

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXII

ZESZYT 5

---

1971

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Dr MIROSLAWA JASTRZĘBSKA  
Prof. dr KAROLINA LEIBLER  
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ  
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)

Doc. dr JERZY DERA (*Gdańsk*)

Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Gliwice*)

Doc. dr DANUTA KUNISZ (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Prof. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)

Dr MIECZYSLAW PIRÓG (*Opole*)

Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)

Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)

Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)

Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

WARSZAWA, ul. Hoża 69

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXII, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1971

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków),  
Jerzy Pietruszka (Kraków)

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

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

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

**Nakład 2445 + 90 egz. Ark. wyd. 6,75. Ark. druk. 6<sup>1</sup>/<sub>2</sub>,**

**Papier rotoogr. kl. III. 70 × 100, 80 g.**

**Oddano do składania w lipcu 1971**

**Podpisano do druku w październiku 1971**

**Druk ukończono w listopadzie 1971**

**Zam. 596/71. M-15. Cena zł 15.—**

**Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4**

*Leonard Sosnowski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## Referat z okazji 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki na Hożej w Warszawie \*

Przypada mi w udziale omówienie pierwszego okresu działalności Ośrodka, od jego powstania przed 50 laty, aż po tragiczne dni okupacji i zagłady. W krótkim czasie, jakim dysponuję, mogę tylko przypomnieć z kronikarskiego obowiązku najważniejsze fakty i zdarzenia. Pragnąłbym również dorzucić nieco osobistych wspomnień i refleksji.

Gdy Uniwersytet Warszawski rozpoczynał swą działalność w odrodzonej Ojczyźnie, organizatorów życia naukowego musiano szukać często wśród Polaków pracujących poza granicami kraju. W 1919 roku powołano na Katedrę Fizyki Doświadczalnej Stefana Pieńkowskiego, 36-letniego uczonego, który rozpoczął świetną działalność badawczą na uniwersytetach w Liège i Heidelbergu. Wybór okazał się niezwykle szczęśliwy i decydujący o dalszym rozwoju fizyki polskiej. Dzięki energii i staraniom młodego profesora już w rok później, to jest 30 stycznia 1921 roku, zostaje zainaugurowana praca Zakładu Fizyki Doświadczalnej w obecnym gmachu na Hożej. Gmach ten, którego budowę zaczęto w 1914 roku, przetrwał okres pierwszej wojny światowej w stanie surowym.

W tym samym 1921 roku Katedrę Fizyki Teoretycznej obejmuje, po rocznym pobycie w Krakowie, Czesław Białobrzęski, uprzednio docent na Uniwersytecie w Kijowie.

W nowo powstającym Ośrodku skupia się garstka uzdolnionej młodzieży, której studia zostały przerwane lub opóźnione przez okres zawieruchy wojennej. Najzdolniejsi studenci szybko stają się pracownikami naukowymi Zakładu.

Jaki był rezultat pierwszych kilku lat pracy prowadzonej przecież w nader trudnych warunkach politycznych, społecznych i gospodarczych pierwszych lat niepodległości, niech zaświadczy opinia światowej sławy astrofizyka Paula

---

\* 30 stycznia 1971 r. obchodzono uroczystość 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki na Hożej w Warszawie. Wygłoszone trzy referaty: Prof. Prof. L. Sosnowskiego, J. Pniewskiego i J. Werlego prezentujemy obecnie Czytelnikom.

Swingsa, który pierwszy spośród kilku młodych naukowców z Europy i Ameryki spędził na „Hożej“ dwa lata i tu wykonał swą pracę doktorską. Cytuję: „Gdy w roku 1929 przyjechałem do Warszawy, nie mogłem wierzyć własnym oczom. W młodym Instytucie na Hożej znalazłem wspaniałe laboratoria, gdzie wrzała praca dniem jak i nocą... Chociaż miałem już okazję w czasie moich pobytów za granicą — pisze prof. Swings — poznać inne instytuty fizyki..., żaden z nich nie nasuwał mi jednak porównania do huczącego ula, jakie narzucało się, gdy przyjeżdżałem do Pieńkowskiego. Nigdy dotąd nie spotkałem tak zgranego ducha zespołowości i takiej atmosfery gorączki twórczej“.

Jedną z najważniejszych lekcji, jakich może udzielić studiowanie 50-letniej historii „Hożej“ jest wskazanie tych tak nieuchwytnych i trudnych do zdefiniowania elementów, które składają się na twórczą atmosferę naukową środowiska, które decydują o powstaniu szkoły naukowej. Oczywiście jest, że decydującą rolę odgrywa rola przywódcy, mistrza, jego autorytet naukowy, umiejętność jednania ludzi i inspirowania ich pracy, wreszcie przykład, jaki daje własną pracą i życiem. Cechy te posiadał Stefan Pieńkowski w stopniu najwyższym i one decydowały niewątpliwie o powstaniu szkoły naukowej. To jednak nie wyjaśnia wszystkiego. Znamy wiele świetnych centrów nauki, które rozbłyskują przez czas jakiś najjaśniejszym blaskiem i gasną niestety razem z swym twórcą lub nieraz jeszcze wcześniej.

Sądzę, że istotnym elementem trwałości środowiska naukowego jest przekonanie o ponadosobowym i ponadosobistym znaczeniu badań naukowych, umieszczenie rangi odkrycia naukowego wysoko wśród wartości ludzkich, przedkładanie przez kierownika osiągnięć zespołowych ponad osobiste swoje prace i angażowanie się emocjonalne w prace uczniów na równi z własnymi.

Nie mniej ważną rolę od tych czynników subiektywnych odgrywa trafny dobór tematyki badawczej. Musi ona być na tyle ważka, aby wzbudzać entuzjazm młodych uzdolnionych badaczy i na tyle szeroka, aby pozostawić pole dla ich inicjatywy i samodzielności. Powinna posiadać jednak pewne jądro umożliwiające wymianę myśli i wytworzenie poczucia wspólnoty.

Jest dziś powszechnie przyjmowane, szczególnie przez naszych młodszych kolegów, że tematykę badawczą Zakładu w okresie międzywojennym stanowiła głównie optyka atomowo-molekularna, a w szczególności badanie luminescencji cieczy i gazów. Stwierdzenie to nie całkiem jest słuszne, a w każdym razie niewiele mówiące, jeśli rozpatrywać je w oderwaniu od stanu fizyki w latach dwudziestych i bliższego wglądu w tematykę prowadzonych tu prac.

Nie zapominajmy, że w latach tych kładziono podwaliny fizyki kwantowej, to jest fizyki mikroświata — świata atomów, molekuł i cząstek subatomowych. Sformułowanie praw ogólnych musiało być poprzedzone zdobyciem ogromnej masy danych eksperymentalnych dotyczących oddziaływań elementarnych w mikroświecie, a nowo znajdowane prawa ogólne były poddawane wielostronnej weryfikacji eksperymentalnej.

Wśród elementarnych oddziaływań kwantowych najważniejszą bez wątpienia klasę stanowiły oddziaływania materii z promieniowaniem: zjawiska emisji,

rozpraszania i pochłaniania promieniowania zarówno widzialnego, jak i niewidzialnego.

Badania widm świecenia gazów i cieczy nie były dla nas wówczas celem samym w sobie, lecz jedynie środkiem do poznania zjawisk rozgrywających się w świecie atomowym. Poza prążkami i pasmami zarejestrowanymi na kliszach fotograficznych szukaliśmy zawsze przejawów prawidłowości mikroświata. W dyskusjach z Profesorem, na seminariach i konwersatoriach, w niekończących się rozmowach koleżeńskich toczących się w ciągu dnia, a nieraz i nocy spędzanych w laboratoriach, twory świata atomowego, owe zderzające się i wirujące cząsteczki par rtęci i kadmu nabierały dla nas większej realności od codziennych przedmiotów otaczającego nas świata.

Toteż gdy w latach trzydziestych zainteresowanie fizyki światowej zaczęło przesuwane się w kierunku badania jądra atomowego, Ośrodek nasz był ideowo, w sposób naturalny dobrze przygotowany do podjęcia tej problematyki.

Przed tym już rozwijana była również fizyka promieni X, a w szczególności spektroskopia rentgenowska stanowiąca tak pod względem metodyki eksperymentalnej jak i pojęciowo pomost pomiędzy spektroskopią powłoki elektronowej atomu a spektroskopią jądra atomowego.

Optyka, fizyka promieni X, fizyka jądrowa, to już nader szeroki wachlarz zagadnień dla trzydziestokiluosobowej grupy pracowników naukowych, do których zaliczano również magistrantów, których prace dyplomowe o charakterze badawczym trwały z reguły po parę lat. Właściwym aktem nobilitacji młodego pracownika było założenie białego fartucha, który był strojem obowiązującym w pracowniach, a który to akt następował po przydzieleniu tematu pracy, miejsca w laboratorium i klucza do biblioteki.

Paradoksalnie, pracownicy Zakładu Fizyki Teoretycznej prowadzili wyłącznie prace eksperymentalne. Profesor Białobrzeski po zakończeniu swych prac z dziedziny termodynamiki gwiazd i roli ciśnienia promieniowania w gwiazdach, prac, które zapewniają mu trwałe imię w nauce, zajął się podstawami fizyki kwantowej, pracując nad tymi zagadnieniami z pogranicza fizyki i filozofii do końca życia właściwie samotnie. Natomiast pracownicy kierowanego przez niego Zakładu rozpoczęli już w 1925 roku prace eksperymentalne, które rozwinęły się bujnie po 1932 roku, gdy Zakład uzyskał pomieszczenia dla pracowni doświadczalnych w gmachu przy ul. Oczerki 3. Obok wspólnej z „Hożą“ tematyki optycznej rozwijano tam badania nad przewodnictwem dielektryków stałych i ciekłych pod wpływem promieniowania jonizującego, w szczególności promieni kosmicznych. Tak więc ośrodek warszawski cechowała w tym czasie w odróżnieniu od okresu późniejszego zdecydowana dominacja badań doświadczalnych, przy niewątpliwym niedosycie teorii.

Wyposażenie pracowni według ówczesnych standardów było dobre, zresztą stale uzupełniane i rozszerzane, co dawało coraz to większą swobodę manewru w doborze tematyki i metodyki pracy eksperymentalnej.

Ośrodek rozporządzał aparaturą spektralną pozwalającą na pracę od skrajnego nadfioletu, poprzez widzialną, do podczerwonej części widma. Posiadana

wielka siatka dyfrakcyjna, wielopryzmatyczne spektrografy i aparatura interferencyjna zapewniały największe osiągalne zdolności rozdzielcze, jak również wielkie światłości. Bogaty zestaw aparatury pomocniczej, jak fotometry samopiszące, źródła światła, aparatura polaryzacyjna, silne pola magnetyczne, własna skraplarka ciekłego powietrza dawały szerokie możliwości pomiarowe.

Aparatura rentgenowska pozwalała prowadzić badania strukturalne i spektroskopowe na poziomie odpowiadającym ówczesnemu stanowi techniki eksperymentalnej.

Warsztaty mechaniki precyzyjnej i szklarski pozwalały na konstrukcję własną najbardziej złożonej aparatury. W Instytucie zbudowano jeden z pierwszych w Europie akceleratorów jonów na napięcie 600 kV. Z innych konstrukcji wymienić można całkowicie automatyczną komorę Wilsona, rentgenowski spektrograf próżniowy, aparaturę do badań w skrajnym nadfiolecie i wiele innych.

Czas obecnie przejść od ogólnej charakterystyki do krótkiego przypomnienia najważniejszych wyników badań. Zacznę od wzmianki o wczesnych pracach, które powstawały przed skryształizowaniem ostatecznym tematyki, gdy trwały jeszcze poszukiwania przyszłej linii rozwojowej. Wymienić tu należy prace Cezarego Pawłowskiego i Arkadiusza Piekary nad stałą dielektryczną aerosoli, emulsji i zawiesin stałych. Wywarły one wpływ na rozwój fizyki polskiej w innych ośrodkach, znajdując później kontynuację i interpretację teoretyczną.

W roku 1928 Szczepan Szczeniowski jako jeden z pierwszych w świecie bada dyfrakcję fal elektronowych, stosując po raz pierwszy metodę Bragga dla elektronów.

Do głównego już nurtu tematyki Ośrodka należą klasyczne dziś badania Władysława Kapuścińskiego i Stanisława Mrozowskiego, badania luminescencji par metali, szczególnie rtęci i kadmu.

Ukoronowaniem niejako okresu międzywojennego w dziedzinie badań fotoluminescencji było opracowanie przez Aleksandra Jabłońskiego teorii fotoluminescencji złożonych cząsteczek barwników organicznych w środowisku ciekłym lub stałym. Interpretacja Jabłońskiego jest dziś powszechnie przyjęta. Istotnych elementów dla jej potwierdzenia doświadczalnego dostarczyły prace prowadzone na Hożej nad polaryzacją, wydajnością i czasem świecenia.

Do największych osiągnięć naukowych należą niewątpliwie badania Andrzeja Sołtana nad oddziaływaniem szybkich neutronów z jądrami atomowymi. Przebadał on systematycznie pierwiastki od lekkich do najcięższych, wykazując, że przekrój czynny na oddziaływanie jest proporcjonalny do przekroju geometrycznego jądra. Wyniki te są tym cenniejsze, że uzyskane zostały przy pomocy akceleratora i aparatury całkowicie własnej konstrukcji.

Wymieniając tych kilka wyników zdaję sobie w pełni sprawę, że jest to lista niekompletna i nie oddająca sprawiedliwości wielu ważnym wynikom wieloletnich badań. Nie chodzi tu jednak o wylężanie prac, których możliwie pełną bibliografię staraliśmy się zebrać z okazji dzisiejszego Jubileuszu. Chciałem



tylko podkreślić, że fizyka warszawska już wówczas nie była fizyką zaścianka, że weszła na forum światowe i miała wyniki, które liczą się do dzisiaj.

Przy końcu okresu międzywojennego odbyły się w Warszawie dwie konferencje międzynarodowe (a były to wydarzenia o wiele rzadsze niż dzisiaj) będące jakimś wskaźnikiem tej rangi światowej: w 1936 r. *I Międzynarodowa Konferencja Fotoluminescencji* i w 1938 r. *Międzynarodowa Konferencja poświęcona podstawom mechaniki kwantowej*.

Wojna i okupacja bardzo szybko przyniosły zagładę: już w listopadzie 1939 r. wywiezione zostały z Hożej do Niemiec wszystkie cenne przyrządy, biblioteka, a nawet nasze osobiste dzienniki pracy. Sam gmach został zdewastowany i ostatecznie zajęty na biura kolei niemieckich. Nie lepszy los spotkał pracownie fizyki teoretycznej na Oczuki, zniszczone podczas nalotu w 1942 roku. Przez pewien czas udawało się zachowywać pozory istnienia Zakładu dzięki wykonywaniu pewnych prac pomiarowych dla instytucji miejskich takich jak elektrownia, gazownia i wodociągi, które pozostawały pod zarządem polskim. Prace te nie miałyby większego znaczenia, gdyby nie ułatwiły startu dla innej ogromnie doniosłej działalności, a mianowicie tajnego nauczania w ramach Uniwersytetu Warszawskiego w konspiracji. Organizatorem tej akcji był znów Stefan Pieńkowski, a brali w niej udział prawie wszyscy przebywający w Warszawie pracownicy obu Zakładów. Chociaż brzmi to dziś może niewiarygodnie, prowadziliśmy pełny wymiar zajęć dla wszystkich lat fizyki i dyscyplin pokrewnych: wykłady, seminaria i zajęcia praktyczne dosłownie pod bokiem Niemców. W mieszkaniach profesorów Pieńkowskiego i Białobrzeskiego odbywały się regularne zebrania naukowe aż do wybuchu Powstania. Mówiący te słowa zdawał w tych warunkach egzaminy doktorskie z zachowaniem tradycyjnej procedury akademickiej.

Znaczenie tej działalności było szczególnie wielkie dla przyspieszenia startu w Polsce Ludowej. Znaczna część pierwszych po wojnie asystentów rekrutowała się ze studentów tajnego nauczania, wśród których znalazł się obecny członek Polskiej Akademii Nauk prof. Jan Rzewuski.

Nam, prowadzącym te zajęcia, dostarczały one nie tylko środków materialnego przeżycia, lecz utrzymywały nas w stanie wysokiego pobudzenia intelektualnego i gotowości do natychmiastowego podjęcia pracy dydaktycznej i naukowej po wyzwoleniu. Ale o tych sprawach opowie już Państwu Profesor Pniewski.

*Jerzy Pniewski*

Instytut Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytet Warszawski

## 50-lecie Ośrodka Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (lata 1945—1971) \*

Po ciężkich latach okupacji w wyzwolonym kraju wszyscy podejmują odbudowę. Na Hożę powrót następuje wiosną 1945 r. do zdewastowanego, pozbawionego wszystkich urządzeń i aparatury, pustego budynku. Stefan Pieńkowski z właściwą sobie energią podejmuje trud odbudowy warszawskiego ośrodka fizyki. Pamiętam jego list, w którym informował mnie o decyzji odbudowy uniwersytetu. Pisał wtedy „nie wiem czy uniwersytet znajdzie pomieszczenie w dawnych budynkach po ich odbudowie, w każdym razie fizykę chciałbym znów widzieć na Hożej“. W swych planach rozwoju fizyki w Polsce Ludowej widzi już nie Zakład lecz instytut, a jako eksperymentator, przede wszystkim ma na myśli instytut fizyki doświadczalnej z wieloma katedrami i profesorami. Zryw dokonany przez niego i jego uczniów, tak jak on zapalonych, umożliwił podjęcie wykładów już w grudniu 1945 roku. W marcu 1946 r. nastąpiło otwarcie pierwszej studenckiej pracowni, a w końcu tego roku rozpoczęcie pierwszej eksperymentalnej pracy magisterskiej. Z niezwykłym trudem gromadzono z całego kraju przyrządy zaczynając od najprostszych. Słowo „Hoża“ zaczęło odzyskiwać dawne symboliczne znaczenie w fizyce polskiej. Obok tradycyjnie uprawianej optyki, powstaje fizyka ciała stałego, odradza się fizyka jądrowa, nieco później powstaje fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych, a po latach nowsze kierunki — metody jądrowe stosowane w fizyce ciała stałego oraz biofizyka — najmłodszy pupilek Instytutu. Stefan Pieńkowski opiekuje się Instytutem przez okres ponad 8 lat. Zabiera go nam nagła śmierć w r. 1953. W tym czasie Instytut obejmuje już 3 katedry, jedną osieroconą przez niego, pozostałe dwie kierowane przez jego uczniów. Jednym z nich był ówczesny już senior fizyki doświadczalnej Andrzej Sołtan, po raz drugi tworzący od podstaw fizykę jądrową. Pierwsze prace z tego zakresu rozpoczyna w końcu

---

\* 30 stycznia 1971 r. obchodzono uroczystość 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki na Hożej w Warszawie. Wygłoszone trzy referaty: Prof. Prof. L. Sosnowskiego, J. Pniewskiego i J. Werlego prezentujemy obecnie Czytelnikom.

lat czterdziestych po zakupie akceleratora kaskadowego wytwarzającego napięcia do 1000000 V — właściwie jedynej poważniejszej inwestycji dewizowej do chwili obecnej. Jednocześnie wraz ze swym zespołem podejmuje Sołtan niezwykle trud budowy akceleratora van de Graffa do napięć sięgających 3000000 V. Narzędzia te stanowią obecnie jedyną, choć bardzo skromną, podstawę do badań mechanizmu reakcji jądrowych oraz do prac mających na celu poznanie struktury powierzchni jądra atomowego.

Jednocześnie z fizyką doświadczalną odbudowę warszawskiej fizyki teoretycznej podjęło trzech seniorów: Czesław Białobrzęski w 1945 r., Wojciech Rubinowicz w 1946 r. i Leopold Infeld w 1950 r. Szczególnie wybitną rolę w procesie rozwoju ośrodka i kształcenia kadr naukowych odegrali Infeld i Rubinowicz. Wkrótce po swym przyjeździe do Warszawy skupili oni wokół siebie licznych uczniów. Trzy katedry teoretyczne połączyły się niebawem w Instytut Fizyki Teoretycznej, którego pierwszym dyrektorem został Infeld. Współ z Rubinowiczem potrafił on wytworzyć w Instytucie sprzyjającą twórczej pracy atmosferę naukową. Stosowane w Instytucie metody kształcenia dały niebawem spodziewane rezultaty nie tylko w postaci szybko rosnącej liczby i poziomu prac naukowych, lecz również szybkiego wzrostu kolejnych pokoleń fizyków. Instytut Fizyki Teoretycznej prowadzi dziś badania w zakresie teorii pola i teorii grawitacji, elektrodynamiki kwantowej, teorii jądra i cząstek elementarnych, teorii ciała stałego, fizyki statystycznej oraz matematycznych podstaw fizyki.

Wojciech Rubinowicz, teoretyk, wybitny specjalista w dziedzinie promieniowania elektromagnetycznego i mechaniki kwantowej prowadził ze swymi uczniami badania dotyczące emisji fotonów i rozchodzenia się fal elektromagnetycznych, a w szczególności teorii ugięcia znajdujące podsumowanie w wydanej przez niego obszernej monografii.

Leopold Infeld, współpracownik Einsteina z lat trzydziestych wybitny specjalista w zakresie klasycznej teorii pola, a szczególnie teorii grawitacji, stworzył grupę badawczą, która swymi pracami zyskała światowe uznanie. W szczególności sam Infeld ze swymi współpracownikami osiągnął istotne rezultaty w badaniach równań ruchu w teorii grawitacji.

Uczniowie i współpracownicy twórców obu instytutów kontynuują i rozwijają ich dzieło oraz inicjują nowe kierunki badawcze tak w zakresie teorii, jak i eksperymentu. Zachowali oni umiłowanie do eksperymentu wpajane im przez Pieńkowskiego. Pamiętają jego słowa, które często powtarzał, że największym sędzią poprawności każdej idei, sędzią bezkompromisowym i mającym zawsze rację — jest eksperyment. Pamiętają również lapidarne, często powtarzane słowa Infelda, tak bardzo ośmielające młodych w ich kontaktach ze starszymi kolegami czy ich nauczycielami, „wiedźcie, że nie ma nierozsądnych pytań, są tylko nierozsądne odpowiedzi“. W dziwny sposób zachowało się w mojej pamięci przemówienie ucznia Pieńkowskiego, a mego starszego kolegi, Andrzeja Sołtana adresowane do laureatów pierwszej olimpiady fizycznej. Mówił on: „gdy się znajdziecie w naszych pracowniach, będziecie nieraz prze-

zywać wielką radość gromadząc wyniki, obserwując zjawiska, których nikt przed Wami nie widział, ale nim to osiągnięcie musi Was cieszyć nawet samo tworzenie narzędzi, które do tych wyników otwierają drogę". Pamiętam to i w treści raczej wiernie przytaczam, bo ta właśnie wypowiedź skierowana do młodzieży była dla mnie dowodem, jak niezwykle eksperymentatorem był Sołtan i dlatego również, że stanowiła ocenę sytuacji, w jakiej fizyk zmuszony jest szukać prawdy, na odkryciu której tak mu zależy.

Oba instytuty prowadzą obecnie intensywną działalność naukową i dydaktyczną. Nie będę akcentować osiągnięć czy wkładu indywidualnego poszczególnych wychowanków Hożej — choć wielu z nich zdobyło swą własną pozycję w fizyce światowej. Chciałbym dać ogólną charakterystykę dorobku całego ośrodka, na który złożył się wysiłek zespołu wszystkich pracowników obu instytutów, chciałbym również przykładowo wymienić parę spośród wybitniejszych osiągnięć.

Nasz ośrodek jedyny w skali całego kraju rozwinął najszerzej ukierunkowaną działalność naukową. W kilku dziedzinach ma wybitne osiągnięcia a we wszystkich podjętych kierunkach zdobył uznanie w świecie. Znamienne jest to, że tak w zakresie eksperymentu, jak i teorii podejmowana jest budząca żywe zainteresowanie najbardziej aktualna problematyka naukowa.

Ogromny, heroiczny trud włożony w pierwszym 10-leciu okresu powojennego sprawił, że młodsze instytuty powstałe w Warszawie, a w szczególności Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk i Instytut Badań Jądrowych, zawdzięczają ośrodkowi na Hożej swój właściwy start. Wychowankowie Hożej podjęli trud organizacji tych instytutów, skierowali wykształconą u siebie wartościową kadrę, użytych lokali a nawet w pierwszych latach dzielili się swą skromną aparaturą naukową. Uniwersytecki ośrodek na Hożej do dziś stale zasila te instytuty kadrą kształconą w swych laboratoriach, na organizowanych przez siebie seminariach, stażach i studiach doktoranckich.

Nowe instytuty pozauczelniane rozwijają działalność ściśle ukierunkowaną, natomiast uczelnia zachowuje szeroki zakres kierunków naukowych, stwarzając w ten sposób podstawy stałego dopływu kadr wszystkich specjalności, przyczyniając się do lepszego porozumienia się w zakresie problemów znajdujących się na styku różnych dziedzin.

Ośrodek na Hożej zainicjował w Polsce działalność w zakresie paru istotnych działów fizyki ciała stałego, w szczególności — fizyki półprzewodników. Wśród nas zrodziła się koncepcja złącz  $n-p$  powszechnie przyjęta w fizyce półprzewodników. Pewne zjawiska magneto-optyczne w półprzewodnikach tu teoretycznie przewidziane, znalazły potem potwierdzenie eksperymentalne. Istnieją wybitne osiągnięcia wspólne uczelni i instytutów poprzednio wymienionych. Odkryto wspólnie nową wielce obiecującą klasę półprzewodników. Opracowano i rozwinięto nową neutrono-graficzną metodę badania kryształów zwaną metodą czasu przelotu. W naszym ośrodku odkryto istnienie materii jądrowej nowego typu — tzw. materii hiperjądrowej, której istotnym składnikiem jest hiperon lambda. Szereg nowych odkryć z tej dziedziny, odkrycie ciężkich hiperjąder,

zywać wielką radość gromadząc wyniki, obserwując zjawiska, których nikt przed Wami nie widział, ale nim to osiągnięcie musi Was cieszyć nawet samo tworzenie narzędzi, które do tych wyników otwierają drogę". Pamiętam to i w treści raczej wiernie przytaczam, bo ta właśnie wypowiedź skierowana do młodzieży była dla mnie dowodem, jak niezwykle eksperymentatorem był Sołtan i dlatego również, że stanowiła ocenę sytuacji, w jakiej fizyk zmuszony jest szukać prawdy, na odkryciu której tak mu zależy.

Oba instytuty prowadzą obecnie intensywną działalność naukową i dydaktyczną. Nie będę akcentować osiągnięć czy wkładu indywidualnego poszczególnych wychowanków Hożej — choć wielu z nich zdobyło swą własną pozycję w fizyce światowej. Chciałbym dać ogólną charakterystykę dorobku całego ośrodka, na który złożył się wysiłek zespołu wszystkich pracowników obu instytutów, chciałbym również przykładowo wymienić parę spośród wybitniejszych osiągnięć.

Nasz ośrodek jedyny w skali całego kraju rozwinął najszerzej ukierunkowaną działalność naukową. W kilku dziedzinach ma wybitne osiągnięcia a we wszystkich podjętych kierunkach zdobył uznanie w świecie. Znamienne jest to, że tak w zakresie eksperymentu, jak i teorii podejmowana jest budząca żywe zainteresowanie najbardziej aktualna problematyka naukowa.

Ogromny, heroiczny trud włożony w pierwszym 10-leciu okresu powojennego sprawił, że młodsze instytuty powstałe w Warszawie, a w szczególności Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk i Instytut Badań Jądrowych, zawdzięczają ośrodkowi na Hożej swój właściwy start. Wychowankowie Hożej podjęli trud organizacji tych instytutów, skierowali wykształconą u siebie wartościową kadrę, użyczyli lokali a nawet w pierwszych latach dzielili się swą skromną aparaturą naukową. Uniwersytecki ośrodek na Hożej do dziś stale zasila te instytuty kadrą kształconą w swych laboratoriach, na organizowanych przez siebie seminariach, stażach i studiach doktoranckich.

Nowe instytuty pozauczelniane rozwijają działalność ściśle ukierunkowaną, natomiast uczelnia zachowuje szeroki zakres kierunków naukowych, stwarzając w ten sposób podstawy stałego dopływu kadr wszystkich specjalności, przyczyniając się do lepszego porozumienia się w zakresie problemów znajdujących się na styku różnych dziedzin.

Ośrodek na Hożej zainicjował w Polsce działalność w zakresie paru istotnych działów fizyki ciała stałego, w szczególności — fizyki półprzewodników. Wśród nas zrodziła się koncepcja złącz  $n-p$  powszechnie przyjęta w fizyce półprzewodników. Pewne zjawiska magneto-optyczne w półprzewodnikach tu teoretycznie przewidziane, znalazły potem potwierdzenie eksperymentalne. Istnieją wybitne osiągnięcia wspólne uczelni i instytutów poprzednio wymienionych. Odkryto wspólnie nową wielce obiecującą klasę półprzewodników. Opracowano i rozwinięto nową neutrono-graficzną metodę badania kryształów zwaną metodą czasu przelotu. W naszym ośrodku odkryto istnienie materii jądrowej nowego typu — tzw. materii hiperjądrowej, której istotnym składnikiem jest hiperon lambda. Szereg nowych odkryć z tej dziedziny, odkrycie ciężkich hiperjąder,

hiperjadra zawierające dwa hiperony, stanów wzbudzonych i wreszcie podjęcie prac ze spektroskopii hiperjadrowej stanowiły dalszy dorobek ośrodka w tej dziedzinie.

U nas osiągnięto istotny postęp w uproszczeniu metody otrzymywania i badania równań ruchu w teorii grawitacji oraz wykazano matematycznie możliwość istnienia fal grawitacyjnych. Dokonano teoretycznego oszacowania możliwości istnienia długożyciowych superciężkich pierwiastków transuranowych. Wreszcie rozwinięto teoretyczne i eksperymentalne badania procesów wielocząstkowych obserwowanych w oddziaływaniach cząstek elementarnych, między innymi opracowano relatywistyczną ogólną teorię reakcji tego typu. W ramach współpracy międzynarodowej wychowankowie Hożej obserwowali pierwsze atomy antyprotonowe tj. atomy, których pole kulombowskie wiąże antyproton zamiast jednego z elektronów.

To wyliczenie osiągnięć stanowi jedynie część rzeczywistego dorobku naukowego ośrodka i winno być traktowane jako przykładowa ilustracja jego faktycznej działalności; pełniejszy obraz stanowi niewątpliwie wydana z okazji 50-lecia bibliografia prac naukowych ośrodka.

Potrzeby badawcze i dydaktyczne fizyki teoretycznej przyciągnęły do nas paru matematyków, którzy wraz z fizykami rozpoczęli nową specjalizację — metody matematyczne fizyki o niezwykle żywej odpowiednio dobranej problematyce.

Z inicjatywy ośrodka podjęto prace w nowym kierunku — z zakresu biofizyki — które zostały otoczone specjalną opieką. Biofizyka, którą można nazwać molekularną, ma obecnie ogromne perspektywy wśród nauk przyrodniczych. Kształcenie biofizyków w ramach studiów fizycznych w ostatnich latach specjalizacji jest niemal pionierskim przedsięwzięciem w skali światowej. Rekrutacja tak pomyślana i uzupełniana dopływem młodzieży z kierunków pokrewnych doprowadziła już obecnie do żywej działalności naukowej tej grupy.

Ośrodek przez cały okres swej działalności utrzymywał żywe kontakty zagraniczne, przeradzające się niejednokrotnie w ścisłą współpracę i mające swój wyraz w kilku wielkich konferencjach międzynarodowych, bądź organizowanych przez naszą uczelnię, bądź przy dużym współudziale naszych instytutów.

Na specjalną uwagę zasługuje ścisła i owocna współpraca z międzynarodowymi instytutami, a zwłaszcza ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej, Europejskim Ośrodkiem Badań Jądrowych w Genewie, czy Międzynarodowym Ośrodkiem Fizyki Teoretycznej w Trieście.

O szybkim rozwoju warszawskiego ośrodka fizyki w Polsce Ludowej niech świadczą następujące liczby:

Personel obu instytutów liczy obecnie 320 osób, w tym 170 fizyków, łącznie ze stażystami i doktorantami. Ogółem pracownicy obu instytutów w okresie 50-lecia opublikowali 1700 prac oryginalnych, z czego 80% przypada na okres powojenny. Po wojnie wydano około 70 podręczników i książek, w tym kilka monografii w językach obcych.

W ciągu ostatnich 25 lat ponad 1000 absolwentów wykonało prace maderskie, z tej liczby 600 zostało pracownikami nauki, a spośród nich około 150 doktoryzowało się na uczelni, bądź w miejscach ich obecnej pracy. Ponad 50 wychowanków Hożej habilitowało się. W ostatnim 5-leciu 20% absolwentów podjęło pracę w szkolnictwie średnim i około 20% w przemyśle.

44 wychowanków uzyskało nominacje profesorskie, przy czym 16 objęło stanowiska w różnych wyższych uczelniach poza ośrodkiem macierzystym — w połowie poza Warszawą, 11 osób w instytutach Polskiej Akademii Nauk bądź Instytucie Badań Jądrowych, jedna w instytucie resortowym, 4 osoby w uczelniach zagranicznych. Łącznie z seniorami, twórcami obu instytutów, 17 osób zostało wybranych na członków Polskiej Akademii Nauk.

Ośrodek na Hożej wychował 6 profesorów trzeciej generacji, a czwarta młoda generacja ma już wielu przedstawicieli w stopniu doktora i jednego doktora habilitowanego.

Ten krótki przegląd działalności i historii ośrodka w 50-leciu wskazuje na ogromny trud włożony w wypełnianie niezwykle ważnych obowiązków jakimi są: kształcenie wartościowej kadry specjalistów, rozwiązywanie problemów naukowych decydujących w przyszłości o kulturze i postępie technicznym, utrwalanie światowej pozycji dla nauki polskiej. Ten przegląd podkreśla rolę, jaką mogą spełniać badania podstawowe, które nie mając znamion doraźnej użyteczności dają w perspektywie olbrzymie korzyści krajowi i społeczeństwu.

*Józef Werle*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski

## Rozwój i rola fizyki w przyszłości \*

Myślę, że rozważania o przyszłości nie powinny się sprowadzać do świetlanych wizji, że moim obowiązkiem jest również wskazanie luk i niedostatków, które należy usunąć w przyszłości. Referat mój będzie więc zawierał pewne propozycje działań, które możemy i powinniśmy podjąć. Zdaję sobie sprawę, że zestaw poruszanych zagadnień jest daleki od kompletności, a wysuwane propozycje mają często charakter dyskusyjny. Należy je więc traktować raczej jako sygnały, a nie jako przemyślane do końca i uzgodniony program działania.

### 1. Badania naukowe

Wachlarz kierunków naukowych uprawianych w obu naszych instytutach jest z pewnością szeroki w stosunku do liczby pracowników. Dotyczy to szczególnie fizyki teoretycznej. W okresie, kiedy tak wiele mówi się o potrzebie koncentracji badań, fakt ten wymaga pewnego wyjaśnienia. Czynniki determinujące wybór problemów badawczych są oczywiście bardzo zróżnicowane. Obok wagi czysto poznawczej, obiecujących perspektyw oryginalnych odkryć lub zastosowań, obok argumentów tradycji, istnienia wyspecjalizowanej kadry, dotychczasowych osiągnięć itp., zasadniczą rolę muszą odgrywać na uczelni potrzeby dydaktyczne. Właśnie konieczność kształcenia fizyków różnych specjalności wyklucza skoncentrowanie się instytutu uczelnianego na jednej tylko — choćby nawet bardzo ważnej — tematyce. Uważamy, że dotychczasowy wybór kierunków badawczych można uznać za prawidłowy również na najbliższą przyszłość.

Zastrzeżenia mogą natomiast budzić proporcje między poszczególnymi kierunkami. Np. w związku z modernizacją naszego przemysłu rośnie szybko zapotrzebowanie na specjalistów w zakresie fizyki ciała stałego. Istniejąca w naszych instytutach grupa zajmująca się tą tematyką jest zbyt szczupła, by sprostać tym zadaniom. Podobne trudności występują w optyce i fizyce jądrowej.

\* 30 stycznia 1971 r. obchodzono uroczystość 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki na Hożej w Warszawie. Wygłoszone trzy referaty: Prof. Prof. L. Sosnowskiego, J. Pniewskiego i J. Werlego prezentujemy obecnie Czytelnikom.



Sytuacja ta jest tylko częściowo wywołana ogólnym brakiem fizyków danej specjalności. Drugą — znacznie ważniejszą — przyczyną jest odpływ kadr z uczelni do instytutów pozauczelnianych, spowodowany nie tylko trudną i odpowiedzialną pracą dydaktyczną, lecz również gorszymi warunkami pracy naukowej i niższymi zarobkami. Dalsze utrzymywanie tego upośledzenia uczelni grozi stopniowym obniżaniem się jej poziomu naukowego i dydaktycznego.

Nasze instytuty uczelniane mają na swym koncie wiele poważnych osiągnięć naukowych. Wprawdzie nikt nie dostał jeszcze nagrody Nobla, ale mogę wyjawiać tajemnicę, że kilku pracowników ośrodka było poważnymi kandydatami do nagrody Nobla wysuniętymi zresztą przez zagraniczne ośrodki naukowe. Na drugim końcu drabiny niewątpliwie zdarzają się również prace słabe i przyczynkarskie. Będziemy się starali dalej podwyższać poziom naszych prac naukowych.

