
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 27
ZESZYT 5
1976

VII Ogólnopolskie Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^uB^{vi}

Jaszowiec, 25 kwietnia — 2 maja 1976

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 HOFMOKŁ
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 (*Głównice*)
Dr MAREK ZRALEK (*Katowice*)
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)
Prof. dr KAZIMIERZ GROTOWSKI (*Kraków*)
Doc. dr hab. BOGDAN ADAMCZYK (*Lublin*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Łódź*)
Prof. dr hab. APOLONIA WRZESIŃSKA (*Opole*)
Doc. dr hab. JERZY PIETRZAK (*Poznań*)
Doc. dr hab. MAREK RYTTEL (*Rzeszów*)
Doc. dr TADEUSZ REWAJ [†] (*Szczecin*)
Doc. dr hab. STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr ANIELA WOLSKA (*Warszawa*)
Doc. dr hab. CECYLIA WESOŁOWSKA (*Wrocław*)

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 27, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1976

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. 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 2790 + 110 egz. Ark. wyd. 5,75. Ark. druk. 5

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

Oddano do składania w czerwcu 1976

Podpisano do druku w październiku 1976

Druk ukończono w październiku 1976

Zam. 653/76. P-21. Cena 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Profesor Michał Halaunbrenner 1901—1976



Dnia 24 marca 1976 r. po krótkiej chorobie zmarł w Krakowie emerytowany profesor Politechniki Krakowskiej dr Michał Halaunbrenner. Do ostatnich dni czynny, zasłał dnia 17 marca po posiedzeniu Rady Wydziału Mechanicznego, której był wieloletnim i bardzo czynnym członkiem.

Urodzony dnia 29 września 1901 r. w Tarnopolu, po ukończeniu 8-letniego IV gimnazjum klasycznego we Lwowie odbył 4-letnie studia matematyki i fizyki na Wydziale Filozoficznym Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie. W 1924 r. złożył egzamin naukowy, a w 1926 r. — pedagogiczny i otrzymał dyplom nauczyciela szkół średnich.

Pracę nauczycielską rozpoczął 1 września 1923 r. w państwowym gimnazjum w Kamionce Strumiłowej. Po trzech latach został przeniesiony do państwowego VIII gimnazjum we Lwowie, w którym, z przerwą podczas okupacji niemieckiej od 28 czerwca 1941 r. do 28 czerwca 1944 r., pracował do 28 września 1945 r. W latach 1930 do 1933 prowadził dodatkowo na Wydziale Ogólnym Politechniki Lwowskiej „ćwiczenia w fizycznych doświadczeniach szkolnych”, a podczas okupacji niemieckiej brał udział w tajnym nauczaniu. W 1928 r. został kierownikiem ośrodka instrukcyjnego fizyki dla nauczycieli w szkołach średnich, a w 1931 r. powierzono Mu organizację pierwszego ogniska metodycznego w Polsce. Wypracował w nim formy dokształcania nauczycieli, które przyczyniły się poważnie do podniesienia poziomu nauczania fizyki w szkołach i stały się wzorem organizacji dla innych ognisk metodycznych, jakie w kraju utworzono. W okresie pracy nauczycielskiej we Lwowie opracował podręczniki metodyczne do ćwiczeń laboratoryjnych z fizyki. W latach 1929 do 1941 pracował także w charakterze doradcy naukowego w wytwórni pomocy naukowych inż. E. Romera, która w ciągu 10 lat stała się wielką, jak na ówczesne czasy, wytwórnią przyrządów fizycznych i elektrotechnicznych. Od 1932 r. był członkiem Państwo-

wej Komisji dla nauczycieli szkół średnich i egzaminatorem z metodyki programów fizyki. W 1945 r. opuszcza ukochany Lwów, miasto swej młodości i pierwszych życiowych sukcesów i przenosi się do Krakowa. Rozpoczyna pracę jako adiunkt w Katedrze Fizyki na Wydziałach Politechnicznych AGH, przekształconych później w Politechnikę Krakowską. W roku 1950 za pracę pt. *Koncepcje nowych odmian tarcia wobec doświadczenia* uzyskuje stopień doktora nauk matematyczno-fizycznych w zakresie fizyki. W 1952 r. zostaje mianowany zastępcą profesora i po śmierci profesora Tadeusza Malarskiego, kierownika katedry fizyki, obejmuje to stanowisko. W 1954 r. otrzymał tytuł docenta, a w 1960 r. — profesora nadzwyczajnego fizyki w Politechnice Krakowskiej. Od początku swej pracy w Politechnice Krakowskiej przystąpił — startując od zera — do urzędowania pracowni studenckiej. Początkowo warunki lokalowe i wyposażenie były zupełnie nieodpowiednie do prowadzenia nie tylko prac naukowych, lecz także — prawidłowego procesu dydaktycznego.

Po uzyskaniu w 1956 r. lokalu przy ul. Podchorążych 1 dzięki Jego energii, pracowitości, dużemu doświadczeniu, zdolnościom organizacyjnym i entuzjazmowi udzielającemu się pracownikom, udaje Mu się urządzić katedrę fizyki, a przede wszystkim jej salę wykładową w taki sposób, że przez wiele lat była najokazalszym na Politechnice miejscem i z tej przyczyny do roku 1964 odbywały się w niej obrony prac doktorskich i konferencje naukowe.

Duże obciążenie dydaktyczne pracowników, przez nadmierną rozbudowę w Politechnice Krakowskiej wszelkich typów studiów dla pracujących, skromne środki budżetowe, zbyt mała ilość pracowników technicznych utrudniały prowadzenie prac naukowych; tym bardziej należało podziwiać, że wykonywane w katedrze fizyki Politechniki Krakowskiej prace badawcze z zakresu tarcia, zużycia i smarowania pozwoliły na zainteresowanie nimi naszego przemysłu, innych ośrodków naukowych w kraju i nawiązanie w tym zakresie owocnej współpracy z zagranicą. Naukę o tarcu, zużyciu i smarowaniu, którą nazwano tribologią, rozwijano w katedrze fizyki pod kierunkiem prof. Michała Halaunbrennera w trzech grupach: 1) badań podstawowych, 2) badań technologicznych i 3) popularyzacji jej współczesnych światowych osiągnięć wśród inżynierów, chemików, fizyków i nauczycieli. Wyniki prac z grupy pierwszej publikowano w czasopismach krajowych i zagranicznych i referowano na konferencjach tak w kraju jak i za granicą. W ramach grupy trzeciej prof. Michał Halaunbrenner swymi artykułami w prasie technicznej zainteresował przemysł krajowy niskotarciowymi smarami zagranicznymi z dodatkiem dwusiarczku molibdenu i przyczynił się do opracowania i uruchomienia produkcji MoS₂ w kraju. Był także organizatorem konferencji naukowej na temat tarcia, zużycia i smarowania oraz ich kontroli w przemyśle, która odbyła się w listopadzie 1962 roku w katedrze fizyki. Za jej organizację i korzyści z niej odniesione otrzymał wiele podziękowań. W ramach współpracy z zagranicą katedra fizyki gościła czołowych badaczy z tribologii jak prof. F. P. Bowdena z Cambridge, Żdanowa z Moskwy, Donleena z Jeny, Holzmüllera z Lipska, a jej pracownicy mieli możliwość w rewanżu zapoznania się z ich laboratoriami.

Należy dodać, że tribologia interesowała nie wszystkich pracowników katedry. Profesor zachęcał, ale nie narzucał jej nikomu, zezwalając na pracę z innych dziedzin, na wiązanie się z innymi katedrami zarówno Politechniki Krakowskiej, jak i Uniwersytetu Jagiellońskiego, Politechniki Wrocławskiej czy Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. W rozmowach zawsze wyjaśniał swe stanowisko, że zainteresowanie pracownika uważa za ważniejsze i nie chce stać na przeszkodzie w rozwoju naukowym pracowników katedry, tylko chce im ten rozwój ułatwić, jeżeli ktoś widzi swą przyszłość w innej tematyce — On jako kierownik z tym się godzi. Ceniliśmy to stanowisko Profesora, jakkolwiek niektórzy z nas osiągnęliby może lepsze rezultaty, gdyby swe zainteresowania i prace związali z tematyką katedry.

Poza tribologią drugą dziedziną której Profesor poświęcał dużo pracy, była dydaktyka fizyki. Jego wykłady były doskonale przygotowane, systematyczne i bardzo interesujące. Dużą troską Profesora były demonstracje, o których staranne przygotowanie bardzo dbał. Był przeciwnikiem improwizacji wśród podległych Mu pracowników. Ich wystąpienia na zewnątrz katedry były poprzedzane referatami na zebraniach wewnętrznych, dyskutowane i krytykowane życzliwie, ale obiektywnie z ujawnianiem wszelkich słabych stron, z pełną troską o to, aby główne wystąpienia wypadały jak najlepiej. W dyskusjach obowiązywała najdalej posunięta szczerłość wypowiedzi. Umiejętność wytworzenia takiej atmosfery zjednywała mu naszą sympatię. W zakresie dydaktyki fizyki poza działalnością wewnętrzną Profesor opracował podręczniki do ćwiczeń praktycznych fizyki (I wydanie 1949 r.) i kurs średni dla nauczycieli (I wydanie 1952 r.). Podręczniki te uzyskały bardzo pozytywne oceny i modernizowane były wznawiane wielokrotnie, a ostatnie VII wydanie kursu średniego dla nauczycieli jest obecnie w druku. Stanowiły one i stanowią dużą pomoc zarówno dla nauczycieli fizyki, jak i uczniów. Ścisła współpraca łączyła Profesora z Ministerstwem Oświaty: w latach 1945 do 1948 był kierownikiem ogniska metodycznego fizyki dla nauczycieli Okręgu Szkolnego Krakowskiego, był prelegentem na kursach doszkalających dla nauczycieli, brał czynny udział w komisjach programowych. Od początku powstania Olimpiady Fizycznej, mimo przejścia na emeryturę, do ostatnich dni życia był przez 25 lat przewodniczącym Komitetu Okręgowego Olimpiady Fizycznej w Krakowie, pełniąc tę funkcję honorowo. Korespondencja Ministerstwa Oświaty z prof. M. Halaunbrennerem zawiera dużo podziękowań i wyrazów uznania.

Profesor brał także udział w konferencjach dydaktycznych i programowych, organizowanych przez Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego, był przewodniczącym Zespołu Przedmiotów Podstawowych Ośrodka Metodycznego Wyższych Studiów Technicznych dla Pracujących i organizatorem Konferencji Metodycznej Fizyki, która odbyła się w listopadzie 1969 r. w Krakowie, na której między innymi wyraził pogląd: „Problemy, wobec których w niedalekiej przyszłości staną młodzi obywatele naszego kraju, będą trudniejsze od dzisiejszych, dlatego szkoła na wszystkich stopniach nauczania powinna zadbać o ich należyte przygotowanie, aby nie mogli zarzucić obecnemu pokoleniu, że wręcz przeciwnie —

z samozadowolenia, inercji i braku wyobraźni zaniedbało następną szansę naszej historii”.

Profesor M. Halaunbrenner wygłaszał referaty na międzynarodowych konferencjach w Paryżu i Londynie, poświęconych dydaktyce fizyki i podczas wyjazdów służbowych do NRD i CSRS. Był uczestnikiem chyba wszystkich zjazdów organizowanych przez PTF, często wygłaszając referaty w sekcji dydaktyki fizyki, względnie przewodnicząc tym sekcjom, a członkiem PTF był od roku 1926! W latach od 1930 do 1939 był członkiem Zarządu Oddziału lwowskiego PTF, od 1948 do 1970 r. był wielokrotnie członkiem Zarządu Oddziału krakowskiego PTF.

W roku 1970 Katedrę Fizyki przekształcono w Instytut Fizyki, prof. Michał Halaunbrenner przestał być kierownikiem, a w roku 1971 przeszedł w stan spoczynku. Przyznano Mu emeryturę z tytułu szczególnych zasług dla PRL, w r. 1973 odznaczono Krzyżem Kawalerskim Orderu Odrodzenia Polski, a w roku 1974 Medalem Komisji Edukacji Narodowej, które to odznaczenia uzupełniały przyznane Mu już uprzednio: Złoty Krzyż Zasługi i Medal X-lecia PRL.

Prof. Michał Halaunbrenner odznaczał się wielką uczynnością, życzliwym, bezinteresownym i serdecznym stosunkiem do ludzi, umiłowaniem zawodu nauczyciela, głęboką wiedzą, doświadczeniem, pracowitością, obowiązkowością i umiejętnością współpracy. Pogodny, prawy i szlachetny był optymistą, miał wiarę i zaufanie do ludzi. Niestety w ostatnich latach życia przeżył wiele gorzkich rozczarowań przez ludzi, którzy winni Mu byli okazać wdzięczność.

Patrzył w przyszłość, chciał jak najwięcej wiedzy, umiejętności i zalet charakteru zainwestować w młodym pokoleniu, swym umiłowaniem nauki, pracy i Polski, chciał natchnąć wszystkich, z którymi pracował. Cieszył się dużym autorytetem, ogólną sympatią i szacunkiem, nie tylko kolegów przyjaciół z lat młodości, ale wszystkich uczciwych ludzi, którzy mieli okazję z Nim się zetknąć. Z wielu dawnymi uczniami łączyły Go serdeczne przyjacielskie stosunki.

Powszechny żal po Jego tak niespodziewanym odejściu, liczny udział w pogrzebie i stopy kwiatów nie mieszczące się na prostej płycie Jego mogiły na cmentarzu Salwatorskim w Krakowie niech świadczą o uznaniu i poważaniu, jakim się cieszył i na jakie swą pracą, jej wynikami i postępowaniem całego życia w pełni zasłużył!

Cześć Jego pamięci!

Mieczysław Kmiecik

W dniach od 25 kwietnia do 2 maja 1976 r. odbyło się w Jaszowcu w Domu Wypoczynkowym „Gwarek” kolejne VII Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{II}B^{VI}, zorganizowane przez Instytut Fizyki PAN, Wojskową Akademię Techniczną i Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W seminarium wzięło udział około 150 osób. Wygłoszono 9 referatów przeglądowych i 40 komunikatów z prac własnych. Coroczną „konkurencję” półprzewodników z szeroką i wąską przerwą energetyczną wygrały tym razem półprzewodniki wąsko-przerwowe: poświęconych im było około 60% referatów. Towarzyszyły referatom ożywione dyskusje, kontynuowane przy kawie i na spacerach.

Komunikaty z prac własnych opublikowane będą w „Pracach Instytutu Fizyki PAN”. Część referatów przeglądowych zawarta jest w niniejszym zeszycie „Postępów Fizyki”. Niektóre referaty przeglądowe opublikowane będą gdzie indziej (np. L. Sosnowski, *Rola krótkozasięgowych potencjałów domieszek w rekombinacji promienistej*, w „Semiconductor Sources of Electromagnetic Radiation, Proc. Intern. Autumn School on Semicond. Optoelectronics”, Cetniewo 1975, ed. M. A. Herman, PWN, Warszawa 1976).

W imieniu Komitetu Organizacyjnego pragnę podziękować wszystkim, którzy przyczynili się do zorganizowania Seminarium, a w szczególności pani U. Blinowskiej i panu L. Borgowi za ogromny wkład pracy przed i w czasie trwania Seminarium. Pragnę również wyrazić wdzięczność dyrektorowi kopalni „Mysłowice”, dr inż. Eugeniuszowi Sakwerdzie, za umożliwienie odbycia Seminarium w domu wypoczynkowym „Gwarek” oraz kierownictwu i personelowi tego domu za zapewnienie uczestnikom Seminarium doskonałych warunków.

Jerzy Mycielski

Jacek Baranowski

Stanisław Uba

Institut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Efekt Jahna–Tellera

The Jahn–Teller Effect

Abstract: The Jahn–Teller effect on localized impurity centers in crystals is discussed. The exponential quenching of spin-orbit splitting of the term takes place when the frequency of Jahn–Teller active mode is sufficiently high. On the other hand it is shown that the reduction of the mode frequency may take place as well. The mechanism of creation of absorption bands is also discussed. The comparison of theoretical calculations with results of absorption measurements of $\text{Co}(d^7)$ in ZnSe is presented.

1. Wstęp

Efekt Jahna–Tellera polega na niestabilności kompleksu zajmującego stan energetyczny zdegenerowany orbitalnie. Pojawia się wtedy dystorsja obniżająca symetrię kompleksu, tak że degeneracja stanu elektronowego jest usunięta w pierwszym rzędzie. Twierdzenie Jahna–Tellera zostało sformułowane stosunkowo dawno, bo w roku 1937 [1]. Od tego czasu stwierdzono występowanie dystorsji Jahna–Tellera w szeregu układów. Molekuły chemiczne są klasycznymi przykładami, w których zaobserwowano efekt Jahna–Tellera. Rozliczne ich przykłady zawarte są w książce Englmana [2]. W dziedzinie fizyki ciała stałego stwierdzono występowanie efektu Jahna–Tellera w defektach i domieszkach w kryształach. Przykładem mogą być centra barwne w haloidkach metali alkalicznych tzw. centra F lub R . Szereg przykładów obserwacji efektu Jahna–Tellera w centrach barwnych jest podane w książce Englmana [2] i artykuły

przeglądowym M. D. Sturzego [3]. Oprócz centrów barwnych stwierdzono występowanie efektu Jahna–Teller'a w szeregu domieszek w kryształach [2, 3]. Badania nad domieszkami metali przejściowych wniosły wiele informacji i pozwoliły wnikać głębiej w wiele zjawisk będących konsekwencją dystorsji Jahna–Teller'a [2, 3]. Samorzutna dystorsja obniżająca symetrię układu pozwala przejść do stanu o niższej energii. Różnica energii pomiędzy energią stanu kompleksu niezdeformowanego i kompleksu zdeformowanego nazywana jest energią Jahna–Teller'a. Istotne są rzędy wielkości tej energii. Najczęściej energia ta zawiera się w zakresie liczb falowych 100 cm^{-1} a 1000 cm^{-1} . Stwierdzono jednak występowanie bardzo dużych energii Jahna–Teller'a. Na przykład pary domieszki Al lub P z luką w Si ulegają efektowi Jahna–Teller'a o energii rzędu $10\ 000\text{ cm}^{-1}$ [4, 5, 6]. Innym przykładem jest domieszka N w diamencie, gdzie policzona energia Jahna–Teller'a jest rzędu $40\ 000\text{ cm}^{-1}$ [7]. Oprócz występowania efektu Jahna–Teller'a na izolowanych centrach może pojawiać się tzw. kolektywny efekt Jahna–Teller'a. Jeżeli jeden z atomów, który ulega temu efektowi jest wprowadzony do sieci w takiej ilości, że tworzy podsić, to wówczas cały kryształ może ulegać dystorsji. Występowanie takiego kolektywnego efektu Jahna–Teller'a stwierdzono w tlenkach metali przejściowych, spinelach i perovskitach. Związki te mają przejścia fazowe między strukturą o wysokiej symetrii a strukturą o niższej symetrii [2]. Istnieją też związki metaliczne, w których kolektywny efekt Jahna–Teller'a wymuszony jest strukturą pasm energetycznych. Przykładem takiego związku jest V_3Si (będący nadprzewodnikiem poniżej temperatury 17 K). Elektron'y z powłoki $3d$ uczestniczące w wiązaniach tworzą wąskie maksimum gęstości stanów, tak że poziom Fermiego jest związany z tym maksimum. Związek ten ma w wyższych temperaturach strukturę kubiczną. W temperaturze 20,5 K zachodzi przejście fazowe do struktury tetragonalnej [8]. Pojawia się dystorsja w kierunku $[100]$, która powoduje rozszczepienie pasma d , tak że elektrony pasma przewodnictwa przelewają się do stanów o niższej energii [2]. Innym przykładem takiego związku jest Nb_3Sn [2].

