

0001353

UNIWERSYTET MATEJ SZKŁAŃSKI

PL 20-031 Lublin

Instytut Fizyki

20-031 Lublin

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XVI

ZESZYT 6

1965

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

0001353
UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ
Biblioteka Instytutu Fizyki
ul. Świeża 20
20-031 Lublin

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XVI, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1965

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1887 + 133 egz.

Ark. wyd. 7,25 ark. druk. 6³/₄+1 wkł.

Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100

Zamówienie 639/65

Rękopis dostarczono 20. VIII. 1965 r.

Podpisano do druku 19. XI. 1965 r.

Druk ukończono w grudniu 1965 r.

Cena zł 15.—

W-34

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Wilhelm Billig

Pełnomocnik Rządu
do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej

W dwudziestą rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina *

Oczymy dziś na tym uroczystym posiedzeniu naukowym, w dwudziestą rocznicę zgonu, pamięć jednego z najwybitniejszych polskich fizyków, pioniera badań jądrowych w naszym kraju zarówno w dziedzinie fizyki jądrowej, jak i chemii jądrowej — Ludwika Wertensteina.

Już w roku 1913, po uzyskaniu doktoratu na Sorbonie wraz z Janem Kazimierzem Danyszem, Profesor Wertenstein tworzy pierwszą w Polsce placówkę badawczą w nowej dziedzinie nauki związanej na zawsze z imieniem naszej wielkiej rodaczki Marii Curie-Skłodowskiej — w dziedzinie promieniotwórczości.

Patronat i opiekę naukową nad nowo utworzoną Pracownią Radiologiczną Warszawskiego Towarzystwa Naukowego objęła Maria Curie i delegowała do stałej pracy w niej swoich dwóch najzdolniejszych asystentów — Polaków. Po śmierci doktora Danysza, na froncie w sierpniu 1914 roku, faktyczne kierownictwo placówki naukowej objął Wertenstein i sprawował je aż do końca roku 1939. Wraz z katedrą na Wolnej Wszechnicy Polskiej, którą profesor Wertenstein prowadził od samego początku 1915/1916 roku oraz stworzonym przez niego tamże Zakładem Fizyki Atomów, pracownia radiologiczna stanowi główny i pionierski ośrodek badań naukowych w dziedzinie fizyki i chemii jądrowej w Polsce, jak gdyby załóżek Instytutu Badań Jądrowych. Nie jest moją rzeczą, jako nie fizyka, dawanie charakterystyki prac naukowych placówek prowadzonych przez profesora Wertensteina. Jedno jest pewne: ciężar gatunkowy ich był bardzo poważny i stanowią one trwały wkład nie tylko do polskiej nauki.

Jest rzeczą zdumiewającą, że mała, skromna placówka, której pracowników etatowych można by policzyć na palcach jednej ręki (i tych byłoby za dużo) potrafiła prowadzić badania na pierwszym froncie ówczesnej nauki światowej.

* Przemówienie wygłoszone na posiedzeniu naukowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zorganizowanym dla uczczenia pamięci Profesora Ludwika Wertensteina w dniu 28 maja 1965 roku w Warszawie.

Tam, już w roku 1914 i później, prowadzone były badania w kierunku, który w roku 1919 doprowadził do wielkiego odkrycia Rutherforda pierwszej reakcji jądrowej przy pomocy bombardowania cząstkami alfa. Tam prowadzony był również kierunek badawczy, który w roku 1934 doprowadził małżonków Joliot-Curie do epokowego odkrycia zjawiska sztucznej promieniotwórczości. Temu kierunkowi poświęcało się zresztą laboratorium profesora Wertensteina do końca istnienia (odkrycie promieniotwórczego fluoru i skandiu). Tam wreszcie w ostatnich latach istnienia laboratorium prowadzone były badania nad promieniami kosmicznymi, fizyką neutronową i rozszczepieniem jądra uranu — znów kierunek badań, który niedługo potem doprowadził do jednego z najbardziej fundamentalnych odkryć naszych czasów. Nie jest rzeczą najważniejszą stwierdzenie, jak daleko Wertenstein i jego współpracownicy zbliżyli się w swoich badaniach do tych wielkich odkryć. Niektórzy twierdzą, że w szczególności w roku 1939 byli blisko. Jest jednak niezaprzeczalnym faktem, że świadomie i uporczywie, pokonując niezliczone przeszkody i dysponując niezmiernie skromnymi środkami i prymitywnymi urządzeniami, szli oni konsekwentnie w wybranych kierunkach badawczych, najważniejszych, najbardziej perspektywicznych w nauce.

Czym to można wytłumaczyć? Złożyło się na to szereg czynników. Dużą rolę odegrał niewątpliwie wielki talent, dalekowzroczność, szerokość horyzontów, a także entuzjazm twórczy profesora Wertensteina, jego niezwykła osobowość. Z drugiej strony niezwykle istotną rolę odegrało ściśle powiązanie warszawskiego małego ośrodka z najbardziej podstawowymi ośrodkami zagranicznymi, a w szczególności z ogniskiem paryskim Marii Curie-Skłodowskiej i jej współpracowników, oraz z ośrodkiem w Cambridge, kierowanym przez Rutherforda, gdzie profesor Wertenstein spędził okres od 1925 do 1927 roku.

Pozwoliło to nawiązać kontakt naukowy i współpracę z najwybitniejszymi ówczesnymi uczonymi. Wśród bogatej korespondencji pozostającej po Profesorze (znajduje się ona obecnie w archiwum PAN) można odnaleźć liczne listy od Marii Curie-Skłodowskiej, Jamesa Chadwicka, Johna Cockrofta i wielu innych znanych uczonych.

Do tej płodnej międzynarodowej współpracy naukowej profesor Wertenstein i jego współpracownicy wnosili istotny, do dziś wysoko ceniony, wkład.

Istotne znaczenie dla rozwoju badań prowadzonych pod kierunkiem profesora Wertensteina miał fakt, że potrafił on skupić cennych, utalentowanych współpracowników, natchnąć zapałem dla odkrywczych badań, stworzyć pierwszą w Polsce szkołę fizyki jądrowej. Niestety, duża część jego uczniów i współpracowników zginęła śmiercią tragiczną, ale pozostali prowadzą nadal dzieło rozpoczęte przez swego Profesora i niektórzy z nich znajdują się na tej sali.

Nie można pominąć jeszcze jednego czynnika o istotnym znaczeniu dla rozwoju prowadzonych badań. Profesor Wertenstein w okresie trudności finansowych swych placówek zrzekł się swojej pensji i do końca ich istnienia

pracował honorowo, co więcej, nie tylko organizował środki na badania, lecz niejednokrotnie sam je subwencjonował.

W tych warunkach tym bardziej trzeba podkreślić z żalem, że ogromny dorobek, wysiłki i ofiary Profesora nie znalazły właściwej oceny i uznania ze strony oficjalnych czynników, że prace jego prowadzone były jakby na marginesie oficjalnej nauki, że tak wybitny uczony nie mógł otrzymać katedry na Uniwersytecie Warszawskim.

Niez mordowana praca profesora Wertensteina nie ograniczała się zresztą tylko do badań naukowych. Był znakomitym popularyzatorem, autorem setek artykułów i wielu książek. Był również aktywnym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, a słynne jego przemówienia były okrasą zjazdów fizyków polskich. Był człowiekiem wszechstronnej wiedzy, głębokiej kultury, był w całym tego słowa znaczeniu humanistą.

Dzisiaj, w dwudziestą rocznicę jego tragicznej śmierci w przeddzień wyzwolenia w Budapeszcie, gdzie szukał schronienia przed hitlerowskimi prześladowcami, zebraliśmy się tutaj, 20 lat po wyzwoleniu Polski, by uczcić pamięć człowieka, który położył w Polsce podwaliny badań naukowych w dziedzinie energii jądrowej i, bez przesady można powiedzieć, protoplasty tych kierunków badawczych, które dzisiaj w Polsce, w o ile lepszych niż przed wojną warunkach, są kontynuowane.

Marian Danysz

Instytut Badań Jądrowych w Warszawie
Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego

Wspomnienie o Ludwiku Wertensteinie *

Osoba Profesora Wertensteinina wiąże się dla mnie nierozzerwalnie ze wspomnieniami mego najwcześniejszego dzieciństwa, z tradycją pewnego kultu dla fizyki, w którym byłem wychowany, z osobą mojego ojca, którego prawie nie znałem i prawie nie pamiętam. Pozostały mi w pamięci jedynie luźne, niepowiązane ze sobą wspomnienia paroletniego dziecka.

W Pracowni Radiologicznej przy ul. Śniadeckich, zorganizowanej wspólnie przez Profesora Wertensteinina i mojego ojca byłem z pewnością jeszcze przed wojną, tj. przed pierwszą wojną światową. Mogłem mieć wtedy około czterech lat. We wspomnieniach pozostał mi obraz stołu, od którego byłem niewiele wyższy i pamiętam także, jak oparty ramionami o krawędź stołu gonilem palcami drobne kulki rtęci rozsypane na jego powierzchni. Nie pamiętam nic więcej, ani gdzie, ani kiedy to było, ale ten stół z moich wspomnień odnalazłem w pracowni przy ul. Śniadeckich, w kilka lat po wojnie, kiedy matka moja przyprowadziła mnie do pracowni, aby przedstawić mnie Profesorowi. Było to pierwsze utrwalone w mojej pamięci spotkanie z Nim. Pamiętam Jego charakterystyczną sylwetkę, Jego głos i Jemu tylko właściwy osobisty czar.

W parę lat później, rok po maturze, rozpocząłem pracę na Śniadeckich. Początkowo jako wolontariusz, a następnie jako stypendysta. Przychodziłem popołudniami, kiedy Profesor pracował sam, pomagałem w najprostszych rzeczach, uczyłem się jednocześnie jak obchodzić się z aparaturą próżniową, z ciekłym powietrzem, z pobieraniem i wprowadzaniem do aparatury radonu, z aparaturą pomiarową. Ale przede wszystkim słuchałem Profesora, który objaśniał mi tysiące nowych dla mnie rzeczy, wyjaśniał, jak przebiega taki czy inny proces, z którym w danej chwili miał do czynienia i odpowiadał na dziesiątki nasuwających się pytań. Był to proces swobodnego chłonięcia wiadomości o fizyce, przebiegający nieskrępowanie i niejako równoległe do prowadzonej przez Profesora pracy.

* Przemówienie wygłoszone na posiedzeniu naukowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zorganizowanym dla uczczenia pamięci Profesora Ludwika Wertensteinina w dniu 28 maja 1965 roku w Warszawie.

Fizyki uczyłem się również poza pracownią, niezależnie, ale ten okres „pomagania profesorowi“ był chyba w moim życiu najszczęśliwszym okresem swobodnego chłonięcia wiadomości o fizyce. Stopniowo coraz bardziej wciągałem się w pracę, przychodziłem częściej, uczyłem się godzinami roboty szklarskiej, uczyłem się, jak należy obchodzić się z piceiną i mikroflamą, jak budować liczniki geigerowskie i proste układy zliczające. Poznałem bliżej i zaprzyjaźniłem się z innymi pracownikami: z dr Herschfinklem, Rotblatem, Żywem, Lisem i Kosiarzem.

Stopniowo i niespostrzeżenie przeszedłem do drugiego okresu, w którym już bardziej aktywnie włączyłem się w pracę laboratorium. W tym czasie pomagałem w pracy Michałowi Żywowi. Stwierdziliśmy, jak nam się zdawało, występowanie aktywności o czasie połowicznego zaniku, nie dającym się wyjaśnić w sposób prosty, i zdającym się wskazywać na istnienie jakiegoś nowego efektu. Pamiętam, jak przynieśliśmy i pokazaliśmy Profesorowi pierwsze rezultaty i pamiętam, jak nasz młodzieńczy entuzjazm spotkał się z jego dojrzałym krytycyzmem. To może być coś nowego powiedział, ale tego właściwie trzeba dowieść, bowiem wasze rezultaty mogą być łatwo wyjaśnione fluktuacją tła. Pamiętam również, jak Profesor zapalił się do tego zagadnienia, kiedy po powiększeniu statystyki okazało się, że efekt niewątpliwie istnieje. Pracowaliśmy często nocami, często telefonowaliśmy do Profesora o dziwnych porach, informując go o jakimś nowym szczególe w pracy. Często Profesor przyjeżdżał sam, aby przedyskutować nowo wytworzoną sytuację. Był to chyba znowu jeden z najszczęśliwszych okresów w moim życiu, tym razem okres aktywnego działania, pasjonującej gry polegającej na właściwym formułowaniu pytań, takim formułowaniu, aby uzyskane odpowiedzi mogły dać spójny obraz tego czegoś nowego, zaobserwowanego przez nas. Zagadnienie było tym bardziej pasjonujące, że działo się to w parę miesięcy po odkryciu wzbudzonej promieniotwórczości przez Joliotów.

Dopiero wiele lat później zdałem sobie w pełni sprawę, w jak wielkiej mierze możliwość takiego właśnie aktywnego działania była związana z osobą samego Profesora, ze stworzoną przez niego pracownią, jej atmosferą i pracującymi w niej ludźmi.

Zdałem sobie również sprawę, że mam w stosunku do Profesora nigdy nie spłacony dług, dług którego spłacenie uniemożliwiła mi wojna i przedwczesna śmierć Profesora.

Józef Rotblat

Uniwersytet w Londynie

St. Bartholomew's Hospital Medical College

Ludwik Wertenstein *

W ciągu 20 lat, które upłynęły od śmierci Profesora Ludwika Wertensteina, świat uległ ogromnym zmianom, ale chyba największa zmiana zaszła w nauce. Nauka rośnie o wiele szybciej niż jakakolwiek inna dziedzina ludzkiej działalności, rośnie w sposób wykładniczy z okresem podwojenia wynoszącym 10 do 15 lat. Znaczy to, że cały dorobek naukowy, który istniał przeszło 25 lat temu, kiedy Wertenstein był zmuszony zakończyć swoją pracę naukową, jest tylko jedną czwartą tego, co znamy obecnie. Innymi słowy, do każdego odkrycia, znanego przed 25 laty, dodać wypada trzy nowe; na każdego z uczonych, którzy urodzili się i działali od czasów Demokryta, mamy obecnie trzech dodatkowych; na każdą pracę naukową, ogłoszoną od początków nauki, trzy prace ukazały się w ciągu ostatnich 25 lat.

Można by było wyciągnąć z tego wnioski, że chyba nie warto troszczyć się o to, co działo się w tym starożytnym, z tego punktu widzenia, okresie. Łatwo dowieść, że wnioski takie byłby fałszywe. Ale nawet gdyby był słuszny w sensie ogólnym, wyjątki mogłyby istnieć. Takim właśnie wyjątkiem byłby Profesor Wertenstein. Był on wyjątkiem zarówno pod względem swojej osobowości, jak i ze względu na rolę, jaką odegrał w polskiej nauce w ważnym okresie jej rozwoju.

Niełatwo naszkicować sylwetkę Wertensteina, gdyż był on typem uczonego już wówczas rzadkim, obecnie zaś prawie zupełnie nieznanym. Profesor Wertenstein łączył w sobie niezwykle głęboką znajomość fizyki i matematyki z zainteresowaniem i niezmiernie rozległą wiedzą w różnych dziedzinach humanistyki, a zwłaszcza językoznawstwa, oraz w poezji. Znał grekę i łacinę równie dobrze jak mechanikę kwantową. Władał kilkoma językami nowoczesnymi z taką samą maestrią jak aparaturą próżniową czy elektrometrem Hoffmanna. Pisywał popularne felietony naukowe w dziennikach i tygodnikach

* Przemówienie wygłoszone na posiedzeniu naukowym Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zorganizowanym dla uczczenia pamięci Profesora Ludwika Wertensteina w dniu 28 maja 1965 roku w Warszawie.

i wykladał studentom na Wolnej Wszechnicy Polskiej o najnowszych zdobyczach fizyki jądrowej, których nikt inny w Polsce chyba wówczas nie rozumiał. Przypisywał wielką rolę popularyzacji nauki i ubolewał nad przepaścią, jaka istniała między uczonymi i laikami, a jednocześnie uważał, że twórcza praca naukowa jest najwyższym szczytem ludzkiej działalności. Rozkoszował się każdą zdobyczą naukową, traktował ją z pietyzmem. Widział w niej to samo piękno, jakie inni widzą w dziele artystycznym.

Również wiele innych cech czyniło go człowiekiem wręcz niepospolitym. Świetnie znał fizykę teoretyczną, a jednocześnie był nadzwyczaj zręcznym eksperymentatorem. Miał nieprzeciętną zdolność operowania liczbami i zawsze zadziwiał nas błyskawicznym wykonywaniem w pamięci skomplikowanych obliczeń. Na poniedziałkowych posiedzeniach Polskiego Towarzystwa Fizycznego, czy też na krajowych Zjazdach Fizyków ośniewał wszystkich błyskotliwością spostrzeżeń i referatów naukowych, jak również okolicznościowymi wierszykami i epigramatami, w których nie wiadomo było co bardziej podziwiać: lotność humoru czy wysoki poziom literacki. Przemawiał piękną, barwną i bogatą polszczyzną; jego odczyty publiczne zawsze przyciągały wielu słuchaczy.

Był pierwszorzędnym nauczycielem, ale kiepskim administratorem. Nie cierpiał biurokracji i nie dbał o formalności. Ciężarem był mu okres jego dziekanatu na Wolnej Wszechnicy Polskiej; odrabiał jak pańszczyznę posiedzenia Rady Wydziałowej czy też różnych komitetów.

Był roztargniony jak przysłowiowy profesor. Wśród współpracowników krążyły niezliczone anegdoty, przeważnie autentyczne, o skutkach jego roztargnienia zarówno w domu, jak i w pracowni. To roztargnienie było skutkiem silnej koncentracji i stanu głębokiego zamyślenia, w który często zapadał. W końcu doprowadziło to Wertensteina do znalezienia się pod taksówką i kilkutygodniowego pobytu w szpitalu. Później powiedział studentom, że dowiedział w ten sposób, iż dwa ciała nie mogą się znajdować jednocześnie w tym samym miejscu bez szkody dla jednego z nich.

Cechowała go wielka wrażliwość na niedostatek i cierpienie bliźnich. Był ogromnie uczynny i szcudry. Często czynił wielkie wysiłki, by przyjść komuś z pomocą. Bardzo ubolewał nad niedostatecznym uposażeniem pracowników naukowych i korzystał ze swoich znajomości w sferach finansowych, aby uzyskać dodatkowe wynagrodzenia dla swoich współpracowników. Wielu z nas jest jego wielkimi dłużnikami z tego tytułu; ja sam prawdopodobnie zawdzięczam mu życie, gdyż moje stypendium na wyjazd do Anglii w roku 1939 uzyskałem właśnie taką drogą.

Był człowiekiem niezwykle pogodnym i zrównoważonym. Miał wspaniale rozwinięty zmysł humoru zarówno w stosunku do siebie samego, jak i do innych. Nie pamiętam przypadku, by kiedykolwiek uniósł się lub stracił cierpliwość, chociaż często miewał po temu powody. W badaniach swoich nad radonem zbudował raz bardzo złożoną aparaturę próżniową ze szkła. Ogrzewał rurki, wyginał je, szlifował, dopasowywał korki, przeszło tydzień pracował nad tym,

wreszcie skończył, włączył pompy próżniowe i zaczął wkładać palto, by pójść na obiad. Na ten widok jego pies, który często przychodził z nim do pracowni, zaczął skakać z radości. Uderzył przy tym o rurkę, która pękła. Wpadające do aparatury powietrze roztrzaskało ją zupełnie. Ja byłem zupełnie oszołomiony tą katastrofą, ale Profesor obejrzał szczątki aparatury i powiedział: „Wiedziałem, że to była kiepska robota; następną muszę wykonać lepiej“, po czym poszedł na obiad.

Z perspektywy ćwierwiecza niełatwo wyłowić z pamięci i uchwycić szczególności i delikatne odcienie. Czas powoli zacierą wyraźne kontury, zamazuje postacie i zniekształca poszczególne zdarzenia. Ale czas nie potrafi zatrzeć lub zniekształcić ogólnego wrażenia, jakie się wytworzyło o człowieku od samego początku i umacniało przy bliższej z nim znajomości. Wrażenie, jakie wywierał na mnie Profesor Wertenstein pozostało niezmienione po dzień dzisiejszy: był to człowiek o niezwykle czarze osobistym, niezwyklej prawości, niezwykle wykształcony i niezwykle zdolny uczony.

Gdy patrzę z perspektywy wielu lat, jestem zupełnie przekonany, że gdyby Profesor Wertenstein miał poparcie ówczesnych władz, gdyby ofiarowano mu odpowiednie warunki pracy, gdyby dano mu drobną nawet część tych szczupłych funduszy, które przeznaczano wówczas na cele naukowe, rozwinąłby on fizykę jądrową w Polsce do takiego stopnia, że już przed wojną stałaby ona na poziomie najlepszych placówek naukowych na świecie, a wpływ tego byłby mocno odczuwany i miałby duże znaczenie w czasach obecnych.

Dziś jest wręcz niemożliwe wyobrazić sobie trudności, z którymi Profesor Wertenstein musiał walczyć. Wydaje się po prostu karygodne, że człowiekowi takiej miary, jednemu z najlepszych fizyków polskich, nie dano odpowiedniego stanowiska. W wyniku tego napotykał ustawicznie przeszkody i ograniczenia (głównie z braku funduszy), które hamowały rozwój pracy. Były to kłopoty groszowe; dziś wydają się one śmieszne, ale wtedy mogły decydować o powodzeniu badań.

Cały personel techniczny Pracowni Radiologicznej Warszawskiego Towarzystwa Naukowego, przez długi czas jedynej placówki w Polsce, gdzie zajmowano się doświadczalną fizyką jądrową, składał się z jednego mechanika i jednego szklarza, który przychodził na kilka godzin tygodniowo. Dopiero pod sam koniec przyznano kierownikowi pracowni etat sekretarki. Pracownia prawie nie miała etatów dla pracowników naukowych; często musieli oni z własnej kieszeni płacić za aparaturę.

Przytoczę jeden jaskrawy przykład tych finansowych trudności. Utkwił mi on w pamięci, gdyż odbił się na mojej własnej osobie. Badałem wówczas promieniotwórczość wzbudzoną w srebrze neutronami. Okres połowicznego zaniku wynosił zaledwie 22 sekundy, wobec czego szybkość w pracy była momentem bardzo istotnym. Źródło neutronów znajdowało się w pokoju na samej górze budynku przy ul. Śniadeckich 8, zaś licznik Geigera był w pracowni o piętro niżej. Aby dostać się od źródła do licznika, trzeba było przebyć dwa ciągi schodów, przejść przez mieszkanie woźnego i jeszcze przez dwa korytarze.

Cała procedura byłaby znakomicie uproszczona, gdyby się przeprowadziło pochyla rurę bezpośrednio od pokoju radowego do pracowni i spuszczało blaszkę srebrną tą rurą. Jednak, chociaż koszt takiej instalacji był bardzo mały, nie było na ten cel pieniędzy i wobec tego musiałem biegać i to nie raz czy dwa razy, ale setki razy. W biegu musiałem również rozprostowywać blaszkę, która podczas naświetlania była zwinęta spiralnie i nadawać jej kształt, umożliwiając nałożenie na licznik Geigera. Po pewnym czasie nabrałem tak wielkiej wprawy w dziedzinie sprintu i skoków, że przebywałem wszystkie schody w dwóch skokach. W końcu potrafiłem przebiec od źródła do licznika w ciągu 7 sekund. Aż pewnego dnia, już zbyt pewny siebie, skoczyłem nieostrożnie i... złamałem nogę. Dopiero wtedy władze zgodziły się na wydatek założenia rury.

Co Profesor Wertenstein mógłby osiągnąć, gdyby stworzono mu odpowiednie warunki, można ocenić na podstawie tego, czego się dokonało w tej biednej Pracowni Radiologicznej. Nasze całkowite źródło naświetlań składało się z 30 miligramów radu w roztworze i tym to źródłem konkurowaliśmy z bogatymi instytucjami zagranicznymi. W niecałe 3 miesiące po odkryciu przez Joliotów sztucznej promieniotwórczości Danysz i Żyw odkryli promieniotwórczy fluor. Fermi, który pracował wówczas w Rzymie i dysponował blisko jednym gramem radu, ogłosił, że neutrony nie wywołują promieniotwórczości w kobaltcie; ja — z naszymi trzydziestu miligramami radu — odkryłem promieniotwórczy kobalt-60 i kilka innych promieniotwórczych nuklidów.

Oczywiście, słabe źródła były poważną przeszkodą w pracy. Jako przykład wspomnę fakt, który chyba jest zupełnie nieznan. Emisja neutronów podczas rozszczepienia uranu (najważniejsze chyba zjawisko z punktu widzenia praktycznego dla wyzwolenia energii jądrowej) była odkryta przez nas już na początku 1939 roku, ale ze względu na słabość źródła musieliśmy powtarzać doświadczenia przez dwa miesiące i wskutek tego wyprzedził nas Joliot.

Najważniejszym chyba dorobkiem naukowym Pracowni było odkrycie zjawiska nieelastycznych zderzeń neutronów, dokonane w roku 1934. Stało się to właśnie wtedy, kiedy Pracownia jedyny raz była bogata, gdyż absorbentem był kilogram złota wypożyczony Profesorowi przez Mennicę Państwową. Odkrycie to było bardzo doniosłe; jednak mogło być znacznie lepiej, gdybyśmy, wierni naszemu ubóstwu, badali absorpcję w zwykłej wodzie lub parafinie zamiast w złocie; prawdopodobnie odkrylibyśmy wówczas własności powolnych neutronów.

Taki pech należy oczywiście do normalnej historii każdego zakładu naukowego i czasem ma nieobliczalne skutki. Jako ilustrację tego wspomnę o tym, co niedawno opowiadał mi Amaldi: grupa Fermiego zaobserwowała już w roku 1934 impulsy pochodzące od rozszczepienia uranu; badacze włoscy sądzili, że było to zakłócenie elektroniczne i pozbyli się tych impulsów, nakładając absorbent na źródło. Jakie byłyby losy ludzkości, gdyby rozszczepienie uranu i możliwość skonstruowania bomby jądrowej były odkryte w roku 1934 we Włoszech Mussoliniego?

Wspomniałem o niektórych osiągnięciach Pracowni Radiologicznej pochodzących z okresu mojej pracy, tj. od roku 1933, ale wiele doniosłych badań wykonano przedtem, głównie nad własnościami radonu i odskokiem jąder w przemianach α i β , co było szczególnie umiłowanym przedmiotem zainteresowań Profesora Wertensteina. Niektóre z tych wyników znalazły później zastosowanie w związku z badaniami nad własnościami fragmentów rozszczepieniowych. Na początku Wertenstein miał niewielu współpracowników, ale w ciągu tych 6 lat, kiedy byłem związany z Jego Pracownią, wyłoniła się grupa młodych ludzi, którzy pod światłym kierownictwem Profesora Wertensteina z zapalem poświęcili się, przeważnie bez uposażenia, pracy badawczej nad różnymi zagadnieniami z dziedziny promieniotwórczości, promieniowania kosmicznego i fizyki jądrowej. Wielu z nich zginęło podczas wojny. Dzisiaj, kiedy czcimy pamięć Profesora Wertensteina, wydaje mi się rzeczą właściwą wspomnieć kilku jego uczniów, których przedwczesna śmierć stała się bolesną stratą dla nauki. Wspomnę tu przede wszystkim Michała Żywa, bodaj że jednego z naszych najzdolniejszych fizyków, który miał nadzwyczajną intuicję naukową i wspaniały zmysł doświadczalny. Abram Wronberg — niepozorny i nieśmiały w towarzystwie, ale nadzwyczaj śmiały w nauce, którego idee w dziedzinie chemii pierwiastków promieniotwórczych wyprzedziły o wiele lat zdobycze naukowe w tej dziedzinie. Józef Herszafa — znakomity fizykochemik, który przeprowadzał piękne doświadczenia nad rozpadem promieniotwórczym.

Specjalne wspomnienie należy się doktorowi Henrykowi Herszfinklowi, najstarszemu współpracownikowi i zastępcy Profesora Wertensteina. Była to tragikomiczna postać uczonego, który obok nadzwyczaj bystrego umysłu odznaczał się wyjątkowym brakiem zręczności eksperymentatora. Przewidział on wiele doniosłych odkryć, a jego dorobek naukowy, znany z ogłoszonych prac, jest zupełnie niewspółmierny z jego wielkimi zdolnościami i wyobraźnią naukową.

Tym właśnie ludziom Profesor Wertenstein nadawał kierunek, uczył ich i zachęcał, radził i poprawiał usterki, pomagał w wyborze metody doświadczalnej i budowie aparatury, dyskutował wyniki i pisywał prace przeznaczone do czasopism w językach obcych. Ale wśród tego wszystkiego i wielu innych zajęć dydaktycznych lub społecznych znajdował zawsze czas dla własnej pracy naukowej. Robił doświadczenia do ostatniej chwili, gdy miał jeszcze możliwość odwiedzania Pracowni. Jego ostatnia praca nad gazowymi produktami rozszczepienia uranu, ukazała się w *Nature* w grudniu 1939. Wysłał ją do druku już po zajęciu Warszawy przez Niemców.

Wertensteina bardzo dobrze znano za granicą, gdzie miał wielu przyjaciół. Natychmiast po wybuchu wojny niespokojni o jego los przyjaciele czynili starania, by go wydostać z Polski. Niels Bohr w Danii, Irena Curie i Fryderyk Joliot we Francji, Chadwick, Cockcroft i inni w Anglii włożyli wiele wysiłku, by mu ułatwić wyjazd, ale przesładował go pech. Gdy już wszystkie formalności wyjazdu do Danii były załatwione, Niemcy zajęli

ten kraj. Gdy później załatwiono podróż przez Szwajcarię i Włochy, Włosi przystąpili do wojny i w ten sposób ta możliwość ucieczki została przekreślona. Kilka lat później udało się Wertensteinowi przedostać na Węgry, aby stamtąd uciec na Zachód, ale właśnie wtedy nastąpiła zmiana na Węgrzech, która i tę drogę zamknęła.

Chociaż wielu polskich uczonych zginęło podczas okupacji, ironia losu sprawiła, że Wertensteinowi udało się uniknąć schwywania przez Niemców i dożyć końca wojny, po to tylko jednak, aby zginąć w ostatniej chwili przed wyzwoleniem. Sama okoliczność jego śmierci charakteryzuje szlachetność tego człowieka: wyszedł ze schronu, aby poszukać chleba dla chorej, zresztą obcej mu osoby, i nastąpił na minę niemiecką.

Tak więc nie było mu sądzone dożyć narodzin wieku jądrowego, do czego tak bardzo przyczynił się swymi pracami. Powitałby on entuzjastycznie fakt wyzwolenia energii zawartej w jądrze atomowym, ale jestem pewien, że sposób, w jaki wiek jądrowy objawił się światu, przez rzucenie bomby jądrowej na Hiroszimę, nie spotkałby się z jego uznaniem.

Moja ostatnia z nim rozmowa odbyła się 22 sierpnia 1939 roku, w przeddzień mego wyjazdu z Polski, gdzie byłem z krótką wizytą. Zaledwie 10 dni dzieliło nas od wybuchu wojny, której groźba wisiła już nad światem. Wertenstein — wieczny optymista — wciąż miał nadzieję, że uda się wojny uniknąć. Już wtedy dużo się mówiło o metodach wytworzenia reakcji łańcuchowej w uranie i wyzwoleniu energii jądrowej; Wertenstein emocjonował się nowymi możliwościami, które to odkrycie otwarło zarówno dla czystej nauki, jak i dla celów praktycznych. Ale gdy powiedziałem mu o moich prowizorycznych obliczeniach, które wykazały, że odkrycie to może również doprowadzić do bomby jądrowej, ogarnęło go nagle wielkie przygnębienie. Nie chciał wierzyć, że uczeni kiedykolwiek, z własnej woli, przyłożą rękę do wytworzenia narzędzia zagłady.

Chociaż praktyczne zastosowania nauki interesowały Wertensteina o wiele mniej niż główny cel nauki, jakim jest poszukiwanie prawdy, miał jednak to głębokie przeświadczenie, wspólne wszystkim uczonym, że nauka powinna przyczynić się do poprawy bytu ludzkości. Dla niego nauka była częścią życia. Wierzył w przeniknięcie nauki do społeczeństwa i przepojenie jego życia duchem nauki; uważał, że przyczyniłoby się to do uszlachetnienia życia. Był przekonany, że zdobycze nauki winny podnieść ludzkość na wyższy poziom zarówno moralnie, jak i materialnie. Z tego punktu widzenia pracę nad udoskonaleniem metod niszczycielskich uważał za profanację nauki.

Niestety w życiu niełatwo udaje się zastosować prostą filozofię tego rodzaju. Jako uczeń Profesora Wertensteina, w zupełności podzielałem jego poglądy na zadania nauki, niemniej jednak zaledwie w kilka tygodni po ostatniej z nim rozmowie zacząłem doświadczenia, których konkretnym celem było zbadanie możliwości bomby jądrowej.

To pozorne odstępstwo od podstawowych zasad wynikło z mego przeświadczenia, że gdyby Hitlerowi udało się osiąść bombę, niewątpliwie użyłby jej; powstrzymać mogłoby go tylko przekonanie, iż my posiadamy ją również i że

odwet będzie natychmiastowy. Rozumowałem więc, że posiadanie przez nas bomby jądrowej, jeśli w ogóle byłoby osiągalne, stanowiłoby jedyną skuteczną metodę przeciw jej użyciu przez Hitlera. Dowiedziałem się później, że wielu uczonych, którzy pracowali nad konstrukcją bomby jądrowej w Los Alamos, podchodziło do tego zagadnienia w podobny sposób.

Jak się później okazało, nasze obawy co do Hitlera były płonne. Niemcy nawet nie zaczęli pracy nad bombą, po prostu dlatego, że nikt z uczonych niemieckich nie wpadł na pomysł, jak ją wykonać. Z drugiej strony, Amerykanie użyli bomby jądrowej prawie natychmiast po jej wytworzeniu przeciw Japonii i w ten sposób dali początek wyścigowi zbrojeń, który trwa po dzień dzisiejszy i przybiera coraz bardziej szalone rozmiary.

Bardzo często myślałem o Profesorze Wertensteinie w tych czasach i wiele dałbym za możliwość zasięgnięcia jego rady. Ale dylemat był mój i musiałem go rozwiązać sam. Przerwałem pracę nad bombą jądrową, gdy tylko stało się jasne, że Niemcy nie będą jej posiadać i opuściłem Los Alamos na kilka miesięcy przed próbą w Alamogordo. Zmieniłem kierunek swojej pracy badawczej na zastosowania fizyki w medycynie i biologii. Poświęciłem wiele czasu i energii na zorganizowanie uczonych całego świata, aby czynnie pomogli ludzkości usunąć niebezpieczeństwa, wynikające z szybkiego rozwoju nauki. Niemniej jednak nie mogę się uwolnić od poczucia winy. Moje rozumowanie było logiczne, ale fakty wykazały, że posłuszeństwo prostej filozofii Profesora Wertensteina byłoby nie tylko konsekwentne, ale i jedynie właściwe.

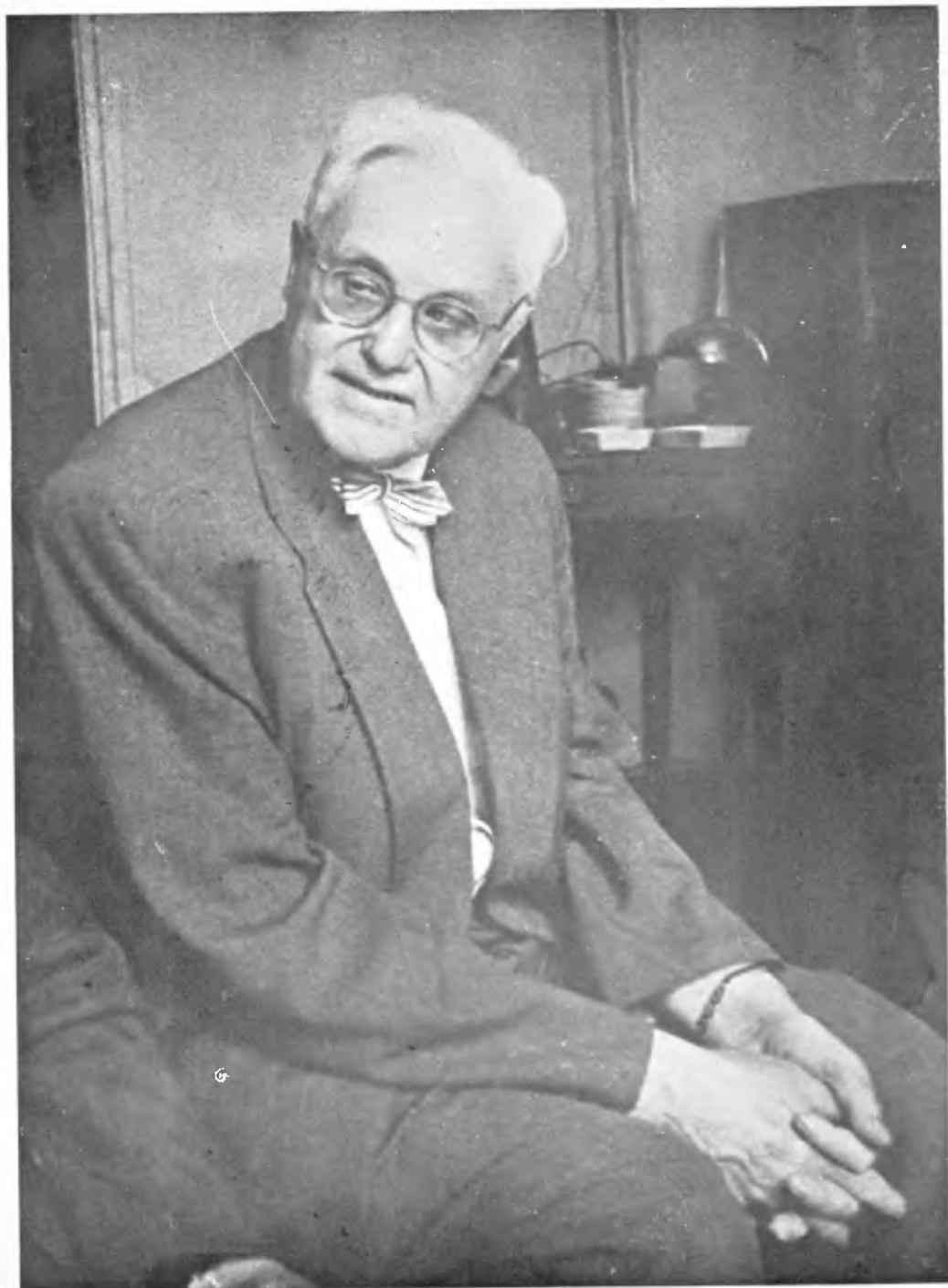
Tak więc, po wielu latach, znacznie bogatszy w doświadczenie życiowe, znów wracam myślą do Profesora Wertensteina i jego duchowego kierownictwa. Nauka wzrosła trzykrotnie w ciągu tego czasu, świat stał się inny pod wieloma względami, ale wartości duchowe, które w nas rozwinął Wertenstein nie tylko nie straciły nic ze swej aktualności, ale nabrały jeszcze potężniejszego znaczenia.

Pamięć o tym wielkim człowieku nie zaginie, gdyż dążenia jego i ideały życiowe żyją w nas i są przekazywane następnemu pokoleniu.

Polskie Towarzystwo Fizyczne słusznie szczyli się, że członkiem jego był taki człowiek jak Wertenstein, ale i cały świat dzieli ten zaszczyt.

