

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXI

ZESZYT 3

1970

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr HALINA CHEĆCIŃSKA

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROŚŁAWA JASTRZEBSKA
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Dr JAN PETYKIEWICZ
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)
Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI (*Gdańsk*)
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Gliwice*)
Doc. dr DANUTA KUNISZ (*Kraków*)
Prof. dr MIECZYŚLAW SUBOTOWICZ (*Lublin*)
Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)
Dr MIECZYŚLAW PIRÓG (*Opole*)
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)
Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

Adres zarządu

WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXI, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1970

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (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.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2323 + 102 egz. Ark. wyd. 7,75 Ark. druk. 7²/₁₆

Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 90 g.

Oddano do składania w lutym 1970

Podpisano do druku w czerwcu 1970

Druk ukończono w czerwcu 1970

Zam. 188/70. D-16 Cena zł 15.—

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego

W dziesiątą rocznicę śmierci Andrzeja Soltana *

10.XII.1969

Znałem Profesora Soltana przez 14 ostatnich lat jego życia, lat, które dla mnie były całą moją młodością, i może dlatego trwają one w mojej pamięci ciągle żywe, niewypłowiałe, i ciągle żywy w tych wspomnieniach jest Soltan — człowiek, który pomógł mi odnaleźć drogę do fizyki.

Zetknąłem się z nim w 1945 — pierwszym powojennym roku. Wszystko wokoło było jeszcze nasycone niepokojem, zawieszony między wczoraj i jutrem. Soltan, którego asystentem wtedy zostałem, wydał mi się pełen pogody i wewnętrznej siły i dziwiłem się wówczas, jak potrafił on wynieść z ponurych lat okupacji ten swój dobry uśmiech, optymizm i życzliwość dla wszystkich ludzi. Później pracując w Jego Katedrze Fizyki w Politechnice Łódzkiej, zrozumiałem, że to, co było silne w jego łagodnym charakterze, emanowało z ogromnego jego przejęcia się nauką, z jego szacunku dla nauki, głębokiego przekonania, że fizyka — to nie zawód, to najwyższe powołanie.

I ta jego swoista, szlachetna duma uczonego — pozbawiona jednak wszelkiego patosu — i ta jego żarliwość do pracy badawczej sprawiała, że cieszył się dużym autorytetem naukowym. Zawdzięczał go na pewno i swojej błyskotliwej inteligencji, świetnej pamięci i pracowitości, ale nade wszystko temu szacunkowi, z jakim odnosił się do nauki, i wysokim kryteriom, jakie zawsze stosował przy ocenie wszelkiej działalności naukowej.

Był Soltan surowym krytykiem — mimo swej dobroduszości — ale miał do tego pełne prawa, sam bowiem i od siebie bardzo dużo wymagał: na liście jego kilkunastu, przed wojną ogłoszonych publikacji naukowych nie znajdzie się błahych przyczynków i prawie wszystko, co robił w fizyce, a pracował kolejno w wielu jej dziedzinach: w optyce, w fizyce promieni X, w fizyce jądra atomowego, dotyczyło ważnych, fundamentalnych zagadnień. Szczególnie istotne i ważne dla dalszego rozwoju badań w dziedzinie fizyki jądrowej było odkrycie dokonane

* Wspomnienie wygłoszone na uroczystym posiedzeniu w dziesiątą rocznicę śmierci Profesora Andrzeja Soltana.

przy współudziale Sołtana, który wówczas, w 1932 roku, przebywał jako stypendysta Fundacji Rockefellera w Stanach Zjednoczonych. Wraz z dwoma fizykami amerykańskimi Lauritsenem i Cranem otrzymał wtedy po raz pierwszy neutrony przez bombardowanie substancji prędkimi przyśpieszonymi w laboratorium jonami. Poprzednio neutrony-cząstki bardzo niedawno, bo w tym samym roku odkryte przez Chadwicka, były otrzymywane przy użyciu ciał alfa-promieniotwórczych w reakcji ${}^9\text{Be}(\text{alfa}, n){}^{12}\text{C}$. Zastosowanie przez Andrzeja Sołtana i jego kolegów jonów helu przyśpieszonych w polu elektrostatycznym do energii równej jednemu milionowi elektronowoltów pozwoliło uzyskiwać wielokrotnie silniejsze strumienie neutronów. Wykryli oni również dwie inne reakcje produkujące neutrony, a mianowicie $\text{Li}(d, n)\text{Be}$ i $\text{Be}(d, n)\text{B}$.

Po wojnie publikował Sołtan niewiele, parę jedynie referatów w „Postęпах Fizyki“ i „Kosmosie“ oraz uzupełnienia do książki *Promieniotwórczość Marii Skłodowskiej-Curie*. Różne są tego przyczyny. Jedną z nich, to na pewno bardzo wysoki próg dyskryminacji, jaki stawiał sobie, ostry krytycyzm, jaki nie pozwalał mu ogłaszać prac przyczynkowych, nie rozwiązujących do samego końca postawionego problemu. Bo przecież nie przerwał Sołtan nigdy całkowicie pracy badawczej, choć musiał ją okresowo ograniczać i zawsze atakował wyłącznie problemy ważne i nowe.

Tak więc zajął się w roku 1952 sprawą wpływu wiązań chemicznych na półokres rozpadu stanów izomerycznych jądra. Zjawisko to było zaobserwowane przez Goldhabera i in. przed kilku miesiącami. Sołtan zaatakował niezwłocznie to zagadnienie uzbrojony w ciśnieniową jonizacyjną komorę różnicową: jedna jej połowa mierzyła promieniowanie jądra izomerycznego w postaci czystego pierwiastka chemicznego, druga połowa — promieniowanie tego samego izomeru, ale występującego w związku chemicznym. Całość aparatury była zaprojektowana a częściowo i wykonana przez Sołtana. Niestety, spodziewany efekt okazał się za mały i nie został wykryty.

Inna praca, to próby pomiaru polaryzacji poprzecznej elektronów konwersji. Przed rokiem czy dwoma dokonano jednego z najbardziej sensacyjnych odkryć tego dziesięciolecia: niezachowanie parzystości w słabych oddziaływaniach.

Manifestowało się ono między innymi w występowaniu polaryzacji podłużnej cząstek beta, co było już obserwowane. Sołtan chciał pójść inną drogą, mianowicie chciał wyznaczyć polaryzację jądra powstającego w wyniku rozpadu beta poprzez pomiar elektronów z konwersji promieniowania gamma tego jądra. Eksperyment ten, niestety, nie został zakończony. Podobny los spotkał jeszcze inną podjętą przez Sołtana pracę. Na dwa lata (czy półtora) przed swą nagłą śmiercią wiecznie młody duchem i naukową fantazją, a jednak już 60-letni, Sołtan przerzucił się raz jeszcze (bo ileż razy już to czynił!) do nowej nieznannej mu dotychczas dziedziny — fizyki plazmy. Z rozmachem młodzieńczym podjął budowę dużego urządzenia do badania plazmy. Spośród kilku możliwych rozwiązań wybrał model toroidalny z polem wysokiej częstości. Śmierć nagła przecięła te plany. Jednak czas pokazał, że i w tej ostatniej pracy Sołtana nie zawiodła go intuicja: dzisiaj wiadomo, że uczeni radzieccy, którzy poszli właśnie

drogą podobną do tej, którą iść chciał Sołtan, są chyba najbliżsi celowi, jakim jest uzyskanie kontrolowanej reakcji syntezy jąder lekkich.

Nie najbliższą jednak przyczynę, że Sołtan w kilkunastoletnim okresie powojennym nie publikował, znaleźć można w jego życiorysie. Począwszy od roku 1945 obarczony był niemal bez przerwy brzemieniem rozlicznych obowiązków organizacyjnych. A więc Katedra Fizyki Technicznej w Politechn. Łódzkiej, od 1946 r. ponadto wykłady, a później kierownictwo katedry w Uniw. Warszawskim, a więc cotygodniowe podróże Warszawa—Łódź, Łódź—Warszawa aż do roku 1953, kiedy zrezygnował z Katedry Łódzkiej, i ja z kolei zacząłem oscylować między tymi miastami. Nie odciążyło to jednak Sołtana, ponieważ natychmiast otrzymał nową funkcję Kierownika Zakł. Izotopów Promieniotwórczych w Inst. Fizyki PAN. A wkrótce potem nowy obowiązek, zaszczytny ale jakże uciążliwy, pozerający siły. W roku 1955 powstaje IBJ, a Sołtanowi powierzają władze państwowe jego dyrektorstwo. Rola to historyczna; po raz pierwszy w Polsce pojawiają się duże możliwości finansowe i etatowe rozwijania badań w fizyce jądrowej. Dwa lata tylko piastował Sołtan to stanowisko, ale były to dwa ciężkie lata, formował się wtedy profil burzliwie rosnącego Instytutu; poprzez jego szeroko otwarte drzwi wlewały się nowe kadry z różnych dziedzin nauki i techniki.

Po ustąpieniu z tego stanowiska miał Sołtan bardzo krótki okres wytchnienia, kiedy jako samodzielny pracownik mógł w kierowanym przeze mnie Zakładzie IA IBJ podjąć znowu intensywną osobistą pracę badawczą. To wtedy właśnie rozpoczął pracę nad polaryzacją, to wtedy zaczął zajmować się fizyką plazmy i reakcji termojądrowych.

Krótki był jednak ten okres wytchnienia. IBJ pękał w szwach organizacyjnych. Trzeba było tworzyć tzw. pioniki. Profesor Sołtan znów wrócił na dyrektorski twardej fotel: został dyrektorem Pionu Fizyki. W rok później dosięgła go śmierć.

Nie ubiegał się Sołtan o władzę, o zaszczyty, które go zresztą nie omijały. Brał na siebie te brzemiona, bo uważał to za swój wobec nauki obowiązek. Wiem od niego samego, że pełnienie tych wszystkich funkcji, że ta jego działalność organizatora nauki nie dawała mu zadowolenia, że prawdziwie szczęśliwy czuł się tylko w swej pracowni — warsztacie, sam przygotowując eksperyment.

Nie była zresztą działalność organizatorska najmocniejszą jego stroną. Sądzę, że była nią natomiast, że była cechą Sołtana najbardziej dominującą ta jego pasja do stawiania i rozwiązywania trudnych zadań techniki eksperymentalnej. Znacznie rzadziej stawiał on sobie i innym zadania czysto poznawcze. Był bowiem urodzonym fizykiem z gatunku „techników“ a nie z gatunku „filozofów“ i choć posiadał duże uzdolnienia i wiedzę teoretyczną, odznaczał się przede wszystkim talentem technicznym i zamiłowaniem do prac doświadczalnych. A już najbardziej lubił budować aparaty do badań fizycznych. Znał dobrze różne techniki i rzemiosła przydatne w pracy laboratoryjnej — szklarstwo, ślusarstwo, umiał dobrze toczyć. Nie to jednak najważniejsze. Ważne jest to, że przejawiał Sołtan do ostatnich dni swego życia wielką inicjatywę

techniczną, która z pewnością przyspieszyła rozwój badań jądrowych w Polsce o dobre parę lat. Na dwa lata przed wojną zbudował generator neutronów — pierwszy polski akcelerator. Po wojnie — to bardzo znamienne — zaczynał zawsze pracę na nowej placówce naukowej od podejmowania jakiejś dużej inwestycji: w Łodzi, w Kat. Fizyki Technicznej rozpoczął budowę generatora Van de Graaffa, w Warszawie, w Kat. Atomistyki, zainicjował pracę nad konstrukcją znacznie doskonalszego ciśnieniowego generatora Van de Graaffa. Uruchomiony w dwa lata po jego śmierci, stanowi „LECH“ najważniejsze bodaj narzędzie pracy fizyków warszawskiego ośrodka. Także swą działalność jako dyrektor IBJ zaczął od inicjatywy budowy w Świerku dużego narzędzia badawczego akceleratora liniowego protonów na 10 MeV, którego budowa właśnie dobiega końca. Wspomnieć trzeba również o pracach z zakresu elektroniki jądrowej. Nie należała wprawdzie ta dziedzina techniki do tych, które Sołtan uprawiał osobiście, rozumiał on jednak dobrze jej olbrzymią rolę dla badań nuklearnych. W Jego Katedrze jeszcze przed 1950 r. budowaliśmy liczniki neutronowe, pierwsze w Polsce, powstawały tu pierwsze w Polsce prototypy przeliczników (scalerów, jak się wówczas mówiło), układów koincydencyjnych, analizatorów czasu i amplitudy.

Jeżeli rozwijał się w Warszawie i Świerku poważny Ośrodek Fizyki Jądrowej, który zdobywa sobie w świecie poczesne miejsce, w którym w ciągu kilku ostatnich lat mogliśmy wykształcić ponad 25 doktorów i ponad 100 magistrów w eksperymentalnej fizyce jądra atomowego i wydać parę setek publikacji naukowych z tej dziedziny, Andrzej Sołtan ma w tym swój niepośledni udział.

Ma swój udział nie tylko dlatego, że stworzył pierwszy załazek: Katedrę Atomistyki, z której wykluła się i obecna Kat. Fizyki Jądra Atomowego i obecna Katedra Fizyki Cząstek Elementarnych, i to nie tylko dlatego, że wybiegając myślą i fantazją naukową w przyszłość podjął budowę urządzeń, z których pewne do dziś jeszcze służą fizyce, ale także dlatego, że zaletami swego umysłu i charakteru potrafił zyskać sobie powszechną sympatię i szacunek jako człowiek wielkiego serca.

I kiedy sięgam myślą wstecz i szukam tych rysów zmarłego, które najmocniej wyrzeźbiły się w mojej pamięci w ciągu 14 lat naszej przyjacielskiej współpracy, znajduję tam przede wszystkim nie obraz uczonego, ale po prostu obraz człowieka szlachetnego. Łagodny, zawsze uprzejmy i delikatny, a jednak o mocnych zasadach moralnych, potrafił Sołtan mimo tych zasad wspartych na silnym przywiązaniu do religii i tradycji, jakie wyniósł z rodzinnego domu, być przyjacielem ateistów i ludzi wyznających krańcowo różne od jego poglądy polityczne. Taktowny, powściągliwy a nigdy nie obłudny, bardzo ludzki i ludziom życzliwy zdobywał zawsze życzliwość i sympatię ludzi swoim osobistym urokiem.

Aleksander Jabłoński

czł. rzec. PAN
Toruń

Wspomnienia o działalności PTF

Reminiscences of the Activities of the Polish Physical Society

Komitet Organizacyjny XXI Zjazdu Fizyków Polskich zwrócił się do mnie z uprzejmą propozycją podzielenia się z Państwem na tym uroczystym posiedzeniu moimi wspomnieniami o działalności PTF. W odpowiedzi wysunąłem następujące uwagi. Wspomnienia moje byłyby niepotrzebnym dublowaniem referatu p. mgr Z. Mizgier, poświęconego powstaniu i rozwojowi PTF. Wskazałem też na to, że lepiej byłoby skierować propozycję do osoby, która zetknęła się z działalnością PTF wcześniej ode mnie i zna ją ode mnie lepiej, jeżeliby w ogóle takie wspomnienia miały być wygłoszone. Fakt, że w chwili obecnej znajduję się na mównicy, świadczy o tym, że argumenty moje Komitetu nie przekonały.

Po raz pierwszy zetknąłem się trochę bliżej z działalnością PTF dopiero w czasie II Zjazdu Fizyków Polskich (Kraków, r. 1924). O okresie poprzedzającym ten Zjazd powiedzieć więc wiele nie mogę. W czasie, gdy odbywało się Zebranie Organizacyjne PTF (r. 1919), Polska była w stanie wojny, a ja, jak wielu innych, służyłem w wojsku. Po zakończeniu wojny w r. 1920 pracowałem przez szereg lat jako skrzypek w orkiestrze Teatru Wielkiego w Warszawie, choć formalnie byłem jednocześnie studentem UW. Toteż z PTF bliższych kontaktów nie miałem. To, o czym będę mówił, dotyczyć będzie głównie działalności PTF po r. 1924. Specjalnie uwzględnię okres międzywojenny, jako mniej znany młodszej generacji fizyków.

Przede wszystkim chciałbym podkreślić z całym naciskiem, że przed wybuchem drugiej wojny światowej ogół fizyków polskich przypisywał PTF ogromne znaczenie. Było rzeczą nie do pomyślenia, aby ktoś uchylał się od bezinteresownej pracy w PTF — praca ta uważana była za pracę dla dobra

* Przemówienie wygłoszone 6. X. 1969 w Poznaniu na uroczystym posiedzeniu poświęconym 50-leciu PTF.

Nauki Polskiej, a tym samym dla dobra Polski. W organizowanych przez PTF Zjazdach Fizyków Polskich brali udział, z nielicznymi wyjątkami, wszyscy pracujący naukowo fizycy polscy. Każdy z ośrodków fizycznych starał się o wzięcie najliczniejszego i najaktywniejszego udziału w zjazdach. Aktywność ta była jednym z przejawów aktywności naukowej ośrodków. Najliczniejszy udział brała grupa fizyków (do której i ja należałem) z kierowanego przez prof. S. Pieńkowskiego Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW (grupę tę przezwano żartobliwie „Cyrkiem Pieńkowskiego“).

Po wojnie zaznaczył się pewien spadek znaczenia PTF. Pojawiła się nawet tendencja do zaniechania organizowania zjazdów. Wyrażane były poglądy, że wystarczą, organizowane bez udziału PTF, konferencje specjalistyczne, szkoły letnie itp. Tendencje te zostały ostatnio, przynajmniej częściowo zahamowane. PTF zaczęło odzyskiwać swoje dawne znaczenie, co się zaznaczyło zwłaszcza po objęciu godności Przewodniczącego przez prof. W. Rubinowicza.

Chciałbym teraz powiedzieć kilka słów o strukturze PTF. Ogólne kierownictwo pracami PTF sprawuje Zarząd Główny, którego siedzibą jest Warszawa. Przewodniczącymi byli (z dwoma wyjątkami) z reguły profesorowie warszawscy. W okresie międzywojennym każde z polskich miast uniwersyteckich (Warszawa, Kraków, Lwów, Wilno i Poznań) miało swój Oddział PTF. Oddziałów tych było więc 5. Po wojnie liczba oddziałów zaczęła rosnąć i doszła obecnie do 12.

Przejdę do omówienia działalności PTF. Otóż za najważniejszą chyba dziedzinę jego działalności uważać można wydawanie własnego czasopisma fizycznego, którym pierwotnie były *Sprawozdania i Prace PTF* (wydawane z zasiłku Min. Wyzn. Rel. i Oświecenia Publ.), przemianowane później na *Acta Physica Polonica* (wydawane z zasiłku Funduszu Kultury Narodowej). W *Spr. i Pr. PTF*, a do r. 1932 również i w *Acta Phys. Polon.*, prace ogłaszane były w języku polskim ze streszczeniami obcojęzycznymi. Począwszy od r. 1933 prace w *Acta Phys. Polon.* drukowane są w językach obcych (przed wojną z polskimi streszczeniami, a po wojnie bez tych streszczeń). Obecnie *Acta Phys. Polon.* są wspólnym organem IF PAN i PTF (przez pewien czas były one wyłącznie organem IF PAN). PTF wydaje obecnie również i dwumiesięcznik poświęcony upowszechnianiu wiedzy fizycznej pt. *Postępy Fizyki*.

Nie wiem, niestety, kto był redaktorem *Spr. i Pr. PTF*. Pamiętam jednak, że prace przeznaczone do druku w tym czasopiśmie czytane były przed oddaniem do druku przez prof. W. Natansona. Dbał on bardzo o ich poprawność językową (o poprawną polszczyznę). Wysuwał nieraz zastrzeżenia w stosunku do używanej przez niektórych autorów terminologii. Wspomnę dla przykładu o terminach „pobudzać“, „pobudzenie“, „pobudzony“ (np. „atom pobudzony“). Prof. W. Natanson zmienił je na „wzbudzać“, „wzbudzenie“, „wzbudzony“ (a więc np. „atom wzbudzony“). Ale i dziś jeszcze spotkać można w niektórych pracach terminy, uznane przez prof. W. Natansona, za niewłaściwe („pobudzać“ itp.).

Redaktorem *Acta Phys. Polon.* był prof. S. Pieńkowski, prace redakcyjne wykonywał doc. dr W. Kapuściński, a w ostatnich latach przedwojennych

prof. S. Szczeniowski. Chciałbym specjalnie podkreślić staranność, z jaką przeprowadzane były przez Redakcję korekty prac. Redakcja otrzymywała prace napisane od razu w językach obcych (najczęściej po francusku lub po niemiecku, a rzadziej po angielsku); tłumaczenie prac na języki obce nie należało do zakresu prac Redakcji. Może warto przy okazji wspomnieć, że w *Acta Phys. Polon.* ogłoszone były prace dwóch międzynarodowych konferencji. W tomie V (1936) ukazały się prace pierwszej Międzynarodowej Konferencji Fotoluminescencyjnej (Warszawa, r. 1936) wraz z przedmową przewodniczącego Konferencji prof. P. Pringsheima, zaś w tomie XXVI (1964) prace Międzynarodowej Konferencji Luminescencyjnej (Toruń, r. 1963), której przewodniczącym był prof. A. Kastler. Druga z wspomnianych konferencji zorganizowana została przy udziale PTF.

Drugą ważną dziedziną działalności PTF jest organizowanie Zjazdów Fizyków Polskich. Organizowane one są kolejno przez różne Oddziały PTF w miastach będących ich siedzibą (wyjątek stanowi zorganizowany przez Oddz. Gliwicki Zjazd w Katowicach). Jak już wspomniałem, I Zjazd odbył się w Warszawie w r. 1923, II Zjazd w r. 1924 w Krakowie. Dalsze Zjazdy odbywały się do wybuchu wojny regularnie co dwa lata. Odbyło się ich przed wojną 9: Warszawa (1923), Kraków (1924), Lwów (1926), Wilno (1928), Poznań (1930), Warszawa (1932), Kraków (1934), Lwów (1936), Wilno (1938). Następny Zjazd, który odbyć się miał w Poznaniu w r. 1940, nie doszedł do skutku z powodu wybuchu wojny.

Zjazdy stwarzały okazje do nawiązywania kontaktów osobistych pomiędzy fizykami z różnych ośrodków. Zawiazywały się nawet przyjaźnie.

Typowy przebieg Zjazdu był następujący. Na pierwszym posiedzeniu wygłaszany był zwykle godzinny referat przeglądowy (przytoczę dla przykładu, że w r. 1924 w Krakowie referat taki (o teorii względności) wygłosił prof. J. Weyssenhoff), po czym następowały krótkie referaty z prac własnych. Biorący udział w Zjazdach nauczyciele szkół średnich mieli okazję do dyskusowania zagadnień dydaktycznych na posiedzeniach Sekcji Dydaktycznej.

Po wojnie charakter Zjazdów uległ (i wciąż jeszcze ulega) zmianie. Ostatnio zniesione zostały referaty z prac własnych i zamiast nich wprowadzone zostały referaty zbiorcze, obejmujące grupy prac o pokrewnej tematyce. Na obecnym Zjeździe prace własne w ogóle nie są referowane. Program przewiduje jedynie godzinne referaty przeglądowe oraz specjalistyczne zebrania dyskusyjne.

Ostatnią dziedziną działalności PTF, o której chciałbym wspomnieć, jest praca nad ustaleniem polskiej terminologii fizycznej. W r. 1924 została powołana Komisja Słownictwa Polskiego. W pracach Komisji brali udział M. Jeżewski, W. Kapuściński, L. Wertenstein, J. Weyssenhoff i inni. Spisy ustalonych terminów ogłaszane były w organie PTF. Wpływ prac tej Komisji na używaną obecnie terminologię nie jest, niestety, dostatecznie widoczny. W nowszych pracach spotyka się nieraz terminy, które razić mogą fizyków starszej generacji. Nie chciałbym jednak przytaczać przykładów.

Wspomnę na zakończenie, że dzięki uzyskanym przez PTF funduszom roz-

Errata

A. Jabłoński, *Postępy Fizyki* 21, 321 (1970)

Zdanie zaczynające się od słów „W pracach Komisji...” (str. 323, wiersz 7 od dołu) winno brzmieć:

„W pracach Komisji brali udział M. Jeżewski (jako przewodniczący Komisji), oraz W. Kapuściński, H. Niewodniczański, L. Wertenstein, J. Weyssenhoff i inni (jako członkowie).”

budowany został w okresie międzywojennym gmach Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (dobudowane zostało nowe skrzydło), w zamian za co PTF otrzymać miało pomieszczenie w tym gmachu na swą stałą siedzibę.

Uzupełnienie. Przy opracowywaniu do druku mego przemówienia doszedłem do wniosku, że nie uwzględniłem w nim wszystkiego, o czym, jak mi się teraz zdaje, należało powiedzieć. Nie wspomniałem o działalności popularyzatorskiej (o organizowanych przez Oddziały odczytach popularnych, pokazach doświadczeń itp.), o Olimpiadach Fizycznych, o ufundowaniu tablic pamiątkowych w Strzelnie, miejscu urodzenia A. Michelsona, i w Paryżu na domu, w którym mieszkał przez pewien czas M. Smoluchowski, o nagrodach naukowych PTF. Nie wspomniałem też o zawarciu umów o współpracy z Towarzystwami Fizycznymi państw demokratycznych.

Abstract: An address delivered on October 10, 1969 in Poznań during a formal assembly marking the 50th anniversary of the Polish Physical Society. The speech described the activities of the Polish Physical Society from its initiation to the present day.

Bogdan Mielnik

Katedra Metod Matematycznych Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego

Struktury mechaniki kwantowej

Structures of Quantum Mechanics

1. Wstęp

Podstawą fizyki kwantowej jest zasada superpozycji głosząca, iż interferencja mikrocząstek odpowiada dodawaniu wektorów w przestrzeni liniowej. Zasada ta prowadzi do formalizmu, w którym stany czyste układów fizycznych są przedstawiane przez wektory w pewnej przestrzeni Hilberta, zaś wielkości mierzalne („observable“) odpowiadają operatorom samosprężnym. Zbiór tych pojęć stanowi język, w którym teorie kwantów opisują rzeczywistość fizyczną.

Może zdarzyć się, iż niektóre zjawiska nie dopuszczają opisu w terminach pewnego języka, jeśli pewne warunki stosowalności nie są spełnione. Tak np. opisując pole wektorowe w języku potencjału skalarowego musimy zakładać znikanie rotacji. Podobnie, opisując geometrię przestrzeni w języku współrzędnych kartezjańskich, wykluczamy *implicite* przestrzenie zakrzywione. Powstaje pytanie: czy reprezentacja stanów przez wektory w przestrzeni Hilberta nie narzuca podobnych ograniczeń na fizyczną strukturę stanów? Czy współczesny język „wektorów stanu“ i „obserwabli“ jest dostatecznie bogaty, czy też w języku tym niektóre zjawiska muszą ulegać uproszczeniu?

2. „Logika kwantowa“

Powyższy problem uniwersalności języka podjęty został przez Birkhoffa i von Neumanna [2] i badany przez szereg autorów (p. spis literatury na końcu artykułu), których prace tworzą kierunek nazywany *aksjomatyczną mechaniką kwantową*. Punktem centralnym tych prac jest struktura kwantowych procesów selekcji.

Przypuśćmy, że mamy do czynienia ze zbiorowiskiem kwantów pewnego gatunku (np. fotonów). Na kwantach tych możemy dokonywać różnego rodzaju

pomiarów. Każdy pomiar daje się sprowadzić do pewnej mnogości procesów selekcji, tzn. pomiarów elementarnych typu „tak—nie“: przykładem może być przechodzenie wiązki fotonów przez pryzmat Nicola lub przez barwny filtr.

Niech teraz Q będzie zbiorem wszystkich filtrów odpowiadających różnym procesom selekcji dla pewnego gatunku kwantów. W zbiorze tym zwykło się wprowadzać następujące relacje. Dla dwu filtrów $a, b \in Q$ mówimy, że a jest *zawarty* w b lub *mniejszy* niż b (i piszemy $a \leq b$), jeśli każdy kwant, który przeszedł przez filtr a przejdzie tym bardziej przez b . Powiadamy, że filtr a jest *ortogonalny* do b lub też że a *wyklucza* b (piszemy $a \perp b$) jeśli każdy kwant przepuszczony przez a zostaje zatrzymany przez b i *vice versa*. Wreszcie, dwa filtry a, b nazywamy *równoważnymi* ($a \equiv b$), jeśli $a \leq b$ i $b \leq a$. Symbolami 0 i I oznaczamy dwa „niewłaściwe“ filtry: 0 odpowiada procesowi całkowitej absorpcji kwantów, zaś I oznacza brak jakiegokolwiek selekcji (filtr przezroczysty). Oczywiście, $0 \leq a \leq I$ dla każdego $a \in Q$. Zwykło się przyjmować, że zbiór Q posiada następujące własności:

I. Dla dowolnych $a, b \in Q$ w zbiorze filtrów zawierających a i b istnieje filtr najmniejszy: oznaczamy go symbolem $a \cup b$ i nazywamy *sumą* filtrów a i b .

II. Dla każdej pary $a, b \in Q$ wśród filtrów zawartych zarówno w a , jak i w b istnieje filtr największy: oznaczamy go symbolem $a \cap b$ i nazywamy *przecięciem* filtrów a i b .

III. Dla każdego $a \in Q$ wśród filtrów ortogonalnych do a istnieje filtr największy: oznaczamy go symbolem a' i nazywamy *dopełnieniem* a . Odpowiedniość $a \rightarrow a'$ ma następujące własności:

$$(a \cup b)' \equiv a' \cap b' \quad (2.1)$$

$$(a')' \equiv a \quad (2.2)$$

$$0' \equiv I, I' \equiv 0 \quad (2.3)$$

$$a \cap a' \equiv 0, a \cup a' \equiv I \quad (2.4)$$

Relacja \leq w zbiorze Q pozwala opisać niektóre tracydyjne pojęcia mechaniki kwantowej, takie jak „stan czysty“. Element $a \in Q$ będziemy nazywać *filtrem minimalnym*, jeśli nie istnieje żaden element $x \in Q, x \neq a, x \neq 0$ taki, że $0 \leq x \leq a$. Każdy minimalny filtr interpretować będziemy jako odpowiadający maksymalnie surowemu procesowi selekcji, którego jedynym dalszym zawężeniem jest proces całkowitej absorpcji kwantów. Jest naturalną hipotezą, że wynikiem takiego procesu musi być zbiór cząstek całkowicie jednorodny, którego niepodobna podzielić na zbiorowiska o własnościach różnych od całości; zbiór taki nazywamy *czystym*. A zatem, w używanym przez nas języku, *stany czyste* odpowiadają filtrom minimalnym.

Założenia I, II, III decydują o ścisłym związku teorii kwantów z teorią zbiorów częściowo uporządkowanych i krat. Zbiorem częściowo uporządkowanym nazywamy dowolny zbiór X z relacją \leq wiążącą niektóre pary elementów, taką, że: 1) $x \leq x$, 2) $x \leq y$ i $y \leq x \Rightarrow x = y$, 3) $x \leq y$ i $y \leq z \Rightarrow x \leq z$. Jeśli zbiór częściowo uporządkowany zawiera element najmniejszy, element ten oznaczamy symbolem 0 , natomiast element największy (jeśli istnieje) oznaczamy

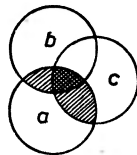
symbolem I . Dla dowolnego podzbioru $Y \subset X$ ograniczeniem górnym nazywa się dowolny element $x \in X$ taki, że $x \geq y$ dla wszystkich $y \in Y$, zaś ograniczeniem dolnym dowolny element $z \in X$ taki, że $z \leq y$ dla wszystkich $y \in Y$. Niech x, y będzie dowolną parą elementów zbioru X : jeśli w zbiorze ograniczeń górnych tej pary istnieje element najmniejszy, to nazywamy go sumą elementów x i y i oznaczamy symbolem $x \cup y$. Jeśli wśród ograniczeń dolnych pary x, y istnieje element największy, to nazywamy go przecięciem x i y i oznaczamy symbolem $x \cap y$. Zbiór częściowo uporządkowany, w którym każda para elementów posiada sumę i przecięcie, nazywamy kratą. Krata z elementami najmniejszym i największym 0 i I , w której określone jest odwzorowanie $x \rightarrow x'$ o własnościach (2.1—4), nazywamy kratą z ortodopełnieniem. A zatem, zbiór filtrów Q jest przykładem kraty z ortodopełnieniem.

Ze zbiorem filtrów Q z relacją \leq i operacjami $\cup, \cap, '$ bywa wiązana następująca interpretacja. Klasyczna logika, którą posługujemy się powszechnie, uogólnia prawa, jakim podlegają procesy selekcji obiektów makroskopowych. W podobny sposób procesy selekcji kwantów reprezentują „logikę mikro-zjawisk“. Toteż zbiór Q z relacją \leq i z operacjami \cup, \cap i $a \rightarrow a'$ zwykło się nazywać logiką kwantową. Każdy filtr $a \in Q$ jest stwierdzeniem tej logiki. „Stwierdzenie“ zostało sprawdzone dla cząstki, jeśli cząstka przeszła przez odpowiedni filtr. Symbole \cap oraz \cup są odpowiednikami „i“ oraz „lub“, \leq jest implikacją, zaś $'$ zaprzeczeniem. Prawo (2.1) jest regułą de Morgana, zaś (2.2) prawem podwójnego przeczenia.

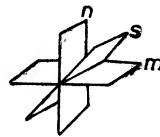
Mimo tych analogii „logika kwantowa“ jest istotnie różna od klasycznej. Podstawowym założeniem logiki klasycznej jest rozdzielność koniunkcji względem alternatywy:

$$a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c) \quad (2.5)$$

Prawo to jest *implicite* zawarte w znanej reprezentacji stwierdzeń logiki przy pomocy „kół logicznych“:



Rys. 1



Rys. 2

W logice kwantowej natomiast prawo rozdzielności nie jest spełnione. Fakt ten może być zilustrowany na przykładzie fotonów i Nicoli. Niech n, m, s będą pryzmatami Nicola, z których dwa pierwsze wyznaczają płaszczyzny polaryzacji wzajemnie prostopadłe, zaś trzeci, płaszczyznę ukośną do obu pozostałych.

Oczywiście, $m \equiv n'$. Dalej, proste rozważanie pokazuje, iż $n \cap s \equiv 0$. Istotnie, gdyby istniał jakikolwiek filtr $x \neq 0$ węższy zarówno od n , jak i od s , wówczas filtr taki produkowałby wiązkę fotonów przechodzącą w całości przez n i przez s . Z doświadczenia wiadomo jednak, że wiązki takiej nie ma. A więc $n \cap s \equiv 0$ i podobnie $m \cap s \equiv 0$. Analogiczne rozważania pokazują, że $n \cup m \equiv I$, stąd $(n \cap s) \cup (m \cap s) \equiv 0 \cup 0 \equiv 0$, choć $(n \cup m) \cap s \equiv I \cap s \equiv s \neq 0$. Widzimy, że

w „logice kwantowej“ fotonów „koniunkcja“ nie jest rozdzielna względem „alternatywy“; powiadamy, że logika kwantowa jest niedystrybutywna.

Według Birkhoffa, von Neumanna, Jaucha, Pirona i szeregu innych autorów (patrz [4], [12], [15], [21]) struktura logiki kwantowej jest podstawowym elementem, który wyznacza formalizm kwantowych teorii. Ponieważ kwantowe procesy selekcji nie spełniają prawa rozdzielności (2.5), a więc stwierdzenia logiki kwantowej nie dopuszczają reprezentacji przedstawionej na rys. 1: rozmaitość możliwych cech kwantów nie może być przedstawiona jako zbiór wszystkich podzbiorów pewnej klasycznej przestrzeni fazowej.

Oprócz „kół logicznych“ innym znanym modelem logiki (z relacją \leq i operacjami \cup , \cap i $'$) jest zbiór podprzestrzeni domkniętych dowolnej przestrzeni Hilberta H . Dla dwóch podprzestrzeni $P_1, P_2 \subset H$ relacja $P_1 \leq P_2$ oznacza zawieranie ($P_1 \subset P_2$). Symbole $P_1 \cap P_2$ oraz $P_1 \cup P_2$ oznaczają odpowiednio część wspólną oraz powłokę liniową domkniętą dwóch przestrzeni, zaś P' oznacza dopełnienie ortogonalne podprzestrzeni P . Ten właśnie model stał się podstawą formalizmu współczesnej teorii. W teorii tej wielkości mierzalne odpowiadają operatorom samosprężonym, zaś pomiary „tak—nie“ odpowiadają operatorom o widmie złożonym z dwu tylko punktów 0 i 1: są to po prostu operatory rzutów ortogonalnych na różne podprzestrzenie domknięte H . Tak więc, we współczesnej teorii cechy kwantów wyróżniają nie podzbiory w klasycznej przestrzeni fazowej (co odpowiadałoby rys. 1), lecz podprzestrzenie przestrzeni Hilberta (co jest w duchu szkicu 2).

Hipoteza o uniwersalności

Wróćmy do problemu postawionego we wstępie. Birkhoff i von Neumann sprecyzowali ów problem tak: czy podprzestrzenie przestrzeni Hilberta stanowią strukturę wystarczająco ogólną dla potrzeb fizyki, czy też podobna sobie wyobrazić taką „logikę“ procesów selekcji, która, spełniając pewne rozsądne warunki regularności, byłaby ogólniejsza od „logiki podprzestrzeni“?

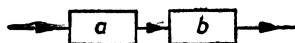
Dążąc do głębszego umotywowania istniejącej teorii Birkhoff i von Neumann poszukiwali takich fizycznie naturalnych aksjomatów, które prowadziłyby właśnie do logiki podprzestrzeni jako modelu kwantowych procesów selekcji. Mimo głębokich rezultatów z dziedziny teorii krat [2] problem ten nie został całkowicie rozwiązany przez Birkhoffa i von Neumanna. Zdaje się on być rozwiązany dzisiaj, dzięki pracy Pirona [15]. W miejsce aksjomatu rozdzielności (typowego dla logiki klasycznej) Piron żąda od logiki kwantowej spełnienia prawa półmodularności (patrz [15]). Przy tym założeniu Piron dowiódł, że podprzestrzenie przestrzeni Hilberta są jedynym (nieprzywiedlnym) modelem logiki kwantowej. Rezultat ten został ostatnio wzmocniony przez Gunsona [6] i Poola [17]. Wykorzystując więcej informacji o fizycznej naturze filtrów osłabili oni założenia kratowe, pozbywając się całkowicie aksjomatu półmodularności. Obecnie zatem sytuacja wygląda tak: jeśli tylko procesy selekcji spełniają

prawa I, II, III, to ich najogólniejszym modelem jest logika podprzestrzeni w przestrzeni Hilberta¹. Fakt ten jest niemal powszechnie uznawany za dowód „uniwersalności“ języka współczesnej teorii kwantów. Wyprowadza się z niego wniosek, że zasadnicze rysy tej teorii — takie jak operowanie wektorami stanu i operatorami samosprzężonymi — nie są przypadkowe, lecz nieuchronne. Bywa też stąd wysnuwana pewna wskazówka na przyszłość: oto konstruuując nowe teorie fizyczne nie tracimy ograniczając się z góry do schematów opartych na jednym z trzech typów przestrzeni Hilberta: rzeczywistej, zespolonej lub kwaternionowej.

3. Geometria prawdopodobieństw

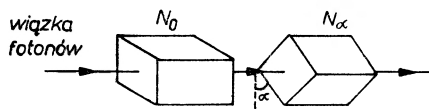
Ujęcie Birkhoffa i von Neumanna cechuje jednak pewna jednostronność. Kładzie ono nacisk na jeden tylko aspekt mikrozwisak, jakim jest „logika kwantowa“, tzn. zbiór relacji uporządkowania (\leq) i ortogonalności (\perp) procesów selekcji. Tymczasem dla fenomenologii zjawisk kwantowych znacznie ważniejsze są pewne proste stosunki ilościowe.

Wyobraźmy sobie dwa filtry $a, b \in Q$ oraz wiązkę cząstek przechodzącą najpierw przez a , następnie przez b :



Rys. 3

W ogólności ułamek tych cząstek wychodzących z a , które następnie przejdą przez b , zależy od specyfiki wiązki. Zdarzają się jednak takie szczególne pary filtrów a, b , dla których ułamek ten jest ustalony. Ma to miejsce np. dla pary pryzmatów Nicola (p. rys. 4).



Rys. 4

Dla powyższej konfiguracji Nicolowej względny spadek natężenia wiązki wychodzącej z N_0 spowodowany przez N_α wynosi zawsze $\cos^2 \alpha$ niezależnie od koloru światła. Sytuacje tego rodzaju będą dla nas szczególnie ważne.

Definicja. Powiemy, że określony *współczynnik transmisji* $p(a, b)$ istnieje dla pary elementów $a, b \in Q$, jeżeli względny spadek natężenia na filtry b dowolnej wiązki opuszczającej a jest zawsze ten sam i wynosi $p(a, b)$. Doświad-

¹ Jednakże dowód tego nie mieści się już w formalizmie teorii krat.

czenie wskazuje, że określony współczynnik transmisji istnieje dla każdej pary filtrów minimalnych. Fakt ten ma podstawowe znaczenie dla mechaniki kwantowej, gdyż umożliwia zdefiniowanie prawdopodobieństw przejść. Dane dwa stany czyste (filtry minimalne), a , b , liczbę $p(a, b)$ nazywamy *prawdopodobieństwem przejścia* pomiędzy stanem a i b . Prawdopodobieństwa przejść są zasadniczym elementem mechaniki kwantowej, gdyż decydują o przekrojach czynnych.

