

ACTA PHYSICA POLONICA
REDAKCJA

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV ❖ ZESZYT 1

PTF

1 ❖ 9 ❖ 5 ❖ 3

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem redakcji. Wszystkie ryciny mają być zaopatrzone w krótkie objaśnienia do wydrukowania pod nimi. O przyjęciu pracy do druku różstrzyga Kolegium Redakcyjne. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV

1 9 5 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

K o l e g i u m R e d a k c y j n e

Redaktor Naczelny

S T E F A N P I E Ń K O W S K I

Warszawa — Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

C z ł o n k o w i e

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków

Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa

Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

POSTĘPY FIZYKI

Tom IV

SPIS ALFABETYCZNY AUTORÓW

<i>Auleytner J.</i> — Wykazanie istnienia zarodki w roztworach stałych	107
— Wytwarzanie promieni X o energii 10 MeV za pomocą akceleratora liniowego	369
— Promienie Roentgena wysyłane w aktach wchłaniania mezonów przez atomy	497
<i>B. T.</i> — Wykrywanie na znacznych odległościach ciał promieniotwórczych pocho- dzących z wybuchów atomowych	103
<i>Buras B.</i> — Izotopia a nadprzewodnictwo	287
— Masa i energia	479
<i>Dryński T.</i> — „Fizyczny praktykum“ (recenzja)	119
— „Fizyka i Chemia“ (recenzja)	237
— J. Domanus — „Nowe kierunki rozwoju techniki rentgenowskiej“ (recenzja)	508
<i>Frąckowiak D.</i> — Widmo promieniowania Słońca w dziedzinie krańcowego nad- fioletu i miękkich promieni X	91
<i>Gierula J.</i> — Nowe drogi spektroskopii gamma	39
— Licznik scyntylicyjny z wielokrotnym kryształem	330
<i>Gostkowski K.</i> — Kilka wspomnień o Marianie Smoluchowskim	233
<i>Gumiński K.</i> — Brodski — „Chemia fizyczna“ (recenzja)	123
<i>Hurwic J.</i> — „Podręcznik do ćwiczeń z chemii fizycznej“ (recenzja)	121
<i>Infeld L.</i> — J. Frenkiel	111
<i>Iwanowska W.</i> — Radiowe widmo atomu wodoru w astronomii	67
<i>Jabłońska A.</i> — Stan szklisty wody	229
<i>Kapuściński W.</i> — Zarys działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego	139
— „Życie Szkoły Wyższej“ (recenzja)	387
<i>Kopcewicz T.</i> — Doświadczalne potwierdzenie teorii zmian dobowych S_q magne- tyzmu Ziemi	490
<i>Kryzewski M.</i> — Metody optyczne jako metody pomocnicze przy rentgenowskim badaniu struktury kryształów	208
<i>Loria S.</i> — Marian Smoluchowski i jego dzieło	5
<i>Majewska M.</i> — Przezroczyste błonki przewodzące	226
<i>Massalski J.</i> — Zagadnienia elektroniki związane z licznikami Geigera-Müllera	170
<i>Mierzecki R.</i> — Widma ramanowskie roztworów i mieszanin ciekłych	448
<i>Natanson L.</i> — Doświadczalne badania nad fotomezonami	261
— Fotoprotony wysokiej energii	472

K o l e g i u m R e d a k c y j n e

Redaktor Naczelny

S T E F A N P I E Ń K O W S K I

Warszawa — Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

C z ł o n k o w i e

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków
Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IV ❖ ZESZYT 1

1 9 5 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

K o l e g i u m R e d a k c y j n e

Redaktor Naczelny

STEFAN PIENKOWSKI, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

Zastępca Redaktora

SZCZEPAN SZCZENIOWSKI, Poznań

Sekretarz Redakcji

BARBARA WOJTOWICZ, Warszawa

C z ł o n k o w i e

WŁADYSŁAW KAPUŚCIŃSKI, Warszawa

HENRYK NIEWODNICZAŃSKI, Kraków
Członek korespondent PAN

WOJCIECH RUBINOWICZ, Warszawa
Członek rzeczywisty PAN

LEONARD SOSNOWSKI, Warszawa

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — WARSZAWA 1953

Nakład 2000	Oddano do składania 7. I. 53
Ark. wyd. 9 $\frac{1}{2}$, druk. 8 $\frac{7}{8}$	Podpisano do druku 9. III. 53
Papier dr. sat. 60 g 70 × 100/16 V kl.	Druk ukończono 27. III. 53
Cena zł 10.—	Zamówienie 7/90 K-4-10080

POZNAŃSKA DRUKARNIA NAUKOWA — POZNAŃ, FREDRY 10



OD KOMITETU CENTRALNEGO KOMUNISTYCZNEJ PARTII
ZWIĄZKU RADZIECKIEGO, RADY MINISTRÓW ZWIĄZKU SOCJA-
LISTYCZNYCH REPUBLIK RADZIECKICH I PREZYDIUM RADY
NAJWYŻSZEJ Z S R R.

DO WSZYSTKICH CZŁONKÓW PARTII, DO WSZYSTKICH LUDZI
PRACY ZWIĄZKU RADZIECKIEGO.

Drodzy Towarzysze i Przyjaciele!

Komitet Centralny Komunistycznej Partii Związku Radzieckiego, Rada Ministrów Związku Socjalistycznych Republik Radzieckich i Prezydium Rady Najwyższej ZSRR z uczuciem głębokiego bólu powiadamiają partię i wszystkich ludzi pracy Związku Radzieckiego, że 5 marca o godzinie dziewiątej minut pięćdziesiąt wieczorem, po ciężkiej chorobie zakończył życie Przewodniczący Rady Ministrów Socjalistycznych Republik Radzieckich i Sekretarz Komitetu Centralnego Komunistycznej Partii Związku Radzieckiego, Józef Wissarionowicz Stalin.

Przestało bić serce współbojownika i genialnego kontynuatora dzieła Lenina, mądrego Wodza i Nauczyciela Partii Komunistycznej i narodu radzieckiego — Józefa Wissarionowicza Stalina.

Imię Stalina jest bezgranicznie drogie naszej partii, narodowi radzieckiemu, masom pracującym na całym świecie. Wraz z Leninem towarzyszył Stalin stworzył potężną partię komunistów, wychował ją i zahartował; wraz z Leninem towarzyszył Stalin był źródłem natchnienia i Wodzem Wielkiej Socjalistycznej Rewolucji Październikowej, założycielem pierwszego na świecie państwa socjalistycznego. Kontynuując nieśmiertelne dzieło Lenina, towarzyszył Stalin poprowadził naród radziecki do historycznego w skali światowej zwycięstwa socjalizmu w naszym

kraju. Towarzysz Stalin poprowadził nasz kraj do zwycięstwa nad faszyzmem w drugiej wojnie światowej, co w sposób zasadniczy zmieniło całą sytuację międzynarodową. Towarzysz Stalin uzbroił partię i cały naród w wielki i jasny program budowy komunizmu w ZSRR.

Śmierć towarzysza Stalina, który oddał całe swe życie ofiarnej służbie dla wielkiej sprawy komunizmu, jest najcięższą stratą dla partii, dla mas pracujących Kraju Rad i całego świata.

Wieść o zgonie towarzysza Stalina wzbudzi głęboki ból w sercach robotników, kołchoźników, inteligencji i wszystkich ludzi pracy naszej Ojczyzny, w sercach żołnierzy naszej mężnej Armii i Marynarki Wojennej, w sercach milionów ludzi pracy we wszystkich krajach świata.

W tych dniach pełnych bólu wszystkie bratnie narody naszego kraju jeszcze bardziej zespalają się w wielkiej zwartej rodzinie pod wypróbowanym kierownictwem Partii Komunistycznej stworzonej i wychowanej przez Lenina i Stalina.

Naród radziecki żywi bezgraniczne zaufanie i przepojony jest gorącą miłością do swej ukochanej Partii Komunistycznej, bo wie, że służenie interesom narodu jest najwyższym prawem całej działalności partii.

Robotnicy, kołchoźnicy, inteligencja radziecka, wszyscy ludzie pracy naszego kraju nieugięcie realizują politykę, opracowaną przez naszą partię, odpowiadającą żywotnym interesom mas pracujących, zmierzającą do dalszego wzrostu potęgi naszej socjalistycznej Ojczyzny. Słuszność tej polityki Partii Komunistycznej potwierdzona została przez dziesięciolecia walki, doprowadziła ona masy pracujące Kraju Rad do historycznych zwycięstw socjalizmu. Natchnione tą polityką narody Związku Radzieckiego pod kierownictwem partii niezachwianie kroczą naprzód ku nowym sukcesom budownictwa komunistycznego w naszym kraju.

Masy pracujące naszego kraju wiedzą, że dalsza poprawa dobrobytu materialnego wszystkich warstw ludności — robotników, kołchoźników, inteligencji, maksymalne zaspokajanie stale rosnących potrzeb materialnych i kulturalnych całego społeczeństwa zawsze było i jest przedmiotem szczególnej troski Partii Komunistycznej i Rządu Radzieckiego.

Naród radziecki wie, że wzrasta i krzepnie zdolność obronna i potęga państwa radzieckiego, że partia ze wszech miar umacnia Armię Radziecką,

Marynarkę Wojenną i organa wywiadu, aby stale wzmacniać naszą gotowość do udzielenia druzgocącej odprawy każdemu agresorowi.

Polityka zagraniczna Partii Komunistycznej i Rządu Związku Radzieckiego była i jest niewzruszoną polityką utrzymania i utrwalenia pokoju, polityką walki przeciwko przygotowywaniu i rozpętywaniu nowej wojny, polityką współpracy międzynarodowej i rozwoju stosunków handlowych ze wszystkimi krajami.

Narody Związku Radzieckiego, wierne sztandarowi proletariackiego internacjonalizmu, umacniają i rozwijają braterską przyjaźń z wielkim narodem chińskim, z masami pracującymi wszystkich krajów demokracji ludowej, więzy przyjaźni z masami pracującymi krajów kapitalistycznych i kolonialnych, walczącymi o sprawę pokoju, demokracji i socjalizmu.

Drodzy towarzysze i przyjaciele! Wielką siłą przewodnią i kierowniczą narodu radzieckiego w walce o zbudowanie komunizmu jest nasza Partia Komunistyczna. Żelazna jedność i niewzruszona zwartość szeregów partii — to główny warunek jej siły i potęgi. Zadaniem naszym jest strzec jedności partii jak źrenicy oka, wychowywać komunistów na aktywnych bojowników politycznych o wcielenie w życie polityki i uchwał partii, wzmacniać jeszcze bardziej więź partii z wszystkimi ludźmi pracy, z robotnikami, kolchoźnikami, inteligencją, albowiem w tej nierozzerwalnej więzi z narodem tkwi siła i niezwyciężoność naszej partii.

Partia widzi jedno ze swych najważniejszych zadań w tym, aby wychowywać komunistów i wszystkich ludzi pracy w duchu wysokiej czujności politycznej, w duchu nieprzejednania i niezłomności w walce z wrogami wewnętrznymi i zewnętrznymi.

Komitet Centralny Komunistycznej Partii Związku Radzieckiego, Rada Ministrów Związku Socjalistycznych Republik Radzieckich i Prezydium Rady Najwyższej ZSRR, zwracając się w tych bolesnych dniach do partii i narodu, wyrażają niezłomne przekonanie, że partia i wszyscy ludzie pracy naszej Ojczyzny zespolą się jeszcze bardziej wokół Komitetu Centralnego i Rządu Radzieckiego, zmobilizują wszystkie swe siły i energię twórczą do realizacji wielkiego dzieła budowy komunizmu w naszym kraju.

Nieśmiertelne imię Stalina żyć będzie zawsze w sercach narodu radzieckiego i całej postępowej ludzkości.

Niech żyje wielka niezwyciężona nauka Marksa — Engelsa — Lenina — Stalina! Niech żyje nasza potężna Ojczyzna socjalistyczna! Niech żyje nasz bohaterski naród radziecki! Niech żyje wielka Komunistyczna Partia Związku Radzieckiego!

KOMITET CENTRALNY
KOMUNISTYCZNEJ PARTII ZWIĄZKU RADZIECKIEGO

RADA MINISTRÓW
ZWIĄZKU SOCJALISTYCZNYCH REPUBLIK RADZIECKICH

PREZYDIUM RADY NAJWYŻSZEJ
ZWIĄZKU SOCJALISTYCZNYCH REPUBLIK RADZIECKICH

Dnia 5 marca 1953 roku.

DO ROBOTNIKÓW, CHŁOPÓW I INTELIGENCJI PRACUJĄCEJ!
DO KOBIET POLSKICH I MŁODZIEŻY!
DO ŻOŁNIERZY POLSKICH!
DO NARODU POLSKIEGO!

Towarzysze i Obywatele!

Cała postępową ludzkość z najwyższym bólem przyjęła tragiczną wieść o zgonie największego Człowieka naszych czasów — Józefa Stalina.

Wraz z narodami Związku Radzieckiego szczególnie głęboko i boleśnie przeżywa ten wielki cios naród polski, który towarzyszowi Józefowi Stalinowi zawdzięcza swe wyzwolenie z ponurej hitlerowskiej niewoli, swe odrodzenie, odzyskanie prastarych Ziemi Polskich, utrwalenie swej niepodległości.

Masy pracujące Polski wiedzą, że ich historyczne przeobrażenia społeczne, wyzwolenie z jarzma obszarników i kapitalistów, zdobycie władzy przez lud pracujący i umocnienie państwa ludowego, olbrzymie osiągnięcia w budowie nowego życia — wiążą się nierozzerwalnie z braterską pomocą narodów radzieckich, z serdeczną troską i ojcowską opieką Wodza i genialnego Nauczyciela mas pracujących całego świata, Wielkiego Przyjaciela naszego narodu — Józefa Stalina.

W tej ciężkiej chwili z największą mocą odczuwamy serdeczną i nierozzerwalną więź narodu polskiego z Wielkim Krajem Radzieckim.

W tej ciężkiej chwili głębiej niż kiedykolwiek odczuwamy niezwykłą siłę i zwartość całego światowego obozu pokoju, którego natchnieniem był, jest i będzie Józef Stalin.

Mocniejsza niż kiedykolwiek jest nasza spójnia ideowa i braterstwo w walce o pokój, wolność narodów i socjalizm, której wzór daje nam wielka bohaterska partia Lenina i Stalina.

Komitet Centralny Polskiej Zjednoczonej Partii Robotniczej, Rada Ministrów i Rada Państwa Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej wzywają masy pracujące i cały naród polski do złożenia hołdu nieśmiertelnemu Wodzowi ludu pracującego całego świata.

Wcielając w życie Jego nauki, wzmacniamy nieustannie zwartość, siłę i jedność naszego narodu w walce o pokój i socjalizm!

Codzienną twórczą i ofiarną pracą rozwijamy naszą planową gospodarkę narodową — podstawę wzrostu dobrobytu i kultury całego ludu pracującego.

Otoczamy troską i miłością Wojsko Polskie — wierną straż naszych granic i wolności naszej Ojczyzny.

Wzmacniamy nieustannie czujność wobec wszelkich nikczemnych zakusów imperialistycznych podżegaczy wojennych — wrogów Polski!

Pomnażamy siły naszego państwa ludowego — ostoi naszej niepodległości, a zarazem ważnego i niezłomnego ogniwa światowego obozu pokoju, którego sztandarem — jest Stalin!

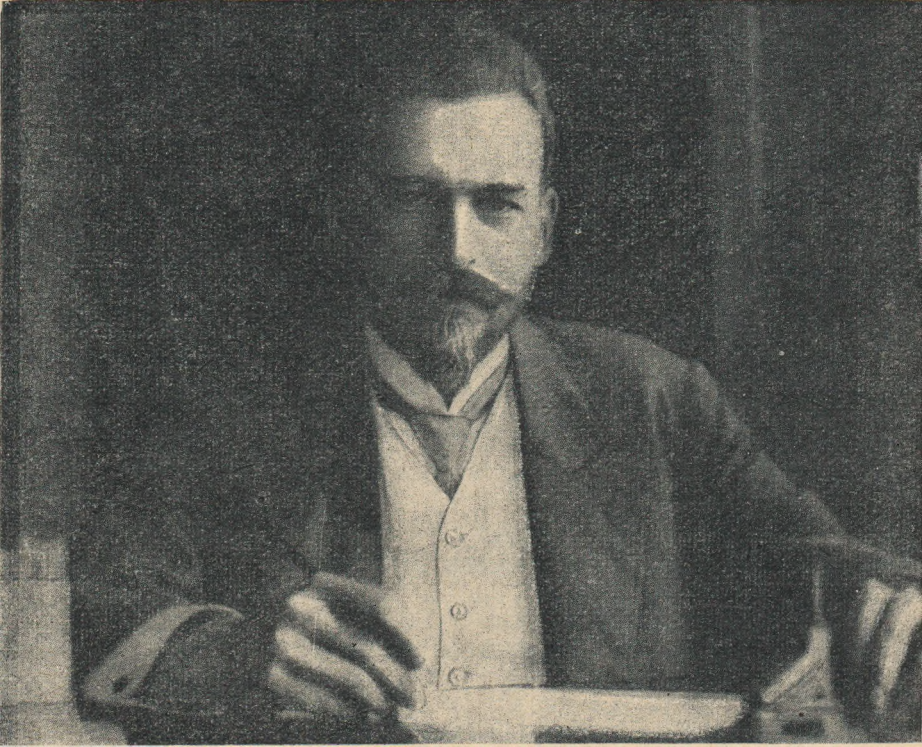
Z imieniem Stalina, uzbrojeni w Jego naukę, łamiąc opór wrogów i zacieśniając więź braterstwa z narodami ZSRR, kroczy my zwycięsko na przód pod przewodem klasy robotniczej i jej partii do ugruntowania naszej niepodległości, pokoju i socjalizmu!

KOMITET CENTRALNY
POLSKIEJ ZJEDNOCZONEJ PARTII ROBOTNICZEJ

RADA MINISTRÓW
POLSKIEJ RZECZYPOSPOLITEJ LUDOWEJ

RADA PAŃSTWA
POLSKIEJ RZECZYPOSPOLITEJ LUDOWEJ

Warszawa, dnia 6 marca 1953 r.



Stanisław Loria

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego

Marian Smoluchowski i jego dzieło (1872—1917)

Słowo wstępne: Cel i treść artykułu

W bieżącym roku minęło 80 lat od dnia urodzin (28 maja 1872) i 35 lat od daty śmierci (8 września 1917) Mariana Smoluchowskiego.

Z inicjatywy tymczasowego Komitetu Fizycznego PAN, która objęła naczelne kierownictwo badawczej pracy naukowej oraz akcji upowszechniania wiedzy w naszym kraju, postanowiono z okazji tej podwójnej rocznicy uczcić pamięć tego wielkiego uczonego polskiego i spopularyzować szeroko treść, znaczenie i doniosłość jego odkryć naukowych.

Czytelnicy „Postępów Fizyki“ znajdą w innym miejscu ¹⁾ zwięzłą biografię Smoluchowskiego oraz w popularnej formie przedstawioną treść jego najważniejszych rozpraw naukowych.

W niniejszym artykule przeznaczonym dla szerokiego grona pracowników nauki (fizyków, chemików, astronomów i matematyków), którzy interesują się postęпами fizyki, pragnę nakreślić w zwięzłym skrócie najbardziej charakterystyczne cechy oryginalnej umysłowości tego uczonego.

Najgodniejszą formą uczczenia Jego pamięci i hołdem odpowiednim do Jego zasług będzie: wprowadzić młodych pracowników nauki, nauczycieli fizyki oraz studentów przygotowujących się do tego zawodu, w krąg jego głębokich i subtelnych rozważań, a przez to zachęcić do uważnego studium jego rozpraw naukowych.

Opinia świata nauki uznała je już za klasyczne; niemniej są one wciąż jeszcze aktualne i żywe, i mogą stanowić obfite źródło inspiracji dla dzisiejszego pokolenia badaczy; zawierają bowiem niejedną drogowskaz dalszego rozwoju i wiele nierozwiązanych dotąd problemów.

Rozprawy Smoluchowskiego ukazywały się w latach 1893—1917 w biuletynach Akademii wiedeńskiej, paryskiej, krakowskiej oraz w różnych wydawnictwach okolicznościowych, czasopismach naukowych kra-

¹⁾ Patrz: Problemy, zeszyt grudniowy 1952. S. Loria „Marian Smoluchowski. Wspomnienie i próba charakterystyki“.

roztworów niewodnych. Autor wykonał ją pod kierunkiem swego profesora J. Stefana. Był jeszcze wówczas studentem nie dyplomowanym. Rozprawka stanowiła interesujący przyczynek do aktualnych w owym czasie problemów, jakie nasuwały się w związku z teorią roztworów Sv. Arrheniusa (1887).

Ostatnie publikacje Smoluchowskiego pochodzą z r. 1917. Są to dwie obszernie rozprawy: „Versuch einer mathematischen Theorie der Koagulationskinetik kolloider Lösungen“, Zeitschr. f. physik. Chemie, XCII, 129—168 (1917) i „Grundriss der Koagulationskinetik kolloider Lösungen“, Kolloid-Zeitschr., XXI, 98—104, (1917). Pisma T. II, XXXVII i XXXVIII, 595—654 (1927). Zawierają one pierwszą oryginalną próbę ujęcia bogatego i zawilego kompleksu znanych faktów z zakresu fizyki koloïdów w ramy stosunkowo prostej matematycznej teorii.

Los sprawił, że zarys ten pozostał niedokończonym fragmentem.

Studia przygotowawcze przyszłego badacza

Smoluchowski wychowywał się i kształcił w Wiedniu. Był uczniem najlepszej, jaka istniała w stolicy dawnej Austrii, szkoły średniej (Theresianum), gdzie matematyki i fizyki uczył wtedy znany, znakomity pedagog Alois Höfler. Młodemu chłopcu, który okazywał już w szkole szczególne zamiłowanie do fizyki, rozumna opieka rodzicielska zapewniła możliwość pobierania u tegoż profesora lekcji prywatnych w zakresie interesujących go przedmiotów. Dzięki temu, jeszcze przed ukończeniem gimnazjum, poznał podstawy rachunku różniczkowego i całkowego, geometrii analitycznej i elementarne zasady mechaniki teoretycznej. Kiedy potem, uzyskawszy w r. 1890 świadectwo dojrzałości, rozpoczął studia na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Wiedeńskiego, mógł dzięki doskonałemu przygotowaniu zacząć je od wykładów i ćwiczeń przewidzianych dla studentów roku trzeciego. Wcześniej niż jego rówieśnicy dostał się pod wpływ profesorów tej miary, jak J. Stefan i F. Exner i jeszcze przed ukończeniem studiów miał sposobność rozpocząć pod kierownictwem prof. Stefana pracę badawczą. W 23 roku życia (1894) uzyskał stopień doktora filozofii. W tym samym roku ukazała się w sprawozdaniach Akademii wiedeńskiej druga, obszerniejsza jego praca pt. „Akustische Untersuchungen über die Elastizität weicher Körper“, stanowiąca kontynuację badań J. Stefana z tej samej dziedziny. Dalsze lata tego okresu spędził Smoluchowski na studiach specjalnych w Paryżu, Glasgow i Berlinie. W Paryżu miał sposobność słuchania wykładów Hermite'a i Poincarégo oraz korzystania, podczas pracy w laboratorium w Sorbonie, ze wskazówek G. Lippmana i Bouty'ego. W Glasgow pracował wspólnie z lordem Kelvinem i J. C. Beattie. W okresie po-

bytu Smoluchowskiego w Berlinie fizykę teoretyczną wykladał tam H. v. Helmholtz, zaś zakładem fizycznym kierował E. Warburg. W laboratorium tego Zakładu podjął Smoluchowski, z inicjatywy Warburga, badania nad przewodnictwem ciepła w gazach rozrzedzonych. Wiadomo, że A. Kundt i E. Warburg wykryli tzw. „zjawisko poślizgu“, zachodzące w bardzo rozrzedzonych gazach. Teoria kinetyczna prowadziła do wniosku, że analogiczne zjawisko, tzw. „skok temperatury“, powinien wystąpić na granicy ciała stałego i gazu dostatecznie rozrzedzonego.

Przy dostatecznie niskim ciśnieniu, gdy długość drogi swobodnej drobin gazu staje się większa niż rozmiary naczynia, tzw. „współczynnik temperaturowy“ powinien by być tego samego rzędu, co droga swobodna i do niej proporcjonalny. Nikt jeszcze w owym czasie nie zdołał skontrolować doświadczalnie słuszności tych przewidywań teoretycznych. Idąc śladami Kundta i Warburga zrealizował Smoluchowski odpowiednie warunki eksperymentalne i stwierdził, że przewidywany skok temperatury rzeczywiście istnieje. Były to doświadczenia trudne, a interpretacja ich wyników wymagała gruntownego przeanalizowania i pogłębienia ogólnej teorii przewodnictwa cieplnego gazów. Smoluchowski wykonał to zadanie w sposób tak przekonujący i zupełny, że zjawisko „skoku temperaturowego“, związane odtąd z jego nazwiskiem, stało się nowym dowodem prawdziwości kinetycznej teorii gazów.

W ten sposób „okres studiów przygotowawczych i specjalnych“ M. Smoluchowskiego nie tylko rozszerzył jego horyzonty i zakres zainteresowań naukowych, nie tylko wzbogacił jego wiedzę teoretyczną i umiejętność posługiwania się metodami doświadczalnymi i matematycznymi, lecz zakończył się poważnym naukowym osiągnięciem, które 26-letniemu badaczowi zdobyło powszechne uznanie wśród współczesnych fizyków.

Toteż wydział Filozoficzny Uniwersytetu Wiedeńskiego chętnie udzielił „veniam legendi“ swojemu wychowankowi o tak wybitnych kwalifikacjach.

W r. 1898 odbył Smoluchowski przewód habilitacyjny w Wiedniu, a wkrótce potem otrzymał zaproszenie na katedrę fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Jana Kazimierza we Lwowie.

Poszukiwanie własnej problematyki

Odtąd rozpoczął się drugi okres jego badawczych poczynąń, który trwał do r. 1906.

W okresie pierwszym kroczył młody Smoluchowski śladami swych nauczycieli i mistrzów. Oni dawali mu zagadnienia, oni wskazywali me-

tody badania, którymi się posługiwał, z ich pomocą, ale coraz samodzielniej, szukał i wypracowywał teoretyczną interpretację stwierdzonych zjawisk.

Okres, który teraz nastąpił, należałoby nazwać okresem samodzielnego szukania własnych dróg, własnej problematyki naukowej. Wypełniają go szeroko zakrojone studia w różnych kierunkach: zajmuje się zagadnieniami z dziedziny aerodynamiki, studiuje procesy fizyczne zachodzące w atmosferze ziemi i planet, śledzi systematycznie postępy w dziedzinie kinetycznej teorii materii, interesuje się elektryczną endosmozą i kataforezą i ogłasza przyczynki do teorii tych zjawisk; bada eksperymentalnie i teoretycznie proces tworzenia się tzw. „żył“ podczas wypływu cieczy, itp. Interesującym i charakterystycznym epizodem z tego okresu są np. jego studia, dotyczące fizycznych podstaw teorii, która by wyjaśniła tworzenie się gór przez fałdowanie się skorupy ziemskiej. Zamiłowany alpinista i taternik zajmował się S m o l u c h o w s k i tym problemem widocznie jeszcze w młodości. Jakkolwiek rozprawy teoretyczne i interesujące doświadczenia, wykonane bardzo prostymi, pomysłowymi metodami, ogłoszone były dopiero w latach 1909—1910, to jednak widoczna w nich znajomość rozległej literatury geologicznej świadczy o tym, iż autor zajmował się zagadnieniami i teoriami tektoniki od dawna.

Ograniczone ramy niniejszego artykułu nie pozwalają na obszerniejsze omówienie wszystkich interesujących prób, usiłowań i poczynań badawczych S m o l u c h o w s k i e g o z tego okresu. Czytelnik znajdzie je w I tomie i w początkowych rozdziałach II tomu „Pism“ w postaci rozpraw, monograficznych referatów, odczytów i przyczynków. Świadczą one wymownie, że utalentowany autor przeprowadzał wnikliwe poszukiwania i studia na rozległym terenie problematyki fizycznej. Na szczególną uwagę zasługują zwłaszcza dwie z tego czasu pochodzące rozprawy: pierwsza nosi tytuł „Über Unregelmäßigkeiten in der Verteilung von Gasmolekülen und deren Einfluß auf Entropie und Zustandsgleichung“⁵⁾; druga „Sur le chemin parcouru par les molécules d'un gaz et son rapport avec la théorie de diffusion“⁶⁾.

Prace te stanowią już początek trzeciego, szczytowego okresu naukowej twórczości S m o l u c h o w s k i e g o. Dotyczą one tematów, około których miały odtąd przez lat 13 krążyć uparcie myśli autora. Wracał do nich potem wielokrotnie z różnych stron; podejmował ich analizę coraz to doskonalszym aparatem matematycznym, wnikając coraz subtelniej w ich treść, odnajdując istniejące między nimi, głębiej ukryte, związki i na-

⁵⁾ Boltzmann, Festschrift pp. 626—641, Pisma, T. I, XXIII s. 421.

⁶⁾ Bull. de Sc. Cracovie, Classe de Sc. Math. et Nat. (1906) pp. 202—213; Rozpr. Wydz. Mat.-Przyr. A. U. T. XLVI A (1906); Pisma T. I, XXVII i XXVIII (po franc.).

światlając ich znaczenie zasadnicze dla podstawowego problemu ówczesnej filozofii przyrody.

Problematem tym był stosunek termodynamiki, zwłaszcza tzw. II zasady dotyczącej wzrastania entropii i nieodwracalności zjawisk cieplnych, do molekularno-kinetycznej teorii materii. Tematami były: zjawisko fluktuacji oraz proces stochastyczny w postaci tzw. ruchów Browna.

W kręgu zagadnień fizyki statystycznej

Bardzo znamienne są zdania, od których zaczyna autor obie te rozprawy. W pierwszej z nich czytamy: „§ 1. Während in der Gastheorie den Abweichungen der einzelnen Molekulargeschwindigkeiten von dem Mittelwerte durch Berücksichtigung des Verteilungsgesetzes Rechnung getragen wird, setzt man in Bezug auf örtliche Verteilung der Moleküle meistens Gleichförmigkeit voraus und unterschätzt dabei, wie mir scheint, mitunter den Einfluss der Ungleichmässigkeiten in der örtlichen Anordnung. Zur näheren Untersuchung dieses Umstandes möchte ich im folgenden einige Anregung bringen“ i dalej: „§ 3. Von einigem Interesse ist die Modifikation des üblichen Entropiebegriffes, welche durch die hier besprochene molekulare Struktur des Gases bedingt wird“, a w końcu § 5 . . . „ . . . im folgenden möchte ich (aber) zeigen, dass die besprochenen Dichtigkeitsunterschiede in anderer Hinsicht auch, wie ich glaube, einen greifbaren Einfluß haben, nämlich in Bezug auf die Zustandsgleichung“.

Jak widać Smoluchowski dostrzegł w maxwellowsko-boltzmannowskiej molekularno-kinetycznej teorii gazów, drobną na pozór, lukę i ocenił natychmiast trafnie jej znaczenie i wagę dla podstawowych pojęć i praw termodynamiki.

Analogiczną sytuację ujawnia wstęp do drugiej rozprawy. Podkreśliwszy ważną rolę, jaką odgrywa pojęcie „średniej drogi swobodnej“ w kinetycznej teorii gazów, oraz stwierdziwszy, że wartości, uzyskane z doświadczalnie dostępnych zjawisk tłumnych, jak tarcie wewnętrzne, przewodnictwo cieplne i dyfuzja, uważać można tylko za grubo przybliżone, pisze Smoluchowski, jak następuje:

„Zdaje się jednak, że nie zastanawiano się dotychczas wcale nad ruchami cząsteczek, powstającymi ze składowania większej liczby takich dróg swobodnych, wskutek spotkań po sobie następujących. Sądzę, że i ten problemat zasługuje na rozstrząsanie z punktu widzenia teorii kinetycznej. Można prowadzić badania w dwóch nieco odmiennych kierunkach. Albo pytamy się a) o odległość między punktem wyjścia a miejscem cząsteczki osiągniętym w pewnym czasie, albo też b) o odległość osiągniętą po pewnej liczbie zderzeń.

Stąd wynikają dwa pojęcia: a) średniej odległości osiągniętej w pewnym czasie, b) średniej odległości osiągniętej aż do chwili n -tego zderzenia... itd."

Zagadnienie, jakie stawia w powyższych zdaniach Smoluchowski, jest problemem stochastycznym znanym pod nazwą „problem of random flights“. Mylił się, co prawda, sądząc, że nie zastanawiano się nad nim dotychczas wcale. W zamieszczonej w „Pismach“ francuskiej wersji cytowanej pracy, która ukazała się równocześnie w biuletynie A. U., stwierdził wydawca (Wł. N.) w przypisie ⁷⁾, że w chwili redagowania tej noty autor nie znał zupełnie prac lorda Rayleigha z lat 1880 i 1899 ⁸⁾. Tym, który pierwszy sformułował to samo zagadnienie, explicite, jako „problem of random walk“, był K. Pearson ⁹⁾.

Najwidoczniej Smoluchowski rozwiązał samodzielnie i niezależnie od poprzedników „zagadnienie bezcelowej wędrówki“ w jednym wymiarze.

Okazało się też niebawem, że wkraczając w krąg zagadnień fizyki statystycznej, znalazł Smoluchowski problematykę najlepiej odpowiadającą charakterowi jego umysłowości i uzdolnień teoretycznych. W związku a nader trafnej charakterystyce wyraził tę samą opinię A. Sommerfeld słowami: „Für Smoluchowski war die Statistik Lebensluft“. Istotnie, odtąd wzmożła się niepomierne wydajność jego pracy; rozszerzył się widnokrąg teoretycznych uogólnień, które odsłaniają mu teraz związki istniejące między zjawiskami, na pozór dotąd od siebie odległymi; dojrzało zrozumienie głębszego filozoficznego znaczenia osiągniętych i osiągalnych wyników poznania.

a) Fluktuacje gęstości

Zaczął się od rozważania następującego prostego zadania: Pomyślmy gramodrobinę gazu doskonałego, w naczyniu o objętości V , w warunkach normalnych. Według założeń teorii molekularno-kinetycznej jest to układ złożony z $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ cząsteczek, których średnice są znikomo małe w porównaniu z ich średnim odstępem. Wyobraźmy sobie, że są one w bezustannym ruchu cieplnym. Ich prędkości ulegają wskutek zderzeń ciągłym zmianom, ale w stanie równowagi są one rozłożone według prawa Max-

⁷⁾ Pisma T. I, s. 479.

⁸⁾ Phil. Mag. 10, 73 (1880) i 47, 246, (1899). Theory of Sound, 2-nd Ed (1894), Scientific Papers, Vol. I p. 491; Vol. IV p. 370; Nature 72, 318 (1905).

⁹⁾ Nature 77, 294, (1905) Dalsze informacje bibliograficzne w rozprawie S. Chandrasekhara l. c. s. 87 oraz A. N. Kołmogorow, Math. Ann. 104, 415 (1931); 108 (1933).

wella. Jest oczywiste, że w tych warunkach nie należy — jak to dotychczas czyniono — przypuszczać, iż ich rozmieszczenie będzie równomierne i w czasie niezmiennie. W obszarze o objętości bardzo małej v w porównaniu z objętością V całego naczynia, liczba drobin nie może być niezmienna, lecz musi ulegać drobnym nieregularnym wahaniom.

Prawdopodobieństwo, że w danej chwili znajduje się w objętości v właśnie n drobin, a równocześnie w objętości pozostałej ($V-v$) mieści się reszta ($N-n$) cząsteczek, wyraża się — jak wiadomo z rachunku prawdopodobieństwa — wzorem Bernoulliego.

$$P_N(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{v}{V}\right)^n \left(1 - \frac{v}{V}\right)^{N-n}. \quad (1)$$

Przy równomiernym rozmieszczeniu drobin w całej objętości liczba ich, przypadająca na bardzo małą część tej objętości v , wynosiłaby

$$v = N \frac{v}{V}.$$

Można więc równanie (1) przepisać w formie

$$P_N(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{v}{N}\right)^n \left(1 - \frac{v}{N}\right)^{N-n} \quad (2)$$

i przekształcić na

$$P_N(n) = \frac{v^n}{n!} \left(1 - \frac{1}{N}\right) \left(1 - \frac{2}{N}\right) \dots \left(1 - \frac{n-1}{N}\right) \left(1 - \frac{v}{N}\right)^{N-n}. \quad (3)$$

W praktyce najbardziej interesujący jest przypadek, gdy V i N rosną nieograniczenie w ten sposób, że v i n pozostają stałe. Wtedy graniczna wartość wyrażenia (3) będzie

$$P(n) = \lim_{N \rightarrow \infty} P_N(n) = \frac{v^n}{n!} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{v}{N}\right)^N, \quad (4)$$

a więc

$$P(n) = \frac{v^n}{n!} e^{-v}. \quad (5)$$

Jest to znany wzór na rozkład Poissona.

Wzór (5) będzie miał zastosowanie także w przypadku, gdy objętość v jest tak mała, iż liczby n nie można już uważać za wielką przy porównaniu z N . Wtedy z tego wzoru można wyczytać prawdopodobieństwo, że w obszarze v nie będzie żadnej cząsteczki:

$$P(0) = e^{-v};$$

prawdopodobieństwo, że będzie w nim jedna cząsteczka wynosi $P(1) = \nu e^{-\nu}$, że będą dwie, trzy itd. cząsteczki będzie kolejno $P(2) = \frac{\nu^2}{2!} e^{-\nu}$; $P(3) = \frac{\nu^3}{3!} e^{-\nu}$ itd., przy czym suma tych wszystkich wyrazów musi być oczywiście równa 1, przeciętna zaś liczba cząsteczek będzie ν .

Natomiast w przypadku, gdy ν jest bardzo duże, n zaś bardzo mało różni się od ν , gdy więc odchylenie od normy jest nieznaczne, formuła (5) przechodzi — jak łatwo wykazać¹⁰⁾ — w formułę na rozkład Gaussa

$$P(n) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\nu}} e^{-\frac{(n-\nu)^2}{2\nu}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi\nu}} e^{-\frac{\Delta^2}{2\nu}}; \quad (n-\nu)^2 = \Delta^2. \quad (6)$$

Jeśli $\frac{1}{2\nu}$ oznaczymy literą α , wzór powyższy przyjmuje kształt

$$P(n) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha\Delta^2}; \quad \nu = \frac{1}{2\alpha}. \quad (6')$$

S m o l u c h o w s k i wyprowadził wzór (6) w nieco odmiennej postaci. Za miarę odchylenia od normalnego rozmieszczenia tzn. „zagęszczenia“ przyjął nie Δ , lecz $\frac{n-\nu}{\nu} = \delta$ i zapytał, jakie jest prawdopodobieństwo, że „zagęszczenie“ będzie w granicach δ i $\delta+d\delta$. Odpowiedź otrzymuje w formie

$$P(\delta) d\delta = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}} e^{-\frac{\nu\delta^2}{2}} d\delta, \quad (7)$$

która jest oczywiście identyczna z (6').

Pozwala ona z łatwością obliczyć „średnie zagęszczenie“, czyli tzw. „średnie odchylenie od normy“

$$\sqrt{\delta^2} = \frac{1}{\sqrt{\nu}}, \quad (8)$$

które — jak widać — zależy wyłącznie od liczby drobin normalnie przypadającej na dany obszar i jest równe odwrotności drugiego pierwiastka z ν .

Można też obliczyć „średnią arytmetyczną bezwzględnych wartości $|\delta|$ (zagęszczenia)“, czyli „przeciętne odchylenie od normy“. Z formuły (7) otrzymuje się wtedy:

$$|\bar{\delta}| = \sqrt{\frac{2}{\nu\pi}}. \quad (9)$$

Będzie ono mniejsze od „średniego“ w stosunku $\sqrt{\frac{2}{\pi}}$.

¹⁰⁾ Por. np. S. Chandrasekhar, l. c. s. 81.

Natomiast w przypadku, gdy v jest liczbą małą, należy $|\bar{\delta}|$ obliczać z równania (2). Otrzymuje się wówczas ¹¹⁾

$$|\bar{\delta}| = 2 \frac{v^k}{k!} e^{-v}, \quad (9)$$

gdzie k oznacza liczbę całkowitą albo równą v , albo (jeśli v jest liczbą ułamkową) największą liczbą całkowitą mniejszą niż v .

Wyrażenia (8), (9) i (9') były zrazu uzasadnione tylko teoretycznie. Niebawem jednak zostały poddane kontroli doświadczalnej w rozcieńczonych roztworach koloidalnych i emulsjach. Jest oczywiste, że zarówno wywód jak i treść tych formuł można stosować do cząstek emulsji lub koloidalnych roztworów pod warunkiem, że są one tak rozcieńczone, iż ruchy cząstek śledzonych pod mikroskopem są od siebie niezależne. Warunek ten jest spełniony w roztworach, w których ciśnienie osmotyczne stosuje się do praw Boyle'a i Charles'a. Bardzo ważną rolę odegrała w tych badaniach właśnie formuła (9') podana po raz pierwszy przez Smoluchowskiego w liście do Th. Svedberga.

Wiadomo, że zgodność wyniku pomiarów wykonywanych przez Th. Svedberga i współpracowników A. Westgrena, B. Iljina, oraz J. Perrina i R. Constantinescu z wynikami obliczeń Smoluchowskiego okazała się najzupełniej zadowalająca.

Jego teoria stała się wkrótce nader pożytecznym narzędziem heurystycznym w zakresie fizyki i chemii koloidów.

b) Fluktuacje termodynamiczne

Smoluchowski dostrzegł i docenił zasięg i doniosłość fluktuacji gęstości dla molekularno-kinetycznej interpretacji pojęć i praw termodynamiki. Zwrócił się też natychmiast ku problemom, jakie się wyłaniają z rozważenia konsekwencji tego faktu. Dotychczasowe wyniki dotyczyły warunków usprawiedliwiających stosowanie teorii kinetycznej gazu doskonałego. Aby obliczyć prawdopodobieństwo zagęszczenia w gazie typu van der Waals'a, uwzględnił działanie sił międzycząsteczkowych, przyciągających i odpychających. Pierwsze powinny sprzyjać powstawaniu lokalnych zagęszczeń, drugie będą się przyczyniały do wyrównywania gęstości. Rachunek wykonany metodami statystyki molekularnej Maxwella i Boltzmana doprowadził do wyrażenia

$$P(\delta) = a e^{-\frac{v\delta^2}{2} \left[1 + \frac{2b}{v} + \frac{15}{8} \frac{b^2}{v^2} - \frac{2c}{vRT} \right]}$$

¹¹⁾ Patrz np. rozprawy: R. Lorenz i W. Eitel Zeitschr. f. phys. Chemie 87, 293. 434 (1914)

w którym b oznacza czterokrotną objętość kulistych drobin, c wielkość zależną od natężenia sił przyciągających, a zaś współczynnik proporcjonalności, określony warunkiem

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P d\delta = 1.$$

Prostsza i ogólniejsza metoda rachunku, polegająca na użyciu prawa e^{-hx} Boltzmana, w którym h jest skrótem na oznaczenie $\frac{N}{RT}$, zaś wyraża energię potencjalną układu poddanego działaniu sił zewnętrznych (np. grawitacji) lub wewnętrznych (międzycząsteczkowych), doprowadza do wyrażenia na prawdopodobieństwo zagęszczenia identycznego z formułą (6'), ale w postaci o tyle odmiennej, że przez a oznaczy się nie jak w (6') $\frac{1}{2v}$, lecz

$$a = \frac{v}{2RT \varrho \left(\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \right)};$$

stąd wynika na „średnie przypadkowe zagęszczenie“

$$\sqrt{\delta^2} = \sqrt{-\frac{RT \varrho}{v} \left(\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \right)}. \quad (10)$$

W warunkach zwykłych będzie ono nieznaczne; np. w 1 cm^3 gazu o normalnym ciśnieniu gęstość różni się przeciętnie od normalnej zaledwie o 2.10^{-10} -tą część. W eterze etylowym o temperaturze 20° , w objętości $(0,2 \mu)^3$ średnie δ jest rzędu $0,03\%$. Ale w pobliżu stanu krytycznego wzrost zagęszczenia tej samej substancji, w tej samej temperaturze, osiągnąłby już wartość 2% .

Ten gwałtowny wzrost fluktuacji gęstości w pobliżu temperatury krytycznej jest — zdaniem Smoluchowskiego — prawdopodobnie przyczyną „opalescencji“ (czyli tzw. zjawiska Tyndalla), które obserwuje się w gazach, niedaleko od stanu skroplenia, oraz w podwójnych mieszaninach cieczy, w pobliżu tzw. krytycznego punktu rozpuszczalności.

Lord Rayleigh tłumaczył to zjawisko niejednorodnością optyczną ośrodka, którego „ziarna“ mają rozmiary małe w porównaniu z długością fali światła absorbowanego, a równocześnie częściowo rozpraszanego na boki. Tę część energii świetlnej, która uchodzi w kierunkach bocznych, jako światło liniowo spolaryzowane, nazywa się właśnie „opalescencją“. Jednak geneza tej ziarnistości ośrodka, tej niejednorodności fazy ciekłej i gazowej, była z punktu widzenia termodynamiki zupełnie zagadkowa. Hipoteza Smoluchowskiego usuwa tę zagadkowość.

„Ziarna“ Rayleigha są skupieniami drobin, wywołanymi fluktuacją gęstości. W myśl tej hipotezy wykładnik ekstynkcji h w znanym wzorze na prawo absorpcji

$$I = I_0 e^{-hx}$$

powinien być całkowicie określony przez te właśnie czynniki, które według równania (10) decydują o wartości średnich przypadkowych zagęszczeń, oraz — jak zwykle — przez współczynnik załamania n i długość fali światła λ . Kombinując znane równanie Lorenza i Lorentza, podające związek między współczynnikiem załamania a zmianą gęstości, z równaniem (10), wyeliminował Smoluchowski z rayleighowskiego wzoru na wykładnik ekstynkcji te wielkości, charakteryzujące owe „ziarna“, których nie można z osobna wyznaczyć i uzyskał wyrażenie

$$h = \frac{8\pi^3}{27} \cdot \frac{[(n^2 - 1)(n^2 + 2)]^2}{\lambda^4} \cdot \frac{RT}{N} \cdot \frac{\frac{\partial v}{\partial p}}{v} \quad (11)$$

To samo wyrażenie otrzymał też niebawem A. Einstein z rozważań teoretycznych, w których optyczna strona problemu ujęta była ściślej i głębiej.

Kontrolę doświadczalną przeprowadził w etylenie w temperaturze od $0,06^{\circ}$ do $2,41^{\circ}$ ponad punktem krytycznym W. Keesom i Kamerling Onnes. Dała ona wyniki z dostatecznym przybliżeniem zgodne z przewidywaniami teorii.

Taka sama formuła (11) stosuje się do „opalescencji“ w punkcie krytycznym podwójnych mieszanin. Ilościowe pomiary ich wykładników ekstynkcji h zostały wykonane przez J. Friedländera. Przy pomocy wyników tych pomiarów poddał Wo. Ostwald teoretyczną formułę kontroli doświadczalnej także w tym zakresie. Wynik tej kontroli był równie pomyślny jak ten, który stwierdzili dla gazów Keesom i Kamerling Onnes.

Jako specjalny przypadek swojej teorii opalescencji w zastosowaniu do gazu doskonałego zinterpretował Smoluchowski znaną powszechnie teorię „błękitu nieba“, pochodzącą od Lorda Rayleigha. Rayleigh dopatrywał się przyczyny zmętnienia, wywołującego zjawiska Tyndalla, w cząstkach ciał obcych (pyłu), unoszących się w atmosferze. Według Smoluchowskiego przyczyną „ziarnistości“ są i tu skupienia drobin, spowodowane przypadkowymi wahaniami gęstości powietrza.

W r. 1916 opublikował Smoluchowski komunikat tymczasowy, w którym podał wyniki pierwszych udatnych prób eksperymentalnego potwierdzenia tej hipotezy.

