
PTF

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

POSTĘPY FIZYKI

**TOM 28
ZESZYT 1
1977**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

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

Sekretarz Generalny

Doc. dr JAROSŁAW PIASECKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr ANDRZEJ BIAŁAS
Prof. dr ANDRZEJ BUDZANOWSKI
Mgr HENRYK KACZOREK
Doc. dr ADAM KUJAWSKI
Prof. dr JAN STANKOWSKI

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ
Doc. dr TOMASZ HOFMOKL
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr hab. EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (*Gdańsk*)
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Gliwice*)
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Prof. dr hab. STANISŁAW SZPIKOWSKI (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 28, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1977

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. rzecz. PAN,
Członkowie — Władysław Kapuściński, Ludwik Natanson,
Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

Nakład 2868 + 132 egz. Ark. wyd. 7,0. Ark. druk. 6²/₁₀ + 1 wkł.

Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g

Oddano do składania w październiku 1976

Podpisano do druku w styczniu 1977

Druk ukończono w styczniu 1977

Zam. 1010/76. C-35. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Wacław Tybor

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Łódzkiego
Łódź

Werner Carl Heisenberg

(1901–1976)

1 lutego 1976 r. zmarł Werner Heisenberg — jeden z najwybitniejszych fizyków XX wieku. Werner Heisenberg urodził się w r. 1901 w Würzburgu, w Niemczech. Studiował na Uniwersytecie Monachijskim pod kierunkiem Sommerfelda. Doktorat (z hydrodynamiki) uzyskał w r. 1923. Po okresie asystentury u Borna w Getyndze, Heisenberg spędził trzy lata w Instytucie Bohra w Kopenhadze. W r. 1927 uzyskał stanowisko profesora na Uniwersytecie Lipskim, a od 1941 r. był profesorem uniwersytetu i dyrektorem Instytutu Cesarza Wilhelma w Berlinie. Od r. 1946 był dyrektorem Instytutu Maxa Plancka w Getyndze. Nagrodę Nobla otrzymał w r. 1932 za zasadę nieoznaczoności.

Bogaty dorobek naukowy Heisenberga jest związany z różnymi dziedzinami fizyki. O Heisenbergu myślimy przede wszystkim jako o współtwórcy mechaniki kwantowej, ale jest on również autorem prac o fundamentalnym znaczeniu z zakresu elektrodynamiki kwantowej, teorii ferromagnetyzmu i teorii jądra atomowego; opracował teorię macierzy rozproszenia i otrzymał szereg cennych wyników z zakresu fizyki promieniowania kosmicznego, kwantowej teorii pola i in. Dobra znajomość sytuacji eksperymentalnej i śmiałość w posługiwaniu się formalizmem matematycznym oraz oryginalne i głębokie traktowanie problemów filozoficznych, to nieodłączne atrybuty jego twórczości naukowej.

Nie sposób w krótkiej notatce omówić całokształt działalności i dorobku Heisenberga. Poprzestaniemy na niektórych tylko jego osiągnięciach naukowych, koncentrując uwagę przede wszystkim na ich aspektach fizycznych.

Heisenberg był jednym z twórców współczesnej mechaniki kwantowej, która zastąpiła postulaty kwantowe Bohra. Rolę starszej teorii kwantów w rozwoju fizyki XX wieku trudno przecenić. Wykazała ona niestosowalność fizyki klasycznej do zjawisk mikroświata, stymulowała rozwój prac eksperymental-

nych; szczególnie ważne było jej heurystyczne znaczenie: nie będąc często w stanie dać ilościowego opisu zjawisk, pozwalała je klasyfikować i interpretować jakościowo. Kryzys starszej teorii kwantów stał się wyraźnie widoczny na początku lat dwudziestych. Logiczna niekonsekwencja teorii była znana w zasadzie od momentu jej powstania: teoria kwantów nie była ani konsekwentnie klasyczną, ani konsekwentnie kwantową teorią. W. H. Bragg powiedział, że jest to teoria, w której w poniedziałki, środy i piątki należy korzystać z praw klasycznych, a we wtorki, czwartki i soboty — z kwantowych. W celu wykorzystania pojęć i praw klasycznej teorii promieniowania dla udoskonalenia i poszerzenia zakresu ważności postulatów kwantowych Bohr wprowadził ok. 1920 r. tzw. zasadę korespondencji. Wkrótce jednak okazało się, że cały szereg problemów nie może być rozwiązanych na drodze wskazanej przez Bohra. M. in., nie można było stosować starszej teorii kwantów do ruchu aperiodycznego, nie dawała ona pełnego objaśnienia wartości natężenia linii widmowych, nie tłumaczyła w sposób zadowalający zjawiska dyspersji światła. Niepokojące były nieudane próby zbudowania teorii atomu helu (składającego się z jądra i dwóch elektronów). Przybliżone metody rozwiązania problemu trzech ciał znane z mechaniki nieba zastosowane do planetarnego modelu atomu pozwalały przewidywać stosunkowo precyzyjnie pewne efekty, które nie znajdowały doświadczalnego potwierdzenia.

O nastrojach wśród fizyków można sądzić na podstawie wypowiedzi W. Pauliego: „W chwili obecnej fizyka znów jest strasznie skomplikowana. A na pewno jest zbyt trudna dla mnie; wolałbym pisać scenariusze do komedii filmowych lub robić cokolwiek w tym rodzaju i nigdy nie słyszeć o fizyce” *.

W tym właśnie okresie i w tej sytuacji Heisenberg rozpoczął badania, które doprowadziły go do odkryć o podstawowym znaczeniu. Heisenberg należał do tej grupy fizyków, która była świadoma potrzeby znalezienia zupełnie nowego zarówno matematycznego, jak fizycznego, opisu zjawisk mikroświata. Jako postulat metodologiczny Heisenberg przyjął żądanie, by teoria fizyczna posługiwała się wyłącznie pojęciami mającymi znaczenie operacyjne, tzn. takimi wielkościami, które dają się bezpośrednio lub pośrednio „zaobserwować”. Punktem wyjścia badań Heisenberga była zasada korespondencji Bohra. Heisenberg pisze: „...należało w zasadzie zrezygnować z pojęcia orbity elektronowej i stosować ją co najwyżej w granicznych przypadkach wielkich liczb kwantowych...” I dalej: „...prawa mechaniki należy zapisywać w postaci równań, których zmiennymi nie są położenia i prędkości elektronów, lecz częstotliwości i amplitudy składowych harmonicznych ich rozwinięcia fourierowskiego”. Latem 1925 r. Heisenberg opracował aparat matematyczny tzw. mechaniki macierzowej. Heisenberg tak opowiada o tym: „Równanie ruchu Newtona zastąpiono podobnymi równaniami rachunku macierzy. Zaskakujące było to, że wiele wniosków wysnutych z mechaniki newtonowskiej, takich na przykład,

* Słowa te napisał Pauli miesiąc przed ukazaniem się artykułu Heisenberga o mechanice macierzowej.

jak prawo zachowania energii itd., można było wyprowadzić z nowego schematu. Późniejsze badania Borna, Jordana i Diraca wykazały, że macierze przedstawiające położenie i pędy elektronów są nieprzemienne. Ten ostatni fakt dobitnie świadczył o istnieniu zasadniczej różnicy między mechaniką klasyczną i kwantową”.

Idee Heisenberga wzbudziły żywe zainteresowanie. Niespełna cztery miesiące po ukazaniu się pracy Heisenberga W. Pauli pisał: „Mechanika Heisenberga zwróciła mi nadzieję i radość życia. Z pewnością nie daje ona jeszcze rozwiązania zagadki, ale znów wierzę, że można posuwać się do przodu”.

Na podstawie zaproponowanej przez Heisenberga metody udało się Bornowi, Heisenbergowi i Jordanowi, i trochę później Diracowi, zbudować pierwszy zamknięty system nowej mechaniki kwantowej. Dopiero nieco później, w r. 1926, E. Schrödinger, wychodząc z zupełnie innych przesłanek, odkrył mechanikę falową, która, jak niebawem wyjaśniło się, była równoważna mechanice macierzowej.

Pracując nad interpretacją mechaniki kwantowej Heisenberg odkrył w r. 1927 zasadę nieoznaczoności, jedną z podstawowych zasad mechaniki kwantowej. Zasada ta głosi, że nie można z dowolną dokładnością określić równocześnie wartości par pewnych wielkości fizycznych (np. położenia i pędu) charakteryzujących układ kwantowy. Iloczyn niepewności w wyznaczeniu takich wielkości nie może być mniejszy, niż stała Plancka. Heisenberg uznał, że zasada nieoznaczoności jest szczególnym przypadkiem zaproponowanej przez Bohra (w tym samym czasie i zupełnie niezależnie) zasady komplementarności, która stała się centralnym punktem tzw. kopenhaskiej interpretacji teorii kwantowej.

Lata 1925–1927 były dla Heisenberga (jak zresztą i dla wielu innych) zupełnie wyjątkowe. Był jednym z głównych uczestników wielkiej przygody intelektualnej o niepowtarzalnym dramatyzmie. Lata następne były już latami spokojnej, „normalnej” pracy.

Heisenberg brał żywy udział w rozwiązywaniu najważniejszych bieżących problemów fizyki. Tak więc, aktywnie pracował nad zagadnieniami fizyki jądrowej. W r. 1932, po odkryciu neutronu, Heisenberg niezależnie od I. Tamma i D. Iwanienki wypowiedział pogląd, że jądra atomowe składają się z protonów i neutronów. Zaproponował dalej, aby proton i neutron traktować jako dwa stany tej samej cząstki — nukleonu, a następnie sformalizował opis matematyczny nukleonu przez wyprowadzenie nowej liczby kwantowej — izospinu. Koncepcja izospinu okazała się nadzwyczaj płodna i obecnie może być rozumiana jako pierwszy krok w poszukiwaniu szerszych symetrii cząstek elementarnych. Heisenberg także pierwszy dostrzegł podstawowe znaczenie macierzy rozproszenia (tzw. macierzy S) wprowadzonej w roku 1937 przez Wheelera. W r. 1943 Heisenberg wykazał cały szereg zalet macierzy S (np. korzystanie wyłącznie z pojęć mających znaczenie operacyjne) i spodziewał się okazać co najmniej jej konkurencyjność w stosunku do kwantowej teorii pola. Heisenberg zaprzestał pracy nad macierzą S , gdy doszedł do wniosku, że niemożliwe jest wyliczenie na tej drodze sił działających między cząstkami. Minęło całe

dziesięciolecie zanim idee Heisenberga zostały uzupełnione postulatem o analityczności (przyczynowości) i gdy znów odżyła nadzieja na zbudowanie tą drogą teorii cząstek elementarnych.

Począwszy od r. 1955 Heisenberg pracuje nad nieliniową teorią pola z nadzieją na zbudowanie na jej podstawie jednolitej teorii cząstek elementarnych. Cząstki elementarne byłyby w tej teorii stanami wzbudzonymi fundamentalnego pola spinorowego. Również tutaj Heisenberg otrzymał szereg ważnych rezultatów.

W ciągu całego życia Heisenberg głosił, że ważnym zadaniem uczonych jest nie tylko rozszerzać wiedzę, lecz także wyjaśniać konsekwencje filozoficzne dokonanych przez siebie odkryć. Sam Heisenberg realizował tę zasadę z wielką pasją. Dlatego warto poświęcić nieco uwagi tej stronie działalności Heisenberga.

Filozofia Heisenberga kształtowała się i zmieniała pod wpływem mechaniki kwantowej. W latach 1925–1927 Heisenberg wraz z Bohrem, Bornem, Kramerssem, Jordanem, Paulim i innymi fizykami późniejszej „szkoły kopenhaskiej” poszukiwał interpretacji fizycznej wielkości występujących w aparacie matematycznym teorii. Poszukiwania zakończyły się — w opinii ogromnej większości fizyków — pełnym sukcesem. Tak więc, M. Born odnalazł operacyjny sens funkcji falowej, a N. Bohr i Heisenberg stworzyli filozofię komplementarności, która zapewniała spójność mechaniki kwantowej. Wkład Heisenberga do koncepcji komplementarności polegał na tym, że dostarczył adekwatnej interpretacji dla odkrytych przez siebie relacji nieoznaczoności. Heisenberg proponował także, aby jako narzędzie interpretacji teorii oraz środek dopingujący jej rozwój potraktować sformułowaną przezeń zasadę obserwalności. Jak już wspominaliśmy, zasada ta głosi, iż do teorii można wprowadzić tylko takie wielkości, które mają jasny sens operacyjny. Konsekwencją przyjęcia tej zasady jest m. in. pogląd, że mechanika kwantowa pozwala wypowiadać się tylko na temat wyników pomiarów, a nie na temat, co dzieje się między dwoma kolejnymi pomiarami.

W początkowym okresie Heisenberg jest skrajnym empirykiem. Uważa, że „realność” układu kwantowego to nie innego, jak po prostu zbiór przyczynowo ze sobą nie powiązanych obserwacji. Z czasem pierwotny pogląd przekształca się w filozofię, którą sam Heisenberg nazywa „praktycznym realizmem”. Mechanika kwantowa niesie bezpośrednią wiedzę nie o świecie kwantowym, lecz tylko o seriach możliwych oddziaływań ludzkich przyrządów fizycznych z różnymi obiektami kwantowymi. W konsekwencji mamy do czynienia z nowym rodzajem rzeczywistości, w której podmiot i obiekt nie mogą być od siebie oddzielone, ze światem potencji lub obiektywnych tendencji (wg terminologii Heisenberga). Rozważania nad indeterminizmem i subiektywnym pierwiastkiem mechaniki kwantowej oraz ich konsekwencjami zajmują jedno z centralnych miejsc w działalności Heisenberga — filozofa.

Z czasem ulega zmianom rozumienie komplementarności przez Heisenberga. Początkowo podkreślał on rolę aparatu pojęciowego mechaniki kwantowej jako narzędzia do porządkowania i przewidywania wyników doświadczeń. W okresie

dojrzałym zwraca uwagę na symetrię falowej i korpuskularnej reprezentacji mikrozwisk. Komplementarność tych dwóch obrazów wyraża, jego zdaniem, uniwersalne prawo poznania.

Filozofię, której punktem wyjścia było przyjęcie istnienia uniwersalnych i koniecznych praw, uprawia Heisenberg po roku 1955. Jest to związane głównie z jego ówczesną pasją naukową — jednolitą teorią cząstek elementarnych. Pewne sugestie dotyczące takiej teorii sformułował Heisenberg już w roku 1934. Miała to być teoria aksjomatyzowalna o określonym zakresie stosowalności. Istotne jest, że przedstawiałaby ona formę, która raz odkryta i zastosowana byłaby ważna dla całego Uniwersum i pozostałaby niezmienną częścią składową języka nauki i naszego rozumienia świata. Przykładem takiego „niezmiennika” wiedzy fizycznej jest, zdaniem Heisenberga, mechanika Newtona lub teoria Maxwella. Takie właśnie teorie są warunkami a priori powstawania dalszych teorii o szerszym zastosowaniu, ale nie są przez te następne teorie zastępowane (w poprzednim obszarze stosowalności). Liczbę teorii „niezmienników” fizyki współczesnej redukował Heisenberg do czterech (mechanika Newtona, elektrodynamika i teoria względności, teoria ciepła, mechanika kwantowa). Możliwość ich spojenia leży, jak to określił, w prawach piątej teorii, która wszystkie pozostałe ujawni, jako konsekwencje swoich pojęć i praw. Heisenberg doszedł do przekonania, że istnieje jedno podstawowe prawo przyrody, które zawiera wszystkie potencjalne możliwości materii. Inspirującą rolę w działalności Heisenberga skierowanej na znalezienie tego podstawowego równania materii odegrała w pewnym stopniu filozofia antyczna (Platon, Arystoteles) i filozofia Kanta.

Można podzielać stanowisko Heisenberga w kwestiach filozoficznych lub też krytykować jego koncepcje. Nie można pozostać obojętnym. Proponowane przez Heisenberga szersze spojrzenie na świat wyrosło ze współczesnej fizyki. Jej postać ukształtowały w poważnej mierze właśnie prace Heisenberga — wybitnego fizyka, prace będące trwałym dorobkiem światowej nauki.

Robert Hofstadter

Zakład Fizyki i Laboratorium
Fizyki Wysokich Energii
Uniwersytetu Stanforda
Stanford (USA)

Niektóre podstawowe sprawdziany elektrodynamiki kwantowej *

Some Fundamental Tests of Quantum Electrodynamics

Abstract: Reactions involving photons and leptons may serve as tests of the validity of Quantum Electrodynamics for interactions at short distances. After a brief review of earlier work results are presented of experimental studies of Bhabha electron scattering, muon pair creation and electron-positron annihilation at about 7.2 GeV C. M. energy. These results confirm the validity of Quantum Electrodynamics for distances about $2 \cdot 10^{-15}$ cm. This is close to the arbitrarily accepted value $8 \cdot 10^{-16}$ cm which should be considered adequate for the investigation of charge distribution within the proton by high energy electron scattering.

W tym artykule nie będę omawiał wszystkich aspektów elektrodynamiki kwantowej (QED). W zastosowaniach do zagadnienia rozmieszczenia ładunku w jądrach zapewne zupełnie wystarczy stwierdzenie, że QED pozostaje w mocy dla małych odległości, powiedzmy, dla odległości mniejszych od jednej setnej promienia typowego jądra. W takim przypadku interesujące są odległości rzędu $10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-13}$ cm, to jest $5 \cdot 10^{-15}$ cm. Natomiast dla rozkładu ładunku w protonie odpowiednia długość miałaby wartość $8 \cdot 10^{-16}$ cm. To już jest odległość mniejsza od tych, dla których QED została sprawdzona w dotychczasowych doświadczeniach.

Można by zapytać, czy w warunkach panujących wewnątrz dużego jądra QED nie jest może poddana ostrzejszej próbie niż w prostym bliskim spotkaniu ładunków dodatniego i ujemnego. Niewątpliwie w każdym z tych przypadków otoczenie jest różne, jednakże sądzę, że średnie pola elektryczne i magnetyczne

* Referat wygłoszony 23 czerwca 1976 r. na Konferencji Europejskiego Towarzystwa Fizycznego „Radial Shapes of Nuclei” w Krakowie. Przekład wersji przygotowanej przez Autora do sprawozdania z tej konferencji publikujemy za zgodą Autora (przyp. Red.).

wewnątrz dużego jądra są słabsze od pól występujących w oddziaływaniu między dodatnim i ujemnym ładunkiem przy dużym przekazie pędu. Jeżeli taki pogląd jest słuszny, to sprawdzanie QED dla prostej pary stanowi wystarczającą podstawę do wyciągania wniosków opartych na technice QED, a dotyczących jąder.

W ciągu ubiegłych 27 lat sam osobiście uczestniczyłem w próbach sprawdzania QED rozmaitymi sposobami. Wymienię je tu krótko, gdyż niektóre z nich wiążą się z doświadczeniami będącymi odpowiednikiem stosowania metod jądrowych.

W r. 1949 J. A. McIntyre i ja badaliśmy oddziaływanie γ - e^- w zjawisku Comptona. W Uniwersytecie Princeton sprawdzaliśmy wzór Kleina-Nishiny przy energii 1,2 MeV. Później, w tym samym roku, studiowaliśmy zjawisko Comptona dla energii 300 MeV przy zastosowaniu synchrotronu w Berkeley. Ogłosiliśmy w sprawozdaniach Uniwersytetu Princeton wyniki wskazujące, że wzór Kleina-Nishiny został sprawdzony przy obu energiach. Aczkolwiek nie wyraziliśmy stwierdzenia stosowalności QED przez podanie określonej odległości, oceniam, że te doświadczenia dowodzą, że QED pozostaje w mocy aż do odległości 10^{-12} cm.

W latach 1955–1956 nasza grupa w Stanford zajmująca się rozproszeniem elektronów badała rozproszenie elektron-proton i pokazała, że wzór Rosenblutha dobrze opisuje obserwowane zjawiska przy pomocy zgodnego zbioru protonowych czynników kształtu. Można było uważać, że wynik ten oznacza sprawdzenie QED dla odległości około $5 \cdot 10^{-14}$ cm. W latach 1968–1970 badania wykonane przy współpracy Uniwersytetów Stanford i Illinois oraz Laboratoriów Badawczych General Motors pokazały, że wyniki dotyczące rozkładu ładunku w jądrze ^{40}Ca mogły być porównane z wynikami otrzymanymi w Uniwersytetach Chicago i Carleton na podstawie badania atomów mionowych. To porównanie wykazało tożsamość uzyskanych rozkładów ładunku, oraz że QED pozostaje w mocy aż do odległości $1,8 \cdot 10^{-14}$ cm.

W latach 1974 i 1975 nasza grupa w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii (HEPL) pokazała na podstawie wykonanych w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego (SLAC) eksperymentów nad oddziaływaniem e^+e^- , że QED sprawdza się aż do odległości około $4 \cdot 10^{-15}$ cm. A więc od odległości podanej na początku tego artykułu dzieli nas teraz czynnik 5. Oczywiście, ta wartość $8 \cdot 10^{-16}$ jest przyjęta arbitralnie. Istotnie, każdy sprawdzian QED będzie musiał być ograniczony przez jakiś fakt eksperymentalny do odpowiednio określonej wartości, takiej jak np. powyższa.

Celem mojego artykułu jest doprowadzenie przedstawienia prac nad sprawdzaniem QED do stanu aktualnego. W roku ubiegłym na Sympozjum Leptonowo-Fotonowym, które odbyło się w SLAC od 21 do 27 sierpnia 1975 r., zgłosiłem referat przeglądowy *Elektrodynamika kwantowa w układach elektron-pozyton* [1]. Sprawozdanie z tego Sympozjum zostało już opublikowane i jest niemal zupełnie aktualne. Jednakże w ciągu dziesięciu miesięcy, które od tego czasu upłynęły, nasze wyniki zostały poddane dalszej analizie i wnioski z nich

wypływające stanowią teraz dodatkowe ograniczenie jakichkolwiek możliwych naruszeń QED. Wobec tego, że mój referat z sympozjum w SLAC już się ukazał, ten artykuł pragnę uczynić krótkim i przedstawię w nim jedynie nowsze wyniki. Praca została wykonana przez grupę wymienioną w spisie literatury pod [2].

Doświadczenia dotyczą trzech podstawowych oddziaływań pozytonów z elektronami. Są to:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- \quad (\text{rozproszenie Bhabhy}), \quad (1)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (\text{tworzenie par mionowych}), \quad (2)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\text{anihilacja par}). \quad (3)$$

Oczywiście bada się przekroje czynne dla tych procesów przy wysokich energiach i porównuje się wyniki z teorią.

Oddziaływania (1), (2) i (3) są nieco bardziej skomplikowane ze względu na procesy promieniste, które zawsze towarzyszą oddziaływaniom elektrodynamicznym przy wysokich energiach. Poprawki promieniste są jednak zwykle niewielkie i można spokojnie poddać dane właściwej korekcie, tak że reakcjami badanymi są istotnie reakcje (1), (2) i (3). Poprawki promieniste zostały starannie obliczone przez Berendsa i współpracowników [3].

Porównanie z teorią przeprowadza się zwykle w następujący sposób: zwykły propagator fotonowy QED ulega modyfikacji polegającej na pomnożeniu przez czynnik kształtu typu

$$F(q^2) = 1 \pm \frac{q^2}{(\Lambda^{\mp})^2}. \quad (4)$$

Bada się czy teoretyczny przekrój czynny wymaga odpowiedniej modyfikacji dla uzgodnienia z danymi doświadczalnymi. q oznacza tu przekaz czteropędu, a Λ jest swobodnym parametrem próbnym o wymiarze pędu (niekiedy bywa wyrażany w jednostkach energii). Ta metoda jest właściwa dla reakcji (1) i (2). Reakcja (3) jest bardziej skomplikowana, gdyż oddziaływanie zachodzi w tym procesie raczej przez wirtualny elektron lub pozyton aniżeli przez foton. W każdym razie właściwa wartość Λ wyznacza odpowiednią wartość o wymiarze długości przez zastosowanie relacji niepewności Heisenberga. Szczegóły zawarte są w moim referacie z Sympozjum Leptonowo-Fotonowego [1].

Tablica 1 zawiera wyniki eksperymentu wykonanego przy energii 2,6 GeV dla każdej wiązki, czyli przy energii 5,2 GeV w układzie środka masy. Dane są trzy serie wartości Λ dla trzech wyżej wymienionych oddziaływań (1), (2) i (3), [1].

Dalsze eksperymentalne badania dotyczące QED prowadzone były przy wysokiej energii z użyciem nowej aparatury w roku 1975. Wyniki pokazane są w tablicy 2. Eksperymenty (SP-16) wykonane były przy energiach między 3,53 GeV a 3,69 GeV dla każdej wiązki, to jest około 7,2 GeV w układzie środka masy. Wyniki w tablicy 2 były wstępne i one właśnie zostały przedstawione na Sympozjum w SLAC w sierpniu zeszłego roku. Dane dotyczące

Tablica 1

2,6 GeV, 90° (SP-4), poziom ufności 95%

	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
przypadki obserwowane	930	245	76
przypadki oczekiwane	912 ± 22	234 ± 10	$83,4 \pm 5,4$
stosunek $\frac{\text{obserwowane}}{\text{oczekiwane}}$	$1,02 \pm 0,4$	$1,05 \pm 0,08$	$0,91 \pm 0,12$
Λ_+ } GeV	17,3	6,7	13,8
Λ_- }	23,7	8,2	22,4

Tablica 2

3,53 GeV–3,69 GeV, 90° (SP-16 wstępne), poziom ufności 95%

	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
przypadki obserwowane	201	169
przypadki oczekiwane	196 ± 5	171 ± 4
stosunek $\frac{\text{obserwowane}}{\text{oczekiwane}}$	$1,02 \pm 0,08$	$0,99 \pm 0,08$
Λ_+ } GeV	17,6	30,2
Λ_- }	21,3	27,5

Tablica 3

energia w układzie środka mas (GeV)	7,0	7,4
scalkowana świetność (10^{26} cm^{-2})	7,6	10,2
poprawki promieniste	0,911	0,911
liczba przypadków oczekiwana (źródło punktowe)	1067 ± 16	1300 ± 20
liczba przypadków obserwowana (suma ważona)	1118	1241
stosunek liczby przypadków obserwowanej do liczby oczekiwanej	$1,05 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,03$

Tablica 4

	Λ_+ (GeV)	Λ_- (GeV)
ten eksperyment	38,0	33,8
praca [5]	22,8	14,4
praca [6]	15	19

oddziaływania anihilacyjnego (3) nie były jeszcze wówczas całkowicie zanalizowane, nie były więc przedstawione.

Później dane z eksperymentów SP-16 zostały zanalizowane i praca została skierowana do publikacji [4]. Tablica 3 zawiera właściwe dane dla procesu Bhabhy według obecnego stanu. Nowe wyniki odnoszące się do reakcji anihilacji są prawie gotowe i można powiedzieć, że są zgodne z QED. Wyniki z tworzenia par mionowych są także zgodne z QED. W tablicy 4 podane są właściwe wartości Λ (w jednostkach energii) odpowiadające tablicy 3 oraz wartości Λ z prac [5] i [6].

Jak widać QED jest ciągle jeszcze sprawdzana przy najwyższych energiach w układzie środka masy, jakie dotychczas zostały osiągnięte, i odpowiednie wartości odległości, dla których QED pozostaje w mocy, zbliżają się do około $2 \cdot 10^{-15}$ cm. Ta wartość jest bliska arbitralnie przyjętej wartości $8 \cdot 10^{-16}$ cm wskazanej na początku tego artykułu.

Pragnę podziękować Dr E. B. Hughesowi i pozostałym moim współpracownikom w eksperymentach SPEAR za wyrażenie zgody na przedstawienie przeze mnie na tej konferencji nie publikowanych dotychczas informacji.

tłumaczył z angielskiego *Ludwik Natanson*

Literatura

- [1] R. Hofstadter, *1975 Lepton-Photon Symposium Held at Stanford Linear Accelerator Center, August 21-27, 1975.*
- [2] B. Beron, R. Carrington, R. Ford, E. Hilger, R. Hofstadter, E. B. Hughes, A. Liberman, T. Martin, L. O'Neill, J. Simpson, L. Resvanis.
- [3] F. A. Berends, K. J. F. Gaemers, R. Gastmans, *Nucl. Phys.* **B68**, 541 (1974).
- [4] L. H. O'Neill i in., HEPL Report No 775, May 1976.
- [5] B. L. Beron i in., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 663 (1974).
- [6] J.-E. Augustin i in., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 233 (1975).

Tadeusz Figielski

Institut Fizyki
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

O koncepcji i fizyce dyslokacji w kryształach *

The Concept and Physics of Dislocations in Crystals

Abstract: This is an elementary introduction to the physics of dislocations. A special attention is paid to dislocations in elemental semiconductors. Electronic and magnetic properties of dislocations in Ge and Si are briefly discussed.

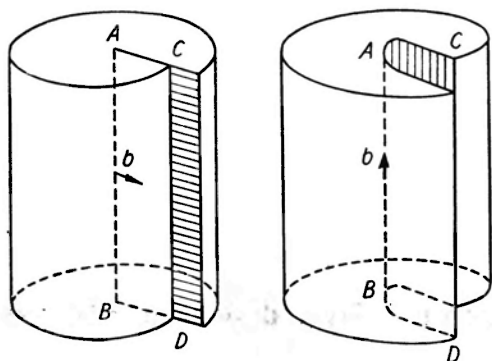
1. Pojęcie dyslokacji w kryształach stało się jedną z najbardziej owocnych idei w objaśnieniu własności mechanicznych ciał stałych. Było ono również pojęciem stymulującym pewien postęp w innych dziedzinach nauki. Obecnie odgrywa ono szczególną rolę w materiałach półprzewodnikowych. Nauka o dyslokacjach stanowi dzisiaj niemal niezależną gałąź fizyki ciała stałego.

Wydaje się rzeczą zdumiewającą, że jeszcze niedawno — przed wysunięciem koncepcji dyslokacji, gdy już została rozszyfrowana kwantowa struktura atomu — fizycy nie rozumieli dlaczego sztabka czystego metalu jest plastyczna zaraz po jej wytopieniu, a staje się twarda i wytrzymała po kuciu lub walcowaniu. Wyrażając się ściślej, nie rozumiano np. dlaczego wytrzymałość kryształu na ścinanie jest o wiele rzędów wielkości niższa niż ta, jaką przewidywała najprostsza teoria plastyczności, w której zakładano, że całe płaszczyzny atomowe kryształu ślizgają się jedne po drugich. Rozwiązanie tej zagadki przyszło niezależnie od trzech badaczy G. J. Taylora, E. Orowana i M. Polanyi'a, którzy zaproponowali w 1934 r. koncepcję dyslokacji w kryształach.

Dyslokacja jest defektem liniowym, którego pojęcie można wprowadzić również dla ośrodka ciągłego. Może ona być w sposób zadowalający wymodelowana np. w kawałku gumy. Weźmy pod uwagę cylinder z gumy, w którym

* Wykład wygłoszony na otwarciu V Międzynarodowej Szkoły Letniej poświęconej defektom sieci krystalicznej, Krynica, 8–18 maj 1976 r.

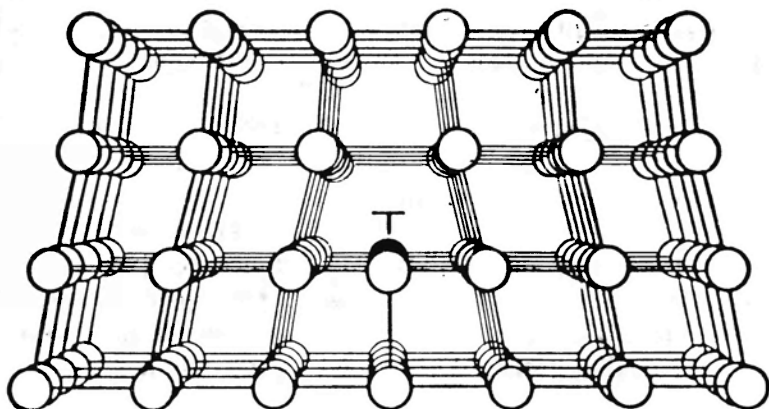
wykonano nacięcie wzdłuż płaszczyzny ABCD aż do jego osi (rys. 1). Prze-
mieścimy następnie dwie przylegające części cylindra wzdłuż płaszczyzny prze-
cięcia o wektor b . Ten rodzaj zakłócenia, jaki rozciąga się wzdłuż linii AB (osi),
nazywa się dyslokacją, a wektor b — wektorem Burgersa dyslokacji.



Rys. 1. Dyslokacje krawędziowa i śrubowa w ośrodku ciągłym

Rozróżniamy dwa zasadnicze typy dyslokacji: dyslokację krawędziową, w której wektor Burgersa jest prostopadły do linii (osi) dyslokacji oraz dyslokację krawędziową — gdy wektor Burgersa jest równoległy do osi. W ogólności dyslokacja może być mieszanego typu, gdy posiada ona zarówno składową krawędziową, jak i śrubową. Przykładem takiej dyslokacji jest tzw. dyslokacja 60-stopniowa występująca w kryształach o strukturze diamentu, rys. 13 (60° jest kątem między wektorem Burgersa i osią dyslokacji).

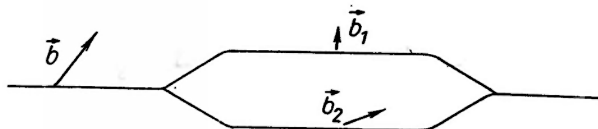
W sieci krystalicznej wektor Burgersa może przyjmować jedynie pewne wartości dyskretne i w rozkładzie statystycznym będą oczywiście dominować dyslokacje z możliwie najkrótszymi wektorami b . Dyslokacja z najkrótszym (jednostkowym) wektorem Burgersa może rozszczepić się (dysocjować) na dwie dyslokacje częściowe z ułamkowym wektorem Burgersa (rys. 2), a płaski defekt



Rys. 2. Rozszczepienie dyslokacji jednostkowej (60-stopniowej) na dwie dyslokacje częściowe (30- i 90-stopniową)

jaki rozciąga się wówczas pomiędzy rozszczerzoną parą nazywa się błędem ułożenia.

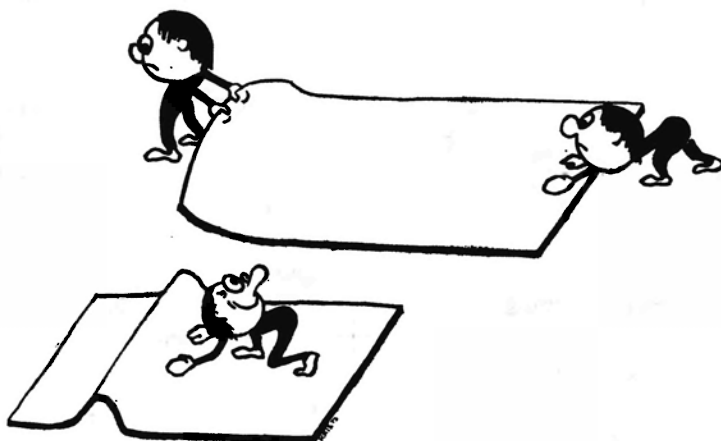
Patrząc na dyslokację z jednostkowym wektorem Burgersa w najprostszej sieci krystalicznej widzimy, że defekt ten jest równoważny umieszczeniu dodatkowej półpłaszczyzny atomowej między dwiema sąsiadującymi płaszczyznami krystalicznymi (rys. 3). Można zauważyć, że każdy atom na krawędzi



Rys. 3. Dyslokacja krawędziowa w najprostszej strukturze krystalicznej

tej płaszczyzny posiada mniej sąsiadów niż atom w sieci doskonałej. A zatem w kryształach o wiązaniu kowalentnym jedno wiązanie w każdym atomie krawędziowym jest wolne; jest ono nazywane wiszącym wiązaniem (dangling bond) i odgrywa ono bardzo ważną rolę w elektronowych własnościach dyslokacji.

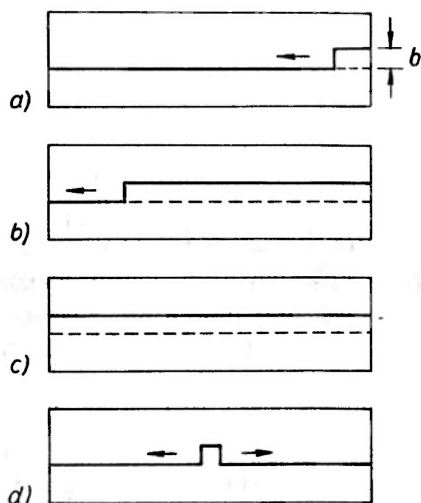
Korzyść z wprowadzenia pojęcia dyslokacji do teorii plastyczności jest oczywista. Zamiast jednoczesnego przemieszczania całych płaszczyzn atomowych w kryształach, podczas jego deformacji, wystarczy przemieszczać kolejne rzędy atomów znajdujących się na linii dyslokacyjnej. Ten rodzaj ruchu jest dobrze znany np. z praktyki domowej, gdzie ułatwia on przesuwanie ciężkiego dywanu (rys. 4). W kryształach tego rodzaju proces może być opisany przez ruch



Rys. 4. Koncepcja dyslokacji może być użyteczna przy przesuwaniu ciężkiego dywanu

dyslokacji; jest to ruch poślizgowy dyslokacji zachodzący w tzw. płaszczyźnie poślizgu (płaszczyźnie, w której leży zarówno wektor Burgersa, jak i oś dyslokacji).

