

Instytut Fizyki
Wydz. Matom.-Przyrodniczy

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XI

ZESZYT 1

1960

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków),
Przemysław Zieliński (Warszawa)

Adres Redakcji: Kraków, Gołębia 13
tel. 566-37

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

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XI, ZESZYT I

*Biuletyn Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
Wydz. Matem.-Przyrodniczy
LUBLIN*

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1960

WYDAWNICTWO PAŃSTWOWE

WYDAWNICTWO PAŃSTWOWE

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1534 + 136 egz.	Rękopis dostarczono 15. III. 1960
Ark. wyd. 7.75, ark. druk. 8²/₅	Podpisano do druku 5. VII. 1960
Papier druk. sat. 70 g, kl. V	Druk ukończono w lipcu 1960
Zamówienie 181/60	Cena zł 15.- E-18

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



ANDRZEJ SOLTAN (1897—1959)

Henryk Niewodniczański

członek koresp. PAN

Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego

ANDRZEJ SOŁTAN

(1897—1959)

Dnia 10 grudnia 1959 r. fizyka polska poniosła wielką stratę wskutek nagłej śmierci profesora Andrzeja Sołtana jednego z najwybitniejszych polskich fizyków jądrowych. Ta niespodziewana śmierć profesora A. Sołtana zabrała go w okresie, kiedy fizyka polska, a przede wszystkim fizyka jądrowa, szczególnie potrzebowała jego kierownictwa i opieki. Ktokolwiek znał profesora Sołtana, lub zbliżył się do niego, był nie tylko pod urokiem jego szlachetnej i ujmującej osobowości, lecz również pełen podziwu dla jego jasnego i żywego umysłu, dla rozległości i głębi wiedzy obejmującej nawet bardzo odległe gałęzie fizyki, dla wyjątkowych talentów w technice pracy eksperymentalnej oraz dla jego wszechstronnej inteligencji.

Andrzej Sołtan urodził się w Warszawie 25 listopada 1897 r. jako syn Wiktora i Amelii z Weysenhoffów. Szkołę średnią (Korpus Paziów) ukończył w Petersburgu (Rosja) podczas pierwszej wojny światowej. Po powrocie do Polski zaczął studiować fizykę na Uniwersytecie Warszawskim. Bardzo wcześnie, bo jeszcze przed ukończeniem studiów uniwersyteckich, Andrzej Sołtan został asystentem Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, kierowanego przez profesora Stefana Pieńkowskiego, który wówczas właśnie zaczął organizować swoją szeroko w świecie znaną szkołę badawczą z optyki molekularnej. Choć obciążony licznymi obowiązkami administracyjnymi i dydaktycznymi w Zakładzie, rozpoczyna Andrzej Sołtan doświadczalną pracę naukową nad widmem pasmowym rtęci. Praca ta dotyczyła widma emisyjnego wodoru przy wyładowaniach elektrycznych. Pierwsze wyniki swoich badań naukowych ogłosił Andrzej Sołtan w r. 1924 na II Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie. W latach 1925 i 1926 ukazały się w „Sprawozdaniach i Pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego“ dwa artykuły Andrzeja Sołtana zawierające wyniki jego badań dotyczących tych zagadnień. Na podstawie pracy „O widmie pasmowym w mieszaninie wodoru i pary rtęci“ uzyskał Andrzej Sołtan stopień doktora filozofii. Wkrótce

potem w roku 1927 ogłosił wspólnie ze Szczepanem Szceeniowskim w „Sprawozdaniach i Pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego“ pracę pod tytułem „Charakterystyki czułości kilku emulsyj fotograficznych“.

W roku 1927, dzięki poparciu prof. S. Pieńkowskiego, dr A. Sołtan uzyskał stypendium Wydziału Nauki Ministerstwa Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego, które pozwoliło mu spędzić rok w Paryżu w laboratorium Maurycego de Broglie i pracować w dziedzinie spektroskopii promieni X. Znaczną część swej pracy badawczej w Paryżu Andrzej Sołtan wykonał wspólnie z Janem Thibaut pracując nad wypełnieniem tzw. „domeny pośredniej“, tj. luki w widmie promieniowania elektromagnetycznego pomiędzy najdalszym nadfioletem a obszarem najbardziej miękkich naonczas znanych promieni X. W badaniach tych posługiwano się metodą ugięcia przy pomocy płaskich siatek dyfrakcyjnych wiązek promieni X padających na siatki niemal stycznie do ich powierzchni. W ten sposób luka w widmie elektromagnetycznym została doświadczalnie wypełniona. Te doniosłe wyniki pracy badawczej A. Sołtana i J. Thibaut zostały ogłoszone w dwóch publikacjach w „Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris“ i w „Journal de Physique et le Radium“.

Po powrocie do Warszawy dr A. Sołtan bierze znów czynny udział w pracy naukowej, głównie jednak poświęca się pracy organizacyjnej i administracyjnej przy rozbudowie i modernizacji Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. W pracy tej jest głównym współpracownikiem profesora S. Pieńkowskiego. Dzięki ich wytrwałym wysiłkom Instytut został przetworzony w jedno z najlepiej zorganizowanych i wyekwipowanych laboratoriów fizycznych w Europie. Mimo tych bardzo absorbujących zajęć dr A. Sołtan potrafił znaleźć czas na doświadczalną pracę badawczą. Wyniki tych prac ogłosił w dwóch publikacjach naukowych, które ukazały się w „Sprawozdaniach i Pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego“ i w „Acta Physica Polonica“. Pierwsza z tych prac zawiera opis nowego modelu kapilarnej łukowej lampy rtęciowej zbudowanej przez dra A. Sołtana. Ten typ lampy rtęciowej okazał się wielce przydatny w rozmaitych pracach optycznych i jest dotąd używany w wielu laboratoriach spektroskopowych. W drugiej pracy dr A. Sołtan podał wyniki swoich świeżo rozpoczętych doświadczeń prowadzonych bardzo intensywnie, a mających na celu wykrycie wpływu wiązań chemicznych na współczynniki absorpcji promieni X.

W r. 1933 dr A. Sołtan otrzymał stypendium Fundacji Rockefellera, które mu pozwoliło spędzić rok na pracy naukowo-badawczej w laboratorium Kelloga, w Kalifornijskim Instytucie Technologii w Pasadena znajdującym się pod dyrekcją R. A. Millikana. Tu zaczyna prace badawcze w nowej dla siebie dziedzinie — fizyce jądrowej, której pozostał

wierny do końca życia. W tym ważnym a zarazem dramatycznym okresie dla rozwoju fizyki jądrowej, w krótkim czasie po dokonaniu pierwszej całkowicie sztucznej przemiany pierwiastków chemicznych, po odkryciu neutronu i dodatniego elektronu, dr A. Sołtan dołączył się do grupy naukowców wykonujących doświadczenia nad reakcjami jądrowymi wywoływanyymi przez sztucznie przyspieszone jony. Wyniki tych doświadczeń wykonywanych we współpracy z prof. C. C. Lauritsenem i H. R. Cranem posiadały podstawowe znaczenie dla dalszego rozwoju fizyki jądrowej. Crane, Lauritsen i Sołtan stwierdzili emisję neutronów przez tarcze z różnych lekkich pierwiastków poddane bombardowaniu deuteronomi o dużej prędkości. Były to pierwsze doświadczenia nad całkiem sztucznym wytwarzaniem neutronów. Wyniki tych doniosłych badań zostały ogłoszone w latach 1933 i 1934 w czterech publikacjach, z których pierwsza ukazała się w „C. R. Acad. Sci“ w Paryżu, a trzy w „The Physical Review“.

Po powrocie do Warszawy dr A. Sołtan rozpoczyna niezwłocznie trudne zadanie stworzenia i zorganizowania w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego urządzeń laboratoryjnych, które by mu pozwoliły kontynuować prace badawcze rozpoczęte w Pasadenie. Mimo mnóstwa zajęć administracyjnych związanych ze stanowiskiem adiunkta w szybko rosnącym i rozwijającym się Instytucie, udało mu się zbudować w dużej mierze własnoręcznie kaskadowy akcelerator jonów typu Greinachera przyspieszający deuterony do energii około 800 keV. Używając tego akceleratora jako źródła szybkich neutronów Andrzej Sołtan wykonał liczne doświadczenia nad reakcjami jądrowymi wytwarzanymi poprzez te neutrony. W tych badaniach współpracowali z dr A. Sołtanem profesor Ludwik Wertenstein, kierownik Pracowni Radiologicznej Warszawskiego Towarzystwa Naukowego, i dr Jan Cichocki, który z końcem roku 1938 został adiunktem Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego na miejsce dra A. Sołtana. Wyniki tych badań zostały ogłoszone w czterech pracach w latach 1937, 1938 i 1939. Jedna z nich jest opublikowana wspólnie z L. Wertensteinem, trzy zaś z J. Cichockim.

W r. 1938 dr A. Sołtan habilitował się na Uniwersytecie Warszawskim na podstawie pracy o radioizotopach bromu i został docentem fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Mniej więcej na rok przed wybuchem drugiej wojny światowej Andrzej Sołtan ustąpił ze stanowiska adiunkta Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i został kierownikiem laboratorium badawczego w Zakładach Philipsa w Warszawie, nie przerywając przy tym pracy badawczej w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Równocześnie zapoczątkował nowe prace badawcze w swym nowym zreorganizowanym

i rozszerzonym przez siebie laboratorium, w którym między innymi przystąpił do budowy małego cyklotronu. Ukończeniu tego ambitnego przedsięwzięcia, kontynuowanego podczas okupacji niemieckiej, przeszkodził niestety dalszy bieg wypadków wojennych.

Podczas okupacji niemieckiej w Polsce dr A. Sołtan brał czynny udział w nauczaniu fizyki w tajnym Uniwersytecie Warszawskim. W r. 1944 Andrzej Sołtan wraz z Zakładami Philipsa został ewakuowany do Wiednia; wywieziono również jego cyklotron zniszczony później całkowicie podczas lotniczych bombardowań Wiednia. Po wkroczeniu Armii Radzieckiej do Wiednia Andrzej Sołtan powrócił do Polski. Warszawa leżała wówczas w gruzach i nie było możliwości prowadzenia pracy naukowej i dydaktycznej, toteż rozpoczyna prace swoje w Łodzi przy odbudowie wyższych studiów w Polsce. Zostaje mianowany profesorem fizyki i kierownikiem Zakładu Fizycznego Politechniki Łódzkiej. W krótkim czasie dokonuje trudnego zadania zorganizowania wykładów i studenckich pracowni ćwiczeniowych z fizyki.

W tym samym czasie odbudowa Uniwersytetu Warszawskiego wraz z Instytutem Fizyki Doświadczalnej, kierowana niezwykle energicznie przez prof. S. Pieńkowskiego, który ponownie został rektorem Uniwersytetu Warszawskiego, postępowała niezmiernie szybko. Utworzono w Uniwersytecie tym nową katedrę fizyki atomowej i powołano na nią profesora Andrzeja Sołtana. Przyjmuje ją i przenosi się do Warszawy, zatrzymując przez kilka jeszcze lat kierownictwo Zakładu Fizycznego w Politechnice Łódzkiej, którą odwiedza periodycznie. Na zaproszenie Rządu USA prof. A. Sołtan wraz z prof. S. Pieńkowskim reprezentuje naukę polską przy próbnym wybuchu bomby atomowej w atolu Bikini na Oceanie Spokojnym. Podczas obu przejazdów przez Stany Zjednoczone prof. A. Sołtan odnawia przedwojenne kontakty z wybitnymi amerykańskimi fizykami jądrowymi; nie było to bez znaczenia dla jego późniejszych prac. Największy jednak wysiłek prof. A. Sołtana szedł w kierunku stworzenia w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego wyposażenia w nowoczesne urządzenia niezbędne do prowadzenia prac badawczych z fizyki jądrowej.

W ciężkiej pracy, w której udział profesora A. Sołtana był szczególnie duży, Instytut Fizyki Doświadczalnej został całkowicie przebudowany i znacznie powiększony. Wybudowana została specjalna duża hala dla pomieszczenia generatora wysokiego napięcia z akceleratorem jonów. Dzięki specjalnej dotacji rządowej profesor A. Sołtan mógł już z początkiem r. 1948 zamówić w znanej szwajcarskiej firmie E. Haefely w Bazylei generator kaskadowy na jeden milion woltów z rurą akceleracyjną. Generator ten został zmontowany w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w r. 1950. Już w latach poprzedzających

profesor A. Sołtan rozpoczął wykonywanie bardzo szeroko zaprojektowanego intensywnego programu prac nad zaopatrzeniem Instytutu w aparaturę i wszelkiego rodzaju materiały potrzebne do prowadzenia prac badawczych z fizyki jądrowej oraz, co było niewątpliwie najważniejsze, nad wykształceniem i przygotowaniem pewnej liczby młodych fizyków wystarczającej do prowadzenia prac badawczych w tej dziedzinie. W ciągu kilku lat wyteżonej pracy udało mu się przygotować w Warszawie sporą grupę zdolnych i dobrze wyszkolonych młodych fizyków, na których można było oprzeć dalszy rozwój prac badawczych z fizyki jądrowej.

W r. 1950 prof. A. Sołtan został wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie. W roku 1952, po utworzeniu w Warszawie nowej Polskiej Akademii Nauk, Andrzej Sołtan został powołany na jednego z pierwszych jej członków korespondentów.

W r. 1952 został utworzony Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk, a prof. A. Sołtan został kierownikiem jednego z dwóch zakładów fizyki jądrowej tego Instytutu, nazwanego Zakładem Izotopów Promieniotwórczych. Zakład ten znalazł pomieszczenie w Zakładzie Fizyki Atomowej w gmachu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przy ul. Hożej w Warszawie. Utworzenie nowego Zakładu dało profesorowi A. Sołtanowi więcej środków finansowych oraz pozwoliło mu na zwiększenie personelu naukowego i pomocniczego dla rozszerzenia możliwości prowadzenia doświadczalnych prac badawczych z fizyki jądrowej.

Znacznie większe możliwości dla pracy badawczo-naukowej w fizyce jądrowej powstały w Polsce dzięki utworzeniu w r. 1955 Instytutu Badań Jądrowych. Zakład Izotopów Promieniotwórczych, kierowany przez prof. A. Sołtana, zostaje przeniesiony z Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk do nowo założonego Instytutu. Prof. A. Sołtan został pierwszym naczelnym dyrektorem Instytutu Badań Jądrowych. Olbrzymia i niezwykle wyteżona praca przy organizacji tego wielokierunkowego Instytutu pozostawiała mu niewiele czasu na prace badawcze z fizyki jądrowej. Pomimo to udało mu się jednak z dużym powodzeniem zorganizować, początkowo w gmachu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, a następnie w ośrodku badawczym Instytutu Badań Jądrowych w Świerku koło Otwocka pod Warszawą, wzorowe laboratoria poświęcone pracy badawczej w fizyce jądrowej niskich i średnich energii. W Świerku praca ta głównie koncentruje się nad neutronowymi reakcjami jądrowymi w oparciu o jądrowy reaktor „EWA“, który rozpoczął pracę w czerwcu 1958 r. oraz w spektroskopii jądrowej. Tam też został zbudowany generator neutronów szybkich z reakcji $d+t$ oraz zaawansowana jest budowa liniowego akceleratora protonów do energii 10 MeV.

Mniej więcej na rok przed śmiercią prof. A. Sołtan zrezygnował ze stanowiska naczelnego dyrektora Instytutu Badań Jądrowych, aby móc

poświęcić więcej czasu pracy badawczej w fizyce jądrowej. Zatrzymał jednak stanowisko dyrektora pionu fizyki w Instytucie oraz dyrektora ośrodka badawczego Instytutu Badań Jądrowych w Świerku. Pozostał też nadal przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Badań Jądrowych. Prof. A. Sołtan zwracał zawsze baczna uwagę na prace naukowe Instytutu, osobiście kierował wielu badaniami naukowymi swoich uczniów i współpracowników. Był on wspaniałym i niezwykle wszechstronnym specjalistą w technice pracy eksperymentalnej w różnych gałęziach fizyki, był też nieprześcignionym i ogólnie podziwianym doradcą dla każdego, który szukał jego rady i pomocy. M. in. jego aprobata dla jakiegokolwiek pracy wykonanej w warsztacie mechanicznym, np. pracy tokarskiej, w której też celował, była zawsze uważana za najwyższe uznanie.

W ostatnich dwóch latach jego osobiste zainteresowania były skierowane do fizyki plazmy i reakcji termojądrowych. Kierował on w Instytucie małą, ale pełną entuzjazmu grupą pracowników naukowych, którzy nie tylko odbywali systematyczne studia teoretyczne, ale także wykonywali już na niedużą skalę prace doświadczalne z zakresu fizyki plazmy.

Oprócz wielu innych oficjalnych obowiązków był profesor A. Sołtan członkiem Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej i jej Prezydium, jako też Komitetu do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Atomowej Polskiej Akademii Nauk. Był członkiem Prezydium Polskiej Akademii Nauk. W okresie od r. 1951 do r. 1952 działał jako prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Profesor A. Sołtan był też członkiem Rady Naukowej Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej (ZSSR) od założenia tego Instytutu w r. 1956. W tej roli profesor Sołtan brał czynny udział we wszystkich sesjach Rady i wywierał istotny i bardzo cenny wpływ na rozwój i działalność tej międzynarodowej instytucji. Profesor A. Sołtan brał udział jako członek polskiej delegacji w pierwszej i drugiej Międzynarodowej Konferencji Poświęconej Pokojowemu Zastosowaniu Energii Atomowej w latach 1955 i 1958 w Genewie. Brał również udział w Międzynarodowej Konferencji Reakcji Jądrowych w Amsterdamie w r. 1956, w Konferencji Budowy Jąder Atomowych w Rehovoth (w Izraelu) w r. 1958 i w szeregu innych.

Wielkie zasługi Andrzeja Sołtana znajdowały powszechne uznanie. Andrzej Sołtan był kawalerem Krzyża Komandorskiego oraz Krzyża Oficerskiego Orderu Polonia Restituta. Pośmiertnie za całokształt swoich prac naukowych i organizacyjnych otrzymał nagrodę I stopnia Państwowej Rady do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej oraz został odznaczony przez Radę Państwa orderem Sztandaru Pracy I klasy. Stworzony jego wysiłkiem ośrodek badawczy Instytutu Badań Jądrowych w Świerku został nazwany jego imieniem.

Rola, którą odegrał profesor Andrzej Sołtan w historii fizyki polskiej, jest wielkiej wagi. Przedwczesna i niespodziewana strata tego wybitnego i niezmiernie pracowitego człowieka, cieszącego się doskonałym zdrowiem do ostatniej chwili swego życia, zostawiła w polskiej fizyce niezastąpioną pustkę, której przez wiele lat nie będzie można wypełnić.

SPIS PRAC OPUBLIKOWANYCH PRZEZ
PROF. DRA ANDRZEJA SOŁTANA

1. *Widmo pasmowe rtęci*, Sprawozd. i Prace Pol. Tow. Fiz. z 4, 44 (1925).
2. *Warunki powstawania nośników pasm wodorowo-rtęciowych*, Sprawozd. i Prace Pol. Tow. Fiz. z. 7, 69 (1926).
3. *Charakterystyki czułości kilku emulsji fotograficznych*, Sprawozd. i Prace Pol. Tow. Fiz. **3**, 1, 55 (1927) (Wspólnie z S. Szczeniowskim).
4. *Recherches spectrographiques dans le domaine intermédiaire*, C. R. Acad. Sci. [Paris] (1927) J. Phys. Radium **8**, 484—494 (1927) (Wspólnie z J. Thibaut).
5. *Nowy model lampy rtęciowej*, Sprawozd. i Prace Pol. Tow. Fiz. **4**, 3, 301 (1929).
6. *Recherches sur l'absorption des rayons X et les liaisons chimiques*, Acta phys. Polon. **1**, 317—26 (1932).
7. *Production artificielle des neutrons*, C. R. Acad. Sci [Paris] **197**, 639 (1933) (Wspólnie z H. R. Crane i C. C. Lauritsenem).
8. *Artificial production of neutrons*, Phys. Rev. **44**, 514 (1933) (Wspólnie z H. R. Crane i C. C. Lauritsenem).
9. *Production of Neutrons by High Speed Deutons*, Phys. Rev. **44**, 692 (1933) (Wspólnie z H. R. Crane i C. C. Lauritsenem).
10. *Artificial Production of Neutrons*, Phys. Rev. **45**, 507—512 (1934) (Wspólnie z H. R. Crane i C. C. Lauritsenem).
11. *Isomeric radio-isotopes of bromine*, Nature **141**, 76 (1937) (Wspólnie z L. Wertensteinem).
12. *Interaction of fast neutrons with Atomic Nuclei*, Nature **142**, 252 (1938).
13. *Radio-Silicium produit par le bombardement du Soufre par neutrons rapides*, C. R. Acad. Sci. [Paris] **207**, 42—45 (1938) (Wspólnie z J. Cichoćkim).
14. *Corps radioactifs produits dans le soufre et le phosphore par des neutrons rapides*, Acta phys. Polon. **7**, 240 (1939) (Wspólnie z J. Cichoćkim).
15. *Zderzenie prędkich neutronów z jądrami atomowymi*, Prace Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu J. Piłsudskiego w Warszawie nr 235 (1939).

Opracowania i artykuły popularne

1. **Maria Curie-Skłodowska**: *Promieniotwórczość*, PWN 1953. Opracowanie i uzupełnienie.
2. *Stany wzbudzone jąder atomowych*, *Postępy Fizyki* **3**, 2, 151—167 (1952).
3. Skrypty z wykładów w latach 1951—52 na Wydziale Elektrycznym Politechniki Łódzkiej:
 - 1) *Mechanika* (str. 107)
 - 2) *Elektryczność i magnetyzm* (str. 105).
4. **Ernest O. Lawrence**, *Postępy Fizyki* **10**, 2, 241 (1959)

Ludwik Natanson

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

Wspomnienie o Andrzeju Sołtanie

Ponad trzydzieści lat wiązały mnie z Andrzejem Sołtanem przyjazne stosunki. Od samego początku miałem dla niego wiele sympatii. Z czasem uczyłem się coraz bardziej go szanować i coraz wyżej cenić.

Myszę, że atrakcyjność jego osobistości płynęła nie tylko z jego zalet, ale i z tego, że posiadał cechy, które niezmiernie rzadko spotyka się w połączeniu. Umysły efektowne i błyskotliwe z reguły są powierzchowne. Erudycji towarzyszy najczęściej skłonność do nudziarstwa, zdolnościom do precyzyjnej analizy brak syntetycznego ujęcia i twórczego natchnienia, a mocnym zasadom — postawa sztywna i oschła. Obcuje z Andrzejem Sołtanem, było się przede wszystkim pod urokiem fenomenalnej jasności i bystrości jego intelektu i niełatwo było odgadnąć, jak ogromny zasób solidnej wiedzy, sumiennosci i pracy kryje za zasłoną pozornego dyletantyzmu i pełnej wdzięku nonszalancji ani też, jak głęboko umie wniknąć w istotę najtrudniejszych zagadnień.

Był świetnie wychowany i z natury uprzejmy, ale formy życia towarzyskiego nie odbierały mu swobody. Miał bardzo żywe poczucie humoru, zaprawione subtelnym, nie pozbawionym odrobiny złośliwości, dowcipem.

Przywiązany do wiary, w której się wychował, był religijny — religijnością człowieka inteligentnego. Nienawidził bigoterii i egzaltacji. Jawnie i stanowczo zachowując wierność swoim zasadom, odnosił się do ludzi innych przekonań z prawdziwie chrześcijańską tolerancją.

Pochodził z zasłużonego rodu i nosił historyczne nazwisko. Upatrywał w tym przede wszystkim zobowiązanie, a nie prawo do przywilejów.

Andrzej Sołtan urodził się w Warszawie dnia 25 listopada r. 1897. W dzieciństwie dużo przebywał na wsi, między innymi na Litwie, u swego wuja Józefa Weyssenhoffa w Jużyntach, opisanych w „Sobolu i pannie“. Podczas pierwszej wojny światowej znalazł się w Rosji, gdzie skończył szkołę średnią. Powróciwszy do Polski wstąpił na Uniwersytet Warszawski, rozpoczynając studia fizyki. Wkrótce został asystentem Zakładu Fizyki Doświadczalnej, którego kierownictwo świeżo był objął przybyły z Belgii prof. Stefan Pińkowski. Młody, początkujący asystent potrafił bardzo

pularnego baru na Marszałkowskiej. Fizyka była stale w centrum naszych zainteresowań. Cieszyliśmy się zdrowiem i młodością. Z przejściem przeżywaliśmy skomplikowane romantyczne perypetie w stosunkach z koleżankami. Graliśmy z zapalem w tenisa, początkowo na betonowym korcie w ogrodzie Zakładu, później na kortach *K. S. Warszawianka* na Wawelskiej.

Dr Sołtan, który był od większości z nas o kilka lat starszy i miał już stopień naukowy, był pełnym młodzieńczego humoru organizatorem i uczestnikiem naszych wieczornych imprez. Jego temperament i dowcip czyniły go przemiłym towarzyszem.

W r. 1932 zostało przyznane dr Sołtanowi stypendium fundacji Rockefellera na wyjazd do California Institute of Technology w Pasadena. Był on już wtedy w pełni dojrzałym uczonym. W pracowni, której kierownikiem był słynny amerykański fizyk Millikan, przystępuje dr Sołtan do badań w dziedzinie fizyki jądra atomowego. Olbrzymi rozwój fizyki jądrowej dopiero się wtedy rozpoczynał. Dr Sołtan znalazł się w Ameryce wkrótce po przełomowym odkryciu neutronu. Wspólnie z dwoma amerykańskimi fizykami Lauritsenem i Crane'em podejmuje trudne zadanie otrzymania neutronów na drodze reakcji jądrowej, wywołanej cząstkami sztucznie przyspieszanymi. Talenty konstrukcyjne dra Sołtana i jego umiejętności w zakresie techniki laboratoryjnej stały się istotnym czynnikiem powodzenia. Wynikiem pracy było stwierdzenie nowych reakcji, których produktem są neutrony. W dorobku naukowym dra Sołtana to pierwszorzędnej wagi odkrycie stanowi szczytowe osiągnięcie. Odtąd imię jego zapisane jest trwałymi zgłoskami w dziejach nauki.

Po powrocie do Warszawy kontynuuje dr Sołtan pracę w dziedzinie fizyki jądrowej. Samodzielnie, z ogromnym nakładem wysiłku buduje kaskadowy akcelerator w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Na tym urządzeniu prowadzi badania nad reakcjami neutronowymi, nawiązując owocną współpracę z prof. L. Wertensteinem kierownikiem pracowni radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego oraz z adiunktem Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego — dr J. Cichoćkim.

W okresie poprzedzającym wybuch II wojny światowej przyjmuje dr Sołtan propozycję Zakładów Philipsa objęcia kierownictwa pracowni fizycznej w fabryce przy ul. Karolkowej w Warszawie. Zalety charakteru i wielki autorytet naukowy dra Sołtana zyskują mu w krótkim czasie uznanie kierownictwa koncernu Philipsa. W oparciu o swoje własne umiejętności i mogąc w dużym stopniu korzystać z możliwości i doświadczenia wielkiego międzynarodowego koncernu, decyduje się dr Sołtan na przystąpienie do budowy małego cyklotronu. Cyklotron był wtedy najpotężniejszym i najbardziej nowoczesnym typem akceleratora. Liczba

cyklotronów na całym świecie, a w szczególności w Europie była bardzo niewielka. Ambitne zamierzenie dra Sołtana dobrze charakteryzuje jego śmiałość i rozmach.

Wybuch II wojny światowej przeszkodził ukończeniu tej pracy. W okresie okupacji Zakłady Philipsa zostały zmuszone do pracy na rzecz niemieckiego wysiłku wojennego. Dr Sołtan pozostaje formalnie na swoim stanowisku, faktycznie całkowicie zawiesza swoją działalność w fabryce, nie chcąc współpracować z Niemcami. Bierze natomiast żywy udział w akcji tajnego nauczania.

Wobec rozwoju sytuacji wojennej władze niemieckie decydują się na ewakuację fabryki Philipsa. W r. 1944 zostaje dr Sołtan wywieziony do Wiednia, gdzie zmuszony jest pozostać aż do zdobycia miasta przez wojska radzieckie.

Po powrocie do kraju rozpoczyna natychmiast pracę nad odbudową w zakresie swojej specjalności zupełnie przez wojnę zniszczonego szkolnictwa wyższego. Pierwszym posterunkiem, który obejmuje jest kierownictwo Katedry Fizyki w nowoutworzonej Politechnice Łódzkiej. W najcięższych warunkach, w zupełnie nowym ośrodku bez żadnych tradycji, w którym nie ma bazy odpowiednich budynków i urządzeń, na której mógłby się oprzeć, organizuje prof. Sołtan w krótkim czasie normalne nauczanie fizyki obejmujące zarówno wykłady, jak i pracownie studenckie. W Warszawie tymczasem rozpoczyna się dzieło odbudowy Uniwersytetu pod energicznym kierownictwem prof. Pieńkowskiego, ponownie powołanego na rektora. Na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego zostaje utworzona dla prof. Sołtana nowa katedra atomistyki. Po przeniesieniu się do Warszawy prowadzi prof. Sołtan jeszcze przez długi czas wykłady w Politechnice Łódzkiej, dokąd dojeżdża co tydzień.

Najpilniejszym zadaniem było zapewnienie młodzieży możliwości studiów w pełnym normalnym trybie, ale zarówno rektor Pieńkowski, jak i prof. Sołtan dobrze uświadamiali sobie fundamentalny aksjomat, że na szczeblu szkoły akademickiej nauczanie splatać się musi ściśle z pracą naukową, a więc konieczna jest odbudowa ośrodka badań fizycznych.

Przy pomocy i poparciu władz państwowych zdewastowany przez okupantów gmach przy ulicy Hożej zostaje gruntownie wyremontowany i wyposażony we wszystkie potrzebne instalacje. Dobudowana do głównego korpusu gmachu specjalna nowa hala zapewnia pomieszczenie na wielkie urządzenia niezbędne jako podstawowe narzędzia fizyki jądrowej.

W r. 1946 udają się prof. Pieńkowski i prof. Sołtan jako reprezentanci nauki polskiej w składzie delegacji zaproszonej na pokazy wybuchów

bomb atomowych na atol Bikini. W drodze powrotnej przez Stany Zjednoczone odwiedza prof. Sołtan ośrodki badań fizycznych, odnawiając kontakty osobiste nawiązane w czasie swojej pracy w California Institute of Technology. W Berkeley spotyka się z E. O. Lawrencem, znakomitym wynalazcą i budowniczym cyklotronów, którego był poznał w Paryżu już w r. 1928.

Realizując program stworzenia fundamentów rozwoju fizyki jądrowej w Polsce bierze prof. Sołtan aktywny udział w staraniach o nabycie pierwszego w Polsce poważniejszego urządzenia — akceleratora jonów, złożonego z dającego napięcie około 1 miliona volt generatora w układzie Greinachera, oraz rury akceleracyjnej. Instalacja ta została zamówiona w Szwajcarii. W sam dzień wigilii Bożego Narodzenia r. 1950 spotkaliśmy się około południa na tradycyjnej „rybce“. Obecni byli oboje pp. Sołtanowie, Marian Danysz i ja. Dobrze pamiętam, z jaką radością przyniósł nam prof. Sołtan wiadomość o otrzymaniu zawiadomienia, że skrzynie zawierające akcelerator nadeszły do Warszawy.

Firma szwajcarska, która dostarczyła akcelerator, miała również dokonać montażu. Zamiast cierpliwie na to czekać, prof. Sołtan przy pomocy wyszkolonych przez siebie współpracowników całkowicie zmontował dostarczoną aparaturę. Szwajcarski specjalista, przeprowadziwszy po swoim przyjeździe drobiazgową i precyzyjną kontrolę, mógł tylko stwierdzić, że montaż dokonany został bezbłędnie.

Dalsza działalność prof. Sołtana w ciągu kilku lat powojennych nie ogranicza się bynajmniej do zakupu, budowy i opracowywania koniecznych przyrządów. Przede wszystkim dąży prof. Sołtan do wykształcenia grona młodych fizyków wyspecjalizowanych w kierunku fizyki jądra atomowego. Jeżeli dziś dysponujemy już pewną, choćby szczupłą, kadrą fizyków przygotowanych do prowadzenia badań z fizyki jądrowej, to jest to w wielkiej części zasługą prof. Sołtana.

Mimo ogromnej ilości zajęć znajduje prof. Sołtan czas i siły na opracowanie nowego zmodernizowanego wydania cennej, ale już nieco przeprzestarzałej książki Marii Skłodowskiej-Curie „Promieniotwórczość“. Tekst uzupełnień napisanych przez prof. Sołtana świetnie przedstawia rozwój wiedzy od czasów Marii Skłodowskiej-Curie, a przy tym odznacza się ścisłością sformułowań i poprawnością języka i stylu.

Na walnym zgromadzeniu w Warszawie w r. 1952 prof. Sołtan zostaje wybrany jednomyślnie przewodniczącym Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

Od r. 1952 tj. od początku istnienia Polskiej Akademii Nauk wchodzi prof. Sołtan jako członek korespondent w skład III Wydziału.

Ewolucja charakteru badań w dziedzinie fizyki, a szczególnie w dziedzinie fizyki jądrowej, spowodowała konieczność urządzenia specjalnych

instytutów, mogących prowadzić prace w skali przekraczającej możliwości katedr akademickich, które dawniej były głównymi ośrodkami pracy naukowej. Za przykładem innych krajów powstaje w Polsce w r. 1955 Instytut Badań Jądrowych Polskiej Akademii Nauk, jako samodzielna jednostka dysponująca stosunkowo dużymi możliwościami materialnymi i personalnymi.

Jako pierwszy naczelny dyrektor wkłada prof. Sołtan całą swoją energię w organizację i wyposażenie Instytutu Badań Jądrowych. Nawiązuje harmonijną współpracę z fizykami radzieckimi, bierze udział w pracach Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych i wchodzi w skład jego rady naukowej. Doprowadza do zawarcia umowy w przedmiocie dostarczenia dla Instytutu Badań Jądrowych przez Związek Radziecki doświadczalnego reaktora jądrowego przeznaczonego do ośrodka w Świerku pod Warszawą i cyklotronu przeznaczonego do ośrodka Bronowice pod Krakowem.

Realizacja tych wielkich inwestycji nastąpiła już po ustąpieniu prof. Sołtana ze stanowiska naczelnego dyrektora.

W przekonaniu, że spełnił swój obowiązek w zakresie organizacji nauki, postanawia prof. Sołtan powrócić do pracy naukowej, której przerwanie było dla niego wielkim poświęceniem. Rezygnuje więc z zajmowanego stanowiska, zamierzając rozpocząć pracę jako pracownik naukowy w Zakładzie Fizyki Jądra Atomowego w Świerku. Po pewnym czasie jednak decyduje się przyjąć skromniejsze czynności zastępcy naczelnego dyrektora do spraw fizyki, pozostając przy tym przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu. Zajęcia urzędowe w Instytucie Badań Jądrowych, w Uniwersytecie Warszawskim, gdzie jest kierownikiem Katedry Atomistyki, w Polskiej Akademii Nauk i wiele innych podobnego charakteru utrudniają mu koncentrację niezbędną do pracy badawczej. Niemniej nie tylko w miarę możliwości usiłuje prowadzić swoje badania eksperymentalne, podjęte w celu wyjaśnienia kapitalnego zagadnienia niezmienniczości względem inwersji czasu, ale również żywo interesując się wszystkimi pracami zakładu, służy młodszym kolegom cenną pomocą i radą opartą na swojej wielkiej wiedzy i doświadczeniu. Ostatnio zainteresowania jego zwracają się w kierunku reakcji termojądrowych i w ogóle ku fizyce plazmy. Projektuje oryginalnie pomyślaną aparaturę do tych badań i rozpoczyna jej budowę. Z powodzeniem rozwiązuje bardzo trudne zagadnienia matematyczne związane z projektowaną pracą doświadczalną.

We wtorek, 8 grudnia około 10 rano w Świerku prof. Sołtan zaprosił dra Kuscha i mnie do swojego gabinetu i rozpoczął rozmowę o ostatnich pracach na temat rezonansowego rozproszenia promieniowania gamma. Prace te wzbudziły wielkie zainteresowanie w Dubnie, skąd prof. Sołtan

niedawno był wrócił. Po chwili zawezwał swoich bezpośrednich współpracowników i polecił im podjęcie wstępnych doświadczeń nad wspomnianym zjawiskiem jądrowym. Był świetnie usposobiony — jasno i precyzyjnie kreślił plany przyszłej pracy.

Jak zwykle wróciliśmy razem do Warszawy. Żegnając go przy wyśiadaniu z samochodu nie myślałem, że widzę go po raz ostatni.

Dwa dni później, to jest wieczorem 10 grudnia 1959 roku porwała go śmierć nagle jak piorun.

„... *Now cracks a noble heart; —
Good night, Sweet Prince.*

Anna Piotrowska

Warszawa

Ze wspomnień o Profesorze Stefanie Pieńkowskim

Jest grupa ludzi związana z „Zakładem na Hożej“ (Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego) i jego twórcą i długoletnim kierownikiem profesorem Stefanem Pieńkowskim, o której niewiele się słyszy. Bo i cóż o niej mówić? Co jest do powiedzenia o wielkiej, ale cichej i skromnej rzeszy nauczycieli fizyki w szkołach średnich?

Pokolenie przedwojenne studiujące w latach 1925—1939 zdobywało magisterium i szło na drogę nauczycielską. Pozostawali na „Hożej“ czy też przechodzili do innych ośrodków naukowych tylko nieliczni. Jednym nie starczyło zdolności do pracy naukowej, inni musieli zarobkować, a o to było łatwiej w szkole średniej, niż w wyższej, a jeszcze inni szli za głosem powołania pedagogicznego. Ci ostatni nie czuli się pokrzywdzeni, lecz pierwsza i druga kategoria ludzi odchodziły często z kroplą goryczy w sercu. Niektórzy od razu zrywali kontakt z „Hożą“, ale byli i tacy, którzy latami jeszcze przychodzili na konwersatoria, a w okresie odczytów popularnych Polskiego Towarzystwa Fizycznego ławki wielkiego audytorium gęsto bywały obsadzone dawnymi wychowankami „Hożej“.

Człowiek, który robił pracę magisterską u profesora Pieńkowskiego, dostawał potężny zastrzyk jeśli nie umiłowania nauki, to szacunku dla niej i tego jakiegoś niepokoju wewnętrznego, który kazał mu myśleć, szukać, nie zadowalać się podręcznikową wiedzą. Kilka lat spędzonych w Zakładzie, bo student już w tzw. drugiej pracowni czuł się obywatelem Hożej, pozostawiało niezatarte wspomnienie wysiłków, rozczarowań, radości i owej charakterystycznej atmosfery, że oto dzieją się tu rzeczy ważne, którą tak wspaniale wytwarzał profesor Pieńkowski.

Przyszły ponure czasy okupacji niemieckiej. Nauczyciele warszawscy biegali po całym mieście z kompletu na komplet, maskując owo bieganie lekcjami w takiej czy innej szkole zawodowej. Ten i ów nauczyciel fizyki niósł w teczce uratowany z pogromu amperomierz, pryzmat czy rurkę barometryczną i rtęć w buteleczce. Niektórzy w prywatnych mieszkaniach przechowywali niemal całe pracownie szkolne, inni ocalili pracownie w szkołach zawodowych. Życie było nad wyraz ciężkie — praca nauczy-

cielska przeważnie w bardzo złych warunkach, w domu często tragedia Pawiaka czy Oświęcimia, a z reguły bieda materialna. Często jeszcze taka czy inna praca konspiracyjna wypełniała resztę dnia wysiłkami i niepewnością, a często niemal pewnością tragicznego końca.

I w tym to właśnie okresie zjawia się tęsknota do prawdziwej fizyki i prawdziwego wysiłku umysłowego. Dziwne i nie na czasie. Grupka nauczycielek, wychowanek „Hożej“, zwraca się do profesora Pieńkowskiego z prośbą o wykłady o nowych zdobyczach fizyki na nauczycielskim komplecie. Wykłady oczywiście będą płatne, jak wiele wykładów profesorów wyższych uczelni w owym czasie — słuchaczki są gotowe zdobyć się na ten wysiłek finansowy. Profesor inicjatywę podchwytuje, ale projekt zmienia w sposób zasadniczy i niezmiernie dla jego stylu charakterystyczny. Nie wykłady, ale seminarium, na którym uczestnicy sami będą referować zagadnienia przez Profesora wysunięte i przy jego pomocy przygotowane. O żadnych „honorariach“ nie może być mowy. Następuje konsternacja: łatwiej zdobyć parę złotych, niż czas na samodzielną poważną robotę, z którą większość od dłuższego czasu nie miała do czynienia. Że ta robota musi być poważna nikt nie ma wątpliwości — przecież przed profesorem nie można się „kompromitować“. Ten i ów wycofuje się, ale grupa 6 osób (5 kobiet i 1 mężczyzna) tworzy zespół, który w ciągu blisko 2 lat pracuje w tym samym składzie i niemal zawsze w pełnym składzie na zebraniach.

Przygotowanie referatów nie było rzeczą łatwą — przede wszystkim zasadniczą trudność stanowił brak bibliotek, a więc dostępu do źródeł. Profesor dawał swoje książki i czasopisma, które zdołał ocalić, a niekiedy mówił: „To by powinien mieć ... ten i ten — niech się pani dowie“. Rozpoczęliśmy poszukiwania, atakując ludzi znanych lub nieznanymi bezpośrednio, posługując się wspólnymi znajomymi. Nie mogliśmy powołać się na prof. Pieńkowskiego, bo przecież całe życie polskie było jedną wielką konspiracją i seminarium tego rodzaju należało również do przestępstw politycznych. Ten i ów uśmiechał się pobłaźliwie i tłumaczył, że do pracy naukowej potrzebne są warunki, których nie ma obecnie, ale byli i tacy, którzy nie pytając wiele wyciągali co mieli i dawali z zaufaniem w ręce mało znanego człowieka. Pozostała mi we wspomnieniach wizyta u znanego chemika prof. Zawadzkiego, dziś już nie żyjącego, który z prostotą i życzliwością powiedział: „Nie mogę dać pani tej książki do domu, bo sam z niej stale korzystam, ale niech pani przychodzi tu do mnie, to będziemy razem pracować nie przeszkadzając sobie nawzajem“.

Czytaliśmy w tramwaju, w zimnym mieszkaniu czekając na zbierający się komplet uczniów. Robiliśmy tablice i wykresy (np. węglem na papierze pakowym, co okazało się dobrym sposobem i przyjęło się tu i ówdzie po okupacji), no i denerwowaliśmy się przed referatem.