Mówiąc o przyszłości badań naukowych nie sposób pominąć problemów lokalowych i aparaturowych. Mamy nadzieję, że obecne trudności lokalowe zostaną rozwiązane po wybudowaniu nowych gmachów na Mokotowie. Niepokoją nas jednak długotrwale trudności i zahamowania budowy.

Aparatura fizyczna jest droga. Zdajemy sobie sprawę, że nie możemy nawet marzyć o urządzeniach bardzo wielkich w skali światowej, jak np. wielkie akceleratory. Chcielibyśmy jednak mieć możliwość zakupu aparatury średniej wielkości, której również nie mamy oraz aparatury standardowej, z którą także jest niedobrze. Chcemy wierzyć, że wyposażenie aparaturowe ośrodka poprawi się w bliskiej przyszłości, i że otrzymamy jakiś średniej wielkości akcelerator oraz dużą maszynę liczącą z pełnym oprzyrządowaniem.

Dostęp do największych w skali światowej urządzeń można będzie uzyskać na wypróbowanej już drodze współpracy międzynarodowej. Dążenie do zwiększenia wydajności i możliwie najpełniejszego wykorzystania drogiej aparatury badawczej oraz do koncentracji badań stwarzają pewne szanse również dla tych grup badaczy, którzy nie mają wielkich pieniędzy, ale mają ciekawe pomysły i propozycje i reprezentują wysoki poziom naukowy. Innymi słowy dysponenci wielkiej i drogiej aparatury organizują coraz częściej swego rodzaju przetargi na najciekawsze propozycje badań. Mam nadzieję, że w przyszłości fizycy polscy — korzystający już dziś z tej możliwości — będą coraz częściej zwyciężali w takich konkursach naukowych i że ich udział w międzynarodowych zespołach badawczych zyska sobie pełne poparcie władz.

Inną bardzo ważną dla nas formą współpracy międzynarodowej są stałe umowy o bezdewizowej wymianie naukowców. Obok bardzo szerokich umów między akademiami nauk bądź ministrami oświaty poszczególnych krajów, powinniśmy rozwijać umowy bezpośrednie między poszczególnymi instytutami, które są o wiele elastyczniejsze i łatwiejsze w realizacji.

Wiemy, że przydziały dewiz, jakie otrzymuje Ministerstwo Oświaty i Szkolnictwa Wyższego, są niezmiernie małe w stosunku do potrzeb. Dolożymy więc wszelkich starań, by mimo to nie dać się odciąć od nauki światowej i od dopływu informacji. Liczymy na zrozumienie i poparcie tych naszych usiłowań, uważamy

jednak, że utrzymanie obecnego stanu przez dłuższy okres jest bardzo niebezpieczne i że nasz resort powinien mieć o wiele wyższy budżet dewizowy i złotówkowy.

## 2. Problemy dydaktyczno-wychowawcze

Fizyka jest ciągle jeszcze deficytowa w tym sensie, że nie możemy znaleźć dostatecznej liczby dobrych kandydatów na studia. Przyjmowanie dużego procentu osób, które otrzymały na egzaminach wstępnych ocenę ledwo dostateczną powoduje występowanie dużego odsiewu już na pierwszych latach studiów oraz obniża średni poziom naszych absolwentów tudzież ogólny wskaźnik efektywności nauczania. Poziom naszej pracy dydaktycznej jest chyba dobry, a niejednokrotnie może nawet bardzo dobry. Nie sądzę również, by wina za niską efektywność tkwiła w programach. Tym niemniej pracujemy ciągle i będziemy nadal pracować nad ulepszaniem programów i poziomu pracy dydaktycznej. Dużą rolę ma tu do spełnienia pracująca na naszym wydziale komisja do spraw młodzieży (mająca na swym koncie już wiele osiągnięć), która wspólnie z przedstawicielami studentów zbiera i analizuje dane statystyczne i opracowuje konkretne propozycje zmian pracy dydaktycznej i programów.

Niezależnie od pewnych udoskonaleń obecnego programu mówi się ostatnio o potrzebie bardziej radykalnych zmian związanych z potrzebą utworzenia nowych kierunków specjalizacji oraz nowych form szkolenia.

W związku z szybko rosnącymi potrzebami naszego modernizującego się przemysłu, wydaje się celowe wprowadzenie nowej specjalizacji, a mianowicie zastosowań fizyki. Na odbytym niecałe trzy miesiące temu zjeździe, poświęconym roli fizyków w przemyśle, przeważył pogląd, że pracujący w przemyśle fizyk nie może i nie powinien zastępować czy dublować inżyniera. Powinien on uzupełniać inżyniera przez wniesienie odmiennych wartości: ogólniejszego przyrodniczego wykształcenia i innego sposobu podejścia do problemów technicznych. Wydaje się, że najodpowiedniejszym miejscem do kształcenia kadry tego typu są uniwersytety. Absolwenci nowej specjalizacji — zastosowań fizyki — powinni otrzymać solidne, ogólne wykształcenie w zakresie fizyki, elementy pewnych przedmiotów technicznych ułatwiających znalezienie wspólnego języka z technikami oraz specjalizację już na poziomie magisterskim z zastosowań fizyki.

W świetle dotychczasowej praktyki rewizji wymaga organizacja studiów doktoranckich (np. warto pomyśleć o utworzeniu międzyresortowych studiów doktoranckich). Nie doczekała się praktycznej realizacji i upowszechnienia postulowana od kilkunastu lat instytucja staży krajowych. Należy też rozważyć możliwość i celowość utworzenia różnych form studiów podyplomowych, organizowania kursów dokształcających, np. dla nauczycieli, dla fizyków pracujących w przemyśle itp.

Daleka od ideału jest również nasza praca wychowawcza ze studentami. Najcenniejszą jej formą jest niewątpliwie udział studentów w pracy naukowej ośrodka, bowiem nie wymyślono jeszcze w pedagogice lepszych metod wychowawczych od dobrego przykładu i odpowiedniej atmosfery otoczenia. Trzeba rozwijać i uatrakcyjnić pracę studenckich kół naukowych. Ogromną rolę mają tu do spełnienia nasi młodszy pracownicy mający bardziej bezpośredni kontakt z młodzieżą (np. na ćwiczeniach i w pracowniach). Przydałoby się jednak również nieco większe zbliżenie starszych pracowników do młodzieży.

### 3. Inne kierunki działalności

Przyczyny wspomnianego braku większego zainteresowania naszej młodzieży naukami ścisłymi oraz niskiego poziomu przygotowania kandydatów na studia fizyki leżą nie tylko w złym układzie bodźców materialnych, lecz przede wszystkim w niskim poziomie nauczania fizyki w szkołach średnich. Składa się na to zarówno brak dobrych nauczycieli fizyki, jak i wady programów oraz niski poziom szeregu podręczników.

Kilku fizyków, profesorów naszego ośrodka, recenzowało ostatnio szereg wprowadzonych ostatnio podręczników fizyki oraz parę przygotowanych dopiero do druku. Wszystkie ze znanych mi opinii były zdecydowanie ujemne. Stwierdziliśmy z przerażeniem, że podręczniki te zawierają wiele poważnych błędów merytorycznych i drobniejszych fałszów, luk logicznych i nieciągłości wykładu oraz licznych dowodów nieporadności autorów. Obecne programy fizyki i matematyki dla szkół średnich są nieskorelowane, co odbija się ujemnie głównie na fizyce.

Chyba my fizycy uniwersyteccy ponosimy też jakąś część odpowiedzialności za ten stan rzeczy. Niedostatecznie interesowaliśmy się bowiem sprawą nauczania fizyki w szkołach średnich.

Jak można szybko poprawić zaistniałą sytuację? Otóż dobre podręczniki mogą uratować zdolnego ucznia nawet wtedy, gdy nauczyciel nie reprezentuje należytego poziomu. Dlatego wydaje się, że sprawa poprawy podręczników szkolnych należy do najpilniejszych. Warto tu przypomnieć, że lepszym przygotowaniem maturzystów w zakresie fizyki są zainteresowane nie tylko wydziały przyrodnicze uniwersytetów, lecz również wszystkie wydziały politechnik i wyższych szkół inżynierskich. Stawka jest więc bardzo duża.

Inny ważny problem to współpraca z przemysłem. O kształceniu fizyków dla przemysłu już mówiłem. Uczelniane instytuty fizyki dysponujące znaczną kadrą naukową mogłyby się podejmować również innego rodzaju prac dla przemysłu, np. konsultacji naukowych, ekspertyz, ocen, badań i prób, precyzyjnych lub unikalnych pomiarów, konstrukcji specjalnej aparatury itp. Obie strony (tj. fizycy i przemysł) nie są zorientowane we wzajemnych potrzebach i możliwościach. Podejmowane dotychczas próby współpracy dawały sporadycznie dobre wyniki, ale w skali ogólnopolskiej są raczej bardzo skromne.

Ostatnio — z inicjatywy naszego ośrodka — powstał przy Komitecie Fizyki PAN zespół do spraw współpracy z przemysłem. Zespół ten zorientowany w możliwościach wszystkich ośrodków fizyki w Polsce ma zbierać zamówienia przemysłu i koordynować przydzielanie prac zleconych przez przemysł, informować zakłady przemysłowe o pracach naukowych nadających się do praktycznego wykorzystania itp.

Bardzo ważną sferą działalności naszego ośrodka, którą należy rozwijać możliwie szeroko, jest popularyzacja fizyki za pomocą artykułów i książek, pogadanek, odczytów, wykładów i publicznych dyskusji w prasie, radiu i telewizji. Należy popularyzować nie tylko poszczególne osiągnięcia, odkrycia i ciekawostki, lecz także ogólne metody i teorie fizyki oraz oparty na niej światopogląd naukowy.

Inną dziedziną naszej działalności jest opracowanie na zlecenie władz różnych planów, ekspertyz, opinii, analiz i memoriałów. Może niektóre z tych opracowań były niedobre lub nieprzydatne, ale w przeszłości zbyt często trafiały one po prostu w próżnię, tzn. szły gdzieś do akt, nie wywoływały nawet symbolicznego echa ani w sensie pozytywnym, ani negatywnym.

Jest rzeczą oczywistą, że większość poruszanych tu zagadnień dotyczy nie tylko naszego ośrodka, lecz odnosi się do wszystkich fizyków pracujących na uczelniach, a nawet poza uczelniami. Wiele proponowanych kierunków działania wymaga poza tym daleko idącego zrozumienia i pomocy ze strony naszego Ministerstwa i innych władz.

#### 4. Co fizyka daje i może dać społeczeństwu?

Fizyka jest podstawową nauką przyrodniczą zajmującą się badaniem powszechnych i fundamentalnych zjawisk, obiektów i praw przyrody. Już w XVII wieku fizycy opracowali ogólne zasady niezwykle skutecznej, niezawodnej i uniwersalnej, racjonalno-empirycznej metody naukowej, metody nadającej się nie tylko do badania, lecz również do działania praktycznego. Podstawowa zasada tej metody polega na wyrażeniu jakościowych, a przez to subiektywnych cech badanych obiektów przez odpowiednio dobrane, mierzalne, a więc ilościowe, obiektywne i komunikatywne cechy zwane wielkościami fizycznymi. Analiza zjawisk fizycznych na mierzalne wielkości stwarza nie tylko możliwość matematycznego opisu zjawisk i związków między nimi (tj. praw fizycznych), lecz umożliwia również empiryczne sprawdzenie poprawności naszego poznania za pomocą odpowiednich testów pomiarowych. Od analizy badanych zjawisk na odpowiednie wielkości przechodzimy do ich syntezy, której ukoronowaniem jest fizyczna teoria. Znajomość teorii pozwala z kolei na ścisłe, ilościowe przewidywania nieodzowne dla praktycznych zastosowań fizyki. Podstawowym, naukowym kryterium prawdziwości naszego poznania przyrody jest zgodność teoretycznych przewidywań z doświadczeniem obejmującym również praktyczne zastosowania.

Fizyka wytworzyła samoregulujący i samokorygujący się system, który rośnie nie tylko wszerek wskutek odkrywania coraz nowych obiektów, zjawisk, praw i teorii, lecz również w głąb poprzez uściślanie, pogłębianie, reinterpretowanie i korygowanie dotychczasowych wyników. Fizyka zbudowała więc system, który potrafi sam wykrywać i usuwać w sposób stosunkowo bezbolesny swoje własne błędy i braki. W każdym razie stwierdzenie nawet zasadniczych błędów i konieczność rewizji stosowanych pojęć, praw i teorii nigdy nie groziły rozpadem i nie przerodziły się nigdy w klęskę fizyki. Przeciwnie, sytuacje takie — a było ich wiele — dawały asumpt do nowych, wspanialszych osiągnięć i o dziwo, nie tylko nie rozbijały jedności fizyki, lecz przez stworzenie nowego, ogólniejszego punktu widzenia umacniały zasięg, jedność, jednolitość i autorytet fizyki jako podstawowej nauki przyrodniczej.

Ogólne zasady metody naukowej fizyki zostały przyjęte stopniowo przez inne nauki przyrodnicze, a więc astronomię, chemię, geologię, a ostatnio również przez biologię. Początkowo wydawało się, że oprócz stosowania wziętej z fizyki metody badawczej różne nauki przyrodnicze nie mają wiele wspólnego i że dotyczą zasadniczo różnych zjawisk przyrody wywoływanych przez zupełnie odmienne „siły“ czy „fluidy“. W ciągu minionych 350 lat rozwoju nowożytnej fizyki udowodniono, że nie ma żadnych odrębnych sił astralnych, chemicznych, a zapewne również i witalnych, poza siłami czysto fizycznymi. Po odkryciu mikrocząstek dokonano się bardzo ciekawe zjednoczenie wszystkich niemal nauk przyrodniczych na bazie fizyki. Powstał bardzo pogładowy i urzekający przez swą uniwersalność, jednolitość i prostotę obraz przyrody oparty na wspólnocie elementarnych cegiełek, z których zbudowane są wszystkie ciała materialne. Z teoretycznego punktu widzenia poszczególne nauki przyrodnicze można więc uważać za działy fizyki. W dobie szybkiego rozwoju biologii molekularnej odnosi się to również do podstawowych zjawisk biologicznych.

Nauki przyrodnicze nie uważają bynajmniej, że ich obraz świata jest absolutnie prawdziwy, pewny, dokładny i ostateczny, nie wymagający sprawdzenia, korektur i zmian. Twierdzą jedynie, że naukowy obraz przyrody jest zdecydowanie dokładniejszy i pewniejszy od obrazów nienaukowych i że potrafią tego dowieść za pomocą racjonalno-empirycznych testów sprawdzających. Świadomość, że nasza wiedza nie jest nigdy dokładna, pełna i ostateczna, a czasem wręcz wątpliwa, świadomość, że nie jesteśmy nieomylni, nie tylko nie paraliżuje działalności naukowej, nie tylko nie jest groźbą dla rozwoju nauki, lecz właśnie jest najpotężniejszym motorem postępu w nauce.

Po tej bardzo skrótowej i syntetycznej charakterystyce fizyki, zadajmy sobie pytanie, co daje i co jeszcze dać może społeczeństwu fizyka wraz z pokrewnymi naukami przyrodniczymi.

1. Fizyka wzbogaca ustawicznie skarbnicę wiedzy o podstawowych obiektach, zjawiskach i prawach przyrody oraz pomnaża arsenał środków badawczych w postaci aparatów, pojęć, koncepcji i teorii, z których korzystają do celów badawczych inne nauki przyrodnicze. Fizyka stanowi już dziś bardzo szeroką i solidną bazę wszystkich nauk przyrodniczych. Przypuszczam, że proces

unifikacji wszystkich nauk przyrodniczych na bazie fizyki będzie postępował dalej, prowadząc do coraz bardziej jednolitego i coraz dokładniejszego obrazu przyrody.

2. Z tej podstawowej dla innych nauk przyrodniczych roli fizyki wynika, że jest ona głównym filarem naukowego poglądu na świat, ma więc ogromne znaczenie ideologiczne i jest nieustannym źródłem inspiracji dla filozofów i działaczy. Już na początku XVIII wieku fizyka zaczęła odgrywać rolę potężnej inspiratorki ważnych prądów umysłowych. Nie wątpię, że rolę tę będzie spełniała również w przyszłości.

3. Fizyka wraz z innymi naukami przyrodniczymi i matematyką stanowi naukową bazę techniki. Odkryte przez te nauki obiekty, zjawiska i prawa oraz wytworzone przez nie narzędzia i materiały, metody i teorie są stosowane przez technikę do celów praktycznych. Nauki przyrodnicze dają ludzkości coraz potężniejsze środki szybkiej poprawy ludzkiego bytu i szybkiego cywilizacyjnego i kulturalnego postępu ludzkości. Bowiern współczesna technika to zastosowanie nauk przyrodniczych plus organizacja.

Żyjemy dziś w okresie najgwałtowniejszej i największej rewolucji, jaka kiedykolwiek wstrząsnęła ludzkością — rewolucji naukowo-technicznej. Rewolucja ta nabiera siły i rozpędu na naszych oczach. Awangardę tej rewolucji stanowią nauki przyrodnicze z fizyką na czele oraz matematyka tworząca uniwersalny język dla całego przyrodoznawstwa i techniki.

Poprzez inne nauki przyrodnicze oraz technikę, poprzez światopogląd naukowy i inspirowanie prądów umysłowych, osiągnięcia fizyki mają ogromny — a czasem wręcz decydujący — wpływ na społeczeństwo, ale wpływ ten był do niedawna niejako pośredni.

Przez pierwsze 350 lat istnienia nowożytnej fizyki była ona nauką niepodległą i raczej bezpośrednio niezaangażowaną społecznie. W ostatnim 25-leciu zaszły bardzo istotne zmiany. Wspaniałe osiągnięcia praktyczne techniki w tym okresie bynajmniej nie zaspokoili ludzkich pragnień, lecz je właściwie rozdmuchały. Technika spełniająca te pragnienia w sposób bezpośredni stała się powszechnym obiektem pożądań wszystkich krajów. W krajach bardziej zaawansowanych drugim obiektem pożądań stała się nauka jako rodzicielka techniki. Naukowcy stali się przedmiotami targów, stali się ludźmi przekupywanymi i zmuszonymi do pracy nie zawsze służącej dobru ludzkości. Za groźbę totalnej zagłady ludzkości za pomocą broni A, B lub C wielu ludzi wini naukowców, a nie ich pracodawców i dysponentów. Nauki przyrodnicze zostały więc wciągnięte w wir antagonizmów i namietności narodowych i społecznych, w wir wielkiej polityki — nie mając jednak żadnego wpływu na te sprawy. Winą naukowców i techników jest jednak to, że oddali zbyt wcześnie, zbyt potężne środki światu, który nie jest przygotowany do ich posiadania ani pod względem moralnym, ani społecznym, ani politycznym.

Świat potrzebuje dziś gwałtownie dobrego samostabilizującego się i samokorygującego się modelu funkcjonowania społeczeństwa i państwa. Dotychczasowe modele są już przestarzałe, niedopasowane do okresu rewolucji naukowo-

-technicznej. System funkcjonowania organów społecznych nie jest oparty na zasadach naukowych, a naukę chce wykorzystać tylko do celów konsumpcyjnych i militarnych.

Nauki przyrodnicze mogłyby zawrzeć wreszcie głębszy związek ze społeczeństwem. Mogłyby dać mu nie tylko produkty końcowe swej działalności potrzebne technice. Wspomniany uprzednio wewnętrzny mechanizm działania i rozwoju fizyki i innych nauk przyrodniczych mógłby stać się — po odpowiednich adaptacjach — wzorem dla funkcjonowania i rozwoju społeczeństwa.

Jestem pewien, że wielu słuchaczy pomyśli w tym miejscu, że jest to po prostu bzdura, a co najwyżej fantastyka. Sprawy społeczne wydają się bowiem tak odległe od przyrodniczych. A jednak świat się rusza... i właśnie w tym kierunku.

Otóż główne nauki społeczne: socjologia, psychologia, ekonomia i inne bardziej wyspecjalizowane jeszcze nie tak dawno uważało powszechnie za części filozofii. Jako takie dzieliły z filozofią skłonności do czysto spekulatywnego myślenia i do tworzenia apriorycznych systemów. Celowa empiryczna weryfikacja filozoficznych systemów nie była praktykowana, więc ich przyjęcie lub odrzucenie miało najczęściej charakter raczej religijny a nie naukowy.

Z drugiej strony właśnie wymienione dyscypliny społeczne mają kolosalny wpływ na praktykę rozwoju społecznego, na metody kierowania, zarządzania i wychowania społeczeństwa, na sposób podejmowania decyzji, na sprawy moralne i polityczne. Jest więc oczywiste, że panujące doktryny socjalne, ekonomiczne, psychologiczne itp. mają kolosalne znaczenie dla funkcjonowania i rozwoju społeczeństwa i państwa.

Na naszych oczach dokonują się poważne zmiany na tym odcinku. Zaczyna się coraz szerzej wprowadzać do nauk społecznych metody ilościowe, pomiary i matematyczny zapis. Zaczyna się myśleć o konieczności ilościowego, eksperymentalnego sprawdzania hipotez i teorii. Coraz częściej mówi się o wzajemnej zależności zjawisk społecznych, o ilościowych prawach i związkach przyczynowych, o ilościowych przewidywaniach. Innymi słowy dyscypliny społeczne stają się coraz bardziej naukami *par excellence* przyrodniczymi. W naukach przyrodniczych dotyczących człowieka mamy do czynienia z innymi obiektami, zjawiskami i prawami niż w fizyce, chemii czy nawet biologii. Mimo to wydaje mi się, że pozostaje bardzo ważna cecha wspólna, a mianowicie racjonalno-empiryczne zasady naukowego badania rzeczywistości i opartego na tych samych zasadach\*postępowania praktycznego. Stosowanie tych zasad odróżnia w zasadniczy sposób systemy naukowe od nienaukowych.

Chodzi więc o to, by uznać wreszcie, że racjonalno-empiryczna nauka to nie tylko wiedza zaspokajająca naturalną ciekawość lub będąca podstawą uprzyjemniającego nam życie wynalazków. Nauka to także styl lub sposób myślenia i działania. Jest to przy tym najnowszy i na razie najskuteczniejszy, najpewniejszy sposób myślenia, przewidywania i wszelkiego — a więc również społecznego — działania.

*Willis E. Lamb Jr \**

## **Operacyjna interpretacja nierelatywistycznej mechaniki kwantowej \*\***

### **An Operational Interpretation of Nonrelativistic Quantum Mechanics**

Doświadczenia myślowe wskazują na to, że pomiar fizyczny składa się z trzech części: przygotowania stanu początkowego, oddziaływania oraz określenia prawdopodobieństwa tego, że układ znajdzie się w pewnym szczególnym stanie końcowym.

This article is based on a lecture given 3 July 1968 at the 6th triennial Conference of Physics Nobel Prize Winners held at Lindau (Bodensee), West Germany. This work was supported in part by the US Air Force Office of Scientific Research.

Czym jest mechanika kwantowa? Niepospolitą okazją do zadania tego pytania była dla mnie konferencja laureatów Nagrody Nobla, która odbyła się w 1968 roku w Lindau, w 40 lat po sformułowaniu zasad mechaniki kwantowej. Byli na niej obecni dwaj spośród twórców mechaniki kwantowej, a mianowicie Werner Heisenberg i P. A. M. Dirac. Na odczyt przybyło również 400 studentów, którzy dopiero rozpoczęli swe studia nad problemami mechaniki kwantowej. Istnieje kilka odpowiedzi na postawione pytanie. Najprościej mówiąc mechanika kwantowa jest dyscypliną dostarczającą zbioru reguł pozwalających wyliczać fizyczne własności układów materialnych. Dla systemów tak prostych jak atom wodoru lub helu wyliczone z teorii poziomy energetyczne są fantastycznie zgodne z doświadczeniem. W bardziej skomplikowanych wypadkach rachunki są trudne i dają gorszą zgodność. Istnieją jednak powody aby wierzyć, że teoria okaże się adekwatna, jeżeli tylko rozwiązane zostaną problemy rachunkowe.

Każda dyskusja na temat interpretacji mechaniki kwantowej w sposób

---

\* Willis E. Lamb Jr. Nagroda Nobla w 1955 roku została mu przyznana za odkrycie tzw. przesunięcia Lamba w subtelnej strukturze widma wodoru. Wykładał na wydziałach fizycznych Uniwersytetów: Columbia, Stanford i Oxford, zanim zajął stanowisko profesora fizyki w Yale w 1962 roku.

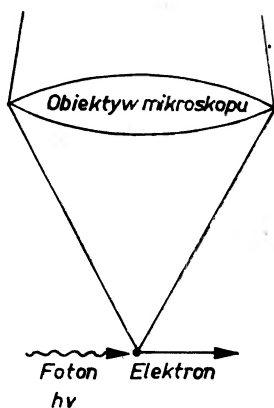
\*\* Tłumaczenia artykułu „An Operational Interpretation of Nonrelativistic Quantum Mechanics“, *Physics Today*, April 1969, dokonano za uprzejmą zgodą wydawcy i autora.



nieunikniony staje się mętna. Największą trudność sprawia koncepcja pomiaru, który w mechanice kwantowej oznacza określenie wartości wielkości fizycznej układu dynamicznego z największą możliwą dokładnością.

Przez 20 lat prowadziłem wykłady z mechaniki kwantowej w Columbi, Stanfordzie, Oxfordzie i Yale i zawsze rozprawiałem się z pojęciem pomiaru w następujący sposób. Rozpoczynając wykład mówiłem studentom: „Najpierw musicie wyuczyć się metod rachunkowych mechaniki kwantowej, a potem opowiem wam o teorii pomiaru i przedyskutuję sens tego pojęcia“. Niemal zawsze czas przeznaczony na wykłady kończył mi się, zanim zdążyłem dotrzymać obietnicy.

To prawda, że o większości możliwych dyskusji na temat pomiarów w mechanice kwantowej stwierdzałem, że są niejasne lub zbyt formalne i niefizyczne. Jednak z biegiem lat stopniowo formułowałem sobie interpretację mechaniki kwantowej kładącą szczególny nacisk na operacyjny punkt widzenia. Na mój stosunek do problemów tego typu niewątpliwie wpłynął kontakt z badaniami doświadczalnymi, w których stany atomowe były „modelowane“ techniką mikrofalową oraz przy pomocy pól częstości radiowej. W dyskusji na temat pomiaru pewnych zmiennych dynamicznych układu fizycznego chcę wiedzieć dokładnie, jaka aparatura jest do tego potrzebna i jak jej używać — przynajmniej w zasadzie. Nie zadowala mnie wymachiwanie rękami lub formalny logiczny schemat zawierający „czarne pudełka“.



Rys. 1. Mikroskop promieniowania gamma podany przez Heisenberga w jego dyskusji relacji nieoznaczoności. Elektronu nie możemy obserwować inaczej jak tylko przez oddziaływanie z fotonem, i wtedy jednak jego odrzut czyni niemożliwym jednocześnie dokładne zmierzenie położenia i pędu

Kiedyś Mark Twain powiedział o meteorologii: „Każdy wypowiada się na temat pogody, ale nikt niczego nie robi w tej materii“. Podobnie można by powiedzieć o kwestii pomiaru w mechanice kwantowej. Nikt w istocie rzeczy, przynajmniej obecnie, nie potrafiłby przeprowadzić żadnej z procedur eksperymentalnych, które będę dyskutował, ponieważ są one w dużym stopniu wyidealizowane. Przyjmujemy rozsądne założenie, że wiadomo dokładnie co to

znaczy, że „rozważamy dany system“. Jeżeli w praktyce ktoś jest mniej pewien co do tego, co robi „rozważając układ“, wtedy jest dla mnie oczywiste, że jego wiedza o przyszłym stanie układu ulegnie zmniejszeniu. Wierzę także, że pomiary opisywane przeze mnie będą możliwie najbardziej precyzyjne. Wymagać więc będą wyidealizowanej aparatury, której nie można w praktyce urzeczywistnić. Aktualne bowiem pomiary wcale nie są idealne. W przypadku prawie każdego doświadczenia, gdzie mówi się, że coś jest mierzone, mamy do czynienia z bardzo kiepskim kwantowo-mechanicznym pomiarem, w technicznym tego słowa znaczeniu. Jest to z pewnością prawdziwe w odniesieniu do doświadczeń rozproszonych w fizyce atomowej i jądrowej. Np. słynny mikroskop promieniowania gamma (rys. 1) użyty przez Heisenberga [1] do jakościowej dyskusji jego relacji nieoznaczoności nie dostarcza pomiaru położenia, a służy jedynie do badania rozproszenia. Uważam, że ciągle jeszcze nie została sformułowana kwantowo-mechaniczna teoria niedoskonałych pomiarów, w których stwierdza się mniej niż można osiągnąć w najlepiej pomyślanych eksperymentach. Teoria taka będzie prawdopodobnie korzystać z formalizmu procesów stochastycznych.

### Bezspinowe elektrony w polu potencjalnym

Rozważmy układ fizyczny, którym jest nierelatywistyczny bezspinowy elektron o masie  $m$  poruszający się w zachowawczym polu sił  $V(x)$ . Jego hamiltonian jest sumą operatorów energii kinetycznej i potencjalnej

$$H = T + V$$

gdzie  $T = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2$ ,  $V = V(x)$ .

Z elektronem takim związana jest funkcja falowa  $\psi(x, t)$  spełniająca równanie falowe Schrödingera

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = (T + V)\psi(x, t).$$

Takie równanie różniczkowe pojawia się przy próbie uogólnienia mechaniki klasycznej przez wprowadzenie funkcji falowej  $\psi(x, t)$  opisującej w pewien sposób elektron. Zgodnie z podstawowym założeniem mechaniki kwantowej

$$dW(x, t) = |\psi(x, t)|^2$$

daje prawdopodobieństwo, że w chwili  $t$  elektron znajduje się w przedziale przestrzennym  $[x, x + dx]$ . To stwierdzenie o prawdopodobieństwie odnosi się nie do jednego układu, ale do zespołu układów opisywanego funkcją falową  $\psi(x, t)$ . Przy dalszym rozwijaniu teorii założenie na temat prawdopodobieństwa jest uogólniane następująco. Rozważam kompletny układ przemiennych opera-

torów hermitowskich (obserwabili)  $F(x, p)$  z wartościami własnymi  $F_j$  i funkcjami własnymi  $\varphi_j(x)$ , spełniającymi równanie

$$F(x, p)\varphi_j(x) = F_j\varphi_j(x).$$

Funkcje  $\varphi_j(x)$  tworzą dla danego problemu zupełny układ ortonormalnych funkcji, możemy więc funkcję falową rozwinąć następująco:

$$\psi(x, t) = \sum_j C_j(t)\varphi_j(x).$$

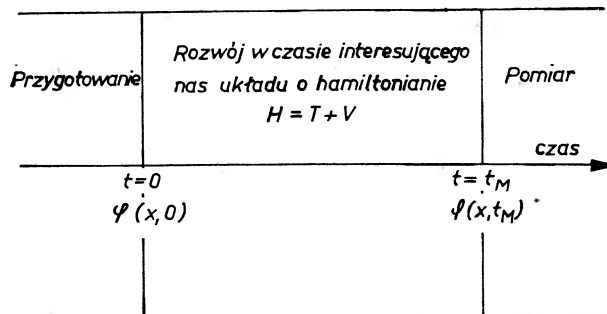
Wynika stąd możliwość przyjęcia, że kwadrat modułu współczynnika  $C_j(t)$  jest prawdopodobieństwem

$$W_j = |C_j|^2$$

tęgo, że zmienna dynamiczna  $F$  przyjmuje wartość  $F_j$  w stanie  $\psi(x, t)$ . Proszę zauważyć, że problem, jak wyznaczyć  $F_j$ , pozostaje do określenia. Założenie o probabilistycznej interpretacji nie daje żadnej recepty na jego eksperymentalne potwierdzenie lub odrzucenie. Nie jest też jasne czy wszystkie obserwable  $F$ , czy tylko pewne specjalne są mierzalne w sensie wynikającym z założenia probabilistycznego.

### Klasyczne przygotowanie stanu

Zanim pokażę jak należy robić pomiary, zajmę się związaną z tym ważną kwestią przygotowania stanu  $\psi(x, 0)$  w chwili  $t = 0$ . (Chociaż niektórzy autorzy myślą dwie rzeczy: przygotowanie stanu i pomiar, pojęcia te są bardzo różne pod względem fizycznym i logicznym.) Wiadomo, że równanie Schrödingera zależne od czasu pozwala otrzymać funkcję falową  $\psi(x, t)$ , jeżeli znana jest jej postać w chwili początkowej  $\psi(x, 0)$ . Aby ten fakt był użyteczny, powinniśmy znać sposób zadawania stanu początkowego funkcji falowej tak, aby można było obliczyć  $\psi(x, t_M)$  dla chwili pomiaru  $t_M$  i uzyskać pewne informacje fizyczne. Jest to pokazane schematycznie na rys. 2. Przed chwilą  $t = 0$  wykonano



Rys. 2. Przygotowanie stanu i pomiar. Funkcja falowa układu rozwija się od chwili  $t = 0$  do chwili  $t = t_M$  zgodnie z równaniem Schrödingera zależnym od czasu. Proces „przygotowania” stanu początkowego odbywa się przed  $t = 0$ . Pomiar pewnej wielkości fizycznej rozpoczyna się w chwili  $t = t_M$

pewne czynności, zwane przygotowaniem stanu początkowego. W przedziale czasowym od  $t = 0$  do  $t = t_M$ , funkcja falowa układu rozwija się zgodnie z falowym równaniem Schrödingera. Po chwili  $t = t_M$  przeprowadzono na układzie szereg czynności, składających się na pomiar pewnej zmiennej dynamicznej  $F(x, p)$  związanej z układem.

Pierwsze pytanie, na które trzeba odpowiedzieć, brzmi następująco: Czy można podać procedurę eksperymentalną, która przygotowałaby początkowy stan elektronu o zadanej z góry funkcji falowej  $\psi(x, 0)$ ? Odpowiedź jest pozytywna, ale przy pewnych założeniach. Rozważmy analogiczny problem w mechanice klasycznej, gdzie cząstka posiada hamiltonian  $H(x, p)$ . Początkowy stan cząstki jest w pełni określony przez podanie położenia  $x(0)$  i pędu  $p(0)$ , zaś jej stan w przyszłości przez  $x(t)$  i  $p(t)$ , które są jednoznacznie zdeterminowane przez rozwiązanie hamiltonowskich równań ruchu

$$\dot{x} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial x}$$

oraz uwzględnienie warunków początkowych dla  $t = 0$ . W klasycznej mechanice przygotowanie stanu początkowego uważa się zwykle za trywialne. Po prostu, w chwili  $t = 0$  umieszcza się cząstkę w położeniu  $x(0)$  oraz nadaje się jej pęd początkowy  $p(0)$ . W obrębie mechaniki klasycznej jest to całkowicie wykonalne. Wprowadzamy studnię potencjału  $U_1(x)$  posiadającą minimum przy  $x = x(0)$ . Następnie w jakiś sposób łapiemy cząstkę do studni potencjału i pozwalamy jej zająć położenie spoczynkowe (np. dzięki obecności małego tarcia). Cząstka jest w ten sposób zlokalizowana w położeniu  $x(0)$  w chwili  $t = 0$ . Następnie przykładamy do cząstki działającą impulsowo siłę wynikającą z potencjału  $U_2(x)\delta(t)$ , gdzie  $\delta(t)$  jest deltą Diraka ostro wypikowaną przy  $t = 0$ . Taka siła może nadać cząstce pęd  $p(0)$  nie zmieniając istotnie jej położenia. Następnie włączamy potencjał  $V(x)$ , który nas interesuje. Jeżeli chcemy tak zrobić dla dowolnych zadanych z góry wartości  $x(0)$  i  $p(0)$ , musimy przyjąć, że możemy stosować potencjał o zadanej z góry postaci  $U(x, t)$ , oraz że możemy, jeżeli zajdzie konieczność, wprowadzić niewielką siłę tarcia.

### Kwantowo-mechaniczne przygotowanie stanu

Powracamy do problemu przygotowania stanu w mechanice kwantowej. Zdziwienie może wywołać fakt, że wymaga ono w zasadzie tych samych środków, co w przypadku klasycznym — i nie poza tym.

Przypuśćmy, że chcemy przygotować stan  $\psi(x, 0)$ . Jeżeli wiemy, iż jest to funkcja własna do najniższej możliwej energii przy zadanym potencjale, należy „włączyć“ ten potencjał, w jakiś sposób złapać do niego elektron oraz poczekać, aż tłumienie radiacyjne doprowadzi cząstkę do stanu podstawowego. Wtedy wyłączamy nagle  $U_1(x)$ , a włączamy interesujący nas potencjał  $V(x)$ . Zgodnie z teorią momentalnych zaburzeń [2], funkcja falowa nie zmienia się bez-

pośrednio na skutek nagłej zmiany potencjału, o ile sama nie zawiera osobliwej zależności od czasu. Funkcja falowa dla chwili późniejszej może być wyznaczona z równania Schrödingera zależnego od czasu

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi = (T + V)\psi$$

opisującego interesujący nas układ. Istnieje oczywiście problem, jak rozpoznać, że złapaliśmy elektron w potencjał  $U_1(x)$ , ale uważam, że jest to w zasadzie proste i nie dyskutuję tego tutaj.