W kryształach o wiązaniu kowalentnym naprężenie niezbędne dla wywołania poślizgu całej linii dyslokacyjnej jest stosunkowo duże i wówczas bardziej uprzywilejowanym procesem może być ruch dyslokacji zachodzący stopniowo wzdłuż krótkiego jej odcinka. Taki proces jest możliwy, gdy dyslokacja zawiera przegięcie (kink) leżące w tej samej płaszczyźnie poślizgu i o długości równej zazwyczaj jednostkowemu wektorowi Burgersa (rys. 5).



Rys. 5. Przegięcie i jego ruch wzdłuż dyslokacji, d — podwójne przegięcie

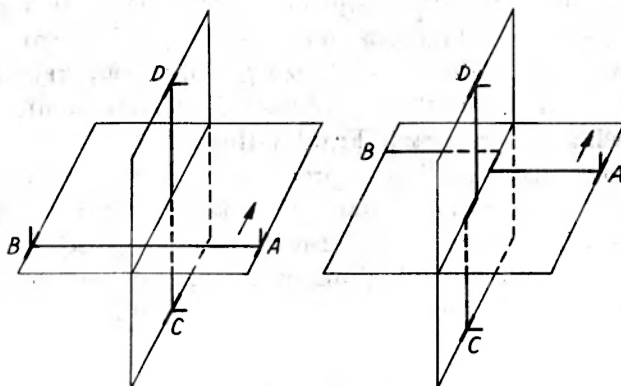
Przegięcie może ślizgać się wzdłuż dyslokacji, a jego przemieszczenie się z jednego końca dyslokacji do drugiego jest równoważne przesunięciu całej dyslokacji o jednostkowy wektor Burgersa.

Podwójne przegięcia mogą być wzbudzone spontanicznie na skutek drgań cieplnych sieci (rys. 5). Energia wytworzenia podwójnego przegięcia, będąca rzędu 2 eV w kryształach Ge i Si, jest prawdopodobnie odpowiedzialna za energię aktywacji ruchu poślizgowego dyslokacji w tych materiałach. Przegięcia mogą być również wytwarzane w wyniku przecięcia się dwóch dyslokacji leżących w różnych płaszczyznach poślizgu (rys. 6). Śledzenie za tym co nastąpi, gdy dwie dyslokacje o różnych konfiguracjach przecinają się wzajemnie, jest interesującym ćwiczeniem geometrycznym.

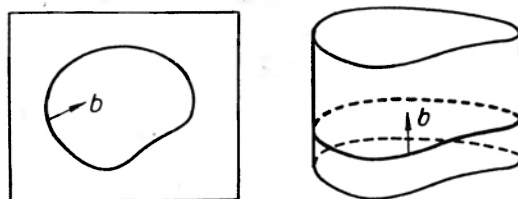
Istnieje ważne ogólne prawo ułatwiające rozpatrywanie geometrycznych zagadnień związanych z dyslokacjami: wektor Burgersa musi być zachowany wzdłuż całej linii dyslokacyjnej. Z tego prawa wynika bezpośrednio, że dyslokacja nie może się urywać wewnątrz kryształu; może ona kończyć się jedynie na jego powierzchniach lub tworzyć zamknięte pętle.

Istnieją dwa podstawowe typy pętli dyslokacyjnych (rys. 7):

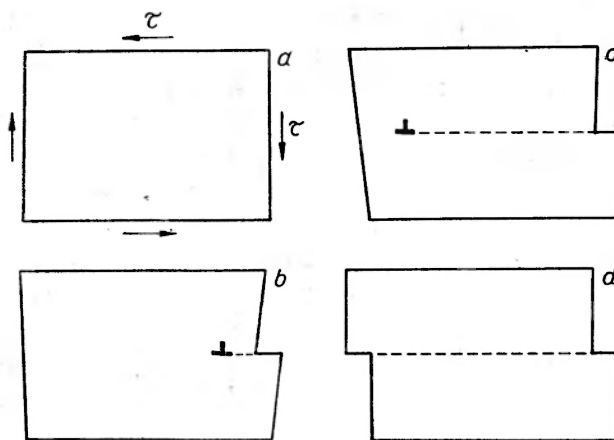
a) pętle poślizgowe, w których płaszczyzna pętli jest identyczna z jej płaszczyzną poślizgu. Z definicji, takie pętle muszą posiadać zarówno składową krawędziową jak i śrubową w proporcjach zmieniających się wzdłuż pętli;



Rys. 6. Przecięcie się dwóch dyslokacji krywędziowych, prowadzące do wytworzenia przecięć



Rys. 7. Pętle dyslokacyjne poślizgowa i pryzmatyczna



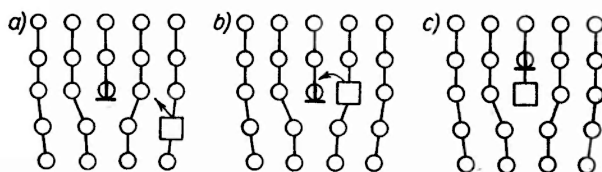
Rys. 8. Ruch poślizgowy dyslokacji jest równoważny deformacji plastycznej kryształu

b) pętle pryzmatyczne, dla których poślizg zachodzi na powierzchni pryzmy. Stanowią one jednorodną dyslokację ze składową krawędziową.

Pod wpływem działania na kryształ stałego zewnętrznego naprężenia dyslokacja wykonuje ruch poślizgowy i w końcu opuszcza kryształ pozostawiając po sobie uskok — „kwant” plastycznej deformacji (rys. 8). Taki prosty obraz prowadzi oczywiście do wystąpienia pewnej górnej granicy stopnia deformacji

plastycznej, która jest określona wówczas gęstością dyslokacji istniejących początkowo w kryształach. Ponieważ nie obserwuje się tego doświadczalnie, należy wnioskować, że podczas plastycznego płynięcia kryształu występują pewne mechanizmy generacji lub multiplikacji dyslokacji. Jednym z najbardziej znanych jest mechanizm generacji Franka-Reada.

Ruch poślizgowy dyslokacji jest procesem zachowawczym w tym sensie, że nie towarzyszy mu transport masy. W wyższych temperaturach może stać się istotnym niezachowawczym rodzajem ruchu dyslokacji, który jest wywołany dopływem lub odpływem luk lub atomów międzywęzłowych i który jest nazywany wspinaniem się dyslokacji (climbing) (rys. 9).

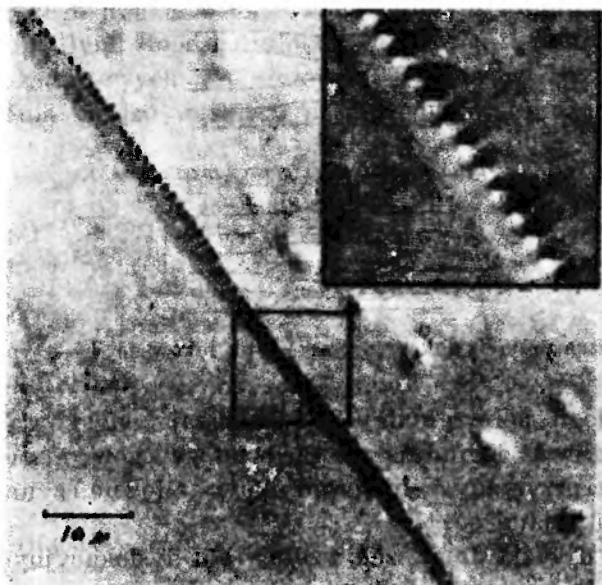


Rys. 9. Wspinanie się dyslokacji wywołane dopływem luk

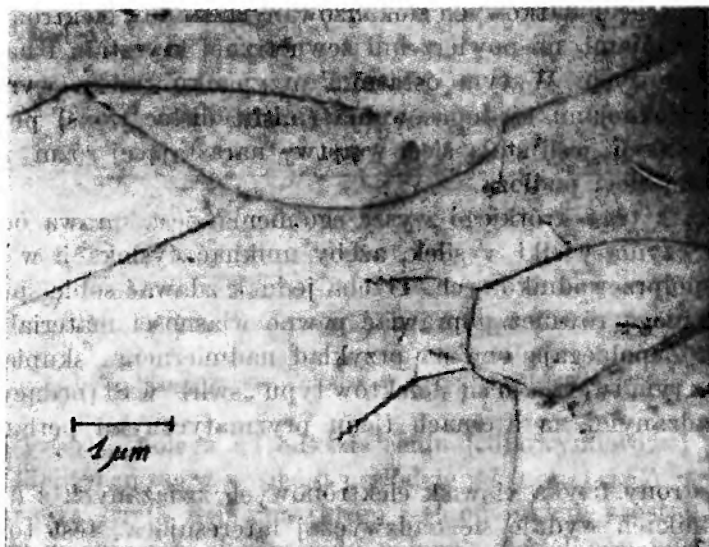
Przez długi okres czasu koncepcja dyslokacji pozostawała tworem czysto teoretycznym, zanim nauczono się uwidaczniać dyslokacje w kryształach. Pierwszą i najprostszą metodą było użycie specjalnych środków trawiących, które najbardziej efektywnie atakują obszary kryształu, w których dyslokacje wychodzą na powierzchnię. Zdjęcie 10 przedstawia jedną z pierwszych identyfikacji jamek trawienia na germanie z indywidualnymi dyslokacjami. Dyslokacje są tu uszeregowane liniowo tworząc niskokątową granicę ziaren. Obecnie możemy oglądać dyslokacje wewnątrz kryształu stosując topografię rentgenowską, lub — bardziej precyzyjnie — elektronową mikroskopię prześwietleniową (rys. 11). Ta ostatnia metoda pozwala również obserwować dyslokacje podczas ich ruchu.

Wokół linii dyslokacyjnej istnieje złożone pole naprężeń mechanicznych. W pobliżu dyslokacji krawędziowej deformacja sieci ma charakter dylatacji bądź kompresji w zależności od położenia obszaru w stosunku do płaszczyzny poślizgu dyslokacji. To pole naprężeń jest przyczyną silnego oddziaływania dyslokacji z defektami punktowymi i atomami domieszkowymi w kryształach. W szczególności domieszki mogą działać jako punkty zaczepienia (pinning points) dla dyslokacji, hamując ich ruch poślizgowy.

Energia związana z naprężeniami wokół dyslokacji jest rzędu kilku eV na jedną płaszczyznę atomową prostopadłą do osi dyslokacji. Zatem energia odcinka dyslokacji makroskopowej długości (powiedzmy 1 mm) jest rzędu MeV. Tak więc dyslokacja, w przeciwieństwie do defektów punktowych, nie może być wytworzona samoistnie w kryształach; to znaczy dyslokacja nie jest defektem termodynamicznie równowagowym. Z tego faktu wypływa ważne stwierdzenie, mianowicie, że dyslokacje mogą być w zasadzie całkowicie usunięte z kryształu. Obecnie tzw. kryształy bezdyslokacyjne półprzewodników Ge i Si są produkowane.

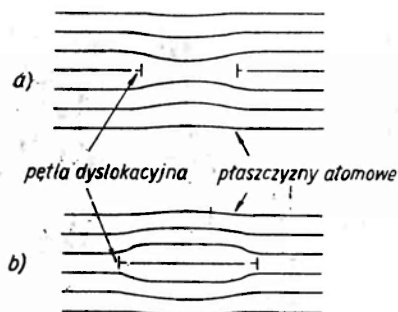


Rys. 10. Jamki trawienia wyjawiające dyslokacje na granicy ziaren w Ge [1]



Rys. 11. Elektronmikroskopowy obraz dyslokacji w deformowanym krzemie. Fot. E. Mizera

wane w masowej skali przemysłowej. Trzeba jednak zdawać sobie sprawę z tego, że w bezdyslokacyjnych kryształach przesycony "gaz," luk może kondensować w kropki (aglomeracje), które następnie zapadając się tworzą w końcu pryzmatyczne pętle dyslokacyjne (rys. 12a).



Rys. 12. Pryzmatyczne pętle dyslokacyjne: a — typu lukowego, b — typu międzywęzłowego

2. W technologii półprzewodników dyslokacje odgrywają szczególnie negatywną rolę, ponieważ degradują one zarówno wyjściowe materiały dla elektroniki, jak i finalne przyrządy półprzewodnikowe. Główne czynniki destrukcyjne związane z dyslokacjami to:

a) wzmożona dyfuzja domieszek wzdłuż linii dyslokacyjnych psująca profil domieszkowania elementów półprzewodnikowych,

b) zmniejszenie czasów życia mniejszościowych nośników prądu,

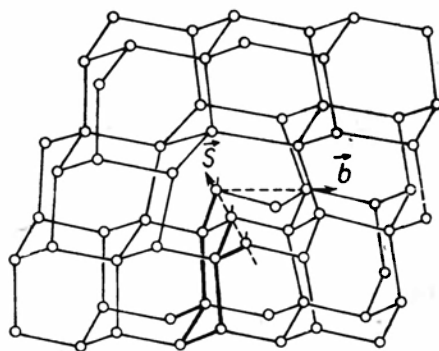
c) osadzanie się domieszek na dyslokacjach i zapoczątkowanie lawinowego przebiecia w złączach $n-p$,

d) pojawianie się dodatkowych zlokalizowanych stanów elektronowych związanych z dyslokacjami, na powierzchni zewnętrznej kryształu i na powierzchniach międzyfazowych. W tym ostatnim przypadku trzeba wyróżnić stany związane z dyslokacjami niedopasowania (misfit dislocations) pojawiającymi się podczas epitaksji, jeśli stała sieci warstwy narastającej różni się w sposób istotny od stałej sieci podłoża.

Jak wynika z tego krótkiego wyszczególnienia, jest sprawą oczywistą, że technologowie czynią wielki wysiłek, ażeby uniknąć dyslokacji w materiałach i strukturach półprzewodnikowych. Trzeba jednak zdawać sobie sprawę z tego, że dyslokacje mogą również poprawiać pewne własności materiałów półprzewodnikowych. Zapobiegają one na przykład nadmiernemu skupianiu się luk i związanemu z tym tworzeniu się defektów typu „swirl” w Si (będących prawdopodobnie zaradzonymi na atomach tlenu pryzmatycznymi pętlami dyslokacyjnymi).

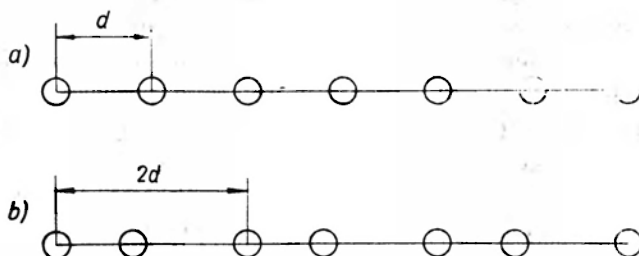
Z drugiej strony fizyka zjawisk elektronowych związanych z dyslokacjami w półprzewodnikach wydaje się nadzwyczaj interesująca. Jest to uwarunkowane tym faktem, że wiszącym wiązaniom na dyslokacji krawędziowej odpowiadają zlokalizowane stany elektronowe, przy tym wiązania te są rozmieszczone wzdłuż linii i są odległe między sobą jedynie o kilka angstromów (rys. 13). Można oczekiwać, że na skutek występowania symetrii translacyjnej wzdłuż linii dyslokacji stany te będą tworzyć rodzaj jednowymiarowego pasma energetycznego. Stany związane z wiszącymi wiązaniami w kryształach o strukturze diamentu (Ge, Si) tworzą zhybrydyzowane orbitale sp^3 , w których gęstość

ładunku elektronowego jest skoncentrowana gdzieś w kierunku prostopadłym, lub prawie prostopadłym, do osi dyslokacji. A zatem przekrywanie się sąsiadujących stanów kwantowych jest raczej słabe, co prowadzi najprawdopodobniej do wytworzenia bardzo wąskiego pasma energetycznego.



Rys. 13. Dyslokacja 60-stopniowa w kryształach o strukturze diamentu

Zgodnie z przybliżeniem jednoelektronowym powstające pasmo byłoby do połowy wypełnione i układ zachowywałby się jak metaliczny przewodnik. Jeśli jest to prawda, wówczas powstaje fascynująca możliwość pojawienia się nadprzewodnictwa wzdłuż linii dyslokacyjnych, na skutek wystąpienia tzw. niestabilności Peierlsa.



Rys. 14. Przejście Peierlsa w jednowymiarowej sieci

Przejście Peierlsa polega na odkształceniu jednowymiarowej sieci posiadającej period identyczności d w sieć o periodzie $2d$ (rys. 14). W wyniku takiego przejścia pierwsza strefa Brillouina (która jest odcinkiem prostej w przestrzeni quasi-pędu k) zostaje zredukowana do połowy: z wielkości początkowej

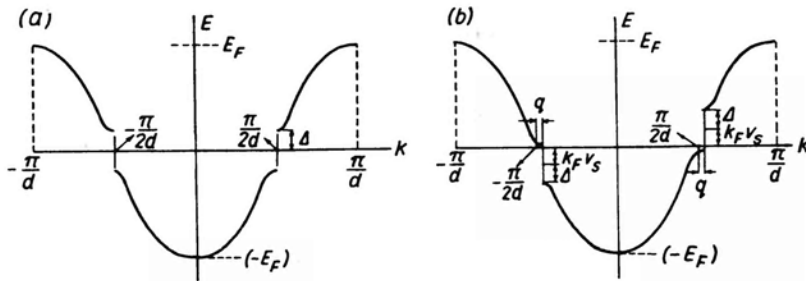
$$-\pi/d \leq k \leq \pi/d$$

do wielkości końcowej

$$-\pi/2d \leq k \leq \pi/2d.$$

W wyniku tego, w środku pasma energetycznego elektronów otwiera się przerwa (rys. 15a). Jeśli obsadzone są jedynie stany poniżej przerwy (tj. układ posiada

jeden elektron na atom), wówczas następuje obniżenie energii elektronów, które może przewyższyć wydatek energii niezbędny dla odkształcenia sieci. Przejście Peierlsa może być energetycznie wygodne poniżej pewnej krytycznej



Rys. 15. Modyfikacja struktury pasmowej (energia elektronów w funkcji wektora quasipędu wywołana przejściem Peierlsa; a — przypadek statyczny, b — przypadek dynamiczny

temperatury i będzie ono związane z przejściem układu do stanu izolującego (lub półprzewodzącego).

Jeśli w układzie płynie prąd, wówczas rozkład Fermiego elektronów w nieodkształconej sieci w 0 K jest przesunięty o pewien wektor q i rozciąga się od wartości $-k_F + q$ do wartości $k_F + q$, gdzie k_F jest wektorem falowym elektronu na granicy Fermiego w warunkach równowagi termodynamicznej. Jeśli indukowane przejściem Peierlsa przerwy energetyczne dla różniomniennych wartości wektora k podążają za rozkładem Fermiego i wektor q jest dostatecznie mały, wówczas jedynie stany energetyczne poniżej przerwy będą obsadzone w zerze bezwzględnym i prąd płynący w układzie będzie trwały (nieznikający w czasie) (rys. 15 b). Aby wytworzyć przerwy energetyczne na obu granicach przesuniętego rozkładu Fermiego, niezbędne jest odkształcenie sieci w postaci wędrującej makroskopowej fali. Fala ta winna mieć składową Fourierską $\exp[i2k_F(x - v_s t)]$, gdzie v_s jest prędkością elektronów.

Idea nadprzewodnictwa w jednowymiarowych układach, będącego wynikiem sprzężenia między elektronami i wędrującą falą sieciową, pochodzi od Fröhlicha [2] i może ona być w zasadzie zastosowana do dyslokacji. Ostatnio ukazała się notatka donosząca o zaobserwowaniu w CdS przewodnictwa elektrycznego wzdłuż dyslokacji charakteryzującego się nadzwyczaj silną anizotropią i niezwykłą zależnością temperaturową [3], co było przypisane przejściu typu Peierlsa. Z różnych jednak powodów trudno przypuszczać żeby taka sytuacja była łatwo realizowana dla przypadku dyslokacji w półprzewodnikach. Jedną z przyczyn tego jest prawdopodobnie załamanie się przybliżenia jednoelektronowego.

W rzeczywistości efekty korelacji elektronów mogą odgrywać decydującą rolę określającą własności wąskiego jednowymiarowego pasma. Niedawno Hubbard [4] wprowadził przybliżony model uwzględniający oddziaływania elektronów w wąskim pasmie energetycznym. Rozpatrzył on hipotetyczne, częściowo

zapełnione pasmo typu s , zawierające n elektronów na atom. Zgodnie z jego teorią, układ zachowuje się tak jak gdyby posiadał dwa podpasma energetyczne, niższe — zawierające $1 - \frac{1}{2}n$ stanów i wyższe — zawierające $\frac{1}{2}n$ stanów na atom. A zatem w granicznym przypadku zerowej szerokości pasma układ zachowuje się jak gdyby posiadał dwa dyskretne poziomy, tak jak można byłoby spodziewać się dla zespołu izolowanych atomów.

W przypadku dyslokacji w temperaturze 0°K , wiszące elektrony zapełniają całkowicie dolne pasmo, które jest wówczas nieprzewodzące. Jeśli dodatkowe elektrony są wprowadzane do układu dla sparowania wiszących wiązań, będą one lokalizowane w górnym pasmie, jednocześnie zmniejszając liczbę stanów w dolnym pasmie. Takie zachowanie przypomina bardzo ściśle właściwości tzw. centrów dwładunkowych w półprzewodnikach, które prawdopodobnie stanowią najlepszy model stanów elektronowych dyslokacji związanych z wiszącymi wiązaniami.

Jeśli dodatkowe elektrony są wprowadzane na dyslokacje lub niektóre z wiszących elektronów są z niej zabierane, wówczas dyslokacja staje się elektrycznie naładowaną — ujemnie lub dodatnio. Proces ładowania zachodzi spontanicznie, ażeby zminimalizować energię swobodną całego układu elektronów w kryształ. Znak i wielkość ładunku na dyslokacji zależy od energii Fermiego w kryształ. Ten ładunek daje wkład do wytworzenia makroskopowego potencjału elektrostatycznego związanego z dyslokacją. Różnica potencjałów powstająca między linią dyslokacyjną a otaczającym ją materiałem odgrywa zasadniczą rolę w procesach rekombinacji nośników prądu w półprzewodnikach. W szczególności ona właśnie kontroluje dopływ nośników do dyslokacji działających jako bardzo efektywne centra rekombinacji.

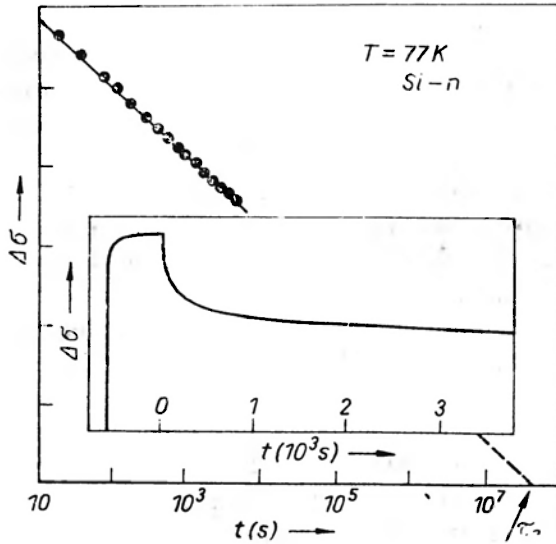
Gdy nadmiarowe pary elektron–dziura są generowane w materiale, nośniki przeciwnego znaku niż znak ładunku dyslokacji — nośniki mniejszościowe — mogą być czasowo wychwycone (pułapkowane) przez dyslokacje, zanim zrekombinują one z nośnikami większościowymi, które są raczej odpychane przez naładowaną linię. Ładunek związany z wychwyconymi nośnikami zmniejsza całkowity ładunek dyslokacji, co z kolei uaktywnia proces rekombinacji. Ten rodzaj sprzężenia, który jest w gruncie rzeczy ujemnym sprzężeniem zwrotnym, występuje poniżej pewnej temperatury krytycznej charakterystycznej dla danego materiału i powoduje on, że procesy rekombinacji stają się wówczas silnie nieliniowe (rys. 16). Jest rzeczą bardzo istotną, że ładunek dyslokacji może być efektywnie zredukowany przez oświetlenie kryształu, ale jedynie poniżej tej krytycznej temperatury [6].

Wiszące elektrony na dyslokacji krawędziowej w kryształach o strukturze diamentu posiadają niesparowane spiny; mogą one zatem dawać wkład do paramagnetycznych własności tego defektu.

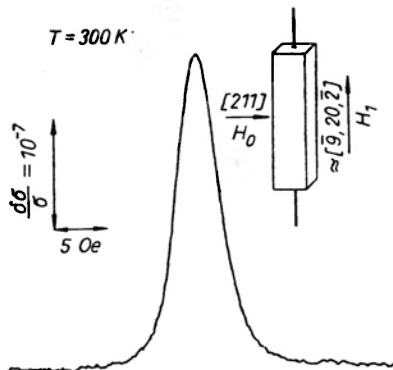
Rzeczywiście, sygnał pochodzący od dyslokacji został kilka lat temu ujawniony w elektronowym rezonansie paramagnetycznym w Si i obecnie jest on dobrze obserwowalny [7]. Co więcej, podobny sygnał został niedawno zaobserwowany w fotoprzewodnictwie krzemu w warunkach eksperymentu EPR

[8] (rys. 17), manifestując zależność procesu rekombinacji nośników prądu na dyslokacjach od polaryzacji spinów.

Pewne cechy charakterystyczne sygnałów EPR świadczą o silnym oddziaływaniu spin-spin na dyslokacji, co jest prawdopodobnie wywołane siłami wymiennymi działającymi pomiędzy sąsiednimi wiszącymi elektronami. Można zatem oczekiwać wytworzenia się na dyslokacji fazy ferromagnetycznej lub superparamagnetycznej. Chociaż idealne uporządkowanie spinów w nieskończonym układzie jednowymiarowym jest niemożliwe ze względów termodyna-



Rys. 16. Przykład działania elektrostatycznej bariery potencjału wokół dyslokacji. Nieeksponencjalny zanik fotoprzewodnictwa w Si wywołany rekombinacją generowanych światłem nośników prądu na dyslokacjach. Zanik przedstawiony w dwu różnych skalach czasowych: liniowej i logarytmicznej [5]



Rys. 17. Sygnał elektronowego rezonansu paramagnetycznego na centrach dyslokacyjnych w Si, obserwowany jako zmiana fotoprzewodnictwa kryształu. Efekt demonstruje zależną od orientacji spinów rekombinację nośników prądu na dyslokacjach [8]

micznych, może ono wystąpić przynajmniej wzdłuż oddzielnych odcinków dyslokacji.

Przypuszcza się obecnie, że dyslokacje w krzemie mogą stanowić unikalny model do badania kooperatywnych zjawisk spinowych w ciałach stałych.

Literatura

- [1] F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Corey, E. E. Thomas, *Phys. Rev.* **90**, 488 (1953).
- [2] H. Fröhlich, *Proc. Roy. Soc. A* **223**, 296 (1954).
- [3] C. Elbaum, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 376 (1974).
- [4] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc. London* **276**, 238 (1963).
- [5] Z. Gołacki, Praca doktorska, IF PAN, Warszawa 1971.
- [6] T. Figielski, *Proc. IV Intern. Summer School on Defects*, Zakopane 1973.
- [7] U. Schmidt, E. Weber, H. Alexander, W. Sander, *Solid State Commun.* **14**, 735 (1974).
- [8] T. Wosiński, T. Figielski, *Phys. Stat. Sol. (6)* **71**, K 73 (1975).
- [9] Wyczerpujące podstawy teorii dyslokacji można znaleźć w monografii: J. P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill Book Co (istnieje tłumaczenie rosyjskie).

Małgorzata Głódź

Instytut Fizyki
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

Absorpcja dwufotonowa — wybrane zagadnienia doświadczalne

Two-Photon Absorption — Some Experimental Problems

Abstract: The paper gives a brief presentation of two problems in the field of two-photon processes: 1. molecular two-photon absorption spectroscopy, 2. the dependence of two-photon (and also other multi-photon) absorption rate on statistical properties of light.

In order to illustrate the investigation methods some experiments are discussed.

1. Wstęp

Absorpcja dwufotonowa należy do szerszej klasy tzw. procesów wielofotonowych. Nazwa — proces wielofotonowy — mówi o tym, że w elementarnym akcie takiego procesu bierze udział jednocześnie kilka fotonów. Rys. 1 pokazuje jak można sobie wyobrazić dwufotonową absorpcję na schemacie energetycznym atomu * ograniczonym do dwóch poziomów: podstawowego o i wzbudzonego dwufotonowo f .

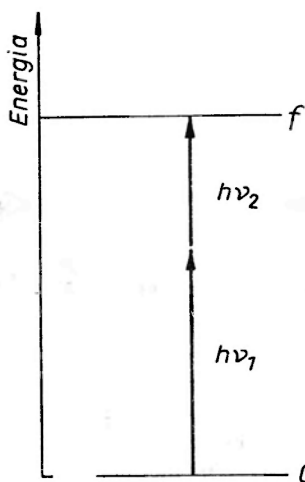
Aby przenieść atom z dolnego stanu o do stanu f nie wystarcza energia żadnego z dwóch kwantów, o różnych, w ogólności, częstościach ν_1 i ν_2 (wartości energii tych kwantów zaznaczono strzałkami na rys. 1). Dopiero suma energii obu kwantów $h\nu_1 + h\nu_2$ jest równa odstępowi energetycznemu między poziomami o i f .

Stosując metodę rachunku zaburzeń drugiego rzędu [5], [1] oblicza się prawdopodobieństwo $w^{(2)}$ (na jednostkę czasu) tego, że atom przejdzie ze stanu o do stanu f absorbując jednocześnie oba kwanty. Wielkość $w^{(2)}$ jest proporcjonalna do natężeń każdej wiązki fotonów: o częstości ν_1 i o częstości ν_2 , a w przy-

* Rozważania będą dotyczyły także innych systemów materialnych (np. jon, cząsteczka), w których może zajść absorpcja dwufotonowa. Wszystkie te systemy będą, do czasu gdy nie nastąpi konieczność skonkretyzowania, nazywane dla prostoty „atomami”.

padku, gdy oba fotony pochodzą z jednej monochromatycznej wiązki, do kwadratu jej natężenia.

Pierwsze doświadczenie, w którym otrzymano absorpcję dwufotonową częstości optycznej, przeprowadzili Kaiser i Garrett w roku 1961 [2], czyli mniej więcej w rok po przełomowej dacie dla współczesnej optyki, pod jaką został zapisany fakt uruchomienia pierwszego lasera. Kaiser i Garrett ogniskowali światło lasera rubinowego ($\lambda = 694,3 \text{ nm}$) na powierzchni kryształu $\text{CaF}_2 : \text{Eu}^{++}$



Rys. 1. Idea absorpcji dwufotonowej na schemacie dwupoziomowym

(kryształ ten jest przezroczysty dla tej długości fali) i stwierdzili pojawienie się niebieskiej fluorescencji, której natężenie było proporcjonalne do kwadratu mocy wiązki lasera. Była to fluorescencja jonu europu w kryształce CaF_2 . Pojawienie się tej fluorescencji i jej kwadratowa zależność od mocy lasera, zostały zinterpretowane przez autorów jako wynik absorpcji dwufotonowej (oba fotony pochodziły w tym przypadku z tej samej wiązki lasera).

Od tego czasu pojawiło się wiele prac poświęconych absorpcji dwufotonowej (przeglądowe np. [3, 4]). Wybór omawianych dalej doświadczeń, spośród wielu innych godnych przedstawienia, podyktowany został zainteresowaniami autorki niniejszego artykułu.

2. Dwufotonowa spektroskopia molekularna

2.1. Wielkości mierzone w doświadczeniu

Wyobraźmy sobie następujący eksperyment: na powierzchnię próbki padają równocześnie dwie równoległe wiązki światła 1 i 2 o częstościach odpowiednio ν_1 i ν_2 nie absorbowanych jednofotonowo przez próbkę. Załóżmy, że atomy próbki posiadają poziom, do którego mogą zostać wzbudzone przez dwufotonową absorpcję jednego fotonu z wiązki 1 i drugiego z wiązki 2 (wg schematu

na rys. 1). Wówczas w ciągu sekundy zostanie zaabsorbowana w próbce pewna liczba ΔP_2 fotonów o częstotliwości ν_2 (liczba ΔP_2 jest oczywiście równa liczbie ΔP_1 absorbowanych fotonów o częstotliwości ν_1). ΔP_2 można wyrazić jako iloczyn

$$\Delta P_2 = w^{(2)} M, \quad (1)$$

gdzie $w^{(2)}$ jest prawdopodobieństwem zaabsorbowania przez atom obu fotonów, a M — liczbą czynnych atomów w próbce.

Prawdopodobieństwo $w^{(2)}$ wyraża się wzorem ([5, 3])

$$w^{(2)} = \delta \frac{I_1 I_2}{h\nu_1 h\nu_2}, \quad (2)$$

gdzie I_1, I_2 są natężeniami napromieniowania (w W/m^2) strumieni kwantów o częstotliwościach odpowiednio ν_1 i ν_2 , a δ — współczynnik absorpcji dwufotonowej zależny od struktury poziomów atomu, częstotliwości kwantów ν_1 i ν_2 oraz ich wektorów polaryzacji e_1 i e_2 .

Jeśli strumień fotonów o częstotliwości ν_2 padających na powierzchnię A próbki oznaczymy przez P_2 , $P_2 = \frac{I_2}{h\nu_2} A$ (fot/sek) (analogicznie wprowadzamy P_1 dla ν_1), to wzór (1) można zapisać w postaci

$$\Delta P_2 = \delta P_1 P_2 d l A^{-1}, \quad (3)$$

gdzie d jest gęstością absorbenta dwufotonowego, a l grubością próbki. Jednostkami tak zdefiniowanego współczynnika absorpcji dwufotonowej δ są $(cm^4 \cdot s \cdot foton^{-1} \cdot atom^{-1})^*$. Jego typowa wartość jest bardzo mała i wynosi w tych jednostkach około 10^{-50} . Staje się więc zrozumiałe, dlaczego dopiero po wynalezieniu laserów (źródeł o dużej gęstości spektralnej promieniowania) po raz pierwszy zaobserwowano absorpcję dwufotonową częstotliwości optycznych, chociaż podstawy teoretyczne procesów dwufotonowych były już znane od kilkudziesięciu lat [5].

Współczynnik δ jest wielkością, której widmo poddawane jest badaniom w doświadczeniach spektroskopii dwufotonowej.

W pierwszych spektrometrach dwufotonowych źródłem częstotliwości ν_1 był laser impulsowy, a źródłem przestrajalnej częstotliwości ν_2 zmonochromatyzowane światło emitowane przez ksenonową lampę błyskową. Mierzono strumień P_2 z lampy błyskowej, zmianę strumienia ΔP_2 w obecności impulsu lasera oraz P_1 — strumień światła lasera. Wyznaczano następnie (obliczając ze wzoru (3)) współczynnik δ w funkcji częstotliwości ν_2 .

2.2. Spektroskopia dwufotonowa dopełnieniem metody konwencjonalnej

Spektroskopia dwufotonowa może dostarczyć informacji o budowie materii nieosiągalnych metodami spektroskopii jednofotonowej.

Reguły wyboru rządzące przejściami między poziomami energetycznymi

* Jeśli absorbentem są molekuly, zamiast „atom⁻¹” należy pisać „cząsteczka⁻¹”.

układu (atomu, cząsteczki, kryształu) uniemożliwiają badanie szeregu stanów metodami elektronowej spektroskopii jednofotonowej. Na przykład, w układach posiadających środek symetrii wzbronione są przejścia jednofotonowe między stanami o tej samej parzystości. Odpowiada temu zerowanie się odpowiedniego elementu macierzowego przejścia. Natomiast reguła wyboru dla absorpcji dwufotonowej mówi, że przejścia między stanami o tej samej parzystości są dozwolone, natomiast między stanami o różnej parzystości są wzbronione.

Zazwyczaj stanem podstawowym molekuly jest stan parzysty. Zatem spektroskopia dwufotonowa stanowi uzupełnienie spektroskopii konwencjonalnej — jednofotonowej, dając np. widma absorpcji ze stanu podstawowego do wzbudzonych stanów parzystych, czyli widma, które były dla spektroskopii jednofotonowej wzbronione.

Jeśli molekula nie posiada środka symetrii, wówczas nie można klasyfikować jej stanów jako symetryczne i niesymetryczne i jej stany wzbudzone mogą być w zasadzie obsadzone zarówno w przejściach jedno-, jak i dwufotonowych. Ale nawet w układach bez środka inwersji można w spektroskopii dwufotonowej otrzymać informacje nieosiągalne przy pomocy widm jednofotonowych. Zostanie to zilustrowane w paragrafie 2.6.

2.3. Pojedyncza molekula lub kryształ

Współczynnik absorpcji jednofotonowej wyraża się wzorem

$$\alpha \sim |eP^{of}|^2, \quad (4)$$

gdzie e jest wektorem polaryzacji absorbowanych fotonów, a P^{of} — wektorem przejścia między stanem podstawowym o i wzbudzonym f (zakładamy, że stany końcowe są niezdegenerowane).