Trudno już dziś odtworzyć pełną listę referatów. Podaję zestawienie tych tematów, które udało się zebrać:

1. Metody rozdzielania izotopów,
2. Współczesne poglądy na zjawiska ferromagnetyczne (referowane na 2 zebraniach),
3. Nadsubtelna budowa widm fluorescencji,
4. Fosforescencja kryształów,
5. Promieniowanie kwadrupolowe,
6. Budowa warstw powierzchniowych,
7. Ultradźwięki (referowane na 2 zebraniach),
8. Rozszczepienie jądra — nowe pierwiastki.

Zebranie w gabinecie Profesora na Hożej było odświętnym wydarzeniem w naszym twardym życiu: przestronnie, czysto, książki, epidiaskop (!), zdenerwowany referent i wejście uśmiechniętego profesora, które było niemal tak samo uroczyste, jak za dawnych czasów na seminarium czy konwersatorium. Gdzieś daleko poza ścianami gabinetu zostawała makabra wojny i okupacji. Zniknęły lata dzielące nas od czasów studenckich — byliśmy znowu młodymi fizykami, którzy przebijając się przez trudności posuwają się mimo wszystko naprzód. Ktoś z nas wspomina dziś z uśmiechem, że żadna pochwała w życiu nie sprawiła mu tyle radości, jak w owym czasie, gdy po referacie Profesor swoim zwyczajem w przejściu rzucił krótkie zdanie: „To było dobrze zrobione“.

Tylko może swobodniej było na owych zebraniach, niż na dawnych seminariach czy konwersatoriach — gawędziliśmy czasem z Profesorem na różne, choć przeważnie naukowe tematy, ale to dopiero po referacie, który zaczynał się zawsze punktualnie. Z owych pogawędek przypomina mi się pewien fragment: „Gdy się studiuje życiorysy wybitnych fizyków“ — mówił Profesor — „trudno stwierdzić, aby pochodzili oni z jakiegoś określonego środowiska: byli to ludzie z rodzin bardzo bogatych i zupełnie biednych, inteligenckich i analfabetów. Jedną tylko była cecha wspólna tych rodzin — wszędzie panował szacunek dla wiedzy“. A drugi, to wspomnienie: w którymś z ostatnich lat przed wojną Profesor z trudem zdobywał pieniądze na budowę cyklotronu. Dotarł między innymi do któregoś z wojewodów, humanisty z wykształcenia. Wojewoda słuchał przemówienia Profesora o konieczności posiadania w Polsce cyklotronu i wreszcie powiedział: „Proszę pana, ja nie rozumiem tego, co pan do mnie mówi, ale czuję tu posmak wielkości“. Każdy wychowanek Hożej zna ów „posmak wielkości“, który wnosił do pracy profesor Pieńkowski.

Bomba trafiła w sąsiednie Ministerstwo Komunikacji i Zakład na Hożej również został uszkodzony. Wybieraliśmy potem z gruzów jakieś soczewki, pryzmaty i inne szczątki przyrządów. Profesor musiał się wypro-

wadzić, zebrania się urwały. Jednak jeszcze przez jakiś czas pracowaliśmy samodzielnie. Pozostały nam w pamięci z tego okresu 2 referaty:

1. O podstawie logarytmów naturalnych,
2. Kopernikańska teoria ruchu planet.

Oto wyjątek z listu dotyczącego tego ostatniego referatu: „Chodziłam studiować jedno z najstarszych wydań dzieł Kopernika do prof. Gadowskiego ... córka profesora, moja uczennica z kompletów licealnych, wyrobiła mi wstęp do Ogrodu Botanicznego“ (na terenie warszawskiego Ogrodu Botanicznego mieści się obserwatorium astronomiczne) „— trzeba było mieć przepustkę, bo tam koło ul. Koszykowej już aleje Ujazdowskie były do końca zamknięte i stał patrol, który legitymował“.

Niewątpliwy urok tych seminariów okupacyjnych stanowiła ich kompletna bezinteresowność — nikt nie miał z nich żadnej korzyści na drodze do tzw. kariery życiowej, jedynymi motywami były zamiłowanie do nauki, do rzetelnego wysiłku umysłowego i wola niepoddawania się warunkom zewnętrznym, które zdążyły, kierowane celowo, do całkowitej likwidacji życia umysłowego w Polsce. A Profesor? Ulegał prawdopodobnie swojej pasji wychowywania młodych fizyków i organizowania polskiej fizyki. Czy w tym wypadku Jego wysiłek dał jakieś owoce? Ano, trudno robić statystykę na 6 przypadkach i za dalsze losy członków seminarium czynić odpowiedzialnymi właśnie owe zebrania. Ale można stwierdzić, że 5 z owych 6 osób dało już prócz pracy dydaktycznej swój większy czy mniejszy wkład pracy naukowej w powojennym okresie, a szósta, choć bezpośrednio naukowo nie pracuje, jest w stałym kontakcie z Polskim Towarzystwem Fizycznym i uczy oczywiście. Dla jednej z owych 6 osób referat opracowywany na owo seminarium stał się podstawą obecnej pracy naukowej. Wszyscy często wracamy w rozmowach do owych zebrania okupacyjnych na „Hożej“ i uważamy je za jedno z najlepszych wspomnień wojennych.

W przemówieniach o zasługach profesora Pieńkowskiego wymienia się zwykle na pierwszym miejscu jego talent organizacyjny. Wydaje się, że ważniejszy od zdolności organizacyjnych, bezsprzecznie nieprzeciętnych, był ów zar wewnętrzny, którym Profesor porywał ludzi, skupiał wokół siebie i zmuszał do pracy.

Michał Halaunbrenner

Katedra Fizyki Politechniki Krakowskiej
Kraków

Współczesne problemy w badaniach nad tarciem, zużyciem i smarowaniem metali *

Zawarte w tytule tego referatu terminy: *tarcie*, *zużycie* i *smarowanie*, oznaczają procesy, które zaliczamy do podstawowych w życiu codziennym i technice. Główne zadanie techniki można by określić jako wytwarzanie rzeczy użytecznych oraz opanowywanie źródeł energii, nagromadzonej od milionów lat w przyrodzie, i oddawanie jej na usługi człowieka. Pośredniczą w tym maszyny. Nie funkcjonowałyby one, gdyby jedna powierzchnia nie mogła ślizgać się po drugiej. Mamy prawo wobec tego powiedzieć, że powierzchnia ślizgająca się stanowi o stylu i charakterze czasów nowożytnych.

Gdy jedno ciało ślizga się po drugim, wówczas powstaje przeciwko ruchowi opór, który nazywamy *tarcie*m. Jest to zjawisko powszechne, od wieków badane, ale wiadomości nasze o tym, jaka jest istota tego oporu, jak przedstawia się mechanizm jego działania, co się między powierzchniami trącymi dzieje, są na ogół bardzo skąpe.

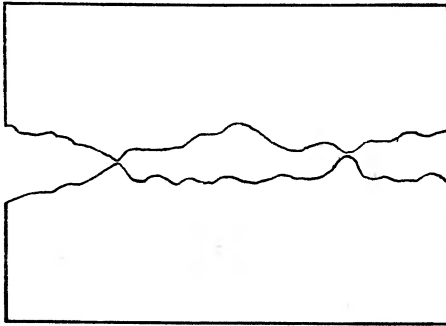
W tym odczycie pominiemy wszystkie dawne hipotezy na temat wyjaśnienia tego zjawiska, a przedstawimy cieszącą się dużym rozgłosem, współczesną teorię tarcia, którą podał i szeregiem pięknych prac doświadczalnych uzasadnili fizyko-chemicy angielscy F. P. Bowden i D. Tabor.

Najstaranniej polerowane powierzchnie metali nie są nigdy całkiem gładkie, lecz pokryte nierównościami w postaci gór i dolin, których wysokości w praktyce inżynierskiej są rzadko mniejsze od 1000 Å. Gdy jedno ciało spoczywa na drugim, to nie styka się ono z nim na całej widocznej powierzchni, lecz tylko na szczytach najwyższych nierówności (rys. 1).

Ta powierzchnia kontaktu, którą nazywać będziemy powierzchnią rzeczywistego styku, jest mała w stosunku do całej powierzchni widocznej. Różnymi sposobami umiemy wyznaczać te powierzchnie rzeczywi-

* Skrót odczytu wygłoszonego w dniu 27 maja 1959 roku na posiedzeniu Towarzystwa Fizycznego w Niemieckiej Republice Demokratycznej i w ramach kolokwium Maxa-von-Laue Uniwersytetu Humboldta w Berlinie.

stych styków. Jednym z nich jest pomiar elektrycznego oporu kontaktowego, który możemy mierzyć bezpośrednio przez pomiar natężenia, przepływającego przez stykające się ze sobą metale prądu i napięcia pomiędzy nimi [14]. Szczyty nierówności pozostawiają ślady na powierzchniach; możemy je oglądać za pomocą mikroskopu metalograficznego lub lepiej jeszcze elektronowego. Promienie tych śladów są małe, rzędu 10^{-4} cm, tak że już pod małym obciążeniem w miejscach rzeczywistego styku panują duże lokalne ciśnienia.



Rys. 1

Granica sprężystości materiału zostaje przekroczona a osiągnięta granica plastyczności, materiał „płygnie“, ciało górne obniża się, opiera na wierzchołkach niższych nierówności i proces ten trwa tak długo, aż powierzchnia rzeczywistych styków stanie się dostatecznie duża, aby utrzymać całkowite obciążenie. Na tej powierzchni jeden metal zostaje przyspawany do drugiego. Tarcie jest oporem przeciwko sile stycznej F przerywającej te połączenia [3],

$$F = A \cdot s,$$

gdzie A oznacza powierzchnię rzeczywistych styków, zaś s naprężenie ścinające materiału, dla którego wartość ta jest mniejsza. Często w warstwie międzypowierzchniowej metal zostaje utwardzony, wówczas, pod działaniem siły stycznej do powierzchni zetknięcia, materiał zostaje wrywany z miększego metalu i jest ciągniony, wleczony na całej drodze. Mamy na to doświadczalne dowody. Gdy np. miedź ślizgamy po stali, a następnie zrobimy przekrój prostopadły do powierzchni tej ostatniej, to obserwując pod mikroskopem jej kontury można oglądać przyspawane kawałeczki miedzi.

Tarcie jest proporcjonalne do powierzchni rzeczywistych styków, a ta jest proporcjonalna do obciążenia i niezależna od powierzchni widocznej, co pozostaje w zgodzie z pierwszym i drugim klasycznym prawem tarcia, podanym przez Amontonsa. Jeżeli obciążenie zewnętrzne oznaczymy przez W , wtedy

$$W = A \cdot p$$

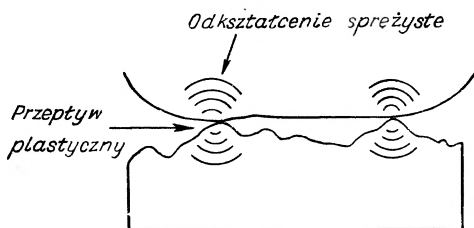
gdzie p oznacza ciśnienie „płynięcia“ metalu o niższej granicy plastyczności. Na tej podstawie współczynnik tarcia

$$\mu = \frac{F}{W} = \frac{A \cdot s}{A \cdot p} = \frac{s}{p}.$$

Ten model napotkał jednak na pewne doświadczalne trudności. Jeżeli pod wpływem zewnętrznego obciążenia następuje adhezja stykających się ze sobą metali, to gdy to obciążenie zostaje usunięte, wtedy siły adhezji powinny działać w dalszym ciągu, metale powinny być ze sobą szepione, a znaczna siła w kierunku normalnym powinna być potrzebna, aby oderwać jedną powierzchnię od drugiej. Jednak przy metalach twardych takiej adhezji nie stwierdzono.

Autor opartej na adhezji teorii tarcia, F. P. Bowden, wyjaśnia to w ten sposób: chociaż metal w punktach styku został odkształcony plastycznie, to na zapleczu wewnątrz metalu odkształcenie jest sprężyste (rys. 2).

Gdy obciążenie zewnętrzne zostanie usunięte, wtedy sprężyste naprężenie zostaje zwolnione, a wypadkowe przemieszczenie przerywa połą-



Rys. 2

czenia metali [11]. Zostało to potwierdzone nawet dla miękkich metali, np. indu i ołowiu, przy których naprężenia sprężyste są stosunkowo małe. Przy miękkich natomiast metalach siła normalna, potrzebna do oddzielenia stykających się ze sobą powierzchni, jest taka sama, jak siła styczna, potrzebna do wywołania ślizgania, a współczynniki tarcia i adhezji są jednakowe.

Gdy w roku 1951 odbywała się w Royal Society w Londynie międzynarodowa konferencja poświęcona tarcu, to prawie wszystkie prace, nie tylko w przypadku metali, lecz również i niemetalu, opierały się na teorii wyjaśniającej tarcie siłami adhezji. Jej twórca F. P. Bowden oświadczył, iż *zdaje się, że w przypadku tarcia metali zaczynamy coś rozumieć!* [11].

Tymczasem popłynęły lata i w podanej poprzednio teorii dostrzeżono pewne niezgodności. Mianowicie przy doświadczeniach z ciałem łupliwym, takim np. jak mika, pokazało się, że gdy łupano ją wzdłuż płaszczyzn łupliwości, otrzymywano powierzchnie o gładkości wymiarów molekularnych. Dwie takie powierzchnie ściśnięte do siebie kontaktowały się ze sobą na całej widocznej powierzchni, co stwierdzono przy użyciu czulej techniki optycznej [2]. Szepiąją się one ze sobą, gdyż potrzebna była

duża siła zarówno w kierunku normalnym, aby powierzchnię oderwać od siebie, jak i w kierunku stycznym, aby je względem siebie przesunąć. Zawodzą przy tym zwyczajne prawa tarcia.

Przedmiotem dzisiejszych zainteresowań są zjawiska zachodzące w złączach, tj. w punktach, rzeczywistego styku. Mianowicie bada się: w jaki sposób te „mostki“ powstają, jak się odkształcają, jak ulegają rozerwaniu, jaka jest ich liczba, rozmiary, jak one są rozmieszczone na powierzchni, czy występujące w nich odkształcenia są sprężyste, czy plastyczne itd., jaki jest wpływ stycznych posunięć na ich właściwości. Proces ślizgania zmienia warunki na powierzchni, powoduje wzrost temperatury, co oddziałuje na własności mechaniczne obszaru styku [5].

Rozszerzył się również zakres stosowanych prędkości. Mogą one być niezmiernie małe i niezmiernie duże, a opanowanie zachodzących przy nich procesów tarcia jest dzisiaj przedmiotem pięknych i bardzo subtelną techniką przeprowadzanych eksperymentów.

W październiku 1957 roku odbyła się w Londynie międzynarodowa konferencja poświęcona zużyciu i smarowaniu [17]. Niektóre prace, przede wszystkim szkoły radzieckiej, rzuciły sporo światła na poruszone wyżej zagadnienia.

Obecnie istnieje kilka szkół zajmujących się tarcieniem. W laboratoriach Uniwersytetu w Cambridge, gdzie pracują F. P. Bowden i D. Tabor prace są ześrodkowane dookoła wypracowanej przez nich teorii tarcia, wyjaśniającej je siłami adhezji, i to nie tylko w przypadku metali, lecz również i niemetalu.

Ze względu na charakter badań za pokrewną należy uważać szkołę amerykańską, skupioną dookoła Massachusetts Institute of Technology w Massachusetts (Cambridge, USA) i laboratoriów badawczych zakładów przemysłowych. Posiadają one poważne wyniki w zakresie zużycia i ścieralności. Wyróżniają się przy tym prace J. T. Burwella na temat zużycia oraz doświadczenia wykonywane przez E. Rabinowicza techniką radioaktywnych izotopów.

Inny charakter posiada wielka współczesna szkoła radziecka reprezentowana przez Chruszczowa, Dieriagina, Kuźniecowa, Kragielskiego, Sabielnikowa, Szczedrowa, Tołstoja. Mechanicy, zajmujący się niegdyś tarcieniem, zwracali uwagę tylko na mechaniczną stronę zjawiska, a więc przede wszystkim na gładkość powierzchni, nie uwzględniając faktu, że tarcie jest procesem fizyko-chemicznym [9]. Ten ostatni punkt widzenia przyjęła współczesna szkoła angielska, ale ujawniło się to dotychczas raczej tylko ilościowym charakterem badań.

Dopiero szkoła radziecka zespoliła badania doświadczalne z teoretycznymi, posługując się metodami mechaniki i fizyki teoretycznej. Wielkie ośrodki takich badań istnieją w Moskwie, Tomsku, Charkowie.

W Getyndze, w Instytucie Maxa Plancka, istnieje również osobny oddział badań nad tarcie. Kieruje nimi powszechnie znany, wybitny badacz z tej dziedziny, prof. G. Vogelphol.

Przedstawione w roku 1957 podczas wyżej wymienionej międzynarodowej konferencji na temat smarowania i zużycia prace Dieria-gina, Pusza i Tołstoja zawierały bardzo subtelne rozważania teoretyczne na temat zjawiska *stick-slip* ciał stałych [10]. W latach 1938 i 39 Bowden i Leben wykazali doświadczalnie, że ruch ślizgowy nie jest procesem ciągłym lecz przerywanym. Ciało ślizgające się przechodzi przez kolejne stany spoczynku i ruchu. Zjawisko to nazwali oni *stick-slip* — „szczępienia i poślizgu“ — i wyjaśniali je przyspawaniem się ciał wskutek dużych lokalnych ciśnień, jakie powstają na szczytach nierówności stykających się ze sobą powierzchni [4].

Zjawisko nieciągłości ślizgania się ciał stałych jest bardzo szkodliwe w praktyce inżynierskiej. W wysokim stopniu zwiększa ono zużycie. Niejednostajność ruchu ostrza narzędzia skrawającego i powstające wskutek tego drgania wpływają na jakość obrobionej powierzchni; zmniejszają dokładność dopasowania części maszyn i wskazań przyrządów pomiarowych, co szczególnie niepożądane jest w automatyce.

Dieria-gin, Pusz i Tołstoj [10] przedstawiają szczegółową analizę czynników, jak prędkość, drgania frykcyjne, sprężystość podłoża, czynników, które wpływają na powstawanie przerywanego ruchu pomiędzy ślizgającymi się powierzchniami. Szczególnie ważne są wnioski, wyprowadzone z rozważań teoretycznych omawiające fizykalne modyfikacje, przy których zjawisko *stick-slip* może być zredukowane do minimum lub całkowicie wyeliminowane.

Prof. Szczedrow przedstawił badania nad przemieszczeniami wstępnymi, gdy poziomo działająca siła zostanie przyłożona do ciała spoczywającego, a nie osiąga wartości tarcia statycznego [21]. Materiał przyjmowany jest jako ciało lepko-sprężyste i przemieszczenia, nie uwidocznione ślizganiem się ciała, są wyznaczane za pomocą stałych reologicznych materiałów. Z jego prac wynika, że ważna jest historia wydarzeń, jakie miały miejsce na powierzchniach stykających się ze sobą bezpośrednio przed dokonaniem pomiaru i tłumaczy ona wielki rozrzut w wynikach pomiarów współczynników tarcia statycznego.

Kragielski i Sabielnikow w pracy nad podstawowymi prawami tarcia dochodzą do wniosku, że tarcie jest wynikiem dwu przyczyn: oporu przeciwko sile stycznej do powierzchni przecinającej złącza, powstałe wskutek adhezji w miejscach rzeczywistego styku, i oporu przeciwko odkształceniom przemieszczających się po sobie nierówności [16]. Oba te składniki są zależne od obciążenia zewnętrznego. Przyjmując, że naprężenie ścinające s w punktach rzeczywistego styku jest od ciśnienia

normalnego zależne, autorzy rozważają teoretycznie owe zależności w odniesieniu do kształtu próbki ślizgającej się w postaci kuli, walca, stożka, w przypadku ciał sprężystych i plastycznych, dochodząc do podstawowej relacji dla siły tarcia:

$$F = \tau \cdot A .$$

Otóż przyjmując τ jako liniowo zależne od ciśnienia normalnego p w złączach

$$\tau = \alpha + \beta \cdot p ,$$

otrzymujemy współczynnik tarcia

$$\mu = \frac{\alpha \cdot A}{W} + \beta = \frac{\alpha}{p} + \beta ,$$

gdzie A jest powierzchnią rzeczywistego styku, W — obciążeniem, zaś α i β — „stałe“ materiałowe, które można wyznaczyć z doświadczeń przy uwzględnieniu właściwości molekularno-mechanicznych par trących materiałów [15].

W miarę, jak nasze wiadomości o zjawiskach tarcia stają się głębsze, staje się możliwe matematyczne ich traktowanie. Spotykamy się z próbami szerszego używania metod stochastycznych za pośrednictwem pojęć zaczerpniętych z mechaniki statystycznej.

W teoretycznych rozważaniach nad tarcie wprowadza Rightmire [20] w miejsce cząsteczek powierzchnie rzeczywistych styków i przyjmuje dwa założenia: że całkowita liczba powierzchni rzeczywistych styków i całkowita powierzchnia są stałe. W takim stanie rzeczy poziomowi energetycznemu odpowiada powierzchnia poszczególnego rzeczywistego styku i stąd wyprowadza się prawo Maxwella-Boltzmannna rozkładu dla wielkości poszczególnych powierzchni rzeczywistego styku, co wkrótce zostało potwierdzone doświadczeniem.

Tym zagadnieniem zajmuje się również Rabinowicz [19]. Wykazuje on, że liczba oraz wielkość powierzchni rzeczywistych styków mogą być oszacowane na podstawie krzywej zależności siły tarcia od obciążenia stwierdzające, że rozrzut wyników uzyskiwanych przy pomiarach współczynników tarcia jest uwarunkowany zmiennością liczby i wielkości powierzchni rzeczywistych styków.

Na podstawie takiego stanu badań związanych z tarcie F. P. Bowden oświadczył pod koniec 1957 roku, że jego model tarcia oparty na adhezji uważa za „gruby“. Dr D. Tabor, najbliższy ze współpracowników Bowdena, w najnowszej swojej pracy [22] bierze pod uwagę wpływ, jaki naprężenia styczne wywierają na wielkość powierzchni styku. Siłę tarcia F przedstawia jako wyrażenie dwuczłonowe:

$$F = S + P ,$$

gdzie S oznacza siłę przecinającą złącza, zaś P składową „żłobiącą“, tj. siłę, z jaką szczyty nierówności twardszego metalu żłobią rysy na miększym. O wyrażenie dwuczłonowe na siłę tarcia prowadzili od lat kilku walkę badacze radzieccy.

Szczupłość czasu nie pozwala nam na omówienie innych ważnych prac, którymi np. zajmują się dzisiaj fizycy indyjscy. Przy budowie kolei w Indiach wystąpił problem wytwarzania materiałów o określonych współczynnikach tarcia. Opanowanie takiej techniki sporządzania tworzyw o z góry zadanych współczynnikach tarcia, potrzebnych w każdym określonym przypadku, będzie miało dla praktyki doniosłe znaczenie. W Australii istnieje specjalny Instytut Trybofizyki przeznaczony do badań nad tarcie i zjawiskami pokrewnymi.

II

Z tarcie związane jest zawsze zużycie materiałów. Matematyk francuski Henryk Poincaré w jednej ze swoich książek pisze, że naukę buduje się z faktów, tak jak dom z kamienia. Ale sterta kamieni nie jest jeszcze domem, a zbiór faktów nie jest jeszcze nauką. Same fakty nie mogą nas zadowolić, potrzebna jest jeszcze nauka uporządkowana, zorganizowana, wyposażona w prawa, podające związki zachodzące pomiędzy zjawiskami, pozwalające je przewidywać i w ten sposób nad nimi panować. Naliczono około 20 tysięcy prac opublikowanych na temat zużycia materiałów, ale niestety są to tylko fakty, na podstawie których nie umiemy podać istniejących pomiędzy nimi związków, ani ustalić praw ogólnych, które by pozwalały przewidywać zużycie w danych warunkach pracy.

Tak więc ta dziedzina pozostaje daleko w tyle poza nauką o tarcie, które rządzi się ustalonymi prawami, podającymi jego zależności od nacisku, powierzchni, prędkości itp. Zadaniem tej części mego referatu będzie przedstawienie prób, jakie się obecnie podejmuje nad ujęciem w prawa zjawisk zużycia. Są one natury jakościowej i ilościowej.

Zużyciem, (w języku rosyjskim *iznos*, angielskim *wear*, francuskim *usure*, niemieckim *Verschleiss*) nazywa się niepożądaną zmianę powierzchni przedmiotów użytkowych wskutek odrywania się od nich z przyczyn mechanicznych drobnych części materiału.

Rezultaty wielu prac pozwalają sformułować cztery proste prawa o charakterze jakościowym:

I. Przy ślizgających się po sobie, świeżo obrobionych powierzchniach zużycie rośnie z długością drogi, aby ustalić się w końcu. Wykres zależności objętości zużytego materiału od długości drogi przedstawia rys. 3.

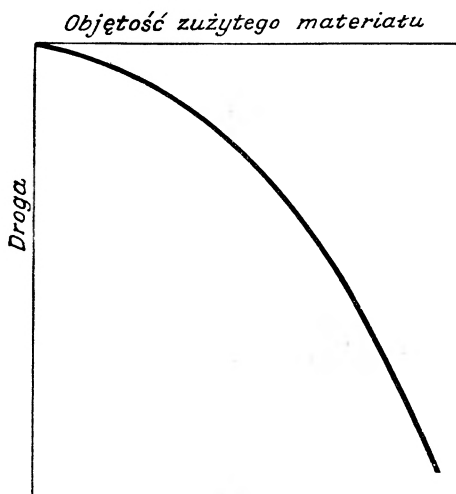
II. W ustalonych warunkach zużycie jest zależne od wielkości powierzchni trących.

III. Dla wielu materiałów zużycie jest proporcjonalne do obciążenia.

IV. Przy metalach występują dwa rodzaje zużycia:

- a) łagodne, poniżej pewnego krytycznego obciążenia,
- b) ciężkie, powyżej niego.

W pierwszym przypadku starte cząsteczki są przeważnie małe, średnicy kilku Å, podczas gdy przy ciężkim odgrywają się duże kawałki.



Rys. 3

Doświadczenia przeprowadzone techniką izotopów promieniotwórczych pokazują, że wskutek przeniesienia się materiału z jednej powierzchni na drugą powstaje z niego cienki film. Przeniesione cząsteczki koaguluja, wskutek powtarzającego się tarcia ulegają zmęczeniu, potem odrywają się od powierzchni i ulegają zużyciu. Proces zużycia jest dość zawily. Podczas gdy współczynniki tarcia dla różnych materiałów mogą się między sobą różnić zaledwie kilkakrotnie, to towarzyszące im zużycie może wykazywać różnice rzędu 100 000.

W poszukiwaniu przyczyn zużycia i ilościowych praw nim rządzących można wyróżnić następujące jego odmiany:

- 1) zużycie przez adhezję, 2) zużycie przez ścieranie, 3) zużycie przez korozję, 4) przez zmęczenie materiału, 5) z powodu innych czynników [7].

1. Zużycie wskutek adhezji

Jak to szczegółowo opisał Bowden przy wyjaśnianiu mechanizmu tarcia, w niektórych punktach na stykających się ze sobą powierzchniach występują spojenia lokalne [3]. Podczas przesuwania się jednego ciała po drugim te miejscowe złącza ulegają przerwaniu, ale bardzo często nie wskutek przecięcia tylko przez wydzieranie miększego, mniej odpornego z obu materiałów, tak że ubytek występuje nie tylko na powierzchni, ale w głębi ciała.

Jeżeli przez V oznaczymy objętość zużytego materiału, przez A powierzchnię rzeczywistego styku, a L długość drogi, wówczas

$$V = k \cdot A \cdot L,$$

gdzie k oznacza współczynnik proporcjonalności zależny od twardości materiału i ciśnienia.

Pomiędzy siłą normalną W przyciskającą ciała do siebie, powierzchnią rzeczywistego styku A i twardością H , mierzoną w odpowiedniej skali, istnieje związek

$$W = A \cdot H,$$

stąd

$$V = \frac{k}{H} \cdot W \cdot L = k' \cdot W \cdot L.$$

Jeżeli podzielimy obie strony przez nominalną, widoczną powierzchnię S , wówczas:

$$h = k' \cdot p \cdot L$$

gdzie h oznacza średnią wysokość objętości zużytego materiału, a p średnie ciśnienie wywierane na podstawę, stąd

$$k' = \frac{h}{p \cdot L}$$

nazywać będziemy współczynnikiem zużycia. Będzie on użyteczny przy obliczaniu zużycia w pierwszej fazie ruchu na powierzchniach świeżo obrobionych.

Jest to ujęcie podane przez J. T. Burwella [7]. Spodziewa się on, że na tej drodze uda mu się wyznaczyć współczynniki zużycia, stałe fizyczne ważne w pracy konstruktora. W krótkim czasie po ogłoszeniu przez Burwella tych wyników badań została podana przez Linga i Saibela teoria ścieralności metali [18]. Doświadczenia przeprowadzone w laboratoriach Associated Electrical Industries w Anglii stwierdziły, że proces zużycia metali odbywa się w dwóch fazach. Najpierw tworzy się cieniutki film powierzchniowy miększego metalu na twardszym, potem następuje przyspawanie pomiędzy niejako jednakowymi powierzchniami, a w końcu dopiero zachodzi wrywanie małych cząsteczek materiału.

Stwierdzono przy tym zależność ścierania się metali od fizycznych właściwości metali, mianowicie od ich przewodnictwa cieplnego i temperatury topnienia. Na proces ścierania wywiera zasadniczy wpływ przyspawanie się nierówności powierzchni wskutek rekryształizacji i ich odrywania od siebie na skutek naprężeń ścinających. Procesy, które tutaj zachodzą, ujmowane są ilościowo w oparciu o zmiany objętościowe metali, w czym duże usługi oddaje ilościowe traktowanie zjawisk zużycia na skutek adhezji w zależności od obciążenia normalnego, prędkości i czasu działania sił tarcia.

Dla zabezpieczenia przed nadmiernym zużyciem powierzchni części maszyn świeżo obrobionych, w następstwie takich procesów obróbki maszynowej lub ręcznej, jak skrawanie, cięcie szlifowanie, ostrzenie,

piłowanie, polerowanie, nie obarcza się ich od razu pełnym obciążeniem, lecz „dociera się“ przy stopniowo wzrastających obciążeniach i obfitym smarowaniu. Gdyby nierówności powierzchni nie były wygładzane stopniowo, jak to się dzieje przy „docieraniu“, wówczas siatka krystaliczna metalu mogłaby ulec zniszczeniu do takiej głębokości, że to mogłoby poważnie zaważyć na procesach ślizgania się i na odporności przeciwko zużyciu [13].

Poślizg, zwłaszcza powtarzający się, jak to się zdarza przy polerowaniu, powoduje poważne zmiany w wyglądzie i budowie warstwy przypowierzchniowej. Klasyczne doświadczenia w tym względzie przeprowadził Beilby. Wykazał on, że powierzchnie polerowane (przy dużej nawet zdolności rozdzielczej mikroskopu optycznego) są amorficzne, podobne do warstewki lepkiej cieczy, rozlanej ponad nierównościami powierzchni nośnej i nagle zestalonej pod postacią cienkiej warstewki, z której nieraz wystają ostre końce na wysokość nawet 0,01 mm [1].

Przez rozpuszczenie kwasami polerowanej powierzchni kalcytu zmierzono grubość takiej warstwy, która dochodziła do 50 Å, nieraz nawet do 500 Å, a w niektórych przypadkach nawet od 5000 do 10000 Å.

Doskonałą metodą do poznawania warstw przypowierzchniowych okazała się dyfrakcja elektronów. Ich wiązka puszczonej ukośnie na powierzchnię nie wnika zbyt głęboko, jak to czyni np. wiązka promieni Roentgena i dlatego pozwala nam poznać warstwy leżące blisko powierzchni, podczas gdy druga uwidacznia warstwy daleko głębsze, które nie ulegają odkształceniom i niczym nie różnią się od metalu w swej masie. Niepolerowane powierzchnie metali dają przy ukośnie padającej na nie wiązce elektronów obrazy dyfrakcyjne właściwe budowie krystalicznej, natomiast przy powierzchniach wypolerowanych występują zamiast normalnych pierścieni dyfrakcyjnych pierścienie rozmyte — takie jak w przypadku powierzchni szkliva i cieczy. Podczas polerowania zanikają pierścienie związane z krystaliczną budową metali, a w ich miejsce pojawiają się dwa rozmyte pierścienie. Stosunek ich do promieni, wyznaczonych dla wielu metali i metaloidów wyraża się jak 1:1,85, jak to zachodzi dla kulistego kształtu atomów, co było stwierdzone za pomocą promieni Roentgena dla płynnej rtęci. Zatem polerowanie zmienia powierzchnię na zbiorowisko atomów upakowanych amorficznie, podobnie jak to jest w cieczy. Występują tu jednak pewne różnice. W wielu przypadkach można mianowicie wnosić z rozmiarów rozmytych pierścieni dyfrakcyjnych, że objętości tych atomów są mniejsze, tak jak gdyby polerowanie wywoływało przemieszczenia zewnętrznych elektronów. Jest to bardzo dziwne, mówi prof. Adam, że takie proste czynności jak polerowanie mogą zmniejszać różnice objętości atomowych różnych grup w układzie okresowym pierwiastków [1].

Fizyk polski St. Dobiński [12], pracując jako stypendysta u G. P. Thomsona, wykazał na podstawie obrazów uzyskiwanych wskutek dyfrakcji elektronów, że warstwa, zwana warstwą Beilby'ego, składa się w dużej części z tlenków metali. Zbadanie warstwy Beilby'ego rzuciło również światło na mechanizm polerowania, które jest procesem bardzo starym, polegającym na tarcie o siebie dwu powierzchni z drobnym proszkiem między nimi. W ten sposób powierzchnie chropowate z widocznymi na nich nierównościami zmieniają się w gładkie o nierównościach niewidocznych. Gdy te nierówności staną się mniejsze niż połowa długości fali świetlnej wtedy powierzchnia uzyskuje zwierciadlany połysk. Polerowanie było uprawiane już w dalekiej starożytności, potem Newton, Herszel, Lord Rayleigh sądzili, że polerowanie polega na ścierniu nierówności i dopiero poznanie warstwy Beilby'ego wyjaśniło rolę, jaką w procesie polerowania odgrywa ciepło wytwarzane wskutek tarcia [3]. W miejscach kontaktu pomiędzy substancją polerującą a materiałem polerowanym powstają wysokie lokalne temperatury, wobec czego materiał w miejscach styku ulega zmiękczeniu, a niejednokrotnie topnieniu. Na skutek procesu polerowania warstwa powierzchniowa tworzy warstwę płynną, która w wyniku dużego przewodnictwa cieplnego niżej położonych partii metalu, nagle krzepnie i tworzy amorficzny film grubości od 20 do 50 Å. Ten stan amorficzny nie jest trwały; film powierzchniowy może ulec rekrytalizacji. Znowu inne prace wykazały, że warstwa ta jest mikrokrystaliczna, tylko rozmiary krystalików są tak małe, że obrazy dyfrakcyjne są zbliżone do tych, jakie otrzymuje się dla ciał bezpostaciowych. W tworzeniu się tej warstwy uczestniczą jeszcze inne procesy uboczne, jak rozdrabnianie i naprężenia ścinające powodujące poślizg wzdłuż płaszczyzn łupliwości. Poszczególne fragmenty materiału mogą być przy tym odrywane i ciągnięte po powierzchni.

Doświadczenia przeprowadzone przez Bowdena wykazały, że czynnikiem głównym w polerowaniu jest temperatura topnienia, a nie np. twardość materiału, która musiałaby mieć decydujący wpływ, gdyby polerowanie było wynikiem ściernia i zużycia. Polerowanie występuje tylko wtedy, gdy materiał polerujący ma wyższą temperaturę topnienia aniżeli ciało polerowane. I tak blok kamfory (temperatura topnienia 178° C) poleruje metal Wooda (temperatura topnienia 75° C) mimo, że jest on znacznie twardszy od kamfory. Ta ostatnia nie poleruje cyny, mimo, że twardość cyny jest mała, ale za to temperatura topnienia tego metalu wynosi 232° C; podobnie nie poleruje ołowiu ani cynku, ponieważ ich temperatury topnienia wynoszą 327° C i 419° C [3].

Warstwa Beilby'ego posiada właściwości inne, niż reszta metalu. Jest znacznie twardsza i bardziej odporna na zużycie, przy czym wiele obserwacji poczynionych na silnikach spalinowych jest bardzo interesujących.

Nieużywane tuleje cylindrów samolotowych badane za pomocą dyfrakcji elektronów wykazują krystaliczną budowę z uwydatniającymi się pierścieniami żelaza. Po dotarciu pierścienie ulegają rozmyciu i wykazują tworzenie się warstwy Beilby'ego o dość znacznej grubości. Przy tarciu o cylinder wykonany z żeliwa pojawia się na powierzchni grafit, który spełnia rolę smaru i stąd wielka użyteczność żelaza lanego w elementach trących.

W praktyce, przy dużych naciskach i dużych prędkościach unika się elementów zbudowanych z tych samych materiałów a stosuje się różne metale, z których najlepszą jest kombinacja taka, przy której jeden metal jest twardy i posiada wysoką temperaturę topnienia, a drugi miękki o niskim punkcie topliwości, tak że wskutek wywołanego ciepła metal miękki topniejąc płynie, zalewa nierówności i zapobiega metalicznym połączeniom, jako że obciążenie rozkłada się na dużą powierzchnię i wobec tego lokalne ciśnienia są małe.

Jednym ze sposobów zmniejszania tarcia i zużycia stanowi pokrycie powierzchni twardego metalu cienkim filmem miękkiego. Ciężar jest podtrzymywany przez twardy metal, podczas gdy ścinanie występuje w metalu miękkim, gdzie powierzchnia rzeczywistego styku i naprężenia ścinające są małe.

Stopy łożyskowe muszą posiadać pewne właściwości mechaniczne i fizyczne, jeżeli mają funkcjonować właściwie. Nie mogą być za twarde, ponieważ muszą być zdolne odkształceń aby przyjąć postać dostosowaną do osi. Muszą prócz tego odznaczać się dobrym przewodnictwem cieplnym, aby odprowadzać ciepło, wywoływane wskutek tarcia. Większość stopów zawiera składniki o niskim punkcie topliwości, tak, że gdy nastąpi nagrzewanie wówczas łatwo topliwy metal topnieje, smaruje powierzchnię i zapobiega zespawaniu się powierzchni.

Dalej ważną kwestią w zakresie powierzchni nośnych jest wpływ ślizgania się na skład przypowierzchniowy stopów. Polerowanie, jak to doświadczalnie stwierdzono, zwiększa zawartość jednego lub drugiego składnika w warstwie przypowierzchniowej stopu i stąd wpływa na skład warstwy tlenków. W roku 1944 stwierdzono, że polerowanie stali chromowej wytwarza powierzchnię bogatą w chrom, albo nawet warstwę czystego chromu pokrytą tlenkami chromu. Podobne doświadczenia wykonywano w laboratoriach ze stopami magnezu i aluminium, mosiądzu i brązu, które podczas polerowania wzbogacały się na powierzchni w magnez, miedź i cynę. Te zmiany są ważne nie tylko ze względu na ich wpływ na twardość i topliwość warstw przypowierzchniowych, lecz i dlatego, że wpływają one na naturę warstwy tlenków.

Grafit w lanym żelazie ułatwia bardzo ślizganie się i zapobiega zużyciu. Za pomocą dyfrakcji elektronów wykazano, że nie tylko dotarte powierzchnie cylindra silnika oraz pierścienie z lanego żelaza pokryte są amor-

ficzną warstwą tlenków, lecz ujawniono ponadto niezmiernie cienką zaobserwowaną warstewkę grafitu, którego blaszki są zorientowane płaszczyznami lupliwości równoległe do powierzchni. Jest prawdopodobne, że warstwa ta działa jako smar i ochrona warstwy tlenków, gdy przzerwaniu ulegnie graniczna warstwa smaru.

2. Zużycie wskutek ścierania

Można tutaj odróżnić dwa stadia. W pierwszym materiał bardziej miękki spomiędzy dwu trących o siebie metali jest ścierany, tzn. odrywany od powierzchni przez twardszy z nich, np. narzędzie skrawające; w drugim natomiast jakaś cząsteczka starta dostaje się między ślizgające się po sobie powierzchnie i ściera, albo żłobi jedną z nich lub obie razem. Wchodzi więc tutaj w grę też ciało trzecie. Był to przypadek częsty w dawnych czasach, kiedy to technika docierania i dogładzania powierzchni nie stała na takim poziomie, jak obecnie. Dziś przy dużej nawet różnicy twardości materiałów trących, podczas np. obrotów wału stalowego w łożysku z babbitu, przy doskonałym wypolerowaniu powierzchni wału zużycie łożyska jest znikome.

Często cząsteczki, uszkadzające powierzchnie, pochodzą z zewnętrznego otoczenia. Są to ziarenka kurzu lub piasku unoszące się w zanieczyszczonej atmosferze.

W czasie drugiej wojny światowej cylindry i tłoki silników samolotowych zużywały się kilkakrotnie szybciej w Afryce aniżeli na innych frontach np. w Europie północnej [7]. Często pochodzenie z zewnętrznej atmosfery materiałów powodujących zużycie jest przyczyną zmienności, dużego rozrzutu wielkości zużycia. Przy jego badaniu należy brać pod uwagę oba ciała trące, aby zużycie można było zmniejszyć przez podwyższenie twardości. Dużą rolę odgrywa tutaj również granica sprężystości. Ponadto, gdy łożysko jest z miękkiego materiału np. z babbitu, wówczas cząsteczki starte z osi stalowych zagłębiają się w miękkim materiale łożyska i nie uszkadzają wówczas ani jednego ani drugiego.

Wpływ na zużycie ma również kształt i ostrość kątów cząsteczek ścierających. Cząsteczki ostrokątne powodują większe zużycie niż cząsteczki kuliste. Znaczny wpływ posiada również sprężystość materiałów. Ze wzrostem granicy odkształceń sprężystych zużycie maleje, ponieważ materiał odkształcany na skutek działania ścierającej cząsteczki wraca po przesunięciu się jej do pierwotnej postaci. Tak właśnie zachowuje się guma. Biorąc pod uwagę, że granica odkształceń sprężystych jest wprost proporcjonalna do twardości, a odwrotnie do modułu Younga, możemy uzyskać wskazówki, jakie kroki należy przedsięwziąć dla uzyskania materiałów bardziej odpornych na zużycie.