Powtórzył w tym celu, w zmodernizowanej formie, dawniejsze (1888) doświadczenia Exnera¹²⁾. Wyniki obserwacji pozwoliły niewątpliwie stwierdzić, że zgodnie z teorią Rayleigha „opalescencja“ występuje także nawet w najstaranniej oczyszczonych gazach w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury. Promienie światła, rozproszone w kierunku prostopadłym do wiązki padającej, są zabarwione błękitnawo i są spolaryzowane liniowo w ten sposób, że obie wiązki, wpadająca i wychodząca na bok, leżą w płaszczyźnie polaryzacji.

c) Ruch Browna

Wahanie gęstości jest oczywiście następstwem ruchu molekularnego. Liczba widzialnych pod mikroskopem cząstek koloidalnych, które znajdują się w danej chwili w ograniczonym obszarze roztworu o małej stosunkowo objętości v , ulega przypadkowym fluktuacjom, ponieważ są one igraszką roju otaczających je drobin cieczy. Uderzane, popychane i potrącane ze wszystkich stron przez niewidzialne drobiny płynu, wchodzą one i wychodzą przez granice obszaru, objętego polem widzenia.

Ich przypadkowe ruchy są naturalnie mniej zawile niż ruchy samych drobin. Każdy prosty odcinek ich zygzakowatych torów jest już wypadkową bardzo wielu drobniejszych niedostrzegalnych posunięć. Można więc uważać, że cząstki koloidalne zachowują się same jak „drobiny o ogromnych rozmiarach“, że uczestniczą w równomiernym podziale energii ruchu między wszystkie stopnie swobody. Na tej podstawie można szukać teoretycznego wyjaśnienia znamienych cech tego bezustannego, nieregularnego, postępowego i obrotowego ruchu tych cząstek, który zauważony i opisany został jeszcze w r. 1827 przez szkockiego botanika Roberta Browna (1773—1850).

Ruch ten tłumaczono sobie jakościowo w ten sposób od dawna (1863). Ale dopiero A. Einstein (1905) oraz niezależnie od niego i równocześnie (1906) Smoluchowski zajęli się szczegółowym ilościowym zbadaniem mechanizmu tego zjawiska. Zainteresowania ówczesnych fizyków w tym właśnie kierunku wywołane zostały niewątpliwie trudnościami, z jakimi spotkała się mechaniczna teoria ciepła przy próbach wyjaśnienia procesów nieodwracalnych.

W „Wykładach fizyki teoretycznej“ H. v. Helmholtza w t. VI, poświęconym „teorii ciepła“, które ukazały się w opracowaniu Fr. Richarza w r. 1903, znajduje się zupełnie wyraźna wzmianka (s. 253 i nast.), że ruch Browna jest prawdopodobnie przejawem procesu, w którym „ruch uporządkowany“ — widoczne przemieszczenie cząstki — powstaje jako

¹²⁾ F. Exner, Meteorologische Zeitschrift, März 1907.

bezpośrednie następstwo „nieuporządkowanego“, cieplnego ruchu otaczających ją drobin.

Szczegółowe rozstrząsanie prac Smoluchowskiego, związanych z tym tematem, zawiodłoby zbyt daleko poza ramy niniejszego artykułu.

Ograniczę się przeto tylko do:

1. nakreślenia ogólnego toku myśli,
2. wskazania tych etapów, które miały znaczenie zasadnicze dla rozwiązania problemu, oraz
3. przypomnę wyniki najistotniejsze, szczególnie ważne dla właściwego zrozumienia treści II zasady termodynamiki i usunięcia związanych z nią nieporozumień i sprzeczności.

Przede wszystkim należy więc podkreślić, że Einstein i Smoluchowski zdążają zupełnie innymi drogami do rozwiązania podjętego zadania. Einstein wychodzi z termodynamiki, posługuje się pojęciem ciśnienia osmotycznego i słynnym twierdzeniem $e^{-x/(kT)}$ Boltzmana, stanowiącym ważny składnik statystycznej mechaniki J. W. Gibbsa.

Z ogólnej teorii fluktuacji około stanu równowagi, przy pomocy prawa gaussowskiego rozkładu przypadkowych odchyień parametru ϵ , dochodzi Einstein do obliczenia średniej wartości brownowskiego przesunięcia cząstki w ciągu jednej sekundy.

Smoluchowski idzie drogą wręcz odwrotną. Wychodzi z rozwiązania wspomnianego na początku jedno-wymiarowego problemu stochastycznego i śledząc zawiły ruch cząstki, szuka odpowiedzi na pytanie:

Jakie jest prawdopodobieństwo, że cząstka, która może się poruszać po prostej, krokami o równej długości l , naprzód i wstecz, znajdzie się po n krokach w punkcie oznaczonym numerem m ? Z tego, co powiedziano na wstępie, wynika, że formuła wyjściowa na prawdopodobieństwo będzie formułą Bernoulliego, która dla wielkich n prowadzi ze zwykłym przybliżeniem (form. Stirlinga) do prawa rozkładu Gaussa.

Łatwo przez odpowiednią zmianę oznaczeń nadać temu pytaniu nieco odmiennie sformułowanie, np.:

Jakie jest prawdopodobieństwo, że cząstka po przebyciu n przesunięć (kroków) znajdzie się w przedziale prostej leżącym między x a $x + \Delta x$?

Albo też w innym jeszcze wysłowieniu:

Jakie jest prawdopodobieństwo, że cząstka znajdzie się po czasie t w przedziale między x a $x + dx$, jeśli posuwa się z taką prędkością, iż w jednostce czasu zrobi n równych kroków o długości l ?

Krótki rachunek daje na ostatnie pytanie odpowiedź następująca:

$$P(x) dx = \sqrt{\frac{1}{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx. \quad (12)$$

Na średnią wartość kwadratu przesunięcia otrzymamy wtedy:

$$\overline{x^2} = 2Dt. \quad (13)$$

Litera D oznacza tu tylko skrót

$$D = \frac{nl^2}{2}.$$

Łatwo sprawdzić, że równanie (12) jest identyczne z tym, do którego prowadzi prawo rozkładu (6'), tzn. z równaniem

$$P(x) dx = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha x^2} dx,$$

z którego wynika, że

$$\overline{x^2} = \frac{1}{2\alpha};$$

wystarczy wstawić:

$$\alpha = \frac{1}{4Dt}.$$

Równania (12) i (13) zawierają rozwiązanie problemu „of random flights“ w przypadku szczególnym, tj. jednowymiarowym. W zastosowaniu do zygzakowatej drogi cząstki, która porusza się w ruchu brownowskim w przestrzeni trójwymiarowej, dotyczą one zatem tylko rzutów na jedną z osi, mianowicie oś X .

Ale wiadomo, że rozwiązanie ogólne¹³⁾ problemu stochastycznego ma ściśle taką samą postać.

W teorii ruchu Browna chodzi właśnie o obliczenie wypadkowego przemieszczenia cząstki, osiągnięte po upływie określonego czasu na skutek drobnych posunięć, dokonywanych z prędkością C we wszystkich możliwych kierunkach.

O tej prędkości wiemy na razie tylko tyle, że spełnia ona równanie ekwipartycji

$$MC^2 = mc^2 = 3kT, \quad (14)$$

gdzie M oznacza masę cząstki emulsji, m masę drobiny płynu, C średnią prędkość cząstki, c średnią prędkość drobiny, zaś $k = \frac{R}{N}$ stałą Boltzmanną.

S m o l u c h o w s k i rozumuje dalej w sposób następujący: kulka sprężysta o masie M i promieniu a , która porusza się z prędkością początkową C_0 w płynie o współczynniku lepkości η , doznaje według prawa Stokesa oporu proporcjonalnego do prędkości.

¹³⁾ Sformułowanie i wskazanie metody rozwiązania w najogólniejszej formie podała dopiero 6 lat później A. A. Markow. W cytowanym artykule S. Chandra-sekhara znajdzie czytelnik zwięzły i wyczerpujący referat o tym przedmiocie.

Współczynnik oporu jest według prawa Stokesa $W = 6\pi\eta a$, prędkość zaś zmienia się według prawa

$$\frac{dx}{dt} = C_0 e^{-\frac{W}{M}t}. \quad (15)$$

Jeżeli opór pochodzi od zderzeń cząstki z drobinami płynu, a ruch jej traktujemy jako ruch „drobiny“, której przeciętna długość drogi swobodnej jest λ , wówczas możemy przyjąć, że

$$\lambda = C\tau = C \frac{M}{W}.$$

Innymi słowy przyjmujemy, że między kolejnymi zderzeniami z drobinami płynu cząstka porusza się z prędkością niezmienną C , za czas zaś trwania tego ruchu uznajemy czas relaksacji $\tau = \frac{M}{W}$.

Zapytajmy: jaki będzie przeciętny kwadrat odległości r_n^2 , na którą posunięta zostanie cząstka po n -krotnym zderzeniu? S m o l u c h o w s k i pokazał, że można uproszczonym rachunkiem ¹⁴⁾ uzyskać na r_n^2 wyrażenie, wprawdzie przybliżone, lecz wystarczające do wysunięcia poprawnych wniosków odnośnie do tego, jakie czynniki wpływają decydująco na wartość r_n^2 .

Ostateczny wynik tych uproszczonych rozumowań i rachunków daje na r_n^2 wyrażenie

$$r_n^2 = \frac{2C^2M}{W}t = 6kT \frac{t}{W} = 6kTBt,$$

gdzie przez B oznaczono (za przykładem Einsteina) tzw. ruchliwość cząstki $\cdot B = \frac{1}{W}$.

Stąd otrzymujemy:

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{r_n^2}{3} = kT \frac{t}{3\pi\eta a}. \quad (16)$$

Z tego wyrażenia można już wyczytać wszystkie cechy ruchu Browna: jego niezależność od gęstości cząstek poruszających się, formę zależności od czasu, od lepkości cieczy, od promienia cząstek i od temperatury. Dało więc ono materiał do szczegółowej dyskusji wyników doświadczenia oraz do ich konfrontacji z teorią i stanowiło podstawę do podejmowania nowych badań różnymi metodami.

Zauważmy: związek (16) uzyskany został metodą analizy procesów mikrofizycznych.

Można więc powiedzieć: tak jak wzór (16) opisuje zjawiska ruchu Browna, tak się ono przedstawia od strony mikrofizyki. Ale łatwo

¹⁴⁾ Pisma t. I. rozprawa XXVII, str. 468.

stwierdzić, że wzór (12), w którym współczynnik D odgrywał jeszcze rolę skrótu, zastępującego zespół wielkości charakteryzujących proces stochastyczny, nadaje się także do innej interpretacji zjawiska.

Przypuśćmy, że w chwili $t=0$ istniał pewien rozkład cząstek na osi X , taki, że gęstość (czyli liczba cząstek przypadających na jednostkę objętości) była przedstawiona funkcją $F_0(x)$.

Na podstawie równania (12) możemy przepowiedzieć, że po upływie czasu t ustali się rozkład prawdopodobny:

$$F(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(\xi) e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4Dt}} d\xi. \quad (17)$$

Postępowanie takie jest charakterystyczne dla makrofizycznej metody opisywania zjawisk. Istotnie: wiadomo, że wyrażenie (17) jest całką ogólną równania dyfuzji

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D \frac{\partial^2 F}{\partial x^2},$$

w którym współczynnik D ma znaczenie tzw. współczynnika dyfuzji. Jest on z uwagi na relację (13) związany z $\overline{\Delta x^2}$ wzorem

$$\overline{\Delta x^2} = 2Dt.$$

Wspomniano już, że na tej interpretacji oparł się w swych rozważaniach nad teorią ruchu brownowskiego A. E i n s t e i n. Doprowadziły go one, jak wiadomo, do takiego wyrażenia na przesunięcie jakiego dozna cząstka M w czasie jednej sekundy, które jest prawie identyczne z wyrażeniem wyprowadzonym przez S m o l u c h o w s k i e g o.

Różnica występuje tylko w wartości współczynnika liczbowego, który jest u E i n s t e i n a w pewnym stosunku mniejszy. Nieistotna ta różnica tłumaczy się upraszczającymi założeniami (np. jednostajnej prędkości C ruchu wzdłuż drogi swobodnej itp.), jakie wprowadził do swoich obliczeń S m o l u c h o w s k i.

Istotniejsza — jak okazał późniejszy rozwój teorii — była przewaga metody S m o l u c h o w s k i e g o, polegająca na jej *par excellence* mikrofizycznym charakterze.

Konsekwentne stosowanie tej właśnie metody doprowadziło bowiem do zrozumienia głęboko ukrytego źródła pozornych sprzeczności pomiędzy wnioskami II zasady termodynamiki a molekularno-kinetyczną teorią materii. Tego wyniku żadna czysto makrofizyczna teoria ruchu Browna nigdy by może tak wyraziście dać nie mogła. Świadczą o tym najlepiej dalsze etapy rozwoju teorii S m o l u c h o w s k i e g o. Szczegółowe omówienie tych etapów stanowiłoby prawdopodobnie najbardziej instruk-

tywny rozdział obszerniejszej monografii, poświęconej jego naukowej działalności. Tu musi wystarczyć wzmianka.

S m o l u c h o w s k i uzupełnił teorię brownowskiego ruchu swobodnej cząstki szczegółową analizą wpływu, jaki na przebieg procesu będą miały siły zewnętrzne.

Rozważył przypadki:

1. wpływu siły stałej, takiej jak ciężkość;
2. wpływu sił pochodzących od odbijającej ściany (sił odpychających);
3. wpływu sił pochodzących od ściany pochłaniającej (przyciągających);
4. wpływu siły sprężystej (restytucyjnej).

Ten ostatni przykład okazał się szczególnie instruktywny. Szczegółowa analiza i wnikliwa interpretacja uzyskanego wyniku rzuciła bowiem snop jasnego światła na stosunek atomistyki do termodynamiki.

Sformułowanie zagadnienia jest w zasadzie podobne do poprzedniego. Pytamy o prawdopodobieństwo, że cząstka, która w chwili początkowej znajdowała się w położeniu różnym od stanu normalnej równowagi (tj. od położenia o największym prawdopodobieństwie) i która podlega sile restytucyjnej, działającej według prawa

$$F(x) = -bX,$$

znajdzie się po upływie czasu t w przedziale pomiędzy x a $x+dx$.

Odpowiedź na tak postawione pytanie można uzyskać na podstawie rozumowań podobnych do tych, które zastosowano do cząstki swobodnej, jeśli się uwzględni, że siła sprężysta musi spowodować przesunięcie współrzędnych o wielkość proporcjonalną do tej siły i czasu.

Pomijając szczegóły dość kłopotliwego rachunku ograniczę się tylko do podania odpowiedzi i objaśnienia najważniejszych wniosków, do których uprawnia jej treść. Wynik obliczeń S m o l u c h o w s k i podał w równaniu:

$$P(x, x_0, t) dx = \sqrt{\frac{\beta}{2\pi D(1-e^{-2\beta t})}} \cdot e^{-\frac{\beta(x-x_0 e^{-\beta t})^2}{2D(1-e^{-2\beta t})}} dx, \quad (18)$$

gdzie $\beta = bB$; $B = \frac{1}{6\pi\eta a}$.

Jak widać, prawdopodobieństwo osiągnięcia pewnego odchylenia będzie w tych warunkach zależne nie tylko od jego wartości, lecz także od oddalenia stanu układu od stanu normalnej równowagi.

Zauważmy: uwzględniona we wzorze (18) siła restytucyjna objawia się tym, że układ zbliża się stopniowo do stanu normalnego tak, jak gdyby

ruchu brownowskiego wcale nie było. Odbywa się to pozornie nieodwracalnie pod wpływem siły kierującej, hamowanej oporem. Przeciętne wychylenie maleje:

$$x = x_0 e^{-\beta t}.$$

Ale łatwo sprawdzić, że w chwilach bliskich chwili początkowej, dla krótkich t , odbywa się znany ruch brownowski zgodnie z formułą (12) tzn.

$$P(x) dx = \sqrt{\frac{N}{4RT\beta t}} e^{-\frac{N}{4RT\beta t} x^2} dx,$$

gdy uwzględnimy, że

$$D = \frac{R}{N} TB.$$

Po upływie dostatecznie długiego czasu, wielkość x będzie już znikomo mała. Wpływ siły restytucyjnej osłabnie, odchylenia dodatnie i ujemne staną się równie prawdopodobne. jednakże

$$x^2 = \frac{D}{\beta} (1 - e^{-2\beta t}) + x_0^2 e^{-2\beta t} \quad (19)$$

pozostaje różne od zera.

Stan początkowy był stanem anormalnym: odchylenie x_0 było bardzo duże w porównaniu do odchylenia średniego, tj. $\sqrt{\overline{x^2}}$. Z czasem dla $t \rightarrow \infty$ wpływ tej anormalnej początkowej pozycji (tzn. oddalenia od stanu normalnej równowagi) zniknie.

Wzór wraca wtedy do formy wyrażającej znane ogólne prawdopodobieństwo fluktuacji. Średnie odchylenie jest wtedy znowu określone wzorem

$$\xi = \sqrt{\overline{x^2}} = \sqrt{\frac{D}{\beta}} = \sqrt{\frac{1}{b} \frac{RT}{N}}.$$

S m o l u c h o w s k i przywiązywał szczególną wagę do tego przykładu i do wyniku jego analizy. Powracał też do niego kilkakrotnie, komentował w rozmaity sposób i naświetlał z różnych stron konsekwencje, wynikające z tych obliczeń.

Zapytajmy: na czym polega znaczenie wyników tego rachunku? Oto przykład ten pozwolił po raz pierwszy przerzucić niejako pomost pomiędzy makrofizycznym a mikrofizycznym aspektem tego samego procesu.

Układ nasz, który był początkowo w stanie anormalnym, porusza się w sposób regularny, określony przez siłę restytucyjną (sprężystą) i tarcie,

tak jak to obserwujemy w makroświecie, zgodnie z zasadą wzrastania entropii.

Ale widziany od strony mikrofizyki ten sam układ porusza się przez cały czas ruchem Browna; prawdopodobieństwo odchyień dodatnich i ujemnych (tzn. prawdopodobieństwo zmniejszania się lub zwiększania się entropii) jest w przybliżeniu takie same. Układ zdążając do stanu równowagi normalnej wychyla się przy tym poza obręb średnich fluktuacji ξ . Atoli przy dostatecznie długim śledzeniu cząstki mogłoby się niekiedy zdarzyć, że dałoby się dostrzec anormalnie duże jej odchylenie. Jej większa energia będzie wówczas zaczerpnięta z ruchu molekularnego i nagromadzona automatycznie kosztem ciepła układu.

Łatwo można rachunkiem pokazać, że takie bardzo anormalne odchylenia $x_0 \gg \xi$ zachodzą bardzo rzadko, że są bardzo mało prawdopodobne i obserwator, który by takie odchylenie zaobserwował, byłby przekonany, że ta anomalia będzie bardzo krótkotrwała, albo że układ już jest w stadium powrotu do stanu bliższego równowadze. Smoluchowski widział doniosłe znaczenie tego przykładu w tym, że mamy tu dający się szczegółowo prześledzić przypadek występowania pozornej nieodwracalności w procesach, które są zasadniczo odwracalne.

Próbował też ocenić rząd wielkości odstępu czasu, po którym by dopiero można oczekiwać prawdopodobnego powrotu tego anormalnego makrofizycznego stanu układu.

Obliczenia okazały, że ten czas powrotu będzie tym dłuższy, im mniej jest ruchliwość płynu, oraz im większa anormalność wychylenia cząstki. Wzrasta on mianowicie gwałtownie ze wzrostem stosunku $\frac{x_0}{\xi}$, który jest miarą tej anomalii.

Prowadzi to do wniosku, że nieodwracalność, odgrywająca tak ważną rolę w termodynamice, jest pozorem, który pochodzi stąd, że w praktyce czas potrzebny do powrotu układu do stanu początkowego, wyraźnie anormalnego, jest zbyt długi.

Przykład ruchu Browna, przy udziale siły elastycznej był szczególnie instruktywny — ale jak dotąd czysto teoretyczny.

Jego realizacja doświadczalna, jakkolwiek — zdaniem Smoluchowskiego — możliwa, napotyka na wielkie trudności techniczne.

Natomiast istnieje inny przykład, nie następczący znaczniejszych trudności eksperymentalnych, którego analiza dała zupełnie przekonujące dowody słuszności teorii Smoluchowskiego i potwierdziła jej wnioski ilościowo.

Są to obserwacje dotyczące nie tylko absolutnej wartości samych fluktuacji gęstości, lecz raczej zmienności tych fluktuacji w czasie, ich szyb-

kości. Jest to zjawisko nieporównanie zawilsze niż to, o którym mówiłem na początku.

Smoluchowski nazwał je „Wahrscheinlichkeitsnachwirkungseffekt“. Anglicy mówią o „probability after-effects“.

Po polsku można by to nazwać „fluktuacją następczą“ — lecz lepiej może będzie mówić o „korelacji fluktuacyj w czasie“.

d) Korelacja fluktuacji w czasie

Powróćmy do wspomnianych wyżej pomiarów Th. Svedberga, A. Westgrena i innych, które miały na celu poddanie kontroli doświadczalnej związków (5), (7), (8), (9) i (9'), uzyskanych przez Smoluchowskiego (1904) za pomocą bezpośrednich rozważań nad nierównomiernością przestrzennego rozmieszczenia drobin gazu doskonałego. Pomiarzy te dotyczyły cząstek roztworów koloidalnych i emulsji, śledzonych w warstewce o grubości 2μ przy pomocy zeissowskiego ultramikroskopu szczelinowego. Roztwory były tak rozcieńczone, że ich ciśnienie osmotyczne stosowało się do praw Boyle'a i Charlesa. Istniała zatem dostatecznie uzasadniona podstawa do przypuszczenia, że: 1) ruchy poszczególnych cząstek są od siebie niezależne i nie wpływają na siebie i 2) wszystkie pozycje cząstki obserwowanej w elemencie objętości są *a priori* równie prawdopodobne.

Obserwacji dokonywano w ten sposób, że dogodnie zacieśnione odpowiednią przesłoną pole widzenia mikroskopu było automatycznie rozświetlane w równych, odpowiednio dobranych odstępach czasu (np. 39 razy na minutę). Dla przykładu zacytujmy protokół takich pomiarów wykonanych na cząstkach koloidalnego roztworu złota. Zebrano 518 kolejnych odczytań liczby cząstek, stwierdzonych w polu widzenia:

1200020013241231021111311251110233133321112242212261221423452411413114 itd. itd.

Liczba cząstek zmienia się bardzo widocznie i zmiany są na pozór zupełnie nieregularne.

Średnia arytmetyczna (odpowiadająca normie dla równomiernego rozmieszczenia) wynosi $v=1,54$. Według związku (8) obliczona stąd wartość

$$\sqrt{\delta^2} = \frac{1}{\sqrt{v}} = 0,803.$$

Rzeczywiście na podstawie wyników pomiaru według określenia miary zagęszczenia δ wyliczona średnia wynosi istotnie

$$\sqrt{\delta^2} = 0,798.$$

Inną, bardziej jeszcze uderzającą zgodność teorii z doświadczeniem, wykazuje porównanie obliczonych na podstawie wzoru (5) względnych częstości pojawiania się poszczególnych liczb n z tymi, które daje bezpośrednio stwierdzona częstość powtarzania się poszczególnych liczb n w ciągach cyfr, zaczerpniętych z protokółów Svedberga i towarzyszy.

W poniżej zamieszczonej tablicy Z oznacza, ile razy zjawia się dana liczba n w ciągu N obserwacji; $F(\text{obs})$ częstość względną, obliczoną z obserwacji, $F(\text{obl})$ częstość względną, obliczoną z teoretycznego wzoru (5). $N=518$.

n	0	1	2	3	4	5	6	7
Z	112	168	130	69	32	5	1	1
$F'(\text{obs})$	0,216	0,324	0,251	0,133	0,062	0,010	0,002	0,002
$F'(\text{obl})$	0,212	0,328	0,258	0,130	0,050	0,016	0,004	0,001

Analogiczne wyniki uzyskał Iljin, a charakterystyczne jest to, że systematyczne odchylenia, które znalazł np. Svedberg, Perrin i Constantinescu, występowały dopiero przy znacznie większych koncentracjach, tzn. w warunkach, nie odpowiadających ściśle przyjętym założeniom.

W ciągu tych badań Svedberg zmieniał systematycznie warunki doświadczeń, zwiększał np. wymiary cząstek albo przez dodanie domieszki cukru do emulsji zwiększał jej zawiesistość itp. Ruch Browna cząstek zawiesiny stawał się przez to znacznie powolniejszy. Objawiało się to np. tym, że ciąg liczb (przy tej samej częstości rozświetlania pola widzenia) zmienił się na ciąg dwójek 11 22 00 00 00 22 00 00 11 33 22 itd.

Średnie odchylenie od normy $\sqrt{\delta^2}$ pozostało przy tym bez zmiany; prawo rozkładu liczb n pozostało to samo. Ale szybkość, z jaką następowały po sobie zmiany była już 2 razy mniejsza.

Jest to oczywistym, doświadczalnym dowodem, że zjawisko samych wahań gęstości oraz zjawisko zmienności tych wahań w czasie są zjawiskami w znacznym stopniu niezależnymi.

Innymi słowy: proces fizyczny zwany ruchem Browna nie da się w pełni wytłumaczyć przez rozwiązanie problemu stochastycznego „of random walk“. Obok niego zjawia się nowy problemat probabilistyczny, dotyczący czasowej korelacji wahań gęstości, która jest zjawiskiem od poprzedniego niezależnym.

Sposób wykonywania pomiarów w eksperymentach Svedberga i towarzyszy dopuszcza możliwość stworzenia takich warunków, w których dla obserwacji zmienności liczby cząstek wchodzi w rachubę tylko pio-

nowa składowa ruchów Browna. Tym samym prob'em staje się jedno-wymiarowy. Możemy zatem nawiązać bezpośrednio do poprzednich wy-ników obliczeń i posługiwać się taką samą jak poprzednio metodą ra-chunku. Pomyślmy, że opisaną metodą robimy w pewnym odstępie czasu t dużo obserwacji i naliczyliśmy w polu widzenia raz n , a potem m cząstek. Mamy podstawę do oczekiwania, że liczba m znaleziona przy dru-giej obserwacji, będzie w korelacji z liczbą n , którą otrzymaliśmy podczas pierwszej. Korelacja ta powinna być taka, żeby im krótszy staje się od-stęp czasu $t \rightarrow 0$, tym pewniej można przepowiedzieć, że wynik następnej, drugiej obserwacji da liczbę m . Im dłuższa zaś będzie przerwa pomiędzy obserwacjami, gdy $t \rightarrow \infty$, tym pewniej można będzie przewidzieć, że zna-leziona liczba m będzie od poprzednio stwierdzonej niezależna i mało różna od tej, jaka wynika z formuły (5), która wyraża — jak wiadomo — prawo rozkładu Poissona.

Przypuśćmy — jak to rzeczywiście miało miejsce w doświadczeniach S v e d b e r g a — że odstępy czasu τ między kolejno po sobie następują-cymi obserwacjami są skończone. Wówczas będzie można określić praw-dopodobieństwo zmiany stanu $P(n; m)$. Przez zmianę stanu rozumie się przejście w czasie τ ze stanu, w którym w obszarze objętości v było n czą-stek, do tego stanu, w którym w tej samej objętości będzie m ząstek.

Przypuśćmy, że umiemy obliczyć (dla określonych warunków doświad-czenia) prawdopodobieństwo, że spośród cząstek znajdujących się w ob-szarze v jedna cząstka wyjdzie z tego obszaru w czasie τ . Niechaj prawdo-podobieństwo to będzie p . Dokładna wartość p będzie zależna od geometrii obszaru oraz od okoliczności szczegółowych, charakterystycznych dla wa-runków doświadczenia.

S m o l u c h o w s k i pokazał, jak można obliczyć p ze znanego nam wzoru (12), stosując go do niezależnych od siebie przesunięć zachodzących skutkiem ruchu Browna wzdłuż osi X, Y, Z . Otrzymał on:

$$p = \frac{1}{v (2\sqrt{\pi Dt})^3} \int \int e^{-\frac{r^2}{4Dt}} dv dV, \quad (20)$$

gdzie r oznacza odległość punktu wewnątrz obszaru v od punktu obszaru zewnętrznego ($V-v$). Jedno całkowanie powinno przy tym rozciągać się na obszar wewnętrzny v , drugie na zewnętrzny ($V-v$); D oznacza, jak wiemy, współczynnik dyfuzji, który związany jest z przesunięciem $\xi = (x-x_0)$ równaniem

$$(x-x_0)^2 = 2Dt = \frac{RT}{N} \cdot \frac{t}{3\pi\eta a}$$

S m o l u c h o w s k i przeprowadził ten rachunek dla dwóch konkret-nych przypadków. odpowiadających warunkom metody obserwacji S v e d-

berga i Westgrena. Nie wchodząc w szczegóły obu tych metod i pomijając rachunki, powołam się potem na ich wyniki, celem porównania teoretycznie obliczonych wartości p z tymi, które uzyskano z obserwacji, opartych na nowych związkach. Do tych nowych związków prowadzą następujące rozważania:

Oznaczmy symbolem $A_i^{(n)}$ prawdopodobieństwo, że z obszaru v , w którym w danej chwili znajduje się n cząstek, w najbliższym przedziale czasu τ wyjdzie jakaś grupa licząca i cząstek. To prawdopodobieństwo będzie oczywiście zależało od n . Oznaczmy przez E_i prawdopodobieństwo, że i cząstek wejdzie w czasie τ do tego elementu objętości v . Ponieważ w myśl naszych założeń ruchy cząstek są od siebie niezależne, przeto E_i nie może zależeć od n .

Chcemy oba te prawdopodobieństwa wyrazić za pośrednictwem znanego nam już czynnika p .

Wartość prawdopodobieństwa $A_i^{(n)}$ możemy napisać od razu. Dana ona jest bowiem formułą rozkładu Bernoulliego:

$$A_i^{(n)} = \frac{n!}{i!(n-i)!} p^i (1-p)^{n-i}. \quad (21)$$

Ponieważ w równowadze wejście i wyjście każdej cząstki jest *a priori* równie prawdopodobne, przeto mamy oczywiście

$$E_i = A_i^{(n)} = \sum_{n=i}^{\infty} P(n) A_i^{(n)}, \quad (22)$$

gdzie $P(n)$ jest dane znanym nam wzorem (5).

Otrzymamy więc

$$E_i = e^{-vp} \frac{(vp)^i}{i!}, \quad \text{tzn. wzór Poissona dla } (vp). \quad (23)$$

Zgodnie z definicją prawdopodobieństwa zmiany stanu $P(n; m)$ będziemy mogli napisać:

$$P(n; n+k) = P(+k) = \sum_{i=0}^n A_i^{(n)} \cdot E_{i+k};$$

$$P(n; n-k) = P(-k) = \sum_{i=k}^n A_i^{(n)} E_{i-k}; \quad k < n.$$

Po wstawieniu wartości i wyliczeniu otrzymamy:

$$P(+k) = e^{-vp} \sum_{i=0}^n \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \frac{(vp)^{i+k}}{(i+k)!}, \quad (24)$$

$$P(-k) = e^{-vp} \sum_{i=k}^n \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \frac{(vp)^{i-k}}{(i-k)!}. \quad (25)$$

Wzory te wyprowadził po raz pierwszy S m o l u c h o w s k i.

W ten sam sposób można uzyskać wzór

$$P(n; n) = P(\pm 0) = e^{-vp} \sum_{i=0}^n \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \frac{(vp)^i}{i!}. \quad (26)$$

Ten ostatni wzór podaje prawdopodobieństwo b r a k u zmiany stanu $P(n)$ na inny; tzn. prawdopodobieństwo, że stan określony (obecnością liczby n cząstek) będzie stwierdzony w dwóch następujących po sobie obserwacjach.

Wzory (24) i (25) wyglądają bardzo zawile. Jest to jednak pozór. Można łatwo pokazać¹⁵⁾, że w zasadzie mają one bardzo prostą strukturę, ponieważ formuła $P(n; m)$; $m = \begin{cases} n+k \\ n-k \end{cases}$ powstała przez pewnego rodzaju „złożenie“ dwóch rozkładów, z których jeden jest rozkładem Bernoulliego dla $0 \leq x \leq n$, drugi rozkładem Poissona dla $0 \leq y \leq \infty$.

Dzięki temu prowadzą one też do prostych związków o bardzo ważnej treści. Można z nich mianowicie wyprowadzić:

1) wyrażenie na „przeciętną zmianę“ liczby cząstek w obszarze v w czasie τ

$$\bar{\Delta}_n = (n-v)p. \quad (27)$$

2) wyrażenie na „średni kwadrat zmiany“ liczby n

$$\bar{\Delta}_n^2 = p^2 [(n-v)^2 - n] + (n+v)p. \quad (28)$$

Równanie (27) mówi, że fluktuacja gęstości, którą w tym doświadczeniu badamy metodą mikrofizyczną, śledząc ruchy indywidualnych cząstek, odbywa się zupełnie zgodnie z przebiegiem makrofizycznego procesu dyfuzji. Równanie (28) naprowadza na prostą metodę doświadczalnego wyznaczania czynnika p .

Wystąpi to najwyraźniej, jeśli zagadnienie sformułujemy nieco ogólniej. Nie określamy z góry ściśle liczby cząstek w obszarze v w chwili początkowej, lecz użyjmy formuły Poissona (5), która podaje jej rozkład statystyczny. Wtedy ogólne wyrażenie na $\bar{\Delta}^2$ będzie

¹⁵⁾ por. S. Chandrasekhar, l. c. s. 46.

$$\bar{\Delta}^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{v^n}{n!} e^{-v} \cdot \Delta_n^2. \quad (29)$$

Obliczenie prowadzi do wyniku:

$$\bar{\Delta}^2 = 2 v p. \quad (30)$$

Przypomnijmy zresztą, że z poprzedniego równania (8) wiadomo, iż

$$\left(\frac{n-v}{v} \right)^2 = \bar{\Delta}^2 = \frac{1}{v}.$$

Można to przepisać w postaci:

$$\frac{\bar{\Delta}^2}{(n-v)^2} = 2 p.$$

Czego to dowodzi?

Z pomiarów wykonywanych metodami statystyki cząstek koloidalnych przez czas odpowiednio długi, otrzymuje się długie ciągi liczb. Można utworzyć różnice następujących po sobie liczb i obliczyć średni kwadrat tych różnic $\bar{\Delta}^2$.

Z liczb odczytanych n oraz obliczonej średniej v można utworzyć średnią $(n-v)^2$.

Stosunek $\frac{\bar{\Delta}^2}{(n-v)^2}$ powinien być równy $2 p$.

A pamiętamy, że ten sam czynnik p umiemy obliczyć ze współczynnika dyfuzji D , zawartego w podstawowym dla teorii ruchów Browna wzorze (12).

Pomijając rachunki i wywód wzorów ostatecznych, jakimi posługiwał się Smoluchowski przy obliczaniu p w dwóch przykładach, odpowiadających warunkom doświadczeń Svedberga i Westgrena, zestawimy dla obu tablice „obserwowanych“ i „wyliczonych“ teoretycznie wartości p .

Przykład I

$v = 1,428$
 $T = 290,0^\circ\text{K}$
 $D = 3,95 \cdot 10^{-8}$

τ (sec)	$\bar{\Delta}^2$	p_{obs}	p_{obl}
1,39	1,068	0,374	0,394
2,78	1,452	0,513	0,517
4,17	1,699	0,600	0,587
5,56	1,859	0,656	0,634
9,73	2,125	0,744	0,713
13,90	2,265	0,793	0,760

Przykład II

$v = 1,933$
 $T = 290,1^{\circ}\text{K}$
 $D = 3,024 \cdot 10^{-8}$

τ (sec)	$\bar{\Delta}^2$	P_{obs}	P_{obl}
1,50	0,836	0,217	0,238
3,00	1,200	0,310	0,332
4,50	1,512	0,391	0,401
6,00	1,718	0,444	0,456
7,50	1,939	0,502	0,503

Analiza długich ciągów liczb odczytanych w doświadczeniach, z których zdają sprawę protokoły tych badaczy, ujawnia jeszcze jeden znamieny porządek w ich nieregularnym na pozór następstwie.

Oto zdarza się, że w ciągu $(k-1)$ razy kolejno po sobie w odstępach τ sekund ponawianych obserwacji występuje stale n cząstek w polu widzenia, a przy k -tej obserwacji zjawia się jakaś od n różna ich liczba.

Prawdopodobieństwo takiego zdarzenia oznaczmy symbolem $\varphi_n(k\tau)$.

Wyraża się ono równaniem:

$$\varphi_n(k\tau) = P^{k-1}(n; n) [1 - P(n; n)]. \quad (31)$$

Można więc powiedzieć, że stan „ n ” trwał przez pewien czas i określić „średni czas trwania” T_n stanu „ n ” równaniem

$$T_n = \sum_{k=1}^{\infty} k \tau \varphi_n(k\tau). \quad (32)$$

Po wstawieniu podanej wyżej wartości $\varphi_n(k\tau)$ i wyliczeniu szeregu, otrzymuje się na T_n wyrażenie:

$$T_n = \frac{\tau}{1 - P(n; n)}. \quad (33)$$

Zdarzają się też przypadki takie, że poczynając od jakiegoś dowolnego stanu, który jest stanem różnym od „ n ” (nazwijmy go stanem „nie n ” i oznaczmy symbolem „ Nn ”) — obserwowano $(k-1)$ razy kolejno po sobie następujące stany „ Nn ”, a dopiero przy k -tej z rzędu obserwacji stwierdzono stan „ n ”.

Niechaj prawdopodobieństwo takiego zdarzenia będzie

$$\psi_n(k\tau) = P^{k-1}(Nn; Nn) [1 - P(Nn; Nn)]. \quad (34)$$

Symbol $P(Nn; Nn)$ ma oczywiście to samo znaczenie w stosunku do stanów „ Nn ” jakie ma $P(n; n)$ odnośnie do stanów „ n ”. Możemy wtedy określić „średni czas powrotu” Θ_n stanu „ n ” równaniem:

$$\Theta_n = \sum_{k=1}^{\infty} k \tau \psi_n(k \tau) \quad (35)$$

i korzystając ze wzoru (34) nadać temu wyrażeniu postać

$$\Theta_n = \frac{\tau}{1 - P(Nn; Nn)}.$$

Nie trudno wykazać, że po uwzględnieniu warunków równowagi, w której liczba przejść ze stanu „ Nn ” do stanu „ n ” musi być równa liczbie przejść odwrotnych z „ n ” do „ Nn ”, można w końcu wyrazić Θ_n przez $P(n; n)$ i $P(n)$. Otrzymuje się mianowicie:

$$\Theta_n = \frac{\tau}{1 - P(n; n)} \cdot \frac{1 - P(n)}{P(n)}. \quad (36)$$

Z równań (33) i (36) wynika, że między T_n i Θ_n istnieje relacja:

$$\Theta_n = T_n \cdot \frac{1 - P(n)}{P(n)}. \quad (37)$$

Porównanie tych relacji z szeregiem liczb zawartych w protokółach *Svedberga* dało wynik podany w tablicy następującej:

n	T_n (dośw)	T_n (teor)	Θ_n (dośw)	Θ_n (teor)
0	1,67	1,47	6,08	5,54
1	1,50	1,55	3,13	3,16
2	1,37	1,38	4,11	4,05
3	1,25	1,23	7,85	8,07
4	1,23	1,12	18,6	20,9

$$p=0,726; \quad v=1,55;$$

T_n i Θ_n wyrażone są w jednostkach τ .

Wzór (36) przechodzi dla rosnących n w

$$\Theta_n \sim \frac{\tau}{P(n)} = \frac{\tau e^v n!}{v^n}.$$

Widać, że przeciętny czas powrotu przedłuża się ogromnie, gdy n wzrasta. W protokole *Svedberga* największa liczba 7 wystąpiła raz.

Θ_7 wynosiłoby $1105 \tau = 27$ minut

Θ_{17} „ „ $10^{13} \tau = 500000$ lat!

Gdyby nawet można sztucznie takie stosunki koncentracji wytworzyć, to stwierdzenie automatycznego powrotu tego samego stanu byłoby dla obserwatora nieosiągalne.

Skracając nieograniczenie przerwę między poszczególnymi obserwacjami, dla $\tau \rightarrow 0$ przejdziemy od obserwacji przerywanej do ciągłej. Można obliczyć wartość graniczną

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} p = p_0$$

np. dla gazu doskonałego o maxwellowskim rozkładzie prędkości, zamkniętego w obszarze o objętości v określonego kształtu np. kulki o promieniu r .

Znamy wtedy powierzchnię σ wewnętrznej ściany takiego naczynka. Zapytajmy o rząd wielkości czasu powrotu automatycznej zmiany koncentracji składnika mieszaniny gazowej np. tlenu w powietrzu o 1% w określonych warunkach.

S m o l u c h o w s k i przeprowadził obliczenie dające

$$p_0 = \left(\frac{\sigma}{v}\right) \left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{1/2} = \left(\frac{\sigma}{v}\right) \sqrt{\frac{RT}{N 2\pi m}}; \quad (38)$$

w warunkach:

$$T = 300^\circ \text{K}, \quad v = 3 \cdot 10^{19} \cdot \frac{4}{3} \pi r^3,$$

wynika stąd następująca zależność Θ od r :

r (cm)	1	$5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
Θ (sec)	10^{14}	10^{38}	10^6	1	10^{-11}

W obszarach dostępnych obserwacji gołym okiem przeciętny czas powrotu zjawiska wahania koncentracji dla $\delta = 1/100$ jest tak długi, że dyfuzja jest w skali makrofizycznej praktycznie procesem nieodwracalnym.

W skali mikrofizycznej, w obszarze o rozmiarach na granicy widzialności mikroskopu, czas powrotu do stanu początkowego jest tak krótki, zmiany gęstości zachodzą tak szybko, że nie może być wcale mowy o nieodwracalności.

Okazuje się, że ten sam proces fizyczny wydaje się „nieodwracalny“ (albo „odwracalny“) zależnie od tego, czy przeciętny czas automatycznego powrotu do stanu początkowego jest długi (czy krótki) w stosunku do czasu trwania obserwacji.

Dla fizyka jest rzeczą oczywistą, że powyższy wynik pełnej i wnikliwej analizy procesu, który, badany metodami makrofizyki, jest „dyfuzją“, wi-

dziany od strony „mikrofizyki“, objawia się — zależnie od metody obserwacji — jako „wahanie koncentracji“ albo jako „ruch Browna“, rozstrzygnął ostatecznie długoletni, chwilami namiętny spór uczonych na temat „quid iuris“ atomistyki.

Rozstrzygnięcie było ostateczne — na korzyść atomistyki. Sprawiedliwość tego wyroku potwierdził cały dalszy, w owym czasie już rozpoczęty, rozwój fizyki z elektroniką i koncepcją kwantowych zmian stanów na czele.

Jakie były konsekwencje tego wyroku dla II zasady termodynamiki? Na pierwszy rzut oka zdawać się mogło, że ten „dogmat“ ówczesnych entuzjastów termodynamiki, zwolenników czysto fenomenologicznych metod opisu zjawisk fizycznych, odnoszących się wrogo do „zbędnej“, „naiwnej“ hipotezy atomu — został definitywnie obalony. Zostało stwierdzone, że w polu ciężkości cząstka koloidalnego roztworu przebywa wprawdzie częściej w warstwie bliższej dna naczynia, lecz czasem automatycznie wznosi się ku górze, zyskując energię potencjalną kosztem energii kinetycznej (cieplnej) otaczających ją drobin — wbrew zasadzie wzrostu entropii. Znane piękne doświadczenia Perrina, Dąbrowskiego, Chaudesaigues'a i innych stanowią nieodparty ilościowy dowód słuszności odnośnych wniosków teorii. Analogiczne przekroczenie zasady wzrastania entropii w jej makrofizycznym ujęciu stwierdziliśmy w przypadku typowego w makrofizyce „nieodwracalnego“ przebiegu dyfuzji itp. innych zjawisk tłumnych.

Smoluchowski poddał krytycznej analizie wszystkie znane sformułowania drugiej zasady termodynamiki i zastanawiał się nad możliwością skonstruowania takiego wentyla, który by automatycznie spełniał rolę słynnego maxwellowskiego „demon“, pozwalając wykorzystywać te przypadkowe odchylenia od normy i umożliwiając zamianę nagromadzonej dzięki nim energii na pracę użyteczną. Z początku był nawet przekonany, że realizacji takiego perpetuum mobile 2-go rodzaju stoi jeszcze na przeszkodzie tylko niedoskonałość naszej techniki, lecz że jest ono w zasadzie możliwe. Potem jednak odnalazł źródło błędu tkwiącego we wszystkich tego rodzaju poczynaniach. Oto projektodawcy zapominają o tym, że wentyl ten musiałby być tak subtelny, iż sam podlegałby ruchowi Browna. Czasem, przypadkiem spełniły zadanie, lecz wydajność silnika, skonstruowanego na tej zasadzie, byłaby przeciętnie równa zeru, gdyż trzeba by często długo czekać na te przypadkowe okazje.

Ostatecznie Smoluchowski doszedł do wniosku, że druga zasada termodynamiki — jak to stwierdziły rozliczne jej zastosowania w teorii i praktyce — pozostanie w makrofizyce zasadą użyteczną. Należy tylko bardzo istotnie poprawić nie dość ściśle jej sformułowanie. Uczynić to można przez dodanie jednego tylko słowa: „stałe“. Należy powiedzieć:

„Nie można skonstruować takiego automatycznie działającego mechanizmu, który by dawał stale pracę użyteczną, kosztem ciepła zaczerpniętego z najzimniejszego ciała w otoczeniu“.

Należy podkreślić z naciskiem teoretyczno-poznawczą doniosłość tego wyniku rozważań Smoluchowskiego.

Nowoczesna atomistyka i na niej oparta molekularno-kinetyczna teoria materii i ciepła powstała około r. 1805 (Dalton) i w ciągu następnych 80 lat stała się jedyną dobrze ugruntowaną doktryną naukową, która tłumaczyła najlepiej szeroki zakres zjawisk fizycznych i chemicznych. Około r. 1885 podniosła się przeciwko niej silna fala opozycji. Przyszła równocześnie z kilku stron. Z filozoficznych względów wystąpili przeciw niej różnego autoramentu krytycy poznania. Sceptycy, empiryści, pozytywiści i empiriokrytycy zarzucali atomistycę, że nie jest nauką ścisłą, ponieważ opiera się na hipotezie istnienia atomów. Ponieważ nie umiemy obserwować bezpośrednio tych najmniejszych niepodzielnych cząstek ani ich ruchów, więc hipoteza o ich istnieniu ma charakter spekulatywny. Przedstawiciele tego poglądu (E. Mach, P. Duhem, W. Ostwald, K. Pearson i inni) byli zrażeni błędami i wybujałościami zwulgaryzowanej atomistyki mechanistycznych materialistów typu np. L. Bûchnera¹⁶⁾. Głosili więc hasło „nauki wolnej od hipotez“, zalecali skrajny aż do przesady krytycyzm wobec tkwiących w takiej atomistycę założeń, nawoływali do tchórzliwej nieomal trzeźwości i unikania wszelkich spekulacji, chociażby nawet heurystycznie najplodniejszych.

Pod wpływem tych prądów zapanowała niechęć i nieufność do teorii molekularno-kinetycznej, której genialnym pionierem i obrońcą pozostał jeszcze L. Boltzmann.

Zarzuty filozofów i krytyków poznania opierały się właściwie na niezrozumieniu celu i zadań teorii fizycznych. Poważniejsze były, zdaniem Smoluchowskiego¹⁷⁾, wątpliwości podnoszone przez fizyków.

Ich głównym argumentem była bowiem niezaprzeczalna i oczywista sprzeczność między wnioskami teorii molekularno-kinetycznej a termodynamiką. Pierwsza dopuszcza możliwość przebiegu zjawisk w sposób odwracalny, druga dowodzi, że gdyby zjawiska te dały się odwrócić, możliwe by było skonstruowanie perpetuum mobile, co według zasad nowoczesnej fizyki uznaje się powszechnie za wyłączone. Boltzmann usiłował wykazać, że sprzeczność ta jest pozorna, że zjawiska odbywające się wbrew zasadzie wzrastania entropii są możliwe, lecz bardzo nieprawdopodobne, że „nieodwracalność“ procesów termicznych jest złudzeniem, wynikającym ze statystycznego charakteru praw doświadczalnych, w któ-

¹⁶⁾ Pisma t. III, str. 61, 62.

¹⁷⁾ Pisma t. III, str. 19.

rych przejawiają się tylko wartości „średnie“ mierzonych wielkości, a zacierają przypadkowe odchylenia od normy.