Monson i McClain [6] wykazali, że współczynnik absorpcji dwufotonowej δ (wzór (2)) daje się przedstawić w postaci

$$\delta \sim |e_1 S^{of} e_2|^2, \quad (5)$$

gdzie e_1 , e_2 są jednostkowymi wektorami polaryzacji absorbowanych fotonów, a S^{of} jest tensorem przejścia dwufotonowego między stanami $|o\rangle$ i $|f\rangle$. Można go uważać za macierz 3×3 ze składowymi S_{op}^{of} [7]. Okazuje się, że na postać tego tensora wpływa symetria przejścia. Sporządza się tabele tensorów S^{of} dla dozwolonych przejść dwufotonowych w kryształach o danej symetrii. Mnożąc tensory S^{of} przez odpowiednie jednostkowe wektory polaryzacyjne i porównując otrzymane wyniki z widmami uzyskanymi w doświadczeniach polaryzacyjnych (w danym doświadczeniu wektory polaryzacji obu wiązek e_1 i e_2 są ustalone i mogą być w ogólności różne) identyfikuje się rodzaje przejść, a stąd poziomy molekuł.

2.4. Próbkki o chaotycznej orientacji molekuł

Warto zaznaczyć, że doświadczenia z absorpcją dwufotonową światła spolaryzowanego służą do badania poziomów molekuł również i w przypadku, gdy te ostatnie nie tworzą struktury uporządkowanej typu krystalicznego.

Uśrednienie wzoru (4) na współczynnik absorpcji jednofotonowej po wszystkich orientacjach przestrzennych molekuly likwiduje zależność od polaryzacji. Natomiast po uśrednieniu wzoru na współczynnik absorpcji dwufotonowej (5) po dowolnych orientacjach molekuł zachowuje się zależność $\langle \delta \rangle$ od polaryzacji [6].

Badania polaryzacyjne poziomów molekuł w fazie ciekłej (lub gazowej) omawia McClain w artykule przeglądowym [4], zamieszczając w nim szereg odnośników do prac oryginalnych.

2.5. Laser barwnikowy w spektroskopii dwufotonowej

Od kilku lat w spektroskopii dwufotonowej zaczęto stosować przestrajalny laser barwnikowy.

Swofford i McClain [8] podają nowe rozwiązanie spektrometru dwufotonowego pracującego na podobnej zasadzie, jak opisany w § 2.1. Zastosowano w nim dwa lasery. Tym razem źródło większej mocy ma częstość przestrajalną. Jest nim impulsowy laser barwnikowy. Źródłem częstości stałej jest laser kryptonowy w pracy ciągłej.

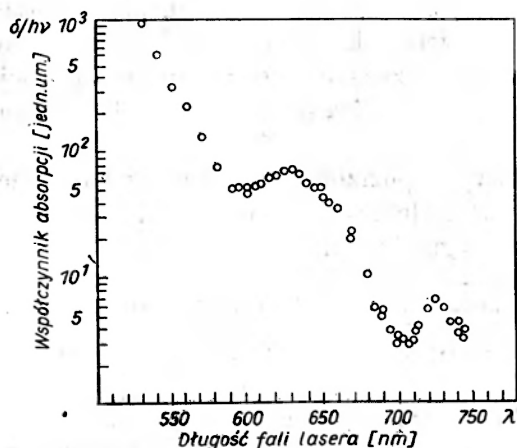
Metoda, przy pomocy której mierzy się bezpośrednio absorpcję którejś z wiązek w obecności drugiej wiązki (metoda bezpośrednia), daje bezwzględne wartości δ i można nią przeprowadzać tzw. pełny eksperyment polaryzacyjny [4]. Badanie absorpcji poprzez towarzyszącą jej fluorescencję (metoda pośrednia) jest prostszą i bardziej czułą metodą. (Aby znaleźć wartość δ tą metodą, trzeba jednak znać wydajność kwantową fluorescencji towarzyszącej dwufotonowej absorpcji.) Dotychczas stosuje się metodę pośrednią fluorescencyjną w doświadczeniach spektroskopii dwufotonowej, w których źródłem obu fotonów jest jedna wiązka lasera (metoda „równych fotonów”).

Wykorzystując metodę pośrednią fluorescencyjną, w której źródłem obu fotonów o jednakowej energii był przestrajalny laser barwnikowy, otrzymano szereg widm dwufotonowych (np. [9÷14]). Początkowo stosowano w tych doświadczeniach lasery barwnikowe pompowane pojedynczymi impulsami światła lasera rubinowego lub drugą harmoniczną częstości tego światła.

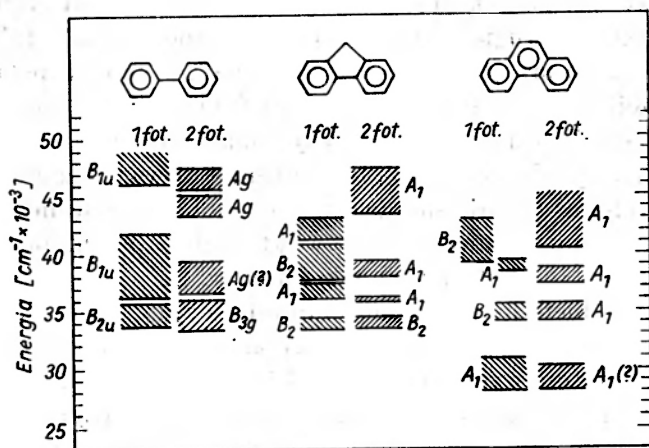
Używając lasera barwnikowego pompowanego okresowo powtarzającymi się impulsami lasera azotowego, można wykorzystać technikę uśrednienia sygnału fluorescencji — z wielu kolejnych impulsów — a więc stosować detekcję o dużej czułości. Tą metodą otrzymano widmo dwufotonowe stałego roztworu 3,4-benzopirenu w PMMA [14] pokazane na rys. 2.

2.6. Nowe dane o cząsteczkach z przykładowego doświadczenia dwufotonowej spektroskopii

Jako ilustrację osiągnięć spektroskopii dwufotonowej podajemy wyniki z pracy Druckera i McClaina [9] przedstawione na rys. 3. Schemat stanów trzech przykładowo wybranych związków badanych w tej pracy pokazuje, że spektroskopia dwufotonowa daje istotnie nowe informacje o położeniu i symetrii wzbudzonych stanów cząsteczek.



Rys. 2. Widmo dwufotonowe 3,4-benzopirenu w PMMA; stężenie benzopirenu $1 \cdot 10^{-3}$ g/cm³; wg [14]



Rys. 3. Poziomy dwufenylen i dwóch o,o' mostkowych dwufenyli wyznaczone w pracy Druckera i McClaina [9]. Uzyskane wyniki (kolumny „2 fot.”) autorzy zestawili ze znanymi z literatury stanami tych związków określonymi metodą spektroskopii jednofotonowej („1 fot.”)

3. Zależność prawdopodobieństwa absorpcji wielofotonowej od statystycznych właściwości absorbowanego światła

3.1. Pierwsze badania

Rozważając absorpcję dwufotonową (ogólniej — wielofotonową) trzeba, przy obliczeniach wydajności tego procesu, uwzględnić specyfikę nie tylko ośrodka materialnego, ale i źródła promieniowania.

Przytoczmy na wstępie rozumowanie intuicyjne oparte na wynikach eksperymentu typu doświadczenia Hanbury–Browna i Twissa (H–BT) (opisanego np. w [15]). W doświadczeniu tym licznik fotonów o dużej czasowej zdolności rozdzielczej rejestruje pojawienie się fotonu, a także odstęp czasowy od poprzedniego aktu rejestracji.

Doświadczenie H–BT udowodniło, że fotony źródła termicznego (pole niespójne, o statystyce gaussowskiej) wykazują „tendencję” do grupowania się (najbardziej prawdopodobnym odstępem czasu między kolejnymi aktami rejestracji fotonu takiego pola jest odstęp zero). Natomiast kwanty pochodzące z wiązki dobrze stabilizowanego lasera jednomodowego (źródło światła spójnego *, o statystyce poissonowskiej) przychodzą do licznika w przypadkowych odstępach czasu. Zatem prawdopodobieństwo jednoczesnej absorpcji dwóch (czy kilku) fotonów powinno być większe, gdy absorbowane jest światło ze źródła termicznego, niż gdy absorbowane jest światło spójne.

Analizy teoretyczne (np. [16]) przewidują, że prawdopodobieństwo absorpcji n -fotonowej światła ze źródła chaotycznego jest $n!$ razy większe niż ze źródła spójnego (oba źródła o takim samym średnim natężeniu).

Dla przypadku dwufotonowego $n = 2$; $n! = 2$. Przy tych samych średnich natężeniach pole prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej jest więc dwa razy większe dla pola chaotycznego niż dla spójnego. Pierwszy raz wynik taki otrzymali Lambropoulos, Kiekuchi i Osborn [17] w r. 1966. W początkowej fazie dyskusji teoretycznej nad tym zagadnieniem ukazywały się zresztą prace (np. [18, 19, 23]) o często sprzecznych wnioskach.

Pierwsze doświadczenia były również kontrowersyjne. Pionierską próbę eksperymentalnej weryfikacji zależności wzbudzenia dwufotonowego od spójności światła podjęli Shiga i Imamura [20]. Praca ich cytowana jest często w literaturze jako pierwsza udana próba tego rodzaju. Poniższe krytyczne uwagi wydają się podważać wartość otrzymanego w niej wyniku. Shiga i Imamura mierzyli składową dwufotonową prądu wywołanego przez fotoemisję z antymonowo-cezowej katody fotopowielacza oświetlanej światłem lasera neodymowego o gigantycznym impulsie. Laser uważali oni za źródło spójne, a za źródło światła niespójnego światło lasera rozproszone na matówce. Shiga i Imamura otrzymali na stosunek prawdopodobieństw liczbę $1,88 (\pm 0,05)$ (w przybliżeniu 2) „na korzyść” „źródła niekoherentnego”. W podobnym układzie doświadczalnym Carusotto, Polacco i Vaselli [21] nie stwierdzili jednak zależności prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej od obecności matówki w wiązce lasera. W dyskusji poddają oni w wątpliwość skuteczność takiej metody przekształcania źródła laserowego ze spójnego na niespójne.

Wydaje się, że obu doświadczeniom należy zarzucić też inny zasadniczy błąd metodologiczny. Autorzy nie podają żadnych informacji o strukturze modowej wiązki. Można zatem uważać, że nie czynili oni starań w celu zapewnienia pracy jednomodowej; prawdopodobnie ich lasery generowały wiele

* Spójność należy rozumieć w sensie spójności wyższych rzędów [15].

modów jednocześnie. Zapewne w obu tych pracach nie dysponowano więc w ogóle źródłem spójnym, bo tylko laser jednomodowy można uważać za realizację modelu źródła światła spójnego (ściślej patrz [22]). Rozkład statystyczny pola lasera pracującego w bardzo dużej liczbie modów nieskorelowanych fazowo jest nierozróżnialny od rozkładu dla pola chaotycznego (gaussowskiego).

Jeśli laser generuje odpowiednio dużą liczbę modów eksperyment absorpcji dwufotonowej (n -fotonowej) nie pozwoli odróżnić lasera od źródła termicznego [23, 24, 25]. Fakt ten wykorzystano w dalszych eksperymentach badania zależności absorpcji wielofotonowej od spójności (patrz § 3.2).

Liczba modów, którą można już uznać za „odpowiednio” dużą, nazwijmy ją N_∞ , wzrasta, im wyższego rzędu proces rozpatrujemy, ale dla absorpcji dwufotonowej do tego, żeby laser „zachowywał się” jak źródło chaotyczne wystarczy, że generuje on dziesięć, dwadzieścia modów* o równej amplitudzie [26].

3.2. Doświadczenia nad zależnością prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej (wielofotonowej) od statystycznych właściwości światła lasera wyrażających się liczbą generowanych modów

Lu Van i in. [27], Held i in. [28] uwzględnili po raz pierwszy, że aby uzgodnić otrzymane przez siebie wartości na prawdopodobieństwo jonizacji sześciocyfrowej i czterofotonowej atomów światłem lasera wielomodowego z przewidywaniami teoretycznymi (liczonymi przy założeniu modelu lasera jednomodowego) należy wynik doświadczenia podzielić przez $n!$

Dla przypadków pośrednich, gdy liczba generowanych modów N spełnia nierówność $1 < N < N_\infty$ współczynnik „poprawki” g zawiera się w przedziale $1 < g < n!$

Zależność prawdopodobieństwa jedenastofotonowej jonizacji atomów ksenonu od zmienianej w sposób kontrolowany liczby modów światła lasera neodymowego badali Lecompte i in. [29]. Jeśli wykonać wykres, na którym przedstawiona będzie liczba M powstałych jonów (proporcjonalna do prawdopodobieństwa jedenastofotonowej jonizacji) w funkcji średniej mocy I impulsu lasera, to w skali dwulogarytmicznej powinno się otrzymać prostą o nachyleniu do osi rzędnych równym 11 (wynika to z zależności $M \sim I^{11}$ — prawdopodobieństwo wzbudzenia n -fotonowego jest proporcjonalne do n -tej potęgi średniego natężenia światła wzbudzającego)**.

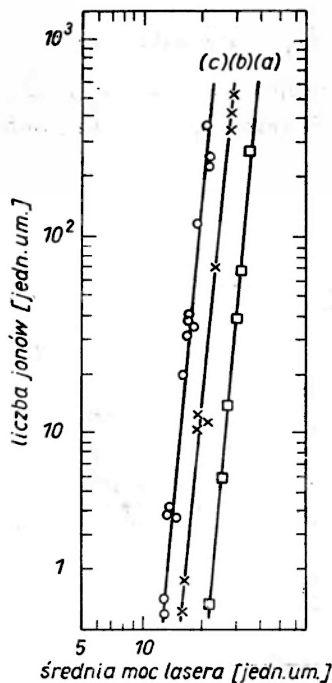
Nachylenie takich prostych wykreślonych na rysunku 4 (wg pracy [29a]) wynosi w przybliżeniu 11 . Każda prosta odpowiada pewnej liczbie modów

* Dla uniknięcia nieporozumień: mówimy tu o jednym czy wielu modach (podłużnych) lasera w znaczeniu jednej czy wielu częstotliwości, przy milczącym założeniu, że w porównywanych przypadkach laser pracuje zawsze w tej samej konfiguracji poprzecznej pola.

** Od tego prawa potęgowego odbiegają tzw. wielofotonowe procesy rezonansowe oraz przypadki, w których zastosowano światło o tak dużej mocy, że w sposób obserwowalny zmienia ono strukturę atomu [1].

(1, 2, 7). Dla danej wartości średniej mocy impulsu wydajność jonizacji jest większa dla tego impulsu, w którym było więcej modów.

W pracy [29b] autorzy podają dalsze wyniki doświadczenia (dochodzą do liczby modów $N = 100$) i ilościową analizę wyników.



Rys. 4. (wg [29a]). Wykres w skali dwulogarytmicznej zależności liczby jonów od średniej wartości mocy impulsu lasera, gdy laser pracował: a) w jednym modzie, b) w dwóch modach, c) w siedmiu modach. Długość fali lasera 1064,3 nm. Liczba kwantów biorących udział w akcji jonizacji atomu ksenonu $n = 11$. Nachylenie prostych $n_{\text{dof}} = 11 \pm 1$

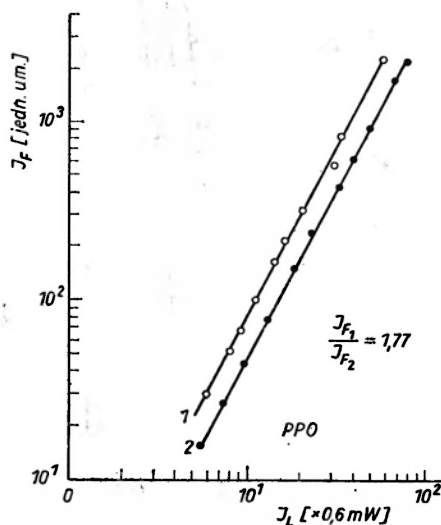
Opisane ostatnio eksperymenty dotyczą procesów rzędu $n > 2$. Zależność prawdopodobieństwa wzbudzenia wielofotonowego od statystycznych właściwości światła jest klasą zagadnień badawczych, które stanowią, w moim przekonaniu, spójną całość niezależnie od rzędu procesu. Powyższe doświadczenia są ważnym przyczynkiem w tej dziedzinie, dlatego zamieszczono je tutaj, pomimo, że interesuje nas w tym artykule głównie absorpcja dwufotonowa, tj. przypadek dla rzędu $n = 2$.

Pierwsze badania optycznych wzbudzeń wielofotonowych przeprowadzano przy użyciu laserów impulsowych (do czasu ukazania się pracy [30]). W doświadczeniu opisanym w pracy [31] źródłem światła spójnego był jednomodowy laser argonowy w pracy ciągłej. Porównywano prawdopodobieństwo absorpcji dwufotonowej światła jednomodowego lasera z przypadkiem, gdy laser ten

pracował wielomodowo (około 20 modów podłużnych). Dwufotonowymi absorbentami były nasycone roztwory kilku pochodnych oksazolowych w toluenie. Pracę jednomodową lasera argonowego uzyskiwano po włożeniu do jego komory dodatkowego etalonu.

Rysunek 5 pokazuje przykładowe wyniki doświadczenia dla roztworu PPO (PPO — 2,5-dwufenylo-oksazol).

Na stosunki $\frac{I_{F_1}}{I_{F_2} (I_L = \text{const})}$ (I_{F_1} — natężenie fluorescencji będącej miarą prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej światła lasera wielomodowego, I_{F_2} — jednomodowego, I_L — średnie natężenie wiązki laserowej) otrzymywano wyniki



Rys. 5. Zależność natężenia fluorescencji I_F (wzbudzonej dwufotonowo linią 514,5 nm lasera argonowego) od natężenia wiązki laserowej I_L dla roztworu związku PPO w toluenie (wg [31]); 1 — praca lasera wielomodowa, 2 — jednomodowa. Nachylenia prostych wynoszą w przybliżeniu 2

mieszczące się w granicach $1,7 \pm 0,15$, co w przybliżeniu potwierdza teorię (przewidującą na wartość tego stosunku liczbę 2).

Przy pomocy lasera argonowego o pracy ciągłej wykonano też eksperyment, w którym mierzono zależność prawdopodobieństwa absorpcji dwufotonowej od stosunku amplitud modów lasera pracującego dwumodowo [32].

4. Zakończenie

W artykule przedstawiono kilka eksperymentalnych aspektów badań procesów wielofotonowych, a zwłaszcza absorpcji dwufotonowej.

Procesy wielofotonowe budzą w ostatnich latach coraz szersze zaintereso-

wanie. W spektroskopii wielofotonowej dostrzega się narzędzie do strukturalnych badań poziomów energetycznych substancji, czego przykładem jest opisana tu dwufotonowa spektroskopia molekularna. Absorpcja dwufotonowa fotonów pochodzących z przeciwbieżnych strumieni pozwala wyeliminować poszerzenie dopplerowskie w spektroskopii atomowej [33]. Absorpcję dwufotonową wykorzystano do pomiarów parametrów świetlnych impulsów pikosekundowych [34]. Inny nurt, także częściowo omówiony w tym artykule, zajmuje się zależnością przebiegu procesów wielofotonowych od takich cech wiązki wzbudzającej jak jej moc, czy właściwości statystyczne światła (zarówno gdy atom posiada poziomy rezonansowe dla częstości wzbudzającej lub jej wielokrotności, jak i bez udziału poziomów rezonansowych) [1], [35].

Literatura

- [1] Z. Białynicka-Birula, *Postępy Fizyki*, **27**, 297 (1976).
- [2] W. Kaiser, C. G. B. Garrett, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 229 (1961).
- [3] J. M. Worlock w: *Laser Handbook*, F. T. Arecchi and E. O. Schulz — Du Bois eds., North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1972, p. 1323.
- [4] W. M. Mc Clain, *Accounts of Chemical Research* **7**, 129 (1974).
- [5] M. Göppert-Mayer, *Ann. Phys.* (Germany) **9**, 273 (1931).
- [6] P. R. Monson, W. M. Mc Clain, *J. Chem. Phys.* **53**, 29 (1970).
- [7] W. M. Mc Clain, *J. Chem. Phys.* **55**, 2789 (1971).
- [8] R. L. Swofford, W. M. Mc Clain, *Rev. Sci. Instrum.* **46**, 246 (1975).
- [9] R. P. Drucker, W. M. Mc Clain, *J. Chem. Phys.* **61**, 2616 (1974).
- [10] A. P. Aleksandrov, V. P. Bredikhin, V. N. Genkin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pisma* **10**, 185 (1969).
- [11] A. Bergman, J. Jortner, *Chem. Phys. Lett.* **15**, 309 (1972).
- [12] A. Bergman, J. Jortner, *Chem. Phys. Lett.* **26**, 323 (1974).
- [13] R. M. Hochstrasser, H.-N. Sung, J. E. Wessel, *J. Chem. Phys.* **58**, 4694 (1973).
- [14] J. Krasieński, W. Majewski, M. Głódź, *Opt. Commun.* **14**, 187 (1975).
- [15] R. J. Glauber w: *Quantum Optics*, S. M. Kay, A. Maitland eds., Academic Press, London—New York 1970, p. 53.
- [16] G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **1**, 1445 (1970).
- [17] P. Lambropoulos, C. Kikuchi, R. K. Osborn, *Phys. Rev.* **144**, 1081 (1966).
- [18] R. Guccione, J. Van Kranendonk, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 583 (1965).
- [19] S. Carusotto, G. Fornaca, E. Polacco, *Phys. Rev.* **157**, 1207 (1967).
- [20] F. Shiga, S. Imamura, *Phys. Lett.* **25A**, 706 (1967).
- [21] S. Carusotto, E. Polacco, M. Vaselli, *Lett. Nuovo Cimento* **11**, 628 (1969).
- [22] R. J. Glauber, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 84 (1963); R. H. Picard, C. R. Willis, *Phys. Rev.* **139**, A10 (1965).
- [23] R. Guccione-Gush, H. P. Gush, J. Van Kranendonk, *Can. J. Phys.* **45**, 2513 (1967).
- [24] P. Lambropoulos, *Phys. Rev.* **168**, 1418 (1968).
- [25] I. A. Deryugin, V. N. Kurasov, *Optika i Spektrosk.* **29**, 345 (1970).
- [26] J. L. Debethune, *Nuovo Cimento* **12B**, 101 (1972).
- [27] M. Lu Van, G. Mainfray, C. Manus, I. Tugov, *Phys. Rev. A* **7**, 91 (1973).
- [28] B. Held, G. Mainfray, J. Morellec, *Phys. Lett.* **39A**, 57 (1972).

- [29] a) C. Lecompte, G. Mainfray, C. Manus, F. Sanchez, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 265 (1974);
b) C. Lecompte, G. Mainfray, C. Manus, F. Sanchez, *Phys. Rev.* **A11**, 1009 (1975).
- [30] M. Głódź, J. Krasieński, *Lett. Nuovo Cimento* **6**, 566 (1973).
- [31] J. Krasieński, S. Chudzyński, W. Majewski, M. Głódź, *Opt. Commun.* **12**, 304 (1974).
- [32] J. Krasieński, B. Karczewski, W. Majewski, M. Głódź, *Opt. Commun.* **15**, 409 (1975).
- [33] B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben, *J. Phys. (France)* **34**, 845 (1973); F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, *Phys. Lett.* **49A**, 71 (1974).
- [34] A. H. Piekara, *Postępy Fizyki* **26**, 389 (1975).
- [35] J. S. Bakos, *Advances in Electronics and Electron Phys.* **36**, 57 (1974).

Władysław Chomka

Institut Fizyki
Politechniki Gdańskiej
Gdańsk

Tarcie wewnętrzne w badaniach defektów strukturalnych półprzewodników

Internal Friction in Study of Structural Defects in Semiconductors

Abstract: This paper contains a short review of the results of investigations of the influence of the structural defects — mainly the point defects and dislocations — on the internal friction in semiconductors.

1. Wstęp

Rzeczywiste ciało stałe nie posiada własności ciała doskonale sprężystego i dlatego podczas jego deformowania z szybkością skończoną część energii mechanicznej zamienia się w ciepłą i tym sposobem ulega rozproszeniu.

Ciało stałe stanowi układ atomowo-molekularny znajdujący się, przy danych warunkach zewnętrznych, w jednym z możliwych stanów równowagi. Rozpraszanie energii drgań mechanicznych w takim układzie związane jest z jego nieodwracalnym przejściem do nowego stanu równowagi, który odpowiada nowym warunkom, w tym przypadku zmieniającym się periodycznie naprężeniom zewnętrznym. Przejście to następuje za pośrednictwem złożonej przebudowy wewnętrznej układu. Ogólnie tarcie wewnętrzne nazywamy różne mechanizmy tej przebudowy, w wyniku których zachodzi rozpraszanie energii drgań mechanicznych. Wymieńmy kilka z nich: porządkowanie, pod wpływem zewnętrznych naprężeń, defektów punktowych np. atomów międzywęzłowych (efekt Snoeka [1]) albo atomów substytucyjnych (efekt Zenera [2, 3]); ruch wewnętrznych granic podziału w ciele stałym np. granic ziarn [4]; tłumienie termosprężyste [5]; tłumienie magnetyczne w materiałach ferromagnetycznych [6]; tłumienie dyslokacyjne [7, 8]; tłumienie elektronowe w niskich temperaturach [9].

Podstawową miarą tarcia wewnętrznego, zwykle oznaczanego symbolem Q^{-1} , jest stosunek $\Delta W/W$ rozproszonej w próbce w ciągu jednego okresu energii ΔW

do całkowitej energii drgań W . Tarcie wewnętrzne zwykle określa się mierząc logarytmiczny dekrement tłumienia drgań swobodnych δ albo szerokość krzywej rezonansowej przy drganiach wymuszonych $(f_2 - f_1)/f_r$, gdzie f_r — częstotliwość rezonansowa, f_1 i f_2 częstości przy których amplituda drgań zmniejsza się do $1/\sqrt{2}$ swej wartości maksymalnej. Czasami jako miarę tarcia wewnętrznego przyjmuje się tłumienie fali dźwiękowej przechodzącej przez badany materiał lub kąt przesunięcia fazowego między naprężeniem i odkształceniem. W pierwszym przypadku $\delta = a\lambda$, gdzie a — współczynnik tłumienia, λ — długość fali; w drugim, przy małym tłumieniu $\Phi \approx \text{tg}\Phi$. Gdy tarcie wewnętrzne jest małe i nie zależy od amplitudy drgań między wymienionymi wyżej miarami zachodzi następujący związek

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{f_2 - f_1}{f_r} = \text{tg}\Phi. \quad (1)$$

Ogólnie wszystkie mechanizmy tarcia wewnętrznego możemy podzielić na trzy grupy, w każdej z których straty energii drgań będą związane odpowiednio z histerezą mechaniczną, tłumieniem rezonansowym i procesami relaksacyjnymi. Tłumienie relaksacyjne odznacza się charakterystyczną zależnością od częstości [5, 10]

$$Q^{-1} = \Delta_M \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (2)$$

gdzie Δ_M — stopień relaksacji. $\omega = 2\pi f$, f — częstość drgań, τ — czas relaksacji. Z (2) wynika, że Q^{-1} osiąga maksimum przy $\omega\tau = 1$ i wtedy $Q_{\text{max}}^{-1} = \frac{1}{2}\Delta_M$. W wielu procesach τ zmienia się z temperaturą zgodnie ze znanym równaniem Arrheniusa

$$\tau = \tau_0 \exp(Q/RT), \quad (3)$$

gdzie Q — energia aktywacji, τ_0 — graniczny czas relaksacji, R — stała gazowa, T — temperatura w skali Kelvina.

Wykonując pomiary tarcia wewnętrznego dla kilku częstości w funkcji temperatury, na podstawie (2) i (3) wyznacza się parametry danego procesu relaksacyjnego: τ , τ_0 , Q , Δ_M . Charakteryzują one ruchliwość, rodzaj i ilość pojedynczych relaksatorów.

Informacje szczegółowe o formalnej teorii tarcia wewnętrznego, jego mechanizmach, metodach i technice pomiarowej można znaleźć, poza cytowanymi, w następujących monografiach i artykułach przeglądowych [11—16]. Większość prac dotychczas wykonanych dotyczy tarcia wewnętrznego w metalach. Mniej liczne są prace poświęcone tarcu wewnętrznemu w półprzewodnikach [17]. Niniejsze opracowanie zawiera krótki przegląd prac, w których badano wpływ defektów strukturalnych, przede wszystkim punktowych i dyslokacji, na tarcie wewnętrzne półprzewodników.

2. Tarcie wewnętrzne związane z defektami punktowymi

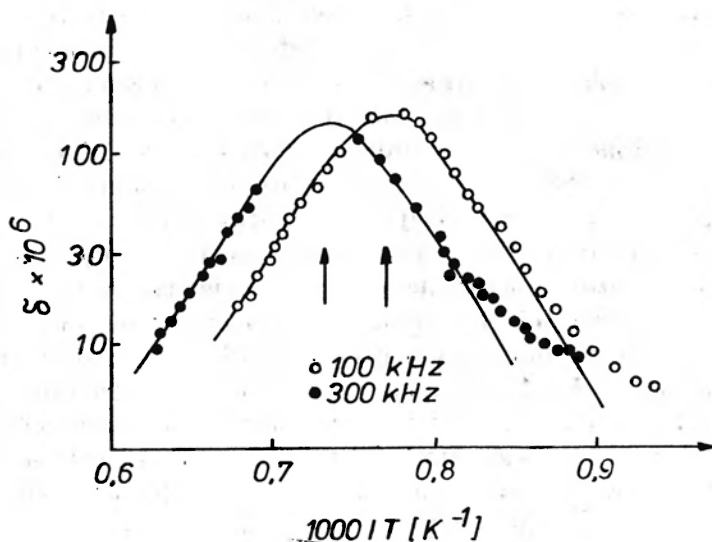
Z fizycznego punktu widzenia defekty punktowe powodują niesprężyste zachowanie się ciała stałego (tarcie wewnętrzne jest jednym z przejawów takiego zjawiska) za pośrednictwem procesu znanego pod nazwą „uporządkowanie w polu naprężeń” [14]. Jest to proces, podczas którego równowagowa konfiguracja lub stopień „porządku” skupiska defektów, pod działaniem zewnętrznych naprężeń, przechodzi z biegiem czasu do nowego stanu. Po zdjęciu naprężeń następuje powrót do stanu początkowego. Tak więc, uporządkowanie w polu naprężeń stanowi przykład procesu relaksacyjnego. Uporządkowanie to zależy przede wszystkim od zdolności przyłożonych naprężeń do wywołania zmiany energii swobodnej związanej z obecnością defektu w kryształach. Jeżeli defekty mogą znajdować się w kilku równoważnych położeniach krystalograficznych, a przyłożone naprężenie w stopniu niejednakowym zmienia energię swobodną związaną z tymi położeniami, to dla przywrócenia równowagi konieczna będzie odpowiednia zmiana rozkładu defektów w sieci krystalicznej. Ważną cechą danego defektu w danym kryształach jest jego zdolność do uporządkowania pod działaniem zewnętrznego naprężenia. Jeżeli pole deformacji wokół defektu, spowodowane samym defektem, ma symetrię kryształu macierzystego, to uporządkowanie nie następuje. Gdy lokalne pole deformacji wokół defektów ma symetrię niższą od symetrii sieci, to takie defekty są zdolne do relaksacji pod działaniem naprężeń ścinających. Takie defekty noszą nazwę „asymetrycznych” lub „dipoli sprężystych”.

Elementarne defekty punktowe: wakanse (v), pojedyncze atomy substytucyjne (s) i atomy międzywęzłowe (i) tylko w niewielu typach sieci krystalicznych posiadają te własności. Natomiast kompleksy defektów punktowych, głównie pary typu: $i-i$, $i-s$, $s-s$, $i-v$, $v-v$ z reguły stanowią dipole sprężyste. Pod wpływem zewnętrznych naprężeń następuje zmiana orientacji dipoli. Dzieje się to za pośrednictwem migracji defektów i prowadzi do rozpraszania energii drgań przejawiającego się w postaci maksimum tarcia wewnętrznego.

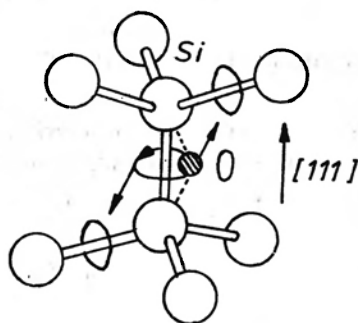
2.1. Wpływ defektów punktowych na tarcie wewnętrzne półprzewodników

Monokryształy krzemu wyhodowane metodą Czochralskiego z tygla kwarcowego zawierają zwykle tlen jako domieszkę. Stężenie tlenu w nich dochodzi do $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Southgate [18] w takich próbkach krzemu zaobserwował maksimum tarcia wewnętrznego, którego pochodzenie można związać z migracją międzywęzłowych atomów tlenu. Maksimum to występuje przy częstotliwości 100 kHz w temperaturze 1273 K (rys. 1). Kinetyczne parametry relaksacji, określone z przesunięcia piku przy zmianie częstotliwości (rys. 1), wynoszą: $Q = 2,5 \text{ eV}$, $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ s}$. Maksimum nie zaobserwowano w próbkach otrzymanych metodą topienia strefowego, w których stężenie tlenu było znacznie niższe. Oprócz tego, w odróżnieniu od próbek o orientacji $\langle 111 \rangle$ zawierających

tlen, w analogicznych próbkach o orientacji $\langle 100 \rangle$ maksimum również nie obserwowano. Stąd wynika, że defekt odpowiedzialny za relaksację mechaniczną ma symetrię trygonalną. Relaksacja następuje za pośrednictwem translacyjnych przeskoków atomów tlenu między równoważnymi pozycjami znajdującymi się



Rys. 1. Maksimum tlenowe w krzemie [18]



Rys. 2. Międzywęzłowy atom tlenu w sieci krystalicznej krzemu

między dwoma atomami krzemu (rys. 2). Stopień relaksacji uwarunkowanej defektami trygonalnymi w kryształach kubicznych wyraża się wzorem [12]

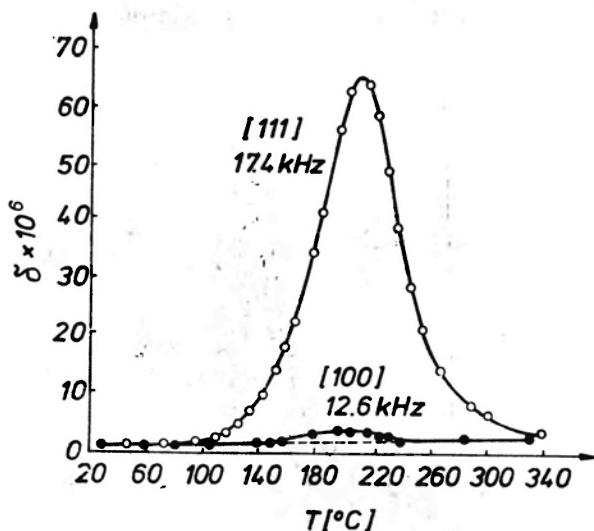
$$\Delta E_{\langle 111 \rangle} = \frac{4c_0 v_0 E_{\langle 111 \rangle}}{27kT} (\lambda_1 - \lambda_2)^2, \quad (4)$$

gdzie: c_0 — stężenie molowe defektów, v_0 — objętość atomowa, λ_1 i λ_2 — główne wartości tensora deformacji niesprężystej, charakteryzujące zniekształcenie sieci przez defekt, $E_{\langle 111 \rangle}$ — moduł Younga wzdłuż kierunków $\langle 111 \rangle$. Po pod-

stawieniu do (4) wartości $\Delta_{E\langle 111 \rangle}$, określonej na podstawie wysokości maksimum, otrzymano w [18] $|\lambda_1 - \lambda_2| = 0,77$, co jest w dobrej zgodności z oceną tej wielkości przeprowadzoną w pracy [19] na podstawie wyników badań optycznych. W tej samej pracy [18] zaobserwowano w kilku próbkach germanu niewielkie maksimum w temperaturze 1040 K przy częstotliwości $f = 100$ kHz, które prawdopodobnie jest uwarunkowane również obecnością tlenu.

Blistanov i inni [20], przeprowadzając pomiary tarcia wewnętrznego w zakresie częstotliwości od 1 kHz do 4 kHz, potwierdzili występowanie maksimum tlenowego w krzemie. Stwierdzili ponadto, podobnie jak w pracach [21, 22], obecność w tych samych próbkach krzemu drugiego maksimum w temperaturze około 720 K i wykazali, że to maksimum jest związane z migracją kompleksu: wakans krzemu — atom tlenu, stanowiący dipol sprężysty o symetrii ortorombowej.

Przykładem relaksacji związanej z parami $i-s$ w półprzewodnikach są wyniki badań tarcia wewnętrznego Berry'ego [23], uzyskane w krzemie zawierającym domieszki litu i boru (rys. 3). Lit w krzemie występuje w postaci jonu międzywęzłowego Li^+ , bor natomiast jest jonem substytucyjnym B^- . W próbkach bez domieszek albo zawierających tylko Li lub B maksimum nie obserwowano. Symetrię defektu określono wykonując pomiary w próbkach o orientacji $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$. W tym drugim przypadku maksimum jest prawie niewidoczne (rys. 3).