Jeżeli stan początkowy, który chcemy przygotować, nie jest znanym stanem własnym do najniższej energii pewnego potencjału  $U_1(x)$ , istnieje kilka możliwych procedur przygotowania stanu. Możemy szukać takiego potencjału  $U_1(x)$ , dla którego  $\psi(x, 0)$  jest stanem własnym do pewnej energii  $E$ , niekoniecznie najniższej. Ponieważ  $\psi(x, 0)$  spełnia równanie falowe dla stanów stacjonarnych,

$$[T + U_1(x)]\psi(x, 0) = E\psi(x, 0).$$

Możemy je rozwiązać ze względu na potencjał  $U_1(x)$  i znaleźć, że:

$$U_1(x) = E - [\psi(x, 0)]^{-1} T \psi(x, 0). \quad (1)$$

Jeżeli ten potencjał  $U_1(x)$  jest możliwy do zrealizowania doświadczalnego, „łapiemy“ do niego elektron. Funkcja falowa elektronu będzie pewną liniową kombinacją stanów własnych hamiltonianu  $T + U_1$ , z których jeden jest żądanym stanem  $\psi(x, 0)$ . Istnieje teraz kilka możliwości. Jedną z nich stanowi proces typu Sterna-Gerlacha, który dokonuje selekcji stanów i wybiera atomy, które znajdują się w stanie własnym energii o wartości własnej  $E$ . Jeżeli otrzymujemy jakąś inną wartość własną, odrzucamy atom i powtarzamy procedurę aż otrzymamy wartość  $E$ .

### Komplikacje

Mogą pojawić się trzy trudności. Potencjał  $U_1(x)$  dany przez równanie (1) może być osobliwy, jeżeli  $\psi(x, 0)$  ma węzły; widmo energetyczne może nie być dyskretne i wtedy wyselekcjonowanie stanu może być trudne, lub potencjał  $U_1(x)$  może być funkcją zespoloną, ponieważ  $\psi(x, 0)$  na ogół nie jest funkcją rzeczywistą. Te trudności mogą być zignorowane lub ominięte za pomocą metod podobnych do tej, którą tutaj przedyskutuję dla przypadku, gdy funkcja  $U_1(x)$  dana przez równanie (1) okazuje się zespoloną.

W takim przypadku piszemy początkową funkcję falową w postaci

$$\psi(x, 0) = R(x) e^{iS(x)},$$

gdzie  $R(x)$  i  $S(x)$  są rzeczywistymi funkcjami położenia. Następnie używamy rzeczywistego potencjału

$$U_1(x) = E - [R(x)]^{-1} T R(x) \quad (2)$$

zamiast  $U_1(x)$  danego równaniem (1) i przygotowujemy stan o rzeczywistej funkcji falowej  $R(x)$  w sensie określonym poprzednio. Następnie włączamy potencjał impulsowy

$$U_2(x, t) = -\hbar S(x) \delta(t), \quad (3)$$

który ma za zadanie zmienić funkcję  $R(x)$  na  $\psi(x, 0)$ . W czasie trwania impulsu równanie falowe Schrödingera może być w sposób zadowalający aproksymowane przez

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\hbar S(x) \delta(t) \psi(x, t)$$

albo

$$\frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = iS(x) \delta(t) \psi(x, t).$$

Rozwiązanie tego równania różniczkowego można łatwo znaleźć. Zaraz po impulsie funkcja falowa jest następująca:

$$\psi(x, 0_+) = R(x) e^{iS(x)},$$

jeśli na początku mieliśmy funkcję falową  $R(x)$ . W ten sposób najpierw stosując potencjał  $U_1(x)$  dany równaniem (2), potem  $U_2(x, t)$  dany równaniem (3), a w końcu  $V(x)$  możemy przygotować określony stan początkowy układu, który badamy. Proszę zauważyć ścisłą analogię z sytuacją klasyczną.

### Rozprzestrzenianie się pakietów falowych

Możemy zilustrować ten proces za pomocą prostego przykładu. Rozważmy cząstkę swobodną, której hamiltonian jest następujący

$$H = \frac{p^2}{2m}$$

i która w chwili  $t = 0$  ma rzeczywistą funkcję falową typu Gaussa

$$\psi(x, 0) = (2\pi)^{-1/4} (\Delta x_0)^{-1/2} \exp\left\{-\frac{1}{4} \frac{x^2}{(\Delta x_0)^2}\right\}.$$

Odpowiadająca jej gęstość prawdopodobieństwa

$$\varrho(x, 0) = |\psi(x, 0)|^2 = (2\pi)^{-1/2} (\Delta x_0)^{-1} \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{x^2}{(\Delta x_0)^2}\right\}$$

jest również funkcją Gaussa, o szerokości

$$[\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2]^{1/2} = \Delta x_0.$$

Zgodnie z równaniem falowym zależnym od czasu, po upływie czasu  $T$  funkcja falowa jest zespoloną funkcją Gaussa [3]

$$\psi(x, T) = (2\pi)^{-1/4} \left[ \Delta x_0 + \frac{1}{2} (i\hbar T)/m \Delta x_0 \right]^{-1/2} \exp\left\{ \frac{-x^2/4}{(\Delta x_0)^2 + \frac{1}{2} (i\hbar T)/m} \right\}$$

dla której gęstość prawdopodobieństwa jest

$$\rho(x, T) = |\psi(x, t)|^2 = (2\pi)^{-1/2} \left[ (\Delta x_0)^2 + \frac{1}{4} (\hbar T)^2 / (m \Delta x_0)^2 \right]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{x^2/2}{\left[ (\Delta x_0)^2 + \frac{1}{4} (\hbar T)^2 / (m \Delta x_0)^2 \right]} \right\}.$$

W ciągu czasu  $T$  pakiet falowy rozprzestrzenia się zachowując kształt gaussowski, ale jego parametr  $\Delta x$  (szerokość) wzrasta z czasem zgodnie z równaniem

$$(\Delta x)^2 = (\Delta x_0)^2 + \frac{\hbar^2 T^2}{4m^2 (\Delta x_0)^2}.$$

Fakt ten posiada oczywistą interpretację w świetle relacji nieoznaczoności Heisenberga

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2} \hbar.$$

Początkowa rozciągłość  $\Delta x_0$  współrzędnej  $x$  pociąga za sobą nieokreśloność pędu  $p$ , i po upływie czasu  $T$  pociąga za sobą dodatkową rozciągłość w  $x$  równą  $\hbar T / 2m \Delta x_0$ , którą należy dodawać w kwadracie do początkowego  $\Delta x_0$ .

Powyższy pakiet falowy rozprzestrzenia się dla  $t > 0$ . Gdybyśmy mogli w chwili  $T$  wystartować z pakietem falowym  $\psi(x, T)$  i zmienić kierunek upływu czasu, szerokość rozkładu prawdopodobieństwa będzie się zwięzać od wartości  $\Delta x$  dla  $t = T$  do  $\Delta x_0$  przy  $t = 0$ , podczas gdy dla  $t < 0$  będzie się ona znowu zwiększać. Niestety, nikt nie wie jak zmienić kierunek biegu czasu, chociaż wiele teoretycznych prac ignoruje tę trudność. Jednakowoż, gdybyśmy mogli wystartować w chwili  $t = 0$  z pakietem falowym o postaci początkowej

$$\psi(x, -T) = \psi(x, T)^*, \quad T > 0$$

wtedy rozkład prawdopodobieństwa kurczyłby się od wartości szerokości  $\Delta x$  w chwili  $t = 0$  do  $\Delta x_0$  w chwili późniejszej  $t = T$ , i wtedy pojawia się rozszerzanie.

W nierelatywistycznej mechanice kwantowej nie ma ograniczeń na uzyskaną w taki sposób ostrość pakietu falowego w chwili  $T$ . Zmuszeni jesteśmy startować od zespolonego pakietu falowego  $\psi(x, -T)$  z dużą szerokością  $\Delta x$ . Pojawia się pytanie: czy taki pakiet falowy może być zrealizowany eksperymentalnie i w jaki sposób? Odpowiedzi dostarcza nasza ogólna recepta na przygotowanie stanu. Zespoloną funkcję falową  $\psi(x, -T)$  napisać można w postaci

$$\psi(x, -T) = R(x) e^{iS(x)}.$$

Po prostych przekształceniach znajdujemy, że

$$R(x) = (2\pi)^{-1/4} (\Delta x)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{1}{4} \frac{x^2}{(\Delta x)^2} \right\}$$

oraz pomijając stałą addytywną

$$S(x) = -\frac{1}{8m} \frac{\hbar T}{m (\Delta x_0)^2} \frac{x^2}{(\Delta x^2)}.$$

Funkcja  $R(x)$  jest funkcją falową stanu podstawowego dla prostego potencjału oscylatora harmonicznego

$$U_1(x) = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2}{m(\Delta x)^2} \frac{x^2}{(\Delta x)^2},$$

widać, że jeżeli  $\Delta x$  jest bardzo duże, odpowiedni współczynnik sprężystości musi być bardzo mały. Potencjał impulsowy  $U_2(x, t) = -\hbar S(x)\delta(t)$ , który należy potem włączyć, jest również parabolicznie zależny od współrzędnych przestrzennych. Ten nieskomplikowany przykład ilustrujący bardziej ogólną procedurę pozwala na prostą interpretację. To zwięzanie się pakietu falowego kończy się, gdy na szeroką gaussowską funkcję falową  $R(x)$  działa potencjał impulsowy, który dostarcza elektronowi, bez względu na to jaka jest jego współrzędna  $x$ , impulsu potrzebnego do sprowadzenia elektronu w pobliże  $x = 0$ , po upływie czasu  $T$ . Doświadczenie to ma pewne podobieństwo do ogniskowania wiązki światła przez soczewkę.

Pokazaliśmy więc, jak przygotować z góry zadany stan początkowy. Następnie stan ten rozwija się zgodnie z równaniem Schrödingera zależnym od czasu opisującym interesujący nas układ. Jeżeli układ jest izolowany, jego hamiltonian ma postać  $H = T + V$ . Nawet po zastosowaniu zewnętrznego zaburzenia, opisanego przez znane zachowawcze pole sił zależne od czasu, funkcja falowa będzie się rozwijać w czasie w sposób przyczynowy. Jeżeli zaburzenie ma jakiś niepewny lub przypadkowy element, to układ nie może być opisany przez funkcję falową, tylko przez statystyczną mieszaninę funkcji falowych. W takich przypadkach wygodnego opisu dostarcza macierz gęstości Johna von Neumanna [4], Lwa Landaua [5] i Diraca [6]. Tutaj rozważać jednakże będziemy tylko przypadek stanu czystego.

### Zmienne dynamiczne

Przypuśćmy, że w pewnej chwili  $t_M$  chcemy dokonać pomiaru rzeczywistej zmiennej dynamicznej  $F(x, p)$  dla układu opisanego funkcją falową  $\psi(x, t_M)$ . Jak to należy zrobić w sensie operacyjnym? Czy jest to możliwe dla każdego operatora hermitowskiego  $F(x, p)$ , czy tylko dla pewnych szczególnie uprzywilejowanych? Dirac [7] pokazał, że powinno być możliwe mierzenie obserwabli, których stany własne tworzą układ zupełny, jednakże Pauli [8] i inni wątpili w to, czy na to pytanie można odpowiedzieć w ramach nierelatywistycznej mechaniki falowej.

Jeżeli  $F(x, p)$  miałyby taką postać, że mogłyby być operatorem Hamiltona układu możliwego do zrealizowania, wtedy dokładny pomiar  $F$  można przeprowadzić w następujący sposób. W chwili  $t_M$  można nagle włączyć  $V(x)$  zamiast poddawać elektron hamiltonianowi  $F(x, p)$ . Oznaczmy funkcje własne  $F(x, p)$  przez  $\varphi_j(x)$ , a odpowiednie wartości własne przez  $F_j$ . Dla uproszczenia zakła-



damy, że degeneracja została usunięta, tak że wartości własne nie powtarzają się. Możemy wtedy rozwinąć funkcję falową w szereg:

$$\psi(x, t_M) = \sum_f C_f \varphi_f(x).$$

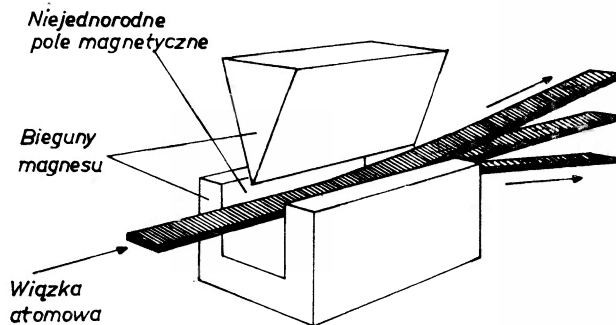
W pewnej chwili późniejszej  $t > t_M$  funkcja falowa powinna być

$$\psi(x, t) = \sum_f C_f \varphi_f(x) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_f(t - t_M)\right\}.$$

Prawdopodobieństwo  $W_f$  znalezienia układu w stanie  $f$  jest dane przez kwadrat modu współczynnika rozwinięcia  $C_f$

$$W_f = |C_f|^2$$

i jest niezależne od czasu. Jest więc wtedy „dużo czasu“ aby się zdecydować, jak wyznaczać prawdopodobieństwa rozkładu stanów  $f$ . Metoda, która zwykle przychodzi na myśl, polega na przepuszczeniu atomów przez aparaturę Sterna–Gerlacha (rys. 3). Było to wielokrotnie dyskutowane w monografiach i książkach



Rys. 3. Aparatura Sterna–Gerlacha. Niejednorodne pole magnetyczne między specjalnie ukształtowanymi biegunami wytwarza siły działające na atomy, które poruszają się w tym polu. Siły są proporcjonalne do magnetycznej liczby kwantowej, więc różne stany atomów można rozseparować. W pewnych przypadkach można użyć niejednorodnych pól elektrycznych zamiast niejednorodnych pól magnetycznych

Pauliego [9], Bohma [10], Gottfrieda [11] i innych. Nie mam więc tutaj nic do dodania. W pewnym stadium pomiaru funkcja falowa zostaje zamieniona na mieszanę przez sprzężenie układu kwantowo-mechanicznego z układem quasi-klasycznym, który oddziałuje w sposób przypadkowy z interesującym nas układem. Dalszy etap, w zasadzie nie kwantowo-mechaniczny, zawiera rozpoznanie, że atom został złapany, np. na płycie fotograficznej i wtedy należy zakończyć proces pomiarowy.

Założyliśmy tutaj, że operator hermitowski  $F(x, p)$  mógł być traktowany jako możliwy operator Hamiltona dla elektronu. Jednakże w nierelatywistycznej mechanice kwantowej, w nieobecności pola magnetycznego, wszystkie hamiltoniany są postaci  $H = T + V$ , gdzie potencjał  $V$  może zależeć od współrzędnej  $x$  i czasu  $t$ , ale nie od pędu  $p$ . Łatwym wyjściem jest ignorowanie tej trudności

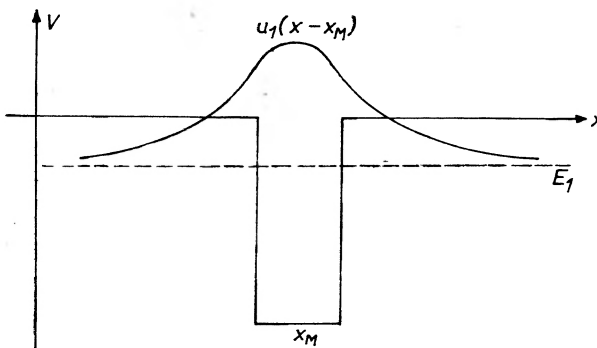
i stwierdzenie, że prawa mechaniki kwantowej nie określają, jaki może być hamiltonian. Taka teoretyczna ewentualność może jednak nie wystarczać, jeżeli chcemy mieć operacyjnie możliwą procedurę pomiaru  $F(x, p)$ .

Nawet jeżeli  $F(x, p)$  nie jest operatorem Hamiltona, można podać procedurę na jego zmierzenie. Rozważmy najpierw kilka specjalnych przypadków o dużym znaczeniu. Operator pędu  $p$  nie jest w postaci hamiltonowskiej, ale  $p^2/2m$  jest hamiltonianem dla cząstki swobodnej. W 1929 roku w Chicago Heisenberg [12] w swoich wykładach wspomina, że pęd elektronu w atomie może być zmierzony przez nagłe wyłączenie potencjału atomowego i pozwolenie, aby funkcja falowa elektronu rozwijała się swobodnie w czasie. Rozkład czasów przybycia elektronów do odległego detektora da nam interesujący nas rozkład pędów.

### Współrzędne przestrzenne

Następnym operatorem o podstawowym znaczeniu jest współrzędna  $x$ , która naturalnie również nie jest w postaci hamiltonowskiej. Niemniej można ją zmierzyć przy pomocy prostej procedury. Przypuśćmy, że w chwili  $t_M$  należy zmierzyć  $x$  dla cząstki, której funkcja falowa jest  $\psi(x, t_M)$ , to znaczy chcemy mieć rozkład prawdopodobieństwa na znalezienie cząstki w przedziale przestrzennym  $[x_M, x_M + dx_M]$ . Jak zwykle należy przebadać zespół tak samo przygotowanych układów. Włączamy nagłe bardzo silny i krótkozasięgowy przyciągający potencjał o centrum w punkcie  $x_M$ . Niech ten potencjał posiada tylko jeden stan związany z energią  $E_1$  i z funkcją falową  $U_1(x - x_M)$ , jak pokazano na rys. 4. Potencjał początkowy  $V(x)$  jest wtedy wyłączony. Dla czasów  $t$  późniejszych od  $t_M$  funkcja falowa  $\psi(x, t)$  może być rozwinięta na szereg funkcji falowych  $U_n(x)$  odpowiadających energiom  $E_n$  dla potencjału krótkozasięgowego

$$\psi(x, t) = \sum_n C_n U_n(x - x_M) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_n(t - t_M)\right\},$$



Rys. 4. Pomiar położenia oznacza wyznaczenie rozkładu prawdopodobieństwa złapania cząstki przez potencjał krótkozasięgowy. Potencjał ten ma centrum w  $x_M$  i posiada jeden stan związany  $u_1(x - x_M)$  o energii  $E_1$ . Gdy włączamy krótkozasięgowy potencjał początkowy układu  $V(x)$ , funkcja falowa  $\psi(x, t_M)$  rozwija się w czasie. Wszystkie składowe funkcji falowej oprócz członu  $u_1(x - x_M)$  (który widać na rysunku) bardzo szybko stają się zaniedbywalne

gdzie suma ma jeden dyskretny składnik dla  $n = 1$  oraz przechodzi w całkowanie dla widma ciągłego stanów niezwiązanych. Po odpowiednio krótkim czasie wszystkie składniki funkcji falowej będą się rozplýwać i w pobliżu  $x = x_M$  staną się zaniedbywalne z wyjątkiem członu  $u_1(x - x_M)$ .

Amplituda prawdopodobieństwa  $C_1$  jest dana przez

$$C_1 = \int u_1(x - x_M)^* \psi(x, t_M) dx$$

oraz niezależne od czasu prawdopodobieństwo złapania elektronu przez potencjał jest

$$W_1 = |C_1|^2. \quad (4)$$

Jeżeli  $u_1(x - x_M)$  ma krótki zasięg w porównaniu z odległością, na której  $\psi(x, t_M)$  zmienia się w sposób zauważalny, równanie (4) można zapisać w przybliżeniu

$$W_1 = |\psi(x_M, t_M)|^2.$$

Jeżeli funkcja falowa jest unormowana, znajdujemy, że

$$dW(x_M) = |\psi(x_M, t_M)|^2 dx_M,$$

co pozostaje w zgodzie z początkowym założeniem na temat prawdopodobieństwa w mechanice kwantowej. Metoda ta jest podobna do sposobu, w jaki można wyznaczyć rozmieszczenie much w pokoju. Należy szybko zamknąć w dłoni mały obszar o rozmiarach  $x_M$  i stwierdzić, czy złapało się muchę czy nie. Następnie proces należy powtórzyć wiele razy dla podobnie przygotowanych pokoi, aby w ten sposób odtworzyć rozkład prawdopodobieństwa.

### Pomiar operatorów hermitowskich

W ogólności niehamiltonowski operator  $F(x, p)$  nie pozwala mierzyć się przy pomocy tak prostych trików i można by zwątpić, czy w ogóle wszystkie operatory hermitowskie są mierzalne. Jednakże rozwinięto następującą receptę wykorzystującą sugestię Yakira Aharonova z Yeshiva University. Daje ona domkniętą formalnie, jeżeli nawet nie bardzo fizyczną, odpowiedniość między operatorami  $F(x, p)$  i procedurą eksperymentalną, którą należy przeprowadzić.

Na wstępie musimy znaleźć zbiór operatorów  $G(x, p)$ , które razem z  $F(x, p)$  tworzą kompletny zbiór komutujących obserwabli. To nie powinno być trudne do zrobienia w każdym specjalnym przypadku, ale nie istnieje ogólny przepis. Wspólne funkcje własne  $F$  i  $G$  powinny tworzyć zupełny zbiór funkcji bazowych, napinających przestrzeń Hilberta, dla interesującego nas układu. Spełniają one równanie postaci

$$\begin{aligned} F(x, p)\varphi_f(x) &= F_f\varphi_f(x) \\ G(x, p)\varphi_g(x) &= G_g\varphi_g(x), \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie wskaźniki  $f, g$  oznaczają funkcje własne i wartości własne. (Dla prostoty

wypisujemy jedną równość typu (5). Funkcja falowa  $\psi(x, t_M)$ , na której mamy dokonać pomiaru wielkości  $F$ , może być rozwinięta w szereg:

$$\psi(x, t_M) = \sum_{fg} C_{fg} \varphi_{fg}(x),$$

gdzie współczynniki rozkładu są dane przez:

$$C_{fg} = \int \varphi_{fg}^*(x) \psi(x, t_M) dx. \quad (6)$$

Kwadrat modułu  $C_{fg}$  daje prawdopodobieństwo, że  $F$  ma wartości  $F_f$ , a  $G$  wartości  $G_g$ . Jeżeli interesuje nas tylko  $F$ , musimy wysumować po  $g$ .

Wskazemy procedurę eksperymentalną, która może dać wartości rozkładu prawdopodobieństwa

$$W_{fg} = |C_{fg}|^2.$$

Przypuśćmy, że funkcja własna  $\varphi_{fg}$  jest napisana przy pomocy funkcji rzeczywistych  $R$  i  $S$  jako:

$$\varphi_{fg}(x) = R_{fg}(x) \exp\{-iS_{fg}(x)\},$$

gdzie obie  $R$  i  $S$  zależą od indeksów  $f$  i  $g$ . Pierwszy krok pomiaru zawiera zmianę funkcji falowej układu  $\psi(x, t_M)$  w nową funkcję falową  $\psi_s(x)$  daną przez:

$$\psi_s(x) = \psi(x, t_M) \exp\{iS_{fg}(x)\} \quad (7)$$

przez podziałanie na układ potencjałem impulsowym

$$U_2(x, t) = -\hbar S_{fg}(x) \delta(t - t_M).$$

Amplituda prawdopodobieństwa  $C_{fg}$  w równaniu (6) ma wtedy wartość:

$$C_{fg} = \int R_{fg}(x) \psi_s(x) dx,$$

która jest całką nakrywania między nową funkcją falową  $\psi_s(x)$  układu, a unormowaną funkcją rzeczywistą  $R_{fg}$ . Z wcześniejszej dyskusji na temat przygotowania stanu wiemy jak znaleźć potencjał  $U_{fg}(x)$ , w którym  $R_{fg}x$  jest funkcją energii  $E$ . Potencjał ten jest dany przez

$$U_{fg}(x) = E - [R_{fg}(x)]^{-1} T R_{fg}(x)$$

więc następny etap procesu pomiarowego zawiera nagle zastosowanie potencjału  $U_{fg}(x)$  i usunięcie potencjału  $V(x)$  z układu o funkcji falowej danej przez równanie (7).

Zadanie następne polega na znalezieniu prawdopodobieństwa, że cząstka jest w stanie energii  $E$ . Można to zrobić przy pomocy zwykłej procedury Sterna-Gerlacha. W ten sposób znajdujemy szukane prawdopodobieństwo, że operatory  $F$  i  $G$  mają wartości  $F_f$  i  $G_g$  w stanie  $\psi(x, t_M)$  interesującego nas układu.

Warto zauważyć, że problem pomiaru jest teraz bardziej skomplikowany niż dla operatorów Hamiltona, ponieważ potencjały  $U(x, t)$ , które należy zastosować, zależą od wartości  $f$  i  $g$ , należy więc wykonać serię pomiarów dla każdego zbioru wartości  $f$  i  $g$ .

## Ograniczenia

Można teraz sformułować kilka wniosków. Założyliśmy, że wszystkie potencjały  $U(x, t)$ , które można opisać w sposób klasyczny, są nam dostępne eksperymentalnie. Jest to zupełnie podobne i pozostaje w ścisłej relacji z założeniem Nielsa Bohra i Leona Rosenfelda [13] zrobionym w dyskusji pomiaru pól elektromagnetycznych, że dostępne są ciała próbne o dużej masie i rozkładzie ładunku, których kwantowo-mechaniczne fluktuacje położenia i pędu możemy zaniedbać.

Nasza dyskusja pomiaru dotyczy pomiaru jakiejkolwiek zmiennej dynamicznej  $A$ . Oprócz tego można zmierzyć inną wielkość  $B$  w tym samym stanie  $\psi(x, t_M)$ . Dla obu tych operatorów można wyznaczyć dyspersję  $\Delta A$  lub  $\Delta B$ . Iloczyn miar fluktuacji spełniałby relację Robertsona [14] - Schrödingera [15]

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{1}{2} |\langle [A, B] \rangle|$$

będącą uogólnieniem relacji nieoznaczoności Heisenberga. Należy zaznaczyć jednakże, że takie relacje nieoznaczoności nie odnoszą się do pomiarów zarówno równoczesnych, jak i nie, pary obserwabli. W specjalnych przypadkach operatorów przemiennych może być możliwe zmierzenie jednej obserwabli, a potem drugiej, lecz w ogólności dokładny pomiar pierwszej obserwabli będzie tak gmatwać relację między fazami, że nie ma sensu dokonywać na otrzymanej mieszanke pomiaru drugiej obserwabli. Aby zmierzyć równocześnie dwie niekomutujące obserwable  $A$  i  $B$  (np.  $x$  i  $p$ ), musielibyśmy znaleźć potencjał  $U(x, t)$ , który jest wyznaczony przez obie wielkości  $A$  i  $B$ . W ogólności nie wierzę, aby to można było zrobić w taki sposób, aby pomiar dostarczył żądanej informacji. Można oczywiście zbudować jeden hermitowski operator z dwóch operatorów hermitowskich  $A$  i  $B$ . Przykładem mogą być tutaj operatory  $(AB + BA)$ ,  $-i(AB - BA)$ ,  $A^2B + BA^2$ ,  $ABA$  itd. Każdy z tych operatorów hermitowskich może być zmierzony, jak już zostało pokazane, ale nie będzie to upragnionym równoczesnym pomiarem  $A$  i  $B$ .

Możliwe jest rozwijanie naszkicowanych wyżej metod w taki sposób, żeby można było robić pomiary na układach wielociałowych.

Nie widzę, w jaki sposób można by zastosować opisaną procedurę w zakresie relatywistycznej mechaniki kwantowej lub teorii pola. Dopóki takie uogólnienie nie istnieje, powątpiewać można, czy rozumowanie, które tu przedstawiłem, dostarcza jakiegokolwiek znaczącego wglądu w rzeczywisty sens mechaniki kwantowej. Jak wiadomo, prawie wszystkie wykłady mechaniki kwantowej posługują się jednak fikcyjnym pojęciem pewnego rodzaju pomiarów możliwych do wykonania. Opisałem pewne eksperymentalne procedury do wykonywania tych pomiarów, ale mogą też istnieć inne sposoby. Jeżeli pomiarów nie można wykonać ani w sposób opisany, ani jakoś inaczej, wtedy nasze zrozumienie wartości mechaniki kwantowej jest silnie ograniczone. Lepsze zrozumienie tego zagadnienia nastąpi dopiero wtedy, gdy zbuduje się teorię pomiaru dla bardziej ogólnych przypadków: relatywistycznego i teoriopolewego. Może się też okazać,

że istnieje zespół reguł rachunkowych, mimo że nie ma operacyjnej interpretacji podobnej do tej, jaką przedstawiłem. Przy nauczaniu mechaniki kwantowej wygodnie jest jednak przyjmować, że stwierdzenia podręcznikowe na temat pomiarów mają jakiś sens, mimo że z operacyjnego punktu widzenia sensu tego nie mają. Matematyczne sformułowanie podstaw mechaniki kwantowej przez Diraka pięknie pasuje do założonych poglądów na temat mierzalności, istnieje jednak mnóstwo rzeczy, których musimy się jeszcze nauczyć.

Tłumaczył Andrzej Burzyński

#### Literatura

- [1] W. Heisenberg, *Physical Principles of the Quantum Theory*, University of Chicago Press 1930, str. 21.
- [2] W. Pauli, *The General Principles of Wave Mechanics*, w: *Handbuch der Physik*, vol. 24/1, Springer, Berlin 1933, str. 163—164.
- [3] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, Wiley, New York 1961, str. 158.
- [4] J. von Neumann, *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen*, str. 1 (1927); str. 245 (1927); str. 273 (1927).
- [5] L. D. Landau, *Z. Phys.*, **45**, 430 (1927).
- [6] P. A. M. Dirac, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **25**, 62 (1929).
- [7] P. A. M. Dirac, *Quantum Mechanics*, wyd. IV, Oxford University Press 1958, str. 37.
- [8] Patrz ref. [2], str. 164—166.
- [9] Patrz ref. [2], str. 143—154.
- [10] D. Bohm, *Quantum Theory*, Prentice-Hall, New York 1951, rozdz. 22.
- [11] K. Gottfried, *Quantum Mechanics*, vol. 1, W. A. Benjamin, Inc., New York 1966, rozdz. 4.
- [12] Patrz ref. [1], str. 32.
- [13] N. Bohr, L. Rosenfeld, *Det. Kgl. Dansk. Vid. Selsk.*, **12**, 8 (1933).
- [14] H. P. Robertson, *Phys. Rev.*, **35**, 667A (1930).
- [15] E. Schrödinger, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, str. 296 (1930).

*Bronisław Kuchowicz*

Zespół Radiochemii i Chemii Radiacyjnej IPPCh  
Wydział Chemii Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## **Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Część I. Rozpowszechnienie nuklidów i ich kosmiczna synteza**

**Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part I. Nuclidic Abundances and Cosmic Synthesis**

*Abstract:* A short survey of problems considered in nuclear astrophysics is given. The question of the abundance of chemical elements and their isotopes which forms the basis for studies on the origin of the elements is outlined. Various theories of cosmic nucleosynthesis are presented, and a historical outline of the development of nuclear astrophysics is given.

### **1. Wstęp**

W ciągu tysiącleci ludzkość poznawała coraz więcej zjawisk przyrody, odkrywała rządzące nimi prawa i uczyła się z nich korzystać. W drugiej połowie XX wieku stwierdzenie to wydaje się banałem; w dobie przyspieszonego rozwoju nauki, przekształcania się jej w siłę produkcyjną, trudno nam sobie nawet wyobrazić, jak powoli odbywało się w istocie rzeczy gromadzenie wiedzy, z jakim trudem wydzierano przyrodzie jej tajemnice. Niech za przykład posłuży proste pytanie: dlaczego Słońce świeci? Nie ma powodów, by wątpić, że mógł je już zadać przed tysiącami lat człowiek pierwotny; próbę naiwnej odpowiedzi zawierają różne mity, dopiero jednak z powstaniem fizyki jądrowej zagadka dojrzała do rozwiązania. Dziś o jądrowych źródłach energii gwiazdnej mówi się w każdym podręczniku astrofizyki, a także w wielu książkach z fizyki jądrowej.

W przytoczonym przykładzie uderza ogromny odstęp czasu pomiędzy poznaniem zjawiska (świecenie Słońca i gwiazd) a uzyskaniem poprawnego jego wyjaśnienia; kiedy zaś dojdzie do zastosowania (budowy sztucznego słońca)? W gruncie rzeczy jednak pesymizm nie jest uzasadniony, właściwie mamy prawo uważać sporą część astronomii za „stosowaną fizykę jądrową“<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Czy wolno szermować tym argumentem na rzecz rozwoju astronomii w dobie, gdy szczególnym poparciem cieszą się nauki stosowane?

Najstarsza z nauk, astronomia, rozwijając się niezwykle dynamicznie w minionym półwieczu, zatracą jednocześnie jak gdyby swą dotychczasową odrębność, samodzielność. Staje się ona działem fizyki, zajmującym się procesami przebiegającymi w skali dużych obszarów przestrzeni, wielkich interwałów czasu i ogromnych mas. Kwestie, związane z wewnętrzną budową ciał niebieskich i ich ewolucją, wysuwają się na pierwszy plan, w kwestiach tych zaś podstawową rolę odgrywa fizyka jądra atomowego i cząstek elementarnych (obok ogólnej teorii względności, ale tym ostatnim aspektem nie będziemy się w niniejszym artykule zajmowali).

Szczególne role fizyki jądrowej w astrofizyce wynika z dwóch faktów: po pierwsze, reakcje jądrowe leżą u źródeł wytwarzania energii w gwiazdach, wydają się stanowić przyczynę tak spektakularnych zjawisk, jak wybuchy gwiazd supernowych czy może eksplozje w jądrach galaktyk; po drugie, owym reakcjom jądrowym towarzyszy przemiana jednych rodzajów jąder atomowych w inne. Powstawanie pierwiastków chemicznych spleta się w sposób złożony z procesami wytwarzania energii w ciałach niebieskich. Obu tymi zagadnieniami (a oprócz tego i innymi, o których mowa będzie dalej w tekście) zajmuje się właśnie astrofizyka jądrowa, młody, lecz już bujnie rozwinięty produkt mariażu fizyki jądrowej z astronomią.

Problem powstania pierwiastków chemicznych zajmuje poczesne miejsce w tematyce astrofizyki jądrowej. Przez wiele lat problemu tego zgoła nie dostrzegano, traktowano istnienie pierwiastków chemicznych jako coś całkiem naturalnego, nad czym nie warto dyskutować. Kto miał się tym zresztą zajmować? Chemicy? Ale przecież oni przyjęli pierwiastki jako dane z góry, zajęli się ich właściwościami, związkami itp., a problem pochodzenia wydawał się czymś metafizycznym (czy może raczej: metachemicznym). Dziś jeszcze trudno mi wskazać jakikolwiek używany podręcznik chemii, w którym znajdowałyby się rozważania na temat powstania pierwiastków chemicznych. Zresztą na usprawiedliwienie chemików można podać, że przecież pierwiastki chemiczne nie powstają w procesach chemicznych. Z drugiej znowu strony fakt, że pierwiastki te powstają w procesach jądrowych, nie znalazł jeszcze wystarczającego odbicia w podręcznikach fizyki jądrowej. Jeśli chodzi o podręczniki wydane w języku polskim, to sprawa ma się szczególnie źle: zagadnienie genezy pierwiastków omówione jest tylko na pięciu stronach w książce Friedlandera-Kennedy'ego [1], w sposób całkiem już dziś nieaktualny (nie dziwnego, skoro oryginał książki wyszedł w 1955 r.).

Spśród wydawnictw zagranicznych o charakterze podręcznikowym warto wspomnieć o dwóch: książka Claytona [2] stanowi pierwszy w literaturze światowej podręcznik astrofizyki jądrowej, zbyt może jednak obszerny dla osób, które chciałyby się wstępnie z tą dziedziną zapoznać. W oparciu o znajomość dwóch pierwszych tomów świetnego, współczesnego podręcznika fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych, napisanego przez Marmiera i Sheldona [3], można sądzić, że przewidywany przez nich w trzecim tomie rozdział o astrofizyce jądrowej zawierać będzie wiadomości z tej dziedziny w zakresie niezbędnym dla każdego fizyka.

Problematyka astrofizyki jądrowej została już w pewnym stopniu uwzględniona w kla-



sycznych monografiach astrofizycznych Schwarzschilda [4] i Frank-Kamienieckiego [5]. Z aktualną problematyką astrofizyki jądrowej można się zapoznać z dwóch niewielkich książek Reevesa [6] i Weekesa [7], które się wzajemnie uzupełniają. Reeves zajmuje się przede wszystkim zagadnieniami ewolucji gwiazd i powstawania pierwiastków, podczas gdy Weekes przedstawia problematykę tzw. astrofizyki wysokich energii, leżącej częściowo na pograniczu astrofizyki jądrowej i relatywistycznej oraz kosmologii. Nie wydaje się jednak wątpliwe, że zagadnienia astronomii rentgenowskiej, astronomii promieniowania gamma i astronomii neutrinowej da się zaliczyć do astrofizyki jądrowej, podczas gdy problematyka radiogalaktyk, kwazarów, gwiazd nowych i supernowych, pulsarów oraz kwestia pochodzenia promieniowania kosmicznego co najmniej w sposób silny są związane z astrofizyką jądrową. Wydaje się, że ten krótki przegląd treści książki Weekesa [7] stanowić może zarazem dalszy ciąg listy zagadnień, należących do astrofizyki jądrowej. Każde niemal z tych zagadnień zasługiwałoby na oddzielny przegląd; w artykule naszym ograniczymy się jednak z uwagi na brak miejsca do dwóch tylko problemów astrofizyki jądrowej: kwestii generacji energii w gwiazdach i powstawania pierwiastków chemicznych. Są to dwa najstarsze zagadnienia astrofizyki jądrowej, najbardziej dla tej dyscypliny charakterystyczne. Uzyskanie odpowiedzi na pytania, dlaczego gwiazdy świecą, i skąd się wzięły pierwiastki chemiczne, ma znaczenie nie tylko dla astrofizyki jądrowej, ale i dla fizyki, chemii, geologii, a nawet dla filozofii i egzobiologii; jednakże tylko astrofizyka jądrowa potrafi nam odpowiedzi udzielić.