W tej sytuacji wystąpił na arenę S m o l u c h o w s k i. Zauważył, że koncepcje i argumenty B o l t z m a n n a były na ogół zupełnie słuszne, ale jego wywody nie były dość przekonujące. Pojęcie prawdopodobieństwa, którym się posługiwał, nie było dość ściśle zdefiniowane; metoda matematyczna, której najczęściej używał, opierała się na założeniu, że gaz jest „molekularnie nieuporządkowany“, tzn. że jego stan dąży do coraz większego nieporządku, jako stanu „bardziej prawdopodobnego“. S m o l u c h o w s k i zastąpił mgliste u B o l t z m a n n a pojęcie prawdopodobieństwa pojęciem „średniej fluktuacji“ oraz koncepcją „anormalności stanu“, których używa w rachunkach. Widzieliśmy też, że nie odwołuje się nigdzie do hipotezy „molekularnego chaosu“, którą uznaje za niesłuszną a co ważniejsze za niepotrzebną. Co więcej — S m o l u c h o w s k i zrozumiał, że jeżeli teoria molekularno-kinetyczna, operująca metodami statystyki, przewiduje możliwość istnienia procesów, polegających na zboczeniu od normalnego w makroświecie przebiegu zjawisk — to rzeczą badacza jest zanalizować teoretycznie warunki, w jakich wolno będzie oczekiwać ich realizacji, oraz przewidzieć i odtworzyć ilościowo hipotetyczny obraz ich przebiegu. Jedno ze zjawisk, nadających się szczególnie do tego celu, mianowicie ruch Browna, wskazał już, jak wspomniałem, H. H e l m h o l t z. Ale S m o l u c h o w s k i e m u zawdzięcza fizyka opracowanie metody matematycznej, pozwalającej ruch ten szczegółowo opisywać i badać. Na tej drodze znalazł też niebawem i inne zjawiska, jak fluktuację gęstości, opalescencję w gazach i roztworach, „błękit nieba“, zjawisko rozmieszczenia cząstek emulsji pod wpływem ciężkości, korelację fluktuacji w czasie oraz wszystkie stąd wysnute wnioski i uogólnienia.

Jaki wpływ miały te *ad oculos* zademonstrowane dowody wyższości atomistyki nad termodynamiką, jak bardzo przyczyniły się (obok odkrycia elektronów, zjawiska Zeemana i innych) do przewrotu, który nastąpił w poglądach na wartość teorii molekularno-kinetycznych — o tym świadczy wymownie fakt, że w r. 1908 W. O s t w a l d, najbardziej zacięty wróg atomistyki i entuzjastyczny promotor fenomenologicznej energetyki, w przedmowie do 4 wydania swego słynnego podręcznika chemii, przyznał lojalnie, że uznaje się za pokonanego i (odnośnie do ruchów Browna) tak pisał: „Przekonałem się, że od niedawna posiadamy eksperymentalne dowody nieciągłej lub ziarnistej natury ciał, dowody, których hipoteza atomowa daremnie poszukiwała od setek, a nawet tysięcy lat“.

* * *

Nie było moim zamiarem pisać monografii poświęconej twórczości Mariana S m o l u c h o w s k i e g o. Chciałem w tym okolicznościowym refe-

racie dać tylko wierny obraz jego oryginalnej umysłowości i podkreślić znaczenie i wagę jego dzieła na tle problematyki naukowej charakterystycznej dla czasu, w którym żył i działał. Dlatego wolno mi było omawiać tylko prace najważniejsze i ograniczyć się jedynie do wzmianki o fragmentarycznej próbie teorii koagulacji roztworów koloidalnych. Analizą odnośnych rozpraw powinien by się zająć kompetentniejszy referent.

Na tle tych rozważań, w których omówiłem rozwój naukowej twórczości Smoluchowskiego oraz treść i wartość najcenniejszych jego rozpraw, rysuje się sylwetka tego najwybitniejszego fizyka polskiego jako badacza o pionierskiej inicjatywie, wyposażonego nie tylko w nieprzeciętne zdolności, lecz także w hart woli i umiejętność pokonywania trudności. Oddany całą duszą nauce nie był jednak typem erudyty, zbierającego skrzętnie i magazynującego wiadomości na wypadek potrzeby. Stojąc przed jasno sformułowanym problemem, nie tracił czasu na szukanie, czy istnieją już gdzieś wzory rozwiązania, które może przypadkowo uszły jego uwadze lub pamięci, lecz dążył własną, krótką, nieraz wyboistą i trudną drogą do celu. Cechowały go przy tym przede wszystkim odwaga i trafny instynkt poszukiwacza oraz wola dokonania czynu wysiłkiem własnej twórczości i wytrwałej pracy¹⁸⁾.

¹⁸⁾ Referat niniejszy zawiera treść odczytu wygłoszonego na uroczystym posiedzeniu naukowym Oddziału Poznańskiego PTF w październiku 1952 r.

Jerzy Gierula

Nowe drogi spektroskopii promieniowania gamma

1. Dotychczasowe metody wyznaczania energii promieniowania gamma

Wzmagający się z każdym miesiącem niemal rozwój techniki liczników scyntylacyjnych wywiera swe piętno na wielu dziedzinach fizyki jądrowej. Największy jednak postęp w związku z wprowadzeniem tej techniki zanotować należy w dziedzinie wyznaczania energii cząstek elementarnych, a w szczególności kwantów promieniowania gamma.

Przypomnijmy pokrótce dotychczasowe metody spektroskopii promieniowania gamma. Do najprostszych należy metoda absorpcji. Dość wybitny spadek współczynnika absorpcji ze wzrostem energii promieniowania gamma (w dziedzinie małych energii) pozwala z charakteru krzywej absorpcji wnioskować o energii kwantów badanego promieniowania. Metoda ta daje dość dobre wyniki dla promieniowania monochromatycznego. W przypadku jednak gdy badane promieniowanie składa się z kwantów o różnych energiach, trudno częstokroć z postaci krzywej absorpcji wyprowadzić dostatecznie dokładne wnioski co do energii poszczególnych składowych monochromatycznych.

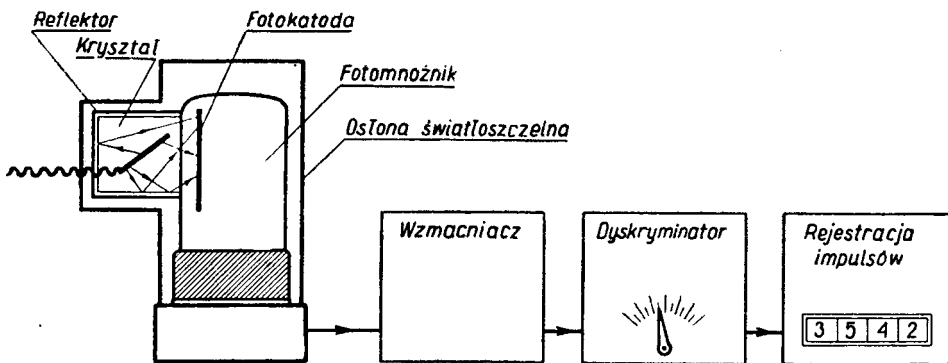
Nieporównanie lepszą zdolność rozdzielczą dają metody oparte na wyznaczaniu energii elektronów, wyzwanych z powłok atomowych, przez promieniowanie gamma. Idzie tu przede wszystkim o tzw. elektrony konwersji wewnętrznej, wyrwane z orbit K , L , M , ... ciężkich atomów na skutek bezpośredniego przekazania energii wzbudzenia jądra na jeden z elektronów powłoki tego samego atomu. Elektron taki uzyskuje przy tym energię kinetyczną równą energii kwantu gamma, pomniejszonej o energię wiązania elektronu, na danej orbicie. Dalej w grę wchodzi zjawisko fotoelektryczne, polegające na wybijaniu elektronów z orbit atomowych substancji (radiatora), na którą pada promieniowanie, oraz zjawisko Comptona, w którym elektron może uzyskać energię w granicach od zera aż do pewnego maksimum. Wielkość tego maksimum jest związana z energią kwantów gamma. Energie tak powstałych elektronów mogą być wyznaczone z zakrzywienia ich torów w polu magnetycznym tzw. spektrografu beta. Metoda ta odznacza się dobrą zdolnością rozdzielczą, dając

zarazem dokładność wyznaczania energii promieniowania gamma dochodząca do 0,5%. Do osiągnięcia tej dokładności wymagane jest jednak dość duże natężenie badanego promieniowania. Pochodzi to stąd, że w spektrografie beta wykorzystany jest tylko niewielki procent elektronów wytworzonych przez promieniowanie gamma w radatorze lub pochodzących z samego preparatu promieniotwórczego, poddanego badaniu. Z drugiej strony preparat ten musi być dostatecznie cienki, by nie powodował strat energii elektronów w swym łonie, powstanie takich strat utrudniłoby bowiem wyprowadzenie wniosków co do energii promieniowania gamma. Tak więc metoda spektrografu beta daje dobre wyniki przede wszystkim w zastosowaniu do preparatów promieniotwórczych o dużej aktywności.

Od tych ograniczeń wolne są, jak zobaczymy niebawem, nowo opracowane metody spektroskopii promieniowania gamma, oparte na właściwościach liczników scyntylicyjnych.

2. Własności proporcjonalne licznika scyntylicyjnego

Licznik scyntylicyjny (A. H r y n k i e w i c z, Postępy Fizyki T. II (1951), zesz. 1—3 str. 35) składa się z kryształu pozostającego w optycznym kontakcie z fotomnożnikiem oraz wzmacniacza i dyskryminatora impulsów¹⁾ (rys. 1). Proces rejestracji cząstki jest następujący: padająca na kryształ cząstka wytwarza w nim scyntylicję — błysk scyntylicyjny



Rys. 1

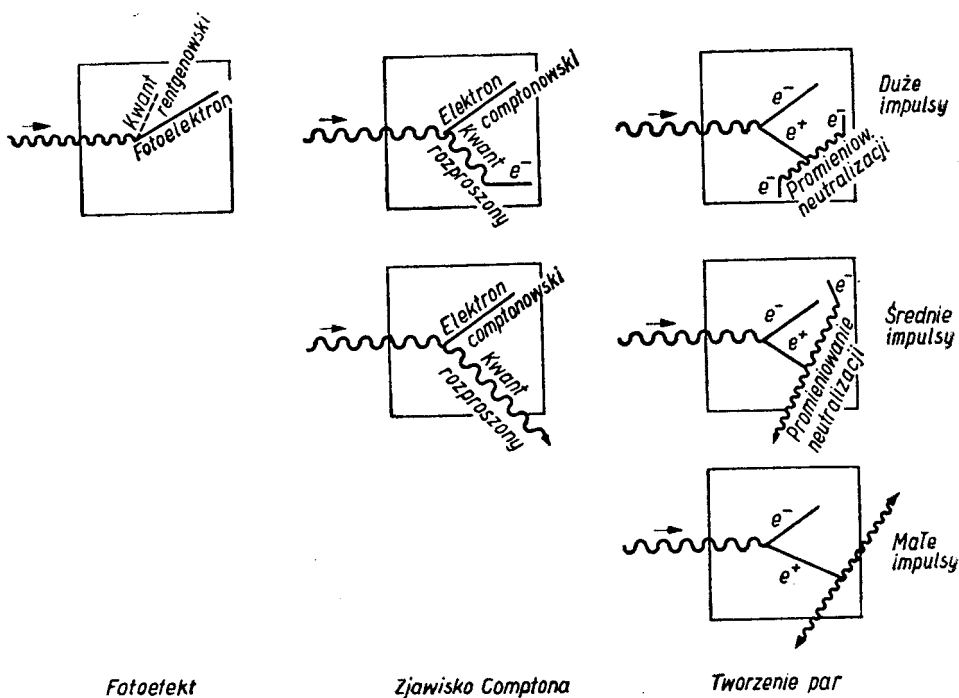
Schemat licznika scyntylicyjnego. Dynody fotomnożnika niezaznaczone

¹⁾ Dyskryminator impulsów jest to urządzenie elektronowe przepuszczające tylko impulsy większe od pewnej z góry zadanej granicy. Wysokość tej granicy zależy od napięcia przyłożonego na siatkę tzw. lampy obcinającej i może być dlatego dowolnie zmieniana.

docierając do fotokatody mnożnika powoduje wybite z niej fotoelektronów. Na skutek wtórnej emisji elektronów na dynodach fotomnożnika powstaje ostatecznie na wyjściu wyraźny impuls napięciowy, który zostaje powiększony jeszcze przez wzmacniacz. Rola dyskryminatora polega na odcięciu małych impulsów szumów fotomnożnika (tła) od właściwych większych impulsów, wywołanych scyntylacjami. Łatwo zauważyć, że licznik scyntylacyjny jest więc licznikiem proporcjonalnym. Wielkość impulsu napięciowego jest proporcjonalna do liczby fotonów, wytworzonych w scyntylacji, a tym samym do energii cząstki, która wywołała scyntylację. Na tej właściwości licznika scyntylacyjnego polega zastosowanie go do celów spektroskopowych dla różnych typów promieniowań.

3. Sposoby oddziaływania promieniowania gamma z kryształem licznika

Promieniowanie gamma może oddziaływać z substancją kryształu licznika scyntylacyjnego w trojaki sposób: w zjawisku fotoelektrycznym, w zjawisku Comptona i w zjawisku tworzenia się par (rys. 2). Każdy



Rys. 2

Sposoby oddziaływania promieniowania gamma z kryształem licznika scyntylacyjnego

z tych procesów prowadzi do przekazania części energii kwantu gamma elektronowi, który z kolei wywołuje błysk scyntylacyjny. Liczba fotonów powstająca w tym błysku jest proporcjonalna do energii elektronu w założeniu, że elektron ten nie opuści kryształu, zanim nie straci w nim całego zasobu energii kinetycznej. Warunek ten jest na ogół spełniony. Promieniowanie gamma o energii kilku MeV wytwarza bowiem elektrony wtórne, których zasięgi w kryształach są rzędu niewielu milimetrów, podczas gdy stosowane powszechnie kryształy mają rozmiary rzędu centymetrów. Tor elektronu będzie zatem prawie zawsze mieścił się całkowicie w obrębie kryształu. W zależności od tego, czy kwant promieniowania gamma o określonej energii $h\nu$ wybił w kryształach fotoelektron, elektron comptonowski, czy wytworzył parę — powstanie w liczniku impuls odpowiedniej wielkości. Fotoelektron bowiem będzie posiadał energię kwantu $h\nu$ pomniejszoną o energię wiązania elektronu na orbicie, z której został wyrwany. Wielkość impulsu w liczniku w tym przypadku odpowiada jednak na ogół całej energii kwantu gamma. Dzieje się to dlatego, że zapełnienie luki po fotoelektronie jest związane z emisją kwantu charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego. Kwant ten zostaje w większości przypadków zaabsorbowany w samym kryształach, dając źródło dodatkowej scyntylacji dodającej się do scyntylacji fotoelektronu. Tak więc absorpcja fotoelektryczna monochromatycznego promieniowania gamma w kryształach licznika jest źródłem jednolitych impulsów (w granicach fluktuacji) o wielkości ściśle proporcjonalnej do energii kwantów badanego promieniowania.

Rozpraszanie comptonowskie jest źródłem elektronów o energiach w zakresie od zera aż do energii kwantu $h\nu$ pomniejszonej o około 0,25 MeV (rozproszenie wstecz dla dość dużych energii $h\nu$). W tym przypadku otrzymuje się więc w liczniku całe widmo impulsów, które jednak od strony impulsów wielkich ma ostrą granicę. Wysokość²⁾ tych największych impulsów zależy w przybliżeniu liniowo od energii badanego promieniowania gamma (jest proporcjonalna do $h\nu - 0,25$ MeV). Może się zdarzyć, że rozproszony foton zostanie znowu zaabsorbowany w kryształach (zwiększone prawdopodobieństwo absorpcji ze względu na mniejszą energię). W tym przypadku powstaje dodatkowa scyntylacja dająca wraz ze scyntylacją pochodzącą od elektronu comptonowskiego błysk odpowiadający przypadkowi poprzednio omówionemu. Te przypadki przyczyniają się więc do powiększenia liczby impulsów „fotoelektrycznych“.

²⁾ Zamiast wyrażenia „wielkość impulsu“, oznaczającego miarę impulsu w skali energii używa się często terminu „wysokość impulsu“ mając wtedy na myśli jego miarę w jednostkach napięcia przyłożonego do siatki lampy dyskryminatora. Na większości zamieszczonych rysunków impulsy są mierzone w tej skali (w voltach).

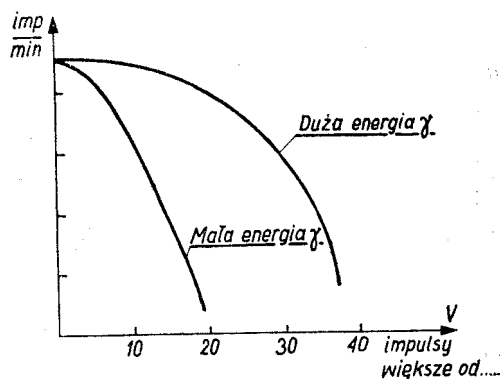
Dla energii promieniowania gamma większych od 1,02 MeV wchodzi w grę zjawisko tworzenia się par elektronowych. Energia kinetyczna wytworzonej pary zależy także liniowo od energii kwantu gamma (jest proporcjonalna do $h\nu - 1,02$ MeV). Procesy absorpcji fotonów gamma poprzez zjawisko tworzenia się par w kryształach są więc źródłem impulsów jednolitej wysokości, mniejszych jednak od impulsów „fotolektrycznych”, o wielkość odpowiadającą w skali energii okrągło jednemu MeV. Dodać należy, że dodatkowe pochłonięcie jednego lub obydwu kwantów promieniowania powstałego w zjawisku zubożenia się pozytronu pary z elektronem w kryształach jest źródłem małej liczby impulsów o wysokościach odpowiednio większych niż omówione przed chwilą.

Tak więc monochromatyczne promieniowanie gamma padając na licznik scyntylacyjny wywołuje dwa (dla $h\nu < 1,02$ MeV) lub trzy (dla $h\nu > 1,02$ MeV) rodzaje (grupy) impulsów, których wielkość jest związana prostą zależnością z energią promieniowania.

4. Krzywe dyskryminatora

Już w początkowych badaniach prowadzonych przy pomocy liczników scyntylacyjnych zauważono, że charakter tzw. krzywej dyskryminatora zależy od energii rejestrowanego promieniowania gamma. Krzywa dyskryminatora jest to zależność liczby zanotowanych przez licznik scyntylacyjny impulsów (na jednostkę czasu, w stałych warunkach naświetlenia) od napięcia przyłożonego na siatkę lampy dyskryminatora. Innymi słowy jest to liczba wszystkich impulsów (na jednostkę czasu) nie mniejszych od pewnej granicy, wyrażona jako funkcja tej dolnej granicy. Łatwo się przekonać, że krzywa dyskryminatora dla promieniowania o małej energii jest bardziej stroma niż dla promieniowania o energii większej (rys. 3). Fakt ten zwrócił po raz pierwszy uwagę (1949 r.) na możliwość zastosowania liczników scyntylacyjnych do szacowania energii promieniowania gamma.

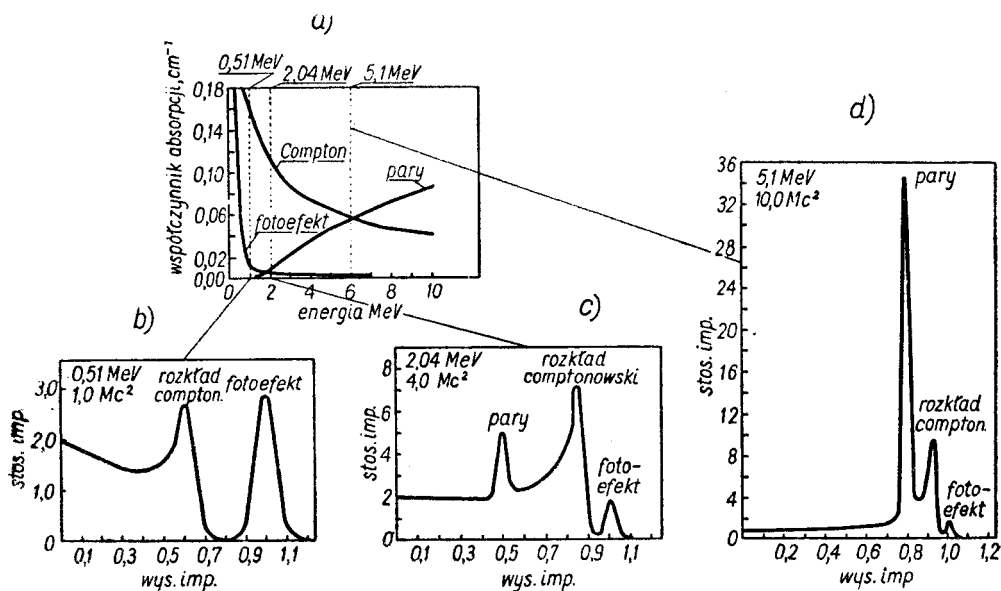
Znacznie więcej informacji o energii promieniowania gamma może dać krzywa dyskryminatora różniczkowego. Dyskryminator taki przepuszcza



Rys. 3

Krzywe dyskryminatora (całkowe) dla różnych energii promieniowania gamma

jedynie impulsy o określonej wielkości odcinając wszystkie inne (większe i mniejsze). Zmieniając zakres „przepuszczalności“ takiego dyskryminatora połączonego z licznikiem scyntylacyjnym można prześledzić dokładnie rozkład impulsów. Charakter tego rozkładu zależy w wysokim stopniu od liczby atomowej składników kryształu scyntylacyjnego oraz od energii badanego promieniowania. Na drodze rachunkowej można dojść do tego, jaki będzie charakter takiego rozkładu impulsów dla różnych energii badanego promieniowania w krzystalach, np. jodku sodu aktywowanego talem. Znając krzywe absorpcji promieniowania w głównym składniku takiego kryształu (w jodzie, rys. 4a) Hofstadter i McIntyre [1] wyliczyli przewidywane rozkłady impulsów dla promieniowań o energiach 0,51 MeV, 2,04 MeV i 5,1 MeV (rys. 4b, c, d). Szczegół-



Rys. 4

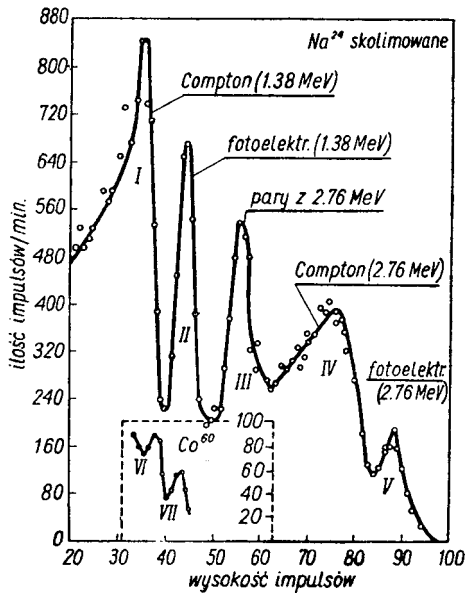
Zależność współczynników absorpcji promieniowania gamma w jodzie od energii promieniowania i typy krzywych dyskryminatora przewidywane dla trzech różnych energii kwantów gamma (0,51, 2,04 i 5,1 MeV)

owe rachunki tego typu zostały przeprowadzone także ostatnio przez Maedera i Wintersteigera [2]. Jak widać z rysunków, stosunki natężeń impulsów „fotoelektrycznych“ i „parowych“ odpowiadają dokładnie stosunkom odpowiednich współczynników absorpcji. W przypadku impulsów „comptonowskich“ powstaje cały rozkład impulsów różnych wielkości i dlatego nie można przeprowadzić tak naoczego zestawienia z krzywą absorpcji jak w poprzednim przypadku.

Z zestawień rysunkowych widać, że w dziedzinie małych energii promieniowania gamma najwyraźniejszych wskazówek o wielkości energii dostarcza „fotolinia“ krzywej dyskryminatora, a w dziedzinie energii dużych „linia par“. Tak jest dla kryształów jodku sodu. W innych kryształach stosunki te mogą ulec zasadniczej zmianie, a to z tego względu, że poszczególne współczynniki absorpcji promieniowania gamma zależą w różny sposób od liczby atomowej Z . I tak absorpcja comptonowska wzrasta z pierwszą potęgą poprzez tworzenie się par z kwadratem, a absorpcja fotoelektryczna z czwartą potęgą liczby atomowej. Tym tłumaczy się fakt, że stosunkowo późno zwrócono uwagę na możliwość użycia licznika scyntylacyjnego do dokładnego wyznaczania energii promieniowania gamma. W początkowych badaniach posługiwano się przede wszystkim kryształami organicznymi jako scyntylatorami. W kryształach tych (składających się z pierwiastków o małej liczbie atomowej — wodór i węgiel) dominującą rolę w tworzeniu impulsów gra zjawisko Comptona, dające — jak widzieliśmy — dość rozmyty rozkład impulsów. Nie można więc było w tych przypadkach wysnuwać jednoznacznych wniosków co do energii badanego promieniowania. Wykrycie przez Hofstadtera [3] w r. 1948 własności jodku sodu aktywowanego talem, które zadecydowały o możliwości stosowania tych kryształów do budowy liczników scyntylacyjnych skłoniło do scyntylacyjną spektroskopię gamma na nowe drogi. Silne własności higroskopijne jodku sodu sprawiły jednak, że do r. 1950 kryształy te nie stanowiły jeszcze konkurencji dla bardzo wygodnych w użyciu scyntylatorów organicznych.

5. Spektrometry jednolicznikowe (jednokryształowe)

Prace Hofstadtera i McIntyre [4], Johanssona [5], Pringle, Roulstona i Standila [6] rozpoczęły właściwy rozwój scyntylacyjnej spektroskopii gamma. Autorowie ci stosując kryształy NaJ(Tl) uzyskali krzywe dyskryminatora różniczkowego o charakterze zupełnie zgodnym z tym, co dają przytoczone poprzednio wywody (rys. 4). Jako przykład może służyć krzywa dyskryminatora uzyskana dla promieniowania ^{24}Na (rys. 5), na której można łatwo dostrzec impulsy różnych typów, przynależne do dwóch linii promieniowania gamma o energiach 1,38 MeV i 2,76 MeV. Jak wielka jest zdolność rozdzielcza tej metody, widać z rysunku 6, przedstawiającego krzywą dyskryminatora dla promieniowania ^{60}Co , składającego się z dwóch linii o niewiele różniących się energiach (1,17 MeV i 1,33 MeV). Dalszym ulepszeniem tej metody jest zastosowanie dyskryminatora wielokanałowego, mogącego równocześnie rozdzielać impulsy według ich wielkości. W ten

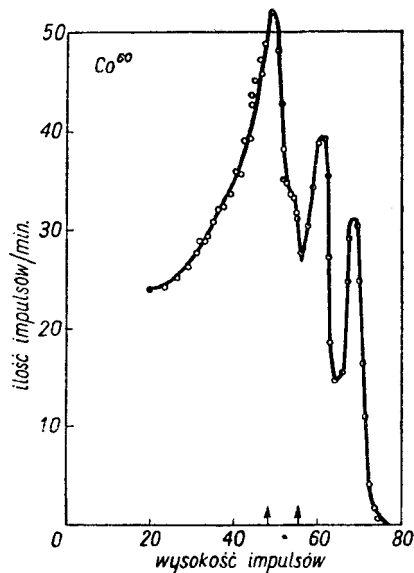


Rys. 5

Krzywa dyskryminatora różniczkowego dla promieniowania gamma ^{24}Na

nowe odchylenie plamki. W ten sposób na ekranie oscyloskopu pojawiają się zawsze w tym samym miejscu kolejne impulsy licznika scyntylacyjnego (różnych wielkości, zależnie od ich typu i energii wywołującego je promieniowania gamma). Aparat fotograficzny, skierowany na ekran oscyloskopu i otwarty przez kilka minut, zarejestruje na kliszy rozkład powstałych w tym czasie impulsów w formie smug o jasności proporcjonalnej do ilości impulsów danej wielkości. Rys. 7 jest przykładem zastosowania tego postępowania do promieniowania ^{24}Na . Nawiasem zauważymy, że metoda ta jest dzisiaj stosowana również do wyznaczania energii także i innych cząstek, np. energii grup protonów [8] (rys. 8). W tym układzie przy pomocy prostych środ-

spół sposób czas potrzebny do wyznaczenia krzywej dyskryminatora skraca się tylokrotnie, iloma kanałami rozporządzamy. Niezwykle przejrzyste ukazują się nam linie badanego promieniowania oraz stosunki oddziaływania tego promieniowania w nowej odmianie opisaney metody, zrealizowanej przez Hofstadtera i McIntyre [7]. Impuls licznika scyntylacyjnego powoduje jednorazowe wyzwolenie podstawy czasu oscyloskopu katodowego; ten sam impuls odpowiednio opóźniony jest skierowany na drugą parę płytek lampy oscylograficznej, powodując pio-



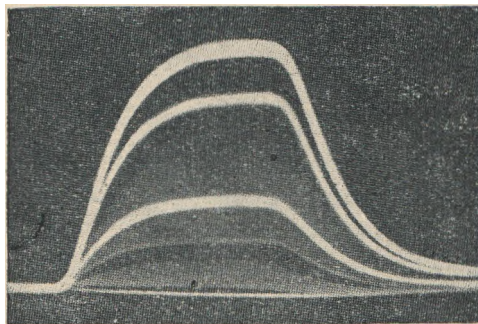
Rys. 6

Krzywa dyskryminatora różniczkowego dla promieniowania gamma ^{60}Co . Widać zachodzące na siebie rozkłady Comptonowskie (strzałki) i dwie „fotolinie” dla energii 1,17 i 1,33 MeV.

ków — oscylografu katodowego i aparatu fotograficznego — osiągamy to samo, co przy pomocy skomplikowanej aparatury, jaką jest dyskryminator wielokanałowy.

Porównując metody spektrografu beta z metodami spektroskopii scyntylacyjnej zauważymy natychmiast, na czym przede wszystkim polega potęga tych ostatnich: na możliwości zastosowania ich do niesłychanie słabych źródeł promieniowania. Zauważmy bowiem, że w istocie swej obydwie metody opierają się na tym samym elementarnym procesie — na przekazaniu

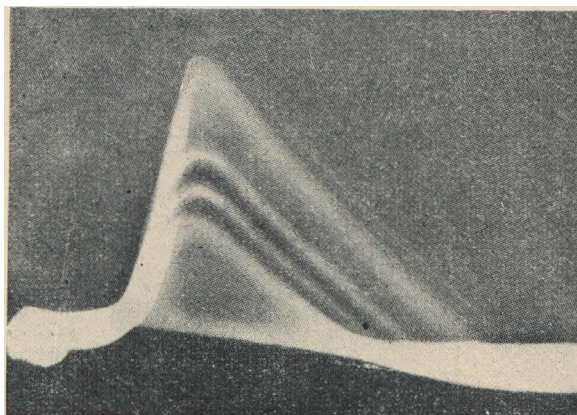
energii kwantu gamma elektronowi. W spektrografii beta wyznaczamy tę energię każąc elektronowi w określonych warunkach przestrzennych



Rys. 8

Fotografia ekranu oscylografu z rozkładem impulsów przynależnych do grup protonów różnej energii

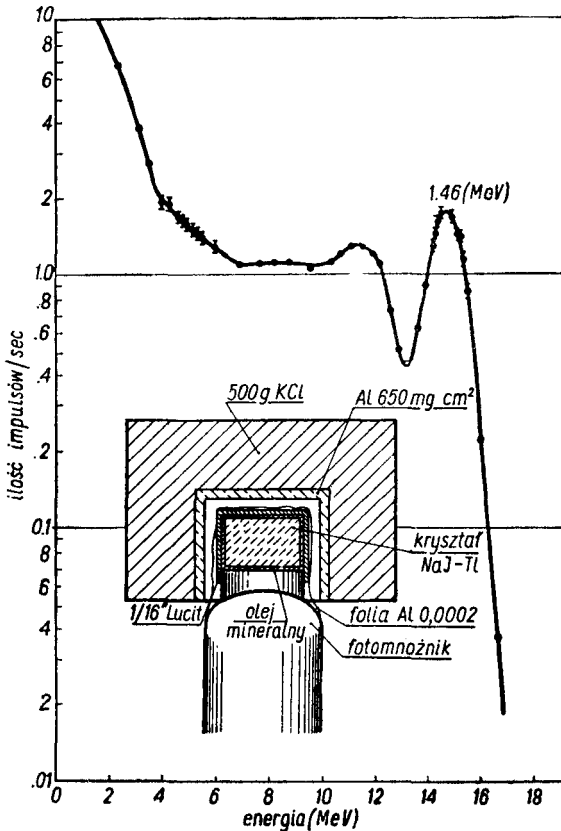
przebywać długą drogę w polu magnetycznym, przy czym nieznaczny tylko procent wyzwolonych elektronów trafia do odbiornika i daje nam informacje o swej energii. W spektrografii scyntylacyjnej natomiast łapiemy elektrony „na gorąco“, tam gdzie one powstały — w kryształach; przy tym żaden elektron nie jest wybity przez kwant gamma „niepotrzebnie“. Każda scyntylacja jest zarejestrowana i każda ostatecznie zaszerogowana do odpowiedniej „szufladki“ (kanału) dyskryminatora czy ekranu oscylografu. Dodajmy do tego jeszcze, że źródło badanego promieniowania gamma może być także pod względem geometrycznym lepiej wyzyskane niż w metodach dawnych. Preparat promieniotwórczy



Rys. 7

Fotografia ekranu oscylografu z rozkładem impulsów dla promieniowania gamma ^{24}Na (porównaj rys. 5). Poczynając od góry widoczne: bardzo słaba „fotolinia“, rozkład Comptonowski i wyraźna linia par dla energii 2,78 MeV; poniżej wyraźna „fotolinia“ i rozkład Comptonowski dla energii 1,38 MeV

może być umieszczony w bezpośrednim kontakcie ze scyntylatorem lub nawet w jego wnętrzu. Jako ilustracja tej olbrzymiej „jasności“ spektroskopów scyntylacyjnych może posłużyć wyznaczenie promieniowania



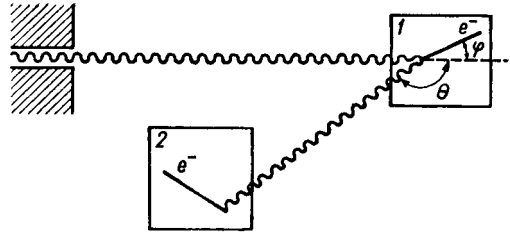
Rys. 9
Krzywa dyskryminatora różniczkowego dla promieniowania gamma ^{40}K . Wyraźnie widoczna „fotolinia“ dla promieniowania o energii 1,46 MeV. Poniżej przekrój licznika scyntylacyjnego pokazujący umieszczenie preparatu KCl. Blacha aluminiowa absorbuje promieniowanie beta.

gamma ^{40}K zawartego w zwykłej próbce chlorku potasu [9] (rys. 9). Przy pomocy metody oscylograficznej można wyznaczyć energię promieniowania gamma ze źródeł o aktywności rzędu 10^{-9} curie.

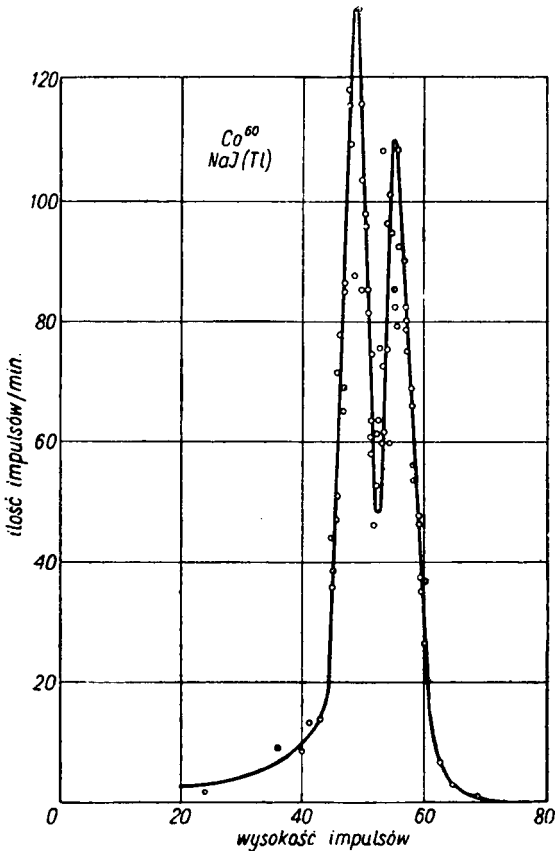
6. Spektroskopy koincydencyjne (wielokryształowe)

W r. 1949 Hofstadter i McIntyre [10, 11] wykazali, że pojedyncze kwanty gamma ulegając rozproszeniu w kryształach jednego licznika scyntylacyjnego mogą wywoływać równoczesne wyzwolenie drugiego licznika (koincydencję) za pośrednictwem kwantu rozproszonego (analogiczne zjawisko daje się zaobserwować w licznikach Geigera-Müllera [12]). Praca ta stała się punktem wyjścia dla kilku nowych typów spektroskopów promieniowania gamma, tzw. spektroskopów koincydencyjnych. W od-

niesieniu do wszystkich typów tych spektroskopów można powiedzieć, że zadaniem ich jest wydzielić spośród różnych rodzajów impulsów wzbudzonych w liczniku scyntylacyjnym (foto-compton-pary) jeden tylko rodzaj i ten dopuścić do rejestracji. Uzyskuje się przez to lepszą przejrzystość zarejestrowanego widma w przypadku, gdy badane promieniowanie



Rys. 10
Schemat koincydencyjnego spektrometru dwulicznikowego opartego na zjawisku Comptona

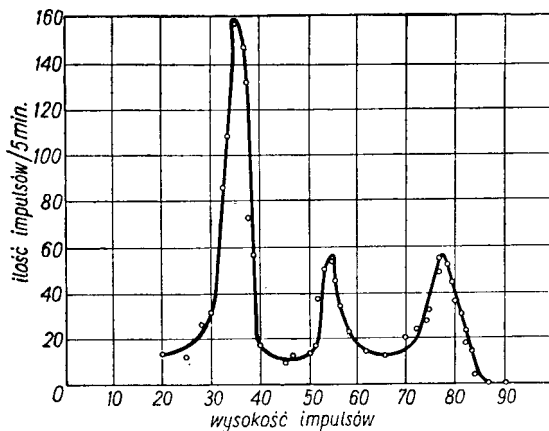


Rys. 11

Krzywa dyskriminatora różniczkowego dla promieniowania gamma ^{60}Co uzyskana spektrometrem typu z rys. 10. W miejscu strzałek z rys. 6 pojawiają się dwie ostre „linie comptonowskie“.

składa się z kwantów o różnych energiach. Spektroskop opisany w poprzednim rozdziale daje wtedy gmatwaninę „linii“, w której trudno czasem o poprawną interpretację. Hofstadter i McIntyre [13] w swym spektrometrze dwulicznikowym używali wspomnianego zjawiska koincydencji do wydzielenia spośród wszystkich impulsów jedynie impulsów pochodzących od elektronów comptonowskich. Skolimowana wiązka badanego promieniowania padała w ich urządzeniu na kryształ 1 (rys. 10) pierwszego licznika scyntylacyjnego. W przypadku gdy w kryształach wybity został elektron poprzez proces Comptona, rozproszony kwant mógł trafić jeszcze w kryształ 2 drugiego licznika scyntylacyjnego i mógł tam zostać zarejestrowany w dowolnym z trzech możliwych procesów. Liczniki te pracując

w koincydencji dawały więc impuls koincydencyjny jedynie w przypadku rozproszenia comptonowskiego pod kątem Θ określonym geometrią układu. Ani proces fotoelektryczny, ani wytworzenie się pary w pierwszym liczniku nie mogło spowodować koincydencji. Poza tym impulsy pierwszego licznika, którym towarzyszą koincydencje, posiadają jednolitą wielkość (jako przynależne do kwantów rozproszonych pod stałym kątem Θ) w prosty sposób związaną z energią padających kwantów gamma. Układ elektronowy dopuszczał do dyskryminatora różniczkowego jedynie te impulsy, którym towarzyszą koincydencje. W ten sposób maksima na krzywej



Rys. 12

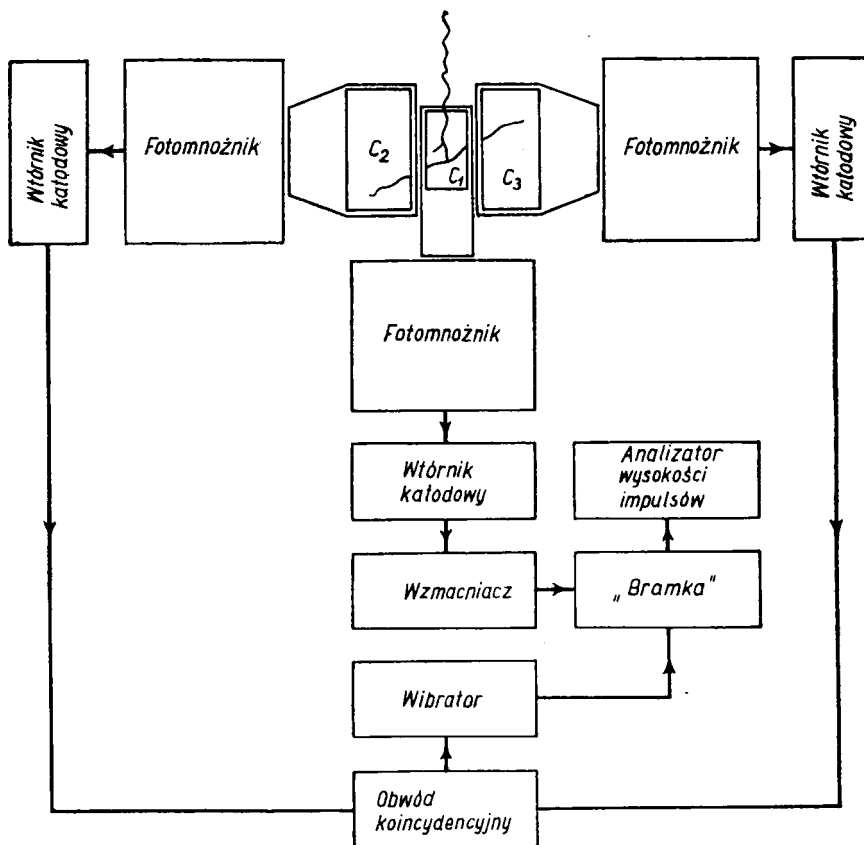
Krzywa dyskryminatora różniczkowego dla promieniowania gamma ^{24}Na uzyskana na spektrometrze typu z rys. 10. W miejscu rozkładów comptonowskich z rys. 5 pojawiają się „linie comptonowskie” dla energii 1,38 i 2,76 MeV, a pomiędzy nimi linia par dla promieniowania 2,76 MeV.

dyskryminatora odpowiadają monochromatycznym składnikom badanego promieniowania. Rys. 11 przedstawia tak uzyskaną krzywą dla promieniowania ^{60}Co (porównaj rys. 6). Autorowie stwierdzili [14], że na krzywej dyskryminatora dla ^{24}Na poza dwiema liniami comptonowskimi, przynależącymi do promieniowań o energiach 1,38 MeV i 2,76 MeV, pojawia się linia par dla promieniowania o wyższej energii (rys. 12). Wystąpienie tej linii tłumaczą powstawaniem koincydencji, wyzwolonych przez promieniowanie neutralizacji pozytronu pary, które dotarło do drugiego

licznika. Sugerują oni, że dla promieniowania gamma o dużej energii można by posłużyć się tym efektem w celu wyselekcjonowania linii par.

Myśl ta została zrealizowana przez J o h a n s s o n a [15] w spektroskopie koincydencyjnym naszkicowanym schematycznie na rys. 13. Zasada działania tego spektroskopu polega na następującym: Kwant badanego promieniowania gamma pada na kryształ C_1 (NaJ [Tl]) i wytwarza w nim parę elektronową. Pozytron tej pary ulegając neutralizacji wytwarza dwa kwanty promieniowania gamma o energiach 0,51 MeV. Kwanty te biegną, jak wiadomo, w dwóch przeciwnych kierunkach. Z dużym więc prawdopodobieństwem jeden z nich osiągnie kryształ C_2 , a drugi kryształ C_3 , dwóch liczników scyntylacyjnych, pracujących w koincydencji. Powstały w ten sposób impuls koincydencyjny otwiera układ blokujący i pozwala

impulsowi z licznika C_1 dotrzeć do różniczkowego dyskryminatora impulsów. Żaden inny proces w kryształ C_1 nie może spowodować równoczesnego wyzwolenia liczników C_2 i C_3 . Tak więc do dyskryminatora docierają



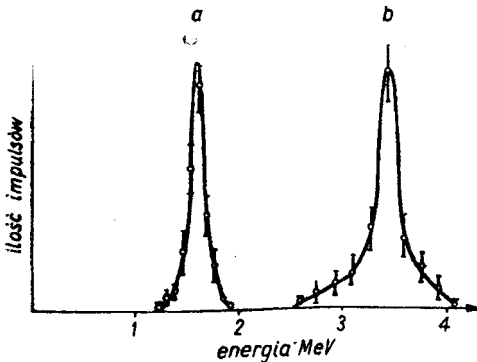
Rys. 13

Schemat spektrometru trójlicznikowego, „parowego“

tylko impulsy „parowe“. Energie poszczególnych składowych badanego promieniowania są na krzywej dyskryminatora reprezentowane przez pojedyncze maksima. Na rys. 14 widzimy krzywą dyskryminatora uzyskaną przez zastosowanie tego spektrometru do badania promieniowania $RdTh$ (2,62 MeV) i promieniowania gamma, powstającego przez bombardowanie berylu cząstkami alfa polonu (4,45 MeV). Badane źródło $Po-Be$ dawało około 10^4 kwantów gamma na sekundę. Było ono umieszczone w bezpośrednim kontakcie z kryształem C_1 .

Zauważmy, że opisany tutaj spektrometr „parowy“ nie wymaga kolicacji badanego promieniowania w odróżnieniu od spektrometru koincy-

dencyjnego opartego na zjawisku Comptona. Oznacza to, że może być on używany do badania słabych promieniowań, podobnie jak spektrometry z pojedynczym kryształem dając równocześnie dla dużych energii wyniki znacznie bardziej przejrzyste.



Rys. 14

Krzywa dyskryminatora różniczkowego dla promieniowania $RdTh$ (2,62 MeV) i dla źródła $Po-Be$ (4,45 MeV) uzyskana spektrometrem typu z rys. 13. Na osi poziomej zaznaczona wysokość impulsów „parowych“ w MeV

kreślać, jak zasadnicze znaczenie posiada odkrycie tak potężnej metody w obecnym okresie gromadzenia informacji o poziomach energetycznych jąder atomowych.

W ciągu dwóch lat, jakie upłynęły od czasu narodzin spektroskopii scyntylacyjnej do chwili obecnej, dokonano już w szeregu ośrodków wielu badań przy pomocy tej techniki. Wyznaczono dokładnie energie nowych linii promieniowania gamma, których wykrycie przy użyciu dawnych metod było często niemożliwe. Na łamach czasopism fizycznych coraz częściej pojawiają się fotografie ekranów oscylografów ukazujące jak na dłoni to, co kilka lat temu wydawało się niemierzalnie małe. Nie trzeba pod-

Literatura

1. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Nucleonics*, **7**, 3, 32 (1950) А. Вайсенберг, У. Ф. Н **44**, 453 (1951).
2. D. Maeder, V. Wintersteiger, *Helv. Phys. Acta*, **25**, 465 (1952); *Phys. Rev.*, **87**, 537 (1952).
3. R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, **74**, 100 (1948); **75**, 796 (1949).
4. J. A. McIntyre, R. Hofstadter, *Phys. Rev.*, **78**, 617 (1950).
5. S. A. Johansson, *Nature* **165**, 396 (1950).
6. R. W. Pringle, K. I. Roulston, S. Standil, *Phys. Rev.*, **78**, 627 (1950).
7. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, **80**, 631 (1950).
8. H. F. Stoddart, H. E. Gove, *Phys. Rev.*, **87**, 262 (1952).
9. P. R. Bell, J. M. Cassidy, *Phys. Rev.*, **79**, 173 (1950).
10. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, **76**, 1269 (1949).
11. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, **78**, 24 (1950).
12. J. Gierula, *Acta Phys. Polonica*, **11**, 36 (1951).
13. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.* **78**, 619 (1950).
14. R. Hofstadter, J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, **79**, 389 (1950).
15. S. A. E. Johansson, *Phil. Mag.*, **43**, 249 (1952).