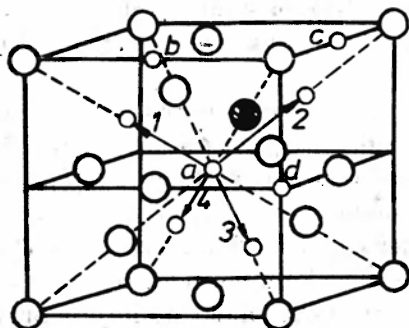


Rys. 3. Maksima tarcia wewnętrznego w próbkach krzemu zorientowanych wzdłuż kierunków $\langle 111 \rangle$ i $\langle 100 \rangle$ zawierających $6,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ B i $5,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Li [23]

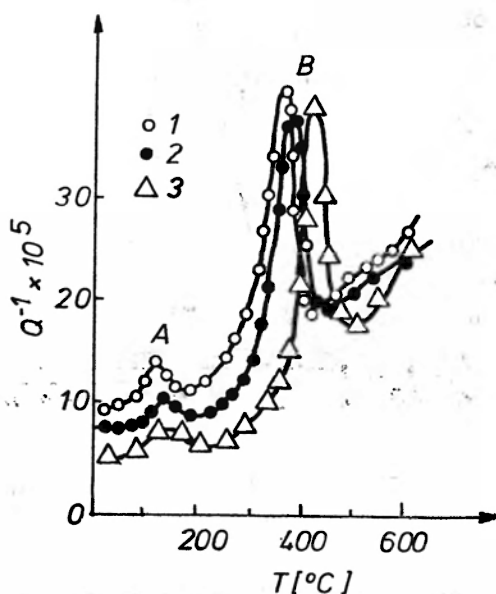
Świadczy to o trygonalnej symetrii defektu, który stanowi para złożona z jonów Li^+ i B^- , przy czym jon Li^+ najprawdopodobniej zajmuje lukę tetraedryczną odpowiadającą pozycji najbliższego sąsiada w stosunku do jonu B^- (rys. 4).

Parametry tej relaksacji wynoszą: $Q = 0,83$ eV, $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-14}$ s. Wartość Q jest większa od energii migracji (0,65 eV) swobodnych jonów Li^+ w sieci Si. Różnica ta wynika z określonej energii wiązania par $\text{Li}^+ - \text{B}^-$.

Aleksandrov i inni [22] badali wpływ obróbki termicznej na tarcie wewnętrzne krzemu czystego i domieszkowanego miedzią. Obserwowane w hartowanych próbkach maksimum wiąże się z migracją pary: wakans krzemu — atom tlenu, natomiast dwa maksima występujące w próbkach domieszkowanych związane są odpowiednio: maksimum *A* — z migracją międzywęzłowych atomów miedzi, maksimum *B* — z procesami wytrącania się miedzi z roztworu



Rys. 4. Sieć krystaliczna Si z zaznaczonymi pozycjami boru i luk tetraedrycznych *a*, *b*, *c*, *d* w najbliższym jego sąsiedztwie



Rys. 5. Zależność tarcia wewnętrznego od temperatury w krzemie domieszkowanym miedzią przy trzech różnych częstotliwościach drgań: 1 — 806 Hz, 2 — 1662 Hz, 3 — 4810 Hz [22]

(rys. 5). Na podstawie wyznaczonego czasu relaksacji obliczono współczynnik dyfuzji miedzi w krzemie, którego wartość jest w dobrej zgodności z wartościami otrzymanymi innymi metodami.

W pracy [24] stwierdzono występowanie dobrze zdefiniowanego procesu relaksacyjnego w TiO_2 o składzie niestechiometrycznym. Analiza własności zaobserwowanego maksimum tarcia wewnętrznego wykazała, że defektem niestechiometrycznym w próżniowo zredukowanym rutylu jest międzywęzłowy atom tytanu.

3. Tłumienie dyslokacyjne

Zdefektowane ciała deformowane mają bardzo złożoną strukturę. Składają się na nią zarówno defekty punktowe jak i różnego rodzaju dyslokacje. Maksyma tarcia wewnętrznego w zdeformowanych kryształach mogą pochodzić albo tylko od defektów punktowych, albo od dyslokacji (relaksacja Bordoniiego [25]), lub od dyslokacji w kombinacji z defektami punktowymi jako wynik ich wzajemnego oddziaływania (piki Hasigutiego [26, 27] i pik Snoeka-Kösterera [28]). Oprócz pików relaksacyjnych występuje również, związane z dyslokacjami, tłumienie o charakterze rezonansowym i histerezyowym.

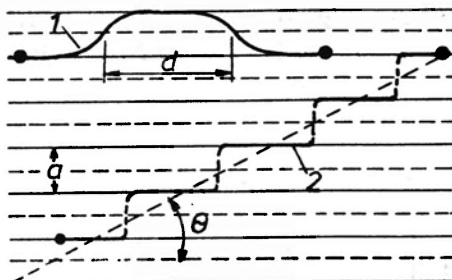
3.1. Relaksacja Bordoniiego

W deformowanych na zimno metalach o sieci regularnej ściennie centrowanej występuje w niskich temperaturach (około 100 K przy częstotliwości 10–40 KHz) stosunkowo wysokie maksimum tarcia wewnętrznego, które zaobserwował po raz pierwszy Bordoni [25]. Na podstawie wyników licznych prac można podać jego ogólne cechy charakterystyczne: występuje w mono- i polikryształach, domieszki obniżają jego wysokość, oprócz głównego pików przy bardziej niskiej temperaturze zwykle obserwuje się satelitarne maksimum o mniejszej wysokości, wyzarczenie zmienia strukturę tego maksimum, ale do jego zaniku potrzebna jest pełna rekrytalizacja, $Q \approx 0,1$ eV, $\tau_0 \approx 10^{-12}$ s.

Relaksacja Bordoniiego odgrywa wielką rolę w badaniach podstawowych własności dyslokacji. Dlatego zainteresowanie tym zjawiskiem jest bardzo duże zarówno od strony doświadczalnej jak i teoretycznej. W celu objaśnienia tego zjawiska opracowano dotychczas wiele teorii [8, 13], z których najczęściej stosowane są: teoria Seegera [29] i Braislforda [30].

Według Seegera [29] maksimum Bordoniiego pochodzi od termicznie aktywowanego procesu związanego z dyslokacjami. W temperaturze zera bezwzględnej linie dyslokacji zajmują położenia o minimalnej energii (doliny Peierlsa). Minimalne naprężenie konieczne do przemieszczenia dyslokacji w sąsiednie położenie równowagi odpowiada naprężeniu Peierlsa σ_P . W wyższych temperaturach dyslokacje zawierają pewną ilość przegięć podwójnych, powstałych dzięki fluktuacjom cieplnym (rys. 6 — 1). W tych warunkach pozostała

część dyslokacji może przejść przez barierę potencjalną pod działaniem naprężenia znacznie mniejszego od σ_P , jeżeli długość termicznie przerzuconej części przewyższy pewną krytyczną wartość zależną od zewnętrznego naprężenia. W ten sposób powstaje dodatkowa deformacja niesprężysta, zaś czas



Rys. 6. Modele relaksacji dyslokacyjnej: 1 — przebiegięcie podwójne, 2 — geometryczne przebiegięcie

jej ustalania określa się prawdopodobieństwem zajścia fluktuacji termicznej. Energia aktywacji tego procesu jest w przybliżeniu równa energii formowania podwójnych przebiegów.

Braisford [30] założył, że maksimum Bordoniego jest uwarunkowane ruchem dyslokacji, które nie leżą w jednej potencjalnej dolinie, lecz tworzą pewien kąt θ z kierunkiem barier Peierlsa (rys. 6 — 2). Jest to możliwe tylko wówczas gdy dyslokacja zawiera pewną ilość przebiegów. Są to tzw. przebiegięcia geometryczne lub wbudowane i w odróżnieniu od termicznych mogą istnieć i przy temperaturze zera bezwzględnej. Według Braisforda ruch geometrycznych przebiegów wzdłuż dyslokacji jest procesem aktywowanym termicznie. Wykonane na podstawie tego modelu obliczenia pozwalają wyrazić tarcie wewnętrzne w następującej formie [30]

$$Q^{-1} = \frac{8NGa^2b^2n_0}{\pi^4VkT} \int l^3 \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} P(l) dl, \quad \tau = \frac{bl}{\pi D}, \quad (5)$$

gdzie N — liczba segmentów dyslokacji w objętości V , G — moduł sprężystości przy ścinaniu, a — odległość między barierami Peierlsa, b — wektor Burgersa, n_0 — początkowa gęstość przebiegów, k — stała Boltzmanna, T — temperatura, l — długość odcinka dyslokacji zawarta między punktami zakotwiczenia, D — współczynnik dyfuzji przebiegięcia wzdłuż dyslokacji, $P(l)$ — funkcja rozkładu długości odcinków dyslokacji zwykle przyjmowana w postaci

$$P(l) dl = \exp(-l/l_0) dl/l_0,$$

l_0 — najbardziej prawdopodobna długość odcinka.

Zasadnicza różnica między dwoma rozpatrywanymi modelami polega na tym, że w pierwszym powstanie maksimum tarcia wewnętrznego wiąże się z termicznie aktywną generacją przebiegów, w drugim natomiast — z termicznie aktywowaną dyfuzją już istniejących przebiegów. W przypadku metali (mała

wartość naprężenia Peierlsa) obydwie teorie jakościowo dość dobrze opisują relaksację Bordoniego, mimo że ilościowy opis tego zjawiska w ramach tych teorii nie jest zadowalający.

W kryształach kowalencyjnych wysoka wartość sił wiązania i ich kierunkowość powodują, że w nich naprężenie Peierlsa ma znacznie wyższą wartość niż w metalach. Wobec tego w takich materiałach, termicznie aktywowanego procesu relaksacyjnego, związanego z ruchem dyslokacji poprzez bariery Peierlsa (maksimum Bordoniego) należałoby oczekiwać w znacznie wyższej temperaturze niż w metalach. Wniosek ten uzasadniają teoretyczne obliczenia wartości energii formowania podwójnych przegięć w półprzewodnikach. Według obliczeń Suzuki [31] energia ta wynosi 1,67 eV dla Ge, zaś według oceny Labuscha [32] 1,75 eV dla Ge i 2,14 eV dla Si. Labusch [32] ocenił również wysokość barier potencjalnych przy ruchu pojedynczych przegięć wzdłuż dyslokacji w Ge i Si. Wynoszą one odpowiednio 0,04 eV i 0,045 eV.

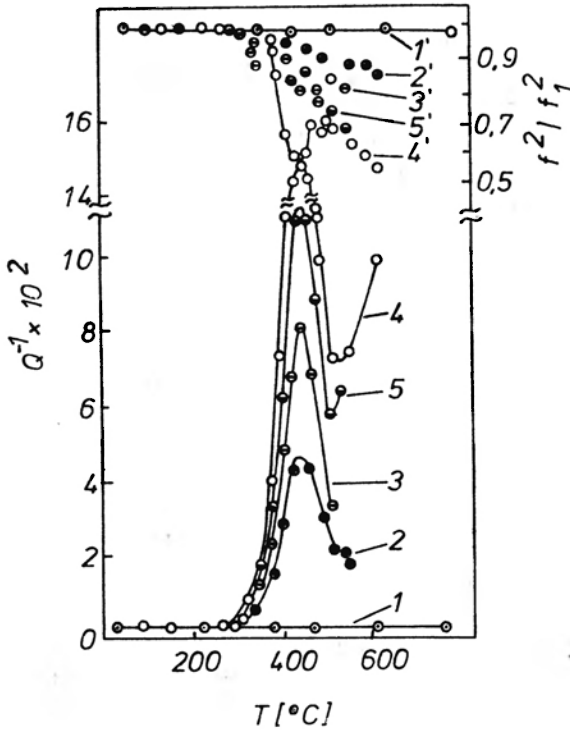
Pierwsze próby wykrycia piku Bordoniego w Ge i Si przy wysokich temperaturach, przeprowadzone przez Kesslera [33] i Southgate'a [34, 35] w kilohercowym zakresie częstości, nie przyniosły oczekiwanych wyników.

W pracy [36], na podstawie danych Suzuki [31] wykazano, że relaksacyjnego piku tarcia wewnętrznego w deformowanym Ge, uwarunkowanego generacją termiczną przegięć podwójnych należy oczekiwać w temperaturze 670–770 K przy częstościach 1–6 Hz. Wyniki eksperymentalne uzyskane w tej samej pracy potwierdziły te oceny.

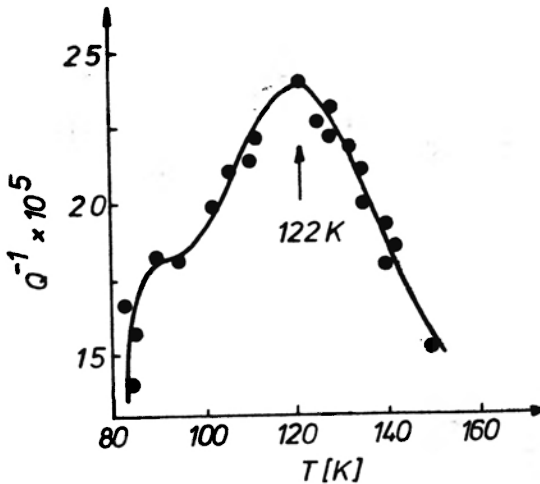
Badania tarcia wewnętrznego Postnikowa i współpracowników [37], przeprowadzone na niskich częstościach w nitkowych kryształach germanu, deformowanych za pomocą skręcania, wykazały obecność relaksacyjnego maksimum w temperaturze 730 K (rys. 7). Energia aktywacji tego procesu relaksacyjnego wynosi 1,6 eV i jest bardzo bliska do wartości wyżej przytoczonych ocen energii formowania podwójnych przegięć na dyslokacjach w germanie. Szczegółowa analiza własności tego maksimum doprowadziła autorów pracy [37] do wniosku, że jest to maksimum typu Bordoniego, którego podstawowe cechy można objaśnić w oparciu o model Seegera.

Tymczasem Khiznichenko i inni [38–40], wykonując pomiary tarcia wewnętrznego w deformowanych Ge i Si, stwierdzili występowanie relaksacyjnych maksimów o pochodzeniu dyslokacyjnym w niskich temperaturach (rys. 8 i 9). Ich energie aktywacji wynoszą odpowiednio 0,07 eV dla Ge i 0,12 eV dla Si i nie odbiegają zbyt mocno od przytoczonych wyżej wartości barier potencjalnych dla pojedynczych przegięć. Własności tych maksimów są podobne do własności maksimów Bordoniego w metalach. Do interpretacji swoich wyników autorzy wykorzystali teorię Brailsforda, otrzymując zadowalającą zgodność między danymi doświadczalnymi i obliczonymi na podstawie tej teorii.

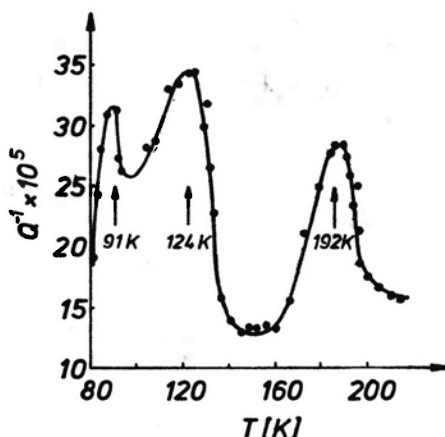
Podobne wyniki otrzymali Ohori i Sumino [41], którzy badali tarcie wewnętrzne w deformowanych kryształach Ge o gęstości dyslokacji 10^3 – 10^4 cm⁻² w zakresie temperatury od 4,2 do 150 K przy częstości około 70 kHz. Pochodzenie zaobserwowanych dwóch maksimów relaksacyjnych o energiach



Rys. 7. Zależność tarcia wewnętrznego Q^{-1} i modułu sprężystości G ($G \sim f^2$) od temperatury w kryształach nitkowym Ge typu p z osią wzrostu zorientowaną wzdłuż kierunku $[211]$ i polem przekroju poprzecznego około $600 \mu\text{m}^2$: 1-1' — stan początkowy; po deformacji przy 750°C : 2-2' na 0,08%, 3-3' — 0,16%, 4-4' — 0,43%, 5-5' — 0,7% [37]



Rys. 8. Niskotemperaturowe maksimum tarcia wewnętrznego w Ge typu n , $f = 150 \text{ Hz}$ [39]



Rys. 9. Niskotemperaturowe maksima tarcia wewnętrznego w Si typu *p*, $f = 117$ Hz [39]

aktywacji 0,08 eV i 0,13 eV autorzy wiążą z ruchem przegięć geometrycznych odpowiednio na śrubowych i 60-cio stopniowych dyslokacjach. Podobnie jak w pracy [40] tutaj również rozróżnia się dwa rodzaje barier Peierlsa: bariery pierwszego rodzaju rozdzielające sąsiednie położenia dyslokacji o minimalnej energii (takie bariery uwzględnia model Seegera) i bariery drugiego rodzaju występujące przy bocznym ruchu geometrycznych przegięć (model Brailsforda).

W pracy [42] badano tarcie wewnętrzne deformowanych monokryształów Ge i Si w zakresie temperatury od 10 do 450 K przy częstotliwości 15 Hz. Nie stwierdzono żadnych pików tarcia wewnętrznego. Prawdopodobną przyczynę tego wyniku autorzy upatrują w małej wartości długości l swobodnych segmentów dyslokacji w badanych przez nich próbkach.

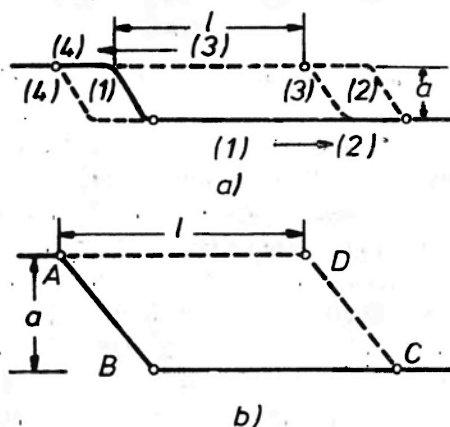
Wyniki omówionych wyżej prac świadczą, że relaksacja dyslokacyjna w kowalencyjnych kryształach jest procesem bardziej złożonym niż w metalach. Można by nawet na ich podstawie przypuszczać, że w takich materiałach możliwe są dwa mechanizmy relaksacji dyslokacyjnej zachodzące za pośrednictwem dwóch różnych procesów, związanych z wywołanym przez naprężenie zewnętrzne ruchem dyslokacji poprzez bariery Peierlsa odpowiednio pierwszego i drugiego rodzaju. Jednak do ugruntowania takiego wniosku potrzebne są dalsze wszechstronne badania tego zjawiska.

3.2. Deformacyjne maksima tarcia wewnętrznego związane z oddziaływaniem dyslokacji z defektami punktowymi

W wielu deformowanych metalach występują, przy częstotliwościach 1 Hz — 5 kHz w zakresie temperatury od ciekłego azotu do pokojowej, dwa lub trzy relaksacyjne maksima tarcia wewnętrznego. Jedną z charakterystycznych cech tych maksimów jest ich zanik po ogrzaniu próbek do temperatury pokojowej. W metalach o wysokiej temperaturze topnienia są one bardziej trwałe i zanikają po wyżarzeniu w stosunkowo wysokich temperaturach [43]. Energia aktywacji

tych maksimów waha się w granicach $0,3\text{eV}-0,5\text{ eV}$, $\tau_0 \approx 10^{-10}-10^{-11}$ s. Pierwsze tego typu maksima zaobserwował Hasiguti [26]. Według Okudy i Hasiguti [44] mechanizm tej relaksacji polega na termicznie aktywowanym odrywaniu, pod wpływem zewnętrznych naprężeń, segmentów dyslokacji od kotwiczących je defektów punktowych i następnym ich kotwiczeniu w innym miejscu. Przy tym każdemu z obserwowanych pików odpowiadają procesy odrywania od różnego rodzaju defektów. Na podstawie tego ogólnego modelu Hasiguti [27] opracował szczegółowo dwa inne, znane pod nazwą teorii dyfuzji kotwiczonych przęgień (pętli) dyslokacji.

Model dyfuzji przęgień ilustruje rys. 10a. Przęgiecie znajduje się w położeniu 1 i jest kotwiczone przez defekt znajdujący się po jego prawej stronie.



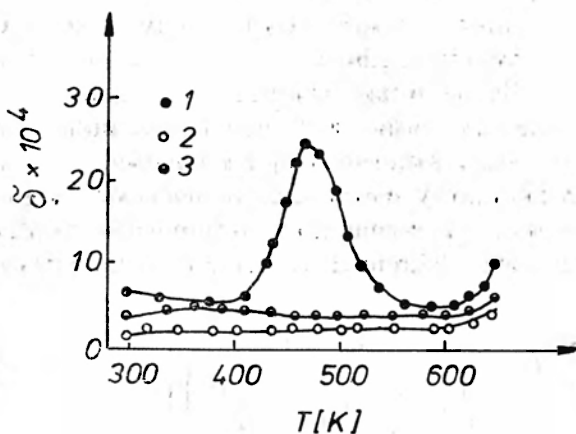
Rys. 10. Modele dyfuzji: a) przęgiecia, b) pętli dyslokacyjnej [27]

Gdy zewnętrzne naprężenie ma taki kierunek, że powoduje ruch przęgiecia w prawą stronę i jeśli energia cieplna je odkotwicza, to wędruje ono do pozycji 2. Podczas zmiany kierunku naprężenia na przeciwny, przęgiecie porusza się do pozycji 3. Jeżeli teraz zostanie termicznie odkotwiczone, to przesunie się do pozycji 4. Opisany mechanizm ma zastosowanie w przypadku wysokich barier Peierlsa. Gdy naprężenie Peierlsa jest małe stosuje się drugi model (rys. 10b). Pętla dyslokacyjna zamocowana w węzłach siatki (punkty A i C), pod wpływem zewnętrznych naprężeń, drga między dwoma defektami (punkty B i C). Rachunki przeprowadzone na podstawie obydwu wariantów teorii dają na stopień relaksacji Δ i czas relaksacji τ następujące wyrażenia:

$$\Delta = \frac{8n \Lambda G a^2 b^2 L^2}{\pi^4 k T}, \quad \tau = \tau_0 \exp(B/kT), \quad \tau_0 = \frac{L^2}{\pi^2 \nu l^2}, \quad (6)$$

gdzie n — liczba kotwiczących defektów przypadających na jednostkę długości dyslokacji, Λ — gęstość dyslokacji, a — odległość między dolinami Peierlsa w pierwszym wariantcie, w drugim przyjmuje się $a = 3b$, b — wektor Burgersa, L — długość segmentu dyslokacji ograniczona węzłami stałego zakotwiczenia,

B — energia wiązania defektu punktowego z dyslokacją, l — średnia odległość między dwoma defektami kotwiczącymi, $\nu = \nu_D b/w$, ν_D — częstość Debye'a; w — szerokość przegięcia, $\nu = \nu_D b/2l$ w drugim wariancie.

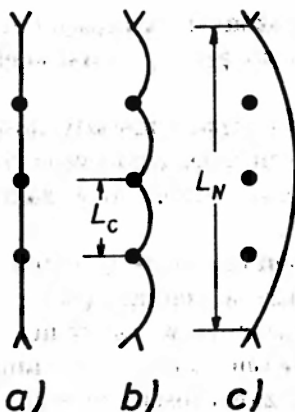


Rys. 11. Zależność temperaturowa tarcia wewnętrznego w CdS: 1 — przed deformacją, 2 — po deformacji, 3 — po wyżarzeniu w próżni [46]

Liczba prac, w których badano tego typu tłumienie w półprzewodnikach jest bardzo mała. Obserwowane w deformowanym Ge [45] i CdS [46] (rys. 11) relaksacyjne maksima tarcia wewnętrznego, wydaje się, można zakwalifikować do pików typu Hasigutiego.

3.3. Tłumienie rezonansowe i histereza dyslokacyjna

Ruch dyslokacji pod działaniem zewnętrznych naprężeń prowadzi do wyginania jej odcinków ograniczonych punktami zakotwiczenia (rys. 12). Różni się dwa rodzaje zakotwieczeń dyslokacji: trwałe — gdy dyslokacja wy-



Rys. 12. Schemat ilustrujący procesy wyginania i odrywania segmentów dyslokacji od punktów zakotwiczenia

trzymuje bardzo duże naprężenia i nie odrywa się od miejsc zamocowania (są to najczęściej węzły sieci dyslokacyjnej), nietrwale — gdy dyslokacja odrywa się od nich pod działaniem naprężenia przewyższającego pewną określoną wartość (są to na ogół defekty punktowe).

Przy dostatecznie niskich naprężeniach, kiedy jeszcze nie następuje odrywanie od punktów zakotwiczenia (rys. 12), ruchliwość dyslokacji określa się jej masą, tarcie i siłą zwrotną uwarunkowaną napięciem liniowym. Ruch odcinka dyslokacji można opisać za pomocą równania wymuszonych drgań struny w lepkiem ośrodku, zamocowanej na końcach (model Koehlera [47]). Zjawisko to nosi rezonansowy charakter. Na podstawie tego modelu Granato i Lücke [48] opracowali teorię rezonansowego tłumienia dyslokacyjnego. Według ich obliczeń logarytmiczny dekrement tłumienia można wyrazić w następującej formie

$$\delta = \frac{\Omega 8Gb^2}{\pi^3 C} Bl^2 A \left\{ \frac{\omega/\omega_0^2 A}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right]^2 + \left[\frac{\omega B}{\omega_0^2 A} \right]^2} \right\}, \quad \omega_0 = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{C}{A}}, \quad (7)$$

gdzie Ω — czynnik orientacji, $\frac{1}{l} = \frac{1}{L_C} + \frac{1}{L_N}$, C — liniowe napięcie dyslokacji, A — efektywna masa jednostki długości dyslokacji, B — współczynnik tłumienia, ω_0 — częstość rezonansowa.

Z (7) wynika, że przy $\omega = \omega_0$ wystąpi maksimum tłumienia. Częstości rezonansowe drgań dyslokacji leżą w zakresie 10^7 – 10^8 Hz.

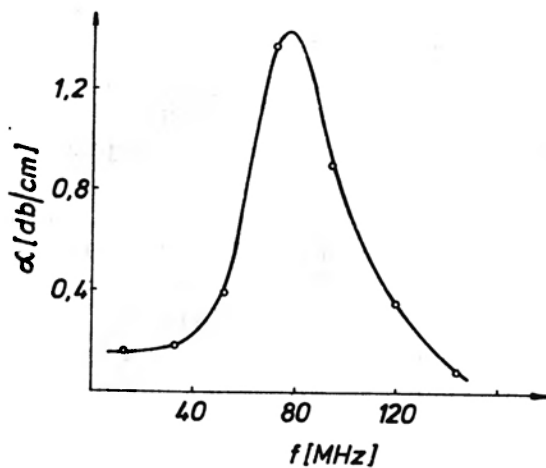
Przy dostatecznie dużej amplitudzie drgań następuje odrywanie dyslokacji od defektów (rys. 12). Proces ten nosi lawinowy charakter i prowadzi do powstania mechanicznej histerezy dyslokacyjnej. W tym przypadku dekrement tłumienia zależy od amplitudy i wyraża się następująco [48]

$$\delta = \frac{\Omega AL_N^3}{\pi^2 L_C} \cdot \frac{K\eta a}{L_C \epsilon_0} \exp\left(-\frac{K\eta a}{L_C \epsilon_0}\right), \quad (8)$$

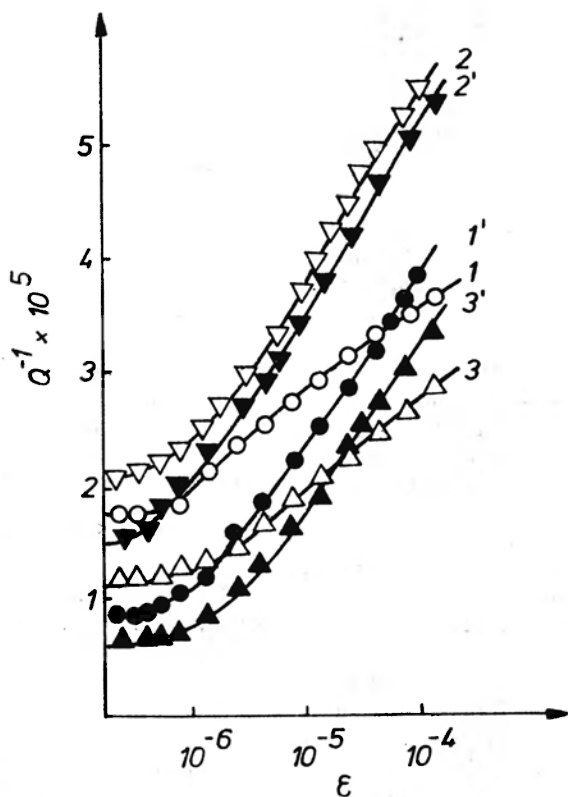
gdzie K — współczynnik związany z naprężeniem koniecznym do oderwania dyslokacji od punktu kotwiczącego, η — parametr Cottrella, a — parametr sieci, ϵ_0 — amplituda drgań.

Przedstawione wyniki teoretyczne znalazły zastosowanie do opisu danych doświadczalnych dotyczących niezależnego (wzór (7)) i zależnego od amplitudy (wzór (8)) tarcia wewnętrznego mierzonego w zakresie kilo- i megahercowych częstości.

Przykładem tłumienia rezonansowego w półprzewodnikach są wyniki Khamimova i innych [49] uzyskane w tellurze (rys. 13) oraz wyniki pracy [50], dotyczące tłumienia ultradźwięków w czystym i domieszkowanym miedzią germanie. W pracy [51] badano zależne od amplitudy tarcie wewnętrzne w kryształach ZnS z różną zawartością miedzi. Na rys. 14 przedstawiono amplitudową zależność tarcia wewnętrznego w próbkach zawierających odpowiednio 10^{-5} i 10^{-4} % at. Cu, znajdujących się w stanie początkowym, tuż



Rys. 13. Maksimum tłumienia rezonansowego w monokryształe Te [49]



Rys. 14. Zależność tarcia wewnętrznego w ZnS zawierającym Cu w ilości odpowiednio 10^{-5} i $10^{-4}\%$ at.: 1-1' — stan początkowy, 2-2' — po deformacji, 3-3' — po wyżarzeniu [51]

po deformacji i po wyzarczeniu. Widać wyraźnie zmianę charakteru zależności amplitudowej tarcia wewnętrznego w miarę wzrostu amplitudy drgań jak również wpływ stopnia zdefektowania na niezależne i zależne od amplitudy tarcia wewnętrzne. Wyniki tych prac są w dobrej zgodności z wnioskami teorii rezonansowego tłumienia i histerezy dyslokacyjnej, opracowanej przez Granato i Lückiego [48].

Z tego krótkiego przeglądu wynika, że również w przypadku półprzewodników badania tarcia wewnętrznego dostarczają cennych informacji o rodzajach defektów strukturalnych i ich własnościach fizycznych. Za pomocą metody tarcia wewnętrznego otrzymuje się liczne dane dotyczące realnej struktury ciał stałych, pozwalające lepiej zrozumieć mikroprocesy powstające podczas ich deformacji, a także ustalić związek między mikrostrukturą i makroskopowymi własnościami ciał.

Literatura

- [1] J. L. Snoek, *Physica* **8**, 711 (1941).
- [2] C. Zener, *Phys. Rev.* **71**, 34 (1947).
- [3] W. Chomka, *Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej* Nr 176 (1971).
- [4] T. S. Kê, *Phys. Rev.* **72**, 41 (1947).
- [5] C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, University of Chicago Press, Chicago 1948; ros. przekład w: *Uprugost' i Neuprugost' Metallov*, I. L., Moskwa 1954, s. 9-168.
- [6] P. C. Cochardt, *Magnetic Properties of Metals and Alloys*, Amer. Soc. Metals, Cleveland, Ohio 1959; ros. przekład: *Magnitnyje Svoystva Metallov i Splavov*, I. L., Moskwa 1961.
- [7] C. F. Burdett, T. J. Queen, *Metallurgical Rev.* **143**, 47 (1970).
- [8] D. Niblett, J. Wilks, *Adv. Phys.* **9**, 1 (1960).
- [9] H. E. Bömmel, *Phys. Rev.* **96**, 220 (1954).
- [10] A. S. Nowick, *Prog. Metal Phys.* **4**, 1 (1953); ros. przekład: *Uspechi Fiz. Metallov* **1**, 7 (1956).
- [11] V. S. Postnikov, *Vnutrennee Trenie v Metallakh*, Metallurgiya, Moskwa 1974.
- [12] A. S. Nowick, B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York—London 1972; ros. przekład: *Relaksacionnyje Yavleniya v Kristallakh*, Atomizdat, Moskwa 1975.
- [13] R. De Batist, *Internal Friction of Structural Defects in Crystalline Solids*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam—London 1972.
- [14] *Physical Acoustics*, Ed. W. P. Mason, vol. III, part A, *The Effect of Imperfections*, Academic Press, New York—London 1966; ros. przekład: *Fizicheskaya Akustika*, tom IIIA, *Vliyaniye defektov na svoystva tverdykh tel*, Mir, Moskwa 1969.
- [15] J. Pérez, P. Péguin, G. Fantozzi, P. Gobin, *Ann. Phys.* **5**, 303 (1970).
- [16] W. Chomka, *Postepy Fizyki* **18**, 651 (1967).
- [17] V. S. Postnikov, *Mekhanizmy Vnutrennego Treniya v Poluprovodnikovych i Metallicheskikh Materialakh*, Nauka, Moskwa 1972, p. 6-16.
- [18] D. P. Southgate, *Proc. Phys. Soc.* **76**, 385 (1960).
- [19] J. W. Corbett, G. D. Watkins, *J. Phys. Chem. Solids* **20**, 319 (1961).
- [20] A. A. Blistanov, V. N. Vishnyakov, V. V. Geraskin, *Mekhanizmy Relaksacyonnykh Yavlenij v Tverdykh Telakh*, Kaunasskij Politekhničeskij Institut, Kaunas 1974, p. 176-180.
- [21] A. D. Paddock, S. H. Carpenter, *Met. Trans.* **1**, 651 (1970).

- [22] L. M. Alexandrov, M. J. Zotov, P. Sh. Ibragimov, F. L. Edelman, *Fiz. Tver. Tela* **11**, 1854 (1969).
- [23] B. S. Berry, *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 1827 (1970).
- [24] R. D. Carnahan, J. O. Brittain, *J. Appl. Phys.* **34**, 3095 (1963).
- [25] P. G. Bordoni, *Ricerca Sci.* **19**, 851 (1949).
- [26] R. R. Hasiguti, N. Igata, G. Kamoshita, *Acta Met.* **10**, 442 (1962).
- [27] R. R. Hasiguti, *Phys. Status Solidi* **9**, 157 (1965).
- [28] W. Köster, L. Bangert, R. Hahn, *Arch. Eisenhüttenw.* **25**, 569 (1954).
- [29] A. Seeger, *Phil. Mag.* **1**, 651 (1956).
- [30] A. D. Braisford, *Phys. Rev.* **128**, 1033 (1962).
- [31] H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Japan* **18** (Suppl. I), 182 (1963).
- [32] R. Labusch, *Phys. Status Solidi* **10**, 645 (1965).
- [33] J. O. Kessler, *Phys. Rev.* **106**, 646 (1957).
- [34] P. D. Southgate, A. E. Attard, *J. Appl. Phys.* **34**, 855 (1963).
- [35] P. D. Southgate, K. S. Mendelson, *J. Appl. Phys.* **36**, 2685 (1965).
- [36] L. N. Alexandrov, Yu. N. Golobokov, V. N. Orlov, *Fiz. Tver. Tela* **10**, 2871 (1968).
- [37] V. S. Postnikov, S. A. Ammer, A. I. Drozzin, G. P. Bogoyavlenskaya, *Mekhanizmy Vnutrennego Treniya v Poluprovodkovykh i Metallicheskiikh Materialakh*, Nauka, Moskva 1972, p. 176-180.
- [38] S. V. Starodubtsev, D. K. Kaipnazarov, L. P. Khiznichenka, P. F. Kromer, *Fiz. Tver. Tela* **8**, 1925 (1966).
- [39] L. P. Khiznichenko, P. F. Kromer, D. K. Kaipnazarov, E. Otenyazov, D. Yusupova, L. G. Zotova, *Phys. Status Solidi* **21**, 805 (1967).
- [40] P. F. Kromer, L. P. Khiznichenko, *Phys. Status Solidi* **21**, 811 (1967).
- [41] K. Otori, K. Sumino, *Phys. Status Solidi* (a) **14**, 489 (1972).
- [42] H. J. Möller, J. Buchholz, *Phys. Status Solidi* (a) **20**, 545 (1973).
- [43] W. Chomka, S. Węgielnik, *Acta Phys. Pol.* **A49**, 9 (1976).
- [44] S. Okuda, R. R. Hasiguti, *Acta Met.* **11**, 257 (1963).
- [45] F. Calzecchi, P. Gondi, S. Montovani, *J. Appl. Phys.* **40**, 4798 (1969).
- [46] A. A. Blistanov, V. V. Geraskin, E. S. Soboleva, *Mekhanizmy Vnutrennego Treniya v Poluprovodnikovykh i Metallicheskiikh Materialakh*, Nauka, Moskva 1972, p. 40-44.
- [47] I. S. Koehler, *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, J. Wiley, New York—London 1952, p. 197.
- [48] A. V. Granato, K. Lücke, *J. Appl. Phys.* **27**, 583 (1956).
- [49] Kh. M. Khalimov, Sh. O. Orudzeva, K. I. Rzaev, *Fiz. Tver. Tela* **9**, 2912 (1967).
- [50] L. J. Teutonico, A. Granato, R. Truell, *Phys. Rev.* **103**, 832 (1956).
- [51] L. N. Aleksandrov, M. I. Zotov, *Fiz. Tver. Tela* **10**, 2795 (1968).

Antoni Bukaluk, Ryszard Siuda

Institut Matematyki i Fizyki
Akademia Techniczno-Rolnicza
Bydgoszcz

Spektroskopia elektronów Augera

Auger Electron Spectroscopy

Abstract: This article describes the physical principles of Auger process and gives a general review of measurement methods applied in Auger Electron Spectroscopy (AES). Some of the most developed applications of AES are presented.