Możemy teraz sprecyzować pewną obiekcję pod adresem ujęcia Birkhoffa i von Neumanna. Ujęcie to przyjmuje za jedyną podstawę fenomenologii zjawisk kwantowych „logikę kwantową“, natomiast prawdopodobieństwa przejść grają w nim rolę wtórną. To odwrócenie naturalnej hierarchii powoduje pewną sztuczność ujęcia Birkhoffa i von Neumanna. Toteż w nowszych pracach „logika kwantowa“ nie jest już jedynym kluczowym elementem, lecz częścią bogatszej struktury (Haag i Kastler [8], Gunson [6], Pool [17]). Zarazem pojawiły się koncepcje, w których „logika kwantowa“ ulega jeszcze dalszej degradacji, grając już tylko rolę wtórną (Ludwig [11], Dähn [3], Hellwig i Krauss [9]). Najdalej idącą opozycję przeciw doktrynie „logiki kwantowej“ reprezentuje praca autora [13]. Poglądy tam przedstawione można by streścić tak:

sকoro uporządkowanie procesów selekcji nie jest podstawowym elementem naszej fenomenologii, to zapomnijmy o „logice kwantowej“, a zamiast tego oprzyjmy opis zjawisk kwantowych na innej strukturze. Decydującą rolę w mechanice kwantowej grają prawdopodobieństwa przejść. Uznajmy zatem zbiór stanów czystych pewnego układu fizycznego za podstawową strukturę mechaniki kwantowej daną wprost z doświadczenia. Strukturę tę będziemy uważać za rodzaj przestrzeni z geometrią wyznaczoną przez prawdopodobieństwa przejść, podobnie jak geometria przestrzeni metrycznej wyznaczona jest przez odległości. Wydaje się naturalne żądać od prawdopodobieństw przejść pewnych warunków regularności; w [13] zostały one zapostulowane w formie następującej definicji:

Definicja. *Przestrzenią stanów* lub *przestrzenią prawdopodobieństw* nazywamy dowolny zbiór S elementów zwanych *stanami* z funkcją dwu zmiennych $p(a, b)$ określoną na $S \times S$ i zwaną *prawdopodobieństwem przejścia*, taką, że

$$(A) \quad 0 \leq p(a, b) \leq 1 \text{ dla } \text{każdych } a, b \in S; \quad p(a, b) = 1 \iff a = b;$$

$$(B) \quad p(a, b) = p(b, a).$$

(*Definicja:* stany $a, b \in S$ nazywamy *ortogonalnymi*, jeśli $p(a, b) = 0$. Każdy maksymalny zbiór wzajemnie ortogonalnych stanów $R \subset S$ nazwiemy *bazą*).

(C) Jeśli R jest bazą, to dla każdego $a \in S$

$$\sum_{r \in R} p(a, r) = 1. \quad (3.1)$$

Powyższą przestrzeń prawdopodobieństw uznano w [13] za podstawową strukturę mechaniki kwantowej w miejsce „logiki kwantowej“ Birkhoffa i von Neumanna. Stanowisko to narzuca nowe sprecyzowanie problemu uniwersalności mechaniki kwantowej. Oczywiście modelem „przestrzeni stanów“ jest zbiór jednowymiarowych podprzestrzeni („promieni“) Ψ, Φ, \dots w dowolnej przestrzeni Hilberta H z prawdopodobieństwem przejścia zdefiniowanym przez

$$p(\Psi, \Phi) = |(\psi, \varphi)|^2 \quad (3.2)$$

gdzie ψ, φ są wektorami jednostkowymi, $\psi \in \Psi, \varphi \in \Phi$. Powstaje jednak pytanie, czy model ten jest najogólniejszy. Czy dla dowolnej przestrzeni stanów istnieje reprezentacja $a \rightarrow \psi_a$ elementów $a \in S$ przez wektory jednostkowe $\psi_a \in H$ taka, że

$$p(a, b) = |(\psi_a, \psi_b)|^2? \quad (3.3)$$

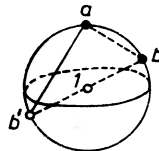
Jeśli tak postawimy problem, to odpowiedź okazuje się negatywna. Istnieją bowiem bardzo proste geometrie stanów spełniające (A), (B), (C), dla których prawdopodobieństwa przejść nie dają się wyrazić zgodnie z (3.3). Zacytujemy dwa charakterystyczne przykłady:

1) Niech S będzie powierzchnią kuli o jednostkowej średnicy w n -wymiarowej przestrzeni euklidesowej R^n . Dla każdej pary punktów a, b na powierzchni S zdefiniujemy prawdopodobieństwo przejścia $p(a, b)$ jako kwadrat odległości punktu a od antypody b' punktu b :

$$p(a, b) = ab'^2$$

$$p(a, b') = ab^2$$

Aksjomaty (A), (B), (C) są oczywiście spełnione. Dla każdego $n = 1, 2, 3$ mamy tu więc do czynienia z pewną przestrzenią prawdopodobieństw, którą

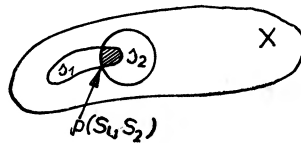


Rys. 5

oznaczać będziemy symbolem $S(2, n)$. Liczba 2 oznacza, że nasza przestrzeń jest dwuwymiarowa: zawiera co najwyżej dwa stany wzajemnie ortogonalne; wszystkie pozostałe stany są ich (uogólnionymi) superpozycjami. Liczba n wskazuje, jak bogata jest mnogość owych „superpozycji“. Przestrzenie $S(2, n)$ tworzą rosnący ciąg struktur, z których trzy: $S(2, 2)$, $S(2, 3)$ i $S(2, 5)$ mają geometrię hilbertowską. Jak pokazano w [13], $S(2, 2)$ jest izomorficzna ze zbiorem promieni w dwuwymiarowej rzeczywistej przestrzeni Hilberta, $S(2, 3)$ — ze zbiorem promieni w dwuwymiarowej zespolonej przestrzeni Hilberta, zaś

$S(2, 5)$ odpowiada promieniom w dwuwymiarowej kwaternionowej przestrzeni Hilberta. Pośrednia przestrzeń $S(2, 4)$ nie jest izomorficzna z żadną strukturą hilbertowską, choć daje się zanurzyć w $S(2, 5)$. Przestrzenie $S(2, n)$ są natomiast istotnie niehilbertowskie: w każdej z nich dowolna ortogonalna para stanów $\{a, a'\}$ posiada zbyt bogatą rodzinę „superpozycji“, które nie mieszczą się w żadnym z trzech typów przestrzeni Hilberta.

2) Odmiennego przykładu dostarcza teoria miary. Niech X będzie dowolnym zbiorem mierzalnym o skończonej mierze $\mu(X) = n$ (n jest liczbą naturalną). Nazwiemy „stanem“ dowolny podzbiór $s \subset X$ o mierze $\mu(s) = 1$. Dla dwu „stanów“ $s_1, s_2 \subset X$ definiujemy prawdopodobieństwo przejścia jako $p(s_1, s_2) = \mu(s_1 \cap s_2)$.



Rys. 6

Otrzymana w ten sposób przestrzeń jest n -wymiarową, istotnie niehilbertowską przestrzenią prawdopodobieństw; może ona kojarzyć się z naiwną interpretacją mechaniki kwantów, według której stany układu fizycznego odpowiadają nie punktom, lecz „komórkom“ w przestrzeni fazowej.

Powyższe przykłady wskazują, że „hilbertowska“ geometria stanów nie jest jedyną możliwą. Jak pokazano w [13], istnieją niehilbertowskie przestrzenie prawdopodobieństw o geometrii dowolnie bliskiej modelowi hilbertowskiemu: a więc model ten dopuszcza możliwość małych deformacji.

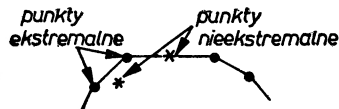
Fakty te osłabiają twierdzenie Birkhoffa, von Neumanna, Pirona, Jaucha, Gunsona i innych autorów o uniwersalności współczesnej teorii kwantów. W gruncie rzeczy, język tej teorii okazuje się dość ubogi. Stany czyste są w nim reprezentowane przez punkty na powierzchni kuli jednostkowej. Jednak kula jednostkowa jest tworem dość szczególnym: żaden jej punkt nie jest wyróżniony w stosunku do pozostałych. Oznacza to, że według dzisiejszej teorii nie ma istotnej różnicy między stanami fizycznymi: otoczenie każdego stanu ma identyczną geometrię co otoczenie każdego innego stanu; stany fizyczne nie różnią się niczym istotnym oprócz nazw, które zostały im nadane. Być może jednak, rzeczywistość kwantowa nie jest aż tak symetryczna. W starożytności uważano, że planety muszą krążyć po okręgach, a to dla ich doskonałej symetrii: obecnie wiemy, że model ten był przybliżony. W [13] wypowiedziano hipotezę, że w podobny sposób hilbertowska geometria stanów jest tylko pierwszym przybliżeniem rzeczywistej struktury. Gdyby tak było, to powstaje pytanie, jakie mogą być fizyczne źródła ewentualnego odstępstwa? Interesujące wskazówki na ten temat wiążą się z aspektem mechaniki kwantowej, który w okresie rozkwitu „logiki kwantowej“ zdawał się grać rolę marginesową.

4. Zbiory wypukłe

Dotąd operowaliśmy pojęciem stanu czystego: pojęcie to opisuje własności czystego zespołu cząstek, gdy abstrahujemy od całkowitej ilości cząstek w zespole. Obecnie będziemy używać ogólniejszego pojęcia stanu (niekoniecznie czystego), które w podobny sposób opisuje „jakość” dowolnego *ensamblu*.

Dla tak rozszerzonego pojęcia stanu naturalne staje się pojęcie mieszaniny. Przypuśćmy, że dane są dwa ensemble ξ_1 i ξ_2 , odpowiadające stanom s_1 i s_2 . Utwórzmy teraz nowy zespół statystyczny, mieszając idywidua obu ensemble w proporcji $p_1 : p_2$ ($p_1, p_2 \geq 0$, $p_1 + p_2 = 1$). Otrzymamy zespół w pewnym nowym stanie s , który nazwiemy mieszaniną stanów s_1 i s_2 i oznaczymy symbolem $s = p_1 s_1 + p_2 s_2$. Pojęcie to dopuszcza oczywistą interpretację probabilistyczną: o przeciętnym indywiduum ensemble w stanie $p_1 s_1 + p_2 s_2$ wiemy tylko tyle, iż jest ono elementem ξ_1 z prawdopodobieństwem p_1 lub elementem ξ_2 z prawdopodobieństwem p_2 . Możemy teraz łatwo opisać stan czysty: jest to po prostu stan nierozkładalny, tj. taki, który nie jest mieszaniną dwu różnych stanów z nietrywialnymi współczynnikami $p_1, p_2 > 0$.

Powyższe definicje wskazują na bliskie pokrewieństwo struktury stanów ze strukturą zbiorów wypukłych. Zbiorem wypukłym nazywamy dowolny podzbiór przestrzeni liniowej (ogólniej: przestrzeni afinicznej), który wraz z każdą parą punktów zawiera również łączący je odcinek. (Dla pary punktów x_1, x_2 odcinkiem $x_1 x_2$ nazywamy zbiór wszystkich punktów postaci $p_1 x_1 + p_2 x_2$, gdzie $p_1, p_2 \geq 0$ i $p_1 + p_2 = 1$). Punkt x zbioru wypukłego nazywamy *krańcowym* (*ekstremalnym*), jeżeli nie leży on wewnątrz żadnego odcinka należącego do tego zbioru; tzn. jeśli x nie jest nietrywialną kombinacją $x = p_1 x_1 + p_2 x_2$ ($p_1, p_2 > 0$, $p_1 + p_2 = 1$) dwu innych punktów zbioru wypukłego. Sens tej definicji uwidoczniło na rys. 7:

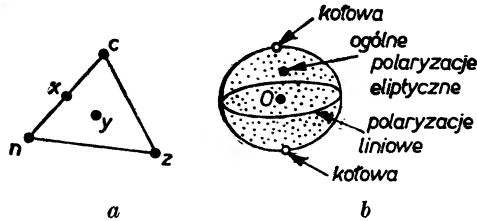


Rys. 7

Narzuca się idea, że zbiór wszystkich stanów (czystych i mieszanych) dla pewnego gatunku kwantów może być przedstawiony jako zbiór wypukły w pewnej przestrzeni afinicznej, tak iż stany czyste odpowiadają punktom ekstremalnym: zbiór ten będziemy nazywać *figurą stanów* lub *figurą statystyczną* i oznaczać symbolem E (od ensemble, których rodzaje reprezentuje). Dwa proste przykłady tej reprezentacji przedstawiono na rys. 8.

Rys. 8a przedstawia stany ensemble, jakie można utworzyć z obiektów klasycznych trzech typów: czerwonych, zielonych i niebieskich kulek. Figura statystyczna jest tu trójkątem w dwuwymiarowej przestrzeni afinicznej; trzy wierzchołki trójkąta c, z, n reprezentują stany czyste odpowiadające ensemblem jednorodnym złożonym z kulek jednego koloru. Inne punkty trójkąta odpo-

wiadają stanom mieszanym. Tak np. stan $x = \frac{1}{2}n + \frac{1}{2}c$ odpowiada ensemblowi mieszanemu złożonemu z kulek czerwonych i niebieskich w różnych proporcjach i nie zawierającemu kulek zielonych, podczas gdy środek trójkąta $y = \frac{1}{3}c + \frac{1}{3}n + \frac{1}{3}z$ reprezentuje mieszaninę wszystkich trzech rodzajów kulek w jednakowych proporcjach („kompletny chaos“). Oczywiście, mieszanki obiektów klasycznych n typów utworzyłyby figurę statystyczną będącą sym-



Rys. 8

pleksem o n wierzchołkach w $n-1$ -wymiarowej przestrzeni afinicznej; przy tym dla $n = \infty$ byłyby to „uogólniony sympleks“ w nieskończenie wielowymiarowej przestrzeni. Ważną własnością sympleksów jest to, iż każdy punkt wewnątrz sympleksu daje się dokładnie w jeden sposób przedstawić jako kombinacja punktów ekstremalnych (wierzchołków). Odpowiada to klasycznej naturze ensembli: wyróżniającą cechą obiektów klasycznych jest właśnie to, że ich mieszanina tylko w jeden sposób może być rozłożona na „składniki czyste“. A zatem sympleks jest figurą statystyczną typową dla fizyki klasycznej.

Omówimy z kolei rys. 8b. Kula przedstawiona na tym rysunku reprezentuje wszystkie możliwe stany polaryzacji fotonów. Punkty na powierzchni kuli są stanami czystymi: polaryzacje kołowe tworzą bieguny kuli, polaryzacje liniowe równik, zaś reszta powierzchni kuli są to stany polaryzacji eliptycznej. Punkty wewnątrz kuli są stanami mieszanymi z jednym stanem mieszanym (centrum kuli) wyróżnionym („kompletny chaos“). Geometria figury statystycznej 8b jest tego rodzaju, iż każdy stan mieszaniny może być na wiele sposobów przedstawiony jako mieszanka stanów czystych. Tak np. stan O (centrum kuli) może być przedstawiony jako mieszanka dwu dowolnie obranych prostopadłych polaryzacji liniowych bądź też jako mieszanina dwu przeciwnych polaryzacji kołowych: $O = \frac{1}{2}\uparrow + \frac{1}{2}\downarrow \rightarrow = \frac{1}{2}\curvearrowright + \frac{1}{2}\curvearrowleft = \frac{1}{2}\odot + \frac{1}{2}\ominus$. Owa wielorakość rozkładu na stany czyste jest oznaką, że obiekty, dla których figurą statystyczną jest kula, nie mają natury klasycznej.

Fakt, że geometria figury stanów odbija pewne fizyczne własności kwantów, był od dawna znany. Jednak dopiero niedawno podjęto dokładniejsze badania mechaniki kwantowej z tego punktu widzenia. Pierwsze studium mechaniki kwantowej oparte na geometrii zbiorów wypukłych pojawiło się w 1963 r. (Ludwig [11]). Temat ten był następnie pogłębiany w pracach Gunsona [6], Ludwiga [11], Poola [17], Dähna [3] i autora [14]. W wyniku tych prac stało się

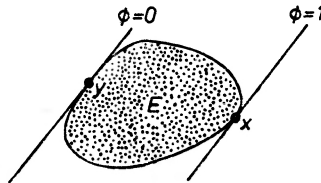
oczywiste, że geometria figury statystycznej E dostarcza najpełniejszego opisu mechaniki kwantowej, zawierając wszystkie inne struktury, takie jak „logika kwantowa“ lub „geometria stanów“, jako aspekty szczególne.

Funkcjonały normalne i zliczanie kwantów

Nasz opis geometrii E oparty będzie na następującym pojęciu funkcyjonału normalnego.

Definicja. Niech A będzie afiniczną przestrzenią typologiczną, zaś E zbiorem wypukłym, domkniętym w A . *Funkcyjonałem normalnym na E* nazwiemy dowolny liniowy, ciągły, rzeczywisty funkcyjonał w przestrzeni afinicznej A przyjmujący na E wartości z przedziału $[0, 1]$.

Trywialnym przykładem funkcyjonału normalnego jest funkcyjonał stały o wartości z przedziału $[0, 1]$. Każdy nietrywialny funkcyjonał normalny ϕ dopuszcza prostą reprezentację geometryczną. Równania $\phi x = \text{const}$ wyznaczają w A kongruencję równoległych hiperpłaszczyzn, z których każde dwie określają ϕ jednoznacznie. W dalszym ciągu będziemy reprezentować funkcyjonał ϕ jako parę płaszczyzn $\phi = 0$ i $\phi = 1$. Otóż funkcyjonał ϕ jest normalny na E , jeśli zbiór wypukły E leży pomiędzy płaszczyznami $\phi = 0$ i $\phi = 1$ lub co najwyżej ich dotyka; płaszczyzny te nie mogą natomiast przecinać jego wnętrza (patrz rys. 9).



Rys. 9

Funkcjonały normalne mają prosty sens fizyczny. W teorii kwantów oprócz mikrocząstek ważne są również przyrządy mierzące. W naszym przypadku przyrządami tymi będą liczniki. Licznikiem nazywać będziemy dowolny detektor zliczający cząstki według pewnej reguły: rozpatrywać będziemy zarówno licznik, który rejestruje wszystkie cząstki, jak i liczniki selektywne, czule na niektóre rodzaje cząstek. Dopuszczamy też możliwość liczników „niedoskonałych“, które w przypadkowy sposób przeocząją określone ułamki różnych cząstek. Mając dany pewien licznik l możemy każdemu stanowi $x \in E$ przyporządkować liczbę lx : określa ona ułamek cząstek zbiorowiska w stanie x , które zostaną „sposrzedzone“ przez licznik l . Oczywiście, $0 \leq lx \leq 1$. Ponieważ rozpatrujemy liczniki reagujące na pojedyncze cząstki, a nie na ich kombinacje w ensembli, będziemy zakładać, że wartość ułamka lx dla mieszanki dwu stanów jest kombinacją odpowiednich ułamków dla poszczególnych składników mieszanki: $l(p_1x_1 + p_2x_2) = p_1lx_1 + p_2lx_2$. A zatem każdy licznik wyznacza pewien funkcyjonał

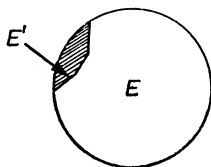
nał normalny na figurze stanów: funkcjonał ten będziemy nazywać *funkcjonałem zliczania*. Pojawia się pytanie: jak szeroka jest klasa tych funkcjonałów normalnych, które odpowiadają pewnym realnym licznikom? Przyjmijmy tutaj, że każdy funkcjonał normalny reprezentuje pewien sposób zliczania kwantów, który, przynajmniej w zasadzie, można by zrealizować. Tak np. para prostych $\phi = 0$ i $\phi = 1$ na rys. 9 symbolizuje licznik rejestrujący wszystkie cząstki stanu x i „ślepy“ na cząstki stanu y . Rezultat naszej dotychczasowej heurystyki może być streszczony jak następuje:

Założenie. Dla dowolnego rodzaju kwantów zbiór wszystkich stanów dopuszcza reprezentację jako pewien domknięty zbiór wypukły E (zwany figurą statystyczną) w afinicznej przestrzeni topologicznej, przy czym stany czyste odpowiadają punktom ekstremalnym zbioru E . Zbiór wszystkich liczników, które mogą być użyte dla badania stanów, odpowiada zbiorowi wszystkich funkcjonałów normalnych na figurze statystycznej.

Ważną rolę w geometrii figury statystycznej odgrywa następujące pojęcie *ściany* (ang. *face*; czasem *podzbiór ekstremalny* lub *podzbiór wypukły zupełny*).

Definicja. Niech E będzie zbiorem wypukłym w przestrzeni afinicznej A . Ścianą zbioru E będziemy nazywać dowolny podzbiór wypukły $E' \subset E$, taki że każdy odcinek $I \subset E$, którego choć jeden punkt wewnętrzny należy do E' , jest w całości zawarty w E' . Formalnie: $x_1, x_2 \in E$ i $p_1 x_1 + p_2 x_2 \in E'$, przy $p_1, p_2 > 0$, $p_1 + p_2 = 1 \Rightarrow x_1, x_2 \in E'$.

Geometrycznie możemy interpretować ścianę jako „płaski fragment“ brzegu zbioru wypukłego:



Rys. 10

Ścianami są zarówno cały zbiór E , jak i zbiór pusty \emptyset : ściany te określać będziemy mianem *niewłaściwych*. Pojęcie ściany jest naturalnym uogólnieniem pojęcia stanu czystego: stany czyste są po prostu ścianami jednopunktowymi. W geometrii figury statystycznej fizyczną interpretację wydają się posiadać ściany domknięte. Fakt ten wiąże się z następującym lematem:

Lemat. Niech ϕ będzie funkcjonałem normalnym na E . Wówczas podzbiory $E_{\phi=0} = \{x \in E : \phi x = 0\}$ i $E_{\phi=1} = \{x \in E : \phi x = 1\}$ są domkniętymi ścianami E .

Dowód. Dla przykładu wykażemy, że $E_{\phi=0}$ jest ścianą domkniętą. Podzbiór ten jest wypukły i domknięty, bo ϕ jest funkcjonałem ciągłym, liniowym. Dalej, jeśli $x_1, x_2 \in E$ i $p_1 x_1 + p_2 x_2 \in E_{\phi=0}$, gdzie $p_1, p_2 > 0$ i $p_1 + p_2 = 1$, to $0 = \phi(p_1 x_1 + p_2 x_2) = p_1 \phi x_1 + p_2 \phi x_2$, co wobec $\phi x_1 \geq 0$ i $\phi x_2 \geq 0$ jest możliwe tylko wówczas, gdy $\phi x_1 = \phi x_2 = 0$; skąd $x_1, x_2 \in E_{\phi=0}$.

Wnioskujemy, że ściany domknięte są podzbiorami, na których funkcjonały zliczania mogą przyjmować swe krańcowe wartości. Powyższy fakt wskazuje na naturalną interpretację fizyczną ścian domkniętych. Niech symbol ϕ oznacza pewien licznik; tym samym symbolem będziemy oznaczać odpowiedni funkcjonał zliczania. Równanie $\phi x = 0$ wyraża pewną sprawdzalną własność zbiorowiska w stanie x : zbiorowisko jest całkowicie niewidzialne dla licznika ϕ . Własność ta jest tego rodzaju, że wraz z całym zbiorowiskiem x dotyczy ona również jego dowolnej części: niepodobna rozłożyć stanu x na mieszaną dwu stanów, z których choć jeden niósłby cząstki dostrzegalne dla licznika. A więc równanie $\phi x = 0$ nie tylko wyraża cechę zbiorowiska jako całości, lecz również pewną własność każdej jego cząstki z osobna. To samo dotyczy równania $\phi x = 1$. Równania te określają jednak pewne ściany domknięte figury E . Narzuca się więc domysł, że ściany domknięte figury statystycznej odpowiadają różnym informacjom, jakie możemy mieć o pojedynczych cząstkach. Obszerniejsze ściany odpowiadają przy tym bardziej ogólnym informacjom, zaś ściany węższe dokładniejszym informacjom. Najogólniejszą informację przedstawia ściana niewłaściwa E (brak informacji), podczas gdy jednopunktowe ściany (jeśli istnieją) reprezentują maksymalne zbiory niesprzecznych informacji (zgodnie z Diracowską interpretacją stanów czystych).

Zauważmy, że ściany są zbiorem częściowo uporządkowanym z relacją \leq oznaczającą teoriomnogościowe zawieranie (C). Część wspólna dowolnej rodziny ścian domkniętych jest również ścianą domkniętą: wynika stąd od razu, że ściany domknięte tworzą kratę. W kracie tej można zdefiniować naturalną reakcję ortogonalności. Powiemy, że dwie ściany $E_1, E_2 \subset E$ są ortogonalne ($E_1 \perp E_2$) lub też, że reprezentują *całkowicie wykluczające się* informacje, jeżeli istnieje funkcjonał normalny ϕ o wartości 0 na E_1 i 1 na E_2 . (Oznacza to, że istnieje licznik rejestrujący wszystkie cząstki o „własności“ E_1 i odrzucający wszystkie cząstki o „własności“ E_2 .) Staje się obecnie oczywiste, że ściany domknięte figury statystycznej E odpowiadają „stwierdzeniom“ logiki kwantowej Birkhoffa i von Neumanna: zbiór wszystkich tych ścian z relacjami \leq i \perp to, w nowym języku, ta sama struktura, którą opisaliśmy w § 2. A więc „logika kwantowa“ jest strukturą wtórną, szczególnym aspektem geometrii figury stanów.

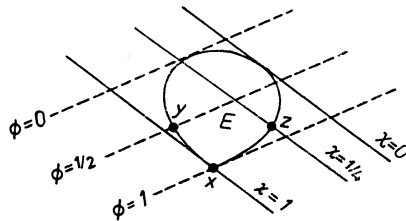
Ułamki afiniczne

Geometria figury statystycznej E nie tylko pozwala zrekonstruować „logikę kwantową“, lecz także wyznacza prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami czystymi.

Definicja. Niech E będzie pewnym zbiorem wypukłym, domkniętym w afinicznej przestrzeni topologicznej, zaś $x, y \in E$ parą punktów ekstremalnych zbioru E . Rozpatrzmy zbiór Φ_x wszystkich funkcjonałów normalnych przyjmujących wartość 1 w punkcie x : kres dolny tych funkcjonałów w punkcie y nazwiemy *ułamkiem afinicznym* pary punktów y, x i oznaczymy symbolem $p(y, x)$.

Powyższa wielkość posiada prostą interpretację fizyczną. Dla danego stanu czystego $x \in E$, Φ_x odpowiada zbiorowi wszystkich liczników, które „widzą” dokładnie wszystkie cząstki stanu x . Jeśli stan y jest ortogonalny do x , to wśród liczników tych znajdzie się co najmniej jeden, który całkowicie odrzuca cząstki stanu y . Na ogół jednak w Φ_x takiego licznika nie ma: wszystkie liczniki rejestrujące bezbłędnie cząstki stanu x będą nieuchronnie dostrzegać pewien niemożliwy do wyeliminowania ułamek cząstek stanu y : jest to właśnie ułamek afiniczny $p(y, x)$.

Geometrycznie, wielkość (4.1) może być wyznaczona przez proste konstrukcje operujące płaszczyznami podparcia. Płaszczyzną podparcia zbioru wypukłego domkniętego E w przestrzeni afinicznej A nazywamy dowolną hiperpłaszczyznę w A , która posiada punkty wspólne z E , lecz nie przecina jego wnętrza. Otóż definicja (4.1) odpowiada następującej konstrukcji. Mając dany punkt $x \in E$ prowadzimy parę równoległych płaszczyzn podparcia figury E , z których jedna dotyka E w punkcie x . Wybieramy przy tym płaszczyzny biegnące tak, aby punkt y znalazł się stosunkowo najbliżej drugiej z nich: tak obrana para hiperpłaszczyzn wyznacza funkcjonal normalny, którego wartość w y określa $p(y, x)$. Tak np. dla figury na rys. 11 ułamki afiniczne $p(y, x)$ i $p(z, x)$ są określone przez wartości dwu funkcjonalów ϕ , χ reprezentowanych przez następujące pary linii podparcia:



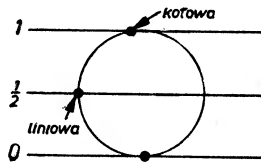
Rys. 11

Gdyby powyższy zbiór wypukły był figurą stanów dla pewnego gatunku kwantów, rysunek 11 oznaczałby, że każdy licznik rejestrujący bezbłędnie wszystkie cząstki stanu x musi „widzieć” co najmniej $1/2$ cząstek stanu y i co najmniej $1/4$ cząstek stanu z .

Nasze rozważania wskazują, że liczby $p(x, y)$ są naturalnym uogólnieniem prawdopodobieństw przejść rozpatrywanych w § 3: i tamte bowiem mierzyły pewną nieuniknioną „infiltrację” pomiędzy stanami czystymi. A zatem „geometria stanów” opisana w § 3 jest szczególnym aspektem geometrii figury statystycznej (identyfikacja ta została dokonana w pracy autora [14]). Dla przykładu rozpatrzmy figury statystyczne fizyki klasycznej i ortodoksyjnej mechaniki kwantowej. W przypadku obiektów klasycznych figura stanów jest sympleksem, którego wierzchołki reprezentują stany czyste. Dla każdej pary wierzchołków istnieje funkcjonal normalny znikający na jednym wierzchołku a przyjmujący wartość 1 na drugim: fakt ten wynika z geometrii sympleksu.

A zatem, dla dwu dowolnych stanów czystych y, x ułamek afiniczny $p(x, y)$ wynosi albo 0, albo 1 (1, gdy $x = y$, i 0, gdy $x \neq y$). Jest to przejawem klasycznej natury obiektów, dla których figurą stanów jest sympleks. „Klasyeczność“ tradycyjnej fizyki polega właśnie na tym, że „współczynniki infiltracji“ przybierają wartości 0 albo 1: każde dwa maksymalne zbiory niesprzecznych informacji są albo identyczne, albo też całkowicie się wykluczają.

Rozpatrzmy z kolei ortodoksyjną mechanikę kwantową. Tutaj stanom ensembli odpowiadają macierze gęstości $x = \sum_n |\psi_n \rangle \langle \psi_n|$ w pewnej przestrzeni Hilberta H . Stany czyste odpowiadają „prostym“ macierzom postaci $|\psi \times \psi|$, tj. operatorom rzutów ortogonalnych na podprzestrzenie jednowymiarowe. Całość figury stanów jest zbiorem wszystkich operatorów hermitowskich nieujemnych o jednostkowym śladzie: $E = \{x \in L(H) : x^+ = x \geq 0, \text{Tr}x = 1\}$. Ułamki afiniczne pomiędzy punktami ekstremalnymi tej figury mogą być łatwo wyznaczone; okazuje się, że dla dowolnej pary stanów czystych $x = |\psi \times \psi|$, $y = |\varphi \times \varphi|$ mamy: $p(x, y) = |(\psi, \varphi)|^2$ (patrz [14]), co wyjaśnia genezę znanego wzoru na prawdopodobieństwa przejść. Warto jednakże podkreślić, że prawdopodobieństwa te mogą być tu otrzymane nawet bez uciekania się do reprezentacji elementów $x \in E$ przez macierze gęstości. Na przykład dla figury statystycznej na rys. 12 prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy stanem polaryzacji kołowej i liniowej wynosi 1/2, co jest natychmiast widoczne z kształtu zbioru wypukłego E (gdy tymczasem możliwość reprezentacji punktów tego zbioru w postaci macierzy gęstości w dwuwymiarowej, zespolonej przestrzeni Hilberta jest znacznie mniej oczywista).



Rys. 12

Konkludujemy, że pojęcie figury statystycznej wprowadza całkowitą geometryzację teorii kwantów dostarczając opisu wszystkich jej elementów w języku niezależnym od reprezentacji.

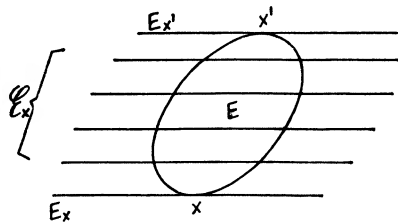
Możliwość uogólnień

Dochodzimy teraz do interesującego problemu. Wiadomo, że figury hilbertowskie nie wyczerpują zbiorów wypukłych. Przeciwnie, są raczej „rzadkimi okazami“ wyróżnionymi przez pewne szczególne regularności. Powstaje więc pytanie: czy tylko figury hilbertowskie mogą reprezentować strukturę mechaniki kwantowej? Według rozpowszechnionej opinii tak jest istotnie, zaś zadaniem podstawowych badań mechaniki kwantowej jest odszukanie przyczyny tego faktu w postaci naturalnych aksjomatów ograniczających figury statystyczne.

do zbiorów macierzy gęstości i pozwalających odrzucić inne typy zbiorów wypukłych jako „niefizyczne“. Przyjmujemy tu odmienny punkt widzenia. Zamiast ograniczać *a priori* cały schemat do istniejącej teorii, warto najpierw sprawdzić, jak wyglądałyby inne schematy i inne teorie. Prowadzi to nas do następującego programu.

Obierzmy zbiór wypukły dowolnego kształtu w pewnej przestrzeni afinicznej. Załóżmy, że zbiór ten jest figurą statystyczną dla pewnych hipotetycznych kwantów. Jakie fizyczne własności musiałyby mieć tego rodzaju kwanty? Jaka „geometria prawdopodobieństw“ musiałaby im odpowiadać?

Klasę szczególnie prostych modeli otrzymano w [14] zakładając, że figura stanów E jest zwartym, ściśle wypukłym obszarem o gładkim brzegu w skończonej wymiarowej przestrzeni afinicznej. Figura taka ma dość nieskomplikowaną strukturę ścian: oprócz niewłaściwych ścian ϕ i E posiada ona jedynie mnogość jednopunktowych ścian (stanów czystych), którymi są wszystkie punkty na brzegu E . Dla każdej pary stanów czystych x, y prawdopodobieństwo przejścia $p(y, x)$ może być łatwo wyznaczone jako ułamek afiniczny: mając dany punkt x wyznaczamy najpierw kongruencję \mathcal{E}_x równoległych hiperpłaszczyzn, z których jedna (E_x) jest styczna do brzegu E w punkcie x (patrz rys. 13):



Rys. 13

Kongruencja \mathcal{E}_x wyznacza z kolei dokładnie jedną „antypodę“ x' punktu x ; rys. 13 może służyć jako jej definicja. Para hiperpłaszczyzn $E_x, E_{x'}$ kongruencji stycznych do E w punktach x i x' odpowiednio wyznacza dokładnie jeden funkcyjna normalny ϕ_x przyjmujący wartość 1 w x i 0 w x' ; ten właśnie funkcyjna określa ułamek afiniczny dowolnego stanu y w stanie x :

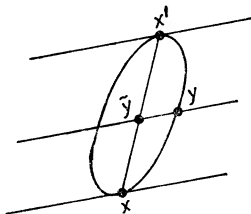
$$p(y, x) = \phi_x y \quad (4.3)$$

Wzór ten jest równoważny następującej konstrukcji. Mając dany punkt $x \in \partial E$ wyznaczamy kongruencję \mathcal{E}_x i znajdujemy „antypodę“ x' punktu x . Następnie łączymy punkty x i x' odcinkiem xx' . Mając teraz dany punkt $y \in \partial E$ znajdujemy punkt \tilde{y} odcinka xx' leżący na tej samej płaszczyźnie kongruencji co y . Położenie \tilde{y} pomiędzy x i x' wyznacza prawdopodobieństwo przejścia $p(y, x)$, (patrz rys. 14).

Mamy:

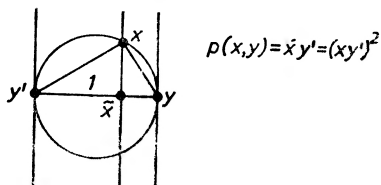
$$p(y, x) = \tilde{y}x' : xx'. \quad (4.4)$$

Powyższe wyrażenie ma pewne godne odnotowania regularności. Jedynym stanem czystym „ortogonalnym“ do x jest jego antypoda $x': p(x, x') = 0$. A zatem brzeg E z prawdopodobieństwem przejścia określonym przez konstrukcję (4.4) jest uogólnieniem dwuwymiarowej przestrzeni stanów czystych ortodoksyjnej mechaniki kwantowej, takiej jak np. przestrzeń stanów polaryzacji fotonu. Każda para punktów x, x' jest tutaj „bazą“. Analogia jest tym głębsza, że dla każdej bazy $\{x, x'\}$ i dla dowolnego $y \in \partial E$ mamy $p(y, x) +$



Rys. 14

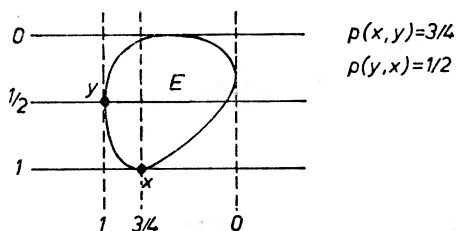
$+ p(y, x') = 1$. Otrzymana przez nas struktura prawdopodobieństw jest jednak na ogół niehilbertowska: nie istnieje reprezentacja punktów $x \in \partial E$ przez wektory jednostkowe $\psi_x \in H$ taka, żeby $p(x, y) = |(\psi_x, \psi_y)|^2$. Dla ilustracji tego faktu przypuścimy, że E jest elipsoidą w n -wymiarowej przestrzeni afinicznej: ponieważ odległości w geometrii afinicznej są nieistotne, możemy przyjąć, że E jest kulą o średnicy 1 w przestrzeni euklidesowej R^n , przy czym stanami czystymi są punkty na powierzchni kuli. Nasza konstrukcja prawdopodobieństw przejść przedstawiona na rys. 14 prowadzi teraz do następującego równoważnego przepisu: dane dwa punkty x, y na powierzchni kuli E , prawdopodobieństwo przejścia $p(x, y)$ jest równe kwadratowi odległości między x i antypodą y' :



Rys. 15

Okazuje się więc, że nasza konstrukcja prowadzi do przestrzeni $S(2, n)$ opisanych w § 3, z których jedynie $S(2, 2)$, $S(2, 3)$ i $S(2, 5)$ są hilbertowskie. Jak pokazano w [14], dla ogólniejszych nieeliptycznych kształtów figury statystycznej nasz model prowadzi do geometrii stanów czystych jeszcze bardziej

odległych od struktury hilbertowskiej niż to przewidywano w [13]. Tak np. jeśli E jest dowolnym ściśle wypukłym obszarem o gładkim brzegu, formuła (4.4) prowadzi może do asymetrycznych prawdopodobieństw przejść pomiędzy stanami czystymi; fakt ten jest widoczny na szkicu poniżej:



Rys. 16

Oznacza to, że nasz schemat dopuszcza istnienie pewnych nowych struktur kwantowych, w których dwa „maksymalne zbiory niesprzecznych informacji“ mogą być powiązane niesymetrycznym prawdopodobieństwem względnym (p. także dyskusję w [14]).

Staje się więc oczywiste, że teoria zbiorów wypukłych jest matematycznym mechanizmem produkującym różne „kwantowe światy“. W zależności od kształtu figury statystycznej wprowadzonej do „mechanizmu“ dostajemy „światy“ o różnych stopniach ogólności. Tak np. jeśli założymy, że E jest sympleksem, otrzymujemy świat klasyczny, w którym prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami czystymi mogą przybierać wartości 0 lub 1. Zakładając, że E jest figurą hilbertowską, dostajemy świat ortodoksyjnej mechaniki kwantowej: w świecie tym maksymalne zbiory niesprzecznych informacji mogą być „kodowane“ w formie wektorów w przestrzeni Hilberta, zaś „odeczytywane“ przy pomocy operatorów samosprężonych. Wybierając figury statystyczne o ogólniejszej geometrii dostajemy hipotetyczne światy, w których maksymalne zbiory informacji nie mogą już zostać „zakodowane“ w postaci wektorów jednostkowych w przestrzeni Hilberta, gdyż nie pozwala na to geometria prawdopodobieństwa przejść: światy te mają się tak do ortodoksyjnej teorii kwantów jak geometria Riemanna do teorii przestrzeni Euklidesa. Konkludujemy więc, że schemat klasyczny i ortodoksyjny schemat kwantowy nie są jedynymi modelami dostępnymi dla fizyki teoretycznej, lecz szczególnymi egzemplarzami szerokiej rodziny „światów“, z których większość ma geometrię niehilbertowską; zaś sformułowany przez nas program jest tym dla mikro-zjawisk, czym kosmologia dla zjawisk w skali makroskopowej. Powstaje jednak pytanie: jakie znaczenie fizyczne mogą mieć nieortodoksyjne schematy? Czy wiążą się z jakimiś znanymi teoriami? Wbrew istniejącym opiniom (np. [2], [4], [6], [9], [15]) teoria zbiorów wypukłych sugeruje dość naturalną hipotezę na ten temat.

5. Możliwość nieliniowej mechaniki kwantowej

Ortodoksyjna mechanika kwantowa jest istotnie związana z liniową, klasyczną teorią pola: jest ona prostą syntezą tej teorii oraz interpretacji statystycznej. Jedną z luk współczesnej teorii polega na tym, że dotąd nie udało się związać w podobny sposób nieliniowej klasycznej teorii pola z odpowiednią teorią kwantową. Choć nie ma zasadniczych trudności ze sformułowaniem nieliniowej mechaniki falowej, brak nam interpretacji statystycznej: dla fal spełniających równania nieliniowe iloczyny skalarne na ogół nie są stałymi ruchu i nie nadają się do definicji prawdopodobieństwa przejść. Powstaje pytanie: jakie funkcje nieliniowych pól powinny być przyjęte zamiast $|\langle \varphi, \psi \rangle|^2$ za podstawę interpretacji statystycznej? Okazuje się, że omówione przez nas pojęcia prowadzą do pewnej konstruktywnej odpowiedzi na to pytanie.