3. Zużycie wskutek korozji

Ten rodzaj zużycia powstaje wtedy, kiedy proces korozji wywołuje na jednej lub obu powierzchniach trących produkty reakcji chemicznych, które są z nich usuwane przez tarcie. W temperaturze pokojowej i atmosferze powietrza zawierającego wilgoć lub pary pochodzące od smarów lub zanieczyszczeń, zużycie korozyjne jest w pierwszym rzędzie duże dla metali. W tych warunkach tworzą się tlenki i wodorotlenki metali, które są związane luźno z samym metalem i dlatego też nawet łagodne pocieranie wystarcza już do ich usunięcia.

Na podstawie powyższej definicji korozyjne zużycie jest wynikiem zarówno korozji, jak i tarcia. Stanowią one zasadnicze elementy tego procesu, ale poszczególne operacje mogą być złożone. W suchym powietrzu w temperaturze pokojowej wynikiem korozji metali są tlenki, w wilgotnej atmosferze wodorotlenki. W terenie nadmorskim mogą to być chlorki.

Metale mogą znajdować się nie tylko w otoczeniu gazowym lecz również i ciekłym. Tlen rozpuszczony w wodzie wpływa na tworzenie się odpowiedniego filmu tlenków. Warstwa tlenków tworzy się szybko na powierzchni metalu nawet w niskich temperaturach.

Korozja zalicza się do najpoważniejszych czynników powodujących zużycie. Jest ważną przyczyną zużycia w cylindrach silników spalinywych, które zresztą jest zależne od wielu czynników. Burwell [7] podaje taki przykład: Użytkownik posiada auto parkujące na dworze. Przypuśćmy, że jest chłodno i temperatura zbliża się do 0° C. Udając się do pracy użytkownik zapuszcza motor, ten rozgrzewa się, auto dojeżdża do miejsca pracy, motor zostaje zatrzymany i oziębia się. Taka procedura odbywa się wprawdzie dwa razy dziennie, ale czas pracy silnika jest stosunkowo krótki.

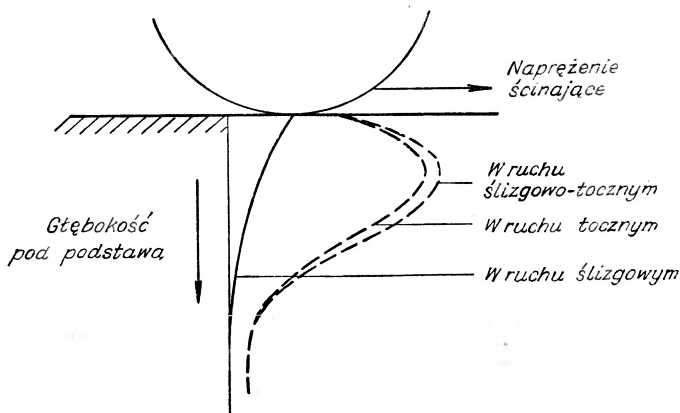
Tymczasem mamy do dyspozycji taki sam drugi silnik, który pracuje nieprzerwanie dłuższy czas. Doświadczenie pokazuje, że przy tej samej liczbie godzin pracy obu silników w pierwszym przypadku zużycie jest znacznie większe, aniżeli w drugim przy nieprzerwanym ruchu silnika.

4. Zużycie wskutek zmęczenia metalu

Omówione poprzednio rodzaje zużycia są związane z ruchem ślizgowym. Istnieje jednak czwarty rodzaj zużycia, właściwy w głównej mierze tarcia tocznemu. Po dużej stosunkowo ilości obrotów następuje zmęczenie powierzchni tocznych. Uwidacznia się ono wgłębieniami i łuszczeniami powierzchni i odbywa się niespodziewanie bez żadnego ostrzeżenia. W takim wypadku usunięte cząsteczki i wywołane wgłębienia są

względnie duże, o wiele większe niż te, które powstają przy uprzednich trzech formach zużycia. Użyteczny czas życia mechanizmów tocznych kończy się krótko po tym, jak tylko wystąpi ten rodzaj zużycia.

Analiza odkształceń sprężystych podstawy, po której toczy się walec, przeprowadzona przez Hertza pokazuje, że maksimum naprężeń ścinających zachodzi w małej odległości pod powierzchnią. Na rys. 4 przedstawiony jest rozkład naprężeń ścinających na różnych głębokościach, poniżej punktu styku dwóch twardych powierzchni, podczas ślizgania, toczenia oraz jednego i drugiego jednocześnie [7].



Rys. 4

Gdy nastąpi pęknięcie, to przebiega ono w tej okolicy i rozszerza się równolegle do powierzchni, aż oderwie się od niej metal pewnych rozmiarów. Gdzie to nastąpi, nie jesteśmy w możności przewidzieć. Tylko na podstawie wielkiej liczby przypadków można statystycznie określić pewne zależności między użytecznym czasem życia i wielkościami operatywnymi. Badania prowadzone nad łożyskami kulkowymi i rolkowymi wykazały, że czas życia T wyrażający się ilością obrotów zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do sześciastu obciążenia W

$$W^3 \cdot T = C^3.$$

Stała proporcjonalności, albo trzeci pierwiastek z niej, są określone jako właściwa dynamiczna pojemność czy obciążenie, przy którym 90% wszystkich łożysk tego typu może wykonać milion obrotów.

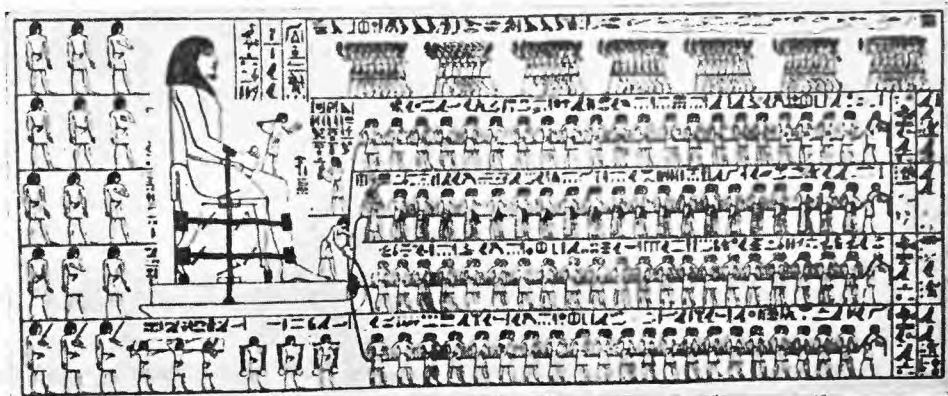
III

Praktyk jest zainteresowany przede wszystkim sposobami, jakimi można zmniejszyć tarcie i zużycie. Służą do tego smary. Przysłowia wielu narodów mówią: kto smaruje, ten jedzie. We wczesnych okresach ludzkiej

kultury, w starożytnym Egipcie i Assyrii używano do transportu wielkich obelisków sań, których płozы smarowano olejem.

Obrazy odkryte na ścianie groty w El Bersch w Egipcie z r. 1880 przed n. Chr. przedstawiają przewożenie wielkiego kolosa przy użyciu siły 172 ludzi (rys. 5). Jeden człowiek stoi przed saniami i leje płyn na ich drogę [8]. Dr C. St. C. Davison, pracownik Muzeum Nauki w Londynie, uwzględniając ciężar kolosa $N = 60$ ton, siłę jednego niewolnika $F = 54$ kG, wylicza, że taki transport na płozach z twardego drewna i po równie twardej trasie był możliwy tylko przy ich smarowaniu olejem i zmniejszeniu w ten sposób współczynnika tarcia μ do 0,16.

$$\text{Liczba niewolników} = \frac{\mu \cdot N}{F} = 177.$$



Ryc. 5

Jest to wielkość bliska tej liczbie ludzi, jaka jest pokazana na obrazie, wrytym w ścianie groty. Gdyby podstawa nie była smarowana, wówczas liczba ta musiałaby być trzy razy większa.

Arystoteles, Pliniusz Starszy, Vitruwiusz pozostawili rysunki, wskazujące na posiadanie przez starożytnych wiedzy o tarcu, smarach, o ich lepkości oraz o właściwościach łożysk, krytych blachą, odpornych na zużycie.

Znamy dwa główne rodzaje smarowania: płynne, czyli hydrodynamiczne, występujące wtedy, kiedy warstwa smaru jest gruba; oraz smarowanie półpłynne, czyli graniczne, kiedy warstwa smaru jest cienka, grubości średnicy jednej lub kilku molekuł. Przy pierwszym współczynnik tarcia jest mniejszy niż 0,1, przy drugim współczynnik tarcia metali tak smarowanych zawiera się w granicach 0,5 do 0,16, ich zużycie jest również bardzo małe.

Teorię smarowania płynnego podali w r. 1883 inżynier rosyjski N. P. Pietrow, w r. 1886 inżynier angielski O. Reynolds, w r. 1904 i 1921 wybitny fizyk-teoretyk niemiecki. A. Sommerfeld.

Podczas wymienionej tutaj już kilkakrotnie międzynarodowej konferencji na temat smarowania i zużycia w 1957 r. prof. D. G. Christopherson z Imperial College of Science and Technology Uniwersytetu Londyńskiego w referacie przeglądowym zgłoszonych 104 oryginalnych prac z tej dziedziny oświadczył, że mogłoby się zdawać, jakoby po 70 latach naukowego zainteresowania się smarowaniem hydrodynamicznym przedmiot powinien być wyczerpany, gdy tymczasem prace zgłoszone na zjazd świadczą, że tak nie jest. Powstały nowe problemy jako wynik stosowania coraz większych obciążeń i prędkości w łożyskach. Ze znacznym wzrostem liczby obrotów inaczej kształtują się zjawiska rozprzeczania ciepła i rozkładu temperatur, turbulენტnego krążenia smaru, powstawania drgań w łożyskach itd. Klasyczne teorie smarowania hydrodynamicznego nie zawsze znajdują potwierdzenie, jak to np. wykazano przy badaniu uszkodzeń w warstwie hydrodynamicznej w obszarach niskich ciśnień. Zachowanie się smaru może być skomplikowane do pewnej granicy wskutek zwilżania powierzchni przez smar. Tarcie w łożyskach, działających przy pełnym hydrodynamicznym smarowaniu, może być zredukowane o 20% przez powleczenie powierzchni warstwą olejofobną, tzn. zapobiegającą zwilżaniu. Duże zalety posiada użycie powietrza jako smaru przy wysokich prędkościach obrotowych.

Przy zwiększonych ciśnieniach smar zostaje wyciśnięty i wówczas utrzymuje się jego warstewka grubości rzędu kilku lub kilkadziesiąt Å. Przebijają się przez nią nierówności powierzchni i tworzą lokalne spójnienia metalu z metalem. Takie smarowanie nazywa się *granicznym* (po rosyjsku — *granicznaja smazka* — po angielsku — *boundary lubrication* — po niemiecku — *Grenzschmierung* — po francusku — *lubrification onctueuse*).

Wpływ na takie smarowanie posiada zarówno skład chemiczny smaru, jak i właściwości warstwy przypowierzchniowej podłoża. O tej warstwie posiadamy dotychczas dane natury raczej jakościowej. Ujęcie ilościowe napotyka na trudności, pochodzące stąd, że warstwa graniczna smaru nie jest ani cieczą Newtonowską, ani ciałem stałym. Jest ona raczej ciałem plastycznym, którego lepkość i zmęczenie są dość skomplikowanymi funkcjami czasu, ciśnienia, temperatury itp. W warstwie tej zachodzą nieustannie chemiczne zmiany, w których bierze udział również powierzchnia podłoża.

W ostatnich latach szczególną uwagę zwróciły na siebie smary niskotarciowe. Należą do nich grafit, dwusiarczki molibdenu i policzwórfluoroetylen. Wielka oszczędność mocy w nowoczesnych silnikach, ich odporność na zużycie, są wynikiem stosowania tych właśnie smarów.

Własności tarciove grafitu są powszechnie znane. Zawdzięcza on je swojej krystalograficznej budowie warstwowej. Siły działające pomiędzy atomami w sąsiednich warstwach są bardzo słabe, wskutek czego dają się łatwo oddzielić od grafitu blaszki równoległe do tych warstw, które doskonale ślizgają się po sobie, przy bardzo małym tarciu i zużyciu. Wiele jednak badań jest w toku, zwłaszcza nad zależnościami właściwości tarciowych grafitu od podwyższonej temperatury 400°C — 600°C , nad oddziaływaniem chemicznym z otaczającą atmosferą i smarowanym podłożem.

Naszą uwagę poświęcimy obecnie pozostałym smarom niskotarciowym.

W znanym tygodniku angielskim, poświęconym sprawom technicznym *Engineering* ukazał się w listopadzie 1957 roku krótki artykuł pt. „Tarcie pod kontrolą”. Jedna z firm angielskich podaje w nim do wiadomości, że rozporządza rewelacyjnym wynalazkiem takiego preparowania powierzchni, przy którym tarcie i zużycie zostaje zredukowane do minimum. Np. w łożyskach z brązu-ołowiu przy stalowych osiach maszyny pobierały moc ok. 990 W przy 3000 obr/min i obciążeniu 1,5 T. Po odpowiednim przygotowaniu powierzchni, według recepty znanej temu przedsiębiorstwu, zużycie mocy maszyny w tych samych warunkach spadło do 28 W. W narzędziach z wysokogatunkowej stali przedłużono odporność na zużycie 30-krotnie, wiertła pracowały 12 miesięcy bez ostrzenia i szlifowania, szablony do wytłaczania, zużywające się po wykonaniu 900 oczek, zwiększały swoją sprawność do 470 000.

W dwa tygodnie później ukazała się w tym samym czasopiśmie notatka pod tym samym tytułem, którą można uważać niejako za odpowiedź, czy polemikę z pierwszą. Powiedziano w niej, że trudno taki wynalazek uważać za rewelacyjny, ponieważ każdy, kto miał do czynienia z dwusiarczkiem molibdenu, musi być tego zdania, że przy tak wydatnym zmniejszeniu tarcia i zużycia nie mamy do czynienia z niczym innym, jak tylko z traktowaniem powierzchni przez MoS_2 .

Dwusiareczek molibdenu został wprowadzony do praktyki w 1950 r. W ciągu kilku lat zdobył sobie opinię rewelacyjnego smaru nisko-tarciowego, który oddaje wielkie usługi przy pracy urządzeń mechanicznych pod znacznymi ciśnieniami i w wysokich temperaturach. Związek ten jest szeroko rozpowszechniony w przyrodzie jako minerał molibdenit. Własności smarowe zawdzięcza swej budowie krystalograficznej. Atomy molibdenu i towarzyszące im atomy siarki tworzą blaszki, które przy stosunkowo małej sile działającej równoległe do płaszczyzn łupliwości łatwo przesuwiają się względem siebie, natomiast wykazują wytrzymałość na działanie sił normalnych. Dzięki tym właściwościom MoS_2 o wysokim stopniu czystości może być stosowany jako smar w urządzeniach, w których panują wysokie ciśnienia, w silnie obciążonych łożyskach itp.

Szerokie możliwości zastosowania gwarantuje ponadto odporność na działanie wysokiej temperatury, mała aktywność chemiczna, a zwłaszcza zdolność wytwarzania na powierzchni metalu trwałej powłoki o niskim współczynniku tarcia.

Jednym z najprostszych i najdawniej stosowanych sposobów jest napyłanie powierzchni sproszkowanym MoS_2 lub mechaniczne czy ręczne nacieranie nim dokładnie oczyszczonej i odtuszczonej powierzchni. W pierwszej fazie ruchu mechanizmu kryształy ulegają uporządkowaniu; na powierzchni metalu tworzy się jednolita warstwa, przypominająca grafit wytwarzany w obecności smarów grafitowych.

Do powlekania powierzchni stosuje się z dobrym skutkiem także zawiesiny dwusiarczku molibdenu w wodzie lub łatwo lotnych cieczach organicznych. Korzystne jest także nakładanie MoS_2 nie bezpośrednio na metal, lecz na wytworzone na drodze chemicznej warstwy tlenków, fosforanów, chlorków lub siareczków. Powłoki te wykazują znaczną trwałość i odporność na działanie czynników mechanicznych, jednak wykonanie ich jest dosyć kłopotliwe i kosztowne. Obecnie najczęściej stosuje się MoS_2 w postaci zawiesiny w olejach smarowych i jako składnik smarów stałych. Asortyment produkowanych za granicą smarów tego typu jest już obecnie bardzo bogaty. W przeciwieństwie do grafitu MoS_2 nie wymaga on obecności filmu adsorpcyjnego w postaci gazu lub par cieczy i może być stosowany w pracach przy wysokiej próżni. Jego wytrzymałość na ciśnienie wynosi 7000 kg/cm^2 , a ze wzrastającym obciążeniem zmniejsza się jego współczynnik tarcia.

Dwusiarek molibdenu stosuje się z powodzeniem w przemyśle maszynowym do smarowania wszelkich, sporządzonych z metali jak i z tworzyw sztucznych, łożysk tocznych i ślizgowych, przekładni, dyferencjałów oraz przy produkcji kół zębatach. Używany jest także jako dodatek do chłodziw przy obróbce skrawaniem. Specjalne gatunki oleju z domieszką MoS_2 używane są w silnikach samochodowych.

Zastosowanie smarów molibdenowych poleca się w następujących warunkach:

1) gdy części mechanizmu muszą funkcjonować przez dłuższy czas bez ponownego smarowania;

2) w temperaturach bardzo niskich lub bardzo wysokich;

3) przy wysokich ciśnieniach;

4) pod zmniejszonym ciśnieniem, gdy oleje i tłuszcze są zbyt lotne;

5) w obecności czynników wywołujących korozję;

6) w mechanizmach zegarowych, które muszą pracować w szerokim zakresie temperatur.

Podczas drugiej wojny światowej został wprowadzony jako doskonały smar plastik polichlorofluoroetylen (P. T. F. E.) znany pod nazwą prze-

mysłową jako teflon, o składzie chemicznym $(-\text{CF}_2-\text{CF}_2-)_n$, który jest polimerem o masie cząsteczkowej ok. pół miliona, a odznacza się bardzo małym współczynnikiem tarcia i wielką odpornością na zużycie. Z powodu małej wytrzymałości mechanicznej i złego przewodnictwa cieplnego nie nadaje się on do wyrobu łożysk, ale można nim impregnować substancje o dużej wytrzymałości i dobrym przewodnictwie np. fosforo-brąz, albo też robić z niego cieniutką powłokę na podłożu z metalu. Najlepsze właściwości wykazuje pod tym względem 6% zawiesina w wodzie polichloro-fluoroetyleny, którą szczotkuje się odczyszczoną i odtłuszczoną powierzchnię metalu, a następnie ogrzewa się ją w powietrzu do temperatury 350°C . Tworzy się wówczas cieniutki film teflonu, odznaczający się dużą wytrzymałością na ciśnienie, a bardzo małą na ścinanie. Skąd mały współczynnik tarcia rzędu ok. 0,05. Impregnowany polichloro-fluoroetylenem, np. grafit w szczotkach silników elektrycznych oddaje duże usługi w wielu przypadkach, w których zwyczajny grafit nie może być stosowany [6].

Ci wszyscy, którzy zajmują się interesującymi nas problemami, znajdują się dzisiaj w dogodnej sytuacji, ponieważ od dwóch lat mamy specjalne międzynarodowe czasopismo „WEAR“, poświęcone zagadnieniom tarcia, zużycia i smarowania oraz kontroli ich w przemyśle *. W publikowanych w nim pracach zagadnienia technologiczne zyskują coraz lepszą podstawę fizyczną, matematyczną i chemiczną.

Zakończenie

Pozostaje mi tylko przeprosić za wybór takiego tematu na odczyt w Towarzystwie Fizycznym. W czasach, w których ogół fizyków na całym świecie zajmuje się zagadnieniami jądrowymi, podjęcie takiej tematyki wymaga, rzecz można, pewnej odwagi. Ale cel nadrzędny, jaki przyświeca fizykom jądrowym, jak i tym, którzy zajmują się tarciem, jest ten sam. Jest nim to, co jest dla człowieka najcenniejsze, za co oddałby wszystkie skarby świata, co jest zawsze świeże i wiecznie młode, a mianowicie energia. Jądrowcy pracują nad zdobyciem nowych źródeł energii i nad wytwarzaniem na skutek reakcji jądrowych również nowych substancji, natomiast ci, którzy zajmują się tarciem, pracują nad oszczędzaniem zarówno energii jak i materii. Przeszło 40% energii użytkowanej na świecie rozprasza się wskutek tarcia, w wyższym jeszcze stopniu ulegają bezużytecznie zużyciu cenne materiały, jak np. w silnikach samo-

* Wydawca: Elsevier Publishing Co. Spuistraat 110—112 Amsterdam C., Holandia.
Redaktor: Dr G. Salomon P. O. Box 71, Delft, Holandia.

chodowych antymon, cyna, miedź, molibden, tungsten, wanad itd. Gdyby udało się te straty zmniejszyć chociaż o 10%, wówczas ogromne zapasy energii i cennych surowców stanęłyby do naszej dyspozycji i stałoby się to za pomocą środków, co do których nie można by żywić najmniejszej obawy, że będą kiedyś kosztowały chociaż jedną łzę ludzką. Dlatego dzisiejsze zamówienie społeczne w tej dziedzinie: fizycy muszą nam wyjaśnić, co to jest tarcie?

Literatura

- [1] N. K. Adam, *The Physics and Chemistry of Surfaces*, Oxford University Press 1949.
- [2] A. Bailey, and J. S. Courtney-Pratt, *Proc. Roy. Soc. A* **227**, 500 (1955).
- [3] F. P. Bowden and D. Tabor, *The Friction and Lubrication of Solids*, Oxford University Press 1954,
- [4] F. P. Bowden and L. Leben, *Proc. Roy. Soc. A* **169**, 371 (1939).
- [5] F. P. Bowden, *Wear*, **1**, 333 (1958).
- [6] G. W. Bunn and E. R. Howells, *Nature* **4249**, 549 (1954).
- [7] J. T. Burwell, *Wear*, **1**, 119 (1957).
- [8] C. St. C. Davison, *Wear*, **1**, 155 (1957).
- [9] W. B. Dieriagin, *Co to jest tarcie?*, PWN, Warszawa 1956 (tłum.).
- [10] B. W. Deryagin, V. E. Push and Tolstoi. *Theory of Stick-Slip Sliding of Solids*, loc. cit. 17, Paper 13.
- [11] *Discussion on Friction*, *Proc. Roy. Soc. A* **212**, 439 (1952).
- [12] St. Dobiński, *Phil. Mag.* **23**, 397 (1937).
- [13] G. J. Finch, *Proc. Phys. Soc. B* **63**, 465 (1950).
- [14] R. Holm, *Electric Contacts Handbook*, Springer Berlin (Göttingen) Heidelberg 1958.
- [15] J. V. Kraghelsky, loc. cit. 17, Paper 75.
- [16] J. V. Kraghelsky and V. P. Sabelnikov, loc. cit. 17, Paper 7.
- [17] *Proc. of the Conf. on Lubrication and Wear*, London 1st-3rd October 1957 — Published by the Institution of Mechanical Engineers, London 1958.
- [18] F. F. Ling and E. Saibel, *Wear*, **1**, 80 (1957).
- [19] E. Rabinowicz, loc. cit. 17, Paper. 36.
- [20] B. G. Rightmire, loc. cit. 17, Paper 51.
- [21] V. Shchedrov, loc. cit. 17, Paper 76.
- [22] D. Tabor, *Proc. Roy. Soc. A* **251**, 378 (1959).

Miron Gaj

Katedra Fizyki Politechniki Wrocławskiej
Wrocław

Zdolność rozdzielcza układów optycznych

Jednym z najlepszych kryteriów oceny jakości układu optycznego jest jego zdolność rozdzielcza. Im drobniejsze szczegóły będą odwzorowywane przez dany układ optyczny, tym więcej informacji o przedmiocie może on przekazać, a to jest zasadniczym celem układu optycznego. W ostatnich latach daje się zauważyć szybki rozwój gałęzi optyki ściśle powiązanej z teorią informacji, pozwalający na lepszą ocenę jakości układu optycznego i jego przydatności do danych zagadnień. Teoria ta ujmuje w jedną całość zdolność rozdzielczą układu z kontrastem, z jakim są odwzorowywane poszczególne elementy przedmiotu. Zdolność rozdzielcza układu jest wynikiem falowej natury światła i można ją wyliczyć tylko na gruncie teorii dyfrakcji. Przy jej obliczaniu zakłada się, że układ jest idealnie skorygowany, jest to więc maksymalna zdolność rozdzielcza. Dla większości układów wystarczy obliczyć zdolność rozdzielczą wychodząc z całki Kirchhoffa w przybliżeniu Fraunhofera. Przy obliczaniu zdolności rozdzielczej przyjmuje się [1], że dwa szczegóły są jeszcze rozdzielane, jeżeli maksima dyfrakcyjne pochodzące od jednego i drugiego znajdują się w odległości nie mniejszej niż odległość od zerowego maksimum do pierwszego minimum. Przy obliczaniu zdolności rozdzielczej należy również uwzględniać stosunki koherencyjno-fazowe między poszczególnymi elementami przedmiotu. W zależności od oświetlenia przedmiotu zdolność rozdzielcza układu będzie różna, co szczególnie występuje przy odwzorowaniu mikroskopowym, przy omawianiu którego zagadnienie to zostało naświetlone dokładniej.

Opisano zdolność rozdzielczą trzech zasadniczych grup: 1) obiektywy teleskopowe i fotograficzne, 2) układy spektralne, 3) obiektywy mikroskopowe. Dla pierwszych dwóch grup założono, że światło pochodzące od różnych punktów jest całkowicie niespójne, co w przybliżeniu jest spełnione dla przedmiotów samoświejących [2].

1. Obiektywy teleskopowe i fotograficzne

W układach tych można przyjąć, że przedmiot położony jest w nieskończoności (są korygowane dla tego położenia przedmiotu) i zdolność rozdzielczą dwu niespójnych punktów można obliczyć wprost z dyfrakcji Fraunhofera. Amplituda obrazowa będzie następująca [3]

$$u_p = C \iint_{\Omega} e^{ik \left[\eta \left(\frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right) + \zeta \left(\frac{z}{R} + \frac{z_0}{R_0} \right) \right]} d\eta d\zeta \quad (1)$$

gdzie:

- k — liczba falowa,
- Ω — powierzchnia rozciągnięta na źrenicy wejściowej,
- η, ζ — współrzędne punktu na powierzchni Ω ,
- y_0, z_0 — współrzędne źródła,
- y, z — współrzędne punktu obserwacji.

Dla przesłony kołowej biorąc powierzchnię Ω płaską otrzymuje się

$$u_p = C\pi a^2 \cdot \frac{2J_1(\sigma \cdot a)}{\sigma \cdot a}$$

gdzie

$$\sigma = k \sqrt{\left(\frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right)^2 + \left(\frac{z}{R} + \frac{z_0}{R_0} \right)^2} \quad (2)$$

a — promień źrenicy wejściowej,

J_1 — funkcja Bessla pierwszego rzędu.

Dla niedużych apertur można przyjąć, że natężenie jest proporcjonalne do kwadratu funkcji u , będącej składową wektora Hertza. Założenie ścisłej proporcjonalności natężenia do średniej elektromagnetycznej gęstości energii $u \cdot u^*$ jest spełnione tylko dla fal płaskich oraz w przybliżeniu, jeżeli apertura jest nieduża. Chcąc otrzymać dokładniejszą wartość, należy stosować wektorową całkę ugięcia [4]. Zagadnienie to może być także rozwiązane skalarnie [5], przy czym intensywność należy obliczać w sposób następujący:

$$I = \frac{1}{2} \left(uu^* + \frac{1}{k^2} \text{grad } u \text{ grad } u^* \right). \quad (3)$$

Zakładając, że apertura jest nieduża, otrzymuje się

$$I_p \approx u_p^2$$

$$I_p = C \cdot \pi^2 \cdot a^4 \left(\frac{2J_1(\sigma \cdot a)}{\sigma a} \right)^2. \quad (4)$$

Z rozkładu natężenia (rys. 1) otrzymuje się, że maksimum zerowe jest dla $\sigma = 0$, natomiast pierwsze minimum dla $\sigma \cdot a = 3,8317$. Stosując

kryterium Rayleigha otrzymuje się, że dwa punkty będą jeszcze rozdzielane przez układ optyczny, o ile ich odległość kątowna jest nie mniejsza od

$$\operatorname{tg} \alpha_0 \approx \sin \alpha_0 = 0,61 \frac{\lambda}{a}, \quad (5)$$

przy czym kąt α_0 liczy się od środka źrenicy wejściowej. Zależność (5) jest zarazem powszechnie przyjętym kryterium zdolności rozdzielczej obiektów fotograficznych i lunetowych. Przy obliczaniu należy pamiętać, że zależność (5) podaje odległość kątowną jeszcze rozdzielaną.

Dla przesłon innej formy zdolność rozdzielcza będzie inna. Dla przesłon niesymetrycznych względem osi optycznej zdolność rozdzielcza jest funkcją kąta, jaki tworzy płaszczyzna przechodząca przez punkt odwzorowywany i oś optyczną z obrazowym kierunkiem przesłony. Tym kierunkiem na przykład dla przesłony prostokątnej czy eliptycznej będzie jedna z jej osi. Zmianę obrazu dyfrakcyjnego przy zastąpieniu przesłony kołowej przesłoną eliptyczną można wyliczyć podstawiając w całce

(1) $\eta = \mu\eta'$, $\zeta = \zeta'$ i całkując po tym samym obszarze co poprzednio, ale w zmiennych η' , ζ' . Po obliczeniu całki otrzymuje się:

$$u_p = \mu u(\mu a, b).$$

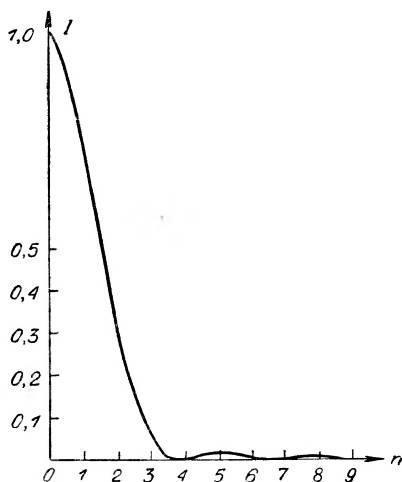
Jeżeli więc przesłona kołowa jest w pewnym kierunku wydłużona (elipsa) w stosunku μ , to plamka dyfrakcyjna zostanie w tym kierunku zmniejszona μ razy. Widać stąd, że przesłona eliptyczna o tym samym polu co kołowa ma od niej większą zdolność rozdzielczą w kierunku dużej osi elipsy.

Dla przesłony szczelinowej zdolność rozdzielcza zależy również od kierunku i w kierunku osi wynosi [6]:

$$\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{2A} \quad \sin \alpha_2 = \frac{\lambda}{2B} \quad (6)$$

gdzie

α_1, α_2 — kąty pomiędzy promieniami wychodzącymi z źrenicy wejściowej i przechodzącymi przez dwa punkty jeszcze rozdzielane,
 A, B — połówki długości boków szczeliny.



Rys. 1. Rozkład natężenia w płaszczyźnie obrazowej

Z pozostałych przesłon duże znaczenie ma tylko przesłona pierścieniowa, gdyż występuje u wszystkich obiektywów zwierciadlanych. Zdolność rozdzielcza dla tej przesłony nie zależy od kierunku, a więc zachowuje się analogicznie, jak dla przesłony kołowej. Oblicza się ją z następującej całki:

$$u_p = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_0^{2\pi} e^{ik \left[n \left(\frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \right) + z \left(\frac{z}{R} + \frac{z_0}{R_0} \right) \right]} d\eta d\zeta \quad (7)$$

gdzie

φ_1 — wewnętrzny promień pierścienia,

φ_2 — zewnętrzny promień pierścienia.

Po wyliczeniu otrzymuje się [7]:

$$u_p = \frac{\varrho_2}{r} J_1(\varrho_2 k \cdot r) - \frac{\varrho_1}{r} J_1(\varrho_1 k \cdot r) \quad (8)$$

gdzie

$$r \cos \varphi = \frac{y}{R} + \frac{y_0}{R_0} \quad r \sin \varphi = \frac{z}{R} + \frac{z_0}{R_0}.$$

Wyliczona stąd wartość natężenia wynosi

$$I_p = \frac{\pi^2}{\lambda^2} \left(\varrho_2^2 \frac{2J_1(\varrho_2 kr)}{\varrho_2 kr} - \varrho_1^2 \frac{2J_1(\varrho_1 kr)}{\varrho_1 kr} \right)^2 \quad (9)$$

gdzie

$$n = \frac{1}{2}.$$

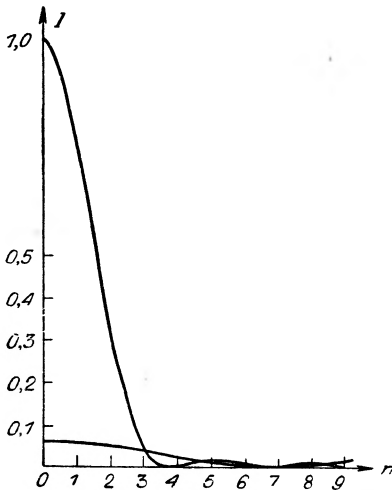
Dla n mniejszych od 0,8 (mniejsze n nie mają znaczenia praktycznego, gdyż powodują znaczne zmniejszenie kontrastu obrazu) maksimum przypada również w zerze jak i dla przesłony kołowej. Do obliczenia zdolności rozdzielczej wg Rayleigha wystarczy więc obliczyć tylko położenie minimum

$$\varrho_2^2 \frac{2J_1(\varrho_2 kr)}{\varrho_2 kr} - \varrho_1^2 \frac{2J_1(\varrho_1 kr)}{\varrho_1 kr} = 0$$

stąd

$$\left(\frac{2J_1(\varrho_2 kr)}{\varrho_2 kr} \right)^2 = n^4 \left(\frac{2J_1(n\varrho_2 kr)}{n\varrho_2 kr} \right)^2. \quad (10)$$

Zagadnienie to najłatwiej rozwiązać wykreślnie. Na rys. 2, przedstawione są właśnie dwie krzywe analogiczne jak na rysunku poprzednim, z tym że druga krzywa ma oś odciętych wydłużoną n razy, a oś rzędnych skróconą n^4 razy. Jeżeli przesłona pierścieniowa nie leży



Rys. 2. Rozkład natężenia w płaszczyźnie obrazowej dla przesłony pierścieniowej

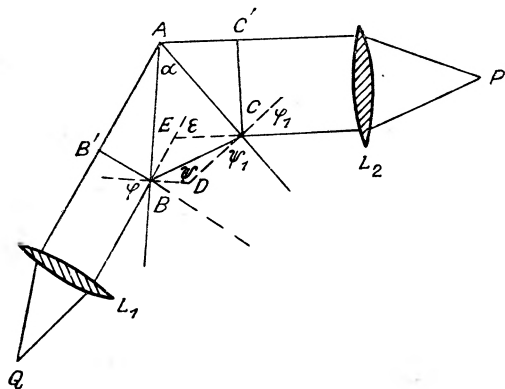
w jednej płaszczyźnie, to wystarczy jedną z płaszczyzn zbliżyć do drugiej zmieniając odpowiednio promień o wartość

$$\Delta R = \frac{A}{f'} \Delta x, \quad (11)$$

gdzie A — promień przesłony, f' — ogniskowa, Δx — wielkość przesunięcia, gdyż jak można wykazać [7] przy przesuwaniu przesłony i równoczesnej zmianie jej promienia o wartość ΔR nie zmienia się zdolność rozdzielcza układu. Z rysunku 2 widać, że zdolność rozdzielcza obiektywów z przesłoną pierścieniową jest większa niż dla obiektywów o przesłonie kołowej przy promieniu równym zewnętrznemu promieniowi pierścienia. Przy porównywaniu powierzchni stosunki te są jeszcze korzystniejsze.

2. Układy spektralne

Zasadniczą częścią aparatów spektralnych jest siatka dyfrakcyjna, pryzmat lub interferometr. Układ optyczny jest tak policzony, aby nie ograniczał zdolności rozdzielczej układu uwarunkowanej zdolnością roz-



Rys. 3. Załamanie równoległej wiązki promieni na pryzmacie

dzielczą, pryzmatu siatki dyfrakcyjnej czy interferometru. Aby więc ocenić zdolność rozdzielczą aparatów spektralnych, wystarczy obliczyć zdolność rozdzielczą siatki dyfrakcyjnej (pryzmatu, interferometru).

Zdolność rozdzielcza pryzmatu dla danego szkła zależy tylko od jego podstawy. Aby to wykazać założmy, że na pryzmat o kącie łamiącym pada równoległa wiązka promieni (rys. 3). Oznaczmy:

$$BB' = \sigma \quad CC' = \sigma' \quad BC = l.$$

Pozostałe oznaczenia podane są na rysunku 3. Dalszym założeniem będzie, że układy optyczne nie posiadają aberracji chromatycznej. Miarą dyspersji pryzmatu będzie zmiana kąta odchylenia ze zmianą długości fali świetlnej λ . Można zapisać

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{d\varepsilon}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (12)$$

W ten sposób można rozdzielić dyspersję pryzmatu na dyspersję materiału ($dn/d\lambda$) oraz dyspersję związaną z geometrią pryzmatu ($d\varepsilon/dn$). Dla pryzmatu słuszne są następujące zależności

$$\begin{aligned} \varphi + \varphi_1 &= \varepsilon + \alpha & \sin \varphi &= n \cdot \sin \psi \\ \psi + \psi_1 &= \alpha & \sin \varphi_1 &= n \cdot \sin \psi_1. \end{aligned} \quad (13)$$

Ponieważ φ jest stałe, otrzymuje się

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dn} &= \frac{d\varphi_1}{dn} & \frac{d\psi}{dn} &= -\frac{d\psi_1}{dn} \\ \sin \psi + n \cos \psi \frac{d\psi}{dn} &= 0 & & \\ \cos \varphi_1 \frac{d\varphi_1}{dn} &= \sin \psi_1 + n \cos \psi_1 \frac{d\psi_1}{dn}. \end{aligned} \quad (14)$$

Z równań tych łatwo wyliczyć $d\varepsilon/dn$:

$$\frac{d\varepsilon}{dn} = \frac{\sin(\psi + \psi_1)}{\cos \varphi_1 \cos \psi} = \frac{\sin \alpha}{\cos \varphi_1 \cos \psi}. \quad (15)$$

Równania te można przekształcić korzystając z zależności przedstawionych na rysunku (rys. 3).

$$AC = \frac{l \cos \psi}{\sin \alpha} = \frac{\sigma'}{\cos \varphi_1}$$

stąd

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \varphi_1 \cos \psi} = \frac{1}{\sigma'}.$$

Dyspersja pryzmatu wyrazi się więc prosto:

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{1}{\sigma'} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (16)$$

Jeżeli pryzmat pracuje dla kąta φ dającego minimum odchylenia to $\sigma = \sigma'$. Zakładając, że cały pryzmat jest wykorzystany ($l =$ podstawie pryzmatu) otrzymuje się następującą zmianę kąta ε ze zmianą długości fali λ :

$$\delta\varepsilon = \frac{b}{\sigma} \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda. \quad (17)$$

Źródło światła (szczelina spektrometru) przepuszcza równoległą wiązkę światła uginającą się na prostokącie o szerokości σ . Położenie pierwszego minimum określone jest przez

$$\delta a = \frac{\lambda}{\sigma}$$

gdzie δa oznacza odległość kątową od obrazu geometrycznego. Zmianę delta λ można jeszcze wykryć jeżeli

$$\delta \varepsilon = \delta a$$

stąd

$$\begin{aligned} \frac{\lambda}{\sigma} &= \frac{b}{\sigma} \frac{dn}{d\lambda} \delta \lambda. \\ \frac{\lambda}{\delta \lambda} &= b \frac{dn}{d\lambda}. \end{aligned} \quad (18)$$

Zdolność rozdzielcza pryzmatu przy danej dyspersji (zadane szkło) zależy tylko od podstawy pryzmatu. Dla ciężkiego flintu SF2 [8] $dn/d\lambda \sim 1100$, a więc do rozdzielania dwóch linii sodu, potrzeba pryzmatu o podstawie $b \cong 1$ cm.

Do wyliczenia zdolności rozdzielczej siatki dyfrakcyjnej potrzebna jest znajomość rozkładu natężenia w obrazie. Dla periodycznej struktury jaką jest siatka dyfrakcyjna natężenie wyraża się wzorem [6]

$$I = I_0 \sum_p \sum_q e^{-ik[(\eta_p - \eta_q)a + (\zeta_p - \zeta_q)b]} \quad (19)$$

gdzie

I_0 — natężenie pochodzące od jednego elementu struktury,
 $\eta_p, \eta_q, \zeta_p, \zeta_q$ — współrzędne środków poszczególnych elementów.