Efekt Jahna–Teller'a był badany przy pomocy różnych technik eksperymentalnych. Najbardziej owocne były pomiary absorpcji i EPR. W niniejszej pracy będzie dyskutowany efekt Jahna–Teller'a na centrach zlokalizowanych (na przykładzie domieszek metali przejściowych). Występowanie efektu Jahna–Teller'a zilustrowane zostanie głównie wynikami pomiarów absorpcji.

W części 2 omówione zostanie oddziaływanie stanów elektronowych domieszek z drganiami sieci. W części 3 przedstawiony będzie prosty przykład efektu Jahna–Teller'a na stanie T i wypływający z niego efekt redukcji sprzężenia spin-orbitalnego, tzw. efekt Hama. W części 4 będzie omówiony efekt depresji stanów wibracyjnych. Wybrane zagadnienia w tym artykule nie pretendują do przedstawienia pełnego obrazu występowania efektu Jahna–Teller'a. Wybrane one zostały pod kątem zastosowania do domieszek w półprzewodnikach.

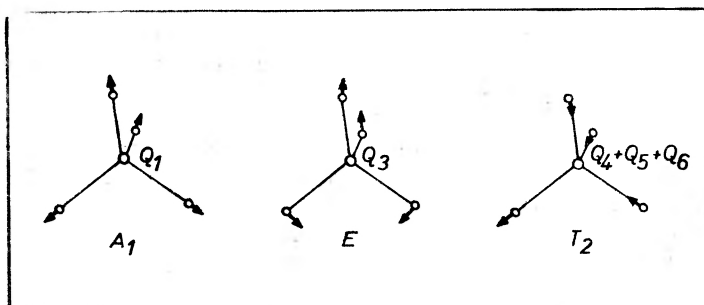
2. Oddziaływanie stanów elektronowych z drganiami sieci

Potencjał widziany przez elektron w otoczeniu jonów sieci może być przedstawiony w postaci rozwinięcia

$$V(q, Q) = V_0(q) + \sum_{i,a} \left(\frac{\partial V}{\partial Q_{ia}} \right) Q_{ia} + \dots$$

gdzie q reprezentuje współrzędne elektronowe, natomiast Q_{ia} są to przesunięcia jąder z ich średnich położen (i — numeruje jądra, a — ich współrzędne kartezjańskie). $V_0(q)$ jest statyczną częścią potencjału, tzw. potencjałem pola krystalicznego.

Wpływ potencjału pola krystalicznego na stany energetyczne domieszek jest dobrze znany i podawany w wielu podręcznikach [9—12]. Np. stan atomowy 4F jonu $Co(d^7)$ znajdującego się w polu krystalicznym o symetrii tetraedrycznej T_d rozszczepia się na trzy stany 4A_2 , 4T_2 , 4T_1 . Oddziaływanie spin-orbitalne powoduje częściowe zniesienie pozostałych degeneracji. Doświadczalnie obserwuje się pasma absorpcyjne w ilości przewidywanej przez teorię i w położeniach energetycznych zgodnych z teorią pola krystalicznego [13]. Natomiast szczegóły poszczególnych pasm absorpcyjnych już nie są w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi. Wiąże się to z faktem zaniedbania drugiego członu w rozwinięciu na szereg potencjału $V(q, Q)$. Człon ten, liniowy w przesunięciach jąder z ich położen równowagi, jest dynamiczną częścią potencjału $V(q, Q)$. Uwzględnienie jego prowadzi do szeregu efektów, które będą omawiane dalej.



Rys. 1. Współrzędne kolektywne modów A_1 , E i T_2 dla kompleksu tetraedrycznego. Strzałkami zaznaczono wychylenia atomów z położen równowagi

Jest możliwe wybranie takich liniowych kombinacji Q_{ia} , które transformują się tak, jak nieprzywiedlnie reprezentacje grupy punktowej. Są to tzw. kolektywne współrzędne Q_k . Dla kompleksu tetraedrycznego jest 9 takich współrzędnych (rys. 1): Q_1 wiążąca się z jednowymiarowym pełnosymetrycznym modem A_1 , Q_2 i Q_3 wiążące się z dwuwymiarowym modem E , Q_4 , Q_5 i Q_6 oraz

Q_7 , Q_8 i Q_9 wiążące się z dwoma trójwymiarowymi modami T_2 . Poniżej podana jest tabela stanów elektronowych i modów, z jakimi te stany mogą się sprzęgać, co może prowadzić do pojawienia się dystorsji typu Jahna–Teller’a.

Not. Mullikena stanu elektr.	Not. Bethego stanu elektr.	Mod	Efekt J–T	Kierunek dystorsji
A_1	Γ_1	A_1	brak	
A_2	Γ_2	A_1	brak	
E	Γ_3	E	jest	[100]
T_1	Γ_4	E, T_2	jest	[100], [111]
T_2	Γ_5	E, T_2	jest	[100], [111]
$E_{1/2}$	Γ_6	A_1	brak	
$E_{3/2}$	Γ_7	A_1	brak	
G	Γ_8	E, T_2	jest	[100], [111]

Efekt Jahna–Teller’a pojawiać się może tylko na stanach Γ_3 , Γ_4 , Γ_5 i Γ_8 czyli na stanach o degeneracji orbitalnej równej 2 lub większej (z wyjątkiem dubletów Kramersa Γ_6 i Γ_7).

3. Efekt Jahna–Teller’a na stanie T . Efekt Hama

Przy zaniedbaniu sprzężenia spin-orbita hamiltonian kompleksu o symetrii tetraedycznej, znajdującego się w trójrotnie zdegenerowanym orbitalnie stanie T oddziaływającym z drganiami o symetrii E , jest następujący [3]:

$$H = A \begin{bmatrix} -q_1 & 0 & 0 \\ 0 & -q_2 & 0 \\ 0 & 0 & -q_3 \end{bmatrix} + T_e + \frac{1}{2} \mu_e \omega_e^2 (Q_2^2 + Q_3^2),$$

gdzie człon pierwszy opisuje oddziaływanie Jahna–Teller’a dla stanu T i modu E , A jest parametrem tego oddziaływania, a q_1 , q_2 , q_3 są liniowymi kombinacjami Q_2 i Q_3 . Człon T_e jest energią kinetyczną, a człon $\frac{1}{2} \mu_e \omega_e^2 (Q_2^2 + Q_3^2)$ energią elastyczną kompleksu.

W bazie funkcji stanu T : x , y , z hamiltonian jest diagonalny, a więc stany elektronowe nie są w tym przypadku mieszane przez oddziaływanie Jahna–Teller’a. Kładąc w hamiltonianie energię kinetyczną równą zeru otrzymuje się w przestrzeni współrzędnych (Q_2, Q_3) powierzchnię energii potencjalnej dla stanów elektronowych. Bez członu Jahna–Teller’a powierzchnia energii potencjalnej jest paraboloidą trzykrotnie zdegenerowaną ze względu na degenerację stanów elektronowych x , y , z . Obecność w energii potencjalnej członu Jahna–Teller’a liniowego w Q powoduje, że minima energii potencjalnej przesuwają się w przestrzeni (Q_2, Q_3) z początku układu współrzędnych do nowych położenia równowagi, czyli układ ulega dystorsji Jahna–Teller’a. Z każdym stanem elektronowym związana jest paraboloida energii potencjalnej inaczej położona

w przestrzeni współrzędnych, a więc degeneracja elektronowa zostaje zniesiona. Jednocześnie każda z paraboloid obniża się w skali energii o energię Jahna-Tellera $E_{JT} = \frac{A^2}{2\mu_e \omega_e^2}$. Przykład ten dobrze ilustruje twierdzenie Jahna-Tellera podane na wstępie artykułu.

Ze względu na to, że hamiltonian jest diagonalny w bazie funkcji elektronowych, pełne funkcje falowe są iloczynami funkcji elektronowych i funkcji oscylatora harmonicznego. Najniższy poziom wibroniczny jest zatem 3-krotnie zdegenerowany, a więc 3-krotna degeneracja elektronowa została zastąpiona 3-krotną degeneracją wibracyjną. Fakt, że funkcje wibracyjne są inaczej centrowane w przestrzeni współrzędnych (Q_2, Q_3) dla różnych stanów elektronowych ma ciekawe i ważne konsekwencje. Jeśli mianowicie włączy się dodatkowe zaburzenie, które ma wyłącznie niediagonalne elementy macierzowe pomiędzy funkcjami elektronowymi x, y, z , to zaburzenie to będzie gaszone przez całą nakładania funkcji oscylatorowych różnie centrowanych. Jak wiadomo operator momentu pędu \hat{L} spełnia ten warunek, tak więc oddziaływania, w których zawarty jest orbitalny moment pędu, jak np. efekt Zeemana oraz oddziaływanie spin-orbitalne są w ten sposób gaszone. Dotyczy to również innych oddziaływań niediagonalnych (wszystkich oddziaływań o symetrii T_1 lub T_2), np. pola magnetycznego lub ciśnienia jednoosiowego w kierunku [111].

Efekt redukcji parametru oddziaływania spin-orbitalnego przez czynnik gaszący

$$\gamma = \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{E_{JT}}{\hbar\omega}\right)$$

został przewidziany teoretycznie w roku 1965 przez Hama [14] i nosi nazwę efektu Hama. Efekt ten został potwierdzony doświadczalnie w wielu przypadkach [15—17].

Należy podkreślić, że efekt Hama występuje przy założeniu, że oddziaływanie spinowo-orbitalne jest małe w porównaniu z odległością pomiędzy kolejnymi poziomami wibracyjnymi, czyli z $\hbar\omega$ (jest to warunek stosowalności rachunku zaburzeń). W wielu przypadkach np. półprzewodników $A_{II}B_{VI}$ domieszkowanych metalami przejściowymi warunek ten nie jest spełniony.

Sytuacja taka wymaga zastosowania odmiennego podejścia i prowadzi do innych ciekawych efektów, co zostanie przedstawione w następnym paragrafie.

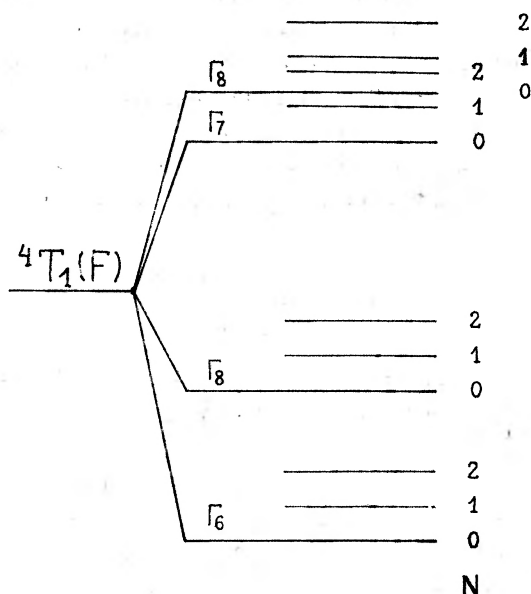
4. Efekt redukcji częstości fononu. Mechanizm powstawania pasm absorpcyjnych

Występowanie efektu Jahna-Tellera zostało stwierdzone doświadczalnie w wielu przypadkach związków $A_{II}B_{VI}$ domieszkowanych metalami przejściowymi [18—27]. Jako ilustracja zostanie tu przedstawiony efekt Jahna-Tellera na stanie ${}^4T_1(F)$ domieszki Co(d^7) w ZnSe [28, 29]. Ponieważ rozszczepienie spinowo-orbitalne w kobalcie na stanie ${}^4T_1(F)$ jest większe od energii fononów

w kryształach ZnSe, więc nie jest tu spełniony warunek występowania efektu Hama. W przypadku, kiedy oddziaływanie spinowo-orbitalne jest większe lub porównywalne z $\hbar\omega$, stosuje się schemat tzw. słabego lub pośredniego efektu Jahna–Tellera. Polega on na tym, że jako funkcje zerowego przybliżenia bierze się funkcje własne hamiltonianu

$$H_0 = H_{so} + H_{latt},$$

gdzie H_{so} opisuje oddziaływanie spinowo-orbitalne na stanie ${}^4T_1(F)$, natomiast H_{latt} jest hamiltonianem oscylatora harmonicznego odpowiadającego modowi drgań o symetrii Γ . Funkcje własne H_0 są iloczynami funkcji elektronowych i wibracyjnych. Schemat poziomów energetycznych odpowiadających hamiltonianowi H_0 przedstawiony jest na rys. 2. Kreskami długimi zaznaczono poziomy elektronowe $\Gamma_6, \Gamma_8, \Gamma_7, \Gamma'_8$, na które rozszczepia się stan ${}^4T_1(F)$. Kreski krótkie przedstawiają drabinki poziomów oscylatora harmonicznego o częstości $\hbar\omega$, związane z tymi poziomami.



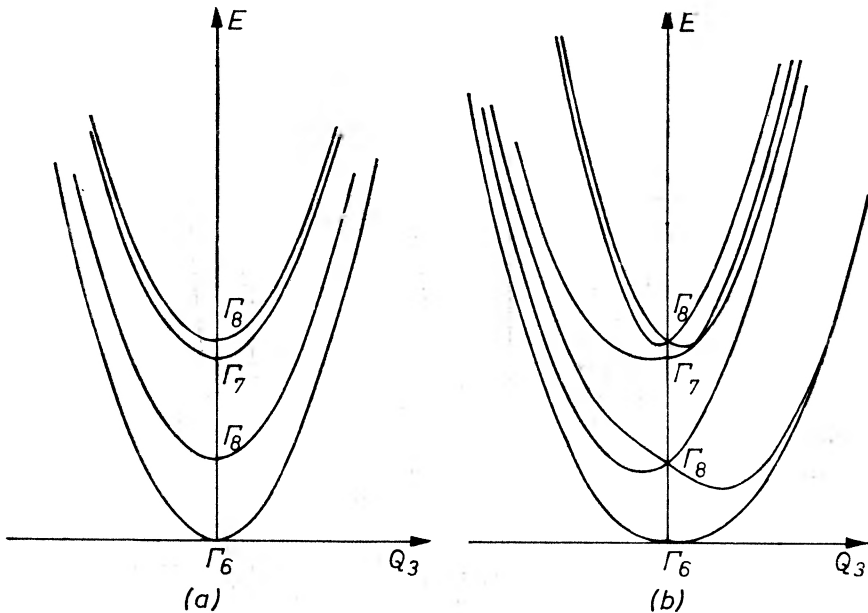
Rys. 2. Schemat poziomów elektronowych stanu ${}^4T_1(F)$ domieszki $Co(d^7)$ sprzężonego z modem E i związanych z nimi poziomów wibracyjnych. Zaznaczono jedynie poziomy wibracyjne o $N = 1$ i $N = 2$

W oparciu o funkcje zerowego przybliżenia oblicza się następnie elementy macierzowe zaburzenia, za które przyjmuje się oddziaływanie Jahna–Tellera opisywane w przypadku modu o symetrii E hamiltonianem [14]

$$H_{JT} = V(\varepsilon_2 Q_2 + \varepsilon_3 Q_3)$$

gdzie Q_2, Q_3 są to współrzędne normalne modu E ; $\varepsilon_2, \varepsilon_3$ są to macierze operatorów elektronowych odpowiadających oddziaływaniu stanu 4T_1 z modem o symetrii E , V jest parametrem opisującym wielkość oddziaływania Jahna–Tellera.

