

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM X

ZESZYT 1

1959

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

ZAKŁAD FIZYKI
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej
w Lublinie

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1550 egz. (1400 + 150)	Oddano do składania 25.XI.58
Ark. wyd. 8,25 Ark. druk. 7,75 + + 4 wkł. kredowe	Popisano do druku 17.IV.59
Druk. sat. III kl. 80 g. 70×100	Druk ukończono w kwietniu 1959
Cena zł 15,-	Zamówienie nr 1746/58 W-26

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



Cezary Pawłowski

Katedra Radiologii Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Fryderyk Joliot-Curie (1900—1958)

Data 14 sierpnia 1958 r. będzie pamiętną jako dzień wielkiego żalu świata naukowego i całej ludzkości z powodu przedwczesnej śmierci Fryderyka Joliot, znakomitego fizyka, wielkiego działacza społecznego, gorliwego obrońcy pokoju.

Fryderyk Joliot urodził się w paryżu 19 marca 1900 r. Pochodził z francuskiej mieszczańskiej rodziny. Jego ojciec, Andrzej Joliot, jako uczestnik Komuny Paryskiej w roku 1871 był zmuszony rozstać się na pewien czas z rodziną i porzucić kraj ojczysty. Pobyt w Belgii na wygnaniu w jeszcze większym stopniu wyrobił w nim przekonanie o konieczności stałej i wytrwałej walki z niesprawiedliwością społeczną. Rodzice Joliotów stale wpajali tę zasadę swym dzieciom. Dom rodzicielski wywarł bez wątpienia duży wpływ na kształtowanie się światopoglądu młodego Fryderyka.

Po ukończeniu liceum w Paryżu Joliot zdecydował poświęcić się w przyszłości nauce w zakresie chemii i w tym celu obrał jako miejsce dalszych studiów École de Chimie et Physique de la Ville de Paris. Szkoła ta od wielu lat cieszyła się powszechnym uznaniem w społeczeństwie francuskim. Ukończył ją z odznaczeniem, otrzymując w 1923 roku tytuł inżyniera fizyko-chemika, po czym został powołany do wojska. W czasie pełnienia służby wojskowej ukończył szkołę artyleryjską ze stopniem oficerskim. Pracę zawodową rozpoczął w przemyśle ciężkim, mianowicie w zjednoczonych przedsiębiorstwach wytwórni stali *Barbuech, Esche i Dudelange* w Luxemburgu. Jednostajna praca w przemyśle nie mogła zaspokoić naukowych zainteresowań młodego inżyniera, który zawsze pragnął pogłębić swoją wiedzę i zapoznać się z nowymi nieznanymi zagadnieniami. W tych dążeniach Joliotów zaznaczył się wpływ jego nauczyciela w szkole inżynierskiej prof. Paula Langevina, znanego fizyka francuskiego. W przemyśle Joliot przepracował zaledwie kilkanaście miesięcy i postanowił skończyć z pracą zawodową.

W roku 1925 po powrocie do Paryża zwrócił się do prof. Langevina z prośbą o ułatwienie mu znalezienia pracy, która odpowiadałaby jego za-

interesowaniom. Zdając sobie sprawę, że fizyka nowoczesna jest w przededniu nowych odkryć, Joliot wiedziony poczuciem rzeczywistości wyraził wobec dawnego nauczyciela i przyjaciela chęć do pracy w dziedzinie promieniotwórczości. Prof. Langevin zaaprobował dążenia obiecującego fizyka i skierował go do Laboratorium Marii Skłodowskiej-Curie w Instytucie Radowym w Paryżu. Fryderyk Joliot został przyjęty do Instytutu w charakterze preparatora do pomocy w pracach prowadzonych osobiście przez Uczoną o dużym autorytecie naukowym. Było to bardzo pomyslnym zbiegiem okoliczności dla początkującego pracownika naukowego, ożywionego żądzą zdobycia głębokiej wiedzy. W ten sposób rozpoczęła się praca naukowa Joliota, która trwała przez przeszło 30 lat i doprowadziła do zdumiewających wyników, przyczyniając się do wykrycia wielu nowych faktów, które stały się podwaliną współczesnej wiedzy w dziedzinie fizyki jądrowej.

Rozwój działalności naukowej Joliota daje się podzielić na cztery następujące okresy: (1) prace naukowo-badawcze przed zdobyciem doktoratu w latach 1925—1930; (2) dokonanie szeregu nowych odkryć mających doniosłe znaczenie w fizyce współczesnej w okresie 1931—1939; (3) działalność naukowa i polityczna w okresie okupacji 1940—1944; (4) prace organizacyjne w szkolnictwie wyższym, działalność polityczna na terenie międzynarodowym, prace naukowo-badawcze w nowo utworzonych placówkach naukowych 1945—1958.

Okres I

W pierwszym okresie Joliot, jako pomocniczy pracownik zatrudniony przy pracach badawczych M. Skłodowskiej-Curie miał możliwość szerokiego zaznajomienia się z metodami pomiarów promieniotwórczych, co znacznie pogłębiło jego wiedzę w dziedzinie promieniotwórczości. Należy zaznaczyć, że pod osobistym kierownictwem wielkiej Uczonej pracowali tylko wybrani uczniowie, cenieni przez nią jako zdolni badacze naukowci; w ich liczbie znajdowała się również jej córka Irena Curie odznaczająca się głęboką wiedzą i dużym zamiłowaniem do pracy naukowej. Irena kończyła wówczas pracę doktorską w zakresie badań własności promieniowania α . Pracując w gronie wyrobionych, starszych kolegów, Joliot potrafił zjednać ich uznanie, wykazując niepospolite uzdolnienia w wykonywaniu doświadczeń i wielką pomysłowość badawczą.

W październiku 1926 roku Fryderyk Joliot poślubił Irenę Curie i od tej chwili większość ich prac naukowych była wykonywana razem. Pierwsza praca badawcza wykonana wspólnie przez małżonków w 1927 roku dotyczyła wyznaczania liczby par jonów powstających w powietrzu i innych gazach pod działaniem promieni α pierwiastka promieniotwórczego

RaC'. Nad tym zagadnieniem pracowali przez dwa lata, ogłaszając w latach 1927—1929 szereg artykułów w sprawozdaniach Akademii Francuskiej.

W ciągu kilku następnych lat małżonkowie J o l i o t - C u r i e stopniowo przejmując tradycje twórczej szkoły M. i P. C u r i e prowadzili wytrwale badania nad oddzielaniem naturalnych pierwiastków promieniotwórczych.

W 1929 roku J o l i o t został wyróżniony wśród pracowników naukowych Instytutu przez nominację na asystenta. Ten awans pozwolił mu rzucić pracę zarobkową w prywatnej szkole i poświęcić się całkowicie pracy badawczej. To wyróżnienie okazało się dużą podniętą; w krótkim czasie J o l i o t stanął w szeregu czołowych pracowników Instytutu, którzy swą pracą przyczynili się do dalszego rozwoju prac badawczych w tym ognisku wiedzy.

J o l i o t wspólnie ze swoją małżonką rozpoczęli pracę mającą na celu udoskonalenie metody otrzymywania silnych preparatów promieniotwórczych. Jednym z wyników tej wyteżonej pracy było otrzymanie dużych ilości polonu (^{210}Po). Był to duży sukces, a zarazem wielki wyczyn badaczy naukowych połączony z niebezpiecznym narażaniem zdrowia. Otrzymanie w Paryskim Instytucie Radowym preparatów radowych o bardzo dużych aktywnościach, nie osiągalnych w pracowniach innych instytutów badawczych, zaważyło na dokonaniu przez małżonków J o l i o t - C u r i e w późniejszym czasie doniosłych odkryć w dziedzinie promieniotwórczości, jak również w nowej, gwałtownie rozwijającej się dziedzinie fizyki — fizyce jądrowej.

W 1930 roku J o l i o t obronił rozprawę doktorską z zakresu elektrochemii pierwiastków promieniotwórczych. Obejmowała ona wyniki kilkuletnich badań, które doprowadziły do opanowania techniki sporządzania silnych preparatów ciał promieniotwórczych na foliach z substancji organicznych z cienką warstwą napyłonego metalu, przepuszczalną dla promieniowania α . Przez zastosowanie takich folii jako elektrod, J o l i o t miał możliwość obserwowania przebiegu tworzenia się na nich osadu ciała promieniotwórczego, wydzielanego z elektrolitu. W ten sposób została przez niego opracowana nowa metoda mikrochemiczna do wyznaczania bardzo małych ilości polonu, wydzielanego z roztworu w drodze elektrolizy. Obecnie ta metoda jest znana pod nazwą „znaczonych atomów” i jest powszechnie stosowana we współczesnej radiochemii. Znalazła ona również duże zastosowanie w przemyśle, pozwala na kierowanie procesami technologicznymi i na ich kontrolę. Z tych względów należy traktować prace J o l i o t a jako prace pionierskie w kierunku zastosowania ciał promieniotwórczych we współczesnej technice pomiarowej.

Po uzyskaniu stopnia doktora nauk w 1930 roku Joliot został powołany na kierownika pracowni syntezy chemicznej przy *Centre National de la Recherche Scientifique*, co pozwoliło mu, przy zachowaniu asystentury w Instytucie Radowym, znacznie rozszerzyć zakres własnych badań przy jednoczesnym kierowaniu licznymi pracami początkujących fizyków. W ten sposób rozpoczęła się samodzielna działalność naukowa badacza dobrze wyrobionego i gruntownie obeznanego z zagadnieniami promieniotwórczości.

Okres II

Prace wykonane przez Joliota w drugim okresie wzbudziły duże zainteresowanie i podziw w świecie naukowym różnorodnością obieranej tematyki. Poprzednie jego prace miały przeważnie charakter prac chemicznych; jednak z biegiem czasu upodobania utalentowanego badacza zmieniły się i zmierzały w kierunku fizycznym, a w późniejszych czasach zajmował się on nawet techniką wysokich napięć.

Wyjątkowe i nadzwyczaj cenne wyniki dała w rękach wspaniałego Eksperymentatora metoda komory wilsonowskiej. Joliot był również konstruktorem kilku typów tego nadzwyczaj cennego przyrządu fizycznego. Doskonale opanowana przez niego metoda otrzymywania mgiełkowych torów cząstek naładowanych dała w spuściźnie wiele pięknych zdjęć wilsonowskich, które zdobią karty licznych dzieł z dziedziny fizyki jądrowej. Jednym z największych osiągnięć naukowych, dokonanych tą metodą, było stwierdzenie występowania śladów torów protonów, wyrzucanych przez promieniowanie berylowe, które było wykryte przez niemieckich uczonych Bothego i Beckera. Ten fakt przyczynił się w znacznym stopniu do późniejszego odkrycia przez Chadwicka nowej cząstki elementarnej — neutronu. W krótkim czasie po odkryciu Chadwicka Irena i Fryderyk Joliot-Curie wykonali kilka prac naukowych, które miały na celu zbadanie własności promieniowania neutronowego wysyłanego przez beryl poddawany działaniu intensywnej wiązki promieniowania α pochodzącego z silnego preparatu polonowego. To promieniowanie wykazywało własności bardzo odróżniające je od przenikliwego promieniowania γ .

W tym krótkim pośmiertnym wspomnieniu trudno omówić nawet różne kierunki, w których rozwijały się prace wielkiego Badacza, a tym bardziej byłoby niemożliwe wymienić poszczególne prace, więc poprzestane tylko na tych, które wybiły się na pierwszy plan.

Drugim bardzo ważnym odkryciem F. i I. Joliot-Curie, które swoją doniosłością dorównuje odkryciu naturalnych pierwiastków promieniotwórczych przez P. i M. Curie, było stwierdzenie możliwości wytwarzania sztucznych ciał promieniotwórczych. Pomimo małych ilości, w ja-

kich one występowały w doświadczeniach wykonywanych przez małżonków Joliot-Curie, udało się im drogą subtelnej analizy chemicznej oddzielić te nowe, nieznane pierwiastki i zbadać ich naturę oraz własności fizyczne promieniowań przez nie wysyłanych, przy tym stwierdzili oni, że są to pozytony pochodzenia jądrowego. Ten ostatni fakt był również nowym odkryciem.

W jednej z następnych prac Joliot wykazał, że promieniowanie pozytonowe może powstawać również w wyniku materializacji fotonu.

Odkrycie sztucznej promieniotwórczości było jednym z największych osiągnięć w rozwoju fizyki współczesnej. Za pracę ogłoszoną w *Nature* w 1934 roku została przyznana w 1935 roku Fryderykowi Irenie Joliot-Curie wspólna nagroda Nobla. O doniosłości odkrycia sztucznej promieniotwórczości możemy sądzić nawet chociażby z tego, że pociągnęło ono za sobą w ciągu kilku tygodni wykrycie przeszło 60 nowych promieniotwórczych odmian atomów. To odkrycie wywołało drugi gwałtowny zwrot w rozwoju chemii współczesnej, podobny do pierwszego, który nastąpił po wykryciu naturalnych pierwiastków promieniotwórczych: uranu, radu i polonu. Odkrycie F. i I. Joliot-Curie stało się chlubą francuskiego narodu. Dzięki nim Francja zajęła znów jedno z czołowych stanowisk w szybkim rozwoju fizyki jądrowej, podobnie jak to miało miejsce przed 4 laty, z chwilą odkrycia przez P. i M. Curie naturalnych pierwiastków promieniotwórczych polonu i radu.

W uznaniu zasług naukowych Joliot Uniwersytet Paryski powołał go na wykładowcę (*maître de Conférences*) na wydziale nauk ścisłych. Młody wykładowca obdarzony darem wymowy, zamiłowany badacz naukowy, dobrze obeznany z najnowszymi zdobyczami ciekawej, stale rozwijającej się dziedziny fizyki, zdobywa w krótkim czasie wielkie uznanie młodzieży studiującej na uniwersytecie paryskim. Wykłady wygłaszane przez tego utalentowanego naukowca były przedstawiane zawsze prosto i jasno bez żadnego patosu, bez zwrotów retorycznych, a omawianie zagadnień naukowych było tak bezpośrednie i przekonujące, że porywało wszystkich jego słuchaczy i zachęcało do pracy badawczej.

Joliot był z natury usposobienia wesołego, zawsze pełen życia i optymizmu. Na każdym kroku przejawiał wielki entuzjazm dla nauki, był wnikliwym eksperymentatorem dążącym do gruntownego poznania realnej rzeczywistości. Te cechy jego charakteru ułatwiały mu prowadzenie własnych badań naukowych, jak również kierowanie pracami badawczymi jego uczniów.

W 1937 roku Joliot zostaje obrany profesorem Katedry Chemii Jądrowej w *Collège de France*, gdzie pracował jego dawny nauczyciel prof. P. Langevin. Los stałe wiązał tych dwóch ludzi, mimo dużej różnicy

wieku — przeszło 30 lat. Więzy ich przyjaźni wynikały z jednakowych dążeń, zbliżonego światopoglądu, tych samych przekonań politycznych i jednakowego podejścia do zagadnień społecznych. Objęcie przez J o l i o t a poważnych stanowisk w dwóch uczelniach paryskich o wyrobionej tradycji naukowej odkryło mu perspektywy jeszcze większych możliwości badań naukowych. Jednocześnie z pracami w laboratorium Curie Instytutu Radowego i w pracowni *Centre National de la Recherche Scientifique* J o l i o t uruchamia nową pracownię chemii jądrowej w *Collège de France* przy współudziale kilku młodych wybitnych fizyków: S a v e l a, H a l b a n a, K o w a r s k i e g o i N a h m i a s, dawnych jego współpracowników w Instytucie Radowym. W pierwszych latach istnienia tej pracowni opublikowano przeszło 20 prac badawczych, co świadczyło o dobrze rozwijającej się działalności naukowej tej nowo utworzonej pracowni badawczej. W krótkim czasie w nowej pracowni został zbudowany cyklotron pozwalający na otrzymywanie wiązki deutronów o energiach dochodzących do 7 MeV. W budowie tego urządzenia do cyklicznego przyspieszania cząstek naładowanych brał udział amerykański fizyk H. P a x t o n, uczeń E. L a w r e n c e' a, znanego fizyka — twórcy pierwszego cyklotronu w Ameryce. Jednocześnie J o l i o t w dalszym ciągu kierował pracami rozpoczętymi znacznie wcześniej w pracowniach pozauczelnianych należących do innych resortów. Prace te były związane z budową dwóch generatorów wysokich napięć, pozwalających na znaczne przyspieszanie wiązek jonowych: jeden z nich typu generatora wysokonapięciowego van de Graaffa o napięciu 1,2 MV, był zbudowany przy współudziale inżynierów F e l d e n k r a i s a i L a z a r d a w szkole robót publicznych w Cachan; drugi, oparty na zasadzie generatora impulsowego, wykonano przy współpracy S a v e l a i L a z a r d a w laboratorium należącym do *Cie Générale Electrocéramique*. W tym generatorze były otrzymywane przez przyspieszanie jonów bądź elektronów energie 2 MeV. Wiązki elektronowe wytwarzały w specjalnej rurze próżniowej promienie X o energiach w granicach 1,3—2 MeV. Natężenie tego przenikliwego promieniowania odpowiadało aktywności promieniowania γ wysyłanego przez 1 gram radu. Taka sama rura, przy wykorzystaniu wiązek przyspieszonych deutronów umożliwiała otrzymywanie sztucznych pierwiastków promieniotwórczych w ilości stokrotnie większej od ich ilości, otrzymywanych początkowo przez I. i F. J o l i o t w Instytucie Radowym dzięki działaniu cząstek wyrzucanych przez preparaty promieniotwórcze.

Laboratorium Ampère, należące do *Cie Générale Electrocéramique*, wkrótce zostało przekazane instytucji naukowej *Centre National de la Recherche Scientifique*, po czym nastąpiło znaczne jego rozszerzenie przez dobudowę nowego, dużego pawilonu, w którym urządzono pracownię: fi-

zyczną, chemiczną i biologiczną. W pracowni syntezy atomowej jeszcze przed wojną rozpoczęto badania nad przebiegiem wybuchowych reakcji jądrowych w uranie. Pomędzy nowymi pracownikami badawczymi, utworzonymi przez Joliot-a w *Collège de France* i w *Centre National de la Recherche Scientifique* a Instytutem Radowym, na czele którego stała Irena Joliot-Curie, została nawiązana ścisła współpraca, która przyczyniła się do szybkiego rozwoju badań naukowych w zakresie fizyki jądrowej i w dziedzinie licznych zastosowań izotopów promieniotwórczych.

Po uruchomieniu nowych pracowni rozpoczął się okres największego rozkwitu działalności naukowej wybitnego badacza-fizyka. Godna jest podziwu duża rozpiętość jego zainteresowań, jego wielka intuicja w wyborze opracowywanych zagadnień bardzo istotnych w rozwoju fizyki jądrowej. Joliot był nie tylko wielkim fizykiem ale również okazał się utalentowanym inżynierem. Pod jego kierownictwem zbudowano w pracowniach kilka skomplikowanych urządzeń do otrzymywania silnych wiązek promieniowań cząstkowych.

Prace naukowe wykonane w początkowym okresie istnienia pracowni przez samego Joliot-a bądź przy współdziałaniu jego współpracowników dotyczyły następujących zagadnień: 1) zbadanie mechanizmu odskoku jądra atomowego w czasie jego rozpadu promieniotwórczego; 2) wyznaczenie bardzo krótkich okresów półtrwania pierwiastków promieniotwórczych; 3) badanie promieniotwórczości naturalnej bardzo rzadkich pierwiastków (np. samaru); 4) badania mechanizmu złożonego rozpadu jądrowego z wyznaczeniem energii poszczególnych produktów reakcji jądrowych. Na szczególne wyróżnienie zasługują prace, które zmierzały do opanowania procesów jakie zachodzą w czasie rozszczepiania jąder uranowych pod działaniem neutronów.

F. Joliot był jednym z pierwszych uczonych, którzy przewidywali możliwość wykorzystania energii wewnątrzjądrowej, wyzwalanej w czasie przemian jądrowych, do celów naukowych i praktycznych. Już w roku 1935 w przemówieniu wygłoszonym w Sztokholmie z powodu przyznania jemu i Irenie Joliot-Curie nagrody Nobla powiedział: „*Gdy zwrócimy się do przeszłości i spojrzemy na postępy, jakie były dokonywane w nauce w coraz wzrastającym tempie, mamy prawo przypuszczać, iż badacze naukowci, którzy potrafią według swego życzenia tworzyć lub niszczyć pierwiastki chemiczne, będą mogli również spowodować przemiany jądrowe o charakterze wybuchowym, a więc reakcje; które w swojej istocie są podobne do łańcuchowych reakcji chemicznych. Jeżeli okaże się, że takie przemiany obejmą cały obszar wypełniony substancją zawierającą pierwiastek, ulegający tego rodzaju reakcjom, można sobie wyobrazić, jak potężna energia będzie przy tym wyzwalana.*”

Sugestie wysunięte przez Joliot w krótkim czasie znalazły potwierdzenie w pracach O. H a h n a i E. S t r a s s m a n n a, którzy w 1939 roku stwierdzili rozszczepialność jąder uranowych pod działaniem neutronów oraz w pracy, wykonanej w tym samym roku przez O. F r i s c h a, któremu udało się wyznaczyć energię kinetyczną odłamków rozpadającego się jądra uranowego, w sumie dochodzącą do 200 MeV.

W tym czasie Joliot mając do dyspozycji dobrze wyposażone laboratoria przystąpił wraz ze swymi współpracownikami, w pierwszym rzędzie z H. H a l b a n e m i L. K o w a r s k i m, do szczegółowego badania procesów zachodzących w uranie pod działaniem neutronów. Doszli oni do odkrycia nowego zjawiska, które odsłoniło przed fizyką nowe perspektywy wytwarzania bardzo dużych energii pochodzenia jądrowego. W 1939 roku F. Joliot, H. H a l b a n i L. K o w a r s k i stwierdzili, iż w czasie rozszczepiania się jądra uranowego (mówiąc ściślej jądra ^{235}U) na dwa lub większą ilość odłamków są jednocześnie wyrzucane dwa lub trzy neutrony. Te wolne neutrony mogą spowodować rozszczepienie jąder dwóch innych atomów uranowych. W ten sposób proces odbywający się w całej masie uranowej nabywa własności podobnych do własności chemicznych reakcji łańcuchowych. Podział jąder uranowych raz rozpoczęty będzie trwał sam przez się i wzrastał w postępie geometrycznym. Gwałtowne rozmnażanie się neutronów w całej masie uranowej prowadzi do wytwarzania się bardzo dużych ilości energii. A więc dzięki stwierdzeniu łańcuchowego przebiegu reakcji jądrowych w uranie zaistniała możliwość ich wykorzystania do celów energetycznych. Właśnie wyniki badań Joliot a, H a l b a n a i K o w a r s k i e g o wskazywały możliwość gwałtownego rozmnażania się neutronów w uranie i przyczyniły się do ustalenia zasady działania obecnie używanych reaktorów jądrowych. W doświadczeniach F. Joliot a używano do wytwarzania reakcji jądrowych wywoływanych przez neutrony wodnego roztworu soli uranowej. Obecność wody przyczyniała się do spowalniania neutronów w całej masie roztworu. Spowolnione neutrony, jak się okazało, są skuteczniejsze w wywoływaniu reakcji rozszczepieniowej w uranie. Dla kierowania przebiegiem reakcji wprowadzano do roztworu blachy kadmowe, silnie pochłaniające powolne neutrony. Przez podnoszenie lub opuszczanie tych blach regulowano szybkość przebiegu reakcji w roztworze uranowym.

Na podstawie wyników tych badań Joliot wraz z F. P e r r i n e m opracowali projekt budowy pierwszego reaktora jądrowego, który został opatentowany; było to ukoronowaniem prac wykonanych przez Joliot a w okresie przedwojennym.

Budowa reaktora jądrowego nie mogła być natychmiast zrealizowana ze względu na rozpoczęcie się drugiej wojny światowej, która stworzyła

we Francji, podobnie jak i w innych krajach, trudne warunki, nie sprzyjające spokojnej, twórczej pracy naukowej.

Okres III

Z chwilą rozpoczęcia ofensywy wojsk niemieckich na Francję i zbliżania się ich do Paryża praca badawcza w instytutach stopniowo zanikała. Taki sam los spotkał również i pracownie naukowe, kierowane przez F. Joliot'a. Większość pracowników naukowych została oderwana przez okoliczności wojenne od badań naukowych, niektórzy z nich musieli na pewien czas porzucić stolicę, a nawet Francję w poszukiwaniu możliwości pracy naukowej w innych krajach.

Joliot pozostaje w Paryżu pomimo możliwości prześladowań ze strony Niemców za jego polityczne przekonania i decyduje się stanąć w szeregach wraz z tą częścią społeczeństwa, która wypowiedziała bezwzględna walkę wrogowi. Znany jest jego udział w uniemożliwieniu Niemcom zawładnięcia całym zapasem ciężkiej wody, wyprodukowanej w Norwegii w okresie przedwojennym i zdeponowanej w pracowni Joliot'a. Zapas ten w części miał być użyty do zaprojektowanego przez francuskich fizyków reaktora. Po opanowaniu Francji Niemcy rozpoczęli poszukiwania tego cennego materiału, który pozwoliłby im na uruchomienie własnego reaktora jądrowego w okresie wojennym. Jednak już w czerwcu 1940 roku na krótko przed kapitulacją Francji, cały zapas wody ciężkiej, za zgodą Joliot'a, został przewieziony przez jego dwóch najbliższych współpracowników Halbana i Kowarskiego do Bordeaux, a następnie przewieziony przez nich do Kanady. W ten sposób szczęśliwym trafem zamiary Niemców nie mogły dojść do skutku. Gdy wiadomość o wywiezieniu ciężkiej wody z Francji dotarła do władz okupacyjnych, F. Joliot został aresztowany; domagano się od niego podania nazwy statku, na którym przewieziono ciężką wodę. Joliot nie zdradził tajemnicy. Po pewnym czasie zwolniono go z aresztu. To przykre zajście nie wpłynęło na dalsze jego postępowanie; wstępuje do tajnych organizacji i z jeszcze większą energią i odwagą walczy na terenie okupowanej części Francji. Ten wielki patriota francuski nie mógł pogodzić się z obecnością wroga na ojczystej ziemi. Jako podejrzanego o wywrotową działalność Niemcy aresztują Joliot'a ponownie, ale i tym razem z braku dowodów wypuszczają go na wolność. W 1942 roku Joliot zgłosił swą przynależność do francuskiej partii komunistycznej; oficjalna wiadomość o wstąpieniu do niej była podana do publicznej wiadomości później — dnia 30 lipca 1944 roku.

Żywa działalność polityczna i społeczna, pochłaniająca dużo czasu, nie oderwała jednakże Joliot'a od pracy naukowej i badawczej. Stale myślał on o swoich pracowniach naukowych i snuł plany na przyszłość w na-

dziei, że ciężkie czasy prędko przeminą i że nauka francuska niebawem będzie mogła nadal pięknie rozwijać się. Prowadzenie badań naukowych w okresie okupacyjnym z wielu względów było niemożliwe. Tym niemniej sam J o l i o t usiłował pracować, skierowując swe zainteresowanie w dziedzinę zastosowań izotopów promieniotwórczych w biologii i medycynie. W tym czasie została wykonana przez niego ciekawa praca wspólnie ze znanym francuskim radiobiologiem prof. L a c a s s a g n e' e m.

W 1944 roku, gdy wojna zaczęła się zbliżać ku końcowi, we Francji rozpoczęła się gorączkowa praca w związku z organizacją przyszłych władz Wolnej Francji i ze skierowaniem na właściwe tory gospodarki państwowej. W tych pracach brał czynny udział również i J o l i o t.

Okres IV

Po wyzwoleniu Francji F. J o l i o t - C u r i e został powołany na członka Komitetu Doradczego (*Assemblée Consultative*) utworzonego przy powstałym rządzie francuskim. Następnie wszedł, jako członek, w skład Rady Ekonomicznej.

W 1945 roku F. J o l i o t był delegowany przez rząd francuski do Komisji energii atomowej organizowanej przy ONZ; jednocześnie został członkiem UNESCO. Działalność na terenie organizacji międzynarodowych nie osłabiała wydajności jego pracy w Paryżu. Nadal brał czynny udział w organizowaniu gospodarki państwowej, zwłaszcza w organizowaniu powojennego szkolnictwa wyższego. Dał on duży wkład pracy w komisji reformy studiów uniwersyteckich, na czele której stał prof. Paul L a n g e v i n. W 1946 roku zostaje powołany do Państwowej Rady Planowania przy Prezydium Rady Ministrów.

Po 1947 roku, gdy powierzono J o l i o t o w i kierownictwo organizującego się ośrodka badań jądrowych, zaczyna on powoli wycofywać się z udziału w państwowych komisjach i komitetach. Wraca do dawnego umiłowanego otoczenia laboratoryjnego. Z chwilą mianowania go Wysokim Komisarzem do spraw energii atomowej (*Haut Commissaire à l'énergie atomique*) poświęca się wyłącznie pracy naukowej. 15 grudnia 1948 roku w zabudowaniach dawniejszego fortu w miejscowości Châtillon w pobliżu Paryża uruchomiono stos atomowy, który wówczas był pierwszym urządzeniem tego rodzaju nie tylko we Francji, ale w całej Europie. W opracowaniu projektu i budowie tego reaktora jądrowego prócz I. i F. J o l i o t - C u r i e i F. P e r r i n a wzięli udział również dawniejsi ich uczniowie z Instytutu Radowego i *Collège de France*: H a l b a n, K o w a r s k i i G o l d s c h m i d, którzy wrócili do Francji po ukończeniu wojny, przywożąc z powrotem ciężką wodę oraz doświadczenie zdobyte w amerykańskich pracowniach naukowych. Sam F. J o l i o t - C u r i e włożył w wy-

konanie tego reaktora wiele pracy i własnych pomysłów. Twórcy tego potężnego urządzenia do badań jądrowych na czele z Joliotem, zrzekając się wszelkich praw patentowych, ofiarowują go narodowi francuskiemu, jednak z zastrzeżeniem, że nigdy ono nie będzie wykorzystane do celów wojennych, a ma służyć li tylko do celów pokojowych. Joliot pragnąc, aby ta intencja na zawsze była zachowana, nadał reaktorowi nazwę „Zoe”, która pochodzi od greckiego słowa, oznaczającego „życie”. Wykonanie stosu atomowego w tak krótkim, rekordowym czasie (niespełna w ciągu 18-tu miesięcy) wzbudziło podziw w świecie naukowym. Uruchomienie „Zoe” było zwycięstwem nauki walczącej o pokój. Uczni francuscy dowiedli, że mogą bez pomocy zagranicy zbudować własnymi siłami urządzenie do badań jądrowych, które ma służyć jedynie do pokojowego rozwoju nauki i dobrobytu ludzkości.

W 1949 roku został zbudowany drugi reaktor o większej mocy w nowo utworzonym Ośrodku Badań Jądrowych w Saclay. Wkrótce zainstalowano tu również duży cyklotron do wytwarzania silnych wiązek promieniowań cząstkowych. Te dwa urządzenia jądrowe przyczyniły się w znacznym stopniu do nadania tej placówce naukowej charakteru wielkiego laboratorium naukowego, którego styl pracy badawczej pod wieloma względami różnił się od prowadzenia badań w dawnych pracowniach wykonujących „klasyczne doświadczenia” przy stosowaniu naturalnych źródeł promieniowania. W Saclay zaczęto wytwarzać sztuczne izotopy promieniotwórcze w ilościach wystarczających do zaspokojenia krajowych potrzeb nauki i przemysłu w zakresie zastosowań izotopowych. Pracownie w Saclay nabrały wszelkich cech zakładów przemysłowych. Dzięki zapobiegliwości i wytrwałości F. Joliot-Curie w realizacji swoich zamiarów oraz dzięki jego doświadczeniu i wyrobieniu naukowemu już w pierwszych latach istnienia Ośrodka wykonano wiele prac naukowych.

Praca na kierowniczych stanowiskach w poważnych placówkach naukowych nie mogła oderwać Profesora-Społecznika od działalności społecznej i politycznej. Joliot był zawsze zdania, iż naukowiec nie może pracować w odosobnieniu od społeczeństwa i w oderwaniu od życia politycznego narodu. W 1949 roku wstępuje do francuskiej organizacji obrońców Pokoju i staje się jednym z najczynniejszych członków tej organizacji. Na pierwszym Światowym Kongresie Obrońców Pokoju, który odbył się 20 kwietnia 1949 roku zostaje obrany przewodniczącym stałego Światowego Komitetu Obrońców Pokoju. Od tego czasu wytrwale i odważnie, w sposób nieprzejednany, walczył w imię wzniosłej idei zachowania światowego pokoju. W 1951 roku przyznano Joliotowi Pokojową Nagrodę im. Lenina za jego owocną pracę w obronie pokoju światowego.

Przekonania ideologiczne, jak również międzynarodowa działalność uczonego francuskiego, mającego duży moralny wpływ na społeczeństwo, nie odpowiadały linii postępowania, obranej przez zachodnie mocarstwa. Pod ich wpływem premier francuski George Bidault powziął decyzję odwołania zasłużonego badacza naukowego ze stanowiska Wysokiego Komisarza do spraw atomowych. Decyzja ta wywołała falę protestów ze strony francuskich naukowców i oburzenie w społeczeństwie. Jednak rząd francuski nie odwołał tego zarządzenia, a nawet w rok później usunięto z Komisariatu również Irenę Joliot-Curie. Niezłomny w swoich przekonaniach F. Joliot-Curie był pozbawiony pięknych, nowoczesnych pracowni naukowych, które sam stworzył, poświęcając na to całą swoją energię i głęboką wiedzę; musiał się ograniczyć tylko do profesury w *Collège de France*. Było to wielką niesprawiedliwością w myśl przyjętych we Francji zasad tolerancji osobistych przekonań. 21 października 1954 roku w Sorbonie odbył się obchód w XX rocznicę odkrycia sztucznej promieniotwórczości; na uroczystym posiedzeniu Francuskiej Akademii Nauk wręczono małżonkom I. i F. Joliot-Curie najwyższe francuskie odznaczenie naukowe w postaci medalu Lavoisier. W ten sposób najwybitniejsi przedstawiciele francuskiego świata naukowego zmanifestowali swe stanowisko wobec krzywdy wyrządzonej obojgu uczonym, którzy pięknie zasłużyli się dla nauki światowej.

8 sierpnia 1956 roku F. Joliot-Curie objął katedrę fizyki jądrowej Uniwersytetu Paryskiego, którą poprzednio kierowała jego żona, Irena Joliot-Curie. Na tym stanowisku przystąpił do reorganizacji pracowni Instytutu Radowego i utworzył jednocześnie nową placówkę badań jądrowych w pobliżu Paryża w miejscowości Orsay okręgu Seine et Oise. Przy tym ośrodku badawczo-naukowym została uruchomiona szkoła fizyki jądrowej, która ma na celu doksztalcanie absolwentów różnych wyższych szkół francuskich, a nawet zagranicznych w zakresie wykorzystywania energii jądrowej do celów pokojowych. Przedwczesna śmierć przerwała długoletnią, wytrwałą i owocną pracę wielkiego badacza-naukowca i działacza społecznego, który był wzorem poświęcenia swej wiedzy i energii życiowej dla dobra ludzkości.

F. Joliot-Curie cieszył się szerokim uznaniem i poważaniem nie tylko w kraju ojczystym, ale na całym świecie. Był członkiem wielu akademii nauk; nadano mu kilkanaście doktoratów honorowych wyższych uczelni; posiadał dużo wysokich odznaczeń państwowych francuskich i zagranicznych oraz nagród naukowych, z których najzaszczytniejszą była nagroda Nobla, otrzymana w 1934 r.

W osobie zmarłego Uczonego polska nauka miała szczerego przyjaciela, a sprawy polskie były bliskie jego sercu. Przy każdej nadarzającej się okazji odwiedzał nasz kraj, wykazując żywe zainteresowanie działalnością polskich zakładów naukowych, zajmujących się zagadnieniami jądra atomowego. Joliot, podobnie jak jego małżonka, Irena Joliot-Curie, córka Znakomitej Rodaczki, Marii Skłodowskiej-Curie, zawsze okazywał wiele życzliwości młodym, polskim naukowcom, którym przypadło w udziale pracować w laboratoriach przez niego kierowanych.

T. D. Lee

Institute for Advanced Study
Princeton

Oddziaływanie słabe i niezachowanie parzystości*

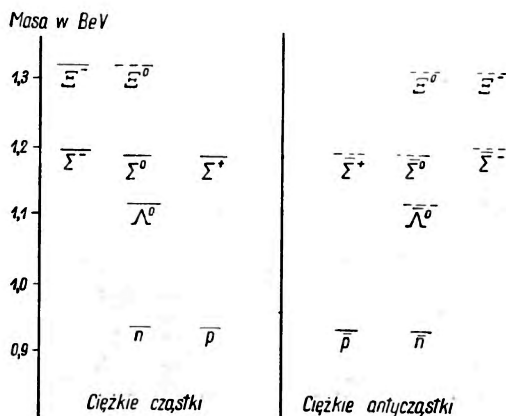
W poprzedzającym odczycie przedstawił prof. Yang [1] stan wiedzy o różnych prawach symetrii w fizyce, jaką rozporządzaliśmy pod koniec roku 1956. W krótkim okresie czasu w roku 1957 wyjaśniło się znaczenie tych praw w różnych procesach fizycznych. To godne uwagi szybkie tempo rozwoju stało się możliwe jedynie dzięki wysiłkom i głębokiej przenikliwości wielu fizyków w najrozmaitszych laboratoriach świata. Chcąc spojrzeć z odpowiedniej perspektywy na te nowe wyniki doświadczalne, musimy na wstępie podsumować nasze wiadomości o cząstkach elementarnych i ich oddziaływaniach.

I

Znamy obecnie wiele członów rodziny cząstek elementarnych. Każda z cząstek tej rodziny scharakteryzowana jest (jeśli abstrahujemy od innych własności) przez podanie wartości masy, ładunku i spinu. Członowie tej rodziny dzielą się na dwie główne grupy: grupę cząstek „ciężkich” (barionów) i grupę cząstek „lekkich”. Spośród cząstek ciężkich najlepiej znane są protony i neutrony, spośród cząstek lekkich — fotony i elektrony. Poza dość oczywistym faktem, że cząstka ciężka jest cięższa od lekkiej, u podstaw powyższej klasyfikacji leży stwierdzenie eksperymentalne, że pojedyncza cząstka ciężka nie może rozpaść się na cząstki lekkie, nawet gdyby taki rozpad dało się pogodzić z prawami zachowania ładunku, energii-pędu i momentu pędu. Stwierdzenie to można sformułować ściśle jako prawo zachowania barionów w sposób następujący: *O ile każdej cząstce ciężkiej przypisujemy liczbę barionów „+1”, każdej ciężkiej antycząstce — liczbę barionów „-1”, a każdej cząstce lekkiej — zero, wtedy we wszystkich znanych procesach fizycznych algebraiczna suma liczb barionów zostaje zachowana.* Jako najprostszy dowód słuszności tego prawa może służyć fakt, że ani my sami, ani też nasza galaktyka nie uległa rozpadowi na kwanty promieniowania czy też inne cząstki lekkie.

* Odczyt wygłoszony w dniu 11 grudnia 1957 w Królewskiej Akademii Nauk w Sztokholmie z okazji otrzymania Nagrody Nobla. Tłumaczenie tekstu opublikowanego w *Physikalische Blätter* 14, 391 (1958).

Na rys. 1 zestawiono wszystkie znane obecnie ciężkie cząstki (i antycząstki). Z wyjątkiem nukleonów wszystkie cząstki ciężkie noszą nazwę hiperonów i są oznaczone dużymi literami alfabetu greckiego. Liniami ciągłymi zaznaczono cząstki, które już zostały zaobserwowane. Liniami przerywanymi zaznaczono cząstki, których istnienia należałoby się spodziewać na podstawie ogólnych rozważań teoretycznych. Wszystkie znane cząstki ciężkie mają spin połówkowy.



Rys. 1. Znane ciężkie cząstki i antycząstki

Oddziaływania, jakie zachodzą pomiędzy wymienionymi cząstkami (poza oddziaływaniami grawitacyjnymi), można podzielić na trzy odrębne grupy:

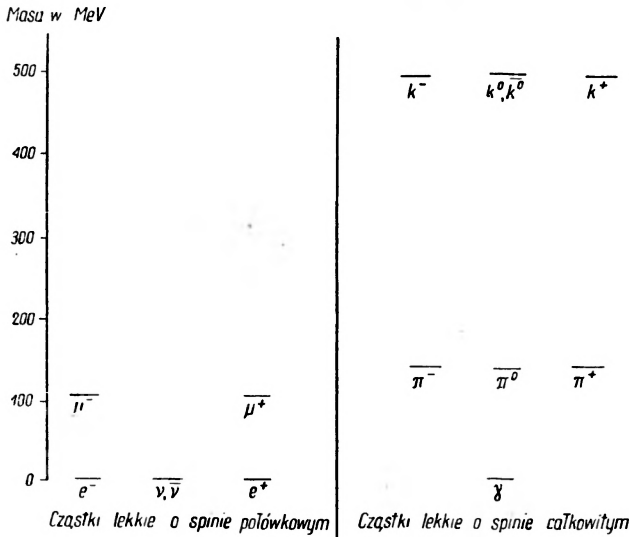
1. Oddziaływania silne. Grupa ta jest odpowiedzialna za wytwarzanie i rozpraszanie nukleonów, mezonów π , hiperonów (tzn. cząstek Λ^0 , Σ^- itd.) oraz mezonów K . Grupa ta jest scharakteryzowana przez stałą sprzężenia $f^2/\hbar c \cong 1$.
2. Oddziaływania elektromagnetyczne. Stała sprzężenia elektromagnetycznego wynosi $e^2/\hbar c = 1/137$.
3. Oddziaływania słabe. Grupa ta obejmuje wszystkie znane nieelektromagnetyczne oddziaływania cząstek elementarnych, odpowiedzialne za ich rozpad, jak również zaobserwowany niedawno proces absorpcji neutrin przez nukleony [2]. Oddziaływania te są scharakteryzowane przez stałe sprzężenia o wielkości rzędu $g^2/\hbar c \cong 10^{-14}$.

