

---

PTF

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

# POSTĘPY FIZYKI

TOM 29  
ZESZYT 4  
1978

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ

Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr ADAM KUJAWSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr AUGUST CHEŁKOWSKI

Prof. dr JERZY CZERWONKO

Prof. dr JAN STANKOWSKI

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — „Postępy Fizyki”

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — „Acta Physica Polonica”

Doc. dr TOMASZ HOFMOKL — „Delta”

Prof. dr ROMAN INGARDEN — „Reports on Mathematical  
Physics”

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (*Bydgoszcz*)

Doc. dr STEFAN SZYMURA (*Częstochowa*)

Doc. dr BRONISŁAW JACHYM (*Gdańsk*)

Dr ANDRZEJ SYCZ (*Gliwice*)

Dr JÓZEF KUŹMIŃSKI (*Katowice*)

Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)

Doc. dr KAROL KROP (*Kraków*)

Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)

Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)

Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)

Doc. dr hab. ALEKSANDER SZYMAŃSKI (*Rzeszów*)

Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)

Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI (*Warszawa*)

Prof. dr hab. KAZIMIERZ WOJCIECHOWSKI (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

---

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 29, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1978

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,  
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Adam Sobiczewski

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Barbara Wojtowicz, Marek Szczekowski

*Adres Redakcji:* ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
doc. dr hab. *Witold Wacławek* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
doc. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
doc. dr *Mieczysław Pirog* (Opole)  
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

*Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14*

---

Nakład 2895+105 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk 6<sup>2</sup>/<sub>16</sub>. Papier druk. sat. kl. III.  
70 × 100,80 g. Oddano do składania w czerwcu 1978. Podpisano do druku we wrześniu  
1978. Druk ukończono we wrześniu 1978. Zam. 335/78. E-18. Cena 15.—

---

*Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13*

*Józef Werle*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Wspomnienie o Leopoldzie Infeldzie \*

### In Memory of Leopold Infeld

*Abstract:* This article contains the speech delivered during the special scientific session organized by the Institute for Theoretical Physics of the Warsaw University to memorize the 10th anniversary of Infeld's death. The life story of Infeld, his various activities and his personality are briefly depicted.

Dziesięć lat temu, w nocy z 14 na 15 stycznia 1968 r. zmarł prof. Leopold Infeld, światowej sławy fizyk-teoretyk, znakomity popularyzator nauki, utalentowany pedagog i wychowawca kilku pokoleń fizyków, organizator nauki i nauczania, założyciel i długoletni dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego.

Działal z powodzeniem nie tylko na polu nauki. Pisał również artykuły prasowe na różne tematy, wspomnienia, pamiętniki, a nawet napisał tłumaczoną na wiele języków powieść o wielkim matematyku francuskim Ewaryście Galois. Zyskał międzynarodową sławę utalentowanego i poczytnego pisarza. Był też żarliwym bojownikiem o lepszy, sprawiedliwszy, mądrzejszy i piękniejszy świat.

---

\* Dn. 19 stycznia 1978 r. odbyło się w Warszawie uroczyste konwersatorium poświęcone pamięci profesora Leopolda Infelda, w związku z 10 rocznicą jego śmierci. Odbyło się ono w czasie tradycyjnego, czwartkowego konwersatorium fizyki teoretycznej, prowadzonego przez Infelda przez wiele lat. Tekst wszystkich trzech referatów, wygłoszonych przez J. Werlego, I. Białynickiego-Birulę i A. Trautmana, zamieszczamy poniżej.

Pragniemy jednocześnie zwrócić uwagę Czytelników na to, że ukazała się właśnie (styczeń 1978 r.) książka *Leopold Infeld, His Life and Scientific Work*, wydana w PWN-owskiej serii „Polish Men of Science” pod redakcją Eryka Infelda (syna Leopolda, także fizyka). Książka obejmuje biografię, pełną bibliografię i omówienie prac Infelda, a także przedruk kilku wybranych jego publikacji (Przyp. Red.).



Leopold Infeld w okresie pobytu w Kanadzie

To niecodzienne zestawienie li tylko najważniejszych dziedzin działalności Leopolda Infelda nie jest bynajmniej przesadzone. Reprezentował tak rzadki i cenny typ umysłu ścisłego, a przy tym wszechstronnego, o bardzo szerokiej skali zainteresowań i zdolności oraz o równie szerokiej skali działania. Przy całej swej wszechstronności był jednak daleki od biernego encyklopedyzmu. Nie zadowalał się rozumieniem świata i pragnął brać czynny udział w jego zmienianiu. Nie chciał być tylko inteligentnym obserwatorem zmian zachodzących w nauce, w stosunkach społecznych i politycznych naszego kraju i naszego wieku, lecz występował otwarcie z krytyką, propozycjami i radami, które — o ile wiem — ówczesne władze polskie ceniły bardzo wysoko.

Sukcesy osiągnął stosunkowo późno. Ich źródłem był zarówno wrodzony talent i wszechstronne zdolności naukowe, dydaktyczne i organizacyjne, jak i bogate — choć nieraz gorzkie — doświadczenia życiowe. Z pewnością nie mogła być dla niego wzorem sytuacja panująca na polskich uniwersytetach tuż po I wojnie światowej w czasie jego studiów i tuż potem. Doktorat zrobił pod kierunkiem świętego fizyka Władysława Natansona. Choć był wybitnie zdolnym i ponadto jedynym uczniem Natansona, to jednak nie otrzymał pracy

na uniwersytecie, lecz podjął pracę nauczyciela gimnazjalnego: najpierw w Będzinie, potem w Koninie i wreszcie w Warszawie. Mimo absorbującej pracy nauczyciela, a potem dyrektora gimnazjum, opublikował w ciągu 8 lat (do 1930 r.) 8 oryginalnych prac naukowych. Dopiero w wieku 32 lat w 1930 r. został starszym asystentem, a wkrótce docentem uniwersytetu Lwowskiego.

W latach 30 wszedł też w szeroki świat nauki. Współpracował w tym czasie bardzo owocnie z tak wybitnymi uczonymi, jak Van der Waerden, M. Born i A. Einstein. Niewątpliwie największą sławę naukową przyniosły mu wspólne prace z Einsteinem, w których równania ruchu punktów masowych zostały wyprowadzone z nieliniowych równań pola grawitacyjnego. Jest jednak oczywiste, że również Einstein nie mógł być dla Infelda wzorem wychowawcy, nauczyciela i organizatora. Einstein był raczej typem badacza samotnika i nie stworzył wokół siebie tego, co nazywamy szkołą naukową. Aktywnej — na tak wielu frontach działania — postawy nie mógł więc Infeld przejąć od swoich nauczycieli i mistrzów, lecz wypracował ją sam. Niewątpliwym bodźcem były obserwowane i przeżyte przez niego trudności.

Naukowo-dydaktyczne i organizacyjne zdolności Infelda objawiły się w całej pełni po raz pierwszy w czasie ponad dziesięcioletniej pracy na uniwersytecie w Toronto, gdzie wykształcił wielu znakomitych uczniów. W 1949 r. podjął Infeld decyzję powrotu do Polski. Wrócił na stałe w 1950 r. by — jak często mawiał — chronić młodych, garnących się do nauki ludzi w naszym kraju przed trudnościami, jakie napotykał na początku swojej własnej kariery naukowej.

Byłem jednym z pierwszych asystentów i współpracowników Infelda w Warszawie. Jednocześnie ze mną rozpoczęli pracę w jego katedrze Maciej Suffczyński i Zofia Królikowska. Byłem więc nie tylko świadkiem, lecz także współuczestnikiem i pomocnikiem jego działalności. Przyznam się, że nie interesowała mnie koronna specjalność Infelda, tzn. ogólna teoria względności. Znacznie bardziej interesowała mnie fizyka jądra i cząstek elementarnych. Infeld nie próbował nas przymuszać do wyboru takiego czy innego kierunku, lecz pomagał w wyborze pierwszego tematu zgodnego z indywidualnymi zainteresowaniami. W moim przypadku było to opracowanie analogonu metody przybliżeń Einsteina-Infelda dla równań mezonowej teorii sił jądrowych i obliczenie wynikających z niej relatywistycznych poprawek do znanych już przybliżeń statycznych.

W 1954 r. trzy katedry fizyki teoretycznej UW przekształciły się w Instytut Fizyki Teoretycznej, którego pierwszym dyrektorem został Leopold Infeld. Krótco przedtem przenieśliśmy się do zajmowanego do dziś nowego skrzydła gmachu fizyki, zbudowanego dzięki staraniom Infelda i Pieńkowskiego.

Jako dyrektor prowadził Infeld konsekwentną politykę kadrową, starając się wylawiać spośród studentów fizyki talenty naukowe i zapewnić im optymalne (jak na owe czasy) warunki rozwoju. W walce o nie był gotów na wszystko, nawet na ostrą kłótnię z ministrem. Zżymał się często na obojętność władz, które nie doceniały znaczenia nauki, a w szczególności fizyki.

Niejednokrotnie rozmawiałem z nim na temat zasad polityki naukowej

w instytucie. Za naczelną zasadę uważał Infeld starą lekarską maksymę: „Primum non nocere”. Przede wszystkim nie szkodzić, lecz pomagać. Miał wiele takich zasad, które stanowiły swoisty dekalog dobrego kierownika: „Dobry kierownik placówki naukowej stara się przyciągnąć lepszych od siebie, zły odstrasza lepszych, a wybiera miernoty, na których tle może sam lepiej zabłysnąć”. „Dobry kierownik nie dopisuje się do publikacji naukowych, jeśli jego wkład ma charakter pomocy czysto organizacyjnej”, itp.

Dbał o wytworzenie dobrej atmosfery naukowej, atmosfery życzliwości i zachęty, a nawet pociechy w razie niepowodzeń. Jednocześnie surowo wytykał błędy i niejasności i krytykował braki matematycznej lub fizycznej elegancji. Starał się zapobiegać przejawom obojętności, czy wręcz pogardy, jaka często występuje między naukowcami zajmującymi się różnymi dziedzinami fizyki lub stosującymi różne metody i style myślenia. W bardziej prywatnych rozmowach robił jednak często cięte, a nawet złośliwe uwagi o różnych naukowcach i działaczach. Traktował to jednak z przymrużeniem oka, jako grzech intelektualny, którego trzeba być świadomym, ale grzech zbyt przyjemny, by z nim na serio walczyć.

Jak każdy człowiek aktywny, czy wręcz bojowy, miał wielu przyjaciół i stronników, choć może jeszcze więcej wrogów. Potrafił przyjmować spokojnie nawet gorzkie słowa krytyki od przyjaciół i osób mu życzliwych. Krążyły o nim liczne kalambury i anegdoty, nierzadko dosyć złośliwe. Lubował się w nich wykazując duży samokrytycyzm i zmysł humoru. Oto jedna z tych anegdot: Podczas pobytu V. Weisskopfa w Warszawie Infeld postanowił pójść z nim do kina. Przy kasie było bardzo niewiele osób, ale Infeld przyzwyczajony do rozmów z władzami przedstawił się bileterce i powiedział, że chce się widzieć z dyrektorem kina. Ta, myśląc zapewne, że chodzi co najmniej o nagłą kontrolę NIK-u, poinformowała wielce zdenerwowana, że dyrektora o tej porze nie ma. Infeld zażądał widzenia się z zastępcą. Po kilku minutach poszukiwań okazało się, że ten „właśnie przed chwilą gdzieś wyszedł”. Infeld rozpoczął głośne besztanie personelu kina za brak dyscypliny, nieporządek itp. Obserwujący całą awanturę z boku Weisskopf zbliżył się wreszcie do Infelda i zapytał po angielsku: O co ci chodzi? Przy kasie przecież nie ma już dawno nikogo i rozumiem, że bilety jeszcze są! Infeld ocknął się i wybuchając śmiechem podszedł do kasy po bilety.

Miał Infeld pewną cechę charakteru, która obok wielkich zdolności była niewątpliwie drugim źródłem jego sukcesów. Tą cechą był młodzieńczy zapał, z którym przystępował do każdego działania i który zachował — mimo wyniszczającej choroby — do końca swych dni. Nie był nigdy zasuszonym naukowcem, ani spokojnym, zrównoważonym stoikiem. Żył na widok głupoty i zła, cieszył się osiągnięciami nauki, gospodarki i kultury i zawsze był gotów do walki o lepszy świat.

Takim był Leopold Infeld i takim pozostanie w żywej pamięci tych, którzy go znali.



*Iwo Białynicki-Birula*

Institut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Elektrodynamika Borna-Infelda

### Born-Infeld Electrodynamics

*Abstract:* A short review of the electrodynamics of Born and Infeld is given. Several aspects of this theory which were discovered recently are briefly discussed. The review is based on the lecture delivered at the commemorative seminar held in Warsaw on the occasion of the 10th anniversary of Infeld's death.

W 1933 roku Leopold Infeld wyjechał na rok do Cambridge jako stypendysta Fundacji Rockefellera. Poznał tam Diraca i Rutherforda oraz nawiązał współpracę z Maksem Bornem. Owocem tej współpracy była elektrodynamika Borna-Infelda.

Genezy tej teorii należy szukać w pracach Mie'go z lat 1912 i 1913. Gustaw Mie podjął w nich pierwszą próbę modyfikacji równań elektrodynamiki w otoczeniu ładunków punktowych w celu usunięcia sprzeczności występujących w teorii Maxwella-Lorentza. Źródłem tych sprzeczności była nieskończona energia własna ładunku punktowego. Teoria Mie'go zdobyła w swoim czasie znaczny rozgłos. Hermann Weyl poświęcił jej w książce *Raum, Zeit und Materie* cały rozdział. Szczegółowo opisał ją także Wolfgang Pauli w sławnym artykule przeglądowym poświęconym relatywistycznym teoriom grawitacji i elektromagnetyzmu, napisanym w wieku 21 lat do „Encyklopedii Nauk Matematycznych”.

Celem teorii Mie'go było zastąpienie cząstek obdarzonych ładunkiem oraz pola elektromagnetycznego, występujących obok siebie w teorii Maxwella-Lorentza, jednym obiektem — polem. Była to pierwsza próba stworzenia jednolitej teorii ładunków i pola elektromagnetycznego. Mie nie zdecydował się na wybór konkretnego lagrangianu w swojej teorii, która pozostała w rezultacie jedynie ogólnym schematem. W teorii tej podstawowymi wielkościami polowymi

były pole tensora elektromagnetycznego  $F_{\mu\nu}$  i pole wektorowe  $\Phi_\mu$  spełniające rolę czteropotencjału, ale mające znaczenie fizyczne. Ten ostatni aspekt teorii spotkał się z powszechną choć niezupełnie zasłużoną krytyką. Teoria Proca odkryta w 1929 roku przez Lanczosa i niezależnie w 1936 roku przez Proca charakteryzuje się też tym, że nie jest ona niezmiennicza względem przekształceń cechowania i potencjały mają sens fizyczny.

Maks Born nie tylko znał teorię Mie'go, ale nawet opublikował na jej temat pracę w 1914 roku. Swoją własną teorię nazwał Born w pierwszej pracy szczególnym przypadkiem teorii Mie'go. W przeciwieństwie do Mie'go, Born zaproponował jednak konkretny lagrangian, zależny jedynie od tensora pola elektromagnetycznego:

$$L_B = b^2 \{1 - \sqrt{1 - (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)/b^2}\}, \quad (1)$$

gdzie  $b$  jest stałą o wymiarze natężenia pola. W następnej pracy napisanej wspólnie z Infeldem, autorzy zaproponowali następującą modyfikację lagrangianu Borna:

$$L_{BI} = b^2 \{1 - \sqrt{1 - (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)/b^2 - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})^2/b^4}\}. \quad (2)$$

Jakie argumenty przemawiają za takim wyborem? Jakie szczególne własności ma teoria pola elektromagnetycznego Borna lub Borna-Infelda? Uzasadnienie teorii Borna można podać jedynie w postaci zgrabnego rozumowania heurystycznego, zamieszczonego w pierwszej pracy Borna i Infelda. Pisali oni: „Niepowodzenia obecnej teorii (tzn. teorii Maxwella — przyp. mój) można określić w postaci stwierdzenia, iż narusza ona zasadę skończoności, która głosi, że zadowalająca teoria nie może dopuszczać do tego, by wielkości fizyczne stawały się nieskończone. Zastosowanie tej zasady do prędkości prowadzi do wniosku, że istnieje górna granica prędkości  $c$  i w rezultacie newtonowska funkcja działania  $mv^2/2$  zostaje zastąpiona przez wyrażenie relatywistyczne  $mc^2(1 - \sqrt{1 - v^2/c^2})$ . Zastosowanie do pola elektromagnetycznego\* prowadzi do założenia górnej granicy natężenia pola i do modyfikacji funkcji działania do postaci danej wzorem (1)”.

Wybór lagrangianu teorii Borna-Infelda oparty był także na rozumowaniu heurystycznym, ale zupełnie odmiennego rodzaju. Było ono oparte na przesłankach geometrycznych. Born i Infeld zwrócili uwagę na to, że najprostszą gęstością (a przecież lagrangian jest właśnie gęstością) zbudowaną z tensora kowariantnego drugiego rzędu jest pierwiastek z wyznacznika tego tensora. Jeżeli wziąć jako taki tensor po prostu tensor pola elektromagnetycznego, to dostaniemy teorię trywialną, gdyż lagrangian jest pełną dywergencją. Dodając jednak do tensora pola  $F_{\mu\nu}$  tensor metryczny  $g_{\mu\nu}$  (pomnożony dla zachowania wymiarów przez stałą  $b$ ), otrzymamy teorię Borna-Infelda:

$$L_{BI} = \sqrt{-\text{Det}(bg_{\mu\nu})} - \sqrt{-\text{Det}(bg_{\mu\nu} + f_{\mu\nu})}. \quad (3)$$

Pierwszy wyraz niezależny od pola elektromagnetycznego wprowadzony został po to, by lagrangian zniknął tam, gdzie pola tego nie ma. Można powiedzieć, że

teoria Borna-Infelda jest najoszczędniej zbudowaną teorią pola elektromagnetycznego, niezmienniczą względem dowolnych przekształceń współrzędnych. Jeżeli ograniczyć się do płaskiej przestrzeni i do współrzędnych kartezjańskich, to lagrangian (3) przyjmuje postać (2). Na bieg rozumowania Borna i Infelda, które doprowadziło ich do lagrangianu (3), niewątpliwym wpływ miały prace Einsteina z lat dwudziestych poświęcone próbom zbudowania jednolitej teorii grawitacji i elektromagnetyzmu. W pracach tych dodawał Einstein do tensora metrycznego część antysymetryczną, którą utożsamiał z polem elektromagnetycznym.

Zarówno teoria Borna, jak i teoria Borna-Infelda spełniają oczywiście zasadę odpowiedniości. Dla pól słabych w porównaniu z  $b$  otrzymujemy w granicy teorię Maxwella:

$$L_B \simeq \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) \simeq L_{BI}. \quad (4)$$

W najprostszym \*, ale zarazem bardzo ważnym przypadku czystego pola elektrycznego teoria Borna i teoria Borna-Infelda pokrywają się. Równania elektrostatyki mają w tym przypadku postać:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad (5b)$$

$$\mathbf{D} = \frac{\mathbf{E}}{\sqrt{1 - \mathbf{E}^2/b^2}}. \quad (6)$$

Kulisto-symetryczne rozwiązanie tych równań otrzymujemy, tak jak w teorii Maxwella, kładąc

$$\mathbf{D} = \frac{\mathbf{r} e}{r r^2}. \quad (7)$$

Wybór ten wymaga oczywiście modyfikacji równania na  $D$  w punkcie  $r = 0$ ,

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\delta(\mathbf{r}). \quad (5')$$

Otrzymane w ten sposób rozwiązanie równań pola będzie odpowiadało ładunkowi punktowemu. Pole elektryczne wyznaczone przez odwrócenie związku (6) jest inne niż w teorii Maxwella. Spełnia ono zasadę skończoności osiągając swoją maksymalną wartość  $b$  w punkcie  $r = 0$ :

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{e}{\sqrt{r_0^2 + r^2}}, \quad (8)$$

gdzie  $r_0 = \sqrt{|e/b|}$ . Zgodnie z zasadą odpowiedniości, pole elektryczne przechodzi dla słabych pól, a więc dla dużych  $r$ , w postać wyznaczoną przez teorię Maxwella.

$$\mathbf{E} \simeq \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{e}{r^2}, \quad r \rightarrow \infty. \quad (9)$$

\* W uzupełnieniu podajemy pełny układ równań teorii Borna-Infelda.

Odstępstwa występują jedynie dla odległości porównywalnych z  $r_0$ . Różnicę między polem indukcji elektrycznej a polem elektrycznym tłumaczymy polaryzacją ośrodka — dielektryka. W elektrodynamice Borna-Infelda ośrodkiem tym jest samo pole.

W przeciwieństwie do teorii Maxwella, całkowita energia pola wytworzonego przez ładunek punktowy jest w teorii Borna-Infelda skończona. Gęstość energii dąży co prawda do nieskończoności, gdy  $r \rightarrow 0$ , ale jest to osobliwość całkowalna. Na podstawie ogólnego wzoru na gęstość energii w teorii Borna-Infelda w rozważanym przypadku otrzymamy

$$E = \int d^3r b^2 \{ \sqrt{1 + e^2/r^4 b^2} - 1 \} = 1,2361 \frac{e^2}{r_0}. \quad (10)$$

Opisaną kulisto-symetryczną konfigurację pola Born i Infeld uważali za mode klasycznego elektronu punktowego. Jeżeli przyjąć, że cała masa elektronu jest pochodzenia elektromagnetycznego, to wielkość  $r_0$  staje się w tej teorii równa (z dokładnością do numerycznego czynnika wynikającego z całkowania) klasycznemu promieniowi elektronu.

W teorii Borna-Infelda udaje się zatem uzyskać stabilną konfigurację pola elektromagnetycznego o skończonej wartości energii. Podstawowa trudność teorii — nieskończona wartość energii własnej cząstki punktowej — została usunięta. Można mieć nadzieję, że teoria Borna-Infelda nie zawiera również innych sprzeczności elektrodynamiki Maxwella-Lorentza, na przykład, że nie prowadzi do samorozpędzających się rozwiązań równań ruchu cząstki. Nieliniowość równań tej teorii była jednak dotąd nieprzezwyciężoną przeszkodą w uzyskaniu odpowiedzi na większość bardzo ciekawych pytań z nią związanych.

Po pierwszej fali zainteresowania teorią Borna-Infelda (prace Schroedingera, Feenberga, Pryce'a, Frenkla i innych) nastąpiły lata zastoju. Nie powiodły się wszystkie próby skwantowania nieliniowej elektrodynamiki. Sami autorzy również stracili serce do swojej teorii. Leopold Infeld napisał w latach 1936—1937 kilka prac poświęconych różnym od pierwotnej wersji elektrodynamiki nieliniowej. W jednej z tych prac, opublikowanej w *Physical Review* pisał: „Pytanie, która z wielu możliwych funkcji działania powinna być użyta w nowej teorii pola, jest ciągle bez odpowiedzi”. Jednym z powodów tego sceptycyzmu było odkrycie przez Heisenberga, ze współpracownikami Eulerem i Kockelem, nieliniowych zjawisk występujących w elektrodynamice kwantowej wywołanych kreacją i anihilacją par elektronowych (polaryzacją próżni). Zjawiska te można w przybliżeniu opisać przez efektywny lagrangian teorii nieliniowej różniący się jednak istotnie od lagrangianu Borna-Infelda.

Pod koniec lat sześćdziesiątych, dzięki rozwojowi badań zarówno czysto teoretycznych jak i stosowanych nad różnego rodzaju zjawiskami nieliniowymi w różnych działach fizyki, nastąpił wzrost zainteresowania teorią Borna-Infelda. Rozwijające się metody matematyczne analizy równań nieliniowych były zachętą do szukania ciekawych równań nieliniowych, nadających się do roli królików doświadczalnych. Prowadząc tego typu badania, Guy Boillat i Jerzy

Plebański odkryli w latach 1968—1969 niezależnie bardzo ciekawą własność teorii Borna-Infelda. Było to zarazem potwierdzenie początkowych nadziei Borna i Infelda, że teoria ich jest wyjątkowa. Własność ta dotyczy rozchodzenia się fal.

Fale elektromagnetyczne w teorii nieliniowej są oczywiście, tak jak i w teorii Maxwella, spolaryzowane. Analogicznie jak w elektrodynamice liniowej w ośrodkach anizotropowych, będzie występowało na ogół w teorii nieliniowej zjawisko dwójłomności; prędkość rozchodzenia się fal będzie zależała od ich polaryzacji. Anizotropowym ośrodkiem jest w tym przypadku samo pole. Boillat i Plebański pokazali, że jedyną relatywistyczną nieliniową teorią pola elektromagnetycznego, w której prędkość rozchodzenia się fali nie zależy od polaryzacji, jest elektrodynamika Borna-Infelda.

Nie wiemy nadal, czy elektrodynamika Borna-Infelda stosuje się bezpośrednio do opisu rzeczywistości, ale jest to na pewno jeden z najciekawszych modeli możliwej teorii fizycznej jaki wymyślono.

#### Wybrane artykuły poświęcone klasycznej elektrodynamice Borna-Infelda

- [1] M. Born, On the Quantum Theory of the Electromagnetic Field, *Proc. Roy. Soc. A* **143**, 410 (1934).
- [2] M. Born, L. Infeld, Foundations of the New Field Theory, *Proc. Roy. Soc. A* **144**, 425 (1934).
- [3] E. Feenberg, On the Born-Infeld Field Theory of the Electron, *Phys. Rev.* **47**, 148 (1935).
- [4] M. H. L. Pryce, On the New Field Theory, *Proc. Roy. Soc. A* **155**, 597 (1936).
- [5] G. Boillat, Nonlinear Electrodynamics: Lagrangians and Equations of Motion, *J. Math. Phys.* **11**, 941 (1970).
- [6] J. Plebański, Lectures on Non-Linear Electrodynamics, NORDITA, powielone wykłady, Kopenhaga 1970.

Artykuły Borna i Infelda ukazały się w zbiorze wybranych prac Leopolda Infelda wydanym przez PWN w cyklu Polish Men of Science (patrz przypis Redakcji na wstępie artykułu J. Werlego).

#### UZUPEŁNIENIE

Dla ilustracji rozważań przedstawionych w tekście podaję najważniejsze związki obowiązujące w elektrodynamice Borna-Infelda.

Równania Eulera-Lagrange'a otrzymane z lagrangianu danego wzorem (2) mają postać równań Maxwella w ośrodku

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{H} = 0,$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0,$$

z tym, że związki między natężeniami pola  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  oraz wektorami indukcji  $\mathbf{B}$  i  $\mathbf{D}$  dane są wzorami

$$\mathbf{D} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{E}} = \frac{\mathbf{E} + P\mathbf{B}}{\sqrt{1 - 2S - P^2}}, \quad \mathbf{H} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B} - P\mathbf{E}}{\sqrt{1 - 2S - P^2}},$$

gdzie  $S$  i  $P$  są niezmiennikami pola elektromagnetycznego,

$$S = (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)/2b^2, \quad P = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}/b^2.$$

Ciekawą postać ma wzór na gęstość energii  $E(\mathbf{r})$  w teorii Borna-Infelda wyrażony przez wektory indukcji:

$$E(\mathbf{r}) = b^2 \left\{ \sqrt{1 + (\mathbf{D}^2 + \mathbf{B}^2)/b^2 + (\mathbf{D} \times \mathbf{B})^2/b^4} - 1 \right\}.$$

Widać z niego, że gęstość energii jest zawsze dodatnia.

*Stanisław L. Bażański, Andrzej Trautman*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Prace Leopolda Infelda na temat równań ruchu

### Leopold Infeld's Research on the Problem of Motion

*Abstract:* The article is a review, intended for non-specialists, of Leopold Infeld's research on the problem of motion in general relativity. It is based on a lecture delivered at the commemorative seminar held in Warsaw on January 19, 1978.

Równania ruchu w ogólnej teorii względności to temat, którego powstanie i rozwój są trwale związane z osobą Leopolda Infelda. Zagadnieniem tym zainteresował się on wkrótce po przybyciu do Instytutu Studiów Zaawansowanych w Princeton w r. 1936, kiedy to rozpoczęła się jego współpraca z Albertem Einsteinem. Jej wynikiem były trzy wspólne publikacje poświęcone problemowi ruchu. Stały się one punktem wyjścia blisko czterdziestu późniejszych prac, napisanych przez Infelda bądź samodzielnie, bądź też wspólnie z kolejnymi współpracownikami. Znaczna część tych prac powstała w Warszawie. Tematyce tej pozostał Infeld wierny do końca życia. Tylko wojna i związane z nią programy badawcze rządu kanadyjskiego skłoniły go do zajęcia się na pewien czas teorią anten i rozchodzenia się fal elektromagnetycznych.

Pierwszą pracą na temat związku równań ruchu z równaniami pola ogólnej teorii względności była opublikowana w r. 1927 praca Einsteina z Grommerem [1]. Praca ta oparta była na rozumowaniu, które zawierało wiele elementów heurystycznych i niezbyt dokładnie, jak na dzisiejsze wymagania, sprecyzowanych. Zawierała jednak bardzo ważne wnioski. Jednym z nich było stwierdzenie, że na mocy równań pola ogólnej teorii względności linia świata osobliwości w polu grawitacyjnym, statycznym lub stacjonarnym, musi być, przynajmniej w najniższym przybliżeniu słabego pola, linią geodezyjną.

Fakt ten przeciwstawia ogólną teorię względności innym teoriom pola — szczególnie zaś elektrodynamice Maxwella-Lorentza, w której równania ruchu są

niezależne od równań pola. Aby to dokładniej wyjaśnić przypomnijmy, że w elektrodynamice zachodzi prosty związek pomiędzy dywergencją całkowitego tensora energii — pędu pola i cząstek. Oznaczając

$$T_a^\beta = T_a^\beta + T_a^\beta,^{(e)}$$

gdzie

$$T_a^\beta = -\frac{1}{4\pi} \left( f_{\alpha\epsilon} f^{\beta\epsilon} - \frac{1}{4} \delta_a^\beta f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \right)$$

jest tensorem energii-pędu pola elektromagnetycznego  $f_{\alpha\beta}$ , a

$$T_a^\beta = \mu u_a u^\beta$$

jest tensorem energii-pędu cząstek, których gęstość masy jest równa  $\mu$ , a  $u^\alpha$  jest polem ich wektora czteropędkości, mamy

$$T_a^\beta{}_{;\beta} = \frac{1}{8\pi} (f_{\alpha\beta;\gamma} + f_{\beta\gamma;\alpha} + f_{\gamma\alpha;\beta}) f^{\beta\gamma} + \frac{1}{4\pi} f_{\alpha\lambda} (f^{\lambda\beta}{}_{;\beta} + 4\pi j^\lambda) + \mu \frac{D u_a}{ds} - f_{\alpha\lambda} j^\lambda, \quad (1)$$

gdzie  $j^\alpha$  jest czterowektorem gęstości prądu. Wskaźniki greckie w całym artykule przebiegają wartości 0, 1, 2, 3, a łacińskie 1, 2, 3. Równość ta jest związkiem pomiędzy równaniami Maxwella, równaniami ruchu Lorentza i dywergencją całkowitego tensora energii-pędu:

$$\text{Div } T = f \times \text{równania Maxwella} + \text{równania ruchu}. \quad (2)$$

Typowym sposobem jej wykorzystania jest posłużenie się nią do wyprowadzenia zasady zachowania energii i pędu dla układu składającego się z pola i wytwarzających je cząstek. Jeśli pole spełnia równania Maxwella, a cząstki poruszają się zgodnie z równaniami ruchu Lorentza, to z (2) wynika, że lokalnie spełniona jest zasada zachowania energii. Tożsamością (2) można również posłużyć się w celu ukazania mechanizmu wynikania równań ruchu z innych elementów teorii. Jeśli w elektrodynamice klasycznej pole w pewnym obszarze spełnia równania Maxwella, a dywergencja całkowitego tensora energii pola i cząstek znika, to tożsamość (2) zapewnia, iż automatycznie spełnione będą równania ruchu ładunków punktowych. Widać więc, że w elektrodynamice obok równań pola przyjąć trzeba jeszcze jeden niezależny postulat, którym mogą być albo równania ruchu cząstek punktowych albo zasada zachowania.

Inaczej przedstawia się sprawa w ogólnej teorii względności, w której równania pola są postaci,

$$G^{\mu\nu} = -8\pi\kappa T^{\mu\nu}, \quad (3)$$

gdzie  $G^{\mu\nu}$  jest tensorem Einsteina wyznaczonym przez tensor metryczny czasoprzestrzeni i jego pierwsze oraz drugie pochodne. Dywergencja tensora Einsteina jest tożsamościowo równa zeru,  $G^{\mu\nu}{}_{;\nu} \equiv 0$ , a stąd na mocy równań Einsteina również  $T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$ . Znikanie dywergencji całkowitego tensora energii pędu nie jest



więc teraz postulatem, lecz wnioskiem wynikającym z teorii grawitacji. Wystarczy zatem przyjąć jeden tylko postulat — równania pola (tzn. równania Einsteina i ewentualnie równania innych pól, jeśli one występują), żeby z tożsamości typu (2) jako wniosek otrzymać równania ruchu cząstek punktowych.

Powstaje pytanie, co jest powodem tak odmiennego statusu problemu ruchu w ogólnej teorii względności? Einstein i Grommer [1] dopatrywali się przyczyny takiego stanu rzeczy w nieliniowości równań pola grawitacyjnego. Podana przez nich motywacja była wielokrotnie powtarzana w rozmaitych kontekstach: Przypuśćmy, że dany jest dowolnie poruszający się elektron  $E_1$ , który wytwarza pole  $f_1$  będące rozwiązaniem liniowym równań pola. Niech ponadto dany będzie inny, rozpatrywany oddzielnie i inaczej się poruszający elektron  $E_2$ , który wytwarza pole  $f_2$  spełniające te same równania pola. Jeśli oba elektrony będzie się rozpatrywać jednocześnie, to całkowite pole, na mocy liniowości równań pola, będzie równe  $f_1 + f_2$  i będzie miało osobliwości wzdłuż tych samych linii świata  $E_1$  i  $E_2$ , czyli elektrony wykonywać będą te same ruchy co poprzednio. Stąd Einstein i Grommer wyciągnęli wniosek, że w teorii liniowej ruch jest niezależny od równań pola, a tym samym, jeśli równania ruchu wynikają z równań pola, bądź są przez nie w jakikolwiek inny sposób ograniczone, to odpowiedzialna za to powinna być nieliniowość równań pola. Dziś wiemy, że w przypadku elektrodynamiki rozumowanie to jest w pełni słuszne (z wyjątkiem ostatniego wniosku) i pokazuje raz jeszcze to tylko, że w elektrodynamice równania pola i ruchu są niezależne. Około roku 1960 w Warszawie Infeld wraz z uczniami doszli do wniosku, że rozumowanie to nie jest jednak słuszne uniwersalnie dla każdej liniowej teorii pola \* z tego prostego powodu, że jego przesłanki nie mają charakteru uniwersalnego. Nie jest bowiem prawdą, że każda teoria liniowa będzie dopuszczała rozwiązanie reprezentujące jedno nawet dowolnie poruszające się źródło punktowe — „elektron”  $E_1$  — które będzie wytwarzać pole  $f_1$ . Na przykład, w tzw. zlinearyzowanej teorii grawitacji dozwolone są tylko rozwiązania reprezentujące pojedyncze źródło punktowe poruszające się ruchem jednostajnym po linii prostej, przy czym to ograniczenie ruchu jest konsekwencją warunków całkowalności jakie muszą być spełnione przez równania pola teorii zlinearyzowanej. Zasada superpozycji dopuszcza oczywiście rozwiązania będące superpozycją rozwiązań wspomnianego typu, ale będą one reprezentowały dwie lub więcej cząstek punktowych poruszających się ruchem jednostajnym po liniach prostych, a więc nie oddziałujących z sobą fizycznie.

Dziś już wiemy, przede wszystkim w wyniku badań prowadzonych przez Infelda i jego uczniów, że powodem wynikania równań ruchu z równań pola ogólnej teorii względności nie jest nieliniowość, lecz ogólna niezmienniczość tej teorii. Z jednej strony leży ona u podstaw tożsamości  $G^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$ , a z drugiej powoduje, że zmienne dynamiczne  $g_{\mu\nu}$  nie są wyznaczone z równań pola jednoznacznie, lecz z dokładnością do czterech dowolnych funkcji, których ustalenie

\* Niezależnie, w ramach opracowanej przez siebie metody przybliżeń, do tego samego wniosku doszli Havas i Goldberg [4].

jest równoważne wyborowi układu współrzędnych w czasoprzestrzeni. Swoboda ta jest swego rodzaju niezmienniczością cechowania analogiczną do cechowania potencjałów w elektrodynamice. Ta „niezmienniczość cechowania” ogranicza ruch źródeł pola grawitacyjnego, a w niektórych przypadkach pozwala go wyznaczyć dzięki mechanizmowi, który jest analogiczny do związku pomiędzy cechowaniem potencjałów i zasadą zachowania ładunków w elektrodynamice klasycznej.

Zobaczmy, na przykład, jak przedstawia się kwestia równań ruchu w najprostszych przypadku materii pyłowej, opisanej jako ciecz doskonała o gęstości  $\mu$  i znikającym ciśnieniu. Wtedy  $T^{\mu\nu} = \mu w^\mu w^\nu$  i z równań (3) oraz z prawa zachowania masy  $(\mu w^\alpha)_{;\alpha} = 0$  otrzymamy  $\mu w^\mu{}_{;\nu} w^\nu = \frac{Dw^\mu}{ds} = 0$ , czyli linie prądu pyłu muszą być liniami geodezyjnymi.

Powyższy elementarny przykład znany był od bardzo dawna. Einstein uważał jednak, że tensor energii-pędu jest tymczasowym, fenomenologicznym opisem materii. Spodziewał się, że opis ten zostanie zastąpiony przez jednolitą teorię pola, w której będą występowały pola czysto geometryczne mające, między innymi, dostarczyć informacji na temat pól fizycznych, cząstek elementarnych itp. Za bardziej zadowalające, choć też tymczasowe, uważał Einstein podejście, w którym cząstki miały być opisywane przez osobliwości pustej czasoprzestrzeni. Ten punkt widzenia był już przyjmowany w pracy Einsteina i Grommera, a w bardziej konsekwentnej postaci został rozwinięty w pracy Einsteina, Infelda i Hoffmanna z 1938 r. [2]. Punktem wyjścia tych autorów były więc nie równania (3), lecz równanie próżniowe,  $G^{\mu\nu} = 0$ , w obszarze poza osobliwościami reprezentującymi materię. Ponieważ spełniona jest tożsamość

$$\sqrt{-g} G_\mu{}^\nu = 8\pi\kappa[\sqrt{-g} t_\mu{}^\nu + (\sqrt{-g} U_\mu{}^{\alpha\nu})_{;\alpha}],$$

w której  $t_\mu{}^\nu$  jest einsteinowskim pseudotensorem energii-pędu, będącym liniową funkcją pierwszych pochodnych cząstkowych tensora metrycznego, a  $U_\mu{}^{\alpha\nu}$  są tzw. superpotencjałami, zależącymi liniowo od pierwszych pochodnych tensora metrycznego i antysymetrycznymi we wskaźnikach  $\alpha$  i  $\nu$ , to równania pola można przedstawić w postaci

$$(\sqrt{-g} U_\mu{}^{sk})_{;s} + (\sqrt{-g} U_\mu{}^{ok})_{;o} + \sqrt{-g} t_\mu{}^k = 0. \quad (4)$$

Całkując (4) po dwuwymiarowej powierzchni przestrzennej nie przechodzącej przez żadne osobliwości i takiej, że jej wektor normalny  $n_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ , jest ortogonalny do linii współrzędniowej czasu, otrzymuje się

$$\frac{d}{dt} \int \sqrt{-g} U_\mu{}^{ok} n_k dS + \int \sqrt{-g} t_\mu{}^k n_k dS = 0. \quad (5)$$

Jak już mówiliśmy, wielkości pod całką zależą od tensora metrycznego czasoprzestrzeni i jego pierwszych pochodnych cząstkowych. Podstawiając do (5) jakiegokolwiek ściśle rozwiązanie próżniowych równań Einsteina, nie otrzy-

mamy żadnej nowej zależności, gdyż równanie (5) spełnione będzie tożsamościowo. Problem jednak, między innymi, polega na znalezieniu rozwiązań równań pola grawitacyjnego. W pracy [2] sformułowano więc metodę przybliżeń sprawdzającą równania pola (4) w każdym kolejnym jej kroku do równania Laplace'a i rozwiązano te równania z warunkami asymptotycznymi w nieskończoności, które wybierały tylko rozwiązania typu biegunowego i ponadto zapewniały dla dużych odległości odpowiedniość z teorią Newtona. Równania (5) zapisane z dokładnością do  $n$ -tego przybliżenia tej metody zawierały tylko znane pola (rzędu mniejszego niż  $n$ ) i były nietrywialnymi równaniami ruchu dla  $\mu = 1, 2, 3$ , a dla  $\mu = 0$  zasadą zachowania energii.