Poziomy energetyczne z uwzględnieniem oddziaływania Jahn–Tellera oblicza się numerycznie diagonalizując macierz hamiltonianu. Wyniki tych kwantowo-mechanicznych obliczeń, które zostaną przedstawione w dalszej części artykułu, dają się w dużej części przewidzieć przy pomocy powierzchni potencjalnych związanych ze stanami elektronowymi multipletu 4T_1 . Powierzchnie potencjalne otrzymuje się obliczając energię całkowitą stanów elektronowych z uwzględnieniem oddziaływania Jahn–Tellera w funkcji

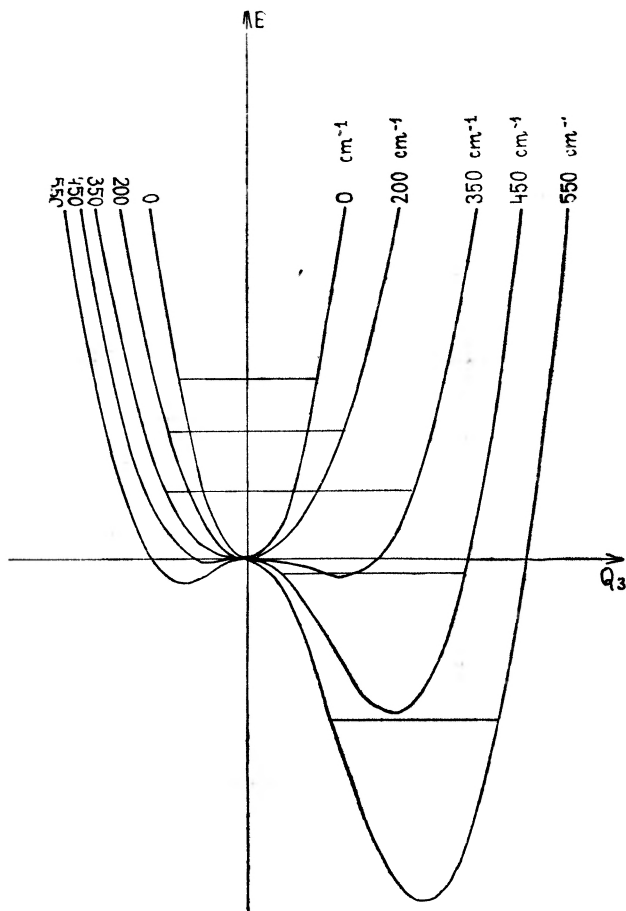


Rys. 3. Paraboloidy energii potencjalnej dla stanu ${}^4T_1(F)$ sprzężonego z modem E : a) w nieobecności efektu Jahn–Tellera, $E_{JT} = 0$, b) przy zachodzącym efekcie Jahn–Tellera, $E_{JT} = 200 \text{ cm}^{-1}$

współrzędnych normalnych Q_2 i Q_3 modu. Przy braku oddziaływania ($E_{JT} = 0$) powierzchnie potencjalne są paraboloidami obrotowymi energii elastycznej związanymi ze stanami elektronowymi Γ_6 , Γ_8 , Γ_7 , Γ_8' . Na rys. 3a przedstawiony jest przekrój powierzchni potencjalnych wzdłuż współrzędnej Q_3 . Analogiczny przekrój dla $E_{JT} \neq 0$ przedstawiony jest na rys. 3b. Efekt Jahn–Tellera przejawia się w rozszczepieniu powierzchni Γ_8 i poszerzeniu powierzchni Γ_6 na skutek oddziaływania z powierzchnią Γ_8 (sama powierzchnia Γ_6 nie rozszczepia się, gdyż stan Γ_6 jest dubletem Kramersa i nie ulega efektowi Jahn–Tellera). Rozchylenie powierzchni Γ_6 powoduje zmniejszenie jej krzywizny, co prowadzi do zmniejszenia częstości oscylatora z nią związanego, czyli do zagęszczenia poziomów wibracyjnych w studni energii potencjalnej. W miarę wzrostu oddziaływania Jahn–Tellera płaty powierzchni Γ_8 skleja się z płatem Γ_6 i obniżają się w skali energii. Przy odpowiednio dużym efekcie Jahn–Tellera powstaje

boczne minimum wystarczająco głębokie, aby powstała statyczna dystorsja (rys. 4).

Na rys. 4 przedstawiony jest kształt powierzchni Γ_6 w funkcji energii Jahn–Tellera. Poziomymi kreskami zaznaczono najniższy stan wibracyjny otrzymany w wyniku kwantowomechanicznych obliczeń. Przejście tego poziomu przez zero energii do obszaru ujemnych energii odpowiada pojawieniu się stanu związanego w bocznym minimum powierzchni potencjalnej. Prowadzi to do

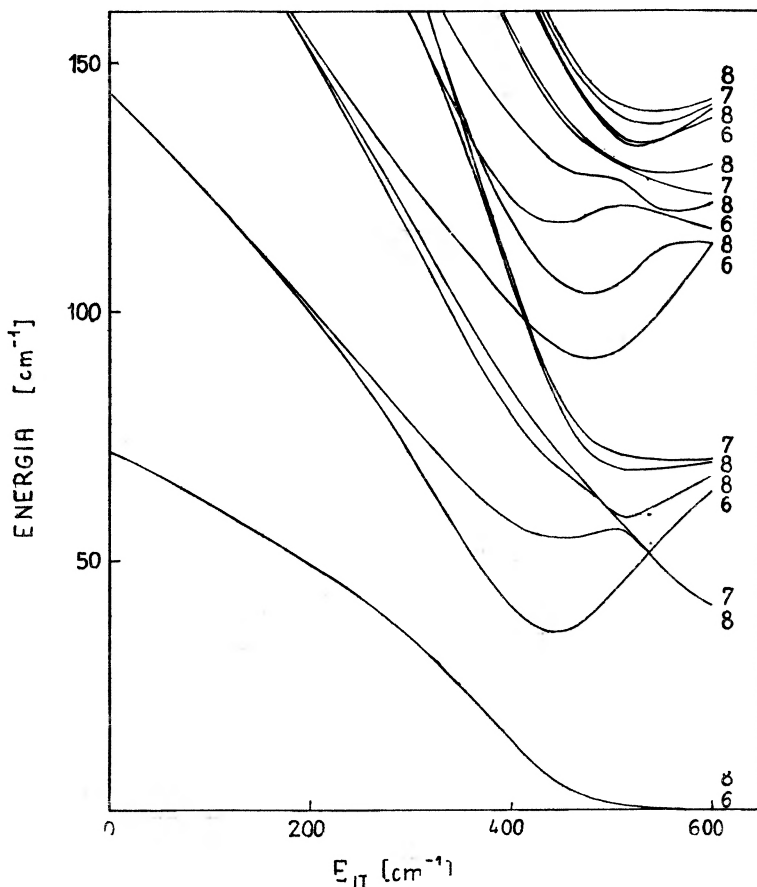


Rys. 4. Paraboloide energii potencjalnej najniższego stanu elektronowego Γ_6 w funkcji energii Jahn–Tellera dla modu E . Kreskami poziomymi zaznaczono położenie energetyczne najniższego stanu wibracyjnego w studni potencjału

powstania statycznych dystorsji na trzech kierunkach co 120° w płaszczyźnie współrzędnych Q , co odpowiada dystorsjom na kierunkach $[100]$, $[010]$ i $[001]$ w kryształach. Pojawienie się statycznej dystorsji odpowiada przejściu z obszaru dynamicznego do statycznego efektu Jahn–Tellera. Dla dużych energii Jahn–

Tellera paraboloida związana z bocznym minimum zwięza się, co prowadzi do rozrzedzenia poziomów wibracyjnych.

Wszystkie te efekty przewidziane w dyskusji powierzchni potencjalnych znajdują potwierdzenie w kwantowomechanicznych rachunkach polegających na numerycznej diagonalizacji macierzy pełnego hamiltonianu. Numerycznie obliczone położenia energetyczne najniższych poziomów wibracyjnych związanych z paraboloidą stanu Γ_6 przedstawione są na rys. 5. Widoczny jest przewidziany powyżej efekt zagęszczenia poziomów wibracyjnych, jak gdyby ośrodek

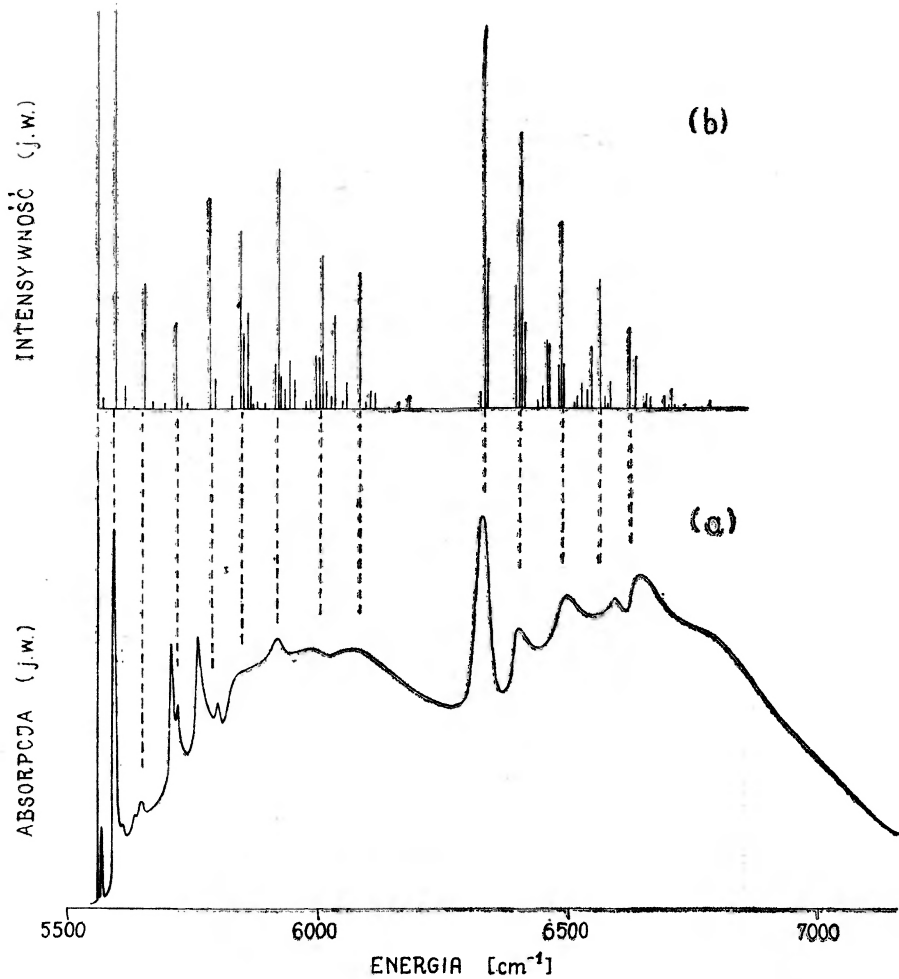


Rys. 5. Położenia energetyczne najniższych poziomów wibracyjnych związanych ze stanem elektronowym Γ_6 w funkcji energii Jahn-Tellera dla modu o symetrii E i częstości $\hbar\omega = 72 \text{ cm}^{-1}$.

Cyfrы 6, 7, 8 oznaczają reprezentacje Γ_6 , Γ_7 , Γ_8 poziomów wibracyjnych

wokół domieszki, znajdującej się w tym stanie wzbudzonym stawał się coraz bardziej „miękki” w miarę wzrostu energii Jahn-Tellera, aż do momentu powstania statycznej dystorsji. Przy energii Jahn-Tellera odpowiadającej przejściu najniższego poziomu wibracyjnego przez zero energii, „przykleja” się do niego poziom Γ_8 pochodzący z wyższego poziomu wibracyjnego. W tym

obszarze statycznej dystorsji sumaryczna degeneracja najniższego poziomu wynosi więc 6, co z uwzględnieniem spinu odpowiada degeneracji 3 pochodzącej z obecności 3 równoważnych minimów w statycznym efekcie Jahn–Tellera. W miarę wzrostu statycznej dystorsji, zgodnie z przewidywaniem rośnie również separacja najniższych stanów wibracyjnych.



Rys. 6a). Pasma absorpcyjne odpowiadające przejściu ${}^4A_2 - {}^4T_1(F)$ w ZnSe: Co w temperaturze 2 K, b) położenia i natężenia przejść do poziomów wibronicznych powstałych ze sprzężenia stanu 4T_1 z modem drgań o symetrii E i częstotliwości $\hbar\omega = 72 \text{ cm}^{-1}$. Dopasowanie dla energii Jahn–Tellera $E_{JT} = 425 \text{ cm}^{-1}$

Kwantowomechaniczne obliczenia, oprócz położen energetycznych wszystkich poziomów wibronicznych pozwalają również na uzyskanie natężeń przejść optycznych do wszystkich tych poziomów [18, 28, 29]. Dla Co(d^7) przejścia do stanu ${}^4T_1(F)$ zachodzą ze stanu ${}^4A_2(F)$, który nie ulega efektowi Jahn–Tellera.

Dla sprzężenia elektronowo-fonowego równego zeru przejścia zachodzą tylko do składowych elektronowych termu 4T_1 . W miarę wzrostu sprzężenia następuje przekazywanie natężeń przejść do stanów wibracyjnych i widmo składać się zaczyna z szeregu linii. Na rys. 6 przedstawione jest widmo absorpcji dla przejścia ${}^4A_2(F) \rightarrow {}^4T_1(F)$ Co(d^7) w ZnSe obliczone i obserwowane. W obliczeniach uwzględnione zostało oddziaływanie stanu elektronowego ${}^4T_1(F)$ tylko z jednym fononem, tworzącym dystorsję typu E , o energii $\hbar\omega = 72 \text{ cm}^{-1}$, równej energii fononu z piku gęstości stanów fononów poprzecznych akustycznych w ZnSe. Biorąc pod uwagę, że dopasowanie jest w zasadzie jednoparametrowe (energia Jahna–Tellera), zgodność jest bardzo dobra. Uwzględnienie fononów optycznych mogłoby wytłumaczyć obecność ogonów pasm absorpcyjnych, napotyka to jednakże wielkie trudności numeryczne ze względu na wymiary macierzy podlegających diagonalizacji, które już w przypadku samego tylko fononu akustycznego wynosiły 420×420 [29].

Należy podkreślić fakt, że częstości modów aktywnych w efekcie Jahna–Tellera pokrywają się z częstościami fononów sieciowych. Fakt ten został potwierdzony doświadczalnie w dużej ilości przypadków efektu Jahna–Tellera w związkach $A_{II}B_{VI}$ domieszkowanych metalami przejściowymi [18, 20, 22, 24, 25].

5. Konkluzje

Przedstawione zostały dwa podejścia do efektu Jahna–Tellera występującego na stanach domieszkowych w kryształach. Pierwsze z nich może mieć zastosowanie do kryształów jonowych o dużej energii fononów i do domieszek o małym oddziaływaniu spin-orbitalnym. Jako konsekwencja efektu Jahna–Tellera pojawia się wówczas tzw. efekt Hama. Drugie podejście jest bardziej odpowiednie dla półprzewodników typu $A_{II}B_{VI}$ domieszkowanych metalami przejściowymi. Opisuje ono dobrze mechanizm powstawania pasm absorpcyjnych związanych z przejściami wewnątrzdomieszkowymi. Konsekwencją efektu Jahna–Tellera może być wówczas redukcja częstości fononu.

Literatura

- [1] H. A. Jahn, E. Teller, *Proc. Roy. Soc. A* **161**, 220 (1937).
- [2] R. Englman, *The Jahn–Teller Effect in Molecules and Crystals*, Wiley — Interscience 1972.
- [3] M. D. Sturge, *The Jahn–Teller Effect in Solids; Solid State Phys.* **20**, 91, Academic Press 1967.
- [4] E. Elkin, G. D. Watkins, *Phys. Rev.* **174**, 881 (1968).
- [5] G. D. Watkins, *Phys. Rev.* **155**, 802 (1955).
- [6] G. D. Watkins, J. W. Corbett, *Phys. Rev.* **134**, A1359 (1964).
- [7] R. P. Messner, G. D. Watkins, *Phys. Rev. Letters* **25**, 656 (1970).

- [8] B. W. Batterman, C. S. Barret, *Phys. Rev. Letters* **13**, 390 (1964); *Phys. Rev.* **145**, 296 (1966).
- [9] C. J. Ballhausen, *Introduction to Ligand Field Theory*, Mc Graw-Hill 1962.
- [10] J. S. Griffith, *The Theory of Transition — Metal Ions*, Cambridge Univ. Press 1964.
- [11] D. S. Mc Clure, *Electronic Spectra of Molecules and Ions in Crystals; Solid State Phys.* **8**, 399, Academic Press 1959.
- [12] S. Sugano, Y. Tanabe, H. Kamimura, *Multiplets of Transition — Metal Ions in Crystals*, Academic Press 1970.
- [13] J. M. Baranowski, J. W. Allen, G. L. Pearson, *Phys. Rev.* **167**, 758 (1968).
- [14] F. S. Ham, *Phys. Rev.* **138**, A1727 (1965).
- [15] M. D. Sturge, *Phys. Rev.* **B1**, 1005 (1970).
- [16] M. D. Sturge, H. J. Guggenheim, *Phys. Rev.* **B4**, 2092 (1971).
- [17] P. Koidl, *Phys. Stat. Sol. (b)* **74**, 477 (1976).
- [18] P. Koidl, O. F. Schirmer, U. Kaufmann, *Phys. Rev.* **B8**, 4926 (1973).
- [19] A. I. Ryskin, A. L. Natadze, S. A. Kazanski, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **3**, 910 (1973).
- [20] U. G. Kaufmann, P. Koidl, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7**, 791 (1974).
- [21] T. Yamaguchi, H. Kamimura, *J. Phys. Soc. Japan* **33**, 953 (1972).
- [22] H. Maier, U. Scherz, *Phys. Stat. Sol. (b)* **62**, 153 (1974).
- [23] F. S. Ham, W. M. Schwarz, M. C. M. O'Brien, *Phys. Rev.* **185**, 184 (1969).
- [24] F. S. Ham, G. A. Slack, *Phys. Rev.* **B4**, 777 (1971).
- [25] J. T. Vallin, G. A. Slack, S. Roberts, A. E. Hughes, *Phys. Rev.* **B2**, 4313 (1970).
- [26] J. T. Vallin, G. D. Watkins, *Phys. Rev.* **B9**, 2051 (1974).
- [27] M. Bieńkowska, J. M. Baranowski, S. Uba, *Seminarium Związków II—VI*, Jaszowiec, Prace IF PAN (będzie publikowane).
- [28] S. Uba, J. M. Baranowski, *Seminarium Związków II—VI*, Jaszowiec, Prace IF PAN 1976.
- [29] S. Uba, J. M. Baranowski, będzie publikowane w *Phys. Rev.*

Ludwik Leibler

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Stany elektronowe w półprzewodnikach mieszanych

Electronic States in Mixed Semiconductors

Abstract: The essential methods of calculation of the electronic states in substitutional semiconducting alloys are shortly reviewed. The emphasis is put on the virtual crystal approximation. It is shown that even in this approximation the change of the lattice constant due to alloying leads to the nonlinear dependence of the band gaps on the composition of the alloy. The parameters of the model have been related to experimentally measurable quantities.

1. Wstęp

W ostatnich latach coraz więcej miejsca zajmują w fizyce półprzewodników badania stopów półprzewodnikowych tzw. kryształów mieszanych. Pod tym terminem rozumiemy zwykle nieuporządkowane mieszaniny złożone z pierwiastków lub związków półprzewodnikowych mających tę samą strukturę krystaliczną. Zbadano wiele takich kryształów o składzie zmieniającym się w szerokim zakresie. Typowymi przykładami materiałów będących przedmiotem intensywnych badań są stopy krzemu i germanu, związków $A^{II}B^{VI}$ o wspólnym anionie lub kationie (np. $Hg_{1-x}Cd_xTe$, ZnS_xSe_{1-x}), $A^{III}B^V$ (np. $InAs_xSb_{1-x}$, $In_xGa_{1-x}Sb$) oraz $A^{IV}B^{VI}$ (np. $Pb_{1-x}Sn_xTe$). Zajmowano się zarówno własnościami elektronowymi, jak i dynamiką sieci tych materiałów.

Okazuje się, że wiele własności fizycznych kryształów mieszanych zależy w sposób ciągły od składu. Jest to niezwykle ważny fakt zarówno z punktu widzenia nauki, jak i zastosowań. Umożliwia on bowiem otrzymanie materiałów o różnych parametrach i wybieranie optymalnych dla danego pomiaru czy zastosowania. Inną przyczyną tak dużego zainteresowania stopami półprzewodnikowymi jest poszukiwanie nowych, specyficznych efektów fizycznych związanych z nieporządkiem chemicznym i geometrycznym takich układów.