Leonard Sosnowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Zjawiska kontaktowe w półprzewodnikach

Jednym z najważniejszych działów fizyki półprzewodników jest badanie zjawisk, występujących na pograniczu dwóch lub więcej obszarów, różniących się własnościami fizycznymi. Zjawiska te, które będziemy w dalszym ciągu nazywali kontaktowymi, występują zarówno na granicy metalu i półprzewodnika, jak i na zetknięciu pomiędzy półprzewodnikami. Najbardziej doniosłe zastosowania praktyczne fizyki półprzewodników opierają się na zjawiskach kontaktowych. Na nich opiera się działanie prostowników stykowych i detektorów kryształowych oraz komórek fotowoltaicznych, czyli fotoelementów. Najnowsze, ale może i najważniejsze zastosowania półprzewodników, tranzystory, czyli układy półprzewodnikowe, posiadające zdolność generacji i wzmacniania drgań wysokiej częstości, polegają na wykorzystaniu zjawisk kontaktowych. Posiadając cechy znane dotychczas tylko w lampach elektronowych zapowiadają zasadniczy przewrót w wielu działach radiotechniki.

Istnieje prócz tego szereg układów półprzewodnikowych, których właściwości zdają się na pozór nie zależeć bezpośrednio od zjawisk kontaktowych, że wymienimy tu chociażby warstwy fotoprzewodzące lub płytki z SiC, stosowane jako bezpieczniki odgromnikowe przy przesyłaniu energii elektrycznej. Warstwy takie posiadają budowę drobnokrystaliczną i, jak wykazały badania lat ostatnich, zjawiska kontaktowe decydują o ich własnościach [2,8].

Kontakt pomiędzy półprzewodnikiem i metalem był od dawna przedmiotem licznych badań, głównie w związku z własnościami prostowniczymi. Teorie własności prostowniczych, oparte na kwantowo-mechanicznej teorii przewodnictwa i wprowadzające różne modele kontaktu, zostały jeszcze przed 1939 r. wysunięte przez Wilsona, Motta i Schottky'ego. W następnym dziesięcioleciu rozszerzył się w sposób istotny zakres poznanych zjawisk kontaktowych, co pozwoliło na wprowadzenie nowych koncepcji teoretycznych, przy czym głównym przedmiotem zainteresowania stał się kontakt pomiędzy półprzewodnikami. Koncepcja „dwuprądowej“ teorii kontaktu została wysunięta przez autora niniejszego artykułu w związku z badaniami nad zjawiskami fotoelektrycznymi

w siarczku ołowiu (1, 2) oraz przez fizyków amerykańskich Shockleya, Bardeena i współpracowników w związku z pracami nad detektorami germanowymi [3, 4].

Prace szkoły amerykańskiej dzięki odkryciu tranzystorów [5] pozwoliły na wprowadzenie nowych metod badania półprzewodników i na dalsze rozwinięcie teorii, o czym będzie mowa w dalszym ciągu artykułu.

Model pasmowy półprzewodnika

Na wstępie przypomnimy kilka zasadniczych rysów współczesnej teorii półprzewodników, bez których dalsza dyskusja nie byłaby możliwa¹⁾. Zjawiska przewodnictwa elektronowego w półprzewodnikach interpretujemy obecnie na gruncie tzw. „teorii pasmowej“ ciała stałego, wysuniętej przez Blocha i Brillouina (1928), rozwiniętej następnie w zastosowaniu do półprzewodników przez Frenkla, Wilsona i Motta (1931). Według tej teorii poziomy energetyczne elektronów w ciele stałym tworzą oddzielne pasma. Wewnątrz pasma poziomy są ułożone niezmiernie gęsto, tworząc prawie kontinuum. Dokładniej, liczba poziomów równa jest liczbie atomów w kryształ. Pomiędzy pasmami znajdują się obszary „wzbronione“ energii, w których gęstość poziomów równa jest zeru. Poziomy te należy uważać za poziomy energii elektronów „skolektywizowanych“, to znaczy należących do całego kryształu, a nie związanych z jakimś określonym atomem.

W ciałach nie metalicznych (a do takich należy zaliczyć półprzewodniki), najwyższe obsadzone przez elektrony pasmo jest przez nie całkowicie wypełnione. Będziemy je w dalszym ciągu nazywali pasmem podstawowym. Następne z kolei pasmo jest całkowicie puste; nazwiemy je pasmem przewodnictwa. Ściślej rzecz biorąc taka sytuacja zachodzić będzie tylko w temperaturze zera bezwzględnego. Przyłożone do ciała pole elektryczne nie może wówczas wywierać wpływu na rozkład energetyczny elektronów, ani też przekazywać im pędu; nie-metale są zatem w temperaturze zera bezwzględnego doskonałymi izolatorami.

Przeniesienie elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa umożliwi mu swobodne przemieszczanie się w kryształ i pobieranie energii kosztem pola; staje się on elektronem przewodnictwa. W pasmie podstawowym pozostaje po elektronie „dziura“, czyli pasmo przestaje być całkowicie wypełnione i może przenosić prąd. Modelowo możemy wyobrazić sobie, że dziura jest wypełniana przez coraz to inne elektrony, prze-

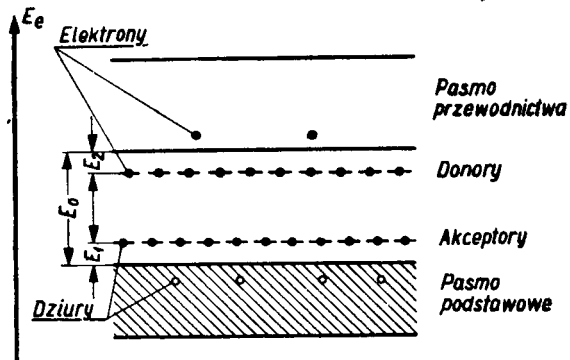
¹⁾ Nieco szersze omówienie tych zagadnień znajdzie czytelnik w artykułach autora w t. I. Postępów Fizyki, s. 125—150.

mieszczą się zatem w kierunku przeciwnym do ich ruchu, czyli że dziura zachowuje się pod wpływem pola elektrycznego jak nośnik prądu o elementarnym ładunku dodatnim. Bliższa analiza wykazuje, że własności dziur i elektronów są w wysokim stopniu symetryczne, toteż mówimy zazwyczaj o dwóch rodzajach nośników prądu w ciałach stałych: dodatnich dziurach i ujemnych elektronach. W rzeczywistości prąd jest przenoszony zawsze przez elektrony, znajdujące się jednak w zupełnie odmiennych warunkach. W pierwszym przypadku (dziur) jest to zespół elektronów pasma podstawowego, w drugim — nieliczne elektrony w pasmie przewodnictwa.

Przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa może nastąpić przez absorpcję fotonu (zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne) lub też na skutek pobudzenia termicznego. Dlatego też w temperaturach różnych od zera bezwzględne przewodnictwo ma zawsze skończoną wartość.

Istotnym dalszym elementem teorii półprzewodników jest pojęcie „centrów obcych“ w sieci krystalicznej. Centrum takie może stanowić atom

innego rodzaju niż te, z których jest zbudowana sieć krystaliczna, lub też atom zajmujący położenie międzywęzłowe (anomalne) w sieci, lub wreszcie luka w miejscu normalnie zajmowanym przez atom czy jon. Każde takie zakłócenie periodyczności prowadzi do powstania poziomów lokalnych, to jest stanów elektronowych,



Rys. 1

związanych z danym centrum. Poziomy energii takich atomów lokalnych mogą przypadać w obszarze wzbronionym energii, a więc pomiędzy pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa (rys. 1).

Poziomy lokalne odgrywają rolę „donorów“, względnie „akceptorów“, to znaczy mogą bądź dostarczać elektrony do pasma przewodnictwa, bądź wychwytywać elektrony z pasma podstawowego, co jest równoważne tworzeniu dziur.

W półprzewodnikach mogą występować obydwa rodzaje centrów równocześnie, to znaczy zarówno centra donorowe, jak i akceptorowe w tym samym kryształ [10]. Jeżeli przeważa koncentracja centrów akceptorowych, to o przewodnictwie będą decydować przede wszystkim dziury. Mówimy wówczas o półprzewodniku niedomiarowym, czyli typu „p“. Gdy

przeważają donory, decydującym jest przewodnictwo elektronów w pasmie przewodnictwa; półprzewodnik nazywamy nadmiarowym, czyli typu „*n*“.

Zanalizujmy sytuację nieco dokładniej. Przewodnictwo elektryczne półprzewodnika możemy wyrazić wzorem:

$$\sigma = n_1 e u_1 + n_2 e u_2,$$

gdzie n_1 i n_2 oznaczają koncentracje dziur i elektronów odpowiednio, a u_1 i u_2 — ich ruchliwości. Możemy zatem wyróżnić zawsze dwie składowe prądu: prąd przenoszony przez dziury i prąd przenoszony przez elektrony. W półprzewodniku typu *n* prąd przenoszony przez elektrony nazwiemy prądem większościowym, a prąd dziurowy — mniejszościowym. W półprzewodniku typu *p* stosunki układają się odwrotnie. Uwzględnienie prądu mniejszościowego i wykazanie jego zasadniczej roli we wszelkich zjawiskach kontaktowych stanowi istotę teorii „dwuprądowej“ wspomnianej wyżej i jest zarazem głównym tematem niniejszego artykułu.

Powyższe zasady ogólne zilustrujemy na przykładzie germanu i krzemu, które są obecnie najlepiej zbadanymi półprzewodnikami i do których badania zastosowano w ostatnich latach nowe metody eksperymentalne.

Własności krzemu i germanu

Krzem i german tworzą siatkę krystaliczną typu diamentu. Jest to siatka o charakterze walencyjnym, gdzie każdy atom posiada czterech najbliższych sąsiadów rozmieszczonych na narożach tetraedru zgodnie z czterowartościowością tych pierwiastków. Do klasy tej należą również szara odmiana cyny.

Jeżeli któryś z atomów takiej sieci zastąpimy przez atom z piątej kolumny układu periodycznego (P, As, Sb), powstanie centrum donorowe. Piąty elektron wprowadzonego atomu, będzie w tych warunkach słabo z nim związany i może z łatwością przechodzić do pasma przewodnictwa. Wprowadzenie na miejsce atomu Si czy Ge atomu z trzeciej kolumny (B, Al, Ga czy In) wytwarza centrum akceptorowe ze względu na brak jednego elektronu do wytworzenia normalnego wiązania.

Wnioski te znalazły ostatnio piękne potwierdzenie w doświadczeniach Pearsona i współpracowników [6].

Poddawano w nich german działaniu powolnych neutronów ze stosu atomowego. Zachodzi wówczas reakcja (n, γ) z różnymi izotopami germanu. Przeważającą okazuje się reakcja $^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71}\text{Ge}$. Powstający izotop ^{71}Ge przechodzi poprzez wychwyt elektronu z orbity K w ^{71}Ga . Reakcje z innymi izotopami prowadzą na ogół do produktów beta promieniotwórczych i w konsekwencji do powstawania izotopów arsenu. Wytwarzają się w ten sposób jednocześnie centra akceptorowe i donorowe, przy czym te

pierwsze w większej koncentracji. Liczba wytworzonych centrów jest proporcjonalna do czasu naświetlania i może być dokładnie kontrolowana. Próbką, która miała przed naświetleniem neutronami charakter *n*, zmienia się przy dostatecznie długiej ekspozycji na typ *p*. Ważną jest tu okoliczność, iż znamy dokładnie naturę centrów. Ani energia neutronów powolnych, ani energia odskoku w związku z przemianą *K* (emisja fotonu i neutrino) nie wystarczają do zerwania więzów w sieci krystalicznej. Dowodzi to, że centra w tym wypadku stanowią rzeczywiście atomy obce w położeniach węzłowych sieci.

O trudności rozstrzygnięcia kwestii natury centrów świadczy fakt, że przy bombardowaniu germanu szybkimi deuteronomi i cząstkami α powstają centra akceptorowe, które znikają przy dostatecznie silnym ogrzaniu kryształu. Dowodzi to, że decydującym w tym wypadku o powstawaniu centrów czynnikiem są nie reakcje jądrowe, lecz dyslokacje atomów germanu, wywołane szybkimi cząstkami. Wygrzanie przywraca pierwotne uporządkowanie sieci krystalicznej.

Inną możliwość wyznaczenia koncentracji centrów stanowi użycie wskaźników promieniotwórczych: dodając do germanu np. antymonu zawierającego promieniotwórczy izotop, możemy wnosić z promieniotwórczości otrzymanej próbki o koncentracji centrów donorowych Sb [15].

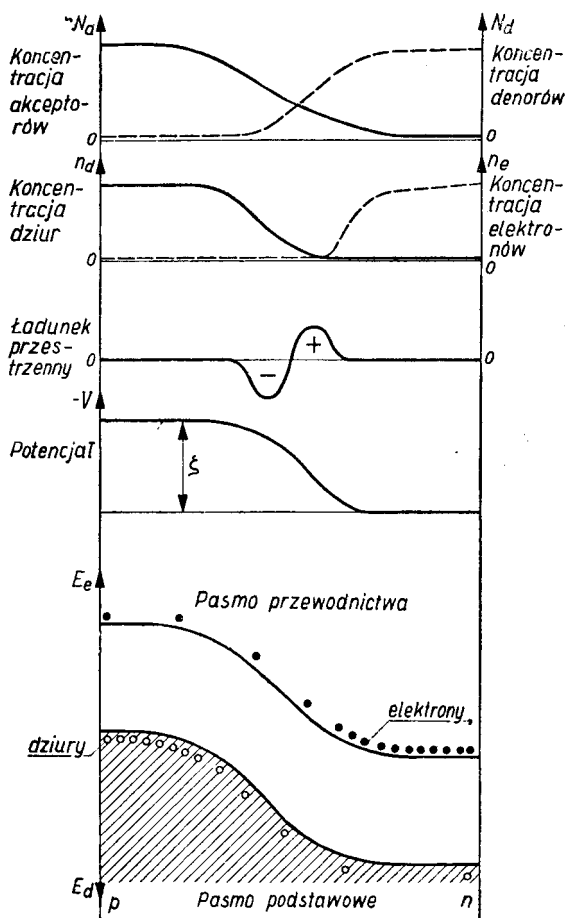
Porównując dane dotyczące koncentracji centrów w różnych próbkach z koncentracjami elektronów i dziur, które możemy obliczyć z wartości przewodnictwa i stałej Halla, wnioskujemy o rozmieszczeniu poziomów energetycznych [7]. Zestawienie uzyskanych różnymi metodami danych dla pierwiastków czwartej kolumny układu periodycznego zawiera tabela I. Przez E_0 oznaczamy odstęp pomiędzy pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa, przez E_1 odstęp pomiędzy poziomem akceptorów i pasmem podstawowym, a przez E_2 — między poziomem donorów i pasmem przewodnictwa.

	Diamant C	Krzem Si	German Ge	Cyna szara Sn
Liczba atomowa	6	14	32	50
Elektrony walencyjne	$2s^2 2p^2$	$3s^2 3p^2$	$4s^2 4p^2$	$5s^2 5p^2$
Stała siatki <i>a</i> w Å	3,56	5,42	5,62	6,46
Liczba atomów w $\text{cm}^3 \cdot 10^{-22}$	17,7	5,00	4,52	2,82
Stała dielektryczna	6,2	13	19	
Energia aktywacji siatki E_0 eV	~ 7	1,11	0,72	0,1
„ „ akceptorów E_1 eV	$\sim 0,35$	0,08	0,04	
„ „ donorów E_2 eV	$\sim 0,35$	0,054	0,04	
Ruchliwość dziur u_d $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	~ 200	100	1700	
„ elektronów u_e „	~ 400	300	2600	

Diament jest typowym izolatorem; różnice pomiędzy własnościami diamentu i typowego półprzewodnika, jakim jest german, leżą w wartościach E_0 , E_1 i E_2 i wynikających stąd różnicach koncentracji dziur i elektronów.

Cechą charakterystyczną specjalnie dla krzemu i germanu są bardzo małe wartości E_1 i E_2 . Wartości te są rzędu kT w temperaturze pokojowej (0.025 eV), co powoduje, że centra obce zarówno donorowe, jak i akceptorowe są prawie całkowicie zjonizowane w normalnych warunkach. Pod tym względem krzem i german różnią się od większości półprzewodników, zbliżają się zaś do grupy półprzewodników PbS, PbSe i PbTe, posiadających bardzo podobny rozkład poziomów. Wyjaśnia to szereg analogii w zachowaniu się tych dwóch grup półprzewodników.

Kontakt półprzewodników typu p-n



Rys. 2

Rozpatrzmy teraz własności kontaktu pomiędzy obszarami półprzewodników typu n i p . Jeżeli taki kontakt utworzyć przez mechaniczne zetknięcie próbek różnych typów, zjawiska będą skomplikowane przez nierówności powierzchni, obecność okludowanych gazów, utlenienie i inne czynniki, o których będzie mowa dalej. „Czysty” kontakt typu p - n otrzymamy wytwarzając gradient koncentracji centrów obcych wewnątrz makroskopowo jednorodnej próbki. W germanie gradient taki otrzymali M. Becker i H. Y. Fan [9] przez bombardowanie próbki typu n ostro odgraniczoną wiązką deuterionów. W części poddanej działaniu deuterionów powstaje wówczas obszar p . Można również otrzymać taki gradient przez odpowiednią obróbkę termiczną. W PbS autor artykułu

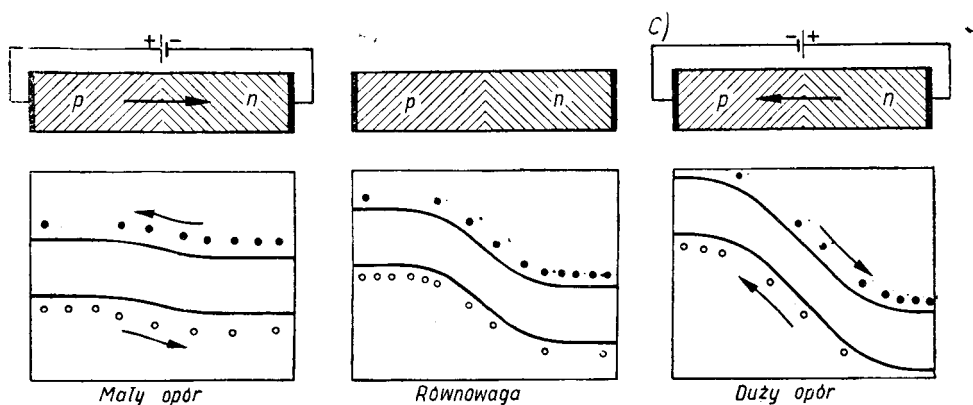
wytwarzał kontakt p - n bądź przez elektrolizę centrów tlenowych w wysokiej temperaturze, bądź przez wytworzenie silnego gradientu termicznego podczas formowania próbki. Wówczas w temperaturze powyżej 250°C obszar typu p zmienia się na obszar typu n .

Koncentracja elektronów w obszarze n jest duża, natomiast w obszarze p bardzo mała. Z rozważań równowagi statystycznej wynika że w całym półprzewodniku iloczyn koncentracji dziur i elektronów jest stały i zależy tylko od temperatury (prawo działania mas).

Wobec nierównej koncentracji elektronów w sąsiadujących obszarach p i n nastąpi dyfuzja, aż do chwili, gdy przeniesiony przez elektrony ładunek przestrzenny zahamuje dalsze ich przenikanie z n do p .

To samo rozumowanie możemy przeprowadzić dla dziur, z tą różnicą, że ich dyfuzja będzie przebiegać od obszaru p do n , gdzie ich koncentracja jest mała. Jednak zarówno ruch elektronów z n do p , jak i dziur z p do n jest równoważny przenoszeniu ładunku dodatniego z p do n .

W wyniku tej dyfuzji na granicy obszarów powstaje gradient potencjału i związane z tym gradienty koncentracji dziur i elektronów. Stosunki te ilustruje rys. 2.



Rys. 3

Kontakt taki stawia bardzo duży opór przepływowi prądu; mówimy, że na granicy obszarów powstaje bariera. Aby zrozumieć wytworzenie się bariery wystarczy rozpatrzyć składniki większościowe prądu, to znaczy ruch elektronów z n do p i ruch dziur z p do n . W ruchu tym nośniki prądu napotykają na skok potencjału ζ równy przesunięciu poziomów. Tylko te elektrony względnie dziury, które uzyskają energię pobudzenia termicznego przekraczającą wartość $e\zeta$, mogą przeniknąć przez barierę.

Łatwo też zauważyć, że bariera taka posiada własności prostownicze. Przyłożone z zewnątrz napięcie w jednym kierunku obniża wysokość bariery, w drugim ją podwyższa, jak to widać z rys. 3.

Dla niezbyt wielkich napięć związek pomiędzy natężeniem prądu i napięciem dany jest przez wzór $I = I_0(e^{eV/kT} - 1)$, w zgodności z doświadczeniem.

Inaczej zachowuje się bariera w stosunku do prądów mniejszościowych. Jak widać z rys. 3 zarówno elektrony z obszaru p do n , jak i dziury z n do p mogą przepływać swobodnie; bariera nie stanowi przeszkody w przepływie prądu mniejszościowego, którego wartość nie zależy od napięcia przyłożonego do bariery. Przy dostatecznie wysokim napięciu w kierunku zaporowym prąd większościowy redukuje się prawie do zera i poprzez barierę płyną wyłącznie prądy mniejszościowe.

Z wyżej przeprowadzonych rozważań wynika asymetria w zachowaniu się kontaktu w stosunku do prądów większościowych i mniejszościowych, stanowiąca istotę teorii dwuprądowej kontaktu. Zanim przejdziemy do omówienia wypływających z niej wniosków i nowego materiału doświadczalnego, rozpatrzmy kontakt metal-półprzewodnik.

Kontakt metalu z półprzewodnikiem.

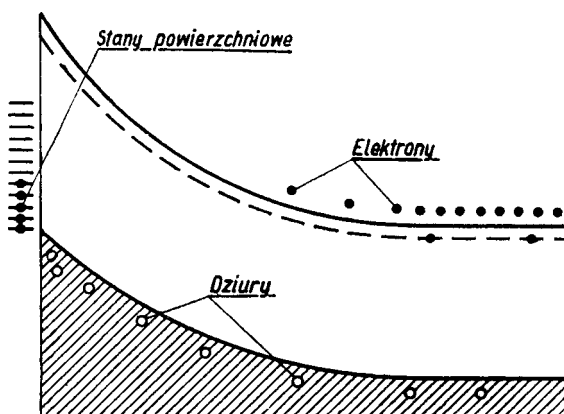
Stany powierzchniowe

Już w r. 1932 fizyk radziecki T a m m [11] zwrócił uwagę, że na powierzchni kryształu muszą istnieć lokalne stany energetyczne, związane z zakłóceniem periodyczności sieci krystalicznej wynikającym z jej ograniczenia. Z teorii T a m m a wynika, że poziomy lokalne stanów powierzchniowych winny leżeć we wzbronionym obszarze energii pomiędzy pasmem podstawowym i pasmem przewodnictwa.

Przez dłuższy czas nie udało się wykazać doświadczalnie istnienia stanów powierzchniowych T a m m a i wpływu ich na własności półprzewodników. Dopiero B a r d e e n [12] wyjaśnił szereg własności germanu wpływem stanów powierzchniowych i rozwinął dalej teorię tego zagadnienia. Jeden z głównych argumentów B a r d e e n a opierał się na spostrzeżeniu, że własności prostownicze i fotoelektryczne kontaktu metalu z germanem nie zależą od natury metalu, a zatem i od pracy wyjścia elektronów z metalu. Wynika stąd, że rozkład potencjału i gęstości nośników w pobliżu powierzchni półprzewodnika jest niezależny praktycznie od natury metalu wbrew powszechnie przyjętym poprzednio poglądom. Wyjaśnienie paradoksu upatruje B a r d e e n w tym, że stany powierzchniowe wywierają taki wpływ, jak gdyby w pobliżu powierzchni półprzewodnika istniała cienka warstewka o charakterze odmiennym od wnętrza półprze-

wodnika, a więc typu p na półprzewodniku n i odwrotnie. O własnościach kontaktu decyduje w istocie i w tym przypadku kontakt p - n .

Tworzenie się warstewki p na powierzchni półprzewodnika typu n wyjaśnia rys. 4. Stany powierzchniowe leżą niżej od donorowych, wobec czego w stanie równowagi muszą być zapełniane elektronami aż do chwili, gdy ładunek powierzchniowy wytworzy potencjał powstrzymujący dalszy ich dopływ. Potencjał ten na skutek elektrostatycznego odpychania zmniejsza koncentrację elektronów, a zwiększa koncentrację dziur. Warstwa powierzchniowa nabiera zatem cech warstwy p , a rozkład potencjału przy powierzchni



Rys. 4

jest zbliżony do omawianego już przez nas w związku z barierą p - n . Zetknięcie powierzchni półprzewodnika z metalem umożliwia wymianę elektronów pomiędzy metalem i stanami powierzchniowymi, nie zmienia natomiast w sposób istotny przebiegu potencjału wewnątrz półprzewodnika.

W analogiczny sposób można pokazać, że na powierzchni półprzewodnika typu p powstaje warstwa o cechach typu n .

Nie należy zapominać jednak, że niezależnie od stanów powierzchniowych warstwa powierzchniowa kryształu różni się zazwyczaj od jego wnętrza pod względem fizycznym i że wszystkie cechy półprzewodnika, takie jak koncentracja centrów, ruchliwość nośników, a nawet stała siatki i rozkład poziomów mogą być na powierzchni inne niż we wnętrzu, co może być dodatkową przyczyną powstawania tam barier n - p . Półprzewodniki są poddawane zazwyczaj przeróżnym zabiegom „formowania“, „aktywizacji“ czy „uczulania“, mających na celu otrzymanie warstw o pożądanym cechach. Znaczenie tych zabiegów, ustalanych zazwyczaj w sposób czysto empiryczny, polega często, zdaniem autora, na formowaniu barier omawianego typu.

Przy zetknięciu dwóch kryształków typu, powiedzmy, p warstwa graniczna będzie posiadała cechy typu n , tworzy się więc kontakt p - n - p . Bariery takie mogą odgrywać rolę decydującą o własnościach makroskopowo jednorodnych materiałów mikrokrystalicznych.

Doświadczenia wykazujące istnienie prądu mniejszościowego

W stanie równowagi termodynamicznej prąd mniejszościowy stanowi zazwyczaj znikomo mały ułamek całkowitego prądu we wnętrzu półprzewodnika i był do niedawna we wszystkich rozważaniach pomijany. Omówimy obecnie zjawiska, wywoływane przez prąd mniejszościowy. Badanie tych zjawisk pozwoliło wybitnie rozszerzyć nasze wiadomości o półprzewodnikach.

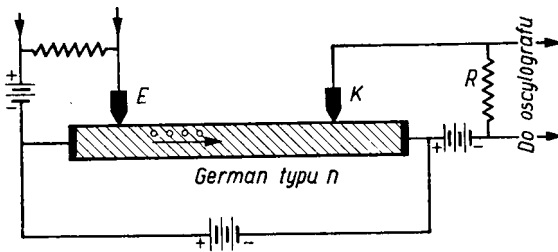
Rozważmy kontakt p - n spolaryzowany w ten sposób, że do obszaru p przyłożony jest potencjał dodatni (rys. 3a). W warunkach tych dziury napływają do obszaru n , na skutek czego koncentracja ich w pobliżu bariery jest większa niż w stanie równowagi termodynamicznej. W pobliżu bariery płynie zatem zwiększony prąd mniejszościowy (dziurowy). W obszarze tym dziury ulegają nieustannie rekombinacji, nowe zaś stale napływają od strony bariery. Kontakt odgrywa w ten sposób rolę „emitera“ dziur do obszaru n .

Niech średni czas życia dziury wynosi τ ; spośród n_0 dziur wprowadzonych w chwili $t=0$, po czasie t pozostanie: $n=n_0 e^{-t/\tau}$. W czasie t dziury przebędą średnio drogę: $x=u_d E t$, gdzie E jest natężeniem pola elektrycznego, a u_d — ruchliwością dziur. Wobec tego: $t/\tau=x/u_d E=x/L$. Stąd:

$$n_d=n_0 e^{-x/L}$$

L jest średnią drogą przebytą przez dziurę przed rekombinacją; odległość ta w germanie może wynosić kilka milimetrów.

Rolę emitera dziur do obszaru n może spełniać również dodatnio spolaryzowana elektroda metalowa, jak to wynika z przeprowadzonej wyżej dyskusji kontaktu metal-półprzewodnik.



Rys. 5

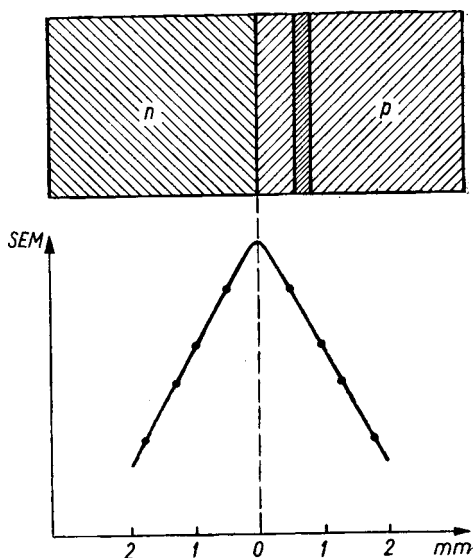
do germanu n . Dziury te unieszone przez pole wytworzone przez elektrody AB dochodzą do „kolektora“ K spolaryzowanego ujemnie względem germanu. Polaryzacja ta odpowiada kierunkowi wysokiego oporu (zaporowemu), jednak dziury jako składnik mniejszościowy prądu mogą

Jako przykład doświadczalnego badania prądu dziurowego może posłużyć eksperyment H a y n e s a i S h o c k l e y a, którego schemat przedstawia rys. 5). Kontakt E , gdy jest spolaryzowany dodatnio, gra rolę emitera dziur

wchodzić do kolektora bez przeszkód. Natężenie prądu w kolektorze zależy zatem od koncentracji dziur w n , stanowi więc swego rodzaju wskaźnik prądu mniejszościowego. Przykładając do emitera prostokątny impuls dodatni napięcia zaobserwujemy na ekranie oscylografu połączony z kolektorem impuls opóźniony o czas przebiegu dziur od E do K . Zmieniając natężenie pola w półprzewodniku lub odległość pomiędzy elektrodami i mierząc natężenie impulsu w kolektorze i czas jego opóźnienia, możemy wyznaczyć ruchliwość dziur i czas rekombinacji w sposób bardziej bezpośredni, aniżeli to było dotychczas możliwe. Uzyskujemy tu nową metodę eksperymentowania, która daje się zastosować w licznych wariantach.

W innym doświadczeniu oświetlano płytkę germanu w pobliżu kontaktu n - p ostro ograniczoną plamką świetlną (o rozmiarach rzędu 100μ). Światło zaabsorbowane przenosi elektrony z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa zwiększając przez to koncentrację dziur w obszarze n , a koncentrację elektronów w p . Miejsce oświetlone działa więc jak emiter nośników mniejszościowych, które w braku pola elektrycznego przyłożonego do półprzewodnika dyfundują we wszystkich kierunkach. Dyfundują również bez przeszkód poprzez barierę (nośniki mniejszościowe!), lecz powrócić już swobodnie nie mogą, gdyż po drugiej stronie należą do nośników większościowych. Powstaje w ten sposób siła foto-elektromotoryczna (zjawisko fotowoltaiczne). Mierząc wielkość siły elektromotorycznej w zależności od odległości plamki świetlnej od bariery (zależność ta ma charakter liniowy) można wyznaczyć współczynnik dyfuzji i czas rekombinacji (rys. 6). Współczynnik dyfuzji związany jest z ruchliwością związkiem Einsteina: $D = ukT/e$.

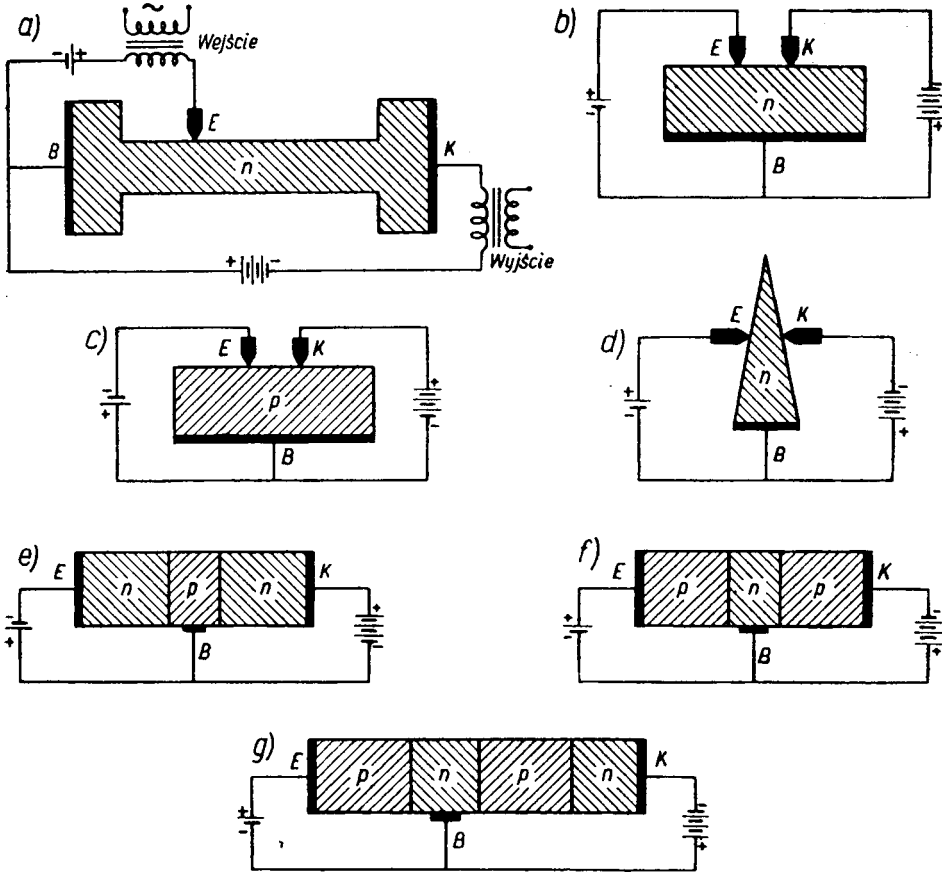
Szczególnie cennych informacji dostarczają pomiary współczynników rekombinacji, co do których brak było dostatecznych danych. W germanie przekrój czynny na rekombinację dziury i elektronu jest mniejszy niż 10^{-18} cm^2 , a więc znacznie mniejszy od przekroju atomu germanu. W próbkach niewielkich rozmiarów rekombinacja zachodzi głównie na powierzchni.



Rys. 6

Zastosowania prądów mniejszościowych: tranzystory, fotoelementy, warstwy fotoprzewodzące

Z doświadczeń opisanych w poprzednim paragrafie jest widoczne, że za pośrednictwem prądu mniejszościowego można modulować prąd płynący



Rys. 7

przez barierę zaporową. Możliwość ta została wykorzystana przez Bardeena i Brattaina przy konstrukcji tranzystora, czyli triody półprzewodnikowej. Obecnie znany jest już szereg różnych układów tranzystorowych, a nowa ta dziedzina techniki szybko się rozwija. Dokładniejsze omawianie tranzystorów nie jest celem niniejszego artykułu; w tomie III str. 81 *Postępów Fizyki* znajdzie czytelnik artykuł mgr. Z. Kopia poświęcony temu zagadnieniu. Rys. 7 podaje schematy kilku odmian triod tranzystorowych. We wszystkich tych układach elektroda E gra rolę emitera, to znaczy wysyła prąd mniejszościowy, który moduluje natężenie

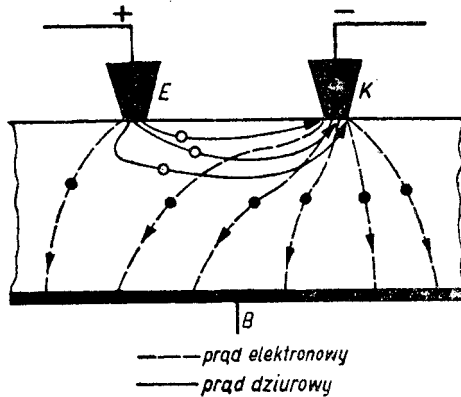
prądu w obwodzie kolektora K . Emiter jest spolaryzowany w kierunku niskiego oporu, a kolektor w kierunku zaporowym.

Jeżeli cały prąd emiterowy dojdzie do kolektora, to otrzymamy wzmocnienie mocy w stosunku $\alpha = \frac{R_k}{R_e}$, gdzie R_e i R_k oznaczają opory obwodów emitera i kolektora. W rzeczywistości możemy otrzymać również wzmocnienie prądowe, to znaczy $\gamma = \frac{I_k}{I_e}$ może być znacznie większe od jedności, co zwiększa odpowiednio wzmocnienie mocy, które w pewnych typach tranzystorów może osiągać 100 db. Wyjaśnienia wzmocnienia prądowego należy upatrywać we wpływie ładunku przestrzennego nośników mniejszościowych na przebieg potencjału bariery w pobliżu kolektora. Na przykład dodatni ładunek przestrzenny niesiony przez dziury obniża ujemny potencjał zaporowy dla elektronów i ułatwia ich wchodzenie do kolektora.

Najbliższą analogię z działaniem triody próżniowej uzyskamy traktując emiter jako katodę bazę (B) jako siatkę, a kolektor jako anodę. Widać wówczas, że zmiana potencjału bazy (a zatem i germanu) powoduje modulację prądu, płynącego od emitera do kolektora. Istotna różnica polega na tym, że w normalnych warunkach pracy lampy możemy zaniedbać prąd siatki, podczas gdy w tranzystorze prądy na wszystkich trzech elektrodach są porównywalne. Rys. 8 podaje obraz linii prądu w tranzystorze punktowym. Liniami ciągłymi zaznaczono prąd dziurowy, przerywanymi — elektronowy.

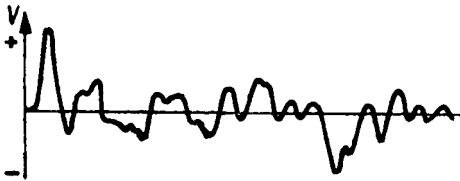
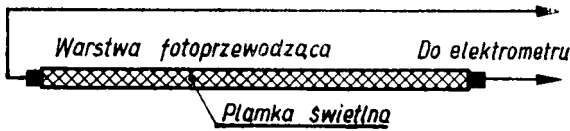
W poprzednim paragrafie wyjaśniliśmy również jak pod wpływem oświetlenia powstaje na kontakcie p - n siła elektromotoryczna. Fotoprąd, który płynie zawsze w kierunku wysokiego oporu, jest prądem mniejszościowym. Zjawiska tego rodzaju są znane w szeregu półprzewodników (Si , Ge , PbS , Tl_2S , $PbSe$) i wykorzystywane do budowy fotoelementów. Jak wykazują ostatnio prace *Prestona*, kontakt n - p należy uwzględnić również i w powszechnie znanych selenowych komórkach zaporowych.

Analogiczne zjawiska zachodzą również w warstwach fotoprzewodzących, makroskopowo jednorodnych. Warstwy takie posiadają budowę mikrokryształiczną i uzyskują wysoką czułość na światło dopiero na skutek specjalnych zabiegów „uczulających“. W wyniku tych zabiegów powstają w warstwie liczne bariery, które decydują o oporze warstwy. Bezpośred-



Rys. 8

niego dowodu istnienia takich barier w warstwach fotoprzewodzących Se i PbS dostarczyły doświadczenia polegające na oświetlaniu warstwy bardzo małą plamką i mierzeniu powstającej przy tym siły elektromotorycznej,



Rys. 9

podobnie jak w doświadczeniu z kontaktem $p-n$ w germanie [14]. Na rys. 9 wskazana jest zasada pomiaru i uzyskane wyniki.

W przypadku gdy barierę decydują o oporze warstwy, natężenie prądu zależy od koncentracji nośników mniejszościowych. Względna zmiana koncentracji na skutek oświetlenia

jest oczywiście znacznie większa w przypadku nośników mniejszościowych niż większościowych, a co za tym idzie i zmiana natężenia prądu mniejszościowego jest duża. Tym się tłumaczy wysoka czułość takich warstw. Celem powyższego krótkiego przeglądu jest poinformowanie czytelnika o postępach poczynionych głównie w ostatnich pięciu latach w jednym z ważniejszych działów fizyki półprzewodników. Autor mógł uwzględnić tylko drobną część najważniejszych prac, gdyż bieżąca literatura przedmiotu jest ogromna. Podkreślono te momenty, które wydają się najistotniejsze w rozszerzaniu naszej wiedzy o półprzewodnikach i prowadzą do odkrycia nowych zjawisk lub do pogłębienia zrozumienia zjawisk od dawna znanych. Odkrycie tranzystorów dostarcza dobitnego przykładu, że za wyjaśnieniem procesów elementarnych następują zazwyczaj ważne technicznie zdobycze.

Literatura

1. L. Sosnowski, Phys. Rev., **72**, 641 (1947).
2. — Badania nad zjawiskami fotoelektrycznymi w półprzewodnikach. TNW 1949.
3. S. Benzer, Phys. Rev., **72**, 1267 (1949).
4. W. Shockley i współpr., Phys. Rev., **76**, 180 (1947).
5. J. Bardeen i W. H. Brattain, Phys. Rev., **74**, 230 (1948).
6. G. L. Pearson i współpr., Phys. Rev., **77**, 809 (1950).
7. W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand Co. N. Y. 1951.
8. E. W. J. Mitchell i R. W. Sillers, Proc. Phys. Soc., **62**, 509 (1949).
9. M. Becher i H. Y. Fan, Phys. Rev., **75**, 1631 (1949).
10. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников, ОГИЗ, Москва 1947.
11. I. Tamm, Sow. Phys., **1**, 733 (1932), Zs. f. Phys., **76**, 849 (1932).
12. J. Bardeen, Phys. Rev., **71**, 717 (1947).
13. J. R. Haynes i W. Shockley, Phys. Rev., **75**, 691 (1949).
14. L. Sosnowski, B. W. Soole i J. Starkiewicz, Nature, **160**, 471 (1947).
15. Johnson i Lark-Horowitz, Phys. Rev., **76**, 442 (1949).

Wilhelmina Iwanowska

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

Radiowe widmo atomu wodoru w astronomii

Nie ma chyba działu fizyki ani zagadnienia, które by nie miało znaczenia dla badań astronomicznych. Można jednak wymienić szereg szczególnych momentów, gdy jakaś teoria fizyczna lub zagadnienie, niełatwe do eksperymentowania, znajdowało — czasem niespodziewanie — odzwiek w astronomii. W dziedzinie spektroskopii do momentów takich można zaliczyć między innymi: sprawę prążków wzbronionych w widmach mgławic; wyjaśnienie rozkładu natężeń w widmie ciągłym Słońca absorpcją ujemnego jonu wodoru, zanim widmo tego jonu otrzymano w laboratorium; rozwiązanie zagadki korony słonecznej przez identyfikację prążków kilkunastokrotnie zjonizowanych pierwiastków i wreszcie, w roku ubiegłym, odkrycie przez radioastronomów prążka o długości fali 21 cm, wysyłanego przez atomy wodoru międzygwiazdowego. Prążek ten jest wynikiem nadsubtelnej struktury widma wodoru, zagadnienia, zdawało się dawniej, zupełnie beznadziejnego dla astronomii.

Omówienie wyników i znaczenia tego odkrycia poprzedzimy rozważaniem możliwości występowania prążków w widmach radiowych obiektów kosmicznych, korzystając z prac Sz k ł o w s k i e g o [1] oraz J. P. W i l d a [2]. Rozważania te ograniczymy prawie wyłącznie do atomu wodoru, ponieważ z jednej strony jest to najobfitszy pierwiastek we Wszechświecie, z drugiej — teoria tego najprostszego z atomów jest najdokładniej opracowana.

1. Radiowe widmo atomu wodoru

Prążki widmowe w zakresie fal radiowych, przenikających przez atmosferę ziemską (od 1 cm do kilkudziesięciu m), mogą powstawać przy przejściu w atomie lub cząsteczce pomiędzy dwoma bardzo bliskimi sobie poziomami energetycznymi. Jeśli chodzi o atom wodoru, w grę wchodzi sąsiednie poziomy w strukturze subtelnej lub nadsubtelnej. Istnieją też zagęszczenia poziomów w pobliżu granic seryj, odpowiadające im jednak prążki byłyby tak liczne, że raczej tworzyłyby continuum.

Prążki struktury subtelnej

Strukturę subtelną atomu wodoru interpretuje się jako łączny wynik relatywistycznych własności elektronu i krętu elektronu. W rezultacie poziomy energetyczne struktury subtelnej są określone różnymi wartościami wewnętrznej liczby kwantowej j przy tej samej głównej liczbie kwantowej n ; w przybliżeniu Diraca energia poziomów atomu wodoru wyraża się wzorem

$$W_{nj} = -\frac{Rhc}{n^2} - \frac{Rhc \alpha^2}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right),$$

gdzie $R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{ch^3}$ jest stałą Rydberga, $\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$ stałą struktury subtelnej, e i μ — ładunkiem i masą elektronu, h — stałą Plancka, c — prędkością światła.

Na podstawie tego wzoru obliczamy częstość promieniowania, odpowiadającą przejściu pomiędzy dwoma poziomami struktury subtelnej (n, j) — ($n, j-1$).

$$h\nu = W_{nj} - W_{n,j-1} = \frac{Rhc \alpha^2}{n^3} \left(\frac{1}{j-1/2} - \frac{1}{j+1/2} \right).$$

Wektor j odpowiada kwantowej sumie momentu pędu orbitalnego (liczba kwantowa l) i krętu elektronu (l. kw. $\pm 1/2$), a zatem $j = l \pm 1/2$. Ponieważ l może przybierać wartości: $0, 1, 2, \dots, n-1$, poziom atomu wodoru o liczbie kwantowej n rozpada się na n poziomów subtelnych o liczbach wewnętrznych

$$j = 1/2, 3/2, \dots, n - 1/2.$$

Przejścia dozwolone między tymi poziomami określa reguła wyboru $\Delta j = 0, \pm 1$; przypadek $\Delta j = 0$ w naszym zagadnieniu odpada. Poza tym musi być spełniony warunek odnośnie l : $\Delta l = \pm 1$. W ten sposób stan zasadniczy atomu wodoru ($n=1$) posiada tylko jeden poziom i nie daje linii nas interesujących. Stan $n=2$ ma dwa poziomy: $l=0, j=1/2$ oraz $l=1, j=3/2$ i może dać linię odpowiadającą przejściu między tymi poziomami $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$. Z podanego wyżej wzoru na częstość obliczamy dla tej linii $\nu = 10\,944 \text{ Mc/sec.}$, co odpowiada długości fali $\lambda = 2,75 \text{ cm.}$ W obrębie poziomu $n=3$ mamy trzy możliwe linie radiowe, na poziomie $n=4$ — pięć linii. W tablicy I są zestawione długości fal prążków radiowych struktury subtelnej dla pierwszych czterech poziomów oraz prawdopodobieństwa tych przejść, obliczone wg Condon'a i Shortley'a ze wzorów

$$A_{21} = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 hc^3 (2j+1)} \cdot S_{21}; \quad S_{21} = \frac{9 n^2}{16 j} (4j^2 - 1)(n^2 - l^2) \tau_0^2 e^2; \quad \tau_0 = \frac{h^2}{4 \pi^2 m e^2}.$$

Tablica I ¹⁾

Radiowe prążki wodoru w strukturze subtelnej

Oznaczenie	Długość fali w cm	Prawdopodobieństwo przejścia
$2^2 P_{3/2} - 2^2 S_{1/2}$	2,75	$8,9 \times 10^{-7}$
$3^2 P_{3/2} - 3^2 S_{1/2}$	9,25	$1,4 \times 10^{-7}$
$3^2 D_{3/2} - 3^2 P_{1/2}$	9,25	$8,7 \times 10^{-8}$
$3^2 D_{5/2} - 3^2 P_{3/2}$	27,7	$3,9 \times 10^{-9}$
$4^2 P_{3/2} - 4^2 S_{1/2}$	21,9	$3,5 \times 10^{-8}$
$4^2 D_{3/2} - 4^2 P_{1/2}$	21,9	$2,8 \times 10^{-8}$
$4^2 D_{5/2} - 4^2 P_{3/2}$	65,8	$1,2 \times 10^{-9}$
$4^2 F_{5/2} - 4^2 D_{3/2}$	65,8	$7,2 \times 10^{-10}$
$4^2 F_{7/2} - 4^2 D_{5/2}$	131	$9,6 \times 10^{-11}$

Prążki struktury nadsubtelnej

W dziedzinie budowy nadsubtelnej każdy poziom nlj , który w poprzednich rozważaniach uważaliśmy za pojedynczy, jest rozszczepiony na dwa poziomy określone różniącymi się o jednostkę wartościami liczby kwantowej f , która charakteryzuje wypadkową liczbę kwantową momentu obrotowego atomu, złożoną wektorowo z liczby j oraz liczby charakteryzującej i krętu jądra. Dla jądra wodoru $i=1/2$, a zatem $f=j \pm 1/2$. Rozszczepienie energetyczne poziomów struktury nadsubtelnej wyrażamy wg Fermiego-Bethego wzorem

$$W = \frac{h \nu_0}{n^3} \cdot \frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{j(j+1)(2l+1)}$$

Częstość odpowiadająca przejściu $f=j+1/2 - f=j-1/2$ wynosi

$$\nu = \frac{\nu_0}{n^3} \cdot \frac{2j+1}{j(j+1)(2l+1)}$$

Empirycznie wyznaczono rozszczepienie poziomów nadsubtelnych atomu wodoru w stanie zasadniczym metodą rozszczepiania wiązek atomowych w polu magnetycznym. Otrzymano $\nu=1420,4$ Mc/sek ($\lambda=21,1$ cm), skąd wyznaczono wartość stałej $\nu_0=532,6$ Mc/sek. W tablicy II są zestawione długości fal prążków struktury nadsubtelnej wodoru oraz prawdopodobieństwa tych przejść (dipolowych magnetycznych) obliczone wg wzorów

$$A_{21} = \frac{64 \pi^4 \nu^3}{3 hc^3 (2f+1)} \cdot S_{21}; \quad S_{21} = 3 \beta^2; \quad \beta = \frac{ch}{4 \pi mc}$$

¹⁾ Dane tablicy są podane wg przybliżenia Diraca. Uwzględniając oddziaływanie pomiędzy elektronem i kwantowym polem elektromagnetycznym oraz strukturę nadsubtelną poziomów, otrzymamy wartości nieco inne, np. dla pierwszego prążka $-\lambda=3,05$ cm.