Prawo zachowania parzystości słuszne jest dla oddziaływań silnych i elektromagnetycznych, ale nie w odniesieniu do oddziaływań słabych. Obecnie dyskusje toczą się w głównej mierze wokół niedawno zaobserwowanych efektów niezachowania parzystości w różnych oddziaływaniach słabych.

II

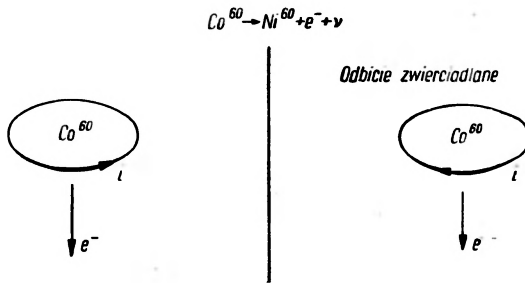
Oddziaływania słabe włączają w swój zakres ogromnie różnorodne procesy. W chwili obecnej znamy około 20 fenomenologicznie niezależnych

procesów, które sięgają od rozpadu rozmaitych hiperonów aż do rozpadu cząstek lekkich. W roku 1956 przeprowadzono wiele krytycznych doświadczeń celem sprawdzenia, czy parzystość zostaje zachowana w tych proce-



Rys. 2. Znane cząstki lekkie o spinie półowkowym i całkowitym

sach. Zestawimy najpierw wyniki doświadczalne wraz z bezpośrednimi rezultatami teoretycznymi. Następnie rozważymy niektóre dalsze możliwe konsekwencje i wnioski teoretyczne.



Rys. 3. Niezachowanie parzystości w rozkładzie kątowym cząstek β ze spolaryzowanych jąder ^{60}Co

1. Przemiana β . Pierwszym doświadczeniem, które rozstrzygnęło o niezachowaniu parzystości, było zbadanie rozkładu kąowego cząstek β ze spolaryzowanych jąder ^{60}Co [3] (rys. 3). Jądra ^{60}Co ulegają polaryzacji przez pole magnetyczne w niskich temperaturach. W doświadczeniu tym

kierunek obiegu prądu elektrycznego w cewce, która wytwarza polaryzujące pole magnetyczne, wraz z wyróżnionym kierunkiem wysyłanego promieniowania β w sposób całkiem jednoznaczny wyznacza układ prawowzględnie lewoskrętny. W ten sposób można stwierdzić niezachowanie parzystości albo brak niezmienniczości względem odbicia zwierciadlanego, nie odwołując się do żadnej teorii. Są jeszcze dalsze konsekwencje. Duża wartość zaobserwowanej asymetrii kątowej pozwala wnosić [4], że słabe oddziaływanie odpowiedzialne za przemianę β nie jest niezmiennicze względem operacji sprzężenia ładunkowego. Wniosek ten można wyprowadzić z pewnych ogólnych związków w lokalnej teorii pola, nie posuwając się do nadzwyczaj trudnego (w praktyce całkiem niemożliwego) doświadczenia z anty - ^{60}Co . W dalszym ciągu spróbujemy naszkicować schemat rozważania, prowadzącego do wymienionego przed chwilą wniosku.¹ Rozważmy przemianę β , np.

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

przy czym każda cząstka opisana jest za pomocą kwantowego równania falowego. Neutrino opisane jest w szczególności równaniem Diraca [5]:

$$\sum_{\mu=1}^4 \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \Psi_{\nu} = 0. \quad (2)$$

Tutaj $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ oznaczają cztery antykomutujące macierze dirakowskie o czterech wierszach i czterech kolumnach każda, a $x_1, x_2, x_3, x_4 = ict$ są to współrzędne czasoprzestrzenne. Dla każdej danej wartości pędu istnieją dwa stany spinowe neutrina i dwa stany spinowe antyneutrina. Oznaczamy te stany symbolami: $\nu_R, \nu_L, \bar{\nu}_R, \bar{\nu}_L$. Określamy skrętność H jako:

$$H \equiv \vec{\sigma} \cdot \hat{p} \quad (3)$$

gdzie $\vec{\sigma}$ jest to operator spinu, a \hat{p} — wektor jednostkowy w kierunku pędu. Dla wymienionych czterech stanów (w kolejności jak wyżej) skrętność wynosi odpowiednio $+1, -1, -1$ i $+1$ (rys. 4). Powyższy rozkład stanów odpowiada pod względem matematycznym podziałowi funkcji falowej neutrina Ψ_{ν} na część prawoskrętną Ψ_R i część lewoskrętną Ψ_L :

¹ W tym miejscu można zauważyć, że gdy neutrino jest opisane teorią dwukomponentową (patrz rozdz. III), to z dużej asymetrii kątowej w przemianie β ^{60}Co wynika w prosty sposób brak niezmienniczości wobec sprzężenia ładunkowego. Powyższy brak niezmienniczości jest jednak własnością, którą można wykazać również bez tak ograniczających założeń. W rozdziale tym bierzemy dla przykładu 4-komponentową teorię neutrina, aby unaocznić nasz dowód.

$$\Psi_\nu = \Psi_R + \Psi_L \quad (4)$$

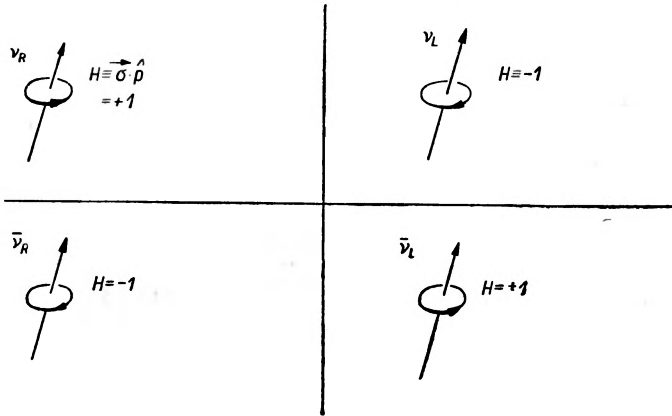
gdzie

$$\Psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi_\nu \quad (5)$$

$$\Psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi_\nu \quad (6)$$

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4.$$

Łatwo zauważyć, że zarówno Ψ_R jak i Ψ_L oddzielnie spełniają równanie Diraca (2).



Rys. 4. Stany spinowe neutrino dla danego pędu

Przy powyższym rozkładzie przemianę β jądra A można przedstawić w sposób schematyczny jak następuje:

$$A \rightarrow B + e^- + \begin{cases} C_i^R \nu_R & (H = +1) \\ C_i^L \nu_L & (H = -1) \end{cases}, \quad (7)$$

gdzie C_i^R i C_i^L oznaczają różne możliwe wartości amplitud dla emisji neutrino prawoskrętnego ν_R względnie lewoskrętnego ν_L . Wskaźnik i oznacza różne możliwe sprzężenia w przemianie β . Jeśli teoria ma być niezmiennicza względem transformacji Lorentza, wtedy jest pięć takich możliwych sprzężeń, a mianowicie: skalarne S , tensorowe T , wektorowe V , pseudoskalarne P i pseudowektorowe A .

Zgodnie z ogólnymi zasadami teorii pól kwantowych, dla każdego członu oddziaływania opisującego rozpad cząstki istnieje odpowiadający człon opisujący rozpad antycząstki. Tak więc przemianę β antyjądra \bar{A} możemy przedstawić schematycznie:

$$\bar{A} \rightarrow \bar{B} + e^+ + \begin{cases} C_i^{R*} \bar{\nu}_R & (H = -1) \\ C_i^{L*} \bar{\nu}_L & (H = +1) \end{cases}, \quad (7')$$

gdzie C_i^{R*} i C_i^{L*} oznaczają amplitudy dla emisji $\bar{\nu}_R$ i $\bar{\nu}_L$.

Przeprowadzając operację sprzężenia ładunkowego zamieniamy cząstkę na antycząstkę, ale nie zamieniamy ich funkcji zależnych od współrzędnych i spinu. Skrętność pozostaje więc ta sama. O ile zatem w przemianie β spełniona jest niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego, amplituda dla procesu (7) winna być taka sama jak dla procesu (8'). Warunek niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego przybiera wtedy postać

$$C_i^R = C_i^{L*} \quad (9)$$

dla $i = S, T, V, P, A$.

Okazuje się, że członami odpowiedzialnymi za przemianę β jądra ${}^{60}\text{Co}$ mogą być tylko człony dla $i = T$ oraz $i = A$. (Wynika to z różnicy wartości spinów jąder ${}^{60}\text{Co}$ i ${}^{60}\text{Ni}$). Duża asymetria kątowna w rozkładzie cząstek β z przemiany β jądra ${}^{60}\text{Co}$ pozwala wnosić z dużą pewnością, że zarówno dla $i = T$ jak też dla $i = A$ jest

$$|C_i^R| \neq |C_i^L|,$$

co stoi w sprzeczności z warunkiem (9) i wykazuje, że oddziaływanie β nie jest niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego. W przeprowadzonym rozważaniu przyjęliśmy ze względu na pogładowość, że neutrino opisane jest przez teorię 4-komponentową i że w przemianie β wysłane jest neutrino. Ten sam wynik dotyczący braku niezmienniczości względem sprzężenia ładunkowego można jednak otrzymać, przyjmując nawet teorię 8-komponentową dla neutrino albo też przyjmując, że poza neutrinem może być emitowane i antyneutrino.

Ostatnio przeprowadzono dalsze doświadczenia [6] nad polaryzacją podłużną negatonów i pozytonów, nad pomiarem korelacji β - γ wraz z pomiarem polaryzacji kołowej kwantu γ oraz nad rozkładem kątowym cząstek β z różnych jąder spolaryzowanych, innych niż ${}^{60}\text{Co}$. Wyniki tych wszystkich doświadczeń potwierdzają zasadnicze wnioski z pierwszego doświadczenia z ${}^{60}\text{Co}$: w przemianie β zostaje naruszona tak parzystość jak i niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego.

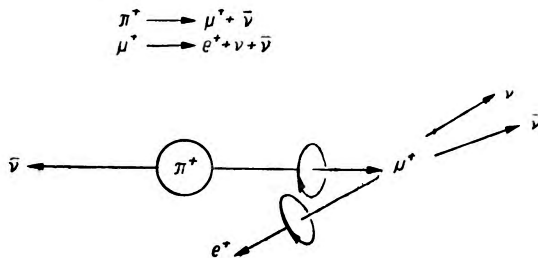
Można postawić jeszcze inne ciekawe pytanie, a mianowicie: czy oddziaływanie β jest niezmiennicze względem iloczynu operacji sprzężenia ładunkowego i odbicia zwierciadlanego. Dla takiej operacji należałoby porównać przemianę β jądra A z przemianą β jądra \bar{A} , ale dla przeciwnych skrętności. Gdyby więc oddziaływanie w przemianie β było niezmiennicze względem łącznej operacji sprzężenia ładunkowego i odbicia zwierciadlanego, należałoby oczekiwać równości amplitud dla procesów (7) i (7'), jak również dla procesów (8) i (8').

Warunek niezmienniczości ma w tym przypadku postać

$$i \quad \begin{aligned} C_i^R &= C_i^{R*} \\ C_i^L &= C_i^{L*}. \end{aligned} \quad (10)$$

Mimo że przeprowadzono już doświadczenia, które miały na celu sprawdzenie, czy powyższe warunki są spełnione, wyniki ich nie pozwalają jeszcze na rozstrzygnięcie problemu.

2. R o z p a d $\pi - \mu - e$. Mezon π^\pm ulega rozpadowi na mezon μ^\pm i neutrino. Mezon μ^\pm rozpada się z kolei na e^\pm i dwa neutrino (lub antyneutrino). Jeśli w rozpadzie mezonów π^\pm parzystość nie byłaby zachowana, wytworzone mezony μ^\pm mogłyby być podłużnie spolaryzowane. O ile by w kolej-



Rys. 5. Asymetria kątowa „do przodu — wstecz” dla spolaryzowanego mezonu μ

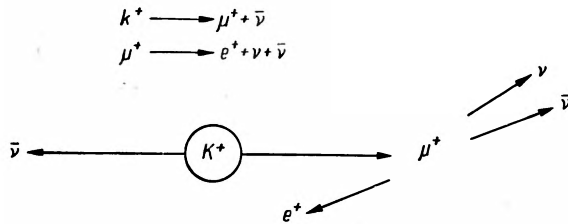
nym rozpadzie mezonów μ^\pm parzystość również nie była zachowana, wtedy elektrony emitowane przez te mezony μ wykazałyby na ogół asymetrię kierunkową „przód — wstecz”, w zależności od polaryzacji mezonu μ (rys. 5). W rozpadzie $\pi - \mu - e$ można więc zaobserwować korelację kierunkową między pędem mezonu μ^\pm mierzonym w układzie spoczynkowym mezonu μ a pędem elektronu, mierzonym w układzie spoczynkowym mezonu μ^\pm . O ile by ta korelacja kierunkowa wykazywała asymetrię „przód — wstecz”, świadczyłoby to o naruszeniu parzystości zarówno w rozpadzie mezonu π , jak i w rozpadzie mezonu μ . Pierwsze wyniki doświadczalne [7] o tych korelacjach ukazały się w ciągu niewielu dni po ogłoszeniu wyników dotyczących przemiany β . Wyniki te wskazały jasno, że nie tylko parzystość jest niezachowana, lecz również niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego jest naruszona tak w rozpadzie mezonu π jak i w rozpadzie mezonu μ .

Później przeprowadzono pomiary polaryzacji podłużnej pozytonów z rozpadu mezonu μ^+ [8], w wyniku których otrzymano te same wnioski.

3. R o z p a d $K - \mu - e$. W tym przypadku zamiast mezonu π mamy cięższy od niego mezon K , który rozpada się na mezon μ i neutrino (rys. 6). Wyniki pomiarów [9] korelacji kątowej między pędem mezonu μ^+ z rozpadu mezonu K^+ i pędem pozytonu z rozpadu mezonu μ^+ wskazują, że w rozpadzie mezonu K naruszona jest tak parzystość, jak i niezmienniczość względem sprzężenia ładunkowego.

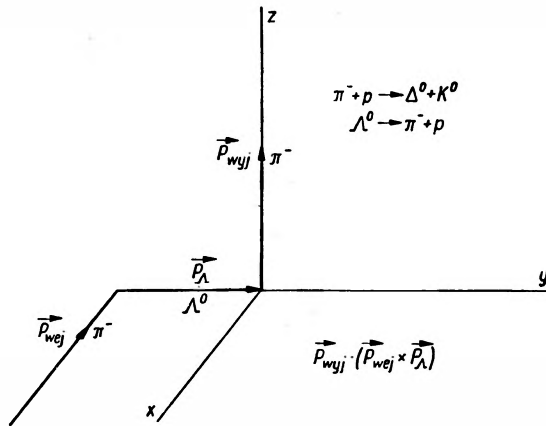
4. R o z p a d Λ^0 . Cząstkę Λ^0 można wytworzyć w zderzeniu wysokoenergetycznego mezonu π^- z protonem. Hiperon Λ^0 rozpada się następnie

z powrotem na proton i π^- (rys. 7). O ile by się udało zaobserwować asymetrię rozkładu względem iloczynu $\vec{P}_{wyj} \cdot (\vec{P}_{wej} \times \vec{P}_{\Lambda})$, gdzie \vec{P}_{wej} oznacza pęd



Rys. 6 Mezon K rozpadający się na mezon μ i neutrino.

padającego mezonu π , \vec{P}_{Λ} — pęd wytworzonego hiperonu Λ , \vec{P}_{wyj} — pęd mezonu π z rozpadu Λ , byłoby to wystarczającym dowodem, że parzystość nie



Rys. 7. Oddziaływanie w zderzeniu mezonu π z protonem

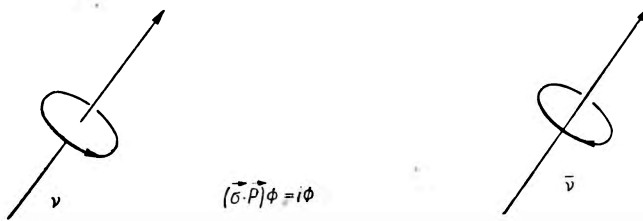
jest zachowana w tym rozpadzie. Przeprowadzone niedawno doświadczenia [10] wykazały, że istotnie w reakcjach tych zachodzi korelacja kątowa między P_{wyj} a $P_{wej} \times P_{\Lambda}$. Z dużej wartości asymetrii „przód — wstecz” można również wywnioskować, że oddziaływanie odpowiedzialne za rozpad Λ^0 nie jest niezmiennicze względem sprzężenia ładunkowego.

Wszystkie przedstawione wyniki wydają się z dość wielką pewnością wskazywać na niezachowanie parzystości w różnych słabych oddziaływaaniach, jak również na brak niezmienniczości tych oddziaływań względem sprzężenia ładunkowego. W związku z tymi własnościami pojawia się przed nami zupełnie nowy i rozległy obszar zjawisk przyrody, który dostarcza nam nowych narzędzi do głębszego wniknięcia w strukturę naszego świata

fizycznego. Oddziaływania słabe wskazują nam w prosty sposób, jak polaryzować i analizować spiny cząstek elementarnych. Tak więc można np. zmierzyć z wysoką dokładnością moment magnetyczny mezonu μ [11], co byłoby nieosiągalne na innej drodze. Poza tym może wreszcie da się wyznaczyć niedwuznacznie spin niektórych hiperonów w oparciu o zaobserwowane asymetrie kątowe w procesach ich rozpadu [12]. Można wreszcie zbadać nowe aspekty pól elektromagnetycznych różnych ciał gazowych, ciekłych i stałych, posługując się nietrwałymi cząstkami spolaryzowanymi. Najważniejsze konsekwencje jednak — to nowe możliwości analizy starych pojęć o strukturze cząstek elementarnych. W dalszym ciągu przedstawimy dwa takie rozważania, dwukomponentową teorię neutrina i możliwość istnienia prawa zachowania leptonów.

III

Zanim fizycy przystąpili do badania niezachowania parzystości, powszechnie przyjęty był opis neutrina za pomocą teorii czterekomponento-



Rys. 8. Przedstawienie graficzne spinu i prędkości neutrina i antyneutrina

wej, w której, jak już poprzednio zauważyliśmy, do każdej wartości pędu istnieją dwa stany spinowe neutrina ν_R i ν_L oraz dwa stany spinowe antyneutrina $\bar{\nu}_R$ i $\bar{\nu}_L$. W teorii dwukomponentowej przyjmuje się natomiast, że dwa spośród tych stanów, np. ν_L i $\bar{\nu}_L$, po prostu w przyrodzie nie istnieją. Spin neutrina jest wtedy zawsze równoległy do jego pędu, a spin antyneutrina jest zawsze antyrównoległy do jego pędu. Tak więc w teorii dwukomponentowej liczba stopni swobody zmniejsza się do połowy w porównaniu z teorią czterekomponentową. Graficznie związek między spinem i prędkością neutrina przedstawić za pomocą wyznaczonego przez te wielkości ruchu spiralnego śruby prawoskrętnej. W podobny sposób spin i prędkość antyneutrina określają ruch spiralny śruby lewoskrętnej (rys. 8).

Możliwość relatywistycznej teorii dwukomponentowej dla cząstki o spinie $\frac{1}{2}$ była pierwszy raz dyskutowana przez H. W e y l a [13] w roku 1929. Stale była ona jednak w przeszłości odrzucana [14], a to dlatego, że w forma-

lizmie Weyla parzystość nie zostaje zachowana. Z uwagi na nowe doświadczenia zarzut ten staje się całkowicie bezpodstawny [15].

Chcąc właściwie ocenić prostotę tej teorii dwukomponentowej w obecnej sytuacji, najlepiej będzie przyjąć w dalszym ciągu, że słuszne jest prawo zachowania leptonów [16]. Prawo to jest analogiczne do prawa zachowania barionów. Przypisujemy każdemu leptonowi liczbę leptonową e równą $+1$ lub -1 , a wszystkim innym cząstkom — liczbę leptonową zero. Liczby leptonowe leptonu i jego antycząstki mają przeciwne znaki. Prawo zachowania leptonów stwierdza, że *we wszystkich procesach fizycznych suma algebraiczna liczb leptonowych zostaje zachowana.*

Przyjmując słuszność tego prawa i teorię dwukomponentową neutrino otrzymujemy natychmiast szereg prostych konsekwencji.

1. Masy neutrino i antyneutrino muszą być równe zero. Warunek ten jest spełniony dla masy fizycznej, nawet po włączeniu wszystkich oddziaływań. Aby to zrozumieć, weźmy pod uwagę neutrino, które porusza się ze skończoną wartością pędu. Przyjmijmy, że jego masa fizyczna jest różna od zera. Wtedy możemy zawsze wysłać obserwatora, który będzie poruszał się w tym samym kierunku co neutrino, ale z większą prędkością. Z punktu widzenia tego obserwatora neutrino stanie się cząstką ze spinem skierowanym w kierunku początkowym, ale o przeciwnym kierunku pędu, tzn. neutrino stanie się „antyneutrinem”. Ponieważ jednak liczby leptonowe dla neutrino i antyneutrino są różne, transformacja Lorentza nie może przeprowadzić jednej z tych cząstek w drugą. Masa fizyczna neutrino musi być zatem równa zero.

2. Teoria nie jest niezmiennicza względem operatora parzystości, który w myśl definicji zmienia znaki wszystkich współrzędnych przestrzennych, ale nie przeprowadza stanu cząstki w stan antycząstki. Podczas dokonywania tej operacji ulega odwróceniu pęd cząstki, ale nie zmienia się jej kierunek spinu. W teorii przedstawionej pęd i spin neutrino są zawsze równoległe, a więc operator parzystości P , zastosowany do stanu neutrino, przeprowadza go w stan nieistniejący. Wobec tego teoria nie jest niezmiennicza względem operacji odbicia zwierciadlanego.

3. W podobny sposób możemy wykazać, że teoria nie jest niezmiennicza względem operacji sprzężenia ładunkowego, która przeprowadza cząstkę w antycząstkę, ale nie zmienia jej kierunku spinu ani pędu.

Chcąc sprawdzić całkowitą słuszność prawa zachowania leptonów i teorii dwukomponentowej, należy zbadać wszystkie procesy, w których udział bierze neutrino. I tak np. winniśmy mieć w przemianie β

$$\text{albo} \quad n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (H_\nu = +1),$$

$$\text{albo} \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (H_\nu = -1).$$

Rozstrzygnąć to można poprzez pomiar spinu i pędu neutralnego leptonu, dla stwierdzenia, czy jest to neutrino (skrętność prawa) czy też antyneutrino (skrętność lewa). W oparciu o prawo zachowania momentu pędu mogą pomiary polaryzacji i rozkładów kątowych dla jądra i elektronów doprowadzić do wyznaczenia stanów spinowych neutrino. Podobnie możemy z pomiarów pędu jądra odrzutu uzyskać informacje o kierunku pędu neutrino. W analogiczny sposób możemy wykorzystać nie tylko przemianę β , lecz również rozpady mezonów π , μ i K^+ do sprawdzenia albo teorii dwukomponentowej, albo też prawa zachowania leptonów. W chwili bieżącej pomiary te nie wkroczyły jeszcze w decydującą fazę. Przyszłość naszej teorii zależeć będzie w wysokim stopniu od wyniku tych doświadczeń.

IV

Postęp wiedzy jest zawsze wynikiem wzajemnego oddziaływania między naszymi przedstawieniami o świecie zewnętrznym a naszymi obserwacjami przyrody. Przedstawienia nasze i wyobrażenia mogą rozwinąć się jedynie na gruncie obserwacji, obserwacje jednakże są w poważnym stopniu uwarunkowane przyjętym wyobrażeniem. Tak więc w naszym badaniu przyrody wzajemne oddziaływanie naszych pojęć i obrazów z jednej strony, a naszych obserwacji z drugiej, prowadzić może nieraz do całkiem nieoczekiwanych aspektów znanych już dawno zjawisk. Podobnie jak w przedstawionym przypadku, wgląd w te ukryte aspekty możliwy jest zazwyczaj dopiero po gruntownej zmianie naszych wyobrażeń o zasadach leżących u podstaw zjawisk przyrody.

Mimo, iż wszystko to jest powszechnie znane, tym niemniej bliższe postrzeżenie, jak w konkretnym przypadku wzajemnie na siebie wpływają i rozwijają się oba te czynniki, wyobrażenie i obserwacja, dostarczyć może bogatych przeżyć. Można uważać za przywilej, że odczytem swym dałem Państwu możliwość uczestniczenia w tym przeżyciu, jakie stanowią nowe postępy w badaniach nad niezachowaniem parzystości i nad oddziaływaniami słabymi.

Tłumaczył Bronisław Kuchowicz

Literatura

1. C. N. Yang, *Postępy Fizyki* 9, 615 (1958).
2. C. L. Cowan, Jr, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse i A. D. McGuire, *Science* 124, 103 (1956).
3. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes i R. P. Hudson, *Phys. Rev.* 105, 1413 (1957).
4. T. D. Lee, R. Oehme i C. N. Yang, *Phys. Rev.* 106, 340 (1957); B. L. Ioffe, L. B. Okuń i A. P. Rudik, *Żurn. Eksp. Teor. Fiz.* 32, 396 (1957).
5. W. Pauli, *Handbuch der Physik* (wyd. J. Springer, Berlin), tom 24 (1935).

6. *Proc. of the Seventh Annual Rochester Conference*, Interscience, New York, 1957.
7. R. L. Garwin, L. M. Lederman i M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957); J. I. Friedman i V. L. Teledgi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
8. G. Culligan, S. G. F. Frank, J. R. Holt, J. C. Kluyver i T. Massam, *Nature* **180**, 751 (1957).
9. C. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson i W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **108**, 1348 (1957).
10. F. F. Crayford i in., *Phys. Rev.* **108**, 1102 (1957); F. Eisler i in., *Phys. Rev.* **108**, 1353 (1957); R. Adair i L. Leipuner, *Phys. Rev.* **105**, 1927 (1957).
11. T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman, S. Penmar i A. M. Sachs, *Phys. Rev.* **107**, 1108 (1957).
12. T. D. Lee i C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 1371 (1957).
13. H. Weyl, *Z. Phys.* **56**, 330 (1929).
14. W. Pauli, *Handbuch der Physik* (wyd. J. Springer, Berlin), tom 24, str. 226—7.
15. T. D. Lee i C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957); A. Salam, *Nuovo Cimento* **5**, 299 (1957); L. Landau, *Nucl. Phys.* **3**, 127 (1957).
16. E. Konopiński i H. M. Mahmoud, *Phys. Rev.* **92**, 1045 (1953).

M. F. Kaplon

Uniwersytet Rochesterski
Rochester (N. Y.)

Oddziaływania cząstek dziwnych — dane doświadczalne*

Na wstępie chciałbym wyrazić głęboką wdzięczność dla wielu osób, które nie szczędziły czasu i wysiłków w dążeniu do wyjaśnienia sytuacji doświadczalnej w dziedzinie, która jest tematem dzisiejszej sesji, jak również dla tych, którzy brali udział w uporządkowaniu i przygotowaniu danych do dzisiejszego referatu. Ich zasługą są jasno ujęte części referatu, wszelkie niejasności natomiast trzeba zapisać na moje konto. W szczególności pragnę podziękować sekretarzom części doświadczalnej obecnej sesji *Newthowi*, *Fortune* i *Verkerkowi* za daleko idącą pomoc i udział w dyskusjach; *Dallaporcie Guerriero* za ich udział w zestawieniu i ocenie danych odnośnie do oddziaływań K^+ ; *Ceccarelliemu* i *Winzelerowi* za zestawienie danych emulsyjnych o oddziaływaniu $K^- - H$ i wielu osobom, szczególnie *Dilworth*, *Burhopowi* i *Eisenbergowi* za ich cierpliwy udział w dyskusowaniu oddziaływań K^- - nukleon; *Trippowi* za nieocenioną pomoc w zestawieniu danych o oddziaływaniach $K^- - H$ z komory pęcherzykowej z Berkeley; *Levi-Settiemu* za dane o hiperfragmentach a *Fry'owi* za jego ostatnie wyniki odnośnie do oddziaływań K^0 . Dziękuję również *Blochinczewowi* i *Dalitzowi* za sposobność przedyskutowania z nimi ogólnego planu tego referatu.

Zanim przejdę do sedna sprawy, chciałbym krótko scharakteryzować przyjęty przez nas punkt widzenia, a mianowicie że teoretycy bardzo naiwnie podchodzą do danych doświadczalnych. Opierając się na tym postanowiliśmy podkreślać te wyniki doświadczalne, które wydają się zupełnie pewne i stosunkowo wolne od rozważań modelowych. W związku z tym chciałbym prosić o przebaczenie niektórych fizyków za to, że nie przedstawię w całości ich wyników. Sądzę jednak, że jest to mój przywilej, jako referenta. No, ale przystępujemy do rzeczy.

Omówimy kolejno oddziaływania K^+ , K^0 , K^- i oddziaływania hiperonów. Mówiąc o oddzielnych pracach będę się powoływał raczej na nazwę grupy

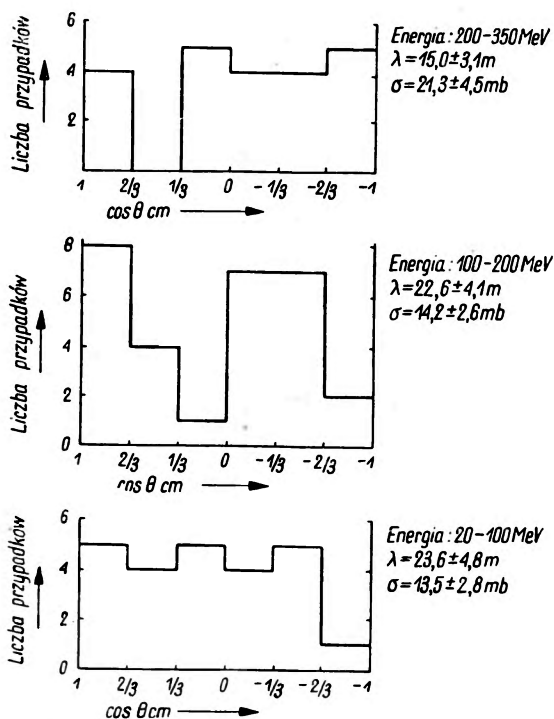
* Referat wygłoszony podczas VI sesji (Oddziaływania cząstek dziwnych) Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Genewie, w dniu 3.VII.1958. Tłumaczenie drukujemy za zgodą wydawnictwa Materiałów z Konferencji: 1958 *Annual International Conference on high energy physics at CERN*.

aniżeli na nazwiska fizyków (lista osób, które dostarczyły danych do tego referatu, podana jest na końcu).

Obecną sytuację doświadczalną można by krótko scharakteryzować jak następuje: model multipletów izotopowych Gell-Manna i Nishijimy dla mezonów i hiperonów oraz prawa zachowania dla silnych oddziaływań (tzn. zachowanie minimalnych oddziaływań elektromagnetycznych) przetrwały próbę czasu (również jeśli chodzi o zawartość tego referatu). Wydaje się, że mezony K są bozonami o nieznannej parzystości (o ile wiem, parzystość ich pozostanie nieznaną również po referacie D a l i t z a), natomiast hiperony są fermionami posiadającymi najprawdopodobniej spin $\frac{1}{2}$. Opis cząstek K^0 na gruncie modelu Gell-Manna i Paisa wydaje się pozostawać w zgodności z dotychczasowymi obserwacjami. Są bardzo silne wskazania, że siły między Λ i nukleonami są przyciągające, wydaje się również, że tego samego typu są siły dla hiperonu Σ .

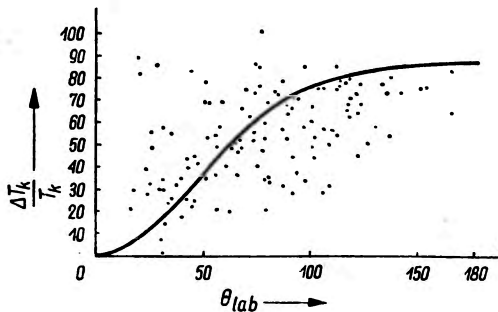
(1) Oddziaływania mezonów K^+

Jak zapowiadałem na wstępie, rozpocznę od dyskusji oddziaływań mezonów K^+ . Zasadniczy materiał doświadczalny został zebrany za pomocą



Rys. 1. Rozpraszanie elastyczne mezonów K^+ przez swobodne protony w emulsjach fotograficznych. Powyższe histogramy stanowią rozkłady kątowe w układzie środka masy dla trzech różnych przedziałów energii K^+ . Obok podane są wartości λ (średniej drogi swobodnej w emulsji) i odpowiedniego przekroju czynnego.

emulsji jądrowych i nowe wyniki pochodzą wyłącznie z tego źródła. Zaczęę od przedstawienia danych dotyczących emulsyjnych pomiarów rozpraszania elastycznego $K^+ - H$. Wyniki są z konieczności uśrednione w pewnych arbitralnie wybranych przedziałach energii. Na rys. 1 przedstawione są dane dla trzech wybranych przedziałów energii mezonów K^+ (w układzie laboratorium) dotyczące całkowitego przekroju czynnego i rozkładu kąтового



Rys. 2. Rozpraszanie nieelastyczne mezonów K^+ przez jądra emulsji. $\Delta T_K/T_K$ oznacza nieelastyczność w układzie laboratoryjnym, a θ jest kątem rozproszenia w układzie laboratoryjnym. Linia ciągła pokazuje zależność spodziewaną przy oddziaływaniu ze swobodnym nukleonem. Punkty doświadczalne zaczerpnięte są z pracy grupy z Padwy

K^+ w układzie środka masy. Wydaje się pewne, że przekrój czynny wzrasta od wartości ~ 14 mb w przedziale energii $20 \div 100$ MeV do ~ 23 mb w przedziale $200 \div 350$ MeV. Interpretacja rozkładów kątowych jest natomiast sprawą gustu. Nie sądzę, żeby ktokolwiek zgodził się, że są one zgodne z założeniem izotropii w całym rozważanym zakresie energii, ale myślę również, że na podstawie tych danych nie można by zaprzeczyć teoretykowi, który chciałby wysunąć założenie pewnej anizotropii jako funkcji energii. (Energia kinetyczna \bar{T}_K w układzie środka masy jest dana wzorem:

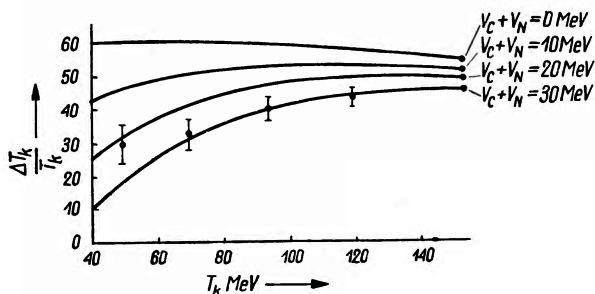
$$\bar{T}_K = \frac{M_K(M_K + M) + MT_K}{\sqrt{(M_K + M)^2 + 2MT_K}} - M_K,$$

gdzie T_K oznacza energię mezonu w układzie laboratoryjnym a M — masę protonu. W przybliżeniu zatem $\bar{T}_K \approx \frac{M}{M_K + M} T_K$).

Niestety z powyższych danych nie możemy wyciągnąć żadnych informacji o znaku potencjału oddziaływania $K^+ - \text{proton}$. Za chwilę powiem jednak na ten temat coś więcej.

Wielu danych dostarcza do dziś rozpraszanie jądrowe mezonów K^+ . Jądro oprócz protonów zawiera neutrony, toteż wykorzystując naszą wiedzę o rozpraszaniu $K^+ - p$ możemy się spodziewać osiągnięcia pewnych informacji o rozpraszaniu $K^+ - n$. W emulsji obserwujemy elastyczne i nieela-

styczne rozproszenia mezonów K^+ , rozproszenia z wymianą ładunku, a także rozpady w locie i w spoczynku, którymi jednak nie będziemy się tutaj zajmować. Najbardziej charakterystyczną cechą rozproszeń nieelastycznych jest to, że względna strata energii kinetycznej $\Delta T_k/T_k$ jest mała, szczególnie jeśli chodzi o obszar małych energii mezonów. Uderzająca jest korelacja wielkości $\Delta T_k/T_k$ z kątem rozproszenia w układzie laboratoryjnym. Korelacja ta jest pokazana na rys. 2, zaczerpniętym z pracy grupy padewskiej. Dla porównania narysowana jest linia ciągła wyrażająca zależność $\Delta T_k/T_k$ od θ , oczekiwaną przy oddziaływaniu z nukleonem stacjonarnym. Korelacja doświadczalna jest mniej wyraźna niż wspomniana zależność teoretyczna.



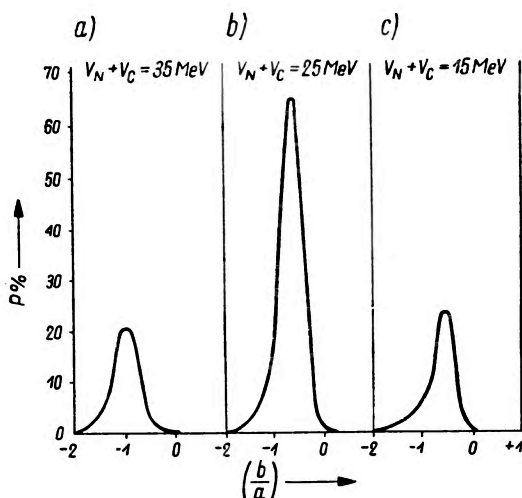
Rys. 3. Rozpraszanie nieelastyczne mezonów K^+ przez jądra emulsji. T_K jest energią mezonu K^+ , $\Delta T_K/T_K$ oznacza względną stratę energii w zderzeniu. Linie ciągłe podają oczekiwane rozkłady dla odpychających potencjałów jądrowych o różnej wysokości. Punkty doświadczalne są wzięte z pracy grupy z Padwy

Na rys. 3 wziętym również z pracy grupy padewskiej widać zmniejszanie się nieelastyczności przy maleniu energii K^+ . Dane te, dobrze potwierdzone przez wyniki wielu innych grup, silnie sugerują odpychający potencjał K^+ - nukleon. Dodatkowe wnioski odnośnie do tego potencjału wypływają z analizy wyników rozpraszania elastycznego na gruncie modelu optycznego. Dane doświadczalne wskazują, że potencjał jądrowy dla K^+ ma znak zgodny z potencjałem kulombowskim. Przy niskich energiach ($40 \div 100$ MeV) analiza oparta na modelu optycznym nie może rozróżnić, czy rzeczywista część potencjału jest odpychająca czy przyciągająca, jednak otrzymywana wartość potencjału przyciągającego jest tak wysoka (≈ -45 MeV), że nie zgadza się z małą wartością $\Delta T_k/T_k$. W zakresie wyższych energii ($T_K = 150$ MeV) analiza daje jedynie potencjał odpychający. W obu przedziałach energii otrzymuje się część rzeczywistą potencjału $V_N + V_C \approx 25 \pm 5$ MeV, podczas gdy część urojona wynosi $(-10,7 \pm 1,4)$ MeV przy $T_K = 150$ MeV, a $(-5,7 \pm 1,1)$ MeV dla przedziału $40 \div 100$ MeV.

Możliwe są dwie drogi dalszego postępowania w celu poznania oddziaływania K^+ - n. Pierwsza z nich, dająca mniej informacji, opiera się tylko

na analizie na gruncie modelu optycznego; z urojonej części potencjału można tu otrzymać średni przekrój czynny na nukleon, a z części rzeczywistej — amplitudę rozpraszania w przód, uśrednioną po protonach i neutronach. W dalszym rozumowaniu, w którym wykorzystuje się znane dane o rozpraszaniu $K^+ - p$, czyni się jednak pewne założenia, które nie są potrzebne, jeśli przyjmie się drugą drogę postępowania, opracowaną przez grupę padewską. Dalsza część referatu obejmie głównie wyniki tej grupy.

Fizycy z grupy padewskiej dążyli do otrzymania przekroju czynnego $K^+ - n$ na drodze szczegółowej analizy rozpraszania nieelastycznego, wykorzystując znane dane o rozpraszaniu $K^+ - p$. Zrobiono dwa podstawowe



Rys. 4. Rozkład kątowy rozpraszania K^+ -nukleon. Krzywe stanowią wyniki stosowania testu χ^2 do oceny zgodności rozkładu doświadczalnego z rozkładem kątowym (w układzie środka masy) o postaci $\frac{d\sigma}{d\Omega} (a + b \cos\theta)^2$ przy różnych potencjałach jądrowych (według grupy padewskiej).

założenia: 1) Każdy przypadek rozproszenia nieelastycznego jest wynikiem pojedynczego rozproszenia $K^+ -$ nukleon; uzasadnienie tego założenia wynika z obserwacji, że średnia droga swobodna K^+ w materii jądrowej oceniona z rozpraszania jądrowego mezonów jest $\gtrsim 11$ f dla rozważanego przedziału energii. 2) Rozważa się mezony K^+ i nukleony jako cząstki swobodne w jamie prostokątnej o głębokości $+ 15$ MeV dla K^+ (oprócz tego — potencjał kulombowski) i przyjmuje dla nukleonów model Fermiego z $P_{max} = 241$ MeV/c, odpowiadającym promieniowi jądra $R = 1,25$ f.

