

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVIII

ZESZYT 6

1967

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Jan Babecki (Kraków), Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (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.

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 XVIII. ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1967

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2132 + 148 egz.	Rękopis dostarczono 22. VIII. 1967 r.
Ark. wyd. 7,0 ark. druk. 6 $\frac{1}{8}$ + 1 wkł.	Podpisano do druku 22. XI. 1967 r.
Pap. rotogr. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w grudniu 1967 r.
Zamówienie 749/67	Cena zł 15.— R-51

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2132 + 148 egz.	Rękopis dostarczono 22. VIII. 1967 r.
Ark. wyd. 7,0 ark. druk. 6 $\frac{1}{8}$ + 1 wkł.	Podpisano do druku 22. XI. 1967 r.
Pap. rotogr. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w grudniu 1967 r.
Zamówienie 749/67	Cena zł 15.— R-51

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



Marian Smoluchowski

Jadwiga Skierczyńska

Katedra Fizyki Ogólnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

Marian Smoluchowski (1872-1917) *

(Wybór z pism Prof. Dr Armina Teske o Marianie Smoluchowskim) **

Tylko nielicznym uczonym udaje się wyjść poza zagadnienia szczegółowe i wnieść nowe punkty widzenia o zasadniczym znaczeniu lub rozstrzygnąć kwestie stare lecz podstawowe. I bodajże to jest w zakresie nauki kryterium wielkości. Smoluchowskiemu zawdzięczamy — jeżeli z tego punktu widzenia spojrzeć na jego działalność — przechylenie szali na rzecz atomistyki, stworzenie nowego działu fizyki, mianowicie nauki o fluktuacjach i nową interpretację II zasady termodynamiki. Oczywiście, dzieło to nie wyszło z jego rąk gotowe jak Minerwa z głowy Zeusa i niezależnie od ogólnego rozwoju nauki. W szczególności, jeśli chodzi o przełom w atomistyce, Smoluchowski dzieli zasługę z innymi uczonymi, ale uczonymi tej miary, co np. Einstein.

Marian Smoluchowski urodził się w Vorderbrühl pod Wiedniem. Ojciec jego, wysoki urzędnik w kancelarii cesarza Franciszka Józefa, powierzony miał referat spraw polskich. Dzieciństwo i młodość Marian spędził w Wiedniu. Tam też ukończył (z wyróżnieniem) szkołę średnią, jedną z najlepszych w Europie, słynne Theresianum. Edukacja ta dała mu nie tylko gruntowne wiadomości, lecz i pewną swoistą rozległość myśli. W szkole zapoznawał się z tradycjami austriackimi i z kulturą niemiecką, jak każdy wykształcony wiedeńczyk; dom rodzinny przekazał mu tradycje polskie, bogate i żywe. Matka Mariana była wnuczką wydawcy poznańskiego Poplińskiego; wuj Stanisław Szczepanowski odgrywał wybitną rolę w życiu umysłowym społeczeństwa polskiego, był autorem głośnych rozpraw ekonomicznych (*Nędza Galicji w cyfrach*) i literackich, przyczynił się również do rozwoju przemysłu naftowego w Galicji.

* Referat wygłoszony 12 września 1967 roku podczas uroczystości otwarcia XX Zjazdu Fizyków Polskich w Lublinie na posiedzeniu poświęconym 50. rocznicy śmierci Mariana Smoluchowskiego.

** Wykaz pism Prof. Teske, z których dokonano wyboru, załączony jest na końcu referatu.

W 1895 roku po studiach poświęconych fizyce, Marian uzyskał doktorat Uniwersytetu Wiedeńskiego. Jesienią tegoż roku odrzuciwszy wysuniętą przez wiedeńskich Rotschildów propozycję odbycia podróży nackdo świata w towarzystwie ich syna, wyjeżdża na dalsze studia do Paryża. Pobyt w Paryżu w laboratorium Lippmanna trwał niecały rok. Smoluchowski przenosi się potem do Glasgow i ogłasza kilka prac wespół z Kelvinem, następnie pracuje w laboratorium Warburga w Berlinie. Po blisko dwuletniej nieobecności wraca do Wiednia i habilituje się. Zaproszony przez Uniwersytet Lwowski przenosi się do Lwowa, początkowo jako docent, wkrótce potem jako profesor, i obejmuje tam katedrę fizyki teoretycznej. W chwili otrzymania nominacji był najmłodszym profesorem w monarchii habsburskiej. Okres lwowski trwał, wliczając w to półroczny urlop naukowy spędzony w Cambridge, lat 14, od roku 1899 do 1913. We Lwowie powstała teoria ruchów Browna, podstawowe prace z dziedziny fluktuacji i nowa interpretacja II zasady termodynamiki.

W roku 1913 objął po śmierci Witkowskiego katedrę fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego. Wybuch wojny, który nastąpił w rok potem, ogromnie utrudnił pracę naukową. Zakład Fizyki został zajęty na szpital wojskowy, a Smoluchowski sam spędził na początku roku 1915 kilka miesięcy w wojsku. Po zwolnieniu i powrocie do Krakowa zajmował się fizyką koloidów. Umarł po krótkiej chorobie w roku 1917 jako rektor tego Uniwersytetu. Liczył wtedy 45 lat.

Jeszcze przed ukończeniem studiów ukazała się w Biuletynie Akademii Wiedeńskiej pierwsza jego praca naukowa. Marian miał wtedy lat 21. Była to praca doświadczalna dotycząca tarcia wewnętrznego w cieczach.

Z okresu pobytu u Lippmanna, Kelvina i Warburga pochodzą rozprawy o promieniowaniu cieplnym, o jonizacyjnych własnościach promieni Roentgena i Becquerela i o skoku temperatury. Ta ostatnia praca, której temat nasunął mu Warburg, miała szczególne znaczenie dla dalszego kierunku badań Smoluchowskiego, wiązała się bowiem z teorią kinetyczną materii. Chodziło o zagadnienie następujące. Jeżeli pomiędzy dwiema ściankami o różnej temperaturze znajduje się gaz, to wystąpi w nim gradient temperatury; im bliżej ścianki cieplej tym wyższa będzie temperatura gazu. Można by oczekiwać, że temperatura w sposób ciągły przejdzie w temperaturę ścianek. Dawniejsze prace Warburga (i Kundta) wskazywały jednak na to, że tak nie jest, że pomiędzy ścianką i gazem wystąpi skok temperatury. Badania Warburga (uwieńczone pomyślnym wynikiem, jeżeli chodzi o analogiczne zjawisko ślizgania się gazu) nie rozstrzygnęły jednak sprawy skoku temperatury. Smoluchowski wykazał, że skok ten zachodzi i że w niskich ciśnieniach osiąga wartości znaczne. Myśl o skoku temperatury nasunęły Warburgowi założenia kinetycznej teorii gazu. Smoluchowski mógł też w pracy ogłoszonej już po powrocie do Wiednia, w roku 1898, wyprowadzić wyniki swych eksperymentów z teorii kinetycznej. Przemawiało to naturalnie na korzyść tej teorii i Smoluchowski wkroczył tym samym w spór o słuszność założeń atomistycznych.

Wyrazem tych założeń w fizyce była wówczas głównie kinetyczna teoria gazów. Teoria ta zdołała powiązać ilościowo szeroki zakres zjawisk z wyobrażeniami atomistycznymi. Sukcesy te dotyczyły jednak zjawisk znanych już uprzednio i ujętych systematycznie również bez wyobrażeń atomistycznych (wyjątkiem był np. skok temperatury); teoria kinetyczna nie mogła powołać się wówczas na zjawiska, których zrozumienie wymagałoby koniecznie założeń jej tylko właściwych. Podobna sytuacja była w chemii. Waleń faktów miały tylko stosunki wagowe i objętościowe, natomiast ich interpretacja atomistyczna ułatwiała wprawdzie orientację, ale nie była konieczna. Można więc było obejść się bez teorii kinetycznej i w ogóle bez atomistyki. I tego zdawała się żądać poprawna metoda naukowa. Wprowadzenie wielkości zbędnych narusza bowiem zasady metodologii, nadto w teorii kinetycznej chodziło o postulowanie ciałek, których bezpośrednim doświadczeniem wykryć nie można było. Pod koniec XIX wieku argumenty te wydawały się tak ważne, że w bardzo wpływowych wówczas kołach przyrodniczych teoria kinetyczna uchodziła za wyraz nie-naukowych tendencji.

Nastrojów tych nie zmieniło też wielkie osiągnięcie Boltzmann'a, głównego przedstawiciela atomistyki w drugiej połowie XIX wieku. Boltzmann zdołał wykazać, że obserwowaną kierunkowość procesów w przyrodzie, np. wyrównywanie się ciśnień lub temperatur, można interpretować kinetycznie; wzrostowi entropii odpowiada według tej interpretacji przejście układu cząsteczek od stanu mniej do bardziej prawdopodobnego.

To twierdzenie Boltzmann'a uwidoczniło też jednak przeciwieństwo pomiędzy opisem termodynamicznym a ujęciem opartym na teorii kinetycznej. Tak na przykład, według ujęcia pierwszego, wyrównanie się temperatury dwóch stykających się ciał jest procesem koniecznym i nieodwracalnym, według drugiego — tylko prawdopodobnym i stan pierwotny może się na nowo wytworzyć. Ale ten ostatni wniosek nie miał pokrycia doświadczalnego. Boltzmann bronił się tym, że jego teza nie jest sprzeczna z obserwacjami, gdyż dostrzegalne odstępstwa od praw termodynamiki zdarzają się nadzwyczaj rzadko. Nie więc dziwnego, że ich nie obserwujemy. Ich wykrycie rozstrzygnęłoby naturalnie spór na korzyść atomistyki. Wydawało się jednak, że jest to rzecz beznadziejna.

Zagadnienie to podjął na nowo Smoluchowski. Szukał najpierw ścisłego ujęcia odstępstw od normy. Zawiera je praca z roku 1904 dotycząca rozkładu gęstości w gazie: *Über Unregelmässigkeiten in der Verteilung von Gasmolekülen*; praca ta jest podstawą nauki o fluktuacjach.

Przypuśćmy, że w danej objętości znajduje się gaz doskonały. Wydzielmy w myśli mniejszą objętość v . Przy równomiernym rozkładzie gęstości w objętości tej byłaby stała liczba cząsteczek. Ale zgodnie z założeniami teorii kinetycznej cząsteczki są w ruchu. W danej objętości jest ich to mniej, to więcej.

Oznaczając tę liczbę przez n i wprowadzając zgęszczenie Smoluchowski otrzymuje po krótkich rachunkach wyrażenie określające:

1. prawdopodobieństwo znalezienia się n cząsteczek w objętości v ,
2. prawdopodobieństwo wystąpienia zgęszczenia,

3. przeciętne dodatnie (lub ujemne) odchylenie od normalnej gęstości.

Z tego ostatniego wyrażenia widać, jak małe jest to odchylenie w normalnych warunkach i w objętościach makroskopowych. W przypadku 1 cm³ wynosiłoby około 10⁻¹⁰ części normalnej gęstości. Ale w sześcianie o boku równym 0,2 mikrona, w którym liczba cząsteczek jest jeszcze bardzo duża, byłoby już rzędu 10⁻³.

Wielkość fluktuacji została więc określona. Ich doświadczalne wykrycie zwykłymi metodami, np. przez pomiar ciśnienia, było istotnie beznadziejne. Ale Smoluchowski już w omawianej pracy wskazywał na metody optyczne. Na tej właśnie drodze miał też wkrótce rozwiązać zadanie. Nierównomierny rozkład gęstości w gazie wywołany fluktuacjami sprawia bowiem, że gaz, nawet zupełnie czysty, nie jest optycznie jednorodny; powinno więc wystąpić charakterystyczne rozproszenie światła, takie, choć zapewne słabsze, jak w ośrodkach mętnych: opalescencja. Istotnie, zjawisko takie było znane, co prawda tylko dla punktu krytycznego gazu; stwierdzono, że wówczas gaz zupełnie czysty opalizuje. Przyczyny tego zjawiska były zagadkowe. Smoluchowski powiązał je z teorią fluktuacji. Uogólnił w tym celu w pracy *Molekular-kinetische Theorie der Opaleszenz von Gasen im kritischen Zustande* (1908) otrzymane poprzednio wzory na dowolny ośrodek gazowy (lub ciekły) i przeszedł od prawdopodobieństwa dotyczącego liczby cząsteczek do prawdopodobieństwa, że określona masa gazu, np. masa jednego grama, zajmie objętość mieszczącą się w granicach pomiędzy v i $v + dv$. Otrzymał na to prawdopodobieństwo wzór:

$$W(v)dv = ae^{\frac{N}{RT_0} \int_{v_0}^v (p-p_0)dv} dv,$$

gdzie objętość v_0 przyporządkowana jest ciśnieniu p_0 i temperaturze T_0 ; R jest stałą gazową, N liczbą cząsteczek w molu; a — stała, którą określa się z warunku, że suma prawdopodobieństw musi być równa 1.

Wyrażenie w wykładniku Smoluchowski rozwinął w szereg potęgowy:

$$\int_{v_0}^v (p - p_0)dv = \frac{(v - v_0)^2}{2} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_0 + \frac{(v - v_0)^3}{2 \cdot 3} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2} \right)_0 + \frac{(v - v_0)^4}{2 \cdot 3 \cdot 4} \left(\frac{\partial^3 p}{\partial v^3} \right)_0 + \dots$$

Ograniczając się do przybliżenia pierwszego — co na ogół wystarcza — można bez trudu wyliczyć prawdopodobieństwo zgęszczenia $\delta = (v - v_0)/v_0$ i przeciętne odchylenie od gęstości normalnej.

Dla gazu doskonałego Smoluchowski otrzymał wynik zgodny z obliczeniami poprzednimi. Z szeregu potęgowego widać też dlaczego punkt krytyczny odgrywa tak szczególną rolę. Znikają wówczas dwie pierwsze pochodne i pierwszym wyrazem różnym od zera jest człon zawierający $(v - v_0)^4$. Przeciętne odchylenie jest wówczas inne i daleko większe niż w warunkach zwykłych. Opalescencja będzie więc szczególnie wyraźna i łatwo da się zauważyć.

Teorię opalescencji w punkcie krytycznym Smoluchowski osiągnął cel podwójny. Podał wytłumaczenie zjawiska dotąd zagadkowego i oparł teorię

fluktuacji o dane doświadczalne. Rozszerzył potem zakres dowodów doświadczalnych wiążąc teorię fluktuacji z wynikami Rayleigha dotyczącymi błękitu nieba. Po pracach Einsteina i sprostowaniu, jakie Einstein dał do jednej z prac Smoluchowskiego, kwestia wyjaśniła się zupełnie: błękit nieba jest skutkiem fluktuacji gęstości zachodzących w atmosferze. Pewnym zamknięciem tych badań był eksperyment Smoluchowskiego wykazujący bezpośrednio, że gazy opalizują również w warunkach normalnych. To wytworzenie błękitu nieba w laboratorium było ostatnią pracą doświadczalną Smoluchowskiego (*Experimentelle Bestätigung der Rayleighschen Theorie des Himmelsblaus*, 1916).

Wróćmy jeszcze raz do pracy z roku 1904 dotyczącej rozkładu gęstości. Smoluchowski rozpatrzył w niej również przypadek, gdy liczba cząsteczek podlegających fluktuacjom nie jest bardzo duża. Rachunek dla tego przypadku ma w końcowej fazie, gdzie wchodzi w grę przybliżenia, inny przebieg aniżeli dla przypadku dużej liczby cząsteczek. Przypadek ten można zrealizować w sposób nieoczekiwany w postaci zawiesiny koloidalnej. Cząstka zawiesiny podlega bowiem wg poglądów teorii kinetycznej tym samym prawom co molekula.

The Svedberg wykonał w roku 1910 takie pomiary. Liczył (co 5 sek) ile jest w danej chwili cząstek zawiesiny w polu widzenia mikroskopu. Każda seria pomiarów składała się ze 100 obserwacji. Badaną substancją był roztwór złota koloidalnego. Podajemy obok pierwszą z serii Svedberga. W kolumnie lewej wypisana jest liczba cząstek, obok niej częstość występowania (tj. ile razy zauważono tę liczbę cząstek przy 100 obserwacjach). Tę częstość można było z drugiej strony obliczyć na podstawie wzoru Smoluchowskiego, dane te umieszczone są w trzeciej kolumnie.

n	Częstość	
	obserwowana	obliczona
0	5	4
1	10	12
2	19	20
3	23	22
4	18	18
5	14	12
6	7	7
7	3	3
8	1	1

Weźmy przy ocenie zgodności pod uwagę, że seria Svedberga obejmuje tylko 100 obserwacji, i dalej, że zjawisko, o które chodzi, na pierwszy rzut oka jest wprost zaprzeczeniem wszelkiej prawidłowości, a uznamy otrzymaną zgodność za jeden z największych tryumfów nauki.

Ruchy cząstek zawiesiny koloidalnej są szczególnym przypadkiem ruchów Browna. Zjawisko to, wykryte w roku 1827 przez Roberta Browna, przez niemal sto lat pozostawało zagadką. Dopiero na początku naszego stulecia Einstein i Smoluchowski podali niezależnie od siebie teorię tego zjawiska. Priorytet należy się Einsteinowi. Einstein wyszedł z ogólnych wzorów mechaniki statystycznej, Smoluchowski z poglądowego obrazu teorii kinetycznej. Dzięki temu metoda jego wynika z mechanizmu ruchu, choć nie prowadzi tak prosto do celu jak rozumowania Einsteina. Teoria ruchów

Browna, rychło potwierdzona doświadczalnie, zrobiła ogromne wrażenie w świecie naukowym; również Ostwald, główny przeciwnik atomistyki, widział w ruchach Browna dowód „dyskretnej lub ziarnistej natury materii (der Stoffe)“.

Smoluchowski wielokrotnie wracał do ruchów Browna dla zbadania prawidłowości statystycznych rządzących tym zjawiskiem. Rozpatrzył np. przypadek działania stałej siły i — co dało szczególnie interesujące wyniki — ruch Browna pod wpływem siły sprężystej. Na Zjeździe w Münster Smoluchowski zaproponował w związku z tym dwa proste (a zarazem trudne do wykonania) eksperymenty:

1) zawieszenie bardzo małego lusterka na cienkiej nitce kwarcowej dla zbadania brownowskiego ruchu obrotowego,

2) obserwację swobodnego końca tej nitki.

Z obliczeń Smoluchowskiego wynikało, że ruch Browna tych ciałek makroskopowych powinien być dostrzegalny. Średnie odchylenie kątowe lusterka zawieszono na nitce kwarcowej o grubości 10^{-5} cm i długości 1 cm wynosiłoby około pół stopnia. Oba eksperymenty zostały wykonane dopiero po śmierci Smoluchowskiego. Smoluchowski nie mógł więc w tej dziedzinie opierać się na danych doświadczalnych, analiza teoretyczna doprowadziła go jednak do bardzo ważnych rezultatów. Obliczył m. in. (średni) czas powrotu określonego stanu makroskopowego, na przykład dużego wychylenia lusterka. Warto zwrócić uwagę na to, że u Boltzmanna oszacowania czasu powrotu dotyczyły mikrostanów, u Smoluchowskiego natomiast chodzi o stany obserwowalne.

Inne ujęcie zagadnienia powrotu umożliwiała Smoluchowskiemu porównanie swych wyników z pomiarami dotyczącymi cząstek koloidalnych. Stwierdziwszy w ten sposób słuszność tych wzorów, Smoluchowski obliczył, że gdyby The Svedberg zobaczył w swym doświadczeniu równocześnie 17 cząstek, to musiałby (średnio) czekać 300 000 lat nim je zobaczy po raz wtóry. Praktycznie więc można takie zjawisko uważać za nieodwracalne, ale też tylko praktycznie.

Pewną syntezę tych badań dał Smoluchowski w odczytach na Zjazdach w Münster (1912) i w Getyndze (1913, 1916). W odniesieniu do II zasady termodynamiki wynik jest następujący. Rygoryzm, z jakim ta zasada orzeka o kierunkowości zjawisk w przyrodzie jest błędny. Przyroda wciąż przełamuje II zasadę w swych subtelnym przejawach; zdarzają się również wielkie odstępstwa od stanu równowagi, który termodynamika uważa za kres procesów. Ale czas powrotu tych stanów jest tak duży, że praktycznie można procesy takie uważać za nieodwracalne. W tym sensie II zasada termodynamiki pozostaje słuszna. Pozostaje też słuszna w tym sensie, że nie można zbudować perpetuum mobile drugiego rodzaju. Gdy teoria ruchów Browna stała się znana, odżyły nadzieje, że można będzie skonstruować taką maszynę; szereg autorów (Svedberg, Lippmann) występowało z tego rodzaju projektami. Wyjaśnienie dał znów Smoluchowski. Jeżeli chcemy wykorzystać małe odchylenie od normy, to musimy liczyć się z tym, że potrzebne w konstrukcji wentyle itp. będą

Browna, rychło potwierdzona doświadczalnie, zrobiła ogromne wrażenie w świecie naukowym; również Ostwald, główny przeciwnik atomistyki, widział w ruchach Browna dowód „dyskretnej lub ziarnistej natury materii (der Stoffe)“.

Smoluchowski wielokrotnie wracał do ruchów Browna dla zbadania prawidłowości statystycznych rządzących tym zjawiskiem. Rozpatrzył np. przypadek działania stałej siły i — co dało szczególnie interesujące wyniki — ruch Browna pod wpływem siły sprężystej. Na Zjeździe w Münster Smoluchowski zaproponował w związku z tym dwa proste (a zarazem trudne do wykonania) eksperymenty:

1) zawieszenie bardzo małego lusterka na cienkiej nitce kwarcowej dla zbadania brownowskiego ruchu obrotowego,

2) obserwację swobodnego końca tej nitki.

Z obliczeń Smoluchowskiego wynikało, że ruch Browna tych ciałek makroskopowych powinien być dostrzegalny. Średnie odchylenie kątowe lusterka zawieszono na nitce kwarcowej o grubości 10^{-5} cm i długości 1 cm wynosiłoby około pół stopnia. Oba eksperymenty zostały wykonane dopiero po śmierci Smoluchowskiego. Smoluchowski nie mógł więc w tej dziedzinie opierać się na danych doświadczalnych, analiza teoretyczna doprowadziła go jednak do bardzo ważnych rezultatów. Obliczył m. in. (średni) czas powrotu określonego stanu makroskopowego, na przykład dużego wychylenia lusterka. Warto zwrócić uwagę na to, że u Boltzmann'a oszacowania czasu powrotu dotyczyły mikrostanów, u Smoluchowskiego natomiast chodzi o stany obserwowalne.

Inne ujęcie zagadnienia powrotu umożliwiło Smoluchowskiemu porównanie swych wyników z pomiarami dotyczącymi cząstek koloidalnych. Stwierdziwszy w ten sposób słuszność tych wzorów, Smoluchowski obliczył, że gdyby The Svedberg zobaczył w swym doświadczeniu równocześnie 17 cząstek, to musiałby (średnio) czekać 300 000 lat nim je zobaczy po raz wtóry. Praktycznie więc można takie zjawisko uważać za nieodwracalne, ale też tylko praktycznie.

Pewną syntezę tych badań dał Smoluchowski w odczytach na Zjazdach w Münster (1912) i w Getyndze (1913, 1916). W odniesieniu do II zasady termodynamiki wynik jest następujący. Rygoryzm, z jakim ta zasada orzeka o kierunkowości zjawisk w przyrodzie jest błędny. Przyroda wciąż przełamuje II zasadę w swych subtelnym przejawach; zdarzają się również wielkie odstępstwa od stanu równowagi, który termodynamika uważa za kres procesów. Ale czas powrotu tych stanów jest tak duży, że praktycznie można procesy takie uważać za nieodwracalne. W tym sensie II zasada termodynamiki pozostaje słuszna. Pozostaje też słuszna w tym sensie, że nie można zbudować perpetuum mobile drugiego rodzaju. Gdy teoria ruchów Browna stała się znana, odżyły nadzieje, że można będzie skonstruować taką maszynę; szereg autorów (Svedberg, Lippmann) występowało z tego rodzaju projektami. Wyjaśnienie dał znów Smoluchowski. Jeżeli chcemy wykorzystać małe odchylenie od normy, to musimy liczyć się z tym, że potrzebne w konstrukcji wentyle itp. będą

również wykonywać ruchy Browna i nie spełnią swego zadania. Jeżeli zaś liczymy na duże odchylenie, dzielność maszyny będzie zmierzać do zera, tym wyraźniej im większego oczekujemy odchylenia. Nie można więc zbudować perpetuum mobile drugiego rodzaju „rozumiejąc przez to przyrząd wytwarzający pracę stale, kosztem ciepła otoczenia“.

Ograniczyliśmy się do prac Smoluchowskiego o podstawowym znaczeniu. Jego spuścizna naukowa jest daleko bogatsza. Smoluchowski podał teorię gór fałdowych, ważne wyniki uzyskał w hydrodynamice i aerodynamice, w badaniach nad elektroosmozą i w fizyce koloidów.

Nawet w tak krótkim szkicu jak niniejszy, wspomnieć przynajmniej musimy o innej działalności Smoluchowskiego, mianowicie o alpinistyce. Wykracza ona daleko poza przygodne wycieczki i dzięki pierwszym wejściom należy się jej miejsce w historii turystyki. Okresem szczytowym są lata studenckie. Ulubionym terenem wypraw były zwłaszcza Dolomity. W tym fantastycznym królestwie szczyrb i wieżyc dokonuje wraz ze starszym bratem Tadeuszem szeregu pierwszych zejść i przejść. Obaj bracia wywarli też wybitny wpływ na rozwój turystyki w Polsce. W jednym z listów Smoluchowski pisze: „Z tego, co dały mi góry, trzy rzeczy uważam za najcenniejsze:

- 1) przyzwyczajenie do podejmowania trudnych zadań,
- 2) radość z przewyżczenia trudności,
- 3) zdolność do upiększania życia przez najwznioślejszą poezję: poezję świata gór.“

Smoluchowski umiał jednak spojrzeć na przedmiot zachwyty także okiem badacza. Owocem wypraw górskich były jego prace naukowe z dziedziny geofizyki.

Po pracy naukowej Marian Smoluchowski często szukał odpoczynku przy fortepianie. Sztuką *par excellence* była dla niego muzyka. W domu rodzinnym zajmowanie się muzyką znajdowało pobudkę w zainteresowaniach matki; niemałą rolę odgrywała też w tym względzie ciotka Mariana, Benigna Wolska. Kilkutygodniowe, niemal coroczne w okresie młodzieńczym pobytu u wujostwa we Fiesole, miejscowości położonej wśród wzgórz w pobliżu Florencji, w atmosferze przesyconej kultem piękna, którą pani Benigna umiała wytworzyć, wywarły niemały wpływ na poglądy ucznia i studenta i na styl życia Smoluchowskiego w dalszej przyszłości.

Ponieważ mowa o sztuce, umieścimy jeszcze krótką charakterystykę zamówień malarskich Mariana Smoluchowskiego, którą zawdzięczamy jego synowi panu Romanowi Smoluchowskiemu. „Zachowane są akwarele i szkice robione w czasie wakacji w latach 1904—1910 oraz kilka późniejszych aż do 1917 roku. W ich ocenie należy pamiętać, że są one robione lekko, odręcznie, jako interesujące zagadnienie, bez żadnej pretensji do sztuki malarskiej. Charakterystyczne jest silne realistyczne podejście i chęć uchwycenia nastroju chwili. Kompozycja jest na ogół traktowana jak czynnik podrzędny w porównaniu z kolorem, który niewątpliwie jest przedmiotem głównego zainteresowania“.

Smoluchowski był autorem licznych odczytów, które nie straciły nic ze swej świeżości.

Perłą literatury dydaktycznej jest dzieło ogłoszone w „Poradniku dla samouków“ (1917). W pracach tych utrwaliła się cząstka uroku osobistego, o którym tak często mówią wspomnienia jego przyjaciół i znajomych, np. artykuły Einsteina i Sommerfelda poświęcone jego pamięci.

Pod koniec pobytu we Lwowie nazwisko Smoluchowskiego było znane w Europie także w kołach szerszych. Wyniki jego prac już wówczas weszły do wykładów uniwersyteckich; poważna część listów do Smoluchowskiego, to prośby o odbitki prac często motywowane względami wykładowymi.

Sz szczególnie teoria ruchów Browna była na ustach wszystkich; ruchy te stały się nawet przedmiotem żartów, których przykładem może być kartka Sommerfelda z wycieczki narciarskiej: „Wiosenny kongres fizyczno-narciarski (mocno już stopniały) przesyła panu podwójnie koleżeńskie pozdrowienia. Właśnie ćwiczyliśmy się na stoku w ruchach Browna“.

Smoluchowski otrzymywał nawet listy (i to z daleka) z prośbą o autografy, co przecież fizykom nie zdarza się tak często jak artystom filmowym. Zatrzymamy się nawet nad jednym z nich. Petentem był J. Darmstaedter, który zgromadziwszy zbiór autografów podarował je potem Bibliotece Berlińskiej i dalej zajmował się jego uzupełnieniem. Otóż Darmstaedter prosił nie tylko o autograf, lecz i o kilka zdań charakteryzujących zainteresowania podpisującego. Ponieważ Smoluchowski o sobie nie lubił pisać (i publiczne wystawianie uczuć w wierszach było bodajże powodem, że Smoluchowski ich nie cierpiał), jego odpowiedź jest tym cenniejsza: „Jeżeli zgodnie z rozpowszechnioną opinią w wąsko ograniczonej jednostronnej specjalizacji widzi się cechy współczesnych metod badania, to muszę się w ogóle uważać za fizyka dawnej szkoły, albowiem moim osobistym skłonnościom odpowiada właśnie na przemian praca w najrozmaitszych dziedzinach fizyki i to zarówno w oparciu o pojęcie granicy, różniczki, całki, jak też przy pomocy tokarki i dmuchawki“.

Nad jego grobem Władysław Natanson przemawiając w imieniu Krakowskiej Akademii Umiejętności rzekł: „W pełni sił, w rozkwicie twórczości, odchodzi od nas jeden z najświetniejszych umysłów, którymi chlubił się w naszej Rzeczypospolitej Nauk. Marian Smoluchowski... zebrał bogaty plon odkryć, rzucił hojny siew myśli, których owoce przypadną pokoleniom następnym. Czystą i gorącą miłością kochał naukę i oddawał jej bez rachuby i miary usilny trud całego żywota“.

Nam pozostał Jego przykład i Jego dzieło.

Marian Smoluchowski (1872—1917)

Abstract: The article contains some fragments selected from publications of the late Professor A. Teske about Marian Smoluchowski. It was presented on September 12, 1967, during the opening ceremony of the XXth Congress of Polish Physicists in Lublin, in the session commemorating the fiftieth anniversary of the death of Smoluchowski.

Literatura

- [1] A. Teske, *Marian Smoluchowski w świetle swych listów*, Księga Pamiątkowa 10-lecia UMCS, 1955, str. 215—228.
- [2] A. Teske, *Marian Smoluchowski*, Fizyka i Chemia, nr 3, str. 1—5, 1951.
- [3] A. Teske, *Marian Smoluchowski*, Artykuły do Encyklopedii „Przyroda i Technika“, Warszawa 1963, str. 1044—1046.
- [4] A. Teske, *Marian Smoluchowski*, Artykuły w pracy zbiorowej „Polscy badacze przyrody“, Wiedza Powszechna, 1959, str. 313—338.
- [5] A. Teske, *Marian Smoluchowski — życie i twórczość*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1955.
- [6] A. Teske, *Szkic twórczości Mariana Smoluchowskiego* (w druku)

Janusz Dąbrowski

Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Zakład Teorii Jądra Atomowego,
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Nowe postępy w teorii materii jądrowej *

Dwoma najważniejszymi parametrami określającymi materię jądrową są energia przypadająca na jeden nukleon $E/A = -15,8$ MeV oraz gęstość równowagi $\rho = 1/\frac{4}{3}\pi r_0^3$, gdzie $r_0 = 1,12f$. Teoria materii jądrowej stawia sobie za cel obliczenie tych parametrów przy pomocy sił dwuciałowych, działających pomiędzy nukleonami, wyznaczonych doświadczalnie poprzez rozpraszanie nukleon-nukleon.

W dążeniu do tego celu najbardziej owocna okazała się teoria rozwinięta przez Bruecknera i jego współpracowników. W niniejszym wykładzie przedstawiamy nowe postępy w tej teorii związane głównie z pracami Bethego i jego grupy.

Z uwagi na osobliwy charakter sił jądrowych nie można obliczyć E/A przez bezpośrednie zastosowanie rachunku zaburzeń. Ażeby pokonać trudności związane ze sztywnym rdzeniem odpychającym w potencjale nukleon-nukleon, trzeba najpierw dokonać częściowego wysumowania szeregu perturbacyjnego.

W teorii Bruecknera dokonuje się sumowania diagramów drabinkowych reprezentujących rozpraszanie cząstka-cząstka. To znaczy zastępuje się elementy macierzowe osobliwego potencjału nukleon-nukleon v przez macierz K określoną równaniem:

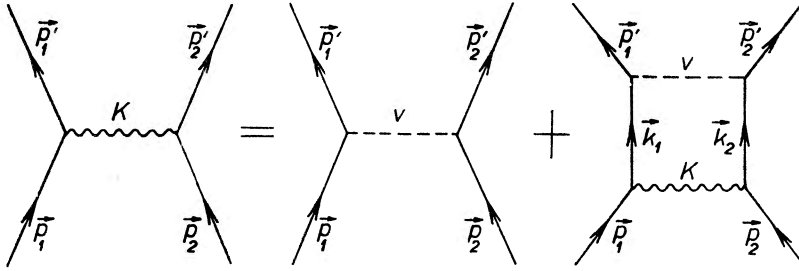
$$\begin{aligned}
 (\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 | K(z) | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) &= (\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 | v | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) + \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} (\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 | v | \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2) \times \\
 &\times \frac{1}{z - \tilde{e}(k_1) - \tilde{e}(k_2)} (\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 | K(z) | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2). \quad (1)
 \end{aligned}$$

Tu, jak również podczas całego wykładu, będziemy oznaczali przez \mathbf{k}_i pędy (w jednostkach \hbar) nukleonów ponad morzem Fermiego ($k_i > k_F$, „stany cza-

* Nieznacznie rozszerzona wersja referatu wygłoszonego na XVII Corocznej Konferencji Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra Atomowego, Charków, 25. I.—2. II. 1967.

stek“), przez m_i pędy nukleonów wewnątrz morza Fermiego ($m_i < k_F$, „stany dziur“), a przez p_i ogólne pędy bez żadnych ograniczeń („stany nukleonów“).

Diagramatycznie równanie (1) przedstawione jest na rys. 1, na którym v oznaczone jest linią przerywaną, zaś K linią falistą. Stosować będziemy konwencję, że linie idące w górę oznaczają cząstki, zaś linie idące w dół oznaczają dziury.



Rys. 1. Równanie na macierz K

Ażeby w pełni określić K musimy ustalić wartość energii jednoczątkowych $\tilde{\epsilon}(k_i)$.

W celu uzyskania przybliżenia małych gęstości kładziemy w równaniu (1) $\tilde{\epsilon}(k_i) = \epsilon(k_i)$, gdzie $\epsilon(p_i) = \hbar^2 p_i^2 / 2M$ jest energią kinetyczną pojedynczego nukleonu ($M =$ masa nukleonu). Energia jest w tym przybliżeniu dana przez wyrażenie pierwszego rzędu w K :

$$(E)_{\rho \rightarrow 0} = \mathcal{E} + \frac{1}{2} \sum_{m_1 m_2} (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 | K [\epsilon(m_1) + \epsilon(m_2)] | \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_1), \quad (2)$$

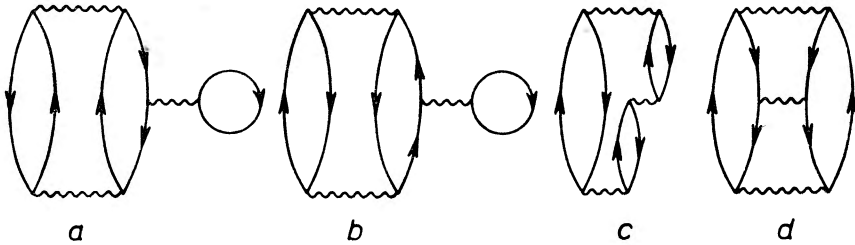
gdzie $\mathcal{E} = \frac{3}{5} \epsilon(k_F) A$ jest całkowitą energią kinetyczną. (Dla prostoty przedstawienia pomijamy zmienne spinowe oraz izospinowe.)

Wyrażenie (2) zawiera wszystkie diagramy w potencjale v o najmniejszej możliwej ilości linii dziur. Liczba ta wynosi dwa. Każda linia dziury wprowadza do E całkowanie po $m_i < k_F$ i odpowiadający mu czynnik rzędu $k_F^3 \sim \rho$. Stąd dwie linie dziur wprowadzają czynnik $\sim \rho^2$ w E , czyli czynnik $\sim \rho$ w E/A . Tę stosowalność równania (2) w granicy małych gęstości podkreślił wyraźnie Hugenholtz [1] już wiele lat temu.

Ażeby wyjść poza przybliżenie małych gęstości, należy do E włączyć człony wyższego rzędu w K od pierwszego. Zauważmy, że możemy przepisać cały pierwotny szereg perturbacyjny w v przy pomocy K . W nowym szeregu perturbacyjnym w K należy wykluczyć wszystkie diagramy typu drabinkowego oraz należy użyć właściwej wartości z w zależności od tego, gdzie w danym diagramie znajduje się macierz K . Najniższego rzędu diagramami w tym nowym szeregu perturbacyjnym są, poza diagramami pierwszego rzędu, diagramy trzeciego rzędu w K . Wśród nich rozróżnić możemy cztery typy diagramów pokazane na rys. 2 (do każdego z nich należy dodać wszystkie przynależne

diagramy wymienne): (a) energie własne dziury, (b) energie własne cząstki, (c) zespół trzyciałowy, (d) rozpraszanie dziura-dziura.