Sama metoda przybliżeń, nazwana od pierwszych liter nazwisk jej twórców metodą EIH, była wtedy w 1938 r. swego rodzaju innowacją. Jeszcze w roku 1918 Einstein przy dyskusji promieniowania grawitacyjnego wprowadził metodę przybliżeń opartą na założeniu, że pole grawitacyjne jest słabe i tylko nieznacznie różni się od pola tensora metrycznego przestrzeni Minkowskiego. Ta mała poprawka była z założenia proporcjonalna do stałej grawitacyjnej  $\kappa$ . Na mocy równań pola spełniała ona równanie d'Alemberta, a ruch, jaki stąd wynikał, był ruchem trywialnym, bez oddziaływań. Jeśli metodę tę sformułuje się tak, aby otrzymywać poprawki wyższych rzędów (a czyniono to mniej lub bardziej konsekwentnie w wielu pracach, przy czym do najbardziej reprezentatywnych należą tu prace [3, 4]), to w następnym kroku otrzyma się ruch po trajektoriach krzywoliniowych, prawie zamkniętych. Żądanie, aby poprawka była mała, ogranicza stosowalność metody do czasów małych w porównaniu z okresem ruchu, co powoduje, że metoda ta jest mało przydatna przy dyskusji efektów sekularnych. Aby temu zaradzić, w metodzie EIH przyjmuje się inne założenia. Podstawowy cel polega na takim sformułowaniu metody, aby w jej najniższym rzędzie otrzymać równanie Newtona zagadnienia  $n$  ciał (w naszej dyskusji przyjmujemy  $n = 2$ )

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = (-1)^i \kappa \frac{m_1 m_2}{r} \frac{\mathbf{r}}{r}; \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1; \quad i = 1, 2. \quad (6)$$

Jak widzimy, przyspieszenie i wyraz liniowy w  $\kappa$  występują tu na równych prawach, powinny więc być jednakowego rzędu. Jeśli ponadto w pierwszym przybliżeniu ma się otrzymać ruch nierelatywistyczny, to ruchy cząstek muszą być powolne, czyli  $v \ll c$ , i parametrem rozwinięcia powinno być  $v/c$ . Dalej, na mocy twierdzenia o wirale, odniesionego do newtonowskiego przypadku  $n$  ciał,  $v^2$  powinno być tego samego rzędu co  $\kappa m/r$ , a więc

$$\frac{v^2}{c^2} \sim \frac{\kappa m}{c^2 r}. \quad (7)$$

Aby to sformalizować Einstein, Infeld i Hoffmann przyjęli założenie, że wszystkie odległości są wielkościami zerowego rzędu, a prędkości są rzędu pierwszego. Wtedy ich kwadrat będzie rzędu drugiego, a z wniosku (7) twierdzenia o wirale również masy muszą być rzędu dwa. To z kolei, wobec równań (6), powoduje,

że także przyspieszenia są rzędu drugiego, co oznacza, że wszystkie różniczkowania względem czasu podwyższają rząd rozważanej wielkości o jeden. Rozwinięcie względem  $1/c$  wyrażenia na potencjał (opóźniony lub przedwczesny) skalarnej teorii promieniowania ze źródłem punktowym o natężeniu  $a(t)$  prowadzi do

$$\frac{a\left(t \mp \frac{r}{c}\right)}{r} = \frac{a(t)}{r} \mp \frac{1}{c} \dot{a}(t) + \frac{1}{2c^2} r \ddot{a}(t) + \dots \quad (8)$$

Widzimy, że zgodnie z powyższymi regułami wielkość  $a$  występuje tu w rzędzie zero,  $\dot{a}$  — w pierwszym itd. (i to rozróżnienie rzędów zachowa się, jeśli nawet przyjmie się jednostki, w których  $c = 1$ ). Z (8) wynika też, że rozwinięcie tzw. potencjału stojącego  $(2r)^{-1}[a(t-r/c) + a(t+r/c)]$  będzie zawierać tylko wyrazy rzędu parzystego (równego  $2n$ , gdzie  $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Potencjał ten jest rozwiązaniem równania d'Alemberta z warunkami granicznymi w nieskończoności wykluczającymi promieniowanie. Przez analogię, w pracy [2] zakładano, ponieważ autorów nie interesowało zagadnienie promieniowania, że rozwinięcie składowych tensora metrycznego zawiera wyrazy tylko rzędu parzystego, w przypadku  $g_{00}$  i  $g_{mn}$  ( $m, n = 1, 2, 3$ ), lub tylko rzędu nieparzystego, w przypadku  $g_{0m}$ .

W [2] pokazano, że w najniższym, trzecim rzędzie tak sformułowanej metody przybliżeń równania (5) dla  $\mu = 0$  pozwalają wyznaczyć masy jako stałe całkowania, a w rzędzie czwartym, dla  $\mu = k$ , prowadzą do newtonowskich równań ruchu (6). W piątym rzędzie, dla  $\mu = 0$ , równania (5) wyznaczają relatywistyczne i grawitacyjne poprawki do mas, a w szóstym rzędzie, dla  $\mu = k$ , prowadzą do pozanewtonowskich równań ruchu, które są najważniejszym wynikiem praktycznym tej pracy. Równania te opisują ruch układu  $n$  ciał o porównywalnych masach, z uwzględnieniem poprawek ogólnorelatywistycznych. Za ich pomocą wyznaczono relatywistyczne orbity gwiazd podwójnych [5].

Metoda EIH pozwala więc w kolejnych swych krokach skonstruować ciąg teorii grawitacji, z ducha newtonowskich, które stanowią jakby pośrednie etapy przy przejściu korespondencyjnym od ogólnej teorii względności do mechaniki newtonowskiej. Jako metoda dokonywania przejścia korespondencyjnego (lub nawet przejść, bo w każdym jej przybliżeniu dokonuje się przejścia do innej teorii), musi po pierwsze, zawierać pewne elementy, które z punktu widzenia ogólnej teorii względności jako modelu matematycznego są arbitralne, ale które można uzasadnić intuicyjnie. Z tego też, po wtóre, powodu, byłoby rzeczą bardzo trudną, przy obecnym stanie wiedzy, w ogóle sformułować, a nie tylko rozwiązać, problem zbieżności tej metody. Można się jedynie zapytać jakie są intuicyjne przesłanki, które pozwalają przypuszczać, że jest ona metodą fizycznie uzasadnioną, co znaczy, że kolejne jej kroki będą w coraz to lepszym stopniu opisywać rzeczywiste ruchy układu obiektów oddziałujących grawitacyjnie, a ponadto jakie są warunki, w których te przesłanki będą zrealizowane. Otóż, na pewno z intuicją zgodne będzie żądanie, aby kolejne poprawki były

coraz to mniejsze, czyli żeby parametr rozwinięcia  $v/c \ll 1$ . Typową prędkością ciała w układzie wykonującym ruch skończony będzie  $v = r/T$ , gdzie  $r$  jest średnim rozmiarem orbity, a  $T$  średnim okresem ruchu. Z okresem tym jest związana charakterystyczna długość fali  $\lambda = cT$  i wobec tego  $v \ll c$  pociąga za sobą  $r \ll \lambda$ . Z drugiej strony, na mocy twierdzenia o wiriale, z  $v \ll c$  wynika, że  $\kappa m/c^2 v \ll 1$ , czyli

$$\kappa m/c^2 \ll r \ll \lambda.$$

Należy się więc spodziewać, że metoda EIH będzie doörze funkcjonować w przypadku układów, w których odległości pomiędzy ciałami będą małe w porównaniu z charakterystyczną długością fali układu oraz duże w porównaniu z promieniami grawitacyjnymi ciał (równymi  $2\kappa m/c^2$ ). To ostatnie zostało potwierdzone ściśle przez rozwiązanie metodą EIH zagadnienia jednego ciała i zbadanie warunków jego zbieżności do ściśłego rozwiązania Schwarzschilda [6].

Postępowanie podane w pracy EIH zostało rozwinięte i udoskonalone w następnych dwóch wspólnych pracach Infelda i Einsteina [7, 8] poświęconych zagadnieniu ruchu. W pierwszej z tych prac został przedyskutowany wpływ transformacji układu współrzędnych, a w drugiej wprowadzono szereg technicznych udoskonaleń i przedstawiono cały problem *ab initio*. W rezultacie praca [8] stanowi ostateczną i pełną pod względem logicznym wersję otrzymywania równań ruchu metodą całek powierzchniowych.

Pomimo iż problem ruchu  $n$  ciał ciężkich został rozstrzygnięty w znaczeniu opisywanym powyżej, nie oznaczało to, że tym samym został też rozstrzygnięty analogiczny problem ruchu ciała próbnego w danym polu zewnętrznym. Spowodowane to jest specyfiką metody EIH, która jest dostosowana do opisu powolnych ruchów i słabych pól, podczas gdy ciało próbne jest modelem niezmiernie małego ciała mogącego się poruszać również w bardzo silnych polach. W pierwotnej wersji ogólnej teorii względności przyjmowany był postulat, że ruchy ciał próbnych są opisywane liniami geodezyjnymi w czasoprzestrzeni. Jeśli jednak równania ruchu ciał ciężkich wynikają z równań pola, tym bardziej powinien z nich wynikać postulat o geodezyjnych. Problem ten został podjęty w pracy Infelda i Schilda [9]. Sformułowali oni metodę przybliżeń, w której parametrem była masa ciała i przedyskutowali proces graniczny określony na ciągu coraz to mniejszych cząstek, których masy dążyły do zera i na odpowiadającym im ciągu pól grawitacyjnych dążących w granicy do pola zewnętrznego. Wynikiem ich pracy było stwierdzenie, że postulat geodezyjny jest rzeczywiście konsekwencją równań pola ogólnej teorii względności.

Po powrocie do Warszawy Leopold Infeld kontynuuje swą pracę w dziedzinie równań ruchu. W okresie tym podaje on nowe sformułowanie problemu [10], w którym osobliwości reprezentujące materię były opisywane za pomocą tensora energii pędu zawierającego funkcję  $\delta$ -Diraca. W sformułowaniu tym była nadal wykorzystywana metoda przybliżeń EIH. Odzwierciedlało ono związek pomiędzy metodą otrzymywania równań ruchu za pomocą całek powierzchniowych z metodami, w którym materia była opisywana rozciągląym tensorem energii pędu.

Nowa metoda Infelda uczyniła technikę otrzymywania równań ruchu bardziej przejrzystą i sprowadzała ją do kilku zaledwie kroków rachunkowych, co było ogromnym postępem w stosunku do prac poprzednich, które podawały w zasadzie tylko wyniki, gdyż obliczenia były zbyt obszerne, aby móc je publikować. W rezultacie, pojawił się teraz problem wyrażen nieskończonych, podobny do tego jaki występuje w innych teoriach pola, lecz dodatkowo skomplikowany przez nieliniowość teorii. W rachunkach bowiem wystąpiły całki  $\int_{-\infty}^{\infty} x^{-p} \delta(x) dx$  ( $p = 1, 2, \dots$ ) po obszarze zawierającym osobliwość. Jeśli na całki z funkcją  $\delta$  patrzeć, jak to często czynili wtedy fizycy, jako na granicę całek zawierających „rozmyte” modele funkcji  $\delta(x, \varepsilon)$ , będące funkcjami dodatnimi, to powyższe wyrażenie będzie rozbieżne. Infeld we wspólnej pracy z Plebańskim [11] zaproponowali, aby całki z funkcją  $\delta$  w zagadnieniu ruchu rozumieć jako granice całek zawierających pewną wyróżnioną klasę modeli oscylujących  $\hat{\delta}(x, \varepsilon)$ . Wtedy dla skończonych wartości wykładnika ( $p = 1, 2, \dots, k$ ) granice odpowiadające wyrażeniom typu  $\int_{-\infty}^{\infty} x^{-p} \delta(x) dx$  będą równe zeru. Te wyróżnione modele Infeld i Plebański nazwali „dobrymi” funkcjami  $\delta$ . Pozwalały one określić procedurę usuwania nieskończoności z równań ruchu przynajmniej w kilku najniższych rzędach metody EIH.

Postępowanie opisujące funkcję  $\delta$  za pomocą modeli  $\hat{\delta}(x, \varepsilon)$  nie jest zadowalające z punktu widzenia analizy matematycznej (występują w nim nieuzasadnione zmiany kolejności wykonywania kilku przejść granicznych) i służyć może jedynie jako argument natury heurystycznej. We współczesnej analizie matematycznej „funkcje”  $\delta$  są (obok funkcji gładkich w zwykłym sensie) obiektami teorii dystrybucji lub innych teorii jej równoważnych. Powstaje pytanie, czy obserwacja Infelda i Plebańskiego, że istnieją modele dobrych  $\hat{\delta}(x)$  nie mogłaby znaleźć swego odpowiednika lub uzasadnienia w teorii dystrybucji czy też innej teorii matematycznej. O ile wiemy, pytanie to pozostało, jak dotychczas, bez odpowiedzi.

Wokół zagadnień podjętych przez Infelda w pracy [10] koncentrowało się wiele tematów innych jego prac, pisanych w tym okresie, jak też prac jego uczniów. Jednym z zagadnień podjętych przez Infelda była kwestia formułowania równań ruchu cząstek przez konstruowanie na podstawie równań pola lagrangianu zawierającego tylko mechaniczne stopnie swobody i prowadzącego bezpośrednio do równań ruchu [12] (lagrangian taki bywa niekiedy nazywany lagrangianem typu Fokkera). W pracy [13] znaleziono kryteria, jakie muszą spełniać rozwiązania równań pola, aby istniał taki lagrangian oraz pokazano, że formułowanie równań ruchu poprzez lagrangian typu Fokkera jest najbardziej ekonomiczną metodą znajdowania postaci równań pozanewtonowskich, gdyż cała nowa informacja potrzebna w tym przybliżeniu jest zawarta w jednej tylko funkcji, którą trzeba wyznaczyć jako poprawkę do jednej ze składowych, mianowicie  $g_{00}$ , tensora metrycznego w tym przybliżeniu.

Syntezą prac Infelda i jego szkoły była monografia L. Infelda i J. Plebań-

skiego [14], którą można uważać za zamknięcie pewnego etapu w badaniach Infelda nad, jak możemy to dziś nazwać, mechaniką typu Einsteina-Infelda.

W okresie tym Leopold Infeld był nastawiony sceptycznie do kwestii czy promieniowanie grawitacyjne prowadzi do efektów niezależnych od układów współrzędnych. Problemem tym interesował się jeszcze w czasach kanadyjskich. Od dawna było rzeczą wiadomą, o czym już wspomnieliśmy, że promieniowanie jest w metodzie EIH opisywane przez wyrazy rzędu nieparzystego w przypadku składowych  $g_{00}$  i  $g_{ki}$  oraz parzystego dla składowej  $g_{0m}$ . Jeszcze w 1938 r. w [15], oraz w kilku późniejszych pracach, Infeld pokazał, że wyrazy te nie będą miały wpływu na równania ruchu do ósmego rzędu włącznie (równania pozanewtonowskie pojawiają się w szóstym rzędzie) i wielokrotnie wypowiadał hipotezę, że za pomocą odpowiedniej transformacji układu współrzędnych prawdopodobnie można będzie usunąć wyrazy związane z promieniowaniem w wyższych rzędach. Nietrudno pojąć fizyczną przyczynę niewystępowania w najniższych rzędach wyrazów promienistych, jeśli się przypomni, że w elektrodynamice, na skutek zasady zachowania ładunku, nie może występować promieniowanie biegunowe (monopolowe), lecz tylko promieniowanie związane z multipolami wyższych rzędów. W teorii grawitacji, na skutek zasad zachowania energii i pędu, zabronione jest również promieniowanie dipolowe, a możliwe jest dopiero promieniowanie kwadrupolowe lub wyższe, które jako odpowiednio słabsze będzie miało wpływ na wyższe rzędy metody przybliżeń. Problem promieniowania grawitacyjnego był dodatkowo jeszcze utrudniony przez nielokalizowalność energii i pędu pola grawitacyjnego. Trudności te powodowały, że różni autorzy otrzymywali rozmaite wyrażenia na siłę tarcia promienistego, a nawet nie było jednomyślności czy cząstki są na skutek promieniowania spowalniane, czy też przyspieszane.

Ostatnie dwa lata życia Infeld poświęcił sprawie wyjaśnienia roli promieniowania grawitacyjnego w układach cząstek. We wspólnej pracy z R. Michalską-Trautman [16] uogólnił warunki istnienia zasad typu Fokkerowskiego pokazując, że w pewnych sytuacjach niespełnienie tych warunków oznacza utratę energii przez układ cząstek i prowadzi do siły tarcia promienistego, która powoduje spowalnianie ich ruchu. Wynik ten zaprzeczał więc hipotezie głoszonej przez Infelda poprzednio. Nękania długotrwałą chorobą, na kilka zaledwie tygodni przed swą śmiercią, dochodzi Infeld, przy współpracy R. Michalskiej-Trautman, do dalszych ciekawych wyników wykazując, że całkowita energia wypromienowana przez układ cząstek i zmierzona w nieskończoności jest równa stracie energii układu spowodowanej przez siłę tarcia promienistego. Wyniki te zostały spisane i opublikowane już po jego śmierci [17, 18].

Jednym z ulubionych powiedzeń Infelda było stwierdzenie, że nikt jeszcze nikogo nie przekonał za pomocą samej jedynie dyskusji, że każdą zmianę poglądów każdy musi wypracować sam dla siebie, na swój własny sposób, a nie należy mu w tym przeskadzać. I właśnie ostatni okres jego życia był wspaniałą praktyczną ilustracją tej jego zasady. Swym heroicznym poszukiwaniem prawdy udowodnił, iż na przekór schorowanemu organizmowi, umysł jego pozostał elastyczny i młody. I taki jego obraz zachował się w pamięci uczniów.

## Literatura \*

- [1] A. Einstein, J. Grommer, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys.-Math.*, Kl. 2 (1927).
- [2] A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.* **39**, 65 (1938).
- [3] B. Bertotti, J. Plebański, *Ann. Phys.* **11**, 169 (1960).
- [4] P. Havas, J. N. Goldberg, *Phys. Rev.* **128**, 398 (1962).
- [5] H. P. Robertson, *Ann. Math.* **39**, 101 (1938).
- [6] A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sci.*, Cl. III **4**, 443 (1956).
- [7] A. Einstein, L. Infeld, *Ann. Math.* **41**, 455 (1940).
- [8] A. Einstein, L. Infeld, *Canad. J. Math.* **1**, 209 (1949).
- [9] L. Infeld, A. Schild, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 408 (1949).
- [10] L. Infeld, *Acta Phys. Pol.* **13**, 187 (1954).
- [11] L. Infeld, J. Plebański, *Bull. Acad. Polon. Sci.*, Cl. III **4**, 687 (1956).
- [12] L. Infeld, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 398 (1957).
- [13] J. Plebański, S. Bażański, *Acta Phys. Pol.* **18**, 307 (1959).
- [14] L. Infeld, J. Plebański, *Motion and Relativity*, Pergamon Press, London and PWN, Warszawa 1960.
- [15] L. Infeld, *Phys. Rev.* **53**, 836 (1938).
- [16] L. Infeld, R. Michalska-Trautman, *Ann. Phys.* **40**, 374 (1966).
- [17] L. Infeld, R. Michalska-Trautman, *Ann. Phys.* **55**, 576 (1969).
- [18] L. Infeld, R. Michalska-Trautman, *Ann. Phys.* **55**, 561 (1969).

---

\* Podajemy tu tylko spis prac cytowanych w tekście. Pełny wykaz prac Leopolda Infelda znaleźć można w książce wydanej niedawno przez PWN w cyklu Polish Men of Science (patrz przypis Redakcji na wstępie artykułu J. Werlego).



*Jerzy Czerwonko*

Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej  
Wrocław

## Fazy nadciekłe $^3\text{He}$ \*

### Superfluid Phases of $^3\text{He}$

*Abstract:* A history of the discovery of  $^3\text{He}$  superfluidity is presented. The phase diagram of superfluid  $^3\text{He}$  and the most interesting properties of superfluid phases are briefly described. The necessity and features of the theory with strong coupling are outlined.

#### 1. Trochę historii

Tekst o przedstawionej objętości nie może sobie rościć pretensji do tego, by być artykułem przeglądowym, nie sposób w nim bowiem omówić kilkadziesiąt, lekko licząc, najistotniejszych dla tego problemu prac, nie wpadając przy tym w styl książki telefonicznej. Stawiamy sobie za cel wyjaśnienie, na czym polega nadciekłość  $^3\text{He}$  i omówienie, naszym zdaniem najciekawszych, właściwości nadciekłych faz tej substancji. Dodajmy, że istnieją doskonałe artykuły przeglądowe Leggetta [1] i Wheatleya [2] poświęcone teoretycznym i doświadczalnym aspektom tego tematu, omawiające prace wydane do roku 1974.

Własności normalnej fazy ciekłej  $^3\text{He}$ , charakteryzującej się silnym oddziaływaniem międzyatomowym, opisywano językiem półfenomenologicznej teorii zwyrodniałej cieczy Fermiego, wprowadzonej przez Landaua [3]. Zdawano sobie jednak sprawę, na co pierwszy zwrócił uwagę Pitajewski \*\* [4], że w dostatecznie niskich temperaturach  $^3\text{He}$  powinien przejść w stan nadciekły. Jest to

\* Rozszerzony tekst referatu przeglądowego wygłoszonego na XXV Zjeździe Fizyków Polskich we Wrocławiu, w sekcji Fizyki Statystycznej.

\*\* Autor spolszcza nazwiska rosyjskie w tekście zasadniczym, sądzi bowiem, że np. transkrypcja „Khrushchev” razi w tekście polskim. W spisie literatury, nazwiska te podane są, zgodnie z zasadami obowiązującymi w „Postęпах Fizyki”, w transkrypcji angielskiej.

spowodowane przez związanie atomów  $^3\text{He}$  w pary Coopera dzięki przyciągającemu, dla dostatecznie dużych odległości międzyatomowych, oddziaływaniu Van der Waalsa.

Zdawano sobie również sprawę, że w odróżnieniu od par Coopera w nadprzewodnikach, względny moment orbitalny  $L$  atomów pary powinien być niezerowy, ze względu na odpychający charakter oddziaływania międzyatomowego przy odległościach mniejszych od średnicy atomu. Wynika to z faktu, że wiązanie w pary Coopera dotyczy cząstek znajdujących się w pobliżu powierzchni Fermiego, a więc mających pęd bliski  $p_F$ , i że wobec tego, stan  $L = 0$  odpowiada zerowemu parametrowi zderzenia, kiedy to oddziaływanie międzyatomowe jest odpychające. Na podstawie ówczesnych oszacowań wydawało się, że temperatura przejścia do stanu nadciekłego powinna być nieco niższa od 0,1 K i że  $L = 2$  [5, 6]. Ponieważ atomy  $^3\text{He}$  podlegają statystyce Fermiego, wynikało stąd, że całkowity spin atomów pary jest zerowy, co z kolei powodowało, że względu na skończoną energię wiązania atomów w parę, że podatność spinowa  $\chi$ , związana oczywiście z momentem magnetycznym jądra  $^3\text{He}$ , powinna znikać przy  $T \rightarrow 0$ , zaś dodatniość  $\chi$  przy  $T > 0$  powinna być spowodowana przez termiczną dysocjację par. Z drugiej strony, rozwój idei Bardeena-Coopera-Schrieffera (BCS) [7] i Bogolubowa [8] doprowadził na początku lat sześćdziesiątych do wniosku, że układ z parami w stanie orbitalnym  $D$  powinien być anizotropowy. Ów rozwój dokonał się, w dużym stopniu, dzięki pracom Galasiewicza [9], Andersona i Morela [10] oraz Baliana i Werthamera [11], którzy rozpatrzyli pary w stanie spinowym  $P$ . W szczególności, ostatni autorzy wykazali, że dla słabego oddziaływania realizuje się jedynie rozwiązanie przez nich wprowadzone, wyczerpujące, wraz z rozwiązaniem BCS, zbiór rozwiązań o izotropowej szczelinie energetycznej. Niewiele osób wie, że rezultaty pracy [11] zostały, prawdopodobnie wcześniej, osiągnięte przez Wdowina [12]. W pracy tej znalazły się również istotne rezultaty dotyczące wzbudzeń kolektywnych rozważanego układu, nieobecne w pracy [11].

W owych latach udało się również uogólnić metody BCS i Bogolubowa [7, 8] na przypadek, w którym wzbudzona quasi-cząstka nadciekłego układu fermionów nie oddziaływa słabo z ośrodkiem, przy czym oddziaływanie to jest, ogólnie rzecz biorąc, różne od oddziaływania wiążącego cząstki w pary. Jest to skądinąd jasne, bowiem oddziaływanie pierwszego typu jest oddziaływaniem wzbudzonej quasi-cząstki z wywołaną przez nią polaryzacją ośrodka, zaś oddziaływanie drugiego typu zachodzi niezależnie od tego czy wzbudzenie nastąpiło, czy też nie. Ze względu na to, że oddziaływanie pierwszego typu jest oddziaływaniem z polem samouzgodnionym, zmieniającym stan wykreowanej quasi-cząstki tak, jak robiłoby to pole zewnętrzne, mówimy o oddziaływaniu w kanale cząstka-dziura. Oddziaływanie drugiego typu, wiążące cząstki w pary, nazywamy z kolei oddziaływaniem w kanale cząstka-cząstka. Ze względu na małą wartość energii wiązania cząstek pary, tj. przerwy energetycznej, w porównaniu do energii Fermiego, co zachodzi we wszystkich znanych przypadkach, oddziaływanie w kanale cząstka-dziura nie ulega zmianie przy przejściu do stanu nadpłynnego.

Uogólnienie, o którym mowa, zostało dokonane przez Łarkina i Migdała [13] dla par BCS przy  $T = 0$ ; Leggett [14] pokazał, jak ominąć to drugie ograniczenie. Autor niniejszego artykułu [15] rozszerzył stosowalność metod Łarkina i Migdała [13] również na układy z parami Baliana-Werthamera-Wdowina [11, 12]. W pracy tej szczegółowo przedyskutowano własności układu z parami omówionymi w pracach [11, 12].

W roku 1964 Pieszkow, mierząc ciepło właściwe mieszaniny sproszkowanego azotanu magnezowo-cerowego (skrót angielski CMN) i ciekłego  $^3\text{He}$  stwierdził występowanie, raczej szerokiego, maksimum ciepła właściwego w pobliżu 5 mK, co związał z przejściem  $^3\text{He}$  w stan nadciekły [16]. W rezultacie późniejszej dyskusji tak doświadczalnych (Wheatley [17]), jak i teoretycznych aspektów sprawy (Leggett i Vuorio [18]) wyjaśniło się, że efekt Pieszkowa był związany z oddziaływaniem jądrowego momentu magnetycznego  $^3\text{He}$  z momentem magnetycznym CMN.

W latach następnych po pracy Pieszkowa nastąpiły dalsze istotne postępy w technice uzyskiwania najniższych temperatur  $\sim 1$  mK oraz w termometrii tego zakresu temperatur. Zostały również zastosowane nowe techniki badawcze.

W roku 1972 Osheroff, Richardson i Lee [19], badając zestalanie się ciekłego  $^3\text{He}$ , w równowadze ze stałym, zauważyli poniżej 3 mK, przy ciśnieniu bliskim 34,4 barów 2 punkty osobliwe pewnych charakterystyk układu, nazwane punktami „A” i „B”. Osobliwości te wiązano początkowo z porządkowaniem się spinów jądrowych w stałym  $^3\text{He}$ . Chcąc zbadać tę sprawę bliżej — zastosowano narzucającą się w takim przypadku metodę badawczą: magnetyczny rezonans jądrowy (NMR). Dzięki temu okazało się, że osobliwości „A” i „B” są związane z własnościami ciekłego  $^3\text{He}$  [20]. Następnie znaleziono krzywą przejścia fazowego w cieczy na płaszczyźnie  $pT$ , [21] oraz wykazano, że po przejściu fazowym częstość i tłumienie drgań drutu zanurzonego w  $^3\text{He}$  ulegają zmianie [22]. Jest to związane z innym charakterem opływania drutu przez składową nadciekłą cieczy. Ostatnie wątpliwości co do nadciekłości nowych faz  $^3\text{He}$  usunęło wykrycie czwartego dźwięku, tj. propagacji słabo tłumionych fal akustycznych w  $^3\text{He}$  wypełniającym pory w sproszkowanym CMN, co bez nadciekłości  $^3\text{He}$  byłoby niemożliwe, ze względu na dużą lepkość cieczy normalnej, [23, 24].

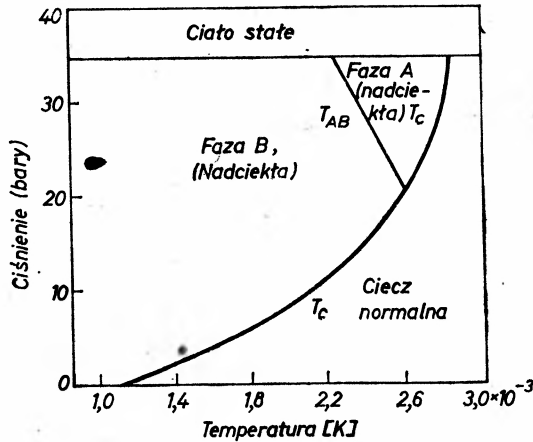
Tak wygląda historia odkrycia nadciekłości  $^3\text{He}$  przedstawiona w największym skrócie.

Powiedzmy na koniec parę słów o podstawach fizycznych uzyskiwania tak niskich temperatur. Stosuje się tu zasadniczo trzy techniki. Pierwsza z nich, to wspomniana już powolna adiabatyczna demagnetyzacja mieszaniny sproszkowanego CMN i ciekłego  $^3\text{He}$ . Druga z technik polega na demagnetyzacji spinów jąder metalu znajdującego się w kontakcie termicznym z ciekłym He. I, wreszcie, trzecia technika polega na adiabatycznym zestaleniu  $^3\text{He}$  w części objętości. W tym przypadku temperatura obniża się dzięki efektowi Pomeranczuka [25]. Jest on związany z niską entropią ( $\sim T$ ) ciekłego i wysoką entropią stałego  $^3\text{He}$ , co z kolei jest spowodowane przez dwa możliwe rzuty spinu każdego jądra w fazie magnetycznie nieuporządkowanej. Dzięki trzeciej zasadzie termodyna-

miki, adiabatycznemu przejściu fazy niskoentropowej w wysokoentropową towarzyszy obniżanie się temperatury. Mechanizm ten odgrywa również rolę w dwóch technikach chłodzenia, omówionych poprzednio.

## 2. Diagram fazowy $^3\text{He}$

Omówmy pokrótce diagram fazowy  $^3\text{He}$  przy  $T \leq 3 \text{ mK}$ ,  $p \leq 40 \text{ bar}$ . Ze względu na moment magnetyczny jądra  $\text{He}^3$  zewnętrzne pole magnetyczne,  $H$ , wpływa na diagram fazowy. Rysunek pierwszy przedstawia sytuację dla  $H = 0$ , drugi — dla umiarkowanie silnych  $H \neq 0$ . Linia  $T_c$  jest dla  $H = 0$  linią przejścia fazowego drugiego rodzaju. Przecina ona najprawdopodobniej krzywą topnienia w punkcie „A” odkrytym przez Osheroffa, Richardsona i Lee [19]. Pomiedzy  $T_c$  i linią przejść fazowych pierwszego rodzaju —  $T_{AB}$  znajduje się faza A, występująca, przy  $H = 0$ , jedynie dla odpowiednio wysokich ciśnień. Na lewo od  $T_{AB}$  i  $T_c$  znajduje się faza B, na prawo od  $T_c$  — faza normalna.



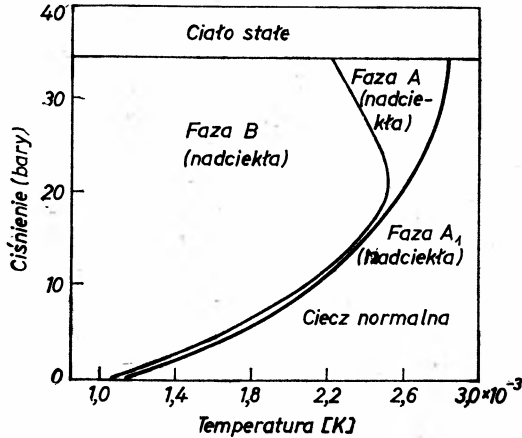
Rys. 1. Diagram fazowy  $^3\text{He}$  w zerowym polu magnetycznym

Przy  $H \neq 0$  linia  $T_c$  ulega, na całej długości, rozszczepieniu na dwie,  $T_{c1}$  i  $T_{c2}$ ,  $T_{c1} > T_{c2}$ , przy czym  $T_{c1} - T_{c2} \sim H$ ; pomiędzy liniami  $T_{c1}$  i  $T_{c2}$  występuje faza  $A_1$ . Fakt ten uniemożliwia, przy  $H \neq 0$ , bezpośrednie przejście od fazy normalnej do fazy B z tym, że oprócz obszaru fazy  $A_1$  musimy jeszcze przejść przez obszar fazy A, występującej, przy  $H \neq 0$ , również dla dowolnie niskich ciśnień.

Własności magnetyczne fazy A są wyjątkowo interesujące. Częstość poprzecznego rezonansu jądrowego jest przesunięta o wielkość zależną od temperatury, występuje tu również rezonans podłużny. Natomiast podatność statyczna tej fazy równa jest podatności dla cieczy normalnej i jest niezależna od temperatury. Z kolei, podatność fazy B zależy od temperatury w sposób istotny i nie

dąży do zera wraz z temperaturą. Wskazywałoby to na spinową tripletowość par, z którymi mamy do czynienia w nadciekłych fazach  $^3\text{He}$ .

Przedyskutujmy tę sprawę dodatkowo. Jeżeli układ atomów  $^3\text{He}$  opisywać hamiltonianem będącym sumą operatora energii kinetycznej i operatora energii potencjalnej, zależnego wyłącznie od różnicy położenia atomów, to spin będzie dobrą liczbą kwantową dla takiego układu. Wobec tego, mówiąc o funkcji falowej pary atomów, można mówić o singulecie lub triplecie spinowym. Możliwość superpozycji singuletu i tripletu wskazywałaby na istnienie zwyrodnienia



Rys. 2. Diagram fazowy  $^3\text{He}$  w słabym polu magnetycznym

ze względu na liczbę kwantową spinu, zwyrodnienia noszącego przypadkowy charakter, co byłoby wielce nieprawdopodobne dla skomplikowanego układu wielu cząstek, jakim jest ciekły  $^3\text{He}$ . Z drugiej strony, to, co powiedzieliśmy o jądrowym rezonansie magnetycznym w fazie A, przeczy adekwatności opisu przez hamiltonian podanego typu. Rzeczywiście, jeśli spin jest zachowany, to rozszczepienie zeemanowskie poziomów energii wyniesie  $2\mu_B H$ , gdzie  $\mu_B$  — to jądrowy moment magnetyczny  $^3\text{He}$ . Łatwo zauważyć, że dla  $H \neq 0$  rzut całkowitego spinu cząstek na kierunek pola statycznego pozostaje nadal całą ruchu i że, wobec tego, niestyczne pole podłużne nie może spowodować przejść kwantowych, a więc rezonansu w układzie. Z drugiej strony, całkowity spin w kierunku prostopadłym do  $H$  nie jest już całą ruchu, wyłącznie ze względu na człon zeemanowski hamiltonianu. Stąd, rezonans spinowy można rozpatrywać jak dla swobodnych atomów  $^3\text{He}$ , co daje częstość rezonansową  $2\mu_B H$ . Jedynym istotnym typem oddziaływania prowadzącym do niezachowania spinu, co jest konieczne do zmiany charakteru jądrowego rezonansu magnetycznego, jest oddziaływanie dipoli magnetycznych jąder  $^3\text{He}$ . Oddziaływanie to ma postać:

$$\frac{\mu_B^2}{r^3} \left\{ (\sigma\sigma') - 3 \frac{(\sigma r)(\sigma' r)}{r^2} \right\},$$

gdzie:  $\sigma, \sigma'$  — to wektory macierzy Pauliego opisujące spiny atomów rozdzielonych przez wektor  $r$ . Oddziaływanie to, ze względu na małość  $\mu_B$  oraz rząd wielkości średniej odległości międzyatomowej, jest bardzo słabe w porównaniu z oddziaływaniem typu Van der Waalsa. Jednak, przy umiarkowanie silnych polach magnetycznych, jest ono porównywalne z członem zeemanowskim, co prowadzi do istotnego wpływu członu dipolowego w NMR.

### 3. Funkcje falowe pary w spinowym stanie $P$

Wszyscy, którzy zetknęli się choćby z elementami BCS teorii nadprzewodnictwa wiedzą, że orbitalna część funkcji falowej pary elektronów, w reprezentacji pędu i układzie środka masy, dana jest przez wyrażenie:

$$\Phi(\mathbf{p}) = -\frac{\Delta_p}{2E_p}, \quad E_p = [\xi_p^2 + \Delta_p^2]^{1/2}, \quad (1)$$

gdzie:  $\mathbf{p}$  oznacza pęd względny cząstek pary,  $\xi_p = V(p - p_F)$ ,  $p_F$  — to pęd Fermiego, zaś  $V = p_F/m^*$  jest prędkością quasi-cząstek na powierzchni Fermiego, a  $m^*$  — ich masą efektywną. Pełna funkcja falowa będzie iloczynem  $\Phi(\mathbf{p})$  oraz funkcji spinowej singuletu cząstek, tj.

$$\Phi(\mathbf{p}) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle), \quad (2)$$

gdzie  $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$  oznaczają funkcje spinowe dla rzutu  $\hbar/2$  i  $-\hbar/2$ . Jeśli zamiast znaczków  $\uparrow, \downarrow$  dla obu cząstek pary wprowadzić wskaźniki spinowe przebiegające ten sam zbiór wartości, to (2) będzie można zapisać w postaci:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \Phi(\mathbf{p}) i (\sigma^y)_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

przy użyciu tradycyjnej formy macierzy Pauliego, a więc przy antysymetrycznej macierzy  $\sigma^y$ . Ze względu na statystykę Fermiego  $\Phi(\mathbf{p})$  musi być funkcją parzystą  $\mathbf{p}$ , skąd wynika, że  $\Delta_p$  jest również funkcją parzystą  $\mathbf{p}$ .

Analogicznie, najogólniejsza funkcja falowa pary znajdującej się w stanie tripletowym da się zapisać w postaci:

$$\Phi_1(\mathbf{p})|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle + \Phi_{-1}(\mathbf{p})|\downarrow\rangle|\downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}\Phi_0(\mathbf{p})(|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle), \quad (4)$$

z funkcjami  $\Phi_l(\mathbf{p})$ ,  $l = 0, \pm 1$  będącymi nieparzystymi funkcjami wektora  $\mathbf{p}$ , ze względu na statystykę Fermiego cząstek. Przejście do wskaźników spinowych spowoduje, że w (4) będziemy mieli do czynienia z kombinacją macierzy jednostkowej oraz  $\sigma^x$  i  $\sigma^z$ ;  $\sigma^y$ , ze względu na antysymetrię, nie wystąpi w kombinacji (4). Wobec tego, wielkość odpowiadającą (4) będzie można zapisać w postaci:

$$[(\sigma D(\mathbf{p})) i \sigma^y]_{\alpha\beta}, \quad (5)$$

co łatwo sprawdzić wykorzystując algebrę macierzy Pauliego. We wzorze (5)  $\mathbf{D}(\mathbf{p})$  jest wektorem o własności  $\mathbf{D}(-\mathbf{p}) = -\mathbf{D}(\mathbf{p})$ . Analog wzoru (1) będzie miał obecnie postać:

$$\hat{\Phi}(\mathbf{p}) = -\hat{\Lambda}(\mathbf{p})/2\hat{E}(\mathbf{p}), \quad \hat{E}(\mathbf{p}) = [\xi_p^2 + \hat{\Lambda}(\mathbf{p})\hat{\Lambda}^+(\mathbf{p})]^{1/2}, \quad (6)$$

gdzie daszek oznacza macierz spinową, zaś  $+$  — macierz po hermitowsku sprzężoną. Nieparzysta przy zamianie  $\mathbf{p}$  na  $-\mathbf{p}$  macierz szczeliny energetycznej,  $\hat{\Lambda}(\mathbf{p})$ , daje się zapisać w postaci

$$\hat{\Lambda}(\mathbf{p}) = \Delta(\sigma d(\mathbf{p})) i \sigma^y, \quad (7)$$

gdzie  $\mathbf{d}(\mathbf{p})$  jest pewnym wektorem bezwymiarowym. Jeżeli  $\mathbf{d} \times \mathbf{d}^* = 0$ , to  $\hat{\Lambda}(\mathbf{p})$  jest proporcjonalna do macierzy unitarnej; wtedy  $\hat{E}(\mathbf{p})$ , grająca rolę energii wzbudzeń ze szczeliną jest proporcjonalna do macierzy jednostkowej.

Na podstawie danych doświadczalnych, związanych głównie z NMR, propagacją i tłumieniem dźwięku oraz termodynamiką  $^3\text{He}$  wydaje się, że fazom A i B odpowiadają unitarne macierze  $\hat{\Lambda}$ . Co więcej, wystarczające do opisu tych faz wektory  $\mathbf{d}(\mathbf{p})$  są liniowymi funkcjami składowych wektora jednostkowego w kierunku  $\mathbf{p}$ . Stąd, z punktu widzenia macierzy  $\hat{\Lambda}$ , mamy do czynienia z parami  $P$  również dla orbitalnej liczby kwantowej. To samo zachodziłoby dla  $\hat{\Phi}(\mathbf{p})$ , gdyby  $E(\mathbf{p})$  było izotropowe co, jak za chwilę zobaczymy, zachodzi jedynie dla fazy B. Wektory  $\mathbf{d}(\mathbf{p})$ , odpowiednio unormowane, mają postać

$$\mathbf{d}(\mathbf{n}) = (3/2)^{1/2}[n_y + in_z, 0, 0], \text{ dla fazy A}$$

oraz (8)

$$\mathbf{d}(\mathbf{n}) = \mathbf{n} \text{ dla fazy B, } \mathbf{n} = \mathbf{p}/p.$$

Identyfikacja ta została zaproponowana przez Andersona i Brinkmana [26] i, mimo mniej lub bardziej fantastycznych propozycji zmian, utrzymała się do dzisiaj. Stan fazy A odpowiada tzw. stanowi osiowemu pracy [10], stan B charakteryzuje się parami wprowadzonymi w pracach [11, 12], zaś pary wprowadzone w [9] nie realizują się w  $^3\text{He}$ .