Najlepiej chyba maluje go cytata z szekspirowskiego *Juliusza Cezara*:

Żył szlachetnie,
A żywiły tak w nim były skojarzone,
Że się natura mogła nim poszczycić
I rzec całemu światu: „To był człowiek“.



Waclaw Szymanowski
(1895 — 1965)

Halina Chęcińska

Politechnika Warszawska, Warszawa

Wacław Szymanowski — życie i twórczość — w pierwszą rocznicę zgonu

Wacław Szymanowski urodził się 14 kwietnia 1895 r. w Monachium jako syn znanego rzeźbiarza Wacława Szymanowskiego, twórcy wielu wybitnych dzieł sztuki, między innymi pomnika Chopina w Warszawie. Rodzice zamieszkiwali za granicą, jednakże powrócili do kraju, by umożliwić synowi kształcenie się w polskich szkołach. Wacław Szymanowski i jego młodszy brat ukończyli gimnazjum w Krakowie.

Od wczesnej młodości wychowywał się Wacław Szymanowski w środowisku artystycznym, do r. 1905 mieszkał w Paryżu, co wywarło trwały wpływ na ukształtowanie się Jego osobowości. Otrzymał bardzo staranne wychowanie i wszechstronne wykształcenie, obejmujące opanowanie kilku języków obcych. Na skomplikowaną indywidualność Wacława Szymanowskiego złożyło się połączenie kontrastowe różnych cech charakteru. Po ojcu odziedziczył niespokojną naturę artystyczną, pasję podróżowania i szerokie zainteresowania, po matce Amerykance, Gabryeli z Turnerów, zmysł praktyczny.

Studia wyższe odbywał na politechnikach w Monachium i Wiedniu. W roku 1923 uzyskał dyplom inżyniera-elektryka na Politechnice Wiedeńskiej, po czym rozpoczął pracę zawodową jako inżynier projektant w firmach austriackich i niemieckich takich jak AEG, Union i Siemens-Halske. Wykształcenie techniczne nie zadowalało jednak w pełni jego zainteresowań. Już w r. 1915 zapisał się na Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Uniwersytetu Jagiellońskiego. Studia te zmuszony był przerwać z powodu wojażów zagranicznych rodziny, a w r. 1918 ze względu na służbę wojskową. W r. 1926 wyjechał do Ameryki, gdzie pracował początkowo jako robotnik-praktykant w Zakładach Forda w Detroit, a następnie od jesieni 1927 roku jako asystent na Uniwersytecie Michigan w Ann Arbor. W roku 1929 otrzymał tam doktorat (*Doctor of Science*), nostryfikowany w r. 1932 w Polsce na Uniwersytecie Warszawskim jako doktorat filozofii w zakresie fizyki. Uzyskanie doktoratu zapoczątkowało jego bogatą twórczość naukową o zadziwiająco różnej tematyce, twórczość uprawianą w różnych krajach i na różnych kontynentach.

Tematem pracy doktorskiej, ogłoszonej w r. 1931, była dziedzina optyki, nowa metoda obliczania rozkładu natężenia światła w budowlach. W tym samym roku, jako jeden z pierwszych, rozpoczął badania w zupełnie innej, nowej dziedzinie — w biofizyce. Prace jego, wykonane w Instytucie Patologii przy szpitalu West Penn w Pittsburgu, na temat wpływu ultrakrótkich fal elektromagnetycznych na niektóre substancje biologiczne oraz na organizmy żywe, były swego czasu zaliczone do czołowych osiągnięć w tej nowo rozwijającej się dziedzinie i przyniosły mu niemały rozgłos na świecie.

W roku 1934 już jako znany biofizyk otrzymał zaproszenie do ZSRR celem wygłoszenia szeregu odczytów. Pobyt w ZSRR przedłużył się, gdyż Wacław Szymanowski został zaangażowany na trzy lata jako kierownik badań oddziału biofizyki Instytutu Badań Fizjologicznych Komitetu Oświaty. Jednocześnie został konsultantem i współpracownikiem Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR. Owocem jego pracy w ZSRR było zbudowanie udoskonalonego fluorymetru¹ dla Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR oraz szereg publikacji z biofizyki i z dziedziny fluorescencji.

W roku 1937, po powrocie do kraju z ZSRR, Wacław Szymanowski nie mógł znaleźć dla siebie odpowiedniej placówki do pracy naukowej, zaangażował się więc jako doradca Centrali Zaopatrzenia Instytucji Ubezpieczeń Społecznych. Następnie został kierownikiem oddziału aparatów elektromedycznych w tejże Centrali. W roku 1939 Centrala zawarła umowę licencyjną z amerykańską firmą Westinghouse na budowę w kraju fabryki aparatów rentgenowskich. Wacław Szymanowski został wydelegowany do USA celem zapoznania się z produkcją lamp i tam zastała go wojna. Nie mogąc powrócić do kraju, rozpoczął pracę w USA, początkowo jako pracownik naukowy w laboratorium rentgenowskim firmy Westinghouse, a następnie od r. 1942, jako profesor uniwersytetu i dyrektor Obserwatorium Sejsmologicznego uniwersytetu w Pittsburgu. Prowadził tam pracę badawczą w nowo rozwijającej się dziedzinie zastosowania fal ultradźwiękowych do pomiarów sejsmologicznych. Owocem tego okresu było ogłoszenie szeregu oryginalnych prac naukowych w *Seismological Bulletin* i *Journal of Applied Physics*.

Wiosną 1946 r. Wacław Szymanowski przybył na zaproszenie Rządu PRL do kraju, a od jesieni objął katedrę fizyki na Uniwersytecie Wrocławskim. W roku 1947 został posłem na Sejm, a w r. 1948 objął odpowiedzialne stanowisko Ministra Poczty i Telegrafów. W roku 1947 został przeniesiony z Uniwersytetu Wrocławskiego na stanowisko Kierownika Katedry Fizyki do Politechniki Warszawskiej. Obowiązki Ministra wypełniał nie zrywając kontaktu z pracą naukową i dydaktyczną na Politechnice Warszawskiej i w Głównym Instytucie Fizyki Technicznej, którego swego czasu był dyrektorem.

Działalność polityczna Wacława Szymanowskiego i Jego zasługi na stanowisku ministra nie mieszczą się w tym krótkim artykule i wymagają

¹ W latach 1932/33 podobny fluorymetr ustawił Wacław Szymanowski w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

osobnego opracowania. Jako minister był pionierem postępu technicznego w polskiej telekomunikacji. Między innymi zorganizował Radę Naukową przy Ministerstwie Łączności i rozbudował Instytut Łączności do rangi czołowej placówki naukowej w dziedzinie telekomunikacji. Jego zasługą jest wprowadzenie tranzystorów w telekomunikacji oraz założenie w r. 1954 pierwszej w Polsce wytwórni tranzystorów.

W roku 1956 Wacław Szymanowski zrezygnował ze stanowiska Ministra Łączności i postanowił oddać się wyłącznie pracy naukowej w katedrze fizyki Politechniki Warszawskiej. Jako badacz zawsze interesował się przede wszystkim nowymi dziedzinami wiedzy. Nie wszystko jednak co nowatorskie miało dlań jednakową wartość. Oprócz zmysłu badacza posiadał wysoce rozwinięty zmysł praktyczny. Można powiedzieć, że był zwolennikiem surowej zasady, którą Stanisław Staszic ujął swego czasu w następujący sposób:

*„Umiejętności dopotąd są jeszcze próżnym wynalazkiem,
może czczym tylko rozumem wywodem albo próżniactwa zabawą,
dopokąd nie są zastosowane do użytku narodów“.*

Toteż od roku 1956, gdy danym Mu było więcej czasu poświęcić na badania naukowe, rozszerzył prace, które dawały największe nadzieje użyteczności dla kraju. Badania fotoprzewodnictwa materiałów wysoko oporowych, od dawna prowadzone w Katedrze Fizyki, a od roku 1956 specjalnie wyteżone, przyniosły całkowity sukces. Stały się one podstawą do opracowania nowej metody elektrograficznej, która posłużyła do stworzenia kserografii polskiej, nowego sposobu otrzymywania kopii planów map, rysunków i fotografii. Sposobu prostszego i tańszego niż dotychczas stosowane za granicą.

Pod kierunkiem Prof. Wacława Szymanowskiego opracowano w Katedrze Fizyki Politechniki Warszawskiej nowe typy urządzeń elektrofotograficznych, między innymi:

„*Piast*“ — aparat do elektrofotograficznego odwzorowania obrazów przez układ optyczny. Prototyp zbudowano w roku 1961. Odnosił on pełny sukces na wystawach międzynarodowych, na Targach w Poznaniu i wśród licznych użytkowników,

„*Rzepicha*“ — aparat umożliwiający szybkie uzyskanie wielu kopii formatu A3, zbudowany według własnych patentów Katedry,

„*Chrobry*“ — aparat do wykonywania reprodukcji formatu A1 metodą stykową z oryginałów przezroczystych i półprzezroczystych. Prototyp opracowano w roku 1964. Obecnie aparat jest przekazany do produkcji masowej. W ten sposób rozpowszechniła się nowa metoda kopiowania druków i rysunków, a Prof. Wacław Szymanowski awansował na „ojca polskiej kserografii“.

Wacław Szymanowski nie tylko był badaczem, był także organizatorem badań. Umiał dobrać sobie ludzi, postarać się o kredyty i uzyskać w krótkim czasie pożyteczne wyniki prac. Za czasów Jego kierownictwa Katedra Fizyki Politechniki Warszawskiej przeprowadziła szereg przewodów doktorskich i habilitacyjnych.

W dniu 15 stycznia 1966 przypada pierwsza rocznica niespodziewanej śmierci, która przerwała Jego pracowite życie w pełni sił twórczych.

Podobnie jak Wacław Szymanowski-rzeźbiarz pozostawił nam ku trwałej pamięci pomnik wielkiego Chopina, Szymanowski-fizyk pozostawił „do użytku narodu“ trwałe dzieło Swego twórczego życia — kserografię polską.

Ważniejsze, opublikowane prace W. Szymanowskiego

A. Fizyka doświadczalna:

1. *The Dielectric Constant and Absorption of Several Organic Fluids at 1.82 μ* . J. Chem. Phys., **1**, 809 (1933).
2. *Thermal Rotations of Fluorescent Molecules and Duration of Luminescence*. Nature, **135**, 582 (1935).
3. *Verbesserte Fluorometermethode zur Messung der Abklingzeit der Fluoreszenzstrahlung*. Z. Phys., **95**, 440 (1935).
4. *Über die Leuchtdauer und das Abklinggesetz der Fluoreszenzstrahlung*. Zs. Phys., **95**, 450 (1935).
5. *Einfluss der Konzentration der Farbstoffe und der Zähigkeit des Lösungsmittels auf die Fluoreszenzabklingzeit*. Zs. Phys., **95**, 460 (1935).
6. *Einfluss der Rotation der Moleküle auf die Messung der Abklingzeit der Fluoreszenzstrahlung*. Zs. Phys., **95**, 466 (1935).
7. *The Influence of Potassium Iodine Concentration on the Time of Decay of the Uranine Fluorescence Radiation*. Bull. Acad. Pol. A, **34** (1935).
8. *A new Fluorometer Based on the Debay and Sears Effect*. Bull. Acad. Sc. URSS (1937).
9. *Rapid Determination of Elastic Constants of Glass and Other Transparent Substances*. J. Appl. Phys. **15**, 667 (1944).

B. Fizyka techniczna:

10. *Calculation of Daylighting and Artificial Lighting by the Protractor Method*. Trns. 111, Eng. Soc., 213 (1930).
11. *A Rapid Method of Predicting the Distribution of Daylight in Buildings*. Eng. Research Bull. N. 17 University of Michigan. Ann Arbor Mich. 1931.
12. *O spawaniu stali twardej*. Mechanik 1934.

C. Biofizyka:

13. *An Effect of Short Electric Waves on Diphtheria Toxin Independent of the Heat Factor*. Science, **72**, 174 (1930).
14. *A Study of the Action of Short Electric Waves on Several Biological Substances*. J. of Bact., **59** (1931).

15. *The Biological Action of Ultrahigh Frequency Currents*. J. of Infect. Diseases., **50**, 1 (1932).
16. *The Biologic Action of Ultrahigh Frequency Currents II (Further Studies)*. J. of Infect. Diseases, **50**, 466 (1932).
17. *The Lethal Time of Animals Under the Influence of Short Electric Waves and its Dependence on Field Intensity and Wave-length*. Bull. Acad. Pol. B., 217 (1933).
18. *Modification des Glandes Salivaires de Chironomus Plumosus sous L'influences des Ondes Electriques Ultracourtes*. Bull. Biol. et Medic. Exper. de URSS, V. I. **1** (1936).
19. *L'Influence des Ondes Ultracourtes sur le Coeur de la Grenouille*. Bull. Biol. et Med. Exper. de URSS. V, III (1937).
20. *Der Einfluss Ultravioletter Strahlen auf die Permeabilitat der Histo-Hämatischen Barrieren (Blut-Gewebeschränke)*. Bull. Biol. et Med. Exper. de URSS. V, II, 267 (1936).

D. Seismologia:

21. Bull. of the Seismological Observatory of the University of Pittsburg. 1943.
22. Bull. of the Seismological Observatory of the University of Pittsburg. 1944.

Geoffrey F. Chew

Lawrence Radiation Laboratory
University of California
Berkeley, California

Problematyczna rola kontinuum czasoprzestrzennego w fizyce subatomowej *

Streszczenie

Zwraca się uwagę na zasady kwantowo-relatywistyczne, które wykluczają możliwość nadania sensu doświadczalnego pojęciom przestrzeni i czasu w skali jądrowej. Posługując się analizą historyczną, próbuje się objaśnić przyczyny, dla których kontinuum przestrzenno-czasowe pozostało dotychczas, pomimo wszystko, podstawą teorii jądrowej. Podany jest przegląd aktualnej tendencji zmierzającej do opracowania teorii opartej na kontinuum energetyczno-pędowym, w której czasoprzestrzeń występuje jedynie w dużej skali, mając sens jako struktura gruboziarnista.

Jedną z powtarzających się nieustannie nauk, jakich dostarcza ewolucja fizyki, jest konieczność unikania w strukturach teoretycznych pojęć nie dających się sprawdzić doświadczalnie. Teorie osiągające doraźne sukcesy nie zawsze obywaty się bez takich pojęć, natomiast niejednokrotnie postępy o zasadniczym znaczeniu związane były z wyeliminowaniem z teorii aspektów nieobserwowalnych. Fizykom dziewiętnastego stulecia z trudem przyszła rezygnacja z pojęcia przenikającego wszystko eteru, lecz zanim stwierdzenie nieobserwowalności eteru pozwoliło odrzucić to pojęcie, niemożliwe było sformułowanie zasady względności. Nawet dziś nie potrafimy stwierdzić, czy odpowiednio wyrafinowane pojęcie eteru na pewno musi być błędne, jednakże większość fizyków współczesnych jest głęboko, do szpiku kości, przekonana o tym, że teoria zawierająca w pewnej postaci eter nie może być równie dobra jak teoria, w której nie ma miejsca dla tego pojęcia. W swoim wykładzie chciałbym wysunąć pogląd, że rola pojęcia przestrzeni i czasu we współczesnej fizyce świata subatomowego jest analogiczna do roli eteru w makroskopowej fizyce końca dziewiętnastego wieku. Być może nigdy nie uda się wykazać, że kontinuum czasoprzestrzenne *nie może* istnieć, tym niemniej coraz więcej fizyków dochodzi do wniosku, że chcąc dokonać znacznego postępu, musimy

* Wykład Rouse Ball wygłoszony na wydziale matematycznym uniwersytetu w Cambridge w dniu 12 marca 1963 roku, opublikowany w *Science Progress*, 51, 529 (1963).

przestać myśleć i mówić o tym nieobserwowalnym kontinuum. Powinniśmy podjąć próbę zbudowania teorii jedynie na wielkościach mierzalnych.

Dlaczego czasoprzestrzeń jest *a priori* nieobserwowalna? Mówiąc dokładniej, dlaczego niemożliwe jest zmierzenie położenia pewnego obiektu z dowolną dokładnością? Ten, kto zna zasadę niepewności Heisenberga, słusznie będzie doszukiwał się jej roli w tej kwestii, ale ponadto należy uwzględnić wymagania teorii względności. Nierelatywistyczna postać zasady niepewności sprowadza się do stwierdzenia, że położenie i pęd nie mogą być *równocześnie* wyznaczone z dowolną dokładnością. Pozostaje zatem możliwość ścisłego pomiaru *położenia*, o ile tylko nie próbuje się wyznaczyć pędu. Mówiąc bardziej konkretnie, dokładność pomiaru wykonywanego przez odbicie kwantu światła (fotonu) od obiektu jest ograniczona przez zjawiska dyfrakcji do odległości rzędu długości fali fotonu, ale tę długość fali można w zasadzie dowolnie zmniejszać. Zmniejszenie długości fali prowadzi, zgodnie z relacją de Broglie'a ($p = h/\lambda$, gdzie h jest stałą Plancka), do wzrostu pędu fotonu, co z kolei powoduje zwiększenie „pchnięcia“, jakiego doznaje obiekt w procesie pomiaru położenia. Nie musimy jednak znać pędu przed czy też po pomiarze, toteż można powiedzieć, że nierelatywistyczna mechanika kwantowa pozwala na doświadczalne zbadanie czasoprzestrzennego kontinuum.

Absolutną granicę naszej zdolności określania położenia stawia dopiero relatywistyczna równoważność masy i energii. Chcąc przynajmniej z grubsza opisać w rzeczywistości niezwykle skomplikowaną sytuację, można powiedzieć, że gdy foton (lub też inna cząstka używana jako narzędzie pomiaru) posiada energię przekraczającą masę spoczynkową cząstek, z którymi może oddziaływać, wówczas w trakcie zderzenia stanowiącego etap pomiaru powstają nowe cząstki, co zmienia całkowicie sytuację. Wtedy nie możemy nawet stwierdzić, którego obiektu położenie mierzymy. A ponieważ problem ten powstaje przy energiach pomiaru rzędu mc^2 , czyli przy pędach rzędu mc , zatem krytyczna długość fali wynosi h/mc , gdzie m oznacza masę najlżejszej cząstki, jaką może wytworzyć cząstka padająca. Jeśli weźmiemy jako m masę elektronu, to krytyczna odległość będzie rzędu 10^{-11} cm. Niektóre z bombardujących cząstek niezbyt łatwo produkują w zderzeniu elektrony, ale wszystkie bez trudu wytwarzają piony. Jeśli w charakterze miarki zastosujemy masę pionu, to granica mierzalności obniży się do około 10^{-13} cm.

Rzeczą bardzo ważną jest przy tym zdawać sobie sprawę z tego, że nasza zdolność do mierzenia pędu czy też prędkości nie zna podobnych ograniczeń. Pozwalając cząstce na przebycie bez zderzenia wystarczająco dużej odległości, możemy z dowolną dokładnością wyznaczyć jej prędkość poprzez *makroskopowe*, „gruboziarniste“ pomiary czasoprzestrzenne na początku i na końcu jej toru. Masę jakiejś cząstki można wyznaczyć w stosunku do masy innej cząstki, mierząc kąty ich zderzenia i korzystając z prawa zachowania pędu (znaczenie mają tylko stosunki mas). Również i tutaj do osiągnięcia dowolnej dokładności, przynajmniej w nieskończonym wszechświecie, wystarczą makroskopowe pomiary przestrzenne. A więc istnieją możliwości doświadczalne przebadania

kontinuum pędów (i energii), pomimo braku tych możliwości dla czasoprzestrzeni.

Wszystko to rozumiano już trzydzieści lat temu, począwszy od pierwszej konfrontacji mechaniki kwantowej i teorii względności. Dlaczegoż więc te 30 lat zeszło fizykom-teoretykom na próbach skonstruowania teorii mikroskopowych, w których centralnym pojęciem jest właśnie kontinuum czasoprzestrzenne? Odpowiedź na to jest bardzo podobna do tej, jaką można było dać w kwestii eteru: po pierwsze, istnienie czasoprzestrzennego kontinuum jest „oczywiste“, a po wtóre, wszystkie dotychczasowe teorie fizyczne opierały się na tym kontinuum. Zapominano przy tym o fakcie, że teorie te nie miały do czynienia ze zjawiskami przebiegającymi na odległościach rzędu 10^{-13} cm.

Do utrzymania niemal niekwestionowanej roli czasoprzestrzeni w fizyce mikroskopowej walenie przyczyniły się trzy dalsze czynniki. Pierwszym z nich jest trafne przewidywanie pewnych własności elektronu, osiągnięte przez skwantowanie równań Maxwella dla pola elektromagnetycznego. Równania pola, jak zresztą i samo pojęcie pola, zależą od kontinuum czasoprzestrzennego, toteż wynikające z prób skwantowania teorii Maxwella trafne przewidywania doświadczalne wzmocniły prestiż pól w ogóle. Rozpowszechniło się przekonanie, że jedynym sposobem uniknięcia działania na odległość, czyli pozostania w zgodzie z zasadą przyczynowości, jest sformułowanie podstawowych praw fizyki za pomocą pól. Sukcesy rozwinięć na szeregi potęgowe w przewidywaniu wyników doświadczeń z elektronami zamaskowały fakt, że nigdy właściwie nie otrzymano konsystentnych równań kwantowej teorii pola. Pozorna zbieżność tych szeregów potęgowych wynika z małości pewnej bezwymiarowej wielkości — stałej struktury subtelnej $e^2/hc = 1/137$ i, jak wiadomo obecnie, sens ma tylko kilka pierwszych wyrazów tego rozwinięcia. Pod nazwą „elektrodynamika kwantowa“ rozumie się dzisiaj nie teorię pola w sensie skwantowanych równań Maxwella, lecz kwantowo-relatywistyczny przepis, zgodny w odpowiedniej granicy z klasyczną (nieskwantowaną) teorią pola, służący do przewidywania wszystkich niemal obserwowalnych zjawisk atomowych oraz pewnych zjawisk jądrowych na podstawie znajomości stałej struktury subtelnej i mas cząstek. Warto zdać sobie sprawę z tego, że przepis ten można podać, i najczęściej tak właśnie się robi, w postaci pozbawionej zarówno pól, jak i czasoprzestrzeni. Muszą w nim występować wtedy tylko wielkości mierzalne — pędy cząstek. Tym niemniej historycznie rzecz przedstawiała się w ten sposób, że wspomniany przepis odkryto, próbując skwantować równania pola, i chociaż próby te zawiodły, jednak właśnie one nadały kontinuum czasoprzestrzennemu jego obecny status w fizyce mikroskopowej.

Niepowodzenie wysiłków zmierzających do otrzymania niesprzecznych równań dla oddziałujących pól łączy się bezpośrednio z nieobserwowalnością kontinuum czasoprzestrzennego. W teorii pola oddziaływania formułuje się zwykle przez utworzenie iloczynów różnych pól wziętych w tym samym punkcie czasoprzestrzeni. Unika się w ten sposób działania na odległość, ale równocześnie próba zlokalizowania oddziaływania w obszarze infinitezymalnym doprowadziła —

posługując się znów przybliżonym językiem — do pozbawionej sensu produkcji w tym punkcie nieskończonej liczby cząstek. Innymi słowy, z matematycznego punktu widzenia, lokalny iloczyn kwantowych pól został zdefiniowany niepoprawnie, a wynika to z tej samej fizycznej przyczyny, która powoduje, że istnienie kontinuum czasoprzestrzennego jest z zasady niesprawdzalne.

Powracając obecnie do faktów przemawiających *na korzyść* teorii pola, należy wymienić osiągnięte przez nią zrozumienie powszechnego faktu występowania antycząstek, ujawnienie związku między spinem cząstki a charakterem symetrii względem przestawienia cząstek, jak również wykrycie pewnych specyficznych symetrii, obserwowanych w doświadczeniu. Zrozumienie tych wszystkich faktów opiera się na własnościach pól odosobnionych, nieoddziałujących i nie wymaga rozpatrzenia realistycznej teorii pola, której nigdy dotąd nie opracowano z powodu, o którym była mowa wyżej. Jak o tym będę mówił dalej, wszystkie te zasady ogólne udało się ostatnio zrozumieć bez posługiwania się pojęciem pola czy czasoprzestrzeni; jednakże gwoźli sprawiedliwości należy podkreślić, że po raz pierwszy problemy te wyjaśniła teoria pola.

Trzecią okolicznością sprzyjającą dla teorii pola było to, że przez wiele lat teoretycy nie potrafili wyobrazić sobie „fundamentalnego“ prawa oddziaływania wyrażonego w języku innym, niż język przestrzeni i czasu. Nowe teorie prawie zawsze opierają się na analogii z teoriami dawnymi, a nigdy przedtem nie mieliśmy teorii, w której podstawowe prawa dynamiki byłyby wyrażone poprzez pędy. Przed porzuceniem dawnej sympatii¹, która tak długo była nam wierną towarzyszką, należało przynajmniej zerknąć na ewentualną atrakcyjną następczynię. Otóż dopiero w ciągu ostatniego pięciolecia zgrabna nóżka owej następczyni mignęła za najbliższym zakrętem.

Zanim przejdę do opisu uroków nowej sympatii, pragnę zatrzymać się nad wielce delikatną kwestią tego, co należy rozumieć pod mianem teorii. Jedyna absolutna definicja mająca według mnie sens powiada, że teorią jest *jakiegokolwiek* zbiór reguł pozwalających na przybliżone przewidywanie *jakiegokolwiek* wyniku doświadczalnego. Oczywiście jedne teorie są lepsze, inne gorsze, a ich doskonałość rośnie wraz z liczbą różnych, możliwych do przewidzenia przez nie wyników doświadczeń i wraz z dokładnością tych przewidywań, zaś maleje w miarę zwiększania się liczby dowolnych parametrów. Według tych kryteriów elektrodynamika kwantowa zyskuje bardzo wysoką ocenę; zawiera ona jedynie stałą struktury subtelnej i masy cząstek, ogarniając ogromną różnorodność sytuacji doświadczalnych. Nie opisuje ona jednak wszystkich sytuacji i ma skończoną dokładność nawet tam, gdzie powinna obowiązywać. Dokładność doświadczeń z fizyki atomu nie osiąga zazwyczaj granicy, do jakiej słuszna jest elektrodynamika kwantowa, tym niemniej granica taka istnieje, jak istniała ona dla wszystkich poprzednich teorii fizycznych i jak będzie prawdopodobnie istnieć dla wszystkich teorii przyszłości.

A zatem, ku zakłopotaniu matematyków, żądanie od teorii fizycznej prawdy absolutnej nigdy nie było rzeczą wykonalną; cóż natomiast można powiedzieć

¹ Jestem wdzięczny profesorowi Murray Gell-Mannowi za to porównanie.

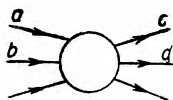
o pięknie teorii? Moim zdaniem, jeśli teoria zawiera bardzo niewiele dowolnych parametrów, a jej przewidywania ogarniają duży zakres doświadczeń, to jest to teoria piękna. Zwykle dla każdej teorii można znaleźć cały szereg różnych kształtów matematycznych, jedne z nich mogą być bardziej pociągające z estetycznego punktu widzenia niż inne, jeśli jednak teoria jest, według mojego kryterium, dostatecznie wartościowa, wówczas przynajmniej jedno z jej sformułowań matematycznych zawsze okazywało się w przeszłości przyjemne dla naszych zmysłów. Czasem jednak najpiękniejsze sformułowanie odkrywano dopiero w jakiś czas po tym, jak teoria wykazała zakres swoich możliwości. A więc kryterium piękna, chociaż nie powinno być lekceważone, należy jednak traktować z pewną dozą ostrożności. Jedynym niezawodnym miernikiem wartości teorii fizycznej jest jej zdolność do przewidywania wyników doświadczalnych.

Teoria pola, nawet nie osiągnąwszy pięknego stadium zamkniętego zbioru niesprzecznych matematycznie równań, doprowadziła do *pewnych* trafnych przewidywań. Kłopot polega na tym, że, jak się obecnie wydaje, tak zwane „silnie oddziałujące cząstki“ znajdują się poza zakresem jej zdolności przewidywania. Są to cząstki w rodzaju protonu i neutronu, oddziałujące nawzajem poprzez potężne siły o krótkim zasięgu. Wszystkie odkryte do tej pory cząstki, z wyjątkiem fotonu, mionu i neutrina, są właśnie tego typu, ale teoria pola nie potrafiła opisać ich własności, a tym bardziej ich pochodzenia. Słuszny w przypadku elektronu (oraz mionu) przepis rozwijania na szereg ma wątpliwą wartość, jeśli nie mamy do dyspozycji małego parametru bezwymiarowego w rodzaju stałej struktury subtelnej. Ponadto stosowanie tego przepisu wyklucza możliwość zrozumienia sposobu, w jaki cząstki powstają. Heisenberg nadal ma nadzieję znaleźć w końcu układ równań pola, osobiście jednak jestem przekonany, że korzenie niepowodzeń tkwią w samym czasoprzestrzennym kontinuum. Posługiwanie się w charakterze narzędzi matematycznych wielkościami polowymi, które są lokalnymi funkcjami zasadniczo nieobserwowalnych zmiennych, stwarza sztuczne trudności.

Obecnie chciałbym przejść do omówienia tego, w jaki sposób teoria mikroskopowa może oprzeć się bezpośrednio na pędach cząstek, pomijając kontinuum czasoprzestrzenne. Próby zbudowania takiej teorii przybierają właśnie na sile, przy czym w tej nowej dziedzinie przewagę mają mniej doświadczeni fizycy (warto zwrócić uwagę na cechującą ten etap odwrotną zależność wydajności od doświadczenia). Wielu fizyków wniosło istotny wkład do tej nowej tendencji, przy czym prace ich często zazębiają się tak ściśle, że sprawiłoby mi dużą trudność bezbłędne wskazanie, od kogo pochodzi ta lub inna z omawianych poniżej idei. Zaczęę od starego, ale podstawowego pojęcia amplitudy rozpraszania, czyli elementu macierzy S .

Jedynе doświadczenie, jakie możemy przeprowadzić w celu zbadania świata subatomowego, polega na zderzeniu ze sobą grupy cząstek i obserwacji rozmaitych produktów takiego zderzenia. Dla opisanіа procesu w rodzaju tego, jaki przedstawia rysunek 1, w mechanice kwantowej wprowadza się liczbę

zespoloną $S_{ab\dots cd\dots}$, której kwadrat modułu daje prawdopodobieństwo tej reakcji. Liczbę tę nazywa się amplitudą rozpraszania lub bardziej ogólnie elementem macierzy S , ponieważ zbiór wszystkich takich amplitud stanowi nieskończoną macierz kwadratową. Można pokazać, że macierz S musi być unitarna, a przy przejściu od jednego układu inercyjnego do drugiego jej elementy transformują się w sposób nakazany przez teorię względności. Zna-



Rys. 1

jomość macierzy S oznacza znajomość tego wszystkiego, co można wiedzieć o świecie mikroskopowym; teoria pozwalająca obliczyć macierz S jest teorią kompletną, albowiem pozwala przewidzieć wynik każdego doświadczenia.

Znaczenie macierzy S zrozumiano wkrótce po opracowaniu mechaniki kwantowej (dotyczy to przede wszystkim Heisenberga), jednakże przez długi czas panowało przekonanie, że jest ona zbyt skomplikowana, by mogła stać się podstawą fundamentalnych praw mikroświata. Odnosi się to szczególnie do okresu, kiedy uwaga fizyków skupiała się na pojęciu cząstek „elementarnych”. Dopóki sądzono, że cała materia jest, być może, złożona z kilku podstawowych obiektów, nikt nie kwapił się zbytnio do formułowania podstaw teorii w oparciu o amplitudy rozpraszania. Dążono do rozwijania teorii, wychodząc z poszczególnych cząstek, a nie z ich oddziaływań. Jednakże obecnie odkryto tyle cząstek silnie oddziałujących o równorzędym znaczeniu, że pojęcie „elementarności” zostało zdyskredytowane. Sądzimy obecnie, że każda silnie oddziałująca cząstka składa się ze wszystkich pozostałych i żadna z nich nie jest bardziej podstawowa od innych. Istnienie cząstek znajduje swoje wytłumaczenie w oddziaływaniach; inaczej mówiąc, ta sama siła, która jest przyczyną rozpraszania, może prowadzić do powstania stanu związanego, a stan związany to nie innego, jak właśnie cząstka. Z tego nowego widzenia macierz S wydaje się strukturą jak najbardziej nadającą się do poszukiwania klucza do zjawisk mikroświata. Co więcej, wydaje się, że klucz ten już znaleziono.

Kluczem tym jest *analityczność* elementu macierzy S jako funkcji pędów padających i wylatujących cząstek. Wśród fizyków panują dwie opinie na temat analityczności amplitud rozpraszania. Według jednych fakt, że zależność od kąta lub energii może być lokalnie przedstawiona szeregiem potęgowym, jest oczywisty i niemal trywialny. Inni uważają to za coś wielce zagadkowego. Ja osobiście waham się między tymi dwoma stanowiskami, jednakże niezależnie od punktu widzenia należy przyznać, że łączna informacja doświadczalna nagromadzona w toku trzydziestoletnich badań nad reakcjami jądrowymi zdecydowanie przemawia na korzyść analityczności.

Skoro tylko uznamy analityczność za zasadę podstawową, otrzymujemy od razu nieprawdopodobnie wielką liczbę konsekwencji takiego założenia. Jak już o tym wspomniałem, Stapp pokazał, że wszystkie symetrie ogólne, wy-

prorowadzone dotychczas z teorii pola, można również wywnioskować z analityczności. Co więcej, tak samo można wyprowadzić przepis stanowiący treść elektrodynamiki kwantowej. Istotnie całą zdolność przewidywania uzyskiwaną dotychczas z teorii pola można, jak się wydaje, odtworzyć poprzez analityczną macierz S bez jakiegokolwiek wzmianki o polach czasoprzestrzennych. Tego rodzaju możliwość zasugerował po raz pierwszy w roku 1956 Gell-Mann, a od tego czasu potwierdzono ją w długim szeregu badań, w których wybijają się szczególnie nazwiska Goldbergera, Lova, Mandelstama, Landaua, Cutkowskiego, Froissarta, Stappa, Polkinghorna i Gunsona. A przecież te osiągnięcia stanowią dopiero początek!

Teoria pola miała, z przedstawionych już powodów, ograniczoną zdolność przewidywania dynamiki silnych oddziaływań, natomiast analityczna macierz S doprowadziła już w kilku sytuacjach fizycznych do zrozumienia sił działających między cząstkami silnie oddziałyującymi, korzystając tylko z informacji o tym, jakie cząstki istnieją. Wiedzieć, jakie cząstki istnieją, oznacza już wiedzieć bardzo wiele (powróć jeszcze do tego punktu), jednak według mojego przekonania mamy prawo stwierdzić, że problem sił jądrowych przy niskich energiach został po trzech dziesięcioleciach badań w zasadzie rozwiązany (w takim sensie, w jakim go pierwotnie sformułowano) właśnie dzięki wysiłkom wielu fizyków stosujących metodę analitycznej macierzy S . Jest to problem wielce złożony i niektóre jego aspekty wymagają dalszego opracowania, jednakże tak wiele potrafiliśmy już z powodzeniem wyjaśnić, że, jeśli o mnie chodzi, nie mam wątpliwości co do ostatecznego wyniku. To samo można powiedzieć w odniesieniu do niskoenergetycznego oddziaływania między pionem a nukleonem i nic nie wskazuje na to, aby obraz sił w przypadku innych kombinacji silnie oddziaływających cząstek różnił się od tego oddziaływania czymś więcej niż tylko większą złożonością. W chwili obecnej dyskutuje się intensywnie nad metodami przewidywania oddziaływań przy wielkiej energii i istnieją pomyślne perspektywy opracowania odpowiedniego postępowania matematycznego. Jeśli doznamy w tym zawodu, nie będzie to wynikało z braku treści w analitycznej macierzy S , lecz jedynie z tego, że reakcje są bardzo skomplikowane, a potęgą człowieka ma swoje granice.

Złożoność oczekujących nas problemów nasuwa mi następną uwagę dotyczącą różnicy między fizyką a matematyką. Pomiar fizyczny są zawsze obciążone błędem, a przewidywania teoretyczne nieuchronnie zawierają niepewność wynikającą z tego, że realna sytuacja fizyczna jest zawsze zbyt zagniatwana, by można było absolutnie dokładnie obliczyć to, co teoria ma do powiedzenia. Wskutek tego można obalić teorię, natomiast nigdy nie potrafimy powiedzieć, że została ona z absolutną pewnością potwierdzona przez doświadczenie. Porównanie teorii z doświadczeniem zawsze było i będzie przybliżone i ograniczone do sytuacji najprostszych; teorię uznaje się za słuszną nie wtedy, gdy wyszła ona zwycięsko ze wszystkich prób — tego nie da się zrobić — lecz wtedy, kiedy przeszła ona „przekonującą“ liczbę prób i wszystkie wypadły pomyślnie. Wszystko to winien mieć na uwadze niefizyk obserwujący kontro-

wersje, jakie narastają obecnie wokół roli teorii macierzy S . Spotka się on z powszechną zgodą, jeśli chodzi o moje krytyczne uwagi na temat teorii pola, jednakże niech go nie zdziwi, jeśli na czterech napotkanych fizyków-teoretyków trzech wyrazi się sceptycznie co do możliwości przewidywania dynamiki w oparciu o teorię macierzy S . Takie ich stanowisko będzie wynikało albo z nieznamości mnóstwa rozmaitych testów, jakie już przeszła ta teoria, albo stąd, że testy te nie potrafiły ich przekonać, gdyż według nich przewidywania teorii nie były dostatecznie wyraźne. W tej sytuacji nie pozostaje nic innego, jak znaleźć dla każdego fizyka taki sprawdzian lub szereg sprawdzianów, który zadowoli *jego* osobiste wymagania. Nie potrzebuję dodawać, że mój własny standard wymagań został już zaspokojony.

Dla mnie nie ulega wątpliwości, że skoro dane są cząstki, to analityczna macierz S potrafi szczegółowo przewidzieć ich zachowanie się. Rzeczą ważną staje się wówczas problem, czy potrafi ona *również* odpowiedzieć na pytanie, dlaczego w ogóle cząstki te istnieją. Sądzę, że macierz S może dać taką odpowiedź w stosunku do cząstek silnie oddziałujących, a opinię tę uzasadniam następująco. Przede wszystkim, jak już o tym mówiłem, stoję na stanowisku, że każda cząstka silnie oddziałująca jest strukturą dynamiczną złożoną z innych cząstek; wobec macierzy S wszystkie one są równouprawnione. Pochodzenie *niektórych* cząstek, jak deuteron albo jak nietrwały obiekt nazywany rezonansem (3,3) zostało *już* w sposób wiarogodny wyprowadzone poprzez analityczną macierz S z istnienia innych cząstek (w przytoczonych przykładach czołową rolę odgrywają pion i nukleon). To, że tego rodzaju wyprowadzenia łatwiej uzyskuje się dla jednych cząstek niż dla innych, nie jest rzeczą zasadniczą; zależy to tylko od konkretnych stosunków mas i od wchodzących w grę liczb kwantowych, jak również od rozwiniętej na danym etapie techniki obliczeń. Stale pojawiają się nowe metody obliczeniowe, nieustannie też rośnie liczba ustanawianych związków łączących rozmaite cząstki; nie widać jak dotąd przyczyny, która mogłaby w sposób zasadniczy ograniczyć naszą zdolność do wy tłumaczenia istnienia każdej cząstki, skoro tylko wiemy o istnieniu innych cząstek. W tej wzajemnie powiązanej i wysoce nieliniowej sytuacji trudno mi jest uwierzyć, aby mógł istnieć więcej niż jeden samozgodny układ cząstek. Właściwie nawet istnienie jednego takiego układu wydaje się czymś niezwykle dla każdego, kto miał bliżej do czynienia z warunkami nakładanymi przez samozgodność. Stopień tej niezwykłości maleje, jeśli przyjmiemy, że nie tylko cząstki, ale również grupy symetrii rządzące silnymi oddziaływaniami są wynikiem wyboru, jakiego dokonuje żądanie samozgodności analitycznej macierzy S . W ten sposób staje się zrozumiałe, że *jedynym* niezbędnym elementem teorii silnych oddziaływań jest analityczność².