Dawne oszacowania [2] zespołu trzyciałowego pokazywały, że jego wkład do $-E/A$ wynosi mniej niż 1 MeV/nukleon¹. Jeszcze mniej ważne okazało się rozpraszanie dziura-dziura. Z drugiej natomiast strony stwierdzono, że wkład wnoszony do $-E/A$ przez diagramy energii własnej jest istotny. Stąd Brueckner w swojej teorii samouzgodnionej [3] określił macierz K w taki sposób



Rys. 2. Diagramy trzeciego rzędu

ażeby automatycznie włączyć przyczynki od diagramów (a) i (b) do odpowiednio zmodyfikowanego wyrażenia pierwszego rzędu (2).

Przepis postępowania Bruecknera jest następujący. W równaniu (1) kładziemy

$$\tilde{\epsilon}(k_i) = \epsilon(k_i) + \tilde{V}(k_i) \quad (3)$$

i podobnie w równaniu (2) zastępujemy $\epsilon(m_i)$ przez

$$e(m_i) = \epsilon(m_i) + V(m_i), \quad (4)$$

gdzie potencjał jednodziurowy $V(m_i)$ jest zdefiniowany przy pomocy elementów macierzy K na powłoce energetycznej:

$$V(m_i) = \sum_{m_j} \langle m_i m_j | K [e(m_i) + e(m_j)] | m_i m_j - m_j m_i \rangle. \quad (5)$$

Poprawność definicji (5) pokazali pierwsi Brueckner i Goldman [4] w czwartym rzędzie rachunku zaburzeń, a następnie w ogólnym przypadku Bethe i jego współpracownicy [5]. Ostatnio prosty dowód podał Easlea [6].

Problem jak zdefiniować $\tilde{V}(k_i)$ aby pozbyć się diagramów (b) został rozwiązany już dawno temu przez Bruecknera i Gammela (uzupełnienie A pracy [3]; zob. również Bell i Squires [7]). Mianowicie należy na to $\tilde{V}(k_i)$, które na skutek równania (3) występuje w równaniu (1), położyć:

$$\tilde{V}(k_i) = \sum_{m_j} \langle k_i m_j | K(z_i) | k_i m_j - m_j k_i \rangle, \quad i = 1, 2, \quad (6)$$

¹ Małość tego wkładu spowodowana jest znoszeniem się przyczynków od „zwyčajnego” oddziaływania sztywnego rdzenia oraz od prawie „serberowskiego” oddziaływania długo-zasięgowego. To znoszenie się nie ma jednakże miejsca w trzyciałowych diagramach rzędu wyższego niż trzeci w K .

gdzie

$$\begin{aligned} z_1 &= z + e(m_j) - \tilde{e}(k_2), \\ z_2 &= z + e(m_j) - \tilde{e}(k_1). \end{aligned} \quad (7)$$

A więc jednocząstkowy potencjał $V(k_i)$ wyraża się przy pomocy elementów macierzy K poza powłoką energetyczną. W swoich konkretnych rachunkach z roku 1958 Brueckner i Gammel [3] wprowadzili dodatkowe przybliżenie, mianowicie w równaniu (7) położyli

$$e(m_j) - \tilde{e}(k_i) \cong -\Delta, \quad (8)$$

a następnie zmieniając wartość Δ od zera do energii Fermiego doszli do wniosku, że końcowy wynik na E jest bardzo mało czuły na dokładną wartość Δ . Stosując potencjał Bruecknera—Gammela—Thalera (BGT) [3] uzyskali oni:

$$r_0 = 1,02 \text{ f}, \quad -E/A = 15,2 \text{ MeV}. \quad (9)$$

¶ Warto tu wspomnieć o dwu innych wielkościach obliczonych przy pomocy potencjału BGT. Mianowicie w pracy [8] obliczono energię symetrii ϵ_{sym} oraz część zależną od izospinu jądrowego potencjału optycznego U_{τ} na powierzchni Fermiego uzyskując

$$\epsilon_{\text{sym}} = 64 \text{ MeV}, \quad U_{\tau} = 126 \text{ MeV}. \quad (10)$$

Wszystkie te wyniki są w zaskakującej zgodności z wartościami empirycznymi.

Jednakże po roku 1958 sytuacja teorii materii jądrowej zaczęła budzić poważne wątpliwości. Przede wszystkim zdołano nagromadzić nowe wyniki doświadczeń rozproszeniowych nukleon-nukleon. Ażeby uzyskać lepszą zgodność z tymi nowymi danymi Breit i jego współpracownicy [9] wprowadzili tzw. potencjał Yale, który różni się od potencjału BGT większym promieniem rdzenia odpychającego, silniejszym odpychaniem w stanach nieparzystych, kwadratowym członem spin-orbita oraz słabszym oddziaływaniem centralnym w parzystych stanach trypletowych. Zasadniczo podobny do potencjału Yale jest potencjał Hamady—Johnstona (HJ) [10].

Otóż rachunek Bruecknera i Mastersona [11] z roku 1962, który był jedynie nieznacznie uproszczoną wersją rachunku Bruecknera i Gammela, jednak przeprowadzony przy użyciu potencjału Yale, doprowadził do wyników:

$$r_0 = 1,28 \text{ f}, \quad -E/A = 8,3 \text{ MeV}, \quad (11)$$

które odbiegają daleko od wartości doświadczalnych.

Należy tu wspomnieć, że Blatt i jego współpracownicy [12] w rachunkach wariacyjnych energii wiązania H^3 doszli do podobnych wyników. Im nowszych używali potencjałów, tym mniejszą uzyskiwali energię wiązania.

Na inny czynnik, który wydawał się jeszcze bardziej pogarszać sytuację, wskazali w roku 1963 w swej analizie teorii materii jądrowej Bethe i jego współpracownicy [5]. Głównym punktem tej analizy jest wykazanie, że definicja potencjału jednocząstkowego $\tilde{V}(k_i)$ zawarta w równaniach (6) i (7) pociąga

za sobą w przypadku oddziaływania v zawierającego rdzeń odpychający, że $\tilde{V}(k_i) \sim k_i^2$ dla $k_i \rightarrow \infty$.

Mianowicie dla bardzo dużych pędów zasada Pauliego ma znikome znaczenie i możemy rozciągnąć sumę po stanach pośrednich w równaniu (1) na sumę po wszystkich pędach. Ponadto zastąpmy energie jednocząstkowe $\tilde{\epsilon}(k_i)$ w równaniu (1) przez energie kinetyczne $\epsilon(k_i)$. Jeżeli wprowadzimy dwuciałową funkcję falową ψ_p zdefiniowaną równaniem:

$$(\mathbf{p}'_1 \mathbf{p}'_2 | K(z_1) | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} (\mathbf{p}' | K_P(z_1) | \mathbf{p}) = \tilde{\epsilon}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} (\mathbf{p}' | v | \psi_p) \quad (12)$$

(gdzie $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$, $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$), to możemy przekształcić równanie (1) na $K(z_1)$ do postaci

$$\left(\frac{\hbar^2 \mathbf{P}^2}{4M} - z_1 - \frac{\hbar^2}{M} \Delta \right) (e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} - \psi_p) = v\psi_p, \quad (13)$$

gdzie \mathbf{r} jest wektorem względnego położenia dwu nukleonów. Wartość z_1 dla dużych pędów k_1 można przybliżyć [zob. równ. (7)] przez $z_1 \cong -\epsilon(k_i)$. Dla $p_1 = k_1$ oraz $p_2 = m_j$ uzyskujemy ostatecznie dla dużych wartości k_1 :

$$\left(\frac{3}{4} \frac{\hbar^2 k_i^2}{M} - \frac{\hbar^2}{M} \Delta \right) (e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} - \psi_p) = v\psi_p. \quad (14)$$

Dla bardzo dużych pędów najważniejszą częścią v jest rdzeń odpychający v_c (o promieniu c), wewnątrz którego ψ_p znika i otrzymujemy (dla $r \leq c$):

$$v_c \psi_p = \left(\frac{3}{4} \frac{\hbar^2 k_1^2}{M} - \frac{\hbar^2}{M} \Delta \right) e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \cong \frac{\hbar^2 k_1^2}{M} e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}. \quad (15)$$

Temu odpowiada [zob. równ. (12)] następująca wartość macierzy K :

$$(\mathbf{p} | K_P(z_1) | \mathbf{p}) = \frac{3}{4} \pi c^3 \frac{\hbar^2 k_1^2}{M}, \quad (16)$$

która z kolei, zgodnie z równaniem (6), daje ostatecznie

$$\tilde{V}(k_1)_{k_1 \rightarrow \infty} = \left(\frac{c}{r_0} \right)^3 \frac{\hbar^2}{M} k_1^2. \quad (17)$$

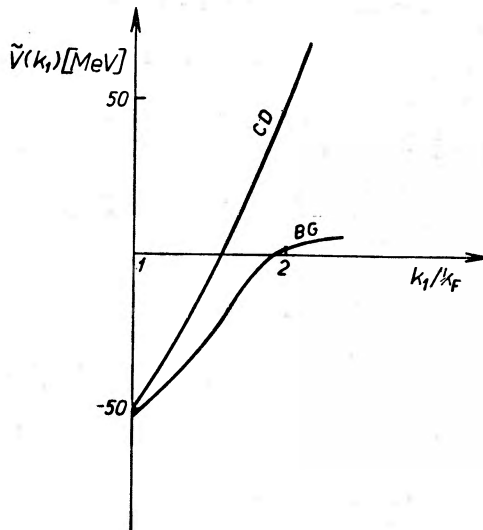
Jednakże rachunek Bruecknera i Gammela nie wykazał takiego wzrostu $\tilde{V}(k_i)$ dla dużych wartości k_1 . Typowe zachowanie się $\tilde{V}(k_1)$ uzyskane w pracy Bruecknera i Gammela jest podane na rys. 3 (krzywe BG). Oczywiście taki wzrost $\tilde{V}(k_1)$ musi pociągnąć za sobą obniżenie energii wiązania $-E/A$. Okazuje się, że zachowanie się potencjału jednocząstkowego, jaki znaleźli Brueckner i Gammel, jest związane z ich przybliżeniem (8), a ściślej mówiąc ze zbyt małym zakresem wartości Δ przebadanym przez Bruecknera i Gammela. Ostatnio rachunek Bruecknera i Gammela został powtórzony [13] bez przybliżenia (8). Wyznaczony w tym rachunku potencjał $\tilde{V}(k_1)$ zachowuje się zgodnie z przewidywaniami Bethego (krzywa CD na rys. 3). Dla $r_0 = 1,02$ f uzyskano

$$-E/A = 7,6 \text{ MeV} \quad (18)$$

w miejsce pierwotnej wartości 15,2 MeV uzyskanej przez Bruecknera i Gammela. Odpowiednie zmniejszenie wartości 8,3 MeV uzyskanej dla potencjału Yale (równ. (11)) doprowadziłoby do znikomo małej energii wiązania materii jądrowej.

Omawiany efekt wydaje się jednak sztuczny. Trudno sobie wyobrazić, aby energia stanu podstawowego materii jądrowej była tak czuła na oddziaływanie nukleon-nukleon dla tak wysokiej energii (odpowiada jej energia w układzie laboratoryjnym rzędu setek MeV).

Rozwiązanie tej trudności znalazł Bethe [14]. (Możliwość takiego rozwiązania zauważył już Rajaraman [15].) Otóż punktem, który przez długi czas wszyscy przeoczaali, jest to, że przy wychodzeniu poza przybliżenie małych gęstości rząd macierzy K jest bez znaczenia. Znaczenie ma natomiast ilość



Rys. 3. Potencjał jednocząstkowy obliczony przez Bruecknera i Gammela (BG) oraz przez Coona i Dąbrowskiego (CD)

linii dziur w rozważanych diagramach. Następnym krokiem, wychodzącym poza przybliżenie małych gęstości, powinno więc być zsumowanie wszystkich diagramów o trzech liniach dziur, które nazywać będziemy diagramami trzyciałowymi. Powinny one wnieść do $-E$ przyczynek rzędu g^3 , a do $-E/A$ rzędu g^2 . Naturalnym parametrem wydaje się tu $(r_0/c)^3 \sim 0,05 - 0,09$, ponieważ dla długozasięgowej części potencjału prosty szereg perturbacyjny powinien być zbieżny.

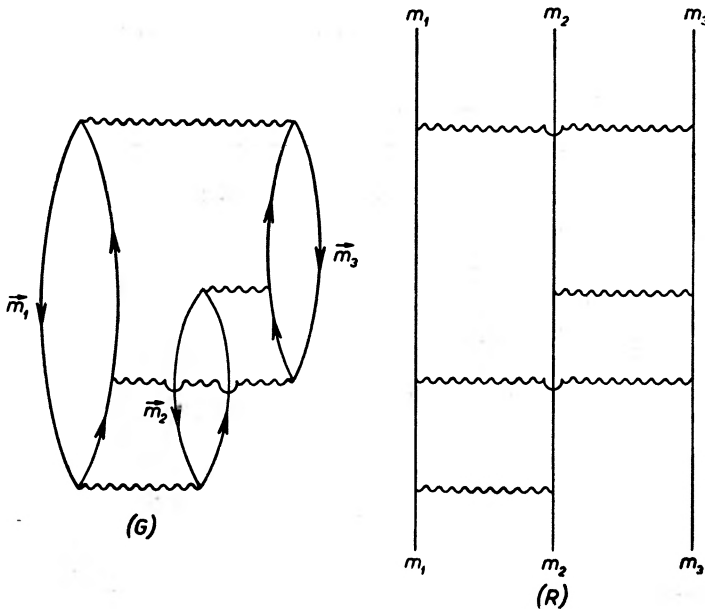
Otóż w każdym rzędzie macierzy K istnieją diagramy o trzech liniach dziur. Typowy przykład diagramu trzyciałowego czwartego rzędu w K jest podany na rys. 4. Tak więc stajemy wobec bardzo trudnego zadania polegającego na zsumowaniu diagramów trzyciałowych w szeregu perturbacyjnym w K . Bardzo pomocne okazują się w tym zadaniu diagramy Rajaramana [15]. Uzyskuje się je przez przerwanie wszystkich linii dziur w odpowiednich diagramach Gold-

stone'a. Na przykład czwartego rzędu diagram Goldstone'a (G) przybiera postać (R) odpowiadającego mu diagramu Rajaramana (rys. 4).

Z uwagi na to, że korelacje trzyciałowe są ważne przede wszystkim dla dużych pędów wzbudzonych cząstek, Bethe [14] przybliża m_1, m_2, m_3 przez pędy zerowe, a również zaniedbuje zasadę Pauliego w stanach pośrednich. Ponadto zakłada on czysto centralne siły jądrowe.

Ażeby wykonać sumowanie diagramów trzyciałowych Bethe stosuje technikę Faddeeva [16]. Jeżeli oznaczymy przez T sumę wszystkich diagramów trzyciałowych, to możemy zapisać

$$T = T^{(1)} + T^{(2)} + T^{(3)}, \quad (19)$$



Rys. 4. Diagram trzyciałowy czwartego rzędu

gdzie $T^{(i)}$ jest sumą tych trzyciałowych diagramów, w których i -ta cząstka nie uczestniczy w ostatnim rozpraszaniu. Typowy diagram $T^{(1)}$ przedstawiony jest na rys. 5.

Analiza struktury $T^{(1)}$ prowadzi do następującego równania typu Faddeeva:

$$T^{(1)} = K_{23} + K_{23} \frac{1}{a} (T^{(2)} + T^{(3)}), \quad (20)$$

oraz do podobnych równań dla $T^{(2)}$ i $T^{(3)}$. Mianownik a jest równy minus energii wzbudzenia stanu pośredniego.

Wprowadzimy obecnie funkcję falową

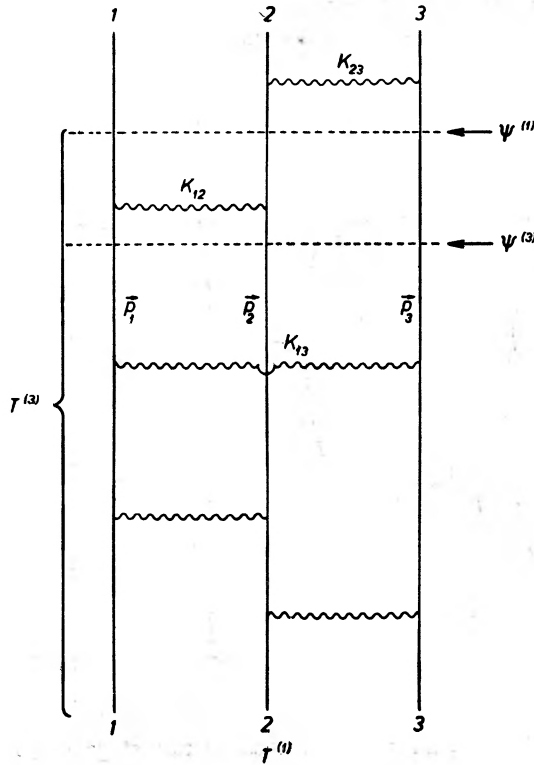
$$\Psi^{(1)} = \left[1 + \frac{1}{a} (T^{(2)} + T^{(3)}) \right] \Phi, \quad (21)$$

gdzie

$$\Phi = \Phi_{m_1 m_2 m_3} = e^{i(m_1 r_1 + m_2 r_2 + m_3 r_3)} \cong 1 \quad (22)$$

(ostatnia równość zachodzi dla przybliżenia $m_i \cong 0$), oraz analogiczne funkcje $\Psi^{(2)}$, $\Psi^{(3)}$. Równanie (20) możemy zapisać w postaci

$$\Psi^{(1)} = \Phi + \frac{1}{a} K_{13} \Psi^{(2)} + \frac{1}{a} K_{12} \Psi^{(3)}. \quad (23)$$



Rys. 5. Oddziaływanie pomiędzy trzema nukleonami opisane przez $T^{(3)}$

Operator $\frac{1}{a} K_{12}$ jest związany z dwuciałowym operatorem falowym Ω_{12}

równaniem

$$\Omega_{12} = 1 + \frac{1}{a} K_{12}. \quad (24)$$

Jeżeli $1 - \Omega_{12}$ działa na falę płaską $\Phi_{p_1 p_2 p_3}$ to w dobrym przybliżeniu (w każdym razie w przypadku sztywnego rdzenia [5]) mamy

$$(1 - \Omega_{12}) \Phi_{p_1 p_2 p_3} \cong \zeta(r_{12}) \Phi_{p_1 p_2 p_3}. \quad (25)$$

Szczegółowa postać $\zeta(r_{12})$ zależy od pędów wszystkich trzech cząstek. Średnio-

wanie po kątach pomiędzy tymi pędami oraz prawo zachowania pędu redukuje tę zależność do zależności od samego p_3 . Jednakże dla rdzenia odpychającego typową, to znaczy najbardziej prawdopodobną wartość p_3 jest

$$p_3 \cong \pi/2c, \quad (26)$$

a to dlatego, że rdzeń odpychający faworyzuje stany wzbudzone, których funkcja falowa w stanie S ($\sim \sin p_3 r$) posiada maksimum w pobliżu $r = c$. Dla takiej typowej wartości p_3 Bethe znajduje, że

$$\zeta(r_{12}) \cong \begin{cases} 1 & \text{dla } r_{12} < c, \\ e^{-\gamma(r_{12}-c)} c/r_{12} & \text{dla } r_{12} \geq c, \end{cases} \quad (27)$$

gdzie $\gamma \cong 3,1-3,7 \text{ f}^{-1}$.

Zróbmy obecnie wydające się rozsądnym założenie, że w dobrym przybliżeniu działanie operatora $1-\Omega_{12}$ na funkcje $\Psi^{(3)}$ w równaniu (23) można zastąpić przez mnożenie przez funkcję $\zeta(r_{12})$ (i podobnie dla analogicznego operatora $1-\Omega_{13}$). Pozwala nam to na zapisanie równania (23) w postaci

$$\Psi^{(1)} = \Phi - \zeta(r_{13})\Psi^{(2)} - \zeta(r_{12})\Psi^{(3)}. \quad (28)$$

W rzeczywistości macierz K na obu końcach każdego diagramu musi być potraktowana w odmienny, specjalny sposób, ponieważ tutaj na tych końcach trzeci nukleon nie jest wzbudzony. Odpowiednią funkcję ζ oznaczmy tu przez η . Również i ona może być przybliżona przy pomocy równania (27), jednakże ze znacznie mniejszą wartością $\gamma \cong 1,2 \text{ f}^{-1}$. W miejsce równania (28) otrzymamy w ten sposób już bardziej poprawne równanie:

$$\Phi - \Psi^{(1)} = \eta(r_{12})\Phi + \zeta(r_{12})[\Psi^{(3)} - \Phi] + \eta(r_{13})\Phi + \zeta(r_{13})[\Psi^{(2)} - \Phi]. \quad (29)$$

To równanie, zwane często równaniem Bethego-Faddeeva, wraz z podobnymi równaniami na $\Phi - \Psi^{(2)}$ oraz $\Phi - \Psi^{(3)}$ można z łatwością rozwiązać, otrzymując wynik:

$$\Phi - \Psi^{(1)} = \frac{\eta_{12} u_{13} + \eta_{13} u_{12} - \eta_{23}(u_{12} + u_{13} - 2u_{12} u_{13})}{u_{12} u_{13} + u_{13} u_{23} + u_{23} u_{12} - 2u_{12} u_{13} u_{23}}, \quad (30)$$

gdzie $u_{ij} = 1 - \zeta_{ij} = 1 - \zeta(r_{ij})$.

Gdybyśmy próbowali rozwiązywać równanie (29) iteracyjnie (temu odpowiadałoby rozpatrywanie kolejnych rzędów w K szeregu perturbacyjnego), to otrzymalibyśmy szereg rozbieżny dla małych odległości pomiędzy nukleonami, podczas gdy ściśle rozwiązanie (30) jest skończone.

Porównanie pierwszej iteracji $\Phi - \Psi^{(1)} \cong [\eta(r_{12}) + \eta(r_{13})]\Phi$ równania (29) ze ścisłym rozwiązaniem (30) pokazuje, że na małych odległościach pomiędzy nukleonami rozwiązanie ściśle jest równe jednej trzeciej pierwszej iteracji. Ten fakt ma prostą, choć może nieco naiwną interpretację. Dla trzech nukleonów znajdujących się w pobliżu siebie pierwsza iteracja daje nam trzy pary oddziaływań poprzez rdzeń odpychający. W rzeczywistości jednak nie możemy

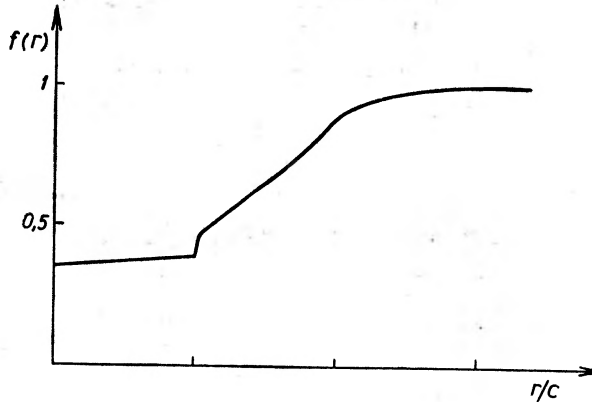
uczynić więcej niż wykluczyć funkcję falową z obszaru rdzenia odpychającego i dlatego otrzymujemy jedno oddziaływanie poprzez rdzeń a nie trzy.

Całkowity przyczynek do energii pochodzący od diagramów trzyciałowych, można zapisać w postaci

$$E_3/A = e^2 \int d\tau_{23} K_{23} F(r_{23}), \quad (31)$$

gdzie

$$F(r_{23}) = \int d\tau_1 \eta(r_{12}) [\Phi - \Psi^{(1)}]. \quad (32)$$



Rys. 6. Funkcja f obliczona przez Bethego

Pierwsza iteracja równania (29) daje identyczne wyrażenie, z tym jednak, że F zastąpione jest przez

$$F_1(r_{23}) = \int d\tau_1 \eta(r_{12}) [\eta(r_{12}) + \eta(r_{13})], \quad (33)$$

gdzie pierwszy składnik odpowiada diagramowi energii własnej cząstki (rys. 2b), zaś drugi zespołowi trzyciałowemu (rys. 2c). Oba składniki są oczywiście trzeciego rzędu w K . Można więc powiedzieć, że cała zmiana, jaką do przyczynków trzeciego rzędu wprowadza zsumowanie diagramów trzyciałowych wszystkich rzędów, sprowadza się do zastąpienia:

$$F_1(r_{23}) \rightarrow f(r_{23}) F_1(r_{23}), \quad (34)$$

gdzie

$$f(r_{23}) = F(r_{23})/F_1(r_{23}). \quad (35)$$

Zachowanie się funkcji $f(r)$ obliczonej przez Bethego [14] podane jest na rys. 6. Widzimy, że z grubsza mówiąc $f \cong \frac{1}{3}$ wewnątrz rdzenia odpychającego, oraz że f osiąga szybko wartość 1 na zewnątrz rdzenia.

Oszacowanie Bethego potencjału jednocząstkowego z włączeniem czynnika f pokazuje, że potencjał ten w najważniejszym zakresie pędów wzbudzonych

cząstek praktycznie redukuje się do zera, podobnie jak to miało miejsce w rachunkach Bruecknera i Gammela (zob. rys. 3). Tak więc dochodzimy do wniosku, że podejście Bruecknera—Gammela okazuje się lepsze, niż to mogło się wydawać kilka lat temu. Całkowity efekt korelacji trzyciałowych na energię materii jądrowej jest bardzo mały, prawdopodobnie mniejszy niż około 1 MeV na jeden nukleon². To oszacowanie Bethego zostało potwierdzone przez Monkowskiego [17] (zob. też Day [18]).

Ostatnio Sprung i współpracownicy [19] obliczyli energię wiązania oraz gęstości równowagi materii jądrowej używając potencjału HJ . Uwzględnili oni przyczynki od wszystkich diagramów trzyciałowych w następujący przybliżony sposób. Przede wszystkim zastosowali oni ideę Rajaramana [20], w myśl której można w sposób przybliżony traktować diagramy zespołów trzechciałowych razem z diagramami energii własnej cząstek (rys. 2*b, c*) jako insercje energii własnej, tzn. można je włączyć w potencjał jednocząstkowy (zob. równ. (6)). Następnie, idąc za Bethem, włączyli oni do definicji potencjału jednocząstkowego czynnik f (równ. (35)), by w ten sposób uwzględnić efekt diagramów trzyciałowych wszystkich rzędów w K . W wyniku uzyskali oni

$$r_0 = 1,13 \text{ f}, \quad -E/A = 10,9 \text{ MeV}. \quad (36)$$

Ponieważ Bethe wprowadził ów czynnik f w przypadku sił czysto centralnych, wprowadzenie go w przypadku sił zawierających składową tensorową nie jest w pełni uzasadnione. Są i inne przybliżenia w rachunku Sprunga i współpracowników, połączone głównie ze stosowaną przez nich tzw. „metodą widma odniesienia“ [5]. Mimo to wynik (36) wydaje się rozsądny. Nie różni się on zbyt, zwłaszcza $-E/A$, od wyniku (11) uzyskanego przez Bruecknera i Mastersona przy pomocy potencjału Yale, podobnego do potencjału HJ .

Wynik (36) jest jeszcze około 5 MeV za mały w stosunku do empirycznej wartości $-E/A = 15,8 \text{ MeV}$. Tę różnicę 5 MeV można prawdopodobnie zredukować praktycznie do zera przez zastosowanie najnowszych potencjałów nukleon-nukleon. Ostatnio wprowadzono dwa takie potencjały: potencjał Reida [21] z sztywnym rdzeniem oraz potencjał Bressela [22] z miękkim rdzeniem odpychającym. Oba te potencjały reprodukują bardzo dokładnie fenomenologiczne przesunięcia fazowe (Reid) oraz dane rozproszeniowe (Bressel). Wyniki uzyskane przez Sprunga i współpracowników [19] — przy zastosowaniu tej samej metody liczenia co w przypadku potencjału HJ — są następujące: dla potencjału Reida

$$r_0 = 1,09 \text{ f}, \quad -E/A = 12,3 \text{ MeV}, \quad (37)$$

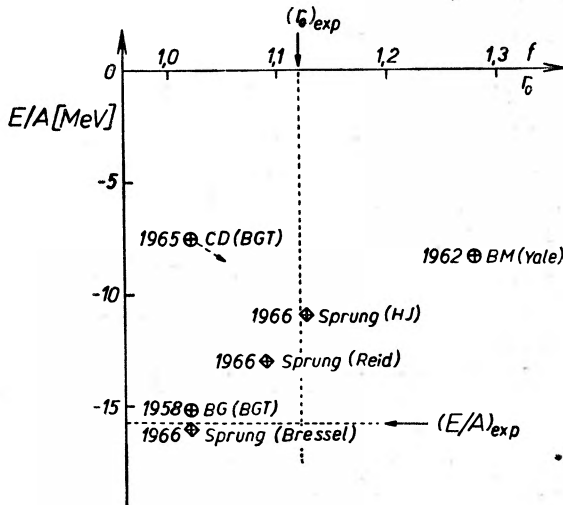
a dla potencjału Bressela

$$r_0 = 1,02 \text{ f}, \quad -E/A = 16,1 \text{ MeV}. \quad (38)$$

² Oszacowanie Bethego daje $-E_s/A \cong 3-6\%$ energii potencjalnej wywołanej korelacjami dwuciałowymi tj. 1–2 MeV. Oszacowanie Monkowskiego daje $E_s/A \cong 0,4 \text{ MeV}$.

Są to bardzo zachęcające wyniki, ponieważ pokazują one, że metoda Bethego traktowania diagramów trzyciałowych plus współczesny potencjał nukleon-nukleon z miękkim rdzeniem odpychającym (który przecież jest bardziej realistyczny od rdzenia sztywnego) mogą dać w wyniku empiryczne wartości r_0 oraz $-E/A^3$.

Wyniki obliczeń r_0 i $-E/A$ omówione w tym wykładzie, przedstawione są na rys. 7. Jest zabawne widzieć, jak po ośmiu latach wyteżonej pracy jesteśmy znów bardzo blisko wyników Bruecknera i Gammela z roku 1958.



Rys. 7. Obliczone wartości r_0 i E/A . Wynik BG został uzyskany przez Bruecknera i Gammela, BM przez Bruecknera i Mastersona, CD przez Coona i Dąbrowskiego, Sprung przez Sprunga i współpracowników. Typ zastosowanego potencjału nukleon-nukleon zaznaczony jest w nawiasach

Bez wątpliwości w ostatnich obliczeniach własności materii jądrowej jest wiele elementów niepewnych, połączonych z licznymi przybliżeniami, w szczególności przy liczeniu diagramów trzyciałowych. Mimo to wydaje się, że obecnie w teorii materii jądrowej nie ma głębszych trudności. Zakończmy więc ten wykład cytując Bethego, który mówi, że do ostatecznej odpowiedzi możemy dojść tylko poprzez cierpliwe obliczanie teorii oraz studiowanie fizycznego i numerycznego znaczenia różnych członów, nie zaś poprzez stosowanie formalnej matematyki.

Recent Developments in the Theory of Nuclear Matter

Abstract: Since the successful nuclear matter calculations of Brueckner and Gammel in 1958 the situation of the theory for some time became less satisfactory for two reasons. First, calculations with the more up to date nuclear forces produced a value of the binding energy

³ Byłoby bardzo ciekawe zastosować oba wspomniane potencjały, zwłaszcza potencjał Bressela, w zagadnieniu H^3 .

per nucleon, $-E/A$, smaller than the empirical value. Second, a careful treatment of the single particle potential energies of excited states, initiated by Bethe, produced a further reduction in $-E/A$. The second difficulty has been resolved by Bethe, who included into the theory all the three-body diagrams. The series of these diagrams can be summed by an integral equation due to Faddeev. The single particle potential energies are thereby reduced essentially to zero, and $-E/A$ is increased correspondingly. Thus only the first difficulty remains which, however, can be overcome by applying nuclear forces with a „soft“ repulsive core. Recent calculations of $-E/A$ bring its value again into agreement with the experiment.

Literatura

- [1] N. M. Hugenholtz, *Physica*, **23**, 533 (1957).
- [2] H. S. Köhler, *Ann. Phys. USA*, **12**, 444 (1961).
- [3] K. A. Brueckner and J. L. Gammel, *Phys. Rev.*, **109**, 1023 (1958).
- [4] K. A. Brueckner and D. T. Goldman, *Phys. Rev.*, **117**, 207 (1960).
- [5] H. A. Bethe, B. H. Brandow and A. G. Petschek, *Phys. Rev.*, **129**, 225 (1963).
- [6] B. R. Easlea, *Physica Letters*, **19**, 662 (1966).
- [7] J. S. Bell and E. J. Squires, *Phil. Mag. Supplement* **10**, 211 (1961).
- [8] K. A. Brueckner and J. Dąbrowski, *Phys. Rev.*, **134**, B 722 (1964).
- [9] K. E. Lassila, M. H. Hull, Jr., H. M. Ruppel, F. A. McDonald and G. Breit, *Phys. Rev.*, **126**, 881 (1962).
- [10] T. Hamada and I. D. Johnston, *Nuclear Phys.*, **34**, 383 (1962).
- [11] K. A. Brueckner and K. S. Masterson, Jr., *Phys. Rev.*, **128**, 2267 (1962).
- [12] J. M. Blatt and L. M. Delves, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 544 (1964).
- [13] S. A. Coon and J. Dąbrowski, *Phys. Rev.*, **140**, B 287 (1965).
- [14] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **138**, B 804 (1965).
- [15] R. Rajaraman, *Phys. Rev.*, **131**, 1244 (1963).
- [16] L. D. Faddeev, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **39**, 1459 (1960).
- [17] S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.*, **140**, B 283 (1965).
- [18] B. Day, *Phys. Rev.*, **151**, 826 (1966).
- [19] D. W. L. Sprung, P. C. Bhargava and T. K. Dahlblom, *Physics Letters*, **21**, 538 (1966); Errata wyników HJ — w druku.
- [20] R. Rajaraman, *Phys. Rev.*, **129**, 265 (1963).
- [21] R. V. Reid, *Cornell thesis*, nieopublikowane.
- [22] C. Bressel, *MIT thesis*, nieopublikowane; C. Bressel, A. K. Kerman and E. L. Lomon, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **10**, 584 (1965).

Andrzej Budzanowski

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego
Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie

Niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa narzędziem badania struktury jąder atomowych

I. Wstęp

Zjawisko rozpraszania cząstek alfa na jądrach atomowych odegrało istotną rolę w rozwoju fizyki jądrowej. Dość wspomnieć, że interpretacja wyników doświadczalnych, dotyczących sprężystego rozpraszania cząstek alfa, doprowadziła Rutherforda do odkrycia jądra atomowego w roku 1911.

W badaniach nad rozpraszaniem cząstek alfa na jądrach atomowych wyróżnić można 3 wyraźne etapy. W pierwszym wczesnym etapie badano wyłącznie sprężyste rozpraszanie cząstek alfa o energiach nie przekraczających 10 MeV. Wyniki tych badań pozwoliły na określenie promieni jąder i zasięgu sił jądrowych. Etap ten zamyka praca Pollarda [1] z roku 1935. Dalszy postęp badań możliwy był dopiero po znacznym ulepszeniu techniki doświadczalnej, głównie akceleratorów jonów oraz metod detekcji. Dopiero po roku 1955 obserwujemy ponowny wzrost zainteresowania sprężystym rozpraszaniem cząstek alfa. Prace doświadczalne wykonane w latach 1955—1960 (przy użyciu techniki liczników scyntylacyjnych oraz przy wykorzystaniu cyklotronów jako źródeł cząstek alfa) doprowadziły do wniosku, że oddziaływanie cząstek alfa z jądrami atomowymi najlepiej można opisać przy pomocy modelu optycznego z silnie absorbującym potencjałem. Ten drugi etap podsumowuje artykuł Eisberga i Portera [2] z roku 1961. W trzecim etapie, obejmującym lata po roku 1960, rozpraszanie cząstek alfa stało się poważnym narzędziem badania struktury wzbudzonych stanów jąder atomowych. Przyczyniły się do tego postępy w dziedzinie metod detekcji cząstek naładowanych oraz w technice obliczeń numerycznych. Wprowadzenie półprzewodnikowych detektorów umożliwiło (dzięki wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej) badanie na szeroką skalę rozkładów kątowych różniczkowych przekrojów czynnych w niesprężystym rozpraszaniu cząstek alfa. Zastosowanie do obliczeń teoretycznych szybkich maszyn cyfrowych klasy, np. „IBM 7094“ lub „Atlas“, pozwoliło na interpretację wyników doświadczalnych przy pomocy zaawansowanych przybliżeń kwantowo-

mechanicznych takich jak przybliżenie Borna z użyciem fal zniekształconych (*Distorted Wave Born Approximation*) lub przybliżenie kanałów sprzężonych (znane pod nazwą rozszerzonego modelu optycznego).

Od czasu pojawienia się klasycznej pracy Huusa i in. [3] w roku 1953, cząstki alfa o energiach niższych od bariery kulombowskiej jąder są stosowane do wzbudzania poziomów jądrowych za pośrednictwem oddziaływania elektromagnetycznego. Metoda ta znana pod nazwą wzbudzania kulombowskiego, chociaż prosta w interpretacji teoretycznej, jest jednak ograniczona do niskich poziomów wzbudzonych jąder, tylko w nielicznych wypadkach osiągających energię wzbudzenia 3 MeV, np. [4].

Dzięki pracom teoretycznym Blaira i Austerna [5], [6] okazało się, że dla cząstek alfa o energiach zawartych w przedziale 20—100 MeV istnieje również możliwość prostej interpretacji wyników doświadczalnych dotyczących reakcji jądrowych niesprężystego rozpraszania, w których przekazanie energii zachodzi za pośrednictwem silnych oddziaływań jądrowych. Ta prosta interpretacja dotyczy specjalnego typu reakcji jądrowych, tak zwanych reakcji bezpośredniego oddziaływania. Uproszczenie osiąga się przez zastosowanie przybliżenia adiabatyicznego oraz przez uwzględnienie silnej absorpcji cząstek alfa w materii jądrowej.