Nietrudno zauważyć, że dla fazy B  $\hat{\Lambda}(\mathbf{p})\hat{\Lambda}^+(\mathbf{p}) = \Delta^2$ , a więc mamy izotropową szczelinę energetyczną. Z drugiej strony, dla fazy A macierz  $\hat{\Lambda}$  ma postać

$$\Delta \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} -n_y - in_z & 0 \\ 0 & n_y + in_z \end{pmatrix}, \quad (9)$$

i  $\hat{\Lambda}\hat{\Lambda}^+ = 3\Delta^2(n_y^2 + n_z^2)/2$ , a więc jest anizotropowe. Macierz (9) opisuje wiązanie w pary cząstek o jednakowym spinie. Warto dodać, że zaniedbanie oddziaływania dipol-dipol powoduje, iż oś kwantowania spinu  $i$ , powiedzmy, oś zet w przestrzeni pędów mogą być zorientowane wobec siebie zupełnie dowolnie. Dzięki temu, zamiast  $\mathbf{n}$  w formułach (8) i (9) można podstawić  $R\mathbf{n}$ , gdzie  $R$  jest dowolnym obrotem. Uwzględnienie tego oddziaływania prowadzi do częściowego usunięcia tej niejednoznaczności. Dodajmy również, że jeśli  $\mathbf{d}^* \times \mathbf{d} = 0$ , to funkcja falowa pary jest funkcją własną operatora  $(\mathbf{d} \cdot \mathbf{S})$  o zerowej wartości własnej, gdzie  $\mathbf{S}$  —

operator całkowitego spinu pary. Pozwala to interpretować wektor  $\mathbf{d}(n)$  jako lokalną, tj. przy zadanym  $n$ , oś kwantowania spinu pary o zerowej wartości własnej.

Podane macierze  $\hat{\Delta}$  pozwalają jakościowo zrozumieć zachowanie się podatności statycznej w fazie A i B. Rzeczywiście, ustawienie osi kwantowania spinu wzdłuż pola magnetycznego jest energetycznie najkorzystniejsze. W tym przypadku zmiana orientacji spinu par o spinie skierowanym przeciwnie niż pole nie różni się niczym od zmiany orientacji spinu pojedynczych cząstek co powoduje, że podatność jest równa podatności stanu normalnego i, tym samym, jest niezależna od temperatury. Inną sytuację mamy dla fazy B. W tym przypadku, przy  $p$  przebiegającym całą kulę Fermiego, wszystkie trzy możliwe rzuty:  $0, \pm 1$  spinu dwóch cząstek są równouprawnione. Ze względu na skończoną energię wiązania cząstek w parę  $2\Delta$  średnio  $1/3$  par, o zerowym rzucie spinu, jest, przy  $T = 0$ , stracona w bilansie momentu magnetycznego, jeśli tylko  $\mu_B H \ll 2\Delta$ : Pozostałe  $2/3$  par bierze udział w tym bilansie, dzięki czemu podatność fazy B przy  $T = 0$  jest równa  $2/3$  podatności stanu normalnego. Przy  $T > 0$  pary o zerowym rzucie spinu ulegają dysocjacji termicznej, co powoduje, że podatność wzrasta wraz ze wzrostem temperatury, osiągając podatność fazy normalnej w  $T = T_c$ . Mimo sugestyjności przedstawionego opisu należy zdawać sobie sprawę, że oddziaływanie w kanale cząstka-dziura wpływa istotnie na podatność statyczną fazy B; por. rezultaty pracy autora [15] przy  $T = 0$  oraz prac [27] i [28] dla  $T \neq 0$ .

Jeśli założyć, że z punktu widzenia macierzy  $\hat{\Delta}$  mamy do czynienia z czystym stanem orbitalnym  $P$ , to wielowymiarowy parametr porządku zadany jest przez macierz  $d_{ik}$ ,  $i, k = 1, 2, 3$  zdefiniowaną przez  $d_i(p) = d_{ik} n_k$ , gdzie  $d_i(p)$  oznacza  $i$ -tą składową wektora  $\mathbf{d}(p)$  i zakłada się sumowanie po powtarzających się wskaźnikach wektorowych. W pobliżu punktu przejścia fazowego do stanu nadciekłego, dla układu Fermiego, stosowalna jest teoria typu Ginzburga-Landaua [29]. Jeśli zaniedbać słaby, mimo istotnego wpływu na NMR, człon oddziaływania dipol-dipol, to energia swobodna  $^3\text{He}$  musi być niezmiennicza względem dwóch niezależnych obrotów: obrotu w przestrzeni pędu i obrotu w przestrzeni spinów. Pozwala to stwierdzić, że jedyny niezmiennik drugiego rzędu w  $d_{ki}$  ma postać  $d_{ki}^* d_{ki}$  i znaleźć 5 niezmienników czwartego rzędu. Pozwala to przeprowadzić dyskusję stabilności poszczególnych faz; okazuje się przy tym, że stabilnymi, to znaczy realizującymi rzeczywiste minima energii swobodnej, są jedynie rozwiązania już przez nas przedyskutowane oraz tzw. rozwiązanie biegunowe, dla którego  $\mathbf{d} = \sqrt{3}[0, 0, n_z]$ . Ostatnie z tych rozwiązań jest stabilne jedynie przy silnych nierównościach spełnianych przez parametry energii swobodnej. Omawiana obecnie teoria pozwala, na drodze fenomenologicznej, wyjaśnić niezgodność skoku ciepła właściwego przy  $T_c$  z rezultatami teorii typu BCS. Dodanie do omówionych wyżej członów również członów fluktuacyjnych, to jest z gradientami, pozwala rozpatrzyć zagadnienia tekstur oraz zagadnienia orientacji w polach zewnętrznych dla fazy anizotropowej, przynajmniej w okolicy punktu krytycznego. Należy dodać, że omówiliśmy w ten



sposób rezultaty prac zapoczątkowanych przez Andersona i Brinkmana [26] oraz Mermina i Stare [30].

Dodajmy na zakończenie, że dyskusja stabilności faz dotyczyła jedynie przypadku  $H = 0$ . Występująca przy  $H \neq 0$  najgorzej poznana faza  $A_1$  jest, najprawdopodobniej, fazą o  $\hat{\Delta}$  nieproporcjonalnej do macierzy unitarnej, przy czym jedynym niezerowym elementem tej macierzy jest element diagonalny odpowiadający orientacji spinów w kierunku pola  $H$  lub też w kierunku przeciwnym.

#### 4. Efekty silnego oddziaływania międzyatomowego

Dotychczasowa dyskusja, mimo wyciągania pewnych wniosków fizycznych, nosiła raczej charakter dyskusji kinematyki zagadnienia. Dyskusja dynamicznej strony zagadnienia musi uwzględniać fakt, że dla  ${}^3\text{He}$  oddziaływanie jest silne. Dodajmy, że pojęcia silnego oddziaływania w fizyce fazy skondensowanej i cząstek elementarnych nie są bynajmniej identyczne i że bliższy sens tego pojęcia dla fazy skondensowanej zostanie określony w dalszej części tego rozdziału.

Dzieje się tak z dwóch powodów. Pierwszy z nich, to oddziaływanie wzbudzonej quasi-cząstki z polaryzacją ośrodka przez nią wywołaną, a więc wzbudzonymi quasi-cząstkami, co sprowadza się do oddziaływania wzajemnego quasi-cząstek. Bliższa analiza wielociałowa wykazuje, że przy określeniu tego oddziaływania, otoczenie powierzchni Fermiego nie gra żadnej wyróżnionej roli. Z drugiej strony, łączenie w pary zachodzi wyłącznie w najbliższym otoczeniu powierzchni Fermiego. Powoduje to, że z dokładnością do małego członu rzędu  $\Delta/\mu$ , gdzie  $\mu$  oznacza energię Fermiego, oddziaływanie to pozostaje niezmienione po przejściu do stanu nadciekłego. Sprowadza się ono, dla układu słabo wzbudzonego, do oddziaływania dwóch quasi-cząstek znajdujących się w pobliżu powierzchni Fermiego. Te dwie quasi-cząstki można opisać określając ich energie, dwa wektory jednostkowe skierowane wzdłuż pędów quasi-cząstek, oraz cztery wskaźniki spinowe. Są one konieczne do uwzględnienia możliwości stanów spinowo niediagonalnych, przy zadanym kierunku osi kwantowania spinu. Przy założeniu niezmienniczości układu względem niezależnych obrotów w przestrzeniach pędów i spinów, co jak wiemy, zachodzi dla  ${}^3\text{He}$  z dokładnością do słabego oddziaływania dipol-dipol, najogólniejsze oddziaływanie ma postać

$$\Gamma_S(nn') + (\sigma\sigma')\Gamma_A(nn'), \quad (10)$$

gdzie  $n, n'$  oznaczają wektory jednostkowe równoległe do pędów obu quasi-cząstek, zaś  $\sigma, \sigma'$  — pseudowektory macierzy Paulie'go działające na spinowe stopnie swobody tych quasi-cząstek. Przy wyprowadzeniu wyrażenia (10) skorzystano z faktu, że iloczyn skalarny jest jedyną formą niezmienniczą względem obrotów, tak w przestrzeni pędów, jak i w przestrzeni spinów, oraz zanedbano zależność od energii quasi-cząstek, ze względu na znajdowanie się ich w pobliżu powierzchni Fermiego.

Wyrażenie (10) ma wymiar energii; jeśli pomnożyć je przez gęstość stanów quasi-cząstek na powierzchni Fermiego, tj.  $\nu = V p_F m^* / \hbar^3 \pi^2$ , gdzie  $V$  to objętość układu, to otrzymamy wielkość bezwymiarową. Amplitudy rozkładu bezwymiarowych funkcji  $\nu \Gamma_S(\mathbf{n}\mathbf{n}')$  i  $\nu \Gamma_A(\mathbf{n}\mathbf{n}')$  na szereg wielomianów Legendre'a  $P_l(\mathbf{n}\mathbf{n}')$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$ , nazywa się, odpowiednio, normalnymi i wymiennymi parametrami Landaua [3]. Normalne parametry Landaua dla  $l = 0$  i  $1$  określają, przy znanej wartości  $\nu$ , odpowiednio, ściśliwość i masę efektywną,  $m^*$ , quasi-cząstek  ${}^3\text{He}$ , zaś parametr wymienny dla  $l = 0$  — podatność spinową fazy normalnej. Dodajmy, że  $\nu$  znajdujemy bezpośrednio na podstawie przedziału liniowej zależności ciepła właściwego od temperatury, występującego dla fazy normalnej. Ciekły  ${}^3\text{He}$  jest układem o silnym oddziaływaniu, ponieważ tak ( $m^*/m - 1$ ), jak i parametry Landaua, przynajmniej dla  $l = 0$  i  $1$ , są wielkościami co najmniej rzędu jedności. Parametr wymienny dla  $l = 0$  osiąga nawet wartość bliską granicy niestabilności układu, która polegałaby na dążeniu do nieskończoności podatności spinowej. Fakt ten odgrywa istotną rolę w wyjaśnieniu diagramu fazowego nadciekłego  ${}^3\text{He}$ , co zostało zapoczątkowane w pracy [26]. Rzecz w tym, że fluktuacja cząstek o określonym spinie, ekwiwalentna fluktuacji pola magnetycznego, ze względu na dużą podatność spinową, uprzywilejowuje energetycznie fluktuacje cząstek o tym samym spinie, w porównaniu do fluktuacji o spinie przeciwnym. Fakt ten prowadzi do wiązania w pary cząstek o jednakowym spinie i niewiązania cząstek o spinie przeciwnym, a więc do fazy typu fazy A. Jak już o tym mówiliśmy we wstępie, faza taka nie powstałaby, gdyby brać pod uwagę jedynie słabe oddziaływanie wiążące w pary [11].

W ten sposób zakończyliśmy przegląd własności normalnych cieczy Fermiego oraz wniosków wynikających stąd dla cieczy nadciekłej. Dodajmy, że pęd Fermiego dla układu normalnego wyraża się przez gęstość cząstek tak samo, jak dla układu cząstek nie oddziaływających. Z tym, że dla układu z oddziaływaniem, skok gęstości cząstek w przestrzeni pędów, dla  $T = 0$  i pędu równego pędowi Fermiego, jest z reguły niejednostkowy. Postawmy również kropkę nad „i”: z tego co mówiliśmy o oddziaływaniu quasi-cząstek wynika, że zwyrodniały układ normalny oraz układ nadciekły, przy tym samym ciśnieniu, opisywany jest przez te same wartości parametrów Landaua. Zastrzeżenie „przy tym samym ciśnieniu” wynika z zależności parametrów Landaua dla  ${}^3\text{He}$  od ciśnienia choć, oczywiście, są one niezależne od temperatury.

Oprócz omówionych już efektów silnego oddziaływania w kanale cząstka-dziura występują również efekty silnego oddziaływania wiążącego w pary. Zaliczyć tu należy, przede wszystkim, wyraźne odstępstwo skoku ciepła właściwego w punkcie krytycznym  $T_c$ , od przewidywań teorii BCS. Podobnie omówiony mechanizm oddziaływania fluktuacji spinu ze sobą nie tłumaczy diagramu fazowego nadciekłego  ${}^3\text{He}$  do końca. Mówimy tu, zgodnie z powszechną tradycją, o silnym oddziaływaniu, w zagadnieniu tym występuje jednak mały parametr  $T_c/T_F \sim \Delta/\mu \sim 10^{-3}$ , gdzie  $T_F$  jest temperaturą zwyrodnienia. Ze względu na małe różnice energii swobodnych dla różnych  $\hat{\lambda}$  o tym samym orbitalnym  $l > 0$ , w stosunku do części energii swobodnej związanej z łączeniem w pary, ten

mały parametr odgrywa jednak nader istotną rolę w stabilności różnych faz, w szczególności w otoczeniu linii przejść fazowych. Na fakt ten pierwsi zwrócili uwagę Mermin i Stare [30]. Kwestie silnego oddziaływania, w podanym wyżej sensie, są obecnie jednym z najaktualniejszych zagadnień teorii nadciekłego  $^3\text{He}$ .

Powiedzmy jeszcze, na zakończenie, parę słów o wzbudzeniach nadciekłego  $^3\text{He}$ . Wiadomo, że w każdym ośrodku ciągłym, a więc, jeśli uwzględnić cząstkową strukturę materii, to dla odpowiednio długich fal, powinien rozchodzić się dźwięk — podłużna fala zmian gęstości. Prędkość jego jest określona, na podstawie dobrze znanej formuły termodynamicznej, przez ściśliwość ośrodka. Wzbudzenie takie musi rozchodzić się również w nadciekłym  $^3\text{He}$ . Staje się ono, dzięki zahamowaniu mechanizmów dysypacji w ośrodku nadciekłym, wzbudzeniem bardzo słabo tłumionym, a więc dźwiękiem zerowym, zgodnie z określeniem L. D. Landaua. Dźwięk odpowiada dynamicznej i długofalowej deformacji ośrodka. Dążeniu długości fali dźwiękowej do nieskończoności odpowiada jednorodne przesunięcie ośrodka jako całości. Ze względu na przestrzenną jednorodność hamiltonianu, a więc prawo zachowania pędu, ruch taki jest ruchem swobodnym i nie jest kwantowany. Stąd, ruchowi temu odpowiada zerowa energia, a więc i zerowa częstość, dzięki czemu  $\omega = ck$ , dla odpowiednio małych  $k$ , gdzie  $c$  jest prędkością dźwięku, zaś  $\omega$  jego częstością, a  $k$  — wektorem falowym. Dodajmy, że fakt liniowej zależności  $\omega$  od  $k$  może być uzasadniony przez oscylatorowy charakter równań dla wzbudzeń akustycznych.

Stosując podobny typ rozumowania dla niejednorodnych obrotów wektora spinu izotropowego ferromagnetyka, w granicy długofalowej, można wykazać, że energia fali spinowej, wzbudzenia będącego niejednorodnym obrotem spinu, zeruje się przy  $k \rightarrow 0$ . Zasadnicza treść takich rozumowań jest przedmiotem twierdzenia Goldstone'a, udowodnionego pierwotnie w kwantowej teorii pola i zastosowanego następnie do układów wielu ciał (zob. np. [31]). Twierdzenie to głosi, że jeśli hamiltonian układu jest niezmienniczy względem pewnej ciągłej grupy przekształceń i realizuje się stan układu, scharakteryzowany przez parametr porządku zakłócający tę niezmienniczość, to wzbudzenie przywracające niezmienniczość, tj. poddające parametr porządku przekształceniom z grupy niezmienniczości, ma energię zerową przy  $k \rightarrow 0$ . Sens fizyczny tego twierdzenia został wyjaśniony na podanych wyżej przykładach.

Analiza parametru porządku dla fazy B  $^3\text{He}$ , na podstawie twierdzenia Goldstone'a i przy założonej niezmienniczości hamiltonianu względem oddzielnych obrotów spinów i pędów, prowadzi do istnienia podłużnych i poprzecznych fal spinowych w tej fazie: ich energie muszą się zerować przy  $k = 0$ . Włączenie słabego oddziaływania dipol-dipol prowadzi do istnienia szczeliny w widmie poprzecznych fal spinowych. Analogicznie można wykazać istnienie fal orbitalnych dla fazy A nadciekłego  $^3\text{He}$ .

Wszystkie rezultaty dotyczące dźwięku i fal spinowych dla fazy B są jakościowo zrozumiałe na gruncie teorii słabego oddziaływania [12]. Dla fazy A, przy takim podejściu, mogą wystąpić kłopoty związane z niestabilnością tej

fazy przy słabym oddziaływaniu, a więc ujemne energie wzbudzeń i inne podobne „duchy”. Autor tego artykułu wykazał, że formuła dla dźwięku w fazie B przy  $T = 0$  jest formułą termodynamiczną (tj. że jego prędkość wyraża się w znany sposób przez ściślność) przy dowolnym oddziaływaniu w kanale cząstka-dziura [15]. Podobnie, przy nienakładaniu ograniczeń na oddziaływanie w kanale cząstka-dziura, zostały obliczone częstości fal spinowych dla fazy B [32]. Dźwięk był zawsze jednym z podstawowych środków badawczych nadciekłego  $^3\text{He}$ ; fale spinowe w fazie B wykryto dopiero niedawno [33]. Przeprowadzono również eksperymenty sugerujące istnienie fal orbitalnych w fazie A (patrz np. [34]).

Na tym kończymy przegląd podstawowych własności faz nadciekłych  $^3\text{He}$ . Niektóre kwestie, jak np. hydrodynamika obydwu faz, nie zostały tu poruszone w ogóle. Tym niemniej, nawet tak ograniczony przegląd wykazał, że stosunkowo proste założenia co do par w każdej z faz, przy uwzględnieniu silnego oddziaływania, prowadzą do dobrej zgodności teorii z doświadczeniem. Wiązanie atomów  $^3\text{He}$  w pary jest najprostszym mechanizmem nadciekłości, podobnie, jak dla nadciekłego  $^4\text{He}$  — istnienie kondensatu atomów o zerowym pędzie. Ten ostatni mechanizm, na podstawie bezpośredniego pomiaru, został dla  $^4\text{He}$  ostatnio zakwestionowany. Okazało się przy tym, że rozwinięta w konsekwencji tego faktu, teoria kondensatu par atomów  $^4\text{He}$  — prowadzi praktycznie do tych samych wyników, co do termodynamiki i wzbudzeń nadciekłego  $^4\text{He}$ . Wydaje się, że dla nadciekłego  $^3\text{He}$  byłoby znacznie trudniej przejść od kondensatu par do kondensatu czwórek lub szóstek atomów  $^3\text{He}$ , chociażby dlatego, że zasadnicza część oddziaływania atomów nosi charakter dwucząstkowy i brak sił, które wiązałyby atomy w czwórki lub szóstki.

#### Literatura

- [1] A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 331 (1975).
- [2] J. C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975).
- [3] L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **30**, 1058 (1956); **32**, 59 (1957).
- [4] L. P. Pitaevskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **37**, 1794 (1959).
- [5] K. A. Brueckner, T. Soda, P. W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **118**, 1442 (1960).
- [6] V. J. Emery, A. M. Sessler, *Phys. Rev.* **119**, 43 (1960).
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [8] N. N. Bogolyubov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 58 (1958).
- [9] Z. Galasiewicz, *Acta Phys. Pol.* **19**, 467 (1960).
- [10] P. W. Anderson, P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
- [11] R. Balian, N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
- [12] Yu. A. Vdovin, w zbiorze artykułów pt. *Primenenie metodov kvantovoi teorii polya k zadacham mnogikh tel*, red. A. I. Alekseev, Gosatomizdat, Moskva 1963, str. 94.
- [13] A. I. Larkin, A. B. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **44**, 1703 (1963).
- [14] A. J. Leggett, *Phys. Rev.* **140**, A 1869 (1965).
- [15] J. Czerwonko, *Acta Phys. Pol.* **32**, 335 (1967).
- [16] V. P. Peshkov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46**, 1510 (1964).

- [17] J. C. Wheatley, w książce *Quantum Fluids*, wyd. D. F. Brewer, North-Holland, Amsterdam 1966, str. 183.
- [18] A. J. Leggett, M. Vuorio, *J. Low. Temp. Phys.* **3**, 359 (1970).
- [19] D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
- [20] D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson, D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 920 (1972).
- [21] R. A. Webb, T. J. Greytak, R. T. Johnson, J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 210 (1973).
- [22] T. A. Alvesalo, Yu. D. Anufriev, H. K. Collan, O. V. Lounasmaa, P. Wennerström, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 962 (1973).
- [23] H. Kojima, D. N. Paulson, J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 141 (1974).
- [24] A. W. Yanof, J. D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 631, 1030 (1974).
- [25] I. Ya. Pomeranchuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 991 (1950).
- [26] P. W. Anderson, W. F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1108 (1973).
- [27] J. W. Serene, informacja prywatna.
- [28] R. Goncezarek, L. Jacak, *Acta Phys. Pol. A* **53**, 41 (1978).
- [29] W. L. Ginzburg, L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
- [30] N. D. Mermin, G. Stare, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1135 (1973).
- [31] H. Stern, *Phys. Rev.* **147**, 94 (1966).
- [32] J. Czerwonko, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **71**, 1099 (1976).
- [33] W. F. Brinkman, D. D. Osheroff, W. Van Roosroek, H. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 134 (1977).
- [34] D. N. Paulson, M. Krusius, J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 599 (1976).

Andrzej Czachor

Instytut Badań Jądrowych  
Świerk

## Modele fenomenologiczne dynamiki sieci kryształów \*

### Phenomenological Models in Lattice Dynamics

*Abstract:* The Born-von Karman theory of lattice dynamics, its theoretical foundations and practical limitations, and its extensions involving auxiliary massless units are reviewed. The results of the localized potential method of determining the long-range nucleus-nucleus interaction in nonmetals are quoted. Three elucidating concepts: the valence force potential, the bond-bending and the bond-charge models are presented and compared. The semi-phenomenological, two-parameter version of the shell model is also discussed.

#### 1. Wstęp

Krzywe dyspersji fononów kryształu to w istocie swój katalog stałych siłowych dla drgań normalnych: im wyższa częstość pewnego drgania normalnego, tym większej siły wymagałoby wytworzenie odpowiadającej mu deformacji. Periodyczność kryształu sprawia, że wychylenia atomów składające się na deformację normalną tworzą w kryształach fale

$$u \sim e^{i(q \cdot r - \omega t)}, \quad (1)$$

gdzie  $q$  jest wektorem falowym, a  $\omega$  — odpowiadającą mu częstością.

Aby obliczyć tę częstość *ab initio*, należy najpierw obliczyć zmianę całkowitej energii elektronowej kryształu pod wpływem deformacji. W przybliżeniu adyabatycznym wielkość ta stanowi elektronowy wkład do potencjału jonów.

---

\* Opracowano na podstawie wykładu wygłoszonego przez autora podczas Jesiennej Szkoły Fizyki „New Concepts in the Physics of Phonons” w Puławach, 18—24 września 1977 r.

W kolejnych pracach formułowano to „mikroskopowe” podejście do problemu coraz precyzyjniej [1—5]. Najpraktyczniejszy wydaje się w chwili obecnej rezultat otrzymany w przybliżeniu Hartree [1, 6, 7]. Zmiana energii elektronowej do drugiego rzędu w zaburzeniu  $S(\mathbf{r})$  wynosi

$$\delta E^e = \int \varrho(\mathbf{r}) \varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') S(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' + \frac{1}{2} \int \varrho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') \varepsilon(\mathbf{r}'', \mathbf{r}') S(\mathbf{r}) S(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'', \quad (2)$$

gdzie „macierz” korelacji gęstości elektronowej (operator polaryzacyjny) jest pewnym funkcyjalem struktury pasmowej kryształu i wiąże się z „macierzą” dielektryczną  $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}'')$

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'') - \int \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \varrho(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') d\mathbf{r}'. \quad (3)$$

Jeśli zaburzenie opisane potencjałem  $S(\mathbf{r})$  wiąże się z małą deformacją kryształu, to w pierwszym przybliżeniu możemy napisać

$$S(\mathbf{r}) = \sum_{l,b} \xi_{lb}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}_{lb}, \quad (4)$$

gdzie  $\mathbf{u}_{lb}$  jest wychyleniem atomu z pozycji  $l+b$ , a  $\xi_{lb}(\mathbf{r})$  jest pewnym polem wektorowym wokół punktu  $l+b$ .

Jak stąd widać, nawet w przybliżeniu Hartree rozważania należy zacząć od udzielenia odpowiedzi na dwa trudne pytania:

1. jak skonstruować pole  $\xi_{lb}(\mathbf{r})$ . Wiąże się to z kształtem „gołego” potencjału jonowego, jego lokalnością, z ekranowaniem elektronowym, stosownością koncepcji pseudopotencjału, itd.;

2. jaka jest konkretna (liczbowa) postać macierzy dielektrycznej.

Okazuje się, że niełatwo jest dać odpowiedź na oba pytania konsekwentnie *ab initio*. Podejście mikroskopowe wykazało swą użyteczność głównie dla metali prostych, tj. takich, w których elektrony są prawie swobodne, oddziaływanie elektron-jon można opisać przez lokalny pseudopotencjał, a transformata fourierowska macierzy dielektrycznej jest praktycznie diagonalną macierzą (indeksowaną wektorami sieci odwrotnej). Dla innych układów podejście mikroskopowe stosowano dotychczas niezbyt „czysto”, z grubymi uproszczeniami i fenomenologicznymi wstawkami [8, 9, 10]. Pomimo tego, obliczenia były na ogół przytłaczająco obszerne i trudne do ogarnięcia, a zgodność wyników obliczeń z danymi doświadczalnymi — nie zawsze zadowalająca.

W tej sytuacji istotną rolę w rozumieniu elementarnych mechanizmów sprzężeń międzyatomowych odgrywa wciąż intuicja fizyczna, przejawiająca się w konstruowaniu modeli fenomenologicznych. Ich uzasadnienie formalne jest na ogół niepełne, ale za to wykazują one niejednokrotnie walor fizycznej oczywistości i matematycznej prostoty.

## 2. Elementy teorii Borna-von Karmana

Istnienie potencjału jonów  $\Phi(\{R_{l,b}\})$ , będącego funkcją analityczną współrzędnych jonów w kryształ, można uważać za konsekwencję zasadności przybliżenia adiabatyicznego. Przy małych wychyleniach jonów z położenia równowagi,  $u_{l,b}$ ,

$$R_{l,b} = l + b + u_{l,b}, \quad (5)$$

gdzie  $l$  jest wektorem sieci,  $b$  — wektorem bazowym, możemy rozwinąć potencjał w szereg Taylora, otrzymując w przybliżeniu harmonicznym

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2} \sum_{l'b'b'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l',b',b') u_{\alpha}(l') u_{\beta}(b'). \quad (6)$$

Stałe siłowe są zdefiniowane jako drugie pochodne potencjału wzięte w położeniach równowagi:

$$\Phi_{\alpha\beta}(l',b',b') = \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial u_{\alpha}(l') \partial u_{\beta}(b')} \right|_0. \quad (7)$$

Klasyczne (lub kwantowe) równania ruchu przyjmują postać

$$M_b \ddot{u}_{\alpha}(l) = - \sum_{l'b'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l',b',b') u_{\beta}(b'). \quad (8)$$

Potencjał nie może zależeć od przesunięć kryształu; stąd warunek niezmienniczości translacyjnej  $\Phi(b_b^0) = - \sum' \Phi(b',b')$ . Potencjał jest periodyczny; stąd  $\Phi(l, l') = \Phi(l - l')$  i rozwiązania mają postać fal biegnących

$$u(l) = A_{qj} e_j(q) e^{-i(q \cdot l - \omega t)} \quad (9)$$

pod warunkiem, że

$$\left| \frac{1}{\sqrt{M_b M_{b'}}} \Phi_{\alpha\beta}(q, bb') - \delta_{b,b'} \delta_{\alpha\beta} \omega^2 \right| = 0, \quad (10)$$

gdzie  $\Phi(q, bb')$  będzie nazwane macierzą dynamiczną

$$\Phi_{\alpha\beta}(q, bb') = \sum_l \Phi_{\alpha\beta}(l, b, b') e^{-i q \cdot l}. \quad (11)$$

Dla każdego z  $N$  wektorów falowych  $q$  z pierwszej strefy Brillouina otrzymujemy  $j = 1, \dots, 3S$  wartości własnych  $\omega_j^2(q)$  i wektorów własnych  $e_j(q)$  równania (10) ( $S$  jest tu liczbą atomów w wybranej komórce elementarnej,  $N$  — liczbą tych komórek). Krzywe dyspersji fononów  $\omega \equiv \omega_j(q)$  są periodyczne w przestrzeni odwrotnej:  $\omega_j(q + \kappa) = \omega_j(q)$ , gdzie  $\kappa$  jest wektorem sieci odwrotnej:  $l \cdot \kappa = 2\pi \cdot \text{liczba całkowita}$ .

Skonstruować model Borna-von Karmana (BK) dla kryształu oznaczało do niedawna tyle, co znaleźć taki zespół stałych siłowych, że krzywe dyspersji obliczone z równania (10) zgadzają się ze zmierzonymi w granicach błędu



doświadczenia. Obecnie wiadomo jednak, że taka procedura nie prowadzi do rozwiązań jednoznacznych, bowiem maksymalna dopuszczalna liczba danych doświadczalnych nie przewyższa dopuszczalnej liczby stałych siłowych [12].

Jako przykład rozważmy dwuatomowy łańcuch liniowy



składający się z  $N$  atomów  $A$  i  $N$  atomów  $B$ . Każdy atom jest w centrum inwersji; stąd lewostronne i prawostronne stałe siłowe są równe. Najwyższa dopuszczalna liczba stałych wynosi więc  $N/2 + N/2 + N/2 = 3N/2$ . Z drugiej strony zachodzi  $\omega(q) = \omega(-q)$ , a więc liczba różnych częstości w gałęzi optycznej akustycznej wynosi  $N/2 + N/2 = N$ . Mamy  $N$  równań dla wyznaczenia  $3N/2$  stałych siłowych, a więc rozwiązanie jednoznaczne nie istnieje.

Ten rodzaj trudności z modelami BK ma charakter zasadniczy. Oczywiście, nie usuwa się ich postulując niewielką liczbę stałych siłowych, a błędy doświadczenia przyczyniają dalszych kłopotów. Dla osiągnięcia jednoznaczności należałoby, obok częstości drgań normalnych  $\omega_j(q)$  wyznaczyć doświadczalnie również wektory polaryzacji  $e_j(q)$  i porównywać je z obliczonymi, czego do tej pory nie robiono.

Pomimo niekonsekwencji tego poglądu w świetle powyższych uwag większość autorów zdaje się sądzić, że opracowane dotychczas modele BK zasługują na zaufanie, jeśli liczba stałych siłowych modelu jest „niewielka”, a zgodność z danymi doświadczalnymi — „dobra”. Nie wdając się w ocenę tego poglądu, przechodzimy do dalszych rozważań niniejszego artykułu.

### 3. Pomocnicze „cząstki” o zerowej masie

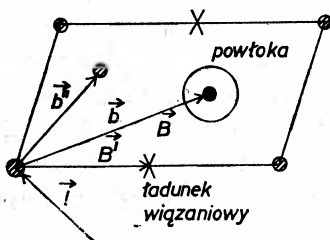
Model BK uwzględniający sprzężenia każdego atomu tylko z jego najbliższymi sąsiadami w sposób naturalny prowadzi do małej liczby stałych siłowych. Często jednak modele takie nie prowadzą do obserwowanych struktur krzywych dyspersji. Można tu wymienić „zębki” lub większe anomalie w krzywych dyspersji metali takich, jak Pb i Nb, „płaskie” krzywe odpowiadające polaryzacji poprzecznej w Ge i Si, niskie częstości poprzecznych optycznych modów  $T^6$  w półmetalach Bi i Sb, i inne efekty.

Aby dopuścić sprzężenia dalszego zasięgu bez wprowadzania do modelu wielu nowych parametrów, Cochran przyjął koncepcję powłok elektronowych przemieszczających się względem rdzeni jonowych, zaś Phillips — koncepcję ładunków wiązaniowych [13, 14]. Te pomocnicze obiekty na mocy założenia pozbawione są masy, dzięki czemu dopasowują się bezzwłocznie (adiabaticznie) do zmiennych konfiguracji jonowych. Przy ich pomocy możliwe jest symulowanie wpływu ekranowania elektronowego na dyspersję fononów, zwłaszcza dla półprzewodników i izolatorów.

Niech  $B$  oznacza wektor bazowy dla cząstki bezmasowej,  $b$  — dla cząstki ciężkiej, jak na rys. 1. Równania ruchu przyjmują postać:

$$M_b \ddot{u}_a(b) = - \sum_{l'b'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l-b, b') u_{\beta}(l') - \sum_{l'B'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l-b, B') u_{\beta}(l'),$$

$$0 = - \sum_{l'b'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l-B, b') u_{\beta}(l') - \sum_{l'B'\beta} \Phi_{\alpha\beta}(l-B, B') u_{\beta}(l').$$
(12)



Rys. 1. Komórka elementarna prosta zawierająca cząstki ciężkie w położeniach  $b$ ,  $b'$  oraz cząstki bezmasowe w położeniach  $B = b$  (powłoka) i  $B'$  (ładunek wiązaniowy)

Przy pomocy drugiego równania (12) możemy z pierwszego z nich wyeliminować wychylenia cząstek bezmasowych  $u_{lB}$ . Jak poprzednio, rozwiązania są kombinacjami liniowymi fal biegnących typu (9), z częstościami wyrażonymi przez wartości własne efektywnej macierzy dynamicznej  $M^{-1/2} \Phi^{\text{eff}} M^{-1/2}$ :

$$\Phi^{\text{eff}}(q, bb') = \Phi(q, bb') - \sum_{BB'} \Phi(q, bB) \Phi^{-1}(q, BB') \Phi(q, B'b').$$
(13)

W modelu powłokowym położenia równowagi powłok i rdzeni są tożsame. Ładunek wiązaniowy drga wokół geometrycznego centrum wiązania kowalencyjnego. Jeśli sprzężenie między cząstkami bezmasowymi jest silne, to ruch jonu powoduje równoczesny ruch cząstek bezmasowych w dużym obszarze i za ich pośrednictwem — sprzężenie z dalekimi jonami. Nawet jeśli we wszystkich macierzach opisujących sprzężenia bezpośrednio:  $\Phi(b, b')$ ,  $\Phi(b, B')$  i  $\Phi(B, B')$  uwzględniono tylko sprzężenie z najbliższymi sąsiadami, to i tak macierz  $\Phi^{\text{eff}}(b, b')$  odpowiada sprzężeniom dalekiego zasięgu.

#### 4. Oddziaływanie dalekiego zasięgu w niemetalach

Na zagadnienie sprzężeń dalekiego zasięgu można też spojrzeć w inny sposób. Wychylenie jądra atomu w kryształach z położenia równowagi zmienia potencjał elektrostatyczny i tworzy siły działające na inne jądra. Ta zmiana potencjału, opisana pewną funkcją centrowaną na wychylonym jądrze, nosi nazwę potencjału zlokalizowanego. Warunek objętości elektrycznej kryształu i symetria grupy przestrzennej narzucają, jak się okazało, daleko idące wymagania na ten potencjał: pozwalają określić najniższą dopuszczalną krotność multipola elektrycznego powstałego w kryształach w związku z wychyleniem jądra.

Takie podejście do zagadnienia sprzężeń dalekozasięgowych rozwinęli Peierls, Ziman, Lax, Lavaetz, Ginter i Mycielski [15, 16]. Co istotne, w grę wchodzi tu czysto elektrostatyczne oddziaływania między jądrami, podczas gdy w innych podejściach występują obiekty określone niezbyt precyzyjnie — rdzenie jonowe, ładunki wiązaniowe itd.

Naszkiejmy zarys teorii. Dla dużych odległości od centrum potencjał zlokalizowany zmienia się na długości komórki elementarnej „powoli”, a więc jest równoważny pewnemu potencjałowi makroskopowemu. Odpowiadające mu pole makroskopowe podlega warunkom symetrii i objętości elektrycznej. Oczekuje się przy tym, że wychylenie jądra i towarzyszące mu redystrybucje ładunku elektronowego tworzą pewien multipol i poszukuje się związanego z nim pola poza obszarem tych redystrybucji. Omijając rozważania szczegółowe, przytoczmy dla różnych struktur charakterystykę tych potencjałów, dla dużych odległości,  $R \rightarrow \infty$ , oraz charakterystykę odpowiadających im macierzy siłowych.

1.  $S > 2$ , lub  $S = 2$  i oba atomy różne (np. NaCl). W tych przypadkach możliwe jest sprzężenie typu dipol-dipol między jądrami. Macierz stałych siłowych  $\Phi(\mathbf{R}) \sim R^{-3}$ .

2.  $S = 2$ , oba atomy identyczne (np. struktura diamentu). Sprzężenie typu kwadrupol-kwadrupol,  $\Phi(\mathbf{R}) \sim R^{-5}$ .

3.  $S = 1$ , tj. struktury Bravais (np. kryształy gazów szlachetnych). Sprzężenie typu oktopol-oktopol,  $\Phi(\mathbf{R}) \sim R^{-7}$ .

Przedstawione tu podejście wskazuje tylko, jakie rodzaje sprzężeń są w różnych strukturach możliwe. Błędy w doświadczalnym określeniu częstości fononowych nie pozwoliły dotychczas ocenić z pewnością czy takie sprzężenia i odpowiadające im efekty w krzywych dyspersji występują w przyrodzie.

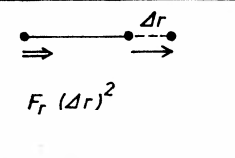
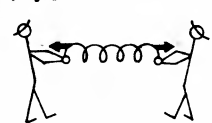
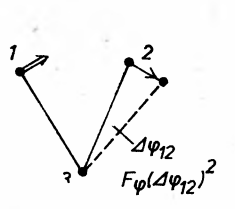
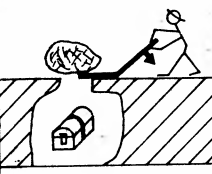
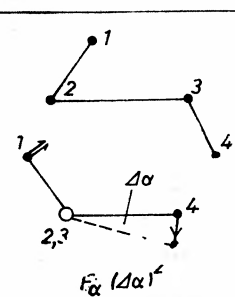
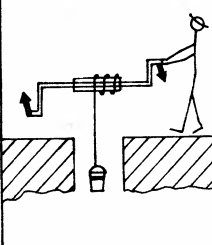
## 5. Potencjały sił walencyjnych

Dla molekuł o wiązaniu kowalencyjnym ( $\text{H}_2$ ,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{CH}_4$ , ...) dobrą zgodność teoretycznych i doświadczalnych widm częstości można częstokroć uzyskać, wyrażając energię potencjalną molekuly przez zmiany długości wiązań, zmiany kątów między wiązaniami, pewnych kątów dwuściennych, i inne „współrzędne wewnętrzne”. Jak wykazali McMurray i inni [17], podejście takie pozwala opisać również krzywe dyspersji fononów w kryształach o wiązaniach kowalencyjnych.

Tablica 1 przedstawia typowe współrzędne wewnętrzne i odpowiadające im wkłady do energii potencjalnej. Zauważmy, że są to na ogół potencjały więcej niż dwucząstkowe. Energia kinetyczna wyrażona jest od początku we współrzędnych kartezjańskich. Przez odpowiednią transformację zapisujemy również energię potencjalną w tychże współrzędnych. Pełna energia jest wtedy formą kwadratową współrzędnych i pędów, i równania ruchu przyjmują postać [8].

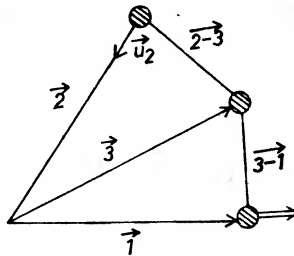
Jako przykład rozpatrzmy siły działające na trójatomową „molekułę”, powstałe w wyniku wychylenia jednego z nich, czyli mechanikę dźwigni.