Przypuśćmy, że dane jest pewne równanie falowe (niekoniecznie liniowe). Równanie takie wyznacza pewne wielkości zachowawcze (np. energię, pęd, ładunek pola itd.). Pierwszy krok naszej konstrukcji polegać musi na wyborze jednej z tych wielkości jako „normy“ klasycznego pola, podobnie jak całkę pierwszą $\int \psi^* \varphi d_3x$ uznano za normę dla rozwiązań równania Schrödingera. (Analiza strukturalna klasycznych teorii pozwalająca znajdować wielkości zachowawcze jest dostatecznie rozwinięta, p. [19], [18], [10].) Mając obrany funkcjonal normujący, rozpatrujemy teraz zbiór rozwiązań f o normie jednostkowej naszego równania; zbiór ten oznaczymy symbolem S i jego elementy nazwiemy *stanami czystymi*. Następny krok konstrukcji wymaga rozstrzygnięcia, które funkcjonały $\phi(f)$ rozwiązań f są wielkościami obserwowalnymi. Dla nieliniowych równań pola jest to dość poważny problem, którego rozwiązanie wymagać może analizy strukturalnej klasycznych teorii z punktu widzenia geometrii wiązek włóknistych (patrz [19], [20], [18], [10]). Dla pól z bogatymi grupami transformacji cechowania problem ów prowadzi do zagadnień dalekich jeszcze od rozwiązania i staje się zbieżny z programem badań zaproponowanym w GRT przez Bergmana [1].

Przyjmując, że znaleźliśmy zbiór Φ wszystkich obserwabli dla naszych pól, możemy skonstruować figurę statystyczną teorii jak następuje: wiedząc, że stanami czystymi są elementy $f \in S$, przyjmujemy, iż stany ogólne odpowiadają różnym rozkładom prawdopodobieństwa na zbiorze stanów czystych S ; z tym, że dwa rozkłady uważamy za określające ten sam stan i utożsamiamy, jeśli średnie po obu rozkładach z dowolnej obserwabli są identyczne. Przy tej umowie, rozkłady prawdopodobieństw na S tworzą pewien nietrywialny zbiór wypukły nie będący na ogół sympleksem. Zbiór ten jest właśnie figurą statystyczną naszej teorii, zaś jego struktura odbija fizykę hipotetycznych kwantów. Tak np. dla liniowej mechaniki falowej (z kwadratowym Lagrangianem) obserwabli są po prostu wszystkimi możliwymi formami kwadratowymi pola f o wartościach rzeczywistych i cała konstrukcja prowadzi do hilbertowskiej figury stanów: uwaga ta wyjaśnia genezę ortodoksyjnej mechaniki kwantowej. Dla nieliniowych pól natomiast „obserwable“ nie są na ogół formami kwadra-

towymi, lecz mogą mieć ogólniejszą postać; toteż ta sama konstrukcja prowadzić może do niehilbertowskiej figury stanów. W każdym z tych przypadków nasza teoria dostarcza jednoznacznej interpretacji statystycznej. Mając daną figurę statystyczną możemy wyznaczyć strukturę jej ścian i znaleźć prawa odpowiadającej im „logiki“. Możemy również zbadać prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami czystymi i rozstrzygnąć czy posiadają one, czy też nie, geometrię hilbertowską. Ponieważ program ten jest wykonalny dla dowolnej figury E , wnioskujemy, że pojęcie figury statystycznej stanowi poszukiwane ogniwo łączące teorię kwantów i nieliniową teorię pola.

Wynika stąd zarazem określona odpowiedź na pytanie postawione na wstępie. Otóż odpowiedź ta ma formę alternatywy. Albo liniowe teorie pola opisują dokładnie rozchodzenie się fizycznych cząstek w próżni: w takim razie język współczesnej teorii jest wystarczająco bogaty i jego dalsze doskonalenie prowadzić musi do pogłębienia teorii przestrzeni Hilberta. Być może jednak, zetkniemy się kiedyś z nieliniowymi falami o strukturze kwantowej: w tym wypadku język współczesnej teorii byłby niewystarczający, zaś próby kwantowania nieliniowych pól przy pomocy operatorów w przestrzeni Hilberta bezużyteczne; wierny opis rzeczywistości kwantowej prowadziłby wówczas do nieortodoksyjnych światów, takich, jak te opisane w § 4.

Autor pragnie podziękować Profesorowi A. Trautmanowi za życzliwe zainteresowanie, które stało się przyczyną napisania tej pracy, oraz Profesorowi R. S. Ingardenowi za uprzejme zaproszenie na seminarium Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Toruniu.

Abstract: The representation independent aspects of quantum mechanics are viewed as decisive for the problem of universality of the Hilbert space formalism in quantum theories. Two such familiar aspects are the quantum logic and the geometry of the transition probabilities between the pure states. Both are naturally unified in the framework of the convex set theoretical description of quantum theories developed by Ludwig and the present author. The basic element of this description is the convex manifold of quantum states called a statistical figure. The lattice of the extremal subsets of the statistical figure corresponds to the quantum logic, while the affine ratios for pairs of pure states generalize the transition probabilities. For the statistical figure isomorphic to the set of all „density matrices“ in a Hilbert space, the resulting geometry of the transition probabilities coincides with that of the orthodox quantum theory. For more general statistical figures, however, one arrives at certain non-Hilbertian geometries corresponding to certain new types of quantum mechanics. Some arguments indicate that they may be essential for the quantization of non-linear fields.

Literatura

- [1] P. G. Bergman, *The general theory of relativity — case study in the unfolding of new physical concepts*, Problems in the *Philosophy of Science*, p. 249, Amsterdam 1968.
- [2] G. Birkhoff, von J. Neumann, *Ann. Math.*, 37, 823 (1936).
- [3] G. Dähn, *Commun. Math. Phys.*, 9, 192 (1968).

- [4] D. Finkelstein, *The logic of quantum physics*, The New York Acad. Sc., p. 621 (1963); — *The physics of logic*, Preprint IC/68/35, Trieste 1968.
- [5] D. Finkelstein, J. M. Jauch, S. Schimovich, D. Speiser, *J. Math. Phys.*, **3**, 207 (1962); *J. Math. Phys.*, **4**, 788 (1963).
- [6] J. Gunson, *Commun. Math. Phys.*, **6**, 262 (1967).
- [7] R. Haag, *Lectures on axiomatic quantum mechanics*, (1960).
- [8] R. Haag, D. Kastler, *J. Math. Phys.*, **5**, 848 (1964).
- [9] K. E. Hellwig, K. Kraus, *Commun. Math. Phys.*, **11**, 214 (1969).
- [10] J. Komorowski, *I. Studia Math.*, **29**, 261 (1968).
- [11] G. Ludwig, *Z. Phys.*, **181**, 233 (1964); *Commun. Math. Phys.*, **4**, 331 (1967); *Commun. Math. Phys.*, **9**, 1 (1968).
- [12] G. W. Mackey, *The mathematical foundations of quantum mechanics*, New York, W. A. Benjamin, Inc., 1963.
- [13] B. Mielnik, *Commun. Math. Phys.*, **9**, 55 (1968); *Ann. Inst. Henri Poincaré*, **9**, No 1, 1—5 (1968).
- [14] B. Mielnik, *Commun. Math. Phys.*, **15**, 1 (1969).
- [15] C. Piron, *Helv. Phys. Acta*, **37**, 439 (1964).
- [16] R. J. Plymen, *Helv. Phys. Acta*, **41**, 69 (1968).
- [17] J. C. T. Pool, *Commun. Math. Phys.*, **9**, 118 (1968); *Commun. Math. Phys.*, **9**, 212 (1968).
- [18] J. Śniatycki, *On the geometric structure of classical field theory in Lagrangian formulation*, preprint, Dept. of Appl. Math. and Comp. Sc., Sheffield University 1969.
- [19] A. Trautman, *Commun. Math. Phys.*, **9**, 192 (1968).
- [20] W. Tulczyjew, *Seminarium z teorii przestrzeni fazowej*, Warszawa 1968.
- [21] S. Woronowicz, *Wykład aksjomatycznej kwantowej teorii pola*, Warszawa 1968.
- [22] N. Zierler, M. Schlessinger, *Duke Math. J.*, **32**, 251 (1965).

Krzysztof Rybicki

Instytut Badań Jądrowych
Zakład VI, Kraków

Koherentna produkcja cząstek w oddziaływaniach hadronów wysokiej energii z jądrami *

Coherent Production of Particles on Nuclei by High Energy Hadrons

1. Opis teoretyczny

1.1. Definicja produkcji koherentnej

Przez produkcję koherentną rozumiemy szczególnie przypadek nieelastycznego oddziaływania hadronu (cząstki silnie oddziałującej) z jądrem, a mianowicie taki proces nieelastyczny, w którym uczestniczą różne nukleony jądra w ten sam sposób tak, że żaden z nich nie jest wyróżniony. W wyniku takiego procesu jądro pozostaje w stanie podstawowym, gdyż wzbudzenie (a tym bardziej rozbitcie) jądra jest na ogół związane z wyróżnieniem jakiegoś nukleonu. Tylko wtedy wkłady od poszczególnych nukleonów dodadzą się zgodnie w fazie i będziemy mieli do czynienia z koherencją czyli swoistym „wzmocnieniem” procesu. Przedstawmy to nieco dokładniej używając w ogólnych zarysach opisu podanego przez Veillet [2].

Jeśli amplitudę oddziaływania hadronu z i -tym nukleonem jądra oznaczymy przez $f_i(q)$, gdzie q jest przekazany pędem, to amplitudę $f_A(q)$ oddziaływania tegoż hadronu z jądrem A możemy zapisać (pomijając absorpcję) jako:

$$f_A(q) = \sum_{i=1}^A f_i(q) e^{i\vec{p}_i \vec{r}} e^{-i\vec{p}_f \vec{r}} = \sum_{i=1}^A f_i(q) e^{i\vec{q} \vec{r}}, \quad (1)$$

gdzie \vec{p}_i i \vec{p}_f oznaczają odpowiednio pęd początkowy hadronu i pęd końcowy stanu wyprodukowanego koherentnie.

* Poprzedni artykuł dotyczący produkcji koherentnej [1] został napisany w 1966 r. W ciągu ostatnich trzech lat osiągnięto jednakże tak znaczny postęp w tej dziedzinie, że artykuł tamten został w znacznym stopniu zdezaktualizowany. W niniejszym artykule autor starał się przedstawić pogląd na produkcję koherentną, aktualny w połowie 1969 r.

Jeśli teraz mamy koherencję i wszystkie $f_i(q)$ są jednakowe tzn. $f_i(q) \equiv f(q)$ to

$$f_A(q) = Af(q) \int \varrho(r) e^{i\mathbf{a}\cdot\mathbf{r}} d^3r = Af(q)C(q), \quad (2)$$

gdzie $C(q)$ jest transformata Fouriera rozkładu $\varrho(r)$ gęstości nukleonów w jądrze.

Przy małych q można przyjąć, że

$$C(q) = e^{-\frac{\langle R^2 \rangle q^2}{6}}, \quad (3)$$

gdzie $\langle R^2 \rangle$ jest średnim kwadratowym promieniem jądra A .

A więc różniczkowy przekrój czynny na produkcję koherentną będzie

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dq^2} = \frac{d\sigma_n}{dq^2} A^2 |C(q)|^2 \quad (4)$$

Wynika stąd, że różniczkowy przekrój czynny na produkcję koherentną ma następujące cechy w porównaniu z różniczkowym przekrojem czynnym $d\sigma_n/dq^2$ hadron-nukleon:

1. Jest wzmocniony o czynnik A^2 dla bardzo małych q (przy zaniedbaniu absorpcji).

2. Rozkład $d\sigma_{\text{coh}}/dq^2$ posiada bardziej strome maksimum do przodu niż $d\sigma_n/dq^2$, ponieważ jego nachylenie jest związane z promieniem jądra a nie z promieniem nukleonu jak $d\sigma_n/dq^2$.

1.2. Warunki koherencji, produkcja niekoherentna

Warunkiem koherencji jest zgodne w fazie dodawanie się oddziaływań od pojedynczych nukleonów. A więc musi być mała różnica faz pomiędzy falą padającą φ_i (pierwotny hadron) a falą wychodzącą φ_f (stan wyprodukowany koherentnie)

$$\varphi_f - \varphi_i \lesssim 1. \quad (5)$$

Stąd otrzymujemy

$$\varphi_f - \varphi_i = \left[\left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial t} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right) \frac{dz}{dt} \right] \Delta t = [(E_f - E_i) + (p_f - p_i)c] \Delta t, \quad (6)$$

a dalej, ponieważ $E_f - E_i = T$ jest bardzo małe, $p_f - p_i = q_{||}$ a $\Delta t \doteq R/c$

$$\varphi_f - \varphi_i = q_{||} R \lesssim 1. \quad (7)$$

Do tego samego warunku możemy dojść z zasady nieoznaczoności. Jeżeli mianowicie koherencja wystąpi wtedy, gdy hadron nie rozróżnia pojedynczych nukleonów, tzn. gdy obszar interakcji jest rzędu rozmiarów jądra, to mamy:

$$qR \lesssim 1 \quad (\text{w jednostkach } \hbar = c = 1). \quad (8)$$

Można też wyjść z wymagania, aby odrzut żadnego nukleonu nie wystarczył na wzbudzenie jądra, czyli, aby energia T przekazana jądru, nie przekraczała ułamka MeV i to również daje w przybliżeniu warunek (8).

Oczywiście, warunek (8) nie oznacza ostrej granicy a tylko taką wartość q , w okolicy której wyraźnie spada prawdopodobieństwo procesu koherentnego.

Dla znacznie większych wartości q różnice faz będą tak duże, że koherencja będzie niemożliwa (albo innymi słowy energia T będzie większa od energii wiązania). Wtedy będziemy mieli do czynienia z produkcją niekoherentną — amplitudy oddziaływań z pojedynczymi nukleonami będą się dodawać zupełnie nie w fazie i możemy napisać (nadal zaniedbując absorpcję)

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dq^2} = \frac{d\sigma_n}{dq^2} (1 - |C(q)|)^2 = A \frac{d\sigma_n}{dq^2} \quad (\text{dla dużych } q). \quad (9)$$

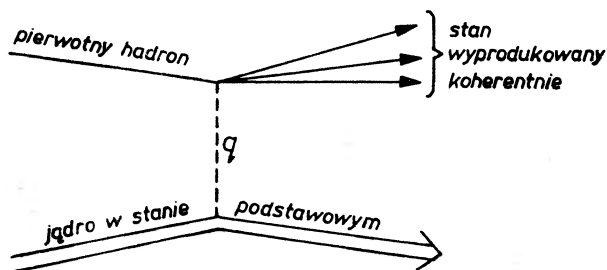
Wynika stąd, że rozkład $d\sigma_{\text{inc}}/dq^2$ będzie różnił się od $d\sigma_n/dq^2$ jedynie „wzmocnieniem“ o czynnik A , a więc A razy słabszym niż w przypadku koherentnym.

Jeśli więc badamy produkcję na jądrze, to dla małych q powinniśmy mieć rozkład opisywany promieniem jądra, tzn. szybko spadający ze wzrostem q (proces koherentny), a dla dużych q znacznie słabszy spadek opisywany promieniem nukleonu (proces niekoherentny).

Doświadczenie tak dobrze potwierdza ten wniosek, że w wielu procesach wybór przypadków koherentnych, a w każdym razie ocenę ich liczby, przeprowadzono na podstawie rozkładu $d\sigma/dq^2$.

1.3. Reguły wyboru

Oczywiście, nie każdy nieelastyczny proces hadron-nukleon może być koherentnie „wzmocniony“ w jądrze. Wręcz przeciwnie — istnieją ściśle reguły wyboru dotyczące różnicy liczb kwantowych pomiędzy pierwotnym hadronem



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie produkcji koherentnej

a stanem wyprodukowanym czy też liczb kwantowych cząstki wymienionej w tym procesie (patrz rys. 1). Reguły te muszą być spełnione, aby dany nukleon jądra nie był wyróżniony w tym procesie.

1. Przede wszystkim nukleon musi pozostać nukleonem — niezmiennym bariionem, czyli

$$\Delta B = 0 \quad (10)$$

$$\Delta S = 0. \quad (11)$$

2. Następnie nukleon musi pozostać w tym samym stanie ładunkowym i izospinowym, czyli

$$\Delta T = 0 \quad (12)$$

$$\Delta Q = 0. \quad (13)$$

3. Natomiast fakt, że nukleon pozostaje w tym samym stanie spinowym nie pociąga za sobą reguły $\Delta J = 0$, ponieważ zmiana spinu ΔJ może pochodzić od krętu orbitalnego L pierwotnego hadronu. Wtedy jednak parzystości P_i pierwotnego hadronu i P_f — stanu wyprodukowanego koherentnie muszą spełniać związek

$$P_f = P_i(-1)^{\Delta J}. \quad (14)$$

Tak np., jeśli pierwotnym hadronem jest mezon π lub K , które mają $J^P = 0^-$, to dla układu wyprodukowanego musimy mieć

$$J^P = 0^-, 1^+, 2^- \dots \quad (15)$$

Ścisłe rzecz biorąc, reguły (12) i (14) są zupełnie dokładne dla jąder o izospinie $T = 0$ i $J^P = 0^+$. Jednakże dla innych jąder odpowiednie poprawki do amplitudy oddziaływań będą rzędu $1/A$, a więc będą zaniedbywalne dla ciężkich jąder.

Reguły wyboru (10 ÷ 15) wynikają właściwie z definicji produkcji koherentnej podanej w rozdziale 1.1. Łatwo można zauważyć, że otrzymujemy je automatycznie z założenia, że produkcja koherentna zachodzi przez wymianę pomeronu — liczb kwantowych próżni — tak, jak np. rozproszenie elastyczne proton-proton przy małych q (procesy nieelastyczne opisywane wymianą pomeronu nazywa się czasem dysocjacją dyfrakcyjną). Jeśli przyjmiemy to założenie, otrzymamy dodatkową regułę wyboru na parzystość G

$$\Delta G = 0. \quad (16)$$

Wynika stąd, że jeśli pierwotnym hadronem jest mezon π o $G = -1$, to w stanie końcowym musimy mieć nieparzystą liczbę pionów.

Wszystkie te reguły wyboru (a w następnym rozdziale zobaczymy, że są one dobrze potwierdzone doświadczalnie) narzucają silne ograniczenia na liczby kwantowe stanów, które mogą być wytworzone koherentnie. Dlatego też czasem nazywa się produkcję koherentną „filtrem liczb kwantowych“.

Zauważmy tutaj, że używane detektory są za mało czułe na wykrycie niskich wzbudzeń jądra. Możemy tylko stwierdzić na podstawie całego doświadczalnego obrazu produkcji koherentnej, że wszystko dzieje się tak jakby jądro pozostawało w stanie podstawowym.

2. Doświadczalne wyniki dotyczące produkcji koherentnej przy energiach do 30 GeV

2.1. Oddziaływania pionów o pędzie ok. 16 GeV/c z jądrami

Od kilku lat laboratoria w Orsay, Mediolanie, Saclay i Berkeley prowadzą wspólnie badania nad oddziaływaniem pionów o pędzie ok. 16 GeV/c z jądrami. Do badań tych używa się komory pęcherzykowej Ecole Polytechnique o wymia-

rach $1\text{m} \times 0,5\text{m} \times 0,5\text{m}$ napełnionej lekkim freonem $\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$ lub mieszaniną propanu C_3H_8 i ciężkiego freonu CF_3Br . Ciecze te umożliwiają detekcję mezonów π^0 dzięki dużemu prawdopodobieństwu tworzenia par elektronowych przez fotony, mają jednak tę wadę (podobnie jak emulsja jądrowa, o której będzie mowa dalej), że stanowią mieszaninę różnych jąder i nie wiadomo z jakim jądrem zachodzi dane oddziaływanie¹. Badano przypadki, w których liczba pionów wynosiła $N_\pi = 2 \div 5$, a całkowity ich ładunek $Q = 0$ lub $Q = -1$.

Dla różnych kanałów reakcji badano rozkład przekazanego czteropędu $d\sigma/dt$, gdzie $t = q^2$. Ze wzorów (3) i (4) oraz (9) oczekujemy, że

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dt} \sim e^{-(\lambda_1 + \lambda_2)t} \quad (17)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dt} \sim \frac{d\sigma_n}{dt} \sim e^{-\lambda_1 t}, \quad (18)$$

$$\text{gdzie } \lambda_2 = \frac{\langle R^2 \rangle}{3} \quad (19)$$

$$\text{a } \lambda_1 \doteq 7(\text{GeV}/c)^{-2} \quad (20)$$

jest nachyleniem rozkładu $d\sigma/dt$ dla oddziaływania z pojedynczym nukleonem znanym np. z rozproszenia elastycznego pion-nukleon.

W odróżnieniu jednak od rozproszenia elastycznego mamy tu pewien minimalny przekaz czteropędu t_{min} potrzebny na wytworzenie masy A i wobec tego rozkład $d\sigma/dt$ nie będzie eksponencjalny. Aby temu zaradzić wprowadzamy

$$t' = t - t_{\text{min}}, \quad (21)$$

a rozkład $d\sigma/dt'$ będzie już eksponencjalny. Można przyjąć z dobrym przybliżeniem, że

$$t_{\text{min}} = \frac{(M^{*2} - m_0^2)^2}{4p_0^2}, \quad (22)$$

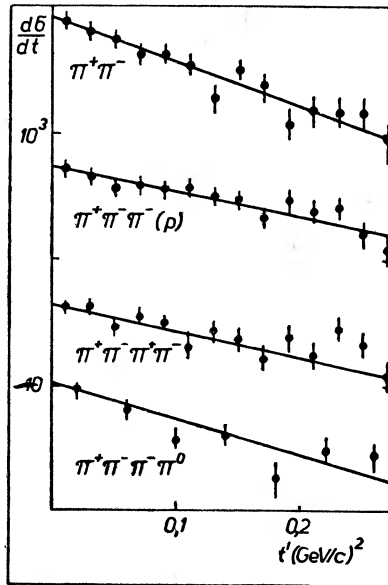
gdzie m_0 jest masą pierwotnego hadronu.

Rys. 2 przedstawia rozkłady $d\sigma/dt'$ dla stanów końcowych, które spełniają przynajmniej jeden z następujących warunków:

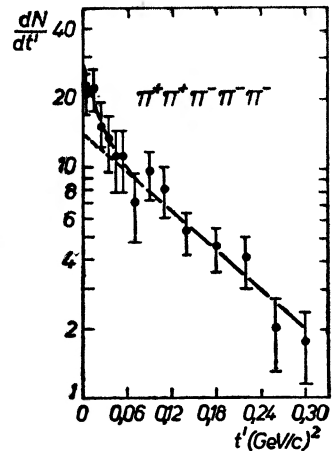
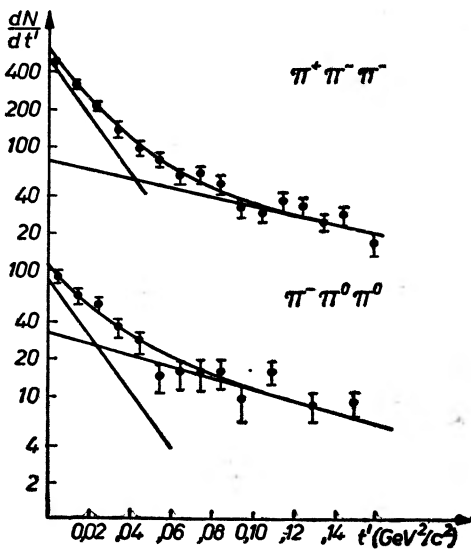
1. Suma ładunków $Q = 0$.
2. Widoczny proton odrzutu.
3. Parzysta liczba pionów.

W świetle tego, co napisano w rozdz. 1, żaden z tych stanów nie może być wytworzony koherentnie. I rzeczywiście, wszystkie rozkłady $d\sigma/dt'$ mają nachylenie między 4 a 9 GeV/c^{-2} , a więc zgodne z (20).

¹ Otrzymano wprawdzie pewne dane dla ołowiu stosując płyty ołowiane włożone do środka komory, ale wyniki te są bardzo ubogie statystycznie.



Rys. 2. Rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji nie spełniających reguły wyboru dla produkcji koherentnej. Z pracy [2]



Rys. 3. Rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji spełniających reguły wyboru dla produkcji koherentnej. a) reakcje (23) i (24), b) reakcja (25). Z pracy [2]

Rys. 3 przedstawia rozkłady $d\sigma/dt'$ dla trzech reakcji, a mianowicie



które spełniają reguły wyboru opisane w rozdz. 13. Rozkłady te wyraźnie składają się z dwóch części: dla dużych t' mamy nachylenia odpowiadające promieniowi nukleonu tak jak na rys. 2, natomiast dla $t' < 0,04$ (GeV/c)² nachylenia są wyraźnie większe i odpowiadają według (17) i (19) następującym promieniom obiektu, na którym zachodzi reakcja

$$R = (2,86 \pm 0,35) \text{ fm} \quad \text{z reakcji} \quad (23)$$

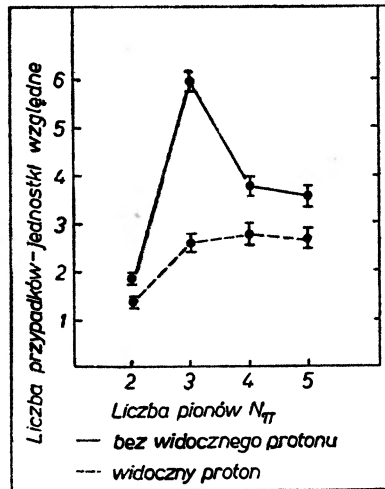
$$R = (2,70 \pm 0,46) \text{ fm} \quad \text{z reakcji} \quad (24)$$

$$R = (2,3 \pm 0,8) \text{ fm} \quad \text{z reakcji} \quad (26)$$

Wszystkie te wartości są zgodne z promieniem jądra o $A = 19$, a takie jest średnie jądro użytej tu cieczy. Z rozkładu $d\sigma/dt'$ można także ocenić σ_{coh} — całkowity koherentny przekrój czynny na daną reakcję; miarą jego jest powierzchnia zawarta pomiędzy $d\sigma_{\text{coh}}/dt'$ a ekstrapolacją rozkładu $d\sigma_{\text{ino}}/dt'$ w obszarze małych t' .

Przy 16 GeV/c otrzymano $\sigma_{\pi-2\pi}/\sigma_{3\pi\pm} = (0,67 \pm 0,21)$ [3] i $\sigma_{5\pi\pm}/\sigma_{3\pi\pm} = 0,025 \pm 0,008$ [4].

Powróćmy jeszcze na chwilę do stanów końcowych o ładunku $Q = -1$. Rys. 4 przedstawia rozkład częstości występowania danej liczby pionów N_{π} .



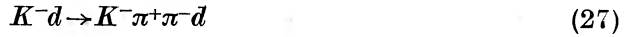
Rys. 4. Rozkład liczby pionów wytworzonych w takich reakcjach pion-jądro, w których sumaryczny ładunek wtórnych pionów wynosi $Q = -1$. Z pracy [2]

O ile nie ma protonu odrzutu, to rozkład ten ma bardzo wyraźny wyskok przy $N_{\pi} = 3$. Odpowiada to oczywiście znacznym przekrojom czynnym na reakcje (23) i (24). Natomiast rozkład N_{π} przypadków, gdzie zidentyfikowano proton odrzutu, jest zupełnie gładki; są to oczywiście oddziaływania z pojedynczymi nukleonami, a więc niekoherentne, w których nie działa reguła (16).

2.2. Reakcje koherentne wywołane przez kaony i protony

Dla hadronów innych niż piony dane doświadczalne są znacznie uboższe statystycznie, a za to odnoszą się do oddziaływań ze znanym jądrem deuteru lub neonu.

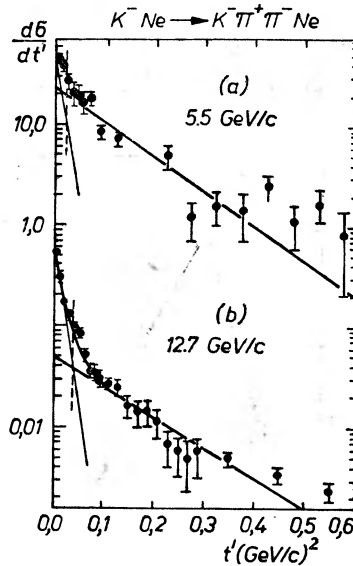
Te pierwsze otrzymano przy stosunkowo niskich energiach. I tak badano reakcję



przy 3 GeV/c [5] i 5,5 GeV/c [6] oraz reakcję



przy 3 GeV/c [7]. Inne dane pochodzą z 80-calowej komory pęcherzykowej napełnionej mieszaniną wodoru i neonu (dla produkcji koherentnej istotny jest oczywiście tylko neon).



Rys. 5. Rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji $K^-Ne \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- Ne$. a) przy 5,5 GeV/c, b) przy 12,7 GeV/c. Z pracy [8]

Rys. 5 przedstawia rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji

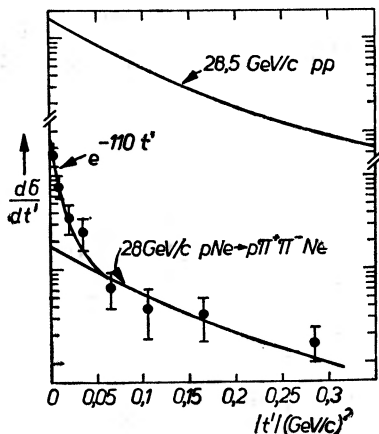


przy 5,5 GeV/c i 12,7 GeV/c [8]. Widzimy, że jest on podobny do rozkładów na rys. 3: dla dużych t' mamy nachylenie odpowiadające promieniowi nukleonu, zaś dla małych t' — nachylenie odpowiadające jądro o promieniu ok. 3.2 fm tak jak można się spodziewać dla jądra neonu.

Rys. 6 przedstawia rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji



przy 28 GeV/c [9]. I ten rozkład wykazuje takie same cechy charakterystyczne jak poprzednie, a nachylenie przy małych t' odpowiada promieniowi jądra $R = 3\text{ fm}$.



Rys. 6. Rozkład $d\sigma/dt'$ dla reakcji $p\text{Ne} \rightarrow p\pi^+\pi^-\text{Ne}$. Z pracy [9]

2.3. Rozkład masy i rezonanse w stanie końcowym

2.3.1. Uwagi ogólne

Okazuje się, że rozkłady masy efektywnej M^* dla wszystkich reakcji koherentnych mają pewne cechy wspólne, a to zaczynają się wyraźnie powyżej sumy mas cząstek wtórnych a kończą się znacznie poniżej górnej granicy M^* dla reakcji z pojedynczym nukleonem. Pierwsza z tych własności jest związana z obfitą produkcją rezonansów — stanów związanych, rozpadających się poprzez silne oddziaływania, druga natomiast wynika z warunku koherencji (7). Można bowiem łatwo wykazać [10], że

$$q_{||} = \frac{M^{*2} - m_0^2}{2p_0}, \quad (31)$$

czyli

$$M_{\text{max}}^* = \sqrt{m_0^2 + \frac{2p_0}{R_A}}. \quad (32)$$

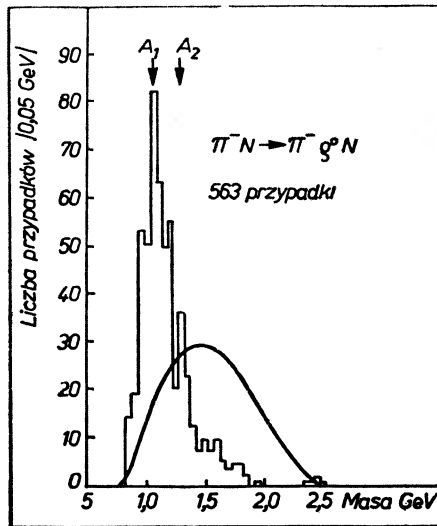
Nie jest to oczywiście jakaś ostra granica, ale powyżej tej wartości szybko maleje prawdopodobieństwo „wzmocnienia“ koherentnego.

Prześledźmy pokrótce te prawidłowości dla różnych reakcji.

2.3.2. Reakcje koherentne wywołane przez piony przy 16 GeV/c

Rys. 7 przedstawia rozkład M^* dla reakcji (23) przy 16 GeV/c [2], niezwykle podobny jest rozkład M^* dla reakcji (24) przy tej samej energii [3]. Rozkłady te zaczynają się przy $M^* = 0,9\text{ GeV}/c \gg 3m_\pi = 0,4\text{ GeV}$. Wynika to z bardzo

częstej produkcji ² rezonansu ρ (765). I tak w reakcji (23) mamy $(73 \pm 6) \% \pi^- \rho^0$, a w reakcji (24) — $(87 \pm 10) \% \pi^0 \rho^-$. Co więcej, wydaje się, że w obu reakcjach najpierw tworzy się rezonans A_1 (1070), który następnie rozpada się na ρ i π . Zauważmy tutaj, że jeśli musimy mieć $M^* > 0,9$ GeV, to przy wyraźnie niższej energii — tam gdzie warunek (32) da również 0,9 GeV — powinniśmy mieć znacznie mniejszy przekrój czynny na koherentną produkcję trzech pionów. I rzeczywiście, efekt taki zauważono przy 6 GeV/c [11, 12]. Zauważmy następnie że tworzy się rezonans A_1 o $J^P = 1^+$ a nie widzimy rezonansu A_2 (1270) o $J^P = 2^+$,



Rys. 7. Rozkład M^* dla reakcji (23). Z pracy [2]

choć jego masa jeszcze mieści się w granicach dozwolonych przez warunek (32). Wynik ten jest zgodny z regułą (15) pozwalającą na $J^P = 1^+$ a wykluczającą 2^+ .

Produkcja f^0 (1260) jest już bardzo słaba ($f^0/\rho^0 = 0,05 \pm 0,02$), prawdopodobnie z uwagi na warunek (32). Mimo to znaleziono pewne wskazania na produkcję rezonansu π_A^- (1640) rozpadającego się właśnie na $f^0 \pi^-$ [2]. Jego liczby kwantowe $T = 1$, $G = -1$ i J^P prawdopodobnie 2^- pozostawałyby w zgodności ze wszystkimi regułami wyboru.

W reakcji (25) rozkład M^* zaczyna się od ok. 1,8 GeV i to tłumaczy bardzo mały przekrój czynny na tę reakcję [4] przy 16 GeV.

2.3.3. Reakcje koherentne wywołane przez kaony

Tutaj bardzo często tworzy się rezonans K^* (890), w związku z czym rozkład M^* zaczyna się od 1 GeV ($m_{K^*} + m_\pi = 1,06$ GeV) a urywa się ok. 1,4 GeV, jak można oczekiwać z warunku (32). Być może tworzy się tu rezonans K_A (1240) o $T = 1/2$ i J^P prawdopodobnie 1^+ (nie wykluczone 2^-).

² W stosowanym obecnie nazewnictwie rezonansów liczba w nawiasie oznacza masę w MeV.

2.3.4. Reakcje koherentne wywołane przez protony

Tu z kolei często tworzy się rezonans Δ^{++} tak, że rozkład M^* zaczyna się od 1,3 GeV ($m_\Delta + m_\pi = 1,3$ GeV) a kończy na ok. 1,9 GeV jak można oczekiwać z warunku (32).

Być może tworzy się tu rezonans $N(1470)$ o $T = 1/2$ i $J^P = 1/2^+$, co też byłoby dozwolone przez reguły wyboru przedstawione w rozdz. 1.3.

2.4. Uwzględnienie absorpcji i przekroje czynne rezonansów

Z powyższego przeglądu wynika, że prosty opis produkcji koherentnej podany w rozdz. 1 doskonale zbadza się z doświadczeniem i prawidłowo przewiduje rozkłady $d\sigma/dt'$, rozkłady masy i liczby kwantowe rezonansów w stanie końcowym. Tylko jeden fakt nie zgadza się z przewidywaniami. Mianowicie, łatwo można się przekonać na rys. 3, 5 i 6, że przy $t' = 0$ stosunek $\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dt'} \Big|_{t'=0} / \frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dt'}$ wcale nie wynosi A , jak wynikałoby z (4) i (9), a jest znacznie mniejszy. Wynika to oczywiście z faktu, że pomineliśmy absorpcję w jądrze. W rzeczywistości zarówno pierwotne hadrony, jak i cząstki wyprodukowane mają dużą szansę oddziaływania w jądrze. Wynika to stąd, że droga interakcji hadronu w jądrze wynosi ok. 2fm, a więc mniej niż rozmiary jądra.

Prostym przybliżeniem absorpcji będzie pomnożenie amplitudy oddziaływania i -tego nukleonu przez odpowiednią wagę C_i . Waga ta jest równa iloczynowi osłabienia fali padającej na drodze do i -tego nukleonu i osłabienia fali wychodzącej na drodze od i -tego nukleonu do zupełnego wyjścia z jądra. Oczywiście, dla nukleonów znajdujących się w środku ciężkiego jądra $C_i \doteq 0$, a $C_i \doteq 1$ tylko na zewnętrznym pierścieniu prostopadłym do kierunku wiązki. Wobec tego „wzmocnienie“ koherentne będzie znacznie słabsze niż A^2 i wyrazi się efektywną liczbą nukleonów oddziałujących koherentnie N_{coh} , która przy bardzo małych q będzie z grubsza równa sumie wag $N_{\text{coh}} = \sum_{i=1}^A C_i$. Dokładnie zaś

$$N_{\text{coh}} C^i(q) = A \int d\vec{r} e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{i\vec{r}\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} c(x, y, z') dz' e^{i\vec{r}\lambda_f} \int_{-\infty}^{\infty} c(x, y, z) dz \quad (33)$$

gdzie

$C^i(q)$ jest transformatą ważonego rozkładu gęstości materii w jądrze, f_i i f_f są odpowiednio amplitudami rozproszenia do przodu w oddziaływaniu pierwotny-hadron-nukleon i układ wyprodukowany nukleon (twierdzenie optyczne wiąże każdą z tych amplitud z odpowiednim przekrojem czynnym σ_i lub σ_f przy założeniu $\text{Ref} = 0$),

λ_i i λ_f są odpowiednio długościami fal de Broglie'a dla pierwotnego hadronu i dla stanu wyprodukowanego.

Będziemy więc mieli zamiast (4)

$$\frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dq^2} = N_{\text{coh}}^2 \frac{d\sigma_n}{dq^2} |C'(q)|^2. \quad (34)$$

Widzieliśmy jednak poprzednio, że doświadczalne rozkłady $d\sigma/dt'$ dają poprawne wartości na promienie jąder. Wynika stąd, że $C'(q)$ ma kształt podobny do $C(q)$. Fakt ten potwierdza obliczenie $C'(q)$ wykonane przez Stodolskiego [13].

Podobna efektywna liczba nukleonów N_{inc} wystąpi i przy produkcji niekoherentnej. Będziemy więc mieli zamiast (9)

$$\frac{d\sigma_{\text{inc}}}{dq^2} = \frac{d\sigma_n}{dq^2} N_{\text{inc}}(1 - |C'(q)|^2) \doteq \frac{d\sigma_n}{dq^2} N_{\text{inc}} \quad \text{dla dużych } q. \quad (35)$$

Dla określonej reakcji można się spodziewać, że N_{inc} jest zbliżone do N_{coh} [2].

Jeśli znamy przekrój czynny na jakąś reakcję koherentną σ_{coh} oraz przekrój czynny na tę samą reakcję na nukleonie σ_n , to możemy wyznaczyć N_{coh} . Tak np. dla pionów otrzymano przy $A = 19$ $N_{\text{coh}} = 7,9 \pm 1,4$ a przy $A = 207$ $N_{\text{coh}} = 37 \pm 9$ [2].

Okazuje się, że wyznaczenie N_{coh} otwiera przed nami bardzo interesujące możliwości. Przypomnijmy tutaj, że N_{coh} zależy od rozkładu gęstości $\rho(r)$ w jądrze (który znamy), od przekroju czynnego hadron-nukleon σ_i (który też znamy) i od przekroju czynnego na oddziaływanie stan wyprodukowany (który jest często rezonansem) — nukleon. A więc doświadczalne wyznaczenie N_{coh} pozwala obliczyć przekrój czynny na oddziaływanie rezonans-nukleon. Wyznaczenie przekroju czynnego na oddziaływanie rezonansu-stanu, którego czas życia jest rzędu 10^{-23} sek możliwe jest tylko w jądrze, bo tylko tam odległości między nukleonami są tak małe, że rezonans wytworzony w oddziaływaniu z jednym nukleonem zdąży oddziaływać z drugim. Przypomnijmy tutaj, że pierwsze przekroje czynne rezonansów otrzymano dla mezonów wektorowych, tzn. $J^P = 1^-$, a to dla $\rho(765)$, $\omega(783)$ i $\Phi(1019)$ wytworzonych w fotoprodukcji na jądrach. Otrzymano $\sigma(\rho N) = 28$ mb, $\sigma(\omega p) = 30$ mb i $\sigma(\Phi p) = 12$ mb [14]. Produkcja koherentna stworzyła możliwość wyznaczenia dwóch nowych przekrojów czynnych.

F. R. Huson i współpr. [9] wykorzystali reakcję $p\text{Ne} \rightarrow p\pi^+\pi^-\text{Ne}$ do wyznaczenia przekroju czynnego układu $p\pi^+\pi^-$ o masie ok. 1,47 GeV. Otrzymali $30 \div 70$ mb. Duży błąd pochodzi tu głównie z małej statystyki (36 przypadków koherentnych).