Dla jąder o liczbach masowych zawartych w przedziale $56 \leq A \leq 68$ oraz dla jąder lekkich należących do tak zwanej powłoki $1d2s$ istnieje obszerny materiał doświadczalny, dotyczący rozkładów kątowych różniczkowego przekroju czynnego dla niesprężystego rozpraszania cząstek alfa o energii 44 MeV i 25 MeV [7], [8]. Interpretacja tych danych doświadczalnych przy pomocy dyfrakcyjnej teorii Blaira doprowadziła autorów do odkrycia licznych oktopolowych stanów wibracyjnych jąder, dwufonowych tripletów wibracji kwadrupolowych oraz do określenia wielu prawdopodobieństw przejść typu $E2$ i $E3$.

II. Selektyność procesów niesprężystego rozpraszania

Przekazanie energii przez cząstkę alfa jądra tarczy może nastąpić za pośrednictwem pola elektromagnetycznego lub też za pośrednictwem silnych oddziaływań jądrowych. Dla cząstek alfa o energiach przekraczających wysokość bariery kulombowskiej, proces elektromagnetycznego przekazania energii szybko maleje na korzyść procesu jądrowego i może odgrywać istotną rolę tylko pod bardzo małymi kątami rozproszenia $\theta < \theta_k$ oraz dla dużych wartości parametru kulombowskiego $n > 3$. Kąt krytyczny θ_k jest to taki kąt rozproszenia, przy którym odległość największego zbliżenia padającej cząstki alfa do jądra tarczy jest równa sumie promieni cząstki alfa i jądra tarczy. Kąt krytyczny można obliczyć na podstawie następującego wzoru:

$$R_t + R_\alpha = \frac{1}{2} b (\operatorname{cosec} \theta_k / 2 - 1), \quad (1)$$

gdzie R_t — promień jądra tarczy, R_α — promień cząstki alfa, $b = \frac{2Ze^2}{\mu v^2}$,

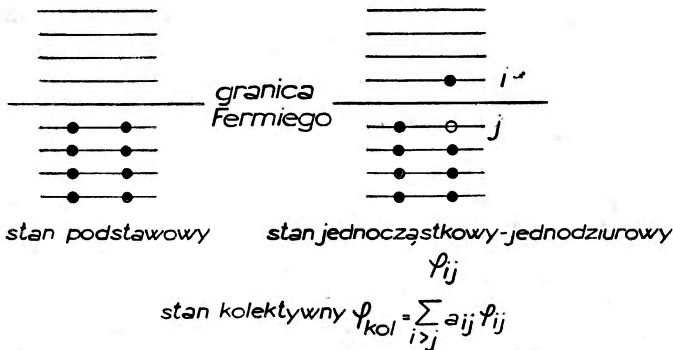
θ_k — kąt krytyczny rozproszenia, Z, z — liczby atomowe jądra tarczy i cząstki alfa, e — ładunek elementarny, μ — masa zredukowana układu cząstka alfa — jądro tarczy, v — prędkość cząstki alfa w układzie laboratoryjnym.

Parametr kulombowski określony jest wzorem:

$$n = \frac{Zze^2\mu}{\hbar^2 k}, \quad (2)$$

gdzie k — długość wektora falowego układu cząstka alfa — jądro.

Dla celów badań struktury poziomów energetycznych jąder wykorzystuje się reakcje jądrowe bezpośredniego oddziaływania. W reakcjach tych padająca cząstka oddziałuje tylko z niewielką liczbą wewnętrznych stopni swobody ruchu jądra tarczy. Reakcje bezpośredniego oddziaływania zachodzą bez utwo-



Rys. 1. Wzbudzenia jednocząstkowe-jednodziurowe i kolektywne w schemacie modelu powłokowego

żenia stanów pośrednich, jądra złożonego, w krótkim czasie rzędu czasu przelotu cząstki na odcinku o długości równej średnicy jądra. W związku z tym, pomiędzy amplitudą reakcji jądrowej bezpośredniego oddziaływania i amplitudą sprężystego rozpraszania istnieją określone związki fazowe.

Reakcje jądrowe niesprężystego rozpraszania zachodzące za pośrednictwem mechanizmu bezpośredniego oddziaływania charakteryzują się dużym przekrojem czynnym dla wzbudzeń kolektywnych stanów jądra tarczy. Doświadczalnie pokazał to Cohen [9] w pracy nad niesprężystym rozpraszaniem protonów, znajdując korelację pomiędzy przekrojem czynnym na niesprężyste rozpraszanie protonów a pomiędzy prawdopodobieństwem przejść kwadrupolowych elektrycznych ($BE2$). Teoretyczne wytłumaczenie tego zjawiska podali Satchler i Pinkston [10]. Istotę zjawiska wyróżniania wzbudzeń kolektywnych w procesach niesprężystego rozpraszania najłatwiej zrozumieć na gruncie teorii mikrostruktury poziomów kolektywnych jąder. Zgodnie z tą teorią [11] kolektywny stan wzbudzony przedstawiamy jako superpozycję stanów jednocząstkowo-jednodziurowych, przy czym amplitudy stanów jednocząstkowo-jednodziurowych są porównywalne co do wartości liczbowej. Rys. 1 objaśnia różnicę pomiędzy stanem kolektywnym i jednocząstkowym dla układu

nukleonów jednego rodzaju, rozmieszczonych na poziomach energetycznych jamy potencjalnej modelu powłokowego. Poziom wibracji kolektywnych jądra stanowi superpozycję stanów jednocząstkowych-jednodziurowych. Amplitudy poszczególnych stanów jednocząstkowych mają te same fazy, co elementy macierzowe jednocząstkowego operatora wywołującego przeskok pojedynczego nukleonu. Na skutek konstruktywnej interferencji elementów macierzowych odpowiadających powstawaniu jednocząstkowych stanów, prawdopodobieństwo wzbudzenia stanu kolektywnego zostaje podwyższone.

Na rys. 1 oznaczono przez φ_{ij} funkcję falową reprezentującą wzbudzenie jednocząstkowo- (poziom i) jednodziurowe (poziom j). Funkcja falowa stanu kolektywnego $\varphi_{kol} = \sum_{i>j} a_{ij} \varphi_{ij}$, gdzie z uwagi na warunek normalizacji $\sum_{i>j} |a_{ij}|^2 = 1$. Funkcje φ_{ij} stanowią układ ortonormalny. Przekrój czynny na niesprężyste rozpraszanie cząstki jądrowej jest proporcjonalny do kwadratu bezwzględnej wartości następującego elementu macierzowego:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \left| \sum_k \langle v_b(\hat{r}_1 \dots \hat{r}_A) | V(|\hat{r}_k - \hat{r}|) | v_a(\hat{r}_1 \dots \hat{r}_A) \rangle \right|^2, \quad (3)$$

gdzie suma rozciąga się na wszystkie aktywne nukleony jądra tarczy (nukleony, które zmieniają swój poziom w modelu powłokowym na skutek oddziaływania z padającą cząstką). $V(|\hat{r}_k - \hat{r}|)$ oznacza potencjał oddziaływania pomiędzy padającą cząstką o współrzędnej \hat{r} i nukleonem o współrzędnej \hat{r}_k . Na skutek oddziaływania z padającą cząstką, nukleon może przeskoczyć z poziomu pełnego na poziom pusty, czyli mówiąc inaczej, operator V działając na funkcję falową stanu podstawowego powoduje powstanie stanu jednocząstkowego-jednodziurowego φ_{ij} (zob. rys. 1). Przypuśćmy, że stan wzbudzony jądra jest stanem jednocząstkowym φ_{ij} . Wówczas prawa strona wzoru (3) będzie równa 1 ze względu na ortogonalność funkcji φ_{ij} . Jeżeli stan końcowy jest stanem kolektywnym i opisany jest funkcją falową $\sum_{i>j} a_{ij} \varphi_{ij}$, wówczas można pokazać, że element macierzowy we wzorze będzie równy $\sum_{i>j} a_{ij}$, a przekrój czynny będzie proporcjonalny do $\left| \sum_{i>j} a_{ij} \right|^2$ (dla każdego wskaźnika k po lewej stronie operatora V można w tym drugim wypadku znaleźć identyczny stan jednocząstkowo-jednodziurowy). Przypuśćmy, że stan kolektywny zbudowany jest z 10 stanów jednocząstkowo-jednodziurowych o jednakowych amplitudach. Współczynniki a_{ij} będą wówczas równe w przybliżeniu 0,32, ze względu na normalizację funkcji $\varphi_{kol} = \sum_{i>j} a_{ij} \varphi_{ij}$. Otrzymamy:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |10 \times 0,32|^2 = 10.$$

Przekrój czynny jest więc dla takiego stanu wzbudzonego 10 razy większy od przekroju czynnego dla stanu jednocząstkowego. Mówimy w związku z tym, że niesprężyste rozpraszanie jest czule na efekty długozasięgowych korelacji

w funkcjach falowych nukleonów w jądrze (poszczególne amplitudy przejścia składają się koherentnie).

Praktycznie, do analizy wyników doświadczalnych stosowane są 3 przybliżenia teoretyczne dotyczące reakcji niesprężystego rozpraszania. Są to: 1) przybliżenie adiabatyczne, 2) przybliżenie Borna, 3) przybliżenie kanałów sprzężonych. Wszystkie te przybliżenia odnoszą się wyłącznie do reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania. Przybliżenie adiabatyczne odznacza się największą prostotą. Zastosowanie jego jest jednak ograniczone do cząstek silnie absorbowanych w materii jądrowej, np. cząstek alfa, deutronów lub jąder ${}^3\text{He}$. Pozostałe dwa przybliżenia mają charakter ogólniejszy i mogą być stosowane do opisu reakcji niesprężystego rozpraszania wywołanej przez nukleony. Na przeszkodzie w ich szerszym zastosowaniu stoją duże komplikacje rachunkowe i związana z tym konieczność użycia najszybszych maszyn cyfrowych.

Przybliżenie adiabatyczne

Założenie adiabatyczności wymaga, aby czas przelotu cząstki w pobliżu jądra był krótki w porównaniu z okresem drgań kolektywnych jądra tarczy. Warunek ten możemy wyrazić wzorem:

$$2R_t/v \cdot \omega/2\pi = kR_t \hbar\omega/2\pi E < 1, \quad (4)$$

gdzie $\hbar\omega$ oznacza energię wzbudzonego jądra tarczy, E — energię padającej cząstki. Przy założeniu (4) oraz przy dodatkowym uproszczeniu $k_a = k_b$, gdzie k_a i k_b oznaczają odpowiednio liczby falowe w kanale początkowym i końcowym reakcji, otrzymujemy następujący wzór dla amplitudy reakcji [5]:

$$f_{ab} = \langle b|f_{el}(\theta, a)|a\rangle. \quad (5)$$

We wzorze (5), $|a\rangle$ i $|b\rangle$ oznaczają stany początkowy i końcowy jądra tarczy, natomiast $f_{el}(\theta, a)$ oznacza amplitudę sprężystego rozpraszania na jądrze tarczy o ustalonych parametrach deformacji a . Sens wyliczenia amplitudy rozpraszania sprężystego jako funkcji parametrów deformacji istnieje wówczas, jeżeli kształt drgającego jądra nie zmienia się w czasie przelotu cząstki w pobliżu jądra, a to właśnie prowadzi do warunku adiabatyczności. Amplitudę $f_{el}(\theta, a)$ przyjęto nazywać uogólnioną amplitudą sprężystego rozpraszania. Obliczenie uogólnionej amplitudy rozpraszania jest bardzo trudne. Dla cząstek silnie absorbowanych w materii jądrowej, a w szczególności dla cząstek alfa, można tę amplitudę wyliczyć wykorzystując modele silnej absorpcji dla sprężystego rozpraszania cząstek alfa [6].

Najprostszą wersję przybliżenia adiabatycznego, tak zwany model dyfrakcyjny ostrokrawędziowy, otrzymujemy obliczając $f_{el}(\theta, a)$ jako amplitudę fali ulegającej ugięciu na tarczy doskonale czarnej o ostro ograniczonej krawędzi, będącej rzutem jądra na płaszczyznę prostopadłą do kierunku rozchodzenia się cząstek. Sposób ten zaproponowany niezależnie przez Drozdowa [12]

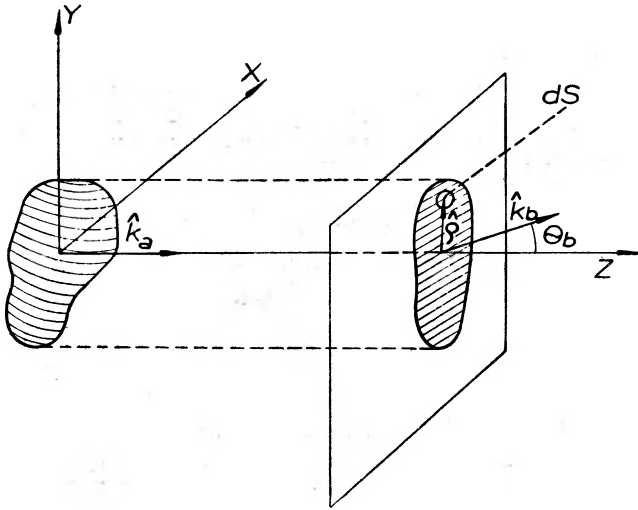
i Inopina [13] został następnie rozwinięty i zastosowany do rozpraszania cząstek alfa przez Blaira [5]. Uproszczenie polega na tym, że do obliczenia $f_{el}(\theta, \alpha)$ można zastosować znane z optyki falowej wzory opisujące zjawisko dyfrakcji fraunhoferowskiej:

$$f(\theta, \alpha) = \frac{ik}{2\pi} \int_S e^{-i\hat{k}_b \hat{v} \hat{v}} dS(\hat{v}). \quad (6)$$

Znaczenie symboli we wzorze (6) ilustruje rys. 2. Przyjmuje się dla promienia zdeformowanego jądra doskonale czarnego wzór:

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi) \right], \quad (7)$$

gdzie α_{lm} oznaczają parametry deformacji określone zgodnie z pracami Bohra i Mottelsona [14], [15], natomiast współrzędne θ, φ odnoszą się do układu



Rys. 2. Geometria rozpraszania dyfrakcyjnego

laboratoryjnego. Dla jąder o stałej deformacji sferoidalnej w stanie podstawowym, współczynniki α_{2m} można wyrazić za pomocą parametru statycznej deformacji β_2 :

$$\alpha_{2m} = \left(\frac{4\pi}{5} \right)^{1/2} \beta_2 Y_2^m(\Omega), \quad (8)$$

gdzie Ω oznacza kąty określające orientację w przestrzeni osi symetrii jądra. Dla jąder sferycznych kształt jądra w stanie wzbudzonej nie jest stały, lecz oscyluje wokół średniego kształtu sferycznego. Parametry wyrażamy w tym wypadku za pomocą operatorów kreacji i anihilacji fononu drgań powierzchni jądra o kręcie l i jego składowej m wzdłuż osi z :

$$\alpha_{lm} = \left(\frac{\hbar\omega}{2C_l} \right)^{1/2} [b_{lm} + (-1)^m b_{l,-m}^*], \quad (9)$$

gdzie b_{lm}^* — jest operatorem kreacji fononu drgań o połowosci 2^l , b_{lm} — operatorem anihilacji drgań o połowosci 2^l , zaś C_l — parametrem odpowiadającym sile kierującej oscylatora harmonicznego. Widać więc, że dynamiczne parametry deformacji α_{lm} są w istocie operatorami działającymi na funkcje falowe stanów własnych jądra tarczy. We wzorze (9) występują bezpośrednio operatory kreacji i anihilacji fononów. We wzorze (8) operatorem w przestrzeni współrzędnych Ω jest funkcja sferyczna harmoniczna $Y_2^m(\Omega)$. Funkcje falowe stanów rotacyjnych jądra są funkcjami kątów Ω , określających położenie przestrzenne osi symetrii jądra.

Posługując się wzorem (6) i rozwinięciem (7), można obliczyć [5] uogólnioną amplitudę rozpraszania. Podajemy ją w rozwinięciu na szereg potęgowy z dokładnością do wyrazów 1. rzędu względem parametrów deformacji α_{lm} :

$$f(\theta, \alpha) = ikR_0^2 \left(\frac{J_1(kR_0 \theta)}{kR_0 \theta} \right) + \\ + ikR_0^2 \left[\sum_{l,m} i^l \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{[(l-m)!(l+m)!]^{1/2}}{(l-m)!!(l+m)!!} \alpha_{lm} J_{|m|}(kR_0 \theta) \right]. \quad (10)$$

gdzie J_n oznacza cylindryczną funkcję Bessela rzędu n .

Ograniczenie rozwinięcia do pierwszych potęg parametrów deformacji α_{lm} oznacza w języku mechaniki kwantowej, że rozpatrujemy tylko przejścia pierwszego rzędu i pomijamy efekty wzbudzeń wyższych rzędów.

Mając do dyspozycji uogólnioną amplitudę rozpraszania, można na podstawie wzoru (5) (zasadniczego wzoru przybliżenia adiabatycznego) obliczyć różniczkowy przekrój czynny dla pobudzania stanów kolektywnych o różnej połowosci oraz dla rozpraszania sprężystego. Dostajemy:

dla rozpraszania sprężystego:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR_0^2)^2 \frac{J_1^2(kR_0 \theta)}{(kR_0 \theta)^2}, \quad (11)$$

dla rozpraszania niesprężystego:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (a \rightarrow b) = \frac{2l+1}{4\pi} (kR_0^2)^2 \sum_{m=-l, -l+2, \dots} \frac{(l-m)!(l+m)!}{[(l-m)!!(l+m)!!]^2} |\langle b | \alpha_{lm} | a \rangle|^2 J_{|m|}^2(kR_0 \theta).$$

Jądrowe elementy macierzowe $\langle b | \alpha_{lm} | a \rangle$ obliczamy używając postaci operatorów α_{lm} dostarczonej przez wzory (8) i (9) i korzystając ze znanych funkcji falowych kolektywnych stanów rotacyjnych i oscylacyjnych. Dla jąder parzysto-parzystych i dla wzbudzeń kolektywnych oscylacji o symetrii osiowej otrzymujemy:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (0^+ \rightarrow 2^+) = (kR_0)^2 \left[\frac{\delta_2^2}{4\pi} \right] \left[\frac{1}{4} J_0^2(kR_0 \theta) + \frac{3}{4} J_2^2(kR_0 \theta) \right] \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (0^+ \rightarrow 3^-) = (kR_0)^2 \left[\frac{\delta_3^2}{4\pi} \right] \left[\frac{3}{8} J_1^2(kR_0 \theta) + \frac{5}{8} J_3^2(kR_0 \theta) \right] \quad (12)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (0^+ \rightarrow 5^-) = (kR_0)^2 \left[\frac{\delta_5^2}{4\pi} \right] \left[\frac{30}{128} J_1^2(kR_0 \theta) + \frac{35}{128} J_3^2(kR_0 \theta) + \frac{63}{128} J_5^2(kR_0 \theta) \right].$$

Współczynniki δ_l (nazwane przez Blaira parametrami deformacji odległości) wiążą się w sposób następujący z parametrami deformacji jądra: dla wzbudzeń rotacyjnych kwadrupolowych:

$$\delta_2 = \beta_2 R_0, \quad (13)$$

gdzie β_2 jest parametrem deformacji jądra w stanie podstawowym, dla wzbudzeń oscylacyjnych o symetrii osiowej δ_l^2 interpretujemy jako średnią kwadratową dynamicznego parametru deformacji odległości $\xi_{lm} = R_0 \alpha_{lm}$ wziętą w stanie podstawowym:

$$\delta_l^2 = \langle a | \sum_m |\xi_{lm}|^2 a \rangle = \left[(2l+1) \frac{\hbar \omega_l}{2C_l} \right] R_0^2. \quad (14)$$

Wzór (10) można również zastosować do jąder o nieparzystej liczbie nukleonów. Dla stanów wzbudzonych jąder, których strukturę można opisać za pomocą sprzężenia konfiguracji stanu podstawowego ze wzbudzeniem jedno-fonowym rdzenia parzysto-parzystego (model rdzenia wzbudzonego), otrzymujemy:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(l; I \rightarrow I') = \frac{(2I'+1)}{(2l+1)(2I+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow l), \quad (15)$$

gdzie I oznacza spin stanu podstawowego jądra tarczy, I' — spin stanu wzbudzonego, l — przekazany kręt. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow l)$ — jest różniczkowym przekrojem

czynnym na wzbudzenie stanu o polowości 2^l najbliższego jądra parzysto-parzystego. Wzór (15) wyprowadzony został przy następujących warunkach:

a) funkcja falowa stanu podstawowego jądra o nieparzystym A nie zawiera domieszek fononowych (wzbudzeń rdzenia),

b) funkcja falowa stanu wzbudzonego jest prostym iloczynem funkcji falowej stanu podstawowego i stanu jednofononowego pobudzenia rdzenia. Warunki te odpowiadają tak zwanemu przybliżeniu słabego sprzężenia.

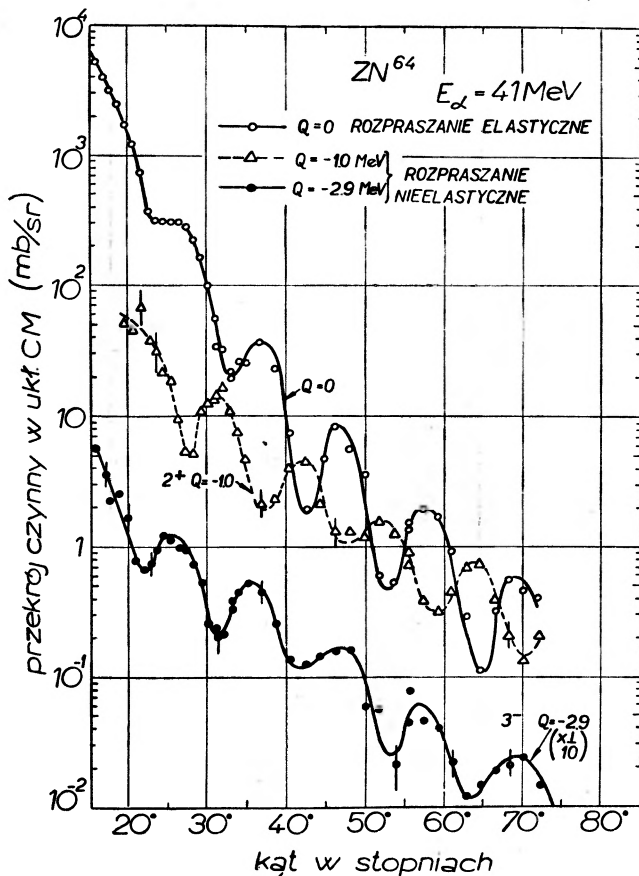
Dla jąder silnie zdeformowanych o nieparzystym A można wyprowadzić [5] wzór na przekrój czynny dla wzbudzeń pasma rotacyjnego stanu podstawowego:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(l, I \rightarrow I') = \langle I, l, K, O | I' K' \rangle^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow l). \quad (16)$$

Podobnie jak we wzorze (15), $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \rightarrow l)$ oznacza tutaj przekrój czynny na wzbudzenie 1. poziomu rotacyjnego sąsiedniego jądra parzysto-parzystego. Symbol $\langle I, l, K, O | I' K' \rangle$ oznacza współczynnik Clebscha-Gordana, K i K' oznaczają rzuty krętu całkowitego jądra tarczy na oś symetrii odpowiednio w stanie początkowym i końcowym.

Amplitudę fraunhoferowską wyliczono na podstawie wzoru (6), przyjmując jako powierzchnię całkowania rzut (cień) jądra na płaszczyznę \perp do kierunku

rozchodzenia się wiązki. Można również tę amplitudę wyliczyć, przyjmując we wzorze (6) jako powierzchnię całkowania rzut jądra na płaszczyznę \hat{x}, \hat{K} (zob. rys. 2), gdzie \hat{K} jest wektorem pędu przekazanego jądru tarczy $\hat{K} = \hat{k}_a - \hat{k}_b$. Wzory na przekroje czynne (11) i (12) pozostają nadal słuszne, należy tylko zastąpić w nich argument funkcji Bessela $kR_0\theta$ przez $2kR_0\sin\theta/2$. Porównanie wzorów z $kR_0\theta$ i $2kR_0\sin\theta/2$ jako argumentem, z wynikami doświadczalnymi

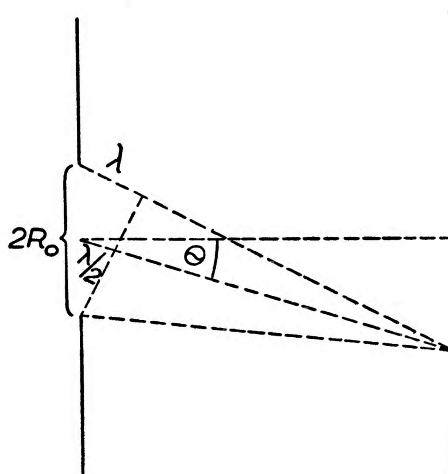


Rys. 3. Sprężyste i niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa o energii 41 MeV na jądrach ^{64}Zn według [18]

dotyczącymi sprężystego rozpraszania przy energii cząstek alfa 24,7 MeV [8], wskazuje na lepszą zgodność w położeniu maksimum różniczkowego przekroju czynnego przy użyciu argumentu $2kR_0\sin\theta/2$. Podobne wyniki uzyskano również przy innych energiach [16], [17]. Wszystkie pozostałe wzory wyprowadzone w przybliżeniu adiabatycznym dyfrakcyjnym pozostają nadal słuszne.

Różniczkowe przekroje czynne przybliżenia adiabatycznego dyfrakcyjnego, określone wzorami [12], posiadają charakterystyczną własność znaną pod nazwą reguły faz. Oscylacje różniczkowego przekroju czynnego w funkcji kąta niesprężystego rozpraszania są zgodne w fazie z oscylacjami różniczkowego

przekroju czynnego na rozpraszanie sprężyste dla przejść związanych ze zmianą parytetu stanu jądra tarczy. Dla przejść zachodzących bez zmiany parytetu oscylacje są przeciwne w fazie. Regułę faz, sformułowaną po raz pierwszy przez Blaira [5], stosuje się dla wzbudzeń pierwszego rzędu (jednofonowych) kolektywnych stanów jąder parzysto-parzystych o tak zwanym parytecie normalnym $\pi = (-1)^l$, gdzie l jest krętem stanu wzbudzonego jądra. Rys. 3 przedstawiający różniczkowy przekrój czynny na sprężyste i niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa na jądrach ^{64}Zn przy energii 41 MeV, według pomiarów McDanielsa i in. [18], jest dobrą ilustracją spełnienia reguły faz.

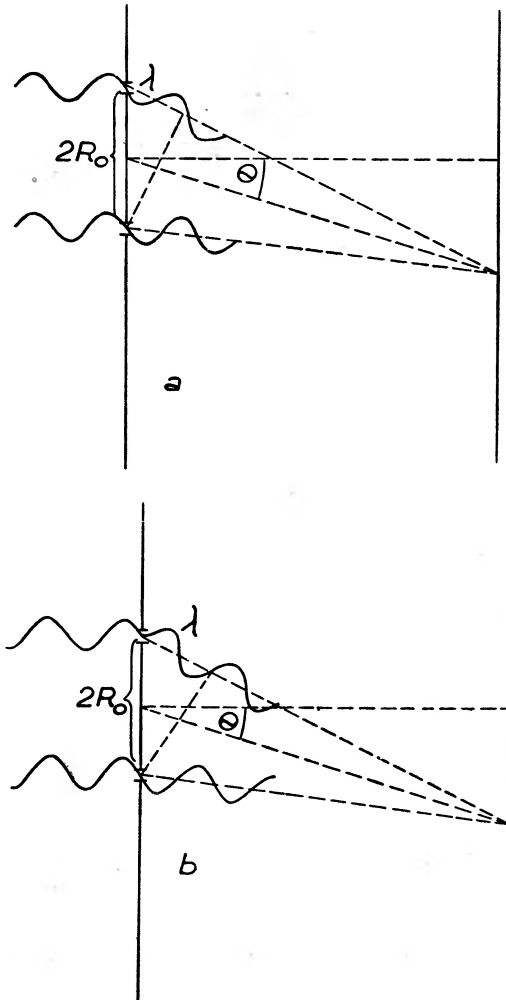


Rys. 4. Ugięcie fali płaskiej na 1. szczelinie

We wszystkich znanych wypadkach, w których chociaż z grubsza spełnione były warunki przybliżenia adiabatyicznego dyfrakcyjnego, reguła faz została doświadczalnie potwierdzona [8], [7], [16].

Reguła faz jest tak uderzającym zjawiskiem w fizyce reakcji jądrowych, że nie można się oprzeć podaniu prostej jej interpretacji, posługując się klasycznymi zasadami optyki falowej. Obliczając amplitudę rozpraszania w przybliżeniu Fraunhofera (wzór (6)), a następnie przekroje czynne na niesprężyste i sprężyste rozpraszanie (wzory (11), (12)) można zauważyć, że przyczynk do sprężystego rozpraszania pochodzi od ugięcia fali płaskiej cząstek padających na tarczy kołowej o promieniu R_0 , natomiast przyczynk do niesprężystego rozpraszania pochodzi wyłącznie od krawędzi tarczy kołowej. Zgodnie z zasadą Babinet'a równoważny obraz dyfrakcyjny otrzymujemy, zastępując tarczę doskonale czarną otworkiem o tych samych rozmiarach. Dla prostoty rozważmy zagadnienie w dwóch wymiarach np. dla fal powierzchniowych. Rozproszeniu sprężystemu na jądrze odpowiadać będzie ugięcie fali na szczelinie o szerokości $2R_0$ (zob. rys. 4). Pierwsze minimum dyfrakcyjne otrzymamy pod kątem ugięcia spełniającym warunek: $\sin \theta = \lambda/2R_0$. Rozproszeniu niesprężystemu odpowiada ugięcie fali na dwóch szczelinach umieszczonych

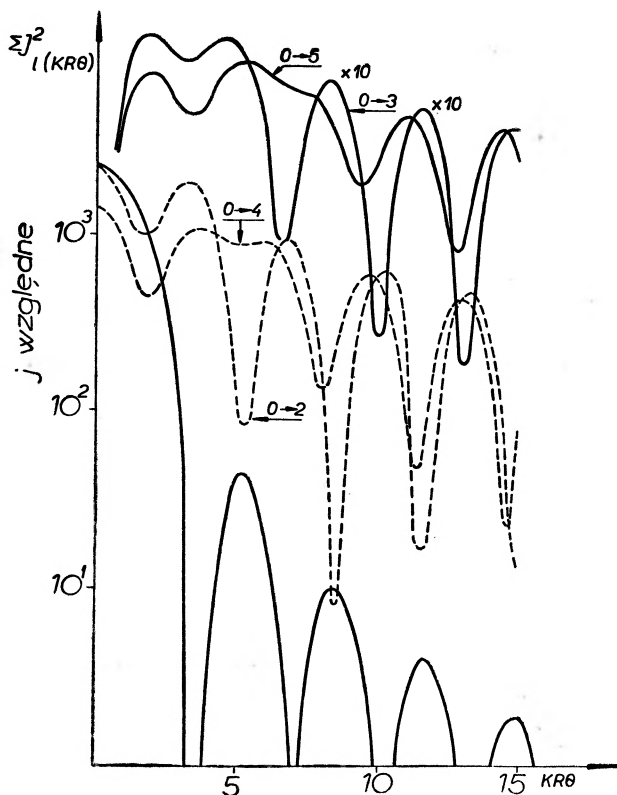
w odległości $2R_0$ (rozpraszanie na krawędzi jądra). Pod kątem spełniającym warunek $\sin \theta = \lambda/2R_0$ otrzymamy teraz (zob. rys. 5a) maksimum dyfrakcyjne przy założeniu, że fale są emitowane z obu szczelinek zgodnie w fazie. Jest to słuszne, jeżeli nie ulegnie zmianie parytet jądra tarczy. Jeżeli parytet jądra



Rys. 5a i b. Ugięcie fali płaskiej na dwóch szczelinach: a — dla rozproszenia bez zmiany parytetu, b — dla rozproszenia ze zmianą parytetu

ulegnie zmianie, wówczas fale odpowiadające niesprężystemu rozpraszaniu muszą zmienić swój parytet w stosunku do fali sprężystej z uwagi na zasadę zachowania parytetu w silnych oddziaływaniach. Nie mamy wprawdzie klasycznego odpowiednika pojęcia parytetu, można jednak zinterpretować ten przypadek za pomocą względnej zmiany faz fal emitowanych z obu szczelinek (rys. 5b). Fale emitowane ze szczelinek zostaną więc wzajemnie przesunięte w fazie o 180° i pod kątem θ otrzymamy ponownie minimum dyfrakcyjne.

Reguła faz dostarcza nam możliwości określenia parytetu stanów wzbudzonych jąder. Bliższe zbadanie kształtów krzywych rozkładów kątowych obliczonych w przybliżeniu dyfrakcyjnym (zob. rys. 6) wskazuje również na możliwość określenia wartości spinów. Dla wartości spinów $J > 2$, na krzywej rozkładu kąтового pojawia się w okolicy 1. maksimum dyfrakcyjnego cha-



Rys. 6. Wykresy zależności różniczkowego przekroju czynnego od kąta rozproszenia dla niesprężystych rozproszeń w przybliżeniu adyabatycznym dyfrakcyjnym ostrokrawędziowym

rakterystyczne plateau, którego długość zależy od wartości l przekazanego krętu.

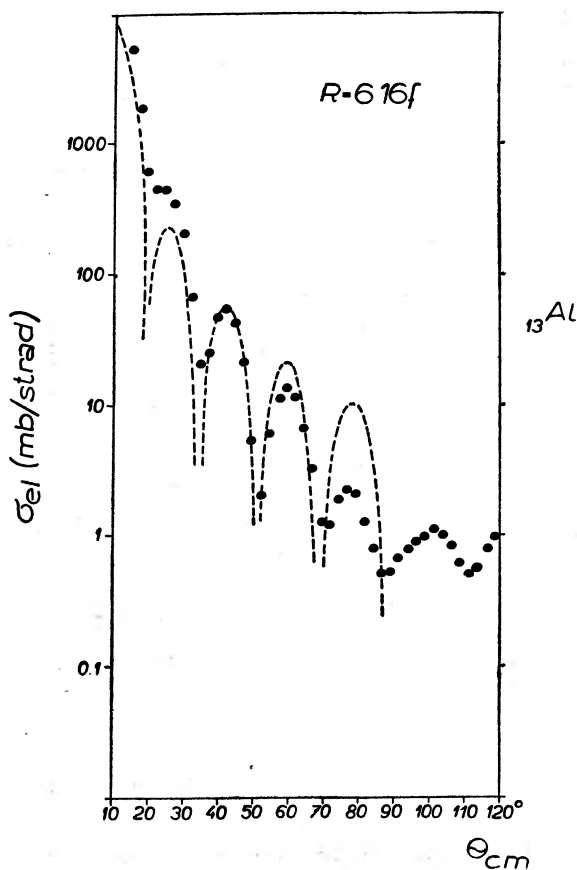
Zasadniczą wadą modelu dyfrakcyjnego ostrokrawędziowego jest nieuwzględnienie rozmycia powierzchni jądrowej. Wada ta powoduje, że obliczone przy pomocy tego modelu różniczkowe przekroje czynne zbyt wolno opadają ze wzrostem kąta rozproszenia w stosunku do danych doświadczalnych (zob. rys. 7). Inopin i Berezhnoy [19] podali prosty sposób wprowadzenia rozmycia powierzchni jądrowej do modelu dyfrakcyjnego, przedstawiając fraunhoferowską amplitudę fali rozproszonej w postaci:

$$f(\theta, \alpha) = \frac{ik}{2\pi} \int_S \omega(\hat{\varrho}) e^{i\hat{k}_b \hat{\varrho}} dS(\hat{\varrho}), \quad (17)$$

gdzie funkcja $\omega(\hat{\rho})$ opisuje rozkład gęstości „cienia jądra“ na powierzchni S . Przyjmując dla $\omega(\hat{\rho})$ funkcję:

$$\omega(\hat{\rho}) = \int \omega_0(\hat{u}) \Phi(|\hat{u} - \hat{\rho}|) d\hat{u}, \quad (18)$$

gdzie $\omega_0(\hat{u})$ jest funkcją skokową, $\omega_0(\hat{u}) = 1$ dla $|\hat{u}| \leq R_0$ i $\omega_0(\hat{u}) = 0$ dla $|\hat{u}| > R_0$, natomiast $\Phi(z) = \frac{1}{\pi\Delta^2} e^{-z^2/\Delta^2}$. Δ oznacza parametr rozmycia krawędzi jądra.



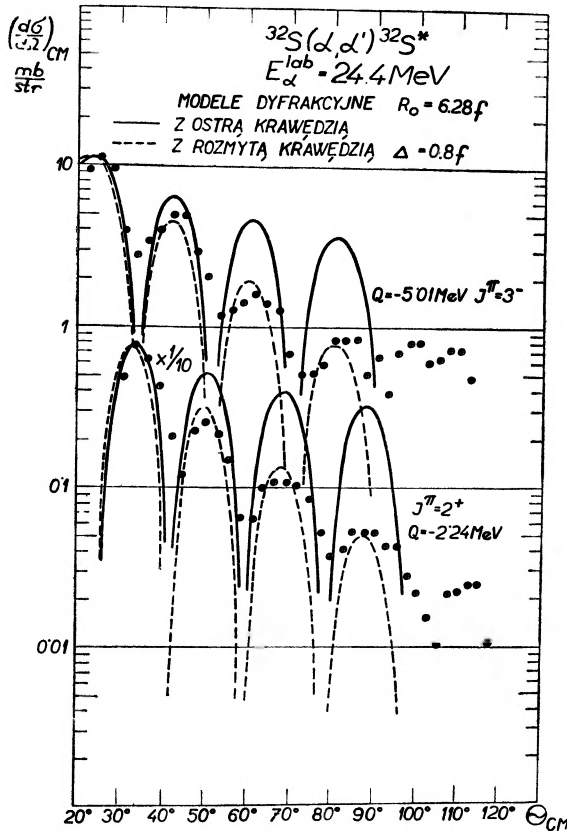
Rys. 7. Dopasowanie prostego modelu dyfrakcyjnego ostrokrawędziowego do danych doświadczalnych dla różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie sprężyste cząstek alfa o energii 24,7 MeV na jądrach ^{27}Al według [8]

Wstawiając do wzoru (17) funkcję $\omega(\hat{\rho})$ daną wzorem (18) otrzymujemy dla różniczkowego przekroju czynnego na niesprężyste rozpraszanie:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 e^{-k^2\Delta^2 \sin^2\theta/2}, \quad (19)$$

gdzie $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0$ oznacza przekrój czynny w modelu dyfrakcyjnym ostrokrawę-

dziowym. Warto zwrócić uwagę, że modyfikacja Inopina i Berezhnoya nie zależy od wartości krętu przekazanego w procesie niesprężystego rozpraszania. Rys. 8 pochodzący z pracy Budzanowski i in. [20] przedstawia analizę rozpraszania niesprężystego cząstek alfa o energii 24,4 MeV dla stanów oscylacji kwadrupolowych i oktopolowych nuklidu ^{32}S przy pomocy modelu dyfrakcyjnego w wersji ostrokrawędziowej i w wersji Inopina-Berezhnoya. Można zauważyć znaczną poprawę w jakości dopasowania.