A więc teoria macierzy rozpraszania znajduje się obecnie w tej przyjemnej sytuacji, że cechująca ją prosta zasada ma więcej siły, niż to potrafią wyko-

² Foton oraz leptony wyróżniają się specyficznymi, wyjątkowymi cechami, które stawiają je w odrębnej sytuacji; w odniesieniu do nich trudno byłoby uwierzyć, że wszystko sprowadza się do analityczności. Możliwy powód wyróżnionej roli fotonu podaje na końcu wykładu.

rzystać teoretycy, i nie ma dotąd żadnej wskazówki na jakiegokolwiek odstępstwo od tej zasady. Dlaczegoż więc nie jesteście świadkami masowej ucieczki od teorii pola w rozpostarte ramiona analitycznej macierzy S ? Wymieniłem już poprzednio szereg powodów, dla których teoretycy zachowują ostrożność; niech mi wolno będzie zamknąć ten krótki przegląd macierzy S próbą wyjaśnienia niezwykle subtelnego, lecz tym niemniej uzasadnionego psychologicznie dodatkowego względu.

Otóż wszystkie teorie dynamiczne przeszłości wyrażone były przez równania ruchu, toteż wielu fizyków nie chce uwierzyć, by możliwy był opis dynamiki bez pomocy równania. W teorii macierzy S nie ma, jak się wydaje, podstawowego równania. Stwierdza się w niej po prostu, że macierz S jest lorentzowsko-niezmienniczą funkcją analityczną zmiennych pędowo-energetycznych, posiadającą jedynie te osobliwości, jakie wynikają z warunku jej unitarności. Koniec, kropka. Istnieje szereg powodów, dla których tego rodzaju stwierdzeniu nie można jeszcze przypisać dokładnego znaczenia, jednakże w różnych miejscach wielu utalentowanych fizyków kontynuuje wysiłki zmierzające do jego sprecyzowania. Nie ma jednak widoków na to, że ostateczna postać podstawowego postulatu teorii przybierze postać konwencjonalnego równania ruchu. Równania, z którymi mamy do czynienia i z których wyprowadzamy przewidywania dotyczące doświadczeń, są to wzory *Cauchy'ego* (nazywane w tym kontekście związkami dyspersyjnymi) wyrażające funkcję analityczną poprzez jej bieguny i punkty rozgałęzienia, a także przedłużony analitycznie warunek unitarności, który określa położenie i charakter tych punktów rozgałęzienia i biegunów. Nie można jednak wypisać *wszystkich* tych równań, albowiem ich liczba jest nieskończona, co jest konsekwencją nieskończonego wymiaru macierzy S ; tymczasem żadna skończona liczba równań nie stanowi pełnej treści teorii. Jedyne pełne ujęcie tej treści ma postać podanego powyżej stwierdzenia, które, jak na mój gust, jest bardzo piękne, nie zawiera jednak wyraźnie żadnego równania ruchu. A przez to wielu wybitnych fizyków-teoretyków nie jest w stanie traktować teorii macierzy S z należytą powagą.

Na zakończenie powróćmy jeszcze do problemu przestrzeni i czasu. Nie chciałbym wywołać wrażenia, że kwestionuję rolę przestrzeni i czasu jako podstawy fizyki *makroskopowej*; wręcz przeciwnie, pomiary pędu wyznaczające macierz S są z kolei uzależnione od makroskopowych pomiarów czasoprzestrzennych. Czy to oznacza, że nie może istnieć ciągle przejście od makroświata do mikroświata? Sądzę, że sytuacja nie okaże się tutaj bardziej niewygodna od tej, jaka zawsze istniała w teorii kwantowej, gdzie konwencjonalne objaśnienie związku pomiędzy klasycznym obserwatorem a prawami kwantowymi przyprawia większość ludzi o mdłości. Teoria macierzy S może nawet w końcu doprowadzić do lepszego zrozumienia związku między mikro- a makroświatem, ponieważ, jak to podkreślił Stapp, odrzuca ona dużą część aparatu mechaniki kwantowej (operatory, reguły przemienności, wektory stanu), zatrzymując jedynie zasadę superpozycji. Nawiasem mówiąc, osobliwą cechą nowej sympatii jest to, że potrafi ją ocenić znacznie szersze grono, niż to było

w przypadku teorii pola. Zrozumienie analityczności jest trywialnie łatwe w porównaniu do własności przypisywanych operatorom pola.

Do dzisiaj nikt jeszcze nie podjął (a przynajmniej nie ja) zdecydowanej próby prześledzenia łańcucha ogniwi łączących makroskopowe pojęcie czasoprzestrzeni z macierzą S . Nie można jednak pominąć milczeniem pewnej bezpośrednio rzucającej się w oczy okoliczności: wszystkie pomiary doświadczalnie torów cząstek makroskopowych wymagają pośrednictwa długozasięgowych oddziaływań elektromagnetycznych. Innymi słowy, z punktu widzenia macierzy S wydaje się prawdopodobne, że sama definicja czasoprzestrzeni w dużej skali wymaga istnienia kwantu elektromagnetycznego — fotonu. Nie wykluczone, że nie można by było *wprowadzić* makroskopowego pojęcia czasoprzestrzeni, gdyby istniały tylko cząstki silnie oddziałujące. W tym właśnie tkwić może przyczyna, dla której foton z jego zerową masą stoi na uboczu od trzody pozostałych cząstek.

Jak widać, nowa sympatia jest pełna zagadek, a zarazem pełna obietnic. Dawna sympatia szczypie i drapie, chcąc utrzymać swoją pozycję, jednakże wielu z nas sądzi, że dni jej są policzone. Fizyka dwudziestego wieku przeszła już przez dwie przełomowe rewolucje — przez teorię względności i przez mechanikę kwantową. Być może стоимy właśnie u progu trzeciej rewolucji.

Tłumaczył W. Majewski

Geoffrey F. Chew

Lawrence Radiation Laboratory
University of California
Berkeley, California

Analityczność jako podstawowa zasada fizyki *

Streszczenie

W pracy dokonano krótkiego przeglądu roli analityczności w ugruntowanych teoriach zjawisk makroskopowych i atomowych; podkreśla się trudności związane z uznaniem analityczności za wyjściową zasadę tych teorii. W przeciwieństwie do tego, w zakresie zjawisk jądrowych, gdzie doświadczenia wskazują na brak dowolnych parametrów, analityczność macierzy S jest pożądana jako założony z góry postulat teoretyczny. Omówiono pojęcie maksymalnej analityczności pierwszego i drugiego stopnia.

I. Wstęp

Spostrzeżenie, że prawie wszystkie teorie fizyczne miały do czynienia — w tej czy innej postaci — z funkcjami analitycznymi, jest banalne. Zjawisko to jest tak rozpowszechnione, że fizycy zdają się często zapominać o wyjątkowym stanowisku, jakie zajmują w matematyce funkcje analityczne. Fermi zwykł był mawiać: „Jeśli masz wątpliwość — rozwiń na szereg potęgowy“. Zdanie to wyraża podzielane przez większość spośród nas, jak sądzę, przekonanie, że prawa przyrody najprawdopodobniej zależą w sposób analityczny od każdego parametru fizycznego, który można zmieniać w sposób ciągły.

Skąd wywodzi się to nasze nastawienie? Pytałem o to wielu kolegów, a jedyną konsekwentną odpowiedzią było powołanie się na fakt, że własność tę miały wszystkie udane teorie przeszłości. Zdrowy rozsądek każe oczekiwać pewnej dozy ciągłości cechującej zależność od ciągłych fizycznie parametrów, jednakże zwykła logika nie żąda tej wyjątkowej gładkości, jaką odznaczają się funkcje analityczne. To samo dotyczy również związanego z tym faktem, że teorie przeszłości dawały się wyrazić przez równania różniczkowe. Formalny związek między tymi dwoma aspektami dotychczasowych teorii fizycznych ustala intuicyjnie oczywiste twierdzenie Poincarégo. Mówiąc z grubsza,

* Praca przedstawiona na sympozjum poświęconym współczesnej filozofii naturalnej w Pizie, w dniu 26 stycznia 1965.

stwierdza ono, że jeśli współczynniki równania różniczkowego zależą od pewnej wielkości w sposób analityczny, to i rozwiązanie równania będzie względem niej analityczne. Innymi słowy, Poincaré mówi, że teorie oparte na równaniach różniczkowych zachowują i przekazują dalej każdą analityczność, którą wkładamy do współczynników tych równań.

Dlaczego jednak współczynniki mają być analityczne? W mniej lub bardziej zamkniętych teoriach dynamicznych w rodzaju klasycznej elektrodynamiki są one najczęściej analityczne, i można by powiedzieć, że przyroda postąpiłaby nieekonomicznie, dopuszczając do dalszego przekazywania własności, którą nie istnieje. Natomiast w ramach mniej wyspecjalizowanych teorii o szerszym zasięgu, jak nierelatywistyczna mechanika kwantowa, rozważanie współczynników nieanalitycznych jest całkiem możliwe. Na zjeździe Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego w Waszyngtonie w 1964 roku Wigner opowiedział ciekawe zdarzenie. Otóż niedługo po opracowaniu mechaniki kwantowej zapytał on von Neumanna, czy nie wydaje mu się dziwne, że jej formalizm nie żąda analityczności. Na to von Neumann odpowiedział, że funkcje analityczne stanowią tak ograniczoną i specjalną klasę funkcji, że nie ma powodu, by miały one być jedynymi funkcjami dopuszczalnymi w fizyce. Swoje opowiadanie Wigner zakończył uwagą, że wbrew przekonaniu von Neumanna, następane 35 lat dowiodły, iż jednak w pewnym głębokim sensie fizyka opiera się na funkcjach analitycznych.

Bezcelowe byłoby doszukiwanie się logicznej przyczyny takiego stanu rzeczy. Teoria fizyczna nie może opierać się na logice; jest ona zawsze wynikiem przypuszczeń, wywodzących się z obserwacji przyrody. Nie można na przykład twierdzić, że jest logiczne, by mechanika klasyczna była opisana równaniami różniczkowymi drugiego rzędu. To jest po prostu schemat, który dobrze funkcjonuje. W stosunku do analityczności istnieje natomiast inne zasadnicze pytanie: czy analityczność jako taka może być *aprioryczną* zasadą przy formułowaniu teorii?

W przeszłości na pytanie to odpowiadano negatywnie, przypuszczalnie ze względu na ważne znaczenie zmiennych parametrów. Wszystkie teorie dopuszczały pewien zbiór rozwiązań odpowiadających różnym wyborom pewnych stałych. Na przykład klasyczna teoria Maxwella pozwala na istnienie cząstek o dowolnym ładunku i masie. Sprawą zasadniczą było ściśle ujęcie tej dowolności, a właśnie równania różniczkowe czy całkowe pozwoliły to zrobić w odpowiedni, oszczędny sposób. Te same teorie można by również sformułować inaczej, uwypuklając analityczność na samym początku, lecz wówczas musielibyśmy opisywać istniejącą w teorii dowolność w sposób niezgrabny i mało estetyczny. Na przykład reguła podająca charakter i rozmieszczenie osobliwości dowolnych mogłaby, w przeciwstawieniu do określonych osobliwości, okazać się niezbyt prosta i piękna.

Tym niemniej w ciągu ostatniego dziesięciolecia wśród wielu fizyków teoretycznych umacniało się przekonanie, że opis zjawisk przyrody zachodzących na szczeblu subatomowym może być ułatwiony przez skorzystanie z anali-

tyczności jako pojęcia pierwotnego, a nie pochodnego. W tej dziedzinie zjawisk nie udało się dotychczas sformułować specyficznych, sprawdzonych doświadczalnie równań różniczkowych albo całkowych, natomiast uzyskano silne dowody doświadczalne na korzyść analityczności. Ponadto coraz to bardziej wzrasta podejrzenie, że prawidłowa teoria silnych oddziaływań nie będzie dopuszczała wolnych parametrów; nie wykluczone, że wszelka dowolność jest niemożliwa, a sytuacja wszystkich cząstek jądrowych jest równorzędna. Pojęcie powszechnej analityczności mogłoby stać się podstawą teorii, w której żadna z osobliwości nie może być dowolna, lecz wszystkie wynikają z zasad ogólnych.

II. Analityczność a teoria pola

Historycznie rzecz biorąc, uznanie roli analityczności w teorii cząstek subatomowych wywodzi się zarówno z badań nad teorią pola, jak i z obserwacji doświadczalnych¹. Często słyszy się nawet powiedzenie, że związki dyspersyjne dla amplitud rozpraszania zostały „wyprowadzone“ z teorii pola². Stwierdzenie to jest słuszne, aczkolwiek może prowadzić do nieporozumień. Może się okazać, że amplitudy rozpraszania cząstek z nieznikającą masą mają rzeczywiście przypisywane im zwykle własności analityczne, a równocześnie przyporządkowanie tym cząstkom pól nie będzie miało sensu. Mówiąc inaczej, nie wiadomo, jak można by skonstruować pola wyłącznie z analitycznych amplitud rozpraszania. Pojęcie pola łączy się z szerszym zbiorem funkcji niż ten, jaki otrzymujemy analitycznym przedłużeniem macierzy rozpraszania³, a istnienie tego większego zbioru niekoniecznie musi wynikać z istnienia mniejszego zbioru. Chciałbym przez to powiedzieć, że gdyby w przyszłości okazało się niemożliwe podanie polowej teorii cząstek jądrowych, to tym niemniej założone własności analityczne jądrowej macierzy rozpraszania mogą pozostać słuszne. W historii fizyki mamy sporo przykładów tego, jak niektóre cechy błędnej teorii pojawiają się ponownie w zupełnie innej teorii, która okazuje się słuszna.

Aby uniknąć nieporozumień, chciałbym podkreślić, że powyższe uwagi nie odnoszą się do czynników postaci, często stosowanych w analizie oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Istnienie tych czynników postaci jest jak najściślej związane z istnieniem odpowiednich pól elektromagnetycznych czy leptonowych. Jednakże czynniki postaci nie są amplitudami rozpraszania —

¹ Przegląd tej historii można znaleźć w pracach M. L. Goldbergera i S. Mandelstama w *La Théorie Quantique des Champs*, w *Proceedings of the 12th Solvay Congress*, Interscience Publishers, New York 1961, s. 179 i 209.

² Nazwa „związki dyspersyjne“ odnosi się do wzorów Cauchy'ego, wyrażających funkcje analityczną posiadającą tylko osobliwości typu biegunów i punktów rozgałęzienia, przez residua tych biegunów i przez nieciągłości na cięciach.

³ Różnicę tę charakteryzuje się często powiedzeniem, że amplitudy rozpraszania są „na powłoce masowej“, podczas gdy istnienie pól wymaga, aby miały sens przedłużenia na dowolne zespolone masy.

to rozróżnienie jest istotne w naszej dyskusji. Nie znamy faktów doświadczalnych przemawiających za istnieniem czynników postaci w oddziaływaniach silnych.

III. Maksymalna analityczność pierwszego stopnia

Jakie własności analityczne macierzy S zostały wskazane przez teorie oparte na równaniach różniczkowych? Wiele takich własności spostrzeżono w latach trzydziestych i czterdziestych w nierelatywistycznej teorii kwantowej, lecz powszechne uznanie zyskały one dopiero w ostatnim dziesięcioleciu, kiedy to na tle teorii pola przekonano się, że nie są one sprzeczne z wymogami relatywizmu. Ironia losu sprawiła, że własności te sformułowano jedynie dla przypadków, gdy cząstki o zerowej masie nie występują wcale albo gdy oddziaływanie z nimi traktuje się jako małe zaburzenie. Dotychczas nawet nie zdefiniowano macierzy rozpraszania w ogólnym przypadku, ponieważ stykamy się wówczas z zagadnieniem podcierwieni. Powiedziałem tu „ironia losu“, albowiem najlepiej sprawdzone teorie dynamiczne są to teorie związane właśnie z cząstkami o znikającej masie — z fotonem i grawitonem. Nie zważając na tę niezadowolającą sytuację, warto zastanowić się w tym miejscu nad standardowymi własnościami analitycznymi macierzy S , gdy nie występują komplikacje typu podcierwieni. Komplikacje te łączą się z teorią pomiarów, a jak się wydaje, nikt jeszcze nie jest przygotowany, aby dać sobie z nią radę.

Teoria pola sugeruje, że wszystkie osobliwości macierzy S są wyznaczone przez znajomość wszystkich istniejących cząstek. Najważniejszymi osobliwościami są bieguny związane z poszczególnymi cząstkami oraz punkty rozgałęzienia związane z progami kanałów zawierających dwie lub więcej cząstek. W płaszczyźnie zespolonej energii położenie bieguna odpowiada dokładnie masie odpowiedniej cząstki, natomiast punkt rozgałęzienia występuje przy energii równej sumie mas cząstek tworzących rozpatrywany kanał. Zakłada się, że reguła ta obejmuje zarówno cząstki trwałe, jak i nietrwałe, przy czym cząstkom nietrwałym przypisuje się masy zespolone. Charakter danego progowego punktu rozgałęzienia określa się wzorem, podającym zmianę amplitudy rozpraszania po wykonaniu pełnego obrotu wokół tego punktu rozgałęzienia. Ten wzór na nieciągłość można uważać za przedłużenie analityczne warunku unitarności.

Przypuszcza się, że skoro dane są bieguny odpowiadające cząstkom oraz progowe punkty rozgałęzienia, to *wszystkie* pozostałe osobliwości macierzy rozpraszania wynikają ze wzorów na nieciągłości. Hipotezę tę będę nazywał maksymalną analitycznością pierwszego stopnia. Reprezentuje ona łączny wynik obserwacji poczynionych przez tak wielu teoretyków w ciągu tak wielu lat, że niemożliwe jest podanie sprawiedliwej listy zasług. Na przykład, dopiero niedawno dowiedziałem się, że nie kto inny jak Kramers pierwszy zdał sobie sprawę z odpowiedniości istniejącej między cząstką a biegunem.

Nie ulega wątpliwości, że właśnie jego praca wraz z pracą Kroniga utworzyła drogę analitycznemu przedłużeniu macierzy S [1]. Progowe punkty rozgałęzienia również zostały już wcześniej wykryte w fizyce jądrowej przez Wignera [2].

Łatwiej jest wskazać na niektóre wnioski dynamiczne, podane w ciągu ostatnich dziesięciu lat na podstawie analityczności macierzy S . Gell-Mann i Goldberger stwierdzili, że przedłużenie z energii dodatnich na ujemne (nazywane często „skrzyżowaniem“⁴) odpowiada istnieniu antycząstek [3], a Mandelstam pokazał, w jaki sposób przy równoczesnym rozważaniu osobliwości w zmiennych kąta i energii siła Yukawy staje się konsekwencją skrzyżowania [4]. Low i ja pokazaliśmy, że wzór na nieciągłość posiada treść dynamiczną podobną do tej, jaką ma równanie ruchu i może prowadzić do istnienia biegunów odpowiadających cząstkom złożonym [5]. Później powrócę jeszcze do kwestii dynamicznych, chwilowo chciałbym przypomnieć niektóre doświadczalne potwierdzenia analityczności pierwszego stopnia.

Na początek należy wspomnieć o powszechnym sukcesie wzoru Breit-Wignera, który w przybliżony sposób opisuje amplitudę rozpraszania jednym lub kilkoma biegunami odpowiadającymi cząstkom nietrwałym i położonymi w pobliżu obszaru fizycznego. Następnie, poprzez tak zwane wzory efektywnego zasięgu sprawdzono z wielką dokładnością konkretny charakter punktów rozgałęzienia związanych z progami dwucząstkowymi. Oba te sprawdziany świadczą o tym, że w pobliżu obszaru fizycznego nie ma osobliwości nie przewidzianych przez zasadę maksymalnej analityczności. Wniosek ten potwierdza się ponadto szybkością, z jaką zbieżne jest opisanie kątowej zależności doświadczalnych amplitud za pomocą rozwinięcia na fale parcjalne. Matematycznie rozwinięcie na wielomiany Legendre'a jest zbieżne z szybkością określoną przez najbliższą osobliwość. Otóż obserwowane doświadczalnie szybkości zbieżności są zawsze w jakościowej zgodzie z charakterem najbliższej osobliwości przewidzianej przez zasadę maksymalnej analityczności. W kilku przypadkach pokazano, że jest to zgodność również ilościowa.

Najbardziej może przekonujący sprawdzian analityczności pierwszego stopnia osiągnięto poprzez związki dyspersyjne dla rozpraszania do przodu pionu na nukleonie, wypisane przez Goldbergera [9]. Szczęśliwym zbiegiem okoliczności całkowita nieciągłość na wszystkich przewidzianych cięciach może być w tym przypadku wyznaczona doświadczalnie, a ponadto istnieje tylko jeden biegun. W tej sytuacji pomiar amplitudy rozpraszania nie tylko sprawdza nieobecność dodatkowych osobliwości na tak zwanym płacie fizycznym, lecz ponadto pozwala wyznaczyć dokładnie residuum bieguna. To samo residuum pojawia się w biegunach rozpraszania nukleonu na nukleonie, gdzie niezależny pomiar doświadczalny daje znów tę samą wartość.

Łączne świadectwo wykonanych na przestrzeni 30 lat pomiarów nad reakcjami jądrowymi pozostawia mało miejsca na wątpliwości co do tego, że

⁴ „Crossing“ (przyp. tłum.).

osobliwości w otoczeniu obszaru fizycznego odpowiadają przewidywaniom maksymalnej analityczności pierwszego stopnia. Co więcej, jeśli w odległych punktach płaszczyzny zespolonej istnieją osobliwości sprzeczne z tą zasadą, to doświadczenia dowodzą, że ich wpływ na obszar fizyczny musi być stosunkowo słaby.

IV. Analityczność drugiego stopnia

W tym miejscu należy stwierdzić, że nawet przy maksymalnej analityczności wzory na nieciągłość przewidują nadzwyczaj skomplikowany układ osobliwości w obszarach zespolonych dalekich od obszaru fizycznego. Wyjaśnienie tej struktury należy do kluczowych problemów fizyki silnych oddziaływań; nie udało się dotąd udowodnić, nawet w zasadzie, że przewidziany rozkład osobliwości jest jednoznaczny i niesprzeczny. W szczególności budzi niepokój następujące zjawisko: weźmy amplitudę sprężystego rozpraszania i załóżmy istnienie pojedynczego bieguna w przekaziu pędu, co odpowiada istnieniu cząstki o odpowiednich liczbach kwantowych. Zbadajmy następnie, jakie dalsze osobliwości wynikają ze wzoru na nieciągłość w pobliżu progu sprężystego. W przekaziu pędu pojawia się nieskończony ciąg punktów rozgałęzienia, co nie prowadzi do sprzeczności. Natomiast, jak się okazuje, suma wkładów pochodzących od tego nieskończonego zbioru powoduje istnienie biegunów w energii, być może nawet nieskończonej liczby takich biegunów. O ile residuum pierwotnego bieguna w przekaziu pędu nie jest nadzwyczaj duże, większość nowych biegunów energetycznych znajdzie się daleko od obszaru fizycznego, tym niemniej jednak przy wyjściowym residuum dodatnim o średniej wielkości, kilka biegunów energetycznych z łatwością może znaleźć się dostatecznie blisko, aby były one rozpoznawalne jako cząstki. Rzeczą naturalną będzie uznanie takich cząstek za układy złożone z wyjściowej pary cząstek. Na tym etapie musimy oczywiście zacząć rozważania od początku, badając osobliwości pochodzące od tych cząstek złożonych. Gdyby udało się w jakiś sposób ustabilizować całkowitą liczbę biegunów, wówczas zbadanie grafów Feynmana mogłoby dać wskazówkę na to, że pozostałe osobliwości tworzą zbiór niesprzeczny; nie znamy jednak metody wywarcia wpływu na liczbę biegunów. Rozmnażają się one jak króliki.

Tu należy wtrącić istotną uwagę o charakterze doświadczalnym. Rozważenie znanych biegunów macierzy S silnych oddziaływań, czyli odkrytych dotychczas cząstek jądrowych, prowadzi do wniosku, że każdy z nich może mieć źródło w opisanym przed chwilą mechanizmie. Innymi słowy stwierdzamy, że zawsze, kiedy występuje biegun energetyczny, istnieje również biegun (albo bieguny) w przekaziu pędu, którego znak i wielkość są takie, że może on (albo one) generować ten biegun energetyczny. Można sobie bez trudu pomyśleć kombinacje biegunów nie pasujące do takiego obrazu (na przykład, nie mieszczą się w nim leptony), jednakże obserwowana rodzina jądrowa, jak się wydaje,

zgadza się z nim całkowicie. Innymi słowy, wszystkie cząstki silnie oddziałujące należałoby uznać za struktury złożone. Używając wyrażenia Gell-Manna, mamy tu do czynienia z demokracją jądrową.

Tutaj zaczyna się już zarysowywać hipoteza analityczności drugiego stopnia. Mówiąc z grubsza, polega ona na tym, że nie ma biegunów „niekoniecznych“; wszystkie są konsekwencją opisanego powyżej mechanizmu i żadnego z nich nie wolno odrzucić. Hipoteza ta nie wypływa z teorii pola, lecz jedynie z doświadczenia. W negatywnym sensie przemawia za nią to, że teoretykom nie udało się znaleźć konsystentnych równań pola, które przypisywałyby jednej lub kilku cząstkom arystokratyczny stan elementarności. Nawiasem mówiąc, to niepowodzenie każe podejrzewać, że założenie o analityczności drugiego stopnia jest zbędne. To znaczy, że połączenie analityczności pierwszego stopnia z unitarnością może być możliwe jedynie dla demokratycznego zbioru biegunów.

Bardziej ścisła forma wyrażenia hipotezy analityczności drugiego stopnia wykorzystuje pojęcie przedłużenia analitycznego w momencie pędu. Jak wykazuje analiza teoretyczna, wszystkie bieguny odpowiadające cząstkom złożonym i generowane przez opisany mechanizm skupiają się w rodziny, wewnątrz których cząstki są połączone analityczną interpolacją w momencie pędu, analogiczną do tej, jaką wykrył Regge w nierelatywistycznej teorii kwantowej [7]. Ponadto ze zbadania rozwinięć perturbacyjnych teorii pola wynika, jak się zdaje, że wprowadzenie dowolnych cząstek elementarnych prowadzi nieuchronnie do biegunów macierzy S , nie będących biegunami typu Reggego⁵. Dochodzimy więc do następującego przeformułowania analityczności drugiego stopnia: wszystkie bieguny są biegunami Reggego [8].

V. Hipoteza bootstrapu⁶

Przypuśćmy, że z wyjątkiem fotonu i leptonów wszystkie bieguny są typu Reggego, odpowiadają więc cząstkom złożonym. Jakie wówczas pozostaną w teorii dowolne warunki (czyli parametry swobodne)? Trudno jest znaleźć jakąkolwiek lukę, przez którą można by przemycić dowolne parametry, jeżeli tylko zrezygnujemy z naszego tradycyjnego przywileju dowolnego przypisywania kilku biegunom ich położenia i residuów. Właściwie mówiąc, z czysto teoretycznego punktu widzenia wydaje się nieprawdopodobne, aby można było w ogóle znaleźć macierz S spełniającą nasze żądania. Cały ten pomysł prawdopodobnie zarzucono by jako bezsensowny, gdybyśmy nie mieli doświadczalnych wskazówek na to, że przyroda w jakiś sposób potrafiła rozwiązać tę łamigłówkę. Doświadczalne przebadanie całej macierzy S silnych oddziaływań

⁵ Gell-Mann et al. w Phys. Rev., 133, B 145 oraz B 161 (1964) pokazali, że w pewnych wybranych teoriach perturbacyjnych poszczególnej cząstce elementarnej może odpowiadać biegun Reggego, natomiast według Mandelstama (*Non-Regge Terms in the Vector-Spinor Theory*, UCRL-11686, Sept. 1964) nawet w tych wybranych przypadkach nieuniknione są pewne bieguny, nie będące biegunami typu Reggego.

⁶ Bootstrap — dosłownie: ucho u buta (przyp. red.).

nie jest możliwe ani teraz, ani kiedykolwiek w przyszłości, jednakże, jak już podkreśliliśmy, poszczególne obszary lokalne, w których ją zmierzono, przemawiają za hipotezą całkowitej analityczności zarówno pierwszego, jak i drugiego stopnia. A więc należy liczyć się z możliwością tego, że przy opisie silnych oddziaływań po raz pierwszy w historii fizyki będziemy mieli do czynienia z teorią dynamiczną pozbawioną dowolnych parametrów. Nie wykluczone, że jedyną macierzą S unitarną i całkowicie analityczną, nie równą macierzy jednostkowej, jest macierz S silnych oddziaływań, jaką obserwujemy w przyrodzie.

Chciałbym podsumować to omówienie silnych oddziaływań za pomocą schematu przedstawiającego cztery możliwe sytuacje teoretyczne, jakie rozważa się obecnie:

A. Istnieją dowolne parametry, które wygodnie jest przedstawić w ramach teorii pola. Parametry te są, być może, niedogodne do wprowadzenia ich poprzez analityczność. Tym niemniej analityczność pierwszego stopnia istnieje i jest pożyteczna. Przedłużenie poza powłokę masową ma sens.

B. Nie ma dowolnych parametrów. Wszystkie bieguny są biegunami Reggego.

1. Istnieje kilka biegunów nie typu Reggego, reprezentujących cząstki elementarne.

2. Wszystkie bieguny są typu Reggego (możliwość ta jest mało prawdopodobna, jeżeli można polegać na wskazówkach, jakie dają rozwinięcia perturbacyjne).

1. Przedłużenie poza powłokę masową oraz pojęcie pola nie mają sensu bez równań ruchu. Fizyczna treść teorii pola i analityczności jest równoważna.

2. Przedłużenie poza powłokę masową, podobnie jak i pola, nie mają sensu. Analityczność pozostaje słuszną.

We wszystkich czterech wariantach analityczność odgrywa pożyteczną rolę, jednak tylko w przypadku B. 2. jest to rola decydująca. W przypadku B. 1., faworyzowanym obecnie przez najbardziej wyrafinowanych teoretyków, analityczność może być wygodniejsza jako punkt wyjściowy niż pojęcie pola.

VI. Elektromagnetyzm oraz słabe oddziaływania

Niemal wszystkie teorie elektromagnetyzmu i słabych oddziaływań trafiają do kategorii A. 1., gdzie rola analityczności z zasadniczego punktu widzenia jest najmniej ciekawa. Oczywiście, jak to już powiedzieliśmy, w praktyce okazuje się pożyteczne przedłużenie analityczne czynników postaci, które opisują sprzężenie cząstek jądrowych z prądami słabymi i elektromagnetycznymi. W przypadku prądów zachowywanych okazuje się, że tą drogą można obliczać

czynniki postaci znając macierz S silnych oddziaływań. Opracowano również oparte na przedłużeniu analitycznym metody obliczania elektromagnetycznego rozszczepienia mas cząstek jądrowych. Jednakże wszystkie tego typu obliczenia mają charakter perturbacyjny i są zasadniczo proste. Przyjmuje się, że służąca tu za podstawę teoria pola jest słuszna w granicy słabego sprzężenia.

Wielu fizyków niepokoi możliwość, że teoria silnych oddziaływań ma należeć do kategorii B. 1. lub nawet B. 2., podczas gdy elektromagnetyzm tkwi niewzruszenie w A. 1. Przecież pierwotna propozycja Yukawy dotycząca siły jądrowej opierała się właśnie na założonej analogii pomiędzy oddziaływaniami silnymi a elektromagnetycznymi [9]. Jednakże podobnej analogii można by dopatrywać się w stosunku do grawitacji, a pomimo to niewielu spośród nas chciałoby patrzeć na ogólną teorię względności jako na źródło inspiracji przy opracowywaniu teorii jądrowej. Ostatecznie najbardziej znamiennej cechą historii fizyki jest to, że dla wyodrębnionych dziedzin zjawisk znaleziono przybliżone prawa, opisujące je z dobrą dokładnością. Rzeczywiście, nigdy nie mieliśmy do dyspozycji wszechobejmującego prawa dynamicznego, toteż nie ma podstaw sądzić, że najbliższa przyszłość fizyki będzie pod tym względem różnić się od przeszłości. Prawa będą stawać się coraz bardziej uniwersalne, lecz w każdym konkretnym czasie dalszy postęp będzie wymagał określenia tych dziedzin przyrody, które w sensowny sposób można w przybliżeniu uznać za odosobnione. Wydaje się, że silne oddziaływania stanowią właśnie taką dziedzinę.

Ponieważ w nazwie tej konferencji widnieje wyraz „filozofia“, czuję się więc mniej niż zazwyczaj zakłopotany, podkreślając przypuszczalną przyczynę, powodującą różnicę między sytuacją elektromagnetyzmu a sytuacją silnych oddziaływań. W kwestii słabych oddziaływań nie mam nic do zaproponowania. Co do elektromagnetyzmu, to stanowi on narzędzie, za pomocą którego wykonujemy pomiary, będące podstawą fizyki. Być może temuż celowi mogłaby służyć i grawitacja, w każdym bądź razie istotna jest jakaś siła długozasięgowa. Ponadto, jak to częstokroć podkreślał Bohr, istnienie układów klasycznych mogących się wzajemnie obserwować zawdzięczamy małości stałej struktury subtelnej. A zatem pozbawiony masy foton z jego słabym sprzężeniem z materią odgrywa w fizyce rolę, której nie mogłaby przejąć żadna z cząstek silnie oddziałujących.

Włączenie do teorii fizycznej rozważań dotyczących pomiarów jest obecnie niemożliwe, gdyż temat ten ma za sobą bardzo długi okres zastoju. Mimo to jestem przekonany, że własności fotonu splatają się ściśle z teorią pomiaru, a być może również z istotą pojęć przestrzeni i czasu i nigdy nie zostaną wyjaśnione na drodze czysto dynamicznych rozważań. W przeciwieństwie do tego parametry silnych oddziaływań, nie będąc związane z procesem pomiaru, mają szansę być określone tylko przez dynamikę. W dynamice tej kluczową, a może nawet centralną rolę powinna odgrywać analityczność.

Literatura

- [1] H. A. Kramers, *Congresso Internazionale de Fisici Como, 1927*; R. Kronig, *J. Am. Optical Soc.*, **12**, 547 (1926).
- [2] E. P. Wigner, *Phys. Rev.*, **73**, 1002 (1948).
- [3] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, *Proceedings of the Fourth Annual Conference on High Energy Nuclear Physics*, University of Rochester Press, Rochester 1954.
- [4] S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, **112**, 1344 (1958).
- [5] G. F. Chew, F. E. Low, *Phys. Rev.*, **101**, 1570 (1956).
- [6] M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **99**, 979 (1955).
- [7] T. Regge, *Nuovo Cimento* **14**, 951 (1959) and **18**, 947 (1960).
- [8] G. F. Chew, S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 394 (1961).
- [9] H. Yukawa, *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan*, **17**, 48 (1935).

Krzysztof Parlinski

Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków

Rozpraszanie powolnych neutronów na kryształach zawierających domieszki

1. Wstęp

Dzięki szybkiemu rozwojowi nowych metod badań strukturalnych — spektroskopii neutronowej i efektu Mössbauera — wzrosło zainteresowanie problemami wpływu defektów na dynamikę siatki krystalicznej. Obszernych teoretycznych opracowań [1] doczekały się zagadnienia defektów masy (domieszek) i nieuporządkowania, tj. defektów masy o tak wysokiej koncentracji, że koniecznym staje się uwzględnienie ich korelacji.

Istnienie defektu w idealnej siatce krystalicznej wywołuje zaburzenie prowadzące do rozszczepienia zdegenerowanych częstości drgań normalnych kryształu i powstania lokalnych drgań. Te efekty wpływają na wiele fizycznych wielkości. Oblicza się poprawki do termodynamicznych funkcji. Doświadczalnie stwierdzono na przykład wpływ domieszek na wartość ciepła właściwego w niskiej temperaturze. Obecnie jest możliwe wyliczenie termodynamicznych funkcji trójwymiarowej dwuskładnikowej, przestrzennie nieuporządkowanej siatki krystalicznej realnego kryształu. Jedyne ograniczenie stanowi żmudność obliczeń.

W tym artykule zajmiemy się tylko domieszkami o małej koncentracji. Ten przypadek był już rozważany z punktu widzenia efektu Mössbauera i absorpcji promieniowania podczerwonego. Zmierzone np. wydajność rezonansowej absorpcji promieniowania γ przez atomy domieszkowe kryształu, w funkcji temperatury. Otrzymane wyniki wskazują na niezależność stałych siłowych od masy domieszki. Znaleziono również występowanie lokalnych drgań w absorpcji promieniowania podczerwonego. Wprowadzono mianowicie wodor w pozycje anionów w kryształy KCl i KBr (tzw. U -centra) i mierzono szerokość i przesunięcie pików powstałych lokalnych drgań w funkcji temperatury [2]. Rozpraszanie powolnych neutronów pozwala na jednoczesny pomiar energii i pędu fononów w kryształach. Metodą tą jest jedynym narzędziem pozwalającym otrzymać szczegółowe informacje o dynamice siatki krystalicznej metali. Istnieje już kilka teoretycznych opracowań wpływu defektów masy na rozpraszanie

neutronów [3, 4, 5]. Ze względu jednak na wymagane dokładności pomiarów i ograniczony wybór i możliwości wykonania próbek ilość doświadczalnych prac na ten temat jest bardzo niewielka. Opublikowano dotychczas tylko rezultaty rozpraszania neutronów na twardym roztworze Pd—Ni [6] i wodorku wanadu [7].

Niżej przedyskutujemy problem jednofononowego rozpraszania neutronów na kryształach z małą koncentracją defektów masy.

2. Siatka krystaliczna zawierająca atom domieszkowy

Drgania idealnej siatki krystalicznej charakteryzują się widmem częstości, zwanym także widmem fononowym, które określa gęstość stanów energetycznych siatki krystalicznej. Widmo częstości określa się dla danego kierunku w kryształach, a w siatkach zawierających dwa i więcej rodzajów atomów, również dla każdego rodzaju atomów. W przypadku kryształu o niskiej symetrii różnica widm częstości w różnych kierunkach może być bardzo istotna.

Poniżej podano niektóre wyniki teoretycznych rozważań dla siatki krystalicznej z jednym domieszkowym atomem w węźle siatki. Wyniki otrzymano przy założeniu, że stałe siłowe atomu domieszkowego i atomu siatki podstawowej są identyczne. Rozważania przeprowadzono dla jednoatomowych siatek symetrii kubicznej, tetragonalnej i rombowej.