Dla lepszego umiejscowienia astrofizyki jądrowej wśród nauk pokrewnych warto zwrócić uwagę na rys. 1, na którym widać powiązanie między problemami tej dyscypliny, a wykorzystywanymi przy ich rozwiązywaniu dyscyplinami oraz narzędziami badań.

Na rys. 1 uwzględniono tylko najważniejsze wzajemne relacje pomiędzy dyscyplinami, związanymi z problematyką generacji energii w gwiazdach i zmianą ich składu chemicznego. Pominęliśmy problemy eksplozji w gwiazdach (nowe, supernowe) i w jądrach galaktyk oraz wiążące się z tym wzbogacanie materii międzygwiazdowej w pierwiastki ciężkie, problem populacji gwiazd itp. Dwa centralne zagadnienia z rys. 1 (którymi też będziemy się w głównej mierze zajmować w niniejszym artykule): wytwarzanie energii i powstawanie pierwiastków wiążą się zarazem jak najściślej z teorią budowy i ewolucji gwiazd, rozwijaną od początków naszego stulecia i powiązaną ze wszystkimi w praktyce działaniami fizyki. Do wspomnianych już czterech książek [2, 4, 5, 6] zajmujących się zagadnieniami budowy i ewolucji gwiazd, dołączyć można jeszcze dwie monografie o bardziej już historycznym znaczeniu [8, 9] i encyklopedyczne kompendium wiedzy na ten temat [10].

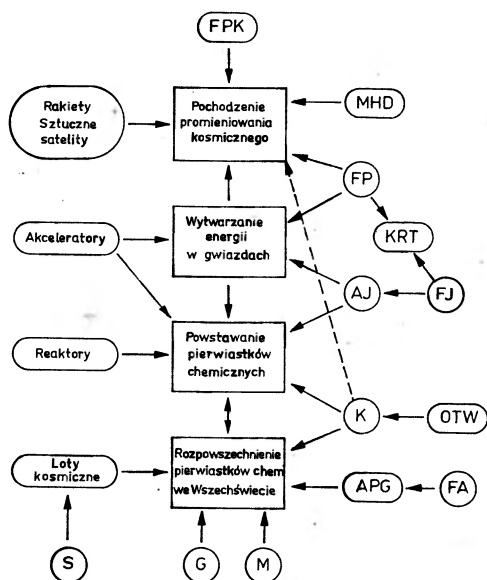
Schemat powiązań, przedstawiony na rysunku, zawiera obok zagadnień z astrofizyki jądrowej także problem kosmochemiczny: rozpowszechnienie pierwiastków chemicznych (i ich izotopów) we Wszechświecie. Choć nazwa „kosmochemia“ niezbyt często występuje w polskich publikacjach naukowych, nie jest to jakaś dziedzina całkiem nowa. Zadaniem kosmochemii jest badanie składu chemicznego Wszechświata. Badania takie odbywają się już od ponad stu lat i prowadzone są trzema odrębnymi metodami:

- 1) przy użyciu metod spektroskopowych uzyskujemy informacje o składzie chemicznym obszarów powierzchniowych w gwiazdach;
- 2) normalne metody laboratoryjnej analizy chemicznej pozwalają wyznaczyć

skład chemiczny skorupy ziemskiej, meteorytów, a ostatnio i próbek gruntu księżycowego;

3) detektory cząstek jonizujących pozwalają na badanie składu chemicznego i izotopowego pierwotnego promieniowania kosmicznego.

Warto dodać w tym miejscu, że wkład fizyki jądrowej do współczesnej kosmochemii polega zarówno na wprowadzeniu trzeciej z podanych wyżej metod badania, jak również na wzbogaceniu listy metod analizy laboratoryjnej o metody aktywacyjne, przy użyciu tak reaktorów jak i akceleratorów.



Rys. 1. Współdziałanie nauk fizycznych, astronomicznych i chemicznych przy rozwiązywaniu zagadnień związanych z wytwarzaniem energii w gwiazdach i powstaniem pierwiastków we Wszechświecie. W kółkach umieszczono skróty nazw dyscyplin naukowych: FPK — fizyka promieniowania kosmicznego, MHD — magnetohydrodynamika, FP — fizyka plazmy, KRT — kontrolowane reakcje termonuklearne (trudno to nazwać dziś dyscypliną naukową, jest to raczej krąg zagadnień, z których ma szansę rozwinąć się odpowiednia dyscyplina techniczna), FJ — fizyka jądrowa, AJ — astrofizyka jądrowa, OTW — ogólna teoria względności, K — kosmologia, FA — fizyka atomowa, APG — astrofizyka powłok gwiazdnych, M — meteorytyka, G — geochemia, S — selenochemia. Z lewej strony umieszczono niektóre nowoczesne urządzenia doświadczalne i metody badań, związane z przedstawioną tematyką. Aby nie zaciemniać obrazu całości, uwzględniono tylko najważniejsze powiązania wzajemne

W artykule niniejszym, mówiąc o kosmochemii, mieć będziemy na myśli wyłącznie kosmochemię pierwiastków i ich izotopów. Informacje o obfitości występowania ich w różnych ciałach niebieskich tkwią u podstaw teorii powstawania pierwiastków chemicznych w przyrodzie. Krótki przegląd podstawowych informacji kosmochemicznych podany będzie w następnym rozdziale <sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Na marginesie tych uwag można wspomnieć, że w chwili obecnej istnieją już zaczątki kosmochemii molekularnej, w tym i kosmochemii związków organicznych, powstałej w wyniku zastosowania radioteleskopów do badań przestrzeni międzygwiazdowej; zagadnienia te ujęte są w przeglądzie [11].

## 2. Prawidłowości rozpowszechnienia pierwiastków

Zagadnienie składu chemicznego skorupy ziemskiej stanowiło przedmiot badań od dawna. Nowy etap badań rozpoczął się z końcem ubiegłego stulecia, kiedy w użycie weszła analiza widmowa, a Mendelejew podał prawo okresowości. Usiłowano znaleźć zależność zmian okresowych w rozpowszechnieniu pierwiastków od ich masy atomowej. Zaczęły pojawiać się zestawienia porównawcze składu chemicznego ciał niebieskich. Jedno z pierwszych przedstawił w 1885 roku Kleiber [12], który wskazał na pewne regularności: znacznie większe częstości występowania żelazowców niż platynowców, jak również większe na ogół rozpowszechnienie pierwiastków lekkich (z wyjątkiem boru) niż ciężkich. Często cytowana jest praca Clarke'a [13], z której podajemy charakterystyczny fragment: *W trakcie podjętych badań usiłowano przedstawić względne rozpowszechnienie pierwiastków za pomocą krzywej, odkładając masy atomowe na osi odciętych. Spodziewaliśmy się, że uda się zauważyć jakiś rodzaj okresowości, żadna tego typu prawidłowość nie pojawiła się jednak.* Dziś to nas nie dziwi, wiemy, że rozpowszechnienie pierwiastków chemicznych nie wiąże się wcale z ich właściwościami chemicznymi, a jedynie z jądrowymi. Na fakt, że dane o względnym rozpowszechnieniu pierwiastków wskazują na zależność od właściwości raczej jądrowych niż chemicznych, zwrócił uwagę w 1914 roku Oddo [14]. Weźmy dwa jaskrawe przykłady. Oto rozpowszechnienie względne metali alkalicznych w skorupie ziemskiej, w kolejności od najlżejszych do najcięższych [15]: Li — 470, Na — 125000, K — 67100, Rb — 137, Cs — 3,8. Pierwiastki o podobnych właściwościach chemicznych różnią się dość istotnie rozpowszechnieniem. Natomiast pierwiastki o tak odmiennych właściwościach chemicznych, jak fluor i fosfor czy też lit i chlor, mają zbliżone do siebie zawartości w skorupie ziemskiej (odpowiednio równe 3750 i 3860 dla pierwszej pary oraz 470 i 430 dla drugiej pary). Podane wyżej wartości rozpowszechnienia dotyczą liczby atomów danego pierwiastka, przy założeniu rozpowszechnienia krzemu jako równego  $10^6$ . Nieco odmiennie kształtowałyby się analogiczne zależności dla procentów wagowych, ale i tak korelacje rozpowszechnienia z właściwościami chemicznymi nie byłyby widoczne.

Zwróćmy jeszcze uwagę na prawidłowości rozpowszechnienia izotopów niektórych pierwiastków w skorupie ziemskiej; spektrometria mas pozwoliła na ustalenie „średniego“ składu izotopowego dla poszczególnych pierwiastków. Tylko 22 pierwiastki mają po jednym izotopie trwałym. Są to wszystko pierwiastki o nieparzystej liczbie porządkowej Z. Szczególnie dużą liczbą izotopów trwałych wyróżniają się natomiast pierwiastki o parzystym Z. W tabelicy podaliśmy przykładowo skład izotopowy kilku pierwiastków z różnych miejsc układu okresowego. W przypadku helu uderza anomalnie wielka (aż 6 rzędów wielkości!) różnica pomiędzy rozpowszechnieniem jego obu trwałych izotopów. W innych przypadkach różnice nie są aż tak wielkie. Większe rozpowszechnienie izotopów lekkich niż ciężkich w przypadku pierwiastków lekkich (z wyjątkiem helu), jak również przewaga ilościowa izotopów ciężkich wśród pier-

wiastków cięższych, nie ograniczają się do kilku wybranych pierwiastków z przedstawionej tablicy, a stanowią przejaw ogólnej prawidłowości. Zjawisko to wskazuje na różnicę w charakterze procesów fizycznych, w wyniku których powstają te dwie grupy pierwiastków.

Skład izotopowy niektórych pierwiastków w skorupie ziemskiej (według tablic [16])

Pierwiastek	Zawartość poszczególnych izotopów (w %)
$^1_1\text{H}$	$^1\text{H} : ^2\text{H} = 99,985 : 0,015$
$^2_2\text{He}$	$^3\text{He} : ^4\text{He} = 0,00013 : 99,99987$
$^8_8\text{O}$	$^{16}\text{O} : ^{17}\text{O} : ^{18}\text{O} = 99,759 : 0,037 : 0,204$
$^{20}_{20}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca} : ^{42}\text{Ca} : ^{43}\text{Ca} : ^{44}\text{Ca} : ^{46}\text{Ca} : ^{48}\text{Ca} =$ $96,97 : 0,64 : 0,145 : 2,06 : 0,0033 : 0,18$
$^{26}_{26}\text{Fe}$	$^{54}\text{Fe} : ^{56}\text{Fe} : ^{57}\text{Fe} : ^{58}\text{Fe} =$ $5,82 : 91,66 : 2,19 : 0,33$
$^{44}_{44}\text{Ru}$	$^{96}\text{Ru} : ^{98}\text{Ru} : ^{99}\text{Ru} : ^{100}\text{Ru} : ^{101}\text{Ru} : ^{102}\text{Ru} : ^{104}\text{Ru} =$ $5,51 : 1,87 : 12,72 : 12,62 : 17,07 : 31,61 : 18,58$
$^{66}_{66}\text{Dy}$	$^{156}\text{Dy} : ^{158}\text{Dy} : ^{160}\text{Dy} : ^{161}\text{Dy} : ^{162}\text{Dy} : ^{163}\text{Dy} : ^{164}\text{Dy} =$ $0,052 : 0,090 : 2,29 : 18,88 : 25,53 : 24,97 : 28,18$
$^{78}_{78}\text{Pt}$	$^{190}\text{Pt} : ^{192}\text{Pt} : ^{194}\text{Pt} : ^{195}\text{Pt} : ^{196}\text{Pt} : ^{198}\text{Pt} =$ $0,0127 : 0,78 : 32,9 : 33,8 : 25,3 : 7,21$

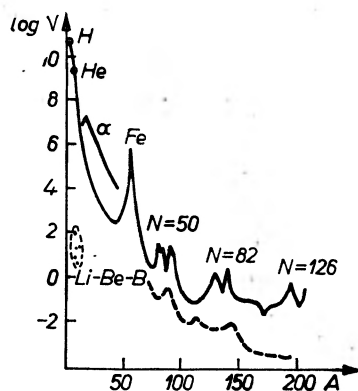
Do innych ogólnych prawidłowości, uzyskanych z analizy chemicznej i izotopowej materii ziemskiej, meteorytowej i widm gwiazdnych, należą następujące:

1) Rozpowszechnienie pierwiastków parzystych na ogół jest większe niż rozpowszechnienie sąsiadujących z nimi pierwiastków nieparzystych (o nieparzystym  $Z$ ). Różnica ta maleje jednak stopniowo w miarę wzrostu liczby porządkowej. Szczególnie rozpowszechnione wśród jąder lekkich są takie, których liczba masowa jest wielokrotnością czwórki (np.  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ).

2) Najbardziej rozpowszechnione są nuklidy o parzystej liczbie i protonów, i neutronów. Stanowią one ok. 60% wszystkich jąder trwałych. Zaledwie 4% przypada na jądra o nieparzystej liczbie i protonów, i neutronów. Nuklidów nieparzysto-parzystych i parzysto-nieparzystych jest tylko 36%.

Wyniki badań nad zależnością rozpowszechnienia izobarów od liczby masowej podsumowane zostały w schematycznej krzywej na rys. 2, która w zasadzie nie uległa zmianom od pierwszych prób standaryzacji, podjętych przez Suessa i Ureya [17]. Krzywą tę wykreślono na podstawie danych, uzyskanych z analizy składu materii ziemskiej, meteorytów, Słońca i gwiazd. Krzywa ta stanowi punkt wyjścia dla współczesnych teorii nukleosyntezy pierwiastków chemicznych, które muszą objaśnić jej przebieg. Nie podajemy krzywej zależności rozpowszechnienia pierwiastków chemicznych od liczby atomowej  $Z$ ; przebieg jej jest bardzo zbliżony.

Obok fundamentalnej pracy Suessa i Ureya [17], sporo cennego materiału źródłowego zawierają monografie Czerdyncewa [18] i Allera [15]. Specjalna kolumna „Rozpowszechnienie“ znajduje się w niedawno wydanych tablicach izotopów Selinowa [19]. Przegląd bibliograficzny z astrofizyki jądrowej [20] zawiera literaturę kosmochemiczną do początku roku 1964. W pierwszej części tomu I książki [21] przedstawiłem wreszcie zwarty przegląd tego, co zostało wykonane w kosmochemii nuklidów w latach 1963-1967.



Rys. 2. Schematyczny przebieg krzywej rozpowszechnienia izobarów w zależności od liczby masowej  $A$  (według Suessa i Ureya [17]). Oś odczytanych: liczba masowa  $A$ , rzędna: logarytm względnego rozpowszechnienia (przy założeniu  $N(\text{Si}) = 10^6$ ). Symbol  $\alpha$  oznacza krzywą, na której zgrupowane są tzw. jądra alfove (o większym rozpowszechnieniu niż sąsiednie). Fe oznacza maksimum lokalne dla żelazowców,  $N = 50, 82$  i  $126$  oznaczają maksima lokalne rozpowszechnienia, związane z zamkniętymi powłokami neutronowymi. Na krzywej przewijanej (u dołu) zgrupowano lekkie izotopy (o nadmiarze protonów) jąder ciężkich

Krzywą z rys. 2 nazywano nieraz uniwersalną krzywą rozpowszechnienia. Jest to jednak w gruncie rzeczy krzywa średniego rozpowszechnienia dla materii z naszej Galaktyki, oparta przede wszystkim na informacjach uzyskanych dla naszego układu słonecznego: z analizy widma słonecznego, rezultatów geochemii izotopów oraz analizy meteorytów kamiennych, które wielu uczonych uważa za wzorce przeciętnego składu materii, z której powstał nasz układ.

Najbardziej rozpowszechnionym pierwiastkiem jest wodór. Atomy wodoru stanowią ponad 90% wszystkich atomów w otaczającej nas materii. (Informacja ta wydaje się nie zgadzać z danymi o rozpowszechnieniu wodoru na Ziemi. Pamiętajmy jednak, że niewielkie planety w rodzaju Ziemi utraciły podczas swej ewolucji znaczną część pierwiastków lekkich, przy otrzymywaniu zaś średniej ważonej rozpowszechnienia kosmicznego pierwiastków wkład materii z takich planet jest znikomy. Liczy się przede wszystkim materia zawarta w gwiazdach.) Następnym pod względem rozpowszechnienia pierwiastkiem jest hel, którego jest o rząd mniej niż wodoru. Cała reszta pierwiastków z układu okresowego jest reprezentowana przez ok. 0,1% atomów. 90% tej znikomej już ilości atomów stanowią zaś atomy czterech pierwiastków: węgla, azotu, tlenu i neonu.

Przy znacznej regularności przebiegu krzywej rozpowszechnienia uderzający wydaje się gwałtowny spadek (ok. 7 rzędów wielkości), związany z litem, berylem i borem. Po tym spadku krzywa rozpowszechnienia biegnie znów tak, jak gdyby stanowiła przedłużenie pierwszego odcinka, łączącego izotopy wodoru i helu. Pojawiają się na niej lokalne maksima. Maksimum dla grupy żelazowców (oznaczone symbolem Fe na rys. 2) wiąże się z tym, że izotopy żelazowców mają największą wartość energii wiązania przypadającej na jeden nukleon. Rozpowszechnienie pierwiastków ulega następnie zmniejszeniu, osiągając wartość prawie stałą, z niewielkimi maksimami, które odpowiadają jądom magicznym. Jak wiadomo z fizyki jądrowej, jądro o magicznej liczbie protonów lub neutronów jest trwalsze od jąder sąsiednich. Zaobserwowanie lokalnych maksimów w badaniach z geochemii izotopów legło m. in. u podstaw modelu powłokowego. Do powiązań tych powrócimy jeszcze w dalszej części artykułu.

Schematyczna krzywa rozpowszechnienia stanowi jak gdyby wzorzec, z którym porównujemy rozpowszechnienie pierwiastków w pojedynczych ciałach niebieskich. Obserwuje się oczywiście odchylenia, nieraz spore. Dla przykładu podamy, że w niektórych gwiazdach brak jest wodoru, w innych jest anomalnie dużo litu lub rzadkiego na Ziemi izotopu helu —  $^3\text{He}$ . Jest także cała klasa gwiazd (gwiazdy Ap i Am, patrz analizy Guthriego [22, 23]) o nienormalnie wysokiej zawartości różnych metali. Są wreszcie gwiazdy, w których widmach zaobserwowano linie pierwiastków, nie występujących w stanie naturalnym na Ziemi: technetu Tc i prometu Pm. Oba te pierwiastki nie mają wcale izotopów trwałych; ich najbardziej długożyciowe izotopy mają odpowiednio półokresy zaniku rzędu paru milionów lat (dla Tc) i 18 lat (dla Pm). Fakt stwierdzenia obecności technetu przed prawie dwudziestu laty [24] i prometu — w ubiegłym roku [25] wydaje się świadczyć o powstawaniu tych pierwiastków dziś jeszcze, w szczególnych warunkach naturalnych. Do kwestii tych powrócimy przy omawianiu procesów syntezy przez wychwyty neutronów.

### 3. Teorie kosmicznej syntezy pierwiastków chemicznych

Już w ubiegłym stuleciu pojawiły się pierwsze spekulacje na temat pochodzenia pierwiastków chemicznych. I tak Clarke [13] pisał o powstawaniu pierwiastków, od najlżejszych do najcięższych, z pierwotnego „protylu“. Wśród ludzi, zajmujących się podówczas tym zagadnieniem znalazł się i Polak, J. Jarkowski, autor nader oryginalnej, wydanej własnym nakładem książki [26], której jeden z rozdziałów nosił tytuł „Powstanie pierwotnej materii i pierwiastków“. Pierwotna materia w jego rozprawie przypomina swymi właściwościami materię jądrową wysokiej gęstości, z której w myśl różnych teorii syntezy kosmicznej, wysuniętych w latach trzydziestych i czterdziestych naszego stulecia, powstać miały pierwiastki chemiczne. W tym miejscu pozwolę sobie zacytować odpowiednie, nader współcześnie brzmiące zdanie z książki Jarkowskiego (w tłumaczeniu z rosyjskiego): *Pierwiastki same w sobie nie stanowią*

*niczego wiecznego i nierozkładalnego, wszystkie one mogą w odpowiednich warunkach fizycznych rozpadać się na cząstki tej materii pierwotnej, z której powstały, ilość jednakże owej materii pierwotnej pozostaje zawsze stała, bez względu na różne przemiany.*

Cechą charakterystyczną wszystkich wczesnych teorii powstawania pierwiastków chemicznych było to, że za pomocą jednego procesu chciano wytłumaczyć wszystko. Byłoby to oczywiście nader chwalebne, gdyby wyniki zostały potwierdzone przez obserwacje. To ostatnie wydaje się jednak co najmniej wątpliwe, w związku z czym większość wspomnianych w tym rozdziale teorii może interesować już tylko historyka nauki. W dalszym ciągu przedstawimy jedynie w zarysie owe teorie; szczegółowe ich przedstawienie znaleźć można w dwóch artykułach Alpera i Hermana [27, 28], bardziej zaś pobieżny zarys ich rozwoju — w rozdziale VIII książki [20].

Teorie kosmicznej syntezy pierwiastków chemicznych podzielić można na dwie zasadnicze grupy: teorie powstawania w warunkach równowagi termodynamicznej i teorie zakładające brak tejże równowagi. Teorie pierwszej grupy dzielą się z kolei na teorie syntezy jąder atomowych w środowisku składającym się z cząstek naładowanych i w środowisku neutronowym. W obu wersjach teorii równowagi zakłada się, że w jakimś przedgwiazdowym okresie (czy może w nadgęstym wnętrzu gwiazdy) istnieje materia o nadzwyczaj wysokiej temperaturze i gęstości, zbliżonej do gęstości jądra atomowego. Ustala się równowaga termodynamiczna pomiędzy powstawaniem i tworzeniem jąder atomowych, a ilości różnych jąder zależą od energii wiązania nukleonów w tych jądrach oraz od przekrojów czynnych na wychwyty neutronów lub cząstek naładowanych.

Podstawowe założenia teorii równowagi znaleźć można w pracach Farkasa i Hartecka [29] oraz Pokrowskiego [30]. Przy rozwijaniu tej teorii dla środowiska złożonego z cząstek naładowanych Sterne [31, 32] stosował metodę Darwina—Fowlera, Klein, Beskow i Treffenberg [33, 34, 35] — metodę grand-kanonicznego układu Gibbsa. Ze względu na założenie równowagi termodynamicznej można wyznaczyć końcowe rozpowszechnienie jąder bez znajomości konkretnych procesów jądrowych. Teoria dość dobrze oddawała przebieg krzywej rozpowszechnienia dla jąder lżejszych, w pobliżu  $A \approx 50$  zaczynały się rozbieżności; dla jąder najcięższych wartości obliczone okazały się  $10^{100}$  razy mniejsze od obserwowanych [36]. Także i zaproponowana przez Czerdyncewa [37] teoria powstawania jąder atomowych w środowisku neutronowym nie była w stanie wytłumaczyć przebiegu krzywej rozpowszechnienia.

Teorie syntezy w warunkach równowagi termodynamicznej, poza niezgodnością otrzymanego rozpowszechnienia teoretycznego z wynikami obserwacji, miały i inną słabą stronę. W teoriach tych przyjmowało się, że osiągnięty stan równowagi uległ szybkiemu „zamrożeniu“, np. w rezultacie wybuchu, kiedy substancja pierwotna została tak silnie rozproszona, że nie zdążyły już zajść reakcje, prowadzące do ustalenia nowego stanu równowagi. Część powstałych jąder mogła być w nowych warunkach nietrwała; w takim razie kolejne przemiany beta mogły doprowadzić do ustalenia końcowego rozpowszechnienia.

Nie było jasne, co miało stanowić przyczynę „zamrożenia“ układu, w którym przebiegały reakcje jądrowe, jak również niewiadomo było, w jakich ciałach niebieskich dojść miało do owego ustalenia się równowagi.

Spośród teorii powstawania jąder atomowych przy braku równowagi termodynamicznej największym powodzeniem cieszyła się w swoim czasie tzw. teoria alfa-beta-gamma, wysunięta przez Alpera, Bethego i Gamowa w 1948 roku [38] i rozwijana przez nich i wielu jeszcze innych uczonych (patrz np. prace [39, 40, 41, 42, 43]). Pierwotna materia, nazwana przez twórców teorii *ylemem*, stanowić miała mieszaninę neutronów i promieniowania pod dużym ciśnieniem. Mieszanina ta istnieć mogła we wczesnej fazie ewolucji rozszerzającego się Wszechświata. W miarę ekspansji Wszechświata ciśnienie zaczęło spadać, a neutrony zaczęły ulegać przemianie beta w protony. Powstające protony wychwytyjąc neutrony tworzyły deuterony, które wychwytywały znów neutrony itd. Kolejne wychwyty neutronów i przemiany beta powstających jąder prowadziły do wytworzenia się jąder wszystkich pierwiastków chemicznych.

Zastanówmy się teraz nad tym, czy istotnie wszystkie pierwiastki mogły powstać na tej drodze. Okazuje się, że syntezie na powyższej drodze przeszkadza fakt, że w przyrodzie nie występują stabilne jądra o liczbach masowych 5 i 8, przez takie zaś jądra powinien przebiegać łańcuch kolejnej syntezy. Tymczasem czas półtrwania izobarów o liczbie masowej 5 jest rzędu  $10^{-21}$  s, w przypadku zaś liczby masowej 8 synteza przy kolejnym przyłączaniu neutronów prowadzić musi przez jądro  ${}^8\text{Be}$  o półokresie rzędu  $3 \cdot 10^{-16}$  s. Przez fatalne liczby 5 i 8 można by przedostać się jedynie przy założeniu wychwyty dwóch neutronów, co jest mało prawdopodobne. Gdyby zaś nawet udało się w jakiś sposób ten słaby punkt teorii usunąć, to i tak wyniki obliczeń teoretycznych nie zgadzają się z danymi obserwacyjnymi w trzech punktach:

- 1) Liczba powstałych jąder ciężkich zbyt szybko maleje ze wzrostem liczby masowej  $A$ .
- 2) W przypadku pierwiastków o kilku izotopach trwałych teoria prowadzi do zbyt wielkiego udziału liczebnego izotopów najcięższych, podczas gdy w niektórych przypadkach nie przewiduje wcale powstania izotopów najlżejszych (o nadmiarze protonów).
- 3) Nie udaje się wytłumaczyć maksimum rozpowszechnienia w pobliżu żelaza.

Mimo tych wszystkich swoich braków teoria Alpera–Bethego–Gamowa nie została jednak odrzucona; zbyt dobrze pasuje ona bowiem do kosmologicznego modelu rozszerzającego się Wszechświata, który wydaje się potwierdzony przez obserwacje. Przed kilku laty Wagoner, Fowler i Hoyle [44] zajęli się ponownie problemem powstawania pierwiastków we wczesnych fazach ewolucji jednorodnego i izotropowego, rozszerzającego się Wszechświata, wykorzystując nowe dane doświadczalne, jakie nagromadziły się od czasu wysunięcia teorii alfa-beta-gamma w 1948 roku. Uzyskali oni w zasadzie potwierdzenie dawnych wyników; oto pokrótce ich najważniejszy rezultat:



1) Najobfitszym produktem syntezy na skalę kosmiczną jest hel, poza tym powstają pewne ilości deuteru i litu.

2) Jeśli interpretować obserwacje elektromagnetycznego promieniowania szczałkowego (patrz np. rozdz. 25.2 i 25.6 tomu I książki [21]) jako wskazanie na obecną temperaturę Wszechświata rzędu  $3^{\circ}\text{K}$  i uznać, że obserwacje *redshiftu* dają górną granicę aktualnej gęstości materii we Wszechświecie ok.  $10^{-28}\text{ g/cm}^3$ , wtedy powyższy mechanizm syntezy kosmicznej nie prowadzi w ogóle do powstania ciężkich pierwiastków.

W porównaniu z sytuacją sprzed dwudziestu lat, wynik ten nie prowadzi dziś do żadnej katastrofy. W międzyczasie pojawiły się bowiem teorie, tłumaczące występowanie pierwiastków ciężkich poprzez inne procesy, o których mowa będzie w następnych częściach. Kosmiczna synteza kilku lekkich jąder w rozszerzającym się Wszechświecie uzupełniona jest całym szeregiem mechanizmów nukleosyntezy w poszczególnych obiektach tego Wszechświata.

Na zakończenie niniejszego można jeszcze krótko wspomnieć o konkurencyjnych teoriach nukleosyntezy przy braku równowagi termodynamicznej. Mayer i Teller [45] wysunęli w swoim czasie hipotezę powstania pierwiastków chemicznych z rozpadu pierwotnej kuli „chłodnej” cieczy jądrowej, zawierającej przede wszystkim neutrony; mechanizm rozpadu przypomina rozszczepienie. Związek pomiędzy teorią kuli polineutronowej a kosmologią relatywistyczną badali Peierls, Singwi i Wroe [46]; okazało się, że, niestety, w teorii tej rozpowszechnienie pierwiastków ciężkich jest porównywalne z rozpowszechnieniem pierwiastków lekkich.

Inną teorią, również odrzuconą w wyniku niezgodności przewidywań teoretycznych z wynikami obserwacji, jest teoria zimnego *big bang* Zeldowicza [47], tak nazwana dla uwypuklenia różnicy względem teorii Gamowa, w której to ostatniej rozszerzanie się Wszechświata odbywa się ze stanu początkowego o bardzo wysokiej temperaturze. U Zeldowicza mamy również ekspansję ze stanu początkowego o nieskończonej gęstości, temperatura wynosi jednak zero.

Zauważmy, że każda z przedstawionych tu teorii dążyła do wyjaśnienia powstania wszystkich występujących w przyrodzie nuklidów (a jest ich ponad 300) o różnych właściwościach jądrowych, chemicznych i odmiennym rozpowszechnieniu — wyłącznie w oparciu o jeden mechanizm. Okazało się, że jest to podejście zbyt uproszczone, że jeden mechanizm nie wystarcza. Decydujący przełom zaczął się z początkiem lat pięćdziesiątych, kiedy to rozwinięto teorię syntezy pierwiastków w gwiazdach. Teoria ta zostanie omówiona w następnej części naszego przeglądu, obecnie jedynie ograniczymy się do nakreślenia tła historycznego, które pozwoli nam lepiej ocenić znaczenie tej teorii.

#### 4. Kilka uwag natury historycznej o rozwoju astrofizyki jądrowej

Wysuwane z początkiem naszego stulecia sugestie, jakoby przemiana jednego pierwiastka w inny stanowić mogła źródło energii gwiazdnej [48, 49], otrzymały poparcie ze strony eksperymentu, kiedy Aston [50] wykazał, że masa atomu helu jest mniejsza od masy czterech atomów wodoru. Eddington wysunął wtedy przypuszczenie [51], że Słońce czerpie swą energię z przemiany wodoru w hel. Przez długie lata nie umiano jednak wykazać, jak może kon-

kretnie przebiegać w gwiazdach powstawanie jąder pierwiastków cięższych z lżejszych, wraz z towarzyszącym temu wyzwaniem energii. Możliwość taką rozważali jeszcze w 1929 r. Atkinson i Houtermans [52], zbyt mało było jednak wtedy nagromadzonych informacji o właściwościach jąder, by teorię nukleosyntezy rozwinąć. Wystarczy podać, że w roku owym nie jeszcze nie było wiadomo o istnieniu neutronu. Pierwszy okres rozwoju astrofizyki jądrowej, trwający mniej więcej do 1938 roku, nazwać można okresem „dziecięcym“ tej dyscypliny. Brak było odpowiednich podstaw ze strony fizyki jądrowej (zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych) dla stworzenia poprawnej teorii przemian jądrowych w gwiazdach. Zagadnienia powstawania pierwiastków chemicznych nie umiano rozwiązywać w połączeniu z problemem wytwarzania energii w gwiazdach; dominowały najróżnorodniejsze spekulacje. Wydana pod koniec tego okresu monografia Chandrasekhara o budowie gwiazd [9] zawierała tylko kilka stron o procesach jądrowych w gwiazdach<sup>3</sup>.

Okres drugi, rozpoczęty fundamentalnymi pracami Bethego [53, 54]<sup>4</sup> charakteryzował się stopniowym wznoszeniem gmachu astrofizyki jądrowej. W miarę upływu czasu w sposób coraz pewniejszy okazywało się, że powstawania pierwiastków niepodobna oddzielić od wytwarzania energii w gwiazdach. Kolejnymi kamieniami milowymi na drodze do zrozumienia procesów, prowadzących do wytworzenia w gwiazdach pierwiastków cięższych od helu stają się prace teoretyczne Salpetera [55] i Hoyle'a [56], obserwacja nietrwałego technetu w gwiazdach klasy *S* przez Merrilla [24], wreszcie słynna „biblia nukleosyntezy“  $B^2FH$  [57] (nazwana powszechnie tym skrótem od nazwisk autorów: Burbidge'ów, Fowlera i Hoyle'a). Teorię powstawania pierwiastków chemicznych w gwiazdach, szczegółowo przeanalizowaną w tej fundamentalnej pracy monograficznej, zwykle się odtąd nazywa teorią  $B^2FH$ .

Następny okres, od 1958 roku, charakteryzuje się uzupełnianiem białych plam na mapie astrofizyki jądrowej, systematycznym badaniem laboratoryjnym reakcji jądrowych, mających istotne znaczenie dla astrofizyki, precyzyjnym wyznaczaniem rozpowszechnienia pierwiastków chemicznych w ciałach niebieskich. W Laboratorium Kellogga Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego, w Orsay itd. zaczynają się kierowane świadomie i przewidziane na wiele lat badania z pogranicza fizyki jądrowej i astrofizyki; jednocześnie obserwacje astronomiczne zaczynają dostarczać takich informacji o jądrach atomowych i cząstkach elementarnych, jakich niepodobna na razie uzyskać w laboratoriach ziemskich. Rozwija się gwałtownie podział astrofizyki jądrowej: astronomia neutrinowa. W ostatnich latach eksperymentalna astronomia neutrinowa Słońca otwiera nowy etap obserwacji — bezpośrednio wewnątrz gwiazdnych. Rozwój astronomii promieniowania  $X$  i  $\gamma$  wiąże się z rozwojem techniki raketowej i satelitarnej. Zaczyna wyrastać problematyka na styku z astrofizyką relatywistyczną, tą nową dyscypliną astronomiczną, która konkuruje z astro-

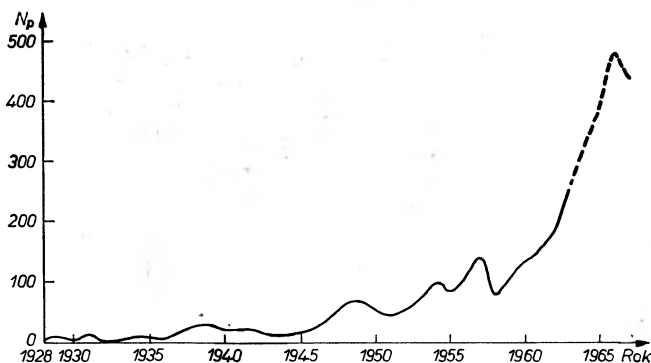
<sup>3</sup> Można dodać, że wyszło to jej na dobre. Dzięki temu nie zestarzała się.

<sup>4</sup> Nagrodę Nobla otrzymał za nie dopiero w 1967 roku, ale lepiej późno niż wcale!

fizyką jądrową w wyścigu odkryć. W związku z odkryciem pulsarów nabrała na znaczeniu dla astrofizyki teoria materii jądrowej [58].

Wylania się wreszcie nowy kierunek badań, związany z przewidywaniami teoretycznymi, wskazującymi na możliwość istnienia wyspy stosunkowo trwałych jąder superciężkich o  $Z$  w okolicy 114 [59, 60, 61, 62]. Trudności związane z syntezą laboratoryjną tych jąder kierują uwagę fizyków na poszukiwania ich w przyrodzie [63, 64, 65, 66]. Jądra te mogą występować także w odległych ciałach niebieskich, przy czym takimi obiektami mogą być gwiazdy typu Ap albo pulsary [67]. Odkrycie linii widmowych uranu w gwiazdzie osobliwej typu A — 73 Draconis — przez panie Jaschek i Malarodę [68] wydaje się rokować nadzieję rozwojowi transastronomii — astronomii pierwiastków poza-uranowych. W oparciu o mechanizmy nukleosyntezy gwiazdnej wysunięto sugestię możliwości zaobserwowania plutonu w tego typu gwiazdach [69]. Astronomowie przywykli nie przywiązywać wagi do pierwiastków transuranowych, uważając je za twory sztuczne. Może się jednak uda niektóre z nich przynajmniej wykryć w widmach gwiazd. Gdyby się zaś udało w jakiejś gwiazdzie odkryć pierwiastki superciężkie (czy przynajmniej jeden z nich) jeszcze przed ich wytworzeniem czy też wykryciem na Ziemi, stanowiłoby to ciekawą analogię współczesną do odkrycia helu w Słońcu.