Rys. 8. Różniczkowe przekroje czynne dla niesprężystego rozpraszania cząstek alfa o energii 24,4 MeV do stanów wzbudzonych nuklidu ^{32}S 2^+Q ($Q = -2,24$ MeV) i 3^-Q ($Q = -5,01$ MeV). Krzywą ciągłą i przerywaną zaznaczono odpowiednio przekroje czynne obliczone w przybliżeniu dyfrakcyjnym ostrokrawędziowym i z rozmytą krawędzią według [20]

Znacznie doskonalsza wersja przybliżenia adiabaticznego została wysunięta przez Austerna i Blaira [6]. Autorzy ci posłużyli się rozkładem uogólnionej amplitudy rozpraszania sprężystego $f_{el}(\theta, a)$ na przyczynki od fal parcyjnych o różnych krętach orbitalnych l . W kanale rozpraszania sprężystego amplitudę rozpraszania można wyrazić wzorem:

$$f_{el}(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} e^{2i\sigma_l} (2l+1)(1-\eta_l) P_l(\cos \theta), \quad (20)$$

gdzie $f_c(\theta)$ jest amplitudą rozpraszania kulombowskiego na ładunku punktowym, k — długością wektora falowego, σ_l — fazowym przesunięciem kulombowskim, l — liczbą kwantową krętu orbitalnego, η_l oznacza współczynnik odbicia l -tej fali parcjalej (element diagonalny macierzy rozpraszania), $P_l(\cos Q)$ — wielomian Legendra rzędu l . Dla cząstek silnie absorbowanych w materii jądrowej oraz przy założeniu, że długość fali de Broglia padających cząstek jest znacznie mniejsza od rozmiarów jądra (dla cząstek alfa o energii 25 MeV $\lambda \approx 0,5$ f), współczynniki η_l charakteryzują się regularną zależnością od liczby krętu orbitalnego, którą to zależność można wyrazić analitycznie za pomocą funkcji Fermiego ε i jej pochodnych:

$$\eta_l = \varepsilon + B\Delta \frac{d\varepsilon}{d\Delta} + i \left[A\Delta \frac{d\varepsilon}{d\Delta} + D\Delta^2 \frac{d^2\varepsilon}{d\Delta^2} \right], \quad (21)$$

gdzie $\varepsilon = \left[1 + \exp\left(\frac{l_0 - l}{\Delta}\right) \right]^{-1}$. l_0 , Δ , A , B i D stanowią fenomenologiczne parametry, które otrzymuje się zazwyczaj przez dopasowanie formuły (21) do danych doświadczalnych dla różniczkowego przekroju czynnego na sprężyste rozpraszanie. Parametr l_0 nazywamy wartością krytyczną krętu. Dla krytycznej wartości krętu $|\eta_{l_0}| \approx \frac{1}{2}$.

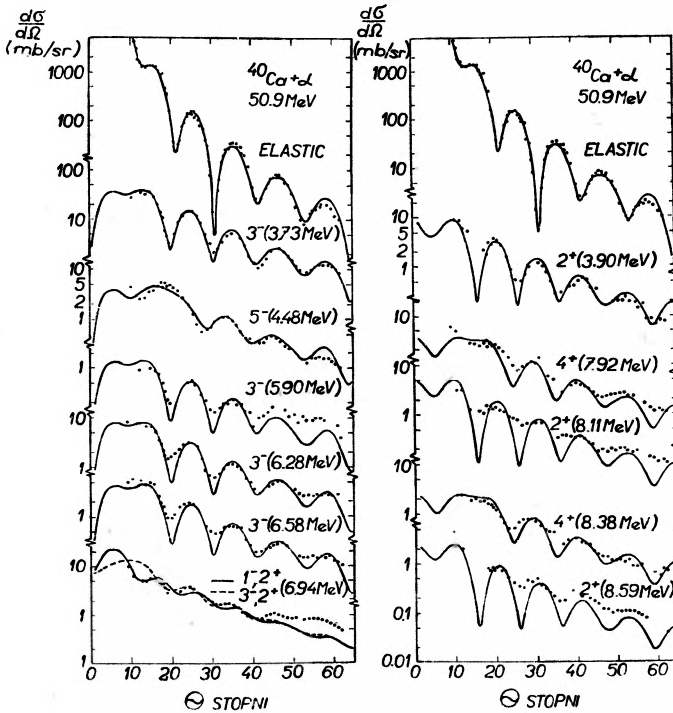
Posługując się sparametryzowaną postacią η_l Blair i Austern [6] otrzymali w przybliżeniu adiabatycznym wzory dla różniczkowego przekroju czynnego na niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa dla dowolnej wartości przekazanego krętu. Dla wzbudzeń rzędu 1. (jednofononowych) przekroje czynne wyrażają się za pomocą pochodnych pierwszego rzędu $\frac{\partial \eta_l}{\partial \bar{l}}$, dla wzbudzeń wyższych rzędów za pomocą pochodnych wyższych rzędów. Dla jąder parzysto-parzystych i wzbudzeń jednofononowych stanów o parytecie normalnym $\pi = (-1)^l$ amplituda rozpraszania niesprężystego przyjmuje postać:

$$f_{IM00} = \frac{i}{2} R_0 \beta_l \sum_w i^{l-l'} (2l'+1)^{1/2} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} \langle l' I - M_I - M_I | l, 0 \rangle \times \\ \times \langle l' I 0 0 | l, 0 \rangle \frac{\partial \eta_l}{\partial \bar{l}} Y_{l'}^{-M_I}(\theta, 0), \quad (22)$$

gdzie symbolem $\langle | \rangle$ oznaczono współczynnik Clebscha-Gordana, σ_l , $\sigma_{l'}$ oznaczają przesunięcia fazowe kulombowskie, natomiast pochodne $\frac{\partial \eta_l}{\partial \bar{l}}$ oblicza się dla wartości $\bar{l} = \frac{1}{2}(l + l')$. Y_l^M jest funkcją sferyczną harmoniczną, I i M_I — oznaczają spin i rzut spinu stanu końcowego jądra tarczy. Dla cząstek silnie absorbowanych Frahn i Potgieter [21] oraz Dar [22] podali wzory analityczne przybliżające formułę (22). Warto zwrócić uwagę, że wzory Frahna i Podgietera [21] przy upraszczającym założeniu, że współczynniki refleksji η_l są liczbami rzeczywistymi, przechodzą w wyrażenia Inopina i Berezchnoya [19] dla przekroju czynnego w modelu dyfrakcyjnym z rozmytą krawędzią.

Przybliżenie Frahna-Potgietera [21] zastosowane do analizy niesprężystego rozpraszania cząstek alfa o energii 50 MeV do różnych stanów wzbudzonych ^{40}Ca [23] w zakresie kątów rozproszeń od 10—60° CM wskazuje na jego dużą przydatność do określania spinów i parytetów stanów wzbudzonych jąder parzysto-parzystych (zob. rys. 9).

Wadą uogólnionego modelu adiabatycznego jest jego ograniczoność wynikająca z założeń $k_a = k_b$, założenia adiabatyczności, $l_0 \gg \Delta$ i założenia o silnej absorpcji. Spełnienie tych założeń wymaga, aby energia cząstki alfa znacznie przekraczała energię wzbudzanych poziomów¹. Ograniczenie to nie występuje



Rys. 9. Sprężyste i niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa na jądrach ^{40}Ca . Krzywa ciągła przedstawia różniczkowy przekrój czynny obliczony w przybliżeniu Potgietera—Frahna [23]

w przybliżeniu Borna oraz w przybliżeniu kanałów sprzężonych. Te bardziej zaawansowane przybliżenia zostaną omówione w części drugiej.

Inelastic Scattering of Alpha Particles a Tool for Investigation of Nuclear Structure

Abstract: Problems of the inelastic scattering of alpha particles on atomic nuclei are discussed. Special emphasis has been put on the application of the inelastic scattering reactions proceeding via direct reaction mechanism for the investigations of the structure of excited

¹ Warunek ten można osłabić używając we wzorach na przekroje czynne wyprowadzonych w przybliżeniu adiabatycznym, efektywnej liczby falowej $\bar{k} = \frac{k_a + k_b}{2}$ [8].

nuclear states. The selective properties of these reactions for excitation of collective degrees of freedom are explained in terms of the particle-hole model. Several versions of the adiabatic approximation e.g. sharp cut-off diffraction model, smooth cut-off diffraction model, the Austern-Blair model are described and its usefulness for the determination of spins and parities of nuclear states are indicated. More advanced theories: the distorted wave Born approximation and coupled channels equations will be presented in part II.

Literatura

- [1] E. Pollard, *Phys. Rev.*, **47**, 611 (1935).
- [2] R. M. Eisberg and C. E. Porter, *Rev. Mod. Phys.*, **33**, 190 (1961).
- [3] T. Huus and C. Zupancic, *K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys. Medd.*, **28**, No 1 (1953).
- [4] A. Z. Hryniewicz, S. Szymczyk, T. Walczak, G. Zapalski, F. Baldeweg and G. Stiller, *Phys. Letters*, **6**, 326 (1963).
- [5] J. S. Blair, *Phys. Rev.*, **115**, 928 (1959).
- [6] N. Austern and J. S. Blair, *Ann. Phys. (USA)*, **33**, 15 (1964).
- [7] J. Saudinos, *Selected Topics in Nuclear Spectroscopy* North-Holland Company, Amsterdam 1964.
- [8] A. Budzanowski, *Niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa na jądrach atomowych* Report IFJ No 441/PL (1965).
- [9] B. L. Cohen and A. G. Rubin, *Phys. Rev.*, **111**, 1568 (1958).
- [10] W. T. Pinkston and G. R. Satchler, *Nucl. Phys.*, **27**, 270 (1961).
- [11] V. Gillet and E. Sanderson, *Nucl. Phys.*, **54**, 472 (1964).
- [12] S. I. Drozdov, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **28**, 734 i 736 (1955).
- [13] E. V. Inopin, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **47**, 892 (1964).
- [14] A. Bohr, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **26**, 14 (1952).
- [15] A. Bohr and B. Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, No 16 (1953).
- [16] J. S. Blair, G. W. Farwell and D. K. McDaniels, *Nucl. Phys.*, **17**, 641 (1960).
- [17] I. Kumabe, H. Ogata, M. Inoue, Y. Okumo, J. Muto, *J. Phys. Soc. Japan*, **19**, 147 (1964).
- [18] D. K. McDaniels, J. S. Blair, S. W. Chen, G. W. Farwell, *Nucl. Phys.*, **17**, 614 (1960).
- [19] E. V. Inopin and Yu. A. Berezhnoy, *Nucl. Phys.*, **63**, 689 (1965).
- [20] A. Budzanowski, A. D. Hill and P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.* (w druku).
- [21] J. M. Potgieter and W. E. Frahn, *Nucl. Phys.*, **80**, 434 (1966).
- [22] A. Dar, *Nucl. Phys.*, **82**, 354 (1966).
- [23] J. M. Potgieter and W. E. Frahn, *Phys. Letters*, **21**, 211 (1966).

Aleksander Jabłoński

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika
Toruń

Polaryzacja podstawowa fotoluminescencji roztworów

I. Wstęp

Zagadnienie polaryzacji podstawowej fotoluminescencji roztworów, któremu poświęcony jest niniejszy artykuł, nie jest zagadnieniem nowym. Zajmowało się nim wielu autorów jeszcze w latach 1923—1935 (Wawiłow i Lewszin [1], F. Perrin [2], Jabłoński [3]). Wyniki ich prac omówione są krótko m. in. w monografiach Pringsheima [4], Feofilowa [5] i Förstera [6], oraz w artykule przeglądowym Kawskiego [7]. Zdawało by się więc, że nie zachodzi potrzeba powracania do tego tematu. Do napisania niniejszego artykułu skłoniły mnie jednak dwa względy: 1. podane tu ujęcie zagadnienia jest odmienne i, jak mi się wydaje, prostsze od tradycyjnego¹, 2. zagadnienie to nabiera coraz większego znaczenia w badaniach struktury elektronowej drobin luminezujących.

Podane niżej rozważania oparte są na następujących założeniach: 1. nie istnieją zależności fazowe pomiędzy światłem wzbudzającym fotoluminescencję roztworu i światłem emitowanym przez drobiny luminezujące (założenie na pewno słuszne w przypadkach wzbudzenia światłem o niezbyt wielkim natężeniu, gdy występowanie emisji wymuszonej można pominąć), 2. nie istnieją również zależności fazowe pomiędzy światłem emitowanym przez różne drobiny — są to źródła niespójne, 3. kierunek (względem osi drobin) momentu przejścia odpowiedzialnego za emisję nie zależy od sposobu wzbudzenia — kierunek ten zależy wyłącznie od stanów drobin, pomiędzy którymi zachodzi przejście.

Jeżeli pole promieniowania wzbudzającego fotoluminescencję roztworu izotropowego nie jest polem izotropowym, nie będzie również na ogół izotropowym pole promieniowania luminescencyjnego — występuje (częściowa) polaryzacja światła fotoluminescencji.

¹ W podany tu sposób ujmowane ono było na wykładach monograficznych autora, lecz nigdzie nie ogłoszone.

Do scharakteryzowania anizotropii pola promieniowania fotoluminescencyjnego (zamiast dotychczas stosowanych stopnia polaryzacji lub stopnia depolaryzacji — patrz dodatek I) przyjmujemy anizotropię emisji r zdefiniowaną przez

$$r^2 = \frac{(I_1 - I_2)^2 + (I_2 - I_3)^2 + (I_3 - I_1)^2}{2I^2}, \quad (1)$$

gdzie $I = I_1 + I_2 + I_3$, zaś I_1 , I_2 i I_3 są względnymi natężeniami składowych światła luminescencji o drganiach wektora elektrycznego równoległych do trzech osi prostokątnego układu współrzędnych, którego orientacja jest tak dobrana, aby była możliwie największą różnica natężeń składowych „najsilniejszej“ i „najslabszej“. Jeżeli np. przez I_1 oznaczymy składową najsilniejszą, a przez I_3 najslabszą, orientacja musi być taka, aby $I_1 - I_3$ osiągało wartość maksymalną. Definicja (1) musi być uzupełniona umową o znakach.

Najbardziej typowymi przypadkami anizotropowego wzbudzenia fotoluminescencji jest wzbudzenie wiązką równoległą światła naturalnego lub światła spolaryzowanego liniowo. W przypadkach tych pole promieniowania fotoluminescencyjnego (emitowanego przez jakiś dowolny element objętości roztworu) posiada symetrię osiową. Przy wzbudzeniu światłem naturalnym osią symetrii jest kierunek prostopadły do płaszczyzny drgań wektora elektrycznego w wiązce wzbudzającej, zaś przy wzbudzeniu światłem spolaryzowanym liniowo — kierunek wektora elektrycznego światła wzbudzającego. Osiowa symetria pola wymaga, aby natężenia dwu składowych prostopadłych do osi symetrii były sobie równe, np. $I_2 = I_3$. Z równania (1) wynika wtedy

$$r = \pm (I_1 - I_2)/I. \quad (2)$$

Dla przypadku wzbudzenia światłem spolaryzowanym I_1 jest składową równoległą do wektora elektrycznego \vec{E} światła wzbudzającego ($I_1 = I^{\parallel}$), zaś $I_2 = I_3 = I^{\perp}$ składowymi prostopadłymi do tego kierunku. Stąd

$$r_p = (I^{\parallel} - I^{\perp})/I = (I^{\parallel} - I^{\perp})/(I^{\parallel} + 2I^{\perp}), \quad (3)$$

lub też, ponieważ $I^{\perp} = (I - I^{\parallel})/2$,

$$r_p = \frac{1}{2} \left(\frac{3I^{\parallel}}{I} - 1 \right). \quad (3a)$$

Znak r_p został dobrany tak, aby $r_p > 0$ dla $I^{\parallel} > I^{\perp}$ i $r_p < 0$ dla $I^{\parallel} < I^{\perp}$ (umowa o znakach!).

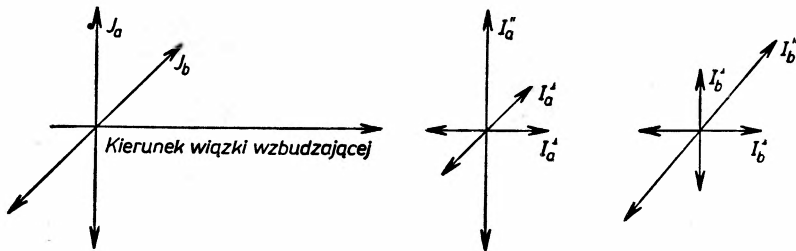
W przypadku wzbudzenia światłem naturalnym składowa prostopadła do płaszczyzny drgań wektora elektrycznego wiązki wzbudzającej (niech nią będzie I_2) jest składową wyróżnioną: $I_2 \neq I_1 = I_3$. Dla tego przypadku anizotropia emisji r_n jest dana przez

$$r_n = (I_1 - I_2)/(2I_1 + I_2). \quad (4)$$

Znak prawej strony równ. (4) został wybrany tak, aby $r_n > 0$ dla $I_1 > I_2$. Gdy $I_1 < I_2$ anizotropia przyjmuje wartość ujemną.

Warto może dodać, że definicję (1) zastosować można również i do scharakteryzowania anizotropii pola promieniowania wzbudzającego. Wynosi ona w dwu wyżej rozpatrzonych przypadkach odpowiednio $r = 1$ i $r = 0,5$.

Łatwo pokazać, że $r_n = r_p/2$, jeżeli jedyną zmianą warunków doświadczenia jest zastąpienie światła wzbudzającego spolaryzowanego liniowo przez światło naturalne. Wiązkę światła wzbudzającego naturalnego możemy traktować jako nałożenie się dwu wiązek spolaryzowanych w płaszczyznach wzajemnie do siebie prostopadłych. Każda z tych wiązek wzbudza fotoluminescencję o anizotropii $r_p = (I^{\parallel} - I^{\perp}) / (I^{\parallel} + 2I^{\perp})$. Otrzymujemy więc w sumie dwie prostopadłe do siebie i do kierunku wiązki wzbudzającej (czyli do osi symetrii pola) składowe I^{\parallel} , oraz cztery składowe I^{\perp} (patrz rys. 1). Nałożenie się na siebie pól a



Rys. 1. J_a i J_b dwie składowe, na które rozłożona jest wiązka wzbudzająca światła naturalnego (natężenie $J_a = J_b$). I_a^{\parallel} i I_a^{\perp} natężenia składowych światła fotoluminescencji wzbudzonej przez J_a , I_b^{\parallel} i I_b^{\perp} natężenia składowych światła fotoluminescencji wzbudzonej przez J_b . Dla przejrzystości składowe fotoluminescencji wzbudzonej przez J_a i przez J_b , narysowane są oddzielnie

i b daje dla dwu składowych prostopadłych do kierunku wiązki wzbudzającej $I_1 = I_3 = I^{\parallel} + I^{\perp}$, oraz $I_2 = 2I^{\perp}$ (ze względu na brak spójności dodają się do siebie natężenia składowych!).

Po podstawieniu tych wartości do równ. (2) otrzymujemy

$$r_n = \frac{I_1 - I_2}{2I_1 + I_2} = \frac{I^{\parallel} + I^{\perp} - 2I^{\perp}}{2I^{\parallel} + 4I^{\perp}} = \frac{I^{\parallel} - I^{\perp}}{2(I^{\parallel} + 2I^{\perp})} = \frac{r_p}{2}, \quad (5)$$

co było do okazania

Równanie (5) pozwala na bardzo proste przeniesienie różnych wyników otrzymanych dla przypadku wzbudzenia roztworów izotropowych światłem spolaryzowanym na przypadek wzbudzenia światłem naturalnym. Wystarczy więc bliżej rozważyć jeden z przypadków. Niżej będzie rozważony przypadek wzbudzenia światłem spolaryzowanym.

II. Podstawowa anizotropia emisji

Założmy, że mamy roztwór izotropowy, którego fotoluminescencję wzbudzamy wiązką równoległą światła spolaryzowanego liniowo. Na obserwowaną anizotropię emisji (AE) pola promieniowania fotoluminescencyjnego tego roz-

tworu wpływ istotny wywierają czynniki depolaryzujące fotoluminescencję². W praktyce wpływu niektórych z nich nie da się wyeliminować całkowicie. Można jednak dojść na drodze rozważań teoretycznych do wartości, które w różnych przypadkach przyjmowałyby AE , gdyby wpływ depolaryzacji był całkowicie wyeliminowany. Takie wartości AE (r_f) nazwiemy podstawową anizotropią emisji.

Najprostszy jest przypadek, w którym momenty przejścia (dipole przejścia³) posiadają określony kierunek względem osi drobin luminezującej (co odpowiada tzw. wirtualnym elektronowym oscylatorom liniowym, lub, inaczej, całkowicie anizotropowym) i kierunki momentów przejścia odpowiedzialnych za absorpcję i za emisję są te same. Przypadek ten był rozpatrzony przez Wawiłowa i Lewszyna [1]. Otrzymali oni wynik identyczny z otrzymanym przez Rayleigha [8] i Cabannesa [9] na stopień polaryzacji światła rozproszonego przez drobinę całkowicie anizotropową. Dla otrzymania wartości r_f dla tego przypadku założymy na chwilę, że mamy roztwór, w którym osie drobin, a zatem i kierunki momentów przejść wszystkich drobin, są równoległe do siebie, zaś rozpuszczalnik jest optycznie izotropowy (sytuacja nie dająca się zrealizować, lecz pomocna w naszych rozważaniach). Niech moc pochłaniania przez pewien określony element objętości roztworu z równoległej wiązki spolaryzowanego liniowo światła wzbudzającego będzie A , jeżeli kąt α pomiędzy kierunkiem wektora elektrycznego \vec{E} tego światła i kierunkiem momentów przejścia w układzie drobin jest równy zeru. Dla $\alpha \neq 0$ moc ta wyniesie $A \cos^2 \alpha$. Dla roztworu izotropowego o tym samym stężeniu, wzbudzanego w identycznych warunkach, moc pochłaniania będzie $A \overline{\cos^2 \alpha}$, czyli $A/3$, zaś moc całkowita emitowanej (we wszystkich kierunkach) fotoluminescencji $I = \eta A/3$, gdzie η oznacza wydajność fotoluminescencji. Ponieważ w rozważaniach naszych jedynie wartości względne natężeń różnych składowych grają rolę, możemy bez szkody dla ogólności położyć $\eta A = 1$, a więc

$$I = 1/3 \quad (6)$$

dla roztworu izotropowego.

Z równania (3a) i (6) otrzymujemy

$$r_p = 0,5(9I^{\parallel} - 1), \quad (7)$$

gdzie I^{\parallel} musi być oczywiście wyrażone w tych samych jednostkach względnych, w których wyrażone jest I w równ. (6). Wystarczy więc obliczyć I^{\parallel} , aby otrzymać wartość r_f . Dla izotropowego rozkładu kierunków momentów przejść prawdopodobieństwo $P(\alpha)d\alpha$, że kierunek ten tworzy z kierunkiem wektora elektrycznego \vec{E} kąt zawarty pomiędzy α i $d\alpha$ jest

$$P(\alpha)d\alpha = 0,5 \sin \alpha d\alpha, \quad (8)$$

² Czynniki te są: drgania torsyjne drobin luminezujących, ruchy obrotowe tych drobin, fluorescencja wtórna oraz migracja energii wzbudzenia pomiędzy drobinami luminezującymi.

³ Rozważania niniejsze ograniczone są do przypadku przejść dipolowych.

zaś prawdopodobieństwo wzbudzenia drobin o tej orientacji

$$W(a)da = P(a)\cos^2ada = 0,5\sin a\cos^2ada.$$

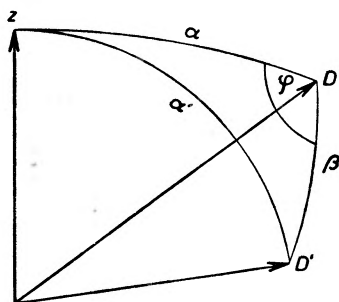
Przyczynek dI^{\parallel} do I^{\parallel} , pochodzący od tak zorientowanych drobin, jest $dI^{\parallel} = W(a)\cos^2ada$, a stąd

$$I^{\parallel} = 0,5 \int_0^{\pi} \sin a \cos^4 a da = \overline{\cos^4 a} = 1/5. \quad (9)$$

Podstawienie tej wartości do równania (7) daje

$$r_f = 0,4. \quad (10)$$

Taka jest wartość r_f , gdy za absorpcję i emisję odpowiedzialne są oscylatory wirtualne liniowe i ich kierunki zgodne. Ten ostatni warunek spełniony jest



Rys. 2. z — kierunek wektora elektrycznego światła wzbudzającego, D — kierunek absorpcyjnego dipola przejścia, D' — kierunek emisyjnego dipola przejścia, β — kąt pomiędzy kierunkami D i D' , α i α' — kąty pomiędzy z i D i D' , φ — kąt pomiędzy płaszczyzną, w której leżą z i D i płaszczyzną, w której leżą D i D'

m. in. wtedy, gdy wzbudzenie drobin prowadzi bezpośrednio do poziomu wyjściowego fotoluminescencji (r_f dla tego przypadku nazwiemy AE główną i oznaczać ją będziemy przez r_g), czyli dla wzbudzenia w podstawowym pasmie absorpcji. Jeżeli jednak drobin wzbudzone są nie bezpośrednio do poziomu wyjściowego pasma fotoluminescencji, lecz do poziomów wyższych, z których przechodzą bezpromieniście do poziomu wyjściowego⁴, momenty przejścia absorpcyjne i emisyjne mają na ogół kierunki różne. Przypadek ten został opracowany teoretycznie przez Perrina [3]. Niech dipol przejścia emisyjny D' tworzy z dipolem przejścia absorpcyjnym D kąt β , zaś kąty pomiędzy D' i z oraz D i z niech będą odpowiednio α' i α dla określonej orientacji drobin luminescującej, gdzie oś z jest kierunkiem wektora elektrycznego \vec{E} światła wzbudzającego (patrz rys. 2).

⁴ W myśl reguły Kashy [10] przejście z emisją fotoluminescencji zachodzi wyłącznie z najniższego stanu wzbudzonego o danej multipletowości. Istnieją jednak odstępstwa od tej reguły.

Aby otrzymać wartość r_f , musimy obliczyć I^{\parallel} (patrz równ. (7)):

$$I^{\parallel} = \overline{\cos^2 a \cos^2 a'}. \quad (11)$$

Otóż $\cos a' = \cos a \cos \beta + \sin a \sin \beta \cos \varphi$, gdzie φ jest kątem pomiędzy płaszczyznami, w których leżą E i D oraz D i D' , a więc

$$\cos^2 a' = \cos^2 a \cos^2 \beta + \sin^2 a \sin^2 \beta \cos^2 \varphi + 2 \cos a \cos \beta \sin a \sin \beta \cos \varphi.$$

$\cos^2 a'$ wyśredniowane po φ jest $\cos^2 a \cos^2 \beta + 0,5 \sin^2 a \sin^2 \beta$, zaś w myśl równ. (11)

$$\begin{aligned} I^{\parallel} &= \overline{\cos^2 a \cos^2 a'} = 0,5 \int_0^{\pi} (\cos^4 a \cos^2 \beta + 0,5 \cos^2 a \sin^2 a \sin^2 \beta) \sin a da \\ &= \frac{\cos^2 \beta}{5} + \frac{\sin^2 \beta}{4} \int_0^{\pi} (\cos^2 a - \cos^4 a) \sin a da = \frac{1}{15} (2 \cos^2 \beta + 1). \end{aligned} \quad (12)$$

Z równ. (7) i (12) otrzymujemy

$$r = 0,6 \cos^2 \beta - 0,2. \quad (13)$$

Dla $\beta = 0$, $r_f = 0,4$, zaś dla $\beta = \pi/2$, $r_f = -0,2$. Wszystkie możliwe wartości r_f zawarte są w przedziale

$$-0,2 \leq r_f \leq 0,4. \quad (14)$$

Z założeń, na których oparte są powyższe rozumowania, wynika wartość $r_g = 0,4$ dla $\beta = 0$, czyli dla głównej anizotropii emisji. Choć nie można zmierzyć r_g bezpośrednio ze względu na zawsze występujące w roztworach czynniki depolaryzujące, można jednak otrzymać wartości do niej zbliżone przez ekstrapolację wyników otrzymanych dla różnych lepkości roztworów do lepkości nieskończenie wielkiej (i ew. do nieskończenie małego stężenia roztworu). Otóż nie we wszystkich przypadkach tak ekstrapolowane wartości r_g zbliżają się do $r_g = 0,4$. Tak np. dla fluorescencji fluorocyklenu wartość ta wynosi ok. 0,109 (Makowiecka [11]). Wyniku tego nie można wytłumaczyć wpływem czynników depolaryzujących. Nasunął on myśl rozszerzenia teorii podstawowej anizotropii emisji przez wprowadzenie do niej zamiast oscylatorów liniowych oscylatorów przestrzennych, czyli oscylatorów, w których dipole tego samego przejścia elektronowego mogą w drobinie posiadać kierunki różne (Jabłoński [4]). Założenie to znalazło znaczenie później uzasadnione na przykładzie drobin benzenu, w której dipol przejścia ${}^1A_{1g} \rightarrow {}^1B_{2u}$ przyjmuje różne kierunki w płaszczyźnie drobin (przejście to jest przejściem wzbronionym — wzbronienie to zostaje przełamane przez, towarzyszące przejściu elektronowemu, przejścia oscylacyjne typu ϵ_{2g}). Ogólnie biorąc, potrzeba zastosowania oscylatorów przestrzennych zachodzi, gdy przynajmniej jeden z poziomów, pomiędzy którymi zachodzi przejście, jest poziomem zwyrodniałym (nawet wtedy, gdy zwyrodnienie to jest zwyrodnieniem przypadkowym, lub nawet zwyrodnieniem tylko przybliżonym). Warto może wspomnieć, że niżej podany formalizm

wykorzystany został po pewnych uzupełnieniach do opisu depolaryzacji fotoluminescencji przez drgania torsyjne i obroty termiczne drobin luminezujących (Jabłoński [12]).

Pomyślmy sobie układ prostokątny osi sztywno związany z drobiną luminezującą o tak dobranej orientacji, aby dla kierunku jednej z osi moment przejścia osiągał wartość maksymalną, zaś dla kierunku osi innej wartość minimalną (kierunek trzeciej osi jest tym samym wyznaczony). Będą to osie główne oscylatora przestrzennego. Z absorpcją i z emisją związane są na ogół różne i w różny sposób zorientowane oscylatory przestrzenne. Moc pochłaniana ze światła wzbudzającego o wektorze równoległym do kierunku jednej z osi głównych oscylatora absorpcyjnego jest proporcjonalna do kwadratu odpowiedniego momentu przejścia. Niech stosunek tych mocy (głównych „nateżeń absorpcji“) będzie $\Gamma_1 : \Gamma_2 : \Gamma_3$. Γ_i normujemy tak, aby $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 = 1$. W analogiczny sposób wprowadzamy oscylator emisyjny. Niech nateżenia główne tego oscylatora będą $\Gamma'_1, \Gamma'_2, \Gamma'_3$, przy czym również $\Gamma'_1 + \Gamma'_2 + \Gamma'_3 = 1$.

Założmy, że roztwór wzbudzamy światłem, którego wektor elektryczny jest równoległy do osi z układu nieruchomego w przestrzeni. Dla roztworu izotropowego całkowite nateżenie absorpcji I równe jest

$$I = \overline{\Gamma_1 \alpha_{1z}^2 + \Gamma_2 \alpha_{2z}^2 + \Gamma_3 \alpha_{3z}^2} = \frac{1}{3}(\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3) = \frac{1}{3}, \quad (15)$$

gdzie α_{iz} są kosinusami kątów pomiędzy osiami głównymi oscylatora absorpcyjnego i osią z (bez szkody dla ogólności możemy przyjąć, że całkowita moc emitowana jest równa całkowitej mocy pochłoniętej — wszak chodzi jedynie o stosunki głównych nateżeń emisji, a stosunki te nie zależą od wydajności fotoluminescencji roztworu).

Składowa nateżenia fotoluminescencji na osi z (\parallel do \vec{E})

$$I^{\parallel} = \overline{\sum_i \Gamma_i \alpha_{iz}^2 \sum_j \Gamma'_j \alpha'_{jz}{}^2}, \quad (16)$$

zaś

$$\alpha'_{jz} = \sum_k \beta_{jk} \alpha_{kz}, \quad (17)$$

α'_{jz} oznacza kosinus kąta pomiędzy Γ'_j i z , a β_{jk} kosinus kąta pomiędzy Γ'_j i Γ_k . Z równania (17) mamy

$$\alpha_{jz}^2 = \sum_k \beta_{jk} \alpha_{kz} \sum_l \beta_{jl} \alpha_{lz}. \quad (18)$$

Podstawienie (18) do równania (16) daje:

$$\begin{aligned} I^{\parallel} &= \sum_i \sum_j \sum_k \sum_l \Gamma_i \Gamma'_j \beta_{jk} \beta_{jl} \overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz} \alpha_{lz}} = \sum_i \sum_k \Gamma_i \Gamma_k \overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2} \\ &= \sum_i \Gamma_i \Gamma_i \alpha_{iz}^4 + \frac{1}{15} \sum_{i \neq k} \Gamma_i \Gamma_k = \frac{1}{15} \left(2 \sum_j \Gamma_i \Gamma_i + 1 \right), \end{aligned} \quad (19)$$

ponieważ $\overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2} = 1/15$ dla $i \neq k$ (patrz dodatek II), a

$$\sum_{i,k} \Gamma_i G_k = \sum_i \Gamma_i \sum_k G_k = 1, \quad \text{gdzie} \quad G_k = \sum_j \Gamma_j \beta_{jk}^2$$

składowa natężenia emisji na osi k oscylatora absorpcyjnego (w równ. (19) znikają wszystkie wyrazy z $k \neq l$).

Po podstawieniu wyrażenia (19) do równ. (7) otrzymujemy

$$r_f = 0,6 \sum_i \Gamma_i G_i - 0,2. \quad (20)$$

Ponieważ $0 \leq \sum_i \Gamma_i G_i \leq 1$,

$$-0,2 \leq r_f \leq 0,4.$$

Główną anizotropię emisji otrzymamy kładąc $\Gamma_i = G_i$ (ten sam oscylator odpowiedzialny za absorpcję i za emisję):

$$r_g = 0,6 \sum_i \Gamma_i^2 - 0,2. \quad (21)$$

Rozpatrzmy dla ilustracji kilka przykładów na zastosowanie równ. (20).

Jeżeli $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = 1/3$, a $G_1 = 1$, $G_2 = G_3 = 0$, lub $G_1 = G_2 = G_3 = 1/3$, $r_f = 0$.

Dla $\Gamma_1 = 1$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = 0$ i $G_2 = 1$, $G_1 = G_3 = 0$, $r_f = -0,2$.

Dla $\Gamma_1 = \Gamma_2 = G_1 = G_2 = 1/2$, $\Gamma_3 = G_3 = 0$, $r_g = 0,1$. Jest to przypadek symetrycznego oscylatora płaskiego. Ma on zastosowanie do fluorescencji benzenu (patrz wyżej str. 36) — pomiary Russela i Albrechta [13] dały $r = 0,091$ dla benzenu i $r = 0,081$ dla deuterobenzenu.

Jako przykład ostatni rozpatrzmy przypadek, gdy $\Gamma_1 = 1$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = 0$, a składowe natężenia liniowego oscylatora emisyjnego na osiach oscylatora absorpcyjnego β_1^2 , β_2^2 , β_3^2 . Podstawienie tych wielkości do równ. (20) prowadzi do równ. (13).

Z badań polaryzacji i czasów świecenia różnych składowych fotoluminescencji roztworów można wyciągnąć szereg ciekawych wniosków, jeżeli się przyjmie, że dla danego rodzaju drobin luminezujących wartość podstawowej anizotropii emisji jest znana z góry. Wartość ta może być wyznaczona za pomocą równ. (13) lub (20) (lub ew. (21)), a stąd ich użyteczność.

Informacje, które można uzyskać z wyżej wspomnianych badań, dotyczą obrotów „brownowskich“ i drgań torsyjnych drobin luminezujących, otoczek solwatacyjnych tych drobin, czasów relaksacji lokalnych temperatur centrów luminescencji, migracji energii wzbudzenia pomiędzy drobinami tego samego rodzaju itp. (Bauer [14]; Heldt [15]).

Wyrażenia na podstawową anizotropię emisji mogą być pomocne przy wyznaczaniu kierunków dipoli przejść w drobinach luminezujących metodą fotoselekcji (metoda ta polega na pomiarze polaryzacji tego samego pasma

ponieważ $\overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2} = 1/15$ dla $i \neq k$ (patrz dodatek II), a

$$\sum_{i,k} \Gamma_i G_k = \sum_i \Gamma_i \sum_k G_k = 1, \quad \text{gdzie} \quad G_k = \sum_j \Gamma_j \beta_{jk}^2$$

składowa natężenia emisji na osi k oscylatora absorpcyjnego (w równ. (19) znikają wszystkie wyrazy z $k \neq l$).