W niniejszym artykule nie sposób omówić olbrzymiej ilości prac eksperymentalnych poświęconych półprzewodnikom mieszanym. Czytelnik zainteresowany może znaleźć wiele odnośników w pracach przeglądowych [1]—[4] i cytowanych poniżej pracach z lat późniejszych. Skoncentrujemy się tutaj na teoretycznych problemach związanych z określeniem stanów elektronowych w stopach półprzewodnikowych, a w szczególności na zagadnieniu określenia własności elektronowych kryształu mieszanego, gdy znana jest struktura pasmowa składników.

2. Przybliżenie kryształu wirtualnego

Teoria półprzewodników operuje na ogół pojęciem kryształu idealnego, którego struktura charakteryzuje się periodycznością przestrzenną. Stopy półprzewodnikowe przypominają kryształy idealne tym, że atomy leżą w węzłach sieci, jednakże w przeciwieństwie do kryształu idealnego węzły sieci obsadzone są przez atomy różnych składników w sposób przypadkowy. Oznacza to, że kryształ mieszany jest periodyczny jedynie w sensie geometrycznym, natomiast istnieje w nim nieuporządkowanie chemiczne. Konsekwencją braku idealnej periodyczności winna być w zasadzie niestosowność takich podstawowych pojęć jak pseudopęd, struktura pasmowa itp. Tymczasem w wielu doświadczeniach, na przykład optycznych, otrzymuje się wyniki charakterystyczne dla zwykłej struktury pasmowej. Teoretyczna interpretacja tego typu eksperymentów bazuje na przybliżeniu kryształu wirtualnego [5—7].

Dla uzyskania informacji fizycznej o kryształach mieszanym należałoby w przybliżeniu jednoelektronowym rozwiązać równanie Schrödingera z potencjałem krystalicznym $V(\mathbf{r}, \nu)$ odpowiadającym danej konfiguracji ν atomów w stopie (\mathbf{r} oznacza położenie elektronu). Otrzymane rozwiązania (tzn. funkcje falowe i energie) powinno się następnie uśrednić po wszystkich możliwych konfiguracjach atomów w stopie zgodnie z prawdopodobieństwem ich występowania. Oczywiście problemu tego nie da się rozwiązać ściśle. W najprostszym przybliżeniu — kryształu wirtualnego — zastępuje się rzeczywisty dla danej konfiguracji potencjał $V(\mathbf{r}, \nu)$ średnią ważoną po wszystkich konfiguracjach atomów ν . Innymi słowy zamiast uśredniać funkcje falowe i energie uśrednienia przeprowadza się już na poziomie potencjału jednoelektronowego.

Aby lepiej zorientować się w idei i założeniach przybliżenia kryształu wirtualnego rozważmy najpierw możliwie najprostszy przypadek, a mianowicie stop dwuskładnikowy $A_{1-f}B_f$, którego stała sieci nie zmienia się ze zmianą składu f . Za Nordheimem [5] zakładamy, że potencjał krystaliczny (dla konfiguracji atomów w sieci ν) jest sumą potencjałów atomowych zlokalizowanych w węzłach sieci, tzn.

$$V(\mathbf{r}, \nu) = \sum_n \{ \vartheta_\nu(\mathbf{R}_n) [v^B(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) - v^A(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)] + v^A(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \} \quad (1)$$

gdzie $\vartheta_r(\mathbf{R}_n)$ jest równe 0, gdy w węźle \mathbf{R}_n leży atom A i jest równe 1, gdy w węźle \mathbf{R}_n leży atom B . v^A i v^B oznaczają odpowiednio potencjały atomowe A i B . Potencjał $V(\mathbf{r}, \nu)$ rozbijemy na dwie części:

$$V(\mathbf{r}, \nu) = V_{vc}(\mathbf{r}) + V'(\mathbf{r}, \nu), \quad (2)$$

gdzie $V_{vc}(\mathbf{r})$ jest jeszcze niewyspecyfikowanym niezależnym od konfiguracji ν potencjałem, a $V'(\mathbf{r}, \nu)$ charakteryzuje nieuporządkowanie stopu. Chcemy traktować $V'(\mathbf{r}, \nu)$ jako zaburzenie. Musimy więc dobrać $V_{vc}(\mathbf{r})$ tak, by efekt działania $V'(\mathbf{r}, \nu)$ na funkcje własne Ψ_q^0 będące rozwiązaniami równania

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{vc}(\mathbf{r}) \right] \Psi_q^0(\mathbf{r}, t) = E_q^0 \Psi_q^0(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

był jak najmniejszy (q numeruje stany). Potencjał V_{vc} wybieramy w ten sposób, że uśrednione po wszystkich możliwych konfiguracjach ν atomów sieci poprawki do energii E_q^0 i funkcji własnych Ψ_q^0 dawane przez V' znikają w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń. Oznacza to, że V_{vc} spełnia warunek

$$\left\langle \int d^3r \Psi_q^{0*}(\mathbf{r}, t) V'(\mathbf{r}, \nu) \Psi_q^0(\mathbf{r}, t) \right\rangle = 0. \quad (4)$$

Całkowanie jest po objętości kryształu, a $\langle \rangle$ oznacza średnią po konfiguracjach atomów w sieci ν . W języku zależnego od czasu rachunku zaburzeń, gdy powiadaemy, że $V'(\mathbf{r}, \nu)$ powoduje rozpraszanie elektronu, warunek (4) oznacza, że rozproszona fala jest zupełnie niekoherentna (z dokładnością do pierwszego rzędu rachunku zaburzeń).

Należy podkreślić, że warunek (4) wraz z (1) określa V_{vc} jednoznacznie. Łatwo pokazać [6, 7], że

$$V_{vc}(\mathbf{r}) = \sum_n [1-f]v^A(\mathbf{r}-\mathbf{R}_n) + fv^B(\mathbf{r}-\mathbf{R}_n) = (1-f)V_A(\mathbf{r}) + fV_B(\mathbf{r}), \quad (5)$$

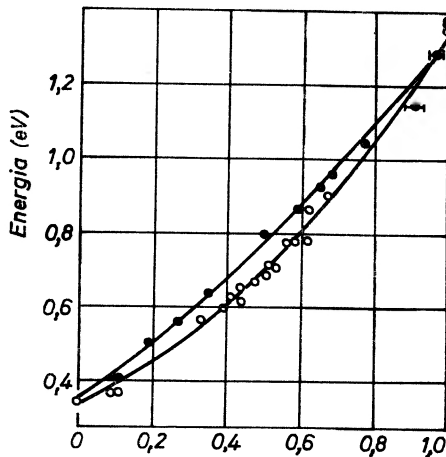
to znaczy $V_{vc}(\mathbf{r})$ — potencjał kryształu wirtualnego — równy jest średniej ważonej potencjałów jednoelektronowych czystych składników A i B . Widać, że tak określony potencjał V_{vc} ma periodyczność sieci dzięki temu, że atomy w kryształach mieszanym leżą w węzłach sieci krystalicznej. Ostre krawędzie pasm obserwowane w doświadczeniach są właśnie wynikiem periodyczności V_{vc} . Natomiast V' rozprasza elektrony niekoherentnie. Sytuacja w stopie jest podobna do sytuacji w kryształach idealnym w temperaturze różnej od 0 K, gdy drgania sieci niszczą periodyczność potencjału powodując na przykład, że $\hbar k$ -pseudopęd nie jest dobrą liczbą kwantową elektronu. Również dla takiego przypadku potencjał można zapisać jako sumę potencjału periodycznego kryształu idealnego i zaburzenia, powstającego na skutek drgań sieci, powodującego niekoherentne rozpraszanie elektronu.

Widzimy więc, że w celu znalezienia stanów elektronowych w kryształach mieszanym należałoby najpierw określić E_q^0 i Ψ_q^0 z równania (3) z potencjałem periodycznym V_{vc} , tj. znaleźć stany elektronowe w przybliżeniu kryształu wirtualnego, a następnie wyznaczyć wpływ V' na tak znalezione poziomy

energetyczne. Wobec tego, że V_{vc} został dobrany w ten sposób, by spełniony był warunek (4), średnia poprawka do energii i funkcji falowych znalezionych w przybliżeniu kryształu wirtualnego znika w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń. Aby jednak poprawki wyższego rzędu były zaniedbywalne, V' musi być małe, co oznacza, że różnica potencjałów atomowych $v^B - v^A$ musi być niewielka. Teoretyczne próby uwzględnienia wpływu nieporządku chemicznego na poziomy energetyczne omówimy w § 4. Na marginesie warto wspomnieć, że niekoherentne rozpraszanie na potencjale V' jest odpowiedzialne za tzw. opór resztkowy w stopach metalicznych [5] i może być ważnym mechanizmem relaksacji w półprzewodnikach mieszanych (np. [8, 9]).

3. Struktura pasmowa kryształu wirtualnego

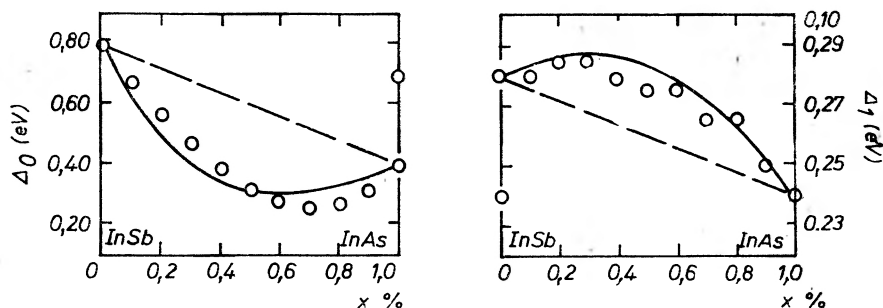
Ponieważ potencjał kryształu wirtualnego V_{vc} jest periodyczny, problem obliczenia struktury pasmowej w kryształach mieszanych w przybliżeniu kryształu wirtualnego jest analogiczny do problemu w kryształach czystych i można stosować w zasadzie podobne metody: $k \cdot p$, pseudopotencjałów empirycznych i in. Podstawowym zagadnieniem, które należy rozwiązać, jest znalezienie zależności parametrów struktury pasmowej od składu. Trzeba podkreślić,



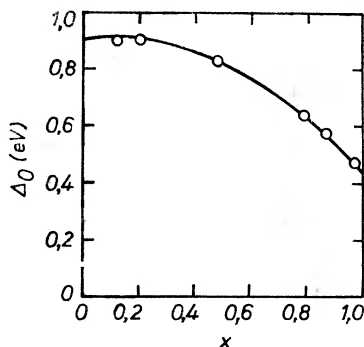
Rys. 1. Zmiana przerwy energetycznej E_0 w funkcji składu x dla $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ wg [10], ● — wartości eksperymentalne wg [42], ○ — wg [43]

że nawet w przybliżeniu kryształu wirtualnego, w którym użyty potencjał jest średnią ważoną potencjałów czystych składników, nie należy oczekiwać na ogół liniowej zależności przerwy energetycznej od składu. W żadnej bowiem z powszechnie używanych metod rachunków pasmowych przerwa energetyczna nie jest liniową funkcją założonego potencjału. Można jednak oczywiście oczekiwać ciągłej zależności parametrów struktury pasmowej (np. przerwy wzbrow-

nionej, rozszczepienia spin-orbitalnego) od składu, co rzeczywiście obserwuje się w eksperymencie i co ma duże znaczenie praktyczne. Przykładowe zależności przerwy energetycznej i rozszczepienia spin-orbitalnego od składu pokazano na rys. 1—3.



Rys. 2. Zależność energii rozszczepienia spin-orbitalnego Δ_0 (w punkcie Γ) i Δ_1 (w punkcie L) dla $\text{InSb}_{1-x}\text{As}_x$, wg [13]



Rys. 3. Zależność energii rozszczepienia spin-orbitalnego Δ_0 (w punkcie Γ) dla $\text{ZnSe}_x\text{Te}_{1-x}$, wg [17]

Doświadczalnie obserwowane zależności przerw energetycznych od składu przyjęło się przybliżać zarówno w półprzewodnikach $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ (np. [10—13]) jak i $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ (np. [14—18]) kwadratową funkcją składu, tj.

$$\Delta E = \alpha + \beta f + \gamma f^2. \quad (6)$$

Odchylenie od liniowej zależności charakteryzowane jest przez współczynnik γ (bowing parameter). Można zauważyć, że γ równa się czterokrotnej wartości odchylenia ΔE od linii prostej łączącej ΔE_A i ΔE_B (przerwy w czystych kryształach A i B) w punkcie odpowiadającym składowi $f = 0,5$. Na ogół γ jest większe od zera dla przerw wzbronionych i zmienia się w granicach od 0 do około 2 eV. Natomiast współczynnik γ w zależności energii rozszczepienia spin-orbitalnego od składu bywa zarówno dodatni, jak i ujemny dla różnych kryształów mieszanych, a nawet dla tych samych materiałów ma różny znak w różnych punktach strefy Brillouina (por. rys. 2 i 3).

Aby znaleźć strukturę pasmową stopu o składzie f metodą $k \cdot p$ należałoby, wychodząc ze znajomości struktury pasmowej czystego kryształu A , rozwiązać równanie Schrödingera dla hamiltonianu kryształu wirtualnego

$$H = H_A + f[V_B(\mathbf{r}) - V_A(\mathbf{r})] = H_A + fS(\mathbf{r}), \quad (7)$$

gdzie H_A — hamiltonian elektronu w czystym kryształcie A . Hamiltonian H ma takie same własności symetrii co potencjały składników. Wobec tego ma on pozadiagonalne (międzypasmowe) elementy macierzowe (na funkcjach własnych H_A) tylko między funkcjami transformującymi się według tych samych reprezentacji grupy wektora falowego. W najprostszych modelach kilkupasmowych np. w modelu trójpasmowym z pasmami Γ_6 , Γ_7 i Γ_8 nie występują wcale elementy międzypasmowe niezależne od k i przerwa energetyczna E_0 oraz rozszczepienie spin-orbitalne Δ_0 (w punktach Γ) będą liniowo zależały od składu (por. np. [19]). Masa efektywna natomiast zależy w sposób nieliniowy od składu nawet w tak uproszczonym modelu.

Wyniki eksperymentalne odbiegają na ogół od przewidywań modelu trójpasmowego. Berolo i wsp. [13] próbują wyjaśnić odstępstwa w modelu trójpasmowym postulując, że nieporządek chemiczny prowadzić może do mieszania funkcji falowych pasm o różnych symetriach. Trzeba podkreślić jednak, że występowanie odstępstw przerw energetycznych od liniowej zależności przewidywanej przez bardzo uproszczony model trójpasmowy nie oznacza wcale, że przybliżenie kryształu wirtualnego zawodzi i że trzeba uwzględnić nieporządek chemiczny wychodząc poza to przybliżenie. Uwzględnienie bowiem wpływu wyższych pasm na badane przerwy energetyczne prowadziłyby do nieliniowej zależności przerw od składu nawet w przybliżeniu kryształu wirtualnego. Metoda $k \cdot p$ nie jest jednak przydatna do obliczania odstępstw od liniowej zależności przerw od składu, gdyż wymaga ona znajomości elementów macierzowych $V_B(\mathbf{r}) - V_A(\mathbf{r})$ na funkcjach falowych elektronu z czystego kryształu A (lub B).

Dotychczas rozważaliśmy przypadek stopów, których stała sieci była niezależna od składu (tzn. stałe sieci składników A i B , a_A i a_B odpowiednio, były sobie równe). W większości kryształów mieszanych stałe sieci zmieniają się jednak ze składem (np. [1]) i opisuje to na ogół prawo Vegarda

$$a(f) = (1-f)a_A + fa_B. \quad (8)$$

Zmiana stałej sieci może być niekiedy bardzo duża i np. dla stopu $\text{Zn Te}_{1-f}\text{S}_f$ wynosi około 12%.

Wiadomo, że przy ścisłaniu kryształów półprzewodnikowych struktura pasmowa zmienia się silnie, nawet gdy przyłożone ciśnienia powodują nieznaczne zmiany stałej sieci. Można więc oczekiwać, że zmienność stałej sieci ze składem wpływa w sposób istotny na obserwowaną w stopach półprzewodnikowych strukturę pasmową.

Do obliczania struktury pasmowej półprzewodników mieszanych stosuje się często metodę pseudopotencjałów empirycznych (np. [20—26]). W przybliżeniu

kryształu wirtualnego waży się pseudopotencjały składników w zależności od składu kryształu. Licząc pseudopotencjały wprowadza się stałe sieci odpowiadające rozpatrywanym składom. Otrzymane tą metodą zależności przerw energetycznych od składu zależą silnie od przyjętej postaci pseudopotencjałów i tak wyniki otrzymane w pracach [25] i [26] dla GaAs-P prowadzą do zupełnie sprzecznych konkluzji na temat wpływu nieuporządkowania chemicznego na wartości przerw energetycznych.

Drugą metodą używaną do liczenia struktury pasmowej kryształów mieszanych związków $A^{II}B^{VI}$ i $A^{III}B^V$ jest tzw. metoda dielektryczna [27] oparta na teorii Philipsa jonowości i wiązań chemicznych [28]. W tej metodzie przybliżeniem kryształu wirtualnego nazywa się założenie liniowej zależności od składu pewnych parametrów teorii, których wartości dla czystych składników otrzymuje się z dopasowania do wyników eksperymentalnych. Trzeba wyraźnie zaznaczyć, że takie postępowanie nie jest równoważne przyjęciu przybliżenia kryształu wirtualnego w sensie Nordheima [5]. Wyliczone metodą dielektryczną, przerwy energetyczne w funkcji składu nie dają dobrej zgodności z wynikami doświadczeń. Dla wszystkich kryształów mieszanych związków $A^{III}B^V$ i $A^{II}B^{VI}$ otrzymane odchylenia od liniowej zależności są zbyt małe, a drastycznie różne od eksperymentalnych wartości są na przykład dla stopu ZnSe-Te, gdzie zamiast krzywej wklęsłej z γ dodatnim ($\gamma \approx 1,2$ eV) otrzymuje się krzywą wypukłą ($\gamma < 0$). W pracy [27] rozbieżności teorii i doświadczenia przypisuje się silnym efektom nieuporządkowania chemicznego. Autorzy szacują te efekty obliczając różnicę potencjałów atomowych A i B . Przyjęte przez nich założenia są jednak zbyt drastyczne, nawet biorąc pod uwagę szacunkowy charakter ich obliczeń [29].

