

70



POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM 25

ZESZYT 4

1974

ZARZĄD

Prezes honorowy
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Prezes
Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa
Prof. dr ROMAN S. INGARDEN
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny
Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK
Doc. dr WITOLD GIRIAT
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)
Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*Wrocław*)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1974

TOM 26, ZESZYT 4

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UCZESZCZENIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

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 UPOWSZECZNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 25, ZESZYT 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1974

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. rzecz. PAN (Warszawa), Przemysław Zieliński (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Członkowie Redakcji — Barbara Wojtowicz (Warszawa), Zygmunt Ajduk (Warszawa)

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681, Warszawa

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 3033+117 egz. Ark. wyd. 10. Ark. druk. 8¹⁴/₁₆.
Papier druk. m/gł. kl. III, 70×100, 90 g.
Oddano do składania w kwietniu 1974
Podpisano do druku w lipcu 1974
Druk ukończono w sierpniu 1974
Zam. 371/74. S-55. Cena zł 15.

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Józef Werle

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Co fizyka zawdzięcza Kopernikowi, a Kopernik fizyce?

What is Physics Owing to Copernicus, and Copernicus to Physics?

Abstract: The article discusses the influence of the work of Copernicus on the later development of physics. It is shown that in contrast to the closed geocentric systems of Eudoxos-Aristotle or Ptolemy the heliocentric theory of Copernicus had the great (and usually under-estimated) advantage of being an open system which raised many most profound scientific problems. The most important groups of these problems refer to:

- a) the kinematics of the solar system,
- b) the structure of the whole Universe,
- c) the general principles of physics and the laws of dynamics,
- d) the basic principles of the scientific method of natural sciences,
- e) the philosophical problems of human cognition.

The fame and merits of Copernicus lie more in the problems he raised than in the particular solutions he proposed. The task of finding better and better solutions was taken by the subsequent generations of physicists and astronomers but even now all the solutions are only partial and approximate.

Pisanie o Koperniku tuż po zakończeniu jubileuszowego roku kopernikowskiego, po licznych uroczystościach i akademiach, międzynarodowych i narodowych konferencjach naukowych, po powodzi referatów, przemówień, artykułów, broszur i książek — może się wydawać przysłowiową musztardą po obiedzie. I rzeczywiście, liczni astronomowie i historycy, ekonomiści, filozofowie, a nawet lekarze przedstawili — jak się wydaje — bardzo wszechstronnie dawno znane i nowe szczegóły biograficzno-historyczne z życia Kopernika, podali możliwe źródła inspiracji i starali się odtworzyć ducha epoki, w której Kopernik żył i tworzył.

Zrobiłem niedawno test wśród moich znajomych z różnych krajów, pytając ich na czym polega ich zdaniem wielkość Kopernika i znaczenie jego dzieła. Wszyscy zgodnie powtarzali, że jego największym osiągnięciem jest zastąpienie skomplikowanego i „nieprawdziwego” systemu geocentrycznego Ptolemeusza

przez prostszy i „prawdziwy” system heliocentryczny. W powszechnym odczuciu Kopernik jest po prostu tym wielkim astronomem, który „wstrzymał Słońce, ruszył Ziemię” i to jest dla wielu wystarczającym powodem jego sławy i uznania. Natomiast jego działalność jako polityka, organizatora, ekonomisty, tłumacza, lekarza i malarza świadczy wprawdzie o wszechstronnym wykształceniu oraz o aktywnej, humanistycznej postawie, stanowi jednak tylko piękne uzupełnienie sylwetki wielkiego człowieka, ale sama przez się nie uzasadnia jego wielkości.

Lepiej zorientowani rozmówcy przytaczali konkretne osiągnięcia astronomiczno-kosmologiczne Kopernika i zalety układu heliocentrycznego z punktu widzenia astronomii.

Takie niby poprawne, a przecież raczej ubogie, powierzchowne i niewystarczające uzasadnienie wielkości Kopernika jest niestety bardzo rozpowszechnione nawet wśród naukowców. Rok kopernikowski rozpropagował wprawdzie szeroko imię polskiego astronoma, ale raczej nie zmienił powszechnych, płytkich i nietrafnych opinii. Faktem jest, że rola teorii Kopernika w rozwoju nowożytnej nauki jest — moim zdaniem — ciągle jeszcze źle rozumiana i niedoceniona. Do jej właściwego zrozumienia z pewnością nie przyczynia się nagminne ograniczanie perspektywy naukowej do samej astronomii, perspektywy historycznej do XVI w., a dyskusji późniejszego wpływu jego dzieła do zagadnienia tzw. recepcji, czyli stopniowego przyswajania poglądów Kopernika przez coraz szersze kręgi ludzi. Problem rzeczywistego wkładu Kopernika do rozwoju całego przyrodoznawstwa nie doczekał się jeszcze dostatecznie wnikliwego, nowoczesnego i syntetycznego opracowania, które przedstawiłoby nie tylko recepcję idei kopernikańskich, lecz także ich rozwój, a więc nie tylko to co jest zawarte w jego dziele, lecz także inicjujące i stymulujące znaczenie tego dzieła w historii całej nauki. Opracowanie takie mogłoby się walenie przyczynić do usunięcia wielu nieporozumień i dość częstego sceptycyzmu.

Tzw. historyczni sceptycy podkreślają, że już w starożytności niektórzy astronomowie greccy (przede wszystkim Arystarch z Samos) wysuwali podstawowe koncepcje układu heliocentrycznego: dobowy obrót Ziemi dokoła przechodzącej przez jej środek osi oraz roczny obieg Ziemi dokoła Słońca. Znał tę hipotezę także Ptolemeusz, ale odrzucił ją. Kopernik wiedział o greckich zwolennikach heliocentryzmu i powoływał się na nich w swej książce. Niektóre fragmenty koncepcji heliocentrycznych znajdujemy też u hinduskiego astronoma Aryabathiya z końca V w. oraz u niektórych średniowiecznych uczonych europejskich (np. u Mikołaja Oresme), którzy rozważali dobowy ruch Ziemi jako możliwą hipotezę, jednakże przeważnie odrzucali ją z różnych względów. Ciągle mało jeszcze znana jest średniowieczna astronomia islamu. Bardzo niedawno odkryto, że już w połowie XIV w. niektórzy astronomowie arabscy (np. Ibn al-Shatir z Damaszku) stosowali modele planetarne i tablice równań planetarnych analogiczne do używanych przez Kopernika. Wielu historyków i wszystkich sceptyków ekscytuje pytanie, czy Kopernik znał prace swoich średniowiecznych, europejskich i arabskich, poprzedników lub przynajmniej słyszał o nich. Tak

czy owak Kopernik nie był pierwszym astronomem wysuwającym koncepcje heliocentryczne.

Oprócz historycznych sceptyków istnieją jeszcze sceptycy naukowci. Ci drudzy zwracają uwagę na to, że Kopernik posługiwał się nadal skomplikowanymi epicyklami, a nawet nie zauważył, iż tory wszystkich planet są płaskie w układzie heliocentrycznym, że jego tablice astronomiczne zawierają błędy, a dokładność opartych na nich obliczeń położień planet na ogół niewiele przewyższa dokładność rachunków opartych na starym systemie Ptolemeusza, a czasem jest nawet mniejsza. Dalej, z punktu widzenia zasady kinematycznej względności, którą Kopernik sam pięknie sformułował w swojej książce, oba układy odniesienia: heliocentryczny i geocentryczny są matematycznie zupełnie równoważne. Wprawdzie opis ruchów ciał niebieskich jest w układzie heliocentrycznym znacznie prostszy, ale obserwacji tych ruchów dokonujemy przecież z Ziemi, więc w końcu i tak musimy wszystko odnieść do układu związanego nieruchomo z Ziemią, czyli do układu ptolemejskiego. Może właśnie ten ostatni argument skłonił Ptolemeusza do odrzucenia układu heliocentrycznego i zastosowania układu geocentrycznego jako pozornie bardziej praktycznego, bo bezpośrednio związanego z obserwacjami. I znowu należy stwierdzić, że z punktu widzenia opisowej astronomii, tj. nauki zajmującej się czysto kinematycznym, matematycznym opisem ruchów ciał niebieskich i nie wchodzącej w przyczyny tych ruchów, teoria Kopernika nie może być uważana za wielkie odkrycie, a jedynie za pewne geometryczne uproszczenie opisu ruchów ciał niebieskich.

Otóż trzeba pamiętać, że powszechnie akceptowana aż do XVII w. ptolemejska geocentryczna astronomia miała właśnie czysto kinematyczny, tj. geometryczno-opisowy charakter i wręcz nie interesowała się fizycznymi przyczynami ruchów. Wprawdzie istniał znany od czasów starożytnych, oparty na modelu obracających się koncentrycznych sfer, bardziej fizyczny system Eudoksosa-Arystotelesa, ale system ten starał się wyjaśnić nie tyle przyczyny co cele ruchu. Obok celów naturalnych, które można od biedy interpretować jako prawa Natury, Arystoteles dopuszczał cele narzucone przez ad hoc postulowane istoty boskie i nieboskie oraz zakładał istnienie wielu różnych rodzajów materii (substancji) podlegającym niezależnym prawom mechaniki. System Arystotelesa pozostawał więc w zasadniczej sprzeczności z powszechnie dziś uznawanymi zasadami jedności materii, jednolitości praw Natury i przyczynowości, a na domiar złego opierał się na zupełnie błędnym związku siły z ruchem. Poza tym system ten był raczej czysto jakościowy, nastawiony na wyjaśnianie, a nie na przewidywanie, zamknięty i na poły religijny, tj. dający odpowiedź na niemal każde jakościowe pytanie, ale odpowiedź pozorną bo właściwie niesprawdzalną. Ze względu na ten zamknięty i jakościowy charakter oraz wspomniane wyżej błędne zasady ogólne, system Arystotelesa nie tylko nie przyczynił się do rozwoju fizycznej astronomii, ale, wręcz odwrotnie, zatrzymał ten rozwój na blisko 2000 lat. Częste ograniczanie ptolemejskiej astronomii do możliwie wiernego matematycznego opisu ruchów ciał niebieskich pozwalało wprawdzie na odcięcie się od licznych nieścisłości, dowolności i błędów mechaniki Arystote-

lesa, ale jednocześnie nie dopuszczało do astronomii argumentów fizycznych i utrzymywało czysto opisowy charakter tej nauki.

Nic więc dziwnego, że w tej sytuacji astronomowie XVI w. nie dostrzegli fizycznych konsekwencji teorii Kopernika i przyjęli ją raczej jako schemat rachunkowy, który może ułatwiać obliczenia, ale może nie mieć nic wspólnego z rzeczywistą strukturą świata. Takie właśnie stanowisko zajął Osjander w swojej przedmowie do książki Kopernika, czy też Erazm Reinhold, autor wygodnych tablic astronomicznych. Reinhold pisze o Koperniku jako o wielce uczonym astronomie, korzysta z matematycznych schematów Kopernika, ale nie akceptuje jego heliocentrycznej kosmologii. Do zdecydowanych przeciwników teorii Kopernika należał również największy astronom drugiej połowy XVI w. Tycho de Brache, znany z bardzo dokładnych (na owe czasy) pomiarów.

Wielkość dzieła Kopernika jest — moim zdaniem — nierozłącznie związana z nowożytną fizyką i tylko w fizyce znajduje swoje uzasadnienie. Heliocentryczna teoria Kopernika umożliwiła bowiem fizykom odkrycie uniwersalnych praw dynamiki, prawa powszechnego ciężenia oraz ugruntowanie zasady jedności materii i jednolitości praw przyrody. Z drugiej strony tylko dzięki badaniom fizyków teoria Kopernika mogła się rozwinąć w nowożytną, przyczynową, dynamiczną, fizyczną astronomię i kosmologię.

Ogromną zaletą systemu Kopernika okazał się właśnie fakt, że system ten nie był zamknięty od strony fizycznej, jak system Arystotelesa, nie był też czyisto matematycznym opisem ruchów, odzeganym się od wszelkich fizycznych pytań, jak system Ptolemeusza. Teoria Kopernika właśnie implikowała mnóstwo nowych pytań, nowych problemów fizycznych i filozoficznych, które nie mogły nawet powstać w systemie Ptolemeusza czy Arystotelesa. Kopernik zdawał sobie przypuszczalnie sprawę z otwartego charakteru swojej teorii, co było w owych czasach wielką, ale też wysoce niepokojącą nowością. Na niektóre narzucające się problemy próbował sam dać odpowiedź i z pewnością dręczył go fakt, że jego odpowiedzi nie są w pełni zadowalające. Może z tego powodu tak długo zwlekał z publikacją swego dzieła.

Teoria Kopernika zapłodniła więc umysły astronomów, filozofów, a przede wszystkim fizyków; zainicjowała powstanie nowożytnego ścisłego przyrodoznawstwa stając się potężnym bodźcem do dalszych badań i odkryć. Jest więc rzeczą zrozumiałą, że znaczenia Kopernika nie można zrozumieć z tak fascynującej historyków perspektywy XVI w., lecz trzeba do tego perspektywy wielu wieków. Tylko korzystając z naszej obecnej wiedzy o historii rozwoju nauki, o strukturze nauki, o metodzie naukowej, o roli teorii i obserwacji można właściwie ocenić wielkość Kopernika. Miarą jego znaczenia w rozwoju nauki nie są li tylko jego własne, akceptowane dziś osiągnięcia i odkrycia astronomiczne, lecz waga nowych problemów, których wprawdzie sam nie rozwiązał, ale które wynikają z jego dzieła i których rozwiązanie podjęły liczne następne pokolenia uczonych aż do naszych czasów. Niektóre z tych problemów zostały sformułowane w sposób jawny przez samego Kopernika, inne były za-

warte w jego teorii w niejawnej, ale łatwiej do wydedukowania postaci, jeszcze inne dostrzeżono dopiero później w miarę postępu nauki.

Sceptycy mówią często prawdę, ale nie mają racji, ponieważ ich horyzont widzenia jest za ciasny, a kryteria ocen niewłaściwe. Dziś wiemy dobrze, że przyrodę można zrozumieć jedynie za pomocą dynamicznych, a nie celowych teorii, ani za pomocą czysto opisowych choćby nawet bardzo ścisłych katalogów i tablic faktów. Dlatego przyczynowe teorie naukowe są szczytowymi osiągnięciami poszczególnych etapów procesu badawczego. Dawniej wierzono, że dobra teoria musi być bezwzględnie prawdziwa, dokładna, niezmienna i doskonała. Dopiero w XX w. zrozumieliśmy ostatecznie, że takich teorii nie ma, że nasze poznanie Natury jest tylko przybliżone i cząstkowe. Badania naukowe nie polegają więc na znajdowaniu absolutnej i ostatecznej prawdy, lecz na konstrukcji postępującego szeregu coraz dokładniejszych i adekwatniejszych teorii, o coraz większym zasięgu stosowalności. Nauka nie objawia praw absolutnych, lecz tylko doskonali prawdy cząstkowe. Pamiętając o tych tak bardzo charakterystycznych cechach nauki, cenimy dziś jako stymulujące i płodne właśnie te teorie i hipotezy, które implikują wiele głębszych, istotnych i pobudzających badania problemów, które w sposób oczywisty wymagają dalszych badań, sprawdzania, korygowania i rozwijania. Trafne pytanie lub dobrze postawiony problem implikują bardzo często również sposób szukania odpowiedzi.

Jeśli w taki bardziej nowoczesny sposób spojrzemy na dzieło Kopernika, to bezprzedmiotowe staną się zarzuty sceptyków, że pewne elementy heliocentrycznego systemu były wysuwane już wcześniej, że teoria Kopernika jest niepełna i niedoskonała itd. Żadna teoria naukowa nie powstała z niczego, lecz opierała się na osiągnięciach poprzedników. Dotyczy to szczególnie wielkich syntez naukowych, do jakich z pewnością należy teoria Kopernika. Wszystkie teorie naukowe mają ograniczoną dokładność i zasięg; przechodzą także ewolucję, bez której nie byłoby postępu. W przeciwieństwie do schematów wszystkich poprzedników, heliocentryczna teoria Kopernika była pierwszym w historii nauki dziełem mającym niemal wszystkie cechy nowoczesnie pojętej, płodnej teorii naukowej.

Dzieło Kopernika nie było więc tą wymarzoną przez proroków i filozofów świątynią absolutnej prawdy, w której poszukujący prawdy pielgrzym mógłby się przedzierzgnąć w mnicha kontemplującego do końca żywota jej doskonałość. Było raczej położonym na rozstajnych drogach myśli ludzkiej gościńcem, w którym poszukiwacz prawdy mógł się pokrzepić i popytać gdzie ma dalej iść i jak szukać.

Rozpatrzmy najpierw główne astronomiczne osiągnięcia i konsekwencje dzieła Kopernika. Niewątpliwie poszczególne koncepcje heliocentrycznego systemu były znane przed Kopernikiem, ale jego poprzednicy przedstawiali je w postaci raczej oderwanych i niekompletnych, niekonsekwentnych i spekulacyjnych hipotez. Argumenty racjonalne i empiryczne przeplatały się u nich z irracjonalnymi wierzeniami magicznymi względnie religijnymi lub też z em-

pirycznie nieuzasadnionymi i niesprawdzalnymi spekulacjami. Niektórzy rozważali pewne koncepcje heliocentryczne jako czysto matematyczną możliwość, którą następnie odrzucali powołując się na zdrowy rozsądek, bezpośrednie świadectwo zmysłów (które mówią nam np., że Słońce się porusza dokoła Ziemi) lub też na wierzenia religijne.

Kopernik pierwszy przedstawił system heliocentryczny w postaci jednolitej, zwartej i pod względem czysto opisowym kompletnej, syntetycznej teorii oraz wskazał jej liczne zalety. Podstawową zaletą było znaczne uproszczenie opisu ruchów ciał niebieskich, mimo stosowania w zasadzie tej samej co u Ptolemeusza matematycznej metody epicykli. Jednakże w układzie heliocentrycznym metodę epicykli można było znacznie uprościć i oczyścić z obcych jej dodatków. Przede wszystkim można było wprowadzić charakterystyczny dla każdej planety podstawowy okres równy pełnemu okresowi obiegu planety dokoła Słońca. Dla różnych planet okresy te są różne, ale rosną monotonicznie ze wzrostem średniej odległości od Słońca. Wykorzystując te charakterystyczne okresy można było nie tylko poważnie zmniejszyć liczbę epicykli, usunąć niejednostajne ruchy na poszczególnych epicyklach, lecz także uporządkować orbity planet w prosty i przekonujący sposób. Uporządkowanie to wytłumaczyło szereg poprzednio dość zagadkowych różnic między planetami. W systemie Ptolemeusza nie widać było tego porządku, ponieważ wspomniany charakterystyczny okres planety był zakamuflowany w skomplikowany sposób przez ruch Ziemi z jego własnymi okresami. Kopernik opisał poprawnie ruch Ziemi jako złożenie trzech niezależnych ruchów: dziennego obrotu ze stałą prędkością kątową dokoła osi przechodzącej przez środek Ziemi, rocznego obiegu środka dokoła Słońca i bardzo powolnej precesji osi obrotu. Wraz ze wspomnianym wyżej uporządkowaniem planet pozwoliło to na proste wyjaśnienie wszystkich obserwowanych poprzednio dość zagadkowych ruchów ciał niebieskich oraz na pewne bardzo ważne przewidywania. I tak z systemu Kopernika wynikało, że dwie planety znajdujące się bliżej Słońca niż Ziemia, tj. Merkury i Wenus, powinny wyraźnie przechodzić przez fazy podobnie jak Księżyc. Najciekawsza konkluzja dotyczyła jednak rozmiarów Wszechświata czyli odległości od gwiazd, o czym właściwie nie było poprzednio wiadomo poza mętnym stwierdzeniem, że sfera gwiazd jest to najwyższa i najdoskonalsza, niezmienna sfera, najbardziej oddalona od środka Ziemi, charakteryzująca się doskonale kołowymi orbitami wszystkich gwiazd. Z faktu, że mimo rocznego obiegu Ziemi dokoła Słońca nie obserwowano w czasach Kopernika zjawiska paralaksy gwiazd, wysnuł on bardzo ciekawe przypuszczenie, że odległości wszystkich gwiazd od Słońca są bardzo wielkie w porównaniu ze średnicą orbity Ziemi.

Osiągnięcia Kopernika w astronomii polegały więc na zaproponowaniu takiej syntetycznej teorii heliocentrycznej, która pozwoliła jemu i wielu pokoleniom kontynuatorów jego dzieła na: 1) odkrycie licznych praw i symetrii ruchu planet, 2) proste wytłumaczenie wielu poprzednio dość zagadkowych zjawisk astronomicznych, 3) stworzenie ilościowej i fizycznej kosmologii, 4) prze-

widywanie nowych nieoczekiwanych własności Wszechświata (np. jego ogromnych rozmiarów).

Pierwszym astronomem, który właściwie zrozumiał teorię Kopernika i podjął entuzjastycznie zadanie rozwiązania tkwiących w niej problemów kinematyki i dynamiki ruchów planet, był Kepler. Będąc pod silnym wpływem pitagorejskich i neoplatońskich idei Kepler sądził najpierw, że orbity planet są idealnie kolisty, a ich rozmiary odpowiadają licząc od Saturna do Merkurego pięciu „ciałom platońskim” czyli wielościanom umiarowym (sześciom, czworościan, dwunastościan, dwudziestościan i ośmiościan). Próbował dowieść, że te pięć brył może odpowiadać sześciu planetom w ten sposób, że odpowiednia orbita wpisana jest w tę samą bryłę, dokoła której opisana jest orbita następnej planety. Po zapoznaniu się z dokładniejszymi danymi obserwacyjnymi Tychona de Brache zmuszony był jednak porzucić te koncepcje jako niezgodne z obserwacjami. Metodą żmudnych porównań orbit obliczonych na podstawie trzech systemów astronomicznych: Ptolemeusza, Kopernika i Tychona, doszedł do wniosku, że najprostsze i najciekawsze wyniki daje system Kopernika. Kepler odkrył najpierw fakt, że w układzie heliocentrycznym planety poruszają się w płaszczyznach przechodzących przez środek Słońca. Długoletnie żmudne rachunki orbit planetarnych przeprowadzone już w układzie kopernikańskim doprowadziły go wreszcie do odkrycia w latach 1609—1619 słynnych trzech praw ruchu planet.

Kepler odkrył, że każda planeta porusza się po elipsie, w której ognisku znajduje się Słońce, i że ruch po elipsie nie jest jednostajny, ale odbywa się ze stałą prędkością polową. Kepler usiłował również wytłumaczyć przyczynowo ruchy planet, ale opierał się przy tym na błędnej fizyce Arystotelesa zakładającej, że stała prędkość też wymaga siły poruszającej (działającej np. wzdłuż toru planety). Nie doszedł więc do żadnych pozytywnych rezultatów fizycznych.

Przejdźmy więc do omówienia podstawowych fizycznych problemów teorii Kopernika. Wspomniałem już, że z czysto matematycznego punktu widzenia oba układy odniesienia: ptolemejski i kopernikański są ściśle równoważne. Jednakże Kopernik twierdził, że jego układ związany ze Słońcem i odległymi gwiazdami jest lepszy. Jest rzeczą bardzo charakterystyczną, że obok argumentów matematycznej prostoty, symetrii i piękna podał również argumenty fizyczne, oparte np. na dyskusji ogromnych sił odśrodkowych, jakie musiałyby działać na odległe gwiazdy obracające się dokoła nieruchomej Ziemi. Oczywiście, argument ten działa jedynie przy założeniu jedności materii i uniwersalności praw mechaniki, których nie było w fizyce i kosmologii Arystotelesa. Ten ostatni twierdził bowiem, że ciała niebieskie utworzone są z innych doskonalszych, nieważkich substancji i podlegają zupełnie innym prawom niż ciała na Ziemi. Dla wielu współczesnych Kopernikowi, a nawet znacznie późniejszych uczonych argumenty Kopernika nie były całkiem przekonujące. Kopernik jednak wierzył mocno w uprzywilejowany charakter układu heliocentrycznego i traktował ruchy obserwowane w tym układzie jako rzeczywiste i prawdziwe, a ruchy widziane z obracającej się Ziemi uważał za pozorne.

Rozwiązanie zagadnienia uprzywilejowanych układów odniesienia wymagało pogłębienia znajomości dynamicznych praw fizyki i tutaj wiedza Kopernika i współczesnych mu uczonych była niewystarczająca. Problem wyróżnionych układów odniesienia fascynował liczne pokolenia fizyków aż do czasów obecnych. Pierwsze względnie wyczerpujące rozwiązanie zagadnienia podał Newton dopiero w końcu XVII w. Newton wprowadził pojęcie układu inercjalnego, w którym punkt masowy nie poddany żadnym siłom zewnętrznym (to musimy wiedzieć skądinąd) porusza się prostoliniowo i jednostajnie. Okazało się potem, że trudno jest podać konkretny układ odniesienia, który byłby ściśle inercjalny. Można jednak podać ciąg układów, które są kolejnymi, coraz dokładniejszymi przybliżeniami idealnego układu inercjalnego.

Dla codziennej praktyki, przy niewielkich wymaganiach dokładności, układ związany sztywno z Ziemią może być wystarczająco dobry w tym sensie, że jego odstępstwa od inercjalności można wówczas zaniedbać. Jeśli jednak zwiększymy dokładność lub zakres pomiarów, rozciągając je np. na wszystkie ciała niebieskie, to układ Kopernika związany ze środkiem Słońca i gwiazdami stałymi jest o wiele lepszym przybliżeniem idealnego układu inercjalnego. Jeszcze lepsze przybliżenie otrzymamy wiążąc układ odniesienia ze środkiem masy całego układu planetarnego lub — jeszcze lepiej — ze środkiem masy naszej galaktyki. Te dalsze poprawki są jednak bardzo drobne w porównaniu z pierwszą wniesioną przez Kopernika. Tak więc układ heliocentryczny Kopernika był w istocie wystarczająco dokładnym przybliżeniem układu inercjalnego, które umożliwiło później odkrycie kinematycznych i dynamicznych praw ruchu planet i prawa powszechnego ciążenia.

Podniesiony przez Kopernika fundamentalny problem względności ruchu i wyróżnionych (fizycznie uprzywilejowanych) układów odniesienia stał się jednym z centralnych problemów fizyki aż do naszych czasów. Mimo licznych i wielkich sukcesów osiągniętych w tej dziedzinie, wszystkie istniejące kolejne rozwiązania są tylko cząstkowe i przybliżone, choć z pewnością coraz dokładniejsze. Wprowadzone przez Newtona pojęcie układów inercjalnych wyróżniało z wszelkich możliwych, matematycznie równoważnych układów odniesienia, pewną fizycznie uprzywilejowaną podklasę. Układów inercjalnych jest jednak również nieskończenie wiele, co powoduje, że liczne wielkości fizyczne (np. położenie, prędkość, pęd) zależą od wyboru układu inercjalnego, tzn. mają charakter względny. Tylko nieliczne charakterystyki ruchu (np. masa, postać związku między zmianą pędu a siłą itd.) nie zależą od wyboru układu inercjalnego.

Jednakże Newton wierzył nadal w istnienie jednego fizycznie wyróżnionego układu. Przekonanie to podzielali również późniejsi fizycy wieku XVIII i XIX. Absolutny inercjalny układ odniesienia wiązał się w XIX w. z problemem eteru, tj. uniwersalnego, jednorodnego ośrodka, który miał być nośnikiem fal świetlnych oraz wszelkich zjawisk elektromagnetycznych z falami łącznie. Podane przez Maxwella równania elektrodynamiki wydawały się wręcz wymagać istnienia absolutnego układu odniesienia, co było warunkiem ich

zgodności z zasadami mechaniki Newtona. W końcu XIX w. Michelson wykazał jednak eksperymentalnie, że prędkość światła — wbrew oczekiwaniom — jest taka sama w różnych poruszających się wzajemnie układach odniesienia. Na początku XX w. Einstein zrobił zgodne z tymi eksperymentami jawne założenie, że nie ma absolutnego układu odniesienia i że wszystkie inercjalne układy odniesienia są fizycznie nierozróżnialne, czyli równoważne. W szczególnej teorii względności Einsteina współrzędne tego samego zdarzenia, mierzone w dwóch różnych układach inercjalnych, związane są transformacją Lorentza obejmującą nie tylko współrzędne przestrzenne, lecz także współrzędną czasową. Einstein pokazał, że postulat niezależności prędkości światła od wyboru układu inercjalnego pociąga za sobą zmianę szeregu podstawowych pojęć fizyki takich jak odległość, przedział czasu, równoczesność, sekwencja czasowa zdarzeń itd., które trzeba określić operacyjnie (tj. przez podanie sposobu ich mierzenia), a nie apriorycznie. Szczególna teoria względności jest teorią pomiarów przestrzeni i czasu oraz układów inercjalnych, ale z bardzo ważnymi konsekwencjami dynamicznymi. Najważniejszą taką konsekwencją jest zastąpienie w równaniach mechaniki stałej masy inercjalnej przez określoną funkcję prędkości cząstki (punktu masowego). Gdy prędkości wszystkich cząstek układu są bardzo małe w porównaniu z prędkością światła, różnice między starą mechaniką Newtona a nową mechaniką Einsteina stają się zaniedbywalnie małe. Można więc powiedzieć, że obszar stosowalności mechaniki Newtona jest ograniczony do prędkości bardzo małych w porównaniu z prędkością światła.

Szczególna teoria względności jest znowu tylko cząstkowym i przybliżonym rozwiązaniem problemu fizycznie wyróżnionych układów odniesienia. W swej ogólnej teorii względności, która jest w istocie zgeometryzowaną teorią grawitacji, Einstein wprowadził zakrzywienie czaso-przestrzeni i powiązał jej metrykę z polem grawitacyjnym i rozkładem mas. Spowodowało to nową rewizję problemu wyróżnionych układów odniesienia i zainicjowało powstanie nowych, doskonalszych modeli kosmologicznych sięgających dużo głębiej i dużo dalej w strukturę Wszechświata niż kosmologia Kopernika-Newtona. Z drugiej strony powstanie teorii kwantowej stworzyło zupełnie nowy punkt widzenia na te problemy, który — moim zdaniem — nie został jeszcze w pełni wykorzystany. Jest więc rzeczą bardzo prawdopodobną, że wiele interesujących odkryć dotyczących struktury czaso-przestrzeni i budowy Wszechświata znajduje się jeszcze przed nami. W każdym razie warto podkreślić, że wiele problemów, nad którymi pracują obecnie liczni fizycy i astrofizycy, stanowi oczywistą kontynuację fundamentalnych problemów zawartych w dziele Kopernika.

Bardzo ważnym, już czysto fizycznym, problemem wynikającym z teorii Kopernika był problem sił odpowiedzialnych za ruchy Ziemi i planet, ich kształty itd. Był to zupełnie nowy problem, który nie występował w systemach Arystotelesa i Ptolemeusza. W systemach tych ciężka Ziemia była bowiem nieruchoma, a Słońce, planety i gwiazdy miały być zbudowane z zupełnie innych nieważkich substancji, nie podlegających prawom ziemskiej fizyki. Tylko

materia ziemska miała podlegać ciężeniu, co tłumaczyło dlaczego Słońce, planety i gwiazdy nie spadają na Ziemię. W teorii Kopernika zarówno Słońce, jak i wszystkie planety były traktowane jednolicie jako ciężkie (masywne) ciała. Wymagało to oczywiście zupełnie nowego wytłumaczenia źródła sił poruszających ciężkie planety oraz wytłumaczenia, dlaczego Księżyc nie spada na Ziemię, a Ziemia i inne planety na Słońce. Kopernik przypuszczalnie dostrzegł te nowe podstawowe fizyczne problemy swojej teorii, bo próbował je rozwiązać, zakładając, że każde ciało niebieskie ma własne ciężenie. Za pomocą tej wielograwitacyjnej hipotezy Kopernik wytłumaczył kuliste kształty Słońca oraz Ziemi, Księżyca i innych planet. Wydawało mu się zapewne, że w ten sposób wyjaśnia również, dlaczego planety nie spadają na Słońce. Chociaż ta wielograwitacyjna hipoteza okazała się później niewystarczająca dla wyjaśnienia dynamiki, była ona niewątpliwie pierwszym krokiem w kierunku odkrycia prawa powszechnego ciężenia, dokonanego przez Newtona.

Osobny dział historii teorii heliocentrycznej Kopernika stanowi jej eksperymentalna weryfikacja, która trwa już kilka wieków. Zaczęło się od obserwacji komet dokonanych wkrótce po śmierci Kopernika. Astronom włoski Frarocastro zwrócił w 1548 r. uwagę, że komety mają ogony zwrócone od Słońca, a nie od Ziemi, co potwierdzało dominującą rolę Słońca. Poza tym komety w sposób zupełnie wyraźny przenikały przez wiele sfer niebieskich i nie dały się przypisać do żadnej sfery systemu Eudoxosa-Arystotelesa. Wskutek swego — jak się wydawało — niezwyklego zachowania komety znajdowały się poprzednio właściwie poza dziedziną naukowych zainteresowań astronomów i były niemal wyłącznie obiektem zabobonnych wierzeń. Natomiast w systemie heliocentrycznym jednolite potraktowanie komet i planet było znacznie prostsze i nie wymagało łamania żadnych podstawowych zasad.

Obserwacja gwiazdy Nova w 1572 r. stała się pierwszym dowodem, że również sfera gwiazd stałych nie jest niezmienna. Odkrycie księżyców Jowisza (1610 r.), plam słonecznych (1611 r.) i faz Wenus (1612 r.) przez Galileusza przekonało nie tylko jego samego, ale wielu innych uczonych do systemu Kopernika. Jowisz z krążącymi wokół niego księżycami stanowił bowiem bardzo pogładową miniaturę układu słonecznego. Użycie lunety i teleskopu pozwoliło też na stwierdzenie, że Księżyc ma budowę podobną do Ziemi, oraz na potwierdzenie postulowanych przez Kopernika ogromnych odległości do gwiazd, które nawet w teleskopach przedstawiały się jako świecące punkty.

Dopiero w 1727 r. Bradley wykrył aberrację światła gwiazd, a w 1838 r. Bessel podał przekonujący dowód istnienia paralaksy gwiazd. Zjawiska te uważa się za bezpośredni sprawdzian obiegu Ziemi dookoła Słońca. W 1850 r. Foucault odkrył obrót płaszczyzny wahań wahadła względem Ziemi, co stanowiło niezbitą, fizyczny dowód dobowego ruchu obrotowego Ziemi.

W XX w. nastąpiło kilka ważnych przełomów w rozwoju idei Kopernikańskich. Wiążą się one z:

a) powstaniem szczególnej, a następnie ogólnej teorii względności,

- b) odkryciem kilku nowych, kluczowych zjawisk astrofizycznych,
- c) zapoczątkowaniem lotów kosmicznych.

Zacznijmy od tej ostatniej sprawy. Otóż loty okołoziemskie, a później również międzyplanetarne, pozwoliły na bezpośrednie — niemal namacalne — sprawdzenie wielu aspektów teorii Kopernika — Newtona. Szereg efektów, których stwierdzenie wymagało do niedawna skomplikowanych doświadczeń i długiego łańcucha rachunków i rozumowań, teraz można z rakiety kosmicznej zobaczyć, sfotografować lub zmierzyć w sposób znacznie bardziej przekonujący. (Np. ruch obrotowy i postępowy Ziemi, Księżyca i innych planet, ich kłujące kształty itd.) W świetle szczególnej oraz ogólnej teorii względności powstałych na początku XX w. zmalało znaczenie układu heliocentrycznego jako wprawdzie bardzo wygodnego matematycznie, ale poza tym niespecjalnie wyróżnionego fizycznie. Ożyła więc w nowej wersji stara interpretacja Osjandera — Reinholda, uznawająca wygodę i prostotę układu heliocentrycznego, ale odmawiająca mu absolutnego, obowiązkowego charakteru.

Dziś wiemy, że Słońce porusza się dokoła środka masy Galaktyki z prędkością 10 razy większą od prędkości ruchu orbitalnego Ziemi dokoła Słońca. Istnieją również dane wskazujące na to, że nasza galaktyka porusza się względem środka masy lokalnego zgrupowania galaktyk. Nie jest wykluczone, że Ziemia bierze udział w całej hierarchii takich ruchów.

Powstaje pytanie: czy i jak możnaby zmierzyć wypadkową prędkość Ziemi we Wszechświecie? Oczywiście zgadzamy się dziś wszyscy z twierdzeniem, że ruch jest względny, tzn., że obserwowalny jest tylko ruch Ziemi względem innych materialnych obiektów. Pierwszym narzucającym się obiektem są odległe galaktyki. Wykazują one znane przesunięcia widm optycznych ku czerwieni, co interpretuje się jako efekt wywołany oddalaniem się galaktyk z prędkością proporcjonalną do ich odległości od Ziemi (prawo Hubble'a). Jeśli obserwator porusza się w określonym kierunku, przesunięcie widm optycznych galaktyk znajdujących się w kierunku ruchu będzie mniejsze, a w kierunku przeciwnym będzie większe. Dotychczasowe pomiary nie wykazują takiej anizotropii i dają górną granicę na prędkość Ziemi względem galaktyk około 300 km/sek.

Inne dużo bardziej obiecujące metody wyznaczenia prędkości ruchu wiążą się z niedawnym odkryciem ciągłego tła promieniowania elektromagnetycznego wypełniającego przypuszczalnie cały Wszechświat. Szczególnie ważne i rewolucyjne dla astrofizyki i kosmologii jest odkrycie mikrofalowego tła promieniowania ciała doskonale czarnego, odpowiadającego temperaturze około 3°K. Przyjmuje się, że pochodzi ono z bardzo wczesnego, gorącego stadium rozwoju Wszechświata. Niezależnie od pochodzenia tego promieniowania stanowi ono ośrodek materialny wypełniający Wszechświat i umożliwiający pomiar prędkości Ziemi względem tego tła. Ruch Ziemi uwidoczni się tym, że w kierunku ruchu rozkład promieniowania będzie odpowiadał wyższej temperaturze niż w kierunku przeciwnym. Otrzymana dotychczas

górną granicę anizotropii wynosi 0,1 procent, co daje znowu granicę prędkości Ziemi około 300 km/sek. Doświadczenia te są jednak doskonalone i spodziewane jest w najbliższych latach podwyższenie dokładności pomiarów o czynnik 10, co dałoby możliwość najbardziej pewnego wyznaczenia wypadkowej prędkości Ziemi oraz Słońca. Ten trwający — jak widać — już kilkaset lat proces eksperymentalnego sprawdzania teorii Kopernika-Newtona świadczy dobitnie o tym, że w nauce sprawdza się ciągle nawet powszechnie akceptowane teorie i korzysta się z każdej możliwości nowej lub dokładniejszej weryfikacji.

Omówię teraz wkład Kopernika do powstania nowoczesnej metody naukowej. Dobrze wiadomo, że naukę rozumianą jako niezależne od religii i magii racjonalne szukanie prawdy o świecie i o nas samych zapoczątkowali starożytni Grecy. Ich wielką zasługą jest postawienie problemu znalezienia racjonalno-empirycznej teorii przyrody, tłumaczącej nawet bardzo złożone zjawiska za pomocą niewielkiej liczby stosunkowo prostych elementów składowych i praw. W filozofii i nauce greckiej można znaleźć podstawowe postulaty dotyczące istnienia i roli uniwersalnych praw przyrody oraz jedności materii. Znajdziemy tam również właściwie wszystkie podstawowe elementy nowoczesnej metody naukowej, jak np. abstrakcja i konstrukcja pojęć, indukcja i dedukcja, analiza i synteza, hipoteza, racjonalizm, empiryzm, przyczynowość, eksperyment, pomiar, obserwacja, ilościowy matematyczny opis zjawisk itd. Oczywiście, znajdziemy tam również wiele koncepcji i tendencji niepotrzebnych lub wręcz błędnych. Dysponując wszystkimi potrzebnymi elementami składowymi procesu badawczego uczeni greccy nie doszli jednak do odpowiedniej, poprawnej syntezy tych elementów, która jest potrzebna do w pełni skutecznego działania metody naukowej. Nie opracowali w dostatecznym stopniu koniecznych dla rozwoju nauki technik eksperymentalnych, nie zwrócili należytej uwagi na rolę pomiaru i eksperymentu, na ilościowy, matematyczny opis zjawisk i praw przyrody oraz ilościową zgodność teorii z doświadczeniem. Nie uruchomili więc tak ważnego sprzężenia zwrotnego między teorią i doświadczeniem oraz samodoskonalącego mechanizmu empirycznej kontroli, sprawdzania i korygowania wysuwanych hipotez. Tak np. idealista Platon wysoko cenił matematykę, ale lekcewał empirię i zmysłowe poznanie. Z drugiej strony, empiryk Arystoteles doceniał wprawdzie wagę rozumowania i zmysłowego poznania, ale posługiwał się głównie metodami jakościowymi i nie doceniał ścisłego matematycznego opisu. Obaj nie zdawali sobie sprawy z roli pomiaru.

W nauce i filozofii starożytności i średniowiecza stwierdzamy więc brak podstawowych uzgodnień, objawiających się np. w występowaniu licznych uczonych zajmujących skrajnie przeciwne postawy w sprawach zasadniczych dla rozwoju nauki i metody naukowej. Jeszcze dziwniejsze jest dziś dla nas pomieszanie w twórczości tych samych ludzi elementów racjonalnych z irracjonalnymi, materializmu z mistycyzmem i idealizmem, wyrafinowania logicznego z naiwnością i prymitywizmem przesłanek, grubego zmysłowego empiryzmu z metafizyczną spekulacją.

Uważam, że odkrycie skutecznej metody badań naukowych jest największym osiągnięciem umysłu ludzkiego. Ogólna metoda naukowa przyjęta później przez całe przyrodoznawstwo została stworzona już w prawie dojrzałej postaci w fizyce w ciągu XVII w. Pewne rozszerzenie i pogłębienie jej przyniósł dopiero wiek XX. Za twórców nowoczesnej metody naukowej uważa się zwykle Galileusza, Descartesa, a przede wszystkim Newtona. Jednakże początki nowej metody i dokonanie właściwego przełomu zawdzięczamy niewątpliwie Kopernikowi.

Znajdujemy więc w dziele Kopernika niemal wszystkie podstawowe zasady metody naukowej, bez tak częstych u poprzedników domieszek religijnych, mistycznych, magicznych itp. Kopernik wierzył w sposób oczywisty w realność świata i jego poznawalność za pomocą zmysłowych obserwacji i rozumowania. Jego metoda jest ścisła, oparta na pomiarach i matematyce. Jak już wspominałem, Kopernik korzystał w sposób zupełnie widoczny z założenia jedności materii oraz jednolitości i uniwersalności praw przyrody. Choć z punktu widzenia dzisiejszej wiedzy robił to w sposób nie całkiem konsekwentny, to i tak wybiegał naprzód w stosunku do ówczesnej nauki. Kopernik unikał wszelkich irracjonalnych i idealistycznych interpretacji obserwowanych zjawisk. Był też całkowicie wolny od zabobonów, magii i mistycyzmu, np. nie interesował się zupełnie astrologią, co było raczej niezwykle wśród astronomów w owych czasach. Jeszcze dużo później słynny astronom Kepler spędził znaczną część swego życia na układaniu horoskopów.

Kopernik był w pełni przekonany o wyższości swojej metody naukowej i krytykował dowolność i aprioryczność, jakościowy charakter i brak uzasadnienia założeń u innych uczonych. Odrzucał też jako niewłaściwe wszelkie argumenty oparte na cytatach z Pisma Świętego, uważając, że prawdy naukowej trzeba szukać i dowodzić na innej — naukowej — drodze.

Wielkie znaczenie mają w książce Kopernika argumenty estetyczne. Píše on często o doskonałych kształtach i ruchach, o pięknym naturalnym porządku, o pięknej symetrii i prostocie lub pięknie Natury. Tego rodzaju argumenty mogą wydawać się niewłaściwe w pracy naukowej i niepotrzebne w ścisłych naukach. Chciałbym jednak podkreślić, że podobne argumenty stosuje się również w fizyce XX w. i grają one ciągle dość ważną rolę. Estetycznych argumentów nie uważa się dziś za niewłaściwe i niegodne nauki lub za oznakę ignorancji, lecz za objaw specyficznego zmysłu, który posiadają tylko badacze z zakresu ścisłych nauk przyrodniczych: jest to zmysł matematycznego piękna Natury.

Kopernik był przekonany, że dobra teoria powinna być nie tylko ilościowo zgodna z doświadczeniem, ale powinna być również zgodna z naturą rzeczy. Nie jest całkiem jasne, jak rozumiał ten wymóg. Sądząc z jego własnych zastosowań tego kryterium uważał on, że dobra teoria powinna uwypuklać proste symetrie i regularności lub też mieć jakieś głębsze, np. dynamiczne uzasadnienie. Wspominałem już, że Kopernik szukał fizycznego uzasadnienia swej teorii i podał sam kilka ciekawych fizycznych argumentów i propozycji.

Wprawdzie książka Kopernika była poświęcona całkowicie astronomii, ale była to już astronomia implikująca liczne problemy niezwykle ważne dla rozwoju fizyki. Z dzisiejszego punktu widzenia astronomia jest po prostu działem fizyki, ale w czasach Kopernika nie było to bynajmniej oczywiste. Kopernik zapoczątkował niewątpliwie proces ufizycznienia astronomii. Dokładność pomiarów astronomicznych była już wówczas stosunkowo bardzo wysoka, głównie dzięki możliwości korzystania z ilościowych danych obserwacyjnych zbieranych przez wiele wieków. Dalej — ruchy planet i odpowiedzialne za nie siły występują w czystej postaci, nieskomplikowanej przez różne efekty uboczne, jak tarcie czy opór ośrodka. Odkrycie praw ruchu planet nie wymagało więc tak skomplikowanej abstrakcji i idealizacji, jak odkrycie praw ruchu ciał na Ziemi. Tak więc sytuacja w astronomii XVI i XVII w. była szczególnie korzystna. Nie więc dziwnego, że właśnie astronomia odegrała w tym czasie bardzo ważną rolę w rozwoju całej fizyki. Dzieło Kopernika było pierwszą od starożytności poważną próbą stworzenia nowej teorii świata, tak że ogólne zasady, metody i argumenty stosowane przez autora miały ogromne znaczenie jako wzór czy przykład ich skuteczności i płodności.

Wielu ludzi w średniowieczu i epoce Odrodzenia zdawało sobie sprawę ze słabości ówczesnej nauki. Niektórzy z nich, np. Roger Bacon i Francis Bacon, napisali nawet specjalne filozoficzne traktaty zawierające wizje nowego świata oraz propozycje zmian metody badań naukowych, ale sami jej właściwie nie stosowali do żadnych systematycznych badań. Inni, jak np. Leonardo da Vinci, dokonali wielu szczegółowych, ale niesystematycznych, odkryć i wynalazków. Historia uczy nas jednak, że ani jedni, ani drudzy nie odegrali większej roli w powstaniu nowożytnego przyrodoznawstwa, że decydujące dla rozwoju nauki były dopiero fascynujące przykłady skuteczności nowej metody naukowej w postaci wielkiej i pobudzającej myślenie teorii lub w postaci dłuższej i systematycznej serii ważnych i stymulujących odkryć doświadczalnych. Tak więc nie R. Bacon ani F. Bacon, ani Leonardo, lecz właśnie Kopernik, Galileusz i Newton są prawdziwymi ojcami nowożytnej nauki.

W okresie Odrodzenia nauka z pewnością nie znajdowała się w centrum zainteresowania społecznego. Najbardziej cenionym i podziwianym rodzajem działalności kulturalnej była działalność twórczego i popularnego artysty (malarza, rzeźbiarza, architekta). Zainteresowania naukowe wielkich artystów Odrodzenia ograniczały się do wiedzy nadającej się do bezpośrednich zastosowań w sztuce i technice lub też do studiowania dzieł naukowych Starożytności. Z drugiej strony Odrodzenie stworzyło jednak odpowiedni klimat umysłowy, w którym mogła później powstać nowożytna nauka. Dzieło Kopernika można więc uważać za wspaniałą i płodną syntezę renesansowego humanizmu ze średniowieczną metafizyką. Od humanistów Odrodzenia wzięł Kopernik antydogmatyczną i empiryczną, dociekliwą i poszukującą, krytyczną postawę, która była wolna od wszelkiego mistycyzmu i walczyła otwarcie z więzami tradycji, wątpliwymi dogmatami i autorytetami. Od swoich filozofujących poprzedni-

ków wziął racjonalny i ścisły, a przy tym śmiały i głęboki teoretyczny umysł, który dążył do głębszego poznania i zrozumienia świata i nie zadowalał się jakościowym, zmysłowym poznaniem i powierzchownym opisem obserwowanych zjawisk. Kopernikańska płodna synteza tych uprzednio rozdzielnych i przeciwstawnych lub źle wymieszanych nurtów, postaw i sposobów myślenia stanowiła narodziny nowożytnej nauki. Fakt, że ludzkość tak długo musiała czekać na powstanie skutecznej metody naukowej jest bardzo dziwny, a zarazem przerażający. Świadczy on bowiem, jak delikatną rośliną jest nauka i jak bardzo specjalnej gleby i klimatu potrzebuje dla swego rozwoju.

Reasumując, chciałbym podkreślić, że jeszcze ważniejsze w skutkach od osiągnięć czysto astronomicznych wydają mi się fizyczne i metodologiczne implikacje teorii Kopernika, tj. fakt, że stała się ona przebogatym źródłem najbardziej płodnych i fundamentalnych dla dalszego rozwoju nauki pytań i problemów dotyczących:

- 1) dynamicznych praw i zasad fizyki,
- 2) fizycznej struktury Wszechświata,
- 3) podstawowych zasad ogólnej metody naukowej przyrodoznawstwa,
- 4) wielu filozoficznych problemów ludzkiego poznania, miejsca człowieka we Wszechświecie itp.

Zasługi Kopernika dla rozwoju fizyki nie polegają więc na wadze jego własnych odkryć fizycznych, lecz na wadze problemów fizycznych, jakie otworzył dla wielu następnych pokoleń. Jego wielkość jako inspiratora rozwoju fizyki uznawali fizycy XVII w. Galileusz jest pełen zachwytu dla Kopernika i jego dzieła, które świadomie kontynuował, a dziś Kopernik jest niedoceniany przez samych fizyków, którzy uważają Galileusza za ojca nowożytnej fizyki. Galileusza zrodził jednak Kopernik i od niego zaczęła się historia nie tylko nowożytnej astronomii, lecz także nowożytnej fizyki.

Roman U. Seal

Europejska Organizacja Badań Jądrowych (CERN)
Genewa

Wstęp do fizyki czarnych dziur *

Black-Hole Physics — An Introduction

Abstract: Black-hole physics is a new and exciting part of relativistic astrophysics. The lectures presented here are intended to be an introduction to this field, requiring no knowledge of general relativity or astrophysics (except for the qualitative features of the Hertzsprung-Russell diagram). I hope that these lecture notes will enable the non-specialist to follow the present discussion concerning the experimental discovery of black holes. I have tried, furthermore, to show that many connections exist between elementary particle physics and astrophysics.

A number of problems are given in the text. Solutions to the problems are included in an appendix.

Fizyka czarnych dziur jest nowym, fascynującym działem astrofizyki relatywistycznej. Celem artykułu jest wprowadzenie w tę dziedzinę bez zakładania u czytelnika jakiegokolwiek wiedzy o ogólnej teorii względności i astrofizyce (z wyjątkiem jakościowych własności diagramu Hertzsprunga-Russella). Mam nadzieję, że poniższy artykuł umożliwi niespecjalistom śledzenie toczącej się obecnie dyskusji o doświadczalnym wykryciu czarnych dziur. Usiłowałem w nim ponadto wykazać istnienie wielu powiązań między fizyką cząstek elementarnych a astrofizyką.

W tekście znajduje się duża liczba problemów, przy czym rozwiązania niektórych zostały podane w uzupełnieniu na końcu artykułu.

1. Elementarna teoria budowy gwiazd i efektów relatywistycznych

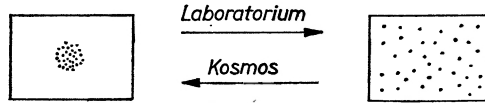
1.1. Stany równowagi i promień Schwarzschilda

Jak wiemy z elementarnej fizyki statystycznej, każdy gaz dąży do jednorodnego wypełnienia zbiornika. Fakt ten jest jednak prawdziwy tylko w warunkach laboratoryjnych. W skali kosmicznej obłoki gazowe są niestabilne

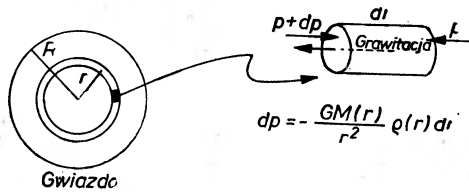
* Artykuł przetłumaczono za zgodą Autora i Wydawcy (CERN-u). Przyp. Red.

i zamiast dążyć do jednorodnego wypełnienia zbiornika, tj. Wszechświata, skupiają się w pewnych obszarach przestrzeni, tworząc gwiazdy (rys. 1).