Po podstawieniu wyrażenia (19) do równ. (7) otrzymujemy

$$r_j = 0,6 \sum_i \Gamma_i G_i - 0,2. \quad (20)$$

Ponieważ $0 \leq \sum_i \Gamma_i G_i \leq 1$,

$$-0,2 \leq r_j \leq 0,4.$$

Główną anizotropię emisji otrzymamy kładąc $\Gamma_i = G_i$ (ten sam oscylator odpowiedzialny za absorpcję i za emisję):

$$r_j = 0,6 \sum_i \Gamma_i^2 - 0,2. \quad (21)$$

Rozpatrzmy dla ilustracji kilka przykładów na zastosowanie równ. (20).

Jeżeli $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = 1/3$, a $G_1 = 1$, $G_2 = G_3 = 0$, lub $G_1 = G_2 = G_3 = 1/3$, $r_j = 0$.

Dla $\Gamma_1 = 1$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = 0$ i $G_2 = 1$, $G_1 = G_3 = 0$, $r_j = -0,2$.

Dla $\Gamma_1 = \Gamma_2 = G_1 = G_2 = 1/2$, $\Gamma_3 = G_3 = 0$, $r_j = 0,1$. Jest to przypadek symetrycznego oscylatora płaskiego. Ma on zastosowanie do fluorescencji benzenu (patrz wyżej str. 36) — pomiary Russela i Albrechta [13] dały $r = 0,091$ dla benzenu i $r = 0,081$ dla deuterobenzenu.

Jako przykład ostatni rozpatrzmy przypadek, gdy $\Gamma_1 = 1$, $\Gamma_2 = \Gamma_3 = 0$, a składowe natężenia liniowego oscylatora emisyjnego na osiach oscylatora absorpcyjnego β_1^2 , β_2^2 , β_3^2 . Podstawienie tych wielkości do równ. (20) prowadzi do równ. (13).

Z badań polaryzacji i czasów świecenia różnych składowych fotoluminescencji roztworów można wyciągnąć szereg ciekawych wniosków, jeżeli się przyjmie, że dla danego rodzaju drobin luminezujących wartość podstawowej anizotropii emisji jest znana z góry. Wartość ta może być wyznaczona za pomocą równ. (13) lub (20) (lub ew. (21)), a stąd ich użyteczność.

Informacje, które można uzyskać z wyżej wspomnianych badań, dotyczą obrotów „brownowskich“ i drgań torsyjnych drobin luminezujących, otoczek solwatacyjnych tych drobin, czasów relaksacji lokalnych temperatur centrów luminescencji, migracji energii wzbudzenia pomiędzy drobinami tego samego rodzaju itp. (Bauer [14]; Heldt [15]).

Wyrażenia na podstawową anizotropię emisji mogą być pomocne przy wyznaczaniu kierunków dipoli przejść w drobinach luminezujących metodą fotoselekcji (metoda ta polega na pomiarze polaryzacji tego samego pasma

fotoluminescencji przy wzbudzeniu w różnych elektronowych pasmach absorpcji (Williams [16]; Albrecht [17])). Warto tu wspomnieć nawiasowo, że do wyznaczenia kierunków dipoli przejść stosowane są również badania absorpcji i fotoluminescencji drobin zorientowanych w błonkach dwójłomnych (por. np. Ciuryło, Heldt i Jankowski [18], oraz Eggers, Hansen, Have, Swanstrøm i Thulstrup [19]).

Bliższe omówienie wspomnianych w ostatnich ustępach zagadnień wykracza poza zakres niniejszego artykułu.

Dodatek I

Z równania (3) mamy

$$I^{\parallel} = I(1 + 2r)/3 \quad \text{oraz} \quad I^{\perp} = I(1 - r)/3.$$

Stąd stopień polaryzacji $P = (I^{\parallel} - I^{\perp}) / (I^{\parallel} + I^{\perp}) = 3r / (1 + r)$, zaś stopień (współczynnik) depolaryzacji

$$\rho = I^{\perp} / I^{\parallel} = (1 - r) / (1 + 2r).$$

Dodatek II

Wartość średnią $\overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2}$ dla $i \neq k$ obliczyć można w sposób następujący:

$$\sum_i \alpha_{iz}^2 \sum_k \alpha_{kz}^2 = \sum_i \overline{\alpha_{iz}^4} + \sum_{i \neq k} \overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2} = \frac{3}{5} + 6 \overline{(\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2)_{i \neq k}} = 1.$$

Stąd (dla $i \neq k$) $\overline{\alpha_{iz}^2 \alpha_{kz}^2} = \frac{1}{6} (1 - \frac{3}{5}) = \frac{1}{15}$, co było do okazania.

Fundamental Polarization of Photoluminescence of Solutions

Abstract: The definition is given in the introduction of the emission anisotropy of photoluminescence of solutions being a substitute of the familiar notion of the degree of polarization. The fundamental emission anisotropy, *i.e.* that which would be observed if no depolarization factors were present in the solution, is considered for various cases.

Expressions are given for fundamental emission anisotropy of photoluminescence resulting from mutual orientation and anisotropy of electronic virtual oscillators involved in absorption and emission.

Literatura

- [1] S. I. Wawilow und W. L. Lewschin, *Z. Phys.*, **16**, 135 (1923).
- [2] F. Perrin, *Ann. Phys.* (Paris), **12**, 169 (1929).
- [3] A. Jabłoński, *Z. Phys.*, **96**, 236 (1935).

- [4] P. Pringsheim, *Fluorescence and Phosphorescence*, New York 1949.
- [5] P. P. Feofilov, *Poliarizowannaja luminescencija atomow, molekul i kristallow*, Moskwa 1959.
- [6] T. Förster, *Fluoreszenz Organischer Verbindungen*, Göttingen 1951.
- [7] A. Kawski, *Postepy Fizyki*, **12**, 443 (1961).
- [8] Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, **35**, 379 (1918).
- [9] J. Cabannes, *Ann. Phys. (Paris)*, **15**, 25 (1925).
- [10] M. Kasha, *Disc. Farad. Soc.* No **9**, 14 (1950).
- [11] M. Makowiecka, *Acta Phys. Polon.* **2**, 357 (1933).
- [12] A. Jabłoński, *Acta Phys. Polon.*, **28**, 717 (1965).
- [13] P. G. Russel and A. C. Albrecht, *J. Chem. Phys.*, **41**, 2536 (1964).
- [14] R. Bauer, *Z. Naturforsch.*, **18a**, 718 (1963).
- [15] J. Heldt, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 3 (1966).
- [16] R. Williams, *J. Chem. Phys.*, **26**, 1186 (1957) i **30**, 233 (1959).
- [17] A. C. Albrecht, *J. Mol. Spectrosc.*, **6**, 84 (1961).
- [18] J. Ciuryło, J. Heldt i K. Jankowski, *Biuletyn PAN, Seria Nauk. Mat., Astr. i Fiz.*, **13**, 605 (1965).
- [19] J. H. Eggers, Lis H. Hansen, B. P. Have, P. Swanstrøm, E. W. Thulstrup, *8th European Congress on Molecular Spectroscopy*, Copenhagen 1965.

Józef Szpilecki

Politechnika Śląska

Metody wyznaczania i wartości liczbowe ważniejszych stałych fizycznych

1. Wstęp

Problem stworzenia uzgodnionego układu stałych fizycznych wiąże się z szeregiem zagadnień. Istnieją różne metody niezależnego wyznaczania różnych stałych fizycznych. Metody te nie są jednakowo dokładne. Pewne metody dopuszczają zwiększenie dokładności. Z drugiej strony między szeregiem stałych fizycznych istnieją pewne zależności. Stąd wynika, że każdy nowy pomiar jednej ze stałych wchodzących w równanie wyznaczające inną stałą wpływa na wartość tej ostatniej. Wynika stąd konieczność uzgodnionego wyznaczania poszczególnych stałych fizycznych.

Artykuł opracowano głównie na podstawie [13], jako najnowszej monografii dotyczącej zagadnienia.

Jako podstawowe powinny być wybrane stałe, dające się wyznaczyć jak najdokładniej, lub też których metoda wyznaczenia dopuszcza dalsze zwiększenie dokładności przez udoskonalenie techniki pomiarowej. Inne stałe powinny dać się wyrazić przez te stałe podstawowe.

Pierwsza krytyczna analiza wyników doświadczalnych dotyczących wyznaczenia stałych pochodzi od Birgego [2]. Stała się ona podstawą do dalszych uogólnień wyników dotyczących uzgodnienia stałych fizycznych. Przed Birgem były robione pewne próby wyznaczania tych stałych, przy czym różni badacze robili to różnie. Zaslugą Birgego było, że wyraźnie sformułował postulat konieczności uzgodnienia wartości stałych ze względu na istniejące między nimi zależności. Zaproponował on wyznaczanie najlepszych wartości metodą najmniejszych kwadratów na podstawie pewnych najdokładniej zmierzonych wielkości.

Od roku 1929 praca zaczęta przez Birgego była robiona systematycznie w pewnych odstępach czasu, początkowo przez Birgego, od roku zaś 1947 przez jego uczniów Du Monda i Cohena. Najpełniejszy przegląd stałych za okres do roku 1955 podano w Pracach Kongresu Poświęconego Pamięci Amadeo Avogadro [19]. Dalsze dane do roku 1965 znajdujemy w pracach Du Monda i Cohena [7, 8, 11]. Zanalizowano w nich starannie wyniki otrzy-

mane w najlepszych laboratoriach świata, co niekiedy stało się podstawą do zapoczątkowania nowych badań [12].

W Związku Radzieckim prowadzone są w ostatnich latach badania nad wyznaczeniem niektórych stałych fizycznych. W szczególności nad wyznaczeniem giromagnetycznego współczynnika protonu w Wszechzwiązkowym Naukowo-Badawczym Instytucie Metrologii im. D. J. Mendelejewa [24] i Charukowskim Państwowym Instytucie Miar i Przyrządów Pomiarowych [14] oraz magnetycznego momentu protonu wyrażonego w jądrowych magnetonach (Fizyko-Techniczny Instytut AN Związku Radzieckiego) [17].

2. Zwiększanie dokładności wyznaczania stałych fizycznych

Tablica I daje porównanie w przypadku niektórych stałych procentowego błędu z roku 1929, 1955 i 1963.

Tablica I

Nazwa	Względny błąd w %		
	1929	1955	1963
Ładunek elektronu	0,1	0,02	0,002
Prędkość światła	0,002	0,0005	0,00003
Stała Plancka	0,2	0,00	0,003
Masa spoczynkowa elektronu	0,2	0,003	0,002
Masa spoczynkowa protonu	0,2	0,002	0,002
Liczba Avogadry	0,2	0,003	0,002
Stała Faradaya	0,01	0,001	0,0006
Stała subtelnej struktury	0,1	0,0004	0,0004
Magnetyczny moment protonu w magnetonach Bohra	—	0,0005	0,0003
Magnetyczny moment protonu w magnetonach jądrowych	—	0,001	0,0007
Giromagnetyczny współczynnik protonu	—	0,001	0,0007
Stała Rydberga	0,0001	0,00001	0,00001
Magnetyczny moment protonu	—	0,003	0,003

Równocześnie przejawia się dążność do przejścia na wzorce naturalne, oparte na stałych fizycznych lub wielkościach charakteryzujących zjawiska stabilne. Wiąże się to z koniecznością dalszego zwiększenia dokładności wyznaczenia stałych.

Chodzi tu o stałe fizyczne, które nie zmieniają się w żadnych warunkach (na przykład ładunek elektronu e , stała subtelnej struktury α , stała Plancka h , liczba Avogadry N) albo są stałe w ściśle określonych warunkach (prędkość rozchodzenia się światła w próżni c), albo takie, dla których należy jedynie wprowadzić poprawki relatywistyczne (masy elementarnych cząstek).

Jeżeli podzielimy stałe na podstawowe i pochodne, to nasuwa się pytanie,

które stałe należy przyjąć za podstawowe. Naturalne byłoby przyjąć takie stałe jak ładunek elektronu e , prędkość światła w próżni c , masę spoczynkową elektronu m_e lub protonu m_p i stałą Plancka h .

W tabelicy II podano, jak inne stałe wyrażają się przez wyżej wymienione stałe.

Tabelica II

Stała Rydberga	$R_\infty = \mu_0^2 m_e e^4 c^3 / 8h^3$
Stała subtelnej struktury	$\alpha = -\mu_0 c e^2 / 2h$
Klasyczny promień elektronu	$r_0 = \mu_0 e^2 / 4\pi m_e$
Promień 1. orbity Bohra	$a_0 = \hbar^2 / 4\pi \mu_0 c^2 m_e e^2$
Magneton Bohra	$\mu_B = \hbar e / 4\pi m_e$
Magneton jądrowy	$\mu_N = \hbar e / 4\pi p$
Comptonowska długość fali elektronu	$\lambda_{ke} = \hbar / m_e$

μ_0 — magnetyczna przenikalność próżni, równa $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

Istnieją jednak pewne stałe dające się wyznaczyć dokładniej, aniżeli e , m_e , h , nadają się więc one lepiej na wyjściowe stałe podstawowe. Ze stałych dających się wyznaczyć bezwzględnie należą do nich: R_∞ — stała Rydberga dla masy nieskończenie dużej, c — prędkość światła w próżni i γ_p — giromagnetyczny współczynnik protonu. Do tego dochodzą takie względne stałe, jak M_p — atomowa masa protonu, α — stała subtelnej struktury, μ_p — magnetyczny moment protonu wyrażony w magnetonach Bohra μ_B lub magnetonach jądrowych μ_N .

W tabelicy III występuje 15 stałych, przy czym 8 z nich wyrażono przez pozostałe. Z tych ostatnich stałe c , R_∞ , M_p , μ_p / μ_B obecnie dadzą się wyznaczyć

Tabelica III

Ładunek elektronu	$e = (\alpha^2 / \mu_0 R_\infty) (\mu_p / \mu_B) (1 / \gamma_p)$
Masa elektronu	$m_e = (\alpha^2 / \mu_0 R_\infty) (\mu_p / \mu_B)^2 (1 / \gamma_p^2)$
Stała Plancka	$h = (\alpha^2 c / 2 \mu_0 R_\infty^2) (\mu_p / \mu_B)^2 (1 / \gamma_p^2)$
Liczba Avogadry	$N = \mu_0 (M_p / \alpha^2) R_\infty (\mu_B / \mu_p) (\mu_N / \mu_p) \gamma_p^2$
Stała Faradaya	$F = M_p (\mu_N / \mu_p) \gamma_p$
Ładunek właściwy protonu	$e / m_p = (\mu_N / \mu_p) \gamma_p$
Magneton Bohra	$\mu_B = (\alpha^2 c / 8\pi \mu_0 R_\infty^2) (\mu_p / \mu_B) (1 / \gamma_p)$
Jądrowy magneton	$\mu_N = (\alpha^2 c / 8\pi \mu_0 R_\infty^2) (\mu_N / \mu_p) (\mu_p / \mu_B) (1 / \gamma_p)$

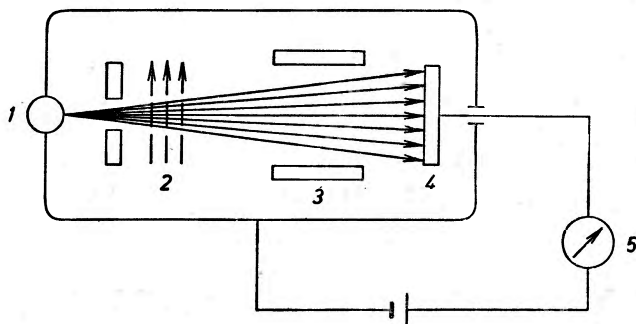
z dużą dokładnością (błąd 10^{-6} i mniejszy). Jeżeli więc wyznaczy się α , γ_p , μ_e / μ_N , można otrzymać pozostałe 8 stałych. Na podstawie wyżej wymienionych stałych można wyznaczyć α , e , N , które obecnie [8] uważa się za podstawowe.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę uzgodnienia stałych z roku 1963 i 1965, to w celu wyznaczenia stałych α , e , N rozpatrzono 16 doświadczeń przeprowadzonych przez różnych badaczy i na ich podstawie wyznaczono wartości średnie. Wymienimy ważniejsze z wyżej wymienionych metod.

3. Metody wyznaczania stałych podstawowych

3.1. Wyznaczenie α stałej struktury subtelnej

1. Na pierwszym miejscu należy wymienić doświadczenie Triebwassera, Dayhoffa i Lamba [26], w którym wyznaczono częstość przejścia w deuterze między poziomami $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ i $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$.



Rys. 1. Aparatura pracy [26]. 1 — źródło atomów deuteru, 2 — obszar bombardowania elektronami, 3 — obszar pola wysokiej częstości, 4 — kolektor, 5 — wskaźnik

W wolframowym piecu (rys. 1), w wysokiej temperaturze dysocjuje molekularny deuter. Przez otwór pieca wychodzi wiązka atomów w stanie nie wzbudzonym $1^2S_{1/2}$. Wiązkę tę bombarduje się elektronami i przybliżenie z prawdopodobieństwem 10^{-8} zostaje ona wzbudzona do pewnego stanu metastabilnego. Wiązka padając następnie na metaliczną płytkę celu łatwo oddaje swą energię wzbudzenia, wyrывая z metalu elektron. W obwodzie powstaje prąd elektryczny. Jeżeli na atomy w stanie metastabilnym działać polem elektromagnetycznym wysokiej częstości, odpowiadającej przejściu między poziomami $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ i $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$, to atomy wracają do stabilnego stanu $1^2S_{1/2}$ i dojdą do celu z małą energią, więc prąd elektryczny zmaleje.

Częstość przejścia $2^2P_{3/2} - 2^2P_{1/2}$ związana jest ze stałą struktury subtelnej następującą zależnością [16]

$$f = (\alpha^2/16)R_{\infty}e(M_{\text{dia}}/M_{\text{da}})^3[(2\mu_e/\mu_B)(M_{\text{da}}/M_{\text{dia}}) - 1 + (5/8)\alpha^2 - (2/\pi)\alpha^3 \ln 137 + \dots], \quad (1)$$

gdzie M_{dia} — atomowa masa jądra deuteru, M_{da} — atomowa masa deuteru, μ_e — magnetyczny moment elektronu.

2. W wielu doświadczeniach brano pod uwagę zmianę częstości przejścia między poziomami struktury nadsubtelnej wodoru ($F=1$, $m_F=0$ i $F=0$, $m_F=0$). W pracy [9] mierzono częstość masera wodorowego. W pracy [20] wyprowadzono następującą zależność

$$f = (16/3)\alpha^2R_{\infty}e(\mu_p/\mu_B)(\mu_e/\mu_B)(M_{\text{dia}}/M_{\text{da}})[1 + (3/2)\alpha^2 - (5/2 - \ln 2)\alpha^2 - X\alpha((M_{\text{da}} - M_{\text{dia}})/M_{\text{dia}})]. \quad (2)$$

X przedstawia tu czynnik poprawkowy, uwzględniający skończone wymiary pola elektromagnetycznego „wewnątrz“ protonu, który nie jest dokładnie znany.

3. Z podanego wyżej względu wynika dążenie uczonych do pomiaru częstości przejścia między poziomami energetycznymi przy nadsubtelnym rozszczepieniu w atomie o bardziej elementarnym jądrze. Takim atomem jest mionium, którego jądrem jest mezon μ^+ [6]. W doświadczeniu tym synchrotron Columbia University dostarczał podłużnie spolaryzowanej wiązki mezonów μ^+ , które były następnie hamowane w argonie pod ciśnieniem 10—68 atm. Przez schwytywanie elektronu przez mezon powstawało mionium spolaryzowane. Przy pomocy mikrofal wywoływano przejście między stanem $(m_j, m_\mu) = (1/2, 1/2)$ i $(1/2, -1/2)$, gdzie m_j, m_μ — magnetyczne liczby kwantowe odnoszące się do elektronu i mezonu. Wywoływało to zmianę kąтового rozkładu pozytonów rozpadu, wysyłanych przez mionium pod kątami 0° i 180° . Formuła na częstość posiada w tym przypadku następującą postać

$$f = (16/3) a^2 R_\infty c (\mu_\mu/\mu_p) (\mu_p/\mu_e) (\mu_e/\mu_B)^2 (1 + m_e/m_\mu)^{-3} (1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2) (1 - \delta_\mu), \quad (3)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= -(1 - \ln 2) a^2, \\ \varepsilon_2 &= -(8a^3/3\pi) \ln a (\ln a - \ln 4 + 281/480), \\ \delta_\mu &= (3a/\pi) (m_e/m_\mu) \ln(m_\mu/m_e). \end{aligned} \quad (4)$$

4. Bardzo dokładna jest metoda wyznaczenia a z anomalnego momentu magnetycznego elektronu wyrażonego w magnetonach Bohra [28]. Korzysta się tu z zależności wyprowadzonej w [15], poprawionej następnie w pracach [22] i [18]

$$\mu_e/\mu_B = 1 + a/2\pi - 0,328a^2/\pi^2. \quad (5)$$

Formuła ta do roku 1966 miała tę wadę, że nie był znany ostatni wyraz stopnia trzeciego w a : $0,15a^3/\pi^3$. W pracy [28] wyznaczano g swobodnego elektronu przez pomiar różnicy między elektronową cyklotronową i elektronową spinowo-precesyjną częstością. W doświadczeniach 100 keV elektrony w skupieniach $0,2\mu$ -sekundowych poruszają się równolegle do magnetycznego pola i osiągają stycznie folię złota. Elektrony rozproszone pod kątem prostym zostały przez folię częściowo spolaryzowane. Są one przytrzymywane polem magnetycznym i poruszają się po spirali przez 1,9 msek. Następnie padają na drugą folię złota. Przekrój czynny dla rozpraszania pod kątem 90° zależy od polaryzacji elektronów. Powtarza się więc takie rozpraszanie 500 razy na sek. Wykres natężenia końcowego wiązki w funkcji czasu przebywania w polu magnetycznym jest cosinusoidą o częstości równej różnicy między częstością ruchu orbitalnego i precesji spinowej

$$\omega = B(2\mu_e/\hbar - e/mc) = (Be/mc)[\mu_e/\mu_B - 1]. \quad (6)$$

Szukana mała anomalia $\mu_e/\mu_B - 1 = a$ jest mierzona bezpośrednio. Dokładność wyznaczenia μ_e/μ_B wynosi ± 27 na 10^9 .

Wyniki powyższych metod są zebrane w tabelicy IV.

Tablica IV

Metoda 1	$\alpha^{-1} = 137,0388 \pm 0,0006$
„ 2	137,0352 (dokładności nie podano)
„ 3	$137,0388 \pm 0,0013$
„ 4	$137,0381 \pm 0,0032$

Pierwsza metoda jest najdokładniejsza. Ostatnio wyniki są sprawdzane [21, 20].

3.2. Wyznaczanie magnetycznego momentu protonu w jądrowych magnetonach

Zasada pomiaru jest następująca: w pole magnetyczne o indukcji B wprowadza się źródło protonów, które w polu zaczynają wykonywać ruch precesyjny z częstością

$$\omega_p = 2\mu_p B/\hbar, \quad (7)$$

gdzie ω_p — częstość precesji protonu, μ_p — magnetyczny moment protonu, B — indukcja pola, \hbar — stała Plancka.

Tu najmniej dokładnie wyznacza się stałą Plancka i to ogranicza dokładność wyznaczenia μ_p . Natomiast w magnetonach Bohra lub jądrowych daje się μ_p wyznaczyć dokładniej przy pomocy częstości cyklotronowej. Mianowicie

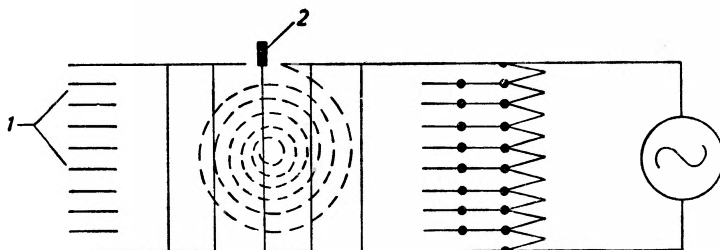
$$\omega_p/\omega_c = 2\mu_p m_p/e\hbar = \mu_p/\mu_N, \quad (8)$$

przy czym $\omega_c = eB/m_p$ — cyklotronowa częstość, $eh/2m_p = \mu_N$ — magneton jądrowy, e — ładunek elektronu, m_p — masa protonu.

Metoda wyznaczenia ω_p polega na tym, że próbka, zawierająca substancję z molekularnym wodorem poddawana jest w polu magnetycznym działaniu pola wysokiej częstości. Gdy częstości precesji i pola elektrycznego są równe, obserwuje się wzrost absorpcji mocy w. cz. Maleje przy tym amplituda drgań w obwodzie zawierającym cewkę indukcyjną, w której wnętrzu jako rdzeń znajduje się próbka z protonami. Cewka ta może się również znajdować w jednym z ramion mostka. W chwili rezonansu wskutek absorpcji mocy w cewce następuje naruszenie równowagi mostka. Ostatnia metoda jest dokładniejsza.

Istnieje co najmniej sześć metod pozwalających wyznaczyć ω_c . Oparte są one na zasadzie cyklotronu, natomiast różnią się szczegółami doświadczalnymi. Należą tu następujące metody:

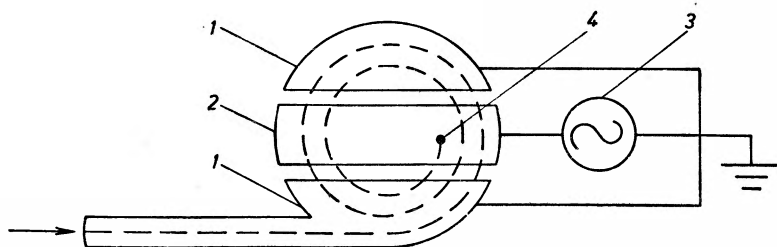
1. Metoda omegatronu [23], który jest przedstawiony na rys. 2. Jony wodoru tworzą się pod działaniem bombardowania elektronami atomów wodoru znajdującego się pod ciśnieniem $1,33 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$. Pod działaniem statycznego pola magnetycznego protony zaczynają poruszać się po kołowej spirali. Na jej promień można wpływać polem elektrycznym wysokiej częstotliwości, działającym prostopadle do pola magnetycznego i do kierunku ruchu postępowego wiązki. Przy spełnieniu warunku rezonansu promień spirali jest największy (jest on rzędu 1 cm) i poruszające się po takim torze jony padają wtedy na detektor. Szerokość linii rezonansowej maleje ze wzrostem liczby obrotów



Rys. 2. Omegatron. 1 — elektrody poprawiające jednorodność pola elektrycznego, 2 — kolektor jonów

(osiągającej kilka tysięcy). Przesunięcie jonów w kierunku osi jest kompensowane dodatkowym słabym polem elektrycznym. Wpływ ładunku przestrzennego i radialnej składowej pola elektrycznego wywołuje nieduże zmiany częstotliwości cyklotronowej. Uwzględnia się go wprowadzając odpowiednią poprawkę.

2. Inny rodzaj przyspieszania w przyrządzie zwanym „odwróconym“ cyklotronem stosowano w [21] (rys. 3). Rozpędzone do dużych prędkości protony wprowadzane w odpowiedniej fazie do cyklotronu i pod działaniem pola ra-

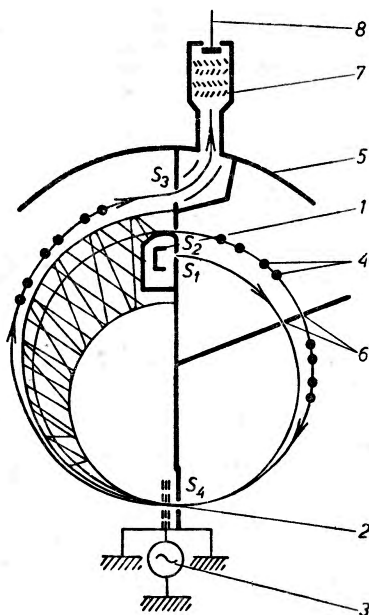


Rys. 3. „Odwrócony“ cyklotron. 1 — duanty, 2 — środkowa elektroda, 3 — generator wysokiej częstotliwości, 4 — kolektor

diowej częstotliwości spowalniano, każąc im poruszać się po spirali o malejącym promieniu, aż osiągną pewną stacjonarną orbitę, na której już nie są spowalniane i na niej mogą wykonywać bardzo dużą liczbę obrotów, co wpływa korzystnie na szerokość krzywej rezonansu, dając dużą dokładność wyznaczenia ω_c .

Po dostatecznie dużej liczbie obrotów padają one na sondę odbiorczą. Przy spełnieniu warunku równości częstości pola elektrycznego i cyklotronowej hamowanie jest najintensywniejsze i prąd odbiornika największy (rezonans). Konstrukcyjnie aparatura różni się tym od cyklotronu, że między duantami znajduje się trzecia elektroda, do której przykłada się napięcie wysokiej częstości, oba duanty i drugi zacisk generatora uziemia się.

3. Jedną z najnowszych jest praca [17], w której w tej samej aparaturze można dokonać pomiaru obu częstości. Stosowano tu magnetorezonansowy spektrograf masowy. Zasada przyrządu podana jest na rys. 4. Jony wycho-



Rys. 4. Magnetorezonansowy spektrograf masowy. 1 — źródło jonów, 2 — modulator, 3 — generator wysokiej częstości, 4 — jonowe pakiety, 5 — kondensator cylindryczny, 6 — szczeliny aperturowe, 7 — powielacz elektronów, 8 — wyjściowa elektroda

dzące ze źródła przez szczelinę S_1 są odchylane polem magnetycznym i po wykonaniu pół obrotu (180-stopniowy statyczny spektrometr) padają na szczelinę modulatora S_4 , gdzie pod działaniem napięcia wysokiej częstości są modulowane prędkościowo. Modulator składa się z trzech siatek, przy czym skrajne siatki są uziemione, środkowa zaś otrzymuje napięcie sinusoidalne od generatora wysokiej częstości. Przyrost prędkości jest sinusoidalną funkcją czasu. Różnym przyrostom prędkości odpowiadają orbity o różnych promieniach, jak to przedstawiono na rysunku. Wskutek zmiany promienia orbity na szczelinę S_2 , odległą o pół obrotu od modulatora, padają tylko te jony, których przyrost promienia orbit jest dokładnie równy odległości szczelin S_1 i S_2 . Ze szczeliny S_2 co okres pola wysokiej częstości przyłożonego do modu-

latora będą wychodziły krótkie „pakiety“ jonów, które po pół okresie padną znów na modulator, przy czym nastąpi powtórna modulacja prędkości, więc i promienia orbit. Częstość modulacji jest 200 razy większa od częstości cyklotronowej. Wtedy jony przechodzą przez modulator dokładnie w tej samej fazie pola wysokiej częstości, a przyrost prędkości i promienia orbity będą dokładnie takie same jak w pierwszym przypadku. Jony przechodzą następnie przez szczelinę S_3 i po wyjściu z niej są odchylane przy pomocy cylindrycznego kondensatora i padają na powielacz i wskaźnik prądu elektrycznego. Przy odchyleniach stosunku częstości od liczby całkowitej, przyrost promienia orbity przy drugim przechodzeniu przez modulator będzie taki, że coraz mniej jonów pada na S_3 . Następuje więc spadek natężenia prądu na wyjściu. Połowie wysokości wartości rezonansowej odpowiada $\Delta f/f = (25-30) \cdot 10^{-6}$. Dla uniknięcia wpływu ładunku przestrzennego, pomiary wykonywano przy prądach o natężeniu rzędu 10^{-15} A. Stosowano jony He i Ne.

Celem wykonania drugiego pomiaru wewnątrz przyrządu znajdowała się cewka z naczyniem, zawierającym protony i służąca do wytworzenia sygnału absorpcyjnego rezonansu jądrowego. W naczyniu znajdował się rozcieńczony roztwór CuCl_2 w wodzie. Promień kulistego naczynia wynosił 5 mm. Sygnał wykrywano przy pomocy układu mostkowego.

4. W pracy [4] mierzono ω_c przy pomocy aparatury analogicznej do omega-tronu.

5. W pracy [3] posługiwano się „odwróconym“ cyklotronem. Zestawienie wyników powyższych metod podano w tablicy V.

Tablica V

Praca	μ_p/μ_N
[1]	$2,79276 \pm 0,00002$
[2]	$2,79277 \pm 0,00007$
[3]	$2,79287 \pm 0,00002$ *
[4]	$2,79291 \pm 0,00006$
[5]	$2,79275 \pm 0,00010$

* Wartość podano z uwzględnieniem poprawki diamagnetycznej.

W roku 1963 wybrano z tych wartości cztery (szczegóły pracy [17] nie były jeszcze znane), z tych zaś wybrano jako najbardziej zgodne dwie pierwsze, choć mają różne błędy. Bliskość wyników Mamyrina i Boyne'a nasuwa potrzebę wykonania dalszych dokładniejszych pomiarów.

3.3. Wyznaczanie stałej Faradaya

Ostatnie dokładne wyznaczenia stałej Faradaya zakończono w roku 1960 [10] po 30 latach od chwili, kiedy Birge stwierdził w roku 1929 na podstawie pomiaru e/m , że poprzednia wartość była obarczona błędem. Musiano roz-

strzygnąć następujące zagadnienia: czy wszystek mierzony ładunek jest niesiony przez proste jony Ag^+ , czy też są jeszcze inne kompleksy i czy przewodzenie jest elektronowe? Czy elektroliza nie zmienia stosunku zawartości izotopów $\text{Ag}^{107}/\text{Ag}^{109}$? Czy nie ma błędów spowodowanych „inkluzjami“ w srebrze osadzonym na katodzie? Czy srebro z katody nie rozpuściło się w roztworze, czy srebro nie zostało pobrane z anody przez erozję? Czy nie ma zanieczyszczeń w srebrze, specjalnie O i H?

Elektrolitem był AgClO_4 , w którym utrudnione jest tworzenie się tlenków srebra i tlenu, więc reakcja $\text{Ag} \rightarrow \text{Ag}^+ + e^-$ zachodziła w czystej postaci. Otrzymano wartość

$$F = (96486,82 \pm 0,66) \cdot 10^3 \text{ Coul/kmol.}$$

3.4. Wyznaczanie giromagnetycznego współczynnika protonu

Wielkość ta jest specjalnie ważna dla metrologów, ponieważ może otworzyć drogę przy przejściu na naturalne wzorce wielkości elektrycznych i magnetycznych. Jest ona zdefiniowana następująco:

$$\gamma_p = \omega_p/B, \quad (9)$$

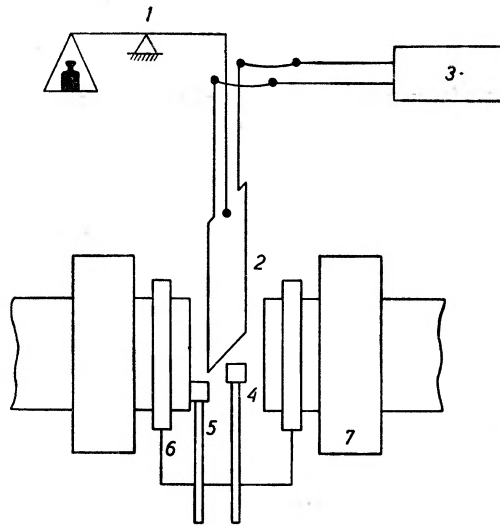
przy czym ω_p — częstość precesji. Inaczej

$$\gamma_p = (e/m_e)\mu_p/\mu_B. \quad (10)$$

Prostota wzoru (9) nie znaczy wcale, że pomiar jest prosty. Główna trudność polega na pomiarze B . W ogólnej postaci zasada tego pomiaru jest następująca: jeżeli proton, posiadający spin i moment magnetyczny z osią dipola równoległą do spinu, znajdzie się w polu magnetycznym, zaczyna wykonywać ruch precesyjny dokoła kierunku pola magnetycznego zewnętrznego z częstością proporcjonalną do indukcji B . Doświadczalnie częstość precesji protonów może być zmierzona przez umieszczenie naczynka z wodą w stałym polu magnetycznym. Na naczynko nakłada się cewkę o osi równoległej do pola magnetycznego i zasilaną prądem częstości radiowej. Gdy częstość ta jest zgodna z częstością precesji protonów, nastąpi absorpcja przez próbkę z wodą energii i wykonujące ruch precesyjny protony będą indukowały siłę elektromotoryczną w cewce, załączonej do układu mostkowego lub w obwód generatora radiowej częstości. Obie metody stosuje się w polach silnych.

W słabych polach magnetycznych stosuje się czulszą metodę swobodnej jądrowej precesji. Mianowicie naczynie zawierające protony poddajemy działaniu silnego pola magnetycznego prostopadle do kierunku słabego pola. To wywołuje polaryzację protonów. Następnie polaryzujące pole wyłącza się albo próbkę usuwa ze strefy pola. Wtedy powstaje precesja protonów dokoła linii słabego pola magnetycznego, pozwalająca na wykonanie pomiaru w ciągu kilku sekund. We wszystkich przypadkach częstość mierzy się przez porównanie z częstością wzorcową.