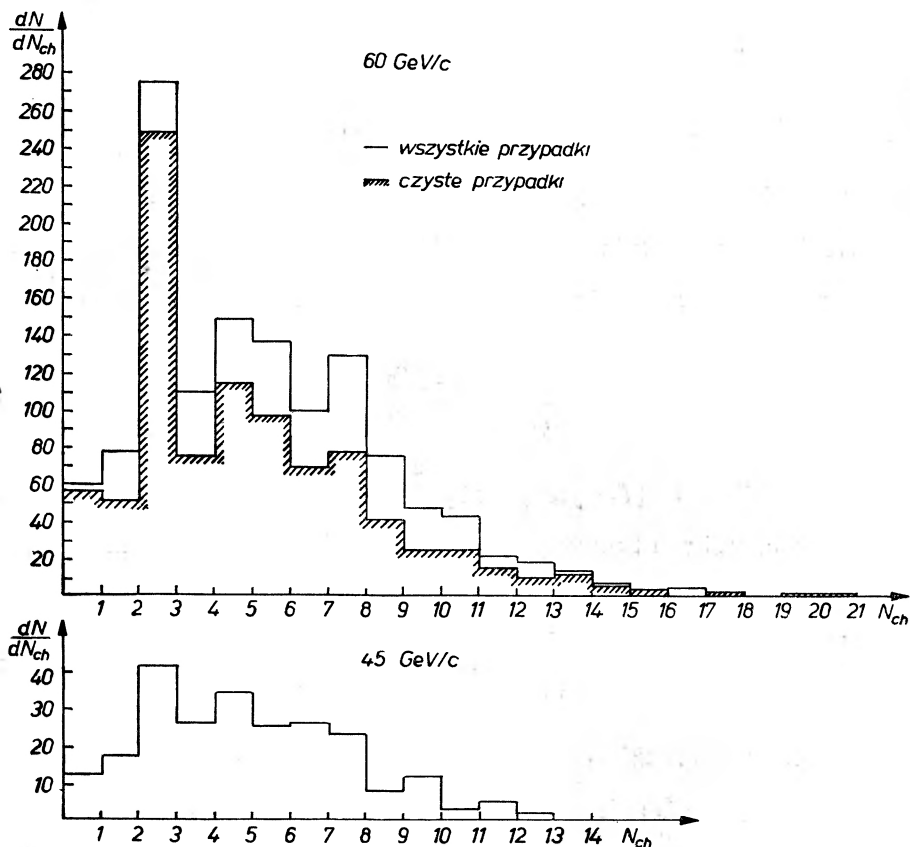
A. S. Goldhaber i współpr. [15] na podstawie danych o reakcji (23) w $\text{C}_2\text{F}_2\text{Cl}$ wyznaczyli górną granicę przekroju czynnego A_1 , a mianowicie $\sigma(A_1 N) \leq (0,5 \pm_{0,2}^{0,3}) \sigma(\pi N)$.

Należy podkreślić, że wszystkie te przekroje czynne są wyraźnie mniejsze od sumy przekrojów czynnych cząstek, na które rozpadają się dane rezonanse.

3. Produkcja koherentna w oddziaływaniach mezonów π^- o pędzie 45 GeV/c i 60 GeV/c z jądrami emulsji

3.1. Reakcja $\pi^- + \text{jądro} \rightarrow 3\pi^\pm + \text{jądro}$

Wkrótce po uruchomieniu akceleratora w Sierpuchowie przeprowadzono naświetlenie emulsji jądrowej mezonami π^- o pędzie 45 GeV/c i 60 GeV/c. Opiszemy tutaj wstępne wyniki analizy oddziaływań tych mezonów otrzymane przez kilka współpracujących laboratoriów [16, 17].



Rys. 8. Rozkład krotności dla oddziaływań π^- -nukleon przy 45 GeV/c i 60 GeV/c. Z pracy [17]

Spośród wszystkich oddziaływań mezonów π^- w emulsji wybrano przypadki z co najwyżej jedną naładowaną cząstką powolną i to koniecznie emitowaną do przodu (zwykle jest to proton odrzutu), natomiast bez widocznego jądra odrzutu. W ten sposób wyselekcjonowano zderzenia π^- -nukleon, a także, jak się okaże, przypadki produkcji koherentnej. Rys. 8 przedstawia rozkłady krotności N_{ch} (liczby naładowanych cząstek wtórnych) dla wybranych przypadków. Są one bardzo charakterystyczne: na obu występuje znaczny nadmiar

przypadków trójśladowych w porównaniu z gładkim rozkładem krotności, jakiego spodziewamy się dla oddziaływań π -nukleon.

Wybermy teraz podgrupę „czystych“ przypadków, tzn. takich, w których nie ma żadnego powolnego protonu odrzutu, ani stowarzyszonego elektronu, który świadczyłby o wzbudzeniu jądra. Okazuje się, że to właśnie w tej podgrupie występuje nadmiar przypadków trójśladowych, a pozostałe „brudne“ oddziaływania π -nukleon mają zupełnie gładki rozkład krotności podobnie jak na rys. 4 (na rys. 8 pokazano rozkład krotności „czystych“ przypadków tylko dla energii 60 GeV/c, gdzie mamy kilkakrotnie większą statystykę niż przy 45 GeV/c). Oczywiście, przypadki koherentne muszą być „czyste“. Interpretujemy więc ten nadmiar przypadków trójśladowych jako koherentną reakcję $\pi \rightarrow 3\pi^\pm$ na jądrach emulsji. Przy założeniu gładkiego rozkładu krotności w oddziaływaniach π -nukleon możemy ocenić liczbę tych przypadków. Otrzymujemy 197 ± 17 przy 60 GeV/c i 19 ± 7 przy 45 GeV/c.

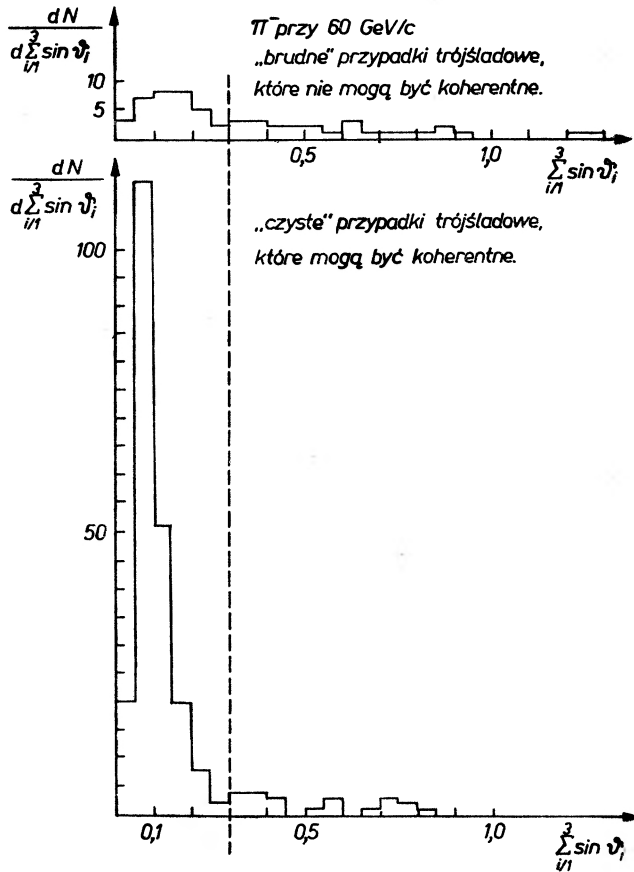
Drugą, zupełnie niezależną, ocenę liczby przypadków koherentnych oparto na porównaniu kolimacji cząstek wtórnych w „czystych“ i „brudnych“ przypadkach trójśladowych. Jako miarę tej kolimacji przyjęto parametr $\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i$, gdzie ϑ_i jest kątem emisji i -tej cząstki wtórnej. Można pokazać [10], że

$$\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i \lesssim \frac{q_{\parallel}}{m_{\pi}}, \quad (36)$$

a więc warunek koherencji (7) wymaga, aby $\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i$ było ograniczone. Dla ciężkich jąder emulsji tzn. srebra i bromu (a głównie na nich będzie zachodzić produkcja koherentna) mamy

$$\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i \lesssim 0,3. \quad (37)$$

Rys. 9 przedstawia rozkład $\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i$ dla „czystych“ i „brudnych“ przypadków trójśladowych przy 60 GeV/c. Te ostatnie służą tu do wyznaczenia niekoherentnego tła wśród „czystych“ przypadków spełniających warunek (37). Normalizujemy rozkład „brudnych“ przypadków do rozkładu „czystych“ tam, gdzie nie ma przypadków koherentnych, tzn. w obszarze $\sum_{i/1}^3 \sin \vartheta_i > 0,3$ i odejmujemy jeden rozkład od drugiego. Pozostaje 185 ± 20 „czystych“ przypadków koherentnych (jeśli zamiast 0,3 przyjmujemy 0,2 lub 0,4, to ocena ta zmieni się tylko nieznacznie). Podobna procedura przy 45 GeV/c daje 18 ± 7 „czystych“ trójśladowych przypadków koherentnych. Widzimy, że oceny te są zgodne z poprzednimi. Znając łączną długość torów mezonów π , którą trzeba było prześledzić aby znaleźć te przypadki, otrzymujemy na odpowiednie drogi interakcji



Rys. 9. Porównanie rozkładu $\sum_{i/1}^3 \sin^2 \vartheta_i$ dla „czystych” i „brudnych” przypadków trójśladowych.
Z pracy [17]

(tzn. jaką długość toru trzeba średnio prześledzić, aby znaleźć jeden taki przypadek) wartości:

$$\lambda_{\text{coh}} = (16,5 \pm_{1,2}^{1,8}) \text{ m} \quad \text{przy } 60 \text{ GeV/c} \quad (38)$$

$$\lambda_{\text{coh}} = (28,8 \pm_{8,4}^{14,9}) \text{ m} \quad \text{przy } 45 \text{ GeV/c} \quad (39)$$

Przypomnijmy tutaj, że przy 16 GeV/c otrzymano [18 ÷ 22]

$$\lambda_{\text{coh}} = (71 \pm_{14}^{28}) \text{ m} . \quad (40)$$

3.2. Reakcja $\pi^- + \text{j\u0105dro} \rightarrow 5\pi^+ + \text{j\u0105dro}$

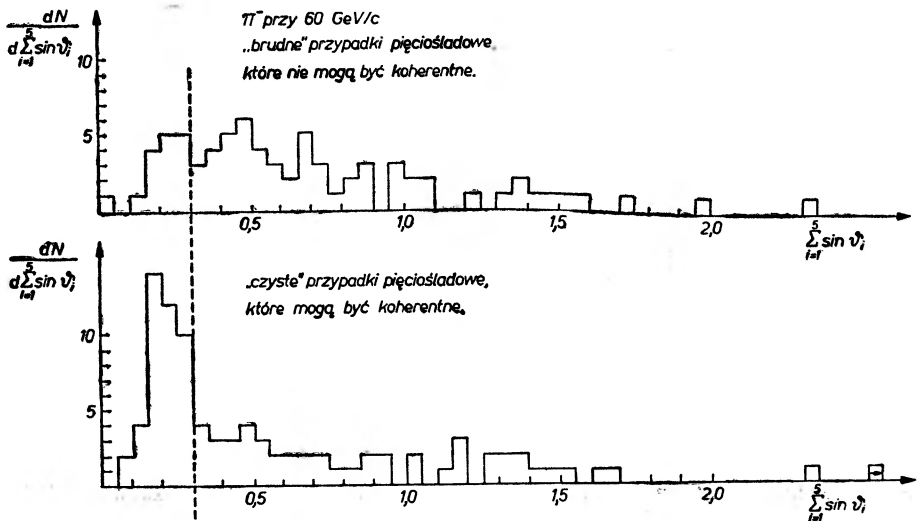
Reakcja (25) jest trudna do zaobserwowania jako nadmiar przypadków pięciośladowych w rozkładzie krotności (patrz rys. 8), ponieważ rozkład krotności oddziaływań π^- -nukleon przy tych energiach ma maksimum właśnie przy tej

wartości. Można tylko wywnioskować z rozkładu krotności, że reakcja (25) jest znacznie mniej prawdopodobna niż reakcja (23). Jednakże i tutaj możemy użyć parametru $\sum_{i=1}^5 \sin \vartheta_i$ dla „czystych“ i „brudnych“ przypadków pięciośladowych (patrz rys. 10). Postępując tak jak dla trójśladowych otrzymamy

$$\lambda'_{\text{coh}} = (133 \pm_{34}^{68})\text{m przy } 60 \text{ GeV/c} \quad (41)$$

$$\lambda'_{\text{coh}} = (105 \pm_{41}^{128})\text{m przy } 45 \text{ GeV/c} . \quad (42)$$

Porównując (38) i (41) możemy stwierdzić, że przy 60 GeV/c reakcja (25) jest tylko kilka razy mniej prawdopodobna niż reakcja (23), podczas gdy przy



Rys. 10. Porównanie rozkładu $\sum_{i=1}^5 \sin \vartheta_i$ dla „czystych“ i „brudnych“ przypadków pięciośladowych. Z pracy [17]

16 GeV/c stosunek ten wynosił 1 : 40. Różnica ta niewątpliwie pochodzi stąd, że wzrost energii otwiera nowy zakres masy M^* (32), a to działa znacznie silniej dla reakcji (25) bardzo silnie tłumionej przy 16 GeV niż dla reakcji (23).

Można tu zauważyć, że inna, dotąd nie zbadana reakcja koherentna, a mianowicie

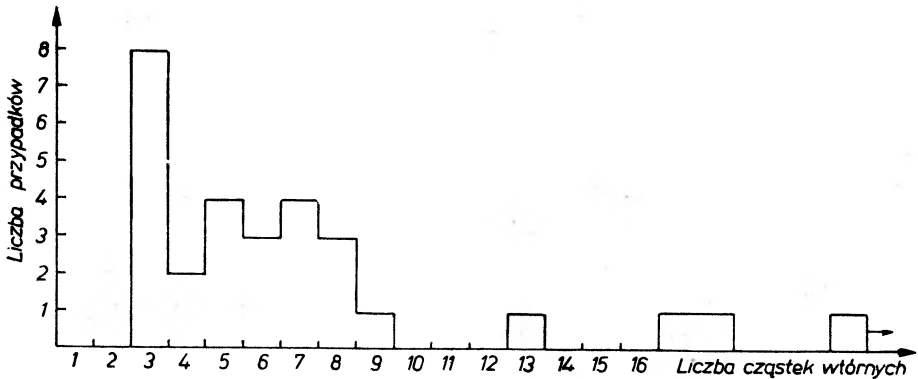


powinna występować z grubsza tak samo często jak reakcja (25) i przez to może dawać pewien układ do „czystych“ przypadków trójśladowych, ponieważ w emulsji nie rejestrujemy mezonów π^0 . Z tego samego względu trudna jest detekcja reakcji (24).

4. Dane kosmiczne i zależność przekroju czynnego na produkcję koherentną od energii

4.1. Dane kosmiczne

Kilka lat temu grupa krakowska [23] zauważyła produkcję koherentną w oddziaływaniach cząstek o średniej energii ok. 200 GeV. Przedstawimy tutaj pokrótce nieco nowsze dane przy tej energii. Pochodzą one z badania oddziaływań cząstek wtórnych wyprodukowanych w zderzeniach nukleonów o energii przekraczającej 1000 GeV z jądrami emulsji. Ograniczając się do małych kątów emisji, wybieramy cząstki o energii ponad 60 GeV (średnio ok. 200 GeV). Większość tych cząstek stanowią piony, ale jest też kilkanaście procent protonów i nieco więcej kaonów, tak że poniższe dane o produkcji koherentnej od-



Rys. 11. Rozkład krotności dla „czystych“ oddziaływań cząstek wtórnych o średniej energii 200 GeV w emulsji

noszą się do mieszaniny hadronów z przewagą pionów. Spośród ok. 150 oddziaływań w emulsji wybrano 30 „czystych“ przypadków, rozkład krotności których jest pokazany na rys. 11. I tu widzimy nadmiar przypadków trójśladowych. Stosując podobnie jak poprzednio parametr $\sum \sin^2 \vartheta_i$ otrzymamy również wskazanie na koherentną reakcję (25). Odpowiednie drogi interakcji wynoszą

$$\lambda_{\text{coh}} = (10,8 \pm_{3,6}^{10,7}) \text{ m} \quad (44)$$

$$\lambda'_{\text{coh}} = (20,4 \pm_{7,3}^{27,3}) \text{ m} . \quad (45)$$

Otrzymano również pewne wskazania na istnienie koherentnej reakcji



jednakże bardzo uboga statystyka nie pozwala na stwierdzenie tego w sposób stanowczy.

4.2. Zależność przekroju czynnego na reakcję koherentną od rozmiarów jądra

Aby zbadać zależność koherentnego przekroju czynnego σ_{coh} od energii, trzeba zestawić ze sobą dane otrzymane przy pomocy różnych detektorów. Ponieważ detektory te zawierają na ogół mieszaninę jąder, musimy więc znać zależność $\sigma_{\text{coh}}(A)$. W przypadku bez absorpcji wykorzystując równanie (17) otrzymamy

$$\sigma_{\text{coh}} = \int_0^{\infty} \frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dt'} dt' \sim A^2 \int_{t_{\text{min}}}^{\infty} e^{-(\lambda_1 + \lambda_2)t} dt = \frac{A^2}{R^2} \sim A^{4/3}. \quad (47)$$

Wiemy jednak, że absorpcja działa tu silnie i to tym bardziej, im jądro jest większe. Wobec tego zależność $\sigma_{\text{coh}}(A)$ jest prawdopodobnie słabsza niż ta, którą daje równanie (47) i jest zasadniczo określona przez zależność $N_{\text{coh}}(A)$, której jak dotąd nie potrafimy obliczyć. Spróbujmy wobec tego znaleźć empirycznie zależność $\sigma_{\text{coh}}(A)$ korzystając z danych doświadczalnych przy określonej energii, a mianowicie dla koherentnych oddziaływań pionów z jądrami przy (16 ÷ 18) GeV/c [2, 12]. Celowo pomijamy tutaj oddziaływania z deuteronom ponieważ:

1. Oddziaływania z deuteronom z uwagi na bardzo małe „wzmocnienie“ koherentne są niezbyt typowe dla procesów koherentnych.

2. Chcemy użyć danych z emulsji jądrowej, w której występują jądra od $A = 12$ do $A = 108$; istotna jest więc dla nas zależność $\sigma_{\text{coh}}(A)$ w tym zakresie.

Okazuje się, że prosta zależność $\sigma_{\text{coh}}(A) \sim A^{2/3}$ całkiem dobrze opisuje dane doświadczalne dla jąder od węgla do ołowiu przy 16 GeV/c. Przyjmując naturalne założenie, że zależność ta stosuje się i dla innych energii, możemy przystąpić do badania zależności koherentnego przekroju czynnego od energii.

4.3. Zależność przekroju czynnego na reakcję koherentną od energii

Na rys. 12 przedstawiono wartość $\sigma_{\text{coh}}/A^{2/3}$ dla reakcji (23) i (25). Widzimy wyraźny wzrost koherentnego przekroju czynnego ze wzrostem energii dla obu reakcji. Należy tu przypomnieć, że przekroje czynne na reakcję hadron-nukleon (pomijając obszar progowy) albo są prawie niezależne od energii, o ile proces jest typu dyfrakcyjnego, tzn. bez wymiany liczb kwantowych, albo też spadają ze wzrostem energii, o ile zachodzi wymiana liczb kwantowych. Wobec tego wzrost przekroju czynnego musi być związany ze specyfiką procesu koherentnego w jądrze. Wymieńmy tutaj trzy możliwe efekty, z których każdy może się przyczynić do wzrostu przekroju czynnego:

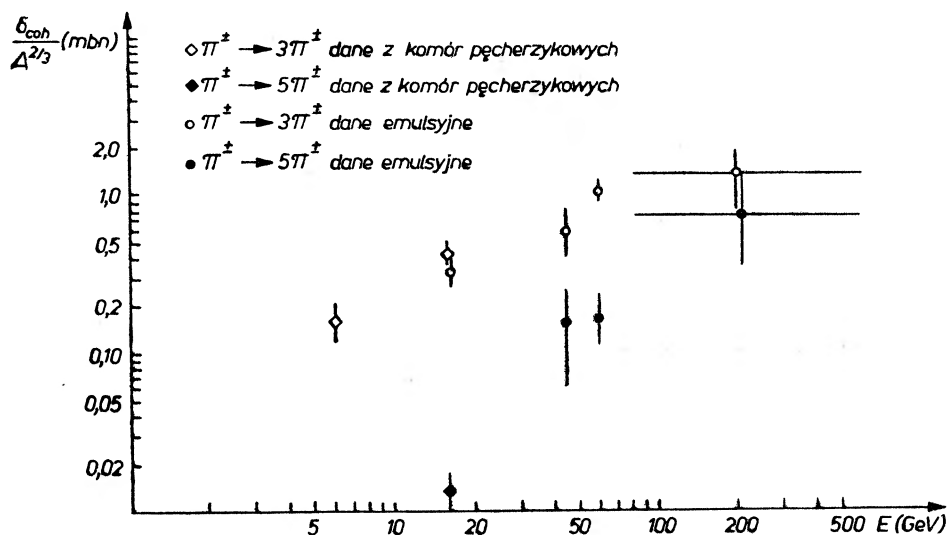
1. Ze wzrostem energii maleje t_{min} , co przy stałości $d\sigma_{\text{coh}}/dt$ daje wzrost

$$\sigma_{\text{coh}} = \int_{t_{\text{min}}}^{\infty} \frac{d\sigma_{\text{coh}}}{dt} dt \quad (\text{całkujemy po coraz większym obszarze}). \quad \text{Można jednak poka-}$$

zać, że efekt ten działa przy energiach kilku GeV, gdzie $t_{\min} \doteq 10^{-2}(\text{GeV}/c)^2$, a jest do zaniedbania powyżej 16 GeV/c, bo $t_{\min}(16 \text{ GeV}) = 10^{-2}(\text{GeV}/c)^2$.

2. Ze wzrostem energii rośnie kolimacja cząstek wtórnych, co zmniejsza ich absorpcję w jądrze, a to prowadzi do wzrostu N_{coh} , czyli do wzrostu σ_{coh} . Efekt ten, dość trudny do ilościowej oceny, musi jednak również dawać nasycenie wzrostu σ_{coh} przy niezbyt wysokich energiach. Poza tym jeśli procesy koherentne są dwuciałowe, np. $\pi^- + \text{jądro} \rightarrow A_1^- + \text{jądro}$, to efekt ten w ogóle nie gra roli.

3. Wydaje się, że najwięcej nadziei możemy wiązać ze wzrostem M_{max}^* zgodnie z warunkiem (32). Wzrost ten pozwala na produkcję coraz to cięższych



Rys. 12. Zależność $\sigma_{\text{coh}}/A^{2/3}$ od energii dla reakcji $\pi^{\pm} + \text{jądro} \rightarrow 3\pi^{\pm} + \text{jądro}$ i dla reakcji $\pi^{\pm} + \text{jądro} \rightarrow 5\pi^{\pm} + \text{jądro}$. Z pracy [17]

rezonansów w stanie końcowym. Np. A_1 prawie nie może się tworzyć w reakcji (23) przy 6 GeV, a natomiast tworzy się obficie przy 16 GeV/c, produkcja rezonansu $\pi_A(1640)$ jest bardzo silnie tłumiona przy 16 GeV/c, ale nie przy 60 GeV/c itd. Mielibyśmy więc „permanentny efekt progowy“, przy czym przekrój czynny na produkcję danego rezonansu dochodziłby do stałej wartości, a wzrost wynikałby z pojawiania się nowych rezonansów.

5. Uwagi końcowe

Warto przypomnieć, że pierwszy opis procesu koherentnego w jądrze przy wysokiej energii w głównych zarysach podobny do opisu w rozdz. 1 został podany przez Feinberga [24] już w 1941 r. ! Jednakże doświadczalne badanie tego procesu było możliwe dopiero w latach sześćdziesiątych dzięki wielkim akcelera-

torom. Zwykle przy danej energii najpierw pojawiały się prace emulsyjne, a potem prace wykonane przy pomocy komór pęcherzykowych napełnionych ciężką cieczą. Wszystkie te prace dały dość jasny obraz produkcji koherentnej i otwały nowe możliwości badania rezonansów związane z wykorzystaniem „filtru liczb kwantowych“ i pomiarem przekrojów czynnych na oddziaływanie rezonansów. Wydaje się jednak, że nawet komory pęcherzykowe nie pozwalają na pełne wykorzystanie tych możliwości. Potrzebujemy bowiem eksperymentów, które nie byłyby wykonane na mieszaninie jąder i dawałyby statystyki rzędu kilku tysięcy, a nie kilkudziesięciu czy nawet kilkuset przypadków. Wydaje się, że warunki te mogą być spełnione przez zespoły komór iskrowych. Eksperymenty takie są przygotowane przy akceleratorach w CERN i w Sierpuchowie.

Abstract: This article describes the coherent production of particles in hadron-nucleus collisions at high energy. A theoretical description of this process (also including absorption in the nucleus) is sketched. The main experimental results on the coherent interactions of pions, kaons and protons with the nuclei are described at the energy ranging from a few GeV up to several hundreds GeV. The advantages of the study of resonances produced in this process are presented. An energy dependence of the coherent cross section is discussed.

Literatura

- [1] K. Rybicki, *Postępy Fizyki*, **18**, 267 (1967).
- [2] J. J. Veillet, referat na konferencji poświęconej zderzeniom hadronów wysokiej energii, CERN 68—7.
- [3] R. Daugas, F. R. Huson, H. J. Lubatti, S. Six, J. J. Veillet, H. Annoni, K. Moriyasu i M. Rollier, H. H. Bingham, C. W. Farwell, W. B. Fretter, *Phys. Letters*, **27 B**, 332 (1968).
- [4] F. R. Huson, H. J. Lubatti, J. Six, J. J. Veillet, H. Annoni, G. Bellini, M. Di Corato, E. Fiorini, K. Moriyasu, P. Negri, M. Rollier, H. H. Bingham, C. W. Forwell, W. B. Fretter, *Phys. Letters*, **28 B**, 208 (1968).
- [5] Współpraca Saclay—Amsterdam—Bologna—Rehovoth—Ecole Polytechnique, referat nr 477 na Międzynarodowej Konferencji Fizyki Wysokich Energii, Wiedeń 1968.
- [6] J. Phelan *i in.*, referat nr 954, *ibid.*
- [7] K. Buchner *i in.*, referat nr 442, *ibid.*
- [8] Współpraca Berkeley—Brookhaven—Milan—Orsay—Saclay, referat nr 401, *ibid.*
- [9] F. R. Huson, D. J. Miller, J. S. O'Neill, *Nuclear Phys.*, **B8**, 391 (1968).
- [10] C. Fisher, wykład na Międzynarodowej Szkole Cząstek Elementarnych, Herceg Novi 1965.
- [11] G. Bellini, E. Fiorini, A. J. Hertz, P. Negri, S. Ratti, *Nuovo Cimento*, **29**, 896 (1963).
- [12] J. F. Allard, D. Drijard, J. Hennessy, F. R. Huson, A. Lloret, J. Six, J. J. Veillet, G. Bellini, M. DiCorato, E. Fiorini, P. Negri, M. Rollier, J. Crussard, J. Ginestet, A. H. Tran, H. H. Bingham, R. Diebold, W. B. Fretter, H. J. Lubatti, W. Michael, K. Moriyasu, *Phys. Letters*, **19**, 431 (1965).
- [13] L. Stodolsky, *Phys. Rev.*, **144**, 1149 (1966).
- [14] E. Lohrmann, referat przeglądowy na Międzynarodowej Konferencji Cząstek Elementarnych w Lund (Szwecja), 1969.
- [15] A. S. Goldhaber, C. J. Joachin, H. J. Lubatti, J. J. Veillet, *Phys. Rev. Letters*, **22**, 802 (1969).

- [16] Współpraca Alma-Ata—Cracow—Dubna—Moscow, referat nr 96 na Międzynarodowej Konferencji Cząstek Elementarnych w Lund (Szwecja), 1969.
- [17] Współpraca Alma-Ata—Budapest—Cracow—Dubna—Moscow—Sofia—Tashkent—Ulan Bator, *Phys. Letters*, **31B**, 241 (1970).
- [18] F. Baldassare, A. Caforio, D. Ferraro, A. Forilli, M. Merlin, D. H. Perkins, M. Semenario, J. C. Combe, W. M. Gibson, W. D. Lock, A. Bonetti, M. DiCorato, A. Fedreghini, A. J. Hertz, A. F. Sichirollo, L. Tallone, G. Vegni, E. Villar, *Nuovo Cimento*, **21**, 459 (1961).
- [19] A. Caforio, D. Ferraro i S. Semenario, C. M. Fisher, A. Mason, W. A. Venus, D. Evans, A. Hossain, M. F. Votruba, A. Wataghin, M. M. Kasim, M. D. Shaukat, A. J. Hertz, A. F. Sichirallo, G. Vegni, *Nuovo Cimento*, **32**, 1471 (1964).
- [20] J. D. Rinaldo, P. L. Jain, P. D. Bharadwaj, *Nuovo Cimento*, **36**, 1089 (1965).
- [21] P. D. Dubey, J. M. Kohli, M. B. Singh, IX Sympozjum Promieni Kosmicznych, Fizyki Cząstek Elementarnych i Astrofizyki, Bombaj 1965.
- [22] A. H. Winnicki, T. S. Strelcow, Z. S. Takibajew, T. J. Czasikow, Sprawozdanie z XVI Komitetu Emulsyjnego, Dubna 1966, preprint ZIBJ No 2623.
- [23] Z. Czachowska, J. Gierula, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, K. Rybicki, W. Wolter, *Nuovo Cimento*, **49 A**, 303 (1967).
- [24] E. L. Feinberg, *Journal of the USSR Academy of Sciences*, **5**, 177 (1941).

Jerzy Kołodziejczak

Instytut Fizyki PAN
Zakład Spektroskopii Ciała Stałego
Warszawa

Magneto-optyka półprzewodników

Magneto-optics of Semiconductors

I. Wstęp

Magneto-optyka jest dziedziną fizyki zajmującą się badaniem oddziaływania pomiędzy promieniowaniem świetlnym a ośrodkiem materialnym, w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Pole magnetyczne jest czynnikiem zewnętrznym, który wywołuje odpowiednie zmiany we własnościach optycznych ośrodka materialnego, prowadząc do pojawienia się nowych zjawisk tzw. zjawisk magneto-optycznych. Pierwszy efekt magneto-optyczny odkryty został w roku 1845 przez Michała Faradaya. Polegał on na skręceniu płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez płytkę szklaną umieszczoną w polu magnetycznym w ten sposób, że kierunek tego pola był równoległy do kierunku biegu wiązki świetlnej. Zjawisko to nazwane później efektem Faradaya, obserwowane było następnie w wielu materiałach. Szczególne sukcesy przyniosły badania tego typu przeprowadzone w gazach. Doprowadziły one do odkrycia w roku 1896 efektu Zeemana.

Pierwsze wyjaśnienie mechanizmu powstawania zjawisk magneto-optycznych, oparte na klasycznej dynamice elektronów w polu magnetycznym, stało się możliwe po sformułowaniu teorii elektromagnetyzmu przez Maxwella oraz teorii dyspersji przez Lorentza, Drudego, Voigta i innych. Podstawą klasycznej teorii opisującej zjawisko Faradaya oraz inne zjawiska magneto-optyczne było proste klasyczne równanie ruchu elektronów w polu magnetycznym, uwzględniające procesy tłumienia oraz siły wiążące elektron:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + \frac{1}{\tau} m\dot{\mathbf{r}} + m\omega_0^2 \mathbf{r} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{H} \quad (1)$$

gdzie e oraz m są odpowiednio ładunkiem i masą elektronu, \mathbf{r} oznacza wektor położenia. Drugi wyraz równania (1) opisuje siłę tłumienia ruchu elektronu, natomiast wyraz trzeci siłę jego wiązania. Prawa strona równania (1) jest siłą Lorentza związaną ze składową elektryczną \mathbf{E} fali elektromagnetycznej oraz z zewnętrznym polem magnetycznym \mathbf{H} . Składowa magnetyczna fali elektromagnetycznej została w równaniu (1) zaniedbana ze względu na niewielką jej wartość. Rozwiązanie równania (1) pozwala na natychmiastowe określenie momentu dipolowego a następnie na obliczenie zespolonej stałej dielektrycznej:

$$\epsilon_{\pm} = (n_{\pm} - ik_{\pm})^2 = 1 + \frac{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}}{\omega_0^2 - \omega^2 \pm \omega\omega_c - i\frac{\omega}{\tau}}, \quad (2)$$

gdzie $\omega_c = eH/mc$, n — współczynnik załamania, k — współczynnik ekstynkcji. Znak \pm oznacza dwa możliwe rozwiązania, których sens fizyczny polega na ich przyporządkowaniu falom spolaryzowanym kołowo lewo- i prawoskrętnie.

Poprzez proste algebraiczne przekształcenie równania (2) można wyliczyć współczynnik załamania n oraz ekstynkcji k . Efekt Faradaya może być łatwo obliczony przy pomocy wyprowadzonej w roku 1897 przez Bequerela zależności pomiędzy kątem skręcenia płaszczyzny polaryzacji θ a współczynnikiem załamania n :

$$\theta = \frac{1}{2} \omega\omega_c \frac{dn}{d\omega}. \quad (3)$$

W ciągu następnych pięćdziesięciu lat po opracowaniu powyższej, klasycznej teorii, efekt Faradaya był mierzony w różnych materiałach krystalicznych. Eksperymenty te wykazały, że omówiona tu teoria nie jest poprawna. Zaobserwowano rozbieżności nie tylko ilościowe ale i jakościowe polegające na zmianie znaku obserwowanych efektów. Pewien postęp w zrozumieniu mechanizmu powstawania zjawisk magneto-optycznych osiągnięto z chwilą rozszerzenia badań na materiały półprzewodnikowe. Analiza teoretyczna, uwzględniająca strukturę pasm energetycznych, pozwoliła na pełne zrozumienie zjawisk magneto-optycznych. Za początek magneto-optyki półprzewodników uważać można rok 1956, kiedy to dokonano pierwszych obserwacji pewnych efektów rezonansowych w półprzewodnikach, używając promieniowania podczerwonego. Efekty te były poprzedzone przez obserwację, w roku 1954, rezonansu cyklotronowego w obszarze częstości mikrofalowych. Badanie zjawisk magneto-optycznych w półprzewodnikach ma duże znaczenie ze względu na możliwości dokładnego poznania struktury pasmowej tych materiałów. Biorąc pod uwagę najprostszy model pasmowy, energia elektronów w pasmie przewodnictwa da się zapisać następująco:

$$\epsilon_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad (4)$$

natomiast energia dziur w pasmie walencyjnym:

$$\varepsilon_v = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}, \quad (5)$$

gdzie \mathbf{k} jest wektorem falowym elektronu, m_c — masą efektywną elektronów, m_v — masą efektywną dziur, ε_g — przerwę energetyczną pomiędzy pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa.

W obecności zewnętrznego pola magnetycznego oba pasma energetyczne ulegają skwantowaniu rozszczepiając się na szereg dyskretnych poziomów energetycznych, tzw. poziomów Landaua zgodnie z wzorami:

$$\varepsilon_c = \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m_c} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{cc} \quad (6)$$

$$\varepsilon_v = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m_v} - \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{cv},$$

gdzie k_H jest składową wektora falowego w kierunku pola magnetycznego, n jest liczbą kwantową numerującą poziomy Landaua, oraz

$$\omega_{cc} = \frac{eH}{m_c c} \quad (7)$$

$$\omega_{cv} = \frac{eH}{m_v c}$$

są odpowiednio częstościami cyklotronowymi elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie walencyjnym.

Z wzorów (6) wynika, że w kierunku równoległym do pola magnetycznego energia pozostaje nieskwantowana.

Wszystkie zjawiska elektronowe związane z oddziaływaniem promieniowania świetlnego z półprzewodnikiem (oddziaływanie foton-elektron) podzielić można na dwie grupy.

1. Zjawiska wewnątrzpasmowe, występujące wtedy, gdy energia fotonu jest mniejsza od szerokości przerwy energetycznej ($\hbar\omega < \varepsilon_g$). Polegają one na oddziaływaniu fotonów z elektronami znajdującymi się w pasmie przewodnictwa lub dziurami w pasmie walencyjnym (swobodne elektrony lub dziury).

2. Zjawiska międzypasmowe, występujące wtedy, gdy energia fotonu jest większa od szerokości przerwy energetycznej ($\hbar\omega > \varepsilon_g$). W tym przypadku energia fotonu jest wystarczająca na to, aby nastąpiło przerzucenie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

Opisany wyżej model pasm energetycznych jest, w sposób zasadniczy, uproszczony. Odpowiada on właściwie swobodnym elektronom, którym przyporządkowana została inna masa (masa efektywna). W realnych półprzewodnikach jednak, struktura pasmowa jest o wiele bardziej złożona. Powierzchnie izoenergetyczne nie muszą być sferami (pasma niesferyczne), jak to wynika z wzorów (4) i (5), co prowadzi do pojawienia się anizotropii w obserwowanych zjawiskach fizycznych. Ponadto, zależność pomiędzy energią a wartością bezwzględną wektora falowego nie musi być kwadratowa (pasma nieparaboliczne).

Ilość pasm energetycznych, które decydują o przebiegu zjawisk elektronowych jest większa niż opisane tu pasmo przewodnictwa i walencyjne. Największą rolę odgrywają dwa stykające się w maksimach (zdegenerowane pasma walencyjne) tzw. pasmo dziur ciężkich i lekkich.

Niezależnie od tego, w przytoczonych wyżej wzorach nie uwzględniony został spin elektronów, który jest odpowiedzialny za wiele obserwowanych zjawisk. Pomiar zjawisk magneto-optycznych oraz ich analiza pozwalają na badanie wszystkich odstępstw od przedstawionego wyżej prostego modelu pasmowego. Dla zrozumienia jednak mechanizmu powstawania zjawisk magneto-optycznych, nawet ten uproszczony model jest w zupełności przydatny.

II. Charakterystyka i klasyfikacja zjawisk magneto-optycznych

Poza fizycznym podziałem zjawisk magneto-optycznych na zjawiska wewnątrzpasmowe i międzypasmowe istnieje jeszcze ich klasyfikacja ze względów fenomenologicznych, ściśle związana z warunkami eksperymentalnymi. I tak, różne zjawiska magneto-optyczne mogą być obserwowane zarówno w świetle przechodzącym przez próbkę półprzewodnikową (w transmisji), jak i w świetle odbitym od wypolerowanej powierzchni próbki. Ponadto w obu tych przypadkach mamy do czynienia z dwoma wyróżnionymi kierunkami w przestrzeni. Jednym z nich jest kierunek pola magnetycznego, drugim zaś kierunek propagacji światła (określony wektorem Poyntinga). Wzajemna konfiguracja obu tych kierunków stanowi dodatkowe kryterium podziału zjawisk magneto-optycznych. Istnieją dwie skrajne i zarazem podstawowe konfiguracje:

1. konfiguracja Faradaya — kierunek propagacji światła jest równoległy do kierunku pola magnetycznego,
2. konfiguracja Voigta — kierunek propagacji światła jest prostopadły do kierunku tego pola.

Warunki eksperymentalne związane z pomiarami różnych zjawisk magneto-optycznych mają szereg wspólnych cech. Należą do nich monochromatyczność stosowanego promieniowania oraz zewnętrzne pole magnetyczne. Pomiarowy układ optyczny musi być zatem wyposażony w monochromator, pozwalający na uzyskiwanie promieniowania o określonej długości fali (energii fotonu). Promieniowanie to wychodząc z monochromatora przechodzi przez polaryzator, w wyniku czego uzyskuje się monochromatyczne promieniowanie spolaryzowane w określonej płaszczyźnie, które następnie skupia się, przy pomocy układu zwierciadeł, na próbce półprzewodnikowej umieszczonej między biegunami elektromagnesu, przy czym realizować to można zarówno w konfiguracji Faradaya, jak i Voigta. Część tego promieniowania ulega odbiciu od powierzchni próbki półprzewodnikowej, a reszta ulegając większemu lub mniejszemu pochłonięciu przechodzi na drugą stronę. Obie te części mogą być badane niezależnie przy pomocy specjalnych analizatorów, w skład których wchodzi polaryzatory, detektory promieniowania, wzmacniacze oraz rejestratory. Istnieją układy analizacyjne różnego typu, w zależności od rodzaju mierzonego efektu. W celu

zmierzenia kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji układ analizacyjny musi spełniać inne warunki niż w przypadku pomiaru współczynnika absorpcji.

Zjawiska magneto-optyczne różnego typu mierzy się w funkcji długości fali padającego na próbkę promieniowania oraz w funkcji pola magnetycznego. Ponadto, niektóre ze zjawisk występują tylko w przypadku, gdy temperatura próbki jest znacznie obniżona (do temperatury ciekłego azotu a nawet helu). Wymaga to stosowania specjalnych kriostatów niskotemperaturowych, w których umieszcza się badaną próbkę a następnie całość wprowadza się między bieguny elektromagnesu. Rodzaj stosowanych w tych układach pomiarowych elementów optycznych takich jak soczewki, zwierciadła pryzmaty czy detektory promieniowania, zależy od przedziału długości fal, w którym prowadzone są badania. Przedziały te leżą w podczerwieni i obejmują obszar od około 1 μm do kilkudziesięciu μm . Wybór przedziału długości fal zależy między innymi od tego czy przedmiotem badań mają być zjawiska wewnątrz-, czy międzypasmowe. Ponieważ różne materiały półprzewodnikowe charakteryzują się różnymi szerokościami przerw energetycznych, zatem graniczna długość fali, której odpowiada energia fotonu równa szerokości przerwy, będzie różna dla różnych półprzewodników. W typowych półprzewodnikach przerwy energetyczne zawierają się w przedziale od około 0,2 eV w antymonku indu, poprzez 0,8 eV w germanie do 2,7 eV w fosforu galu. Znane są również pewne nietypowe związki półprzewodnikowe, w których przerwy energetyczne wychodzą poza ten obszar zarówno od strony niskich, jak i wysokich energii.