## Potencjały sił kowalencyjnych

Współrzędna, energia potencjalna	Co zachodzi?	Analogia mechaniczna	Ilość sił?
 <p><math>F_r (\Delta r)^2</math></p>	rozciąganie wiązań	sprężyna 	2
 <p><math>F_\varphi (\Delta \varphi_{12})^2</math></p>	rozwieranie kąta między wiązaniami	dźwignia 	3
 <p><math>F_\alpha (\Delta \alpha)^2</math></p>	skręcanie wiązania 2-3	korba 	4

Położenia atomowe dane są wektorami 1, 2, 3, przy czym 3 jest atomem centralnym (rys. 2). Niech  $u_2$  będzie wychyleniem atomu 2 w płaszczyźnie molekuly, prostopadłym do „wiązania” 2—3. Siła działająca na ten atom niech wynosi

$$F_2 = -\psi u_2, \quad (14)$$



Rys. 2. Trójatomowa quasi-molekula

gdzie  $\psi > 0$  jest odpowiednią stałą siłową. Teraz wykorzystamy fakt, że układ pozostaje w spoczynku — całkowita siła i moment siły znikają

$$\begin{aligned} F_1 + F_2 + F_3 &= 0, \\ F_1 \times 1 + F_2 \times 2 + F_3 \times 3 &= 0, \\ F_1 \cdot (3-1) &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Ostatni warunek zapewnia, że  $F_1 \perp 3-1$ . Po kilku przekształceniach otrzymujemy:

$$\begin{aligned} F_1 &= -\psi \left[ \frac{(3-1) \cdot (2-3)}{|3-1|^2} u_2 - \frac{2-3}{|3-1|^2} (3-1) \cdot u_2 \right], \\ F_3 &= \psi \left[ \left( \frac{(3-1) \cdot (2-3)}{|3-1|^2} + 1 \right) u_2 - \frac{2-3}{|3-1|^2} (3-1) \cdot u_2 \right], \end{aligned} \quad (16)$$

co stanowi rozwiązanie zadania.

Należy pamiętać, że każde wiązanie może uczestniczyć w licznych wieloatomowych quasi-molekułach. Jeśli  $u_2$  nie leży w płaszczyźnie (1, 2, 3), albo nie jest prostopadły do wiązania 2—3, to należy do powyższych formuł wstawić odpowiednią składową  $u_2$ .

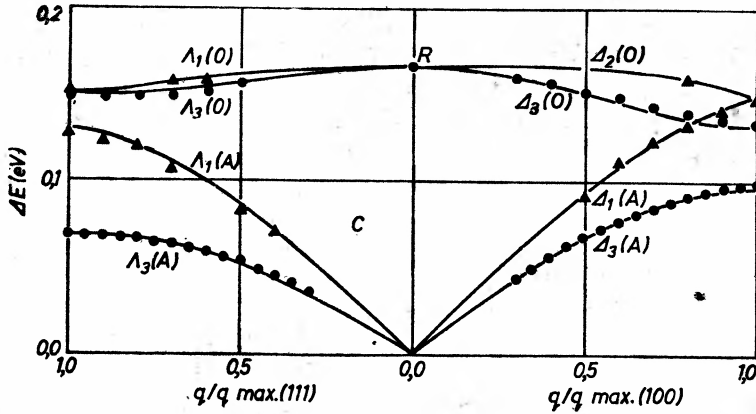
W tabelicy 2 umieszczono stałe siłowe modelu sił kowalencyjnych dla diamentu. Przy sześciu parametrach dopasowania model prowadzi do doskonałej zgodności z danymi doświadczenia dla diamentu (rys. 3), a także dla krzemu [18].

Warto zauważyć co następuje: jeśli jakiś model BK nie zdaje sprawy z sytuacji doświadczalnej, to właściwym krokiem wydaje się udoskonalenie go przez

Tabela 2

Stałe siłowe w modelu sił kowalencyjnych dla diamentu

Stała siłowa	Energia potencjalna, opis współrzędnych	[10 <sup>5</sup> dyn/cm]
$F_r$	$(\Delta r)^2$ , zmiana długości wiązania	3.890
$F_\varphi$	$r_0^2 (\Delta \varphi)^2$ , zmiana kąta między wiązaniami	0.3582
$F_{rr'}$	$\Delta r \Delta r'$ , zmiana długości dwóch wiązań mających jeden atom C wspólny	0.1373
$F_{r\varphi}$	$r_0 \Delta \varphi \Delta r$ , wiązanie $r$ jest ramieniem kąta $\varphi$	0.2803
$F_{\varphi\varphi}$	$r_0^2 \Delta \varphi \Delta \varphi'$ , kąty $\varphi$ i $\varphi'$ mają wspólne ramię i wierzchołek	-0.008
$F_{\varphi\varphi^*}$	$r_0^2 \Delta \varphi \Delta \varphi'$ , kąty $\varphi$ i $\varphi'$ mają wspólne ramię i leżą w jednej płaszczyźnie	0.0895

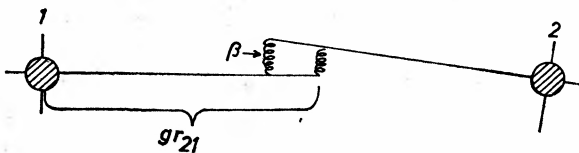


Rys. 3. Krzywe dyspersji fononów w diamencie obliczone w modelu sił kowalencyjnych (wg ref. [17])

włączanie sprężeń z atomami kolejnych, coraz dalszych sfer koordynacyjnych. W modelu sił kowalencyjnych sytuacja jest odmienna. I tak, jeśli przełożyć otrzymane wyniki dla diamentu na język stałych siłowych BK, to okazuje się, że uwzględniono sprężenia z atomami I, II i V sfery koordynacyjnej, z pominięciem sfer III i IV. Tak więc odległość nie jest dobrym miernikiem siły sprężeń między atomami, przynajmniej w kryształach o wiązaniu kowalencyjnym.

## 6. Jak ugiąć wiązanie?

W germanie, krzemie i diamencie elektrony  $sp^3$  ulegają hybrydyzacji, tworząc 4 orbitale kierunkowe. Wiązanie kowalencyjne powstaje przez nałożenie się dwóch orbitali należących do bliskich atomów. Wasiliew i inni [19] zaproponowali mechaniczny model atomu — układ 4 ramion, których końce wyznaczają czworościan foremny. Ramiona sąsiednich atomów połączone sprężynami tworzą wiązanie (rys. 4).



Rys. 4. Mechaniczny model wiązania kowalencyjnego: ramiona spięte sprężynami symulują nakładanie się orbitali kierunkowych

Podkreślili dalej, że energia wiązania elektronu w atomie jest na ogół znacznie wyższa niż energia wiązania molekuł. Należy stąd wnosić, że czworościan jest „sztywniejszy” niż wiązanie. A więc należy dopuścić w rozważaniach modelowych deformowalność wiązań raczej niż zmiany kątów między wiązaniami. Parametrami dynamicznymi takiego wiązania są: stała siłowa sprężyny  $\beta$

i parametr  $g$  określający odległość między sprężynami. Pozostałe parametry modelu to centralne stałe siłowe dla sprężeń z I i II sferą koordynacyjną:  $\alpha_1, \alpha_2$ .

Rozważmy siły działające na atom 1 wywołane ruchem atomu 2. Mamy tu siły centralne proporcjonalne do względnego przemieszczenia obu atomów wzdłuż wiązania

$$F_c = \alpha \frac{(u_2 - u_1) \cdot r_{21}}{|r_{21}|} r_{21} \quad (17)$$

i siły prostopadłe do wiązania

$$F_{nc} = \beta \left[ u_2 - u_1 - \frac{(u_2 - u_1) \cdot r_{21}}{|r_{21}|^2} r_{21} \right]. \quad (18)$$

Niech  $w$  będzie wektorem obrotu. Siła wywierana na atom 1 w związku z jego obrotem winna być proporcjonalna do  $w_1 \times r_{12}$ . Obrót kryształu jako całości nie może tworzyć naprężeń. Ten warunek pozwala związać stałą proporcjonalność z wprowadzoną wcześniej stałą  $\beta$ . Otrzymujemy

$$F_r = -\frac{1}{2} \beta (w_1 + w_2) \times r_{21}. \quad (19)$$

Całkowita siła działająca na atom jest sumą powyższych składowych

$$M\ddot{u}_1 = \sum (F_c + F_{nc} + F_r). \quad (20)$$

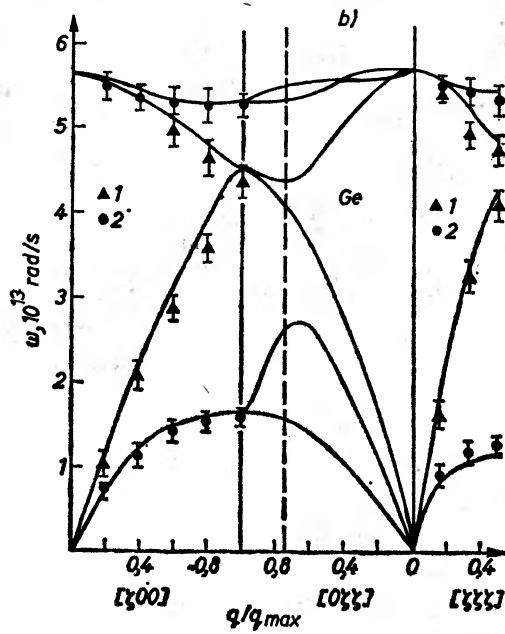
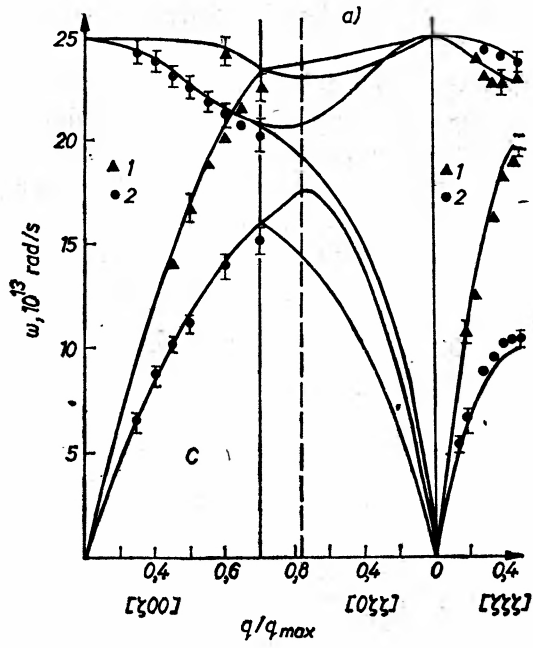
Kąty obrotu  $w$  można wyeliminować z obliczeń wykorzystując warunek, że moment siły na każdym atomie znika. W ten sposób dochodzimy do układu równań ruchu dla wychyleń jonowych  $u$ , w którym wszystkie stałe siłowe są wyrażone przez stałe  $\alpha_1, \alpha_2, \beta, g$ . Wyznaczono je, żądając zgodności przewidywań modelu z następującymi danymi doświadczalnymi: częstość Ramana  $\omega_R$ ,  $\omega_{100}^{\text{TA}}$ ,  $c_{11}, c_{12}$ . Wyniki ukazuje tablica 3. Obliczone krzywe dyspersji zgadzają się ze zmierzonymi w granicach błędu doświadczenia: 3% dla Si i C, 6% dla Ge (rys. 5).

Tablica 3

Parametry modelu giętkich wiązań  
[ $10^4$  dyn/cm]

	Ge	Si	C
$\alpha_1$	7.8	8.78	12.6
$\beta$	3.32	3.74	17.19
$\alpha^2$	0.64	0.899	5.66
$g$	0.64	0.64	0.88
$\Delta c_{44}/c_{44}$	0.04	0.14	0.12

Ta zadziwiająca zgodność dla całej serii kryształów każe myśleć, że model giętkich wiązań dobrze ujmuje charakter elektronowego responsu w dynamice sieci kryształów kowalencyjnych [20].

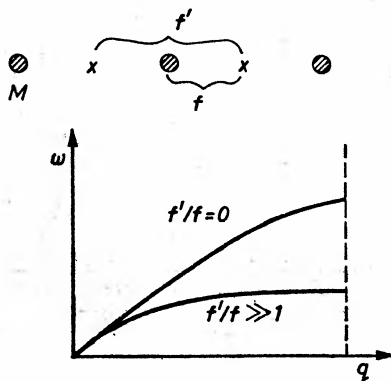


Rys. 5. Krzywe dyspersji fononów dla diamentu i germanu, obliczone według modelu giętkich wiązań (wg ref. [19])



## 7. Model ładunków wiązaniowych

Poprzeczne akustyczne gałęzie relacji dyspersji fononów w Ge i Si są dość „płaskie” poza bliskim sąsiedztwem centrum sfery Brillouina, a odpowiadające im częstości są dość niskie mimo, że odpowiadające im elastyczne stałe ścinania są duże. Jak wykazał Weber [21], fakty te można wyjaśnić przyjmując za Phillipsem koncentrację ładunku elektronowego pośrodku wiązań kowalencyjnych, tj. występowanie ładunków wiązaniowych.



Rys. 6. Ładunki wiązaniowe w jednowymiarowym łańcuchu atomów o masie  $M$  i odpowiadające różnym sprzężeniom krzywe dyspersji

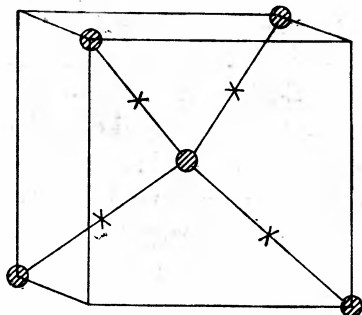
Rozważmy najpierw dynamikę jednowymiarowego łańcucha, w którym cząstki ciężkie o masie  $M_b = M$  występują na zmianę z cząstkami bezmasowymi,  $M_B = 0$ , jak na rys. 6. Równania ruchu dla takiego przypadku omawiano w par. 3. Relacja dyspersji ma postać:

$$M\omega^2 = 2f \frac{(f + 2f') \sin^2(q)}{f + 2f' \sin^2(q)}. \quad (21)$$

Stała elastyczna jest proporcjonalna do  $f + 2f'$ . Zachowując jej stałą wartość zmieniamy stosunek  $f'/f$ . Jak widać z rys. 6, ze wzrostem  $f'/f$  krzywa dyspersji jest coraz bardziej płaska. Oto przyczyna: ze wzrostem  $f'$  cząstki bezmasowe tworzą coraz to twardszą strukturę. W jej klatkach cząstki ciężkie drgają prawie niezależnie (oscylatory Einsteina), stąd jedna tylko (w przypadku granicznym  $f' \rightarrow \infty$ ) częstość drgań. Dla  $q \rightarrow 0$  cząstki w dużych obszarach przemieszczają się w fazie, skąd ostatecznie  $\omega \rightarrow 0$ .

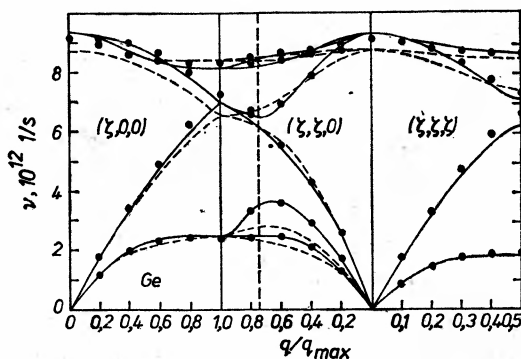
Model Webera dla germanu, poza sprzężeniami krótkiego zasięgu, uwzględnia również oddziaływanie kulombowskie między wszystkimi cząstkami — jonami i ładunkami wiązaniowymi. Przyjęto, że te ostatnie są ładunkami punktowymi umieszczonymi pośrodku wiązań (rys. 7). Cztery parametry modelu wyznaczono przez dopasowanie (metodą najmniejszych kwadratów) przewidywań modelu do zmierzonych krzywych dyspersji. Jednym z parametrów była wartość ładunku wiązaniowego —  $1.6e$ .

Okazało się, że bezpośrednie oddziaływanie jon-jon decyduje o przebiegu większości gałęzi fononowych. Jednakże gałęzie TA są w znacznym stopniu określone przez sprzężenia związane z ładunkami wiązaniowymi. Ich specyficzny kształt pojawia się, bowiem oddziaływanie między sąsiednimi wiązaniami jest



Rys. 7. Położenie ładunków wiązaniowych w strukturze germanu

duże w porównaniu ze sprzężeniem jonów z ładunkami wiązaniowymi. To ostatnie jest niewielkie dzięki wzajemnemu znoszeniu się jego składowych kulombowskich i składowych krótkiego zasięgu.



Rys. 8. Krzywe dyspersji dla germanu w modelu ładunków wiązaniowych (wg ref. [21])

Mamy zatem trzy istotnie różne modele fizyczne prowadzące do równie dobrego opisu doświadczenia. Należałoby stąd wnosić, że są one w jakiś sposób podobne. Rzeczywiście, zginanie wiązania o ustalonej długości powoduje zbliżenie się obu ładunków na jego końcach, co jest energetycznie niedogodne. Także energia czworościanu z ładunkami w narożach i w centrum osiąga minimum, gdy czworościan jest regularny. Oba te wnioski wynikają z elektrostatyki. Pamiętając o nich należy jednak dopuścić również takie wyjaśnienie, że układ krzywych dyspersji jest być może niezbyt wrażliwy na wybór modelu (słaba dyskryminacja), co mogłoby się wiązać z omawianą w par. 2 zasadniczą niejednoznacznością rozwiązań modelowych.

## 8. Dynamika układu sztywnych powłok i rdzeni jonowych [22]

Ruchowi jonu jądra towarzyszy w kryształach ruch pewnej chmury elektronowej, co prowadzi do ekranowania oddziaływań między jonami. Sytuację taką można w przybliżeniu wymodelować, przypisując rdzeniom i powłokom modelu powłokowego pewne ustalone rozkłady ładunku. Oprócz oddziaływań elektrostatycznych należy tu dopuścić również oddziaływania kwantowo-mechaniczne między nakładającymi się rozkładami. Relacje dyspersji fononów w takim modelu są pewnym dobrze określonym funkcjonałem tych rozkładów.

W każdym z potencjałów oddziaływania między tymi jednostkami wyodrębniamy jawnie część kulombowską ( $c$  — rdzeń,  $s$  — powłoka). To, co pozostaje, jest pewnym potencjałem krótkiego zasięgu.

$$V^{cc} = \frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{cc}, \quad V^{ss} = \frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{ss}, \quad V^{cs} = -\left[\frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{cs}\right]. \quad (22)$$

Oznaczając przez  $C_a$  macierz dynamiczną dla sprzężeń kulombowskich,  $\Phi_a$  dla pozostałych potencjałów,

$$C_a = \sum_l C(l)(e^{-iq \cdot l} - 1), \quad \Phi_a^{ss} = \sum_l \varphi^{ss}(l)(e^{-iq \cdot l} - 1), \quad \text{etc.}, \quad (23)$$

gdzie  $C(l)$ ,  $\varphi(l)$  są drugimi pochodnymi odpowiednich potencjałów, dochodzimy do następującej postaci efektywnej macierzy dynamicznej modelu powłokowego (13):

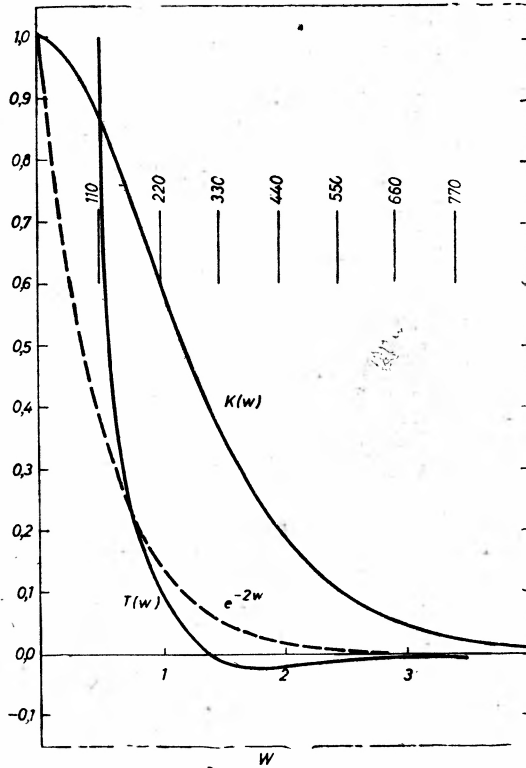
$$\Phi_a^{\text{eff}} = \Phi_a^{cc} + \Phi_a^{ss} - 2\Phi_a^{sc} - (\Phi_a^{ss} - \Phi_a^{sc})(\gamma + C_a + \Phi_a^{ss})^{-1}(\Phi_a^{ss} - \Phi_a^{sc}), \quad (24)$$

gdzie  $\gamma$  jest macierzą siłową rdzeń-wszystkie powłoki. Potencjały  $\varphi(r)$  są krótkiego zasięgu, dzięki czemu wartości własne  $\Phi_a^{\text{eff}}$  wykazują poprawną granicę akustyczną  $\omega \xrightarrow{q \rightarrow 0} 0$ . Ostatni człon w równaniu (24) wynika z polaryzowalności układu rdzeń-powłoka. Wynika stąd, że pozostały człon reprezentuje oddziaływanie statyczne jonów sztywnych o potencjale  $\varphi^{cc}(r) + \varphi^{ss}(r) - 2\varphi^{sc}(r)$ , jedynie istotne w granicy fal długich  $q \rightarrow 0$ .

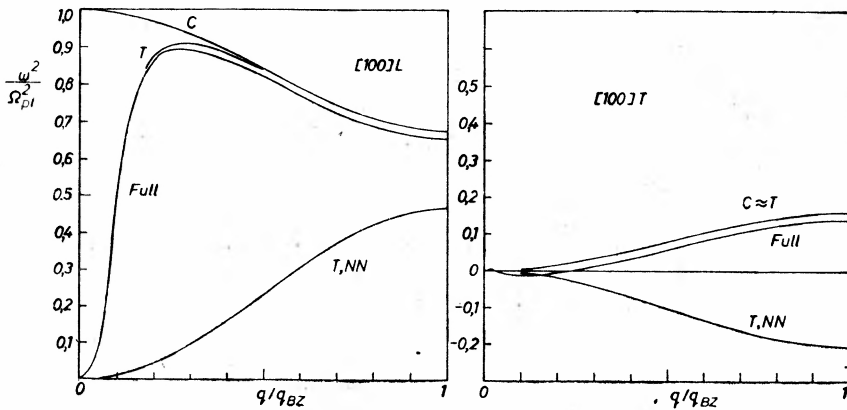
Obliczenia numeryczne przeprowadzono przyjmując rozkład punktowy ładunku rdzenia i exponencjalny ładunku powłoki

$$s(r) = \frac{\pi}{a^3} e^{-2ar} \sim e^{-r/r_0}. \quad (25)$$

Dla wyznaczenia parametrów modelu: promienia powłoki  $r_0$  i ładunku rdzenia  $Ze$  zażądano zgodności wyliczonych i zmierzonych stałych sieciowych  $a$  i stałych elastycznych  $c_{44}$  dla szeregu metali o strukturze kubicznej zewnętrznie centrowanej. W oddziaływaniu powłok uwzględniono ich odpychanie wynikające ze wzrostu energii kinetycznej elektronów w obszarze nakładania; ten efekt oszacowany w lokalnym przybliżeniu Hartree prowadzi do potencjału  $\sim K(aR)$



Rys. 9. Potencjały dwu-parametrowego modelu powłokowego uwzględniającego punktowe rdzenie jonowe i eksponencjalnie malejącą gęstość ładunku powłok  $\sim \exp(-2w)$ , oraz położenia sfer koordynacyjnych dla ołowiu



Rys. 10. Krzywe dyspersji obliczone według dwu-parametrowego modelu powłokowego dla ołowiu, dla kierunku [100], w jednostkach częstości plazmowej. Krzywe  $C$  odpowiadają ładunkom punktowym oddziaływającym kulombowsko,  $T$  — potencjałowi  $T(w)$  z rys. 9,  $T, NN$  — oddziaływaniu  $T$  z najbliższą sferą koordynacyjną,  $FULL$  — pełnej macierzy dynamicznej (24)

### 8. Dynamika układu sztywnych powłok i rdzeni jonowych [22]

Ruchowi jonu jądra towarzyszy w kryształach ruch pewnej chmury elektronowej, co prowadzi do ekranowania oddziaływań między jonami. Sytuację taką można w przybliżeniu wymodelować, przypisując rdzeniom i powłokom modelu powłokowego pewne ustalone rozkłady ładunku. Oprócz oddziaływań elektrostatycznych należy tu dopuścić również oddziaływania kwantowo-mechaniczne między nakładającymi się rozkładami. Relacje dyspersji fononów w takim modelu są pewnym dobrze określonym funkcjonałem tych rozkładów.

W każdym z potencjałów oddziaływania między tymi jednostkami wyodrębniamy jawnie część kulombowską ( $c$  — rdzeń,  $s$  — powłoka). To, co pozostaje, jest pewnym potencjałem krótkiego zasięgu.

$$V^{cc} = \frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{cc}, \quad V^{ss} = \frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{ss}, \quad V^{cs} = - \left[ \frac{(Ze)^2}{r} + \varphi^{cs} \right]. \quad (22)$$

Oznaczając przez  $C_a$  macierz dynamiczną dla sprzężeń kulombowskich,  $\Phi_a$  dla pozostałych potencjałów,

$$C_a = \sum_l C(l)(e^{-iq \cdot l} - 1), \quad \Phi_a^{ss} = \sum_l \varphi^{ss}(l)(e^{-iq \cdot l} - 1), \quad \text{etc.}, \quad (23)$$

gdzie  $C(l)$ ,  $\varphi(l)$  są drugimi pochodnymi odpowiednich potencjałów, dochodzimy do następującej postaci efektywnej macierzy dynamicznej modelu powłokowego (13):

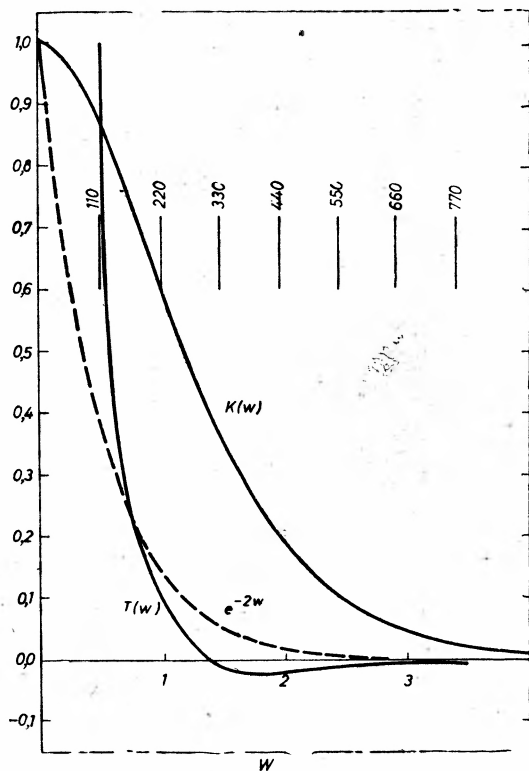
$$\Phi_a^{\text{eff}} = \Phi_a^{cc} + \Phi_a^{ss} - 2\Phi_a^{sc} - (\Phi_a^{ss} - \Phi_a^{sc})(\gamma + C_a + \Phi_a^{ss})^{-1}(\Phi_a^{ss} - \Phi_a^{sc}), \quad (24)$$

gdzie  $\gamma$  jest macierzą siłową rdzeń-wszystkie powłoki. Potencjały  $\varphi(r)$  są krótkiego zasięgu, dzięki czemu wartości własne  $\Phi_a^{\text{eff}}$  wykazują poprawną granicę akustyczną  $\omega \xrightarrow{q \rightarrow 0} 0$ . Ostatni człon w równaniu (24) wynika z polaryzowalności układu rdzeń-powłoka. Wynika stąd, że pozostały człon reprezentuje oddziaływanie statyczne jonów sztywnych o potencjale  $\varphi^{cc}(r) + \varphi^{ss}(r) - 2\varphi^{sc}(r)$ , jedynie istotne w granicy fal długich  $q \rightarrow 0$ .

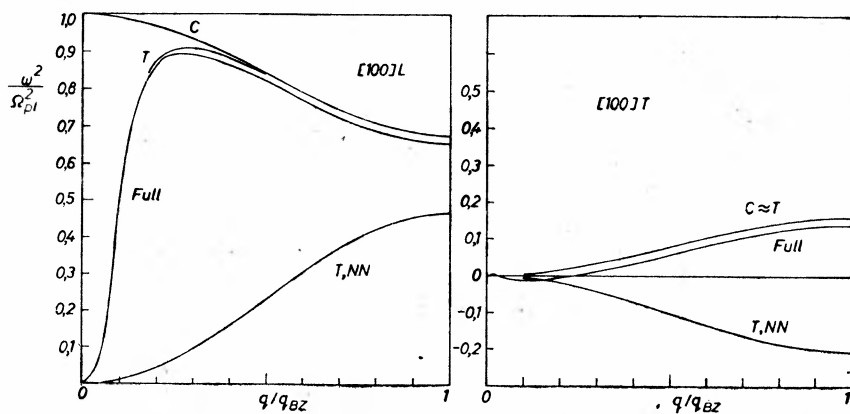
Obliczenia numeryczne przeprowadzono przyjmując rozkład punktowy ładunku rdzenia i exponencjalny ładunku powłoki

$$s(r) = \frac{\pi}{a^3} e^{-2ar} \sim e^{-r/r_s}. \quad (25)$$

Dla wyznaczenia parametrów modelu: promienia powłoki  $r_s$  i ładunku rdzenia  $Ze$  zażądano zgodności wyliczonych i zmierzonych stałych sieciowych  $a$  i stałych elastycznych  $c_{44}$  dla szeregu metali o strukturze kubicznej zewnętrznie centrowanej. W oddziaływaniu powłok uwzględniono ich odpychanie wynikające ze wzrostu energii kinetycznej elektronów w obszarze nakładania; ten efekt oszacowany w lokalnym przybliżeniu Hartree prowadzi do potencjału  $\sim K(aR)$



Rys. 9. Potencjały dwu-parametrowego modelu powłokowego uwzględniającego punktowe rdzenie jonowe i eksponencjalnie malejącą gęstość ładunku powłok  $\sim \exp(-2w)$ , oraz położenia sfer koordynacyjnych dla ołowiu



Rys. 10. Krzywe dyspersji obliczone według dwu-parametrowego modelu powłokowego dla ołowiu, dla kierunku [100], w jednostkach częstości plazmowej. Krzywe  $C$  odpowiadają ładunkom punktowym oddziaływającym kulombowsko,  $T$  — potencjałowi  $T(w)$  z rys. 9,  $T, NN$  — oddziaływaniu  $T$  z najbliższą sferą koordynacyjną,  $FULL$  — pełnej macierzy dynamicznej (24)

na rys. 9. Rozwiązanie otrzymano dla Pb:  $Z = 1.3$ ,  $r_s = 1.35a$ . Potencjał statyczny oddziaływania jonów ma minimum dla odległości odpowiadającej  $\approx 15$  sferze koordynacyjnej (krzywa  $T$  na rys. 9,  $w = aR$ ). Dla innych metali nie uzyskano wiązania, ze względu na zbyt silne odpychanie kwantowo-mechaniczne powłok,  $\sim K(aR)$ .

Jak można było oczekiwać, krzywe dyspersji fononów w tak prostym modelu (rys. 10) mało przypominają krzywe rzeczywiste. Większość odstępstw wynika z nieoczekiwanej dużej promienia powłoki i przejawia się w zbyt słabym ekranowaniu kulombowskich oddziaływań między rdzeniami — stąd podobieństwo kształtów krzywych  $C$  i FULL w gałęzi  $L$  dla większości wektorów  $q$  oraz w zbyt słabym sprzężeniu rdzeń-powłoka własna, stąd niestabilność w gałęzi poprzecznej FULL. Na uwagę zasługuje bardzo kulombowski i jednocześnie dość poprawny przebieg gałęzi  $C \approx T$ , odpowiadającej polaryzacji poprzecznej. Krzywe  $NN$  przedstawiają wkład od sprzężeń z pierwszymi najbliższymi sąsiadami.

Wpływ parametrów rozkładów na przebieg krzywych dyspersji jest w naszym modelu łatwy do określenia, a dla kierunków wysokiej symetrii można analizować oddzielnie wkłady od kolejnych wyrazów macierzy dynamicznej (24). Dzięki tym zaletom widzi się już teraz, że dla istotnej poprawy modelu istotne jest uwzględnienie skończonych rozmiarów rdzeni i bardziej precyzyjny opis energii elektronów, a przede wszystkim uwzględnienie energii wymiany.

Zdaniem Autora, przedstawione tu podejście warte jest dalszych badań, ze względu na swą prostotę, przejrzystość i możliwości zastosowań w rozwiązywaniu innych problemów — np. w dynamice kryształów domieszkowanych.

#### Literatura

- [1] L. J. Sham, *Proc. Roy. Soc. A* **238**, 33 (1974).
- [2] F. A. Johnson, *Proc. Roy. Soc.* **310**, 79, 89, 101, 111 (1969).
- [3] P. N. Keating, *Phys. Rev.* **175**, 1171 (1968).
- [4] R. M. Pick, M. H. Cohen, R. M. Martin, *Phys. Rev. B* **1**, 910 (1970).
- [5] E. G. Brovman, Ju. Kagan, A. Holas, patrz artykuł przeglądowy w *Dynamical Properties of Solids*, wyd. G. H. Horton i A. A. Maradudin, North-Holland, Amsterdam 1974, str. 193.
- [6] W. Hanke, H. Bilz, Proceedings of the International Conference on Lattice Dynamics, IAEA, Vienna 1972.
- [7] A. Czachor, A. Holas, *Acta Phys. Pol.* **A 49**, 307 (1976).
- [8] W. Hanke, *Phys. Rev. B* **8**, 4590 (1973).
- [9] B. A. Oli, A. O. E. Animalu, *Phys. Rev. B* **13**, 2398 (1976).
- [10] J. Singh, N. Singh; S. Prakash, *Phys. Rev. B* **12**, 3166 (1975).
- [11] M. Born, K. Huang, *Dynamical Theory of Crystal Lattices*, Oxford, Clarendon Press 1954.
- [12] R. S. Leigh, B. Szigeti, V. K. Tevary, *Proc. Roy. Soc. A* **320**, 505 (1971).
- [13] W. Cochran, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 495 (1959).
- [14] J. C. Phillips, *Phys. Rev.* **166**, 832 (1968).
- [15] J. Ginter, J. Mycielski, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **4**, 1540 (1973).

- [16] J. Ginter, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **6**, 808 (1973).
- [17] H. L. McMurray, A. W. Solbrig, J. K. Boyter, *J. Phys. Chem. Solids* **28**, 2359 (1967).
- [18] B. D. Singh, B. Dayal, *Phys. Status Solidi* **38**, 141 (1970).
- [19] L. H. Vasiliev, Yu. A. Logachev, B. Ya. Moizhes, M. C. Yurev, *Fiz. Tver. Tela* **13**, 450 (1971).
- [20] L. Sham, *Dynamical Properties of Solids*, p. [5].
- [21] W. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 371 (1974).
- [22] A. Czachor, Int. Conf. Latt. Dyn., Paris, Sept. 1977, praca 1B. 08.
- [23] J. R. Hardy, *Dynamical Properties of Solids*, p. [5].



*Kazimierz Rosiński*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Przewrót w badaniach optycznych dzięki laserom

### Revolution in Optical Investigations Caused by Lasers

*Abstract:* It is shown how new light sources — lasers, and new phenomena with laser light (nonlinear absorption, many photons processes, coherent optical transients etc.) have revolutionized atomic and molecular optics.

#### 1. Wprowadzenie

Przed rokiem 1949 zaznaczyło się zahamowanie rozwoju spektroskopii optycznej \*, zwłaszcza atomowej, wynikające nie tyle z ograniczeń aparaturowych, które znikają w miarę postępu techniki eksperymentalnej i technologii, ile raczej z ograniczeń nakładanych przez prawa przyrody, jak np. z poszerzenia dopplerowskiego linii (typowo ok. 1 GHz) [1] narzucającego zdolność rozszczepiającą znacznie gorszą niż aparaturowo osiągalna (np. zdolność rozszczepiająca interferometru Fabry-Perot sięga obecnie 1 MHz!). Poza tym brakowało nowych zjawisk, w których bardziej wszechstronnie przejawiałyby się i stawałyby się dostępne dla pomiaru właściwości materii, które wyrażają się np. poprzez ciasne struktury poziomów (np. w spektroskopii atomowej przesunięcie izotopowe, Lamba, w spektroskopii molekularnej struktury oscylacyjne i rotacyjne) lub wynikają z oddziaływań międzyatomowych, zwłaszcza w stanie podstawowym.

Po 1949 r. dzięki koncepcji pompowania optycznego i jednoczesnemu włączeniu do badań optycznych rezonansu magnetycznego w zakresie częstości radiowych i mikrofalowych nastąpił zasadniczy zwrot w wyniku wykrycia licznych

\* Przedmiotem spektroskopii optycznej są nie tylko pomiary parametrów widm promieniowania ale także wyjaśnianie wszelkich zjawisk wpływających na te widma (poszerzenie i przesunięcie oraz zmiana natężenia linii widmowych itp.) a związanych z oddziaływaniem promieniowania z materią, oddziaływaniami międzyatomowymi itd.

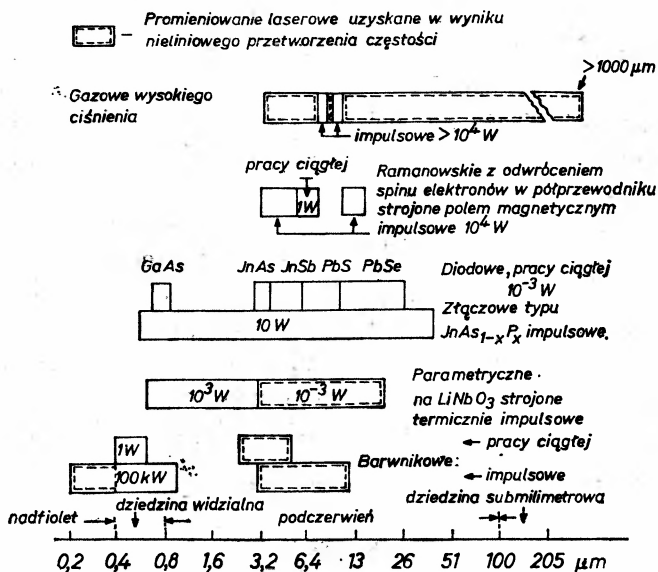
nowych i niezwykle ważnych zjawisk [2], jak np. szeroki obszar zjawisk związanych ze spójnością stanów atomowych, które doprowadziły do budowy tak niezwykle cennych urządzeń, jak wzorzec czasu i magnetometr pompowany optycznie. W nowych zjawiskach, jak np. rezonans w polu magnetycznym częstości radiowej śledzony optycznie, zniknęły dawne ograniczenia (np. poszerzenie dopplerowskie). Niebywale zwiększyła się dokładność niektórych pomiarów spektroskopowych. O znaczeniu tego nowego rozdziału optyki dla badań podstawowych i zastosowań może świadczyć przyznanie nagrody Nobla jego twórcy Kastlerowi (1966 r.). Nim jednak znacznie zaawansowana została ta dziedzina w spektroskopii, nastąpił nowy przewrót z chwilą pojawienia się lasera w 1960 r. Spowodowały go niezwykle właściwości promieniowania laserowego [3], a mianowicie możliwość uzyskania 1) wysokiej monochromatyczności (szerokość widmowa do ok. 10 Hz), 2) wielkiej mocy na jednostkę przedziału widmowego w połączeniu z możliwością skupienia całej energii promieniowania w obrębie linii absorpcyjnej, 3) bardzo silnych (np. 1 GW), krótkich (nawet rzędu ps) impulsów świetlnych i 4) wiązek bardzo dobrze skolimowanych (wąskich, o rozbieżności rzędu  $10^{-4}$  —  $10^{-3}$  rad.) i dających się ogniskować na powierzchni o wymiarach zaledwie kilku długości fali (gęstość mocy np.  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>, a pole  $2 \times 10^9$  V/cm).

W początkowym okresie zakres zastosowań laserów w spektroskopii był ograniczony, gdyż rozporządzano wówczas tylko dyskretnym wyborem linii widmowych, wobec czego badane były jedynie pierwiastki laserujące. Ponadto było jeszcze możliwe rozwinięcie badań cząsteczek wobec tego, że często zdarzała się koincydencja przypadkowa linii laserowej z jedną z linii bardzo ciasnych struktur linii oscylacyjnych i rotacyjnych. Miało to ogromne znaczenie zwłaszcza dla spektroskopii w podczerwieni, gdzie możliwości badawcze były poważnie ograniczone przez brak dobrych źródeł.

Od 1966 r. zaczęła rozwijać się szybko technika laserów barwnikowych [4] przestrajalnych w szerokim obszarze widmowym. Obecnie można sobie zapewnić dowolną długość fali w obszarze widzialnym i bliskiej podczerwieni. Jest to również możliwe w nadfiolecie i podczerwieni w drodze wykorzystania zjawiska nieliniowego przetwarzania częstości (powielanie częstości, mieszanie — np. częstość różnicowa 2 laserów barwnikowych lub 1 barwnikowego i 1 zwykłego odpowiada podczerwieni). W podczerwieni szczególnie wielkie znaczenie mają przestrajalne lasery ramanowskie, zwłaszcza z wykorzystaniem odwracania spinu elektronowego w półprzewodnikach [5]. Pojawienie się laserów przestrajalnych (rys. 1) znacznie przyspieszyło rozwój spektroskopii laserowej i rozszerzyło zakres jej zastosowań. Istnieją jednak ciągle pewne ograniczenia wynikające np. z tego, że w jednym laserze nie można połączyć dowolnych cech promieniowania laserowego; np. im krótsze mają być impulsy światła tym mniejsza ich monochromatyczność, im silniejsze wiązki ciągle tym większa ich rozbieżność i mniejsza monochromatyczność.