Pierwsze pomiary były robione przy indukcjach 0,5 T [25]. Pole wytwarzano przy pomocy elektromagnesu. Indukcję mierzono przy pomocy magnetycznej wagi Cottona o cewce o wymiarach 10×70 cm o 9 zwojach, nawiniętych na ramie szklanej. W silnych polach (rzędu dziesiątych T) wyznaczano ω_p w pracach [5, 14]. Charakterystyczną cechą pracy [14] była duża staranność i subtelne postawienie zagadnienia. Indukcję między biegunami elektromagnesu mierzono przy pomocy wagi magnetycznej (rys. 5), złożonej



Rys. 5. Waga magnetyczna. 1 — waga, 2 — cewka, 3 — układ kompensacyjny do pomiaru natężenia prądu, 4 — czujnik rezonansu protonowego, 5 — czujnik stabilnego pola magnetycznego, 6 — regulacyjne cewki stabilizatora, 7 — magnesujące cewki

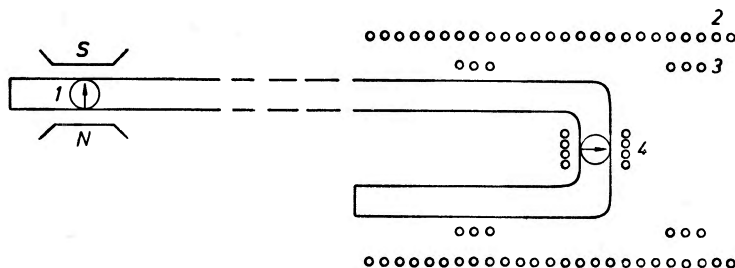
z wagi, prostokątnej ramki z umocowaną na obwodzie cewką i układem kompensacyjnym dla pomiaru natężenia prądu. Stosowano wzór nie poprawiony na diamagnetyzm na współczynnik

$$\gamma'_p = 2\pi f X I / F_y, \quad (11)$$

gdzie f — częstość Larmora precesji protonu, X — efektywna szerokość zwojów ramy, I — natężenie prądu w uzwojeniach ramy, F_y — pionowa składowa siły elektrodynamicznej wzajemnego działania prądu w uzwojeniach z polem magnetycznym.

W czasie pomiaru rozwiązano szereg ważnych zagadnień, jak zagadnienie stabilizacji pola magnetycznego i jego jednorodności w żądanej objętości, kontroli współosiowości biegunów i warunku prostopadłości linii indukcji do płaszczyzny ramki i bardzo staranne badania rozkładu natężenia pola między biegunami. Otrzymana wartość γ_p była uwzględniona w roku 1963 na sesji londyńskiej Komitetu konsultatywnego dla spraw elektrotechniki.

Pomiary w słabych polach były wykonane przez [1] (rys. 6), [24], [27]. We wszystkich przypadkach stosowano wstępne magnesowanie substancji zawierającej protony polem o indukcji rzędu 0,1—0,5 T. Pierwszy pomiar wykonano przy $(12—20) \cdot 10^{-4}$ T. Próbkę po spolaryzowaniu szybko umieszczano w środku solenoidu. Pole solenoidu, wypadające na jednostkę natężenia prądu wyliczano z wymiarów cewki. W cewce nawiniętej na próbce indukowała się siła elektromotoryczna o częstości precesji, mierzona aparaturą radiotechniczną. Druga praca [24] była wykonywana przy polach o indukcji $6 \cdot 10^{-5}$ T. Przy pomocy dodatkowych cewek Helmholtza wykluczono wpływ pola magnetycz-



Rys. 6. Pomiar rezonansu jądrowego w słabych polach magnetycznych. 1 — próbka protonowa, 2 — cewki wytwarzające pole magnetyczne, 3 — cewki Helmholtza, 4 — cewki detektora

nego ziemskiego. Celem wykluczenia błędu systematycznego wykonywano pomiary na 16 cewkach Helmholtza, z każdą 3—10 serii z ogólną liczbą pomiarów 30—100. W doświadczeniu [25] stosowano słabe pole rzędu $(1—2) \cdot 10^{-3}$ T. Naczynie z wodą było otoczone cewką detektora, w której protony wykonujące ruch precesyjny indukowały siłę elektromotoryczną. Początkową polaryzację otrzymywano przy pomocy cewki polaryzującej.

Tablica VI daje zestawienie wyników.

Tablica VI

Praca	Indukcja B [T]	γ_p z uwzględnieniem poprawki diamagnetycznej 10^6 [rad T $^{-1}$ sec $^{-1}$] według Du Monda i Cohena
[25]	0,4800	2,67534 \pm 0,00006
[5]	0,2800	2,67525 * \pm 0,00010
[14]	0,2400—0,4700	2,67512 ** \pm 0,00002
[1]	0,0012	2,67519 \pm 0,00008
[27]	0,0010	2,675188 \pm 0,000008
[24]	0,00006—0,00012	2,67508 \pm 0,00003

Uwaga. Wartości te są zgodne z wynikami Jagoli z wyjątkiem * 2,67532 i ** 2,67519.

Dla wyznaczenia α , e i N stosowano wyniki [1], [15] jako najlepsze i dające bliską zgodność wyników numerycznych.

4. Metoda uzgodnionego wyznaczania α , e i N

Jeżeli zmierzmy wymienione w poprzednim rozdziale wielkości, wtedy mogą być one wyrażone przez α , e , N i c , R_∞ , μ_p/μ_B , μ_p/μ_N i masy atomowe. Można napisać

$$\mu_p/\mu_N = (\mu_p/\mu_B)(\mu_B/\mu_N) = (\mu_p/\mu_B)(M_p/N)\alpha^3/\mu_0 R_\infty e^2, \quad (12)$$

jeżeli skorzysta się z określeń

$$\begin{aligned} \mu_B &= eh/2m_e, & \mu_N &= eh/2m_p, \\ m_p &= M_p/N, & m_e &= M_e/N = \mu_0 R_\infty e^2/\alpha^3. \end{aligned} \quad (13)$$

Stąd otrzymujemy

$$Ne^2/\alpha^3 = (\mu_p/\mu_B)(M_p/\mu_0)(\mu_N/\mu_p)(1/R_\infty). \quad (14)$$

Z zależności

$$\gamma_p = (e/m_e)(\mu_p/\mu_B), \quad m_e = \mu_0 R_\infty (e^2/\alpha^3) \quad (15)$$

otrzymujemy

$$\alpha^3/e = \mu_0 R_\infty (\mu_B/\mu_p) \gamma_p. \quad (16)$$

Wykorzystując wartości

$$\begin{aligned} f &= 10971,59 \pm 0,10 \text{ [MHZ]} \quad [26] \\ (\mu_p/\mu_N)_1 &= 2,792757 \pm 0,000025 \quad [23] \\ (\mu_p/\mu_N)_2 &= 2,792770 \pm 0,000070 \quad [21] \\ F &= (96486,82 \pm 0,66) \cdot 10^3 \text{ [Coul/kmol]} \quad [10] \\ \gamma_{p,1} &= (26751,92 \pm 0,08) \cdot 10^4 \text{ [rad/T.sec]} \quad [1] \\ \gamma_{p,2} &= (26751,88 \pm 0,08) \cdot 10^4 \text{ [rad/T.sec]} \quad [15] \end{aligned}$$

otrzymujemy następujący układ równań

$$\begin{aligned} \alpha^{-1} &= 137,0388 \\ Ne^2/\alpha^3 &= 3,978227 \cdot 10^{-5} \text{ [Coul}^2/\text{kmol]} \\ Ne^2/\alpha^3 &= 3,978208 \cdot 10^{-5} \text{ [Coul}^2/\text{kmol]} \\ Ne &= 96486,82 \cdot 10^3 \text{ [Coul/kmol]} \\ \alpha^3/e &= 24,253845 \cdot 10^{11} \text{ [1/Coul]} \\ \alpha^3/e &= 24,253809 \cdot 10^{11} \text{ [1/Coul]}. \end{aligned}$$

Ponieważ liczba równań przewyższa liczbę niewiadomych α , e , N , stosujemy metodę najmniejszych kwadratów. Przyjmując α_0 , e_0 , N_0 wartości bliskie szukanych stałych mianowicie $e_0 = 1,60210 \cdot 10^{-19}$ [Coul], $N_0 = 6,02252 \cdot 10^{26}$ [1/kmol], $\alpha_0 = 137,0388$ i oznaczając

$$x = \alpha/\alpha_0, \quad y = e/e_0, \quad z = N/N_0 \quad (17)$$

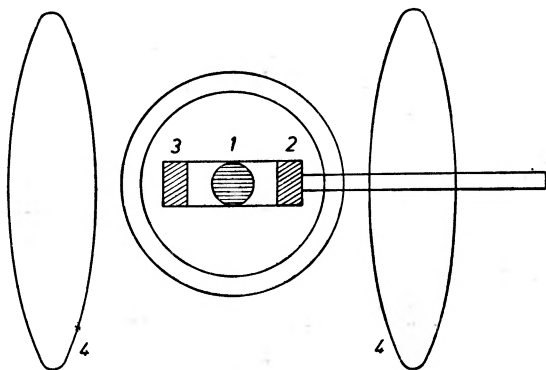
otrzymujemy

$$\begin{aligned}
 x &= 1,0000000, \\
 y^2z/x^3 &= 0,9999988, \\
 y^2z/x^3 &= 0,9999942, \\
 yz &= 1,0000003, \\
 x^3/y &= 1,000034, \\
 x^3/y &= 1,000011.
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

Z błędu (odchylenia od jedności) prawych stron wyznacza się wagi poszczególnych równań

$$P_1 = 5, \quad P_2 = 1,2, \quad P_3 = 0,2, \quad P_4 = 2,3, \quad P_5 = 11, \quad P_6 = 11.$$

Układ równań (18) rozwiązujemy przy pomocy elektronowych maszyn liczących. Przy programowaniu wykorzystujemy fakt, że z wszystkich pierwiastków odnoszących się do poszczególnych wielkości, należy wybrać te,



Rys. 7. Aparatura do pomiaru rezonansu jądowego. 1 — próbka, 2 — cewka odbiorcza, 3 — cewka polaryzująca, 4 — cewki Helmholtza

których suma kwadratów błędów będzie minimum minimorum. Trzeba się przy tym kierować tym, czy dane rozwiązanie posiada sens fizyczny i spełnia zależności, w które wchodzi.

Inne stałe wyliczamy na podstawie istniejących zależności. Tak otrzymuje się uzgodnioną przez [8] tabelę wartości z roku 1965 (tab. VII).

Pewna liczba stałych, jak stała gazowa, stała Boltzmanna, druga stała równania Plancka, stała Stefana Boltzmanna, stała grawitacji i objętość gazu doskonałego w warunkach normalnych musi być wyznaczona osobno. Stałe te nie wchodzi w skład stałych uzgodnionych.

Tablica VII
Ważniejsze stałe fizyczne

Nazwa	Oznaczenie	Wartość w układzie		Śred. kwadrat. błąd %
		S. I.	cgs (gaus.)	
Prędkość światła	c	$2,997925 \cdot 10^8$ [m/s]	$2,997925 \cdot 10^{10}$ [cm/sek]	$3 \cdot 10^{-5}$
Ładunek elementarny	e	$1,60210 \cdot 10^{-19}$ [C]	$4,80298 \cdot 10^{-19}$ [jed. cgs e]	$(1-2) \cdot 10^{-3}$
Liczba Avogadry	N	$6,02252 \cdot 10^{23}$ [kmol ⁻¹]	$6,02252 \cdot 10^{23}$ [mol ⁻¹]	$2 \cdot 10^{-3}$
Atom, jednostka masy	$a.e.m.$	$1,66043 \cdot 10^{-27}$ [kg]	$1,66043 \cdot 10^{-24}$ [g]	$1 \cdot 10^{-3}$
Masa spoczynkowa elektronu	m_e	$9,10908 \cdot 10^{-31}$ [kg]	$9,10908 \cdot 10^{-28}$ [g]	$(1-2) \cdot 10^{-5}$
Atom. masa elektronu	M_e	$5,48597 \cdot 10^{-4}$ [a.e.m.]	$5,48597 \cdot 10^{-4}$ [a.e.m.]	$5 \cdot 10^{-4}$
Masa spoczynkowa protonu	m_p	$1,67252 \cdot 10^{-27}$ [kg]	$1,67252 \cdot 10^{-24}$ [g]	$2 \cdot 10^{-3}$
Atom. masa protonu	M_p	$1,00727663$ [a.e.m.]	$1,00727663$ [a.e.m.]	$1 \cdot 10^{-5}$
Masa spoczynkowa neutronu	m_n	$1,67482 \cdot 10^{-27}$ [kg]	$1,67482 \cdot 10^{-24}$ [g]	$2 \cdot 10^{-3}$
Atom. masa neutronu	M_n	$1,0086654$ [a.e.m.]	$1,0086654$ [a.e.m.]	$4 \cdot 10^{-5}$
Stała Faradaya	$F = Ne$	$9,64870 \cdot 10^7$ [C/kmol]	$2,87261 \cdot 10^{14}$ [j. cgse]	$6 \cdot 10^{-4}$
Stała Plancka	h	$6,62559 \cdot 10^{-34}$ [J. s]	$6,62559 \cdot 10^{-27}$ [erg. sek]	$2 \cdot 10^{-3}$
Stała subtelnej struktury	α	$7,29729 \cdot 10^{-3}$	$7,29729 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Stosunek ładunku elektronu do masy	e/m_e	$1,758796 \cdot 10^{11}$ [C/kg]	$5,27272 \cdot 10^{17}$ [j. cgs e/g]	$4 \cdot 10^{-4}$
Kwant strum. magn.	hc/e	$4,13556 \cdot 10^{-15}$ [Wb]	$4,13556 \cdot 10^{-7}$ [Gs. cm ²]	$1 \cdot 10^{-3}$
Stała Rydberga	R_∞	$1,0973731 \cdot 10^7$ [m ⁻¹]	$1,0973731 \cdot 10^5$ [cm ⁻¹]	$1 \cdot 10^{-5}$
Promień 1. orbity Bohra	a_0	$5,29167 \cdot 10^{-11}$ [m]	$5,29167 \cdot 10^{-9}$ [cm]	$4 \cdot 10^{-4}$
Długość Comptonowska fali elektronu	$h/m_e c$	$2,42621 \cdot 10^{-12}$ [m]	$2,42621 \cdot 10^{-10}$ [cm]	$8 \cdot 10^{-4}$
Promień elektronu	$r_e = ah/2\pi m_e c$	$2,81777 \cdot 10^{-15}$ [m]	$2,81777 \cdot 10^{-13}$ [cm]	$(1-2) \cdot 10^{-3}$

Nazwa	Oznaczenie	Wartość w układzie		Śred. kwadrat. błąd %
		S. I.	cgs (gaus.)	
Thoms. przekrój czynny	$(8/3)\pi r_e^2$	6,6516.10 ⁻²⁹ [m ²]	6,6516.10 ⁻²⁵ [cm ²]	3.10 ⁻³
Długość Comptonowska fali protonu	$h/m_p c$	1,321398.10 ⁻¹⁵ [m]	1,321398.10 ⁻¹³ [cm]	1.10 ⁻³
Giromagnetyczny współczynnik protonu	μ_p	2,675192.10 ⁶ [rad./s ⁻¹ T ⁻¹]	2,675192.10 ⁴ [rad./sek Gs]	3.10 ⁻⁴
Giromagnetyczny współczynnik protonu bez uwzględnienia poprawki dla próbki H ₂ O	μ_p'	2,675123.10 ⁶ [rad./s T]	2,675123.10 ⁴ [rad./sek Gs]	3.10 ⁻⁴
Magneton Bohra	μ_B	9,2732.10 ⁻²⁴ [J/T]	9,2732.10 ⁻²¹ [erg/Gs]	2.10 ⁻³
Jądrowy magneton	μ_N	5,05050.10 ⁻²⁷ [J/T]	5,05050.10 ⁻²⁴ [J/Gs]	2.10 ⁻³
Magnetyczny moment protonu	μ_p	1,41049.10 ⁻²⁶ [J/T]	1,41049.10 ⁻²³ [erg/Gs]	3.10 ⁻³
Magnetyczny moment protonu w jądrowych magnetonach	μ_p/μ_N	2,79276	2,79276	7.10 ⁻⁴
Magnetyczny moment protonu w jądrowych magn. bez diam. poprawki dla próbki H ₂ O	μ_p'/μ_N	2,79268	2,79268	7.10 ⁻⁴
Uniwersalna stała gazowa	R_e	8,31434.10 ⁸ [J/grad kmol]	8,31434.10 ⁷ [erg/grad mol]	4.10 ⁻³
Stała Boltzmanna	k	1,36054.10 ⁻²³ [J/grad]	1,38054.10 ⁻¹⁶ [erg/grad]	4.10 ⁻³
Pierwsza stała promieniowania	c	3,74150.10 ⁻¹⁶ [W/m ²]	3,74150.10 ⁻⁵ [erg. cm ² sek ⁻¹]	2.10 ⁻³
Druga stała promieniowania	c_2	1,43879.10 ⁻³ [m. grad]	1,43879 [cm. grad]	4.10 ⁻³
Stała Stefana-Boltzmana	σ	5,6697.10 ⁻⁸ [w/m ² grad]	5,6697.10 ⁻⁵ [erg/cm grad]	2.10 ⁻²
Stała grawitacyjna	G	6,670.10 ⁻¹¹ [N. m ² kg ⁻²]	6,670.10 ⁻⁶ [dyn. cm ² . g ⁻²]	7.10 ⁻³
Standardowa objętość gazu doskonałego	V_0	22413,6.10 ⁻³ [m ³ /kmol]	22413,6 [cm ³ /mol]	
Elektronowolt	eV	1,60210.10 ⁻¹⁹ [J]	1,60210.10 ⁻¹² [erg]	1.10 ⁻³
Energia odpowiadająca masie elektronu		511005 [eV]		4.10 ⁻⁴
protonu		938,256 [MeV]		5.10 ⁻⁴
neutronu		939,550 [MeV]		5.10 ⁻⁴

Method of Determination of Most Important Physical Constants and Their Numerical Values

Abstract: This review article is based chiefly on the paper of Gorbacevich and Zaluskaya, as the most recent presentation of the subject. It begins with some historical remarks drawn from papers of Birge, Du Mond and Cohen.

Some constants should be chosen as fundamental. Put forth is a method of determination constants based on constants which thus far have been determined most accurately or whose method of determination makes it possible to improve accuracy.

The methods of determination are given for

- 1) the fine structure constant,
- 2) the magnetic moment of the proton in nuclear magnetons,
- 3) the Faraday constant,
- 4) the gyromagnetic coefficient of the proton.

Then there is a method of bringing the constants into accordance α , electron charge and Avogadro constant given, based on the least squares method.

The table contains constants which have been determined in this way.

Literatura

- [1] P. Bender, R. Driscoll, *Trans. IRE*, 1—7, 176 (1958).
- [2] R. T. Birge, *Rev. Mod. Phys.*, **1**, 1 (1929).
- [3] F. Bloch, C. Jeffries, *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 305, C. Jeffries, *Phys. Rev.*, **81**, 1040 (1951).
- [4] H. Boyne, P. Franken, *Phys. Rev.*, **123**, 242 (1961).
- [5] H. Capptuller, *Z. Instrum.*, **69**, 191 (1960).
- [6] W. Clelland, J. Bailey, M. Eckhause, V. Hughes, R. Mobley, R. Propost, J. E. Rothberg, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 202 (1964).
- [7] E. Cohen, J. Du Mond, *Present status of our knowledge of the numerical values of the fundamental physical constants*, 1963.
- [8] E. Cohen, J. Du Mond, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 537 (1965).
- [9] B. Crampton, D. Kleppner, N. Ramsey, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 338 (1963); *Appl. Optics*, **1**, 55 (1962).
- [10] D. Craig, J. Hoffman, C. Law, W. Hamer, *J. Res. NBS* **64 A**, 381 (1960).
- [11] J. Du Mond, *IRE Trans.*, 1—7, 136 (1958).
- [12] J. Du Mond, *Z. Naturforsch.*, **21 a**, 70 (1966).
- [13] S. W. Gorbacewicz, T. Ł. Załuckaja, *Izmeritel'naja Tiekhnika*, no 1, 6 (1967).
- [14] G. K. Jagola, W. J. Zingerman, W. N. Sapetij, *Trudy Inst. Komiteta* No 72 (132) 1963.
- [15] R. Karplus, N. M. Kroll, *Phys. Rev.*, **81**, 73 (1951).
- [16] A. J. Layzer, *Phys. Rev. Letters*, **4**, 580 (1960).
- [17] B. Mamyrin, A. Francuzow, *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **48**, ... 2 (1965).
- [18] A. Peterman, *Nuclear Phys.*, **5**, 677 (1958).
- [19] *Prace Kongresu poświęconego pamięci Amadeo Avogadro*, Turyn 1956, Suppl. al. Vol. 5, ser. 10 del *Nuovo Cimento* 1957, 1.
- [20] R. Robiscoe, *Phys. Rev.*, **A 22**, 138 (1965).
- [21] J. Sanders, K. Turberfield, *Proc. Roy. Soc.*, **A 272**, 79 (1962).
- [22] P. Smrz, J. Ulehla, *Czech. J. Phys.*, **10**, 966 (1960).
- [23] H. Sommer, H. Thomas, I. Hipple, *Phys. Rev.*, **22**, 697 (1951).
- [24] N. W. Studencow, B. M. Janowski, *Izmeritel'naja Tiekhnika*, No 5 (1962).
- [25] H. Thomas, R. Driscoll, I. Hipple, *J. Res. NBS* (1950); **44**, 569, *Phys. Rev.*, **78**, 787 (1950).
- [26] S. Triebwasser, E. Dayhoff, W. Lamb, *Phys. Rev.*, **89**, 98 (1953).
- [27] P. Vigoureux, *Proc. Roy. Soc.*, **A 270**, 72 (1962).
- [28] D. Wilkinson, H. Crane, *Phys. Rev.*, **130**, 852 (1963).

Eugeniusz Trojnar

Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych
Wrocław

Wykorzystanie lekkiego izotopu helu ^3He do osiągnięcia bardzo niskich temperatur

Wstęp

Niskie temperatury osiągamy najczęściej stosując w charakterze środka chłodzącego skroplone gazy o odpowiednio niskim punkcie wrzenia. Przyjęto nawet pewne przedziały temperatur określać mianem zapożyczonym od nazwy skroplonego gazu (np. temperatury wodorowe, temperatury helowe).

Gazem o najniższej temperaturze wrzenia jest hel: pod normalnym ciśnieniem punkt wrzenia helu wynosi $4,2^\circ\text{K}$. Zmniejszając ciśnienie nad ciekłym helem przez odpompowywanie jego par, możemy obniżyć temperaturę wrzenia. Dla większości kriostatów najniższa osiągalna tym sposobem temperatura wynosi około 1°K . Główną przeszkodą, utrudniającą dalsze oziębianie helu, jest jego nadpłynność i związana z nią pełzająca błonka cieczy. Błonka ta unosi się po ściankach kriostatu, styka się z cieplejszymi jego częściami i intensywnie paruje utrudniając obniżanie ciśnienia.

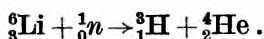
Rekordowo niska temperatura, osiągnięta przy użyciu ciekłego helu, wynosiła $0,7^\circ\text{K}$. Taką temperaturę można otrzymać po zastosowaniu w kriostacie diafragmy z małym otworem, utrudniającym pełzanie błony helowej [1], lub za pomocą bardzo szybko pompujących pomp [2, 3]. Przeważnie jednak za praktycznie osiągalny przedział temperatur helowych uważa się temperatury od $4,2^\circ\text{K}$ do 1°K . Temperatury niższe od 1°K nazywamy temperaturami bardzo niskimi lub — do niedawna — magnetycznymi, gdyż były one osiągalne metodą adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznych.

Ostatnio, z metodą magnetyczną coraz skuteczniej konkuruje — a nawet pod wieloma względami ją przewyższa — inna metoda osiągnięcia bardzo niskich temperatur; jest to metoda oparta na wykorzystaniu lekkiego izotopu helu: ^3He .

Występowanie i właściwości ^3He

Hel ma dwa trwałe izotopy: ^4He i ^3He . Trzeci izotop ^6He , jest beta-promieniotwórczy z okresem połowicznego zaniku wynoszącym 0,82 sek. Lekki izotop ^3He występuje w przyrodzie jako niewielka domieszka do ^4He . Jego koncentracja w helu pochodzenia atmosferycznego wynosi zaledwie 10^{-4} — $10^{-5}\%$.

^3He otrzymuje się również w reaktorach jądrowych, np. w wyniku bombardowania jąder litu neutronami:



Powstający podczas tej reakcji beta-promieniotwórczy tryt przechodzi w ^3He w okresie połowicznego zaniku wynoszącym około 12 lat: $^3_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He} + e^-$. Rzadkość występowania ^3He jest przyczyną jego wysokiej ceny: 1 cm³ gazowego ^3He pod normalnym ciśnieniem kosztuje ok. 1 dolara.

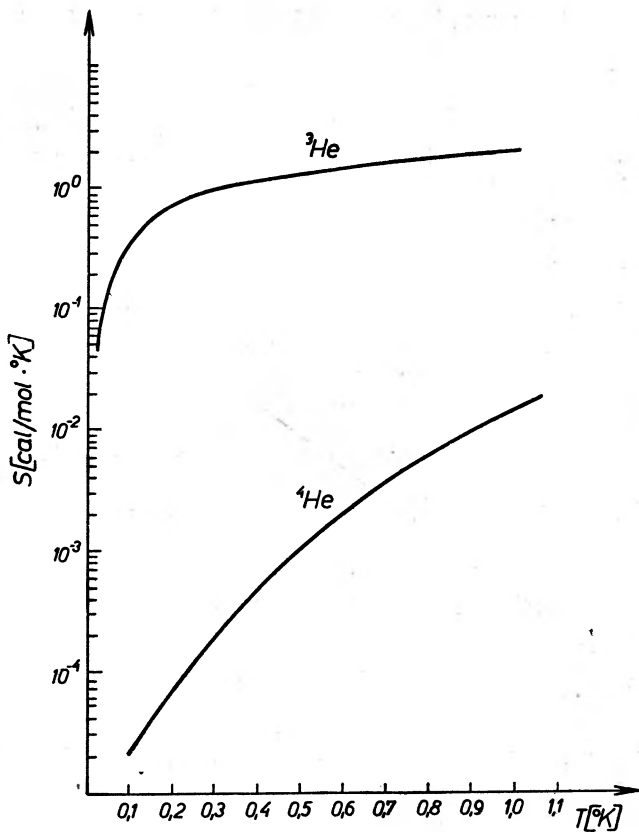
Do wzbogacenia helu pochodzenia atmosferycznego w lekki izotop można wykorzystać ten fakt, że skroplony ^3He nie wykazuje nadpłynności (przynajmniej powyżej 0,005°K), a więc atomy ^3He nie uczestniczą w ruchu nadpłynnym ciekłego helu. Stosując odpowiednie filtry można drogą termodyfuzji z ciekłego helu wydzielić mieszaninę o kilkuprocentowej koncentracji ^3He . Dalsze rozdzielanie izotopów helu przeprowadza się metodą destylacji frakcyjnej wykorzystując różnice prężności ich par.

W odróżnieniu od ^4He jądro ^3He ma różny od zera moment magnetyczny i spin równy $\frac{1}{2}$. ^3He podlega więc innej statystyce niż ^4He i prawdopodobnie w związku z tym nie wykazuje nadpłynności¹ [4]. Oddziaływania wymienne między jądrami ^3He powodują znaczną różnicę wielkości termodynamicznych, jak entropia czy ciepło właściwe, u obu izotopów helu w niskich temperaturach, gdzie wzbudzenia cieplne nie grają istotnej roli. Temperaturową zależność entropii dla obu izotopów helu ilustruje rys. 1.

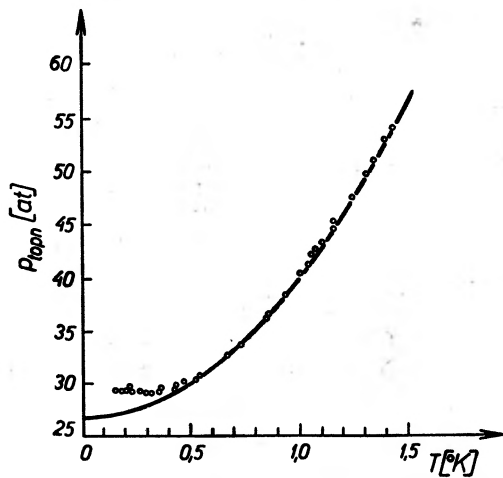
Doświadczenia wykazały, że ^3He , podobnie jak ^4He , nie daje się zestalić przy oziębianiu pod ciśnieniem pary nasyconej. Aby zestalić ^3He , należy zastosować ciśnienie rzędu kilkudziesięciu atmosfer. Rys. 2 przedstawia krzywą topnienia ^3He w pobliżu zera bezwzględego. W przedziale od 0,5°K do 1,5°K krzywa topnienia daje się opisać empiryczną zależnością: $p = 26,8 + 13,1T^2$. Poniżej 0,5°K dane doświadczalne [5] odbiegają wyraźnie od tej zależności i wydają się potwierdzać przewidywania Pomeranczuka, że na krzywej topnienia istnieje minimum.

Według Pomeranczuka [6], poniżej 1°K entropia ciekłego ^3He powinna być mniejsza niż entropia ^3He zestalonego. W cieczy siły wymiany powodują równoległe lub antyrównoległe uporządkowywanie spinów jądrowych i entropia monotonicznie maleje do zera ze spadkiem temperatury, natomiast w zestalonym ^3He , na skutek małej amplitudy drgań zerowych w porównaniu z od-

¹ Teoria przewiduje możliwość przejścia ^3He w stan nadpłynny w temperaturach $T < 0,005^\circ\text{K}$.

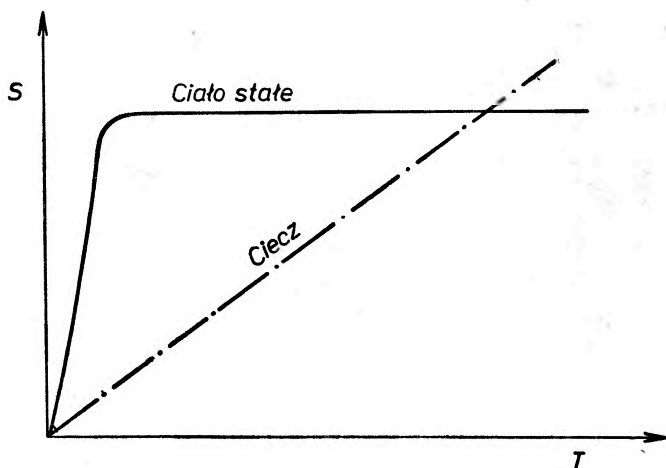


Rys. 1. Entropie ciekłego ${}^3\text{He}$ i ciekłego ${}^4\text{He}$ pod ciśnieniami ich par nasyconych



Rys. 2. Krzywa topnienia ${}^3\text{He}$

ległościami międzyatomowymi, uporządkowanie następuje dopiero w temperaturze rzędu 10^{-6} — 10^{-7} °K, tj. wtedy, gdy kT staje się porównywalne z energią oddziaływania. Dlatego entropia zestalonego ^3He w temperaturach od 1°K do $\sim 10^{-7}$ °K nie zmienia się i powinna być równa $R \cdot \ln 2$. Ta zaś część entropii, która odpowiada wzbudzeniom cieplnym, w tak niskich temperaturach jest praktycznie równa zeru (rys. 3).



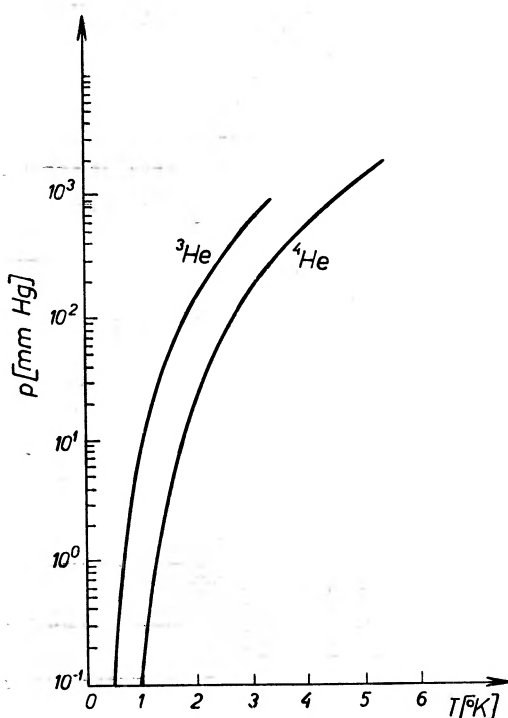
Rys. 3. Entropia ciekłego i zestalonego ^3He (wg Pomeranczuka)

Istnienie minimum na krzywej topnienia $p_{\text{topn}} = f(T)$ wynika z równania Clausiusa-Clapeyrona: $\frac{dp_{\text{topn}}}{dT} = \frac{S_c - S_s}{V_c - V_s}$, gdzie S_c , S_s , V_c i V_s oznaczają odpowiednio entropie i objętości właściwe cieczy (c) i ciała stałego (s). Ponieważ $V_c - V_s > 0$, znak pochodnej określa się znakiem różnicy $S_c - S_s$. Minimum na krzywej topnienia występuje więc w temperaturze, w której entropia cieczy i ciała stałego są sobie równe.

Jeżeli przypuszczenie Pomeranczuka jest słuszne, to poniżej punktu minimum adiabatyczne zestalanie ^3He pod wpływem wzrostu ciśnienia powinno prowadzić do oziębienia ^3He do bardzo niskich temperatur (rzędu 10^{-6} °K); wydajność jednak tej metody byłaby bardzo mała (bardzo mały zapas „zimna“: $Q = T(S_c - S_s) \simeq 70$ erg/mol). Z tego też powodu nie była ona wypróbowana w praktyce, gdyż nawet wydzielanie się ciepła w wyniku tarcia wewnętrznego przy ściskaniu utrudniałoby (jeśli nie uniemożliwiłoby) oziębienie.

Skroplony ^3He może natomiast być użyty do oziębiania zamiast ^4He . Jako ciecz chłodząca ^3He posiada wiele zalet w porównaniu z ^4He . Stosunkowo wysoka prężność pary nasyconej w niskich temperaturach (rys. 4) i brak pełzającej warstwy nadpłynnej umożliwia łatwe oziębienie helu—3 drogą odpompowywania jego par (oblizania ciśnienia nad cieczą). Jak wynika z wykresu, dla uzyskania temperatury 0,5°K należy ciśnienie nad ciekłym ^3He obniżyć do ok. 0,14 mm Hg, co jest bardzo łatwe do osiągnięcia. Natomiast, aby tę

temperaturę otrzymać przy użyciu ^4He , należałoby ciśnienie jego par obniżyć do ok. 10^{-6} mm Hg; taka próżnia nad nadpłynnym helem—4 jest praktycznie nieosiągalna.



Rys. 4. Ciśnienia par nasyconych ^3He i ^4He

Chłodziarki z odparowywanym helem-3

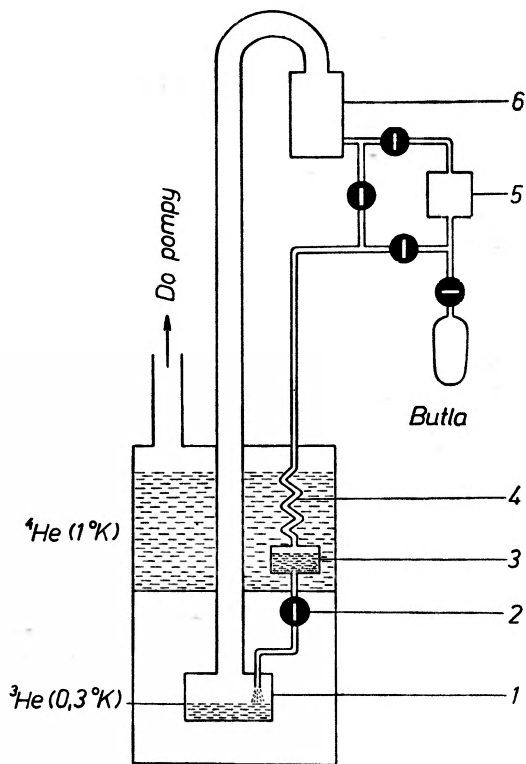
Najniższa temperatura, jaką można osiągnąć drogą odpompowywania par nad ciekłego ^3He , wynosi $0,3^\circ\text{K}$; odpowiadająca jej prężność pary nasyconej równa się $1,5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. W praktyce jednak w większości kriostatów z ^3He osiąga się $0,4^\circ\text{K}$. Ale nawet dla temperatur od $1,5$ do $0,8^\circ\text{K}$, które mogą być uzyskane za pomocą ^4He , niekiedy celowe jest korzystanie z ^3He , gdyż pozwala to uniknąć wielkich pomp i szerokich rur odprowadzających pary helu.

Ze względu na wysoką cenę lekkiego izotopu helu, kriostaty i inne części układu do pracy z helem—3 (pompy, wentyle, rury łączące) powinny cechować się wyjątkową szczelnością. Właśnie te wymagania stanowią główne kłopoty przy pracy z helem—3. Szczególną uwagę należy zwrócić na ruchome części układu, zwłaszcza na pompę rotacyjną². W niektórych układach można zre-

² Jeden ze sposobów uszczelniania pompy rotacyjnej można znaleźć w pracy [7].

zygnować z pompy rotacyjnej, jeśli zastosuje się pompę dyfuzyjną pracującą przy odpowiednio wysokim ciśnieniu wstępnym (10—20 mm Hg). Te wymagania spełniają niektóre rtęciowe pompy dyfuzyjne (pompy busterowe).

Parametry punktu krytycznego ${}^3\text{He}$ wynoszą: $T_k = 3,34^\circ\text{K}$, $p_k = 875$ mm Hg. Aby więc skroplić ${}^3\text{He}$, należy go wstępnie oziębic do $T < T_k$ za pomocą ciekłego



Rys. 5

${}^4\text{He}$, wrzącego pod obniżonym ciśnieniem. Jeżeli w układzie nie stosuje się pompy rotacyjnej sprężającej na wyjściu gazowy ${}^3\text{He}$, to temperatura kąpieli oziębiającej powinna być odpowiednio niska. Np. przy ciśnieniu 20 mm Hg, przy którym już może pracować pompa busterowa, temperatura oziębionego wstępnie ${}^3\text{He}$ nie powinna przekraczać $1,2^\circ\text{K}$, a więc temperatura kąpieli oziębiającej musi być utrzymana na poziomie ok. 1°K , co oczywiście wymaga stosowania dużej pompy rotacyjnej (ok. $200\text{ m}^3/\text{godz.}$) do odpompowywania par ${}^4\text{He}$.