Wstęp

W ostatnich latach pojawiło się wiele nowych metod służących do analizy zjawisk zachodzących na powierzchni ciał stałych. Jedną z najczęściej obecnie stosowanych jest spektroskopia elektronów Augera (Auger Electron Spectroscopy — AES). Możliwość zastosowania zjawiska Augera do identyfikacji pierwiastków znajdujących się na powierzchni ciała stałego przewidział Lander [1] już w roku 1953. Metoda ta nie znalazła jednak wówczas szerszego zastosowania ze względu na trudności aparaturowe. Dopiero przystosowanie aparatury LEED (Low Energy Electron Diffraction) do otrzymania widma AES przez Webera i Perię [2] oraz wprowadzenie przez Harrisa [3] elektronicznego różniczkowania sygnału umożliwiło praktyczne wykorzystanie procesu Augera do określania składu i własności powierzchni. Zastosowanie przez Palmberga [4] analizatora cylindrycznego do pomiaru energii elektronów Augera pozwoliło na szerokie upowszechnienie metody zarówno w badaniach naukowych, jak i laboratoriach przemysłowych.

Oprócz AES istnieje szereg innych sposobów określania własności powierzchni, które ogólnie można podzielić na dwie klasy: a) techniki służące głównie do badania struktury powierzchni, b) metody stworzone przede wszystkim do określania składu chemicznego oraz badania zjawisk fizykochemicznych zachodzących na powierzchni.

W pierwszej grupie jako najczęściej stosowane wymienić należy następujące techniki:

- dyfrakcję elektronów zarówno nisko- jak i wysokoenergetycznych (LEED lub RHEED),
- emisję polową,
- mikroskopię elektronową.

W drugiej grupie do najpopularniejszych metod należą:

- spektroskopia fotoelektronów generowanych promieniami rentgenowskimi (X-ray Photoelectron Spectroscopy — XPS),
- spektroskopia fotoelektronów generowanych promieniowaniem ultrafioletowym (Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy — UPS),
- spektroskopia elektronów Augera (AES),
- spektroskopia masowa jonów emitowanych z powierzchni wskutek bombardowania jej wiązką jonów pierwotnych (Second Ion Mass Spectroscopy — SIMS), oraz

szereg już klasycznych metod jak np. mikrosonda elektronowa. XPS i UPS często obejmuje się wspólną nazwą spektroskopii elektronowej do celów analizy chemicznej (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis — ESCA).

Tablica 1

Wielkość charakteryzowana	AES	ESCA	SIMS
Grubość analizowanej warstwy	20 Å	100 Å	10–20 Å
Czułość (w % monowarstwy)	0,1	0,1	0,001
Analiza ilościowa	możliwa	możliwa	niemożliwa
Względna szybkość	10	1	10 ⁶
Uszkodzenie powierzchni	umiarkowane	małe	małe
Informacje na temat wiązań chemicznych	małe	stosunkowo dokładne — przez analizę przesunięć chemicznych	małe — trudne do zinterpretowania
Średnica wiązki analizującej	0,1 mm	mm	mm

ESCA, AES i SIMS są najintensywniej rozwijającymi się i najczęściej stosowanymi metodami badawczymi w zakresie fizykochemii powierzchni ciał stałych. Z tablicy 1, zawierającej porównanie wymienionych trzech metod wynika, że najbardziej obiecującym sposobem badania powierzchni jest SIMS. Jednak ze względu na istniejące obecnie trudności w jednoznacznej interpretacji danych dostarczanych przez SIMS należy tę metodę uznać za uzupełniającą w stosunku do dwóch pozostałych. AES i ESCA są rozwinięte na tyle

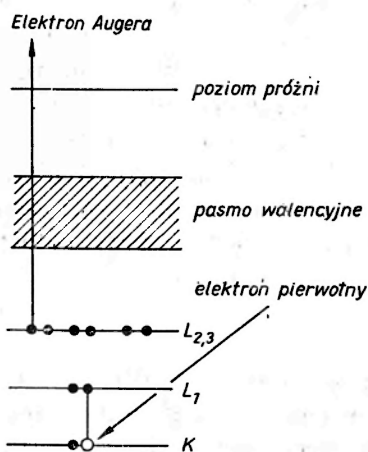
dobrze, iż umożliwiają analizę składu chemicznego nie tylko jakościową, lecz i ilościową. ESCA stwarza ponadto możliwość określania energii wiązań chemicznych poprzez obserwację przesunięć poziomów energetycznych atomów w zależności od ich otoczenia chemicznego. Efekty tej samej natury obserwuje się także w AES, lecz są one słabsze i trudniejsze do interpretacji niż w ESCA. Mimo tej wady, AES w porównaniu z ESCA wykazuje szereg istotnych zalet decydujących o jej przydatności. Są to:

- dostarczanie informacji o warstwie ściśle powierzchniowej,
- możliwość sporządzania profilu składu chemicznego (co osiąga się przez rejestrację widma elektronów Augera z jednoczesnym rozpylaniem warstwy powierzchniowej przez bombardowanie jej strumieniem jonów gazów szlachetnych),
- duża szybkość uzyskiwania danych,
- mniejsze trudności eksperymentalne (wiązkę pierwotną stanowi strumień elektronów, a nie jak w ESCA monochromatyczna wiązka promieni rentgenowskich).

Ze względu na podobne warunki pomiaru umieszcza się niekiedy AES i SIMS lub AES i ESCA w jednej komorze roboczej. Pozwala to na porównanie wyników uzyskanych różnymi metodami oraz zapewnia zebranie większej ilości informacji na temat badanego obiektu.

1. Proces Augera

Jeśli atom zostanie w dowolny sposób zjonizowany, przy czym poziomy o energii wyższej niż energia stanu nieobsadzonego będą zawierały co najmniej dwa elektrony, to atom (a właściwie jon) może wrócić do stanu podstawowego poprzez jedno z dwóch konkurencyjnych przejść: fluorescencję rentgenowską lub proces Augera. Na rys. 1 przedstawiono schematycznie poziomy energie-

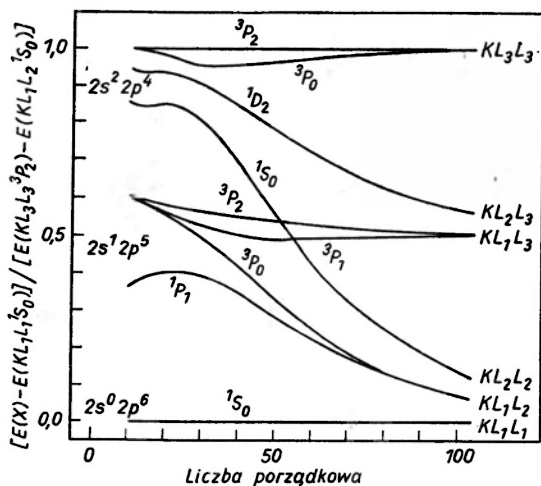


Rys. 1. Ilustracja przejścia Augera $KL_1L_{2,3}$

tyczne atomu posiadającego powłoki K i L . Atom został zjonizowany przez emisję elektronu z powłoki K . Powstały w ten sposób stan wolny może zostać zajęty przez każdy z elektronów z wyżej położonej powłoki L . Przejściu elektronu z powłoki L na niżej położony poziom w powłoce K odpowiada zmiana stanu jonu na stan o niższej energii. Różnica energii może zostać wypromieniowana w postaci kwantu X , lecz istnieje również możliwość przekazania jej jednemu z elektronów zajmujących poziom należący do powłoki L . Wówczas elektron taki zostaje wyemitowany z atomu, co prowadzi do stanu z dwoma nieobsadzonymi poziomami zlokalizowanymi w powłoce L . Proces taki nazywany jest procesem lub przejściem Augera. Po raz pierwszy zaobserwowany został przez Augera ([5, 6]) w 1925 r. Dla zapisu przejść Augera stosuje się symbolikę zapożyczoną ze spektroskopii rentgenowskiej. Przejście przedstawione na rys. 1 oznacza się symbolem KL_1L_3 , co oznacza, że wolny stan w powłoce K został obsadzony wskutek przejścia elektronu z powłoki L_1 , a różnica energii przekazana elektronowi z powłoki L_3 . Elektron wyemitowany w ten sposób nazywany jest elektronem Augera. W atomach cięższych pierwiastków obsadzone są także powłoki dalsze jak M , N itd. W związku z tym są możliwe również inne przejścia. Ogólnie przejścia Augera zapisujemy orientacyjnie symbolem $WXYZ$. Dla atomów tworzących siatkę krystaliczną w ciele stałym mogą zachodzić przejścia Augera z udziałem elektronów pochodzących z pasma walencyjnego. Tego rodzaju procesy oznaczamy WXV lub WVV w zależności od tego, ile elektronów z pasma walencyjnego bierze udział w przejściu.

Przedstawiony wyżej sposób notowania przejść Augera jest w ogólnym przypadku niewystarczający. Zapis taki dostosowany jest do oznaczania stanów, gdy dobrą liczbą kwantową jest j , tzn. gdy oddziaływanie spin-orbita jest duże, Wówczas, w ramach danej powłoki, wartości energii poziomów zależą od wartości j . Jest to więc przypadek czystego sprzężenia $j-j$. Jednak w przypadku sprzężenia $L-S$ lub pośredniego, symbolika ta przestaje być użyteczna. Uzupełnia się wtedy zapis dodatkowym członem. Dla sprzężenia $L-S$ do dokładnego opisu procesu wystarcza podanie wartości L i S . Przejście Augera jest zapisywane w tym przypadku: $WXYZ\ ^{2S+1}L_J$, gdzie $\ ^{2S+1}L_J$ — oznaczenie termu związanego z konfiguracją stanu końcowego podwójnie zjonizowanego. Rys. 2 przedstawia zależność między energiami obserwowanych linii typu KLL a wartością liczby porządkowej atomu. Na osi rzędnych odłożono znormalizowaną energię przejścia, tzn. $[E(X) - E(KL_1L_1^1S_0)]/[E(KL_3L_3^3P_2) - E(KL_1L_2^1S_0)]$. Dla przedstawienia, z jakimi różnicami energii w wartościach bezwzględnych mamy do czynienia na wykresie, podajemy przykładowo, że dla $Z = 10$ (Ne) $E(KL_3L_3) - E(KL_1L_1) = 55$ eV, zaś dla $Z = 104$ (Ku) różnica ta wynosi około 17 keV. Jak widać z rys. 2, seria linii KLL wykazuje różną liczbę składowych w zależności od Z .

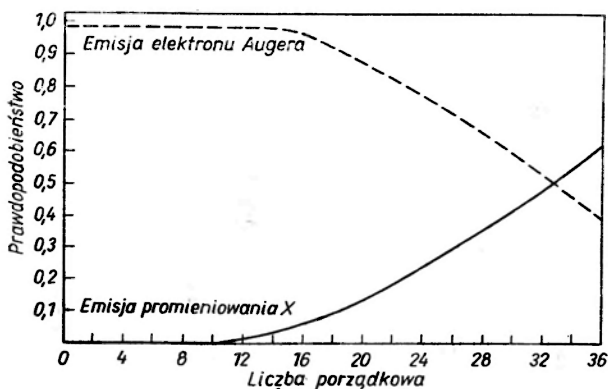
Dla pierwiastków najlżejszych ($Z \lesssim 10$) jest ich sześć. Ze wzrostem Z pojawia się ich dziewięć, wyraźnie rozdzielonych przy średnich wartościach Z . W miarę wzrostu Z względna odległość energetyczna niektórych linii maleje tak, że dla dużych Z pewne linie na wymienionym wykresie łączą się. Jednak



Rys. 2. Zależność względnej energii linii z serii *KLL* w zależności od liczby porządkowej *Z*

bezwzględne odległości energetyczne składowych „złączonych” są duże. Np. dla $Z = 104$ mamy $E(KL_1L_1^1S_0) = 95518$ eV (najmniejsza energia), zaś $E(KL_3L_3^3P_2) = 112142$ eV (największa energia). Różnica między najbliższymi składowymi wynosi około 60 eV.

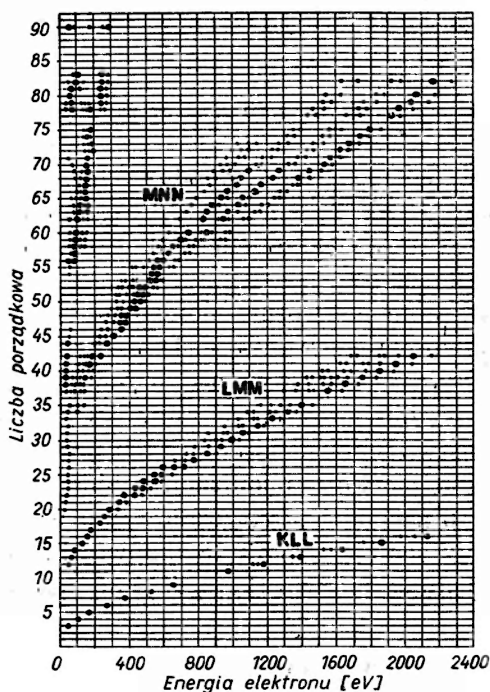
Jak już zaznaczono, atom pierwotnie zjonizowany może wyemitować elektron Augera bądź kwant promieniowania *X*. Dla AES ważne jest prawdopodobieństwo zajścia zjawiska Augera, gdyż jest ono jednym z czynników decydujących o intensywności obserwowanych linii. Na rys. 3 przedstawiono zależność prawdopodobieństwa wystąpienia obu tych procesów od wartości liczby porządkowej *Z*, dla stanu pierwotnej jonizacji znajdującego się w powłoce *K*. Jak widać, aż do $Z \lesssim 10$ zachodzi praktycznie tylko proces Augera, następnie prawdopodobieństwo jego maleje (od $Z \approx 18$ liniowo) i dla $Z = 32-33$ staje się równe 0,5. Ponieważ jednak pierwiastki o $Z \geq 30$ mają już całkowicie wy-



Rys. 3. Zależność prawdopodobieństwa występowania emisji elektronu Augera i promieniowania *X* od liczby porządkowej dla powłoki *K* pierwiastków lekkich ($Z \leq 36$)

pełnioną powłokę M , możliwe są więc dla nich przejścia typu LMM . Dla germanu ($Z = 32$) $E_{L_1} \cong 1400$ eV, zaś $E_{M_1} \cong 180$ eV, zatem E_{LMM} dla Ge równe jest ≈ 1 keV, podczas gdy $E_{KLL} \approx 8$ keV. Dla energii przejść $\lesssim 5$ keV proces Augera jest bardziej prawdopodobny od fluorescencji, stąd prawdopodobieństwo przyścia LMM jest dla Ge dużo większe od prawdopodobieństwa przejścia KLL równego w przybliżeniu 0,5. Przykład germanu nie jest odosobniony — dla każdego pierwiastka istnieją przejścia Augera o dużym prawdopodobieństwie. Są to procesy z udziałem elektronów z bardziej zewnętrznych powłok.

Rys. 4 przedstawia energie dominujących linii Augera dla różnych wartości Z . Widać, że łatwe do uzyskania linie Augera pokrywają w sposób ciągły



Rys. 4. Energia dominujących linii Augera dla różnych wartości liczby porządkowej Z

układ okresowy. Warto także zwrócić uwagę na to, że energie tych linii nie przekraczają 2,5 keV nawet dla cięższych pierwiastków.

Oprócz przejść Augera mogą zachodzić inne przejścia bezpromienne. Do ważniejszych należy zaliczyć procesy typu WWY nazywane często procesami Costera–Kroniga. Przejścia te, jeśli są energetycznie dozwolone, zachodzą z prawdopodobieństwem większym niż przejścia Augera, co tłumaczy się silniejszym oddziaływaniem bliżej położonych stanów. Duże prawdopodobieństwo wystąpienia zjawiska Costera–Kroniga powoduje poszerzenie linii oraz zmiany względnej intensywności linii Augera.

2. Energia elektronu Augera

Energia kinetyczna wyemitowanego elektronu (tzw. energia linii Augera) jest określona poprzez wartości energii trzech poziomów, biorących udział w przejściu. Oszacujemy energię elektronu Augera w sposób podany przez Larkinsa [7]. Dla przejścia typu WXY , $^{2S+1}L_J$ energię tę można zapisać jako różnicę pomiędzy całkowitymi energiami atomu w stanie początkowym i końcowym procesu

$$E(WXY, ^{2S+1}L_J) = E(W) - E(XY), \quad (1)$$

gdzie $E(W)$ jest całkowitą energią atomu zawierającego lukę w powłoce W , a $E(XY)$ oznacza energię atomu z pojedynczymi lukami w powłokach X i Y .

Energia wiązania ϵ_W^Z elektronu w powłoce W atomu o liczbie porządkowej Z wynosi

$$\epsilon_W^Z = E(W) - E_a, \quad (2)$$

gdzie E_a jest całkowitą energią neutralnego atomu. Zastępując w (1) energie $E(W)$ oraz $E(XY)$ przez energie wiązania z (2) otrzymamy

$$E(WXY, ^{2S+1}L_J) = \epsilon_W^Z - \epsilon_X^Z - \epsilon_Y^Z - \Delta(^{2S+1}L_J), \quad (3)$$

przy czym

$$\Delta(^{2S+1}L_J) = E_a + E(XY) - E(X) - E(Y). \quad (4)$$

Jak widać z (3), znalezienie energii przejścia sprowadza się do określenia wartości ϵ_W^Z , ϵ_X^Z , ϵ_Y^Z oraz członu $\Delta(^{2S+1}L_J)$. Energie wiązania ϵ_W^Z , ϵ_X^Z , ϵ_Y^Z można określić eksperymentalnie metodami optycznymi lub przez zastosowanie spektroskopii fotoelektronowej (XPS). Wielkość $\Delta(^{2S+1}L_J)$ najłatwiej jest oszacować przez zastosowanie metody Hartree-Focka dla atomu

$$\Delta(^{2S+1}L_J) \cong E_{\mathbf{aHF}} + E_{\mathbf{HF}}(XY) - E_{\mathbf{HF}}(X) - E_{\mathbf{HF}}(Y). \quad (5)$$

Obliczenie całek Slatera I , F^K i G^K dla każdej rozpatrywanej konfiguracji atomu niezależnie, pozwala na przybliżone oszacowanie $\Delta(^{2S+1}L_J)$

$$\Delta(^{2S+1}L_J) \cong \langle XY \rangle (^{2S+1}L_J), \quad (6)$$

gdzie $\langle XY \rangle (^{2S+1}L_J)$ oznacza energię oddziaływania pomiędzy lukami w powłokach X i Y atomu o multiplocie stanu końcowego $^{2S+1}L_J$. Wyrażenie (6) nie jest jednak wyrażeniem dokładnym, ponieważ niezależne rozpatrywanie poszczególnych konfiguracji atomu prowadzi do zaniedbania zjawisk relaksacyjnych. Uwzględnienie tych zjawisk prowadzi do następującego równania

$$\Delta(^{2S+1}L_J) \cong \langle XY \rangle (^{2S+1}L_J) - R(XY). \quad (7)$$

Wyraz $R(XY)$ opisuje energię relaksacji. Po podstawieniu (7) do (3) otrzymamy ostateczne wyrażenie na energię linii Augera

$$E(WXY, ^{2S+1}L_J) = \epsilon_W^Z - \epsilon_X^Z - \epsilon_Y^Z - \langle XY \rangle (^{2S+1}L_J) + R(XY). \quad (8)$$

Jedynym składnikiem występującym w (8), dokładniej dotychczas nie omawianym jest $R(XY)$.

W pracy Shirleya, Kowalczyka i innych [8] wyróżniono dwie główne składowe członu relaksacyjnego: relaksację atomową R_a oraz relaksację R_e zachodzącą poza atomem, w którym zachodzi proces Augera. W takim razie $R(XY)$ można przedstawić jako sumę

$$R(XY) = R_a + R_e. \quad (9)$$

Relaksacja atomowa związana jest z obniżeniem energii wiązania elektronów na wyższych poziomach energetycznych w atomie wskutek jego jonizacji w powłoce X . Można tu wyróżnić relaksację zachodzącą wewnątrz wymiennej powłoki oraz relaksację orbitali zewnętrznych. O tym, który z tych procesów ma większy udział w wartości wyrazu R_a , decyduje stosunek liczby elektronów w powłoce X do liczby elektronów w powłokach zewnętrznych. Dla przejść KLL w cięższych pierwiastkach przeważa relaksacja zachodząca w orbitalach zewnętrznych, natomiast dla pierwiastków lekkich występuje prawie wyłącznie relaksacja zachodząca w obrębie jednej powłoki.

Obliczenie wartości relaksacji atomowej jest znacznie uproszczone przy przejściach typu WXX . W tym przypadku stosuje się metodę Hartree-Focka-Slatera dla stanów z lukami w odpowiednich powłokach. Obliczone w ten sposób wartości $R_a(LL)$ zawierają się w granicach od 6 eV (dla Ne) do 150 eV (dla Fm).

Relaksacja zachodząca poza atomem występuje w atomach związanych w ciele stałym lub tworzących cząsteczki. Spowodowana jest ona przemieszczeniem elektronów w kierunku rozpatrywanego atomu na skutek emisji elektronu z powłoki X . Relaksacja R_e jest największa dla metali, w których elektrony z pasma walencyjnego mogą lokalnie ekranować lukę w orbitalu X . Istnienie luki powoduje również lokalne zakłócenie pasma przewodnictwa, co objawia się wystąpieniem zlokalizowanego stanu C o obniżonej energii. W granicznym przypadku ładunek ekranujący może zajmować pierwszy nie zajęty orbital atomowy powyżej poziomu Fermiego. Wówczas R_e można w przybliżeniu uważać za energię oddziaływania pomiędzy tym orbitalem a orbitalem Y

$$R_e \cong \langle YC \rangle_x. \quad (10)$$

W powyższej równości C oznacza stan w pasmie przewodnictwa. Dolny wskaźnik X informuje, że przyczyną powstania oddziaływania jest luka w powłoce X . Obliczenie energii R_e sprowadza się więc do obliczenia odpowiednich całek Slatera. W wyniku tych obliczeń stwierdzono, że R_e zmienia się od 11 eV (K) do 43 eV (Co).

Energie linii otrzymane po obliczeniu i uwzględnieniu wszystkich wyżej wymienionych czynników pozostają w bardzo dobrej zgodności z wartościami doświadczalnymi. Potwierdzeniem tego są wyniki zamieszczone w cytowanych już pracach oraz w [9, 10, 11] i wielu innych. Dla przykładu podamy rezultaty uzyskane w [8]. W wyniku obliczeń dla linii Zn ($L_3 M_{4,5} M_{4,5}, {}^1G$) otrzymano

wartości energii 991,9 eV, podczas gdy eksperymentalnie uzyskana wartość energii wynosiła 991,8 eV. Oczywiście nie zawsze zgodność jest taka duża. Rozbieżności nie przekraczają jednak 0,5%.

3. Technika pomiarowa

3.1. Ogólne wymagania

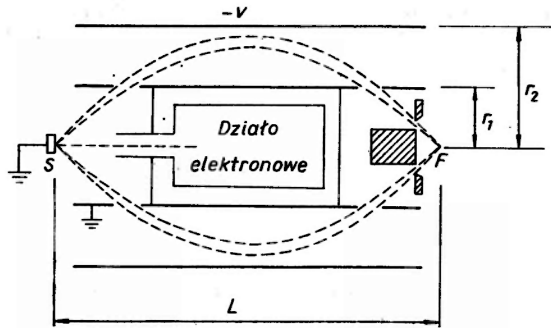
Podstawowymi elementami spektroskopu elektronów Augera są: analizator energii elektronów, działo elektronowe, działo jonowe i detektor elektronów.

W spektroskopii elektronów Augera analizowana jest warstwa powierzchniowa o grubości od kilku do kilkudziesięciu angströmów. W celu zachowania czystości powierzchni, w komorze roboczej podczas pomiaru utrzymuje się ciśnienie lepsze od 10^{-9} Tr. Z tego samego względu niepożądana jest obecność w komorze węglowodorów, tlenku węgla i innych związków, które na skutek bombardowania powierzchni wiązką elektronów reagują z nią, powodując jej zanieczyszczenie. Jedyną możliwością wyeliminowania tych niepożądanych efektów jest przeprowadzanie pomiarów w ultrawysokiej, czystej próżni.

Do otrzymywania widma AES stosowane są różne typy spektrometrów elektronów niskoenerygetycznych. O wyborze danego rodzaju analizatora decydują jego parametry. Analizator stosowany w AES powinien przepuszczać jedynie elektrony w pożądanym zakresie energii. Jeśli przepuszczane są także inne elektrony, to stosunek sygnału do poziomu szumów powinien być możliwie najmniejszy. Spektrometr elektronów Augera powinien poza tym analizować w sposób ciągły energię elektronów i posiadać takie cechy jak duża przepuszczalność ($>1\%$), wysoka rozdzielczość (rzędu 0,1%) jak również charakteryzować się prostotą konstrukcji i obsługi. Wśród spektrometrów elektronów można wyróżnić dwie grupy przyrządów: magnetyczne i elektrostatyczne. Pierwsze z nich mają wysoką rozdzielczość ($\leq 0,01\%$), co jednak powoduje, że przepuszczalność jest niska oraz, że czas analizy jest stosunkowo długi. Dlatego praktyczne zastosowanie znalazły przede wszystkim spektrometry elektrostatyczne, których największymi zaletami są: prostota konstrukcji, wysoka transmisja oraz wysoka rozdzielczość w zakresie niskich energii. Spośród analizatorów tego typu najpopularniejszymi są analizator cylindryczny oraz analizator sferyczny siatkowy.

3.2. Analizator cylindryczny (Cylindrical Mirror Analyser — CMA)

Na rys. 5 przedstawiono schemat CMA. Analizator składa się z dwóch współśrodkowych walców, które pełnią rolę elektrod. Zewnętrzny cylinder znajduje się na potencjale ujemnym $0 \div 5$ kV, natomiast cylinder wewnętrzny jest uziemiony. Powstałe między elektrodami pole elektryczne ogniskuje strumień elektronów emitowanych z próbki i przechodzący przez szczelinę wejściową na pierwszej dynodzie powielacza elektronów. Emisję elektronów wy-



Rys. 5. Schematyczny rysunek analizatora cylindrycznego ze współśrodkowym działem elektronowym. Zastosowano następujące oznaczenia: S — punkt analizowany, F — ognisko, L — odległość między S i F , r_1 i r_2 — promienie wewnętrznego i zewnętrznego cylindra, V — napięcie zewnętrznego cylindra

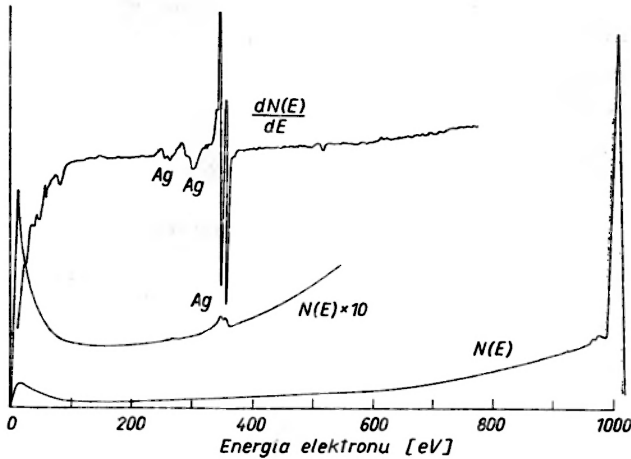
wojuje wiązka, której źródłem jest działo elektronowe umieszczone na osi analizatora. Przez szczelinę wejściową przechodzą elektrony emitowane z próbki pod kątem $\Theta \cong 42^\circ 18'$ do osi CMA. Przy ustalonej wartości napięcia między cylindrami, do pierwszej dynody docierają elektrony o określonej wartości energii. Zależność między energią ogniskowanych elektronów a przyłożonym napięciem jest wprost proporcjonalna — $E = k \cdot U$, przy czym współczynnik k zależy od wielkości promieni r_1 , r_2 obydwu cylindrów. Typowa wartość energetycznej zdolności rozdzielczej tego przyrządu $R = \frac{\Delta E}{E}$ jest równa $5 \cdot 10^{-3}$

i nie zależy od energii. Przepuszczalność $T = \sin \Theta \Delta \Theta$ jest rzędu kilku procent, a więc duża. Tę znaczną wartość przepuszczalności uzyskuje się dzięki dużym wartościom szerokości kątowej szczelin wejściowych $\Delta \Theta$ (typowe wartości $\Delta \Theta$ wynoszą $6^\circ - 7^\circ$). Możliwe jest to dzięki temu, że przy wartości $\Theta \cong 42^\circ 18'$ przyrząd pracuje w warunkach ogniskowania drugiego rzędu i nawet elektrony wchodzące pod kątem różniącym się dość znacznie od podanej wartości ogniskowane są na szczelinach wyjściowych. Prąd rejestrowany przez przyrząd jest równy

$$I \cong N(E) \cdot \Delta E \cdot T = R \cdot T \cdot E \cdot N(E), \quad (11)$$

gdzie: $N(E)$ — liczba elektronów o energii E emitowanych w jednostce czasu, ΔE — bezwzględna energetyczna zdolność rozdzielcza spektrometru, T — przepuszczalność.

Na rys. 6 przedstawiono widmo energetyczne elektronów przeliczone z zależności $I = I(U)$. Pomijając istnienie wyraźnych maksimum na prawym i lewym krańcach widma widzimy, że dolna krzywa nie wykazuje obecności żadnych linii. Przy dziesięciokrotnym powiększeniu skali pionowej staje się zauważalny niewielki pik. Jednak określenie jego parametrów, jak położenie maksimum, wartość maksimum czy szerokość połówkowa jest trudne ze względu na duże tło. Dopiero zastosowanie specjalnej techniki detekcji umożliwiła rejestrację linii Augera.



Rys. 6. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych $N(E)$ i $\frac{dN(E)}{dE}$ dla próbki srebra. Widmo uzyskane przy użyciu CMA i zastosowaniu wiązki pierwotnej o energii $E_p = 1$ kV i natężeniu

$$J_p = 40 \mu\text{A}$$

3.3. Technika detekcji

W celu uwidocznienia linii Augera w widmie stosuje się różniczkowanie sygnału. Na wolno liniowo narastające napięcie nakłada się szybkozmienną składową sinusoidalną o małej amplitudzie. Wypadkowe napięcie w danej chwili równe jest:

$$U = a \cdot t + b \cdot \cos \omega t. \quad (12)$$

Ponieważ składowa liniowa w ciągu wielu okresów składowej periodycznej pozostaje praktycznie stała, to można przyjąć, że w określonej chwili napięcie wynosi

$$U = U_0 + b \cdot \cos \omega t. \quad (13)$$

Związana z tym chwilowym napięciem energia elektronów równa jest

$$E = E_0 + A \cdot \cos \omega t. \quad (14)$$

W takim razie rejestrowane natężenie prądu $I(E) = I(E_0 + A \cdot \cos \omega t)$. Rozwijając tę funkcję na szereg wokół E_0 otrzymamy

$$I(E) = I(E_0) + \sum_{n=1}^{\infty} I^{(n)}(E_0) \cdot \frac{A^n}{n!} (\cos \omega t)^n. \quad (15)$$

Jeśli skorzystamy ze wzoru Eulera i dwumianu Newtona, wzór (14) można przepisać w postaci

$$I(E) = \sum_{n=0}^{\infty} 2 \cos(\omega t)^n \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(n+m)! m!} \left(\frac{A}{2}\right)^{n+2m} I^{(n+2m)}(E_0). \quad (16)$$

Z wyrażenia tego można wyłączyć wyrazy niezależne od czasu, dające składową stałą prądu spektrometru: są to wyrazy, dla których $n = 0$. Na składową stałą otrzymamy więc wyrażenie

$$I_s(E) = 2I^{(0)}(E_0) + \frac{A}{2}I^{(2)}(E_0) + \frac{A}{32}I^{(4)}(E_0) + \dots, \quad (17)$$

gdzie $I^{(2)}(E_0)$, $I^{(4)}(E_0)$ oznaczają odpowiednio pochodne drugiego i czwartego rzędu.

Jeśli następnie wybierzemy wyrazy, dla których $n = 1$, to dostaniemy wyrażenie na składową zmienną o częstotliwości napięcia modulującego

$$I_s(E) = \cos \omega t [A \cdot I^{(1)}(E_0) + \frac{A^3}{8}I^{(3)}(E_0) + \frac{A^5}{192}I^{(5)}(E_0) + \dots]. \quad (18)$$

Przez wybór odpowiednio małej wartości amplitudy napięcia zmiennego można spowodować, że w prądzie analizatora składowa o częstotliwości podstawowej będzie praktycznie proporcjonalna do $I^{(1)}(E_0)$. Ponieważ $I = C \cdot E \cdot N(E)$ (gdzie C jest stałą), więc

$$I^{(1)}(E_0) = C \cdot [N(E_0) + E_0 \cdot N^{(1)}(E_0)]. \quad (19)$$

Zatem wybierając składową prądu analizatora o częstości podstawowej rejestrujemy sumę rozkładu energii i iloczynu energii przez rozkład różniczkowy. Składnik proporcjonalny do $N(E_0)$ jest mały z wyjątkiem niskich energii (≤ 50 eV). Istnieją sposoby wyeliminowania tego członu z sygnału [12]. Możliwe jest również uzyskanie czystego sygnału różniczkowego przez zastosowanie odpowiedniego dzielnika napięcia [13]. Na otrzymanym rozkładzie $\frac{dN(E)}{dE}$ nawet słabe linie stają się wyraźnie widoczne, jak na rys. 6.

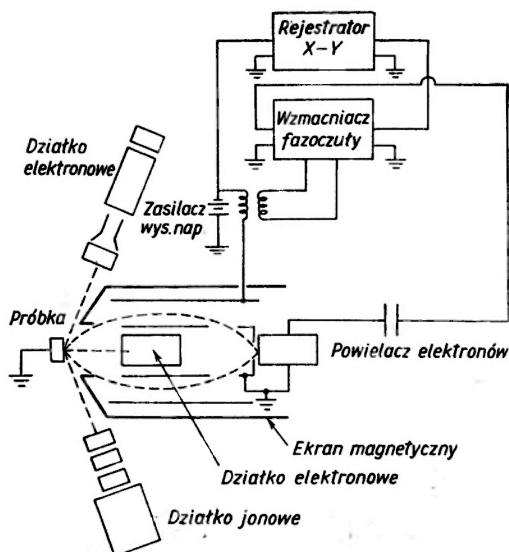
3.4. Układ pomiarowy z CMA

Układ z analizatorem cylindrycznym, służący do detekcji elektronów Augera, przedstawia rys. 7. Głównymi jego elementami są: działo elektronowe wytwarzające wiązkę elektronów pierwotnych bombardujących badaną próbkę, działo jonowe służące do czyszczenia powierzchni oraz do zdejmowania profilu składu chemicznego, detektor i powielacz elektronów umieszczone za CMA, manipulator oraz analizator cylindryczny. CMA umieszczony jest w osłonie magnetycznej w celu wyeliminowania wpływu zewnętrznych pól magnetycznych, zakłócających tory elektronów i obniżających energetyczną zdolność rozdzielczą przyrządu.

Na rysunku zaznaczono również najważniejsze elementy wyposażenia elektronicznego służącego do przeprowadzania pomiarów. Zasilacz napięcia wolno wzrastającego ma biegun ujemny podłączony do zewnętrznego cylindra CMA oraz do wejścia X rejestratora X - Y . Na ujemny potencjał nakłada się sinusoidal-

nie zmienny sygnał, którego częstotliwość zawiera się w granicach od kilku do kilkunastu kHz, a amplituda od około 0,1 V do 20 V. Prąd analizatora, z którego kondensator obcina składową stałą, kierowany jest do wzmacniacza homodynowego, w którym wybierana jest i wzmacniana składowa o częstotliwości ω . Po przejściu przez wzmacniacz, sygnał może być przekazywany do układu elektronicznego (nie zamieszczonego na rysunku) pozwalającego na uzyskanie tylko sygnału $\frac{dN(E)}{dE}$ (o czym była mowa w poprzednim podrozdziale). Następnie sygnał zapisywany jest przez rejestrator X-Y.