Warto zaznaczyć, że ani metoda dielektryczna ani metoda pseudopotencjałów empirycznych nie dają ściśle rzecz biorąc parabolicznej zależności przerw energetycznych ΔE od składu f (por. wzór (6)). Również z danych eksperymentalnych wynika, że czasami nie da się przybliżyć $\Delta E(f)$ wzorem (6) (por. rys. 4).

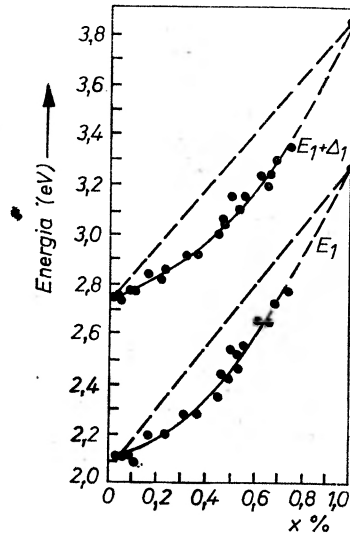
Z rachunków struktury pasmowej metodą pseudopotencjałów nie sposób określić w jakim stopniu wpływają na zależność przerw energetycznych od składu wyższe pasma, a w jakim fakt, że stała sieci zależy od składu. Nie wiadomo więc w szczególności czy odstępstwa od liniowej zależności przerw od składu nie dadzą się opisać prostszym modelem kilkupasowym, jeżeli uogólnić go tak, by stosował się i do przypadku kryształów mieszanych, których stała sieci zależy od składu.

Okazuje się, że można zrobić takie uogólnienie modelu kilkupasowego, by uwzględnił zależność stałej sieci od składu [30]. W przypadku, gdy stałe sieci składników A i B kryształu są różne (dla ustalenia uwagi rozpatrywać będziemy kryształy o sieci kubicznej o $a_A < a_B$) z założenia Nordheima [5], że potencjał krystaliczny jest sumą potencjałów atomowych wynika, że potencjał kryształu wirtualnego równa się średniej ważonej potencjału elektronowego w czystym

kryształe A rozciągniętym w ten sposób, że jego stała sieci wynosi $a(f)$ i potencjału kryształu B ściśniętego do stałej $a(f)$.

$$V(\mathbf{r}) = (1-f)V_A(\mathbf{r}, a(f)) + fV_B(\mathbf{r}, a(f)). \quad (9)$$

Potencjał kryształu wirtualnego jest więc periodyczny z okresem równym stałej sieci stopu o składzie f . Ten potencjał założony był przez Songa [31], który wykorzystał go do otrzymania formalnych wyrażeń na pochodne dE/df w punktach $f = 0$ i $f = 1$. Posługując się hamiltonianem z takim potencjałem oraz



Rys. 4. Zależność przerwy energetycznej w punkcie L od składu dla $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, wg [44]

zakładając, że spełnione jest prawo Vegarda oraz założenia teorii potencjału deformacyjnego w pełnym zakresie deformacji (dla zmian stałej sieci od a_A do a_B) można otrzymać, pomijając wpływ wyższych pasm, zależność przerwy energetycznej od składu postaci [30]

$$\Delta E = \Delta E_A + f \left(3 \frac{a_B - a_A}{a_B} D_A + \delta \right) + \gamma f^2, \quad (10)$$

gdzie ΔE_A przerwa energetyczna w czystym składniku A , a D_A oznacza objętościowy potencjał deformacyjny w czystym kryształe A (D_A pomnożone przez względną zmianę objętości kryształu daje zmianę przerwy energetycznej na skutek ściskania hydrostatycznego). Współczynników δ i γ nie można obliczyć bez znajomości postaci potencjałów i funkcji falowych. Można jednak powiązać je z pewnymi wielkościami dostępnymi bezpośrednio z pomiarów doświadczalnych. I tak, jeżeli ścisnąć hydrostatycznie kryształy mieszane o różnych składach f tak, by po ściśnięciu ich stałe sieci wynosiły zawsze a_A i mierzyć w tak

ściśniętych kryształach przerwy energetyczne $\Delta E'(f)$, to można wyznaczyć współczynnik δ . Okazuje się bowiem [30], że

$$\delta = \frac{d\Delta E'(f)}{df}. \quad (11)$$

Współczynnik γ zaś (bowing parameter) można obliczyć, jeżeli tylko znane są potencjały deformacyjne czystych składników A i $B - D_A$ i D_B oraz stałe sieci

$$\gamma = 3 \left[\frac{a_A - a_B}{a_A} D_A + \frac{a_B - a_A}{a_B} D_B \right]. \quad (12)$$

O ile dane doświadczalne są dobrze opisywane wzorem (6), ze zgodności wyliczonego ze wzoru (12) współczynnika γ z wartościami eksperymentalnymi można wnioskować, czy wpływ wyższych pasm lub nieporządku chemicznego na przerwę energetyczną jest istotny.

Tabela 1

Wartości γ dla przerwy energetycznej w punkcie Γ oszacowane za pomocą wzoru (12). Wartości potencjałów deformacyjnych zaczerpnięto z pracy [45]. Dla porównania podano wartości doświadczalne γ_{exp} wg [25] i [27] oraz współczynniki γ_{dm} określone metodą dielektryczną wg [27]. Niektóre pozycje w tabeli zawierają po dwie liczby odpowiadające różnym danym doświadczalnym

Stop	γ		γ_{dm}	γ_{exp}	
GaAs-P	0,1,	0,2	0,21	0,21	
InAs-P	0,1		0,15	0,20,	0,26
Ga-InAs	0,5,	0,8	0,28	0,33,	0,56
Ga-InSb	0,2,	0,3	0,12	0,43,	0,48
InAs-Sb	-0,1,	-0,2	0,03	0,58	
Ga-InP	0,8		0,39	0,40,	0,88
ZnS-Se	0,1		0,14	0,	0,6
ZnSe-Te	0,2		-0,04	1,23,	1,28
ZnS-Te	0,6,	0,9	0,28	2,4,	3

Tabela 1 zawiera porównanie wartości γ ze wzoru (12) z danymi doświadczalnymi i wartościami obliczonymi metodą dielektryczną. Wartości γ ze wzoru (12) mają charakter szacunkowy ze względu na znaczny przedział błędu doświadczalnych wartości potencjałów deformacyjnych. Jak widać z porównania w związkach $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ (z wyjątkiem InAs-Sb) rola nieporządku oraz wyższych pasm nie uwzględnionych we wzorze (12) jest stosunkowo niewielka, natomiast znacznie wzrasta w związkach $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$. Do tego samego wniosku skłaniają również wartości otrzymane metodą dielektryczną.

Jeżeli z danych eksperymentalnych wynika, że wzór (6) źle opisuje zależność przerwy energetycznej od składu, to może to oznaczać, że przybliżenie potencjału deformacyjnego nie obowiązuje w całym zakresie deformacji od a_A do a_B (dla niektórych stopów taka zmiana stałej sieci odpowiadałaby przyło-

zeniu ciśnień rzędu 10^5 bara). W tej sytuacji wzór (10) obowiązuje jedynie dla $f \ll 1$. Można też podać analogiczny wzór dla $1-f \ll 1$. Drugie pochodne przerwy energetycznej po składzie wzięte w punktach $f=0$ i $f=1$ mogą się wtedy różnić, ale w dalszym ciągu można je powiązać z mierzalnymi doświadczalnie wielkościami pochodnych potencjału deformacyjnego po składzie dla $f=0$ i $f=1$. Zachodzi mianowicie związek

$$\left. \frac{d^2 \Delta E}{df^2} \right|_{f=0} \cong \frac{3}{2} \frac{a_B - a_A}{a_A} \left. \frac{dD}{df} \right|_{f=0} \quad (13)$$

dla pochodnych przerwy energetycznej i potencjału deformacyjnego D po składzie dla $f=0$ i zupełnie analogiczny związek dla $f=1$

$$\left. \frac{d^2 \Delta E}{df^2} \right|_{f=1} \cong \frac{3}{2} \frac{a_B - a_A}{a_B} \left. \frac{dD}{df} \right|_{f=1} \quad (13a)$$

Wzory (13) i (13a) pozwalają określić drugie pochodne przerwy energetycznej po składzie w punktach $f=0$ i $f=1$ z dwóch niezależnych, choć zapewne trudnych do przeprowadzenia z żadaną dokładnością eksperymentów. Uzyskana ewentualnie zgodność wyników świadczyłaby na korzyść omawianego modelu.

4. Próby wyjścia poza przybliżenie kryształu wirtualnego

Jak już wspominaliśmy, przybliżenie kryształu wirtualnego polega na zaniedbaniu wpływu nieperiodycznej części potencjału elektronowego $V'(r, \nu)$ (por [2]) na stany elektronowe. Naturalną metodą wyjścia poza przybliżenie kryształu wirtualnego byłoby uwzględnienie wyrazu V' używając np. drugiego rzędu rachunku zaburzeń [7]. Parmenter [7] badał wpływ V' na stany elektronowe kryształu mieszanego w modelowym przypadku $V_{vc} = \text{const}$. Pokazał, że nieporządek chemiczny powoduje rozmycie krawędzi pasma. Powstają tzw. ogony gęstości stanów wchodzące w przerwę wzbronioną. Jednakże trzeba powiedzieć, że takiego efektu nie obserwuje się w eksperymencie.

W podobny sposób nieporządek chemiczny uwzględniają Baldereschi i Maschke [26] już nie dla modelowej sytuacji, lecz dla kryształu mieszanego GaP-As, posługując się metodą pseudopotencjałów. Z dokładnością do drugiego rzędu rachunku zaburzeń w V' (po uśrednieniu po możliwych konfiguracjach atomów w sieci) uzyskuje się równanie na energię w funkcji składu

$$E_n(k, f) = E_n^{vc}(k, f) + f(1-f) \sum_{n'} \sum_{k'} \frac{| \langle n, k, f | \Delta | n', k', f \rangle |^2}{E_n^{vc}(k, f) - E_{n'}^{vc}(k', f)}, \quad (14)$$

gdzie $E_n^{vc}(k, f)$ jest energią odpowiadającą stanowi $|n, k, f\rangle$ w przybliżeniu kryształu wirtualnego, a Δ jest różnicą pseudopotencjałów atomowych składników (konkretnie P i A_s). Autorzy liczą energię przerwy wzbronionej w funkcji składu. Otrzymują nieliniową zależność zgodną z danymi doświadczalnymi,

przy czym efekt nieporządku okazuje się istotny. Trzeba jednak zaznaczyć, że nieuwzględniona jest konsekwentnie w ich rachunkach zależność stałej sieci od składu (stała sieci zmienia się o 4%), co może mieć duże znaczenie [25, 30].

Zupełnie inną metodą pozwalającą uwzględniać nieporządek chemiczny jest tzw. przybliżenie potencjału koherentnego (coherent potential approximation) [32, 33], używane z powodzeniem do opisu własności stopów metalicznych. Istnieje wiele artykułów przeglądowych poświęconych tej teorii i jej zastosowaniom (np. [34—36]). Dużą zaletą tej teorii jest to, że daje jednolity formalizm pozwalający traktować wszystkie wzbudzenia elementarne, a więc elektrony, ekscytony, fonony, magnony itd. w układach nieuporządkowanych.

Własności elektronu (w przybliżeniu jednocząstkowym) można opisać wprowadzając operator rezolwenty $G(z)$

$$G(z) = \frac{1}{z - H}, \quad (15)$$

gdzie H jest hamiltonianem w naszym przypadku zależnym od konfiguracji atomów w sieci. Znajomość funkcji $G(z)$ pozwala określić np. gęstość stanów, energię własną itp. (por. np. [36]). Makroskopowe własności jednoelektronowe układu zależą od średniej po wszystkich konfiguracjach, a więc własności układu można opisać wprowadzając średnią rezolwentę

$$\langle G(z) \rangle = \left\langle \frac{1}{z - H} \right\rangle. \quad (16)$$

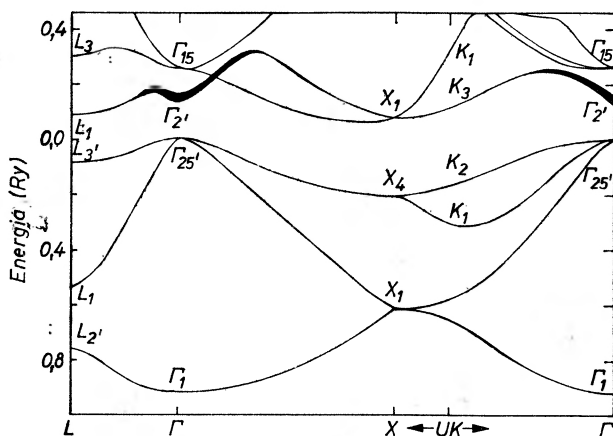
U podstaw przybliżenia potencjału koherentnego leży idea poszukiwania pewnego efektywnego hamiltonianu H_{ef} niezależnego od konfiguracji atomów, takiego że

$$\langle G(z) \rangle = \frac{1}{z - H_{\text{ef}}}. \quad (17)$$

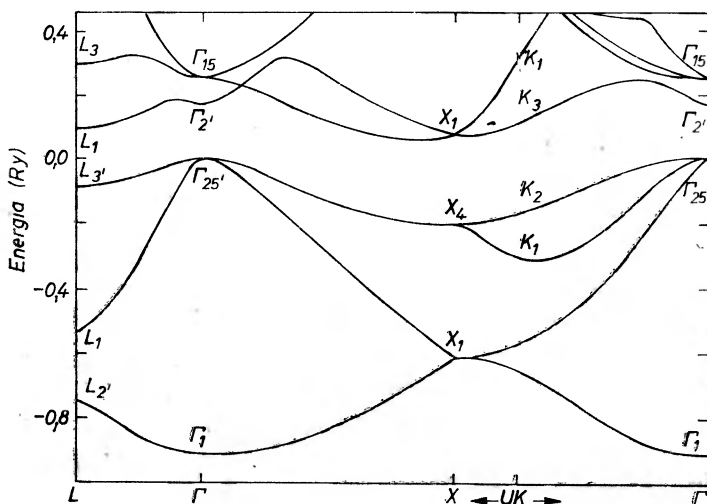
Okazuje się, że hamiltonian efektywny H_{ef} może zależeć od energii i być niehermitowski, prowadzi to do skończonego czasu życia stanów. Można pokazać, że gdy użyć tak zdefiniowanego H_{ef} do obliczenia stanów elektronowych, to fala elektronowa rozpraszana jest zupełnie niekoherentnie na różnicy $H - H_{\text{ef}}$ (uśredniona macierz rozpraszania znika). Widzimy więc, że przybliżenie potencjału koherentnego jest w jakimś sensie uogólnieniem przybliżenia kryształu wirtualnego, w którym fala była rozpraszana niekoherentnie na różnicy $H - H_{\text{vc}}$ jedynie z dokładnością do pierwszego rzędu rachunku zaburzeń. Praktycznie H_{ef} znajduje się metodą kolejnych przybliżeń, startując z hamiltonianu kryształu wirtualnego H_{vc} .

Strukturę pasmową w przybliżeniu potencjału koherentnego znajduje się diagonalizując hamiltonian efektywny H_{ef} . Wynik dla stopu $\text{Si}_{0,37}\text{Ge}_{0,63}$, uzyskany przez Strouda i Ehrenreicha [38], pokazany jest na rys. 5. Szerokość zakreskowanej linii przedstawia szerokość poziomu, tzn. jest odwrotnie proporcjonalna do czasu życia. Widać, że poszerzenie linii jest nieznaczne ($\sim 0,01$ Ry)

w porównaniu z typową szerokością pasm ($\sim 0,5$ Ry). Okazuje się więc, że struktura pasmowa uzyskana w przybliżeniu potencjału koherentnego niewiele różni się od wyniku uzyskanego w przybliżeniu kryształu wirtualnego [20], a przedstawionego na rys. 6.



Rys. 5. Struktura pasmowa stopu $\text{Si}_{0,37}\text{Ge}_{0,63}$ w przybliżeniu potencjału koherentnego wg [38]. Szerokość zaciemnionych linii jest równa podwójnej wartości urojonej części energii własnej. Wielkość ta jest odwrotnie proporcjonalna do czasu życia elektronu w danym stanie



Rys. 6. Struktura pasmowa stopu $\text{Si}_{0,37}\text{Ge}_{0,63}$ w przybliżeniu kryształu wirtualnego wg [20]

Na zakończenie zwróćmy uwagę, że istnieją pewne fenomenologiczne próby uwzględnienia zmienności stałej sieci w przybliżeniu kryształu koherentnego [39, 40].

Podsumowując można powiedzieć, że problem stosowalności przybliżenia kryształu wirtualnego i wpływu nieperiodyczności na własności półprzewod-

ników mieszanych pozostaje otwarty. Należy też podkreślić, że obok fluktuacji krótkozasięgowych w kryształach mamy zawsze długozasięgowe fluktuacje składu, statystyczne lub wynikające z niedoskonałości technologii i pewne specyficzne efekty fizyczne obserwowane w kryształach mieszanych mogą być wynikiem takiego typu nieporządku [41].