Dla danego kąta rozproszenia w układzie środka masy wyliczano oczekiwany kąt i stratę energii w układzie laboratoryjnym biorąc pod uwagę

prawa zachowania, zakaz Pauliego i wszystkie możliwe wartości parametrów nieobserwowanych. Tak więc, otrzymano rozkłady $d\sigma/d\Omega_{lab}$ i $\Delta T_k/T_k$ odpowiadające rozmaitym rozkładom kątowym $\sigma_K(\theta)$ w układzie środka masy. W analizie ograniczono się do przypadków, w których $T_K > 80$ MeV i $\Delta T_k/T_k > 20\%$, zmniejszając w ten sposób niepewność doświadczalną (pozbycie się ewentualnej domieszki rozproszeń elastycznych).

Przyjęto, że rozkład kątowy w układzie środka masy ma postać $\frac{d\sigma}{d\Omega} = (a + b \cos \theta)^2$, a następnie zastosowano test χ^2 do oceny prawdopodobieństwa zgodności rozkładu doświadczalnego ze stosunkiem b/a . Rys. 4 daje wyniki wyliczeń dla trzech różnych wartości $V_N + V_C$. Wyliczenia takie przeprowadzono dla dwóch przedziałów energii, przy czym w obu przedziałach wyniki są bardzo podobne. Wydaje się, że wyniki nie są zbyt czułe na wartość $V_N + V_C$. Grupa padewska oceniła, że dane doświadczalne najlepiej pasują do założenia $V_N + V_C = 25$ MeV ($V_N = 15$ MeV) i $b/a \approx -5/8$.

Wydaje się pewne, że nie można tu mówić o rozkładzie izotropowym, a ponieważ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dla $K^+ - p$ jest izotropowe, anizotropia musi pochodzić od oddziaływania $K^+ - n$. Ponieważ oddziaływanie $K^+ - p$ zachodzi w czystym stanie $T = 1$ i zakładamy niezależność sił od ładunku, anizotropia musi być wywołana przez obecność stanu $T = 0$. Przyjmując dla rozpraszania $K^+ - p$ $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\pi (14,5 \pm 2,2)$ mb (w układzie środka masy), odejmujemy od rozkładu doświadczalnego przyczynę pochodzący od tego rozpraszania. Pozostałe przypadki stanowią rozkład dla rozpraszania $K^+ - n$. Okazuje się, że najbardziej prawdopodobną wartością $(b/a)_{neutr}$ jest -5 i nawet gdy weźmiemy pod uwagę wszystkie możliwe niepewności statystyczne, okazuje się, że z prawdopodobieństwem 90% zachodzi $(b/a)_{neutr} < -1$.

Teraz, gdy znamy już rozkład kątowy w układzie środka masy, można ocenić σ_{K^+n} swobodny, ponieważ wpływ zakazu Pauliego zależy od θ (faworyzowanie rozproszeń w tył, niedobór rozproszeń w przód). Znalezione, że $5,4 \text{ mb} \leq \sigma_{K^+n}(\text{całk.}) \leq 6,1 \text{ mb}$ dla $-1 \geq b/a \geq -5$. W tym momencie można spróbować analizy w celu wyciągnięcia pewnych wniosków o amplitudach rozpraszania. Poczyniono następujące założenia:

- 1) amplitudy są rzeczywiste (tzn. przesunięcia fazowe są małe),
- 2) $a_{11} = 0$, tzn. rozpraszanie $K^+ - p$ jest izotropowe (pierwszy indeks oznacza wartość całkowitego spinu izotopowego T , drugi — wartość momentu pędu J),
- 3) można zaniedbać rozpraszanie z przeskokiem spinu (tzn. $P_{3/2} = P_{1/2}$).

W tabeli 1 podane są trzy reakcje i ich różniczkowe przekroje czynne z różnymi założeniami czynionymi odnośnie do amplitud a_{TJ} . Przy wyliczeniach uwzględniano wyniki rozpraszania z wymianą ładunku (są one czułe na zakaz Pauliego). W tabeli podano wyniki osiągnięte przy $T_K(\text{lab}) = 110$ MeV. Wyniki te odpowiadają wartości $(b/a)_{\text{neutr}} = -1,2$ i sugerują, że różniczkowy przekrój czynny rozpraszania z wymianą ładunku znika praktycznie przy $\Theta_{\text{sr. mas}_\nu} = \pi$ i jest silnie skierowany w przód.

Można się nieco niepokoić, że stosunek rozproszeń z wymianą ładunku do rozproszeń bez wymiany ładunku jest przy małych energiach ($\sim 40 \div 80$ MeV) bardzo mały ($\lesssim 0,1$). Może to być wynikiem zbyt małej statystyki, bo wytłumaczyć go na gruncie powyższego modelu jest dość trudno.

Tabela 1

Analiza przesunięć fazowych rozpraszania K^+ - nukleon

Możliwe reakcje	$K^+ + p \rightarrow K^+ + p$	(I)
	$K^+ + n \rightarrow K^+ + n$	(II)
	$K^+ + n \rightarrow K^0 + p$	(III)

$$\text{Różniczkowy przekrój czynny } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2(\alpha + \beta \cos \Theta + \gamma \cos^2 \Theta)$$

$$\text{Całkowity przekrój czynny } \sigma(\text{całk.}) = 4 \pi \lambda^2 \left(\alpha + \frac{1}{3} \gamma \right)$$

(I)

(II)

(III)

$\alpha = a_{10}^2$

$\alpha = \frac{1}{4} (a_{10} + a_{00})^2$

$\alpha = \frac{1}{4} (a_{10} - a_{00})^2$

$\beta = 0$

$\beta = \frac{3}{2} (a_{10} + a_{00}) a_{01}$

$\beta = \frac{3}{2} (a_{10} - a_{00}) a_{01}$

$\gamma = 0$

$\gamma = \frac{9}{4} (a_{01}^2)$

$\gamma = \frac{9}{4} a_{01}^2$

Wyniki analizy:

a) grupa padewska, $T_K = 110$ MeV

$(\delta_{10} = -23^\circ) \quad a_{10} = -0,39 \pm 0,03$

$(\delta_{00} = 0^\circ) \quad a_{00} = 0,0 \pm 0,07$

$(\delta_{11} = 0^\circ) \quad a_{11} = 0 \text{ (hipoteza)}$

$(\delta_{01} = 9^\circ) \quad (a_{01} = +0,16 \pm 0,05)$

b) wyniki UCLA, $T_K = 150$ MeV

$\delta_{10} = -25,3^\circ$

$\delta_{00} = -13^\circ$

$\delta_{11} = 0 \text{ (hipoteza)}$

$\delta_{c1} = \sim +18^\circ$

$\delta_{13} = 0 \text{ (hipoteza)}$

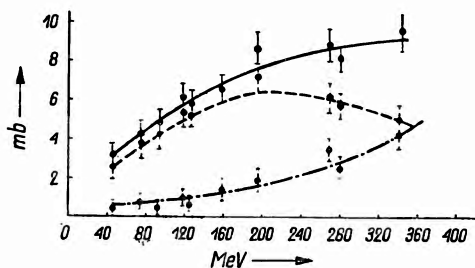
$\delta_{03} = \sim +15^\circ$

(w analizie przeprowadzonej przez grupę padewską przyjęto $a_{10} < 0$, ponieważ założono odpychający potencjał $K^+ - p$ wynikający z pomiarów rozpraszania jądrowego K^+).

W tabeli 1 podane są również dla porównania wyniki wstępnej analizy wykonanej przez Prose'a i współpracowników (UCLA) przy nieco wyższej energii ($T_K = 150$ MeV). Zakładali oni, że $a_{11} = 0$, przyjęli ujemną

wartość a_{10} z danych o rozpraszaniu $K^+ - p$, wartość przekroju czynnego rozpraszania z wymianą ładunku — z obserwacji, wartości $\sigma(\Theta)$ przy $\Theta = \pi$ i $\Theta = \pi/2$ oraz granice $f(\Theta)$ — z analizy opartej o model optyczny. W wyniku otrzymali przesunięcia fazowe bardzo podobne do otrzymanych przez grupę padewską.

W zakresie wyższych energii $T_K > 200$ MeV aż do $T_K \sim 350$ MeV mamy wstępną analizę rozpraszania elastycznego wykonaną przez Pro w s e' a i współpracowników. Doszli oni do wniosku, że dane doświadczalne są najlepiej zgodne z założeniem $V = (+13 - i 19)$ MeV. Warto tu podkreślić



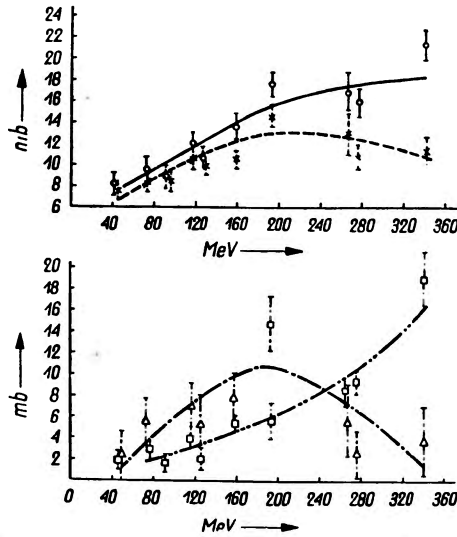
Rys. 5. Zestawienie danych o rozpraszaniu mezonów K^+ przez nukleony. Kółka i linia ciągła przedstawiają całkowity przekrój czynny rozpraszania w funkcji energii. Linia przerywana reprezentuje przekrój czynny rozpraszania bez wymiany ładunku, a linia najniższa — przekrój czynny rozpraszania z wymianą ładunku. Przekroje czynne podane są bez poprawek

wzrost urojonej części potencjału, co oznacza zwiększenie przekroju czynnego rozpraszania $K^+ -$ nukleon. W dziedzinie wyższych energii sytuacja jest z pewnych względów prostsza, z innych zaś bardziej skomplikowana. Z jednej strony przy wyższych energiach zmniejsza się wpływ zakazu Pauliego na rozpraszanie w przód, z drugiej zaś wskazania na wzrost przekroju czynnego każą się spodziewać wtórnych oddziaływań wewnątrz jądra.

Następnym uderzającym faktem przy rozpatrywaniu danych doświadczalnych jest wzrost rozpraszania z wymianą ładunku oraz pojawienie się produkcji mezonów π . Na rys 5 zestawione są dane o zależności od energii całkowitego przekroju czynnego σ_{K^+N} oraz przekrojów czynnych rozpraszania nieelastycznego i rozpraszania z wymianą ładunku. Wszystkie przekroje czynne są podane bez jakichkolwiek poprawek.

Poprawione dane są podane na rys. 6. Przy niższych energiach wprowadzono stosowne poprawki, natomiast przy wyższych nie zrobiono tego z braku czasu, chociaż uwzględniono poprawki wynikające z odpychania kulombowskiego. Widać, że σ_{K^+N} (bez wymiany ładunku) początkowo rośnie z energią, potem zaś ma tendencję do ustalenia się. Pokazana jest również zależność od energii przekroju czynnego rozpraszania z wymianą ła-

dunku. Dane te należy traktować bardzo ostrożnie, gdyż w zakresie wyższych energii nie brano pod uwagę wpływu zakazu Pauliego i podwójnego rozpraszania (oceniono, że podwójne rozpraszanie przy tych energiach może zmienić stosunek σ (wym. ładunku) / σ (bez wym. ładunku) z wartości 0,2 do $\sim 0,3$, przy czym zakładano tylko rozpraszanie izotropowe w stanie $T = 1$). Jeżeli nie zważając na to odjąć σ_{K^+p} od σ_{K^+N} (bez wym. ład.), otrzymamy zależność od energii przekroju czynnego σ_{K^+n} (bez wym. ład.), pokazaną na dolnym wykresie rys. 6. Podany jest tam również σ_{K^+n} (z wym. ład.),



Rys. 6. Zestawienie danych o rozpraszaniu mezonów K^+ przez nukleony. Wykres górny przedstawia całkowity przekrój czynny rozpraszania K^+ -nukleon (linia ciągła) i przekrój czynny rozpraszania bez wymiany ładunku (linia przerywana). Wykres dolny przedstawia wyliczony przekrój czynny rozpraszania K^+ -neutron z wymianą ładunku (kwadraty) i bez wymiany ładunku (trójkąty). Poprawki wprowadzone do danych z rys. 5 to: a) potencjał kulombowski (10 MeV), b) efekt przesłonowy ($r_0 = 1,25$ f) i c) zakaz Pauliego (przy założeniu izotropowego przekroju czynnego). Przy wyznaczaniu przekroju czynnego dla oddziaływania K^+ -neutron przyjęto $\sigma(K^+p) = 14,5 \pm 2,2$ mb dla $T_K < 200$ MeV i $\sigma(K^+p) = 21,0 \pm 4,5$ mb dla $T_K = 200$ MeV

który rośnie z energią. Ponieważ przekrój czynny rozpraszania $K^+ - p$ jest nadal izotropowy, wzrost rozpraszania z wymianą ładunku w tym obszarze musi pochodzić od stanu $T = 0$. Wzrost ten wynika z obecności fali p , można więc powiedzieć, że wzrost wpływu stanu $T = 0$ pochodzi od fali p i jeżeli bierzemy na serio rzeczywisty potencjał jądrowy modelu optycznego V_N (otrzymany z wyników przy niższych energiach), możemy wyciągnąć wniosek, że w stanie tym mamy przyciąganie, co zgadza się z wynikami analizy wykonanej przy małych energiach.

Interesujące jest również, że wzrost przekroju czynnego ustaje w przybliżeniu przy wartości progowej energii K^+ dla produkcji mezonów π

($T_K \sim 220$ MeV przy reakcji ze swobodnym nukleonem). Wśród 652 przypadków rozproszenia nieelastycznego znalezionych na 331 m torów K^+ z energią $T_K > 200$ MeV, są trzy przypadki produkcji naładowanych π ($2 \pi^-, 1 \pi^+$) i 2 możliwe przypadki produkcji π^0 (wniosek wyciągnięty na podstawie rozważań dynamicznych). Odpowiada to wartościom:

$$N(\pi^\pm)/N(\text{nieelast.}) = (0,45 \pm 0,20)\%$$

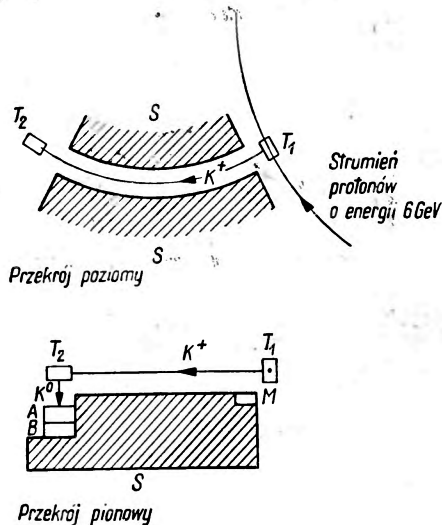
oraz

$$N(\pi_0^\pm)/N(\text{nieelast.}) = (0,77 \pm 0,35)\%$$

Liczby te nie były poprawione ze względu na reabsorpcję π w materii jądrowej oraz wtórne oddziaływania nukleonów.

(2) Oddziaływania mezonów K^0

W dyskusji nad mezonami K logicznie będzie zejść w dół po drabinie spinu izotopowego od K^+ do K^0 . W tej dziedzinie mamy tylko jeden, ale za to bardzo interesujący przyczynek doświadczalny. Fry i współpracow-



Rys. 7. Schemat urządzenia używanego przez Frya i współpracowników do badania cząstek K^0 produkowanych w oddziaływaniach K^+ . Mezony K^+ z tarczy bevatronu T_1 były kierowane na drugą tarczę T_2 . W blokach emulsji A i B szukano hiperfragmentów emitowanych z gwiazd o neutralnej cząstce pierwotnej. Bloki A i B były osłonięte od T_1 , a oprócz tego dla zbadania strumienia K^0 pochodzących spoza T_2 był użyty pomocniczy blok M

nicy wykonali przy pomocy bevatronu doświadczenie, którego schemat jest pokazany na rys. 7. Celem doświadczenia było zmierzenie efektu interferencji wywołanego przez możliwą różnicę mas mezonów K_1^0 i K_2^0 . Bloki emulsji C2 były naświetlane pod tarczą bombardowaną przez mezony K^+ o pędzie 750 MeV/c. Emulsje przeglądano szukając hiperfragmentów, aby zmierzyć amplitudę stanu \bar{K} . Oto wstępne wyniki:

	Przeszukana powierzchnia	Ilość przypadków interpretowanych jako hiperfragmenty
przy $\lambda t \simeq 4,5$	105 cm ²	60
$\lambda t \simeq 7$	77 cm ²	15

($\lambda = 1/\tau_{K_1^0}$, a $t =$ czas lotu).

Spośród 75 możliwych hiperfragmentów 51 ma tory łączące dłuższe od 10 μ , a 41 dłuższe od 20 μ ; są to pewne hiperfragmenty. W pomocniczym bloku *M* przeszukano powierzchnię 25 cm² znajdując tylko 2 hiperfragmenty. Jeżeli przypadki znalezione w blokach *A* i *B* byłyby wywołane przez K^0 pochodzące z innego źródła niż rozproszenia K^+ z wymianą ładunku, to oczekiwana liczba hiperfragmentów w bloku *M* byłaby mniej więcej piętnastokrotnie większa od ich ilości w blokach *A* i *B*. Efekt tła można zatem pominąć.

Chociaż z otrzymanych danych nie można wyciągnąć żadnych wniosków o różnicy mas K_1^0 i K_2^0 , doświadczenie to jest niezwykle jasnym dowodem zmiany $\Delta s = 2$ w silnym oddziaływaniu i stanowi najsilniejsze dotychczas potwierdzenie modelu Gell-Manna i Paisa.

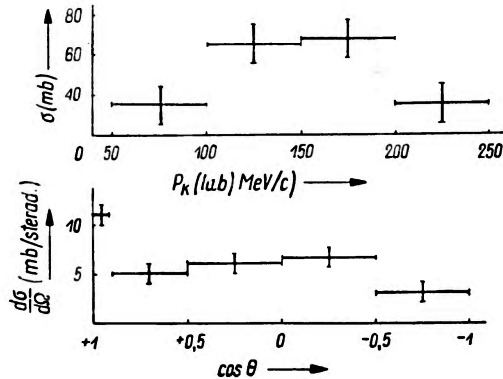
(2) Oddziaływanie mezonów K^-

W tej dziedzinie mamy bardzo interesujące wyniki badania oddziaływań $K^- - H$ i $K^- - D$ w komorach pęcherzykowych i oddziaływania $K^- - H$ w emulsjach. Po niniejszym referacie Tripp omówi oddziaływania $K^- - D$, ja natomiast zajmę się obecnie podsumowaniem danych o oddziaływaniu $K^- - H$, poczynając od wyników uzyskanych w wodorowej komorze pęcherzykowej w Berkeley, po czym przejdę do danych emulyjnych dotyczących oddziaływań K^- ze swobodnymi protonami i wychwytywów K^- przez jądra.

Nie mamy zasadniczo nowych informacji z komory pęcherzykowej o oddziaływaniach $K^- - H$ w spoczynku, zajmiemy się więc oddziaływaniami $K^- - H$ w locie. Przeważająca część danych ($\sim 95\%$) pochodzi z 38 cm komory z polem 11 000 gaussów Obserwowano około 4000 torów K^- , co odpowiada całkowitej długości torów wynoszącej około 2/3 km. Spośród wybranych przypadków oddziaływań w locie zwracano uwagę głównie na elastyczne rozproszenia $K^- - p$, reakcje $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$ oraz reakcję wymiany ładunku $K^- - p$. Nie zajmowano się natomiast oddziaływaniami $K^- - p$ prowadzącymi do produkcji Σ^0 lub Λ^0 . Zatrzymujące się mezony K^- były identyfikowane na podstawie oddziaływań i jonizacji, nato-

miast tory wychodzące z komory — na podstawie jonizacji i kinematyki zderzenia.

Na rys. 8 podana jest zależność całkowitego przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne od pędu mezonu w obszarze od 50 do 240 MeV/c (co odpowiada energiom od 2,5 do 55 MeV); na tymże rysunku podany jest rozkład kątowy (w układzie środka masy) mezonów w powyższym zakre-

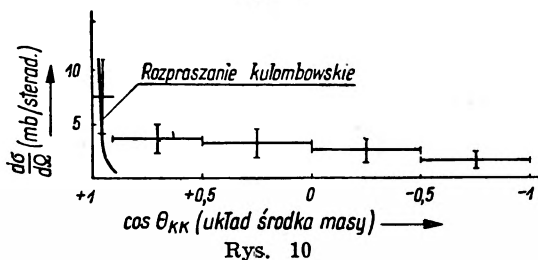
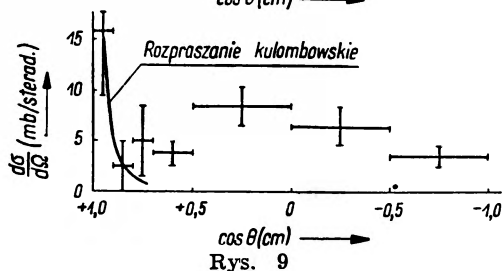
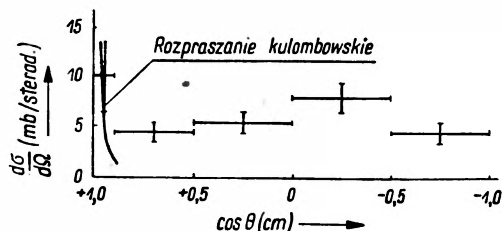


Rys. 8. Pomiary rozpraszania elastycznego mezonów K^- na swobodnych protonach wykonane w komorze pęcherzykowej w Berkeley. Krzywa górna przedstawia całkowity jądrowy przekrój czynny, dolna natomiast rozkład kątowy w układzie środka masy

się energii. Wartości całkowitego przekroju czynnego są oparte tylko na tych przypadkach, w których mezony K^- zatrzymałyby się w komorze, gdyby nie oddziaływały na swej drodze. Natomiast rozkład kątowy zawiera oprócz tych także i przypadki, w których mezony opuściłyby komorę, gdyby nie oddziaływały. Przy wyznaczaniu całkowitego przekroju czynnego odjęto przyczynek pochodzący od rozpraszania kulombowskiego i ekstrapolowano płaski rozkład kątowy aż do 0° . W zakresie pędów poniżej 50 MeV/c trudno jest uzyskać dane wolne od wszelkich systematycznych obciążeń, toteż ten obszar nie jest reprezentowany na wykresie.

Dla zbadania zależności rozkładu kąowego od pędu mezonów K^- podzielono wyniki na grupy odpowiadające węższym przedziałom pędu. Rys. 9 i 10 przedstawiają rozkłady kąowe dla przedziałów 100 ÷ 150 MeV/c, 150 ÷ 200 MeV/c i 200 ÷ 240 MeV/c. Na wykresach zaznaczony jest teoretyczny przekrój czynny rozpraszania kulombowskiego (bez uwzględnienia interferencji z potencjałem jądrowym). Rozkłady kąowe dla przedziałów pędu 100 ÷ 150 MeV/c i 200 ÷ 240 MeV/c są spójne z rozkładem izotropowym uzyskanym przez uśrednienie danych w całym zakresie pędów (rys. 8), natomiast rozkład dla obszaru 100 ÷ 150 MeV/c może być przedstawiony przez funkcję $\sin^2 \theta$. Dane emulsyjne nie potwierdzają jednak tego wyniku, można go więc uważać za fluktuację statystyczną.

Rozważymy teraz reakcję $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Na rys. 11 podane są przekroje czynne osobno dla reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ oraz $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ w zależności od pędu P mezonów K^- w zakresie $50 \div 240$ MeV/c. Wniosek można najprościej sformułować w taki sposób: stosunek Σ^-/Σ^+ ,

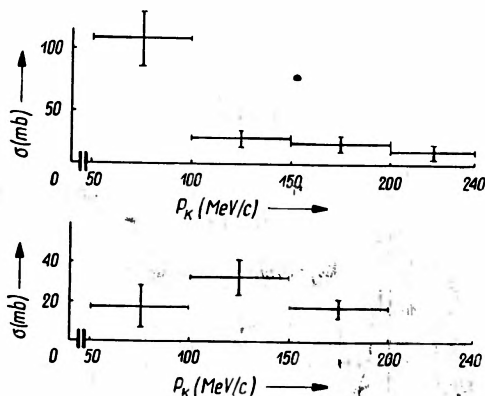


Rys. 9 i 10. Rozkład kątowy K^- rozpraszanych elastycznie na protonach w funkcji pędu K^- . Krzywa górna na rys. 9 przedstawia dane dla przedziału $100 < P_k < 150$ MeV/c, krzywa dolna — dla przedziału $150 \div 200$ MeV/c, krzywa z rys. 10 — dla przedziału $200 \div 240$ MeV/c. Wszystkie dane pochodzą z komory pęcherzykowej z Berkeley

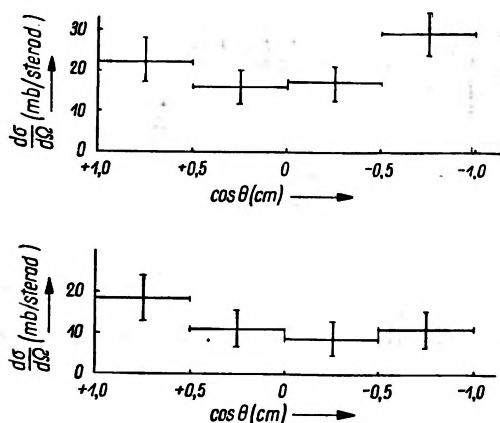
który przy $P = 0$ wynosi 2, wydaje się szybko wzrastać do wartości 7 przy $P \sim 100$ MeV/c a potem spada do wartości 1. Zmiana ta pochodzi głównie od zmian σ dla reakcji powstawania Σ^- , bowiem σ reakcji powstawania Σ^+ wydaje się być stały w całym zakresie pędów.

Dane emulsyjne pochodzące z porównywalnej statystyki przypadków nie potwierdzają jednak tych szybkich zmian stosunku Σ^-/Σ^+ przy małych P . Można to przypisać fluktuacji wynoszącej 2 błędy standardowe od wartości $\Sigma^-/\Sigma^+ = 2$ przy oddziaływaniach w spoczynku. Rozkłady kątowe podane na rys. 12 osobno dla Σ^- i Σ^+ (dane uśrednione w całym zakresie energii) wskazują na izotropię.

Przejdziemy teraz do rozpraszania $K^- - p$ z wymianą ładunku. Obserwowano 15 przypadków produkcji Θ_1^0 rozpadającego się na $\pi^+ + \pi^-$. Dla oceny całkowitej liczby przypadków wymiany ładunku trzeba wprowadzić poprawkę wynikającą z istnienia rozpadów $\Theta_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ i istnienia Θ_2^0 . Przy-



Rys. 11. Przekroje czynne dla reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Krzywa górną przedstawia przekrój czynny produkcji Σ^- , krzywa dolną — produkcji Σ^+ . Dane z komory pęcherzykowej z Berkeley



Rys. 12. Rozkład kątowy (w układzie środka masy) dla reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Górna krzywa odnosi się do produkcji Σ^- , dolna do Σ^+ , Kąt θ oznacza kąt emisji hiperonu Σ . Dane z komory pęcherzykowej z Berkeley

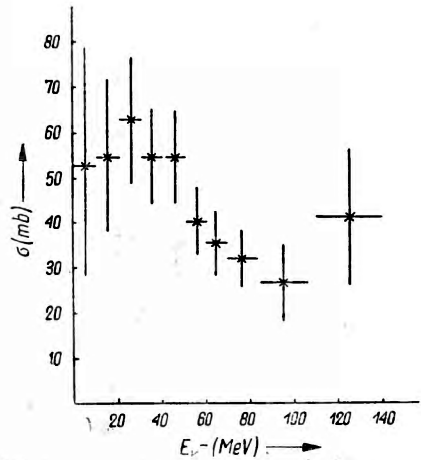
jęto, że czynnik korekcyjny wynosi 3, co odpowiada założeniu, że

$$\frac{\Theta_1^0 \rightarrow 2\pi^0}{\Theta_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-} = \frac{1}{2} \text{ i } \frac{\Theta_1^0}{\Theta_2^0} = 1. \text{ Otrzymujemy zatem całkowitą liczbę 45}$$

rozproszeń z wymianą ładunku, skąd mamy, że stosunek ilości tych rozproszeń do rozproszeń elastycznych wynosi 1/5,5, jest więc bardzo zbliżony do stosunku obserwowanego przy rozpraszaniu $K^+ - n$ (przy wyższych ener-

giach). Wartość tę należy traktować jako dolną granicę wspomnianego stosunku, ponieważ spośród 660 przypadków interpretowanych jako Λ^0 , przy dokładniejszej analizie kilka może się okazać Θ_1^0 . Obserwowane Θ_2^0 nie stanowią grupy monoenergetycznej, wynika stąd, że wszystkie rozproszenia z wymianą ładunku następowały w locie, a reakcja $K^- - p \rightarrow \bar{\Theta}^0 + n$ w spoczynku wydaje się być energetycznie zabroniona.

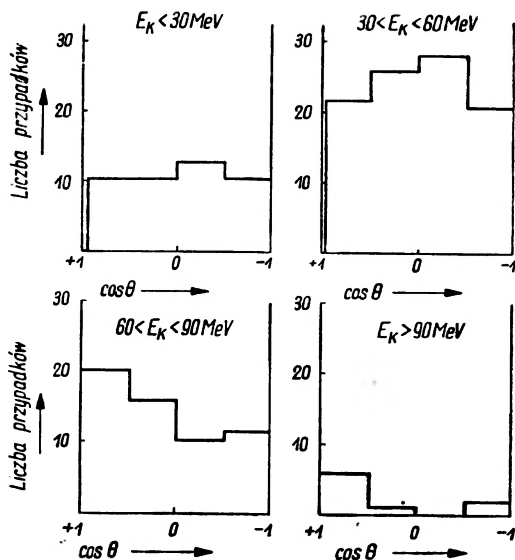
Możemy obecnie porównać omawiane wyniki z zestawieniem emulsyjnych obserwacji oddziaływań $K^- - H$. W emulsji możemy obserwować jedynie elastyczne rozproszenia $K^- - H$ oraz reakcje $K^- + H \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Na rys. 13 podany jest całkowity przekrój czynny rozpraszania elastycznego $K^- - p$ dla zakresu energii K^- (w układzie laboratorium) od 5 do 130 MeV. W zakresie 5 ÷ 30 MeV obserwujemy wzrost przekroju czynnego, następnie spadek aż do



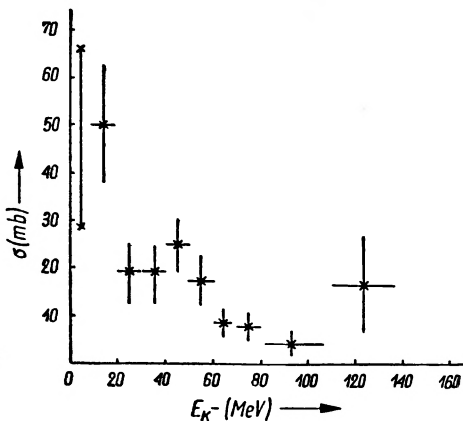
Rys. 13. Rozpraszanie elastyczne K^- na swobodnych protonach w emulsji. Całkowita ilość przypadków zebranych w różnych grupach wynosi 203

$T_K \approx 100$ MeV, po czym prawdopodobnie następuje ponowny wzrost. Na rys. 14 widzimy rozkłady kątowe rozpraszania elastycznego $K^- - p$ dla czterech przedziałów energii. W niższych przedziałach energii dane są spójne z rozkładem izotropowym, natomiast o rozkładzie przy wyższych energiach trudno powiedzieć coś pewnego, chociaż nie można nazwać błędnym stwierdzenia, że rozkład jest izotropowy. Na rys. 15 podana jest zależność przekroju czynnego reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Przy wyższych energiach zależność ta wydaje się bardzo podobna do podanej na rys. 13, przy niższych jednak energiach przekrój czynny tej reakcji rośnie dużo szybciej niż w przypadku rozpraszania elastycznego. Na rys. 16 pokazane są rozkłady kątowe Σ^\pm (w układzie środka masy) dla dwóch przedziałów energetycznych; nie można powiedzieć, że rozkłady te nie są zgodne z rozkładem izotropowym.

Podana na rys. 17 zależność stosunku Σ^-/Σ^+ od energii jest zgodna ze stwierdzeniem, że $\Sigma^-/\Sigma^+ = 2$ w przedziale 0 ÷ 20 MeV a następnie maleje do 1. Mamy więc dobrą zgodność z rezultatami otrzymanymi w komorze pęcherzykowej, jeśli te ostatnie pogrupować w takie same przedziały pędowe, jak dane emulsyjne.

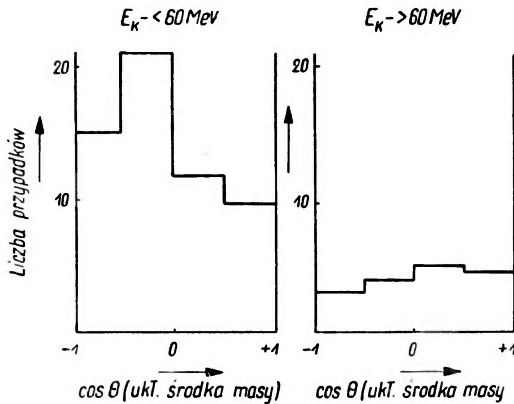


Rys. 14. Rozkład kątowy K^- z rozpraszania elastycznego na swobodnych protonach. Zestawienie danych emulsyjnych

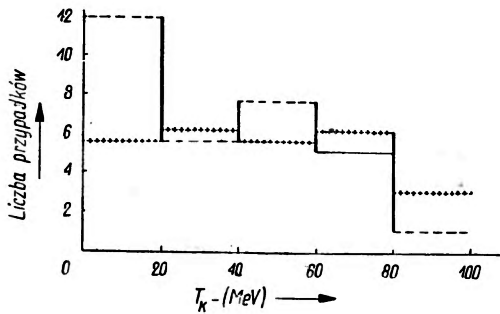


Rys. 15. Zależność od energii przekroju czynnego dla reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\pm$. Dane emulsyjne oparte na 75 przypadkach

Niestety, na podstawie tych danych nie możemy wyciągnąć żadnych pewnych wniosków o zależności wychwytu K^- w spoczynku od momentu pędu, statystyka jest bowiem zbyt mała, aby można było wierzyć, że otrzymana w komorze wartość stosunku $\Sigma^-/\Sigma^+ = 7/1$ jest słuszną dla przedziału $2 \div 10$ MeV. Na ten temat wypowie się potem D a l i z. Chciałbym podkreślić stwierdzenie, że nie mamy żadnych danych z rozprożeń elastycznych $K^- - p$ odnośnie do znaku potencjału oddziaływania.



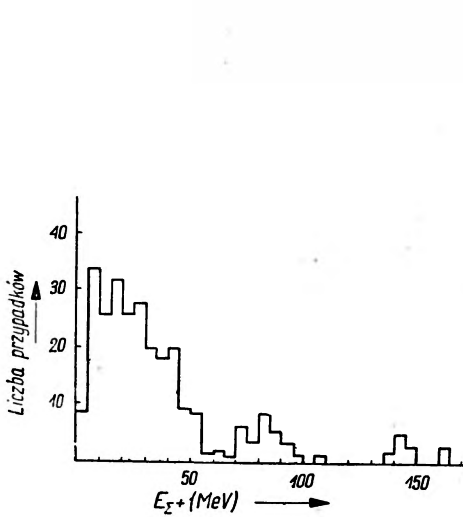
Rys. 16. Rozkład kątowy (w układzie środka masy) hiperonów Σ z reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$ przy różnych energiach. Dane emulsyjne dla oddziaływań K^- ze swobodnymi protonami



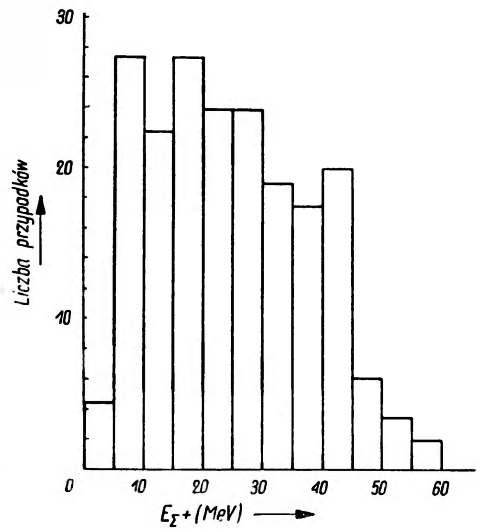
Rys. 17. Zależność stosunku Σ^-/Σ^+ od energii dla hiperonów Σ produkowanych w reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^\pm + \pi^\mp$. Na histogramie podane są ilości hiperonów Σ^- i Σ^+ . Dane emulsyjne dla oddziaływania K^- ze swobodnymi protonami

Przejdę teraz do obserwacji wychwytywów K^- przez jądra. Chciałbym tu znów powtórzyć podziękowania dla współpracowników, którzy poświęcili wiele czasu na dyskusję ze mną tego problemu i przeprosić jeszcze raz za moje traktowanie ich pracy. Wydaje mi się, że najbardziej interesujący problem oddziaływania $K^- - n$ jest bardziej jasno ujęty przez badania przy pomocy komory deuterowej. Dane emulsyjne potwierdzają jednak wyniki osiągnięte w komorze (albo vice versa — zależnie od gustu państwa), toteż zajmijmy się tym problemem. Rozporządzamy tu obszernym zestawieniem danych o wychwytach K^- w spoczynku, pochodzącym z European Collaboration Group, oraz pracą grupy z Berna o oddziaływaniach K^- w locie. Szczegółowe rozumowanie, w wyniku którego osiągnięto w tych pracach końcowe wyniki, jest dość skomplikowane i przytoczenie go wymagałoby pokazania i wyjaśnienia wielu przezroczy. Ostateczne wyniki nie są zaska-

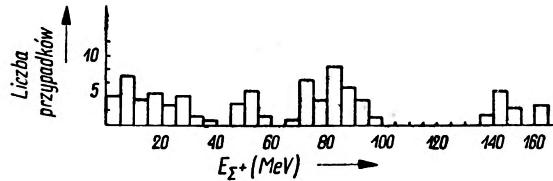
kujące a posteriori po przejrzeniu danych o reakcjach $K^- - H$ i $K^- - D$, które zostaną tu przytoczone, wydaje mi się zatem usprawiedliwione, że nie



Rys. 18



Rys. 19



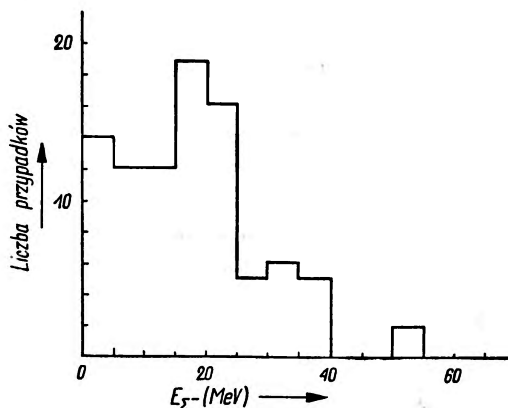
Rys. 20

Rys. 18, 19 i 20. Widma energetyczne hiperonów Σ^+ emitowanych przy wychwycie K^- (w spoczynku). Na rys. 18 podane jest widmo energetyczne wszystkich hiperonów Σ^+ , na rys. 19 — widmo hiperonów Σ^+ stowarzyszonych z mezonami π , na rys. 20 — widmo hiperonów Σ^+ emitowanych bez π . Dane emulsyjne z European Collaboration Group

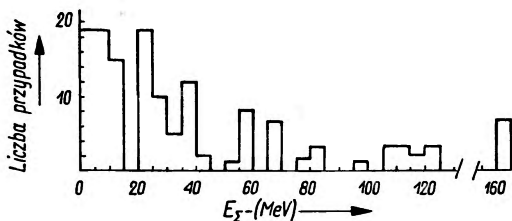
będę szczegółowo rozpatrywał tych argumentów, oprócz kilku wyjątków, które w przeszłości były błędnie pojmowane.

Pierwszy z nich dotyczy sposobu wychwyty w spoczynku. Wnioskiem z publikowanej pracy (choć nie jest on konieczny) jest, że przeważająca część wychwyty następuje przy udziale jednego nukleonu. Przeanalizowano 3023 wychwyty K^- w spoczynku zwracając szczególną uwagę na widmo energii hiperonów Σ i mezonów π^\pm emitowanych wraz z Σ . Na rys. 18 podane jest widmo energetyczne wszystkich hiperonów Σ^+ , na rys. 19 — widmo Σ^+ , których emisji towarzyszyła emisja π^- a na rys. 20 — widmo

Σ^+ , którym nie towarzyszyły π^- . Obcięcie widma przy $T_\Sigma = 60$ MeV odpowiada temu, czego spodziewamy się dla reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ przy



Rys. 21



Rys. 22

Rys. 21 i 22. Widma energetyczne hiperonów Σ^- emitowanych podczas wychwytów K^0 (w spoczynku). Na rys. 21 — widmo Σ^- , którym towarzyszyły mezony π na rys. 22 — widmo Σ^- emitowanych bez π . Dane emulsyjne z European Collaboration Group.

założeniu, że nukleony mają pęd Fermiego dochodzący do 240 MeV/c. Hiperony o wyższych energiach mogą powstawać jedynie w reakcjach, w których K^- jest chwytyany przez bardziej masywne centra i w których dla zachowania pędu nie potrzeba mezonu π . Podobną sytuację mamy w przypadku hiperonów Σ^- (rys. 21 i 22). Dane te wskazują, że tylko niewielka liczba wychwytów nie należy do wychwytów przez jeden nukleon. Odnosząc wszystkie hiperony z energią powyżej 60 MeV do wychwyty wielonukleonowego otrzymujemy dolną granicę ilości tych wychwytów = 15%, natomiast bardziej szczegółowa analiza całego widma energetycznego hiperonów emitowanych wraz z π i bez nich daje bardziej rozsądną wartość — 30%.