Dla liniowej siatki dyfrakcyjnej o m szczelinach, stałej d , szerokości szczeliny s i wysokości h otrzymuje się:

$$I = \frac{s^2 l}{\lambda} \left(\frac{\sin \frac{kas}{2}}{\frac{kas}{2}} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{mdka}{2}}{\sin \frac{dka}{2}} \right)^2 \quad (20)$$

gdzie

$$a = \frac{x}{R} + \frac{x_0}{R_0}.$$

Z zależności tej widać, że obraz dyfrakcyjny jednej szczeliny nakłada się na interferencyjny obraz m szczelin (rys. 4). Pierwsze minimum główne (pochodzące od jednej szczeliny) otrzymuje się dla

$$\frac{kas}{2} = \frac{\pi as}{\lambda} = \pi$$

stąd

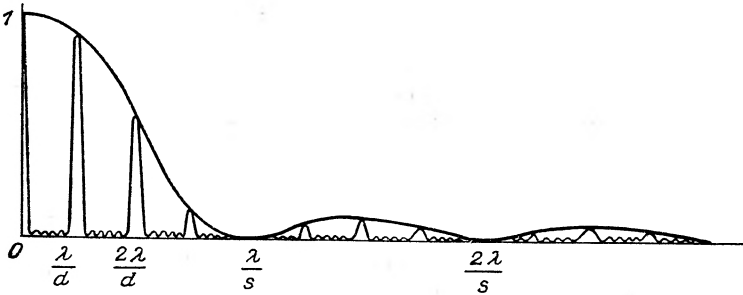
$$a = \frac{\lambda}{s}. \quad (21)$$

Pomiędzy maksimum zerowym a pierwszym minimum głównym znajduje się szereg maksimum bocznych określonych drugim członem równania (20). Drugi człon posiada maksimum dla

$$\frac{dka'}{2} = \frac{\pi a'd}{\lambda} = n\pi$$

stąd

$$a' = \frac{\lambda}{d}n. \quad (22)$$



Rys. 4. Rozkład natężenia siatki dyfrakcyjnej

Pierwsze minimum boczne otrzymuje się dla

$$\frac{mdka''}{2} = \frac{mda''\pi}{\lambda} = n\pi,$$

stąd

$$a'' = \frac{\lambda}{md}n. \quad (23)$$

Odległość od maksimum głównego do pierwszego minimum bocznego oznaczono przez δa . Z równania (23) otrzymuje się:

$$\delta a = \frac{\lambda}{md}.$$

Przy zmianie długości fali λ przesuwa się n -te maksimum na odległość

$$\delta a' = \frac{\delta \lambda}{d}n.$$

Zmiana ta będzie jeszcze rozdzielana przez układ o ile przesunięcie będzie równe co najmniej δa . Zdolność rozdzielczą siatki dyfrakcyjnej otrzy-

muje się więc z warunku

$$\delta a' = \delta a$$

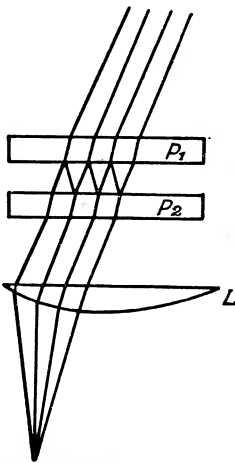
$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} n = \frac{\lambda}{m d}$$

stąd

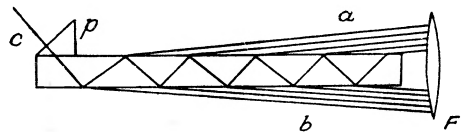
$$\frac{\lambda}{\delta \lambda} = m \cdot n. \quad (24)$$

Z zależności (24) widać, że zdolność rozdzielcza siatki dyfrakcyjnej, mierzona właśnie stosunkiem długości fali do różnicy długości fal jeszcze rozdzielanych, równa jest iloczynowi rzędu ugięcia i liczby szczelin. Chcąc na przykład rozdzielić dwie linie D sodu, dla których $\lambda = 5893 \text{ \AA}$, $\delta \lambda = 6 \text{ \AA}$, należy pracując w drugim rzędzie ugięcia mieć do dyspozycji siatkę z co najmniej 500 nacięciami. Obecnie produkowane są siatki dyfrakcyjne, w których liczba nacięć przekracza 200 000, przy czym można pracować jeszcze w trzecim rzędzie ugięcia.

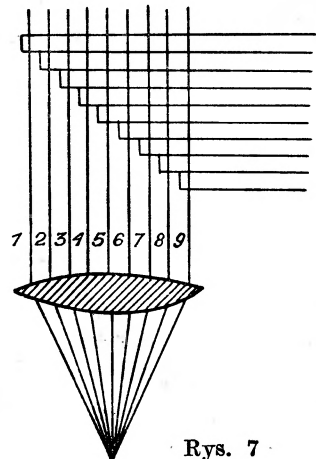
Najwyższą zdolność rozdzielczą można uzyskać przy pomocy przyrządów interferencyjnych wielopromieniowych. Do ważniejszych interferometrów tego typu należą: interferometr Fabry-Perota (rys. 5), płytka Lummera-Gehrckego (rys. 6) i siatka schodkowa Michelsona (rys. 7). Współczynnik odbicia ze względu na subtelność i kontrastowość prążków



Rys. 5



Rys. 6



Rys. 7

Rys. 5. Interferometr Fabry-Perota

Rys. 6. Płytkę Lummera-Gehrckego

Rys. 7. Interferencyjna siatka schodkowa Michelsona

powinien być bliski jedności. Wielkość zmiany fazy δ przy jednorazowym przejściu przez płytkę wynosi [9]

$$\delta = \frac{2\pi h}{\lambda'} \cos \psi \quad (25)$$

gdzie h — wysokość płytki, λ' — długość fali w płytce, ψ — kąt załamania.

Jeżeli interferuje ze sobą p promieni, to po wyjściu z płytki, przy współczynniku odbicia r bliskim jedności, natężenie wyniesie [6]:

$$I_a(p) = d^{2p} r^{p-1} \frac{\sin^2 p \delta}{\sin^2 \delta}, \quad (26)$$

gdzie d — współczynnik przepuszczalności.

Obraz interferencyjny składa się więc z szeregu głównych maksimum przy $\delta = \pm k$ oraz ze słabych bocznych maksimum

$$\delta = \left(\frac{2n+1}{2} \right) \cdot \frac{\pi}{p}.$$

Zmiana $\delta\lambda$ będzie jeszcze rozdzielana w interferometrze o ile spowoduje zmianę fazy $d\delta$ równą zmianie otrzymanej przy przejściu od maksimum głównego do pierwszego minimum bocznego:

$$d\delta = \frac{\pi}{p} \quad (27)$$

$$\delta = m\pi,$$

gdzie δ — faza dla m -tego rzędu ugięcia,
 m — rząd ugięcia.

Zmianę fazy ze zmianą długości fali można wyliczyć z równania (25). W tym celu należy równanie (25) obustronnie zlogarytmować, a następnie różniczkować. Otrzymuje się:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{d\delta}{\delta} = \frac{\pi}{pm\pi}$$

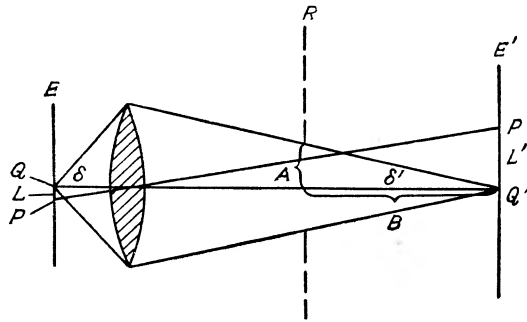
stąd

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = m \cdot p. \quad (28)$$

Zdolność rozdzielcza interferometru równa jest więc iloczynowi liczby promieni interferujących i rzędu ugięcia. Ze względu na duży obserwowany rząd ugięcia $m \sim 1000$ osiąga się zdolność rozdzielczą około 1 000 000. Aparaty te jednak mają tę niedogodność, że należy stosować wstępne rozłożenia, na przykład przy pomocy pryzmatów, a także jasność prążków jest nieduża.

3. Obiektywy mikroskopowe

Odwzorowanie w obiektywach mikroskopowych zależy w dużym stopniu od rodzaju oświetlenia przedmiotu. Ten sam mikroskop rozdziela drobniejsze struktury przedmiotu samoświecącego od przedmiotu oświetlonego. Rozkład intensywności w obrazie poszczególnych punktów wylicza się opierając na całe Kirchhoffa, przy czym można stosować przybliżenie Fraunhofera licząc od strony obrazowej. Aby otrzymać rozkład natężenia, należy sumować poszczególne rozkłady. Dla przedmiotów samoświecących, dla których można przyjąć, że poszczególne punkty wysyłają promieniowanie niespójne [10], [11], sumowanie to jest proste, natomiast dla przedmiotów oświetlonych, gdzie należy uwzględnić sto-



Rys. 8. Bieg promieni w obiektywie mikroskopowym

pień spójności oraz zmiany fazowe, sumowanie jest niezmiernie trudne [1, 12].

Przedmioty samoświecące. Ze względu na bliską odległość przedmiotu od obiektywu, aby móc stosować przybliżenie Fraunhofera, należy obliczenia przeprowadzać od strony obrazu. Wprowadzono następujące oznaczenia (rys. 8):

l — wielkość przedmiotu,

l' — wielkość obrazu,

u — kąt aperturowy przedmiotowy,

u' — kąt aperturowy obrazowy,

A' — promień źrenicy wyjściowej,

B' — odległość od źrenicy wyjściowej do płaszczyzny obrazowej,

ϱ' — kąt, pod jakim widać obraz l' ze środka źrenicy wyjściowej.

Ze względu na to, że kąty ϱ' i u' są bardzo małe, można przyjąć

$$u' = \frac{A}{B}, \quad \varrho' = \frac{l'}{B}. \quad (29)$$

Wielkość kątową obrazową ϱ' , która jest jeszcze rozdzielana przy przesłonie kołowej, można obliczyć z zależności (5)

$$\varrho' = 0,61 \frac{\lambda'}{A'},$$

stąd

$$l' = \varrho' B = 0,61 \frac{\lambda'}{A'}, B' = 0,61 \frac{\lambda'}{u'} = 0,61 \frac{\lambda_0}{n' u'}, \quad (30)$$

gdzie

λ_0 — długość fali w próżni.

Obiektywy mikroskopowe korygowane są na warunek sinusów Abbego [13], jest więc spełniona następująca zależność:

$$l n \sin u = l' n' \sin u'; \quad (31)$$

dla małych u' można przyjąć

$$l n \sin u = l' n' u'. \quad (32)$$

Z obliczonej wartości l' przy pomocy zależności (30) łatwo wyliczyć wielkość przedmiotową l jeszcze rozdzielaną

$$l = \frac{l' n' u'}{n \sin u} = 0,61 \frac{\lambda_0}{n \sin u}. \quad (33)$$

Równanie (33) podaje zdolność rozdzielczą obiektywów mikroskopowych dla przedmiotów samoświecących. Z zależności tej widać, że chcąc zwiększyć zdolność rozdzielczą mikroskopu, należy albo przeprowadzać obserwacje w świetle o mniejszej długości fali, albo zwiększyć numeryczną aperturę $n \sin u$. Do zagadnienia tego jeszcze powrócę po omówieniu zdolności rozdzielczej przedmiotów oświetlonych.

Należy jeszcze omówić zdolność rozdzielczą zwierciadlanych obiektywów mikroskopowych, a więc o przesłonie pierścieniowej [7], gdyż inne rodzaje przesłon stosuje się tylko w wyjątkowych wypadkach. Niech przesłona pierścieniowa leży w jednej płaszczyźnie. Nie jest to założenie ograniczające, gdyż jeśli nie leży w jednej płaszczyźnie, to wystarczy ją do niej sprowadzić zmieniając równocześnie promień o wartość

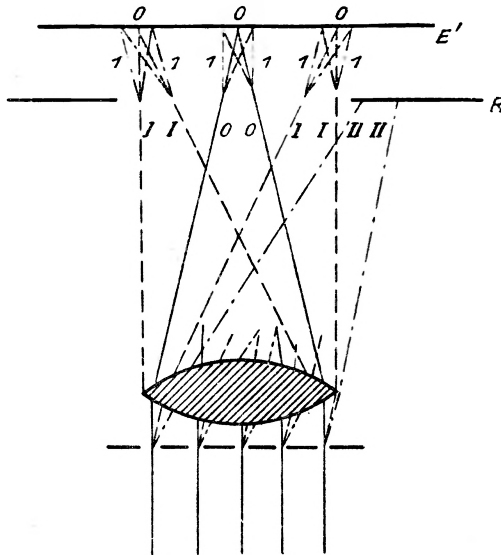
$$\Delta R = \frac{A}{f'} \Delta x. \quad (34)$$

Dla przesłony pierścieniowej przy $n = 0,5$ otrzymuje się następującą zdolność rozdzielczą [7]

$$l = \frac{n' l' u'}{n \sin u} = 0,507 \frac{\lambda_0}{n \sin u}. \quad (35)$$

Zdolność rozdzielcza jest więc tu większa niż przy przesłonie kołowej. Nie można jednak w ten sposób znacznie wpływać na zdolność rozdzielczą, gdyż maleje kontrast odwzorowania.

Przedmioty oświetlone. Przedmioty oświetlone zmieniają zarówno fazę światła przechodzącego (różne współczynniki załamania, różne grubości warstw) jak i amplitudę. Na wstępie założono, że przedmiot zmienia tylko amplitudę światła padającego (różne pochłanianie). Przedmiot jest oświetlony kondensorem, który odwzorowuje każdy punkt źródła na punkt w nieskończoności (rys. 9). Fala płaska ulega ugięciu



Rys. 9. Odwzorowanie przedmiotów niesamoświejących w mikroskopie

na przedmiocie i jest przez obiektyw skupiona w płaszczyźnie obrazowej E' . Ze względu na małą zbieżność wiązek przestrzeni obrazowej można stosować przybliżenie Fraunhofera. Na drodze promieni umieszczona jest źrenica wyjściowa R' , na której wiązki ulegają ponownemu ugięciu, przy czym amplitudę światła padającego na R' można określić następująco [12]:

$$\varphi(a, b) = \frac{1}{\lambda} \int \int f_1(\eta, \zeta) e^{-ik(a\eta + b\zeta)} d\eta d\zeta, \quad (36)$$

gdzie

- $\varphi(a, b)$ — amplituda światła w płaszczyźnie źrenicy wyjściowej,
- $f_1(\eta, \zeta)$ — funkcja przepuszczalności w płaszczyźnie obrazu,
- a, b — współrzędne źrenicy wyjściowej,
- η, ζ — współrzędne przedmiotu.

Przy odwzorowaniu idealnym funkcja przepuszczalności w płaszczyźnie obrazu związana jest następująco z funkcją przepuszczalności w płaszczyźnie przedmiotu

$$f_1(\eta, \zeta) = f\left(\frac{l'}{l}\eta, \frac{l'}{l}\zeta\right), \quad (37)$$

gdzie $l':l$ powiększenie obiektywu.

Analogicznie wylicza się zaburzenie w płaszczyźnie obrazowej przy ugęciu fali na źrenicy wyjściowej

$$F(x, y) = \frac{1}{\lambda} \int_{\Omega} \int \varphi(a, b) e^{-ik(ax+by)} da db, \quad (38)$$

gdzie

$F(x, y)$ — funkcja zaburzenia w płaszczyźnie obrazowej

Ω — powierzchnia rozciągnięta na źrenicy wyjściowej.

Rozkład natężenia $|F(x, y)|^2$ można określić wprost z funkcji przepuszczalności $f_1(\eta, \zeta)$. Z równania (38) widać, że zależy on od wielkości i kształtu otworu źrenicy wyjściowej. Jeżeli obszar Ω jest praktycznie nieskończony, to znaczy tak duży, że na zewnątrz obszaru amplituda φ zanika, to z twierdzenia Fouriera otrzymuje się

$$F(x, y) = f_1(-x, -y) = f\left(-\frac{l'}{l}x, -\frac{l'}{l}y\right), \quad (39)$$

powstaje więc podobny odwrócony obraz. Przy zmniejszaniu obszaru odwzorowanie jest coraz mniej wyraźne i w końcu ztraca całkowicie podobieństwo z przedmiotem.

W celu uproszczenia dalszych rozważań jako przedmiot przyjęto siatkę dyfrakcyjną o stałej d , m szczelinach, szerokości s oraz za przesłone prostokąt, którego jeden bok jest równoległy do nacięć siatki. Rozdział światła prostopadły do tego boku wynosi [6]:

$$\varphi(a) = \frac{1}{\lambda} \frac{2 \sin \frac{kas'}{2}}{\frac{kas'}{2}} \frac{1 - e^{-imkd'a}}{1 - e^{-ikd'a}}, \quad (40)$$

gdzie

$$s' = \frac{l'}{l}s, \quad d' = \frac{l'}{l}d.$$

Wielkość Ω jest określona rozmiarami prostokątnej źrenicy wyjściowej

$$-\delta' < a < \delta',$$

gdzie δ' ma to samo znaczenie co u' we wzorze (33).

Podstawiając (40) do (38) otrzymuje się:

$$F(x) = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\delta'}^{+\delta'} \frac{2 \sin \frac{kas'}{2}}{\frac{kas'}{2}} \frac{1 - e^{-imkd'a}}{1 - e^{-ikd'a}} e^{-ikxa} da. \quad (42)$$

Główne maksima natężenia leżą tam, gdzie znika wyrażenie $1 - e^{-ikd'a}$, a więc dla wartości a

$$a = \frac{\lambda}{d'} n, \quad (43)$$

gdzie n — rząd ugięcia.

Między nimi leżą małe maksima boczne. Jeżeli liczba nacięć m jest duża, to maksima główne są ostre i strome, a maksima boczne praktycznie nie istnieją. Można więc w przybliżeniu rozłożyć całkę na sumę wartości podcałkowych dla maksimum głównych.

$$F(x) = F_0 \sum_{-\frac{d'}{\lambda'} \delta' < n < \frac{d'}{\lambda'} \delta'} \frac{\sin \frac{\pi ns}{d}}{\frac{\pi ns}{d}} e^{-\frac{2\pi i n x}{d'}}, \quad (44)$$

gdzie

$$F_0 = \frac{2}{\lambda^2} \int_{M_n}^{M_{n+1}} \frac{1 - e^{-imkd'a}}{1 - e^{-ikd'a}} da$$

n — wartość określona wzorem (43) i nierównością (41),

M_n, M_{n+1} — środek między dwoma maksimumami.

Równanie (44) zapisane w formie rzecztywistej jest następujące:

$$\frac{F(x)}{F_0} = 1 + 2 \sum_{0 < n < \frac{d'}{\lambda'} \delta'} \frac{\sin \frac{\pi ns}{d}}{\frac{\pi ns}{d}} \cos \frac{2\pi n x}{d}. \quad (45)$$

Jeżeli δ' jest bardzo duże, to można rozważać szereg od 0 do ∞ i wtedy obraz jest podobny do przedmiotu. Aby to wykazać, wystarczy rozwinąć na szereg Fouriera siatkę dyfrakcyjną określoną następująco:

$$f(\eta) = \begin{cases} f_0 & \text{dla } 0 < |\eta| < \frac{s'}{2} \\ 0 & \text{dla } \frac{s'}{2} < |\eta| < \frac{d'}{2}. \end{cases}$$

Otrzymuje się

$$f(\eta) = C_0 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos \frac{2\pi n \eta}{d'},$$

gdzie

$$C_0 = \frac{sf_0}{d}, \quad C_n = f_0 \frac{\sin \frac{\pi ns}{d}}{n\pi},$$

wyrażenie, które z dokładnością do stałego mnożnika jest identyczne z wzorem (45).

Należy się zastanowić, jak zmienia się obraz przy zmniejszaniu δ' , lub przy zasłanianiu pierwotnego obrazu dyfrakcyjnego przy pomocy odpowiednich przesłon. Np. dla $\frac{d'}{\lambda'} \delta'$ mniejszych od jedności $F(x) = \text{const}$, tj. pole widzenia jest oświetlone jednorodnie i przedmiot jest nierozdzielany. Jeżeli natomiast $\frac{d'}{\lambda'} \delta'$ jest mniejsze od dwóch a większe lub równe jedności, to oprócz zerowego maksimum będzie przepuszczane również maksimum pierwszego rzędu (prawe i lewe) i otrzymuje się:

$$\frac{F(x)}{F_0} = 1 + \frac{2 \sin \frac{\pi s}{d}}{\frac{\pi s}{d}} \cos \frac{2\pi x}{d'}.$$

Obraz otrzymany ma właściwy okres $x = d'$, ale daje się zauważyć znaczny spadek natężenia. Zupełnie fałszywy obraz otrzymuje się, jeżeli przesłoni się niższe rzędy ugięcia a przepuści wyższe, tak np. przepuszczając tylko czwarty rząd otrzymuje się:

$$\frac{F(x)}{F_0} = \frac{2 \sin \frac{2\pi s}{d}}{\frac{2\pi s}{d}} \cos \frac{4\pi x}{d'}.$$

Rozkład jest więc taki sam, jak dla siatki o stałej $x = \frac{d'}{2}$. Można by więc wywnioskować, że jest dwukrotnie więcej nacięć niż w rzeczywistości. Wnioski te zostały potwierdzone doświadczalnie.

Za miarę zdolności rozdzielczej przedmiotów samoświecących przyjmuje się tę ilość nacięć, która daje jeszcze prawidłowy rozkład natężenia, a więc przy kącie δ' określonym przez zależność

$$\frac{d'}{\lambda'} \delta' = 1.$$

Stąd

$$\bar{d} = \frac{l}{\bar{l}'} \bar{d}' = \frac{\lambda' l}{\delta' \bar{l}'} = \frac{\lambda_0}{n \sin \delta}. \quad (46)$$

Zależność (46) wyprowadzona dla pełnej spójności jest analogiczna do równania (33), a różni się tylko stałym mnożnikiem. Hopkins w pracy [11] wprowadza ogólną zależność słuszną dla dowolnej spójności światła

$$\xi = \frac{\lambda}{(\sigma + 1)n \sin u}, \quad (47)$$

gdzie

σ — określona jest przez stopień spójności i przyjmuje wartości w przedziale od 0 do 1.

Przy oświetleniu bocznym zdolność rozdzielcza jest większa, gdyż nie uwzględnia się jednego maksimum bocznego. Wielkość rozdzielana wyrazi się zależnością [14]

$$\bar{d} = \frac{\lambda}{A_{ob} + A_b} \quad (48)$$

gdzie

$$A_{ob} = n \sin u$$

$$A_b = n \sin i$$

i — kąt padania światła (przy normalnym oświetleniu $i = 0$).

Zależności te są wyprowadzone przy założeniu, że przedmioty oświetlane są źródłem punktowym. W granicznym wypadku $i = u$ zdolność rozdzielcza jest większa dwukrotnie. Przy zwiększaniu kąta padania zerowe maksimum już nie bierze udziału w powstawaniu obrazu. Oświetlenie tego rodzaju nazywa się oświetleniem ciemnego pola, przy czym zdolność rozdzielcza nie jest większa od oświetlenia bocznego. Obraz będzie prawidłowy, jeżeli co najmniej dwa maksima będą brały w nim udział. Zdolność rozdzielcza określona jest wtedy następująco [14]:

$$\bar{d} = \frac{2}{A_{ob} + A_b}. \quad (49)$$

W granicznym wypadku $A_b = 3A_{ob}$ zdolność rozdzielcza jest taka sama jak przy granicznym oświetleniu bocznym. Dla siatek dyfrakcyjnych fizycznych (szczeliny o skończonej grubości) maksima mają niejednakowe natężenie (wzór 20), przy czym spadek natężenia zależy od stosunku szerokości szczeliny do stałej siatki. Np. przy stosunku $s:d = 1:2$ w obrazie dyfrakcyjnym wystarczy uwzględniać tylko maksimum zerowe i dwa pierwsze, gdyż pozostałe mają praktycznie zerowe natężenia. Jeżeli więc obiektyw odbiera nawet większą ilość maksimów, to o jego odwzorowaniu decydują wyłącznie maksimum zerowe oraz dwa pierwsze. Podobieństwo

między przedmiotem i obrazem jest praktycznie pełne, o ile wszystkie maksima posiadające znaczne natężenie są przyjmowane przez obiektyw.

Powiększenie mikroskopu służy tylko dla spełnienia warunków, przy których oko ludzkie jest w stanie widzieć wszystkie szczegóły rozdzielane obiektywem i dawanie większych powiększeń jest bezcelowe. Ogólną regułą przy doborze powiększeń jest następująca nierówność [15]:

$$500 A_{ob} \leq \beta \leq 1000 A_{ob} . \quad (50)$$

Nierówność tę wyprowadza się ze zdolności rozdzielczej obiektywu mikroskopowego przy założeniu, że dolną granicą rozdzielania oka ludzkiego jest $2'$ a górną $4'$. Ze względu jednak na to, że granica rozdzielania oka ludzkiego jest subiektywna, w niektórych wypadkach wprawni obserwatorzy stosują większe powiększenia, np. w Instytucie Optyki i Spektroskopii w Berlinie — Adlershofie prof. Lau za pomocą obracającej się płytki matowej przeprowadzał obserwacje dla powiększeń wielokrotnie przewyższających górną granicę $1000 A_{ob}$ [16].

Rozważania dotyczące siatki dyfrakcyjnej pochłaniającej pozwalają na prawidłową ocenę zmian amplitudowych przy odwzorowaniu przedmiotów. Ponieważ jednak przedmiot oświetlany powoduje zmianę nie tylko amplitudy ale również fazy, dla pełnego obrazu należy jeszcze rozważyć przedmioty zmieniające fazę światła padającego. Do najprostszych przedmiotów tego rodzaju należą siatki fazowe (są to siatki periodyczne o skokowo zmieniającej się grubości lub o skokowo zmieniającym się współczynnikiem załamania). W siatkach czysto fazowych światło jest przepuszczane bez zmiany amplitudy. Jednak światło wychodzące ze szczelin ma inną fazę od światła wychodzącego z odcinków między szczelinami. Na skutek interferencji powstaje obraz interferencyjny analogiczny jak w zwykłej siatce dyfrakcyjnej, którego amplituda dla szerokości szczelin równej odstępom wyrazi się zależnością [14]

$$u_{szcz.} = u_{odst.} = \frac{\frac{d}{2} \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{d \sin u}{\lambda}\right) \sin\left(N\pi \frac{d \sin u}{\lambda}\right)}{\frac{\pi}{2} \frac{d \sin u}{\lambda} N\pi \frac{d \sin u}{\lambda}} \quad (51)$$

gdzie

- $u_{szcz.}$ — amplituda światła pochodzącego ze szczelin,
- $u_{odst.}$ — amplituda światła pochodzącego z odstępów między szczelinami,
- a — szerokość szczeliny,
- d — odstęp między szczelinami,
- N — liczba szczelin,
- u — kąt dyfrakcji.

Z rozkładu natężenia (rys. 11) widać, że maksimum zerowe jest znacznie większe od pozostałych maksimumów oraz że parzyste maksima nie istnieją. Fale wtórne wychodzące z płaszczyzny źrenicy wyjściowej mają dla maksimum zerowego przesunięcie fazy o 90° w stosunku do maksimumów bocznych (ma to duże znaczenie dla kontrastu fazowego). W zależności od ilości maksimumów biorących udział w odwzorowaniu rozkład intensywności w obrazie będzie różny. Poniżej opisano cztery najważniejsze wypadki:

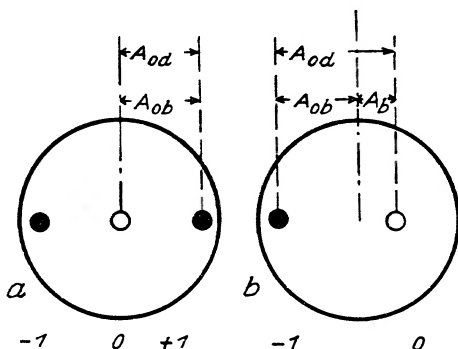
1. W powstawaniu obrazu biorą udział wszystkie maksima oświetlone normalnie. Ze względu na małe różnice dróg w przedmiocie otrzymuje się w przybliżeniu natężenie

$$E \sim a_0^2,$$

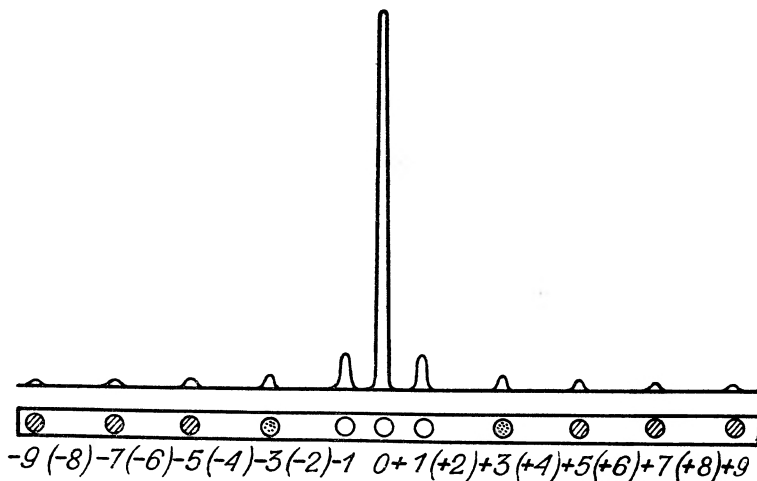
gdzie a_0 jest amplitudą fali wychodzącej z zerowego maksimum.

Natężenie jest więc w przybliżeniu stałe i obserwuje się takie odwzorowanie jakgdyby działało tylko maksimum zerowe, a więc obiektyw nie rozdziela fazowych szczegółów przedmiotu.

2. W odwzorowaniu biorą udział maksima zerowe i wszystkie maksima z jednej strony (oświetlenie boczne). Funkcja natężenia jest w tym wypadku asymetryczna. Obiektyw rozdziela fazowe szczegóły przedmiotu,



Rys. 10. Zdolność rozdzielcza przy oświetlaniu przedmiotu punktowym źródłem światła: a — trzy działające maksima, b — dwa maksima działające (oświetlenie metodą jasnego pola)



Rys. 11. Oświetlenie w obrazie punkowego źródła światła dawane przez siatkę fazową o dużej liczbie szczelin i skończonej szerokości ($a:d = 1:2$)

jednak odwzorowanie nie jest wierne. Ten sposób obserwacji fazowych przedmiotów nosi nazwę sposobu bocznego oświetlenia. W zasadzie jest on identyczny z cieniową metodą Toplera.

3. W odwzorowaniu biorą udział wszystkie maksima z jednej strony. Natężenie w tym wypadku jest mniejsze niż w wypadkach poprzednich, a podobieństwo jeszcze mniejsze niż przy oświetleniu bocznym. Ponieważ nie istnieją maksima zerowe, tło pozostaje ciemne. Świecą tylko te części przedmiotu, w których następuje skok w grubości względnie w współczynniku załamania. Metoda ta stosowana jest przy obserwacji żywych organizmów i znajduje ostatnio szerokie zastosowania. Nosi ona nazwę metody oświetlenia ciemnego pola.

4. W odwzorowaniu biorą udział wszystkie maksima z wyjątkiem zerowego. Funkcja natężenia jest w tym wypadku symetryczna. Natężenie jest mniejsze niż przy odwzorowaniu 1 i 2, ale jest większe niż w przypadku 3. Podobieństwo obrazu do przedmiotu fazowego jest w tym wypadku największe. Bardziej grube odcinki lub odcinki z większym współczynnikiem załamania wyglądają jaśniej od odcinków cieńszych (lub z mniejszym n). Miejsca skokowych zmian grubości (lub n) są odwzorowane w postaci cienkich linii. Tę metodę stosuje się rzadziej.

Można także zmieniać fazę światła wychodzącego z jednego lub kilku maksimów. Pierwszy zwrócił na to uwagę w 1934 r. holenderski fizyk Zernike [17, 18]. Stosuje się przy tym dwie metody:

1. Metoda kontrastu fazowego. Płytką znajdującą się w płaszczyźnie źrenicy wyjściowej zmienia fazę maksimum zerowego lub maksimów bocznych. Zmiana ta kompensuje różnicę faz pomiędzy maksimum zerowym a bocznymi. Przy zastosowaniu płytki natężenie w obrazie dla struktur fazowych zmienia się tak samo jak dla siatki dyfrakcyjnej. Obraz jest podobny do przedmiotu, a funkcja natężenia jest symetryczna. Oprócz tego przy odpowiednim osłabieniu maksimum zerowego struktura przedmiotu odwzorowana jest z takim kontrastem jak w zwykłych siatkach dyfrakcyjnych. W zależności od znaku przesunięcia fazy ($\pm 90^\circ$) grubsze odcinki albo odcinki o większym n będą ciemniejsze lub też odwrotnie jaśniejsze. Płytkę przesuwającą fazę o $+90^\circ$ nazywamy płytką dodatnią, a zmieniającą fazę o -90° ujemną. Metoda ta była zrealizowana po raz pierwszy przez firmę *Zeiss Jena*, obecnie płytki do kontrastu fazowego produkują wszystkie większe wytwórnie optyczne, między innymi *PZO Warszawa*.

2. Metoda rozogniskowania mikroskopu. Na skutek rozogniskowania mikroskopu pojawia się dodatkowa różnica faz między falami wychodzącymi z zerowego maksimum a np. m -tego maksimum

$$\Delta\chi = \frac{\pi m^2 l u^2}{\lambda}, \quad (52)$$

gdzie l — wielkość przesunięcia płaszczyzny nastawienia,
 u' — kąt dyfrakcji.

Zmieniając rozogniskowanie można uzyskać dla pewnego l widoczną przynajmniej w przybliżeniu strukturę przedmiotu. Osoby posługujące się mikroskopem mogą dość często zauważyć, że udaje im się zaobserwować z dostatecznym kontrastem strukturę przedmiotu nie zauważoną przy zwykłym sposobie obserwacji.

Dla przedmiotu oświetlonego światłem niepunktowym lecz rozciągląym charakter odwzorowania siatki dyfrakcyjnej jest taki sam. Sumuje się natężenia pochodzące od różnych punktów i dodawanie to dla światła niespójnego jest stosunkowo proste. W wypadku przedmiotów fazowych lub fazowo pochłaniających zagadnienie to jest bardzo skomplikowane, gdyż należy uwzględniać zmianę fazy, która dla różnych punktów może być różna. Niekiedy struktura przedmiotu nie jest rozdzielana przez dany obiektyw. Oświetlenie źródłem rozciągląym przy obserwacji fazowych przedmiotów jest niekorzystne, natomiast jest ono korzystne przy obserwacji przedmiotów fazowo pochłaniających, w których przy rozciągląym źródle światła można wydzielić strukturę uwarunkowaną wyłącznie elementami pochłaniającymi światło (np. przy badaniu zabarwionych mikroorganizmów, szczególnie bakterii). Zdolność rozdzielcza przy oświetleniu źródłem rozciągląym wynosi

$$d = \frac{\lambda}{A_{ob} + A_{oś}}, \quad (53)$$

gdzie

$A_{oś} = n \sin \alpha$ — numeryczna apertura oświetlacza,

α — kąt aperturowy oświetlacza.

We wzorze tym założono, że $A_{oś} \leq A_{ob}$.

Zdolność rozdzielczą obiektywów mikroskopowych można podwyższyć albo przez zwiększenie apertury, albo przez zmniejszenie długości fali świetlnej.

1. Podwyższenie numerycznej apertury. Stosowane obiektywy mikroskopowe o dużym powiększeniu posiadają kąt aperturowy bliski 90° . Dalszy wzrost apertury można osiągnąć przez zwiększenie przedmiotowego współczynnika załamania. Musi być jednak spełniony warunek, ażeby przestrzeń otaczająca przedmiot łącznie z pierwszą soczewką obiektywu miała jednakowy współczynnik załamania, gdyż w przeciwnym razie o numerycznej aperturze decyduje najmniejszy współczynnik załamania. Zwiększenie przedmiotowego współczynnika załamania osiąga się przez wprowadzenie cieczy imersyjnej pomiędzy przedmiot i pierwszą soczewkę obiektywu. Ciecz ta musi być dostatecznie przezroczysta o stałym współczynniku załamania i dyspersji, przy czym powinna być nie za

gęsta (łatwo wprowadzana i usuwana), o nie za małej lepkości oraz mało lotna. Istnieje niewiele substancji spełniających te warunki (tabela 1). Zwykle stosuje się olej cedrowy, pozostałe stosuje się w specjalnych wypadkach, np. glicerynę stosuje się przy jednorodnej imersji z soczewkami kwarcowymi, bromonaftalen przy obserwowaniu powierzchni szlifu itp.

2. Zmniejszenie długości fali λ . Zmniejszenie długości fali λ od wartości $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ do $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ powoduje podwyższenie zdolności rozdzielczej takie samo jak przy podwyższeniu numerycznej apertury z 0,95 do 1,30 (tabela 2), a wystarczy tylko umieścić filtr nie zmieniając obiek-

Tabela 1

Substancja	Współczynnik załamania	Dyspersja	Najwyższa osiągalna apertura numeryczna
1) Woda	1,33302	55, 7	1,25
2) Gliceryna	1,47158	60, 3	1,35
3) Olej cedrowy	1,51525	49, 2	1,40
4) Monobromonaftalen	1,65820	20,27	1,60

Tabela 2

Zmiana zdolności rozdzielczej z długością fali i aperturą

	Apertura numer.	Długość fali w \AA						
		5500	4000	3600	2800	0,1	0,05	0,01
Mikroskop świetlny	0,95	5800 ¹⁾	4200	3800	2900			
	1,3	4200	3100	2800	2100			
	1,4	3900	2850	2600	2000			
	1,6	3400	2500	2250	1800			
Mikroskop elektronowy	0,001					100	50	10
	0,01					10	5	1

¹⁾ Mierzona w \AA .

tywu i nie korzystając z cieczy imersyjnej. Badanie w świetle ultrafioletowym przeprowadza po raz pierwszy A. Köhler [19]. Dalsze zmniejszanie długości fali uniemożliwia wizualną obserwację przedmiotu. Można jednak obserwować obraz pośrednio przez fotografowanie albo wykorzystując zjawisko fluorescencji. Fotografując za pomocą zwykłych obiektywów mikroskopowych trudno nastawiać ostrość obrazu, gdyż płaszczyzna obrazowa dla fal krótkich nie pokrywa się z płaszczyzną nastaw-

wioną wizualnie. Należy stosować apochromatyczne obiektywy mikroskopowe [20] albo jeszcze lepiej zwierciadlane [21], w których położenie płaszczyzny obrazowej nie zależy od długości fali świetlnej. Obiektywy zwierciadlane mają jeszcze tę zaletę, że nie wykazują pochłaniania, które dla fal krótkich jest znaczne. Tak np. szkło już dla 3000 Å jest praktycznie nieprzeźroczyste, kwarc dla 1800 Å, fluoryt dla 1200 Å. Poniżej 1200 Å należy stosować już wyłącznie powierzchnie odbijające i to znajdujące się w próżni, gdyż pochłanianie w powietrzu jest również bardzo silne począwszy od $\lambda = 1800$ Å. Także fotografowanie dla tak krótkich fal jest bardzo trudne, gdyż żelatyna silnie pochłania ultrafiolet już od 2400 Å, należy więc stosować klisze bezżelatynowe. Siegbahn i Edlen pierwsi wykonali zdjęcia przy $\lambda = 39,8$ Å [9], i uzyskali rozdzielczość analogiczną jak w mikroskopie elektronowym.

Na koniec jeszcze kilka słów o zdolności rozdzielczej mikroskopu elektronowego. Na skutek istnienia dużej aberracji sferycznej [22] stosuje się w nim nieznaczne apertury. Uwzględniając tylko aberrację sferyczną i dyfrakcję otrzymuje się w przybliżeniu (dodatkowo zakładając niezależność aberracji sferycznej i dyfrakcji) następującą zdolność rozdzielczą [14]

$$Z = 750 (Cf)^{1/4} U^{-3/8} \text{ \AA} , \quad (54)$$

gdzie

C — stała bezwymiarowa charakteryzująca aberrację sferyczną,

f — ogniskowa,

U — napięcie przyspieszające.

Z zależności tej wynikało by, że zdolność rozdzielczą można dowolnie podwyższać stosując większe napięcia przyspieszające. Jednak wniosek ten jest niesłuszny, gdyż: po pierwsze — ogniskowa jest proporcjonalna do U , a po drugie — magnetyczne nasycenie żelaza nie pozwala na znaczne podwyższenie napięcia przyspieszającego. Za optymalne napięcie przyspieszające przyjmuje się 60 000 V. Dalsze zwiększanie napięcia powoduje zwiększenie przenikliwości elektronów i obraz staje się niekontrastowy, można je stosować tylko przy obserwacji grubych przedmiotów. Przy napięciu 60 000 V i najmniejszej praktycznie osiągalnej ogniskowej zdolność rozdzielcza wynosi

$$Z = 9C^{1/2} \text{ \AA} . \quad (55)$$

Najbardziej prawdopodobna teoretyczna wartość stałej C wynosi 0,2, jednak praktycznie C osiąga wartość ok. 2. Graniczna zdolność rozdzielcza osiągnana obecnie wynosi ok. 20 Å. Wartość teoretyczna jest dużo większa, gdyż nie uwzględnia się działania szybkich elektronów na przedmiot oraz naruszenia symetrii obrotowej. Można by wyliczyć zdolność rozdzielczą przy naruszeniu symetryczności oraz wzajemnego wpływu

elektronów i cząstek przedmiotu, ale zależności otrzymane byłyby bardzo skomplikowane [23]. Zależności te odnoszą się do soczewek magnetycznych. Zdolność rozdzielcza otrzymana przy pomocy soczewek elektrostatycznych jest mniejsza.

Literatura

- [1] J. W. Strutt (Lord Rayleigh), *Phil. Mag.* **42**, 167 (1896).
- [2] H. H. Hopkins, *Proc. Roy. Soc.* **217**, 408 (1953).
- [3] J. Picht, *Optische Abbildung*, Braunschweig, (1931).
- [4] H. S. Green, E. Wolf, *Proc. Phys. Soc. A.* **66**, 1129 (1953).
- [5] J. Focke, *Optica Acta*, **4**, 124 (1957).
- [6] M. Born, *Optik*, Berlin, 1933.
- [7] M. Gaj, *Zdolność rozdzielcza obiektów zwierciadlanych*, w opracowaniu.
- [8] Jenaer optisches Glas, Jena, 1955.
- [9] G. S. Landsberg, *Optika*, Moskwa, 1947.
- [10] E. H. Linfoot, *Recent Advances in Optics*, Oxford, 1955.
- [11] H. H. Hopkins, *J. Opt. Soc. Am.* **47**, 508 (1957).
- [12] O. Lummer, E. Reiche, *Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe*, Braunschweig, 1910.
- [13] A. I. Tudorowski, *Teorija optičeskich priborow*, Moskwa, 1948.
- [14] K. Michel, *Die Grundlagen der Theorie des Mikroskops*, Stuttgart, 1950.
- [15] B. W. Fiefiłow, *Prikladnaja optika*, Moskwa, 1947.
- [16] E. Lau, *Feingerätetechnik*, **3**, 1 (1958).
- [17] F. Zernike, *Z. f. techn. Physik*, **16**, 454 (1935).
- [18] F. Zernike, *Physica*, **9**, 686 i 974 (1942).
- [19] A. Köhler, *Z. wiss. Mikr.* **21**, 129 i 273 (1904).
- [20] Jenaer Jahrbuch, 1955.
- [21] M. Gaj, *Zesz. Nauk. Uniw. Wrocław.* **3**, 199 (1959).
- [22] J. Picht, *Einführung in die Theorie der Elektronenoptik*, Leipzig, 1939.
- [23] W. Glaser, *Grundlagen der Elektronenoptik*, Wien, 1952.

Włodzimierz Kusch

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

Wychwył jądrowy mezonów μ

I. Wstęp

W pierwszych latach po odkryciu mezonów μ identyfikowano je z mezonami Yukawy. Jednak zastosowanie przez Rasettiego techniki koincydencji opóźnionych, a przez Conversiego soczewki magnetycznej do rozdzielania dodatnich i ujemnych mezonów promieniowania kosmicznego pozwoliło na zebranie bogatego materiału doświadczalnego i na stwierdzenie, jeszcze przed odkryciem przez Powella mezonów π , że badane cząstki dużo słabiej oddziaływiają z materią niż to przewidywała teoria Yukawy.