Oziębiony i skroplony ${}^3\text{He}$ gromadzi się w zbiorniku ((3) na rys. 5) i spływa do komory parowania (1), odizolowanej termicznie od otoczenia. Ciśnienie nad ciekłym ${}^3\text{He}$ obniża pompa dyfuzyjna (6). Rtęciowa pompa Teplera (5) służy do przepompowywania gazowego ${}^3\text{He}$ z chłodziarki do butli przechowującej hel po skończonej pracy. Wymagana do pracy chłodziarki ilość ${}^3\text{He}$

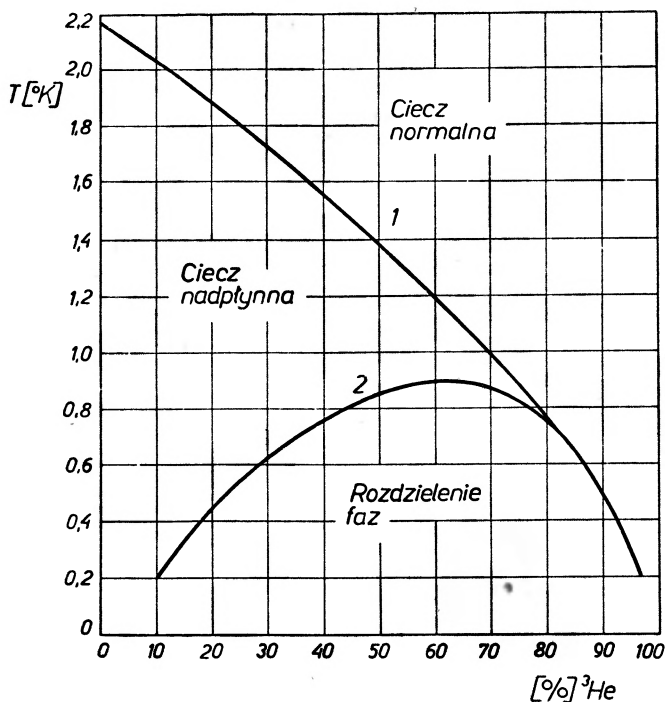
zależy od ogólnej objętości części „wysokiego ciśnienia“, tj. od wyjścia pompy dyfuzyjnej do zaworu (2), i od temperatury kąpieli chłodzącej (kondensora). Gazowego ^3He powinno być tyle, aby jego ciśnienie było wystarczające do skroplenia.

Omawiana chłodziarka, opracowana przez Pieszkowa i in. [8], jest chłodziarką ciągłego działania, gdyż ubytek ciekłego helu—3 w naczyniu (1) spowodowany odparowaniem może być w miarę potrzeby uzupełniany przez otwarcie zaworu (2).

Mieszanki ^3He i ^4He

Oba skroplone izotopy helu rozpuszczają się w sobie bez ograniczeń powyżej krytycznej temperatury rozpuszczania, wynoszącej $0,88^\circ\text{K}$. Poniżej tej temperatury jako jedna faza mogą istnieć tylko roztwory o określonej koncentracji.

^3He nie bierze udziału w ruchu nadpływnym, to też im większa procentowa zawartość ^3He w roztworze, tym niższa jest jego temperatura przejścia w stan nadpłynny (punkt lambda). Linia odpowiadająca punktom lambda dla roztworów o różnej koncentracji ^3He nazywa się linią lambda i jest oznaczona cyfrą 1 na rys. 6. W punkcie odpowiadającym temperaturze $0,67^\circ\text{K}$ i kon-



Rys. 6. 1 — linia λ , 2 — krzywa rozdzielania faz w roztworach ^3He i ^4He

centracji ^3He wynoszącej 82%, linia lambda łączy się z drugą linią rozdziału faz (cyfra 2 na wykresie 6).

W obszarze pod linią rozdziału faz roztwory ^3He w ^4He rozwarstwiają się na dwie fazy o różnej koncentracji i, oczywiście, różnych punktach lambda. Górna, lżejsza faza, jest roztworem bogatszym w ^3He niż faza dolna. Na przykład, 30%-owy roztwór ^3He rozdzieli się na dwie fazy w temperaturze niższej od $0,6^\circ\text{K}$. Jak widać na wykresie, w temperaturze np. $0,4^\circ\text{K}$ dolna faza tego roztworu będzie zawierać 17% ^3He , zaś faza górna — 93% ^3He . W $T = 0,2^\circ\text{K}$ względna zawartość ^3He w dolnej fazie spadnie do 8%, a w fazie górnej wzrośnie do 97%. Obie fazy mieszaniny izotopów o dowolnym składzie początkowym są nadpłynne powyżej $0,67^\circ\text{K}$, poniżej tej temperatury dolna faza jest nadpłynna, a górna — normalna. Powierzchnia rozdziału faz daje się łatwo obserwować dzięki różnym współczynnikom załamania obu faz.

Metoda oziębiania oparta na rozpuszczaniu ^3He w ^4He

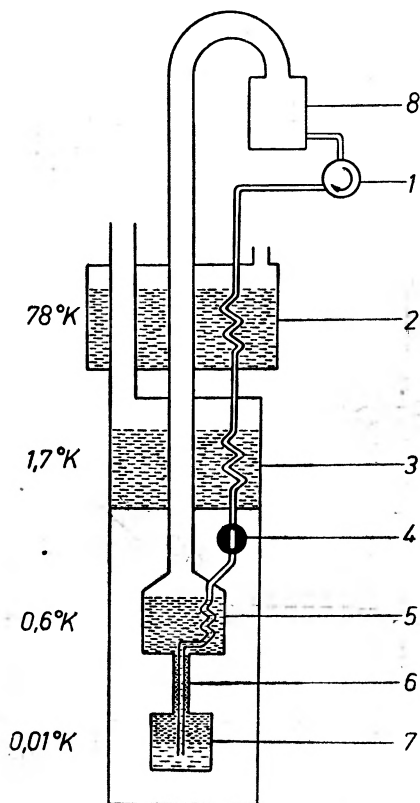
Obieg chłodniczy

Prócz bezpośredniego stosowania skroplonego ^3He jako czynnika chłodzącego, ostatnio wykorzystuje się do osiągania bardzo niskich temperatur ciepło rozpuszczania ^3He w ciekłym ^4He . Dla zapewnienia cyklicznego działania chłodziarki pracującej na tej zasadzie konieczne jest odzyskiwanie z powrotem rozpuszczonego ^3He . H. London i inni [9] zaproponowali trzy cykle oziębiania oparte na procesie rozpuszczania ^3He w ^4He w niskiej temperaturze i odzyskiwaniu ^3He przez destylację w wyższej temperaturze. Jak dotąd, tylko jeden z tych obiegów jest stosowany w praktyce.

Pierwszą chłodziarkę tego typu zbudowano w Lejdzie [10]; nie udało się jednak osiągnąć w niej temperatury poniżej $0,2^\circ\text{K}$. Uzyskana temperatura była, co prawda, nieco niższa niż osiągalna za pomocą odpompowywania par z nad ciekłego ^3He , ale ze względu na mniejszą wydajność nowej chłodziarki, nie była ona zbyt zachęcająca. Dopiero następne, bardziej udane chłodziarki, skonstruowane w Dubnie [11] i w Manchesterze [12], umożliwiły zejście poniżej $0,1^\circ\text{K}$ tj. do temperatur osiągalnych dotąd tylko metodą adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznych.

Rysunek 7 przedstawia schemat chłodziarki wykorzystującej ciepło przejścia ^3He ze stężonego roztworu w ^4He do roztworu rozcieńczonego. Gazowy ^3He , sprężony na wyjściu pompy rotacyjnej (1) do ciśnienia około 70 mm Hg oziębia się w kąpieli ciekłego azotu (2) do około 80°K i skrapla się w kąpieli ciekłego helu (3) wrzącego pod obniżonym ciśnieniem ($T_{\text{wrz}} = 1,6^\circ\text{K}$). Następnie ciekły ^3He przepływa przez zawór albo kapilarę (4) redukującą jego ciśnienie prawie do zera, oziębia się przepływając przez węzownicę w tzw. komorze parowania (5) oraz przez wymiennik ciepła (6), i splywa do górnej części „komory roz-

puszczania“ (7), w której znajduje się roztwór ^3He i ^4He rozwarstwiony na dwie fazy. W komorze rozpuszczania następuje oziębianie roztworu do bardzo niskich temperatur (rzędu tysięcznych części stopnia) w wyniku ciągłego przechodzenia ^3He z jednej fazy roztworu do drugiej. Z górnej fazy (prawie czysty



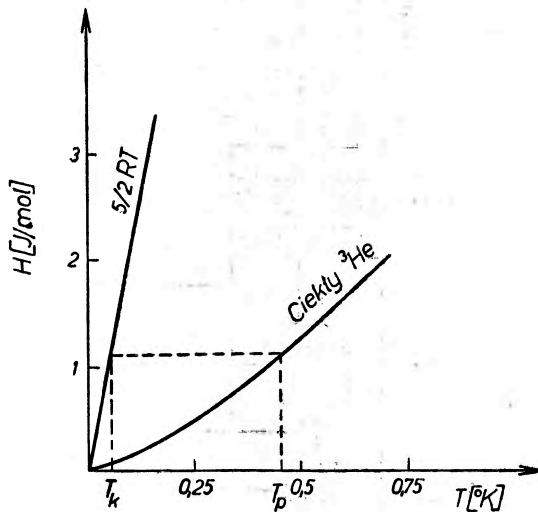
Rys. 7

^3He) atomy ^3He przenikają do dolnej fazy (rozcieńczony roztwór ^3He w ^4He), skąd — na skutek różnicy ciśnień osmotycznych — atomy ^3He wędrują poprzez wymiennik ciepła (6) do komory parowania. Tam ^3He odparowuje z roztworu (ciśnienie pary ^4He w temperaturze $0,6^\circ\text{K}$ jest znikomo małe) i jest usuwany pompą dyfuzyjną (8) zamykającą obieg. Ciepło potrzebne do odparowania ^3He jest dostarczane przez mały grzejniczek elektryczny umieszczony w komorze parowania. Od szybkości parowania i przepompowania zależy szybkość obiegu ^3He , a więc i wydajność chłodziarki.

Fizyczne podstawy procesu

Jak już wspominaliśmy, ciekłe roztwory ^3He w ^4He w dostatecznie niskiej temperaturze rozwarstwiają się na dwie fazy, z których górna jest roztworem o większej koncentracji ^3He niż dolna. Poniżej $0,01^\circ\text{K}$ koncentracja ^3He w dolnej fazie nie przekracza 5%, natomiast górna faza jest prawie czystym ^3He .

Entropia ${}^3\text{He}$ (w przeliczeniu na 1 mol) w roztworze rozcieńczonym (dolna faza) jest znacznie większa niż w roztworze stężonym. Wynika to stąd, że w roztworze o dużej koncentracji następuje uporządkowanie spinów jądrowych atomów ${}^3\text{He}$, na skutek czego entropia ${}^3\text{He}$ maleje. Natomiast w słabym roztworze spiny jądrowe nie oddziałują z sobą i atomy ${}^3\text{He}$ zachowują się jak cząsteczki rozrzedzonego gazu, dla którego rolę próżni odgrywa ciekły ${}^4\text{He}$ (z powodu nadpłynności ${}^4\text{He}$ atomy ${}^3\text{He}$ prawie nie doznają w nim tarcia i ich średnia droga swobodna uwarunkowana jest przede wszystkim koncentracją roztworu)³. Entropia właściwa ciekłego ${}^4\text{He}$ w tak niskich temperaturach jest — z powodu zerowego spinu jąder ${}^4\text{He}$ — znikomo mała (patrz rys. 1) i nie odgrywa roli w procesie.



Rys. 8. Entalpia ${}^3\text{He}$

Wydajność chłodziarki określa się iloczynem szybkości cyrkulacji ${}^3\text{He}$ i ciepła przejścia ${}^3\text{He}$ z górnej fazy roztworu do dolnej. Według oszacowań Pieszkowa [13] ciepło przejścia wynosi $Q = T(S_1 - S_2) = -100T^2 \text{ J/}^\circ\text{K} \cdot \text{mol}$. (S_1 i S_2 — entropie ${}^3\text{He}$ odpowiednio w górnej i w dolnej fazie). Przy szybkości cyrkulacji 10^{-4} mol/sek zapewnia to odprowadzenie z najniższego stopnia chłodziarki 5 ergów ciepła na minutę, gdy temperatura roztworu wynosi $0,001^\circ\text{K}$.

Sam proces oziębiania można wyjaśnić następująco: Przechodzenie ${}^3\text{He}$ z jednej warstwy roztworu do drugiej odbywa się bez zmiany entalpii, gdyż żadna reakcja chemiczna przy tym nie zachodzi. Jeśli ${}^3\text{He}$ w dolnej fazie roztworu potraktujemy jako gaz doskonały, to jego entalpia wyniesie $C_p T = \frac{5}{2} RT$ (C_p oznacza ciepło właściwe pod stałym ciśnieniem, R — stałą gazową). Entalpię ciekłego ${}^3\text{He}$ można obliczyć na podstawie pomiarów ciepła właściwego.

³ W pięcioprocentowym roztworze ${}^3\text{He}$ w temperaturze rzędu $0,001^\circ\text{K}$ średnia droga swobodna przy zderzeniach atomów ${}^3\text{He}$ ze wzbudzeniami cieplnymi nadpłynnego helu (fononami i rotonami) jest znacznie większa od średniej drogi swobodnej przy zderzeniach atomów ${}^3\text{He}$ między sobą.

Na wykresie 8 obie krzywe ciągle przedstawiają temperaturową zależność entalpii gazu doskonałego i ciekłego ${}^3\text{He}$, krzywa przerywana przedstawia przejście ${}^3\text{He}$ ze stanu ciekłego (górną fazę) w stan gazu doskonałego (dolną fazę roztworu) w warunkach adiabatycznych. Proces ten, powodujący obniżenie temperatury od T_1 do T_2 , jest analogiczny do zwykłego procesu parowania. Istnieje również analogia między procesem adiabatycznego rozpuszczania ciekłego ${}^3\text{He}$ w ciekłym ${}^4\text{He}$ a procesem adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznych. W obu wypadkach obniżenie temperatury następuje w wyniku zniszczenia uporządkowania momentów magnetycznych.

Czynniki ograniczające oziębianie

Za pomocą działających obecnie chłodziarek, wykorzystujących ciepło przejścia ${}^3\text{He}$ z jednej fazy roztworu do drugiej, osiąga się temperatury rzędu setnych części stopnia. Można jednak mieć nadzieję, że w miarę udoskonalania tych chłodziarek będą osiągane coraz niższe temperatury. Oczywiście, postęp w tej dziedzinie będzie uzależniony od skutecznego zwalczania przeszkód utrudniających oziębianie.

Jedną z poważniejszych przeszkód w osiągnięciu bardzo niskich temperatur jest zła wymiana ciepła w wymiennikach cieplnych, gdyż opór cieplny granicy: ciało stałe — ciekły hel wzrasta szybko ze spadkiem temperatury (jest odwrotnie proporcjonalny do trzeciej potęgi temperatury). Ostatnio wiele uwag poświęca się udoskonaleniu wymienników ciepła drogą maksymalnego zwiększenia powierzchni kontaktu cieplnego (np. wymienniki proszkowe).

Najistotniejszym chyba z czynników ograniczających oziębianie jest malejące jak kwadrat temperatury ciepło przejścia ${}^3\text{He}$ z jednej fazy roztworu do drugiej, w wyniku czego spada wydajność chłodziarki. Stwarza to konieczność zredukowania do minimum szkodliwych dopływów ciepła do najniższego stopnia chłodziarki. I tak, np. wymiennik ciepła między komorą parowania i komorą rozpuszczania wykonuje się ze stopów źle przewodzących ciepło. Nie pogarsza to wymiany ciepła, gdyż opór cieplny granicy metal — ciekły hel znacznie przekracza opór cieplny ścian wymiennika. Trudno jednak uniknąć stosunkowo dużego doprowadzania ciepła poprzez nadpłynny hel w samym wymienniku.

Polepszenie wydajności chłodziarki drogą zwiększenia szybkości cyrkulacji ${}^3\text{He}$ ma także określone granice. Prócz aerodynamicznych oporów przewodów odprowadzających hel gazowy, przeszkodą tutaj jest także istnienie krytycznej prędkości przepływu ${}^3\text{He}$ przez dolną, nadpłynną fazę roztworu. Po przekroczeniu tej prędkości atomy ${}^3\text{He}$ napotkają duży opór ze strony ciekłego ${}^4\text{He}$.

Perspektywy rozwoju

Obecnie działające chłodziarki, wykorzystujące ciepło rozpuszczania ${}^3\text{He}$ w ${}^4\text{He}$, pozwalają osiągnąć temperatury nie niższe od $0,02^\circ\text{K}$, można jednak żywić uzasadnione nadzieje, że na tej drodze uda się uzyskać temperatury

rzędu $0,001^{\circ}\text{K}$. Prawdopodobnie więc, ten sposób oziębiania wyprze w większości doświadczeń metodę adiabatycznego rozmagnesowania soli paramagnetycznych, tym bardziej, że przewyższa tę metodę eksperymentalną prostotą i możliwością utrzymywania stabilnej temperatury w ciągu dowolnie długiego czasu, podczas gdy metoda chłodzenia adiabatycznego opiera się przeważnie na jednokrotnym procesie. Można w zasadzie metodę rozmagnesowania adiabatycznego okresowo powtarzać i tą drogą utrzymywać dłużej bardzo niską temperaturę, ale jest to metoda pod względem technicznym bardzo kłopotliwa i przy tym niezbyt wydajna. Celowe natomiast może się okazać zastosowanie chłodziarki z ^3He do wstępnego chłodzenia przy rozmagnesowaniu jądrowym.

Temperatury powyżej $0,3^{\circ}\text{K}$ korzystniej jest jednak otrzymywać za pomocą zwykłego odpompowywania par z nad czystego skroplonego ^3He . Wydajność tej metody jest w tym zakresie temperatur kilkakrotnie większa od wydajności metody rozpuszczania ^3He w ^4He .

The Application of Helium-3 to Produce Very Low Temperatures

Abstract: This review paper deals with methods of using helium-3 as a refrigerant. A helium—3 evaporation cryostat for temperature range $1.0\text{--}0.3^{\circ}\text{K}$ and a refrigerator based on continuous dissolving of ^3He in ^4He for producing superlow temperatures (below 0.3°K) are described. Some remarks on the possible development of these methods are given.

Literatura

- [1] A. H. Cook, R. A. Hull, *Nature*, **143**, 799 (1942).
- [2] W. H. Keesom, *Commun. Leiden*, No. 219a: *Proc. Roy. Acad.* (Amsterdam) **35**, 136 (1932).
- [3] A. D. Szwec, *Pribory i Technika Eksperimenta*, No. 5, 245 (1966).
- [4] C. T. Lane, *Nadpłynność*, PWN, Warszawa 1967.
- [5] B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, *Phys. Rev.*, **85**, 158 (1952).
- [6] I. J. Pomeranczuk, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **20**, 919 (1950).
- [7] H. A. Reich, R. L. Garwin, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 7 (1959).
- [8] W. P. Pieszkow, K. N. Zinowiewa, A. I. Filimonow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.* **9**, 734 (1959).
- [9] H. London, G. R. Clarke, E. Mendoza, *Phys. Rev.*, **128**, 1992 (1962).
- [10] P. Das, R. de Bruyn Ouboter, T. W. Taconis, *LT9*, part B, 1253 (1964).
- [11] B. S. Nieganow, N. S. Borisow, N. Ju. Liburg, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.* **50**, 1445 (1966).
- [12] W. P. Pieszkow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **51**, 1821 (1966).

Józef Szpilecki

Politechnika Śląska

Substancje o ujemnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej

1. Własności substancji o ujemnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej [2]

Najdawniej były zbadane substancje, których przenikalność elektryczna ϵ i magnetyczna μ jest wielkością dodatnią. Następnie przysła kolej na substancje, których przenikalność elektryczna jest ujemna, natomiast magnetyczna dodatnia. Przykładem ośrodka o takich własnościach jest plazma gazowa lub plazma ciała stałego. Ferryty stanowią przykład substancji, w których przenikalność elektryczna jest dodatnia, natomiast magnetyczna może być ujemna. Ostatnio ukazały się w literaturze prace poświęcone substancjom, które łączą ze sobą własności plazmy i ferromagnetyku, w których można więc zrealizować przypadek obu przenikalności ujemnych.

Ponieważ przenikalności elektryczna i magnetyczna określają szereg wielkości fizycznych ciał, ciekawe jest rozpatrzenie konsekwencji, jakie wynikają z takich własności ciał.

Zainteresowanie tymi ciałami zostało wywołane przede wszystkim faktem, że wskutek znanej z teorii Maxwella zależności na współczynnik załamania fal elektromagnetycznych

$$n^2 = \epsilon\mu \quad (1)$$

otrzymujemy w nich duży współczynnik załamania, więc małą prędkość fal elektromagnetycznych.

Z pewnych danych doświadczalnych wynika [1] możliwość przechodzenia sprzężonych fal plazmowych i spinowych przez takie przewodzące ferromagnetyki. Analiza równania dyspersyjnego pokazuje [3], że w przypadku takich substancji istnieją obszary widma częstotściowego, w których ϵ , μ są równocześnie ujemne.

Wydawało by się, że ponieważ z zależności (1) wynika, że w tym przypadku również $n^2 > 0$, więc rozchodzenie fal przez te substancje jest zasadniczo możliwe. Sposób jednak rozchodzenia się fali jest w tym przypadku odmienny. Wynika

to z rozpatrywania układu równań Maxwella

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{E} &= - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= (1/c) \partial \mathbf{D} / \partial t,\end{aligned}\quad (2)$$

który w przypadku fali płaskiej monochromatycznej proporcjonalnej do $e^{i(kz - \omega t)}$, można napisać

$$\begin{aligned}[k\mathbf{E}] &= \mu(\omega/c)\mathbf{H}, \\ [k\mathbf{H}] &= -\varepsilon(\omega/c)\mathbf{E},\end{aligned}\quad (3)$$

gdzie \mathbf{k} oznacza wektor falowy, ω pulsację fali, nawias [] oznacza iloczyn wektorowy. Widać stąd, że jeżeli $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$, to \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{k} tworzą prawą trójkę wektorów, w przypadku zaś $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ lewą. Wektor Poyntinga

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]\quad (4)$$

w obu przypadkach tworzy z \mathbf{E} , \mathbf{H} prawą trójkę wektorów, więc przy $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$ fazowa i grupowa prędkość są skierowane w jedną stronę, w przypadku zaś $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$ w strony przeciwne.

Jakie konsekwencje wynikają z ujemności obu przenikalności w ośrodkach izotropowych?

1. W takich ośrodkach może być obserwowany odwrotny efekt Dopplera, tzn. częstość maleje przy zbliżaniu się obserwatora do źródła.

2. Efekt Wawilowa-Czerenkowa będzie w tym przypadku charakteryzowany rozwartym kątem między kierunkami ruchu cząstek i promienia.

3. Rozpatrzmy własności dyspersyjne. Niech

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon' + i\varepsilon'', \\ \mu &= \mu' + i\mu'',\end{aligned}\quad (5)$$

gdzie: $i = \sqrt{-1}$, ε' , ε'' , μ' , μ'' — wielkości rzeczywiste, przy czym

$$|\varepsilon''/\varepsilon'| \ll 1, \quad |\mu''/\mu'| \ll 1.\quad (6)$$

Z równania dyspersyjnego

$$k^2 = (\omega^2/c^2)\varepsilon\mu\quad (7)$$

otrzymujemy w tym przypadku

$$\begin{aligned}k'^2 &= (\omega^2/c^2)\varepsilon'\mu', \\ k'' &= 2k'((\varepsilon''/\varepsilon') + (\mu''/\mu')), \end{aligned}\quad (8)$$

przy czym

$$k = k' + ik''.\quad (9)$$

Jeżeli ośrodek tłumi fale przy $\varepsilon'' > 0$, $\mu'' > 0$, to równanie daje $k'' < 0$, co odpowiada przy $k' > 0$ narastaniu fali. Substancja jednak w tym przypadku również absorbuje energię, ponieważ narastanie fali następuje w kierunku prędkości fazowej, a nie grupowej.

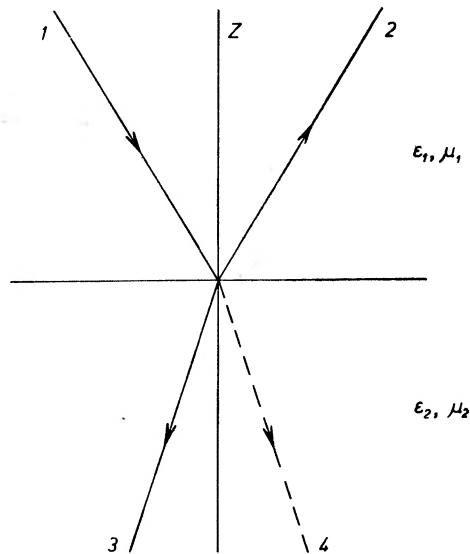
Własności dyspersyjne ośrodka można jednoznacznie określić rozwiązując równanie (7) za względu na $\omega = \omega' + i\gamma'$, uważając k za rzeczywiste. Daje to

$$\omega'^2 = k^2 c^2 / \varepsilon' \mu',$$

$$\gamma = (\varepsilon'' / \varepsilon' + \mu'' / \mu') / [(1/\mu')(\partial/\partial\omega)(\omega\mu') + (1/\varepsilon')(\partial/\partial\omega)(\omega\varepsilon')]. \quad (10)$$

Przy dowolnym znaku ε' , μ' wartość $\gamma < 0$ odpowiada absorpcji, $\gamma > 0$ emisji promieniowania.

4. Najciekawsze efekty otrzymujemy przy przechodzeniu fal elektromagnetycznych przez granicę dwóch ośrodków, przy czym w jednym jest $\varepsilon' > 0$,



Rys. 1. Załamanie promieniowania elektromagnetycznego. 1 — promień padający, 2 — promień odbity, 3 — promień załamany dla $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$, 4 — promień załamany dla $\varepsilon > 0$, $\mu > 0$

$\mu' > 0$, w drugim zaś $\varepsilon' < 0$, $\mu' < 0$ (rys. 1), przy czym mają być spełnione równania Maxwella dla obu ośrodków oraz warunki brzegowe

$$\begin{aligned} E_{t,1} &= E_{t,2}, & H_{t,1} &= H_{t,2}, \\ \varepsilon_1 E_{n,1} &= \varepsilon_2 E_{n,2}, & \mu_1 H_{n,1} &= \mu_2 H_{n,2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Widać stąd łatwo, że dla $\varepsilon_2/\varepsilon_1 < 0$, $\mu_2/\mu_1 < 0$, normalne składowe $E_{n,2}$, $H_{n,2}$ będą miały przeciwny znak niż w przypadku $\varepsilon_2/\varepsilon_1 > 0$, $\mu_2/\mu_1 > 0$. Załamany więc promień biegnie symetrycznie ze względu na oś z w porównaniu z promieniem odpowiadającym przypadkowi $\varepsilon_2/\varepsilon_1 > 0$, $\mu_2/\mu_1 > 0$.

5. Formuła Snelliusa

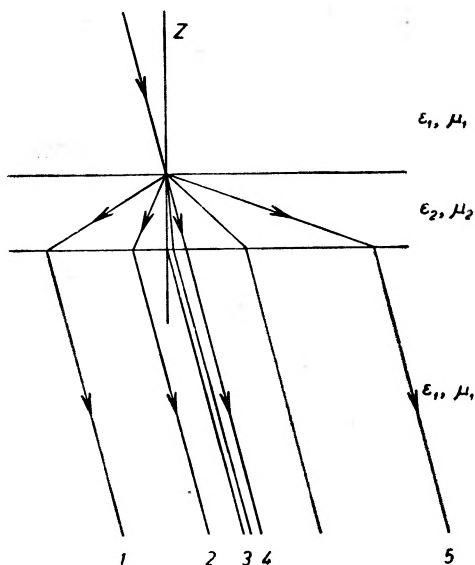
$$\sin\varphi/\sin\psi = n_{1,2} = \sqrt{\varepsilon\mu} = v_1/v_2 \quad (12)$$

z uwzględnieniem możliwej dwuznaczności $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ i μ_2/μ_1 powinna być napisana następująco

$$\sin\varphi/\sin\psi = \text{sign}(\varepsilon_2/\varepsilon_1) \sqrt{|\varepsilon_2\mu_2/\varepsilon_1\mu_1|} = n_{1,2} = v_1/v_2, \quad (13)$$

v_1, v_2 oznaczają prędkości fazowe pierwszego lub drugiego ośrodka. Jeżeli więc weźmiemy bezwzględny współczynnik załamania, to w przypadku $\varepsilon < 0, \mu < 0$ jest $n < 0$, czyli jest liczbą ujemną.

6. Ciekawe konsekwencje przedstawiono na rysunku 2, gdzie pokazano przechodzenie fali przez płytkę płasko-równoległą, na zewnątrz której znajduje się ten sam ośrodek. Na rysunku tym przedstawiono kilka szczególnych przypadków. Jeżeli promień pada na płytkę pod kątem różnym od zera, punkt



Rys. 2. Przejście przez płytkę płasko-równoległą. 1 — dla $0 > n_{1,2} > -1$, 2 — dla $n_{1,2} = -1$
3 — dla $n_{1,2} = \pm\infty$, 4 — dla $n_{1,2} = 1$, 5 — dla $0 < n_{1,2} < 1$

wyjścia promienia będzie przesuwał się wzdłuż płytki przy zmianie n od $-\infty$ do ∞ . Jeżeli $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$ oraz $n_{1,2} < 0$, to promień na granicy załamuje się przeciwnie niż w przypadku $n_{1,2} > 0$.

2. Możliwości realizacji ciała o ujemnych przenikalnościach. Teoria takiego ciała

Poszukiwanie ferromagnetyków elektroprzewodzących opierało się na następujących rozważaniach [3]. Możliwość wzmocnienia fal elektromagnetycznych w plazmie ciała stałego zwykle istnieje, jeżeli prędkość dryfu nośników

jest równa fazowej prędkości fali. W plazmie ciała stałego półprzewodników i półmetali osiąga się zwykle prędkości nie mniejsze od 10^7 do 10^8 cm/sek. W tych warunkach przy przechodzeniu fali elektromagnetycznej wydziela się duża moc w formie ciepła oraz istnieje niebezpieczeństwo wystąpienia pinch efektu. Dlatego poszukuje się materiałów o prędkości fazowej rzędu 10^5 do 10^6 cm/sek. Specjalnie nadają się tu ferromagnetyki elektroprzewodzące, w których istnieje możliwość występowania sprzężonych fal plazmowo-magnetycznych i spinowych. Należą tu klasyczne ferromagnetyki typu stopów żelazo—nikiel, i nowe o prawdopodobnych własnościach półprzewodników, np. mało zbadane połączenia jonowe UTe. Istnieją również próby połączenia dobrze zbadanych półprzewodników z pierwiastkami grupy żelaza (InSb—FeSb itd.) o własnościach hybrydowych.

Opis własności takiego ciała dany jest następującym układem równań (w układzie cgs Gaussa)

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - (1/c) (\partial/\partial t) (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= (\epsilon_0/c) \partial \mathbf{E} / \partial t + \Sigma (4\pi/c) N e \mathbf{V} \\ \dot{\mathbf{V}} &= e \mathbf{E} / m + (e/cm) [\mathbf{v} \times (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M})] - \mathbf{v} / \tau \\ \dot{\mathbf{M}} &= - (ge/2m_0 c) [\mathbf{M} \times ((2A/M_s^2) \nabla^2 \mathbf{M} + \mathbf{H})] + a [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] / M_s, \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie: kropką oznaczono pochodną względem czasu,

\mathbf{E}, \mathbf{H} — natężenie pola elektrycznego, magnetycznego,

\mathbf{M} — namagnesowanie,

m — masy nośników,

N — ich koncentracje,

m_0 — masa swobodnego elektronu,

e — ładunek nośników,

c — prędkość światła w próżni,

ϵ_0 — przenikalność elektryczna siatki,

τ, a — stałe charakteryzujące relaksację prędkości i namagnesowania,

g — współczynnik Landego,

A — stała wymiennego współdziałania,

M_s — namagnesowanie nasycenia.

Prędkość cząstek $\mathbf{V} = \mathbf{u} + \mathbf{v}$, natężenie pola $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}$ posiadają dwie składowe: stałą \mathbf{u}, \mathbf{H}_0 i zmienną \mathbf{v} i \mathbf{H} .

Zapis równania jest skrócony: równanie trzecie należy wypisać dla każdego typu nośników osobno. W równaniu drugim sumowanie odbywa się po wszystkich typach nośników.

Równanie trzecie opisuje własności plazmowe, równanie czwarte własności ferromagnetyczne. Stąd przez odpowiedni dobór parametrów istnieje możliwość przejścia od ferromagnetyku do plazmy ciała stałego.

Do równania dyspersyjnego dochodzi się linearyzując układ równań (14) i następnie rozwiązując go przy założeniu poprzecznych fal płaskich kołowo spolaryzowanych, których wszystkie wielkości są proporcjonalne do $e^{i(kx - \omega t)}$.

W przypadku, gdy H_0 , u , k są do siebie równoległe, dostajemy równanie dyspersyjne

$$k^2 = (\omega^2/c^2)[\varepsilon_0 - \Sigma\omega_0^2(\omega - kn)]/\omega^2(\omega - kn \pm \Omega + i/\tau)] \times \\ \times [1 + \omega_s/(\eta k^2 + \Omega' \pm \omega - i\alpha\omega)], \quad (15)$$

przy czym

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= 4\pi Ne^2/m \text{ — częstość plazmowa,} \\ \Omega &= eB/mc \text{ — częstość cyklotronowa,} \\ B &= H_0 + 4\pi M_s, \\ \omega_s &= ge4\pi M_s/2m_0c, \\ \Omega' &= (ge/2m_0c)H_0, \\ \eta &= (ge/m_0)A/N_s. \end{aligned} \quad (16)$$

Znaki \pm odpowiadają dwu rodzajom kołowej polaryzacji: prawej i lewej.

Dla niemagnetycznych materiałów $\omega_s = 0$ i otrzymujemy z (15) równanie dyspersyjne materiałów niemagnetycznych. Dla nieprzewodzących ferromagnetyków $\omega_0^2 = 0$ i jeżeli $\alpha = 0$, równanie (15) przechodzi w równanie fal spinowych bez tłumienia.

Substances Characterized by Their Negative Electric and Magnetic Permeability

Abstract: In recent years there have been discussions on substances which are characterized by negative electric and magnetic permeability.

The first part deals with the consequences resulting from this fact:

1. The inverse Doppler effect,
2. The Vavilov-Cerenkov effect,
3. Dispersion relations,
4. The behaviour of an electromagnetic wave at the limiting plane of two media,
5. The generalised Snellius formula,
6. Traversing through a plane-parallel plate.

The second part considers possibilities of realisation of substances characterized by the aforesaid peculiarities and the equations which describe them.

Literatura

- [1] C. G. Grimes, *Plasma effects in solids*, Paris 1964.
- [2] W. G. Wiesiełago, *O swojstwach wieszczestw s odnowriemienno otricatełnymi znaczeniami dielektriczieskoj (ε) i magnitnoj (μ) wosprimmcziwosti*, *Fiz. Twierdowo Tiela* **8**, nr 12, 3571 (1966).
- [3] W. G. Wiesiełago, E. G. Rudaszewskij, *Fizyka Twierdowo Tiela* **8**, nr 10, 2862 (1966).

Elżbieta Zielińska-Rohozińska

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

Interferometr rentgenowski

Mimo że interferometria optyczna jest z powodzeniem stosowana od przeszło stu lat w wielu dyscyplinach fizyki czystej i stosowanej, technika interferometrii rentgenowskiej została odkryta zupełnie niedawno, bo dopiero w roku 1965 [1]. Powodem tego były dwie podstawowe trudności, które napotykało się w przypadku prób skonstruowania interferometrów dla tak krótkich długości fal (1—10 Å).

Po pierwsze, nie można skonstruować dla promieni X soczewek o wymaganej zdolności skupiającej, ponieważ współczynnik załamania w tym przypadku różni się od jedności o wielkość zaledwie 10^{-5} — 10^{-6} .

Po drugie, niesłychanie trudną do pokonania rzeczą jest zapewnienie wysokiej precyzji mechanicznej i wysokiej stabilności, wymaganych przy konstrukcji interferometru.

Trudności te pokonali konstruując pierwszy interferometr rentgenowski U. Bonse i M. Hart¹ z Uniwersytetu Cornell w Ithaca (USA) w następujący sposób: Odchylenie wiązki promieni X uzyskano przy pomocy dyfrakcji pod dużymi kątami, natomiast stabilność przyrządu zapewniono dzięki wykonaniu różnych elementów interferometru jako nierozdzielnych, spójnych części tego samego bloku monokryształu.

Ten pierwszy interferometr rentgenowski stanowi odpowiednik dwuwiązkowego interferometru optycznego Michelsona. Skonstruowanie jego stało się możliwe dzięki rozwojowi na szeroką skalę technologii otrzymywania dużych, o bardzo wysokim stopniu jakości, prawie doskonałych monokryształów krzemu i germanu.