Następne zagadnienie — to obszar, w którym następuje wychwyt. Możemy podejść do tego zagadnienia w dwojaki sposób. Po pierwsze, można porównać energie wzbudzenia przy wychwycie K^- dla gwiazd w locie

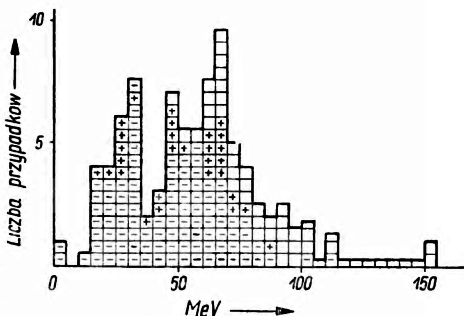
i gwiazd w spoczynku. Okazuje się, że liczba przypadków, w których w oddziaływaniach w locie produkowany jest tylko hiperon Σ lub para $\Sigma + \pi$ nie ma natomiast żadnych torów cząstek trwałych, wynosi około $1/3 - 1/4$ ilości takich przypadków znajdujących wśród oddziaływań w spoczynku. Ten fakt zdaje się wskazywać, że mezony π produkowane wraz z Σ w oddziaływaniach w locie ulegają częstemu rozpraszaniu nieelastycznemu i są częściej absorbowane, niż mezony produkowane w oddziaływaniach w spoczynku. Wydaje się zatem, że przy oddziaływaniach w locie droga mezonu wewnątrz jądra jest dłuższa. Można stąd wyciągnąć wniosek, że absorpcja mezonu K^- w locie odbywa się przeważnie w całej objętości jądra, podczas gdy oddziaływanie w spoczynku zachodzi raczej na powierzchni jądra. Ścisłej mówiąc, dane te odnoszą się jedynie do wychwytyń przez pojedynczy nukleon.

Dodatkowy wniosek, który potwierdza powyższy pogląd, wynika z wyliczeń współczynnika absorpcji π dla wychwytyń K^- w spoczynku. Jeśli chodzi o mezony π^- , współczynnik ten ocenia się przez porównanie liczby Σ^+ z $E < 60$ MeV, emitowanych łącznie z mezonami π i bez nich. Tak ocenione prawdopodobieństwo absorpcji wynosi $0,09 \pm 0,03$, przy czym wartość tę należy uważać za dolną granicę, ponieważ istnieje możliwość obciążenia doświadczalnego (faworyzowanie Σ emitowanych łącznie z π). Nie można zastosować powyższej procedury do wyznaczenia prawdopodobieństwa absorpcji mezonów π^+ , bowiem wynik będzie się odnosił łącznie do π^+ i π^0 ze względu na to, że hiperony Σ^- pochodzą zarówno z reakcji $K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$ jak i $K^- + n \rightarrow \Sigma^- + \pi^0$. Porównując Σ^- o energii < 60 MeV, emitowanych łącznie z π i bez nich, znajdujemy $P_{\pi^+, \pi^0} = 0,34 \pm 0,14$. Gdyby wychwyty następował w całej objętości jądra można by się spodziewać $P_{\pi^-} \geq 0,5$; dane doświadczalne wskazują zatem na to, że wychwyty następuje na powierzchni (jeżeli założymy, że $P_{\pi^+} = P_{\pi^-}$, to $P_{\pi^0} = 0,7$). Nie można przeprowadzić podobnego rozumowania jeśli chodzi o wychwyty wielonukleonowy, wydaje się jednak, że najprawdopodobniej jest to również zjawisko powierzchniowe (przewidywania teoretyczne).

Następne zagadnienie to badanie widm energetycznych mezonów π oraz stosunku π^-/π^+ jako funkcji energii. Dane dotyczące tego stosunku są zebrane w tabeli 2. Wydaje się, że pozostaje on stały w różnych zakresach energii i wynosi około 4.

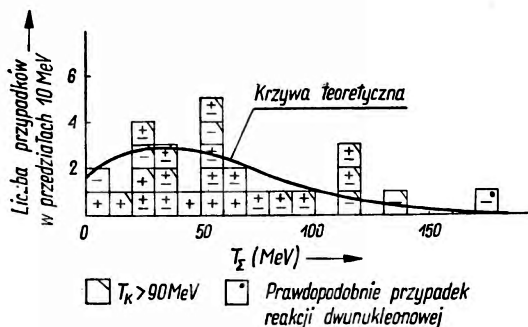
Na stosunek π^-/π^+ wpływają: absorpcja π , intensywność oddziaływania $K^- - N$ oraz konkurencja różnych końcowych stanów reakcji, w których produkowane są π^- i π^+ . Można by powiedzieć, że w tym stosunku uprzywilejowane są stany $\Sigma^+ \pm \pi^-$ z reakcji $K^- - p$ oraz Σ^0 (lub Λ^0) + π^- z reakcji $K^- - n$. W szczegółowej interpretacji, która jest bardzo uciążliwa,

do stosunków π^-/π^+ i Σ^-/Σ^+ wprowadza się pewne poprawki (uwzględnienie absorpcji). Poprzednio porównywano często stosunek $\Sigma^-/\Sigma^+ \approx 0,8$ obserwowany w emulsjach ze stosunkiem $\pi^-/\pi^+ \approx 4$ z wodorowej komory pęcherzykowej i mówiono, że istnieje tu zasadnicza niezgodność. Wydaje się jednak jasne, że takie postępowanie jest niesłuszne, ponieważ wychwyty odbywa się w jądrze i nie można się spodziewać zgodności powyższych stosunków, jeśli względne prawdopodobieństwa stanów końcowych zależą od pędu (zwróciła na to uwagę grupa berneńska). Można zatem wnosić, że amplitudy przejść zależą od pędu i nie ma w rzeczywistości niezgodności między znanymi danymi (Tripp poda argumenty przemawiające za częstą produkcją Λ^0 w wychwytach $K^- - n$).



Rys. 23. Widmo energetyczne mezonów π emitowanych przy wychwycie mezonów K^- w spoczynku. Dane emulsyjne zebrane przez grupę z Berna

Kształt widma energetycznego π jest bardzo ważny dla rozstrzygnięcia zagadnienia bezpośredniej produkcji Λ^0 (przy oddziaływaniu w spoczynku,



Rys. 24. Widmo energetyczne hiperonów Σ^+ produkowanych w oddziaływaniach w locie mezonów K^+ z jądrami emulsji. Krzywa teoretyczna została otrzymana przy założeniu, że oddziaływanie następuje z pojedynczym nukleonem gazu Fermiego (dla $T_K = 110$ MeV). Dane według grupy z Berna

mezony o energii > 90 MeV mogą pochodzić tylko z reakcji bezpośredniego tworzenia Λ^0 . Gilbert i White opierają się na wniosku z komory pęcherzykowej, który mówi, że bezpośrednia produkcja Λ^0 jest rzadka i starają się wytłumaczyć obecność π o energii > 90 MeV przez istnienie przyciągającego potencjału jądrowego dla Σ . Można jednak wątpić w słuszność ich modelu. Sądzę, że na podstawie widma energetycznego nie można wykluczyć możliwości bezpośredniej produkcji w pewnym procencie oddzia-

ływań. Na rys. 23 podane są wyniki otrzymane przez grupę z Berna; mają one mniej obciążeń niż wyniki European Collaboration Group.

Przejdźmy teraz do wychwytywów K^- w locie. Najbardziej uderzającym wnioskiem otrzymanym przez grupę berneńską jest wzrost stosunku π^-/π^+ w oddziaływaniach w locie oraz przesłanki o bardzo małym procencie wychwytywów wielonukleonowych. Na rys. 24 pokazane jest widmo energetyczne hiperonów Σ obserwowanych w oddziaływaniach K^- - nukleon

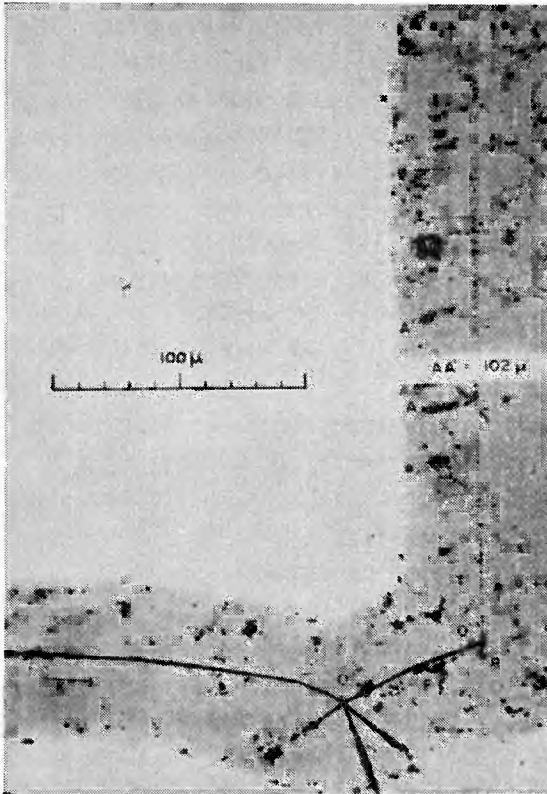
Tabela 2
Stosunek π^-/π^+ przy wychwytywach K^- w spoczynku

Energia (MeV)	European Coll. Group		Bern		Razem	
	π^+	π^-	π^+	π^-	π^+	π^-
0 — 30	19	95	7	24	26	119
30 — 60	19	70	10	48	29	118
60 — 90	6	22	13	25	19	47
90 — 115				2		2
Średnie dane						
Energia (MeV)			Stosunek π^-/π^+			
0 — 30			4,6 ± 0,9			
30 — 60			4,1 ± 0,8			
60 — 90			2,5 ± 0,6			

i dla porównania wynik wyliczeń opartych na założeniu, że K^- (o energii kinetycznej = 110 MeV) oddziałuje z fermiowskim gazem nukleonów. Widmo doświadczalne zostało otrzymane z 415 oddziaływań K^- o energiach 0 ÷ 150 MeV. Wzrost stosunku π^-/π^+ wydaje się świadczyć o tym, że ze wzrostem energii wzrasta częstość bezpośredniej produkcji Λ^0 ; można jednak tłumaczyć ten fakt w inny sposób, a mianowicie przez zmniejszanie się stosunku $\frac{\Sigma^- \pi^+}{\Sigma^+ \pi^-}$ ze wzrostem energii. W każdym razie wynik ten jasno wskazuje na zależność prawdopodobieństwa tych procesów od pędu.

Zajmijmy się teraz oddziaływaniami hiperonów. Dysponujemy tu obserwacjami 130 oddziaływań $\Sigma^- - p$ w spoczynku, pochodzącymi z wodorowej komory pęcherzykowej z Berkeley. 76 Λ^0 wyprodukowanych w tych oddziaływaniach (bądź bezpośrednio, bądź poprzez Σ^0) rozpadło się w komorze na p i π^- . Pozostałe 54 hiperony Λ^0 opuściły komorę, albo też rozpadły się na cząstki neutralne. Na podstawie 5 przypadków oddziaływań Σ^- w locie można ocenić przekrój czynny tego oddziaływania ~ 130 mb dla przedziału energii $1 < T^2 < 14$ MeV. W trzech spośród tych przypadków wyprodukowana została Λ^0 , dwa pozostałe to przypadki Σ^0 . Rozproszenie

elastyczne było obserwowane tylko raz. W 48 spośród 73 przypadków produkcji Λ^0 w oddziaływaniach $\Sigma^- - p$ w spoczynku Λ^0 miały jednakowy pęd $P_{\Lambda^0} = 288 \text{ MeV}/c$. Te przypadki można przypisać reakcji $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n$. W pozostałych przypadkach pęd Λ^0 wahał się w granicach od 33



Rys. 25. Produkcja i rozpad hiperfragmentu $\Lambda \text{He}^{4,5}$. Rozpad zachodzi według schematu $\Lambda \text{He}^4 \rightarrow \pi^0 + \Lambda \text{He}^4$ lub też $\Lambda \text{He}^{4,5} \rightarrow \Lambda \text{He}^{3,4} + n + \pi^0$. Przypadek znaleziony w grupie Chicago (EFINS)

do 130 MeV/c, były to zatem produkty reakcji $\Sigma^- + p \rightarrow \Sigma^0 + n$. Wprowadzając poprawkę na ucieczkę z komory otrzymujemy $\Sigma^0/\Sigma_0 + \Lambda^0 = 0,34 \pm 0,05$ (dla fali s współczynnik przestrzeni fazowej wynosi 0,26, a dla fali p jest jeszcze mniejszy).

Jeżeli Σ^0 ma spin $\frac{1}{2}$, to widmo energii Λ^0 pochodzących z rozpadu $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ powinno być rozkładem prostokątnym z granicami zależnymi od wartości masy Σ^0 . Analiza widma doświadczalnego daje $1184,5 \text{ MeV} < M_{\Sigma^0} < 1191,9 \text{ MeV}$. Funkcja wiarygodności oparta na 25 przypadkach ma bardzo wysokie maksimum przy górnej granicy tego przedziału i spada bardzo szybko przy przejściu do mniejszych wartości M_{Σ^0} (już przy warto-

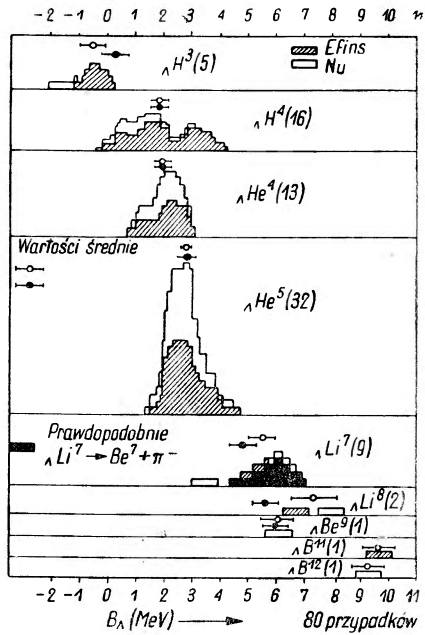
ści 1190 MeV zmniejsza się stokrotnie). Dzielać omawiane 25 przypadków według energii Λ^0 na trzy przedziały energetyczne, otrzymujemy w poszczególnych przedziałach odpowiednio 5, 11 i 9 przypadków. Nie ma więc zasadniczej niezgodności z założeniem rozkładu prostokątnego i można stwierdzić, że nic nie przeczy przypuszczeniu, że spin $\Sigma^0 = \frac{1}{2}$.

Jeśli chodzi o emulsje, to mamy tu zarówno bezpośrednie obserwacje oddziaływań hiperonów Σ w locie jak i oceny absorpcji Σ w materii jądrowej. W European Collaboration Group obserwowano dwa przypadki oddziaływania w locie cząstki o masie bliskiej masie nukleonu, wyprodukowanej w oddziaływaniu K^- . Można stąd ocenić średnią drogę swobodną w emulsji na około 34_{-17}^{+84} cm (średnia droga geometryczna wynosi 27 cm). Porównując ilości gwiazd K^- , w których emitowane są Σ i π oraz gwiazd, w których znajdujemy tylko π , możemy ocenić prawdopodobieństwo absorpcji Σ w podobny sposób, jak to robiliśmy poprzednio dla π . Okazuje się, że $P_{\Sigma^-} = 0,54 \pm 0,10$ oraz $P_{\Sigma^+\Sigma^0} = 0,65 \pm 0,05$. Trzeba zauważyć, że w wynikach tych przejawia się wpływ pola kulombowskiego. Zbliżone wyniki zostały uzyskane przez grupę berneńską w czasie analizy oddziaływań K^- w locie. Jeśli weźmiemy pod uwagę, że hiperony Σ są najprawdopodobniej produkowane blisko powierzchni jądra i wobec tego ich droga w jądrze jest na ogół mała, możemy sądzić, że powyższe dane wskazują na bardzo silne oddziaływanie Σ z materią jądrową.

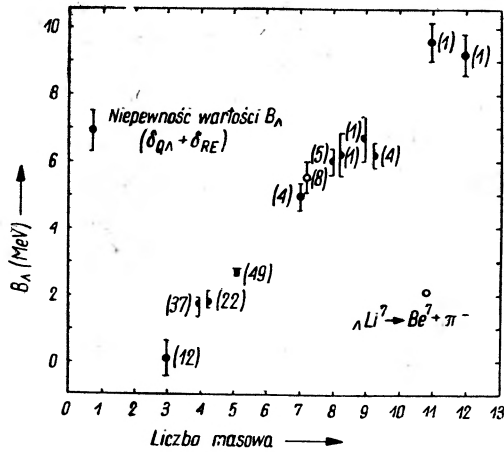
Jeśli chodzi o oddziaływania hiperonów Λ^0 , to przede wszystkim rozporządząmy tu danymi dotyczącymi hiperfragmentów. Mamy oprócz tego dwie obserwacje pochodzące z wodorowej komory pęcherzykowej z Berkeley, odnoszące się do bardzo energetycznych Λ^0 ($P_{\Lambda^0} = 700$ MeV/c) wytworzonych w reakcjach $\pi^- + H$, hiperony te dają reakcje wymiany ładunku: $\Lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$.

Dane dotyczące hiperfragmentów pochodzą od grupy z Chicago oraz od współpracujących grup Chicago i North Western University (EFINS-NU). W grupie Chicago znaleziono hiperfragment rozpadający się według schematu ${}_{\Lambda}He^4 \rightarrow \pi^0 + {}_{\Lambda}He^4$ lub też ${}_{\Lambda}He^{4.5} \rightarrow \pi^0 + {}_{\Lambda}He^{3.4} + n$. We współpracujących grupach EFINS-NU szukano mezonowych rozpadów hiperfragmentów wyprodukowanych w oddziaływaniach K^- . Na ogólną liczbę 39 000 wychwyków K^- znaleziono 280 hiperfragmentów rozpadających się mezonowo, a z tej liczby 130 zostało już przeanalizowanych. Zdolność hamującą emulsji wyznaczano na podstawie rozpadów $\Sigma^+ \rightarrow p$, $\pi \rightarrow \mu$ oraz w niektórych przypadkach na podstawie niezależnych pomiarów gęstości. Przypadki podzielono na trzy grupy: 1) rozpady na dwa ciała typu ${}_{\Lambda}(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + \pi^-$, czyli tzw. przypadki π — recoil, 2) rozpady na trzy ciała typu ${}_{\Lambda}(Z, A) \rightarrow (Z, A - 1) + \pi^- + p$, czyli tzw. przypadki π — p—re-

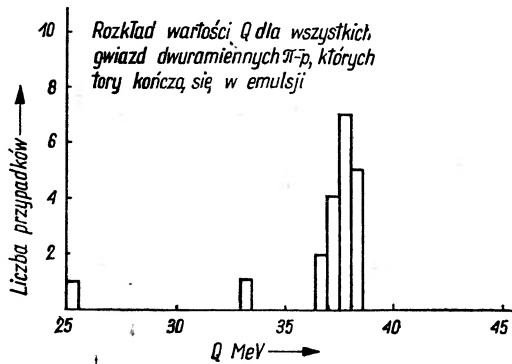
coil, oraz 3) rozpadu na wiele ciał z emisją neutronów. Do pierwszej grupy zaliczono przypadki kolinearne, do drugiej — koplanarne, przy czym P_{recoil} wyznaczano z prawa zachowania pędu. Rozpady zostały przeanalizowane przez mózg elektronowy, któremu wydano instrukcje co do możliwych granic błędu poszczególnych parametrów. Rozpad nazywano jednoznacznym, jeśli pędy równoważyły się (w granicach błędu) tylko przy jednym, jedynym przypisaniu identyczności poszczególnym torom. Wyniki są przedstawione na rys. 26. Dla porównania przytoczone są także rezultaty podane w zestawieniu opracowanym przez Levi-Settiego i współpracowników (zakreskowane) które były przeliczone przy założeniu $Q_{A^0} = 37,22 \pm 0,2$ MeV. Zestawienie wszystkich danych pokazane jest na rys. 27 w formie zależności energii wiązania B_A od liczby masowej A . Fakt, że w przypadku ${}^A_H^3$ otrzymujemy $B_A < 0$, wskazuje na możliwość systematycznego błędu wartości Q_{A^0} . W związku z tym na rys. 28 podane są wyniki analizy gwiazd dwuramiennych $\pi^- - p$, znalezionych w grupie John Hopkins w emulsjach naświetlonych mezonami K^- . Wstępna wartość Q_{A^0} wynosi $37,5 \pm 0,3$ MeV, jest więc większa od uprzednio przyjmowanej o około 0,3 MeV. Wszystkie wartości B_A zwiększą się zatem o około 0,3 MeV, co wystarczy już aby dla ${}^A_H^3$ było $B_A > 0$. Dodatkową wskazówką odnośnie powiększenia Q_{A^0} stanowi wynik pracy wykonanej na Pic du Midi przez grupę z Ecole Polytechnique; Otrzymano tam $Q_{A^0} = 37,9 \pm 0,4$ MeV. Należy podkreślić, że przypadki ${}^A_{Li}^7 \rightarrow \pi^- + {}^A_{Be}^7$ nie mogą być błędnie interpretowane jako rozpadu ${}^A_{He}^6$, ponieważ średnia długość torów odskoku jest w obu przypadkach różna. Przypadki, które dawniej zaliczano do rozpadów ${}^A_H^{2,3}$, obecnie okazują się jednoznacznymi rozpadami ${}^A_H^3$; wydaje się, że ${}^A_H^2$ nie istnieje. Ponieważ nie obserwowano ani jednego przypadku ${}^A_{He}^3$, hiperfragment ${}^A_H^3$ jest singletem izotopowym.



Rys. 26. Energie wiązania A^0 (B_A) w lekkich hiperfragmentach. Dane uzyskane przy współpracy grupy Chicago (EFINS) i Northwestern University



Rys. 27. Zależność energii wiązania hiperonu Λ^0 (B_Λ) w hiperfragmentach od liczby atomowej A . Wykres opracowano na podstawie światowego zestawienia hiperfragmentów (Levi Setti i wsp.) oraz przypadków znalezionych przy współpracy Chicago EFINS i Northwestern University



Rys. 28. Wartość Q dla hiperonu Λ^0 . Wartości Q obliczone dla gwiazd dwuramiennych π - p , znalezionych w emulsjach naświetlonych mezonami K^- . Dane według grupy John Hopkins

Lista osób, które dostarczyły danych do referatu Kaplona
Oddziaływania K^+ :

Padwa: N. Dallaporta, M. Grilli, L. Guerriero, M. Merlin, Z. O'Friel,
G. A. Salandin.

Getynga: B. Secchi-Zorn, G. T. Zorn.

Bristol: D. Evans, F. Hassen, K. K. Nagpaul, M. Shapi.

U.C.L.A.: E. Helmy, S. H. Mulvey, D. J. Prowse, D. H. Stonk.
Dublin: D. Keefe, A. Kernan, A. Montwill.

Bolonia: R. Gessaroli, S. Giamauzzi, C. Marchi, A. Quareni-Vignudelli,
G. Quareni.

Oddziaływania K^0 :

Wisconsin: U. Camerini, W. F. Fry.

Padwa: M. Baldo-Ceolin, H. Huzita, S. Natali.

Oddziaływania K^- :

Berkeley: W. H. Barkas, P. C. Giles, H. H. Heckmann, F. W. Inman, C. J. Mason, F. M. Smith.

Berno: E. Lohrmann, M. Nikolic, M. Schneeberger, P. Waloschek, H. Winzeler.

Brookhaven: J. Hornbostel, G. T. Zorn.

Berkeley: F. W. Webb, E. L. Iloff, F. H. Featherstone, W. W. Chupp, G. Goldhaber, S. Goldhaber.

Illinois: G. Ascoli, R. D. Hill, T. S. Yoon.

Livermore: F. C. Gilbert, C. E. Violet, R. S. White.

Naval Research Laboratory: R. G. Glasser, N. Seeman, G. Snow.

Uppsala: G. Ekspong.

Współpracujące grupy z Bolonii, Getyngi, Paryża i Pary: W. Alles, N. N. Biswas, M. Ceccarelli, R. Gessaroli, G. Quareni, Göing, K. Gottstein, W. Püschel, J. Tietge, G. T. Zorn, J. Crussard, J. Hennessy.

European Collaboration: G. Alexander, M. Bacchella, B. Bhomwik, A. Bonetti, E. H. S. Burshop, D. H. Davis, C. Dilworth, D. Evans, D. Falla, M. Grilli, L. Guerriero, F. Hassan, R. H. W. Johnston., A. A. Kamal, D. Keefe, R. C. Kumar, W. B. Lasich, L. Scarsi, L. von Lindern, M. Merlin, K. K. Nagpaul, G. Occhialini, C. O'Ceallaigh, D. J. Prowse, M. Rene, A. Salandin, M. A. Shakaut, F. R. Stannard.

Berkeley (komora pecherzykowa): L. W. Alvarez, H. Bradner, P. Falk-Vairant, J. D. Gow, A. H. Rosenfeld, F. T. Solmitz, R. D. Tripp.

Hiperfragmenty:

Chicago (EFINS): R. Ammar, R. Levi Setti, W. Slater, V. Telegdi.

Northwestern: S. Limentani, P. Schlein, P. Steinberg.

Wartość Q_A^0 :

John Hopkins: J. Pevsner.

Ecole Polytechnique — Pic du Midi: C. D'Andlau, R. Armenteros, A. Astier, H. C. de Staebler, B. P. Gregory, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, C. Peyrou, J. H. Tinlot.

Dyskusja

Treiman: Niejasna jest dla mnie sprawa stosunku Σ^-/Σ^+ . Były podawane liczby dla wychwytywów K^- w wodorze w spoczynku i w locie oraz dla wychwytywów w emulsjach. Dane dla wychwytywów w spoczynku pochodzące z emulsji i komory są ze sobą zgodne, ale nie zgadzają się z danymi dla wychwytywów w locie. Chciałbym się dowiedzieć, jak można rozróżnić, z którego stanu następuje wychwyty: z S , P , czy z obu.

Kaplon: Dotychczasowe dane nie pozwalają na wyciągnięcie żadnego pewnego wniosku. Można rozumować w następujący sposób: jeżeli uwierzmy w dane z komory pęcherzykowej z Berkeley, które wskazują, że stosunek Σ^-/Σ^+ wzrasta przy bardzo małych energiach a potem z powrotem maleje do wartości 1:1, można wnioskować, że przy niskich energiach mamy czyste fale S ; ponieważ przy wyższych energiach mamy stosunek 1:1, to wartość 2:1 obserwowana przy wychwytywach w spoczynku wskazuje, że wychwyty następuje z mieszanki stanów S i P . Myślę, że byłoby niebezpiecznie wyciągać takie wnioski. Ważne jest, że jeżeli uśrednimy dane z Berkeley w tych samych przedziałach energetycznych co dane o oddziaływaniach $K^- - H$ obserwowanych w emulsjach, otrzymujemy zupełną zgodność. Z danych tych wynika, że przy niższych energiach (do ~ 20 MeV) stosunek Σ^-/Σ^+ wynosi 2:1.

Gatto: Chciałbym się dowiedzieć, czy przy wyliczaniu częstości występowania wychwytywów wielonukleonowych, które doprowadziły do wartości 30%, były czynione jakieś założenia o parzystości K .

Kaplon: Nie, nie były. Dodatnią cechą wyników pochodzących od współpracujących grup europejskich jest to, że były one otrzymane z obserwacji i przy ich analizie nie używano zasadniczo żadnego modelu.

Gatto: Częstości poszczególnych typów wychwytywów mogą dość silnie zależeć od parzystości K . Ilość wychwytywów wielonukleonowych może być większa dla K pseudoskalar nego niż dla K skalar nego.

Peyrou: W jaki sposób były identyfikowane mezony K^- w przypadkach rozpraszania elastycznego obserwowanych w komorze — czy na podstawie kinematyki, czy jonizacji?

Kaplon: Powiedziano mi, że K^- były identyfikowane na podstawie i jonizacji i kinematyki.

Tłumaczył Andrzej Wróblewski

R. D. Tripp

University of California Radiation Laboratory
Berkeley

Oddziaływania K^- w deuterze*

Chciałbym poświęcić kilka minut na opisanie doświadczenia przeprowadzonego kilka tygodni temu przy pomocy bevatronu. W doświadczeniu tym badano oddziaływania mezonów K^- z deuterem, używając 38-cm komory grupy Alvarez'a. Brały w nim udział te wszystkie osoby, które wymieniał Kaplan w związku z oddziaływaniami $K^- - P$. Wychwyt $K^- - D$ jest dla fizyków dziwnych cząstek interesujący z wielu powodów. Jeden z nich to możliwość produkcji hiperfragmentów o $A = 2$, drugi to sprawdzenie niezależności sił od ładunku, a trzeci — możliwość badania oddziaływania $K^- - \text{neutron}$.

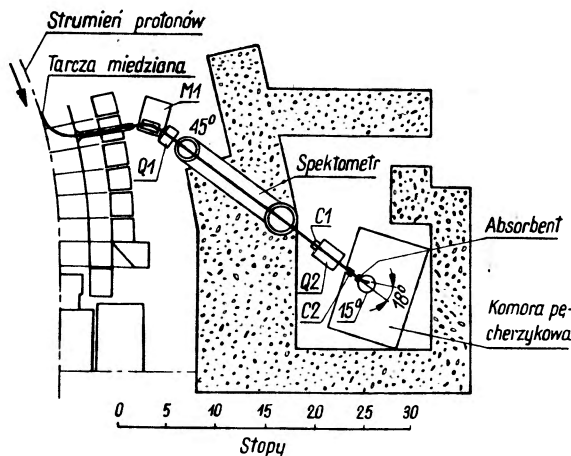
Obserwowaliśmy dotąd około 1500 oddziaływań K^- w deuterze. Nie mieliśmy na razie czasu na dokładne przeanalizowanie tych przypadków i tylko część z nich została sklasyfikowana na podstawie przybliżonych rozważań (dokładna analiza jest obecnie w toku). Dane, które przedstawię, są więc tylko wstępne, sądzimy jednak, że są wystarczająco wiarygodne, aby zasługiwały na zreferowanie.

W doświadczeniu używano tej samej komory co przy badaniu oddziaływań K^- w wodorze, z tą różnicą, że obecnie została ona wypełniona deuterem. Warunki pracy były podobne jak w poprzednim doświadczeniu, korzystano również z tego samego strumienia K^- . Strumień ten wykorzystywano również w eksperymentach z antyprotonami, dlatego też dla osób zainteresowanych pokażę schemat urządzenia, w którym jest on otrzymywany.

Pole bevatronu wydziela ze strumienia cząstek ujemnych cząstki o prędkości 450 MeV/c. Dyspersję strumienia powstającą przy pierwszym zakrzywieniu kanału usuwa się ponownie przy użyciu pola. Strumień przechodzi następnie przez elektrostatyczny separator Murraya, w którym mezony π zostają odchyłone na zewnątrz, a mezony K^- przechodzą nieodchyłone. Separator ten stanowi długi walec z radialnym polem elektrycznym i prosto-

* Referat wygłoszony podczas VI sesji (Oddziaływania cząstek dziwnych) Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii w Genewie, w dniu 3.VIII.1958 r. Tłumaczenia drukujemy za zgodą wydawnictwa Materiałów z Konferencji: 1958 *Annual International Conference on high physics at CERN*.

padłym polem magnetycznym, które jest wytwarzane przez prąd płynący wzdłuż przewodnika umieszczonego w środku walca. Mezony K^- są następnie ogniskowane przez kwadropole, przechodzą przez bardzo małe okienko i wpadają do komory. Stosunek cząstek wyeliminowanych przez analizatory do tych, które przeszły do komory wynosi 650; mimo to na 1 tor K^- w komorze przypada 70 torów tła (przeważnie mezonów μ^-).



Schemat aparatury do badania oddziaływań K^- w wodrze i deuterze w 36-centymetrowej komorze pęcherzykowej (Berkeley)

Mezony K^- są identyfikowane w komorze prawie bezbłędnie na podstawie charakterystycznej krzywizny toru i dużej jonizacji. W wielu przypadkach identyfikacja jest potwierdzona przez rozpad hiperonu wyprodukowanego w oddziaływaniu K^- .

Dotychczas sklasyfikowaliśmy 274 mezony K^- . Wyniki są zestawione w tabeli 1. Liczba „rozpadów” K^- jest zgodna z czasem życia mezonów K^- . Liczba obserwowanych przypadków została nieco poprawiona ze względu na reakcje $K^- - D$, które czasem wyglądają jak rozpady K^- .

Przypadki oznaczone Σ^\pm oznaczają te hiperony Σ , których tory są tak krótkie, że nie można rozróżnić, czy mezon π pochodzi z ich rozpadu, czy też z oddziaływania K^- . Symbol Y^0 oznacza Λ^0 lub Σ^0 .

W przypadkach $Y^0 - \pi^- - p$ będziemy mogli rozróżnić przypadki z Λ^0 i z Σ^0 na podstawie pomiarów, natomiast w przypadku $Y^0 - \pi^0 - n$ rozróżnienie nie będzie zupełne ze względu na nakładanie się widm energii.

Oznaczenie K_e odnosi się do przypadków, w których mamy przeważnie $Y^0 - \pi^0 - n$. Znaleźliśmy tylko jeden czysty przypadek wychwytu nie-mezonowego. Możliwe, że przy dokładnych pomiarach znajdziemy jeszcze kilka, ale wydaje się, że ich liczba jest bardzo mała, tak jak to się przewidyuje teoretycznie.

Tabela 1

Oddziaływania K^- z deuterem (dane z komory pęcherzykowej)

Stan końcowy	Ilość obserwowanych przypadków
„Rozpad K^- ”	37
$\Sigma^\pm + \pi^\mp + n$.
oraz $\Sigma^\pm \rightarrow \pi^\pm + n$	12
$\Sigma^+ + \pi^- + n$.
oraz $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$	21
$\Sigma^+ + \pi^- + n$.
oraz $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 + p$	17
$Y^0 + \pi^0 + n$.
oraz $Y^0 \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	48
$Y^0 + \pi^- + p$.
oraz $Y^0 \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$	30
$Y^0 + \pi^- + p$.
oraz $Y^0 \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow \pi^0 + n$	18
$\Sigma^- + \pi^0 + p$.
oraz $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$	7
$\Sigma^- + \pi^+ + n$.
oraz $\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$	43
$\Sigma^- + \pi^+ + n$.
oraz $\Sigma^- + D \rightarrow Y^0$.
oraz $Y^0 \rightarrow \Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$	4
$\Sigma^- + \pi^+ + n$.
oraz $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0$	2
K^0	33
$\bar{\Theta} + n + n$.
oraz $\bar{\Theta} \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	1
$\Lambda^0 + n$.
oraz $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$	1

Wśród naszych przypadków nie mamy żadnych przykładów produkcji hiperfragmentów. Możliwe są trzy rodzaje hiperfragmentów: ($\Sigma^0 - n$), ($\Lambda^0 - n$) oraz ($\Lambda^0 - p$), przy czym dwa ostatnie wydają się być wykluczone ze względu na energię wiązania $B < 0$ (ekstrapolacja zależności B_Λ od A z rys. 27 s. 54). Jeśli chodzi natomiast o hiperfragment ($\Sigma^- - n$), to według Paisa i Treimana, przy energii wiązania > 100 keV istnieje duże

prawdopodobieństwo tworzenia tego związku w wychwycie K^- , zarówno dla wychwyty ze stanu S jak i stanu P , dla pseudoskalarnych lub skalar-nych K . Między 54 przypadkami $\Sigma^0 - \pi^+ - n$ nie widać jednak kandydatów na hiperfragmety ($\Sigma^- - n$), skąd wypływa wniosek, że albo energia wiązania jest niezwykle mała, albo też ten hiperfragment w ogóle nie istnieje. Nie znaleźliśmy także ani jednego przypadku hiperfragmentu (Λ^0 -nukleon) mimo przejrzania porównywalnej ilości oddziaływań.

Układ $K^- - D$ jest początkowo czystym stanem $T = \frac{1}{2}$, toteż można napisać szereg związków wiążących różne możliwe stany końcowe układu. Wymaga to zawsze rozróżnienia przypadków z Λ^0 i Σ^0 , czego nie możemy dokonać bez dokładnej analizy. Na szczęście możemy tak skombinować te związki, aby występowała w nich tylko suma $\Lambda^0 + \Sigma^0$.

Dwa związki podane poniżej powinny być sobie równe jeśli przy produkcji Σ i Λ zachowany jest spin izotopowy. W granicach błędu równość ta jest spełniona.

Związki te wyglądają następująco (przyjmowano, że rozpady Λ^0 na p i π^- stanowią $0,60 \pm 0,04$ wszystkich rozpadów Λ^0):

$$\frac{1}{2} [R(\Sigma^+ + \pi^- + n) + R(\Sigma^- + \pi^+ + n) + R(\Sigma^0 + \pi^- + p) + R(\Lambda^0 + \pi^- + p)] = \\ = 75 \pm 4$$

$$R(\Sigma^- + \pi^0 + p) + R(\Sigma^0 + \pi^0 + n) + R(\Lambda^0 + \pi^0 + n) = 87 \pm 13.$$

Zakładając zachowanie spinu izotopowego i przyjmując prymitywne przybliżenie pędowe (bez interferencji między oddziaływaniami $K^- - p$ i $K^- - n$), możemy przejść od tabeli 1 do następujących wniosków:

	Oddziaływania w deuterze (całkowite ilości)	Oddziaływania w wodorze (względne ilości)
$K^- + p \rightarrow \Sigma^-$	54	8
$\rightarrow \Sigma^+$	44	4
$\rightarrow \Sigma^0$	58	4
$\rightarrow \Lambda^0$	22	1
	178	
$K^- + n \rightarrow \Sigma^-$	7	
$\rightarrow \Sigma^0$	7	
$\rightarrow \Lambda^0$	43	
	47	

Tak więc przy tym przybliżeniu:

1) Częstości produkcji różnych hiperonów przy wychwycie K^- w deuterze różnią się znacząco od częstości obserwowanych przy wychwytych w wo-

dorze. Przyczyną tego mogą być różnice w stanach momentu pędu podczas wychwyty.

2) Wychwyty przez proton są trzy razy częstsze niż wychwyty przez neutron.

Dyskusja

Y a m a g u c h i: W jaki sposób można rozróżnić w deuterze wychwyty przez proton i wychwyty przez neutron?

T r i p p: Jeżeli obserwujemy wychodzący proton, sądzimy, że wychwyty nastąpił na neutronie; jeżeli nie widzimy protonu, mówimy, że jest to wychwyty przez proton.

Y a m a g u c h i: Nie rozumiem. Przecież jeśli mamy silne oddziaływanie w stanie końcowym, to nie można rozróżnić tych przypadków?

T r i p p: Zakładamy, że nie ma oddziaływania w stanie końcowym.

Tłumaczył Andrzej Wróblewski



Max Planck

Z autobiografii naukowej*

Tym, co kierowało mnie do takiej a nie innej gałęzi wiedzy i od młodości kazało mi się nią zachwycać, było zjawisko nie całkiem samo przez się zrozumiałe, to mianowicie, że nasze prawa rozumowe zgodne są z prawidłowościami w przebiegu wrażeń, które odbieramy od świata zewnętrznego, że jest więc dla człowieka rzeczą możliwą uzyskać wyjaśnienie tych prawidłowości na drodze czysto rozumowej. Istotną rolę odgrywa przy tym fakt, że świat zewnętrzny, otaczający nas, staje się czymś od nas niezależnym, rzeczywistością absolutną. Poszukiwanie praw, które rządzą tą obiektywną rzeczywistością, wydało mi się najpiękniejszym zadaniem życiowym uczonego.

Poglądy te rozwijały się i umacniały dzięki nauce, którą w monachijskim Gimnazjum im. Ks. Maksymiliana pobierałem od znakomitego nauczyciela matematyki Hermanna Müllera. Człowiek ten, bystry i dowcipny, jak najbardziej obcy oderwaniu od życia, potrafił za pomocą drastycznych przykładów wyjaśniać uczniom znaczenie praw fizycznych, które nam tłumaczył.

Tak oto stało się, że niby wieść o zbawieniu przyjąłem pierwsze prawo, które obowiązuje obiektywnie, niezależnie od ludzi — zasadę zachowania energii. Do dziś stoi mi przed oczyma niezapomniany obraz, który Müller odmalował przed nami, obraz murarza, który z trudem wnosi ciężką cegłę na dach domu. Wykonana przez niego praca nie ginie, w stanie nie naruszonym pozostaje ona nagromadzona przez lata całe, dopóki, być może, pewnego dnia cegła nie obluzuje się i nie spadnie komuś na głowę.