2.1. Drgania lokalne. $m < m_0$ ($0 < \epsilon < 1$)

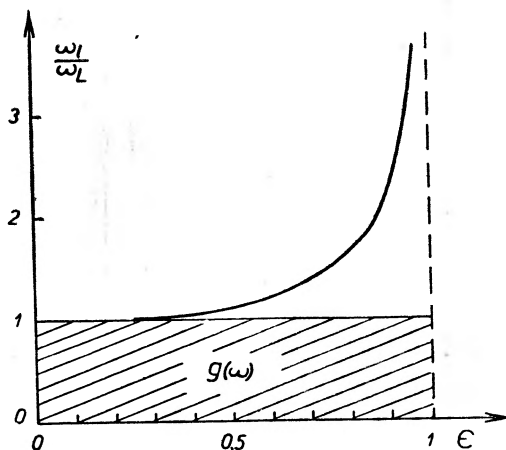
Jeżeli masa atomu domieszki m' jest mniejsza od masy atomów siatki podstawowej m_0 , wtedy mogą pojawić się lokalne drgania o częstościach większych od maksymalnej częstości widma fononowego nie zanieczyszczonego kryształu. Inaczej mówiąc w widmie częstości kryształu pojawia się ostry deltowaty pik przy częstości ω_l określonej równaniem całkowym:

$$\frac{1}{\epsilon} = \omega^2 P \int_0^{\omega_L} \frac{g^{(\nu)}(\xi) d\xi}{\omega^2 - \xi^2} = \tilde{G}_0(\omega), \quad (1)$$

gdzie $\epsilon = 1 - \frac{m'}{m_0}$, $g^{(\nu)}(\omega)$ — jest widmem częstości idealnego kryształu, w jednym z głównych kierunków ν normalizowanym do jedności; P — oznacza wartość główną całki.

W kryształach struktury rombowej powinniśmy otrzymać trzy niezależne rozwiązania ω_l , w tetragonalnej dwa i kubicznej jedno. Dodamy tutaj, że podobne równanie wyprowadzono dla siatki typu NaCl.

Na rys. 1 przedstawiono rozwiązanie równania (1), tj. zależność częstości lokalnych drgań od parametru ϵ dla siatki kubicznej centrowanej przestrzennie



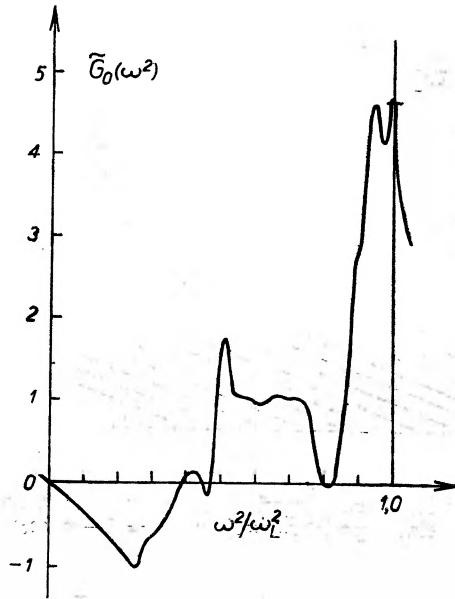
Rys. 1. Zależność częstości lokalnych drgań ω od masy atomu domieszki m' i masy atomu siatki podstawowej m_0 ($\epsilon = 1 - m'/m_0$)

uwzględniając oddziaływanie najbliższego i następnego sąsiada. Interesującym faktem jest istnienie krytycznej wartości ϵ_{kr} , co oznacza, że przy odpowiednio bliskich wartościach mas m' i m_0 ostry pik drgań lokalnych nie istnieje. Dla wartości $\epsilon < 0,5$ odległość pików od maksymalnej częstości widma ω_L jest bardzo niewielka. Krytyczna wartość parametru ϵ dla każdej struktury będzie inna. Na przykład dla prostej siatki kubicznej z uwzględnieniem oddziaływania tylko najbliższych sąsiadów $\epsilon_{kr} = 0,43$, a dla kubicznej przestrzenie centrowanej $\epsilon_{kr} = 0,2405$.

2.2. Drgania rezonansowe. $m' > m_0$ ($\epsilon < 0$)

Rozproszenie neutronów powolnych na kryształach zawierających w węzle siatki atom domieszkowy o masie większej od masy atomu siatki podstawowej posiada anomalie, które określimy niżej. Anomalie te mają charakter rezonansowy, tzn. tylko przy określonych częstościach drgań siatki efekt jest silny. Położenie rezonansów określa rozwiązanie równania (1). Dla przestrzenie centrowanej siatki kubicznej, przyjmując oddziaływanie siłami centralnymi z najbliższymi i następnymi sąsiadami, rezonansową częstość można znaleźć z rys. 2, na którym odłożono prawą stronę równania (1) $\tilde{G}_0(\omega)$ w funkcji częstości drgań. W tym przypadku nie występują lokalne częstości ω_L , powyżej maksymalnej częstości widma czystej siatki.

Dodamy, że dla domieszek lżejszych od atomu siatki podstawowej, w obszarze częstości niższej od maksymalnej ω_L , również występują efekty rezonansowe o podobnych cechach, jednak o znacznie mniejszym natężeniu. Położenie rezonansów można odczytać z rys. 2.



Rys. 2. Zależność funkcji $\tilde{G}_0(\omega)$ (patrz równanie (1)) od częstości dla siatki kubicznej centrowanej przestrzennie, uwzględniając oddziaływanie z najbliższymi i następnymi sąsiadami

3. Rozpraszanie neutronów przy istnieniu lokalnych drgań

Przy spełnieniu równania (1) obok zwykłego widma częstości pojawiają się lokalne częstości. Choć liczba takich częstości jest mała, względny wkład w przekrój czynny w niektórych wypadkach może być bardzo duży. Jest to związane z tym, że lokalnym częstościom odpowiadają duże amplitudy przesunięć atomu domieszkowego, porównywalne lub przewyższające sumę amplitud jego drgań we wszystkich pozostałych częstościach.

Skoncentrujmy się tylko na procesach jednofononowego rozpraszania neutronów. Załóżmy, że czynnik Debay'a-Wallera nie zmienia się przy wprowadzeniu domieszki. Jeżeli koncentracja jest mała, to można nie uwzględniać efektów interferencyjnych od różnych atomów domieszkowych. Dzięki temu, podwójnie różniczkowy przekrój czynny można rozłożyć na dwie części:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{ideal}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{dom}} \quad (2)$$

przekrój czynny rozpraszania na nie zanieczyszczonym kryształcie $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{ideal}}$ i przekrój czynny związany z rozpraszaniem na zaburzeniach wytwarzanych przez atomy domieszkowe i samych domieszkach. Dla polikryształu o kubicznej symetrii przekrój czynny dla lokalnych drgań ω_i (przy $\omega_i \gg \omega_L$) wyraża się

wzorem (4):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \eta \frac{k}{k_0} e^{-w} \frac{K^2}{2m_0} \frac{1}{\omega_l} \left(D \frac{d \ln \omega_l^2}{d\varepsilon} + C \right) \times \left(\bar{n}_l + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(\Delta E \mp \omega_l), \quad (3)$$

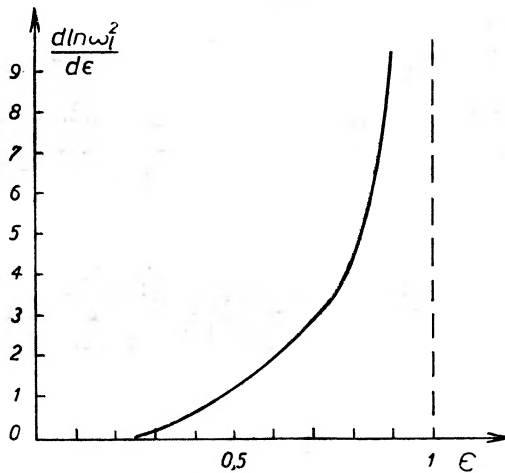
gdzie

$$D = [(1-\varepsilon)\bar{A} - A_0]^2 + C_0 - (1-\varepsilon)C \quad (4)$$

$$\frac{d \ln \omega_l^2}{d\varepsilon} = \left\{ \varepsilon^2 \omega_l^4 \int_0^{\omega_l} \frac{g(\xi) d\xi}{(\omega_l^2 - \xi^2)^2} - \varepsilon \right\}^{-1} \quad (5)$$

$$\bar{n}_l = (1 - e^{-\omega_l/T})^{-1}$$

η — koncentracja atomów domieszkowych, k , k_0 , E , E_0 — odpowiednio liczby falowe oraz energie neutronów rozproszonego i padającego, $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$; $\Delta E = E - E_0$, \bar{A} , A_0 — koherentna długość rozpraszania neutronów atomów siatki podstawowej i domieszki, C , C_0 — kwadraty niekoherentnych długości rozpraszania atomów siatki podstawowej i domieszki.



Rys. 3. Zależność funkcji $d \ln \omega_l^2 / d\varepsilon$ od parametru $\varepsilon = 1 - m'/m_0$ dla siatki kubicznej centrowanej przestrzennie, z uwzględnieniem oddziaływania najbliższego i następnego sąsiada

Zastanówmy się nad intensywnością rozproszonych neutronów:

1° Niekoherentny przekrój czynny rozpraszania na lokalnych drganiach jest taki sam jak dla czystego kryształu.

2° Przekrój czynny $4\pi D$ (wzór (4)) można zwiększyć używając \bar{A} i A_0 o przeciwnych znakach, domieszki o dużym niekoherentnym przekroju czynnym $4\pi C_0$ i dużej różnicy mas ($\varepsilon \sim 1$), aby zmniejszyć czynnik $(1-\varepsilon)C$ niekoherentnego rozpraszania.

3° Natężenie rozproszonych neutronów można zwiększyć używając dużej różnicy mas, ponieważ funkcja $\frac{d \ln \omega_l^2}{d\varepsilon}$ szybko rośnie przy ε zmierzającym

do jedności. Na rys. 3 przedstawiono jej zachowanie się dla siatki kubicznej przestrzennie centrowanej, uwzględniając oddziaływanie z bliższymi i dalszymi sąsiadami. Zwiększając różnice mas, oddalamy jednocześnie częstość drgań lokalnych ω_l od jednofononowego widma częstości kryształu (rys. 1). Umożliwia to dokładne rozdzielenie piku drgań lokalnych od pozostałego widma. Pamiętać jednak należy o czynniku $(\bar{n}_l + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \frac{1}{\omega_l}$, który zmniejsza natężenie neutronów przy wzroście częstości.

4^o W harmonicznym przybliżeniu piki lokalnych drgań mają deltowaty kształt. W rzeczywistym kryształcie nawet w temperaturze zera absolutnego istnieją anharmoniczne oddziaływania, które będą poszerzać pik lokalnych drgań. Aby uwzględnić ten efekt i zdolność rozdzielczą w przekroju czynnym (3) należy zmienić

$$\delta(\Delta E \mp \omega_l) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\left(\frac{\Gamma_l + \Gamma_{\text{eksp}}}{2}\right)}{(\Delta E \mp \omega_l)^2 + \left(\frac{\Gamma_l + \Gamma_{\text{eksp}}}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

gdzie Γ_{eksp} — określa zdolność rozdzielczą aparatury.

Własna szerokość linii Γ_l w temperaturze 0°K oszacowano [1] na około: $\frac{\Gamma_e}{\Theta_D} \approx 0,2 \cdot 10^{-3}$ przy $\frac{m'}{m_0} = 0,3$ (gdzie Θ_D — odpowiada temperaturze Debay'a kryształu). Teoria przewiduje, że szerokość Γ_l maleje z maleniem stosunku mas $\frac{m'}{m_0}$.

Eksperymentalne szerokości linii absorpcji promieniowania podczerwonego przez U -centra w KCl i KBr podane są w tablicy I [2]. Ze wzrostem temperatury szerokość Γ_l wzrasta. Pomiaru należałoby więc przeprowadzać w temperaturze $T \ll \Theta_D$.

Tablica I

Względna szerokość linii lokalnych drgań w funkcji temperatury

	$T = 125^\circ \text{K}$	T/Θ_D^1	$T = 275^\circ \text{K}$	T/Θ_D
KCl—H	1,1%	0,54	5,4%	1,2
KCl—D	1,1%		4,4%	
KBr—H	2,5%	0,74	11,2%	1,6
KBr—D	2,5%		7,6%	

¹ $\Theta_D = 230^\circ \text{K}$ — KCl, $\Theta_D = 170^\circ \text{K}$ — KBr.

Oszacujemy obecnie wysokość piku lokalnych drgań neutronów rozproszonych na polikryształcie, względem średniej wartości widma częstości siatki podstawowej. Przekrój czynny na domieszce w maksimum piku, z uwzględ-

nieniem szerokości własnej piku i zdolności rozdzielczej aparatury, jest proporcjonalny

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{dom}} \sim \eta \left(D \frac{d \ln \omega_l^2}{d\varepsilon} + C\right) \frac{2}{\pi(\Gamma_l + \Gamma_{\text{eksp}})}.$$

Dla uproszczenia rozważmy tylko niekoherentny przekrój czynny rozpraszania na siatce podstawowej

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{ideal}} \sim Cg(\omega) \sim C \frac{1}{\omega_L}.$$

Zakładając parametr $\varepsilon = 0,7$; przekroje czynne $D \approx C$; szerokość $\Gamma_l + \Gamma_{\text{eksp}} \approx 0,1\omega_l$, po skorzystaniu z rys. 1 i 3 znajdujemy:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{dom}} / \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{ideal}} \approx 20\eta.$$

Porównywalne natężenia osiąga się więc przy koncentracji rzędu 5% at.

W tabelicy II zebrane są ważniejsze kombinacje pierwiastków tworzące twarde roztwory [8] i których stosunek mas $\frac{m'}{m_0} < 0,5$. Podano koherentne i niekoherentne przekroje czynne czystego podstawowego kryształu i przekrój $4\pi D$ rozpraszania na domieszce. Przy pomiarach z dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów zmniejsza się stosunek efektu do tła. Dlatego przytoczono przekroje na absorpcję neutronów. Dla siatek kubicznych centrowanych przestrzennie podano przewidywane położenie piku lokalnych drgań i funkcję $\frac{d \ln \omega_l^2}{d\varepsilon}$ odpowiadającą za natężenie maksimów.

Polikrystaliczny twarde roztwór należy wybierać tak, aby przekrój czynny na domieszce $4\pi D$ i koherentny przekrój czynny $4\pi \bar{A}^2$ były porównywalne.

Monokryształ rozpraszający prawie zupełnie koherentnie i zawierający stosunkowo małą ilość (0,5 ÷ 1% at.) lżejszych atomów $\left(\frac{m'}{m_0} < 0,5\right)$ pozwoliłby eksperymentalnie obserwować lokalne drgania. Należy kryształ zorientować tak, aby wyeliminować nieelastyczne koherentne rozpraszanie. W tym przypadku przekrój czynny na domieszce $4\pi D$ powinien być o rząd większy od niekoherentnego przekroju czynnego $4\pi C$ siatki podstawowej. Najodpowiedniejszymi byłyby monokryształy Mg, Al, Si, Fe, Cu, Zn, Nb, Mo, Sn, Pt, Pb, Bi, z odpowiednio lekką domieszką.

Elliott i Maradudin [5] proponują pomiar rozkładu kąтового neutronów rozproszonych na monokryształach. Według nich dla ε nieznacznie wyższych od ε_{kr} w rozkładzie kątowym powinien się pojawić pik przy \mathbf{K} odpowiadającym granicy strefy Brillouina. Jednak dokładne uwzględnienie czynników normalizujących w przekroju czynnym prowadzi do znacznego osłabienia tego efektu, tak że wątpliwa jest możliwość jego obserwacji.

Tabli
Twarde roztwory

1	2	3	4	5	6	7
Twardy roztwór	$\frac{m'}{m_0}$	ϵ	$4\pi A^2$ w cm^{-24}	$4\pi C$ w cm^{-24}	$4\pi D$ w cm^{-24}	σ_{abs} podst. siatki w cm^{-24} przy $E_0 = 0,07$ eV
Au — (Al)	0,137	0,863	7,3	1,7	0,76	57
Au — (Cu)	0,322	0,678	7,3	1,7	3,7	57
Au — (Ni)	0,298	0,702	7,3	1,7	12,2	57
Au — (Zn)	0,332	0,668	7,3	1,7	0,9	57
Ba — (Ca)	0,292	0,708	3,4	2,6	0,8	0,6
Co — (Be)	0,153	0,847	1,0	5,0	6,0	21
Cu — (Al)	0,426	0,574	7,0	1,0	-0,4	2,2
Cu — (Be)	0,142	0,858	7,0	1,0	4,5	2,2
Cu — (Mg)	0,383	0,617	7,0	1,0	1,3	2,2
Cs — (K)	0,294	0,706	3,0	4,0	0,1	17
Fe — (Al)	0,485	0,515	11,4	0,4	0,05	1,4
Fe — (Be)	0,162	0,838	11,4	0,4	4,8	1,4
Ge — (Si)	0,387	0,613	8,8	0,2	0,1	1,3
Mg — (Li)	0,285	0,715	3,6	0,1	2,1	0,04
Mo — (Ti)	0,500	0,500	5,5	0,6	8,6	1,4
Ni — (Al)	0,460	0,540	13,4	4,6	-1,9	2,7
Ni — (Be)	0,154	0,846	13,4	4,6	4,0	2,7
Nb — (V)	0,548	0,452	6,0	0,6	7,2	0,63
Pd — (Al)	0,253	0,747	5,0	0	0,43	4,0
Pd — (Ni)	0,550	0,450	5,0	0	12,3	4,0
Pt — (Co)	0,302	0,698	11,2	0,8	4,8	5
Pt — (Cu)	0,325	0,675	11,2	0,8	3,2	5
Pt — (Fe)	0,286	0,714	11,2	0,8	6,2	5
Pt — (Mn)	0,281	0,719	11,2	0,8	9,1	5
Pt — (Ni)	0,301	0,699	11,2	0,8	11,4	5
Rb — (K)	0,457	0,543	3,8	1,7	0,05	0,42
Ta — (Ti)	0,256	0,735	6,1	0	6,6	13

² A_1 — struktura kubiczna ściennie centrowana, A_2 — struktura kubiczna centrowana

4. Rozpraszanie neutronów na kryształach zawierających ciężką domieszkę

Domieszki o małej koncentracji poszerzają i przesuwają położenie nieelastycznych pików tak w koherentnym jak i niekoherentnym rozpraszaniu neutronów [5]. Wielkość przesunięcia i poszerzenia zależy od stosunku mas $\frac{m'}{m_0}$ i jest proporcjonalna do koncentracji domieszkowych atomów. Efekty te mają charakter rezonansowy. Wykreślając np. szerokość jednofononowych

ca II

z lekką domieszką

8	9	10	11	12	13
σ_{abs} domieszki w cm^{-24} przy $E_0 = 0,07$ eV	Struktura siatki podstawo- wej a	$\frac{\omega_i}{\omega_L}$ dla siatek typu A_2	$\frac{d \ln \omega_i^3}{d\varepsilon}$ dla siatek typu A_2	Maksy- malna koncen- tracja η	Uwagi
0,13	A_1	—	—	~5%	—
2,2	A_1	—	—	100%	—
2,7	A_1	—	—	~5%	materiał magnetyczny
0,6	A_1	—	—	~16%	—
0,25	A_2	1,38	2,94	100%	—
0,005	A_1	—	—	~6%	materiał magnetyczny
0,13	A_1	—	—	~18%	—
0,005	A_1	—	—	~1%	—
0,04	A_1	—	—	~2%	—
1,2	A_2	1,38	2,94	100%	—
0,13	A_2	1,10	1,35	~20%	materiał magnetyczny
0,005	A_2	1,86	5,80	~8%	materiał magnetyczny
0,06	A_4	—	—	100%	—
40	A_3	—	—	~16%	—
3,5	A_2	1,10	1,35	100%	—
0,13	A_1	—	—	~10%	materiał magnetyczny
0,005	A_1	—	—	~1%	—
2,8	A_2	1,07	0,9	100%	—
0,13	A_1	—	—	~15%	—
2,7	A_1	—	—	100%	—
21	A_1	—	—	100%	materiał magnetyczny
2,2	A_1	—	—	100%	—
1,4	A_1	—	—	100%	materiał magnetyczny
7,6	A_1	—	—	100%	—
2,7	A_1	—	—	100%	—
1,2	A_2	1,13	1,57	100%	—
3,5	A_2	1,44	3,25	100%	—

objętościowa, A_3 — struktura heksagonalna gęsto upakowana, A_4 — struktura typu almaza.

pików neutronów rozproszonych na monokryształach odpowiadającym fononom z jednej dyspersyjnej krzywej $\omega = \omega(\mathbf{K}_j)$, obserwujemy rezonansowy wzrost ich szerokości przy określonej częstotliwości. Przy tej samej częstotliwości występują anomalie w przesunięciu maksimum jednofononowego pików (różnica między maksimumami pików monokryształu z defektami masy a czystym monokryształem).

Najwygodniejszymi substancjami do tego rodzaju badań są monokryształy, których podstawowa siatka rozprasza prawie wyłącznie koherentnie ($C \approx 0$).

Przekrój czynny domieszki nie odgrywa specjalnej roli. Przy dużej jego wartości w obszarze niższych częstotliwości zwiększać on będzie niekoherentne tło.

Koherentny jednofononowy przekrój czynny neutronów rozproszonych na kubicznym monokryształe zawierającym atomy domieszkowe w węzłach siatki jest proporcjonalny do

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right) \sim \bar{A}^2 \sum_j [\mathbf{K} \cdot \mathbf{e}(\mathbf{K}j)]^2 \frac{\eta V_2[\omega(\mathbf{K}j)]}{\{\omega^2 - \omega^2(\mathbf{K}j) - \eta V_1[\omega(\mathbf{K}j)]\}^2 + \{\eta V_2[\omega(\mathbf{K}j)]\}^2}, \quad (7)$$

gdzie

$\mathbf{e}(\mathbf{K}j)$ — wektor polaryzacji \mathbf{K} -go fononu na j -ej gałęzi,

$\omega(\mathbf{K}j)$ — częstotliwość \mathbf{K} -go fononu z j -ej gałęzi czystej siatki podstawowej.

$$V_1(\omega) = \frac{\varepsilon\omega^2[1 - \varepsilon\tilde{G}_0(\omega)]}{[1 - \varepsilon\tilde{G}_0(\omega)]^2 + \frac{1}{4}\pi^2\varepsilon^2\omega^2g^2(\omega)}, \quad (8)$$

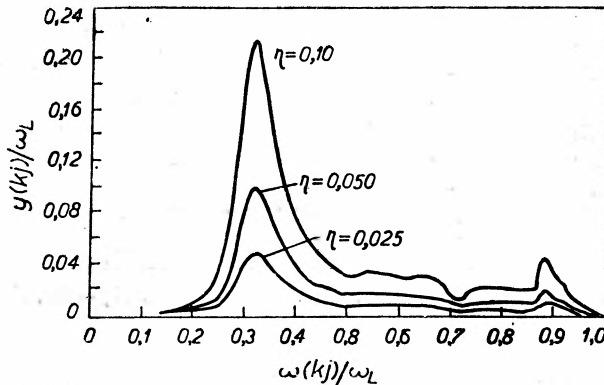
$$V_2(\omega) = \frac{\frac{1}{2}\pi\varepsilon^2\omega^3g(\omega)}{[1 - \varepsilon\tilde{G}_0(\omega)]^2 + \frac{1}{4}\pi^2\varepsilon^2\omega^2g^2(\omega)}. \quad (9)$$

Kształt pików jednofononowych określa oczywiście ostatni człon wyrażenia (7). Przesunięcie pików $\Delta(\mathbf{K}j)$ określimy wstawiając w wyrażenie (7) $\omega = \omega(\mathbf{K}j) + \Delta(\mathbf{K}j)$. Stąd znajdujemy

$$\Delta(\mathbf{K}j) = \frac{\eta V_1[\omega(\mathbf{K}j)]}{2\omega(\mathbf{K}j)}. \quad (10)$$

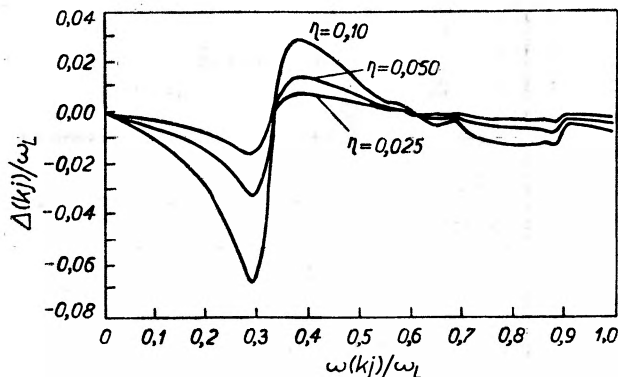
Zupełnie podobnie znajdziemy całkowitą szerokość pików

$$\gamma(\mathbf{K}j) = \frac{\eta V_2[\omega(\mathbf{K}j)]}{\omega(\mathbf{K}j)}. \quad (11)$$



Rys. 4. Szerokość $\gamma(\mathbf{K}j)$ jednofononowego pików neutronów rozproszonych na monokryształe zawierającym cięższe atomy domieszkowe, w funkcji częstotliwości fononów dla siatki kubicznej ściennie centrowanej. η oznacza koncentrację

Na rys. 4 i 5 przedstawiono dokładnie wyliczone względne szerokości i przesunięcia jednofononowych pików w funkcji częstotliwości fononów, odpowiadających jednej dyspersyjnej krzywej, dla modelu kubicznego, ściennie centrowanego kryształu z uwzględnieniem oddziaływania najbliższych sąsiadów [5].



Rys. 5. Przesunięcie $\Delta(\mathbf{K}j)$ jednofononowego piku neutronów rozproszonych na monokryształe zawierającym cięższe atomy domieszkowe w funkcji częstości fononów dla siatki kubicznej ściennie centrowanej. η oznacza koncentrację

Porównując wzory (9) i (11) łatwo zauważyć, że maksymalna szerokość $\gamma(\mathbf{K}j)$ występuje przy wartości ω_r będącej rozwiązaniem równania (1). Wtedy

$$\gamma_r = \frac{2\eta}{\pi g(\omega_r)}$$

Dla ciężkiej domieszki $\varepsilon \ll 0$, dla której rezonans występuje w niskiej części widma uzasadnione jest przyjęcie widma Debay'a. Oszacowana maksymalna szerokość ma wartość:

$$\frac{\gamma_r}{\omega_r} \approx \frac{2\eta}{3\pi} \left(\frac{\omega_l}{\omega_r}\right)^3 \sim \frac{2\eta}{3\pi} [3|\varepsilon|]^{3/2} \quad (12)$$

lub

$$\frac{\gamma_r}{\omega_L} \approx 0,6\eta|\varepsilon|.$$

Przy rezonansowej wartości ω_r jednofononowe piki nie przesuwają się [$\Delta(\omega_r, j) = 0$].

Szerokość i przesunięcie maksimum piku są proporcjonalne do koncentracji domieszkowych atomów i do różnicy mas. W tabelicy III podano przykłady twardych roztworów, których podstawowa siatka rozprasza prawie wyłącznie koherentnie. Względna półszerokość jednofononowych pików oszacowano na podstawie przybliżenia (12), zakładając koncentrację 5%. Zdolność rozdzielcza obecnych spektrometrów neutronowych do badań dynamiki kryształów ogranicza możliwości zaobserwowania tych efektów do grupy twardych roztworów z dużą bezwzględnością wartości parametru $|\varepsilon|$.

Wnioski

Istnieją dwa typy eksperymentów nieelastycznego rozpraszania neutronów na kryształach z małą koncentracją domieszkowych atomów: określenie częstości lokalnych drgań (polikryształ) lub położenia rezonansów (monokryształ).

Tablica III
Przykłady twardych roztworów z cięższą domieszką

Twardy roztwór	$\frac{m'}{m_0}$	ε	$4\pi\bar{A}^2$ w cm^{-24}	$4\pi C$ w cm^{-24}	$4\pi D$ w cm^{-24}	σ_{abs} podst. siatki w cm^{-24} przy $E_0 = 0,07\text{eV}$	σ_{abs} domie- szki w cm^{-24} przy $E_0 = 0,07\text{eV}$	Struk- tura podsta- wowej siatki	Szerokość $\frac{\gamma(\omega_r f)}{\omega_r}$ przy $\eta = 5\%$	Maksy- malna koncen- tracja	Uwagi
Al — (Cr)	1,93	-0,93	1,5	$\sim 0,01$	$\sim 0,4$	0,13	1,8	A_1	0,003 ($\eta = 1\%$)	$\sim 1\%$	—
Be — (Cu)	7,04	-6,04	7,53	$\sim 0,01$	276	0,005	2,2	A_3	0,50 ($\eta = 3\%$)	$\sim 2-3\%$	—
Cu — (Au)	3,10	-2,10	7,0	~ 1	29	2,2	57	A_1	0,17	100%	—
Cu — (Pd)	1,67	-0,67	7,0	~ 1	3,1	2,2	4,0	A_1	0,03	100%	—
Cu — (Pt)	3,07	-2,07	7,0	~ 1	23,0	2,2	5,0	A_1	0,16	100%	—
Fe — (Pt)	3,50	-2,50	11,4	$\sim 0,4$	72,0	1,4	5,0	A_2	0,22	100%	materiał magnetyczny
Mg — (Cd)	4,65	-3,65	3,60	$\sim 0,1$?	0,04	2100	A_3	0,38	100%	—
Mg — (In)	4,73	-3,73	3,60	$\sim 0,1$?	0,04	115	A_3	0,40	$\sim 25\%$	—
Mg — (Tl)	8,41	-7,41	3,60	$\sim 0,1$	172	0,04	2,0	A_3	~ 1	$\sim 5\%$	—
Si — (Ge)	2,57	-1,57	2,16	$\sim 0,04$	$\sim 0,3$	0,06	1,3	A_4	0,10	100%	—

Badania te są szczególnie interesujące w metalach, gdzie inne metody nie dają tak szczegółowych informacji.

Znalezienie częstości lokalnych drgań, a także ich natężenie dałoby możliwość eksperymentalnego sprawdzenia wyrażeń (1) i (5). Pozytywna odpowiedź mówiłaby o prawdziwości założenia niezmienniczości stałych siłowych dla atomów domieszkowych w kryształach. Eksperyment przeprowadzony na stopie Pd—Ni [6], dowodzi istnienia lokalnych drgań, jednak mała różnica mas ($\varepsilon = 0,45$) nie pozwoliła na eksperymentalne wydzielenie tego pików. O jego istnieniu wiemy tylko z pomiarów porównawczych czystego paladu i stopu Pd—Ni.

Podobnie pomiary szerokości i przesunięcia jednofononowych pików neutronów rozproszonych na monokryształach zawierającym ciężką domieszkę przez wyznaczenie położenia rezonansów pozwolą eksperymentalnie sprawdzić równanie (1).

Literatura

- [1] A. A. Maradudin, *Astrophysics and the Many Body Problem*, W. A. Benjamin Inc., New York 107-320 (1963).
- [2] A. E. Мирлин, И. И. Ремина, *Ф.Т.Т.*, **6** (10), 3078 (1964).
- [3] М. А. Кривошлмз, *Ж. Э. Т. Ф.*, **40** (2), 567 (1961).
- [4] Ю. Каган, Я. Иосилевски, *Ж. Э. Т. Ф.*, **44** (4), 1375 (1963).
- [5] R. J. Elliot, A. A. Maradudin, *Symposium on the Inelastic Scattering of Neutrons*, Vienna, SM-58/40 (1964).
- [6] B. Moser, K. Otnes, V. W. Myers, *Phys. Rev. Letters* **8**, 278 (1962).
- [7] R. Rubin, W. Kley, J. Peretti, *Euratom Report* 522. d, October (1963).
- [8] M. Hansen, K. Anderko, *Constitution of Binary Alloys*, New York (1958).

Włodzimierz Żuk

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu MCS w Lublinie

Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materiałą przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów

1. Elektromagnetyczne separatory średniej wielkości i ich zastosowanie do badań naukowych

Historia elektromagnetycznej separacji izotopów jest ściśle związana z rozwojem spektrometrii mas. Już w roku 1919 Lindemann i Aston opisując metodę analizy mas wspominają o możliwości zastosowania jej także i do ilościowego rozdzielania izotopów w niewielkich ilościach [1]. Jednakże dla uzyskania znaczniejszych ilości rozdzielonych izotopów wymagane są stosunkowo silne prądy jonowe, co zmusza do budowy dużych przyrządów, znacznie przewyższających swymi rozmiarami spektrometry mas. Także źródło jonów i kolektor muszą ulec modyfikacji, aby zaś zapobiec poszerzeniu wiązki jonowej w wyniku oddziaływania elektrostatycznego, stosowane jest wysokie napięcie przyspieszające rzędu kilkudziesięciu tysięcy woltów. W wyniku tego, separator elektromagnetyczny, chociaż działający na tej samej zasadzie co spektrometr mas, w konstrukcji znacznie się od niego różni.

Pierwsze separatory izotopów zbudowane zostały w roku 1934. Smythe, Rumbaugh i West zastosowali do tego celu sektorowe pole magnetyczne, podobnie jak się to czyni w spektrometrach mas. Ogniskowanie równoległej wiązki jonów następowało po odchyleniu jej o kąt 90° w jednorodnym polu magnetycznym. Dla umożliwienia ogniskowania dostatecznie szerokiej wiązki, pole magnetyczne zarówno w miejscu wejścia, jak też i w miejscu wyjścia wiązki jonowej ograniczone było nie płaszczyznami, lecz powierzchniami walców o różnych krzywiznach. Separator przeznaczony był do rozdzielania metali alkalicznych i posiadał termoemisyjne źródło jonów [2].

W tym samym czasie robione były próby rozdzielania izotopów litu inną metodą, przy zastosowaniu tzw. filtru Wiena, w którym jony przyspieszane do energii kilkunastu keV wchodziły do obszaru skrzyżowanych pól, elektrycznego i magnetycznego. Przy odpowiednim doborze natężeń pól, przez układ taki przechodzić mogły tylko jony o określonym stosunku masy do ładunku, co pozwalało na wydzielenieżądanego izotopu [3].

Prototypy obecnie stosowanych separatorów

W roku 1937 Walcher zbudował separator, w którym wiązka jonów, przyspieszana do energii około 10 keV, wchodziła do obszaru jednorodnego pola magnetycznego i po odchyleniu o kąt 90° jony poszczególnych mas ogniskowane były na kolektorze [4]. W pierwszych doświadczeniach używano termoemisyjnego źródła jonów dla celów rozdzielania izotopów metali alkalicznych, w późniejszych jonizowano gaz lub pary elektronami, co pozwalało także na pracę z pierwiastkami trudnołotnymi [5, 6]. Promień krzywizny toru jonów w polu magnetycznym komory separatora wynosił 100 cm, co już wtedy zapewniało zdolność rozdzielczą 80 i prądy jonowe około $20 \mu\text{A}$. Przy prądach silniejszych, w wyniku oddziaływania ładunku przestrzennego w wiązce, zdolność rozdzielcza szybko spadała.

Separator także z polem magnetycznym odchylającym o 90° , lecz ze źródłem jonów i układem soczewek przyspieszających o znacznie ulepszonej konstrukcji, został zbudowany w roku 1944 w Instytucie Fizyki Teoretycznej w Kopenhadze przez Kocha i Bendt-Nielsona [7]. W następnych latach kilka podobnych, lecz stale udoskonalanych separatorów, zbudowano także w Szwecji i innych krajach.

Separatory laboratoryjne

Separatory laboratoryjne reprezentują pośredni typ przyrządów pomiędzy spektrometrami mas używanymi do analiz, a dużymi separatorami, służącymi do uzyskania prawie czystych izotopów w większych ilościach. Przyrządy te pozwalają na otrzymywanie prądów jonowych o natężeniach od jednego mikroampera do kilku, a nawet kilkunastu miliamperów. Można w tym miejscu przypomnieć, że prądy jonowe w spektrometrach mas są około milion razy słabsze i wynoszą (10^{-12} — 10^{-10}) A, rzadko przekraczając natężenie 10^{-8} A. Duże separatory mogą wprawdzie dostarczać prądów o natężeniu (10—100) mA, jednak kosztem zdolności rozdzielczej. Zwiększeniu prądów przeszkadza oddziaływanie ładunku przestrzennego w wiązce, powodujące jej rozmycie, a w następstwie szybki spadek zdolności rozdzielczej aparatury.

Jeżeli całkowity prąd jonowy w separatorach średniej wielkości nie przekracza $20 \mu\text{A}$, wpływ ładunku przestrzennego nie jest duży i można uzyskać bardzo dobrą zdolność rozdzielczą. Wartość $M/\Delta M$ wynosi około 500, a nawet może przekroczyć 1000. Prądy jonowe odpowiadające poszczególnym izotopom danego pierwiastka są funkcją zawartości tych izotopów w pierwiastku. Jeżeli dla danego izotopu natężenie prądu jonowego wynosi i mA, to zebrana w ciągu t godzin masa, wyrażona w miligramach, będzie także funkcją liczby masowej izotopu M i wyniesie:

$$m = 0,0373 iMt. \quad (1)$$

Łatwo zauważyć, że z uwagi na czas separacji rzędu kilku do kilkunastu godzin, uzyskane ilości izotopów będą wahać się w zależności od natężenia prądu jonowego w granicach od setek mikrogramów do kilku miligramów [8].

Zastosowanie separatorów w fizyce jądrowej

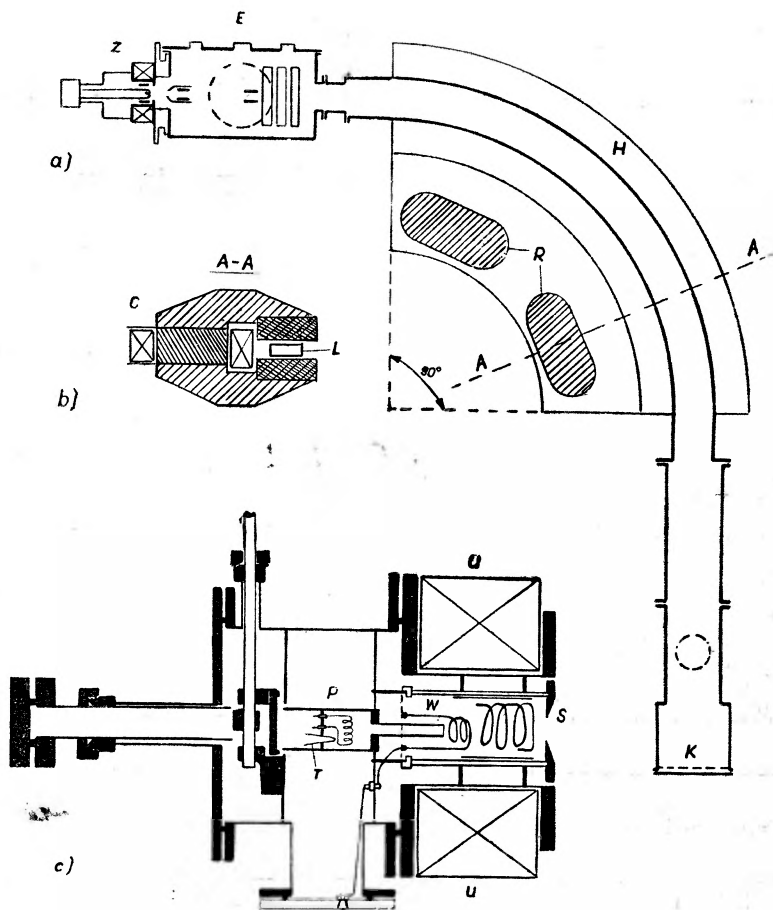
Separatory średniej wielkości znajdują zastosowanie w laboratoriach pracujących w dziedzinie fizyki jądrowej do zbierania próbek czystych izotopów zarówno stabilnych, jak też promieniotwórczych. Rozdzielone izotopy stabilne w ilościach nie przekraczających setek mikrogramów mogą już służyć do przygotowywania tarcz poddawanych następnie bombardowaniu w akceleratorach w celu badania przebiegu reakcji jądrowych. Znacznie mniejsze ilości izotopów promieniotwórczych wystarczają już do badań z zakresu spektroskopii γ i β . Często są to ilości, które można byłoby zebrać i za pomocą większego spektrometru mas, gdyby tylko była możliwa separacja izotopu promieniotwórczego bez dodawania nośnika.