Rozpatrzmy obecnie mechanizm oddziaływania promieniowania ze swobodnymi elektronami w półprzewodniku (zjawiska wewnątrzpasmowe), w konfiguracji Faradaya. W wyniku przyłożenia pola magnetycznego na elektrony działa siła Lorentza, która powoduje, że zaczynają one wirować po orbitach kołowych z częstością równą częstości cyklotronowej $\omega_c = eH/m^*c$. Ruch wirowy elektronów odbywa się w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola magnetycznego, a jego kierunek zależy od zwrotu tego pola.

Jeżeli na taką „płaszczyznę“ wirujących elektronów pada prostopadle liniowo spolaryzowana fala elektromagnetyczna, to jej wektor elektryczny drga w określonym kierunku w płaszczyźnie wirowania elektronów. Liniowe drganie wektora elektrycznego można przedstawić jako superpozycję dwu przeciwnych drgań kołowych. Jedno z nich będzie oczywiście zgodne z kierunkiem wirowania elektronów, drugie natomiast będzie przeciwne. Każde z tych drgań zatem, będzie inaczej oddziaływało z wirującym elektronem, w wyniku czego prędkość rozchodzenia się w półprzewodniku fal spolaryzowanych kołowo lewo- i prawoskrętnie będzie różna (różne współczynniki załamania). W wyniku złożenia takich drgań kołowych po przejściu przez półprzewodnik, otrzymuje się na powrót drganie liniowe, ale kierunek drgań wektora elektrycznego jest skręcony o pewien kąt w stosunku do polaryzacji promieniowania padającego na próbkę półprzewodnikową. Efekt ten, polegający na skręceniu płaszczyzny polaryzacji, nosi nazwę rotacji Faradaya. Niezależnie od tego, obie spolaryzowane kołowo fale oddziaływając z wirującym elektronem przekazują mu swoją

energię, przy czym drganie kołowe zgodne z wirowaniem elektronu przyspiesza jego ruch, natomiast drganie przeciwne hamuje. Zmieniając długość fali świetlnej (przez obrót pryzmatu w monochromatorze), czyli częstość ω drgań wektora elektrycznego, można osiągnąć dla drgania kołowego zgodnego z wirowaniem elektronu warunek rezonansu $\omega = \omega_c$. Warunek ten można osiągnąć również przy ustalonym ω , a poprzez zmianę częstości cyklotronowej ω_c , która może być regulowana zmianą pola magnetycznego. Punkt rezonansu objawia się maksymalnym pochłanianiem przez półprzewodnik fali spolaryzowanej kołowo zgodnie z kierunkiem wirowania elektronu. Zjawisko to zwane rezonansem cyklotronowym obserwuje się jako silny spadek natężenia promieniowania przechodzącego przez próbkę dla długości fali lub natężenia pola magnetycznego, dla których spełniony jest warunek rezonansu $\omega = \omega_c$. W modelu skwantowanego pola magnetycznym pasma przewodnictwa, rezonans cyklotronowy interpretować można jako przejście elektronu między dwoma kolejnymi poziomami Landaua. Przejście to występuje na skutek pochłonięcia przez elektron fotonu o energii $\hbar\omega$ równej odstępowi między kolejnymi poziomami Landaua.

Zjawiska magneto-optyczne wewnątrzpasmowe można zatem opisywać zarówno na gruncie teorii klasycznej, jak i kwantowej, przy czym oba te opisy prowadzą do jednakowych rezultatów. W przeciwieństwie do zjawisk wewnątrzpasmowych, zjawiska międzypasmowe mają wyłącznie charakter kwantowy i mogą być zrozumiane tylko w modelu skwantowanych pasm energetycznych. Związane są one z przejściami elektronów z poziomów Landaua w pasmie walencyjnym na odpowiednie poziomy w pasmie przewodnictwa. Poziomy, pomiędzy którymi mogą zachodzić przejścia, określone są przez odpowiednie reguły wyboru.

Ponieważ, jak już było powiedziane wyżej, zjawiska magneto-optyczne obserwuje się w promieniowaniu przechodzącym lub odbitym przez próbkę półprzewodnikową, zatem muszą być one zawarte w samym opisie promieniowania. Zgodnie z teorią elektromagnetyzmu Maxwella, fala elektromagnetyczna w środku materialnym opisana jest przez dwie stałe optyczne charakteryzujące ten ośrodek. Są to współczynnik załamania n oraz współczynnik ekstynkcji k określający wielkość pochłaniania.

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega \left(t - \frac{1}{c} nx\right)} e^{-\frac{\omega}{c} kx} \quad (8)$$

Wszystkie zatem zjawiska magneto-optyczne muszą się wyrażać przez te dwie stałe optyczne. W konfiguracji Faradaya, fala spolaryzowana kołowo prawoskrętnie \mathbf{E}_+ oraz lewoskrętnie \mathbf{E}_- oddziałują różnie z wirującymi elektronami, a zatem warunki ich rozchodzenia się w półprzewodniku są różne. Obie fale będą opisane różnymi stałymi optycznymi. Dla fali spolaryzowanej prawoskrętnie będziemy mieli n_+ i k_+ , a dla fali spolaryzowanej lewoskrętnie n_- i k_- przy czym w ogólności $n_+ \neq n_-$ i $k_+ \neq k_-$. W konfiguracji Faradaya mamy zatem dla opisu fali elektromagnetycznej cztery stałe n_+ , k_+ , n_- i k_- .

Obserwowane w eksperymencie różne zjawiska magneto-optyczne są proporcjonalne do poszczególnych z tych stałych lub do ich kombinacji. I tak,

omówiony wyżej rezonans cyklotronowy jest proporcjonalny do k_+ lub k_- w zależności od zwrotu pola magnetycznego. Rotacja Faradaya jest proporcjonalna do różnicy $n_+ - n_-$. Inne zjawiska wyrażają się podobnie.

Analogicznie rozważyć możemy sytuację w konfiguracji Voigta. Liniowo drgający, w płaszczyźnie prostopadłej do pola magnetycznego, wektor elektryczny fali elektromagnetycznej rozłożyć można na dwie składowe: składową prostopadłą do pola magnetycznego (\perp) oraz składową równoległą (\parallel). Obie te fale będą opisane różnymi stałymi optycznymi (n_{\perp} , k_{\perp} , n_{\parallel} , k_{\parallel}). Poszczególne z tych stałych lub ich kombinacje opisują różne zjawiska magneto-optyczne w konfiguracji Voigta. Zjawiska magneto-optyczne mogą mieć charakter rezonansowy lub nierezonansowy. W pierwszym przypadku obserwuje się silne maksima lub minima odpowiadające punktowi rezonansu, w drugim przebiegi są łagodne. Klasyfikacja wszystkich zbadanych dotychczas zjawisk magneto-optycznych w półprzewodnikach ujęta jest w tablicy I i II.

Tablica I

Wewnątrzprasmowe zjawiska magneto-optyczne, F — oznacza konfigurację Faradaya, V — oznacza konfigurację Voigta

Nazwa efektu	Konfiguracja	Zależność od n i k	Charakter rezonansowy lub nierezonansowy	Odkrycie
Rezonans cyklotronowy	F	a) w transmisji k_+ lub k_-	rezonansowy	Burstein i in. 1956 [1] Zwerdling i in. 1956 [2]
	V	k_{\perp} lub k_{\parallel}		
Rotacja Faradaya	F	$n_+ - n_-$	nierezonansowy	Smith, Moss 1958 [3]
Rezonansowa rotacja Faradaya	F	n_+	rezonansowy	Palik 1963 [4]
Eliptyczność Faradaya	F	$k_+ - k_-$	nierezonansowy	Smith, Pidgeon 1960 [5]
Efekt Voigta	V	$n_{\perp} - n_{\parallel}$	nierezonansowy	Teitler i Palik 1960 [6]
Oscylacyjna absorpcja wewnątrzprasmowa	F	k_+ lub k_-		Palik, Wallis 1963 [7]
	V	k_{\perp}		
Magnetoplazmowe odbicie	F	b) w odbiciu n_+ i n_-	rozszczepienie minimum rezonansowego	Lax, Wright 1960 [8]
	V	n_{\perp} i n_{\parallel}		
Rotacja magnetoplazmowa	F	k_+ i k_-		Lax 1960 [9], Palik 1962 [10]
Eliptyczność magneto-plazmowa	F	n_+ i n_-		Lax 1960 [9], Palik 1962 [10]

Międzypasmowe zjawiska magneto-optyczne

Nazwa efektu	Konfiguracja	Zależność od n i k	Charakter rezonansowy lub nieresonansowy	Odkrycie
Międzypasmowa magneto-absorpcja	F	a) w transmisji k_+ lub k_-	rezonansowy	Burstein i in. 1965 [1] Zwerdling i in. 1956 [2]
	V	k_{\perp} lub k_{\parallel}		
Rotacja Faradaya	F	$n_+ - n_-$	nieresonansowy	Kimmel 1956 [11]
Rezonansowa rotacja Faradaya	F	$n_+ - n_-$	rezonansowy	Nishina, Kołodziejczak, Lax 1962 [12]
Eliptyczność Faradaya	F	$k_+ - k_-$	nieresonansowy	Smith, Pidgeon 1960 [5]
Rezonansowa eliptyczność Faradaya	F	$k_+ - k_-$	rezonansowy	Mitchell, Wallis 1963 [13]
Rezonansowy efekt Voigta	V	$n_{\perp} - n_{\parallel}$	rezonansowy	Nishina, Kołodziejczak, Lax, 1962 [12]
Międzypasmowe magneto-odbicie	F	b) w odbiciu n_{\pm} i k_{\pm}	rezonansowy	Wright, Lax 1961 [14]
	V	$n_{\parallel}, n_{\perp}, k_{\parallel}, k_{\perp}$		
	F	k_{\pm}		
Międzypasmowa rotacja Kerra				Lax, Nishina 1961 [15]

W powyższej klasyfikacji zjawisk magneto-optycznych nie uwzględniono dość obszernej grupy zjawisk związanych z istnieniem w przerwie energetycznej półprzewodnika dyskretnych poziomów energetycznych domieszkowych lub ekscytonowych, jak również zjawisk występujących w skrzyżowanych polach magnetycznym i elektrycznym.

III. Makroskopowa teoria zjawisk magneto-optycznych

Wektor elektryczny fali elektromagnetycznej w ośrodku materialnym może być zapisany w następującej postaci:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega \left(t - \frac{1}{c} \mathcal{N} r \right)} \quad (9)$$

gdzie ω jest kołową częstością drgań, natomiast \mathcal{N} jest tzw. wektorem propagacji określającym kierunek rozchodzenia się fali oraz fizyczne warunki propagacji. Jego wartość bezwzględna wyraża się poprzez współczynnik załamania n oraz współczynnik ekstynkcji k :

$$\mathcal{N} = n - ik. \quad (10)$$

Wyrażenie (9), przedstawiając składową elektryczną fali elektromagnetycznej musi spełniać układ równań Maxwella:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} &= 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie \mathbf{H} jest składową magnetyczną fali elektromagnetycznej a \mathbf{J} wektorem gęstości prądu elektrycznego w ośrodku materialnym. Różniczkując drugie z równań (11) po czasie i eliminując $\partial \mathbf{H} / \partial t$ poprzez podstawienie równania pierwszego, otrzymuje się następujące równanie falowe:

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

ponieważ z drugiej strony mamy:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad (13)$$

to łatwo zauważyć, że dla próżni, gdzie $\mathbf{J} = 0$ oraz gęstość ładunku $\rho = 0$, równanie (12) przyjmuje prostą i znaną postać równania fali płaskiej rozchodzącej się z prędkością c :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (14)$$

W ośrodku materialnym jednak (np. w półprzewodniku), gdzie istnieje różna od zera gęstość ładunku oraz prądu, obowiązuje ogólne równanie (12).

W przypadku pól elektrycznych \mathbf{E} o niezbyt dużych natężeniach spełnione jest prawo Ohma:

$$\mathbf{J} = \hat{\sigma} \mathbf{E} \quad (15)$$

gdzie $\hat{\sigma}$ jest w ogólności wielkością tensorową i nazywa się tensorem przewodnictwa. Natężenia pól elektrycznych w fali elektromagnetycznej wypromieniowanej przez konwencjonalne źródła światła są bardzo małe, tak że prawo Ohma (15) jest idealnie spełnione. Znane są jednak obecnie źródła światła (lasery) o tak dużej intensywności promieniowania, że natężenia pól elektrycznych w takiej fali osiągają wartości 10^4 v/cm do 10^6 v/cm. Dla pól elektrycznych o takich natężeniach prawo Ohma już nie jest na ogół spełnione i zależność pomiędzy gęstością prądu a polem nie jest liniowa. Pojawiają się wówczas zjawiska nowego typu tzw. zjawiska nieliniowe, o których będzie mowa w dalszej części niniejszego artykułu.

Podstawiając do równania (12) wyrażenie (9) oraz (15), otrzymuje się następujące równanie wektorowe, w którym niewiadomą jest wektor propagacji \mathcal{N} :

$$(\mathcal{N} \mathcal{N}) \mathbf{E} - \mathcal{N}(\mathcal{N} \mathbf{E}) + \left(\frac{4\pi \hat{\sigma}}{\omega} \hat{\sigma} - \hat{1} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (16)$$

gdzie $\hat{1}$ jest tensorem jednostkowym typu delty Kroneckera, tj. posiadającym tylko składowe diagonalne równe jedności. Tensor przewodnictwa $\hat{\sigma}$, wiążący gęstość prądu elektrycznego ze zmiennym w czasie polem elektrycznym danym przez wyrażenie (9), posiada w ogólności składowe zespolone. W tensorze tym ukryty jest mechanizm powstawania zjawisk magneto-optycznych. Sposób jego obliczenia jest inny dla zjawisk wewnątrzpasmowych niż dla zjawisk międzypasmowych. Zależy on od struktury elektronowej ośrodka materialnego (półprzewodnika).

W ośrodkach materialnych izotropowych, w nieobecności jakichkolwiek sił zewnętrznych, tensor $\hat{\sigma}$ redukuje się do skalaru. Posiada on wówczas tylko składowe diagonalne σ_{xx} , σ_{yy} i σ_{zz} , które są sobie równe i mają wartość σ . Można więc w tym przypadku napisać:

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{vmatrix} = \hat{\sigma} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \sigma \hat{1} \quad (17)$$

W przypadku przyłożenia do izotropowego ośrodka materialnego jakichkolwiek sił zewnętrznych pojawić się może wymuszona anizotropia. Taką właśnie siłą jest między innymi siła Lorentza, wynikająca z istnienia pola magnetycznego. Przyłożenie tego pola do izotropowego ośrodka materialnego powoduje powstanie anizotropii, co w tensorze przewodnictwa ujawnia się w różnych od zera jego niediagonalnych składowych oraz w fakcie, że jego składowe diagonalne nie są już sobie równe.

Ustalając układ współrzędnych, tak aby jego oś Z była zgodna z kierunkiem pola magnetycznego, tensor przewodnictwa będzie miał postać:

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{vmatrix}. \quad (18)$$

Z ogólnych rozważań innego typu niż tu przedstawione, wynika że:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} \neq \sigma_{zz} \quad (19)$$

oraz

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy}.$$

Wszystkie te składowe tensora $\hat{\sigma}$ zależą od pola magnetycznego, przy czym dla $H \rightarrow 0$ mamy σ_{xx} , σ_{yy} , $\sigma_{zz} \rightarrow \sigma$ oraz σ_{xy} , $\sigma_{yx} \rightarrow 0$, tak że w granicy tensor (18) sprowadza się do postaci (17).

1. Konfiguracja Faradaya ($\mathcal{N} \parallel \mathbf{H}$)

Ponieważ układ współrzędnych ustalony został tak, aby jego oś z była równoległa do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego, zatem konfiguracja Faradaya zrealizowana będzie wówczas, gdy wektor propagacji będzie zgodny

z kierunkiem osi z , tzn. $\mathcal{N}(0, 0, \mathcal{N})$. Uwzględniając to, jak również tensor (18), w równaniu (16) otrzymuje się układ trzech jednorodnych równań algebraicznych, których rozwiązaniem są dwie wartości \mathcal{N} :

$$\mathcal{N}_{\pm}^2 = (n_{\pm} - ik_{\pm})^2 = 1 - \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}), \quad (20)$$

gdzie n_{\pm} oraz k_{\pm} oznaczają odpowiednio po dwie wartości współczynnika załamania i współczynnika ekstynkcji. Porównując do siebie, występujące po obu stronach równania (20), części rzeczywiste jak również urojone, otrzymujemy:

$$n_{\pm}^2 - k_{\pm}^2 = 1 - \operatorname{Re} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}) \right\} \quad (21)$$

oraz

$$2in_{\pm}k_{\pm} = \operatorname{Im} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}) \right\}, \quad (22)$$

gdzie Re oraz Im oznaczają odpowiednio część rzeczywistą oraz urojoną wyrażenia w nawiasie. Rozwiązując układ równań (21) i (22) można otrzymać wyrażenia na n_{\pm} oraz k_{\pm} . Uzyskuje się w ten sposób zależność pomiędzy makroskopowymi stałymi optycznymi, jakimi są współczynnik załamania i współczynnik ekstynkcji, a mikroskopowymi własnościami ośrodka materialnego ukrytymi w tensorze $\hat{\sigma}$.

Stałe optyczne n_{\pm} i k_{\pm} zależą wyłącznie od częstości ω oraz składowych tensora przewodnictwa, zatem i w ten sposób będą określone zjawiska magneto-optyczne. Analiza więc makroskopowych zjawisk magneto-optycznych może dać informacje o mikroskopowych własnościach (strukturze elektronowej) ośrodka materialnego (półprzewodnika). Można wykazać na innej drodze, że stałe n_{+} i k_{+} oraz n_{-} i k_{-} odpowiadają dwu spolaryzowanym kołowo, w przeciwnych kierunkach falom.

2. Konfiguracja Voigta ($\mathcal{N} \perp \mathbf{H}$)

Przy ustalonym układzie współrzędnych z osią z zgodną z kierunkiem pola magnetycznego, konfiguracja Voigta może być zrealizowana, jeżeli wektor propagacji będzie miał np. kierunek osi x , tzn. $\mathcal{N}(\mathcal{N}, 0, 0)$. Uwzględniając to, jak również tensor (19) w równaniu (16) otrzymuje się układ trzech równań algebraicznych, który posiada rozwiązania:

$$\mathcal{N}_{\perp}^2 = (n_{\perp} - ik_{\perp})^2 = 1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx} + \frac{\frac{16\pi^2}{\omega^2} \sigma_{xy}^2}{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}} \quad (23)$$

$$\mathcal{N}_{\parallel}^2 = (n_{\parallel}^2 - ik_{\parallel}^2) = 1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{zz}, \quad (24)$$

gdzie \mathcal{N}_\perp odpowiada fali rozchodzącej się w kierunku x , ale spolaryzowanej prostopadle do pola magnetycznego, tzn. $\mathbf{E}(0, E_y, 0)$ natomiast \mathcal{N}_\parallel odpowiada fali spolaryzowanej równoległe do tego pola tzn. $\mathbf{E}(0, 0, E_z)$. Ponadto, z rozwiązania równania (16) w konfiguracji Voigta wynika jeszcze jeden ważny wniosek, gdyż poza wyrażeniami (23) i (24) otrzymuje się:

$$E_x = \frac{\frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xy}}{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}} E_y. \quad (25)$$

Ponieważ x zostało przyjęte jako kierunek rozchodzenia się fali elektromagnetycznej, zatem równanie (25) oznacza, że w konfiguracji Voigta pojawia się składowa wektora elektrycznego \mathbf{E} w kierunku propagacji. Fala elektromagnetyczna przestaje więc być falą czysto poprzeczną. Odpowiedzialne za ten fakt jest zewnętrzne pole magnetyczne wywołujące wymuszoną anizotropię. Z równania (25) widać, że dla $\mathbf{H} \rightarrow 0$ (ponieważ wtedy $\sigma_{xy} \rightarrow 0$) fala staje się czysto poprzeczną, gdyż $E_x \rightarrow 0$.

Analogicznie jak w konfiguracji Faradaya i tu otrzymujemy odpowiedni układ równań na współczynnik załamania oraz ekstynkcji:

$$n_\perp^2 - k_\perp^2 = 1 - \operatorname{Re} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx} - \frac{\frac{16\pi^2}{\omega^2} \sigma_{xy}^2}{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}} \right\} \quad (26)$$

$$2in_\perp k_\perp = \operatorname{Im} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx} - \frac{\frac{16\pi^2}{\omega^2} \sigma_{xy}^2}{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}} \right\}$$

oraz

$$n_\parallel^2 - k_\parallel^2 = 1 - \operatorname{Re} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{zz} \right\} \quad (27)$$

$$2in_\parallel k_\parallel = \operatorname{Im} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{zz} \right\}.$$

Z układu równań (26) można obliczyć n_\perp i k_\perp , natomiast z układu (27) n_\parallel i k_\parallel .

Mając stałe optyczne n_\pm , k_\pm , n_\perp , k_\perp , n_\parallel , k_\parallel można wyrazić wszystkie efekty magneto-optyczne przedstawione w tablicach I i II poprzez składowe tensora przewodnictwa. Dla przykładu podane zostaną poniżej tylko najważniejsze z tych zjawisk.

3. Rotacja Faradaya

Skreślenie płaszczyzny polaryzacji wynika, jak było powiedziane już wcześniej, z różnicy prędkości fazowych dla fali spolaryzowanej kołowo prawo-

skrętnie c/n_+ oraz lewoskrętnie c/n_- . Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji θ , po przejściu wiązki świetlnej przez próbkę o grubości d , będzie równy:

$$\theta = \frac{\omega d}{2c} (n_+ - n_-). \quad (28)$$

Wyrażenie (28) jest ściśle, ale można je przepisać w postaci przybliżonej, lecz za to bardziej użytecznej. Uwzględniając fakt, że $n_+^2 - n_-^2 = (n_+ - n_-)(n_+ + n_-)$ oraz, że różnica pomiędzy n_+ i n_- jest bardzo niewielka w stosunku do samego n_+ lub n_- , możemy w przybliżeniu napisać $n_+ + n_- \simeq 2n$, gdzie n jest współczynnikiem załamania w nieobecności pola magnetycznego. Otrzymuje się wówczas:

$$\theta \simeq \frac{\omega d}{4nc} (n_+^2 - n_-^2) \quad (29)$$

Uwzględniając ponadto fakt małej absorpcji, co jest zresztą dość często spotykane, można napisać $k_{\pm}^2 \ll n_{\pm}^2$ i równanie (21) ulegnie zasadniczemu uproszczeniu ze względu na zaniedbanie w nim k_{\pm}^2 . Mamy zatem:

$$n_{\pm}^2 \simeq 1 - \operatorname{Re} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}) \right\}. \quad (30)$$

Podstawiając wyrażenie (30) do (29) otrzymuje się:

$$\theta = \frac{2\pi d}{nc} \operatorname{Re}\{\sigma_{xy}\} \quad (31)$$

4. Eliptyczność Faradaya

Obie przeciwnie kołowo spolaryzowane fale przechodzą przez próbkę nie tylko z różnymi prędkościami fazowymi dając w rezultacie skręcenie płaszczyzny polaryzacji, ale również ulegają różnej absorpcji, co znajduje swoje odbicie w różnych współczynnikach ekstynkcji k_+ i k_- . Zatem, po przejściu przez próbkę, obie fale będą posiadały różne amplitudy drgań, a w wyniku ich złożenia nie uzyska się już fali spolaryzowanej liniowo. Fala wychodząca z próbki będzie spolaryzowana eliptycznie. Stosunek małej osi elipsy do osi dużej jest miarą eliptyczności i można pokazać, że równa się on:

$$\Delta = \frac{\omega d}{c} (k_+ - k_-). \quad (32)$$

Zastępując w wyrażeniu (22) n_{\pm} przez n otrzymuje się przybliżone wyrażenie na k_{\pm} :

$$k_{\pm} \simeq -\frac{i}{2n} \operatorname{Im} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy}) \right\}. \quad (33)$$

Podstawiając wyrażenie (33) do (32) otrzymuje się:

$$\Delta \simeq \frac{4\pi i d}{nc} \operatorname{Im}\{\sigma_{xy}\} \quad (34)$$

Rotacja Faradaya, ściśle rzecz biorąc, jest zatem skręceniem długiej osi elipsy.

5. Efekt Voigta

Efekt Voigta, zwany również efektem Cottona-Moutona, pochodzi z różnicy prędkości fazowych pomiędzy składową promieniowania spolaryzowaną równoległe do pola magnetycznego c/n_{\parallel} oraz prostopadłe c/n_{\perp} . Jest on zwykle obserwowany w sytuacji, gdy płasko spolaryzowana fala padana próbkę tak, że płaszczyzna polaryzacji tworzy kąt 45° z polem magnetycznym. Taką polaryzację liniową można przedstawić jako superpozycję drgań wektora elektrycznego w kierunku równoległym oraz prostopadłym do pola magnetycznego. Po wyjściu z próbki światło jest spolaryzowane eliptycznie na skutek pojawienia się różnicy faz w obu prostopadłych do siebie drganiach składowych wektora elektrycznego. Ta różnica faz, będąca miarą eliptyczności, jest równa:

$$\delta = \frac{\omega d}{c} (n_{\parallel} - n_{\perp}). \quad (35)$$

Jeżeli zaniedbać absorpcję promieniowania ($k = 0$), to różnica faz δ wiąże się w prosty sposób z eliptycznością Δ :

$$\Delta = \operatorname{tg} \frac{\delta}{2} \quad (36)$$

przy czym długa oś elipsy jest ustawiona pod kątem 45° do kierunku pola magnetycznego.

W przypadku realnym jednak $k \neq 0$ i oba prostopadłe do siebie drgania, na skutek różnicy pomiędzy k_{\perp} i k_{\parallel} , są różnie pochłaniane, w wyniku czego długa oś elipsy ulega skróceniu o pewien kąt ϑ w stosunku do pierwotnego położenia (45°). Spełniony jest następujący związek:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2e^{(k_{\parallel} - k_{\perp})d} \cos \delta}{e^{2(k_{\parallel} - k_{\perp})d} - 1}, \quad (37)$$

gdzie $\varphi = 45^\circ + \nu$.

Postępując analogicznie jak przy obliczaniu rotacji Faradaya, można wyrażenie (35) przepisać w przybliżonej postaci:

$$\delta = \frac{\omega d}{2cn} (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2), \quad (38)$$

a zaniedbując w równaniach (26) i (27) k_{\perp}^2 względem n_{\perp}^2 oraz k_{\parallel}^2 względem n_{\parallel}^2 otrzymuje się:

$$\delta \simeq \frac{\omega d}{2cn} \operatorname{Re} \left\{ \frac{4\pi i}{\omega} [\sigma_{xx} - \sigma_{zz}] - \frac{\frac{16\pi^2}{\omega^2} \sigma_{xy}}{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}} \right\}. \quad (39)$$

Poza wymienionymi tu efektami bardzo często mierzone są zmiany, wywołane polem magnetycznym, w absorpcji promieniowania. Mówimy wówczas o pomiarze magneto-absorpcji rozumiejąc przez nią pomiar współczynnika

absorpcji α w polu magnetycznym. Wyraża się on w prosty sposób poprzez współczynnik ekstynkcji:

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} k \quad (40)$$

przy czym w zależności od konfiguracji do wzoru (40) należy podstawić odpowiedni znaczek $+$, $-$, \perp lub \parallel .

Jak wynika z tablicy I w pomiarze absorpcji zaobserwować można rezonans cyklotronowy (rezonansowy wzrost współczynnika α), oscylacyjną absorpcję wewnątrzpasmową (oscylacyjny, w funkcji pola magnetycznego lub energii fotonu, przebieg współczynnika absorpcji).

Rozważane dotychczas konkretne efekty magneto-optyczne występują w transmisji tj. w świetle przechodzącym przez próbkę. Z tablicy I i II wynika, że badane były również zjawiska magneto-optyczne występujące w świetle odbitym. Współczynnik odbicia światła R wyraża się poprzez stałe optyczne n i k :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (41)$$

W zależności od konfiguracji należy we wzorze (41) dopisać odpowiednie wskaźniki $+$, $-$, \perp , lub \parallel . Wzór (41) może być uproszczony ze względu na fakt, iż bardzo często $k^2 \ll n^2$.

Skreślenie płaszczyzny polaryzacji światła odbitego od próbki (rotacja magnetoplazmowa lub międzypasmowa rotacja Kerra) wynika z różnicy faz δ . W konfiguracji Faradaya:

$$\operatorname{tg} \delta_{\pm} = \frac{2k_{\pm}}{(1 - n_{\pm}^2 - k_{\pm}^2)^2}, \quad (42)$$

a skreślenie płaszczyzny polaryzacji jest równe:

$$\theta = \frac{1}{2}(\delta_+ - \delta_-). \quad (43)$$

Eliptyczność występująca w świetle odbitym dana jest wzorem:

$$\Delta = \frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|}, \quad (44)$$

gdzie

$$r_{\pm} = \frac{1 - n_{\pm} - ik_{\pm}}{1 + n_{\pm} - ik_{\pm}}. \quad (45)$$

Postawiając otrzymane wyżej wyrażenie na n_{\pm} i k_{\pm} można efekty występujące w odbiciu wyrazić przez składowe tensora przewodnictwa $\hat{\sigma}$.

IV. Mikroskopowa teoria zjawisk magneto-optycznych

Mikroskopowa teoria zjawisk magneto-optycznych sprowadza się do opisu tensora przewodnictwa elektrycznego $\hat{\sigma}$. Teoria ta uwzględnia wewnętrzną strukturę elektronową ośrodka materialnego. Będzie ona zatem zależała od

rodzaju ośrodka. W tym miejscu dopiero uwidacznia się podział ośrodków materialnych na różne grupy. W przypadku półprzewodników, tensor przewodnictwa może być obliczony dla dwu różnych mechanizmów. Jeden z nich, to zwykły mechanizm przewodzenia prądu elektrycznego przez półprzewodnik pod wpływem zmiennego w czasie pola elektrycznego. Przewodzenie to odbywa się poprzez swobodne elektrony w pasmie przewodnictwa lub swobodne dziury w pasmie walencyjnym, przy czym oba rodzaje nośników prądu pozostają wewnątrz swoich pasm. Stąd nazwa „zjawiska wewnątrzpasmowe“ lub „zjawiska na swobodnych nośnikach“. Drugi mechanizm związany jest z przejściami międzypasmowymi elektronów na skutek pobudzenia optycznego. W tym przypadku nie mamy do czynienia ze zwykłym prądem przewodzenia, ale w opisie matematycznym można wprowadzić wielkość, która odpowiada prądowi, a zatem określa pewien rodzaj tensora przewodnictwa. Przejścia elektronów między pasmami energetycznymi mają charakter kwantowy i dlatego teorię związaną z tym mechanizmem można rozwijać tylko na gruncie mechaniki kwantowej.

1. Zjawiska wewnątrzpasmowe

Istnieje kilka sposobów opisu prądu elektrycznego związanego ze swobodnymi nośnikami w półprzewodnikach. Najprostsza teoria wychodzi z klasycznego równania ruchu elektronu pod wpływem zmiennego w czasie pola elektrycznego oraz stałego pola magnetycznego. Takie równanie ruchu swobodnego elektronu otrzymać można z równania (1) zaniedbując w nim siłę oscylatora (wiązącą elektron).

Uwzględniając fakt, że pochodna czasowa wektora położenia $\dot{\mathbf{r}}$ równa się prędkości \mathbf{v} , oraz podstawiając na miejsce masy swobodnego elektronu m jego masę efektywną m^* w półprzewodniku, równanie (1) przyjmuje postać:

$$m^* \dot{\mathbf{v}} + \frac{m^* \mathbf{v}}{\tau} = e \mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}, \quad (46)$$

$1/\tau$ jest czynnikiem tłumienia wynikającym z procesów rozproszeniowych. Wielkość τ nazywa się czasem relaksacji i jest traktowana w powyższym równaniu jako stała fenomenologiczna. Podstawiając do równania (46) $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$, jego rozwiązania należy szukać w postaci:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 e^{i\omega t}, \quad (47)$$

gdzie¹ \mathbf{v}_0 spełnia równanie:

$$\mathbf{v}_0 = \frac{e\tau'}{m^*} \mathbf{E}_0 + \frac{e\tau'}{m^* c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{H} \quad (48)$$

$$\tau' = \frac{\tau}{1 + i\omega\tau}. \quad (49)$$

Przyjmując \mathbf{H} w kierunku osi z układu współrzędnych równanie (48) można rozpisać w składowych otrzymując tym samym układ równań na składowe

wektora \mathbf{v}_0 . Rozwiązując ten układ, znaleźć można v_{ox} , v_{oy} oraz v_{oz} , a następnie obliczyć składowe gęstości prądu $J_x = eNv_x$, $J_y = eNv_y$, $J_z = eNv_z$ gdzie N oznacza gęstość elektronów.

Przyrównując obliczone w ten sposób składowe prądu J_x , J_y , J_z do rozpisanego również na składowe prawa Ohma $\mathbf{J} = \hat{\sigma}\mathbf{E}$, znaleźć można natychmiast składowe tensora przewodnictwa $\hat{\sigma}$. Otrzymuje się na tej drodze:

$$\hat{\sigma} = eNu\hat{X}, \quad (50)$$

gdzie $u = e\tau/m^*$ jest ruchliwością elektronu, natomiast tensor \hat{X} posiada następujące składowe:

$$\begin{aligned} X_{xx} = X_{yy} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{1 + \Omega_+^2 \tau^2} + \frac{1}{1 + \Omega_-^2 \tau^2} - \frac{i\Omega_+ \tau}{1 + \Omega_+^2 \tau^2} - \frac{i\Omega_- \tau}{1 + \Omega_-^2 \tau^2} \right\} \\ X_{xy} = -X_{yx} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Omega_+ \tau}{1 + \Omega_+^2 \tau^2} - \frac{\Omega_- \tau}{1 + \Omega_-^2 \tau^2} + \frac{i}{1 + \Omega_+^2 \tau^2} - \frac{i}{1 + \Omega_-^2 \tau^2} \right\} \\ X_{zz} &= \left\{ \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} - \frac{i\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\}, \end{aligned} \quad (51)$$

gdzie

$$\Omega_{\pm} = \omega \pm \omega_c \quad (52)$$

oraz

$$\omega_c = \frac{eH}{m^*c} \quad (53)$$

jest częstością cyklotronową. Wszystkie pozostałe składowe tensora \hat{X} , a zatem i tensora $\hat{\sigma}$ są równe zero. Z powyższego widać, że obliczany w ten sposób tensor przewodnictwa oraz związki pomiędzy jego składowymi zgadzają się z założonymi, w poprzednim paragrafie, związkami ujętymi we wzorach (17), (18), (19). Mając obliczone składowe tensora przewodnictwa można, korzystając z wyników poprzedniego paragrafu, obliczyć różne efekty magneto-optyczne. Dla przykładu podamy tylko wzory na rotację Faradaya oraz eliptyczność Faradaya. Otrzymuje się dla tych efektów:

$$\Theta = \frac{2\pi d H e^3 N}{nc^2 \omega^2 m^{*2}} \quad (54)$$

oraz

$$\Delta = \frac{4\pi d H e^3 N}{nc^2 \omega^3 \tau m^{*2}}. \quad (55)$$

Przy wyprowadzaniu tych wzorów założone zostało, że $\omega\tau \gg 1$ oraz $\omega_c \ll \omega$, które to warunki dla częstości optycznych są bardzo dobrze spełnione. Powyższe wzory na rotację i eliptyczność Faradaya służą jako narzędzie wyznaczania ważnych parametrów półprzewodnikowych, jakimi są masa efektywna m^*

i czas relaksacji τ . Istotnie, mierząc Θ i Δ oraz wyznaczając innymi metodami eksperymentalnymi koncentrację N , współczynnik załamania n , można z wzorów (54) i (55) wyznaczyć m^* oraz τ . Właśnie tego typu pomiary przeprowadzone w antymonku indu doprowadziły do ostatecznego udowodnienia hipotezy o nieparaboliczności pasma przewodnictwa w tym, a następnie w innych materiałach półprzewodnikowych [3].

Omówiona tu krótko teoria przewodnictwa elektrycznego jest bardzo uproszczona, niemniej w przypadku zjawisk magneto-optycznych daje poprawne rezultaty. Uściślenie teorii polega na uwzględnianiu statystyki elektronów oraz ścisłym potraktowaniu procesów rozproszeniowych. Punktem wyjściowym takiej teorii jest równanie Boltzmann'a, które pozwala na wyliczenie funkcji rozkładu elektronów a następnie prądu elektrycznego. Wyrażenie na tensor przewodnictwa otrzymane na tej drodze [16] jest bardzo podobne do wzoru (50):

$$\hat{\sigma} = eN \frac{\langle u \hat{X} \rangle}{\langle 1 \rangle}, \quad (56)$$

gdzie tensor \hat{X} ma identyczną postać jak poprzednio, natomiast symbol $\langle A \rangle$ oznacza pewną całkę:

$$\langle A \rangle = \int_0^{\infty} \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) A(\varepsilon) k^3(\varepsilon) d\varepsilon \quad (57)$$

f_0 jest funkcją rozkładu Fermi-Diraca, natomiast $k(\varepsilon)$ oznacza zależność wektora falowego elektronu od jego energii. Dla pasma parabolicznego opisanego wzorem (4) mamy $k(\varepsilon) = \frac{\sqrt{2m_0\varepsilon}}{\hbar}$. W przypadku pasm nieparabolicznych zależność ta będzie oczywiście inna. Tensor \hat{X} oraz ruchliwość u znajdują się w wyrażeniu (56) pod całką ze względu na fakt, iż w ogólności zarówno czas relaksacji τ , jak i masa efektywna m^* mogą zależeć od energii. Zakładając, że są one stałe, tak jak to zrobiono w przypadku klasycznego równania ruchu (46), wyrażenie (56) natychmiast upraszcza się do postaci (50). Uproszczenie takie otrzymać można również dla tzw. silnej degeneracji gazu elektronowego, gdyż wtedy pochodna $\left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right)$ przechodzi w funkcję $\delta(\varepsilon - \xi)$, gdzie ξ jest poziomem energii Fermiego. Całkowanie z funkcją delta daje $\langle A \rangle = A(\xi) k^3(\xi)$ i we wzorze (56) całki mogą być opuszczone, jeżeli wyrażenia podcałkowe wzięte zostaną dla wartości energii równej ξ .

Wyliczona na tej drodze rotacja Faradaya oraz eliptyczność będą identyczne z wzorami (54) i (55), z tym że występujące w nich m^* i τ nie są stałymi a zależą od wartości poziomu Fermiego ξ . Zmieniając w półprzewodniku koncentrację elektronów N (poprzez domieszkowanie) zmienia się tym samym obsadzenie pasma przewodnictwa, a co za tym idzie i wartość poziomu Fermiego. Zależność masy efektywnej od koncentracji można wyznaczyć z pomiarów rotacji Faradaya.

2. Zjawiska międzypasmowe

Teoria zjawisk międzypasmowych oparta jest na modelu skwantowanego pola magnetycznym pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego. Jeżeli uwzględnić fakt, że elektron (dziura) posiada spin, to do wzorów (6) opisujących poziomy energetyczne w obu pasmach dojdą jeszcze odpowiednie wyrazy:

$$\begin{aligned}\varepsilon_c &= \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m_c} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{cc} + g_c \beta H M_j, \\ \varepsilon_v &= -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k_H^2}{2m_v} - \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{cv} + g_v \beta H M_j,\end{aligned}\quad (58)$$

gdzie g_c i g_v oznaczają efektywne czynniki rozszczepienia spektroskopowego dla pasma przewodnictwa i walencyjnego (czynniki Landego). Wartości tych czynników mogą być dowolnie różne od wartości 2 odpowiadającej swobodnemu elektronowi. Występująca we wzorach (58) wielkość β oznacza magneton Bohra, a M_j jest spinową liczbą kwantową, która może przyjmować wartości $\pm \frac{1}{2}$. Wiele międzypasmowych zjawisk magneto-optycznych związanych jest właśnie z tą liczbą. Przejścia elektronów, na skutek pochłonięcia fotonów, z poziomów energetycznych w paśmie walencyjnym na poziomy w paśmie przewodnictwa, określone są odpowiednimi prawidłami noszącymi nazwę reguł wyboru. Reguły te określają pomiędzy którymi poziomami przejścia są dozwolone. W przypadku prostych pasm energetycznych reguły wyboru dla liczb kwantowych n oraz M_j opisane są następująco:

a. konfiguracja Faradaya

$$\Delta n = 0 \quad \text{oraz} \quad \Delta M_j = \pm 1,$$

przy czym znaki plus i minus, określające zmianę liczby M_j przy przejściu elektronu, odpowiadają dwu przeciwnie kołowo spolaryzowanym falom elektromagnetycznym. Wynika stąd, że fotony odpowiadające fali spolaryzowanej lewoskrętnie oddziałują inaczej z elektronami niż fotony odpowiadające fali spolaryzowanej prawoskrętnie. Obie więc fale inaczej są pochłaniane, czego wynikiem jest zjawisko eliptyczności oraz rozchodzą się z różnymi prędkościami fazowymi, co prowadzi do rotacji Faradaya.

b. Konfiguracja Voigta

$$\Delta n = 0 \quad \text{oraz} \quad \Delta M_j = 0, 1,$$

przy czym $\Delta M_j = 0$ odpowiada polaryzacji równoległej do pola magnetycznego, a $\Delta M_j = 1$ polaryzacji prostopadłej. Obie więc, wzajemnie prostopadłe składowe fale w konfiguracji Voigta, są w sposób różny pochłaniane oraz rozchodzą się z różnymi prędkościami fazowymi prowadząc w rezultacie do odpowiednich efektów magneto-optycznych.