Po ukończeniu gimnazjum wstąpiłem na uniwersytet, studiując najpierw przez trzy lata w Monachium, potem przez rok w Berlinie. Słuchałem wykładów fizyki doświadczalnej i matematyki; nie było jeszcze wtedy katedry fizyki teoretycznej. Muszę przyznać zresztą, że wykłady nie przyniosły mi żadnej widocznej korzyści. Helmholtz nigdy chyba się dobrze nie przygotował. Podczas wykładu ciągle zaczynał się, po czym w małym notesiku wyszukiwał potrzebne dane, ponadto stale myślił się w ra-

* Jest to fragment autobiografii, spisanej przez Plancka w r. 1945, który został przetłumaczony z *Physikalische Blätter* 14, 145 (1958).

chunkach na tablicy. Mieliśmy poczucie, że podczas swego wykładu nudzi się co najmniej tak samo jak my.

W przeciwieństwie do tego wykłady Kirchhoffa były starannie wypracowane. Każde zdanie było należycie przemyślane i znajdowało się na właściwym miejscu. Ani słowa za wiele, ani słowa za mało. Całość jednak wywierała wrażenie czegoś wyuczonego na pamięć, suchego i monotonnego. Podziwialiśmy wykładowcę, ale nie to, co mówił.

W tych warunkach potrzebę dokształcania naukowego mogłem zaspokoić tylko przez lekturę interesujących mnie prac. Były to oczywiście takie, które wiązały się z zasadą zachowania energii. Tak więc dostały się do moich rąk rozprawy Rudolfa Clausiusa, których zrozumiałą język i przejrzysty tok myśli wywarły na mnie olbrzymie wrażenie. Z rosnącym zapałem zagłębiłem się w te prace. Wysoko oceniłem w szczególności podane przez Clausiusa ściśle sformułowanie obu zasad termodynamiki oraz przeprowadzony po raz pierwszy przez niego wyraźny rozdział obu tych zasad.

Clausius udowodnił drugą zasadę termodynamiki w oparciu o hipotezę, że „ciepło samo przez się nie może przechodzić od ciała zimniejszego do ciała gorętszego”. Hipoteza ta wymagała jednak specjalnego wyjaśnienia. Ma ona bowiem nie tylko wyrazić, że ciepło nie może przejść bezpośrednio z ciała zimniejszego do gorętszego, lecz także ma oznaczać, że nie podobna w żaden sposób sprawić przeniesienia ciepła od ciała zimniejszego do gorętszego, nie wywołując żadnych innych zmian w otoczeniu, które kompensowałyby to przeniesienie.

W dążeniu do uzyskania możliwej jasności w tym względzie i wyświe-tlenia sytuacji doszedłem do takiego sformułowania owej hipotezy, które wydawało mi się prostsze i wygodniejsze. Sformułowanie to brzmi następująco: „Procesu przenoszenia ciepła nie podobna w żaden sposób całkowicie odwrócić”. W ten sposób można wyrazić to samo co w ujęciu Clausiusa, przy czym nie potrzeba dodatkowych wyjaśnień. Proces, którego w żaden sposób nie można całkowicie odwrócić, nazwałem „naturalnym”. Dziś proces taki nazywa się „nieodwracalnym”.

Rozstrzygnięcie, czy jakiś proces jest odwracalny czy też nieodwracalny zależy tylko od właściwości stanów: początkowego i końcowego, a nie od sposobu jego przebiegu. Tak więc w procesie nieodwracalnym stan końcowy jest w pewnym sensie wyróżniony względem początkowego, przyroda wykazuje do niego większe „upodobanie”. Miarą wielkości tego upodobania okazała się entropia Clausiusa. Sens zaś drugiej zasady termodynamiki wydawał się zawierać w stwierdzeniu, że w każdym procesie zachodzącym w przyrodzie suma entropii wszystkich ciał biorących w nim udział

wzrasta. Powyższe rozważania opracowałem w postaci dysertacji doktorskiej, ukończonych w Monachium w roku 1879.

Praca ta nie znalazła żadnego oddźwięku pośród ówczesnych fizyków. Z rozmów z moimi profesorami uniwersyteckimi wiadomo mi dobrze, iż nikt z nich nie wykazał zrozumienia jej treści. Przepuścili ją tylko dlatego jako dysertację, że znali mnie z pozostałych prac w laboratorium fizycznym i na seminarium matematycznym. Również wśród fizyków, zajmujących się tematyką pokrewną, nie napotkałem zainteresowania, nie mówiąc już o uznaniu.

Doświadczenia te nie były jednak w stanie zahamować moich studiów, które, przejęty głęboko ważnością swego zadania, prowadziłem nad entropią, uważając ją obok energii za najważniejszą własność tworu fizycznego.

Jako docent prywatny w Monachium oczekiwałem na próżno całymi laty powołania na katedrę, na co zresztą były niewielkie widoki, gdyż fizyka teoretyczna nie uchodziła jeszcze wtedy za odrębną specjalność. Tym bardziej palącą stawała się dla mnie potrzeba, by w jakiś sposób korzystnie dać się poznać w świecie naukowym.

Pragnienie to skłoniło mnie do opracowania tematu konkursowego o istocie energii, w konkursie rozpisany przez wydział filozoficzny uniwersytetu w Getyndze z terminem do roku 1887. Jeszcze przed ukończeniem tej pracy, wiosną 1885 roku, zostałem powołany jako profesor nadzwyczajny fizyki teoretycznej na uniwersytet w Kilonii.

Wiosną 1889 roku, po śmierci K i r c h h o f f a, powołany zostałem na wniosek wydziału filozoficznego uniwersytetu w Berlinie na opróżnioną katedrę fizyki teoretycznej, początkowo jako profesor nadzwyczajny a od roku 1892 jako zwyczajny. Były to lata, które w najwyższym chyba stopniu zadecydowały o ukształtowaniu mojego naukowego sposobu myślenia. Zetknąłem się bowiem po raz pierwszy bliżej z ludźmi, którzy tworzyli wtedy czołówkę w badaniach naukowych na świecie. Przede wszystkim — H e l m h o l t z. Poznałem go również od strony prywatnej, z której wzbudzał nie mniejszy szacunek jak i od strony swej działalności naukowej. Cała jego osobowość, jego sądy, na które nigdy nie wpłynęły uboczne względy, jego szczere, otwarte postępowanie były ucieleśnieniem godności i prawdziwości tej wiedzy, którą reprezentował. Do tego dołączyła się dobroć naprawdę ludzka, która głęboko zapadła mi w serce. Gdy podczas rozmowy padło na mnie spojrzenie jego spokojnych, wnikliwie badających a przecież w gruncie rzeczy życzliwych oczu, ogarniało mnie wtedy uczucie bezgranicznego, dziecięcego oddania. Mógłbym mu wtedy bez ogródek zawieźć wszystko, co leżało na sercu, z głęboką ufnością, że znajduję w nim sprawiedliwego i wyrozumiałego sędziego. Słowo zaś uznania czy nawet po-

chwwały posłyszane z jego ust mogło mnie więcej uradować niż jakikolwiek sukces zewnętrzny.

Do najboleśniejzych doświadczeń w mej pracy naukowej zaliczyć mogę to, że tylko rzadko, można rzec — nigdy nie udało mi się doprowadzić do powszechnego uznania nowego twierdzenia, którego prawdziwość mogłem poprzeć dowodem w pełni przekonywającym, lecz wyłącznie teoretycznym. Tak było i tym razem. Wszystkie podawane przeze mnie słuszne racje nie znajdowały posłuchu. Nie można było wiele zdziałać przeciw autorytetom takim jak W. O s w a l d, G. H e l m, E. M a c h. Tego, że moje twierdzenie o istotnej różnicy między przenoszeniem ciepła a spadkiem ciężaru okaże się w końcu słuszne, byłem i tak bezwzględnie pewny. Przykrym w całej tej sprawie było jednak to, że nie zaznałem nawet tej satysfakcji, by mi przyznano słuszność. Do powszechnego uznania mego twierdzenia doszło bowiem z całkiem innej strony, która w żaden sposób nie wiązała się z rozważaniami, przy pomocy których dowiodłem swego twierdzenia, a mianowicie ze strony teorii atomistycznej, którą reprezentował Ludwik B o l t z m a n n. B o l t z m a n n o w i udało się znaleźć dla danego gazu w określonym stanie taką wielkość H , której wartość w miarę upływu czasu stale się zmniejsza. Wystarczy więc tylko ujemną wartość tej wielkości utożsamić z entropią i otrzymujemy zasadę wzrostu entropii. W ten sposób wykazano, że nieodwracalność jest cechą charakterystyczną procesów zachodzących w gazach.

Faktyczny rozwój wydarzeń doprowadził więc do tego, że moje twierdzenie o pryncypialnej różnicy między przenoszeniem ciepła a procesem czysto mechanicznym odniosło wprawdzie zwycięstwo nad poglądami, których poprzednio broniły wybitne autorytety, ale mój udział w batalii okazał się zbędny. Przewrót nastąpiłby również i bez mnie.

Rozumie się, że walka ta, którą z przeciwnymi pozycji toczyli z sobą w pierwszym rzędzie B o l t z m a n n i O s w a l d, prowadzona była z ożywieniem i nieraz dawała okazję do drastycznych efektów. Obaj przeciwnicy bowiem byli równie wysokiej klasy partnerami w dowcipie i ciętych odpowiedziach. Ja sam mogłem odgrywać wtedy co najwyżej rolę sekundanta B o l t z m a n n a, który jednak przysług moich nie uznawał i niechętnie je przyjmował.

Opisane wyżej dyskusje posiadały dla mnie zresztą tylko stosunkowo niewiele uroku, gdyż nic nowego i tak z nich wyniknąć nie mogło. Całkiem odmienny problem wzbudził wnet moje zainteresowanie, wciągając mnie na dłuższy czas w swoją orbitę i pobudzając do rozmaitych prac. Pomiary, które dla zbadania widma energetycznego przeprowadzili O. L u m e r i E. P r i n g s h e i m w Instytucie Fizyczno-Technicznym (Physikalisch-Technische Reichsanstalt), skierowały moją uwagę na prawo Kirchhoffa:

„W próżni ograniczonej ścianami całkowicie odbijającymi, w której znajdują się dowolne ciała wysyłające i pochłaniające promieniowanie, wytwarza się z biegiem czasu stan, w którym wszystkie ciała mają tę samą temperaturę, a wszelkie własności promieniowania, także i widmowy rozkład energii, zależą nie od rodzaju i własności ciał, lecz tylko i wyłącznie od temperatury”. Ten tzw. normalny rozkład energetyczny jest więc czymś absolutnym. Ponieważ poszukiwanie tego, co absolutne, zdawało się zawsze najpiękniejszym zadaniem badawczym, przystąpiłem z zapałem do opracowania tego rozkładu. Bezpośrednią drogę do rozwiązania nastroczała elektromagnetyczna teoria światła.

W pierwszych próbach nie było mi dane uporać się z trudnościami. Cicha nadzieja, jaką z początku żywiłem, że promieniowanie wysyłane przez oscylator będzie w jakiś sposób charakterystyczny różnić się od promieniowania pochłanianego, okazała się złudna. Oscylator reaguje tylko na takie promieniowanie, które sam wysyła i nie wykazuje najmniejszej czułości w sąsiednich obszarach widma.

Tego rodzaju osobliwe procesy, jak fale kuliste skierowane do wnętrza, mogłem w ten sposób wykluczyć, że ustanowiłem hipotezę naturalnego promieniowania, która w teorii promieniowania odgrywa tę samą rolę co hipoteza bezładu cząsteczkowego w kinetycznej teorii gazów. Hipoteza ta zapewnia bowiem nieodwracalność procesów promieniowania. Rachunki wykazywały jednak coraz wyraźniej, że brak jeszcze jakiegoś istotnego członu w rozumowaniu, który pozwoliłby na uchwycenie sedna sprawy.

Tak więc nic innego mi nie pozostało, jak tylko uchwycić problem z przeciwnej strony: ze strony termodynamiki, na której gruncie czułem się zresztą pewniejszy. Istotnie dopomogły mi tutaj moje poprzednie studia nad drugą zasadą termodynamiki w ten sposób, że wpadłem od razu na myśl, by z energią oscylatora powiązać jego entropię, a nie temperaturę.

Ze względu na to, że o nieodwracalnym charakterze wymiany energii pomiędzy oscylatorem a pobudzającym go promieniowaniem decyduje druga pochodna jego entropii względem energii, wyliczyłem wartość tej wielkości dla przypadku stojącego wtedy w centrum zainteresowań rozkładu energetycznego Wiena. Godnym uwagi wynikiem okazało się to, że odwrotność wzmiankowanej wyżej wielkości, którą to odwrotność oznaczać będę w dalszym ciągu literą R , jest proporcjonalna do energii. Związek ten jest tak zdumiewająco prosty, że przez pewien czas uważałem go za coś całkiem ogólnego i wysyłałem się nad jego uzasadnieniem teoretycznym. Tymczasem jednak w związku z wynikami nowszych pomiarów ujęcie to okazało się nie do utrzymania. Podczas gdy dla małych wartości energii, względnie dla fal krótkich, prawo Wiena zostało znakomicie potwierdzone, w obszarze większych wartości energii, czy też fal długich, jako pierwsi

„W próżni ograniczonej ścianami całkowicie odbijającymi, w której znajdują się dowolne ciała wysyłające i pochłaniające promieniowanie, wytwarza się z biegiem czasu stan, w którym wszystkie ciała mają tę samą temperaturę, a wszelkie własności promieniowania, także i widmowy rozkład energii, zależą nie od rodzaju i własności ciał, lecz tylko i wyłącznie od temperatury”. Ten tzw. normalny rozkład energetyczny jest więc czymś absolutnym. Ponieważ poszukiwanie tego, co absolutne, zdawało się zawsze najpiękniejszym zadaniem badawczym, przystąpiłem z zapałem do opracowania tego rozkładu. Bezpośrednią drogę do rozwiązania nastęrczała elektromagnetyczna teoria światła.

W pierwszych próbach nie było mi dane uporać się z trudnościami. Cicha nadzieja, jaką z początku żywiłem, że promieniowanie wysyłane przez oscylator będzie w jakiś sposób charakterystyczny różnić się od promieniowania pochłanianego, okazała się złudna. Oscylator reaguje tylko na takie promieniowanie, które sam wysyła i nie wykazuje najmniejszej czułości w sąsiednich obszarach widma.

Tego rodzaju osobliwe procesy, jak fale kuliste skierowane do wnętrza, mogłem w ten sposób wykluczyć, że ustanowiłem hipotezę naturalnego promieniowania, która w teorii promieniowania odgrywa tę samą rolę co hipoteza bezładu cząsteczkowego w kinetycznej teorii gazów. Hipoteza ta zapewnia bowiem nieodwracalność procesów promieniowania. Rachunki wykazywały jednak coraz wyraźniej, że brak jeszcze jakiegoś istotnego członu w rozumowaniu, który pozwoliłby na uchwycenie sedna sprawy.

Tak więc nic innego mi nie pozostało, jak tylko uchwycić problem z przeciwnej strony: ze strony termodynamiki, na której gruncie czułem się zresztą pewniejszy. Istotnie dopomogły mi tutaj moje poprzednie studia nad drugą zasadą termodynamiki w ten sposób, że wpadłem od razu na myśl, by z energią oscylatora powiązać jego entropię, a nie temperaturę.

Ze względu na to, że o nieodwracalnym charakterze wymiany energii pomiędzy oscylatorem a pobudzającym go promieniowaniem decyduje druga pochodna jego entropii względem energii, wyliczyłem wartość tej wielkości dla przypadku stojącego wtedy w centrum zainteresowań rozkładu energetycznego Wiena. Godnym uwagi wynikiem okazało się to, że odwrotność wzmiankowanej wyżej wielkości, którą to odwrotność oznaczać będę w dalszym ciągu literą R , jest proporcjonalna do energii. Związek ten jest tak zdumiewająco prosty, że przez pewien czas uważałem go za coś całkiem ogólnego i wysilałem się nad jego uzasadnieniem teoretycznym. Tymczasem jednak w związku z wynikami nowszych pomiarów ujęcie to okazało się nie do utrzymania. Podczas gdy dla małych wartości energii, względnie dla fal krótkich, prawo Wiena zostało znakomicie potwierdzone, w obszarze większych wartości energii, czy też fal długich, jako pierwszy

L u m m e r i P r i n g s h e i m wykryli znaczne odchylenia. Pomiary zaś, przeprowadzone przez H. R u b e n s a i F. K u r l b a u m a za pomocą podczerwonych promieni z fluorytu i soli kuchennej, uwidoczniły całkiem odmienne lecz również o tyle proste zachowanie, że wielkość R nie była teraz proporcjonalna do energii, lecz do jej kwadratu, o ile wzięto większe energie i długości fal.

Tak oto bezpośrednio doświadczenie przyniosło w wyniku dwa proste ograniczenia na wielkość R : dla małych energii proporcjonalność do energii, dla większych wartości energii — proporcjonalność do kwadratu energii. Jest zrozumiałe, że tak jak każdy rozkład energetyczny daje określoną wartość R , tak znów na odwrót każde wyrażenie na R prowadzi do określonego rozkładu energetycznego. Cała sprawa polega na tym, by podać taką postać wyrażenia na R , która daje rozkład energetyczny stwierdzony doświadczalnie. Nie było teraz nic łatwiejszego, jak w ogólnym przypadku założyć wielkość R jako sumę dwu członów: jednego z energią w pierwszej potędze, drugiego z energią w drugiej potędze. W ten sposób dla małych energii przeważał człon pierwszy, dla dużych energii — drugi i znaleziona została nowa formuła na rozkład promieniowania. Przedstawiłem ją na posiedzeniu Berlińskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 19 października 1900 i zaleciłem porównanie z doświadczeniem.

Rankiem następnego dnia odwiedził mnie kolega R u b e n s i opowiedział, że po zakończeniu posiedzenia jeszcze w ciągu nocy porównał dokładnie moją formułę ze swymi wynikami pomiarów i w całym zakresie stwierdził wystarczającą zgodność. Również L u m m e r i P r i n g s h e i m, którzy początkowo sądzili, że znaleźli odchylenia, wycofali wnet swój sprzeciw. Jak bowiem P r i n g s h e i m ustnie mi oznajmił, okazało się, że znalezione odchylenia spowodowane były błędem rachunkowym. Również późniejsze pomiary potwierdzały stale wzór na rozkład promieniowania, i to tym dokładniej, im czulsze stosowano metody pomiarowe.

Jeśli jednak przyjmuje się nawet zupełnie dokładne spełnienie i ważność formuły na rozkład promieniowania, znaczenie jej będzie co najwyżej formalne jako znaczenie prawa, które szczęśliwie odgadnięto. Dlatego od momentu podania tej formuły postawiłem przed sobą zadanie nadania jej rzeczywistego sensu fizycznego. Kwestia ta doprowadziła mnie sama z siebie do poszukiwania związku między entropią a prawdopodobieństwem, a więc na te tory rozumowania, którymi kroczył B o l t z m a n n. Z uwagi na to, że entropia S jest wielkością addytywną, a prawdopodobieństwo W — multiplikatywną, założyłem po prostu: $S = k \cdot \log W$, gdzie k oznacza pewną stałą uniwersalną. Badałem teraz problem, czy można interpretować jako prawdopodobieństwo to wyrażenie na wielkość W , które otrzymamy, pod-

stawiając za entropię S wielkość wyliczoną dla znalezionej rozkładu promieniowania.

W wyniku tych badań¹ okazało się, że jest to w istocie możliwe. Stała k okazała się przy tym tzw. absolutną stałą gazową, odniesioną nie do gramocząsteczek albo moli, lecz do rzeczywistych molekuł. Stałą tę dla wygody nazywa się często stałą Boltzmana.

Powróćmy do wielkości W . Jeśli ta wielkość ma być traktowana jako prawdopodobieństwo, koniecznym stało się wprowadzenie nowej stałej uniwersalnej. Stałą tę oznaczyłem literą h , a z uwagi na jej wymiar, równy iloczynowi energii przez czas, nazwałem ją elementarnym kwantem działania. W ten sposób również w dziedzinie promieniowania ustalono naturę entropii jako miary prawdopodobieństwa w sensie Boltzmana. Szczególnie wyraźnie uwydatniło się to w pewnym twierdzeniu, o którego słuszności przekonał mnie w wyniku kilkakrotnych rozmów Max von Laue, najbliższy mi z moich uczniów. Chodzi tu o to, że entropia dwu koherentnych wiązek promieniowania większa jest od sumy entropii poszczególnych wiązek, zgodnie z twierdzeniem, że prawdopodobieństwo zajścia dwu wzajemnie uzależnionych zjawisk jest różne od iloczynu prawdopodobieństw tych zdarzeń.

Podczas gdy znaczenie kwantu działania dla związku między entropią i prawdopodobieństwem zostało już ostatecznie stwierdzone, niewyjaśnioną była jeszcze rola, jaką odgrywa ta nowa stała w prawidłowym przebiegu zjawisk fizycznych. Rozpocząłem więc zaraz starania, by w jakiś sposób włączyć kwant działania h w ramy teorii klasycznej. Wielkość ta jednak uparcie przeciwstawiała się wszystkim tego rodzaju próbom. Dopóki można było uważać ją za nieskończenie małą, a więc dla większych energii i dłuższych okresów czasu, wszystko było w najlepszym porządku. W ogólnym przypadku jednak zawsze w jakimś miejscu powstawała luka w teorii, która stawała się tym bardziej uderzająca, im szybsze drgania były rozważane. Załamania się wszelkich usiłowań, by przekroczyć tę lukę, nie pozostawiło wkrótce żadnej wątpliwości co do tego, że kwant działania odgrywa rolę podstawową w fizyce atomowej i że z jego wystąpieniem rozpoczęła się nowa epoka wiedzy fizycznej. W kwancie tym przejawia się bowiem coś dotychczas niesłychanego, coś co jest powołane do gruntownego przekształcenia naszych wyobrażeń fizycznych, które od ugruntowania rachunku różniczkowego przez Leibniza i Newtona opierały się na przyjęciu ciągłości we wszelkich związkach przyczynowych.

¹ „Wynik ten, obejmujący wprowadzenie skończonych kwantów energii dla oscylatora, został przedstawiony przez Maxa Plancka w dniu 14.12.1900 na posiedzeniu Towarzystwa Fizycznego w Berlinie. Był to dzień narodzin teorii kwantów.” (Dopisek M. v. Lauego).

Moje daremne próby włączenia w jakiś sposób kwantu działania do teorii klasycznej rozciągały się na szereg lat i kosztowały mnie wiele trudu. Niektórzy moi koledzy po fachu dostrzegli w tym pewien rodzaj tragizmu. Jestem odmiennego zdania. Dla mnie bowiem korzyści, jakie odniosłem dzięki tak gruntownemu rozpoznaniu sytuacji, były tym większe. Wiedziałem teraz dokładnie, że kwant działania odgrywa w fizyce o wiele ważniejszą rolę, niż byłem to skłonny początkowo przyjąć. Zrozumiałem w ten sposób w pełni konieczność wprowadzenia całkiem nowych sposobów rozważania i metod rachunkowych przy traktowaniu zagadnień atomistycznych. Ukształtowaniu tych nowych metod, w którym zresztą nie mogłem sam brać udziału, służyły przede wszystkim prace Nielsa Bohra i Erwina Schrödingera. Pierwszy z nich poprzez swój model atomu i zasadę odpowiedniości podał podstawy właściwego skojarzenia teorii kwantowej z klasyczną. Drugi zaś poprzez swoje równanie różniczkowe stał się twórcą mechaniki falowej i dualizmu między falą i cząstką.

Tłumaczył Bronisław Kuchowicz

W. Rubinowicz

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Odkrycie kwantów przez Maxa Plancka*

Najtrwalszy pomnik wznosi każdy wielki uczony sobie sam już za życia swego w postaci swoich prac naukowych. Obowiązkiem współczesnych i przyszłych pokoleń natomiast jest odsłonić ten pomnik, to znaczy prace trudno dostępne wyciągnąć z ukrycia i udostępnić je ogółowi świata naukowego.

Z tego punktu widzenia należy powitać ze szczególnym uznaniem ukazanie się zebranych prac Maxa Plancka, którego odkrycie kwantów jest wiekopomnym dziełem osławiającym trwale jego imię.

W życiu tego wielkiego uczonego uwidacznia się wybitnie jego zupełnie niezwykle uzdolnienie naukowe. Urodzony 23 kwietnia 1858 r. w Kilonii jako syn profesora prawa cywilnego tamtejszego uniwersytetu jest już w wieku 22 lat docentem uniwersytetu w Monachium. W roku 1885 zostaje profesorem nadzwyczajnym fizyki teoretycznej na Uniwersytecie w Kilonii, a w roku 1889 na Uniwersytecie w Berlinie, powołany tam przez Helmholtza jako następcę Kirchhoffa. Pierwsze jego prace dotyczą termodynamiki, której zresztą pozostał wierny przez całe swoje życie. W r. 1896 począł interesować się termodynamiką promieniowania czarnego, ogłaszając pracę wstępną pt. *O drganiach elektrycznych wzbudzanych przez rezonans, a tłumionych przez promieniowanie* [28]¹. Dopiero w latach następnych 1897—1899 ogłasza Planck w Berlińskiej Akademii Nauk szereg prac [30-34] pt. *O nieodwracalnych procesach promieniowania* zajmujących się termodynamicznym aspektem zjawisk promieniowania czarnego. Prace te referuje i rozszerza w pracy [36], która ukazała się w *Annalen der Physik* w roku 1900. Dochodzi on w niej do nieco przedwczesnego wniosku, że „prawo rozkładu energii na poszczególne

* Z okazji wydania zbioru jego prac naukowych: Max Planck — *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*, Band I—III aus Anlass seines 100. Geburtstages (23 April 1958) herausgegeben von dem Verband Deutscher Physikalischer Gesellschaften und der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V.; Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1958.

¹ Liczby w nawiasach graniastych oznaczają numery w spisie prac Plancka podanych w *Physikalische Abhandlungen und Vorträge*. Tytuły tych prac w oryginalnym brzmieniu zawarte są w spisie literatury do obecnego artykułu.

częstości drgań podane przez Wien a jest konieczną konsekwencją zastosowania zasady wzrostu entropii do elektromagnetycznej teorii promieniowania”.

Wstępny krok do swojego odkrycia czyni Planck w pracy [37] *Entropia i temperatura promieniowania cieplnego*, która opublikowana została w r. 1900 w *Annalen der Physik*. W pracy tej podaje mianowicie związek

$$\frac{dS}{dU^2} = \frac{\text{const}}{U} \quad (1)$$

między entropią S a energią drgań U liniowego rezonatora, emitującego i absorbującego światło. Jest rzeczą bardzo interesującą, że Planck otrzymuje związek ten badając fluktuację entropii S . Ze związku (1) Planck łatwo dochodzi do prawa promieniowania Wiena, opierając się poza tym jeszcze

a) na związku termodynamicznym

$$\frac{dS}{dU} = \frac{1}{T};$$

b) na prawie przesunięć Wiena, które możemy podać w postaci

$$S = S\left(\frac{U}{\nu}\right),$$

gdzie ν jest częstością drgań rezonatora;

c) na związku

$$U = \frac{c^2}{\nu^2} \mathfrak{E}$$

między średnią energią U rezonatora a natężeniem \mathfrak{E} promieniowania nań padającego, o częstości drgań ν rezonatora.

Dnia 19 października 1900 r. podał F. Kurlbau na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Berlinie, że według pomiarów przeprowadzonych wspólnie z H. Rubensem, zgodnie zresztą z doświadczeniami O. Lummera i E. Pringsheima, prawo promieniowania Wiena sprawdza się doświadczalnie tylko dla fal krótkich, a zdecydowanie zawodzi dla fal długich. Jak stwierdza protokół tego pamiętnego posiedzenia [157], w związku z wykładem Kurlbaua powstaje ożywiona dyskusja, a w toku dyskusji podaje Planck wzór na rozkład spektralny energii promieniowania cieplnego, który dziś łączymy z jego nazwiskiem. Dochodzi do niego, a raczej odgaduje go na drodze zupełnie formalnej. Zastępuje mianowicie wzór (1) przez wzór zawierający dwie stałe

$$\frac{d^2S}{dU^2} = \frac{a}{U(\beta + U)}. \quad (2)$$

Otrzymał go, jak podaje w odnośnej publikacji [38], próbując znaleźć możliwie proste uogólnienie wzoru na entropię, który ważny jest w przypadku prawa Wiena. Opierając się na (2) a poza tym na założeniach a), b), c) dochodzi do swojego wzoru pisząc go w postaci

$$E = \frac{C \lambda^{-5}}{e^{\lambda T} - 1}. \quad (3)$$

Dowód na ten wzór ogłasza Planck w *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* w trzystronicowej pracy pt. *O udoskonaleniu równania Wiena* [38].

W swojej autobiografii naukowej [156] opisuje Planck odkrycie wzoru (3) w sposób nieco odmienny. Wzory (1) i (2) możemy napisać w postaciach

$$1 \left/ \frac{d^2 S}{dU^2} \right. = aU \quad (1a) \quad \text{oraz} \quad 1 \left/ \frac{d^2 S}{dU^2} \right. = aU + bU^2. \quad (2a)$$

Planck zauważa, że ze związku

$$1 \left/ \frac{d^2 S}{dU^2} \right. = bU^2$$

wynika wzór Rayleigha i Jeansa, ważny dla fal długich. Ponieważ ze związku (1a) otrzymujemy wzór Wiena, związek (2a) musi dać dla małych energii U (krótkich fal) wzór Wiena, a dla wielkich energii U (długich fal) wzór Rayleigha-Jeansa.

Natychmiast po odkryciu wzoru (3), którego całkowita zgodność z doświadczeniem bardzo szybko została uznana, rozpoczyna Planck pracę nad jego teoretycznym uzasadnieniem. Podaje je bardzo szybko, bo w dniu 14 grudnia 1900 r. na posiedzeniu Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Berlinie, a więc dokładnie w osiem tygodni po ogłoszeniu wzoru (3). Także i ten wykład został opublikowany w *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* i to pt. *O teorii prawa rozkładu energii w widmie normalnym* [41]. Jak z poprzednio podanych rozważań wiadomo, aby wyprowadzić wzór na spektralną gęstość promieniowania wystarczy podać zależność entropii rezonatorów od ich energii. Do tego celu posługuje się Planck, który właściwie do owego czasu był wrogiem atomistyki, związkiem Boltzmanna pomiędzy entropią a prawdopodobieństwem. Przy tych rozważaniach zmuszony jest jednak przyjąć założenie, z którego ogromnej doniosłości początkowo nie zdawał sobie sprawy. Musiał mianowicie założyć, że energia rezonatora o częstotliwości drgań ν może równać się tylko całkowitej wielokrotności „elementu energii” $\epsilon = h\nu$, przy czym „kwant działania” h jest stałą nie znikającą. Zaznaczyć należy, że w oma-

wianej pracy P l a n c k nie zajmuje się zupełnie zagadnieniem, w jaki sposób rezonatory emitują lub absorbują promieniowanie.

Wzór swój na gęstość spektralną promieniowania pisze P l a n c k w postaci dziś powszechnie podawanej

$$u_\nu d\nu = \frac{8 \pi h \nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{\frac{h\nu}{k\theta}} - 1},$$

oznaczając tylko temperaturę rzadko dziś używaną literą θ . Po raz pierwszy w literaturze fizycznej oznacza przy tym P l a n c k stałą Boltzmann'a literą k . W swojej autobiografii [156] podaje P l a n c k, że B o l t z m a n n sam tej stałej nigdy nie używał i nawet nigdy nie zastanawiał się nad jej wartością liczbową.

Warto przytoczyć wartości numeryczne, jakie P l a n c k podaje w omawianej pracy [41] dla czterech podstawowych stałych fizycznych i porównać je z dzisiejszymi ich wartościami. Czynimy to w tabeli, która w kolumnie 1 zawiera nazwę danej stałej oraz jej wymiar, w kolumnie 2 wartość liczbową ustaloną przez P l a n c k a, a w kolumnie 3 w odpowiednim przybliżeniu wartość podaną w r. 1953 przez D u M o n d a i C o h e n a:

1	2	3
stała Plancka h (erg · sec)	$6,55 \cdot 10^{-27}$	$6,625 \cdot 10^{-27}$
stała Boltzmann'a k (erg · (stopień) ⁻¹)	$1,346 \cdot 10^{-16}$	$1,380 \cdot 10^{-16}$
ładunek elementarny (bezwzgl. j. ES)	$4,69 \cdot 10^{-10}$	$4,803 \cdot 10^{-10}$
liczba Avogadra (g · mol) ⁻¹	$6,175 \cdot 10^{23}$	$6,025 \cdot 10^{23}$

Historyczne wprost znaczenie posiada wartość liczbowa podana przez P l a n c k a dla ładunku elementarnego. Jest to bowiem pierwsze oznaczenie tej stałej w przybliżeniu zgodne z jej wartością dziś uznawaną. Współcześni mu fizycy otrzymywali natomiast na drodze doświadczalnej dla ładunku elementarnego jaskrawo różniące się od niej wartości liczbowe. Jak P l a n c k przytacza, R i c h a r z podawał $1,29 \cdot 10^{-10}$ a J. J. T h o m s o n $6,5 \cdot 10^{-10}$ bezwzgl. j. ES.

Parę słów jeszcze o samym wydawnictwie. Nie objęte zbiorem zostały jedynie niektóre polemiczne prace P l a n c k a, lub prace w językach nie niemieckich, jeżeli równocześnie zostały opublikowane po niemiecku. Druk prac P l a n c k a wykonano techniką fotomechaniczną na podstawie pierwotnych publikacji. Tylko kilka prac, których format wiele różnił się od formatu obecnego wydawnictwa trzeba było składać na nowo. Przy stosowaniu techniki fotomechanicznej usunięto niestety pierwotną paginację

poszczególnych prac. Utrudnia to odnalezienie odnośników w przypadku, gdy autor powołuje się na pewną stronę swojej pracy.

Technika fotomechaniczna do publikacji prac zebranych używana jest za granicą coraz częściej. Prace H. A. Kramersa zostały np. wydane w ten sposób (z zachowaniem pierwotnej paginacji). Byłoby rzeczą bardzo pożądaną, aby technikę tę stosować i u nas. Oczywiście należałoby wówczas zaniechać tłumaczenia na język polski prac opublikowanych przez autora w języku obcym lub opracowania tych prac, jak to uczyniono przy wydaniu prac M. T. Hubera, W. Krukowskiego i C. Witoszyskiego. Przedruk prac w językach obcych przyczyniłby się do rozpowszechniania wyników badań naukowców polskich za granicą, a to powinno być naczelnym celem tego rodzaju wydawnictw.

Spis cytowanych prac Plancka

- [28] Über elektrische Schwingungen, welche durch Resonanz erregt und durch Strahlung gedämpft werden, Wied. Ann. **60**, 577—599, 1897.
- [30] Über irreversible Strahlungsvorgänge, 1. Mitteilung, S.-B. Preuss. Akad. Wiss., 57—68, 1897.
- [31] — — — 2. Mitteilung, S.-B. Preuss. Akad. Wiss., 715—717, 1897.
- [32] — — — 3. Mitteilung, S.-B. Preuss. Akad. Wiss., 1122—1145, 1897.
- [33] — — — 4. Mitteilung, S.-B. Preuss. Akad. Wiss., 449—476, 1898.
- [34] — — — 5. Mitteilung, S.-B. Preuss. Akad. Wiss., 440—480, 1899.
- [36] — — — Ann. d. Phys. (4) **1**, 69—122, 1900.
- [37] Entropie und Temperatur strahlender Wärme, Ann. d. Phys. (4) **1**, 719—737, 1900.
- [38] Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. **2**, 202—204, 1900.
- [41] Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung in Normalspektrum, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. **2**, 237—245, 1900.
- [156] Wissenschaftliche Selbstbiographie, Leipzig, J. A. Barth, 7—34, 1948.
- [157] Zum 80. Geburtstag von Max Planck. Einige Reden und Erwiderungen, Verh. d. Deutschen Phys. Ges. (3) **19**, 57—67, 73—76, 1938.

Julian Auleytner

Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

Rentgenowskie metody badania mozaikowej i dyslokacyjnej struktury monokryształów

Badania optyczne, rentgenowskie, elektronograficzne i neutronograficzne wykazują, że w realnych kryształach występują różnego rodzaju zniekształcenia sieci atomowej. Gęstość i wielkość tych zniekształceń zależy od wielu czynników, na przykład od typu kryształu, jego czystości, warunków wzrostu, obróbki itd.

Używając słów „defekty w kryształach” można mieć na myśli bądź 1) fonony, elektrony i dziury, ekscytony, puste miejsca, atomy znajdujące się w położeniach pozawęzłowych, obce atomy wbudowane w sieć kryształu oraz dyslokacje [1], bądź 2) strukturę mozaikową, lokalne naprężenia, zrosty i wrosty z koherentnymi i niekoherentnymi granicami ziarn.

Prawie każdy realny kryształ posiada strukturę mozaikową, to znaczy składa się z drobnych bloków, bardzo mało różniących się wzajemną orientacją. Według modelu Darwina wymiary bloków mozaiki są rzędu od 10^{-4} do 10^{-5} cm. W większości kryształów występują prócz tego obszary, różniące się nieznacznie orientacją, o liniowych wymiarach rzędu od 10^{-1} do 10^{-3} cm. Z tego względu wygodnie jest wprowadzić pojęcie: mikromozaika — odpowiadające modelowi Darwina oraz makromozaika — dotyczące bloków większych niż 10^{-4} cm.

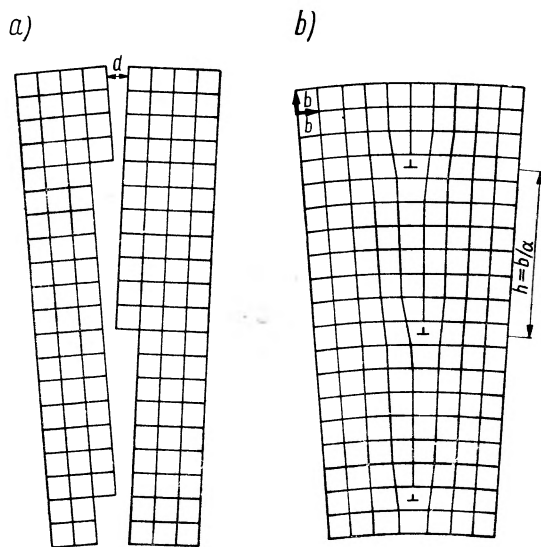
Granice między skreconymi względem siebie blokami są lub mogą być głównymi miejscami koncentracji defektów pierwszego rodzaju. Badając więc defekty wymienione w punkcie 2), można również wysnuwać wnioski co do rozmieszczenia i koncentracji defektów pierwszego rodzaju.

Rys. 1 przedstawia strukturę granicy zrostu dwóch bloków krystalicznych o prawidłowej budowie, skreconych względem siebie w płaszczyźnie rysunku o kąt α [4]. Na granicy ziaren występują w równych odstępach przesunięcia atomów z normalnych położenia, układające się wzdłuż linii prostopadłych do płaszczyzny rysunku. Linie te nazywamy liniami dyslo-

kacyjnymi. Odstęp h między poszczególnymi liniami można wyznaczyć znając stałą sieci b i kąt skręcenia:

$$h = \frac{b}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \cong \frac{b}{\alpha},$$

ponieważ wektor b (tzw. wektor Burgersa¹), zamykający kontur Burgersa



Rys. 1

jest równy w tym przypadku wektorowi translacji. Mierzac więc kąt między dwoma blokami można wyznaczyć liczbę linii dyslokacyjnych przypadającą na 1 cm granicy, a więc gęstość liniową dyslokacji. Znajac średnie wymiary bloków mozaiki oraz średnie wielkości kątów skręceń między nimi można wyznaczyć gęstość powierzchniową dyslokacji [5]. Jeżeli badany kryształ składa się z bloków o średnich wymiarach t , oddzielonych od siebie granicami zawierającymi linie dyslokacyjne o wzajemnej odległości h , to na daną granicę zrostu przypada t/h linii dyslokacyjnych. Gęstość powierzchniowa dyslokacji wynosi więc $D = \frac{t}{h} \cdot \frac{1}{t^2} = \frac{1}{ht}$. Jeżeli średnie wzajemne odchylenie ścian poszczególnych bloków wynosi $\alpha = b/h$, to $D = \frac{1}{bt}$, gdzie b — wartość bezwzględna wektora Burgersa. Jeżeli kryształy

¹ Patrz W. T. Read, *Dislocations in Crystals*, London (również tłumaczenie rosyjskie 1957).

są zdeformowane, to α jest proporcjonalne do całkowitej dezorientacji θ podzielonej przez liczbę wspólnych ścian bloków n ; wówczas:

$$D = \frac{\theta}{bnt},$$

(np. przy plastycznym wygięciu kryształu)

Jeżeli bloki rozpadają się na mikrobloki z rozkładem orientacji scharakteryzowanym w przybliżeniu przez krzywą Gaussa, wówczas:

$$\alpha \approx \frac{\theta}{3},$$

$$D \approx \frac{\theta}{3bt}.$$

Wzdłuż linii dyslokacyjnych mogą się gromadzić domieszki obcych atomów, które np. ułatwiają lub utrudniają przewodnictwo nośników prądu elektrycznego [6].

Do badań stopnia doskonałości monokryształów oraz wpływu deformacji na zmianę ich mikrostruktury stosuje się metody optyczne, mikroskopii elektronowej i mikroskopii rentgenowskiej.

Duże znaczenie mają również metody spektrometrii rentgenowskiej jak i neutronowej. Czynnione są też próby badania prawidłowości budowy monokryształów promieniami elektronowymi. Mam na myśli tutaj zmianę obrazów Kikuchi w zależności od stopnia doskonałości kryształów [7].

Poniżej będzie omówiony rozwój rentgenowskich metod badania mozaikowej i dyslokacyjnej struktury kryształów. Metody te można podzielić na dwie zasadnicze grupy: metody, w których posługujemy się „białym” promieniowaniem rentgenowskim i metody, w których wykorzystujemy jedną lub dwie linie promieniowania charakterystycznego.