Ustalono między innymi, że zgodnie z hipotezą Tomonagi i Araki wysuniętą jeszcze w r. 1940, średni czas życia mezonów ujemnych silnie zależy od rodzaju substancji spowalniającej. Obecnie posiadamy wystarczającą ilość danych, by wyjaśnić i uzasadnić obserwowaną zależność średniego czasu życia ujemnych mezonów μ od rodzaju materiału, w którym ten rozpad zachodzi. Mezon ujemny, spowalniany w materii dzięki stratom jonizacyjnym i stratom przez promieniowanie, a w końcowej fazie przez oddziaływanie z elektronami związanymi, zostaje schwytyany na jedną z dalszych orbit atomu (o promieniu odpowiadającym masie mezonu μ), po czym emitując kwanty lub elektrony Augera spada na orbitę K . Ponieważ czas, w którym mezon μ osiąga orbitę K , jest o kilka rzędów mniejszy niż średni czas mezonu, zatem jego rozpad podczas hamowania jest mało prawdopodobny.

Na orbicie K natomiast ujemny mezon μ może się rozpaść lub może z niej zostać zaabsorbowany przez jądro.

Wyznaczenie zależności prawdopodobieństwa wychwytu od Z , a w szczególności prawdopodobieństwa oddziaływania mezonu μ z protonem jest bardzo ważne z punktu widzenia zrozumienia procesów podstawowych.

Mezon μ jest cząstką, której rola w przyrodzie nie jest dostatecznie jasna.

Następną grupę zagadnień związanych z wychwytem jądrowych mezonów μ stanowią procesy wtórne, a więc emisja neutronów, protonów, czy ewentualnie grup nukleonów w wyniku wzbudzenia jądra i zmniejszenia liczby Z o jednostkę.

Wreszcie trzecia grupa zagadnień obejmuje efekty, w których może się przejawiać niezachowanie parzystości, a więc rozkłady kątowe emitowanych neutronów przy wychwycie spolaryzowanych mezonów μ , oraz związek współczynnika rozkładu kąтового z wariantami oddziaływania.

II. Prawdopodobieństwo wychwytu

Dla wyznaczenia prawdopodobieństwa wychwytu Tiomno i Wheeler [1] przyjęli schemat oddziaływania zaproponowany niezależnie przez Sakatę [2] i Pontecorvo [3]

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu \quad (1)$$

oraz oparli się na analogii między wychwytem mezonów μ i rozpadem β . Założyli, że oddziaływanie między parami $(\mu\nu)$ i (pn) jest takie samo jak oddziaływanie między $(e\nu)$ i (pn) , i że nie zależy od spinu. W tym wypadku hamiltonian oddziaływania można zapisać:

$$H_{c\mu} = g \int \Psi_p^*(r) \Psi_n(r) \Psi_\mu^*(r) \Psi_\nu(r) d^3r, \quad (2)$$

gdzie Ψ , Ψ^* — funkcje falowe lub ich sprzężone odpowiednio dla protonu, neutronu, mezonu i neutrino, g — stała sprzężenia. Funkcje falowe protonu i neutronu są różne od zera tylko wewnątrz jądra.

Przyjęto ponadto warunek normalizacji:

$$\int \Psi_p^*(r) \Psi_n(r) d^3r = 1. \quad (3)$$

Dla neutrino przyjęto $\Psi_\nu(r) = \text{const}$, jak dla cząstki swobodnej. Trudniejsze jest ustalenie funkcji falowej mezonu. Promień orbity, po której porusza się mezon

$$r = \frac{n^2}{Z} \cdot \frac{\hbar^2}{m_\mu c^2} = \frac{n^2}{Z} \cdot a_\mu, \quad a_\mu = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}, \quad (4)$$

jest odwrotnie proporcjonalny do Z i dla ciężkich pierwiastków jest tego samego rzędu co promień jądra. Wobec tego autorzy rozważyli osobno przypadek małych i dużych Z . Dla małych Z przyjęto, że $\Psi_\mu^*(r) = \text{const} = \Psi_\mu(0)$ zależy tylko od Z i od stanu kwantowego

$$|\Psi_\mu(0)|^2 = \begin{cases} \left(\frac{Z}{n \cdot a_\mu}\right)^3 \cdot \pi^{-1} & \text{dla stanu } S \\ 0 & \text{dla innych stanów.} \end{cases} \quad (5)$$

Prawdopodobieństwo wychwytu mezonu przez proton w jednostce czasu można wyznaczyć wg ogólnej formuły:

$$A_{c\mu} = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |H_{c\mu}|^2 \cdot \frac{dn}{dE}, \quad (6)$$

gdzie dn/dE oznacza liczbę stanów kwantowych na przedział energii. Proste rachunki pozwalają uzyskać wynik:

$$A_{c\mu} = g^2 \frac{m_\mu^2 \cdot c}{\hbar^4 \cdot \pi} \cdot |\Psi_\mu(0)|^2 = k \cdot Z^3. \quad (7)$$

Dla jąder o niewielkiej liczbie protonów:

$$A_{c\mu} = k \cdot Z^4 = \frac{1}{\tau} \left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4, \quad (8)$$

gdzie τ — średni czas życia mezonów dodatnich. Dla $Z = Z_0$ $A_{c\mu} = (1/\tau)$, zatem prawdopodobieństwa wychwytu i rozpadu są równe. Jak pokazują wyniki eksperymentalne $Z_0 \cong 11$. Prawdopodobieństwo wychwytu ujemnego mezonu μ ma inną postać dla dużych Z . Można i dla tego przypadku zachować kształt formuły (8), jeśli wprowadzić zamiast Z , Z efektywne.

Prawo czwartej potęgi Z zostało potwierdzone doświadczalnie, jak na ówczesne możliwości techniczne, z dobrą dokładnością w pracach Ticho [4], Ticho, Scheina [5], Valleya [6], Harrisona [7] i innych dla Z w przedziale 6—50. Pomiary przeprowadzane przy pomocy układów koincydencyjnych w czasie rozdzielczym $\sim 10^{-7}$ sek sprowadzały się do wyznaczenia stałej zaniku Λ w funkcji Z metodą rejestrowania liczby elektronów dla różnych opóźnień i do wyliczenia $\Lambda_{\mu c}$ z zależności

$$\Lambda = \Lambda_{\mu c} + \Lambda_+, \quad \text{gdzie} \quad \Lambda_+ = \text{const} = (2,12 \cdot 10^{-6} \text{ sek})^{-1}.$$

Jak łatwo zauważyć, trudność doświadczalna takich pomiarów dla dużych Z związana jest z bardzo krótkim okresem zaniku mezonów

$$\tau = \frac{1}{\Lambda_{\mu c} + \Lambda_+} = \frac{1}{kZ^4 + \Lambda_+}, \quad (9)$$

natomiast dla małych Z z błędem przy wyznaczaniu bardzo małej różnicy $\Lambda - \Lambda_+$.

Dużo dokładniejsze pomiary przeprowadzono w grupie Telegdiego [8] przy pomocy mezonów μ z akceleratora. Wyniki otrzymane dla 27 elementów wykazały, że zgodność z prawem Wheelera należy traktować tylko jako pierwsze przybliżenie. Dla cięższych jąder o znacznej przewodzie neutronów dalsze przemiany protonów w neutrony są ograniczone zakazem Pauliego, co powoduje odstępstwa od prawa Wheelera. Na

podstawie wyników powyższej grupy wydaje się, że $A_{c\mu}$ można wyrazić przy pomocy ogólniejszej formuły Primakoffa [9]:

$$A_{c\mu}(A, Z) = A_{c\mu}(1, 1) \cdot Z_{eff}^4 \cdot \gamma \cdot \left[1 - \frac{A-Z}{ZA} \cdot \delta \right], \quad (10)$$

gdzie δ — parametr korelacji $\cong 3$, γ — czynnik korelacyjny dla wychwytu przez proton związany $\gamma \cong 0,73$. Poza ustaleniem zależności prawdopodobieństwa wychwytu mezonów μ od Z należy wyznaczyć wartość bezwzględną stałej sprzężenia w hamiltonianie (2). Ta część zagadnienia jest bardziej fundamentalna dla fizyki cząstek elementarnych. Wartość g można wyznaczyć z formuł (7) i (8) mając doświadczalną wartość $A_{c\mu}$ i już na podstawie pierwszych prac eksperymentalnych można było ustalić, że stała sprzężenia jest co do rzędu wielkości taka sama jak dla rozpadu beta.

Obecnie ze względu na hipotezę uniwersalnego oddziaływania Fermiego wymagania dokładności bardzo wzrosły i od eksperymentu, a raczej od zespołu eksperymentów, oczekuje się, że pozwolą one wyznaczyć poszczególne stałe C_i (i oznacza typy oddziaływań S, P, V, A, T), w ogólnie zapisanym hamiltonianie:

$$H_{c\mu} = \sum_i C_i (\Psi_n^* O_i \Psi_p) (\Psi_p^* O_i \Psi_n), \quad (11)$$

gdzie O_i są macierzami określającymi typy oddziaływania.

Huang, Lee i Yang [10] wykazali, że wychodząc z powyższego hamiltonianu można uzyskać związek między prawdopodobieństwem wychwytu przez proton a stałymi sprzężenia w następującej formie:

$$A_{c\mu}(1, 1) = \frac{p_\nu^2 \xi}{2\pi^2 a_\mu^3}, \quad (12)$$

gdzie p_ν — pęd neutrino, a — promień mezoatomu,

$$\xi = |C_S + C_V|^2 + 3|C_A + C_T|^2 \equiv |g^F|^2 + 3|g^{GT}|^2. \quad (13)$$

Jak już wspomniano pomiar prawdopodobieństwa reakcji (1) bezpośrednio na wodorze jest niezmiernie trudny, ponieważ jest ono np. około trzech rzędów mniejsze niż prawdopodobieństwo wychwytu przez jądro węgla.

Przypuszcza się obecnie, że prostszą, choć bardziej pośrednią, drogą dla uzyskania informacji o typie oddziaływania może być udoskonalenie metod liczenia $A_{c\mu}$ dla jąder i porównania wyników teoretycznych i eksperymentalnych. Przegląd wyników metod teoretycznych podaje H. A. Tolhoek [11]. Przedstawił on również rachunki własne.

Punktem wyjścia dla czterofermionowego oddziaływania jest hamiltonian (11). Całkowite prawdopodobieństwo przejścia

$$A_{c\mu} = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 \sum |\langle f|M|i\rangle|^2 \varrho(E) \quad (14)$$

wyznacza się przyjmując element macierzowy przejścia

$$\langle f|M|i\rangle = \sum_{k=1}^A \int dx [\Psi_f^*(E^{exc}) G_k Q_k \Psi_i] [\Psi_\nu^*(E_\nu) G_k \Psi_\mu]_{\vec{r}=\vec{r}_k}, \quad (15)$$

gdzie Ψ_f, Ψ_i — funkcje stanu początkowego i końcowego jądra, $\int dx$ oznacza całkowanie po współrzędnych przestrzennych i sumowanie po współrzędnych spinowych jądra, G_k, Q_k — operatory dla k -tego nukleonu, $\vec{r} = \vec{r}_k$ oznacza, że leptonową funkcję falową należy wziąć dla k -tego nukleonu. Przyjmuje się przybliżenie $\bar{E}_\nu = 105 \text{ MeV} - \langle E^{exc} \rangle_{av}$, co jest usprawiedliwione, ponieważ średnia energia wzbudzenia jądra $\langle E^{exc} \rangle = 15 \text{ MeV}$.

Tolhoek przedyskutował kilka sposobów wyznaczania prawdopodobieństwa przejścia w zależności od aproksymacji przy wyznaczeniu elementu macierzowego, co z kolei wiąże się z przyjętym modelem jądrowym.

Rozważano więc przypadek "uśrednionego jądra" z rozkładem gęstości i pędów wg modelu gazu Fermiego oraz przypadek modelu powłokowego. Uwzględniając wkład oddziaływania Gamowa-Tellera i Fermiego prawdopodobieństwo wychwytu można zapisać:

$$A_{c\mu} = A [(g^F)^2 + 3(g^{GT})^2]. \quad (16)$$

Porównując to wyrażenie z formułą (14) widzimy, że A zawiera wielkości, które należało obliczyć. Mając $A_{c\mu}$ z doświadczenia oraz A można wyznaczyć g . Wyniki obliczeń autora oparte na modelu gazu Fermiego (przy założeniu, że średnia energia emitowanego neutrino $\bar{E}_\nu = 90 \text{ MeV}$) są następujące:

$$\begin{aligned} A &= 2,48 \cdot 10^{101} && \text{dla } {}^{16}\text{O} \\ A &= 80,2 \cdot 10^{101} && \text{dla } {}^{40}\text{Ca}. \end{aligned}$$

Analogiczne wielkości obliczone na podstawie modelu powłokowego:

$$\begin{aligned} A &= 135 \cdot 10^{101} && \text{dla } {}^{40}\text{Ca} \quad \text{Kennedy [12]} \\ A &= 146 \cdot 10^{101} && \text{dla } {}^{40}\text{Ca} \quad \text{Tolhoek, Luyten [13]}. \end{aligned}$$

Opierając się zatem na najbardziej dokładnych danych doświadczalnych i wykorzystując obliczenia dla modelu powłokowego, otrzymujemy:

$$[(g^F)^2 + 3(g^{GT})^2]^{1/2} = (4,3 \mp 0,4) \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3.$$

Wielkość ta jest większa niż dla oddziaływania β , ale nie można twierdzić, że jest to w sprzeczności z hipotezą uniwersalnego oddziaływania Fermiego, ponieważ autor zastrzega się, że w rachunkach nie uwzględniono pewnych poprawek.

Jeśli przyjąć hipotezę, że stałe sprzężenia części fermiowskich dla wychwytu μ i rozpadu β są równe

$$g_{\beta}^F = g_{\mu}^F = (1,41 \mp 0,10) \cdot 10^{-49} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3,$$

to uzyskany wynik pozwala wyznaczyć stosunek wielkości stałych sprzężenia Gamowa-Tellera i Fermiego

$$|\chi_{\mu c}| = |g^{GT}/g^F| = 1,67 \mp 0,20.$$

Wynik ten jest niezmiernie interesujący, ponieważ może być porównany z analogiczną wielkością dla rozpadu β :

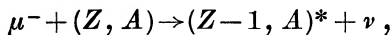
$$|\chi_{\beta}| = 1,25 \mp 0,04.$$

Na podstawie tego krótkiego przeglądu można stwierdzić, że pomiary prawdopodobieństwa wychwytu mezonów μ wnoszą bardzo wiele do naszych wiadomości o oddziaływaniach jądrowych.

III. Produkty wtórne reakcji

Równoległe z pracami, w których wyznaczono prawdopodobieństwo wychwytu, rozpoczęto poszukiwania produktów reakcji mezonu μ z jądrem. Jeśli mezon oddziaływałby z protonem według schematu (1), to główną część energii unosiłoby neutrino, a energia kinetyczna neutronu na zasadzie zachowania energii i pędu byłaby stała i równa 5,5 MeV.

W przypadku wychwytu mezonu μ przez jądro zagadnienie się komplikuje. Można wprawdzie się spodziewać, że neutron powstający w oddziaływaniu z peryferyjnym protonem wyleci bez oddziaływania z jądrem unosząc część pędu protonu, jednak w znacznej części przypadków należy oczekiwać reakcji przez jądro złożone



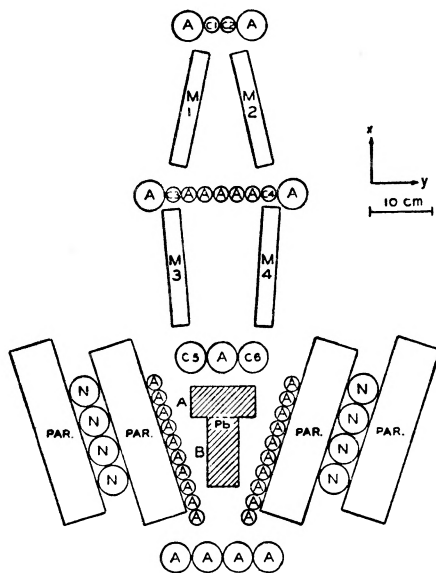
które może wrócić do stanu podstawowego emitując którymś z kanałów, czy różnymi kanałami, nadmiar energii.

Dla obliczenia rozkładu prawdopodobieństwa pojawienia się danej energii wzbudzenia należy znać funkcje falowe i poziomy energetyczne jądra początkowego i końcowego. Brak powyższych danych powoduje konieczność posługiwania się grubymi przybliżeniami dla określenia

schematu rozpadu jądra złożonego. Tym niemniej problem jest interesujący, ponieważ znając produkty wtórnej reakcji, ich energię jak również energię, jaką unosi mezon, możemy wnioskować o dynamice nukleonów w jądrze, a zatem o słuszności czy niesłuszności różnych modeli.

Pierwszą pracą, której celem było określenie rodzaju produktów emitowanych z ołowiu po absorpcji mezonu, była praca Sarda i inn. [14], a niedługo potem na ten temat pojawiła się publikacja grupy Groetzingera [15].

Obie grupy stwierdziły, że w wyniku reakcji emitowane są neutrony. Groetzinger ze współpracownikami powtórzył pomiary w 1951 r.



Rys. 1. Schemat aparatury: C — liczniki w układzie koincydencji, A — liczniki w układzie antykoincydencji, N — liczniki neutronowe, M — soczewka magnetyczna

stwierdzając, że średnia liczba neutronów dla przypadku ołowiu wynosi $1,96 \pm 0,72$, natomiast grupa Sarda w r. 1952 uzyskała wynik $2,15 \pm 0,15$.

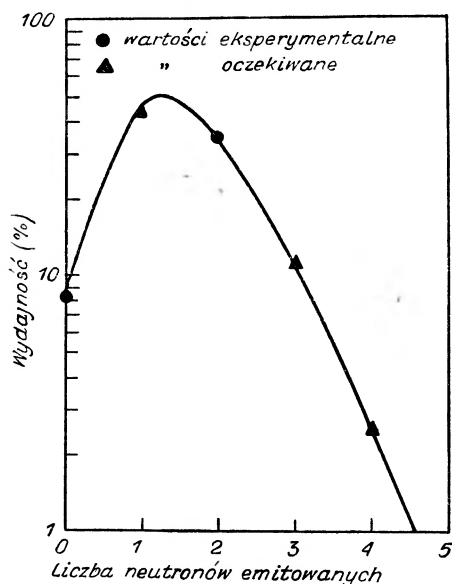
Dla zorientowania w technice ówczesnych eksperymentów podajemy schemat aparatury Groetzingera. Zestaw ten pozwalał na selekcjonowanie z promieniowania kosmicznego mezonów μ dodatnich i ujemnych przy pomocy absorbentów żelaznych, które dzięki odpowiednio nawiniętemu uzwojeniu mogły być użyte jako soczewki magnetyczne. Podobną metodę stosowali w swoich pracach Widgoff, Jones i inni.

Badanie promieniowania kosmicznego metodą komór Wilsona (Cool, Chang) oraz przy pomocy emulsji fotograficznych (Cammerini, George, Evans) pozwoliły stwierdzić (lata 50—52), że w większości wypadków wychwyt mezonu μ nie prowadzi do emisji cząstek naładowanych, co w zestawieniu z wynikami grup badających średnią liczbę emitowanych

neutronów pozwoliło wyciągnąć wniosek, że wzbudzenie jądra, które zaabsorbowało mezon, nie może być wysokie, skoro bariera kulombowska uniemożliwia emisję protonów czy cząstek alfa.

Z doświadczalnego punktu widzenia sytuacja uległa dużej zmianie, gdy rozpoczęto badania mezonów μ wytworzonych sztucznie przy pomocy synchrocyclotronu Uniwersytetu w Chicago.

Pierwsze prace, dotyczące wychwytu jądrowego mezonów wytworzonych w akceleratorze, pojawiły się w r. 1952, a ich rezultaty dużo dokładniejsze niż w pracach poprzednich pozwoliły teoretykom na wyciąganie interesujących wniosków. Np. w 1953 r. Morinaga i Fry



Rys. 2. Wydajność wytwarzania izotopów telluru przy założeniu, że średnia liczba emitowanych neutronów na jeden akt wychwyty wynosi 1,6

stwierdzili, że na 24 tys. mezonów ujemnych zatrzymanych w emulsjach w 591 przypadkach zachodziła emisja jednej lub więcej cząstek naładowanych. Rozkład emisji protonów i cząstek α wykazał, że ma się tu na ogół do czynienia z cząstkami wyparowania ze średnio wzbudzonych jąder srebra i bromu, jednak istnieje niewielka grupa protonów o energii nawet do 45 MeV.

Dla uzyskania danych o funkcji wzbudzenia jądra ważna jest znajomość nie tylko średniej liczby emitowanych neutronów ale również rozkład prawdopodobieństwa emisji danej liczby neutronów. Taka funkcja może być łatwiej porównana z wynikami obliczeń teoretycznych.

Z tej dziedziny znane są obecnie trzy prace eksperymentalne, które zapoczątkował Turkiewicz [16]. Identyfikował on wytworzone jądra przy bombardowaniu mezonami tarczy cynkowej i na tej podstawie pró-

bował określić częstość emisji danej liczby neutronów. Jednakże dość duża domieszka mezonów π w wiązce utrudniała ilościową analizę.

W dużo „czystszych” warunkach podobną pracę wykonał L. Winsberg [17]. Naświetlał on wiązką mezonów μ 4 kg próbkę jodu. Krzywe zaniku izotopów, które badano po naświetleniu, wykazały, że głównymi produktami radioaktywnymi był ^{127}Te o połówkowym czasie życia 9,3 godz. Można było również ocenić wydajność powstawania ^{125}Te oraz wydajność wytwarzania izotopów antymonu (około 1%), ponieważ aktywność tych izotopów była mierzalna. Wydajność na wytwarzanie pozostałych 57% izotopów przypisano głównie nieaktywnemu ^{126}Te . Taka ocena pozwoliła na wyznaczenie krzywej (Rys. 2) prawdopodobieństwa emisji danej liczby neutronów. Z tych danych wynika, że najbardziej prawdopodobna jest emisja 1 neutronu, a w 80% reakcji mamy emisję jednego lub dwóch neutronów.

Wreszcie stosunkowo niedawno Kaplan i in. [18] zmierzili rozkład liczby neutronów emitowanych przy absorpcji mezonu μ w ołowiu przy pomocy scyntylatora ciekłego z dodatkiem związku kadmu. Względna liczba rejestracji n neutronów $f(n)$ wynosiła:

$f(0)$	$f(1)$	$f(2)$	$f(3)$	$f(4)$	$f(5)$	$f(6)$
0,315	0,506	0,146	0,019	0,009	0,002	0,002 .

W tabeli I podano wyniki pomiarów średniej liczby neutronów $\bar{\nu}(n)$ emitowanych przy wychycie mezonów μ .

Tabela 1

Średnia liczba neutronów $\bar{\nu}$ emitowanych przy wychycie mezonu μ

Autor	Tarcza	$\bar{\nu}$	Rok wykonania pracy
Groetzinger	Pb	1,96 \pm 0,72	1951
Crouch, Sard	Pb	2,15 \pm 0,15	1951
Conforto, Sard	Pb	1,47 \pm 0,13	1952
Widgoff	Pb	2,14 \pm 0,13	1953
	Al	0,95 \pm 0,17	
	Bi	2,32 \pm 0,17	
	Sn	1,54 \pm 0,12	
Winsberg	Te	1,6	1954
Godfrey	C	1,0	1953
Jones	Pb	1,7 \pm 0,3	1957
	Mg	0,6 \pm 0,2	
	Na	1,0 \pm 0,4	

Na zakończenie tego rozdziału podamy krótki przegląd metod wyznaczania funkcji wzbudzenia jądra w przypadku absorpcji jądrowej mezonu μ .

Podstawowymi pracami w tej dziedzinie jest praca Tiomno i Wheelera [19] oraz praca Kennedy'ego [12]. Autorzy ci nie uwzględniali spinowych oddziaływań. Jako funkcję falową jądra przyjmowano antysymetryzowany iloczyn funkcji falowych nukleonów. Obliczenia prowadzono dla:

- 1) modelu gazu Fermiego,
- 2) modelu dipolowego,
- 3) metodą Hartrego.

W pierwszym przypadku nukleony wypełniają wszystkie stany aż do pędu krytycznego $p = 210 \text{ MeV}/c$. Mezon oddziaływa z oddzielnym protonem, który traktuje się jako swobodny. Rozważa się przejścia na poziomy neutronowe nie zajęte, leżące wyżej granicy Fermiego. Funkcję wzbudzenia uzyskuje się rozważając liczbę możliwych stanów w przestrzeni pędów dla każdego podziału energii między neutronem i neutrino.

W wyniku Tiomno i Wheeler mogli stwierdzić, że najbardziej prawdopodobna wartość energii wzbudzenia wynosi 15 MeV, a możliwa 21 MeV.

W modelu dipolowym zakłada się, że przy emisji neutrina energia odrzutu przechodzi na całe jądro, co jest równoznaczne z założeniem, że długość fali neutrina jest porównywalna z rozmiarami jądra i że można ją rozłożyć na szereg rozwijając względem wektora \vec{r} .

Model Hartrego stosowali zarówno Tiomno i Wheeler jak i Kennedy do jąder o zamkniętych powłokach, a więc ^{16}O , ^{40}Ca ^{208}Pb . W tym wypadku można przeprowadzić ściślejsze obliczenia funkcji wzbudzenia, przyjmując określoną konfigurację nukleonów w prostokątnej jamie potencjału, a mianowicie konfigurację odpowiadającą wiązaniu $j-j$.

I w tym wypadku powyższa ocena daje średnią energię wzbudzenia rzędu kilkunastu MeV.

Sytuacja w tej chwili jest taka, że zarówno obliczenia jak i wyniki doświadczalne nie są wystarczająco dokładne, jednak są one niespreczne.

IV. Niezachowanie parzystości a absorpcja jądrowa mezonów μ

Zainteresowanie fizyką mezonów μ ogromnie wzrosło, gdy w 1957 r., zgodnie z przewidywaniami Lee i Yanga [20], Lederman [21] wykazał, że przy rozpadzie mezonu μ parzystość nie zostaje zachowana.

Jednakże rezultat ten nie wyczerpywał zagadnienia, ponieważ należało jeszcze sprawdzić czy, zachowanie parzystości przejawia się również w oddziaływaniu mezonu μ z protonem według schematu (1).

Jak wynika z rezultatów pracy Huanga, Lee i Yanga [10], polaryzacja mezonów μ przy oddziaływaniu z protonem powinna spowodować asymetrię rozkładu kąтового emitowanych neutronów, w wyniku czego rozkład ten powinien być typu

$$1 + a \cos \theta, \quad \theta = \angle(\vec{\sigma}_\mu, \vec{p}_\mu), \quad (17)$$

gdzie a wyraża się przez stałe rozmaitych typów sprężen

$$a = \frac{-(C_S + C_V)^2 + (C_A + C_T)^2}{(C_S + C_V)^2 + 3(C_A + C_T)^2}. \quad (18)$$

Jak widać z powyższej formuły eksperymentalne wyznaczenie współczynnika ma duże znaczenie, ponieważ daje nowe równanie pozwalające określić zależność między poszczególnymi stałymi. Jednakże zrealizowanie eksperymentu, w którym można by zmierzyć rozkład kątowy neutronów emitowanych wskutek oddziaływania mezonów z atomami wodoru, napotyka poważne trudności. Pierwsza trudność została już omówiona: jest nią małe prawdopodobieństwo absorpcji w wodorze. Istnieje jednak druga trudność, która jeszcze bardziej ogranicza taką możliwość.

Jak wiadomo mezony μ , powstające w wyniku rozpadu π , są spolaryzowane wzdłuż wektora pędu.

Zatem wiązka mezonów μ z akceleratora jest wiązką mezonów spolaryzowanych i laboratoria, mające do dyspozycji akceleratory odpowiedniej energii, mają możliwości prowadzenia badań oddziaływania spolaryzowanych mezonów μ z jądrami.

Przy okazji warto wymienić te laboratoria, w których prowadzone są intensywne badania z zakresu fizyki mezonów μ otrzymywanych z akceleratorów cyklicznych. Są to: Chicago, Berkeley, CERN, Dubna, Liverpool.

Na podstawie badań asymetrii kątowej elektronów z rozpadu spolaryzowanych mezonów μ ustalono, że współczynnik asymetrii a w formule $1 + a \cos \theta$ zależy w dużym stopniu od rodzaju materiału, w którym następuje rozpad.

Omówienie tego zagadnienia, które w tej chwili ma swoją obszerną literaturę, wykracza poza ramy tego referatu. Ograniczymy się do stwierdzenia, że wyżej wymieniony efekt jest wywołany różnymi stopniami depolaryzacji mezonów μ w różnych materiałach.

Spodziewany rozkład kątowy emitowanych neutronów należy zatem zapisać: $1 + P\gamma \cos \theta$, gdzie P określa stan polaryzacji mezonu μ na orbicie K atomu, z którego mezon zostaje wychwycony. W eksperymencie mierzymy iloczyn $P \cdot \gamma$.

W pracy Ignatenki, Jegorowa, Chalupy, Czultema [22] stwierdzono, że w ciekłym wodorze mezony zostają całkowicie zdepolaryzo-

wane. Fakt ten stanowi tę drugą trudność, która jeśli nie umożliwia, to w każdym razie poważnie ogranicza możliwość eksperymentowania z wodorem.

Ten stan rzeczy zmusza do zastanowienia się nad innymi możliwościami wykonania eksperymentu, w którym można by zmierzyć rozkład kątowy neutronów powstających w wyniku oddziaływania mezonu μ z protonem.

Taką drogę wskazują prace teoretyczne, w których określono wpływ samego jądra na przebieg reakcji (1) i wyznaczono pewien średni współczynnik charakteryzujący zmniejszenie asymetrii. Są to prace Joffego [23], Überalla [24] oraz Szapiro, Dolińskiego i Błochincewa [25].

W pierwszej pracy postawiono problem w sposób ogólny i wykazano możliwość określenia wpływu jądra na rozmycie rozkładu kąтового, jednak nie przedstawiono konkretnych rachunków. W pracy Überalla rozważano wpływ ruchu protonów w jądrze na zmniejszenie asymetrii kątovej, przyjmując za podstawę model gazu Fermiego. Wynik tej pracy zawiera się w stwierdzeniu, że anizotropia redukuje się w stosunku 0,7 dla neutronów najwolniejszych, natomiast dla najszybszych rozkład kątovej nie zostaje zmieniony.

Wreszcie z pracy Szapiro i in. przeprowadzono obliczenia dla jąder ^{16}O i ^{40}Ca opierając się na modelu powłokowym i wykazano, że emitowane neutrony można podzielić na dwie grupy: pierwszą, stanowiącą około 80% całkowitej liczby emitowanych neutronów o widmie cząstek wyparowania i o rozkładzie kątowym izotropowym, i drugą grupę wysokoenergetyczną z maksimum około 6 MeV, dla której uśredniony po energii współczynnik rozmycia wynosi $\bar{\beta} = 0,5$.

Do chwili obecnej ogłoszono wyniki zaledwie jednej pracy, w której autorzy próbowali wyznaczyć współczynnik asymetrii kątovej neutronów emitowanych przy wychwycie \bar{K} mezonów μ . Jest to praca Coffina, Sachsa i Tycko [26].

Z krótkiego komunikatu wynika, że do detekcji neutronów użyto dużego licznika scyntylicyjnego, asymetrię badano stosując metodę precesji spinu mezonu znaną z pracy Ledermana, natomiast próg dyskryminatora amplitudy ustalono na poziomie odpowiadającym protonom o energii 2 MeV. Wynik tych autorów nie pozwala na stwierdzenie istnienia asymetrii kątovej neutronów, ponieważ według ich pomiarów współczynnik asymetrii wynosi $0,03 \pm 0,15$. Wydaje się, że powyższe pomiary należałoby powtórzyć w innym wariantcie eksperymentalnym, ponieważ, jak wynika z pracy Błochincewa i in., na poziomie energii protonów 2 MeV można spodziewać się dużej liczby neutronów z oddziaływania przez jądro złożone i prawdopodobnie izotropowy rozkład tych neutronów przesłonił spodziewaną asymetrię.

Jeśli opierać się na wyniku Tolhoeka, który podaje $|\chi| = 1,67$, to oczekiwana wartość współczynnika asymetrii przy oddziaływaniu z protonami wynosi:

$$\alpha = \frac{-|g^F|^2 + |g^{GT}|^2}{|g^F|^2 + 3|g^{GT}|^2} = \frac{\chi^2 - 1}{1 + 3\chi^2} = 0,19 \quad (19)$$

natomiast dla jądra ^{40}Ca , uwzględniając depolaryzację mezonów i ruch nukleonów w jądrze, powinniśmy otrzymać rozkład

$$1 + P\bar{\beta}\alpha\cos\theta, \quad P\bar{\beta}\alpha \cong 0,05. \quad (20)$$

Uzyskanie wyniku z dokładnością 15—20% jest zadaniem eksperymentalnie trudnym, ale realnym w warunkach jakie stwarzają akceleratory np. w Dubnej czy Berkeley.

Na zakończenie należy wspomnieć o jeszcze jednym typie oddziaływania mezonu μ z protonem, którego wynik przejawia się w asymetrii rozkładu kąтового produktów reakcji i które daje możliwość ustalenia stosunków między stałymi sprzężenia. Jest to radiacyjny wychwyt mezonu:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu + \gamma. \quad (21)$$

Oddziaływanie tego typu jest trzy do czterech rzędów mniej prawdopodobne niż normalny wychwyt, jednakże kwanty γ wysokiej energii (energia maksymalna w tym wypadku wynosi ~ 100 MeV) rejestruje się z dużo większą wydajnością niż neutrony. Dla tego oddziaływania Huang, Lee i Yang [10] przewidują, w przypadku polaryzacji mezonów μ rozkład kątowy kwantów jest również typu $1 + \delta\cos\theta$, gdzie

$$\delta = \frac{-|C_S|^2 + |C_V|^2 - |C_A|^2 + |C_T|^2}{|C_S|^2 + |C_V|^2 + 3|C_A|^2 + 3|C_T|^2}. \quad (22)$$

Z tego krótkiego przeglądu wynika, że badania mezonów μ ponownie zaczęły budzić w ostatnim okresie powszechne zainteresowanie fizyków, głównie ze względu na informacje, jakich mogą one dostarczyć o uniwersalnym oddziaływaniu Fermiego.

Literatura

- [1] Tiomno, Wheeler, Rev. mod. Phys. **21**, 133 (1949).
- [2] Sakata, Progr. theor. Phys. **1**, 143 (1946).
- [3] Pontecorvo, Phys. Rev. **72**, 246 (1947).
- [4] Ticho, Phys. Rev. **74**, 1337 (1948).
- [5] Ticho, Schein, Phys. Rev. **73**, 81 (1948).
- [6] Valley, Phys. Rev. **72**, 772 (1947).
- [7] Harrison, Keuffel, Reynolds, Phys. Rev. **83**, 680 (1951).

- [8] Sens, Swanson, Telegdi, Yovanovitsch, Phys. Rev. **107**, 1464 (1957).
- [9] Primakoff, Proc. V Rochestr. Conf. 174 (1955).
- [10] Huang, Lee, Yang, Phys. Rev. **108**, 1340 (1957).
- [11] Tolhoek, preprint CERN XII (1958).
- [12] Kennedy, Phys. Rev. **87**, 953 (1952).
- [13] Tolhoek, Luyten, Nucl. Phys. **3**, 679 (1957).
- [14] Sard, Ittner, Conforto, Crouch, Phys. Rev. **74**, 97 (1948).
- [15] Groetzinger, Mc Clure, Phys. Rev. **74**, 341 (1948).
- [16] Turkiewicz, Phys. Rev. **92**, 521 (1953).
- [17] Winsberg, Phys. Rev. **95**, 205 (1954).
- [18] Kaplan, Bull. Am. Phys. Soc. ser. II Nr 4 (1957).
- [19] Tiomno, Wheeler, Rev. mod. Phys. **21**, 153 (1949).
- [20] Lee, Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [21] Garwin, Lederman, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957).
- [22] Ignatenko, Jegorow, Chalupa, Chultem, Preprint P-191. J. I. N. R. Dubna (1958).
- [23] Joffe, Zh. eksper. teor. Fiz. **33**, 308 (1957).
- [24] Überall, Nuovo Cimento VI. 533 (1957).
- [25] Szapiro, Doliński, Błochincew, Zh. eksper. teor. Fiz. **35**, 1488 (1958).
- [26] Coffin, Sachs, Tycko, Bull. Am. Phys. Soc. ser. II Nr 1 (1958).

Jadwiga Mońka

Zakład Fizyki Technicznej Politechniki Łódzkiej
Łódź

Własności plazmy gorącej

Termin „plazma“ został wprowadzony w roku 1920 przez Langmuira w celu opisanego takiego stanu gazu zjonizowanego, w którym ilości naboju dodatniego i ujemnego są prawie równe.

Obszar plazmy zaczyna faktycznie istnieć w gazie dopiero przy temperaturze 10^4 °K. Gaz całkowicie zjonizowany, będący w temperaturze rzędu milionów stopni, nazywamy plazmą gorącą. Wszelka substancja we wszechświecie, z wyjątkiem znikomej jej części, istnieje w stanie plazmy, zwanej też „czwartym stanem materii“.

W roku 1951 został oficjalnie ogłoszony program badawczy Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych, zwany „projektem Sherwood“, którego celem jest wytworzenie w warunkach ziemskich plazmy gorącej, takiej jaka istnieje w gwiazdach, czyli gazu całkowicie zjonizowanego w temperaturze 10^9 °K, w której mogłaby zajść synteza (fuzja) jąder pierwiastków lekkich, w wyniku której zostaje wyzwolona energia, pochodząca z defektu masy, odpowiadającej energii wiązań jądrowych.

Kilka lat temu rozwiązano problem wyzwolenia syntezy jąder w postaci wybuchu. Celem projektu *Sherwood* jest urzeczywistnienie powolnej i kontrolowanej reakcji syntezy jąder o takim natężeniu, by wydzielona przez nie energia przekraczała energię dostarczoną do reaktora fuzji, by powstał dodatni bilans energetyczny. Nad budową kierowanego reaktora fuzyjnego pracuje w projekcie *Sherwood* wiele ośrodków różnych państw. Na II Międzynarodowej Konferencji w Genewie w 1958 r., zwołanej pod hasłem: „Pokojowe zastosowanie energii jądrowej“, pokazano cały szereg modeli urządzeń do wytwarzania kontrolowanej reakcji termojądrowej.

Urządzenia te można by podzielić na:

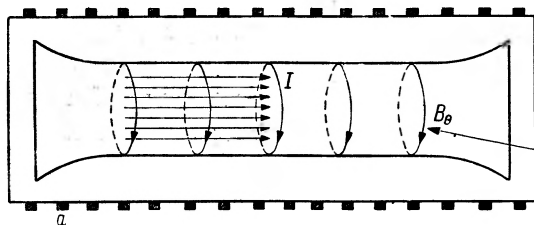
1. Liniowe — rury proste, w których rozładowuje się baterię kondensatorów między dwoma elektrodami (rys. 1).
2. Komory toroidalne, w których plazma jest wtórną cewką transformatora (rys. 2).

Do rur liniowych zaliczamy np. *Columbus II* (USA) (rys. 3). Wśród urządzeń toroidalnych znane są: *Zeta* (rys. 4) i *Sceptre* (Anglia), *Perhap-*

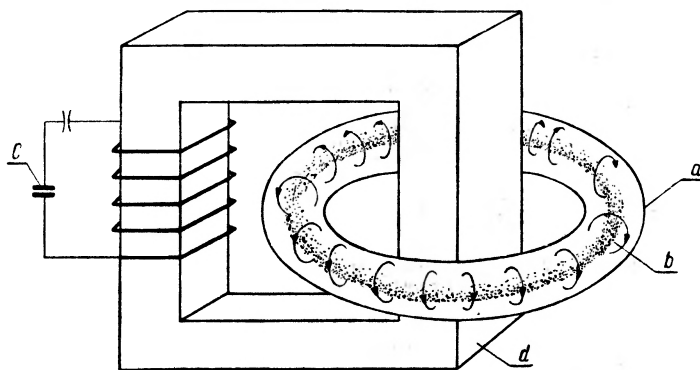
satron S-3 (rys. 5) i S-4 (rys. 6) (USA), *Stellarator* (rys. 7) (USA), *T. A. 2000* (rys. 8) (Francja), *Alpha* (rys. 9) (ZSRR).

Do urządzeń liniowych zalicza się również maszyny zwierciadlane, np. *D. C. X.* (rys. 10) (USA), *Ogra* (rys. 11) (ZSRR), *Toy-top* (rys. 12) i *Pyratron*, oraz *Scylla* (USA).

Odmienne typy od urządzeń poprzednich stanowią: *Astron* (rys. 13) (USA), *Homopolar* (rys. 14) i *Ixion* (USA).

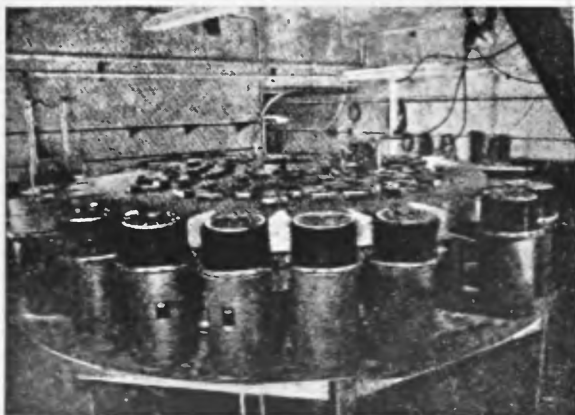


Rys. 1. Rura cylindryczna. *a* — uzwojenie stabilizujące, B_θ — pole magnetyczne wywołujące skurcz

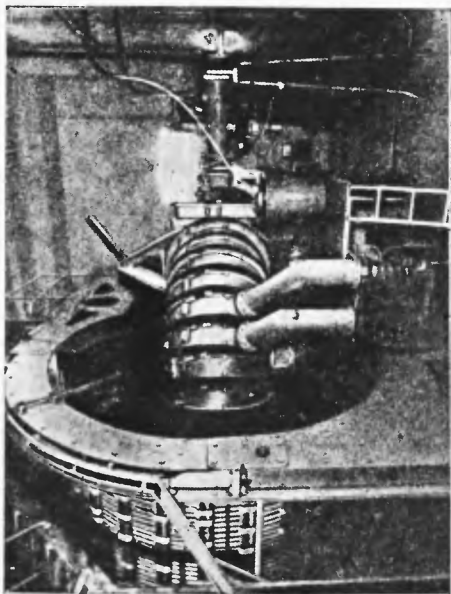


Rys. 2. Zasada wyładowania toroidalnego. *a* — pierścień, *b* — kolumna plazmy, *c* — bateria kondensatorów, *d* — rdzeń magnetyczny

Byłoby przedwczesnie twierdzić, że któreś z wyżej wymienionych urządzeń jest lepsze od innych, gdyż wszystkie są dalekie od osiągnięcia swoich możliwości, bowiem „gdzie (według Posta) potrzebne są sekundy trwania ograniczenia plazmy, uzyskano milisekundy, gdzie wymagane są temperatury 10^9 °K, czyli rzędu 100 keV, osiągnięto 10^7 °K czyli 1 keV“. (Temperatura 1 keV odpowiada $1,16 \cdot 10^7$ °K).