Istnieje kilka sposobów podejścia przy obliczaniu międzypasmowych zjawisk magneto-optycznych. Wszystkie jednak, sprowadzają się w zasadzie do wyli-

czenia składowych pewnego tensora, który jest odpowiednikiem tensora przewodnictwa. Pierwsze wyliczenia dotyczące międzypasmowej rotacji Faradaya zostały przeprowadzone przez Laxa i Nishinę [15] oraz niezależnie przez Suffczyńskiego [17]. Autorzy ci wykorzystali relacje dyspersyjne pomiędzy rzeczywistą i urojoną częścią stałej dielektrycznej definiującej propagację i absorpcję kołowo spolaryzowanej fali. Bardziej ściśle i pełne sformułowanie teorii międzypasmowych zjawisk magneto-optycznych zaproponowane zostało w rok później przez Kołodziejczaka, Laxa, Nishinę [18] oraz niezależnie, na innej drodze przez Bosvarwę, Hovarda i Lidiarda [19]. Najbardziej poglądowe są wyniki teorii półklasycznej [18], biorącej za punkt wyjścia równanie ruchu (1), przyporządkowując je elektronowi przechodzącemu z określonego stanu kwantowego k do innego stanu k' . Formalnie można to zapisać:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_{kk'} + \frac{1}{\tau} m\dot{\mathbf{r}}_{kk'} + m\omega_{kk'}\mathbf{r}_{kk'} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \dot{\mathbf{r}}_{kk'} \times \mathbf{H}, \quad (59)$$

gdzie stany k leżą w pasmie walencyjnym, natomiast stany k' w pasmie przewodnictwa. Występująca w powyższym równaniu wielkość $\omega_{kk'}$ spełnia relację:

$$\hbar\omega_{kk'} = \varepsilon_c(k') - \varepsilon_v(k), \quad (60)$$

gdzie $\varepsilon_c(k')$ oraz $\varepsilon_v(k)$ dane są zależnościami (58).

Rozwiązanie równania (59) prowadzi do znalezienia $\dot{\mathbf{r}}_{kk'}$, co jest odpowiednikiem prędkości, a następnie pozwala na obliczenie gęstości prądu:

$$\mathbf{J} = \sum_{kk'} eN_{kk'} \dot{\mathbf{r}}_{kk'}, \quad (61)$$

gdzie $N_{kk'}$ określa ilość przejść ze stanów k do k' . Otrzymuje się na tej drodze składowe tensora przewodnictwa

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{e^2}{m} \sum_{kk'} \frac{i\omega N_{kk'} \left(\omega_{kk'}^2 - \omega^2 - \frac{i\omega}{\tau} \right)}{\left(\omega_{kk'}^2 - \omega^2 + \frac{i\omega}{\tau} \right)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \frac{e^2}{m} \sum_{kk'} \frac{\omega^2 \omega_c N_{kk'}}{\left(\omega_{kk'}^2 - \omega^2 + \frac{i\omega}{\tau} \right)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \sigma_{zz} &= \frac{e^2}{m} \sum_{kk'} \frac{i\omega N_{kk'}}{\omega_{kk'}^2 - \omega^2 + \frac{i\omega}{\tau}} \end{aligned} \quad (62)$$

Wszystkie pozostałe składowe są równe zeru.

Korzystając z otrzymanych w poprzednim paragrafie zależności wiążących poszczególne efekty magneto-optyczne ze składowymi tensora przewodnictwa, można te efekty obliczyć w oparciu o wzory (62). Takie obliczenia, jak również

dalszą analizę wzorów (62) polegającą na przeprowadzeniu sumowania poprzez zastąpienie sum odpowiednimi całkami, czytelnik będzie mógł znaleźć w pracy [18].

Zakończenie

Dyskutowane w poprzednich paragrafach zjawiska magneto-optyczne należą do grupy zjawisk liniowych z polem elektrycznym. Jest to naturalną konsekwencją prawa Ohma, które jest spełnione dla niezbyt silnych pól elektrycznych. Konwencjonalne źródła promieniowania świetlnego, stosowane między innymi i w badaniach zjawisk magneto-optycznych, dają promieniowanie, w którym natężenia pól elektrycznych są niesłychanie małe. Dopiero z chwilą wynalezienia laserów stało się możliwe uzyskanie promieniowania o tak dużych intensywnościach, że natężenie pól elektrycznych osiągają wartości dziesiątek tysięcy, a w przypadku działania impulsowego nawet miliona woltów na centymetr. Dla takich pól obserwuje się już wyraźnie odstępstwa od prawa Ohma. Gęstość prądu elektrycznego przestaje być liniowa z polem elektrycznym. Te właśnie odstępstwa od prawa Ohma są odpowiedzialne za pojawienie się nowych zjawisk tzw. zjawisk nieliniowych. W związku z możliwościami eksperymentalnymi, które pojawiły się wraz z wynalezieniem lasera, zaczęła się rozwijać nowa dziedzina optyki, zwana magneto-optyką nieliniową. Uwzględniając fakt, że prąd elektryczny musi być nieparzystą funkcją pola elektrycznego można go przedstawić następująco w postaci szeregu potęgowego względem E :

$$\mathbf{J} = \hat{\sigma}\mathbf{E} + \hat{\sigma}_1\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (63)$$

Prąd ten zawiera oczywiście tylko nieparzyste potęgi pola, a jego pierwszy wyraz opisuje prawo Ohma, podczas gdy wszystkie dalsze wyrazy stanowią odstępstwo od tego prawa. Tensor $\hat{\sigma}_1$ jest pewnym tensorem czwartego rzędu, który może być wyliczony na gruncie teorii opartej o nieliniowe równanie Boltzmana [20]. Podstawiając do równania (63) część rzeczywistą pola elektrycznego $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_0 e^{i\omega t} + \mathbf{E}_0^* e^{-i\omega t})$, jego nieliniowy wyraz będzie opisany przez częstość podstawową ω oraz przez jej trzecią harmoniczną 3ω . Wniosek stąd, że promieniowanie o częstości ω może, w wyniku oddziaływania z ośrodkiem materialnym, przekształcić się częściowo w promieniowanie o częstości 3ω . To makroskopowe zjawisko, znane jako generacja trzeciej harmonicznej, może być w półprzewodnikach związane z kilkoma mechanizmami mikroskopowymi. Do najważniejszych należy omawiana już wyżej nieparaboliczność pasma przewodnictwa oraz zależność czasu relaksacji τ od energii [20]. Wypromieniowana przez półprzewodnik trzecia harmoniczna jest niezwykle słaba w porównaniu z natężeniem promieniowania padającego na próbkę, niemniej jednak współczesna technika eksperymentalna pozwala na jej wykrycie.

Inny rodzaj nieliniowych zjawisk optycznych, to tzw. mieszanie częstości. Jeżeli na półprzewodnik pada promieniowanie dużej intensywności, któremu odpowiadają dwie spójne monochromatyczne fale o różnych długościach λ_1 i λ_2

lub częstościach ω_1 i ω_2 , to w wyniku nieliniowego oddziaływania półprzewodnik wypromieniowuje obie trzecie harmoniczne jak również częstości mieszane $2\omega_1 \pm \omega_2$ oraz $2\omega_2 \pm \omega_1$. Do ujawnienia się zjawiska mieszania częstości niezbędne jest nie tylko promieniowanie o dużej intensywności (duże natężenia pola elektrycznego), ale jego obie monochromatyczne składowe o częstościach ω_1 i ω_2 muszą być spójne. Promieniowanie laserowe warunek spójności spełnia. Na przykład, molekularny laser CO₂ wypromieniowuje dwie spójne, monochromatyczne fale o długościach 9,6 μm oraz 10,6 μm . Zjawiska generacji wyższych harmonicznych oraz mieszanie częstości w półprzewodnikach zostały wykryte na drodze eksperymentalnej na przestrzeni ostatnich trzech lat [21]. Tyle lat właśnie liczy sobie dziedzina zwana nieliniową magneto-optyką półprzewodników. Rozwija się ona obecnie bardzo żywiłowo zarówno od strony eksperymentalnej, jak i teoretycznej. Badane są coraz to nowe materiały półprzewodnikowe i wykrywane nowe nieliniowe zjawiska.

Abstract: In the first part of this paper some historical facts, describing progress in magneto-optics, are presented. The second part gives the classification and discussion of the different magneto-optical phenomena in semiconductors. And finally, in the last two parts, the macroscopic as well as the microscopic theories of these phenomena are shortly presented and discussed.

Literatura

- [1] E. Burstein, G. Picus, H. A. Gebbie, F. Blatt, *Phys. Rev.*, **103**, 825 (1956).
- [2] S. Zwerdling, R. J. Keyes, S. Foner, H. H. Kohn, B. Lax, *Phys. Rev.*, **104**, 1805 (1956).
- [3] S. D. Smith, T. S. Moss, *Proc. Brussels Solid State Conference* 1958, vol. II, p. 671, New York, John Wiley & Sons, 1958.
- [4] E. D. Palik, *Appl. Optics*, **2**, 527 (1963).
- [5] S. D. Smith, C. R. Pidgeon, *Proc. Int. Conference on Semiconductors Physics*, Prague, p. 342, 1960.
- [6] S. Teitler, E. D. Palik, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 546 (1960); *Phys. Rev.*, **123**, 1631 (1961).
- [7] E. D. Palik, R. F. Wallis, *Phys. Rev.*, **130**, 41 (1963).
- [8] B. Lax, G. B. Wright, *Phys. Rev. Letters*, **4**, 16 (1960).
- [9] B. Lax, S. Zwerdling, *Progr. in Semiconductors*, **5**, 221 (1960).
- [10] E. D. Palik, S. Teitler, B. Hennis, R. F. Wallis, *Proc. Internat. Conf. on Physics of Semiconductors*, Exeter, p. 288, 1962.
- [11] H. Kimmel, *Z. Naturforsch.*, **12**, 1016 (1957).
- [12] Y. Nishina, J. Kołodziejczak, B. Lax, *Phys. Rev. Letters*, **9**, 55 (1962).
- [13] D. L. Mitchell, R. F. Wallis, *Phys. Rev.*, **131**, 1965 (1963).
- [14] G. B. Wright, B. Lax, *J. Appl. Phys. Suppl.*, **32**, 2113 (1961).
- [15] B. Lax, Y. Nishina, *J. Appl. Phys. Suppl.*, **32**, 2128 (1961).
- [16] J. Kołodziejczak, *Acta Phys. Polon.*, **21**, 637 (1962).
- [17] M. Suffczyński, *Proc. Phys. Soc. (London)*, **78**, 1393 (1961).
- [18] J. Kołodziejczak, B. Lax, Y. Nishina, *Phys. Rev.*, **128**, 2655 (1962).
- [19] J. M. Posvarwa, R. E. Howard, A. B. Lidiard, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A269**, 125 (1962).
- [20] J. Kołodziejczak, *Phys. Status. Solidi*, **29**, 645 (1968).
- [21] C. K. N. Patel, R. E. Slusher, P. A. Fleury, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 1011 (1966).

Jan Chroboczek

Instytut Technologii Elektronowej
Warszawa

Zjawiska przełączania w półprzewodniku amorficznym i jego struktura pasmowa

Switching Effects in the Amorphous Semiconductor and its Band Structure

Wstęp

Na przestrzeni ubiegłego roku fizyka materiałów amorficznych stała się jednym z najbardziej atrakcyjnych działów fizyki ciała stałego. Stało się to na skutek zwrócenia uwagi przez Ovshinsky'ego i jego współpracowników [1, 2] na możliwość przemysłowego wykorzystania efektów związanych z istnieniem dwu stanów przewodzenia materiałów amorficznych. Ovshinsky i współpracownicy zaobserwowali występowanie w szklach chalkogenkowych stanu wysokooporowego (kiedy oporność właściwa materiału jest rzędu 10^6 — 10^{10} Ωcm) i stanu przewodzącego (w którym materiał ma oporność rzędu 1 Ωcm). W pewnych rodzajach szkieł zmiana stanu zachodzi przy przekroczeniu pewnej progowej wartości natężenia pola elektrycznego w materiale, w czasie szacowanym na 10^{-10} sek. Przejście odwrotne zachodzi przy dostatecznym obniżeniu gęstości prądu w materiale. Szkla, w których obserwuje się takie efekty, będziemy dalej nazywali szklami progowymi. W innych szklach (które nazywamy dalej szklami pamięciowymi) stan przewodzący i stan wysokooporowy są stanami trwałymi, ale przejście między nimi jest odwracalne i może być powodowane, na przykład, impulsami elektrycznymi o odpowiednim przebiegu czasowym.

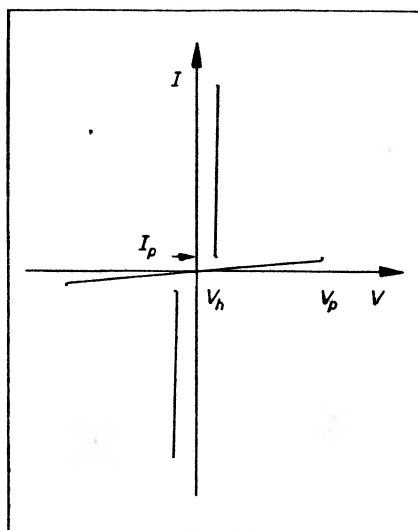
Niniejszy artykuł stanowi krótki przegląd faktów doświadczalnych i obecnych poglądów na elektronowe własności ciał amorficznych i ich elektronową strukturę. W jego pierwszej części zostaną przedstawione obserwacje efektów przełączania pomiędzy stanem wysokooporowym a przewodzącym materiału amorficznego. W drugiej części zostanie omówiony model pasmowy półprzewodnika amorficznego i jego związek z mechanizmem przełączania.

Prace oznaczone w odnośnikach skrótem *ICALS* (skrót oznacza *International Conference on Amorphous and Liquid Semiconductors*, która odbyła się w Cambridge we wrześniu 1969 roku) będą wkrótce opublikowane w specjalnym numerze czasopisma *Journal of Non-Crystalline Solids*, North Holland Publishing Company, Amsterdam. Ten zbiór publikacji będzie najpełniejszym przeglądem fizyki półprzewodników amorficznych i ciekłych do połowy 1969 roku.

I

Występowanie dwu stanów przewodzenia [1, 2] zaobserwowano w kowalentnych stopach chalcogenków¹ IV, V i VI grupy układu okresowego. Pierwiastki te tworzą łatwo stopy o różnorodnym składzie. W pewnych stopach, jak na przykład w $\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Si}_{12}\text{Ge}_{10}$, (liczby podają % wagowy) obserwuje się zjawiska przełączania progowego. W innych stopach, jak na przykład w $\text{As}_{55}\text{Te}_{35}\text{Ge}_{10}$, obserwuje się efekty pamięci.

Rys. 1 przedstawia schematycznie zjawisko przełączania w chalcogenkowym szkle progowym. Na osi pionowej odłożono prąd płynący przez próbkę, I , w funk-



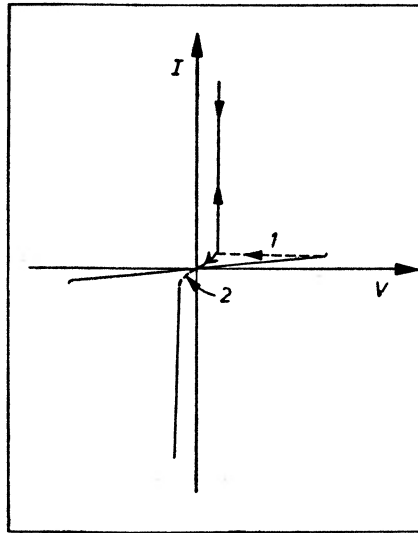
Rys. 1. Charakterystyka prądowo-napięciowa szkła progowego. Dla $V < V_p$ szkło zachowuje się jak materiał omowy o dużym oporze. Przy $V \approx V_p$ opór próbki spada o kilka rzędów wielkości i prąd gwałtownie wzrasta do wartości ograniczonej oporami zewnętrznymi. Równocześnie V spada do wartości V_n , która zależy od wysokości bariery na kontaktach. Czas przełączania jest rzędu 10^{-10} sek

cji przyłożonego napięcia, V . Dla V mniejszego niż napięcie progowe V_p , prąd wzrasta liniowo z napięciem; małe nachylenie funkcji wskazuje na duży opór próbki. W momencie, kiedy przyłożone napięcie osiąga wartość V_p , następuje

¹ Chalcogenki tworzą grupę 19 pierwiastków występujących w złożach siarczków, często razem ze związkami miedzi, stąd ich nazwa, od greckiego *χαλκός* — miedź. Kationy chalcogenków mają 18 elektronów na ostatniej powłoce. Chalcogenkami IV, V i VI grupy, które najczęściej występują w stopach progowych i pamięciowych, są: Si, Ge, Sn, P, As, Se i Te.

raptowna zmiana charakteru przewodzenia. Materiał staje się niskooporowy i napięcie na próbce spada do pewnej wartości V_h , która jest niższa od V_p . Dla $I > I_p$, napięcie V_h jest praktycznie niezależne od płynącego prądu. Kiedy natężenie prądu zostanie zmniejszone do wartości niższej niż I_p , materiał ponownie przechodzi w stan wysokooporowy i cały cykl można zacząć od początku.

Przy przyłożeniu do próbki napięcia $V > V_p$, efekt przełączania nie następuje natychmiast; formowanie stanu przewodzącego rozpoczyna się po czasie τ_d , który jest malejącą funkcją V/V_p . Dla napięć niewiele przewyższających napięcie progowe, τ_d jest rzędu 1 μ sek. Czas przełączania, tj. czas od momentu formowania stanu przewodzącego do momentu ustalenia równowagi, jest bardzo krótki; szacuje się, że jest on krótszy niż 100 psek.



Rys. 2. Charakterystyka prądowo-napięciowa szkła pamięciowego. Podobnie jak w szkłe progowym przy przekroczeniu napięcia progowego szkło przechodzi w stan przewodzenia (gałąź 1), jednak przy obniżeniu prądu do zera szkło pozostaje w stanie przewodzenia (gałąź 2)

Rys. 2 przedstawia schematycznie zjawisko formowania trwałego stanu przewodzenia [3] w materiale amorficznym (efekt pamięci). Podobnie jak w szkłe progowym, przy przekroczeniu pewnego napięcia V_p próbka staje się niskooporowa (gałąź 1). Jednak, w odróżnieniu od szkła progowego, przy zredukowaniu napięcia do zera, próbka może pozostać w stanie przewodzącym (gałąź 2). Aby jednak efekt pamięci mógł wystąpić, cykl napięć przykładanych do próbki musi spełniać pewne warunki. Zauważono, że próbkę można przeprowadzić w trwały stan przewodzący, jeżeli impuls napięciowy trwa względnie długo i powoli opada. Nie można natomiast tego zrobić impulsem krótkim i szybko opadającym. Co więcej, krótki i stromy impuls o amplitudzie $V > V_p$, przyłożony do próbki, w której poprzednio został wytworzony stan przewodzący,

przeprowadza ją z powrotem w stan wysokooporowy. Bardzo istotnej informacj dla wyjaśnienia efektu pamięciowego w szklach amorficznych dostarczyło doświadczenie Sie [4], który badał efekty pamięci, przykładając elektrody prądowe na powierzchni próbek szkieł amorficznych. Zauważył on, że efektowi powstawania niskiego oporu pomiędzy elektrodami towarzyszy narastanie pomiędzy elektrodami ścieżki o własnościach fizycznych wyraźnie różnych od własności otaczającego materiału amorficznego. Ścieżka taka ma inny współczynnik odbicia światła niż otoczenie [5]; daje się przeto oglądać pod mikroskopem. Ma ona postać nieregularnej linii o szerokości około 0,1 mm. Również jej skład chemiczny może być inny. Sie [4] zaobserwował, że ścieżka uformowana w amorficznym szkle o składzie $As_{55}Te_{35}Ge_{10}$, ma skład $As_{38}Te_{58}Ge_4$, w którym stosunek Te do As jest bliski stosunkowi w As_2Te_3 . Analiza rentgenowska materiału takiej ścieżki wykazała również istnienie w niej krystalicznego As_2Te_3 .

Mechanizm efektu pamięci w stopach takich jak $Te_{50+x}Ge_{50-x}$ jest prawdopodobnie inny. Ścieżka ma również bardziej uporządkowaną strukturę niż jej otoczenie, ale nie jest to struktura krystaliczna. Feinlieb [5] sugeruje, że tworzy się tu struktura przecinających się łańcuchów Te z atomami Ge w punktach połączeń. Taka struktura jest bardziej stabilna niż struktura szklistego materiału.

Należy przypuszczać, że istnieje kilka mechanizmów tworzenia trwałej fazy przewodzącej w strukturze amorficznej. Dotychczasowe obserwacje wskazują, że struktura obszarów przewodzących jest bardziej uporządkowana. Obserwuje się bowiem we wszystkich zjawiskach pamięciowych, że efekt formowania fazy przewodzącej jest procesem egzotermicznym, i odwrotnie, niszczenie fazy przewodzącej jest związane z pobieraniem ciepła z otoczenia. Prawdopodobnie przepływ prądu, przez dostarczanie pewnej ilości ciepła, inicjuje przemianę fazową, która może się dalej rozwijać z powodu jej egzotermicznego charakteru. Jaki jest jednak charakter przemiany fazowej, i jak ona przebiega, nie można jeszcze powiedzieć [3] z powodu zbyt małej ilości faktów doświadczalnych.

Efekt pamięci i efekt przełączania progowego mają wiele cech wspólnych. Na przykład w obu efektach istnieje napięcie progowe, powyżej którego następuje zmiana stanu przewodzenia i oba efekty występują w szklach chalcogenkowych o podobnym składzie. Różnice pomiędzy tymi efektami są jednak na tyle istotne, aby szukać ich wytłumaczenia na zupełnie niezależnych drogach. Najistotniejszą różnicą jest tu czas przemian w obu efektach; w efekcie progowym zmiana stanu przewodzenia następuje w czasie o wiele rzędów wielkości krótszym. Drugą istotną różnicą jest przyczyna zmiany stanu; w efekcie progowym przejście od stanu przewodnictwa do stanu wysokooporowego następuje przy obniżeniu gęstości prądu poniżej pewnej krytycznej wartości, natomiast w przypadku przemiany pamięciowej przejście trzeba spowodować jakimś czynnikiem zewnętrznym. Może to być krótki i stromy impuls napięciowy, lub też impuls świetlny [6] o dostatecznie wysokiej energii, zatem czynnik doprowadzający do układu dużo energii w krótkim czasie. Najprawdopodobniej zachodzi wtedy przemiana fazowa ze zmniejszeniem stopnia uporządkowania materiału.

Ponieważ efekt progowy zachodzi bardzo szybko i zależy od prądu płynącego przez materiał, przemiana fazowa jako przyczyna efektu wydaje się mało prawdopodobna.

Zauważono [3, 7, 8], że efektowi progowego przełączania towarzyszy wzrost temperatury w materiale, w obszarach o niewielkich rozmiarach. W oparciu o te obserwacje Stocker i współpracownicy [8] zaproponowali model efektu progowego, w którym efekty termiczne grają decydującą rolę. Ponieważ szkła chalcogenkowe mają niewielkie przewodnictwo cieplne, Stocker postuluje, że przepływ prądu może utworzyć w materiale sieć kanalików o temperaturze znacznie wyższej niż temperatura otaczającego ośrodka. Istnieje cały szereg procesów, które dają obniżenie oporności ze wzrostem temperatury, jak na przykład jonizacja stanów zlokalizowanych lub też, w wyższych temperaturach, generacja nośników przez wzbudzenie przez przerwę energetyczną. Zatem gorące kanaliki istotnie mogą przewodzić prąd bardzo efektywnie. Kanaliki takie muszą mieć mały przekrój, żeby, przy zredukowaniu generacji ciepła, chłodzenie kanalika było dostatecznie wydajne na to, aby czas przełączania był dostatecznie krótki. Problem polega zatem na rozwiązaniu równania transportu ciepła, przy ciągłej jego generacji, w długim, cylindrycznym obszarze. Model Stockera i in. [8] wyjaśnia w sposób zadowalający zależność τ_d od V/V_p . Pozwala poza tym zrozumieć, dlaczego V_h nie zależy praktycznie od I ; mianowicie, przy zmianach I , zmienia się tylko całkowity przekrój kanalików, tak że gęstość prądu pozostaje stała przy stałym V napięciu w poprzek warstwy.

Elektronowa hipoteza wyjaśnienia efektu progowego [3, 9] zakłada również istnienie kanalików, w których oporność materiału jest mniejsza od oporności otaczającego materiału. Wyjaśnia to stałość V_h , podobnie jak w termicznym modelu. Jednak mechanizm powstawania obszarów o niskiej oporności jest zupełnie inny i wiąże się z elektronową strukturą materiałów amorficznych. Przedyskutowanie elektronowej struktury ciał amorficznych i ich elektrycznych własności jest zatem niezbędne dla zrozumienia elektronowych hipotez efektu przełączania. Zostanie to zrobione w części II.

II

Na wstępie zestawimy tu obserwacje doświadczalne, mające znaczenie dla konstrukcji modelu pasmowego półprzewodnika amorficznego.

1. W zakresie niezbyt niskich temperatur półprzewodniki amorficzne mają ruchliwość rzędu $100 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$ [10, 11].

2. Ich przewodnictwo, σ , w tym zakresie temperatur opisuje się wzorem [10]

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-\Delta E/kT], \quad (1)$$

gdzie σ_0 jest pewną stałą materiałową, a ΔE jest energią aktywacji przewodnictwa; dla szkieł chalcogenkowych, na przykład, jest ona rzędu 1 eV.

3. Dla niskich temperatur (kT rzędu 10 meV) ruchliwość staje się bardzo mała, rzędu $0,1 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$ [12].

4. W tym zakresie temperatur przewodnictwo opisuje się wzorem [11]

$$\sigma = \sigma_1 \exp[-W/kT]. \quad (2)$$

Stała σ_1 jest o kilka rzędów wielkości mniejsza od stałej σ_0 ; W jest rzędu 10 meV.

5. Przerwa energetyczna półprzewodników amorficznych wyznaczona z nachylenia krawędzi absorpcji (oznaczona tu przez E_g) nie jest równa $2\Delta E$, jak to wynikałoby ze wzoru (1). Energia E_g jest niższa od $2\Delta E$ o wartość rzędu 10% E_g [13].

6. W materiałach, które występują w formie amorficznej i krystalicznej, zaobserwowano, że krawędź absorpcji materiału amorficznego ma mniejsze nachylenie niż krawędź absorpcji materiału krystalicznego [14].

7. Fotoprzewodnictwo ma dwie stałe zaniku. Jedną rzędu sekund, a drugą kilka rzędów wielkości większą [15].

8. W luminescencji wyróżnia się linię o energii E_g i linię o energii $E_g/2$.

Zjawiska wymienione w punktach 5, 6, 7 i 8 tłumaczy się istnieniem stanów zlokalizowanych o energiach przypadających w przerwie energetycznej. Interpretacja tych zjawisk wymaga, aby gęstość stanów zlokalizowanych zmniejszała się szybko ku środkowi przerwy. Z tego względu mówi się o „ogonach stanów“ wnikaających w przerwę energetyczną od strony krawędzi pasm.

Stany zlokalizowane pochodzą od ostrych fluktuacji potencjału spowodowanych nierównomiernym rozłożeniem przestrzennym różnych atomów wchodzących w skład stopu kowalentnego oraz, w jednoatomowych substancjach, od fluktuacji gęstości. Cohen [16] wiąże, np. stany zlokalizowane z defektami polegającymi na usunięciu pewnej liczby atomów typu A z pewnego otoczenia w stopie AB . Gęstość takich stanów zanika wykładniczo w głąb przerwy energetycznej. Wykładniczy zanik gęstości stanów przewiduje również Gubanov [17] dla stanów zlokalizowanych, których powstanie jest wywołane fluktuacjami gęstości w jednoatomowej substancji amorficznej.

Zarówno teoretyczne, jak i doświadczalne oszacowania koncentracji stanów zlokalizowanych prowadzą do liczb rzędu 10^{19} cm^{-3} . W półprzewodnikach krystalicznych już przy znacznie mniejszych koncentracjach defektów obserwuje się delokalizację stanów i przejście do stanu metalicznego [18]. Zachodzi więc pytanie, dlaczego takiej delokalizacji nie ma w substancjach amorficznych. Aby na to pytanie odpowiedzieć, należy znaleźć kryteria określające, kiedy w układzie przypadkowo rozmieszczonych centrów potencjału stany mogą być zlokalizowane, a kiedy nie.

Kryteria takie podał Anderson [19] w swoim artykule o dyfuzji w układach przypadkowo rozłożonych centrów o energii fluktuującej w sposób przypadkowy w przedziale energii V_0 . Jeżeli by nie było rozrzutu energii centrów, poziomy energetyczne układu nie byłyby dyskretne, ale zwałyby się w pasmo o szerokości J na skutek oddziaływań między centrami. W takim pasmie, przy $T = 0$, elektron osadzony na jednym z centrów mógłby być po pewnym czasie znaleziony na dowolnym centrum układu. Anderson znajduje [11], że jeżeli $V_0/J > 5$, wtedy dyfuzja nie następuje i możemy mówić o lokalizacji stanów;

jeżeli $V_0/J < 5$, wtedy dyfuzja następuje i stany możemy traktować jako rozciągle. Dla $V_0/J \approx 5$ oddziaływanie między centrami jest silne i prawdopodobieństwo znalezienia nośnika na sąsiadujących centrach jest duże, tak że tworzy się stan zlokalizowany na podukładzie centrów. Przejście nośnika z jednego takiego podukładu na drugi (lub też z jednego centrum na drugie) jest procesem tunelowania z emisją lub absorpcją fononu. Zatem, w układzie amorficznym transport może się odbywać poprzez przeskoki z towarzyszeniem fononów przez stany zlokalizowane (*hopping*), lub też drogą dyfuzji poprzez stany rozciągle. *Hopping* jest procesem, któremu można przypisać małą ruchliwość oraz wykładniczą zależność przewodnictwa od temperatury.

Przewodnictwo hoppingowe obserwuje się w ciałach amorficznych w niskich temperaturach. Dlatego tak się dzieje, stanie się jasne, kiedy przedstawiony zostanie model pasmowy półprzewodnika amorficznego. Obserwacje wymienione powyżej w punktach 3 i 4 dotyczą przewodnictwa hoppingowego. Wzór (2), wzięty z pracy Millera i Abrahamsa [20], jest podany w notacji Motta [11].

Dla nośników o funkcjach rozciąglych, przyłożenie stałego pola elektrycznego powoduje kolejne przejścia w kontinuum funkcji układu, które dają w efekcie ruch ładunku elektrycznego. Przewodnictwo w takim układzie może być opisane metodą Kubo [21] i Greenwooda [22], która polega na badaniu ewolucji macierzy gęstości w czasie, pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. Kubo i Greenwood znaleźli, że przewodnictwo σ dane jest wyrażeniem

$$\sigma = \frac{2\pi e^2 \hbar^3}{m^2} \sum_{n,m} \int dE |D_{nm}(E)|^2 \delta(E - E_n) \delta(E - E_m) \frac{\partial f}{\partial E}, \quad (3)$$

gdzie

$$D_{nm} = \left\langle \psi_n \frac{\partial}{\partial x} \psi_m \right\rangle, \quad (4)$$

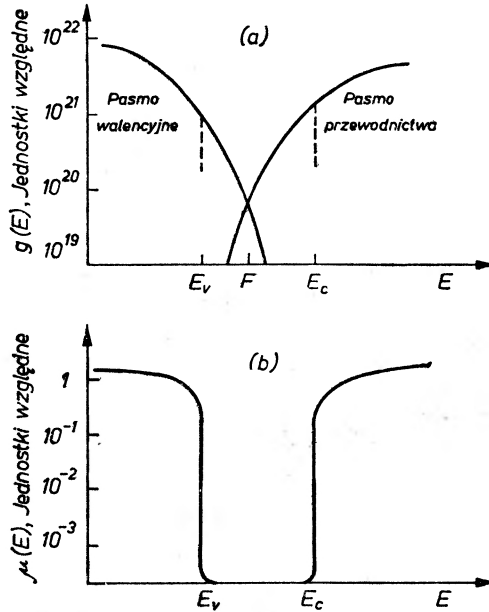
oraz f jest funkcją rozkładu nośników w nieobecności zaburzenia; ψ_m i ψ_n są funkcjami falowymi stanu układu; reszta symboli używana jest według przyjętej notacji. Mott [11, 23, 24] użył formuły Kubo-Greenwooda do obliczenia przewodnictwa w układach nieuporządkowanych, zakładając, że akty rozpraszania są tak częste, że funkcja jest koherentna w obszarach o objętości $\omega = a^3$, gdzie a jest średnią odległością międzyatomową. Mott założył, że funkcja w obszarach ω może być przedstawiona w postaci superpozycji fal płaskich. Przy takiej reprezentacji ψ_i , można wyznaczyć elementy macierzowe D_{nm} (wzór (4)) w obszarach ω . Zakładając dalej, że wkład każdego z obszarów ω do całki (3) ma dowolną fazę, Mott [11, 24] otrzymuje ostatecznie następujące wyrażenie na ruchliwość

$$\mu = \frac{e \hbar}{m} \frac{1}{kT}. \quad (5)$$

W normalnych temperaturach wzór (5) daje $\mu \approx 100 \text{ cm}^2/\text{Vsek}$. Wartość ta jest zgodna z eksperymentem.

Istnienie dwu mechanizmów przewodzenia, poprzez stany rozciągle i poprzez stany zlokalizowane, oraz wykładnicza zależność przewodnictwa od temperatury (patrz wzór (1)) w dużym zakresie temperatur, są podstawowymi faktami, na których opiera się model pasmowy półprzewodnika amorficznego, zaproponowany przez Cohena, Fritzschego i Ovshinsky'ego (CFO) [25].

Założyli oni, że można wyróżnić pewną energię oddzielającą stany zlokalizowane od stanów rozciąglych. Według nomenklatury przyjętej w fizyce półprzewodników taką energię nazywa się brzegiem pasma. Dla pasma walencyjnego



Rys. 3. Gęstość stanów $g(E)$ w funkcji energii (a). Linie kreskowane oddzielają stany rozciągle od stanów zlokalizowanych; odpowiadają im brzegi pasm E_v i E_c . F oznacza położenie poziomu Fermiego. Stany o energii F takiej, że $E_v < E < E_c$, są zlokalizowane; ruchliwość w tym przedziale energii jest mała (b), E_v i E_c ograniczają zatem przerwę ruchliwościową półprzewodnika amorficznego

oznaczymy ją przez E_v , dla pasma przewodnictwa przez E_c . Różnica pomiędzy E_c i E_v odpowiada w przybliżeniu energii wiązania walencyjnego. Energie E , dla których zachodzi nierówność $E_v < E < E_c$, odpowiadają stanom zlokalizowanym i w temperaturze $T = 0$ transport dla nośników w tym przedziale energii nie zachodzi. Dla $E > E_c$ i dla $E < E_v$ mamy do czynienia, odpowiednio, ze stanami rozciąglymi elektronowymi i dziurowymi. Model CFO przewiduje, że jeżeli poziom Fermiego F leży pomiędzy brzegami pasm, tj. kiedy $E_v < F < E_c$, przewodnictwo jest zerowe w $T = 0$. Obszar energii od E_v do E_c nazwany został przeto „przerwą ruchliwościową“ (rys. 3b). Kiedy poziom Fermiego przecina brzeg pasma, przewodnictwo wzrasta w sposób raptowny do pewnej, większej od zera wartości, charakterystycznej dla przewodzenia poprzez stany rozciągle.

Cohen, Fritzsche i Ovshinsky założyli dalej, że ogony stanów zlokalizowanych nakładają się w pobliżu środka przerwy ruchliwościowej. Ze względów energetycznych jest zatem korzystne przemieszczenie elektronów z końca ogona zlokalizowanych stanów walencyjnych na stany z końca ogona stanów pasma przewodnictwa. Poziom Fermiego w warunkach stacjonarnych przypada zatem w pobliżu minimum całkowitej gęstości stanów (rys. 3a). Puste stany walencyjne stają się dodatnio naładowane, a obsadzone stany z ogona pasma przewodnictwa stają się naładowane ujemnie. W okolicach poziomu Fermiego tworzy się zatem pewna ilość centrów kulombowskich, które są bardzo efektywnymi pułapkami dla dziur i elektronów.

Model CFO jest konsystentny z faktami doświadczalnymi. Przedyskutujemy tu krótko, w świetle modelu CFO, niektóre obserwacje doświadczalne, które zostały wymienione na początku tej części.

1. W temperaturach, dla których wzbudzenia poprzez przerwę ruchliwościową mogą łatwo zachodzić, ruchliwość jest opisana wzorem (5).

2. Przewodnictwo w tych temperaturach jest przewodnictwem przez stany rozciągnięte. Ilość elektronów o energiach E , większych od E_c jest proporcjonalna do kT . Stąd w wyrażeniu na przewodnictwo (wzór (1)) jedyną temperaturową zależnością jest zależność poprzez czynnik wykładniczy.

3. Dla temperatur, dla których wzbudzenia do pasm są nieistotne, przewodnictwo odbywa się poprzez stany zlokalizowane w przerwie ruchliwościowej. Stąd obserwujemy niską ruchliwość oraz

4. przewodnictwo opisuje się wzorem (2).

5. Duża gęstość stanów zlokalizowanych w pobliżu brzegów pasm powoduje, że prawdopodobieństwo przejścia optycznego pomiędzy zlokalizowanymi stanami w pobliżu E_c do stanów w pobliżu E_v jest porównywalna z prawdopodobieństwem przejścia międzypasmowego; stąd $E_g < 2\Delta E$, oraz,

6. Krawędź absorpcji półprzewodnika w fazie amorficznej ma mniejsze nachylenie niż krawędź absorpcji tego samego materiału w fazie krystalicznej.

7. Szybka stała zaniku fotoprzewodnictwa wiąże się z przejściami ze stanów rozciągniętych do stanów zlokalizowanych w bezpośrednim pobliżu krawędzi pasm. Stała długoczasowa wiąże się z przemieszczaniem nośników przez *hopping* ze stanów zlokalizowanych w pobliżu krawędzi do stanów w pobliżu poziomu Fermiego, który leży w okolicach środka przerwy ruchliwościowej.

8. Rekombinacja przez stany w pobliżu środka przerwy jest odpowiedzialna za linię o energii $E_g/2$, a rekombinacja poprzez przerwę jest odpowiedzialna za linię o energii E_g .

Model CFO jest zatem konsystentny z podstawowymi faktami doświadczalnymi. Co więcej, wnioski z niego wypływające dają interesujące sugestie co do mechanizmu przełączania progowego w ciałach amorficznych, a w szczególności w szklach chalcogenkowych, które mają 100% kompensację i poziom Fermiego leżący blisko środka przerwy ruchliwościowej.

Jak wspomniano wyżej, dzięki nakładaniu się ogonów zlokalizowanych stanów walencyjnych i przewodnictwa, w otoczeniu poziomu Fermiego mamy

przemieszczanie się elektronów ze stanów jednego pasma na stany drugiego pasma. W wyniku tego powstaje pewna ilość pułapek zarówno elektronowych, jak i dziurowych, przy czym ich koncentracje są równe.

Przy małej gęstości prądu, kiedy część pułapek jest nieobsadzona, przewodzenie prądu jest związane z procesami zapełniania i zwalniania pułapek. Przy wstrzykiwaniu nośników z elektrod, przy katodzie następuje wypełnianie pułapek elektronowych, a dziurowe pozostają puste, przy anodzie zaś następuje wypełnianie pułapek dziurowych, a elektronowe pozostają puste. Przy podtrzymywaniu poziomu wstrzykiwania obszary ładunku przestrzennego rozprzestrzeniają się i w pewnym momencie zaczynają się nakrywać. Następuje wtedy wypełnianie pułapek, które jeszcze są puste, tak że powstaje strefa o całkowicie wypełnionych pułapkach. Ponieważ przewodnictwo takiego obszaru jest większe niż obszaru posiadającego centra kulombowskie, taki niskooporowy obszar rozprzestrzenia się szybko w stronę obu elektrod. Stan niskooporowy utrzymuje się tak długo, jak długo do materiału wchodzi dostatecznie dużo nośników, aby zapewnić całkowite wypełnienie pułapek, które w międzyczasie opróżniają się w wyniku rekombinacji. Kiedy gęstość prądu spada poniżej pewnej wartości, przewodnictwo staje się z powrotem procesem, w którym procesy pułapkowania grają decydującą rolę i obserwujemy obniżenie przewodzenia.

Ten zespół zjawisk wyjaśnia dobrze zjawisko przełączania progowego w całkowicie skompensowanych materiałach amorficznych. Model ten został zaproponowany przez Henischa, Fagena i Ovshinsky'ego [9]. Mimo że zaproponowana przez nich hipoteza mechanizmu przełączania progowego opiera się na zjawiskach elektronowych, zjawiska termiczne muszą efektowi towarzyszyć. Grają one jednak drugorzędą rolę.