Łoścियोw rozwój astrofizyki jądrowej najlepiej jest scharakteryzować za pomocą diagramu (rys. 3). Nie uwzględniam w nim prac wydanych przed



Rys. 3. Liczba publikacji ( $N_p$ ) z astrofizyki jądrowej w poszczególnych latach

1928 rokiem, było ich bowiem najwyżej po kilka rocznie. Część ciągła wykresu, obejmująca dane aż po rok 1963, opiera się na zestawieniu literatury w [20]. Część przerywana, odnosząca się do czterech lat następnych wykreślona została w oparciu o szacunek liczby prac z astrofizyki jądrowej, zawartych w przeglądzie [21], który obok tego obejmuje także prace z astrofizyki relatywistycznej i kosmochemii nuklidów. Porównanie danych za rok 1963 z książek [20] i [21] pozwala przyjąć, że ok. jedna trzecia prac przytoczonych w [21] odnosi się do astrofizyki jądrowej. Oszacowanie to jest z pewnością wystarczająco ostrożne. Spadek liczby prac za rok 1967 wydaje się pozorny; jest on spowodowany tym,

że nie wszystkie prace opublikowane w tym roku były dla mnie dostępne w chwili pisania książki [21]. Sporządzenie zestawień za dalsze lata nie jest już do wykonania dla pojedynczego człowieka ze względu na wykładnicze tempo wzrostu literatury naukowej, rolę tę może przejąć w najbliższej przyszłości jedynie komputer.

#### Literatura

- [1] G. Friedlander, J. W. Kennedy, *Chemia jądrowa i radiochemia*, PWN, Warszawa 1957.
- [2] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill Book Co., New York 1968.
- [3] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press, New York, Vol. I (1969), Vol. III (w druku).
- [4] M. Schwarzschild, *Structure and Evolution of the Stars*, Princeton Univ. Press 1958; także tłumaczenie ros., 1961.
- [5] D. A. Frank-Kamieniecki, *Fizyczne procesy wewnątrz gwiazd*, Gos. Izd. Fiz.-Mat. Liter., Moskwa 1959.
- [6] H. Reeves, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Gordon and Breach, New York—London—Paris 1968.
- [7] T. C. Weekes, *High-Energy Astrophysics*, Chapman and Hall, London 1969.
- [8] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge Univ. Press 1926.
- [9] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Univ. of Chicago Press 1939; także tłumaczenie ros., 1950.
- [10] L. H. Aller, D. B. McLaughlin (red.), *Stars and Stellar Systems*. Vol. VIII. *Stellar Structure*, Univ. of Chicago Press 1965; także skrócone tłumaczenie ros., 1970.
- [11] B. Kuchowicz, *Post. Astronomii*, **19**, 299 (1971).
- [12] I. A. Kleiber, *Žu. Ross. Fiz.-chim. Obszczestwa* **17**, 147 (1885).
- [13] F. W. Clarke, *Bull. Phil. Soc. Washington*, **11**, 131 (1889).
- [14] G. Oddo, *Z. Anorg. Allgem. Chemie*, **87**, 253 (1914).
- [15] L. H. Aller, *The Abundance of the Elements*, Intersci. Publ., New York—London 1961; także tłumaczenie ros., 1963.
- [16] Tablice nuklidów i izotopów. Dodatek do *Postępów Techniki Jądr.*, Seria: *Vademecum*, Nr 17 (287), 1966.
- [17] H. E. Suess, H. C. Urey, *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 53 (1956).
- [18] W. W. Czerdyncew, *Rasprostraniennost' chemiczeskich elementow*, Gostiechizdat., Moskwa 1956.
- [19] I. P. Selinow, *Izotopy*, Tom I—III, Izdat. „Nauka“, Moskwa 1970.
- [20] B. Kuchowicz, *Nuclear Astrophysics. A Bibliographical Survey*, Gordon and Breach, New York—London—Paris 1967; także jako raporty Ośr. Inf. o Energii Jądr., Warszawa 1965.
- [21] B. Kuchowicz, *Nuclear and Relativistic Astrophysics and Nuclidic Cosmochemistry: 1963—1967*, Vol I—III, Ośr. Inf. o Energii Jądr., Warszawa 1968/69.
- [22] B. N. G. Guthrie, *Astrophys. Space Sci.*, **3**, 542 (1969).
- [23] B. N. G. Guthrie, *Astrophys. Space Sci.*, **8**, 172 (1970).
- [24] P. W. Merrill, *Astrophys. J.*, **116**, 21 (1952).
- [25] M. F. Aller, C. R. Cowley, *Astrophys. J. Letters*, **162**, L 145 (1970).
- [26] I. O. Jarkowski, *Wsiemirnoje tiagotienie kak sledstwije obrazowania wiesomoj materii wnutri niebiesnych tiel*, Moskwa 1889; także drugie wydanie, część I, Moskwa 1912.
- [27] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 153 (1950).
- [28] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Ann. Rev. Nuclear Sci.*, **2**, 1 (1953).

- [29] L. Farkas, P. Harteck, *Naturwiss.*, **19**, 705 (1931).
- [30] G. I. Pokrowski, *Phys. Z.*, **32**, 374 (1931).
- [31] T. E. Sterne, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 736, 767 i 770 (1933).
- [32] T. E. Sterne, *Trans. Amer. Electrochem. Soc.*, **68**, 73 (1935).
- [33] O. Klein, G. Beskow, L. Treffenberg, *Ark. Mat., Astr. Fys.*, **33B**, No. 1 (1946).
- [34] G. Beskow, L. Treffenberg, *Ark. Mat., Astr. Fys.*, **34A**, No. 13 i No. 17 (1947).
- [35] O. Klein, *Nuovo Cimento*, **6**, Suppl. No. 2, 171 (1949).
- [36] J. Podolanski, D. ter Haar, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*, **14**, 19 (1954).
- [37] W. W. Czerdyncew *Astron. Żu.*, **17**, 1 i 12 (1940); **18**, 1 (1941).
- [38] R. A. Alpher, H. Bethe, G. Gamow, *Phys. Rev.*, **73**, 803 (1948).
- [39] R. A. Alpher, *Phys. Rev.*, **74**, 1577 (1948).
- [40] R. A. Alpher, R. Herman, *Phys. Rev.*, **74**, 1198 (1948).
- [41] R. A. Alpher, R. Herman, *Phys. Rev.*, **74**, 1737 (1948).
- [42] R. A. Alpher, R. Herman, *Phys. Rev.*, **75**, 1089 (1949).
- [43] R. A. Alpher, R. Herman, *Phys. Rev.*, **84**, 60 (1951).
- [44] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.*, **148**, 3 (1967); także: R. V. Wagoner, *Science*, **155**, 1369 (1967).
- [45] M. G. Mayer, E. Teller, *Phys. Rev.*, **76**, 1226 (1949).
- [46] R. E. Peierls, K. S. Singwi, D. Wroe, *Phys. Rev.*, **87**, 46 (1952).
- [47] J. B. Zeldowicz, *Żu. Eksp. Teor. Fiz.*, **43**, 1561 (1962); *Woprosy Kosmogonii*, **9**, 157 (1963).
- [48] W. D. Harkins, E. D. Wilson, *Phil. Mag.*, **30**, 723 (1915).
- [49] J. Perrin, *Rev. Mois*, **21**, 113 (1920).
- [50] F. W. Aston, *Phil. Mag.*, **39**, 611 (1920).
- [51] A. S. Eddington, *Brit. Assoc. for Advancement of Science Reports*, str. 45 (1920)
- [52] R. d'E. Atkinson, F. G. Houtermans, *Z. Phys.*, **54**, 656 (1929).
- [53] H. A. Bethe, C. L. Critchfield, *Phys. Rev.*, **54**, 248 (1938).
- [54] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **55**, 434 (1939).
- [55] E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, **115**, 326 (1952).
- [56] F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **1**, No. 5, 121 (1954).
- [57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547 (1957); tłumaczenie polskie pt. *Nukleosynteza pierwiastków chemicznych*, Dodatek do *Postępów Techniki Jądr.* Seria: *Fizyka Jądrowa*, Nr 18 (204), 1965.
- [58] H. A. Bethe, G. Börner, K. Sato, *Astron. and Astrophys.*, **7**, 279 (1970).
- [59] A. Sobiczewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin, *Phys. Letters*, **22**, 500 (1966).
- [60] S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, P. Möller, *Nuclear Phys.*, **115A**, 545 (1968).
- [61] S. G. Nilsson, S. G. Thompson, C. F. Tsang, *Phys. Letters*, **28B**, 458 (1969).
- [62] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, C. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, *Nuclear Phys.*, **131A**, 1 (1969).
- [63] J. J. Wesolowsky, W. J. R. Jewell, F. Guy, *Phys. Letters*, **28B**, 544 (1969).
- [64] P. H. Fowler, cytowane za C. F. Powellem, *Wiestnik AN SSSR*, Nr 9, str. 5 (1968).
- [65] M. Dakowski, *Earth Planet. Sci. Letters*, **6**, 152 (1969).
- [66] G. N. Flerov, V. P. Perelygin, *Raport ZIBJ* (Dubna) nr D 7-4205 (1969); także dalsze raporty Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej.
- [67] B. Kuchowicz, *Perspectives of Transastronomy*; referat przedstawiony na Konferencji Fizyki Ciężkich Jonów, Dubna, luty 1971.
- [68] M. Jasczek, S. Malaroda, *Nature*, **225**, 246 (1970).
- [69] B. Kuchowicz, *Nature*, **227**, 156 (1970); *Bull. Acad. Pol. Sci., Sér. Sci. Math., Astron. Phys.*, **18**, 673 (1970).

*Anna Linscheid*

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Rolniczej  
Kraków

## Modele powstawania śladów cząstek naładowanych w detektorach dielektrycznych

Models of Track Creation of Charged Particles Transversing Dielectric Detectors

**Abstract:** The described models are the attempt at understanding the mechanism of creating tracks by massive charged particles in dielectric detectors.

Fleisher and Price state that the massive charged particle passing through an insulating material causes a region of damage to occur. Their „ion explosion spike“ model assumes that in this region the positively charged ions eject themselves into the surrounding lattice by mutual repulsion.

Katz and Kobetich draw our attention to the fact that the mechanism of track creation can be different at different energies of the registered particle.

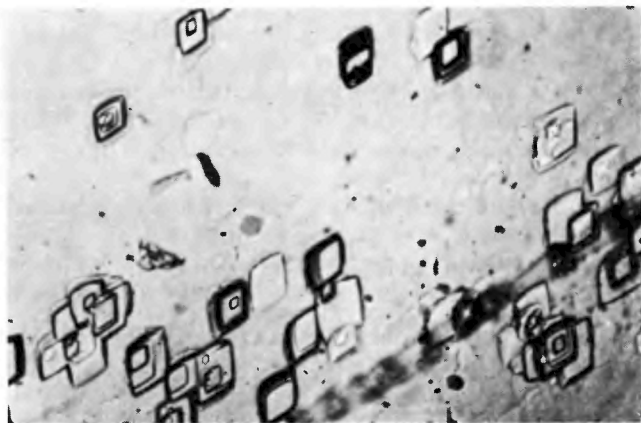
At energies  $\sim 0.05$  MeV/amu the authors suggest that the track results from the interaction of  $\delta$ -rays with the molecules of the medium. This picture justifies the fact that there exists a critical rate of energy loss  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{cr}$  such that particles losing at least this value produce continuous tracks.

W tomie 15, nr 4 (1964) „Postępów Fizyki“ ukazał się artykuł L. Kowalskiego, w którym czytelnik znajdzie — obok informacji ogólnych — opis zastosowań praktycznych detektorów śladowych oraz literaturę dotyczącą tego tematu.

Opracowanie niniejsze dotyczy mechanizmu tworzenia się śladów w detektorach dielektrycznych i stanowi tematyczną kontynuację wyżej wymienionego artykułu.

Detektory dielektryczne to przede wszystkim detektory cząstek wielokrotnie naładowanych. Są one stosowane w rozlicznych problemach naukowych, takich jak: określanie wieku bezwzględnych skał [19], w badaniach nad historią systemu słonecznego, zaszyfowaną w meteorytach [15], w obserwacjach reakcji jądrowych [3], [5], [11], przy określaniu strumienia neutronów [10], oraz przy rozdzielaniu komórek biologicznych o różnych wymiarach [7].

Pierwsze obserwacje przy pomocy detektorów dielektrycznych przeprowadzili w 1959 r. Silk i Barnes [21]. Stwierdzili oni, że ciężkie cząstki po przejściu przez pewne ciała stałe pozostawiają ślady w postaci pustych kanałów, zwanych „trakcs“ (ślady), które w odpowiednich warunkach mogą być obserwowane przy pomocy mikroskopu elektronowego [17], [4]. Mikroskop elektronowy wymaga stosowania bardzo cienkich próbek (około 3000 Å) i jedynie bardzo mała ilość śladów może być równocześnie w zasięgu obserwacji. Metoda obserwacji śladów przy pomocy mikroskopu elektronowego jest dziś mało stosowana. Price i Walker [18] w 1962 r. pokazali, że kanały pozostawione w minerałach po przelocie cząstki mogą być obserwowane metodą prostszą, nie wymagającą dużych powiększeń. Okazało się mianowicie, że miejsca uszkodzone przez padające naładowane cząstki są znacznie szybciej trawione przez pewne chemikalia niż pozostałe części materiału. Jeżeli czas trwania będzie dostatecznie długi, tzn. taki, aby wielkość kanałów była co najmniej rzędu długości fali światła widzialnego, to mogą one być obserwowane pod mikroskopem optycznym. Rys. 1 przedstawia ślady fragmentów rozszczepienia uranu po



Rys. 1. Ślady fragmentów rozszczepienia uranu

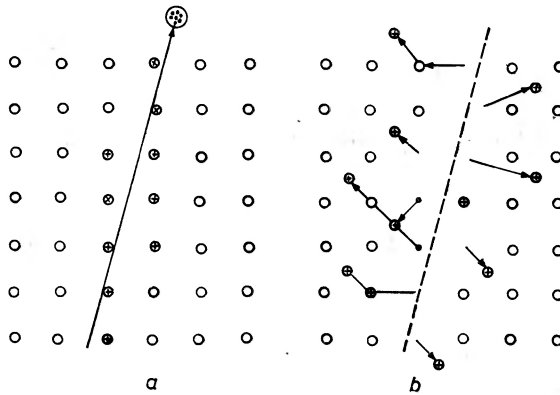
wytrawieniu w 20%  $H_2F$  przez 12 godzin. Detektory dielektryczne posiadają szereg zalet. Metoda obróbki technicznej jest prosta i dostępna w każdym laboratorium, w którym znajduje się mikroskop. Detektory śladowe są nieczułe na elektrony i promienie gamma, ponadto kształt poszczególnych śladów ani ich ilość nie zmienia się w dość szerokim zakresie temperatur (np. dla muskowitu od temperatury ciekłego azotu do  $\sim 500^\circ C$ ) i ciśnień.

Spśród kilku modeli powstawania śladów w detektorach dielektrycznych najbardziej aktualne są obecnie dwa: Fleishera–Price’a [6] oraz Katza–Kobeticha [13]. Zanim przejdziemy do omówienia tych modeli, warto przynajmniej pokrótce zapoznać się z innymi proponowanymi modelami.

Brinkman [2] sugeruje, że główną przyczyną powstawania śladów są przemieszczenia jonów, powstałe w wyniku elastycznych zderzeń cząstki z jonami

ośrodka. Ponieważ jednak przemieszczenia jonów występują zarówno w przewodnikach, jak i izolatorach, a jak wykazują badania, ślady rejestrowane są głównie w izolatorach, wydaje się więc, że ten proces nie jest główną przyczyną powstawania śladów. Przeciw temu modelowi świadczy również fakt, że nie obserwujemy śladów przy końcu zasięgu, gdzie prawdopodobieństwo zderzeń elastycznych jest duże [16].

Innym źródłem powstawania śladów mogłyby być efekty przemieszczenia elektronów. Gdyby jednak ślady były tworzone tylko wskutek przemieszczenia elektronów, to wszelka migracja elektronów (dyfuzja w głąb kryształu lub powrót elektronów w brakujące miejsca) powodowałaby zanik śladu. Eksperyment dyfuzyjny [1] został przeprowadzony na szkle  $\text{PO}_2\text{V}_2\text{O}_5$ . Okazało się, że sama migracja elektronów nie może powodować „wymazania“ śladów, ponieważ stosunek energii aktywacji ruchu elektronów  $E_1$  do energii potrzebnej na zaniknięcie śladu  $E_2$  jest równy  $E_1/E_2 = 1/5$ . (Energia aktywacji określa się z przewodnictwa właściwego  $\sigma = A \exp E_1/KT$ , gdzie  $A$  — stała zależna od ruchliwości elektronów. Energię potrzebną do spowodowania zaniknięcia śladu wyznacza się z zależności zanikania śladów od temperatury.) Dodatkowo okazuje się, że przy temperaturze  $25^\circ\text{C}$  ślady pozostają w materiale dłużej niż czas potrzebny na dyfuzję elektronów na odległość większą niż 1 mm, która stanowi przynajmniej  $4 \times 10^5$  szerokości śladu.



Rys. 2. Schemat przemieszczenia jonów po przejściu ciężkiej naładowanej cząstki

Jak dotąd najlepiej zgodny z doświadczeniem jest model Fleishera i Price'a [6], zwany „ion explosion spike model“. Model ten jest bardzo uproszczony, nie uwzględnia szczegółów budowy materiałów, takich jak skład atomowy czy struktura krystaliczna, pomimo to tłumaczy zaobserwowane fakty korelacji materiałów rejestrujących ślady z ich właściwościami przewodnictwa elektrycznego. (Zaobserwowano, że większość izolatorów i pewne szkła półprzewodzące, które posiadają opór właściwy  $\rho > 2000 \Omega\text{cm}$ , są zdolne do rejestracji, natomiast w metalach o  $\rho \approx 10^{-6} - 10^{-4} \Omega\text{cm}$  i w półprzewodnikach takich jak



krzem czy german śladów nie znaleziono. Pewne możliwości detekcji posiada również grafit o  $\rho = 0,004 \Omega\text{cm}$ .)

Model Fleishera i Price'a zakłada, że ślady są rezultatem uszkodzeń w materiałach, spowodowanych usunięciem elektronów wzdłuż toru naładowanej ciężkiej cząstki. W związku z tym powstaje cylinder wypełniony gęsto nadmiarem dodatnich jonów. Jony te są, na skutek sił wzajemnego odpychania, przesuwane w sąsiednie obszary międzyatomowe siatki krystalicznej [22].

Z założenia mechanizmu tworzenia się śladu w modelu Fleishera i Price'a wynikają następujące warunki formowania śladów:

1. Siły odpychające Coulomba wewnątrz zjonizowanego obszaru muszą być dostatecznie duże, by pokonać siły wiązań w siatce krystalicznej. Warunek ten wyrazimy przy pomocy tzw. lokalnego „ciśnienia“ elektrostatycznego i lokalnych sił wiązań mechanicznych. Siła między dwoma jonami, z których każdy jest  $n$ -krotnie zjonizowany, wyraża się wzorem:

$$F = \frac{n^2 e^2}{\epsilon a_0^2},$$

gdzie:  $a_0$  — średnia odległość między jonami,  $\epsilon$  — stała dielektryczna. Lokalnym ciśnieniem elektrostatycznym  $\sigma_e$  nazwiemy siłę przypadającą na jednostkę powierzchni:

$$\sigma_e = \frac{n^2 e^2}{\epsilon a_0^4}$$

Międzyatomowe siły wiązania mechanicznego, przypadające na jednostkę powierzchni  $\sigma_M$ , są mierzalne metodami makroskopowymi. W materiale o module Younga  $E$ , siłę tę związaną z siłami rozciągającymi, można wyrazić [20]:

$$\sigma_M \approx \frac{1}{10} E$$

A więc warunek na utworzenie „pustego kanału“ możemy zapisać:

$$n^2 > \frac{E a_0^4 \epsilon}{10 e^2} = R.$$

Wartość  $n^2$  zależy od energii jonizacji danego materiału rejestrującego oraz od ładunku i energii cząstki tworzącej ślad.

Wartość  $R$  dzieli materiały rejestrujące na cztery grupy: bardzo czułe (polimery), dwie grupy o średniej czułości (miki, szkła nieorganiczne) i niskiej czułości, takiej jak oliwin czy cyrkon. Dla przykładu podane są niżej wartości  $R \pm 50\%$  dla niektórych materiałów:

acetylo-celuloza ( $\text{C}_{20}\text{H}_{32}\text{O}_5$ )	— 0,009
muskowit ( $\text{KMg}_2\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_{10}\text{OH}_2$ )	— 0,03
szkła nieorganiczne	— 0,4
cyrkon ( $\text{ZrSiO}_4$ )	— 1,3.

Jeżeli ograniczymy się do śladów, które mogą być rejestrowane techniką trawienia, to aby ślad był ciągły, na każdą płaszczyznę atomową, przez którą przelatuje cząstka, powinien przypadać przynajmniej jeden akt jonizacji, tzn.  $n$  powinno być większe od jedności.

Następne kryterium związane jest z gęstością swobodnych elektronów.

2. Zjonizowane atomy mogą ulegać rekombinacji z gazem elektronowym znajdującym się w ich sąsiedztwie. Aby ten proces nie nastąpił, gęstość swobodnych elektronów w objętości cylindra o promieniu  $r$  i wysokości  $a_0$ , którego osią jest tor przelatującej cząstki, powinna wynosić nie więcej niż liczba jonizacji, przypadająca na jedną płaszczyznę atomową ( $n_a$ ). Warunek ten daje zależność:

$$n_a > \pi r^2 a_0 n_n$$

$n_n$  — gęstość swobodnych elektronów.

Ponadto odległość  $r$  musi być taka, aby elektrony w czasie krótszym niż  $10^{-13}$  sek (czas, w którym jony ulegną przemieszczeniu), nie zdążyły przedyfundować do osi cylindra.

Czas, w którym elektrony przedyfundują na odległość  $r$  jest dany wzorem:

$$t \approx r^2 / D$$

gdzie  $D$  jest stałą dyfuzji daną przez związek Einsteina:

$$D = \frac{\mu_n k T}{e}$$

$k$  — stała Boltzmana,  $\mu_n$  — ruchliwość elektronów.

Stąd warunek na utworzenie się śladu będzie miał postać:

$$\frac{e n_a}{\pi a_0 \mu_n k T t} > n_n .$$

Okazuje się, że warunek ten dla czasu  $t = 10^{-13}$  sek jest spełniony dla półprzewodników i izolatorów. Na podstawie tego warunku ślady mogą również powstawać w metalach, jeżeli gęstość elektronów będzie mniejsza niż  $10^{20}/\text{cm}^3$ .

3. Kolejne kryterium uwarunkowane jest ruchliwością jonów. Ponieważ zjonizowany obszar wzdłuż śladu cechuje duża koncentracja jonów, istnieje możliwość, że odpychające się jony mogą z kolei powodować zaniknięcie śladu w zależności od ich ruchliwości. Załóżmy, że aby ślad zanikł, jon musi przedyfundować przynajmniej na średnią odległość międzyjonową  $a_0$ . W związku z tym, aby ślad nie zanikł, musi być spełniony warunek:

$$\frac{a_0^2 e}{t k T} > \mu_p$$

$\mu_p$  — ruchliwość jonów.

Warunek ten wymaga, aby ruchliwość jonów w temperaturze pokojowej nie była większa niż  $0,2 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$ .

Aby powstał wytrawialny ślad, liczba wytworzonych jonów na jednostkę drogi  $\frac{dI}{dx}$  określona jest wzorem Bethego:

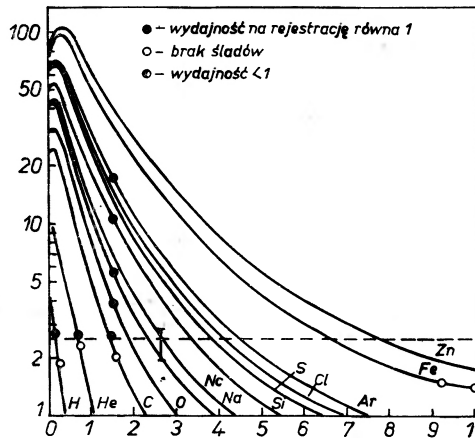
$$\frac{dI}{dx} = \left( \frac{\alpha Z_{\text{eff}}^2}{I_0 \beta^2} \right) \left[ \ln \left( \frac{2mc^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I_0} \right) - \beta^2 + 3,04 \right]$$

gdzie:  $m$  — masa elektronu,  $I_0$  — energia jonizacji zewnętrznego elektronu,  $\beta$  — stosunek prędkości cząstki do prędkości światła,  $\alpha$  — stała zależna od materiału,  $Z_{\text{eff}}$  — efektywny ładunek cząstki jonizującej, który obliczamy z następującego wzoru [13]:

$$Z_{\text{eff}} = Z \left[ 1 - \exp \left( \frac{-125\beta}{Z^{2/3}} \right) \right].$$

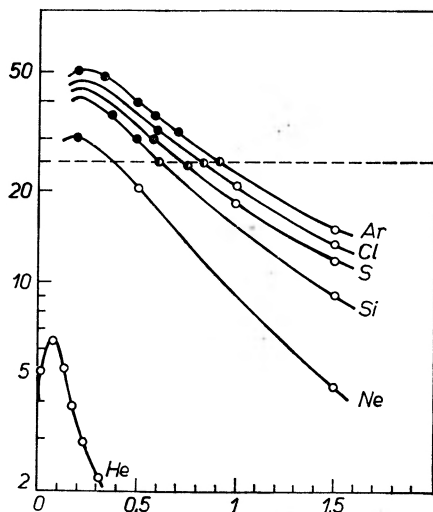
Dolna granica prędkości, dla których ten wzór może być stosowany przy obliczaniu krzywych dla pierwotnej jonizacji dla jonów o liczbie atomowej  $2 < Z \leq 20$  wynosi:  $\beta \approx 0,25 \cdot 10^{-2} Z^{2/3}$ . Wzór na pierwotną jonizację właściwą należy traktować jako dobre przybliżenie, jednak autorzy zastrzegają, że dalsze badania mogą doprowadzić do konieczności pewnych modyfikacji w sensie uwzględnienia bardziej skomplikowanych, lecz bardziej zbliżonych do rzeczywistości warunków, na przykład włączenie jonizacji wyższych rzędów, czy też wtórnej jonizacji promieniami  $\delta$  (elektronami wybitymi z orbit atomowych przez cząstkę pierwotną).

Rys. 3, 4 i 5 ilustrują dane doświadczalne dla rejestracji różnych cząstek w różnych materiałach.

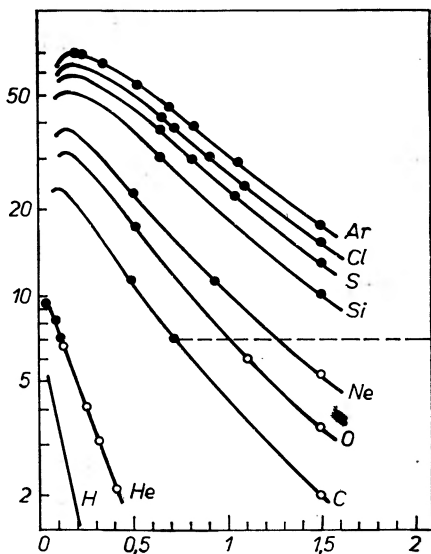


Rys. 3. Dane dla rejestracji śladów dla nitro-celulozy naniesione na krzywe  $dI/dx$  vs  $\beta = v/c$

Z wykresów widać, że punkty doświadczalne układają się tak, że począwszy od pewnej jonizacji właściwej ślady są rejestrowalne, natomiast dla niższych wartości śladów nie obserwujemy. Wartość tę autorzy nazywają krytyczną jonizacją właściwą,  $\left( \frac{dI}{dx} \right)_{\text{cr}}$ .



Rys. 4. Dane dla rejestracji śladów dla muskowitu. Oznaczenie jak na rys. 3



Rys. 5. Dane dla rejestracji śladów dla żywicy wielowęglanowej. Oznaczenie jak na rys. 3

Z warunku na jonizację właściwą można wnioskować o wielkości ładunku dla cząstek relatywistycznych, które mogłyby być rejestrowane. I tak np. dla nitro-celulozy rejestrowalna jest cząstka o  $Z \geq 32$ , dla żywicy wielowęglanowej —  $Z \geq 60$ , dla muskowitu —  $Z \geq 130$ .

Inny obraz tłumaczący zjawisko rejestracji śladów został podany przez Katza i Kobeticha [13]. Autorzy zwracają uwagę, że mechanizm powstawania śladów może być różny przy różnych energiach cząstki rejestrowanej. Dla energii poniżej  $\sim 0,05$  MeV/jma, a więc przy końcu zasięgu cząstki, straty

energii są przede wszystkim wywołane zderzeniami jądrowymi. W tym zakresie energii należy przypuszczać, że ślad (niekoniecznie rejestrowalny metodą trawienia) powstaje jako wynik przemieszczeń jonów w siatce krystalicznej. Przy wyższych energiach cząstki główne straty energii pochodzą z procesu wtórnej jonizacji. Autorzy przypuszczają, że ślad powstaje w wyniku oddziaływania „promieni“  $\delta$  z drobinami ośrodka. Powstałe w tym procesie fragmenty molekuł są łatwiej rozpuszczalne w określonych odczynnikach chemicznych niż molekuly macierzyste. Aby ślad mógł być wytrawiony, musi powstać wystarczająca liczba fragmentów w odpowiednio dużym przekroju, tak by wytrawiacz mógł swobodnie przepływać wzdłuż uszkodzeń w głąb dielektryka.

Te rozważania doprowadziły autorów do określenia kryterium na minimalną ilość energii, jaka musi być dostarczona na minimalną odległość od toru cząstki w procesie jonizacji za pośrednictwem „promieni“  $\delta$ .

Ustalenie wartości krytycznej dawki energii wymaga określenia przestrzennego rozkładu strat energii na jonizację wokół toru cząstki padającej. Problem ten rozpatrywany jest w pracy [14].

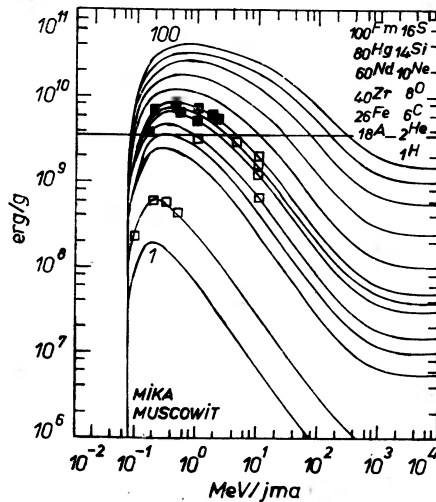
„Krytyczny przekrój“ kanału warunkujący powstanie śladu obserwowalnego jest ograniczony od dołu przez rozmiar drobin rozpuszczalnika i wynosi około  $5 \text{ \AA}$ , a od góry przez stosowaną metodę obserwacji obszarów uszkodzonych. W przypadku obserwacji przy pomocy mikroskopu elektronowego wymagana jest średnica śladu wytrawianego rzędu  $100 \text{ \AA}$ , natomiast przy stosowaniu metody chemicznego trawienia oraz obserwacji śladów pod mikroskopem optycznym średnica ta nie musi być większa niż  $50 \text{ \AA}$  [17].

Autorzy modelu przyjęli, że dla opisu procesu wystarczy, by określona dawka energii jonizacji była dostarczona na odległość  $20 \text{ \AA}$  od toru cząstki padającej. Znaczna część energii przekazanej ośrodkowi na odległość  $20 \text{ \AA}$  od toru jonu pochodzi od „promieni“  $\delta$  o energii mniejszej niż  $0,1 \text{ keV}$ . Z rozkładów energetycznych „promieni“  $\delta$  [14] wynika, że straty energii cząstek padających związane z wybijaniem elektronów o takiej energii są stałe w zakresie energii rzędu kilku  $\sim \text{MeV/jma}$ . Dokładna granica energii uzależniona jest od wartości średniego potencjału jonizacji ośrodka rejestrującego.

Model tłumaczy znany fakt doświadczalny tworzenia się śladów tylko w takim obszarze energii cząstki padającej, w którym straty na jonizację pierwotną przekraczają pewną wartość krytyczną. Wobec powyższego odnośne kryterium na uformowanie śladu dotyczące pierwotnej jonizacji podane przez Fleishera i Price'a jest zgodne z teorią przedstawioną przez Katza i Kobericha.

Rys. 6 ilustruje dawkę energii jonizacji w mice w odległości  $19 \text{ \AA}$  od toru jonu jako funkcję cząstki padającej o danym  $Z$  i jej energii. Dane doświadczalne pochodzą z pracy Fleishera i Price'a [17]. Pełne kwadraty reprezentują cząstki padające, których ślady są obserwowane po wytrawieniu. Puste kwadraty oznaczają, że ślady nie są obserwowalne. Linia pozioma odpowiada dawce energii około  $3,5 \cdot 10^9 \text{ erg/g}$  w odległości  $19 \text{ \AA}$  od toru jonu. Linia ta oddziela wyraźnie obszar, w którym ślady powstają, od obszaru, w którym śladów nie obserwujemy.

Z przedstawionego przeglądu modeli widać, że problem mechanizmu powstawania śladów w detektorach dielektrycznych nie jest łatwy do wytłumaczenia. Nie ma dotychczas teorii, która by tłumaczyła zjawisko całościowo. I tak np. zjawisko zanikania śladów ze wzrostem temperatury jest łatwo wytłumaczalne przy pomocy modelu Fleishera i Price'a, trudno jednak byłoby uzasadnić ten fakt stosując obraz podany przez Kobeticha i Katza. Natomiast ustalenie wartości krytycznej dawki energii w modelu Kobeticha i Katza wydaje się bardziej uzasadnione teoretycznie.



Rys. 6. Dawka energii jonizacji w micy w odległości 19 Å od toru jonu jako funkcja energii padającego jonu o danej liczbie atomowej

Ostateczne rozwiązanie problemu mechanizmu powstawania śladów w detektorach dielektrycznych wymaga jednak dalszych danych doświadczalnych i dalszego rozpracowywania teoretycznego.

#### Literatura

- [1] P. L. Baynton, H. Rawson, J. E. Stanworth, *J. Electrochem. Soc.*, **104**, 237 (1957).
- [2] J. A. Brinkman, *J. Appl. Phys.*, **25**, 961 (1964).
- [3] D. S. Burnet, R. C. Gatti, F. Plasil, P. B. Price, W. J. Świątecki, S. G. Thompson, *Phys. Rev.*, **134**, B952 (1964).
- [4] L. T. Chadderton, I. MacTeVens, *Nature*, **203**, 387 (1964).
- [5] R. L. Fleisher, P. B. Price, *Phys. Rev.*, **133**, B63 (1964).
- [6] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, *J. Appl. Phys.*, **36**, 11 (1965).
- [7] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 510 (1963).
- [8] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, E. L. Hubbard, *Phys. Rev.*, **133A**, 1443 (1964).
- [9] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, *Phys. Rev.*, **156**, 2 (1967).
- [10] R. L. Fleisher, P. B. Price, R. M. Walker, *J. Nuclear Sci. Eng.*, **22**, 156 (1965).

- [11] G. N. Flerov, Yu. T. Oganesyanyan, Yu. V. Lobanov, V. I. Kuznetsov, V. A. Druin, V. P. Perelygin, K. A. Gavrilov, S. P. Tretiakova, V. M. Plotko, *Phys. Letters*, **13**, 73 (1964).
- [12] H. H. Heckman, B. L. Perkins, W. G. Simon, F. M. Smith, W. M. Barkes, *Phys. Rev.*, **117**, 544 (1960).
- [13] R. Katz, E. J. Kobetich, *Phys. Rev.*, **170**, 401 (1968).
- [14] R. Katz, E. J. Kobetich, *Phys. Rev.*, **170**, 391 (1968).
- [15] M. Maurette, P. Pellas, R. M. Walker, *Nature*, **204**, 821 (1964).
- [16] M. Maurette, *Thesis*, University of Paris (w druku).
- [17] P. B. Price, R. M. Walker, *J. Appl. Phys.*, **33**, 340 (1962).
- [18] P. B. Price, R. M. Walker, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 217 (1962).
- [19] P. B. Price, R. M. Walker, *Nature*, **196**, 732 (1962).
- [20] M. Polanyi, *Z. Phys.*, **7**, 323 (1921).
- [21] E. C. H. Silk, R. S. Barnes, *Phil. Mag.*, **4**, 970 (1959).
- [22] J. O. Stiegler, T. S. Noggle, *J. Appl. Phys.*, **33**, 1894 (1962).

*Zygmunt Galasiewicz*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Wrocławskiego  
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN

## Teoria cieczy Fermiego \*

### Theory of Fermi Liquid

*Abstract:* The aim of the article is to compare the properties of neutral and charged Fermi liquids. The kinetic Landau equation for neutral as well as the kinetic Landau–Silin equation for charged systems are derived. On the basis of the Landau equation the collective zero and first sound excitations are studied. The single-particle and collective (plasma oscillations) excitations for charged systems are considered on the basis of the Bohm–Pines dispersion equation. Finally the dependence of specific heat, compressibility and spin susceptibility on effective mass of quasiparticle and coefficients characterizing quasiparticle interaction is examined.