Tablica II
Radiowe prążki wodoru w strukturze nadsubtelnej

Oznaczenie poziomu	Długość fali w cm	Prawdopodobieństwo przejścia
$1^2S_{1/2}$	21,1	$2,85 \times 10^{-15}$
$2^2S_{1/2}$	169	
$2^2P_{1/2}$	508	
$2^2P_{3/2}$	1265	

2. Powstawanie prążków emisyjnych i absorpcyjnych

Obserwujemy promieniowanie przechodzące przez ośrodek gazowy, w ogólnym przypadku niejednorodny, o znanych wartościach zdolności emisyjnej j_ν i absorpcyjnej K_ν . Mamy obliczyć natężenie promieniowania odbieranego przez obserwatora z kierunku widzenia. Element objętości gazu odległy od obserwatora o s wzdłuż linii widzenia wysyła promieniowanie $j_\nu ds$. Promieniowanie to ulega po drodze osłabieniu przez absorpcję w stosunku $e^{-\int_0^s \kappa_\nu ds'}$. Sumując przyczynki emisji kolejnych elementów drogi, otrzymamy całkowite obserwowane natężenie

$$I_\nu = \int_0^\infty j_\nu \cdot e^{-\int_0^s \kappa_\nu ds'} \cdot ds.$$

Możemy je wyrazić, jak to jest przyjęte w radiometrii, w jednostkach tzw. temperatury równoważnej, czyli temperatury ciała doskonale czarnego, które by promieniowało z danym natężeniem. Biorąc na promieniowanie ciała doskonale czarnego, zamiast funkcji Plancka, wystarczające w przypadku fal radiowych przybliżenie Jeansa-Rayleigha

$$I_\nu = \frac{2 \nu^2}{c^2} \cdot kT$$

wyrażamy I_ν przez

$$T = \frac{I_\nu \cdot c^2}{2 k \nu^2},$$

Obserwowane promieniowanie w jednostkach temperatury równoważnej wyraża się zatem następująco

$$T = \int_0^\infty J_\nu \cdot e^{-\int_0^s \kappa_\nu ds'} ds,$$

gdzie $J_\nu = \frac{j_\nu c^2}{2k \nu^2}$ oznacza temperaturę równoważną lokalnej emisji j_ν . Załóżmy, że rozważane promieniowanie w pobliżu częstości $\nu = \nu_0$ składa się z promieniowania ciągłego (indeks c) o temperaturze równoważnej T_c , niezależnej od ν , oraz promieniowania prążkowego (indeks p), którego źródłem są przejścia w niektórych atomach gazu pomiędzy poziomami energetycznymi 1 i 2. Obserwowane natężenie w obrębie prążka wyrazimy przez

$$T_{pc} = \int_0^\infty (J_p + J_c) \cdot e^{-\int_0^s (K_p + K_c) ds'} \cdot ds,$$

natężenie zaś promieniowania ciągłego przez $T_c = \int_0^\infty J_c \cdot e^{-\int_0^s K_c ds'} \cdot ds$. Interesuje nas kwestia, czy w wyniku powstanie prążek emisyjny, czy absorpcyjny. Zależy to od tego, które z dwóch obserwowanych natężeń jest większe, zależy więc od znaku różnicy

$$\Delta T = T_{pc} - T_c,$$

gdzie $\Delta T > 0$, otrzymamy prążek emisyjny, gdy $\Delta T < 0$, absorpcyjny, gdy $\Delta T = 0$, nie będzie prążka.

Widzimy łatwo, że prążek emisyjny nie może być jaśniejszy niż

$$\Delta T_{max} = \int_0^\infty J_p ds;$$

odpowiednio prążek absorpcyjny nie może być silniejszy niż

$$(-\Delta T)_{max} = T_c (1 - e^{-\tau_p}) \approx T_c \cdot \tau_p;$$

gdzie $\tau_p = \int_0^\infty K_p ds$ jest głębokością optyczną ośrodka w prążku. Występujące w naszych wyrażeniach współczynniki absorpcji i emisji wyrażamy w następujący sposób

$$K_p(\nu) = \alpha(\nu) \cdot \left[n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2} \right]; \quad J_p(\nu) = \alpha(\nu) \cdot \frac{g_1}{g_2} \cdot n_2 \cdot \frac{h\nu}{k},$$

gdzie $\alpha(\nu)$ jest atomowym współczynnikiem absorpcji, $\alpha(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8 \pi \nu^2} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot f(\nu)$

n_1 i n_2 — liczby atomów na poziomach 1 i 2

g_1 i g_2 — wagi statystyczne tych poziomów

$f(\nu)$ — funkcja określająca rozmycie prążka: szerokość naturalna, poszerzenie dopplerowskie termiczne lub tp.

Rozkład atomów pomiędzy poziomy 1 i 2, czyli stosunek n_2/n_1 , charakteryzujemy przy pomocy wielkości Θ , którą nazywamy temperaturą wzbudzenia: $\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_1}{g_2} e^{-h\nu_0/k\Theta}$. W szczególnym przypadku równowagi termodynamicznej temperatura wzbudzenia jest równa temperaturze kinetycznej gazu.

Znając 1) — częstość, prawdopodobieństwo przejścia, wagi statystyczne i szerokość naturalną danego prążka; 2) — gęstość, temperaturę kinetyczną i temperaturę wzbudzenia danego ośrodka; 3) — temperaturę równoważną tła ciąglego, możemy z pomocą naszych równań wyznaczyć charakter i względne natężenie prążka.

3. Zastosowania w radioastronomii

Korzystając z poprzednich wywodów, możemy przeprowadzić dyskusję nad możliwością występowania w emisji lub absorpcji poszczególnych prążków radiowych wodoru w obiektach kosmicznych; ograniczymy się do Słońca i materii międzygwiazdowej, ponieważ są to jedyne obiekty o znanych warunkach fizycznych i o dostatecznie dużych rozmiarach kątowych w stosunku do ograniczonej zdolności rozdzielczej aparatów radiowych.

S ł o Ń c e

Jak wiadomo ²⁾, promieniowanie radiowe Słońca pochodzi z warstw zewnętrznych o małej gęstości, z chromosfery i korony, przy czym podstawa warstw promieniujących jest funkcją długości fali i ze wzrostem tej ostatniej przesuwają się ku górze.

Zacniemy przegląd od prążka struktury subtelnej $\lambda=3$ cm. Podstawa warstw promieniujących tę długość fali leży w głębi chromosfery; sprzyjaliśmy w ten sposób warunki fizyczne ośrodka. Obliczamy współczynnik absorpcji atomowej na podstawie danych atomowych odnośnie tego prążka przy znanej szerokości naturalnej tego prążka, 100 Mc/sec, przewyższającej inne czynniki poszerzające; otrzymujemy $\alpha(\nu)=2,3 \cdot 10^{-15}$ cm². Stosunek n_2/n_1 przyjmujemy dla tej linii równy zero, ponieważ stan $2^2S_{1/2}$ jest metatrwały. Ta okoliczność daje przewagę szans powstaniu prążka absorpcyjnego. Natężenie promieniowania ciągłego w sąsiedztwie długości fali $\lambda=3$ cm jest znane z pomiarów radiometrycznych $T_c=2 \cdot 10^4$ °K. Na podstawie tych wartości szacujemy maksymalne natężenie ew. prążka absorpcyjnego wg podanego wyżej wzoru

$$(-\Delta T)_{max} = 5 \cdot 10^{-11} \cdot N_1,$$

²⁾ Por. W. Z o n n, *Astronomia radiowa, Postępy Fizyki*, Tom III, z. 1.

gdzie N_1 oznacza liczbę atomów wodoru w stanie 1 w kolumnie gazu o przekroju 1 cm^2 i podstawie na poziomie chromosfery. Aby otrzymać prążek absorpcyjny o natężeniu względnym $\Delta T = 50^0 \text{ K}$, należy przyjąć $N_1 \geq 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Zakładając warstwę jednorodną o grubości 1000 km otrzymujemy wymagane stężenie atomów wodoru 10^4 cm^{-3} . Gęstość chromosfery szacuje się od 10 do 10^7 atomów na cm^3 . Wypływa stąd wniosek, że linia subtelna $\lambda = 3 \text{ cm}$ może być zaobserwowana w absorpcji w widmie radiowym Słońca, warto więc robić w tym kierunku poszukiwania.

Jeśli chodzi o inne prążki radiowe wodoru w strukturze subtelnej lub nadsubtelnej, podobny rachunek przekonałby nas, że żaden z nich, prócz omówionego wyżej $\lambda = 3 \text{ cm}$, nie ma szans wystąpienia w widmie Słońca. Większe długości fal tych prążków ograniczają możliwości ich powstawania do warstw korony, gdzie koncentracja obojętnych atomów okazuje się zbyt mała. Pewne niewielkie szanse występowania w emisji ma jeszcze linia struktury nadsubtelnej $\lambda = 21 \text{ cm}$ w wyskokach (protuberancjach).

Materia międzygwiazdowa

W przestrzeniach międzygwiazdowych istnieje materia o konsystencji gazu i pyłu. Podobnie jak gwiazdy jest ona skoncentrowana w pobliżu płaszczyzny Drogi Mlecznej, nie tworzy jednak warstwy jednorodnej, a raczej szereg oddzielnych chmur. Materia ta zdradza swą obecność 1) — ekranowaniem światła dalszych gwiazd, 2) — świeceniem fluorescencyjnym (materia gazowa) lub refleksyjnym (pyłowa) chmur leżących w pobliżu gorących gwiazd, 3) — obecnością własnych prążków absorpcyjnych w widmach dalekich gwiazd (materia gazowa, tzw. prążki stacjonarne). Na podstawie tych zjawisk zdołano wyznaczyć przeciętne warunki fizyczne tej materii: temperatura — w okolicach bezgwiazdowych — wynosi około 60^0 K , średnia gęstość — 1 atom na cm^3 , skład chemiczny — zbliżony do tzw. składu uniwersalnego: dominującym pierwiastkiem jest wodór. Pomimo swej przewagi wodór uchyla się od ujawnienia: w tak niskiej temperaturze atomy wodoru znajdują się prawie wyłącznie w stanie podstawowym, niezdolne są więc do emisji promieniowania; absorpcja zaś może zachodzić jedynie w serii Lymana, leżącej poza zakresem przezroczystości atmosfery ziemskiej. Stąd też do niedawna panował zupełnie opaczny pogląd na skład chemiczny materii międzygwiazdowej; sądzono, że składa się ona z wapnia i sodu, ponieważ te pierwiastki posiadają w widzialnej części widma prążki rezonancyjne, są więc obserwowalne. Gdy chodzi o międzygwiazdowy wodór, możliwość obserwowania go w zakresie radiowym jest jedyną tego rodzaju możliwością.

Skoro atomy wodoru międzygwiazdowego znajdują się w stanie podstawowym, w grę może wchodzić jedynie linia radiowa $\lambda = 21 \text{ cm}$ odpo-

wiadająca przejściom pomiędzy poziomami nadsubtelnymi stanu podstawowego $1^2S\frac{1}{2}$. Przeprowadzono dla tej linii rachunek podobny do narysowanego wyżej z pozytywnym wynikiem co do możliwości występowania jej w emisji w widmie radiowym Drogi Mlecznej. Pierwszy przepowiedział tę możliwość Van de Hulst, następnie Szklowski [1]. W parę lat później, 25. III. 1951 r., Ewen i Purcell [3] z Uniwersytetu Harvarda wykryli obecność tego prążka obserwując promieniowanie Drogi Mlecznej za pomocą nieruchomej anteny o szerokości wiązki 12° . Metoda poszukiwań polegała na periodycznym przełączaniu odbiornika, z częstością 30 razy na sekundę pomiędzy dwa wąskie zakresy częstości odległe od siebie o 75 Kc — niecałą przypuszczalną szerokość prążka. Metodą tą można wykryć i wyznaczyć ew. różnicę temperatur równoważnych pomiędzy tymi dwoma zakresami ΔT . Oba zakresy przesuwano powoli równolegle wzdłuż interesującej części widma. Znalezione natężenie linii emisyjnej wynosi ok. 25° K ponad poziom tła ciągłego, oceniany na ok. 10° K, a zatem temperatura równoważna w obrębie prążka wynosi ok. 35° K, wartość zbliżoną do temperatury kinetycznej gazu międzygwiazdowego. W parę miesięcy po odkryciu Ewena i Purcella obserwowali ten prążek Müller i Oort [4] w Kootwijk (Holandia) przy pomocy ruchomego paraboloidu o średnicy 7,5 m, szerokości wiązki $2,8^\circ$. Znow po paru miesiącach nadszedł komunikat z Sydney o zaobserwowaniu linii 21 cm przez Christiansena i Hindmana. W ten sposób trzy ośrodki niezależnie od siebie poszukiwały prążka radiowego wodoru z pomyślnym rezultatem. Kierując antenę na różne części Drogi Mlecznej badacze ci znaleźli rozkład natężeń prążka w przybliżeniu zgodny z rozkładem natężenia światła w Drodze Mlecznej. Zmienia się przy tym jednak zarówno długość fali środka prążka, jak i jego szerokość, co jest cennym przejawem zjawiska Dopplera w związku z ruchami chmur materii międzygwiazdowej (w zakresie fal radiowych przesunięcia te — proporcjonalne do długości fali — są znaczne). Tak np. prążek wodorowy obserwowany w kierunku centrum lub antycentrum Galaktyki jest nieprzesunięty i mało poszerzony w zgodzie z faktem, że w tych kierunkach składowa radialna obrotu Galaktyki jest zerem. Nieznaczne poszerzenie prążka, spowodowane ruchami bezładnymi chmur, pozwala obliczyć średnią prędkość tych chmur: wynosi ona ok. 10 km/sec. w zgodzie z innymi obserwacjami. Obserwując natomiast prążek w kierunkach odległych o 45° od centrum i antycentrum otrzymujemy maksymalny efekt radialny obrotu Galaktyki; a że efekt ten rośnie z odległością, prążek jest nie tylko przesunięty, ale też silnie poszerzony. Analiza takiego konturu prążka pozwala wyznaczać prędkość obrotu i gęstość wodoru w różnych odległościach od środka Galaktyki. Tak np. w połowie odległości od środka do Słońca otrzymano prędkość obrotu rzędu 200 km/sec,

co jest zgodne z przyjmowanym dotychczas modelem. O o r t i jego współpracownicy zdołali ostatnio odtworzyć przy pomocy tej metody rozkład wodoru międzygwiazdowego w Galaktyce poza jej środkiem.

Z tych kilku wyników widzimy, że wykrycie radiowego prążka wodoru w widmie Drogi Mlecznej, ciekawe z punktu widzenia spektroskopii, daje również praktyczne korzyści astronomii: 1) — daje jedyną możliwość badania wodoru międzygwiazdowego, 2) — pozwala przenikać w głąb Drogi Mlecznej poza ekran pyłu międzygwiazdowego zaciemniający dalsze jej okolice w zakresie światła. Wypada jednak przyznać, że pod tym względem prążek ten okazał się nieco mniej efektywny niż to, czego się po nim spodziewano: sądzono na podstawie teoretycznych szacowań, że całkowita głębokość optyczna Galaktyki w tym prążku będzie bardzo mała, obserwacje jednak zdają się wskazywać, że jest ona znaczna i że w kierunku środka Galaktyki „widzimy“ w tym prążku zaledwie na kilka tysięcy lat światła. Natomiast w kierunkach skośnych (45°) dzięki dopplerowskiemu rozsunięciu możemy dotrzeć do głębokości znacznie większych, niż to było możliwe w zakresie światła.

Zastanówmy się jeszcze nad pytaniem, czy poza wodorem mogą występować w promieniowaniu radiowym obiektów kosmicznych prążki innych pierwiastków? Zagadnienie to analizował w swej pracy S z k ł o w s k i j z wnioskiem negatywnym. Poziomy struktury subtelnej innych pierwiastków są na tyle odległe od siebie, że odpowiednie prążki leżą poza zakresem fal radiowych przepuszczanych przez atmosferę ziemską ($\lambda < 1$ cm). Co do struktury nadsztywnej, to drugi z kolei obfitości pierwiastek, hel, nie posiada jej, ponieważ kręt jego jądra jest zerem. Podobnie jest z węglem i tlenem. Inne pierwiastki, a także drugi izotop wodoru ³) występują we Wszechświecie w zbyt małych stężeniach.

Natomiast pewne możliwości istnieją wśród cząsteczek. W gazie międzygwiazdowym występują związki wodoru: CH, CH⁺, NH, OH. U niektórych z nich prążki radiowe mogą powstawać w strukturze nadsztywnej zasadniczego stanu rotacyjnego. Pomimo małego stężenia tych cząsteczek w gazie międzygwiazdowym — rzędu 10^{-6} na cm^3 — natężenia ich prążków mogą być porównywalne z natężeniem prążka wodorowego dzięki odpowiednio wyższym wartościom prawdopodobieństwa przejść. Tak np. S z k ł o w s k i j przewiduje obserwowalny prążek cząsteczki OH o długości fali 9,52 cm oraz prążki odpowiadające cząsteczkom CH i CH⁺ o decymetrowych długościach fal.

Reasumując, stwierdzamy, że przewidywany na drodze teoretycznej prążek nadsztywnej wodoru o długości fali 21 cm został wykryty w pro-

³) W swej nowszej pracy S z k ł o w s k i j oblicza, że gdyby stosunek drugiego izotopu wodoru do pierwszego był przynajmniej pięciokrotnie większy w gazie międzygwiazdowym niż na Ziemi, prążek nadsztywnej deuterium byłby obserwowalny.

mieniowaniu Drogi Mlecznej jako prążek emisyjny. Pozwala on badać rozkład wodoru międzygwiazdowego i wyznaczać jego prędkości w dalszym znacznie zasięgu niż zasięg optyczny, jeżeli nie w kierunku środka, to w kierunkach skośnych względem środka Drogi Mlecznej. Z innych prążków wodoru szanse obserwowalności w formie prążka absorpcyjnego ma prążek subtelny o długości fali 3 cm w promieniowaniu radiowym Słońca. Inne pierwiastki poza wodorem nie przedstawiają możliwości emisji lub absorpcji prążkowej w promieniowaniu radiowym ciał niebieskich. Pewne możliwości emisji prążkowej mają cząsteczki gazu międzygwiazdowego.

Literatura

1. И. С. Шкловский, *Астроном. Журнал АНСССР* XXVI, 1.
2. J. P. Wild, *Astrophysical Journal*, **115**, 206 (1952).
3. H. I. Ewen & Purcell, *Nature*, **168**, 356 (1951).
4. C. A. Muller & J. H. Oort, *Nature*, **168**, 391 (1951).

Józef Roliński

Główny Urząd Miar

Współczesne podstawowe prace metrologiczne w zakresie termometrii i fotometrii w Biurze Międzynarodowym Miar

Wstęp

W czerwcu 1952 r. odbyło się kolejne (zwoływane co dwa lata) posiedzenie Komitetu Międzynarodowego Miar w Sèvres, na którym były rozpatrywane aktualne sprawy metrologiczne. W związku z tym uprzednio odbyło się, także w czerwcu 1952 r., kilka posiedzeń Komitetów Doradczych, mających na celu przygotowanie wniosków na sesję Komitetu Międzynarodowego Miar. Do współpracy w zakresie zagadnień metrologicznych z powyższym Komitetem istnieją trzy Komitety Doradcze do Spraw Elektryczności, Termometrii i Kalorymetrii oraz Fotometrii. Podamy tu w streszczeniu niektóre zagadnienia, jakie były omawiane na posiedzeniach dwóch ostatnich Komitetów oraz podamy treść niektórych wniosków, z jakimi wystąpiono do Biura Międzynarodowego Miar.

Termometria

Ostatnie prace Komitetu Doradczego do Spraw Termometrii były poświęcone głównie zagadnieniom, związanym z Międzynarodową Skalą Temperatur z roku 1948 oraz zagadnieniom dokładnej wartości liczbowej właściwego ciepła wody w różnych temperaturach.

Na sesji, odbytej w 1952 r., uwaga Komitetu Doradczego była zwrócona prawie całkowicie na zagadnienia związane z termometrią.

Były tam omawiane i dyskutowane następujące sprawy:

1. rozszerzenie Międzynarodowej Skali Temperatur z 1948 r. na zakres temperatur poniżej punktu wrzenia tlenu, przyjętego za $-182,970^{\circ}\text{C}$;
2. ustalenie w stopniach Kelvina temperatury punktu lodu;
3. bardziej dokładne oznaczenie wartości liczbowych, jakie należy przypisać punktom siarki i złota przy realizacji Międzynarodowej Skali Temperatur;

4. podanie niektórych udoskonaleń, dotyczących współczesnej techniki termometrycznej.

Rozpatrzmy te zagadnienia w takiej kolejności, w jakiej zostały podane powyżej.

Rozszerzenie skali temperatur

Nad tym zagadnieniem pracowano w wielu instytucjach metrologicznych i dlatego istnieje bogaty dorobek doświadczalny w tej dziedzinie. Międzynarodowa Skala Temperatur z roku 1948 nie zawiera stałych punktów termometrycznych w obszarze temperatur poniżej $-182,970^{\circ}\text{C}$; tymczasem istnieją potrzeby praktyczne rozszerzenia tego zakresu temperatur, a jest to możliwe przy ustaleniu nowych punktów termometrycznych w obszarze bliższym zera bezwzględnego.

Wodór

Do dokładniejszych pomiarów przyjmuje się zwykle punkt wrzenia wodoru na ok. $20,38^{\circ}\text{K}$ i punkt wrzenia helu na ok. $4,22^{\circ}\text{K}$. Byłoby bardzo korzystne, gdyby te punkty weszły jako stałe punkty termometryczne do Międzynarodowej Skali Temperatur. Jednakże potrzebne byłoby podanie tych punktów z dokładnością do 1-go lub 2-ch tysięcznych stopnia K. Nie wydaje się, by tak wysoki stopień dokładności był możliwy obecnie do realizacji i dlatego po przeprowadzonych dyskusjach w Komitecie Doradczym zdecydowano nie podawać nowych punktów w tych bardzo niskich temperaturach z następujących względów:

Istnieje pewność, że podany w Międzynarodowej Skali Temperatur punkt tlenu ma wartość liczbową nieco wyższą od tej, jaka wynika z obliczenia skali termodynamicznej.

Ta temperatura powinna być bliższą wartości $-182,990^{\circ}\text{C}$ niż przyjętej międzynarodowo wartości $-182,970^{\circ}\text{C}$. Oczekiwane są w najbliższej przyszłości nowe pomiary, na podstawie których można będzie oznaczyć punkt tlenu z dokładnością do $\pm 0,001^{\circ}\text{C}$.

Pomiary punktu wrzenia wodoru, dokonane w różnych instytucjach metrologicznych, zgadzają się wyjątkowo ściśle ze sobą, można ustalić wartość liczbową tej temperatury na $20,380^{\circ}\text{K}$. Otrzymywane w różnych instytucjach metrologicznych różnice wahają się w granicach $\pm 0,001^{\circ}\text{K}$. Średnia wartość zbliża się do $20,381^{\circ}\text{K}$, z dokładnością do $0,001^{\circ}\text{K}$. Jednakże należy uwzględnić, że wodór naturalny stanowi mieszaninę para-

wodoru i ortowodoru, a ciśnienie pary zależy od stężeń tych dwóch składników, te ostatnie zaś zmieniają się w zależności od temperatury. Wodór normalny zawiera 75% ortowodoru i 25% parawodoru; będąc skroplony może być w tym składzie utrzymywany jakiś czas w obecności swej pary przy ciśnieniu 1 atm., lecz z biegiem czasu ciśnienie to wzrasta z szybkością 0,2 mm Hg w ciągu 1 godziny.

Stan równowagi ustala się jedynie wówczas, gdy w fazie ciekłej tej mieszaniny ortowodór i parawodór są ze sobą w równowadze. Taki stan równowagi otrzymuje się dopiero wówczas, gdy stężenie parawodoru w mieszaninie wzrośnie do ok. 99,8%, lecz dojście do tego stanu wymaga zbyt długiego czasu. W tym stanie rzeczy stan równowagi osiąga się w temperaturze o ok. 0,116°K niższej od temperatury wodoru normalnego. Wynikałoby więc, że na trwały punkt termometryczny należy obrać punkt wrzenia nie wodoru naturalnego, lecz parawodoru.

Hel

Zazwyczaj przyjęto oznaczać temperatury począwszy od wysokich temperatur do punktu tlenu w stopniach Celsjusza, a poniżej tego punktu w stopniach Kelvina. Jednakże całkowita unifikacja temperatur z taką dokładnością w taki sposób, aby została osiągnięta dokładność $\pm 0,001^\circ\text{C}$ równa dokładności $\pm 0,001^\circ\text{K}$, jest dotychczas niemożliwa z tego powodu, że nie daje się dotychczas zrealizować punktu lodu z dokładnością do $0,001^\circ\text{C}$. To zagadnienie zostanie poniżej osobno rozważone.

Duże trudności w pracach metrologicznych występują w pomiarach bardzo niskich temperatur w obszarze od ok. 1°K do 4°K. Na podstawie prac doświadczalnych stwierdzone zostało, że najdogodniej oprzeć się na skali temperatur, gdy znana jest zależność pomiędzy ciśnieniem pary nasyconej a temperaturą. Prace nad tym zagadnieniem prowadzone były w Mond Laboratory w Cambridge, w Laboratorium Kammerling Onnesa w Lejdzie oraz w Laboratorium Clarendon w Oxfordzie i przeciętna dokładność w oznaczeniach temperatury wynosiła ok. $\pm 0,001^\circ\text{K}$. Według tych prac temperatura wrzenia helu wynosi $4,216 \pm 0,005^\circ\text{K}$ i na niej można się oprzeć przy rozszerzeniu pomiarów temperatur poza Międzynarodową Skalę Temperatur z 1948 roku.

Punkt lodu

Jest to podstawowy bardzo ważny punkt termometryczny i wyrażony w stopniach Kelvina wchodzi do wzoru na współczynnik rozszerzalności

gazu doskonałego $\alpha = \frac{1}{\Theta_0}$, gdzie Θ_0 oznacza temperaturę punktu lodu. Jak wynika z zaleceń Konferencji Generalnej Miar w 1948 r., dokładniej daje się odtwarzać tzw. punkt potrójny wody, tj. temperaturę równowagi 3-ch stanów skupienia lodu, wody i pary wodnej. Wyniki badań H. F. Stimsona w National Bureau of Standards oraz J. A. Halla w National Physical Laboratory, przedstawione na obecnej sesji Komitetu Doradczego, wykazują, że punkt potrójny może być realizowany i utrzymywany dłuższy czas ze stałością temperatury w granicach kilku dziesięciotysięcznych części stopnia Celsjusza. Możliwa jest dokładność oznaczenia tego punktu w granicach $\pm 0,0001^\circ\text{C}$. Natomiast tzw. punkt lodu może być zrealizowany najwyżej z dokładnością do $\pm 0,001^\circ\text{C}$. Trudność uzyskania większej dokładności polega na tym, że wymagana jest realizacja i utrzymanie równowagi w układzie lód — woda nasycona powietrzem. Ten argument zaważył na decyzji, aby w Międzynarodowej Skali Temperatur z roku 1948 wprowadzić punkt $+0,0100^\circ\text{C}$ — potrójny punkt wody — jako stały punkt termometryczny. Zatem punkt lodu wyraziłby się temperaturą $0,0000^\circ\text{C}$ z błędem około $0,0001^\circ\text{C}$.

Ostatnio zostały przeprowadzone prace przez H. F. Stimsona nad doskonałą realizacją punktu potrójnego wody, a przez M. Ginningsa nad otrzymaniem w kalorymetrze Bunsena stanu wody odpowietrzonej, będącej w równowadze z lodem przy ciśnieniu 1 atmosfery, realizowanym za pomocą słupa rtęci. Tą metodą można by otrzymać stałość punktu lodu (w mieszaninie z wodą odpowietrzoną), dochodzącą do kilku dziesięciotysięcznych stopnia Celsjusza. Ten trzeci punkt lodu, będącego w równowadze z wodą odpowietrzoną, posiadałby temperaturę o $0,003^\circ\text{C}$ wyższą od dawniejszego punktu zerowego lodu, będącego w równowadze z wodą nasyconą powietrzem przy ciśnieniu 1 atmosfery.

Co się tyczy wartości liczbowej punktu lodu, przyjętej za obowiązującą w Międzynarodowej Skali Temperatur z 1948 r. i wynoszącej $273,15^\circ\text{K}$, to nad tą wartością liczbową była ostatnio przeprowadzona ożywiona dyskusja w Komitecie Doradczym do Spraw Termometrii. Istnieją dane doświadczalne, które wskazują, że wartość $273,16^\circ\text{K}$ jest bardziej zbliżona do rzeczywistej wartości. Z prac H. Mosera i J. Otto oraz J. Oishi, wykonanych po roku 1948, wynika na punkt lodu (w równowadze z wodą nasyconą powietrzem) temperatura $273,155^\circ\text{K}$. W Ameryce i w innych krajach przyjmuje się przeważnie wartość $273,16^\circ\text{K}$. Uwzględniając przedstawiony tu stan rzeczy Komitet Doradczy zrezygnował z wystąpienia z wnioskiem w roku ubiegłym o nową zmianę wartości liczbowej punktu lodu.

Punkty siarki i złota

Na Komitecie Doradczym dyskutowana była sprawa liczbowej wartości punktu siarki $444,600^{\circ}\text{C}$ oraz punktu złota $1063,0^{\circ}\text{C}$. Postanowiono nie zmieniać tych wielkości, figurujących w Międzynarodowej Skali Temperatur z roku 1948, jakkolwiek prace metrologiczne ostatnich lat dają pewien materiał do udoskonaleń aparaturowych. Niektórzy autorzy tych prac są zdania, że korzystniej byłoby wprowadzić punkt cynku zamiast punktu siarki.

Z punktem złota $1063,0^{\circ}\text{C}$ związana jest wartość liczbową stałej Plancka c_2 występująca we wzorze na rozkład widmowy energii promieniowania ciała bezwzględnie czarnego, a mająca praktyczne zastosowanie w pirometrii optycznej. W Międzynarodowej Skali Temperatur stała c_2 wynosi $1,438$ cm stop. Kelvina. Na podstawie prac wykonanych po roku 1948, prowadzonych z coraz wyższą dokładnością, otrzymuje się nieco wyższe wartości liczbowe. Tak więc *D u M o n d i C o h e n* na podstawie krytycznych ocen (z końca 1950 r.) otrzymują na stałą c_2 wartość $c_2 = 1,43868 \pm 0,00006$ cm^oK.

Postawiony na Komitecie Doradczym wniosek o przyjęcie stałej $c_2 = 1,4387$ cm^oK zamiast dotychczasowej wartości $c_2 = 1,438$ cm^oK nie został przyjęty.

Ulepszenie techniki termometrycznej

Dość liczne wnioski stawiane w tej sprawie na posiedzeniu Komitetu Doradczego nie zostały przyjęte celem przekazania ich Międzynarodowemu Komitetowi Miar, jakkolwiek zawierały one konkretne propozycje aktualne i ciekawe. Nad tymi wnioskami prowadzono długie i ożywione dyskusje. Oto niektóre szczegóły w tej sprawie.

Jak wiadomo, termometr oporowy jako przyrząd do interpolacji temperatur pomiędzy stałymi punktami termometrycznymi jest stosowany do realizacji Międzynarodowej Skali Temperatur dla zakresu temperatur do 760°C , a dla temperatur wyższych stosuje się termoogniwo platyna-platyna-rod.

Na posiedzeniu Komitetu Doradczego wskazywano na możliwość rozszerzenia zakresu temperatur dla termometru oporowego na temperatury wyższe, dochodzące nawet do punktu złota. W ten sposób dałoby się uniknąć wielu trudności, jakie istnieją ze względu na potrzebę przejścia od

obszaru, gdzie stosuje się dotychczas termometr oporowy, do obszaru, gdzie należy stosować termoogniwo.

Tak samo rozważana była możliwość ulepszeń w zastosowaniu termoogniwa do temperatur poniżej punktu siarki, w szczególności w zastosowaniu do pomiaru siły elektromotorycznej termoogniw.

Również obszernie dyskutowano nad możliwością szerszego zastosowania pirometrii fotoelektrycznej w obszarze promieniowania nie tylko widzialnego, lecz także w bliższej i dalszej podczerwieni dla fal o długości do 3 nm ¹⁾.

*

Jak widzimy, poruszono szereg spraw wiążących się z ciągłym doskonaleniem tak metod pracy jak narzędzi laboratoryjnych, umożliwiających otrzymywanie większych dokładności. Jednakże Doradczy Komitet Termometryczny nie wystąpił z wnioskiem o zmiany w Międzynarodowej Skali Temperatur z roku 1948, a to z następujących względów.

Jeśli chodzi o SEM termoogniw, to niecelowe wydawało się wprowadzenie już obecnie zwiększonej dokładności, gdyż trudno jest *a priori* ustalić jej granicę optymalną, bo zależy ona w znacznej mierze od rodzaju i stanu aparatury pomiarowej, jaką się ma do rozporządzenia.

Co się tyczy rozszerzenia zakresu temperatur dla termometrów oporowych i zwiększenie dokładności pomiaru, to wchodzi tu w grę takie czynniki, jak wpływ temperatury wyżarzania drutu oporowego, wpływ zanieczyszczeń szczytkowych platyny i innych czynników fizycznych, co do których nie mamy dotychczas dokładniejszych badań we współczesnej metrologii naukowej.

W związku z dużymi osiągnięciami ostatnich czasów w zakresie budowy fotokomórek oporowych i ich zastosowań dla fal podczerwonych wykonywane były liczne prace metrologiczne nad zastosowaniem ich do pirometrii fotoelektrycznej. W laboratoriach wielu krajów, a w szczególności w Anglii, w Niemczech, w Stanach Zjednoczonych A. P. i w Związku Radzieckim, prace te dały pozytywne wyniki, a zatem istnieją konkretne możliwości wprowadzenia fotokomórki oporowej jako składnika aparatury termometrycznej.

Pomimo dużych możliwości, jakie daje powyższa metoda przy pomiarach temperatur prowadzonych z odległości, Komitet Doradczy ze względu na trudności eksperymentalne nie wystąpił z wnioskiem o wprowadzenie

¹⁾ skrót nanometru, tj. 10⁻⁹ metra; dotychczas często jest jeszcze używany mu—milimikron.

tego typu pirometrii podczerwonej do realizacji Międzynarodowej Skali Temperatur.

*

Jak wynika z przytoczonych tu materiałów i zagadnień, jakie były poruszane na tegorocznych (tj. 1952) posiedzeniach Doradczego Komitetu do Spraw Termometrii i Kalorymetrii, zdecydowano na razie nie wprowadzać zmian w podstawowych punktach termometrycznych oraz w metodach interpolacyjnych do pomiaru temperatur, uważając, że sprawa zmian nie dojrzała jeszcze w takim stopniu, by wprowadzić je jako obowiązujące międzynarodowo. Stan termometrii na forum międzynarodowym można by porównać do stanu jednostek i ich wzorców oraz metod pomiaru z zakresu wielkości i jednostek elektrycznych. Zanim zostały wprowadzone wzorce absolutne jednostek elektrycznych, przez dłuższy czas utrzymywały się wzorce jednostek międzynarodowych, według których dokonywane były pomiary licznych przyrządów elektrycznych w różnych krajach świata. Należy przejawiać daleko idącą ostrożność w wyborze i definicji jednostek, które mają mieć zastosowanie w skali światowej.

Doradczy Komitet do Spraw Termometrii i Kalorymetrii zakończył swe posiedzenia wnioskami, które prowadzą do tego, by nadać możliwie szeroki rozmach nowym badaniom metrologii doświadczalnej w dążeniu do otrzymania jak najwyższych dokładności. Komitet powziął również decyzję, by do Biura Międzynarodowego Miar zostały przesłane publikacje do gromadzenia dokumentacji, która by zawierała metrologiczne prace oryginalne, jeśli zaś prace były publikowane w innych wydawnictwach, mają być przesłane streszczenia tych prac.

Fotometria

W dziale metrologii w zakresie fotometrii, jakkolwiek stosunkowo dawnym, bo istniejącym od przeszło stu lat, dokładność pomiarów w jednostkach absolutnych, jak wiadomo, jest na ogół niska. Przyczyny tego stanu rzeczy są różnorodne, lecz trudności w tej dziedzinie metrologii powstają z tego powodu, że w tym przypadku mamy do czynienia zarówno z procesami czysto fizycznymi, jak i fizjologicznymi, a nawet psychofizjologicznymi. Nic więc dziwnego, że w ciągu ostatnich dwudziestu lat zdołano zrealizować zaledwie jeden wzorzec podstawowy jednostki fotometrycznej w postaci ciała bezwzględnie czarnego w temperaturze krzepnięcia platyny. A jakie są trudności w realizacji tego wzorca (kandeli), można wnioskować z tego, że zaledwie w kilku insty-

tucjach metrologicznych świata taki wzorzec fotometryczny został wykonany i tylko niektóre wyniki prac z nim zostały ogłoszone. Do niedawna wzorce te posiadały jedynie Francja, Niemcy, Stany Zjednoczone A. P. i Związek Radziecki.

Na tegorocznym (tj. 1952) posiedzeniu Komitetu Doradczego przedstawione były prace, informujące o tym, że podstawowe wzorce realizujące kandelę są wykonywane w National Physical Laboratory w Teddingtonie, w Electrotechnical Laboratory w Tokio oraz w Physikalisch Technische Bundesanstalt w Brunświku. W Conservatoire National des Arts et Métiers w Paryżu prowadzone są prace z takim podstawowym wzorcem fotometrycznym, mające na celu nowe wyznaczenie kandel (nowej świecy) w świecach międzynarodowych.

Kandela jest zdefiniowana jako jednostka kierunkowego natężenia światła (dawniej nazywane światłością), która stanowi $\frac{1}{60}$ część natężenia, jakie posiada powierzchnia 1 cm^2 powyższego wzorca (ciało czarne w temperaturze krzepnącej platyny). Te pomiary dały następujący wynik:

$$1 \text{ kandela} = \frac{58,82 \pm 0,035}{60} \text{ świec międzynarodowych.}$$

Ostatnia wartość liczbowa jest prawie dokładnie taka sama, jaką otrzymał R. R i b a u d w 1933 r. w swoich pierwszych pracach z ciałem czarnym, realizującym wzorzec fotometryczny w temperaturze krzepnięcia platyny.

Doradczy Komitet przewiduje, że posługując się podstawowymi wzorcami fotometrycznymi, które już obecnie są zrealizowane, oraz tymi, które są w trakcie wykonywania, Główne Instytuty Metrologiczne będą mogły przeprowadzać bardzo dokładne badania i pomiary wtórnych wzorców fotometrycznych, by w ten sposób można było w różnych krajach konserwować przyjętą międzynarodową jednostkę fotometryczną i wcielać ją w życie. W 1955 r. przewiduje się możliwość porównywania międzynarodowego wzorców różnych krajów w Laboratorium Fotometrycznym Międzynarodowego Biura Miar, przy czym będzie wykorzystany duży zasób doświadczenia w tych trudnych pracach metrologicznych, zdobyty w dotychczasowych badaniach doświadczalnych.

Na obecnej sesji Komitetu Doradczego w czerwcu 1952 r. zajmowano się sprawą przesłaną w 1947 r. przez Międzynarodowe Biuro Miar, a dotyczącą konstrukcji lamp z żarzącymi się włóknami, których pragnie się używać na wzorce fotometryczne wtórne i służące do porównań międzynarodowych. Chodziło tutaj o przedyskutowanie szczegółów konstrukcji,

by można było ustalić najlepsze typy lamp o możliwie znormalizowanym kształcie, wymiarach i jednakowych właściwościach elektrycznych i fotometrycznych.

Zagadnienie to jest bardzo ważne i ustalone przepisy dla wzorców wtórnych powinny być ściśle stosowane w praktyce, bowiem chodzi tu nie tylko o wielkość natężenia światła w pewnym kierunku, lecz także o kształt, wymiary i napięcie lampy. Chodzi tu jeszcze o podanie szczegółów konstrukcji lamp, by te wzorce fotometryczne, będąc wykonane przez różne firmy różnych krajów, odznaczały się możliwie identycznymi własnościami fotometrycznymi.

W wyniku zaleceń z 1947 r., które wywołały szereg krytycznych uwag w Komitecie Doradczym, Międzynarodowe Biuro Miar przedłożyło do zaopiniowania nowy tekst o wtórnych wzorcach fotometrycznych, który został przyjęty przez Komitet Doradczy. W porównaniu do 1947 r. obecne (1952 r.) dopuszczalne granice dla tych wzorców zostały nieco rozszerzone. Oto niektóre dane liczbowe:

dla lamp o temperaturze barwy 2042⁰K kierunkowe natężenie światła powinno wynosić

$$15 \pm 4 \text{ kandeli};$$

dla lamp o temperaturze barwy 2353⁰K kierunkowe natężenie światła powinno wynosić

$$30 \pm 8 \text{ kandeli.}$$

Nie zostały podane dopuszczalne granice dla temperatury barwy, gdyż nie są one jeszcze ustalone, a istnieją w tym względzie poważne trudności, gdyż nie ma dotychczas międzynarodowej skali dla realizacji tych temperatur barwy. Podano jeszcze warunek, by edisonowski cokół lampy wzorcowej znajdował się na dole lampy podczas jej pracy i by włókno żarówki osadzone było w jednej płaszczyźnie.

Dotychczasowe doświadczenie Fotometrycznego Laboratorium Międzynarodowego Biura Miar za okres od 1950 do 1952 roku wykazało, że wzorce fotometryczne nadesłane przez różne państwa do sprawdzenia mają bardzo różną budowę, a natężenia kierunkowe światła także różnią się znacznie od ich wartości nominalnej (różnice te dochodziły do 25%). Na podstawie powyższego można wyciągnąć wniosek, że na tym odcinku pracy metrologicznej i normalizacyjnej jest jeszcze wiele do zrobienia. Istnieje tutaj jedna trudność o charakterze ekonomicznym. Potrzebna liczba wzorcowych lamp fotometrycznych poszczególnych typów jest sto-

sunkowo nieduża, wyrażająca się setkami sztuk. Produkcja fabryczna tak małej liczby lamp dokładnie znormalizowanych zarówno pod względem mechanicznym, jak i fotometrycznym, o ściśle podobnych charakterystykach jest rzeczą trudną do przeprowadzenia. Spośród wielu istniejących doskonałych wytwórni o światowej sławie co do jakości ich wyrobów należałoby wybrać jedną, której można byłoby powierzyć produkcję wtórnych wzorców fotometrycznych w postaci lamp żarzeniowych. Te sprawy i szereg innych spraw, związanych z metrologią w zakresie fotometrii, należy rozwiązać w najbliższej przyszłości.

Fotometria heterochromatyczna

Metrologia w zakresie fotometrii napotyka na bardzo poważne trudności szczególnie wtedy, gdy są porównywane źródła światła o różnych barwach, czyli gdy chodzi o fotometrię heterochromatyczną. Ograniczymy się do metrologii fotometrycznej, gdzie mamy do czynienia z lampami z żarzącymi się włóknami wolframowymi. Jako wzorce kierunkowego natężenia światła mamy w użyciu lampy o temperaturze barwy 2042^oK, następnie lampy o temperaturze barwy 2353^oK, służące za wzorce natężenia światła kierunkowego oraz strumienia światła, wreszcie lampy o temperaturze barwy 2788^oK, jako wzorce strumienia światła. Różnice stopnia białości tych lamp są dostatecznie duże i to stwarza zasadnicze trudności metrologiczne fotometrii heterochromatycznej. Dochodzi do tego jeszcze i to, że emisja włókien wolframowych różni się od emisji ciała czarnego i dlatego należy w pomiarach uwzględnić temperaturę barwy. Istniejące trudności fotometrii heterochromatycznej w zastosowaniu do metrologii fotometrycznej przez dłuższy czas dawały się przezwyciężyć przez zastosowanie filtrów optycznych. W latach ostatnich metodę tę stosowano w coraz szerszym zakresie, dochodząc do coraz lepszych wyników praktycznych. Polegała ona na wyznaczaniu współczynników przepuszczalności dla światła białego zespołu filtrów. Prace te były prowadzone w kilku laboratoriach metrologicznych. Wyniki tych prac metrologicznych zawarte są w dwóch sprawozdaniach J. Terrien z lat 1950 i 1952. W Komitecie Doradczym zostały przeprowadzone dyskusje na ten temat. Z krytycznych ocen wynikało, że zastosowana metoda błyskowa (migotania) w fotometrii światła barwnych, przepuszczonych przez powyższe filtry i dających jednakowe światło białe, nie prowadzi do dokładnych wyników. Tak samo i dobór obserwatorów do przeprowadzenia pomiarów fotometrycznych zwykłą metodą, w oparciu o pomiary kontrolne stosunku czułości oka na barwę czerwoną i niebieską, nie prowadził do

zwiększenia dokładności powiarów. Ponadto średnia wartość współczynnika przepuszczalności każdego filtra, mierzonego metodą błyskową (migotania), nie pokrywa się z tzw. „wartością rzeczywistą“, czyli z wartością współczynnika przepuszczalności całkowitej, obliczonej na podstawie współczynników przepuszczalności monochromatycznej oraz wartości czułości oka w rozkładzie widmowym, ustalonych w 1924 roku. Tę wartość rzeczywistą otrzymano stosując metodę spektrofotometru, wymagającą, jak wiadomo, żmudnej pracy, lecz odznaczającą się tym, że jest to metoda czysto fizyczna i z pewnością bardziej dokładna niż poprzednie. Wyższość metody spektrofotometrycznej nad metodą błyskową (migotania) została po raz pierwszy stwierdzona przez R. Deaglio w jego pracach nad zagadnieniami fotometrii międzynarodowej. Te badania zostały przeprowadzone w Reporto d'Illuminazione de l'Istituto Elettrotecnico Nazionale de Torino. Z wspomnianych powyżej prac wyprowadzono wniosek, że metoda błyskowa (migotania), na którą tak liczą dla pokonania trudności w fotometrii heterochromatycznej, nie może sprostać wymaganiom precyzyjnej metrologii heterochromatycznej. W związku z istniejącą ogólną tendencją do oparcia się w pomiarach fotometrycznych na metodzie błyskowej wyłoniła się sprawa zmiany krzywej czułości oka, ustalonej międzynarodowo w 1924 roku. Wobec zdyskwalifikowania metody błyskowej jako nie nadającej się do precyzyjnej metrologii fotometrycznej, odpadła także sprawa wprowadzenia zmiany do krzywej czułości oka, a jest to ważne z tego względu, że taka międzynarodowo wprowadzona krzywa czułości uporządkowała zagadnienie zarówno fotometrii, jak i kolorimetrii i wyrugowała element subiektywny jako szkodliwy w metrologii. Na znormalizowanej krzywej czułości oka, jak wiadomo, opierają się systemy współrzędnych XYZ i RGB , przyjęte międzynarodowo do pomiarów barw i oznaczane skrótem C. I. E. 1931 (Commission Internationale d'Éclairage z roku 1931). Tak więc będziemy mieli teraz oficjalnie ustalone wszystkie obiektywne elementy, potrzebne do metrologii fotometrycznej. Niepowodzenie fotometrii realizowanej metodą błyskową wpłynęło na decyzję Komitetu Doradczego, aby dalsze prace z zakresu fotometrii heterochromatycznej były prowadzone w oparciu o prace G. Ribaud i L. S. OrNSTEINa oraz J. G. Eymersa i D. Vermele na, co realizuje obecnie J. Terrien w Laboratorium Fotometrycznym Międzynarodowego Biura Miar. Ta metoda pomiaru sprowadza fotometrię heterochromatyczną z dwiema lampami S_1 i S_2 z żarzącymi się włóknami o temperaturach barwy odpowiednio Θ_1 i Θ_2 do pomiarów homochromatycznych. Do tego celu wystarcza jedna lampa porównawcza S_0 , zasilana prądem w taki sposób, by można było jej nadać bądź temperaturę barwy Θ_1 , bądź tem-

peraturę Θ_2 . W tym przypadku ta lampa S_0 działa raz jako źródło światła S_{0, Θ_1} , a drugi raz jako inne źródło światła S_{0, Θ_2} . Następnie wyznacza się za pomocą spektrofotometru emisję energetyczną powyższej lampy dla ośmiu różnych fal w obszarze widzialnym widma. Dla wszystkich temperaturowych źródeł światła krzywe rozkładu energii są prawie takie same i są bardzo podobne do krzywej ciała bezwzględnie czarnego. Do dalszych obliczeń należy posługiwać się krzywą czułości oka z 1924 roku. Mając powyższe dane można z wysoką dokładnością obliczyć stosunek blasków lampy odniesienia przy dwóch różnych natężeniach prądu zasilającego, niejako dwu źródeł S_{0, Θ_1} i S_{0, Θ_2} .