Intensywność badań nad materiałami amorficznymi pozwala przypuszczać, że poziom zrozumienia zjawisk elektrycznych w tych materiałach będzie się szybko podnosił. Jest bardzo prawdopodobne, że elementy, w których wykorzystuje się efekty przełączania znajdują zastosowania w systemach pamięci maszyn liczących, różnego rodzaju urządzeniach przełączających itp. Jeżeli nawet te zastosowania nie okazałyby się zbyt ważne, efekty przełączania odegrały już bardzo doniosłą rolę, rolę stymulatora badań w dziale fizyki ciała stałego, dotąd uważanym za mało interesujący — w fizyce materiałów amorficznych.

Abstract: Switching effects between the insulating and the conducting states of the amorphous semiconductor and the Cohen-Fritzsche-Ovshinsky band model of the amorphous semiconductor are presented. Propagation of current carriers through extended states in bands and through localized states in the mobility gap is discussed.

Literatura

- [1] S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Letters*, **21**, 1450 (1968).
- [2] S. R. Ovshinsky, U. S. Patent No. 3,271,591 (1966).
- [3] H. Fritzsche, *Proc. ICALS*.

- [4] C. H. Sie, *Proc. ICALS*.
 - [5] J. Feinlieb, *Proc. ICALS*.
 - [6] F. Betts, A. Bienenstock i S. R. Ovshinsky, *Proc. ICALS*.
 - [7] S. V. Phillips, R. E. Booth i P. W. McMillan, *Proc. ICALS*.
 - [8] H. J. Stocker, C. A. Barlow i D. F. Weinrauch, *Proc. ICALS*.
 - [9] H. K. Henisch, E. A. Fagen i S. R. Ovshinsky, *Proc. ICALS*.
 - [10] J. Stucke, *Proc. ICALS*.
 - [11] N. F. Mott, *Festkorperprobleme*, **9**, 22 (1969).
 - [12] A. E. Owen, *Proc. ICALS*.
 - [13] T. N. Vengel i B. T. Kolomiets, *Zh. Tekh. Fiz.*, **27**, 2484 (1957).
 - [14] J. Tauc, R. Grigorovici i A. Vancu, *Phys. Status Solidi*, **15**, 627 (1966).
 - [15] E. A. Fagen i H. Fritzsche, *Proc. ICALS*.
 - [16] M. H. Cohen, *Proc. ICALS*.
 - [17] A. I. Gubanov, *Kvantovo Elektronnaya Teoria Amorfnych Poluprovodnikov*, Izdat. Akad. Nauk SSSR, 1963, str. 187.
 - [18] H. Fritzsche i K. Lark-Horowitz, *Phys. Rev.*, **113**, 999 (1959).
 - [19] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
 - [20] A. Miller i E. Abrahams, *Phys. Rev.*, **120**, 745 (1960).
 - [21] R. Kubo, *Canad. J. Phys.*, **34**, 1274 (1956).
 - [22] D. A. Greenwood, *Proc. Phys. Soc.*, **71**, 585 (1958).
 - [23] N. F. Mott, *Advances in Phys.*, **16**, 49 (1967).
 - [24] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **19**, 835 (1969).
 - [25] M. H. Cohen, H. Fritzsche i S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Letters*, **22**, 1065 (1969).
- Odnosniki do tej pracy oznaczone są powyżej przez pierwsze litery nazwisk autorów: CFO.

Tadeusz Wachalewski

Międzywydziałowy Instytut
Ochrony Powierzchni Górniczej
Akademii Górniczo-Hutniczej
Kraków

O zależności temperatury topnienia substancji od budowy drobinowej

A Relation between the Melting Point of Substance and its Chemical Composition and Configuration

Celem przedstawienia zależności temperatury topnienia układu jednoskładnikowego od jego budowy cząsteczkowej nieodzowne jest przyjęcie uproszczonego schematu przemiany fazowej ciało stałe-ciecz. W modelu tym cząsteczki ciała stałego są rozmieszczone w przestrzeni w sposób uporządkowany. Oscylują one wokół swoich punktów równowag, a możliwość opuszczenia takiego położenia równowagi i przecięnięcia się przez otaczające drobinę w inne jest bardzo mała. Prawdopodobieństwo opuszczenia komórki elementarnej przez cząsteczkę wiąże się z jej zasobem energii. W miarę ogrzewania ciała stałego ilość cząsteczek o energii umożliwiającej opuszczenie komórki elementarnej powoli powiększa się, wzrastając gwałtownie w pobliżu temperatury topnienia. Cząsteczka przemieszczając się w nowe położenie równowagi przeciska się jak gdyby tunelem. Drobinę ciała stałego o temperaturze topnienia charakteryzuje się średnią energią kinetyczną potrzebną na wytworzenie przejścia tunelowego. Pod wpływem tej energii, w wyniku kolejnych zderzeń oscylującej cząsteczki, wytworzone zostaje przejście tunelowe, które dość szybko znika, by ponownie na przemian powstawać i rozpadać się. Cząsteczki ciała stałego z reguły nie przemieszczają się wytworzonymi przejściami tunelowymi, brak im na to odpowiedniego zapasu energii, zwanej ciepłem topnienia. Cząsteczki cieczy o temperaturze krzepnięcia przemieszczają się spontanicznie z jednych położeni równowag w inne, gdyż obdarzone są zarówno energią potrzebną na wytworzenie przejść tunelowych, jak i energią umożliwiającą im przecięnięcie się przez te przejścia.

Opierając się na powyższym modelu przemiany fazowej ciała stałe-ciecz zauważa się, że średnia energia kinetyczna cząsteczki E_k , z jaką oddziaływają na siebie w wyniku ustawicznych zderzeń drobinę ciała stałego o temperaturze topnienia równa się pracy U wytworzenia przejścia tunelowego. W układzie

termicznie izolowanym, znajdującym się w równowadze dynamicznej a składającym się z ciała stałego o temperaturze topnienia i gazu doskonałego, średnia energia kinetyczna, jaka bierze udział w zderzeniach, jest jednakowa dla cząsteczek ciała stałego i gazu doskonałego. W przypadku tym średnia energia kinetyczna przypadająca na poszczególne zderzenia drobiny ciała stałego E_k równa się średniej energii kinetycznej cząsteczki gazu doskonałego E'_k , którą można wyrazić za pomocą równania stanu gazu doskonałego.

Zależności omówione powyżej przedstawić można następująco:

$$U = E_k = E'_k = \frac{RT}{N} \quad (1)$$

(U — praca wytworzenia przejścia tunelowego, E_k — średnia energia kinetyczna, z jaką oddziaływa cząsteczka ciała stałego o temperaturze T na inne drobiny, E'_k — średnia energia kinetyczna cząsteczki gazu doskonałego w temperaturze T , R — stała gazowa, T — temperatura bezwzględna, N — liczba Avogadro).

Z drugiej strony praca wytworzenia przejścia tunelowego związana jest z rozsunieniem drobin w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku przeciskającej się cząsteczki. W związku z tym praca ta jest wprost proporcjonalna do sił spójności F występujących pomiędzy drobinami oraz do powierzchni S wytwarzanego otworu. Zależność tę przedstawić można za pomocą równania (2):

$$U = LFS, \quad (2)$$

w którym U — praca wytworzenia przejścia tunelowego, L — praca wytworzenia przejścia tunelowego o jednostkowym przekroju, powstałego w wyniku rozsunienia cząsteczek znajdujących się pod wpływem jednostkowego pola sił spójności, F — natężenie pola sił spójności występujących pomiędzy drobinami, S — powierzchnia przekroju tunelu.

Oznaczając przy pomocy D efektywną w sensie średnim średnicę przeciskającej się drobiny, powierzchnię S wyraża wzór:

$$S = \frac{\pi}{4} D^2. \quad (3)$$

Przy wyznaczaniu natężenia pola sił F dogodnie jest aproksymowanie rzeczywistego przyciągania się atomów poszczególnych drobin wypadkowym polem sił, w którym każdy atom oddziałuje niezależnie od pozostałych. Aproksymacja ta pozwala przedstawić siły spójności F jako sumę oddziaływań wypadkowych poszczególnych atomów przypadającą na jednostkę objętości:

$$F = \frac{\sum_{i=1}^m n_i F_i}{D^3}, \quad (4)$$

(n_i — ilość atomów tego samego pierwiastka w drobinie, F_i — wypadkowe pole sił oddziaływań wzajemnych atomu tego samego pierwiastka, m — ilość

pierwiastków wchodzących w skład danej substancji, D^3 — wielkość proporcjonalna do uśrednionej objętości zajmowanej przez brane do obliczeń atomy).

Powyższe uproszczenie nie uwzględnia zmian w oddziaływaniach wzajemnych, powstałych w wyniku indukcji sąsiadujących w drobinie atomów. Należy przy tym zaznaczyć, że stała w przybliżeniu wartość wypadkowej oddziaływań wzajemnych atomu tego samego pierwiastka może mieć miejsce jedynie w przypadkach jednakowego typu oddziaływań międzycząsteczkowych. Biorąc to pod uwagę, w pracy niniejszej rozważono substancje, których cząsteczki podlegają wyłącznie siłom dyspersji. Należy przy tym zauważyć, że w przypadku połączeń, których cząsteczki posiadają charakter dipoli, jonów itp. konieczne się staje wprowadzenie odpowiednich poprawek uwzględniających wzrost wzajemnych oddziaływań pomiędzy atomami poszczególnych cząsteczek. Wyliczenie tych poprawek stanowi oddzielną grupę zagadnień i nie zostało w tej pracy uwzględnione.

Z uwagi na to, że wzory (1) i (2) dotyczą tej samej co do wielkości pracy, porównano ich prawe strony otrzymując zależność:

$$\frac{RT_t}{N} = LFS. \quad (5)$$

Podstawiając w równaniu (5) wielkości S i F wyrażone wzorami (3) i (4) oraz wprowadzając iloczyn $\frac{L\pi N}{4R}$ pod znak sumowania otrzymano

$$T_t = \frac{\sum_{i=1}^m n_i \frac{L\pi N}{4R} F_i}{D}. \quad (6)$$

Oznaczając następnie:

$$\frac{L\pi N}{4R} F_i = U_i \quad (7)$$

uzyskuje się nową wartość U_i wymiarowaną w $^{\circ}\text{K}\text{Å}$, w przybliżeniu stałą dla atomów tego samego pierwiastka, przy tym samym typie oddziaływań międzycząsteczkowych (R, π, N, L, F_i wartości stałe dla atomu tego samego pierwiastka). Uwzględnienie symbolu U_i w zależności (6) prowadzi do otrzymania stosunkowo prostej formuły przedstawiającej temperaturę topnienia substancji jako funkcje średniej średnicy drobin D i inkrementów U_i :

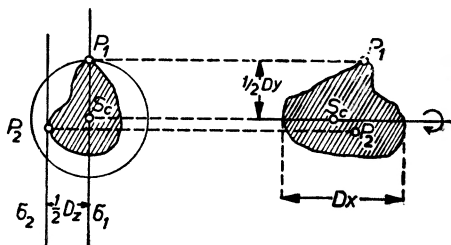
$$T_t = \frac{\sum_{i=1}^m n_i U_i}{D}. \quad (8)$$

Znając inkreментy U_i można za pomocą wzoru (8) oszacować temperaturę topnienia substancji, wyznaczając średnią średnicę drobin D w oparciu o przestrzenny model cząsteczki. Wyznaczenie inkrementów U_i atomów różnych pierwiastków najłatwiej jest przeprowadzić posługując się wzorem (8). Należy

przy tym wyliczyć średnią średnicę cząsteczki D posługując się modelem Stuarta, dotyczącym przestrzennego rozmieszczenia atomów w drobinie, oraz wykorzystać wartość T_i wyznaczoną na drodze bezpośredniego pomiaru. Obliczenia takie najprostsze są w przypadku cząsteczek dwuatomowych poszczególnych pierwiastków, jak np.: H_2 , F_2 , Cl_2 , O_2 itp.

Odnosnie do kształtu drobin należy w tym przypadku rozumieć część przestrzeni, w której prawdopodobieństwo znalezienia innej cząsteczki jest odpowiednio małe z uwagi na obecność tej drobin. Na skutek dość silnych oscylacji w pobliżu temperatury topnienia, kształt jej jest w przybliżeniu zaokrąglony. W związku z tym przy szacunkowej ocenie kształtu cząsteczki zaproponowano w tej pracy przyjęcie elipsoidy o osiach D_x , D_y , D_z wymiarowanych w ångstrmach, opisanej na tej cząsteczce.

Oś D_x jest wspólna z główną osią tego tensora bezwładności cząsteczki, przy której odnośna oś elipsoidy jest największa. Następną z kolei oś D_y jest średnicą



Rys. 1. Schemat wyznaczania osi D_x , D_y i D_z , P_1 i P_2 peryferyczne punkty na drobinie, S_c środek ciężkości drobin

walca o osi wspólnej z osią D_x opisanego na tej cząsteczce i stycznego z nią w punkcie P_1 . Trzecia oś D_z stanowi dwukrotną, największą odległość pomiędzy dwoma równoległymi płaszczyznami σ_1 , σ_2 . Płaszczyznę σ_1 wyznacza oś D_x i punkt P_1 , płaszczyzna σ_2 jest styczną w maksymalnie oddalonym od płaszczyzny σ_1 punkcie P_2 , znajdującym się w peryferycznej części cząsteczki (na powierzchni cząsteczki). Opisany tok postępowania przedstawiono na rysunku 1.

Powyższa kolejność przy wyznaczaniu poszczególnych osi elipsoidy jest konieczna dla zachowania powtarzalności wykonywanych obliczeń. Używany w tej pracy termin efektywnej w sensie średnim średnicy drobin D jest średnią geometryczną trzech osi D_x , D_y , D_z wymiarowanych w Å elipsoidy opisanej na cząsteczce:

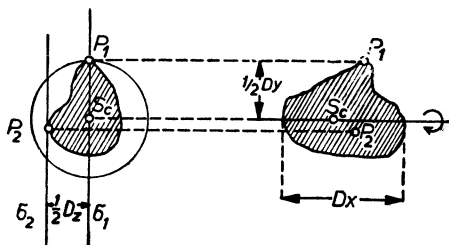
$$D = \sqrt[3]{D_x D_y D_z}. \quad (9)$$

Przyjęcie średniej geometrycznej w obliczeniach temperatury topnienia przy zastosowaniu wzoru (8) daje lepsze przybliżenia niż w przypadku innej średniej, np. arytmetycznej.

przy tym wyliczyć średnią średnicę cząsteczki D posługując się modelem Stuarta, dotyczącym przestrzennego rozmieszczenia atomów w drobinie, oraz wykorzystać wartość T_i wyznaczoną na drodze bezpośredniego pomiaru. Obliczenia takie najprostsze są w przypadku cząsteczek dwuatomowych poszczególnych pierwiastków, jak np.: H_2 , F_2 , Cl_2 , O_2 itp.

Odnosnie do kształtu drobin należy w tym przypadku rozumieć część przestrzeni, w której prawdopodobieństwo znalezienia innej cząsteczki jest odpowiednio małe z uwagi na obecność tej drobin. Na skutek dość silnych oscylacji w pobliżu temperatury topnienia, kształt jej jest w przybliżeniu zaokrąglony. W związku z tym przy szacunkowej ocenie kształtu cząsteczki zaproponowano w tej pracy przyjęcie elipsoidy o osiach D_x , D_y , D_z wymiarowanych w ångstremach, opisanej na tej cząsteczce.

Oś D_x jest wspólna z główną osią tego tensora bezwładności cząsteczki, przy której odnośna oś elipsoidy jest największa. Następną z kolei oś D_y jest średnicą



Rys. 1. Schemat wyznaczania osi D_x , D_y i D_z , P_1 i P_2 peryferyczne punkty na drobinie, S_c środek ciężkości drobin

walca o osi wspólnej z osią D_x opisanego na tej cząsteczce i stycznego z nią w punkcie P_1 . Trzecia oś D_z stanowi dwukrotną, największą odległość pomiędzy dwoma równoległymi płaszczyznami σ_1 , σ_2 . Płaszczyznę σ_1 wyznacza oś D_x i punkt P_1 , płaszczyzna σ_2 jest styczną w maksymalnie oddalonym od płaszczyzny σ_1 punkcie P_2 , znajdującym się w peryferycznej części cząsteczki (na powierzchni cząsteczki). Opisany tok postępowania przedstawiono na rysunku 1.

Powyzsza kolejność przy wyznaczaniu poszczególnych osi elipsoidy jest konieczna dla zachowania powtarzalności wykonywanych obliczeń. Używany w tej pracy termin efektywnej w sensie średnim średnicy drobin D jest średnią geometryczną trzech osi D_x , D_y , D_z wymiarowanych w Å elipsoidy opisanej na cząsteczce:

$$D = \sqrt[3]{D_x D_y D_z}. \quad (9)$$

Przyjęcie średniej geometrycznej w obliczeniach temperatury topnienia przy zastosowaniu wzoru (8) daje lepsze przybliżenia niż w przypadku innej średniej, np. arytmetycznej.

Dla cząsteczek typu kulistego jak metan, czteroalkilometan, czterohalogenometan itp. elipsoida taka jest zbliżona do kuli, dla cząstek płaskich (benzen, naftalen, antracen itp.) jest znów silnie spłaszczoną. Obrazuje to rysunek 2.

Przyjmując dla cząsteczki dwuatomowej, zbudowanej z jednakowych atomów, model przedstawiony na rys. 3, w którym przy pomocy r oznaczono



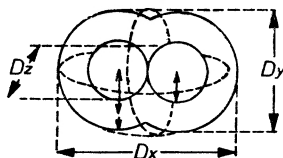
Rys. 2. Przykłady przedstawienia kształtu cząsteczki przy pomocy elipsoidy. a) Elipsoida zbliżona do kuli, opisana na cząsteczce metanu. b) Elipsoida silnie spłaszczona opisana na cząsteczce benzenu

promień atomowy, v promień van der waalsowski, poszczególne osie elipsoidy tej cząsteczki wyrażają następujące równania: $D_x = 2r + 2v$; $D_y = D_z = 2v$.

Po uwzględnieniu powyższych zależności w równaniu (9) otrzymano dla cząsteczki dwuatomowej danego pierwiastka następujący wzór na jej średnią średnicę:

$$D = 2 \sqrt[3]{(r+v)v^2}. \quad (10)$$

Po podstawieniu do wzoru (8) za: n_i wartości 2 (drobina dwuatomowa), m — wartości 1 (jeden pierwiastek), T_i — temperatury topnienia oznaczonej



Rys. 3. Model cząsteczki dwuatomowej pierwiastka

doświadczalnie [2], D — liczby wyrachowanej przy użyciu wzoru (10) i tabeli I, obliczono odnośne inkreментy U_i atomów niektórych pierwiastków. Wyniki te zestawiono w tabeli II.

Wykorzystując z kolei dane zawarte w tabeli II oraz posługując się wzorem (8) można wyliczyć z dobrym przybliżeniem temperaturę topnienia substancji

Promienie atomowe niektórych pierwiastków według Paulinga [1]

Atom	Kowalencyjne promienie atomowe r [Å]			Promień atomowy van der Waalsa v [Å]
	wiążanie			
	pojed.	podwójne	potrójne	
C	0,771	0,665	0,602	1,70
Si	1,17	1,07	1,00	
N	0,70	0,60	0,55	1,50
O	0,65	0,55	0,50	1,40
S	1,04	0,94	0,88	1,85
F	0,64	0,54		1,35
Cl	0,99	0,89		1,89
Br	1,14			1,95
J	1,33			2,15
H	0,30			1,15

Tabela II

Inkrementy U_i niektórych atomów

Atom	Symbol inkrementu temperaturowego odnośnego atomu	Wartość inkrementu	
		w °K.Å	obliczonego w oparciu o cząsteczkę o średnicy D
H	U_H	17,4	H_2 2,48
N	U_N	107,4	N_2 3,14
O	U_O	87,4	O_2 3,18
F	U_F	76,8	F_2 3,07
Cl	U_{Cl}	358,6	Cl_2 4,17
Br	U_{Br}	605,1	Br_2 4,55
J	U_J	977,1	J_2 5,05
C	U_C	220,0	C_7H_{14} 9,32
S	U_S	275,0	COS 4,34

o niejonowej budowie i nie posiadającej jako ciecz skłonności do asocjacji.

Przykłady takich obliczeń dla niektórych tlenków i związków międzyhalogenowych zestawiono w tabeli III.

Różnice pomiędzy wartościami temperatur topnienia wyliczonych i określonych eksperymentalnie związane są z występowaniem dodatkowych oddziaływań międzycząsteczkowych spowodowanych polaryzacją wiązań inną niż w modelu przyjętym do wyliczenia U_i .

Tabela III

Zestawienie temperatur topnienia wyliczonych z wyznaczonymi empirycznie niektórych połączeń międzyhalogenowych oraz tlenów

L.p.	Wzór drobinowy	Temperatura topnienia T_f w skali bezwzględnej		Średnia średnica drobiny D [Å]
		zmierzona	wyliczona	
1	ClF	119	110	3,95
2	BrF	240	160	4,26
3	BrCl	207	216	4,47
4	JCl	287	274	4,88
5	JBr	315	319	4,95
6	ClF ₃	190	111	5,16
7	BrF ₃	278	156	5,35
8	JCl ₃	374	297	6,92
9	CO	66	83	3,68
10	COS	134	134	4,34
11	O ₃	80	73	3,62
12	(SO ₂) _n -α	335	363	8,88
13	(SO ₂) _n -β	305	313	8,86
14	(SO ₂) _n -γ	290	257	6,27
15	CS ₂	161	170	4,53
16	SCl ₂	195	198	5,01
17	SCl ₄	243	223	7,66
18	Cl ₂ O	157	163	4,93
19	Br ₂ O	256	267	4,85

Na terenie połączeń organicznych istniejąca polaryzacja wiązań C-C względnie węgla i innych pierwiastków wywołuje u olbrzymiej grupy połączeń powstawanie oddziaływań międzycząsteczkowych tego samego rzędu. Dla alkanów, alkenów, alkinów, cykloalkanów, węglowodorów aromatycznych oraz ich niektórych pochodnych siły dyspersji są tego samego rzędu, na co by wskazywały dość dobre przybliżenia temperatur topnienia, wyliczone wg wzoru (8). Wyniki dotyczące obliczeń dla szeregu homologicznego alkanów i niektórych ich pochodnych halogenowych zestawiono w tabeli IV.

Przy wyliczeniach średniej średnicy D dla węglowodorów o łańcuchu złożonym z pięciu lub więcej członów węglowych, uwzględniono możliwość mniej lub więcej swobodnego obrotu wokół wiązań C-C przyjmując następujące zależności: $D = \sqrt{D'_x D'_y D'_z}$, przy czym $D'_x = D_x$, $D'_y = \frac{1}{2}(D_x + D_y)$, $D'_z = \frac{1}{2}(D'_y + D_z)$. Aproxymacja powyższa związana jest ze zmianami długości wywołanych rotacją poszczególnych fragmentów łańcucha w stosunku do osi D_x , D_y , D_z modelu cząsteczki o maksymalnie wydłużonym łańcuchu.

Związek temperatury topnienia z wielkością drobiny, wyrażonej przy pomocy jej średniej średnicy D , widać bardzo wyraźnie w przypadku obliczeń

Zestawienie temperatur topnienia wyliczonych i wyznaczonych doświadczalnie szeregu homologicznego normalnych alkanów i ich niektórych halogenowych pochodnych

L.p.	Wzór drobinowy	Temperatura topnienia T_t w skali bezwzględnej		Średnia średnica drobiny D [Å]
		zmierzona	wyliczona	
1	CH ₄	90	71	4,10
2	C ₂ H ₆	101	124	4,39
3	C ₃ H ₈	86	147	5,41
4	C ₄ H ₁₀	138	152	6,94
5	C ₅ H ₁₂	143	148	8,24
6	C ₆ H ₁₄	179	165	8,88
7	C ₇ H ₁₆	182	178	9,52
8	C ₈ H ₁₈	216	191	10,16
9	C ₉ H ₂₀	219	202	10,71
10	C ₁₀ H ₂₂	243	211	11,42
11	C ₁₁ H ₂₄	247	219	12,05
12	C ₁₂ H ₂₆	263	227	12,67
13	C ₁₃ H ₂₈	267	234	13,30
14	C ₁₄ H ₃₀	279	241	13,92
15	C ₁₅ H ₃₂	283	247	14,54
16	C ₁₆ H ₃₄	291	253	15,16
17	C ₁₇ H ₃₆	295	257	15,78
18	C ₁₈ H ₃₈	301	263	16,40
19	C ₁₉ H ₄₀	305	267	17,01
20	C ₂₀ H ₄₂	309	271	17,63
21	C ₃₁ H ₄₄	313	275	18,24
22	C ₂₂ H ₄₆	317	279	18,86
23	C ₂₃ H ₄₈	320	281	19,57
24	C ₂₄ H ₅₀	324	285	20,09
25	C ₂₅ H ₅₂	326	289	20,70
26	C ₃₀ H ₆₂	339	301	23,76
27	C ₃₅ H ₇₂	348	313	26,82
28	C ₄₀ H ₈₂	354	319	29,87
29	C ₅₀ H ₁₀₂	365	331	35,96
30	C ₆₀ H ₁₂₂	372	335	42,63
31	CF ₄	89	104	5,05
32	CCl ₄	250	253	6,52
33	CBr ₄	366	373	7,06
34	CJ ₄	444	530	7,79
35	CHF ₃	113	97	4,83
36	CHCl ₃	210	220	5,97
37	CHBr ₃	281	320	6,42
38	CHJ ₃	413	453	6,98
39	CH ₃ F	131	82	4,24
40	CH ₃ Cl	175	140	4,49
41	CH ₃ Br	180	192	4,57
42	CH ₃ J	207	267	4,67
43	CClBr ₂	328	345	6,94

przeprowadzonych dla różnych izomerów. Obserwuje się mianowicie w obrębie poszczególnych grup izomerów wzrost temperatury topnienia ze zmniejszaniem się średniej średnicy D . Tego rodzaju prawidłowość może być pomocna przy ustalaniu struktur przestrzennych izomerów. Poniżej przedstawiono kilka przykładów obliczeń dotyczących izomerii położeniowej wiązania nienasyconego.

Tabela V

Zestawienie temperatur topnienia wyliczonych i wyznaczonych doświadczalnie izomerów położeniowych wiązania nienasyconego początkowych węglowodorów nienasyconych

L.p.	Wzór drobinowy	Nazwa chemiczna związku	Temperatura topnienia T_i w skali bezwzględnej		Średnia średnica drobin D [Å]
			zmierzona	wyliczona	
1	C_2H_4	Etylen	104	102	4,98
2	C_3H_6	Propylen	88	111	6,86
3	C_4H_8	cis dwumetyloetylen	134	159	6,40
4	C_4H_8	trans dwumetyloetylen	166	170	5,98
5	C_4H_8	1,1-dwumetyloetylen	132	158	6,45
6	C_4H_8	butin-1,2	151	134	7,33
7	C_4H_8	butin-2,3	245	173	5,70
8	C_5H_8	pentin-1,2	175	181	6,85
9	C_5H_8	pentin-2,3	172	178	6,93
10	C_6H_{10}	heksin-1,2	149	198	7,53
11	C_6H_{10}	heksin-2,3	181	202	7,40
12	C_6H_{10}	2,2-dwumetylobutin-3,4	194	215	6,94
13	C_6H_{10}	heksin-3,4	221	220	6,80

Temperatury topnienia dla izomerów cis i trans obliczone za pomocą wzoru (8) oraz znalezione doświadczalnie [2] biegną dość ściśle równolegle. Przykładowo przytoczono poniżej dane dotyczące cząsteczki dwujodoetylenu umieszczając w pierwszej kolejności wartości dotyczące izomeru cis, w drugiej izomeru trans: $D: 7,92—6,62$; T_i obliczona: $307^\circ—367^\circ$; T_i znaleziona empirycznie: $252^\circ—346^\circ$.

Z szeregu obliczeń wykonanych przez autora, potwierdzających niezbitcie związek temperatury topnienia substancji z średnicą jej cząsteczek, przytoczono poniżej wyniki dotyczące początkowych członów szeregów homologicznych cykloalkanów, węglowodorów aromatycznych i ich niektórych pochodnych (tabela VI).

Na podstawie uzyskanych wyników stwierdzono, że temperatury topnienia wyliczone dla poszczególnych członów szeregów homologicznych biegną równolegle do temperatur uzyskanych na drodze empirycznej. Identyczna jest przy tym kolejność izomerów w obrębie poszczególnych grup ustalona na podstawie obliczonych oraz wyznaczonych doświadczalnie temperatur topnienia.

Zestawienie temperatur topnienia wyliczonych i wyznaczonych doświadczalnie szeregu homologicznego cykloalkanów oraz połączeń aromatycznych

L.p.	Wzór drobinowy	Nazwa chemiczna związku	Temperatura topnienia T_i w skali bezwzględnej		Średnia średnica drobin D [Å]
			zmierzona	wyliczona	
1	C ₃ H ₆	cyklopropan	146	134	5,71
2	C ₄ H ₈	cyklobutan	193	148	5,87
3	C ₅ H ₁₀	cyklopentan	179	192	6,62
4	C ₆ H ₁₂	cykloheksan	280	248	6,15
5	C ₇ H ₁₄	cykloheptan	260	271	6,59
6	C ₈ H ₁₆	cyklooktan	287	289	7,06
7	C ₆ H ₆	benzen	278	258	5,52
8	C ₁₀ H ₈	naftalen	354	383	6,10
9	C ₁₄ H ₁₀	antracen	489	494	6,59
10	C ₁₄ H ₁₀	fenantren	374	463	7,02
11	C ₁₆ H ₁₀	piren	424	519	7,11
12	C ₁₈ H ₁₂	naftacen	608	594	7,02
13	C ₁₈ H ₁₂	chryzen	529	562	7,42
14	C ₁₈ H ₁₂	1,2-benzantracen	423	513	8,13
15	C ₇ H ₈	toluen	180	261	6,43
16	C ₈ H ₁₀	m-ksylen	219	253	7,64
17	C ₈ H ₁₀	o-ksylen	245	252	7,68
18	C ₈ H ₁₀	p-ksylen	286	285	6,79
19	C ₆ H ₄ Cl ₂	m-dwuchlorobenzen	poniżej 259	248	8,47
20	C ₆ H ₄ Cl ₂	o-dwuchlorobenzen	259	262	8,03
21	C ₆ H ₄ Cl ₂	p-dwuchlorobenzen	326	271	7,78
22	C ₆ H ₄ Br ₂	m-dwubromobenzen	264	311	8,37
23	C ₆ H ₄ Br ₂	o-dwubromobenzen	278	319	8,13
24	C ₆ H ₄ Br ₂	p-dwubromobenzen	358	341	7,63
25	C ₆ H ₄ J ₂	m-dwujodobenzen	309	339	9,85
26	C ₆ H ₄ J ₂	o-dwujodobenzen	300	378	8,84
27	C ₆ H ₄ J ₂	p-dwujodobenzen	402	411	8,13
28	C ₁₁ H ₁₀	α -metylnaftalen	238	345	7,51
29	C ₁₁ H ₁₀	β -metylnaftalen	305	369	7,02

Abstract: The melting point of a non-ionic compound is an additive measure of the quotients of increments of individual atoms by the average diameter of the molecule: $T_i = \sum \frac{U_i}{D}$.

The increments U_i are characteristic for atoms of individual elements assuming that the intermolecular action is of the same type. The temperature of melting calculated from quoted formulas may serve for comparative purposes enabling thus the determination of the structure of a given molecule.

Literatura

- [1] L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond*, Ithaca—New York, Cornell Univ. Press 1948.
 [2] *Dictionary of Organic Compounds*, London, Eyer—Spottiswoode 1934.

Zestawienie temperatur topnienia wyliczonych i wyznaczonych doświadczalnie szeregu homologicznego cykloalkanów oraz połączeń aromatycznych

L.p.	Wzór drobinowy	Nazwa chemiczna związku	Temperatura topnienia T_i w skali bezwzględnej		Średnia średnica drobiny D [Å]
			zmierzona	wyliczona	
1	C_3H_6	cyklopropan	146	134	5,71
2	C_4H_8	cyklobutan	193	148	5,87
3	C_5H_{10}	cyklopentan	179	192	6,62
4	C_6H_{12}	cykloheksan	280	248	6,15
5	C_7H_{14}	cykloheptan	260	271	6,59
6	C_8H_{16}	cyklooktan	287	289	7,06
7	C_6H_6	benzen	278	258	5,52
8	$C_{10}H_8$	naftalen	354	383	6,10
9	$C_{14}H_{10}$	antracen	489	494	6,59
10	$C_{14}H_{10}$	fenantren	374	463	7,02
11	$C_{16}H_{10}$	piren	424	519	7,11
12	$C_{16}H_{12}$	naftacen	608	594	7,02
13	$C_{18}H_{12}$	chryzen	529	562	7,42
14	$C_{18}H_{12}$	1,2-benzantracen	423	513	8,13
15	C_7H_8	toluen	180	261	6,43
16	C_8H_{10}	m-ksylen	219	253	7,64
17	C_8H_{10}	o-ksylen	245	252	7,68
18	C_8H_{10}	p-ksylen	286	285	6,79
19	$C_6H_4Cl_2$	m-dwuchlorobenzen	poniżej 259	248	8,47
20	$C_6H_4Cl_2$	o-dwuchlorobenzen	259	262	8,03
21	$C_6H_4Cl_2$	p-dwuchlorobenzen	326	271	7,78
22	$C_6H_4Br_2$	m-dwubromobenzen	264	311	8,37
23	$C_6H_4Br_2$	o-dwubromobenzen	278	319	8,13
24	$C_6H_4Br_2$	p-dwubromobenzen	358	341	7,63
25	$C_6H_4J_2$	m-dwujodobenzen	309	339	9,85
26	$C_6H_4J_2$	o-dwujodobenzen	300	378	8,84
27	$C_6H_4J_2$	p-dwujodobenzen	402	411	8,13
28	$C_{11}H_{10}$	α -metylnaftalen	238	345	7,51
29	$C_{11}H_{10}$	β -metylnaftalen	305	369	7,02

Abstract: The melting point of a non-ionic compound is an additive measure of the quotients of increments of individual atoms by the average diameter of the molecule: $T_i = \sum \frac{U_i}{D}$.

The increments U_i are characteristic for atoms of individual elements assuming that the intermolecular action is of the same type. The temperature of melting calculated from quoted formulas may serve for comparative purposes enabling thus the determination of the structure of a given molecule.

Literatura

- [1] L. Pauling, *The Nature of the Chemical Bond*, Ithaca—New York, Cornell Univ. Press 1948.
 [2] *Dictionary of Organic Compounds*, London, Eyer—Spottiswoode 1934.

A. Kwiciński, B. Hilczer

Zakład Dielektryków
Instytutu Fizyki PAN
Poznań

Generator impulsów prostokątnych do badania przepolaryzowania ferroelektryków

A Rectangular Pulse Generator for Study of Polarization Switching in Ferroelectrics

1. Wstęp

Ferroelektrykami nazywamy dielektryki, które w pewnym przedziale temperatur posiadają polaryzację spontaniczną, odwracalną zewnętrznym polem elektrycznym [1—4]. Proces odwracania polaryzacji ferroelektryków można badać różnymi metodami.

Często stosuje się bezpośrednią obserwację zmian struktury domenowej podczas przepolaryzowania [5—7]. Metoda ta, zwana optyczną, nadaje się jednak do badania tylko tych ferroelektryków, których strukturę domenową można obserwować w sposób łatwy, np. pod mikroskopem polaryzacyjnym. Jest ona ponadto ograniczona do badania procesów niezbyt szybkich, nadających się do rejestracji fotograficznej. Zaletą tej metody jest natomiast możliwość interpretacji obserwowanych zjawisk w sposób bezpośredni.

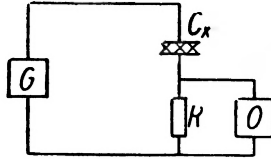
Znana jest również tzw. metoda ultradźwiękowa [8], która wykorzystując własności piezoelektryczne ferroelektryków, pozwala na ciągły pomiar wielkości polaryzacji zmieniającej się w czasie. Polega ona na pomiarze wielkości zmiennego napięcia indukowanego przez przyłożenie do kryształu pola ultradźwiękowego. Napięcie to jest proporcjonalne do wielkości piezoeffektu, który z kolei zależy od chwilowej wartości polaryzacji kryształu.

Można również wykorzystując pyroelektryczne własności ferroelektryków mierzyć czasowe zmiany polaryzacji kryształu podczas dostarczania do próbki małych porcji energii cieplnej [9]. Znając czasowy przebieg polaryzacji, otrzymany przy wykorzystaniu efektu pyroelektrycznego, można wyznaczyć wartość maksymalnego prądu przepolaryzowania oraz czas przepolaryzowania.

2. Metoda elektryczna badania przepolaryzowania

Najczęściej stosowaną do badania przepolaryzowania jest wprowadzona przez Merza [10] metoda elektryczna. Do próbki przykładają się prostokątne impulsy napięcia o przeciwnych polarnościach i bada czasowe przebiegi prądu przepolaryzowania. Przy odwracaniu kierunku polaryzacji w kryształach płynie prąd przesunięcia, który można rejestrować mierząc rzeczywisty prąd płynący przez opór R połączony szeregowo z kryształem (rys. 1). Czasowy przebieg tego prądu, rejestrowany oscylograficznie, jest w każdej chwili miarą szybkości zmian polaryzacji

$i(t) = dP/dt$. Na rys. 2 przedstawiono typowy przebieg czasowy prądu przepolaryzowania ferroelektrycznego siarczany trójglicyny. Z oscylogramu przebiegu prądu przepolaryzowania można wyznaczyć maksymalną wartość prądu przepolaryzowania I_{\max} oraz czas przepolaryzowania t_s .

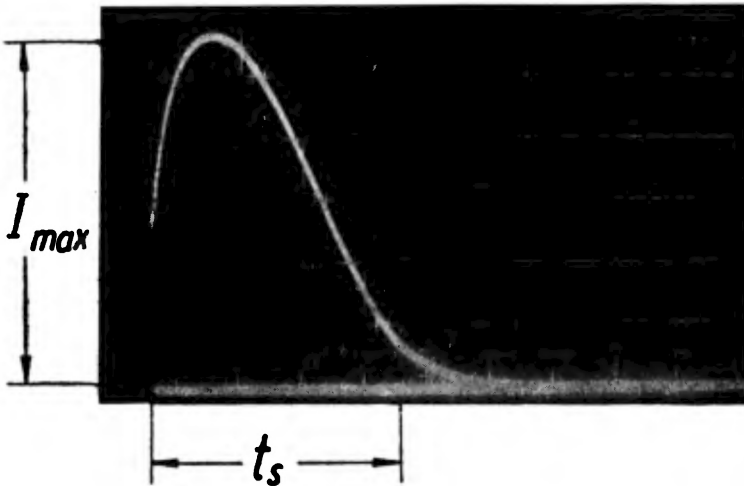


Rys. 1. Ogólny schemat układu pomiarowego [10]

Podczas przepolaryzowania kryształu zmienia się jego polaryzacja od $+P_s$ do $-P_s$. Otrzymujemy więc zależność:

$$2P_s = \int_0^{\infty} i dt = i_{\max} t_s f,$$

gdzie f oznacza tak zwany parametr kształtu impulsu przepolaryzowania $f = \int_0^{\infty} (i/i_{\max}) d(t/t_s)$. Przyjmuje on wartości zawarte w przedziale $\langle 0,43; 1 \rangle$. Wartość 0,43 otrzymuje się dla ekspozy-



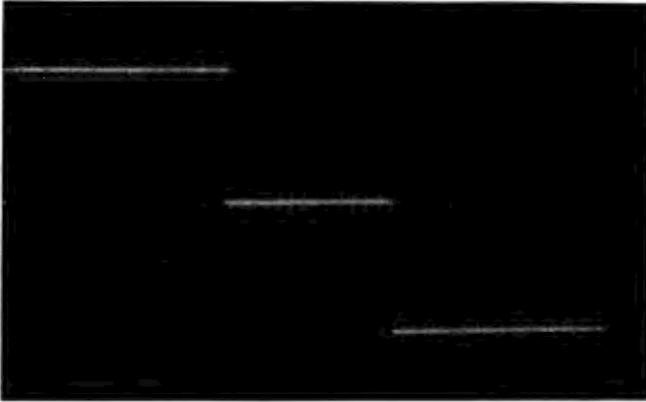
Rys. 2. Typowy przebieg czasowy prądu przepolaryzowania ferroelektryka

nencjalnego zaniku prądu przepolaryzowania, natomiast wartość I przy prądzie przepolaryzowania zanikającym w sposób zbliżony do prostokątnego.

Przepolaryzowanie ferroelektryka charakteryzuje czas przepolaryzowania t_s oraz maksymalna wartość prądu przepolaryzowania I_{\max} , które zależą silnie od natężenia zewnętrznego pola elektrycznego, oraz od innych czynników zewnętrznych [11–14]. Dla różnych ferroelektryków t_s przyjmuje wartości od 10^{-8} s do 10^{-3} s. Znając zależności t_s oraz I_{\max} od natężenia pola elektrycznego można uzyskać informacje o mechanizmie przepolaryzowania ferroelektryka.