Aktywność zebranej na kolektorze próbki jest funkcją nie tylko prądu jonowego i czasu separacji, ale także i czasu połowicznego zaniku izotopu. W zależności od $T_{1/2}$, dla zebrania próbki o aktywności 1 mC potrzebne są prądy o różnych natężeniach, które podaje załączona tablica [9]:

$T_{1/2}$ zbieranego izotopu	Dla zebrania aktywności 1 mC w czasie 1 godziny potrzebne są prądy odpowiadające zbieranemu izotopowi [μ A]
1 dzień	$2 \cdot 10^{-4}$
10 dni	$2 \cdot 10^{-3}$
50 „	$1 \cdot 10^{-2}$
1 rok	$8 \cdot 10^{-2}$
10 lat	$8 \cdot 10^{-1}$

Jeżeli chcemy przy pomocy separatora sporządzić źródło γ dla celów spektroskopii jądrowej, całkowity prąd jonowy rzędu mikroamperów, odpowiadający wszystkim izotopom tego pierwiastka jest już zazwyczaj wystarczający do tego celu [10]. Przygotowanie natomiast źródła promieniowania β dla celów spektroskopii jądrowej wymaga prądów silniejszych. Separator z łukowym źródłem jonów o promieniu krzywizny wiązki jonowej w polu magnetycznym rzędu 150 cm i napięciu przyspieszającym jony (30—50) kV z łatwością może dostarczać prądów jonowych rzędu setek mikroamperów, a nawet kilku miliamperów i może być użyty do sporządzania źródeł β , a także do przygotowania tarcz dla naświetlenia w akceleratorach.

Separator średniej wielkości, przeznaczony do uzyskiwania próbek rozdzielonych izotopów promieniotwórczych, zbudowany został w Katedrze Fizyki Doświadczalnej UMCS w Lublinie [11]. Umożliwia on przygotowywanie źródeł

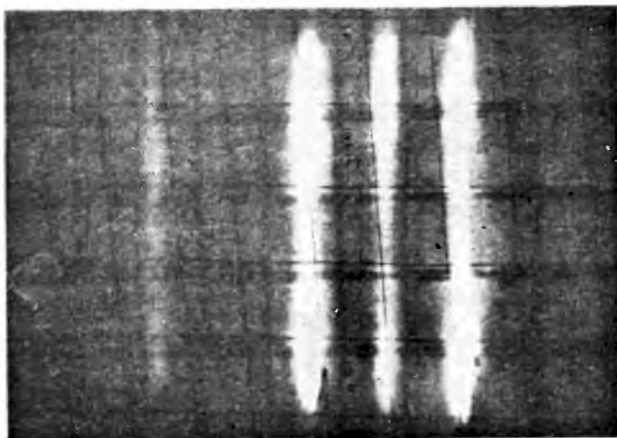


Rys. 1. Separator Katedry Fizyki Doświadczalnej UMCS: a) Przekrój płaszczyzną poziomą; Z — źródło jonów, E — komora przyspieszeń, H — obszar pola magnetycznego, K — kolektor, R — rdzeń elektromagnesu; b) Przekrój płaszczyzną pionową: C — cewki, L — komora separatora; c) Źródło jonów: P — piecyk, T — termopara, W — katoda, U — uzwojenie cewki źródła, S — szczelina wyjściowa źródła

γ i β dla celów spektroskopii jądrowej, jak również prowadzenie badań nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią. Separator ten posiada łukowe źródło jonów i układ soczewek elektrostatycznych, pozwalający na przyspieszanie jonów do energii 70 keV. W polu magnetycznym jony zostają odchyłone o kąt 90° i następnie zogniskowane na kolektorze. Promień krzywizny wiązki w polu magnetycznym wynosi 160 cm, co zapewnia znaczną dyspersję, równą dla mas ciężkich (np. dla ołowiu) około 8 mm:

$$D = r_0 \frac{\Delta M}{M} \quad (2)$$

oraz zdolność rozdzielczą ponad 1000.



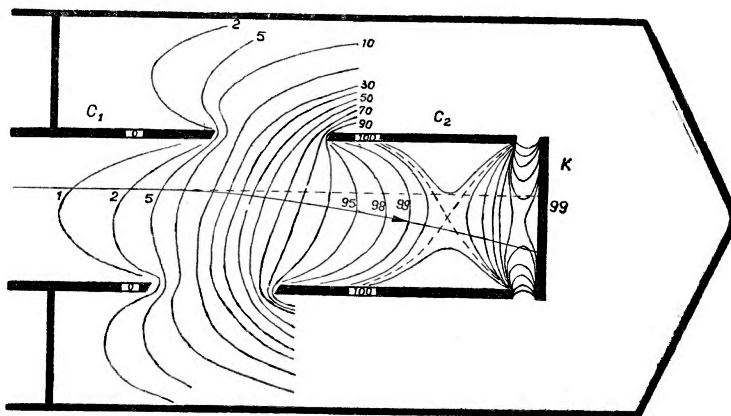
Rys. 2. Fotografia widma mas ołowiu uzyskanego na separatorze KFD. Widoczne trzy silne linie izotopów 206, 207, 208 i słabsza 204

Badania nad oddziaływaniem jonów z materią

Fizyka jądrowa nie wyczerpuje wszystkich możliwości stosowania separatorów. Uzyskiwane próbki rozdzielonych izotopów mogą służyć jako wzorce promieniowania do badań nadsubtelnej struktury widm optycznych. Za pomocą separatorów prowadzone są także badania nad procesami jonizacyjnymi zachodzącymi w wyładowaniu łukowym i w wyładowaniu w polu magnetycznym. W ostatnim czasie zwrócono także uwagę na możliwość zastosowania wiązek jonowych do badań oddziaływania jonów, a także atomów obojętnych zarówno z atomami gazu zawartego w komorze separatora, jak również z atomami i siecią krystaliczną tarczy kolektora. Tematyka ta wymaga pewnej modyfikacji aparatury, w szczególności możliwości operowania szerszym zakresem energii jonów. Dodanie specjalnego układu przyspieszającego pozwala na zwiększenie przedziału energii jonów. W najprostszym przypadku można stosować jednokrotne dodatkowe przyspieszenie jonów, ustawiając układ przyspieszających elektrod w miejscu, w którym byłyby one ogniskowane po wyjściu z pola magnetycznego. W takim układzie źródło jonów ma wysoki potencjał dodatni, a wytworzone w nim jony są przyspieszane do elektrody soczewki umieszczonej na potencjale ziemi. Po przejściu przez pole magnetyczne i rozdzieleniu jonów, zgodnie z wartościami ich pędów, wchodzi one do układu cylindrów, z których pierwszy posiada potencjał ziemi, drugi zaś wraz z kolektorem ma wysoki potencjał ujemny. W wyniku tego jony zostają przyspieszone po raz drugi całkowitym potencjałem 150 kV.

Układ przyspieszający stosowany w pracy [12] widzimy na rysunku 3. Omawiany układ soczewek pozwala na przyspieszenie jonów o ładunku pojedynczym do energii 150 keV, w przypadku zaś atomów 4-krotnie zjonizowanych można uzyskać energie 600 keV. Na rysunku 3 pokazany został także rozkład powierzchni ekwipotencjalnych. W wyniku ukośnego ścięcia rur, powierzchnie

te nie są prostopadłe do osi cylindrów, co pozwala na oddzielenie atomów obojętnych od jonów oraz na rozdzielenie jonów różnych ładunków. Celem uwolnienia się od emisji elektronów wtórnych z kolektora, został on umieszczony na potencjale o 1 kV wyższym od potencjału drugiego cylindra.



Rys. 3. Układ do dodatkowego przyspieszania jonów stosowany w separatorach. Pokazano układ powierzchni ekwipotencjalnych i tor jonów dodatnich. C_1 , C_2 — cylindry przyspieszające jony, K — kolektor

Możliwe jest także postępowanie odwrotne do opisanego i prowadzące do zmniejszenia energii jonów po uprzednim zogniskowaniu ich polem magnetycznym. W tym celu kolektor zostaje umieszczony na potencjale dodatnim i niewiele niższym od potencjału źródła jonów. Dla utrzymania zogniskowania wiązki należy stosować specjalny układ elektrod opóźniających.

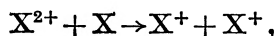
Zastosowanie opisanych układów pozwala za pomocą separatora uzyskiwać dobre zogniskowanie wiązki jonów w szerokim zakresie energii od kilku keV do 500 keV dla jonów wielokrotnie zjonizowanych.

2. Jony o wielokrotnym ładunku elementarnym i atomy obojętne w wiązce jonowej

W wiązce jonowej separatora można stwierdzić oprócz jonów z pojedynczym ładunkiem także obecność jonów wielokrotnie naładowanych i atomów obojętnych.

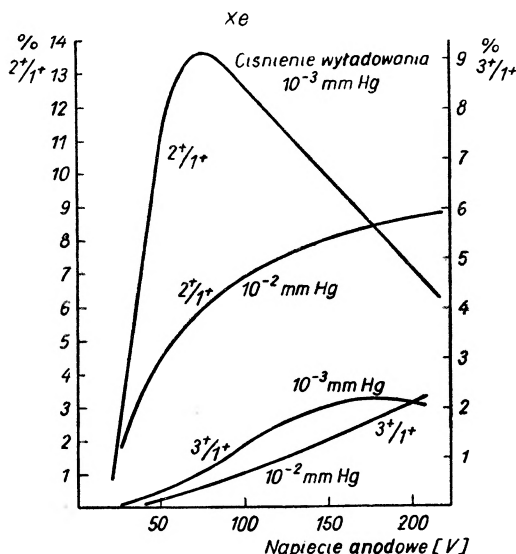
Część jonów wielokrotnie naładowanych powstaje już w źródle w obszarze wyładowania łukowego. Liczba powstających w źródle jonów zależy jest w pierwszym rzędzie od dwóch czynników: od napięcia anodowego wyładowania łukowego i od ciśnienia gazu. Dla każdego rodzaju jonów istnieje, w zależności od potencjału jonizacyjnego, optymalne napięcie anodowe, przy którym stosunek liczby jonów o n -tym ładunku do liczby jonów o ładunku pojedynczym osiąga maksimum. Z wzrostem ciśnienia stosunek liczby jonów o ła-

ładunku wielokrotnym do liczby jonów pojedynczo naładowanych spada, co tłumaczy się przekazywaniem ładunku w zderzeniach typu:



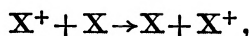
a równocześnie małym udziałem jonizacji wielokrotnej.

Powstałe w źródle jony są przyspieszane pełnym napięciem separatora i po odchyleniu w polu magnetycznym dają na ekranie linie odpowiadające

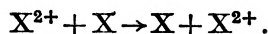


Rys. 4. Względna wydajność jonów podwójnie i potrójnie naładowanych jako funkcja napięcia anodowego dla różnych ciśnień

określonym stosunkom ne/m . Wiązka jonów wybiegająca ze źródła jest przyspieszana polem elektrycznym w kierunku soczewki wyciągającej, a jednocześnie emitowane z powierzchni soczewki elektrony poruszają się w kierunku źródła jonów. W obszarze tym elektrony mogą oddziaływać z jonami i jednocześnie jony w oddziaływaniu z obojętnymi atomami mogą przekazywać tym atomom ładunki elektryczne, w zderzeniach typu:



lub



Powstają znów jony, lecz o energii mniejszej od tej, która odpowiada napięciu przyspieszającemu. Jony te zostaną wprowadzone odchylenie polem magnetycznym, lecz nie będą zogniskowane w miejscach linii widmowych. Natomiast obojętne atomy powstałe w tym obszarze, w ogóle kolektora nie osiągną.

Zupełnie inaczej będą się zachowywać jony i atomy obojętne obdarzone energią kinetyczną, a powstałe w wyniku zjawiska przeladowania w obszarze pomiędzy polem magnetycznym a kolektorem. Będą one nadal poruszać się

po liniach prostych i wejdą do tarczy kolektora w miejscach położenia odpowiednich linii widma masowego. Jeżeli prowadzimy badania nad oddziaływaniem jonów z materią, np. nad zależnością ich zasięgu od energii, jesteśmy zmuszeni jony te, zanim osiągną kolektor, oddzielić od reszty wiązki.

Analiza wiązki jonowej po jej odchyleniu w polu magnetycznym jest możliwa przy zastosowaniu pola elektrycznego o liniach sił równoległych do linii sił pola magnetycznego. W tym celu pomiędzy elektromagnesem a kolektorem umieszcza się kondensator płaski, między okładkami którego przechodzi wiązka. Pole elektryczne kondensatora rozciąga każdą z linii widma mas w kierunku prostopadłym do osi mas, wydzielając atomy obojętne, jony o ładunku pojedynczym, podwójnym i potrójnym. Na miejsce jednej linii pojawia się na ekranie ustawionym w położeniu kolektora kilka odcinków lub plam ułożonych wzdłuż prostej prostopadłej do osi mas [13]. Stosując izotop promieniotwórczy można łatwo określić udział poszczególnych składników w danej linii masowej, wystarczy w tym celu zmierzyć ich aktywność. Przybliżonych informacji może także dostarczyć pomiar zaczernienia kliszy fotograficznej ustawionej w położeniu ekranu.

3. Jednokrotne rozproszenie sprężyste jonów w gazie

Linie widmowe mają skończoną szerokość w wyniku szeregu efektów utrudniających ogniskowanie wiązki jonowej. Działanie separatorów oparte jest na właściwościach pól magnetycznych, tzw. soczewek magnetycznych. Zastosowanie znajdują jednorodne pola magnetyczne o kątach rozwarcia 60° , 90° i 180° . W polu magnetycznym może nastąpić ogniskowanie cząstek naładowanych o tych samych pędach, ogniskowanie zaś cząstek o tych samych masach zachodzi tylko wtedy, gdy wiązka cząstek wchodzących do pola jest monoenergetyczna. W przypadku, gdy wiązka jonów nie jest ściśle monoenergetyczna, następuje poszerzenie Δs linii odpowiadającej danemu izotopowi względnie danej masie, zgodnie z wzorem:

$$\Delta s = \frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V} K_m'' . \quad (3)$$

W podanym wyrażeniu V oznacza potencjał przyspieszający jony, ΔV rozrzut potencjału dla jonów wiązki, K_m'' jest współczynnikiem dyspersji. Dla odchylenia o 90° w polu magnetycznym i dla odwzorowania symetrycznego $K_m'' = 2R$, gdzie R jest promieniem krzywizny toru jonu w polu magnetycznym i wzór (3) przyjmie postać:

$$\Delta s = R \frac{\Delta V}{V} . \quad (3')$$

Gdyby jednak wiązka jonów była dokładnie monoenergetyczna, to i tak nie uzyskalibyśmy idealnego zogniskowania jej z powodu istnienia błędów odwzorowania soczewek magnetycznych. Najważniejszym z nich jest błąd

aberracji kątowej. Polega on na poszerzeniu obrazu proporcjonalnym do kwadratu rozwarcia wiązki jonowej wchodzącej do pola magnetycznego. Dla przypadku szczególnie prostego, mianowicie dla odwzorowania symetrycznego i przy prostopadłym wejściu promienia środkowego wiązki w pole magnetyczne mamy zależność:

$$L_m = -R\alpha^2, \quad (4)$$

gdzie przez 2α oznaczono kąt rozwarcia wiązki wchodzącej do pola magnetycznego.

Podobnie do błędów odwzorowania w polu magnetycznym, istnieje także aberracja w systemie soczewek elektrostatycznych. W wyniku tych błędów odwzorowania, powstały w miejscu ustawienia kolektora obraz szczeliny wyjściowej źródła nie jest określony iloczynem szerokości przedmiotu i powiększenia, lecz jest poszerzony. Na ogół jednak poszerzenie obrazu wywołane błędami odwzorowania nie jest znaczne.

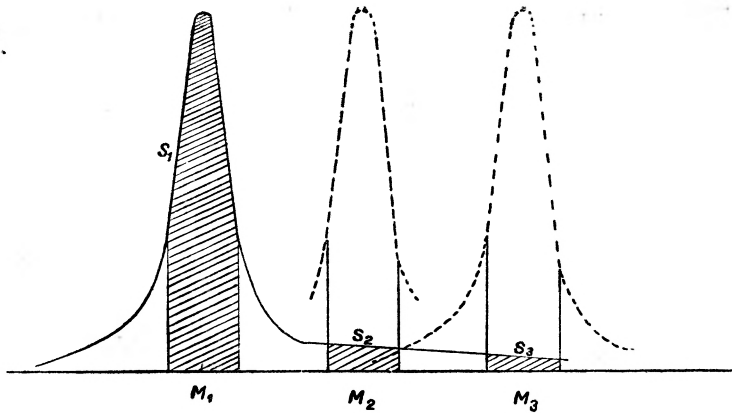
Do dalszych czynników powodujących poszerzenie linii widmowych należy zaliczyć oddziaływanie ładunku przestrzennego wiązki na jony oraz fluktuacje położenia wiązki, wywołane niestabilnością pól elektrycznych i pola magnetycznego.

Jednak przy zachowaniu dostatecznej ostrożności efekty powodujące poszerzenie wiązki można zmniejszyć i wtedy uwidacznia się poszerzenie linii widma masowego spowodowane rozpraszaniem jonów w gazie. Szczególnie duży może być efekt poszerzenia spowodowany rozpraszaniem sprężystym jonów pod małymi kątami w jednorazowych zderzeniach z cząsteczkami gazu. W wyniku takiego zderzenia jon traci niewielką ilość energii, wskutek czego jego tor niewiele odbiega od torów jonów nierozproszonych. W efekcie obserwujemy poszerzenie linii izotopowych w widmie mas.

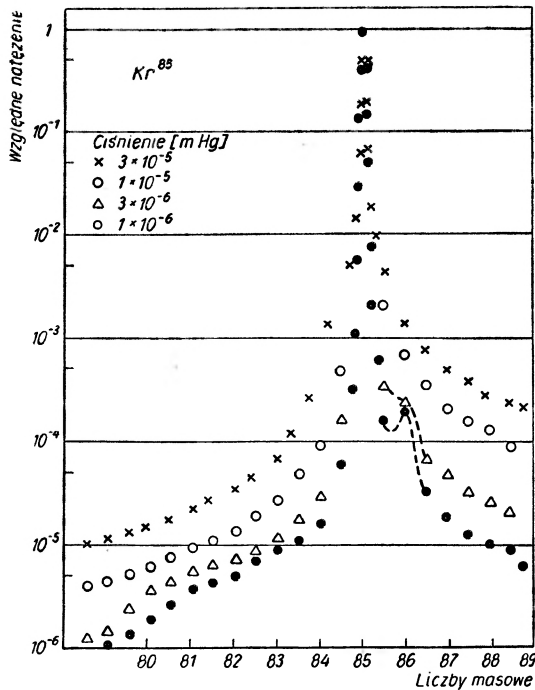
W przypadku gdy oddziaływanie jonu z atomami gazu nastąpiło jeszcze przed wyjściem z obszaru pola magnetycznego, w wyniku zmniejszenia się energii jonu w procesie zderzenia sprężystego, odchylenie jego w polu magnetycznym nastąpi w kierunku mas lżejszych. W tym przypadku zaobserwujemy linie izotopowe rozmyte w kierunku mas lżejszych. W przeciwieństwie do tego, zderzenia w obszarze pola magnetycznego — kolektor powodują symetryczne rozmycie linii widmowych.

Kształt linii widma mas separatora można wyznaczyć przy użyciu spektrometru masowego. W tym przypadku linia izotopowa odgrywa rolę źródła jonów. Przesuwając w poprzek linii szczelinę wejściową spektrometru możemy wyznaczyć zmianę natężenia prądu jonowego wzdłuż osi mas, a więc i kształt linii.

Technika pomiaru znacznie upraszcza się przy zastosowaniu izotopów promieniotwórczych. Uzyskane wyniki dla przypadku jonów izotopu promieniotwórczego kryptonu, Kr^{83+} , rozproszonych na gazach resztkowych zawartych w komorze separatora (azocie i tlenie), widzimy na rysunku 6 [14]. Rozmycie linii widmowej jest asymetryczne, widoczny jest także słaby wierzchołek o liczbie masowej 86, którego istnienie przypisuje się jonom $Kr^{85}H^+$.



Rys. 5. Rozmycie linii widna mas i nakładanie się na masy sąsiednie

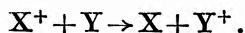


Rys. 6. Rozkład natężeń w linii Kr^{85+} wynikały z rozproszenia jonów na gazach reszkowych

Jednokrotne rozproszenie sprężyste w gazie i wywołane nim rozmycie linii widmowych było badane w szeregu przypadków. Interpretacja uzyskanych wyników nie jest łatwa i dlatego wcześniej publikowane prace z tej dziedziny w chwili obecnej nie mają już większego znaczenia. W przypadku separatorów z sektorowym polem magnetycznym i rozproszenia jonów na gazach reszkowych w komorze, poszerzenie linii masowych jest wynikiem rozproszenia w trzech obszarach: w obszarze źródła jonów, w obszarze pola magnetycznego i kolektora.

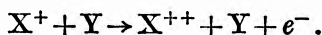
Oczywiście w tej sytuacji interpretacja uzyskanego rozkładu natężeń w linii masowej nie jest prosta. Teoretycznie zagadnienie upraszcza się, gdy gaz rozpraszający znajduje się tylko w obszarze kolektora i rozpraszanie zachodzi tylko na krótkim odcinku drogi wiązki jonowej. Jednak realizacja doświadczalna tego przypadku nie jest łatwa. Gaz dyfunduje przez otwory wejściowy i wyjściowy, przeznaczone dla wiązki jonowej, i wskutek tego grubość rozpraszającej warstwy gazowej nie może być dokładnie określona.

Poszerzenie linii masowych może być wynikiem nie tylko rozpraszania sprężystego, ale także i innych oddziaływań. Należy do nich w pierwszym rzędzie oddziaływanie pomiędzy atomami gazu rozpraszającego a jonem, prowadzące do zubożenia jonu:



Jeżeli oddziaływanie zachodzi w obszarze kolektora, powstały atom obojętny trafia na kolektor, powodując rozmycie linii. Przekrój czynny na wymianę ładunków jest jednak znacznie mniejszy od przekroju na rozproszenie i z tego względu przy analizie kształtu linii widmowej efekt wymiany ładunków jest pomijany.

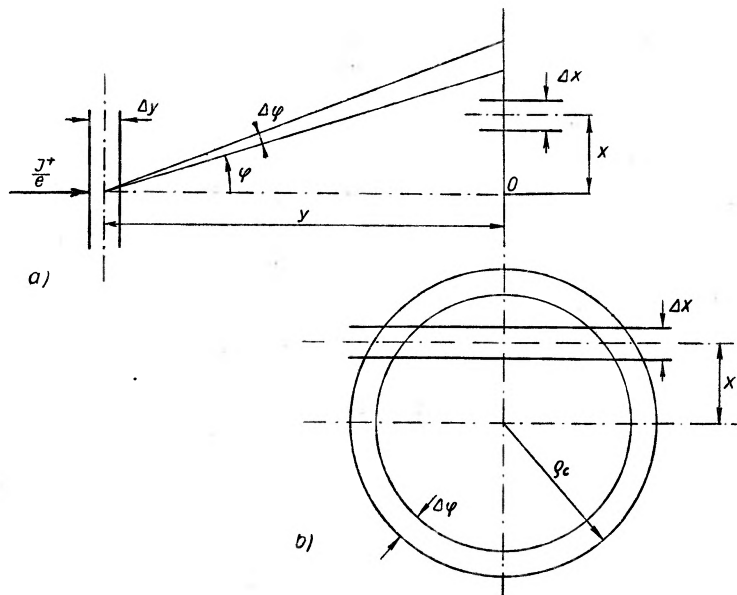
Drugiego typu oddziaływanie, o jeszcze mniejszym przekroju czynnym, powoduje oderwanie od jonu elektronu:



Pomiar rozkładu natężenia wiązki w linii widmowej wykazuje, że natężenie to bardzo prędko spada w miarę oddalania się od środka linii. Spadek intensywności może być na ogół wyrażony funkcją $(1/x)^n$, zaś w większej odległości funkcją $1/x$, gdzie x jest odległością od środka linii. Typowy kształt linii pokazano na rysunku 6. Rozmycie linii jest często niesymetryczne, większe w kierunku mas lżejszych. Tłumaczy się to stratą energii jonu wskutek zderzenia. W wyniku tego tor jonu zostaje zakrzywiony silniej niż wynikałoby to z masy jonu i następuje nałożenie się mas cięższych na lżejsze.

Pomiar rozkładu jonów rozproszonych pozwala na określenie stopnia zanieczyszczenia mas separowanych masami sąsiednimi. Uzyskiwane dane doświadczalne pozwalają na obliczenie przekroju czynnego na rozproszenie względnie różniczkowego przekroju na rozproszenie pod danym kątem.

Jednak wnioskowanie o siłach działających na jon podczas zderzenia sprężystego z atomem, jak też o rozkładzie potencjału w rozpraszającym atomie, jest utrudnione z tego względu, że w układzie laboratoryjnym rozkład rozproszonych jonów mało zależy od tego czy założymy potencjał pola rozpraszającego kulombowski, czy też na przykład przyjmiemy pole rozpraszające osłonięte. Jednocześnie zaś rozmycie wiązki spowodowane rozbieżnością energetyczną jonów w wiązce, aberracją sferyczną wiązki w układzie soczewek elektrostatycznych i w polu magnetycznym, ładunkiem przestrzennym i niestabilnością położenia wiązki na ekranie, powoduje efekty zacierające wpływ kształtu pola rozpraszającego na rozkład kątowy rozproszonych jonów.



Rys. 7. Rozproszenie jonów w warstwie o grubości Δy do szczeliny o szerokości Δx ; a) Przekrój płaszczyzną przechodzącą przez wiązkę jonów; b) Przekrój w płaszczyźnie ekranu

Niezależnie od przyjętego mechanizmu rozpraszania możemy zapisać, że liczba jonów rozproszonych na drodze $y + \Delta y$ do kąta bryłowego $\varphi + \Delta\varphi$ jest proporcjonalna do liczby n_r atomów gazu rozpraszającego zawartych w jednostce objętości, do długości drogi, na której zachodzi rozproszenie Δy , do strumienia jonów J^+/e ulegającego rozproszeniu, do kąta bryłowego, w którym zachodzi rozproszenie $2\pi\varphi d\varphi$, oraz do różniczkowego przekroju czynnego dla tego kąta:

$$dn_1 = \frac{J^+}{e} n_r \Delta y \frac{d\sigma(\varphi)}{d\omega} 2\pi \sin\varphi d\varphi. \quad (5)$$

Jeżeli prostopadle do osi OX ustawimy w odległości x dostatecznie długą szczelinę o szerokości Δx , to tylko część dn_2 jonów rozproszonych do kąta bryłowego $2\pi\varphi d\varphi$ wejdzie do tej szczeliny.

$$dn_2 = f dn_1, \quad (6)$$

przy czym można wykazać rozpatrując zależności geometryczne, że:

$$f = \frac{2\Delta x \varphi y}{2\pi \varphi y (\varphi^2 y^2 - x^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Podstawienie (7) do wyrażenia (6) daje liczbę jonów wchodzących do szczeliny Δx z obszaru Δy w ciągu jednej sekundy.

W celu uzyskania liczby jonów rozproszonych pod kątem φ i wchodzących do szczeliny z całego obszaru pomiędzy kolektorem a polem magnetycznym, należy wyrażenie (6) scałkować po wszystkich wartościach y . Dla ostatecznego

rozwiązania zadania należy w końcu założyć określoną zależność różniczkowego przekroju czynnego od kąta rozproszenia φ i przeprowadzić całkowanie po wszystkich możliwych wartościach kąta. Menat [15] zakłada dla różniczkowego przekroju na rozproszenie:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \sigma_0 \left(\frac{1}{\varphi}\right)^n. \quad (8)$$

Po przeprowadzeniu całkowania i uwzględnieniu rozproszenia we wszystkich trzech obszarach komory spektrometru, autor otrzymuje na stosunek prądu i^+ jonów rozproszonych o liczbie masowej M , wchodzących do szczeliny Δx ustawionej w położeniu masy $M + \Delta M$, do prądu głównego J^+ jonów o liczbie masowej M , wyrażenie:

$$\frac{i^+}{J^+} = 4n_r \sigma_0 \left(\frac{M}{\Delta M}\right)^{n-1} \Delta x T(\Phi_0, n). \quad (9)$$

W wyrażeniu (9), $T(\Phi_0, n)$ jest funkcją kąta rozwarcia pola magnetycznego, a także wykładnika n we wzorze (8) i nazywa się współczynnikiem konfiguracyjnym. Dla przypadku symetrycznego ogniskowania w jednorodnym polu magnetycznym można napisać zależność:

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R_0}{x}, \quad (10)$$

gdzie x oznacza współrzędną położenia masy $M + \Delta M$ na ekranie, zaś R_0 jest promieniem krzywizny promienia środkowego wiązki w polu magnetycznym.

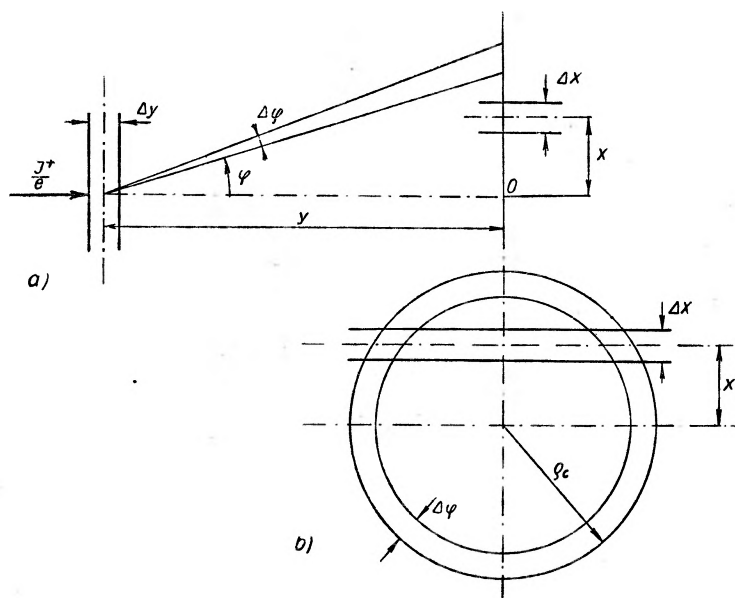
Podstawienie (10) do (9) daje rozkład natężenia w wiązce postaci $(1/x)^{n-1}$. Dla założonej przez autora wartości $n = 2,69$, krzywa rozkładu $1/x^{1,69}$ dla większych wartości x niewiele odbiega od postaci hyperbolicznej $1/x$.

Dla przypadku rozproszenia jonów ciężkich: B_i^+ , U^+ na atomach względnie cząsteczkach gazów lekkich: He, H_2 , O_2 , N_2 , a także na X_0 , znajdowano na n we wzorze (9) wartość 2,69. Dla kąta rozwarcia pola magnetycznego 60° : $T(60^\circ, 2,69) = 2,5$, zaś dla $\Phi_0 = 90^\circ$: $T(90^\circ, 2,69) = 1,6$. Wartość σ_0 we wzorze (8) lub (9) zmienia się w zależności od rodzaju jonów oraz gazu rozpraszającego. Przy energii jonów 30 keV dla rozproszenia B_i^+ w powietrzu $\sigma_0 = 2,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, dla Pd także w powietrzu $\sigma_0 = 1,4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, dla Bi w Xe: $\sigma_0 = 4,3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, zaś dla U^{238} w powietrzu $\sigma_0 = 2,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

Rozproszenie elastyczne jonów średniej energii należy rozpatrywać jako rozproszenie w polu jądra osłoniętym przez powłokę elektronową. Wówczas energia potencjalna jonu rozpraszanego może być wyrażona jako funkcja odległości od jądra:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp(-r/a), \quad (11)$$

gdzie Z_1 i Z_2 oznaczają kolejno liczby porządkowe jonu i atomu gazu rozpraszającego, e — elementarny nabój, r — odległość jąder, zaś a — parametr



Rys. 7. Rozproszenie jonów w warstwie o grubości Δy do szczeliny o szerokości Δx ; a) Przekrój płaszczyzną przechodzącą przez wiązkę jonów; b) Przekrój w płaszczyźnie ekranu

Niezależnie od przyjętego mechanizmu rozpraszania możemy zapisać, że liczba jonów rozproszonych na drodze $y + \Delta y$ do kąta bryłowego $\varphi + \Delta\varphi$ jest proporcjonalna do liczby n_r atomów gazu rozpraszającego zawartych w jednostce objętości, do długości drogi, na której zachodzi rozproszenie Δy , do strumienia jonów J^+/e ulegającego rozproszeniu, do kąta bryłowego, w którym zachodzi rozproszenie $2\pi\varphi d\varphi$, oraz do różniczkowego przekroju czynnego dla tego kąta:

$$dn_1 = \frac{J^+}{e} n_r \Delta y \frac{d\sigma(\varphi)}{d\omega} 2\pi \sin\varphi d\varphi. \quad (5)$$

Jeżeli prostopadle do osi OX ustawimy w odległości x dostatecznie długą szczelinę o szerokości Δx , to tylko część dn_2 jonów rozproszonych do kąta bryłowego $2\pi\varphi d\varphi$ wejdzie do tej szczeliny.

$$dn_2 = f dn_1, \quad (6)$$

przy czym można wykazać rozpatrując zależności geometryczne, że:

$$f = \frac{2\Delta x \varphi y}{2\pi \varphi y (\varphi^2 y^2 - x^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Podstawienie (7) do wyrażenia (6) daje liczbę jonów wchodzących do szczeliny Δx z obszaru Δy w ciągu jednej sekundy.

W celu uzyskania liczby jonów rozproszonych pod kątem φ i wchodzących do szczeliny z całego obszaru pomiędzy kolektorem a polem magnetycznym, należy wyrażenie (6) scałkować po wszystkich wartościach y . Dla ostatecznego

rozwiązania zadania należy w końcu założyć określoną zależność różniczkowego przekroju czynnego od kąta rozproszenia φ i przeprowadzić całkowanie po wszystkich możliwych wartościach kąta. Menat [15] zakłada dla różniczkowego przekroju na rozproszenie:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \sigma_0 \left(\frac{1}{\varphi}\right)^n. \quad (8)$$

Po przeprowadzeniu całkowania i uwzględnieniu rozproszenia we wszystkich trzech obszarach komory spektrometru, autor otrzymuje na stosunek prądu i^+ jonów rozproszonych o liczbie masowej M , wchodzących do szczeliny Δx ustawionej w położeniu masy $M + \Delta M$, do prądu głównego J^+ jonów o liczbie masowej M , wyrażenie:

$$\frac{i^+}{J^+} = 4n_r \sigma_0 \left(\frac{M}{\Delta M}\right)^{n-1} \Delta x T(\Phi_0, n). \quad (9)$$

W wyrażeniu (9), $T(\Phi_0, n)$ jest funkcją kąta rozwarcia pola magnetycznego, a także wykładnika n we wzorze (8) i nazywa się współczynnikiem konfiguracyjnym. Dla przypadku symetrycznego ogniskowania w jednorodnym polu magnetycznym można napisać zależność:

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R_0}{x}, \quad (10)$$

gdzie x oznacza współrzędną położenia masy $M + \Delta M$ na ekranie, zaś R_0 jest promieniem krzywizny promienia środkowego wiązki w polu magnetycznym.

Podstawienie (10) do (9) daje rozkład natężenia w wiązce postaci $(1/x)^{n-1}$. Dla założonej przez autora wartości $n = 2,69$, krzywa rozkładu $1/x^{1,69}$ dla większych wartości x niewiele odbiega od postaci hyperbolicznej $1/x$.

Dla przypadku rozproszenia jonów ciężkich: B_i^+ , U^+ na atomach względnie cząsteczkach gazów lekkich: He, H_2 , O_2 , N_2 , a także na X_0 , znajdowano na n we wzorze (9) wartość 2,69. Dla kąta rozwarcia pola magnetycznego 60° : $T(60^\circ, 2,69) = 2,5$, zaś dla $\Phi_0 = 90^\circ$: $T(90^\circ, 2,69) = 1,6$. Wartość σ_0 we wzorze (8) lub (9) zmienia się w zależności od rodzaju jonów oraz gazu rozpraszającego. Przy energii jonów 30 keV dla rozproszenia B_i^+ w powietrzu $\sigma_0 = 2,1 \cdot 10^{-18}$ cm², dla Pd także w powietrzu $\sigma_0 = 1,4 \cdot 10^{-18}$ cm², dla Bi w Xe: $\sigma_0 = 4,3 \cdot 10^{-18}$ cm², zaś dla U^{238} w powietrzu $\sigma_0 = 2,1 \cdot 10^{-18}$ cm².

Rozproszenie elastyczne jonów średniej energii należy rozpatrywać jako rozproszenie w polu jądra osłoniętym przez powłokę elektronową. Wówczas energia potencjalna jonu rozpraszającego może być wyrażona jako funkcja odległości od jądra:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \exp(-r/a), \quad (11)$$

gdzie Z_1 i Z_2 oznaczają kolejno liczby porządkowe jonu i atomu gazu rozpraszającego, e — elementarny nabój, r — odległość jąder, zaś a — parametr

osłonięcia. Oznaczając przez $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8}$ cm promień atomu wodoru Bohra, parametr osłonięcia można wyrazić jako funkcję Z_1 i Z_2 :

$$a = \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}. \quad (12)$$

Jeżeli znamy względną prędkość jonu i atomu v , oraz przez $\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$ oznaczymy zredukowaną masę, możemy obliczyć odległość najmniejszego zbliżenia w zderzeniu centralnym:

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{1/2 m_0 v^2}. \quad (13)$$

Ostatni wzór można stosować przy założeniu, że długość fali de Broglie'a $\lambda = \frac{h}{\mu v}$ jest znacznie krótsza od parametru osłonięcia a :

$$\frac{\lambda}{2\pi} \ll a. \quad (14)$$

Można rozróżnić dwa przypadki. Jeżeli $b < a$, tj. zbliżenie jonu i atomu jest dostatecznie duże, rozproszenie zachodzi w kulombowskim polu jądra.

W drugim przypadku, gdy $b > a$, pole rozpraszające atomu należy uważać za osłonięte.

Dla jonów Kr^+ o energii 70 keV rozpraszanych w azocie $\frac{b}{a} \approx 20$, zaś $\frac{2\pi a}{\lambda} \approx 140$, spełnione są więc warunki dla założenia istnienia pola osłoniętego.

W polu takim rozproszenie w układzie środka mas jest prawie dokładnie izotropowe, natomiast w laboratoryjnym układzie odniesienia rozkład kątowy jest podobny do rozkładu przy rozproszeniu w polu kulombowskim z niewielkim w stosunku do tego ostatniego wyróżnieniem małych kątów.

Jeżeli, jak w przypadku rozproszenia Kr^+ na N_2 , jon rozpraszany posiada większą masę m_1 niż masa m_2 atomu rozpraszającego, wtedy istnieje maksymalny kąt rozproszenia w układzie laboratoryjnym φ_{\max} , przy czym:

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{m_2}{m_1}. \quad (15)$$

Rozpatrując rozkład jonów rozproszonych z całego obszaru pomiędzy polem magnetycznym a kolektorem, przy założeniu stałej długości szczeliny zbierającej, można otrzymać wyrażenie [14]:

$$dJ(x) = \frac{\sigma \cdot n_r dA 4y_{\max}}{4\pi x_{\max}} \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{x_{\max}} \right). \quad (16)$$

W ostatnim wyrażeniu x_{\max} jest odległością od środka ekranu odpowiadającą maksymalnemu kątowi rozproszenia φ_{\max} , dA — oznacza powierzchnię szczeliny kolektora, zaś y_{\max} — odległość kolektora od pola magnetycznego.