Literatura

- [1] F. Herman, M. Glicksman, R. H. Parmenter, w *Progress in Semiconductors*, vol. 2, A. R. Gibson, R. E. Burgess, P. Aigrain, Eds., Wiley, New York 1957, s. 1.
- [2] D. Long, w *Semiconductors and Semimetals*, vol. 1, R. K. Willardson and A. C. Beer Eds., Academic Press, New York 1966, s. 143.
- [3] A. B. Almazov, *Elektronnyje svojstva poluprovodnikovych tverdykh rastvorov*, Nauka, Moskva 1966.
- [4] D. Long, J. L. Schmit, w *Semiconductors and Semimetals*, vol. 5, R. K. Willardson and A. C. Beer Eds., Academic Press, New York 1970, s. 175 oraz J. Malengailis, T. C. Harman, *ibid.*, s. 111.
- [5] L. Nordheim, *Ann. Phys.* **9**, 607 (1931).
- [6] T. Muto, *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. (Tokyo)* **34**, 377 (1938).
- [7] R. H. Parmenter, *Phys. Rev.* **97**, 587 (1955).
- [8] L. Makowski, M. Glicksman, *J. Phys. Chem. Solids* **34**, 487 (1973).
- [9] R. Iwanowski, J. Kossut, T. Dietl, *Materiały VII Ogólnokrajowego Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{II}B^{VI}*, w druku.
- [10] A. G. Thompson, J. C. Woolley, *Can. J. Phys.* **45**, 255 (1967).
- [11] S. S. Vishinubhatla, B. Eyglunet, J. C. Woolley, *Can. J. Phys.* **47**, 1661 (1969).
- [12] O. Berolo, J. C. Woolley, w *Proceedings of 11th International Conference on the Physics of Semiconductors*, PWN, Warszawa 1972, s. 1420.
- [13] O. Berolo, J. C. Woolley, J. A. Van Vechten, *Phys. Rev.* **B8**, 3794 (1973).
- [14] K. Saito, A. Ebina, T. Takahashi, *Solid State Comm.* **11**, 841 (1972).
- [15] A. Moritani, K. Taniguchi, C. Hamaguchi, J. Nakai, *J. Phys. Soc. Japan* **34**, 79 (1973).
- [16] R. Hill, D. Richardson, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **6**, L 115 (1973).
- [17] A. Ebina, Y. Sato, T. Takahashi, *Phys. Rev. Letters* **32**, 1366 (1974).
- [18] A. Ebina, E. Fukunaga, T. Takahashi, *Phys. Rev.* **B10**, 2495 (1974).
- [19] J. Mycielski, *Postępy Fizyki* **24**, 69 (1973).
- [20] F. Bassani, D. Brust, *Phys. Rev.* **131**, 1524 (1963).
- [21] D. Jones, A. H. Lettington, *Solid State Comm.* **7**, 1319 (1969).
- [22] D. Richardson, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **4**, L289 (1971).
- [23] S. Katsuki, M. Kanimune, *J. Phys. Soc. Japan* **31**, 415 (1971).
- [24] D. J. Chadi, M. L. Cohen, *Phys. Rev.* **B7**, 692 (1973).
- [25] R. Hill, *J. Phys. C: Solid St. Phys.* **7**, 516, 521 (1974).
- [26] A. Baldereschi, K. Maschke, *Solid State Comm.* **16**, 99 (1975).
- [27] J. A. Van Vechten, T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* **B1**, 3351 (1970).
- [28] J. C. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **42**, 317 (1970).
- [29] M. Altarelli, *Solid State Comm.* **15**, 1607 (1974).
- [30] J. Blinowski, L. Leibler, w przygotowaniu.
- [31] K. S. Song, *Solid State Comm.* **13**, 1397 (1973).
- [32] P. Soven, *Phys. Rev.* **156**, 809 (1967).
- [33] B. Velicky, S. Kirkpatrick, H. Ehrenreich, *Phys. Rev.* **175**, 747 (1968).

- [34] F. Yonezawa, K. Morigaki, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **53**, 1 (1973).
- [35] R. J. Elliot, J. A. Krumhansl, P. L. Leath, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 465 (1974).
- [36] J. Callaway, *Quantum Theory of the Solid State*, Academic Press, New York 1974, s. 440.
- [37] D. N. Zubarev, *Uspekhi Fiz. Nauk* **71**, 71 (1960).
- [38] D. Stroud, H. Ehrenreich, *Phys. Rev.* **B2**, 3197 (1970).
- [39] Yu. A. Bratashevskii, A. Yu. Zakharov, Yu. M. Ivanchenko, *Solid State Comm.* **15**, 1777 (1974).
- [40] A. Yu. Zakharov, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **9**, 425 (1975).
- [41] J. Mycielski, G. Bastard, C. Rigaux, *Phys. Rev. B*, w druku.
- [42] J. C. Woolley, C. M. Gillett, J. A. Evans, *Proc. Phys. Soc.* **77**, 700 (1961).
- [43] E. F. Hockings, J. Kudman, T. Seidel, C. M. Schmelz, E. F. Steigmeier, *J. Appl. Phys.* **37**, 2879 (1966).
- [44] R. R. Gałazka, A. Kisiel, *Phys. Status Solidi* **34**, 63 (1969).
- [45] D. L. Camphausen, G. A. Neville Connell, W. Paul, *Phys. Rev. Letters* **26**, 184 (1971).

Bronisław A. Orłowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Warszawskiego
Warszawa

Fotoemisyjne badania struktury pasmowej półprzewodników $A_{II}B_{VI}$

Photoemission Studies of $A_{II}B_{VI}$ Semiconductors

Abstract: The radiation in the range of energy from several eV up to several thousands of eV is used in photoemission experiments to investigate the density of electrons states distribution of solids in the range from the surface states down to the deep core levels. Recently the photoemission method was used to investigate valence band density of states distribution in $A_{II}B_{VI}$ semiconductors. The valence bands in these materials are wide of about 6 eV and are bild of halcogenides p -orbitals and metals s -orbitals. The d bands of metals are on the depth of about 10 eV from the valence band edge. The d -bands of halcogenides are much deeper than those for metals and e.g. for Te the depth is 40 eV from the valence band edge.

I. FOTOEMISJA

Wstęp

Zjawisko fotoemisji polega na przenoszeniu przy pomocy fotonów elektronów ze stanów obsadzonych do próżni. W eksperymencie fotoemisyjnym mierzy się własności tylko tych elektronów, które opuściły próbkę.

Panujący na początku lat pięćdziesiątych pogląd zakładał, że fotoemisja z metali polega na wyrzucaniu do próżni elektronów swobodnych. Zarówno Fano [1], jak i Makinson [2] w pracach swoich prowadzili obliczenia przy założeniu przybliżenia elektronów swobodnych ograniczonych przez powierzchnią bariere. W pracach Huntingtona i Apkera [3], a następnie Kane [4], Gobeliego i Allena [5] autorzy zwrócili uwagę na wpływ struktury pasmowej ciał stałych na kształt zależności wydajności kwantowej efektu fotoemisyjnego w pobliżu pręgu fotoemisji.

Ważnym momentem w poglądach na zjawisko fotoemisji było ukazanie się pracy Spicera i Berglunda [6] wskazującej na wpływ struktury pasmowej pasma walencyjnego na rozkład energetyczny fotoemitowanych elektronów. Otrzymane krzywe rozkładu energetycznego fotoemitowanych elektronów wskazywały na ścisłą korelację ze strukturą pasmową badanych próbek miedzi. Wyniki pracy wskazywały, że efekt fotoemisji jest procesem objętościowym i należy go opisywać przy pomocy modelu trzystopniowego [7]. Model ten stał się bardzo przydatnym do interpretacji krzywych rozkładu energetycznego fotoemitowanych elektronów (przyjęto nazwę tych krzywych EDC — Energy Distribution Curve) i jest współcześnie aktualnym i rozwijającym się modelem. Przyjmuje się kolejne trzy stopnie efektu fotoemisyjnego:

1. optyczne wzbudzenie elektronu wewnątrz próbki,
2. transport wzbudzonego elektronu do powierzchni,
3. przekroczenie powierzchniowej bariery potencjału.

Pierwsze stadium procesu opisuje się przy pomocy formalizmu stosowanego do opisu przejść optycznych. Ilość wzbudzonych optycznie elektronów zależy od wartości elementu macierzowego dla danego przejścia oraz od gęstości stanów, z których i do których następuje wzbudzenie. Zakłada się, że w fotoemisji możliwe są obserwacje przejść zarówno z zachowaniem wektora pędu (przejścia proste), jak i przejść ze zmianą wektora pędu (przejścia skośne). O strukturze otrzymanych krzywych decydują głównie przejścia proste w obszarach o zwiększonej gęstości stanów [8, 9].

Jakkolwiek efekt fotoemisji traktowany jest jako efekt objętościowy, to jednak zachodzi on na małej głębokości przy powierzchni próbki. Dla ilustracji weźmy kilka wartości np. dla germanu. Współczynnik absorpcji światła o energii $h\nu = 3$ eV dla germanu wynosi 10^{+6} cm⁻¹. Daje to głębokość wnikania światła rzędu 100 Å. Głębokość w kryształach Ge, z której mogą wydostać się elektrony, jest szacowana na kilkadziesiąt Angströmów. W procesie fotoemisji bierze więc udział przypowierzchniowy obszar kryształu o głębokości kilkadziesiąt atomów sieci.

Drugi stopień zjawiska fotoemisji to transport gorących elektronów do powierzchni. Możliwe są tu różne mechanizmy rozproszonych takich jak rozproszenie na fononach, zjonizowanych domieszkach czy przypowierzchniowych defektach sieci. Są to mechanizmy dające małe straty energii, powodujące jednak rozmycie pików krzywych energetycznego rozkładu. Dużych strat energii doznają elektrony z powodu rozproszenia na adsorbowanych na powierzchni atomach oraz z powodu jonizacji par elektron-dziura. W przypadku generacji par gorący elektron może doznać strat dochodzących do kilku elektronowoltów, w wyniku czego może dojść do emisji zarówno elektronu rozproszonego, jak i rozpraszającego. Możemy wtedy obserwować dużą wartość wydajności kwantowej (nawet większą od jedności), ponieważ jeden foton może emitować dwa elektrony. Bardzo ważnym warunkiem otrzymania wyraźnej struktury krzywych rozkładu energetycznego jest, aby fotoemisja zachodziła z czystych powierzchni pozabawionych adsorbowanych gazów. Wpływ zanieczyszczeń powierzchni jest bardzo

duży także w trzecim stadium procesu fotoemisji ze względu na zmianę powierzchniowej bariery potencjału. Czyste powierzchnie w eksperymentach fotoemisyjnych otrzymuje się najczęściej przez łupanie kryształu lub napylenie warstwy badanego materiału w warunkach ultra wysokiej próżni ($p = 10^{-11}$ Tr), po czym wykonuje się pomiar bez zapowietrzania aparatury.

Pomiar fotoemisji jest trudnym eksperymentem i wymaga unikalnej aparatury. Ze względu na wymaganą czystość powierzchni wykonuje się go w warunkach ultra wysokiej próżni. Źródłem monochromatycznego promieniowania ultrafioletowego jest monochromator próżniowy z lampą wodorową, helową lub synchrotronem użytym jako źródło promieniowania. Próbką wraz z głowicą precyzyjnego analizatora słabej, niskoenergetycznej wiązki elektronów musi znajdować się w warunkach ultra wysokiej próżni, gdzie istnieć będzie jeszcze możliwość przełupania próbki lub napylenia czystej warstwy badanego materiału. W układzie elektronicznym detekcji stosuje się tu elektrometry i wzmacniacze fazowe.

Dla różnych obszarów pasma walencyjnego stosuje się różne metody pomiarowe fotoemisji.

1. $h\nu < 6$ eV — precyzyjny pomiar wydajności kwantowej w funkcji energii $h\nu$. Metoda pozwala na badanie stanów obsadzonych znajdujących się poniżej krawędzi pasma walencyjnego, a także stanów obsadzonych znajdujących się ponad krawędzią pasma walencyjnego np. stany powierzchniowe.
2. 6 eV $< h\nu < 12$ eV — pomiar zarówno wydajności kwantowej w funkcji energii, jak i pomiar krzywych EDC. Metoda pozwala na badanie pasma walencyjnego, stanów powierzchniowych, a także struktury pasmowej pasma przewodnictwa. Zestaw krzywych EDC dla różnych energii $h\nu$ otrzymuje się używając monochromatora próżniowego.
3. $h\nu = 21,2$ eV — pomiar krzywej EDC dla tej energii promieniowania. Metoda pozwala na badanie struktury pasmowej pasma walencyjnego do głębokości kilkunastu eV licząc od krawędzi pasma.
- 3a. ESCA — (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis) pomiar krzywej EDC dla jednej energii odpowiadającej linii rezonansowej promieniowania rentgenowskiego (np. AlK _{α} 1487 eV, CrK _{α} 5400 eV). Metoda pozwala na emisję elektronów z głębokich orbitali w atomach lub pasm w ciele stałym.

Wszystkie wyliczone przedziały energii $h\nu$ można otrzymać używając promieniowania hamowania z synchrotronu lub z pierścieni magazynujących (storage ring). Źródło to zaczyna być coraz częściej stosowane do pomiaru fotoemisji.

1. Model trzystopniowy procesu fotoemisji

Rozpatrzmy trzy kolejne stopnie procesu fotoemisji:

1. optyczne wzbudzenie elektronu wewnątrz próbki,
2. transport wzbudzonego elektronu do powierzchni,
3. przekroczenie powierzchniowej bariery potencjału.

W końcowej fazie otrzymamy ilość fotoemitowanych elektronów na jednostkę energii i na padający kwant.

Natężenie światła na głębokości x dla różnych częstości ω wynosi:

$$I_x(\omega) = I_0(\omega)e^{-a(\omega)x},$$

gdzie: $I_0(\omega)$ — natężenie światła absorbowanego w całej próbce, $a(\omega)$ — współczynnik absorpcji.

Przy założeniu, że absorbowanemu fotonowi odpowiada wzbudzony elektron możemy wyliczyć przestrzenny rozkład wzbudzonych elektronów:

$$G(x, \omega) = -\frac{dI_x(\omega)}{dx} = I_0(\omega)a(\omega)e^{-a(\omega)x}. \quad (1.1)$$

Wzbudzony gorący elektron na drodze do powierzchni doznaje rozproszeń. Przyjmijmy, że proces ten da się opisać przy pomocy funkcji eksponencjalnej, a prawdopodobieństwo P dotarcia elektronu do powierzchni opisuje funkcja:

$$P \sim \exp(d/L(E)), \quad (1.2)$$

gdzie: d — długość drogi elektronu do powierzchni, $L(E)$ — stała rozpraszania.

Przyjęcie takiej zależności P możliwe jest dla opisu rozpraszania izotropowego gorących elektronów. Przy pomiarach prowadzonych na kryształach dla pewnych płaszczyzn krystalograficznych można się spodziewać anizotropii procesu rozpraszania jak i anizotropii kąтового rozkładu gorących elektronów. Przy założeniu izotropowości procesu rozpraszania wyliczyć można, jaka część elektronów $F(E, x)$ dotrze do powierzchni z głębokości x ,

$$F(E, x) = \int_0^{\varphi_0} \frac{1}{2} \sin \varphi e^{-\frac{x}{L(E)\cos\varphi}} d\varphi, \quad (1.3)$$

gdzie wyrażenie podcałkowe otrzymano jako ułamkową powierzchnię

$$\frac{2 \pi x^2 \sin \varphi d\varphi}{4 \pi x^2} = \frac{1}{2} \sin \varphi d\varphi.$$

Wielkość φ_0 wylicza się z założenia, że tylko ta część elektronów wydostanie się z kryształu, których składowa pędu w kierunku prostopadłym do powierzchni

przekracza pewną graniczną wartość p_c , odpowiadającą energii równej pracy wyjścia elektronu. Wielkość φ określa związek:

$$\cos\varphi = \frac{p_x}{p}$$

i dla $p_x = p_c$ mamy $\varphi = \varphi_0$, czyli $\cos\varphi_0 = p_c/p$.

Liczba elektronów o energii E , które dotrą do powierzchni będzie $m'(E, x, \omega)$

$$m'(E, x, \omega) = G(x, \omega) \cdot F(E, x) \cdot W(N_c, N_v, \omega, E), \quad (1.4)$$

gdzie $W(N_c, N_v, \omega, E)$ — prawdopodobieństwo wzbudzenia elektronu o energii E przez kwant o częstości kątowej ω .

Podstawiamy wyrażenie (1.2) i (1.3) do (1.4) i przeprowadzamy całkowanie po x

$$m'(E, \omega) = \frac{1}{2} I_0(\omega) a(\omega) W(N_c, N_v, \omega, E) \int_0^{\infty} dx \int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \sin\varphi e^{-\left[a(\omega) + \frac{1}{L(E)\cos\varphi} \right] x} d\varphi.$$

Liczbę elektronów $m(E, \omega)$ o energii E fotoemitowanych na absorbowany foton i na jednostkę energii otrzymamy jako

$$m = \frac{m'(E, \omega)}{I_0(\omega)}.$$

Wyrażenie na m' daje się łatwo całkować i otrzymujemy

$$m(E, \omega) = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{p_c}{p} \right) - \frac{1}{a(\omega)L(E)} \ln \left[\frac{a(\omega)L(E)+1}{a(\omega)L(E)\frac{p_c}{p}+1} \right] \right\} \cdot W(N_c, N_v, \omega, E).$$

Po rozwinięciu w szereg wyrażenia z logarytmem otrzymujemy

$$m(E) = C \cdot T_f \cdot \frac{a(\omega)L(\omega)}{a(\omega)L(E)+1} \cdot W(N_c, N_v, \omega, E) \quad (1.5)$$

gdzie:

$$C = \left[\frac{aL+1}{aL} + \frac{aL+1}{2T_f aL^2} \ln \left(\frac{aL+1}{aL+1-2aLT_f} \right) \right]$$

W rzeczywistych warunkach zasadniczy wpływ na rozkład funkcji $m(E, \omega)$ ma czynnik $W(N_c, N_v, \omega, E)$. Czynnik C zmienia się w praktycznych warunkach w granicach od 0,8 do 1. Czynnik T_f — funkcja progowa zmienia się tylko przy krawędzi fotoemisji czyli dla energii nieco powyżej pracy wyjścia. Czynnik z wyrażeniem $a(\omega)L(E)$ w praktycznych warunkach ($a(\omega) \approx 10^8 \text{ cm}^{-1}$, $L(E) \approx \approx 10^{-8} \text{ cm}$) [10, 11] mieści się w granicach od 0,3 do 1 i nie daje dużych zmian z W lub z E . Czynnik $W(N_c, N_v, \omega, E)$ może zmieniać się o kilka rzędów, np. proporcjonalnie do iloczynu gęstości stanów, między którymi zachodzi

przejście elektronu. Czynniki $W(N_c, N_v, \omega, E)$ opisuje się przy pomocy formalizmu używanego do opisu przejść optycznych.

W przypadku używania dużych energii $h\nu$ (ESCA) możemy spodziewać się braku wpływu struktury gęstości stanów w pasmie przewodnictwa i w wyrażeniu na $W(N_c, N_v, \omega, E)$ pozostanie tylko zależność $W(N_v, \omega, E)$. W tym przypadku rozkład energetyczny fotoemitowanych elektronów będzie odpowiadał rozkładowi gęstości stanów w pasmie walencyjnym $N_v(E)$.

2. Wzbudzenie optyczne i punkty krytyczne w fotoemisji

Pierwsze stadium procesu fotoemisji polega na wzbudzeniu gorącego elektronu przez padające na próbkę promieniowanie ultrafioletowe. Liczba elektronów absorbowanych w jednostce objętości i w jednostce czasu $\sigma_b(\omega)$ wyraża się wzorem:

$$\sigma_b(\omega) = \omega \cdot \varepsilon_2(\omega)$$

gdzie: ω — częstość promieniowania, ε_2 — urojona część stałej dielektrycznej. W dalszych rozważaniach zajmiemy się składową $\varepsilon_2(\omega)$ pochodzącą od przejść międzypasmowych jako dominującą dla przejść wysokoenergetycznych nad przejściami dla elektronów swobodnych. Wyraża się ona zależnością:

$$\varepsilon_2(\omega) = A \sum_{i,f} \int_{BZ} dk |p_{if}(k)|^2 \delta(\hbar\omega - E_i(k) + E_f(k)), \quad (2.1)$$

gdzie $A = e^2/6m_0^2\omega^2V$.