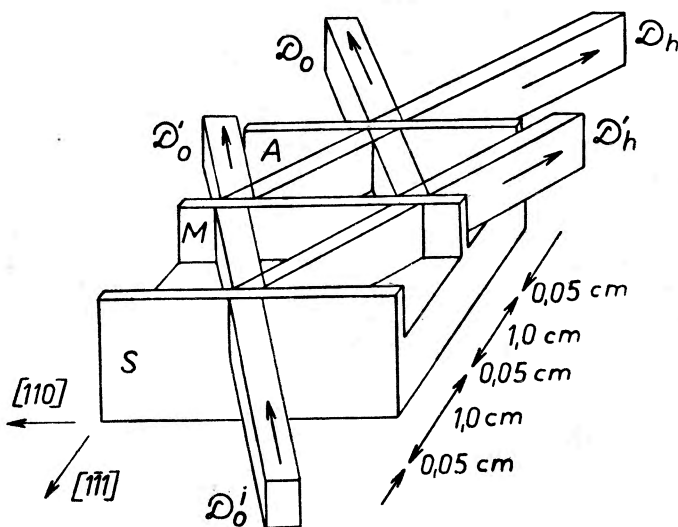
Dla dokładnego zrozumienia zasady działania tego przyrządu celowe będzie krótkie omówienie w tym miejscu zjawisk towarzyszących rozchodzeniu się promieniowania rentgenowskiego w dużych, idealnych monokryształach. Zasady działania interferometru opierają się na dynamicznej teorii dyfrakcji promieni X [5, 6] stanowiącej podstawę optyki rentgenowskiej. Twórcy przyrządu wykorzystali wyniki tej teorii w zastosowaniu do bezdyslokacyjnego, bardzo dobrego monokryształu krzemu.

Jeżeli na kryształ, który znajduje się w położeniu spełniającym warunki interferencji Bragga, pada charakterystyczne promieniowanie rentgenowskie, to w myśl dynamicznej teorii dyfrakcji i interferencji promieni X, promieniowanie wewnątrz kryształu rozchodzi się nie w postaci pojedynczego promienia, ale w postaci pól falowych. W najprostszym przypadku, kiedy padające na kryształ promieniowanie jest wiązką równoległą, warunek Bragga dla danego położenia kąтового jest spełniony tylko dla jednego, określonego układu płaszczyzn sieciowych ($hkl = h$). W geometrycznym ujęciu oznaczałoby to, że na sferze Ewalda leżą dwa węzły sieci odwrotnej; 0 i h — mielibyśmy więc w kryształach dwa promienie R_0 i R_h . W bardziej złożonym przypadku uwzględniającym oddziaływanie fali padającej z falami rozproszonymi

¹ Obaj autorzy przebywali zresztą w USA tylko czasowo. Pierwszy z nich pracuje w Physikalischen Institut Monachijskiego Uniwersytetu, drugi zaś na Uniwersytecie w Bristolu (Anglia).

przez atomy w sieci krystalicznej, teoria dynamiczna przewiduje rozwiązanie dla promieniowania rozchodzącego się wewnątrz kryształu w postaci dwu pól falowych: 1 i 2 (dla jednego stanu polaryzacji). Każde z tych pól jest złożone z dwu fal: 0 i h , i posiada charakter fali stojącej, gdyż amplituda zmienia się z periodycznością sieci, ale dla danego punktu jest stała.

W symetrycznym przypadku Lauego (tzn. płaszczyzny odbijające prostopadle do powierzchni wejściowej kryształu), który nas dalej będzie interesować, oba pola falowe rozchodzą się w ten sposób w kryształach, że węzły drgań jednego z nich (1) leżą w połowie odległości między sąsiednimi płaszczyznami sieciowymi (anomalnie silna absorpcja), podczas gdy węzły drgań drugiego (2) leżą na płaszczyznach sieciowych (anomalnie słaba absorpcja, porównaj rys. 1 z [7]). Położenie węzłów i strzałek fali stojącej określa charakter absorpcji jakiej podlega promieniowanie, gdyż prawdopodobieństwo fotoefektu jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy drgań.



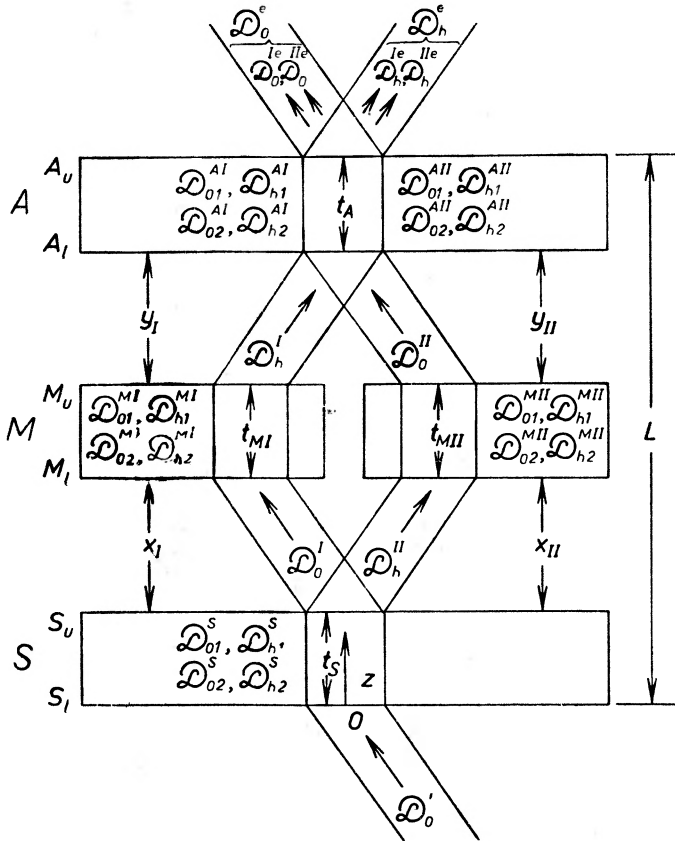
Rys. 1. Schemat interferometru typu Lauego [1]

Interferometr skonstruowano w ten sposób, że w dużym bloku monokryształu krzemu wycięto dwa szerokie kanały, dzięki czemu różne części tego samego kryształu spełniają następujące role:

- S — ma za zadanie rozszczepienie wiązki,
- M — odgrywa rolę obu transmisyjnych zwierciadeł,
- A — jest kryształem analizatorem.

Schemat interferometru przedstawia rys. 1, natomiast drogi interferujących wiązek są dokładnie przedstawione na rys. 2. Padająca na kryształ S równoległa wiązka promieni X ($Cu K_{\alpha}$) ulega odbiciu typu Lauego od płaszczyzn (110) kolejnych kryształów S , M , A . Wykonanie wszystkich tych kryształów z jednego bloku zapewnia spójność w tym sensie, że ślady płaszczyzn odbijających S , M , A pokrywają się. W interferometrze typu Lauego grubości wszystkich trzech kryształów zostały tak dobrane, że jedynie pole falowe, podlegające anomalnie słabej absorpcji, osiąga dolną powierzchnię kryształu, podczas gdy pole podlegające anomalnie silnej absorpcji zostaje całkowicie zaabsorbowane, nim dojdzie do wyjściowej powierzchni kryształu. I tak dolną powierzchnię kryształu S , S_u osiągną pola składające się z fal $D_{o_2}^S, D_{h_2}^S$, w kryształach M przy powierzchni M_u będą $D_{o_2}^{MI}, D_{h_2}^{MI}$ oraz $D_{o_2}^{MII}$ i $D_{h_2}^{MII}$, i wreszcie w kryształach A przy powierzchni A_u będą $D_{o_2}^{AI}$ i $D_{h_2}^{AI}$ oraz $D_{o_2}^{AII}$ i $D_{h_2}^{AII}$. Tak więc padające na kryształ S pro-

mieniowanie reprezentowane przez \mathcal{D}_0^I na rys. 1, w wyniku symetrycznego odbicia Lauego 220 zostaje rozdzielone na dwie koherentne wiązki $\mathcal{D}_0^I, \mathcal{D}_h^I$. Wiązki te są przestrzennie rozdzielone, nim na swojej drodze napotkają zwierciadło M , gdzie są znów odbijane w przypadku Lauego. Wiązki \mathcal{D}_h^I i \mathcal{D}_0^I (rys. 2) zbiegają się i zachodzą na siebie na powierzchni wejściowej kryształu A . Intensywność wiązek \mathcal{D}_0^e i \mathcal{D}_h^e opuszczających kryształ-analizator można łatwo wyliczyć w oparciu o teorię dynamiczną, wykorzystując związki na stosunek amplitud obu pól falowych oraz warunki graniczne na powierzchniach wejściowej i wyjściowej kryształów.



Rys. 2. Bieg promieni interferujących wiązek w interferometrze Lauego [2]

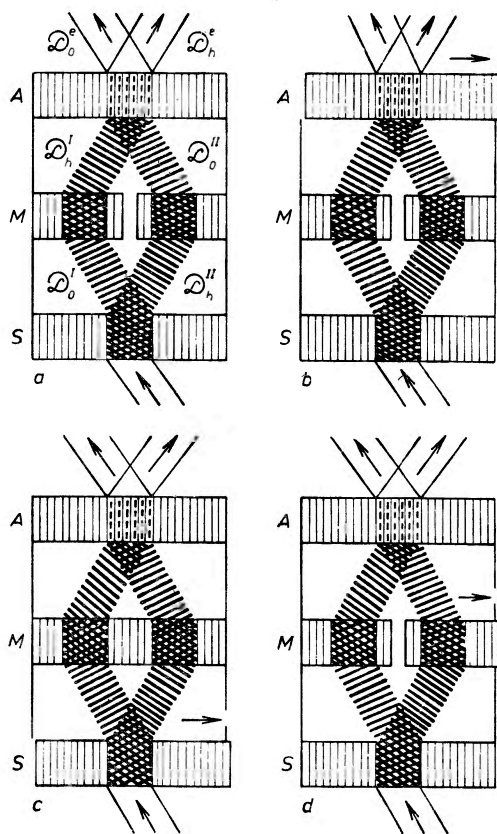
W wyniku otrzymuje się, że stosunek amplitud par fal w wiązkach wyjściowych \mathcal{D}_0^e i \mathcal{D}_h^e wyraża się jako [2]

$$\mathcal{D}_0^I/\mathcal{D}_h^I = \mathcal{D}_0^e/\mathcal{D}_h^e = \exp\{-2\pi ik[\delta'_2(y_I - x_{II}) + \delta_2(x_I - y_{II})]\}, \quad (1)$$

gdzie $k = 1/\lambda$, natomiast wyrażenia analityczne na wielkości δ_2 i δ'_2 można znaleźć w podręczniku Lauego [6]; są one zmienne w obszarze kątowym odbicia i przyjmują wartości rzędu $(n-1)$, gdzie n współczynnik załamania, są więc bardzo małe, bo rzędu 10^{-5} — 10^{-6} . Z podanego związku (1) na stosunek amplitud wynika, że obie fale \mathcal{D}_0^e i \mathcal{D}_h^e przebywające drogi I i II odpowiednio są w zgodnej fazie, kiedy

$$y_I = x_{II} \quad \text{i} \quad x_I = y_{II}. \quad (2)$$

Warunek (2) można nazwać warunkiem „idealnej geometrii“, a jego spełnienie oznacza, że obserwujemy maksimum natężenia wiązek \mathcal{D}_o^e i \mathcal{D}_h^e w poprzek całej ich szerokości, co z kolei oznacza idealne dostrojenie interferometru. Natomiast wytworzenie różnicy faz π między jedną z wiązek $\mathcal{D}_o^I, \mathcal{D}_h^I; \mathcal{D}_h^{II}, \mathcal{D}_o^{II}$ powoduje, że \mathcal{D}_o^{Ie} i \mathcal{D}_o^{IIe} oraz \mathcal{D}_h^{Ie} i \mathcal{D}_h^{IIe} będą odpowiednio w przeciwnej fazie, w wyniku czego będziemy obserwować wygaszenie wiązek \mathcal{D}_o^e i \mathcal{D}_h^e . Jeżeli teraz którykolwiek z kryształów S, M lub A (jak to jest pokazane na rys. 3) zostanie w stosunku do pozostałej części interferometru przesunięty w kierunku prostopadłym do płaszczyzn odbijających o odcinek równy połowie odległości międzyplaszczynowej d_h , to płaszczyzny węzłowe drgań wektora indukcji elektrycznej fali stojącej w A przypadają (jak to zaznaczono na rys. 3 *b, c, d* linią przerywaną) między płaszczyznami sieciowymi. Mamy więc sytuację

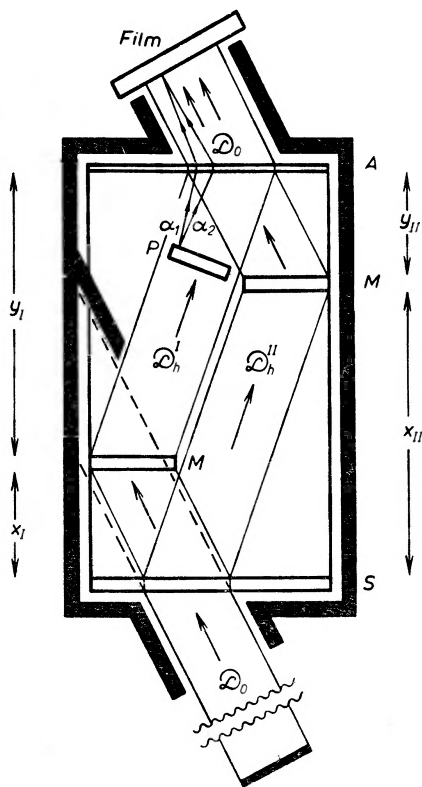


Rys. 3. *a*) idealny interferometr Lauego, *b*) analizator przesunięty o połowę odległości międzyplaszczynowej d_h , *c*) rozszczepiacz przesunięty o połowę odległości międzyplaszczynowej d_h , *d*) zwierciadło przesunięte o połowę odległości międzyplaszczynowej d_h . Linie przerywane reprezentują ślad płaszczyzny węzłowej drgań fali stojącej [4]

odpowiadającą anomalnie silnej absorpcji i dla tych przypadków za kryształem A obserwuje się wygaszenie wiązek. W obu kryształach S i M fala stojąca musi mieć swoje strzałki drgań między płaszczyznami atomowymi (kryształy Borrmanna), nawet jeżeli któryś z tych kryształów jest przesunięty. W ten sposób interferometr może być użyty do pomiarów przesunięć o ułamki Angstrema, co w sprzężeniu z interferometrem optycznym stwarza możliwości bezpośrednich pomiarów parametrów sieci w standardowych jednostkach długości fal świetlnych

Skonstruowanie interferometru rentgenowskiego jest niewątpliwie swego rodzaju rewelacją. Wydaje się, że znajdzie on różnorodne zastosowania. Do najważniejszych z nich należą:

- 1) dokładne pomiary współczynnika załamania dla promieni X (dla lekkich elementów można uzyskać dokładność 0,1%),
- 2) dokładne pomiary grubości małych i zwykłymi metodami mało dostępnych przedmiotów,



Rys. 4. Schemat interferometru typu Lauego z rozdzielonymi zwierciadłami transmisyjnymi M [3]

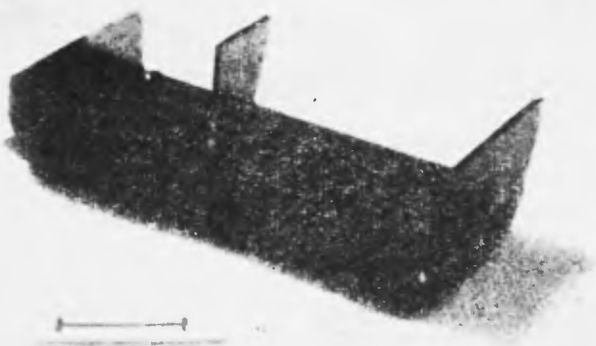
3) mikrograficzny kontrast fazowy, w szczególności preparatów biologicznych, który pozwala na odróżnienie warstw węgla, azotu i tlenu o grubości zaledwie paru mikronów,

4) bezpośrednie pomiary nadzwyczaj małych dystorsji sieci ($\sim 0,001''$) i przesunięć o $0,01 \text{ \AA}$ oraz względnych dylatacji $\Delta d/d \sim 10^{-8}$ (makroskopowe translacje i dystorsje mogą być także mierzone z taką samą precyzją),

5) bezpośrednie pomiary powierzchni dyspersji.

Dokładny opis realizacji niektórych z powyższych zastosowań można znaleźć w pracy [4].

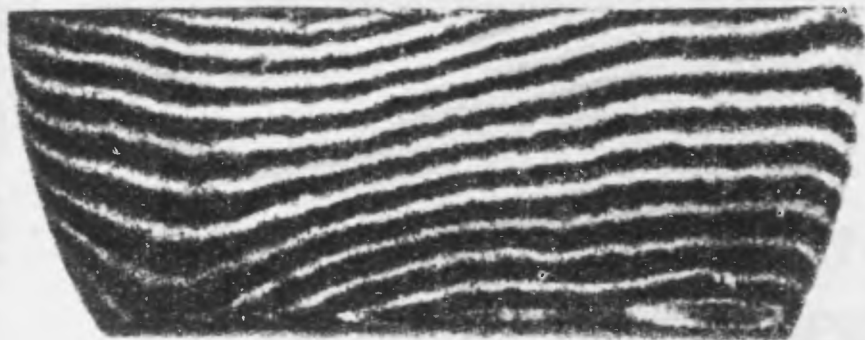
Ponieważ pewne pomiary interferometryczne wymagają umieszczenia na drodze jednej z dwu (I lub II) interferujących wiązek badanego przedmiotu, najkorzystniejsze jest użycie interferometru, w którym obie części zwierciadła transmisyjnego M nie leżą w tej samej płaszczyźnie, lecz są względem siebie przesunięte (rys. 4, rys. 5). W wyniku tego drogi obu interferujących wiązek są bardzo długie i rozdzielone wzdłuż całego przekroju poprzecznego. Pozwala to wsuwać nawet grube obiekty w wiązkę bez wehodzenia w obszar zbieżności.



Rys. 5. Ogólny widok interferometru typu Lauego z rozdzielonymi zwierciadłami transmisyjnymi M [3]



a



b

Rys. 6. *a*) topografia pustego interferometru uzyskana przy użyciu wiązki \mathcal{D}_h^e [1], *b*) topografia jednorodnego klina z lucytu (kąt łamiący rzędu 2°) uzyskana przy użyciu wiązki \mathcal{D}_h^e [1]. Pole na obu fotografiach 15×6 mm

Oczywiście, taka asymetryczna konfiguracja jest zrealizowana przy zachowaniu warunku „idealnej geometrii“, tzn. $x_{II} = y_I$ i $x_I = y_{II}$.

Ostateczna topografia interferencyjna uzyskana bądź przy użyciu wiązki D_0^o , bądź D_h^o może być pomyślana jako obraz *moiré* powstały w wyniku nałożenia się płaszczyzn odbijających S , M i A . W przypadku pustego interferometru obraz taki powinien być jednorodny. Jednak z uwagi na fakt, że nawet w kryształach o wysokim stopniu doskonałości występują bardzo nieznaczne naprężenia, na topografii obserwuje się prążki (rys. 6a). Jeżeli na drodze jednej z wiązek zostanie umieszczony jednorodny przedmiot w kształcie klina o krawędzi równoległej do płaszczyzn uginających, na topografii obserwuje się prążki jednakowej grubości (rys. 6b). Umieszczenie przedmiotu z lokalnymi zmianami gęstości elektronowej uwidoczni kontrast fazowy tych niejednorodności na topografii.

U. Bonse i M. Hart skonstruowali również interferometr (praca w druku), w którym kryształ rozszczepiający i analizator odchylają wiązki promieni przez odbicia Bragga (tzn. płaszczyzny odbijające równoległe do powierzchni kryształu).

Zbudowanie pierwszego interferometru rentgenowskiego stanowi zapoczątkowanie nowej gałęzi fizyki promieni X-interferometrii rentgenowskiej. Wydaje się, że dziedzina ta otwiera nowe możliwości szerokiego zastosowania promieni Rentgena w nauce i technice.

X-Ray Interferometer

Abstract: Laue-type X-ray interferometers have been constructed by U. Bonse and M. Hart on the basis of the dynamical theory of X-ray diffraction. In this review the principles, design and the possible applications of these interferometers are described.

Literatura

- [1] U. Bonse i M. Hart, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 155 (1965).
- [2] U. Bonse i M. Hart, *Z. Phys.*, **188**, 154 (1965).
- [3] U. Bonse i M. Hart, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 99 (1965).
- [4] U. Bonse i M. Hart, *Z. Phys.*, **190**, 455 (1966).
- [5] R. W. James, *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, London 1962.
- [6] Max von Laue, *Röntgenstrahlinterferenzen*, Frankfurt am Main 1960.
- [7] E. Zielińska-Rohozińska, *Postępy Fizyki*, **16**, 105 (1965).

100-lecie urodzin Marii Skłodowskiej-Curie

W poniedziałek 16 października 1967 roku odbyła się w Warszawie, w mieście, gdzie przed stu laty urodziła się Maria Skłodowska, uroczysta akademia poświęcona uczczeniu życia i pracy tej wielkiej uczzonej i wielkiej Polki. Akademię otworzył premier Józef Cyrankiewicz, przewodniczący honorowego komitetu obchodów tej rocznicy, wygłaszając przemówienie. Następnie prezes Polskiej Akademii Nauk prof. dr Janusz Groszkowski przedstawił życiorys i działalność Marii Skłodowskiej-Curie. Przemawiał też rektor Sorbony prof. Jean Roche. W akademii wzięli udział członkowie przedstawiciele polskiego życia politycznego, naukowego i kulturalnego oraz wybitni uczeni z całego świata, którzy przybyli do Warszawy na rozpoczynające się we wtorek 17 października sympozjum naukowe. Obecni byli również członkowie rodziny Marii Skłodowskiej-Curie a mianowicie: córka, pani Ewa Curie-Labouisse wraz ze swym mężem p. Henry R. Labouisse, dyrektorem generalnym UNICEF, wnuczka prof. Helene Langevin wraz ze swym mężem prof. Michel Langevin i wnuk prof. Pierre Joliot. Ogłoszone przez Polskę i Francję obchody 100-lecia urodzin Marii Skłodowskiej-Curie stały się proklamowanym przez UNESCO powszechnym świętem nauki na całym świecie.

W dniu 16 października 1967 w Warszawie przy ul. Freta 16 minister oświaty i szkolnictwa wyższego, prof. dr Henryk Jabłoński dokonał uroczystego otwarcia Muzeum Marii Skłodowskiej-Curie. Muzeum to obejmuje liczne dokumenty dotyczące biografii uczzonej i jej działalności, przedmioty pamiątkowe, fotografie i książki. Między innymi znajduje się tam maszynopis 1 części *Promieniotwórczości* i foto-

kopie dyplomów o przyznaniu wybitnej uczzonej i jej mężowi nagrody Nobla.

Narodowy Bank Polski zapowiedział, że w dniu 7 listopada 1967 r. w związku z przypadającą w tym dniu setną rocznicą urodzin Marii Skłodowskiej-Curie zostanie wprowadzona do obiegu pamiątkowa 10-złotowa moneta z wizerunkiem uczzonej i okolicznościowym napisem.

Colloque Maria Skłodowska-Curie

W dniach 17 X 1967 — 20 X 1967 r. odbyło się w Warszawie międzynarodowe sympozjum poświęcone perspektywom fizyki jądrowej i chemii jądrowej. Było ono holdem złożonym przez uczonych z całego świata pamięci Marii Skłodowskiej-Curie. Obrady sympozjum toczyły się w Sali Kolumnowej Pałacu Namiestnikowskiego w Warszawie. Wśród zagranicznych uczestników zjazdu było wielu laureatów nagrody Nobla, a mianowicie: Paweł Czerenkow (ZSRR), Ilja Frank (ZSRR), Patrick Blackett (W. Brytania), Maria Goepfert-Mayer (USA), Robert Hofstadter (USA), J. Hans D. Jensen (NRF), Alfred Kastler (Francja), Edwin McMillan (USA), Glenn T. Seaborg (USA), Cecil Frank Powell (W. Brytania).

Obrady otworzył Pełnomocnik Rządu PRL d/s Wykorzystania Energii Jądrowej min. Wilhelm Billig. Następnie wygłosił przemówienie wicepremier Eugeniusz Szyr, przewodniczący Komitetu Nauki i Techniki. Na wielki humanizm pracy naukowej i działalności społecznej Marii Skłodowskiej-Curie położył nacisk przemawiający z kolei dyrektor generalny Międzynarodowej Agencji Atomowej dr Sigvard Eklund. Burzliwymi oklaskami przyjęto błyskotliwe przemówienie popularnego *Viki*, wybitnego fizyka prof. Victora Felixa Weisskopfa z MIT

(USA). W referacie swym prof. Weisskopf zwrócił się z apelem o zacieśnienie współpracy uczonych różnych krajów, o stworzenie intelektualnego pomostu łączącego podzielony świat. Bardzo ciekawie na temat kierunków, w jakich może rozwinać się fizyka cząstek elementarnych, mówił prof. John Wheeler, zwracając uwagę na różne analogie z innymi działami fizyki. Prof. L. van Hove (CERN) mówił o problemach symetrii i zasadach zachowania w fizyce.

Drugi dzień obrad był dniem polskim. Prof. Jerzy Pniewski przedstawił opracowany wspólnie z prof. Marianem Danyszem referat dotyczący aktualnego stanu badań w dziedzinie fizyki hiperjader. W dyscyplinie tej fizycy polscy stanowią niewątpliwie grupę wiodącą w skali światowej. Profesor Bogusława Jeżowska-Trzebiatowska mówiła o strukturze elektronowej pierwiastków z grupy uranowców i transuranowców przedstawiając poważny dorobek chemików polskich w tej dziedzinie. Również polskie akcenty przewijały się w referacie prof. Aage Bohra, dyrektora Instytutu im. Nielsa Bohra w Kopenhadze, który nawiązywał do prac wybitnego polskiego fizyka prof. Wojciecha Rubinowicza.

Trzeci dzień obrad poświęcony był perspektywom praktycznego wykorzystania energii jądrowej. Szczególne zainteresowanie wzbudził tu referat profesora Glenn T. Seaborga, przewodniczącego amerykańskiej komisji energii atomowej, który przedstawił olbrzymi zakres zagadnień możliwych do rozwiązania przy pomocy energii jądrowej jak odsalanie wody morskiej, nawadnianie pustyni itd.

Przewodniczącym sesji naukowej w ostatnim dniu obrad był profesor Henryk Niewodniczański. Podsumowania całości czterodniowych obrad dokonał znakomity fizyk brytyjski, odkrywca pionu, prof. Cecil Frank Powell. Wielką zaletą sympozjum był jego ogólny charakter. Wybitni fizycy dali tutaj nie tylko przegląd współczesnych osiągnięć badawczych, ale również ukazali przyszły możliwy rozwój nauki. Wielu uczestników sympozjum wyraziło opinię, iż podobne spotkania powinny odbywać się co kilka lat.

Medal im. Mariana Smoluchowskiego

W czasie obrad XX zjazdu fizyków polskich wręczono uroczystie — przyznany po raz pierwszy w historii Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Medal im. Mariana Smoluchowskiego. Medal ten otrzymał za całokształt swojej działalności naukowej, a w szczególności za odkrycie reguł wyboru promieniowania multipolowego, znakomity polski uczony prof. dr Wojciech Rubinowicz.

XX Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 11 września 1967 do 17 września 1967 odbył się w Lublinie XX Ogólnopolski Zjazd Fizyków Polskich. Zjazd ten został zorganizowany przez lubelski oddział PTF. Przewodniczącym komitetu organizacyjnego zjazdu był prof. dr Włodzimierz Żuk. Zjazd odbywał się w szczególnie uroczystej oprawie, ponieważ za inaugurował on ogólnopolskie obchody 100-lecia urodzin Marii Skłodowskiej-Curie. Uczczono także 50-lecie śmierci wybitnego polskiego fizyka Mariana Smoluchowskiego.

Uczestnicy zjazdu dokonali oceny dorobku prac naukowo-badawczych fizyków polskich za ostatnie dwa lata. Na zjazd nadesłano około 700 prac, opublikowanych w specjalnym tomie, zawierającym materiały zjazdowe. Wygłoszono także 40 referatów przeglądowych, omawiających dorobek poszczególnych działów fizyki polskiej na tle osiągnięć nauki światowej w odnośnych dyscyplinach badawczych.

W Lublinie odbyło się także walne zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Prezesem Towarzystwa wybrano ponownie prof. dr Wojciecha Rubinowicza.

Nowi członkowie Poznańskiego Oddziału PTF

mgr Władysław Alexiewicz, Poznań, ul. Libelta 22 m. 9
mgr Jerzy Dembski, Poznań, ul. Dożynkowa 9 B
mgr Jan Jurga, Poznań, ul. Czarneckiego
5/25

mgr Aleksander Kwieciński, Poznań, ul. Bułgarska 104 A/1

mgr Eugeniusz Szczęśniak, Poznań, ul. Reymonta 3 m. 3

mgr Janina Zagierska, Poznań, ul. Hetmańska 9 m. 10

mgr Barbara Kostańska, Poznań, Wszystkich Świętych 5 m. 9

mgr Stanisław Hoffman, Poznań, ul. Reja 3 m. 14

Oddział Poznański liczy obecnie 123 członków.

Sir John Cockcroft (1897—1967)

W Cambridge, w wieku lat 70, zmarł wybitny fizyk brytyjski Sir John (Douglas) Cockcroft F. R. S., Master of Churchill College. Zmarły był laureatem nagrody Nobla w roku 1951 za pionierskie prace z dziedziny reakcji jądrowych. Wspólnie z E. T. S. Waltonem, przy pomocy skonstruowanego w Cavendish Laboratory akceleratora protonów z wysokonapięciowym generatorem kaskadowym, J. D. Cockcroft zaobserwował po raz pierwszy w świecie reakcję jądrową wywołaną przy użyciu sztucznie przyspieszonych cząstek ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \alpha$.

W latach 1944—46 J. D. Cockcroft był dyrektorem Atomic Energy Division przy National Research Council w Kanadzie, kładąc podwaliny pod rozwój kanadyjskiej energetyki jądrowej. W latach 1946—1958 zmarły zajmował stanowisko naczelnego dyrektora Ośrodka Badań Jądrowych w Harwell (W. Brytania) przyczyniając się istotnie do wielkiego rozkwitu naukowego tej placówki. Od roku 1951 do chwili śmierci J. D. Cockcroft piastował wysokie godności w Brytyjskiej Komisji Energii Atomowej (United Kingdom Atomic Energy Authority).

W latach po drugiej wojnie światowej J. D. Cockcroft przebywał dwukrotnie w Polsce jako gość Pełnomocnika Rządu PRL d/s Wykorzystania Energii Jądrowej, zwiedzając ośrodki jądrowe w Warszawie i w Krakowie. Wygłosił on wówczas szereg odczytów z dziedziny energetyki ją-

drowej. Zmarły w istotny sposób przyczynił się do rozwoju polsko-brytyjskiej współpracy w dziedzinie badań jądrowych.

Czyżby rewolucja w dziedzinie przyspieszania ciężkich jonów?

Günther Hortig z Instytutu Fizyki Jądrowej im. Maxa Plancka w Heidelbergu zaproponował nową metodę przyspieszania ciężkich jonów do wysokich energii przy pomocy konwencjonalnego akceleratora Van de Graaffa typu Tandem. Zasada tej metody opiera się na fackie, że w dość szerokim zakresie energii jonów, dodatni ładunek równowagi jaki ustala się przy przechodzeniu przez tarczę zrywającą elektrony (stripper), zależy od gęstości materiału tarczy. Jony przechodzące przez stripper gazowy mają mniejszy ładunek dodatni równowagi niż jony przechodzące przez folię lub tarczę pyłową. Układ przyspieszający składałby się z akceleratora typu Tandem, którego elektroda wysokonapięciowa utrzymywana by była na stałym ujemnym względem ziemi potencjale oraz z achromatycznego systemu jonooptycznego umożliwiającego ruch jonów dodatnich tam i z powrotem wzdłuż osi generatora. Istotną część systemu jonooptycznego mają stanowić dwa zwierciadła magnetyczne umieszczone na zewnątrz po obu stronach akceleratora, prostopadle do jego osi oraz układy soczewek kwadrupolowych. Wewnątrz elektrody wysokonapięciowej znajdować się będzie stripper gazowy, natomiast na zewnątrz, pomiędzy kotłem ciśnieniowym i zwierciadłami magnetycznymi, rozmieszczone zostaną strippery pyłowe. Jony zostaną wstrzyknięte do akceleratora z zewnętrznego źródła poprzez stripper pyłowy. Następnie ulegną one przyspieszeniu pod wpływem ujemnego potencjału elektrody wysokonapięciowej. Z kolei po przejściu przez stripper gazowy ładunek dodatni jonu ulegnie zmniejszeniu, na skutek czego jon hamowany polem elektrostatycznym po wyjściu z elektrody nie straci całkowicie swojej energii.

Na zewnątrz kotła akceleratora jony przechodzą przez szereg stripperów pyłowych zwiększając ponownie swój ładunek do-

datni, a następnie ulegają odbiciu przez zwierciadło magnetyczne i powracają do akceleratora. Proces ten powtarza się, przy czym energia jonów rośnie aż do wartości, przy której wydajności zrywania dla obu rodzajów stripperów stają się wzajemnie równe. Ekstrapolacja istniejących danych doświadczalnych zdaje się wskazywać, że nastąpi to przy energii około 50 MeV/nukleon. Specjaliści z High Voltage Engineering Corporation uważają, że najtrudniejsze będzie zrealizowanie odpowiedniego strippera pyłowego. Jeżeli pomysł okaże się możliwy do wykonania, oznaczać on będzie niewątpliwą przewrót w dziedzinie metod akceleracji ciężkich jonów.

Lodówki helowe

Jednym z podstawowych problemów kriogeniki jest uzyskanie bardzo niskich temperatur rzędu $0,01^{\circ}\text{K}$ utrzymujących się w sposób ciągły. Konwencjonalne metody chłodzenia, polegające na odparowaniu ciekłego ^3He do próżni, nie pozwalają na utrzymywanie temperatur niższych od $0,05^{\circ}\text{K}$, ponieważ ciśnienie par ^3He spada eksponencjalnie ze spadkiem temperatury i proces chłodzenia staje się niewydajny.

W ostatnich latach osiągnięto w tej dziedzinie znaczny postęp polegający na wykorzystaniu zjawiska rozpuszczania się ^3He w ciekłym ^4He . Zastosowanie ^3He jako substancji chłodniczej zostało zaproponowane po raz pierwszy w roku 1951 przez H. Londona z brytyjskiego ośrodka badań jądrowych w Harwell. Zwrócił on uwagę na to, że ^3He wprowadzony do ^4He zachowuje się pod wieloma względami jak gaz. Zwiększenie zawartości ^4He w układzie wywołuje obniżenie temperatury, podobnie jak to ma miejsce przy adiabatycznym rozprężaniu gazu. W roku 1956 G. K. Walters i W. Fairbank stwierdzili że poniżej temperatury $0,087^{\circ}\text{K}$ mieszanina ^3He i ^4He rozdziela się na dwie wyraźne fazy. Czysty ciekły ^3He pływa na powierzchni roztworu ^3He w ^4He . Okazało się

możliwe zaprojektowanie ciągłego i wydajnego cyklu chłodniczego, w którym atomy ^3He przechodziłyby z fazy ciekłej do roztworu. Proces ten odpowiada wyparowaniu cieczy w gaz. Obniżenie temperatury zachodzi, gdy ^3He rozpuszcza się w ^4He na skutek wchłonięcia „ciepła parowania“. ^4He spełnia rolę ośrodka przenoszącego.

W praktycznym użyciu są urządzenia chłodnicze pracujące w pojedynczym cyklu jak i pracujące w sposób ciągły. W pojedynczym cyklu ^3He dyfunduje ze zbiornika przez kolumnę ciekłego helu i wyparowuje do próżni w odpowiednio wyższej temperaturze aż do wyczerpania zapasu ^3He w zbiorniku. W ten sposób fizycy z Uniwersytetu Illinois uzyskali rekordową temperaturę $0,0044^{\circ}\text{K}$.

Przy pracy ciągłej atomy ^3He powracają do zbiornika. Powracający ^3He przynosi ze sobą dodatkowe ciepło, przy czym równocześnie dostaje się do zbiornika ^3He również ^4He . Te ostatnie efekty ograniczają (jak dotąd) temperatury uzyskiwane przy pracy ciągłej do około $0,02^{\circ}\text{K}$.

Zainteresowanie nową metodą chłodzenia jest ogromne. W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej Grupa fizyków pod kierunkiem B. S. Nieganowa zbudowała duże urządzenie chłodnicze, którego wydajność odprowadzania ciepła wynosi 1300 erg/sek przy $0,1^{\circ}\text{K}$. Przy pomocy tego urządzenia uzyskano temperaturę $0,025^{\circ}\text{K}$ bez obciążenia cieplnego. Firma brytyjska Oxford Instruments Co. Ltd. już dostarcza na skalę przemysłową chłodziarki oparte na zasadzie rozpuszczania ^3He , przy pomocy których można uzyskiwać temperatury w zakresie od $0,06^{\circ}\text{K}$ do $0,03^{\circ}\text{K}$. Trudno w tej chwili określić, jaka będzie dolna granica temperatur możliwa do uzyskania przy pomocy tej nowej metody chłodzenia, wydaje się jednak, że będzie ona mniejsza od $0,001^{\circ}\text{K}$. Nowa metoda chłodzenia będzie miała ogromne znaczenie dla rozwoju badań ze spinowo zorientowanymi jądrami.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr ANIELA WOLSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA
Dr TOMASZ HOFMOKL
Mgr MIROŚLAWA JASTRZĘBSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Białystok — Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI
Gdańsk — Doc. dr ALFONS KAWSKI
Głiwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa — Dr STEFAN CZARNECKI
Wrocław — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

TREŚĆ

J. Skierczyńska — Marian Smoluchowski (1872—1917)	621
J. Dąbrowski — Nowe postępy w teorii materii jądrowej	631
A. Budzanowski — Niesprężyste rozpraszanie cząstek alfa narzędziem badania struktury jąder atomowych	645
A. Jabłoński — Polaryzacja podstawowa fotoluminescencji roztworów	663
J. Szpilecki — Metody wyznaczania i wartości liczbowe ważniejszych stałych fizycznych	673
E. Trojnar — Wykorzystanie lekkiego izotopu helu ^3He do osiągnięcia bardzo niskich temperatur	691
J. Szpilecki — Substancje o ujemnej przenikności elektrycznej i magnetycznej	703
NOWA APARATURA	
E. Zielińska-Rohozińska — Interferometr rentgenowski	709
KRONIKA	717

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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

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

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.