Różne fazy skupiania się obłoku gazowego oraz wczesne etapy rozwoju gwiazd są fascynującym działem astrofizyki ([1], [2]). Początek tworzenia się gwiazdy jest określony przez kryterium Jeansa (problem 1), dla nas istotne będzie jednak następujące pytanie: kiedy kończy się proces kurczenia się obłoku, tzn. kiedy gwiazda osiąga stan równowagi?



Rys. 1. Obłoki gazowe w laboratorium i we wszechświecie



Rys. 2. Warunek równowagi dla gwiazd: grawitacja równoważy ciśnienie

Warunek równowagi dla wnętrza gwiazdy może być łatwo wyprowadzony na podstawie rysunku 2.

Wzrost ciśnienia w kierunku środka gwiazdy jest dany wzorem

$$dp = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho(r) dr, \quad (1.1)$$

gdzie $\rho(r)$ jest gęstością masy. $M(r)$ jest masą zawartą wewnątrz kuli o promieniu r :

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr, \quad (1.2)$$

$G = 6,67 \times 10^{-8} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-2}$ jest stałą grawitacyjną.

Z równania (1.1) otrzymujemy następujący warunek stabilności gwiazdy

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho(r). \quad (1.3)$$

W celu oszacowania rzędów wielkości zastępujemy dp/dr przez $dp/dr \approx -p/R$ (p jest średnim ciśnieniem w gwiazdzie, zaś R jest promieniem gwiazdy) i kładziemy $GM(r)\rho(r)/r^2 \sim GM/R^2$, gdzie

$$M = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr \approx \rho R^3 \quad (1.4)$$

jest całkowitą masą gwiazdy. Podstawiając te przybliżenia do równania (1.3) otrzymujemy

$$\frac{p}{R} \approx \frac{GM}{R^2} \rho \quad (1.5)$$

lub

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{GM}{Rc^2} = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{R}}{R}. \quad (1.6)$$

Czynnik $1/c^2$ został wprowadzony w (1.6) w celu uczynienia tego równania bezwymiarowym, występujący zaś w nim promień Schwarzschilda \mathcal{R} dla masy M jest określony następująco

$$\mathcal{R} = \frac{2GM}{c^2}. \quad (1.7)$$

Okaże się, że \mathcal{R} odgrywa dużą rolę nie tylko w teorii stabilności gwiazd, ale również przy analizie efektów relatywistycznych. Liczbowo

$$\frac{2G}{c^2} = 1,48 \times 10^{-28} \text{ cm/g} \quad (1.8)$$

i stąd dla Słońca (symbol \odot)

$$M_{\odot} = 2 \times 10^{33} \text{ g}, \quad \mathcal{R}_{\odot} = 3 \text{ km}. \quad (1.9)$$

Równanie równowagi dla gwiazdy (1.6) może być wobec tego napisane (po pominięciu czynnika 2) w postaci

$$\frac{P}{\rho c^2} = \frac{\mathcal{R}}{R}. \quad (1.10)$$

Problemy:

1) Kryterium Jeansa

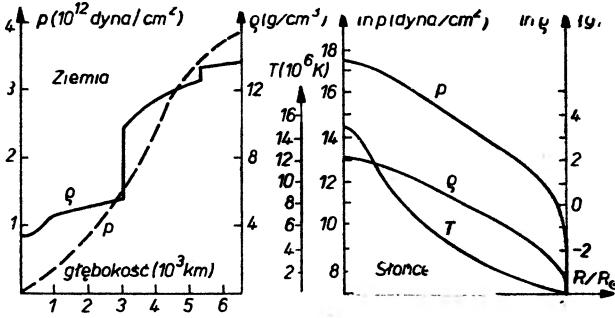
Można pokazać (problem 3), że kryterium powstania grawitacyjnej niestabilności w obłoku gazu stanowi nierówność

$$R > \frac{v_s}{\sqrt{4\pi G \rho}}, \quad (1.11)$$

gdzie v_s jest prędkością dźwięku w gazie. Obliczyć promień R kuli gazowej, która staje się niestabilna w warunkach normalnych ($T = 0^\circ\text{C}$, $p = 1 \text{ atm}$).

2) Gęstość i ciśnienie we wnętrzach Ziemi i Słońca

Obliczyć średnią gęstość i ciśnienie we wnętrzach Ziemi i Słońca na podstawie wzorów (1.9) i (1.10) i faktu, że $R_{\odot} = 7 \times 10^{10}$ cm. Porównać wynik ze standardowymi modelami Ziemi i Słońca przedstawionymi na rysunku 3.



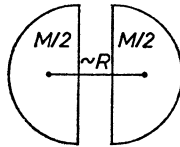
Rys. 3. Rozkłady gęstości, ciśnienia i temperatury we wnętrzu Ziemi i Słońca

1.2. Defekt masy

W celu pokazania znaczenia promienia Schwarzschilda i stosunku \mathcal{R}/R , rozpatrzmy pewną liczbę efektów relatywistycznych.

Pierwszym takim efektem jest defekt masy gwiazdy. Gdy gwiazda powstaje w wyniku kurczenia się obłoku materii międzygwiazdowej, uwalnia się grawitacyjna energia wiązania E_B . E_B można łatwo oszacować, rozważając gwiazdę złożoną z dwóch równych połówek, które łączą się w czasie powstawania gwiazdy (rys. 4):

$$-E_B \approx -\frac{M}{2} \left(\frac{GM}{2R} \right) = -\frac{GM^2}{R}. \quad (1.12)$$



Rys. 4. Obliczenie E_B

Dokładna wartość czynnika po prawej stronie równania (1.12) wynosi 0,6 dla gwiazdy jednorodnej ($\rho = \text{const}$); dla niejednorodnej gwiazdy czynnik ten jest nieco większy.

Defekt masy gwiazdy $\Delta M = E_B/c^2$ zgodnie z (1.12) wynosi

$$\Delta M \approx \frac{GM^2}{Rc^2} \approx \frac{\mathcal{R}}{R} M \quad (1.13)$$

i stąd dla względnego defektu masy otrzymujemy

$$\boxed{\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{\mathcal{R}}{R}} \quad (1.14)$$

Stosunek promienia Schwarzschilda do promienia gwiazdy jest więc rzędu wielkości względnego defektu masy.

Problemy:

3) Wyprowadzenie kryterium Jeansa

Obłok gazu staje się niestabilny i kurczy się, gdy grawitacyjna energia wiązania E_B przewyższa termiczną energię gazu tak, że całkowita energia staje się ujemna. Wykazać, że warunek ten prowadzi (z dokładnością do czynnika rzędu jedności) do wzoru (1.11).

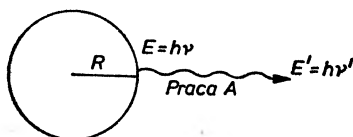
4) Czas kurczenia się gwiazd

Zanim wykazano, że źródłem energii gwiazd jest synteza jądrowa, uważano grawitacyjną energię wiązania za główne źródło energii wypromieniowywanej przez gwiazdy. Jak długo mogłoby w ten sposób promieniować Słońce? (Moc promieniowania Słońca wynosi $L_{\odot} = 4 \times 10^{33}$ erg/s).

Pokazano później, że ten czas kurczenia się gwiazd, zwany czasem Kelvina, określa skalę czasową wczesnej historii gwiazd, przed zapoczątkowaniem reakcji syntezy jądrowej.

1.3. Przesunięcie ku czerwieni i odchylenie światła

Innym ważnym efektem relatywistycznym jest przesunięcie ku czerwieni światła emitowanego z powierzchni gwiazdy. Efekt ten może być łatwo obliczony w następujący sposób (rys. 5):



Rys. 5. Przesunięcie ku czerwieni

Rozważmy foton o energii $E = h\nu$, wyemitowany z powierzchni gwiazdy i zaobserwowany w nieskończoności. Energia E fotonu odpowiada masie $m = E/c^2$ (foton nie ma oczywiście masy spoczynkowej!), która musi być przeniesiona z powierzchni gwiazdy (potencjał grawitacyjny $V = -GM/R$) do nieskończoności ($V = 0$). Praca niezbędna do tego wynosi

$$A = m \cdot \Delta V = \frac{MmG}{R} = h\nu \frac{MG}{Rc^2}. \quad (1.15)$$

Foton przybywa do nieskończoności z energią

$$E' = h\nu' = E - A = h\nu \left(1 - \frac{MG}{Rc^2}\right). \quad (1.16)$$

Względne przesunięcie częstotliwości $\Delta\nu/\nu = (\nu - \nu')/\nu$ wynosi

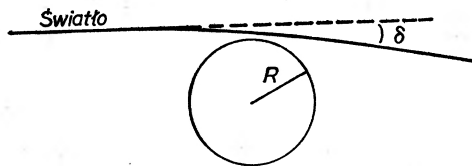
$$\boxed{\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\mathcal{R}}{R}} \quad (1.17)$$

Grawitacyjne przesunięcie ku czerwieni jest więc określone przez \mathcal{R}/R .

Innym relatywistycznym efektem jest odchylenie światła. Gdy promień świetlny przechodzi blisko powierzchni gwiazdy, zostaje odchylony. Dokładna wartość tego odchylenia nie może być wyliczona z teorii Newtona (bowiem teoria ta stosuje się tylko przy nierelatywistycznych prędkościach cząstek), ale można z niej otrzymać rząd wielkości rozważanego efektu. Okazuje się, że wynosi on (rys. 6 i problem 5)

$$\boxed{\delta \approx \frac{\mathcal{R}}{R}} \quad (1.18)$$

(Dokładne obliczenia dają $\delta = 2\mathcal{R}/R$, zaś teoria newtonowska prowadzi do wyniku $\delta = \mathcal{R}/R$).



Rys. 6. Odchylenie światła

Ruch perihelium. Dla kompletu wspomniemy również o trzecim klasycznym efekcie ogólnej teorii względności. Zgodnie z tą teorią położenie perihelium (tzn. punktu najbliższego Słońca) dla planety ulega przesunięciu o

$$\Psi = \frac{3\mathcal{R}}{a(1-\varepsilon^2)} \text{ radianów/obrót}, \quad (1.19)$$

gdzie a jest wielką półosią orbity, a ε jej mimośrodem.

Porównanie z doświadczeniem. Najdokładniejsze pomiary przesunięcia ku czerwieni były wykonane przy wykorzystaniu zjawiska Mössbauera [3]. Teoria i doświadczenie są zgodne z dokładnością do 1% dla promienia świetlnego wznoszącego się 20 m w ziemskim polu grawitacyjnym. Przesunięcie ku czerwieni spektralnych linii Słońca zostało ostatnio ponownie zmierzone z doświadczalną dokładnością 6% [4].

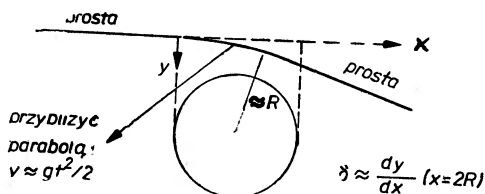
Odchylenie światła było zawsze trudne do zmierzenia. Przewidywane odchylenie promienia świetlnego, muskającego powierzchnię Słońca, wynosi $\delta_E = 1,75''$. Klasyczne pomiary przeprowadzone podczas zaćmienia dały wartości między $1,5''$ — $2,2''$. Dokładne pomiary były dopiero możliwe w ostatnich latach. Wykorzystywały one fakt, że kwazar 3C 273 jest każdego roku zasłaniany przez Słońce w październiku. Średnia ważona tych pomiarów wynosi $\delta = 1,73 \pm 0,05''$ [5].

Ruch perihelium Merkurego był znany jeszcze przed odkryciem ogólnej teorii względności. Aktualne wartości tego efektu dla Merkurego wynoszą $43,03''$ (teoria) i $43,11 \pm 0,45''$ (doświadczenie).

Problemy:

5) Odchylenie światła

Oszacować wartość odchylenia światła, przybliżając drogę promienia świetlnego w sposób pokazany na rys. 6a.



Rys. 6a. Oszacowanie odchylenia światła

1.4. Ważny ciąg równań

W poprzednich paragrafach wykazaliśmy, że stosunek \mathcal{R}/R ma istotne znaczenie dla budowy gwiazd i efektów relatywistycznych. Obecnie wyprowadzimy szereg innych związków zawierających \mathcal{R}/R .

Prędkość dźwięku w ośrodku dana jest wzorem

$$v_s^2 = \left| \frac{\partial p}{\partial \rho} \right| \approx \frac{p}{\rho}, \quad (1.20)$$

a więc (stosując (1.10))

$$\boxed{\frac{v_s^2}{c^2} \approx \frac{\mathcal{R}}{R}}. \quad (1.21)$$

Prędkość satelity krążącego blisko powierzchni gwiazdy jest określona przez

$$\frac{v^2}{R} = \frac{GM}{R^2}, \quad (1.22)$$

tak że

$$\boxed{\frac{v^2}{c^2} \approx \frac{\mathcal{R}}{R}}. \quad (1.23)$$

Prędkość ciała spadającego z nieskończoności, gdzie znajdowało się ono w spoczynku, na powierzchnię gwiazdy wynosi

$$\frac{v^2}{2} = \frac{GM}{R}. \quad (1.24)$$

albo

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{\mathcal{R}}{R}.$$

Otrzymujemy wobec tego następujący ważny ciąg równań:

$$\left[\frac{\Delta v}{v} \approx \delta \approx \frac{\Delta M}{M} \approx \frac{v_s^2}{c^2} \approx \frac{v^2}{c^2} \approx \frac{R}{R} \approx \frac{p}{\rho c^2} \right] \quad (1.25)$$

Podobny ciąg równań można wyprowadzić dla skal czasowych. Czas T_s potrzebny na przejście fali dźwiękowej poprzez gwiazdę, tzn. charakterystyczny czas gwiazdowych wibracji i pulsacji, zgodnie ze wzorem (1.21) jest równy

$$T_s \approx \frac{R}{v_s} \approx \frac{R}{c} \sqrt{\frac{R}{\mathcal{R}}} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.26)$$

Okres T_R najszybszego ruchu obrotowego gwiazdy jest prawie równy czasowi potrzebnemu na jeden obieg satelity wokół gwiazdy, tzn.

$$T_R \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.27)$$

Czas T_c , w którym obłok gazu zapada się poprzez swobodny spadek, zaczynając od początkowej gęstości ρ wynosi (por. problem 6):

$$T_c \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.28)$$

Skale czasowe dla pulsacji, rotacji i zapadania się są wobec tego jednakowe z dokładnością do czynników liczbowych rzędu jedności.

Problemy:

6) Grawitacyjne zapadanie się

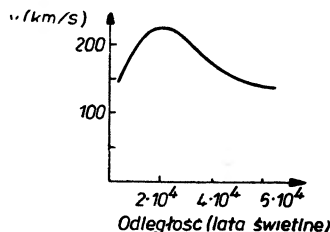
Scałkować równanie ruchu

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} \quad (1.29)$$

dla swobodnego kurczenia się obłoku gazu. Warunki początkowe dla $t = 0$ są $r = R$, $dr/dt = 0$. Pokazać, że (1.28) jest czasem potrzebnym na to, by obłok gazu skurczył się do punktu.

7) Ruch obrotowy Galaktyki

Rysunek 7 przedstawia prędkość ruchu obrotowego Galaktyki w funkcji odległości od środka Galaktyki. Przy użyciu związku $v^3 \sim GM/R$ określić całkowitą masę Galaktyki. Ruch obrotowy Galaktyki zapobiega jej zapadaniu się. Jak długo trwałoby grawitacyjne zapadanie się Galaktyki?



Rys. 7. Ruch obrotowy Galaktyki

8) Wibracje Ziemi

Oszacować z (1.26) częstotliwość swobodnych wibracji Ziemi. Doświadczalna wartość okresu sferycznie symetrycznego modu drgań Ziemi, określona podczas trzęsienia ziemi w Chile w 1960 r., wynosi 20,5 minut. Obliczyć okres obiegu T_R satelity Ziemi, poruszającego się tuż nad jej powierzchnią.

9) Gwiazdy zmienne

Dla gwiazd pulsujących można doświadczalnie znaleźć związek

$$P = Q \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}$$

między okresem pulsacji P i średnią gęstością ρ ($\rho_0 = 1,4 \text{ g/cm}^3$ jest średnią gęstością Słońca). Stała Q wynosi

- 0,041 dnia dla cefeid typu δ Cephei,
- 0,160 dnia dla cefeid typu W Cephei,
- 0,145 dnia dla gwiazd typu RR Lyrae,
- 0,027 dnia dla gwiazd typu β Canis Majoris.

Porównać ze wzorem teoretycznym!

1.5. Gwiazdy niezdegenerowane

Stosunek promienia Schwarzschilda do promienia gwiazdy jest w przypadku Słońca rzędu 10^{-6} . W poniższym paragrafie postaramy się zrozumieć pochodzenie tej bezwymiarowej liczby oraz wyrazić ją poprzez inne bezwymiarowe wielkości. Jest to bardzo ważny problem, ponieważ wiedząc co określa stosunek \mathcal{R}/R , możemy próbować szukać obiektów, dla których \mathcal{R}/R , a tym samym efekty relatywistyczne są duże.

Problem polega oczywiście na znalezieniu właściwego równania stanu $p = p(\rho, T)$, które musi być podstawione do (1.25). Dla zwykłych gwiazd, np. dla Słońca, równanie stanu dane jest z dużym stopniem dokładności przez równanie stanu gazu doskonałego:

$$p \cdot V = R \cdot T. \quad (1.30)$$

Objętość molowa V może być w następujący sposób wyrażona poprzez gęstość

$$V = L\mu/\rho, \quad (1.31)$$

gdzie L jest liczbą Loschmidta, a μ masą molekuly gazu. Ponieważ zwykle gwiazdy (leżące na głównym ciągu) zbudowane są głównie z wodoru, będziemy przyjmować zwykle za μ masę protonu $\mu \approx 1 \text{ GeV}/c^2$. Podstawiając (1.31) do (1.30) mamy

$$\boxed{\frac{p}{\rho c^2} = \frac{kT}{\mu c^2}}, \quad (1.32)$$

gdzie $k = R/L = 1,38 \times 10^{-16} \text{ erg/deg}$ jest stałą Boltzmanna. Dla zwykłych gwiazd otrzymujemy wobec tego

$$\frac{\mathcal{R}}{R} \approx \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{kT}{\mu c^2} \approx \frac{1 \text{ keV}}{1 \text{ GeV}} \approx 10^{-6}. \quad (1.33)$$

Stosunek \mathcal{R}/R jest więc określony przez temperaturę T gwiazdy. Temperatura T zaś jest określona przez warunek, że gwiazda spala swoje paliwo jądrowe ze stałą szybkością, tzn. że pozostaje na diagramie Hertzsprunga-Russella w głównym ciągu, w którym gwiazdy spędzają większość swojego życia. Wobec tego $T \sim 10^7$ °K, co odpowiada $kT \sim 1$ keV (T jest średnią temperaturą gwiazdy, a nie temperaturą powierzchni gwiazdy). Ostatecznie dochodzimy do następującego wniosku:

Małość efektów relatywistycznych jest spowodowana małą wartością stosunku różnic między jądrowymi poziomami energetycznymi (które określają temperaturę T reakcji jądrowych) do mas jądrowych.

Ogólna postać równania stanu jest następująca

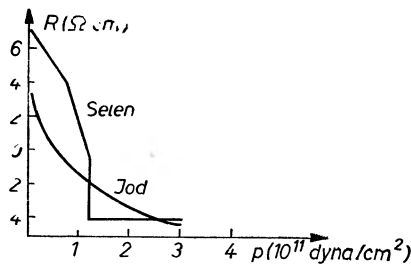
$$\frac{p}{\rho c^2} = f(\rho, T). \quad (1.34)$$

Bezwymiarowa funkcja f będzie zależęć na ogół zarówno od ρ , jak i T . W przypadku gazu idealnego mieliśmy $f(\rho, T) = kT/\mu c^2 = f(T)$. Innym przypadkiem granicznym jest materia zdegenerowana, dla której $f(\rho, T) = f(\rho)$.

1.6. Materia zdegenerowana

Co się dzieje, gdy gwiazda wyczerpuje swoje paliwo jądrowe? W tym wypadku nie może być dłużej podtrzymana wysoka temperatura wnętrza gwiazdy. Wskutek tego ciśnienie w gwieździe zmniejsza się i gwiazda się zapada.

Gdy gęstość we wnętrzu gwiazdy wzrasta, pojawiają się nowe fizyczne zjawiska. Już przy średnich gęstościach wszystkie ciała stają się metaliczne (przejście do stanu metalicznego zostało zaobserwowane doświadczalnie dla paru substancji przy ciśnieniach $\approx 10^{11}$ dyn/cm² (rys. 8) [6], a dla wodoru przy ciśnieniu $2,8 \times 10^{12}$ dyn/cm² i gęstości $\sim 1,3$ g/cm³ zgodnie z ostatnimi wynikami uzyskanymi w ZSRR i omówionymi w „Science”, 180, 398 (1973)).



Rys. 8. Opór w zależności od ciśnienia dla jodu i selenu

Zdegenerowany gaz elektronowy zawarty w metalu jest odpowiedzialny za wzrost ciśnienia przy wzroście gęstości. Ciśnienie to zatrzymuje zapadanie się gwiazdy w warunkach, które omówimy w rozdziale 2 i w efekcie powstaje biały karzeł.

W celu obliczenia ciśnienia zdegenerowanego gazu elektronowego postępujemy w następujący sposób. Elektrony spełniają zasadę Pauliego, tzn. każdy stan kwantowy może być zajmowany tylko przez jeden elektron. W swobodnym gazie elektronowym możemy ponumerować stany kwantowe albo przez ich pędy (co odpowiada dokładnie sformułowaniu, które można znaleźć w podręcznikach), lub przez ich współrzędne przestrzenne.

Funkcje falowe muszą być ograniczone do objętości rzędu d^3 , gdzie d jest średnią odległością między elektronami, aby scharakteryzować elektrony przez ich współrzędne przestrzenne.

Zgodnie z zasadą nieoznaczoności elektrony nabywają wtedy średniego pędu p_F , zwanego pędem Fermiego, danego wzorem

$$dp_F \approx \hbar \quad (1.35)$$

i wobec tego energii równej energii Fermiego,

$$\varepsilon_F \approx \frac{p_F^2}{m} \approx \frac{\hbar^2}{md^2} \quad (1.36)$$

(opuściliśmy w tym równaniu czynnik 2 i zaniedbaliśmy fakt, że istnieją dwa stany spinowe). Im mniejsza jest objętość d^3 przypadająca na elektron, tym wyższa jest energia Fermiego. W gęstym gazie elektronowym, np. w metalu, energia kinetyczna określona jest raczej przez gęstość niż przez temperaturę, jeśli tylko

$$\varepsilon_F \gg kT. \quad (1.37)$$

W tym przypadku gaz elektronowy jest zdegenerowany.

Dla wyprowadzenia równania stanu gazu zdegenerowanego zastępujemy po prostu cieplną energię kinetyczną kT idealnego gazu przez energię kinetyczną ε_F gazu zdegenerowanego:

$$\frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{\varepsilon_F}{\mu c^2} \approx \frac{\hbar^2}{m\mu c^2 d^2}. \quad (1.38)$$

Związek (1.38) pokazuje, że dla danej średniej odległości d między cząstkami największy wkład do ciśnienia mają najlżejsze formiony. Dla materii gwiazdowej, składającej się głównie z protonów i elektronów, możemy zaniedbać ciśnienie protonów. Podczas gdy elektrony (masa m) są przyczyną ciśnienia, protony (masa μ) dają główny wkład do gęstości

$$\rho = (m + \mu)d^{-3} \approx \mu d^{-3}. \quad (1.39)$$

Dla materii gwiazdowej różnej od wodoru, μ musi być utożsamione z masą jądra, przypadającą na jeden elektron, tzn. $\mu = (A/Z)\mu_p \approx 2\mu_p$.

Podstawiając (1.39) do (1.38) otrzymujemy równanie stanu

$$f(\rho) = \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{\hbar^2 \rho^{2/3}}{m\mu^{5/3} c^2} = \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (1.40)$$

gdzie

$$\rho_0 = \mu(\hbar/mc)^{-3}. \quad (1.41)$$

ρ_0 jest gęstością, przy której średnia odległość między protonami (i również między elektronami) staje się równa comptonowskiej długości fali elektronu:

$$d \approx \lambda_e = \hbar/mc \approx 4 \times 10^{-11} \text{ cm}. \quad (1.42)$$

Liczbowo mamy

$$\rho_0 = 3 \times 10^7 \text{ g cm}^{-3}. \quad (1.43)$$

Przy gęstości ρ_0 ma miejsce decydująca zmiana. Jeśli podstawiamy (1.42) do (1.35) otrzymujemy $p_F \approx mc$. Wobec tego elektrony stają się relatywistyczne dla $\rho > \rho_0$ i musimy użyć zmodyfikowanego związku między energią i pędem postaci

$$\varepsilon_F \approx p_F c. \quad (1.44)$$

Związek ten jest ściśle prawdziwy tylko dla skrajnie relatywistycznych elektronów $p_F \gg mc$. Jednak dla naszych obecnych oszacowań wystarczające jest używać go również dla $p_F \gtrsim mc$. Podstawiając (1.44) do (1.38) otrzymujemy równanie stanu dla relatywistycznego zdegenerowanego gazu elektronowego:

$$f(\rho) = \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3}. \quad (1.45)$$

Podsumowując nasze wyniki, otrzymujemy równanie stanu

$$\boxed{\frac{p}{\rho c^2} = f(\rho) = \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n/3} \quad \begin{array}{ll} n = 2 & \rho < \rho_0 \\ n = 1 & \rho > \rho_0 \end{array}}. \quad (1.46)$$

Powyższe równanie stanu stosuje się w przybliżeniu dla zdegenerowanej materii o gęstościach z przedziału $10^2 \text{ g/cm}^3 < \rho < 10^9 \text{ g/cm}^3$ i zadziwiająco dobrze zgadza się z wynikami dokładniejszych obliczeń (rys. 10).

1.7. Białe karły

Łącząc (1.10) z (1.41) możemy skonstruować modele zdegenerowanych gwiazd w bardzo szerokim zakresie gęstości $10^2 \text{ g/cm}^3 < \rho < 10^9 \text{ g/cm}^3$. Gwiazdami tymi są białe karły. Ich masy i promienie wyliczymy poniżej. Kładąc $M \approx \rho R^3$, mamy z (1.10)

$$\frac{p}{\rho c^2} = f(\rho) \approx \frac{\mathcal{R}}{R} \approx \frac{GM}{Rc^2} \approx \frac{GM}{c^2(M/\rho)^{1/3}}. \quad (1.47)$$

Rozwiązując dla M otrzymujemy

$$M \approx \frac{f^{3/2}(\rho) c^3}{\sqrt{\rho G^{3/2}}}. \quad (1.48)$$

Masa gwiazdy może być wobec tego obliczona jako funkcja średniej gęstości gwiazdy. Dla każdej gęstości istnieje tylko jedna stabilna wartość masy. Podstawiając (1.46) do (1.48) mamy

$$M(\varrho) = \frac{1}{\sqrt{\varrho}} \left(\frac{m}{\mu}\right)^{3/2} \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^{3/2} \frac{c^3}{G^{3/2}} = \begin{cases} \left(\frac{mc^2}{G\mu}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\varrho}}{\varrho_0} & \varrho < \varrho_0 \\ \left(\frac{mc^2}{G\mu}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\varrho_0}} & \varrho > \varrho_0 \end{cases} \quad (1.49)$$

Dla $\varrho \geq \varrho_0$, $M(\varrho) = M_c$ jest stała. M_c jest granicą Chandrasekhara, tj. górną granicą masy dla stabilnych, nie rotujących białych karłów.

Podstawiając ϱ_0 do (1.48) otrzymujemy dla M_c

$$M_c \approx \left(\frac{mc^2}{G\mu}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\varrho_0}} = \left(\frac{mc^2}{G\mu}\right)^{3/2} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\mu}}, \quad (1.50)$$

$$\boxed{M_c \approx \left(\frac{\hbar c}{G\mu^2}\right)^{3/2} \mu.}$$

Bezwymiarowy czynnik

$$\alpha_G = \frac{G\mu^2}{\hbar c} = 6 \times 10^{-59} \quad (1.51)$$

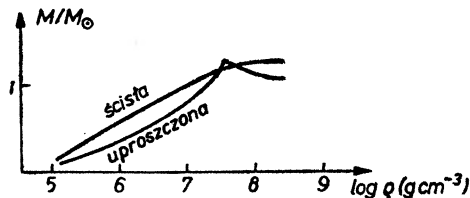
jest stałą struktury subtelnej dla grawitacji i charakteryzuje wielkość oddziaływań grawitacyjnych w taki sam sposób jak α charakteryzuje oddziaływanie elektromagnetyczne.

Podstawiając do (1.50) wartości liczbowe mamy

$$M_c \approx \alpha_G^{-3/2} \mu \approx 2 \times 10^{57} \mu = 3 \times 10^{33} \text{g} \approx 1,5 M_\odot. \quad (1.52)$$

Białe karły zawierają wobec tego około 10^{57} protonów i ich masy są rzędu wielkości masy Słońca. Wzór (1.50) pokazuje, że stała Plancka wchodzi w istotny sposób w skalę mas gwiazd i wobec tego jest charakterystyczna nie tylko dla fizyki mikroskopowej, lecz również określa strukturę ciał w skali kosmicznej. Wzór (1.50) pokazuje, że \hbar mogłaby w rzeczywistości być określona (co do rzędu wielkości) z masy Słońca.

Rys. 9 pokazuje porównanie naszej wysoce uproszczonej teorii z rezultatami dokładniejszych rozważań dotyczących mas białych karłów.



Rys. 9. Masy białych karłów — elementarna i ścisła teoria

Zgodność naszych naiwnych rachunków ze ścisłymi wynikami nie jest tak dobra, jak to wygląda na rysunku, ponieważ użyliśmy $\mu =$ masa protonu, podczas gdy dokładne wyniki przedstawione na rys. 9 odnoszą się do białych karłów, zbudowanych z jąder He ($\mu = 2\mu_p$). Dokładna wartość granicy Chandrasekhara wynosi w rzeczywistości $M_c = (Z/A)^2 \times 5,75 M_\odot$, tak że dla gwiazd wodorowych równa się $5,75 M_\odot$, zaś dla gwiazd zbudowanych z helu i cięższych pierwiastków $\approx 1/4 \times 5,75 M_\odot = 1,44 M_\odot$.

Promienie białych karłów jak wynika ze wzorów $R \approx (M/\rho)^{1/3}$, $M = M_c(\rho/\rho_0)^{1/2}$ wynoszą ($\rho < \rho_0$)

$$R \approx (M/\rho)^{1/3} \approx (M_c/\rho_0)^{1/3}(\rho_0/\rho)^{1/6}. \quad (1.53)$$

Podstawiając $M_c \approx \alpha_G^{-3/2} \mu$, $\rho \approx \mu \lambda_e^{-3}$, mamy

$$R \approx R_c(\rho_0/\rho)^{1/6}, \quad R_c = \lambda_e \alpha_G^{-1/2} \approx 10^9 \text{ cm}. \quad (1.54)$$

Łącząc (1.54) z $M = M_c(\rho/\rho_0)$ otrzymujemy

$$MR^3 \approx M_c R_c^3. \quad (1.55)$$

Wobec tego promienie białych karłów maleją wraz ze wzrostem masy.

Rząd wielkości efektów relatywistycznych dla białych karłów wynosi zgodnie z (1.25) i (1.46):

$$\delta \approx \frac{\Delta v}{v} \approx \frac{\Delta M}{M} \approx \frac{v^2}{c^2} \approx \frac{v_s^2}{c^2} \approx \frac{R}{R_c} \approx \frac{p}{\rho c^2} \approx \frac{m}{\mu} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3} \approx 10^{-4}. \quad (1.56)$$

Powodem małości efektów relatywistycznych dla białych karłów jest wobec tego stosunek mas m/μ elektronu i protonu. Pomiar przesunięcia ku czerwieni światła promieniowanego przez białe karły jest więc równoznaczny z astrofizycznym określeniem stosunku mas elektronu i protonu!

Problemy:

10) Białe karły — czarne karły

W przedstawionych tu obliczeniach zaniedbaliśmy wkład energii cieplnej do ciśnienia. Odpowiada to położeniu $T = 0$, a więc nie promieniującym czarnym karłow. Pokazać, że jest to dobre przybliżenie nawet dla białych karłów o temperaturach wnętrza rzędu 10^8 K.

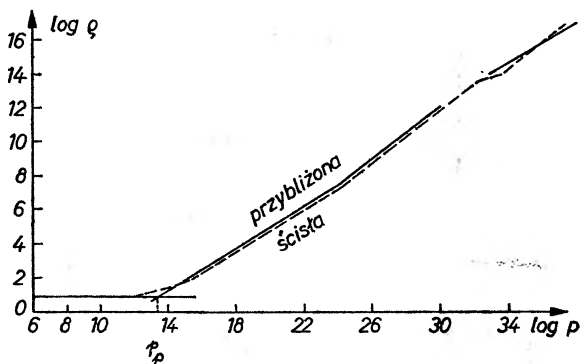
1.8. Księżyce, planety i białe karły: porównanie z doświadczeniem

Wyniki poprzedniego paragrafu pokazują, że dla białych karłów istnieje górna granica masy M , odpowiadająca dolnej granicy R_c ich promieni. W tym paragrafie wykażemy, że istnieje również dolna granica mas dla białych karłów.

Powodem tego jest fakt, że z (1.46) wynika $\rho \rightarrow 0$, gdy $p \rightarrow 0$. W rzeczywistości gęstość zimnej materii ρ_p jest skończona dla $p = 0$ i dana wzorem

$$\rho_p(p = 0) \approx \frac{\mu}{r_B^3} \approx 8 \text{ g cm}^{-3}, \quad (1.57)$$

gdzie $r_B = \lambda_e/a = 0,5 \times 10^{-8}$ cm jest promieniem Bohra. Gęstość ρ_p odpowiada z grubsza gęstości żelaza i jest typową gęstością ciał ziemskich, księżyców i planet (dokładna wartość oczywiście zależy od ich składu chemicznego, jak to wkrótce zobaczymy).



Rys. 10. Równanie stanu: porównanie uproszczonej teorii z dokładniejszymi obliczeniami (równanie stanu Harrisona-Wheelera; por. [7]). Dla $p < p_p$ położono $\rho = \rho_p = \text{const}$, a dla $p > p_p$ użyto równania stanu (1.46)

Poprawiamy więc równanie stanu zimnej materii w sposób pokazany na rys. 10. Dla ciśnień $p < p_p$ (p_p jest około rzędu wielkości większe od ciśnień otrzymywanych w doświadczeniach laboratoryjnych) kładziemy $\rho \approx \rho_p$. Związek między promieniem i masą dla $p < p_p$ wynosi

$$M = \rho_p R^3, \quad (1.58)$$

podczas gdy dla $\rho > \rho_p$ zachodzi związek (1.55)

$$MR^3 \simeq M_c R_c^3, \quad (1.59)$$

charakterystyczny dla białych karłów.

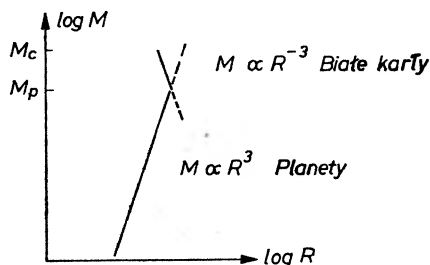
Robiąc wykres masy w zależności od promienia dla wzorów (1.58) i (1.59) otrzymujemy rys. 11. Dwie krzywe przecinają się, dając maksymalną masę M_p i maksymalny promień R_p , jaki może mieć planeta. M_p jest również dolną granicą masy dla białych (czarnych) karłów. Kładąc $\rho = \rho_p$ we wzorze na masę białych karłów, otrzymujemy dla M_p

$$M_p \approx M_c (\rho_p / \rho_0)^{1/2} \approx M_c \alpha^{3/2} \approx 2 \times 10^{30} \text{ g}, \quad (1.60)$$

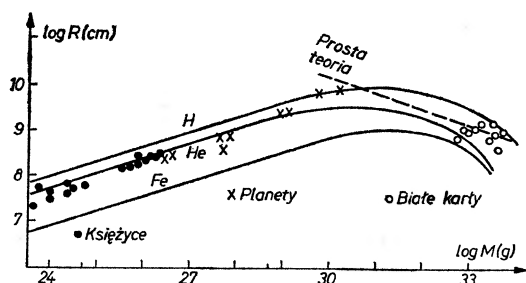
gdzie α jest stałą struktury subtelnej, $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$. Wzór (1.60) wynika z $r_B = a\lambda_e$ oraz z (1.41, 57).

Białe karły mogą więc istnieć tylko w wąskim zakresie masy między M_p i M_c . Z drugiej strony „planetarny” zakres mas jest ogromny i rozciąga się od atomu wodoru do $M_p = 10^{64} \mu \sim 2 \times 10^{30}$ g. W tym przedziale dominują siły elektromagnetyczne (por. jednakże problem 11 dla bardziej szczegółowej dyskusji).

Rys. 12 pokazuje porównanie naszej prostej teorii z danymi obserwacyjnymi. Znalazienie dolnej granicy mas dla planet i księżyców pozostawiamy Czytelnikowi (problem 11).



Rys. 11. Zależność masy od promienia dla planet i białych karłów



Rys. 12. Związek mas i promieni dla białych karłów, planet i księżyców (na podstawie [8]). Rysunek porównuje naszą prostą teorię z przewidywaniami bardziej skomplikowanego modelu (biorącego pod uwagę skład chemiczny) oraz z danymi doświadczalnymi

Problemy:

11) Dolna granica mas planet i księżyców

Planeta lub księżyc mogą być socharakteryzowane przez fakt, że ich energia wiązania nie jest wynikiem efektów typu ciała stałego (jak np. dla meteorytów), lecz jest wynikiem grawitacji. Oznaczając przez ϵ energię wiązania na jeden atom i przez n liczbę masową atomów pokazać, że siły grawitacyjne przeważają tylko dla mas (przyjmujemy $\epsilon \approx 1 \text{ eV}$, $n \approx 50$)

$$M > M_m \approx M_p (\epsilon / n^2 a^2 m c^2)^{3/2} \approx 10^{-7} M_p. \quad (1.61)$$

Masy te mogą być również scharakteryzowane przez to, że z dobrym przybliżeniem mają kształt kulisty, podczas gdy masy $M < M_m$ mogą mieć dowolne kształty geometryczne.

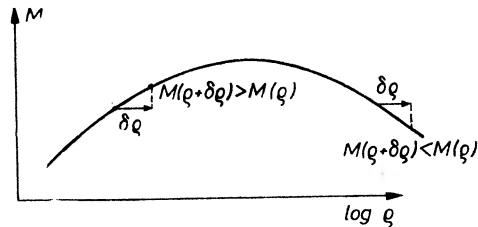
1.9. Gwiazdy neutronowe

Teoria z paragrafu 1.7 przewidywała stabilne gwiazdy o masie $M = M_c$ dla $\rho > \rho_0$. To przewidywanie jest jednak nierealistyczne, ponieważ dla $\rho = \rho_0$ energia Fermiego ϵ_F wzrasta do wartości $\epsilon_F \approx m c^2 \approx 0,5 \text{ MeV}$ porównywalnej z różnicą mas neutronu i protonu. Dla $\rho \gtrsim \rho_0$ staje się wobec tego korzystna zamiana protonów na neutrony (odwrotny rozpad β):



Zachodzi to przede wszystkim w jądrach znajdujących się w materii gwiazdowej. Przy wyższych gęstościach ($\sim 10^{11}$ g/cm³) obok egzotycznych jąder takich jak ${}_{39}^{122}\text{Y}$ zaczynają występować swobodne neutrony i przy $\rho \sim 10^{13}$ g/cm³ następuje przejście w materię neutronową.

Powstawanie neutronów gwałtownie zmniejsza liczbę swobodnych elektronów w przedziale gęstości 10^8 — 10^{13} g/cm³. Wobec tego w tym przedziale gęstości ciśnienie nie jest dane wzorem (1.46), lecz jest znacznie mniejsze. Konsekwencją tego jest fakt, że $M(\rho)$ nie pozostaje stałe jak przewiduje to (1.49), lecz jest malejącą funkcją ρ przedstawioną przerywaną linią na rys. 13.



Rys. 13. Równowaga gwiazd

Równowaga między ciśnieniem i siłami grawitacyjnymi jest teraz w tym zakresie gęstości niestabilna, co można spostrzec w następujący sposób: niech gwiazda podlega małym radialnym wibracjom, powodującym większe gęstości (mniejszy promień) jak pokazano na rys. 13. Dla gęstości $\rho + \delta\rho$ masa $M(\rho + \delta\rho)$ jest stabilna i, jeśli M jest rosnącą funkcją ρ , masa ta jest większa od $M(\rho)$. Wobec tego $M(\rho)$ będzie również stabilna przy wyższych gęstościach. Jeżeli M jest malejącą funkcją gęstości, dla gęstości $\rho + \delta\rho$ stabilna jest masa mniejsza niż $M(\rho)$. $M(\rho)$ będzie niestabilna i będzie podlegać zapadaniu się, tzn. będzie przesuwac się na prawo na rys. 13.

Argument ten (który jest łatwo rozszerzyć na $\delta\rho < 0$) pokazuje, że nie istnieją stabilne gwiazdy dla zakresu gęstości, w którym $M(\rho)$ maleje, tzn. w zakresie gęstości od około 10^8 do 10^{13} g/cm³.

Przy gęstościach około 10^{13} g/cm³ zaczyna być istotne ciśnienie gazu neutronowego. Równanie stanu dla $\rho \gtrsim 10^{13}$ g/cm³ może być wyprowadzone w prosty sposób podobnie jak dla obszaru białych karłów. Praktycznie możemy ominąć te rachunki, zastępując we wszystkich wyrażeniach masę elektronu m przez masę neutronu μ .

Modyfikując (1.46) otrzymujemy równanie stanu

$$\frac{p}{\rho c^2} = f(\rho) \approx \begin{cases} \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{n/3} & n = 2 & \rho < \rho_1 \\ (1)0 & n = (1)0 & \rho > \rho_1 \end{cases}, \quad (1.63)$$

gdzie gęstość ρ_1 przejścia do relatywistycznych neutronów jest dana wzorem

$$\rho_1 = \mu(\hbar/mc)^{-3} \approx 10^{17} \text{ gcm}^{-3}. \quad (1.64)$$

W (1.63) zaznaczyliśmy, że $n = 1$ musi być zastąpione przez $n = 0$ dla $\rho > \rho_1$. Prowadzi to do równania stanu $p \approx \rho c^2$ dla wysokich gęstości energii, odpowia-

dającego gazowi cząstek bezmasowych (por. z promieniowaniem ciała doskonale czarnego: $p = \rho c^3/3$). Powodem zastąpienia $n = 1$ przez $n = 0$ jest konieczność uwzględnienia wkładu kinetycznej energii neutronów do gęstości masy ρ (dla gazu elektronowego nie było to konieczne; dlaczego?).

Obliczając widmo mas neutronowych gwiazd z (1.63) postępujemy tak jak w paragrafie 1.7. Wynik jest następujący

$$M(\rho) \approx M_c(\rho/\rho_1)^{1/2} \quad \rho < \rho_1, \quad (1.65)$$

gdzie M_c jest granicą Chandrasekhara (1.50). W przybliżeniu tutaj stosowanym zarówno gwiazdy neutronowe, jak i białe karły mają tę samą masę graniczną. Powodem tego jest niewystępowanie masy elektronu w (1.50).

Dla $\rho > \rho_1$ mamy $M = M_c(\rho_1/\rho)^{1/2}$, tzn. krzywa $M(\rho)$ jest malejąca i nie istnieją stabilne gwiazdy w tym zakresie mas.

Efekty relatywistyczne dla gwiazd neutronowych zgodnie z (1.25) są następujące

$$\delta \approx \frac{\Delta v}{v} \approx \frac{\Delta M}{M} \approx \frac{v_s^2}{c^2} \approx \frac{v^2}{c^2} \approx \frac{\mathcal{R}}{R} \approx \frac{p}{\rho c^2} \approx \left(\frac{\rho}{\rho_1}\right)^{2/3} \quad (1.66)$$

Nie występuje tu żaden mały parametr i efekty relatywistyczne są rzędu jedności dla $\rho \approx \rho_1$. W obliczeniach modeli gwiazd neutronowych niezbędne jest uwzględnienie poprawek wynikających z ogólnej teorii względności.

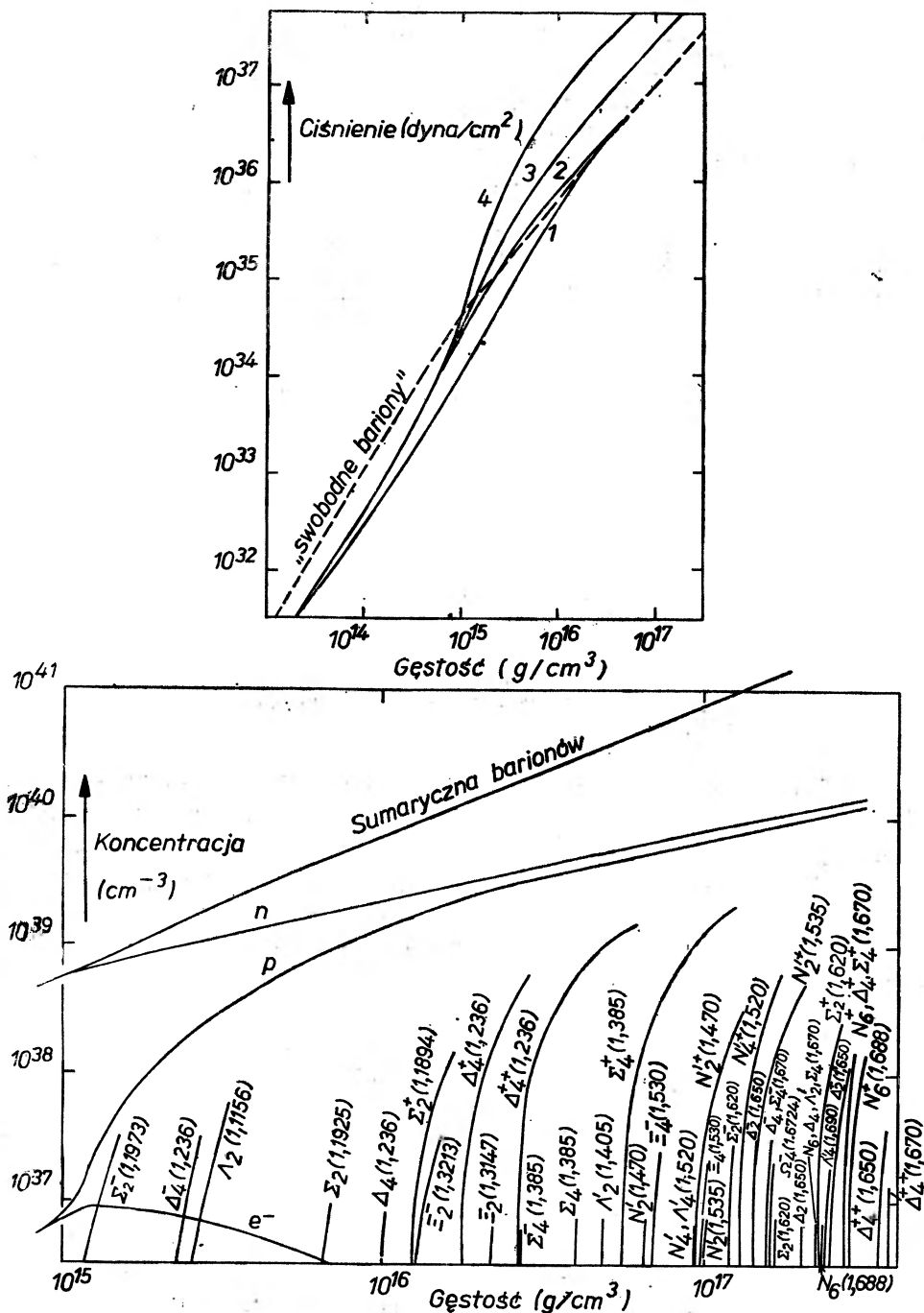
Poprawki te nie są jedynymi, które należy wziąć pod uwagę. Listę efektów, które należy uwzględnić w bardziej realistycznych obliczeniach, stanowią:

1) Poprawki do równania stanu. Zarówno silne oddziaływania, jak i wkład od cząstek innych niż neutrony muszą być wzięte pod uwagę. Rys. 14 przedstawia najnowsze wyniki obliczeń [9] ilustrujące zależność równania stanu od uwzględnionych założeń o silnych oddziaływaniach i widmie mas cząstek elementarnych.

Nie jest nawet pewne, czy $p = \rho c^2$ jest asymptotyczną postacią równania stanu. Zgodnie z teorią Hagedorna (1971), przy wyższych gęstościach coraz więcej rodzajów cząstek z ciągle wzrastającymi masami wnosi wkład do ρ , prowadząc do równania stanu $p \approx \rho/\ln \rho$ dla $\rho \rightarrow \infty$.

2) Poprawki wynikające z ogólnej teorii względności. Relatywistyczny defekt masy ΔM dla gwiazd neutronowych jest duży i musi być wzięty pod uwagę w warunku równowagi ciśnień. Energia ściskania materii gwiazdowej daje efekt porównywalnej wielkości, lecz o przeciwnym znaku, co defekt masy. Znaczna jest również krzywizna przestrzeni wokół gwiazd neutronowych. Efekty te są zawarte w równaniu Tolmana-Oppenheimera-Volkoffa (por. np. [7] lub [10]), zastępującym warunek równowagi gwiazdowej (1.3).

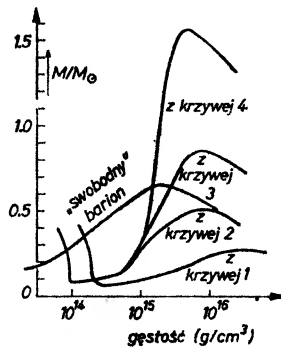
$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G(M(r) + 4\pi p r^3/c^2)}{r(r - 2GM(r)/c^2)} (\rho + p/c^2). \quad (1.67)$$



Rys. 14. Równanie stanu dla dużych gęstości materii i koncentracja cząstek w funkcji gęstości materii [9]

Równanie to może być łatwo scałkowane numerycznie, dając dla równania stanu przedstawionego na rys. 14 widmo mas gwiazd neutronowych z rys. 15.

3) Efekty związane z ruchem obrotowym gwiazdy. Gwiazda rotująca może mieć większą masę niż nierotująca. Trudno jest jednak oszacować, o ile ruch obrotowy może podwyższyć górną granicę masy dla gwiazd neutronowych. Przeprowadzone obliczenia [11] dają wzrost o około 25%. Oszacowano również [12] efekty różniczkowej rotacji (gwiazda wiruje szybciej we wnętrzu, gdzie ciśnienie jest wyższe) i otrzymano, że gwiazdy neutronowe o masie do 50% większej niż nierotujące mogą być w ten sposób stabilne.



Rys. 15. Widmo mas gwiazd neutronowych [9]

Dla naszej dyskusji o czarnych dziurach potrzebna będzie znajomość górnej granicy masy dla gwiazd neutronowych. Jak widzieliśmy granica ta jest niestety raczej niepewna. (rysunki 14, 15 pokazują tylko niektóre typowe przykłady obliczeń dla widm gwiazd neutronowych. Znacznie więcej obliczeń pojawiło się w literaturze w ostatnich latach, dając górną granicę masy w przedziale od $0,5 M_{\odot}$ do $2,8 M_{\odot}$). Jest to spowodowane głównie naszą niezajomością prawdziwego równania stanu w zakresie gęstości odpowiadającym gwiazdom neutronowym.

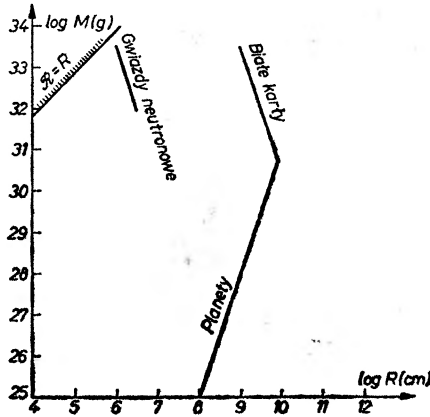
Jedno jednak ograniczenie na równanie stanu nakłada przyczynowość, ponieważ prędkość dźwięku v_s nie może przewyższać prędkości światła, tzn. $v_s^2 = dp/d\rho \lesssim c^2$. Zakładając, że materia jest nieściśliwa, co jest możliwe dla $\rho > 10^{13} \text{ g/cm}^3$ (dla mniejszych gęstości rozporządzamy raczej pewnymi obliczeniami), wyliczono [13], że górna granica masy gwiazd neutronowych wynosi $M_c \approx 3,3 M_{\odot}$. Należy dodać do tego wyniku poprawki, wynikające z ruchu obrotowego. Jest wobec tego bardzo prawdopodobne, że stabilne gwiazdy neutronowe mogą istnieć tylko w obszarze mas mniejszych niż $4,5 M_{\odot}$. Rzeczywista górna granica masy dla gwiazd neutronowych jest przypuszczalnie jeszcze mniejsza ($1-3 M_{\odot}$??).