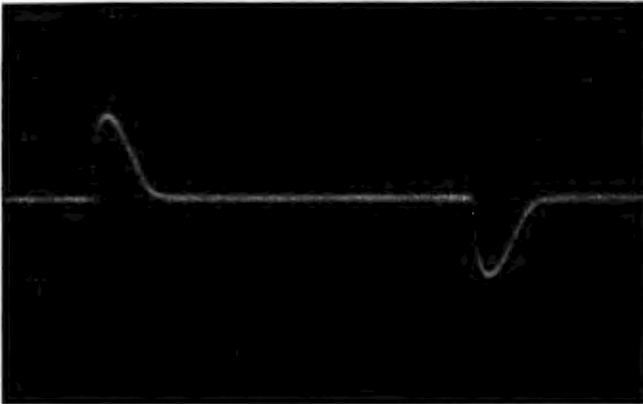
3. Opis generatora

Aby uzyskać poprawny przebieg czasowy prądu przepolaryzowania $i(t)$, czas narastania prostokątnych impulsów napięcia przepolaryzowujących ferroelektryk, musi być dużo mniejszy od czasu przepolaryzowania t_s , a czas ich trwania musi być większy od czasu przepolaryzowania.



Rys. 3. Impulsy prostokątne uzyskane za pomocą opisanego generatora

Zbudowany generator prostokątnych impulsów napięcia miał służyć do badania przepolaryzowania ferroelektryków w polach o natężeniu do 5 kV/cm i czasach przepolaryzowania do 10^{-6} s. Przy grubościach próbek nie większych niż 0,2 mm odpowiada to amplitudzie impulsu prostokątnego 100 V. Przebieg impulsów prostokątnych pokazano na rys. 3. Rys. 4 pokazuje przebiegi prądu przepolaryzowania dla ferroelektrycznego siarczanu trójglicyny.

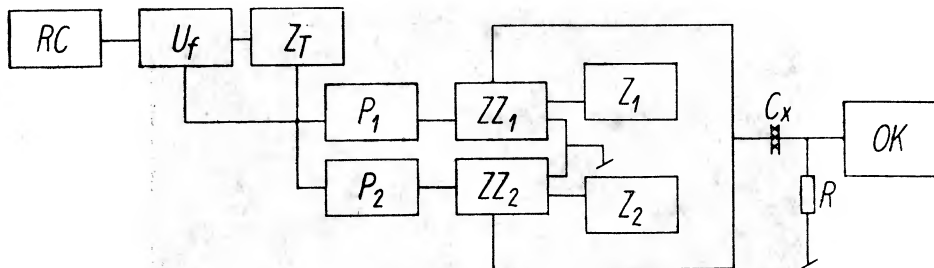


Rys. 4. Przebiegi prądu przepolaryzowania ferroelektryka

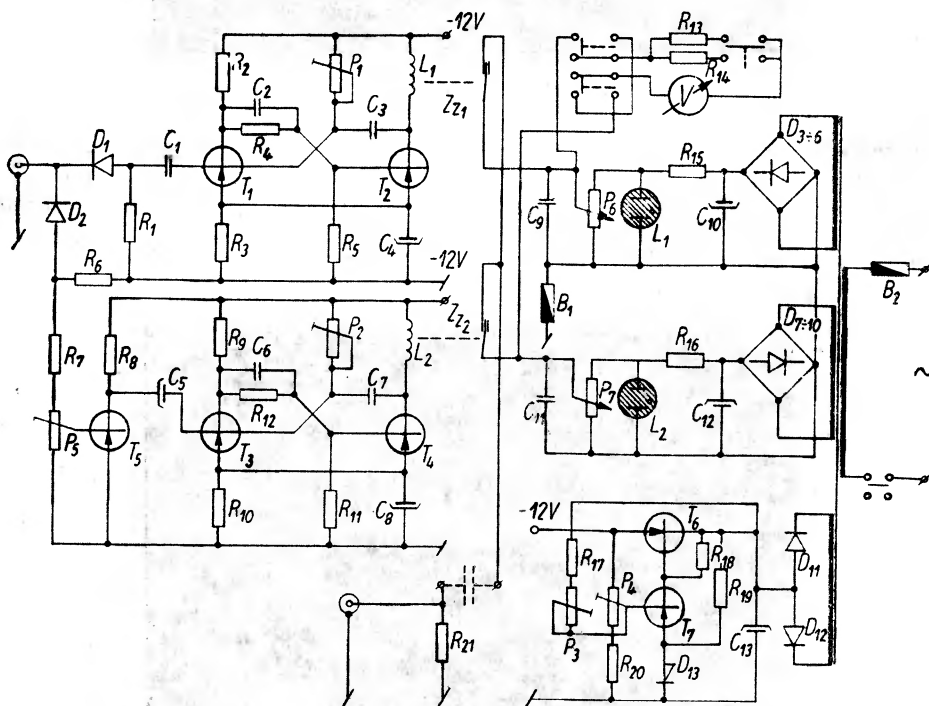
Na rys. 5 podano schemat blokowy zbudowanego generatora. Idea układu jest podobna do generatora opracowanego przez Wiedera i Collinsa [15]. Prostokątne impulsy napięcia uzyskuje się przez przyłączenie i odłączenie za pomocą zestyków zwrotnych ZZ_1 i ZZ_2 napięcia stałego z zasilaczy Z_1 i Z_2 regulowanych oddzielnie od 0 do 100 V każdy, co pozwala na uzyskanie niezależnie regulowanej amplitudy dodatniej i ujemnej impulsu. Sterowanie zestykami odbywa się za pośrednictwem przerzutników monostabilnych P_1 i P_2 napięciem sinusoidalnym z gene-

ratora RC przez odpowiedni układ formujący U_f . Używano generatora RC typu $PW-6$ firmy ZOPAN o stabilności $0,2\%$.

Schemat ideowy generatora impulsów prostokątnych pokazuje rys. 6. Do gniazda wejściowego WE doprowadza się napięcie z generatora RC o częstotliwości od 1 do 150 Hz i napięciu 5 V. Drgania sinusoidalne zostają uformowane na impulsy o odpowiedniej polaryzacji przez



Rys. 5. Schemat blokowy generatora



Rys. 6. Schemat ideowy generatora

diody D_1 i D_2 . Impuls z diody D_1 wyzwała przerzutnik, sterujący napięciem dodatnim (tranzystory T_1 i T_2). W obwód kolektora tranzystora T_2 włączona jest cewka L_1 , której pole magnetyczne steruje zestyk ZZ₁. Zestyk ten podaje napięcie dodatnie na kondensator C_x (zawierający ferroelektryk). Zasilacz zbudowano w konwencjonalnym układzie stabilizatora jonowego lampy L_1, L_2 z dzielnikiem napięcia. Zasilacz ten musi posiadać małą oporność wewnętrzną i dużą wydajność prądową, aby nie nastąpiło całkowanie impulsu na jego oporze wewnętrznym i kondensatorze C_x .

Impuls sterujący przeciwnej polaryzacji otrzymuje się z diody D_2 , który steruje przerzutnikiem (tranzystory T_4 i T_5) przez układ formujący i odwracacz fazy. Przerzutnik steruje zestykiem zwiernym ZZ_2 , który załącza analogiczny zasilacz o polaryzacji ujemnej. Dla zapewnienia stałej częstotliwości pracy przerzutników napięcie zasilające tych układów podaje się z konwencjonalnego stabilizatora tranzystorowego Z_1 .

Generator posiada dwa wyjścia. Jedno przeznaczone do podłączenia kondensatora pomiarowego z próbką ferroelektryczną C_p^* , drugie służy do podłączenia generatora z oscylografem.

Opisany generator zbudowano z elementów krajowych. Użyto diod typu *DON-1*, tranzystorów typu *TG2*, *TG5*, *TG60* i *TG72* oraz zestyków zwiernych *ZW-103*.

Zbudowany generator pozwala na otrzymanie prostokątnych impulsów dodatnich i ujemnych o regulowanym, długim czasie trwania (od 1 s do 3,5 ms) przy zapewnieniu bardzo krótkiego czasu narastania impulsu, rzędu nanosekund. Generator posiada ponadto możliwość niezależnej regulacji amplitudy impulsu dodatniego i ujemnego w granicach od 0 do 100 V. Powyższe parametry umożliwiają stosowanie go do badania odpowiedzi układów fizycznych na przyłożenie pola elektrycznego z czasem narastania rzędu nanosekund. Przykładem tego mogą być impulsowe pomiary przewodnictwa elektrycznego.

Abstract: For the measurements of polarization switching in ferroelectrics a rectangular pulse generator of following parameters is needed:

1. Pulse duration up to 0,1 sec
2. Pulse rising time 10^{-8} — 10^{-9} sec
3. Amplitude $V_{pp} = 200$ V
4. Break duration between positive and negative pulse up to 0,1 sec

The generator as described follows the above mentioned requirements and is therefore suitable for the investigation of ferroelectrics.

Literatura

- [1] F. Jona, G. Shirane, *Ferroelectric Crystals*, Pergamon Press, London 1962.
- [2] E. Fatuzzo, W. J. Merz, *Ferroelectricity*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1967.
- [3] J. C. Burfoot, *Ferroelectrics*, D. van Nostrand Company Ltd, London 1967.
- [4] G. A. Smoleński, N. N. Krajinik, *Seniotoelektryki i antyseniotoelektryki*, Nauka, Moskwa 1968.
- [5] A. G. Chynoweth, J. L. Abel, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1073 (1959).
- [6] A. G. Chynoweth, J. L. Abel, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1615 (1959).
- [7] R. C. Miller, A. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 294 (1959).
- [8] K. Husimi, K. Kataoka, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 418 (1960).
- [9] R. V. Latham, *Brit. J. Appl. Phys.*, **18**, 1383 (1967).
- [10] W. J. Merz, *J. Appl. Phys.*, **27**, 938 (1956).
- [11] E. Fatuzzo, W. J. Merz, *Phys. Rev.*, **116**, 61 (1959).
- [12] B. Binggeli, E. Fatuzzo, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1431 (1965).
- [13] H. H. Wieder, *J. Appl. Phys.*, **31**, 180 (1960).
- [14] B. Hilezer, *Proc. Internat. Meeting on Ferroelectricity*, Prague, **2**, 155 (1966).
- [15] H. H. Wieder, D. A. Collins, *Phys. Rev.*, **120**, 725 (1960).

S. J. Lewandowski, S. Zarembiński

Maser rubinowy podwójnie pompowany współpracujący z magnesem nadprzewodzącym

A Doubly Pumped Ruby Maser with a Superconducting Magnet

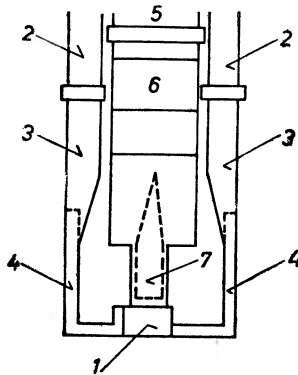
Opisana niżej konstrukcja posłużyła do przeprowadzenia badań wnekowych masera rubinowego, pracującego w pasmie 3 cm, podwójnie pompowanego w pasmie 1,25 cm z regulowanym sprzężeniem między torem sygnałowym, a wnęką rezonansową.

Zastosowanie elektromagnesu nadprzewodzącego miało zapewnić pewną swobodę w konstruowaniu stosunkowo skomplikowanego układu falowodowego bez konieczności użycia dużego magnesu zewnętrznego.

1. Maser

Konstrukcja masera przedstawiona jest na rysunku 1.

Wnękę rezonansową prostokątną, pracującą w rodzaju quasi TE_{120} dla częstości sygnału stanowi posrebrzony kryształ rubinu. Wycięte w trzech ściankach wnętrza otwory sprzęgające pozwalają na pobudzenie wzajemnie ortogonalnych drgań pompujących i sygnałowego.



Rys. 1. Maser. 1. Wnęka rezonansowa, 2. falowody monelowe torów pompujących, 3. przejścia stożkowe, 4. falowody korundowe, 5. falowód monelowy toru sygnału, 6. przejście transformatorowe, 7. ruchoma wkładka korundowa

Energia pompująca prowadzona jest falowodami powietrznymi monelowymi, sprzężonymi w dolnej części przejściem stożkowym z odpowiednio ukształtowanymi falowodami korundowymi. Tor sygnałowy został zrealizowany przy użyciu falowodu powietrznego monelowego.

sprężonego w dolnej części przejściem transformatorowym z falowodem wypełnionym częściowo korundem.

Regulacja sprzężenia toru sygnałowego z wnęką rezonansową polega na regulacji długości odcinka falowodu podkrytycznego sprzężonego z wnęką.

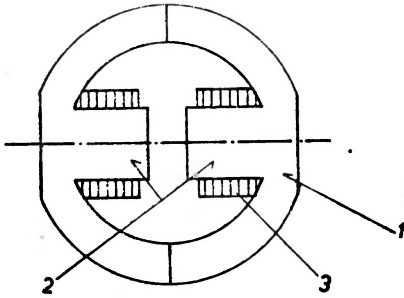
2. Elektromagnes nadprzewodzący

Elektromagnes współpracujący z opisanym maserem przedstawiony jest na rys. 2.

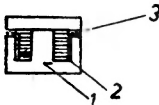
Rdzeń elektromagnesu został wykonany ze stopu ARMCO odznaczającego się przenikalnością magnetyczną ok. 200 przy indukcji magnetycznej 15 kGs.

Uzwojenie elektromagnesu stanowi 800 zwojów drutu z niobu o średnicy 0,3 mm.

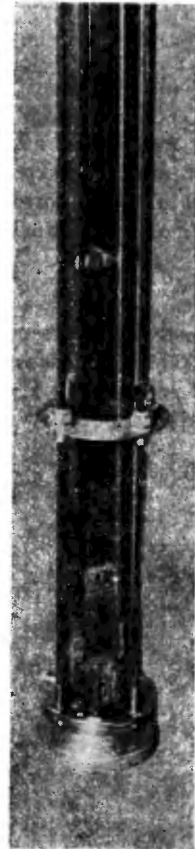
Maser został przystosowany do pracy z zamkniętym obwodem nadprzewodzącym; możliwość przzerwania obwodu w czasie regulacji natężenia prądu zapewniał wyłącznik magnetyczny,



Rys. 2. Elektromagnes nadprzewodzący. 1. Rdzeń, 2. nabiegunniki, 3. uzwojenia nadprzewodzące



Rys. 3. Wyłącznik magnetyczny. 1. Rdzeń, 2. uzwojenie wzbudzające, 3. odcinek drutu nadprzewodzącego zwierający elektromagnes



Rys. 4. Maser rubinowy pompowany współpracujący z magnese nadprzewodzącym

którego konstrukcja przedstawiona jest na rys. 3. Zastosowany wyłącznik okazał się niepraktyczny ze względu na grzanie się miedzianego uzwojenia wzbudzającego, które należałoby wykonać z materiału nadprzewodzącego.

Prąd zasilający doprowadzony jest rurkami monelowymi tworzącymi jednocześnie konstrukcję podtrzymującą elektromagnes; oporność zanurzonych w helu części przewodów zasilających jest rzędu $10^{-4}\Omega$.

Połączenia nadprzewodzące zostały uzyskane przez stopienie łączonych końców w łuku elektrycznym.

Obszar między nabiegunkami ma wymiary $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 4\text{ mm}$. Elektromagnes mieści się w naczyniu Dewara o średnicy 79 mm. Masa elektromagnesu wynosi 350 g; wychłodzenie od temperatury ciekłego azotu pochłania ok. 0,5 l helu.

Maksymalne natężenie pola magnetycznego wynosi 12 kOe.

Abstract: A short notice on the design of a doubly pumped ruby maser and a superconducting magnet is given.

Literatura

- [1] S. J. Lewandowski, *Mikrofalowy wzmacniacz kwantowy o podwójnym pompowaniu*, Praca doktorska, Instytut Fizyki PAN, W-wa 1969.

Seminarium na temat Zastosowań Magnetycznego Rezonansu Jądrowego

Colloquium on Magnetic Nuclear Resonance Application

W dniach 1 i 2 grudnia 1969 r. odbyło się w Krakowie Ogólnopolskie Seminarium na temat Zastosowań Magnetycznego Rezonansu Jądrowego w Zagadnieniach Naukowo-Technicznych. Seminarium to było zorganizowane przez Pracownię Magnetycznego Rezonansu Jądrowego Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Na seminarium referaty wygłosili:

1. T. Wilczok, *Magnetyczna relaksacja jądrowa a zmiany konformacyjne makromolekuł DNA w procesie denaturacji termicznej*

2. B. Lubas, *Ocena ruchliwości molekularnej i stopnia uwodnienia makromolekuł DNA przy zastosowaniu metody MRJ*

3. A. Jędrychowski, *Badania fibrynogenu metodą echa spinowego*

4. J. W. Hennel, *Badania relaksacji spinowej protonów w wodnych roztworach białek*

5. R. Goc, *Spektrometr JRP do badania szerokich linii*

6. J. W. Hennel, *Założenia i projekt wstępny komercyjnej aparatury do szerokich linii MRJ*

7. O. Daszkiewicz, *Nowa aparatura echa spinowego*

8. N. Piślewski, *Charakterystyki i możliwości nowego spektrometru echa spinowego*

9. Z. Florkowski, *Zastosowanie wielokanalowego analizatora impulsów do rejestracji echa spinowego*

10. K. Jurga, *Metoda pomiaru czasów relaksacji termicznej grup protonów chemicznie przesuniętych w widmie JRP*

11. N. Baran, *Metoda skalowania wolnozmiennych pól magnetycznych za pomocą rezonansu jądrowego*

12. R. Gomuła, *Zastosowanie magnetometru jądrowego typu MJ-104 do dokładnych pomiarów stałych pól magnetycznych*

13. W. Zbieranowski, *Zastosowanie spektrometru JRP do badania ciała stałego*

14. Cz. Kajdas, *Badanie węglowodorów naftowych za pomocą spektroskopii MRJ*

15. J. Chmielewski, *Dotychczasowe wyniki prac Zakładu W-XV w zakresie wykorzystania metod MRJ*

16. M. Stachurowa, *Zastosowanie MRJ do pomiaru stopnia krystaliczności polimerów*

17. Z. Lalowicz, *Badanie stopnia i charakteru uwodnienia kolagenu metodą szerokich linii MRJ*

18. O. Żogał, *Protonowy rezonans magnetyczny w YbH_2*

19. S. Hoffmann, *Badanie rezonansu jądrowego monokryształu TGS*

20. J. Jarmakowicz, *Badania struktury produktów reakcji fotochemicznej p-nitrofenolu metodą MRJ*

21. Z. Florkowski, *Zastosowanie swobodnej precesji spinów jądrowych do badania uwodnienia ośrodków porowatych.*

W drugim dniu odbyła się dyskusja nad metodami współpracy z przemysłem.

W seminarium uczestniczyły 42 osoby z różnych ośrodków naukowych zajmujących się tymi problemami.

Leon F. Phillips: **Elektronika w laboratoriach fizycznych, chemicznych i biologicznych.** Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1969, str. 325, 30 zł

Nie trzeba dziś już nikogo przekonywać, jak ważkim i nieodzownym narzędziem badawczym każdego przyrodnika stała się elektronika. Szczególnie fizyka jądrowa zawdzięcza większość swoich subtelnych i zdumiewających wyników eksperymentalnych sprawności i niezawodności urządzeń elektronicznych. W miarę wyposażania laboratoriów badawczych w coraz to bardziej skomplikowaną aparaturę elektroniczną wyłania się problem nie tylko jej konserwacji i obsługi technicznej, ale także problem pełnego wykorzystania jej parametrów technicznych w oparciu o zrozumienie zachodzących w niej procesów. Tak zrodziły się nie kończące się do dziś dyskusje specjalistów, w których nie kwestionując konieczności znajomości podstaw elektroniki przez przyrodników, wątpliwość budzi konieczny zakres tego przedmiotu. W wypadku fizyków panuje ponadto pogląd, że znajomość elektroniki nie powinna dla nich ograniczać się do znajomości parametrów „czarnej skrzynki“, ale powinna także obejmować pewne wiadomości praktyczne, takie jak umiejętność montażu, lutowania, strojenia aparatury, a nawet usuwania prostszych uszkodzeń.

Dlatego z uznaniem należy powitać polskie tłumaczenie książki L. F. Phillipsa, która w przystępny sposób wprowadza czytelnika w tajniki elektroniki. Jej zwarta treść i ograniczony aparat matematyczny kwalifikują ją szczególnie do wstępnych studiów w tym zakresie. Autor wprowadza nas poprzez podstawy teorii sieci (rozdział 1) i własności lamp elektronowych i półprzewodników (rozdział 2 i 3) do układów podstawowych takich jak wzmacniacze jedno- i wielostopniowe (rozdział 4 i 5), prostowniki i detektory (rozdział 6) i wzmacniacze ze sprzężeniem zwrotnym (rozdział 7). W dalszym ciągu omawiane są: szerokość pasma i szumy wzmacniaczy (rozdział 8), generatory i układy impulsowe (rozdział 9) oraz niektóre wybrane układy i zasady konstrukcji urządzeń elektronicznych (rozdział 10). Książkę zamykają uzupełnienia matematyczne, wykaz symboli i skrótów, wykazy lamp i tranzystorów, wreszcie cenny dla czytelnika wykaz polskiej literatury z elektroniki.

Zasadniczą tezę, którą pragnę udowodnić na wszystkich stronach tej książki — pisze autor — jest stwierdzenie: Układy te każdy może zaprojektować. Jest to zapewne teza dość ryzykowna, jeśli się zważy jak wielki stopień komplikacji osiąga współczesna aparatura elektroniczna. Użytkownik takiej aparatury nie może być w żadnym wypadku jej projektantem lub nawet konserwatorem. Tym niemniej szereg układów elementarnych podanych w książce nadaje się do zastosowania w pracowniach badawczych.

Na stronie 279 czytamy: *Z chwilą zrozumienia podstawowych procesów zachodzących w układach, elektronika staje się prawie całkowicie sztuką eksperymentalną.* Dotyczy to niewątpliwie wstępnego stadium zapoznawania się z elektroniką, gdzie stosunkowo proste urządzenia można zestawiać z gotowych bloków jak z klocków. Nie należy jednak zapominać, że każdy z tych bloków wymagał przeprowadzenia analizy matematycznej w celu ustalenia ich właściwych reżimów pracy.

Z obowiązku recenzenta pragnę zwrócić uwagę na błąd w rys. 9.30 na str. 270. Tłumaczenie i szata graficzna są poprawne, zastrzeżenia natomiast budzi mały nakład, zaledwie 2 tys. egzemplarzy, co pozwala przypuszczać, iż ta interesująca i potrzebna książka niedługo gościć będzie na półkach księgarskich.

Roman Śledziwski

Postępy Nauk Fizycznych

W styczniu tego roku ukazał się setny tom *Postępów Nauk Fizycznych*, periodyku wydawanego przez Akademię Nauk ZSRR, poświęconego najbardziej aktualnym problemom fizyki. Miesięcznik ten, który jest odpowiednikiem naszych *Postępów Fizyki*, został założony w 1918 roku.

Obecnie w skład kolegium redakcyjnego wchodzi: E. W. Szpolski — redaktor naczelny; A. S. Achmatow, D. J. Błochincew, W. L. Ginzburg, J. B. Zeldowicz, B. B. Kadomcew, L. W. Kiełdysz, L. B. Okuń, L. P. Pitajewskij, J. D. Prokoszkin, P. Rozenberg, C. G. Suworow (zast. naczelnego redaktora), W. A. Ugarow (sekretarz Redakcji), R. W. Chochłow, F. L. Szapiro, J. A. Jakowlew.

Nowa wartość stałej grawitacyjnej

Siła F działająca pomiędzy dwoma ciałami o masach m_1 i m_2 znajdującymi się w odległości d wynosi $F = Gm_1m_2/d^2$, gdzie G jest stałą grawitacyjną. Wielkość G była wyznaczona eksperymentalnie przez R. v. Eötvösa i innych (np. F. C. Champion, N. Davy, ...). Pomiaru te nie są zbyt dokładne, ze względu na trudności eksperymentalne pojawiające się przy wyznaczaniu stałej G (siły grawitacji są słabe). Do pomiaru użyto poziomego stolika obracanego bardzo wyszukany układem silnika. Na stoliku umieszczono dwie kule wolframowe o ciężarze $10,48998 \pm 0,00007$ kg i $10,49025 \pm 0,00007$ kg o powierzchni kulistej wykonanej z dokładnością 12×10^{-6} cm. Różnica pomiędzy środkiem masy i środkiem geometrycznym była rzędu 7×10^{-4} cm. Pomędzy kulami na kwarcowej nici i w osłonie aluminiowej był zawieszony mały ciężar o momencie bezwładności $4,1$ gm². Cylinder aluminiowy miał długość $3,8100 \pm 0,0005$ cm i promień $0,3175 \pm 0,0005$ cm. Pomiaru skre-

cenia nici i pomiary przyspieszeń były wykonane precyzyjnymi urządzeniami optycznymi.

Wartość stałej grawitacyjnej otrzymana w tym eksperymencie wynosiła $(6,674 \pm \pm 0,012) \times 10^{-11}$ Nm²/kg².

Sto lat Układu Okresowego Mendelejewa

Odkrywcą układu okresowego pierwiastków Dymitr Iwanowicz Mendelejew urodził się 7.II.1834 r. w Tobolsku. Po ukończeniu Gimnazjum w Tobolsku wstąpił w 1850 r. na wydział fiz.-mat. Głównego Instytutu Pedagogicznego w Petersburgu, który ukończył ze złotym medalem. Na Uniwersytecie Petersburskim otrzymał dyplom za prace o objętościach właściwych, a w 1857 r. obronił pracę habilitacyjną o budowie związków krzemu i naukowych podstawach produkcji szkła.

Największym osiągnięciem D. I. Mendelejewa było odkrycie układu okresowego pierwiastków w końcu 1869 r. Wszystkie znane wówczas pierwiastki zestawił w układ, w którym własności chemiczne pierwiastka były jednoznacznie związane z miejscem w układzie. Za podstawę klasyfikacji przyjął w zasadzie masę atomową pierwiastka. Na podstawie układu przewidział istnienie nie znanych jeszcze wówczas pierwiastków, które później odkryto.

D. I. Mendelejew w swojej książce *Podstawy chemii* wydanej w 1871 r. zwracał uwagę na ważność prowadzenia badań fizycznych własności pierwiastków. Przewidział możliwość odkrycia galu.

Krótko po śmierci D. I. Mendelejewa (2.II.1907 r.) układ okresowy pierwiastków uzyskał uzasadnienie fizyczne, dokonane przez E. Rutherforda i N. Bohra.

Wysoka zdolność rozdzielcza radiointerferometrów

Kątowa zdolność rozdzielcza wielkich teleskopów optycznych jest ograniczona turbulencją atmosfery i wynosi mniej więcej 1''

(sekundę kątową). Przy takiej zdolności rozdzielczej gwiazdy są podobne do punktów i ich struktury nie można obserwować. To ograniczenie było częściowo przezwyciężone przez A. A. Michelsona, który zbudował pierwszy interferometr gwiazdowy.

Prostszy interferometr w obszarze fal radiowych składa się z dwu teleskopów rozstawionych w pewnej odległości. Przyjmowane sygnały o danej długości fali przesyła się kablami do jednego miejsca i przemnaża. Jeżeli sygnały są koherentne, to ich iloczyn posiada maksima i minima regularnie powtarzające się w miarę obrotu Ziemi, ponieważ obrót zmienia różnice dróg fal elektromagnetycznych, a więc i fazy mnożonych sygnałów. Gdy sygnały są niekoherentne, to iloczyn ich jest równy zero.

Wysokoczęstotliwościowe sygnały wzmacnia się, a następnie przesyła do wymnożenia. Trudno jednak przesyłać sygnały różnych częstotliwości zachowując odpowiednią stabilność fazową. Stosuje się więc specjalne układy przekształcenia sygnałów. Bazy o długości kilku kilometrów są trudne do wykonania i bardzo drogie.

Z powodów tych trudności zaczęto szukać sposobów zbudowania radiointerferometrów o niezależnej rejestracji sygnałów na każdym radioteleskopie. Rozpracowano dwie metody, jedną w USA, drugą w Kanadzie. Obie wykorzystują na każdym radioteleskopie w roli własnego miernika czasu i standardu częstotliwości, rubidowe niezależne generatory. W tym wypadku na stabilność częstotliwości nakłada się dwa żądania: względne fazy dwu generatorów powinny być stabilne w granicach radiana w czasie interferowania, oraz względny czas obu stacji powinien być znany z dokładnością ułamka wzajemnego pasma przepuszczenia, aby zgrać zapisy. Rubidowy generator ma stabilność około $1 \cdot 10^{-11}$, dlatego faza sygnału na częstotliwości 1400 Hz zmienia się na 2π w okresie jednej minuty. Co się tyczy drugiego żądania, to dokładność wyznaczenia czasu tym standardem zmienia się w ciągu doby na 1 μ sek. Najprostszy sposób zabezpieczenia synchronizacji polega na wzajemnym porównaniu zegarów w jednym miejscu. Do tych celów stosuje się zegary cezowe. W wielu wypadkach zegary przewozi się na setki kilometrów. Prościej ale mniej dokładnie jest wykorzystywać sygnały szeroko rozwiniętego

radiowego systemu nawigacyjnego. Jednak z powodu nieokreśloności rozchodzenia się sygnału od nadajnika do odbiornika synchronizować zegary nie można lepiej niż z dokładnością kilku mikrosekund.

W systemie interferometrów amerykańskich jak i kanadyjskich z bardzo dużą bazą, sygnały rejestruje się na taśmach magnetycznych. Jednocześnie wprowadza się sygnały zegarów atomowych. Przemnożenie sygnałów i ich korelację otrzymuje się już na jednej maszynie cyfrowej. Odpowiednia analiza pozwala na określenie wzajemnej początkowej chwili obu zapisów z dokładnością 1 μ sek. Błąd powstaje nie tylko z nieokreśloności czasu, ale również z błędu określenia bazy i astronomicznego położenia źródła promieniowania.

Pierwsze interferometry opisanego typu zaczęły pracować wiosną w 1967 roku. Maksymalna osiągnięta kątowa zdolność rozdzielcza wynosi 0,0006 na fali 6 cm. Rezultat ten osiągnięto na bazie Green Bank-Onsala o długości 6319 km. Taka zdolność rozdzielcza pozwala zobaczyć z Krakowa znaczek pocztowy w Nowym Yorku.

Ulepszone podobne zespoły pozwolą prawdopodobnie na: 1. synchronizację zegarów z dokładnością 10^{-8} sek; 2. pomiar doby z dokładnością 10^{-4} sek; 3. określenie bazy rzędu tysięcy kilometrów z dokładnością 10 cm; 4. określenie kątowego położenia obiektów astronomicznych z dokładnością 10^{-3} sekundy kątowej. Dokładne pomiary trwania doby i jej zmian są interesujące dla geofizyki, ponieważ istnieją krótkie periodyczne zmiany w czasie i kierunku osi, które mogą być obserwowane tą metodą. Pomiar odległości z dokładnością 10 cm przez oceany i kontynenty pozwoli związać różne układy geodezyjne. Przypływy i odpływy skorupy ziemskiej i dryf kontynentalny można mierzyć bezpośrednio. Pomiar współrzędnych z dokładnością do 0,001 pozwoli zmierzyć skrzywienie rozchodzących się fal radiowych pod wpływem pola grawitacyjnego Słońca. Takie sprawdzenie ogólnej teorii względności możliwe jest w optyce tylko w czasie pełnych zaćmień. Technika interferometrów pozwoli zwiększyć dokładność pomiarów więcej niż dwa rzędy wielkości i bardziej precyzyjnie sprawdzić ogólną teorię względności.

VIII Zimowa Szkoła Fizyki Jądrowej

W dniach od 5 do 18 lutego 1970 r. odbyła się w Zakopanem VIII Zimowa Szkoła Fizyki Jądrowej, organizowana przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, na temat *Spektroskopia jądrowa na wiązce cząstek naładowanych*. Całością Szkoły kierował Dyrektor IFJ, prof. dr A. Hryniewicz, a sekretarzem był dr S. Szymczyk. W Szkole uczestniczyło około 80 osób z następujących ośrodków: Instytutu Fizyki Uniw. Warszawskiego, Zakładu Fizyki Jądra Atomowego oraz Zakładu Teorii Jądra Atomowego IBJ w Świerku, Wojskowej Akademii Technicznej, Uniwersytetów Lubelskiego i Łódzkiego, Wyż. Szkoły Inż. w Kielcach oraz Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

W czasie trwania Szkoły ogłoszono następujące wykłady: A. Hryniewicz, *Metody radiacyjnej detekcji w magnetycznym rezonansie jądrowym*, *Powiązanie rezonansu jądrowego z metodą efektu Mössbauera*; Z. Szymański, *Problemy rozszczepienia jąder*; A. Sobieczewski, *Efekt deformacji wyższych multipolowości w jądrach*, *Konferencja w Houston dot. pierwiastków transuranowych*; St. Ogaza, *Pairingowe „wibracje” i pairingowe „rotacje”*; Z. Sujkowski, *Badanie struktury izotopów samaru wytwarzanych w reakcjach (α, xn), prace prowadzone na cyklotronie w Sztokholmie*; J. Jastrzębski, *Badania izotopów leżących daleko od linii stabilności przy pomocy separacji izotopowej na wiązce — szczególne uwzględnienie programu ISOLDE w CERN-ie i badań w Saclay*; A. Budzanowski, *Zagadnienia polaryzacji spinowej w reakcjach bezpośredniego oddziaływania*; St. Szymczyk, *Efektynowy czas rozdzielczy w pomiarach koincydencyjnych na wiązce cyklotronu*; E. Bożek, *Struktura jąder powłoki $f_{7/2}$* ; J. Kownacki, *Prace grupy dr Ryde ze Sztokholmu*; P. Decowski, *Striping na chlorze*; J. Bara, *Efekt Mössbauera na wiązce*; M. Gąsior, *Sprawozdanie z XX Konferencji Spektroskopii Jądrowej i Struktury Jądra w Leningradzie*; I. Turkiewicz, *Stany jednocząstkowe w izotopach niklu*; T. Kozłowski, *Emisja neutronów z jąder wzbudzonych w procesie wychwyty mezonów μ* ; J. Kajfosz (z VJU-Řež k. Pragi), *Zastosowanie komputera do analizy widm promieniowania gamma*.

Postępy Fizyki, Tom XXI, Zeszyt 3

Materiały ze Szkoły zostaną opublikowane w jednym z następnych numerów *Postępów Fizyki*.

VII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

W dniach od 16 lutego do 1 marca b. r. odbyła się w Karpaczu VII Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej. Szkoła zorganizowana została przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego z dotacji Ministerstwa Oświaty i Szkolnictwa Wyższego. Dyrektorem Szkoły był prof. Zygmunt Galasiewicz, jej sekretarzem mgr Zygmunt Petru. W pracach Szkoły uczestniczyło blisko siedemdziesiąt osób z następujących ośrodków: Gdańska, Katowic, Krakowa, Poznania, Torunia, Warszawy i Wrocławia oraz z zagranicy: z Anglii, NRD, USA i Węgier. Między innymi goszczono w Karpaczu fizyka amerykańskiego, chińskiego pochodzenia, laureata Nagrody Nobla z 1957 roku, obecnie profesora filii nowojorskiego uniwersytetu stanowego w Stony Brook C. N. Yanga.

Oto program Szkoły: C. N. Yang, *Pewne dokładnie rozwiązywalne problemy wielu ciał*, podano dokładne rozwiązania jednowymiarowego układu bozonów i fermionów oddziałujących δ -potencjałem, rozpatrzono gaz sieciowy, model ferroelektryka oraz problem dynamiki protonów w lodzie. C. N. Yang, *Zderzenia wysokich energii*, omówiono „droplet model” zaproponowany między innymi przez C. N. Yanga. D. F. Brewer, *Cienkie warstwy nadprzewodzące i Pewne doświadczalne pomiary dla roztworu He^3 - He^4* , w obu referatach przedstawiono przegląd najnowszych danych doświadczalnych obu dziedzin. P. Szépfalusy, *Wykorzystanie reguł sum w teorii nadciekłego helu*, badano własności współczynników kinetycznych wychodząc z mikroskopowej teorii nadciekłego helu. W. Weller, *Równanie Ginzburga-Landaua zależne od czasu dla nadprzewodzących stopów*, wyprowadzono wymienione równania dla układu zawierającego domieszki i znajdującego się w silnym polu magnetycznym. Z. Galasiewicz, *Mikroskopowa teoria słabego roztworu He^3 w $HeII$* , na gruncie mikroskopowej teorii wyprowadzono równania hydrodynamiki dla układu $HeII$ z domieszkami He^3 . Otrzymano równania na temperaturową funkcję Greena. Pokazano, jak koncentracja He^3 wpływa na

prędkość pierwszego i drugiego dźwięku. A. Kossakowski, *Hydrodynamika kwantowa oraz Przybliżony hamiltonian i równania kinetyczne w termodynamice informacyjnej*, podano między innymi metodę diagonalizacji hamiltonianu przy dodatkowym warunku, że wyliczona za jego pomocą wartość średnia szukanej wielkości minimalnie (w sensie metody najmniejszych kwadratów) różni się od wartości prawdziwej. Ł. Turski, *Hydrodynamika kwantowa i stany koherentne*, wykorzystując stany koherentne znaleziono operator prędkości nadciężko helu. A. Pawlikowski, *O stanach koherentnych*, pokazano, że od dawna znane w teorii magnetyzmu przybliżenie kwaziklasyczne jest równoważne wprowadzeniu stanów koherentnych. J. Czerwonko, *Elektrodynamiczne własności metali alkalicznych dla częstości znacznie mniejszych od Debayowskich*, podano funkcję liniowej reakcji na pola zewnętrzne dla metali alkalicznych w obszarze częstości radiowych z uwzględnieniem oddziaływania fonon-elektron. K. Parliński, *Widmo wzbudzeń elementarnych i radialna funkcja rozkładu układu wielu ciał*, stosując metodę rozszczepienia funkcji Greena uzyskano samouzgodniony układ równań na wymienione w tytule charakterystyki układu.

**XIII Międzynarodowa Konferencja
Chemii Koordynacyjnej — ICCG
Kraków — Zakopane 14—22. IX. 1970**

XIII Międzynarodowa Konferencja Chemii Koordynacyjnej organizowana przez Polską Akademię Nauk przy poparciu Międzynarodowej

Unii Chemicznej (IUPAC), przy współpracy Ministerstwa Oświaty i Szkolnictwa Wyższego, Ministerstwa Przemysłu Chemicznego i Polskiego Towarzystwa Chemicznego odbędzie się w dniach 14—22 września 1970 r. w Krakowie i Zakopanem.

Protectorat nad Konferencją objął Premier J. Cyrankiewicz. Prezydentem Konferencji jest Prof. dr B. Jeżowska-Trzebiatowska. Na Konferencji zostanie ogłoszonych 14 referatów plenarnych i 35 referatów sekcyjnych.

Adres Komitetu Organizacyjnego Konferencji: Wrocław, Pl. Uniwersytecki 1.

Zmarł profesor Max Born

Max Born urodził się 11.XII.1882 r. we Wrocławiu. Był profesorem fizyki kolejno na Uniwersytecie w Berlinie, we Frankfurcie n. Menem, a od 1921 r. w Getyndze. W 1933 r. emigruje do Anglii i obejmuje katedrę na Uniwersytecie w Edynburgu, którą prowadzi aż do 1953 r. Max Born wraz z W. Heisenbergiem i P. Jordanem stworzyli mechanikę kwantową. Zajmował się on również budową atomu, teorią sieci krystalicznych, i elektro-magnetyczną teorią światła. Born stosując falową teorię materii uzasadnił w 1926 r. wzór, który Rutherford wyprowadził z rozważań mechanicznych i stosował do rozproszenia cząstek α przy ich przechodzeniu przez materię. W 1954 r. otrzymał nagrodę Nobla. Był autorem około 200 prac naukowych. Zmarł w styczniu 1970 r. w NRF.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

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

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, 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

TREŚĆ

Z. Wilhelmi — W dziesiątą rocznicę śmierci Andrzeja Sołtana	317
A. Jabłoński — Wspomnienia o działalności PTF	321
B. Mielnik — Struktury mechaniki kwantowej	325
K. Rybicki — Koherentna produkcja cząstek w oddziaływaniach hadronów wysokiej energii z jądrami.	347
J. Kołodziejczak — Magneto-optyka półprzewodników.	369
J. Chroboczek — Zjawiska przełączania w półprzewodniku amorficznym i jego struktura pasmowa.	391
T. Wąchalewski — O zależności temperatury topnienia substancji od budowy drobinowej	403
NOWA APARATURA	
A. Kwieciński, B. Hilczer — Generator impulsów prostokątnych do badania przepolaryzowania ferroelektryków	413
S. J. Lewandowski, S. Zarembiński — Maser rubinowy podwójnie pompowany współpracujący z magnezem nadprzewodzącym	419
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Seminarium na temat Zastosowań Magnetycznego Rezonansu Jądrowego	423
RECENZJE	
L. F. Philips — Elektronika w laboratoriach fizycznych, chemicznych i biologicznych (R. Śledziwski)	424
KRONIKA	

CONTENTS

Z. Wilhelmi — A. Sołtan	317
A. Jabłoński — Reminiscences of the Activities of the Polish Physical Society	321
B. Mielnik — Structures of Quantum Mechanics	325
K. Rybicki — Coherent Production of Particles on Nuclei by High Energy Hadrons.	347
J. Kołodziejczak — Magneto-optics of Semiconductors	369
J. Chroboczek — Switching Effects in the Amorphous Semiconductor and its Band Structure	391
T. Wąchalewski — A Relation between the Melting Point of Substance and its Chemical Composition and Configuration	403
LABORATORY EQUIPMENT AND TECHNIQUES	
A. Kwieciński, B. Hilczer — A Rectangular Pulse Generator for Study of Polarization Switching in Ferroelectrics	413
S. J. Lewandowski, S. Zarembiński — A Doubly Pumped Ruby Maser with a Superconducting Magnet	419
REVIEWS OF BOOKS	
CHRONICLE	