Stosując zależność (16) można przy znanym rozkładzie $dJ(x)$ obliczyć całkowity przekrój na rozproszenie σ . Dla jonów Kr^{85+} rozpraszanych na azocie N_2 , Uhler znajduje:

$$\sigma = 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

Krzywe ilustrujące rozkład rozproszonych jonów dla różnych ciśnień gazu pokazane zostały na rysunku 6.

4. Hamowanie jonów w tarczach metalowych

Separatory średniej wielkości nie wymagają specjalnych kolektorów do zbierania rozdzielonych izotopów, jak to ma miejsce w kalutronach. Przy prądach jonowych rzędu setek mikroamperów lub nawet kilku miliamperów do zbierania jonów wystarczy zwykła folia, sporządzona z aluminium lub innego metalu. Przy energii jonów rzędu kilkudziesięciu keV wbijają się one w tarczę dostatecznie głęboko, aby następnie pozostać tam trwale. W ten sposób mogą być zbierane nie tylko jony pierwiastków, które w normalnej temperaturze są ciałami stałymi, ale także ciała gazowe i gazy szlachetne. Strata materiału zbieranego następuje głównie w wyniku rozproszenia wstecznego jonów w fazie początkowej przy zetknięciu się wiązki z tarczą. Natomiast dyfuzja jonów z tarczy może zachodzić dopiero w wyższej temperaturze. Z tego też względu przy znacznie większych prądach jonowych kolektor należy chłodzić.

Jon o energii kilkudziesięciu keV wnika w tarczę Al na średnią głębokość $5 \cdot 10^{-6}$ cm. Dla wyznaczenia więc rozkładu jonów w tarczy staje się konieczne stosowanie metody pozwalającej wyznaczać zasięgi jonów z dokładnością przynajmniej 10^{-7} cm, tj. 1 μ . Dla wyznaczenia głębokości wnikania jonów w tarczę staje się konieczne użycie izotopów promieniotwórczych, co też powszechnie się praktykuje. Jednak wyznaczenie rozkładu zasięgów tych jonów nie jest łatwe. Stosowane były do tego celu różne metody.

Jedną z pozornie najprostszych jest wykonanie kolektora przez złożenie szeregu cienkich folii o grubości 2 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Mierząc aktywność poszczególnych warstw można wyznaczyć rozkład zasięgów jonów w tarczy. Zasadniczą trudnością tej metody jest konieczność użycia bardzo cienkich folii, co ogranicza jej stosowalność jedynie do większych energii jonów.

Inna metoda wymaga chemicznego trawienia tarczy. Usuwane w ten sposób z tarczy warstwy nie są jednak jednolite, co może prowadzić do poważnych błędów w określeniu zasięgu jonów.

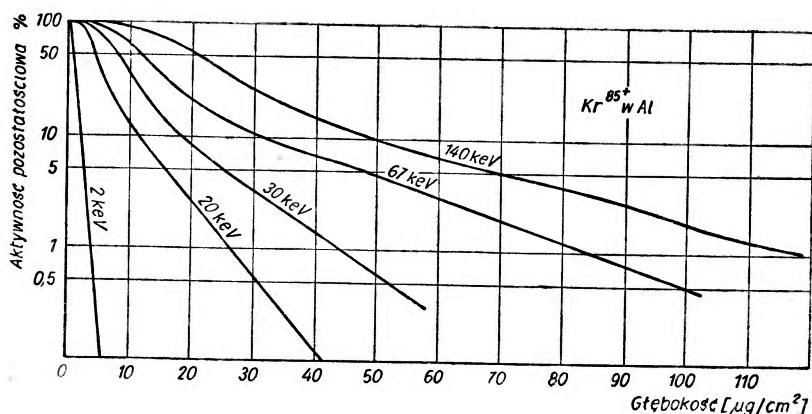
Znacznie dokładniejsza metoda, i obecnie coraz częściej stosowana, oparta jest na elektrolitycznym zdejmowaniu warstw tarczy. Pozwala ona na zdejmowanie bardzo cienkich i jednolitej grubości warstw, wskutek czego udaje się za jej pomocą uzyskiwać duże dokładności pomiaru.

Jednak metoda ta może być stosowana jedynie do tarcz Al, W i Au. W pierwszej fazie obróbki cienka warstwa tarczy zostaje utleniona. Powstały

tlenek zostaje następnie rozpuszczony w roztworze atakującym jedynie warstwę utlenioną a nie metal. Dla trzech wymienionych metali grubość warstwy utlenionej, przy użyciu tarczy jako anody, zależna jest od napięcia anodowego i daje się dokładnie regulować.

Jeżeli pierwiastek użyty do badań nad zasięgiem jonów w tarczy jest α promieniotwórczy, wtedy możliwe jest wnioskowanie o głębokości wnikania jonów ze zmiany rozkładu energetycznego widma α [19]. Z mniejszą dokładnością można stosować podobną metodę dla pierwiastków β promieniotwórczych posiadających linię elektronów konwersji wewnętrznej o dostatecznie niskiej energii.

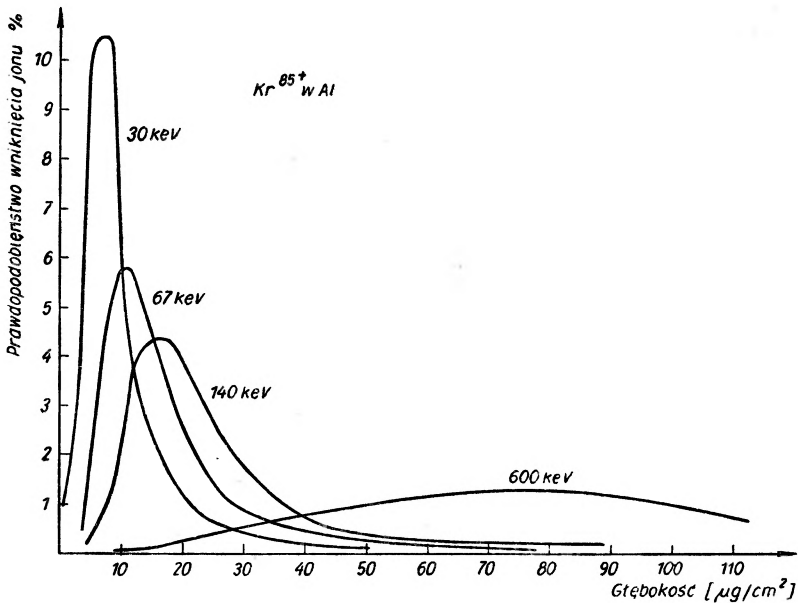
Do pomiaru rozkładu zasięgów jonów w tarczy wykorzystywane są promieniotwórcze gazy szlachetne jak Kr^{85} , Ar^{41} , Xe^{133} i Rn^{222} lub jony promieniotwórczych izotopów metali. Przy stosowaniu elektrolitycznej metody zdejmowania warstw istnieje możliwość kolejnego zdejmowania warstw i pomiaru pozostałej aktywności tarczy. Pomiaru aktywności można dokonywać różnymi metodami, jedną z najdogodniejszych jest metoda licznika scyntylacyjnego dla promieniowania γ . Pozwala ona na zastosowanie dyskryminatora i odcięcie



Rys. 8. Aktywność pozostałościowa jako funkcja głębokości wnikania dla Kr^{85+} w Al

obszaru niskich energii. Krzywe uzyskane wspomnianą metodą pokazane zostały na rysunku 8. W pewnym obszarze krzywe te mają przebieg prostoliniowy, co wskazuje na wykładniczy spadek aktywności. Przedłużenie części prostoliniowej krzywej aż do przecięcia się z osią poziomą wyznacza R_e , czyli tzw. zasięg ekstrapolowany jonu.

Wyznaczenie aktywności pozostałościowej tarcz pozwala wyznaczyć różniczkowy rozkład zasięgu jonów w tarczy, określający prawdopodobieństwo wniknięcia jonu w tarczę na określoną głębokość. Rozkład taki otrzymalibyśmy także bezpośrednio zdejmując z tarczy kolejno warstwy tej samej grubości i wyznaczając ich aktywność jako funkcję głębokości [18, 19]. Na rysunku 9 podane zostały krzywe różniczkowego zasięgu uzyskane w oparciu o wykresy rysunku 8.



Rys. 9. Różniczkowy rozkład zasięgu jonów Kr^{85+} w Al dla różnych energii jonów

Przy opisie hamowania jonów w tarczach wprowadza się pojęcia używane powszechnie w fizyce jądrowej. Należą do nich: R — średni zasięg, R_m — odległość, na której natężenie wiązki spada do połowy, R_p — zasięg najbardziej prawdopodobny, odpowiadający maksimum krzywych (rys. 9), $X_{1/2}$ — wielkość definiowana analogicznie do R_m , ale dla części prostoliniowej wykresów (rys. 8). Dane znalezione dla przypadku hamowania Kr^{85} w tarczy Al ilustruje załączona tablica:

E [keV]	Zasięgi Kr^{85} w aluminium				Zasięgi Kr^{85} w wolfranie			
	R_p	R_m	R	$X_{1/2}$	R_p	R_m	R	$X_{1/2}$
2	—	0,6	1,0	0,6	—	—	—	—
6	—	1,0	1,7	1,4	—	6	12,4	15
12	2,5	3,2	3,9	2,4	—	—	—	—
20	4,2	4,5	6,0	4,5	3	20	46	44
45	8,8	11,4	13,6	10,2	—	—	—	—
140	17,0	21,5	25,8	23,5	45	88	152	144
210	25	31,3	39,5	27,5	—	—	—	—
600	80	79,5	81,7	35	—	—	—	—

Hamowanie jonów w tarczach następuje w wyniku nieelastycznych zderzeń jonów z elektronami i elastycznego rozpraszania na atomach. Jednak uwzględnienie tylko tych dwóch oddziaływań nie prowadzi do zgodności teorii z eksperymentem. Dodatkowo należy jeszcze uwzględnić efekt krystalicznej struk-

tury siatki, wyróżnienia określonych kierunków w kryształach, wynikających z uporządkowanego ułożenia atomów. Udział każdego z tych procesów zależy zarówno od energii jonu, jak też i stosunku masy jonu i atomu tarczy.

Obserwowany rozkład zasięgu (rys. 9) jest asymetryczny. Po osiągnięciu maksimum dla R_p , krzywa posiada przegięcie, a następnie przebieg zbliżony do wykładniczego. Rozpatrując rozkłady dla różnych przypadków wnikania jonów w tarczę, można także stwierdzić, że ze wzrostem stosunku masy jonów do masy atomów bombardowanych, szerokość wierzchołka wzrasta i krzywa różniczkowego rozkładu zasięgu staje się bardziej płaska. Podobnie zmienia się kształt krzywych różniczkowego zasięgu ze wzrostem energii jonów bombardujących tarczę. Krzywe wraz ze wzrostem energii stają się bardziej płaskie i jednocześnie bardziej symetryczne.

Dla małych energii $R = 1,5 R_p$, natomiast dla większych energii wskutek symetrycznego kształtu krzywej różniczkowego zasięgu: $R \approx R_p \approx R_m$.

Na hamowanie jonów w tarczy składają się aż trzy procesy. Pierwszy z nich, elastyczne rozproszenie na atomach, został już szczegółowo omówiony w części trzeciej niniejszego artykułu poświęconej rozpraszaniu jonów w gazie. W wielu przypadkach pole jądra można uważać za pole kulombowskie. Jeżeli nie jest to możliwe, wprowadzamy parametr osłonięcia. Wpływ oddziaływania powłoki elektronowej na rozkład rozproszonych jonów można także uwzględnić w wyrażeniu na parametr zderzenia. Hamowanie jądrowe gra główną rolę przy niskich energiach jonów. Może ono powodować duże straty energii na jedno zderzenie i powodować odchylenie jonów o duże kąty.

Przy energiach wyższych, w wyniku nieelastycznych zderzeń jonów z elektronami, wzrasta udział hamowania elektronowego. Przy oddziaływaniu jonów z elektronami strata energii przypadająca na jedno zderzenie jak też i kąt odchylenia jonu dla jednego zderzenia są małe.

Uzyskiwanego kształtu krzywych różniczkowego zasięgu, w szczególności długich warkoczy obserwowanych wyraźnie dla niskich energii jonów, nie można wyjaśnić zakładając nieuporządkowany rozkład atomów w tarczy. Doświadczenie potwierdza wnioski teoretyczne, gdyż takiego asymetrycznego rozmycia krzywych nie obserwuje się dla ciał bezpostaciowych. Dlatego też oprócz dwóch wspomnianych wyżej typów oddziaływania, uwzględniających jedynie istnienie atomów dowolnie rozłożonych, należy dodatkowo uwzględnić efekt sieci krystalicznej. Oczywiście przeprowadzenie doświadczeń z monokryształami o znanym uporządkowaniu atomów może dostarczyć nowych informacji.

Literatura poświęcona zagadnieniom związanym z elektromagnetyczną separacją izotopów jest już dziś bardzo bogata. Większość publikacji dotyczy jednak techniki separacji względnie zastosowania uzyskanych próbek czystych izotopów w badaniach fizycznych, głównie w fizyce jądrowej.

Część prac była poświęcona także fizyce wylądowań w gazach, w szczególności wylądowaniu łukowemu, gdyż na tej zasadzie pracuje większość źródeł jonów w separatorach.

Zagadnienia związane z oddziaływaniem jonów z materią stwarzają nowe możliwości badań i pozwalają na włączenie techniki separacji do badań fizycznych nie tylko z zakresu fizyki jądrowej i wyładowań w gazach, lecz także z zakresu ciała stałego.

Literatura

- [1] F. A. Lindemann, F. W. Aston, *Phil. Mag.* **37**, 523 (1919).
- [2] W. R. Smythe, L. H. Rumbaugh, S. S. West, *Phys. Rev.*, **45**, 724 (1934).
- [3] J. Koch, R. H. V. M. Dawton, M. L. Smith, W. Walcher, *Electromagnetic Isotope Separators and Applications of Electromagnetically Enriched Isotopes*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1958.
- [4] W. Walcher, *Phys. Z.*, **38**, 961 (1937).
- [5] W. Walcher, *Phys. Z.*, **108**, 376 (1938).
- [6] W. Walcher, *Phys. Z.*, **122**, 401 (1944).
- [7] J. Koch, B. Bendt-Nielsen, *Math. Fys. Medd.*, **21**, Nr 8 (1944).
- [8] W. Żuk, *Nukleonika* **3**, 499 (1958).
- [9] patrz poz. 3.
- [10] W. Żuk, *Annales U.M.C.S.*, **12**, 1 (1957).
- [11] W. Żuk, D. Mączka, J. Pomorski, *Folia Soc. Scient. Lublinensis*, **2**, 104 (1962).
- [12] J. Uhler, *Ark. Fys.*, **24**, 349 (1963).
- [13] J. Uhler, J. Rossi, *Ark. Fys.*, **24**, 369 (1963).
- [14] J. Uhler, *Ark. Fys.*, **24**, 329 (1963).
- [15] M. Menat, *Canad. J. Phys.*, **42**, 164 (1964).
- [16] J. A. Davies i inni, *Canad. J. Chem.*, **38**, 1526 (1960).
- [17] M. McCargo, J. A. Davies, F. Brown, *Canad. J. Phys.*, **41**, 1231 (1963).
- [18] J. A. Davies, B. Domeij, J. Uhler, *Ark. Fys.*, **24**, 377 (1963).
- [19] B. Domeij, J. A. Bergström, J. A. Davies, J. Uhler, *Ark. Fys.*, **24**, 399 (1963).
- [20] J. Bergström, J. A. Davies, B. Domeij, J. Uhler, *Ark. Fys.*, **24**, 389 (1963).

Jerzy Meldizon

Katedra Fizyki Doświadczalnej UMCS w Lublinie
Zakład Fizyki Akademii Medycznej w Lublinie

Rozpylanie katodowe metali

1. Wstęp

Zjawisko rozpylania katodowego zostało odkryte przez Grovera [1] w 1852 r. Polega ono na tym, że podczas wyładowania jarzeniowego dodatnie jony gazu uderzają o katodę i wybijają z niej atomy metalu. Atomy te tworzą „pył“ metalowy, który osiada na ściankach naczynia do wyładowań lub przedmiotach umieszczonych w pobliżu katody, pokrywając je metalem katody.

W ostatnich latach zwrócono uwagę na to zjawisko w związku z niektórymi jego zastosowaniami, jak: w źródłach jonów separatorów [2], [3], w pompach próżniowych [4], w sporządzaniu oporów wysokoomowych i w innych zagadnieniach.

W celu ilościowego określenia zjawiska rozpylania wprowadzono współczynnik rozpylania katodowego metali, określony stosunkiem ilości atomów wyrzucanych z metalu do ilości jonów bombardujących

$$S = \frac{N_a}{N_j}, \quad (1)$$

gdzie S — współczynnik rozpylania katodowego.

Ilość rozpylonych atomów N_a znajduje się ze straty ciężaru płytki bombardowanej stosując wzór [5]:

$$N_a = \frac{\Delta W}{1,7 \cdot 10^{-24} A}, \quad (2)$$

gdzie ΔW — różnica ciężaru metalu przed i po rozpylaniu (w gramach), A — ciężar atomowy rozpylanego metalu. Natomiast ilość jonów bombardujących N_j może być znaleziona, jeżeli znany jest prąd jonowy, z następującego wzoru:

$$N_j = \frac{J \cdot t}{1,6 \cdot 10^{-19}} \quad (3)$$

gdzie J — natężenie prądu jonowego w amperach, t — czas bombardowania w sek.

Podstawiając wartości na N_a i N_j z równań (2) i (3) do równania (1) otrzymamy następujące wyrażenie na współczynnik rozpylania:

$$S = 10^5 \frac{\Delta W}{J \cdot tA} \left[\frac{\text{atomów}}{\text{jon}} \right]. \quad (4)$$

Czas, w ciągu którego rozpylanie zachodzi, powinien być możliwie długi, szczególnie w przypadku tych metali, których tlenki są odporne na rozpylanie (Al, Ta, Zr). Przy krótkim czasie otrzymamy współczynnik rozpylania dla tlenku danego metalu, a nie dla samego metalu.

Metal bombardowany jonami dodatnimi emituje także elektrony. Dlatego też mierzony prąd jonowy będzie większy od samego prądu jonowego o natężenie emitowanych elektronów (każdy emitowany elektron jest równoznaczny z dojściem do kolektora jednego jonu o ładunku dodatnim):

$$J' = J + \gamma J, \quad (5)$$

gdzie J' — mierzony prąd jonowy, J — prąd jonowy dochodzący do kolektora, γ — współczynnik emisji elektronów pod wpływem bombardowania jonami dodatnimi (w doświadczeniach Wehnera wynosił od 0,1—0,2) [6]

$$\gamma = \frac{N_e}{N_j} \quad (6)$$

gdzie N_e — ilość emitowanych elektronów, N_j — ilość jonów dodatnich uderzających o kolektor.

Współczynnik rozpylania katodowego S' po uwzględnieniu emisji elektronów będzie mniejszy od współczynnika rozpylania S określonego zależnością (1) i wyrazi się następującym wzorem:

$$S' = \frac{S}{1 + \gamma}. \quad (7)$$

Zależność współczynnika rozpylania od energii jonów bombardujących jest różna w zależności od przedziału rozpatrywanej energii. Dla energii niskich (bliskich energii progowych) współczynnik rozpylania jest niewielki, zwykle mniejszy od jedności, następnie przy zwiększonej energii wzrasta liniowo.

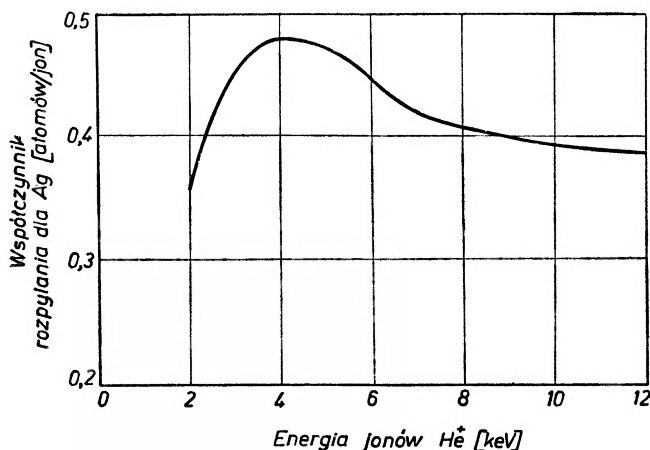
Przy bombardowaniu jonów Hg^+ o energii ok. 200 eV Wehner i Gottfried otrzymali następujące wartości współczynnika rozpylania dla szeregu metali [5]:

Au	1	atomów/jon
Ag	0,9	„
Cu	0,5	„
Ni	0,25	„
W	0,2	„
Al	0,15	„
Fe	0,13	„

Przy pewnej energii jonów współczynnik rozpylania osiąga maksymalną wartość.

Energia jonów, przy której współczynnik przestaje wzrastać jest różna dla różnych pierwiastków i różnych jonów i mieści się w zakresie od kilku do kilkudziesięciu keV. Następnie przy dalszym wzroście energii jonów maleje.

Na rysunku 1 podana jest zależność współczynnika rozpylania srebra jonami He^+ od energii tych jonów [1].



Rys. 1. Zależność współczynnika rozpylania srebra od energii jonów He^+

Zmniejszanie się współczynnika przy większej energii jonów jest związane z wnikaniem jonów do wnętrza siatki krystalicznej.

Dla lekkich jonów, jak np. wodorowych albo helowych, które wnikają głębiej w siatkę krystaliczną, maksymalny współczynnik rozpylania jest dla energii kilku keV. Dla ciężkich jonów, jak np. Hg, maksymalna wartość przypada dla energii jonów około 50 keV.

2. Energia progowa jonów dla rozpylania katodowego

Drugą wielkością po współczynniku rozpylania, charakterystyczną dla rozpylania katodowego, jest energia progowa. Jest to najmniejsza wartość energii jonów uderzających o tarczę, przy której rozpoczyna się rozpylanie.

Wielkość ta zależy od rodzaju jonów, metalu rozpylanego oraz od kąta padania jonów. Energia progowa przyjmuje wartości największe dla prostopadłego padania jonów, a więc przy tym kącie padania jonów metal rozpyla się gorzej niż dla kątów większych [7]; (kąt padania zawarty jest między normalną a kierunkiem jonu).

Energia progowa może być zmierzona więc wtedy, gdy wiązka jonów będzie posiadała określony kąt padania.

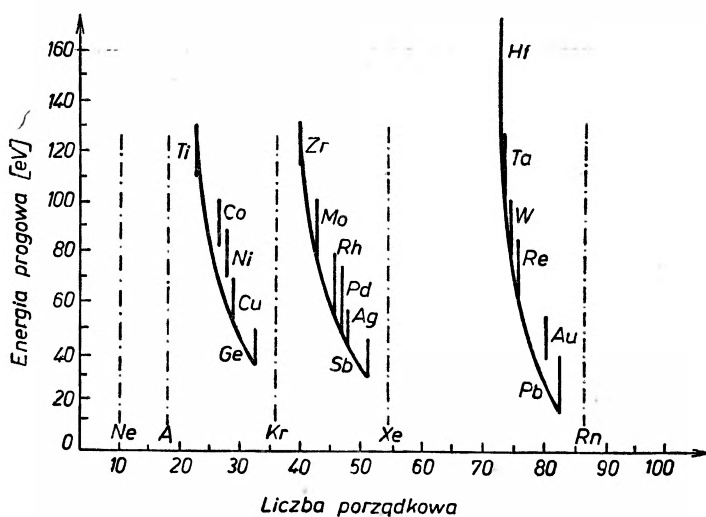
Dla różnych kombinacji metal—jon zakres energii progowej jest od 40 do 130 eV.

Energię progową E_0 można obliczyć z następującego wzoru empirycznego, podanego dla przypadku prostopadłego padania jonów:

$$E_0 = \left[\frac{1,68 \cdot 10^5 (m_j + m_m) \Phi}{m_j^{1/2} \cdot m_m V_c} \right]^2$$

gdzie: m_j — ciężar atomowy jonu, m_m — ciężar atomowy atomu metalu, Φ — ciepło sublimacji metalu w kcal/mol, V_c — prędkość głosu w metalu w cm/sek.

Energia progowa zależy też od liczby porządkowej pierwiastków rozpylanych. Doświadczenie wykazuje, że dla każdego okresu układu Mendelejewa rozpylanie zwiększa się [8] (energia progowa maleje) ze wzrostem liczby porządkowej metalu rozpylanego (rys. 2). Małe energie progowe posiadają metale



Rys. 2. Zależność energii progowej dla różnych pierwiastków bombardowanych jonami Hg^+ od liczby porządkowej

stojące bliżej końca każdego okresu, jak np. Cu, Ag, Au, natomiast duże wartości tych energii posiadają pierwiastki stojące przy początku każdego okresu, jak Ti, Ta.

3. Rozkład kątowy rozpylanego metalu

Zależność liczby atomów wylatujących z metalu od kąta „wyjścia“ α (kąta zawartego między prostopadłą do powierzchni metalu a kierunkiem wylatującego atomu) nazywa się rozkładem kątowym rozpylanego metalu.

Zależność ta może być wyrażona wzorem:

$$i = i_0 \cos \alpha,$$

gdzie i jest liczbą atomów wylatujących z metalu pod kątem α , a i_0 liczbą atomów wylatujących z metalu pod kątem $\alpha = 0$.

Zgodność rozkładu kąтового z prawem cosinusa nasunęła myśl, że rozpylanie katodowe metali jest podobne do parowania (9).

Zależność rozkładu kąowego od temperatury była badana przez Cobica i innych [10], którzy użyli jonów A^+ , Kr^+ , Ke^+ o energii 17 keV przy ciśnieniu $p = 6 \cdot 10^{-5}$ mm Hg bombardując płytki polikrystaliczne miedziane i ołowiane. Materiał rozpylany zbierany był na szklanej półkuli. Mierzono rozpylanie dla trzech różnych temperatur: $t_1 = 100^\circ C$, $t_2 = 23^\circ C$ oraz $t_3 = -160^\circ C$.

Autorzy stwierdzili, że gdy metal był rozpylany bez żadnego chłodzenia ($t = 100^\circ C$), to rozkład rozpylonego metalu był prawie zgodny z prawem cosinusów. W miarę obniżania temperatury natomiast rozkład kąowy metalu rozpylonego odbiegał coraz bardziej od tego prawa.

Zależność rozkładu kąowego od energii jonów bombardujących w zakresie 100—1000 eV była badana przez Wehnera i Rosenberga [9]. Okazało się, że w miarę zwiększania energii jonów bombardujących rozkład kąowy zbliża się do rozkładu cosinusowego.

4. Zależność współczynnika rozpylania od kąta padania jonów

Wpływ kąta padania na współczynnik rozpylania został zauważony przez Fetza [11]. Stwierdził on mianowicie, że w przypadku prostopadłego padania jonów rozpylanie jest mniejsze, niż gdy jony padają ukośnie.

Dokładniejsze badania nad tym zjawiskiem przeprowadził Wehner [12], [13]. Badany materiał w kształcie niewielkich kuleczek (o średnicy ok. 1 mm) poddawał bombardowaniu jonów rtęci o niskiej energii w zakresie od 100 do 800 eV przy ciśnieniu gazu $0,2 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Równoległa wiązka jonów padająca na powierzchnię kulistą trafiała ją pod różnymi kątami, powodując nierównomierne rozpylenie kuleczki, mianowicie większy ubytek materiału był w tych miejscach, gdzie rozpylanie było intensywniejsze. Z deformacji kuleczki oglądanej pod mikroskopem po rozpylaniu Wehner określał kąt padania jonów, przy którym rozpylanie było największe, jak również zależność współczynnika rozpylania od kąta padania jonów.

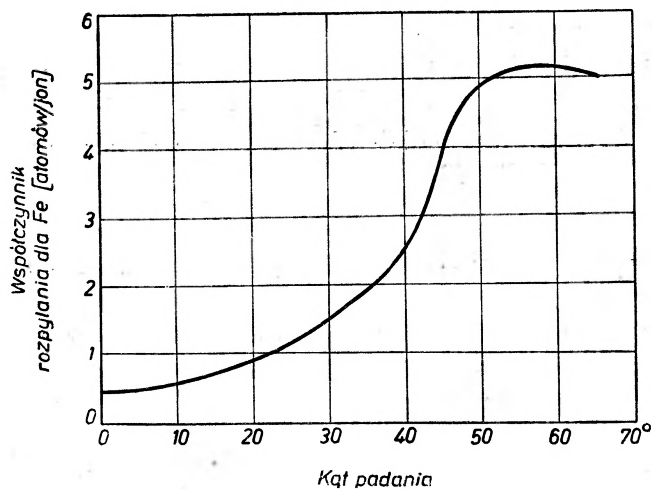
Okazało się, że największy wpływ kąta padania uwidacznia się w przypadku rozpylania żelaza i molibdenu. Współczynnik rozpylania żelaza wzrasta dziesięciokrotnie (rys. 3), gdy kąt padania jonów osiągnie wartość 60° w stosunku do prostopadłego padania jonów (gdy kąt padania ma wartość 0°). Dla molibdenu natomiast maximum rozpylania przypada dla kąta padania jonów 50° i jest około 16 razy większy od współczynnika rozpylania dla jonów padających prostopadle do powierzchni. Dla niklu wpływ kąta padania jonów na intensywność rozpylania jest niewielki, a dla Pt, Ag, Au prawie niezauważalny.

Rol i inni [14] porównywali współczynnik rozpylania miedzi polikrystalicznej i monokrystalicznej przy różnych kątach padania jonów, używając

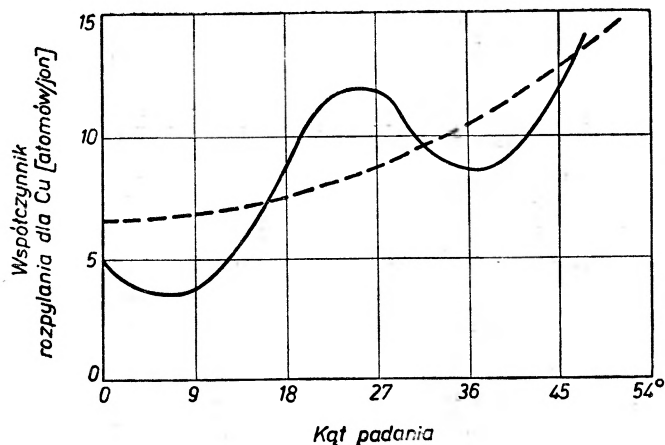
jonów Ar^+ o energii 20 keV, wytworzonych w separatorze izotopów o gęstości prądu jonowego $500 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ i ciśnieniu $3 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$.

Dla normalnego kąta padania jonów współczynnik rozpylania miedzi polikrystalicznej wynosi 6,4 i zwiększa się ze wzrostem kąta padania (rys. 4), (krzywa przerywana), dla monokrystalicznej miedzi natomiast zależy od płaszczyzny krystalograficznej. Na przykład dla płaszczyzny $\{100\}$ posiada dwa minima: dla kąta 8° i 38° i jedno maximum dla kąta 24° , natomiast dla normalnego kąta padania wynosi 5 atomów/jon.

Wpływem kąta padania na intensywność rozpylania można wytłumaczyć zjawisko nierównomiernego rozpylania z ostrych krawędzi i z innych wysta-



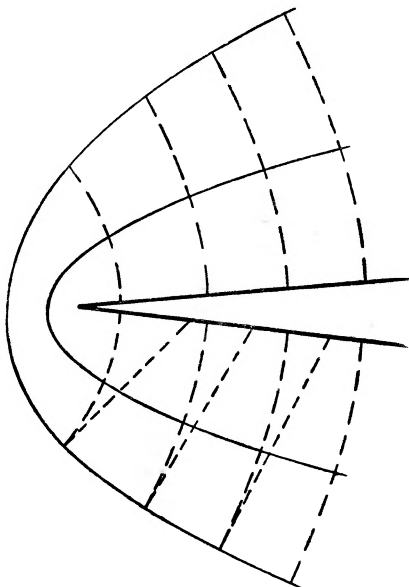
Rys. 3. Zależność współczynnika rozpylania żelaza od kąta padania jonów (mierzonego od prostopadłej do powierzchni)



Rys. 4. Zależność współczynnika rozpylania miedzi polikrystalicznej (krzywa przerywana) i miedzi monokrystalicznej (krzywa ciągła) od kąta padania jonów

jących części. Zjawisko to polega na tym, że metal jest rozpylany w większym stopniu nie z samego ostrza, lecz z obszaru nieco dalej położonego [12].

Dzieje się to dlatego, że linie sił pola elektrycznego w pobliżu ostrza są bardziej zakrzywione niż dalej od ostrza, stąd też jony dzięki swojej bezwładności poruszają się po stycznej do tych linii, skupiając się dalej od ostrza i padając na powierzchnię metalu bardziej ukośnie (rys. 5).



Rys. 5. Linie sił pola elektrycznego i powierzchnie ekwipotencjalne w pobliżu ostrza

Ze wzrostem energii jonów zmniejsza się wpływ kąta padania na wielkość rozpylania. Dla energii większych od 10 keV współczynnik rozpylania praktycznie biorąc nie zależy od kąta padania jonów.

5. Rozpylanie katodowe monokryształów

W 1955 roku Wehner zauważył nowe zjawisko przy rozpylaniu katodowym monokryształu wolframu [12]. Mianowicie, osad rozpylonego metalu gromadzący się na szklanym kolektorze nie tworzył równomiernej warstwy, lecz układał się w pewne ugrupowania-wzory.

W celu dokładniejszego zbadania tego zjawiska Wehner przeprowadził badania nad rozpylaniem monokryształów srebra i miedzi. Okazało się, że przy rozpylaniu kryształu w różnych płaszczyznach otrzymuje się różne wzory. Przy rozpylaniu powierzchni równoległej do płaszczyzny $\{111\}$ Wehner otrzymał osad na kolektorze w postaci trzech plam ułożonych w formie trójkąta równobocznego. Rozpylanie w kierunku plam było więc intensywniejsze od rozpylania w jakimkolwiek innym kierunku.

Gdy rozpylana była powierzchnia srebra równoległa do płaszczyzny $\{100\}$,

to atomy metalu wyrzucane były przeważnie w czterech kierunkach, gdyż na kolektorze Wehner otrzymał cztery plamy ułożone w formie kwadratu.

W przypadku rozpylania powierzchni srebra równoległej do płaszczyzny {110} pojawiła się plama piąta w środku czterech poprzednich. Podobne wyniki otrzymał Wehner przy badaniu monokryształów miedzi.

Na podstawie analizy rentgenowskiej monokryształów srebra i miedzi okazało się, że kierunki intensywnego rozpylania odpowiadają kierunkom największego upakowania atomów w sieci krystalicznej. W zależności od wybranej płaszczyzny mamy więcej lub mniej kierunków największego upakowania atomów.

Wehner przeprowadził też badania nad rozpylaniem różnych powierzchni srebra i miedzi w zależności od energii jonów bombardujących w zakresie od 50 do 150 eV. Największy wpływ zmiany energii na intensywność plam był obserwowany przy rozpylaniu powierzchni równoległych do płaszczyzny {110}, gdyż przy energii bliskiej energii progowej środkowa plama całkowicie zniknęła, a pojawiała się dopiero przy energiach ponad 100 eV. W przypadku pozostałych płaszczyzn zmiany wzorów ze zmianą energii były prawie niezauważalne.

Thompson [15] wykonał interesujące doświadczenie, badając rozpylanie folii złotej bombardowanej protonami o energii 0,3 MeV (protony wnikają głębiej w siatkę krystaliczną). Atomy złota wyrzucane były ze strony przeciwnej (tylnej) intensywniej w kierunkach ścisłego upakowania atomów w sieci krystalicznej w folii złotej, dając wzory podobne do uzyskanych przy niższych energiach ze strony frontowej.

Doświadczenia z rozpylaniem monokryształów dostarczają materiałów do lepszego zrozumienia samego zjawiska rozpylania katodowego i potwierdzają teorię rozpylania opartą na udzielaniu pędu atomom siatki krystalicznej przez jony bombardujące.

Dość znaczny wpływ energii jonów na intensywność plam zauważyli Anderson i Wehner podczas rozpylania germanu [15]. Autorzy bombardowali powierzchnię {100} germanu jonami o energii od 200 do 500 eV. Pojawiły się tutaj trzy plamy, przy czym środkowa wystąpiła dopiero przy energii ok. 300 eV. Natomiast przy energii ok. 500 eV natężenie jej było tego rzędu co dwóch plam pozostałych.

Mierzone też były kąty, pod którymi atomy wyrzucane były z powierzchni germanu względem normalnej, w zależności od energii jonów. W miarę zwiększania energii jonów kąty te dążyły asymptotycznie do kąta $45^\circ \pm 2^\circ$ od strony kątów większych.

W przypadku rozpylania powierzchni równoległej do płaszczyzny {110} germanu środkowa plama nie pojawiała się. Przy wyższych energiach jonów kąty wyrzucania atomów zbliżały się asymptotycznie do kąta $33^\circ \pm 2^\circ$, dla jonów padających prostopadle do powierzchni rozpylanego metalu, natomiast dla jonów ukośnie trafiających metal kąt ten wynosił 23° . Osad metalu rozpylonego w tym ostatnim przypadku był intensywniejszy niż w przypadku normalnego padania jonów.

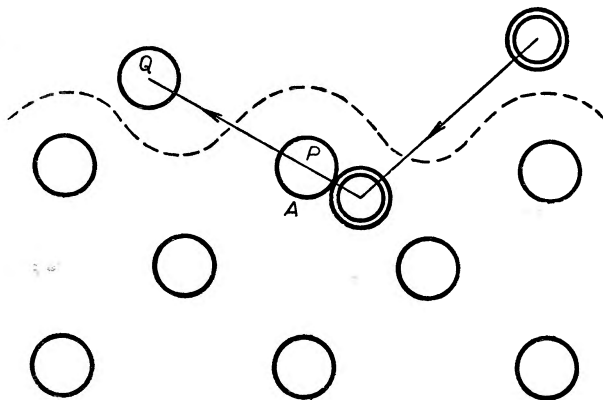
Przy rozpylaniu powierzchni {111} germanu środkowa plama pojawiła się już przy energii 150 eV i intensywność jej wzrastała w miarę wzrostu energii. Kierunek wylatujących atomów z powierzchni tworzących tę plamę z normalną tworzył kąt $59^\circ \pm 2^\circ$, co w przybliżeniu odpowiada kierunkowi [111].

6. Teoria rozpylania katodowego

Po odkryciu zjawiska rozpylania katodowego metali pojawiły się dwie teorie. Jedna oparta na zjawisku parowania, druga na zjawisku zderzenia jonów z metalem. Teoria parowania podana przez Hippla poparta była rozkładem rozpylonego metalu na kolektorze zgodnym z prawem cosinusów, ale nie tłumaczyła zależności rozpylania od masy jonów bombardujących oraz nie wyjaśniała braku wyraźnego wpływu zmiany temperatury na intensywność rozpylania.

Druga teoria podana przez Starka, a rozwinięta przez Langmuira, szczególnie dobrze wyjaśnia zjawiska odkryte w ostatnich latach, jak np. zależność rozpylania od kąta padania jonów, układanie się rozpylonego metalu w pewne wzory na kolektorze, otrzymane z rozpylenia monokryształów metali oraz występowanie energii progowej.