Metody polichromatyczne

Metoda Lauego

W metodzie tej posługujemy się wiązką wyciętą przez kolimator i padającą prostopadle do badanej powierzchni kryształu. Zazwyczaj stosuje się kolimatory o średnicy mniejszej od liniowych rozmiarów ogniska lampy. Charakterystyczna jest duża rozbieżność ugiętych wiązek. Zdolność rozdzielcza metody jest mała.

W przypadku stosowania zwykłych komór Lauego i lamp z dużym ogniskiem (1 mm²) dolna granica pomiaru dezorientacji ziaren wynosi 1°30' [8]. Do badań deformacji kryształu stosuje się zazwyczaj technikę fotografii wstecznych.

Przy pomocy metody Lauego nie zawsze można oddzielić efekt poligonizacji od efektu naprężeń; interpretacja asteryzmu nie zawsze bywa jednoznaczna [9].

Kształt i struktura plamek interferencyjnych zależy od wielu czynników, stąd zwykła metoda Lauego nie pozwala na bardziej dokładne badanie deformacji kryształów.

Z biegiem czasu opracowano szereg metod pozwalających na zwiększenie zdolności rozdzielczej.

N. A. Brilliantow [10] stosował następującą metodę do badań deformacji kryształów NaCl: spośród wiązek ugiętych występujących w metodzie Lauego wybiera się wiązki o największym natężeniu, pozostałe przesłania się. W czasie doświadczenia kasetę i kryształ przemieszczają się synchronicznie w kierunkach do siebie prostopadłych w płaszczyznach prostopadłych do kierunku wiązki padającej. Wiązka promieni ślizgając się po powierzchni kryształu odbija się od coraz to innego miejsca powierzchni kryształu. Przy pełnej jednorodności kryształu i braku wzajemnie skrzyżowanych obszarów, na filmie zostają zarejestrowane dwa ciągłe, proste ślady pochodzące od promieni padających i ugiętych. Refleksy pochodzące od części zdeformowanych nie układają się na prostych. Stosując tę metodę można badać topografię powierzchni i blokową strukturę kryształów. Nie pozwala ona jednak na rozdzielenie efektów pochodzących od lokalnych naprężeń i nierówności powierzchni, od efektów wywołanych dezorientacją bloków mozaiki. Zdolność rozdzielcza zależy od wielkości ogniska i warunków kolimacji.

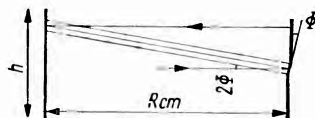
Metoda Berga

Berg w 1931 roku opracował metodę, w której jako źródło stosował lampę z szerokim ogniskiem [11]. Wiązka promieni X padała na powierzchnię kryształu spełniając warunek Bragga w danym przedziale długości fal widma ciągłego. Jeżeli w kryształach występowała poligonizacja i skręcenie bloków, to na fotografii, na tle widma ciągłego widoczne były czarne lub białe obszary, których szerokość zależała od wymiarów bloków i ich orientacji.

Metodę tę można było stosować do wykrywania tylko grubych defektów w kryształach. Czas naświetlania wynosił około 20 godz.

W ostatnich latach opracowano szereg metod, w których jako źródła promieni X stosuje się lampy z małym ogniskiem, tzn. o wymiarach liniowych rzędu kilkudziesięciu mikronów. Jeżeli w metodzie Lauego dla otrzymania fotografii wstecznej zamiast szerokiego ogniska i kolimatora o średnicy rzędu 1 mm zastosować ognisko o wymiarach 40μ [1] i kolimator o tej samej średnicy, otrzymuje się bardzo korzystne warunki dla rozdzielenia np. dwóch refleksów pochodzących od dwóch bloków skręconych o bardzo mały kąt φ .

Musi być spełniona nierówność $\Phi > h/4R$, gdzie h jest średnicą wiązki odbitej zmierzoną na filmie, a R odległością kryształu od filmu (rys. 2). [12] Na rys. 3 przedstawione są fotografie refleksów uzyskane przy pomocy tej metody w przypadku kryształu krzemu i germanu przy odległości: $R = 3$ cm, $h = 1$ mm i średnicy ogniska 0,04 mm. Podobny efekt można otrzymać stosując lampę z normalnym ogniskiem i diafragmę punktową. Czas naświetlania jednak znacznie wzrasta, ponieważ efektywnie wykorzystana jest tylko mała część ogniska o dużo mniejszej gęstości elektronów niż w przypadku lampy małoogniskowej. Dla zachowania równoległości wiązki o bardzo małym przekroju, stosowanej do badania bardzo małych powierzchni, niektórzy autorzy używają kapilar szklanych o śred-



Rys. 2



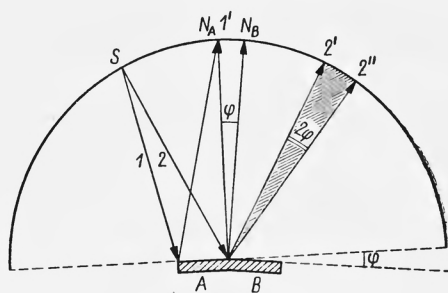
Rys. 3

nicy mniejszej niż 0,1 mm. Otrzymują w ten sposób wiązkę o przekroju idealnie kołowym, z pewnym maksimum natężenia ze względu na całkowite wewnętrzne odbicie promieni X.

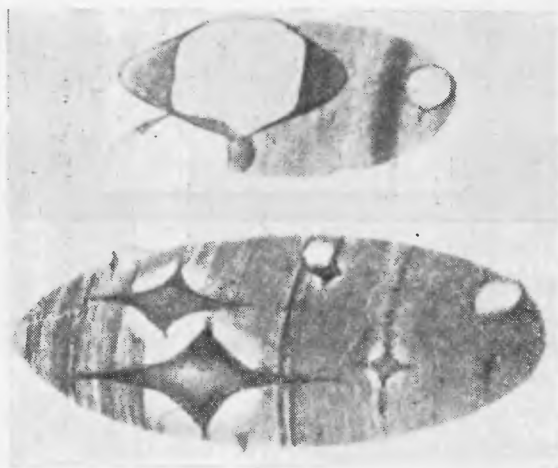
Obydwie te metody pozwalają na wykrywanie blokowej struktury, lokalnych krzywizn sieci atomowej i uszkodzenia powierzchni. Nie są jednak czułe na zmiany parametrów sieci.

Metoda Schulza

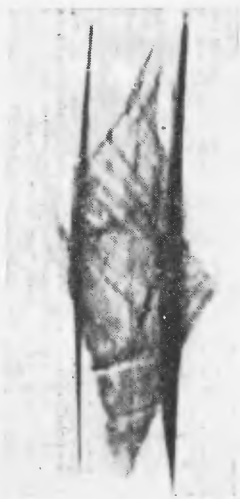
Schulz zastąpił w metodzie Berga źródło promieni X, którym było ognisko normalnych wymiarów, ogniskiem o średnicy 30μ (rys. 4) [13]. W ten sposób można uzyskać dużo większą zdolność rozdzielczą, która jest praktycznie ograniczona wielkością ogniska, grubością ziaren emulsji i odległością kliszy od kryształu. Z ogniska S pada wiązka rozbieżna na badaną powierzchnię kryształu. Ze zmianą w sposób ciągły kierunku wiązki pierwotnej zmienia się w sposób ciągły długość fali, dla której, przy stałej odległości między płaszczyznami, spełniony zostaje warunek Bragga. W przypadku kryształu o bardzo dobrej budowie otrzymuje się praktycznie na fotografii widmo ciągłe. Jeżeli wiązka pada na dwa bloki skrócone wzglę-



Rys. 4

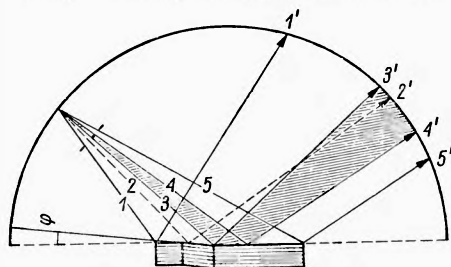


Rys. 5

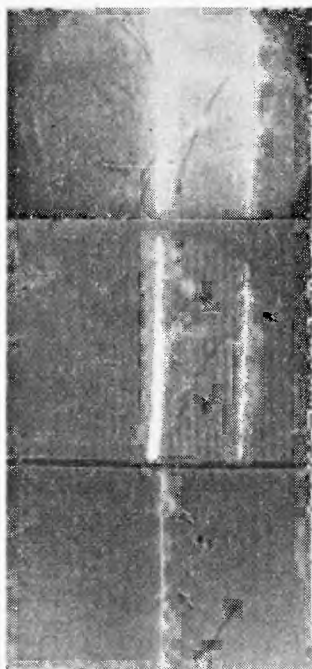


Rys. 6

dem siebie o kąt φ , tak jak na rys. 4, to na tle widma ciągłego powstaje przerwa (biała linia na kliszy). Jeżeli kierunek skręcenia jest przeciwny, wówczas na tle widma ciągłego otrzymuje się linie ciemne na skutek nałożenia się poszczególnych części widma (rys. 5, 6); foremne figury odpowiadają miejscom wciskania ostrza. Kąt skręcenia φ można wyznaczyć, gdy dana jest odległość filmu od kryształu i szerokość czarnej lub białej linii. Obraz uzyskany tą metodą nie jest zawsze łatwy do interpretacji,



Rys. 7



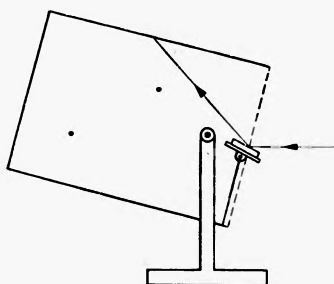
Rys. 8



Rys. 9

zwłaszcza gdy powierzchnia kryształu nie jest równa. Efekt przesunięcia wiązki na skutek np. różnej głębokości jamek trawienia, czy figur na powierzchniach kryształów łupanych może dawać obraz podobny jak efekt pochodzący od makromozajkowej struktury.

Opracowano metodę, która pozwala odróżnić te dwa efekty (rys. 7) [14]. Na drodze wiązki padającej umieszcza się siatkę drucianą z oczkami rzędu 0,1 mm. Jeżeli ciemne linie pochodzą od bloków mozaiki objętych wiązką, to mogą się one nałożyć na niektóre ślady cienia siatki jak to pokazano strzałkami na rys. 8.



Rys. 10



Rys. 11

Nierówności i wygięcia powierzchni krysztalu dają deformację obrazu siatki (rys. 9 — fotografia powierzchni monokrysztalu cynku, w przypadku a) — powierzchnia krysztalu zdeformowana, b) — niezdeformowana).

C. T. Wei [15] wprowadził do metody Schulza pewne ulepszenie pozwalające na jednoczesne fotografowanie refleksów pochodzących od różnych płaszczyzn atomowych. Refleksy układają się na poszczególnych warstwicach, co ułatwia określenie wzajemnego układu skrzyżowanych względem siebie obszarów (rys. 10). Schemat komory zbudowanej do tego celu przez Wei a przedstawia rys. 11. Szerokość ciemnej lub jasnej linii biegnącej równoległe do osi cylindrycznej kasety dana jest przez wyrażenie $\tau = \omega \cdot 2d$, gdzie ω stanowi kąt nachylenia dwu bloków. Szerokość białej lub czarnej linii biegnącej w kierunku prostopadłym do osi kasety wynosi:

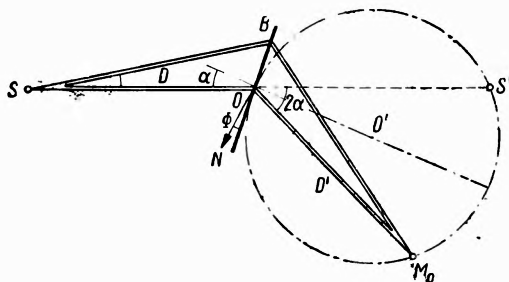
$$\tau = \frac{\omega \cdot 2d}{\sin^2 \theta}$$

gdzie d = promień kasety.

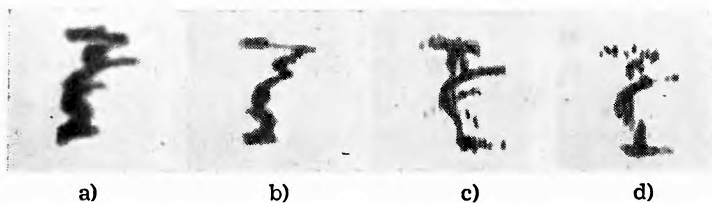
Metoda Guiniera i Tennevena

Dotychczas była mowa o metodach odbiciowych, służących przede wszystkim do badania powierzchni krysztalów — stanowią one pewien rodzaj mikroskopii rentgenowskiej.

Guinier i Tenevin [16] pokazali, że prześwietlając cienką płytkę kryształu polichromatyczną wiązką pochodzącą z liniowego ogniska, również można ujawnić niedoskonałości w budowie kryształu. Zasadę metody obrazuje rys. 12. Promienie o różnych długościach fal spełniających waru-



Rys. 12



Rys. 13

nek Bragga dla danej rodziny płaszczyzn sieciowych ogniskują się w jednym punkcie. Promienie o różnej długości fali odbite od rodziny płaszczyzn skróconych o pewien kąt w stosunku do drugiej rodziny płaszczyzn przecinają się w jednym punkcie na okręgu przechodzącym przez środek symetrii O odcinka SS' i stycznym do powierzchni kryształu. O ile kryształ posiada prawidłową budowę, wówczas szerokość zogniskowanego refleksu Lauego winna być równa średnicy źródła. Jeżeli kryształ jest zdeformowany to otrzymany refleks jest poszerzony. Dla bardzo dobrych kryształów graniczna zdolność rozdzielcza jest tak duża, że można wyznaczyć kąty skręceń rzędu $10''$ przy odległości kliszy od kryształu wynoszącej 1 m.

Rys. 13 przedstawia strukturę zogniskowanych plamek Lauego w przypadku monokryształu aluminium: a) próbka plastycznie zdeformowana na zimno, b) rozciągana 14 godzin w 520°C , c) rozciągana 14 godzin w 565°C , d) rozciągana 14 godz. w 610°C . Widoczny jest stopniowy wzrost mikrobloków [17].

Metoda powyższa jednak nie zawsze pozwala na rozdzielenie efektów pochodzących od naprężeń i od skręceń bloków mozaiki.

Metody monochromatyczne

W uprzednio opisanych metodach wiązki promieni rentgenowskich oświetlały zazwyczaj duży obszar powierzchni kryształu. Podobne warunki badania można stworzyć również stosując promieniowanie monochromatyczne.

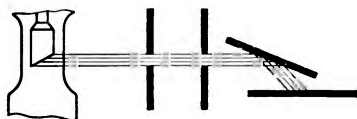
Jak się przekonamy poniżej badanie kształtu linii spektralnych pozwala na daleko subtelniejsze pomiary kątów skręceń bloków mozaiki zwłaszcza przy zastosowaniu spektrometru z podwójnym kryształem i rejestracją jonizacyjną. Stosowanie monochromatycznych wiązek zbieżnych lub quasi-płaskich pozwala ujawnić na drodze fotograficznej nie tylko lokalne defekty ale i zbadać ich wzajemny rozkład oraz bardziej dokładnie rozdzielić efekty pochodzące od makro- i mikrostruktury powierzchni.

Metody monochromatyczne można by podzielić na dwa rodzaje: mikroskopowe — pewien rodzaj mikroskopii rentgenowskiej — i spektrometryczne.

Metody mikroskopowe

Metoda G o g o b e r i d z e

G o g o b e r i d z e zastosował do badań deformacji kryształu metodę podobną do metody Berga [18]. Zasadnicza różnica polegała na tym, że badał on strukturę monochromatycznej wiązki ugiętej w układzie asymetrycz-



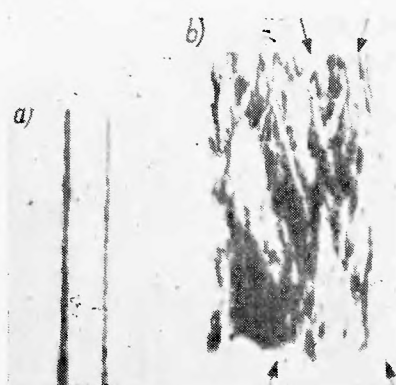
Rys. 14

nym (rys. 14). Prowadziło to do znacznego skrócenia czasu ekspozycji w stosunku do metody Berga (z 20 godzin do 10 minut) oraz do wierniejszego odwzorowania powierzchni kryształu.

Metoda B a ċ k o v s k i e g o

Liniowe źródło w postaci wąskiej szczeliny i szerokiego ogniska pierwsi zastosowali B a ċ k o v s k i i B a r r e t t [19]. Dało to możliwość wykrywania na powierzchni kryształu bardzo drobnych defektów. Metody te jednak nie zawsze pozwalają na lokalizację defektu oraz na oddzielenie efektów wynikających z nierówności powierzchni i struktury blokowej. W metodzie Bačkovskiego stosuje się szerokie ognisko.

Wiązka promieni X pada na wąską szczelinę umieszczoną tuż przy okienku lampy, a następnie biegnie wzdłuż trzymetrowej rury wypełnionej wodorem dla zmniejszenia absorpcji. Rura jest zamknięta bardzo cienkimi błonkami celuloidowymi. Wiązka oświetla duży obszar powierzchni kryształu. Ponieważ wiązka jest rozbieżna odbijają ją jednocześnie te bloki, znajdujące się na całej powierzchni kryształu, dla których spełniony zostaje



Rys. 15

warunek Bragga, przy danej długości fali promieniowania charakterystycznego. Przez umieszczenie kliszy tuż przy kryształ w płaszczyźnie prostopadłej do średniego kierunku wiązki odbitej otrzymuje się na kliszy odwzornienie struktury powierzchni. W przypadku quasi idealnego kryształu obraz ma postać linii (rys 15a). W przypadku kryształu z makromozaiką otrzymuje się zamiast linii obraz taki jak na rys. 15b. Szerokość tego obrazu jest tym większa, im kryształ jest bardziej zdeformowany.

Szerokość k obszaru odbijającego dana jest przez wyrażenie:

$$k = R \frac{d}{n\lambda} \Delta\sigma,$$

gdzie:

R — odległość kryształu od źródła,

d — stała sieci,

$\Delta\sigma$ — miara kątowa deformacji kryształu,

n — rząd widma,

λ — długość fali rentgenowskiej widma charakterystycznego,

Otrzymywany na kliszy obraz jest zwężony w stosunku $\frac{k'}{k} \cong \sin \vartheta$,

gdzie ϑ jest braggowskim kątem odbicia.

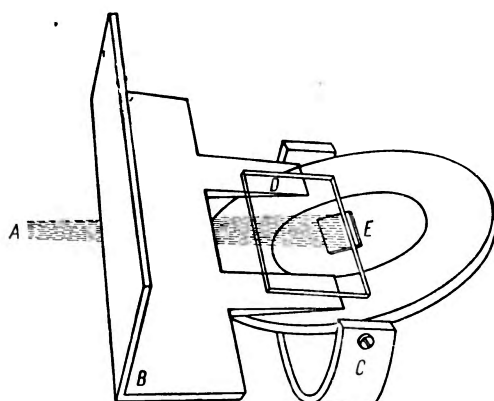
Na podstawie otrzymanych fotografii nie jest jednak łatwo określić, które miejsca kryształu są zdeformowane, można natomiast stwierdzić, jaki jest rozkład zniekształceń. Kąty skręceń poszczególnych bloków rzędu kilku minut można wyznaczać na drodze kolejnego fotografowania obrazów interferencyjnych powstających po obróceniu kryształu o bardzo mały kąt. Do otrzymania fotografii wystarcza w przypadku kryształu o dobrej zdolności odbijającej czas rzędu 5 minut (przy prądzie anodowym 20 mA i napięciu 40 kV.) Fotografowanie jest trudne do interpretacji jeśli powierzchnia kryształu nie jest dostatecznie gładka.



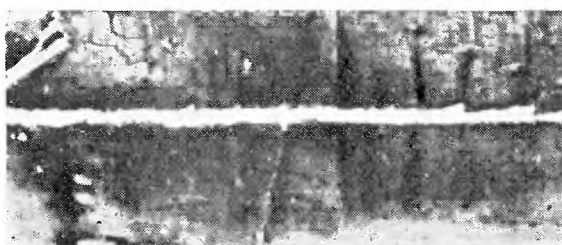
Rys. 16

Zastępując w metodzie Bačkovskiego szczelinę ogniskiem punktowym o efektywnej średnicy 25μ , jak to pokazał autor wraz z K. Gotwoodem [20] można uzyskać bardzo wyraźny obraz mikrostruktury powierzchni dużych kryształów. Rys. 16 przedstawia otrzymaną w ten sposób fotografię w przypadku monokryształu cynku o długości 15 cm i szerokości 4 cm (odległość ogniska od kryształu — 1000 mm, filmu od kryształu — 100 mm, badano powierzchnię „przełupu” (0001)). Na tle jasnych prążków (pozytyw), stanowiących linie interferencyjne pochodzące od różnie skręconych bloków, znajdujących się w różnych częściach kryształu, występują linie skośne, względem siebie jednakowo nachylone. Linii tych nie ujawniły wprost obserwacje mikroskopowe powierzchni. Linie te występują po tej stronie kryształu, do której była przyłożona siła konieczna do zapoczątkowania procesu łupania. Na podstawie wzajemnego nachylenia linii i ich szerokości można przypuszczać, że stanowią one tzw. pasma bliźniacze powstałe na skutek mechanicznego oddziaływania [20].

B a r e t realizując idee B e r g a [21] opracował metodę pozwalającą na uzyskanie dużej zdolności rozdzielczej przy badaniu niedoskonałości powierzchni kryształów. Metoda ta jednakże nie daje możliwości wyznaczenia dezorientacji poszczególnych bloków. Rys. 17 przedstawia schemat zestawu aparaturowego. Jako źródło promieni X służy wąskie liniowe ognisko. Odległość ogniska od kryształu wynosi 100 mm. Film bardzo drobno ziarnisty umieszcza się w odległości 0,1 mm od powierzchni badanej. Osiągalna zdolność rozdzielcza jest rzędu 2μ . Rys. 18 przedstawia negatyw fotografii uzyskanej tą metodą w przypadku monokryształu cynku. Jasne obszary



Rys. 17



Rys. 18

odpowiadają blokom, które nie spełniają warunku Bragga dla danej długości fali promieniowania charakterystycznego, ciemne nieregularne linie — granicom między ziarnami lub obszarami o małej ekstynkcji.

Metoda Bragga

Badając całkowite natężenie linii interferencyjnych promieniowania charakterystycznego otrzymanych metodą Bragga można stwierdzić, że natężenie linii zależy od stopnia doskonałości kryształu. Zjawisko to zauważył jeszcze Moseley a interpretację teoretyczną podali Darwin [22] i Ewald [23].

Gdy kryształ znajduje się w położeniu spełniającym warunek Bragga fala ugięta unosi z sobą część energii fali padającej. Następuje więc osłabienie wiązki pierwotnej, nawet gdy praktycznie nie występuje zwykle pochłanianie. W teorii kinematycznej zaniedbuje się osłabienie wiązki pierwotnej na skutek odbicia. Takie założenie jest jednak sprzeczne z prawem zachowania energii. Jeżeli kryształ jest dostatecznie gruby, to na pewnej głębokości amplituda fali padającej maleje do zera, nawet gdy pochłanianie zwykle jest bardzo małe. Następuje więc pełne odbicie. Kinematyczną

teorię interferencji promieni X można rozpatrywać jako pewien przypadek teorii dynamicznej. Jest ona słuszna dla odpowiednio cienkich warstw krystalicznych, można wówczas zaniedbać osłabienie wynikające z odbicia.

Oslabienie wiązki pierwotnej na skutek odbicia nazywamy ekstynkcją. Rozróżniamy dwa rodzaje ekstynkcji: ekstynkcję pierwotną i wtórną.

W przypadku idealnego kryształu, w którym płaszczyzny uginające są w pełni równoległe, fala odbita ulega powtórnemu ugięciu na płaszczyźnie poprzedniej i rozchodzi się w kierunku wiązki padającej. Różnica faz między wiązką padającą i podwójnie ugiętą wynosi π . Amplituda fali wypadkowej rozchodzącej się w kierunku wiązki pierwotnej równa się różnicy amplitud fali pierwotnej i dwukrotnie odbitej. Amplituda fali pierwotnej maleje więc w miarę przenikania wiązki w głąb kryształu. Tego rodzaju osłabienie wiązki pierwotnej zostało nazwane ekstynkcją pierwotną.

Jeżeli płaszczyzny uginające nie są w pełni równoległe to między falą padającą i odbitą nie powstają określone stosunki fazowe. Realny kryształ, jak wiemy, składa się z małych, nieco zdeorientowanych bloków, wewnątrz których płaszczyzny atomowe są zazwyczaj w pełni równoległe. W tym przypadku nie dodają się amplitudy fal padających i dwukrotnie ugiętych lecz ich natężenia. Natężenie fal padających ulega zmniejszeniu w miarę przenikania wiązki w głąb kryształu. Osłabienie spowodowane tym zjawiskiem nazywamy ekstynkcją wtórną.

Wszystkie kryształy można podzielić na następujące grupy [24]:

1. Kryształy o idealnie prawidłowej budowie; występuje w nich silna ekstynkcja pierwotna.
2. Kryształy o dużych blokach i dużej dezorientacji: w kryształach tych występuje silna ekstynkcja pierwotna a słaba ekstynkcja wtórna (— duża dezorientacja).
3. Kryształy o dużych blokach i małej dezorientacji; silna ekstynkcja pierwotna i wtórna.
4. Kryształy o małych blokach i małej dezorientacji: w tym przypadku ekstynkcja pierwotna jest słaba a wtórna silna.
5. Kryształy o maleńkich blokach i dużej dezorientacji cechuje słaba tak pierwotna, jak i wtórna ekstynkcja.

Dla kryształów pierwszej grupy została opracowana dynamiczna teoria interferencji promieni X . Według tej teorii współczynnik całkowitego odbicia dany jest przez wyrażenie:

$$\frac{E\omega}{I} = \frac{8}{3\pi} \frac{1 + |\cos 2\vartheta_0|}{2} \frac{e^2}{mc^2} \frac{N\lambda^2}{\sin^2 2\vartheta_0} |F|, \quad (1)$$

gdzie: E — całkowita energia promieniowania odbita od kryształu,
 ω — prędkość kątowna obrotu kryształu,

- I — natężenie wiązki padającej o danej długości fali
 ϑ — kąt ugięcia,
 e — ładunek elektronu
 m — masa elektronu
 c — prędkość światła
 N — liczba elementarnych komórek w jednostce objętości,
 λ — długość fali promieniowania padającego
 F — amplituda strukturalna

Dla kryształów piątej grupy obowiązuje kinematyczna teoria. Na całkowity współczynnik odbicia od powierzchni dużego kryształu otrzymuje się wyrażenie:

$$\frac{E\omega}{I} = \frac{Q}{2\mu}, \text{ gdzie } Q = \frac{1 + \cos^2 2\vartheta_0}{2} \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\vartheta_0} |F|^2, \quad (2)$$

gdzie μ — liniowy współczynnik pochłaniania promieni X (promieniowanie padające niespolaryzowane). Te dwie grupy stanowią przypadki wyidealizowane. W rzeczywistości realne kryształy można zaszeregować do pozostałych grup.

Współczynnik całkowitego odbicia od dużego kryształu składającego się z niezależnych warstw o idealnej budowie, w przypadku niespolaryzowanej wiązki padającej, dany jest przez wyrażenie:

$$\frac{E\omega}{I} = \frac{\Theta}{2\mu} \frac{\text{th}(\sigma S)}{\sigma S} \quad (3)$$

σ — liczba płaszczyzn uginających, S — amplituda fali odbitej od jednej płaszczyzny.

Dla małych wartości (σS) czynnik $\frac{\text{th} \sigma S}{\sigma S} \cong 1$, wówczas ekstynkcję pierwotną można zaniedbać. Dla dużych wartości (σS) czynnik $\frac{\text{th} \sigma S}{\sigma S}$ znacznie maleje i nie może być zaniedbany. Poprawkę na ekstynkcję pierwotną wprowadza się tu przy założeniu, że kryształ składa się z pewnej liczby niezależnych warstw. W rzeczywistości takie kryształy nie istnieją. Rozważanie powyższe można stosować z pewnym przybliżeniem do kryształów, w których każda warstwa składa się z małych bloków o różnej dezorientacji chaotycznie rozmieszczonych w głąb kryształu.

Wzór (3) może być stosowany z dobrym przybliżeniem, o ile bloki nie są tak małe, że szerokość linii dyfrakcyjnej, pochodzącej od danego bloku, jest większa od kątowych odchyień płaszczyzn atomowych bloku od średniego kierunku.

W teorii kinematycznej w przypadku występowania pochłaniania współczynnik całkowitego odbicia dany jest przez wyrażenie:

$$\left(\frac{E\omega}{I}\right)_0 = \frac{Q}{2\mu_0},$$

gdzie μ_0 — współczynnik pochłaniania.

Jeżeli w kryształach jest duża ekstynkcja wtórna, wówczas współczynnik pochłaniania wzrasta. Dla przypadku odbicia Bragga:

$$\left(\frac{E\omega}{I}\right)_0 \cong \frac{Q}{2(\mu_0 + gQ)}, \quad (4)$$

Wielkość gQ nazywamy współczynnikiem wtórnej ekstynkcji.

Oznaczmy przez $W(\varphi)$ funkcję rozkładu bloków według kątów skręcenia. Załóżmy, że funkcja ta jest cylindrycznosymetryczna oraz połączmy

$$W(\varphi) = W(\Delta), \quad (5)$$

gdzie Δ jest wielkością odchylenia od średniej orientacji. Zakładając, że W jest funkcją rozkładu błędu otrzymamy

$$W(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\eta} e^{-\frac{\Delta^2}{2\eta^2}}, \quad (6)$$

gdzie η — średnia dezorientacja.

Zależność między η i g dana jest przez wyrażenie:

$$g = \frac{1}{2\pi\eta^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Delta^2}{\eta^2}} d\Delta = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\eta}. \quad (7)$$

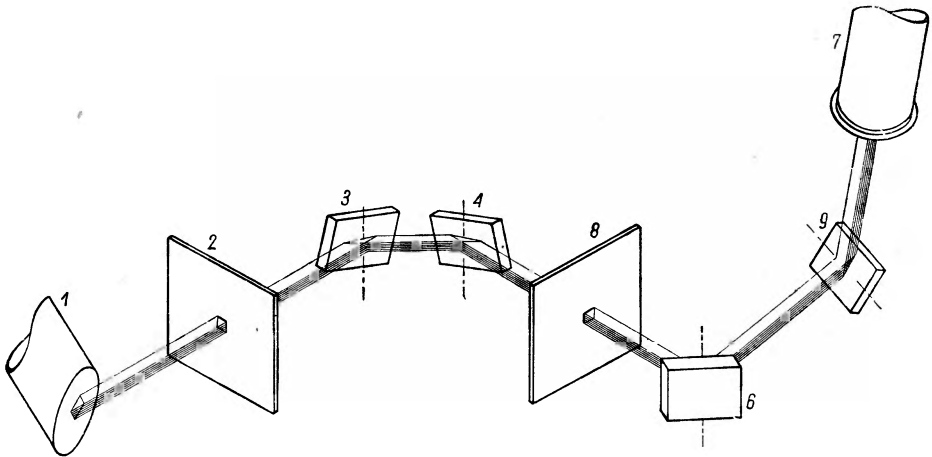
Wpływ ekstynkcji wtórnej na natężenie linii ilustruje następujący przykład: niech $\eta = 1,1 \times 10^{-3}$ ($\sim 4'$), wówczas $g = 260$. Przy tej wartości g całkowity współczynnik odbicia dla linii (200) NaCl (przypadek Bragga, $\gamma = 1,54 \text{ \AA}$) ulega zmniejszeniu z 35×10^{-5} w przypadku idealnej mozaiki, do 30×10^{-5} .

gQ jest proporcjonalne do $|F|^2$, stąd wynika większy wpływ ekstynkcji wtórnej na linie o większym natężeniu. Z przytoczonych zależności wynika, że im większa jest dezorientacja bloków, tym większe winno być całkowite natężenie linii interferencyjnych.

Różnice w natężeniu linii interferencyjnych obserwowane przez Moseleya w przypadku kilku kryształów tej samej substancji znajdują wyjaśnienie w wyżej przedstawionych elementach teorii.

Tak więc badając rozkład natężeń linii braggowskiej można otrzymać pewne informacje o stopniu naruszenia doskonałości powierzchni kryształów.

Szerokość linii braggowskiej jest równa w pierwszym przybliżeniu szerokości szczeliny spektrofragu Bragga (przy spełnieniu warunku ogniskowania) [27]. Z dynamicznej teorii interferencji promieni X wynika, że od-



Rys. 19

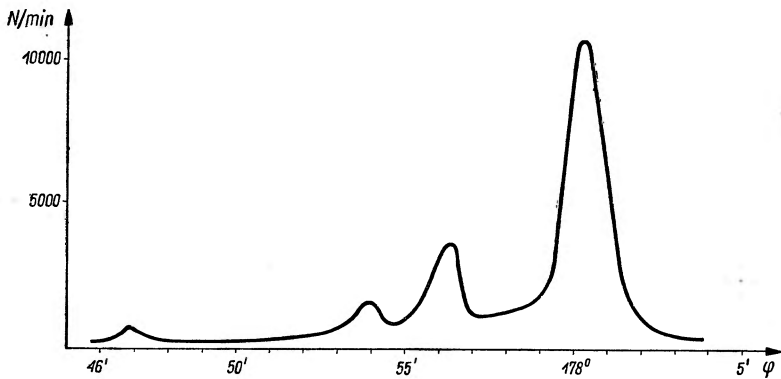
bicie od kryształu nie zachodzi tylko pod kątem Bragga φ , ale też w pewnym przedziale $\varphi + 2\Delta\varphi$, gdzie $\Delta\varphi = \frac{2\delta}{\sin 2\varphi}$ ($\delta = 1 - n$). W rzeczywistości występuje więc poszerzenie fotografowanej linii w porównaniu z szerokością szczeliny. Szerokość linii wyznacza się w praktyce doświadczalnie posługując się kryształem wzorcowym przy założeniu, że nie ma w nim naprężeń. Naprężenia powodują lokalne zmiany stałej sieci, a więc również wpływają na rozmycie linii Bragga.

Bloki mozaiki nachylone równoważnymi płaszczyznami sieciowymi pod różnymi kątami w stosunku do kierunku wiązki padającej, w wyniku oscylacji kryształu, kolejno nachodzą na położenie spełniające warunek interferencji Bragga. Wiązki ugięte na poszczególnych blokach zostają zarejestrowane na kliszy w obszarze o szerokości równej w pierwszym przybliżeniu szerokości szczeliny. Stąd rozkład natężeń wzdłuż linii Bragga jest bardziej równomierny w metodzie oscylującego kryształu niż nieruchomego (w przypadku makromozajki).

Metoda Bragga nie pozwala wprost wyznaczyć dezorientacji bloków mozaiki. Do tego celu prowadzą trzy drogi doświadczalne:

Pierwsza z nich polega na zastosowaniu ściśle monochromatycznej wiązki pierwotnej oraz, jako detektora, licznika Geigera-Müllera z szerokim okienkiem [28]. Rys. 19 przedstawia schemat ideowy aparatury. Z szerokiego ogniska (50 kV, 50 mA) wiązka promieni X pada poprzez szeroką

szczelinę (4×4 mm) na możliwie doskonały kryształ ustawiony pod kątem spełniającym warunek Bragga dla danej długości fal widma charakterystycznego. Odbita równoległa wiązka promieniowania pada na drugi kry-



Rys. 20

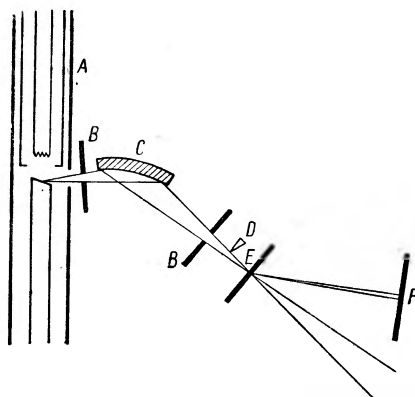
ształ ustawiony pod kątem spełniającym warunek Bragga dla ściśle określonej długości fali $\Delta\lambda_{\text{chr}}$. Promienie odbite od drugiego kryształu padają poprzez szczelinę na kryształ badany, ustawiony na teodolicie Wilda. Przez obrócenie kryształu o bardzo mały kąt zmieniamy kąt padania ściśle monochromatycznej wiązki pierwotnej. Przy danym kącie padania tylko pewna liczba bloków mozaiki spełniać może warunek Bragga. Ustawiając kryształ pod coraz to innym kątem za każdym razem rejestruje się liczbę impulsów licznika N . W ten sposób możemy zmierzyć rozkład kątowy bloków mozaiki (w odniesieniu do całej powierzchni kryształu) (rys. 20). Wiązka odbita od kryształu nie pada wprost na okienko licznika, ale na jeszcze jeden kryształ, ustawiony w ten sposób, że oś jego obrotu jest prostopadła do osi obrotu badanego obiektu. Wprowadzenie takiego analizatora ma na celu ograniczenie pionowej rozbieżności wiązki ugiętej.

Wyżej opisana metoda może służyć również do wyznaczania kształtu linii interferencyjnych w przypadku kryształu zbliżonego do idealnego. Bačkovski stosował do badań promieniowanie charakterystyczne wolframu (WLa); błąd pomiaru kąta wynosił $\pm 0,2''$.

Metoda Bačkovskiego jest bardzo precyzyjna, ale zarazem kosztowna. Do badań mozaikowej struktury stosowano dawniej i stosuje się obecnie prostsze sposoby, choć dają one mniej dokładne wyniki. Wiązkę promieni X monochromatyzuje się tylko przy pomocy jednego kryształu oraz rzuca na badany obiekt poprzez układ wąskich szczelin. Rejestracji wiązek ugiętych dokonuje się również metodami jonizacyjnymi. Kurtz, Kulini i Averbach, korzystając z tej metody wyznaczali gęstość dyslokacji w kryształach Ge i Si [29].

Metoda Lambota [30]

Rys. 21 przedstawia schemat aparatury. Rozbieżna wiązka promieni X wychodząca ze źródła liniowego pada na wygiętą powierzchnię kryształu



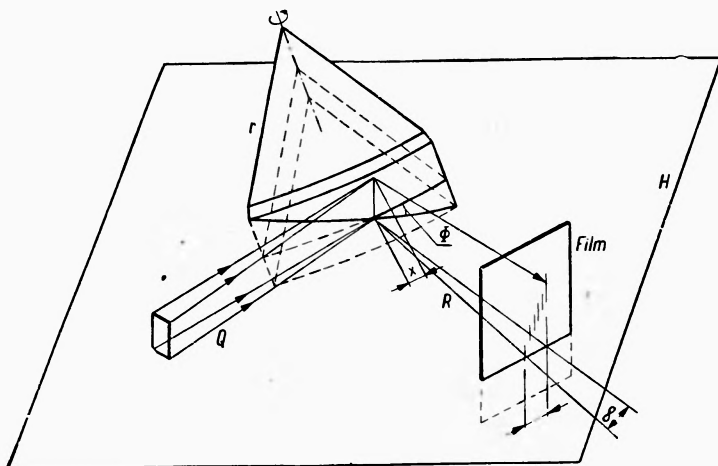
Rys. 21

o możliwie doskonałej budowie. Powierzchnia kryształu badanego znajduje się w miejscu zogniskowania monochromatycznych promieni na przykład linii K_{α_1} , K_{α_2} Cu, tak aby średni kierunek wiązki padającej spełniał warunek Bragga. Dla bloków mozaiki skręconych o pewien kąt warunek ten też jest spełniony dzięki zbieżności wiązki.

Rys. 22 przedstawia zastosowanie tej metody do badań zmian strukturalnych powstających w monokryształach cynku [31] przy ich wyginaniu. Jeżeli linia zogniskowania na kryształ tworzy kąt φ z kierunkiem osi wygięcia, w przypadku poligonizacji, obraz interferencyjny rozpada się na szereg segmentów (rys. 23) pochodzących od różnie skręconych domen. Znając liczbę tych segmentów przypadającą na jeden cm linii i promień krzywizny kryształu można w przybliżeniu obliczyć średnie wymiary doment t oraz średnią dezorientację τ . Lambot podaje (prywatna informacja), że graniczna zdolność rozdzielcza tej metody wynosi 25μ przy kątach skręceń rzędu $30''$.