Znając ten stosunek można wyznaczyć natężenie źródła S_2 względem S_1 na podstawie dwóch pomiarów w świetle monochromatycznym

$$S_1 \text{ i } S_{0, \Theta_1} \text{ oraz } S_2 \text{ i } S_{0, \Theta_2},$$

co dla pomiarów przybliżonych daje możliwość wyznaczenia natężeń S_1 i S_2 .

W podobny sposób postępuje się przy wyznaczaniu strumienia światła.

Obliczenia spektrofotometryczne upraszczają się ze względu na to, że w tych wąskich granicach długości fal można przeprowadzać obliczenia na podstawie interpolacji liniowej.

Dotychczas wykonane prace przez J. Terrien dowodzą, że zastosowana metoda pomiarów stanowi znaczne ulepszenie techniki pomiarowej i daje większą dokładność. Ta metoda wymaga jednak spełnienia warunku, by pomiary były wykonane w świetle homochromatycznym. Przewagą tego sposobu jest to, że możemy wykonywać dokładne pomiary z wzorcami fotometrycznymi, różniącymi się swymi temperaturami barwy.

Należałoby życzyć, by za pomocą powyższej metody zostały na nowo porównane międzynarodowe wzorce różnych krajów. Można przypuszczać, że w niedalekiej przyszłości znikną duże rozbieżności pomiędzy wzorcami instytucji metrologicznych różnych państw, stwierdzone na podstawie porównań w latach 1950—1952. Można także mieć nadzieję, że zostaną pokonane trudności, spowodowane dotychczasowym brakiem jednolitej międzynarodowej skali temperatur barwy. Można będzie osiągnąć taką dokładność pomiarów, by wyniki wielkości fotometrycznych, realizowanych za pomocą wzorców międzynarodowych różniły się między sobą o $\pm 5\%$. Osiągalna dokładność sprawdzenia wzorców fotometrycznych do kilkutyśiącznych, a nawet do jednej tysięcznej, jest zapowiedzią ujednostajnienia międzynarodowo metrologii fotometrycznej.

Zakończenie

J. Terrien i H. Moreau w maju 1952 r. złożyli Komitetowi Doradczemu sprawozdanie z prac nad drugim porównaniem fotometrycznych wzorców kierunkowego natężenia światła, przesłanych przez różne państwa do Międzynarodowego Biura Miar. Dla usprawnienia tych prac w przyszłości należałoby skupić w Laboratorium Fotometrycznym do kontroli międzynarodowej wszystkie nadesłane do zbadania wzorce fotometryczne, spowodować ujednostajnienie typów wzorców fotometrycznych, opracować międzynarodową skalę do realizacji temperatur barwy, wreszcie wpłynąć na zwiększenie bezpieczeństwa przy transporcie wzorców fotometrycznych z laboratoriów różnych państw do Międzynarodowego Biura Miar i z powrotem.

Należy oczekiwać, że w niedalekiej przyszłości zjawi się nowe zagadnienie metrologiczne odnoszące się do lamp świetlących. Dotychczas jest to jeszcze „czarna chmura“¹⁾ na horyzoncie fizyków i techników metrologów, a kryje ona nieznaną dziedzinę w fotometrii precyzyjnej lamp świetlących.

*

Naczelna instytucja metrologiczna w Polsce, mianowicie Główny Urząd Miar, otrzymuje regularnie wiadomości o pracach Międzynarodowej Konferencji Generalnej Miar oraz o pracach Komitetów Międzynarodowych Miar. Jednakże dotychczas nie wpłynęły jeszcze publikacje (Procès-Verbaux des Séances) o ostatniej Konferencji Generalnej Miar, jaka odbyła się w Sèvres w czerwcu roku 1952, prawdopodobnie z powodu tego, że sprawozdanie z posiedzeń jest jeszcze w druku. W czasopiśmie włoskim *Nuovo Cimento* (Supplemento al volume IX serie IX, numero 2, str. 184) z tegoż roku znajduje się artykuł E. Perucca pt. „Travaux métrologiques fondamentaux d'aujourd'hui en Thermologie et en Photométrie“, w którym autor, członek Komitetów Doradczych do Spraw Termometrii i Fotometrii, podaje wiadomości o pracach powyższych Komitetów na odbytych posiedzeniach w lecie 1952 r. w Paryżu.

Są to więc pierwsze wiadomości, jakie nadeszły do kraju o pracach Komitetu Międzynarodowego Miar w tym roku. Redakcji „Postępów Fizyki“, a w szczególności redaktorowi prof. drowi Stefanowi Pińkowskiemu należy się wysokie uznanie za wielką czujność, jaką wykazuje w stosunku do najnowszych prac metrologicznych, jakie są prowadzone na terenie międzynarodowym, oraz za podanie tych pierwszych w kraju wiadomości

¹⁾ Przytaczam to porównanie dosłownie z art. E. Perucca.

szerokiemu ogółowi ludzi, którzy interesują się ostatnim dorobkiem precyzyjnej metrologii międzynarodowej.

Przy opracowywaniu niniejszego szkicowego artykułu korzystałem z treści publikacji E. P e r u c c a pod podanym powyżej tytułem, trzymając się w wielu miejscach ściśle zawartej w nim treści i wykorzystując w pełni cały zawarty tam, a tak cenny dla metrologa materiał.

Danuta Frąckowiak

Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika

Promieniowanie Słońca w dziedzinie krańcowego nadfioletu i miękkich promieni X

Do niedawna nie była nam znana część widma promieniowania słonecznego o długościach fal $\lambda < 2863 \text{ \AA}$, jest ona bowiem tak silnie pochłaniana przez ozon i tlen wyższych warstw atmosfery, że nawet przy pomocy odpowiednio wyposażonych balonów nie udało się jej sfotografować. Sytuację zmieniło dopiero zastosowanie do badań promieniowania słonecznego raket typu V-2, które z łatwością osiągają wysokości ponad 100 km n. p. m. Z badań promieniowania słonecznego na dużych wysokościach czerpiemy nie tylko ciekawe wiadomości o Słońcu, lecz również i o zjawiskach, zachodzących w górnych warstwach atmosfery Ziemi.

Pierwszy badawczy lot raketowy odbył się w 1946 r., jednakże już dużo wcześniej istniały teorie, opierające się na hipotezie, że promieniowanie słońca w dziedzinie krańcowego nadfioletu znacznie przewyższa promieniowanie ciała doskonale czarnego o temperaturze 6000°K . Hipotezę tę wysunęto m. in. w związku z teoriami powstawania zórz polarnych i burz magnetycznych (H. B. Maris i E. O. Hulburt 1929 r.). Autorzy ci odrzuciwszy przyjęty poprzednio pogląd, że zorze polarne wywoływane są przez strumienie cząstek naładowanych, pochodzących od Słońca, wyrazili przypuszczenie, że cząstkami wywołującymi zorze polarne są po prostu jony, wytworzone w atmosferze Ziemi na wysokości ok. 200 km n. p. m. wskutek pochłonięcia skrajnego nadfioletu z widma słonecznego. Zgodnie z ich oceną natężenie tego promieniowania znacznie musiało przewyższać to, jakie odpowiadało promieniowaniu ciała czarnego w temperaturze 6000°K . Analizując promieniowanie, wysyłane przez koronę słoneczną, E d l e n wykazał, że aby wyjaśnić natężenie niektórych linii przez nią wysłanych, trzeba, przy założeniu promieniowania termicznego, przypisać jej temperaturę $10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$. Temperaturze tej odpowiadają znaczne natężenia promieniowania w zakresie od 1000 \AA do miękkich promieni X. Na ogół przypisywano tę „nadwyżkę“ promieniowania nadfioletowego nie całej powierzchni Słońca, lecz jedynie pewnym, szczególnie aktywnym jej obszarom. Do takich zaliczano: pochodnie, protuberancje i wybuchy. Pochodnie są to rozjaśnienia widoczne na tle tarczy słonecznej, o po-

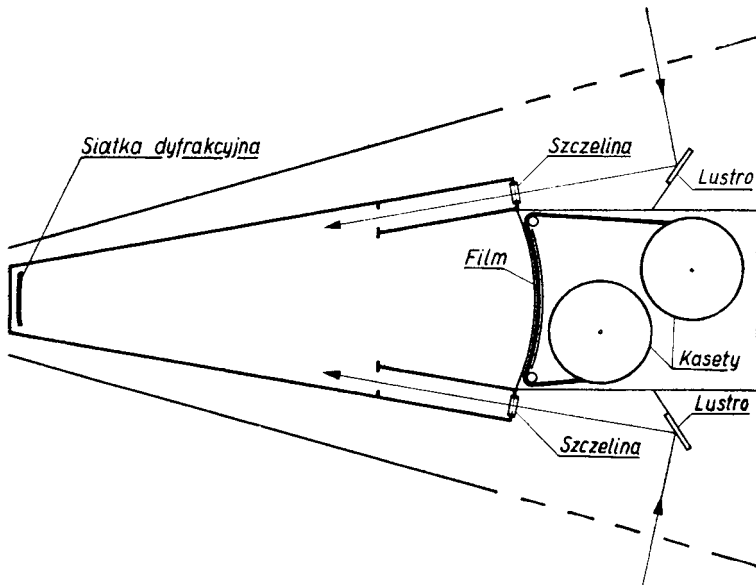
wierzchni większej od powierzchni plam słonecznych i o dłuższym od nich czasie życia, protuberancje są gwałtownymi wyskokami materii ponad powierzchnię fotosfery, wybuchy zaś są to chwilowe, bardzo silne rozjaśnienia, widoczne wyraźnie na fotografiach Słońca, wykonanych w świetle monochromatycznym. Wybuchy występują na tle pochodni w okresie maksimum plam słonecznych. Przyjmuje się, że maksimum promieniowania wybuchów przypada dla $\lambda < 2000 \text{ \AA}$, a Maris i Hulburt założyli, że promieniowanie pochodni słonecznych w dziedzinie 500 do 1000 \AA jest 10^5 razy silniejsze niż ciała doskonale czarne w temperaturze 6000° K. Co do losu krótkofalowego promieniowania słonecznego w atmosferze ziemskiej istniała duża rozbieżność zdań. Martyn ze współpracownikami uważali, że radiowy „fade out”, występujący równocześnie ze słonecznymi pochodniami, pochodzi od nagłego wzrostu jonizacji tlenu w warstwie D (30—80 km), spowodowanego zwiększeniem natężenia nadfioletu słonecznego, szczególnie linii wodoru L_α (linii α serii Lymana). Inni autorzy przypisywali to samo zjawisko promieniom X.

Ogólnie było jednak przyjęte, że:

1. proces $O_2 + h\nu = O + O$ zachodzi dla fal krótszych od 1750 \AA w warstwie 80—100 km n. p. m.;
2. różne warstwy atmosfery są wytwarzane przede wszystkim przez jonizację azotu i tlenu, wywołaną krańcowym nadfioletem promieniowania słonecznego;
3. istnieje „nadwyżka“ promieniowania w dziedzinie krańcowego nadfioletu. Nadwyżkę tę przypisuje się aktywnym obszarom Słońca, bo, jak wykazał ostatnio radziecki uczoney M. N. Gniewszew, stosunek natężenia promieniowania w dalekim nadfiolecie tych obszarów do natężenia promieniowania w tymże zakresie innych obszarów Słońca równy jest ≈ 25 , a dla wybuchów dochodzi nawet do 150. Jednakże dobowe zmiany w jonizowaniu warstw E i F wykazują, że nawet przy „zwykajnym“ promieniowaniu Słońca natężenie krótkofalowego promieniowania jest tak duże, że powoduje zmiany w jonosferze.

Od roku 1946 wysłano szereg rakiet V-2 w celu badania promieniowania słonecznego na dużych wysokościach. Promieniowanie to badano przy pomocy czterech różnych metod. Posługiwano się kolejno: 1) spektrografem, 2) filmami i kliszami, 3) fosforem $CaSO_4 : Mn$, 4) licznikami fotonowymi. W pierwszym locie rakiety była wyposażona w spektrograf o optyce wykonanej z fluorku litu. Wyniki tego lotu uległy zniszczeniu przy zbyt gwałtownym lądowaniu. Dwa udane loty rakiet, wyposażonych w spektrografy, udało się wykonać w 1947 r. Schemat użytej aparatury przedstawiony jest na rys. 1. Spektrograf z siatką dyfrakcyjną

wklęsłą o promieniu krzywizny 50 cm był wmontowany w przedniej części kadłuba rakiety. Szczeliny rozmieszczone były po bokach rakiety, tak że podczas jej obrotu światło słoneczne padało kolejno na jedną lub drugą i po ugięciu na siatce tworzyło na filmie 2 widma, jedno nad dru-



Rys. 1

Schemat spektrografu do badań krańcowego nadfioletu

gim. Widma te miały oczywiście przeciwne względem siebie kierunki wzrostu długości fal. Przez otwory w bokach rakiety, przez które dostało się do spektrografu światło, wyrównywało się również ciśnienie. W drugim locie tak wyposażonej rakiety udało się wykonać aż 5 naświetleń na różnych strefach wysokości (od 64 km do 159 km n. p. m.), jednakże z powodu pewnych niedokładności aparatury nie można było z otrzymanych fotografii wysnuć wniosków o uwarstwieniu ozonu i innych gazów absorbujących w atmosferze ziemi. Ograniczono się więc do zidentyfikowania otrzymanych linii widmowych. Dzięki tym lotom krótkofalowa granica znanego widma emisyjnego słońca przesunęła się do 2100 Å. Największą trudność spektrograficznych badań rakietowych stanowił bardzo krótki czas naświetlania. Czas, podczas którego spektrograf był we właściwy sposób ustawiony względem słońca, był bardzo skrócony przez obrót i chwanie się rakiety. Oddzielny rozdział tych badań stanowi skomplikowana technika wyznaczania danych o torze rakiety przy pomocy teodolitu radarowego oraz technika chronienia materiałów pomiarowych przed zniszczeniem w czasie lądowania. Loty rakiet, unoszących

filmy i klisze, były spójnie nastawione na badanie miękkich promieni X w promieniowaniu słonecznym. Teoretycznie nie przewidywano, aby korona słoneczna, promieniująca jak ciało doskonale czarne, miała wysyłać promieniowanie o długości fal $\lambda < 4 \text{ \AA}$. Niespodziewanie już w pierwszym locie otrzymano zaczernienie filmów okrytych warstwą 0,0076 cm berylu, które dowodziło obecności promieniowania o $\lambda < 4 \text{ \AA}$. W drugim locie nie wykryto tych długości fal pomimo użycia jeszcze cieńszych filtrów (0,0254 cm Be i 0,00076 cm oraz 0,00153 cm Al). W trzecim locie otrzymano zauważalne zaczernienie przez warstwę Al grubości 0,00076 cm, klisza zakryta Be o grubości 0,0254 cm nie została zaciemniona. Oszacowano natężenie promieniowania i otrzymano jego przypuszczalny związek z aktywnością słońca podczas lotu. Do wyprowadzenia ostatecznych wniosków materiał doświadczalny był zbyt skąpy.

Trzecia metoda badań rakietowych opierała się na termoluminescencji fosforu $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$ (CaSO_4 aktywowanego Mn). Już w 1895 r. E. W i e d e m a n n i G. S. S c h m i d t zauważyli, że fosfor ten, naświetlony z odległości kilku cm iskrą, wykazuje po ogrzaniu do 200°C zieloną termoluminescencję. Ponieważ fosfor nakryty podczas naświetlania płytką fluorytu nie wykazywał termoluminescencji, doszli oni do wniosku, że promieniowaniem wzbudzającym nie jest nadfiolet, lecz jakieś bliżej nieznanne promieniowanie, pochodzące z iskry elektrycznej. W dalszych latach przypisywano na ogół termoluminescencję $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$ wzbudzeniu przez miękkie promienie X z iskry. Dopiero T. L e y m a n w 1935 r. zbadał zakres widmowej czułości tego fosforu. Umieścił on pasek miedziany, pokryty fosforem, w spektrografie próżniowym w miejscu, w którym zwykle umieszcza się kliszę, i naświetlał go 8-godz. widmem wodorowej rurki do wyładowań. Następnie ogrzewał pasek z fosforem umieściwszy go naprzeciwko kliszy. Z doświadczeń tych wynikało, że czułość fosforu przy wzbudzeniu falami $\lambda > 1300 \text{ \AA}$ jest znikoma, natomiast gwałtownie rośnie przy około 1300 \AA . Fosforem tym zainteresowali się badacze słonecznego krańcowego nadfioletu (R. T o u s e y, K. W a t a n a b e i J. P u r c e l l). K. W a t a n a b e [3] poddał go bardzo szczegółowym badaniom. Przede wszystkim udoskonalił sposób otrzymywania fosforu, przez co zwiększył kilkakrotnie jego czułość. (Udoskonalony sposób: zmieszać CaSO_4 z małą ilością MnSO_4 i z rozcieńczonym kwasem siarkowym, pozostawić mieszaninę na kilka godzin w spokoju, po czym odparować do suchości i pozostałość ogrzać do czerwoności). W a t a n a b e zmierzył dokładnie energie „magazynowane“ przez fosfor przy wzbudzaniu go różnymi długościami fal. W tym celu naświetlał fosfor w próżni światłem z próżniowego monochromatora. Energie światła wzbudzającego były uprzednio wymierzone przy pomocy termostosu. Energia termoluminescencji była mierzona przy pomocy fotopowielacza ze wzmacniaczem. Otrzy-

mywało się ją ze scałkowania prądu fotopowielacza w mikroampersek. Na rys. 2 podana jest zależność energii termoluminescencji przypadającej na jednostkę (mikrowatsekundę) mocy światła wzbudzającego od długości fali światła wzbudzającego. Jak widać, maksimum czułości fosforu wypada dla 1030Å, spada ona do 10^{-3} maksymalnej wartości już przy 1422Å.

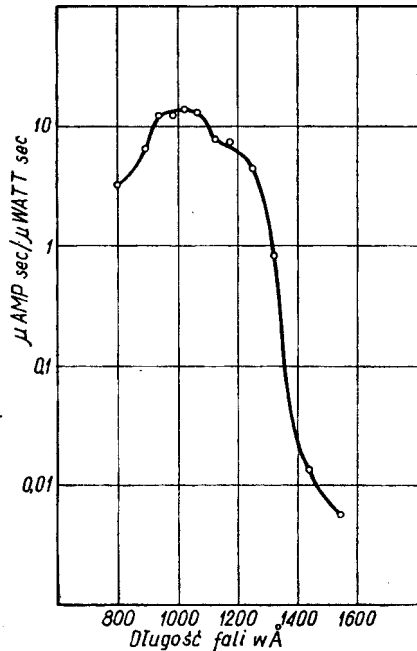
Badanie fosforescencji przy wzbudzeniu promieniami X i promieniami γ wykazało, że promienie X dobrze wzbudzają fosfor, natomiast naświetlenie w ciągu 1 minuty promieniami γ z 3 mg radu umieszczonego w odległości 3 cm powoduje zaledwie widoczną termoluminescencję. Zbadano poza tym fluorescencję fosforu, widmo emisyjne fosforescencji (pasmo 4600Å—5800Å) oraz sprawdzono, że rozkład natężeń w pasmie fosforescencji prawie nie zależy od długości fali światła wzbudzającego. W dalszych badaniach stwierdzono, że całkowita energia termoluminescencji:

- 1) nie zależy od sposobu ogrzewania,
- 2) zależy w sposób liniowy, w zakresie

energii występujących w słonecznym promieniu w górnych warstwach atmosfery, od czasu naświetlania i od energii światła wzbudzającego, 3) nie zależy, w dostatecznie szerokich granicach, od temperatury i wilgotności, które panują podczas naświetlania. Ważną rzeczą było zbadanie czasu zaniku fosforescencji w różnych temperaturach. Okazało się, że fosfor traci znikome ilości zmagazynowanej energii w temp. 0°C, natomiast nie można zaniedbać straty energii przy przebywaniu przez czas dłuższy w temp. 20°C. W 250°C fosfor tracił całą energię wzbudzenia w ciągu 2 min. Wyznaczono zależność natężenia fosforescencji w temp. 25°C od czasu, który upłynął po naświetleniu. Prawo zaniku czasowego fosforescencji dało się zapisać wzorem empirycznym:

$$I = \frac{E_0 F(T)}{a + t}$$

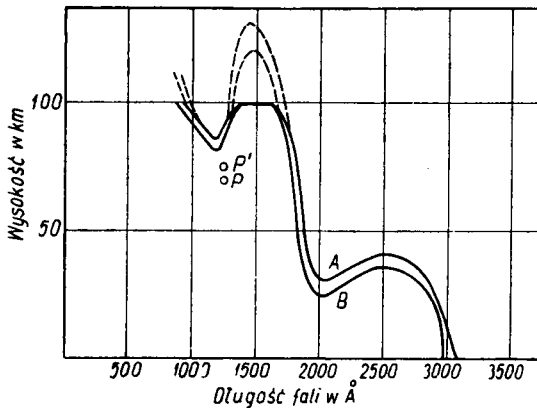
- $F(T)$ — nieznaną funkcją temp. panującej pod-
 — czas zaniku fosforescencji,
 I — natężenie fosforescencji,
 E_0 — całkowita emisja fosforu,
 t — czas (w min.) po ekspozycji,
 a — stała.



Rys. 2
 Krzywa widmowej czułości fosforu
 $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$

Wick i Slattery pokazali, że termoluminescencja $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$ jest wygaszana przez obszar nadfioletu zawarty w granicach od 2000 Å do 2400 Å; osłabieniu fosforescencji można zapobiec przez użycie filtrów pochłaniających ten zakres fal. Wszystkie te badania dowiodły, że $\text{CaSO}_4 : \text{Mn}$ bardzo dobrze nadaje się do badań skrajnego nadfioletu w promieniowaniu Słońca.

Zanim autorzy przystąpili do wykonania pomiarów promieniowania słonecznego, obliczyli z danych laboratoryjnych wysokości, na których mogli się spodziewać występowania promieniowania o różnych długościach fal.



Rys. 3

Przenikanie różnych długości fal w głąb atmosfery ziemskiej

Trudność stanowił brak dokładnych danych o budowie atmosfery ziemskiej. Rys. 3 podaje wyniki obliczeń. Krzywa A przedstawia zależność wysokości, do której dojdzie 10% promieniowania wchodzącego do atmosfery ziemskiej od jego długości fali, krzywa B wysokości, do których dotrze 1% promieniowania pierwotnego o różnych długościach fal. Przebieg krzywej silnie zależy od założeń, które przyjmujemy o procesach zachodzących w atmosferze, szczególnie od tego, co założymy o dysocjacji tlenu. Krzywa przerywana odpowiada założeniu, że dysocjacja tlenu wcale nie zachodzi w atmosferze ziemskiej, krzywa ciągła — założeniu, że powyżej 100 km n. p. m. następuje zupełna dysocjacja, natomiast wcale nie zachodzi poniżej tej wysokości. Punkty P_0 i P' dotyczą bardzo ważnej dla astrofizyki linii wodoru L_α (1216 Å). Wypada ona w bardzo wąskim „okienku” między pasmami absorpcyjnymi gazów atmosfery, tak że docierać może bliżej powierzchni Ziemi.

Paski pokryte fosforem umieszczano w płytkim zagłębieniu w środkowej części rakiety. By badać rozkład widmowy docierającego do różnych warstw atmosfery promieniowania, używano następujących filtrów:

Filtr	Grubość w mm	Pasmo światła wzbudzającego fosfor w Å
CaF_2	1—3,4	1230—1340
LiF	1—2	1040—1340
Be	0,1	$\approx 0-8$

Bez filtru otrzymywano wzbudzenie całym pasmem czułości fosforu, tj. od $\approx 0 \text{ \AA}$ do 1340 \AA . Odejmując od energii emisji fosforu nakrytego filtrem LiF energię emisji fosforu nakrytego CaF_2 i uwzględniając poprawki na czułość fosforu w danej dziedzinie otrzymywano przybliżoną wartość energii fosforescencji wzbudzonej pasmem $1040 \text{ \AA} - 1230 \text{ \AA}$. Analogicznie z emisji fosforu bez filtru i fosforów nakrytych Be i LiF wnioskowano o energii wzbudzenia pasmem $8 \text{ \AA} - 1040 \text{ \AA}$. Wysłano kolejno cztery rakiety zaopatrzone w komplety pasków z fosforami i filtrami. W ostatnim locie użyto kilku kompletów pasków, które kolejno były eksponowane na różnych wysokościach. Aby sprawdzić ilość energii wzbudzenia, którą tracił fosfor przy ogrzaniu się podczas powrotnej wędrówki na Ziemię, umieszczano na rakiecie osłonięty od światła wzbudzającego, uprzednio naświetlony pasek z fosforem. Drugi identyczny i identycznie naświetlony pasek pozostawał w laboratorium. Po zbadaniu energii fosforescencji pozostającej w obu paskach wprowadzano do wyników na energię promieniowania wzbudzającego odpowiednie poprawki. Natychmiast po lądowaniu rakiety fosfory umieszczano w termosie z lodem i samolotem odwożono do laboratorium do badania. Wyniki potwierdzają teoretyczne przewidywania przenikania krańcowego nadfioletu przez ziemską atmosferę (rys. 3). Słaba absorpcja pasma $795-1050 \text{ \AA}$ powyżej 127 km wskazuje na istnienie dysocjacji tlenu na dużych wysokościach (słuszność krzywej ciągłej z rys. 3).

Tabeliczka wyników

Pasmo \AA	Obserwowane na wysokości najniższej km
1050—1340	80—90
1240—1340	90—125
795—1050	88—127

Promienie X wykryto wyraźnie jedynie w drugim locie. W czasie tego lotu obserwowano zaburzenia jonosfery. W pierwszym i trzecim locie nie wykryto ich wcale. W czasie tych lotów jonosfera była normalna. W czwartym locie wykryto nieznaczne ilości promieniowania X na wysokości $19-82 \text{ km}$, a nie wykryto go wcale w strefie $82-127 \text{ km}$. Przypuszczalnie podczas lotu rakiety nastąpiła zmiana w aktywności słońca.

Autorom udało się obliczyć natężenie promieniowania słonecznego dla pasm krańcowego nadfioletu $1050 \text{ \AA} - 1240 \text{ \AA}$ i $1230 \text{ \AA} - 1340 \text{ \AA}$.

Całkowita energia emitowana przez fosfor

$$R = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} H_{\lambda} S_{\lambda} T_{\lambda} d\lambda \int A(\theta, \Phi) dt,$$

gdzie

H_{λ} natężenie promieniowania słonecznego o długości fali λ ,
 S_{λ} czułość fosforu na promieniowanie o długości fali λ (znana),
 T_{λ} przepuszczalność filtru (zmierzona dla światła padającego prostopadłe do jego powierzchni, w warunkach doświadczenia ważna w przybliżeniu i dla innych kątów padania),
 $A(\theta, \Phi)$ powierzchnia fosforu wystawiona prostopadłe do światła słonecznego,

$\int A(\Phi, \theta) dt$ obliczona została ona z danych o położeniu rakiety podczas lotu.

Nie wiemy wprawdzie nic o H_{λ} jednak, jak wykazało doświadczenie, w przedziale 1050—1240 Å $S_{\lambda} T_{\lambda}$ jest prawie stałe.

Dla tego przedziału obliczono, że

$$\int H_{\lambda} d\lambda = 0,04 \mu W/cm^2 \quad (\text{z dokładnością do czynnika 2}).$$

Wartość ta jest obliczona dla strefy 82—127 km, jednakże natężenie promieniowania wchodzącego do atmosfery ziemskiej będzie miało wartość podobną, bo absorpcja tego zakresu fal jest bardzo słaba powyżej 90 km.

Dla przedziału 1230—1340 Å $S_{\lambda} T_{\lambda}$ nie jest stałe. Założono, że w tym wąskim przedziale H_{λ} jest wielkością stałą. Otrzymano natężenie promieniowania $= 0,02 \mu W/cm^2$.

Pomimo małej dokładności tych wyników, można z nich wyprowadzić pewne wnioski o rozkładzie natężeń w promieniowaniu Słońca. Autorowie obliczyli, jakie musiałyby być energie R (w $\mu A \text{ sec}$) termoluminescencji fosforu po naświetleniu go przez filtry LiF i CaF₂ promieniowaniem ciała doskonale czarnego o temp. 6000° K i 5000° K i porównali je z wynikami doświadczenia:

	6000° K	5000° K	Obserwo- wane
R_1 z LiF(1040—1340 Å)	3,8	0,082	0,25
R_2 z CaF ₂ (1230—1340)	2,1	0,052	0,04
Stosunek $\frac{R_1}{R_2}$	1,8	1,6	6,6

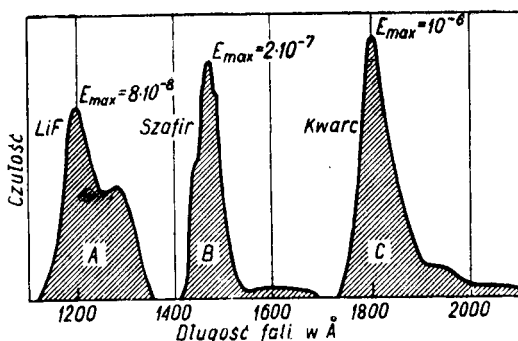
Z tabliczki tej widać, że słońce w zakresie 1040—1340 Å nie promieniuje jak ciało doskonale czarne. Zakres zawierający linię wodoru L_{α}

(z filtrem LiF) jest wyraźnie uprzywilejowany. Nie wytrzymuje też krytyki hipoteza, że cała emisja tego zakresu ogranicza się do linii L_{α} i jej najbliższego sąsiedztwa. Sytuacja jest bardziej skomplikowana. Być może na widmo ciągle nałożona jest szeroka linia absorpcyjna L_{α} z wąską linią emisyjną w środku.

Natężenie promieniowania słonecznego w pasmie 795—1050Å przekracza o jeden lub dwa rzędy promieniowanie, które by wysyłało w tym zakresie ciało doskonale czarne o temp. 6000° K.

By sprawdzić wyniki R. Tousey'a, Watanabe'a i Purcella zastosowano czwartą metodę. W 1949 r. H. Friedeman, S. W. Lichtman i T. Byram [5] wysłali raketę wyposażoną w liczniki fotonowe. Długofalową granicę czułości liczników przeznaczonych do pomiarów krańcowego nadfioletu osiągnięto przez dobranie odpowiedniej mieszanki gazów elektroujemnych, krótkofalową przez dobranie materiału okienka. Elektrony pierwotne były fotoelektrycznie wybijane z katody. Krzywe widmowej czułości liczników

przedstawia rys. 4. Jednostka osi rzędnych narysowana jest dla każdego z liczników w innej skali. E_{max} jest maksymalną czułością każdego licznika podaną w ilości impulsów na kwant. Do pomiaru promieniowania X użyto licznika z okienkiem berylowym (przepuszczającym swobodnie $\lambda=2\text{Å}$, 10% $\lambda=6,5\text{Å}$, 0,1% $\lambda=9,5\text{Å}$) praktycznie nieprzezroczystym dla $\lambda=10\text{Å}$. Fotoelektrony



Rys. 4

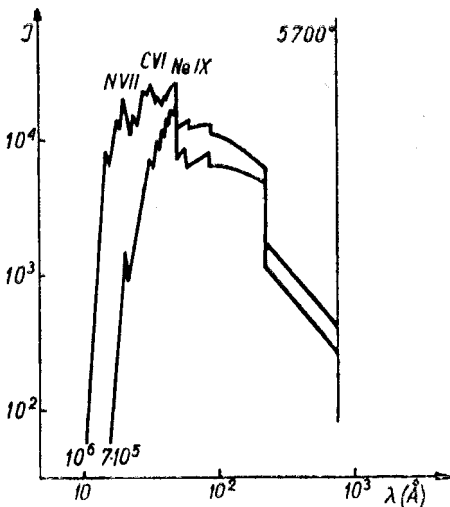
Krzywe widmowej czułości liczników używanych do badań krańcowego nadfioletu

w tym liczniku były wybijane z gazu, którym był on napełniony. Wyniki potwierdziły obserwacje „fosforowe“. Zostało bezspornie stwierdzone, że:

1. L_{α} przenika poniżej warstwy E (100—140 km n. p. m.) i dociera nawet do 70 km n. p. m., a więc nie jej zawdzięczamy jonizację tej warstwy;
2. do atmosfery ziemskiej docierają promienie X z korony słonecznej. Są one absorbowane w warstwie E i powodują jej jonizację. Krzywa absorpcji tych promieni w zależności od wysokości n. p. m. jest bardzo podobna do analogicznej krzywej obliczonej dla promieniowania, które by emitowała korona promieniując jak ciało doskonale czarne o temperaturze 10⁶ stopni K;

3. na wysokości 100 km n. p. m. istnieje gwałtowny wzrost absorpcji promieniowania o λ około 1500Å (dla tego zakresu długości fal współczynnik absorpcji cząsteczkowego tlenu jest największy). Wskazuje to na przejście na tej wysokości od tlenu atomowego do cząsteczkowego;
4. istnieje „nadwyżka“ krańcowego nadfioletu. Obliczono z pomiarów licznikowych natężenie promieniowania dla pasma 1150Å—1350Å i otrzymano zgodność co do rzędu wielkości z wynikami „fosforowymi“.

Na podstawie tych wyników wydaje się rzeczą bezsporną, że korona słoneczna ma temperaturę rzędu 10^6 stopni K. Opierając się na tym fakcie G. Elwert [7] oblicza teoretycznie rozkład natężeń w widmie korony słonecznej. Uwzględnia on znany z badań linii korony wysoko zjonizowany stan atomów w koronie słonecznej. Rozważając procesy jonizacji dochodzi do wniosku, że z powodu małej gęstości promieniowania można zaniedbać fotojonizację w porównaniu z jonizacjami przez zderzenia. Z drugiej strony rekombinacje bez wysłania kwantu, wymagające zderzenia aż trzech cząstek, są bardzo mało prawdopodobne z powodu małej gęstości materii korony. Można więc przyjąć, że w stanie równowagi liczba aktów



Rys. 5.

Rozkład natężeń w widmie ciągłym korony słonecznej wg obliczeń G. Elwerta (I w ergach na $\text{cm}^2 \text{sec}$.)

jonizacji przez zderzenia będzie równa liczbie fotorekombinacji. Opierając się na tych założeniach i biorąc pod uwagę wartości przekrojów czynnych na różne procesy zachodzące w koronie Elwert obliczył rozkład natężeń dla korony słonecznej przy temp. 10^6 K. i 7.10^5 K. Wyniki przedstawione są na rys. 5. Dla temp. 10^6 K rachunek daje próg emisji dla podwójnie zjonizowanego He przy 288Å i grupę progów emisji w sąsiedztwie 30Å. Dla niższej temperatury (7.10^5 K) otrzymuje się z tej grupy progów wyraźnie jedynie próg dla Ne IX przy 57Å. Dla porównania wykreślono również część krzywej promieniowania ciała doskonale czarnego o temp. 5700° K. Obie krzywe zachodzą na siebie. Opierając się następnie na naj-

nowszych, jeszcze nie publikowanych danych, o współczynnikach absorpcji powietrza i rozkładzie gęstości w atmosferze, autor dochodzi do wniosku, że promieniowanie grupy 30Å jest absorbowane od 100 do 110 km

n p. m., a progu HeII między 120 a 130 km. Jednakże wyliczone dla tych zakresów fal natężenia nie wystarczają do wytłumaczenia budowy warstwy *E*. Dopiero uwzględnienie przyczynków do natężeń, pochodzącego od linii emisyjnych korony, daje natężenia zaabsorbowanego przez warstwę *E* promieniowania o wystarczającej wielkości. Linie emisyjne mogą powstawać w koronie przez procesy rekombinacji na wyższych orbitach i przez zderzenia elektronowe. Oczywiście, ten ostatni proces przede wszystkim przyczynia się do powstawania linii emisyjnych korony. W ten sposób doświadczalne fakty jonizacji warstwy *E* przez fale bardzo krótkie, o wiele krótsze od linii L_{α} znalazły również teoretyczne uzasadnienie.

Literatura

1. J. J. Hopfield i H. E. Clearman, *Phys. Rev.*, **73**, 877 (1948).
2. T. R. Burnight, *Phys. Rev.*, **76**, 165 (1949).
3. K. Watanabe, *Phys. Rev.*, **83**, 785 (1951).
4. R. Tousey, K. Watanabe, J. D. Purcell, *Phys. Rev.*, **83**, 792 (1951).
5. H. Friedman, S. W. Lichtman, E. T. Byram, *Phys. Rev.*, **83**, 1025 (1951).
6. А.И. Ольч, *Природа*, **41**, 103 (1952).
7. G. Elwert, *Ztschr. f. Naturforschung*, **7a**, 202 (1952).

Rysunki opracowano na podstawie czasopism:

Physical Review

Ztschr. f. Naturforschung.

Wykrywanie ciał promieniotwórczych pochodzących z wybuchów atomowych na znacznych odległościach

„Nie ma już żadnej wątpliwości co do pochodzenia atomowego chmury promieniotwórczej wykrytej po raz pierwszy dnia 20 lipca 1946 r. na wysokości 6000 m. Jądra promieniotwórcze stały się jądrami kondensacji“ — pisze H. Garrigue w pracy przedstawionej przez Fryderyka Joliot na posiedzeniu Francuskiej Akademii Nauk w 1951 r. [1].

Wykrycie sztucznej promieniotwórczości w atmosferze zawdzięczamy wypadkowi prześwietlenia klisz opakowanych w pudełka z tektury pochodzącej z okolic położonych w odległości 1600 km od miejsca wybuchu atomowego.

Przyczyną prześwietlenia okazała się sztuczna promieniotwórczość tektury wskutek obecności atomów promieniotwórczych zrodzonych w wybuchu atomowym.

H. Garrigue [2] badał początkowo promieniotwórczość powietrza na dużych wysokościach korzystając z laboratorium urządzonego na statku powietrznym Służby Lotnictwa Lekkiego i Obrony Narodowej.

W dalszych pracach prowadził on systematyczne pomiary promieniotwórczości powietrza na Puy de Dôme (1470 m). [3].

Z prac jego wynikało wyraźnie, że opady oczyszczają powietrze porwijąc ciała o sztucznej promieniotwórczości. Wobec tego przystąpił on do systematycznego badania świeżo spadłego śniegu [4].

H. Garrigue odparowywał kilka kilogramów śniegu i suchą próbkę umieszczał w komorze jonizacyjnej o dużej czułości. Stwierdził on występowanie ciał o sztucznej promieniotwórczości.

Jak się okazało, metoda badania opadów jest lepsza od metody mierzenia promieniotwórczości powietrza, ponieważ ciała promieniotwórcze stają się jądrami kondensacji pary wodnej. W badaniach tych stwierdzono występowanie ciał promieniotwórczych o dwóch różnych okresach połowicznego zaniku.

Ponieważ zagadnienie to okazało się poważnym problemem związanym z obroną przed skutkami wybuchów atomowych, M. Aribat, R. Poinoir, J. Pouradier i A. Venet rozpoczęli badania nad promieniotwórczością wody deszczowej w okolicach Paryża [5].

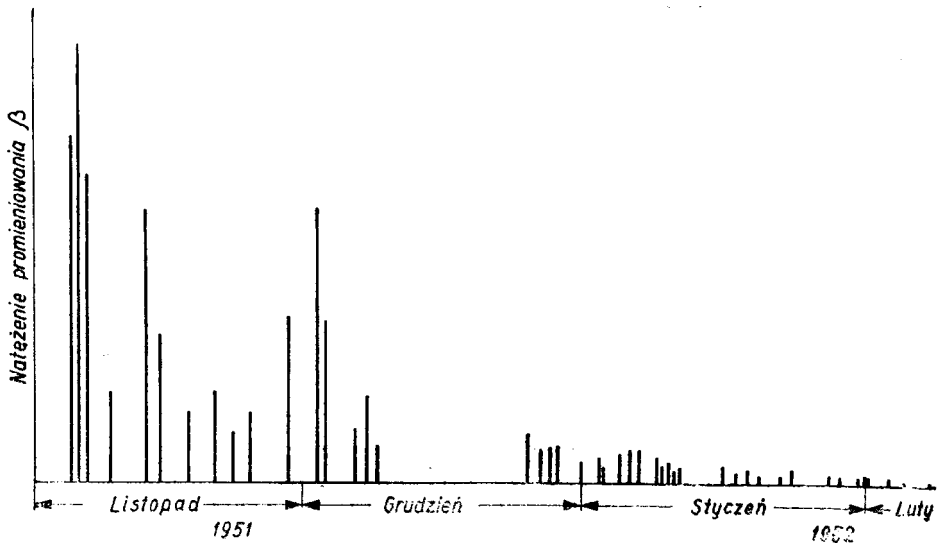
Użyto następującej metody doświadczalnej:

1. Odparowywano pewną objętość wody deszczowej z każdego deszczu. Pozostałość badano za pomocą licznika Geigera-Müllera. Wyniki przeliczono na 1 litr wody deszczowej.

2. Następnie sprawdzano, czy promieniotwórczość próbek nie pochodzi od ciał o naturalnej promieniotwórczości (uran, tor i pochodne), które jako zanieczyszczenia występują wszędzie. W tym celu otrzymane suche preparaty kładziono na klisze jądrowe. Produkty rozszczepienia dają tylko promieniowanie β , ciała o promieniotwórczości naturalnej i β i α .

Zbadano wielką liczbę takich klisz i stwierdzono, że promieniotwórczość ciał znajdujących się w atmosferze nie pochodzi od rodzin U i Th.

3. Niezależnie od opadów badano promieniotwórczość zawiesin zawartych w powietrzu, zatrzymywanych przez wełniane filtry, przez które przepuszczano znaczne ilości powietrza. Filtry badano następnie za pomocą liczników.



Rys. 1
Promieniotwórczość wody deszczowej

Wyniki:

Rys. 1 przedstawia wyniki otrzymane przy pomocy licznika Geigera-Müllera. Na osi odciętych odłożone są daty opadu, z którego pochodziła próbka, na osi rzędnych — wielkości proporcjonalne do liczb impulsów. Pomiary rozpoczynano w 24 godziny po deszczu.

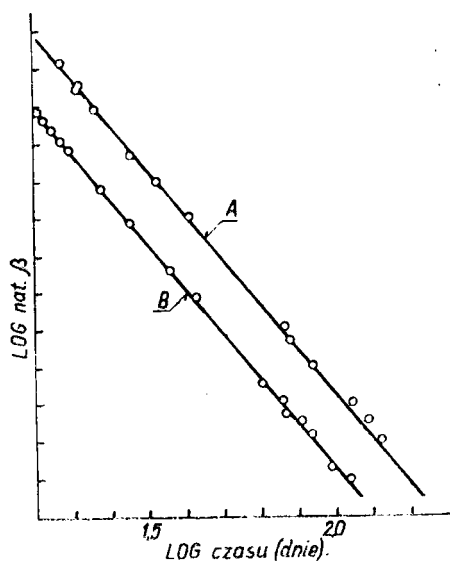
Z wykresu widać, że natężenie promieniotwórczości β zmienia się odpowiednio od jednego do drugiego deszczu i osiąga maksimum w 8 do 15 dni po wybuchu atomowym w USA (22. X., 5. XI. i 19. XI. 1951 r.).

W tym okresie deszcze były stosunkowo częste. Nawet w styczniu w 1952 roku natężenie promieniotwórczości było znacznie wyższe od normalnego, co wskazuje, że trzeba długiego czasu na oczyszczenie atmosfery od tych składników promieniotwórczych.

W pracy następnej [6] badano w dalszym ciągu systematycznie wodę z każdego deszczu i pył powietrza. Otrzymano znów wyraźne maksimum.

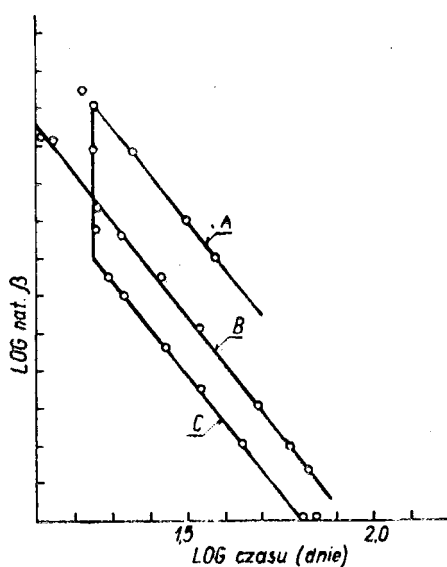
Badając dłuższy czas każdą próbkę można stwierdzić zanik jej promieniotwórczości.

Klasyyczna metoda pozwala wyznaczyć okres połowicznego zaniku z wykresu zależności logarytmu natężenia od czasu. W przypadku występowa-



Rys. 2

Wyniki badań wody deszczowej
A — 6. XI. 1951 r. w Vincennes
B — „ „ w Bourg-la-Reine



Rys. 3

Wyniki badań pyłu
A — 15. V. 1952 w Vincennes
B — 15. IV. 1952 „
C — 17. IV. 1952 „

nia licznych ciał promieniotwórczych o różnych okresach metoda ta zawodzi.

Pomiary w pobliżu miejsca wybuchu pierwszej próbnej bomby atomowej wykazały, że promieniotwórczość produktów rozszczepienia maleje według prawa

$$A_t = A_1 t^{-1,2},$$

gdzie A_t — natężenie promieniotwórczości po czasie t sec., A_1 — natężenie po 1 sekundzie. Jest to zależność, którą przedstawia prosta o spadku

—1,2, jeśli za współrzędne przyjmiemy logarytm natężenia i logarytm czasu.

Krzywe na rysunku 2 odpowiadają próbce z deszczu spadłego w Vincenne i Bourg-la-Reine dnia 6. XI. 1951 r.

Rys. 3 przedstawia krzywe otrzymane dla próbek pyłu z dnia 15 i 17 kwietnia i 15 maja 1952 r. Część krzywej zagięta odpowiadałaby promieniotwórczości pyłu pochodzenia uranowo-torowego.