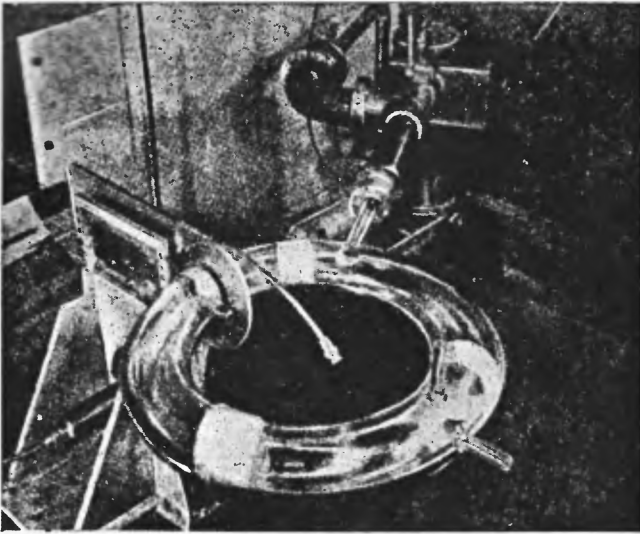
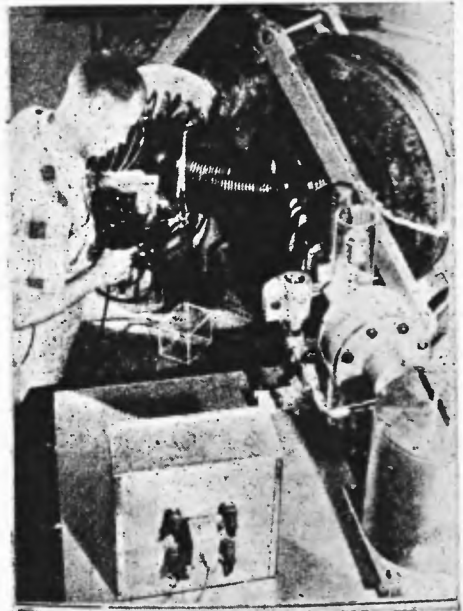
Rys. 3. Ogólny widok urządzenia *Columbus II*



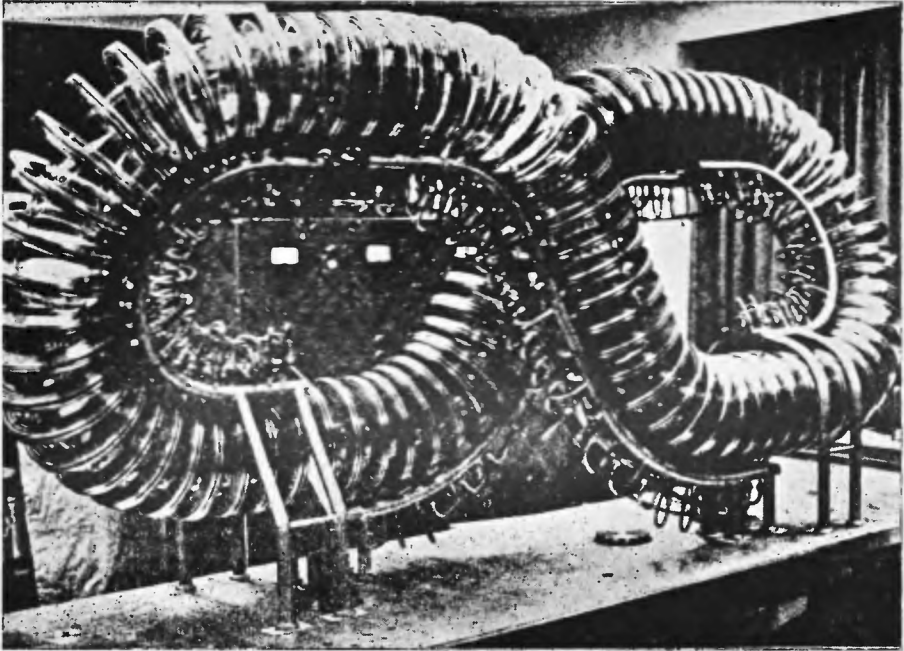
Rys. 4. Widok ogólny urządzenia *Zeta*

Wytwarzanie plazmy

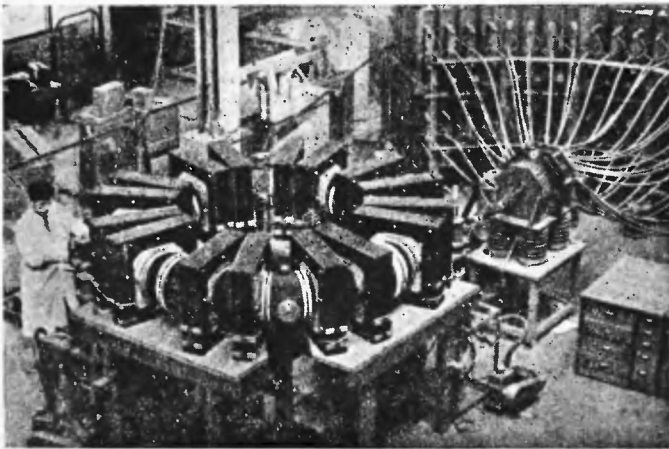
Do reakcji jądrowych, wydających się najbardziej interesującymi dla wykorzystania w kierowanym reaktorze fuzji, zaliczają się te, w których biorą udział różne izotopy wodoru, helu i litu według następującego schematu:

Rys. 5. *Perhapsatron S-3*Rys. 6. *Perhapsatron S-4*

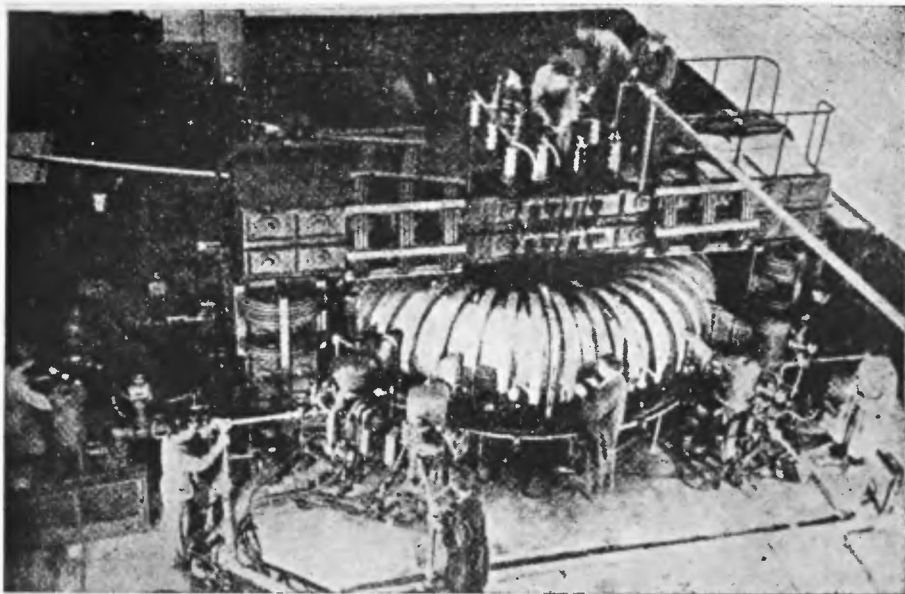
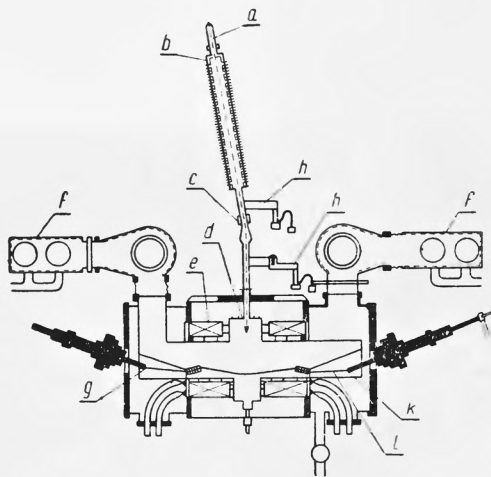
Reakcja	Energia uwolniona w MeV
1. $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3,25$	
2. $D + D \rightarrow T + p + 4$	
3. $T + D \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17,6$	
4. ${}^3\text{He} + D \rightarrow {}^4\text{He} + p + 18,3$	
5. ${}^6\text{Li} + D \rightarrow 2{}^4\text{He} + 22,4$	
6. ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He} + 17,3$	



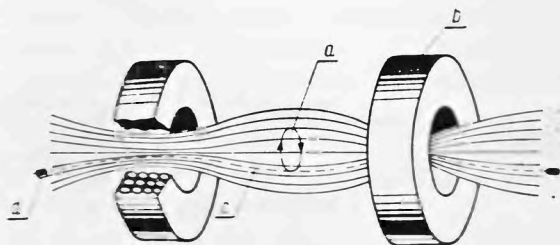
Rys. 7. *Stellarator* ósemkowy



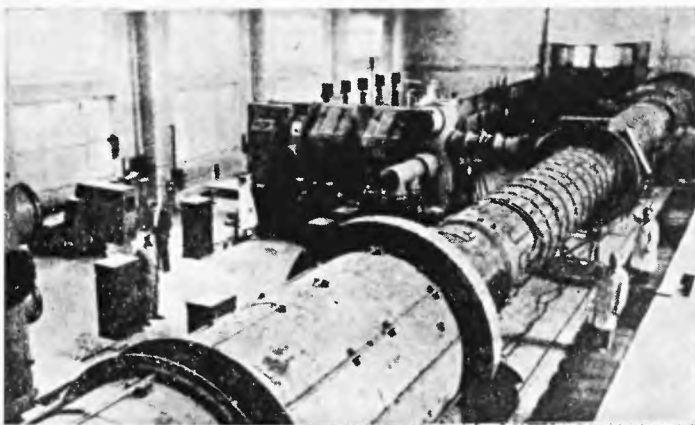
Rys. 8. *T. A.* 2000

Rys. 9. *Alpha*Rys. 10. Maszyna zwierciadlana *D. C. X.*

a — źródło jonów cząsteczkowych, *b* — rura przyspieszająca, *c* — odchylenie magnetyczne, *d* — strumień D_2^+ , *e* — cewki, *f* — pompy próżniowe, *g* — katoda, *h* — pompy dyfuzyjne, *k* — anoda, *l* — luk



Rys. 10a. Zasada działania maszynki zwierciadlanej D. C. X. *a* — wiązka jonów cząsteczkowych, *b* — cewki, *c* — łuk węglowy, *d* — elektrody. Jony cząsteczkowe są zdysocjowane w zetknięciu z łukiem węglowym. Jony atomowe swobodne mają 2 razy mniejszą masę, dzięki czemu ich promień wirowania zostaje zmniejszony w stosunku 1:2, są więc uwięzione w butelce



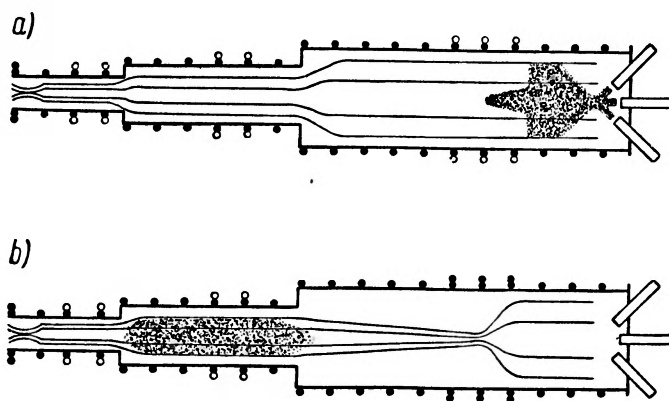
Rys. 11. Ogra

Reakcje 1 i 2 zachodzą prawie z jednakowym prawdopodobieństwem. Reakcje 3 i 4 są interesujące dzięki ich dużej energii wyzwolonej, a także dlatego, że zachodzą one na produktach reakcji 1 i 2.

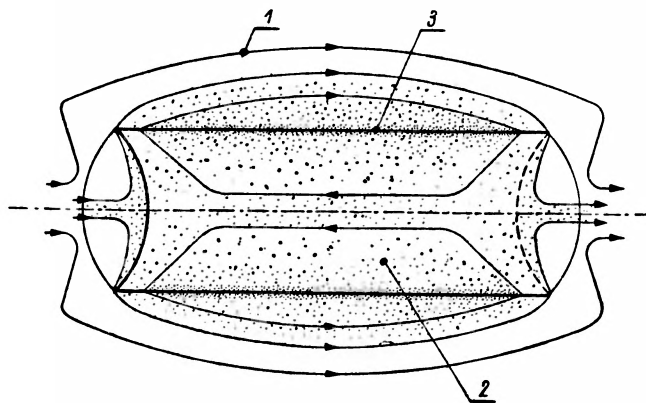
Reakcje 5 i 6 są praktycznie trudniejsze do wykorzystania, gdyż przekroje czynne tych reakcji dla niższych energii są inne niż dla reakcji 1, 2, 3 i 4 (rys. 15).

Do kontrolowanych reakcji termojądrowych używa się najczęściej gazowego deuteru lub mieszaniny deuteru i trytu. Gazowy deuter może reagować poniżej punktu zapłonu, tj. około $4 \cdot 10^8$ °K. Mieszanina deuteru i trytu reaguje przy znacznie niższej temperaturze $5 \cdot 10^7$ °K.

Przed wpuszczeniem gazu do rur należy wytworzyć w nich próżnię rzędu 10^{-9} mm Hg. Obecność w plazmie innych pierwiastków ciężkich (zanieczyszczeń) nawet w bardzo małej ilości jest bardzo szkodliwa (obniża

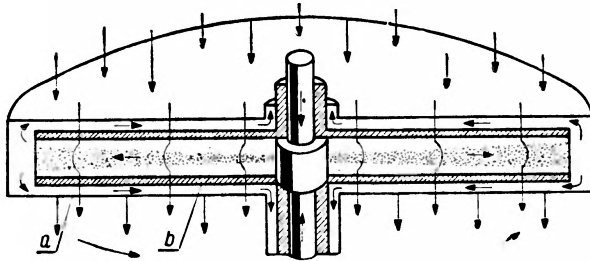


Rys. 12. *Toy-top*. Maszyna zwierciadlana wielostopniowa. Skurcz uzyskuje się przez przekazywanie plazmy do stopni, w których pole magnetyczne jest coraz silniejsze; *a* — plazma jest wtryskiwana do 1-go stopnia, *b* — plazma jest przeprowadzona do 2-go stopnia za pomocą zwierciadła magnetycznego odpowiednio zsynchronizowanego

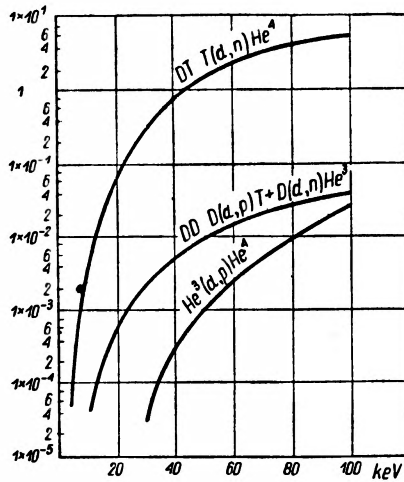


Rys. 13. *Astron* — butelka magnetyczna, której linie sił otaczają całkowicie plazmę, ograniczając ucieczkę; 1 — linie sił, 2 — plazma, 3 — powłoka prądu (elektrony relatywistyczne wirujące). Układ ten jest utworzony przez cewkę zewnętrzną, podobną do zwierciadła magnetycznego i powłokę cylindryczną prądu wewnętrznego w plazmie

temperaturę plazmy). Gęstość gazu wprowadzonego do rur jest rzędu od 10^{14} do 10^{15} cząstek/cm³. Konieczność wprowadzenia do rur gazów rozrzedzonych wynika z faktu ogromnych przyrostów ciśnień w plazmie, które towarzyszą przyrostowi temperatury.



Rys. 14. Zasada maszyny plazmy wirującej „Homopolar“; *a* — przewodnik, *b* — izolator. Do pola magnetycznego (z góry na dół) dodaje się pole elektryczne między elektrodą centralną i elektrodami skrajnymi. Współdziałanie prądu elektrycznego w plazmie i pola magnetycznego wywołuje wirowanie plazmy wokół osi rysunku



Rys. 15. Zależność przekroju czynnego dla reakcji 1—6 od energii cząstek w keV. Przekrój czynny wyrażony w barnach (oś y)

W rurach liniowych wytwarzamy plazmę przez wyładowanie w gazie rozrzedzonym pomiędzy elektrodami metalowymi. W przypadku rur toroidalnych — przez wyładowanie pod wpływem wysokiej częstotliwości (rzędu 100 Mcykli/sec).

Własności fizyczne plazmy w bardzo wysokich temperaturach

1. Wysoki stopień jonizacji (do 100%).

2. Neutralność elektryczna.

Plazma jako całość jest elektrycznie obojętna, tzn. zawiera tyle jonów co elektronów (w przypadku izotopów wodoru).

3. Wysokie przewodnictwo elektryczne.

W temperaturze $3 \cdot 10^7$ °K plazma deuterowa ma opór właściwy zbliżony do miedzi. W przeciwieństwie do zwykłych przewodników opór właściwy plazmy maleje ze wzrostem temperatury (maleje ilość zderzeń między cząstkami) odpowiednio do $T^{-3/2}$ według wzoru:

$$\rho = \frac{3 \cdot 10^{-6}}{T^{3/2}} \text{ ohm} \cdot \text{cm} .$$

(T — wyrażone w keV). Mamy więc do czynienia z nadprzewodnictwem plazmy.

4. Wielkie przewodnictwo cieplne.

Z tego powodu należy unikać kontaktu plazmy ze ściankami obudowy, aby nie było strat ciepła przez przewodnictwo.

5. Plazma gorąca promieniuje energię w postaci fal elektromagnetycznych w bardzo szerokim przedziale energii — od radiowych do bardzo twardych promieni X. Proces promieniowania tej energii wynika prawdopodobnie z hamowania elektronów w polu elektrycznym jonów według wzoru:

$$E_h = 1,47 \cdot 10^{-27} Z^2 n_i n_e T^{1/2} \text{ erg, (obliczona na cm}^3 \text{ i sec) ,}$$

gdzie: E_h — energia hamowania, T — temperatura w °K, n_i i n_e — odpowiednio ilość jonów i elektronów w cm^3 .

W przypadku zanieczyszczeń o dużej liczbie Z strata energii jest duża.

6. Plazma gorąca może być źródłem neutronów.

7. Pomiedzy cząstkami plazmy (+) i (-) działają siły dużego zasięgu. Są to siły kulombowskie. W plazmie wszystkie cząstki sąsiadujące i oddalone od siebie stale oddziałują wzajemnie.

8. Plazma wyładowania nie jest w równowadze termodynamicznej. Średnia energia kinetyczna elektronów może przewyższać energię kinetyczną jonów lub cząstek obojętnych. Istnieje dopływ energii od prądu wyładowania przepływającego przez plazmę. Cząstki naładowane, wchodzące w skład plazmy, są stale w przyspieszającym polu elektrycznym.

9. Plazma ma zdolność do wytwarzania drgań.

a. Drgania podłużne plazmy związane są z niewielkimi chwilowymi zgrupowaniami ładunku jednego znaku w odniesieniu do ładunku znaku przeciwnego, co wywołuje pole elektryczne skierowane tak, by przeciwdziałać zgęszczeniu. Siły bezwładności podtrzymują mechanizm okreso-

wych drgań około zerowego przesunięcia ładunku. Elektronowa częstość plazmowa ω_p , czyli częstość elektronowych drgań plazmy, jest większa niż jonowa i wyraża się wzorem:

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e \frac{e^2}{m} \frac{1}{\text{sek}}}.$$

Jeżeli w plazmie rozchodzi się jakaś fala elektromagnetyczna, to nie ulega ona osłabieniu tylko w przypadku, jeśli jej częstość $\omega > \omega_p$. Zwykle światło swobodnie przechodzi przez plazmę, fale radiowe mogą być pochłaniane lub odbijane.

Stała dielektryczna wyraża się wzorem:

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{4\pi n_e \cdot e^2}{m\omega^2}.$$

Współczynnik załamania określa wzór:

$$n = \sqrt{\varepsilon}.$$

b. Jeżeli plazma znajduje się w polu magnetycznym, jest możliwość powstawania w niej fal magneto hydrodynamicznych, opisanych przez Alfvèna. Są to fale poprzeczne, które rozchodzą się wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Naładowane cząstki zachowują się tak, jakby były związane z magnetycznymi liniami sił lub powierzchniami magnetycznymi. Fale Alfvèna mogą powstać wtedy, gdy ω i $\omega_p \ll \omega_c$ — częstości cyklotronowej elektronu (częstości wirowania elektronu wokół środka wiódącego). Prędkość rozchodzenia się tych fal hydromagnetycznych określa wzór Alfvèna:

$$v_A = \left(\frac{H^2}{4\pi\rho}\right)^{1/2},$$

gdzie ρ jest masą na jednostkę długości — $\rho = (n_i m_i + n_e m_e) \approx n_i m_i$, lub

$$\left(\frac{v_A}{c}\right)^2 = \frac{2\left(\frac{H^2}{8\pi}\right)}{\rho c^2},$$

gdzie c jest prędkością światła.

W reakcjach termojądrowych fale te biegną dużo wolniej od prędkości światła:

$$\frac{v_A}{c} \ll 1.$$

Fale Alfvèna odgrywają ważną rolę w problemie stabilności plazmy i wyjaśniają własność „wmrażania“ w plazmę linii sił pola magnetycznego.

Wzrost temperatury plazmy jest zależny od zwiększenia ilości zderzeń między cząstkami plazmy, co pociąga za sobą zmianę gęstości cząstek w przestrzeni fazowej (prędkości).

Zmianę gęstości cząstek f w przestrzeni fazowej jako funkcję współrzędnych r i prędkości v określa równanie Boltzmana.

Wyrażenie

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) dx dy dz dv_x dv_y dv_z$$

jest liczbą cząstek, które znajdują się w elemencie objętości $dx dy dz$, w punkcie r i prędkości których leżą w przedziałach $dv_x dv_y dv_z$ w pobliżu \vec{v} .

Równanie Boltzmana ustala, że szybkość zmian liczby cząstek df/dt wzdłuż toru jest całkowicie uwarunkowana wynikiem zderzeń między cząsteczkami. Dla grupy jednakowych cząstek równanie różniczkowe o pochodnych cząstkowych można napisać w postaci:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dt} + \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \frac{dv_i}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll}$$

($i = 1, 2, 3$; x, y, z — zastąpiono przez x_1, x_2, x_3).

$(\partial f/\partial t)_{coll}$ — oznacza zmianę f uwarunkowaną zderzeniami między cząsteczkami. Przy nieobecności zderzeń to równanie sprowadza się do twierdzenia Liouville'a, które ustala, że dla niezmiennego układu gęstość cząstek f jest stała wzdłuż toru dynamicznego. Równaniem Boltzmana można opisać zachowanie się plazmy w danym polu magnetycznym.

W 1934 r. amerykański fizyk Willard Bennett stwierdził, że gdy przez zjonizowany gaz przechodzi bardzo silny prąd, to prąd ten skupia się sam w kształt cienkiego włókna pod wpływem jego własnego pola magnetycznego, przy czym ogromnie wzrasta gęstość i temperatura gazu.

Naładowane cząstki w strumieniu plazmy zachowują się w ten sposób jak dwa równoległe przewodniki, po których płynie prąd w tym samym kierunku. Są więc one przyciągane do siebie nawzajem, w wyniku czego plazma staje się gęstsza.

Teoria Bennetta została udowodniona w 1951 r. Uczni zmusili jądra wodoru do oderwania się od ścian pieca termojądrowego za pomocą pól magnetycznych i skupienia ich wewnątrz naczynia, czyli w „butli magnetycznej“.

Plazma odrywa się od ścianek naczynia w chwili, gdy następuje równowaga między ciśnieniem kinetycznym wewnątrz plazmy

$$P_{wewn.} = (n_i + n_e)kT,$$

przy czym: n_i i n_e — odpowiednio gęstość jonów i elektronów, k — stała Boltzmana, T — temperatura, a $P_{zewn.}$ — ciśnieniem sił elektrodynamicznych, czyli ciśnieniem magnetycznym zewnętrznym, które jest bezpo-

średnim wynikiem współdziałania prądów plazmowych i pola magnetycznego przez nie wytworzonego (B_0).

Z warunku równowagi tych ciśnień wynika, że

$$P_{wewn.} = \left(\frac{B_0^2}{8\pi} \right)_{zewn.}$$

Temperatura plazmy określona z warunku równowagi w chwili odrywania plazmy wynosi

$$T = \frac{I^2}{2Nk},$$

gdzie: I — natężenie prądu w plazmie, k — stała Boltzmann, N — ilość cząstek danego znaku, przypadająca na 1 cm długości rury.

Ciśnienie magnetyczne działa tylko wówczas, gdy prądy w plazmie dążą do zmniejszenia pola magnetycznego wewnątrz plazmy, czyli usuwania z obszaru plazmy. W tym sensie plazmę można nazwać ośrodkiem diamagnetycznym.

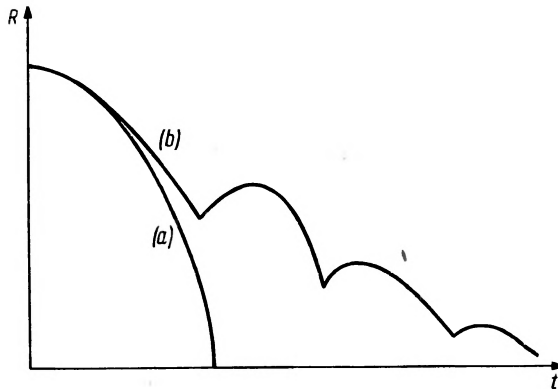
Oderwana plazma od ścianek naczynia biegnie ku osi rury wyładowań, tworząc ściśnięty sznur, słup wyładowań. Zjawisko kurczenia się słupa plazmy pod wpływem jej własnego pola magnetycznego nosi nazwę *pinch-effect*.

Proces skupienia plazmy z punktu widzenia dynamiki można rozpatrywać jako wytworzenie się w plazmie cylindrycznej fali uderzeniowej, biegnącej w kierunku osi rury. Gaz znajdujący się pod wewnętrznym czołem tej fali nie jest całkowicie zjonizowany. Biegnąca fala porywa ze sobą wraz z jonami także i cząstki neutralne, które ulegają jonizacji. Gęstość materii wprowadzona w ruch stopniowo wzrasta. Podczas największej koncentracji plazmy na osi rury powstaje fala uderzeniowa, która unosi plazmę w kierunku ścianek naczynia. Fala ta ulega hamowaniu przez siły elektrodynamiczne, które chcą skupić prądy równoległe i powstaje ponowna fala kumulacji, różniąca się tym od pierwszej, że tutaj gaz jest całkowicie zjonizowany i mała jest jego gęstość w obszarze zewnętrznym. Zjawisko to może powtórzyć się, w wyniku czego promień *pinchu* zmienia się z czasem, jak wskazuje rys. 16, według krzywej „b” a nie „a”. Oprócz metody *pinch-efektu* oddzielenie plazmy od ścian naczynia można uzyskać przez podłużne pole magnetyczne (B_z), które stosuje się zarówno w rurach liniowych, tzw. maszynach zwierciadlanych, jak i w układach bez końców — *stellaratorach*.

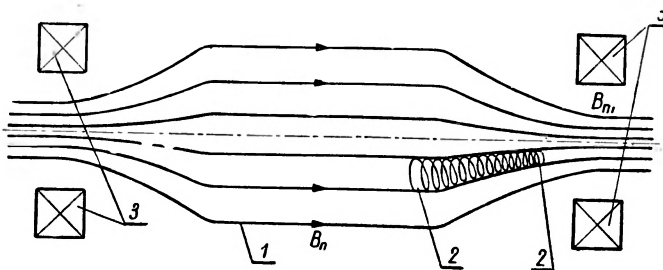
Maszyny zwierciadlane są to układy pól magnetycznych ukształtowane w ten sposób, że na końcach układu pole magnetyczne jest silniejsze niż w środku (rys. 17). Cząstka naładowana poruszająca się w strefie wzrastającego pola magnetycznego niezależnie od jej masy, ładunku i prędkości

nie może wydostać się na zewnątrz pola, jeśli sinus kąta, który tworzy kierunek prędkości tej cząstki z liniami sił pola magnetycznego, jest większy od stosunku minimalnego pola granicznego (B_0) do maksymalnego pola granicznego (B_m) w tym obszarze, czyli:

$$\sin \theta_0 > \left(\frac{B_0}{B_m} \right)^{1/2}.$$



Rys. 16. Wykres R pinchu w zależności od czasu



Rys. 17. Zasada butelki ze zwierciadłami magnetycznymi
1 — linie sił, 2 — tor ruchu cząstki, 3 — cewki

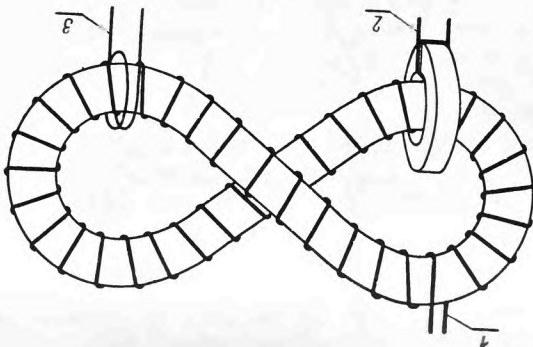
Efekt zwierciadła magnetycznego wynika z zasady zachowania dwóch niezmienników cząstki poruszającej się w polu magnetycznym. Niezmiennikami tymi są:

1) moment magnetyczny cząstki $\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.}$

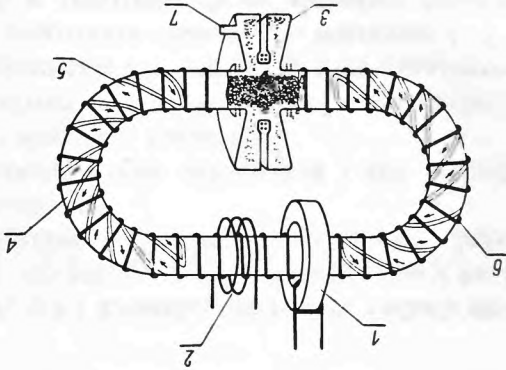
2) całkowita energia cząstki $E = E_{\perp} + E_{\parallel} = \text{const}$, gdzie E_{\perp} i E_{\parallel} są odpowiednio składową normalną i równoległą energii cząstki w stosunku do kierunku linii sił pola magnetycznego. Wadą maszyny zwierciadlanej jest strata cząstek przez wierzchołki (otwarte końce linii sił), gdy ich wektor prędkości leży wewnątrz stożka ucieczki. Ale otwarte końce mają

te zaletę, że dają możliwość wstrzyknięcia deuteru zjonizowanego o dużej predkości. Jednak problem iniekcji jonów jest rzeczą bardzo trudną. W *stellatorze* dobre ograniczenie plazmy uzyskuje się przez skrócenie pierścienia w kształt osemki (rys. 18) bądź przez specjalnego typu uzwojenia dodatkowe wytwarzające pola magnetyczne (rys. 19). Są to uzwojenia specjalne, w których kolejno płyną prądy w kierunkach przeciwnych. Niestabilność sznura plazmy istnieje zarówno w urządzeniach prostoliniowych, jak i toroidalnych. Istnieją zasadniczo dwa typy niestabilności plazmy:

- a) skurcz (rys. 20a),
- b) kręcenie (rys. 20b).



Rys. 18. *Stellator* osemkowy
1 — uzwojenie oddzielające, 2 — obwód magnetyczny grzejący ciepłem Joule'a, 3 — zwoj grzejący przez pompowanie magnetyczne

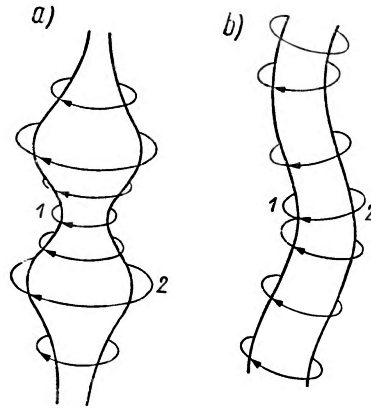


Rys. 19. Schemat *stellatora* w kształcie toru wysięgowego: 1 — uzwojenie ograniczające ciepłem Joule'a, 2 — zwoj pompowania magnetycznego, 3 — *divertor* (usługa zanieczyszczenia), 4 — zwoj przeznaczony do wirowania linii sił pola magnetycznego oddzielającego, 5 — ściany, 6 — uzwojenie wywołujące pole magnetyczne oddzielające, 7 — ku pompom próżniowym.

Na stabilizację sznura plazmy można wpływać przez:

- 1) wytworzenie pola magnetycznego podłużnego (B_z),
- 2) zmniejszenie ciśnienia kinetycznego plazmy w stosunku do ciśnienia magnetycznego,
- 3) raptowne oddzielenie pola magnetycznego stabilizatora (B_z) od pola własnego plazmy (B_θ),
- 4) wprowadzenie przewodzących ścianek rury,
- 5) zmniejszenie zanieczyszczeń (o dużym Z).

W celu zidentyfikowania procesu termojądrowego w plazmie niezbędne jest wykazanie, że za reakcje jądrowe są odpowiedzialne niecentralne zderzenia jonów deuteru na podstawie dokładnie wyznaczonej zarówno



Rys. 20. Niestabilność sznura plazmy

- a) 1 — ciśnienie magnetyczne silne, 2 — ciśnienie magnetyczne słabe
 b) 1 — ciśnienie magnetyczne silne, 2 — ciśnienie magnetyczne słabe

energii neutronów, jak i kierunku ich emisji. Jednak strumień neutronów, który dotychczas otrzymano, jest niewystarczający na to, by móc osiągnąć żądaną dokładność pomiarów. Na podstawie dotychczasowych wyników można wnosić, że:

- 1) emisja neutronów była jednorodna i nie pochodziła ze zlokalizowanych źródeł w kierunku radialnym,
- 2) istnieje skierowany ruch reagującej masy deuteronów (anizotropia rozkładu energii neutronów w osiowym polu magnetycznym),
- 3) wydajność neutronów wzrasta ze wzrostem i , U (między elektrodami), ciśnieniem, a zmniejsza się ze wzrostem zanieczyszczeń,
- 4) dla natężeń prądu rzędu setek kA (około 200 kA) emisja neutronów wynosi około $4 \cdot 10^6$ neutronów/impuls.

Jednak powstawanie tych neutronów można tłumaczyć innymi efektami, a nie reakcją jądrową, np. efektem Fermiego.

Nie jest pewne czy oddzielenie magnetyczne plazmy przyniesie rozwiązanie wyzwolenia kontrolowanej energii termojądrowej, ale nie ma też argumentów przeciw temu. Postępy w technologii obudowy ścian lub w technologii próżni mogą wywołać poważne zmiany w dziedzinie fizyki plazmy „kapanej“ w polu magnetycznym.

Literatura

- [1] C. Etievant, *Énergie Nucléaire* **2**, 4 (1958).
- [2] F. A. Abadie-Maumert, *Énergie Nucléaire* **1**, 1 (1959).
- [3] R. F. Post, *Rev. mod. Phys.* **28**, 383 (1956).
- [4] M. Rosenbluth i in., *Magnetohydrodynamics*, 1957.
- [5] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York (1956).
- [6] G. Schmidt, *Nuovo Cimento* **10**, 1 (1958).
- [7] G. M. Giannini, *Scientific American* **8**, 80 (1957).
- [8] N. A. Kapcow, *Elektronika*, Warszawa (1956) (tłum.).
- [9] E. Teller, A/Conf. 15 (P) 2410, USA California (1958).
- [10] L. Biermann, A/Conf. 15 (P) 1056, Göttingen (1958).
- [11] *Physics Today* **2**, 12 (1958).
- [12] J. Pfeiffer, *Ameryka* **1**, 13 (1959).
- [13] *Nukleonika*, **3**, 4, 428—470 (1958).
- [14] I. W. Kurczatow, *Postępy Fizyki* **7**, 6 (1956) (tłum.).
- [15] R. Sosnowski, *Postępy Fizyki* **9**, 3 (1958).
- [16] W. B. Johnson, *Phys. Rev. Letters* **1**, 9 (1958).

Osiem obserwacji nowych cząstek elementarnych

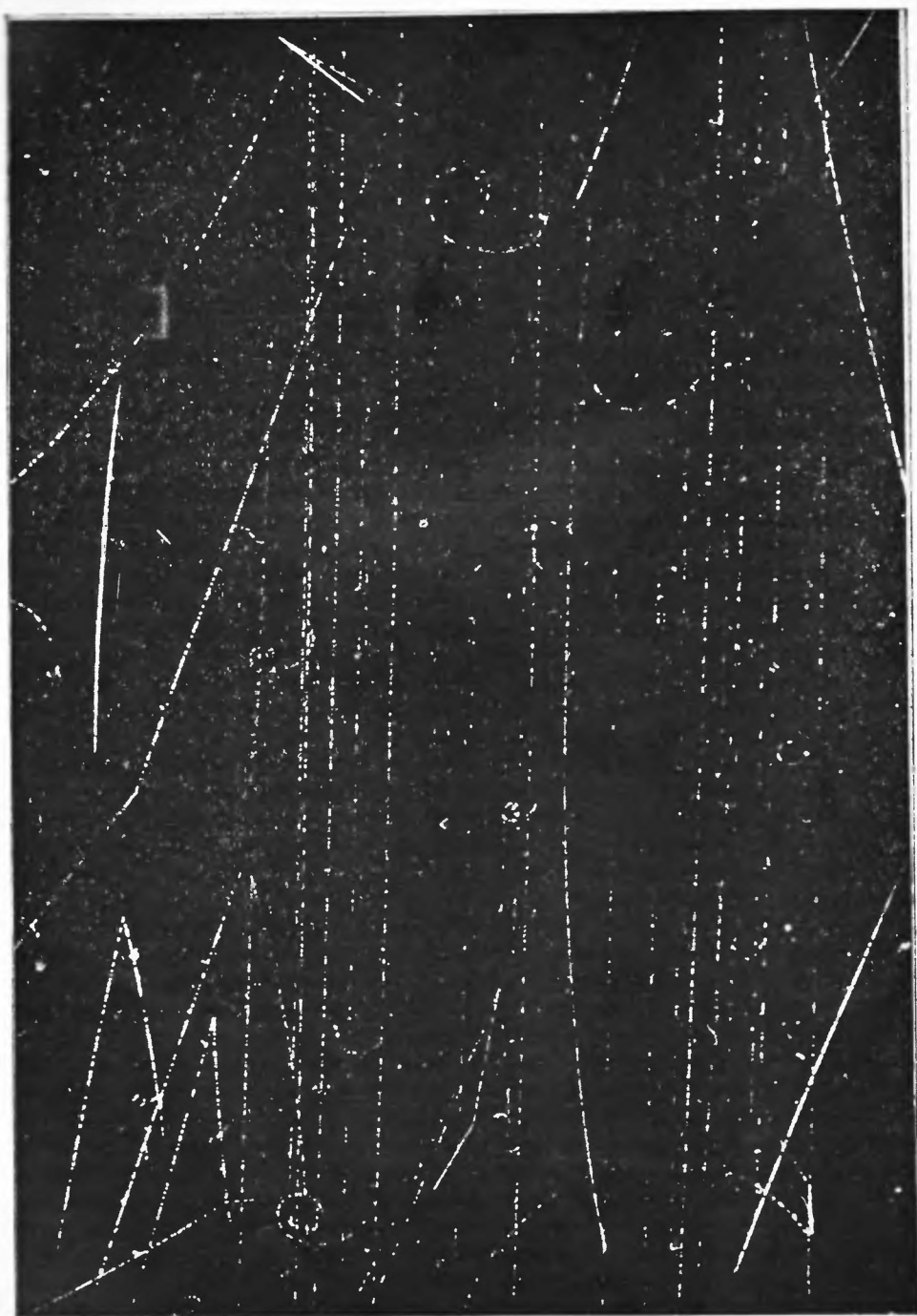
W ubiegłym roku, na konferencji fizyki wysokich energii w Kijowie, grupa fizyków z Laboratorium Wysokiej Energii Z. I. B. J. w Dubnie zakomunikowała o zaobserwowaniu rozpadu cząstki dodatniej, który trudno interpretować jako rozpad którejkolwiek ze znanych dotychczas cząstek [1]. Produktem rozpadu był mezon π^+ oraz neutralny mezon K . Fotografię rozpadu w komorze propanowej pokazuje rys. 1. Widać na niej tor dodatniej cząstki wybiegającej ze ścianki komory. Po przejściu około 36 cm cząstka rozpadła się, dając wtórny tor mezonu π^+ tworzący z torem pierwotnym kąt $\sim 25^\circ$. W pobliżu punktu rozpadu widzimy widły mezonu K^0 . Ich wierzchołek leży w płaszczyźnie wyznaczonej przez obydwa tory — pierwotny i wtórny. Świadczy to o tym, że poza mezonem π^+ i mezonem K^0 nie była wyemitowana żadna inna cząstka. Z bilansów pędów i energii została obliczona masa rozpatrywanej cząstki. Wynosiła ona 750 ± 20 MeV.

Dla oznaczenia tej cząstki autorzy zaproponowali symbol D^+ (Dubna). Autorzy dopuszczali możliwości innej interpretacji zarejestrowanego zjawiska, a w szczególności wytłumaczenia go reakcją $K^+ + n \rightarrow p + K^0$.