### 1. Wstęp

Układy wielu cząstek oddziałujących takie jak ciekły  $\text{He}^3$ , gaz elektronowy w metalach w niskich temperaturach, układ nukleonów w jądrze atomowym, złożone z cząstek podlegających statystyce Fermiego–Diraca, nazywamy cieczami Fermiego.

Teoria układu o nieskończonej ilości oddziałujących cząstek Fermiego o spinie  $1/2$ , nazwanego przez Landaua cieczą Fermiego, została podana przez niego w latach 1956–1957 [1]. Jest to w rzeczywistości teoria ciekłego  $\text{He}^3$ .

Teoria układu o skończonej ilości oddziałujących cząstek Fermiego o spinie  $1/2$  wraz z zastosowaniem do teorii jądra atomowego została podana w monografii Migdała w r. 1965 [2].

Podstawowym założeniem teorii Landaua jest, że jednocząstkowe spektrum energetyczne układu ma tę samą postać dla cieczy Fermiego jak i dla idealnego gazu Fermiego. W pierwszym przypadku chodzi o fermiony oddziałujące między sobą, a w drugim o nieoddziałujące. Ponieważ cząstki cieczy oddziałują między sobą i to silnie, to spektrum energetyczne, przy słabym wzbudzeniu układu,

\* Skrócona wersja wykładu wygłoszonego pod tym samym tytułem na Szkole Letniej PAN „Teoria magnetyzmu metali“, Zakopane 31. VIII. — 11. IX. 1970.



związane jest nie z cząstkami, ale tzw. kwazicząstkami albo wzbudzeniami elementarnymi typu fermionowego (o kwazicząstkach p. np. [3]). Kwazicząstki te mają określone pędy a ich stany są superpozycją stanów cząstek wyjściowych.

Funkcja rozkładu w przestrzeni pędów (średnia liczba obsadzeń stanów pędowych) jest różna w przypadku cząstek oddziałujących i swobodnych. Ale w obu przypadkach w stanie podstawowym, tzn. dla temperatury zera absolutnego, funkcje rozkładu mają skok dla tej samej wartości pędu  $p_F$ . Pęd ten, tzw. pęd Fermiego, jest zdefiniowany przy pomocy gęstości cząstek wzorem

$$\varrho = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{p_F}{\hbar} \right)^3 \quad (1.1)$$

i to, jak pokazali Luttinger i Ward [4], niezależnie od oddziaływania. W stanie podstawowym obsadzone są jedynie wszystkie stany dla  $p < p_F$ . Stany wzbudzone otrzymujemy z tego stanu podstawowego przez obsadzanie stanów dla  $p > p_F$ . Otrzymujemy wtedy „dziury“ dla  $p < p_F$  i „cząstki“ (nie mylić z cząstkami wyjściowymi) dla  $p > p_F$ . „Dziury“ i „cząstki“ są kwazicząstkami, które opisują słabo wzbudzony układ fermionów. W idealnym gazie fermionów kwazicząstki te nie oddziałują, natomiast w cieczy Fermiego oddziałują. Oddziaływanie między kwazicząstkami prowadzi do ich niestabilności. Prawdopodobieństwo rozpadu kwazicząstki o pędzie  $p$  jest proporcjonalne do  $(p - p_F)^2$ . Jak widać, jest ono bardzo małe dla pędów  $p \sim p_F$ . Wobec tego kwazicząstki o energii proporcjonalnej do  $(p - p_F)$  są stabilne i jak widać tylko w tym przedziale pędów można mówić o wzbudzeniach elementarnych. Energię ich liczymy od energii powierzchni Fermiego, dla której  $p = p_F$ .

W przypadku układu oddziałujących fermionów nie pojawia się w teorii mały parametr i wobec tego nie można posługiwać się metodami rachunku zaburzeń. Dlatego należy wprowadzić do teorii pewną ilość stałych podobnie, jak np. w przypadku relacji dyspersyjnych w kwantowej teorii pola, gdzie masy cząstek elementarnych oraz stałe charakteryzujące oddziaływanie między nimi (stałe sprzężenia) są wzięte z eksperymentu.

W przypadku układu fermionów o nieskończonej liczbie cząstek dla wyznaczenia jednocząstkowego spektrum energetycznego wzbudzeń elementarnych wystarczy wprowadzenie tylko jednej stałej  $m^*$ , masy efektywnej kwazicząstki. Dla układów skończonych oprócz  $m^*$  należy wprowadzić parametry charakteryzujące jamę potencjału.

Spektrum drgań kolektywnych jest opisane dodatkowo przez współczynniki wielomianów Legendre'a  $F_i$ , na które rozwinięto amplitudę rozproszeń kwazicząstek (dla kąta zero i pędów w pobliżu  $p_F$ ). Współczynniki te są również parametrami wprowadzonymi do teorii. Np. z danych doświadczalnych wiadomo, że prędkość rozchodzenia się dźwięku w  $\text{He}^3$  jest  $c = 183$  m/sek. Wynik ten daje wartość dwu pierwszych współczynników:  $F_0 = 7,6$ ,  $F_1 = 3,0$ . Na częstość tego dźwięku nałożony jest warunek  $\omega\tau \ll 1$ , gdzie  $\tau$  jest tzw. czasem zderzeń. Warunek ten jest spełniony dla bardzo małych czasów zderzeń, tzn. dla

częstych zderzeń. Tak więc warunek ten odpowiada przedziałowi częstych zderzeń. Częste zderzenia prowadzą do stanu lokalnej równowagi termodynamicznej. Można go opisać przez lokalne (zależne od położenia i czasu) parametry, jak np. temperatura, ciśnienie, prędkość, wyznaczone z równań hydrodynamiki. W warunkach lokalnej równowagi mogą rozchodzić się w układzie zaburzenia w formie periodycznych zmian gęstości, tzn. zwykły (pierwszy) dźwięk. Gdy zmniejszamy temperaturę  $\Theta$ , średnia droga swobodna kwazicząstek wzrasta proporcjonalnie do  $1/\Theta^2$ . Wobec tego czas zderzeń wzrasta, tzn. zmniejsza się ilość zderzeń w jednostce czasu. Jest to tzw. obszar bezzderzeniowy, w którym zwykły dźwięk nie może się rozchodzić. W swojej teorii  $\text{He}^3$  Landau rozpatrywał graniczny przypadek dla przedziału bezzderzeniowego  $\omega\tau \gg 1$ . Doszedł on do wniosku, że również w tym przedziale czasów zderzeń mogą rozchodzić się w  $\text{He}^3$  zaburzenia nie będące jednak zwykłym dźwiękiem. Aby zaobserwować takie zaburzenia nazwane przez Landaua zerowym dźwiękiem, należy pobudzić ciecz tak wysokimi częstościami, że okres drgań  $1/\omega$  jest znacznie mniejszy od  $\tau$ . Prowadzi to do wielu trudności doświadczalnych i dlatego zerowy dźwięk został odkryty dopiero w r. 1966. Powiadomili o tym Abel, Anderson i Wheatley [5] na X Konferencji Niskich Temperatur w Moskwie w 1966 r. Otrzymane wyniki wykazały pełną zgodność z przepowiedniami teorii Landaua.

Stopień wzbudzenia układu można scharakteryzować przez podanie odchylenia funkcji rozkładu od jej wartości  $n_p^0$  w stanie podstawowym

$$\delta n_p(r, t) = n_p(r, t) - n_p^0. \quad (1.2)$$

Fundamentalnym założeniem teorii jest, że oddziaływanie między kwazicząstkami może być wzięte pod uwagę jedynie w ramach opisu pola samouzgodnionego. Dlatego energia całkowita układu nie jest po prostu sumą energii kwazicząstek postaci  $\int n \epsilon dV$  ale zależy od funkcji rozkładu  $n_p^0$

$$E = E[n_p^0], \quad (1.3)$$

gdzie  $n_p^0$  są liczbami kwazicząstek w stanach  $p$ , [ ] oznacza tu zależność funkcjonalną. Gdy zmienia się ilość kwazicząstek  $n_p^0 \rightarrow n_p^0 + \delta n_p = n_p$ , to dla energii mamy

$$E[n_p^0 + \delta n_p] = E[n_p^0] + \delta E[\delta n_p].$$

Jak pokazał Landau, potrafimy opisać wiele zjawisk w cieczy, gdy znamy jedynie  $\delta E$ .

Dla małych  $\delta n$  wariację energii można przedstawić w postaci

$$\begin{aligned} \delta E &= \sum_p \epsilon_p \delta n_p + \frac{1}{2} \sum_{p,p'} f_{pp'} \delta n_p \delta n_{p'} + \dots = \sum_p \bar{\epsilon}_p \delta n_p, \\ \bar{\epsilon}_p &= \epsilon_p + \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'}, \\ \epsilon_p &= \frac{\delta E}{\delta n_p}, \quad f_{pp'} = \frac{\delta^2 E}{\delta n_p \delta n_{p'}} = f_{p'p}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dla kwazicząstek nieoddziałujących ( $f_{pp'} = 0$ ) mamy funkcję rozkładu stanu podstawowego postaci

$$n_p^0 = n^0[\varepsilon_p - \mu] \quad (1.5)$$

opisuje ona równowagę termodynamiczną ( $\mu = \partial E / \partial N$  i jest potencjałem chemicznym). Na skutek oddziaływania układ nie znajduje się w stanie równowagi opisywanej przez (1.5). Jest on obecnie opisywany przez zależną od położenia zmianę funkcji rozkładu, którą oznaczamy przez  $\delta n_p(r)$ . Mamy obecnie do czynienia z funkcją rozkładu kwazicząstek dla lokalnej równowagi

$$\bar{n}_p^0 = n^0[\bar{\varepsilon}_p - \mu], \quad (1.6)$$

gdzie

$$n^0(x) = \begin{cases} 1 & \text{jeżeli } x < 0 \\ 0 & \text{jeżeli } x > 0. \end{cases}$$

Interesuje nas obecnie odchylenie od stanu lokalnej równowagi

$$\delta \bar{n}_p = n_p - \bar{n}_p^0 = \delta n_p - (\bar{n}_p^0 - n_p^0) = \delta n_p - \frac{\partial n_p^0[\bar{\varepsilon}_p - \mu]}{\partial \varepsilon_p} (\bar{\varepsilon}_p - \varepsilon_p) = \delta n_p - \frac{\partial n_p^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'}. \quad (1.7)$$

Dla zera bezwzględnego  $n_p^0$  jest funkcją schodkową, dlatego jej pochodna ma postać

$$\frac{\partial n_p^0}{\partial \varepsilon_p} = -\delta(\varepsilon_p - \mu) = -\delta(\varepsilon_p - \varepsilon_F). \quad (1.8)$$

Tak więc zarówno  $\delta n$ , jak i  $\delta \bar{n}$  są różne od zera tylko na powierzchni Fermiego.

W przypadku równowagi funkcja  $n_p$  nie zależy od zmiennych przestrzennych i czasu. Zakładamy teraz, że ma miejsce słabe zaburzenie zależne od czasu i zmiennych przestrzennych. Przyczyną takiego zaburzenia może być zewnętrzne pole albo fluktuacja powstająca w układzie.

Rozpatrzmy funkcję rozkładu  $n_p(t, r)$  odpowiadającą takiemu przypadkowi. Jak wiadomo, równoczesny opis przez zmienne  $p$ ,  $r$  oraz  $\varepsilon_p$  i  $t$  jest niezgodny z zasadą nieoznaczoności. Jeśli jednak jesteśmy zainteresowani zjawiskami makroskopowymi, dla których wektor falowy i częstość są stałe mniejsze od odpowiednich parametrów mikroskopowych układu, to wtedy opis jest poprawny.

Zakładamy, że zaburzenie układu jest na tyle słabe, że możemy rozpatrywać liniową reakcję układu. Wtedy wszystkie równania są liniowe i po rozłożeniu na szereg Fouriera odpowiednich przyrostów wystarczy rozpatrywać jedną składową fourierowską typu  $\delta f(q, \omega)$ . Zgodnie z zasadą nieoznaczoności, nieoznaczoność pędu  $p$  wynosi wtedy  $\hbar q$ , a nieoznaczoność energii  $\hbar \omega$ . Tak więc, gdy można pominąć zmianę funkcji  $n_p$  przy zmianie  $p$  i  $\varepsilon_p$  odpowiednio o  $\hbar q$  i  $\hbar \omega$ , to wtedy wprowadzenie funkcji rozkładu jest poprawne.

W temperaturze  $\Theta$  charakterystyczna „szerokość“ rozmazania powierzchni Fermiego jest równa dla energii  $k_B \Theta$ , a dla pędów  $k_B \Theta/v_F$ , gdzie  $k_B$  jest stałą Boltzmana, a  $v_F$  prędkością na powierzchni Fermiego.

Tak więc założenie, że funkcja rozkładu ma postać

$$n_p(\mathbf{r}, t) = n_p^0 + \delta n_p(\mathbf{q}, \omega) e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega t)} \quad (1.9)$$

ma sens, jeśli spełnione są warunki

$$\hbar q \ll \frac{k_B \Theta}{v_F}, \quad \hbar \omega \ll k_B \Theta. \quad (1.10)$$

We wzorze tym  $\delta n_p$  jest zdefiniowane jako prawdopodobieństwo znalezienia kwazicząstki o wektorze falowym  $\mathbf{p}$ .

Jeśli zgodnie z sugestią Landaua przyjmujemy, że  $\delta n_p$  jest prawdopodobieństwem znalezienia pary kwazicząstek: cząstki o pędzie  $\mathbf{p} + \hbar \mathbf{q}/2$  i dziury o pędzie  $\mathbf{p} - \hbar \mathbf{q}/2$ , to warunek (1.10) przechodzi w warunek narzucający mniejsze ograniczenie, mianowicie

$$\hbar q \ll \mu v_F, \quad \hbar \omega \ll \mu \sim 1000 k_B \Theta. \quad (1.11)$$

Powyższe warunki zostały otrzymane przy założeniu równoważnemu żądaniu, aby zewnętrzne zaburzające pole zmieniało się powoli na odległościach rzędu odległości między atomami. Tak więc ogólnie biorąc, warunki (1.11) mogą być zastosowane przy zaburzeniach makroskopowych, których wymiary są duże w porównaniu z odległościami między atomami a częstości  $\omega$  są o wiele mniejsze od typowych częstości atomowych.

## 2. Równanie kinetyczne dla kwazicząstek

Posłużymy się równaniem opisującym ruch kwazicząstek w przestrzeni fazowej (przestrzeni położeń i pędów) w przypadku, gdy nie uwzględniamy zderzeń i nie ma zewnętrznego pola.

W przedziale czasowym  $dt$  funkcja  $n_p(\mathbf{r}, t) \equiv n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$  doznaje w przestrzeni fazowej następującej zmiany

$$\begin{aligned} \frac{dn(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)}{dt} dt &= \frac{\partial n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} dt + [n(\mathbf{p} + d\mathbf{p}, \mathbf{r} + d\mathbf{r}, t) - \\ &- n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)] dt = \left[ \frac{\partial n_p(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial n_p}{\partial \mathbf{p}} \dot{\mathbf{p}} + \frac{\partial n_p}{\partial \mathbf{r}} \dot{\mathbf{r}} \right] dt, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$d\mathbf{p} = \dot{\mathbf{p}} dt, \quad d\mathbf{r} = \dot{\mathbf{r}} dt.$$

Człon w nawiasie kwadratowym przedstawia zmianę  $n_p$  wzdłuż trajektorii w przestrzeni fazowej. Trajektorja ta jest scharakteryzowana przez styczne  $(\dot{\mathbf{p}}, \dot{\mathbf{r}})$ . Równanie (2.1) można napisać

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{\partial n_p}{\partial t} + (V_p n_p) \dot{\mathbf{p}} + (V_r n_p) \dot{\mathbf{r}}. \quad (2.2)$$

Z równań Hamiltona mamy

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\partial \bar{\varepsilon}_p}{\partial \mathbf{p}} = \nabla_p \bar{\varepsilon}_p, \quad \dot{\mathbf{p}} = -\frac{\partial \bar{\varepsilon}_p}{\partial \mathbf{r}} = -\nabla_r \bar{\varepsilon}_p. \quad (2.3)$$

Oznaczamy, w przestrzeni fazowej, współrzędne prądu prawdopodobieństwa  $j_{n_p}$  przez  $(n_p \dot{\mathbf{p}}, n_p \dot{\mathbf{r}})$ , a operator różniczkowy  $\nabla$  przez  $(\nabla_p, \nabla_r)$ . Korzystając z (2.3) możemy napisać

$$\begin{aligned} \operatorname{div} j_{n_p} &= \nabla_p (n_p \dot{\mathbf{p}}) + \nabla_r (n_p \dot{\mathbf{r}}) = (\nabla_p n_p) \dot{\mathbf{p}} + (\nabla_r n_p) \dot{\mathbf{r}} + \\ &+ n_p (\nabla_p \dot{\mathbf{p}} + \nabla_r \dot{\mathbf{r}}) = (\nabla_p n_p) \dot{\mathbf{p}} + (\nabla_r n_p) \dot{\mathbf{r}} + \\ &+ n_p [\nabla_p (-\nabla_r \bar{\varepsilon}_p) + \nabla_r \nabla_p \bar{\varepsilon}_p] = (\nabla_p n_p) \dot{\mathbf{p}} + (\nabla_r n_p) \dot{\mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Widzimy, że prawa strona (2.2) jest równaniem ciągłości w przestrzeni fazowej dla prawdopodobieństwa  $n_p$ . Stąd prawa strona równa się zeru i mamy  $dn_p/dt = 0$ . Korzystając z (2.3), otrzymujemy

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \{\bar{\varepsilon}_p, n_p\} = \frac{\partial n_p}{\partial t} + \operatorname{div} j_{n_p} = 0. \quad (2.5)$$

Chcemy teraz równanie (2.2) napisać zachowując jedynie człony liniowe w  $\delta n$ . Wprowadzamy oznaczenie

$$\mathbf{v}_p = \nabla_p \varepsilon_p \quad (2.6)$$

i korzystamy z def. (1.2) i (1.4). Otrzymujemy

$$\frac{\partial \delta n_p(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}_p \nabla_r \delta n_p(\mathbf{r}, t) - \nabla_p n_p \sum_{p'} f_{pp'} \nabla_r \delta n_{p'}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.7)$$

Ostatni człon ma w poszukiwanym przybliżeniu postać

$$\mathbf{v}_p \frac{\partial n_p^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_{p'} f_{pp'} \nabla_r \delta n_{p'}(\mathbf{r}, t).$$

Stąd jeśli weźmiemy pod uwagę def. (1.7) otrzymujemy

$$\frac{\partial \delta n_p}{\partial t} + \mathbf{v}_{pr} \nabla \delta \bar{n}_p(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.8)$$

Równanie kinetyczne (2.8) zostało otrzymane przy pominięciu dwu niezależnych efektów. Mianowicie, wpływu na funkcję rozkładu sił zewnętrznych oraz zderzeń między kwazicząstkami. Zderzenia reprezentują nieodwracalną część oddziaływania między kwazicząstkami, podczas gdy wielkość  $f_{pp'}$  przedstawia odwracalną część oddziaływania.

Zderzenia mogą być scharakteryzowane albo przez czas zderzeń  $\tau$ , albo przez częstość zderzeń  $\nu$ . Są one istotne tylko, gdy  $\omega \ll \nu$  czyli  $\omega \tau \ll 1$ . Musimy wtedy do równań transportu (2.8) dodać tzw. „całkę zderzeń“  $I(\delta n_p)$ . Opisuje ona zmianę  $\delta n_p$  powstałą na skutek zderzeń.

Siła zewnętrzna  $F_p$  zmienia pęd  $p$  kwazicząstek i prowadzi wobec tego do zmiany funkcji rozkładu w przestrzeni pędów.

Zwróćmy uwagę, że w drugim równaniu (2.3) wyrażenie  $-\nabla_r \bar{\varepsilon}_p$  gra rolę siły (gradient „potencjału“  $\bar{\varepsilon}_p$ ). Natomiast z (2.2) widać, że wobec tego w równaniu kinetycznym wyrażenie na siłę mnożone jest przez  $\nabla_p n_p$ . Wobec tego w przypadku siły zewnętrznej  $F_p$  do równania kinetycznego dochodzi człon  $F_p \nabla_p n_p(r, t)$ . Ponieważ zwykle  $F_p \sim \delta n_p$ , to w liniowym przybliżeniu względem  $\delta n_p$  mamy

$$F_p \nabla_p n_p = F_p \nabla_p n_p^0 = F_p \nabla_p \varepsilon_p \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} = F_p \mathbf{v}_p \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p}. \quad (2.9)$$

Tak więc w ostateczności pełne równanie kinetyczne (transportu) ma postać

$$\frac{\partial \delta n_p}{\partial t} + \mathbf{v}_p \nabla_r \delta \bar{n}_p + F_p \mathbf{v}_p \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} = I(\delta n_p). \quad (2.10)$$

### 3. Wzbudzenia elementarne

Rozpatrzmy równanie kinetyczne Landaua w przypadku, gdy nie ma zewnętrznego pola i gdy jest spełniony warunek  $\omega \gg \nu$ . Można pominąć wtedy całkę zderzeń. W tym przypadku możliwe są dwa rodzaje wzbudzeń elementarnych:

1. wzbudzenia zlokalizowane,
2. wzbudzenia kolektywne.

Rozpatrzmy przypadek, gdy układ znajduje się w stanie podstawowym i dodana zostaje kwazicząstka o pędzie  $p_0$ . W przypadku tym istnieją dwie możliwości odpowiedzi układu w zależności od tego czy kwazicząstka jest a) „rozmaszana“ jednorodnie po całym układzie, b) zlokalizowana.

W przypadku a) stan układu pozostaje jednorodny. Nie występują siły wzbudzające inne kwazicząstki.

W przypadku b), tzn. dodania kwazicząstki, która jest zlokalizowana, lokalna energia innych kwazicząstek zmienia się w przestrzeni. Prowadzi to do pojawienia się sił „polaryzujących“, które dążą do wzbudzenia innych kwazicząstek. Tak więc dodatkowa kwazicząstka jest „ubrana“ w indukowaną chmurę polaryzacyjną innych kwazicząstek.

Przyjmujemy

$$\delta n_p(r, t) = \delta n_p(\mathbf{q}, \omega) e^{i(\mathbf{q}r - \omega t)} + h. c. \quad (3.1)$$

i otrzymujemy z równania kinetycznego (2.8)

$$-i\omega \delta n_p(\mathbf{q}, \omega) + \mathbf{v}_p \mathbf{q} \delta \bar{n}_p(\mathbf{q}, \omega) = 0 \quad (3.2)$$

albo korzystając z (1.7)

$$(\mathbf{q} \mathbf{v}_p - \omega) \delta n_p - \mathbf{q} \mathbf{v}_p \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'} = 0. \quad (3.3)$$

W przypadku zlokalizowanej kwazicząstki o pędzie  $p_0$  szukamy rozwiązania postaci

$$\delta n_p = \delta_{pp_0} + \xi_p, \quad (3.4)$$

gdzie  $\xi_p \sim 1/N$  i opisuje chmurę polaryzacyjną. Rozwiązanie (3.3) jest bardzo skomplikowane.

Zajmiemy się obecnie wzbudzeniami kolektywnymi. Opisują one koherentny ruch układu jako całości. Za ruch ten odpowiedzialna jest pewna średnia, różna od zera, siła oddziaływania powstała dzięki wewnętrznym fluktuacjom w układzie. W równowadze i przy warunkach jednorodnych siła taka jest równa zeru. Należy podkreślić, że w przypadku zorganizowanego ruchu układu jako całości, jakim są drgania kolektywne, traci sens mówienie o ruchu poszczególnych cząstek. Rozwiązanie równania (3.3) opisuje obecnie wzbudzenia kolektywne, zależy ono jedynie od stosunku  $q/\omega$ . Stąd wartości własne będą proporcjonalne do  $q$  (nie jest to słuszne dla naładowanej cieczy Fermiego).

Rozpatrzmy znów przypadek  $\omega \gg \nu$ , tzn. przedział bezzderzeniowy dla temperatury zera bezwzględnej. Wtedy naturalnie warunek  $\omega \gg \nu$  jest spełniony automatycznie, ponieważ nie ma kwazicząstek. W tym przypadku wzbudzenia kolektywne mogą być scharakteryzowane przez oscylacje powierzchni Fermiego. Można mianowicie pokazać, że wzbudzenia można opisać nie przez  $\delta n_p$ , ale przez przesunięcie normalne  $u_p$  powierzchni Fermiego w punkcie  $p$ . Tzn., że w przypadku  $\omega \gg \nu$ , powierzchnia Fermiego nie pozostaje kulista.

Obecnie przejdziemy do otrzymania równań na  $u_p$  wyrażając  $\delta n_p$  przez  $u_p$ . Mamy

$$\begin{aligned} n[\varepsilon_p - v_F u_p - \mu] &= n^0[\varepsilon_p - \mu] + \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} (-v_F u_p) \\ &= n_p^0 + \delta n_p = n_p^0 + \delta(\varepsilon_p - \mu) v_F u_p \end{aligned} \quad (3.5)$$

wobec tego

$$\delta n_p = \delta(\varepsilon_p - \mu) v_F u_p \quad (3.6)$$

i ostatecznie równanie na  $u_p$  ma postać

$$(\mathbf{q}v_p - \omega) u_p + \mathbf{q}v_p \sum_{p'} f_{pp'} \delta(\varepsilon_{p'} - \mu) u_{p'} = 0. \quad (3.7)$$

Wprowadzamy współrzędne sferyczne  $(\Theta, \varphi)$  z osią biegunową równoległą do  $\mathbf{q}$  oraz oznaczamy przesunięcie przez  $u(\Theta, \varphi, \sigma)$ , gdzie  $\sigma$  jest zmienną spinową.

Wprowadzamy również wielkość bezwymiarową

$$s = \frac{\omega}{qv_F} = \frac{\tilde{v}}{v_F}, \quad (\tilde{v} = \omega/q) \quad (3.8)$$

i bezwymiarowe współczynniki opisujące oddziaływanie

$$F_i^{s(\omega)} = \frac{Vm^* p_F}{\pi^2 \hbar^3} f_i^{s(\omega)}, \quad v_F = \frac{p_F}{m^*}. \quad (3.9)$$

Współczynniki  $f_l$  pojawiają się w rozwinięciu  $f_{pp'}$  na funkcje kuliste. Znaczkii „s” i „a” oznaczają symetryczną i antysymetryczną część  $f_{pp'}$  ze względu na zmienne spinowe.

Równanie (3.7) ma postać

$$(\cos \Theta - s)u + \frac{\cos \Theta}{2} \int F(\chi) u \frac{d\Omega}{\pi} = 0, \quad (3.10)$$

gdzie  $\chi$  jest kątem między kierunkami zadanymi przez  $(\Theta, \varphi)$  i  $(\Theta', \varphi')$  (p. wzory (9.1) i (9.5)).

#### 4. Zerowy dźwięk

Rozpatrzmy obecnie możliwie najprostszy przykład rozwiązania (3.10). Zakładamy mianowicie, że  $f_{pp'}$  jest stałe. Wtedy tylko jedna składowa  $F(\chi)$ , mianowicie  $F_0^{(s)} = F_0$ , jest różna od zera.

Szukamy rozwiązania (3.10) postaci

$$u(\Theta, \varphi) = c \frac{\cos \Theta}{s - \cos \Theta} \quad (4.1)$$

i po wstawieniu do (3.10) mamy

$$\cos \Theta - \frac{\cos \Theta}{2} F_0 \sum_{\sigma} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \Theta'}{s - \cos \Theta'} \frac{\sin \Theta' d\Theta' d\varphi}{4\pi} = 0. \quad (4.2)$$

Wyliczamy występującą tu całkę

$$- \int_0^{\pi} \frac{\cos \Theta d \cos \Theta}{s - \cos \Theta} = \int_{-1}^1 \frac{x dx}{s - x} = s \ln \frac{s+1}{s-1} - 2, \quad (4.3)$$

i otrzymujemy ostatecznie równanie dyspersji

$$\frac{1}{F_0} = \frac{s}{2} \ln \frac{s+1}{s-1} - 1. \quad (4.4)$$

Rozwiązanie tego równania daje nam ostatecznie prędkość zerowego dźwięku  $\tilde{v} = v_F s$ . Jak widać z postaci równania (4.4), dla sił odpychania ( $F_0 > 0$ ) mamy rzeczywisty pierwiastek  $s > 1$  (tzn. nie występuje tłumienie) i wobec tego  $\tilde{v} > v_F$ .

W granicy słabego sprzężenia ( $F_0 \ll 1$  albo  $F_0 \rightarrow 0_+$ ) mamy

$$s \ln \frac{s+1}{s-1} \rightarrow \infty, \quad s \rightarrow 1, \quad \tilde{v} \rightarrow v_F. \quad (4.5)$$

W granicy silnego sprzężenia ( $F_0 \gg 0$ ) posługujemy się rozwinięciem

$$\ln \frac{s+1}{s-1} = 2 \sum_{n/1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)s^{2n-1}} = \frac{2}{s} + \frac{2}{3s^3} + \dots \quad (4.6)$$



Wtedy (4.4) można przepisać w postaci

$$\frac{1}{3s^2} = \frac{1}{F_0}, \quad s \sim \sqrt{\frac{F_0}{3}} \quad (4.7)$$

W granicy słabego sprzężenia ruch kolektywny obejmuje tylko małą ilość kwazicząstek poruszających się z prędkością  $\tilde{v} \sim v_F$  (słabe wybrzuszenie powierzchni Fermiego). W przypadku bardzo silnego sprzężenia ruch powierzchni Fermiego jest translacją wzdłuż wektora  $\mathbf{q}$  ( $\tilde{v} \approx v_F \sqrt{F_0/3}$ ).

Dla sił przyciągania ( $F_0 < 0$ ) mamy dwie możliwości:

a)  $-1 < F_0 < 0$ , słabe przyciąganie (w szczególności  $1/F_0 \ll -1$ ), pierwiastki równania są zespolone a rozwiązanie opisuje silne tłumienie, tzw. tłumienie Landaua.

b)  $F_0 < -1$ , silne przyciąganie (w szczególności  $1/F_0 \sim 0_-$ ), wzbudzenia są niestabilne w związku z narastającymi fluktuacjami.

Dla  $F_0 = -1$  mamy  $s = 0$  czyli  $\tilde{v} = 0$ .

Z równania (4.1) widzimy, że amplituda zerowego dźwięku  $u$  jest rozbieżna dla  $s = \cos \Theta$ , tzn. gdy  $\omega = \mathbf{q}\mathbf{v}_F$ . Właśnie ta osobliwość amplitudy jest przyczyną występowania tłumienia Landaua. Mechanizm tłumienia jest następujący. Rozpatrzmy cząstkę o pędzie  $\mathbf{p}$ , dla której

$$\mathbf{q}\mathbf{v}_p = \mathbf{q}\hat{\mathbf{q}}\mathbf{v}_p = \omega, \quad |\hat{\mathbf{q}}| = 1. \quad (4.8)$$

Stąd wielkość  $\omega/q = \tilde{v} = \hat{\mathbf{q}}\mathbf{v}_p$  jest prędkością fazową wzbudzenia kolektywnego. Kwazicząstka porusza się razem z biegnącym wzbudzeniem kolektywnym. Wobec tego możliwy jest przekaz energii między kwazicząstką a tym wzbudzeniem. Jeśli prędkość kwazicząstki jest nieco mniejsza od prędkości rozchodzenia się kolektywnej „fali“, to kwazicząstka będzie otrzymywała od niej energię, co prowadzi do tłumienia właśnie tzw. tłumienia Landaua.

Warto podkreślić, że dla  $s < 1$  tłumienie spowodowane zderzeniami jest do pominięcia w porównaniu z tłumieniem Landaua, które, jak widzieliśmy, ma specyficzny mechanizm powstawania. Z mikroskopowego punktu widzenia tłumienie Landaua jest dla małych  $q$  procesem rozpadu wzbudzenia kolektywnego na parę „cząstka“-„dziura“ o pędach  $\mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{q}/2$ .

Jak zaznaczyliśmy uprzednio, zerowy dźwięk został wykryty w  $\text{He}^3$  doświadczalnie w r. 1966 przez Abela, Andersona i Wheatleya [5], co było pięknym potwierdzeniem teorii Landaua. Znalezione, że prędkość zerowego dźwięku, przy ciśnieniu 0,25 atm., wynosi 187,2 m/sek.

## 5. Pierwszy dźwięk

Rozpatrzmy teraz przypadek  $\omega \ll \nu$  ( $\omega\tau \ll 1$ ), tzn. przedział dla  $\nu$ , w którym dominują zderzenia, albo tzw. przedział hydrodynamiczny. W tym przypadku musimy do równania kinetycznego dodać „całkę zderzeń“. Zderzenia między cząstkami dążą do tego, by utrzymać stan, w którym deformacja powierzchni Fermiego jest bardzo mała.

Zakładamy, że w granicy małych częstości amplituda  $u$  zawiera w rozłożeniu na funkcje kuliste tylko człony dla  $l = 0$  i  $l = 1$ .

Tak więc w szczególnym przypadku drgań podłużnych ( $m = 0$ )

$$u(\Theta) = a + b \cos \Theta. \quad (5.1)$$

Można pokazać, że przyjęcie  $u$  w postaci (5.1) odpowiada drganiom gęstości z jednoczesnym przesunięciem cieczy jako całości. Na szczęście zderzenia nie zmieniają składowych dla  $l = 0$  i dla  $l = 1$  (czyli  $a$  i  $b$ ), tak więc całka zderzeń po prawej stronie (3.10) może być znowu pominięta. Należy jednak zaznaczyć, że gdyby rozwinięcie (5.1) zawierało człony dla  $l > 1$ , to całkę zderzeń należałoby uwzględnić.

Równanie (3.10) daje

$$(\cos \Theta - s)(a + b \cos \Theta) + \frac{\cos \Theta}{4\pi} \int (F_0 + F_1 \cos \Theta \cos \Theta') \times \\ \times (a + b \cos \Theta') \sin \Theta' d\Theta' d\varphi = 0. \quad (5.2)$$

Przyrównując do zera współczynniki przy  $P_0(\cos \Theta)$  i  $P_1(\cos \Theta)$  otrzymujemy

$$l = 0, \quad -\omega a + \frac{qv_F}{2} \left[ 1 + \frac{F_1^{(s)}}{3} \right] b = 0, \\ l = 1, \quad -\omega b + qv_F [1 + F_0^{(s)}] a = 0. \quad (5.3)$$

Mamy tu układ równań jednorodnych dla  $a$  i  $b$ . Nietrywialne rozwiązanie otrzymujemy, gdy

$$\omega^2 = q^2 \frac{v_F^2}{3} \left[ 1 + F_0^{(s)} \right] \left[ 1 + \frac{F_1^{(s)}}{3} \right], \\ \omega = c_1 q = \tilde{v}_1 q, \quad (5.4)$$

gdzie  $c_1$  jest prędkością dźwięku, pierwszego dźwięku.

Rozpatrzmy szczególny przypadek

$$F_0^{(s)} = F_0, \quad F_1^{(s)} = 0. \quad (5.5)$$

Mamy wtedy

$$s = s_1 = \frac{\omega}{qv_F} = \frac{\tilde{v}_1}{v_F} = \sqrt{\frac{1 + F_0}{3}}, \\ \tilde{v}_1^2 = c_1^2 = \frac{p_F^2}{(m^*)^2} \frac{1 + F_0}{3}. \quad (5.6)$$

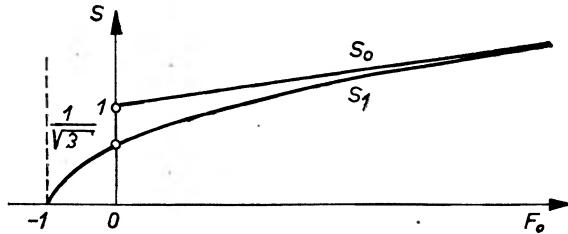
Prędkość pierwszego dźwięku może być znaleziona na innej, niezależnej drodze przy skorzystaniu ze wzoru  $c_1^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \rho}$  (p. uwaga w § 9).

Porównajmy teraz prędkości zerowego i pierwszego dźwięku tzn.  $\tilde{v}_0$  i  $\tilde{v}_1$  jako funkcji  $F_0$ . Ze wzorów (4.5), (4.7) i (5.6) mamy:

$$a) \quad F_0 \gg 1, \quad \tilde{v}_0/v_F \sim \sqrt{F_0/3} \sim \tilde{v}_1/v_F,$$

- b)  $F_0 \ll 1$ ,  $\tilde{v}_0/v_F = 1$ ,  $\tilde{v}_1/v_F \approx 1/\sqrt{3}$ ,  
 c)  $F_0 = 0$ ,  $\tilde{v}_0/v_F = 1$ ,  $\tilde{v}_1/v_F = 1/\sqrt{3}$ ,  
 d)  $F_0 \rightarrow -1$ ,  $\tilde{v}_0$  nie istnieje,  $\tilde{v}_1/v_F \rightarrow 0$ .