Fakt, że wykresy A i B są liniami prostymi o takim samym nachyleniu wskazuje na tę samą wielkość stałych rozpadu, i wobec tego można tę promieniotwórczość przyporządkować obecności gazów wytworzonych podczas wybuchu atomowego. Przy tym skład ich jest taki sam pomimo olbrzymiej odległości.

Duża część „chmury promieniotwórczej“ powstałej przy wybuchu przechodzi ponad tropopauzę i rozprzestrzenia się w stratosferze, a następnie stopniowo opada na ziemię.

Część chmury rozchodzi się poniżej tropopauzy. Ciężkie promieniotwórcze atomy stają się jądrami kondensacji pary wodnej.

Opady oczyszczają atmosferę, z drugiej strony obecność ciężkich jonów staje się przyczyną licznych opadów dookoła miejsca wybuchu.

Wyniki te mają ogromne znaczenie i wskazują na obronną rolę opadów atmosferycznych.

Wydaje się możliwym przez wywołanie sztucznych opadów stworzyć linię ochronną, która nie przepuści dalej ciał promieniotwórczych.

Zagadnienia powyższe są tematem wielu prac również w innych krajach.

B. T.

Literatura

1. H. Garrigue, Comptes Rendus, 232, 1003 (1951).
4. „ „ „ 233, 1447 (1951).
3. „ „ „ 233, 860 (1951).
2. „ „ „ 230, 2279 (1950).
5. M. Aribat, R. Pinoir, J. Pouradier i A. M. Venet, Comptes Rendus, 234, 1161 (1952).
6. M. Aribat, J. Pouradier, A. M. Venet, Comptes Rendus 235, 157 (1952).

Julian Auleytner

Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Wykazanie istnienia zarodki w roztworach stałych

Badania rozproszenia promieni X pod małymi kątami dostarczają nam wielu cennych wiadomości dotyczących niejednorodnej budowy ciał. Pozwalają mianowicie stwierdzić występowanie w pewnych substancjach obszarów o różniczkowalnej gęstości elektronów. Obszary te stanowią ziarna wymiarów liniowych rzędu od kilku do kilkuset Å. Badając rozproszenie niskokątowe możemy również wyznaczyć wielkość tych obszarów, określić w niektórych przypadkach ich kształt oraz śledzić zmiany ustroju niejednorodnego w zależności od temperatury, ciśnienia, czasu (procesy starzenia się substancji) lub innych czynników zewnętrznych.

Sama metoda badań nie jest łatwa doświadczalnie [1]. Mimo to w ostatnich latach ukazało się wiele prac z tej dziedziny i to prac bardzo interesujących. We Francji już dość dawno powstała cała szkoła poświęcona temu kierunkowi fizyki promieni X. Twórcą tej szkoły jest André Guinier.

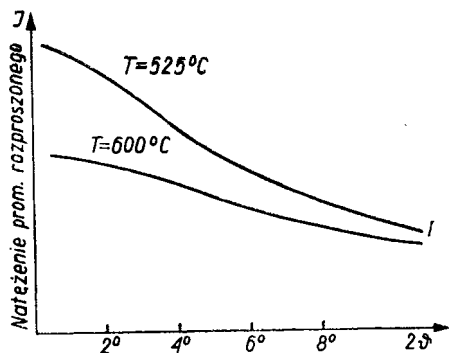
Pragnę tutaj przedstawić jedną z ostatnich prac tej szkoły, a mianowicie pracę zespołową wykonaną przez M. M. Christophera, B. Walkera, Jean Blina i André Guinier [2] poświęconą badaniu niejednorodności w roztworach stałych znajdujących się w równowadze.

Roztwór dwuskładnikowy jest substancją jednorodną, tzn. atomy lub cząsteczki obu składników stanowią układ całkowicie nieuporządkowany przestrzennie. Stan taki można nazwać stanem „doskonałego“ chaosu. Podobny stan panuje na ogół i w roztworze stałym. W tym przypadku atomy są rozmieszczone w węzłach wspólnej siatki w sposób nieuporządkowany. Poniżej jednak określonej dla danego stopu temperatury przewiduje się pewne uporządkowanie na stosunkowo małych odległościach między sąsiednimi atomami. Byłaby to temperatura przemiany „porządek-nieporządek“. Podobny stan odpowiadałby więc pojawieniu się w ciele jednorodnym małych obszarów różniczkowalnych pod względem gęstości elektronów. Te subtelne zmiany w strukturze substancji dały się wykryć dzięki zastosowaniu metody badań niskokątowego rozpraszania promieni X.

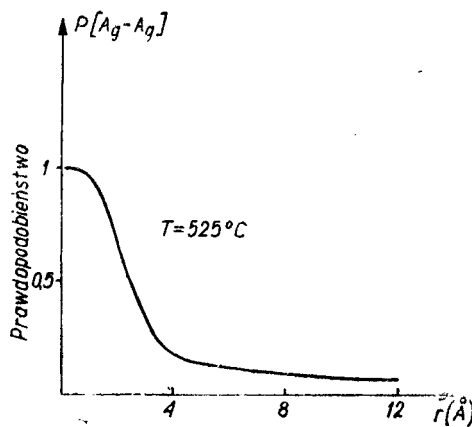
M. M. Christopher, B. Walker, J. Blin i A. Guinier badali roztwory stałe dwuskładnikowe w temperaturze wyższej od tej, w której powstaje faza zubożała w składnik rozpuszczony, tzn. w temperaturze w której trwa jeszcze stan całkowitego nieuporządkowania. Wyniki omawiane w tej pracy dotyczą stopu Al-Ag (20% Ag). Próbki o grubości około 0,05 mm prześwietlano monochromatyczną, dobrze skolimowaną wiązką promieni X (przy badaniu stopów tego rodzaju stosuje się zazwyczaj promieniowanie charakterystyczne o długości fali $\lambda_{K_{\alpha},Cu}$). Początkowo stosowano rejestrację fotograficzną. Rejestracja ta jednak nie dała żadnych wyników. Dopiero użycie czulej aparatury rejestrującej z licznikiem Geigera-Müllera, dostosowanej do pomiarów natężenia promieniowania bardzo słabego, pozwoliło wykryć rozproszenie promieni X, występujące w przedziale kątowym od $2\vartheta=10^{\circ}$ do $2\vartheta=1^{\circ}$. Natężenie promieniowania rozproszonego wzrastało w sposób ciągły w kierunku coraz to mniejszych kątów. Próbki ogrzewano do temperatury 600° C zmieniając temperaturę co 10° . Krzywe na rys. 1 przedstawiają zależność rozproszenia niskokąowego od kąta rozproszenia dla temperatur 600° C i 525° C. W przypadku „doskonale“ nieuporządkowanego rozłożenia atomów rozpraszanie promieni X dane byłoby prawem Lauego, to znaczy nie zmieniłoby się praktycznie wraz z kątem badanego przedziału. Jak wykazują doświadczenia, natężenie promieniowania rozproszonego wzrasta w sposób ciągły w kierunku małych kątów. Zjawisko to dowodzi, że badany stop zawiera niejednorodności typu ciała gazo-stałego. Na podstawie krzywych przedstawionych na rys. 1 można stwierdzić istnienie w badanym stopie bardzo małych zespołów atomów srebra.

Rozkład kątowy natężenia promieniowania rozproszonego w obszarze małych kątów jest funkcją prawdopodobieństwa znalezienia się pewnego atomu srebra w odległości r od danego atomu srebra. Przez transformację fourierowską krzywej doświadczalnej 1 otrzymuje się krzywą przedstawiającą właśnie zależność względnego prawdopodobieństwa znalezienia się pewnego atomu srebra koło danego atomu srebra od wzajemnej ich odległości (rys. 2). Prawdopodobieństwo to przyjmuje wartość średnią 0,05 począwszy od odległości 12 Å i wynosi ono 0,4 dla pewnych sąsiednich atomów znajdujących się na odległości 2,8 Å od siebie. Na podstawie krzywej na rysunku 2 autorzy obliczają, że zespoły nie powinny zawierać więcej niż około 10 atomów srebra w temperaturze 525° C. Stan ten nie jest trwały. Zespoły tworzą się i rozpadają na skutek fluktuacji termicznych, przeciwdziałających przyciąganiu się jednych atomów przez drugie. Dlatego też w wyższej temperaturze 600° C rozproszenie jest słabsze. Wskazuje to na zmniejszenie się wielkości zespołów.

Przedstawione tu doświadczenia i ich wyniki są pierwszym bezpośrednim dowodem istnienia w roztworze stałym rodzaju zarodki (embrionów), których pojęcie wprowadzają różne teorie [3]. Rozważania teoretyczne



Rys. 1



Rys. 2

odnośnie przemian typu „porządek-nieporządek“ dla stopu Au-Cu₃, przeprowadził Gérard Fournet. Ich wyniki zgadzają się dobrze z doświadczeniem. Rozważania te były stosowane również z powodzeniem dla stopu Al-Ag.

Przedstawiona praca jest pięknym przykładem mocy użytej tu metody niskokątowego rozpraszania — mocy tego subtelnego narzędzia fizyki: promieni X.

Literatura

1. S. Pieńkowski, Postępy Fizyki, 2, 51 (1951).
2. M. M. Christopher, B. Walker, Jean Blin i André Guinier; C. R., 235, 254 (1951).
3. M. M. Fournet, C. R., 234, 2049 (1952).
4. Е. А. Порай — Кошиц, У. Ф. Н., 39, 573 (1949).

Leopold Infeld

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego

Jakow Frenkiel

Dnia 23 lutego 1952 r. zmarł w 58 roku życia Jakow Frenkiel, jeden z najwybitniejszych fizyków-teoretyków radzieckich. Jego pracę naukową charakteryzowała niezwykła wszechstronność, jego życie — prostota, skromność i gorące przywiązanie do ojczyzny.

Frenkiel urodził się w 1894 r. w Rostowie nad Donem, ale niemal przez całe swoje życie mieszkał w Leningradzie. Po ukończeniu studiów na Wydziale Fizyczno-Matematycznym Uniwersytetu Petersburskiego wyjeżdża w roku 1917 do Jałty na Krym. Tam po rewolucji październikowej organizuje uniwersytet, a gdy tworzy się władza radziecka na Krymie, pracuje w komisariacie oświaty. W trzy lata później Frenkiel zostaje uwięziony przez białogwardyjskich okupantów Krymu.

Po zwycięstwie władzy radzieckiej, w roku 1921 wraca do Leningradu na skutek zaproszenia akademika Joffego i rozpoczyna pracę w Instytucie Fizyko-Technicznym Politechniki.

Seminarium naukowe, którym tam kieruje, stało się w początkowych latach istnienia władzy radzieckiej jednym z największych ośrodków fizyki teoretycznej w ZSRR. Tam rozpoczyna on działalność, tam stawia pierwsze kroki wielu młodych fizyków, którzy potem zostają profesorami w Leningradzie, Moskwie, Swierdłowsku i w innych miastach uniwersyteckich.

Frenkiel był nie tylko wielkim uczonym, ale i wielkim nauczycielem, który potrafił wychować i dbał o nowe kadry naukowe, tak ważne dla rozwoju nauki w krajach socjalizmu.

Jego własna działalność naukowa obejmuje około 200 prac drukowanych. Zadziwia w nich wszechstronność tematów, prostota środków matematycznych, którymi atakuje trudne zagadnienia, i wielka fantazja naukowa. Jego prace z molekularnej teorii kryształów i cieczy, z dziedziny elektronowej teorii metali, z dziedziny elektronowych właściwości dielektryków i półprzewodników znane są wszystkim naukowcom na całym świecie pracującym w dziedzinie ciała stałego.

W teorii jądra Frenkiel wysuwa śmiałą hipotezę opierającą się na analogii pomiędzy procesem wyparowywania atomów i cząsteczek, a pro-

cesem wyrzucania z ciężkich jąder nukleonów i cząstek alfa. Ten kropiowy model jądra Frenkiel formułuje niezależnie od Bohra.

Różnorodność zagadnień, którymi zajmuje się Frenkiel, jest olbrzymia. A więc, zajmuje się on zagadnieniami zupełnie zasadniczymi. Na przykład równaniami ruchu wirującego elektronu, nad którym to zagadnieniem później pracowali w Polsce Mathisson, Weysenhoff, Raabe, Lubański. Gdy w Cambridge z Bornem ogłosiliśmy naszą pracę nad elektrodynamiką nieliniową, praca Frenkiela była pierwszą może, która ukazała się na ten temat. Od takich to tematów zasadniczych, poprzez skalę szeroką ważnych zagadnień dotyczących różnych działów, Frenkiel dochodzi do problemów technicznych, jak np. do zagadnienia iskrzenia się drutów tramwajowych; nawet dziedziny tak odległe jak geofizyka, biofizyka, astrofizyka, wzbogacone były jego ciekawymi ideami naukowymi.

Rząd radziecki wysoko ocenił działalność naukową Frenkiela. Był on członkiem-korespondentem Akademii Nauk ZSRR, otrzymał w r. 1945 order Czerwony Sztandar, a w r. 1947 Nagrodę Stalinowską pierwszego stopnia.

My, fizycy polscy, żałujemy niezmiernie, że nie mieliśmy sposobności osobistego zetknięcia się z tym wielkim uczonym. Ale idee jego i prace znane są uczonym polskim, były studiowane w przeszłości i będą czytane w przyszłości. Szczególnie piękne są podręczniki Frenkiela, tłumaczone na wiele języków. Przejawia się w nich wielki talent pedagogiczny i oryginalność ujęcia.

Autor nekrologu w *Uspiechach Fizycznych Nauk*, A. Anselm, kończy swój artykuł następującymi słowami:

„Jego żywy temperament naukowy prowadził go nieraz do błędów, lecz nigdy nie odmawiał on krytycznej rewizji swego punktu widzenia. Frenkiel był nie tylko uczonym, w jednej z najbardziej abstrakcyjnych dziedzin nauki, ale również i wielkim miłośnikiem muzyki i malarstwa. Był on wybitnym uczonym, dobrym obywatelem i czarującym człowiekiem“.

Wojciech Rubinowicz

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego

Hendrik Anthony Kramers

Wspomnienie pośmiertne

Dnia 24 kwietnia 1952 r. zmarł w Lejdzie znakomity uczony holenderski, profesor fizyki teoretycznej Hendrik Anthony K r a m e r s. Wiadomość ta wywołała szczery żal także w sercach fizyków polskich. Ceniliśmy go bowiem nie tylko ze względu na jego wielkie zdobycze naukowe, lecz także jako człowieka o znakomitych cechach serca i ducha i jako przyjaciela Polski. Dopiero przed dwoma laty pracował u niego naukowo nasz docent dr Marian G ü n t h e r i Zmarły, mimo swego nadwątlonego zdrowia, interesował się bardzo żywo tymi pracami. Darzył bliską i serdeczną przyjaźnią przedwcześnie zmarłego dra J. L u b a ń s k i e g o. Mnie osobiście łączyły z profesorem K r a m e r s e m więzy przyjaźni od czasu mego pobytu w Kopenhadze w r. 1920, kiedy to on był jedynym asystentem, a ja jedynym stypendystą u Nielsa B o h r a. Pamiętam serdeczne zaproszenie K r a m e r s a na wykłady, które miałem wygłosić w Lejdzie w jesieni 1939 r., a które z powodu wybuchu wojny niestety nie doszły do skutku. Obecność K r a m e r s a na międzynarodowej konferencji fizyków-teoretyków w Warszawie w 1938 r. pozwoliła mu zacieśnić jeszcze bardziej przyjazne stosunki z naukowcami polskimi.

Życiorys Zmarłego podam w kilku zdaniach. Urodził się 17 grudnia 1894 r. w Rotterdamie. Studia uniwersyteckie rozpoczął w r. 1912 w Lejdzie, gdzie był uczniem fizyków-teoretyków tej miary co H. A. L o r e n t z i P. E h r e n f e s t. W 1916 r. przybywa do Kopenhagi, gdzie zostaje asystentem B o h r a, a następnie poza tym docentem Uniwersytetu. Do Holandii powraca w 1926 r. jako profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Utrechcie. W 1934 r. zostaje następcą E h r e n f e s t a na Uniwersytecie w Lejdzie, gdzie przebywa już aż do śmierci.

W dorobku naukowym prof. K r a m e r s a znajdujemy prace odnoszące się do bardzo różnych dziedzin fizyki. Ze wszystkich przemawia do nas fizyk-teoretyk olśniony czarem zjawisk fizycznych. Mimo że był świetnym matematykiem, uważał zawsze matematykę tylko za narzędzie do badań fizycznych.

Z bogatej jego spuścizny naukowej zapewniającej mu trwałe miejsce w historii rozwoju fizyki omówić tu możemy tylko prace najcenniejsze.

K r a m e r s zwrócił na siebie uwagę ogółu fizyków już przez pierwsze swoje prace, wykonane w Kopenhadze, oparte na podanej przez B o h r a zasadzie odpowiedniości.

W pierwszej z tych prac, w swojej dysertacji doktorskiej (1919) podał K r a m e r s natężenia składowych linii widmowych wodoru w zjawisku Starka. Praca ta była jednym z najbardziej przekonujących dowodów słuszności zasady odpowiedniości.

W następnej pracy z 1921 r. użył K r a m e r s zasady odpowiedniości do obliczenia rozkładu natężeń w ciągłym widmie rentgenowskim powstającym przy bombardowaniu antykathody elektronami. Rozkład ten, podany przez K r a m e r s a na podstawie starszej teorii kwantów, okazał się zasadniczo słuszny również w teorii nowszej.

Wspólnie z N. B o h r e m oraz J. C. S l a t e r e m podjął K r a m e r s (1924) najpoważniejszą próbę pogodzenia poglądów korpuskularnych i falowych w ramach teorii światła starszej teorii kwantów. W pracy tej odgrywało pole elektromagnetyczne rolę pola przewodzenia fotonów. Teoria ta zakładała, że prawa zachowania energii i pędu spełniają się tylko statystycznie, czemu jednak przeczy zjawisko Comptona, wykazujące doświadczalnie, że zachodzą one ściśle w każdym poszczególnym procesie elementarnym. Dlatego teoria ta nie dała się utrzymać, mimo że wyrażała poglądy poniekąd zbliżone do statystycznej interpretacji nowszej teorii kwantów.

Za szczytowe osiągnięcie zasady odpowiedniości należy uważać jego ostateczną pracę kopenhaską o wzorze dyspersyjnym (1924) wykonaną po części wspólnie z W. H e i s e n b e r g i e m (1925). Wzór ten odkryty w wizji genialnej jest bowiem bez jakichkolwiek zmian słuszny również i w nowszej teorii kwantów, mógł więc być i był dla H e i s e n b e r g a drogowskazem przy jej odkrywaniu. Poza tym zawierał wzór ten również teorię zjawiska odkrytego dopiero następnie w 1928 r. przez R a m a n a oraz M a n d e l s z t a m a i L a n d s b e r g a.

Po powrocie do Holandii podał K r a m e r s w 1926 r. metodę przybliżonego rozwiązywania równania falowego Schrödingera, zwaną dziś powszechnie metodą WKB, ponieważ niezależnie od K r a m e r s a doszli do niej też L. B r i l l o u i n i G. W e n t z e l. Najbardziej przyczynił się jednak do jej rozbudowy K r a m e r s wraz ze swoimi uczniami. Znaczenie tej metody nie polega jedynie na tym, że jest bardzo przydatną i często używaną metodą rachunkową. Pozwala ona bowiem zrozumieć z punktu widzenia nowszej teorii kwantów, jak mogła starsza teoria przedstawiać rzeczywistość fizyczną w sposób przybliżony.

Cały szereg prac Kramersa dotyczy zagadnień teorii magnetyzmu. Przyczyniły się one bardzo wydatnie do wyjaśnienia wpływu, jaki wywierają pola elektryczne jonów zawartych w kryształach na własności magnetyczne kryształów (1933, 1934). Zajmował się też kwantową teorią ferromagnetyzmu (1936). Miał wybitny udział w odkryciu zjawiska demagnetyzacji adiabatycznej soli paramagnetycznych, umożliwiającej otrzymanie najniższych dziś osiągalnych temperatur. Był wraz z W. J. Haasem i E. C. Wiersmą autorem pracy, w której ogłoszone zostało po raz pierwszy to niezmiernie doniosłe odkrycie (1933). W 1951 r. opublikował wspólnie z J. Becquerelem i J. van den Heuvellem pracę o namagnesowaniu i zdolności skręcania płaszczyzny polaryzacyjnej pewnego paramagnetycznego związku niklu. Ostatnia jego praca napisana w listopadzie 1951 r., a więc kilka miesięcy przed śmiercią, odnosi się do kwantowej teorii antyferromagnetyzmu.

Wśród pozostałych prac Kramersa należy wspomnieć prace, w których wychodząc z relatywistycznej funkcji Hamiltona wyprowadza kwantowe równanie Diraca dla elektronu ze spinem, uwzględniając przy tym nie tylko postępowy, ale też i obrotowy ruch elektronu (1934, 1935).

Zmarły interesował się też zagadnieniami spektroskopii z punktu widzenia nowszej teorii kwantów. Kramers i G. P. Ittmann poddali w 1929 r. kwantyzacji błąk niesymetryczny i rozwiązali tym samym zagadnienie bardzo ważne dla teorii widm pasmowych drobin wieloatomowych. W pracy ogłoszonej wspólnie z P. A. Coenem (1936) wyjaśnił Kramers (posługując się metodą WKB) fakt niespotykany w innych seriach widmowych, a mianowicie, że pierwsza linia w serii rozmytej potasu jest słabsza od drugiej.

Od początku drugiej wojny światowej Kramers zajmował się przede wszystkim zagadnieniami fizyki klasycznej. Na pograniczu między fizyką a chemią, leży praca podająca model kwantowo-dyfuzyjny reakcji chemicznych (1940), który pozwala obliczać ich prędkości.

Bardzo interesująca jest praca o swobodnych cząstkach elementarnych ze spinem dowolnym, której współautorami byli F. J. Belinfante i J. K. Lubanski (1941).

Wspólnie z D. Ter Haar'em zajmował się Kramers napięciami elastycznymi w rogówce (1942), a więc problemem o znaczeniu fizjologicznym. Autorzy wykazali, jak można wnioskować z odchyień od kształtu kulistego rogówki o anizotropii napięć stycznych działających na nią.

Praca o promieniowaniu multipolowym (1943) podaje klasyfikację źródeł tego promieniowania na podstawie teorii grup. Oprócz tego zawiera ona kwantową teorię promieniowania elektromagnetycznego przy użyciu multipolowych kwantów świetlnych.

W pracy z J. Kistemakere m wykazał K r a m e r s (1943), że hydrodynamiczny warunek graniczny przylegania gazów lepkich do poruszającej się ściany nie jest spełniony dla mieszaniny dwu gazów dyfundujących, jeżeli istnieje równoległe do ściany gradient koncentracji. Wówczas bowiem występuje poślizg gazu wzdłuż ściany, będący zjawiskiem pokrewnym do badanego przez S m o l u c h o w s k i e g o skoku temperatury. Praca ta po raz pierwszy zwróciła uwagę na to zjawisko i potwierdziła doświadczalnie jego istnienie.

Zmarły zajmował się też własnościami rozcieńczonych roztworów makrodrobin (1944). Obliczył współczynnik lepkości takiego roztworu oraz badał podwójne załamanie, występujące w nim na skutek uporządkowania makrodrobin podczas ruchu takiej cieczy.

W 1947 r. ogłosił K r a m e r s pracę, w której dowiódł, że polaryzacja chmury elektronowej elektronów przewodzących pozwala nam zrozumieć fakt, że zdolność absorpcji cząstek α przez metale nie zależy od zmiany przewodnictwa metali, spowodowanej zmianą temperatury.

W końcu należy wspomnieć pracę, w której K r a m e r s wyjaśnił, w jaki sposób gradient temperatury w rurze, zawierającej gaz, wywołuje drgania tego gazu (1949).

Doskonały jest jego podręcznik nowszej teorii kwantów (1937). Zawiera jej zasady i zastosowania podane z wyższego punktu widzenia w sposób nadzwyczaj jasny i krytyczny, niekiedy oparte na nieopublikowanych pracach własnych.

W 1946 r. został Zmarły wybrany przewodniczącym komisji atomowej ONZ, a w latach 1947-51 był przewodniczącym Międzynarodowej Unii Fizycznej. Był członkiem kilku Akademii Nauk, doktorem honoris causa Sorbony, a prócz tego posiadał liczne inne odznaczenia naukowe. Mimo wszystkich tych osiągnięć i zaszczytów pozostał jednak skromny i uprzejmy; obcując z nim odczuwało się zawsze, że jest człowiekiem w najszlachetniejszym tego słowa znaczeniu.

Cześć Jego pamięci!

J. Hurwic — Teoria rezonansu w chemii w świetle dyskusji w ZSRR.
Mysł Filozoficzna 2 (4)

W zeszytcie 2(4) *Mysli Filozoficznej* ukazała się praca J. Hurwica pt. „Teoria rezonansu w chemii w świetle dyskusji w ZSRR“. Praca ta omawia genezę i zasady tzw. teorii rezonansu w chemii oraz jej krytykę, przeprowadzoną w ZSRR. Podajemy poniżej treść pracy Hurwica ze względu na zainteresowanie, jakie wzbudziły te dyskusje.

W miarę rozwoju chemii organicznej pojawiły się w niej pewne trudności teoretyczne, a mianowicie sprzeczność pomiędzy klasycznymi wzorami budowy drobin a własnościami związków chemicznych. Przykładem może tu być znany wzór przypisywany benzenowi przez Kekulého; we wzorze tym występują na przemian wiązania pojedyncze i podwójne, doświadczenie natomiast wskazuje, że wszystkie wiązania w pierścieniu benzenowym są równorzędne. Przykładów takich mamy dużo więcej i nie usunęła ich również elektronowa interpretacja wzorów strukturalnych. Teoria rezonansu próbowała usunąć te trudności na gruncie mechaniki kwantowej; jednakże, jak wykazała dyskusja przeprowadzona w ZSRR, podstawowe założenia teorii rezonansu nasuwają poważne wątpliwości.

Głównym twórcą tzw. teorii rezonansu w chemii organicznej był Linus Pauling; rozwinęła się ona głównie w krajach anglosaskich, ale znalazła szereg zwolenników i w ZSSR, zwłaszcza J. K. Syrkiną i M. E. Diatkinę.

Punktem wyjścia tej teorii jest jedna z przybliżonych metod traktowania równania Schrödingera dla drobin. Ścisłe rozwiązanie równania tego znamy jedynie dla jonu wodoru H_2^+ ; dla innych drobin trzeba stosować różne metody przybliżone, które dobrze się nadają dla drobin prostych, gdzie dokładność wyników jednej z nich skontrolować możemy przy pomocy drugiej. Teoria rezonansu uogólnia wyniki stosowania jednej z tych metod przybliżonych na skomplikowane drobinę organiczne, a ponadto wprowadza jeszcze nieuzasadnioną interpretację chemiczną stosowanych kroków rachunkowych.

Jedną z najsilniejszych metod przybliżeniowych mechaniki kwantowej jest metoda wariacyjna. W metodzie tej znalezienie wartości własnych (a więc energii) i funkcji własnych równania Schrödingera sprowadza się do rozwiązania pewnego zagadnienia wariacyjnego. Rozwiązanie to przeprowadzamy za Ritzem metodą kolejnych przybliżeń, obierając liniową kombinację odpowiednio wybranych funkcji φ_k za wyjściowe przybliżenie poszukiwanej funkcji falowej ψ :

$$\psi = \sum_{k=1}^n c_k \varphi_k ;$$

stałe współczynniki c_k dobieramy przy tym tak, aby podlegająca wariacji wielkość o charakterze energii osiągnęła minimum; otrzymujemy w ten sposób wartości $c_k = a_k$, funkcja zaś:

$$\psi_0 = \sum_{k=1}^n a_k \varphi_k$$

stanowi szukane przybliżenie. Odpowiednia wartość podlegającej wariacji wielkości określa równocześnie poszukiwaną wartość energii rozpatrywanego układu (atomu czy drobiny).

Nasuwa się tu formalna analogia do obowiązującej w mechanice kwantowej zasady superpozycji stanów, według której, jeśli ψ_k oznacza funkcję falową opisującą k -ty stan badanego układu (z uwzględnieniem zależności od czasu), to dowolna kombinacja liniowa tych funkcji o współczynnikach stałych:

$$\Psi = \sum_{k=1}^n a_k \psi_k$$

również opisuje pewien stan tego układu.

Należy jednakże podkreślić za Hurwiczem, że w wyjściowej kombinacji dla rachunku wariacyjnego funkcje φ_k nie są funkcjami falowymi jakichś istniejących stanów rozpatrywanego układu, lecz funkcjami obieranymi z punktu widzenia wygody rachunkowej, a więc z dużym stopniem dowolności.

Metoda rachunkowa teorii rezonansu stanowi w gruncie rzeczy pewien wariant metody wariacyjnej, przy czym funkcje φ_k wybiera się w teorii tej w oparciu o różne możliwe do pomyślenia wzory strukturalne rozpatrywanej drobiny. Wybór ten jest więc pewnym matematycznym chwytem, z czego zdawali sobie sprawę twórcy teorii rezonansu. Jednakże w dalszym jej rozwoju zaczęli oni traktować funkcje φ_k jako funkcje falowe opisujące pewne rzeczywiście istniejące stany drobin, nadając w ten sposób pomocniczym strukturom znaczenie struktur realnie istniejących w drobinach, przy czym współdziałanie tych struktur decydować miało o własnościach drobin. To współdziałanie miałyby w szczególności wyjaśniać wspomniane wyżej trudności chemii organicznej. W złożonych drobinach wchodzi w grę duże liczby takich struktur.

Dyskusja przeprowadzona w ZSRR z inicjatywy Wydziału Chemicznego Akademii Nauk ZSRR stwierdziła, że:

- 1) teoria rezonansu nie jest bynajmniej konsekwencją stosowania mechaniki kwantowej do chemii,
- 2) pozbawiona jest ona treści fizycznej,
- 3) przeczy teorii budowy drobin Butlerowa,
- 4) jest dla chemii bezpłodna,
- 5) jest szkodliwa pod względem metodologicznym
- 6) i z punktu widzenia filozoficznego jest machistowska.

Powyższa krytyka teorii rezonansu nie dotyczy bynajmniej kwantowo-mechanicznych metod obliczania funkcji własnych i energii drobin, lecz tylko błędnej interpretacji fizycznej tych metod, stosowanej przez zwolenników teorii rezonansu, a mianowicie mówienia przez nich o oddziaływaniu fizycznym fikcyjnych struktur i tłumaczenia przy ich pomocy realnych własności drobin, co prowadzi do pojmowania rzeczywistości jako wyniku działania fikcji, a więc do idealizmu.

Hurwicz podkreśla również, że wyniki uzyskane stosowaną w teorii rezonansu metodą rachunkową są w przypadku złożonych drobin obciążone poważnymi błędami, co pod znakiem zapytania stawia ich sprawdzalność doświadczalną. Ponadto obfitość i dowolność struktur rezonansowych pozwala przez odpowiedni ich dobór wytłumaczyć każdą właściwość drobin, ale tłumaczenie takie jest tylko pozorne, gdyż

dotyczy ono tylko znanych już zjawisk, nie pozwala zaś przewidywać nowych, czego należałyby wymagać od każdej teorii.

Krytyka teorii rezonansu przez chemików radzieckich nie oznacza bynajmniej krytyki i wyrzeczenia się mechaniki kwantowej — przeciwnie, w omawianej dyskusji wysunięto pozytywny program rozwoju chemii kwantowej opartej na mechanice kwantowej.

Dużo światła na tzw. teorię rezonansu w chemii rzucają wyniki osiągnięte ostatnio na Zachodzie.

W ciągu paru ostatnich lat Longuet-Higgins i Dewar rozwinęli ogólną teorię drobin organicznych opartą na tzw. metodzie orbit molekularnych. W pracy ogłoszonej ostatnio w *Proceedings of the Royal Society (A)* 214, 482 (1952) autorzy ci dochodzą do wniosku, że te wyniki z teorii rezonansu, które są potwierdzane przez doświadczenie, można uzyskać również ich metodą. Zwracają oni dalej uwagę na to, że teoria rezonansu w chemii organicznej opiera się na trzech dodatkowych założeniach, nieusprawiedliwionych z punktu widzenia mechaniki kwantowej. Założenia te są następujące:

1. Funkcję falową drobinę można przyjąć z wystarczającym przybliżeniem za liniową kombinację funkcji falowych niewzbudzonych stanów możliwych do pomysłenia form strukturalnych.
2. Jeśli drobina jest mezomeryczna, co wg teorii rezonansu oznacza, że istnieją dwie lub więcej takich form, drobina posiadać będzie zwiększoną o energię rezonansową stabilność w porównaniu z najbardziej stabilną formą strukturalną.
3. Stabilność drobinę mezomerycznej jest tym większa, im większa jest liczba możliwych form strukturalnych.

Longuet-Higgins i Dewar zwracają uwagę na niedopuszczalność pomijania stanów wzbudzonych drobin i na dowolność założeń 2. i 3. Dochodzą oni do wniosku, że sukcesy teorii rezonansu należy przypisywać nieoczekiwanej i raczej przypadkowej odpowiedniości, jaką według ich wyników można ustalić między teorią rezonansu a teorią orbit molekularnych, prawidłową z punktu widzenia mechaniki kwantowej.

Jak widzimy, fizycy zachodni ostatnio wysunęli również bardzo poważne obiekcje przeciw teorii rezonansu, która okazuje się niewłaściwą i opartą na nieusprawiedliwionych przesłankach formą stosowania mechaniki kwantowej do teorii budowy drobin organicznych. Obiekcje te nie stosują się jednak do prawidłowych zastosowań mechaniki kwantowej do teorii budowy drobin organicznych, a mianowicie do teorii orbit molekularnych i teorii wiązań walencyjnych.

S. Szczeniowski

**Fizyczny Praktikum, praca zbiorowa pod redakcją W. I. Iwieronowej
Moskwa-Leningrad 1951. Gosudarstwennoje Izdatielstwo Tiekhniko-Tieoreticzeskoj
Litieratury. Str. 614.**

Podręcznik ten — dzieło zbiorowe profesorów i asystentów Państwowego Moskiewskiego Uniwersytetu im. Łomonosowa — jest przewodnikiem do praktycznych zajęć w pracowni fizycznej. Wydanie niniejsze jest czwartą z kolei formą takiego podręcznika, która jest wyrazem przemian dokonujących się w tej dziedzinie na przestrzeni ostatnich 50 lat; pierwsze wydanie ukazało się w 1909 r., a przedostatnie w 1937 r. Podręcznik ten, dzięki temu, że wychodzi zawsze z tej samej szkoły, z tego samego Instytutu Fizyki w Moskwie, zawiera doświadczenia naukowe i dydaktyczne grona osób, pracujących od wielu lat z młodzieżą studiującą na Uniwersytecie. Ta cecha

ciągłości pracy, znajdująca swój wyraz w wielokrotnych wydaniach podręcznika przy ciągłym udoskonalaniu metod pracy i warunków doświadczenia, stanowi rękojmię jego wartości i użyteczności.

W przedmowie prof. I w i e r o n o w a, redaktor podręcznika, będącego pracą zbiorową przeważnie autorów poprzednich wydań, podkreśla, iż podręcznik jest przeznaczony dla prac doświadczalnych, jakie studenci fizyki wydziału fizyko-matematycznego, chemicznego i innych są obowiązani przeprowadzić w ciągu dwóch pierwszych lat studiów. Materiał w nim zawarty jest dostosowany do warunków pracy na Uniwersytecie Moskiewskim, chociaż może być z powodzeniem stosowany na odpowiednich wydziałach innych uniwersytetów i instytutów pedagogicznych. Książka napisana jest w całkowitym oparciu o współczesny stan pracowni fizycznej Uniwersytetu Moskiewskiego i z uwzględnieniem obecnego programu szkolenia eksperymentalnego studentów fizyki, zatwierdzonego w 1950 r.

W stosunku do wydania poprzedniego, z 1937 r., w podręczniku umieszczono sporo nowych zadań, zwłaszcza z dziedziny elektryczności, które zostały przygotowane w ciągu ostatnich 14 lat, dzięki przyrządom, jakie produkuje przemysł radiotechniczny. Wiele zadań zamieszczonych w poprzednim wydaniu zostało zmodernizowanych i dostosowanych do obecnego stanu techniki.

Z przeglądu materiału, zawartego w podręczniku, wybija się na plan pierwszy jego następująca cecha: spośród zamieszczonych 90 tematów co najmniej 60 jest ujętych tak szeroko, że nie ma mowy o tym, aby mogły one być przerobione w ramach jednego trzygodzinnego seansu. Są to zatem ćwiczenia przeznaczone widocznie tylko częściowo dla studentów rozpoczynających szkolenie doświadczalne, a głównie dla tych, którzy mają już poza sobą I stopień zaprawy laboratoryjnej i przystępują do prac bardziej zaawansowanych. Można stwierdzić z całą satysfakcją, że zagadnienia poruszone w ćwiczeniach są naświetlone bardzo szeroko i wnikliwie, ze zwróceniem baczonej uwagi na istotne cechy przeprowadzanego doświadczenia. Strona matematyczna w podawanych do każdego tematu wstępach jest rozbudowana, miejscami może nawet zanadto, co może mieć ujemny wpływ na podkreślanie znaczenia samego zjawiska. Na ogół tematy potraktowane są z pewną rozrzutnością techniczną, uderza z nich bogactwo środków, bogactwo i pomysłowość przyrządów. Do pomiaru temperatur są używane prawie wyłącznie termopary. Przy badaniu drgań własnych struny zastosowany został bardzo pomysłowy elektromagnetyczny mechanizm wzbudzania drgań. Wszystkie działy fizyki reprezentowane są przez tematy ładnie postawione, rozbudowane szeroko i obejmujące zasadnicze zjawiska, z jakimi może się spotkać adept fizyki w ciągu studiów, a później i w praktyce zawodowej. Ta równomierność potraktowania różnych działów świadczy o wszechstronności problematyki podręcznika. Można by tylko poddać dyskusji, czy zasada wszechstronności tematów nie została posunięta zbyt daleko przez włączenie do podręcznika niektórych tematów jak np.: badanie kryształów przy pomocy mikroskopu polaryzacyjnego, który to temat może być śmiało włączony do zakresu ćwiczeń pracowni krystalograficznej. Coraz szersze zastosowanie lamp elektronowych w praktyce doświadczalnej jest uwidocznione wprowadzeniem kilku tematów traktujących o lampach elektronowych, trój i wieloelektrodowych, oraz ich zastosowaniach w generatorach drgań i wzmacniaczach. Ujęcie tych tematów potraktowane jest na miarę pracowni radiotechnicznej. Powiązanie tematów ćwiczeń w pracowni z zagadnieniami, jakie stawia technika fizykowi, znajduje wielokrotnie swój wyraz. Jako przykład można przytoczyć wprowadzenie ćwiczenia, którego celem jest szybka analiza widmowa jakościowa, a częściowo i ilościowa próbek stali na zawartość domieszek: chromu, manganu, tytanu i innych pierwiastków. Technika próżniowa, tak ważna w zagadnieniach produkcyj-

nych, jest reprezentowana przez specjalny temat, poświęcony otrzymywaniu i badaniu wysokiej próżni. W wielu miejscach uderza bardzo zreczne, pomysłowe i oryginalne ujęcie doświadczalne tematów. Tak np. do badania rezonansu mechanicznego (ćwiczenie Nr 13) zastosowane zostało wahadło torsyjne, którego sposób pobudzenia do drgań oraz tłumienie zostało wykonane ciekawie i zarazem prosto. Szerokie zastosowanie w badaniu zjawisk krótkookresowych znajduje oscylograf katodowy, stanowiący bądź to zasadniczy przyrząd pomocniczy, bądź to będący sam przedmiotem szczegółowych badań, określających warunki jego pracy.

Czytelnika uderza na ogół skromna receptura postępowania praktycznego przy opisie wykonania ćwiczeń. Autorzy dają tu odpowiedź, iż zostało to zrobione celowo, aby pobudzić inicjatywę studenta. Postarano się natomiast o szerokie oświetlenie istotnych cech zjawiska. Niektóre tematy, będące składową częścią żelaznego repertuaru każdej pracowni fizycznej, zostały tu pominięte. Do takich tematów należą: waga Mohra, waga Jolly'ego, rura Kundta; zapewne są one przesunięte do innych pracowni. Również nie ma tematu poświęconego badaniu promieniotwórczości za pomocą komory jonizacyjnej (w poprzednim wydaniu z 1937 r. temat ten był zamieszczony). Wprowadzone zostało natomiast badanie promieniowania pierwiastków promieniotwórczych za pomocą licznika Geigera-Müllera, nie ujęte jednak w sposób tak wyczerpujący, jak to mamy okazję widzieć w wielu innych tematach.

We wstępie mamy podany zwięźle i rzeczowo ujęty rachunek błędów, który potraktowany jest w sposób ogólny, brak jest natomiast omówienia choćby pobieżnego źródeł błędów w poszczególnych tematach.

Wnikliwość ujęcia zjawisk, jaką widzimy w podręczniku, oraz poziom opracowania matematycznego wypływających w toku problemów, czyni zeń w naszych warunkach książkę użyteczną raczej dla studenta roku III niż II. Można tu ogólnie powiedzieć, iż istnieje w podręczniku bogactwo tematyki, pomysłowości w konstrukcji przyrządów, które to cechy w wielu przypadkach mogą stać się bodźcem i pomocą w pracy dla asystenta i będą źródłem pomysłów przy projektowaniu nowych ćwiczeń.

Całość podręcznika sprawia wrażenie pracy bardzo wartościowej, niezmiernie przydatnej zarówno dla studenta zaawansowanego, jak i dla asystenta prowadzącego ćwiczenia ze studentami, lub projektującego nowe zadania.

Tadeusz Dryński

Podręcznik do ćwiczeń z chemii fizycznej. Praca zbiorowa pod redakcją prof. Wojciecha Świętosławskiego, stron 436, Warszawa 1952, Państwowe Wydawnictwo Naukowe

Minęły już czasy, kiedy jeden autor pisał większe dzieło, obejmujące duży zakres zagadnień. Zespół autorów uzyskuje lepsze wyniki, a przy tym w sposób łatwiejszy. Po pierwsze dlatego, że praca jest rozłożona na cały zespół i nie wymaga od poszczególnych autorów zbyt wielkiego wysiłku, na który szczególnie trudno zdobyć się w Polsce pracownikom nauki, niezmiernie przeciążonym wskutek obecnej szczupłości kadr naukowych przetrzebionych przez wojnę i okupację. Po wtóre zaś przy daleko dziś posuniętej specjalizacji trudno wymagać od jednego autora, by znał dokładnie jakąś obszerną dziedzinę wiedzy. Zazwyczaj orientuje się on bardzo dobrze tylko w jednym dziale, a inne opisuje na podstawie źródeł „z drugiej ręki“. Natomiast w przygotowaniu pracy zbiorowej może wziąć udział kilku lub kilkunastu specjalistów z różnych dziedzin.

Chemicy polscy mają już na tym polu pewne dodatnie doświadczenia. Pierwszą próbą pracy zbiorowej było 10-tomowe wydawnictwo „Chemia i technika”. Przykład ten znalazł naśladowców. W ten też sposób Komisja Fizykochemiczna Polskiego Towarzystwa Chemicznego postanowiła zapłacić dotkliwą lukę w książkach dla szkół wyższych, jaką był brak podręcznika do ćwiczeń z chemii fizycznej. Jedyny polski podręcznik z tego zakresu, wydany w 1921 r., opracowany przez M. Centnerszwerę i W. Świątosławskiego, był bowiem zupełnie niewystarczający i przestarzały, a przy tym dawno wyczerpany. Opracowaniem nowego podręcznika zajęło się kilkunastu fizykochemików rozmaitych specjalności.

Książka o łącznej objętości 436 stron składa się z 19 rozdziałów. Tematyka podręcznika obejmuje: właściwości ogólne substancji w różnych stanach skupienia (gęstość, ciężar cząsteczkowy, lepkość, napięcie powierzchniowe), badanie zjawisk w obszarze krytycznym, ebuliometrię, kriometrię, badanie optyczne (współczynnik załamania światła i refrakcja, polarymetria, kolorymetria, widmo absorpcyjne), adsorpcję, statykę chemiczną, kinetykę chemiczną, naukę o koloidach, termochemię, elektrochemię (przewodnictwo elektrolitów, prawa elektrolizy, pH-metrię, korozję metali, polarografię i polarometrię) oraz promieniotwórczość. Każdy rozdział, poświęcony jakiemś działowi, zawiera wstęp teoretyczny (definicje, prawa, jednostki) oraz opis kilku ćwiczeń z danego działu (zasada pomiaru, aparatura i wykonanie pomiaru), niekiedy wraz z przykładami liczbowymi. Jeden rozdział, zgodnie z zaleceniem Międzynarodowej Unii Chemii Czystej i Stosowanej z 1947 r., poświęcony jest metodyce pomiarów porównawczych. Jest też rozdział omawiający dyskusję błędów w pomiarach fizykochemicznych. Podręcznik zaopatrzone jest ponadto w wyciąg z tablic przeliczeniowych *Obacha*, w tablicę jednostek i stałych fizycznych, w czterocyfrowe tablice logarytmów oraz w dokładny skorowidz ogólny i skorowidz autorów (czy nie lepiej było nazwać go „skorowidzem nazwisk“?).

Książka jest dobrym podręcznikiem dla studentów, a poza tym może oddać znaczne usługi osobom wykonującym pomiary fizykochemiczne w różnych laboratoriach naukowych i fabrycznych. Do zalet książki należy również skrupulatne cytowanie prac uczonych polskich.

Na wstępie niniejszej recenzji wskazałem na korzyści płynące ze zbiorowego pisanie podręczników. Sposób ten może jednak również mieć pewne wady, wynikające z niejednorodnego ujęcia poszczególnych działów przez różnych autorów. Nie jest też, niestety, pozbawiona tych wad omawiana praca. Daje się przede wszystkim zauważyć niejednokrotnie obszerne opracowanie poszczególnych rozdziałów. Dość duży jest zakres materiału, np. w rozdziałach poświęconych ebuliometrii i kriometrii, polarografii i polarometrii, gdy natomiast niektóre działy potraktowane są zbyt skromnie. Nie jest dostatecznie ujednostajniony układ materiału w różnych rozdziałach. Dwa rozdziały zaopatrzone są w bibliografię (która w jednym miejscu nazwana jest „bibliografią“, w drugim — „literaturą“), niektóre mają w tekście odsyłacze do literatury, inne zaś nie posiadają żadnych danych bibliograficznych. Terminologia i znakowanie nie wszędzie jest ujednoczone, np.: na str. 11 znajdujemy termin „współczynnik refrakcji“, gdy w innych miejscach używany jest termin bardziej rozpowszechniony — „współczynnik załamania światła“; na str. 46 użyty jest termin „masa cząsteczkowa“, gdy w innych miejscach książki — „ciężar cząsteczkowy“; na str. 368 stosowany jest skrót ampera „amp“, gdy w tablicy jednostek — powszechnie używane oznaczenie „A“; na str. 302 i następnych znaki jonów oznaczone są plusami lub minusami, gdy na str. 388 i następnych — kropkami i przecinkami.

Z poważniejszych usterek można jeszcze wymienić pomieszanie w rozdziale III pojęć masy i ciężaru (niesłusznie nazywanego w niektórych miejscach wagą), gęstości

i ciężaru właściwego, mimo że we wstępie rozdziału pojęcia te poprawnie różniono.

Te i inne niedociągnięcia są oczywiście bardzo małe w porównaniu z zaletami książki.

Pożądane byłoby opracowanie drugiej części tego podręcznika, która uwzględniłaby zagadnienia pominięte w wydanej książce, np.: inne działy spektrochemii (poza widmami absorpcyjnymi), badanie fizykochemicznych właściwości polimerów, pomiary momentów dipolowych, magnetochemię, zastosowanie elektroniki w pomiarach chemicznych (książka wspomina jedynie o generatorze lampowym jako źródle prądu zmiennego do pomiarów przewodnictwa elektrolitów i mostku z lampą katodową do pomiarów przewodnictwa); przydałby się również odrębny rozdział o termatach.

Nasuwą się na zakończenie życzenie, by nasi fizykochemicy przystąpili również do zbiorowego opracowania oryginalnego podręcznika akademickiego chemii fizycznej.