Widmo przedstawione na rysunku 6 zostało otrzymane przy użyciu analizatora cylindrycznego. Rozkład $N(E)$ wykazuje obecność ostrego maksimum



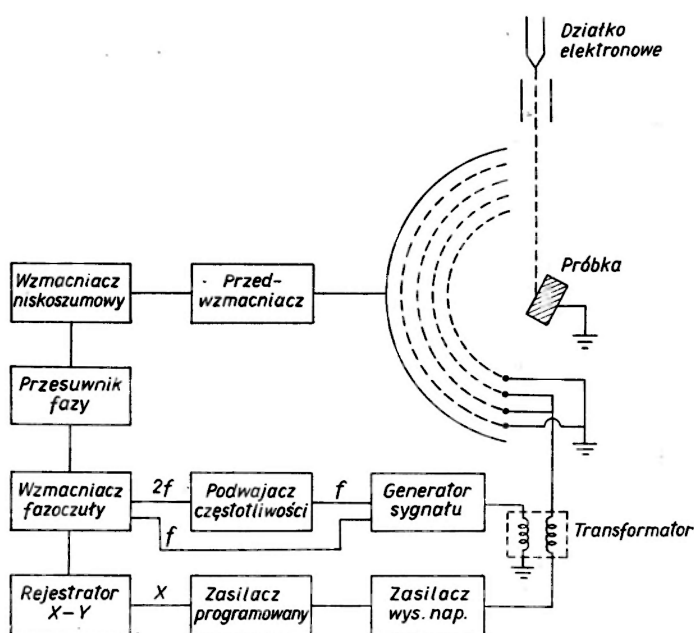
Rys. 7. Układ pomiarowy z analizatorem cylindrycznym

przypadającego na wysokoenergetyczny kraniec widma. Maksimum to tworzą elektrony wiązki padającej rozproszone elastycznie do tyłu, a zatem posiadające energię kinetyczną równą energii wiązki pierwotnej. Linia ta ma ostry kształt oraz dobrze określoną wartość energii i z tego względu jest używana do skalowania spektrometru. Po stronie niskich wartości energii w rozkładzie pojawia się także maksimum, które tworzą tzw. elektrony rzeczywiście wtórne. Pochodzą one z kaskad jonizacyjnych inicjowanych przez elektrony pierwotne. Widmo elektronów powstających w tym procesie wykazuje wzrost w miarę malenia energii. Na wykresie widać także, że poziom tła w obszarze dostatecznie odległym od obu skrajnych maksimum rośnie liniowo z energią. Spowodowane jest to stałą wartością względnej energetycznej zdolności rozdzielczej spektrometru. Dzięki temu natężenie prądu rejestrowanego jest proporcjonalne do energii.

3.5. Układ pomiarowy ze spektrometrem siatkowym

W spektroskopii elektronów Augera wykorzystuje się także siatkowe spektrometry sferyczne. Przyrządy tego rodzaju stosowane są w układach służących do badań powierzchni w oparciu o dyfrakcję elektronów niskoenergetycznych (LEED). Poważną korzyścią wynikającą z zastosowania spektrometru siatkowego jest zatem możliwość połączenia obu technik badawczych, tzn. LEED i AES. Dla celów samej tylko AES lepszym przyrządem jest CMA, o czym będzie mowa w dalszej części tego rozdziału.

Spośród różnych odmian siatkowych spektrometrów sferycznych najczęściej używany jest wariant czterosiatkowy schematycznie przedstawiony wraz z układem pomiarowym na rys. 8. Sam analizator składa się z czterech sferycznych



Rys. 8. Typowe wyposażenie układu pomiarowego z czterosiatkowym analizatorem koncentrycznym

koncentrycznych siatek ze stałym kolektorem. Siatki zbudowane są z oczek o przezroczystości 90%. Szerokość analizatora wynosi około 14 cm. Emisję elektronów z próbki wywołuje zewnętrzne działko elektronowe wytwarzające wiązkę elektronów pierwotnych o energii 1–5 keV i natężeniu 1–50 μA . Próbkę powinna być umieszczona w środku sfery, aby elektrony nie wędrowały bezpośrednio do kolektora. Z tego samego powodu konieczne jest utrzymywanie w otoczeniu próbki stałych pól magnetycznych i elektrycznych. Uzyskuje się to m. in. przez umieszczenie próbki i pierwszej siatki na potencjale Ziemi.

Druga i trzecia siatka analizatora są połączone elektrycznie i znajdują się na potencjale ujemnym. Przy pewnej określonej wartości potencjału, wszystkie elektrony emitowane z energiami wyższymi od energii pola hamującego, wytworzonego przez ten potencjał, osiągają kolektor. Elektrony posiadające energię niższą są zawracane z powrotem przez potencjał siatki. Dla uzyskania rozkładów $N(E)$ i $\frac{dN(E)}{dE}$ stosuje się technikę detekcji podobną do opisanej

już poprzednio. Na napięcie hamujące siatek 2 i 3 nakłada się małe napięcie modulujące. Po wzmocnieniu wstępnym składowa zmienna prądu przechodzi przez wzmacniacz fazoczuły, gdzie porównywana jest z sygnałem o częstotliwości f (krzywa $N(E)$) lub $2f$ (krzywa $\frac{dN(E)}{dE}$). Wszystkie składowe o częstotliwościach innych niż f lub $2f$ nie są przepuszczane. Ponieważ między sygnałem zmiennym z analizatora a sygnałem bazowym może istnieć różnica faz, przed wzmacniaczem fazoczułym znajduje się przesuwnik fazy. Z wyjścia wzmacniacza sygnał podawany jest na wejście Y rejestratora X - Y . Na wejście X kierowane jest napięcie proporcjonalne do napięcia hamującego siatek.

Analizator cylindryczny rejestruje prąd 10^4 razy mniejszy niż analizator siatkowy. Zbierane przez niego elektrony tworzą małą wiązkę, co powoduje, że szumy powielacza i wzmacniacza są niewielkie. Analizator siatkowy ma szumy 100 razy większe, stąd przy tym samym natężeniu rejestrowanej wiązki stosunek sygnału do poziomu szumów jest mniejszy. Wymaga to użycia wyższego napięcia modulującego, co w konsekwencji obniża rozdzielczość analizatora siatkowego. CMA ma rozdzielczość większą, nie zmieniającą się z energią. Również jeśli chodzi o przepuszczalność, CMA jest analizatorem lepszym, posiadającym przepuszczalność około $E/50$ razy większą niż analizator siatkowy przy energiach wyższych od 50 eV. Poniżej tej granicy CMA ma przepuszczalność mniejszą ze względu na wpływ zaburzeń obcych pól magnetycznych i elektrycznych. Czas zbierania danych jest przy pracy z CMA około 10^4 razy krótszy.

4. Eksperymentalna intensywność linii

4.1. Czynniki wpływające na rejestrowaną intensywność linii

Analiza ilościowa składu chemicznego badanej próbki opiera się na pomiarze intensywności linii przy czym pod pojęciem intensywności rozumiemy mierzoną wartość natężenia prądu elektronów Augera. Natężenie to określone jest przez szereg czynników

$$I = I_p \cdot T \cdot R \cdot E \cdot n \cdot B \cdot N \cdot \sigma \cdot \psi \cdot \lambda \cdot r, \quad (20)$$

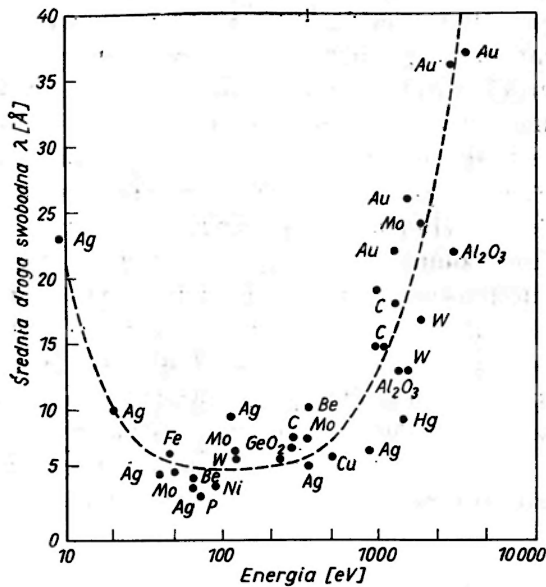
gdzie: I_p — natężenie wiązki pierwotnej, T — przepuszczalność przyrządu, $R = \frac{\Delta E}{E}$, E — energia rejestrowanej linii Augera, n — koncentracja atomów

w próbce, B — współczynnik rozpraszania wstecznego, N — koncentracja atomów pierwiastka, którego linię rejestrujemy, σ — przekrój czynny na jonizację w odpowiedniej powłoce atomu, ψ — prawdopodobieństwo zajścia procesu Augera, λ — średnia droga swobodna elektronów o energii równej linii Augera w materiale próbki, r — współczynnik chropowatości powierzchni.

W powyższym wyrażeniu pominięto wpływ mniej istotnych czynników, jak np. czułość kolektora elektronów itp. Czynniki określające warunki pomiaru możemy zgrupować razem i wówczas otrzymamy

$$I = C \cdot B \cdot n \cdot N \cdot \sigma \cdot \psi \cdot \lambda \cdot r, \quad (21)$$

gdzie: $C = T \cdot R \cdot E \cdot I_p$. Występowanie w (21) współczynników n , N i T jest zrozumiałe i nie ma potrzeby dokładniejszego ich omawiania. Omówimy natomiast wpływ pozostałych wielkości na intensywność linii.

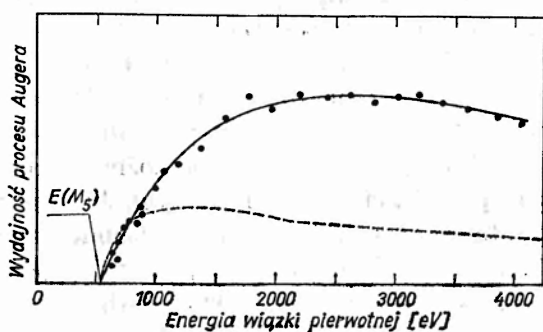


Rys. 9. Zmiana średniej drogi swobodnej λ w zależności od energii kinetycznej emitowanego elektronu

Najważniejszym czynnikiem z punktu widzenia analizy ilościowej w (21) jest λ . Zależy on głównie od energii i rodzaju materiału próbki, a w mniejszym stopniu od kąta padania wiązki pierwotnej i kąta emisji. Średnia droga swobodna λ jest około 5-krotnie mniejsza od głębokości wnikania elektronów pierwotnych (ze względu na mniejszą energię elektronów Augera w stosunku do energii wiązki pierwotnej). Z tego powodu analizowana objętość jest mniejsza od objętości, w której następuje kreacja elektronów Augera. Na rys. 9 przedstawiono doświadczalne wartości λ dla różnych materiałów. Minimalna wartość osiągana jest przy energii 75 eV i wynosi około 5 Å. Przy energiach wyższych

λ nie zmienia się praktycznie do około 500 eV, po czym wyraźnie rośnie. Rozrzut punktów pomiarowych jest duży, gdyż są to punkty odpowiadające różnym pierwiastkom. Istnienie jednak wspólnej dla nich wszystkich tendencji świadczy o słabej zależności od Z .

Doświadczalne wyznaczanie wartości przekroju czynnego na jonizację σ jest trudne. Spowodowane jest to faktem, iż część elektronów wytworzonych w drodze jonizacji przez elektrony pierwotne ma energię wyższą od energii $E(W)$ jonizacji poziomu, który bierze udział w procesie Augera, wskutek czego mogą one również inicjować ten proces. Ponadto jonizację danego poziomu powodują również elektrony wtórnie rozproszone. W praktyce używa się wiązek elektronowych o energii kilkakrotnie wyższej od energii jonizacji rozpatrywanego poziomu. Postępowanie takie znajduje uzasadnienie w obserwowanej zależności wydajności procesu Augera od energii E_p wiązki pierwotnej. Rys. 10 przed-



Rys. 10. Eksperymentalna (linia ciągła) i teoretyczna (linia przerywana) krzywa wydajności procesu Augera dla energii wiązki pierwotnej dla przejścia $M_5N_5N_5$ w antymonie

stawia tę zależność dla linii $M_5N_5N_5$ antymonu. Widać, że maksimum wydajności przypada dla $E_p \approx 5E(M_5)$. Dla innych materiałów przebieg krzywej wykazuje podobny charakter — maksimum wydajności obserwuje się dla $4E(W) \lesssim E_p \lesssim 7E(W)$. Krzywa teoretyczna jest znormalizowana z doświadczalną przy $E = 1,5E(W)$. Istniejąca rozbieżność między dwiema krzywymi jest prawdopodobnie spowodowana faktem, iż w krzywej teoretycznej nie uwzględniono jonizacji przez elektrony rozproszone „do tyłu” oraz jonizacji poziomu M_5 przez elektrony powstałe w wyniku jonizacji wyższych stanów o energii wyższej od $E(M_5)$.

Czynnik rozpraszania wstecznego B jest również bardzo trudny do niezależnego doświadczalnego wyznaczenia. Jego wartość jest zwykle oszacowywana w sposób pośredni. Goto, Ishikawa i inni w [14] otrzymali dla berylu wartość $B = 1,1$ ($E_p = 1$ keV). Dla Si i Ag wartość B zmienia się w granicach 1,20–1,25 w zależności od energii wiązki elektronów pierwotnych. Dla innych materiałów i innych wartości energii B zmienia się w granicach 1,0–1,4.

Jak zauważyliśmy uprzednio, przejście Augera jest tylko jednym z możliwych sposobów powrotu atomu do stanu równowagi po jonizacji w powłoce W .

Przy szacowaniu prawdopodobieństwa wystąpienia procesu Augera zakłada się, że występują tylko dwa zjawiska: przejście Augera oraz fluorescencja rentgenowska. Zanedbuje się procesy wielofotonowe, inne procesy wieloelektrowe oraz wzbudzenia plazmonowe. Przy takich założeniach możemy zapisać, że $\psi = 1 - \Phi$, gdzie Φ oznacza prawdopodobieństwo wystąpienia fluorescencji rentgenowskiej.

Ostatnią z wielkości występujących w (21) jest współczynnik chropowatości r . Określa się go jako stosunek wysokości pików Augera dla próbki o powierzchni chropowatej do wysokości pików w widmie otrzymanym dla próbki o powierzchni gładkiej. Według Changa [15] współczynnik r zależy od kształtu powierzchni, lecz nie w skali bezwzględnej. Np. powierzchnia sinusoidalna o amplitudzie A i okresie b ma ten sam współczynnik chropowatości co powierzchnia o amplitudzie A' i okresie b' , jeśli $A'/b' = A/b$. Przy różnym stosunku A/b dla różnych powierzchni, r jest mniejszy dla większego A/b . Chropowatość wpływa na wielkość sygnału pośrednio poprzez zależność prawdopodobieństwa ucieczki elektronu od r . Prawdopodobieństwo to jest większe dla powierzchni gładkiej, gdyż w przypadku powierzchni chropowatej elektron po opuszczeniu powierzchni może zostać z powrotem wychwycony. Z podstawowymi sugestiami Changa dotyczącymi niemożności podania ogólnej teorii na temat wpływu chropowatości na wielkość sygnału Augera oraz wskazującymi, że r zależy od kształtu nierówności, a nie ich rozmieszczenia na powierzchni zgadza się w swoim artykule Holloway [16]. Wyniki jego nie potwierdziły natomiast przypuszczenia Changa, że stosowanie wiązki pierwotnej padającej pod niewielkimi kątami do próbki zmniejsza wpływ chropowatości na wielkość sygnału. Przeprowadzając pomiary zarówno przy użyciu CMA, jak i analizatora siatkowego oraz zmieniając kąty padania wiązki pierwotnej, Holloway stwierdził wpływ chropowatości na otrzymaną intensywność linii przy dowolnym kącie padania elektronów pierwotnych.

4.2. Analiza ilościowa

Ze względu na to, że na mierzoną intensywność linii składa się wiele czynników, których dokładne określenie jest utrudnione z powodu zbyt małej liczby szczegółowych danych doświadczalnych oraz braku odpowiednio rozwiniętych metod teoretycznych, analiza ilościowa natrafia niekiedy na duże przeszkody. Mimo tych trudności stosuje się AES do ilościowej analizy składu chemicznego, przy czym porównanie wyników uzyskanych dzięki AES z wynikami uzyskanymi innymi metodami wykazuje rozbieżność rzędu 30–40% (często zgodność jest znacznie lepsza — rzędu 5%).

Wyznaczenie koncentracji określonego pierwiastka w badanej próbce bezpośrednio z pomiaru prądu Augera wymaga znajomości wartości wszystkich czynników w (20). Jest to możliwe tylko w nielicznych przypadkach. Często używa się więc metody polegającej na porównywaniu prądu Augera badanej próbki z prądem dla próbki wzorcowej. Jeżeli zachowamy stałe warunki po-

miaru, to

$$\frac{I}{I_0} = \frac{B \cdot n \cdot N \cdot \sigma \cdot \lambda \cdot r}{B_0 \cdot n_0 \cdot N_0 \cdot \sigma_0 \cdot \lambda_0 \cdot r_0} \quad (22)$$

Dla próbek podobnych można założyć: $B \approx B_0$, $n \approx n_0$, $\sigma \approx \sigma_0$, $\lambda \approx \lambda_0$ oraz $r \approx r_0$. Wówczas

$$N = N_0 \cdot \frac{I}{I_0} \quad (23)$$

Jeżeli próbki nie są podobne, to wyznaczanie koncentracji jest bardziej złożone. Można wtedy co najwyżej założyć, że $B \approx B_0$. Pozostałe współczynniki muszą być znane. Określenie koncentracji i -tego pierwiastka z równania (23) jest możliwe, jeśli znane jest natężenie I_i linii odpowiadającej przejściu Augera w atomie i -tego pierwiastka. Idealnym sposobem wyznaczania I_i jest pomiar powierzchni pod krzywą $N(E)$. Jednak ze względu na powszechnie stosowaną metodę otrzymywania widma różniczkowego, najczęściej szacuje się I_i z krzywej $\frac{dN(E)}{dE}$. Pomiar ten polega na zmierzeniu wysokości pików (tzw. odległość peak —

to peak). Sposób ten jest względnie dokładny jedynie w przypadku, gdy kształt linii nie zmienia się ze składem. Ma to miejsce niezwykle rzadko. Najczęściej zmianie składu chemicznego towarzyszy zmiana wysokości pików oraz poszerzenie linii. Pomiar wysokości pików daje wtedy niedokładną wartość I_i . Chcąc poprawić dokładność w przypadku otrzymywania rozkładu $\frac{dN(E)}{dE}$, całkuje się numerycznie krzywą różniczkową i następnie oblicza się I_i jak przy rozkładzie $N(E)$. Pozwala to na przeprowadzenie zarówno analizy jakościowej jak i ilościowej podczas otrzymywania widma różniczkowego.

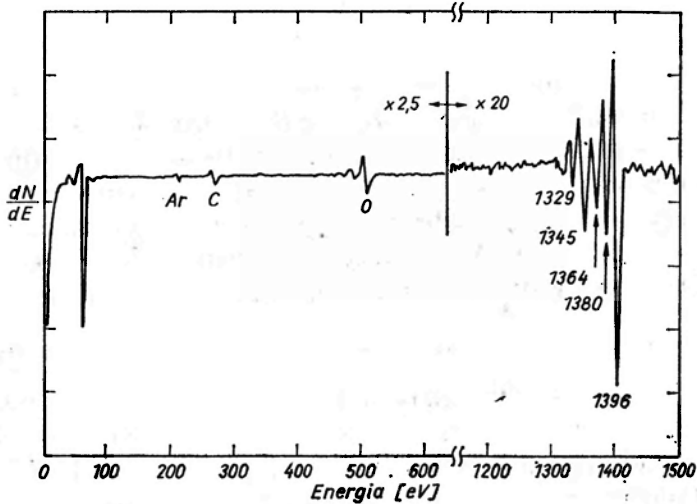
Prądy najbardziej intensywnych linii Augera stanowią około $10^{-4} I_p$. Typowa wartość $I_p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ A.

5. Widmo elektronów Augera

Rys. 11 przedstawia typowe widmo różniczkowe elektronów Augera. Widmo to otrzymano dla czystego Al przy zastosowaniu analizatora cylindrycznego PHI 10-234 GC o przepuszczalności 10% i zdolności rozdzielczej 0,6%. W czasie pomiaru utrzymywano stały prąd wiązki pierwotnej $I_p = 50 \mu\text{A}$. Energia wiązki elektronów pierwotnych była równa 3 keV ([17]).

Na wykresie można wyróżnić dwie charakterystyczne grupy pików. Pierwsza z nich występuje w wysokoenergetycznej części widma i odpowiada przejściu *KLL* w glinie. Najwyraźniejszy pik z tej grupy o energii 1396 eV ma kształt najczęściej spotykany w analizie AES. Kształt zarówno górnej, jak i dolnej części pików jest ostry, a wysokość obydwu części jest niemalże ta sama. Nie jest to regułą w przypadku widm innych pierwiastków i związków. Często

spotyka się piki o ostrym kształcie dolnej części i łagodnym przebiegu części górnej. Zazwyczaj mają one asymetryczny kształt, tzn. dolna część jest wyraźnie większa od górnej. Ze względu na to przyjęto przyjmować energię dolnej części piku za energię przejścia. Po stronie energii niższych od przejść *KLL* występują piki o monotonicznie obniżających się amplitudach. Są to piki



Rys. 11. Widmo różniczkowe dla próbki Al

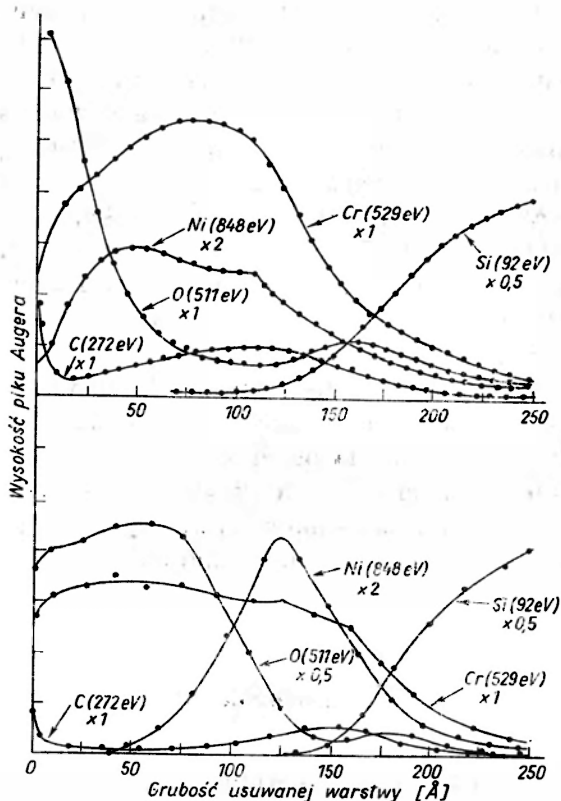
powstałe w wyniku wzbudzeń plazmonowych w materiale próbki. Z prawej strony przejść *KLL* występują piki o nierégularnym kształcie. Są one wynikiem przejść *KLV*.

Druga rodzina pików, występująca w niskoenergetycznej części widma, odpowiada przejściom *LMM* w Al. Najwyraźniejszemu pikowi odpowiada energia 68 eV. W pobliżu tego piku występują dwa mniejsze, dające się odróżnić, o energiach 52 eV i 39 eV. Pierwszy z nich jest rezultatem strat energii na skutek wzbudzeń plazmonów objętościowych przy przejściu *LMM*. Drugi natomiast powstaje prawdopodobnie na skutek analogicznych strat podczas przejść pomiędzy orbitalami molekularnymi Al-O.

Oprócz wymienionych linii, w widmie występują również linie powstałe na skutek przejść Augera w atomach zaadsorbowanych (lub wdyfundowanych) na powierzchni Al. Najwyraźniejszej spośród nich odpowiada energia ok. 500 eV. Linie tę można zidentyfikować jako przejście *KLL* w tlenie. Wysokość piku O_{KLL} świadczy o dość dużym stopniu utlenienia Al. Pik występujący przy energii ok. 270 eV jest pikiem pochodzącym od przejścia *KLL* w C. Z kolei pojawienie się piku o energii ok. 215 eV można wytłumaczyć obecnością argonu w próbce. Prawdopodobnie jest to argon zaimplantowany w procesie czyszczenia jonowego powierzchni Al.

6. Profil składu chemicznego

AES może być z powodzeniem stosowana do określania zmiany składu chemicznego wewnątrz badanego materiału. Informacje na temat zmiany koncentracji poszczególnych pierwiastków uzyskuje się przez bombardowanie powierzchni próbki strumieniem jonów gazu szlachetnego (najczęściej Ar^+) z jednoczesnym zdejmowaniem widma elektronów Augera. Wiązka jonów powoduje usuwanie zewnętrznych warstw materiału, a rejestrowane linie Augera pozwalają identyfikować zawarte w badanej warstwie pierwiastki. Zmiana intensywności obserwowanych linii pozwala określić zmianę ich koncentracji, czyli otrzymać zależność koncentracji pierwiastków od grubości usuniętej warstwy.



Rys. 12. Profil składu chemicznego warstwy NiCr. Górna część rysunku przedstawia sytuację bezpośrednio po naniesieniu warstwy, dolna część została wykonana po wygrzaniu warstwy przez 30 sekund w atmosferze powietrza

Jest to tzw. profil składu chemicznego. Stosowana podczas pomiaru wiązka jonów ma średnicę do kilku milimetrów, natomiast typowa średnica wiązki elektronowej jest rzędu kilkudziesięciu mikrometrów. Energię bombardujących

jonów zmienia się w granicach od 200 eV do 5000 eV. Przy energii większej od 1 keV wydajność rozpylania dla najczęściej stosowanej wiązki jonów Ar^+ jest większa od jedności dla większości materiałów. Szybkość usuwania warstwy przekracza wartość $1 \frac{\text{Å} \cdot \text{cm}^2}{\text{min} \cdot \mu\text{A}}$. Ponieważ gęstości wiązki jonów są zazwyczaj

większe od $50 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, więc przy odpowiednio długim czasie pomiaru można usunąć warstwę zewnętrzną próbki o grubości do $1 \mu\text{m}$.

Określenie profilu składu chemicznego znalazło najszersze zastosowanie w technologii cienkich warstw. Przykładem takiego zastosowania może być analiza składu cienkiej warstwy nichromu naniesionej na podłoże krzemowe. Rysunek 12 przedstawia profil składu dla warstwy NiCr o grubości 150 Å . Górna część rysunku została wykonana bezpośrednio po naniesieniu warstwy. Oprócz linii Ni, Cr i Si widoczne są także linie tlenu (zaadsorbowany + wdyfundowany) i węgla (zaadsorbowany). Dolna część rys. 12 przedstawia profil składu warstwy NiCr po wygrzaniu jej w temperaturze 450°C na powietrzu w czasie 30 sekund. Z rysunku tego widać, że wygrzewanie spowodowało utlenienie chromu w pobliżu powierzchni warstwy oraz migrację niklu na granicę warstwy z Si. Zmiany te tłumaczą stwierdzony wzrost oporności warstwy oraz polepszenie stabilności temperaturowej oporności.

Nie zawsze szybkość usuwania różnych pierwiastków podczas bombardowania powierzchni strumieniem jonów jest jednakowa. Bardzo często wydajność rozpraszania niektórych składników jest większa od pozostałych. Färber [18] podczas badania profilu składu stopów Ag-Au, Ag-Cu i Au-Cu zauważył, że jeden ze składników jest z reguły usuwany intensywniej. Np. przy określaniu składu Ag-Au stwierdzono szybsze rozpraszanie srebra. Złoto, które było usuwane wolniej, tworzyło na powierzchni strukturę stożkową. Podobne efekty stwierdzono przy badaniu innych układów dwuskładnikowych. Zjawisko niejednakowego rozpraszania składników powierzchni komplikuje analizę ilościową tym bardziej, że mechanizm samego zjawiska nie jest jeszcze dokładnie poznany.

7. Zastosowanie AES

Spektroskopia elektronów Augera znajduje zastosowanie we wszystkich tych dziedzinach, w których niezbędna jest znajomość stanu powierzchni. Szczególnie duże możliwości wykorzystania ma AES w mikroelektronice, technologii półprzewodników oraz w badaniach metali. W każdej z tych dziedzin własności i skład obszaru przypowierzchniowego ciała stałego determinuje w sposób zasadniczy parametry otrzymywanych elementów.

Wspomnieliśmy poprzednio o możliwości określania składu cienkich warstw przy badaniu profilu metodą AES. W analogiczny sposób można analizować skład powierzchni elementów otrzymywanych w technologii układów scalonych.

Oprócz określania profilu składu ciekawe możliwości analizy stwarza połączenie rastrowego skaningowego mikroskopu elektronowego ze spektrometrem elektronów Augera. Spektrometr elektronów działa jak filtr energetyczny elektronów wtórnych tworzących obraz. Nastawienie układu na energię odpowiedniej linii umożliwi uzyskanie rozkładu określonego pierwiastka na badanej powierzchni.

Pomiar profilu składu badanego materiału umożliwia również śledzenie reakcji chemicznych oraz procesów dyfuzji. Jest to bardzo przydatne w technologii półprzewodników, gdzie informacje na ten temat są bardzo cenne. Metodą AES można także badać własności struktur MOS, a ostatnio próbuje się określać położenie złącz *p-n*. Przeszkodą, na jaką natrafia zastosowanie spektroskopii elektronów Augera w technologii półprzewodników jest efekt gromadzenia się ujemnego ładunku na powierzchni próbki. Efekt ten występuje w większym lub mniejszym stopniu podczas badania wszystkich półprzewodników i dielektryków. Próbuje się temu przeciwdziałać przez stosowanie wiązki elektronów pierwotnych skierowanej pod niewielkim kątem do próbki oraz wybranie odpowiedniego zakresu energii wiązki (najczęściej ok. 1 keV), co pozwala na zwiększenie współczynnika emisji wtórnej.

W badaniach metali AES stosowana jest głównie do określania wpływu stanu powierzchni na własności mechaniczne metalu. W badaniach tych dobre rezultaty daje wykorzystanie opisanego już mikroskopu elektronowego ze spektrometrem elektronów. Mierząc nim skład na granicy ziaren można określić twardość materiału, uprzywilejowane krawędzie i płaszczyzny pęknięć itp. Analiza widma AES przed i po wygrzaniu metalu pozwala obserwować zjawisko segregacji domieszek oraz ich dyfuzji z wnętrza materiału na powierzchnię. Na podstawie otrzymanej topografii powierzchni można wnioskować o aktywności katalitycznej metalu, jego odporności na korozję, twardości i innych własnościach.

Cennych informacji na temat własności stopów oraz warstw nakładanych elektrolitycznie dostarcza profil składu chemicznego. W przypadku stopów uzyskuje się dane na temat składu stopu na odpowiedniej głębokości, a niekiedy możliwe jest także ustalenie przejść fazowych. Przy pomiarze widma Augera warstw elektrolitycznych otrzymuje się informacje nie tylko o składzie warstw, lecz również o ich adhezji, wytrzymałości mechanicznej oraz wpływie składu na własności elektryczne.

Przytoczone przykłady nie wyczerpują wszystkich zastosowań AES. Jest ona stosowana także w wielu innych dziedzinach nauki i techniki jako jedna z najpopularniejszych metod do identyfikacji wszystkich pierwiastków oprócz wodoru i helu. Użycie do pomiarów analizatora cylindrycznego zwiększyło czułość metody oraz umożliwiło lepszą analizę zarówno jakościową jak i ilościową. Otrzymane tą metodą wyniki pozostają w bardzo dobrej zgodności z wynikami otrzymanymi innymi metodami. Z tego powodu spektroskopia elektronów Augera znajduje coraz szersze zastosowanie jako jedna z najbardziej uniwersalnych technik analizy składu powierzchni.

Literatura

- [1] J. J. Lander, *Phys. Rev.* **91**, 1382 (1953).
- [2] R. E. Weber, W. T. Peria, *J. Appl. Phys.* **38**, 4355 (1967).
- [3] L. A. Harris, *J. Appl. Phys.* **39**, 1419 (1968).
- [4] P. W. Palmberg, G. K. Bohn, J. C. Tracy, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 254 (1969).
- [5] P. Auger, *J. Phys. Radium* **6**, 205 (1925).
- [6] P. Auger, *Surface Sci.* **48**, 1 (1975).
- [7] F. P. Larkins, *J. Phys.* **B9**, 47 (1976).
- [8] S. P. Kowalczyk, R. A. Pollak, F. R. McFeely, L. Ley, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B9**, 381 (1974).
- [9] S. P. Kowalczyk, R. A. Pollak, F. R. McFeely, L. Ley, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B8**, 2387 (1973).
- [10] L. Fiermans, R. Hoogewijs, J. Vennik, *Surface Sci.* **47**, 1 (1975).
- [11] P. Weightman, E. D. Roberts, C. E. Johnson, *J. Phys.* **C8**, 550 (1975).
- [12] R. L. Gerlach, *J. Vac. Sci. Techn.* **9**, 1043 (1972).
- [13] D. J. Pocker, *Rev. Sci. Instrum.* **46**, 105 (1975).
- [14] K. Goto, T. Koshikawa, R. Shimizu, K. Ishikawa, *Japan. J. Appl. Phys., Suppl.* **2**, 633 (1974).
- [15] C. C. Chang w *Characterization of Solid Surfaces*, P. F. Kane, G. B. Larrabee, Plenum Press, New York 1974.
- [16] P. H. Holloway, *J. Electron Spectrosc.* **7**, 215 (1975).
- [17] P. W. Palmberg, G. E. Riach, R. E. Weber, N. C. MacDonald, *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*, Physical Electronics Ind. Inc., Edina, Minnesota 1972.
- [18] W. Färber, G. Betz, P. Braun, *Nuclear Instrum. Methods* **132**, 351 (1976).

N O W O Ś C I N A U K O W E

Brian Southworth

CERN, Genewa

Wykorzystanie ciężkich jonów do syntezy termojądrowej ***Heavy Ion Route to Fusion**

Abstract: Report on an Energy Research and Development Administration (ERDA) Summer Study which looked at the feasibility of using high energy heavy ions to achieve inertial fusion.

Od początku 1976 r. daje się zaobserwować wykładniczy wzrost zainteresowania możliwością wykorzystania wiązek ciężkich jonów do przeprowadzenia syntezy termojądrowej deuteru i trytu. Zainteresowanie to koncentruje się głównie w USA. W ostatnich dwu tygodniach lipca 1976 r. Departament Rozwoju i Badań Energetyki (ERDA) zorganizował w Berkeley letnie studium nad wykorzystaniem ciężkich jonów do reakcji syntezy, poświęcone ocenie przydatności metod ciężkich jonów i rozstrzygnięcia, na jakich problemach należy w tym celu skupić prace badawcze i rozwojowe. W pracach studium brało udział około 60 fizyków z 15 instytutów fizyki reakcji syntezy, fizyki jądrowej i akceleratorowej.

Od około 25 lat fizycy próbują ujarzmić syntezę termojądrową i wykorzystać ją jako praktyczne źródło energii. Z dwu sposobów otrzymywania energii jądrowej, reakcja syntezy lekkich jąder jest o wiele atrakcyjniejsza od reakcji rozszczepienia ciężkich jąder. W reakcji syntezy uzyskuje się więcej energii oraz wykorzystuje się paliwo (wodór, lub dokładniej mówiąc, jego izotopy: deuter i tryt), którego zapasy są praktycznie niewyczerpywalne, podczas gdy zasoby uranu do reakcji rozszczepienia są ograniczone. Za procesem syntezy przemawia też konieczność ochrony środowiska; mniej będzie prawdopodobnie problemów z zapewnieniem bezpieczeństwa i usuwaniem odpadów promieniotwórczych.

Jądra pierwiastków znajdujących się w pobliżu środka układu okresowego są silniej związane niż jądra lekkie lub ciężkie. Aby wytworzyć jądra lżejsze lub cięższe z jąder silnie związanych, należy dostarczyć energii. Na odwrót, rozszczepienie jąder ciężkich lub synteza

* Artykuł, opublikowany w czasopiśmie *CERN Courier* 16, nr 9 (1976), został przetłumaczony za zgodą Wydawcy (przyp. red.).

jąder lekkich prowadzi do wyzwolenia się energii. Rozszczepienie ciężkich jąder jest procesem praktycznie wykorzystywanym i jest ono źródłem energii w obecnych reaktorach jądrowych. Natomiast, jak dotąd, praktycznie nie wykorzystuje się reakcji syntezy jąder lekkich (pominając użycie jej jako broni jądrowej). Reakcja ta wymaga bowiem wysokich temperatur i dużych gęstości materii jądrowej i nie udało się dotąd utrzymać takich warunków dostatecznie długo, aby otrzymać energię netto.

Obecne prace nad zbudowaniem reaktorów syntezy termojądrowej prowadzone są dwiema drogami*. Pierwsza wiąże nadzieje z pułapkami magnetycznymi, tzn. z odpowiednimi konfiguracjami pola magnetycznego (toroidalnymi lub zwierciadlanymi) mającymi utrzymać gęstą gorącą plazmę przez odpowiedni okres czasu. Najbardziej obiecującymi rozwiązaniami tego typu są aparaty Tokamak, zbudowane po raz pierwszy w Związku Radzieckim a konstruowane obecnie na całym świecie. Najnowszymi wersjami tej aparatury są reaktor TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) budowany w Princeton (USA), reaktor J-T 60 projektowany w Japonii, reaktor T-20 w Związku Radzieckim i projektowany w Europie Zachodniej reaktor JET (Joint European Torus), którego lokalizacja nie została jeszcze ustalona.

Druga, nowsza droga do reakcji syntezy polega na wykorzystaniu dużych gęstości mocy, jakie można uzyskać przy użyciu laserów, do spowodowania implozji mieszaniny deuteru i trytu (DT) uformowanej w postaci kulki. Wiązki laserowe, bombardujące taką kulkę ze wszystkich stron, mogłyby spowodować powstanie warunków do przebiegu reakcji termojądrowej. Najpotężniejszym obecnie urządzeniem laserowym jest laser Argus w Laboratorium Lawrence'a w Livermore, mający osiągnąć moc 1 TW (1 TW = 10^{12} W).

Pokrewna ideom laserowym, i wskazująca drogę do użycia ciężkich jonów, jest technika wykorzystania wiązek elektronów do uzyskania syntezy termojądrowej. W laboratoriach Sandia w USA uruchomiono w 1975 r. prototyp aparatury Proto I i pokazano, że za pomocą wiązek elektronów można już teraz uzyskać moc 2 TW w impulsie o długości 24 ns. Obecnie rozpoczynają się doświadczenia z kulką deuterowo-trytową oraz projektowane jest uruchomienie w końcu 1976 r. aparatury Proto II o czterokrotnie większej mocy. Jest nadzieja, że pieniądze na budowę akceleratora EBFA (Electron Beam Fusion Accelerator) będą przyznane w roku finansowym 1977. W Instytucie Kurczatowa w Związku Radzieckim testuje się obecnie system ANGARA o mocy 1 TW oraz planuje się ukończenie w ciągu pięciu lat akceleratora o energii 5 MJ.