Wkrótce potem Yamanouchi i Kaplon [2] opublikowali zaobserwowane oddziaływanie z jądrem emulsji cząstki ujemnej o masie w przybliżeniu równej masie D^+ . Można ją rozpatrywać jako antycząstkę D^+ i będziemy oznaczać symbolem D^- . Te dwie obserwacje spowodowały, że Yamanouchi przeanalizował znane w literaturze anomalne przypadki rozpadów. Okazało się, że znalazł sześć obserwacji, które można wytłumaczyć zakładając istnienie cząstki D^+ lub D^- [3].

W roku 1955 E. M. Harth i M. M. Block opublikowali rozpad cząstki naładowanej nieomal analogicznie z obserwacją dubnieńską [4]. W komorze dyfuzyjnej stojącej w wiązce protonów o energii 2,7 GeV zaobserwowali oni cząstkę dodatnią wybiegającą ze ścianki, która po przebyciu 15 cm rozpada się dając wtórny tor pod kątem $111,5^\circ$. Jonizacja torów cząstek pierwotnej i wtórnej była jednakowa, a ich pędy wynosiły odpowiednio 500 ± 25 i 87 ± 5 MeV/c. Na podstawie tych danych autorzy starali się określić masę cząstki pierwotnej. Korzystając z wartości bezwzględnej jonizacji zidentyfikowali oni cząstkę wtórną jako lekki mezon i podali na masę cząstki pierwotnej przedział od 1150 do 1650 m_e . Następnie z tego faktu, że jonizacja obydwu torów jest jednakowa oraz na podstawie znanych pędów cząstek obliczona została masa cząstki pierwotnej. Przy założeniu, że wtórna cząstka jest mezonem π lub μ otrzymano na masę odpowiednio 1575 ± 95 i 1210 ± 75 m_e . Następnie autorzy obliczyli masę cząstki pierwotnej zakładając jej rozpad na $K^0 + \pi^+$ i uzyskali wartość 1462 ± 15 m_e (747 ± 8 MeV). Jest to więc rozpad cząstki D^+ w locie. Yamanouchi zwrócił uwagę, iż istnieją dwa dalsze opublikowane wypadki, które można interpretować jako rozpad D^+ w spoczynku.

W roku 1957 G. Harris, Juliet Lee, J. Orear i S. Taylor z Columbia University opublikowali przypadek „anomalnego rozpadu K^+ ” [5]. Badając 5000 rozpadów me-



Rys. 1. Rozpad cząstki D^+ w locie — obserwacja w propanowej komorze pęcherzykowej [1]

zonów K^+ w emulsjach naświetlanych w wiązce *Bevatronu* autorzy znaleźli jeden, który dawał pojedynczy naładowany tor mezonu π^+ o zasięgu 4,8 cm. Identyfikacja tego toru jako toru mezonu π nie nastęrczała trudności, ponieważ podlegał on charakterystycznemu rozpadowi $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$.

Obydwa znane sposoby rozpadu mezonu K , w wyniku których powstaje pojedynczy tor mezonu π , a mianowicie $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$ oraz $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ nie mogą dawać π o zasięgu 4,8 cm. Maksymalny zasięg mezonu π z rozpadu $K_{\pi\pi}$ byłby 3,95 cm, natomiast zasięg z rozpadu $K_{\pi\pi}$ wynosiłby 11,7 cm.

Autorzy wysunęli pięć możliwości dla wytłumaczenia zaobserwowanego rozpadu:

- (1) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ w locie
- (2) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ z tym, że π^+ traci energię dając niewidoczny tor
- (3) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$
- (4) $K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\gamma$
- (5) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$.

Pierwsze dwie możliwości autorzy oceniają jako bardzo mało prawdopodobne (prawdopodobieństwo 10^{-15} i 10^{-9} odpowiednio).

Możliwość (4) jest znacznie mniej prawdopodobna niż rozpad (3). Ze względu na to, że rozpad z emisją neutrino bez jednoczesnej emisji naładowanego leptonu dotychczas nie obserwowano, autorzy odrzucają możliwość (5). W ten sposób z ich analizy wynikało, że zaobserwowali rozpad (3).

Analogiczny „anomalny rozpad mezonu K^{+*} ” zaobserwowali w 1958 r. D. J. Prowse i D. Evans w Bristolu [6]. Zbadali oni 353 rozpady K^+ i znaleźli jeden z pojedynczym torem mezonu π^+ wybiegającym pod kątem 120° do kierunku K^+ . Również w tym przypadku identyfikacja π nie budziła wątpliwości ze względu na zaobserwowany rozpad $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$.

W omawianej pracy autorzy poza pięcioma wymienionymi uprzednio możliwościami powstania z rozpadu K mezonu π^+ o zasięgu 5,03 rozważają jeszcze jedną, a mianowicie:

$$(6) \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + X^0, \quad m_{X^0} = 500 \pm 5 m_e.$$

Mezon X^0 byłby neutralnym partnerem naładowanej cząstki, której istnienie sugeruje Alichanian [7].

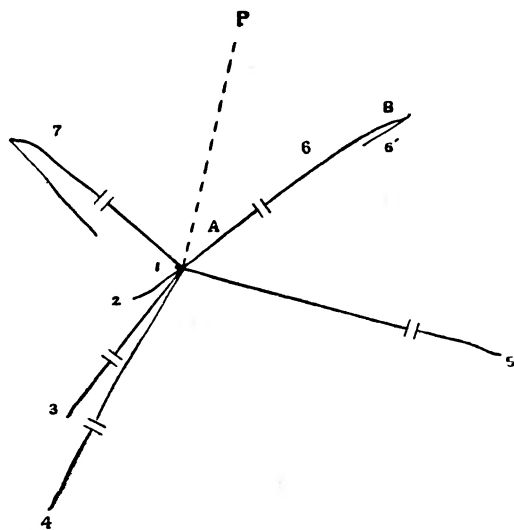
Możliwości (1), (2), (4), (5) autorzy odrzucają posługując się argumentami analogicznymi jak Harris i in. Wysuwają przy tym dodatkowy argument przeciwko możliwości (5). Okazuje się bowiem, że obliczone widmo energetyczne mezonów π^+ dla rozpadu (5) przewiduje bardzo małe prawdopodobieństwo emisji π z energią 60 MeV (zasięg 5 cm).

Analizując obydwie „anomalne rozpady K^{+*} ” Yamanouchi zwrócił uwagę na zbieżność energii wtórnych π . W obserwacji Harrisa i in. wynosi ona (60 ± 1) MeV a Prowse i Evans podają dla swego wypadku $(61,7 \pm 1,5)$ MeV. Zbieżność ta sugeruje, że mamy do czynienia z rozpadem dwucząstkowym. W przeciwieństwie jednak do możliwości (6) Yamanouchi wysuwa możliwość, że neutralnym towarzyszem mezonu π^+ jest nie nieznaną cząstką X^0 , a mezon K^0 i wówczas naładowana cząstka podlegająca rozpadowi nie jest mezonem K^+ lecz D^+ . Masa D^+ obliczona z tych dwóch rozpadów wynosi (719 ± 2) MeV.

Poza obserwacjami rozpadów cząstek dodatnich, które można uważać jako rozpad D^+ , istnieją cztery obserwacje świadczące o istnieniu cząstki D^- o ładunku ujemnym i masie równej masie D^+ . O jednym z nich mówił Block w dyskusji na VI Konferencji Fizyki Jądrowej Wysokich Energii w Rochester w 1956 r. [8]. Omawiany wypadek

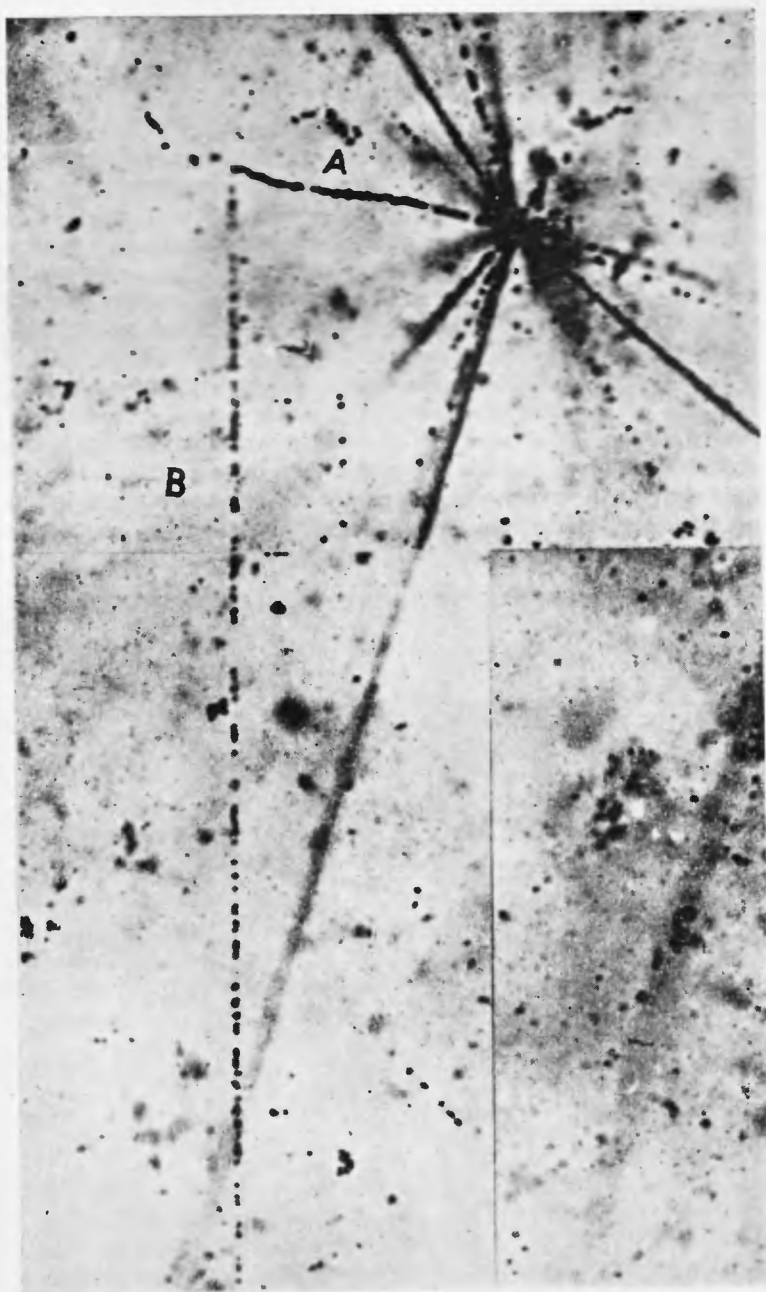
zaobserwowano w komorze dyfuzyjnej w postaci dwóch widel. Jedne z nich V^- były spowodowane przez rozpad cząstki ujemnej, natomiast drugie V^0 powstały w wyniku rozpadu cząstki neutralnej. Wierzchołek V^0 leżał w płaszczyźnie V^- , co świadczy, że cząstka neutralna powstała w procesie rozpadu, który dał V^- i że rozpad ten był dwucząstkowy. Natomiast wierzchołek V^- nie leży w płaszczyźnie V^0 , a więc cząstka neutralna uległa rozpadowi co najmniej trójcząstkowemu z jednym neutralnym produktem. Autorzy twierdzą, że powstanie V^0 można tłumaczyć jako rozpad mezonu K^0 . Przy tym założeniu ujemna cząstka pierwotna dająca widły V^- posiada masę około $1500 m_e$. Następnie autorzy obliczają, że prawdopodobieństwo przypadkowej korelacji dwóch widel tego typu jest 5×10^{-4} .

Trzy dalsze obserwacje dotyczą oddziaływania D^- z jądrami w emulsji jądrowej. Pierwszą z nich opublikowali W. F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami w 1955 roku [9]. Szukali oni hiperfragmentów emitowanych w wyniku oddziaływania promieniowania



Rys. 2. Oddziaływanie cząstki D^- z jądrem emulsji [9]

kosmicznego z jądrami emulsji. Zauważyli przy tym gwiazdę pokazaną na rys. 2, z której wybiega krótki tor, dający wtórne oddziaływanie z trzema torami: 1) krótki tor odrzutu, 2) tor pojedynczo naładowanej cząstki, 3) tor mezonu K . Ta ostatnia cząstka została zidentyfikowana przy pomocy pomiarów masy. Z tego faktu, że na końcu toru nie obserwuje się wtórnych cząstek, autorzy wyciągnęli wniosek, że posiadała ona ładunek ujemny i została pochłonięta przez jądro bez widocznych torów wtórnych. Byłby to więc mezon K^- . Z zasięgu określono jego energię równą 43,8 MeV. Ładunek toru 2, którego zasięg wynosi 583μ , został określony na podstawie liczby elektronów δ i stwierdzono, że cząstka dająca ten tor była naładowana pojedynczo. Jeżeli założyć, że cząstką tą był proton i że tor 3 pochodzi od cząstki α , to pęd cząstek naładowanych nie zostaje zrównoważony. Dla spełnienia zasady zachowania pędu należy przyjąć, że została wysłana cząstka neutralna o pędzie 800 MeV/c. Minimalna energia kinetyczna wyzwolona we wtórnej gwiazdce wynosi 54 MeV.



Rys. 3. Oddziaływanie cząstki D^- (tor A) z jądrem emulsji z wyemitowanym mezonem K^- (tor B) [10]

Próbując wyjaśnić mechanizm powstania rozważanej gwiazdy wtórnej autorzy wysunęli cztery hipotezy.

(1) Absorpcja przez jądro hiperonu w spoczynku.

(2) Absorpcja ujemnego „ciężkiego“ mezonu.

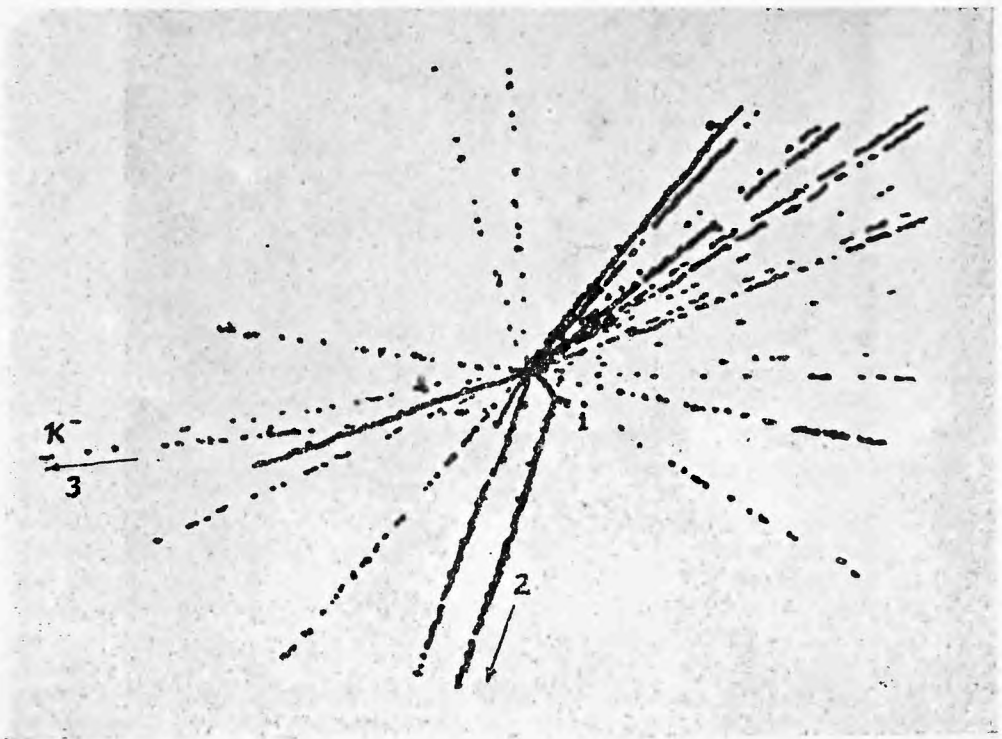
(3) Rozpad hiperfragmentu.

(4) Rozpad fragmentu zawierającego związany mezon.

Hipotetyczny hiperon ingerujący w hipotezach (1) i (3) posiadałby masę większą niż $(938 \pm 496 \pm 54)/0,511 = 2910 m_e$. Podobnie masa hipotetycznego mezonu byłaby większa niż $(496 \pm 54)/0,511 = 1075 m_e$.

Te oszacowania były wykonane przy założeniach, że neutralną cząstką równoważącą pęd jest neutron. Yamanouchi założył, że zamiast neutronu jest emitowana cząstka Λ^0 i że słuszna jest hipoteza (2). Ciężkim mezonem byłaby w tym wypadku cząstka D^- , dająca reakcję $D^- + N \rightarrow K^- + \Lambda^0$. Masa D^- , obliczona przy takim założeniu, wynosi 730 MeV ($550 + 177$ MeV).

Wkrótce potem ci sami autorzy opublikowali podobny wypadek [10] (rys. 3). Z gwiazdy typu $17 + 3N$ wybiegała cząstka, która po przejściu 44μ (tor A) dawała wtórną cząstkę (tor B) o długości 10,9 cm. Przy pomocy pomiaru masy zidentyfikowano tor B jako tor mezonu K . Podobnie jak w poprzednim wypadku mezon K zatrzymywał się w emulsji nie dając wtórnych torów, na podstawie czego można przyjąć, że znak K jest ujemny. Pomiaru wykonane na torze A świadczyły o tym, że jest to cząstka o ła-



Rys. 4. Oddziaływanie cząstki D^- z jądrem emulsji. W procesie tym powstał hiperon Σ^+ (tor 7) i hiperfragment helowy zawierający hiperon Λ^0 (tor 6) [2]

dunku jednostkowym. Wytlumaczenia omawianego zdarzenia mogą być następujące: (1) absorpcja ciężkiego mezonu, (2) absorpcja ciężkiego hiperonu. Minimalna masa dla cząstki A wynosi $1051 m_e$ dla mezonu i $2887 m_e$ dla hiperonu.

Zakładając za Yamanouchim słuszność hipotezy mezonowej oraz przyjmując obserwowany wypadek za reakcję $D^- + N = K^- + A^0$, otrzymujemy na masę D^- wartość 730 MeV.

Należy podkreślić, że W. F. Fry, J. Schneps i M. S. Swani zdawali sobie sprawę, że w obydwu zaobserwowanych przez nich wypadkach może ingerować ta sama cząstka, ponieważ zbieżność energii mezonów K^- (43,8 i 42 MeV) wydawała im się nieprzypadkową. Ostatnią spośród ośmiu omawianych obserwacji cząstek D jest wspomniana już praca T. Yamanouchi i M. F. Kaplona opublikowana w końcu ubiegłego roku [2]. W kłiszach nasświetlonych wiązką K^- o pędzie 300 MeV/c znaleźli oni gwiazdę spowodowaną cząstką pierwotną biegnącą równoległe do wiązki (rys. 4). Gwiazda ta posiadała 7 torów, z których dwa są szczególnie interesujące. Jeden z nich został zidentyfikowany bez trudności jako tor hiperonu Σ^+ z rozpadem protonowym (tor 7). Drugi tor (tor 6) pochodzi od cząstki o ładunku ≤ 2 i na końcu daje małą gwiazdę. Z pomiaru jonizacji wynika, że cząstką tą nie może być α , ponieważ jej energia nie byłaby wystarczająca, aby spowodować w końcu reakcję. Również nieprawdopodobne wydaje się założenie, że jest to hiperfragment. Jedynym wytłumaczeniem niesprzecznym z danymi pomiarowymi jest, że rozważana cząstka jest hiperfragmentem helowym zawierającym A^0 . Przy takim założeniu można ocenić masę cząstki pierwotnej. Wynosi ona 640^{+120}_{-100} MeV. Wyniki wszystkich omówionych obserwacji zostały zebrane w tabeli.

	Miejsce wykonania obserwacji	Rozpad ew. oddziaływanie	Wyznaczona masa MeV
1	Dubna [1]	$D^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$	750 ± 20
2	Duke Univ. [4]	$D^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$	747^{+8}_{-12}
3	Columbia Univ. [5]	$D^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$	719 ± 2
4	University of Bristol [6]	$D^+ \rightarrow K^0 + \pi^+$	719 ± 2
5	Duke Univ. [8]	$D^- \rightarrow K^0 + \pi^-$	750
6	Wisconsin [9]	$D^- + n \rightarrow K^- + A^0$	730
7	Wisconsin [10]	$D^- + n \rightarrow K^- + A^0$	730
8	Rochester [2]	$D^- + (\text{jądrowo}) \rightarrow \Sigma^+ + A^0$	640^{+120}_{-100}

Zbieżność w wyznaczeniu masy we wszystkich ośmiu obserwacjach jest silnym argumentem za istnieniem cząstek D^+ i D^- . Jak wynika z typu oddziaływań można przyporządkować cząstce D^- dziwność $S = -2$. Założenie dla cząstki D^+ dziwności $S = +2$ nie jest sprzeczne z doświadczeniem (rozpad powolny na $\pi^+ + K^0$). Jeżeliby istniała cząstka D^0 o dziwności $S = 0$, to cząstki D stanowiłyby singlet izotopowy i triplet dziwnościowy spodziewany wg systematyki Salama-Polkinghorna. Nie jest jednak doświadczalnie wykluczone, że D^+ posiada dziwność -2 i podlega rozpadowi na $\pi^+ + K^0$.

Literatura

- an-GanCzan i in., Konferencja Fizyki Wysokiej Energii, Kijów 1959.
Yamanouchi i M. F. Kaplon, *Phys. Rev. Let.* **3**, 283 (1959).
Yamanouchi, — *Phys. Rev. Let.* **3**, 480 (1959).
M. Harth i M. M. Block, *Phys. Rev.* **100**, 959 (1955).
Harris, Juliet Lee, J. Orear i S. Taylor, *Phys. Rev.* **108**, 1561 (1957).
J. Prowse i D. Evans, *Nuovo Cimento* **8**, 856 (1958).
I. Alichanian i in., *Żu. Exper. Teor. Fiz.*, **31**, 955 (1956).
M. Block, *Proc. of 6th Rochester Conference*, New York 1956 str. V—31.
F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami, *Phys. Rev.*, **97**, 1189 (1955).
F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami, *Nuovo Cimento* **II**, 346 (1955).
Salam, J. C. Polkinghorne, *Nuovo Cimento* **II**, 685 (1955).

Ryszard Sosnowski

Instytut Badań Jądrowych PAN
Warszawa

gr
pc
w
m
je
cz
dy
kt
te
m
ze
(o
nu
na

dz
„b
Te
te
ny
pe
st
sz
św
w
tw
Na

wa
dla

Literatura

- [1] Wan-GanCzan i in., Konferencja Fizyki Wysokiej Energii, Kijów 1959.
- [2] T. Yamanouchi i M. F. Kaplon, *Phys. Rev. Let.* **3**, 283 (1959).
- [3] T. Yamanouchi, — *Phys. Rev. Let.* **3**, 480 (1959).
- [4] E. M. Harth i M. M. Block, *Phys. Rev.* **100**, 959 (1955).
- [5] G. Harris, Juliet Lee, J. Orear i S. Taylor, *Phys. Rev.* **108**, 1561 (1957).
- [6] D. J. Prowse i D. Evans, *Nuovo Cimento* **8**, 856 (1958).
- [7] A. I. Alichanian i in., *Żu. Exper. Teor. Fiz.*, **31**, 955 (1956).
- [8] M. M. Block, *Proc. of 6th Rochester Conference*, New York 1956 str. V—31.
- [9] W. F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami, *Phys. Rev.*, **97**, 1189 (1955).
- [10] W. F. Fry, J. Schneps i M. S. Swami, *Nuovo Cimento* **II**, 346 (1955).
- [11] A. Salam, J. C. Polkinghorne, *Nuovo Cimento* **II**, 685 (1955).

Ryszard Sosnowski
Instytut Badań Jądrowych PAN
Warszawa

Czyżby potwierdzenie ogólnej teorii względności Einsteina doświadczeniem wewnątrzlaboratoryjnym?

I

Z różnych punktów widzenia bezsporne potwierdzenie doświadczalne wpływu pola grawitacyjnego na częstotliwość linii widma elektromagnetycznego uważa się za nader pożądane. Gdy tylko sztuczne satelity zaczęły krążyć dokoła Ziemi, zaczęto snuć plany wykorzystania w tym celu takich satelitów, zaopatrzonych w zegary atomowe lub molekularne. Projekty te wydają się być jeszcze dalekie od urzeczywistnienia i jest jeszcze rzeczą bardzo wątpliwą, czy dokładność dzisiejszych zegarów okaże się wystarczająca. Zresztą wszystkie te zamierzenia mogą się okazać zbyt czułe, gdyż niecałe dwa lata temu w technice promieni γ otworzyły się nowe, wręcz sensacyjne możliwości, które według wszelkiego prawdopodobieństwa pozwolą wykryć przewidywany przez teorię grawitacji Einsteina wpływ pola grawitacyjnego ziemskiego na zjawiska elektromagnetyczne (i inne) doświadczeniami wewnątrzlaboratoryjnymi. Nie jest wykluczone, że w chwili gdy piszę te słowa, doświadczenia takie zostały już przeprowadzone¹, ale (odkładając dokładniejsze omówienie całego zagadnienia do jednego z najbliższych numerów) chcę tylko pokrótce podać, co już wiemy obecnie (w Krakowie) z prasy naukowej.

Wszystko zaczęło się w r. 1958 od odkrycia przez R. L. Mössbauera [1] w Zakładzie Fizycznym w „Max-Planck-Institut für medizinische Forschung“ w Heidelbergu „bezodrutowej“ emisji i „bezodrutowego“ rozpraszania rezonansowego promieni γ . Tego doświadczalnego odkrycia dokonał Mössbauer na podstawie rozważań kwantowo-teoretycznych własnych i paru poprzedników. Pewien ułamek f promieni jąder, związanych w ciele stałym, jest wysyłany bez indywidualnych odrzutów jądra. Zamiast tego pęd odrzutu jest udzielany siatce krystalicznej jako całości i nie wywołuje przeto dostrzegalnego dopplerowskiego rozszerzenia ani przesunięcia linii. Pozostaje więc tylko szerokość własna linii mniejsza o kilka rzędów wielkości od dotychczas znanych doświadczalnie szerokości linii γ . To samo powtarza się i w absorpcji czy też rozpraszaniu w tak samo zbudowanej sieci krystalicznej, złożonej z takich samych jąder γ -promieniotwórczych. Absorpcja ta znajduje się przeto w nadzwyczaj ostrym rezonansie z emisją. Najbardziej uderzającym potwierdzeniem istnienia tego nowo odkrytego zjawiska

¹ Wobec czego, jak znaczna większość fizyków teoretycznych, nie mam żadnych wątpliwości co do tego, że próba wypadnie — czy też wypadła już — pozytywnie dla teorii Einsteina.

jest zmniejszanie się natężenia rozpraszania promieni γ , 129 keV, pochodzących od Ir 191 przy przechodzeniu przez irydowy rozpraszacz, gdy źródło promieniowania zaczyna się poruszać względem rozpraszacza. Wystarczy prędkość 1,5 cm/sek, aby natężenie rozpraszania spadło do połowy swej maksymalnej wartości. Stąd można obliczyć półokres trwania stanu wzbudzonego jądra Ir 191 na $1,4 \cdot 10^{-10}$ sek. Prace Mössbauera i kilku jego następców w Stanach Zjednoczonych były właśnie poświęcone pomiarom półokresów trwania niskich poziomów wzbudzonych różnych jąder, w szczególności Ir 191 oraz W 182 [2]. Warto nadmienić, że ułamek f może przybierać całkiem znaczne wartości: w doświadczeniach z Fe 57, o których będzie zaraz mowa, dla $E_\gamma = 14,4$ keV wynosił on 63%, w pracach Mössbauera dla $E_\gamma = 129$ keV był znacznie mniejszy, ale jeszcze wystarczający dla wykonywania doświadczeń. Ułamek f wzrasta, gdy temperatura maleje, ale dla wyraźnie twardszych promieni γ od 12 keV używanych przez Mössbauera staje się znikomo mały nawet w okolicy zera bezwzględnej temperatury. Słowem, zjawisko Mössbauera występuje tylko dla miękkich promieni γ .

W dotychczas wspomnianych pracach nie było jeszcze mowy o zastosowaniu bezodrutowej emisji kwantów γ do badania wpływu pola grawitacyjnego. Nastąpiło to dopiero w dwóch listach do redakcji Physical Review Letters R. V. Pounda i G. A. Rebki, Jr. [3] z Laboratorium Fizycznego Lymana Uniwersytetu w Harvard. Listy te nadeszły do redakcji 15 października i 23 listopada 1959 r. i zostały opublikowane w numerach z 1 listopada i 15 grudnia tegoż roku. W pierwszym liście, pt.: „Grawitacyjne przesunięcia ku czerwieni w rezonansie jądrowym“, Pound i Rebka zwracają uwagę na możliwość zastosowania bezodrutowego promieniowania γ do pomiaru „efektu Einsteina“ w polu grawitacyjnym ziemskim i oceniają różnicę poziomów $h_{1,2}$, na której pole grawitacyjne ziemskie wytwarza przesunięcie częstotliwości $\Delta\nu = \Gamma/2$ (gdzie Γ jest szerokością linii „na połowie wysokości“) w doświadczeniach z W 128 na 66 km. Według oceny „grupy angielskiej“, o której będzie zaraz mowa, do potwierdzenia „efektu Einsteina“ z dokładnością 10% wystarczy jakiś 1% powyższej różnicy poziomów. Pound i Rebka dyskutują trudności wynikające, jak się wyrażają, „z prawa odwrotnego kwadratu natężenia“ przy dużych odległościach źródła od analizatora (rozpraszacza). Jednakże ta część ich listu stała się nieaktualna po paru tygodniach, a właściwie już nawet w czasie pisania ich listu, gdyż w tymże pierwszym liście autorowie omawiają możliwości dalszego, wydatnego zmniejszenia szerokości linii (a zatem i $h_{1,2}$) przez użycie innych jąder wzbudzonych przede wszystkim na Fe 57 i Zn 67 (zob. tabliczka). Zawiadamiają też, że zaczęli już doświadczenia nad tymi i innymi izotopami, aby wybrać najlepiej nadające się.

Z drugiego listu dowiadujemy się, że autorowie są już w trakcie kończenia pomiarów przygotowawczych z Fe 57 i pod koniec czytamy: „Jesteśmy teraz przekonani, że możemy wykonać doświadczenie grawitacyjne wewnątrz laboratorium, posługując się promieniami γ żelaza 57. Ze znalezionej przez nas szerokości linii, mierzalne przesunięcie środka linii jest przewidywane przez zasadę równoważności już dla różnic wysokości, którymi rozporządzamy wewnątrz naszego laboratorium“.

W liście tym, jak również w następnym, o którym będzie zaraz mowa, znajdujemy również i uwagi co do innych ciekawych możliwości doświadczalnych wynikających z odkrycia bezodrutowego promieniowania, np. do badania ferro- i antyferromagnetyków, ale to nas chwilowo nie obchodzi.

Nadmienię jeszcze tylko, że nie z prasy naukowej, lecz „pocztą pantoflową“ doszły nas również wiadomości, że w Dubnej są w toku przygotowania do analogicznych doświadczeń, podobno z (wspomnianym już wyżej) Zn 67 — o rekordowo małej szerokości linii. Wobec tego doświadczenia, o których mowa, byłyby montowane przynajmniej w trzech miejscach na Ziemi, bo w tymże numerze z 15 grudnia zeszłego roku

w *Physical Review Letters* został opublikowany list J. P. Schiffera i W. Marshalla [4] z Zakładów Atomowych w Harwell, z którego dowiadujemy się, że na propozycję T. E. Cranshaw'a „grupa angielska“, składająca się z trzech wyżej podanych osób i pracująca z Fe 57, oczekuje już tylko na sporządzenie źródła o dostatecznym natężeniu. Jeszcze dwie ciekawostki z tego listu. Wpłynął on do redakcji *Physical Review Letters* dokładnie w tym samym dniu, co poprzedni, drugi list Pounda i Rebki, a ponadto w ostatniej notce do tego listu Schiffer i Marshall podają (bez bliższych szczegółów), iż dowiedzieli się, że D. H. Wilkinson oraz A. Boyle i S. Devons „już kilka miesięcy przedtem“ zaproponowali to samo zastosowanie bezdrutowej absorpcji rezonansowej.

II

Dla orientacji podają jeszcze kilka wzorów i tabelaryczne zestawienie kilku danych numerycznych.

Według teorii grawitacji Einsteina zastosowanej do jednorodnego pola grawitacyjnego ziemskiego (gdy h jest dostatecznie małe wobec promienia Ziemi), częstotliwość na poziomie h promieniowania, które wyszło z poziomu zero z częstotliwością ν_0 , jest dana przez bardzo łatwy do wyprowadzenia wzór:

$$\nu_h = \nu_0 \left(1 - \frac{g}{2} h\right), \quad (1)$$

gdzie g jest przyspieszeniem ziemskim, a c prędkością fal elektromagnetycznych w próżni. Wzór ten możemy też napisać w postaci:

$$\frac{\Delta \nu_h}{\nu} = \frac{gh}{c^2}. \quad (1')$$

Do uzmysłowienia sobie szerokości, a raczej „wąskości“ linii powstającej przy spadku jądra danego izotopu (wbudowanego do sieci krystalicznej) z poziomu wzbudzonego o połówkowym czasie życia $t_{1/2}$ na poziom podstawowy może służyć następujący wzór numeryczny:

$$\frac{\nu}{\Gamma} = 1,1 \cdot E_\gamma(\text{keV}) \cdot t_{1/2}(\text{sec}) \cdot 10^{18}, \quad (2)$$

gdzie E_γ (keV) oznacza wartość energii kwantu γ wyrażoną w keV.

Dla określonego już wyżej $h_{1/2}$ podają Pound i Rebka wzór:

$$h_{1/2} = \frac{4,18 \cdot 10^{-3}}{E_\gamma(\text{keV}) \cdot t_{1/2}(\text{sec})} \text{ m}. \quad (3)$$

Tabliczka

	E_γ , keV	$t_{1/2}$, sec	ν/Γ	$h_{1/2}$
Ir 191	129	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{10}$	230 km
W 182	100	$6 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{10}$	66 km
Fe 57	14,4	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	2,9 km
Zn 67	93	$9,4 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{14}$	4,74 m

Wszystkie symbole występujące w tabliczce zostały już określone, tak że wystarczą **tylko pewne** uwagi, co do pierwszej kolumny. Wszystkie cztery wypisane tam izotopy **są izotopami** trwałymi, a są źródłami promieni tylko dlatego, że powstają z innych **izotopów** w stanie wzbudzonym i promieniują następnie przy powrocie do stanu podstawowego. Na przykład w przypadku Fe 57 naświetla się zwykły, niewzbudzony (np. kupny, jak w przypadku Pounda i Rebki) izotop Fe 57 deutronami, przy czym powstaje Co 57 — promieniotwórczy o czasie połowicznego rozpadu 270 dni, a ten rozpadając się daje wzbudzone jądra Fe 57.

Literatura

- [1] R. Mössbauer, *Z. Phys.*, **151**, 124 (1958); *Z. Naturf.* **142**, 211 (1959).
- [2] Craig, Dash, Mc Guire, Nagle i Reiswig, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 221 (1959); Lee, Meyer-Schutzmeister, Schiffer i Vincent, tamże **3**, 223 (1959).
- [3] R. V. Pound i A. G. Rebka, Jr., *Phys. Rev. Letters*, **3**, 439 (1959); **3**, 554 (1959).
- [4] J. P. Schiffer i W. Marshall, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 556 (1959).

Jan Weysenhoff

Zakład Fizyki Teoretycznej UJ
Kraków

I Konferencja *Division of Plasma Physics* *Of the American Physical Society*

Monterey (Kalifornia), 3—5- grudnia, 1959 r.

Była to konferencja ważna i ciekawa.

Konferencji poświęconych fizyce plazmy było już uprzednio w Stanach Zjednoczonych kilka. Referowane na nich prace należą dziś w swej dziedzinie do klasycznych: wytyczyły one zasadnicze kierunki badań w dążeniu fizyków do opanowania reakcji termojądrowych. A jednak wśród uczestników obecnej konferencji, która bynajmniej nie przyniosła rewelacji, panowało przekonanie, że jest ona zasadniczym krokiem naprzód w stosunku do poprzednich. „Ojciec“ słynnych stellaratorów, Lyman Spitzer Jr., określił ją nawet jako kamień milowy w historii *Sherwood Project* (kryptonim używany dla określenia amerykańskiego programu badań w dziedzinie kontrolowanych reakcji termojądrowych). Przyczyna tej uroczystej atmosfery leżała w sferze emocjonalnej raczej niż czysto naukowej: była to pierwsza w Stanach Zjednoczonych konferencja poświęcona kontrolowanym reakcjom termojądrowym, która nie była tajna. Organizacyjnym wyrazem odtajnienia tych badań było utworzenie przy American Physical Society oddziału Fizyki Plazmy. Konferencja w Monterey była zarazem pierwszym zjazdem tego oddziału.

O rozmachu prowadzonych tu w dziedzinie fizyki plazmy prac może świadczyć liczba 415 zarejestrowanych uczestników konferencji oraz ponad 130 wygłoszonych referatów. Obrady toczyły się w dwóch sekcjach przez trzy dni od rana do wieczora z krótkimi przerwami na posiłki.

Jak już wspomniałem, konferencja nie przyniosła prac rewelacyjnych. Mimo to była to konferencja ciekawa, gdyż przyniosła szereg pięknych prac teoretycznych posuwających naprzód naszą wiedzę o właściwościach plazmy, owego kapryśnego tworu, z którego — jak zauważył w swym referacie L. Biermann — składa się w 95% nasz wszechświat, a który mimo to tak długo wymykał się uwadze fizyków. Poza pracami teoretycznymi konferencja przyniosła również wiele interesujących i wartościowych prac doświadczalnych. Nie wdając się w próbę streszczania referowanych prac, wymienię tylko zasadnicze tematy omawiane na konferencji. Były to: (1) Teoria stabilności; (2) Teoria równowagi i transportu w plazmie; (3) Ograniczanie (*confinement*) i grzanie plazmy (teoria i doświadczenia); (4) Fale uderzeniowe w plazmie (teoria i doświadczenia); (5) Fale magnetohydrodynamiczne (teoria i doświadczenia); (6) *Pinch-effect* (teoria i doświadczenia), również *pinch-effect* w ciałach stałych; (7) Teoria drgań plazmy.

Poza pracami zgłoszonymi, były również 3 referaty wygłoszone przez zaproszonych referentów. Ludwig Biermann z Instytutu Maxa Plancka mówił o fizyce plazmy jako o pomoście między astrofizyką i fizyką laboratoryjną; Elliott W. Montroll z Uni-

versity of Maryland mówił o teorii transportu rozwijanej w oparciu o koncepcje analogiczne do grafów Feynmana; P. A. Sturrock, pracujący obecnie w Stanford University, mówił o zjawiskach nieliniowych w plazmie.

Ze zrozumiałym zainteresowaniem oczekiwane było przemówienie E. Tellera, który był mówcą honorowym w czasie uroczystego bankietu w drugim dniu konferencji. W przemówieniu swym przypomniał on historię *Sherwood Project*, a także dał wyraz swym poglądom, co do perspektyw na przyszłość. Choć sądzi on, że kontrolowane reakcje termojądrowe uda się w skali laboratoryjnej stosunkowo niedługo uzyskać, to jednak co do wykorzystania ich jako opłacalnego źródła energii jest on raczej pesymistą: nie przypuszcza, aby doszło do tego jeszcze w bieżącym stuleciu. „Sądzę — powiedział Teller — że ludzie pytający dziś «Czy energię termojądrową uda się wykorzystać w urządzeniach praktycznych, na przykład do napędu raket międzyplanetarnych?» stawiają się w położeniu podobnym do tego, w jakim znalazłby się człowiek pierwotny, gdyby zobaczywszy po raz pierwszy ogień zapytał: «Czy uda się to zjawisko kiedykolwiek wykorzystać dla celów komunikacji». Przyszłość okaże, w jakim stopniu pesymizm Tellera — jednego z inicjatorów *Sherwood Project* — był uzasadniony.

Ryszard Gajewski

L. LANDAU i E. LIFSZYC — *Mechanika ośrodków ciągłych*

Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1958, str. 817. Tłum. Roman Żelazny

Podręcznik ten, zawierający obszerny wykład hydrodynamiki i teorii sprężystości, różni się tym od innych dzieł na ten temat, że przedstawia hydrodynamikę i teorię sprężystości nie w oderwaniu od innych działów fizyki, lecz w możliwie ścisłym związku z nimi, zwłaszcza z termodynamiką. Autorowie piszą we wstępie, że dążyli do możliwie wyczerpującego opracowania wszystkich problemów interesujących pod względem fizycznym. Starali się przy tym zbudować wykład w taki sposób, aby stworzyć możliwie najjaśniejszy obraz zjawisk i ich wzajemnych związków. Uwzględnili takie zagadnienia, jak teoria przewodnictwa cieplnego, dyfuzji w gazach, teoria spalania, przewodnictwa cieplnego i lepkości ciał stałych. Zagadnienia tego rodzaju pomija się zwykle w kursach mechaniki ośrodków ciągłych. Pojęcia i równania podstawowe wyprowadzone są w sposób zwięzły. Krótko potraktowano lub pominięto metody przybliżeń oraz teorie empiryczne nie mające głębszego uzasadnienia fizycznego. Zwięźle przedstawione są też te zagadnienia teorii sprężystości, które wymagają znajomości specjalnych metod matematycznych. Do studiowania książki potrzebna jest oprócz znajomości analizy wektorowej i algebry tensorów także znajomość termodynamiki.

Podręcznik dzieli się na dwie części: hydrodynamikę i teorię sprężystości. W części pierwszej po rozdziałach o cieczy idealnej i cieczy lepkiej, gdzie przedstawione są podstawy hydrodynamiki i najprostsze zastosowania, następują rozdziały o turbulencji, warstwach granicznych, o przewodnictwie cieplnym, dyfuzji i zjawiskach powierzchniowych. Następnie przedstawiona jest teoria fal dźwiękowych i uderzeniowych. W dalszym ciągu autorowie zajmują się aerodynamiką gazu ściśliwego i aerodynamiką opływu. Część hydrodynamiczną kończą: hydrodynamika spalania i fal detonacyjnych, hydrodynamika relatywistyczna i teoria cieczy nadciekłej.