Suma przebiega po wszystkich stanach pasma przewodnictwa i oraz pasma walencyjnego f . Wielkość p_{if} jest pędowym elementem macierzowym dla przejść międzypasmowych.

Funkcja δ zapewnia spełnienie zasady zachowania energii. Wielkość elementu macierzowego decyduje o prawdopodobieństwie przejść między poszczególnymi stanami i oraz f . O ilości zachodzących przejść będzie decydować jeszcze ilość stanów znajdujących się w badanym przedziale energii, a więc funkcja gęstości stanów $G(E)$, gdzie:

$$G(E) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d}{dE} \int dk = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{S(E)} \frac{ds}{|V_k(E)|}. \quad (2.2)$$

Głównym czynnikiem wpływającym na $\varepsilon_2(\omega)$ będzie czynnik zwany „weighting factor”

$$\varepsilon_2(\omega) \sim |p_{if}(k)|^2 |V_k(E_i(k) - E_f(k))|^{-1}. \quad (2.3)$$

Ilość przejść elektronowych będzie więc zależała od prawdopodobieństwa przejść między odpowiednimi stanami (element macierzowy) oraz od ilości stanów, między którymi przejścia te zachodzą. Pierwszy z czynników zależy od własności funkcji falowych stanów, między którymi następuje przejście. Drugi z czyn-

ników zależy od struktury pasmowej kryształu. Policzenie dokładne całki (2.1) z uwzględnieniem zmian zarówno $|p_{if}(k)|^2$, jak i $|\nabla_k(E_i(k) - E_f(k))|^{-1}$ dla badanego w fotoemisji przedziału energii jest zagadnieniem bardzo trudnym i dotychczas nie wykonanym. W dalszej dyskusji wyrażenia (2.3) przyjmuje się, że zmiany elementu macierzowego $|p_{if}(k)|^2$ są dużo mniejsze od zmian wynikających ze zmian gęstości stanów. W pewnych obszarach strefy Brillouina gęstości stanów mogą zmieniać się o kilka rzędów wielkości, a w punktach krytycznych mogą przyjmować bardzo duże wartości. Dotychczasowe pomiary fotoemisyjne wskazują na dominującą rolę czynnika gęstości stanów na położenie pików krzywych rozkładu energetycznego EDC. Dlatego też, do interpretacji krzywych EDC zakłada się stałość elementu macierzowego, a występującą na nich strukturę przypisuje się funkcji $G(E)$.

Zajmijmy się własnościami funkcji $G(E)$. Punkty w strefie Brillouina, dla których funkcja $G(E)$ przyjmuje wartości nieskończenie duże nazywa się punktami krytycznymi. Są to punkty, dla których $\nabla_k(E_i(k) - E_f(k))$ przyjmuje wartości zerowe. Istnieją pewne ogólne analityczne własności punktów czy linii krytycznych szeroko dyskutowane w pracach Brusta [8] czy Kane'a [9]. W pracy [9] rozwija się funkcję $E(k)$ na szereg Taylora i następnie bada się własności współczynników rozwinięcia w obszarach, dla których $E(k)$ przyjmuje wartości niezależnie od k .

Zajmijmy się dwoma głównymi przypadkami zerowania się $\nabla(E_i(k) - E_f(k))$,

1. $\nabla_k(E_i(k)) = \nabla_k(E_f(k)) \neq 0$

2. $\nabla_k(E_i(k)) = \nabla_k(E_f(k)) = 0$.

Pierwszy przypadek dotyczy pasm o jednakowym nachyleniu. Mimo że gęstości stanów w pasmie E_i i E_f z osobna nie są bardzo duże, to funkcja $G(E)$ posiada punkt krytyczny. Drugi przypadek dotyczy sytuacji, kiedy występuje spłaszczenie zarówno pasm dla stanów początkowych, jak i dla stanów końcowych. Mamy więc przypadek przejść między poziomami o dużej gęstości zarówno stanów początkowych, jak i końcowych.

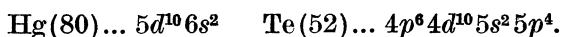
Zmiany przebiegu krzywych EDC dla różnych energii $h\nu$ są bardzo różne dla pierwszego i drugiego przypadku. W przypadku pierwszym otrzymujemy pik gęstości stanów tylko w wąskim przedziale energii promieniowania $h\nu$, dla którego warunek ten jest spełniony. W przypadku drugim najczęściej obserwuje się pik z powodu dużej gęstości stanów w pasmie walencyjnym wynikającej z warunku $\nabla_k(E_i) = 0$ w całym obszarze $h\nu - W$ oraz powiększenie się piku w obszarze energii $h\nu = E_f - E_i$, gdzie E_f spełnia dla tej energii $h\nu$ jeszcze warunek $\nabla_k E_f = 0$. Wraz ze zwiększeniem energii $h\nu$ o $\Delta h\nu$ następuje przesunięcie piku ($\nabla_k(E_i) = 0$) o odległość ΔE równą $\Delta h\nu$. Przy zbliżaniu się do obszaru, gdzie wzbudzone elektrony napotykają dużą gęstość stanów w pasmie przewodnictwa może wystąpić zakłócenie równowagi $\Delta E = \Delta h\nu$.

Powyższe rozważania dotyczą głównie przypadku, kiedy $h\nu < 12$ eV. Jest to obszar silnego wpływu struktury gęstości stanów pasma przewodnictwa na krzywe fotoemisyjne EDC. W eksperymencie wykonuje się zestaw krzy-

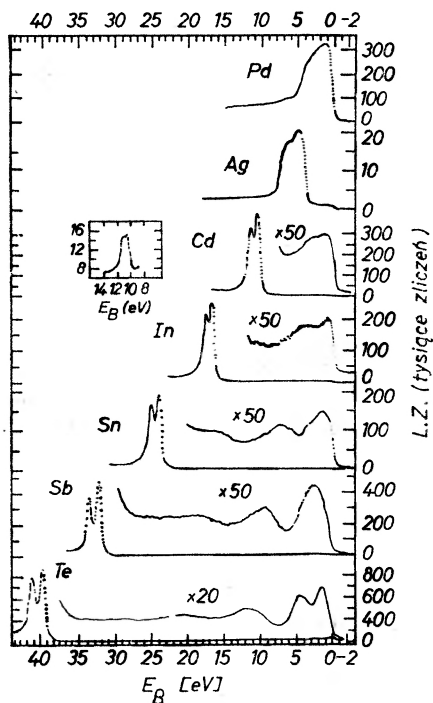
wych EDC dla różnych energii $h\nu$ otrzymywanych z próżniowego monochromatora. Różnice w kształcie krzywych i rozkładzie pików wynikają głównie z występowania struktury gęstości stanów w pasmie przewodnictwa co pozwala na określenie rozkładu gęstości stanów w tym pasmie.

II. POMIARY FOTOEMISYJNE ZWIĄZKÓW PÓŁPRZEWODNIKOWYCH $A_{II}B_{VI}$

Zajmijmy się półprzewodnikowymi związkami grupy $A_{II}B_{VI}$, które tworzą metale Zn, Cd i Hg z niemetalami Te, S i Se. Konfiguracje wypełnienia zewnętrznych orbit w atomach tych pierwiastków są następujące:



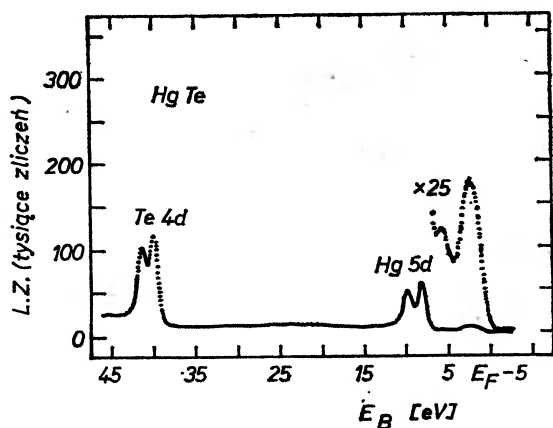
Elektrony walencyjne tych pierwiastków znajdują się ponad zapełnionymi orbitami d^{10} lub p^6 , których wpływ na strukturę pasma walencyjnego w związkach $A_{II}B_{VI}$ może być często pomijany. W związkach tych zewnętrzne orbity



Rys. 1. Krzywe rozkładu energetycznego elektronów fotoemitowanych z obszaru przy krawędzi pasma walencyjnego dla kolejnych pierwiastków układu okresowego od Pd(46) do Te(52). $h\nu = 1487$ eV, E_B — energia wiązania elektronu, L.z. — liczba zliczeń fotoemitowanych elektronów

walencyjne (p^4 dla niemetalu i s^2 dla metalu) zaburzone potencjałem periodycznym powstałej sieci krystalicznej tworzą pasmo walencyjne a orbitale głębsze utworzą odpowiadające im pasma. Powstałe rozkłady gęstości stanów w ciele stałym można badać metodą fotoemisji.

Na rys. 1 przedstawiono wyniki pomiarów fotoemisyjnych ESCA [11] rozkładu gęstości stanów w ciałach stałych utworzonych z atomów od liczby porządkowej $Z = 46$ do $Z = 52$, czyli od Pd(46), w którym orbita zewnętrzna $4d$ jest całkowicie zapełniona, poprzez kolejne pierwiastki, w których następuje



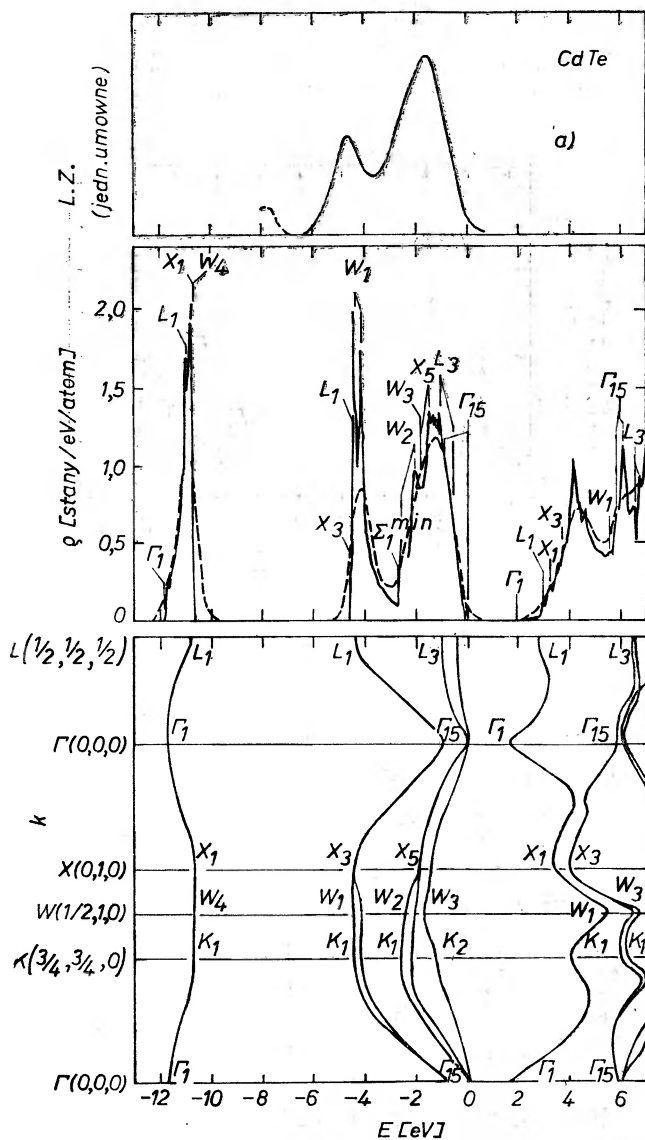
Rys. 2. Krzywe rozkładu energetycznego elektronów fotoemitowanych z HgTe; E_F — poziom Fermiego, $h\nu = 1487$ eV

wypełnianie powłoki $5s^1$, $5s^2$ itd. aż do telluru Te(52). W miarę przyrostu liczby elektronów na zewnętrznych orbitach wzrasta odległość między orbitą d a krawędzią obsadzonych stanów w pasmie walencyjnym. Dla interesujących nas atomów tworzących związki $A_{II}B_{VI}$ widać, że orbita d dla Cd jest odległa o około 10 eV od krawędzi obsadzonych stanów pasma walencyjnego. Dla niemetalu — Te głębokość orbity d jest dużo większa i wynosi około 40 eV licząc od krawędzi stanów obsadzonych. Można się spodziewać, że orbity d zachowują swoją głębokość energetyczną w związku $A_{II}B_{VI}$ taką jak w ciele stałym zbudowanym tylko z atomów A_{II} lub B_{VI} .

Na rys. 2. przedstawiono wyniki pomiarów fotoemisyjnych ESCA [12] dla HgTe. W odległości około 10 eV od krawędzi pasma walencyjnego występuje pik gęstości stanów odpowiadający orbitali $5d$ dla Hg, a na głębokości 40 eV występuje pik gęstości stanów odpowiadający orbitali $4d$ dla Te. Struktura gęstości stanów przy krawędzi pasma walencyjnego jest bardzo słabo widoczna przy pomiarach ESCA. Będzie ona bardziej widoczna w pomiarach fotoemisyjnych przy niskich energiach $h\nu$.

Krzywe EDC porównuje się często z obliczonymi gęstościami stanów w pasmie walencyjnym i przewodnictwa. Na rys. 3a, b w dolnej części rysunków przedstawiono strukturę pasmową (zależność $E(\vec{k})$, \vec{k} — wektor falowy) pasma

walencyjnego i przewodnictwa dla odpowiednio CdTe i ZnSe [13]. W środkowej części rysunków przedstawiono wyliczony w oparciu o tę strukturę pasmową rozkład gęstości stanów w odpowiednich pasmach. W górnej części rysunków przedstawiono krzywe pomiarowe fotoemisji ESCA dla tego samego obszaru

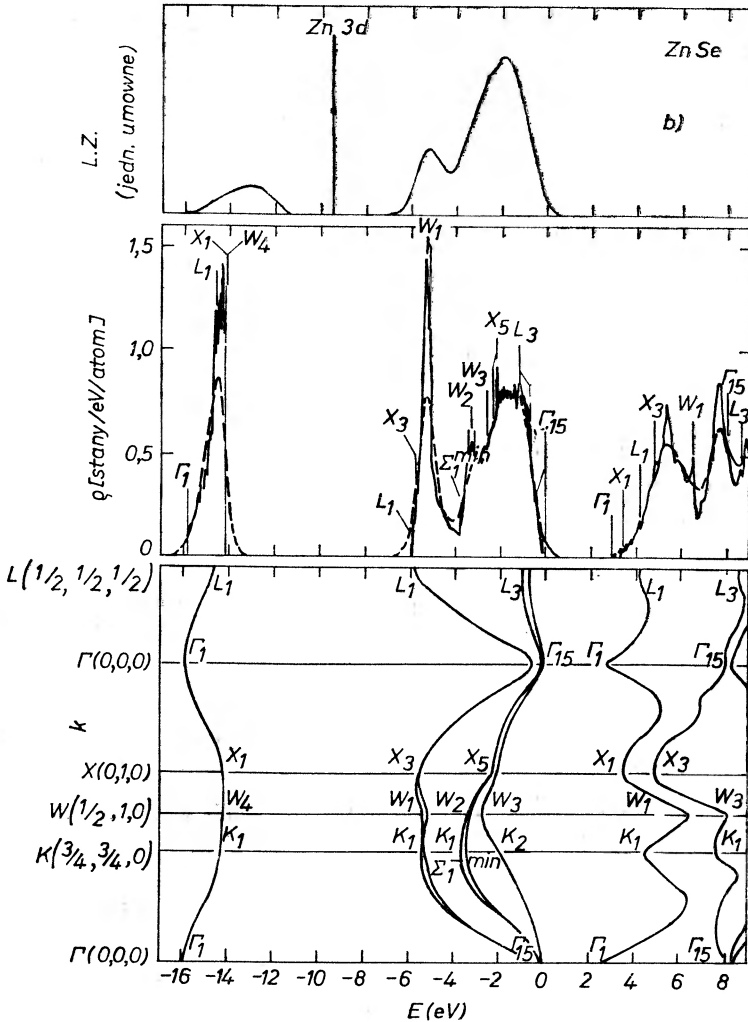


Rys. 3a

pasma walencyjnego. Główny przyczynek do maksimum gęstości stanów wnoszą obszary L , X i W strefy Brillouina w porównaniu z małą gęstością stanów np. w punkcie Γ (stany w punkcie Γ decydują o własnościach transportowych w związkach $A_{II}B_{VI}$).

Na rys. 4a, b przedstawiono krzywe fotoemisyjne ESCA [12] dla związków CdS, CdSe, CdTe oraz ZnS, ZnSe i ZnTe.