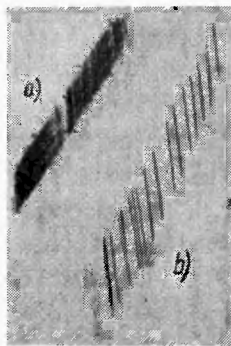
Ostatnio została opracowana jeszcze jedna mikrospektrometryczna metoda pozwalająca na badanie lokalnych defektów powierzchni kryształów [32]. Do wyjaśnienia zasady tej metody pomoże nam rys. 24. Z ogniska punktowego wiązka promieni X pada poprzez szczelinę, o szerokości równej w przybliżeniu efektywnej średnicy ogniska, na kryształ badany. Aparatura jest tak skonstruowana, że na jednej błonie filmowej można otrzymywać dwie fotografie: 1. gdy kryształ oscyluje około położenia spełniającego warunek Bragga dla danego promieniowania charakterystycznego i dla odległości międzypłaszczyznowych płaszczyzn równoległych do ba-

danej powierzchni kryształu, 2. gdy z ruchem kryształu związany jest ruch kliszy. W pierwszym przypadku otrzymujemy normalną fotografię linii Bragga, w drugim przypadku różne bloki mozaiki w różnym czasie spełnia-

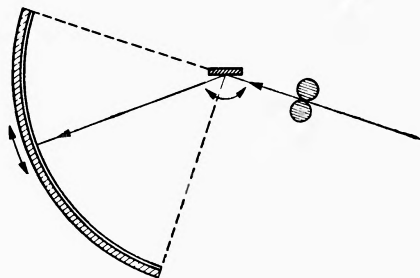


Rys. 22

ją warunek Bragga. Gdy dwa bloki są skrócone o kąt α , to klisza po zarejestrowaniu refleksu od pierwszego bloku, obróciwszy się o kąt α wraz z kry-



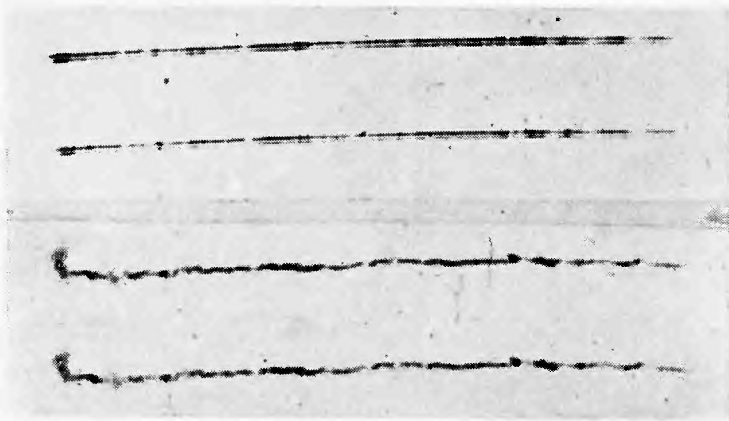
Rys. 23



Rys. 24

ształem, zarejestruje refleksy od drugiego bloku. Mierzając więc odległość między dwoma refleksami, możemy dokładnie wyznaczyć kąt skrócenia. W przypadku dużej liczby drobnych bloków linia Bragga przy ruchomej kliszy rozmywa się (rys. 25). Przesuwając kryształ o pewien odcinek Δl , równoległe do badanej powierzchni, można śledzić wzajemny układ bloków makromozajki oraz w przybliżeniu wyznaczać ich wielkość. Gra-

niczne wymiary bloków, które można wyznaczyć przy pomocy tej metody jednocześnie z ich skręceniem wynoszą 50μ , przy kątach skręceń rzędu $30''$. Dzięki temu, że dla każdego miejsca kryształu możemy wykonać dwie



Rys. 25

fotografie z ruchomym i nieruchomym filmem, jesteśmy w stanie rozdzielić efekty wywołane naprężeniami od efektów wywołanych skręceniem bloków mozaiki.

Rentgenowskie metody badania dyslokacji

Gęstość i rozkład linii dyslokacyjnych w kryształach zależy od jego historii. Dyslokacje, które mogą się przesuwać, rozmieszczają się w ten sposób, że tworzą trwałe pod względem mechanicznym konfiguracje. Konfiguracje te nie mogą przejść w inne o niższej energii, nie przechodząc przez pośrednie konfiguracje o wysokiej energii. Frank założył, że najbardziej trwałe są takie konfiguracje, w których linie dyslokacyjne wiążą się w sieć trójwymiarową. Punkty spotykania się trzech linii dyslokacyjnych zazwyczaj nie przemieszczają się. W miejscach o dużej gęstości dyslokacji ich linie mogą tworzyć siatki specjalnego typu określające granice bloków w kryształach.

Heidenreich i Shockley pokazali, że kryształ z dyslokacjami można rozważać bądź jako zbiór niezależnie odbijających bloków (obserwuje się wówczas dużą dezorientację), bądź jako kryształ, który uległ plastycznemu wygięciu, bądź wreszcie jako zbiór bloków powiązanych ze sobą ściankami dyslokacyjnymi.

Niech Θ oznacza całkowite rozmycie katowe obserwowane w oświetlonym wiązki promieni X ziarnie lub części ziarna o średnicy L . Niech l oznacza średnie liniowe wymiary bloków w kryształach, a α średni kąt między sąsiednimi blokami.

Rozpatrzmy następujące przypadki:

1. gdy $\alpha = \Theta$ — wymaga to, by l w przybliżeniu było równe L , ponieważ orientacja w kryształach zmienia się o stały kąt α od bloku do bloku. W rezultacie otrzymuje się zależność dającą trochę za duże gęstości dyslokacji; $\alpha = \frac{b}{h}$ (b — wartość bezwzględna wektora Burgersa, h — odstęp między dyslokacjami). Gęstość dyslokacji $\rho = \frac{1}{hl}$ jest rzędu $\frac{\Theta}{bl}$. Dla $\Theta = 10^{-2}$, $l = 10^{-1}$ cm gęstość ρ jest rzędu $3 \cdot 10^9$ cm $^{-2}$ ($b = 3 \cdot 10^{-8}$ cm).
2. Jeżeli krzywizna jest stała dla całego ziarna, to:

$$\frac{L}{l} \alpha = \Theta,$$

otrzymuje się wówczas za małe gęstości dyslokacji. Promień krzywizny sieci $r = \frac{L}{\Theta}$, więc $\rho = \frac{\Theta}{bL}$; zakładając $\Theta = 10^{-2}$, $L = 10^{-1}$ cm, $b = 3 \cdot 10^{-8}$ otrzymujemy $\rho \cong 3 \cdot 10^6$ cm $^{-2}$.

3. $\alpha = \Theta \sqrt{\frac{l}{L}}$ — założenie to w przybliżeniu opisuje przypadek, gdy na granicy każdego bloku orientacja zmienia się o α , przy czym α może być dowolne: dodatnie lub ujemne. Liczba granic bloków przecinanych linią o długości L wynosi $n = \frac{L}{l}$, a prawdopodobna zmiana orientacji od jednego końca linii do drugiego wynosi $\alpha \sqrt{n}$, gęstość dyslokacji jest równa wówczas $\frac{\Theta}{b\sqrt{lL}}$; $\Theta = b\rho^{\frac{3}{4}} L^{\frac{1}{2}}$.

Gdy $\Theta = 10^{-2}$, $L = 10^{-1}$ cm, $b = 3 \cdot 10^{-8}$ cm, $l = 10^{-4}$ cm wówczas $\rho = 10^8$ cm $^{-2}$.

Taka gęstość dyslokacji jest bardziej prawdopodobna.

Należy przy tym zauważyć, że dla utworzenia bloku potrzebna jest, w granicznym przypadku, co najmniej jedna dyslokacja, więc rozmiary bloków nie mogą być mniejsze niż $\sqrt{\frac{l}{\rho}}$. Przy $l = 10^{-4}$ i $\rho = 10^8$ cm $^{-2}$ bloki są rozgraniczone przez proste dyslokacje, a struktura przedstawia sobą siatkę takiego typu, jak zakładał Frank.

Z przytoczonych rozważań wynika, że na drodze badań rentgenowskich można, przy pewnych założeniach dotyczących konfiguracji dyslokacji, szacować ich gęstość. Rozważania te dotyczyły oczywiście tylko dyslokacji krawędziowych.

W przypadku bezładnego rozkładu linii dyslokacyjnych w kryształach traktowanym jako całość, dla wyznaczania gęstości dyslokacji stosowano dotychczas zarówno metodę spektrometru z pojedynczym lub podwójnym kryształem, jak i metodę Lambota.

Averbach i inni badali np. gęstość dyslokacji w Ge i Si, stosując spektrometr z rejestracją licznikową, w którym jako monochromator służył możliwie idealny kryształ germanu. Dla obliczenia gęstości dyslokacji na podstawie danych eksperymentalnych opierano się na następujących rozważaniach, dotyczących właściwie gęstości dyslokacji na granicy. Zakłada się, że bloki są zdeorientowane w stosunku do średniego ich położenia i że rozkład wokół tego średniego położenia dany jest przez krzywą Gaussa. Prawdopodobieństwo odchylenia o kąt Θ orientacji danego bloku od średniego położenia jest proporcjonalne do $e^{-h^2\Theta^2} d\Theta$. Podobnie dla sąsiedniego bloku prawdopodobieństwo odchylenia o kąt Φ od średniego położenia jest proporcjonalne do $e^{-h^2\Phi^2} d\Phi$. Prawdopodobieństwo, że jednocześnie jeden blok jest odchylony o kąt Θ a drugi o kąt Φ od położenia średniego, dane jest przez wyrażenie $e^{-h^2(\Theta^2 + \Phi^2)} d\Theta d\Phi$. W wyniku można obliczyć prawdopodobne odchylenie między sąsiednimi blokami. Średnią wartość tego odchylenia daje wyrażenie:

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Theta - \Phi| e^{-h^2(\Theta^2 + \Phi^2)} d\Theta d\Phi}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-h^2(\Theta^2 + \Phi^2)} d\Theta d\Phi}$$

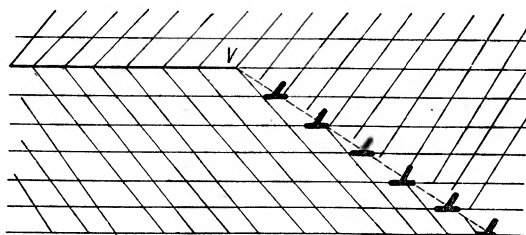
Obliczono, że $a \cong 0,36 K \cong \frac{K}{3}$, gdzie K jest mierzonym rozrzutem kątowym bloków. K przyjmują autorzy równe połowicznej szerokości krzywej Gaussa.

Gęstość dyslokacji w kryształach obliczamy z wyrażenia: $\rho = \frac{K^2}{gb^2}$ przy założeniu, że $K = (\beta^2 - \Psi^{h^2})^{\frac{1}{2}}$, gdzie β jest mierzoną połowiczną szerokością linii dyfrakcyjnej, a Ψ połowiczną szerokością linii otrzymanej przez odbicie od kryształu monochromatyzującego.

Obecnie uważa się, że gęstości dyslokacji otrzymane na podstawie tych wyliczeń są nieco za duże w porównaniu z gęstościami uzyskanymi na podstawie innych doświadczeń. Niezgodność ta może wynikać z założenia o bezładnym rozkładzie, które nie zawsze jest spełnione, jak również z wpływu defektów innego typu na rozmycie linii dyfrakcyjnych.

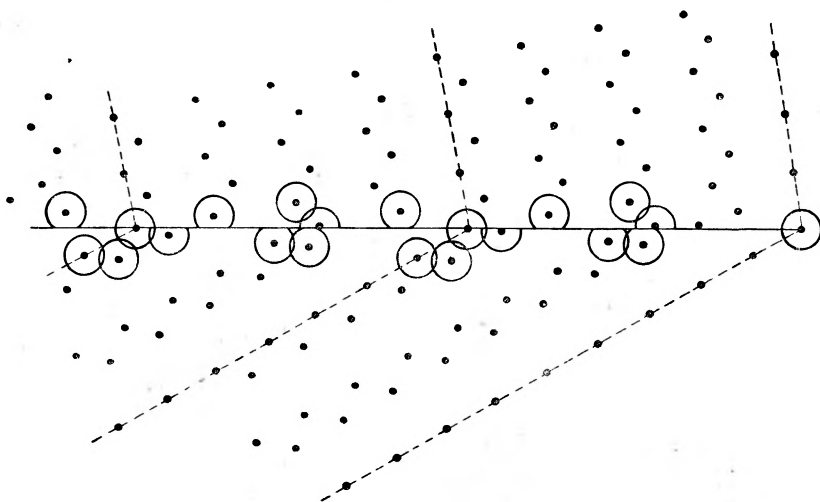
Noggle i Koehler badali gęstość dyslokacji w monokryształach Al wysokiej jakości stosując metodę Lambota. W obliczeniach korzystali z zależności $\rho = b\varrho^{\frac{3}{4}}(L)^{\frac{1}{2}}$ (oznaczenia jak na stronie 98). Wyznaczone przez

tych autorów całkowite gęstości dyslokacji rozłożonych bezładnie wahały się od $2,3 \cdot 10^6$ do $2,9 \cdot 10^6$ linii na cm^2 , a gęstość dyslokacji na niskokątowych granicach od 10^4 do 10^5 linii na cm^2 .



Rys. 26

O ile w przypadku bezładnego rozkładu dyslokacji można tylko w przybliżeniu wyznaczyć ich gęstości, to w przypadku pojedynczych niskokątowych granic gęstość liniową wyznacza się znacznie dokładniej.



Rys. 27.

Interesujące zagadnienie stanowi wyznaczanie rozkładu „dyslokacji” na granicach wysokokątowych. Możemy tu rozróżnić kilka przypadków:

1. Granica między dwoma blokami stanowi normalną granicę bliźniaczą, taką że jedna część układu stanowi zwierciadlane odbicie drugiej, a poszczególne rzędy atomów mają wszystkie atomy wspólne. Znaczy to, że na granicy wszystkie rzędy na siebie trafiają (rys. 26). Jest to tzw. granica koherentna.

2. Może istnieć granica, na której tylko co pewien okres występują wspólne atomy. Taką granicę nazywamy granicą niekoherentną. Tego rodzaju granice występują w okolicach normalnych granic bliźniaków, stąd mówi się często o niekoherentnych granicach bliźniaków.

Jak wykazały badania T. Figielskiego i rozważania teoretyczne L. Sosnowskiego tego rodzaju granice w Ge posiadają często szczególnie interesujące własności elektryczne. Wyznaczanie rozkładu dyslokacji na takiej granicy jest bardzo czasochłonne (wymaga dobrej wyobraźni przestrzennej). Do badań stosuje się metodę Lauego i punktowe źródło promieni X. Rys. 27 przedstawia strukturę jednej z takich granic (atomy, leżące na liniach przerywanych, na granicy są wspólne), rozszyfrowaną przez M. Lefeld w kryształ Ge.

3. Granicę może stanowić zupełnie nieforemny zrost, o dużej liczbie ząbów. Na takiej granicy jednoznaczne określenie gęstości linii dyslokacyjnych jest niemożliwe.

Podałem tu oczywiście pewne skrajne przypadki.

Badania prawidłowości, występujących na granicach zrostów i ich wpływu na różne właściwości fizyczne wydają się być szczególnie interesujące i stanowią przedmiot obecnie rozwijanych badań.

Literatura

1. W. Shockley, J. H. Hollomon, R. Maurer i F. Seitz — *Imperfections in Nearly Perfect Crystals — Symposium at Pocono Monor* (1950).
2. Haasen i A. Seeger — Materiały z konferencji fizycznej w Heidelbergu (1957).
3. A. D. Kurtz, S. A. Kulin, B. L. Averbach, — *Phys. Rev.* **4**, 1285 (1956).
4. W. T. Read — *Dislocations in Crystals* (również tłumacz. rosyjskie) (1957).
5. *Handbuch der Physik*, **XXXII**, 438 (1957).
6. P. Haasen i A. Seeger — Materiały z konferencji fizycznej w Heidelbergu (1957).
7. S. A. Siemiletow i Z. G. Pinskiier — *Kristallografija* **1**, 209 (1956).
8. S. Flüge — *Handbuch der Phys.* **XXXII**, 428 (1957).
9. K. Lonsdale — *Crystals and X-Rays*, London, 1948.
10. E. E. Wainsztein — *Swietosilnaja apparatura dla rientgienospiektralnogo analiza*, Moskwa 1957; *Sov. Phys.* **6**, 586 (1934).
11. K. Berg — *Naturwiss.* **19**, 391 (1931).
12. P. J. Holmes — *Brit. Jour. Appl. Phys.* **6**, 180 (1955).
13. L. G. Schulz — *Trans. Am. Inst. Mining Met. Engers.* **200**, 1082 (1954).
C. T. Wei, A. Beck — *Jour. Appl. Phys.* **12**, 1508 (1956).
14. J. Auleytner — Referaty wygłoszone na Zjeździe Fizyków we Wrocławiu (1957) oraz na Międzynarodowej Konferencji poświęconej mechanicznym właściwościom ciał niemetalicznych w Leningradzie (1958).

15. C. T. Wei — Rev. of Scien. Instr. **6**, 397 (1956).
16. A. Guinier i J. Tennevin — Progr. Met. Phys. **2**, (1950).
Handbuch der Physik, **XXXII**, 428 (1957).
17. W. Shockley i inni — *Imperfections in Nearly Perfect Crystals Simposium* (1950).
18. G. B. Gogoberidze — Żurn. Eksp. i Teoriet. Fiz. **1**, 94 (1940).
19. J. Bačkovski — *Tiechniczeskije Izwiestija* **3**, 10 (1950).
20. J. Auleytner — Referat na Międzynarodowej Konferencji poświęconej mechanicznym właściwościom ciał niemetalicznych w Leningradzie (1958).
21. C. S. Barrett — Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Engrs. **161**, 15 (1945).
Handbuch der Physik, **XXXII** (1957).
22. H. G. J. Moseley i G. G. Darwin — Phil. Mag. **26**, 210 (1913).
C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 315, 675 (1914).
23. P. P. Ewald — *Handbuch der Physik* **XXXIII** 2 (1933).
24. M. B. Borowski — *Fiziczeskije osnovy rientgienospektralnych issliedowanii*, Moskwa 1956.
25. R. W. James — *The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*, London, 1950.
26. W. H. Zachariasen — *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*, New York, 1946.
27. I. B. Borowski i M. A. Błochin — *Rientgienospektralnyj analiz* (1939).
28. J. Bačkovski — Czechosł. fiz. žurnál **6**, 390 (1956).
29. A. D. Kurtz S. A. Kulini B. L. Averbach, — Phys. Rev. **4**, 1285
30. H. Lambot, L. Vassamilleti J. Dejece — Acta Metallurg. **1**, 711 (1953). *Handbuch der Physik*, **XXXII** 430 (1957).
31. C. T. Wei i A. Beck — J. Appl. Phys. **12**, 1508 (1956).
32. J. Auleytner — Acta phys. polon. **2—3**, 111 (1958).
33. A. M. Cottrell — *Dislocations and Plastic Flow in Crystals.*, Oxford 1953.
34. T. S. Noggle i J. S. Kochler — Acta Metallurg. **3**, 260 (1955).
35. A. D. Kurtz, S. A. Kulini B. L. Averbach — Phys. Rev. **4**, 1285 (1956).
36. P. Gay, P. B. Hirschi A. Kelly — Acta Metallurg. **1**, 315 (1953).
37. P. Haaseh i A. Seeger — Materiały z konferencji fizycznej w Heidelbergu (1957).
38. L. Sosnowski — Referat na konferencji w Rochester (1958).
J. Auleytner i M. Lefeld-Sosnowska — Referat na ogólnopolskim konwersatorium rentgenowskim we Wrocławiu 1958.

Ostatnio ukazał się szereg prac poświęconych ujawnianiu na drodze rentgenowskiej pojedynczych dyslokacji, jak np.:

- U. B o n s e, Zeitschrift für Physik **153**, 278 (1958).
G. B o r r m a n n i in., Zeitschrift für Naturforsch. **13a**, 423 (1958).



Kazimierz Chmielewski

Franciszek Zienkowski

(1880—1957)

Są momenty w życiu, kiedy w nawale piętrzących się przed nami trudności w związku z wykonywaniem naszych zadań naukowych, usiłowań w zdobywaniu i przekazywaniu wiedzy innym słabnie nasz zapał w dążeniu do zamierzonego celu. Szukamy wówczas jakiegoś bodźca moralnego i znajdujemy go zazwyczaj w momencie, kiedy myśl nasza odszuka w pamięci postać nauczyciela i wychowawcy, który wywarł decydujący wpływ na naszą osobowość i potrafił wzbudzić w nas umiłowanie rzetelnej wiedzy. Wspominamy wówczas człowieka, którego pełne poświęcenie życie i dążenie do obywatelskiego i najszlachetniejszego celu, jakim jest upowszechnienie nauki — stało się dla nas wzorem godnym naśladowania.

Taką postacią dla wielu był prof. dr Franciszek Z i e n k o w s k i. Urodził się 12.II.1880 r. w Pękowie koło Pułtuska. W tym samym roku stracił ojca. Wychowaniem chłopca i jego dwu siostr zajęła się matka z zawodu nauczycielka. Ukończywszy w 1898 roku ze złotym medalem gimnazjum filologiczne w Radomiu, wstępuje na politechnikę w Warszawie, którą kończy w 1903 r. otrzymując dyplom inżyniera technologa. Politechnika Warszawska doceniając wybitny umysł analityczny i zainteresowania pedagogiczne młodego inżyniera ofiarowuje mu, bez jakichkolwiek starań z jego strony, stypendium naukowe na dalsze studia. Inż. Z i e n k o w s k i wyjeżdża z kraju i rozpoczyna studia na uniwersytecie w Getyndze, na jednym z najważniejszych ośrodków nauki w owym czasie; studiuje fizykę i chemię. W roku 1905 po złożeniu egzaminu „summa cum laude” i przedstawieniu pracy doktorskiej, uzyskuje dyplom doktora filozofii.

Rok 1905 znamienny walką, jaka się toczyła w kraju o polską szkołę, staje się dla dr Z i e n k o w s k i e g o przełomowym. Wraca do Polski, by oddać swą wiedzę i zdobyte doświadczenie na usługi kraju. Uniwersytet i politechnika są nieczynne. Zaczyna organizować się polskie szkolnictwo średnie i dr Z i e n k o w s k i, nie bacząc na możliwości objęcia wysokiego stanowiska z racji ukończenia dwu fakultetów, staje do pracy oświatowej w szkolnictwie średnim, wymagającej w ówczesnych warunkach nie tylko wiedzy, ale dużego poświęcenia i wielkich zalet charakteru. Uczy w szko-

łach średnich w Warszawie i na kursach, które miały na pewien okres zastąpić szkoły akademickie.

Wielkie walory dydaktyczne i wychowawcze, wysoki poziom etyczny prof. Ziencowskiego, umiłowanie prawdy, prawość serca i życzliwy stosunek do tych, których nauczał, zjednały mu serca młodzieży, mimo surowości wymagań, jakie jej stawiał. Wielu wybitnych dzisiaj ludzi zachowało go w swej wiernej pamięci jako jasną o nieskazitelnym charakterze postać nauczyciela i wychowawcy, człowieka wielkich zalet serca i umysłu.

Podręcznik chemii dla szkół średnich, którego był współautorem, dłuższy okres czasu służył młodzieży jako pomoc w zdobywaniu wiadomości z zakresu tego przedmiotu. Wykłada również fizykę na wyższych kursach przemysłowo-rolniczych, z których powstaje później Szkoła Gospodarstwa Wiejskiego. W międzyczasie uzyskuje nominację etatowego docenta fizyki w Szkole Głównej Gospodarstwa Wiejskiego, jednak stanowisko to z własnej woli opuszcza w 1920 r., oddając się całkowicie umiłowanej przez siebie pracy w warszawskich szkołach średnich, gdzie uczy do 1939 r.

W okresie okupacji aż do chwili Powstania Warszawskiego wykłada na kompletach tajnego nauczania oraz w Szkole Budowy Maszyn i Elektrotechniki im. Wawelberga i Rotwanda, ciesząc się wielkim autorytetem i zaufaniem młodzieży.

Po powstaniu wywieziony do Mogiły koło Krakowa pełni nadal swoją misję, zajmując się nauczaniem młodzieży wiejskiej.

We wrześniu 1945 r. zostaje profesorem fizyki w Szkole Inżynierskiej w Warszawie. Doceniając w pełni potrzeby tworzącego się w Polsce szkolnictwa wyższego, przyjmuje równocześnie stanowisko profesora fizyki w powstającej w Łodzi Wyższej Szkole Gospodarstwa Wiejskiego. Motywem takiej decyzji było przeświadczenie, że jest potrzebny, że to jego obowiązek obywatelski i społeczny, że trzeba od podstaw organizować uczelnię, w której młodzież będzie mogła zdobyć wyższe wykształcenie rolnicze, tak potrzebne w nowym układzie sił gospodarczych. Jak dalece nie odgrywały tutaj roli względy finansowe wskazują fakty, których świadkami byli jego asystenci. Urządza pracownię fizyczną, zakupując nieraz sprzęt laboratoryjny za własne pieniądze, nie czekając na otwarcie kredytów, byle tylko prędzej można by uruchomić normalne zajęcia. Ani stan zdrowia, zimne i słotne dni jesieni, ani też mroźna zima nie potrafiły go powstrzymać od przyjazdu na wykłady i ćwiczenia. Czasem zziębnięty, a nawet chory, pracował w pokoiku o betonowej podłodze obok pracowni fizycznej, poświęcając ofiarnie swój czas i zdrowie tworzącej się uczelni. I tylko niezwykła jego pracowitość, a równocześnie cechująca go skromność i subtelność w obcowaniu z ludźmi potrafiła w asystentach zapalać do pracy w tych wyjątkowych warunkach i pozwalała w pełni korzystać z jego

łała w pełni korzystać z jego doświadczenia i wiedzy. Był przykładem tego, jakie wymagania powinien stawiać sobie człowiek aby móc wymagać od innych. A z drugiej strony nie były mu obce troski i kłopoty młodzieży. Nawet w ich sprawach osobistych służył im radą i pomocą. Był człowiekiem postępowym i demokratą w pełnym tego słowa znaczeniu.

W uznaniu zasług oraz za wydajną pracę pedagogiczną zostaje odznaczony w 1950 r. Złotym Krzyżem Zasługi, a z okazji uroczystości 1 Maja w 1951 otrzymuje dyplom uznania.

Po połączeniu Szkoły Inżynierskiej z Politechniką otrzymuje samodzielną katedrę Fizyki Ogólnej na Wydziale Łączności. Stają przed nim nowe zadania, jak organizowanie katedry i pracowni fizycznej. Na tym stanowisku pozostaje jednak tylko do kwietnia 1952 roku. Wymagający w stosunku do młodzieży nie znalazł u niej należytego zrozumienia. Zorganizowana przez młodzież nieogłędna i krzywdząca profesora akcja doprowadziła do zawieszenia go w czynnościach. Niezasłużony cios nie złamał go jednak. Znalazłszy się w trudnych warunkach życiowych, mając na utrzymaniu dwie chore siostry podjął się pracy w instytucji pomocy naukowych. W tej ciężkiej sytuacji, znajduje jednak zawsze czas, by chętnie służyć pomocą i wiedzą swoją tym, którzy się do niego zwracali. Nie zmienił się jego stosunek do ludzi, który był zawsze humanitarny i wysoce życzliwy. Nie zmogły go przeciwności losu, złamała go dopiero choroba. Wyczerpany nadmierną pracą w okresie powojennym, zapadał powoli na zdrowiu i wreszcie znalazł się na łożu szpitalnym.

I kiedy walczy z chorobą, przychodzi rehabilitacja. Młodzież przyznaje się do popełnionego błędu, do niesłusznie wyrządzonej mu krzywdy. Profesor zostaje ponownie powołany na stanowisko kierownika katedry. Wszyscy oczekują jego powrotu.

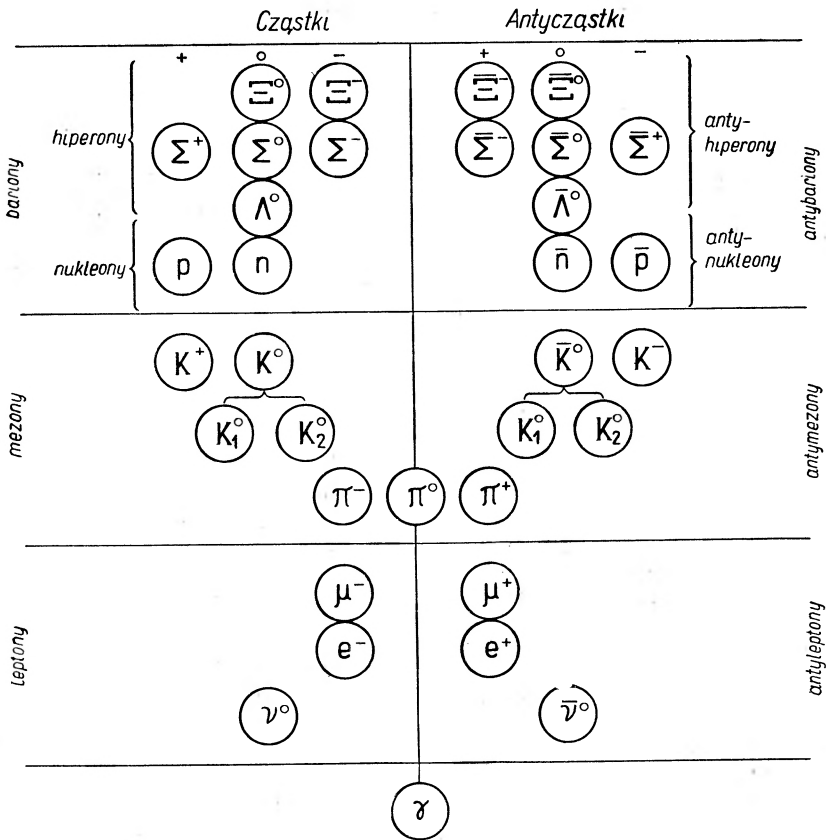
Niestety, prof. dr Z i e n k o w s k i dnia 30. I. 57 r. odchodzi tam, skąd nie ma powrotu.

Pozostaje jednak w wiernej pamięci tych wszystkich, dla których był nauczycielem i wychowawcą, przykładem cnót obywatelskich w służbie upowszechniania wiedzy.

Pierwsza obserwacja antyhiperonu $\bar{\Lambda}^0$

Odkrycie antyprotonu (1955 r.) i antyneutronu (1956 r.) stało się jeszcze jednym potwierdzeniem diracowskiej teorii cząstek i antycząstek. Według obecnych poglądów, każdej cząstce odpowiada sprzężona z nią antycząstka, która opisywana jest przez analogiczne równanie falowe.

Poniższy rysunek zawiera wykaz wszystkich znanych i przewidywanych par cząstka — antycząstka. Po wspomnianym wyżej odkryciu antynukleonów, jedynymi



pozycjami tego rysunku, które wymagały potwierdzenia doświadczalnego, były antyhiperony.

Potwierdzenie istnienia antyhiperonów nastrocza oczywiście wielkie trudności doświadczalne. W oddziaływaniach zwykłych cząstek antyhiperony muszą być pro-

dukowane w parze z hiperonami, aby było spełnione prawo zachowania barionów. Ze względu na duże masy wytwarzanych cząstek, progi energetyczne takich reakcji są bardzo wysokie. Możliwe są jeszcze inne reakcje wytwarzania antyhiperonów, a mianowicie reakcje antynukleonów z nukleonami. W tym przypadku progi energetyczne są dużo niższe, jednakże metoda nie może mieć na razie praktycznego zastosowania ze względu na to, że nie dysponujemy dotąd dostatecznymi strumieniami antynukleonów.

Najłatwiej jest oczywiście wyprodukować antycząstkę dla najlżejszego hiperonu — Λ^0 . Produkcja ta może być zrealizowana w następujących reakcjach:



Podane progi energetyczne odnoszą się do reakcji cząstek swobodnych. Gdy reakcja zachodzi w jądrze, próg może być dość znacznie obniżony, jeśli uderzany nukleon posiada pęd Fermiego zwrócony w kierunku nadlatującej cząstki. I tak, obniżenie progu pierwszej reakcji może wynosić 1,6 GeV, drugiej zaś 1,0 GeV.

Decyzja wykonania próby produkcji antyhiperonu $\bar{\Lambda}^0$ zrodziła się w laboratoriach amerykańskich z chwilą, gdy wytworzono w bevatronie intensywne strumienie mezonów π^- o energii $\sim 5,0$ GeV, przekraczającej już więc dość znacznie próg reakcji napisanej powyżej. Ze względu na krótki czas życia hiperonów ($\sim 10^{-10}$ sek) postanowiono użyć w doświadczeniu tarczy, która byłaby jednocześnie detektorem cząstek. Warunki takie spełnia emulsja jądrowa. W tym przypadku dodatkową trudność stanowi jednak fakt, że antyhiperony $\bar{\Lambda}^0$ jako cząstki neutralne nie pozostawiają w emulsji żadnych śladów i można je wykryć tylko poprzez naładowane produkty rozpadu.

Dla antyhiperonu $\bar{\Lambda}^0$ przewiduje się rozpad $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+ + Q$. Wartość Q musi wynosić około 37,5 MeV, tak jak w przypadku rozpadu zwykłego hiperonu $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. Rozpad $\bar{\Lambda}^0$ w emulsji ma zatem postać gwiazdy dwuramiennej $\bar{p} - \pi^+$. Na szczęście, oba produkty rozpadu są tu łatwe do zidentyfikowania: mezon π^+ dzięki charakterystycznemu łańcuchowi rozpadów $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, a antyproton dzięki wytwarzaniu gwiazdy anihilacyjnej.

Dla wytworzenia $\bar{\Lambda}^0$ naświetlano strumieniem mezonów π^- duży blok emulsji o objętości ponad 3 litry. W bloku tym poszukiwano rozpadów $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, a następnie śledzono wstecz tor π^+ , aby przekonać się, czy nie powstaje on w gwieździe dwuramiennej, której drugie ramię stanowi tor \bar{p} . Na 392 prześledzone tory π^+ tylko jeden zaczynał się w oczekiwanej gwieździe dwuramiennej. Tor stanowiący drugie ramię tej gwiazdy, po przejściu kilku centymetrów w emulsji dawał dużą 11-torową gwiazdę. Energia wydzielona w tej gwieździe wynosiła 1340 MeV (z uwzględnieniem energii wiązania jądra i cząstek neutralnych), była to więc typowa gwiazda anihilacyjna. Dodatkowym argumentem przemawiającym za słusznością identyfikacji tego przypadku jako rozpadu $\bar{\Lambda}^0$ był fakt, że wartość Q wyliczona na podstawie energii obu torów i kąta ich rozwarcia wyniosła $35^{(+2,6)}_{(-0,9)}$ MeV, w doskonałej zgodności z przewidywaną wartością 37,5 MeV.

Naturalną kontynuacją doświadczeń nad antycząstkami będą oczywiście próby

wytworzenia pozostałych pięciu antyhiperonów, umieszczonych w tabeli. Możliwości produkcji są tu następujące:

dla	$p + p \rightarrow p + p + \Sigma + \bar{\Sigma}$	Energia progowa
antyhiperonów $\bar{\Sigma}$	$\pi^- + p \rightarrow n + \Sigma + \bar{\Sigma}$	7,8 _(-1,7) GeV
		5,2 _(-1,1) GeV
dla	$p + p \rightarrow p + p + \Xi + \bar{\Xi}$	9,0 _(-1,9) GeV
antyhiperonów $\bar{\Xi}$	$\pi^- + p \rightarrow n + \Xi + \bar{\Xi}$	6,2 _(-1,3) GeV

Ze względu na bardzo wysokie progi energetyczne tych reakcji uda się je zrealizować dopiero przy pomocy synchrofazotronu w Dubnie, gdzie istnieje możliwość uzyskania strumienia protonów o energii $\sim 9,0$ GeV i strumienia mezonów π^- o energii $\sim 7,0$ GeV. W chwili obecnej trwają prace nad naświetleniem bloków emulsji i należy przypuszczać, że odkrycie antyhiperonów $\bar{\Sigma}$ i $\bar{\Xi}$ zostanie ogłoszone nie później niż w pierwszej połowie 1959 r.

Literatura

D. J. Prowse, i M. Baldo-Ceolin, *Anti-Lambda Hyperon*, Phys. Rev. Letters **1**, 179 (1958).

Andrzej Wróblewski

Instytut Fizyki Doświadczalnej U. W.
Warszawa

Konferencja na temat półprzewodników w Rochester

Rochester, 18—22.VIII.1958 r.

Stało się zwyczajem w ostatnich kilku latach, że co dwa lata odbywają się, pod egidą Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej, konferencje poświęcone przeglądowi postępu badań nad półprzewodnikami. W roku 1954 odbyła się taka konferencja w Amsterdampie, w 1956 r. w Garmisch — Partenkirchen, zaś w dniach 18—22 sierpnia br. w Rochester, U.S.A. W odróżnieniu od wielu innych konferencji, jakie na temat półprzewodników odbywają się w różnych krajach, konferencje tego cyklu poświęcone są głównie problematyce podstawowej, zarówno w aspekcie teoretycznym jak i doświadczalnym.

Na podkreślenie zasługuje bardzo staranne przygotowanie konferencji: Komitet Organizacyjny pod przewodnictwem prof. Bardeena rozpoczął pracę na rok przed konferencją, wciągając do współpracy czołowych przedstawicieli nauki o półprzewodnikach z wielu krajów europejskich.

Pomimo bardzo surowego ograniczenia listy referatów i liczby uczestników, w konferencji wzięło udział około 500 osób, przy czym wygłoszono 130 referatów. Liczebnie przeważała oczywiście grupa gospodarzy; obsada konferencji była jednak bardzo reprezentatywna i obejmowała wybitnych badaczy półprzewodników, zarówno wschodniej jak i zachodniej Europy i krajów pozaeuropejskich.

Wszyscy uczestnicy konferencji byli zakwaterowani w jednym z budynków uniwersytetu i tamże mieli zapewnione całodzienne utrzymanie. Stwarzało to bardzo wygodne okazje do nawiązywania nieoficjalnych kontaktów i kularowych rozmów. Jeżeli do tego dodamy bogaty program towarzyski, to należy uważać konferencję za wzorowo zorganizowaną pod każdym względem.

Spśród głównych zagadnień omawianych na konferencji można wymienić następujące: struktura pasmowa, poziomy lokalne, rekombinacja, powierzchnia, elektronowe własności dyslokacji, ekscytony, zjawiska magneto- optyczne, termo-elektryczne i termo-magnetyczne.

Na każdym z posiedzeń oprócz 15-minutowych referatów z prac własnych przewidziano również 25-minutowe referaty o charakterze problemowym. Jeden z takich referatów, pt. *Zjawiska elektronowe na granicach ziaren* został wygłoszony przez autora niniejszego sprawozdania. Ostatnie trzygodzinne posiedzenie było poświęcone podsumowaniu wyników konferencji dokonaniem przez kilku wybitnych specjalistów.

Przegląd materiału przedstawionego na konferencji nie zawiera jakiegoś jednego odkrycia o takiej doniosłości jak tranzystor (rok 1948), czy rezonans cyklotronowy (r. 1954). We wszystkich jednak działach widać szybki postęp, wysubtelnienie zarówno teorii jak i doświadczeń przeprowadzonych dla jej sprawdzenia. Jest widoczne, że wielkie laboratoria wkładają ogromny wysiłek w opanowanie technologii półprzewodników. Technologia germanu i krzemu została doprowadzona do niebywałej perfekcji. Otrzymano np. kryształy krzemu o oporze właściwym 30 000 Ω cm, czasie życia 1 msek, nie zawierające wcale dyzlokacji. Główny nacisk technologii położony

jest jednak na poszukiwanie nowych interesujących materiałów, które dałyby się otrzymać w równie doskonałej postaci.

W dziedzinie teorii należy podkreślić poważny postęp w ugruntowaniu podstaw modelu pasmowego na gruncie teorii wieloelektronowej; szczególnie interesującym pod tym względem był referat W. K o h n a z Carnegie Institute of Technology.

Wiele dyskusji wywołuje zagadnienie ekscytonów; o ile istnienie ekscytonów jako stanów związanych zostało udowodnione ponad wszelką wątpliwość, to ich udział w transporcie energii w półprzewodnikach jest wciąż wątpliwy.

Nie sposób w krótkim sprawozdaniu poświęcić nawet krótką wzmiankę wszystkim poruszonym problemom. Nie można jednak nie zauważyć rosnącej wciąż roli metod optycznych w badaniach półprzewodników. Własnościom optycznym i magneto-optycznym poświęcone były dwa posiedzenia.

Pełne materiały konferencji wraz z dyskusją mają się ukazać jako osobny numer *Journal of the Physics and Chemistry of Solids* (Pergamon Press), jeszcze w roku bieżącym.

Leonard Sosnowski

Harald CRAMÉR — Metody matematyczne w statystyce. Tłum. z angielskiego Wiktor Okta ba. PWN, Warszawa 1958, str. 558, cena 40 zł.

W ostatnich dziesiątkach lat statystyka matematyczna rozwinęła się w doniosłą dziedzinę wiedzy, czego przejawem jest szybko rozszerzający się krąg jej zastosowań w rozmaitych naukach oraz w zagadnieniach praktycznych. Postęp ten związany był z powstaniem nowych metod. Zawdzięczamy je, w szczególności, pracom szkoły angielskiej, głównie R. Fisherowi. Rozwój tych metod kontynuowany był intensywnie w Stanach Zjednoczonych, z czym łączy się działalność znakomitego statystyka polskiego Jerzego Spławy-Neymana. W tym samym okresie rachunek prawdopodobieństwa uzyskał ściśle podstawy, w szczególności, dzięki pracom A. Kołmogorowa, a z uczonych polskich — H. Steinhausa. Postęp dokonany w tym kierunku znalazł ostatnio odbicie w uściśleniu podstaw statystyki, z czym łączy się nazwisko wybitnego statystyka szwedzkiego H. Craméra.

O roli rachunku prawdopodobieństwa i metod statystycznych w rozwoju fizyki pisać nie trzeba. Natomiast warto chwilę zatrzymać się nad kwestią stosowania nowych (tj. z ostatnich kiludziesięciu lat) metod statystycznych w fizyce. Otóż tak się niefortunnie składa, że fizycy bardzo źle znają statystykę matematyczną i często ograniczają się zaledwie do złej znajomości kilku najprostszych przepisów z rachunku błędów. Dla złośliwego przykładu podam, że kiedyś służyłem na konwersatorium doświadczalnym krótkiej, ale poważnej dyskusji, czy krzywa teoretyczna zgadza się z doświadczalnym histogramem w jakimś konkretnym przypadku. Zgodność była doskonała lub żadna w zależności od tego, ile przypadków obejmował histogram. Tymczasem ilości przypadków prelegent nie podał...