Część podręcznika traktująca o teorii sprężystości, obejmująca ok. 1/4 całości materiału, zaczyna się od rozdziału przedstawiającego podstawy teorii sprężystości, po którym następują rozdziały o równowadze prętów i płyt i falach sprężystych. Książkę kończy rozdział o przewodnictwie cieplnym i lepkości ciał stałych.

Wydaje się, że podręcznik ten przeznaczony jest raczej dla zaawansowanych pracowników naukowych pracujących w dziedzinie mechaniki ośrodków ciągłych i w dziedzinach pokrewnych, niż dla studentów. Jednak i studenci mogą z niego dużo skorzystać, studiując rozdziały o podstawach teorii, oraz przerabiając wybrane zagadnienia i zadania wskazane im przez pracowników naukowych.

Bronisław Średniawa

Nagroda Nobla 1959

Nagrodę Nobla z fizyki za rok 1959 otrzymali Owen Chamberlain i Emilio Segré za odkrycie antyprotonu.

Obaj laureaci od szeregu lat współpracują w badaniach w dziedzinie fizyki wysokich energii w Lawrence Radiation Laboratory Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley.

E. Segré urodził się we Włoszech w r. 1905, pracował w Rzymie w świetnym zespole kierowanym przez Fermiego.

O. Chamberlain ma 39 lat i, podobnie jak Segré, jest wybitnym eksperymentatorem.

Badania ich opierały się na zastosowaniu wielkich akceleratorów budowanych w Berkeley. Posługując się Bevatronem, to jest synchronocyklotronem przyspieszającym protony do energii 6 BeV, dokonali w r. 1955 odkrycia antyprotonu. Od czasu odkrycia pozytonu oczekiwano, w oparciu o teorię Diraca, stwierdzenia istnienia innych antycząstek, między innymi protonu z ujemnym nabojem. Naprzód jednak poszukiwano antyprotonów w promieniowaniu kosmicznym, które wprawdzie zawiera cząstki o bardzo wysokiej energii, ale strumień ich ma znikome natężenie. Jednym z celów budowy Bevatronu było uzyskanie silnej wiązki protonów obdarzonych dostateczną energią do wytwarzania par proton — antyproton.

Dysponując protonami wysokiej energii z Bevatronu Chamberlain i Segré mieli jeszcze do pokonania bardzo wielkie trudności na drodze do swego odkrycia. Opracowanie techniki detekcyjnej do pracy z akceleratorami najwyższej energii stanowi bardzo poważny problem. Kiedy wiązka protonów wysokiej energii

pada na tarczę powstają w niej, prócz antyprotonów, nieporównanie od nich liczniejsze inne cząstki naładowane o widmach energii sięgających dziedziny relatywistycznej. Wykrycie antyprotonów wymagało więc przede wszystkim uwolnienia się od tego przeważającego tła. Chamberlain i Segré osiągnęli to przy pomocy nadzwyczaj subtelnie pomyślnej i zrealizowanej metody. Do dyskryminacji pędów posłużyło odchylenie w polu magnetycznym, a do detekcji cząstek o określonej prędkości — aparatura oparta na technice pomiaru czasu przelotu i zastosowaniu promieniowania Czerenkowa. Kiedy zarejestrowano około 40 przypadków, które należało interpretować jako przejście cząstek o cechach zgodnych w granicach dokładności metody z cechami antyprotonu, Chamberlain i Segré mogli uznać istnienie antyprotonu za udowodnione eksperymentalnie.

Tego rodzaju praca wymagała oczywiście udziału licznego zespołu fizyków i inżynierów. Przyznanie Nagrody Nobla Chamberlainowi i Segré stanowi podkreślenie istotnej roli twórczych jednostek, które dają natchnienie i kierunek pracy.

Odnaczenia fizyków radzieckich

Prezydium Rady Najwyższej ZSRR nadało Ordery Lenina akademikowi N. N. Bogoljubowowi i akademikowi A. N. Niesmiejanowowi.

Medal dla Peierlsa

Na wniosek brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego, królowa Elżbieta II nadała Medal Królewski R. E. Peierlsowi,

profesorowi fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Birmingham, za jego wybitne prace w dziedzinie podstaw teoretycznych fizyki jądrowej wysokich energii.

**Powell doktorem
h. c. Uniwersytetu Warszawskiego**

Uniwersytet Warszawski nadał doktorat *honoris causa* profesorowi dr Cecilowi Frankowi Powellowi. Promocja odbyła się 23 września 1959 r., w Sali Złotej Pałacu Kazimierzowskiego.

**Nagrody Państwowej Rady do Spraw
Pokojuowego Wykorzystania Energii Jądrowej**

Na posiedzeniu w dniu 8 grudnia 1959 r. Komisja Główna (Jury) Państwowej Rady do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przyznała następujące nagrody za prace z fizyki jądrowej opublikowane w r. 1958/59:

Nagroda indywidualna II stopnia — doc. dr J. Dąbrowski

Nagroda zespołowa II stopnia — prof. M. Danysz, mgr J. Bogdanowicz, mgr A. Filipkowski, mgr Ewa Skrzypczak, mgr A. Wróblewski, mgr J. Zakrzewski.

Nagroda zespołowa II stopnia — prof. dr H. Niewodniczański, mgr A. Budzanowski, dr K. Grotowski, mgr J. Nurzyński.

Nagroda indywidualna III stopnia — mgr M. Gryziński.

Nagroda indywidualna III stopnia — mgr J. Szymański.

Nagroda zespołowa III stopnia — mgr S. Chojnacki i mgr A. Jasiński.

Nagroda zespołowa III stopnia — mgr A. Deloff i mgr B. Kuchowicz.

Nagroda zespołowa III stopnia — mgr J. Hennel, doc. dr A. Hryniewicz, mgr K. Krynicki, mgr T. Waluga, mgr inż. G. Zapalski.

Nagroda zespołowa III stopnia — mgr R. Sosnowski, mgr J. Żylicz.

Nagroda indywidualna IV stopnia — S. Mierzejewski.

Nagroda indywidualna IV stopnia mgr A. Modrzejewski.

CERN

Na XIV zebraniu, które odbyło się 2 grudnia 1959 w Genewie, Rada Europejskiego Centrum Badań Jądrowych (CERN) zatwierdziła wysokość składek trzynastu państw członkowskich. Na rok 1960 preliminarz przewiduje wpływy 65 000 000 franków szwajcarskich, wobec 55 000 000 franków szwajcarskich w roku 1959.

Rada uznała, że współpraca międzynarodowa powinna rozwijać się w zakresie akceleratorów wielkich energii, takich jakie budowane są w ośrodku CERN-u w Genewie.

Zebranie dokonało wyboru władz CERN-u na kadencję 1960. Prezydentem Rady został ponownie F. de Rose (Francja), vice-prezydentami (również ponownie) W. Heisenberg (NRF) i J. Willems (Belgia). Do Komisji „Polityki Badań Naukowych“ wszedł na miejsce ustępującego H. Alfvéna (Szwecja) — F. Perrin (Francja).

Nowy prezydent AEA

Nowym prezydentem brytyjskiego Zarządu Energii Atomowej (AEA) został mianowany Sir Roger Makins, G.C.M.G., K.C.B.

Sir Roger był od szeregu lat związany z brytyjskim Ministerstwem Spraw Zagranicznych. Między innymi w latach 1945—1947 był posłem, a w latach 1952—1956 ambasadorem Wielkiej Brytanii w Waszyngtonie. Ostatnio był podsekretarzem w Ministerstwie Skarbu.

Agencja służy radą Ameryce Południowej

Na prośbę Argentyny, Brazylii i Wenezueli Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej wysłała do tych krajów ośmioosobową delegację, której zadaniem ma

być doradztwo w sprawach rozwoju energii jądrowej. Argentyna jest specjalnie zainteresowana w wydobywaniu i przeróbce rud uranowych. Brazylia pragnie rozszerzyć swój program badań jądrowych (UNESCO przyrzekło pomoc w odbudowie niedawno zniszczonego przez pożar brazylijskiego Instytutu Fizyki Jądrowej). Wenezuela chce ułożyć program badań prowadzonych przy pomocy czynnego już reaktora oraz powołać Komisję Energii Jądrowej.

Badania termojądrowe w Wielkiej Brytanii

W dniach 17 i 18 września w Imperial College of Science and Technology w Londynie odbyło się zebranie brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego, na którym został przedstawiony obecny stan badań prowadzonych w Wielkiej Brytanii nad fuzją jądrową.

Prace są prowadzone przede wszystkim na dwóch urządzeniach toroidalnych *Zeta* i *Sceptre*, gdzie wyładowanie jest ograniczane ciśnieniem magnetycznym wywołanym przez prąd toroidalny w samym wyładowaniu. W *Zecie* doświadczenia nad rozkładem pola magnetycznego doprowadziły do ustalenia odpowiednich parametrów charakteryzujących wyładowanie i pozwalających na porównanie go z różnymi modelami. W *Sceptre* prowadzono metodami spektroskopowymi pomiary temperatury jonów i elektronów. Rozkład pola magnetycznego jest podobny jak w *Zecie*. Linie sił pola magnetycznego wewnątrz plazmy są spiralami o stałym skoku wokół torusa.

W Aldermaston, poza dawniej już czynnym urządzeniem liniowym, zbudowano aparaturę podobną do amerykańskiej *Seylli*. Kołowy prąd elektryczny indukowany jest tu w cylindrycznej plazmie i wywołuje nagłą kompresję.

Rozważa się obecnie nowy ciekawy pomysł, aby do butelki magnetycznej, takiej jak na przykład w urządzeniu *Ogra* w ZSRR, wstrzeliwać wiązkę szybkich atomów neutralnych. Wstrzyknięcie ato-

mów neutralnych, zamiast jak dotychczas próbowano, jonów, powinno prowadzić do lepszego ograniczenia plazmy, ponieważ atomy nie odchyłając się będą mogły przeniknąć do środka aparatury. Trudności techniczne tkwią tu w wyprodukowaniu odpowiedniej wiązki atomowej.

Prace w Imperial College of Science and Technology prowadzone są w oparciu o najprostszą formę wyładowania liniowego. Niedogodności stosowania elektrod są tu kompensowane niską indukcijnością rury, co ma zasadniczy wpływ na szybką kompresję, oraz prostą geometrią układu, pozwalającą na obserwację wyładowania zarówno z boku jak i od końca.

Do badań krótkotrwałych wyładowań stosuje się obecnie fotografie o czasach ekspozycji 0,1–0,2 μ sec.

J. K. Wright (Atomic Weapons Research Establishment, Foulness) przedstawił możliwości osiągnięcia warunków koniecznych do reakcji termojądrowej w plazmie przez ogrzewanie udarowe. W Cambridge bada się teoretycznie odbicie fali uderzeniowej od silnego pola magnetycznego.

Przedstawiono również prace teoretyczne nad efektami mechanicznymi oddziaływania między plazmą a polem magnetycznym (T. G. Cowling, University of Leeds), nad magnetostatyką (H. Bondi, King's College, Londyn), nad obliczaniem współczynników transportu plazmy zjonizowanej (W. B. Thompson, Harwell).

Wydaje się, że od czasu Konferencji Genewskiej w r. 1958 zmieniło się podejście do badań termojądrowych. Główne zainteresowanie przesunęło się z wielkich urządzeń na dużo prostsze doświadczenia mające na celu wyjaśnienie podstawowych zasad fizyki plazmy.

Mikroskopia i mikroanaliza rentgenowska

Drugie Międzynarodowe Sympozjum Mikroskopii Rentgenowskiej i Mikroana-

lizej Rentgenowskiej odbyło się w r. 1959 w Sztokholmie, pod patronatem Wydziału Fizyki Lekarskiej Karolinska Institutet (Sztokholm), Wydziału Fizyki i Biofizyki Uniwersytetu Stanford i Sekcji Mikroskopii Elektronowej Cavendish Laboratory (Cambridge).

W sympozjum wzięło udział 180 osób, reprezentujących 17 krajów i 120 laboratoriów. Przedstawiono 74 prace.

Obrazy odbywały się w trzech sekcjach: rentgenowskiej mikroradiografii absorpcyjnej, rentgenowskiej mikroanalizy emisyjnej i rentgenowskiej mikroanalizy dyfrakcyjnej.

W dziale mikroradiografii absorpcyjnej główne zainteresowanie skupiło się na technikach kontaktowej i projekcyjnej, podczas gdy metodą odbiciową, w której sprawa korekcji aberacji nie jest jeszcze rozwiązana, zajmowano się raczej mało. We wszystkich tych trzech metodach, w mikroskopii jakościowej, osiąga się zdolność rozdzielczą $0,25 \mu$. H. H. Pattee (Stanford University) bada odbiorniki, które mogłyby zastąpić w mikroskopii kontaktowej emulsje fotograficzne. Między innymi stosuje czule na promieniowanie barwniki i plastyki — niektóre z nich dają obrazy, które można powiększać w mikroskopie elektronowym. W metodzie projekcyjnej poczyniono duże postępy w technice ogniskowania przy bardzo dużej zdolności rozdzielczej.

Mikroanaliza emisyjna jest metodą bardziej ilościową, ze względu jednak na skomplikowany mechanizm emisji należy brać pod uwagę cały szereg poprawek. Wydajność promieni X przy bezpośrednim pobudzeniu elektronami była dyskusyjowana przez Archarda (Aldermaston) i Cossletta (Cavendish Laboratory). Philibert (Paryż) omawiał poprawki na absorpcję i fluorescencję, a Duncumb (Cavendish Laboratory) — czynniki ograniczające przestrzenną zdolność rozdzielczą — zasadniczy wpływ ma tu bardzo szybkie zmniejszanie się prądu wiązki elektronowej gdy średnica ogniska spada poniżej 1μ . Bardzo korzystne wydaje się

zastosowanie licznika proporcjonalnego do dyskryminacji długości fal zamiast spektroskopu krystalicznego. Dolby i Cosslett przedstawili obiecujące wyniki otrzymane przy pomocy licznika o dużym kącie bryłowym „widzenia“ z układem elektronicznym analizującym wysokość impulsów, o zdolności rozdzielczej wystarczającej do odróżnienia linii sąsiednich pierwiastków.

W dziale mikrodyfrakcji omawiano przede wszystkim postępy w technice lamp małogniskowych, spektrometrów i kamer do mikrowiązek. Opracowano nowe metody badania dyzlokacji i innych podstruktur przez połączenie dyfrakcji braggowskiej z mikroskopią rentgenowską. Rozwinięcie i zastosowania tej tzw. metody „Berg-Barretta“ przedstawił Newkirk (General Electric Laboratories, Schenectady) i Weissmann (Rutgers University, New Jersey), a Shinoda (Osaka) omówił wariant transmisyjny tej metody.

Uchwalono, że trzecie sympozjum odbędzie się w r. 1962 w Stanford University w Kalifornii.

Jonizacja gazów

IV Międzynarodowa Konferencja na temat zjawisk jonizacyjnych w gazach odbyła się w Uppsali w dniach od 17 do 21 sierpnia 1959 r. Wzięło w niej udział ponad 800 osób z 25 krajów. Wzorem poprzednich konferencji część każdego dnia poświęcona była plenarnym referatom przeglądowym, a część obradom sekcyjnym. Sekcje były następujące: 1) procesy podstawowe, 2) różne typy wyładowań i ich zastosowania, 3) badania teoretyczne i doświadczalne w dziedzinie fizyki plazmy i 4) wytwarzanie, skupianie i grzanie plazmy. Ogółem przedstawiono 250 prac.

W. L. Fite (San Diego) przedstawił ostatnie postępy w zakresie procesów zderzeniowych w gazach. R. L. F. Boyd i A. Boksenberg (Londyn) omówili wyniki pomiarów przekrojów czynnych na jonizację elektronów w wodorze oraz

analizę wytworzonych jonów przy użyciu trochoidalnego spektrometru masowego. Wiele prac dotyczyło przekrojów czynnycy na zderzenia cząstek „wysokiej energii” do 200 keV. Szczególnie aktywne jest tu Fizyko-Techniczny Instytut Akademii Nauk ZSRR, gdzie bada się wytworzenie plazmy w warunkach kalibrowanych, cząstek zderzenia z atomami kalibrowanych przez zderzenia z atomami gazów nerturowych. Grupa kalifornijska przedstawiła wyniki prac nad oddziaływaniem fotonów protonowego nadfioletu (7—30 eV) z gazami. Fizycy z ośrodka hamburskiego referowali badania lawin o dużym wzmożeniu.

W sekcji wykładów nukowych i isotropowych omówiono zachowanie się nuków w polach magnetycznych, zainkarnane przetrwanych nuków, wykładowania iskrowe pomiędzy oddalonymi elektrodami, mechanizm wykładów w licznikach Geigera.

Największe zainteresowanie skupia odczytanie sekcja fizyki plazmy. J. L. Tuck (Los Alamos) przedstawił ostatnie prace wykone przy pomocy urzędzenia *Scylla* i wyraził przekonanie, że neutrony otrzymane w tej aparaturze pochodzą istocie z reakcji termojądrowej. F. L. Ribe (Los Alamos) podał wyniki pomiarów diamagnetyzmu plazmy w czasie przyspieszania i posuniecie radialemgo pola elektrycznego. Zagadnienie związane ze zwierciadłami magnetycznymi omówił R. F. Post (Livermore, California) — a więc przede wszystkim właściwe metody iniekcji, badania procesów dyfuzji i strat nieadabatywnych oraz próby analizy widma energetycznego cząstek uwieczonych w polu. O eksperymenciech z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zekniło, w szczególności w wytworzeniu dostatecznej ilości energii w warunkach dostatecznej stabilności. O eksperymenciech z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zekniło, w szczególności w wytworzeniu dostatecznej ilości energii w warunkach dostatecznej stabilności.

Wiele prac dotyczyło przekrojów czynnycy na zderzenia cząstek „wysokiej energii” do 200 keV. Szczególnie aktywne jest tu Fizyko-Techniczny Instytut Akademii Nauk ZSRR, gdzie bada się wytworzenie plazmy w warunkach kalibrowanych, cząstek zderzenia z atomami kalibrowanych przez zderzenia z atomami gazów nerturowych. Grupa kalifornijska przedstawiła wyniki prac nad oddziaływaniem fotonów protonowego nadfioletu (7—30 eV) z gazami. Fizycy z ośrodka hamburskiego referowali badania lawin o dużym wzmożeniu.

W sekcji wykładów nukowych i isotropowych omówiono zachowanie się nuków w polach magnetycznych, zainkarnane przetrwanych nuków, wykładowania iskrowe pomiędzy oddalonymi elektrodami, mechanizm wykładów w licznikach Geigera.

Największe zainteresowanie skupia odczytanie sekcja fizyki plazmy. J. L. Tuck (Los Alamos) przedstawił ostatnie prace wykone przy pomocy urzędzenia *Scylla* i wyraził przekonanie, że neutrony otrzymane w tej aparaturze pochodzą istocie z reakcji termojądrowej. F. L. Ribe (Los Alamos) podał wyniki pomiarów diamagnetyzmu plazmy w czasie przyspieszania i posuniecie radialemgo pola elektrycznego. Zagadnienie związane ze zwierciadłami magnetycznymi omówił R. F. Post (Livermore, California) — a więc przede wszystkim właściwe metody iniekcji, badania procesów dyfuzji i strat nieadabatywnych oraz próby analizy widma energetycznego cząstek uwieczonych w polu. O eksperymenciech z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zekniło, w szczególności w wytworzeniu dostatecznej ilości energii w warunkach dostatecznej stabilności.

Oddział Kazanski Akademii Nauk ZSRR i Uniwersytet Kazanski zorganizowały w dniach od 1 do 5 czerwca 1959 r. w szeschniązkową konferencję na temat rezonansu paramagnetycznego.

Rezonans paramagnetyczny

Oddział Kazanski Akademii Nauk ZSRR i Uniwersytet Kazanski zorganizowały w dniach od 1 do 5 czerwca 1959 r. w szeschniązkową konferencję na temat rezonansu paramagnetycznego.

Następna konferencja na ten temat odbędzie się w Niemczech, przypuszczalnie w Baden-Baden, w r. 1961.

poszą tu 10^{-10} cm/sec.

plazmy. Uzyskane predkosc jonow wytworzonych w plazmie, badania procesów dyfuzji i strat nieadabatywnych oraz próby analizy widma energetycznego cząstek uwieczonych w polu. O eksperymenciech z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zekniło, w szczególności w wytworzeniu dostatecznej ilości energii w warunkach dostatecznej stabilności.

Wiele prac dotyczyło przekrojów czynnycy na zderzenia cząstek „wysokiej energii” do 200 keV. Szczególnie aktywne jest tu Fizyko-Techniczny Instytut Akademii Nauk ZSRR, gdzie bada się wytworzenie plazmy w warunkach kalibrowanych, cząstek zderzenia z atomami kalibrowanych przez zderzenia z atomami gazów nerturowych. Grupa kalifornijska przedstawiła wyniki prac nad oddziaływaniem fotonów protonowego nadfioletu (7—30 eV) z gazami. Fizycy z ośrodka hamburskiego referowali badania lawin o dużym wzmożeniu.

W sekcji wykładów nukowych i isotropowych omówiono zachowanie się nuków w polach magnetycznych, zainkarnane przetrwanych nuków, wykładowania iskrowe pomiędzy oddalonymi elektrodami, mechanizm wykładów w licznikach Geigera.

Największe zainteresowanie skupia odczytanie sekcja fizyki plazmy. J. L. Tuck (Los Alamos) przedstawił ostatnie prace wykone przy pomocy urzędzenia *Scylla* i wyraził przekonanie, że neutrony otrzymane w tej aparaturze pochodzą istocie z reakcji termojądrowej. F. L. Ribe (Los Alamos) podał wyniki pomiarów diamagnetyzmu plazmy w czasie przyspieszania i posuniecie radialemgo pola elektrycznego. Zagadnienie związane ze zwierciadłami magnetycznymi omówił R. F. Post (Livermore, California) — a więc przede wszystkim właściwe metody iniekcji, badania procesów dyfuzji i strat nieadabatywnych oraz próby analizy widma energetycznego cząstek uwieczonych w polu. O eksperymenciech z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zekniło, w szczególności w wytworzeniu dostatecznej ilości energii w warunkach dostatecznej stabilności.

analizę wytworzonych jonów przy użyciu trochoidalnego spektrometru masowego. Wiele prac dotyczyło przekrojów czynnych na zderzenia cząstek „wysokiej energii“ do 200 keV. Szczególnie aktywny jest tu Fizyko-Techniczny Instytut Akademii Nauk ZSRR, gdzie bada się wychwył elektronów przez jony wielowartościowe i jonizację szybkich atomów alkalicznych przez zderzenia z atomami gazów nieruchomych. Grupa kalifornijska przedstawiła wyniki prac nad oddziaływaniem fotonów próżniowego nadfioletu (7—30 eV) z gazami. Fizycy z ośrodka hamburskiego referowali badania lawin o dużym wzmocnieniu.

W sekcji wyładowań łukowych i iskrowych omówiono zachowanie się łuków w polach magnetycznych, zanikanie przerwanych łuków, wyładowania iskrowe pomiędzy oddalonymi elektrodami, mechanizm wyładowań w licznikach Geigera.

Największe zainteresowanie skupiła oczywiście sekcja fizyki plazmy. J. L. Tuck (Los Alamos) przedstawił ostatnie prace wykonane przy pomocy urządzenia *Scylla* i wyraził przekonanie, że neutrony otrzymywane w tej aparaturze pochodzą istotnie z reakcji termojądrowej. F. L. Ribe (Los Alamos) podał wyniki pomiarów diamagnetyzmu plazmy w czasie przyspieszania i po usunięciu radialnego pola elektrycznego. Zagadnienia związane ze zwierciadłami magnetycznymi omówił R. F. Post (Livermore, California) — a więc przede wszystkim właściwe metody iniekcji, badania procesów dyfuzji i strat nieadiabaticznych oraz próby analizy widma energetycznego cząstek uwięzionych w polu. O eksperymentach z maszyną DCX w Oak Ridge mówił A. H. Snell, wskazując na trudności, z którymi się tam zetknięto, w szczególności w wytworzeniu dostatecznie wysoko energetycznego układu iniekcyjnego. Przedstawił on również pomiary czasów życia cząstek uwięzionych i gęstości uwięzionej plazmy. Prace prowadzone w Harwell przedstawił G. Fran-

cis. Między innymi zidentyfikowano tam niedawno fale Alfvéna w wyładowaniu toroidalnym o dużym natężeniu, zmierzono ich prędkość oraz tłumienie. G. B. F. Niblett, przedstawiając badania prowadzone w Weapons Research Establishment w Aldermaston ograniczył się do przedyskutowania prób osiągnięcia bardzo szybkiego narastania natężenia prądu przez zastosowanie układów o małej indukcyjności oraz ostatnich badań zjawiska dysocjacji cząsteczki wodoru.

Pracę na temat oddziaływania wiązki cząstek naładowanych z plazmą przedstawił Drmikanow, Giewarkow i Popow (Moskwa). Oscylacje plazmy wywoływane były przez wiązkę elektronów wstrzykiwaną w sposób ciągły. Oscylacje osiągały maksimum, gdy wiązka elektronów przechodziła przez plazmę. Na zewnątrz kolumny plazmy stwierdzono pola elektromagnetyczne o częstościach takich samych jak oscylacje plazmy.

H. Margenau (Yale), H. R. Griem (Maryland) i A. C. Kolb (Waszyngton) omówili metody obliczania poszerzenia linii widmowych wywołanego zjawiskiem Starka. Obliczony profil linii zależy słabo od temperatury i może być użyty do wyznaczenia gęstości elektronów w plazmie.

L. Högger, K. Siegbahn i K. Bockasten (Uppsala) zreferowali wyniki uzyskane przy pomocy zbudowanej przez nich aparatury do bezelektrodowego wytwarzania i przyspieszania pierścieni plazmy. Uzyskane prędkości jonów wynoszą tu 10^6 — 10^7 cm/sec.

Następna konferencja na ten temat odbędzie się w Niemczech, przypuszczalnie w Baden-Baden, w r. 1961.

Rezonans paramagnetyczny

Oddział Kazański Akademii Nauk ZSRR i Uniwersytet Kazański zorganizowały w dniach od 1 do 5 czerwca 1959 r. wszechzwiązkową konferencję na temat rezonansu paramagnetycznego.

Główne zainteresowanie skupiło się na elektronowym rezonansie paramagnetycznym, jednak i z dziedziny jądrowego rezonansu magnetycznego przedstawiono znacznie więcej prac niż w roku ubiegłym.

Na szeroką skalę prowadzone są badania struktur substancji organicznych i nieorganicznych przy pomocy rezonansu paramagnetycznego. Grupa moskiewska, kazańska i tbiliska przedstawiły prace wyjaśniające właściwości magnetyczne szeregu kryształów. Badania teoretyczne dotyczą przede wszystkim obliczenia czasów relaksacji sprzężenia spin-siatka, wyjaśnienia subtelnej struktury widm i obliczenia kształtu sygnału elektronowego rezonansu paramagnetycznego.

Wiele uwagi poświęcono technice pomiarów magnetycznego rezonansu jądrowego. Zastosowanie tej metody do badań substancji wymaga jądrowego spektrografu magnetycznego o dostatecznie dużej zdolności rozdzielczej. Jak wynika z referatów, główna trudność polega tu na otrzymaniu dostatecznie jednorodnego w przestrzeni i stabilnego w czasie pola magnetycznego. W. D. Korepanow przedstawił wyniki pomiarów czasu relaksacji przy pomocy echa spinowego, a F. I. Skripow omówił badania pola elektrycznego w kryształach przy pomocy jądrowego rezonansu kwadrupolowego.

W badania rezonansu paramagnetycznego włączyły się wszystkie większe ośrodki ZSRR, przede wszystkim Moskwa, Leningrad, Kazań, Swierdłowski, Tbilisi i Krasnojarsk.

Międzynarodowy Kongres Akustyki

Trzeci Międzynarodowy Kongres Akustyki odbył się w Stuttgarcie w dniach od 1 do 8 września 1959 r. Udział w nim wzięło ponad 1 000 osób. Prace własne referowane były w 8 sekcjach, które odbywały się po południu. Przedpołudnia zarezerwowano na referaty zbiorcze — plenarne.

Tematyka dotyczyła akustyki architektonicznej, techniki ultradźwiękowej

i jej zastosowań w badaniach fizyki cząsteczkowej, akustycznych właściwości materiałów stosowanych w przemyśle, hałasu i jego zwalczania (w szczególności hałasu samolotów), akustyki fizjologicznej i psychologicznej.

Następny Kongres Akustyki ma się odbyć w Kopenhadze w r. 1962.

Konferencja poświęcona materiałom półprzewodnikowym

W dniach od 22 do 26 czerwca 1959 r. odbyła się w Moskwie IV Konferencja na temat materiałów półprzewodnikowych, zorganizowana przez Instytut Metalurgii im. A. A. Bajkowa i Instytut Fizyko-Techniczny Akademii Nauk ZSRR. Przedstawiono ponad 60 prac.

Duża część referatów poświęcona była związkom typu $A^{III}B^V$, sposobom otrzymywania ich w wysokim stopniu czystości oraz roli domieszek.

Wielkie zainteresowanie wzbudziły badania związków podwójnych, a wśród nich szczególnie selenku antymonu.

Szczegółowo opracowywana jest termodynamika półprzewodników i wyznaczane są stałe termodynamiczne.

Międzynarodowy Kongres Chronometrii

W dniach od 19 do 23 czerwca 1959 r. odbył się w Monachium III Międzynarodowy Kongres Chronometrii. Duża część obrad poświęcona była podstawom pomiarów czasu i nowoczesnym metodom pomiarowym. Przedstawiono porównanie astronomicznych i atomowych pomiarów czasu, nowe osiągnięcia w dziedzinie zegarów kwarcowych, atomowych i cząsteczkowych, pomiary bardzo krótkich odstępów czasu (przede wszystkim przy zastosowaniu techniki tranzystorowej), pomiary małych sił, pomiary prędkości w oparciu o zjawisko Dopplera, pomiary czasu dla celów sportowych.

Na urządzonej z okazji kongresu wystawie pokazano zegary kwarcowe, precyzyjne zegary wahadłowe, chronografy, różne rodzaje stoperów.

75 lat szkła jenajskiego

W ubiegłym roku minęło 75 lat od założenia słynnych zakładów szklarskich w Jenie — 1 września 1884 r. zostało otwarte Laboratorium Szkła Technicznego Schott & Gen. Pod wpływem prof. Abbego, który kierował wówczas zakładami Zeissa, dr Otto Schott przystąpił do wytopów próbnych szkła optycznego, opracowując nowe gatunki szkła o właściwościach zadanych przez Abbego. Wkrótce produkcja zakładów Zeissa oparła się całkowicie na szkłe jenajskim. W r. 1919 Schott, za przykładem Abbego, przekazał swój udział w przedsiębiorstwie pracownikom huty.

Reaktor z kamerą telewizyjną

6 listopada 1959 r. Filip, Książę Edynburski dokonał uroczystej inauguracji reaktora badawczego Merlin w Aldermaston. Działalność tego reaktora może być obserwowana od wewnątrz dzięki kamerze telewizyjnej zanurzonej w wodzie reaktora. Druga kamera, umieszczona nad reaktorem ułatwia nadzór, aby w czasie działania reaktora nie znajdowały się w jego pobliżu niepowołane osoby.

Czeskie betatrony

Zakłady Chirana w Pradze przystąpiły do produkcji betatronu przyspieszającego elektrony do energii 15 MeV. Przeznaczony jest on do badań defektoskopowych.

Nowa aparatura jądrowa w Chinach

W Uniwersytecie Nankai w Tientsinie zbudowano mały reaktor jednorodny o mocy 3 W. W Uniwersytecie Szechwan ukończono budowę małego (60 keV) cyklotronu. W Instytucie Energii Atomowej w Wuhan rozpoczął działanie akcelerator elektrostatyczny elektronów.

Drugi reaktor austriacki

Drugi reaktor austriacki będzie zbudowany w Narodowym Instytucie Atomowym. Będzie miał moc 100 kW. Instytut podlega Politechnice Wiedeńskiej.

Optika i Spektroskopia w USA

Amerykańskie Towarzystwo Optyczne przystąpiło do wydawania w przekładzie angielskim znanego czasopisma radzieckiego *Optika i Spektroskopia*.

Pierwszy zeszyt *Optics and Spectroscopy* odpowiada No 1 tomu VI (1959) *Optiki i Spektroskopii*.

C. T. R. Wilson

(1869—1959)

Dnia 15 listopada 1959 r. zmarł Charles Thomson Rees Wilson, C. H., F. R. S., wybitny i zasłużony fizyk angielski.

C. T. R. Wilson urodził się 14 lutego 1869 na wsi w okolicach Edynburga. Mając 4 lata stracił ojca, po czym matka jego przeniosła się do Manchester. Po ukończeniu szkoły Wilson zamierzał zostać lekarzem i wstąpił do Owens College aby studiować biologię. Fizykę wykładał tam wówczas Balfour Stewart, którego uczniem 12 lat wcześniej był J. J. Thomson. Otrzymawszy stypendium przeniósł się Wilson do Sydney Sussex College w Cambridge, decydując się porzucić studia medyczne i definitywnie zwracając swe zainteresowania w kierunku fizyki. Ukończył studia w r. 1892, po czym przez krótki czas był nauczycielem.

W r. 1895 podjął badania, które w ostatecznym wyniku doprowadziły do jego największego osiągnięcia. Tematem tych badań był mechanizm kondensacji pary. Jego spostrzeżenie, że kropelki cieczy ukazują się przy rozprężaniu gazu, okazało się szczególnie aktualne, gdyż w grudniu r. 1895 Wilhelm Konrad Röntgen dokonał odkrycia promieni X, a wkrótce później J. J. Thomson i McClelland stwierdzili, że przewodnictwo powietrza silnie wzrasta pod wpływem promienio-

wania X. Już w lutym 1896 r. zaobserwował Wilson, że kondensacja pary w jego komorze ekspansyjnej bardzo się wzmacnia skutkiem naświetlenia promieniami X. W ciągu tego samego roku 1896 J. J. Thomson i E. Rutherford wykazali, że przewodnictwo gazów wywołane jest ich jonizacją.

Charakterystycznym jest, że sam Wilson pozostał przy swoim temacie badania zjawisk kondensacji, nie przerzucając się na modną problematykę promieni X i nowych promieni odkrytych przez Becquerela. Z czasem zainteresował się innymi zagadnieniami, a obok pracy badawczej poświęcał coraz więcej czasu na pracę dydaktyczną w Uniwersytecie Cambridge.

W r. 1910 zajął się ponownie swoim aparatem kondensacyjnym, a w r. 1911 po raz pierwszy udało mu się zobaczyć i sfotografować ślady torów indywidualnych cząstek α i elektronów. Osiągnięcie to uzyskało powszechne uznanie, jednakże ani w Cambridge, ani w innych ośrodkach nie podjęto prób powtórzenia eksperymentu Wilsona.

Powróciwszy po raz trzeci do tego samego tematu doprowadził w r. 1923 swoją komorę do wysokiego stopnia doskonałości. Fotografie torów elektronowych, stanowiące ilustrację jego dwóch klasycznych publikacji (również z r. 1923) były tak piękne i świetne, iż stało się jasne, że komora jest narzędziem badawczym o pierwszorzędym znaczeniu. W całym cywilizowanym świecie fizycy rozpoczęli stosować komorę Wilsona — Blackett i Kapica w Cambridge, Irena Curie i Auger w Paryżu, Bothe, Lise Meitner i Philipp w Berlinie, Skobelcyn w Leningradzie, Kikuczi w Tokio, Anderson w Pasadenie i wielu innych.

Każdy fizyk zdaje sobie sprawę jak wielki był udział stworzonej przez Wilsona metody w rozwoju nowoczesnej fizyki.

W roku 1927 otrzymał Wilson jednocześnie z A. H. Comptonem Nagrodę Nobla z fizyki.

W ostatnich latach życia przeszedł na emeryturę i powrócił do Edynburga. Ukończywszy osiemdziesiąt lat przeniósł się do pobliskiej wsi Carlöps. Zachował jednak pełną świeżość umysłu i niezwykłą dla tego wieku sprawność fizyczną. Przed kilku laty rozpoczął pisanie pracy na temat swojej teorii elektryczności atmosferycznej i ukończył ją w r. 1956. Ukazała się ona w *Proceedings of the Royal Society* i odznacza się ścisłością przedstawionych na 20 stronach rozumowań jak również nowoczesnością ujęcia zagadnienia.

C. T. R. — jak go powszechnie nazywano — stał się żywą legendą. Utrzymywał przyjazne stosunki z młodszymi fizykami, z których wielu nie miało nawet połowy jego lat.

Georg Joos
(1894—1959)

Dnia 20 maja 1959 r. zmarł Georg Joos, profesor fizyki doświadczalnej Politechniki w Monachium.

Joos urodził się w r. 1894, studiował na Politechnice w Stuttgarcie i na Uniwersytecie w Tübingen. W latach 1924—1935 był profesorem fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Jenie. W r. 1935 został powołany na katedrę fizyki doświadczalnej w Uniwersytecie w Getyndze. W okresie 1941—1945 był dyrektorem naukowym Zakładów Zeissa. Po wojnie objął katedrę fizyki doświadczalnej na Politechnice w Monachium. Był autorem znanego podręcznika „Lehrbuch der Theoretischen Physik“.

Georg Joos był członkiem Bawarskiej Akademii Nauk i Akademii Nauk w Getyndze.

PTF Oddział Lubelski

Zarząd Oddziału Lubelskiego PTF, wybrany na Walnym Zebraniu w dniu 4 czerwca 1959 r., ukonstytuował się jak następuje: przewodniczący — doc. dr W. Żuk, vice-przewodniczący — mgr

A. Rakowski, sekretarz — mgr S. Szpikowski, skarbnik — mgr A. Wroński, członek Zarządu — mgr S. Wieluński.

Oddział liczy 30 członków.

W r. 1959 odbyło się 10 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

W. Żuk — Metody wykrywania wybuchów bomb jądrowych,

W. Żuk — Organizacja badań naukowych i laboratoria fizyczne w NRD,

M. Subotowicz — niektóre pomiary dokonywane przy pomocy sztucznych satelitów Ziemi,

J. Skierczyńska — Kontaktowa różnica potencjałów,

J. Skierczyński — Organizacja studiów fizycznych w ZSRR,

S. Szpikowski — Oddziaływania międzycząsteczkowe w gazie,

J. Janik — Neutrony jako narzędzie badań substancji magnetycznych,

T. Goworek — Scyntylatory w spektrometrii γ ,

M. Subotowicz — Sprawozdanie z Kongresu Astronautycznego w Londynie,

S. Wieluński — Demonstracje za pomocą generatora teorii prądów zmiennych,

M. Wiesielow — Rozwój i współczesny stan teorii kwantowej atomu.

W kwietniu i maju 1959 Oddział urządził cykl odczytów popularnonaukowych:

doc. dr W. Żuk — Niektóre problemy fizyki jądrowej,

dr M. Subotowicz — Termojądrowe źródła energii,

mgr S. Szpikowski — Struktura mikroświata,

mgr B. Adameczyk — Od fonografu do magnetofonu,

prof. A. Teske — Narodziny teorii kwantów.

Wspólnie z Komitetem Organizacyjnym wystawy „Maria Skłodowska-Curie i Piotr Curie” Oddział zorganizował w październiku i listopadzie 1959 cykl następujących odczytów popularnonaukowych:

prof. dr J. Hurwic — Perspektywy rozwoju energetyki jądrowej,

inż. J. Aleksandrowicz — Pierwszy polski reaktor EWA,

dr M. Subotowicz — Reakcje i reaktory termojądrowe,

prof. dr I. Złotowski — Co nauka zawdzięcza rodzinie Curie,

mgr S. Szpikowski — Cząstki elementarne w fizyce,

doc. dr W. Żuk — Izotopy naturalne w nauce,

doc. dr Radwan — Zastosowanie izotopów promieniotwórczych w technice.

Zwyczajem lat ubiegłych Oddział lubelski urządził „Pokazy z Fizyki”, które obejrzało 4 400 osób.

Gośćmi Oddziału byli: inż. J. Aleksandrowicz (Świerk), prof. dr J. Hurwic (Warszawa), doc. dr J. Janik (Kraków), doc. dr Radwan (Warszawa), prof. dr M. Wiesielow (Leningrad) i prof. dr I. Złotowski (Warszawa).

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI

czł. koresp. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr LUDWIK NATANSON

Sekretarz

Doc. WANDA HANUSOWA

Skarbnik

Z-ca prof. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ

Członek Zarządu

Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

<i>Gdańsk</i>	– Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
<i>Głwice</i>	– Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
<i>Kraków</i>	– Doc. dr JERZY JANIK
<i>Lublin</i>	– Doc. dr ARMIN TESKE
<i>Łódź</i>	– Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
<i>Poznań</i>	– Prof. dr EDMUND KARAŚKIEWICZ
<i>Szczecin</i>	– Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
<i>Toruń</i>	– Prof. dr JERZY RAYSKI
<i>Warszawa</i>	– Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
<i>Wrocław</i>	– Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69

TREŚĆ

H. Niewodniczański — Andrzej Sołtan (1897—1959)	3
L. Natanson — Wspomnienie o Andrzeju Sołtanie	11
A. Piotrowska — Wspomnienie o Profesorze Pieńkowskim	19
M. Halaunbrenner — Współczesne problemy w badaniach nad tarciami, zużyciem i smarowaniem metali	23
M. Gaj — Zdolność rozdzielcza układów optycznych	45
E. Kusch — Wychwył jądrowy mezonów μ	69
J. Mońka — Własności plazmy gorącej	83

NOWOŚCI NAUKOWE

Osiem obserwacji nowych cząstek elementarnych (<i>R. Sosnowski</i>)	101
Czyżby potwierdzenie ogólnej teorii względności Einsteina doświadczeniem wewnątrzlaboratoryjnym? (<i>J. Weysenhoff</i>)	109

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

I Konferencja Division of Plasma Physics of the American Physical Society Monterey (Kalifornia), 3—5 grudnia 1959 r. (<i>R. Gajewski</i>)	113
---	-----

RECENZJE.

L. Landau i E. Lifszyc — Mechanika ośrodków ciągłych (<i>B. Średniawa</i>)	116
KRONIKA	117

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„POSTĘPY FIZYKI“ — Dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— — rocznie

„ 45.— — półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch“ Warszawa, ul. Srebrna 12, Konto PKO Nr 1-6-100 020.

2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę — 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“ Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO Nr 1-6-100 024. Bieżące numery do nabycia w niżej podanych placówkach „Ruchu“, w księgarniach naukowych „Dom Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki.

Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch“, Dział Handlowy, Warszawa, ul. Srebrna 12.