Jedną z przyczyn przewagi spektroskopii laserowej nad klasyczną jest rozporządzanie w niej źródłem światła o nowych właściwościach, zapewniającym

wysoką selektywność wzbudzenia (wzbudzenie na pojedyncze poziomy) i znaczne obsadzenie stanu wzbudzonego (do 50% wszystkich atomów). Można obecnie rozwiązywać zagadnienia, dla których nie nadawały się źródła konwencjonalne, a eksperymenty przeprowadzane dotychczas z wielką trudnością (np. rozwikłanie złożonych widm cząsteczkowych) stają się niezwykle łatwe. Spektroskopia klasyczna zostaje niejako podniesiona na wyższy poziom techniczny. Ilustracją olbrzymiej przewagi źródeł laserowych nad konwencjonalnymi niech będzie



Rys. 1. Zestawienie bardziej typowych parametrów źródeł przestrajalnych promieniowania laserowego

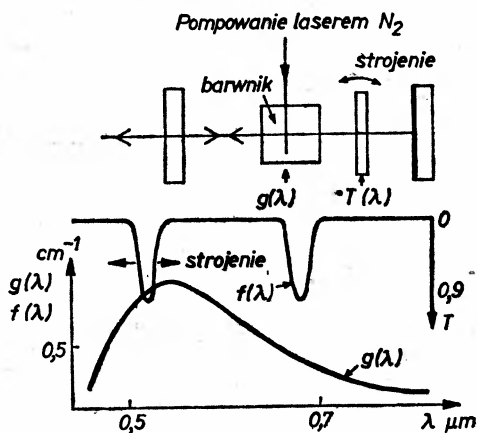
następujący przykład: nawet w tak słabym laserze, jakim jest laser diodowy o pracy ciągłej i mocy ledwie  $10^{-4}$  —  $10^{-5}$  W, gęstość widmowa mocy wynosi aż  $10^{-9}$  W/Hz, co odpowiada pełnemu (w kącie bryłowym  $4\pi$ ) promieniowaniu ciała doskonale czarnego o temperaturze 2000 K i średnicy kilku metrów. Drugą przyczyną sukcesów spektroskopii laserowej jest odkrycie nowego obszaru zjawisk optycznych, jak np. absorpcja nieliniowa (nasylenie absorpcji), nieliniowe oddziaływanie promieniowania spójnego z atomami (absorpcja wielofotonowa, optyczne zjawiska niestacjonarne: echo fotonowe, nutacja) [6]. Pod działaniem silnych wiązek światła laserowego polaryzowalności i przenikalności elektryczne atomów i cząsteczek same stają się zależne od ich natężenia. Pojawiają się takie zjawiska, nowe w dziedzinie promieniowania optycznego, jak powstawanie promieniowania o częstości harmonicznej, różnicowej, sumacyjnej, rozpraszanie wymuszone itp. [3]. Światło przestaje być małym zaburzeniem stanu atomów i cząsteczek, co przejawia się w nawet znacznym poszerzeniu i przesunięciu linii widmowych.

Nowe zjawiska odkryte w dziedzinie spektroskopii laserowej stały się stymulatorem dla rozszerzenia i pogłębienia badań teoretycznych oddziaływania pro-

mieniowania i materii [7] i zrozumienia natury promieniowania (właściwości statystyczne) [8], które z kolei pozwoliły przewidzieć nowe, interesujące zjawiska. W rozwoju spektroskopii laserowej zaznaczył się dość wyraźnie „okres sodowy” (sodium age), w którym sprawdzono nowe metody stosując je do dobrze już zbadanego sodu.

## 2. Lasery barwnikowe

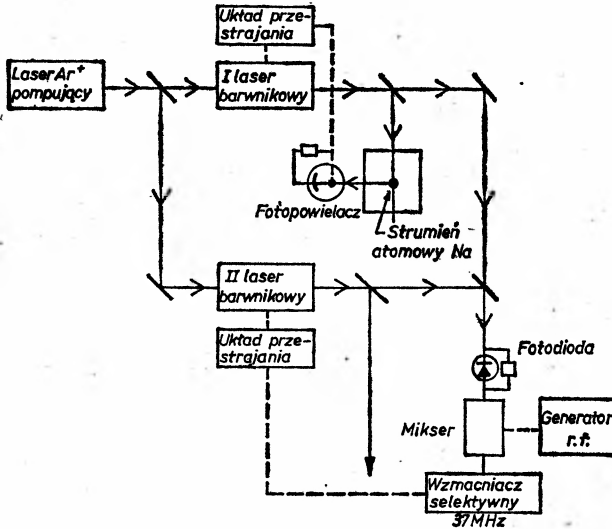
Laser barwnikowy pojawił się przed około 12 laty. Różni się on od innych rodzajów laserów, które można by nazwać dyskretnymi ze względu na długość fali  $\lambda$ , głównie tym, że może on być przestrajany (zmiana  $\lambda$ ) w sposób ciągły w szerokim obszarze (ok. 100 nm dla jednego barwnika, a w drodze wymiany barwników w prawie całym obszarze widzialnym i bliskiej podczerwieni — 420—900 nm). Poza tym promieniowanie to ma wszelkie cechy promieniowania laserowego, a w szczególności może być wysoce monochromatyczne (szerokość widmowa linii od ok. 1 kHz do ok. 1 MHz). Możliwość znacznego przestrajania wynika z właściwości barwników organicznych (np. rodamina 6G, wybielacze optyczne) stanowiących ośrodek laserujący, a wykazujących pasma fluorescencji bardzo szerokie (część pasma efektywnie wykorzystywana do ok. 100 nm) w porównaniu z liniami fluorescencji atomowej (ok. 0,002 nm) [5], [9].



Rys. 2. Zasada przestrajania lasera barwnikowego

Aby zrozumieć jak to jest możliwe, że lasery barwnikowe mogą być przestrajane w szerokim zakresie i zarazem odznaczać się wysoką monochromatycznością, wyobraźmy sobie, że umieszczamy barwnik w rezonatorze optycznym [3] (rys. 2) szerokopasmowym, tzn. wykazującym dostatecznie małe straty (wysoką dobroć) w całym obszarze pasma fluorescencji. Pompując optycznie barwnik (wytworzenie inwersji obsadzeń) odpowiednio silnie możemy otrzymać akcję laserową w prawie całym paśmie fluorescencji równocześnie. Jeśli teraz wprowadzimy do rezonatora element selektywny (np. filtr interferencyjny, siatkę

dyfrakcyjną, pryzmat) psujący jego dobroć (podwyższający straty  $-(f)\lambda$ ) w całym paśmie z wyjątkiem wąskiego przedziału długości fali (rys. 2), wówczas otrzymamy monochromatyczną akcję laserową. Obrót czy przesunięcie elementu selektywnego prowadzi do zmiany długości fali. Często strojenie jest dwustopniowe: zgrubne (pryzmat, siatka dyfrakcyjna) i subtelne z pomocą elementu o silnej zależności przezroczystości od długości fali (np. etalon Fabry-Perot). Ten ostatni element decyduje równocześnie o zwięzieniu linii. Inwersję obsadzeń uzyskujemy w tym laserze pompując go innym laserem lub lampą błyskową. Dzięki temu, że pasmo absorpcji barwnika jest szerokie i leży przeważnie w bliskim nadfiolecie i w fioletcie, wydajność pompowania jest znacznie większa



Rys. 3. Jedno z rozwiązań stabilizacji, przestrojenia i kalibracji lasera barwnikowego [9]

i łatwiejsza jego realizacja niż w przypadku lasera na ciele stałym (np. rubinowego). Wydajność ta zależy jeszcze od rodzaju barwnika. Wyróżnia się pod tym względem rodamina 6G, dla której obszar strojenia rozciąga się od ok. 570 do ok. 650 nm. Trudniejsze jest rozwiązanie zagadnienia stałości częstotliwości promieniowania i wysokiej monochromatyczności.

Wysoką stałość częstotliwości bardzo starannie zbudowanego (ze względu na drgania mechaniczne i wrażliwość na fale akustyczne) przestrojalnego lasera jednomodowego (laser II na rys. 3) przy równoczesnym zapewnieniu płynnego jej przemieszczania i kalibracji [9] można uzyskać, np. przez ciągłe porównywanie jego częstotliwości z częstotliwością innego lasera (lub np. etalonu Fabry-Perot) — lasera odniesienia (laser I). Laserem odniesienia może być odpowiednio dobrany stabilizowany laser gazowy lub laser barwnikowy stabilizowany na częstotliwości linii widmowej atomów strumienia atomowego (automatyczne naprowadzanie na centrum wąskiej linii absorpcyjnej atomów strumienia). Promieniowania laserów I i II interferują (jest to możliwe dzięki ich wysokiej spójności) na fotokatodzie detektora. Otrzymany sygnał o częstotliwości różnicowej (I częstotliwość

różnicowa) jest następnie mieszany z sygnałem z generatora częstotliwości radiowej (II częstotliwość różnicowa). Laser II jest tak zbudowany, że jego przestrajanie przebiega tak długo, dopóki wysterowująca go II częstotliwość różnicowa nie wyniesie 37 MHz. Zatem osiągnięcie przez II częstotliwość różnicową 37 MHz jest warunkiem stabilizacji pracy lasera II. W takim razie zmieniając w tych warunkach częstotliwość generatora rf, a co za tym idzie II częstotliwość różnicową, spowodujemy przestrojenie lasera II do nowej częstotliwości pracy, przy której II częstotliwość różnicowa ponownie wyniesie 37 MHz.

Szerokość widmowa lasera zależna w zasadzie od dobroci rezonatora jest wyznaczona w praktyce przez szybkie fluktuacje jego częstotliwości wokół wartości średniej [10]. Fluktuacje te są specyficzne dla mechanizmów zjawisk zachodzących w laserze barwnikowym, a więc dla procesu pompowania optycznego w cieczowym ośrodku czynnym lasera i dynamiki przepływu tego ośrodka (potrzebny dla odprowadzenia ciepła i zapewnienia lepszej jednorodności). W wyniku tego dla zwykłego, swobodnie (bez stabilizacji) generującego lasera otrzymuje się szerokość linii o jakiejś 2 rzędy wielkości większą niż dla podobnego gazowego. Obecnie w układach prawie standardowych dochodzi się do szerokości rzędu 1 MHz, a w bardzo nielicznych układach szczególnie starannie rozwiązanych nawet 1 kHz.

### 3. Stare metody — nowe źródła światła

Istotna modernizacja spektroskopii klasycznej dzięki laserom polega na niezwykłym zwiększeniu czułości oraz zakresu zastosowań i obejmuje zarówno spektroskopię absorpcyjną i fluorescencyjną, jak i „rozproszeniową” (np. ramanowską).

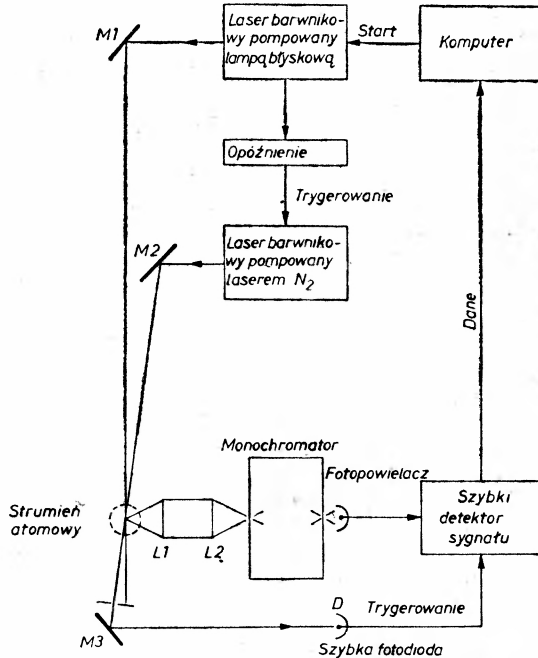
Szczególnie uderzający jest postęp w zakresie analitycznych zastosowań. Wykorzystuje się tu wyjątkowo wysoką efektywność wzbudzania atomów i cząsteczek dzięki możliwości dokładnego dopasowania szerokości linii laserowej do szerokości linii absorpcyjnej badanego mikroukładu. Ponadto należy pamiętać, że całe promieniowanie lasera (przeciwnie niż promieniowanie źródeł konwencjonalnych rozchodzące się we wszystkich kierunkach) można skupić na badanym obiekcie. Czułość wykrywania atomów czy cząsteczek wzrosła o wiele rzędów wielkości, a nawet ostatnio [11] wykazano możliwość selektywnego wykrycia pojedynczych atomów „na tle”  $10^{19}$  innych atomów (wiązka lasera o impulsach trwających  $2 \mu\text{s}$ , średnicy  $0,025 \text{ cm}$  i na długości ok.  $0,10 \text{ cm}$ ) w drodze rezonansowego jonizowania atomu i wykrywania wyemitowanego elektronu z pomocą licznika proporcjonalnego. Łatwo można obliczyć, że przy nasyceniu absorpcji atomu silną wiązką laserową (50% czasu atom przebywa w stanie wzbudzonym) otrzymamy z niego typowo aż  $10^7$  do  $10^8$  fotonów fluorescencji na sekundę. Jest widoczne, że na tej drodze możliwe jest wykrycie nawet, średnio biorąc, mniej niż jednego atomu. W tych warunkach problemem staje się raczej wyodrębnienie pojedynczych mikroukładów. Przed spektroskopia

otwierają się w związku z tym zupełnie nowe możliwości badania wyodrębnionych zjawisk elementarnych, przebiegających w najprostszych i najczystszych warunkach fizycznych, jak zagadnienie powolnego transportu, reakcji chemicznych, powolnego parowania, detekcji rzadkich zdarzeń związanych z neutrinami, kwarkami i atomami superciężkimi. Nie stanowi dziś żadnego problemu wykrycie  $3 \times 10^{-13}$  g/cm<sup>3</sup> sodu ( $10^{10}$  at/cm<sup>3</sup>). Bardzo czułą odmianą metody analizy śladowej jest wprowadzenie próbki do wnętrza lasera barwnikowego szerokopasmowego (bez elementu selektywnego). Śladowe ilości pierwiastka wystarczają, aby wywołana przezeń absorpcja spowodowała takie zepsucie dobroci rezonatora, by laser przestał generować; na odpowiedniej długości fali w widmie lasera pojawia się luka. Można też prześwietlić próbkę, w której umieszczony jest czuły mikrofon, silnym promieniowaniem laserowym modulowanym z częstością akustyczną, wówczas absorpcji promieniowania przez poszukiwany składnik towarzyszy dźwięk wykrywany przez mikrofon [12]. Jest zrozumiałe wykorzystanie takiej wysokiej czułości do badania zanieczyszczeń atmosfery, a także do badania wysokich warstw atmosfery, np. z pomocą LIDAR-u, który jest laserowym odpowiednikiem radaru i pozwolił np. wykrywać sól na wysokości 90 km z czułością do  $10^3$  at/cm<sup>3</sup>, co pozwoliło w tym przypadku stwierdzić meteoryczne jego pochodzenie.

Osiąganie znacznych populacji stanu wzbudzonego (do 50% w porównaniu ze znacznie mniejszą od  $10^6$  dla źródeł konwencjonalnych) oznacza istotny wzrost natężenia fluorescencji, a stąd nowe możliwości w dziedzinie spektroskopii fluorescencyjnej. Dotyczy to w szczególności pomiaru czasu życia w stanie wzbudzonym [13] metodą silnego, impulsowego wzbudzenia, po którym następuje obserwacja gasnącej fluorescencji. W ten sposób można wyznaczyć nie tylko czas gaśnięcia, ale i jego charakter. Zwykle stosuje się w tym celu laser barwnikowy pompowany laserem azotowym impulsowym (lub rzadziej laser o pracy ciągłej z bardzo szybką komórką Pockelsa przerywającą wiązkę) w połączeniu z bardzo szybkim ( $< 1$  ns) torem detekcji fluorescencji i ewentualnie układem średniującym, celem wyeliminowania szumów. Wąska linia promieniowania wzbudzającego zapewnia dostatecznie selektywne (i efektywne) wzbudzenie określonych stanów, co jest szczególnie ważne w przypadku poziomów cząsteczkowych gęsto rozmieszczonych. W pewnych warunkach może pojawić się modulacja gasnącej fluorescencji związana z wprowadzeniem do stanu wzbudzonego koherencji przez spójne składowe widma fourierowskiego impulsu (por. rozdz. 7). Dotychczas udało się zgromadzić na tej drodze ogromny, o wielkim znaczeniu (np. wyznaczanie mocy oscylatorów atomowych) materiał doświadczalny. Pomiar tego rodzaju ilustrują rys. 4, 5 i 6 [14].

Niezmiernie interesujące jest wykorzystanie wielkiej efektywności wzbudzania promieniowaniem laserowym przy uzyskiwaniu szerokości linii mniejszej od naturalnej. Mianowicie, jak wiadomo, szerokość naturalna linii emisyjnej  $\Gamma$  jest wyznaczona przez średni czas życia  $\tau$  atomów w stanie wzbudzonym ( $\Gamma = 1/\tau$ ). Wyobraźmy sobie, że świecenie zbioru atomów po przerwaniu wzbudzenia obserwujemy dopiero po pewnym czasie. Świecenie to będzie pochodzić oczy-

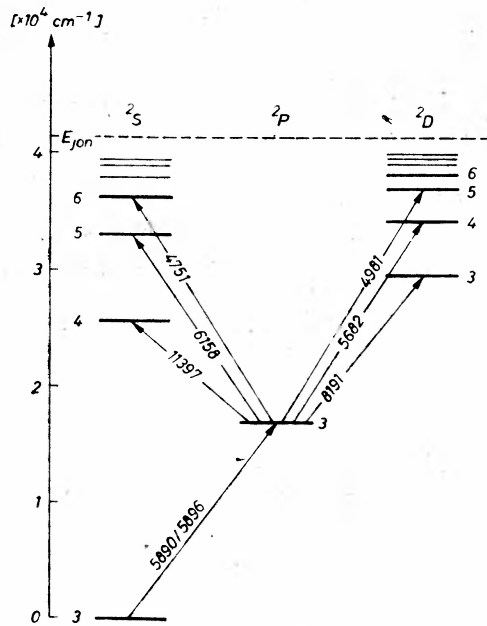
wiście od atomów, które do tego czasu jeszcze nie wyświecały, a zatem średnio biorąc są starsze od początkowej populacji, wobec tego szerokość linii ich promieniowania powinna być odpowiednio mniejsza. W praktyce, dzięki wielkiej efektywności wzbudzenia laserowego, jeszcze po czasie równym ok.  $10 \tau$  liczba atomów wzbudzonych jest taka, jak zaraz po wzbudzeniu źródłem konwencjonalnym. Tego rodzaju chwyt okazuje się konieczny w przypadku ciasnej struktury widma (zachodzenie linii na siebie) nie rozszerzonego dopplerowsko, jak np. w eksperymentach z krzyżowaniem się poziomów [15].



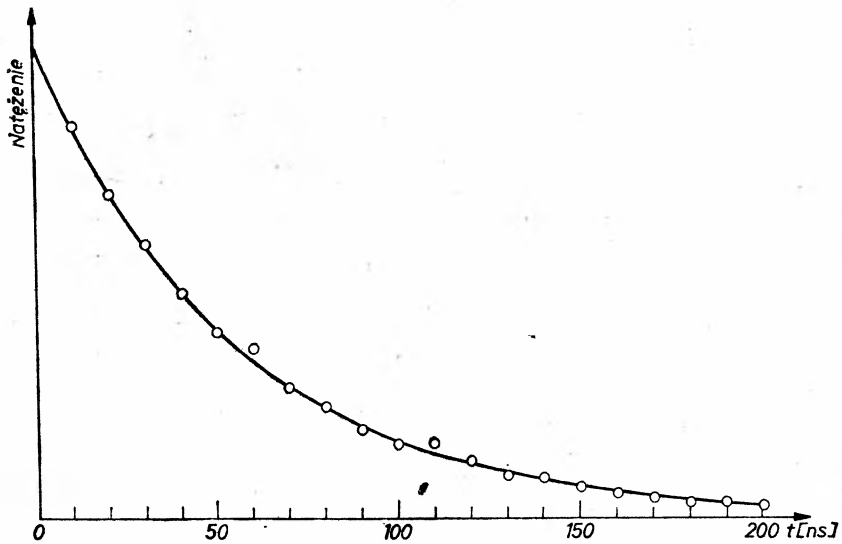
Rys. 4. Impulsowe wzbudzenie schodkowe atomów w strumieniu prostopadłym do płaszczyzny rysunku i rejestracja gasnącej fluorescencji [14].  $M$  — zwierciadła

W spektroskopii klasycznej badania struktur poziomów atomowych i właściwości atomów w stanie wzbudzonym były ograniczone w praktyce do niewielu poziomów niższych. Lasery strojone umożliwiły rozszerzenie tych badań w zasadzie na wszystkie stany wzbudzone, włączając w to i wzbudzenia dwuelektrowne, dzięki szerokiemu zastosowaniu metody selektywnego schodkowego wzbudzenia [16], którego zasady podał Wood już na początku bieżącego stulecia, które jednak przy użyciu konwencjonalnych źródeł światła mogło być zastosowane w bardzo niewielu przypadkach. W wymienionej metodzie najpierw wzbudza się atomy na niższy poziom (pośredni), a następnie z niego dopiero na wyższy, który nas interesuje (rys. 5). Lasery pozwoliły w pełni zrealizować takie eksperymenty, co pozwoliło osiągać poziomy zabronione w bezpośrednim wzbudzeniu przez reguły wyboru lub normalnie niedostępne ze względu na znaczną energię wzbudzenia odpowiadającą dalekiemu nadfioletowi. Odmianę opisaną metody



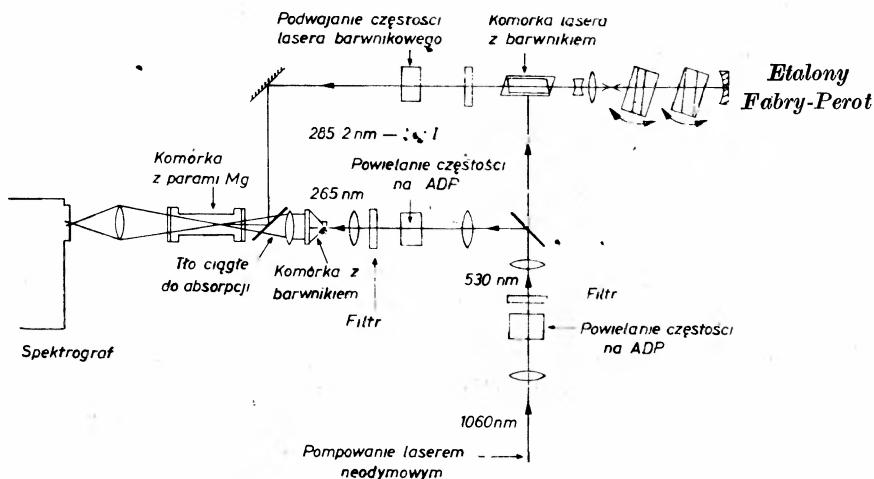


Rys. 5. Jeden laser obsadza poziomy rezonansowe  $3^2P_{1/2, 3/2}$ , drugi wzbudza atomy na wyższe poziomy serie  $2S$  lub  $2D$



Rys. 6. Wyniki badania gaśnięcia fluorescencji z poziomu  $4^2D$  otrzymane przez uśrednienie 250 zaników fluorescencji (punkty doświadczalne zaznaczono kółkami) [14]

stanowi wykorzystanie w drugim „schodku” szerokiego tła ciągłego, na którym występuje wówczas silne, bogate widmo absorpcyjne tylko z poziomu obsadzonego w I „schodku” (rys. 7). Za przykład może służyć widmo baru, dla którego zidentyfikowano na tej drodze składowe serii  $6s6p^1P_1^0 - 6snd^1D_2$  w liczbie ponad 40. Szczególnie interesujące wyniki uzyskano wzbudzając bardzo wysokie poziomy (do  $n \approx 80$ ), zwane rydbergowskimi, coraz bardziej przyciągające uwagę badaczy [17] ze względu na problemy teoretyczne związane z nimi i ich szczególne właściwości, np. średnica atomów w tych stanach jest rzędu długości fali światła ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ), a energia wiązania jest rzędu meV. Ciekawych wyników

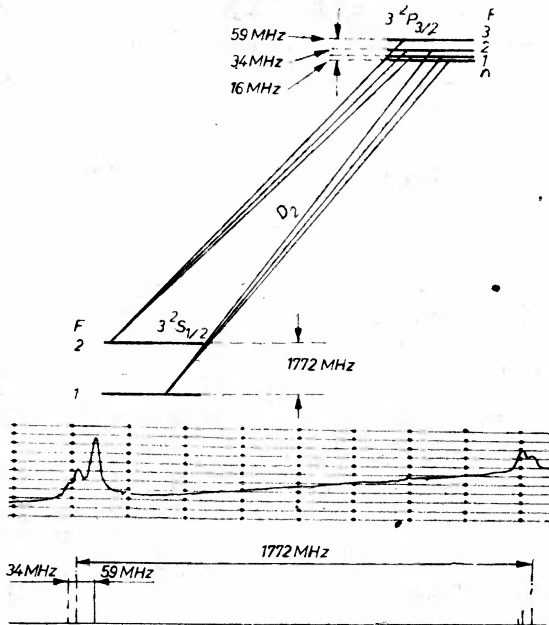


Rys. 7. Schemat układu do badania absorpcji z wyższych poziomów metodą schodkową [16b]

należy oczekiwać również w badaniach fluorescencyjnych wysokich poziomów o znacznej wartości orbitalnego momentu pędu z uwagi na bardzo silne efekty polaryzacji kadłuba atomowego, przejawiające się w strukturze subtelnej i nadsubtelnej, przy tym możliwości teoretycznego przewidywania tych efektów są jeszcze bardzo ograniczone.

Lasery barwnikowe o szerokości linii mniejszej od naturalnej ( $\sim 10$  MHz) w połączeniu z nowymi metodami uzyskiwania intensywnych strumieni atomowych o wysokiej kolimacji (1:500) pozwoliły zrealizować w sposób właściwie klasyczny badania z eliminacją rozszerzenia dopplerowskiego (spektroskopia bezdopplerowska) [18]. W dobrze skolimowanym strumieniu atomów składowa prędkości do niego poprzeczna może powodować rozszerzenie dopplerowskie nawet poniżej 2 MHz (normalnie  $\sim 1$  GHz), co odpowiada warunkom głębokiego oziębienia gazu, które w praktyce jest silnie ograniczone przez zachodzenie przemian fazowych. Wiązka światła o szerokości widmowej mniejszej od naturalnej, biegnąca poprzecznie do strumienia będzie wobec tego wzbudzać jedynie pojedyncze składowe widma atomowego (np. składowe nadsubtelne), jeśli nie nakładają się one na siebie. W takim razie mierząc natężenie fluorescencji poprzecznie do strumienia w trakcie przestrajania lasera otrzymamy informację o widmie

atomowym absorpcyjnym we wszystkich jego szczegółach. Dodajmy, że fakt absorpcji promieniowania przez atomy strumienia umiemy obecnie stwierdzać także metodami nieoptycznymi, jak np. metodą odchylenia biegu strumienia (metoda Rabiego) lub rezonansowego odrzutu atomów. Testem dla opisanej metody było wyznaczenie znanej struktury sodu [19]. Typowy wynik otrzymany już w początkowym okresie rozwoju metody pokazuje rys. 8. Metoda ta nie jest wskazana np. w przypadku izotopów nietrwałych, ulegających szybkiej przemianie.



Rys. 8. Struktura nadsubtelna linii rezonansowej  $D_2$  sodu wyznaczona w doświadczeniu ze strumieniem atomowym i promieniowaniem laserowym [19]

Ostatnio zarysowała się nadzwyczaj interesująca możliwość głębokiego „ochłodzenia” zbioru atomów, bez przejścia do fazy skondensowanej, w oparciu o wykorzystanie ciśnienia promieniowania [20]. Mianowicie wysoko monochromatyczna i silna wiązka laserowa odpowiednio nieznacznie odstrojona może zmniejszyć średnią prędkość atomów w bardzo krótkim czasie ( $\leq 1\mu\text{s}$ ) do wartości odpowiadającej temperaturze niższej od 1 K. Wg innych przewidywań [21] bardzo powolne przy niskiej koncentracji atomy mogą gromadzić się w węzłach silnej fali stojącej. Ograniczeniem takich metod byłoby rozszerzenie linii wywołane obecnością silnego pola fali świetlnej.

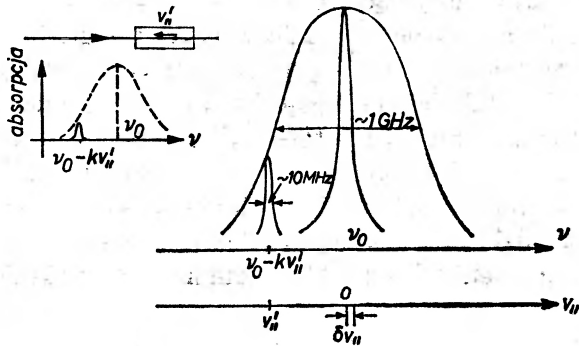
Warto na zakończenie zauważyć, że pojawienie się laserów stało się wyzwaniem dla teoretyków, którzy zostali postawieni w szczególności przed zagadnieniem oddziaływania silnych wiązek światła spójnego z atomami. Już rozwiązanie elementarnego problemu oddziaływania silnego światła z atomem dwupoziomowym staje się niełatwe i prowadzi do nowych, zaskakujących wyników, pojawia

się bardzo subtelne rozszczepienie linii, zależne od właściwości promieniowania. Efekt można traktować jako pewnego rodzaju zjawisko Starka, ale dynamiczne, spowodowane przez zmienne, nie stałe, pole warunkowane przez światło. Doświadczalne potwierdzenie tych przewidywań oparte na wykorzystaniu strumienia atomowego i lasera stanowi szczytowe osiągnięcie techniki eksperymentalnej. W doświadczeniu Walthera strumień atomowy przebiegał poprzez interferometr Fabry-Perot, co znakomicie wzmocniło sygnał [22]. Jesteśmy nadal przekonani, że mechanika kwantowa i elektrodynamika kwantowa są dobrymi teoriami ale coraz trudniejsze jest przewidywanie na ich podstawie przebiegu nowych zjawisk i wyników pomiarów o coraz wyższej dokładności. Powstaje potrzeba znalezienia nowych, w szczególności nieperturbacyjnych metod.

#### 4. Absorpcja nieliniowa a spektroskopia bez poszerzenia dopplerowskiego

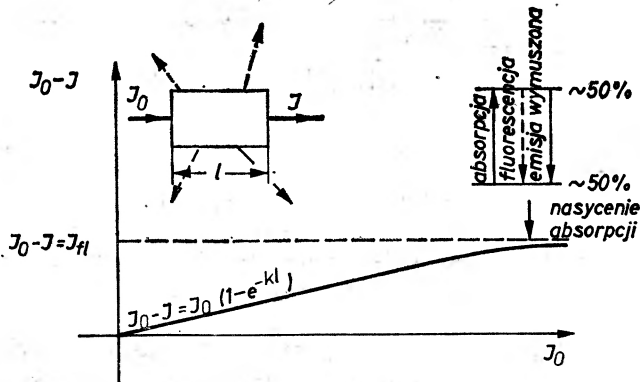
Metoda strumienia atomowego jest bardzo trudna, kosztowna i nie zawsze może być stosowana. Bardziej nadaje się do upowszechnienia metoda nieliniowej absorpcji. Metoda ta liczy już ponad 10 lat i była przedstawiona dość szczegółowo przez Ernsta [23] (por. też [24]), jednak w pracy [23] nie była uwzględniona rola laserów barwnikowych, ponadto ostatnio została odkryta niezwykle cenna jej modyfikacja zwana nasyceniową metodą polaryzacyjną. Zagadnienia te zostaną uwzględnione w niniejszym artykule.

Przypomnijmy pokrótce zasady klasycznej już metody nasyconej absorpcji w najprostszym przypadku dwupoziomowym. Zauważmy najpierw, że gdyby wszystkie rozważane atomy spoczywały a przynajmniej składowa ich prędkości w kierunku obserwatora wynosiła zero (jak w przybliżeniu w kierunku prostopadłym do strumienia atomów), wówczas szerokość linii promieniowania atomów byłaby dana, w nieobecności oddziaływań międzyatomowych i pól zewnętrznych, przez szerokość naturalną  $\Gamma$  (typowo  $\sim 10$  MHz), tzn. średni czas życia w stanie wzbudzonym ( $\sim 10^{-8}$ s). W rzeczywistości występuje gaussowski rozkład prędkości atomów i wąskie ( $\sim 10$  MHz) linie odpowiadające poszczególnym grupom pędowym są dopplerowsko poprzesuwane (rys. 9), a obserwator stwierdza efekt ich nałożenia w postaci szerokiej linii o rozkładzie z dobrym przybliżeniem gaussowskim, a szerokości wyznaczonej przez rozkład prędkości w danej temperaturze i przez masę atomową (typowo od ok. 6 GHz dla wodoru do ok. 0,6 GHz dla rtęci). Światło ze źródła konwencjonalnego o szerokości linii porównywalnej z szerokością dopplerowską wzbudza wszystkie atomy niezależnie od ich pędów. Promieniowanie laserowe o częstotliwości  $\nu$  i wysokiej monochromatyczności będzie wzbudzać jedynie atomy (częstość własna  $\nu_0$ ) o składowej prędkości w kierunku wiązki światła  $v_{\parallel}$ , które będą „widzieć” — po uwzględnieniu efektu Dopplera — promieniowanie o częstotliwości  $\nu$  jako promieniowanie o częstotliwości własnej  $\nu_0$ :  $\nu \pm kv_{\parallel} = \nu_0$ . Mimo małej liczebności atomów o prędkości dopasowanej do  $\nu_0$  w granicach szerokości naturalnej można uzyskać stosunkowo znaczną liczbę wzbudzeń stosując silną wiązkę światła, tzn. nasycając absorpcję. Mówi się tu



Rys. 9. Rozkład dopplerowski linii jako wynik nałożenia profili naturalnych odpowiadających różnym grupom prędkości atomów

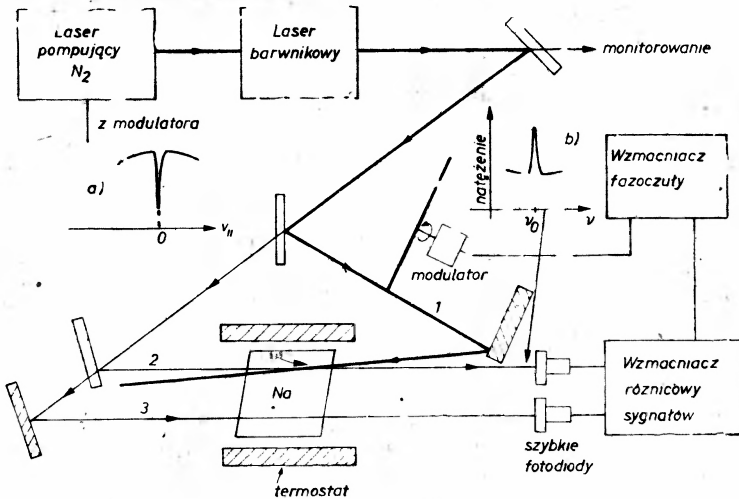
o „wybieleniu” absorbenta (rys. 10). Opisane zjawisko wykorzystujemy dla uzyskania profilu linii nie rozszerzonego dopplerowsko. W tym celu zestrzajamy wiązkę nasycającą (1 na rys. 11) ze środkiem linii dopplerowskiej ( $\nu \approx \nu_0$ ), tzn. nasycamy absorpcję grupy atomów o prędkości  $\approx 0$ . Równocześnie przepuszczamy słabą wiązkę monitorującą o tej samej częstotliwości w kierunku przeciw-



Rys. 10. Nasycenie absorpcji silnym promieniowaniem. W nasyceniu absorbent wydaje się przezroczysty („wybielony”) ponieważ wiązka wychodząca jest słabsza od bardzo silnej wiązki padającej o niewielką tylko liczbę fotonów fluorescencji

nym do nasycającej. Będzie ona absorbowana tylko przez grupę atomów nasyconych przez wiązkę silną i będzie ona wobec tego słabiej absorbowana w porównaniu z sytuacją bez nasycenia. Wiązkę monitorującą otrzymujemy jako część wiązki laserowej (por. rys. 11). Jeżeli następnie będziemy przestrajać laser w obszarze  $\nu_0$  otrzymamy profil linii wolny od rozszerzenia dopplerowskiego, gdyż uzyskany dla podgrupy atomów o rozmyciu prędkości odpowiadającym jedynie szerokości naturalnej (własnej). Gdy odstrojenie od  $\nu_0$  przekroczy szerokość naturalną obie wiązki będą oddziaływać z różnymi atomami. Użycie światła nieściśle monochromatycznego przyczynia się do pewnego dodatkowego poszerzenia linii. Innym źródłem poszerzenia jest samo oddziaływanie silnego

światła, jednak można go uniknąć stosując impulsy światła i obserwację opóźnioną, już po impulsie. Dla poprawienia stosunku sygnału do szumu można stosować metodę różnicową, polegającą na pomiarze różnicy natężeń wiązki monitorującej i wiązki odniesienia biegnącej poza obszarem nasycenia (eliminacja szumów lasera). Można wreszcie zastosować detekcję fazową modulując ciąg impulsów laserowych. Warto tu zauważyć, że warsztat doświadczalny fizyki daje dziś wprost niewyczerpane możliwości „wydobycia” słabych efektów, jeśli tylko nie staje na przeszkodzie zasadnicze ograniczenie ze strony samej natury (np. w danym przypadku ewentualna szybka termalizacja w stanie podstawowym).

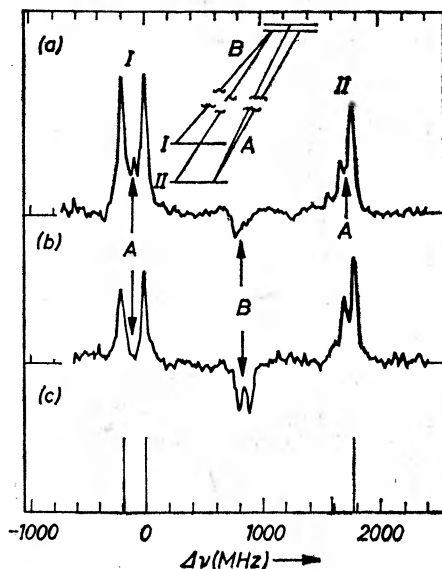


Rys. 11. Wyznaczanie profilu naturalnego linii rezonansowych sodu metodą nasyceniową: a) rozkład prędkości atomów w stanie podstawowym zmodyfikowany przez światło nasycające (1), b) profil naturalny na tle szerokiego dopplerowskiego otrzymany przy przestrajaniu lasera w obszarze rezonansu

Zastosowanie lasera barwnikowego umożliwia badanie dowolnych układów materialnych. Metodę sprawdzono na sodzie [25]. Laser barwnikowy na rodaminie 6G z rodaminą B (rys. 11) pompowany laserem azotowym dawał impulsy o czasie 30 ns i szerokości widmowej 7 MHz uzyskanej ostatecznie dzięki zewnętrznemu konfokalnemu interferometrowi Fabry-Perot, użytemu jako bardzo wąski filtr optyczny zwążający linię. Szczytowa moc wyjściowa, mimo strat w procesie filtracji, sięgała jeszcze wielu watów. Przestrajanie zapewniał wewnętrzny etalon Fabry-Perot pochylony względem osi lasera. Szумы natężenia promieniowania zredukowano stosując obserwację różnicy natężeń wiązek 2 i 3. Drobną strukturę dwu linii I i II (rys. 12a) widocznych na zapisie wyniku z rozszczepienia nadsubtelnego w stanie wzbudzone (192 MHz), zaś rozszczepienie 1772 MHz odpowiada strukturze nadsubtelnej w stanie podstawowym. O wielkiej zdolności rozszczepiającej metody może dać pojęcie fakt, że gdyby uwidocznic w tej samej skali linię D<sub>2</sub> (oddaloną o ok. 6 Å) jej zapis byłby przesunięty w prawo o ok. 10 m. Strzałki na rysunku pokazują „linie duchy” A i B.

Rysunek pokazuje, że wynikają one z absorpcji promieniowania przez grupy atomów o prędkości  $v \neq 0$  takiej, że atomy te „widzą” wiązki 1 i 2 jako wiązki o różnych częstościach odpowiadających w przypadku A przejściom ze wspólnego poziomu dolnego, a w przypadku B do wspólnego poziomu górnego.