W pracach z pułapkami magnetycznymi osiągnięto duży postęp w otrzymaniu koniecznych temperatur, gęstości i parametrów czasowych. Jest jednak jeszcze wiele do zrobienia. Systemy laserowe są ciągle poniżej wymaganej gęstości mocy oraz mają kłopoty z częstością powtarzania impulsów. Te właśnie fakty skłoniły kilku odważnych ludzi spośród specjalistów od akceleratorów wysokich energii, aby rozważyły możliwość użycia wiązek ciężkich jonów zamiast laserów czy elektronów.

W 1975 r. M. Clauser z Laboratorium Sandia wykonał pewne rachunki dotyczące użycia wiązki protonów. Okazało się, że dla osiągnięcia procesu krytycznego, w którym otrzymuje się tyle energii, ile jej dostarczone do zapoczątkowania syntezy, potrzebna jest wiązka protonów o energii 10 MeV i mocy 60 TW bombardująca kulkę DT o masie 10 μ g. Czas zapłonu wynosi wtedy 6 ns, co daje energię początkową 360 kJ. Rozważano kulkę DT umieszczoną w osłonce ze złota o grubości 0,22 mm. Protony przenikałyby w złocie na głębokość 0,17 mm i pozostała cienka warstwa złota ścisnęłaby kulkę DT. (Jedynie około 8 kJ energii początkowej zapewniłoby warunki potrzebne do syntezy.)

Obliczenia te pokazują, w jakiej „scenerii” należy umieścić układ do kontrolowanej syntezy termojądrowej. Wymagane są wiązki o energii około 1 MJ w impulsie krótszym niż 10 ns. Dla specjalistów od akceleratorów liczby te nie są bardzo odstrasżające. Np. w przecinających się pierścieniach akumulujących (ISR) w CERN-ie każdy z pierścieni ma energię wiązki

* Aktualny stan badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową będzie szerzej omówiony w artykule M. Sadowskiego w jednym z najbliższych nrów „Postępów Fizyki” (Przyp. Red.).

około 2 MJ ($4 \cdot 10^{14}$ protonów o energii 30 GeV). Jednak protony nie są skoncentrowane w impuls krótszy niż 10 ns! Dla otrzymania energii rzędu megadżuli w impulsach o długości kilku nanosekund zaproponowano kilka systemów przyspieszania jonów do wysokich energii.

Najciekawsze rozwiązania przedstawili: A. W. Maschke z Brookhaven, który współpracował z fizykami z Laboratorium Lawrence'a w Livermore, R. Martin i R. C. Arnold z Argonne oraz D. Keefe z Laboratorium Lawrence'a w Berkeley, który część pracy wykonał w Instytucie Fizyki Plazmy w Princeton. Al Maschke rozważył akceleratory jonów uranu o energii 100 GeV zarówno w wersji synchrotronu, jak i akceleratora liniowego. Ron Martin i Richard Arnold zbadali akcelerator i pierścień akumulujący o energii 40 GeV dla jonów jodowodoru. Denis Keefe rozważył liniowy akcelerator indukcyjny o energii 25 GeV (korzystając z doświadczeń w Berkeley z tak wysokoprądowymi urządzeniami przy uruchamianiu akceleratora ERA (Electron Ring Accelerator)).

Chociaż systemy te zostały opracowane dość dokładnie nie ma sensu omawiać ich tutaj bardziej szczegółowo, gdyż trzeba jeszcze włożyć wiele pracy, aby wybrać jeden z nich. Warto jednakże powiedzieć, że wiele problemów technologicznych jest już pokonanych. Źródła jonów o odpowiednim natężeniu wymagają jeszcze dopracowania, ale prawdopodobnie uda się je otrzymać bez większych kłopotów. Np. w Oak Ridge znajduje się źródło jonów uranu o natężeniu 1 A, a w Berkeley w lipcu 1976 r. osiągnięto natężenie 10 A ze źródła jonów ksenonu. Proponowane synchrotrony, pierścienie akumulujące oraz układy prowadzące wiązkę nie różnią się zasadniczo od obecnie stosowanych. Problemy związane z promieniowaniem wiązki, ogniskowaniem przestrzennym i czasowym, niestabilnością, wielokrotnym wstrzykiwaniem wiązki oraz prowadzeniem wielu wiązek można będzie rozwiązać.

Pozostają natomiast pewne istotne pytania dotyczące techniki przyspieszania, na które trzeba będzie odpowiedzieć. Najważniejsze związane są z wartościami przekrojów czynnych na wymianę ładunkową między jonami w wiązkach oraz między jonami wiązki a cząsteczkami gazu znajdującymi się w obszarze próżni. Proponowane rozwiązania wykorzystują potrójnie zjonizowane jony uranu lub jednokrotnie zjonizowane jony jodowodoru. Pojawienie się reakcji wymiany ładunkowej spowoduje ubywanie jonów z wiązki.

Jeśli przekroje czynne na wymianę ładunkową wewnątrz wiązek są duże, wówczas ograniczony jest czas, w którym można utrzymać ich duże gęstości. Dyktowałoby to wybór raczej szybkich metod przyspieszania i akumulacji. Również należałoby wykorzystywać jony wielokrotnie zjonizowane (dla których przekroje te są mniejsze) pod warunkiem, że siły odpychania kulombowskiego nie byłyby zbyt duże. Jeśli przekroje czynne na oddziaływanie wymiany ładunkowej między wiązką a resztkami gazu byłyby duże, konieczna byłaby wysoka próżnia (po skonstruowaniu ISR nie jest to dużym problemem). Znalezienie odpowiedzi na powyższe pytania nie będzie proste, chociaż pewne wnioski można będzie otrzymać z pracy urządzeń Bevalac w Berkeley i Unilac w Darmstadt.

Wiele trzeba jeszcze wykonać badań nad tarczami DT oraz projektami reaktorów, gdyż nikt jeszcze nie przeprowadził efektywnie syntezy termojądrowej. Jednym z problemów nurtujących ludzi pracujących nad osiągnięciem kontrolowanej reakcji syntezy przy użyciu laserów jest początkowy etap ogrzewania się mieszaniny deuterowo-trytowej. Dopóki nie otrzyma się impulsów światła laserowego mających 90% energii w ostatnich 10% czasu trwania impulsu, zbyt dużo energii osiągałoby kulkę DT przed nadejściem głównej fali uderzeniowej. Ogrzewanie to spowodowałoby powstanie warunków utrudniających implozję. Ten sam problem występuje przy bombardowaniu ciężkimi jonami.

Specjaliści od tarcz jądrowych mają jednak nadzieję, że będzie można odpowiednio zaprojektować kulkę DT. Większość pomysłów dotyczących ukształtowania kulki pochodzi z prac z laserami, głównie z Laboratorium Lawrence'a w Livermore.

Należy jeszcze zastanowić się, jak przy rozsądnych kosztach można wykazać doświadczalnie słuszność koncepcji wykorzystania ciężkich jonów do otrzymania reakcji syntezy. Na letnim studium panowało ogólne przekonanie, że jeśli powyższe problemy zostaną pozytywnie rozwiązane, to specjaliści od akceleratorów zaprojektują układ, który zda egzamin.

Udowodnili oni, jak chyba nikt inny, że są mistrzami w swojej specjalności, a także potrafią dokładnie określić koszty budowy.

Za wcześniej jest jeszcze dyskutować o kosztach, warto jednak już podkreślić, że jest raczej mało prawdopodobne, aby energia uzyskana z reakcji syntezy przy użyciu ciężkich jonów była tańsza niż z obecnie dostępnych źródeł. Urządzenie uzyskujące energię z syntezy, składające się z kilku reaktorów zasilanych z jednego akceleratora, będzie prawdopodobnie kosztować około miliarda dolarów. Kontrolowana reakcja termojądrowa ma jednak te zalety, które przedstawiliśmy w artykule, i od dawna jest największą nadzieją ludzkości jako źródło energii.

Jest zaskakujące, że w przeciągu paru miesięcy tak wiele entuzjazmu i zainteresowania wzbudziła metoda uzyskania syntezy przy pomocy wiązek ciężkich jonów. Zdumiewa także fakt, że początkowe idee przeżyły dwutygodniowe badania ekspertów od reakcji syntezy i akceleratorów i jeszcze się umocniły. Panuje wyraźny optymizm, że koncepcje te są prawidłowe i możliwe technologicznie do zrealizowania. Temat jest tak ważny, że musi być kontynuowany.

Tłumaczył *Jan Kalinowski*

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Ewa Ziółkowska, Henryk Szydłowski

Instytut Fizyki
Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza
Poznań

Próba wdrożenia problemowej metody laboratoryjnej w pracowni fizycznej I

Testing of a Problem Method of Education in the Physics Laboratory I

Abstract: A new "problem method" of education in the university physics I laboratory based on the mathematical statistics is presented. The choice of the experimental topic from a list of I laboratory experiments and of the adequate measuring method is left to the student, who has then to work out a statistical analysis by himself. The new method has been introduced tentatively in the Physics Laboratory I of A. Mickiewicz University in the academic year 1975/76 and its effectivity is now reported.

1. Problemowa metoda laboratoryjna

W Pracowni Fizycznej I Instytutu Fizyki UAM wprowadzono metody pomiarów i analizy danych oparte na statystyce matematycznej [1]. W przyjętym modelu [2] realizuje się następujący program:

- w pierwszym semestrze studiów prowadzony jest wykład i ćwiczenia z „Teorii pomiarów” [3] — w wymiarze po 2 godziny tygodniowo. Program tych zajęć obejmuje wybrane zagadnienia ze statystyki matematycznej. Udział w zajęciach biorą wszyscy studenci fizyki, a studentów sekcji nienauczycielskiej obowiązuje egzamin.
- w drugim semestrze studenci wykonują pierwszą część pracowni I, na którą składają się doświadczenia z dwóch działów: mechaniki i elektryczności. Łącznie 10 doświadczeń po 4 godziny tygodniowo.
- w semestrze trzecim realizowana jest pracownia elektroniki.
- w semestrze czwartym studenci wykonują doświadczenia w pozostałych dwóch działach pracowni I: fale i własności materii. Łącznie 12 doświadczeń po 3 godziny tygodniowo.

Przy takim układzie wykłady z fizyki ogólnej wyprzedzają tematycznie pracownię fizyczną I.

Zajęcia w pracowni prowadzone były dotychczas tradycyjną metodą laboratoryjną, w której studenci wykonują doświadczenia według instrukcji określających ściśle sposób wykonania pomiarów, zakres niezbędnej wiedzy oraz stosowaną w danym przypadku aparaturę. Sytuacja taka nie zmusza do samodzielności i pozwala uzyskać żądane wyniki kosztem niewielkiego nakładu pracy. Metoda tradycyjna posiada poważne wady. Pierwszą wadą jest to, że studenci często ograniczają przygotowanie teoretyczne do niezbędnego minimum, zawartego w podręcznikach do pracowni. Drugą wadą jest związana z faktem wykonywania doświadczeń wedle szczegółowych instrukcji. W wielu przypadkach prowadzi to do mechanicznego i bezmyślnego wykonywania pomiarów i obliczeń.

Stwierdzono, że wraz z wprowadzeniem statystycznych metod pomiarów i analizy danych częstość występowania wyżej wymienionych wad maleje. Zwiększył się jednak znacznie nakład pracy potrzebny do wykonania wszystkich pomiarów i obliczeń zawartych w instrukcji (instrukcje i podręczniki do pracowni nie uległy zmianie wraz z wprowadzeniem metod statystycznych). Okazało się, że przeprowadzenie pełnej analizy statystycznej, polegającej na: wykonaniu pomiarów próbnych, planowaniu pomiarów końcowych, ich realizacji, statystycznym opracowaniu wyników i wnioskowaniu statystycznym, jest bardzo czasochłonne.

Celem przewyżczenia wad metody tradycyjnej oraz trudności powstałych w wyniku wprowadzenia statystyki matematycznej zastosowano na próbę problemową metodę laboratoryjną. Metoda ta może polegać na wyborze [4]: a) tematu doświadczenia w danym dziale, b) aparatury pomiarowej przy realizacji określonego tematu, c) jednego zespołu pomiarów spośród wszystkich możliwych do wykonania na danym zestawie aparatury.

Ze względów organizacyjnych oraz masowości pracowni fizycznej I, w praktyce, pełna realizacja wariantu a) i b) jest bardzo utrudniona. W związku z wcześniejszym opanowaniem przez studentów statystyki matematycznej wybrano wariant c).

Realizacja metody problemowej odbyła się na bazie dawnej pracowni. Tematy wykonywane i opracowywane w całości w metodzie tradycyjnej, przy stosowaniu metody problemowej zostały rozbite na dwa lub trzy zagadnienia, z których student wybiera i opracowuje tylko jedno. Pozwala to na zmniejszenie ilości pomiarów w każdym z doświadczeń, a tym samym na zwiększenie precyzji ich wykonania i przeprowadzenie dokładnej analizy otrzymanych wyników. Od studenta wymaga się także uzasadnienia dokonanego wyboru, co automatycznie zmusza go do szerszego zapoznania się z zagadnieniem fizycznym, będącym przedmiotem eksperymentu — eliminuje to tym samym zbyt ograniczone przygotowanie teoretyczne, charakterystyczne dla metody tradycyjnej.

Poniżej podajemy przykłady rozbitcia tematów na zagadnienia problemowe.

Wyznaczanie modułu Younga metodą strzałki ugięcia.

- I. Dla prętów z różnych materiałów identycznie zamocowanych.
- II. Dla jednego pręta przy dwóch różnych sposobach podparcia.
- III. Dla prętów o różnych kształtach wykonanych z tego samego materiału.

Badanie zderzeń.

- I. Badanie zderzeń sprężystych.
- II. Badanie zderzeń niesprężystych.
- III. Badanie zgodności wyników pomiarów masy wahadła wyznaczonej ze zderzeń (sprężystych lub niesprężystych) i z pomiarów geometrycznych.

Wyznaczanie prędkości bieżącej fali głosowej.

- I. Przy stałym położeniu mikrofonu.
- II. Przy stałej częstotliwości.

Pomiar długości mikrofal.

- I. Badanie zgodności wyników pomiaru długości fali w powietrzu i w falowodzie.
- II. Sprawdzanie zgodności doświadczalnych i teoretycznych wartości długości fali w falowodzie.
- III. Badanie polaryzacji fali oraz równoległości wiązki.

2. Wyniki eksperymentalnego wdrożenia problemowej metody laboratoryjnej

Badania przeprowadzono w czasie jednego semestru nauczania, na dwóch pierwszych latach fizyki nienauczycielskiej UAM. Metodę problemową wprowadzono w dwóch działach pracowni I: w dziale mechanika na pierwszym roku i w dziale fale na drugim roku. Pozostałe działy prowadzone były metodą tradycyjną. Każda grupa studentów wykonywała zatem połowę ćwiczeń metodą tradycyjną, a połowę metodą problemową. Jest to równoważne z wprowadzeniem podziału krzyżowego [5]. Wykonywanie doświadczeń metodą problemową było zalecane, lecz nie obowiązkowe. Poziom obydwóch lat poddanych badaniom był zróżnicowany. Przeciętna ocena z pracowni wynosiła dla studentów pierwszego roku — 4, a studentów drugiego roku — 3,3.

W niniejszych badaniach efektywność nowej metody oceniono w oparciu o dokładną analizę protokołów z wykonywanych doświadczeń oraz odpowiedzi ankietowe studentów.

Analizę poddano ponad 85% wszystkich protokołów. Zwrócono tu szczególną uwagę na: 1. planowanie pomiarów, 2. analizę statystyczną, 3. zastosowanie metody problemowej.

Planowanie pomiarów uznawano za wykonane, jeśli w protokołach zamieszczone były wyniki pomiarów próbných oraz wysunięte z nich wnioski dotyczące pomiarów końcowych. Analizę statystyczną uznawano za pełną, gdy przeprowadzona była ocena niepewności pomiarowych i poprawne wnioskowanie statystyczne. Przyjęto, że student wykonał doświadczenie metodą problemową, jeżeli wybrał jedno z zagadnień i opracował je zgodnie ze stanowiącymi wymaganiami.

Wyniki analizy protokołów dotyczące planowania i analizy statystycznej zebrano w tabeli I.

Tabela 1

metoda	I i II rok			I rok			II rok		
	T 1	P 2	T+P 3	T 4	P 5	T+P 6	T 7	P 8	T+P 9
liczba badanych protokołów	491	469	960	255	258	513	236	211	447
liczba planowań w %	22,8	39	30,7	31,8	24	27,9	13,1	57,3	34
liczba pełnych analiz statystycznych w %	23,4	63,1	42,8	29,8	75,6	52,6	16,5	47,9	31,3

T — metoda tradycyjna, P — metoda problemowa.

Zgodnie z przyjętymi kryteriami 88,3% protokołów z działów mechanika i fale wykonano metodą problemową.

Wyniki analizy protokołów uzupełniły badania ankietowe przeprowadzone po zakończeniu semestru. Odpowiedzi uzyskano od 84 studentów pierwszego i drugiego roku, co stanowi 79% ogółu. W niektórych odpowiedziach studenci nie rozróżniali metody tradycyjnej i problemowej. Ankieta zawierała między innymi pytania:

1. W ilu doświadczeniach wykonałeś planowanie pomiarów?
2. W ilu doświadczeniach przeprowadziłeś wnioskowanie statystyczne?
3. Czy wykłady i ćwiczenia z „Teorii pomiarów” uważasz za dostateczne przygotowanie do pracowni?
4. Którą z metod (tradycyjną czy problemową) uważasz za lepszą z punktu widzenia: a) teorii zjawiska, b) zapoznania się z aparaturą.
5. Czy opracowanie wyników z doświadczeń prowadzonych metodą problemową jest mniej czasochłonne?

Wyniki ankiety są następujące (wszystkie wyniki podajemy w procentach):

1. Planowanie pomiarów wykonano w 61,3% doświadczeń.
2. Wnioskowanie statystyczne przeprowadzono w 60% doświadczeń.
3. Przygotowanie z metod statystycznych uważa za wystarczające 83,4% studentów.
4. Metodę problemową uważa za lepszą z punktu widzenia: a) teorii zjawiska — 75% studentów, b) zapoznania się z aparaturą — 65,5% studentów (w czterech ankietach brak było odpowiedzi).
5. 60% studentów uważa, że metoda problemowa skraca czas opracowania wyników.

Planowanie pomiarów i analizę statystyczną oceniono zatem w dwojaki sposób: poprzez analizę protokołów oraz subiektywną ocenę studentów. W ocenie liczby planowań występuje dość duża rozbieżność między wynikami uzyskanymi drogą analizy i odpowiedzi ankietowych. Wynik ankietowy jest wyższy od wyniku zamieszczonego w kolumnie trzeciej tabeli I. Ponadto w danych uzyskanych z analizy protokołów w przypadku pierwszego roku występuje pewna nieprawidłowość — większy procent planowań przy metodzie tradycyjnej. Przyczyną są tu między innymi przyjęte kryteria oceny protokołów. Dokładniejsza analiza wyników pomiarów końcowych zamieszczonych w protokołach prowadzi bowiem do wniosku, że w niektórych przypadkach planowanie musiało być wykonane, pomimo iż jego rezultatów nie zamieszczono w protokole. Bez planowania uzyskanie zamieszczonych w opracowaniu wyników było niemożliwe. Wyniki ankietowe dotyczące wnioskowania także różnią się nieco od wyników uzyskanych z analizy protokołów. W tym przypadku zaznacza się jedynie niższy procent dla drugiego roku, spowodowany zarówno ogólnie niższym poziomem tego roku, jak i pewną rutyną nabytą przez studentów w trakcie poprzednich zajęć w pracowniach, prowadzącą często do zbyt skrótego ujęcia wnioskowania statystycznego. Warto też zauważyć, że różnice kształtujące się między poszczególnymi wynikami uzyskanymi z ankiety i z protokołów, są także spowodowane subiektywnością wypowiedzi ankietowanych.

Odpowiedzi ankietowe dotyczące pytania trzeciego zdaje się potwierdzać fakt, że zwroty protokołów dotyczyły przeważnie tylko szczegółów analizy statystycznej lub złych obliczeń numerycznych w przeciwieństwie do kierunków niefizycznych i do okresu kiedy studenci fizyki przystępowali do zajęć w pracowni bez uprzedniego przygotowania z „Teorii pomiarów”, gdy zwroty protokołów dotyczyły najczęściej podstawowych zagadnień związanych z obliczaniem i oceną niepewności pomiarowych.

Z uzyskanych danych bezsprzecznie wynika, że przy stosowaniu metody problemowej wzrasta, dla pierwszego i drugiego roku łącznie, w dużym stopniu procent protokołów, w których występuje planowanie pomiarów oraz pełna analiza statystyczna. Metoda problemowa wymagająca mniejszej liczby pomiarów, lecz stawiająca wyższe wymagania pozwala więc studentowi na lepsze dotarcie do istoty eksperymentu fizycznego i dokładną analizę jego wyników, co jest głównym zadaniem pracowni fizycznej I.

Reasumując wszystkie wyniki dochodzimy do wniosku, że metoda problemowa prowadzi do lepszych rezultatów niż metoda tradycyjna.

Przedstawiona praca stanowi pierwszą próbę wprowadzenia omówionej wyżej wersji problemowej metody laboratoryjnej w pracowni fizycznej I.

Planuje się przeprowadzenie dalszych udoskonaleń metody problemowej, odpowiedniego przygotowania kadry oraz bardziej szczegółowych badań nad efektywnością samej metody

Literatura

- [1] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* 23, 583 (1972).
- [2] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* 25, 567 (1974).
- [3] *Teoria pomiarów*, pod red. H. Szydłowskiego, PWN, Warszawa 1974.
- [4] L. Nedelský, *Am. J. Phys.* 26, 2 (1958).
- [5] Cz. Kupisiewicz, *O efektywności nauczania problemowego*, PWN, Warszawa 1973.

Barbara Wojtowicz-Natanson

Instytut Technologii Elektronowej
przy Naukowo-Produkcyjnym Centrum Półprzewodnikowym
Warszawa

Kilka uwag na temat przygotowania fizyków do pracy w przemyśle *

Some Problems Concerning the Education and Training of Physicists for Industry

Abstract: The question is considered how "industrial" physicists should be educated — in particular whether and how much should their studies differ from those of other physicists.

Zastanawiając się jak powinien być przygotowany fizyk do pracy w przemyśle zaczniemy od przypomnienia, jak przebiega typowe kształcenie fizyka. Student fizyki zaczyna od kursu fizyki podstawowej — mechaniki klasycznej, termodynamiki, elektromagnetyzmu, optyki, poznaje podstawy fizyki jądrowej, fizyki atomowej i fizyki ciała stałego, mechaniki kwantowej i teorii względności. Ta część studiów odgrywa zasadniczą rolę w formowaniu fizyka, nie tylko dlatego, że daje mu konieczną wiedzę, ale przede wszystkim dlatego, że wyrabia w nim właściwe podejście do problemów fizycznych, właściwy sposób rozumowania.

Poszczególne gałęzie fizyki rozwijają się teraz szybko w oddzielne nauki. Student fizyki w pierwszych latach swoich studiów poznaje wspólny pień, z którego te gałęzie wyrosły. Obecnie zdarza się, że jeden fizyk nie rozumie pracy innego fizyka, niemniej łatwiej jest im znaleźć wspólny język niż np. fizykowi i matematykowi czy fizykowi i chemikowi.

Po przejściu kursu podstawowego przyszły fizyk rozpoczyna studia wybranej gałęzi fizyki, np. fizyki jądrowej czy fizyki ciała stałego i wreszcie przystępuje do pracy badawczej, eksperymentalnej lub teoretycznej, którą wieńczy uzyskanie dyplomu. Wtedy zaczyna szukać pracy. Może wybierać między nauczaniem, badaniami podstawowymi i pracą w przemyśle. Nauczanie na poziomie akademickim i praca badawcza idą zwykle w parze.

Fizyk, który podejmie pracę w przemyśle, stykać się tam będzie z inżynierami, wykształconymi przez odpowiedni wydział politechniki: elektroniczny, chemiczny, mechaniczny czy inny. Studenci politechniki przechodzą także kurs fizyki, lecz w ich studiach nacisk położony jest na inne przedmioty.

Ani przemysł, ani komunikacja, ani inne usługi nie mogłyby działać bez stałego wkładu pracy inżynierów. Nawet te ich czynności, które mają raczej charakter rutyniczny i może będą kiedyś w przyszłości przejmowane przez coraz doskonalsze automaty, są wręcz niezbędne

* Artykuł oparty na referacie przyjętym na konferencję "Physics in Industry" w Dublinie, 9-12 marca 1976.

dla życia gospodarczego. Jednak postęp techniczny jest niemożliwy bez udziału elity inżynierów, ludzi twórczych, zdolnych do poczęcia i rozwijania nowych idei.

Jeśli chodzi o fizyków pracujących w przemyśle, sytuacja jest dość podobna. Istnieje wiele metod dawno opracowanych w laboratoriach fizycznych, które dopiero stosunkowo niedawno zaczynają być stosowane w przemyśle. Oczywiście, że fizycy są lepiej przygotowani do stosowania tych metod niż inżynierowie, ale to znowu są zadania raczej rutyniczne.

Natomiast rzeczywisty, znaczący postęp techniczny jest wynikiem wspólnego wysiłku twórczych inżynierów i twórczych fizyków dążących razem do jednego celu. Fizyk i inżynier nie powinni ze sobą konkurować, nie powinni próbować zastępować jeden drugiego. Ich wkłady muszą się wzajemnie uzupełniać. Inżynier, oczywiście, wie znacznie więcej o stronie praktycznej danej gałęzi produkcji, lepiej ją rozumie i jest lepiej przygotowany do rozwiązywania problemów technologicznych. Natomiast fizyk, ze względu na swoją formację, powinien posiadać głębszy i szerszy wgląd w procesy fizyczne leżące u podstaw danej produkcji. Wnosi on także swoje charakterystyczne podejście do związanych z tym problemów, a to w wielu przypadkach może być bardzo cenne.

Nie powinno chyba budzić wątpliwości, że fizyk pracujący w przemyśle musi poznać problemy technologiczne danej produkcji, ale jeśli jest dobrym fizykiem, nie sprawi mu to większej trudności.

Z powyższych rozważań nasuwa się wniosek, że kształcenie fizyka, który ma pracować w przemyśle, nie powinno różnić się zasadniczo od kształcenia innych fizyków. Trzeba aby pozostał on fizykiem, a nie stał się niedokształconym inżynierem.

Warto może poruszyć jeszcze jedną kwestię — dlaczego młodzi ludzie, chłopcy czy dziewczyny, decydują się zostać fizykami? Różne mogą być tego przyczyny, ale w większości przypadków wchodzi chyba w grę świadome lub podświadome pragnienie uzyskania dwóch rodzajów satysfakcji. Przede wszystkim satysfakcji zdobycia wiedzy fizycznej. Fizyka stale się rozwija i zmienia i reprezentuje najwyższe chyba osiągnięcie intelektu ludzkiego. Zrozumienie wielkich koncepcji fizyki powinno dać głębszą satysfakcję niż kontemplacja wielkiego dzieła sztuki. To jest jednak tylko bierna satysfakcja. Co naprawdę musi przyciągać młodych ludzi do fizyki, to perspektywa aktywnego udziału w rozszerzaniu naszej wiedzy, to możliwość zrobienia osobistego, choćby nawet niewielkiego, wkładu w to dzieło. Powstaje pytanie czy praca nad zastosowaniami fizyki w przemyśle może przynieść tę satysfakcję. Czy fizyk zajmujący się praktycznymi problemami technicznymi czuje się może kimś gorszym od fizyka zajmującego się badaniami podstawowymi? Na pewno nie jest łatwo odpowiedzieć na te pytania. Te sprawy nie były chyba nigdy przedmiotem jakiegos poważniejszego studium. Wydaje się jednak, że dla wielu fizyków, szczególnie z młodszej generacji, rozwiązywanie problemów fizyki stosowanej może być równie pociągające i dające zadowolenie jak rozwiązywanie problemów tzw. fizyki „czystej”.

Fizyka stale się zmienia i metody nauczania fizyki również muszą się zmieniać. Zaczęto odrzucać dawne, konwencjonalne, programy nauczania i szukać innych. Jak w nowych systemach ma przebiegać kształcenie fizyków, którzy będą podejmować pracę w przemyśle? Jak już powiedziano wyżej, ich kształcenie nie powinno w zasadzie odbiegać od kształcenia innych fizyków. W nowoczesnych programach studiów kładzie się duży nacisk na zdobycie umiejętności-stosowania nabytej wiedzy teoretycznej do zagadnień praktycznych, wprowadza się dużą ilość zajęć laboratoryjnych. Na tych zajęciach właśnie przyszły fizyk „przemysłowy” powinien poznać nowoczesne metody i techniki pomiarowe, a również nauczyć się traktowania obiektów fizyczne w sposób realistyczny. To realistyczne podejście i umiejętność posługiwania się nowoczesnymi technikami pomiarowymi mają oczywiście ogromną wartość dla fizyka przemysłowego, a więc na pewno w kształceniu tych fizyków trzeba na te sprawy położyć specjalnie duży nacisk. Wydaje mi się jednak, że zdobycie tych umiejętności nie przyniesie szkody również innym fizykom.

W. Lisiecki, W. Scharf: *Spektrometry rozkładów amplitudowych*, PWN, Warszawa 1973, str. 356, cena zł 50.—

Książka pomyślana jest jako monografia, w której w zwięzły i w miarę przystępny sposób omówiono metody stosowane przy pomiarach widm amplitud impulsów elektrycznych. Może być ona z pożytkiem wykorzystana przez tych, którzy w pracy swej stykają się z techniką impulsową.

Książka składa się z 6 rozdziałów i prawie 200 pozycji liczącej bibliografii.

Rozdział pierwszy, traktowany jako wstęp, zawiera definicję podstawowych wielkości związanych z impulsami elektrycznymi. Omówiono w nim przetworniki używane do przekształcenia mierzonych wielkości fizycznych w impulsy elektryczne głównie na przykładzie przetworników używanych w technice jądrowej do pomiaru energii promieniowania jonizującego (liczniki scyntylacyjne, komory jonizacyjne i liczniki proporcjonalne oraz detektory półprzewodnikowe). Wyjaśniono zasady działania i podano typowe parametry uzyskiwanych z nich impulsów. Zdefiniowano tu także takie pojęcia, jak zdolność rozdzielcza, liniowość i stabilność spektrometrów.

W rozdziale drugim opisano układy elektroniczne wykorzystywane do pomiarów amplitudy impulsów. Kolejno omawiane są konstrukcje jedno- i wielokanałowych analizatorów amplitudy, a omawiane zagadnienia ilustrowane są opisami konkretnych rozwiązań konstrukcyjnych. Kolejno omawiane są rozwiązania od najprostszych do bardziej skomplikowanych. Dla kompletności obrazu opisano tu także konstrukcje, które mają dziś tylko wartość historyczną. Podstawowa część rozdziału dotyczy jednak konstrukcji nowych w chwili pisania książki, które do dziś z powodzeniem są stosowane w laboratoriach naszych instytutów.

Kontynuacją tego rozdziału są rozdziały 3 i 4, w których autorzy omawiają metodykę pomiarów prowadzonych przy pomocy spektrometrów, szczególną uwagę zwracając na interpretację uzyskanych wyników.

Pewnego rodzaju podsumowaniem są rozdziały 5 i 6, w których krótko opisano metody pomiaru widm wieloparametrycznych i kilka przykładów zastosowania spektrometrów (technika jądrowa, badanie przestrzeni kosmicznej, badania biomedyczne).

Książka napisana jest przystępnie i pomaga czytelnikowi zarówno zrozumieć zasady pracy spektrometrów jak też zdaje sprawę z możliwości i ograniczeń, które są związane z różnymi spotykanymi rozwiązaniami konstrukcyjnymi. Tekst jest przejrzysty i opatrzony licznymi ilustracjami. Mankamentem książki jest niezbyt starannie przeprowadzona korekta, w wyniku której zapewne podano na rys. 1.26 szybkość liczenia spektrometru ze źródłem wzorcowym prawie 5-krotnie niższą niż tło spektrometru, czy też podana na str. 12 definicja rozkładu amplitudowego, która w podanej formie odnosi się do rozkładu różniczkowego a nie całkowego, jak podają autorzy. Z rezerwą należy także odnosić się do podanych w rozdziałach 3 i 4 dokładności uzyskiwanych przy różnych metodach opracowania wyników, w których np. nie uwzględniono błędów związanych ze statystycznymi fluktuacjami mierzonych wielkości (np. str. 213–215).

Przy ewentualnym wznowieniu książki celowe jest rozszerzenie jej o zagadnienie współpracy z maszynami liczącymi (technika pomiaru "on line") kosztem opisu niektórych mniej ciekawych rozwiązań konstrukcyjnych. Bardzo celowe byłoby także rozszerzenie książki przez uzupełnienie przykładami zastosowań spektrometrów amplitudowych w innych dziedzinach fizyki i techniki a nie ograniczenie się do techniki jądrowej.

E. M. Rogers: *Fizyka dla dociekliwych*. Cz. I. *Materia, ruch, siła*. Tłum. z jęz. ang. W. Frejłak i M. Kubiak, s. 536, cena zł 50.— Cz. II. *Astronomia*. Tłum. z jęz. ang. M. Kubiak, s. 347, cena zł 35.— Cz. III. *Cząsteczki i energia*. Tłum. S. Żukotyński i J. Śniatycki, s. 395, cena zł 35.— Cz. IV. *Elektryczność i magnetyzm*. Tłum. Z. Płochocki, s. 298, cena zł 30.— Cz. V. *Fizyka atomowa i jądrowa*. Tłum. M. Kiekkiewicz, s. 382, cena zł 35.— PWN, Warszawa 1974.

Książka E. M. Rogersa jest już od dość dawna znana na polskim rynku czytelnicy. Niedawno ukazało się już czwarte jej wydanie. Nie ulega wątpliwości, że ma ona wiele zalet dydaktycznych, uczy samodzielnego myślenia i na pewno nie jest nudna. Można ją polecać samoukom, zawiera wiele ciekawych zadań, problemów i opisów doświadczeń. Nie znaczy to jednak, że jest pozbawiona wad, które w większości dotyczą tylko wydania polskiego.

Sformułowania wielu praw fizycznych są dalekie od ścisłości. Na przykład w części IV „Jednakowe ładunki odpychają się, różne ładunki przyciągają się”, w części III w rozdziale 27: „Temperatura jest to ciepota mierzona przy użyciu określonej skali”. Takich przykładów można by zacytować więcej. Zdarzają się i nieścisłości zawinione przez autora, np. definiuje on ciepło jako formę energii, choć we wszystkich nowocześniejszych podręcznikach poświęconych termodynamice podkreśla się, że ciepło nie jest funkcją stanu układu.

Na str. 41 cz. IV czytamy: „przepływające przez drut kulomby...”, a już kilkanaście stron dalej czytamy: „Unikaj posługiwania się nazwami jednostek, kiedy możesz operować nazwami wielkości mierzonych. Powyższe wersje wysławiania się mają posmak braku wykształcenia”. To wszystko po popełnieniu uprzednio tego błędu co najmniej kilkanaście razy. Może należało się zastanowić czy warto uczyć czytelnika polskiego błędnego wysławiania się, aby je potem piętnować, skoro w języku polskim w odróżnieniu od potocznego angielskiego, tego typu zwyczaj nigdy się nie przyjął.

Tłumacz części IV wyjaśnia na str. 23: „autor posługuje się pojęciem prądu w dwojakim znaczeniu: 1. jako nazwa zjawiska fizycznego, 2. jako wielkość charakteryzująca to zjawisko, tzn. natężenie prądu. Używanie tego terminu w dwojakim znaczeniu jest b. popularne”. Język polski jest jednak tutaj bardziej precyzyjny i w żadnym polskim podręczniku nie mówi się o „pomiarze prądu” (cz. IV, Rozdz. 32) i nie formuluje się prawa Ohma w taki sposób: „Stosunek napięcia do prądu równa się stałej zwanej opornością”. Przypadkiem wiem, że w polskiej szkole podstawowej można za takie sformułowanie otrzymać nie bardzo pochlebną ocenę.

Kolejny przykład błędu — tym razem autorskiego. Na str. 320 cz. V znajdujemy następujące uzasadnienie zasady Pauliego: „Załóżmy, że umieścimy kilka identycznych elektronów na tej samej orbicie. Wówczas ich fale stojące dodadzą się do siebie i utworzą pojedynczą falę stojącą. A pojedyncza fala stojąca odpowiada jednemu elektronowi”. Zupełnie jakby autor nie wiedział, jakiego typu jest interferencja fal odpowiadających fermionom. Bardziej zaawansowany czytelnik może ponadto mieć po takim wyjaśnieniu wątpliwości co do słuszności zasady zachowania liczby leptonów.