Józef Hurwic

A. Brodski: Chemia Fizyczna. Tom pierwszy: Fizykochemiczne właściwości materii. Część I: Ogólne właściwości materii i budowa atomu. — Tłumaczenie z rosyjskiego Józefa Hurwica, stron 159, Warszawa 1952, Państwowe Wydawnictwo Naukowe

Pojawienie się polskiego tłumaczenia znanego podręcznika chemii fizycznej A. Brodskiego należy powitać z uznaniem. Jasny, prosty i żywy tok wykładu, umiejętność prostego a równocześnie ścisłego ujmowania przedstawianych zagadnień sprawia, że jest to podręcznik dający dużą pomoc studiującym po raz pierwszy chemię fizyczną i mogący być nieocenionym przewodnikiem dla samokształcących się w tym kierunku. Dzięki tym zaletom książka omawiana (traktująca o zachowaniu materii, teorii atomowej, izotopii, teorii kwantów, promieniotwórczości, jądrze atomowym, powłoce elektronowej atomu, widmach rentgenowskich i układzie okresowym pierwiastków Mendelejewa), mimo że jak podkreślono ze strony wydawnictwa, wydana w 1948 r. a opracowana w latach wcześniejszych jest już miejscami nieco przestarzała, będzie niewątpliwie pożyteczna. Wobec braku polskich podręczników stać się ona może ogromnym ułatwieniem pracy dla młodzieży studiującej tym bardziej, że została przez prof. J. Hurwica przetłumaczona na język polski bardzo starannie i naprawdę pięknie.

K. Gumiński

K R O N I K A

Polska Akademia Nauk

Drugie posiedzenie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk odbyło się 20 października 1952 r. Referowane były następujące prace z fizyki:

Akademik T. Ważewski — O pewnym związku pomiędzy sposobem matematycznego ujęcia problemu fizycznego a pojęciem uogólnionego rozwiązania równania różniczkowego,

M. Wielowieyska — Wyznaczanie absorpcji powolnych neutronów metodą emulsji fotograficznych (referuje Akademik H. Niewodniczański),

B. Makiej — Dowód doświadczalny na to, że ^{90}V nie jest czystym wysyłaczem β (referuje Akademik H. Niewodniczański),

M. Danysz i J. Pniewski — Opóźniony rozpad silnie wzbudzonego jądra atomowego (referuje Akademik A. Sołtan),

J. Werle — Wzajemne oddziaływanie pomiędzy nukleonami poprzez pola mezonowe (referuje Akademik L. Infeld),

Akademik L. Infeld — Chmura elektronowa w jednorodnym polu elektrycznym i magnetycznym zgodnie z teorią Diraca,

W. Królikowski — Jednoczesne procesy drugiego rzędu i korelacje kierunkowe (referuje Akademik W. Rubinowicz),

J. Plebański — Elektrodynamika nieliniowa wyznaczona przez prawo elementarne (referują Akademik W. Rubinowicz i Akademik L. Infeld),

Trzecie posiedzenie naukowe Wydziału III Polskiej Akademii Nauk odbyło się w dniu 17 listopada. Referowane były następujące prace z fizyki:

J. Dąbrowski — Korelacje kierunkowe przy potrójnej emisji γ (referuje Akademik W. Rubinowicz),

Z. Wilhelmi, R. Brunusz, C. Dąbrowski — Nowe reakcje jądrowe w cynie wywołane prędkimi neutronami (referuje Akademik A. Sołtan),

J. Werle — Nowe podejście do zagadnienia relatywistycznych poprawek w mezonowej teorii sił jądrowych (referuje Akademik L. Infeld),

Akademik H. Niewodniczański, K. Grotowski i A. Z. Hrynkiwicz — Zjawisko termoemisji elektronów w temperaturach pokojowych w uczulonych licznikach Geigera-Müllera (referuje Akademik H. Niewodniczański),

Z. Mikołajska — O ruchach asymptotycznych punktu materialnego w nieliniowym polu sił odpychających (referuje Akademik T. Ważewski).

XIV Zjazd Fizyków Polskich

XIV Zjazd Fizyków Polskich odbył się w Poznaniu w dniach od 7 do 10 grudnia 1952.

Przedwojenne zjazdy fizyków, odbywające się co dwa lata kolejno w różnych ośrodkach uniwersyteckich, były niemal jedynymi spotkaniami fizyków z całej Polski. Od 1945 r., kiedy Polskie Towarzystwo Fizyczne zwołało do Warszawy pierwszy powojenny sympozjon poświęcony specjalnie zjawisku rozszczepienia jądrowego, obserwować można ewolucję i zróżniczkowanie zjazdów i konferencji fizyków. Odbywają się więc zjazdy typu sympozjonowego o charakterze dyskusyjnym względnie dyskusyjno-roboczym, po-

święcone z reguły ściśle określone mu tematowi. Inną formę przedstawiają konferencje, na których obok dyskusji prowadzone są kursy monograficzne na wysokim poziomie (Kuźnice, Otwock, Spała). Niezależnie od tych nowych typów utrzymane zostały Zjazdy Fizyków Polskich, nawiązujące do tradycji Zjazdów przedwojennych. Główną funkcją tego rodzaju zjazdów jest przegląd osiągnięć fizyki polskiej w poprzedzającym okresie dwuletnim.

Zjazd rozpoczął się w niedzielę 7 grudnia 1952 r. Otwarcia dokonał Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. S. Szczeniowski. Po powitaniu Zjazdu przez prof. J. Suszkę, rektora Uniwersytetu Poznańskiego, przedstawiciela Miejskiej Rady Narodowej i przedstawiciela Poznańskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk dokonano wyboru prezydium. Na przewodniczącego Zjazdu obrano prof. dra W. Rubinowicza, na sekretarzy generalnych doc. W. Królikowskiego i doc. J. Plebańskiego. Na przewodniczących poszczególnych sekcji Zjazd powołał prof. S. Pieńkowskiego, prof. A. Sołtana, prof. H. Niewodniczańskiego, prof. A. Jabłońskiego, prof. A. Piekare, prof. J. Rzewuskiego, prof. L. Sosnowskiego, prof. J. Wesołowskiego, a na sekretarzy: mgra Z. Wilhelmiego, prof. T. Skalińskiego, mgra T. Antoniewicza, dra A. Hryniewicz, mgra R. Męclewskiego, mgra Z. Lipińską, mgra J. Grycza, mgra J. Łopuszańskiego, dra D. Stachurską, mgra J. Olszewskiego, mgra H. Chęcińską, mgra A. Kowalską.

W pierwszym dniu Zjazdu odbyły się posiedzenia plenarne. Na posiedzeniu porannym prof. W. Kapuściński (Warszawa) wygłosił referat ogólny o działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego od chwili jego powstania (w 1952 r. Towarzystwo obchodziło 30-lecie istnienia). Następnie prof. S. Pieńkowski

(Warszawa) wygłosił referat ogólny, w którym zapoznał uczestników z wytycznymi organizacji badań fizycznych w ramach Polskiej Akademii Nauk. Po referacie wywiązała się bardzo ożywiona dyskusja.

Posiedzenie popołudniowe w znacznej części poświęcone było pamięci Mariana Smoluchowskiego z okazji 80-lecia urodzin i 35-lecia śmierci. Referat ogólny pt. „Ogólna charakterystyka działalności naukowej Smoluchowskiego“ wygłosił prof. C. Biało-brzeski (Warszawa). Referat ogólny prof. J. Weysenhoffa (Kraków) poświęcony był w szczególności pracom Smoluchowskiego nad zagadnieniem granicy stosowalności drugiej zasady termodynamiki. Prof. A. Gałęcki (Poznań) wygłosił trzeci referat „Prace Smoluchowskiego z dziedziny koloidów“. Na temat działalności dydaktycznej Smoluchowskiego mówił prof. A. Dmochowski (Łódź).

W drugiej części posiedzenia popołudniowego prof. B. Buras (Warszawa) wygłosił referat ogólny pt. „Obecny stan dyskusji nad podstawowymi pojęciami fizyki“. Po referacie odbyła się dyskusja.

Wieczorem Komitet Organizacyjny podejmował uczestników zjazdu w salach Zakładu Fizyki Lekarskiej Akademii Medycznej tradycyjną „herbatką zapoznawczą“.

Pozostałe referaty ogólne wygłosili: w poniedziałek 8 grudnia prof. M. Mięso-wicz (Kraków) „O obecnym stanie badań promieniowania kosmicznego“, we wtorek 9 grudnia prof. J. Rayski (Toruń) — „Stan obecny teorii pola“, w środę 10 grudnia prof. L. Sosnowski (Warszawa) — „Zjawiska kontaktowe w półprzewodnikach“.

Po referatach ogólnych odbywały się w poniedziałek, wtorek i środę posiedzenia sekcji, na których referowano prace własne. Streszczenia tych prac podane zostaną w następnych zeszytach Postępów Fizyki. Ogółem zgłoszono 158 prac własnych, z czego z Warszawy — 54, z Torunia

— 22¹/₂, z Krakowa 20, z Wrocławia 18, z Poznania 13, z Gdańska 9, z Gliwic 8, z Łodzi — 7, z Lublina 5¹/₂, z Rokietnicy 1. Prac teoretycznych było 36, prac doświadczalnych 122, a zatem teoretycznych 22,8%, doświadczalnych zaś 77,2%. W porównaniu z poprzednimi zjazdami stwierdzić tu można nie tylko wzrost bezwzględnej liczby zgłoszonych prac, ale również zmianę stosunku liczby prac teoretycznych do liczby prac doświadczalnych na korzyść prac doświadczalnych. Jest to znamienne dla okresu, w którym pracownie doświadczalne po dokonaniu najbardziej niezbędnych prac rekonstrukcyjnych mogły już przystąpić do właściwych badań naukowych.

Charakterystyczną nowością było pojawienie się prac z dziedziny fizyki technicznej, świadczące o rosnącej wśród fizyków świadomości znaczenia zastosowań technicznych fizyki.

Na jednym z posiedzeń przedyskutowano wniosek Przewodniczącego Komisji Słownictwa PTF prof. M. Jeżewskiego o treści następującej:

„Najwyższy czas ustalić pisownię nazw jednostek używanych w fizyce. Pisownia ta, chwiejna już od lat kilkudziesięciu, wciąż jeszcze nie może się doczekać ustalenia. Jak wiadomo, większość jednostek na cześć wielkich fizyków ochrzczono ich nazwiskami. Jednak w niektórych nazwach już uchwały międzynarodowe zmieniły nieco brzmienie nazwisk, np. jednostkę napięcia nazwano „Volt“, jednostkę pojemności „Farad“, jednostkę natężenia pola magnetycznego — „Oerstedt“ pisane przez Oe, a nie przez O przekreślone, jak brzmi nazwisko.

W języku polskim Witkowski w swym podręczniku „Zasady Fizyki“ spolszczył część nazw jednostek. A więc pisze: „kulomb“, „amper“, „farad“, „wolt“, zachowując jednak w innych nazwach pisownię cudzoziemską.

Elektrycy już dawno wprowadzili pisownię spolszczoną nazw jednostek, której nie da się wyrugować z dzieł technicznych.

Przed wojną Komisja Słownictwa Polskiej Akademii Nauk Technicznych, w której posiedzeniach brali udział profesorowie: Huber, Pieńkowski, Biało-brzeski, Wolfke, Wertenstein, Jeżewski, Pogorzelski, Pomianowski, Drewnowski, ustaliła również pisownię spolszczoną w wydrukowanym „Słowniku Polskich Wyrazów Technicznych“ wydanym w r. 1939 w Warszawie. Również nazwy spolszczone używane są w wielu podręcznikach szkolnych.

Językoznawcy, do których w tej sprawie zwróciłem się oficjalnie, oświadczyli się za ujednostajnieniem pisowni nazw jednostek pochodnych od obcych nazwisk w postaci spolszczonej. Jako przewodniczący Komisji Słownictwa Polskiego Towarzystwa Fizycznego proponuję, aby Zjazd Fizyków uchwalił następujący wniosek:

Nie przesądzając sprawy pisowni jednostek, które zostały niedawno wprowadzone do nauki, jak również nazw, których spolszczenie przedstawia trudności, jak np. „Rutherford“, „Curie“, „Newton“, ustala się następującą pisownią poniżej wymienionych jednostek: amper, wolt, farad, ersted, gaus, kulomb, herc, henr, om, wat, dżul“.

Uchwały w tej sprawie powzięło Walne Zgromadzenie PTF, które odbyło się w dniu 9 grudnia. Krótkie sprawozdanie z Walnego Zgromadzenia podajemy osobno.

W Zjeździe wzięło ogółem udział ponad 350 osób.

Konferencja poświęcona zagadnieniom magnetyzmu

Zeszyt 4 „Izwestii“ Akademii Nauk ZSRR przynosi obszernie sprawozdanie z konferencji, poświęconej zagadnieniom magnetyzmu. Konferencja odbyła się w Swierdłowsku od 26 listopada do 2 grudnia 1951 r.

Konferencja została zwołana z inicjatywy Wydziału Nauk Matematyczno-Fizycznych Akademii Nauk ZSRR przez

Instytut Fizyki Metali i Komisję Magnetyzmu. Odbyło się 6 posiedzeń plenarnych oraz 20 posiedzeń sekcyjnych. Ogółem wygłoszono 80 referatów. W konferencji wzięło udział około 300 uczonych i techników z 20 ośrodków, między innymi z Moskwy, Leningradu, Swierdłowska, Charkowa, Kijowa, Kazania, Rygi, Mołotowa, Czelabińska, Krasnojarska i Aschabadu.

Międzynarodowa Komisja Optyczna

Następne zebranie Międzynarodowej Komisji Optycznej projektowane jest na kwiecień 1953 w Madrycie. Głównymi tematami referatów mają być: A. Klasyfikacja problemów optyki, B. Symbole i konwencje, C. Standaryzacja rysunków i metody wymiarowania, D. Źródła światła używane w optyce.

Sympozjon Spektroskopii i Budowy Drobin

Sympozjon poświęcony zagadnieniom optyki molekularnej odbył się w dniach 9—13 czerwca 1952 r. w Columbus. Wygłoszono ogółem 92 referaty wszechstronnie obejmujące zagadnienia podstawowych teorii, ich zastosowań, ujednoczenia sposobu przedstawiania wyników, instrumentów optycznych, spektroskopii ramanowskiej i ogólnie spektroskopii w całym zakresie widmowym od próżniowego nadfioletu aż do mikrofał.

Konferencja Spektroskopii Stosowanej

Konferencja poświęcona chemii analitycznej i spektroskopii stosowanej odbyła się w dniach 5—7 marca 1952 r. w Pittsburgu. Referaty w liczbie 121 dotyczyły spektroskopii emisyjnej, spektroskopii izotopów, spektrometrii w podczerwieni i w nadfiolecie, spektrometrii mas, metod spektrofotometrycznych analizy chemicznej, chemii analitycznej, techniki badań widm Ramana i badań w dziedzinie promieni X.

Zastosowania optyki w przemyśle

Zastosowania metod optycznych w różnych gałęziach nowoczesnego przemysłu

nabierają coraz większego znaczenia. Godne uwagi jest, że przy wielkich zakładach przemysłowych powstają laboratoria optyczne nie będące jedynie specjalnymi sekcjami laboratoriów technicznych związanych bezpośrednio z kontrolą i planowaniem produkcji, ale stanowiące odrębne placówki, których zadaniem jest prowadzenie samodzielnych badań optycznych.

Objawem coraz większego rozpowszechniania się metod optycznych w technice i w przemyśle są specjalne zjazdy wyłącznie poświęcone tym zagadnieniom. Przedmiotem tych zjazdów jest omówienie w odpowiednich sekcjach lub grupach metod technicznych związanych ze spektroskopią emisyjną i absorpcyjną, fotometrią, kolorymetrią, refraktometrią, mikroskopią, fotografią techniczną, radiometrią, pirometrią, optyczną kontrolą sprawdzianów i wzorców mechanicznych, techniką zastosowań zjawiska fotoelektrycznego i fosforescencji, metodami projekcji itp. Udział w nich biorą z jednej strony fizycy i technicy wyspecjalizowani w zakresie instrumentów optycznych, z drugiej zaś przedstawiciele wielu gałęzi przemysłu zainteresowanych metodami optycznymi.

W 1952 r. odbyła się taka konferencja w Rochester w dniach 18, 19 i 20 czerwca. W szczególności reprezentowany był przemysł samochodowy, przetwórstwo olei mineralnych, hutnictwo szkła, przemysł chemiczny, papiernictwo i przemysł celulozowy, grafika techniczna, przemysł elektryczny i telewizyjny.

Doświadczenia z wyzwalamieniem energii atomowej

3 października 1952 r. o godz. 1-szej według czasu środkowo-europejskiego przy północno-zachodnim wybrzeżu Australii, na jednej z wysp Monte Bello, została przeprowadzona próba wybuchowego wyzwolenia energii atomowej. Według niesprawdzonych informacji prasowych do próby użyto plutonu, przy czym zastoso-

wano zupełnie nową metodę wywołania wybuchu.

Obłok dymu obserwowany z wybrzeża australijskiego, to jest z odległości około 50 mil, miał kształt odmienny od znanego z doświadczeń w atolu Bikini „grzyba“.

W związku z tym wydarzeniem Brytyjski Narodowy Komitet Nauki dla Pokoju wydał oświadczenie, w którym podkreśla niebezpieczeństwa, jakimi grozi kontynuowanie dotychczasowej polityki, i domaga się wycofania się Wielkiej Brytanii z udziału w wyścigu zbrojeń atomowych. W obecnej sytuacji, jak to stwierdza oświadczenie, istnieją podstawy do osiągnięcia międzynarodowego porozumienia w sprawie zakazu użycia broni atomowej.

Wielkie akceleratory

Próby wielkiego synchrotronu protonowego skonstruowanego w Brookhaven rozpoczęły się w końcu lata 1952, przy czym osiągnięto energie dochodzące 1.35 BeV. Według projektu, akcelerator ten, któremu nadano nazwę kosmotronu, ma dawać energię do 2 BeV.

Według wiadomości prasowych w kołach fizyków europejskich dyskutowana jest możliwość budowy akceleratora udzielającego protonom energii do 30 BeV, a zatem piętnastokrotnie większej niż w kosmotronie w Brookhaven. Koszt budowy akceleratora ocenia się na 3.570.000 funtów sterlingów.

40-lecie odkrycia interferencji promieni X

Dnia 8 czerwca 1912 r. na posiedzeniu Bawarskiej Akademii Nauk została przedstawiona (przez A. Sommerfelda) praca Friedricha, Knippinga i Lauego pt. „Interferenzerscheinungen in Röntgenstrahlen“. Praca składa się z części teoretycznej, której autorem był M. Laue, i z części doświadczalnej, w której W. Friedrich i P. Knipping przedstawili wyniki swoich do-

świadczeń, potwierdzających przewidywania teoretyczne Lauego.

Laue pierwszy zwrócił uwagę na możliwość wykorzystania naturalnych siatek krystalicznych do uzyskania obrazów interferencyjnych promieni Röntgena i gruntownie opracował to zagadnienie z teoretycznego punktu widzenia. Pragnąc uzyskać sprawdzian doświadczalny swojej teorii skłonił Friedricha i Knippinga do wykonania zaplanowanego przez siebie eksperymentu.

Praca Lauego zapoczątkowała dalsze badania, w związku z którymi należy przede wszystkim wymienić nazwiska W. H. i W. L. Braggów, P. Scherrerera, P. Debye'a i M. de Broglie'a. W ciągu czterdziestu lat, które upłynęły od pierwszej publikacji Lauego analiza strukturalna promieniami Röntgena stała się jedną z najważniejszych metod fizyki o ogromnych zastosowaniach technicznych.

Dziesięć lat „Ery Atomowej“

2 grudnia 1952 minęła dziesiąta rocznica wydarzenia, którego przełomowego znaczenia niepodobna jeszcze w pełni ocenić.

W toku prac prowadzonych przez grono fizyków różnych narodowości pod kierunkiem Enrico Fermiego z próbnym uranowo-grafitowym reaktorem w Chicago w dniu 2 grudnia 1942 r. stwierdzono po raz pierwszy, że po usunięciu z reaktora zabezpieczających absorbentów kałmowych kontrolne detektory wskazują wzrost strumienia neutronowego świadczący o tym, że współczynnik mnożenia neutronów przekroczył jedność.

Była to pierwsza w dziejach sztucznie uzyskana jądrowa reakcja łańcuchowa.

Wielkie odkrycia w roku 1952

W roku 1952 upłynęło dwadzieścia lat od dwóch wielkich i niemal równoczesnych odkryć, które pchnęły na nowe tory fizykę jądra atomowego.

W dniu 2 sierpnia 1932 r. Carl D. Anderson otrzymał w komorze Wilsona

fotografię toru elektronowego zakrzywionego w polu magnetycznym i przechodzącego przez płytkę ołowianą. Z kierunku zakrzywienia można było stwierdzić, że elektron, który pozostawił ten tor, miał nabój dodatni. Nie mogło być przy tym wątpliwości co do kierunku jego ruchu ze względu na większą krzywiznę toru po przejściu płytki. Było to pierwsze doświadczalne stwierdzenie istnienia dodatniego elektronu, nazwanego *pozytronem*. Częstka tego rodzaju była już wcześniej przewidywana teoretycznie przez P. A. M. Diraca.

Pierwsza publikacja C. D. Andersona o pozytronie ukazała się 15 marca 1933 w *Physical Review* (43, 491).

10 maja 1932 r. ukazała się w *Proceedings of the Royal Society of London* (A 136, 428) praca J. Chadwicka nad pochłanianiem tzw. promieniowania berylowego, tj. promieniowania wysyłanego przez beryl pod działaniem cząstek α . Na podstawie wyników swoich pomiarów Chadwick doszedł do przekonania, że promieniowanie to jest strumieniem cząstek nowego, nieznanego dotąd typu, o masie zbliżonej do masy protonu, ale pozbawionych ładunku elektrycznego. Cząstki te Chadwick nazwał *neutronami*.

Dziesięciolecie śmierci P. P. Łazariewa

W roku bieżącym upływa dziesięć lat od śmierci wybitnego fizyka radzieckiego P. P. Łazariewa.

P. P. Łazariew urodził się w 1878 r. w Moskwie. W 1902 r. ukończył Wydział Medycyny Uniwersytetu Moskiewskiego. Po ukończeniu studiów wszedł w bliższy kontakt z A. N. Lebediewem i pod jego wpływem żywiej zainteresował się fizyką. Stopień Doktora Nauk Fizycznych uzyskał na Uniwersytecie Warszawskim w 1912 r. Po śmierci Lebediewa objął kierownictwo jego laboratorium. Na katedrę w Uniwersytecie w Leningradzie (wówczas Piotrogradzie) został powołany w 1916 r. Po rewolucji październikowej P. P. Łazariew podjął inicjaty-

wę zorganizowania Instytutu Fizyki i Biofizyki i został jego pierwszym kierownikiem. Wspomnieć należy, że w tym okresie Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego gościł Łazariewa, który przybył do Warszawy, aby osobiście zetknąć się z uczonymi polskimi.

P. P. Łazariew zmarł 23 kwietnia 1942 w Alma-Ata, dokąd ewakuowany był Instytut Fizyki i Biofizyki podczas działań wojennych. Pozostawił około 500 publikacji z różnych dziedzin fizyki, geofizyki, chemii i biofizyki. Początkowo zajmował się akustyką, później optyką widmową i zjawiskami jonowymi.

Stulecie urodzin A. A. Michelsona (1852—1951)

W r. 1952 upłynęło 100 lat od urodzenia A. A. Michelsona.

Albert Abraham Michelson urodził się 19 grudnia 1852 r. w Strzelnie (woj. poznańskie), skąd wraz z rodzicami wyemigrował do Stanów Zjednoczonych. Po ukończeniu szkoły w San Francisco i Akademii Morskiej studiował w Berlinie, Heidelbergu i Paryżu. W 1892 r. został powołany na stanowisko profesora fizyki i kierownika zakładu fizycznego Uniwersytetu w Chicago.

Głównym przedmiotem prac Michelsona były pomiary prędkości światła i metody interferometryczne. Słynne są jego doświadczenia stwierdzające niezależność prędkości rozchodzenia się światła od układu odniesienia obserwatora. Przy pomocy interferometru swojej konstrukcji Michelson wyznaczył stosunek długości metra wzorcowego przechowywanego w Sèvres do długości fali czerwonej linii kadmu i przez to ustalił nowy odtwarzalny wzorzec długości.

Wspomniane już doświadczenie nad wpływem ruchu obrotowego Ziemi na prędkość rozchodzenia się światła, wykonane wspólnie z E. Morleyem, ma fundamentalne znaczenie dla szczególnej teorii względności.

W 1907 r. Michelson otrzymał nagrodę Nobla w dziale fizyki.

Stulecie urodzin A. H. Becquerela (1852—1908)

Odkrywca promieniotwórczości Antoine Henri Becquerel urodził się w Paryżu 15 grudnia 1852 r. Wyższe studia odbył w paryskiej École Polytechnique, gdzie później został profesorem.

W 1896 r. odkrył, że uran wysyła promieniowanie o własnościach zbliżonych do promieniowania X, zdolne do zaczerpnienia kliszy fotograficznej i obdarzone dużą przenikliwością. To odkrycie okazało się niezmiernie doniosłe jako punkt wyjścia badań stwarzających nową, stale dotąd rozwijającą się gałąź fizyki. W bezpośrednim związku z pracą Becquerela stoją badania małżonków Curie, które doprowadziły do odkrycia polonu i radu.

W 1903 r. Henri Becquerel wspólnie z Marią Skłodowską - Curie i z Pierre Curie otrzymali nagrodę Nobla w dziale fizyki.

Prócz promieniotwórczości przedmiotami prac Becquerela były zjawiska magnetyzmu, polaryzacji światła, fosforescencji i pochłaniania światła w kryształach.

Stulecie urodzin Sir Williama Ramsaya (1852—1916)

Stulecie urodzin Sir Williama Ramsaya przypadło w dniu 6 października 1952 r.

Główną zasługą sir Williama Ramsaya było odkrycie (wspólnie z Lordem Rayleighem) argonu, a następnie innych gazów szlachetnych. Ramsay zajmował się również zagadnieniem skraplania gazów i utrzymywał bliskie stosunki z Wróblewskim i Olszewskim.

W Science Museum w Londynie została urządzona specjalna wystawa poświęcona osiągnięciom sir Williama Ramsaya.

Stulecie urodzin Henri Moissan

Henri Moissan (1852—1907), którego stulecie urodzin przypada w 1952 r., znany jest głównie ze swoich prac chemicznych, przede wszystkim z wyosobnienia i skroplenia czystego fluoru. Za swoją działalność naukową w dziedzinie chemii otrzymał Nagrodę Nobla w 1906 r.

W zakresie techniki fizycznej zasługą Moissana jest skonstruowanie pieca elektrycznego do wysokich temperatur. W 1893 r. przez szybkie oziębienie stopionego w tym piecu węgla otrzymał drobne ziarna diamentowe.

Siedemdziesięciolecie J. Francka

W dniu 26 sierpnia 1952 obchodził siedemdziesiątą rocznicę urodzin James Franck, jeden z najwybitniejszych i najbardziej zasłużonych niemieckich fizyków, znany przede wszystkim ze słynnych badań nad przekazywaniem energii wzbudzenia drogą zderzeń (zjawisko Francka - Hertza). Za badania te otrzymał nagrodę Nobla. W dziedzinie widm drobinowych zasługą Francka jest wprowadzenie tzw. zasady Francka-Condona.

Po przewrocie narodowo-socjalistycznym Franck, któremu mimo niearyjskiego pochodzenia przysługiwało, jako byłemu kombatantowi, prawo zatrzymania zajmowanego stanowiska profesora, natychmiast zrezygnował ze swojej katedry na Uniwersytecie w Getyndze.

Od roku 1934 Franck pozostaje poza granicami Niemiec.

Zmiany w obsadzie katedr i nominacje docentów

Mgr T. Skaliński został powołany z dniem 1 września 1952 r. na stanowisko zastępcy profesora na katedrze fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego.

Dr W. Królikowski, mgr J. Plebański i mgr J. Werle zostali powołani z dniem 1 września 1952 r. na sta-

nowiska docentów w Uniwersytecie Warszawskim.

Nowe katedry fizyki i geofizyki

Zarządzeniem Ministra Szkolnictwa Wyższego zostały utworzone następujące katedry:

na Wydziale Łączności Politechniki Wrocławskiej — katedra fizyki wraz z połączonym z nią zakładem naukowym,

na Wydziale Geologicznym Uniwersytetu Warszawskiego — katedra geofizyki wraz z połączonym z nią zakładem naukowym.

Na Wydziale Geologiczno-Mierniczym Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie katedra geofizyki stosowanej wraz z połączonym z nią zakładem naukowym została przekształcona na katedrę geofizyki geologicznej wraz z czterema połączonymi z nią zakładami naukowymi: magnetyki i grawimetrii poszukiwawczej, poszukiwawczych metod sejsmicznych, poszukiwawczych metod elektrycznych oraz geologicznej geofizyki ogólnej i geoanalitki.

Promocja doktorska

Na Wydziale Matematyki Fizyki i Chemii Uniwersytetu Warszawskiego została promowana w dniu 1 lipca 1952 r. na stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych Maria Mackiewicz. Streszczenie pracy doktorskiej Marii Mackiewicz pt. „Rozkład przestrzenny insolacji w Polsce“ podajemy poniżej:

W celu zbadania własności optycznych atmosfery i odtworzenia rozkładu przestrzennego insolacji w Polsce opracowano serię pomiarów natężenia promieniowania słonecznego, wykonanych w Warszawie w okresie 1930—1938. Otrzymane wyniki uzupełniono dawniejszymi materiałami, głównie prof. W. Górczyńskiego i prof. E. Stenza.

Zbadano zależność natężenia promieniowania od długości drogi atmosferycznej m oraz od prężności pary wodnej p . W wyniku wyrównania otrzymanych

krzywych ustalono zależność funkcjonalną

$$i = f(m, p),$$

którą przyjęto za podstawę do obliczania zmian natężenia promieniowania w ciągu dnia oraz sum insolacyjnych w ciągu roku.

Porównanie otrzymanych wyników z przebiegiem teoretycznym pozwoliło wyznaczyć średnie współczynniki przepuszczalności promieniowania atmosfery. Stwierdzono, że wartości współczynnika przepuszczalności promieniowania w Polsce wahają się około liczby 0,8. Przeprowadzono porównanie właściwości transmisyjnych atmosfery w Polsce oraz Finlandii i Szwecji. Otrzymane wyniki wskazują na stosunkowo mniejszą transmisję powietrza w Polsce. Obliczono również stopień zmętnienia atmosfery, znajdując zwiększone pochłanianie w okresie letnim.

Dla odtworzenia rozkładu przestrzennego insolacji przyjęto wyidealizowaną powierzchnię kraju, złożoną z 53 punktów przecięć siatki geograficznej i 25 innych punktów charakterystycznych dla ukształtowania pionowego powierzchni. Dla tej powierzchni ustalono rozkład geograficzny ciśnienia atmosferycznego oraz prężność pary wodnej. Pozwoliło to obliczyć ilości energii odbieranej od Słońca przez poziomą powierzchnię jednostkową w miesięcznych okresach czasu, w założeniu pełnego usłonecznienia.

Uwzględniono stopień i rozkład geograficzny usłonecznienia wraz z jego przebiegiem dziennym i rocznym. Celem zwiększenia materiałów potrzebnych do wykreślenia izohel wykorzystano również związek zachodzący pomiędzy usłonecznieniem i zachmurzeniem i wyznaczono usłonecznienie dla 50 miejscowości na podstawie pracy prof. E. Stenza o zachmurzeniu kraju. Obliczone sumy insolacyjne dla wyżej wybranych 78 punktów podano tabelarycznie. Znaleziono gradient szerokościowy latem od $-0,4$ do $-0,5$ $\text{kg}\cdot\text{kal}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{rok}^{-1}\cdot\text{stop}^{-1}$, zimą zaś od $-0,1$ do $-0,2$ $\text{kg}\cdot\text{kal}\cdot\text{cm}^{-2}$.

rok⁻¹ · stop⁻¹. Gradient pionowy wynosi około $0,1 \text{ kg} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{rok}^{-1}/100 \text{ m}$.

Z opracowanych map wynika, że najwięcej energii słonecznej otrzymują południowo - wschodnie obszary kraju, najmniej natomiast kraniec północno-wschodni, poza tym zaznacza się pewien wzrost insolacji w środkowej części Polski i około zatoki Gdańskiej. Zależność od położenia geograficznego miejscowości dominuje w rozkładzie rocznym nad wpływem czynników klimatycznych.

Wykłady monograficzne, konwersatoria, seminaria specjalne

W bieżącym roku akademickim prowadzone są w polskich szkołach akademickich następujące wykłady monograficzne, konwersatoria i seminaria specjalne z fizyki:

W Uniwersytecie Warszawskim:

prof. dr S. Pieńkowski prowadzi Konwersatorium Fizyki Doświadczalnej (piątki 16,30—18), na którym referowane są prace z bieżącej literatury. W konwersatorium tym biorą udział profesorowie fizyki i pracownicy naukowcy Uniwersytetu i innych wyższych uczelni warszawskich a często również i z innych ośrodków;

prof. dr S. Pieńkowski prowadzi również Konwersatorium Promieniotwórczości Naturalnej (wtorki 8,15—10), oraz Seminarium Optyki Molekularnej (środy 8,30—10). Na zebraniach tych referowane są prace z bieżącej literatury oraz prace własne;

prof. dr A. Sołtan prowadzi Seminarium Fizyki Jądrowej (wtorki 15,30 do 17,30);

prof. dr L. Sosnowski prowadzi Konwersatorium z Fizyki Ciała Stałego (piątki 10—12). Na konwersatorium tym referowane i dyskutowane są w pierwszym rzędzie prace własne;

prof. dr L. Infeld i prof. dr W. Rubinowicz prowadzą wspólnie Konwersatorium Ogólne z Fizyki Teoretycznej (czwartki 17—19), na którym są głównie dyskutowane zagadnienia wiążące się

ściśle z tematyką aktualnie opracowywaną;

prof. dr W. Rubinowicz prowadzi Konwersatorium z Teorii Promieniowań Jądrowych (środy 17—19, co dwa tygodnie);

prof. dr L. Infeld prowadzi Konwersatorium z Teorii Pola (środy 17—19, co dwa tygodnie);

prof. dr L. Infeld prowadzi w semestrze jesiennym wykład „Zagadnienie ruchu w ogólnej teorii względności“ (wtorki 10—11, czwartki 11—12), w semestrze wiosennym prowadzić będzie wykład „Równania Diraca i rachunek spinowy“;

prof. dr W. Ścisłowski prowadzi wykład „Wybrane zagadnienia z fizyki ciała stałego“ (piątki 8,30—10);

dr R. Kołodziejwski wykłada teorię orbit molekularnych (środy 10—12);

doc. dr W. Królikowski prowadzi wykład z elektrodynamiki kwantowej (poniedziałki 12—14);

doc. J. Plebański w semestrze jesiennym wykłada szczególną teorię względności (wtorki 8,30—10);

doc. J. Werle prowadzi wykład teorii sił jądrowych;

prof. dr T. Kopcewicz i prof. dr E. Stenz prowadzą wspólnie Seminarium i Konwersatorium z Geofizyki (środy 18—20). Na zebraniach są referowane najnowsze prace z dziedziny fizyki Ziemi i fizyki atmosfery oraz prace własne.

W Uniwersytecie Jagiellońskim:

prof. dr H. Niewodniczański prowadzi Krakowskie Konwersatorium Fizyczne (czwartki 17—19) oraz Konwersatorium Naukowo-techniczne (piątki 13—15).

W Akademii Górniczo-hutniczej:

prof. dr M. Jeżewski prowadzi Konwersatorium „Współczesny stan wiedzy o magnetyzmie“ (poniedziałki 16—18 i piątki 17—19) oraz seminarium „Wybrane rozdziały fizyki współczesnej“ (poniedziałki 18—19);

prof. dr M. Mięsowicz prowadzi seminarium poświęcone zagadnieniu

wielkich pęków w promieniowaniu kosmicznym. Seminarium ma charakter robooczy.

W Uniwersytecie Wrocławskim im. Bolesława Bieruta:

prof. dr J. Nikliborc prowadzi seminarium wewnętrzne z fizyki ciała stałego (piątki 12—14);

prof. dr J. Wesołowski prowadzi Seminarium z Fizyki Promieni Kosmicznych i Jądra Atomowego;

prof. dr R. S. Ingarden wspólnie z mgrem J. Łopuszańskim prowadzą Seminarium z Teorii Promieni Kosmicznych;

prof. dr J. Nikliborc prowadzi wykład „Wybrane rozdziały z fizyki doświadczalnej“ (czwartki 12—14);

prof. dr J. Wesołowski prowadzi wykład z fizyki jądra;

prof. dr J. Rzewuski wykłada teorię pola i prowadzi seminarium z tego przedmiotu.

W Uniwersytecie Mikołaja Kopernika:

prof. dr A. Jabłoński, prof. dr J. Rayski i prof. dr W. Mościcki prowadzą wspólnie Colloquium Fizyczne (czwartki 17—19);

prof. dr J. Rayski prowadzi Colloquium Katedry Fizyki Teoretycznej poświęcone omawianiu prac własnych (czwartki 15—17);

prof. dr A. Jabłoński wraz z prof. dr W. Mościckim prowadzą zebrania pracowników Zakładu Fizyki Doświadczalnej, poświęcone omawianiu prowadzonych w Zakładzie prac, (pierwsza i trzecia sobota miesiąca 12—13);

prof. dr A. Jabłoński prowadzi wykład „Wybrane rozdziały z fizyki molekularnej — widma pasmowe“ (soboty 11—12).

W Uniwersytecie Łódzkim:

prof. dr L. Natanson prowadzi Konwersatorium z Fizyki Doświadczalnej, na którym referowane są prace własne i prace z bieżącej literatury (czwartki 18—20).

W Politechnice Gdańskiej:

prof. dr I. Adamczewski prowa-

dzi Konwersatorium z Fizyki Jądrowej wspólne dla asystentów Zakładu Fizyki II Politechniki Gdańskiej i Zakładu Fizyki Akademii Medycznej w Gdańsku (wtorki 9—11).

Uczony z NRD w Warszawie

W listopadzie 1952 r. odwiedził Warszawę niemiecki chemik dr H. Homse, profesor Uniwersytetu Humboldta w Berlinie.

Prof. dr H. Homse wygłosił w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego referat o swoich pracach z dziedziny fosforów organicznych aktywowanych substancjami nieorganicznymi.

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Walne Zgromadzenie

Podczas XIV Zjazdu Fizyków Polskich odbyło się w Poznaniu Zwyczajne Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego pod przewodnictwem prof. W. Rubinowicza. W zgromadzeniu wzięło udział 52 delegatów, wybranych w myśl statutu przez poszczególne Oddziały Towarzystwa. Po uczczeniu pamięci ostatnio zmarłych członków PTF i przyjęciu protokołu z poprzedniego Walnego Zgromadzenia przystąpiono do właściwych obrad. Sekretarz Towarzystwa prof. T. Skaliński odczytał sprawozdanie z działalności Zarządu Głównego i Oddziałów Towarzystwa, skarbnik — prof. A. Sołtan — sprawozdanie finansowe, a przewodniczący Komisji Rewizyjnej — prof. W. Kapuściński — sprawozdanie z przeprowadzonej rewizji. W konkluzji sprawozdania Komisji Rewizyjnej prof. W. Kapuściński postawił wniosek o udzielenie ustępującemu Zarządowi absolutorium, którego Walne Zgromadzenie udzieliło. Następnie przystąpiono do wyboru władz na następną kadencję. Na przewodniczącego Towarzystwa wybrano prof. A. Sołtana, na członków Zarządu: prof. S. Pieńkowskiego, prof. J. Pniew-

skiego, prof. L. Sosnowskiego, i prof. T. Skalińskiego, a na zastępców: prof. B. Burasa i prof. L. Natanson. Do Sądu Polubownego powołano prof. C. Białobrzęskiego, a do Komisji Rewizyjnej prof. W. Kapuścińskiego, prof. W. Majewskiego i prof. C. Pawłowskiego.

Po przeprowadzeniu wyborów Walne Zgromadzenie uchwaliło rezolucję pod adresem Komisji Słownictwa, opowiadającą się za spolszczeniem nazw jednostek fizycznych. Na wniosek prof. A. Teske uchwalono objąć opiekę nad grobem Smoluchowskiego oraz zwrócić się do Polskiej Akademii Nauk i Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego o nadanie jednemu z polskich zakładów fizycznych imienia Smoluchowskiego.

Oddział Warszawski

Zarząd Oddziału Warszawskiego wybrany na Walnym Zebraniu w dniu 17 czerwca 1952 r. ukonstytuował się w dniu 22 września jak następuje:

Przewodniczący — prof. dr W. Ściśłowski,

Zastępca przewodniczącego — doc. dr W. Królikowski,

Skarbnik — mgr Z. Małkowski,

Sekretarz — mgr K. Rosiński,

Członek Zarządu — mgr K. Morowska.

Oddział Łódzki

Na Walnym Zebraniu Oddziału w dniu 6 listopada 1952 r. wybrano Zarząd na kadencję 1952/3 w następującym składzie: Przewodniczący — prof. dr F. J. Wiśniewski,

Zastępca przewodniczącego — prof. dr S. Sachs,

Skarbnik — Inż. K. Grossman,

Sekretarz — mgr W. Kusch,

Członek Zarządu — mgr T. Musiatowicz.

Oddział Krakowski

W okresie od 6 czerwca do 30 września 1952 r. odbyły się dwa posiedzenia Od-

działu, na których zostały wygłoszone następujące referaty:

1. mgr W. Czyż i mgr J. Hennel — Nadsubtelna budowa stanu podstawowego wodoru,
2. dr J. Janik — Badanie struktury drobin za pomocą rozpraszania powolnych neutronów (przykład CH_3OH)

W okresie od 17 października do 28 listopada Oddział zorganizował cykl sześciu odczytów popularno-naukowych na temat zjawisk falowych w fizyce.

Oddział Wrocławski

Na Walnym Zebraniu Oddziału w dniu 19 czerwca został wybrany Zarząd na kadencję 1952/3 w następującym składzie:

Przewodniczący — prof. dr R. S. Ingarden,

Zastępca przewodniczącego — mgr Z. Sidorowski,

Skarbnik — mgr C. Wesołowska,

Sekretarz — mgr J. Łopuszański,

Członek Zarządu — prof. dr J. Nikliborc.

W okresie od 27 maja do 24 października odbyło się sześć posiedzeń naukowych Oddziału, na których wygłoszono następujące referaty:

1. prof. dr R. S. Ingarden — Okwantowaniu masy spoczynkowej,
2. prof. dr A. Piekara — Zjawiska opóźnione w ferroelektrycznych tytanianach,
3. mgr J. Łopuszański — O relatywizacji procesów stochastycznych,
4. prof. dr R. S. Ingarden — O unitarnej pięciowymiarowej teorii pola.

Trzy pierwsze posiedzenia, na których prof. R. S. Ingarden wygłosił referat o kwantowaniu masy spoczynkowej, były wspólnymi posiedzeniami Oddziału Wrocławskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Oddziału Wrocławskiego Polskiego Towarzystwa Matematycznego.

Gościem Oddziału był prof. dr A. Piekara (Poznań).

Prace opublikowane

J. R a y s k i — On nonlocal Quantum Electrodynamics — Acta Phys. Polonica 11, 109 (1952).

Streszczenie: W nielokalnej elektrodynamice kwantowej równania podstawowe opisujące oddziaływanie między polami elektromagnetycznym i elektronowym są równaniami całkowymi lub mieszanymi równaniami całkowo-różniczkowymi. Ogólne prawidło określające gęstości zmiennych obserwowalnych pozwala na sformułowanie elektrodynamiki nie lokalnej. Konstruowanie fal swobodnych i odpowiedników funkcji Greena opiera się na zasadzie wzajemności Borna. Związki komutacyjne dla pól zaburzonych mogą być obliczone z równań pola pod warunkiem, że jednorodne całkowite równania pola nie mają rozwiązań. Okazane jest, że stałe potencjały elektrodynamiczne nie mają sensu fizycznego. Prawa zachowania są utrzymane, mimo że nie ma równań ciągłości. Formalizm nielokalny wolny jest od zwykłych trudności związanych z rozbieżnościami.

J. R a y s k i — Kwantowa mecha- nika w formułowaniu wzajemności — Z. E. T. F., 22, 194 (1952).

Streszczenie: Elektrodynamika kwan- towa została sformułowana zgodnie z po- stulatami wzajemności Borna. Zagadnienie

energii własnej zostało przedyskutowane z punktu widzenia kompensacji pól.

Zdzisław Rauszer

W dniu 20 października 1952 r. zmarł w Warszawie Zdzisław R a u s z e r, długo- letni dyrektor Głównego Urzędu Miar.

Zdzisław R a u s z e r urodził się w War- szawie 16 czerwca 1887 r. W r. 1903 uzy- skał dyplom inżyniera-technologa w In- stytucie Technologicznym w Petersburgu. Specjalizował się w metrologii. Od 1909 r. był asystentem w Głównej Pałacie Mier i Wiosow w Petersburgu. Od 1 kwietnia 1919 r. do 1 października 1949 r. pozostawał na stanowisku dyrektora Głównego Urzędu Miar. Był przewodniczącym Ko- mitetu Normalizacyjnego, trzykrotnie brał udział w zjazdach Generalnej Konferen- cji Miar, jako delegat Polski. Należał do Międzynarodowego Komitetu Miar i był prezesem Komitetu dla Opracowa- nia Międzynarodowej Konwencji Metro- logii Prawnej. Przewodniczył pierwszej Międzynarodowej Konferencji Metrologii Prawnej. Zorganizowanie Głównego Urzędu Miar jest w wielkiej mierze jego zasługą. W r. 1936 Politechnika Lwowska nadała mu doktorat honoris causa nauk technicznych.

Zdzisław R a u s z e r należał do zało- życieli Polskiego Towarzystwa Fizycz- nego.

Spis treści

<i>Stanisław Loria</i> — Marian Smoluchowski i Jego dzieło	5
<i>Jerzy Gierula</i> — Nowe drogi spektroskopii gamma	39
<i>Leonard Sosnowski</i> — Zjawiska kontaktowe w półprzewodnikach	53
<i>Wilhelmina Iwanowska</i> — Radiowe widmo atomu wodoru w astronomii	67
<i>Józef Roliński</i> — Współczesne podstawowe prace metrologiczne w zakresie termometrii i fotometrii w Biurze Międzynarodowym Miar	77
<i>Danuta Frąckowiak</i> — Widmo promieniowania Słońca w dziedzinie krótkiego nadfioletu i miękkich promieni X	91
<i>B. T.</i> — Wykrywanie na znacznych odległościach ciał promieniotwórczych pochodzących z wybuchów atomowych	103
<i>Julian Auleytner</i> — Wykazanie istnienia zarodki w roztworach stałych	107
<i>Leopold Infeld</i> — J. Frenkiel	111
<i>Wojciech Rubinowicz</i> — A. H. Kramers	113
Recenzje:	
<i>J. Hurwic</i> — Teoria rezonansu w chemii w świetle dyskusji w ZSSR (rec. <i>S. Szczeniowski</i>)	117
Fizycznyj praktikum (rec. <i>T. Dryński</i>)	119
Podręcznik do ćwiczeń z chemii fizycznej (rec. <i>J. Hurwic</i>)	121
<i>Brodski</i> : Chemia Fizyczna (rec. <i>K. Gumiński</i>)	123
Kronika	124

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

Zarząd

Przewodniczący	— Prof. Dr ANDRZEJ SOŁTAN, czł. koresp PAN
Wiceprzewodniczący	— Prof. Dr STEFAN PIENKOWSKI, czł. rzeczywisty PAN
Sekretarz	— Prof. Mgr TADEUSZ SKALIŃSKI
Skarbnik	— Prof. Dr JERZY PNIEWSKI
Członek Zarządu	— Prof. Dr LEONARD SOSNOWSKI

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Gdańsk	— Prof. Dr IGNACY ADAMCZEWSKI
Gliwice	— Prof. Dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków	— Prof. Dr BOLESŁAW ŚREDNIAWA
Lublin	— Prof. Dr STANISŁAW ZIEMECKI
Łódź	— Prof. Dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań	— Prof. Dr STANISŁAW LORIA
Toruń	— Prof. Dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
Warszawa	— Prof. Dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI
Wrocław	— Prof. Dr ROMAN S. INGARDEN