Na rys. 1 została wykreślona zależność  $s_0 = \tilde{v}_0/v_F$  i  $s_1 = \tilde{v}_1/v_F$  od  $F_0$ .



Rys. 1

Jak widać, w przedziale  $-1 < F_0 < 0$  pierwszy dźwięk istnieje, natomiast dźwięk zerowy jest tłumiony.

## 6. Wzбудzenia elementarne w układach neutralnych i naładowanych

W paragrafie tym omówimy rezultaty odnoszące się do spektrum energetycznego układu fermionów, ale otrzymane nie na gruncie teorii cieczy Fermiego. Podamy tu również wyniki dla przypadku cząstek naładowanych, ponieważ chcemy podkreślić różnice między nienaładowaną i naładowaną cieczą Fermiego.

Rozpatrzmy na początku układ nieoddziałujących cząstek Fermiego. Energia odpowiadająca przejściu

$$p \rightarrow p + q$$

dana jest wzorem

$$\omega_{pq}^0 = \frac{(p+q)^2}{2m} - \frac{p^2}{2m} = \frac{qp}{m} + \frac{q^2}{2m}. \quad (6.1)$$

Spektrum (6.1), tzw. jednocząstkowe, opisujące wzбудzenia „cząstka“-„dziura“ o pędzie  $q$  jest ciągłą funkcją  $q$ . Dla cząstek przy powierzchni Fermiego tzn. dla  $p = p_F$  częstość  $\omega_{pq}^0$  jest równa zero albo dla  $q = 0$ , albo dla  $q = 2p_F$  (w tym drugim przypadku  $q$  jest antyrównoległe do  $p$ ). Dlatego  $\omega_{pq}^0$  leży w dwu przedziałach:

1) dla  $q < 2p_F$

$$0 \leq \omega_{pq}^0 \leq \frac{qp_F}{m} + \frac{q^2}{2m}, \quad (6.2)$$

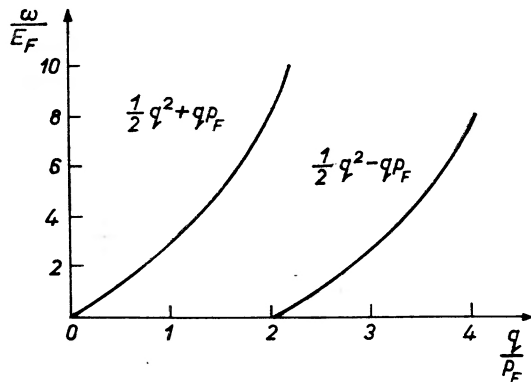
2) dla  $q > 2p_F$

$$-\frac{qp_F}{m} + \frac{q^2}{2m} \leq \omega_{pq}^0 \leq \frac{qp_F}{m} + \frac{q^2}{2m}. \quad (6.3)$$

Wspólny obszar leży wobec tego wobec dwoma krzywymi (rys. 2).

W przypadku oddziałujących cząstek Fermiego energię wzbudzeń elementarnych znajdujemy z równania dyspersyjnego Bohma-Pinesa

$$1 = v(q) \frac{q^2}{m} \sum_{p < p_F} \frac{1}{\left(\omega_q - \frac{qp}{m}\right)^2 - \frac{q^2}{4m^2}}. \quad (6.4)$$

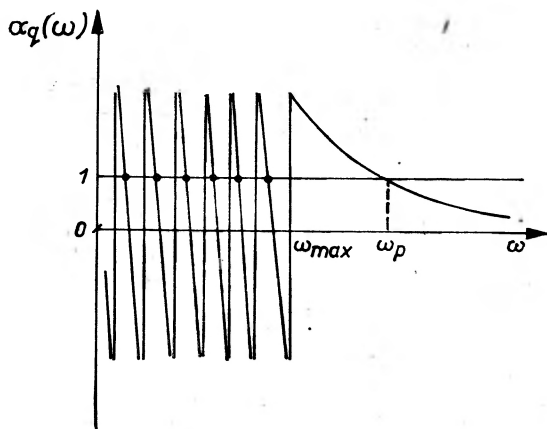


Rys. 2

Jeśli rozpatrujemy fermiony naładowane, to specjalna postać transformaty fourierowskiej  $v(q) = 4\pi e^2/q^2$  dla potencjału kulombowskiego prowadzi do zniesienia się czynnika  $q^2$  przed sumą we wzorze (6.4). Powoduje to specyficzną zależność  $\omega$  od  $q$  (którą można obliczyć stosunkowo prosto dla małych  $q$ , tzn. przy  $q \sim 0$ ). Dla oddziaływania kulombowskiego równanie dyspersyjne ma postać

$$1 = \frac{4\pi e^2}{m} \sum_{p < p_F} \frac{1}{\left(\omega_q - \frac{qp}{m}\right)^2 - \frac{q^2}{4m^2}} \equiv \alpha_q(\omega). \quad (6.5)$$

Wykres funkcji  $\alpha_q(\omega)$  dany jest na rys. 3.



Rys. 3

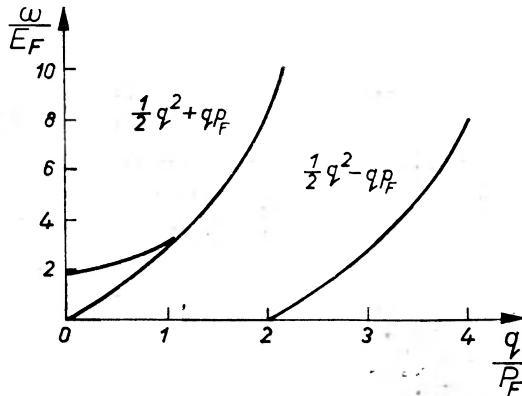
Rys. 3 wykonany jest dla przypadku układu „w pudle“, gdy pędy i częstotliwości  $\omega$  są dyskretne. Wtedy przecięcie funkcji  $\alpha$  z linią prostą  $\text{const.} = 1$  daje pierwiastki równania (6.5) dla dyskretnej wartości  $q$  i  $\omega$ . Jeśli z wymiarami pudła dążymy do nieskończoności, wtedy punkty przecięcia (dla  $\omega < \omega_{\text{max}}$ ) dążą do ciągłego spektrum wzbudzeń jednocząstkowych „cząstka“-„dziura“.

Po prawej stronie wykresu na rys. 3 widzimy pojedynczy pierwiastek w punkcie  $\omega_p \gg \omega_{\text{max}}$ . Pierwiastek ten opisuje nowe wzbudzenia, kolektywne, tzw. drgania plazmy o częstotści

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}} \quad (6.6)$$

(następny, opuszczony, człon pod pierwiastkiem postaci  $\frac{3v_F^2}{10\omega_p} q^2$  daje słabą zależność częstotści od  $q$ ).

Dla cząstek naładowanych oddziałujących po kulombowsku mamy spektrum wzbudzeń elementarnych przedstawione na rys. 4. Jak widać z rys. 4, plazmony



Rys. 4

łączą się ze spektrum ciągłym. Rozpadają się one wtedy na wzbudzenia jednocząstkowe „cząstka“-„dziura“ przy  $q_c = \omega_p/v_F$ . Ponieważ  $\hbar\omega_p/E_F \sim 2 \div 3$  ( $E_F$  — energia Fermiego), to drgania kolektywne typu drgań plazmy (istniejące tylko dla  $q < q_c$ ) wzbudzają się trudno. Poniżej istnieją tylko wzbudzenia „cząstka“-„dziura“ podobnie, jak dla cząstek swobodnych.

Chociaż rezultaty Bohma–Pinesa otrzymano w modelu tzw. słabego sprzężenia, rezultaty są zgodne z danymi doświadczalnymi. Kryterium czy mamy do czynienia ze słabym, czy silnym sprzężeniem związane jest z wielkością promienia  $r_s$  zdefiniowanego przez

$$\frac{4}{3} \pi r_s^3 = \frac{V}{N} = v, \quad (6.7)$$

gdzie  $v$  jest objętością przypadającą na jedną cząstkę. Do teorii wchodzi „stała sprzężenia“  $\lambda \sim r_s$ . Tak więc dla  $r_s \ll 1$  mamy do czynienia z modelem słabego

sprężenia albo dużej gęstości. Dla metali znajdujemy  $2 < r_s < 5,5$  i  $r_s$  nie jest małe. Okazuje się jednak w praktyce, że dla  $r_s \sim 2$  otrzymuje się poprawne rezultaty w ramach modelu dużej gęstości.

Tak więc otrzymaliśmy dla cząstek naładowanych oddziałujących po kulombowsku, dla odpowiednio małych  $q$ , drgania kolektywne zwane drganiami plazmy. Powstają one dzięki sile pochodzącej od samouzgodnionego pola wszystkich elektronów. Poruszające się elektrony usiłują doprowadzić do ekranowania (o ekranowaniu statycznym i dynamicznym, p. § 7) ładunków w plazmie. Prowadzi to w konsekwencji do drgań w pobliżu stanu neutralnego, ponieważ dla stabilności układu cząstek naładowanych zakłada się występowanie ładunku przeciwnego znaku rozmieszczonego w układzie jednorodnie.

Podobna sytuacja ma miejsce w przypadku zerowego dźwięku w układach cząstek nienaładowanych. Mianowicie, gdy układ jest w stanie równowagi średnia siła działająca na cząstkę, będąca rezultatem pola samouzgodnionego, jest równa zeru. Gdy układ jest wytrącany z równowagi, średnia siła zaczyna być różna od zera i działa w kierunku ustanowienia z powrotem równowagi.

Tak więc drgania plazmy w układach cząstek naładowanych i zerowy dźwięk w układach cząstek neutralnych mają tę samą przyczynę powstawania. Mianowicie w obu przypadkach mamy do czynienia z polem samouzgodnionym, które dąży do odbudowania stanu równowagi.

W przypadku pierwszego dźwięku mechanizm powstawania wzbudzeń był inny, ponieważ równowaga następowała na skutek częstych zderzeń. Natomiast w przypadku zerowego dźwięku zwiększenie liczby zderzeń prowadzi do naruszenia pola samouzgodnionego, a tym samym do tłumienia zerowego dźwięku.

## 7. Naładowana ciecz Fermiego

Przykładem naładowanej cieczy Fermiego jest układ oddziałujących elektronów. Układ taki będzie stabilny, jeśli ładunek elektronów będzie skompensowany stałym ładunkiem dodatnim o gęstości równej średniej gęstości elektronów. Model taki nazywamy też plazmą kwantową.

Uogólnienie teorii Landaua na przypadek naładowanych cząstek Fermiego było podane przez Silina [6] w latach 1957-58.

Przyczyną trudności w rozpatrywaniu układu cząstek naładowanych jest postać transformaty Fouriera dla oddziaływania kulombowskiego

$$v(q) = \frac{4\pi e^2}{q^2}. \quad (7.1)$$

Czynnik  $1/q^2$  jest przyczyną powstawania rozbieżności różnych rzędów.

Na szczęście, na skutek ekranowania efektywne oddziaływanie elektron-elektron nie jest w układzie wielu cząstek oddziaływaniem dalekozasięgowym.

Najprostszym modelem ekranowania jest ekranowanie statyczne dodatkowego ładunku dodanego do układu. Załóżmy, że ładunek ten spoczywa w środku

układu współrzędnych. Polaryzuje on układ, co prowadzi do ładunku polaryzacyjnego  $e\langle\varrho(\mathbf{r})\rangle$ . Efektywny potencjał  $\varphi$  wywołany przez sumaryczny ładunek spełnia równanie Poissona

$$\nabla^2\varphi(\mathbf{r}) = -4\pi[z\delta(\mathbf{r}) + e\langle\varrho(\mathbf{r})\rangle]. \quad (7.2)$$

Potencjał chemiczny wyjściowego układu Fermionów równy jest energii Fermiego  $\varepsilon_F^0$  i związany jest z całkowitą ilością cząstek wzorem

$$N = \frac{(2m\varepsilon_F^0)^{3/2}}{3\pi^2}. \quad (7.3)$$

W przypadku dodatkowej cząstki potencjał chemiczny jest wielkością lokalną, tzn. zależy od położenia

$$\varepsilon_F(\mathbf{r}) = \varepsilon_F^0 - e\varphi(\mathbf{r}). \quad (7.4)$$

W przybliżeniu Thomasa-Fermiego do wzoru (7.3) wstawia się lokalny potencjał  $\varepsilon_F(\mathbf{r})$  dany wzorem (7.4). Prowadzi to do lokalnej gęstości ładunku, która daje ładunek polaryzacyjny

$$e\langle\varrho(\mathbf{r})\rangle = \frac{3}{2} \frac{N e^2 \varphi(\mathbf{r})}{\varepsilon_F^0}. \quad (7.5)$$

Tak więc biorąc pod uwagę (7.5) równanie (7.2) przybiera postać

$$(\nabla^2 + \lambda_{FT}^2)\varphi(\mathbf{r}) = -4\pi z\delta(\mathbf{r}), \quad (7.6)$$

$$\lambda_{FT} = \left( \frac{\varepsilon_F^0}{6\pi N e^2} \right)^{1/2},$$

gdzie  $\lambda_{FT}$  jest tzw. parametrem ekranowania Thomasa-Fermiego. Rozwiązanie równania (7.6) ma postać

$$\varphi(r) = \frac{z}{r} e^{-r/\lambda_{FT}} \quad (7.7)$$

a jego transformata Fouriera

$$v(q) = \frac{4\pi z}{q^2 + q_{FT}^2}, \quad q_{FT} = \lambda_{FT}^{-1}. \quad (7.8)$$

Ekranowanie prowadzi do potencjału krótkozasięgowego o zasięgu ekranowania  $\lambda_{FT}$ . Transformata fourierowska (7.8) zostaje skończona dla  $q \rightarrow 0$  w przeciwieństwie do transformaty (7.1).

Poruszający się elektron jest otoczony przez „ekranującą jamę“. Jest ona unoszona ze sobą przez elektron, ale posiada pewną bezwładność. Ta bezwładność prowadzi do tego, że tzw. ekranowanie dynamiczne różni się istotnie od ekranowania statycznego nieruchomego ładunku.

Rozpatrzmy ekranowanie dynamiczne powstające przy wprowadzeniu do plazmy dodatkowego ładunku z poruszającego się z prędkością  $V_e$ . Gęstość tego ładunku ma postać

$$z\varrho_e(\mathbf{r}, t) = z\delta(\mathbf{r} - \mathbf{V}_e t). \quad (7.9)$$

Dodatkowy ładunek polaryzuje elektrony w swoim sąsiedztwie. Tak więc ładunek polaryzacyjny  $e\langle\rho(r, t)\rangle$  jest funkcją czasu, a efektywny potencjał spełnia równanie Poissona

$$\nabla^2\varphi(\mathbf{r}, t) = -4\pi[z\delta(\mathbf{r}-\mathbf{V}_e t) + e\langle\rho(\mathbf{r}, t)\rangle], \quad (7.10)$$

które w składowych Fouriera ma postać

$$\varphi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{4\pi}{q^2} [z2\pi\delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{V}_e) + e\langle\rho(\mathbf{r}, t)\rangle]. \quad (7.11)$$

Przy pomocy tego równania musimy wyznaczyć również gęstość  $e\langle\rho(\mathbf{q}, \omega)\rangle$ , która opisuje dynamiczne ekranowanie. Tak więc procedura wyznaczania ładunku polaryzacyjnego jest o wiele bardziej skomplikowana niż w przypadku ekranowania statycznego. Ażeby obliczyć ekranowanie dynamiczne, wygodnie jest wprowadzić tzw. funkcję dielektryczną  $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$  (p. niżej).

Zakładamy teraz bardziej ogólnie, że na układ działa zewnętrzne pole elektryczne  $\mathbf{D}(r, t)$ . Pole to jest wywołane przez dodatkowe ładunki elektryczne wprowadzone do gazu. Gęstość tych ładunków  $z\rho_e(r, t)$  jest dana. Stąd mamy dla  $\mathbf{D}$

$$\operatorname{div}\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi z\rho_e(\mathbf{r}, t). \quad (7.12)$$

Zewnętrzne pole  $\mathbf{D}$  polaryzuje układ, co prowadzi do ładunku polaryzacyjnego  $e\langle\rho(r, t)\rangle$ . Ładunek ten jest źródłem pola  $\mathbf{E}_p$ , wobec tego

$$\operatorname{div}\mathbf{E}_p = 4\pi e\langle\rho(\mathbf{r}, t)\rangle. \quad (7.13)$$

Całkowite pole elektryczne działające na system jest

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p + \mathbf{D} \quad (7.14)$$

i wtedy

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\{z\rho_e(\mathbf{r}, t) + e\langle\rho(\mathbf{r}, t)\rangle\}. \quad (7.15)$$

Związki (7.12) i (7.15) mają w składowych fourierowskich postaci

$$\begin{aligned} i\mathbf{q}\mathbf{D}(\mathbf{q}, \omega) &= 4\pi z\rho_e(\mathbf{q}, \omega), \\ i\mathbf{q}\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) &= 4\pi\{z\rho_e(\mathbf{q}, \omega) + e\langle\rho(\mathbf{q}, \omega)\rangle\}. \end{aligned} \quad (7.16)$$

Zakładamy, że  $\mathbf{E}||\mathbf{D}$  i zapisujemy w postaci

$$\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega) = \mathbf{D}(\mathbf{q}, \omega)/\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \quad (7.17)$$

$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$  nazywamy funkcją dielektryczną. Jest ona uogólnieniem pojęcia statycznej stałej dielektrycznej. Z (7.16) i (7.17) mamy

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{i4\pi e\langle\rho\rangle}{\mathbf{q}\mathbf{E}}. \quad (7.18)$$

Przy pomocy funkcji dielektrycznej możemy wyrazić np. ładunek polaryzacyjny występujący w równaniu (7.11)

$$e\langle\rho(\mathbf{q}, \omega)\rangle = \left\{ \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} - 1 \right\} z2\pi\delta(\omega - \mathbf{q}\mathbf{V}_e). \quad (7.19)$$



## 8. Makroskopowe równania transportu. Równania Landaua–Silina

Zakładamy, że podobnie jak w przypadku układu cząstek nienaładowanych można przyjąć

$$n_p(\mathbf{r}, t) = n_p^0 + \delta n_p(\mathbf{r}, t) \quad (8.1)$$

$\delta n_p$  jest różne od zera jedynie w sąsiedztwie powierzchni Fermiego, gdzie pojęcie kwazicząstki jest dobrze określone.

Obecnie procedura rozłożenia  $E[n_p(\mathbf{r}, t)]$  względem potęg  $\delta n_p$  natrafia na trudności ze względu na nieskończony zasięg oddziaływania kulombowskiego.

W roku 1957 Silin [6] pokazał, jak trudności te można ominąć. Mianowicie, w sformułowaniu teorii należy wziąć pod uwagę tworzenie się ekranującej chmury elektronów. Musi być ona rozpatrzona w sposób samouzgodniony, tzn. jako skutek działania dodatkowego pola elektrycznego.

Rozpatrzmy oddziaływanie pobudzonej cząstki z polem pochodzącym od pozostałych cząstek. Odchylenie od równowagi prowadzi do średniej fluktuacji gęstości

$$\langle \rho(\mathbf{r}, t) \rangle = \sum_p \delta n_p(\mathbf{r}, t) \quad (8.2)$$

i w konsekwencji do pola elektrycznego  $E_p$  zdefiniowanego związkiem

$$\operatorname{div} E_p = 4\pi e \sum_p \delta n_p(\mathbf{r}, t) \quad (8.3)$$

albo w składowych fourierowskich

$$\begin{aligned} i\mathbf{q}E_p(\mathbf{q}, \omega) &= 4\pi e \sum_p \delta n_p, \\ E_p(\mathbf{q}, \omega) &= -i\mathbf{q} \frac{4\pi e}{q^2} \sum_p \delta n_p. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Wektor  $E_p$  ze względu na swoje pochodzenie wyraża oddziaływanie między kwazicząstkami. Rozpatruje się go jednak jako dodatkowe pole zewnętrzne ekranujące pole pochodzące od dowolnej kwazicząstki. Dzięki temu lokalną energię można teraz zapisać jak uprzednio

$$\bar{\varepsilon}_p(\mathbf{r}) = \varepsilon_p + \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'}(\mathbf{r}), \quad (8.5)$$

gdzie  $f_{pp'}$  jest regularną funkcją przy  $q \rightarrow 0$ , ponieważ opisuje oddziaływanie ekranowe, krótkozasięgowe.

Obecnie zgodnie z wzorami (2.9) dla „zewnętrznego“ pola dodajemy do równania kinetycznego człon

$$eV_p n E_p = e \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_p} v_p E_p = -e E_p v_p \delta(\varepsilon_p - \mu) \quad (8.6)$$

i otrzymujemy

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_p + \mathbf{v}_p \nabla_r \delta n_p + \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu) \sum_{p'} f_{pp'} \nabla_r \delta n_{p'} - e \mathbf{E}_p \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu) = 0. \quad (8.7)$$

W składowych fourierowskich

$$i(\mathbf{q} \mathbf{v}_p - \omega) \delta n_p + i \mathbf{q} \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu) \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'} - e \mathbf{E}_p \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu) = 0. \quad (8.8)$$

Wyrażamy  $\mathbf{E}_p$  przy pomocy (8.4) i otrzymujemy

$$(\mathbf{q} \mathbf{v}_p - \omega) \delta n_p + \mathbf{q} \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu) \sum_{p'} \left( f_{pp'} + \frac{4\pi e^2}{q^2} \right) \delta n_{p'} = 0. \quad (8.9)$$

Otrzymujemy równanie, w którym nie ma zewnętrznego pola ekranującego, ale występuje oddziaływanie między cząstkami postaci

$$\frac{4\pi e^2}{q^2} + f_{pp'}. \quad (8.10)$$

Jak widać, jest ono dla cząstek naładowanych osobliwe dla  $q \rightarrow 0$ . Trudność ta została pokonana w ten sposób, że człon dający osobliwość został wyłączony z wyrażenia na oddziaływanie między kwazicząstkami, tak że nie występuje w (8.5), i jest rozpatrzony przy pomocy uśrednionego pola (będącego wynikiem polaryzacji) działającego na elektron. Pozostała we wzorze (8.5) część oddziaływania  $f_{pp'}$  jest, jak już zaznaczyliśmy, nieosobliwa przy  $q \rightarrow 0$ .

Rozpatrzmy jeszcze zewnętrzne, dodatkowo włączone pole elektryczne  $\mathbf{D}$ . Prowadzi ono do dodatkowego członu w równaniu kinetycznym

$$e \mathbf{D} \nabla_p n_p^0 = e \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} \mathbf{D} \nabla_p \varepsilon_p = -e \mathbf{D} \mathbf{v}_p \delta(\varepsilon_p - \mu). \quad (8.11)$$

Jeśli położymy  $\mathbf{E}_p + \mathbf{D} = \mathbf{E}$ , otrzymamy równanie Landaua-Silina (8.7) z wektorem  $\mathbf{E}$  zamiast  $\mathbf{E}_p$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta n_p + \mathbf{v}_p \nabla_r \delta n_p + \mathbf{v}_p \left\{ \sum_{p'} f_{pp'} \nabla_r \delta n_{p'} - e \mathbf{E} \right\} \delta(\varepsilon_p - \mu) = 0. \quad (8.12)$$

## 9. Własności makroskopowe

Teoria cieczy Fermiego pozwala na obliczenie takich wielkości makroskopowych dla  $\text{He}^3$  jak ciepło właściwe, podatność spinowa, ściśliwość. Oblicza się je z teorii oddziałujących kwazicząstek. Ponieważ są one zdefiniowane jedynie dla pędów w pobliżu powierzchni Fermiego, dlatego dla końcowych rezultatów istotna jest znajomość postaci oddziaływania dla  $|\mathbf{p}| \sim |\mathbf{p}'| \sim p_F$  czyli  $f(\chi)$ , gdzie

$$\cos \chi = \cos \Theta \cos \Theta' + \sin \Theta \sin \Theta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (9.1)$$

W najogólniejszym przypadku  $f$  opisuje oddziaływanie zależne również od

spinów. W przypadku, gdy nie ma zewnętrznego pola magnetycznego, oddziaływanie to może być przyjęte w postaci

$$f_{p\sigma, p'\sigma'} = f(p, p') + \psi(p, p') \sigma \sigma'. \quad (9.2)$$

Dla spinów równoległych i antyrównoległych mamy odpowiednio

$$\begin{aligned} f_{p,\sigma;p',\sigma} &= f_{pp'}^{\uparrow\uparrow} = f_{pp'}^{(s)} + f_{pp'}^{(a)}, \\ f_{p,\sigma;p,-\sigma} &= f_{pp'}^{\uparrow\downarrow} = f_{pp'}^{(s)} - f_{pp'}^{(a)}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

tak, że

$$\begin{aligned} f^{\uparrow\uparrow} &= f + \psi, & f^{\uparrow\downarrow} &= f - \psi, \\ f &= \frac{f^{\uparrow\uparrow} + f^{\uparrow\downarrow}}{2} = f^{(s)}, & \psi &= \frac{f^{\uparrow\uparrow} - f^{\uparrow\downarrow}}{2} = f^{(a)}. \end{aligned} \quad (9.4)$$

Gdy funkcja opisująca oddziaływanie zależy tylko od kąta  $\chi$ , może być ona rozłożona na wielomiany Legendre'a

$$f_{pp'}^{s(a)} = \frac{\pi^2 \hbar^3}{m^* p_F V} F(\chi) = \frac{\pi^2 \hbar^3}{m^* p_F V} \sum_{l=0}^{\infty} F_l^{s(a)} P_l(\cos \Theta). \quad (9.5)$$

We wzorze tym pojawia się parametr  $m^*$ , tzw. masa efektywna kwazicząstki zdefiniowana wzorem

$$\left( \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial p} \right)_{p=p_F} = v_F = \frac{p_F}{m^*}. \quad (9.6)$$

Masa efektywna  $m^*$  związana jest z masą cząstki  $m$  wzorem podanym przez Landaua

$$\begin{aligned} \frac{1}{m} &= \frac{1}{m^*} + \frac{p_F}{2(2\pi)^3} S p_\sigma S p_{\sigma'} \int F(\chi) \cos \chi d\Omega, \\ d\Omega &= 2\pi \sin \chi d\chi. \end{aligned} \quad (9.7)$$

Z drugiej strony korzystając z niezmienniczości teorii względem przekształcenia Galileusza Landau pokazał, że

$$\begin{aligned} \frac{1}{m} &= \frac{1}{m^*} + \frac{F_1^{(s)}}{3m^*}, \\ m^* &= m \left( 1 + \frac{F_1^{(s)}}{3} \right). \end{aligned} \quad (9.8)$$

Wzory te łączą ze sobą dwa ważne parametry  $m^*$ ,  $F_1^{(s)}$  wprowadzone do teorii z zewnątrz.

Parametr  $m^*$  możemy znaleźć z pomiarów ciepła właściwego. Mianowicie

$$c_V = \frac{m^* p_F}{3\hbar^3} k_B^2 \Theta. \quad (9.9)$$

Ścisłość wyraża się wzorem

$$\varkappa = \frac{1}{N \varrho} \frac{V m^* p_F}{\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{1 + F_0^{(s)}} = \frac{m^* p_F}{N^2 \pi^2 \hbar^3} \frac{1}{1 + F_0^{(s)}}. \quad (9.10)$$

Jest ona związana z prędkością pierwszego dźwięku wzorem

$$c_1^2 = \tilde{v}_1^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \varrho} = \frac{1}{\kappa m \varrho} = \frac{p_F^2}{3mm^*} \frac{(1+F_0^{(s)})}{3}, \quad \frac{N}{V} = \varrho = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{p_F}{\hbar} \right)^3. \quad (9.11)$$

We wzorze (9.11)  $c_1^2$  jest wyliczone wprost ze związku  $c_1^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \varrho}$ . Różni się ono nieco od  $c_1^2$  danego przez (5.6), a wyliczonego przy pomocy równania (3.10).

Widzimy, że jeżeli znamy  $m^*$  z pomiarów  $c_v$  i znamy prędkość pierwszego dźwięku, to możemy wyliczyć

$$F_0 = \frac{3mm^* c_1^2}{p_F^2} - 1, \quad (9.12)$$

$$F_1 = 3 \left( \frac{m^*}{m} - 1 \right).$$

W końcu dla podatności spinowej mamy

$$\chi_p = \frac{m^* p_F}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\beta^2}{1+F_0^{(a)}}, \quad \beta = \frac{e\hbar}{2mc}. \quad (9.13)$$

Powiedzieliśmy uprzednio, że  $m^*$  możemy znaleźć z pomiarów ciepła właściwego. Jest to prawda jedynie dla  $\text{He}^3$ , tzn. dla nienaładowanej cieczy Fermiego. W przypadku realnej naładowanej cieczy Fermiego, tzn. elektronów w metalu, sytuacja komplikuje się na skutek oddziaływania z drganiami sieci tzn. elektron-fonon. Oddziaływanie to nie zmienia podatności spinowej ani ściśliwości, powoduje natomiast zmianę ciepła właściwego. Wobec tego  $m^*$  wyliczone z pomiarów ciepła właściwego zawiera również przyczynek oddziaływania elektron-fonon i różni się od  $m^*$  obliczonego ze wzoru  $\left( \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial p} \right)_{p_F} = p_F/m^*$ , w którym uwzględnione jest tylko oddziaływanie między elektronami.

Dla metali, tzn. dla elektronów w kryształach, można uwzględnić stały w czasie periodyczny potencjał sieci przez wprowadzenie do (9.8) zamiast  $m$  tzw. masy „kryształicznej“  $m_c$ , tzn. masy elektronu poruszającego się w polu periodycznym.

Wprowadzając odpowiednio wielkości (9.9), (9.10), (9.13) dla swobodnego gazu elektronowego przez przyjęcie  $m^* = m$  oraz  $F = 0$  możemy napisać

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1+F_0^{(s)}} = \frac{m_c}{m} \frac{1+F_1^{(s)}/3}{1+F_0^{(s)}}, \quad (9.14)$$

$$\frac{\chi_p}{\chi_p^0} = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1+F_0^{(a)}} = \frac{m_c}{m} \frac{1+F_1^{(s)}/3}{1+F_0^{(a)}}.$$

Natomiast dla  $c_V$  byłoby błędne napisanie przez analogię wzoru

$$\frac{c_V}{c_V^0} = \frac{m^*}{m} = \frac{m_c}{m} (1+F_1^{(s)}/3).$$

Można jednak pokazać, że w tym przypadku poprawny jest wzór

$$\frac{c_V}{c_V^0} = \frac{m^*}{m} = \left( \frac{m_{ph}^*}{m} \right) \left( \frac{m_{el}^*}{m} \right), \quad (9.15)$$

gdzie  $m_{el}^*$  znajduje się z rozważań biorących pod uwagę jedynie oddziaływanie elektron-elektron w obecności stałego w czasie pola periodycznego sieci, a  $m_{ph}^*$  z rozważań biorących pod uwagę jedynie oddziaływanie z drganiami sieci, tzn. elektron-fonon.

Wykład został oparty przede wszystkim na książce Pinesa i Noziera [7], a ponadto na książkach [8], [9], [10].

#### Literatura

- [1] L. D. Landau, *Ż. E. T. F.*, **32**, 1058 (1956); **33**, 59 (1957).
- [2] A. B. Migdał, *Teorija koniecznych fiermi-sistem*, Izd. Nauka, Moskwa 1965.
- [3] Z. Galasiewicz, *Postępy Fizyki*, **8**, 317 (1956).
- [4] J. M. Luttinger, J. C. Ward, *Phys. Rev.*, **118**, 1417 (1960).
- [5] W. R. Abel, A. C. Anderson i J. C. Wheatley, *Proceedings of the 10-th International Conference on Low Temperature Physics*, Moskwa 1966; rozszerzona wersja: *Phys. Rev. Letters*, **17**, 74 (1966).
- [6] W. P. Silin, *Ż. E. T. F.*, **33**, 1282 (1957); **34**, 707 (1958).
- [7] D. Pines, P. Nozieres, *The Theory of Quantum Liquids*, Benjamin, Nowy York 1966; przekł. ros., Moskwa 1967.
- [8] A. A. Abrikosow, L. P. Gorkow i J. E. Działoszyński, *Miethody kwantowej teorii polja w statisticzeskoj fizikie*, Moskwa 1962.
- [9] N. H. March, W. H. Young i S. Sampanthar, *The Many-Body Problem in Quantum Mechanics*, Cambridge 1967; przekł. ros. Moskwa 1967.
- [10] G. E. Brown, *Lectures on Many-Body Problems*, Nordita, Kopenhaga 1967.

*Henryk Szydłowski*

Instytut Fizyki  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
w Poznaniu

## Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Fale elektromagnetyczne

### New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Electromagnetic Waves

*Abstract:* In this paper the new experiments, obligatory in the I-st Physics Laboratory, Institut of Physics of the A. Mickiewicz University in Poznań, Poland, on electromagnetic waves and resonance in electric circuits are reported. In § 2 the resonance curve and  $Q$ -factor for simple resonance circuit is measured. The  $Q$ -factor for the resonance cavity in microwave  $X$ -band is also determined (§ 6). The orientation of electric and magnetic fields-vectors in free space and in Lecher system is studied in § 3 and 4. In § 5—7, experiments in microwave  $X$ -band are given. The length of standing wave in free space as well as in rectangular waveguide is measured (§ 5 and 6). In experiment § 7 the interference of waves diffracted on a double slit is studied. There, on the contrary to the optic interference experiments, the configuration of maxima and minima is measured in the vicinity of slits.

### 1. Wprowadzenie

Fale elektromagnetyczne stanowią jeden z bardzo ważnych działów fizyki doświadczalnej oraz znajdują szerokie zastosowanie w nauce, technice i życiu codziennym. Mimo swych szerokich zastosowań zostały pominięte w dostępnych obecnie podręcznikach do ćwiczeń laboratoryjnych [1], [2]. Obecnie, dzięki rozpowszechnieniu lamp pozwalających wytwarzać fale metrowe oraz klustronów będących źródłem fal centymetrowych, do programu pracowni wprowadzić można wiele, bardzo pouczających doświadczeń z omawianej dziedziny. Spełniają one wszystkie wymagania, o których mówiono w pracach poprzednich [3], [4]. W doświadczeniach powyższych badać można dobroć obwodów i wnęk rezonansowych, wyznaczać długość fal oraz badać zjawiska dyfrakcji i interferencji fal elektromagnetycznych.

Omawiane w pracy doświadczenia wprowadzono do programu Pracowni Instytutu Fizyki UAM już przed kilku laty. Niektóre z nich stanowią modyfikację doświadczeń omawianych w starszych podręcznikach [5], a niektóre inne zostały już zamieszczone w ostatnim wydaniu podręcznika Uniwersytetu im. Łomonosowa [6]. Poza Związkiem Radzieckim również w innych krajach do programu pracowni wprowadza się obecnie na szeroką skalę doświadczenia mikrofalowe.

## 2. Badanie dobroci obwodów drgań elektrycznych

Znając przebieg krzywej rezonansu  $I(\omega)$ , dobroć obwodu obliczyć można z wzoru [7]:

$$Q = \frac{\omega_r}{2(\Delta\omega)_{1/2}}, \quad (1)$$

gdzie  $\omega_r$  — częstość rezonansowa, a  $2(\Delta\omega)_{1/2}$  — całkowita szerokość krzywej rezonansu mierzona w połowie wysokości.

Ze względu na trudności związane z pomiarem częstości, dobroć wyrazimy przez pojemność  $C$  kondensatora stanowiącego element obwodu rezonansowego. W tym celu wyjdziemy z wzoru [8]:

$$Q = \frac{\omega L}{R}. \quad (2)$$

Podstawiając warunek Thomsona:  $\omega = (LC)^{-1/2}$  otrzymamy:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3)$$

Natężenie  $I$  w obwodzie rezonansowym składającym się z cewki, kondensatora i opornika wyraża się wzorem:

$$I = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (4)$$

Załóżymy, że kondensator jest przestrajalny (zmienny) i za jego pomocą możemy dobrać warunki rezonansu. Oznaczając wskaźnikiem  $r$  wielkości odpowiadające rezonansowi, równania (2) do (4) możemy napisać w postaci:

$$\omega_r = (LC_r)^{-1/2},$$

$$Q_r = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C_r}},$$

$$I_r = U_0 R^{-1}.$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$y = I_0/I_r \quad \text{oraz} \quad x = C_r/C \quad (5)$$

otrzymamy krzywą rezonansu, a więc zależność (4) w postaci funkcji bezwymiarowej:

$$y = \frac{1}{1 + Q_r^2(x-1)^2}. \quad (6)$$

Oznaczając przez  $\Delta x = x - 1$  wartość odciętej  $x$ , dla której rzędna  $y = 1/2$  zmaleje do połowy wartości rezonansowej ( $y_r = 1$ ,  $y_{1/2} = 1/2$ ) otrzymamy:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{1 + Q_r^2(\Delta x)^2}$$

skąd:

$$Q_r = \frac{1}{\Delta x}. \quad (7a)$$

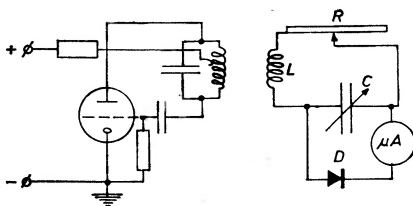
Podstawiając na powrót  $\Delta x = x - 1$  i na  $x$  wartość (5) otrzymamy:  $Q = C(C_r - C)^{-1}$ . Ponadto

oznaczając przez  $\Delta C_{1/2}$  połówkową szerokość krzywej rezonansu w układzie  $I/I_r$ , od  $C$  mierzoną w połowie wysokości krzywej, czyli  $\Delta C_{1/2} = C_r - C$  dla  $I/I_r = 1/2$  otrzymamy:

$$Q = \frac{C}{\Delta C_{1/2}}. \quad (7)$$

Wzór powyższy stosować możemy wyłącznie do symetrycznych krzywych rezonansu.