Bez dowodu dodamy, że dolna granica masy dla gwiazd neutronowych wynosi około $0,1 M_{\odot}$.

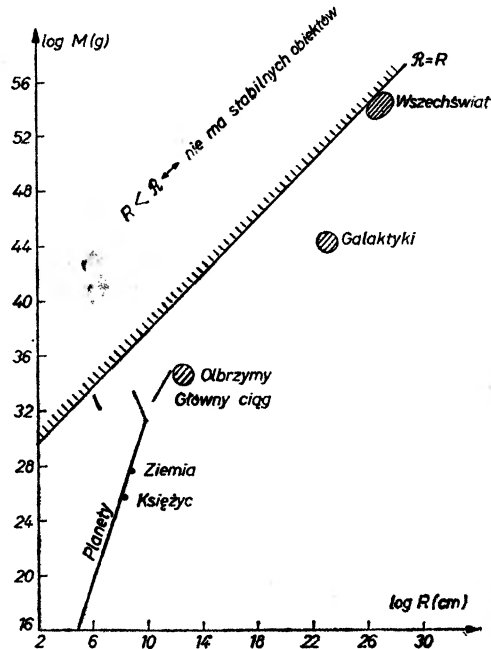
Problemy:

12) Pulsary

Okres pulsacji (obserwowanych dla promieni X, częstotliwości optycznych i radiowych) pulsara w mgławicy Krab wynosi $T \approx 0,033$ s. Przy użyciu (1.26) obliczyć dolną granicę średniej gęstości pulsara (pulsar nie musi wirować z graniczną częstotliwością!).



Rys. 16. Stany równowagi zimnej materii



Rys. 17. Zależność masy od promienia dla różnych obiektów astrofizycznych

1.10. Podsumowanie

Uzyskane wnioski są przedstawione na rys. 16. Rysunek pokazuje, że zimna, skondensowana materia może istnieć w postaci gwiazd neutronowych, białych karłów i planet (włączając wszystkie mniejsze obiekty). Istnieje górna granica masy ($M \sim 3 M_{\odot}$) i promienia ($R \approx 5 \times 10^4$ km) dla stanów równowagi zimnej materii.

Na rys. 17 poprzedni wykres został rozszerzony przez dołączenie wielu innych obiektów astrofizycznych, jak gwiazd z głównego ciągu, olbrzymów, galaktyk, gromad galaktyk i w końcu Wszechświata. Rysunek zawiera również linię $R = \mathcal{R}$. Jest to linia graniczna dla czarnych dziur, które będą tematem następnego rozdziału.

2. Teoria czarnych dziur

2.1. Grawitacyjne zapadanie się

Rysunek 17 wskazuje na interesujący fakt: gwiazdy z głównego ciągu (a także olbrzymy) znajdują się w tym samym przedziale mas co gwiazdy neutronowe i białe karły. Nieznane są gwiazdy z głównego ciągu o masach $M > 60 M_{\odot}$. Z drugiej strony gwiazdy o masie mniejszej niż masa M_p (określona wzorem (1.60)) w czasie grawitacyjnego kurczenia się nie ogrzeją się wystarczająco do zapoczątkowania reakcji termojądrowych.

Nasuwa się stąd oczywiste pytanie: masą charakterystyczną dla zdegenerowanych gwiazd jest masa graniczna Chandrasekhara M_c (1.50). Dlaczego rząd wielkości mas zwykłych gwiazd jest również scharakteryzowany przez M_c ? W jaki sposób stała \hbar wchodzi w skalę mas niezdegenerowanych gwiazd? Odpowiedzi na te pytania zawiera problem 13.

Zgodność rzędów wielkości mas gwiazd neutronowych, białych karłów i zwykłych gwiazd jest raczej zaskakująca, biorąc pod uwagę różne mechanizmy fizyczne funkcjonowania tych trzech klas gwiazd. To, że zgodność ta jest istotna dla przyrody, można zobaczyć, rozpatrując efekty wynikające z tego, że równość trzech skal mas nie jest zupełnie dokładna: zakres mas gwiazd niezdegenerowanych sięga do $60 M_{\odot}$, zdegenerowanych zaś tylko do (około) $M_c \approx 3 M_{\odot}$. Co się stanie, gdy gwiazda o masie $M > M_c$ wyczerpie swe paliwo jądrowe? Wtedy gwiazda nie może dłużej utrzymać swojej wysokiej temperatury i zaczyna się zapadać. Nie istnieje jednak stan równowagi zimnej materii, który gwiazda mogłaby osiągnąć, o ile nie pozbędzie się w jakiś sposób w czasie zapadania się części swojej masy.

Wiemy bardzo niewiele o dynamice zapadania się gwiazd w rzeczywistych warunkach, ponieważ należy uwzględnić wiele zjawisk (ruch obrotowy, promieniowanie, fale uderzeniowe, procesy termojądrowe, poprawki relatywistyczne itp.). Jeśli M nie jest dużo większa od M_c , to gwiazda jest w stanie pozbyć się wystarczającej ilości masy (nawet jeśli nie wiruje) w czasie zapadania

się i stać się białym karłem albo gwiazdą neutronową otoczoną przez wyrzuconą materię. Doświadczalnym dowodem tej idei są pozostałości po gwiazdzie supernowej (np. w postaci mgławicy Krab) z gwiazdą neutronową w środku.

Co się dzieje, gdy gwiazda nie może się pozbyć wystarczającej ilości masy, aby osiągnąć stabilną równowagę i stać się gwiazdą neutronową lub białym karłem? Nieistnienie stabilnej konfiguracji spowoduje kontynuację zapadania się gwiazdy aż do nieskończonych gęstości. Ogólna teoria względności przewiduje, że w tych warunkach utworzy się czarna dziura. (Druga możliwość, utworzenie się „naturalnej osobliwości”, nie może być ściśle wykluczona. Przeprowadzone ostatnio rozważania teoretyczne sugerują jednak, że czyste osobliwości prawdopodobnie nie są wynikiem grawitacyjnego zapadania.)

Czarne dziury są z pewnością najbardziej relatywistyczne spośród wszystkich gwiazdowych obiektów i ścisła teoria opisująca własności czarnych dziur musi być oparta na równaniach pola ogólnej teorii względności. Najważniejszą właściwość czarnych dziur, istnienie „półprzepuszczalnej błony” albo „horyzontu zdarzeń” może być jednak rozumiana już na gruncie fizyki newtonowskiej (należy to uważać za szczęśliwy zbieg okoliczności!).

Dla wyprowadzenia tej charakterystycznej właściwości czarnych dziur, rozważmy tak jak w paragrafie 1.4 prędkość ucieczki v . Do ucieczki z powierzchni ciała o masie M i promieniu R potrzebna jest prędkość $v^2/2 = GM/R$, tzn.

$$\frac{v^2}{c^2} \approx \frac{2GM}{Rc^2} = \frac{\mathcal{R}}{R} \quad (2.1)$$

Jeśli zastosujemy ten newtonowski rezultat do ciała o promieniu $R = \mathcal{R}$ otrzymamy z (2.1) $v = c$. W tym wypadku nawet światło nie może uciec do nieskończoności. Pole grawitacyjne stało się tak silne, że światło spada z powrotem na ciało.

Światło nie może być wobec tego wypromieniowane z powierzchni ciała o promieniu $R \leq \mathcal{R}$ i gwiazda, która zapadła się, osiągając promień Schwarzschilda, staje się „czarną dziurą”. Stadia zapadania się dla promieni $R \leq \mathcal{R}$ nie mogą być obserwowane z zewnątrz, ponieważ światło i cząstki będą zawsze spadały z powrotem na powierzchnię ciała. Już ten fakt sugeruje, że nie może istnieć stabilny stan równowagi dla $R \leq \mathcal{R}$; taki układ będzie się zawsze zapadał. Dla dokładniejszego opisu tej sytuacji musimy użyć pojęcia czasoprzestrzeni stosowanego w ogólnej teorii względności. Będzie to tematem następnego paragrafu.

Problemy:

13) Górna granica masy dla zwykłych gwiazd

Zwykłe gwiazdy z głównego ciągu mogą być scharakteryzowane przez fakt, że ciśnienie promieniowania

$$p_R \approx kT \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3$$

jest mniejsze niż ciśnienie gazu p :

$$p_R < p = c^2(kT/\mu c^2)$$

(w przeciwnym wypadku powstają niestabilności). Używając (1.7, 10, 32), pokazać, że warunek ten prowadzi do granicy Chandrasekhara jako górnej granicy masy dla zwykłych gwiazd. (Lepsze oszacowanie, biorące pod uwagę czynniki liczbowe, daje jako górną granicę $\sim 100 M_\odot$.)

14) Energia pulsarów

Moment pędu L ,

$$L \approx MR^2\omega,$$

jest zachowany podczas zapadania się gwiazdy. Gwiazda neutronowa ($R \approx 10$ km) jest wytworzona przez zapadanie się zwykłej gwiazdy ($R \approx 10^8$ km, $M \approx M_\odot$, $\omega \approx 10^{-5}$ s $^{-1}$). Jaki jest okres obrotu gwiazdy neutronowej? W jaki sposób wzrasta energia ruchu obrotowego

$$E_R \sim MR^2\omega^2$$

w czasie zapadania się? Skąd pochodzi ta energia?

15) Pole magnetyczne pulsarów

Zakładając, że strumień indukcji magnetycznej

$$\Phi \approx BR^2$$

jest zachowany w czasie zapadania się gwiazdy, możemy wyliczyć pole magnetyczne dla gwiazdy neutronowej. Przyjmujemy $B \approx 10^8$ Gs dla gwiazd z głównego ciągu. Jaka jest gęstość masy $\rho = B^2/8\pi c^4$ pola magnetycznego otaczającego gwiazdę neutronową?

16) Promieniowanie pulsarów

Jeśli oś dipola magnetycznego jest nachylona w stosunku do osi obrotu, pulsar emituje silną falę elektromagnetyczną (magnetyczne promieniowanie dipolowe). Strata energii jest rzędu wielkości

$$\frac{dE}{dt} \approx d^2\omega^4c^{-3}$$

gdzie $d \approx BR^2$ jest magnetycznym momentem dipolowym. Strata energii prowadzi do zwolnienia ruchu obrotowego pulsara. Jaka jest skala czasowa tego spowolnienia dla pulsara w mgławicy Krab ($\omega \sim 200$ s $^{-1}$)?

2.2. Czasoprzestrzeń w pobliżu czarnych dziur

Geometria czasoprzestrzeni w sąsiedztwie (nieobracającej się) czarnej dziury jest dana przez element długości (Schwarzschilda):

$$c^2 ds^2 = c^2 dt^2 (1 - \frac{R}{r}) - dr^2 (1 - \frac{R}{r})^{-1} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (2.2)$$

W ogólności ten element długości opisuje geometrię na zewnątrz sferycznie symetrycznego, nie obracającego się obiektu. Człony podkreślone w (2.2) dają przyczynek do krzywizny czasoprzestrzeni, tzn. pola grawitacyjnego czarnej dziury.

Pierwszy człon po prawej stronie (2.2) można łatwo zinterpretować: jeśli $dr = d\theta = d\varphi = 0$, tzn. jeśli rozważamy zegar spoczywający w stosunku do czarnej dziury, to

$$ds = dt(1 - R/r)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Element ds czasu własnego jest równy dt dla $r \rightarrow \infty$; t jest wobec tego czasem wskazywanym przez zegary w nieskończoności. Dla $r < \infty$ mamy $ds < dt$, tzn. różnica czasów wskazywana przez zegary bliskie czarnej dziury (albo obiektu posiadającego masę) jest mniejsza niż różnica czasów obserwowana w nieskończoności. (Ta hipoteza była sprawdzona w bezpośredni sposób za pomocą zegarów atomowych umieszczonych w samolocie [14].)

Spowolnienie rytmu zegarów w pobliżu mas ma dwie ważne konsekwencje:

1) Atomy są najniezawodniejszymi dostępnymi zegarami. Przesunięcie ku czerwieni ich linii widmowych — wyliczone w liniowym przybliżeniu z (1.17) — jest bezpośrednim testem (2.3). Ścisłe wyrażenie (uwzględniające wszystkie rzędy rozwinięcia w \mathcal{R}) na przesunięcie ku czerwieni jest zgodnie z (2.3) następujące

$$\nu' = \nu(1 - \mathcal{R}/r)^{1/2}, \quad (2.4)$$

gdzie ν' jest częstotliwością obserwowaną w nieskończoności. Dla $r = \mathcal{R}$ otrzymujemy $\nu' = 0$, tzn. nieskończone przesunięcie ku czerwieni. Wyrażenie (2.4) zostało otrzymane w ogólnej teorii względności, w przeciwieństwie do rozważań poprzednich paragrafów, opartych na ideach newtonowskich (dla $r < \mathcal{R}$ zgodnie z (2.4) przesunięcie ku czerwieni stałoby się nawet urojone).

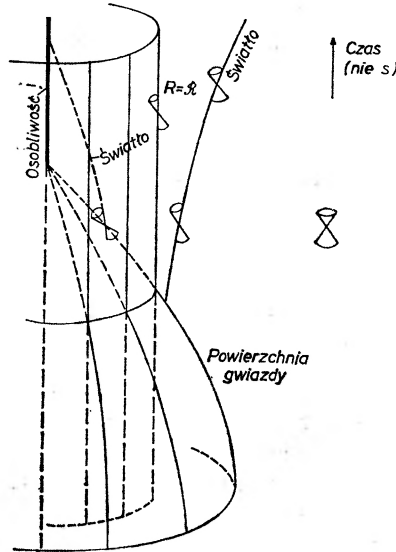
2) Zapadanie się gwiazdy wymaga nieskończonego czasu dla osiągnięcia $r = \mathcal{R}$. Wszystkie ruchy stają się coraz wolniejsze, gdy osiągany jest promień Schwarzschilda i zapadanie gwiazdy — widziane przez stacjonarnego obserwatora, znajdującego się w pewnej odległości od gwiazdy — wydaje się zatrzymywać, gdy jest osiągany promień $R = \mathcal{R}$. Fakt ten jest przyczyną nazwy „zamrożone gwiazdy” nadanej czarnym dziurom w literaturze radzieckiej.

Dla obserwatora spadającego wraz z gwiazdą (np. siedzącego na jej powierzchni) upływa skończony czas własny nie tylko do chwili, gdy gwiazda osiąga promień $R = \mathcal{R}$, lecz również do momentu, gdy $R = 0$, tzn. do chwili osiągnięcia stanu nieskończonej gęstości. Czas zapadania mierzony przez spadającego obserwatora jest dany (z dokładnością do czynników rzędu jedności) przez (1.28), tzn. $T_c \sim (G\rho)^{-1/2}$. Rys. 18 wyjaśnia dziwne zachowanie się zegarów przy użyciu wykresu czasoprzestrzennego.

Przedstawiona na rysunku powierzchnia zapadającej się gwiazdy przecina promień Schwarzschilda w skończonym czasie własnym. Stożki świetlne występujące na rysunku odpowiadają położeniu w (2.2) $ds = 0$. Mają one swoją zwykłą postać dla $r \rightarrow \infty$, ale w miarę zbliżania się do $r = \mathcal{R}$ coraz bardziej nachylają się. Dla promienia Schwarzschilda przyszłościowy stożek świetlny skierowany jest do wnętrza „horyzontu zdarzeń” $r = \mathcal{R}$. Światło nie może wobec tego wydostać się z obszaru $r \leq \mathcal{R}$. To samo zachodzi również dla wszystkich innych cząstek.

Dla $r < \mathcal{R}$ linie $r = \text{const}$ nie leżą już wewnątrz stożka świetlnego. W obszarze tym jest niemożliwy spoczynek przy ustalonym promieniu (zgodnie z (2.2) $r = \text{const}$, $dt \neq 0$ nie jest linią czasową dla $r < \mathcal{R}$). Wobec tego ze względów przyczynowości nieuniknione jest zapadanie do $r = 0$, skoro tylko został prze-

kroczony promień Schwarzschilda. Zapadanie dla $r < \mathcal{R}$ nie może być zatrzymane przez żaden rodzaj sił, ponieważ linie światła cząstek muszą pozostawać wewnątrz lokalnych stożków świetlnych nawet, jeśli działają na nie dowolnie wielkie siły!



Rys. 18. Stożki świetlne wokół czarnych dziur

2.3. Pole grawitacyjne czarnych dziur

Czarna dziura może wpływać na otoczenie w bezpośredni sposób jedynie poprzez swe pole grawitacyjne. Pole może być opisane przy użyciu potencjału efektywnego (zawierającego potencjał odśrodkowy) tak jak w teorii newtonowskiej.

Orbitę w polu grawitacyjnym sferycznie symetrycznego ciała (albo czarnej dziury) mogą być wyliczone zgodnie z ogólną teorią względności z prawa zachowania energii:

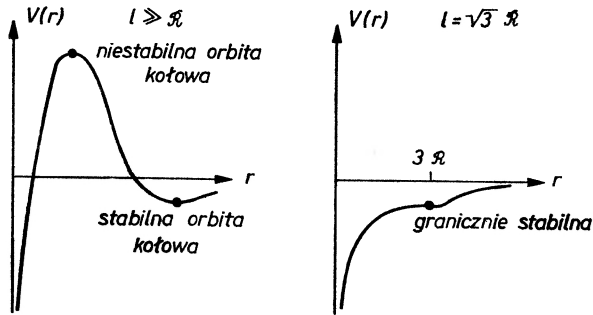
$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{ds} \right)^2 + V(r) = E. \quad (2.5)$$

(Czas dt , występujący w teorii newtonowskiej, musi być zastąpiony przez element ds czasu własnego). Potencjał efektywny

$$V(r) = -\frac{GM}{r} - \frac{l^2}{2r^2} - \frac{\mathcal{R}l^2}{2r^3} \quad (2.6)$$

różni się od wyrażenia newtonowskiego obecnością trzeciego członu w (2.6). Wzory (2.5), (2.6) należy uzupełnić prawem zachowania momentu pędu:

$$r^2 \frac{d\varphi}{cds} = l. \quad (2.7)$$



Rys. 19. Potencjał efektywny dla różnych wartości l

Rys. 19 przedstawia postać $V(r)$ dla różnych wartości parametru l związanego bezpośrednio z momentem pędu.

Pierwszy wykres przedstawia sytuację klasyczną $l \gg R$. Istnieje minimum $V(r)$, co prowadzi do stabilnych orbit kołowych dookoła czarnej dziury (lub gwiazdy). Nową własnością relatywistycznego potencjału jest maksimum $V(r)$, odpowiadające niestabilnej orbicie kołowej o dodatniej energii.

Gdy moment pędu l zmniejsza się, różnica między teorią newtonowską i przewidywaniami teorii relatywistycznej wzrasta.

W teorii Newtona są możliwe stabilne kołowe orbity o dowolnie małych promieniach i dowolnie wielkich energiach wiązania, gdy $l \rightarrow 0$.

Zgodnie z ogólną teorią względności minimum i maksimum potencjału (2.6) przy zmniejszaniu się wartości l zaczynają się zbliżać do siebie aż do powstania pojedynczego punktu siodłowego $r = 3R$ przy $l = \sqrt{3}R$. Wobec tego $r = 3R$ jest najmniejszą możliwą orbitą kołową wokół czarnej dziury.

Z (2.5), (2.6) wynika, że grawitacyjna energia wiązania cząstki o masie m wynosi $E = -0,055 mc^2$, gdy $r = 3R$, przy czym prędkość cząstki jest dużo mniejsza od c . Stąd wynika, że zjawiska związane z dużymi prędkościami, znane z fizyki cząstek (kołowe orbity w akceleratorach) nie występują w grawitacji. Fakt ten ma istotne znaczenie dla dyskusji o powstawaniu fal grawitacyjnych, np. dla dyskusji o możliwości grawitacyjnego promieniowania synchrotronowego [15].

Otrzymujemy wobec tego następujące wyniki dla ruchu cząstek wokół czarnych dziur. Cząstki przybywające z nieskończoności o $l \lesssim R$, tzn. z parametrem zderzenia d_∞ takim, że

$$d_\infty \cdot v_\infty \lesssim R \cdot c \quad (2.8)$$

(v_∞ jest prędkością cząstki w nieskończoności) są chwytywane przez czarną dziurę. Wynika stąd, że efektywny przekrój czynny na schwytywanie przez czarne dziury wynosi

$$\sigma \approx d_\infty^2 \approx \mathcal{R}^2 \frac{c^2}{v_\infty^2}. \quad (2.9)$$

Cząstki o $l \gg \mathcal{R}$, krążące wokół czarnej dziury, będą wysyłały jakieś promieniowanie (grawitacyjne, elektromagnetyczne itp.) i wobec tego będą wolno zmniejszały swą energię, moment pędu i promień orbity r . Po osiągnięciu promienia $r = 3\mathcal{R}$ nie jest możliwa, zgodnie z rys. 19, żadna stabilna orbita i cząstka bardzo gwałtownie spadnie na czarną dziurę (problem 17).

Ponieważ energia wiązania na ostatniej orbicie kołowej wynosi $5,5\% mc^2$ (i prawie nie ma żadnego promieniowania w czasie końcowego, gwałtownego spadku na centrum), otrzymujemy ważny wynik, że cząstka spadając na czarną dziurę będzie ogólnie wypromieniowywała $5,5\%$ swojej masy spoczynkowej (por. jednakże wyniki z następnego paragrafu dla wirujących czarnych dziur).

Problemy:

17) Grawitacyjne promieniowanie

Gdy ciało o masie m krąży po orbicie o promieniu r z częstością ω , emitowane są fale grawitacyjne o energii na jednostkę czasu

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{G}{c^5} \omega^6 R^4 m^2.$$

Oszacować natężenie fal grawitacyjnych promieniowanych przez Ziemię. Jak długo będzie Ziemia spadać na Słońce w wyniku tego procesu? Pokazać, że strata energii może być zapisana w postaci

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{c^5}{G} \left(\frac{\mathcal{R}_1}{R} \right)^3 \left(\frac{\mathcal{R}_2}{R} \right)^2$$

gdzie \mathcal{R}_1 i \mathcal{R}_2 są odpowiednio promieniami Schwarzschilda Słońca i Ziemi. Jaki jest rząd wielkości c^5/G ? Kiedy można oczekiwać silnego promieniowania fal grawitacyjnych?

2.4. Wirujące czarne dziury

W poprzednich rozważaniach o czarnych dziurach nie uwzględniliśmy ich ruchu obrotowego. Widzieliśmy już jednak w czasie rozważań nad pulsarami, że ruch obrotowy jest bardzo ważnym czynnikiem, którego nie można pominąć. Spodziewamy się, że czarne dziury będą miały na ogół bardzo duże momenty pędu.

Kerr [16] podał rozwiązanie równań Einsteina w ogólnej teorii względności, uogólniając rozwiązanie Schwarzschilda na przypadek wirującej czarnej dziury. Rozwiązanie zawiera dwa parametry, masę M i moment pędu L .

Newman i współpracownicy [17] uogólnili rozwiązanie Kerra, biorąc pod uwagę możliwy ładunek elektryczny Q wirujących czarnych dziur. Czarne dziury Kerra-Newmana są więc charakteryzowane przez trzy parametry M , L , Q .

Późniejsza analiza (np. [18, 19]) wykazała, że czarna dziura Kerr-Newmana jest najogólniejszą z możliwych. Wszystkie inne parametry zapadającej się gwiazdy — momenty multipolowe, pola magnetyczne itp. — zanikają w czasie zapadania.

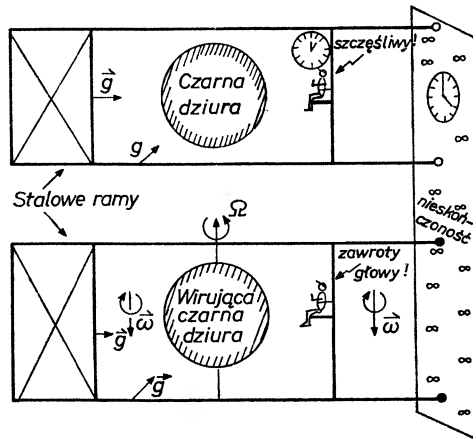
Nie wirująca czarna dziura nie może np. posiadać magnetycznego pola dipolowego, gdyż pole to zapadłoby się pod wpływem własnego ciężaru. Jest to bardzo ważna własność, gdyż oczekuje się, że gwiazdy neutronowe mają bardzo silne (10^{12} Gs) pola magnetyczne. Pole magnetyczne może służyć do doświadczalnego rozróżniania gwiazd neutronowych i czarnych dziur.

Okazuje się jednak, że wirująca, naładowana czarna dziura posiada magnetyczne pole dipolowe. Z analizy teoretycznej wynika, że jej moment dipolowy \vec{d} i moment pędu \vec{L} są powiązane zależnością

$$\vec{d} = 2 \frac{Q}{2Mc} \vec{L}. \quad (2.10)$$

Stosunek giromagnetyczny dla czarnych dziur wynosi więc 2, tak jak dla elektronów. Przyczyną istnienia magnetycznego momentu dipolowego jest „wleczenie układów inercjalnych” blisko wirującej czarnej dziury. Jest to charakterystyczny i ważny efekt ogólnej teorii względności, mający bliski związek z „zasadą Macha”.

Wleczenie układów inercjalnych najłatwiej wyjaśnić w sposób przedstawiony na rys. 20.



Rys. 20. Wirująca i nie wirująca czarna dziura

Wyobraźmy sobie, że znaleziono czarną dziurę i w celu jej zbadania zbudowano wokół niej masywną stalową ramę, przedstawioną na rysunku. Wewnątrz ramy umieszczono dużą liczbę obserwatorów. W przypadku nie wirującej czarnej dziury obserwatorzy zauważą dwa zjawiska. Pierwsze polega na tym, że im bliżej czarnej dziury siedzą, tym są młodsi (czarna dziura jest źródłem młodości!). Drugie dotyczy pola grawitacyjnego, wyznaczanego np. przez pomiar

wydłużenia przyczepionych do stalowej ramy sprężynek, na końcach których zawieszono są jednostkowe masy. Okazuje się, że pole to wzrasta w kierunku czarnej dziury.

Dolna część rys. 20 pokazuje, że wirująca czarna dziura wywołuje nowe zjawisko: obserwatorzy mają zawroty głowy. Wydaje im się, że wszystko wiruje wokół nich, mimo że są związani ze stalową ramą solidnie umocowaną w „nieskończoności”. Kompasami umieszczone na stalowej ramie zaczną obracać się względem ramy z prędkością kątową $\vec{\Omega}$ wynoszącą zgodnie z ogólną teorią względności

$$\vec{\Omega} = \frac{G}{r^3} \frac{3(\vec{L} \cdot \vec{r})\vec{r} - \vec{L}r^2}{r^2} \quad (2.11)$$

gdzie L jest momentem pędu czarnej dziury. Obracająca się czarna dziura pociąga za sobą lokalne układy inercjalne. Innym dowodem tego jest następujący eksperyment: przypuśćmy, że promień świetlny obiega równik wirującej czarnej dziury (użyjmy w tym celu światłowodu) raz w kierunku jej obrotu, raz w kierunku przeciwnym. Teoria przewiduje, że czas obiegu (mierzony przez zegary w stacjonarnym, związanym ze stalową ramą układzie odniesienia) będzie różny dla obu kierunków ruchu.

Z włączeniem lokalnych układów inercjalnych związany jest również fakt występowania pola magnetycznego w stacjonarnym, stalowym układzie odniesienia, w przypadku naładowanej czarnej dziury. Obracające się (tzn. poruszające się) pole elektryczne wytwarza w stacjonarnym układzie odniesienia pole magnetyczne.

Ruch cząstek wokół wirującej czarnej dziury jest bardziej skomplikowany niż wokół nie wirującej. W dalszych rozważaniach nad fizyką czarnych dziur skorzystamy z faktu, że cząstka poruszająca się wokół wirującej czarnej dziury po stabilnej kołowej orbicie w płaszczyźnie równikowej może mieć energię wiązania dochodzącą do 42% energii spoczynkowej. Wobec tego, zanim cząstka spadnie na czarną dziurę, do 42% masy spoczynkowej może zamienić się na wychodzące promieniowanie.

W Berkeley przygotowuje się obecnie doświadczenia, mające zmierzyć efekt Thirringa-Lense'a(2.11) W doświadczeniach tych planuje się pomiar wpływu ruchu obrotowego Ziemi na ruch giroskopu umieszczonego w satelicie.

2.5. Podsumowanie

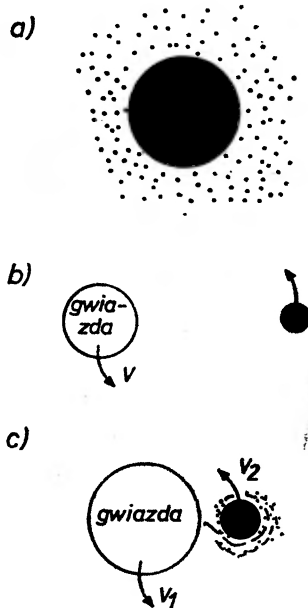
Wyniki tego rozdziału pokazują, że gwiazdy o masach istotnie większych od granicy Chandrasekhara, po wyczerpaniu się paliwa jądrowego i zapadnięciu się, nie mogą stać się ani białymi karłami, ani gwiazdami neutronowymi. Wydaje się, że gwiazdy te stają się czarnymi dziurami, które można scharakteryzować trzema parametrami: masą, ładunkiem i momentem pędu. W rozdziale trzecim omówimy poszukiwania takich czarnych dziur.

3. Poszukiwanie czarnych dziur

3.1. Metody wykrywania czarnych dziur

Dla doświadczalnego wykrycia czarnych dziur zaproponowano trzy metody (rys. 21):

a) Pojedyncza czarna dziura w ośrodku międzygwiazdowym będzie stopniowo wychwytywać otaczającą ją materię i zwiększać w wyniku tego procesu swą masę. Gaz napływający w kierunku czarnej dziury będzie ogrzewał się i promieniował. Czy można wykryć to promieniowanie?



Rys. 21. Metody wykrywania czarnych dziur: a) pojedyncza czarna dziura w ośrodku międzygwiazdowym: wychwytywanie gazu, b) układ podwójny o dużej odległości między składnikami: poszukiwanie optyczne, c) ciasny układ podwójny: wychwytywanie gazu i emisja promieni Roentgena

b) Układ podwójny o dużej odległości między składnikami (tzn. o odległości, która jest duża w porównaniu z promieniami gwiazd), składający się z normalnej gwiazdy i czarnej dziury można by wykryć na podstawie dopplerowskiego przesunięcia linii widmowych normalnej gwiazdy. Niewidzialny składnik musi być (?) czarną dziurą, o ile jego masa jest większa od $3 M_{\odot}$.

c) W ciasnym układzie podwójnym materia przepływa z jednego składnika do drugiego. Jeśli jednym składnikiem jest czarna dziura, wychwytywanie materii będzie prowadzić do ogrzania się gazu i może spowodować wykrywalne promieniowanie.

W następnych paragrafach szczegółowo omówimy trzy powyższe metody i porównamy z astrofizycznymi danymi.

3.2. Wychwytywanie gazu międzygwiazdowego przez pojedyncze czarne dziury

Stosując standardowe metody hydrodynamiki, można wyliczyć ilość gazu międzygwiazdowego wychwytywanego przez pojedyncze czarne dziury lub gwiazdy. Masa wychwytywana na jednostkę czasu jest dana wzorem

$$\dot{M} = R^2 c \rho_{\infty} (c/v_{\infty})^3, \quad (3.1)$$

gdzie ρ_{∞} jest gęstością ośrodka daleko od czarnej dziury lub gwiazdy, zaś v_{∞} jest prędkością dźwięku w nieskończoności.

Normalizując gęstość i prędkość dźwięku do rzędów tych wielkości typowych dla obszarów H II (są to obłoki zjonizowanego wodoru) tzn.

$$\begin{aligned} \hat{\rho} &= \rho/10^{-24} \text{ gem}^{-3}, & \hat{v} &= v/10 \text{ km s}^{-1}, \\ \hat{T} &= T/10^4 \text{ }^\circ\text{K}, & \hat{M} &= M/M_{\odot}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

otrzymujemy wzór (3.1) w postaci:

$$\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot}/\text{rok} \cdot \hat{\rho} \hat{M}^2 \hat{v}^{-3}. \quad (3.3)$$

Energia odpowiadająca wielkości $10^{-15} M_{\odot}/\text{rok}$ wynosi 10^{32} erg/s. Jeśli wychwycona masa mogłaby być zamieniona w 100% na energię, moc promieniowania porównywalna z mocą promieniowania Słońca ($L_{\odot} = 4 \times 10^{33}$ erg/s) odpowiadałaby gwiazdzie o masie $M \approx 10 M_{\odot}$.

Dla oszacowania współczynnika konwersji wychwyconej materii na energię promieniowania rozważmy najpierw kilka standardowych obiektów:

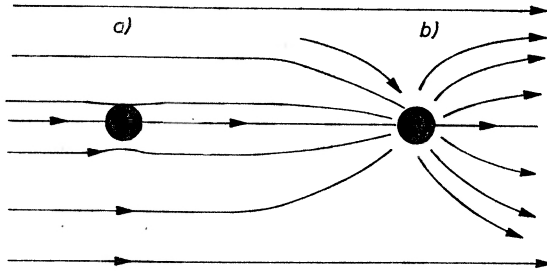
OBIEKT WYCHWYTUJĄCY	WSPÓŁCZYNNIK KONWERSJI	JASNOŚĆ (erg/s)
zwykła gwiazda	10^{-6}	$10^{26} \hat{M}^2$
biały karzeł	10^{-4}	$10^{28} \hat{M}^2$
gwiazda neutronowa	10^{-1}	$10^{31} \hat{M}^2$
czarna dziura	?	?

Z powyższej tabeli wynika, że moc promieniowania wywołana wychwytywaniem materii jest do pominięcia z wyjątkiem być może wypadku gwiazd neutronowych i czarnych dziur.

Wyniki Schwarzmanna [20] wskazują, że galaktyczne pole magnetyczne ($B \approx 10^{-6}$ Gs) posiada duże znaczenie dla procesu zamiany na energię promieniowania materii wychwytywanej przez czarne dziury. Gdyby nie było pola magnetycznego, materia mogłaby spadać wprost na czarną dziurę, wysyłając

w czasie tego procesu bardzo mało promieniowania. Efekt działania pola magnetycznego w procesie wychwytu materii jest przedstawiony na rysunku 22.

Wychwytywana materia odkształca pole magnetyczne od postaci (a) do (b). Odkształcenie to wynika stąd, że linie sił pola magnetycznego są „zamrożone” w zjonizowanym gazie. Wytworzone w ten sposób silne pole magnetyczne po-



Rys. 22. Wpływ pól magnetycznych na wychwyt materii

woduje powstanie promieniowania synchrotronowego o częstotliwości $\nu \approx 10^{15}$ Hz. Dla czarnej dziury o masie $M \approx 10 M_{\odot}$ moc promieniowania wynosi $L \approx 10^{32}$ erg/s. Widmo i natężenie promieniowania jednego z białych karłów typu DC (są to białe karły, które nie wykazują linii w widmie) jest podobne do opisanego powyżej. Wobec tego niektóre z tych obiektów mogą być w rzeczywistości czarnymi dziurami.

3.3. Poszukiwania optyczne: przykład ϵ -Aurigae

Przejdźmy teraz do drugiej metody poszukiwania czarnych dziur, która wydaje się najprostsza do tego celu. Jeśli znajdziemy układ podwójny, w którym tylko jeden ze składników jest widoczny, a drugi ma masę większą niż masa graniczna Chandrasekhara dla gwiazd neutronowych, to niewidoczna gwiazda musi być czarną dziurą. Brzmi to przekonywająco. W celu przekonania się dlaczego metoda ta nie działa tak dobrze jak można by się tego spodziewać na pierwszy rzut oka, rozpatrzmy jeden z najlepiej udokumentowanych przykładów w postaci ϵ -Aurigae.

ϵ -Aurigae jest gwiazdą wielkości $m = 3,4$ wyraźnie widoczną gołym okiem i zamieszczoną w każdym standardowym atlasie gwiazd. Gwiazda ta wykazuje okresowe przesunięcie Dopplera linii widmowych z okresem wynoszącym $\tau = 9883$ dni = 27,1 lat. Prędkość gwiazdy jest okresowa z amplitudą $v_1 \approx 14$ km/s.

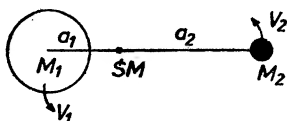
Na podstawie tych informacji można obliczyć funkcję mas układu (rys. 23).

Dwie gwiazdy (z których jedna jest widoczna, a druga jest kandydatem na czarną dziurę) poruszają się wokół wspólnego środka masy po orbitach o dużych półosiach a_1, a_2 takich, że

$$M_1 : M_2 = a_2 : a_1 = v_2 : v_1. \quad (3.4)$$

Obserwowana (maksymalna) prędkość v_1 jest związana z a_1 wzorem

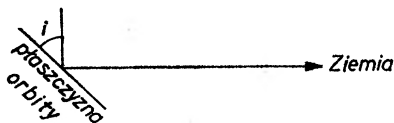
$$v_1 = 2\pi a_1 \sin i / \tau, \quad (3.5)$$



Rys. 23. Obliczenie funkcji mas dla układu gwiazdy podwójnej

gdzie i jest kątem nachylenia płaszczyzny orbity w stosunku do kierunku obserwacji (rys. 24). Dalszą informację o układzie można otrzymać z prawa Keplera

$$\tau = 2\pi a^{3/2} (GM_1 + GM_2)^{-1/2}, \quad a = a_1 + a_2. \quad (3.6)$$



Rys. 24. Geometria orbity

Ze związków (3.4)—(3.5) otrzymujemy

$$a_1 = a \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (3.7)$$

i

$$v_1 = \frac{2\pi a}{\tau} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \sin i. \quad (3.8)$$

Eliminując a ze wzorów (3.6) i (3.8) otrzymujemy funkcję mas

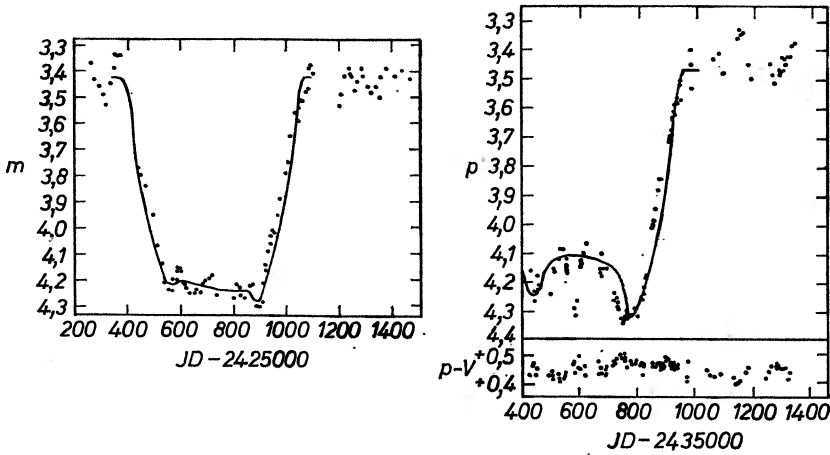
$$\frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i = \frac{v_1^3 \tau}{2\pi G}. \quad (3.9)$$

Funkcja mas dla ϵ -Aurigae otrzymana przez podstawienie wartości v_1 i τ wynosi $3,12 M_\odot$. Jeśli z danych spektroskopowych można określić masę M_1 widocznego składnika, oraz jeśli są dostępne pewne informacje o wartości $\sin i$, to ze wzoru (3.9) można obliczyć masę niewidocznego obiektu.

W przypadku ϵ -Aurigae oszacowuje się, że masa pierwszego składnika wynosi $M_1 \approx 12\text{--}25 M_\odot$. Z faktu, że ϵ -Aurigae jest układem podwójnym zaćmieniowym, otrzymuje się ostre ograniczenie na wartość $\sin i$.

Rys. 25 przedstawia krzywe jasności układu w czasie dwóch zaćmień (w latach 1929 i 1956 — kolejne zaćmienie będzie miało miejsce w 1983 roku). Jasność ϵ -Aurigae spada dwukrotnie w czasie zaćmienia (wobec tego mniej więcej połowa gwiazdy musi być zasłonięta przez inny obiekt) i pozostaje mała przez około 400 dni.

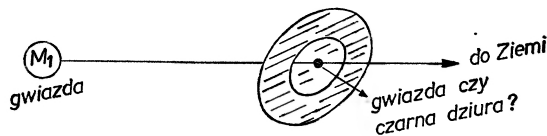
Fakt, że występują zaćmienia wskazuje na to, że $\sin i \approx 1$ (w rzeczywistości do uzyskania tego wniosku niezbędne są szczegółowe badania modelowe [21]). Podstawiając do wzoru (3.9) masę M_1 pierwszego składnika i $\sin i \approx 1$ otrzymujemy $M_2 \approx 12\text{--}18 M_\odot$ i $a \approx 5 \times 10^{14}$ cm. Ponieważ M_2 jest dużo większa od granicy Chandrasekhara i nie obserwujemy żadnych linii widmowych M_2 , pociągające jest przyjęcie tezy, że M_2 jest czarną dziurą.



Rys. 25. Krzywe jasności dla zaćmień ϵ -Aurigae

Wiemy jednak, że czarne dziury są bardzo małymi obiektami. Czarna dziura o masie $M_2 = 15 M_\odot$ ma promień 45 km i wobec tego nie może prawdopodobnie zasłonić widocznej części pierwszej gwiazdy.

W celu usunięcia tej sprzeczności musimy przyjąć [21, 22], że czarna dziura jest otoczona przez półprzezroczysty dysk (rys. 26).



Rys. 26. Model Wilsona dla ϵ -Aurigae

To pozornie *ad hoc* założenie rozwiązuje główną zagadkę, która istniała zawsze w przypadku ϵ -Aurigae. Bardzo nietypowe są bowiem płaskie minima krzywych jasności przedstawionych na rys. 26. Jeśli założymy, że przyczyną zaćmień jest druga (ciemna) gwiazda a nie czarna dziura otoczona dyskiem, to dla wytłumaczenia obserwowanego spadku jasności promień tej gwiazdy musiałby wynosić około 70% promienia pierwszej gwiazdy. Gdy taki obiekt zasłania pierwszą gwiazdę, nie mogą powstać krzywe jasności o płaskich minimach. Z drugiej strony wyniki uzyskane na podstawie modelu przedstawionego na rys. 26 można bardzo dobrze dopasować do obserwowanych krzywych jasności.

Krzywe uzyskane na podstawie tego modelu zaznaczone są na rys. 25 ciągłymi liniami.

Czarna dziura otoczona dyskiem jest więc możliwym modelem dla ϵ -Aurigae. Czy jednak jest to jedyny model? Czy nie można podać żadnego innego wyjaśnienia zaćmień ϵ -Aurigae? Rzeczywiście istnieje taka możliwość nie uwzględniona w poprzednim rozumowaniu. Jeśli dwa składniki podwójnego układu gwiazd różnią się jasnością więcej niż 10 razy, może być widoczny tylko jeden składnik. Czy jest możliwe, by niewidoczny składnik ϵ -Aurigae był dziesięciokrotnie mniej jasny niż pierwszy? Odpowiedź na to pytanie jest pozytywna jeśli założymy, że obie gwiazdy posiadają masy równe podanym uprzednio górnym granicom mas, tzn. $M_1 = 25 M_\odot$, $M_2 = 18 M_\odot$. W tym przypadku M_2 jest wystarczająco mniejsza od M_1 , by być dziesięciokrotnie mniej jasna.

W jaki sposób możemy rozróżnić między przypadkiem, w którym druga gwiazda jest normalną gwiazdą otoczoną dyskiem a przypadkiem czarnej dziury otoczonej dyskiem? Odpowiedź może być ukryta w rys. 25. Podczas gdy krzywa jasności dla zaćmienia z 1929 roku wykazuje bardzo płaskie minimum, krzywa z 1956 roku wykazuje odmienne zachowanie. Krzywa jasności wznosi się po początkowym minimum (może to być wytłumaczone małą zmianą przezroczystości dysku) i wykazuje ostry spadek w środkowej części. Spadek ten nie jest wyjaśniony przez model przedstawiony na rys. 26 i może być spowodowany istnieniem drugiej gwiazdy wewnątrz dysku.

Obserwacja zaćmienia w 1983 roku pokaże, czy ten środkowy spadek krzywej jasności będzie znów występował i tym samym (mamy nadzieję) odrzuci lub potwierdzi hipotezę czarnej dziury.

3.4. Granica Eddingtona

Zanim przejdziemy do trzeciej metody wykrywania czarnych dziur, musimy zbadać ciśnienie wywierane na wychwytywaną materię przez wychodzące promieniowanie. Ciśnienie to zrównoważy częściowo przyciąganie grawitacyjne gwiazdy lub czarnej dziury, prowadząc do samoregulacji procesów wychwytywania: jeśli ilość wychwytywanej materii będzie za duża i moc promieniowania przekroczy granicę Eddingtona, wtedy dalsze wychwytywanie będzie zahamowane.

Siła wywierana na gaz przez wychodzące promieniowanie jest spowodowana rozpraszaniem Comptona i wynosi $\sigma L/4\pi r^2 c$, gdzie $\sigma = 8\pi r_0^2/3$ jest comptonowskim przekrojem czynnym (r_0 jest klasycznym promieniem elektronu $r_0 = \lambda_e \cdot \alpha$). Jeśli siła ta przewyższy siłę przyciągania grawitacyjnego $GM\mu/r^2$, proces wychwytywania materii ustanie. Wobec tego górna granica mocy promieniowania dla wychwytywanego obiektu wynosi

$$\frac{\sigma L}{4\pi r^2 c} = \frac{GM\mu}{r^2} \quad (3.10)$$

lub

$$L_{\text{kryt.}} = \frac{4\pi GM\mu c}{\sigma} = 1,3 \times 10^{38} \text{ erg/s} \frac{M}{M_{\odot}}. \quad (3.11)$$

Jest to właśnie granica Eddingtona.

3.5. Wychwytywanie w układzie podwójnym

Jeśli odległość składników w gwiazdzie podwójnej jest porównywalna z promieniami gwiazd, to może wystąpić przepływ masy z jednej gwiazdy do drugiej. Strumień masy najlepiej wyliczyć w układzie obracającym się wraz z gwiazdą podwójną. Hydrodynamiczne równania Naviera-Stokesa przyjmują w tym układzie postać

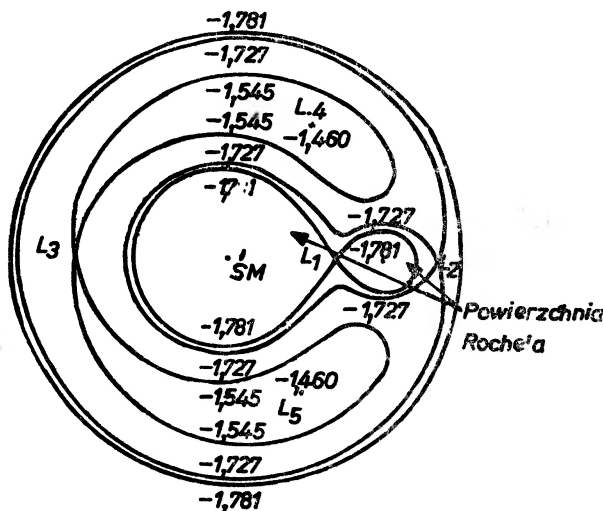
$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla}V - \vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla}p + \text{wyrazy związane z tarcie}. \quad (3.12)$$

Potencjał V zawiera nie tylko potencjał grawitacyjny dwóch gwiazd (z których jedna może być czarną dziurą), lecz również potencjał odśrodkowy

$$V = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{1}{2}(\vec{\Omega} \times \vec{r})^2. \quad (3.13)$$

Człon $\vec{\Omega} \times \vec{v}$ w (3.12) odpowiada sile Coriolisa.

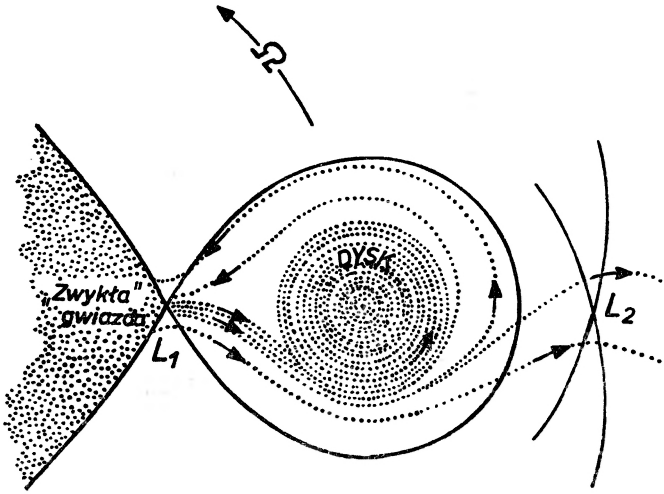
Linie ekwipotencjalne odpowiadające potencjałowi danemu wzorem (3.13) są schematycznie przedstawione na rys. 27.



Rys. 27. Linie ekwipotencjalne w płaszczyźnie równikowej gwiazdy podwójnej

Linie stałego potencjału są (niemal) okręgami we wnętrzach obu gwiazd. W dużych odległościach od gwiazd stają się też okręgami, ale wokół środka masy układu.

Najważniejszą osobliwością w obszarze przejściowym między tymi dwoma obszarami granicznymi jest tzw. „powierzchnia Roche’a”. Jeśli jedna z gwiazd wypełni powierzchnię Roche’a, to może ona wyrzucać gaz poprzez punkt Lagrange’a L_1 (punkt siodłowy) do sąsiedniej gwiazdy. Rys. 28 pokazuje w jaki sposób gaz pod wpływem pola grawitacyjnego i siły Coriolisa zaczyna wirować wokół drugiej gwiazdy (czarnej dziury). Gaz tworzy dysk (dysk wychwytu) dookoła gwiazdy. Szczegółowe modele takich dysków oraz przebiegające w nich procesy fizyczne są obecnie przedmiotem dużego zainteresowania (por. np. [23, 24]).



Rys. 28. Ruch gazu w układzie podwójnym

Przedstawimy tutaj tylko bardzo uproszczoną dyskusję struktury dysku wychwytu. Prędkość gazu krążącego wokół czarnej dziury (lub gwiazdy) dana jest wzorem (1.22), tzn.

$$v^2 = GM/r. \quad (3.14)$$

W dysku występują duże siły ścinające ($v \approx r^{-1/2}$), które przez lepkość prowadzą do wydzielania się ciepła, wypromieniowywanego przez górną i dolną powierzchnię dysku.

Z powodu tej straty energii gaz powoli zbliża się ruchem spiralnym do środka dysku. Wewnętrzny brzeg dysku ma promień R_1 równy promieniowi gwiazdy lub najmniejszej orbity kołowej wokół czarnej dziury.

Moc promieniowania dysku zależy od szybkości wychwytywania materii \dot{M} i od ułamka $\varepsilon \approx R/R_1$, określającego część \dot{M} , która może być zamieniona na promieniowanie. Przyjmując strumień masy $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$, otrzymujemy

dla wychwytu przez różne obiekty następujące wielkości mocy promieniowania:

Obiekt wychwytyjący	ε	$L = \varepsilon \dot{M} c^2$ (erg/s)
normalna gwiazda	10^{-6}	10^{32}
biały karzeł	10^{-11}	10^{34}
gwiazda neutronowa	10^{-1}	10^{37}
czarna dziura	0,05—0,40	10^{37}

Warto zauważyć, że dla gwiazd neutronowych i czarnych dziur moc promieniowania jest bliska granicy Eddingtona.

Przyjmując, że widmo promieniowania jest takie, jak widmo promieniowania ciała doskonale czarnego, można z grubsza oszacować jego częstotliwość. Moc promieniowania wynosi

$$L \approx \sigma R^2 T^4, \quad (3.15)$$

gdzie R jest promieniem dysku wychwytu. Dzieliąc to równanie przez $L_{\odot} = R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot}^4$ otrzymujemy

$$\frac{E}{1 \text{ eV}} \approx \frac{\nu}{\nu_{\odot}} \approx \frac{T}{T_{\odot}} \approx \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{1/4} \left(\frac{R_{\odot}}{R}\right)^{1/2}. \quad (3.16)$$

Wielkość E występująca w powyższym wzorze jest średnią energią fotonów emitowanych przez dysk. Jeśli położymy tak jak poprzednio $\dot{M} \approx 10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$ (tzn. przyjmujemy L podane w poprzedniej tabeli), lub położymy $L \approx L_{\text{kryt.}} \approx 10^{38}$ erg/s, to otrzymamy następującą tabelę:

Obiekt wychwytyjący	$E (\dot{M} \sim 10^{-9})$	$E (L_{\text{kryt.}})$
zwykła gwiazda	1 eV	10 eV
biały karzeł	10 eV	100 eV
gwiazda neutronowa	1 keV	1 keV
czarna dziura	1 keV	1 keV

Charakterystyczną własnością gwiazd neutronowych lub czarnych dziur wychwytyjących materię jest wysyłanie promieni Roentgena o energii rzędu keV. Takie promieniowanie rentgenowskie nie może być wynikiem wychwytu materii przez białe karły lub zwykłe gwiazdy, ponieważ promienie tych obiektów są zbyt duże i energie wiązania za małe.