Na efekty te nakładają się jeszcze efekty pompowania optycznego powodujące jakby odwrócenie linii. Ten ostatni efekt pozwala wnosić, że modyfikacja rozkładu prędkości wywołana w procesie nasycania i pompowania wykazuje

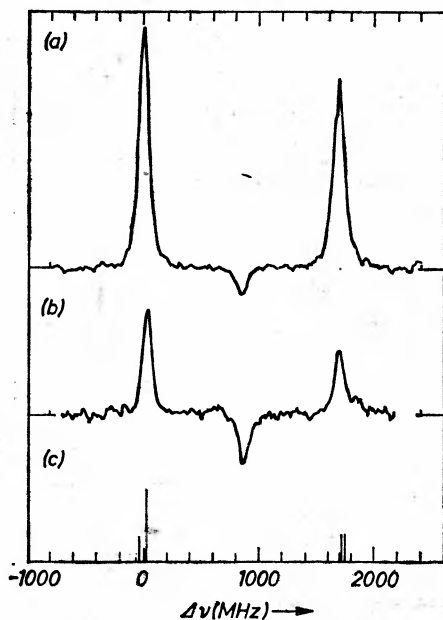


Rys. 12. Struktura nadsubtelna linii  $D_1$  sodu wyznaczona metodą nasyceniową. Składowe I i II charakteryzują budowę nadsubtelną w stanie podstawowym. A i B — „linie duchy”; a) bez opóźnionej obserwacji, b) opóźnienie 56 ns., c) oczekiwany rozkład natężeń [25]

dłuższy czas życia. Potwierdza to eksperyment wykonany z wiązką monitorującą opóźnioną o 56 ns (rys. 12b). Pewne poszerzenie obserwowanego profilu wynika z niedostatecznie małej szerokości linii lasera i resztkowego poszerzenia dopplerowskiego (pewna nierównoległość wiązek 1 i 2). Przy większych natężeniach światła (np. moc 50 mW) występuje rozszerzenie przez promieniowanie. Wyniki dla  $D_2$  pokazuje rys. 13. W tej samej pracy wykazano w obecności argonu (3.1 Tr) poszerzanie się linii z biegiem czasu, po impulsie nasycającym, w wyniku zderzeń sprężystych z atomami argonu termalizujących atomy sodu w stanie podstawowym. Okazuje się jednak, że proces ten nie jest tak szybki, jak mogłoby się to wydawać. Inne godne uwagi eksperymenty dotyczą wodoru (deuteru) atomowego, wyróżniającego się szczególnie wielkim rozszerzeniem dopplerowskim ( $M \approx 1$ ). Nie wchodząc w ich szczegóły przypomnijmy ważniejsze wyniki [26]. Po raz pierwszy udało się optycznie wykazać ponad wszelką wątpliwość efekt przesunięcia Lamba w stanie z  $n = 2$  (rys. 14B), a ponadto zmierzyć z wielką dokładnością stałą Rydberga  $R = 109737, 3143 \cdot 10 \text{ cm}^{-1}$  oraz wyznaczyć przesunięcie Lamba dla stanu podstawowego w drodze bardzo dokładnego porówna-

nia częstości przejścia  $1S-2S$  (absorpcja dwufotonowa) i  $2S-4P$  (metoda nasyceniowa). Wielkie usługi oddaje metoda nasyceniowa w odniesieniu do widm molekularnych [27].

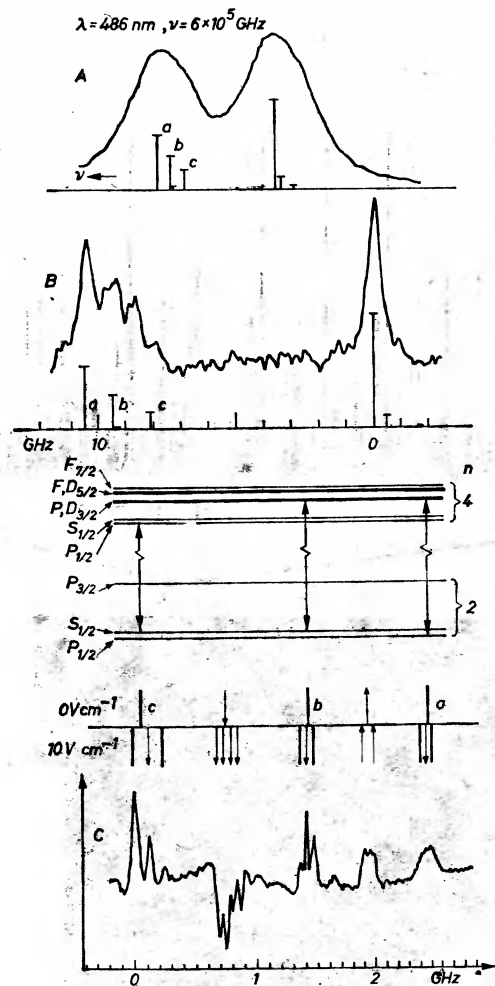
Istotny krok ku zwiększeniu rozdzielczości i czułości metod spektroskopii nasyceniowej i równocześnie zasadniczemu uproszczeniu widm cząsteczkowych stanowi polaryzacyjna metoda nasyceniowa [28]. Polega ona na dołączeniu pompowania optycznego, które, jak wiadomo, prowadzi do selektywnego obsadzania wyróżnionych podpoziomów stanu podstawowego (w szczególności asymetria



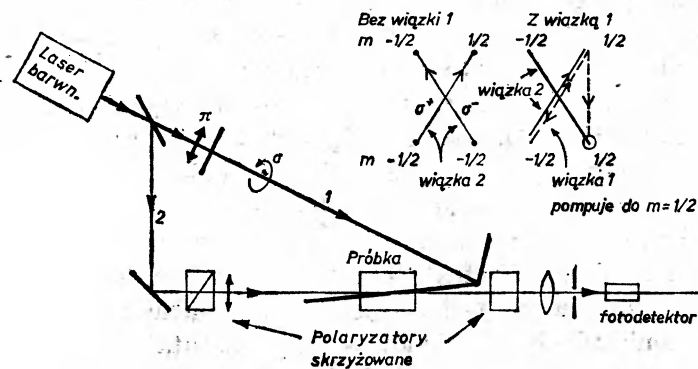
Rys. 13. Struktura nadsubtelna linii  $D_2$  sodu: a) bez opóźnienia, b) opóźnienie 700 ns., c) oczekiwany rozkład natężeń [25]

obsadzeń). W tym celu wiązkę nasycającą polaryzuje się kołowo, a że jest to wiązka silna, efekty pompowania potęgują się. Pojawia się np. bardzo silna polaryzacja zbioru atomów, która może być wykryta ze znaczną czułością przez wiązkę monitorującą spolaryzowaną liniowo. Mianowicie składowe kołowo (prawo- i lewoskrętnie) spolaryzowane, na które może być rozłożona wiązka monitorująca, będą różnie absorbowane w wyniku asymetrii obsadzeń (rys. 15), wskutek czego polaryzacja liniowa zmieni się w eliptyczną a równocześnie wystąpi skręcenie płaszczyzny polaryzacji ( $n_s \neq n_c$ ). Zatem para polaryzatorów skrzyżowanych (rys. 15) stanie się częściowo przezroczysta dla wiązki monitorującej w obecności spolaryzowanej wiązki nasycającej. Cały sygnał optyczny niesie informację o zjawisku badanym (brak tła). Detekcja nie jest obecnie wrażliwa na szumy lasera, rośnie więc jej czułość, co pozwala przeprowadzić pomiary w fizycznie czystszych warunkach: mniejsze gęstości środowiska, słabsze promieniowanie. Dalsze powiększenie czułości daje użycie polaryzatorów nie w pełni

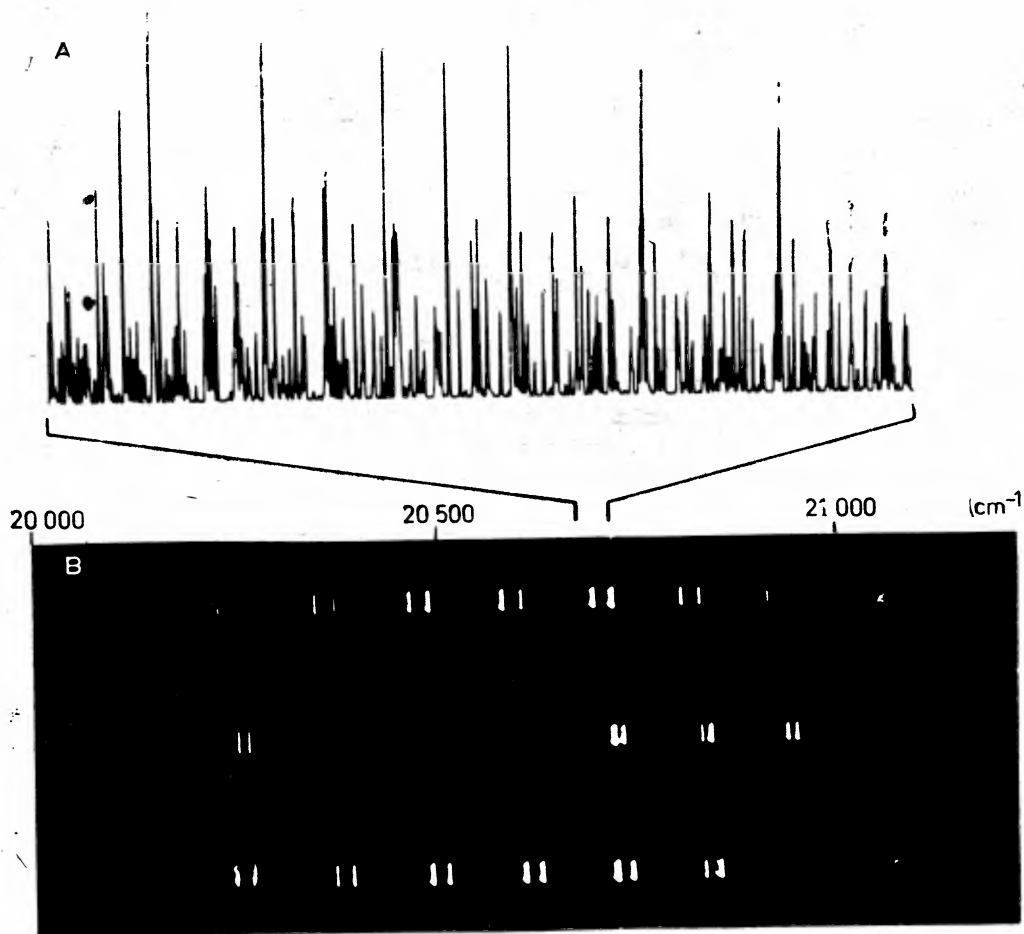




Rys. 14. A. Profil linii  $\beta$  serii Balmera uzyskany klasyczną metodą interferometryczną; B. Profil uzyskany zwykłą metodą nasyceniową. Widać wyraźnie przesunięcie Lamba dane przez odstęp linii  $a$  i  $b$ , które wg teorii Diraca powinny się nakładać; C. po zastosowaniu metody polaryzacyjnej spektroskopii nasyceniowej rozszerezenie wybitnie różnie [26], [28]



Rys. 15. Schemat ideowy polaryzacyjnej metody nasyceniowej



Rys. 16. Złożone widmo  $Na_2$  (A) ulega skrajnemu uproszczeniu (B) dzięki polaryzacyjnej metodzie nasyceniowej [29]

skrzyżowanych, co daje linię o kształcie dyspersyjnym. Efekt ten może być niezwykle użyteczny dla celów stabilizacji lasera na tej linii. Nadzwyczaj wyraziście rysuje się wyższość metody polaryzacyjnej na przykładzie linii  $\beta$  serii Balmera (rys. 14C). Pokazane widmo obejmuje jedynie drobny wycinek zwykłego widma nasyceniowego. Istotne zwiększenie czułości prowadzi do zwiększenia rozdzielczości, gdyż 1) można pozwolić sobie na lepszą monochromatyczność lasera, mimo że powoduje to spadek natężenia; 2) można stosować mniejsze gęstości atomów wodoru, co oznacza słabsze wyładowanie, w którym one powstają, a co za tym idzie osłabić efekt Starka rozszerzający linię. W widmie na rysunku 14C jest widoczne nie tylko lepsze rozszczepienie linii budowy subtelnej i lepsze wydzielenie „duchów”, ale nawet znikome tutaj rozszczepienie starkowskie, z którego można wyliczyć natężenie pola elektrycznego w wyładowaniu (ledwie 10 V/cm). Jest wyraźnie widoczna różnica szerokości linii zaczynających

się z krótkożyciowego poziomu 2P i metatrwałego 2S. Najmniejsza, jak dotąd szerokość wynosi ok. 25 MHz. Osiągnięta tu rozdzielczość ok.  $10^{-8}$  stanowi rekord w spektroskopii optycznej tego najprostszego z pierwiastków, ale nie jest jeszcze kresem. Można tu mówić o „mikroskopii” spektroskopowej dla analizy ciasnych struktur linii [29].

Omówiona metoda ma szczególne znaczenie dla analizy złożonych widm cząsteczkowych, w których, w szczególności linie genetycznie nie powiązane mogą się nakładać. Znaczna gęstość linii nawet tak prostych cząsteczek jak  $\text{Na}_2$ ,  $\text{I}_2$  wynika z obsadzenia w zwykłych temperaturach licznych poziomów oscylacyjnych i rotacyjnych stanu podstawowego. Widma takie uprościłyby się niezmiernie, gdyby był obsadzony tylko jeden podpoziom. Ale właśnie w polaryzacyjnej metodzie nasyceniowej jest to możliwe. Potrzebna jest tylko niewielka jej modyfikacja: wiązka monitorująca powinna być przestrajana w szerokim zakresie i niezależnie od spolaryzowanej nasycającej dla objęcia całej serii linii pochodzących z danego podpoziomu (osobny laser najlepiej szerokopasmowy). Wiazka nasycająca jest przestrajana tak, że pompuje cząsteczki kolejno do różnych podpoziomów stanu podstawowego. Rys. 16 przedstawia wyniki dla linii 483 nm w  $\text{Na}_2$  [29]. Poszczególne widma odpowiadają wyróżnionym podpoziomom stanu podstawowego. Z widm tych wynikają bezpośrednio informacje o liczbach kwantowych (przez odliczanie od końcowego dubletu z  $v = 0$ ) i parametrach stanu wzbudzonego. Wszelka nieregularność w serii dubletów może ujawnić zaburzenie przez sąsiednie stany uchodzące uwagi w gąszczu linii zwykłego widma. Pokazano np., że zaburzenie przez atomy gazu obcego prowadzi do pojawienia się satelitarnych linii z podpoziomów sąsiadujących z obsadzonymi przez pompowanie i różniących się od nich o parzystą liczbę jednostek rotacyjnej liczby kwantowej, z czego wynika, że zderzenia zmieniają wartość momentu pędu ale nie orientację cząsteczek.

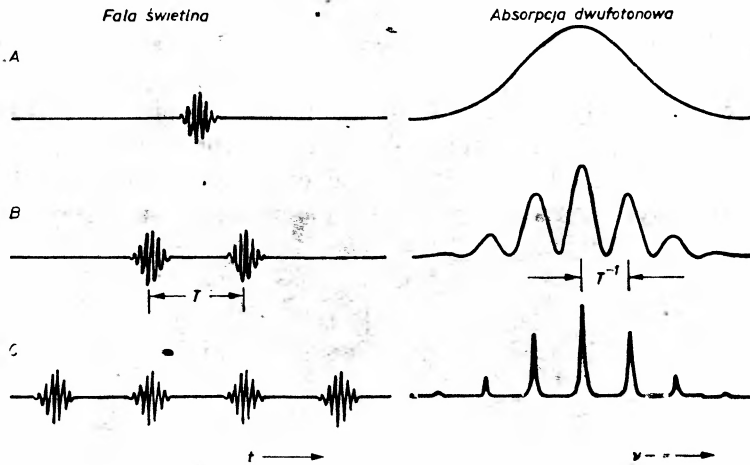
## 5. Nadzieja w prążkach Ramseya

Szczególnie prosta i elegancka metoda spektroskopii bezdopplerowskiej oparta na dwu- lub wielofotonowej absorpcji zaproponowana w 1970 r. znalazła realizację doświadczalną w 1973 r. Można ją uważać ponadto za cenne uzupełnienie spektroskopii klasycznej dzięki innym regułom wyboru dla przejść optycznych (dozwolone przejścia typu  $nS - nS$ ,  $nS - nD$ ) i możliwości wzbudzenia wysoko położonych poziomów odpowiadających nawet próżniowemu nadfioletowi ( $\lambda < 200$  nm) za pomocą promieniowania bardziej długofalowego, które można łatwo wytwarzać i wykrywać. Eliminację rozszerzenia dopplerowskiego I rzędu zależnego od  $(v/c)$  uzyskuje się w absorpcji 2 fotonów z dwu wiązek przeciwbieżnych najlepiej o różnej polaryzacji. Istotną cechą takiej absorpcji jest udział w niej wszystkich atomów, a nie tylko niewielkiej ich części, jak w spektroskopii nasyceniowej. Z drugiej strony prawdopodobieństwo przejść 2-kwantowych jest znacznie mniejsze. Zwykle wystarcza moc miepronowania

rzędu 200 mW. Szczegóły dotyczące zagadnienia można znaleźć w obszernych opracowaniach [30], a tu zostanie opisana tylko ważna modyfikacja omawianej metody, rokująca wielkie nadzieje na przyszłość, i wskazane ogromne możliwości spektroskopii dwufotonowej w zastosowaniu do przypadku wodoru, szczególnie interesującego z fizycznego punktu widzenia. Mianowicie szerokość poziomu metatrwałego  $2S$  (wyznaczona przez 2-fotonową emisję spontaniczną) wynosi zaledwie ok. 1 Hz, wobec czego rozdzielczość w absorpcji mogłaby sięgać  $10^{-15}$ , a dokładność wyznaczenia częstości aż  $10^{-17}$ . W doświadczeniu mamy jednak takie ograniczenia jak efekt Dopplera II rzędu (związany z  $(v/c)^2$ ), rozszerzenie linii w wyniku oddziaływania z promieniowaniem, skończony czas oddziaływania (czas przelotu przez wiązkę) i zderzenia. Inną trudność stanowi brak dostatecznie silnego, a monochromatycznego lasera w nadfiolecie (2430 Å). Silną wiązkę można by wprawdzie otrzymać podwajając częstość bardzo silnej wiązki z lasera barwnikowego impulsowego o  $\lambda = 4860$  Å, ale wówczas istotnym ograniczeniem staje się znaczna szerokość widmowa impulsu (ok. 50 MHz) dana przez jego transformatę fourierowską. Ostatnio [29] eksperyment tego rodzaju przeprowadzono w oparciu o układ laserowy szczególnie wysokiej mocy (światło jednomodowego lasera barwnikowego pracy ciągłej wzmocniono w 3-stopniowym wzmacniaczu barwnikowym, a następnie podwajając częstość, uzyskano wiele kW mocy szczytowej). Obserwacja była prowadzona we fluorescencji ( $2P-1S$ ). Poziom  $2P$  był zapelniany z  $2S$  dzięki relaksacji zderzeniowej. Użytkano rozdzielczość bliską granicznej wyznaczonej przez szerokość widmową impulsu wzbudzającego. Zostały całkowicie rozdzielone składowe nadsubtelne stanu podstawowego. Oczekiwane w najbliższej przyszłości zwiększenie o rząd wielkości dokładności wyznaczania odstepu  $1S-2S$  przez porównanie z odstepem  $2S-4P$  wyznaczonym b. dokładnie dzięki polaryzacyjnej metodzie nasyceniowej powinno pozwolić wyznaczyć po raz pierwszy dodatkowe przesunięcie poziomu  $1S$  o 23.4 MHz („Dirac shift”) spowodowane przez relatywistyczny efekt w odrzucie jądra. Efekt ten nie może być zaobserwowany nawet metodą spektroskopii radiowej w stanie wzbudzonym, gdyż jest jednakowy dla wszystkich poziomów subtelnych o tym samym  $n$ . Dalszy postęp powinien zapewnić laser o pracy ciągłej. Ostatnio [29] w Stanford uzyskano ciągłą wiązkę o znacznej monochromatyczności mieszając wiązki z jonowego lasera kryptonowego i lasera barwnikowego w chłodzonym kryształ ADP. Niska moc  $\sim 0.1$  mW powinna jeszcze wystarczyć pod warunkiem skupienia wiązki na próbce, co niestety da równocześnie pewne poszerzenie linii związane ze skróceniem czasu przelotu atomów przez wiązkę.

Należy oczekiwać, że dalszy rozwój metod doświadczalnych doprowadzi do sytuacji, w której wyniki eksperymentu staną się znów dokładniejsze od przewidywań teoretycznych. Szczególnie obiecujące w tym kontekście wydaje się połączenie metody absorpcji dwufotonowej bezdopplerowskiej z metodą prążków Ramseya, która w szczególności eliminuje efekty czasu przelotu. W I eksperymencie tego rodzaju doprowadzono atomy strumienia atomowego do oddziaływania kolejno z 2 wiązkami laserowymi spójnymi [31]. Pierwsza wiązka wytwa-

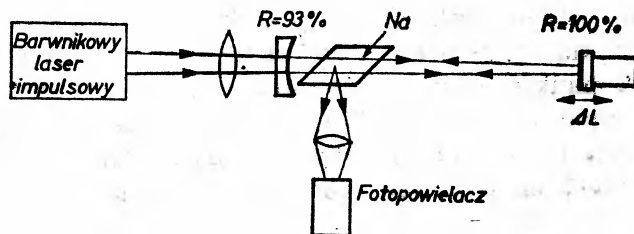
rzała w atomach koherencję optyczną odpowiadającą absorpcji 2-fotonowej. Wynik oddziaływania z drugą wiązką zależał od różnicy fazy promieniowania i fazy koherencji atomowej, zależnej od czasu przelotu od wiązki do wiązki. Przechodzenie lasera daje we fluorescencji rozkład natężeń analogiczny do prążków Ramseya w spektroskopii radiowej. Szerokość prążków zależy od czasu przelotu między wiązkami, a nie przelotu poprzez wiązkę. Opisana sytuacja rozpatrywana z punktu widzenia atomów oznacza wzbudzenie ich dwoma koherentnymi impulsami światła. Z tej uwagi wynika możliwość uzyskania prążków Ramseya we wzbudzeniu dwoma rozdzielonymi w czasie spójnymi impulsami światła, które powinny tworzyć falę stojącą (2 fale przeciwbieżne),



Rys. 17. A — w przypadku pojedynczego impulsu światła linia dopplerow., B — w przypadku 2 spójnych impulsów światła rozmyte prążki Ramseya oddalone o  $T^{-1}$ , C — w przypadku większej liczby spójnych impulsów światła ostre prążki Ramseya w odstępach  $T^{-1}$  [29]

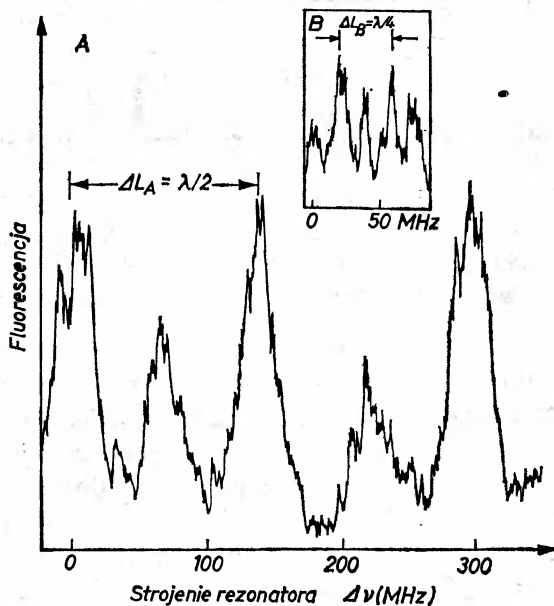
by możliwa była absorpcja dwufotonowa bezdopplerowska (rys. 17B). W ten sposób przy odpowiednim odstępach czasowych impulsów można uzyskać szerokość linii fluorescencji znacznie mniejszą od szerokości widmowej impulsów. W przypadku ciasnej struktury linii 2 impulsy nie wystarczają. Zauważmy z kolei, że zjawisko prążków Ramseya jest analogiczne do zjawiska interferencji 2 wiązek światła (np. doświadczenie Younga). Jak wiadomo zwiększenie liczby interferujących wiązek ugiętych prowadzi do zwężenia prążków, co jest uderzające w przypadku siatki dyfrakcyjnej. Wobec tego w naszym przypadku należy tylko zwiększyć liczbę impulsów, tzn. użyć ciągu spójnych impulsów (rys. 17C). Okazuje się, że ideę tę można zrealizować stosunkowo prosto, jak np. w doświadczeniu z przejściem  $3S-5S$  sodu [32]. Pojedynczy, krótki impuls laserowy wprowadza się do komory utworzonej przez 2 zwierciadła (rys. 18). Próbkę umieszcza się blisko jednego zwierciadła, gdzie przy odbiciu tworzy się jeszcze fala stojąca. Efekt interferencyjny obserwuje się w zależności od czasowego odstępu „widzianych” przez próbkę impulsów, zmienianego przez przesuwanie jednego ze zwierciadeł. Szerokość linii składowych jest wyznaczona przez szeroko-

kość naturalną i dobroć komory (malenie amplitudy przy kolejnych odbiciach), a nie przez szerokość widmową impulsu. Pierwsze wyniki są zachęcające (rys. 19), jeśli wziąć pod uwagę możliwość istotnych ulepszeń, np. w drodze zmniejszenia



Rys. 18. Idea doświadczenia prowadzącego do ostrych prążków Ramseya [32]

strat przy wprowadzeniu impulsu do komory (w opisanym doświadczeniu tracono 93 % mocy) i poprawienia dobroci rezonatora, co znacznie zmniejszy gaśnięcie impulsów i pozwoli wykorzystać efektywnie znacznie dłuższy ciąg impulsów „widzianych” przez atomy, a tym samym wybitnie poprawi stosunek

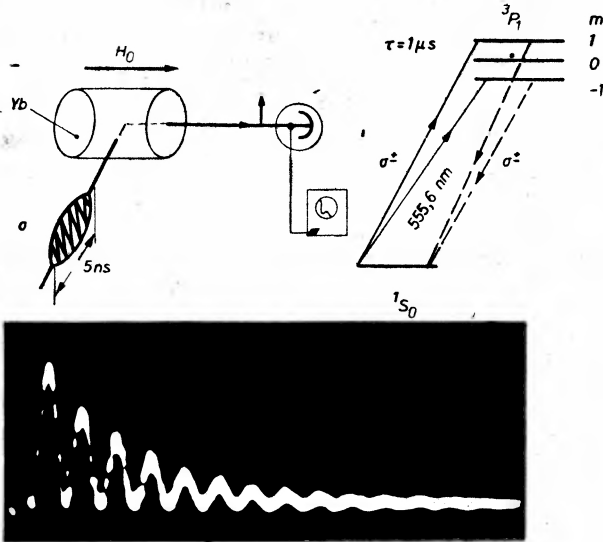


Rys. 19. Prążki Ramseya otrzymane w doświadczeniu [32] w drodze przestrajania ( $\Delta L$ ) komory o długości A) 1 m, 1 zwierciadło sferyczne, B) 2 m, komora konfokalna. Szerokość linii ok. 30 MHz w porównaniu z szerokością impulsów laserowych ok. 170 MHz

sygnału do szumu. Wobec tego, że metoda obejmuje też absorpcję dwufotonową, staje się możliwe łatwiejsze rozwiązanie zagadnienia wysokiej zdolności rozszczepiającej w zakresie dalekiego nadfioletu, gdzie praktycznie można korzystać tylko z laserów impulsowych.

## 6. Dudnienia optyczne a wysoka zdolność rozszczepiająca

Wzbudzenie atomów z pomocą impulsów światła laserowego o częstotliwości  $\omega$  prowadzi do gasnącej fluorescencji, której analiza czasowa dostarcza, jak wiadomo, informacji o czasie życia atomów w stanie wzbudzonym. Jeśli czas trwania impulsu wzbudzającego o odpowiedniej polaryzacji jest dostatecznie krótki, na wykładniczy zazwyczaj zanik fluorescencji nakłada się modulacja.



Rys. 20. Dudnienia świetlne w Yb. Schemat doświadczenia i obraz dudnień, na ekranie oscyloskopu, modulujących gasnącą fluorescencję [34]

Można ją wyjaśnić rozważając impulsy światła, scharakteryzowane przez określony przebieg natężenia w czasie, z punktu widzenia ich widma, które stanowi transformatę fourierowską przebiegu czasowego. Mianowicie widmo takie przedstawia się jako linia widmowa o częstotliwości  $\omega$  i szerokości  $\Delta\omega$  zależnej od czasu trwania impulsu  $T$  ( $\Delta\omega \approx 1/T$ ). Wobec tego można rozpatrywać impuls jako wynik superpozycji spójnych fal świetlnych o częstotliwościach w przedziale w przybliżeniu  $(\omega - \Delta\omega) \div (\omega + \Delta\omega)$ . Jeśli teraz w stanie wzbudzonym występują podpoziomy, których rozszczepienie jest rzędu  $\Delta\omega$ , to nastąpi spójne ich wzbudzenie pod warunkiem, że polaryzacja światła zostanie właściwie dobrana. We fluorescencji właściwie spolaryzowanej pojawi się związany z tym efekt interferencyjny w postaci jej modulacji z częstotliwością charakteryzującą strukturę poziomów, np. rozszczepienie zeemanowskie. W ten sposób modulacja fluorescencji jest źródłem wolnej od efektu Dopplera, niezwykle dokładnej i pełnej informacji o strukturze stanu wzbudzonego, a w szczególności czynnika Landego. Efekt jest analogiczny do znanego efektu w dziedzinie pompowania optycznego i rezonansu magnetycznego [33], z tą różnicą, że nie ma dodatkowego rozszerzenia linii właściwego dla rezonansu magnetycznego. Omawiana tu modulacja zwie się

często dudnieniami kwantowymi, ponieważ może być interpretowana jako wynik interferencji spójnych składowych promieniowania fluorescencyjnego pochodzących z różnych podpoziomów stanu wzbudzonego przygotowanych spójnie przez impuls światła wzbudzającego.

Użycie lasera zapewnia znaczną wyrazistość zjawiska dzięki dobremu stosunkowi sygnału do szumu i selektywnemu wzbudzaniu umożliwiającemu rozdzielenie efektów pochodzących od bliskich poziomów. W odróżnieniu od innych technik wysokiej zdolności rozszczepiającej nie jest tu potrzebna tak mała szerokość linii lasera. Metoda ogranicza się raczej do ciasnych struktur poziomów (odstępy rzędu 100 MHz). Rys. 20 daje ilustrację metody w zastosowaniu do rozszczepienia zeemanowskiego w Yb [34]. Interesującą odmianą opisaną metody jest metoda: strumień-laser. Strumień szybkich jonów lub atomów przecinający ciągłą wiązkę laserową „widzi” ją jako impuls światła [35].

## 7. Zjawiska ewolucji spójności atomowych optycznych [36] (echo fotonowe, nutacje optyczne...)

Dzięki laserom zrealizowano w dziedzinie optycznej spójne zjawiska niestacjonarne analogiczne do znanych w spektroskopii radiowej (np. echo spinowe) [37]. Zjawiska te informują bezpośrednio o oddziaływaniach dynamicznych (relaksacji) we wzbudzonych stanach mikroukładów.

Jak wiadomo, przy wzbudzeniu atomu ze stanu  $|p\rangle$  do stanu  $|q\rangle$  powstaje elektryczny moment dipolowy przejścia, a oddziaływanie elektryczne charakteryzuje  $\langle q|ED|p\rangle$ ,  $E$ -wektor elektryczny fali świetlnej,  $D$  — operator dipolowego momentu elektrycznego. Jeśli moment ten zostaje wzbudzony przez promieniowanie spójne, to, jak pokazał Dicke [38], wiąże się z nim, w dziedzinie optycznej, właściwości analogiczne do wykazywanych przez makroskopowy moment magnetyczny (związany ze spinami atomowymi) w spektroskopii radiowej [37].

Obie grupy zjawisk (magnetyczne i elektryczne-optyczne) można opisać w układzie współrzędnych obracającym się z częstością pola elektromagnetycznego wokół wyróżnionego kierunku (np. zewnętrznego pola) równaniem:

$$\frac{dM}{dt} = \Omega \times M$$

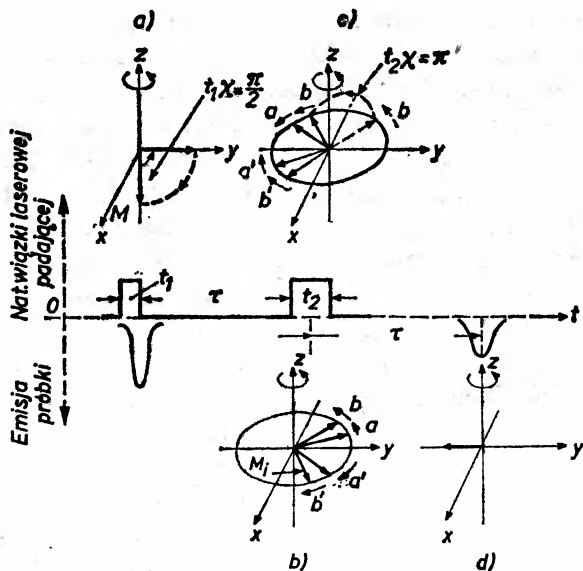
zwanym obecnie ogólnie równaniem Maxwella-Blocha (MB). Równanie to opisuje tak magnetyczne, jak i elektryczne oddziaływanie rezonansowe pola promieniowania z 2-poziomowym układem kwantowym i wyraża precesję wektora Blocha  $M$ , charakteryzującego atomy, wokół efektywnego pola  $\Omega$  (w jednostkach częstości), charakteryzującego promieniowanie. W przypadku magnetycznym  $M$  oznacza moment magnetyczny dokonujący precesji wokół efektywnego pola magnetycznego (pole statyczne zewnętrzne  $H_0$  widziane z obracającego się układu i  $\parallel OZ$  + pole radiowe  $\perp OZ$ ). W przypadku optycznym (elektrycznym)  $M$  nie ma bezpośredniej prostej interpretacji jako jakaś znana



obserwable atomowa (np. moment elektryczny), może być jedynie związane z pewnego rodzaju pseudodipolem elektrycznym. Wynika to z tego, że ze stanami elektronowymi z osobną nie jest związany nie znikający moment elektryczny, gdy tymczasem ze stanami struktury zeemanowskiej jest związany magnetyczny moment. Składową podłużną (wzdłuż  $OZ$ )  $M$  stanowi różnica obsadzeń stanu podstawowego i wzbudzonego, składowe poprzeczne ( $\perp OZ$ ), to składowe elektrycznego momentu dipolowego przejścia (spójności stanów elektronowych). Podobnie nie ma prostej i bezpośredniej interpretacji fizycznej pole efektywne  $\Omega$ . Ma ono postać  $\Omega = -\chi i + \Delta k$ , gdzie  $\chi$  jest tzw. częstością Rabiego (częstość nutacji  $D$  wokół  $E$  rosnąca z natężeniem światła)  $D_{12}E_0/\hbar$  ( $D_{12}$  — element macierzowy  $D$ ,  $E_0$  — amplituda  $E$ ) odpowiadającą częstości nutacji spinów wokół wektora pola radiowego  $H_{rf}$  w przypadku magnetycznym,  $\Delta = \omega + kv_{\parallel} - \omega_0$  jest odstrojeniem fali świetlnej ( $\omega$ ) od rezonansu ( $\omega_0$ ),  $v_{\parallel}$  — składowa prędkości równoległa do wiązki światła o wektorze falowym  $k$ .

Zatem spójne światło wytwarza w zbiorze atomów makroskopowy dipol elektryczny (mowa o składowych poprzecznych pseudodipola) promieniujący spójnie. Jeśli taki dipol wzbudzać impulsem spójnym światła, to występują rozmaite zjawiska niestacjonarne, jak nutacja, swobodna precesja czy wreszcie echo fotonowe w przypadku ciągu impulsów. Opis tych zjawisk jest zawarty w równaniu MB.

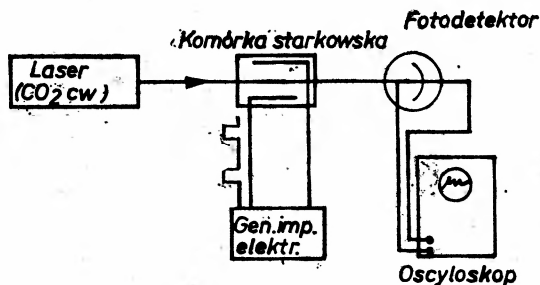
Zauważmy najpierw, że przed pojawieniem się impulsu wektor  $M$  jest skierowany wzdłuż  $OZ$  (obsadzony jest tylko stan podstawowy, nie ma dipola). Stronny impuls światła rezonansowego ( $\Delta = 0$ ) sprawi, że zgodnie z równaniem MB, wektor  $M$  zacznie wykonywać precesję (nutacja) wokół  $\Omega$ , czyli  $i(\Omega = -\chi i)$  z częstością Rabiego. Dobierając czas trwania impulsu tak, by kąt obrotu wyniósł  $\pi/2$  (impuls  $\pi/2$ ) (rys. 21a), otrzymamy po jego zakończeniu składową poprzeczną, czyli dipol elektryczny, który będzie emitować światło. Wobec tego, że ten dipol makroskopowy jest spójną superpozycją  $N$  dipoli elementarnych atomowych, natężenie promieniowania będzie proporcjonalne do  $N^2$  i w takim razie będzie znacznie silniejsze od natężenia emisji spontanicznej  $\sim N$ . Z uwagi na zachowanie pędu ( $k$ ) promieniowanie będzie mieć kierunek rozchodzenia się impulsu  $\pi/2$ . Z biegiem czasu jego natężenie będzie jednak maleć ze względu na różnice częstości składowych dipoli elementarnych związane z niejednorodnym (np. dopplerowskim) rozszerzeniem linii, które ostatecznie doprowadzą do destrukcyjnego wyniku interferencji. W naszym modelu jest to precesja elementarnych  $M_i$  wokół  $\Omega_i = \Delta_i k$  (po impulsie  $\chi = 0$ ), gdzie  $\Delta_i$  są zróżnicowane (rys. 21b). Opisany proces zwie się precesją swobodną lub swobodnym zanikiem indukcji (indukowanego dipola). Jeśli w tej sytuacji atomy poddamy po czasie  $\tau$  działaniu świetlnego impulsu  $\pi$  (obrót  $M_i$  wokół  $OX$  o  $\pi$ ), to fazy dipoli elementarnych ulegną odwróceniu i odwróci się też kierunek procesu, który poprzednio doprowadził do wytworzenia się różnicy faz (rys. 21c). Dokładnie po czasie  $2\tau$  dipole te ponownie będą mieć jednakową fazę ruchu i pojawi się w wyniku ich nałożenia znaczny moment elektryczny makroskopowy (rys. 21d), a z nim po raz drugi silny błysk światła — echo fotonowe. Natężenie



Rys. 21. Efekty oddziaływania spójnych impulsów światła spójnego z atomami rozpatrywane w obracającym się układzie współrzędnych: a) nutacja w czasie działania impulsu  $\pi/2$ , b) precesja swobodna po impulsie  $\pi/2$ , c) efekt impulsu  $\pi$ , d) echo fotonowe po czasie  $\tau$  od impulsu  $\pi$

błysku jest już mniejsze niż na początku z uwagi na nieodwracalne procesy relaksacyjne — stąd możliwość badania tych procesów.

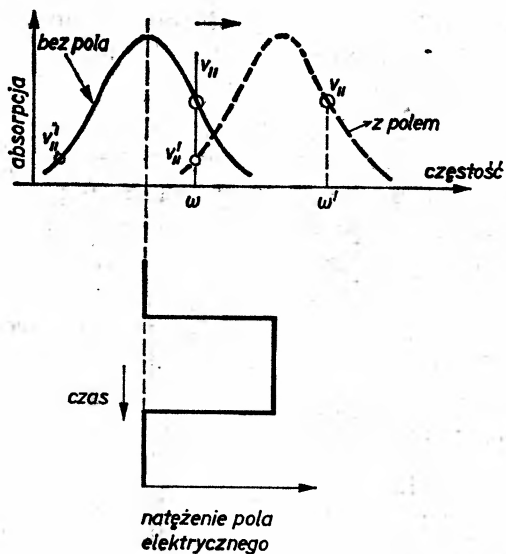
Gdyby początkowy impuls był znacznie dłuższy niż  $\pi/2$ , wówczas nutacja wokół  $OX$  trwałaby dalej, wektor  $M$  wykonywałby ruch rotacyjny z częstością Rabiego. W szczególności osiągnąłby zwrot przeciwny do początkowego itd.



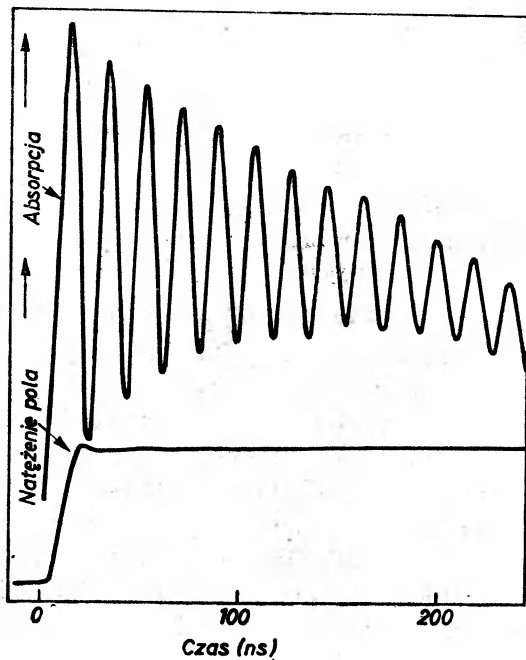
Rys. 22. Układ doświadczalny dla badania zjawisk niestacjonarnych metodą impulsu pola elektrycznego (zjawisko Starka)

W doświadczeniu takie zachowanie się  $M$  przejawia się w modulacji natężenia światła opuszczającego zbiór atomów. Zanik modulacji wiąże się między innymi z procesami relaksacyjnymi. Zasady nietrwałej realizacji doświadczalnej opisanych zjawisk [36] wyjaśniają rysunki.