Wszystkie te przykłady nie powinny jednak pozostawić wrażenia, że książka nie jest pożyteczna. Na przykład bardzo dobre jest przedstawienie kinetyczno-molekularnej teorii budowy materii oraz dostępny dla czytelnika na poziomie szkoły średniej elementarny wykład podstaw teorii względności. *Fizyka dla dociekliwych* nie jest jednak podręcznikiem sensu stricto i myślę, że nie należy jej polecać uczniowi czy studentowi w momencie przygotowywania się do egzaminu. Z dużym prawdopodobieństwem czytelnik taki wybierze z książki nie to, co stanowi o jej wartości, a więc nie tok rozumowania, ale ostateczne sformułowania praw fizycznych, które można znaleźć w innych podręcznikach w znacznie precyzyjniejszej i poprawniejszej formie.

Joanna Stepaniak

PTF

Nagrody 1976

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała trzy równorzędne nagrody naukowe za rok 1976 Irenie Deperasińskiej (Warszawa), Zdzisławowi Ożgo (Poznań) i Januszowi Wilczyńskiemu (Kraków). Ponadto Komisja przyznała wyróżnienia Zbigniewowi Habie (Wrocław) i Bogumiłowi Westwańskiemu (Katowice).

Nagrody dydaktyczne za wybitne osiągnięcia w nauczaniu fizyki otrzymali:

I nagroda — Danuta Brągiel (Opole)

II nagroda — Wanda Słowikowska (Warszawa)

wyróżnienie zespołowe — Stanisław Lipiński, Włodzimierz Zuzga i Tomasz Tratkiewicz (Warszawa)

wyróżnienia indywidualne — Bolesława Twarowska (Warszawa) i Kazimierz Knapiński (Gdańsk)

wyróżnienie pośmiertne — Michał Halaunbrenner (Kraków).

Komisja Nagród Magisterskich w r. 1976 żadnym nagród nie przyznała.

Oddział Warszawski

Podajemy aktualny skład Zarządu Oddziału:

przewodniczący — Aniela Wolska, zastępca przewodniczącego — Henryk Szymczak, sekretarz — Aleksandra Kopystyńska, skarbnik — Krystyna Szczepaniak, członek Zarządu — Ewa Skrzypczak, zastępca sekretarza — Andrzej Jaworowski.

Oddział prowadzi swoją działalność w dużej mierze poprzez poszczególne sekcje, które podajemy poniżej:

Sekcja Dydaktyki Fizyki — Zbigniew Gor-

tel, Henryk Kowalski, Bronisław Orłowski, Jarosław Trylski (przewodniczący).

Sekcja Biofizyki — Wojciech Bulski, Włodzimierz Klonowski (przewodniczący), Włodzimierz Mandrecki, Maria Radwan, Małgorzata Walicka. Delegat Zarządu Oddziału — Ewa Skrzypczak.

Sekcja Mikroskopii Elektronowej — Edmund Igras, Jan Kozubowski (przewodniczący), Tadeusz Warmiński.

Sekcja Fizyki Stosowanej — Mikołaj Aleksiejuk, Maksymilian Pluta, Włodzimierz Zbieranowski (przewodniczący). Delegat Zarządu Oddziału — Henryk Szymczak.

W okresie od listopada 1975 do końca czerwca 1976 odbyło się 10 posiedzeń naukowych organizowanych bądź przez poszczególne sekcje, bądź przez Zarząd Oddziału.

Sekcja Biofizyki bierze udział w organizowaniu Szkoły Biofizyki Teoretycznej pod nazwą „Matematyczne modele regulacji w układach biologicznych“, która odbędzie się w lutym 1977.

Zarząd Oddziału zorganizował cykl odczytów dla młodzieży szkół średnich oraz cykl odczytów dla szerszej publiczności.

Sekcja dydaktyki zainicjowała „Seminarium Fizyki“ dla nauczycieli. Celem seminarium jest opracowywanie dwóch rodzajów problemów: interesujących uczestników z punktu widzenia dydaktyki fizyki oraz interesujących z punktu widzenia wiedzy o aktualnych zagadnieniach fizyki.

Wobec przerwania akcji tzw. Seminarium Zadaniowego dla uczniów szkół średnich, które przynosiło wpływy do kasy Oddziału Zarząd przewiduje w najbliższej przyszłości kłopoty finansowe.

W dniu 30 czerwca 1976 Oddział liczył 374 członków. Od listopada 1975 jedna osoba zrezygnowała z członkostwa, przyjęto zaś 44 nowych członków.

Nowy profesor

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Leszkowi Wojtczakowi, docentowi Uniwersytetu Łódzkiego.

Współpraca w dziedzinie badań przestrzeni kosmicznej

Dnia 13 lipca 1976 przedstawiciele rządów Czechosłowacji, Kuby, Mongolii, NRD, Polski, Rumunii i ZSRR podpisali w Moskwie porozumienie o współpracy w dziedzinie badań i pokojowego wykorzystania przestrzeni kosmicznej.

Ustalono, że badania obejmować będą następujące kierunki:

- badania fizycznych własności przestrzeni kosmicznej
- meteorologia kosmiczna
- kosmiczna biologia i medycyna
- łączność kosmiczna
- badania środowiska przyrodniczego przy pomocy środków kosmicznych.

Współpraca realizowana będzie poprzez wystrzeliwanie obiektów kosmicznych o znaczeniu naukowym i praktycznym, budowę aparatury do badań kosmicznych, prowadzenie wspólnych eksperymentów na rakietach meteorologicznych i geofizycznych, udzielanie wzajemnej pomocy naukowo-technicznej, wymianę dokumentacji naukowo-technicznej.

Materiały Informacyjne PAN, Nr 8, 1976

EPS. Sekcja Fizyki Słońca

Oddział Astronomii i Astrofizyki EPS utworzył Sekcję Fizyki Słońca. Celem nowej Sekcji jest popieranie badań w dziedzinie fizyki Słońca i kierunkach z tym związanych, ułatwianie kontaktów między członkami Sekcji, ułatwianie kontaktów naukowych między zainteresowanymi instytucjami i wymiany personelu naukowego, rozbudzenie zainteresowań młodych naukowców w kierunku fizyki Słońca, organizowanie regularnych spotkań, utrzymywanie kontaktów z innymi zainteresowanymi grupami w obrębie EPS oraz z organizacjami poza obrębem EPS.

Sekcja Fizyki Słońca wywodzi się z dwóch organizacji astronomów słonecznych, które działają już od kilku lat. W r. 1970 grupa fizyków zajmujących się optyką Słońca założyła Wspólną Organizację Obserwatori Słońca (Joint Organization for Solar Observatories — JOSO), która dąży do założenia wspólnego obserwatorium w miejscu specjalnie dogodnym do obserwacji z dużą zdolnością rozdzielczą powierzchni Słońca. W r. 1971 powstała organizacja radioastronomów słonecznych — Komitet Europejskich Radio Astronomów Słonecznych (Committee of European Solar Radio Astronomers — CESRA), którego celem jest ułatwianie współpracy i ustalanie wspólnego programu badawczego. Obie organizacje współpracują ze sobą i wspólnie zorganizowały Europejską Konferencję Słoneczną, która odbyła się we Florencji w lutym 1975.

Sekcja Fizyki Słońca została utworzona ze względu na specjalną rolę, jaką badania słoneczne odgrywają w niektórych gałęziach fizyki i astrifizyki. Fizyka Słońca wiąże się ściśle z takimi działami fizyki jak fizyka atomowa, transport energii promienistej aerodynamika, magnetohydrodynamika i fizyka plazmy. Słońce jest najbliższym laboratorium kosmicznym, w którym można badać wiele problemów fizycznych i astrofizycznych. Stworzenie organizacji fizyków słonecznych w obrębie EPS pozwoli na zacieśnienie kontaktów między różnymi dyscyplinami fizyki.

Sekretarzem tymczasowego zarządu Sekcji jest A. D. Fokker (Utrecht).

Europhysics News 7, No 7/8, 1976

Medal Maxa Plancka

Medal Maxa Plancka za r. 1976 otrzymał od Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego E. C. G. Stueckelberg, profesor emerytowany Uniwersytetu w Genewie, za wybitne prace z mechaniki kwantowej, fizyki molekularnej i termodynamiki.

Nagrody ATF

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne przyznało nagrody w dziedzinie fizyki jądrowej i w dziedzinie fizyki atomowej.

John P. Schiffer otrzymał Nagrodę Toma Bonnora za swój wkład w wyjaśnienie struktury jąder poprzez badania reakcji jądrowych, a w szczególności za badania jądrowych oddziaływań kulombowskich i efektywnych oddziaływań rozszklowych w modelu powłoko-wym jądra. Schiffer jest szarym pracownikiem badawczym w Argonne National Laboratory oraz profesorem Uniwersytetu Chicago. Ugo Fano otrzymał Nagrodę Davisona i Germera, fundowaną przez Bell Laboratory, za swój wkład do teorii struktury zderzeń i przebieg atomowych. Fano jest z pochodzenia Włochem, pracował pod kierunkiem Fermiego w Rzymie, odbywał staż w Heisenberga w Lipsku, od 1939 mieszkał w USA. Przez 20 lat pracował w National Bureau of Standards, gdzie kierował sekcją fizyki jądrowej, od 1966 jest profesorem Uniwersytetu Chicago.

John P. Schiffer otrzymał Nagrodę Toma Bonnora za swój wkład w wyjaśnienie struktury jąder poprzez badania reakcji jądrowych, a w szczególności za badania jądrowych oddziaływań kulombowskich i efektywnych oddziaływań rozszklowych w modelu powłoko-wym jądra. Schiffer jest szarym pracownikiem badawczym w Argonne National Laboratory oraz profesorem Uniwersytetu Chicago. Ugo Fano otrzymał Nagrodę Davisona i Germera, fundowaną przez Bell Laboratory, za swój wkład do teorii struktury zderzeń i przebieg atomowych. Fano jest z pochodzenia Włochem, pracował pod kierunkiem Fermiego w Rzymie, odbywał staż w Heisenberga w Lipsku, od 1939 mieszkał w USA. Przez 20 lat pracował w National Bureau of Standards, gdzie kierował sekcją fizyki jądrowej, od 1966 jest profesorem Uniwersytetu Chicago.

Badania finansowane przez DFG obejmują szeroki zakres problemów, przy czym zwraca się uwagę na stworzenie właściwych form dla badań interdyscyplinarnych.

Budżet DFG jest stosunkowo skromny, bo wynosi około 600 milionów marek rocznie, co nie jest wiele w porównaniu do ogólnej sumy 16 miliardów marek, jakie w RFN sągrywane są na badania naukowe. Jednakże DFG odgrywa ogromnie ważną rolę jako instytucja mająca wielki wpływ na planowanie badań. Jak oświadczyli prof. H. Maier-Leibnitz „kontrolem jest prowadzenie dialogu między władzami a przedstawicielami nauki. Nie-mieckie Towarzystwo Badań Naukowych jest, jako republika uczonych, właśnie idealnym partnerem”.

Prof. No 4, 1976

Litizic w Warszawie

W dniach od 23 września do 3 października 1976 gościem Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego był znany fizyk-teoretyk radziecki E. M. Litizic.

W czasie swego pobytu Litizic wygłosił dwa referaty seminarijne: „Własności modeli kosmologicznych w pobliżu początkowej osobowości” oraz „Teoria sil van der Waalsa”.

Pięćdziesiąt lat spinu elektronowego

W lutym 1976 odbyło się w Nowym Jorku sympozjum urządzone przez Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne i Amerykańskie Sto-waryzstwo Naukowej Fizyki dla uczczenia pięćdziesiątej rocznicy odkrycia spinu elektro-nowego.

John P. Schiffer otrzymał Nagrodę Toma Bonnora za swój wkład w wyjaśnienie struktury jąder poprzez badania reakcji jądrowych, a w szczególności za badania jądrowych oddziaływań kulombowskich i efektywnych oddziaływań rozszklowych w modelu powłoko-wym jądra. Schiffer jest szarym pracownikiem badawczym w Argonne National Laboratory oraz profesorem Uniwersytetu Chicago. Ugo Fano otrzymał Nagrodę Davisona i Germera, fundowaną przez Bell Laboratory, za swój wkład do teorii struktury zderzeń i przebieg atomowych. Fano jest z pochodzenia Włochem, pracował pod kierunkiem Fermiego w Rzymie, odbywał staż w Heisenberga w Lipsku, od 1939 mieszkał w USA. Przez 20 lat pracował w National Bureau of Standards, gdzie kierował sekcją fizyki jądrowej, od 1966 jest profesorem Uniwersytetu Chicago.

Niemieckie Towarzystwo Badań Naukowych

Zeszyt sierpniowy 1976 czasopisma *Profil* przynosi interesujące informacje o Niemieckim Towarzystwie Badań Naukowych (Deutsche Forschungsgesellschaft — DFG) oraz o try-bie rozdzielania funduszków państwowych na cele badawcze w RFN.

Prezsem DFG jest wybitny fizyk prof. H. Maier-Leibnitz, który w poprzedniej kadencji był prezydentem IUPAP.

Istota systemu przyjętego w RFN jest udziałem samych uczonych w decyzjach dotyczących przyznawania środków na określone badania. Ekspertowi wybierani przez kolegów z danej dyscypliny naukowej rozpatrują wnioski, które mogą być składane przez każdego badacza posiadającego właściwe kwalifikacje. Wnioski tych wpływa rocznie około 13 000. Te z nich, które uzyskują pozytywne opinie ekspertów, kierowane są do tzw. Komisji Główniej, złożonej w połowie z przedstawicieli władz federalnych, a w połowie z wybieralnych przedstawicieli nauki. Komisja Główna ostatecznie decyduje o przyjęciu lub odrzuceniu danego wniosku.

„Nie ma planowania bez udziału tych, którzy prowadzą badania” mówi prof. H. Maier-Leibnitz. Wg informacji czasopisma *Profil* 7 — Postępy Fizyki, Tom 28, zeszyt 1

W liście do *Naturwissenschaften* datowanym 17 października 1925 dwaj młodzi fizycy z Leydy G. E. Uhlenbeck i S. Goudsmit wyrazili pogląd, że elektron posiada własny moment pędu i wartości $h/2$ i własny moment magnetyczny o wartości 1 magnetonu Bohra, to jest $eh/2mc$. Dało to podstawę do rozwikłania w sposób konsekwentny i względnie prosty zagadnienia subtelnej budowy linii widmowych.

List do *Naturwissenschaften* Goudsmit i Uhlenbeck oddali P. Ehrenfestowi, pod którego kierunkiem wówczas pracowali. Ehrenfest uznał, że idea Goudsmita i Uhlenbecka jest albo bardzo ważna albo nonsensowna. Po wielu dyskusjach młodzi autorzy skłonni byli uznać tę drugą możliwość, czyli nonsensowność swego pomysłu. Najwyższy autorytet fizyki holenderskiej H. A. Lorentz, którego opinię zasiegali, wskazał na paradoksalne konsekwencje, do których prowadzi hipoteza wirującego elektronu. W rezultacie Goudsmit i Uhlenbeck postanowili zrezygnować z opublikowania swego listu do *Naturwissenschaften*, ale dowiedzieli się ze zdziwieniem, że list został już do redakcji wysłany przez Ehrenfesta, który im powiedział: „Sie sind beide jung genug um sich eine Dummheit leisten zu können“ (jesteście obaj tak młodzi, że możecie sobie pozwolić na wygłupienie się).

Nils Bohr ustosunkował się pozytywnie do pracy Goudsmita i Uhlenbecka i uznał ją za istotny krok w rozwoju fizyki kwantowej. W lutym 1925 r. Goudsmit i Uhlenbeck ogłosili w *Nature* drugi list pt. *Spinning Electrons and the Structure of Spectra*. Wkrótce idea spinu elektronowego zaczęła się powszechnie przyjmować. Dosyć długo opierał się jej Pauli, który wycofał swoje obiekcje dopiero po wyjaśnieniu przez L. H. Thomasa w r. 1926 kwestii „czynnika 2“, tj. faktu, że czynnik giromagnetyczny związany ze spinem elektronu jest dwukrotnie większy niż czynnik giromagnetyczny związany z ruchem orbitalnym elektronu.

W czerwcowym zeszycie *Physics Today* ukazały się interesujące wspomnienia Goudsmita i Uhlenbecka z okresu odkrycia spinu. W swoim wspomnieniu Uhlenbeck pisze m. in., że R. Kronig nieco wcześniej niezależnie doszedł do zupełnie podobnych wniosków co do skantowanego spinu elektronu, ale pod wpływem Pauliego i innych zaniechał publi-

kacji. Po wielu latach (w 1950 r.) Pauli w rozmowie z Uhlenbeckiem przyznał z żalem, że popełnił był wówczas wielki błąd.

Physics Today, June 1976

Historia przełomowych osiągnięć w elektronice

Czasopismo *IEEE Transactions of Electron Devices* poświęciło swój numer z lipca 1976 (ED-23, No 7) historii przełomowych osiągnięć w dziedzinie przyrządów elektronicznych. Redaktorem tego specjalnego zeszytu jest Gerald L. Pearson (Medal Smoluchowskiego 1976). Zeszyt przynosi m. in. następujące artykuły:

W. Shockley — *Droga do koncepcji tranzystora złączowego*

F. M. Smits — *Historia krzemowych baterii słonecznych*

L. Esaki — *Wynalezienie diody tunelowej*

J. S. Kilby — *Wynalezienie obwodu scalonego*

H. J. Welker — *Odkrycie i wykorzystanie związków III—V*

J. B. Gunn — *Odkrycie oscylacji mikrofalowych w GaAs*

A. L. Schawlow — *Masery i lasery*.

Artykuły są szczególnie interesujące i cenne historycznie ze względu na własny wkład autorów w opisywane przez nich osiągnięcia.

Fuzja jądrowa w Lawrence Laboratory

Według informacji udzielonej czasopismu *Physics Today* przez Roberta L. Hirscha w programie badań nad fuzją jądrową prowadzonych w Lawrence Livermore Laboratory około 65% środków ma być skierowanych na prace z urządzeniami typu Tokamak, po 15% na prace ze zwierciadłami magnetycznymi i prace oparte na „Theta-pinch“, a reszta na poszukiwania nowych koncepcji.

Najmniej interesujących wyników otrzymano z „Theta-pinch“. Być może, że ten kierunek w przyszłości ulegnie likwidacji. Natomiast bardzo dobrze postępuje praca z Tokamiakami. Duży sukces osiągnięto z urządzeniem 2X-II-B ze zwierciadłami magnetycznymi. „Dążyliśmy“ — powiedział Hirsch — „do podwyższenia temperatury, ponieważ teoria przewidywała, że zamierzone podwyższenie temperatury powinno spowodować dziesięciokrotne przedłużenie czasu

trwania ograniczenia przestrzennego confinement plazmy. Mieliśmy nadzieję, że tak będzie i sprawdziliśmy, że istotnie tak jest". Hirsch dodał, że w urządzeniu 2X-II-B stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia pola magnetycznego, tzw. współczynnik β , udało się doprowadzić do jedności, a nawet przekroczyć nieco tę wartość, co stanowi niezwykle wynik możliwy do uzyskania jedynie w bardzo szczególnych warunkach.

Physics Today, June 1976

Nowy akcelerator CERN-u 400 gigaelektronowoltów

Rozpoczął pracę nowy akcelerator Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych CERN-u w Genewie, przyspieszający protony do energii

— akcelerator Instytutu Fizyki Wysokich Energii w Sierpuchowie przyspieszający protony do energii 76 GeV,

— akcelerator Laboratorium Fermiego w Batawii (USA) przyspieszający protony do energii 400 GeV.

Znacznie wyższe energie protonów do 1500 GeV można uzyskać w CERN-ie za pomocą akceleratora wiązek przeciwbieżnych, ale zakres eksperymentów wskutek małego efektywnego natężenia wiązki oraz specyficznej geometrii akceleratora jest bardzo zawężony.

Nowy akcelerator (SPS — Super Proton Synchrotron) ma bardzo duże natężenie wiązki — ok. 10^{13} protonów w impulsie. Zbudowany jest na podobnej, co dotychczasowe akceleratory zasadzie: obwód pierście-



400 GeV. Jest to obecnie jeden z trzech największych akceleratorów cząstek elementarnych w świecie, pozostałymi są:

nia przyspieszającego wynosi 7 kilometrów. Przyspieszane protony posiadają wielokrotną wiązkę szwajcarską i francuską i w ciągu jednej

sekundy przekraczają tysiące razy granicę. CERN jest bowiem wyjątkową instytucją, która zbudowana pierwotnie wyłącznie w Szwajcarii rozszerzyła znacznie swoje terytorium, znajduje się obecnie w Szwajcarii i Francji.

Budowa akceleratora SPS jest jednym z największych technicznych osiągnięć europejskich. Dokładność konstrukcji siedmiokilometrowego tunelu przyspieszającego wymagała precyzji lokalizacji elementów poniżej milimetra, jednorodność pola magnetycznego poniżej jednego promila itd.

Fotografia przedstawia terytorium CERN-u z lotu ptaka, u dołu widoczne są zabudowania CERN-u, akcelerator 28 GeV i akcelerator wiązek przeciwbieżnych. Linia przerywana zaznacza przebieg podziemnego tunelu SPS, linia z krzyżyków — granicę francusko-szwajcarską, z prawej Meyrin, przedmieście Genewy.

SPS zbudowany został przez dwanaście krajów członkowskich CERN-u (Austria, Belgia, Dania, Francja, Holandia, Grecja, Republika Federalna Niemiec, Norwegia, Szwajcaria, Szwecja, Wielka Brytania). Koszt budowy akceleratora wyraża się sumą rządu 10⁹ franków szwajcarskich.

Eksperymenty rozpoczęły się pod koniec ubiegłego roku, w pełnej skali w roku 1978 po oddaniu do użytku hal eksperymentalnych z odpowiednią aparaturą (spektrometry, komory pęcherzykowe itp.). W eksperymentach przy nowym akceleratorze już w początkowym okresie pracy wezmą udział fizycy polscy.

P. Zieliński

Akcelerator ciężkich jonów w Darmstadt

W akceleratorze ciężkich jonów Unilac uzyskano jony ²³⁸U o energii 1,57 GeV, czyli 6,6 MeV na nukleon. W porównaniu do dotychczasowych osiągnięć w dziedzinie przyspieszania bardzo ciężkich jonów stanowi to znaczny postęp i otwiera nowe możliwości badań.

Przyspieszanie deuteronów w CERN-ie

W akceleratorze 28 GeV, synchrotronie protonowym CERN-u, przyspieszono deuterony do porównywalnej z protonami energii.

Uzyskana w ten sposób wiązka wewnętrzna deuteronów została skierowana do akceleratora wiązek przeciwbieżnych. Uzyskano możliwość badania oddziaływania deuteronów z deuteronami o bardzo wielkiej energii (równoważnej około 1000 GeV w przypadku deuteronów padających na deuterony w spoczynku). Grupa fizyków włoskich z Uniwersytetu w Pawii wykonała eksperyment dotyczący sprężystego i niesprężystego rozpraszania deuteronów na deuteronach.

Do chwili obecnej tylko akcelerator wielkiej energii w Dubnej (synchrofazotron 10 GeV) i w Berkeley (Bevatron 6 GeV) posiadały wewnętrzne wiązki deuteronów.

P. Zieliński

Fizycy w senacie włoskim

Do senatu włoskiego w ostatnich wyborach w czerwcu 1976 zostali wybrani trzech fizycy — Carlo Bernardini, profesor Uniwersytetu Rzymskiego, prof. Claudio Villi (Narodowy Instytut Fizyki Jądrowej) oraz prof. Protogene Veronesi.

VIII Mazurska Szkoła Fizyki Jądrowej

Zeszyty 1 i 4 tomu 21 (1976) czasopisma *Nukleonika* zawierają materiały — 11 referatów — VIII Mazurskiej Szkoły Fizyki Jądrowej, która odbyła się w Mikołajkach na przełomie sierpnia i września 1975. Głównym tematem Szkoły były badania struktury jąder przy wykorzystaniu reakcji jądrowych, w szczególności reakcji z ciężkimi jonami. W Szkole wzięło udział 160 fizyków z 14 krajów.

Niezwykłe zastosowanie promieniowania laserowego

Dnia 4 maja 1504 roku Machiavelli, sekretarz Republiki Florenckiej, podpisał umowę z Leonardem da Vinci, który zobowiązał się do namalowania fresku na jednej ze ścian sali „del Gran Consiglio“ w budyńku wzniesionym kilka lat wcześniej obok Palazzo della Signoria. Leonardo namalował fresk batalistyczny „Bitwa pod Anghiari“. Współcześni uznawali to dzieło za najwyższe osiągnięcie artystyczne Leonarda.

W r. 1563 G. Vasari zaproponował przebudowę sali del Gran Consiglio i ozdobić jej ściany swoimi własnymi freskami. Rządzący wówczas Florencją Cosimo Medici zatwierdził ten projekt. Po jego realizacji fresk Leonarda przestał być widoczny. Na podstawie świadectw historycznych można przypuszczać, że Vasari zasłonił ścianę, na której była namalowana „Bitwa pod Anghiari“, murem ceglany. Przeprowadzone niedawno lokalne badania potwierdzają słuszność tego przypuszczenia. Prawdopodobnie Vasari pokrył fresk Leonarda warstwą wapna przed postawieniem osłaniającego muru z cegły.

Obecnie są w toku prace nad rozebraniem muru z cegły, za którym zapewne ukryte jest dzieło Leonarda. Największą trudność będzie stanowiło usunięcie warstwy wapna bez uszkodzenia subtelných i delikatnych farb użytych przez Leonarda.

J. F. Asmus i D. L. Westlake z Uniwersytetu Kalifornijskiego w La Jolla oraz H. T. Newton Jr. z rzymskiego Centralnego Instytutu Restauracji Dzieł Sztuki rozpoczęli próby zastosowania promieniowania rubinowego lasera impulsowego do selektywnego niszczenia warstwy wapna przy minimalnym ryzyku uszkodzenia znajdującej się pod nią farby.

Próby przeprowadzono na fragmentach starych fresków pochodzących z wieku XIII, malowanych farbami o własnościach prawdopodobnie zbliżonych do własności farb użytych przez Leonarda. Okazało się, że przy zastosowaniu szeregu zabiegów wstępnych, można było zniszczyć warstwę wapna dwoma impulsami o czasie trwania 1 ms i mocy po $7-9 \text{ J/cm}^2$. Pozostałe resztki wapna dawały się łatwo usunąć przez mechaniczne czyszczenie.

Oczekuje się, że mur postawiony przez Vasariego ulegnie rozbiórce w ciągu przyszłego roku, po czym warstwa wapna będzie starta ręcznie aż do ostatnich kilku milimetrów. Warstwa pozostała będzie usunięta przy pomocy promieniowania lasera rubinowego, co potrwa około czterech miesięcy.

J. Vac. Sci. Techn. 12, No 6, 1975

Książki PWN w 1977

Redakcja Fizyki Państwowego Wydawnictwa Naukowego przewiduje wydanie w r. 1977 trzydziestu nowych tytułów. Oto

spis tych książek. Informacje podajemy w następującej kolejności: autor, tytuł, język oryginału, kolejne wydanie, rodzaj publikacji KP — książka pomocnicza, POD — podręcznik, objętość w ark. wyd.

A. J. Anselm — *Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki*, ros., I, KP, 23

W. Brauer i H. W. Streitwolf — *Teoretyczne podstawy fizyki półprzewodników*, niem., I, KP, 8

W. T. Cathey — *Przetwarzanie informacji optycznej i holografia*, ang., I, KP, 22

M. Demiański — *Astrofizyka relatywistyczna* (seria: Biblioteka Fizyki), pol., I, POD, 18

M. Herman, A. Kalestyński i L. Widomski — *Podstawy fizyki dla kandydatów na wyższe uczelnie*, pol., I, KP, 46

B. M. Jaworski i A. A. Piński — *Elementy fizyki*, t. I, ros., I, KP, 27

F. Kaczmarek — *Wstęp do fizyki laserów* (seria: Biblioteka Fizyki), pol., I, POD, 37

L. D. Landau i E. M. Lifszyc — *Teoria pola*, ros., II, KP, 32

J. R. Meyer-Arendt — *Wstęp do optyki*, ang., I, KP, 35

J. J. Olchowski — *Mechanika teoretyczna*, ros., I, KP, 37

L. Oster — *Astronomia współczesna*, ang., I, KP, 40

D. Potter — *Metody obliczeniowe fizyki*, ang., I, KP, 22

L. J. Schiff — *Mechanika kwantowa*, ang., I, KP 36

A. Strzałkowski — *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, pol., III, POD, 45

B. Średniawa — *Hydrodynamika i teoria sprężystości*, pol., I, POD, 27

J. M. Ziman — *Wstęp do teorii ciała stałego*, ang., I, KP, 30

Praca zbiorowa — *Zbiór zadań z fizyki dla wyższych uczelni technicznych*, ros., I, KP, 22

Praca zbiorowa — *Struktura materii*. Przewodnik encyklopedyczny, niem., I, KP, 105

K. Huang — *Mechanika statystyczna*, ang., I, KP 28

P. Wilkes — *Fizyka ciała stałego*. Teoretyczne podstawy metalurgii, ang., I KP, 36

H. Szydłowski — *Pomiary fizyczne*. Podręcznik dla nauczycieli, pol., I, KP 37

R. G. Gieworkian i W. W. Szepiel — *Fizyka*, ros., II, KP, 48

P. T. Matthews — *Wstęp do mechaniki kwantowej*, ang., IV, KP, 10

G. E. Pustowałow — *Fizyka atomowa i jądrowa*, ros., II, KP, 18

A. Piekara — *Mechanika ogólna*, pol., VI, POD, 29

E. E. Taylor i J. A. Wheeler — *Fizyka czasoprzestrzeni*, ang., II, KP, 21

K. Zalewski — *Wykłady z termodynamiki fenomenologicznej i statystycznej*, pol., IV, POD, 9

Praca zbiorowa pod red. A. G. Grammatikowa — *Zadania z optyki i fizyki atomowej*, ros., II, KP, 10

Praca zbiorowa pod red. M. S. Cedrika — *Ćwiczenia z fizyki dla kandydatów na wyższe uczelnie*, ros., III, KP, 31

T. Dryński — *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, pol., VI, KP, 42.

Selektywna Dystrybucja Informacji

W ramach Krajowego Systemu Informacji Naukowej, Technicznej i Ekonomicznej, kierowanego przez Centrum INTE w Warszawie, funkcjonuje na Politechnice Wrocławskiej zautomatyzowany system selektywnej dystrybucji Informacji (SDI).

Informacje rozpowszechniane w ramach systemu sprowadzane są z ośrodków zagranicznych specjalizujących się w przygotowywaniu danych na taśmach magnetycznych dla zautomatyzowanych systemów wyszukiwania informacji. Obecnie wykorzystywane są bazy danych CAC, INSPEC, ISMEC, PASCAL, SCI.

Podstawową zasadą funkcjonowania systemu SDI jest porównywanie opisów dokumentów zawartych na taśmach magnetycznych z odpowiednio przygotowanymi profilami zainteresowań, w wyniku czego każdy użytkownik otrzymuje indywidualne zestawienie literatury.

W ramach systemu SDI rozpowszechniane są informacje m. in. z następujących dziedzin i specjalności:

- INSPEC — fizyka
 - elektronika i elektrotechnika
 - maszyny cyfrowe i sterowanie
- CAC — chemia fizyczna
- ISMEC — zastosowania mechaniki w różnych dziedzinach nauki
- PASCAL — metalurgia i metale
 - ochrona środowiska

SCI — nauki podstawowe

Usługi SDI są odpłatne. Instrukcje dla użytkowników, zamówienia na profil oraz informacje związane z funkcjonowaniem systemu SDI można uzyskać w Bibliotece Głównej i OINT Politechniki Wrocławskiej, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel. 202903.

A. A. Własow

Dnia 22 grudnia 1975 zmarł znany radziecki fizyk teoretyk Anatol Aleksandrowicz Własow.

Własow urodził się 20 sierpnia 1908 w Bałaszwowie (gub. Sałatowska). Studiował na uniwersytecie moskiewskim. W pierwszych latach pracy naukowej zajmował się teorią szerokości linii widmowych. Później skierował swe zainteresowania ku zjawiskom zachodzącym w plazmie w r. 1938 ukazała się w ZETF jego praca *O wybranych własnościach gazu elektronowego*, w której poddał analizie własności fizyczne cząstek naładowanych (plazmy), wykazał, że równanie Boltzmann'a do plazmy nie stosuje się oraz podał nowe równanie kinetyczne (tzw. równanie Własowa) uwzględniające kolektywne oddziaływania między cząstkami naładowanymi. Potraktował plazmę „nie jako gaz, lecz jako swoisty układ cząstek związanych siłami dalekiego zasięgu”.

Pojęcie drgań kolektywnych, wprowadzone przez Własowa, jest teraz szeroko stosowane w fizyce w opisywaniu układów wielocząstkowych.

Poza własnościami plazmy Własow zajmował się także teorią kryształów i teorią grawitacji.

Własow prowadził również działalność dydaktyczną. Był profesorem fizyki teoretycznej Państwowego Uniwersytetu Moskiewskiego. Jego wykłady cechowała wielka oryginalność, co ściągało tłumy słuchaczy.

UFN, 119, No 2, 1976

Witold Łaniecki

(1893—1976)

Dnia 9 października 1976 zmarł w Warszawie Witold Wiktor Łaniecki, emerytowany profesor Politechniki Warszawskiej, b. prof.

Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Warszawie,
b. prof. Politechniki Śląskiej w Gliwicach.

Witold Łaniecki urodził się 23 października 1893. Studia fizyki odbywał na Uniwersytecie Warszawskim, tam też doktoryzował się na podstawie pracy z dziedziny optyki molekularnej. Później zajmował się badaniami

zjawiska fotoelektrycznego w półprzewodnikach w szczególności w luminoforach.

Był długoletnim członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i w latach powojennych był członkiem Zarządu i przewodniczącym Oddziału Warszawskiego PTF.

Od Redakcji

DO CZYTELNIKÓW „POSTĘPÓW FIZYKI“

W kwietniu 1974 r. ukazał się pierwszy zeszyt „Postępów Fizyki” przygotowany przez obecny Komitet Redakcyjny. W ciągu trzech lat ukazało się w „Postępach Fizyki” około 90 artykułów w dziale podstawowym i nowości naukowych (w tym 10 artykułów tłumaczonych), 10 z zagadnień dydaktyki w szkole wyższej, 6 z nowej aparatury i automatyzacji pomiarów, 50 ze zjazdów i konferencji, 40 recenzji książek, 16 razy ukazała się kronika.

Chcielibyśmy, aby Czytelnicy wyrazili swą opinię na temat tych artykułów i zgłosili swoje propozycje. W związku z tym uprzejmie prosimy o wypełnienie i przesłanie do końca kwietnia na adres Redakcji anonimowej ankiety, dołączonej do tego zeszytu. Pomoże ona autorom nowych artykułów i nam.

Komitet Redakcyjny

Informacje dla Autorów

Komitet Redakcyjny w celu skrócenia cyklu wydawniczego prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w „Postęпах Fizyki” zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

1. Maszynopisy pracy (oryginał i jedną kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

2. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

3. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora, miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku polskim i angielskim (wymagania te nie odnoszą się do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

4. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych, kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

5. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

6. Rysunki należy wykonać starannie w jednym egzemplarzu na oddzielnych arkuszach w formie 2 do 4 razy większej niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

7. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno gwiazdkami, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

8. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoryu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów nielacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

9. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Smoleńsk 14, 31-112 Kraków. Przetrzywanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor trzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamawiać odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1-16 s. wynosi zł 8.—

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

do dnia 25 listopada na styczeń, I kwartał, I półrocze roku następnego i cały rok następny

do dnia 10 każdego miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty na pozostałe okresy roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni, zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

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 (annual subscription US \$ 12) to the account of ARS POLONA—RUCH, through Bank Handlowy S.A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

Werner Carl Heisenberg (1901–1976) (W. Tybor)	3
R. Hofstadter — Niektóre podstawowe sprawdziany elektrodynamiki kwantowej (tłum. L. Natanson)	9
T. Figielski — O koncepcji i fizyce dyslokacji w kryształach	15
M. Głódź — Absorpcja dwufotonowa — wybrane zagadnienia doświadczalne	29
W. Chomka — Tarcie wewnętrzne w badaniach defektów strukturalnych pół- przewodników	41
A. Bukaluk, R. Siuda — Spektroskopia elektronów Augera	59
NOWOŚCI NAUKOWE	
B. Southworth — Wykorzystanie ciężkich jonów do syntezy termojądrowej (tłum. J. Kalinowski)	83
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
E. Ziolkowska, M. Szydłowski — Próba wdrożenia problemowej metody laboratoryjnej w pracowni fizycznej I	87
B. Wojtowicz-Natanson — Kilka uwag na temat przygotowania fizyków do pracy w przemyśle	91
RECENZJE	
W. Lisiecki, W. Scharf — Spektrometry rozkładów amplitudowych (L. Zenło)	93
E. M. Rogers — Fizyka dla dociekliwych (J. Stepaniak)	94
KRONIKA	

CONTENTS

W. C. Heisenberg (1901–1976) (W. Tybor)	3
R. Hofstadter — Some Fundamental Tests of Quantum Electrodynamics	9
T. Figielski — The Concept and Physics of Dislocations in Crystals	15
M. Głódź — Two-Photon Absorption — Some Experimental Problems	29
W. Chomka — Internal Friction in Study of Structural Defects in Semiconductors	41
A. Bukaluk, R. Siuda — Auger Electron Spectroscopy	59
SCIENTIFIC NEWS	
B. Southworth — Heavy Ion Route to Fusion	83
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
E. Ziolkowska, H. Szydłowski — Testing of a Problem Method of Education in the Physics Laboratory I	87
B. Wojtowicz-Natanson — Some Problems Concerning the Education and Training of Physicists for Industry	91
REVIEWS	
CHRONICLE	