W jaki sposób możemy stwierdzić czy obiektem wychwytyjącym jest gwiazda neutronowa, czy czarna dziura? Dyskusja dotycząca górnej granicy masy dla gwiazd neutronowych dostarcza jednej odpowiedzi na to pytanie: jeśli źródło promieni Roentgena ma masę $M > 4M_{\odot}$, to może być ono tylko czarną dziurą. Poza tym oczekuje się, że gwiazdy neutronowe mają silne pole magnetyczne. Pole to wpływa na proces wychwytu (por. np. [25]) i prowadzi do okresowej emisji promieni Roentgena. Oczekuje się, że okresy tego promieniowania są równe typowym okresom pulsarów, wynoszącym 0,03—3 s. Dla czarnych dziur nie oczekujemy takich regularności. W tym przypadku fluktuacje w dysku wychwytu będą prowadziły do gwałtownych zmian w promieniowaniu rentgenowskim o typowej skali czasowej rzędu $T \sim 2\pi R/c \gtrsim 10^{-3}$ s.

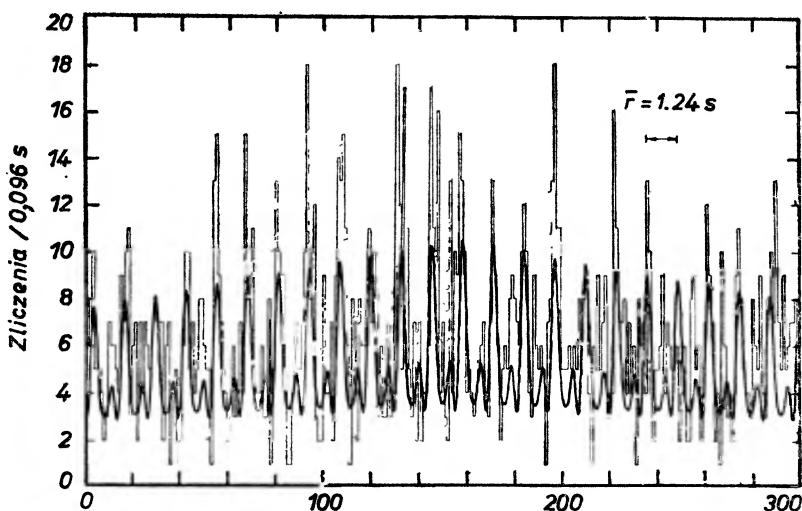
Ostatnie wyniki radioastronomii rentgenowskiej wykazują, że istnieją oba typy źródeł. Znalaziono rentgenowskie pulsary o okresowych sygnałach jak również źródła, których promieniowanie gwałtownie się zmienia, nie wykazując okresowości. W dwóch następnych paragrafach opiszemy układy Hercules X-1 (okresowy) i Cygnus X-1 (nieregularny). Dla tych dwóch układów przeprowadzono szczegółową analizę, a również zidentyfikowano gwiazdy, będące widocznymi składnikami tych podwójnych układów.

3.6. Hercules X-1

Rentgenowska radioastronomia doświadczalna jest trudną dziedziną ze względu na to, że atmosfera ziemska jest nieprzepuszczalna dla promieni rentgenowskich o energiach rzędu keV. Nie są nawet możliwe pomiary przy użyciu balonów. Do badań muszą być użyte rakiety albo satelity. Większość przedstawionych tu danych została zebrana przez satelitę Uhuru, przeznaczoną do badania promieni rentgenowskich i przez OSO-7, satelitę przeznaczoną głównie do obserwacji Słońca. Podczas doświadczeń przy pomocy rakiet i satelitów uzyskano wiele zaskakujących rezultatów (promieniowanie rentgenowskie gromad galaktyk, ciągłe tło rentgenowskie itp., [26, 27, 28, 29, 30]).

Źródło w Herkulesie (2U1705 + 34)

6 Listopad 1971



Rys. 29. Rentgenowskie sygnały źródła Hercules X-1 ([31], gruba linia jest dopasowaniem teoretycznym)

Źródłem, które tu omówimy, będzie Hercules X-1. Na wykresie (rysunek 29) przedstawione są jego sygnały rentgenowskie. Hercules X-1 pulsuje z okresem

$$\tau_1 = 1,23782 \text{ s} \quad (3.17)$$

(co jest uważane za okres obrotu gwiazdy neutronowej).

Pierwszym dowodem na to, że pulsar ten jest częścią układu podwójnego, są okresowe zaćmienia źródła promieniowania rentgenowskiego o okresie

$$\tau = 1,700167 \text{ dni} . \quad (3.18)$$

(Istnieje nawet trzeci rodzaj okresowości, którego nie będziemy tu omawiali. Jest to cykl 35-dniowy; por. np. [31]).

Orbitalną prędkość v_2 źródła rentgenowskiego można zmierzyć, gdyż ruch orbitalny prowadzi do małych przesunięć w okresowości sygnałów:

$$v_2 = 169 \text{ km/s} . \quad (3.19)$$

Orbita posiada mimośród $\varepsilon < 0,1$, co można uzyskać z analizy sinusoidalnych zmian obserwowanej prędkości Dopplera.

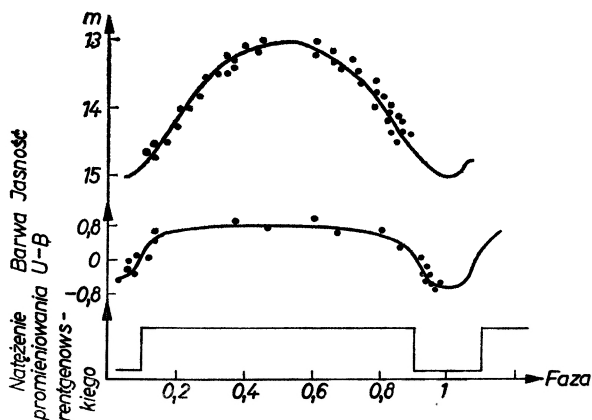
Funkcja mas układu, jak wynika z (3.18) i (3.19), wynosi

$$\frac{M_1^3}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i = 0,85 M_\odot \quad (3.20)$$

a (zrzutowany) promień orbity

$$a \sin i = 4 \times 10^{11} \text{ cm} \quad (3.21)$$

(porównaj $R_\odot = 7 \times 10^{10} \text{ cm}$).



Rys. 30. Krzywa jasności i wskaźnik barwy dla gwiazdy HZ Herculis. W dolnej części rysunku przedstawione są zaćmienia źródła promieniowania rentgenowskiego

Dokładne pomiary położenia źródła promieniowania rentgenowskiego wykazały [32], że gwiazda HZ Herculis jest optycznym partnerem źródła Hercules X-1. Rys. 30 przedstawia obserwowaną krzywą jasności gwiazdy HZ Herculis. HZ Herculis wykazuje okresową zmianę jasności, będącą w fazie z okresową zmianą promieniowania rentgenowskiego. Zmienia się nie tylko jasność, lecz również kolor gwiazdy. Wyjaśnieniem tego zjawiska jest prawdopodobnie ogrzewanie jednej strony gwiazdy HZ Herculis przez źródło promieniowania rentgenowskiego.

Na podstawie widma można oszacować, że masa gwiazdy HZ Herculis wynosi $1,6\text{--}2,5 M_{\odot}$, zaś jej promień $2\text{--}3 \times 10^{11}$ cm. Prędkość Dopplera dla HZ Herculis jest raczej trudna do zmierzenia (wyniki nie leżą na gładkiej krzywej, [33]). W wyniku pomiarów uzyskuje się $v_1 \approx 80$ km/s i wobec tego stosunek mas gwiazd HZ Herculis i Hercules X-1 wynosi 2:1. Fakt ten, a także bardziej szczegółowe badania modelowe, pozwalają oszacować, że masa gwiazdy neutronowej wynosi

$$M_2 \approx 0,9 M_{\odot} \quad (3.22)$$

(oszacowania różnych autorów dają wyniki od $0,5$ do $1,3 M_{\odot}$). Jest to pierwsze oszacowanie masy gwiazdy neutronowej.

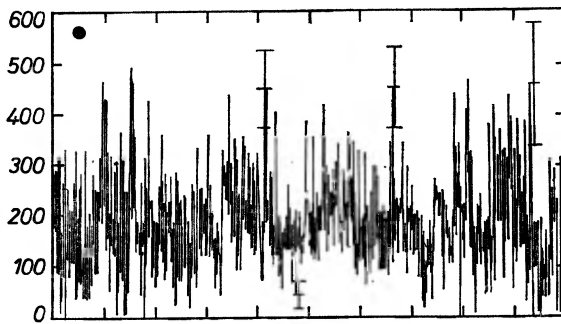
Na podstawie jasności HZ Herculis można oszacować, że jej odległość wynosi 2×10^4 lat świetlnych. Wynikająca stąd moc promieniowania źródła rentgenowskiego wynosi

$$L_X \approx 10^{37} \text{ erg/s} , \quad (3.23)$$

co zgadza się z naszym poprzednim oszacowaniem.

3.7. Cygnus X-1

Sygnaly rentgenowskie wysyłane przez źródło Cygnus X-1 są uderzająco różne od sygnałów wysyłanych przez Hercules X-1 (rys. 31 pochodzi z pracy [34]). Nie można zaobserwować żadnych regularności. Natężenie promieniowania rentgenowskiego ulega silnym fluktuacjom o skali czasowej $0,1$ s. Jest to prostym dowodem dużej zwartości źródła.



Rys. 31. Sygnaly rentgenowskie wysyłane przez źródło Cygnus X-1

Cygnus X-1 nie wykazuje zaćmień. To, jak również fakt, że sygnały rentgenowskie są nieokresowe, czyni niemożliwym określenie okresu i prędkości. Dopiero po stwierdzeniu, że optycznym partnerem źródła Cygnus X-1 w układzie podwójnym jest gwiazda HDE 226868 można było uzyskać większą ilość informacji o tym źródle promieniowania rentgenowskiego. HDE 226868 wykazuje prędkość Dopplera odpowiadającą kołowej orbicie o prędkości $v_1 = 75$ km/s

i okresie 5,6 dni. Funkcja mas układu wobec tego wynosi

$$\frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} \sin^3 i = 0,242 M_\odot. \quad (3.24)$$

Klasyfikacja widmowa HDE 226868 wskazuje, że gwiazda ta jest nadolbrzymem o masie $M_1 \approx 20-25 M_\odot$. Podstawiając tę wartość do wzoru (3.24) można otrzymać M_2 jako funkcję $\sin i$. Minimalną wartość M_2 otrzymujemy dla $\sin i = 1$. Wynosi ona

$$M_2 \geq 5,5 M_\odot. \quad (3.25)$$

Jest to wartość dużo większa od wszystkich oszacowań mas dla gwiazd neutronowych. Poza tym przyjęcie, że $\sin i = 1$ jest niezgodne z faktem nie występowania zaćmień. Bardziej szczegółowe badania modelowe (np. [35]) dają wartość

$$M_2 \approx 14 M_\odot \quad (3.26)$$

(inne dane wynoszą $i \approx 27^\circ$, odległość 6000 lat świetlnych, $L_X \approx 10^{37}$ erg/s).

Wobec tego jest bardzo prawdopodobne, że Cygnus X-1 jest czarną dziurą.

3.8. Wnioski

Cygnus X-1 jest czarną dziurą, a Hercules X-1 gwiazdą neutronową. To są wyniki naszej analizy danych astrofizycznych. Wyniki te są obecnie przedmiotem szerokiej dyskusji, w toku której zaproponowano inne modele źródeł promieniowania rentgenowskiego (np. w [36]).

Nasza wiedza o źródłach promieniowania rentgenowskiego, gwiazdach neutronowych i czarnych dziurach jest ciągle w stadium początkowym. Jednym z najpoważniejszych pytań, które nie były rozważane w tym artykule, jest pytanie w jaki sposób tworzą się czarne dziury bez rozerwania układu podwójnego (oczekiwaloby się co najmniej dużych mimośrodków, których się nie obserwuje). Inne problemy, które ominęliśmy, dotyczą szczegółowych własności widma rentgenowskiego.

Najbliższe lata, jak oczekujemy, winny przynieść duży postęp w fizyce czarnych dziur (i w astrofizyce w ogólności): orbitujące obserwatoria i satelity były dostępne dopiero przez krótki okres czasu. Ich wpływ na astronomię już do tej pory był ogromny. Ze strony teoretycznej dokonano dużego postępu w analizie budowy i dynamiki gwiazd (dużą rolę odegrały tu komputery, umożliwiając rozwiązanie wielu problemów). Ogólna teoria względności dla astrofizyki stała się ważna dopiero ostatnio ze względu na odkrycie gwiazd neutronowych i czarnych dziur (?). Nowo rozwijająca się relatywistyczna astrofizyka zapowiada się na jedną z najbardziej interesujących dziedzin nauki następnych lat.

UZUPEŁNIENIE

Rozwiązanie niektórych problemów

- 1) $R \approx 10^8$ km.
- 3) Stabilność dla $N \cdot kT > GN^2\mu^2/R$ ($N =$ liczba atomów), $v_s^2 > kT/\mu$ prowadzi do $v_s^2 > GN\mu/R \approx GM/R \approx G\varrho R^2$ lub $R > v_s/\sqrt{G\varrho}$.
- 4) $E_B \approx Mc^2\mathcal{R}/R \approx 10^{-6} Mc^2 \approx 10^{48}$ erg, $T_c \sim 10^{48}/3 \times 10^{33} \approx 3 \times 10^{14}$ s $\approx 10^7$ lat.
- 6) Równanie $d^2r/dt^2 = -GM/r^2$ ma całkę pierwszą $1/2(dr/dt)^2 - GM/r = -GM/R$.
 R jest punktem zawracania, dla którego $(dr/dt) = 0$, tzn. promieniem, od którego zaczyna się zapadanie grawitacyjne. Elementarne całkowanie daje

$$ct = [rR(R-r)/\mathcal{R}]^{1/2} + [R^3/4\mathcal{R}]^{1/2} \arccos(2r/R - 1),$$
 dla $r = 0$ otrzymujemy $t = T_c = \pi/2\sqrt{G\varrho}$.
- 7) $M \approx 2 \times 10^{44}$ g $\approx 10^{11} M_\odot$, $T_c \approx 10^8$ lat.
- 8) $T_R \approx 80$ minut.
- 9) $Q_{\text{teor.}} \approx (G\varrho_\odot)^{-1/2} \approx 0,05$ dni.
- 10) 10^7 K odpowiada $kT \approx 1$ keV. Z $f(\varrho) = \varepsilon_F/\mu c^2 \approx m/\mu(\varrho/\varrho_0)^{2/3}$ otrzymujemy $\varepsilon_F = mc^2(\varrho/\varrho_0)^{2/3}$; dla $\varrho \approx \varrho_0$, $\varepsilon_F \approx 500$ keV.
- 12) $\varrho \geq 10^{10}$ g/cm³.
- 13) $p = \varrho c^2(kT/\mu c^2) > kT(kT/\hbar c)^3 = p_R$.
 Dzielać przez kT i wykorzystując $\varrho = M/R^3$ mamy $M > \mu(kTE/\hbar c)$. Ponieważ $\mathcal{R}/R \approx kT/\mu c^2$ otrzymujemy $M > \mu(\mathcal{R}\mu c/\hbar)^3 \approx \mu(GM\mu/\hbar c)^3$ i stąd $M < \mu(\hbar c/\mu^2 G)^{3/2}$.
- 14) $\omega_{GN} \sim 10^4$ s⁻¹; $E_R \approx L\omega$ wzrasta o czynnik 10^{10} aż do wartości $E_R \approx 10^{83}$ erg.
- 15) $B \approx 10^{13}$ Gs; $\varrho \approx 10^3$ g/cm³.
- 16) 10^4 lat.
- 17) $dE/dt \approx 10^8$ erg/s; czas spadku na Słońce $\approx 10^{33}$ s.

Tłumaczył Zbigniew Iwiński

Translated from the CERN preprint TH.1759 (1973).

Literatura

- [1] P. Bodenheimer, *Rep. Prog. Phys.*, **35**, 1 (1972).
- [2] D. McNally, *Rep. Prog. Phys.*, **35**, 1 (1971).
- [3] R. V. Pound, J. Snider, *Phys. Rev.*, **140**, B788 (1965).
- [4] J. L. Snider, *Phys. Rev. Letters*, **28**, 853 (1972).
- [5] C. M. Will, *Physics Today*, **10**, 23 (1972).
- [6] H. G. Drickamer, *Solid State Physics*, **17**, 1 (1965).
- [7] B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, J. A. Wheeler, *Gravitation Theory and Gravitational Collapse*, Univ. of Chicago Press 1965.
- [8] H. Dehnen, *Über den Endzustand der Materie*, Universitätsverlag, Konstanz 1972.
- [9] Y. L. Leung, C. G. Wang, *Astrophys. J.*, **170**, 499 (1971).
- [10] R. U. Sexl, H. Urbantke, *Gravitation und Kosmologie*, Bibliographisches Institut, Mannheim 1973.
- [11] J. B. Hartle, K. S. Thorne, *Astrophys. J.* **153**, 807 (1968).
- [12] J. R. Wilson, *Phys. Rev. Letters*, **30**, 1082 (1973).
- [13] Rhodes, Ruffini, będzie opublikowane (1973).
- [14] J. C. Hafele, R. Keating, *Science*, **177**, 166, 168 (1972).
- [15] C. Misner, *Phys. Rev. Letters*, **28**, 994 (1972).

- [16] R. P. Kerr, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 237 (1963).
- [17] E. T. Newman, E. Couch, A. Chinnapared, A. Exton, R. Prakash, J. Torrence, *J. Math. Phys.*, **6**, 918 (1965).
- [18] K. S. Thorne, *Magic without Magic*, wyd. J. R. Klander, 1972.
- [19] K. S. Thorne, *Les Houches Lectures*, 1972.
- [20] V. F. Schwartzman, *Soviet Astronomy A. J.*, **15**, 377 (1971).
- [21] R. E. Wilson, *Astrophys. J.*, **170**, 529 (1971).
- [22] A. G. W. Cameron, *La Recherche*, No. 32 (1973).
- [23] N. I. Shakura, R. A. Sunayaev, *Astron. Ap.*, **24**, 337 (1973).
- [24] J. E. Pringle, M. Rees, *Astron. Ap.*, **21**, 1 (1972).
- [25] Yu. N. Guedin, R. A. Sunayaev, *Astron. Ap.*, **25**, 233 (1973).
- [26] W. A. Hiltner, D. E. Mook, *Annu. Rev. Astr. Astrophys.*, **8**, 139 (1970).
- [27] P. Morrison, *Annu. Rev. Astr. Astrophys.*, **5**, 325 (1967).
- [28] R. Giacconi, H. Gursky, Garmire, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **6**, 373 (1968).
- [29] R. Giacconi, *Physics Today*, **5**, 38 (1973).
- [30] J. Adams, *Cont. Phys.*, **12**, 471 (1971).
- [31] H. Tananbaum, H. Gursky, E. M. Kellogg, R. Levinson, E. Schreier, R. Giacconi, *Astrophys. J.*, **174**, 433 (1972).
- [32] J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, *Astrophys. J.*, **178**, L1 (1972).
- [33] D. Crampton, J. B. Hutchings, *Astrophys. J.*, **178**, L65 (1972).
- [34] E. Schreier, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, R. Giacconi, *Astrophys. J.*, **170**, L21 (1971).
- [35] J. B. Hutchings, D. Crampton, J. Glaspey, G. A. H. Walker, *Astrophys. J.*, **182**, 549 (1973).
- [36] K. Brecher, P. Morrison, *Astrophys. J.*, **180**, L107 (1973); J. C. Wheeler, *Astrophys. J.*, **169**, 105 (1971).

Maria Lasocka, Henryk Matyja

Instytut Materiałoznawstwa
Politechnika Warszawska
Warszawa

Półprzewodniki amorficzne

Amorphous Semiconductors

Abstract: On the basis of structural characteristics some properties of non-crystalline semiconductors versus those of crystalline ones are reviewed with respect to the similarities and differences in energy band structure as well as to the resulting electrical properties. The actual trends regarding the theory of the most important features, viz. threshold switching and memory switching, are presented, some chalcogenide glasses being used as example.

1. Wprowadzenie

Niekryształiczne ciała stałe stanowią specyficzną klasę materiałów o zwartym upakowaniu atomów, charakterystycznym dla stanów skondensowanych zarówno krystalicznych, jak i ciekłych. Jednak od stanu krystalicznego odróżnia je brak dalekiego uporządkowania, a od stanu ciekłego zdolność zachowania określonego kształtu.

Klasyczny przykład niekryształicznego ciała stałego to szkło nieorganiczne, powstające w wyniku ochłodzenia układu poniżej temperatury liquidus bez wywołania krystalizacji. W stanie niekryształicznym można również uzyskać polimery organiczne, których nieregularna przestrzenna struktura cząsteczkowa przeciwdziała krystalizacji. Można także przeprowadzać w stan niekryształiczny układy łatwo krystalizujące, np. metaliczne, jeżeli zastosuje się odpowiednią technikę chłodzenia [1, 2], zapewniającą dostatecznie szybkie chłodzenie i przekroczenie krytycznego przechłodzenia. Im łatwiej układ krystalizuje, tym trudniej przeprowadzić go w większej ilości do stanu niekryształicznego. Otrzymuje się wówczas cienkie filmy.

Temperaturę, w której materiał ulega przemianie od stanu przechłodzonej cieczy lub jej równowaznego do stanu, w którym można zaniedbać wpływ drgań termicznych na przesunięcia translacyjne atomów, określa się jako temperaturę zeszklenia [3]. Wielkość ta zależy od warunków doświadczalnych i nie jest stałą termodynamiczną [4, 5]. Wyznaczyć ją można doświadczalnie [6, 7] na podstawie przebiegu zmian pewnych własności (gęstość, rozszerzalność cieplna, ciepło właściwe) w warunkach ustalonego przepływu ciepła. W miarę podwyższania temperatury translacyjne ruchy atomów stają się coraz szybsze, co umożliwia osiągnięcie równowagowej konfiguracji stanu ciekłego. Przejawia się to stosunkowo ostrą zmianą własności w wąskim przedziale temperatury. Dokładność wyznaczenia temperatury zeszklenia będzie zależała od czasu relaksacji zmian konfiguracyjnych [8], będzie tym wyższa im krótszy czas relaksacji.

Termodynamiczne interpretacje przemiany zeszklenia opierają się na granicznych modelach objętości swobodnej i entropii konfiguracyjnej [9]. Jednak w rozważaniach tych nie wolno pomijać skali czasu i szybkości osiągania stanu równowagi. W tym tkwi trudność natury filozoficznej: zdefiniowania przemiany zeszklenia i stanu szklistego. Należałoby taki stan opisać za pomocą odpowiedniej funkcji pamięci (historii materiału), ale na razie problem ten pozostaje nie rozwiązany [10].

Obecny stan rozwoju teorii molekularnej cieczy pozwala jedynie na ujęcie ilościowe cieczy najprostszych, w których potencjały międzyatomowe wykazują symetrię sferyczną, a oddziaływanie par można traktować jako addytywne [11, 12]. Niekryształiczne ciała stałe przejawiają o wiele bardziej skomplikowane oddziaływania i brak jest dla nich ogólnie uznanej teorii. Błyskawiczny rozwój zastosowań materiałów niekryształicznych spowodował nagromadzenie faktów doświadczalnych, niekiedy niezrozumiałych, pozornie sprzecznych, trudnych do wyjaśnienia. Szczególnie kontrowersyjne są własności elektryczne [13 ÷ 16]. Przypisuje się im różne mechanizmy korzystając z różnych modeli, ale nie wiadomo, w jakim stopniu modele te odnoszą się do całej klasy materiałów niekryształicznych, a w jakim stopniu jedynie do poszczególnych układów. Intensywne próby wyjaśnienia obserwowanych własności elektrycznych (i ogólnie własności transportu) datują się właściwie od roku 1970 i obecnie każdy niemal miesiąc przynosi próby nowych interpretacji.

Celem artykułu jest przedstawienie niekryształicznego stanu materii w sposób możliwie ogólny, oparty na cechach strukturalnych, a następnie przedyskutowanie na tym tle jego własności strukturalnie wrażliwych, ze szczególnym uwzględnieniem własności transportu nośników ładunku w amorficznych półprzewodnikach. Wobec braku zwartej, jednolitej teorii struktury pasmowej ciał niekryształicznych ukazano tylko niektóre modele, prowadzące do wyjaśnienia najczęściej występujących zjawisk. Bardziej szczegółowo omówiono grupę tzw. szkieł chalcogenidowych. Obejmuje ona amorficzne materiały półprzewodnikowe najważniejsze z użytkowego punktu widzenia.

2. Metody otrzymywania

Niekryształyczny stan stały można otrzymać w wyniku różnych przemian fazowych, prowadzonych w różnych warunkach doświadczalnych [17, 18]:

a) w przemianie fazowej ciec-ciało stałe można uzyskać stan niekryształyczny podczas krzepnięcia substancji stopionych:

w wyniku chłodzenia powolnego, jeżeli ciec trudno krystalizuje,

w wyniku bardzo szybkiego chłodzenia, np. metodą „Splat Cooling” (szybkość chłodzenia do $10^9 \text{ deg} \cdot \text{s}^{-1}$) [1, 2], jeżeli ciec łatwo krystalizuje,

Tabela 1

Niektóre amorficzne materiały półprzewodnikowe (wg [18])

Materiał	Literatura	Odległość międzyatomowa (Å) w fazie:	
		amorficznej	krystalicznej
Pierwiastki			
B	[19]	—	—
C	[20]	1,50	1,41; 1,54
Si	[21]	2,35 ÷ 2,39	2,35
Ge	[22]	2,45 ÷ 2,50	2,43
Se	[23]	2,33	2,30 ÷ 2,37
Te	[24]	—	—
As	[25]	2,49	2,51
Sb	[26]	2,90	2,91
Związki			
SiC	[27]	—	—
InSb	[28]	—	—
GaSb	[29]	2,65	2,64
GaAs	[30]	—	—
InSe	[31]	{ In-Se 2,60 In-In 3,15	2,50 3,16
In ₂ Se ₃	[32]	2,57 ÷ 2,60	2,58
GeTe	[33]	2,68	2,99
SnTe	[34]	—	—
PbTe	[34]	—	—
As ₂ Se ₃	[35]	2,40 ÷ 2,43	2,41
As ₂ Te ₃	[35]	2,58 ÷ 2,80	2,68
N ₄ Si ₃	[36]	1,7	1,7 ÷ 1,8
Tl ₂ Se · As ₂ Te ₃	[37]	—	—
Stopy			
Ge _x Te _{1-x}	[38]	2,64 ÷ 2,70	{ Ge-Ge 2,43 Te-Te 2,86
As-Te-Ge-Si	[39]	2,50	{ Si-Si 2,35 As-As 2,51

- lub podczas osadzania z roztworów:
 na drodze chemicznej,
 na drodze elektrochemicznej;
- b) w przemianie fazowej gaz-ciało stałe można uzyskać stan niekryształiczny w procesach kondensacji par, inicjowanych w różnorodny sposób;
- c) w przemianie fazowej ciało stałe — ciało stałe można uzyskać stan niekryształiczny w procesach:
 napromieniowania kryształów,
 rozpylania katodowego,
 działania fali uderzeniowej,
 pirolizy polimerów organicznych,
 dehydratacji.

W tabelicy 1 wyszczególniono niektóre materiały półprzewodnikowe, używane w stanie niekryształicznym jedną z powyższych metod.

3. Własności strukturalne

3.1. Rodzaje nieuporządkowania

W doskonałym kryształcie otoczenie dowolnego atomu, rozpatrywane w dowolnym zasięgu, jest identyczne dla wszystkich atomów równoważnych. Istnieje zarówno uporządkowanie bliskiego zasięgu (bliskie uporządkowanie), jak i uporządkowanie dalekiego zasięgu (dalekie uporządkowanie). Ponieważ wszystkie rzeczywiste ciała stałe mają skończone wymiary, nie jest możliwe nieskończone dalekie uporządkowanie. W monokryształcie w odmiennej sytuacji będą atomy powierzchniowe, w polikryształcie uporządkowanie będzie ograniczone obecnością granic ziarn. Zdefiniowanie własności transportu w danym materiale wymaga zachowania uporządkowania w zakresie ok. 1000 Å [16], wyeliminowania wpływu powierzchni, wpływu granic ziarn i efektów kontaktowych. Nawet jednak w tym zakresie 1000 Å nie może istnieć doskonałe uporządkowanie. Z rozważań termodynamicznych i funkcji entropii wynika bowiem istnienie defektów [40, 41] w każdej skończonej temperaturze dla produktu przemiany prowadzonej ze skończoną szybkością. Defekty te mogą być klasyfikowane w różny sposób [42, 43] (tab. 2).

Dowolne ciało stałe może być rozpatrywane jako zbiór rdzeni atomowych, których równowagowe położenia definiują strukturę materiału oraz gazu elektronowego, charakteryzującego się zmienną w czasie i przestrzeni gęstością ładunku [44]. Drgania rdzeni atomowych wokół równowagowych położenia są skwantowane (fonony). W przypadku słabych oddziaływań elektron-fonon słuszne jest przybliżenie Born-Oppenheimera, polegające na niezależnym rozpatrywaniu ruchu elektronów i fononów [16]. Jeżeli jednak oddziaływania elektron-fonon są silne, zmiany stanów elektronowych mogą powodować dynamiczne defekty sieci, co z kolei ma znaczny wpływ na interpretację wyników doświadczalnych. Współdziałanie elektronów z fononami może prowadzić do

nieuporządkowania elektronowego wskutek wzbudzenia elektronów zewnętrznych.

Poza nieuporządkowaniem natury elektronowej wyróżnia się jeszcze nieuporządkowanie ilościowe, pozycyjne i magnetyczne [16, 45]. Każde z nich może mieć charakter statyczny lub dynamiczny. Zakłócenie statyczne uporządkowania ilościowego może być np. wywołane obecnością zanieczyszczeń. Zakłócenia statyczne uporządkowania pozycyjnego wiąże się z obecnością wakansów, atomów międzywęzłowych, dyslokacji itp. W układach o trwałym momencie magnetycznym może wystąpić statyczne zakłócenie uporządkowania magnetycznego wskutek przeciwnie skierowanego spinu. Statyczne zakłócenie porządku pozycyjnego zmienia oddziaływanie fononów, natomiast statyczne zakłócenie porządku magnetycznego wpływa na oddziaływanie magnonów.

Cechą doskonałego dalekiego uporządkowania jest możliwość wyznaczenia dla każdego z atomów jego położenia, spinu i otoczenia na podstawie znajomości tych danych dla jakiegokolwiek atomu w sieci. Natomiast cechą doskonałego nieuporządkowania jest zupełnie dowolne, przypadkowe rozmieszczenie wszystkich atomów względem atomu odniesienia. Istnieją oczywiście materiały o pośrednim stopniu nieuporządkowania [46 ÷ 48]. Można w nich zdefiniować najbliższe otoczenie atomu odniesienia, ale po przekroczeniu pewnej odległości od tego atomu prawidłowość zanika. Występuje wówczas jedynie bliskie uporządkowanie. Materiał określa się jako nieuporządkowany, jeżeli zakres uporządkowania nie przekracza 20 Å. Nieuporządkowany magnetycznie będzie materiał ferromagnetyczny powyżej temperatury Curie, nieuporządkowany ilościowo będzie stop powyżej temperatury przemiany porządek-nieporządek, nieuporządkowana pozycyjnie będzie ciecz. Jednak każdy z tych materiałów wykazuje określone bliskie uporządkowanie.

Ciało stałe definiuje się jako amorficzne, jeżeli nie przejawia cech dalekiego uporządkowania pozycyjnego. Może występować wówczas także i bliskie nieuporządkowanie, np. w stopie amorficznym, którego składniki różnią się chemicznie [46]. Dla amorficznych pierwiastków i związków półprzewodzących charakterystyczne jest nieuporządkowanie topologiczne [45, 49]. Jest to szczególnie przypadek nieuporządkowania pozycyjnego, ale o zachowanej jednakowej koordynacji najbliższych sąsiadów. Przez niektórych autorów [50] układy topologicznie nieuporządkowane określane są jako szkliste w odróżnieniu od prawdziwie amorficznych, którym przypisuje się znaczną liczbę niewysocynych wiązań chemicznych (w związku z czym liczba najbliższych sąsiadów ulega zmianie).

3.2. Rodzaje defektów

Defekty strukturalne w stanie niekrystalicznym są zupełnie odmienne od występujących w kryształach (jonowych, kowalencyjnych czy metalicznych). W stanie niekrystalicznym nie występują defekty będące wynikiem zniszczenia

dalekiego uporządkowania (błędy ułożenia, dyslokacje), skoro dalekiego uporządkowania jest w ogóle brak. Natomiast istniejące bliskie uporządkowanie może być zakłócone, ale nie doprowadzi to do powstania wakansów czy przesunięcia atomów do pozycji międzywęzłowych. Zdefektowanie siatki niekryształicznej polega na lokalnej zmianie długości wiązań i kątów między wiązaniami [42, 43, 51], (tab. 2).

W amorficznym półprzewodniku istnieje ścisła zależność pomiędzy obecnością atomu domieszkowego, zasięgiem wiązania II i kątem między wiązaniami. W doskonałym amorficznym półprzewodniku konfiguracja strukturalna w dostatecznie dużym elemencie objętości ma charakter przypadkowy. Jeżeli ta przypadkowość w poszczególnych elementach objętości lub wzdłuż pewnego kierunku nie będzie zachowana, może wystąpić obszar o cechach dalekiego uporządkowania, powodujący mikroniejednorodność. Taki stan określa się jako zdefektowany. Zdefektowanie struktury amorficznej jest więc równoważne lokalnemu odstępstwu od przypadkowego rozmieszczenia elementów struktury. Jeżeli zmianie ulegnie np. rozkład statystyczny kątów między wiązaniami, może w pewnym kierunku wytworzyć się „tunel” o większym zasięgu wiązań π . Model taki jest w stanie wytłumaczyć szereg własności transportu (przenikalność gazu, efekty trawienia chemicznego, przewodnictwo). Należy jednak zaznaczyć, że te „tunele” nie stanowią niejednorodności morfologicznych typu np. szczelin. Tunele stanowią defekt analogiczny do dyslokacji krawędziowej w monokryształ, będący wynikiem skorelowanych odstępstw od dalekiego uporządkowania.

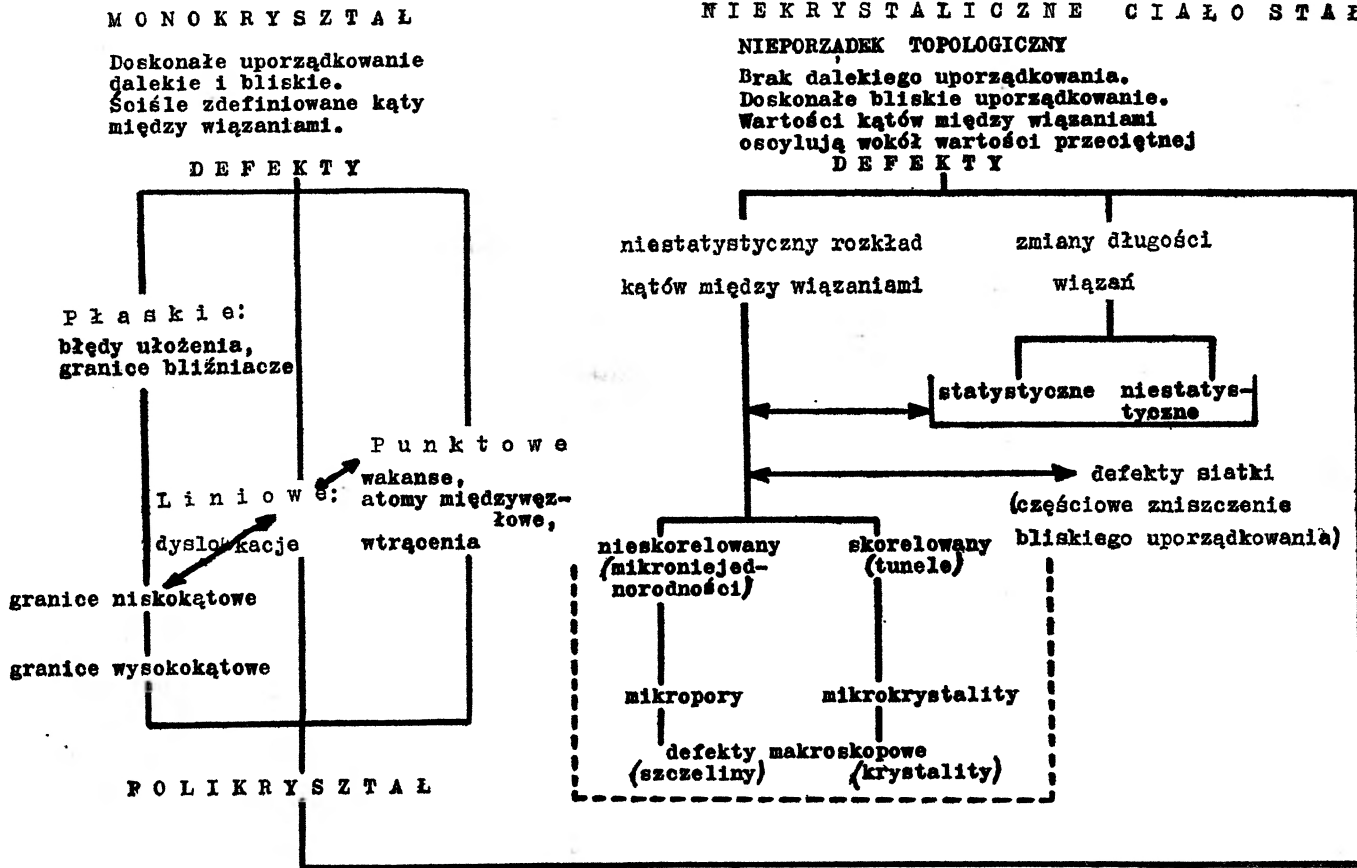
W tworzeniu „tuneli” współdziałają również lokalne odchylenia przeciętnej długości wiązań i defekty siatki. Powiększające się mikroniejednorodności powodują powstanie mikroszczelin lub mikrokrystalitów. W analogiczny sposób powstaje z monokryształu polikryształ (w tym przypadku pojawiają się coraz to nowe granice nisko- i wysokokątowe).

Jeżeli bliskie uporządkowanie zostanie zakłócone aż do tego stopnia, że nie będzie mogło być zachowane uporządkowanie ilościowe, powstanie prawdziwie amorficzne ciało stałe, które cechuje brak zarówno dalekiego, jak i bliskiego uporządkowania. Taki stan można uzyskać w wyniku napromieniowania kryształu, bądź bardzo szybkiego ochłodzenia cieczy metodą „Splat Cooling” [52].

Różne rodzaje defektów współdziałają wzajemnie ze sobą i trudno wyodrębnić poszczególne rodzaje nieuporządkowania. Przejście od stosunkowo nieznacznych zakłóceń w rozkładzie elektronów do większych defektów (szczeliny, kryształity) może dokonywać się w sposób ciągły.

Struktury amorficznej nie należy utożsamiać ze zdefektowaną strukturą kryształiczną [48]. W zdefektowanym kryształce może zostać zachowane dalekie uporządkowanie mimo lokalnego zniszczenia bliskiego uporządkowania. Natomiast w strukturze amorficznej, nawet nie zdefektowanej, nie ma dalekiego uporządkowania, ale brak dalekiego uporządkowania nie wyklucza istnienia bliskiego uporządkowania [53].

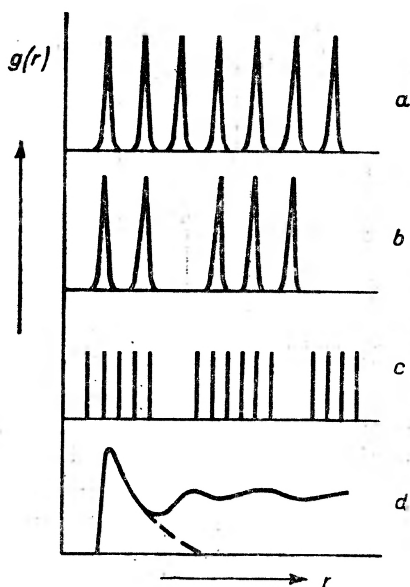
Zastawienie defektów struktury krystalicznej i niekrystalicznej (wg [42]); strzałki symbolizują oddziaływanie między defektami



PRAWDZIWIE AMORFICZNE CIAŁO STAŁE
 (Brak bliskiego uporządkowania lub zakłócone bliskie uporządkowanie)

3.3. Funkcja rozkładu radialnego

Funkcja rozkładu radialnego $g(r)$ uzyskiwana jest z doświadczalnych danych dyfrakcyjnych (rentgenowskich i elektronograficznych) w wyniku transformacji Fouriera. Pozwala na obliczenie liczby atomów w odległości r od dowolnie przyjętego atomu centralnego [54÷56]. Na rys. 1 przedstawiono schematycznie postać funkcji rozkładu radialnego dla jednowymiarowego modelu doskonałego kryształu, kryształu z defektami Schottky'ego, układu koloidalnego i cieczy.

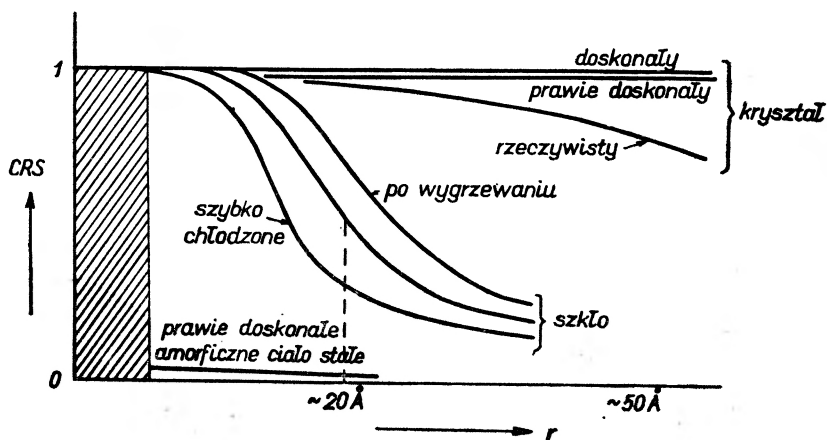


Rys. 1. Postać funkcji rozkładu radialnego $g(r)$ dla jednowymiarowego modelu doskonałego kryształu (a), kryształu z defektami Schottky'ego (b), układu koloidalnego (c) i cieczy (d), (wg [50])

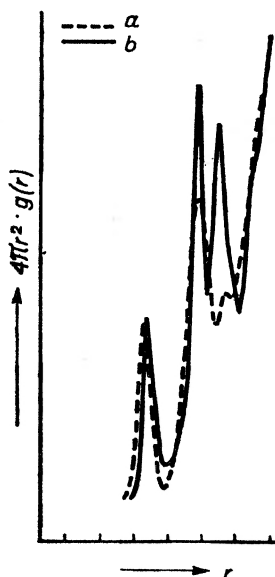
Stopień uporządkowania struktury może być charakteryzowany tzw. współczynnikiem powtarzalności w przestrzeni *, ściśle związanym z funkcją rozkładu $g(r)$. Współczynnik ten stanowi uśrednioną i znormalizowaną funkcję rozkładu [50]. Dla doskonałego dalekiego uporządkowania współczynnik przyjmuje wartość równą jedności, dla doskonałego nieuporządkowania (prawdziwie amorficzne ciało stałe) wartość zerową (rys. 2). W większości przypadków stopień uporządkowania zależy od odległości od atomu odniesienia i przyjmuje wartości lokalne. Wartość sumaryczna będzie średnią ważoną wszystkich wartości lokalnych. Znajomość wartości lokalnych jest niezwykle ważna dla zagadnień fluktuacji, zarodkowania, rozdziału faz.

* ang. *coefficient of repetition in space*, CRS.

Ny rys. 3 zestawiono krzywe rozkładu radialnego dla czystego krzemu w stanie amorficznym i w stanie krystalicznym [14]. Położenie pierwszego maksimum ($r_1 = 2,35 \text{ \AA}$) odpowiada promieniowi pierwszej sfery koordynacyjnej i wyznacza odległość pierwszych najbliższych sąsiadów od atomu centralnego.



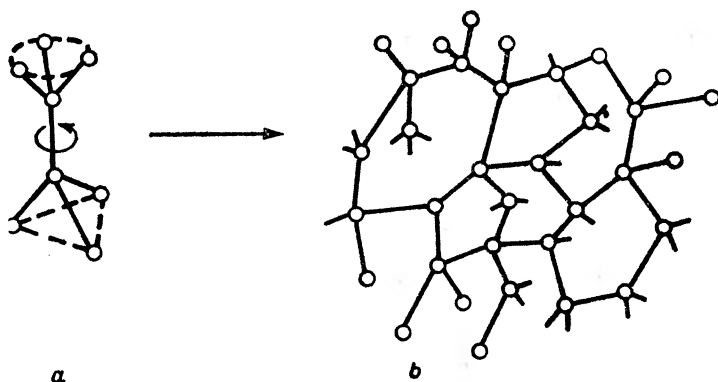
Rys. 2. Współczynnik powtarzalności CRS jako funkcja odległości od atomu centralnego w strukturze krystalicznej i niekrystalicznej (wg [50])



Rys. 3. Przebieg funkcji rozkładu radialnego dla czystego krzemu w stanie amorficznym — a i krystalicznym — b (wg [14])

Wartość ta jest (w granicach błędu doświadczalnego) jednakowa dla obu stanów: krystalicznego i amorficznego. Powierzchnia pod pierwszym maksimum daje pierwszą liczbę koordynacyjną n_1 . Jest ona w obu przypadkach równa 4, co dowodzi zachowaniu konfiguracji czworościennej również i w stanie amor-

ficznym. Położenie drugiego maksimum ($r_2 = 3,86 \text{ \AA}$) jest identyczne. Poszerzenie maksimum dla stanu amorficznego wynika z zakłóceń kątów między wiązaniami (o ok. $\pm 20^\circ$ względem charakterystycznej dla czworościanu wartości $109^\circ 28'$). Poszerzenie maksimum dla stanu krystalicznego jest wynikiem drgań sieci. Pola pod drugim maksimum pozostają jednak nadal równe, co daje jednakową liczbę drugich najbliższych sąsiadów, $n_2 = 12$. Najwyraźniejsza różnica między przebiegiem funkcji rozkładu radialnego dla krzemu krystalicznego i amorficznego zaznacza się w odległości $4,4 \text{ \AA}$ od atomu centralnego — trzecie maksimum koordynacyjne dla krzemu krystalicznego ($r_3 = 4,4 \text{ \AA}$, $n_3 = 12$) nie ma swojego odpowiednika w stanie amorficznym. Tłumaczy się to obrotem



Rys. 4. Powstawanie niekryształicznej siatki krzemu (wg [14]); a — obrót elementarnych czworościanów wokół wspólnego wiązania, b — struktura amorficzna

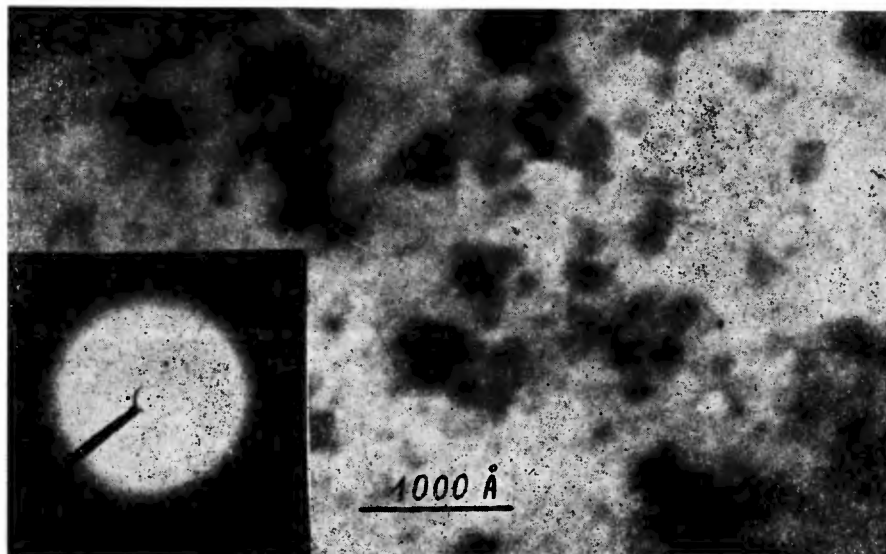
dwu sąsiadujących jednostek strukturalnych (rys. 4a) wokół wspólnego wiązania. Spełniony jest nadal warunek wysycenia wiązań, ale zakłócone zostaje dalekie uporządkowanie (typu diamentu). Dla jeszcze większych odległości od atomu centralnego przestaje być spełniony i ten warunek, niektóre wiązania ulegają rozerwaniu (rys. 4b), co w dalszej konsekwencji prowadzi do zmian morfologicznych (szczeliny, obniżenie makroskopowej gęstości).

Dla różnych materiałów proponuje się różne modele strukturalne w stanie amorficznym [54,57 ÷ 64]. Absorpcyjne badania ramanowskie i w podczerwieni amorficznego selenu dowodzą np. obecności zarówno pierścieni Se_8 (typowych dla struktury jednoskośnej), jak i spiralnych łańcuchów (charakterystycznych dla struktury trygonalnej) [65]. Skłonność selenu do tworzenia stanu szklistego przypisuje się istnieniu w cieczy przypadkowo zorientowanych łańcuchów, podobnie jak w polimerach, o ograniczonej zdolności zmian konfiguracyjnych.

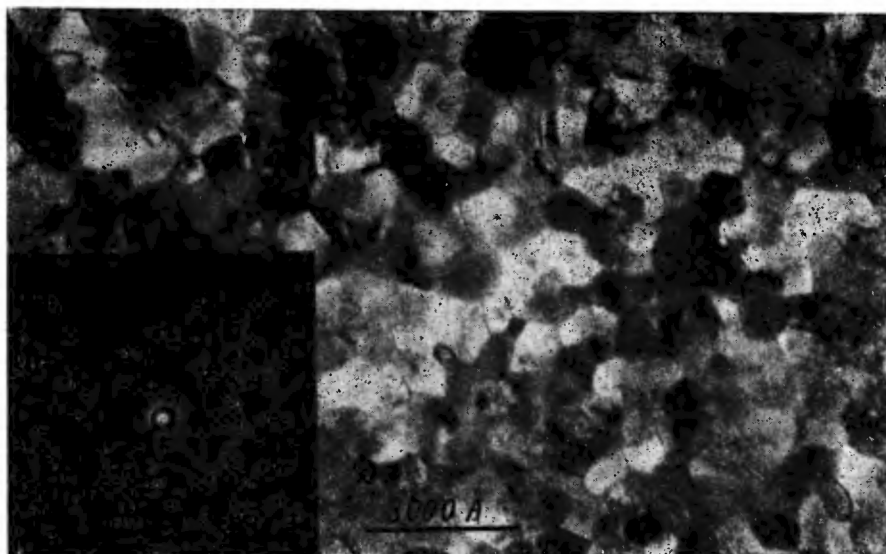
W amorficznym As_2Se_3 zachowana jest prawdopodobnie struktura warstwowa, obserwowana i w krystalicznym As_2Se_3 [66, 67].

Dla szkieł wieloskładnikowych o stężeniu nie mającym swego odpowiednika w postaci związku w fazie krystalicznej nie wiadomo, jaki przyjąć model struktury, wobec nieznamości komórki elementarnej.

Na rys. 5 przedstawiono obraz elektronograficzny powierzchni i dyfraktogram dla stopu eutektycznego Te-Pb w stanie niekryształicznym (a) i po krystalizacji (b).



a



b

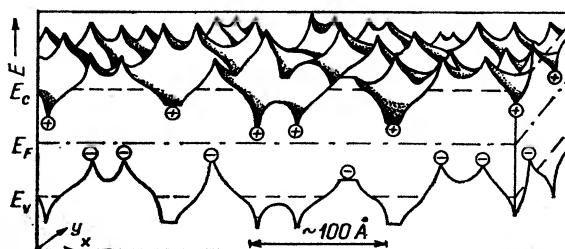
Rys. 5. Obraz elektronograficzny powierzchni i dyfraktogram dla stopu eutektycznego $\text{Te}_{85}\text{Pb}_{15}$ w stanie niekryształicznym (a) i po krystalizacji (b), (badania własne)

4. Własności elektryczne

4.1. Podstawy teorii pasmowej

Własności transportu amorficznych ciał stałych [16, 68] nie różnią się jakościowo od własności kryształu. Teoria pasmowa zakłada wprawdzie doskonałą periodiczność, ale podyktowane jest to wyłącznie dążeniem do uproszczenia opisu ilościowego. W ostatnich latach, wobec wzrastającego zainteresowania materiałami amorficznymi, podejmowane są próby wyznaczenia dla nich funkcji gęstości stanów $N(E)$ [69, 70]. Możliwe jest to przy założeniu istnienia bliskiego uporządkowania.