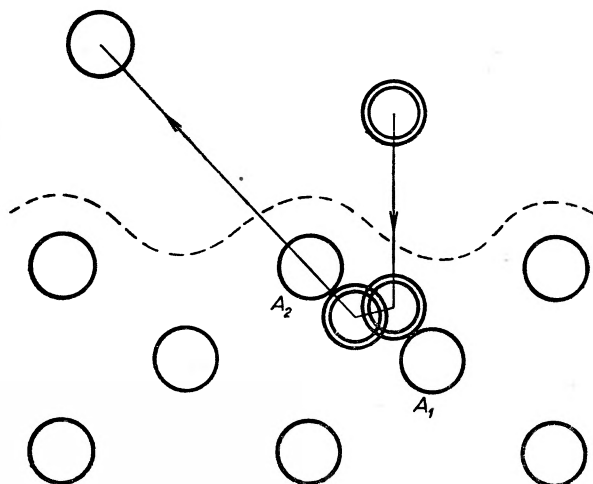
Szczegółowe matematyczne ujęcie tego zjawiska w oparciu o teorię zderzeń podane zostało przez Henschkego [8]. Autor ten zakłada zderzenie sprężyste między jonami bombardującymi a atomami metalu i opiera się na zasadzie zachowania pędu.



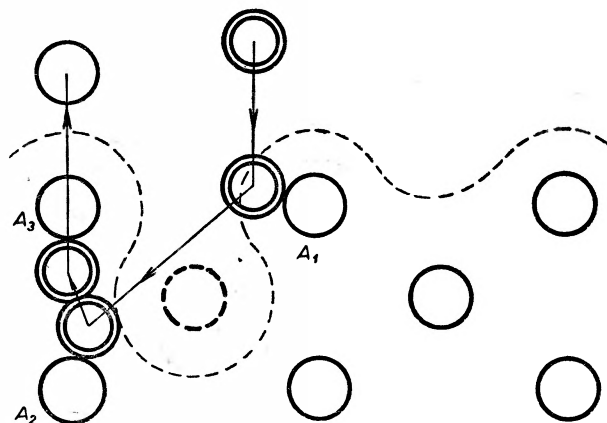
Rys. 6. Poglądowe przedstawienie zderzenia jonu z atomem przy ukośnym padaniu jonu na powierzchnię metalu. Atom metalu *A* zostaje wybity w kierunku prostej *PQ*. Linia przerywana oznacza chmurę elektronów na powierzchni metalu

W przypadku ukośnego padania jonów zachodzi pojedyncze zderzenie jonu z atomem metalu leżącym na samej powierzchni, które wystarczy do wybicia go na zewnątrz. Zachodzi to wtedy, gdy jon uderza atom metalu „od spodu“, wtedy na skutek udzielonego pędu atomowi nastąpi emisja tego atomu z metalu w kierunku prostej *PQ* łączącej środki obu kul (rys. 6).

W przypadku prostopadłego padania jonów teoria ta zakłada podwójne zderzenie. W pierwszym zderzeniu jon uderza atom głębiej położony w siatce krystalicznej, a następnie po odbiciu od niego uderza drugi, leżący na powierzchni, powodując wyrzucenie go z metalu (rys. 7).



Rys. 7. Poglądowe przedstawienie zderzenia jonu z dwoma atomami przy prostopadłym padaniu jonu na powierzchnię metalu. Po pierwszym zderzeniu z atomem A_1 następuje drugie, w którym atom A_2 zostaje wybity z metalu



Rys. 8. Poglądowe przedstawienie trzykrotnego zderzenia jonu z trzema atomami przy prostopadłym padaniu jonu na powierzchnię metalu. Z powodu luki powstałej z braku atomu A jon M_1 po zderzeniu z atomem A_1 zderza się z atomem A_2 , a następnie z atomem A_3 , wybijając go z metalu

Na podstawie zasady zachowania pędu Henschke wylicza prędkość emitowanych atomów z metalu oraz energię progową jonów bombardujących. Wyniki tych obliczeń zgadzają się z wynikami otrzymanymi doświadczalnie.

Przy prostopadłym padaniu jonów może zajść przypadek potrójnego zderzenia, mianowicie wtedy, gdy jon zderzy się z atomem metalu leżącym w pobliżu luki powstałej z braku atomu (rys. 8). W pierwszym zderzeniu jon uderza

atom A_1 i po odbiciu trafia atom A_2 . Następnie w trzecim zderzeniu uderza atom A_3 „od spodu“, powodując jego wyrzucenie z metalu.

Teoria Henschkego wyjaśnia zadowalająco występowanie większej energii progowej dla jonów padających prostopadle na metal w stosunku do jonów padających ukośnie, gdyż w tym ostatnim przypadku jest mniejsza ilość zderzeń, a przez to i mniejsza strata energii jonów. Nie wyjaśnia natomiast odbijania się ciężkich jonów np. Hg^+ od o wiele lżejszych atomów metalu oraz występowania współczynnika rozpylania większego od jedności.

Teorię Henschkego rozwinął Landberg [16] zakładając, że uderzający o metal jon wybija z siatki krystalicznej atom w głąb metalu, który po kilkakrotnym zderzeniu z innymi atomami trafia atom leżący na samej powierzchni. Na podstawie tej teorii można wyjaśnić rozpylanie ciężkimi jonami.

Seitz [17] podał teorię zwaną teorią strat promieniowania (*Radiation damage theory*), w której zakłada, że część jonów uderzających o metal wnika na pewną głębokość do tego metalu, tracąc swoją energię w zderzeniach z kilkoma atomami tworzącymi siatkę krystaliczną.

Energia jonu E_n po n -tym zderzeniu wyraża się wzorem:

$$E_n = E_0 e^{-n\epsilon},$$

gdzie

$$E_0 \text{ jest energią początkową jonu, } \epsilon = 1 - \frac{(M_m + M_j)^2}{2M_m M_j} \ln \frac{M_j + M_m}{M_j - M_m},$$

M_m masą atomu metalu, M_j masą jonu.

Atom metalu w zderzeniu z jonem zostaje wybity ze swojego położenia i uderza inne atomy. Gdy jon ma energię niewystarczającą do wybicia atomu z siatki krystalicznej, to może wtedy spowodować tylko przesunięcie atomu. Z każdym wnikiem jonu do metalu związane jest wytwarzanie pewnej ilości atomów wytraconych z siatki krystalicznej i pewnej ilości atomów uległych przesunięciu.

Zakłada się też w tej teorii, że część jonów uderzających o metal ulega odbiciu od powierzchni i nie wnika do siatki krystalicznej. Jon odbijający się od powierzchni powoduje wybicie atomu, który wnika do metalu i odgrywa rolę jonu.

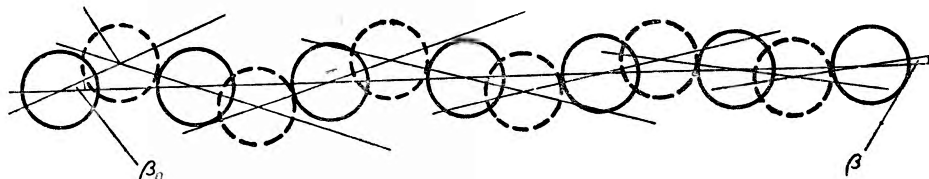
Całkowita ilość atomów rozpylonych N_c od jonów wnikających do metalu i od jonów odbitych wyraża się wzorem:

$$N_c = f_p N_1 + f_r N_2,$$

gdzie: f_p — prawdopodobieństwo wnिकnięcia jonu do metalu, f_r — prawdopodobieństwo odbicia jonu od metalu, N_1 — ilość atomów rozpylonych od jonu wnikaącego do metalu, N_2 — ilość atomów rozpylonych od jonu odbitego. Za pomocą tej teorii można wyjaśnić występowanie współczynnika rozpylania większego od jedności.

Silsbee [18] podał teorię rozpylania katodowego, zwaną teorią ogniskowania. Według tej teorii energia początkowa jonu może być przenoszona wzdłuż pewnych wybranych kierunków w większym stopniu, a w innych

w mniejszym. Zjawisko ogniskowania energii odbywa się w ten sposób, że gdy pierwszy atom dozna impulsu takiego, że jego kierunek prędkości tworzy kąt β_0 z prostą łączącą środki wszystkich atomów (rys. 9), to następne atomy doznają impulsów o składowych prędkościach tworzących coraz mniejsze kąty z prostą łączącą środki atomów. W ten sposób energia jest skupiana wzdłuż jednej prostej (byleby odległość między atomami była mniejsza od średnicy atomu).



Rys. 9. Poglądowe przedstawienie zmniejszania się kąta zawartego między kierunkiem zderzenia się atomów, a prostą łączącą środki tych atomów. W wyniku zmniejszania się kąta β , następuje ogniskowanie energii wzdłuż prostej łączącej środki atomów

W przypadku monokryształów istnieją kierunki ścisłego upakowania atomów, w których odległości między atomami są mniejsze niż te odległości w innych kierunkach; w tych właśnie kierunkach odbywa się przenoszenie energii w większym stopniu niż w innych. Dlatego też na podstawie tej teorii wyjaśnia się uzyskane przez Wehnera i innych wzory na kolektorze, otrzymane z rozpylania monokryształów. Rozpylanie jest intensywniejsze w kierunkach większego przenoszenia energii.

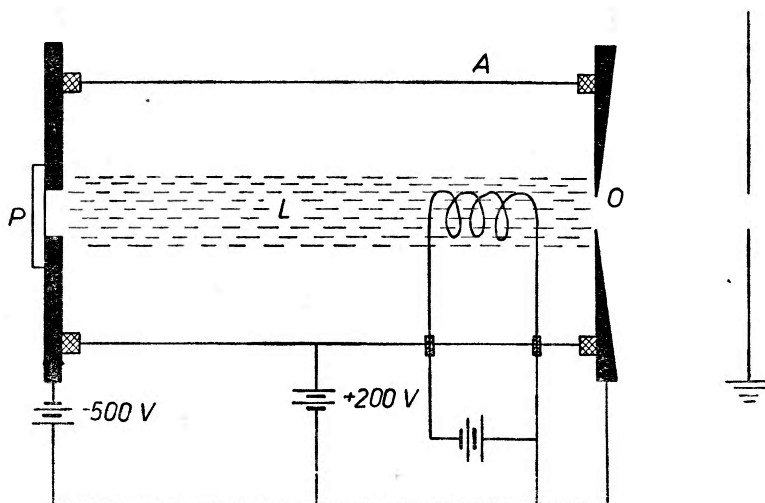
7. Zastosowanie rozpylania katodowego

Zjawisko rozpylania katodowego zostało wykorzystane do konstrukcji źródła jonów separatora izotopów [3]. Rozpylana płytka metalowa P (rys. 10) umieszczona została w tylnej ściance komory do wyładowań. Płytkę ta stanowiła sondę ujemną w plazmie, gdyż posiadała potencjał ujemny (-500 V) względem katody. Anoda A w kształcie cylindra posiadała potencjał $+200$ V względem katody. Jony dodatnie z plazmy bombardowały płytkę z energią nabytą w obszarze różnicy potencjałów pomiędzy plazmą a tą płytką. Obojętne atomy rozpylonego metalu były jonizowane przez zderzenia z jonami dodatnimi i elektronami, a następnie wyciągane przez otwór „O” znajdujący się w przedniej ściance komory.

Ciśnienie cząstkowe rozpylonego metalu zależy od współczynnika rozpylenia S oraz od gęstości prądu jonowego J do płytki rozpylanej.

Dla $S = 1$ atom/ion i $J = 1$ mA/cm² ciśnienie cząstkowe wynosi $p_s = 5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg.

Jeżeli ciśnienie cząstkowe rozpylonego metalu jest niższe od minimalnego ciśnienia potrzebnego do wyładowania w gazie, należy wtedy do komory do



Rys. 10. Źródło jonów z rozpyleniem katodowym metali. Płytkę P jest bombardowana dodatnimi jonami gazu z plazmy L . Objęte atomy metalu płytki są jonizowane w komorze do wyładowań i następnie wyciągane silnym polem elektrycznym przez otwór O

wyładowań wprowadzić dodatkowy gaz w takiej ilości, ażeby całkowite ciśnienie było wyższe od ciśnienia minimalnego potrzebnego do wyładowania.

Wyładowanie może też zachodzić bez wprowadzania gazu dodatkowego, byleby ciśnienie cząstkowe gazu rozpylanego było większe od ciśnienia minimalnego. Metal rozpyła się wtedy pod wpływem bombardowania go własnymi jonami. W przypadku tym źródło jonów daje maksymalny prąd jonowy.

Zjawisko rozpylania katodowego zostało wykorzystane również w pompach próżniowych-jonowych [4]. W pompie tego typu między katodą a anodą przyłożone jest napięcie ok. 3000 V. Jony z pozostałych cząstek gazu bombardują katodę, która ulega na skutek tego rozpyleniu. Świeżo napyłony metal ma tę właściwość, że pochłania w dużym stopniu resztki gazu, obniżając w ten sposób ciśnienie.

Literatura

- [1] G. K. Wehner, *Proceedings of the Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*. Munich, August 28, vol. II, p. 1141-56, sept. 1, 1961. *Physical Sputtering*.
- [2] M. J. Higatsberger, F. P. Viehböck, *Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes*, p. 207-41, Springer Verlag, Wien 1961.
- [3] W. L. Rautenbach, *Nuclear Instruments and Methods*, **9**, 199 (1960).
- [4] L. D. Hall, *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, 367 (1958).
- [5] G. K. Wehner, *Phys. Rev.*, **108**, 35 (1957).
- [6] G. K. Wehner, *Phys. Rev.*, **112**, 1120 (1958).
- [7] G. K. Wehner, *Phys. Rev. Letters*, **93**, 633 (1954).
- [8] E. B. Henschke, *Phys. Rev.*, **106**, 737 (1957).
- [9] G. K. Wehner, D. Rosenberg, *J. Appl. Phys.*, **31**, 177 (1960).

- [10] B. Cobić, B. Perović, *Proceedings of the Forth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*. Uppsala, August 17-21, 1959, vol. I, p. 260-62 (1959). *Angular Distribution of Sputtered Particles and Sputtering Rate for High Speed Ions*.
- [11] H. Fetz, *Z. Phys.*, **119**, 590 (1942).
- [12] G. K. Wehner, *Phys. Rev.*, **102**, 690 (1956).
- [13] G. K. Wehner, *Proceedings of the Forth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*. Uppsala, August 17-21, vol. I, p. 250-51 (1959). *Influence of the angle of Incidence on Sputtering Yields*.
- [14] P. K. Rob, J. M. Fluit, F. P. Viechbock, M. de Jong, *Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*. Uppsala, August 17-21, vol. I, p. 257-59 (1959). *Sputtering of Copper Monocrystals by Bombardment with 20 kev Ar⁺*.
- [15] G. S. Anderson, G. K. Wehner, *J. Appl. Phys.*, **31**, 2305 (1960).
- [16] E. Langberg, *Phys. Rev.*, **111**, 91 (1958).
- [17] F. Keywell, *Phys. Rev.*, **97**, 1611 (1955).
- [18] R. H. Silsbee, *J. Appl. Phys.*, **28**, 1246 (1957).

Bronisław Orłowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa

Efekty fotowoltaiczne

Wstęp

Przy oddziaływaniu promieniowania świetlnego z półprzewodnikiem wyróżnia się dwa zasadnicze efekty dotyczące jego własności elektrycznych 1) fotoprzewodnictwo; 2) fotonapięcie lub siła fotoelektromotoryczna *S.F.E.*

Pierwszy z nich polega na zmianie przewodnictwa półprzewodnika pod wpływem padającego nań promieniowania. Drugi daje różnicę potencjałów na końcach oświetlonej próbki. Dla wystąpienia efektu fotoprzewodnictwa wystarczy, aby na półprzewodnik padły kwanty promieniowania o energii nieco większej od jego przerwy energetycznej. Powstające pary nośników, elektrony i dziury, dadzą swoje niezależne przyczynki do zmian przewodnictwa. Dla powstania *S.F.E.* musi wystąpić jeszcze różnica koncentracji nośników na końcach próbki. Poznano już kilka sposobów wytwarzania i okoliczności występowania tych różnic koncentracji. W artykule niniejszym zajmiemy się efektami związanymi z *S.F.E.* Rozpatrzone tu będą znane dotychczas efekty fotonapięciowe z pominięciem efektu fotoelektromagnetycznego (*P.E.M.*).

W rozdziale pierwszym omówiona będzie fotodioda krystaliczna stanowiąca złącze półprzewodnika typu *p* z półprzewodnikiem typu *n*.

W rozdziale drugim omówiony będzie tzw. efekt Dembera, polegający na powstawaniu *S.F.E.* z powodu różnej ruchliwości elektronów i dziur.

Rozdział trzeci dotyczyć będzie wysokowoltaicznej *S.F.E.* powstającej w cienkich warstwach. Efekt nazwano wysokowoltaicznym, ponieważ przewyższa on napięcie odpowiadające przerwie energetycznej $\left(\frac{Eg}{e}\right)$ i dochodzi do kilku tysięcy volt z jednego centymetra długości warstwy w temperaturze ciekłego azotu. W temperaturze pokojowej jest rzędu 100 V/cm.

Krótką historia efektów fotowoltaicznych

Pierwsze dane na temat oddziaływania światła na własności elektryczne materiałów ogłosił W. Smith [1] w roku 1873. Szukając dobrych materiałów izolujących do budowy kabli Smith zajął się selenem. Jak się okazało izolacja

kabli wykonana z selenu zmniejszyła swoją oporność o prawie 20% w zależności od natężenia padającego światła. Owinięcie kabli materiałem nie przepuszczającym światła znacznie poprawiło jakość izolacji. Od tej chwili rozpoczęły się badania nad zjawiskami fotoelektrycznymi. Po trzech latach od publikacji W. Smitha, Adams i Day [2] zbudowali pierwszy fotoelement selenowy. Prowadzone w tym czasie eksperymentalne prace naukowe nie potwierdzały błędnie zakładanych modeli i budowanych w ich oparciu teorii. W 1931 r. Dember [3] zaobserwował nowe zjawisko powstawania *S.F.E.* Oświetlał on tlenek miedzi silnie pochłanianym światłem i zauważył, że wzdłuż kierunku padania światła powstaje różnica potencjałów. W kilka lat potem Frenkiel [4] wykazuje, że może powstawać różnica potencjałów przy niejednorodnym oświetleniu próbki półprzewodnikowej. Obydwa te efekty ze względu na podobieństwo natury powstawania nazwano efektem Dembera.

W 1927 roku Grondhal [5], a następnie Lange w roku 1930 [6] obserwują powstawanie *S.F.E.* na złączu Cu_2O i Cu . Przyjęte w tym czasie mniemanie, że fotony wywierają ciśnienie na elektrony obala Frenkiel w 1933 r. [7], a właściwą rolę różnicy koncentracji nośników mniejszościowych w powstawaniu *S.F.E.* przypisuje Davydow [8] w 1938 r.

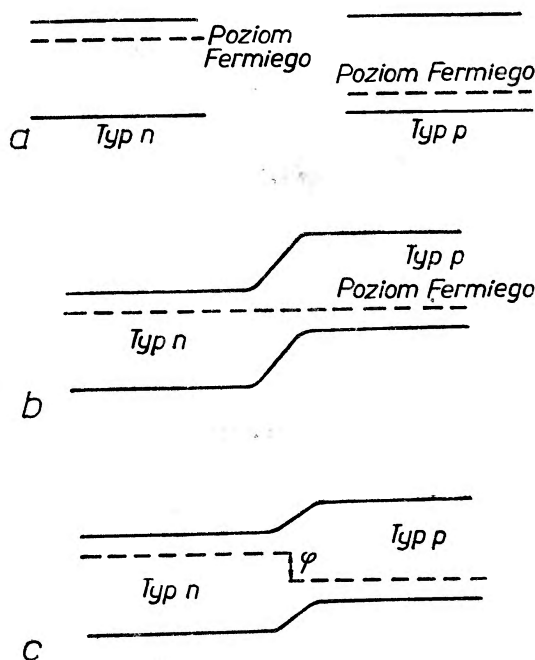
Szczególny rozwój badań nad zjawiskami fotoelektrycznymi obserwujemy po II wojnie światowej. Przyczynia się do tego wiele danych eksperymentalnych i teorii z poprzednich lat, a także rozwój technologii półprzewodników.

Nowych danych dotyczących powstawania *S.F.E.* dostarczyły badania nad cienkimi warstwami PbS [9]. Otrzymano tu *S.F.E.*, która kilkakrotnie przekraczała wielkość przerwy energetycznej półprzewodnika dzieloną przez ładunek elektronu (Eg/e). W 1958 roku Goldstein i Pensak [10] donieśli o występowaniu wysokiej *S.F.E.* w cienkich warstwach CdTe napyłanych w próżni i pod kątem. Napięcie dochodziło do 100 V/cm. Otrzymuje się także wysokie fotonapięcia w kryształach ZnS [11] oraz na cienkich warstwach Sb_2Se_3 , Sb_2S_3 [12] oraz Si i Ge [13], [14]. Natura powstawania *S.F.E.* w cienkich warstwach nie jest jeszcze dobrze znana. Powstało już kilka modeli wyjaśniających tylko pewne fakty doświadczalne. Model wyjaśniający wszystkie dane doświadczalne powinien powstać w niedalekiej przyszłości.

Złącza *p-n* źródłem fotonapięcia

Złącze *p-n* powstaje w miejscu zetknięcia półprzewodnika typu *n* z półprzewodnikiem typu *p*. Rozpatrzmy, jakie zjawiska będą zachodziły na złączu kryształów o różnym typie przewodnictwa. Z półprzewodnika typu *n* dyfundują przez złącze elektrony i dziury, podobnie z półprzewodnika typu *p* przechodzą do *n* elektrony i dziury. Jednakże w półprzewodniku typu *n* przeważa koncentracja elektronów i ich praca wyjścia jest mniejsza niż dla dziur. W półprzewodniku typu *p* przeważa koncentracja dziur, a praca wyjścia elektronów jest większa niż w typie *n*. Możemy więc uważać, że do półprzewodnika typu *p*

przejdą elektrony, a do typu n — dziury. Zjawiska zachodzące na złączu mają charakter kinetyczny. Nadmiernemu przedostawaniu się elektronów przez złącze będzie przeciwstawiać się pole elektryczne wytworzone przez znajdujące się w półprzewodniku typu p elektrony. Głębszemu przedostawaniu się elektronów towarzyszy silna ich rekombinacja w półprzewodniku typu p . Podobnie zachowują się dziury przechodzące przez złącze. Prostopadle do złącza wystąpi więc gradient koncentracji ładunku, któremu towarzyszy pewne pole elektryczne. Kierunek wektora pola elektrycznego będzie od półprzewodnika typu n do p . Powstające pole elektryczne ułatwi przepływ elektronów w kierunku do półprzewodnika typu n , a dziur do półprzewodnika typu p , a więc ułatwi ono przepływ nośników mniejszościowych przez złącze (elektrony dla typu p i dziury dla typu n). Jeżeli oświetlimy obszar złącza, to generowane w obszarze złącza elektrony i dziury zostaną rozseparowane przez pole elektryczne, dziury dostaną się do półprzewodnika typu p i zwiększą jego potencjał, zaś elektrony przedostaną się do półprzewodnika typu n i obniżą jego potencjał, powstanie więc różnica potencjałów między końcami próbek. Będzie to *S.F.E.* złącza p - n



Rys. 1. Poziomy energetyczne w półprzewodnikach typu n i p . *a*—rozkład poziomów energetycznych na złączu półprzewodników typu p i n ; *b*—przed oświetleniem; *c*—po oświetleniu

i połączenie końców próbek przewodnikiem spowoduje przepływ prądu przez przewodnik. Do opisu zjawisk zachodzących na złączu warto posłużyć się schematem rozkładu poziomów energetycznych w półprzewodniku (rys. 1).

Rozpatrzmy ilościowo zachodzące na złączu zjawiska i spróbujmy wyliczyć wielkość *S.F.E.* Jeden ze sposobów wyliczania *S.F.E.* polega na rozwiązaniu

równań dyfuzji nośników przez złącze, drugi sposób jest nieco prostszy i opiera się na rozpatrzeniu prądów przepływających przez złącze. Zajmijmy się sposobem drugim [15]. Niech

$I_-^n; I_+^n$ — będą prądami dyfuzyjnymi elektronów i dziur wypływających z półprzewodnika typu n bez oświetlenia,

$I_-^p; I_+^p$ — prądami dyfuzyjnymi elektronów i dziur wypływających z półprzewodnika typu p bez oświetlenia.

W stanie równowagi mamy

$$I_-^n - I_+^n = I_-^p - I_+^p. \quad (1)$$

Musi być także spełniony warunek dla samych elektronów i dziur:

$$\begin{aligned} I_-^n &= I_-^p \equiv I_{ns}, \\ I_+^n &= I_+^p \equiv I_{ps}. \end{aligned} \quad (2)$$

Po oświetleniu złącza nośniki mniejszościowe spowodują powstanie dodatkowego prądu I_f płynącego przez barierę. Wtedy równanie równowagi (1) przyjmie postać:

$$I_f - I_-^n + I_+^n + I_-^p - I_+^p = 0. \quad (3)$$

Przeptywający prąd I_f spowoduje przesunięcie poziomów Fermiego na złączu (rys. 1c), w wyniku tego zmieni się wartość prądów

$$\begin{aligned} I_-^n &= I_{ns} \exp \frac{e\varphi}{kT} \\ I_+^p &= I_{ps} \exp \frac{e\varphi}{kT}. \end{aligned} \quad (4)$$

Podstawiając zależność 2 i 4 do równania (3) otrzymamy

$$I_f - I_{ns} (e^{e\varphi/kT} - 1) = 0$$

lub

$$I_f - (I_{ns} + I_{ps}) (e^{e\varphi/kT} - 1) = 0,$$

z czego

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f}{I_{ns} + I_{ps}} + 1 \right). \quad (5)$$

Jest to wielkość *S.F.E.* złącza $p-n$.

Z otrzymanego wzoru wynika logarytmiczna zależność *S.F.E.* złącza od natężenia padającego światła ($I_f \sim L$ — natężenie padającego światła). Na zależność od temperatury wpływać będą zmiany I_{ns} i I_{ps} z temperaturą. Przyjmując typ zależności

$$I_{ns} + I_{ps} = A e^{-\Delta E/kT}$$

otrzymamy z równania (5) dla $\frac{I_f}{I_{ns} + I_{ps}} \ll 1$.

$$\varphi = \frac{kT}{e} \frac{I_f}{A} e^{-\Delta E/kT}.$$

Dla niskich temperatur przeważać będzie zależność typu wykładniczego, a dla wysokich temperatur człon liniowy. Przez połączenie równoległe złączy $p-n$ możemy czerpać z nich duże prądy. Połączenie szeregowe nie da nam sumy napięć z poszczególnych ogniw. Wynika to z opisanej kinetyki procesów w złączu $p-n$. Złącze $p-n$ jak i bateria złączy $p-n-p-n-p-n$ (jednorodnie oświetlona) nie mogą wytworzyć $S.F.E.$ przekraczającej wielkość bariery potencjału jednego złącza $p-n$.

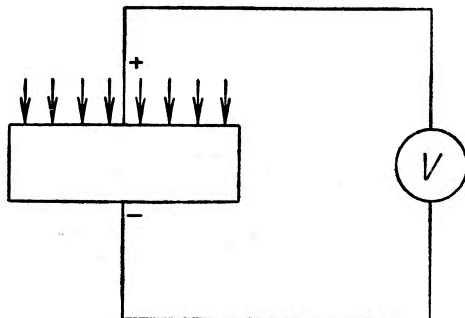
Efekt Dembera

Światło padające na powierzchnię półprzewodnika wnika do jego wnętrza. Natężenie wnikającego światła na głębokości x , od powierzchni na którą pada światło, określa wzór:

$$I = I_0 e^{-Kx}.$$

I_0 — wielkość natężenia na oświetlonej powierzchni półprzewodnika.

Współczynnik absorpcji K mówi, na jakiej głębokości przenikającego materiału natężenie światła jest e razy mniejsze. Wielkość współczynnika absorpcji zależy od rodzaju materiału i długości fali padającego światła. Światło, powodujące duże zmiany przewodnictwa danej próbki, będzie silnie pochłaniane. Silnie pochłaniane światło wytworzy duży gradient koncentracji wolnych elektronów i dziur wzdłuż kierunku wnikania do kryształu. Wytworzone nośniki będą dyfundować do miejsca, gdzie koncentracja jest mniejsza. Jeżeli stałe dyfuzji lub ruchliwości nośników są jednakowe, to gradient koncentracji dziur i elektronów będzie jednakowy co do wielkości i objemie ten sam obszar próbki. Pola elektryczne wytworzone przez gradienty koncentracji elektronów i dziur zniósą się, wypadkowe pole będzie równe zero. Wystarczy, aby ruchliwości



Rys. 2. Efekt Dembera w oświetlonej próbce półprzewodnika przy $\mu_n > \mu_p$

elektronów i dziur były różne, a już ich gradienty koncentracji nie pokrywają się i dadzą wypadkową $S.F.E.$ Łatwo zauważyć, że $S.F.E.$ powstanie, jeżeli generacja nośników wystąpi tylko na powierzchni, byle była różnica ruchliwości. Ponieważ przeważnie ruchliwość elektronów jest większa od ruchliwości dziur, powierzchnia oświetlona będzie miała potencjał dodatni względem nieoświetlonej strony próbki (rys. 2).

Tak powstającą *S.F.E.* nazwano *S.F.E.* Dembera (tzw. efekt Dembera). Wyliczmy wielkość powstającej *S.F.E.* w efekcie Dembera [15]. Dla płynących w kierunku osi x prądów dyfuzyjnych możemy napisać

$$j_n = en\mu_n E + \mu_n kT \frac{dn}{dx}$$

$$j_p = ep\mu_p E - \mu_p kT \frac{dp}{dx}$$

j_n i j_p — dyfuzyjny prąd elektronowy i dziurowy, μ_n i μ_p — ruchliwość elektronów i dziur, n i p — koncentracja elektronów i dziur, E — natężenie pola wewnątrz próbki, k — stała Boltzmana, T — temperatura bezwzględna.

Oś x jest prostopadła do oświetlonej płaszczyzny próbki i ma kierunek w głąb kryształu. W stanie równowagi musi zachodzić

$$j_n + j_p = 0,$$

czyli

$$n\mu_n E + \mu_n kT \frac{dn}{dx} = p\mu_p E - \mu_p kT \frac{dp}{dx}.$$

Po przekształceniu

$$E = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n \frac{dn}{dx} - \mu_p \frac{dp}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p}.$$

Zakładając w pierwszym przybliżeniu neutralność próbki i brak ładunków na poziomach pułpkowych mamy $\Delta n = \Delta p$ (Δn i Δp koncentracja wzbudzonych przez światło elektronów i dziur). Podstawiając $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$ otrzymamy z całkowania E w obszarze od x_1 do x_2

$$V_{1,2} = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}.$$

Dla małych zmian przewodnictwa

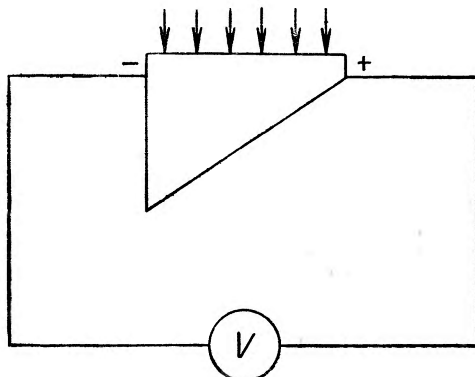
$$V_{1,2} = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_1}.$$

Z otrzymanego wzoru wynika, że *S.F.E.* Dembera, wytworzona między dwoma punktami 1 i 2 półprzewodnika, jest proporcjonalna do różnicy przewodnictwa w tych dwu punktach. Wielkość *S.F.E.* jest tym mniejsza, im większe jest przewodnictwo próbki. Znak $V_{1,2}$ zależy od znaku różnicy ruchliwości, a wielkość jego jest wprost proporcjonalna do różnicy ruchliwości. Ze względu na zmiany $\Delta\sigma$ wielkość $V_{1,2}$ będzie wzrastać ze wzrostem natężenia światła i współczynnikiem pochłaniania. Zakładając jednakowy typ zależności μ_n, μ_p od temperatury otrzymamy charakter zależności *S.F.E.* od temperatury

$$V_{1,2} = A T e^{B/kT}$$

A i B — stałe.

Analogiczną zależność od T otrzymaliśmy już dla złącza p - n . Warto zauważyć, że w przypadku kształtu próbki takiej jak na rys. 3 wystąpi $S.F.E.$ w kierunku poprzecznym do kierunku padania światła. Przy odpowiednio cienkiej próbce (zależnie od współczynnika absorpcji) w części cieńszej wystąpi



Rys. 3. Efekt Dembéra w próbce o przekroju trapezu ($\mu_n > \mu_p$)

większa koncentracja nośników generowanych przez oświetlenie niż w części grubszej. Przy $\mu_e > \mu_d$ koniec cieńszy próbki będzie miał potencjał dodatni względem grubszego.

***S.F.E.* w cienkich warstwach półprzewodnikowych**

Wielką niespodziankę sprawiła publikacja J. Starkiewicza, O. Simpsona i L. Sosnowskiego [9], która doniosła o występowaniu $S.F.E.$ w polikrystalicznych cienkich warstwach PbS, przekraczającej wielokrotnie wielkość przerwy energetycznej E_g/e . Wielkość $S.F.E.$ dochodziła do kilku wolt, podczas gdy $E_g/e = 0,4$ V.

Fotoczułe warstwy otrzymywano przez napyłanie w próżni, po czym przeprowadzono procesy uczulające. Procesy te polegały na wielokrotnym wygrzewaniu warstwy w atmosferze tlenu a potem SO_2 . Niektóre z procesów uczulających prowadzono przy jednoczesnej obserwacji fotoczułości i przerywano w momencie, kiedy zauważono jej spadek.

Zauważono, że koniecznym warunkiem na występowanie $S.F.E.$ jest obecność centrów ołowiowych i tlenowych.

Dobra zgodność danych doświadczalnych z teorią złącza p - n wskazywała na dominujący wpływ występujących na stykach między krystalitami złączy p - n . W 1958 roku Goldstein i Pensak [16] donieśli o występowaniu wysokiej $S.F.E.$ w cienkich warstwach CdTe. Warstwy otrzymywano przez naporowywanie w próżni na podgrzane podłoże szklane. Płytkę szklaną była pochylona względem strumienia naporowywanego CdTe (rys. 4). Wielkości $S.F.E.$ dochodziły do 100 V z 1 cm długości próbki w temperaturze pokojowej przy

oświetleniu słonecznym. Opór warstw był rzędu $10^{12} \Omega$ i nie zależał od kierunku przepływu prądu. *S.F.E.* zależała od natężenia padającego światła według wzoru

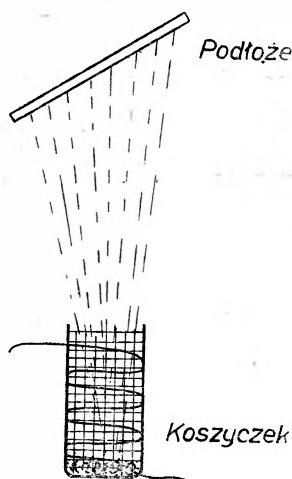
$$V = \frac{kT}{e} \ln(1 + AL)$$

A — stała, L — natężenie światła.

Z obniżeniem temperatury *S.F.E.* wzrastała zgodnie z zależnością

$$V = BT e^{+c/T} \quad B \text{ i } C \text{ — stałe.}$$

Warstwy były fotoczułe na promieniowanie o energii większej od przerwy energetycznej 1,5 eV dla CdTe. Niektóre z warstw nawet zmieniały polarność (znak) *S.F.E.* ze zmianą długości fali padającego światła. W warstwach, z powodu napyłania pod kątem, występował gradient grubości. Znak fotonapięcia



Rys. 4. Położenie koszyczka i podłoża przy napyłaniu pod kątem

nie zależał od kierunku gradientu. Ciekawa jest liniowa zależność między oporem warstwy a jej fotonapięciem. Pomiar charakterystycznych wielkości półprzewodnikowych był prawie niemożliwy z powodu ogromnego oporu warstwy.

Mając taką ilość faktów doświadczalnych można było stwierdzić, że zachodzące tu zjawisko ma charakter bardziej złożony niż zjawiska opisane poprzednio. Wśród wielu modeli proponowanych do wyjaśnienia wysokiej *S.F.E.* warto zwrócić uwagę na model podany przez Waltera J. Merza [11]. Model ten wyjaśnia powstawanie wysokiej *S.F.E.* w kryształach ZnS. Wiadome jest, że kryształy ZnS mają strukturę kubiczną i heksagonalną. Nie ma kryształów ZnS, które miałyby jedną ze struktur. Z rozważań nad rozmieszczeniem atomów w obszarze połączeń tych struktur wynika pewna modyfikacja pasma przewodnictwa, która powoduje powstawanie *S.F.E.* rzędu 0,15 eV na jednym

złącza struktur. Siemilietow [17], badając elektronograficznie cienkie warstwy CdTe, zauważył występowanie w nich struktury kubicznej i heksagonalnej. Novik [18] stwierdził, że wysoka *S.F.E.* powstaje w warstwach, w których występuje jednocześnie struktura kubiczna i heksagonalna. Chociaż za pomocą tego modelu można wytłumaczyć wiele faktów doświadczalnych, to nie da się on zastosować do wyjaśnienia wysokiej *S.F.E.* występującej w cienkich warstwach Sb_2Se_3 , Sb_2S_3 [12], Ge, Si [13] oraz SiC i Si [14]. W warstwach Ge i Si nie obserwuje się jednocześnie dwu struktur.

Z obserwacji w mikroskopie elektronowym wywnioskować można, że wysokość pojedynczego krystalitu jest różna na dwu przeciwnych końcach. Przekrój takiego krystalitu można przedstawić jak na rys. 3. A więc na każdym z krystalitów może powstać *S.F.E.* z efektu Dembera. W wypadku dodania się tych *S.F.E.* otrzymać można obserwowane wysokie napięcie.

Model pułapkowy

Badając kinetykę procesów zachodzących w cienkich warstwach Si można zauważyć, że charakter powstawania i zanikania *S.F.E.* jest wykładniczy. Spadek wartości fotonapięcia V od wielkości V_0 w chwili $t = 0$, w której włączono światło opisuje zależność

$$V = V_0 e^{-t/\tau_1}.$$

Wzrost napięcia od chwili $t = 0$, kiedy włączono światło opisuje zależność

$$V = V_0(1 - e^{t/\tau_2})$$

τ_1 , τ_2 — stałe czasowe zaniku i wzrostu fotonapięcia.

Wartości τ_1 i τ_2 są rzędu 40 sek., w niektórych warstwach dochodzą do 500 sek. Tak długie stałe czasowe świadczą o występowaniu długoczasowych pułapek. Jest mało prawdopodobne, aby takie efekty mogły występować z powodu złączy *p-n*, efektu Dembera lub efektu występującego w ZnS. Efekt fotowoltaiczny może więc być związany z pułapkami występującymi w warstwach. *S.F.E.* wystąpi w wypadku gradientu koncentracji pułapek wzdłuż warstwy. Spróbujmy oszacować wielkość i typ zależności *S.F.E.* od temperatury i koncentracji pułapek. Weźmy równania prądu dyfuzyjnego, płynącego po oświetleniu warstwy

$$j_n = e\mu_n nE + D_n \text{grad } n \quad (6)$$

$$j_p = e\mu_p pE + D_p \text{grad } p$$

D_n i D_p — stałe dyfuzji elektronów i dziur.

Po pewnym czasie oświetlania ustali się stan równowagi, czyli

$$j_n + j_p = 0. \quad (7)$$

Oznaczmy

$$p = p_0 + p_1$$

$$n = n_0 + n_1 \quad (8)$$

n_1 i p_1 — koncentracja podczas oświetlania, elektronów i dziur,
 n_0 i p_0 — koncentracja elektronów i dziur bez oświetlenia.