W ostatnich latach w pracach fizycznych coraz częściej pojawiają się przykłady stosowania nowych metod statystycznych. Dotyczy to rachunku błędów, metod estymacji, testów statystycznych itd. Na przykład średnie czasy życia cząstek elementarnych są wyznaczane metodą największej wiarygodności Fishera, powszechnie stosuje się test zgodności χ^2 , zaczyna wchodzić w użycie test zgodności Kołmogorowa i Smirnowa itd.

Lepsza znajomość statystyki wśród ogółu fizyków u nas jest bardzo potrzebna. W tym celu wydanie kilku książek z tej dziedziny jest nader pożądane. Nasze wydawnictwa wydały kilka książek na ten temat. Są to podręczniki Fisza, Gliwienki o rachunku prawdopodobieństwa i statystyce matematycznej (w zbyt małym nakładzie), Romanowskiego o rachunku błędów, a obecnie monografia Craméra. Państwowe Wydawnictwo Naukowe zapowiada również wydanie tłumaczenia książki Dunin-Borkowskiego i Smirnowa o statystyce i jej zastosowaniach technicznych.

Książki Craméra nie polecam jako podręcznika dla fizyka. Rolę tę spełniają pozostałe wymienione książki. Warto by je uzupełnić tłumaczeniem przystępnej książki Hoela o statystyce, a przede wszystkim książki Arleya i Bucha, która jest, moim zdaniem, najlepszym podręcznikiem rachunku prawdopodobieństwa i statystyki dla potrzeb fizyka.

Monografia Craméra ma inny charakter. Aczkolwiek napisana była na podstawie wykładów uniwersyteckich i jest podręcznikiem, ale już choćby ze względu na objętość i odrzucenie części zagadnień praktycznych nie nadaje się dla fizyka, który znajomość statystyki traktuje jako rzecz pomocniczą. Natomiast jest źródłem, w którym znaleźć można informacje i metody z ich uzasadnieniem ścisłym. W tym względzie książka Craméra jest dziełem klasycznym. Mimo bardziej specjalnego jej charakteru w zastosowaniach praktycznych, jest częściej pomocna, niż mogłoby to się wydawać. Jest to związane z tym zaskakującym faktem, że fizyk, który poznał nieco metody statystyczne, przekonywa się często, że w konkretnych przypadkach, standardowe metody nie są tak powszechnie stosowalne i często trzeba szukać rzeczy mniej znanych. Szczególnie w dziedzinie testów zgodności, tak potrzebnych w praktyce, powinni statystycy jeszcze wiele zrobić (a także jaśniej się tłumaczyć!).

Książka składa się z trzech części.

Część pierwsza — to wstęp matematyczny. Zawiera zbiór wiadomości matematycznych potrzebnych w częściach właściwych książki. Autor omawia pokrótce niektóre własności zbiorów, podaje następnie wiadomości z teorii miary Lebesgue'a, całki Lebesgue'a, Stieltjesa, całek Fouriera, podaje krótkie wiadomości o niektórych własnościach macierzy, wyznaczników, form kwadratowych, niektórych funkcji specjalnych oraz porusza kilka innych zagadnień.

Część druga poświęcona jest rachunkowi prawdopodobieństwa, zmiennym losowym i rozkładowi prawdopodobieństwa. Po dodaniu podstawowych definicji i twierdzeń autor omawia szczegółowo niektóre rozkłady prawdopodobieństwa, następnie niektóre twierdzenia graniczne, rozkłady wielowymiarowe, regresję i korelację.

Część trzecia, ostatnia, dotyczy wnioskowania statystycznego. Po uwagach wstępnych o pobieraniu próby i charakterze wnioskowania statystycznego autor omawia rozkłady z prób. Następnie poświęca rozdział testom statystycznym przedstawiając szczegółowo χ^2 . Dalej omawia teorię estymacji opierając się na ujęciu Fishera. W ostatnim rozdziale powraca do testów istotności, podaje ogólne zasady teorii testów w oparciu m. in. o pracę Neymana, omawia następnie analizę wariancji i wreszcie kilka zagadnień regresji.

Na końcu książki podane są tablice numeryczne rozkładów: normalnego, χ^2 i Studenta oraz obszerna bibliografia, uzupełniona przez redakcję podaniem dodatkowych pozycji polskich.

Wyrazy szczerzego uznania należą się Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu za staranne wydanie. Tłumaczenie jest poprawne. Wzory bardzo dobrze złożone, mało błędów drukarskich, wyrazisty tekst. Nie byłbym jednak sobą, gdybym czegoś nie znalazł: wartość książki Craméra nie jest szybko przemijająca i zamiast wąskiego kartonu przydałaby się mocniejsza oprawa.

Przemysław Zieliński



Nagroda Nobla

Nagrodę Nobla z fizyki na r. 1958 otrzymali trzej uczeni radzieccy P. A. Czerenkow, J. M. Frank i I. J. Tamm za odkrycie i opracowanie teorii zjawiska nazwanego „promieniowaniem Czerenkowa”.

Promieniowanie Czerenkowa wysyłane jest przez cząstki poruszające się w ośrodku z prędkością większą niż prędkość fazowa rozchodzenia się fal elektromagnetycznych w tymże ośrodku. Odkrycie tego zjawiska ma wielkie znaczenie również i przez to, że może być ono wykorzystane do budowy detektorów prędkich cząstek, tak zwanych liczników Czerenkowa. Liczniki Czerenkowa użyte były między innymi przy odkryciu antynukleonów.

Odnaczenie Cockrofta

Złoty Medal Nielsa Bohra za wybitne osiągnięcia na polu pokojowych zastosowań energii jądrowej otrzymał w r. 1958 Sir John Cockcroft. Wręczenie medalu odbyło się w Kopenhadze 7 października 1958.

Nagroda dla Heisenberga

Prof. W. Heisenberg otrzymał „Kulturalną Nagrodę Honorową Miasta Monachium” za rok 1958, której wysokość wynosi 15 000 DM.

Zernike na emeryturze

Frits (Nagroda Nobla za kontrast fazy) Zernike, profesor fizyki teoretycznej i technicznej na Uniwersytecie w Groningen wycofał się na emeryturę po 43 latach profesury.

Joffe redaktorem „Fizyki Twierdого Tiela”

Redaktorem Naczelnym nowego czasopisma ukazującego się w ZSRR — *Fizika Twierdого Tiela* — został mianowany akademik A.N. Joffe.

W związku z tym Joffe ustąpił z dotychczas zajmowanego stanowiska redaktora naczelnego czasopisma *Żurnal Technicznej Fiziki*. Na jego miejsce powołano B. P. Konstantinowa, członka korespondenta Akademii Nauk ZSRR.

Prace zebrane Plancka

Związek Niemieckich Towarzystw Fizycznych i Towarzystwo Maxa Plancka wydały dla upamiętnienia setnej rocznicy urodzin Plancka jego prace zebrane: „Physikalische Abhandlungen und Vorträge von Max Planck” (F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1958). Trzytomowe dzieło zawiera wszystkie opublikowane prace naukowe Plancka oraz jego odczyty i przemówienia, jak również kilka przemówień wygłoszonych ku jego czci przez tak wybitnych fizyków jak Debye, Hahn, von Laue, Sommerfeld i inn.

Moneta z podobizną Plancka

Rząd Niemieckiej Republiki Federalnej wypuścił do obiegu monetę wartości 2 DM z profilem Maxa Plancka. Jest to chyba pierwszy na świecie pieniądz z podobizną fizyka. Fotografie monety zamieszczamy obok.

Tomonaga członkiem Bawarskiej Akademii Nauk

Wybitny japoński fizyk teoretyk prof. S. Tomonaga wybrany został człon-

kiem korespondentem Bawarskiej Akademii Nauk.

Konferencja Kamerlingh Onnesa

Dla upamiętnienia pięćdziesiątej rocznicy skroplenia helu przez Kamerlingh Onnesa Uniwersytet Lejdejski i Holenderskie Towarzystwo Fizyczne urządziły w Lejdzie w dniach od 23 do 28 czerwca 1958 r. konferencję poświęconą fizyce niskich temperatur. Udział w niej wzięło ponad 300 fizyków reprezentujących 30 narodowości; zreferowano 165 prac. W czasie konferencji odbyła się uroczystość wręczenia S. C. Collinsowi (MIT) Medalu Kamerlingh Onnesa. Collins jest trzecim z kolei odznaczonym tym medalem, pierwszym był Kapitza, a drugim Sir Francis Simon.

John Bardeen przedstawił dalszy rozwój teorii nadprzewodnictwa, nad którą pracuje wspólnie z L. N. Cooperem i J. R. Schriefferem. Prace doświadczalne z tej dziedziny referowali P. H. Keesom (Purdue University), H. A. Boorse (Columbia University) i B. B. Goodman (Grenoble).

Wśród referatów na temat jądrowego rezonansu magnetycznego i elektronowego rezonansu magnetycznego w niskich temperaturach wielkie zainteresowanie wywołała praca A. Abragama (Saclay) o temperaturze spinu jako podstawowym pojęciu termodynamicznym. C. Kittel (Berkeley) zaproponował metodę chłodzenia jądrowo-magnetycznego wykorzystującą rezonans elektron-spin. Przypuszcza on, że na tej drodze da się osiągnąć temperatury rzędu 10^{-7} °K.

Szereg prac poświęcony był paramagnetyzmowi w najniższych temperaturach. J. H. Van Vleck (Harvard) przedstawił teorię przenikliwości magnetycznej tlenku azotu w związkach organicznych.

R. Feynman (Pasadena) wysuwał sugestie co do doświadczeń z rotonami, a J. Yarnell (Los Alamos) omówił swoje doświadczenia nad rozpraszaniem neutronów na rotonach w nadciekłym helu.

W grupie referatów na temat fizyki ciała stałego w najniższych temperaturach G. O. Jones (Londyn) stosując metody rentgenowskie stwierdził ekspansję termiczną ciał stałych w niskich temperaturach. W. R. G. Kemp (National Standards Laboratory, Australia) wyjaśnił zastosowanie pomiarów przewodnictwa termicznego do wyznaczania niedoskonałości sieci w stopach Cu-Zn.

Referaty wygłoszone na zaproszenie organizatorów ukażą się w wydawnictwie *Proceedings of the Kamerlingh Onnes Conference on Low-Temperature Physics*.

Dynamika Gazów Rozrzedzonych

Pierwsze międzynarodowe sympozjum na temat dynamiki gazów rozrzedzonych odbyło się w dniach od 2 do 5 lipca 1958 r. w Nicei pod przewodnictwem prof. J. Péresa. Obrady odbywały się w sześciu sekcjach: 1) tunele aerodynamiczne i inne przyrządy, 2) technika pomiarowa i wizualizacja przepływu, 3) prace teoretyczne w dziedzinie kinetycznej teorii gazów, 4) prace doświadczalne w dziedzinie kinetycznej teorii gazów, 5) aerodynamika gazów rozrzedzonych, 6) aerodynamika gazów rozrzedzonych.

Sympozjum umożliwiło światowy przegląd prac z dziedziny dynamiki gazów rozrzedzonych i wskazało na korzyści jakie można osiągnąć rozwijając prace doświadczalne, w szczególności w dziedzinie gazów bardzo rozrzedzonych, prowadzące do dokładniejszego poznania praw oddziaływania cząsteczek gazu z powierzchnią ciała stałego.

Symposium Rudjera Boškovića

W końcu października ub. r. odbyło się w Jugosławii sympozjum na temat historii nauki z okazji dwusetnej rocznicy wydania dzieła Boškovića: „*Theoria Philosophiae Naturalis*”.

Z Polski na zjazd był zaproszony prof. W. Rubinowicz, który wygłosił referat wprowadzający w dyskusję.

W czasie trwania sympozjum odbyła się promocja Nielsa Bohra na doktora *honoris causa* Uniwersytetu w Zagrzebiu.

IV Konferencja Węglowa

Uniwersytet Buffalo organizuje w dniach od 15 do 19 czerwca 1959 czwartą z kolei konferencję na temat węgla. W tym roku głównym tematem będzie fizyka i chemia powierzchni węglowych. Ponadto będą omawiane takie zagadnienia jak właściwości elektroniczne węgla, grafityzacja i struktura, właściwości termiczne i mechaniczne.

V Seminarium Akustyki

W dniach od 8 do 27 lipca 1958 odbyło się w Katedrze Fizyki Wyższej Szkoły Rolniczej w Olsztynie V Seminarium Otwarte poświęcone przeglądowi prac naukowo-badawczych z akustyki. Wykład inauguracyjny pt. „*Studia nad słyszalnością pojedynczego echa w stosunku do głosu pierwotnego*” wygłosił prof. E. Karaśkiewicz (Poznań). Na seminarium wygłoszono około 60 referatów z zakresu akustyki fizycznej, wpływu ultradźwięków na różne zjawiska chemiczne i fizyko-chemiczne oraz analizy hałasów i ich wpływu na ustrój człowieka. Oprócz licznych specjalistów polskich w seminarium wzięli udział również goście zagraniczni z Danii, Czechosłowacji, Francji, NRD, NRF i ZSRR. Następne seminarium ma się odbyć również w Olsztynie w lipcu 1959.

III Konwersatorium Rentgenograficzne

W dniu 21 czerwca 1958 r. odbyło się w Zakładzie Badań Strukturalnych Instytutu Chemii Fizycznej PAN we Wrocławiu trzecie z kolei Konwersatorium Rentgenograficzne. W Konferencji uczestniczyło 60 osób reprezentujących zainteresowane Katedry Wyższych Uczelni i Instytuty Naukowe. Wygłoszono 2 referaty ogólne: Prof. dr A. Swaryczewski — Uniwersytet Łódzki — *O nadgrupie grup wielościanowych* i mgr St. Węglowski — Zakład Badań Strukturalnych — *Nowoczesna aparatura rentgenowska do badań strukturalnych*, oraz 11 komunikatów z prac własnych.

W czasie przerwy w obradach odbył się pokaz wykonanej w kraju aparatury rentgenograficznej.

Na zakończenie Prof. Dr W. Trzebiątkowski zaproponował zorganizowanie seminariów szkoleniowych z krytalografii i rentgenografii. Seminarium mają się odbywać raz na kwartał. Tematem ich będzie teoria dyfrakcji promieni rentgenowskich i najnowsze metody oznaczania struktur krystalicznych.

Zgłoszenia udziału i referatów na seminarium przyjmuje Zakład Badań Strukturalnych PAN — Wrocław, Wybrzeże Wyspiańskiego 27.

Konferencje w r. 1959 i 1960

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej udzieliła swego patronatu następującym zebraniom naukowym, które odbyć się mają w r. 1959 i 1960:

Cambridge, 29 czerwca — 3 lipca 1959 — kolokwium „Nadprzewodnictwo”, organizator prof. D. Schoenberg, Mond Laboratory Cambridge;

Paryż, koniec czerwca 1959 — kolokwium „Teoria grawitacji”, organizator Instytut Henri Poincaré, 11 rue Pierre Curie, Paris V-e;

Moskwa, lipiec 1959 — Komisja i kolokwium „Fizyka jądrowa wysokich

energii", organizator Akademia Nauk ZSRR i prof. R. E. Marshak, Uniwersytet Rochester;

Moskwa, koniec lipca 1959 — Komisja i kolokwium „Promienie kosmiczne”, organizator Akademia Nauk ZSRR i prof. B. Rossi, M.I.T;

Sztokholm, 24—29 sierpnia 1959 — Międzynarodowa Komisja Optyki i kolokwium „Nowoczesne układy do detekcji i mierzenia promieniowania optycznego”, organizator prof. E. Ingelstam, Institutionen for Fysik Kungl. Technika Hogskolon, Valhallavägen, Sztokholm;

Sztuttgart, 2—3 września 1959 — Komisja i kolokwium „Akustyka”, organizator prof. C. W. Kosten, Mijnbouwwlein 11, Delft i dr Meyer, Bürgerstr., Göttingen;

Genewa, wrzesień 1959 — kolokwium „Akceleratory cząstek”, organizator CERN, Genewa;

Kingston (Kanada), 29 sierpnia — 3 września 1960 — kolokwium „Struktury jądrowe”, organizator dr L. G. Elliot, Atomic Energy Establishment, Chalk River;

Toronto, 29 sierpnia — 3 września 1960 — Komisja i kolokwium „Najniższe temperatury”, organizator prof. A. C. G. Hakkett, Uniwersytet Toronto;

Hamilton (Kanada), sierpień lub wrzesień 1960 — kolokwium „Masy nuklidów”, organizator pan H. E. Duckworth, McMaster University, Hamilton;

Praga, termin jeszcze nie ustalony — Komisja i kolokwium „Półprzewodniki”, organizator Akademia Nauk ČSR;

Bruksela, termin jeszcze nie ustalony — kolokwium „Cienkie warstwy metaliczne”, organizator Belgijska Akademia Nauk;

Bazylea, termin jeszcze nie ustalony — kolokwium „Fizyka neutronów”, organizator prof. P. Huber, Klingelbergstr. 82, Bazylea;

Rochester, termin jeszcze nie ustalony, kolokwium „Fizyka wysokich energii”.

Następne Walne Zgromadzenie Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej odbędzie się w Ottawie w dniach od 7 do 9 września 1960 r. W tym samym czasie odbędą się zebrania Komisji Symboli Jednostek i Słownictwa i Komisji Publikacji.

Komitet Mas Jądrowych

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej powołała Komitet Roboczy pod przewodnictwem prof. Matucha (Max Planck Institut für Chemie, Moguncja), który ma przedłożyć Walnemu Zgromadzeniu Unii rezolucję w sprawie precyzyjnego wyznaczenia mas jądrowych.

Dar amerykański

Amerykańska Komisja Energii Atomowej ofiarowała Polsce bibliotekę dzieł z zakresu energii jądrowej. Obejmuje ona 19 tysięcy raportów technicznych opublikowanych przez Komisję Energii Atomowej, kilkadziesiąt monografii i podręczników oraz katalog bibliograficzny, liczący 150 000 pozycji.

Przekazania biblioteki Pełnomocnikowi Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej min. W. Billigowi dokonał ambasador Stanów Zjednoczonych w Polsce pan J. D. Beam.

Otrzymane zbiory zostały włączone do biblioteki Biura Pełnomocnika Rządu.

75-lecie École Supérieure

École Supérieure de Physique et Chimie Industrielle została założona w Paryżu w r. 1882. Dla upamiętnienia 75-lecia istnienia tej uczelni związek studentów wydał bardzo interesującą książkę zawierającą 24 artykuły na tematy fizyczne i chemiczne, pisane przez

profesorów i byłych wychowanków *École Supérieure*.

Artykuły wstępne prof. R. Lucasa, dyrektora *École Supérieure*, i prof. Louis de Broglie'ego poświęcone są założycielom Szkoły i jej najslynniejszym wychowankom. Osobny artykuł, pióra prof. M. Tourniera, omawia życie i twórczość Paul Langevina.

Książka zawiera również między innymi referaty Fryderyka Joliot o wykorzystaniu energii jądrowej, prof. G. Destriau o zjawiskach luminescencyjnych, prof. J. J. Trillata o dyfrakcji elektronowej, prof. D. Gabora o jego lampie do telewizji kolorowej.

Nowe władze brytyjskiego Institute of Physics

W dniu 1 czerwca 1958 r. odbyło się Walne Zgromadzenie brytyjskiego Institute of Physics. Instytut w r. 1958 liczył 5 881 członków. Wydawał 2 czasopisma: *Journal of Scientific Instruments* i *British Journal of Applied Physics*.

Walne Zgromadzenie wybrało nowy Zarząd, który objął urządowanie z dniem 1 października 1958: prezes — Sir George Thomson, vice-prezes — dr R. W. Sellars, skarbnik — dr J. Taylor, sekretarz — prof. F. A. Vick.

Na tymże Walnym Zebraniu Sir William Lawrence Bragg został wybrany członkiem honorowym Instytutu.

Zmiany personalne w Ośrodku Badań Energii Atomowej w Harwell

W związku z budową ośrodka Grupy Badawczej w Winfrith Heath Donaldowi Williamowi Fry, zastępcy dyrektora Harwell, powierzono nadzór nad budową tego nowego ośrodka i nad zapoczątkowaniem programu badań.

Dr J. V. Dunworth, kierownik Wydziału Reaktorowego, został mianowany zastępcą dyrektora do spraw ba-

dań reaktorowych. Nowym kierownikiem Wydziału Reaktorowego został jego dotychczasowy zastępca — T. M. Fry (nie mylić z D. W. Fry).

Dr Peter Thonemann, kierownik Wydziału Kontrolowanych Reakcji Termojądrowych, uzyskał, poczynając od 1 marca 1959 roczny urlop naukowy. Dr Thonemann wyjeżdża do Institute for Advanced Study w Princeton, gdzie będzie pracować nad fizyką plazmy. W Harwell zastępować go będzie R. S. Pease.

Europejska Agencja Energii Jądrowej

Organizacja Europejskiej Współpracy Ekonomicznej wydała niedawno raport pt. „*Europejska Agencja Energii Jądrowej i Eurochemic*”, który zawiera między innymi statut Europejskiej Agencji Atomowej oraz konwencję o utworzeniu Europejskiego Towarzystwa Obróbki Chemicznej Naświetlonych Paliw (Eurochemic). W sprawozdaniu Grupy Badawczej Eurochemicu znajduje się sugestia, aby zakłady te umieścić w Mol w Belgii lub w Kjeller w Norwegii. Koszt budowy przewiduje się na 12 milionów Europejskich jednostek płatniczych, a liczbę personelu na 400—450 osób.

Nowy przewodniczący amerykańskiej Komisji Energii Atomowej

Lewis L. Strauss ustąpił ze stanowiska przewodniczącego amerykańskiej Komisji Energii Atomowej. Na jego miejsce prezydent Eisenhower powołał Johna A. McCone, przemysłowca kalifornijskiego, który w latach 1950/51 był podsekretarzem stanu w Ministerstwie Lotnictwa.

Działalność Agencji Atomowej w Południowej Ameryce

Pierwsze plany Międzynarodowej Agencji Atomowej rozwoju pokojowe-

go wykorzystania energii jądrowej dotychczas Ameryki Południowej. Zespół ekspertów brazylijskich, brytyjskich, francuskich i amerykańskich zbadał dołącznie możliwości wszystkich państw Ameryki Południowej i przygotowuje obecnie program szkolenia fachowców i plany budowy siłowni. Kierownikiem zespołu jest Norman Hilberry, dyrektor Argonne National Laboratory.

Reaktory Euratomu

Niedawno wydany raport organizacji Euratom stwierdza, że łączna moc ośmiu siłowni jądrowych czynnych bądź będących w stadium budowy w sześciu państwach, które są członkami Euratomu, wyniesie 660 MW.

Rozważa się również sprawę budowy 25 reaktorów badawczych: 9 we Francji, 7 w Niemczech, 4 we Włoszech, 3 w Holandii i 2 w Belgii.

Badania cząstek wysokiej energii w USA

Narodowa Fundacja Naukowa USA przyznała Uniwersytetowi w Chicago dotację w wysokości 450 000 dolarów na badania cząstek wysokiej energii przy pomocy balonów. Pracami kierować ma dr Marcel Schein. Loty balonowe stanowią część większego programu badań promieniowania kosmicznego w zakresie energii 10 000 GeV.

Przy pomocy balonów typu Skyhook duże bloki emulsji jądrowej (o wymiarach około $30 \times 46 \times 60$ cm) będą wysyłane na okres 24 godzin na wysokości około 35 km. Badania będą prowadzone przez trzy lata i przypuszcza się, że w tak naświetlonych emulsjach będzie można znaleźć znaczną liczbę śladów zderzeń o energiach powyżej 10 000 GeV i co najmniej 30 000 oddziaływań przy energiach niższych, lecz jeszcze znacznych — 100 GeV.

Przewidziane są pomiary pierwotnych energii nukleonów, liczby cząstek wtór-

nych naładowanych i obojętnych, średniej drogi swobodnej oddziaływań cząstek wtórnych, przekrojów czynnych pierwotnych i wtórnych oddziaływań jako funkcji ich energii, straty energii na zderzenie, rozkładu kąтового i energetycznego cząstek wtórnych w funkcji energii cząstek pierwotnych, widm energetycznych ciężkich cząstek.

Energia Jądrowa w Kanadzie

W czasie drugiej wojny światowej Canadian Atomic Energy Project postanowił zbudować w Chalk River (Ontario) reaktor NRX na naturalnym uranie moderowany ciężką wodą i chłodzony wodą naturalną, dający duży strumień neutronów. W r. 1945 zbudowano pomocniczy niskoenergetyczny reaktor z ciężką wodą — ZEEP. W r. 1947 rozpoczął działanie NRX o mocy cieplnej 30 MW. W r. 1957 uruchomiono dużo potężniejszy reaktor NRU, również na naturalnym uranie lecz i moderowany i chłodzony ciężką wodą. Ma on moc 200 MW. Oba te reaktory dostarczające dużych strumieni neutronów są przeznaczone głównie do badań oraz do produkcji plutonu i izotopów promieniotwórczych, natomiast nie dają możliwości dobrego wykorzystania wytwarzanego ciepła.

W r. 1954 rozpoczęło w Chalk River prace nad projektowaniem reaktora produkującego tanią energię cieplną. Taki reaktor próbny — NPD 2 — jest obecnie w stadium budowy i rozpocznie działanie w r. 1961. Ma on mieć moc cieplną 794 MW i wydajność elektryczną 200 MW.

System dziesiętny w Anglii?

Brytyjskie Towarzystwo dla Postępu Wiedzy utworzyło, pod przewodnictwem Sir Hugh Beavera, komisję do zbadania możliwości, kosztów i konsekwencji ewentualnej zmiany angielskiego systemu miar i wag na system dzie-

siętny. Należy się spodziewać, że w ciągu półtora roku komisja przygotuje odpowiedni raport.

Dokumentacja atomowa ETH

Biblioteka Eidgenossische Technische Hochschule w Zurychu, która jest w Szwajcarii biblioteką skupiającą literaturę atomową, posiada obecnie około 50 000 różnych prac z tej dziedziny. Aby właściwie segregować literaturę biblioteka ETH wprowadziła specjalną klasyfikację tego działu oraz prowadzi dokumentację bibliograficzną wydając tygodniowo 30—50 kart dokumentacyjnych. Zainteresowane ośrodki mogą korzystać z dokumentacji ETH, przy czym jedna karta kosztuje w abonamencie 0,15 franka szwajcarskiego.

Pierwsza Krajowa Narada Elektroników

Komitet Łączności Polskiej Akademii Nauk zwołał w dniach od 11 do 15 listopada 1958 pierwszą Krajową Naradę Elektroników, której celem było dokonanie przeglądu postępu w dziedzinie elektroniki i jej zastosowań oraz ustalenie ogólnych wytycznych dla rozwoju elektroniki w Polsce. Organizacją narady zajęły się Zakład Elektroniki Instytutu Podstawowych Problemów Technicznych, Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk oraz zainteresowane katedry wyższych uczelni i instytuty resortowe. Obradom przewodniczył prof. Janusz Groszkowski, kierownikiem organizacyjnym był doc. B. Paśkowski, a sekretarzem naukowym mgr inż. J. Antoniewicz. Zgłoszono około 200 komunikatów z prac własnych i 40 referatów przeglądowych. W naradzie wzięło udział ponad 400 specjalistów.

Obrady toczyły się częściowo na plenum zjazdu a częściowo na posiedzeniach sekcyjnych wg grup tematycznych: sekcja I — lampy elektronowe,

sekcja II — materiały półprzewodnikowe (diody, fotodiody, tranzystory, termistory), sekcja III — elementy półprzewodnikowe, sekcja IV — technologia wysokiej próżni, sekcja V — technologia lamp elektronowych, sekcja VI — technologia cienkich warstw, luminoforów i warstw luminescencyjnych, sekcja VII — zastosowania lamp elektronowych i przyrządów półprzewodnikowych.

W czasie trwania narady otwarte były dwie wystawy: jedna obrazująca dorobek polski w dziedzinie elektroniki i jej zastosowań, a druga przedstawiająca całość publikacji (prace oryginalne i tłumaczenia).

Instytut Rudjera Boškovića

W maju 1950 r. rząd jugosłowiański powziął decyzję stworzenia nowego instytutu fizyki jądrowej — Instytutu Rudjera Boškovića w Zagrzebiu. Wobec szczupłości kadry specjalistów jądrowych w Jugosławii duża grupa młodych fizyków została wysłana na dalsze studia za granicę, głównie do Wielkiej Brytanii. Po odbyciu specjalizacji i uzyskaniu stopni doktorskich powrócili by kierować poszczególnymi grupami badawczymi Instytutu.

Zespół inżynierów jugosłowiańskich, po zapoznaniu się z różnymi cyklotronami europejskimi, wykonał projekt cyklotronu do przyspieszania deuteronów do 16 MeV i rozpoczął budowę, stosując prawie wyłącznie elementy wykonane całkowicie w Jugosławii. Obecnie montaż cyklotronu jest na ukończeniu.

Utworzono dwie grupy badań eksperymentalnych budowy jądra, prowadzonych przy pomocy cyklotronu i generatora neutronów o energii 200 keV. Grupa fizyków teoretycznych zajmuje się teorią pola, budową jądra i teorią metali.

Prawie cała aparatura badawcza produkowana jest w Instytucie przez Wydział Elektroniki.

Poza fizyką czystą prowadzi się ba-

dania w dziedzinie chemii fizycznej (analiza strukturalna, technologia surowców jądrowych, radiochemia, produkcja półprzewodników i biofizyki (synteza środków ochronnych przeciw promieniowaniu, wskaźniki izotopowe — głównie ^{14}C , wpływ promieniowania na organizmy żywe).

Od r. 1953 nawiązana została ścisła współpraca naukowa z Uniwersytetem w Zagrzebiu, a w r. 1957 utworzony został wspólny Wydział Studiów Podyplomowych.

Instytut finansowany jest przez jugosłowiańską Komisję Energii Atomowej, która również zatwierdza jego plan naukowy i koordynuje go z planami badań innych instytutów naukowych Jugosławii.

Instytut zatrudnia obecnie około 400 osób, w tym 140 pracowników naukowych, 60 naukowo-technicznych i 60 warsztatowych.

Przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Boškovića jest prof. Ivan Supek.

Fizyka w Finlandii

Prace badawcze z fizyki prowadzone są w Finlandii w czterech ośrodkach akademickich: w Uniwersytecie w Helsinkach (Helsingin Yliopisto), w Politechnice w Helsinkach (Teknillinen Korkeakoulu), w Uniwersytecie w Turku (Turun Yliopisto) i w Akademii Åbo (Åbo Akademi — Åbo jest szwedzką nazwą Miasta Turku).

W Uniwersytecie w Helsinkach ukończono niedawno budowę akceleratora Van de Graaffa na 3 MeV. Pracami tymi kierowali L. Simons i P. Tahvonen. Simons zajmował się badaniami rozpadu β i rozproszenia neutron—proton. Obecnie rozpoczął badania reakcji typu (p,γ) przy pomocy Van de Graaffa. Tahvonen, który dawniej zajmował się rentgenografią strukturalną, buduje teraz spektrometr β do badań wzbudzenia kulombowskiego.

Badania właściwości ciał stałych i cieczy prowadzi P. Tuomikoski, L. Hyvönen i M. Nurmi.

Politechnika buduje w Otaniemi pod Helsinkami reaktor badawczy, do którego materiały zostały zakupione w Szwecji, Wielkiej Brytanii i Stanach Zjednoczonych. Właścicielem reaktora jest instytucja pod nazwą „Stowarzyszenie Energii Jądrowej YDIN” (YDIN znaczy po fińsku — jądro). Pracami związanymi z budową reaktora i przygotowaniem personelu kieruje E. Laurilla. Fizykiem teoretycznym w Politechnice jest P. Jaaho. Jego zainteresowania to teoria pola, mechanika statystyczna i rezonans jądrowy.

Åbo Akademii jest uczelnią ze szwedzkim językiem wykładowym. Fizyką teoretyczną kieruje tam K. G. Fogel, który zajmuje się jądrowym problemem dwóch ciał i rozpadem β . Fizykę doświadczalną reprezentuje B. Eklund, specjalista z dziedziny mikrofal.

Uniwersytet w Turku posiada laboratorium niskich temperatur, którego podstawowym wyposażeniem jest kryostat typu Collinsa. Prace badawcze prowadzi tu V. Hovi i O. Lounasmaa. Zakładem rentgenografii i fizyki kryształów kieruje M. Kantola.

Y. Väisälä, członek Akademii Fińskiej, znany specjalista w dziedzinie interferometrii, ma własne laboratorium na przedmieściu Turku.

Finlandia jest członkiem Północnego Instytutu Teoretycznej Fizyki Atomowej. Będzie to miało niewątpliwie ogromne znaczenie dla rozwoju fińskiej fizyki teoretycznej.

Podróże fizyków fińskich do Stanów Zjednoczonych są w wysokim stopniu ułatwione dzięki tak zwanemu planowi ASLA. Historią tego planu jest następująca: Finlandia spłaciła Stanom Zjednoczonym dług wojenny z czasów I wojny światowej jako jedyne państwo europejskie, które dotrzymało swoich zobowiązań z tego tytułu, co

tak zdziwiło i zachwyciło Kongres Stanów Zjednoczonych, że w r. 1949 uchwały przeznaczyć zwróconą przez Finlandię sumę na fundusz stypendialny dla naukowców fińskich. Dzięki temu na przykład w roku akademickim 1957/8 przebywało w Stanach Zjednoczonych pięciu fizyków fińskich. W ramach planu ASLA działa nie tylko fundusz stypendialny ale również akcja pomocy w postaci dostawy książek i wyposażenia laboratoryjnego dla uniwersytetów fińskich. Specjalny Komitet obywateli fińskich składa corocznie w ambasadzie Stanów Zjednoczonych spis potrzebnych książek i przyrządów. Pewne niezadowolenie jednak wywołuje fakt, że zapotrzebowania, które ambasada przesyła do Waszyngtonu są realizowane dopiero po okresie około dwóch lat.

Wstrząsające

Życie Warszawy w numerze z 14 września 1958 r. zamieściło korespondencję z Konferencji Genewskiej. Oto o czym nas informuje specjalna wysłanniczka *Życia Warszawy*:

„...Ale we wszystkich wymienionych wyżej i nie wymienionych z racji ich ogromnej liczby kwestiach technicznych czy ekonomicznych dokonano olbrzymiego postępu.

Otwarta jest natomiast sprawa fuzji, to znaczy procesu odwrotnego niż energia uzyskiwana z rozszczepienia jąder ciężkich. To źródło energii, które rozwiąże po wszystkie czasy potrzeby ludzkości jest w stadium poszukiwania. Wre w tej dziedzinie wytężona praca. Toczy się wręcz niesamowity wyścig o to, aby wkurze do kształcie kolistym czy o linii prostej wytworzyć prawdziwe słońce i kazać mu w sposób zamierzony i kontrolowany przez człowieka generować w każdej mikrosekundzie makrosiły wytwórcze”.

„...Widziałam któregoś dnia przed jednym z urządzeń kuszących się o zdoby-

cie słońca, prof. P. Nowackiego, dyrektora naszego Instytutu Badań Jądrowych. Ciężka teka wyładowana dokumentacją leżała na ziemi, a profesor coś rysował, coś obliczał. Czy myślał, że szwadron młodych pracowników nauki zdoła jeszcze wejść na start biegu po słońce? Nie zdecydowałam się na sformułowanie pytania, a tylko: — Fuzja to wstrząsająca sprawa, prawda Panie Profesorze? Odpowiedział: — Tak, wstrząsająca, naprawdę wielka.”

George B. Pegram

Dnia 12 sierpnia 1958 r. zmarł w Swarthmore (Pennsylvania) George B. Pegram, znany fizyk amerykański, który w bardzo istotny sposób przyczynił się do zbudowania pierwszego reaktora jądrowego w Chicago w r. 1942.

Urodzony w r. 1877 w Trinity (North Carolina), mając osiemnaście lat ukończył Trinity College (późniejszy Duke University), a w pięć lat później rozpoczął pracę na Uniwersytecie Columbia początkowo jako asystent. W r. 1903 uzyskał stopień doktora filozofii w zakresie fizyki. Od r. 1918 był profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Columbia. Przez szereg lat był Dziekanem Wydziału Studiów Podyplomowych, a w r. 1949 został mianowany Wiceprezydentem Uniwersytetu.

W marcu 1939 r., kiedy Enrico Fermi i J. R. Dunning stwierdzili na podstawie doświadczeń wykonanych w Uniwersytecie Columbia, że przy rozszczepieniu jąder uranu zachodzi wyzwolenie energii, G. B. Pegram zwrócił się do Ministerstwa Marynarki w sprawie praktycznego wykorzystania tego zjawiska do obrony państwa, a następnie gdy w czasie II wojny światowej Fermi wraz ze swymi współpracownikami budował pierwszy reaktor, Pegram położył ogromne zasługi ułatwiając realizację tego projektu. Brał poważny udział w administrowaniu pracami „Manhattan Project”.

G. B. P e g r a m był jednym z pierwszych członków Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, jego długoletnim Skarbnikiem, a w r. 1941 — Przewodniczącym. Był również jednym z założycieli Amerykańskiego Instytutu Fizyki i od 1931, tj. od jego powstania, aż do r. 1945 Sekretarzem Instytutu.

W uznaniu zasług dla Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i Amerykańskiego Instytutu Fizyki George B. P e g r a m został w r. 1957 odznaczony pierwszym Medalem Karla Taylora Comptona, ufundowanym przez Amerykański Instytut Fizyki.

Eugeniusz Dmochowski

Dnia 17 czerwca 1958 r. zmarł nagle Eugeniusz D m o c h o w s k i, profesor fizyki w Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie.

Urodzony 4 października 1897 r. w Warszawie, po ukończeniu szkoły średniej w Kownie studiował na Politechnice w Leningradzie. W r. 1922 powrócił do Polski i rozpoczął studia na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie, pracując jednocześnie jako nauczyciel fizyki i matematyki w szkołach średnich. Stopień Magistra Fizyki uzyskał w r. 1936. W czasie wojny prowadził tajne nauczanie w szkolnictwie polskim w Wilnie.

Po wojnie przeniósł się do Łodzi, gdzie pracował na Politechnice początkowo

jako asystent, a od 1955 r. jako zastępca profesora i kierownik Katedry Fizyki na Wydziale Elektrycznym. Prowadził tam, wspólnie z prof. Nowickim budowę generatora Van de Graaffa. Jednocześnie prof. D m o c h o w s k i wykładał dydaktykę fizyki na Uniwersytecie Łódzkim i w Łódzkiej Państwowej Wyższej Szkole Pedagogicznej. Od r. 1957 był profesorem Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie.

Eugeniusz D m o c h o w s k i był wybitnym pedagogiem i dydaktykiem, umiejącym nawiązać serdeczne stosunki z młodzieżą akademicką.

Lech Bobrowski

Dnia 17 października 1958 r. zginął w wypadku motocyklowym mgr. inż. Lech B o b r o w s k i, kierownik budowy generatora Van de Graaffa w Instytucie Badań Jądrowych.

Lech B o b r o w s k i urodził się 19 lutego 1922 r. Studia wyższe rozpoczął na Wydziale Mechanicznym Politechniki Gliwickiej, później przeniósł się na Politechnikę Warszawską, którą ukończył w r. 1949. W tym czasie został asystentem Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie zajął się szczegółowym opracowywaniem projektu generatora Van de Graaffa i kierowaniem pracami wykonawczymi. Następnie przeszedł do Instytutu Badań Jądrowych, który przejął od Uniwersytetu budowę generatora.

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

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Głwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WISNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARAŚKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI
Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

T R E Ś Ć

	Str.
C. Pawłowski — Fryderyk Joliot-Curie (1900—1958)	3
T. D. Lee — Oddziaływanie słabe i niezachowanie parzystości	15
M. F. Kaplon — Oddziaływania cząstek dziwnych — dane doświadczalne	27
R. D. Tripp — Oddziaływanie K^- w deuterze	55
M. Planck — Z autobiografii naukowej	61
W. Rubinowicz — Odkrycie kwantów przez Maxa Plancka	69
J. Auleytner — Rentgenowskie metody badania mozaikowej i dyslokacyjnej struktury kryształów	75
K. Chmielewski — Franciszek Zienkowski (1880—1957)	101

NOWOŚCI NAUKOWE

Pierwsza obserwacja antyhiperonu $\bar{\Lambda}^0$ (A. Wróblewski)	105
--	-----

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

— Konferencja na temat półprzewodników w Rochester 18—22. VIII. 1958 r. (L. Sosnowski)	109
--	-----

RECENZJE

H. Cramér — Metody matematyczne w statystyce (P. Zieliński)	111
---	-----

KRONIKA	113
-------------------	-----

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA p. t. „Postępy fizyki”
Cena w prenumeracie zł 90 rocznie, zł 45 półrocznie

zamówienia i wpłaty przyjmują: 1. Centrala Kolportażu Prasy i Książki „Ruch” Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO nr. 1-6-100.020. 2. Urzędy pocztowe. Prenumerata ze zleceniem wysyłki zagranicę 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 Księgarniach Naukowych Domu Książki i we Wzorcowni PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10.

Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu „Ruch”, Sprzedaż Prasy Zdeaktualizowanej, Warszawa, ul. Srebrna 12, oraz Wzorcownia PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10.