Poziomy energetyczne elektronów w ciele stałym zależą od rodzaju atomów, od których te elektrony pochodzą, oraz od charakteru i położenia najbliższych sąsiadów [70]. Jak wykazują badania strukturalne (rys. 3), najbliższe otoczenie jest często identyczne w stanie krystalicznym i w stanie amorficznym

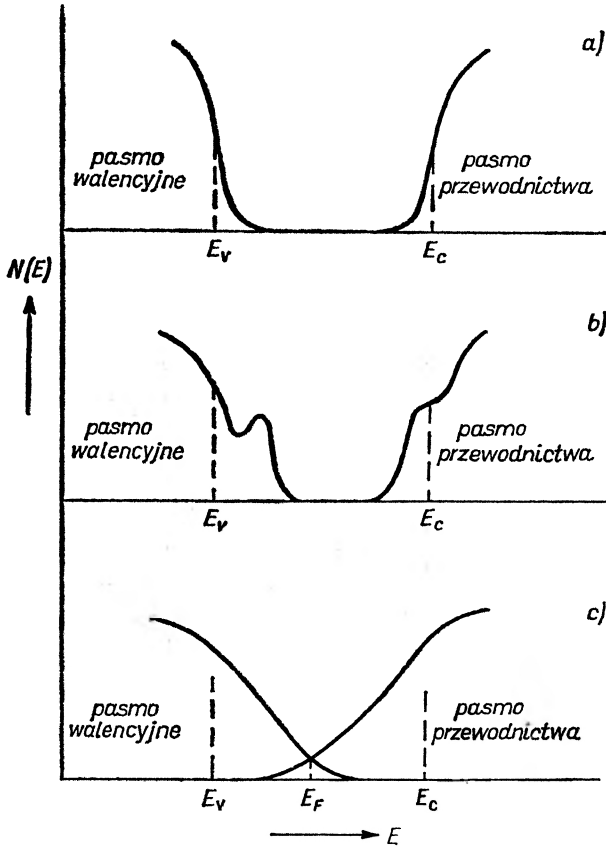


Rys. 6. Modelowy rozkład potencjału dla amorficznego półprzewodnika (wg [75]); E_c — dno pasma przewodnictwa, E_v — wierzchołek pasma wartościowości, E_f — poziom Fermiego

[68, 71 ÷ 73). Wpływ nieznacznych zmian orientacji najbliższych sąsiadów i wywołane tym zmiany pozycyjne dalszych sąsiadów rozpatrywać można jako perturbacje stanów własnych w kryształach [66, 74]. Jeżeli dalekie uporządkowanie zostanie zakłócone działaniem potencjału perturbacji, wszystkie stany ulegną nieznacznemu przesunięciu, jedne w kierunku wyższej energii, inne — w kierunku niższej [75], (rys. 6). Ponieważ atomy tworzące dany materiał są te same w stanie krystalicznym i amorficznym, perturbacje nie powinny wpłynąć na położenie środka ciężkości pasma. Zakres przesunięcia energii poszczególnych stanów będzie zależał od stopnia bliskiego nieuporządkowania. Krawędzie pasm mogą ulec rozmyciu, a niektóre stany mogą znaleźć się poza ekstremum pasm dla stanu krystalicznego [76], (rys. 7). Stany przypadające poza ekstremum tworzą tzw. ogony pasm*. Niestety, modele struktury pasmowej są najmniej

* ang. *band tails*.

dokładne dla ogonów pasm, a tymczasem te właśnie stany energetyczne (ogonów pasm przewodnictwa i walencyjnego) decydują o własnościach transportu amorficznych półprzewodników [16].



Rys. 7. Różne modele struktury pasmowej amorficznych półprzewodników (wg [76])

4.1.1. Koncepcja przerwy ruchliwości. Stany zlokalizowane

Znajomość funkcji gęstości stanów $N(E)$ nie wystarcza do analizy własności transportu [77], pozwala jedynie na wyznaczenie energii Fermiego i określenie równowagowego rozkładu elektronów w pewnej temperaturze. Aby obliczyć przewodnictwo elektryczne, należy znać ruchliwość nośników w każdym ze stanów [78]. Istotna jest zwłaszcza ruchliwość elektronów powyżej poziomu Fermiego E_F i ruchliwość dziur poniżej poziomu E_F . Znając konfigurację w stanie podstawowym, można obliczyć prędkość, jaką uzyska nośnik w dowolnym stanie pod działaniem pola elektrycznego. Wobec możliwości tunelowania kwantowo-mechanicznego pomiędzy dwoma stanami o tej samej energii, wszystkim stanom energetycznie identycznym będzie odpowiadała ta sama wartość ruchli-

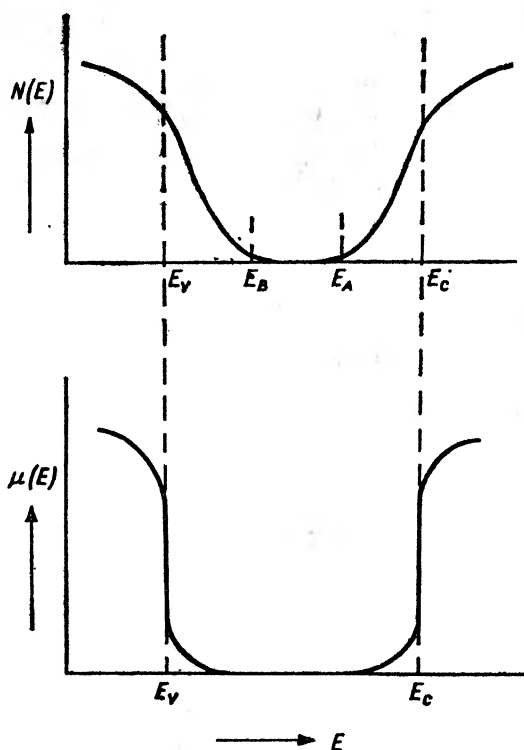
wości $\mu(E)$. Przewodnictwo elektryczne wyrazi się zależnością

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} dE \cdot g(E) \cdot f(E) [1-f(E)] e \cdot \mu(E) / kT, \quad (1)$$

gdzie $f(E)$ jest funkcją rozkładu Fermi-Diraca

$$f(E) = \{\exp[(E-E_F)/kT] + 1\}^{-1}. \quad (2)$$

Rozkład ruchliwości będzie ściśle uzależniony od rozkładu gęstości stanów. Jeżeli wszystkie stany będą zlokalizowane, ruchliwość ich będzie zerowa w przypadku, gdy nie nakładają się stany o jednakowej energii. Jednak już przy pewnej gęstości nakładających się stanów zlokalizowanych o tej samej energii możliwe staje się tunelowanie między nimi, co prowadzi do określonej wartości ruchliwości.

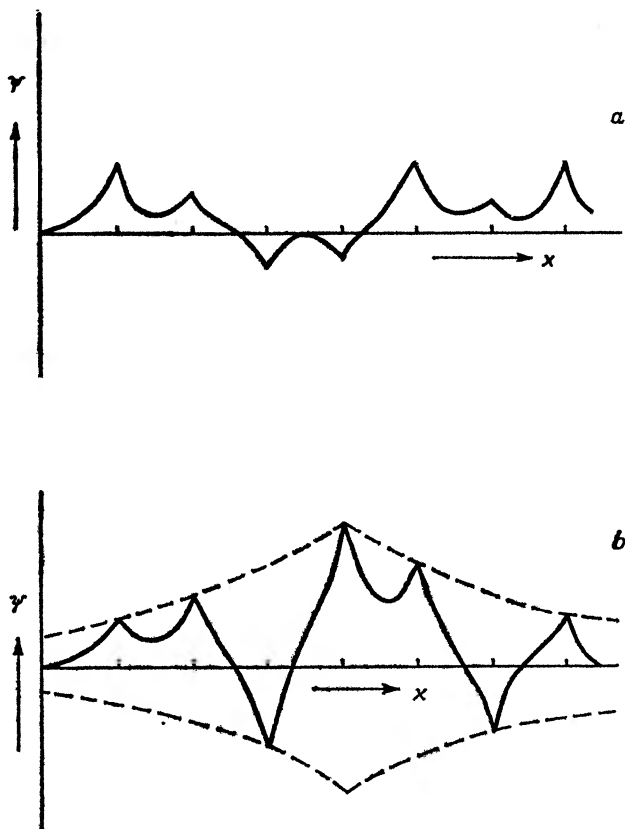


Rys. 8. Ruchliwość nośników ładunku jako funkcja energii stanów

Prawdopodobieństwo tunelowania maleje wykładniczo ze wzrostem odległości między stanami, a wobec tego dla energii o wysokiej gęstości stanów $N(E)$ ruchliwość $\mu(E)$ może o kilka rzędów wielkości przewyższać wartość ruchliwości odpowiadającą energii o niskiej gęstości stanów. Wg Motta [79÷82] ruchliwość spada gwałtownie do zera dla pewnej krytycznej wartości energii w każdym z ogonów pasm (rys. 8). Te krawędzie ruchliwości odgrywają w amor-

ficznych półprzewodnikach taką samą rolę, jaką spełniają krawędzie pasm w półprzewodnikach krystalicznych.

Spotyka się ostatnio wiele prac, których autorzy usiłują na drodze teoretycznej wykazać istnienie krawędzi ruchliwości. Problem jest nadal otwarty [83 ÷ 87]. Większość modeli opiera się na założeniu nieregularnie zmiennego potencjału, ale w sieci periodycznej [80], (rys. 9). Założenie takie nie jest



Rys. 9. Przebieg funkcji falowej elektronu (a) w stanach niezlokalizowanych i (b) w stanach zlokalizowanych (lokalizacja niezupełna), (wg [80])

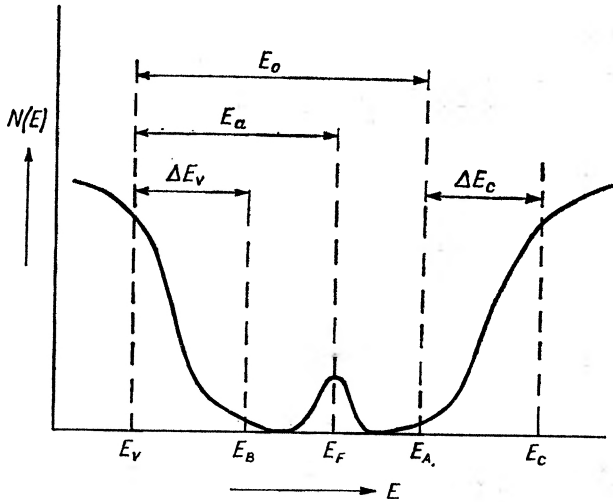
jednak odpowiednie dla półprzewodników amorficznych, dla których istotne jest nieuporządkowanie pozycyjne dalekiego zasięgu. Model ilościowy, ujmujący wpływ nieuporządkowania pozycyjnego, opiera się na półklasycznej teorii perkolacji [66, 85, 88]. Według tego modelu nakładają się dwa potencjały: normalny potencjał periodyczny oraz potencjał zakłócający. Elektron będzie zlokalizowany, jeżeli jego energia będzie niższa od wszystkich barier potencjału wokół położenia, w którym się znajduje. W doskonale periodycznym kryształach elektrony będą zlokalizowane, gdy ich energia będzie niższa od energii „siodła potencjału” między najbliższymi sąsiadami. Dla wyższych energii będą zde-

lokalizowane. Dla tej krytycznej wartości energii muszą więc wystąpić ostre krawędzie pasma przewodnictwa.

Jeżeli rzeczywiście występują ostre krawędzie ruchliwości, to scałkowanie równania (1) powinno doprowadzić do wyrażenia (3)

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp(-E_a/kT) \quad (3)$$

określającego aktywowane termicznie przewodnictwo półprzewodników. Energia aktywacji dla dziur i elektronów powinna być równa odpowiednio różnicy między energią Fermiego a krawędzią ruchliwości pasma wartościowości, bądź pasma przewodnictwa (rys. 10). Jednak, w przeciwieństwie do półprzewodników



Rys. 10. Zmodyfikowana funkcja gęstości stanów z uwzględnieniem stanów w pasmie wzbro-nionym (wg [89]); E_a — energia aktywacji przewodnictwa, E_0 — przerwa optyczna ($E_0 = E_A - E_V$ lub $E_0 = E_C - E_B$), ΔE_v — zakres energetyczny stanów zlokalizowanych w ogonie pasma wartościowości, ΔE_c — zakres energetyczny stanów zlokalizowanych w ogonie pasma przewodnictwa

krystalicznych, nawet w obszarze przewodnictwa samoistnego energia Fermiego E_F nie musi leżeć w pobliżu środka przerwy [68]. W niskich temperaturach powinna znajdować się w połowie odległości między krawędziami pasm (ale nie krawędziami ruchliwości), natomiast w przypadku szerokich i asymetrycznych ogonów pasm położenie E_F będzie zależało od temperatury. Stężenie swobodnych elektronów nie będzie równe stężeniu dziur, energia Fermiego będzie bliżej jednej lub drugiej krawędzi ruchliwości.

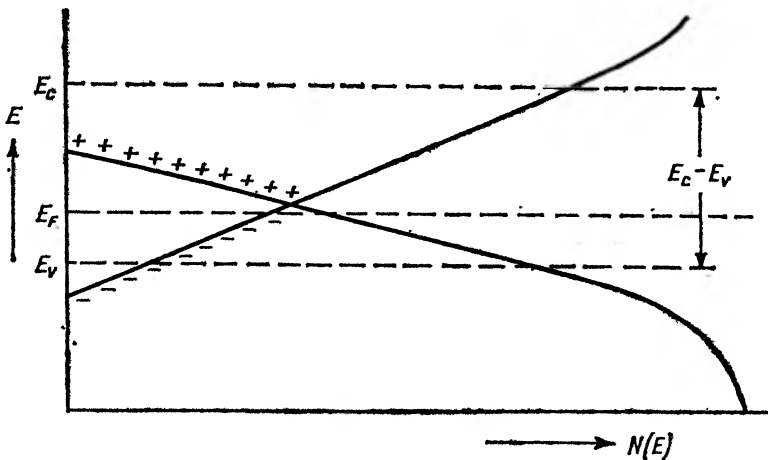
4.1.2. Model CFO *

Dla układów maksymalnie nieuporządkowanych Cohen i in. [90] sugerowali możliwość pokrywania się ogonów pasm wartościowości i przewodnictwa w przerwie energetycznej (rys. 7). Proponowana struktura pasmowa powinna

* Cohen, Fritzsche, Ovshinsky.

prowadzić do własności metalicznych wobec skończonej gęstości stanów dla energii Fermiego, gdyby nie fakt, że stany w ogonach pasm są zlokalizowane. Jeżeli występują ostre krawędzie ruchliwości (spowodowane zmianą charakteru stanów z niezlokalizowanych na zlokalizowane), nadal będą zachowane własności półprzewodnictwa i spełnione równanie (3).

Koncepcja częściowego nakładania się ogonów pasm prowadzi do niezwykłych wniosków. Przede wszystkim jeżeli nakładające się stany są zlokalizowane, należy rozróżnić stany pasma wartościowości i stany pasma przewodnictwa. W kowalencyjnych półprzewodnikach elektronów jest akurat tyle, aby pasmo walencyjne wypełnione było całkowicie, natomiast pasmo przewodnictwa było puste. Wobec tego stany zlokalizowane pasma walencyjnego odpowiadają obo-



Rys. 11. Poziomy donorowe (+) i akceptorowe (—) w amorficznych półprzewodnikach (wg [16])

jętnym atomom tylko wówczas, gdy są zajęte, a stany zlokalizowane pasma przewodnictwa tylko wówczas, gdy są puste. Nieobsadzony stan w ogonie pasma walencyjnego musi reprezentować jon naładowany dodatnio, natomiast obsadzony stan w ogonie pasma przewodnictwa odpowiada jonowi ujemnemu (rys. 11). Ponieważ ogony pasm pokrywają się, w pasmie walencyjnym będą występowały stany o wyższej energii niż w początkowo pustym pasmie przewodnictwa. Musiałaby nastąpić redystrybucja elektronów. Stany z ogonów pasm muszą być więc zlokalizowane w różnych obszarach przestrzeni [16], naładowane „pułapki” będą od siebie oddzielone.

Model CFO zakłada niezależność struktury pasmowej od obsadzenia stanów, co nie będzie słuszne przy znacznej lokalizacji stanów [16, 68]. Jednak, zgodnie z sugestią Motta [79] o dążeniu do lokalnego wysycenia wartościowości, w kowalencyjnych półprzewodnikach amorficznych stężenie poziomów donorowych i akceptorowych jest niewielkie, co czyni model CFO w przybliżeniu słuszny. Za poziomy donorowe uważa się stany z ogona pasma walencyjnego znajdu-

jące się w pobliżu pasma przewodnictwa, a za poziomy akceptorowe — stany z ogona pasma przewodnictwa, znajdujące się w pobliżu pasma walencyjnego.

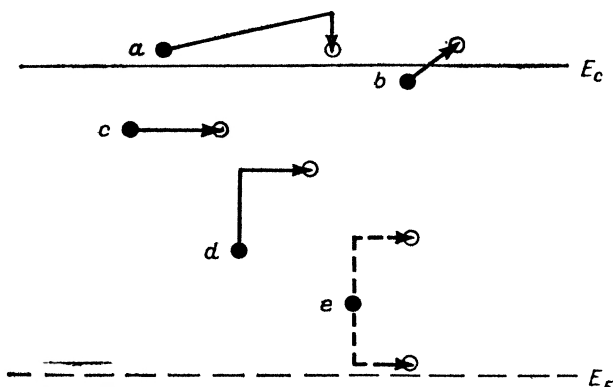
W przypadku, gdy istnieje skończona gęstość stanów dla energii Fermiego, możliwy jest inny mechanizm przewodnictwa, oparty na przeskoku nośników ładunku pomiędzy najbliższymi stanami. W dostatecznie niskiej temperaturze możliwe staje się tunelowanie do stanów bardziej odległych, ale o identycznej energii [81, 91].

4.2. Mechanizm przewodnictwa

Przewodnictwo elektryczne σ można przedstawić ogólnie jako iloczyn (4):

$$\sigma = n \cdot q \cdot \mu, \quad (4)$$

gdzie n jest liczbą cząstek o ładunku q , a μ ich ruchliwością. Jeżeli przewodnictwo zachodzi równoległe według kilku mechanizmów, wartość σ będzie sumą poszczególnych udziałów. Równanie (4) wiąże makroskopowo mierzalną wartość przewodnictwa σ z mikroskopową wartością ruchliwości μ , którą często można wyliczyć teoretycznie.



Rys. 12. Schematyczna ilustracja możliwych mechanizmów transportu w amorficznym półprzewodniku (wg [92])

Wyróżnia się zasadniczo pięć różnych mechanizmów transportu nośników ładunku [92] w półprzewodzącym materiale amorficznym (rys. 12) (dla uproszczenia przedstawiono je tylko w odniesieniu do przewodnictwa typu n):

- a) przenoszenie ze sporadycznym rozpraszaniem, przy czym średnia droga swobodna jest znacznie większa od przeciętnej odległości międzyatomowej,
- b) przenoszenie typu dyfuzyjnego pomiędzy sąsiednimi najbliższymi stanami,
- c) tunelowanie od jednego poziomego defektowego do drugiego poziomu o tej samej energii kT ,
- d) tunelowanie między dwoma poziomami defektowymi z uwzględnieniem stanów wzbudzonych (aktywacja cieplna),
- e) tunelowanie między dwoma stanami defektowymi o różnej energii, aktywowane fluktuacjami potencjału.

Do procesów a) i b) włączone są przeskoki między stanami pasma przewodnictwa, nie są one natomiast uwzględnione w procesie d).

Płósciowa analiza udziału poszczególnych cząstkowych procesów transportu wskazuje na dominującą rolę procesu a) już w temperaturze pokojowej (i tym bardziej w wyższej). Ruchliwość nośników poruszających się wg tego mechanizmu jest rzędu $100 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, gdy różnica energii między krawędzią ruchliwości a krawędzią pasma wynosi $0,2\text{eV}$. Procesy przebiegające wg pozostałych mechanizmów wnoszą znacznie mniejsze udziały ruchliwości, odpowiednio:

dla mechanizmu dyfuzyjnego (b) poniżej $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (przyjmując średnią drogę swobodną równą odległości międzyatomowej),

dla mechanizmu tunelowania $10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (w tym przypadku ruchliwość jest niezwykle czuła na zmiany tzw. długości tunelowania, czego dowodem jest znaczny wzrost gęstości pałapek w pobliżu krawędzi pasm w strukturach nieuporządkowanych),

dla mechanizmu tunelowania z jednoczesną aktywacją cieplną nieco powyżej $10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,

dla mechanizmu tunelowania aktywowanego fluktuacjami potencjału rzędu $10^{-6} \text{ cm}^2\text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Dane doświadczalne o mechanizmie przewodnictwa uzyskuje się na podstawie pomiarów zależności przewodnictwa od temperatury. Jeżeli $\log \sigma$ jest liniową funkcją T^{-1} , przewodnictwo jest typu pasmowego (jak w krystalicznych półprzewodnikach) lub też występują przeskoki w jednym z ogonów pasm bądź w pobliżu E_F . Jeżeli natomiast $\log \sigma$ jest liniową funkcją $T^{-1/4}$, o efekcie przewodzenia decyduje tunelowanie [93 ÷ 95].

4.2.1. Przewodnictwo filmów nieciągłych

Bardzo cienkie filmy mogą w rzeczywistości stanowić zbiór nie stykających się ze sobą cząstek naniesionych na powierzchnię substratu. Mechanizm przewodnictwa elektrycznego może być wówczas dwojaki [96]:

zachodzi kwantowo-mechaniczne tunelowanie pomiędzy poszczególnymi cząstkami,

zachodzi termoemisja elektronów do pasma przewodnictwa materiału podłoża (substratu), a następnie wychwytywanie tych elektronów przez sąsiednią cząstkę.

Jeżeli cząstki o średnicy p (dla uproszczenia sferyczne) znajdują się w odległości g od siebie, to o własnościach filmu będzie decydował stosunek p/g oraz wartości p i g względem średniej drogi swobodnej nośnika. Na własności całego układu film-podłoże będzie ponadto wpływał charakter podłoża i właściwy mu mechanizm przewodnictwa. Jeżeli dominują własności podłoża, bada się własności układu jak całości, a nie własności filmu i w tym przypadku wpływ niejednorodności filmu nie jest istotny.

a) Jeżeli cząstki są małe oraz odstęp między nimi wystarczająco mały, za efekt przewodnictwa odpowiedzialny będzie proces tunelowania. Wówczas materiał podłoża spełnia jedynie rolę podtrzymującą, a zależność przewodnictwa filmu od zewnętrznego pola i od temperatury wyznaczyć można zwykłymi metodami.

Jeżeli odstęp między cząstkami wzrasta, prawdopodobieństwo tunelowania gwałtownie maleje. Za efekt przewodnictwa odpowiedzialna będzie termemisja z cząstek filmu do materiału podłoża. Gdy odległość między cząstkami g jest rzędu średniej drogi swobodnej w materiale podłoża, może nastąpić bezpośrednie przeniesienie nośnika z jednej cząstki do drugiej poprzez podłoże. Jeżeli zaś odległość między cząstkami będzie znacznie przewyższała średnią drogę swobodną nośnika w podłożu, przewodnictwo układu film-podłoże będzie właściwie przewodnictwem podłoża.

b) Jeżeli cząstki są duże, a odległość między nimi stosunkowo mała, przewodnictwo tych cząstek będzie wyznaczało przewodnictwo całego układu. Będzie ono zależało od wymiarów cząstki względem długości średniej drogi swobodnej nośnika w materiale filmu oraz od obecności wszelkich defektów jak dyslokacje, granice ziarn itp.

Natomiast jeżeli cząstki są duże, ale i odległość między nimi duża, przewodnictwo *via* podłoże będzie tak małe, że wymiary cząstek będą już bez znaczenia.

Interpretacja własności elektrycznych filmów nieciągłych jest bardzo trudna nawet w określonej temperaturze, ponieważ nie można poznać, a tym bardziej kontrolować wszystkich parametrów, które mogą mieć wpływ na mierzoną wartość. Analizę wpływu temperatury na przewodnictwo utrudnia dodatkowo fakt, że wraz z temperaturą zmienia się odległość między cząstkami wskutek rozszerzalności cieplnej podłoża.

Na zależność temperaturową przewodnictwa układu film-podłoże składają się następujące czynniki:

zmiana przewodnictwa poszczególnych cząstek,

zmiana prawdopodobieństwa tunelowania wskutek zmiany odległości między cząstkami,

zmiana przewodnictwa podłoża z temperaturą,

zmiany w materiale filmu i materiale podłoża wywołane zmianami temperatury.

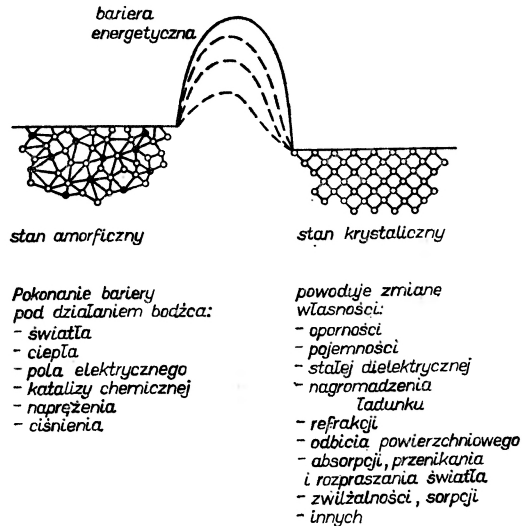
Jeżeli nawet określi się te udziały, pozostanie jeszcze wpływ obecności zaadsorbowanego gazu, desorpcja gazu z cząstek filmu i materiału podłoża itp.

Ogólnie, oporność filmu przewyższa oporność materiału masywnego, jeżeli grubość filmu obniży się poniżej pewnej wartości krytycznej. Wzrośnie jeszcze bardziej w momencie, gdy struktura filmu stanie się nieciągła.

Również i w odniesieniu do innych zjawisk istnieje pewna grubość krytyczna, po przekroczeniu której można rozpatrywać film jako reprezentatywną próbkę materiału masywnego [97, 98].

4.3. Efekty przełączania i pamięci

Przełączanie polega na skokowej zmianie oporności w wyniku zmian strukturalnych w amorficznym filmie. Dokonuje się pod działaniem dowolnej postaci energii, dostarczonej z zewnątrz do układu. Może to być energia pola elektrycznego, energia mechaniczna, świetlna lub cieplna [99÷109]. Bodźce te mogą działać niezależnie lub łącznie (rys. 13).



Rys. 13. Ilustracja bariery energetycznej stan amorficzny — stan krystaliczny (wg [109]).
Możliwości pokonania bariery i towarzyszące efekty

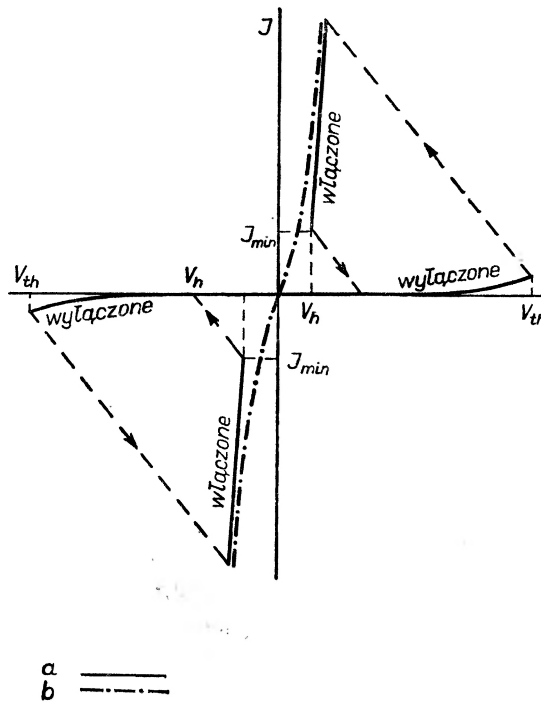
Szybkie przełączanie elektryczne (po przekroczeniu krytycznej wartości napięcia) od stanu o wysokiej oporności do stanu o wysokim przewodnictwie obserwowane było dla niektórych amorficznych półprzewodników już w roku 1957 [14]. Jednak dopiero artykuł Ovshinsky'ego [110] z roku 1968 zwrócił na ten problem uwagę większego grona badaczy, wyodrębniając wyraźnie dwie grupy efektów przełączania: przełączanie progowe i przełączanie z pamięcią (rys. 14).

Przełącznik progowy powraca do stanu o wysokiej oporności (niskim przewodnictwie), gdy natężenie prądu elektrycznego spadnie poniżej pewnej wartości krytycznej I_{\min} . Przełącznik z pamięcią pozostaje w stanie o wysokim przewodnictwie nawet po usunięciu zewnętrznego pola, a ponowne przejście do stanu o wysokiej oporności wymaga działania dodatkowych impulsów zewnętrznych [112].

Stanowi o wysokiej oporności odpowiada pozycja przełącznika „wyłączone”, stanowi o wysokim przewodnictwie odpowiada pozycja „włączone”. W pozycji „wyłączone” element aktywny przełącznika, tj. amorficzny film półprzewodnikowy, jest w stanie stabilnym, natomiast położeniu „włączone” odpowiada stan metastabilny elementu aktywnego. Odczytanie informacji zarejestrowa-

nych w pamięci wiąże się z chwilowym powrotem do stanu wyjściowego o wysokiej oporności, wymaga jednak bardzo słabego impulsu zewnętrznego i wobec tego może być powtarzane niemal nieskończenie [14, 111].

Doświadczalnie stwierdzono, że najbardziej odpowiednimi materiałami na przełączniki progowe są stabilne szkła, nie wykazujące tendencji do krystalizacji nawet podczas ogrzewania i następnie powolnego chłodzenia [113, 114]. Jednym z takich materiałów jest np. $\text{Te}_{33}\text{As}_{27}\text{Ge}_{20}\text{S}_{20}$ [14] (parametry: napięcie przełączające $V_{th} \leq 15$ V, czas przełączenia 10^{-10} s, maksymalna częstość działania 10^6 Hz, przewodnictwo w stanie wyłączonym $10^{-7} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, natężenie prądu w stanie włączonym w zakresie 1—100 mA).



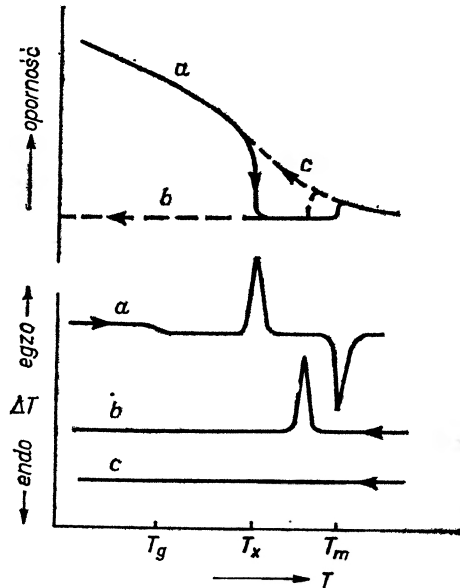
Rys. 14. Charakterystyka prąd-napięcie dla modelowego przełącznika: *a* — progowego i *b* — z pamięcią (wg [111]). Napięcie progowe V_{th} w przybliżeniu proporcjonalne do grubości filmu

Najbardziej odpowiednimi materiałami na przełączniki z pamięcią są szkła o składzie odpowiadającym granicy obszaru zeszklenia, względnie łatwo krystalizujące, np. $\text{Te}_{81}\text{Ge}_{15}\text{As}_4$ [14] (charakterystyka: napięcie przełączające ok. 15 V, czas przełączenia 10^{-3} s, przewodnictwo w stanie wyłączonym $10^{-6} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, przewodnictwo w stanie włączonym $10^{-2} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$).

Podstawy fizyczne działania obu typów urządzeń, w których element aktywny ma grubość zaledwie kilku mikronów, nie są jeszcze jednoznacznie określone.

4.3.1. Mechanizm pamięci

Efekt pamięci jest najprawdopodobniej związany z powstaniem krystalicznego włókna przewodzącego w amorficznym filmie [108, 115, 116]. Wykazano to doświadczalnie dla przypadku dużej odległości między katodą i anodą (dzięki czemu ułatwiona była obserwacja wzrostu takiego włókna). Kinetyka krystalizacji oraz jej wpływ na procesy elektroniczne nie jest jednak poznana. Przejście do stanu „wyłączone” wymaga przypuszczalnie stopienia przewodzącego włókna krystalicznego i jego powrotu do stanu amorficznego w wyniku szybkiego ochłodzenia. Procesy te zobrazowane są na rys. 15 dla amorficznego



Rys. 15. Przebieg zmian własności elektrycznych i termicznych dla przełącznika z pamięcią (wg [117]), *a* — ogrzewanie, *b* — chłodzenie powolne, *c* — chłodzenie szybkie; T_g — temperatura zeszklenia, T_x — temperatura początku krystalizacji fazy amorficznej, T_m — temperatura topnienia

stopu $\text{Te}_{81}\text{Ge}_{15}\text{X}_4$ [117]. Krzywe *a* odpowiadają zmianom w materiale amorficznym ogrzewanym z szybkością $25 \text{ deg} \cdot \text{min}^{-1}$. Krzywe *b* i *c* odpowiadają zmianom podczas chłodzenia po uprzednim stopieniu. Szybkość chłodzenia dla przypadku *b* poniżej $25 \text{ deg} \cdot \text{min}^{-1}$, dla przypadku *c* powyżej $25 \text{ deg} \cdot \text{min}^{-1}$. Podczas ogrzewania (krzywa *a*) obserwuje się gwałtowny spadek oporności w temperaturze T_x . Jednocześnie w wyniku różnicowej analizy termicznej uzyskuje się na termogramie ekstremum dla T_x , świadczące o biegu procesu egzotermicznego. Procesem tym jest krystalizacja materiału amorficznego (tzw. dewitryfikacja, odszklenie). Chłodzenie od temperatury niewiele przewyższającej T_x nie zmienia stanu strukturalnego, zachowany zostaje nadal stan o niskiej oporności. Istotne zmiany występują dopiero podczas chłodzenia

materiału stopionego, tj. od temperatury przewyższającej temperaturę topnienia T_m . Przebieg tych zmian zależy od szybkości chłodzenia.

Jeżeli chłodzenie jest powolne (krzywa *b*), po osiągnięciu dostatecznego przehłodzenia nastąpi krystalizacja (w temperaturze nieco niższej od T_m). Procesowi temu odpowiada pik egzotermiczny na termogramie różnicowym. Oporność powstałego stanu krystalicznego jest niska.

Chłodzenie szybkie (krzywa *c*) powoduje powrót do wyjściowego stanu szklistego o wysokiej oporności. Oporność zgadza się w tym przypadku z ekstrapolowaną według krzywej zmian oporności z temperaturą dla cieczy (tj. dla danego materiału powyżej jego temperatury topnienia T_m), co dowodziłoby podobieństwa strukturalnego.

Mimo przyjętego jakościowego modelu procesu przełączania z pamięcią [118], nadal wiele zagadnień pozostaje nie wyjaśnionych. Nie wiadomo np. w jaki sposób przebiega krystalizacja [116, 119], czy poprzedza ją rozdział faz do dwu różnych faz szklistych [120 ÷ 122], z których następnie jedna tylko krystalizuje, czy też może ma miejsce klasyczne zarodkowanie w fazie początkowo jednorodnej. Wydaje się, że nie można obecnie oczekiwać ogólnej odpowiedzi na te pytania, konieczne jest najpierw systematyczne przebadanie różnych grup materiałów [123].

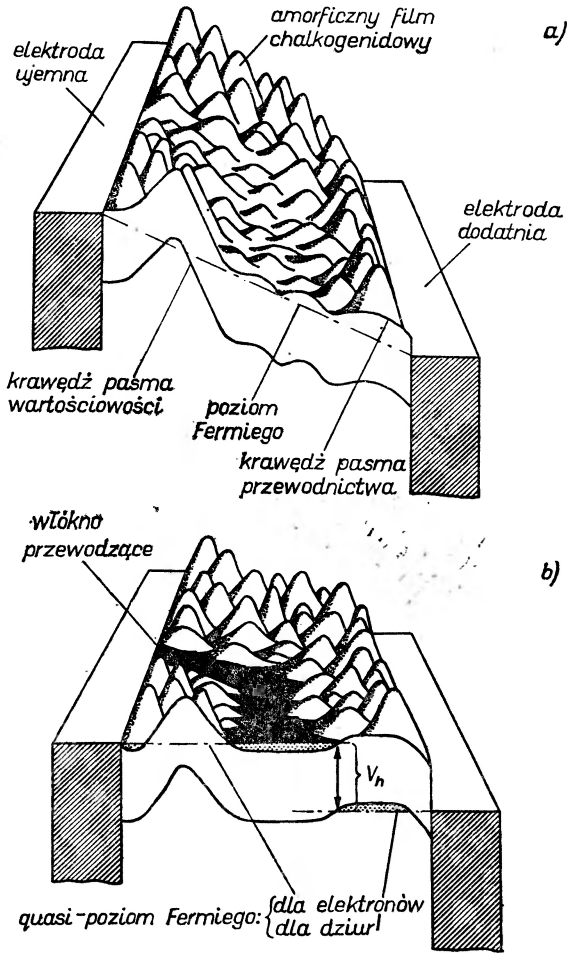
4.3.2. Mechanizm przełączania progowego

Mechanizm efektu przełączania progowego jest jeszcze bardziej kontrowersyjny [124]. Istnieją dane doświadczalne pozwalające ocenić przekrój włókna przewodzącego i rząd gęstości prądu. I tak dla przeciętnego włókna krystalicznego w amorficznym filmie pole przekroju poprzecznego wynosi $5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$. Jeżeli płynie prąd 10 mA, gęstość prądu będzie rzędu $5 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ i w takich warunkach nie jest możliwy mechanizm czysto termiczny [111]. Nie może zostać zachowany warunek stałej temperatury, ponieważ wydzielają się znaczne ilości energii, a to musi wywoływać dalsze zmiany natury elektronicznej w tak czułym na zmiany temperatury materiale, jakim jest amorficzny półprzewodnik. Wiadomo, że efekty termiczne odgrywają istotną rolę [125], ale nie wiadomo czy wyłącznie one są odpowiedzialne za zmianę charakterystyki prądowo-napięciowej materiału. Działanie termiczne jest prawdopodobnie konieczne, ale nie wystarczające. Udział efektu termicznego będzie zależał od grubości filmu. Będzie wzrastał ze wzrostem grubości filmu wobec większej ilości wydzielanego ciepła krystalizacji.

Nie jest właściwie ważne czy włókno powstaje ostatecznie w wyniku fluktuacji termicznych, czy elektronicznych. Jego powstanie zmienia rozkład gęstości prądu [126, 127] i dopiero wynikiem tych zmian jest przełączenie. Interpretacja dalszych efektów wymaga przede wszystkim poznania zależności przewodnictwa elektrycznego elementu aktywnego od zewnętrznego pola [128 ÷ 132]. Efekty są tu natury termoelektrycznej, w odróżnieniu od efektów czysto termicznych w termistorach.

Grubość filmu amorficznego $10 \mu\text{m}$ uznaje się ogólnie za krytyczną [14].

W filmach grubszych dominuje mechanizm przebicia termicznego, tworzy się tunel przewodzący, w którym materiał może być nawet w stanie ciekłym. Natomiast w filmach cieńszych przebicie następuje już przy niższym napięciu



Rys. 16. Jeden z modeli działania przełącznika progowego (wg [126]). Element aktywny — szkło chalkogenidowe; a — stan o niskim przewodnictwie („wyłączone”), b — stan o wysokim przewodnictwie („włączone”)

i krótszym czasie opóźnienia, niż by wymagał tego mechanizm termiczny. Współdziałają widocznie jeszcze i inne mechanizmy [108, 133 ÷ 136]. Trudno je jednak wyodrębnić ze względu na bardzo małe wymiary elementu aktywnego.

5. Szklá chalkogenidowe

Wiele materiałów półprzewodnikowych wykazuje w stanie amorficznym interesujące własności. Powszechne zastosowanie w elektronice znalazły jednak dotychczas jedynie wieloskładnikowe układy chalkogenidowe, tzw. szklá chal-

kogenidowe [93, 101, 113, 115, 137÷145]. Są to siarczki, selenki, tellurki niektórych pierwiastków grupy IV układu okresowego (Si, Ge), grupy V (P, As, Sb), nikiel i grupy III (Tl, Ga).

Zakres przewodnictwa elektrycznego wykazywanego przez szkła chalkogenidowe obejmuje zarówno zakres „dobrych” izolatorów, jak i „dobrych” półprzewodników, zawiera się w granicach 10^{-2} do $10^{-16} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ [15]. Przewodnictwo jest raczej typu elektronowego, a nie jonowego. Współczynnik temperaturowy przewodnictwa jest dodatni, energia aktywacji przewodnictwa jest w przybliżeniu stała w szerokim przedziale temperatury.

Szkła chalkogenidowe cechuje atomowy charakter wiązań [146]. Stanowią pod tym względem pośrednią grupę materiałów między typowymi szklami nieorganicznymi (tlenkowymi) o wiązaniach jonowych a polimerami organicznymi o wiązaniach van der Waalsa.

Wyróżnia się trzy grupy szkieł chalkogenidowych [147], zależnie od charakteru zmian bliskiego uporządkowania i rodzaju wiązań w przemianie do stanu krystalicznego:

Grupa I. Związki stechiometryczne, w których podczas krystalizacji nie zachodzą istotne zmiany lokalnego uporządkowania (np. As_2Se_3)

Grupa II. Związki stechiometryczne, w których zmiany bliskiego uporządkowania, towarzyszące krystalizacji ze stanu amorficznego, są znaczne (np. GeTe , As_2Te_3 [148])

Grupa III. Stopy o składzie nie-stechiometrycznym, w których przemiana do stanu krystalicznego obejmuje proces rozdziału faz.

Większość dotychczas sporządzanych i badanych elementów przełączających wywodzi się z materiałów grupy drugiej lub trzeciej. Ustalono np., że za efekt pamięci wykazywany przez amorficzny związek GeTe odpowiedzialna jest zainicjowana termicznie krystalizacja, przy czym wydziela się faza o niskiej oporności, wzbogacona w tellur [111, 147, 149]. Włókno przewodzące zawiera przede wszystkim „zdegenerowany” tellur o przewodnictwie typu metalicznego.

Grupa pierwsza szkieł chalkogenidowych charakteryzuje się niewielką zmianą przewodnictwa podczas krystalizacji. Np. oporność As_2Se_3 zarówno w stanie amorficznym, jak i krystalicznym jest rzędu $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ [150], ale jednocześnie element przełączający z tego materiału „włącza” dla $10^7 \Omega$, „włącza” dla $10^2 \Omega$ i w tym stanie włączonym jest stabilny. Prawdopodobnie zachodzi w tym przypadku jakaś dodatkowa przemiana fazowa w stanie krystalicznym, warunkująca działanie elementu. Przypuszcza się, że w wyniku rozkładu spinodalnego tworzy się „ścieżka przewodząca” z bardzo rozdrobnionych wydzieli przewodzących, co daje w efekcie przełączenie. Napięcie progowe jest tu parametrem kinetycznym.

Niżej podano przykładowo kilka układów chalkogenidowych wykorzystywanych w przemyśle elektronicznym:

Te-As [127, 136]

Te-Ge [140, 149]

Te-Si [151]

Te-As-Ge [116, 138, 152, 153]

Te-As-J [154]

Te-Se-Ge [125]

Te-As-Ga-Ge [155]

Te-As-Si-Ge [107, 112, 127, 138, 140]

Te-As-Si-Ge-Ga [156].

Układy chalcogenidowe wykazują najlepszą powtarzalność parametrów przemiany ze stanu amorficznego do stanu krystalicznego. Najważniejszym z tych parametrów jest temperatura początku krystalizacji T_x , limitująca pozostałe własności elementu aktywnego. Powszechnie stosuje się stopy $\text{Te}_{81}\text{Ge}_{15}\text{X}_4$ [117, 157], gdzie X jest pierwiastkiem grupy V lub VI układu okresowego. Stopy te są homologiczne względem $\text{Te}_{85}\text{Ge}_{15}$. Wybór stopów na bazie stopu eutektycznego wiąże się ze stwierdzoną na ogół większą ich zdolnością do przechodzenia w stan amorficzny (w procesach kondensacji bądź szybkiego chłodzenia ze stanu ciekłego). Trzeci składnik spełnia rolę stabilizatora stanu amorficznego, wpływa na podwyższenie temperatury początku krystalizacji.

Nie stwierdzono, by dany stop w stanie amorficznym wykazywał zależność własności elektrycznych od metody jego uzyskania, mimo przewidywanych teoretycznie różnic strukturalnych [158]. Wg niektórych autorów [52] metoda szybkiego chłodzenia ze stanu ciekłego („Splat Cooling”) zapewnia wyższy stopień homogeniczności oraz strukturę bardziej zbliżoną do prawdziwie amorficznej, niż metody osadzania.

6. Uwagi końcowe

Stosunkowo niewielka liczba przebadanych dotychczas materiałów półprzewodnikowych w stanie amorficznym nie pozwala na uogólnienie obserwowanych własności. Warto jednak wyodrębnić pewne cechy właściwe całej klasie amorficznych półprzewodników i odróżniające je od półprzewodników krystalicznych. Cechy te wynikają ze specyficznej struktury w stanie amorficznym, na co starano się zwrócić szczególną uwagę w p. 3.

1. Przede wszystkim czyste pierwiastki półprzewodzące stają się w stanie amorficznym nieczułe na domieszkowanie [75]. Wynika to z łatwości zmian bliskiego uporządkowania w strukturze amorficznej i możliwości „wchłonięcia” pierwiastka o odmiennej wartościowości bez naruszenia warunku wysycenia wiązań. I tak np. atom antymonu wprowadzony do sieci krystalicznej germanu [14] wzbogaci pasmo przewodnictwa o jeden elektron, ponieważ zastępuje czterowartościowy german w strukturze o dalekim uporządkowaniu typu diamentu. Natomiast ten sam atom antymonu w amorficznej siatce germanu zostanie otoczony pięcioma atomami germanu. Zmieni się wówczas lokalne uporządkowanie, ale nie zmieniają się własności elektryczne, ponieważ żaden elektron nie został przeniesiony do pasma przewodnictwa i żadne niewysyczone wiązanie nie wytworzyło „dziury” w pasmie wartościowości.

2. W strukturze amorficznej rolę donorów, akceptorów, pułapek spełniają defekty strukturalne, np. zerwanie wiązania.

3. Różnice w strukturze pasmowej między półprzewodnikami amorficznymi a krystalicznymi dotyczą nie tyle gęstości stanów, co charakteru stanów [159 ÷ 163]. W nieuporządkowanym zbiorze atomów, jaki stanowi siatka amorficzna, rozpraszanie fal elektronowych może być na tyle spójne, że podobnie jak w kryształach wystąpi zakres energii o zerowej gęstości stanów (przerwa energetyczna [63, 83, 164, 165]). Jednak pojęcie wektora falowego traci już swój sens.

Wyliczenia Motta [79 ÷ 82] dla jednowymiarowego nieuporządkowanego łańcucha atomów wykazały zlokalizowany charakter stanów elektronowych. Koncepcja stanów zlokalizowanych nie dotyczy wyłącznie struktury amorficznej. Centra defektowe w półprzewodnikach krystalicznych również prowadzą do wzrostu zlokalizowanych stanów donorowych i akceptorowych. Nowa jest jedynie koncepcja quasi-ciągłego rozkładu tych stanów zlokalizowanych. Transport nośników między stanami zlokalizowanymi odbywa się wg mechanizmu przeskoków lub aktywowanego termicznie tunelowania.

W trójwymiarowej siatce nieuporządkowanej sugeruje się istnienie stanów zlokalizowanych poza granicą pasm dozwolonych, tj. w pasmie wzbronionym [83]. Zgodnie z kryterium Andersona [166], dla każdego pasma istnieje ściśle zdefiniowana energia, której odpowiada zmiana charakteru stanów ze zlokalizowanych do niezlokalizowanych [167].

4. Mimo rozmycia pasm obserwuje się typową dla krystalicznych półprzewodników zależność liniową logarytmu przewodnictwa elektrycznego od odwrotności temperatury [równ. (3)], co świadczy o istnieniu granic pasm i tym samym o istnieniu skończonych granic całkowania we wzorze (1), [16, 168 ÷ 170]. Wyjaśnia się tę zależność w oparciu o pojęcie przerwy ruchliwości. Dla określonej granicznej wartości energii zmienia się gwałtownie mechanizm transportu nośników i w związku z tym ich ruchliwość. Ta wartość energii wyznacza krawędź przerwy ruchliwości. Odpowiada jej zmiana charakteru stanów od niezlokalizowanych (o wysokiej ruchliwości) do zlokalizowanych (o niskiej ruchliwości).

5. W półprzewodnikach amorficznych zawodzi ocena znaku nośników ładunku na podstawie efektu Halla wobec znacznie krótszej średniej drogi swobodnej nośnika w strukturze amorficznej niż w krystalicznej. Średnia droga swobodna jest w strukturze amorficznej rzędu kilku angströmów, przeciętny czas między zderzeniami 10^{-15} — 10^{-16} s [14]. Teoria Halla [158, 171] przestaje być już w tych warunkach słuszna.

6. Przewodnictwo amorficznych półprzewodników w wielu przypadkach wzrasta ze wzrostem częstości zewnętrznego pola elektrycznego [142, 172]. Efektu tego nie obserwuje się w półprzewodnikach krystalicznych (z wyjątkiem znacznie domieszkowanych, w niskich temperaturach). Wzrost ten może następować już przy tak niskich częstościach jak 10^2 Hz i obserwuje się go aż do najwyższych praktycznie częstości 10^8 Hz. Im lepiej przewodzi dany półprzewodnik,

tym przy wyższej częstotliwości następuje wzrost przewodnictwa wskutek działania zewnętrznego pola.

7. Ważną użytkowo cechą amorficznych półprzewodników stanowi łatwość uzyskania kontaktu elektrycznego z materiałem dobrze przewodzącym [14]. Tłumaczy się to występowaniem efektu tunelowego przy powierzchni styku.

8. Właściwością amorficznych półprzewodników o największym znaczeniu praktycznym jest zdolność do odwracalnego przełączania (progowego lub z pamięcią) pod działaniem zewnętrznych bodźców energetycznych. Wiąże się ona ze zmianami strukturalnymi, może być rozpatrywana jako szczególny przypadek przemiany porządek-nieporządek (rys. 13). Mechanizm przełączania można określić ogólnie jako elektrotermiczny.

Aktualne modele mają charakter jakościowy, szereg doświadczalnych zależności pozostaje nie wyjaśnionych.

Literatura

- [1] T. R. Anantharaman, C. Suryanarayana, *J. Mater. Sci.*, **6**, 1111 (1971).
- [2] H. Jones, C. Suryanarayana, *J. Mater. Sci.*, **8**, 705 (1973).
- [3] R. W. Douglas, B. Ellis, *Amorphous Materials*, Proc. IIIrd Int. Conf. Physics Non-crystalline Solids, Sheffield 1970, Wiley 1972.
- [4] T. Takamori, R. Roy, G. J. McCarthy, *Mat. Res. Bull.*, **5**, 529 (1970).
- [5] D. Turnbull, *Physics of Non-Crystalline Solids*, ed. J. A. Prins, North-Holland 1965, s. 41.
- [6] J. S. Haggerty, A. R. Cooper, *ibid.*, s. 436.
- [7] C. N. R. Rao, K. J. Rao, *Progr. Solid State Chem.*, **4**, 131 (1967), Pergamon, ed. H. Reiss.
- [8] O. S. Narayanaswamy, *J. Am. Ceram. Soc.*, **54**, 491 (1971).
- [9] D. Turnbull, M. H. Cohen, *J. Chem. Phys.*, **52**, 3038 (1970).
- [10] B. Eckstein, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **2**, K169 (1970).
- [11] P. A. Egelstaff, *An Introduction to the Liquid State*, Academic Press 1967.
- [12] A. Munster, *Physics of High Pressures and the Condensed Phase*, ed. A. van Itterbeek, North-Holland 1965, s. 241.
- [13] W. van Roosbroeck, *J. Non-Cryst. Solids*, **12**, 232 (1973).
- [14] E. A. Davis, *Phys. Bull.*, **22**, 81 (1971).
- [15] K. Hulls, P. W. McMillan, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 865 (1972).
- [16] D. Adler, *Treatise on Solid State Chemistry*, ed. N. B. Hannay, Plenum Publishing Corp. 1973, vol. 2, rozdz. 4.
- [17] D. Turnbull, *Contemp. Phys.*, **10**, 473 (1969).
- [18] R. Grigorovici, *Thin Solid Films*, **9**, 1 (1971).
- [19] K. Moorjani, C. Feldman, *Solid State Commun.*, **6**, 473 (1968).
- [20] D. E. Bradley, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5**, 65, 96 (1954).
- [21] G. Hass, *Phys. Rev.*, **72**, 174 (1947).
- [22] H. Richter, G. Breitling, *Z. Naturforsch.*, **13a**, 988 (1958).
- [23] H. Richter, F. Herre, *ibid.*, 874.
- [24] T. Sakurai, S. Munesne, *Phys. Rev.*, **85**, 921 (1952).
- [25] S. Geiling, H. Richter, *Acta Cryst.*, **2**, 305 (1949).
- [26] H. Richter, H. Berckhemer, G. Breitling, *Z. Naturforsch.* **9a**, 236 (1954).
- [27] C. J. Mogab, W. D. Kingery, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3640 (1968).
- [28] W. Eckenbach, W. Fuhs, J. Stuke, *J. Non-Cryst. Solids*, **5**, 264 (1971).