Podstawiając zależność (6 i 8) do równania (7) mamy:

$$-\mu_p E(p_0 + p_1) + D_p \text{grad}(p_0 + p_1) = \mu_n E(n_0 + n_1) + D_n \text{grad}(n_0 + n_1)$$

lub

$$\mu E(p_0 + p_1 + n_0 + n_1) = D \text{grad}(p_0 + p_1) - D \text{grad}(n_0 + n_1). \quad (9)$$

Ponieważ chcemy zajmować się tylko wpływem pułapek przyjmujemy

$$\mu_n = \mu_p$$

$$D_n = D_p.$$

Założenie takie wyklucza efekt Dembera.

Przyjmijmy $p_0 \gg p_1 + n_0 + n_1$, czyli półprzewodnik typu p przy małych oświetleniach. Wtedy równanie (9) przyjmie postać

$$\mu E p_0 = D(\text{grad} p_1 - \text{grad} n_1). \quad (10)$$

Założono tu także gradient koncentracji dziur przed oświetleniem równy zeru.

$$\Delta n - \Delta p = -\frac{\varepsilon}{4e} \text{div} E \quad (11)$$

$\Delta n = (n_t + n_w)_1$ — koncentracja wzbudzonych przez światło elektronów,
 $\Delta p = p_1$ — koncentracja wzbudzonych przez światło dziur, n_t i n_w — przyrost koncentracji elektronów pułapkowanych i wolnych.

Podstawiając wartości Δn i Δp do równania (11), biorąc następnie gradient tego wyrażenia i dodając wynik do równania (10) otrzymamy

$$\frac{\mu E p_0}{D} - \frac{\varepsilon}{4e} \text{grad} \text{div} E = \text{grad} n_{u1} \quad (12)$$

n_{u1} — koncentracja obsadzonych pułapek przy oświetleniu.

Z równania wynika, że wystąpi $E \neq 0$ przy $\text{grad} n_{u1} \neq 0$. Biorąc przypadek jednowymiarowy, po pominięciu członu drugiego z lewej strony, otrzymamy z (12) uproszczone rozwiązanie

$$E = C_0 \left(\frac{dn_{u1}}{dy} \right).$$

C_0 — stała

Po całkowaniu od $y = 0$ do $y = y_0$

$$V = C_0 [n_{u1}]_{y=0}^{y=y_0}.$$

Napięcie między dwoma punktami jest wprost proporcjonalne do różnicy koncentracji obsadzonych pułapek. Przyjmując zależność koncentracji obsadzonych pułapek od temperatury [14]

$$n_t = \frac{n_i N \exp \Delta E / kT}{N_c + n_i \exp \frac{\Delta E}{kT}}$$

n_i — koncentracja pułapek, ΔE — głębokość energetyczna poziomu pułapek od pasma przewodnictwa, N_c — całkowita gęstość stanów.

Ponieważ

$$n_1 = R \cdot \tau$$

R — prędkość generacji, τ — czas życia.

Otrzymamy ostatecznie

$$V = C_0 \left[\begin{array}{l} R\tau N \exp \frac{\Delta E}{kT} \\ N_c + R\tau \exp \frac{\Delta E}{kT} \end{array} \right] \begin{array}{l} y = y_0 \\ y = 0 \end{array} \quad (13)$$

S.F.E. otrzymamy kiedy wystąpią na końcach warstwy różne: 1) koncentracje pułapek, 2) prędkości rekombinacji powierzchniowych, 3) wartości absorpcji: a) różne wartości generacji, b) różnice temperatur.

Dla wysokich temperatur wzór (13) przechodzi w

$$V = C_0 [R\tau N_t \exp \Delta E/kT] \begin{array}{l} y = y_0 \\ y = 0 \end{array}$$

Pomiary w tym obszarze temperatur dają dobrą zgodność z otrzymanym wzorem. Z nachylenia prostej $\ln V$ od $1/T$ można wyznaczyć ΔE . Wielkość ΔE można także wyznaczyć z nachylenia prostej $\ln \tau_1$ od $1/T$. Wielkości ΔE otrzymane dwiema metodami wykazują dobrą zgodność wyników. Jest to silny argument przemawiający za słusznością modelu.

Należy się spodziewać, że dalsze badania doprowadzą do bardziej ogólnego i ścisłego modelu wysokonapięciowej *S.F.E.* Na razie jednak panowanie nad zjawiskami zachodzącymi w cienkich warstwach jest sprawą bardzo interesującą, ale i trudną.

Literatura

- [1] W. Smith, *Nature*, **7**, 303 (1873).
- [2] W. G. Adams, R. E. Day, *Proc. Roy. Soc.*, **25**, 113 (1876).
- [3] H. Dember, *Phys. Z.* **32**, 554, 856 (1931); **33**, 207 (1932).
- [4] J. I. Frenkiel, *Phys. Z. Sowietunion*, **8**, 185 (1935).
- [5] L. O. Grondahl, P. H. Geiger, *Trans Amer. Inst. Elect. Engrs*, **46**, 357 (1927).
- [6] B. Lange, *Physik Z.*, **31**, 139, 964 (1930).
- [7] J. Frenkel, *Nature*, **132**, 312 (1933).
- [8] B. I. Davydov, *Ž. Tech. Fiz.*, **5**, 79 (1938).
- [9] J. Starkiewicz, L. Sosnowski, O. Simpson, *Nature*, **158**, 28 (1946).
- [10] B. Goldstain, L. Pensak, *Appl. Phys.*, **30**, 2 (1959).
- [11] W. J. Merz, *Helv. Phys. Acta.*, **31**, 625 (1958).
- [12] W. M. Lubin, G. A. Fedorowa, *Fiz. Twierdого Tiała*, **4**, 8 (1962).
- [13] H. Kallmann et al., *J. Electrochem. Soc.*, **108**, 247 (1961).
- [14] H. W. Brandhorst, A. E. Potter, *J. Appl. Phys.* **35**, 7 (1964).
- [15] C. M. Rywkin, *Fotoelektryczeskije jawlenia w polypprowadnikach*, Fizmatgiz, 1963.
- [16] L. Pensak, *Phys. Rev.*, **109**, 601 (1958).
- [17] B. Goldstein, *Phys. Rev.*, **109**, 601 (1958).
- [18] S. A. Semiletow, *Fiz. Twierdого Tiała*, **4**, 5 (1962).
- [19] F. T. Nowik, *Fiz. Twierdого Tiała*, **5**, b II (1963).

Medal Wawilowa

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Złoty Medal im. S. I. Wawilowa za rok 1965 — W. A. Fabrikantowi (Moskiewski Instytut Energetyczny) za wybitne prace z dziedziny wyładowań w gazach, w których po raz pierwszy były zaobserwowane zjawiska związane z ujemną absorpcją oraz zastosowane do wzmocnienia światła.

Fabrikant zajmuje się wyładowaniami w gazach już od ponad dwudziestu pięciu lat i badania jego w tej dziedzinie są bardzo szeroko znane.

Esaki nagrodzony przez Japońską Akademię Nauk

Leo Esaki jest tegorocznym laureatem nagrody Japońskiej Akademii Nauk (brązowy medal i 200 000 yenów, tj. około 550 dolarów). Nagrodę otrzymał za wynalezienie i udoskonalenie diody tunelowej, w której wykorzystuje się kwantowo-mechaniczny efekt tunelowy do przekroczenia bariery potencjału jej pola elektrycznego.

Esaki urodził się w 1925 roku w Osace, doktoryzował się na Uniwersytecie w Tokio. W roku 1957 ogłosił prace o odkryciu diody tunelowej. Od roku 1960 przebywa w Stanach Zjednoczonych. Nie tak dawno ukazała się jego praca, w której wykazał, że w bizmucie można wytworzyć silne oddziaływanie elektron-fonon, co daje w wyniku wybitnie nieliniową charakterystykę prądowo-napięciową.

Nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Nagrody Naukowe Polskiego Towarzystwa Fizycznego za rok 1965 (po 10 000 zł) zostały przyznane:

Kazimierzowi Rosińskiemu (Oddział Warszawski) za badania mechanizmu promieniowania rezonansowego,

oraz zespołowi w składzie Włodzimierz Kołos i Lutosław Wolniewicz (Oddział Toruński) za prace dotyczące obliczenia stopnia dokładności przybliżenia adiabatyicznego w obliczeniach funkcji falowych i energii cząsteczek dwuatomowych oraz obliczenia wartości operatorów charakterystycznych dla tych cząsteczek.

Instytut Fizyki Teoretycznej ANZSRR

Prezydium Akademii Nauk ZSRR podjęło uchwałę o utworzeniu Instytutu Fizyki Teoretycznej. W nowym instytucie prowadzone będą badania w następujących dziedzinach:

Teoria ciała stałego — elektronowa teoria metali, teoria zjawisk magnetycznych, nadprzewodnictwo, teoria półprzewodników, teoria dyslokacji, fizyka kryształów i analiza strukturalna;

Fizyko-chemia — hydrodynamika fizyczna, zastosowania mechaniki kwantowej w chemii, teoria plazmy;

Ogólne problemy fizyki teoretycznej — kwantowa teoria pola, fizyka statystyczna układów kwantowych, teoria grawitacji i kosmologia.

Spotkanie laureatów Nobla z fizyki

Zgodnie z ustalonym zwyczajem w polowie czerwca 1965 roku odbyło się na wyspie Lindau (na jeziorze Bodeńskim) spotkanie laureatów Nobla z fizyki. Spotkania takie odbywają się co trzy lata. Inicjatorem ich i protektorem był hrabia Lennard Bernadotte, który zmarł w ubiegłym roku.

W tegorocznym spotkaniu wzięło udział 17 laureatów Nobla. Zostały wygłoszone następujące referaty:

R. L. Mössbauer — *Fluorescencja rezonansowa atomu*,

W. H. Brattain — *O przejściach elektrochemicznych w organizmie* (przykład zastosowania metody fizycznej w medycynie),

Sir G. P. Thomson — *O odkryciu elektronów*,

Max Born — *Wspomnienie o Einsteinie*,

Gustav Hertz — *Izotopy trwałe*,

Sir John Cockcroft — *Angielska energetyka jądrowa*,

H. Jensen — *O rozwoju pojęć fizycznych*,
P. A. M. Dirac — *Podstawy mechaniki kwantowej*,

H. Yukawa — *Opis czaso-przestrzenny a materia*,

W. Heisenberg — *Rola stałej struktury subtelnej Sommerfelda w rozwoju fizyki atomowej*.

Jedno popołudnie tak zwane *Fragennachmittag* było poświęcone na spotkanie ze studentami. Laureaci Nobla zasiedli każdy przy oddzielnym stole, a studenci zadawali im pytania i prowadzili z nimi dyskusje.

Program towarzyski tych spotkań jest zawsze bardzo urozmaicony. Między innymi odbył się bankiet (pożądane ciemne ubranie), śniadanie bawarskie i wieczorna zabawa urządzona przez studentów.

Kongres Spektroskopii molekularnej

W dniach od 14 do 20 sierpnia 1965 roku odbył się w Kopenhadze VIII Europejski Kongres Spektroskopii Molekularnej.

Wygłoszono następujące „zaproszone” referaty:

R. Daudel — *Rola mechaniki falowej w interpretacji widm cząsteczkowych*,

I. M. Mills — *Funkcje potencjału i oddziaływania Coriolisa w cząsteczkach wieloatomowych*,

H. Kuhn — *Zjawiska elektryczne i optyczne w warstwach monomolekularnych*,

M. Kasha — *Model ekscytonowy w spektroskopii molekularnej*,

T. Förster — *Widma polaryzacyjne fluorescencji i fosforescencji*,

W. Gordy — *Spektroskopia mikrofalowa w obszarze od 0,4 do 4 mm*,

R. L. Mössbauer — *Bezodrzutowa absorpcja promieniowania gamma i jej zastosowania do problemu ekranowania elektronowego w ziemiach rzadkich*,

J. Sheridan — *Ostatnie wyniki i tendencje na przyszłość spektroskopii mikrofalowej*,

L. A. Woodward — *Widma ramanowskie pewnych substancji w roztworach wodnych*,

D. Hummel — *Postępy podczerwonej analizy spektralnej układów makromolekularnych*,

B. Stoicheff — *Spektroskopia molekularna przy pomocy maserów optycznych*,

P. L. Richards — *Postępy w detekcji promieniowania w dalekiej podczerwieni*.

Referaty z prac własnych wygłaszane były w następujących sekcjach: widma podczerwone i ramanowskie, widma nadfioletowe, widma w dalekiej podczerwieni, widma mikrofalowe, widma kryształów, teoria widm, rezonans elektronowy, jądrowy rezonans magnetyczny, wiązania wodorowe, nowości aparaturowe.

Oddziaływania elektronów z fotonami

W dniach od 8 do 12 czerwca 1965 roku odbyło się w Hamburgu sympozjum, zorganizowane przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, na temat oddziaływań elektronów z fotonami. Wzięło w nim udział 417 fizyków z 16 krajów.

Tematyka obejmowała foto- i elektropobudzenie cząstek, rozpraszanie comptonowskie, elektromagnetyczne czynniki kształtu. Na posiedzeniach plenarnych wygłoszono między innymi następujące referaty:

Van Hove (CERN) — *Teoria oddziaływań cząstek elementarnych w obszarze BeV-owym*,

Pipkin (Harvard) — *Eksperymenty nad wytworzeniem par elektron-proton*,

Goldhaber (Brookhaven National Laboratory) — *Rozpad π mezonu K^0* .

Widma atomowe i procesy promieniste

W dniach od 12 do 14 kwietnia 1965 roku odbyła się w Oxfordzie, w Clarendon Laboratory, konferencja na temat widm atomowych i procesów promienistych. Wzięło w niej udział 160 uczestników z 13 krajów.

Tematyka skupiała się głównie wokół efektów spójności (pompowanie optyczne, rezonans podwójny) i efektów izotopowych.

Wygłoszono szereg referatów z prac własnych oraz następujące referaty przeglądowe:

Judd (Berkeley) — *Rozwój teorii poziomów atomowych od czasu klasycznej książki Condon'a i Shortley'a,*

Novick (Columbia) — *Autojonizujące stany w lekkich atomach,*

Brossel (Ecole Normale Supérieure) — *Pompowanie optyczne w Hg, Cd i Zn,*

Griem (Maryland) — *Metoda obliczania rozszerzenia ciśnieniowego,*

Franken (University of Michigan) — *Reakcyjny pogląd na oddziaływanie światła z materią* (Autor proponuje usunięcie fotonu z rozważań widm atomowych — można wtedy otrzymać wszystkie dobrze znane rezultaty oddziaływania światła z materią zakładając, że mechanika kwantowa odnosi się tylko do materii a nie do światła).

Stulecie śmierci Hamiltona

2 września bieżącego roku minęła setna rocznica śmierci Sir Williama Hamiltona, genialnego matematyka i astronoma irlandzkiego, którego bezpośredni i pośredni wkład do fizyki uczynił go jedną z najważniejszych postaci w historii rozwoju tej nauki.

William Rowan Hamilton urodził się o północy z 3 na 4 sierpnia 1805 roku w Dublinie. Od najmłodszych lat wychowywany był przez swego stryja, duchownego, Jamesa Hamiltona. Ojciec planował dla niego karierę w Kompanii Wschodnio-Indyjskiej, uczono go więc różnych języków, zachodnich i wschodnich. Mając dziesięć lat Hamilton znał już łacinę, grekę, francuski, włoski i zaczynał się uczyć arabskiego i sanskrytu. Zamiłowanie do języków obcych pozostało mu na całe życie i w późniejszym wieku nieraz dla odpoczynku po pracy czytywał teksty perskie i arabskie. W dziedzinie matematyki był jednak prawie całkowicie samoukiem. Mając dziesięć lat studiował łaciński przekład *Elementów* Euklidesa a w dwa lata później — *Arithmetica Universalis* Newtona. Później zabrał się do francuskiego podręcznika algebry, następnie do *Principia* Newtona, a mając siedemnaście lat czytał *Mécanique Céleste* Lagrange'a. Studiując to słynne dzieło natknął się na błąd w rozumowaniu Lagrange'a dotyczącym równoległoboku sił i zwrócił na to uwagę Astronoma Królewskiego Irlandii

Johna Brinkleya. W roku 1823 Hamilton wstąpił do Trinity College w Dublinie. Był jedynym studentem, który uzyskał jednocześnie dwa złote medale — w dziale literatury za grekę i w dziale nauk ścisłych za fizykę. W czasie pierwszego roku studiów wygłosił referat w Królewskiej Irlandzkiej Akademii, w którym wyłożył podstawy swojej teorii dyfrakcji światła. Gdy w roku 1827 John Brinkley opuścił Obserwatorium w Dunsink i Katedrę Astronomii, Uniwersytet w Dublinie uczynił rzecz niesłychaną, powołał na to stanowisko studenta — Williama Hamiltona.

Najważniejsze prace Hamiltona, których znaczenie nie zmalało, lecz wzrosło z biegiem czasu, dotyczyły mechaniki. Sformułował on zasadę wariacyjną, noszącą obecnie jego nazwisko, na której można oprzeć całą mechanikę klasyczną. Podstawowe znaczenie mają również jego równania kanoniczne, wiążące uogólnione współrzędne z uogólnionymi pędami. Pierwszy wprowadził do mechaniki terminy „skalar“ i „wektor“. Rozwinął metodę matematyczną, w której korzystał z obmyślonych przez siebie tworów matematycznych, nazwanych przez niego kwaternionami. Są to wielkości wyznaczone przez jedną składową rzeczywistą i trzy składowe urojone. Operator Hamiltona, inaczej hamiltonian, odgrywa dziś zasadniczą rolę w mechanice kwantowej. Wielkie znaczenie mają również jego prace z optyki, w których między innymi przewidział dyfrakcję koniczną. Występowanie tego zjawiska stwierdził Humphrey Lloyd w doświadczeniu wykonanym na prośbę Hamiltona.

Hamilton był amatorem i znawcą poezji, sam również pisał wiersze, podobnie jak Maxwell, Davy i Kelvin. Do bliskich przyjaciół jego należeli Wordsworth, Coleridge i Southey. Powiedział o sobie: „żyję matematyką, ale jestem poetą“.

Hamilton nigdy nie został członkiem londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, podobno ze względu na to, że jego sytuacja materialna nie była zbyt dobra i nie stać go było na 4 gwinee rocznej składki. Był natomiast czynny w Królewskiej Akademii Irlandzkiej i był jej prezydentem od roku 1837 do roku 1845, kiedy zrezygnował, aby

W. H. Brattain — *O przejściach elektrochemicznych w organizmie* (przykład zastosowania metody fizycznej w medycynie),
 Sir G. P. Thomson — *O odkryciu elektronów,*

Max Born — *Wspomnienie o Einsteinie,*
 Gustav Hertz — *Izotopy trwałe,*
 Sir John Cockcroft — *Angielska energetyka jądrowa,*

H. Jensen — *O rozwoju pojęć fizycznych,*
 P. A. M. Dirac — *Podstawy mechaniki kwantowej,*

H. Yukawa — *Opis czaso-przestrzenny a materia,*

W. Heisenberg — *Rola stałej struktury subtelnej Sommerfelda w rozwoju fizyki atomowej.*

Jedno popołudnie tak zwane *Fragennachmittag* było poświęcone na spotkanie ze studentami. Laureaci Nobla zasiedli każdy przy oddzielnym stole, a studenci zadawali im pytania i prowadzili z nimi dyskusje.

Program towarzyszy tych spotkań jest zawsze bardzo urozmaicony. Między innymi odbył się bankiet (pożądane ciemne ubranie), śniadanie bawarskie i wieczorna zabawa urządzona przez studentów.

Kongres Spektroskopii molekularnej

W dniach od 14 do 20 sierpnia 1965 roku odbył się w Kopenhadze VIII Europejski Kongres Spektroskopii Molekularnej.

Wygłoszono następujące „zaproszone” referaty:

R. Daudel — *Rola mechaniki falowej w interpretacji widm cząsteczkowych,*

I. M. Mills — *Funkcje potencjału i oddziaływania Coriolisa w cząsteczkach wieloatomowych,*

H. Kuhn — *Zjawiska elektryczne i optyczne w warstwach monomolekularnych,*

M. Kasha — *Model ekscytonowy w spektroskopii molekularnej,*

T. Förster — *Widma polaryzacyjne fluorescencji i fosforescencji,*

W. Gordy — *Spektroskopia mikrofalowa w obszarze od 0,4 do 4 mm,*

R. L. Mössbauer — *Bezodrzutowa absorpcja promieniowania gamma i jej zastosowania do problemu ekranowania elektronowego w ziemiach rzadkich,*

J. Sheridan — *Ostatnie wyniki i tendencje na przyszłość spektroskopii mikrofalowej,*

L. A. Woodward — *Widma ramanowskie pewnych substancji w roztworach wodnych,*

D. Hummel — *Postępy podczerwonej analizy spektralnej układów makromolekularnych,*

B. Stoicheff — *Spektroskopia molekularna przy pomocy maserów optycznych,*

P. L. Richards — *Postępy w detekcji promieniowania w dalekiej podczerwieni.*

Referaty z prac własnych wygłaszane były w następujących sekcjach: widma podczerwone i ramanowskie, widma nadfioletowe, widma w dalekiej podczerwieni, widma mikrofalowe, widma kryształów, teoria widm, rezonans elektronowy, jądrowy rezonans magnetyczny, wiązania wodorowe, nowości aparaturowe.

Oddziaływania elektronów z fotonami

W dniach od 8 do 12 czerwca 1965 roku odbyło się w Hamburgu sympozjum, zorganizowane przez Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, na temat oddziaływań elektronów z fotonami. Wzięło w nim udział 417 fizyków z 16 krajów.

Tematyka obejmowała foto- i elektropobudzenie cząstek, rozpraszanie comptonowskie, elektromagnetyczne czynniki kształtu. Na posiedzeniach plenarnych wygłoszono między innymi następujące referaty:

Van Hove (CERN) — *Teoria oddziaływań cząstek elementarnych w obszarze BeV-owym,*

Pipkin (Harvard) — *Eksperymenty nad wytworzeniem par elektron-proton,*

Goldhaber (Brookhaven National Laboratory) — *Rozpad π mezonu K^0 .*

Widma atomowe i procesy promieniste

W dniach od 12 do 14 kwietnia 1965 roku odbyła się w Oxfordzie, w Clarendon Laboratory, konferencja na temat widm atomowych i procesów promienistych. Wzięło w niej udział 160 uczestników z 13 krajów.

Tematyka skupiała się głównie wokół efektów spójności (pompowanie optyczne, rezonans podwójny) i efektów izotopowych.

Wygłoszono szereg referatów z prac własnych oraz następujące referaty przeglądowe:

Judd (Berkeley) — *Rozwój teorii poziomów atomowych od czasu klasycznej książki Condona i Shortleya*,

Novick (Columbia) — *Autojonizujące stany w lekkich atomach*,

Brossel (Ecole Normale Supérieure) — *Pompowanie optyczne w Hg, Cd i Zn*,

Griem (Maryland) — *Metoda obliczania rozszerzenia ciśnieniowego*,

Franken (University of Michigan) — *Beakcyjny pogląd na oddziaływanie światła z materią* (Autor proponuje usunięcie fotonu z rozważań widm atomowych — można wtedy otrzymać wszystkie dobrze znane rezultaty oddziaływania światła z materią zakładając, że mechanika kwantowa odnosi się tylko do materii a nie do światła).

Stulecie śmierci Hamiltona

2 września bieżącego roku minęła setna rocznica śmierci Sir Williama Hamiltona, genialnego matematyka i astronoma irlandzkiego, którego bezpośredni i pośredni wkład do fizyki uczynił go jedną z najważniejszych postaci w historii rozwoju tej nauki.

William Rowan Hamilton urodził się o północy z 3 na 4 sierpnia 1805 roku w Dublinie. Od najmłodszych lat wychowywany był przez swego stryja, duchownego, Jamesa Hamiltona. Ojciec planował dla niego karierę w Kompanii Wschodnio-Indyjskiej, uczono go więc różnych języków, zachodnich i wschodnich. Mając dziesięć lat Hamilton znał już łacinę, grekę, francuski, włoski i zaczynał się uczyć arabskiego i sanskrytu. Zamiłowanie do języków obcych pozostało mu na całe życie i w późniejszym wieku nieraz dla odpoczynku po pracy czytywał teksty perskie i arabskie. W dziedzinie matematyki był jednak prawie całkowicie samoukiem. Mając dziesięć lat studiował łaciński przekład *Elementów* Euklidesa a w dwa lata później — *Aritmetica Universalis* Newtona. Później zabrał się do francuskiego podręcznika algebry, następnie do *Principia* Newtona, a mając siedemnaście lat czytał *Mécanique Céleste* Lagrange'a. Studiując to słynne dzieło natknął się na błąd w rozumowaniu Lagrange'a dotyczącym równoległoboku sił i zwrócił na to uwagę Astronoma Królewskiego Irlandii

Johna Brinkleya. W roku 1823 Hamilton wstąpił do Trinity College w Dublinie. Był jedynym studentem, który uzyskał jednocześnie dwa złote medale — w dziale literatury za grekę i w dziale nauk ścisłych za fizykę. W czasie pierwszego roku studiów wygłosił referat w Królewskiej Irlandzkiej Akademii, w którym wyłożył podstawy swojej teorii dyfrakcji światła. Gdy w roku 1827 John Brinkley opuścił Obserwatorium w Dunsink i Katedrę Astronomii, Uniwersytet w Dublinie uczynił rzecz niesłychaną, powołał na to stanowisko studenta — Williama Hamiltona.

Najważniejsze prace Hamiltona, których znaczenie nie zmalało, lecz wzrosło z biegiem czasu, dotyczyły mechaniki. Sformułował on zasadę wariacyjną, noszącą obecnie jego nazwisko, na której można oprzeć całą mechanikę klasyczną. Podstawowe znaczenie mają również jego równania kanoniczne, wiążące uogólnione współrzędne z ogólnionymi pędami. Pierwszy wprowadził do mechaniki terminy „skalar“ i „wektor“. Rozwinął metodę matematyczną, w której korzystał z obmyślonych przez siebie twórców matematycznych, nazwanych przez niego kwaternionami. Są to wielkości wyznaczone przez jedną składową rzeczywistą i trzy składowe urojone. Operator Hamiltona, inaczej hamiltonian, odgrywa dziś zasadniczą rolę w mechanice kwantowej. Wielkie znaczenie mają również jego prace z optyki, w których między innymi przewidział dyfrakcję konieczną. Występowanie tego zjawiska stwierdził Humphrey Lloyd w doświadczeniu wykonanym na prośbę Hamiltona.

Hamilton był amatorem i znawcą poezji, sam również pisał wiersze, podobnie jak Maxwell, Davy i Kelvin. Do bliskich przyjaciół jego należeli Wordsworth, Coleridge i Southey. Powiedział o sobie: „żyję matematyką, ale jestem poetą“.

Hamilton nigdy nie został członkiem londyńskiego Towarzystwa Królewskiego, podobno ze względu na to, że jego sytuacja materialna nie była zbyt dobra i nie stać go było na 4 gwinee rocznej składki. Był natomiast czynny w Królewskiej Akademii Irlandzkiej i był jej prezydentem od roku 1837 do roku 1845, kiedy zrezygnował, aby

mieć więcej czasu na pracę naukową. W roku 1835 otrzymał tytuł szlachecki jako wyraz uznania jego zasług.

Sir William Hamilton zmarł 2 września 1865 roku w Dunsink. Napisał kiedyś o sobie: „jestem człowiekiem kochającym pracę i kochającym prawdę. Niech to będzie moje epitafium“.

Walne Zgromadzenie PTF

Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbyło się w dniu 24 września 1965 roku w Krakowie.

Po wysłuchaniu sprawozdania ustępującego Zarządu oraz Komisji Rewizyjnej Walne Zgromadzenie udzieliło absolutorium ustępującemu Zarządowi i wybrało Zarząd na kadencję 1965/67 w następującym składzie:

Przewodniczący — Wojciech Rubinowicz, członkowie: Halina Chęcińska, Aleksander Jabłoński, Kazimierz Rościński, Wiesław Wardzyński, zastępcy członków: Julian Auleytner i Mirosława Jastrzębska.

Walne Zgromadzenie dokonało również wyboru Komisji Rewizyjnej (Kazimierz Antonowicz, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński) i Sądu Koleżeńskiego (Ignacy Adamczewski, Arkadiusz Piekara, Leonard Sosnowski).

W czasie zebrania odbyło się wręczenie Nagród Polskiego Towarzystwa Fizycznego dla Nauczycieli za rok 1965, które otrzymały następujące osoby:

Zofia Bal (Oddział Gliwicki), Aniela Nowicka (Oddział Warszawski), Augustyn Rakowski (Oddział Lubelski), Stefania Stipal (Oddział Gdański), Bolesława Twarowska (Oddział Warszawski).

Walne Zgromadzenie podjęło uchwałę o ufundowaniu Medalu Mariana Smoluchowskiego za wybitne osiągnięcia naukowe. Jedną stroną medalu przedstawiać będzie podobiznę Mariana Smoluchowskiego, a odwrotną — na okręgu napis: Polskie Towarzystwo Fizyczne, a wewnątrz napisu imię i nazwisko odznaczonego i słowa: za wybitne osiągnięcia naukowe.

Oddział Lubelski wystąpił z zaproszeniem

na następny — XX Zjazd Fizyków Polskich (który odbędzie się w 1967 roku) do Lublina.

Współpraca z Bułgarskim Towarzystwem Fizycznym

W dniu 23 września 1965 roku została podpisana w Krakowie umowa między Polskim Towarzystwem Fizycznym a Bułgarskim Towarzystwem Fizycznym o wzajemnej współpracy i wymianie naukowej.

XIX Zjazd Fizyków Polskich

W dniach od 21 do 25 września 1965 roku odbywał się w Krakowie XIX Zjazd Fizyków Polskich. Wzięło w nim udział około 500 osób, zgłoszono ponad 300 prac.

Zjazd ten miał zupełnie inny charakter niż wszystkie poprzednie. Nie było referatów w prac własnych, nie było posiedzeń sekcyjnych, był za to cały szereg bardzo interesujących referatów przeglądowych (wyłącznie posiedzenia plenarne), dających obraz rozwoju fizyki w ciągu ostatnich lat, z uwzględnieniem rezultatów osiągniętych w Polsce. Streszczenia prac zgłoszonych na Zjazd zostały wydrukowane i rozdane uczestnikom i każdy, kto ma ochotę, mógłby zapoznać się szczegółowiej z tym co robią fizycy polscy, gdyby nie to, że niektórzy z nich wstrzymali się od włączenia informacji o swoich osiągnięciach do ogólnego obrazu. Tak na przykład z teorii cząstek elementarnych nie zgłoszono ani jednej pracy, a z teorii względności tylko jedną, a są to przecież dziedziny nie bez powodzenia przez naszych teoretyków uprawiane.

Pierwsze posiedzenie odbyło się w Auli Uniwersytetu Jagiellońskiego w Collegium Novum. Otwierając Zjazd Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego prof. Henryk Niewodniczański powitał przybyłych, po czym dokonano wyboru Przewodniczącego i Wiceprzewodniczących Zjazdu. Przewodniczącym został prof. W. Rubinowicz, a wiceprzewodniczącymi prof. prof. Adamczewski, Jabłoński, Natanson, Niklibore, Piekara, Pniewski, Szczeniowski i Żuk. Pozostała część posiedzenia była poświęcona uroczystemu otwarceniu setnej rocznicy uro-

dzin Władysława Natansona. Referaty wygłosili:

prof. J. Weyssenhoff (Kraków) — *Pamięci Władysława Natansona w setną rocznicę jego urodzin* oraz prof. K. Gumiński (Kraków) — *O pracach termodynamicznych Władysława Natansona*.

Następne posiedzenia odbywały się w Dużej Sali Wykładowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, w pięknym nowym gmachu, wybudowanym z okazji 600-lecia Uniwersytetu. Wygłoszono następujące referaty:

prof. J. Rayski (Kraków) — *Teoria pól kwantowych i macierze rozproszeń*, prof. J. Gierula (Kraków) — *Oddziaływanie cząstek skrajnie wysokiej energii*, prof. M. Mięśłowicz (Kraków) — *Promienie kosmiczne*, prof. A. Hryniewicz (Kraków) — *Spektroskopia jądrowa*, prof. T. Skaliński (Warszawa) — *Spektroskopia atomowa*, prof. A. Piekara (Poznań) — *Elektronika kwantowa: lasery*, dr J. Stankowski (Poznań) — *Elektronika kwantowa: masery*, prof. A. Trautman (Warszawa) — *Teoria względności*, dr M. Gryziński (Warszawa) — *Fizyka plazmy*, prof. A. Jabłoński (Toruń) — *Fotoluminescencja i spektroskopia molekularna*, doc. A. Strzałkowski (Kraków) — *Reakcje jądrowe*, doc. J. Auleytner (Warszawa) — *Dyslokacje w kryształach*, prof. L. Jurkiewicz (Kraków) — *Fizyka techniczna jądrowa*, doc. J. Kołodziejczak (Warszawa) — *Fizyka półprzewodników*, doc. F. Kuczera (Gliwice) — *Akustyka i ultraakustyka*, prof. M. Jeżewski (Kraków) — *Fizyka techniczna niejądrowa*, doc. I. Białynicki-Birula (Warszawa) — *Teoria cząstek elementarnych*, doc. H. Cofta (Poznań) — *Magnetyczne własności substancji*, prof. J. Janik (Kraków) — *Mikrostruktura i mikrodynamika ciał stałych i cieczy*, prof. M. Halaunbrenner (Kraków) — *Współczesne zagadnienia dydaktyki fizyki*, doc. Z. Pająk (Poznań) — *Fizyka dielektryków*, prof. K. Gumiński (Kraków) — *Chemia teoretyczna*, doc. J. Zakrzewski (Warszawa) — *Oddziaływanie cząstek wysokiej energii*, prof. D. Shugar (Warszawa) — *Biofizyka*.

Pewnym naruszeniem linii przewodniej Zjazdu było umieszczenie w programie kilku

tak zwanych referatów różnych. Niektóre z nich były wprawdzie bardzo interesujące, nie pasowały jednak do charakteru tego Zjazdu i były raczej koncesją na rzecz dawnego typu Zjazdów. Ta, drobna zresztą, uwaga krytyczna pod adresem Komitetu Organizacyjnego umieszczona jest głównie po to, aby przez kontrast tym wyraziściej wypadły wyrazy największego uznania, jakie wzbudziła u uczestników organizacja Zjazdu. Cała wielka maszyna zjazdowa działała z niezawodną sprawnością. Doskonale zakwaterowanie w luksusowym domu akademickim, „herbatka zapoznawcza“, na której podano bardzo wiele poza herbatą, doskonałe menu i przyjemny nastrój wspólnej kolacji, umożliwienie zwiedzania Collegium Maius, interesująca wycieczka do Bronowic, pokaz barwnego filmu z uroczystości 600-lecia Uniwersytetu Jagiellońskiego, stanowiły miłą tło zjazdowych referatów i dyskusji. Zapewne również wpływom Komitetu Organizacyjnego zawdzięczać należy wspaniałą pogodę, jaka utrzymywała się w czasie Zjazdu. Były to prawie jedyne piękne dni w czasie tegorocznego lata.

XIV Olimpiada Fizyczna

W roku szkolnym 1964/5 rozgrywane były zawody XIV Olimpiady Fizycznej. Do rozgrywek I stopnia zgłosiło się 1007 uczniów, do stopnia II zostało dopuszczonych 446, a do stopnia III — 41. Zawody III stopnia odbywały się jak zwykle w Warszawie i polegały na rozwiązaniu zadań teoretycznych i eksperymentalnych.

Oto laureaci XIV Olimpiady Fizycznej w porządku uzyskanych wyników:

Paweł Mazela (Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel — p. Jan Szafraniec), Jerzy Geresz (Liceum Ogólnokształcące im. J. Pietruczuka w Łosicach, nauczyciel — p. Maria Tomczuk), Władysław Glinka (Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel — p. Jan Szafraniec), Jan Fink-Finowicki, najmłodszy spośród laureatów (II Liceum Ogólnokształcące w Wałbrzychu, nauczyciel — p. Władysław Kędzierski), Włodzimierz Ungier (Liceum Ogólnokształ-

ące im. Stefana Batorego w Warszawie, nauczyciel — p. Otwinowska), Wiesław Pusz (Liceum Ogólnokształcące im. Henryka Sienkiewicza w Łańcucie, nauczyciel — p. Gabriel), Kazimierz Maliszewski (Liceum Ogólnokształcące im. Jana Kochanowskiego w Radomiu, nauczyciel — p. Jan Szafraniec), Stanisław Bednarek (Liceum Ogólnokształcące im. Tadeusza Kościuszki w Myślenicach, nauczyciel — p. Andrzej Bała), Wiesław Purzycki (IV Liceum Ogólnokształcące w Lublinie, nauczyciel — p. Irena Budowa), Wojciech Szapiel (Liceum Ogólnokształcące im. Jana Zamoyskiego w Lublinie, nauczyciel — p. Augustyn Rakowski), Witold Jurczko (Liceum Ogólnokształcące im. Stefana Żeromskiego w Zawierciu, nauczyciel — p. Zdzisław Druba), Edward Dobrowolski (II Liceum Ogólnokształcące w Wałbrzychu, nauczyciel — p. Władysław Kędzierski), Sławomir Śpiewak (Liceum Ogólnokształcące im. Juliusza Słowackiego

w Piotrkowie Trybunalskim, nauczyciel — p. Mirosław Bemowski), Henryk Iwaniec (Technikum Mechaniczne w Elblągu, nauczyciel — p. Stanisław Koloch), Jerzy Forencewicz (Liceum Ogólnokształcące w Puńsku, pow. Sejny, nauczyciel — p. Józef Waina), Andrzej Aderek (Liceum Ogólnokształcące im. Tytusa Chałubińskiego w Radomiu, nauczyciel — p. Maria Baryła).

Uroczyste rozdanie dyplomów i nagród laureatom XIV Olimpiady Fizycznej odbyło się 29 maja 1965 r. w Sali Konferencyjnej Ministerstwa Oświaty. Nauczyciele laureatów otrzymali nagrody pieniężne, a laureaci, poza nagrodami pieniężnymi, również szereg nagród rzeczowych.

Jak wiadomo, laureatom Olimpiad Fizycznych przysługuje zwolnienie z egzaminu wstępnego na Wydziały Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetów oraz na wszystkie Wydziały Politechnik.

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

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rocz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rocz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Čłonek Zarządu
Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Głogów — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr HENRYK NIEWODNICZAŃSKI
Lublin — Doc. dr DANUTA STACHÓRSKA
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJĄK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr MIECZYSLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

TREŚĆ

W. Billig — W dwudziestą rocznicę śmierci Ludwika Wertensteina	627
M. Danysz — Wspomnienie o Ludwiku Wertensteinie	631
J. Rotblat — Ludwik Wertenstein	633
H. Chęcińska — Wacław Szymanowski — życie i twórczość w pierwszą rocznicę zgonu	641
G. F. Chew — Problematyczna rola kontinuum czasoprzestrzennego w fizyce subatomowej (<i>ilum. W. Majewski</i>)	647
G. F. Chew — Analityczność jako podstawowa zasada fizyki (<i>ilum. W. Majewski</i>)	657
K. Parliński — Rozpraszanie powolnych neutronów na kryształach zawierających domieszki	667
W. Żuk — Badania nad oddziaływaniem jonów średnich energii z materią przy zastosowaniu elektromagnetycznych separatorów izotopów	681
J. Meldison — Rozpylanie katodowe metali	701
B. Orłowski — Efekty fotowoltaiczne	715
KRONIKA	727

Prenumeratom naszego pisma przypominamy o konieczności odnowienia prenumeraty na rok 1966.

Zamówienia i wpłaty przyjmowane są już od października br. Wcześniejsze zamówienie i opłacenie prenumeraty rocznej zapewni ciągłość w otrzymywaniu pisma przez cały rok 1966.

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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

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

Prenumeraty przyjmowane są do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł. 90.—

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.