W omawianym doświadczeniu posługujemy się układem składającym się z generatora (rys. 1) i obwodu rezonansowego, tzw. rezonatora. Generator emituje falę elektromagnetyczną długości ok. 30 m. W rezonatorze, poza cewką i kondensatorem, włączony jest zmienny opornik o oporze rzędu kilkudziesięciu omów. Kondensator  $C$  można przestrajać w szerokim zakresie. Mikroamperomierz  $A$  i dioda  $D$  służą do pomiaru poziomu drgań w rezonatorze.



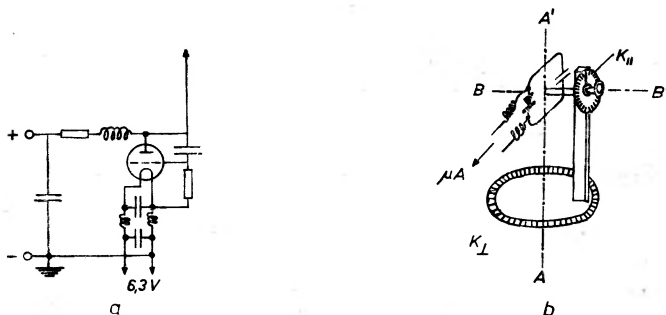
Rys. 1. Generator i rezonator do badania rezonansu i dobroci obwodów drgań

Pomiary krzywej rezonansu, a więc wychylenia miernika  $\mu A$  w zależności od pojemności kondensatora wykonuje się dla 6—8 różnych wartości oporu  $R$ . Pokrętło kondensatora jest wyskalowane w jednostkach umownych i w doświadczeniu jest podana krzywa wzorcowania kondensatora.

Uzyskane w doświadczeniu wyniki wykreśla się w układzie  $y(x)$  lub  $y(C)$  i z wykresów tych określa się  $\Delta x$  lub  $\Delta C_{1/2}$ . Dobroć oblicza się z wzoru (7a) lub (7). Wykreśla się zależność  $Q(R)$  i dyskutuje jej przebieg.

### 3. Badanie struktury fali elektromagnetycznej

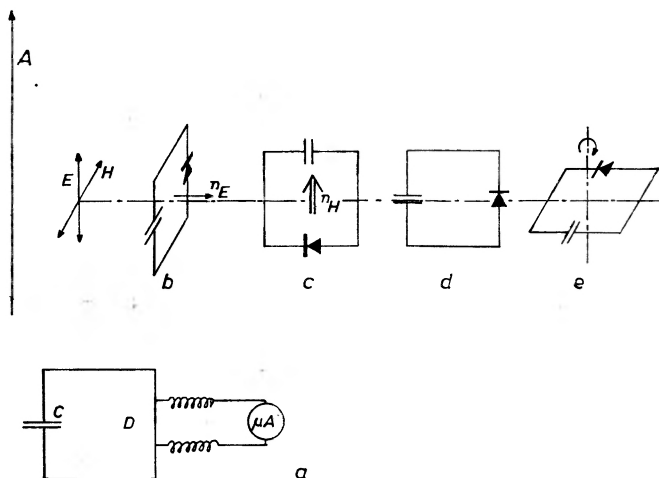
Źródłem fali elektromagnetycznej o długości rzędu 10 m jest generator lampowy (rys. 2), którego moc jest wypromieniowana za pośrednictwem pionowo ustawionej anteny. Pole elektryczne  $E$  jest skierowane równoległe do anteny, a pole magnetyczne  $H$  leży w płaszczyźnie prostopadłej do anteny. Doświadczalnie kierunki wektorów  $E$  i  $H$  ustalić można za pomocą



Rys. 2. Generator fali elektromagnetycznej i rezonator do badania struktury fali elektromagnetycznej



prostego obwodu detekcyjnego pokazanego na rys. 3a, składającego się z kondensatora płaskiego typu KCP oraz diody półprzewodnikowej typu DOG. Prąd w obwodzie detekcyjnym jest proporcjonalny do natężenia pól fali elektromagnetycznej i zależy od jego ustawienia. Zakładając, że środek detektora leży w płaszczyźnie równikowej anteny, wyróżnić możemy cztery przypadki przedstawione na rysunkach 3b do 3e, w których drgania są wzbudzane tylko przez pole elektryczne (b), przez pole magnetyczne (c), przez obydwa pola równocześnie (d) lub nie są wzbudzane w ogóle (e). Układ powyższy pozwala badać oddzielnie rozkład każdego z pól: kierunkowy rozkład pola elektrycznego badać można obracając rezonator pokazany na rysunku 3b wokół osi  $n_E$ , natomiast pola magnetycznego, obracając pbowód z rys. 3e wokół osi  $n_H$ .



Rys. 3. Budowa (a) i zasada działania (b—e) rezonatora do badania struktury fali elektromagnetycznej (szczegół w tekście)

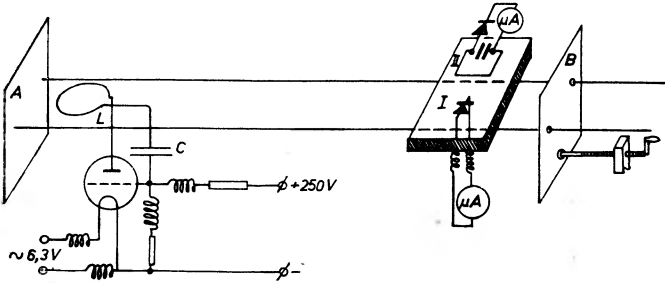
Celem praktycznego zrealizowania przypadków zaznaczonych na rysunkach 3b i 3c, obwód rezonansowy zaopatrzone w urządzenie pokazane na rys. 2b. Do pomiaru kątów służą kątomierze  $K_{||}$  i  $K_{\perp}$ .

W doświadczeniu bada się zależność poziomu drgań (natężenia prądu) od ustawienia rezonatora i stąd wyciąga wnioski dotyczące rozkładu pól elektrycznego i magnetycznego. Jeżeli sam generator znajduje się w blaszanej obudowie i fala jest emitowana jedynie przez antenę, wtedy jest ona spolaryzowana i poszczególne pola skierowane są dokładnie w taki sposób, jak pokazano na rys. 3. W przypadku, gdy generator nie jest obudowany, fala nie jest spolaryzowana, gdyż jest ona emitowana częściowo przez każdy z elementów obwodu i przez antenę. W ostatnim przypadku nie znajdziemy takiego położenia rezonatora, przy którym nie byłby on pobudzany do drgań.

#### 4. Badanie struktury fali elektromagnetycznej wzdłuż drutów Lechera

W doświadczeniu, fale elektromagnetyczne metrowej długości wytwarza generator wysokiej częstotliwości; jego schemat przedstawiono na rysunku 4. Obwód rezonansowy generatora składa się z kondensatora  $C$  i pętli  $L$  sprzęgającej obwód z układem Lechera. Długość drutów ograniczają dwa reflektory:  $A$  i  $B$  zbudowane z arkusza blachy miedzianej i będące w dobrym kontakcie elektrycznym z drutami. Położenie reflektora  $B$  można zmieniać dobierając tym samym dostrojenie drutów do częstotliwości drgań generatora.

Do badania fali elektromagnetycznej zastosowano dwa oddzielne detektory: pole elektryczne rejestruje dioda ostrzowa I ustawiona w płaszczyźnie drutów, wzdłuż linii łączącej obydwie druty, a więc wzdłuż linii sił pola elektrycznego. Do detekcji pola magnetycznego służy obwód rezonansowy II. Składa się on z pętli drutu i kondensatora; jest dostrojony do częstości generatora zasilającego układ. Obwód II leży również w płaszczyźnie drutów, lecz zawsze zakłóca wyniki pomiaru pola magnetycznego. Dioda ostrzowa jest ustawiona prostopadle do linii sił pola elektrycznego.



Rys. 4. Układ do badania struktury fali elektromagnetycznej wzdłuż drutów Lechera

W doświadczeniu bada się rozkład natężeń pola elektrycznego za pomocą diody I, oraz pola magnetycznego za pomocą obwodu II, wzdłuż drutów. W oparciu o uzyskane wyniki sporządza się wykres rozkładu pól, określa długość fali oraz oblicza częstość generatora zasilającego układ.

### 5. Pomiar długości mikrofal

Długość  $\lambda'$  fali o częstości  $\nu$  rozchodzącej się w falowodzie jest większa od długości  $\lambda$  fali rozchodzącej się w wolnej przestrzeni. W falowodzie prostokątnym spełniony jest związek [9]:

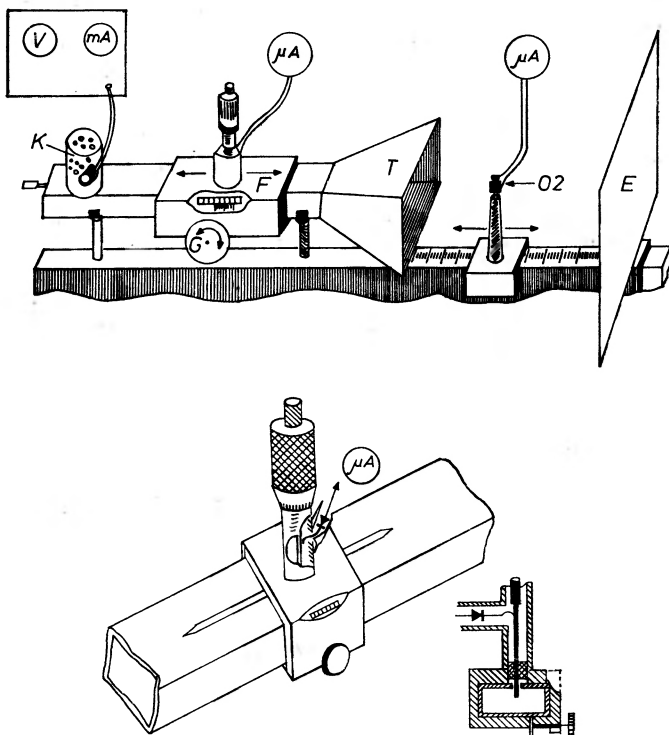
$$\frac{1}{\lambda'^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \left(\frac{m}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n}{2b}\right)^2, \quad (8)$$

gdzie  $m$  oznacza liczbę półfal pola magnetycznego układających się wzdłuż boku  $a$ , natomiast  $n$  — wzdłuż boku  $b$  falowodu. Dla fali typu  $H_{10}$ :  $m = 1$ ,  $n = 0$ . Wzór (8) ogranicza stosowalność falowodu o danym przekroju; może w nim rozchodzić się tylko fala o skończonej długości. Graniczną długość fali  $\lambda_c$  (długość fali w swobodnej przestrzeni), dla której  $\lambda' = \infty$  nazywamy długością krytyczną. Dla długości krytycznej równanie (8) przyjmuje postać:

$$\frac{1}{\lambda_c^2} = \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2. \quad (9)$$

Schemat stosowanej aparatury pokazano na rysunku 5. Fala wytworzona w klistronie  $K$  jest za pomocą anteny wprowadzana do falowodu. Następnie przez miernik fali stojącej (zwany również linią pomiarową) i tubę  $T$  jest wypromieniowana w wolną przestrzeń. Do zasilania stosowanego klustronu  $K19$  stosuje się stabilizowany zasilacz dający następujące napięcia: żarzenia — 6,3 V, anodowe — 300 V oraz ujemne napięcie reflektora, które można zmieniać w granicach —100 — —200 V. Miernik fali stojącej jest odcinkiem falowodu posiadającym podłużne rozcięcie w środku szerszej ściany, w którym porusza się antena. Antena zamocowana jest w tzw. karetki  $F$  przesuwalnej wzdłuż falowodu. Karetkę przesuwa się pokrętkiem  $G$ , a jej położenie odczytuje się z dokładnością do 0,1 mm. Sygnał z sondy przechodzi przez diodę  $D$  na mikroamperomierz  $\mu A$ . Wychylenie tego mikroamperomierza jest proporcjonalne do natężenia prądu w antenie i dalej, do natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej

w falowodzie. W powietrzu, na drodze wiązki fal znajduje się płytka miedziana  $E$ , od której fala odbija się. Fala odbita nakłada się na falę bieżącą. Dobierając odpowiednio odległość płyty  $E$  od tuby  $T$ , w przestrzeni między płytą a tubą wytworzyć możemy elektromagnetyczną falę stojącą. Do pomiaru natężenia pola elektrycznego fali stojącej służy dioda 02 zamocowana w uchwycie z dobrego izolatora. Można ją przesuwając wzdłuż osi wiązki i odczytywać położenie minimów i maksimów pola elektrycznego fali elektromagnetycznej z dokładnością do 0,1 mm.



Rys. 5. Aparatura do badania długości mikrofal (a) i budowa linii pomiarowej (b)

Fala odbita przechodzi częściowo także do falowodu, gdzie również wytwarza się fala stojąca. Położenie punktów, w których wytwarzają się maksima i minima fali stojącej, mierzy się za pomocą miernika fali stojącej. W oparciu o powyższe pomiary wyznacza się długość fali w falowodzie  $\lambda'$ . Niezależnie długość fali  $\lambda''$  w falowodzie oblicza się z równania (8), a następnie sprawdza zgodność uzyskanych wyników  $\lambda'$  i  $\lambda''$ , to znaczy czy spełniona jest nierówność:

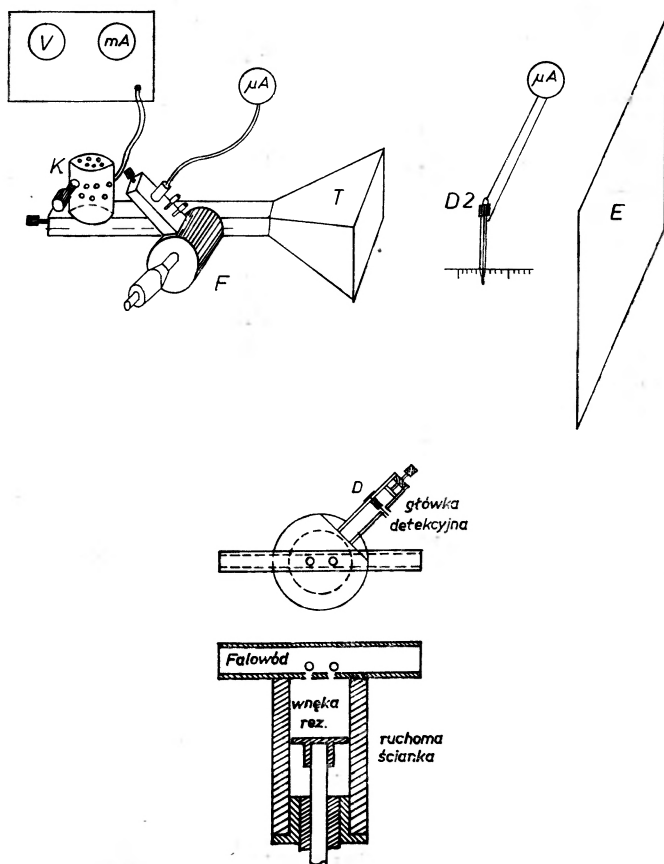
$$|\lambda'' - \lambda'| \leq |\Delta\lambda''| + |\Delta\lambda'|.$$

Wszystkie pomiary wykonać można przy dwóch różnych częstotliwościach przestrajając klistron mechanicznie za pomocą odpowiedniego pokrętła zmieniającego nieco wymiary jego komory rezonansowej lub elektrycznie za pomocą napięcia reflektora.

## 6. Wzorcowanie wnętrza mikrofalowej

Rolę obwodu rezonansowego, w przypadku mikrofal, spełnia wnęka zwana również komorą rezonansową. Komora rezonansowa jest wnęką o odpowiednio dobranym kształcie i wymiarach wykonaną w bryle miedzi. Najlepsze komory rezonansowe posiadają kształt

walca (rys. 6), w którym jedna ze ścianek jest zamocowana na końcu mikromierza  $M$ . Zmieniając długość wnęki rezonansowej zmieniamy równocześnie jej częstość rezonansowych drgań własnych. Do wnęki fala elektromagnetyczna jest wprowadzona przez dwa otwory 00 znajdujące się w odległości  $\lambda/4$ . Poziom drgań w wnęcie mierzymy za pomocą diody  $D$  znajdującej się w tzw. główce detekcyjnej, czyli urządzeniu pozwalającym na przekazanie niemal całej mocy fali w falomierzu do diody. Budowę główki detekcyjnej pokazano również schematycznie na rys. 6.



Rys. 6. Aparatura mikrofalowa do wzorcowania komory rezonansowej (a) oraz budowa komory (b)

Jak już zaznaczono, częstość drgań własnych wnęki zależy od jej długości; stąd różnym wskazaniom mikromierza odpowiadają różne częstości drgań własnych. Odpowiednio wyskalowana wnęka jest więc falomierzem dla mikrofal.

Do wzorcowania wnęki może posłużyć aparatura pokazana na rys. 6. Część mikrofalowa aparatury składa się z klistronu, odcinka falowodu sprzężonego z wnęką rezonansową i tuby wypromieniowującej falę w przestrzeń. Do zasilania klistronu służy stabilizowany elektronicznie zasilacz. W powietrzu za tubą, podobnie jak w doświadczeniu 5 wytwarza się falę stojącą.

W doświadczeniu mierzy się długość  $\lambda$  fali w powietrzu w taki sam sposób jak w doświadczeniu z § 5, a równocześnie odczytuje się wskazanie mikromierza komory rezonansowej, dla którego występuje maksimum drgań w komorze rezonansowej, a więc maksimum wychylenia

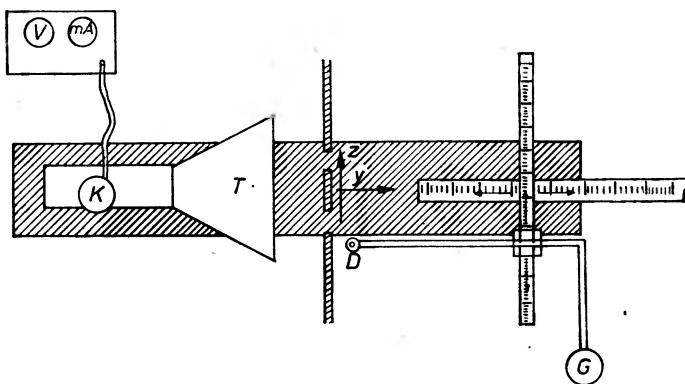
mikroamperomierza połączonego z głowicą detekcyjną. Celem znalezienia maksimum, komorę rezonansową należy przestrajac bardzo wolno. Poza obszarem bardzo smukłej krzywej rezonansu głowica detekcyjna nie rejestruje żadnego sygnału i przy szybkim przestrajaniu można go nie zauważyć. (W doświadczeniu należy stosować komorę o niezbyt dużej dobroci, dla której szerokość krzywej rezonansu jest stosunkowo duża.)

Wszystkie pomiary należy powtórzyć przy innej częstotliwości emitowanej fali. W obudowie klustronu, czyli tzw. głowicy klustronu, znajduje się specjalne pokrętko pozwalające zmieniać w niewielkim zakresie długość emitowanej fali. Przed przystąpieniem do drugiej części doświadczenia wykonujemy jeden obrót tym pokrętkiem i dobieramy na nowo wartość napięcia reflektora, przy którym dioda w powietrzu wykaże najwyższy sygnał. W tej części doświadczenia, poza pomiarami wykonywanymi w części pierwszej, wyznacza się dokładnie przebieg krzywej rezonansu komory rezonansowej, wykonując pomiary prądu w odstępach 0,01 mm w obszarze całej krzywej.

W oparciu o wykonane pomiary oblicza się długości fal w powietrzu, a następnie częstotliwości drgań dla obydwu przypadków. Zakładając, że istnieje liniowa zależność częstotliwości rezonansowej komory od wskazań mikromierza, a więc i długości komory, wykreśla się prostą przedstawiającą zależność długości fali od wskazań mikromierza, czyli tzw. krzywą wzorcowania falomierza. Z krzywej wzorcowania odczytuje się częstotliwości odpowiadające kolejnym wskazaniom mikromierza, uzyskanym przy pomiarze krzywej rezonansu. Krzywą rezonansu wykreśla się w układzie  $I/I_r$ , od  $\omega$  określa połówkową szerokość tej krzywej i z wzoru (1) oblicza dobroć komory rezonansowej.

## 7. Badanie dyfrakcji mikrofal

Wiązka mikrofal wybiega z tuby  $T$  (rys. 7) i pada na układ dwóch szczelin wyciętych w arkuszu blachy miedzianej. Odległość wzajemna szczelin jest rzędu dwóch długości fali czyli 60 mm, a szerokość każdej z nich wynosi ok. 1/2 czyli około 15 mm. Szczeliny są równoległe do krótszego boku falowodu (osi  $x$ ), a emitowana fala elektromagnetyczna jest spolary-



Rys. 7. Aparatura do badania interferencji mikrofal

zowana w ten sposób, że wektor pola elektrycznego jest równoległy do szczelin. Zgodnie z zasadą Huygensa, każda z szczelin jest źródłem fali kolistej. Fale wychodzące z obydwu szczelin interferują podobnie jak fale optyczne i w płaszczyźnie  $y, z$  otrzymujemy układ linii węzłowych, a w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny szczelin, a więc wzdłuż linii odpowiadających stałym wartościom  $y$ , układ maksimum i minimum. Współrzędne  $z_k$  odpowiadające  $k$ -tym

maksimum, podobnie jak w przypadku doświadczenia Younga dla fal optycznych, spełniają warunek:

$$z_k = \frac{k\lambda y}{d}. \quad (10)$$

W przeciwieństwie do doświadczeń optycznych, w omawianym przypadku, rozkład minimów i maksimum badamy w bezpośrednim sąsiedztwie szczelin.

Detektorem fal, podobnie jak w innych doświadczeniach mikrofalowych, jest dioda mikrofalowa  $D$ , osadzona na nieprzewodzącym uchwycie. Statyw pozwala na przesuwanie diody w płaszczyźnie  $y, z$  (rys. 7) w zakresie dla  $y$  od 0 do 200 mm, a dla  $z$  od  $-200$  do  $+200$  mm.

W doświadczeniu określa się położenia maksimum i minimów wzdłuż osi  $z$  dla kilku stałych wartości  $y$  (np. dla  $y = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 70, 100, 120, 150, 200$  mm). Niezależnie od tych pomiarów wykonuje się pomiary zależności amplitudy sygnału ( $I$ ) od odległości  $y$  dla  $z = 0$ .

Wyniki opracowuje się następująco: sporządza się wykres naturalnej wielkości, na którym nanosi się obraz szczelin i położenia wszystkich zaobserwowanych maksimum. Maksima łączy się linią ciągłą i dyskutuje kształt uzyskanych figur. Dla pomiarów wykonanych dla  $y = 200$  mm wyznacza się dokładnie odległość  $2z_k$  wszystkich par zaobserwowanych maksimum i z wzoru (10) określa długość fali mikrofal. Dla kilku punktów z wykresu sprawdza się, czy różnica dróg fal wychodzących z dwóch szczelin jest równa całkowitej wielokrotności długości fali. Ponadto wykreśla się zależność natężenia od kwadratu odległości od szczelin  $I(y^2)$  dla  $y = 0$  i sprawdza, czy zależność powyższa jest liniowa, tzn. czy moc sygnału maleje z kwadratem odległości.

#### Literatura

- [1] A. Zawadzki, H. Hofmokl, *Laboratorium fizyczne*, Warszawa 1961.
- [2] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1967.
- [3] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **17**, 331 (1966).
- [4] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki*, **19**, 309 (1968); **20**, 93, 108, 498 (1969).
- [5] T. Dryński, H. Hęcińska, A. Jabłońska, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1959.
- [6] W. I. Iwieronowa, *Fizycznyj praktikum*, Izd. Nauka, Moskwa 1968.
- [7] C. Kittel, W. D. Knight, M. A. Ruderman, *Mechanika*, rozdz. 7, Warszawa 1969.
- [8] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz. III, § 112, Warszawa 1955.
- [9] E. W. Ginzton, *Miernictwo mikrofalowe*, PWT, Warszawa 1961.

### Nowe pomiary przesunięcia Lamba

Precyzyjne pomiary przesunięcia Lamba, tzn. różnicy  $\delta$  energii poziomów  $S_{1/2}$  i  $P_{1/2}$  w atomach jednoelektronowych, mają podstawowe znaczenie dla elektrodynamiki kwantowej. Istnieje jednak szereg czynników, które wpływają na dokładność doświadczalnych wartości  $\delta$ . Największą trudność przedstawia sam pomiar środka linii rezonansowej użytego w doświadczeniu promieniowania mikrofalowego oraz przesunięcie poziomów wskutek efektu Starka, wywołanego przez zastosowane pole elektromagnetyczne. Christian Fabjan i Francis Pipkin (Harvard) przeprowadzili ostatnio eksperyment, w którym zastosowali metodę podwójnego pola oscylującego, zaproponowaną przez Hughesa (V. Hughes, w książce *Quantum Electronics*, pod red. C. H. Townes, New York 1960). Wprowadzając pewne udoskonalenia tej metody udało im się osiągnąć znaczne zwężenie linii, co pozwoliło na ośmiokrotne zwiększenie dokładności pomiaru  $\delta$  dla stanu  $n = 3$  wodoru. W doświadczeniu tym wiązka atomowa wodoru przechodziła przez dwie wnęki rezonansowe, których częstotści można było tak zmieniać, aby odpowiadały one częstotści przejścia  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$  w atomie wodoru. W rezultacie Fabjan i Pipkin zmierzili przesunięcie Lamba dla stanu  $n = 3$  wodoru ( $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ ) otrzymując wartość  $\delta = (314,810 \pm 0,052)$  MHz. Teoretyczna wartość przesunięcia Lamba dla stanu  $n = 3$  wodoru obliczona ostatnio przez T. W. Applequista i S. J. Brodsky'ego jest równa  $\delta = (314,894 \pm 0,009)$  MHz (*Phys. Rev. Letters*, **24**, 562 (1970), *Phys. Today*, nr 8 (1971)).

J. Szudy

### Stała struktury subtelnej

Wiele dyskusji wywołała ostatnio pewna koncepcja Armanda Wylera, młodego matematyka z Zurychu (obecnie: Institute for Advanced Study), zgodnie z którą stałą struktury subtelnej  $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$  można wyrazić w postaci potęg jedynie liczb całkowitych oraz liczby  $\pi$  w sposób następujący:

$$\alpha = \frac{9}{8\pi^4} \left( \frac{\pi^5}{2^4 5!} \right)^{1/4}$$

Stąd uzyskuje się dla odwrotności stałej struktury subtelnej wartość  $\frac{1}{\alpha} = 137,03608245$  (*CR Acad. Sci.*, France, **269A**, 743 (1969)). Wynik ten jest w zadziwiającej zgodności z najdokładniejszą wartością doświadczalną równą  $\frac{1}{\alpha} = 137,03602 \pm 0,00021$  (B. N. Taylor *et al.*, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 375 (1969)).

Wyler uzyskał podaną powyżej wartość w oparciu o czysto geometryczne rozważania dotyczące siedmiowymiarowych grup  $O(5, 2)$  (5 wymiarów — rzeczywiste obroty, 2 wymiary — urojone („pseudoo obroty“)). Podstawowe pytanie, jakie stawiają krytycy Wylera, polega na tym, jaki jest związek jego koncepcji z fizyką.

Niedawno Wyler (*CR Acad. Sci.* (France), **271A**, 186 (1971)) wystąpił z nowym pomysłem pokazując, że stosunek masy protonu do masy elektronu jest dokładnie równy  $6\pi^5$ , co daje wartość 1836,118. Wartość doświadczalna tego stosunku jest równa 1836,109 (B. N. Taylor *et al.*, jak wyżej). Fakt, że liczba  $6\pi^5$  zgadza się nadzwyczaj dobrze ze stosunkiem masy protonu do masy elektronu zauważył już 20 lat temu (ale bez związku z koncepcjami Wylera) Friedrich Lenz (*Phys. Rev.*, **82**, 554 (1951)). Ostatnio I. J. Good w oparciu o idee Artura Eddingtona doszedł do takiej samej relacji dla tego stosunku (*Phys. Rev. Letters*, **33A**, 383 (1970), *Phys. Today*, No 8, 1971)).

J. Szudy

### Zmarł Otto Laporte

W dniu 28 marca 1971 r. zmarł w wieku 68 lat Otto Laporte, profesor uniwersytetu stanu Michigan w USA. Laporte urodził się w Niemczech (Mainz), doktorat uzyskał na uniwersytecie w Monachium, na uniwersytecie stanu Michigan pracował od roku 1926. W pierwszym okresie pracy naukowej (1923-43) zajmował się głównie spektroskopią atomową. Sformułował wówczas słynną „regułę Laporte'a” orzekającą, że promieniowanie dipolowe jest wzbronione przy przejściach pomiędzy termami o jednakowej parzystości. Jednocześnie w tym okresie przeprowadził szereg badań dotyczących widm atomowych, przede wszystkim widma żelaza. W okresie późniejszym Laporte zajmował się mechaniką płynów, w tym zastosowaniem fal uderzeniowych do otrzymywania ekstremalnie wysokich temperatur. W latach 1954-55 pełnił obowiązki attache w ambasadzie USA w Tokio. Na tym stanowisku wniósł wielki wkład do rozwoju amerykańsko-japońskiej współpracy naukowej w dziedzinie wykorzystania energii atomowej.

J. Szudy

### Seminarium w Jaszowcu

W dniach od 18 do 24 kwietnia 1971 roku odbyło się w Jaszowcu kolejne Ogólnokrajowe Seminarium Związków Półprzewodnikowych grupy AII-BVI organizowane w tym roku przez prof. W. Wardzyńskiego (Instytut Technologii Elektronowej).

Seminarium miało dwojaki charakter: po pierwsze, charakter Szkoły poświęconej aktualnym problemom fizyki półprzewodników w związku z badaniami materiałów z grupy AII-BVI, po wtóre, charakter przeglądu krajowych prac badawczych w tej dziedzinie. Aspekt pierwszy reprezentowały referaty przeglądowe, drugi zaś komunikaty z prac własnych.

Wygłoszono następujące referaty przeglądowe: L. Sosnowski, *Efekty kwantowe w transporcie elektronowym w polu magnetycznym*; W. Wardzyński, *Aktualne problemy badań nad ekscytonami w związkach półprzewodnikowych*; W. Giriati, *Optyczne i fotoelektryczne własności chalogenidków rtęci*; W. Zawadzki,

*Efekty „relatywistyczne” w półprzewodnikach*; J. Żmija, *Współczesne technologie związków półprzewodnikowych typu AII-BVI*; B. Paszkowski, *Kierunki rozwojowe badań w elektronice półprzewodników*; M. Suffczyński, *Ekscytony związane na zjonizowanych donorach*; J. Mycielski, *Oddziaływanie elektron-fonon*; K. Leibler, *Elektronowy rezonans paramagnetyczny jonów grupy żelaza w związkach AII-BVI*; R. Gałązka, *Efekt Szubnikowa-de Haasa jako narzędzie badania struktury pasmowej półprzewodników* oraz 30 komunikatów z prac własnych. W Seminarium uczestniczyło 105 osób z różnych ośrodków naukowych. Materiały Seminarium są publikowane w „Pracach ITE”.

W roku przyszłym podobne Seminarium zorganizowane zostanie przez doc. dr. W. Giriata z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, w Jaszowcu w dniach 9-16 kwietnia 1972.

### Działalność Oddziału Toruńskiego PTF w okresie 29. V. 1969 - 24. VI. 1971 r.

W dniu 24 czerwca 1971 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze członków Oddziału Toruńskiego PTF. W okresie sprawozdawczym odbyło się 13 posiedzeń naukowych, zaś liczba członków Oddziału wzrosła z 99 do 133 osób (w tym Pododdział Olsztyński liczy 14 członków).

Oddział współuczestniczył (wspólnie z Instytutem Fizyki UMK) w organizacji uroczystej Sesji Naukowej z okazji 80-lecia urodzin prof. dr. W. Rubinowicza oraz współorganizował dwa spotkania członków Komitetu Redakcyjnego redagowanego w Toruniu czasopisma „Reports on Mathematical Physics”, w którego utworzeniu Zarząd Oddziału brał czynny udział. W czasie tych spotkań, które odbyły się na początku grudnia w r. 1969 i 1970, członkowie Komitetu Redakcyjnego wygłosili szereg referatów naukowych i popularnonaukowych.

W dniu 16 I 1971 w ramach Oddziału utworzono Sekcję Dydaktyczną, która liczy 19 osób. Istniejąca przy Oddziale Toruńskim Biblioteka Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwiększyła w ciągu kadencji Zarządu swój stan posiadania (liczba woluminów wzrosła z 388 do 505). Powiększenie stanu



posiadania nastąpiło w związku z otrzymaniem dalszej przesyłki czasopism fizycznych, podarowanych przez prof. dr. S. Mrozowskiego z uniwersytetu w Buffalo (USA). Oddział zorganizował łącznie 15 pokazów doświadczeń z fizyki dla uczniów szkół średnich woj. bydgoskiego, w których uczestniczyło ponad 1500 osób. Oprócz tego w kilku szkołach średnich wygłoszono 12 odczytów popularnych ilustrowanych doświadczeniami. W ramach Sekcji Dydaktycznej odbyło się 8 maja 1971 r. posiedzenie poświęcone problemom dydaktycznym w szkolnictwie średnim. Referat o strukturach dydaktycznych nauczania elektromagnetyki wygłosił dr B. Milewski. Oddział zorganizował dla społeczeństwa miasta Torunia dwa cykle odczytów powszechnych z fizyki: w grudniu 1969 r. — cykl czterech odczytów pod nazwą „Współczesne problemy fizyki“ oraz w grudniu 1970 r. — cykl dwu odczytów pod nazwą „Problemy fizyki matematycznej“. Wykładowcami byli: prof. prof. K. Antonowicz, R. S. Ingarden, J. Plebański, J. Rayski, A. Trautman i K. Ur-

banik. Wykładów tych wysłuchało łącznie około 1700 osób.

Ustępujący Zarząd poczynił również starania w sprawie zorganizowania Szkółki Fizycznej dla uczniów szkół średnich, w celu podniesienia poziomu wiedzy fizycznej wśród młodzieży.

Po wysłuchaniu sprawozdania ustępującego Zarządu odbyły się wybory nowego Zarządu Oddziału Toruńskiego. W skład Zarządu wchodzi: przewodniczący — doc. dr hab. Stanisław Łęgowski, wiceprzewodniczący — dr Tomasz Szczurek, sekretarz — mgr Maria Berndt, skarbnik — dr Janusz Bissinger, członkowie Zarządu: doc. dr I. Drabent (Pododdział w Olsztynie), mgr M. Przybylska (przewodnicząca Sekcji Dydaktycznej), dr J. Wasilewski i dr J. Szudy. W skład Komisji Rewizyjnej wchodzi: dr A. Bielski i mgr W. Kaczmarek. Komitet Okręgowy Olimpiady Fizycznej tworzą: dr hab. A. Koszakowski — przewodniczący i dr F. Rozpłoch — sekretarz.

J. Szudy

POSTĘPY FIZYKI  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty czasopisma*

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

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

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

Egzemplarze numerów zdeaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

## TREŚĆ

L. Sosnowski — Referat z okazji 50-lecia Uniwersyteckiego Ośrodka Fizyki na Hożej w Warszawie . . . . .	459
J. Pniewski — 50-lecie Ośrodka Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (lata 1945—1971) . . . . .	465
J. Werle — Rozwój i rola fizyki w przyszłości . . . . .	471
W. E. Lamb Jr — Operacyjna interpretacja nierelatywistycznej mechaniki kwantowej (tłum. A. Burzyński) . . . . .	479
Br. Kuchowicz — Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Część I. Rozpowszechnienie nuklidów i ich kosmiczna synteza . . . . .	495
A. Linscheid — Modele powstawania śladów cząstek naładowanych w detektorach dielektrycznych . . . . .	511
Z. Galasiewicz — Teoria cieczy Fermiego . . . . .	521

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Fale elektromagnetyczne . . . . .	543
--	-----

## KRONIKA

## CONTENTS

L. Sosnowski — Address Commemorating 50 Years of the Hoża Street University Physics Centre . . . . .	459
J. Pniewski — Fifty Years of the Warsaw University Physics Centre (the years 1945 to 1971) . . . . .	465
J. Werle — The Development and Role of Physics in Future . . . . .	471
W. E. Lamb Jr — An Operational Interpretation of Nonrelativistic Quantum Mechanics . . . . .	479
B. Kuchowicz — Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part I. Nuclidic Abundances and Cosmic Synthesis . . . . .	495
A. Linscheid — Models of Track Creation of Charged Particles Transversing Dielectric Detectors . . . . .	511
Z. Galasiewicz — Theory of Fermi Liquid . . . . .	521

## PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Electromagnetic Waves . . . . .	543
--	-----

## CHRONICLE