- [29] A. G. Mikolaičuk, Ya. J. Dutčak, *Kristallografia*, **9**, 106 (1964).
- [30] W. Fuhs, J. Stuke, *Mater. Res. Bull.*, **5**, 611 (1970).
- [31] J. K. Tatarinova, T. S. Kasmakovskaya, *Kristallografia*, **6**, 668 (1961).
- [32] A. I. Andreyevski, I. D. Nabitovič, Ya. V. Vološčuk, *ibid.*, **7**, 865 (1962).
- [33] K. L. Chopra, S. K. Bahl, *J. Appl. Phys.*, **40**, 4171 (1969).
- [34] R. W. Brown, A. R. Millner, R. S. Allgaier, *Thin Solid Films*, **5**, 554 (1970).
- [35] A. I. Andreyevski, I. D. Nabitovič, Ya. V. Vološčuk, *Kristallografia*, **6**, 662 (1961).
- [36] N. V. Coleman, D. J. D. Thomas, *Phys. Stat. Sol.*, **25**, 241 (1968).
- [37] B. T. Kolomiets, E. A. Lebedev, *Radiotechn.*, **8**, 2097 (1963).
- [38] A. Bienenstock, F. Betts, S. R. Ovshinsky, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 554 (1970).
- [39] S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1450 (1968).
- [40] B. Eckstein, *Phys. Stat. Sol.*, **20**, 83 (1967).
- [41] B. Eckstein, *Mat. Res. Bull.*, **3**, 199 (1968).
- [42] A. G. Revesz, *J. Non-Cryst. Solids*, **11**, 309 (1973).
- [43] K. Maschke, H. Overhof, P. Thomas, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **57**, 237 (1973).
- [44] M. L. Cohen, *Science*, **179**, 1189 (1973).
- [45] D. Weaire, M. F. Thorpe, *Phys. Rev. B*, **4**, 2508 (1971).
- [46] U. Strom, P. C. Taylor, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 13 (1973).
- [47] S. P. Taneja, A. E. Dwight, L. Gilbert, W. C. Harper, C. W. Kimball, C. Wood *Phys. Chem. Glasses*, **13**, 153 (1972).
- [48] J. Krempaský, P. Dieška, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **56**, 365 (1973).
- [49] L. D. Laude, R. F. Willis, B. Fitton, *Solid State Commun.*, **12**, 1007 (1973).
- [50] J. M. Stevels, *Amorphous Materials*, Proc. IIIrd Int. Conf. Physics Non-Crystalline Solids, Sheffield 1970, Wiley 1972, s. 133.
- [51] J. D. Joannopoulos, M. L. Cohen, *Solid State Commun.*, **13**, 1115 (1973).
- [52] D. Brasen, *J. Non-Cryst. Solids*, **11**, (1972).
- [53] C. G. Granqvist, T. Claeson, *Thin Solid Films*, **16**, 65 (1973).
- [54] T. Ichikawa, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **56**, 707 (1973).
- [55] A. L. Renninger, B. L. Averbach, *Phys. Rev. B (USA)*, **8**, 1507 (1973).
- [56] T. Ichikawa, S. Ogawa, *Sci. Rep. RITU*, **24A**, 185 (1973).
- [57] D. Turnbull, D. E. Polk, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 19 (1972).
- [58] M. H. Brodsky, R. J. Gambino, J. E. Smith, Y. Yacoby, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **52**, 609 (1972).
- [59] S. C. Moss, D. Adler, *Comments on Solids State Physics: Part B*, **5**, (2), 47 (1973).
- [60] N. J. Shevchik, J. S. Lannin, J. Tejada, *Phys. Rev. B. (USA)*, **7**, 3987 (1973).
- [61] R. Alben, J. E. Smith, M. H. Brodsky, D. Weaire, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1141 (1973).
- [62] D. E. Polk, D. S. Boudreaux, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 92 (1973).
- [63] K. E. Petersen, U. Birkholz, D. Adler, *Phys. Rev. B. (USA)*, **8**, 1453 (1973).
- [64] K. Arai, H. Namikawa, *Solid State Commun.*, **13**, 1167 (1973).
- [65] G. Juška, S. Vengris, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **16**, K27 (1973).
- [66] B. T. Kolomiets, E. M. Raspopova, *J. Non-Cryst. Solids*, **11**, 350 (1973).
- [67] R. Strunk, *J. Non-Cryst. Solids*, **12**, 168 (1973).
- [68] D. Adler, *Amorphous Semiconductors*, CRS Press 1971.
- [69] R. Jones, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **6**, 2318 (1973).
- [70] D. Weaire, *Treatise on Solid State Chemistry*, ed N. B. Hannay, Plenum Publishing Corp. 1973, vol. 1, rozd. 2.
- [71] S. C. Moss, J. F. Graczyk, *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 1167 (1969).
- [72] H. M. Brown, D. E. Brodie, *Can. J. Phys.*, **50**, 2502 (1972).
- [73] H. M. Brown, D. E. Brodie, *Can. J. Phys.*, **50**, 2512 (1972).
- [74] B. I. Šklovský, *ŽETF*, **59**, 1343 (1970).
- [75] K. W. Böer, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **45**, K161 (1971).
- [76] M. H. Cohen, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 391 (1970).
- [77] N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 466 (1973).

- [78] D. Adler, *Am. Ceram. Soc. Bull.*, **52**, 154 (1973).
- [79] N. F. Mott, *Adv. Phys.*, **16**, 49 (1967).
- [80] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **17**, 1259 (1968).
- [81] N. F. Mott, *J. Non-Cryst. Solids*, **1**, 1 (1969).
- [82] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **22**, 7 (1970).
- [83] M. Nunoshita, H. Arai, T. Taneki, Y. Hamakawa, *J. Non-Cryst. Solids*, **12**, 339 (1973).
- [84] E. N. Economou, M. H. Cohen, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1445 (1970).
- [85] T. P. Eggarter, M. H. Cohen, *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 807 (1970).
- [86] S. F. Edwards, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 417 (1970).
- [87] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **26**, 1015 (1972).
- [88] J. M. Ziman, *J. Phys. C*, **1**, 1532 (1968).
- [89] E. A. Davis, N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **22**, 903 (1970).
- [90] M. H. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1065 (1969).
- [91] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **19**, 835 (1969).
- [92] K. W. Böer, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 583 (1970).
- [93] H. K. Rockstad, *J. Non-Cryst. Solids*, **2**, 192 (1970).
- [94] M. L. Knotek, M. Pollak, T. M. Donovan, H. Kurtzman, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 853 (1973).
- [95] D. K. Paul, S. S. Mitra, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 1000 (1973).
- [96] O. S. Heavens, *Thin Film Physics*, Methuen 1970, rozdz. 8, s. 121.
- [97] D. C. Larson, *Physics of Thin Films*, **6**, 81 (1971), ed. G. Hass, R. E. Thun, Acad. Press.
- [98] H. Fujita, T. Tabata, *Japan J. Appl. Phys.*, **12**, 471 (1973).
- [99] H. Hamada, T. Kurosu, M. Saito, M. Kikuchi, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 9 (1972).
- [100] H. de Waard, *J. Appl. Phys.*, **43**, 5205 (1972).
- [101] D. W. Deis, E. A. Daney, A. Patterson, *J. Non-Cryst. Solids*, **2**, 192 (1970).
- [102] M. Okuda, T. Matsushita, T. Yamagami, K. Yamamoto, *Japan J. Appl. Phys.*, **12**, 481 (1973).
- [103] B. T. Kolomiets, V. M. Lyubin, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **17**, 11 (1973).
- [104] H. J. Stocker, C. A. Barlow, D. F. Weirauch, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 523 (1970).
- [105] H. K. Henisch, E. A. Fagen, S. R. Ovshinsky, *J. Non-Cryst. Solids*, **4**, 538 (1970).
- [106] T. Igo, *ECL Technical Publication No 67*.
- [107] H. K. Henisch, R. W. Pryor, *Solid-State Electronics*, **14**, 765 (1971).
- [108] H. Matsunami, M. Tazaki, T. Tanaka, *Japan J. Appl. Phys.*, **10**, 1490 (1971).
- [109] S. R. Ovshinsky, P. H. Klose, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 892 (1972).
- [110] S. R. Ovshinsky, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1450 (1968).
- [111] H. K. Henisch, *Nature*, **236** (5334), 205 (1972).
- [112] S. H. Lee, H. K. Henisch, *Solid-State Electronics*, **16**, 155 (1973).
- [113] J. R. Bosnell, C. B. Thomas, *Phil. Mag.*, **27**, 665 (1973).
- [114] A. M. Joullié, J. Marucchi, *Mat. Res. Bull.*, **8**, 433 (1973).
- [115] T. Matsushita, T. Yamagami, M. Okuda, *Japan J. Appl. Phys.*, **11**, 923 (1972).
- [116] K. Tanaka, Y. Okada, M. Sugi, S. Iizima, M. Kikuchi, *J. Non-Cryst. Solids*, **12**, 100 (1973).
- [117] S. R. Ovshinsky, H. Fritzsche, *Met. Trans.*, **2**, 641 (1971).
- [118] M. H. Cohen, R. G. Neale, A. Paskin, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 885 (1972).
- [119] Y. Asahara, T. Izumitani, *J. Non-Cryst. Solids*, **11**, 407 (1973).
- [120] M. B. Myers, J. S. Berkes, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 804 (1972).
- [121] G. C. Das, M. B. Bever, *Met. Trans.*, **4**, 1457 (1973).
- [122] S. Zembutsu, T. Igo, *Japan J. Appl. Phys.*, **12**, 1261 (1973).
- [123] Y. Hirose, A. Kunioka, *J. Appl. Phys.*, **44**, 1706 (1973).
- [124] W. Smith, H. K. Henisch, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **17**, K81 (1973).
- [125] K. Shimakawa, Y. Inagaki, T. Arizumi, *Japan J. Appl. Phys.*, **12**, 1043 (1973).

- [126] H. Stiegler, D. R. Haberland, *J. Non-Cryst. Solids*, **11**, 147 (1972).
- [127] M. P. Shaw, S. H. Holmberg, S. A. Kostylew, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 542 (1973).
- [128] J. M. Marshall, G. R. Miller, *Phil. Mag.*, **27**, 1151 (1973).
- [129] R. C. Hughes, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1333 (1973).
- [130] D. K. Reinhard, F. O. Arntz, D. Adler, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 521 (1973).
- [131] B. Dunn, K. Ooka, J. D. Mackenzie, *J. Am. Ceram. Soc.*, **56**, 494 (1973).
- [132] D. R. Haberland, H. Stiegler, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 408 (1972).
- [133] W. D. Burgess, H. K. Henisch, *Solid-State Electronics*, **16**, 15 (1973).
- [134] A. Moser, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 244 (1972).
- [135] T. Matsushita, T. Yamagami, M. Okuda, *Japan J. Appl. Phys.*, **10**, 1484 (1971).
- [136] P. R. Eusner, L. R. Durden, L. H. Slack, *J. Am. Ceram. Soc.*, **55**, 43 (1972).
- [137] A. E. Owen, J. M. Robertson, *J. Non-Cryst. Solids*, **2**, 40 (1970).
- [138] J. A. Savage, *J. Mater. Sci.*, **7**, 64 (1972).
- [139] S. V. Phillips, R. E. Booth, P. W. McMillan, *Proc. British Ceramic Soc.*, **18**, 1 (1970).
- [140] T. Suntola, *Acta Polytechnica Scandinavica*, Physics Including Nucleonics Series, No. 82 (1971).
- [141] A. C. Warren, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-20**, 123 (1973).
- [142] T. Suntola, O. J. A. Tiainen, M. Valkiainen, *Thin Solid Films*, **12**, 227 (1972).
- [143] T. Suntola, *Solid State Electronics*, **14**, 933 (1971).
- [144] S. H. Lee, H. K. Henisch, *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 230 (1973).
- [145] G. C. Vezzoli, I. H. Pratt, *Thin Solid Films*, **14**, 161 (1972).
- [146] E. Mooser, W. B. Pearson, *Can. J. Phys.*, **34**, 1369 (1956).
- [147] D. D. Thornburg, *J. Electronic Materials*, **2**, 3 (1973).
- [148] A. Abrahám, A. Hrubý, L. Štourač, M. Závětova, *Czech. J. Phys.*, **B22**, 1168 (1972).
- [149] S. C. Moss, J. P. de Neufville, *Mat. Res. Bull.*, **7**, 423 (1972).
- [150] D. D. Thornburg, R. M. White, *J. Appl. Phys.*, **43**, 4609 (1972).
- [151] A. R. Hilton, C. E. Jones, M. Brau, *Phys. Chem. Glasses*, **7**, 105 (1966).
- [152] D. Hafemeister, H. de Waard, *J. Appl. Phys.*, **43**, 5205 (1972).
- [153] D. R. Haberland, *Nachrichtentechnische Z.*, **9**, 449 (1970).
- [154] R. K. Quinn, R. T. Johnson, *J. Non-Cryst. Solids*, **7**, 53 (1972).
- [155] R. Roy, V. Caslavská, *Solid State Commun.*, **7**, 1467 (1969).
- [156] R. Vogel, P. J. Walsh, *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 216 (1969).
- [157] R. K. Quinn, R. T. Johnson, *J. Non-Cryst. Solids*, **12**, 213 (1973).
- [158] N. F. Mott, E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, ed. W. Marshall, D. H. Wilkinson, Clarendon Press 1971, s. 189.
- [159] J. Keller, J. M. Ziman, *J. Non-Cryst. Solids*, **8—10**, 111 (1972).
- [160] N. J. Shevchik, J. Tejeda, D. W. Langer, M. Cardona, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **57**, 245 (1973).
- [161] N. J. Shevchik, J. Tejeda, D. W. Langer, M. Cardona, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 659 (1973).
- [162] S. G. Bishop, C. S. Guenzer, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1309 (1973).
- [163] J. Cornet, D. Rossier, *Phil. Mag.*, **27**, 1335 (1973).
- [164] M. Nunoshita, H. Arai, *Solid State Commun.*, **11**, 213 (1972).
- [165] M. Nunoshita, H. Arai, *Solid State Commun.*, **11**, 337 (1972).
- [166] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **109**, 1492 (1958).
- [167] E. A. Davis, *Proc. IInd Int. Conf.: Conduction in Low-Mobility Materials*, Eilat 1971, s. 175.
- [168] V. R. Katti, P. A. Govindacharyulu, D. N. Bose, *Thin Solid Films*, **14**, 143 (1972).
- [169] M. F. Thorpe, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **6**, L75 (1973).
- [170] G. A. Saunders, *Contemp. Phys.*, **14**, 149 (1973).
- [171] R. A. Lomas, M. J. Hampshire, R. D. Tomlinson, K. F. Knott, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **16**, 385 (1973).
- [172] D. R. Haberland, R. Karmann, F. Repp, *Frequenz*, **24**, 212 (1970).

Stanisław Klama

Instytut Fizyki PAN
Zespół Problemowy Ferromagnetyków
Poznań

Teoria stanów elektronowych w półprzewodnikach magnetycznych

Theory of Electronic States in Magnetic Semiconductors

Abstract: Actual state of theory of electronic states in magnetic semiconductors is reviewed. The conditions of existence of exchange polarons and other quasiparticles in ferro-, antiferro- and paramagnetic crystals are discussed.

1. Wstęp

W ostatnim dziesięcioleciu nastąpił ogromny wzrost zainteresowania własnościami optycznymi, magnetooptycznymi [1], a w szczególności zjawiskami transportu [2—13] w niemetalicznych związkach metali grup przejściowych *d* i *f* z tlenem, selenem, siarką i tellurem, które poniżej pewnej temperatury posiadają określoną strukturę magnetyczną.

Związki te mają uporządkowania momentów magnetycznych wszystkich możliwych typów i wykazują różnorodne własności elektryczne. Niektóre z nich np.: VO_2 , V_2O_3 , Ti_2O_3 , NiS , NbO_2 , Fe_3O_4 [2, 3, 4, 7, 8] w określonej temperaturze wykazują przejście izolator — metal lub półprzewodnik — metal. Metaliczne przewodnictwo elektryczne obserwuje się w TiO (paramagnetyk Pauliego), CrO_2 (ferromagnetyk), ReO_2 (paramagnetyk Pauliego), ReO_3 (diamagnetyk), w całym obszarze temperatur [7, 8]. Antyferromagnetyczne tlenki: NiO , CoO , MnO , FeO , Fe_2O_3 , Cr_2O_3 [3—5, 8], ferromagnetyczne chromity $\text{MeCr}_2\{\text{Se}_4; \text{S}_4; \text{Te}_4\}$ ($\text{Me} \equiv \text{Cd}, \text{Fe}, \text{Cu}, \text{Zn}, \text{Hg}$) [10, 11, 14], chalogenki europy $\text{Eu}_{1-x}\{\text{Gd}; \text{La}\}_x\{\text{O}; \text{Se}; \text{S}\}$ [2, 12, 14], oraz ferromagnetyczne ferryty i granaty [6, 9] wykazują półprzewodnikowy charakter zależności temperaturowej przewodnictwa elektrycznego. Niektóre z tych związków w niskich temperaturach $T \ll \{T_C; T_N\}$ bez domieszek lub nieskompensowane są izolatorami. Często wśród przedstawicieli tego samego szeregu związków izostrukuralnych przewodnictwo elektryczne zmienia swój charakter od związku do związku.

Ta różnorodność warunkujących się wzajemnie własności magnetycznych i elektrycznych czyni niemetaliczne materiały magnetyczne niezwykle atrakcyjnym obiektem badań fizycznych i zastosowań technologicznych.

Dla technologii szczególne znaczenie mają związki o stosunkowo wysokich temperaturach Curie (T_C) lub Néela (T_N) ze wspomnianą już korelacją między własnościami elektrycznymi i magnetycznymi. Dzięki niej możemy przez zmianę koncentracji nośników prądu (domieszkowaniem, oświetlaniem, wtryskiwaniem, polem elektrycznym itp.) sterować własnościami magnetycznymi substancji magnetycznych (w szczególności lokalnie) oraz na odwrót: przykładając zewnętrzne pole magnetyczne możemy zmieniać własności elektryczne i optyczne. Elektryczne, optyczne i magnetyczne własności układów są zdeterminowane przez stany elektronowe powstałe w wyniku oddziaływań w kryształach. Kompleksowe badanie tych stanów jest możliwe tylko w niemetalicznych materiałach magnetycznych. Tu w przeciwieństwie do metali można badać oddziaływanie pojedynczego elektronu przewodnictwa ze zlokalizowanymi w węzłach sieci momentami magnetycznymi.

2. Model i terminologia

W dalszym ciągu będą nas interesować układy półprzewodnikowe lub dielektryczne będące równocześnie paramagnetykami lub posiadające poniżej T_N lub T_C strukturę magnetyczną. Ograniczymy się tylko do układów, które bez domieszek przy $T = 0^\circ\text{K}$ posiadają kolinearną strukturę magnetyczną. Pominie przy tym oddziaływanie spin-orbita i spin-fonon [15] oraz wpływ pola krystalicznego na stany elektronowe w interesujących nas kryształach [3]. Będziemy głównie rozpatrywać zachowanie się pojedynczego nośnika w sieci. Omawiane układy opiszemy hamiltonianem [16]:

$$H = H_1 + H_2, \quad (1)$$

gdzie

$$H_1 = H_e + H_{\text{ex}} + H_{\text{dd}}, \quad (1a)$$

$$H_2 = H_f + H_{\text{ef}}, \quad (1b)$$

gdzie

$$H_e = - \sum_{f, f', \sigma} \varepsilon_{ff'} a_{f\sigma}^+ a_{f'\sigma} \quad (2)$$

jest operatorem energii elektronu przewodnictwa w periodycznym polu sieci krystalicznej (model jednopasmowy). $a_{f\sigma}^+$ ($a_{f\sigma}$) — operator kreacji (anihilacji) elektronu w stanie Wanniera $f\sigma$. W przybliżeniu najbliższych sąsiadów $\varepsilon_{ff'} = -\varepsilon$, $\varepsilon_{f, f+\delta} \equiv \Delta_e(\delta)$, $\Delta_e(\delta)$ jest całką Blocha, $\delta \equiv R_{f+\delta} - R_f$. Drugim członem hamiltonianu (1a) jest energia oddziaływania wymiennego elektronu przewodnictwa będącego w stanie s ze zlokalizowanymi w węzłach sieci krystalicznej momentami magnetycznymi, jonów grupy przejściowej d lub f (model

$s-d(f)$). Ma on postać [17]

$$H_{es} = H_{s-d(f)} = - \sum_f \int dr A(\mathbf{r}-\mathbf{R}_f) \mathbf{S}(\mathbf{R}_f) \cdot \mathbf{s}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

gdzie $\mathbf{S}(\mathbf{R}_f) \equiv \mathbf{S}_f$ jest operatorem zlokalizowanego w f -tym węźle spinu, a $\mathbf{s}(\mathbf{r})$ elektronowa gęstość spinowa w punkcie \mathbf{r} . Praktycznie oddziaływanie $s-d$ ma charakter kontaktowy i wtedy

$$A(\mathbf{r}-\mathbf{R}_f) = V A \delta(\mathbf{r}-\mathbf{R}_f), \quad (V - \text{objętość kryształu})$$

oraz

$$H_{sd} = -A \sum_f \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{s}_f. \quad (4)$$

A będziemy traktować jako parametr oddziaływania, $-d$. Układ zlokalizowanych spinów opiszemy hamiltonianem Heisenberga, w przybliżeniu najbliższych sąsiadów ma on postać [17]

$$H_{dd} = L \sum_f \mathbf{S}_f^2 - 2I \sum_{f,\delta} \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{S}_{f+\delta}, \quad (5)$$

gdzie $L \equiv g |\mu_B| H$, g — czynnik Landego, μ_B — magneton Bohra i $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ — zewnętrzne pole magnetyczne.

Kolejny człon hamiltonianu (1) ma postać:

$$H_f = \sum_q \hbar w_q (b_q^\dagger b_q + \frac{1}{2}) \quad (6)$$

i opisuje drgania sieci w przybliżeniu harmonicznym. $b_q^\dagger (b_q)$ — operator kreacji (anihilacji) fononu o energii $\hbar q \omega$ w stanie $q \equiv \mathbf{q}, j$, gdzie \mathbf{q} jest wektorem falowym, a j numeruje gałęzie widma fononowego. Wreszcie H_{ef} opisuje w przybliżeniu liniowym, względem amplitudy wychylenia jonu z położenia równowagi, oddziaływanie nośnika z siecią [18, 25]

$$H_{ef} = \sum_f \sum_q \sum_\sigma \hbar w_q (\gamma_{fq}^* b_q + h.c.) a_{f\sigma}^\dagger a_{f\sigma}, \quad (7)$$

gdzie $\gamma_{fq} \equiv \frac{1}{\sqrt{2N}} \frac{V_q^*}{\hbar w_q} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}_f}$ opisuje deformację otoczenia f -tego węzła kryształu wywołaną przez znajdujący się na nim nośnik. V_q jest parametrem oddziaływania nośnika z siecią, a N — liczbą komórek elementarnych w kryształach.

Własności niemetalicznych magnetyków określają więc następujące parametry: $D_e \equiv 2z |A_e|$ — szerokość pasma przewodnictwa w kryształach bez oddziaływań (3) — (7) (z — liczba koordynacyjna), parametr oddziaływania

¹ W dalszym ciągu zamiast $s-d(f)$ będziemy pisać $s-d$, co przy dyskusji związków ziem rzadkich należy czytać jako $s-f$.

$s-d$ A , który może być dodatni lub ujemny ², I — całka wymiany $d-d$ ($f-f$) również jest dodatnia dla uporządkowania ferromagnetycznego i ujemna dla antyferromagnetycznego $|I| \sim [k T_N; k T_C]$, oraz V_a — parametr oddziaływania nośnika z siecią.

W półprzewodnikach magnetycznych szczególnie ważne jest to, że możemy sterować własnościami układu poprzez zmianę oddziaływania $s-d$, bowiem wewnętrzne pola efektywne z nim związane mogą być o rzędy wielkości większe od H . To wewnętrzne pole możemy regulować zmieniając temperaturę T . Stąd do powyższego zbioru parametrów włączymy również T .

Jeśli weźmiemy teraz pod uwagę różne możliwe kombinacje między wymienionymi parametrami, to staje się zrozumiała podana na wstępie ogromna różnorodność własności fizycznych spotykanych w niemetalicznych magnetykach. Do tego należy dodać modyfikacje własności wywołane różnego typu domieszkami lub defektami sieci. Wynika stąd, że w niemetalicznych magnetykach istnieją warunki do realizowania się różnych stanów elektronowych ³.

Elektron w sieci krystalicznej niemetalicznego magnetyka może przy odpowiednich wartościach parametrów oddziaływania deformować jej strukturę (krystaliczną — przez polaryzację elektrostatyczną albo magnetyczną — poprzez polaryzację wymienną zlokalizowanych spinów lub obie równocześnie) w swoim otoczeniu. Elektron deformując strukturę sieci obniża swą energię (opuszcza pasmo lub obniża swój poziom energetyczny, jeśli był na nim zlokalizowany) — wytwarza jamę potencjalną i w określonych warunkach może się w niej zlokalizować (autolokalizacja). Mikroobszar o zdeformowanej, w promieniu R_0 strukturze jest stabilizowany przez zlokalizowany w nim elektron (lub dziurę) i bez tego ostatniego istnieć nie może. Elektron (lub dziura) + mikroobszar o zdeformowanej strukturze stanowi quasi-cząstkę zwaną w zależności od rodzaju polaryzacji — polaronem elektrostatycznym ⁴ (polaryzacja elektrostatyczna) lub polaronem magnetycznym ⁵ (polaryzacja wymienna przez od-

² Do całki wymiany $s-d$ dają wkład dwa oddziaływania — bezpośrednia wymiana wynikająca z sił Coulomba i tzw. wymiana kinetyczna, której przyczyną jest hybrydyzacja wanie-rowskich orbitali elektronów przewodnictwa i atomowych orbitali obsadzonych przez elektrony magnetyczne. Pierwsze oddziaływanie prowadzi do uporządkowania ferromagnetycznego, a drugie do antyferromagnetycznego (na węźle), stąd parametr efektywnego oddziaływania A w zależności od relacji między wyżej wymienionymi oddziaływaniami może być dodatni lub ujemny [19].

³ Oddzielnego omówienia wymagają układy, w których występują silne korelacje między-elektronowe (model Hubbarda).

⁴ Przy oddziaływaniu elektronu z modami optycznymi powstaje polaron dielektryczny (PD) i z modami akustycznymi — akustyczny (PA).

⁵ Polaron magnetyczny (PM) powstaje w wyniku deformacji struktury magnetycznej przez elektron (lub dziurę). Przy czym w literaturze przedmiotu pojęcia PM używa się w sposób niejednoznaczny i dlatego podamy niezbędne określenia. W zależności od rodzaju deformowanej struktury magnetycznej wyróżnia się:

a) polaron antyferromagnetyczny (PAF) — elektron + mikroobszar ferromagnetyczny w antyferromagnetyku (lub ferron [20]),

b) polaron paramagnetyczny (PP) — elektron + wymiennie spolaryzowany przez niego obszar w paramagnetyku,

działywanie $s-d$). W zależności od zasięgu deformacji określamy polaron jako mały, jeśli $R_0 < \{a; a_0\}$ i duży, jeżeli zachodzi $R_0 \gg \{a; a_0\}$, a — stała sieci, a_0 — promień atomowy ($\frac{4}{3}\pi a_0^3 = V/N$) [23]. Z powodu symetrii translacyjnej polaron może się przemieszczać w sieci, ale mechanizm ruchu zależy od typu polaronu.

Na temat formowania się warunków istnienia oraz wpływu na zjawiska fizyczne polaronów elektrostatycznych napisano ogromną liczbę prac teoretycznych, w tym i artykułów przeglądowych [24—29]. Dlatego poniżej nie będziemy omawiali problemu PE, a wspomnimy jedynie prace, w których zagadnienia PE i oddziaływań wymiennych badano kompleksowo [30, 25, 16, 31—33, 21].

3. Rola domieszek

Goodenough [34] rozwijając ideę Zenera [35] o podwójnej wymianie pierwszy zwrócił uwagę na możliwość istnienia stanu typu polaronowego w antyferromagnetykach. Stwierdził, że nadmiarowy elektron oddziałując ze zlokalizowanymi w sieci antyferromagnetyka spinami może odwrócić spin najbliższego atomu magnetycznego i wytworzyć wokół siebie obszar uporządkowany ferromagnetycznie. Sformułował on także tezę, że wzrost liczby nadmiarowych, odwracających zlokalizowane spiny elektronów może prowadzić do wzrostu temperatury przejścia w stan uporządkowania magnetycznego.

Na możliwość powstania autolokalizowanego stanu elektronu w jednorodnym antyferromagnetyku wskazał de Gennes [36]. Dyskutując przypadek $D_e \gg \{kT; kT_N\}$ stwierdził, że w kryształach o takim uporządkowaniu ruch nadmiarowego elektronu bez deformacji struktury magnetycznej jest niemożliwy. Elektron w takiej sieci przemieszcza się wraz z wytworzoną przez siebie jej deformacją. Aby zrozumieć wyniki badań neutronograficznych Wollana i Koehlera [37] nad $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x^{2+}(\text{Mn}_{1-x}^{3+}\text{Mn}_x^{4+})\text{O}_3$ de Gennes założył, że obserwowana w tym związku struktura niekolinearna z niezerowym wypadkowym momentem magnetycznym powstaje w wyniku deformacji struktury antyferromagnetycznej przez nadmiarowe elektrony (p. także [38]). Ideę de Gennesa rozwinął Nagaev [39—41].

W izolatorach antyferromagnetycznych, których symetria dopuszcza istnienie liniowych względem momentów magnetycznych członów, w potencjale termodynamicznym Φ może wystąpić niekolinearna struktura magnetyczna. Może ona mieć również miejsce przy braku tych liniowych wyrazów w Φ , ale wtedy współczynnik w członie czwartego rzędu musi być dodatni, a przy członie kwadratowym ujemny [42]. Taka sytuacja może wystąpić w silnie domieszkowanych półprzewodnikach magnetycznych, w wyniku konkurencji między

c) polaron ferromagnetyczny (PF) — elektron + wymiennie spolaryzowany przez elektron mikroobszar w ferromagnetyku [21],

d) polaron spinowy (PS) — elektron + spin węzła magnetycznego (w ferro- lub antyferromagnetyku), na którym znajduje się elektron (lub defekt magnetyczny [22, 66]).

oddziaływaniem wymiennym prowadzącym do powstania uporządkowania antyferromagnetycznego a pośrednią wymianą poprzez elektrony przewodnictwa dążącą do ustanowienia ferromagnetycznego uporządkowania w kryształach. Przyjmujemy, że dewiacja izotropowego antyferromagnetyka w kierunku stanu ferromagnetycznego przy wzroście koncentracji n zachodzi drogą stopniowego zmniejszania kąta α' między momentami magnetycznymi podsieci. Wtedy potencjał termodynamiczny, przy zaniedbaniu anizotropii, jest parzystą funkcją kąta α' , a także kąta $\vartheta = \frac{1}{2}(\pi - \alpha')$, do którego proporcjonalny jest moment magnetyczny

$$\Phi(n, T, \vartheta) = \Phi_0(n, T) + A(n, T)\vartheta^2 + C(n, T)\vartheta^4$$

$\Phi(n, T, 0)$ jest wartością ekstremalną i przy małych n stan antyferromagnetyczny jest stabilny, tzn. $A(n, T) > 0$. Niekolinearność może się pojawić począwszy od pewnej krytycznej wartości n_A , przy której $A(n, T)$ zmienia znak, przy czym $C(n_A, T)$ powinno być dodatnie. W punkcie przejścia $A(n_A, T) = 0$. Jeśli rozpatrywać przejście jako izotermiczne, to w pobliżu punktu przejścia $A(n) = a'(n - n_A)$ i z warunku równowagi wynika, że nieskompensowany moment magnetyczny jest proporcjonalny do $(n - n_A)^{1/2}$. Pochodna potencjału

chemicznego $\left(\frac{\partial \mu_F}{\partial n}\right)_n = n_A$ wykazuje nieciągłość, która powinna przejawiać się

w osobliwościach własności elektrycznych kryształu jako funkcja koncentracji. W pracy [39] Nagaev dla układu opisanego hamiltonianem (1a) przy $|A| \gg D_e \gg |I|$ i $A > 0$ oszacował w najniższym przybliżeniu względem $\Delta_e/|A|$ wartości koncentracji krytycznych przy $T = 0^\circ\text{K}$

$$n_A \approx 0,15 \left[\frac{|I|}{\Delta_e} (2S+1) \right]^8; \quad n_F \approx \frac{4|I|S(S+1)}{|\Delta_e|}$$

gdzie $n_F (> n_A)$ jest koncentracją, przy której następuje przejście od struktury niekolinearnej do ferromagnetycznej. W pracy [40] wykazano, że stan niekolinearny w silnie domieszkowanych ($n \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) zdegenerowanych półprzewodnikach antyferromagnetycznych może być nietrwały i rozpadać się na leżące na przemian domeny o koncentracjach $n < n_A$ (uporządkowanie antyferromagnetyczne) i $n > n_F$ (uporządkowanie ferromagnetyczne). Z przytoczonych rezultatów wynika, że przejście do stanu niekolinearnego następuje nie przy dowolnie małej koncentracji [36], ale dopiero od pewnej krytycznej jej wartości. Przejście do stanu słaboferromagnetycznego obserwowano przy domieszkowaniu FeS_2 i NiS_2 ($T_N = 73^\circ\text{K}$) [43].

Wpływ domieszek na własności fizyczne związków magnetycznych zilustrujemy na przykładzie domieszkowanych chalcogenków europu $R_x \text{Eu}_{1-x} \{0; \text{S}; \text{Se}; \text{Te}\}$, gdzie R_x — trójwartościowy jon ziem rzadkich. Przy $x \ll 1$ związki te są izolatorami lub półprzewodnikami ferromagnetycznymi i przy $x \approx 1$ przyjmują własności metaliczne. Pomiary oporu elektrycznego w tych związkach przy $x \ll 1$, wykonane przez Molnara i Methfessela [44], wykazały istnienie maksimum oporu w otoczeniu T_C . Próbę wyjaśnienia tej anomalii podjęli Kasuya

i Yanase [45, 46]. W przypadku donorowej domieszki R^{3+} na niej jest zlokalizowany elektron. Ten donorowy stan różni się od analogicznego w zwykłych półprzewodnikach silnym oddziaływaniem wymiennym ze zlokalizowanymi spinami matrycy. Stan taki nazwał Kasuya domieszkowym stanem magnetycznym (DSM). Do energii wiązania DSM dają wkład dwa oddziaływania: kulombowskie elektronu z domieszką U i wymienne elektronu ze zlokalizowanymi elektronami matrycy A . Jeśli $U \gg |A|$ to główną rolę w wiązaniu DSM odgrywa U i taki DSM nazwano kulombowskim (DSMC). Występuje on zwykle przy wysokich temperaturach, gdzie oddziaływanie $s-f$ z powodu wzbudzeń termicznych w układzie jest małe. Przy $T \lesssim T_C$ $|A|$ może przewyższać U i występuje wymienny DSM (DSME). Kasuya [47] wykazał, że przejście od DSMC do DSME ma charakter nieciągły, co można przyjąć za możliwy mechanizm przejścia izolator-metal. W chalogenkach Eu DSMC istnieje zawsze i ma energię wiązania w granicach 0,3—0,5 eV [57]. Domieszkowy elektron znajduje się w zasięgu najbliższych sąsiadów (jonów Eu^{2+}) i polaryzuje ich spiny tworząc w ten sposób ogromną molekułę spinową. Termodynamiczne własności takiej molekuly badano teoretycznie w [46]. Omawiane chalogenki mają duży opór właściwy (rzędu $10^7 \Omega \text{ cm}$) i nie można bezpośrednio zmierzyć przewodnictwa elektrycznego. Można je określić poprzez pomiary fotoprzewodnictwa [48—51]. Mierzona fotoczułość (natężenie fotoprądu / natężenie światła) $F = \beta \mu \tau$ wiąże trzy wielkości fizyczne: wydajność kwantową procesu β , ruchliwość μ i czas życia τ swobodnych nośników. Z pomiarów fotoprzewodnictwa EuSe wynika, że poniżej $T = 100^\circ\text{K}$ β nie zależy od T [50]. Kasuya i Penney [51] pokazali, że τ również w tym zakresie temperatury nie zależy od T . Stąd wynika, że zależność temperaturowa $F(T)$ jest określona przez $\mu(T)$ i odwrotnie. Tak zmierzona ruchliwość w obszarze paramagnetycznym ma charakter aktywacyjny i nośnikami prądu nie mogą być polarony paramagnetyczne, bo istnieją tylko w otoczeniu T_C i mają duży promień (p. niżej), stąd dyfuzyjny nieaktywowany termicznie mechanizm ruchu. Za nośniki prądu Molnar i Kasuya [52, 47] przyjęli DSME. Ruch ładunku [52] dzięki kompensacji odbywa się między poziomami donorowymi R^{3+} czyli między DSM. Energia aktywacji powstaje stąd, że w wyniku polaryzacji wymiennej (tworzenia się molekuly spinowej) lokalne uporządkowanie magnetyczne związane z obsadzonym poziomem jest inne niż z nieobsadzonym. Przy $T < T_C$ energia aktywacji znika i przewodnictwo staje się metaliczne. Należy nadmienić, że za pomocą DSM nie można objaśnić własności EuO [1].

Krivoglaž i Levenson [53] badali widma absorpcji i emisji światła w domieszkowanych niemetalicznych kryształach magnetycznych w warunkach, kiedy oddziaływanie wymienne centrum domieszkowego ze spinami atomów magnetycznych matrycy jest dużo większe od ich wymiennego oddziaływania między sobą. Stwierdzili, że sprzężenie centrum domieszkowe — spiny zlokalizowane powoduje znaczne poszerzenie widm absorpcji i emisji. Przypadek słabego sprzężenia centrum domieszkowe — spiny zlokalizowane przedyskutowali w pracach [54].

Wpływ elektronów zlokalizowanych na centrach domieszkowych na własności magnetyczne i optyczne półprzewodników ferro-, para- i antyferromagnetycznych badano również w pracach [55].

4. Stany elektronowe w antyferromagnetykach

Podatność antyferromagnetyka maleje poniżej T_N i warunki formowania PM są tu korzystniejsze niż w ferromagnetyku [56, 57]. W półprzewodniku antyferromagnetycznym również przy $T < T_N$ powstaje duży PAF. Główna różnica między małym polaronem (MP) a dużym polaronem (DP) (niezależnie od typu) polega na tym, że MP posiada centrum lokalizacji na węźle kryształu i jego ruch można przedstawić jako kombinację liniową zlokalizowanych stanów polaronowych. W przypadku DP różnice energii między możliwymi położeniami jego centrum są zaniedbywalne. Oznacza to, że ruch DP nie ma charakteru przejść tunelowych ani przeskoków z węzła na węzeł. Jego ruch ma charakter ciągły i wszelkie cechy ruchu klasycznego [56]. Jeżeli przyłożymy zewnętrzne pole elektryczne, to autolokalizowany elektron polaryzuje się i poprzez efektywne pole wymiany s - d wpływa na zlokalizowane spiny. W tym przypadku spiny zlokalizowane przystosowują się do nowej sytuacji (reguła Le Chateliera) nie przez ruch dyfuzyjny, jak w obszarze paramagnetycznym czy paramagnetyku, a poprzez rodzaj ruchu podobny do ruchu antyferromagnetycznej ścianki domenowej (jej ruch nie jest dotąd teoretycznie zbadany).

Nagaev [58, 59] korzystając z modelu kontinuum dla półprzewodnika antyferromagnetycznego opisanego hamiltonianem (1a) wykazał, że elektron przewodnictwa może w antyferromagnetyku wytworzyć mikroobszary o uporządkowaniu ferromagnetycznym (PAF). Metodą wariacyjną, z warunku na minimum energii układu, obliczył promień PAF. Przy silnym oddziaływaniu, kiedy $|A| \gg D_e \gg |I|$ otrzymał

$$R_0 = \begin{cases} a \left(\frac{\pi}{12} \frac{|\Delta_e|}{|I| S^2} \right)^{1/5} & \text{dla } A > 0 \\ a \left(\frac{\pi}{6} \frac{|\Delta_e|}{|I| S (2S+1)} \right)^{1/5} & \text{dla } A < 0. \end{cases} \quad (8a)$$

$$R_0 = \begin{cases} a \left(\frac{\pi}{12} \frac{|\Delta_e|}{|I| S^2} \right)^{1/5} & \text{dla } A > 0 \\ a \left(\frac{\pi}{6} \frac{|\Delta_e|}{|I| S (2S+1)} \right)^{1/5} & \text{dla } A < 0. \end{cases} \quad (8b)$$

PAF w antyferromagnetyku mogą być również wytworzone przez zlokalizowane na defektach donorowych (akceptorowych) elektrony (dziury). Można je wtedy interpretować jako zlokalizowane PAF. Moment magnetyczny takiego zlokalizowanego PAF wynosi [59]

$$M \approx \frac{8\pi}{3} g\mu_B S \left(\frac{R_0}{a} \right)^3. \quad (9)$$

W pracy [59] wykazano, że energetycznie korzystniejsze warunki do formowania się stanu polaronowego występują, gdy $A < 0$ niż, gdy $A > 0$. Przy $A > 0$ ($A < 0$) spin elektronu jest równoległy (antyrownoległy) do wypadkowego spinu PAF.

Kasuya [56] wyraził wpływ oddziaływania elektronu z uporządkowanymi antyferromagnetycznie zlokalizowanymi spinami na jego stan poprzez masę efektywną. Okazała się ona bardzo duża, rzędu $(10\gamma)^3 m$, gdzie m — masa efektywna elektronu w niezaburzonym pasmie i $\gamma \equiv R_0/a_0$. Kasuya również obliczył promień PAF. Wynosi on

$$R_0 = \left(\frac{2E_0}{3kT_N} \right)^{1/5} a_0 \sim 3-4a_0, \quad (10)$$

gdzie $E_0 \sim D_e$, $a_0 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ cm.

Szczegółową analizę stanu elektronu przewodnictwa w półprzewodniku antyferromagnetycznym przy $T = 0^\circ\text{K}$ i $S \gg \frac{1}{2}$ przeprowadzili Kasuya i Uemehara [62]. Wykazali, że wyrażenie (10) jest słuszne niezależnie od tego czy $D_e \gg |A|$, czy $D_e \ll |A|$, znaleźli energię wiązania i warunki stabilności PAF dla $D_e \gg |A|$ i $D_e \ll |A|$. Otrzymany przez nich warunek stabilności przy $D_e \gg |A|$ ma taką samą postać jak w pracy [20]:

$$kT_N D_e^{3/2} \lesssim 0,1 \left(\frac{|A|S}{2} \right)^{5/2}. \quad (11)$$

Przy $D_e = 3$ eV i $AS \sim 1$ eV PAF jest stabilny, jeśli $T_N < 100^\circ\text{K}$. Lazarev i Nagaev [20] zbadali zachowanie się PAF w zewnętrznym polu magnetycznym.

W antyferromagnetykach, w których elektryczne i magnetyczne własności determinują elektrony powłoki d , wytworzenie polaronu magnetycznego nie jest energetycznie korzystne. Do dyskusji stanów elektronowych w takim układzie autorzy pracy [63] zastosowali tzw. model $d-d$. W [64] przedyskutowano antyferromagnetyk, w którym atomy magnetyczne mają po jednym nieskompensowanym spinie. Istnienie nadmiarowego elektronu na określonym f -tym atomie magnetycznym prowadzi do struktury elektronowej z zerowym spinem na tym węźle. Przy dalszym ruchu nadmiarowego elektronu w kryształ, jeśli zaniedba się drgania zerowe, przejścia z danego atomu na sąsiedni $f+\delta$ -ty powinien dokonać elektron, którego spin jest antyrównoległy do spinu sąsiada, tj. były „własny” elektron f -tego atomu. Przy tym przejściu f -ty atom zmieni kierunek swego spinu na przeciwny. Każdemu takiemu odwróceniu spinu atomu przez przechodzący przez niego elektron towarzyszy wzrost energii oddziaływania wymiennego. Stąd nadmiarowy ładunek nie może swobodnie przemieszczać się po kryształ i autolokalizuje się. Centrum tego autolokalizowanego stanu jest atom, z którego zlokalizowany na nim nośnik „widzi” wokół uporządkowanie antyferromagnetyczne. Wzdłuż trajektorii oddalającego się od centrum nośnika pojawiają się odwrócone spiny i energia wymienna wzrasta w miarę wydłużania się trajektorii. Autorzy [64] interpretują to w ten sposób, że istnieje siła quasi-sprężysta „ściągająca” z powrotem elektron do centrum. Taki zlokalizowany elektron jest analogiem oscylatora i jego stan nazwano quasi-oscylatorowym. Od polaronu magnetycznego quasi-oscylator (QO) różni się brakiem momentu magnetycznego i stałej deformacji struktury ma-

gnetycznej (deformacja struktury magnetycznej pojawia się z początkiem ruchu i wzrasta z długością trajektorii) oraz znika przy $T = T_N$.

Aby opisać ruch QO (przemieszczanie się jego centrum), należy uwzględnić ruch spinów atomów magnetycznych wywołany oddziaływaniem wymiennym między nimi.

Nagaev [65] przedyskutował zachowanie się QO dla $T = 0^\circ\text{K}$, $A > 0$ i $|A| \gg D_e$ w jednorodnym antyferromagnetyku, w którym powstają PS. QO ma tu charakter pasmowy i energia jego stanu podstawowego wynosi

$$E_{\mathbf{k}} = \frac{\Delta_e}{(2S+1)^{1/2}} \sum_{\delta} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta}, \quad (12)$$

gdzie \mathbf{k} — wektor falowy QO. Masa efektywna QO przewyższa w tym przypadku $\sqrt{2S+1}$ razy masę efektywną elektronu pasmowego.

W pracy [66] znaleziono prawo dyspersji QO w wąskopasmowym (formując się PS) jednorodnym antyferromagnetyku przy $A < 0$ i $T = 0^\circ\text{K}$. Dla prostej sieci kubicznej ma ono postać:

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} \approx 1,25\gamma_{\mathbf{k}}^2 + \text{const}; \quad \gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{6} \sum_{\delta} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta}. \quad (13)$$

Szerokość pasma QO w tym przypadku jest porównywalna z szerokością pasma magnonowego, a masa efektywna QO jest o rząd większa od masy efektywnej elektronu pasmowego. W przypadku QO (gdy $A < 0$) rolę efektywnej całki Blocha Δ'_e odgrywa wielkość $\frac{\sqrt{2S}\Delta_e}{2S+1}$, a w przypadku PAF efektywna całka

Blocha wewnątrz ferromagnetycznego mikroobszaru wynosi $\frac{2S\Delta_e}{2S+1}$. Wynika stąd, że ze wzrostem S poziom energetyczny PM obniża się szybciej niż QO i dla dużych S stan PM staje się energetycznie wygodniejszy niż QO. Oszacowanie dla $S = 1$ pokazuje, że przy

$$\frac{\sqrt{2S}|\Delta_e|}{(2S+1)w(0)} \lesssim 10, \quad w(f) = \frac{6|I|S}{N} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \sqrt{1-\gamma_{\mathbf{k}}^2} \quad (14)$$

stan QO leży poniżej stanu polaronu magnetycznego, a przy $S > 1$ stan PM leży poniżej QO.

Stany polaronu magnetycznego mogą powstawać w związkach ziem rzadkich, których kationy mają $S > 1$ i zachodzi $D_e \gg |I|$. Natomiast w związkach metali przejściowych mogą realizować się stany QO. To odnosi się również do elektronów zlokalizowanych na domieszkach. Prawdopodobnie wokół centrów domieszkowych w chalogenkach europu [67] tworzą się klastery spinowe o silnym sprzężeniu ferromagnetycznym między nimi, tj. zlokalizowane polarony magnetyczne. Nagaev w pracy [65] przedyskutował mieszany stan polaronu antyferromagnetycznego z quasi-oscylatorowym. Przy $|I| \ll D_e$ i $A < 0$ minimalna energia

PAF jest niższa niż $\bar{QO} \sqrt{2S}$ razy. Przy dostatecznie małych $|I|$ może się zdarzyć, że centrum stanu autolokalizowanego znajduje się w mikroobszarze o uporządkowaniu ferromagnetycznym, a wyjściu elektronu (a ściśle PS) poza jego granice towarzyszy taka jak w QO dodatkowa deformacja uporządkowania magnetycznego.

W [68] w oparciu o bardzo prosty model zbadano oddziaływanie elektronu przewodnictwa z ekscytonami Frenkla w półprzewodniku ferromagnetycznym. Przyjęto, że każdy atom magnetyczny ma dwa niezdegenerowane poziomy energetyczne o energiach $E_1 < E_2$, tak że ekscyton Frenkla na atomie nie jest zdegenerowany. W stanie podstawowym kryształu na poziomie E_1 każdego atomu magnetycznego znajduje się jeden elektron. Dzięki silnemu oddziaływaniu kulombowskiemu między elektronami nie zachodzi ich kolektywizacja i transport ładunku. Ruch ładunku staje się możliwy, gdy w kryształce pojawi się nadmiarowy elektron na poziomie E_2 . (Reguła Hunda nie pozwala na umieszczenie nadmiarowego elektronu na poziomie E_1). Niech nadmiarowy elektron znajduje się na kationie f i jego sąsiedzi $f+\delta$ z pierwszej sfery koordynacyjnej nie są w stanach wzbudzonych. Przejście elektronu z f na $f+\delta$ może nastąpić dwoma sposobami:

a) nadmiarowy elektron z poziomu E_2 na f przechodzi w stan E_2 na $f+\delta$, co odpowiada zwykłemu pasmowemu mechanizmowi ruchu ładunku,

b) nadmiarowy elektron jest w stanie E_2 na f , a na poziomie E_2 na $f+\delta$ przechodzi elektron ze stanu E_1 na f . W wyniku tego przejścia atom f pozostaje w stanie wzbudzonym, tj. przy przejściu elektronu powstaje ekscyton Frenkla. Przy następnym przejściu np. na kation $f+\delta+\delta'$ pojawi się ekscyton na atomie $f+\delta$ itd.

Wzrost energii układu spowodowany kreacją ekscytonów przy oddalaniu się elektronu od kationu f prowadzi do pojawienia się siły quasi-sprężystej dążącej do „ściągnięcia” elektronu na atom f . Stąd elektron powinien oscylować względem atomu f , a wraz z nim oscyluje liczba ekscytonów. Ten stan elektronu jest analogiczny do przedstawionego wyżej stanu QO.

Wzbudzanie ekscytonów przez nośnik jest uwarunkowane jego przejściami z kationu na kation i dlatego nośnik, w omówiony wyżej sposób oddziałujący z ekscytonami, Nagaev nazwał transferonem. Analizę zachowania się transferonu przy $T = 0^\circ\text{K}$ przeprowadzono w pracy [68].