Przez badany gaz czy parę (rys. 22), w obrębie której można wytworzyć impuls dostatecznie silnego pola elektrycznego, przechodzi ciągła wiązka lase-

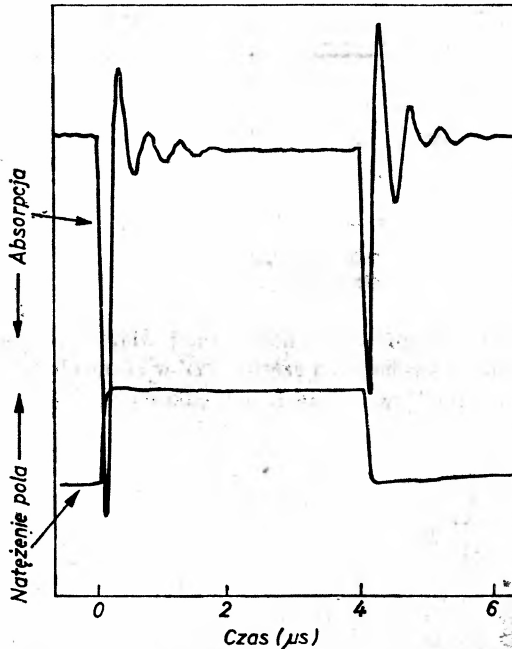


Rys. 23. Impuls pola elektrycznego w obecności stałej wiązki spójnego światła laserowego o częstości  $\omega$  powoduje precesję swobodną o częstości  $\omega'$  w atomach o składowej prędkości  $v_{\parallel}$ , a nutację w atomach o prędkości  $v'_{\parallel}$  [36]



Rys. 24. Swobodna precesja w parach  $I_2$  wzbudzonych spójnie światłem o  $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ . Częstość interferencyjna  $|\omega' - \omega| = 54 \text{ MHz}$ . Wolnozmiennie tło pochodzi od nutacji w atomach o prędkości  $v'_{\parallel}$  (por. rys. 23) [39]

rowa o częstoci  $\omega$ , odpowiedniej monochromatycznosci i odpowiednio nieznacznie odstrojona od rezonansu ( $\omega_0$ ), tak że oddziałuje z mikroukładami o składowej prędkosci wzdłuż wiązki równej  $v_{\parallel}$  i wytwarza w nich spójność optyczną. Stromy (działający nieadiabatyicznie) impuls pola elektrycznego (rys. 23) powoduje starkowskie przesunięcie (zmiana odstepu poziomów) dopplerowskiej linii absorpcyjnej, w wyniku czego mikroukłady o prędkosci  $v_{\parallel}$  wykazują teraz częstosc własną  $\omega'$  i przestają oddziaływać ze światłem, wobec czego



Rys. 25. Nutacja optyczna w  $^{13}\text{CH}_3\text{F}$  wzbudzonym przez laser  $\text{CO}_2$  ( $9,7 \mu\text{m}$ ). Napięcie pola elektrycznego wynosiło  $35 \text{ V/cm}$ . Z czasu zaniku nutacji wynika przekrój czynny na zderzenia niesprężyste  $5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$  [40]

następuje w nich proces precesji swobodnej prowadzący do zaniku wytworzonej w nich uprzednio stacjonarnej spójności [39]. Precesja ta przejawia się jako gasnący błysk spójnego promieniowania o częstoci  $\omega'$  i kierunku wiązki laserowej. Promieniowanie błysku interferuje ze spójną wiązką laserową — powstają dudnienia o częstoci radiowej ( $|\omega - \omega'|$ ) wykrywane z wielką czułością z pomocą fotodetektora. Atomy o podłużnej składowej prędkosci  $v'_{\parallel}$ , po włączeniu impulsu elektrycznego, zaczynają pod działaniem wiązki laserowej wykonywać nutację wygasającą po pewnym czasie [40]. Obecnie doświadczenie prowadzi się raczej bardziej uniwersalną metodą impulsowego przestrajania lasera od częstoci nierezonansowej do rezonansowej. Rys. 24 i 25 przedstawiają przykładowo uzyskiwane wyniki.

Powyższy zarys zagadnienia jest daleki od wyczerpania. W perspektywie badań tego rodzaju leży istotne pogłębienie znajomości procesów oddziaływań w środowiskach materialnych w skali czasu trwania od  $10^{-3} \text{ s}$  do  $10^{-12} \text{ s}$ .

## 8. Zakończenie

Już z tego bardzo zwięzłego i dalekiego od wyczerpania (np. pominięto całkowicie spektroskopię spójnego rozproszenia ramanowskiego [41], spektroskopię wielofotonową [42], zagadnienie separacji izotopów i biochemii [43] itd.) przeglądu wynika jasno, że przed optyką atomowo-molekularną otwierają się zupełnie nowe możliwości badawcze, a w szczególności możliwość uzyskania informacji, które dotychczas odpowiadały granicom poznania lub w ogóle były nieosiągalne. Wysoka czułość i rozdzielczość technik laserowych umożliwi, jak się spodziewamy, rozwiązanie takich problemów w zakresie podstaw fizyki, jak np. problem prądów neutralnych w oddziaływaniach słabych (naruszenie optycznych reguł wyboru ze względu na parzystość), poszukiwanie kwarków, nowe czułe sprawdzenie ewentualnego istnienia dryfu eteru ujawniającego się w anizotropii prędkości światła itp. Dzięki laserom należy spodziewać się wielu nowych wyników i zaskakujących odkryć nie tylko w fizyce, ale także w chemii i biologii.

### Literatura

- [1] Z. Leś, *Wstęp do spektroskopii atomowej*, PWN, Warszawa 1972.
- [2] T. Skaliński, *Postępy Fizyki* **9**, 515 (1958); **13**, 27 (1962); **18**, 131 (1967); M. Łukaszewski, *Postępy Fizyki* **21**, 209 (1970).
- [3] F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1978; Z. Leś, *Postępy Fizyki* **24**, 645 (1973); A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1976, cz. II.
- [4] *Dye Lasers*, ed. F. P. Schäfer, Springer-Verlag, Berlin 1973.
- [5] J. Kuhl, W. Schmidt, *Appl. Phys.* **3**, 251 (1974).
- [6] *Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules*, ed. H. Walther, Springer-Verlag, Berlin 1976; V. S. Letochov, *Uspekhi Fiz. Nauk* **118**, 199 (1976); *High-Resolution Laser Spectroscopy*, ed. K. Shimoda, Springer-Verlag, Berlin 1976.
- [7] L. Allen, J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley, New York 1975.
- [8] A. Kujawski, *Spójność światła*, w: *Optyka Kwantowa*, Inst. Fiz. UMK, Toruń 1977.
- [9] H. Walther, *Phys. Scripta* **9**, 297 (1974).
- [10] H. Welling et al., *Spectr. Lett.* **8** (9), 685 (1975).
- [11] S. Hurst et al., *Appl. Phys. Lett.* **30**, 229 (1977).
- [12] T. W. Hänsch, *Spectroscopy With Tunable Lasers w: Atomic Physics* **3**, Plenum, New York 1973.
- [13] S. Haroche, *Quantum Beats and Time-Resolved Fluorescence Spectroscopy w: High-Resolution Laser Spectroscopy*, ed. K. Shimoda, Springer-Verlag, Berlin 1976.
- [14] W. Gornik et al., *Appl. Phys.* **1**, 285 (1973).
- [15] H. Figger, H. Walther, *Z. Phys.* **267**, 1 (1974).
- [16] a) W. Happer, *Cascade and Stepwise Laser Spectroscopy of Alkali Atoms w: Atomic Physics* **4**, Plenum, New York 1975; b) D. J. Bradley et al., *Phys. Rev. Lett.* **31**, 263 (1973).
- [17] R. F. Stebbings, *Science* **193**, 537 (1976).
- [18] P. Jacquinet, *Atomic Beam Spectroscopy w: High-Resolution...*, loc. cit.
- [19] np. S. Liberman, J. Pinard, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 142 (1974).
- [20] F. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975).
- [21] V. S. Letochov et al., *Opt. Comm.* **19**, 72 (1976); *Europhysics News* **9**, No. 1/2, 14 (1978).

- [22] W. Hartig et al., *Z. Phys. A* **278**, 205 (1976).
- [23] K. Ernst, *Postepy Fizyki* **26**, 303 (1975).
- [24] V. S. Letochov, *Saturation Spectroscopy w: High-Resolution...*, loc. cit.
- [25] T. W. Hänsch et al., *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [26] T. W. Hänsch et al., *Nature* **235**, 63 (1972); T. W. Hänsch et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1336 (1974); S. A. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1262 (1975).
- [27] J. L. Hall, J. A. Magyar w: *High-Resolution...*, loc. cit., rozdz. 5.
- [28] C. Wieman, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1170 (1976).
- [29] T. W. Hänsch, *Physics Today* **30**, No. 5, 34 (1977).
- [30] M. Suffczyński, *Postepy Fizyki* **28**, 167 (1977); Z. Białynicka-Birula, *Postepy Fizyki* **27**, 297 (1976); M. Głódź, *Postepy Fizyki* **28**, 29 (1977).
- [31] Y. V. Baklanov et al., *Appl. Phys.* **11**, 201 (1976).
- [32] R. Teets et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 683 (1976).
- [33] S. Haroche, *Quantum Beats w: High-Resolution...*, loc. cit., str. 281; T. Skaliński, *Optyka Kwantowa*, Inst. Fizyki UMK, Toruń 1974, 80 str.
- [34] W. Gornik et al., *Opt. Comm.* **6**, 327 (1972).
- [35] H. J. Andrä, w: *Atomic Physics* **4**, Plenum, New York 1975, str. 635.
- [36] R. G. Brewer, *Physics Today* **30**, No. 5, 50 (1977).
- [37] J. W. Hennel, *Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego*, PWN, Warszawa 1966.
- [38] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [39] R. G. Brewer, A. Z. Genack, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 959 (1976).
- [40] R. G. Brewer, R. L. Shoemaker, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 631 (1971).
- [41] M. D. Levenson, *Physics Today* **30**, No 5, 44 (1977).
- [42] V. P. Czebotayev, w: *High-Resolution...*, loc. cit., Rozdz. 6.
- [43] V. S. Letokhov, *Physics Today* **30** No 5, 23 (1977).

## Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

## IV Międzynarodowy Kongres Fizyki Ferroelektryków w Leningradzie

W dniach od 18 do 23 września 1977 r. odbył się w Leningradzie IV Międzynarodowy Kongres Fizyki Ferroelektryków. Pierwsze tego rodzaju spotkanie fizyków zajmujących się badaniami tej specjalnej grupy kryształów dielektrycznych miało miejsce w roku 1966 w Pradze, drugie w roku 1969 w Kyoto, natomiast III Kongres odbył się w roku 1973 w Edynburgu. Organizatorem IV Kongresu była Akademia Nauk ZSRR oraz Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego i Specjalnego ZSRR, a poparcia finansowego udzieliły ponadto takie organizacje jak Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej, Międzynarodowa Agencja Atomowa oraz Europejskie Towarzystwo Fizyczne. Komitetowi organizacyjnemu przewodniczył zasłużony dla rozwoju fizyki ferroelektryków Akademik Georgij Anatolewicz Smolenski z Instytutu Fizyko-technicznego im. Joffego w Leningradzie, a Komitet Doradczy tworzyli fizycy z różnych krajów. Z Polski w skład tego Komitetu wchodził prof. Jan Stankowski z Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu.

Kongres zgromadził około 600 fizyków zajmujących się badaniami własności ferroelektryków; Polskę reprezentowała również dość duża grupa, głównie z ośrodka poznańskiego i wrocławskiego. Na Kongresie wygłoszono 13 referatów plenarnych na szczególnie aktualne tematy, wybrane przez Komitet Programowy, oraz około 100 komunikatów w sekcjach obejmujących następujące zagadnienia: teoria i badania doświadczalne przejść fazowych w ferroelektrykach, własności dielektryczne, elektryczne i optyczne, domeny ferroelektryczne, radiospektroskopia ferroelektryków, struktura i własności fizyczne materiałów, spektroskopia optyczna, ceramiki ferroelektryczne oraz ferroelektryki niewłaściwe i ferroelastyki. Przedstawiono również, na sesjach plakatowych, najnowsze wyniki badań przejść fazowych, własności strukturalnych dielektrycznych, optycznych, radiospektroskopowych oraz elektromechanicznych i pyroelektrycznych ferroelektryków. Ta nowa na Kongresach Ferroelektrycznych forma prezentacji wyników obejmowała około 200 tablic i umożliwiała uczestnikom zapoznanie się z wybranymi zagadnieniami oraz nawiązanie kontaktów pomiędzy grupami zajmującymi się tym samym problemem.

Na każdym kongresie można wyróżnić nowe zagadnienia, którym poświęcone są prace zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne oraz gorące dyskusje. Na poprzednim Kongresie w Edynburgu największą uwagę zajmował problem „miękkiego modu” i jego oddziaływania z innymi rodzajami drgań sieci krystalicznej. Na Kongresie w Leningradzie nowym, szeroko dyskutowanym zagadnieniem było pochodzenie „modu centralnego” w kryształach ferroelektrycznych i ono będzie skupiało w najbliższym czasie uwagę zarówno eksperymentatorów, jak i teoretyków, zajmujących się badaniami w dziedzinie relaksacji dielektrycznej, spektroskopii optycznej oraz radiospektroskopii.

Międzynarodowe Kongresy Fizyki Ferroelektryków odbywają się co 4 lata i następny odbędzie się w roku 1981 w Stanach Zjednoczonych. W okresach pomiędzy Kongresami odbywają się co 4 lata Europejskie Konferencje Fizyki Ferroelektryków i najbliższa odbędzie się w 1979 roku w Jugosławii w Lubljanie. Polska zgłosiła gotowość zorganizowania w roku 1985 VI Międzynarodowego Kongresu Ferroelektrycznego. Propozycję przyjęto i jest możliwe, że pierwsze w Polsce międzynarodowe spotkanie z zakresu ferroelektryków odbędzie się w Poznaniu.

*Bożena Hilczer*

## II Ogólnopolskie Sympozjum „Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych” w Katowicach

W dniach 26—27 stycznia 1978 r. Instytut Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach zorganizował II Ogólnopolskie Sympozjum „Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych”.

Poprzednie Sympozjum odbyło się dwa lata temu, w roku 1976. Powołano na nim Komitet Naukowy w składzie: doc. Władysław Chomka — Politechnika Gdańska, doc. Jerzy W. Moroń — Uniwersytet Śląski, doc. Jan Pietrzyk — AGH Kraków, dr Ellina Łunarska — Instytut Chemii Fizycznej PAN — Warszawa, dr Jan Ilczuk — Uniwersytet Śląski.

W Sympozjum wzięło udział 40 fizyków, metaloznawców i innych specjalistów z następujących ośrodków naukowych kraju: Gdańska, Warszawy, Krakowa, Łodzi, Gliwic i Katowic. Reprezentowane były wszystkie polskie ośrodki stosujące metody tarcia wewnętrznego i migracyjnych opóźnień magnetycznych w badaniach poświęconych ciałom stałym. Ogółem wygłoszono dwa referaty ogólne i siedemnaście referatów z prac własnych, które tworzyły cztery grupy tematyczne: 1. żelazo i stopy żelaza, 2. metale nieżelazne, 3. inne materiały, 4. nowa aparatura i rozwój metod pomiaru i analizy.

Przedstawione wyniki badań dotyczyły głównie metali i stopów; jednakże omówiono także rezultaty otrzymane dla innych materiałów — szkieł żelazo-fosforowych oraz żywicy poliestrowej. Referaty poświęcone metalom zajmowały się następującymi problemami: 1. porządkowanie się kierunkowe węgla lub azotu w stopach żelaza, 2. tarcie wewnętrzne w metalach związane z obecnością dyslokacji, 3. maksimum tłumienia wewnętrznego, pochodzące od migracji granic ziarna, 4. tarcie wewnętrzne w stopach CoPt i Ag<sub>2</sub>Mg.

Szereg referatów poświęcono rozwojowi aparatury pomiarowej oraz metodom analizy wyników.

Między innymi omówiono oryginalną aparaturę polską do automatycznej rejestracji krzywych dezakomodacji, bezkontaktową metodę pomiaru stałych sprężystości oraz nową wersję znanego wahadła typu K<sub>6</sub>, opracowanego i konstruowanego w AGH Kraków.

W jednej pracy zajmowano się teorią dezakomodacji, związanej z migracją węgla w żelazie alfa zawierającym dodatek rozpuszczający się substytucyjnie.

Wyniki Sympozjum podsumował doc. Władysław Chomka, jako przewodniczący Komitetu Naukowego. Postanowiono spotkać się za dwa lata w Katowicach na RENIOM-80.

W skład Komitetu Organizacyjnego wchodził między innymi: doc. Jerzy Moroń — przewodniczący, dr Jan Ilczuk — wiceprzewodniczący, dr Helena Wencsek — sekretarz.

Materiały Sympozjum zostaną wydane przez Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, w postaci specjalnego zeszytu Fizyki i Chemii Metali.

*Jerzy W. Moroń*



## Międzynarodowe Sympozjum Pierwiastków Superciężkich w Lubbock (USA)

Międzynarodowe Sympozjum Pierwiastków Superciężkich odbyło się w dniach 9—11 marca 1978 r. w Lubbock (Teksas) w Stanach Zjednoczonych. Zorganizowane zostało przez Uniwersytet Teksaski (Texas Tech University) przy współdziałaniu National Science Foundation. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. M. A. K. Lodhi. W sympozjum wzięło udział ok. 110 uczestników, reprezentujących prawie wszystkie ośrodki na świecie, w których prowadzone są badania doświadczalne lub teoretyczne nad pierwiastkami superciężkimi.

Prace nad tymi pierwiastkami trwają już ok. 12 lat i rozwój ich przedstawiany był kilkakrotnie w *Postęпах Fizyki* (np. 21, 127 (1970); 22, 573 (1971); 26, 419 (1975)).

Omawiane sympozjum było już drugim z kolei poświęconym wyłącznie pierwiastkom superciężkim. Pierwsze odbyło się w Szwecji w 1974 r. (*Post. Fiz.* 26, 459 (1975)). Spore zainteresowanie i duża ilość prac sprawia, że pewna uwaga poświęcana jest tym pierwiastkom na większości konferencji jądrowych, szczególnie konferencji związanych z syntezą nowych pierwiastków i z reakcjami z ciężkimi jonami. Na obecnym sympozjum przedstawiono dokonany ostatnio postęp w badaniach zarówno doświadczalnych (poszukiwanie pierwiastków superciężkich w naturze oraz synteza ich w laboratorium), jak i teoretycznych.

Dotychczasowe wyniki doświadczalne są ujemne, tzn. nie odkryto dotąd pierwiastków superciężkich. Przedstawiono jednak kilka prac, w których obserwowane są nieznane dotychczas aktywności. Aktywności te można by wyjaśnić istnieniem pierwiastków superciężkich. Wśród prac tych spore zainteresowanie wzbudził komunikat A. Chevalliera (Strasbourg, Francja) i współautorów donoszący o obserwacji cząstek  $\alpha$  o energii przewyższającej 12 MeV. Cząstki te obserwowane były w próbkach monacytowych pochodzących z tych samych skał (z Madagaskaru), w których znaleziono inkluzje monocytowe z gigantycznym halo w otaczającej je miedzi (por. np. *Post. Fiz.* 28, 189 (1977)). Podobnie wysokoenergetyczne cząstki  $\alpha$  (14—16 MeV) obserwowali S. N. Anderson (Seattle, USA) i współpracownicy w emulsjach przechowywanych pod ziemią, dla uniknięcia efektów od promieniowania kosmicznego. Obserwowane są także (J. Mały i D. R. Walz, Stanford, USA) nieznane dotychczas aktywności rozszczepieniowe w związkach hafnu oraz w ołowiu pochodzącym z rozpadu promieniotwórczego.

Duży postęp został osiągnięty w badaniu reakcji między ciężkimi jądrami: ksenonu i uranu ( $Xe + U$ ) oraz uranu i uranu ( $U + U$ ). Wyniki tych badań, uzyskane za pomocą akceleratora ciężkich jonów UNILAC w Darmstadt (RFN), przedstawił G. Herrmann (Moguncja i Darmstadt). Zmierzony został mianowicie przekrój czynny na tworzenie jąder aktynowców (do fermu, Fm, włącznie). Okazuje się, że przekrój ten jest o 1—2 rzędów większy w reakcji  $U + U$  niż w reakcji  $Xe + U$  i dla fermu wynosi on ok.  $7 \cdot 10^{-33}$  cm<sup>2</sup>. Jest to więcej niż oczekiwano i pozwala na pewien optymizm co do szans wytworzenia jąder superciężkich w reakcji  $U + U$ . Akcelerator UNILAC jest, jak dotąd, urządzeniem unikalnym do badania tej reakcji.

W zakresie badań teoretycznych pewną uwagę poświęcono pierwiastkom o liczbie atomowej  $Z = 126$ . Ponieważ zamkniętej powłoki protonowej oczekuje się przy  $Z = 114$ , a nie 126, czasy życia obliczone dla tych pierwiastków są bardzo małe. Mogą one być większe (rzędu kilkudziesięciu ms), jeśli  $Z = 126$  kojarzyć z następną z przewidywanych, ( $N = 228$ ), a nie najbliższą ( $N = 184$ ) zamkniętą powłoką neutronową, ponieważ jądro o większej liczbie neutronów ma mniejszą gęstość ładunku i trudniej ulega rozpadowi  $\alpha$  i rozszczepieniu. Jednakże duże czasy życia dla jąder o  $Z = 126$  można dostać tylko przy nietradycyjnych założeniach o parametrach jądrowych, jak przedyskutował to S. G. Nilsson (Lund, Szwecja i CERN). Dość szeroką dyskusję wyników otrzymanych metodą rachunków samozgodnych typu Hartree-Focka dla powłoki  $N = 228$  przedstawił P. Quentin (Orsay, Francja i Los Alamos). D. F. Jackson (Surrey, Wielka Brytania) przedyskutowała efekt pewnych ulepszeń w opisie rozpadu  $\alpha$ , np. efekt antysymetryzacji między cząstką  $\alpha$  a resztą jądra, na obliczaną szybkość rozpadu. Warto zwrócić uwagę, że te ulepszone obliczenia prowadzą do wartości stosunkowo bliskich do otrzymanych z prostych wzorów fenomenologicznych, dla czasów życia na rozpad jąder superciężkich.

Sporo uwagi poświęcono badaniu możliwości nietradycyjnej struktury jąder superciężkich, takiej jak struktura wydrążonej kuli, tj. kuli z obszarem małej gęstości w środku (A. Łukasiak i współpracownicy, Warszawa), czy struktura torusa (C. Y. Wong, Oak Ridge, USA). Obie te struktury uprzywilejowane są, w stosunku do pełnej kuli, przez odpychanie kulombowskie. Własności jąder o takiej egzotycznej budowie różniłyby się znacznie od własności jąder zwykłych. Na przykład jądom o kształcie torusa odpowiadałaby ścieżka stabilności  $\beta$  dość różna od tej, jaką dostaje się dla jąder kulistych. Także prawdopodobieństwo rozszczepienia na trzy, cztery i więcej porównywalnych fragmentów byłoby znacznie większe.

Oddzielna sesja była poświęcona zagadnieniu powłok elektronowych układów superciężkich zarówno statycznych (pierwiastki superciężkie), jak i tych, które tworzą się na krótki czas przelotu dwu ciężkich jąder obok siebie (superciężkie kwazimolekuły). Doświadczalne wyniki badań tych ostatnich przedstawione zostały przez W. Wölfli (Zurych, Szwajcaria) i współpracowników oraz W. E. Meyerhofa (Stanford, USA). Badane było promieniowanie X quazi-molekuł tworzących się w atomowych zderzeniach ciężkich jonów. Zbadane zostały układy o całkowitym ładunku aż do  $Z = 184$  ( $U + U$ ).

Panowało ogólne wrażenie, że sympozjum było zbyt skondensowane: trwało za krótko, jak na przedstawiony materiał (48 referatów, w tym 7 przeglądowych). Za mało czasu pozostawało na dyskusje zarówno te oficjalne po każdym referacie, jak i prywatne.

Sympozjum cieszyło się stosunkowo dużym zainteresowaniem prasy naukowej i ogólnej. Reprezentowane były czasopisma: *Nature*, *Science News*, *Nuclear News*, *Physics Today*, *Nuclear Data*, *New York Times* i inne.

Materiały mają być opublikowane za ok. 3 miesiące przez wydawnictwo Pergamon Press.

*Adam Sobieczewski*

## R E C E N Z J E

Walter A. Harrison: *Teoria ciała stałego*. Tłumaczyli z języka angielskiego L. Dobrzyński i A. Pindor, PWN, Warszawa 1976, str. 548, cena zł 80,—

Monografia W. A. Harrisona *Teoria ciała stałego* jest obszernym wykładem obejmującym w zasadzie wszystkie działy fizyki ciała stałego. Jasny i przejrzysty jest ogólny układ książki podzielonej na pięć dużych rozdziałów: I. Rodzaje i symetria ciał stałych, II. Stany elektronowe, III. Własności elektronowe, IV. Drgania sieci i własności atomowe, V. Zjawiska kooperatywne: A. Magnetyzm, B. Nadprzewodnictwo.

Wykład jest w zasadzie teoretyczny. Jednak Harrison unika systematycznego wykładu najważniejszych twierdzeń. Np. w paragrafie I. 4 „Symetria i teoria grup” odsyła czytelnika co najwyżej do podręcznika M. Tinkhama, niezadowolającego zresztą co do ścisłości i niedokładnego w dowodach twierdzeń. Unikanie solidnej matematyki jest cechą charakterystyczną wykładu Harrisona. Woli on opisywać słowami aniżeli operować równaniami, a już wyraźnie unika wyprowadzeń wzorów. Nie idzie mi nawet o to, że taki sposób wykładu mi nie odpowiada, ale raczej o konsekwencje dydaktyczne takiego ujęcia. Powstaje coraz bardziej jaskrawa sprzeczność między równoczesnym rozwojem metod matematycznych formalnych i abstrakcyjnych, operujących takimi aparatami jak analiza funkcjonalna czy przysłowiowe algebry  $C^*$  a wykładami fizyki teoretycznej, unikającymi aktualnego wyprowadzania zależności matematycznych w imię dziwnie pojętej prostoty.

W. A. Harrison kilkakrotnie zresztą cytuje istniejące już podręczniki ciała stałego, jak F. Seitz, *Theory of Solid State* (1940); A. H. Wilson, *Theory of Metals* (1936, 1953); H. Jones, *The Theory of Brillouin Zones and Electronic States in Crystals* (1960, 1976).

Najpiękniejszy jest wykład Harrisona o przybliżonych metodach obliczania struktury pasm elektronowych. Przybliżenie elektronów prawie swobodnych, teoria pseudopotencjału, metoda modelowego potencjału, przybliżenie pojedynczej ortogonalizowanej fali płaskiej, są ilustrowane estetycznymi i przekonującymi rysunkami, dobrze apelującymi do wyobraźni. Oryginalne prace Harrisona z lat pięćdziesiątych zwróciły uwagę na celowość stosowania symetryzowanych fal płaskich do opisu stanów elektronowych w pobliżu powierzchni Fermiego i bardzo przyczyniły się do rozwoju badań powierzchni Fermiego w metalach, wprowadziły pożądaną przejrzystość i systematyczność przedstawiania wyników pomiarów, nawet w przypadku powierzchni skomplikowanego kształtu.

Najsłabiej wypadły w wykładzie Harrisona partie wymagające znajomości podstaw mechaniki statystycznej. Jest to strata, bo w teorii ciała stałego, jako teorii wielu ciał, mechanika statystyczna odgrywa istotną rolę i odzywa się na każdym kroku. Wykład Harrisona teorii Bardcena-Coopera-Schrieffera nadprzewodnictwa w granicy zera absolutnego jest bardzo ładny. Harrison zrezygnował jednak zupełnie z opisu własności termodynamicznych nadprzewodnika. Wobec tego nawet podstawowy związek temperatury krytycznej  $T_c$  z przerwą energetyczną  $\Delta_0$  nie mógł być wyprowadzony: „Wylczenie temperatury przejścia jest w ramach podanej teorii zupełnie proste i prowadzi do wartości  $kT_c = 2\Delta_0/3,52$ ”, czytamy na str. 512 i nie dowiadujemy się dlaczego „wylczenie zupełnie proste” nie zostało przytoczone.

Paragraf III. 6 „Teoria Landaua cieczy Fermiego” nie został doprowadzony do rozwinięcia funkcji rozkładu na fale parjalne, tak, iż żadne wnioski z tej teorii, dające się porównać z doświadczeniem, nie mogły być wyprowadzone.

W całym wykładzie Harrisona słowo dominuje nad rachunkiem, opis nad wyprowadzeniem typu matematycznego. W rozwoju polskiej terminologii w zakresie teorii ciała stałego tłumaczenie tekstu obszernej monografii Harrisona może odegrać pewną rolę. Tłumacze dają sobie radę z mnogością terminów w sposób na ogół zadowalający. Wolałbym większą prostotę pewnych zdań: Na str. 35, zamiast „Lemat ten głosi nam bezpośrednio o tym, że jeżeli...” byłoby naturalniej powiedzieć: „Lemat ten mówi, że...”. Na str. 95: „Te szczególne operacje symetrii nazywane są grupą  $k$ ” właściwiej byłoby wyrazić zdaniem „Grupa tych szczególnych operacji symetrii nazywana jest grupą wektora falowego  $k$ ”. Na str. 181, w zdaniu „Mamy tu po prostu do czynienia z rozszerzeniem energii  $E(k)$  na płaszczyznę zespolonych wektorów  $k$ ” właściwiej byłoby powiedzieć: „... z analitycznym przedłużeniem energii...”.

Na str. 257, w „Opuściliśmy potencjał” należy dopisać; „elektrostatyczny”.

Na str. 268, zamiast „Zwróćcie uwagę”, a na str. 430, 500 i in. zamiast „Zauważcie” — lepiej zachować właściwe w języku polskim „Zauważmy”.

Na str. 420: „Interesującą rzeczą jest zauważenie, że...” można było zastąpić prostszym „Interesujące jest, że...”.

Takie wyrażenia tłumaczy, jak w paragrafie III.5.8. „całki nakładania tych innych stanów (rzut gazu Fermiego)” nie mają widoków na utrzymanie się w języku polskim.

Na str. 430 w przypisie, angielski termin „energy-wave number characteristic” został w tekście przetłumaczony przy pomocy „charakterystyki zależności energii od wektora falowego”, co wydaje się długim terminem, ale rzeczywiście trudno znaleźć bardziej właściwy.

Tłumaczenie polskie monografii Harrisona wydrukowane w Drukarni Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie w lipcu 1976 roku robi bardzo dobre wrażenie. Czcionka pięknego kroju, duża, wyraźna, czytelne wskaźniki, właściwe litery grube na oznaczenie wektorów. Czcionki są może nawet bardziej estetyczne niż w oryginale wydanym bądź co bądź w wydawnictwie McGraw-Hill. Korekta tłumaczenia jest niezła. Ilustracje właściwej wielkości. Ładna obwoluta. Redakcja Fizyki PWN przygotowała pozycję pod względem typograficznym wysokiej klasy. Żeby pochwał nie było zbyt wiele, tę książkę wydrukowano na papierze druk. mat. kl. V 70 g 70 × 100. Papier jest gruby, żółtawo-szary, brzydki. Ciekawe, czy drukarnia otrzymała premię za oszczędność dokonaną na fizykach-czytelnikach tej książki.

Maciej Suffczyński

W. Brauer, H. W. Streitwolf: Teoretyczne podstawy fizyki półprzewodników, z języka niemieckiego przełożył Andrzej Nadolny, PWN, Warszawa 1977, str. 226, cena zł 20.—

Profesorowie Wolfram Brauer i Hans Waldemar Streitwolf z Instytutu Fizyki Niemieckiej Akademii Nauk w Berlinie znani są jako autorzy monografii z teorii ciała stałego. W. Brauer wydał w 1965 r. *Elektronentheorie der Metalle*, a H. W. Streitwolf w 1970 r. *Gruppentheorie in der Festkörperphysik*, tłumaczoną na język angielski i rosyjski. Teraz obaj autorzy napisali krótką monografię zbierającą w zwartej formie najważniejsze zasady teoretyczne pozwalające zrozumieć podstawowe fakty fizyki półprzewodników. Przedstawienie możliwie krótkie najpotrzebniejszych wiadomości wymaga dokonania wyboru, selektywnego skoncentrowania uwagi i logicznego uporządkowania toku rozumowania. Tego wyboru i uporządkowania dokonali autorzy w sposób zadowalający. W nadzwyczajnie małej objętości zdołali w logiczny i ścisły sposób przedstawić najważniejsze zasady fizyki półprzewodników.

W rozdziałach 1—5 opisane jest zachowanie się elektronów w idealnym kryształ. Uwzględniono tu wpływ na elektrony zaburzeń zewnętrznych oraz rozwinięto w rozdziale 5 teorie własności optycznych.

W rozdziałach 6—12 opisano w przybliżeniu liniowym zachowanie się elektronów w warunkach przyłożonego z zewnątrz stałego pola elektrycznego i magnetycznego, przy uwzględnieniu zaburzeń struktury krystalicznej jak defekty, fonony itd., rozwijając teorię transportu elektrycznego i zjawisk galwanomagnetycznych.

Na początku wykładu opisana jest w przejrzystej notacji struktura krystalograficzna i symetrie sieci. W rozdziale 2 opisane są funkcje Blocha, ich symetrie, gęstość energii pasm elektronowych, ich punkty krytyczne oraz metody liczenia pasm elektronowych. Tu krótki paragraf 2.4.3. „Wpływ odwrócenia kierunku czasu” jest jawnie niekonsekwentny i powinien być zmieniony. Nie zostały dostatecznie przygotowane pojęcia operatora liniowego, unitarnego, sprzężonego oraz antyliniowego i antyunitarnego. W tej małej książeczce nie ma mowy o równaniu Pauliego, o funkcjach spinorowych elektronu, ani o reprezentacjach dwuznacznych, a właśnie przy uwzględnieniu spinu odwrócenie czasu prowadzi do najciekawszych efektów. W rozdziale 4, po wprowadzeniu metody „*k.p*”, zgrabnie zastosowano ją do obliczenia struktury pasmowej krzemu, germanu i antymonku indu z uwzględnieniem oddziaływania spin-orbita. Wypisano macierz współczynników Clebscha-Gordana dla sześciokrotnie zdegenerowanego poziomu walencyjnego, ale brak objaśnień utrudnia zrozumienie tego ważnego paragrafu. Podobnie teoria Kane'a została przedstawiona zanadto skrótowo.

Bardzo przejrzysty jest wykład według H. Ehrenreicha i M. Cohena teorii własności optycznych układu elektronów w kryształach.

W rozdziale 6, „Przybliżenie masy efektywnej”, opisane są płytkie poziomy domieszkowe oraz swobodne ekscytony wodoropodobne.

W rozdziale 7, statystyka nośników ładunku w stanie równowagi prowadzi do definicji półprzewodnika samoistnego i półprzewodnika skompensowanego.

Rozdział 8 wprowadza definicje fononów i macierzy dynamicznej. Teoria drgań optycznych w kryształach polarnych doprowadza do związku Lyddane-Sachsa-Tellera. Rozdział 9, „Oddziaływanie elektron-fonon”, rozpoczyna się rozwinięciem liniowym względem małych przesunięć zmiany potencjału dla elektronów, wyprowadza wzór na prawdopodobieństwo przejść między stanami układu elektron-fonon, rozpatruje potencjał deformacyjny, wreszcie rozpraszanie elektronów na potencjale deformacyjnym fononów akustycznych i fononów optycznych. W rozdziale 10 opisane jest wyprowadzenie z kwantowego rachunku zaburzeń równania Boltzmana, którego rozwiązanie w przybliżeniu czasu relaksacji opisane jest w następnym rozdziale. Rozdział 12 opisuje teorię przewodnictwa elektrycznego, rozdział 13 zaś — zjawiska galwanomagnetyczne, do wzoru na magnetoopór łącznie.

Przekład dra A. Nadolnego bardzo mi się podobał. Słyszałem, że niektórzy teoretycy ciała stałego mieli uwagi krytyczne, ale gdy ich spytałem jakie, odpowiedzieli, że książki nie czytali. Niestety, w rozdziale 9 w paragrafie 9.1 dr Nadolny napisał w miejsce „Wechselwirkungsoperator” w tytule i w tekście „operator oddziaływania wymiennego”. Ten monstrualny brak zrozumienia nie tylko języka, ale i fizyki winien być ostrzeżeniem dla tłumaczy, muszą oni bardziej uważać. W paragrafie 4.8 „aus dem nichtlokalen Austauschpotential” dr Nadolny przetłumaczył właściwie „z nielokalnego potencjału wymiany”, ale wolałbym powiedzieć „z nielokalnego operatora wymiany”. Niemniej jednak książka jest przyjemna w czytaniu i warta polecenia. Zwłaszcza zainteresowani fizyką półprzewodników, pragnący mieć krótki, przystępny przegląd najważniejszych zjawisk, znajdą w tej książeczce autorytatywny, nowoczesny i logiczny wykład. Dzięki swej treści, ta mała monografia jest jedną z najlepszych pozycji wydanych w ostatnich latach przez Redakcję Fizyki PWN i powinna być dobrze reklamowana przez księgarzy i spopularyzowana w szerokich kręgach czytelników. Autorzy, znowu przy pomocy nieocenionej, cierpliwiej i fachowej Pani Profesorowej H. Egorow, która przygotowała maszynopis, wydali w Akademie-Verlag w 1977 roku drugie, zmienione i poprawione wydanie liczące już nie 198, jak pierwsze, ale 220 stron.

*Maciej Suffczyński*

## PTF

## Oddział Częstochowski

W dniu 12 stycznia br odbyło się Walne Zebranie Oddziału Częstochowskiego PTF, które wybrało nowy Zarząd:

przewodniczący — Stefan Szymura  
zastępca przewodniczącego — Jacek Dworakowski

sekretarz — Jan Wójcik

skarbnik — Teresa Kuderska

członkowie: Józef Drabecki, Helena Zbrojkiewicz, Antoni Faber

przewodniczący Komitetu Olimpiad Fizycznych — Henryk Kołodziej.

Oddział prowadzi działalność w zakresie popularyzacji wiedzy z fizyki wśród młodzieży szkół średnich poprzez organizowanie wykładów i demonstracji oraz rozwiązywanie zadań z fizyki. Dla nauczycieli fizyki szkół średnich województwa częstochowskiego będą prowadzone wykłady z dziedziny metodyki i dydaktyki fizyki. Dla realizacji tych celów nawiązaliśmy ścisłą współpracę z Kuratorium Częstochowskiego Okręgu Szkolnego oraz Zakładem Dydaktyki Fizyki WSP Opole. Chcemy utrzymać i rozszerzyć kontakty z przemysłem i włączyć się do prac Komitetu Fizyki Przemysłowej przy PTF. Działalność naukową realizujemy poprzez organizowanie odczytów, kontrolę właściwego doboru tematów prac magisterskich z fizyki oraz przez pomaganie młodym pracownikom naukowym w nawiązywaniu kontaktów naukowych na konferencjach i seminariach naukowych. Pomagamy pracownikom naukowym, aby mogli uczestniczyć w stażach krajowych i zagranicznych.

*Jan Wójcik*

## Oddział Gliwicki

W dniu 22 marca odbyło się Walne Zebranie Oddziału, które wybrało nowy Zarząd w składzie:

przewodniczący — Andrzej Sycz,  
wiceprzewodniczący — Franciszek Kumaszka,

sekretarz — Krystyna Skrodzka,

skarbnik — Adam Walamus,

członkowie — Jan Białoń (d/s odczytów naukowych), Michał Kobylński (d/s olimpiad i klubu Fizykus), Roman Kolanko (d/s współpracy z przemysłem), Kazimierz Wanat (d/s współpracy ze szkołami średnimi), Norbert Wójcik.

W ubiegłej kadencji Zarządu (12. 3. 1976 — 22. 3. 1978) odbyło się 11 posiedzeń naukowych, w których wzięło także udział 4 referentów spoza Oddziału.

Wspólnie z Instytutem Fizyki Politechniki Śląskiej i przy poparciu Inspektoratu Szkolnego Oddział prowadzi prelekcje dla młodzieży szkół średnich. W 1976 r. odbyło się 11 odczytów, w 1977 r. — 11, a w r. 1978 już 10.

Oddział opiekuje się klubem Fizykus dla uzdolnionej młodzieży szkół średnich, oraz brał udział w organizowaniu 25, 26 i 27 Olimpiady Fizycznej.

W ubiegłej kadencji zmarli następujący członkowie Oddziału:

27. 8. 1977 — dr Zofia Wajdowa,

10. 9. 1977 — prof. dr Włodzimierz Mościcki,

10. 3. 1978 — prof. dr hab. Marian Puchalik.

*Józef Szpilecki*

## Oddział Katowicki

W dniu 15 marca 1978 odbyło się Walne Zebranie Oddziału, które wybrało nowy Zarząd w składzie:

przewodniczący — Józef Kuźmiński,  
wiceprzewodniczący — Bogdan Jankowski,  
sekretarz — Janusz Frąckowiak,  
skarbnik — Alicja Habrowska,  
członkowie — Janina Drużkowska-Cader,  
Zygmunt Gburski, Józef Gre-  
upner, Krzysztof Jankowski,  
Jerzy Michnik.