Literatura

- [1] P. Wachter, *CRC Crit. Rev. Solid State Sci.*, **3**, 189 (1972); *Z. Angew. Phys.*, **32**, 171 (1971); P. Streit, *Phys. Kond. Mater.*, **15**, 284 (1973).
- [2] S. Methfessel, D. C. Mattis, *Handbuch der Physik*, **18** (1), Springer Verlag, Berlin 1968. (Przekład rosyjski — *Magnitnyje poluprowodniki*, Mir, Moskwa 1972); D. B. McWhan, A. Menth, J. P. Remeika, W. F. Brinkman, T. M. Rice, *Phys. Rev.*, **B7**, 1920 (1973).
- [3] J. B. Goodenough, *Magnetism and the Chemical Bond*, J. Wiley and Sons, New York—London 1963. (Przekład rosyjski — *Magnetizm i chemiczeskaja swjaz*, Metallurgia, Moskwa

- 1968); *Summer School on the Theory of Magnetism of Metals*, vol. I, PWN, Warszawa 1971; *Czech. J. Phys.*, **B17**, 304 (1967); J. M. Honig, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 232 (1970).
- [4] F. J. Morin, *Bell Syst. Tech. J.*, **37**, 1047 (1958). (Przekład polski — N. B. Hannay, *Półprzewodniki*, WNT, Warszawa 1972); G. H. Jonker, S. van Houten, *Halbleiterprobleme*, VI, Vieweg, Braunschweig 1961, s. 118.
- [5] A. J. Bosman, H. J. van Daal, *Adv. Phys.*, **19**, 1 (1970); H. J. van Daal, *Conduction in Low-Mobility Materials*, Taylor and Francis Ltd. 1971, str. 19.
- [6] J. Smit, H. P. J. Wijn, *Ferrites*, Philips Techn. Library Eindhoven 1959 (Przekład rosyjski — *Ferrity*, IL, Moskwa, 1962).
- [7] N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **20**, 1 (1969); N. F. Mott, Z. Zinamon, *Rep. Prog. Phys.*, **33**, 881 (1970); T. M. Rice, D. B. McWhan, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 251 (1970).
- [8] D. Adler, *Solid State Phys.*, **21**, 1 (1968); *Rev. Mod. Phys.*, **40**, 714 (1968); D. Adler, J. Feinleib, H. Brooks, W. Paul, *Phys. Rev.*, **155**, 851 (1967).
- [9] J. Baszyński, *Acta Phys. Pol.*, **21**, 351 (1962); **35**, 631 (1969); C. F. Jefferson, C. K. Baker, *IEEE Trans. Magn.*, **4**, 460 (1968); P. Nicolau, I. Bunget, M. Rosenberg, I. Belciu, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 248 (1970).
- [10] P. J. Wojtowicz, *IEEE Trans. Magn.*, **5**, 840 (1969); F. K. Lotgering, R. P. van Staple, *J. Appl. Phys.*, **39**, 417 (1968).
- [11] C. Haas, *IEEE Trans. Magn.*, **5**, 487 (1969); *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 282 (1970).
- [12] S. von Molnar, S. Methfessel, *J. Appl. Phys.*, **38**, 959 (1967); S. von Molnar, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 269 (1970); T. Kasuya *ibid.*, **14**, 214 (1970).
- [13] I. G. Austin, D. Elwell, *Contemp. Phys.*, **11**, 455 (1970). (Przekład rosyjski — *Usp. Fiz. Nauk*, **106**, 337 (1972)).
- [14] R. Wadas, *Electron Technology*, **5**, 49 (1972); J. M. Langer, *Postepy Fizyki*, **24**, 57 (1973).
- [15] J. Szaniecki, *Acta Phys. Pol.*, **22**, 3 (1962); S. V. Tyablikov, H. Konwent, *Preprint JINR P4-3794*, Dubna 1968; M. P. Kashchenko, *Fiz. Metal. Metalloved.*, **33**, 18 (1972); V. N. Kashcheev, *Acta Phys. Pol.*, **A43**, 493 (1973).
- [16] S. Klama, *Acta Phys. Pol.*, **A40**, 595 (1971).
- [17] S. V. Vonsovsky, *Magnetizm*, Nauka, Moskwa 1971; S. V. Vonsovsky, Yu. A. Izzyumov, *Usp. Fiz. Nauk*, **78**, 3 (1962).
- [18] I. G. Lang, Yu. A. Firsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **43**, 1843 (1962); A. S. Dawydow *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1967.
- [19] R. E. Watson, S. Koide, M. Peter, A. J. Freeman, *Phys. Rev.*, **139**, A167 (1965).
- [20] G. L. Lazarev, E. L. Nagaev, *Fiz. Tverd. Tela*, **15**, 1635 (1973).
- [21] T. Kasuya, *Proc. 11th Int. Conf. Phys. Semiconductors*, PWN, Warszawa 1972, str. 140.
- [22] E. L. Nagaev, *Fiz. Metal. Metalloved.*, **29**, 905 (1970).
- [23] T. Holstein, *Ann. Phys.*, **8**, 325, 343 (1959).
- [24] C. G. Kuper, G. D. Whitfield (eds), *Polarons and Excitons*, Oliver and Boyd, Edinburgh—London 1963; J. Devreese (ed.), *Fröhlich Polarons and Electron-Phonon Interaction in Polar Crystals*, North Holland 1972.
- [25] J. Appel, *Solid State Phys.*, **21**, 193 (1968) (Przekład rosyjski — *Polarony*, Mir, Moskwa 1973).
- [26] M. I. Klinger, *Rep. Prog. Phys.*, **31**, 225 (1968).
- [27] I. G. Austin, N. F. Mott, *Adv. Phys.*, **18**, 41 (1969).
- [28] R. Baltz, U. Birkholz, *Festkorperprobleme*, **12**, 233 (1972).
- [29] H. Sumi, *J. Phys. Soc.*, **33**, 327, 1240 (1972).
- [30] J. Appel, *Phys. Rev.*, **141**, 506 (1966).
- [31] S. Klama, *Acta Phys. Pol.*, **A37**, 783 (1970).
- [32] S. Klama, M. I. Klinger, *ibid.*, **A40**, 619 (1971).
- [33] S. Klama, *Prace Instytutu Fizyki PAN* **48**, 44 (1974).
- [34] J. B. Goodenough, *Phys. Rev.*, **100**, 564 (1955).
- [35] C. Zener, *Phys. Rev.*, **81**, 440 (1951); **82**, 403 (1951).
- [36] P. J. de Gennes, *Phys. Rev.*, **118**, 141 (1960).

- [37] E. O. Wollan, W. C. Koehler, *Phys. Rev.*, **100**, 545 (1955).
- [38] N. Oliveira Jr., S. Foner, Y. Shapira, T. Reed, *Phys. Rev.*, **5B**, 2634 (1972).
- [39] E. L. Nagaev, *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, **57**, 1274 (1969).
- [40] E. L. Nagaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma*, **16**, 558 (1972).
- [41] V. M. Matveev, E. L. Nagaev, *Fiz. Tverd. Tela*, **14**, 492 (1972).
- [42] L. D. Landau, E. M. Lifszic, *Fizyka statystyczna*, PWN, Warszawa 1959.
- [43] H. Jarret, W. Cloud, R. Bouchard, S. Butler, C. Frederick, J. Gillson, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 617 (1968).
- [44] S. von Molnar, S. Methfessel, *J. Appl. Phys.*, **38**, 959 (1967).
- [45] T. Kasuya, A. Yanase, *Rev. Mod. Phys.*, **40**, 684 (1968). (Przekład rosyjski w [2]).
- [46] A. Yanase, T. Kasuya, *J. Phys. Soc.*, **25**, 1025 (1968). (Przekład rosyjski w [2]).
- [47] T. Kasuya, *Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semiconductors*, Boston 1970, str. 243.
- [48] R. Bachman, P. Wachter, *Solid State Commun.*, **6**, 711 (1968); *Phys. Lett.*, **26A**, 478 (1968); *J. Appl. Phys.*, **40**, 1326 (1969).
- [49] P. Wachter, P. Weber, *Solid State Commun.*, **8**, 1133 (1970).
- [50] P. Wachter, *ibid.*, **8**, 473 (1970).
- [51] T. Kasuya, T. Penney, *ibid.*, **8**, 1547 (1970).
- [52] S. von Molnar, T. Kasuya, *Proc. 10th Int. Conf. Phys. Semiconductors*, Boston 1970, str. 233.
- [53] M. A. Krivoglaz, G. F. Levenson, *Fiz. Tverd. Tela*, **12**, 362 (1970).
- [54] M. A. Krivoglaz, G. F. Levenson, *ibid.*, **9**, 457, 2693 (1967).
- [55] M. A. Krivoglaz, A. A. Truschenko, *Ukr. Fiz. Zh.*, **15**, 1940, 1956 (1970).
- [56] T. Kasuya, *Solid State Commun.*, **8**, 1635 (1970).
- [57] T. Kasuya, *CRC Crit. Rev. Solid State Phys.*, **3**, 1 (1972).
- [58] E. L. Nagaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma*, **6**, 484 (1967).
- [59] E. L. Nagaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **54**, 228 (1968).
- [60] M. A. Krivoglaz, A. A. Truschenko, *Fiz. Tverd. Tela*, **11**, 3119 (1969).
- [61] A. M. Dykhne, M. A. Krivoglaz, *ibid.*, **12**, 1705 (1970).
- [62] M. Umehara, T. Kasuya, *J. Phys. Soc.*, **33**, 602 (1972).
- [63] L. N. Bulaevsky, D. I. Khomsky, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **52**, 1603 (1967).
- [64] L. N. Bulaevsky, E. L. Nagaev, D. I. Khomsky, *ibid.*, **54**, 1562 (1968).
- [65] E. L. Nagaev, *Fiz. Tverd. Tela*, **13**, 958 (1971).
- [66] E. L. Nagaev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **58**, 1269 (1970).
- [67] F. Holzberg, T. McGuire, S. Methfessel, J. Suits, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 18 (1964).
- [68] E. L. Nagaev, *Teor. Mat. Fiz.*, **14**, 91 (1973).

Andrzej Turowski

Institut Badań Jądrowych
Warszawa

Jądrowa mikroanaliza warstw powierzchniowych

Nuclear Microanalysis of Surface Layers

Abstract: Principles of nuclear microanalysis of the surface of solids by the direct observation of interaction products of MeV charged particles with target nuclei are described.

The method consists of two complementary branches: elastic scattering and nuclear reactions. Elastic scattering is mainly used for the detection of medium and heavy mass elements whereas nuclear reactions allows the determination of very low quantities of light elements. Typical sensitivities are of the order of 10^{14} atoms/cm².

Concentration profiles as a function of depth may be also directly measured with the depth resolution of about 300 Å.

Applications to the various fields of solid state physics and electrochemistry are presented.

1. Wstęp

Wielkie możliwości analityczne fizyki jądrowej znane są od dawna nie tylko fizykom uprawiającym tę dyscyplinę naukową. Neutronowa analiza aktywacyjna i metody znaczników izotopowych należą nie od dziś do klasycznych technik pomiarowych w wielu dziedzinach nauki i techniki.

W ostatnim dziesięcioleciu powstała nowa metoda analityczna — jądrowa mikroanaliza warstw powierzchniowych — oparta na wykorzystaniu zjawisk zachodzących podczas oddziaływania strumienia niskoenergetycznych cząstek naładowanych, takich jak protony, deuterony czy jony helu z materiałem badanej próbki. Podstawowym narzędziem badawczym jest tutaj akcelerator, najczęściej typu Van de Graffa, przyspieszający cząstki do energii 0,5—2 MeV. W odróżnieniu od typowych metod aktywacyjnych rejestracja produktów oddziaływania jądrowego dokonywana jest bezpośrednio na wiązce akceleratora.

Stosunkowo niewielki zasięg cząstek padających powoduje, że metoda ta znajduje głównie zastosowanie do badania warstw powierzchniowych o grubości nie przekraczającej 2 μm . Uzyskane w ten sposób informacje o strukturze

powierzchniowej są na ogół trudne lub wręcz niemożliwe do uzyskania na innej drodze. Wykonywanie chemicznych analiz ilościowych jest w takich przypadkach niezwykle utrudnione, a inne metody jak np. mikroskopia elektronowa lub optyczna dają jedynie wyniki jakościowe.

Szybki rozwój mikroanalizy jądrowej przypada na lata 1968—73, jednakże jej początków należy doszukiwać się znacznie wcześniej. Już w roku 1959 Rubin [1] wskazał na możliwość zastosowania rozpraszania elastycznego protonów o energii 1,5 MeV do analizy pierwiastkowej powierzchni ciał stałych. Niestety, potencjonalnych kontynuatorów odstraszał niski poziom ówczesnej techniki eksperymentalnej powodujący że pomiary widm energetycznych produktów oddziaływania jądrowego były niezwykle żmudne i czasochłonne.

Dopiero w drugiej połowie lat sześćdziesiątych zastosowanie akceleratorów do prac analitycznych zaczęło zdobywać coraz większą popularność. Złożyło się na to szereg przyczyn. Przede wszystkim był to wyraźny postęp w dziedzinie elektroniki jądrowej i techniki akceleracji. Upowszechnienie półprzewodnikowych detektorów promieniowania jądrowego stanowiło prawdziwy przełom w technice pomiarowej fizyki jądrowej niskich energii. Z drugiej strony nowe technologie, a przede wszystkim współczesna technologia elementów półprzewodnikowych i układów scalonych, stworzyły zapotrzebowanie na coraz doskonalsze, bardziej czułe i wszechstronne metody pomiarowe.

Nie bez znaczenia jest też fakt, że wobec stopniowego wyczerpywania się tematyki badań podstawowych zastosowanie niewielkich akceleratorów do prac aplikacyjnych zaczęło być coraz bardziej realną alternatywą.

Zazwyczaj początek wybranej dyscypliny naukowej wiąże się z określonym odkryciem lub eksperymentem. Niewątpliwie takim najbardziej efektywnym osiągnięciem w początkowym okresie prac nad mikroanalizą jądrową były rezultaty analizy gruntu księżycowego przesłane na Ziemię przez amerykański pojazd kosmiczny Surveyor 5, który wylądował miękko na Księżycu 9 września 1967 r. Surveyor 5 wyposażony był w źródło promieniotwórcze ^{242}Cm emitujące cząstki α o energii 6 MeV. Widma energetyczne cząstek α rozproszonych elastycznie od powierzchni Księżyca były mierzone przy pomocy krzemowego detektora półprzewodnikowego i przekazywane telemetrycznie na Ziemię.

Analiza tych widm pozwoliła po raz pierwszy na określenie składu chemicznego powierzchni Księżyca. Warto dodać, że uzyskane wyniki zostały w pełni potwierdzone przez rezultaty późniejszych analiz wykonanych w trakcie realizacji programu Apollo. Wprawdzie autorzy tego eksperymentu [2] wykorzystywali izotop promieniotwórczy ^{242}Cm jako źródło cząstek α , tym niemniej fizyczne podstawy metody są takie same jak w przypadku cząstek przyspieszanych w akceleratorze.

Mniej więcej w tym samym czasie pojawiają się prace grup z Chalk River w Kanadzie [3—5] i Warszawy [6, 7] przedstawiające możliwości wykorzystania rozpraszania elastycznego cząstek przyspieszanych w akceleratorach do badania powierzchni ciał stałych, a grupa paryska pracująca pod kierunkiem G. Am-

sela publikuje rezultaty badań nad zastosowaniem do tego celu reakcji jądro-
wych [8, 9].

W chwili obecnej mikroanaliza jądrowa jest uprawiana w licznych labora-
toriach na świecie, a prowadzone prace mają często charakter analiz rutyno-
wych. Składa się ona z dwu nawzajem uzupełniających się gałęzi: rozpraszania
elastycznego i reakcji jądrowych. Pierwsza z nich zapewnia dużą czułość wy-
krywania średnich i ciężkich składników badanych próbek, a więc takich, dla
których wysokość bariery kulombowskiej jąder rozpraszających znacznie prze-
wyższa energię padających cząstek. Akt rozpraszania następuje wówczas na
skutek oddziaływania elektrostatycznego jądro-cząstka. Reakcje jądrowe są
stosowane do wykrywania lekkich składników zawartych w analizowanych
próbkiach. Niewielka wysokość bariery kulombowskiej jąder o małej liczbie ato-
mowej ($Z < 10$) umożliwia inicjowanie reakcji jądrowych nawet przy energiach
padających cząstek poniżej 1 MeV.

Zarówno rozpraszanie elastyczne, jak i reakcje jądrowe pozwalają na nie-
niszczącą analizę warstw powierzchniowych o grubościach od 0,01 do 2 μm .
Umożliwiają one identyfikację i bezwzględny pomiar zawartości poszczególnych
pierwiastków, a w przypadku reakcji jądrowych także i ich izotopów, zawar-
tych w badanej próbce. Unikalną cechą mikroanalizy jądrowej, szczególnie
ważną z punktu widzenia zastosowań, jest możliwość wyznaczania rozkładów
zawartości wybranych pierwiastków w głąb próbki tzw. profili koncentracji.

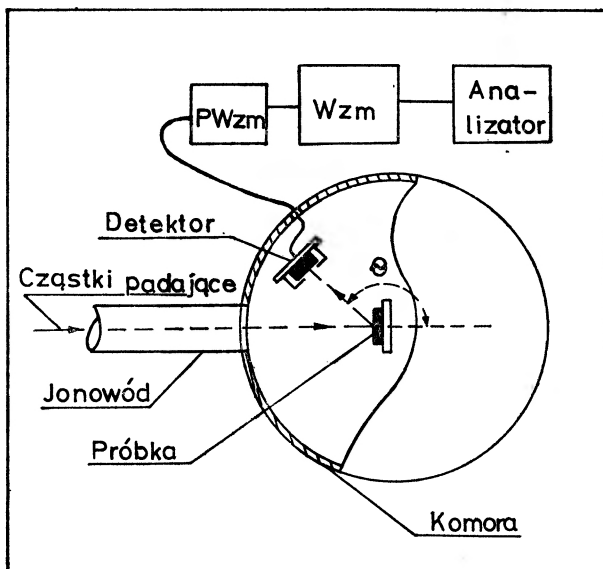
W ostatnich latach pojawił się szereg nowych metod analizy warstw po-
wierzchniowych, wykorzystujących różne poza jądrowe zjawiska zachodzące
w trakcie oddziaływania strumienia cząstek przyspieszanych w akceleratorach,
takich jak: metoda fluorescencji X czy też spektrometria elektronów Augera.
Omawianie wspomnianych metod wykracza poza ramy tego artykułu, tym nie-
mniej warto podkreślić, że stanowią one raczej uzupełnienie niż konkurencję
mikroanalizy jądrowej. Szczegółowe porównanie różnych technik analitycznych
opartych na wykorzystaniu akceleratorów znajdzie czytelnik w artykule Ma-
yera i Turossa [10].

2. Układ eksperymentalny

Pokazany schematycznie na rys. 1 typowy układ eksperymentalny, wyko-
rzystywany w mikroanalizie warstw powierzchniowych, nie różni się istotnie
od podobnych urządzeń stosowanych powszechnie w fizyce jądrowej niskich
energii. Składa się on z próżniowej komory reakcji połączonej z akceleratorem
za pomocą układu jonowodów. Wewnątrz komory reakcji umieszcza się za-
równo badaną próbkę, zazwyczaj mocowaną w specjalnym uchwycie umożli-
wiającym kolejne pomiary kilku próbek bez otwierania komory, jak i krzemowy
detektor z barierą powierzchniową.

Sygnaly z detektora o amplitudzie proporcjonalnej do energii rejestrowa-
nych cząstek, po wzmacnieniu w torze elektronicznym, składającym się z ni-

skoszumowego przedwzmacniacza i wzmacniacza liniowego, podawane są na wejście wielokanałowego analizatora amplitudy. Rejestracja typowego widma energetycznego, przy prądach wiązki 10—300 nA, trwa zazwyczaj 15—60 min.



Rys. 1. Schemat układu eksperymentalnego. Niewidoczny na rysunku akcelerator wytwarza strumień cząstek, które padając na badaną próbkę ulegają rozproszeniu lub inicjują reakcje jądrowe. Produkty oddziaływania rejestrowane są przez detektor półprzewodnikowy generujący impulsy o amplitudzie proporcjonalnej do ich energii. Zastosowanie wielokanałowego analizatora amplitudy impulsów pozwala na pomiar całego widma energetycznego

3. Analiza pierwiastkowa

Podstawową cechą mikroanalizy jądrowej jest możliwość nieniszczącej identyfikacji i ilościowego określenia zawartości składników badanych próbek. Prześledźmy jak jest to zrealizowane w najprostszym przypadku — bombardowania monoenergetycznym strumieniem cząstek naładowanych tarczy o grubości znacznie mniejszej od ich zasięgu, tzw. tarczy cienkiej.

Cząstka naładowana przenikająca w głąb tarczy może ulec rozproszeniu w wyniku działania sił odpychania elektrostatycznego występujących pomiędzy cząstką a jądrem lub, jeśli jej energia jest dostatecznie duża, zainicjować reakcję jądrową.

W pierwszym przypadku cząstka rozproszona jest identyczna z cząstką padającą, jednakże jej energia jest zmniejszona o wielkość energii przekazanej jądro w chwili zderzenia. Wielkość tego przekazu energii jest funkcją stosunku mas cząstki i jądra, a także kąta rozproszenia θ . Dla wybranego rodzaju cząstek padających i ustalonego kąta detekcji energia cząstek rozproszonych jest funkcją jedynie masy jądra rozpraszającego. Im cięższe jest jądro rozpraszające,

tym mniejszy jest przekaz energii i tym większą energię posiada cząstka rozproszona.

Ta właściwość rozpraszania elastycznego umożliwia identyfikację różnych mas przez prosty pomiar energii cząstek rozproszonych.

Możliwość rozróżniania sąsiednich izobarów jest jednak ograniczona skończoną energetyczną zdolnością rozdzielczą układu eksperymentalnego. W typowym przypadku cząstek α o energii początkowej 2 MeV, rozpraszanych pod kątem 165° , zdolność rozdzielcza 15 keV umożliwia rozróżnianie poszczególnych izobarów o liczbach masowych mniejszych od 40. W zakresie ciężkich pierwiastków takich jak rtęć czy ołów masowa zdolność rozdzielcza wynosi około 10 jednostek masowych.

Pewien wpływ na wielkość masowej zdolności rozdzielczej ma także wielkość kąta rozproszenia. Najlepsze rezultaty uzyskuje się dla kątów bliskich 180° .

W przypadku reakcji jądrowych sytuacja jest znacznie bardziej skomplikowana. Wynika to z faktu, że ciepło reakcji Q zmienia się nieregularnie przy przejściu od izotopu do izotopu. Tym niemniej znając energię i rodzaj cząstek padających można stosunkowo łatwo przyporządkować energię obserwowanych produktów reakcji określonemu izotopowi.

Produktom reakcji jądrowych towarzyszą zawsze cząstki rozproszone elastycznie — odwrotne twierdzenie jest oczywiście nieprawdziwe. Ponieważ przekroje czynne rozpraszania elastycznego przewyższają zazwyczaj o kilka rzędów wielkości przekroje czynnych reakcji jądrowych, praktycznie mogą być wykorzystywane jedynie reakcje o dostatecznie dużym, dodatnim cieple reakcji Q , takim aby ich produkty posiadały energię znacznie większą od energii cząstek rozproszonych elastycznie.

Na rys. 2 pokazano typowe widmo otrzymane w wyniku bombardowania deuteronami o energii 900 keV cienkiej błonki (1300 \AA) Al_2O_3 . Dwie linie $^{16}\text{O}(d, d)^{16}\text{O}$ i $^{27}\text{Al}(d, d)^{27}\text{Al}$ odpowiadają deuteronom rozproszonym elastycznie. Zgodnie z kinematyką rozpraszania deuterony rozproszone na jądrach aluminium mają energię większą od deuteronów rozproszonych na jądrach tlenu. W wysokoenergetycznej części widma znajdują się produkty reakcji zachodzących na jądrach tlenu i węgla. Reakcja $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ zachodzi na jądrach węgla znajdującego się w parach oleju pomp próżniowych osadzających się na powierzchni próbki w trakcie eksperymentu.

Ze względu na zbyt wysoką barierę kulombowską nie obserwuje się produktów reakcji zachodzących na jądrach aluminium.

Liczba zliczeń, n , w wybranej grupie cząstek dana jest zależnością

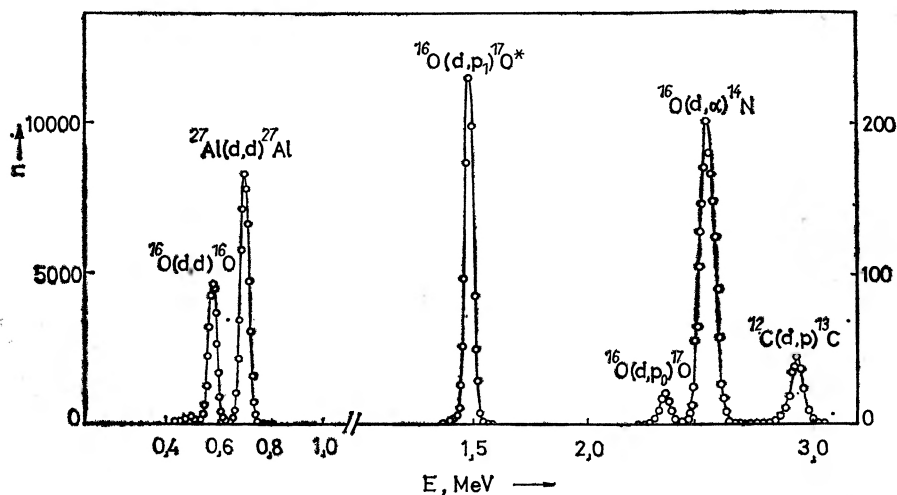
$$n = I\Omega\sigma(E_0)N \quad (1)$$

gdzie I — liczba cząstek padających, zazwyczaj mierzona przy pomocy integratora ładunku, Ω — kąt bryłowy detekcji, $\sigma(E_0)$ — różniczkowy przekrój czynny oddziaływania dla energii cząstek padających E_0 , N — gęstość powierzchniowa atomów poszukiwanego pierwiastka. Korzystając z tej zależności można w prosty sposób wyznaczać zawartości poszczególnych pierwiastków

(wyrażone w atomach/cm²), jeżeli tylko znany jest przekrój czynny oddziaływania. W przypadku rozpraszania elastycznego wielkość przekroju czynnego określa znany wzór Rutherforda

$$\sigma(E_0) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta / 2} \quad (2)$$

gdzie Z_1 i Z_2 są odpowiednio liczbami atomowymi cząstki padającej i jądra rozpraszającego, a e — ładunkiem elementarnym.



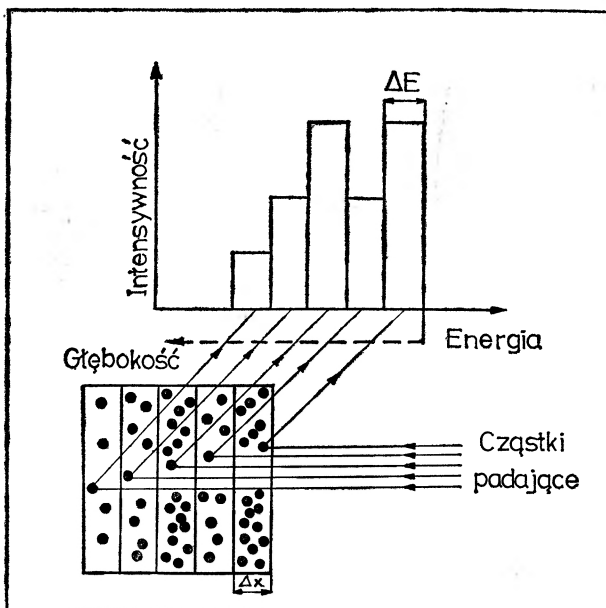
Rys. 2. Widmo energetyczne otrzymane w wyniku bombardowania błonki Al_2O_3 o grubości 1300 Å deuteronomi o energii 900 keV. Cząstki rozproszone elastycznie grupują się w niskoenergetycznej części widma, a ich energia jest tym większa im większa jest masa jądra rozpraszającego. Energie cząstek — produktów reakcji jądrowych zależą w bardziej skomplikowany sposób od rodzaju jąder tarczy i typu reakcji. Skala intensywności produktów reakcji została powiększona 50 razy w stosunku do skali cząstek rozproszonych, co odpowiada w przybliżeniu relacji pomiędzy ich przekrojami czynnymi

Ze względu na proporcjonalność przekroju czynnego do Z_2^2 czułość metody jest największa dla ciężkich pierwiastków. Ilustracją tego faktu jest porównanie intensywności linii rozpraszania elastycznego pokazanych na rys. 2. Linia deuteronów rozproszonych na aluminium jest intensywniejsza od linii deuteronów rozproszonych na tlenie, mimo że stosunek liczby atomów wynosi odpowiednio 2 : 3.

W przypadku reakcji jądrowych wielkości przekrojów czynnych przewidywane przez teorię różnią się w wielu przypadkach znacznie od wyników eksperymentalnych. Te ostatnie także bywają często obarczone znacznymi błędami. Dlatego też wyznaczanie bezwzględnych zawartości atomów przy pomocy reakcji jądrowych dokonywane jest najczęściej na drodze porównania z wzorcem o znanym składzie i grubości.

4. Wyznaczanie rozkładów koncentracji

Niezależnie od procesów oddziaływania z jądrami atomowymi będących podstawą identyfikacji składników próbki, penetrujące w głąb tarczy cząstki oddziałują również z elektronami atomowymi. Oddziaływanie to ma charakter zderzeń niesprężystych. Wielkość energii przekazanej elektronowi w trakcie zderzenia jest rzędu 0,1% energii cząstki. Skutki niewielkiej ilości takich zderzeń powodują zbyt małą zmianę energii cząstek, aby można było ją zaobserwować przy pomocy detektora półprzewodnikowego, stąd też widma otrzymane przy



Rys. 3. Wyznaczanie rozkładów koncentracji wybranego rodzaju atomów oparte jest na znajomości strat energii cząstek na ich drodze wejściowej i wyjściowej. Cząstki, które oddziaływały z jądrami tarczy w określonym przedziale głębokości Δx , rejestrowane są w odpowiednim przedziale energetycznym $\Delta E = g \cdot \Delta x$. Współczynnik proporcjonalności g zależy od materiału próbki i rodzaju oddziaływania. Intensywność widma w każdym z przedziałów ΔE jest proporcjonalna do liczby atomów znajdujących się w odpowiednim przedziale Δx

użyciu cienkich tarcz (por. rys. 2) składają się z wąskich, zazwyczaj dobrze rozdzielonych linii. Wraz ze wzrostem grubości tarczy następuje wzrost strat energii, spowodowany rosnącą liczbą zderzeń z elektronami, co z kolei powoduje poszerzenie linii w kierunku malejących energii. Cząstki wychodzące z większych głębokości tracą bowiem więcej energii od cząstek wyprodukowanych w pobliżu powierzchni.

Ustalenie zależności pomiędzy energią rejestrowanych cząstek a głębokością, na jakiej oddziaływały z jądrem, pozwala na wyznaczanie rozkładów gęstości atomów w funkcji odległości od powierzchni próbki tzw. profili koncentracji.

Podzielmy w tym celu badaną próbkę na szereg cienkich warstw o grubości Δx , tak jak to pokazano na rys. 3. Znając zdolności hamujące ośrodka, tzn. straty energii cząstek na jednostkę długości drogi [11], można przyporządkować każdemu przedziałowi grubości Δx odpowiadający przedział energii ΔE w rejestrowanym widmie. Dla niezbyt dużych głębokości (poniżej $1 \mu\text{m}$) zależność ta jest praktycznie liniowa

$$\Delta E = g \Delta x \quad (3)$$

gdzie współczynnik proporcjonalności

$$g = K S_1 + \frac{S_2}{\cos(180^\circ - \theta)} \quad (4)$$

S_1 i S_2 są zdolnościami hamującymi, wyrażanymi zazwyczaj w $\text{keV}/\mu\text{m}$, odpowiednio na drodze wejściowej i wyjściowej cząstki, $K = \frac{dE_2}{dE_1}$ jest współczynnikiem kinematycznym określającym zmianę energii cząstki w wyniku oddziaływania z jądrem (E_1 , E_2 — energie cząstki bezpośrednio przed i po zderzeniu). Wielkość tę można łatwo wyznaczyć za pomocą wzorów znanych z podręczników fizyki jądrowej [12].

Intensywność widma w wybranym przedziale ΔE jest zgodnie ze wzorem (1) proporcjonalna do liczby atomów w warstwie Δx , $N = C(x) \Delta x$ (profil koncentracji $C(x)$ wyrażany jest w atomach/ cm^3). Wyznaczanie profilu koncentracji sprowadza się zatem do zamiany skali energii cząstek na skalę głębokości i przyporządkowanie intensywności widma w określonym przedziale energetycznym gęstości atomów w odpowiednim obszarze próbki.

Ważnym parametrem mikroanalizy jądrowej, określającym precyzję wyznaczania profili koncentracji, jest głębokościowa zdolność rozdzielcza. Wiąże się ona ściśle ze skończoną energetyczną zdolnością rozdzielczą układu eksperymentalnego. Za miarę głębokościowej zdolności rozdzielczej przyjmuje się wielkość przedziału głębokości δx odpowiadającego szerokości linii aparaturowej δE (por. (3)).

W przypadku rozpraszania elastycznego cząstek α o energiach 1—2 MeV typowa wielkość parametru g wynosi $70 \text{ eV}/\text{\AA}$, co przy zdolności rozdzielczej $\delta E = 14 \text{ keV}$ daje wielkość $\delta x = 200 \text{ \AA}$. Dla reakcji jądrowych wielkości parametru g są zazwyczaj kilkakrotnie mniejsze i uzyskiwane głębokościowe zdolności rozdzielcze zawierają się pomiędzy 500 \AA a 2000 \AA .

5. Przykłady zastosowań

Zastosowania mikroanalizy jądrowej koncentrują się głównie na tych gałęziach nauki i techniki, w których procesy zachodzące na powierzchni ciał stałych odgrywają decydującą rolę. Należą do nich przede wszystkim technologia półprzewodników, technologia cienkich warstw szeroko stosowana przy

produkcji podzespołów elektronicznych, metalurgia, a szczególnie jej gałęzie zajmujące się zagadnieniami pasywacji i korozji, elektrochemia, a ostatnio także i biologia. Trzeba przyznać, że w ogólnym przekroju najwięcej przykładów zastosowań mikroanalizy jądrowej można znaleźć w odniesieniu do technologii półprzewodników. Wynika to przede wszystkim z decydującej roli, jaką odgrywają procesy powierzchniowe w tej niezwykle ważnej dla gospodarki gałęzi techniki. Ważną rolę odegrało również upowszechnienie metody implantacji jonów w technologii półprzewodników. Spowodowało to wzrost zainteresowania i lepsze zrozumienie metod jądrowych wśród specjalistów fizyki ciała stałego. Jako ciekawostkę można przytoczyć fakt, że wielkie firmy produkujące elementy półprzewodnikowe i obwody scalone, jak np. IBM czy Hughes Corporation, posiadają po kilka akceleratorów w swych ośrodkach badawczych, wykorzystywanych wyłącznie do celów mikroanalizy jądrowej. Stąd też większość przykładów przytoczonych w dalszej części artykułu dotyczy tej właśnie dziedziny techniki.

6. Implantacja jonów

Technika tworzenia nowych struktur półprzewodnikowych na drodze implantacji jonów wychodzi już stopniowo ze stadium badań i jest coraz bliższa zastosowania na skalę przemysłową. Metoda mikroanalizy jądrowej jest wykorzystywana do pomiaru rozkładów implantowanych atomów niemal od pierwszych prób implantacji.

Typowy przykład zastosowania do tego celu rozpraszania elastycznego pokazano na rys. 4. Przedstawia on widmo energetyczne cząstek α o energii początkowej 1,8 MeV rozproszonych na próbce krzemowej, w którą zaimplantowano $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² atomów galu o energii 60 keV. Ponieważ gal jest cięższy od krzemu, linia odpowiadająca cząstkom rozproszonym na atomach galu znajduje się w wysokoenergetycznej części widma i jest dobrze oddzielona od widma cząstek α rozproszonych na krzemie. Ta część widma ma charakter ciągły, gdyż grubość płytki krzemowej jest większa od zasięgu cząstek.

Analiza widma przedstawionego na rys. 4 pozwala na wyznaczenie następujących wielkości [13]:

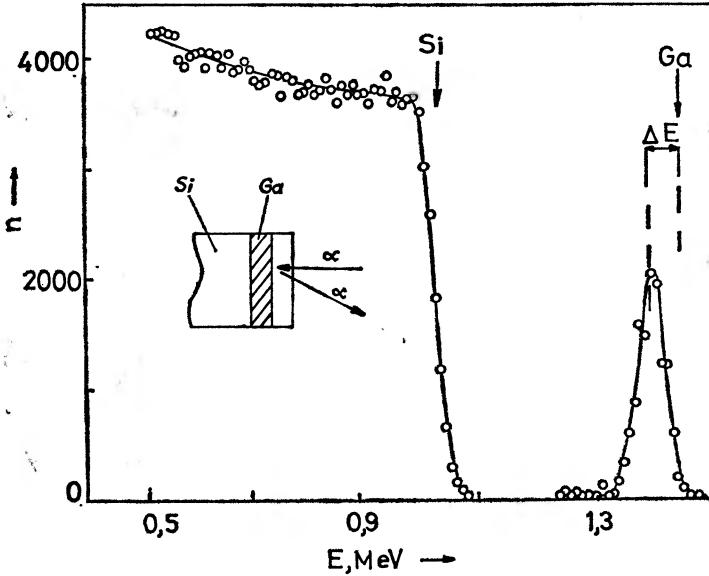
dawki implantacji; wielkość ta jest proporcjonalna do całkowitej liczby zliczeń zawartej we fragmencie widma odpowiadającym cząstkom α rozproszonym na atomach galu,

średniego zasięgu implantowanych atomów R_{Ga} ; przesunięcie środka ciężkości omawianej linii w stosunku do położenia widma odpowiadającego próbce, w której atomy galu znajdują się na powierzchni jest miarą zasięgu implantowanych atomów, $R_{Ga} = g_{Ga} \cdot \Delta E$,

rozrzutu zasięgów ΔR_{Ga} , który można wyznaczyć przez porównanie szerokości mierzonej linii z szerokością linii aparaturowej.

Odmianą technikę pomiarową stosuje się w przypadku pomiaru rozkładów lekkich pierwiastków implantowanych w krzemie. Przekroje czynne rozpra-

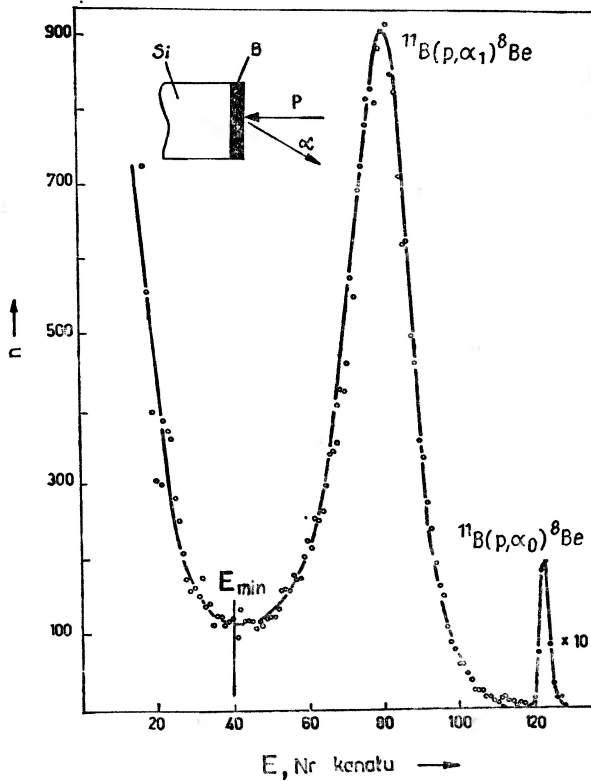
szania elastycznego dla pierwiastków takich jak bor lub azot są bardzo małe, a kinematyka rozpraszania powoduje, że cząstki rozproszone na jądrach tych pierwiastków rejestrowane są na tle intensywnego widma cząstek rozproszonych elastycznie na krzemie. Dlatego też jedynie reakcje jądrowe mogą być zastosowane w tym przypadku.



Rys. 4. Widmo energetyczne cząstek α o energii początkowej 1,8 MeV rozproszonych na płytce krzemowej, w którą zaimplantowano $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² galu o energii 60 keV. Grubość płytki krzemowej jest większa od zasięgu cząstek α , stąd też fragment widma odpowiadający cząstkom rozproszonym na krzemie ma charakter ciągły. Położenie wysokoenergetycznej krawędzi tego widma odpowiada cząstkom rozproszonym na powierzchni próbki. Cząstki rozproszone na atomach galu tworzą linię w wysokoenergetycznej części widma ($M_{Ga} > M_{Si}$). Przesunięcie energetyczne tej linii w stosunku do jej położenia wyznaczonego dla atomów galu, znajdujących się na powierzchni próbki, jest proporcjonalne do ich średniego zasięgu, podczas gdy szerokość obserwowanej linii jest miarą rozrzutu zasięgów

Na rys. 5 pokazano widmo energetyczne cząstek α produkowanych w reakcji $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ używanej do wyznaczania profili implantacji boru w krzemie [11]. Ze względu na mały przekrój czynny reakcji $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$, wykorzystywana jest jedynie grupa cząstek α_1 , w wyniku emisji których jądro końcowe ^8Be pozostaje w stanie wzbudzone. Wielka szerokość pierwszego stanu wzbudzonego jądra $^8\text{Be}(I = 1,6 \text{ MeV})$ powoduje zbyt duże rozmycie energii emitowanych cząstek α , aby można było wyznaczać rozkłady atomów boru na podstawie analizy kształtu widma. W takich wypadkach stosuje się zazwyczaj metodę różnicową. Cykl pomiarowy przedstawia się następująco: dokonuje się pomiaru wydajności reakcji $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}$, co pozwala na wyznaczenie całko-

witej ilości atomów boru w próbce, następnie usuwa się z powierzchni próbki warstwę o dokładnie określonej grubości i ponownie mierzy zawartość atomów boru pozostałych w próbce. Różnica wyników pierwszego i drugiego pomiaru równa jest liczbie atomów boru, które znajdowały się w usuniętej warstwie. Cykl ten powtarzany jest tak długo, aż zawartość atomów boru zmaleje poniżej progu wykrywalności. Zdejmowanie warstw o ściśle kontrolowanej grubości z powierzchni krzemu dokonywane jest w następujący sposób: na drodze utle-

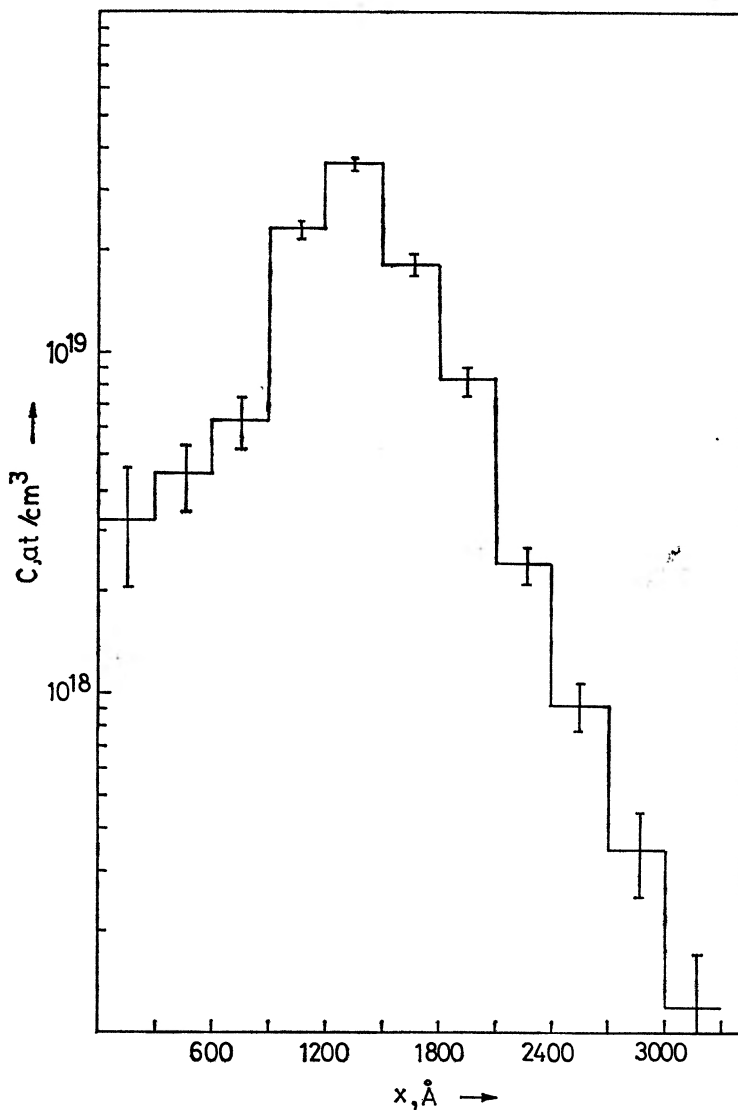


Rys. 5. Widmo energetyczne cząstek α produkowanych w reakcji $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ w wyniku bombardowania warstwy boru o grubości 1000 Å protonami o energii 680 keV. Liczba atomów boru zawartych w mierzonej próbce proporcjonalna jest do liczby zliczeń w widmie cząstek α . Ze względów praktycznych wykorzystuje się część widna powyżej energii E_{\min} .

niania anodowego formuje się na powierzchni próbki warstwę dwutlenku krzemu o określonej grubości, a następnie usuwa się ją z powierzchni krzemu za pomocą trawienia w kwasie fluorowodorowym, który rozpuszcza jedynie warstwę tlenku nie naruszając podłoża krzemowego. Na rys. 6 pokazano zmierzony w ten sposób profil implantacji atomów boru w krzemie.

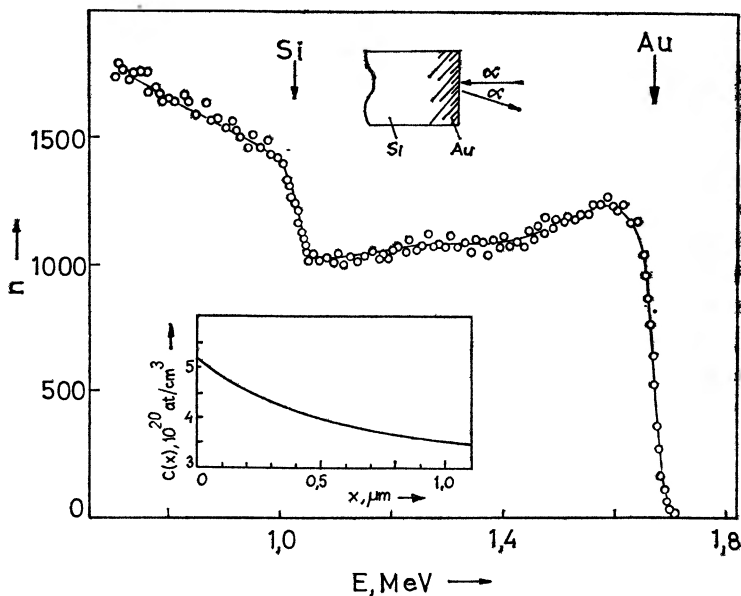
7. Dyfuzja

Podobnie jak profile implantacji, tak i powstałe w wyniku dyfuzji rozkłady domieszek w półprzewodnikach mogą być wyznaczone, w zależności od ich masy, za pomocą rozpraszania elastycznego lub reakcji jądrowych.



Rys. 6. Profil koncentracji atomów boru, implantowanych w krzemie, zmierzony przy pomocy reakcji $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$. Energia implantacji wynosiła 40 keV. Metoda pomiaru polega na kolejnym wyznaczaniu zawartości atomów boru w próbce, z której usuwane są na drodze trawienia anodowego warstwy o grubości 300 Å. Różnica zawartości otrzymanych w dwu kolejnych pomiarach jest równa liczbie atomów boru w usuniętej warstwie

Na rys. 7 pokazano profil dyfuzji złota w krzemie uzyskany na drodze analizy znajdującego się na tym rysunku widma rozproszonych elastycznie cząstek α o energii początkowej 1,8 MeV.



Rys. 7. Widmo energetyczne cząstek α o energii początkowej 1,8 MeV rozproszonych na płycie krzemowej z wdyfundowanym złotem. W dolnej części rysunku pokazano profil dyfuzji złota wyznaczony na podstawie analizy widma rozproszonych cząstek α . Głębokość $x = 0$ odpowiada powierzchni próbki

8. Warstwy dielektryczne na powierzchni krzemu

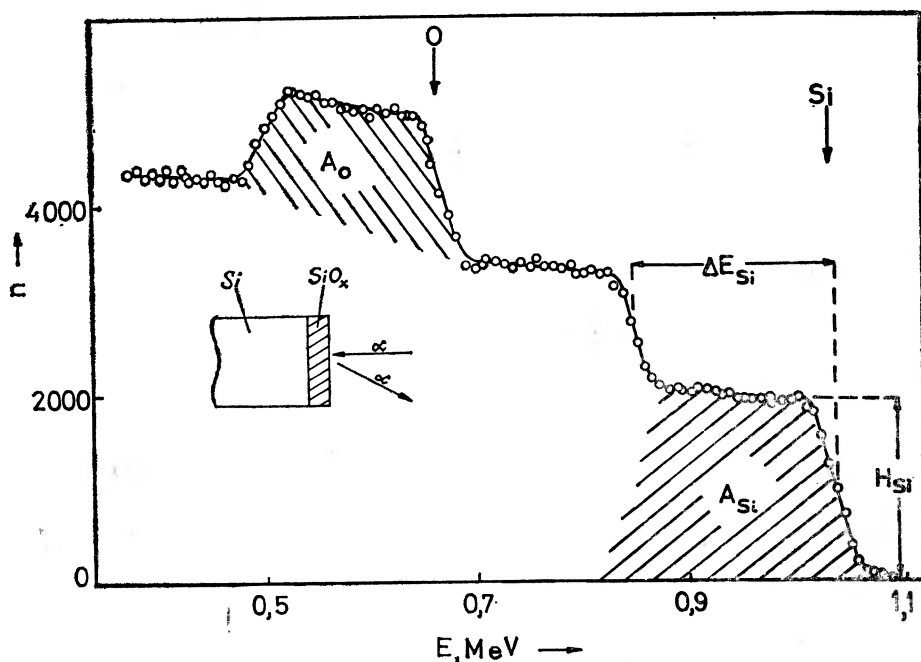
Warstwy dielektryczne na powierzchni krzemu wykorzystywane są szeroko w technologii obwodów scalonych i elementów planarnych jako warstwy izolacyjne, maskujące, pasywujące i ochronne.

Na rys. 8 pokazano widmo energetyczne otrzymane w wyniku bombardowania cząstkami α o energii 1,8 MeV warstwy tlenku krzemu o grubości 4760 Å, osadzonej pirolitycznie na płycie krzemowej. Zakreskowane obszary widma odpowiadają cząstkom rozproszonym na atomach tlenu (A_O) i krzemu (A_{Si}) wchodzących w skład tlenkowej warstwy powierzchniowej. Pozostałą część widma tworzą cząstki rozproszone przez atomy podłoża. Podobnie jak w przypadku implantacji analiza interesujących obszarów widma (A_O i A_{Si}) pozwala na wyznaczenie liczby atomów tlenu i krzemu, a także ich rozkładu w funkcji głębokości tzw. profilu stechiometrii [15]. Skład stechiometryczny warstwy powierzchniowej wyznaczony jest przez porównanie liczby atomów krzemu do liczby atomów tlenu. Podobnie jak w przypadku reakcji jądrowych liczba zliczeń w za-

kreskowanych obszarach widma dana jest równaniem (1). Stąd stosunek liczby atomów wynosi:

$$\frac{N_O}{N_{Si}} = \frac{A_O}{A_{Si}} \cdot \frac{\sigma_{Si}}{\sigma_O} \quad (5)$$

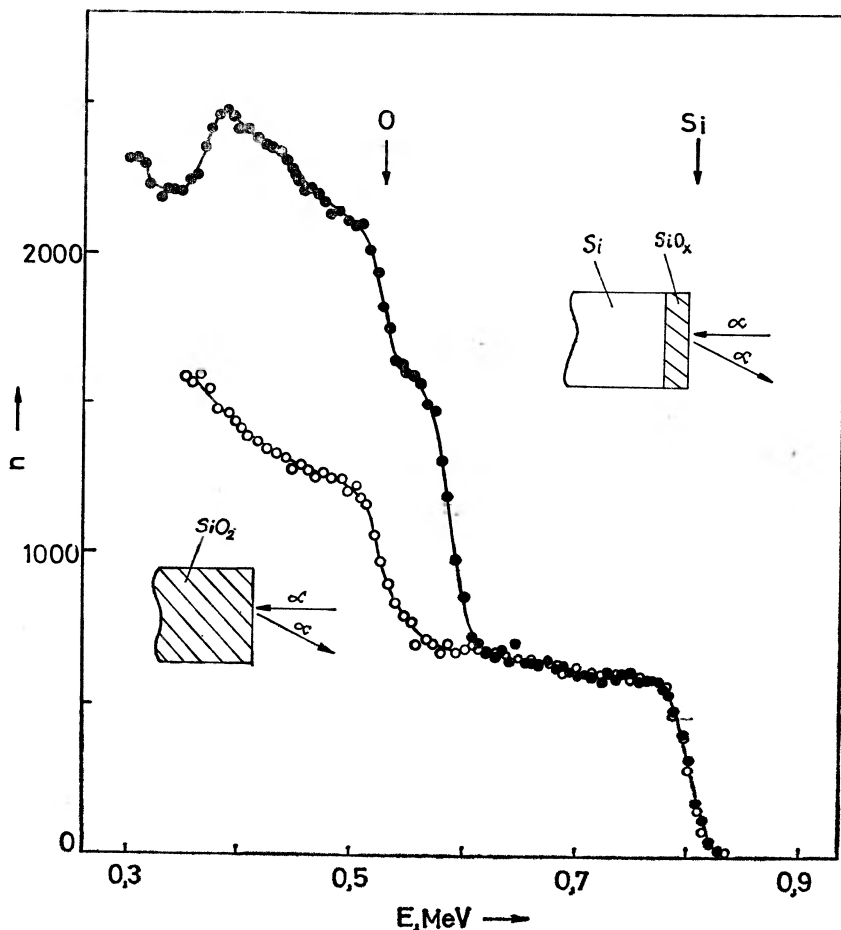
gdzie σ_O i σ_{Si} — przekroje czynne rozpraszania odpowiednio na jądrach tlenu i krzemu (patrz równanie (2)). W omawianym przypadku stosunek przekrojów czynnych wynosi 3,32, a stosunek liczb zliczeń A_{Si}/A_O równa się 1,61. Stąd stosunek liczby atomów tlenu do krzemu jest równy 2,06.



Rys. 8. Widmo energetyczne cząstek α o energii początkowej 1,8 MeV rozproszonych na płytce krzemowej pokrytej warstwą SiO₂ o grubości 4760 Å. Cząstki rozproszone na atomach krzemu i tlenu wchodzących w skład warstwy powierzchniowej tworzą zakreskowane fragmenty widma. Część niezakreskowana odpowiada cząstkom rozproszonym od podłoża krzemowego. Wysokość „schoodka” krzemowego H_{Si} jest proporcjonalna do gęstości atomów krzemu, która jest mniejsza w warstwie powierzchniowej niż w monopierwiastkowym podłożu. Różnica energii ΔE_{Si} pomiędzy cząstkami rozproszonymi od czoła próbki i podłoża jest proporcjonalna do grubości warstwy powierzchniowej

Znacznie trudniejsze jest wyznaczenie profilu stechiometrii. Najprostsza metoda polega na porównaniu ze wzorcem o znanym składzie. W przypadku tlenków krzemu takim wzorcem może być topiony kwarc. Na rys. 9 pokazano porównanie widm energetycznych cząstek α o energii początkowej 1,4 MeV rozproszonych na wzorcu kwarcowym i warstwie tlenkowej o grubości 3900 Å, utworzonej w wyniku utleniania termicznego płytki krzemowej.

Oceny składu stechiometrycznego warstwy powierzchniowej można dokonać porównując fragmenty widni odpowiadających cząstkom α rozproszonym na atomach krzemu, wchodzących w skład warstwy tlenkowej. Procedura ta jest słuszna w przypadku, gdy wiadomo, że warstwa powierzchniowa składa się jedynie z dwu składników, co w przypadku tlenków krzemu jest założeniem całkowicie uzasadnionym.



Rys. 9. Oceny składu stechiometrycznego warstwy powierzchniowej w funkcji głębokości można dokonać przez porównanie, dla kolejnych energii, wysokości „schodków” otrzymanych dla warstwy wzorcowej (O) i badanej próbki (●). Dobra zgodność wysokoenergetycznych części porównywanych widn świadczy o identycznym składzie stechiometrycznym badanej próbki i wzorca, którym był topiony kwarc. Energia padających cząstek α wynosiła 1,4 MeV

9. Badanie mechanizmu utleniania anodowego

Szczególne własności reakcji jądrowych, jaką są bardzo duże zmiany ich charakteru dla różnych izotopów tego samego pierwiastka, pozwala na wykorzystanie metody znaczników izotopowych do badania mechanizmu procesów powierzchniowych.

Procesy utleniania metali i półprzewodników należą do najważniejszych z punktu widzenia współczesnej techniki. Tlen naturalny jest mieszaniną trzech izotopów ^{16}O (99,764%), ^{17}O (0,037%) i ^{18}O (0,204%). Zasada metody pomiarowej polega na wprowadzeniu, w sposób kontrolowany, w różnych stadiach procesu utleniania określonej ilości atomów ^{18}O i badanie ich dalszego „losu” przy pomocy reakcji jądrowej o szczególnie dużym przekroju czynnym dla izotopu ^{18}O . Reakcją taką jest reakcja $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ ($Q = 3,97$ MeV).

Podczas bombardowania protonami o energii poniżej 1 MeV nie obserwuje się produktów reakcji wywołanych na jądrach izotopów ^{16}O i ^{17}O . W przypadku ^{16}O wynika to z ujemnego ciepła reakcji $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$. Reakcja $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ posiada wprawdzie dodatnie Q , jednakże jego mała wartość (1,19 MeV) praktycznie uniemożliwia rejestrację produktów tej reakcji. Stwarza to niezmiernie przychylne warunki dla wykrywania jąder ^{18}O przy pomocy reakcji $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$. Szczególnie przydatny do pomiarów rozkładów koncentracji atomów ^{18}O jest wąski rezonans ($\Gamma = 2,5$ keV) występujący przy energii 629 keV (por. rys. 11).

Wyznaczanie profili koncentracji przy pomocy reakcji rezonansowych dokonywane jest nieco inaczej niż przy omówionych wcześniej przykładach. Załóżmy, że energia cząstek padających E_0 jest większa od energii rezonansowej E_R . W trakcie wnikania w badaną próbkę, na skutek zderzeń z elektronami atomowymi, cząstki padające ulegają spowalnianiu i osiągają energię rezonansową na pewnej głębokości x_R .

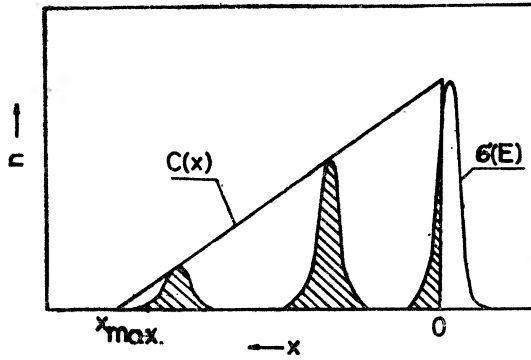
$$x_R = \frac{E_0 - E_R}{S} \quad (6)$$

gdzie S jest zdolnością hamującą cząstek padających. Jeżeli występujący rezonans jest izolowany i wąski, wówczas prawie wszystkie rejestrowane cząstki produkowane są w warstwie o grubości Δx znajdującej się na głębokości x_R . Δx odpowiada w pierwszym przybliżeniu podwójnej szerokości rezonansu:

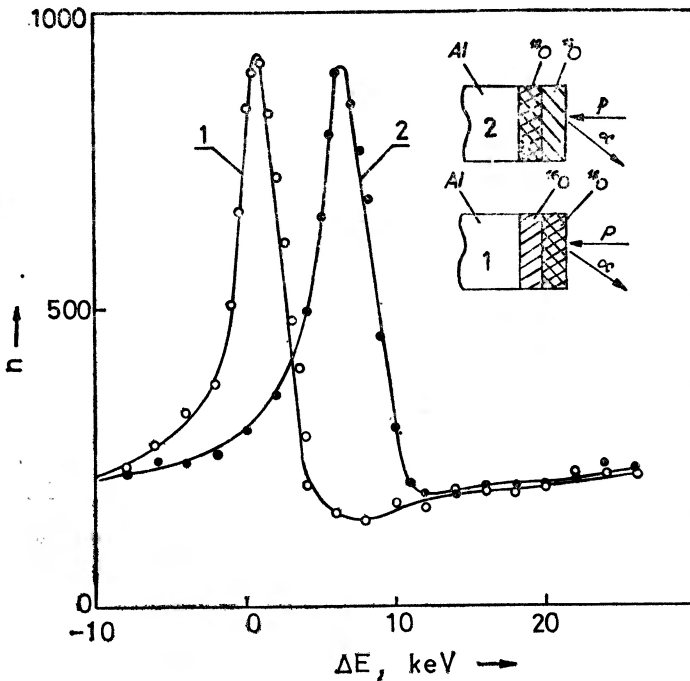
$$\Delta x = 2\Gamma/S. \quad (7)$$

Ponieważ wydajność reakcji rezonansowej jest proporcjonalna do koncentracji poszukiwanego izotopu $C(x_R)$ na głębokości x_R , przy czym zależność pomiędzy E_0 i x_R dana jest równaniem (6), profil koncentracji może być wyznaczony poprzez pomiar wydajności reakcji rezonansowej, dokonywany krok po kroku, dla stopniowo coraz większych cząstek padających. Na rys. 10 przedstawiono schematycznie zasadę takiego pomiaru.

Opisana metoda została zastosowana do badania mechanizmu utleniania anodowego aluminium w roztworze wodnym cytrynianu amonu [16]. Pytanie, na które należało znaleźć odpowiedź, brzmiało: czy utlenianie zachodzi na powierzchni granicznej metal — tlenek czy też tlenek — elektrolit? W tym celu utlenianie prowadzono dwustopniowo: najpierw w elektrolicie niewzbogaconym w izotop ^{18}O , a następnie we wzbogaconym do 45% w ^{18}O . Druga seria próbek przygotowana była odwrotnie — najpierw prowadzono utlenianie w elektrolicie wzbogaconym w ^{18}O , a następnie w zwykłym. Rezultaty badań pokazano



Rys. 10. Zasada pomiaru profili koncentracji przy pomocy reakcji rezonansowych. Wydajność reakcji (zakreskowane pola na rysunku) proporcjonalna jest do iloczynu powierzchni rezonansu $\int \sigma(E)dE$ i koncentracji poszukiwanego pierwiastka $C(x)$. Zwiększając energię cząstek padających powyżej energii rezonansowej E_R powodujemy, że energia cząstek padających osiąga wielkość E_R na coraz większych głębokościach. Mierząc wydajność reakcji rezonansowej w funkcji energii cząstek padających otrzymuje się poszukiwany profil koncentracji



Rys. 11. Zależność wydajności reakcji $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ od energii padających protonów E_p ($\Delta E = E_p - E_R$, $E_R = 629$ keV). Krzywą 1 zmierzono przy użyciu warstwy powierzchniowej Al_2O_3 o grubości 300 Å wzbogaconej do 45% w ^{18}O . Krzywą 2 otrzymano po uformowaniu na powierzchni tej próbki warstwy Al_2O_3 o takiej samej grubości, lecz o naturalnej zawartości ^{18}O (0,2%). Przesunięcie maksimum tych krzywych pozwala na określenie grubości nałożonej warstwy

na rys. 11. Przesunięcie krzywej wydajności, w przypadku gdy najpierw utlenianie miało miejsce w elektrolicie wzbogaconym w ^{18}O , świadczy o powstaniu warstwy $\text{Al}_2^{18}\text{O}_3$ bezpośrednio przy powierzchni metalu. Warstwa $\text{Al}_2^{16}\text{O}_3$ tworzy się zatem na pierwotnie utworzonej. Potwierdza to brak przesunięcia krzywej wydajności dla odwrotnej sekwencji utleniania. Można stąd wyciągnąć wniosek, że utlenianie następuje na powierzchni granicznej tlenek — elektrolit, tzn. jony aluminium, po wyrwaniu z metalu, są transportowane przez warstwę tlenkową aż do zetknięcia z elektrolitem i dopiero wtedy łączą się z tlenem.

Podobną metodę zastosowano do badania źródła tlenu w procesie utleniania anodowego [17] (potencjalnymi źródłami są: woda, rozpuszczalnik lub sól), pomiaru prądów wymiany, dyfuzji i innych procesów zachodzących w elektrolitach [18]. We wszystkich tych eksperymentach wzbogacenie jednego ze składników w ^{18}O pozwoliło na znalezienie jednoznacznej odpowiedzi.

10. Zakończenie

Omówione zastosowania mikroanalizy jądrowej nie wyczerpują oczywiście wszystkich możliwości tej metody. Jest ona użytecznym narzędziem badawczym wszędzie tam, gdzie istotną rolę odgrywają zjawiska zachodzące na powierzchni ciał stałych. Do najważniejszych parametrów metody należą:

nieniszczący charakter badań,

zakres grubości analizowanych warstw powierzchniowych 10^{-2} — $10\ \mu\text{m}$,

możliwość detekcji niemal wszystkich pierwiastków w pobliżu powierzchni próbki,

czułość metody sięga 10^{-4} at % lub 0,01—0,1 monowarstwy atomowej, dokładność pomiarów ok. 5%, ograniczona jest głównie błędami statystycznymi,

czas pomiaru 0,1—1

głębokościowa zdolność rozdzielcza ok. 200 Å.

Czytelnikowi zainteresowanemu dalszymi szczegółami metody można polecić przeglądowe artykuły Chu i współpracowników [19] oraz Amsela i współpracowników [20], zawierające także wyczerpującą bibliografię przedmiotu.

Literatura

- [1] S. Rubin, *Nucl. Instr. Meth.*, **5**, 177 (1959).
- [2] E. J. Franzgrote, J. H. Patterson, A. L. Turkevich, T. E. Economou, K. P. So-winski, *Science*, **167**, 376 (1970).
- [3] J. A. Davies, J. Denhartog, L. Eriksson, J. W. Mayer, *Can. J. Phys.*, **45**, 4053 (1967).
- [4] J. W. Mayer, L. Eriksson, S. T. Picraux, J. A. Davies, *Can. J. Phys.*, **46**, 663 (1968).
- [5] W. D. Mackintosh, J. A. Davies, *Anal. Chem.*, **41**, 26A (1969).
- [6] A. Turos, Z. Wilhelmi, *Nukleonika*, **13**, 975 (1968).
- [7] A. Turos, Z. Wilhelmi, *Nukleonika*, **14**, 320 (1969).
- [8] G. Amsel, D. Samuel, *Anal. Chem.*, **39**, 1689 (1967).

- [9] G. Amsel, G. Beranger, D. David, P. Boisot, *Rev. Phys. Appl.*, **3**, 373 (1968).
- [10] J. W. Mayer, A. Turos, *Thin Solid Films*, **19**, 1 (1973).
- [11] L. C. Northcliffe, R. F. Schilling, *Nucl. Data*, **A7**, 233 (1970).
- [12] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN, Warszawa 1969, str. 328.
- [13] A. Barcz, A. Turos, L. Wieluński, B. Natanson-Wójtowicz, W. Rosiński, *Rad. Effects* (w druku).
- [14] A. Barcz, A. Turos, L. Wieluński, B. Natanson-Wójtowicz, W. Rosiński, W. Paszkowicz *Phys. Stat. Sol.* (w druku).
- [15] A. Barcz, A. Turos, L. Wieluński, J. Skrzynecka, *Phys. Stat. Sol.* (w druku).
- [16] A. Turos, L. Wieluński, J. Jelińska, *Acta Phys. Pol.*, **A43**, 657 (1973).
- [17] M. Croset, E. Petreanu, D. Samuel, G. Amsel, J. P. Nadai, *J. Electrochem. Soc.*, **118**, 717 (1971).
- [18] C. Cherki, J. Siejka, *J. Electrochem. Soc.*, **120**, 784 (1973).
- [19] W. K. Chu, J. W. Mayer, M-A. Nicolet, T. M. Buck, G. Amsel, F. Eisen, *Thin Solid Films*, **17**, 1 (1973).
- [20] G. Amsel, J.-P. Nadai, E. d'Artemare, D. David, E. Girard, J. Moulin, *Nucl. Instr. and Meth.*, **92**, 481 (1971).

Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

II Polsko-Czechosłowacka Konferencja Optyczna

Polanica, 4—8 lutego 1974 r.

W dniach 4—8 lutego 1974 r. odbyła się w Polanicy II Polsko-Czechosłowacka Konferencja Optyczna zorganizowana przez Instytut Fizyki Technicznej Politechniki Wrocławskiej przy współdziałaniu Katedry Fizyki i Astronomii Uniwersytetu w Ołomuńcu (CSSR). W Konferencji brało udział 176 uczestników, w tym 43 z Czechosłowacji, reprezentujących zarówno placówki naukowo-badawcze, jak i przemysł optyczny. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był prof. dr hab. Miron Gaj, Zastępcą doc. dr hab. Celina Wesolowska, Sekretarzem Naukowym doc. dr Ireneusz Wilk, Sekretarzem Organizacyjnym dr Jerzy Nowak.

Wygłoszono 94 referaty z prac własnych oraz 5 następujących referatów plenarnych:
Prof. dr Engelbert Keptr, *Nowe konstrukcje i technologie optyczne.*

Doc. dr Jan Peřina, *Teoria koherencji częściowej.*

Dr Jan Doubek, *O obecnym stanie i tendencjach rozwoju receptorów i źródeł promieniowania.*

Prof. dr Arkadiusz Piekara, *Autokolimacja światła wielkiej mocy.*

Doc. dr Eugeniusz Jagoszewski, *Ogólna charakterystyka odwzorowania układu optycznego.*

Obrazy odbywały się w dwóch równoległych sekcjach z następujących dyscyplin naukowych: Optyka koherentna, optyka nieliniowa, optyka fizyczna, nowe konstrukcje i technologie optyczne, metody korekcji i oceny odwzorowania optycznego, źródła i receptory promieniowania.

Zasadniczym celem Konferencji była wymiana myśli naukowej między naukowcami pracującymi nad podobnymi zagadnieniami w Polsce i w Czechosłowacji oraz omówienie form współpracy naukowej. Zarówno poziom naukowy wygłaszanych referatów, jak i ożywione dyskusje wskazują na pełną realizację zamierzeń.

W ramach Konferencji prof. dr Bedřich Havelka przedstawił plany organizacyjne X Międzynarodowej Konferencji ICO *— 10, która odbędzie się w dniach 25—29 VIII 1975 r. w Czechosłowacji i będzie poświęcona osiągnięciom optyki fizycznej. Po dyskusji ustalono następującą tematykę przyszłej Konferencji:

- 1) optyka nieliniowa
- 2) statystyczne i koherentne własności optycznych pól
- 3) optyczne własności ośrodków
- 4) holografia
- 5) optoelektronika
- 6) propagacja promieniowania przez ośrodki (niejednorodne i nieliniowe).

* ICO — International Commission for Optics.

W podsumowaniu Konferencji prof. B. Havelka podkreślił wysoki poziom naukowy wygłaszanych referatów oraz stwierdził, że przyczyniła się ona do rozwoju optyki w Polsce i w Czechosłowacji oraz do dalszego pogłębienia współpracy naukowej.

Miron Gaj

Szkoła Zimowa „Nowe Materiały Magnetyczne”

Szczyrk, 3—10 marca 1974 r.

W dniach 3—10 marca 1974 roku odbyła się w Szczyрку szkoła zimowa „Nowe Materiały Magnetyczne”. Szkoła została zorganizowana przez Instytut Fizyki PAN dla pracowników naukowych zajmujących się badaniem i wykorzystaniem materiałów magnetycznych, w których występują tzw. domeny cylindryczne. Tematyka ta jest rozwijana intensywnie w Instytucie Fizyki PAN, w Instytucie Organizacji i Kierowania PAN i MSWNIT i w kilku innych ośrodkach krajowych.

Wygłoszono następujące wykłady: W. Ziętek (INTiBS PAN) *Cylindryczne domeny magnetyczne*, W. Torbic (IOiK PAN) *Zastosowanie domen cylindrycznych*, H. Szymczak (IF PAN) *Zjawiska rezonansowe w ortoferrytach*, L. Jastrzębski (IF PAN) *Efekt Faradaya w ortoferrytach*, T. Stobiecki (AGH) i F. Stobiecki (IF PAN) *Wykorzystanie efektu magnetooporowego do detekcji domen cylindrycznych*, S. Topiński (IOiK PAN) *Detektory halotronowe domen cylindrycznych*, H. Szymczak (IF PAN) *Jednoosiowa anizotropia w granatach*, H. Lachowicz (IF PAN) *Dynamika domen cylindrycznych*, W. Wardzyński (UW) *Dwójłomność kryształów magnetycznych*, W. Przybylski (WAT) *Badanie procesów magnesowania z wykorzystaniem efektu Kerra i Faradaya*, S. Szymura, J. Zbrozczyk (Politechnika, Gliwice) *Obserwacja domen metodą Kerra*. Wygłoszono również kilka referatów z prac własnych.

Ostatniego dnia odbyła się dyskusja na temat perspektyw i możliwości wykorzystania domen cylindrycznych. Wykłady i referaty zostaną opublikowane w materiałach Szkoły.

H. Lachowicz

I Zimowa Szkoła Biofizyki

Szklarska Poręba, 18—27 lutego 1974 r.

W dniach od 18.2. do 27.2.1974 odbyła się I międzynarodowa Szkoła Biofizyki RWPG w Szklarskiej Porębie zorganizowana przez Instytut Biologii i Biofizyki Akademii Rolniczej we Wrocławiu i Instytut Biochemii i Biofizyki PAN w Warszawie. Tematem Szkoły był problem transportu substancji przez błony biologiczne i modelowe (the first winter school on biophysics of membrane transport). Wygłoszone zostały następujące wykłady lub cykle wykładów:

D. P. Aikman (Norwich) *Tracers flux kinetics with reference to plant cell system*, J. Bielawski (Poznań) *Models of membrane transport*, G. M. Gary-Bobo (Paryż) *Diffusion — structure relationships in phospholipid — water system as considered as membrane model*, R. Glaser (Berlin) *Biophysical structure of the surface with regards to the regulation of transport processes*, K. Janacek (Praga) *Electrodiffusion and membrane potentials*, P. G. Kostyuk (Kijów) *Electrical phenomena during active transport of ions through excitable membranes*, A. Kotyk (Praga) *Kinetics of saturable transport*, B. Lindemann (Homburg) *Electrolyte transport in frog skin*, V. S. Markin,

Ju. A. Chizmadjev (Moskwa) *Facilitated ion transport across lipid bilayers*, S. Miękisz, F. Ludwików (Wrocław) *The membrane in the thermodynamic description of transport phenomena*, D. C. Mikulecky (Richmond, Virginia), *A continuum mechanical approach to the flow equation of non-equilibrium thermodynamics*, H. Pauly (Erlangen-Nürnberg), 1) *The electrical mobility and diffusion in the cytoplasm*, 2) *The physico-chemical state of water and electrolytes in protein solutions and in the cytoplasm*, S. Przystalski (Wrocław), *On the mechanism of the phosphate ions permeation through erythrocyte membrane*, A. Schubert (Gödöllő) *Variational principles and their applications to stationary membrane transport*, Yu. A. Vladimirov (Moskwa) *Physico-chemical mechanism of membrane damage*, L. Wojtczak (Warszawa) *Transport of ions and metabolites through mitochondrial membranes*.

Problem transportu substancji przez błony biologiczne jest jedynym z najważniejszych problemów współczesnej biofizyki. Zagadnienie to może być rozpatrywane z różnych punktów widzenia. Intencją organizatorów Szkoły było wyeksponowanie aspektów fizycznych i fizyko-matematycznych bez pomijania jednak wykładów o bardziej biologicznym czy też biochemicznym charakterze. W szkole wzięło udział ponad 100 osób różnych specjalności: biofizycy, fizycy, biolodzy, chemicy, biochemicy, technicy i medycy. Była to dobra sposobność do konfrontacji różnych poglądów przedstawicieli wymienionych dyscyplin i zwrócenie uwagi na możliwości wykorzystania fizyki w omawianym zagadnieniu.

Zajęcia Szkoły odbywały się w sympatycznej i koleżeńskej atmosferze, a liczne dyskusje, formalne i nieformalne, pozwoliły nawiązać przyjaźnie pomiędzy biofizykami z różnych ośrodków i krajów, co z całą pewnością będzie miało dobry wpływ na rozwój współpracy naukowej. Wydaje się, że Szkoła spełniła swoje zadanie zarówno informacyjne, jak i inspirujące nowe idee i współpracy.

S. Przystalski

Konferencja i wystawa „Holografia — jej zastosowania w nauce i technice”

Warszawa, 27—28 listopada 1973 r.

W dniach 27 i 28 listopada 1973 roku odbyła się w Pałacu Kultury i Nauki w Warszawie ogólnokrajowa konferencja naukowa „Holografia — jej zastosowania w nauce i technice”. Równocześnie z konferencją czynna była w dniach od 27.XI do 2.XII.1973 r. wystawa holograficzno-laserowa. Organizatorami tych imprez byli: Centralne Laboratorium Optyki, Zjednoczenie Przemysłu Sprzętu Optycznego i Medycznego „Omel” oraz Sekcja Optyki SIMP.

Głównym celem konferencji było przedstawienie krajowych osiągnięć na tle ogólnego postępu światowego w dziedzinie holografii i jej zastosowań, spopularyzowanie holograficznych metod badawczych i pomiarowych wśród inżynierów i techników z przemysłu maszynowego oraz nawiązanie bliższych kontaktów między naukowcami i praktykami w celu wypracowania dalszego rozwoju badań holograficznych w kraju, stosownie do aktualnych i perspektywicznych potrzeb nauki i techniki.

W konferencji wzięło udział ponad 300 uczestników i honorowych gości, reprezentujących uczelnie wyższe, instytuty naukowo-badawcze, ośrodki badawczo-rozwojowe oraz działy konstrukcyjno-technologiczne przedsiębiorstw przemysłowych.

Wygłoszono 21 obszernych (45 min.) referatów. Większość referatów była tak opracowana, że obejmowały zarówno ogólny stan wiedzy, jak również własne osiągnięcia autorów i ich współpracowników w dziedzinie określonej tytułem referatu. Pełne teksty referatów, względnie obszerne streszczenia, zostały powielone i wręczone uczestnikom konferencji przed jej otwarciem.

Po formalnym zamknięciu i podsumowaniu konferencji odbyła się ogólna dyskusja na temat roli współczesnej optyki w życiu, nauce i technice, ze szczególnym uwzględnieniem techniki

laserowej i holografii. Uczestniczyło w niej około 60 osób, głos zabrało przeszło 20 osób. W żywej i rzeczowej dyskusji w szczególności wiele uwagi poświęcono kształceniu przez wyższe uczelnie specjalistów w zakresie optyki stosowanej i optoelektroniki dla przemysłu optycznego, perspektywom rozbudowy tego przemysłu w Warszawie, formom współpracy między placówkami naukowymi optycznymi i pokrewnymi, konieczności intensyfikacji prac nad uruchomieniem produkcji przemysłowej laserów różnych typów oraz urządzeń i podzespołów, niezbędnych do badań optycznych i holograficznych.

Udaną, aczkolwiek dalece niekompletną ilustracją osiągnięć krajowych w dziedzinie objętej tematem konferencji, była wystawa holograficzno-laserowa. Wzięło w niej udział 15 ośrodków naukowych, głównie z okręgu warszawskiego, zajmujących się badaniami holograficznymi oraz techniką laserową. Zasadniczym celem wystawy było zapoznanie uczestników konferencji z techniką holograficzną i możliwościami jej praktycznych zastosowań. Po zamknięciu konferencji wystawa przez 4 dni była ogólnie dostępna i spełniała dodatkowo rolę popularno-naukową i dydaktyczną, zwłaszcza w odniesieniu do młodzieży szkolnej i studentów.

Przeważająca część ekspozycji obejmowała prototypowe i doświadczalnie-badawcze zestawy i urządzenia holograficzne, jak np. mikroskop holograficzno-interferencyjny (CLO), urządzenie do mikroholograficznego zapisu i odczytywania informacji (IEK WAT), model pamięci holograficznej stałej (WAT), fourierowski spektroskop holograficzny z odejmowaniem widm (CLO), holograficzny projektor masek mikroelektronicznych (IF Politechniki Warszawskiej) i inne. Oprócz eksponatów działających, zaprezentowano na kilkudziesięciu planszach w formie graficznej i fotograficznej przykładowe wyniki badań holograficznych oraz schematy bardziej skomplikowanych urządzeń, których z powodu trudności technicznych nie można było eksponować w formie naturalnej. I tak np. Zakład Ultradźwięków IPPT PAN zaprezentował schemat urządzenia do holografii ultradźwiękowej oraz przykładowe obrazy akustyczno-holograficzne uzyskane za pomocą tego urządzenia. Natomiast IEK WAT przedstawił schemat układu holograficznego korelacyjnego do badania obwodów scalonych, zaś Zakład Optyki Nieliniowej IPPCh Uniwersytetu Warszawskiego — wyniki badań holograficzno-interferencyjnych drgającego piezoelementu stosowanego do stabilizacji generatorów kwarcowych oraz elementu ceramicznego odkształcającego się pod wpływem przyłożonego stałego napięcia. Ciekawe interferogramy holograficzne przedstawił Zakład Optyki Fizycznej IF UJ. Ilustrowały one niektóre możliwości zastosowania holografii do badań zjawisk i procesów zmiennych w czasie. Dużą różnorodność zastosowań technicznych holografii przedstawiło na ponad 30 planszach CLO. Między innymi były to wyniki badań holograficzno-interferencyjnych wad ukrytych w materiałach, odkształceń elementów mechanicznych, drgań membran głośników radiowych, deformacji narzędzi pomiarowych, itd.

Poza tym na wystawie zaprezentowano kilkanaście laserów. Wśród nich największe zainteresowanie budziły dwa lasery barwnikowe impulsowe, wystawione przez IFO Uniwersytetu Warszawskiego, przy czym jeden z nich wzbudzany był lampami błyskowymi, a drugi laserem azotowym o częstotliwości repetycji impulsów do 25 Hz i mocy 200 kW (długość fali emitowanej $\lambda = 337,1$ nm). Przestrajanie obu laserów barwnikowych z jednej długości fali na drugą w zakresie od barwy niebieskiej do czerwonej, odbywa się za pomocą pryzmatu (zdolność rozdzielača spektralna rzędu 1 Å). Kilka interesujących laserów eksponował również IEK WAT. Były to przede wszystkim: laser helowo-selenowy emitujący promieniowanie o długościach fal $\lambda = 497,6, 492,9, 506,8, 517,6, 522,7$ i $530,5$ nm i mocy około 40 mW we wszystkich liniach spektralnych; laser helowo-kadmowy ($\lambda = 441,6$ nm, moc 40 mW w pracy jednomodowej TEM₀₀), laser rubinowy o mocy impulsu 5 J ($\lambda = 694,3$ nm). Ponadto Instytut Fizyki PAN zaprezentował laser helowo-neonowy o mocy 20 mW, z wewnętrznymi zwierciadłami, nieprzestrajalny i odporny na wstrząsy. Natomiast IPPT PAN eksponował laser He-Ne stabilizowany prądowo, o mocy promieniowania 50 mW w pracy wielomodowej i 15 mW w pracy jednomodowej TEM₀₀. Wymienione lasery mają charakter prototypowy i wykonywane są jednostkowo przez instytut, w których zostały opracowane. Na wystawie zaprezentowano jednak również lasery helowo-neonowe: LG600 i LG360S, produkowane w warunkach przemysłowych przez Polskie Zakłady Optyczne. Laser LG600 przeznaczony jest do różnych prac laboratoryjnych

(w tym również holograficznych) i charakteryzuje się następującymi parametrami: $\lambda = 362,8$ nm, moc promieniowania 6 mW w modzie podstawowym TEM₀₀, polaryzacja światła liniowa, długość rezonatora 600 mm, żywotność rury laserowej ok. 1000 godz., zasilanie 220V/50W. Natomiast laser LG360S jest przeznaczony głównie do prac dydaktycznych, jego moc wynosi 4 mW w modzie podstawowym TEM₀₀ i jest od poprzedniego tańszy o około 40%. Poza tym Polskie Zakłady Optyczne wystawiły specjalistyczny laser górniczy GL-1 przeznaczony do prac inżynierskich w górnictwie. Z innych bardziej cennych eksponatów należy jeszcze wymienić uniwersalny zestaw holograficzny opracowany w CLO i obecnie produkowany przez PZO. W szczególności umożliwia on wykonywanie i odtwarzanie hologramów oraz przeprowadzanie różnorodnych badań holograficzno-interferometrycznych. Zestaw ten ma klockową (modułową) budowę i z poszczególnych jego zespołów mechanicznych i optycznych, których w sumie jest ponad 50, można zestawiać układy badawcze o różnym przeznaczeniu, w tym również klasyczne interferometry Macha-Zehndera, Michelsona, Twymana-Greena i inne.

M. Pluta

Danuta Kunisz: *Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1973, stron 346, cena zł 46.—

W ostatnich latach nastąpił renesans spektroskopii atomowej dzięki odkryciu nowych zjawisk i wyrosłych z nich nowych metod takich jak pompowanie optyczne, optyczne metody rezonansu magnetycznego, spektroskopia „beam-foil”, spektroskopia przecinających się poziomów, spektroskopia laserowa i in. Na naszych półkach księgarskich, niezwykle ubogich w zakresie optyki, ukazała się bardzo interesująca i kompetentnie napisana monografia „Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej”. Książka ta okazuje się bardzo pożyteczna dla kręgu czytelników szerszego aniżeli przewidywany przez Autorkę, która adresuje ją zasadniczo do spektroanalityków. Spektroskopia jest dzisiaj nie tylko samodzielną dyscypliną naukową, ale równocześnie narzędziem dla wielu nauk, a stanowi także jedną z podstawowych metod stosowanych w różnych przemysłach.

Jak wiadomo, jednym z nurtów spektroskopii atomowej jest ciągle jeszcze gromadzenie i porządkowanie, w oparciu o rozważania teoretyczne, informacji o widmach atomów i jonów oraz o wpływie na nie warunków ich powstawania. Te informacje stanowią podstawę nie tylko dla analizy widmowej, ale też techniki laserowej, fizyki plazmy i in.

Rozważana tu monografia podaje w obszernym wyborze elementy wiedzy o naturze widm atomowych, wskazuje drogi zdobywania tej wiedzy i omawia aparaturę temu służącą. Pierwsza część monografii (ok. 1/3 objętości pracy) wprowadza w prawa rządzące wewnętrznymi oddziaływaniami w atomie i daje opis wynikającego z nich uporządkowania jego struktury i wpływu na nią zewnętrznego pola magnetycznego. Następnie zostaje rozwinięte obszernie (ok. 1/3 objętości pracy) centralne zagadnienie monografii, a mianowicie zagadnienie oddziaływania atomów z polem promieniowania optycznego (emisja i absorpcja promieniowania), przy tym położono nacisk na problem natężenia linii widm atomowych i różnorodne metody pomiaru stałych struktury atomowej. Tu właśnie znajdujemy wprowadzenie do najnowszych metod spektroskopii wspomnianych na początku niniejszej recenzji. Bardzo interesująca, choć niewielka, jest część II, traktująca o mało znanym do niedawna i trudnym do uchwycenia wpływie warunków wzbudzenia na natężenie linii widmowych. Zagadnienie to ma istotne znaczenie nie tylko w problematyce analizy widmowej. Ostatnia część pracy (ok. 1/3 objętości) stanowi niezwykle interesujący krytyczny przegląd porównawczy (ze stanowiska fizyki) aparatury spektralnej, która w ostatnich czasach uległa istotnej przemianie dzięki nowym technologiom i nowym metodom analizy informacji, wykorzystującym osiągnięcia elektroniki, a w szczególności maszyny cyfrowe (np. spektrometr fourierowski). Na uwagę zasługuje bardzo mało jeszcze znany bezszczelinowy spektrometr Girarda. Zakończenie zawiera zwięzłą charakterystykę właściwości laserów i ich znaczenia dla analizy spektralnej. Poza zakresem pracy znalazły się zagadnienia czysto techniczne.

Rozwinięcie tematu monografii na wyższym poziomie zakłada u czytelnika znajomość matematyki wyższej i podstawowego kursu fizyki. Jednak korzystanie z monografii nie wymaga specjalnego przygotowania. Książka, opracowana bardzo starannie tak pod względem rzeczowym jak i językowym, jest napisana przystępnie i jasno. Wartość pracy zwiększa zaopatrzenie jej w znaczną liczbę trafnie i starannie dobranych rysunków, zestawień i interesujących tablic (np. tablica widma promieniowania optycznego z naniesionymi na nią w odpowiednich przedziałach widma źródłami światła, detektorami i materiałami przezroczystymi).

W sumie praca stanowi interesujące spojrzenie na wybrane współcześnie bardzo ważne rozdziały spektroskopii atomowej i zawiera przy tym znaczną sumę informacji. Dzięki dołączeniu do każdego rozdziału wykazu literatury przedmiotu zarówno w języku polskim, jak i w obcych, książka ułatwia dalsze studia. Pomimo że monografia ta już obecnie jest dość obszerna, wydaje się wskazane pewne jej rozszerzenie, np. dodanie systematyki widm atomowych.

Książkę należy polecić tym wszystkim, którzy w swej pracy stykają się bezpośrednio ze spektroskopią atomową (dla nich będzie stałym podręcznym źródłem informacji) czy też nią się interesują, a zwłaszcza studentom wielu wydziałów wyższych uczelni.

Kazimierz Rosiński

Oddział Gliwicki PTF

W dniu 3 kwietnia 1974 r. odbyło się Walne Zebranie, na którym wybrano nowe władze Oddziału:

przewodniczący — dr A. Zastawny
zastępca przewodniczącego — mgr J. Wojtala
sekretarz — dr E. Soczkiewicz
skarbnik — mgr S. Kochowski
członkowie Zarządu — dr Z. Kleszczewski,
dr M. Kobylński, mgr R. Kolano, doc. F. Kumaszką, mgr L. Opilska, dr A. Sycz, doc. S. Szymura.

W okresie 1. 3. 72 — 3. 4. 74 odbyło się 5 posiedzeń naukowych. Corocznie Oddział organizował cykl odczytów dla młodzieży szkolnej. Oddział liczy 94 członków.

„Biblioteka Fizyki“

W czerwcu 1974 r. ukazał się pierwszy tom z serii „Biblioteka Fizyki” wydany przez Państwowe Wydawnictwo Naukowe. Jest to podręcznik monograficzny *Elektrodynamika kwantowa*, napisany przez znanych fizyków prof. Iwo Białynickiego-Birulę oraz doc. Zofię Białynicką-Birulę. Książka ta stanowi pierwsze w literaturze polskiej pełne i nowoczesne opracowanie tego bardzo ważnego działu fizyki. W obecnym drugim (zmienionym) wydaniu podano nieco inne niż w wydaniu pierwszym sformułowanie podstaw elektrodynamiki kwantowej oraz znacznie rozszerzono rozdziały dotyczące pola elektromagnetycznego. Przy opracowaniu książki autorzy wykorzystali najnowsze prace oryginalne z tej dziedziny.

W bieżącym roku powinien ukazać się również następny tom tej serii — podręcznik prof. dr Grzegorza Białkowskiego *Mechanika klasyczna*.

W ramach „Biblioteki Fizyki” publikowane będą książki autorów polskich, które mogą służyć jako podręczniki do nauczania fizyki

w szkołach wyższych poczynając od II—III roku studiów, a kończąc na studiach doktorskich. W tym ostatnim przypadku do „Biblioteki Fizyki” będą mogły być włączone także opracowania o charakterze częściowo monograficznym, zawsze jednak ujęte pod kątem potrzeb dydaktycznych.

Zakres tematyczny „Biblioteki Fizyki” obejmuje fizykę w ścisłym sensie oraz działy pokrewne, jak na przykład astrofizykę, geofizykę, biofizykę, metody matematyczne fizyki i fizykę stosowaną.

Serią opiekuje się Komitet Redakcyjny w składzie: prof. dr Andrzej Trautman jako przewodniczący, prof. dr Grzegorz Białkowski jako z-ca przewodniczącego, prof. dr Iwo Białynicki-Birula, prof. dr August Chełkowski, doc. dr Krzysztof Haman, prof. dr Jerzy Janik, prof. dr Jerzy Kołodziejczak, prof. dr Jan Łopuszański, prof. dr Zdzisław Pająk, prof. dr Józef Smak, prof. dr Adam Strzałkowski, prof. dr Andrzej Wróblewski, prof. dr Janusz Zakrzewski oraz dr Zygmunt Ajduk jako Sekretarz Komitetu.

„Biblioteka Fizyki” ma za zadanie dostarczać studentom podręczniki możliwie najlepsze, najnowocześniejsze, na wysokim poziomie dydaktycznym. Państwowe Wydawnictwo Naukowe pragnie jednocześnie tą serią dopomóc w utrwalaniu dorobku naukowego i dydaktycznego fizyków polskich. Można wyrazić przekonanie, że „Biblioteka Fizyki” w istotny sposób przyczyni się do rozwoju publikacji naukowych i dydaktycznych.

W. Frejtlak

Fizyka w przemyśle

Działalność Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (International Union of Pure and Applied Physics — IUPAP), zgodnie z nazwą, ma obejmować zarówno fizykę czystą, jak i stosowaną. W dotych-

czasowej praktyce jednak IUPAP zajmuje się przede wszystkim sprawami fizyki czystej. Problemy fizyki stosowanej były poruszane w różnych komisjach IUPAP-u reprezentujących poszczególne dziedziny fizyki, ale ustala się opinia, że powinny być podjęte większe wysiłki w celu popierania jej rozwoju. Zgodnie przyjęto projekt, aby urządzić w roku 1976 międzynarodową konferencję na temat fizyki w przemyśle. Irlandzki Komitet Narodowy IUPAP podjął się jej organizacji. Możliwe, że wynikiem tej akcji będzie utworzenie Międzynarodowej Komisji Fizyki Przemysłowej.

Yang w Polsce

Na zaproszenie Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego przebywał w maju br. w Polsce Chen Ning Yang, profesor Stanowego Uniwersytetu Nowojorskiego w Stony Brook. Jak wiadomo, Yang wspólnie z Tsung Dao Lee otrzymał w 1957 r. Nagrodę Nobla z Fizyki za teorię wykazującą, że zasada zachowania parzystości nie obowiązuje w oddziaływaniach słabych. Teoria ta została potwierdzona doświadczalnie przez panią C. S. Wu.

Prof. Yang wygłosił w Warszawie trzy odczyty: „The structure of the proton”, „The symmetry in Physics” i „The nature of scientific discovery”.

Następnie prof. Yang pojechał do Wrocławia. Uniwersytet Wrocławski nadał mu stopień doktora *honoris causa*. Uroczysta promocja odbyła się 13 maja. Promotorem był prof. J. Łopuszański.

Ulice fizyków we Wrocławiu

Odpowiadając na nasz apel w Kronice (Pościepy Fizyki nr 2/74) kol. Bernard Jancewicz z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego nadesłał nam wykaz ulic wrocławskich noszących nazwiska słynnych fizyków. Są to ulice: Marii Skłodowskiej-Curie, Fryderyka Joliot-Curie, Mariana Smoluchowskiego, Karola Olszewskiego, Zygmunta Wróblewskiego, Wilhelma Röntgena i Witelona.

We Wrocławiu są również ulice matematyków: Stefana Banacha, Zygmunta Janiszew-

skiego, Kazimierza Bartla i Józefa Hoene-Wrońskiego oraz astronomów: Mikołaja Kopernika i Jana Heweliusza.

Zimowa Szkoła Biofizyki — „Transport przez błony“

W dniach od 18 do 27 lutego 1974 odbyła się w Szklarskiej Porębie I Zimowa Szkoła Biofizyki RWPG na temat transportu przez błony, zorganizowana przez Instytut Biologii Roślin i Biofizyki Akademii Rolniczej we Wrocławiu przy udziale Instytutu Biochemii i Biofizyki PAN. Wygłoszono 18 wykładów w języku angielskim. Wykładowcami byli specjaliści z Czechosłowacji, Francji, NRD, Polski, RFN, USA, Węgier i ZSRR, a uczestnikami młodzi pracownicy nauki z Bułgarii, Czechosłowacji, NRD, Polski, Rumunii, Węgier i ZSRR.

Badania błon biologicznych stanowią obecnie najważniejsze i najszersze pole studiów biofizyki i biologii komórki.

W. Klonowski

Współpraca Piza—Warszawa w dziedzinie optyki

Zakład Optyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego od wielu lat utrzymuje żywe kontakty z grupą Pompowania Optycznego Instytutu Fizyki Uniwersytetu w Pizie (Włochy). Przebywali tam na długoterminowych stażach naukowych kolejno: dr Krzysztof Ernst, prof. dr Tadeusz Skaliński i dr Aleksandra Kopystyńska. Natomiast do Warszawy przyjeżdżali z kilkudniowymi wizytami naukowymi, którym z reguły towarzyszyło wygłoszenie referatu na Seminarium Optycznym, profesorowie: A. Gozzini, F. Strumia, P. Violino i P. Minguzzi. Ostatnio Uniwersytet Warszawski zaprosił młodego profesora Ennia Arimondo, również z ośrodka pizańskiego. Prof. E. Arimondo zajmuje się problemami pompowania optycznego ze szczególnym uwzględnieniem efektów wywołanych zmiennym polem magnetycznym o częstości radiowej. W trakcie swego trzymiesięcznego pobytu w Polsce prof. E. Arimondo wygłosił cykl wykładów na temat atomu ubranego („dressed atom”). Na Seminarium Optycznym zreferował swoją pracę dotyczącą efektu Bloch-Siegerta w silnych polach radiowych. Prof. E. Arimondo przebywał

z krótką wizytą w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, gdzie też wygłosił referat na Seminarium. W czasie swojego pobytu w Warszawie brał czynny udział w życiu naukowym Zakładu.

A. Kopystyńska

Nagroda Oppenheimera

Nagrodę Roberta Oppenheimera ufundowaną przez Centrum Badań Teoretycznych Uniwersytetu Miami na Florydzie otrzymał Edwin E. Salpeter profesor fizyki i astrofizyki Uniwersytetu Cornella za „wybitne prace w dziedzinie fizyki jądrowej i astrofizyki, które przyczyniły się do lepszego zrozumienia nukleogenezy we wszechświecie i produkcji energii w gwiazdach”.

Nagroda ATF dla Tinkhama

Nagrodę O. E. Buckleya przyznawaną przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne za osiągnięcia w dziedzinie fizyki ciała stałego otrzymał w tym roku Michael Tinkham, profesor Uniwersytetu Harvarda, za badania eksperymentalne elektromagnetycznych właściwości nadprzewodników. Nagrodę tę ufundowały Bell Laboratories.

Medal Boltzmann

Komisja Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej ustanowiła nagrodę, w postaci złotego medalu z podobizną Boltzmann, za najwybitniejsze prace z dziedziny termodynamiki i mechaniki statystycznej. Medal Boltzmann będzie przyznany po raz pierwszy w 1975 r.

Czy zamiast „Zeitschrift für Physik“ będzie „Journal of Physics“?

W ostatnim numerze 1973 r. Redakcja czasopisma „Zeitschrift für Physik” zwraca uwagę autorów, że językiem międzynarodowym fizyki stał się angielski i namawia, by nadsyłać prace w tym języku, gdy „Arbeiten werden von einem grösseren Leserkreis beachtet, wenn sie in Englisch geschrieben

sind”. Tekst angielski apelu brzmi bardziej zdecydowanie: „Many scientists simply do not read papers written in other languages”.

Symposium Euromechu

W dniach od 2 do 5 kwietnia 1974 r. odbywało się w Jablonnie 49 Symposium Euromechu (European Mechanics Colloquium No 49) na temat mechaniki ciekłych zawieszin i roztworów polimerów. Euromech nie jest formalną organizacją. W latach sześćdziesiątych grupa europejskich naukowców powołała tzw. Komitet Euromechu, który postawił sobie za zadanie koordynowanie na terenie Europy spotkań naukowych poświęconych mechanice, na których możliwa byłaby swobodna wymiana informacji między specjalistami zajmującymi się daną dziedziną mechaniki (każde sympozjum poświęcone jest jednej wybranej dziedzinie mechaniki). Spotkań takich odbywa się po kilka rocznie w różnych krajach Europy, m. in. w Polsce. Liczba uczestników jest ograniczona.

Powstanie Komitetu Euromechu było swobodną reakcją na „skostnienie” Międzynarodowej Unii Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej (International Union of Theoretical and Applied Mechanics), której wielkie zjazdy nie stwarzały okazji do bezpośredniej, wyczerpującej dyskusji.

Przewodniczącym Komitetu Euromechu jest obecnie prof. G. K. Batchelor (Cambridge). Właśnie on i prof. S. Zahorski (IPPT, Warszawa) przewodniczyli 49 Symposium Euromechu.

W sympozjum wzięło udział 48 osób (w tym 10 z Polski). Wygłoszono kilkanaście komunikatów z prac własnych oraz pięć referatów przeglądowych, których tematyka obejmowała własności reologiczne zawieszin, badania optyczne roztworów polimerów, modele mechaniczne rozcieńczonych i stężonych roztworów polimerów oraz wpływ własności nie-newtonowskich na pole przepływu. Odbyły się również dwie dyskusje „panelowe”.

W. Klonowski

Sympozjum „Pomiary fizyczne w oceanografii”

W dniach 25—27 kwietnia 1974 r. odbyło się w Rostocku (NRD) sympozjum pod nazwą „Maritime Elektronik”, zorganizowane przez

Instytut Elektroniki Technicznej Uniwersytetu w Rostocku przy współudziale Instytutu Oceanografii Akademii Nauk NRD.

W symposium wzięło udział 150 osób z 6 państw. Wygłoszono około 40 referatów. Tematyka obejmowała technikę pomiarów morskich, hydroakustykę, układy przełączniowe, układy zasilania i sterowania. Omawiano możliwości zastosowania techniki laserowej do bezpośrednich pomiarów i do obróbki danych.

H. Wrembel

Stulecie urodzin Marconiego

W bieżącym roku mija setna rocznica urodzin Guglielmo Marconiego, wynalazcy „telegrafu bez drutu”.

Marconi urodził się 25 kwietnia 1874 r. w Bolonii. Nie chodził nigdy do szkoły ani na uniwersytet. Był kształcony w domu przez prywatnych nauczycieli. Interesował się fizyką i elektrotechniką, urządził sobie prywatne laboratorium. Gdy miał lat 20, trafił przypadkowo na pracę Hertza o odkryciu i pomiarach długości fal elektromagnetycznych. Oczarowany tą pracą Marconi rozpoczął gorączkowe badania w swoim laboratorium i wkrótce udało mu się skonstruować nadajnik iskrowy i odbiornik i przekazać sygnały na odległość kilku metrów, a po paru ulepszeniach na odległość trzech kilometrów. Za poradą matki zgłosił swój wynalazek w r. 1896 w londyńskim urzędzie patentowym. W r. 1897 przesłał sygnały na odległość 14 km przez Kanał Bristolski. W tym samym roku powstała w Anglii

firma „Wireless Telegraph and Signal Company”, która później zmieniła nazwę na „Marconi's Wireless Telegraph Company”, a od 1963 r. nazywa się po prostu „Marconi Company”. Około r. 1900 komunikację radiową zaczęły stosować statki handlowe i marynarka wojenna brytyjska i włoska. W r. 1901 przesłano pierwsze sygnały radiowe przez Atlantyk i wkrótce powstała w Stanach Zjednoczonych firma „Radio Corporation of America” (RCA).

W r. 1909 Marconi wraz z Braunem otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki „w uznaniu zasług dla rozwoju telegrafii bezdrutowej”.

Guglielmo Marconi zmarł 20 lipca 1937 r. w Rzymie.

G. P. Kuiper (1905—1973)

Dnia 24 grudnia 1973 r. zmarł w Mexico City znakomity astronom G. P. Kuiper.

Urodzony 7 grudnia 1905 r. w Harencarspel w Holandii, studiował astronomię na uniwersytecie w Lejdzie. Od 1933 r. pracował w Stanach Zjednoczonych, w r. 1940 założył Laboratorium Księżycowe i Planetarne Uniwersytetu w Arizonie.

Początkowo badania Kuipera dotyczyły astronomii gwiazdowej (pionierskie prace na temat gwiazd podwójnych, skupisk Białych Karłów), później głównym kierunkiem jego badań stał się układ słoneczny (ewolucja atmosfer planet, pochodzenie asteroidów, odkrycie nowego satelity Uranu — Mirandy, pomiar średnicy Plutonu, wyznaczenie wytrzymałości gruntu Księżyca).

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa — Książka — Ruch”.

Prenumeratory indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa — Książka — Ruch” Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków w terminie do 10 dnia poprzedzającego okres prenumeraty

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

Please send payments to the account to ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

J. Werle — Co fizyka zawdzięcza Kopernikowi a Kopernik fizyce?	311
R. U. Sexl — Wstęp do fizyki czarnych dziur	327
M. Lasocka, H. Matyja — Półprzewodniki amorficzne	373
S. Klama — Teoria stanów elektronowych w półprzewodnikach magnetycznych	405
A. Turowski — Jądrowa mikroanaliza warstw powierzchniowych	419
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
M. Gaj — II Polsko-Czechosłowacka Konferencja Optyczna	439
H. Lachowicz — Szkoła Zimowa „Nowe Materiały Magnetyczne”	440
S. Przestalski — I Zimowa Szkoła Biofizyki	440
M. Pluta — Konferencja i wystawa „Holografia — jej zastosowania w nauce i technice”	444
RECENZJE	
D. Kunisz — Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej (K. Rosiński)	415
KRONIKA	

CONTENTS

J. Werle — What is Physics Owing to Copernicus, and Copernicus to Physics?	311
R. U. Sexl — Black-Hole Physics — An Introduction	327
M. Lasocka, H. Matyja — Amorphous Semiconductors	373
S. Klama — Theory of Electronic States in Magnetic Semiconductors	405
A. Turowski — Nuclear Microanalysis of Surface Layers	419
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS OF BOOK	
CHRONICLE	