W okresie ostatnich dwóch lat odbyło się 18 zebrań naukowych, na których członkowie Oddziału i zaproszeni goście przedstawiali najaktualniejsze problemy współczesnej fizyki. Ponadto Oddział zorganizował wspólnie z Polskim Towarzystwem Astronautycznym trzy konferencje: w marcu 1976 II Konferencję CETI na temat możliwości występowania cywilizacji pozaziemskich (250 uczestników), w kwietniu 1977 III Konferencję CETI na temat występowania życia i cywilizacji technicznych poza Ziemią oraz nawiązywania z nimi łączności (200 uczestników), w styczniu 1978 — konferencję na temat twórczości Konstantego Ciolkowskiego.

Oddział Katowicki wspólnie z Instytutem Fizyki Uniwersytetu Śląskiego zorganizował w latach 1976/77 cykl wykładów dla uczniów i nauczycieli szkół średnich. Wykłady połączone były z demonstracjami, zajęciami laboratoryjnymi i ćwiczeniami. Wspólnie z Instytutem Fizyki i Chemii Metali Uniwersytetu Śląskiego podjęto opiekę nad klubem młodych fizyków Quark w Pałacu Młodzieży w Katowicach. Wygłoszono 5 wykładów, zorganizowano zajęcia praktyczne w pracowni jądrowej IFiChM oraz zajęcia w I Pracowni Fizycznej.

W dniu 15 marca 1978 Oddział liczył 94 członków zwyczajnych.

*Janusz Frąckowiak*

#### Jubileusz 80 rocznicy urodzin prof. Aleksandra Jabłońskiego

Dnia 26 lutego br. odbyła się w sali Mieszkańskiej Ratusza Staromiejskiego w Toruniu uroczystość 80-lecia urodzin prof. dra Aleksandra Jabłońskiego, w której udział wzięli przedstawiciele władz miasta i uczelni oraz licznie przybyli uczniowie Profesora i zaproszeni goście.

Uroczystość otworzył przewodniczący Oddziału Toruńskiego PTF prof. dr hab. Stani-

ław Łęgowski, witając szanownego Jubilata i wszystkich przybyłych. Następnie głos zabrali: rektor UMK prof. dr hab. Wiesław Woźnicki, prezes Toruńskiego Towarzystwa Naukowego prof. dr Konrad Górski, dziekan Wydziału Mat.-Fiz.-Chem. doc. dr Karol Karpiński.

Referat okolicznościowy wygłosił prof. dr Marian Kryszewski. Po referacie odczytano telegramy gratulacyjną i listy, które nadeszły m. in. przewodniczący Rady Państwa H. Jabłoński, prof. A. Kastler i prof. D. Curie z Francji, prof. G. Weber z USA, prof. Rebane z ZSRR, prezes PAN prof. W. Nowacki.

Po południu odbyło się przy lampce wina spotkanie z Jubilatą wszystkich pracowników Instytutu Fizyki i zaproszonych gości.

W ramach programu naukowego odbyły się 3 posiedzenia Toruńskiego Oddziału PTF, a wygłoszone na nich referaty objęły całość prac prof. A. Jabłońskiego;

2. III. 78, prof. dr T. Skaliński (Instytut Fizyki PAN, Warszawa) — *Ciśnieniowe rozszerzenie linii widmowych*
9. III. 78, prof. dr hab. A. Kawski (Uniwersytet Gdański) *Przekazywanie energii pomiędzy jednakowymi i różnymi drobinami w roztworach*
13. III. 78, prof. dr hab. Z. Ruziewicz (Politechnika Wroclawska) — *Znaczenie koncepcji stanu metatrwałego A. Jabłońskiego dla rozwoju spektroskopii molekularnej.*

*Hanna Męczyńska*

#### Acta Physica Polonica z okazji jubileuszu 80-lecia prof. A. Jabłońskiego

Z okazji jubileuszu 80 rocznicy urodzin prof. dra Aleksandra Jabłońskiego nadesłano z różnych ośrodków w kraju i za granicą prace dedykowane prof. A. Jabłońskiemu, które ukazały się w specjalnym numerze *Acta Physica Polonica*.

*Hanna Męczyńska*

#### Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Józefowi Terleckiemu, docentowi Akademii Medycznej w Gdańsku.

## Porozumienie między PAN i NOT

Między Polską Akademią Nauk i Naczelną Organizacją Techniczną zostało zawarte w dniu 19 stycznia 1978 porozumienie, na mocy którego obie strony zobowiązały się do ścisłego i roboczego współdziałania w zakresie prognozowania rozwoju techniki, upowszechniania i wykorzystywania w praktyce osiągnięć naukowo-technicznych, optymalnego wykorzystywania kadry specjalistów oraz szkolenia kadry naukowo-technicznej i technicznej. Postanowiono współdziałać również w zakresie przygotowywania ekspertyz i doradztwa naukowego.

W porozumieniu zawarto także konkretne zobowiązanie dotyczące wzajemnej konsultacji w zakresie rozwoju i wykorzystania nauk technicznych, wzajemnej pomocy przy współpracy z resortem gospodarczym, wymiany informacji naukowo-technicznej i współpracy przy organizowaniu kursów szkoleniowych.

PAN umożliwi przedstawicielom NOT udział w pracach komitetów naukowych Akademii, a NOT zapewni przedstawicielom PAN udział w pracach swoich komitetów naukowo-technicznych.

PAN zobowiązała się także do przyjmowania na studia doktoranckie kandydatów kierowanych przez NOT.

*Materiały Informacyjne PAN, No 1/1978*

### Rada Towarzystw Naukowych

Sekretarz Naukowy Polskiej Akademii Nauk ustalił skład osobowy Rady Towarzystw Naukowych w kadencji 1978—1980. Weszło do niej 49 osób: przedstawiciele towarzystw regionalnych (6), przedstawiciele towarzystw naukowych zrzeszonych w NOT (6), przedstawiciele towarzystw lekarskich (5), przedstawiciele towarzystw naukowych specjalistycznych (19) — w tym doc. Tadeusz Iwiński (Polskie Towarzystwo Matematyczne), prof. Wiktor Kemula (Polskie Towarzystwo Chemiczne), prof. Zdzisław Wilhelmi (Polskie Towarzystwo Fizyczne), doc. Andrzej Woszczyk (Polskie Towarzystwo Miłośników Astronomii), pracownicy powołani przez Sekretarza Naukowego PAN spośród osób zajmujących

się zagadnieniami towarzystw naukowych oraz prowadzeniem badań nad upowszechnianiem nauki lub czynnie popularyzujących naukę (7 — w tym prof. Józef Werle z IFT UW), przedstawiciele społecznych instytutów naukowych (5) oraz przedstawicielka Towarzystwa Wiedzy Powszechnej.

B. W.

### Zespół Współdziałania PAN i Towarzystw Naukowych

W celu pogłębienia współpracy między wydziałami, oddziałami i komitetami naukowymi PAN a towarzystwami naukowymi oraz rozwinięcia działań na rzecz dalszego rozwoju społecznego ruchu naukowego w Polsce Sekretarz Naukowy Polskiej Akademii Nauk powołał w dniu 20 marca 1978 Zespół Współdziałania PAN i Towarzystw Naukowych. Zespół jest organem roboczym i opiniotwórczym Sekretarza Naukowego i Prezydium PAN.

Przewodniczącym Zespołu jest prof. Tadeusz Orłowski (I zastępca sekretarza naukowego PAN). W skład Zespołu wchodzi zastępca przewodniczącego, sekretarz i 9 członków, wśród nich prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Zdzisław Wilhelmi.

W programie działania Zespołu przewidziane są następujące prace:

1. Opracowanie wniosków w sprawie współdziałania towarzystw naukowych z wydziałami, oddziałami i komitetami naukowymi PAN.

2. Przygotowanie, w oparciu o raport o stanie towarzystw naukowych i w porozumieniu z Radą Towarzystw Naukowych, stanowiska Akademii w sprawie rozwoju społecznego ruchu naukowego, materiałów i wniosków dla Komisji Nauki i Postępu Technicznego Sejmu PRL oraz dla Rady Ministrów, wytycznych dla wszystkich jednostek Akademii w sprawie współpracy z towarzystwami naukowymi.

3. Inicjowanie, nadzorowanie i koordynacja działań, mających na celu realizację wytycznych w zakresie zacieśnienia współpracy między regionalnymi towarzystwami naukowymi a oddziałami PAN oraz między towa-



rzystwami naukowymi (głównie specjalistycznymi) a wydziałami i komitetami naukowymi PAN.

4. Podejmowanie działań mających na celu pomoc i usprawnienie pracy towarzystw naukowych.

B. W.

#### Komitet Fizyki Medycznej PAN

Zeszyt 11/12 (1977) czasopisma *Nauka Polska* zamieścił sprawozdanie Władysława Jasińskiego z działalności Komitetu Fizyki Medycznej PAN w latach 1974—1977.

W skład Komitetu wchodzi lekarze (33%), inżynierowie (20%), fizycy i biofizycy (18%), farmakolodzy (9%) oraz 1 matematyk.

Program działalności Komitetu obejmował m. in. sprawę wprowadzania akceleratorów liniowych do lecznictwa, badania promieniotwórczości materiałów budowlanych, matematyczne modelowanie transportu przez błony komórkowe, wpływy biologiczne promieniowania jonizującego, analogowo-cyfrowe przetwarzanie obrazów seyntygraficznych, sprawy kształcenia uniwersyteckiego fizyków medycznych.

#### EPS

##### Nowi delegaci do Rady

W wyniku wyborów nowymi delegatami członków indywidualnych do Rady EPS, na miejsce ustępujących: J. Diehla, L. Etienne-Amberga, I. Ursu i H. van Regemortera, zostali: G. Eilenberger (Julich, RFN), J. P. Tonnies (Getynga, RFN), A. Janner (Nijmegen, Holandia) i C. Hilsum (Malvern, W. Brytania). B. Lewicz (Moskwa, ZSRR) został wybrany delegatem rezerwowym.

##### Zebranie Rady

Zebranie Rady EPS odbyło się w lutym 1978 w Helsinkach. Członkowie Rady mieli okazję odwiedzić różne ośrodki fizyki fińskiej i wy-

głosić tam referaty, co było pomyślane jako wypełnienie obowiązku i gest wdzięczności w stosunku do Fińskiego Towarzystwa Fizycznego za jego wysiłek związany z organizowaniem zebrania Rady. Okazało się jednak, że odwiedzenie fińskich laboratoriów było wysoce interesujące, gdyż była to sposobność zapoznania się z nowymi metodami i oryginalnym podejściem do wielu zagadnień, co stało się miłą niespodzianką. Na zebraniu w Helsinkach członkowie Rady zdali sobie sprawę, że wylamali się z monotonnej rutyny administracyjnej i zainicjowali zupełnie nową formę oddziaływania z fizyką kraju, w którym zebranie się odbywa. Z pewnością będzie to wzorem na przyszłość.

Otwierając zebranie ustępujący przewodniczący I. Ursu stwierdził znaczną poprawę finansów Towarzystwa, które wreszcie wyszło z deficytu, ale przestrzegł, że długotrwałe trudności finansowe stawały się nieraz powodem zaprzestania interesujących inicjatyw. W przyszłości Towarzystwo powinno zdecydowanie i śmiało prowadzić swoją działalność.

Program stypendiów EPS zaczął rozwijać się dobrze. Następujące kraje zaofiarowały stypendia na rok akademicki 1978/9: Polska — 10 stypendiów, Rumunia — 5, Włochy — 10, Szwajcaria — 1 na r. 78/9 i 1 na 79/80. Jak wiadomo, stypendia przeznaczone są na staże zagraniczne dla młodych fizyków— albo zaawansowanych doktorantów albo doktorów, jednak nie później niż w ciągu 5 lat od uzyskania stopnia. Stypendia są w zasadzie roczne. Kandydaci po nawiązaniu kontaktu z ośrodkiem, w którym chcieliby pracować, powinni zgłosić formalny wniosek do sekretariatu EPS.

Dużo uwagi poświęcono zagadnieniu kształcenia fizyków. M. in. Rada powołała komitet redakcyjny nowo powstałego pisma, poświęconego kształceniu w dziedzinie fizyki, które będzie wydawane wspólnie przez EPS i przez brytyjski Instytut Fizyki.

Rada dokonała wyboru Komitetu Wykonawczego na okres następujących 12 miesięcy:  
prezes — A. Zichichi (CERN)  
wiceprezes — S. Kapica (Moskwa),  
sekretarz — M. Guenin (Genewa),  
zastępca sekretarza — E. A. Müller (Genewa),  
skarbnik — L. A. Thomas (Wembley),

zastępca skarbnika — A. R. Mackintosh  
(Kopenhaga),

członkowie — A. Lösche (Lipsk), W. Martienssen (Frankfurt nad Menem), A. Milojevic (Belgrad), P. Radvanyi (Orsay), Z. Wilhelm (Warszawa).

B. W.

*Europhysics News* 9, No 4, 1978

### Sesja Rady Naukowej ZIBJ

W dniach 10—14/01 br. odbyła się w Dubnej 43 Sesja Rady Naukowej ZIBJ. Ze strony polskiej w obradach tego najwyższego organu naukowego Zjednoczonego Instytutu uczestniczyli: członkowie Rady — profesorowie Andrzej Hrynkiwicz, Jerzy Janik i Ryszard Sosnowski oraz grupa ekspertów Ministerstwa Energetyki i Energii Atomowej. Obradom Rady Naukowej przewodniczyli: dyrektor ZIBJ, członek AN ZSRR prof. N. N. Bogolubow i wicedyrektorzy Instytutu: prof. dr D. Kiss i doc. dr M. Sowiński.

W trakcie trzydniowych obrad członkowie Rady ocenili rezultaty prac naukowo-badawczych prowadzonych w poszczególnych laboratoriach w 1977 r. i przyjęli plany naukowo-tematyczne na rok bieżący, a także zapoznali się z postępem prac w budowie nowych obiektów w Instytucie i ze stanem zaawansowania prac nad projektami nowych kompleksów akceleracyjnych.

Dyrektor Instytutu prof. N. N. Bogolubow przedstawił członkom Rady nowego sekretarza naukowego ZIBJ — dra S. P. Kuleszowa. Rada Naukowa zatwierdziła prof. D. I. Błochincewa na stanowisko dyrektora Laboratorium Fizyki Teoretycznej na okres kolejnych czterech lat. Przedłużono okres pracy na stanowisku z-cy dyrektora Laboratorium Reakcji Jądrowych doc. dr hab. K. H. Kauna (NRD), zatwierdzono wybór doc. dr hab. J. C. Oganjesjana (ZSRR) na stanowisko z-cy dyrektora tegoż laboratorium. W ostatnim dniu trwania sesji członkowie Rady Naukowej ZIBJ udali się do Sierpuchowa, gdzie zwiedzili Instytut Fizyki Wysokich Energii.

*Ręzonans IBJ* 10, No 2, 1978

### Medal Plancka

Medal Maxa Plancka, przyznawany przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, otrzymał za rok 1978 Paul P. Ewald, profesor Uniwersytetu w Ithaca (USA), za przełomowe prace teoretyczne i doświadczalne w dziedzinie dynamicznej teorii interferencji promieni X, elektronów i neutronów.

*Phys. Blätter* 34, No 3, 1978

### Medal Rutherforda

Medal Rutherforda za rok 1978 otrzymał od brytyjskiego Instytutu Fizyki Paul Matthews (Uniwersytet w Bath) za wkład do fizyki cząstek elementarnych. Prof. Matthews jest również autorem popularnej książki o najnowszych odkryciach w fizyce, zatytułowanej *The Nuclear Apple*.

*CERN Courier* 18, No 3, 1978

### Wizyta profesora Rotblata w Polsce

W dniach 4—9 kwietnia 1978 r. na zaproszenie Uniwersytetu Warszawskiego przebywał w Warszawie profesor Józef Rotblat, który następnie, w dniach 10—15 kwietnia wziął udział w obradach Pugwash, światowego ruchu uczonych zaangażowanych w dzieło odprężenia, rozbrojenia i rozwoju współpracy międzynarodowej.

Profesor Rotblat, który urodził się i studiował w Warszawie i przed drugą wojną światową uzyskał stopień doktora filozofii na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego, od 1939 r. mieszka i pracuje w Wielkiej Brytanii, działając początkowo w dziedzinie fizyki jądrowej, a następnie — fizyki medycznej. W dziedzinie tej jest znanym i wybitnym specjalistą.

W ostatnich latach zajął się intensywnie kompleksowymi badaniami związanymi z problemami ochrony zdrowia ludzkiego i naturalnego środowiska przed promieniowaniem stosowanym w celach diagnostycznych i terapeutycznych w medycynie, a zwłaszcza przed możliwymi zagrożeniami, wynikającymi z roz-

woju energetyki jądrowej, oraz badaniami nad skutkami wybuchów jądrowych. Tym niezwykle ważnym i aktualnym zagadnieniem prof. Rotblat poświęcił dwa odczyty: *Energia jądrowa i jej związek z bronią jądrową* (wygłoszony w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) oraz *Krytyka zaleceń Międzynarodowej Komisji Ochrony Radiologicznej w świetle badań nad ofiarami wybuchów jądrowych w Japonii* (wygłoszony w Centralnym Laboratorium Ochrony Radiologicznej). Obydwa odczyty spotkały się z ogromnym zainteresowaniem licznego audytorium zarówno dzięki ich aktualnej i ważnej problematyce, jak i dzięki sposobowi jej prezentowania. W żywy i interesujący sposób przedstawiono w nich rezultaty rozległych badań, wynikające z nich wnioski i własne propozycje Autora dotyczące bezpieczeństwa ludzkości i ochrony środowiska.

Warto wspomnieć, że mimo prawie czterdziestoletniego pobytu poza granicami kraju prof. Rotblat wygłosił odczyty w ojczystym języku, posługując się bardzo dobrą polszczyzną.

Poza tymi formalnymi kontaktami ze środowiskiem fizyków w Warszawie, prof. Rotblat odwiedził Instytut Fizyki Doświadczalnej UW, gdzie zapoznał się w działalności Pracowni Fizyki Medycznej oraz zwiedził kilka innych ośrodków (Instytut Onkologii, Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Instytut Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej), gdzie wziął udział w licznych dyskusjach poświęconych aktualnie prowadzonym badaniom, przede wszystkim w dziedzinie szeroko pojętej fizyki medycznej.

Wizyta w Warszawie tak wybitnego specjalisty, jakim jest prof. Rotblat, była ważnym wydarzeniem naukowym.

Ewa Skrzypczak

#### Nowe pomiary stałości prędkości światła

Teorie niezmiennicze względem transformacji Lorentza mają tyle zgodnych z doświadczeniem przewidywań, że niewielu chyba fizyków obecnie wątpi w poprawność szczególnej teorii względności. Dobrze jest jednak wiedzieć, jak dalece postulaty tej teorii

sprawdzone są bezpośrednio w doświadczeniu. Drugi postulat teorii Einsteina mówi, że prędkość światła nie zależy od prędkości źródła światła. Jeżeli zapisać  $c' = c + kv$ , gdzie  $c'$  oznacza obserwowaną prędkość światła,  $c$  — prędkość emitowanego światła w układzie spoczynkowym źródła, a  $v$  — prędkość źródła, to współczynnik  $k$  powinien być równy zero w teorii Einsteina i równy 1 przy zwykłej transformacji Galileusza (teoria Ritza). Najdokładniejsze pomiary  $k$  pochodzą z astronomicznych obserwacji gwiazd podwójnych. Ostatnio K. Brecher oszacował na podstawie obserwacji promieniowania rentgenowskiego o energii 70 keV z gwiazd podwójnych, że  $k < 2 \cdot 10^{-9}$  (*Phys. Rev. Lett.* **39**, 1051 (1977)). Najdokładniejszy eksperyment pomiaru  $k$  w laboratorium wykonany został w 1964 roku w CERNie przez T. Alvägerą i współpracowników (*Phys. Lett.* **12**, 260 (1964)). Metodą czasu przelotu zmierzono w nim prędkość kwantów gamma, powstających z rozpadów relatywistycznych mezonów  $\pi^0$ . Jeśli  $k = 1$ , to kwanty te powinny mieć prędkość około  $2c$ , jeśli zaś  $k = 0$ , to prędkość ta będzie równa  $c$ . Otrzymano  $k < 10^{-4}$ .

M. S.

*Physics Today* 31, nr 3, 1978

#### Badania półprzewodników w Chinach

W związku z podjętym wysiłkiem dla rozwoju przemysłu elektronicznego w Chińskiej Republice Ludowej znacznie rozszerza się i intensyfikuje program badań podstawowych w dziedzinie fizyki półprzewodników. Realizowany on jest zarówno w wyższych uczelniach, jak i w instytutach Chińskiej Akademii Nauk przy udziale olbrzymiego personelu i odpowiednich nakładach finansowych. Oceniają się, że w ośrodkach badań półprzewodników zatrudnionych jest ok. 20 000 osób. Dla przykładu: Instytut Półprzewodników w Pekinie zatrudnia 800 osób, Instytut Metalurgii w Szanghaju (obecnie całkowicie przestawiony na tematykę półprzewodnikową) — 1000 osób, przy czym 60% personelu to pracownicy naukowcy i inżynierowie, 30% pracownicy techniczni i 10% pracownicy

administracyjni. Kobiety stanowią ok. 30% wszystkich pracowników instytutów.

Oto tematyka badań w kilku większych instytutach:

Instytut Półprzewodników ChAN, Pekin — krystalizacja GaAs, epitaksja z fazy ciekłej, analiza spektroskopowa materiałów, metody luminescencyjne i rentgenowskie, lasery półprzewodnikowe, diody krzemowe mikrofalowe, układy MOS.

Instytut Fizyki, Oddział Półprzewodników, Pekin — lasery półprzewodnikowe i ich zastosowania, pamięci pęcherzykowe, materiały do wytwarzania tych elementów.

Uniwersytet Tsinhua, Pekin — układy MOS, implantacja jonów.

Instytut Fizyki Uniwersytetu w Nankinie — układy MOS i CCD (ze sprzężeniem ładunkowym), układy cienkowarstwowe na szafirze, rozwijanie metod oceny materiałów.

Instytut Związków Krzemu ChAN, Szanghaj — optoelektronika.

Instytut Fizyki Uniwersytetu Sun-Yat-Sen, Kanton — fizyka półprzewodników, oddziaływanie wiązek jonowych z ciałem stałym, badania azotków w zastosowaniu do układów MIS.

B. W.

*Funkenschau*, No 7, 1977

#### Transport Dubna — CERN

W lutym 1978 r. samolot Aeroflotu IL-76 przywiózł z Dubnej do Genewy 10 ton aparatury: pięćdziesiąt detektorów — komór proporcjonalnych i towarzyszących układów elektronicznych. Aparatura wykonana w Dubnej będzie zainstalowana przy synchronizacji SPS dla przeprowadzenia wspólnych eksperymentów CERN-Dubna-Monachium-Saclay.

B. W.

*CERN Courier* 18, No 3, 1978

#### Wymiana międzynarodowa w ZIBJ

W ubiegłym roku Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych w Dubnej gościł 1078 specjalistów z krajów członkowskich, delegowa-

nych średnio na okres 2—3 tygodni w celu wymiany doświadczeń, konsultacji naukowych, udziału we wspólnych eksperymentach, w uzgadnianiu planów i organizacji współpracy naukowej, itp. W tej liczbie: 319 pracowników było delegowanych do Dubnej z NRD, 249 z Polski, 209 z Czechosłowacji, 128 z Węgier, 124 z Bułgarii. Ponadto około 600 specjalistów z krajów członkowskich ZIBJ wzięło udział w konferencjach, sympozjach i naradach naukowych organizowanych w Dubnej.

525 pracowników ZIBJ było delegowanych w 1977 r. do ośrodków naukowych krajów członkowskich instytutu. Specjaliści pracujący w Dubnej wyjeżdżali również do krajów nie będących członkami ZIBJ, takich jak Wielka Brytania, Dania, Włochy, Finlandia, USA, Francja, RFN, Szwajcaria, Jugosławia, Holandia, biorąc udział w konferencjach międzynarodowych odbywających się w tych krajach, a także w ramach krótkich stażów naukowych. Jednocześnie około 200 uczonych z tych krajów gościło w 1977 roku w laboratoriach Zjednoczonego Instytutu.

B. W.

*Rezonans IBJ* 10, No 2, 1978

#### Nowa baza danych — INIS

Od września 1977 r. w zautomatyzowanym systemie Selekttywnej Dystrybucji Informacji (SDI), funkcjonującym w Politechnice Wrocławskiej w ramach SINTO, eksploatowana jest nowa baza danych — INIS (International Nuclear Information System). Baza ta została stworzona przy współpracy z Ośrodkiem Informacji o Energii Jądrowej w Warszawie.

Baza danych INIS opracowywana jest przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej w Wiedniu i stanowi odpowiednik wydawnictwa INIS Atomindex. Do bazy wprowadza się informacje przygotowywane na podstawie ukazujących się na świecie czasopism, raportów, patentów, prac doktorskich, sprawozdań z konferencji, książek itp. Każdego roku baza uzupełniana jest o ponad 60 000 opisów nowych dokumentów.

Baza danych INIS dostarcza szczegółowych informacji o aktualnie ukazujących się na

świecie pracach z zakresu następujących, szeroko ujętych zagadnień energii jądrowej:

#### Fizyka

Fizyka ogólna: fizyka matematyczna, fizyka teoretyczna, fizyka atomowa, fizyka cząsteczkowa, fizyka ciała stałego, fizyka cieczy, fizyka plazmy, reakcje termojądrowe, astrofizyka, kosmologia, promieniowanie kosmiczne, bezpośrednia przemiana energii, fizyka niskich temperatur.

Fizyka wysokich energii: fizyka cząstek elementarnych (teoretyczna i doświadczalna).

Fizyka neutronów i fizyka jądrowa: fizyka neutronów, fizyka radiacyjna, fizyka jądrowa teoretyczna, reakcje jądrowe i ich własności.

#### Chemia

Analiza chemiczna, analiza izotopowa, chemia nieorganiczna, chemia organiczna, chemia fizyczna, chemia jądrowa, radiochemia, chemia radiacyjna, korozja, wytwarzanie i przerób paliwa jądrowego.

#### Materiały

Wytwarzanie i produkcja metali i stopów, własności i struktura metali i stopów, materiały ceramiczne i cermetowe, inne materiały, wpływ promieniowania na własności fizyczne materiałów.

#### Nauki o Ziemi

Ziemia, woda, atmosfera — radioaktywność, zastosowania izotopów i promieniowania.

#### Nauki biologiczne, medyczne i rolnicze

m. in.: wpływ promieniowania na organizmy żywe, zastosowania znaczników promieniotwórczych, wypadki napromieniowania, zagrożenie radiacyjne i ocena bezpieczeństwa instalacji jądrowych, normy i metody ochrony radiologicznej, dozymetria i kontrola dozymetryczna personelu.

#### Izotopy

Izotopy i źródła napromieniowania, metrologia, zastosowania izotopów i promieniowania

#### Inżynieria i technologia

Termodynamika i przepływ cieczy, kriogenika, instalacje i urządzenia, wybuchy jądrowe, manipulatory, akceleratory, badania materiałów, reaktory jądrowe, typy

reaktorów, przyrządy pomiarowe, gospodarka odpadami radioaktywnymi.

#### Inne zagadnienia

Ekonomika energetyki jądrowej, ekonomika zastosowań izotopów i promieniowania, zagadnienia prawne, kontrola i nadzór, dokumentacja, metody matematyczne i programy obliczeniowe.

Wyniki wyszukiwań, przeprowadzonych na maszynach cyfrowych, przekazywane są użytkownikom co miesiąc. W rozpowszechnianych informacjach ujęte są podstawowe dane bibliograficzne dokumentów źródłowych (autor, tytuł, język, miejsce i data wydania, ISBN, ISSN, numer raportu, patentu itp.), a także deskryptory oraz obszernie streszczenia w języku angielskim.

W przypadku wydawnictw niedostępnych w handlu księgarskim Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej w Warszawie dysponuje pełnym tekstem tych dokumentów w formie mikrofilmów lub odbitek kserograficznych przekazywanych użytkownikom na zamówienie.

Blizsze informacje związane z funkcjonowaniem systemu można uzyskać w Bibliotece Głównej i Ośrodku Informacji Naukowo-Technicznej Politechniki Wrocławskiej, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław lub Ośrodku Informacji o Energii Jądrowej (Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa).

B. W.

#### Setny numer Rezonansu

16 marca 1978 ukazał się setny numer dwutygodnika pracowników Instytutu Badań Jądrowych — *Rezonans*.

Czasopismo zaczęło ukazywać się w 1969 r. Przynosi, poza dyskusjami na temat problemów pracowników IBJ, również informacje o seminariach i opublikowanych pracach, nowych osiągnięciach w dziedzinie aparatury IBJ, nagrodach naukowych i odznaczeniach, przedstawia sylwetki pracowników i wywiady z nimi oraz drukuje interesujące korespondencje z ośrodków zagranicznych.

W setnym numerze *Rezonansu* zamieszczony jest wywiad z przewodniczącym nowej Rady Naukowej IBJ prof. Janem Rychlewskim.

W wywiadzie tym prof. Rychlewski powiedział m. in.: „Instytut Badań Jądrowych jest unikalną placówką naukową i to z kilku powodów. Po pierwsze ze względu na szeroki zakres tematyki prac naukowych prowadzonych w IBJ. Prace poznawcze prowadzone w Instytucie dotyczą przecież fizyki, chemii i wielu innych dyscyplin. Po drugie, prace rozwojowe i stosowane Instytutu dotyczą praktycznie wszystkich dziedzin gospodarki narodowej i w żadnym wypadku nie ograniczają się do problematyki resortu energetyki i energii atomowej. Po trzecie, Instytut Badań Jądrowych jest instytutem unikalnym przez „moc” swojej kadry naukowej. Nie ma nigdzie w Polsce instytutu, w którym skupiona byłaby taka jak w IBJ kadra naukowa. ... Zadania Instytutu dotyczą głównie energetyki jądrowej, ale nie można zaweząć jego działalności tylko do tej dziedziny gospodarki. Instytut prowadzi prace pierwszej rangi także w w.w. dziedzinach poznawczych fizyki jądrowej, chemii jądrowej i radiobiologii oraz prace badawczo-wdrożeniowe wprowadzające do naszej, szeroko pojętej gospodarki narodowej techniki jądrowe. ... Sądzę, że Polska Akademia Nauk powinna szerzej zainteresować się badaniami prowadzonymi w IBJ, głównie w fizyce i chemii. Nie jest to normalne, że badania prowadzone w tych dyscyplinach w IBJ znalazły się poza żywym zainteresowaniem Akademii. Polska Akademia Nauk koordynuje całość naukowych prac poznawczych w kraju — stąd właśnie konieczność głębszego zainteresowania się Akademią Instytutem Badań Jądrowych”.

B. W.

*Rezonans IBJ* 10, No 5 (100), 1978

### 750 numer *Prirody*

W lutym 1978 wyszedł z druku 750 numer czasopisma rosyjskiego *Priroda*, założonego w r. 1912 przez zoopsychologa W. A. Wagnera. Już od początku istnienia *Prirody* wielu wybitnych fizyków brało udział w jej redagowaniu, m. in.: G. W. Wulf, T. P. Krawiec, P. P. Łazarzew, L. I. Mandelsztam, N. A. U-

mow, O. D. Chwolson. Później: L. A. Arcymowicz, S. I. Wawilow, A. F. Joffe, W. A. Fock. Od 1967 r. redaktorem naczelnym jest N. G. Basow (Nagroda Nobla 1964).

Artykuły w *Prirodzie* kierowane są do czytelników z wyższym wykształceniem w naukach ścisłych i przyrodniczych, jednak niespecjalistów w dziedzinie, której dany artykuł dotyczy. Szczególnie w czasach obecnych, kiedy następuje podział wielu dziedzin nauki na wąskie specjalności, a z drugiej strony pojawiają się tendencje do coraz szerszej interdyscyplinarności nauk, *Priroda* spełnia bardzo użyteczną funkcję. Czasopismo stara się przedstawiać czytelnikom informacje „z pierwszej ręki” o osiągnięciach nauki — wśród autorów byli m. in. fizycy L. D. Landau, G. S. Landsberg, I. E. Tamm, L. F. Wereszczagin, E. K. Zawojski, a z fizyków zagranicznych: W. Heisenberg, V. Weisskopf, E. Segré.

W numerze 750 zamieszczono przedruki kilkunastu artykułów z różnych lat, np. N. N. Semienow „W sprawie relacji między procesami fizycznymi i chemicznymi” (No 3/4, 1933), L. A. Arcymowicz i A. I. Alichanjan „Problemy fizyki jądra atomowego” (No 1, 1941), E. K. Zawojski „Elektronowy rezonans paramagnetyczny” (No 8, 1967), oraz J. B. Zeldowicz „Encyklopedia fizyki teoretycznej” (No 7, 1962) — studium o kursie fizyki teoretycznej Landaua i Lifszica.

Może warto jeszcze zanotować, że w r. 1912 zeszyt czasopisma *Priroda* kosztował 50 kopiejek i że numer 750 w dalszym ciągu kosztuje 50 kopiejek.

### CERN-owskie komiksy

Genewska gazeta *Tribune de Genève* zaczęła publikować serię komiksów na temat CERN-u. Seria będzie się ukazywać przez siedem tygodni, a potem komiksy zostaną wydane w formie albumów w wersjach francuskiej i angielskiej. Impreza uzyskała zachętę i poparcie prof. L. Van Hove. Komiksy przedstawiają w barwny i zabawny sposób badania, aparaturę i strukturę organizacyjną CERN-u.

B. W.

*CERN Courier* 18, No 3, 1978

**Marian Puchalik**  
(1904—1978)

Dnia 10 marca 1978 r. zmarł Marian Stanisław Puchalik, profesor emerytowany Śląskiej Akademii Medycznej.

M. Puchalik urodził się 1. 10. 1904 r. we Lwowie. W latach 1923—1929 studiował fizykę i chemię na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Jana Kazimierza. W r. 1932 uzyskał stopień doktora na podstawie pracy „Własności polarne naftalenu i jego pochodnych”.

Od 1962 pracował w Katedrze Fizyki Eksperymentalnej UJK. W latach 1945—49 był kierownikiem Katedry Fizyki na Wydziale Chemicznym Politechniki Śląskiej. Od r. 1948 kierował zorganizowaną przez siebie Katedrą Fizyki Śląskiej Akademii Medycznej w Zabrze-Rokitnicy. W okresie 1950—1962 kierował Pracownią Fizyki Stosowanej w Instytucie Medycyny Pracy w Przemyśle Węglowym i Hutniczym w Sosnowcu. Od 1971 r. aż do przejścia na emeryturę, tj. do jesieni 1975 był profesorem Instytutu Chemii i Fizyki Medycznej Wydziału Farmacji Śląskiej Akademii Medycznej.

Habilitował się w r. 1951 na Uniwersytecie Wrocławskim na podstawie pracy „Dipole Moment and Free Rotation in Molecules”.

W r. 1959 otrzymał tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego, a w r. 1968 profesora zwyczajnego.

Był współautorem podręcznika *Podstawy Biofizyki* (pod red. A. Pilewskiego).

W czasie prawie pięćdziesięcioletniej pracy na wyższych uczelniach prof. Puchalik wykształcił liczne grono uczniów.

Rozwijał ożywioną działalność w Polskim Towarzystwie Fizycznym — był jednym z założycieli Oddziału Gliwickiego PTF i w latach 1949—1951 jego przewodniczącym oraz w Komitecie Olimpiad Fizycznych. Działał również w Polskim Towarzystwie Akustycznym, którego był członkiem-założycielem, a w latach 1964—66 przewodniczącym Oddziału Śląskiego PTA.

Prof. Puchalik opublikował 46 prac. Początkowo jego badania dotyczyły własności polarnych cząstek, wyznaczania momentów dipolowych roztworów rozcieńczonych, następnie zjawisk zachodzących na powierzchniach międzyfazowych, jak napięcie powierzchniowe roz-

tworów wielu cieczy, addytywność parachory roztworów, zależność między aktywnością kapilarną a parachorą, zależność między zmianami napięcia powierzchniowego roztworów a ich lepkością, adsorpcja na swobodnej powierzchni. Konsekwencją tych badań było opracowanie związków między współczynnikami temperaturowymi, napięcia powierzchniowego, prędkości głosu w cieczach i swobodnej molarnej energii powierzchniowej. Tematyka powyższych prac dotyczy zjawisk odgrywających istotną rolę w układach koloidalnych, a więc także w układach biologicznych.

Druga grupa prac dotyczy oddziaływania na żywy organizm promieniowania elektromagnetycznego o długości fali rzędu metra.

Trzecią grupę stanowią badania szkodliwości hałasów. Prace te wykonywane były w Instytucie Medycyny Przemysłowej we współpracy z Katedrą Akustyki i Teorii Drgań Uniwersytetu Poznańskiego oraz Katedrą Chemii Fizjologicznej i Kliniką Laryngologiczną Śląskiej Akademii Medycznej.

Prof. Marian Puchalik był odznaczony m. in. Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski i Złotym Orderem Zasługi. W 1976 r. otrzymał Medal Komisji Edukacji Narodowej.

*Franciszek Kumaszka i Józef Szpilecki*

**L. F. Wereszczagin**  
(1909—1977)

Dnia 20 lutego 1977 zmarł Leonid Fiedorowicz Wereszczagin, dyrektor Instytutu Fizyki Wysokich Ciśnień Akademii Nauk ZSRR.

Pracę badawczą w dziedzinie fizyki ciała stałego rozpoczął Wereszczagin w Charkowskim Instytucie Fizyko-Technicznym pod kierunkiem Szubnikowa. Wkrótce zajął się nową wówczas w ZSRR dziedziną badań — zjawiskami zachodzącymi przy wysokich ciśnieniach. Początkowo pracował w Instytucie Chemii Organicznej w Moskwie, gdzie prowadził badania prędkości reakcji chemicznych, polimeryzacji, własności katalitycznych przy wysokich ciśnieniach. W r. 1958 stworzył Instytut Fizyki Wysokich Ciśnień ANZSRR w Moskwie, który stał się głównym centrum badań tej dziedziny fizyki w ZSRR. Pod kierunkiem Wereszczagina prowadzono tam badania przejść fazowych przy wysokich

ciśnieniach struktur wielu pierwiastków grup III i V, związków  $A_{IV}B_{VI}$  (głównie telurków). Zbadano przejścia polimorficzne zachodzące przy rosnącym ciśnieniu, wywołane zmianą struktury krystalograficznej i wzrostem liczby koordynacyjnej. Nieodwracalne przejścia polimorficzne wykorzystuje się do wytwarzania materiałów o nowych własnościach. Opracowano metodę syntezy diamentów i azotku boru o strukturze kubicznej. Uzyskane dzięki metodzie wysokich ciśnień materiały o wielkiej twardości umożliwiły dalszy postęp techniki wysokociśnieniowej. W Instytucie Fizyki Wysokich Ciśnień zbudowano pod

kierunkiem Wereszczagina komorę, w której uzyskuje się ciśnienia rzędu kilku Mbar. W tym zakresie ciśnień obserwuje się przejście w stan przewodzący materiałów będących w warunkach normalnych izolatorami — diamentu,  $SiO_2$ , korundu, wody. W temperaturze 4,2 K i przy ciśnieniu 1 Mbar stwierdzono przejście stałego wodoru ze stanu dielektrycznego w stan przewodzenia.

Wereszczagin był członkiem Akademii Nauk ZSRR i Szwedzkiej Akademii Nauk Technicznych.

B. W.

UFN 124, No 2, 1978



## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—  
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny  
do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych P.A.N — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

### INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA—RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH through Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

J. Werle — Wspomnienie o Leopoldzie Infeldzie . . . . .	367
I. Białynicki-Birula — Elektrodynamika Born-Infelda . . . . .	371
S. L. Bażański, A. Trautman — Prace Leopolda Infelda na temat równań ruchu . . . . .	377
J. Czerwonko — Fazy nadciekłe $^3\text{He}$ . . . . .	387
A. Czachor — Modele fenomenologiczne dynamiki sieci kryształów . . . . .	401
K. Rosinski — Przewrót w badaniach optycznych dzięki laserom . . . . .	419
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
B. Hilezer — IV Międzynarodowy Kongres Fizyki Ferroelektryków w Lenin- gradzie . . . . .	449
J. W. Moron — II Ogólnopolskie Sympozjum „Relaksacje niesprężyste i opóźnienia magnetyczne w ciałach stałych” w Katowicach . . . . .	450
A. Sobczewski — Międzynarodowe Sympozjum Pierwiastków Superciekłych w Lubbock (USA) . . . . .	451
RECENZJE	
W. A. Harrison — Teoria ciała stałego (M. Suffczyński) . . . . .	453
W. Brauer, H. W. Streitwolf — Teoretyczne podstawy fizyki półprzewodników (M. Suffczyński) . . . . .	454
KRONIKA	

## CONTENTS

J. Werle — In Memory of Leopold Infeld . . . . .	367
I. Białynicki-Birula — Born-Infeld Electrodynamics . . . . .	371
S. L. Bażański, A. Trautman — Leopold Infeld's Research on the Problem of Motion . . . . .	377
J. Czerwonko — Superfluid Phases of $^3\text{He}$ . . . . .	387
A. Czachor — Phenomenological Models in Lattice Dynamics . . . . .	401
K. Rosinski — Revolution in Optical Investigations Caused by Lasers . . . . .	419
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	