Pomiary krzywych EDC przy użyciu niższych energii $h\nu$, np. $h\nu = 21,2$ eV pozwalają na ujawnienie bogatszej struktury gęstości stanów pasma walencyjnego. Rys. 5a, b przedstawiają krzywe EDC dla materiałów ZnTe, CdTe, HgTe,



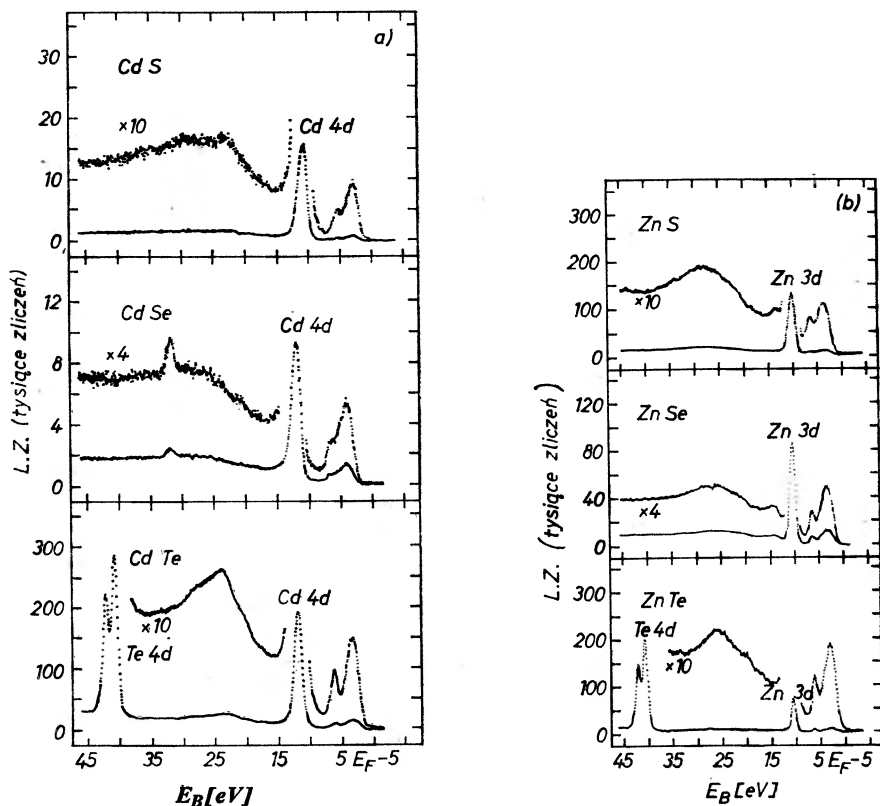
Rys. 3b

Rys. 3a, b. Krzywe rozkładu energetycznego elektronów fotoemitowanych z CdTe i ZnSe (rys. górne) porównane z wyliczonymi krzywymi rozkładu gęstości stanów (rys. środkowe) i wyliczoną strukturą pasmową (rys. dolne); k — wektor falowy, ρ — gęstość stanów

CdSe, HgSe [14] oraz ZnSe, CdS i HgS [15] wykonane przy $h\nu = 21,2$ eV. Otrzymane kolejne maksima przypisuje się (patrz rys. 5a) orbicie p niemetalu, następnie s metalu i orbicie d metalu. Ostatnie maksimum w okolicy energii

12 eV jest maksimum powstałym z warunków eksperymentalnych, a nie z powodu struktury pasmowej badanego półprzewodnika.

Główne cechy przedstawionych wyników pomiarów fotoemisyjnych dla związków $A_{II}B_{VI}$ są następujące:



Rys. 4 a, b. Krzywe rozkładu energetycznego elektronów fotoemitowanych z CdS, CdSe, CdTe (a) oraz z ZnS, ZnSe, ZnTe (b); $h\nu = 1487$ eV

1. pasmo walencyjne rozciąga się na głębokości około 6 eV licząc od jego krawędzi,

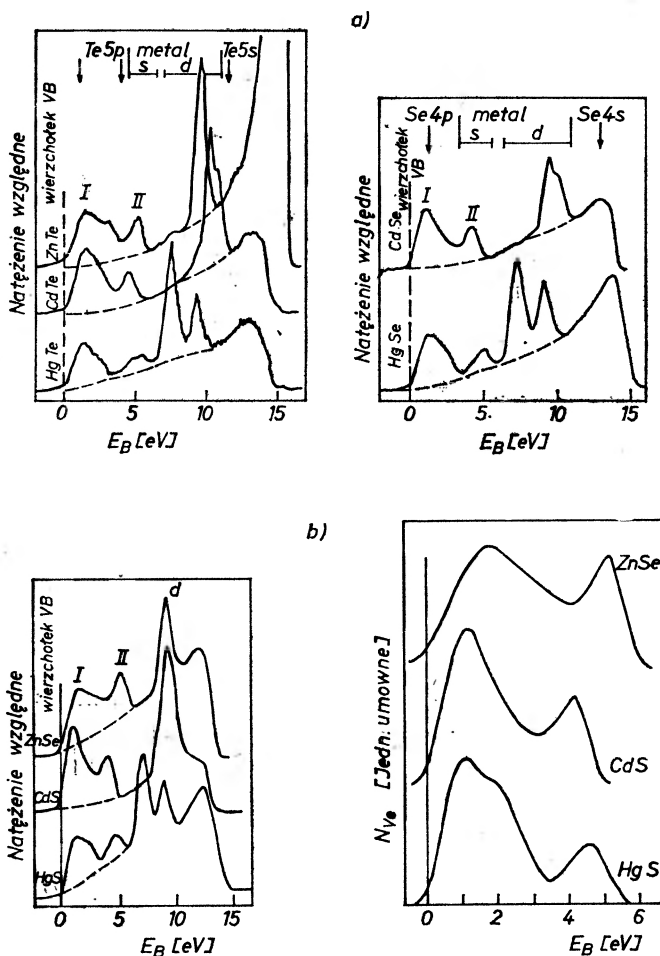
2. pasmo walencyjne posiada dwa główne piki gęstości stanów, z których pierwszy przyporządkowuje się orbitom p — niemetalu a drugi orbitom s — metalu,

3. następne pasmo powstaje z orbit d metalu i występuje na głębokości około 10 eV licząc od krawędzi pasma walencyjnego,

4. pasma powstające z orbit d niemetalu znajdują się na większej głębokości, a dla Te na głębokości 40 eV licząc od krawędzi pasma walencyjnego.

Metoda pomiaru fotoemisji ESCA pozwala na wzbudzenie elektronów z głębokich pasm poniżej krawędzi pasma walencyjnego. Nie jest to jednak czuła metoda pomiaru rozkładu gęstości stanów w pasmie walencyjnym.

Do badań tych używa się pomiarów fotoemisyjnych dla energii $h\nu < 12$ eV z precyzyjnym analizatorem energii elektronów. Wzbudzenie elektronów do obszaru przykrawędziowego pasma przewodnictwa pozwala na uzyskiwanie większych prądów fotoemisji ze względu na dużą gęstość stanów w tym obszarze pasma przewodnictwa. Stosowanie monochromatora próżniowego w obszarze



Rys. 5a, b. Krzywe rozkładu energetycznego elektronów fotoemitowanych z ZnTe, CdTe, HgTe, CdSe, HgSe (a) oraz ZnSe, CdS, HgS (b); $h\nu = 21,2$ eV, N_{ve} — eksperymentalna gęstość stanów pasma walencyjnego

energii 6 eV $< h\nu < 12$ eV pozwala na wykonanie pomiaru krzywej EDC dla dowolnych wartości energii $h\nu$ w powyższym przedziale. Daje to możliwość uzyskania dodatkowych informacji o rozkładzie gęstości stanów w pasmie przewodnictwa i pasmie walencyjnym. Pomiaru takie wykonano dla związków CdTe, CdSe i CdS [16, 17, 18] oraz dla związku mieszanego $Cd_{2.5}Hg_{0.5}Te$ [19].

Literatura

- [1] H. Y. Fan, *Phys. Rev.* **68**, 43 (1945).
- [2] R. E. B. Makinson, *Phys. Rev.* **75**, 1908 (1949).
- [3] H. B. Huntington, L. Apker, *Phys. Rev.* **89**, 352 (1953).
- [4] E. O. Kane, *Phys. Rev.* **127**, 131 (1962).
- [5] G. W. Gobeli, F. G. Allen, *Phys. Rev.* **127**, 141 (1962).
- [6] W. E. Spicer, C. N. Berglund, *Phys. Rev. Letters* **12**, 9 (1964).
- [7] C. N. Berglund, W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **136**, A1030 (1964).
- [8] D. Brust, *Phys. Rev.* **134**, A1337 (1964).
- [9] E. O. Kane, *Phys. Rev.* **175**, 1039 (1968).
- [10] W. F. Królikowski, *Technical Report No 5218-1*, Stanford University, Stanford, California.
- [11] R. A. Pollak i in., *Phys. Rev. Lett.* **29**, 274 (1972).
- [12] L. Ley i in., *Phys. Rev.* **B9**, 600 (1974).
- [13] J. Chedlikowsky i in., *Phys. Rev.* **8**, 2786 (1973).
- [14] N. J. Shevchik i in., *Phys. Status Sol. (b)* **59**, 87 (1973).
- [15] N. J. Shevchik i in., *Phys. Status Sol. (b)* **60**, 345 (1973).
- [16] W. E. Spicer, N. B. Kinding, *Solid State Commun.* **2**, 13 (1964).
- [17] J. L. Shay i in., *Phys. Rev. Lett.* **18**, 649 (1967).
- [18] B. A. Orłowski, W. E. Spicer, *Mater. Sympozjum na temat związków $A_{II}B_{VI}$* , Jaszwiec 1975.
- [19] B. A. Orłowski *Proc. XIII Inter. Conf. Phys. Semicon.*, Roma 1976.

Wiesław Wardzyński

Instytut Fizyki
Polskiej Akademii Nauk
Warszawa

Polarytony

Polaritons

Abstract: This paper contains an elementary introduction to the problem of polaritons. Some experimental results indicating the possibility of polariton approach are presented.

Właściwości optyczne ośrodka opisujemy zazwyczaj przy pomocy zespolonych, zależnych od częstości i wektora falowego tensorów stałej dielektrycznej i przenikalności magnetycznej. Tensory te wiążą się z kolei ze wzbudzeniami dipolowymi elektrycznymi lub magnetycznymi ośrodka. Fala elektromagnetyczna, rozchodząc się w ośrodku, wzbudza wewnętrzne stopnie swobody układu. Wzbudzenie rozchodzące się w materiale składa się z drgającego pola elektrycznego i magnetycznego, któremu towarzyszy polaryzacja elektryczna i magnetyczna wywołana przez to pole. Fala elektromagnetyczna w ośrodku jest więc złożonym tworem. Energia takiej fali rozdzielona jest pomiędzy poruszające się pola i wewnętrzne stopnie swobody, wzbudzone rozchodzącą się w ośrodku falą.

W r. 1951 Huang [1] rozpatrując oddziaływanie fali elektromagnetycznej z drganiami optycznymi sieci otrzymał zależności dyspersyjne dla tych drgań w kryształach jonowych i pokazał, korzystając z klasycznych równań dla drgań sieci oraz z równań Maxwella, że mody poprzeczne kryształu odpowiadają sprzężonym modom fali elektromagnetycznej i drgań sieci, przy czym udział fali elektromagnetycznej i drgań sieci w takim modzie sprzężonym jest funkcją częstości i wektora falowego.

W r. 1950 Fano [2] rozpatrywał powyższy problem kwantowo, biorąc pod uwagę oddziaływanie zespołu oscylatorów, przedstawiających długofalowe pobudzenie ośrodka z polem elektromagnetycznym fali.

Wreszcie w r. 1958 niezależnie Piekar [3] i Hopfield [4] rozpatrywali oddziaływanie ekscytonów jako elementarnych wzbudzeń z promieniowaniem elektromagnetycznym. Piekar rozważał problem na drodze analogicznej do tej, jaką postępował Huang, podczas gdy Hopfield używał podejścia zaproponowanego przez Fano. Okazało się, że stany własne układu kryształ-pole promieniowania są kwasicząstkami złożonymi z fotonów i ekscytonów lub inaczej mówiąc są sprzężonymi modami ekscytonowo-fotonowymi.

Sprzężone mody fotonu i wzbudzeń elementarnych, rozprzestrzeniające się w ośrodku, który charakteryzuje się zależnym od częstości zespolonym tensorem funkcji dielektrycznej (w przypadku materiałów dielektrycznych) lub zespolonym i zależnym od częstości tensorem przenikalności magnetycznej — nazywamy polarytonami [5, 6].

Termin polaryton wprowadzony został przez Hopfielda dla określenia modu niesprzężonego, to jest ekscytonu, fotonu optycznego itp. Dopiero w późniejszych pracach terminu polaryton używać zaczęto dla określenia modów sprzężonych pola elektromagnetycznego i tych normalnych modów materiału, które mogą sprzęgać się w sposób liniowy z polem elektromagnetycznym ze względu na ich elektryczny bądź magnetyczny charakter. Takie sprzężenie zachodzić może na przykład dla fononów optycznych, dla fal spinowych, dla kolektywnych wzbudzeń elektronowych itp. Widzimy więc, że z polarytonami mamy do czynienia w przypadku wzbudzeń elementarnych o bardzo różnym charakterze i termin ten objął bardzo szeroki krąg zagadnień. Konieczne jest więc ściślejsze sprecyzowanie w każdym szeregownym przypadku, o jakie wzbudzenie elementarne chodzi. Mówimy więc, używając ściślejszej charakterystyki, o polarytonach fononowych, polarytonach ekscytonowych, polarytonach w materiałach magnetycznych (polarytonach magnonowych) itp. Krzywe dyspersji dla polarytonów stanowią oczywiście metodę opisu właściwości optycznych ośrodka. Są one jednak także, jak podkreślił to już Hopfield [7], punktem wyjścia dla obserwacji nowych zjawisk w szczególności, związanych z rozpraszaniem ramanowskim przez polarytony oraz w zjawiskach pochłaniania i luminescencji przez polarytony w obszarze ekscytonowym.

Jak już podkreślaliśmy, zagadnienie polarytonów jest niezmiernie szerokie i w niniejszym przeglądzie pominąć musimy szereg ważnych i bardzo interesujących zjawisk, związanych z polarytonami. I tak na przykład nie będziemy zajmować się tzw. polarytonami powierzchniowymi, opisującymi zjawiska, gdy promieniowanie rozechodzi się w przestrzeni rozgraniczającej ośrodku. Pominie my zjawiska związane z efektami plazmowymi oraz z nieliniowymi oddziaływaniami pomiędzy polarytonami. Ograniczymy się w zasadzie do polarytonów fononowych i polarytonów ekscytonowych. Poświęcimy nieco miejsca polarytonom w materiałach magnetycznych, a mianowicie polarytonom w antyferromagnetykach. Nawet przy tak zawężonym programie konieczne były dalsze ograniczenia i tak na przykład zbyt mało w stosunku do wagi zagadnienia można było poświęcić miejsca rozpraszaniu ramanowskiemu, polarytonom w kryształach anizotropowych i materiałach pochłaniających, oraz zagadnieniom dyspersji

przestrzennej w powiązaniu z polarytonami. W rezultacie opracowanie poniższe ma charakter elementarnego wprowadzenia w tematykę polarytonów, oraz stanowi próbę wskazania na możliwości, jakie daje koncepcja polarytonów w odniesieniu do zagadnień pochłaniania i emisji w obszarze ekscytonowym.

Polarytony fononowe

Rozpatrując rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w ośrodku i korzystając z równań Maxwella, otrzymujemy dla materiału izotropowego dla fal poprzecznych następującą prostą i znaną zależność dyspersyjną

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon(k, \omega) \mu(k, \omega). \quad (1)$$

W obszarze częstości, gdzie $\varepsilon(k, \omega)$ i $\mu(k, \omega)$ nie zależy od k i ω otrzymujemy

$$\omega = \frac{ck}{(\varepsilon\mu)^{1/2}}. \quad (2)$$

Zależności dyspersyjne dla fali elektromagnetycznej mogą różnić się zasadniczo od zależności (2), jeśli bądź ε bądź μ zmienia się szybko wraz z k i ω .

Przedyskutujemy [5], korzystając z czysto klasycznego podejścia, najprostszy przypadek ciała stałego o strukturze NaCl lub strukturze blendy cynkowej. Długofalowe fonony optyczne będą w takim ciele stałym, w każdej komórce elementarnej indukować elektryczny moment dipolowy, przy czym poprzeczne fonony optyczne sprzęgać się będą z poprzecznymi falami elektromagnetycznymi. Takie sprzężenie powoduje, że stała dielektryczna materiału zawierać będzie wkład od polaryzacji związanej z rozpatrywanym modem. Rozpatrywać będziemy przypadek małych wektorów falowych. Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że częstości są rzędu poprzecznego fononu optycznego, to w typowych kryształach interesujące nas wartości wektora falowego będą rzędu 10^8 cm^{-1} , a zatem odpowiadają 10^{-5} strefy Brillouina. Tak więc ograniczenie się do małych wartości wektorów falowych jest uzasadnione i fala elektromagnetyczna, sprzęgająca się silnie z modami optycznymi, będzie bardzo długa w porównaniu ze stałą sieci. Ruch sieci związany z modami optycznymi w takim przybliżeniu jest ruchem dwu podsieci drgających względem siebie tak, że środek masy komórki elementarnej nie zmienia swego położenia. Jeśli wychylenie obu podsieci jest u_1 i u_2 , to współrzędna względna opisująca ruch będzie: $u = u_1 - u_2$. Gdy pole elektromagnetyczne fali drga z częstością ω , to u wyrazi się wzorem

$$u = \frac{e^*}{M} \frac{1}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} E, \quad (3)$$

gdzie: M jest masą zredukowaną komórki elementarnej, e^* — jest ładunkiem efektywnym, ω_{TO} — jest częstością poprzecznego fononu optycznego.

Indukowany w jednostce objętości moment dipolowy wyrazi się więc zależnością

$$P = n_k e^* u = \frac{n_k e^*}{M} \frac{1}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} E, \quad (4)$$

gdzie: n_k jest liczbą komórek elementarnych w jednostce objętości. Wprowadzając pojęcie nieekranowanej częstości plazmowej sieci zdefiniowanej jako

$$\Omega_p^2 = \frac{4\pi n_k e^{*2}}{M}, \quad (5)$$

możemy zapisać stałą dielektryczną zależną od częstości w postaci:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{\Omega_p^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

gdzie ε_0 jest wkładem do stałej dielektrycznej od innych źródeł polaryzacji anizeli ruchu sieci.

Gdy ograniczymy się tymczasem do materiałów niemagnetycznych przyjmując $\mu = 1$, wówczas otrzymamy następującą zależność dyspersyjną

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{\Omega_p^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2}. \quad (7)$$

Z równania tego znaleźć możemy wyrażenie dla częstości

$$\omega_{1,2}(k) = \frac{1}{2} \left(\frac{c^2 k^2}{\varepsilon_0} + \omega_{TO}^2 + \frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_0} \right) \pm \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{c^2 k^2}{\varepsilon_0} + \omega_{TO}^2 + \frac{\Omega_p^2}{\varepsilon_0} \right)^2 - \frac{4c^2 k^2}{\varepsilon_0} \omega_{TO}^2 \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Dla każdej wartości wektora falowego k mamy dwie wartości częstości. Krzywe dyspersyjne dla polarytonu przedstawia rys. 1. Gdy $\omega \gg \omega_{TO}$, wówczas ponieważ pominąć możemy wkład sieci, $\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_0$.

Fala rozchodząca się w ośrodku „czuje” stałą dielektryczną ε_0 . Gdy $k \rightarrow \infty$, górna gałąź krzywej dyspersyjnej zbliża się asymptotycznie do prostej $\omega = \frac{ck}{\sqrt{\varepsilon_0}}$.

Gdy $k \rightarrow 0$, równanie (7) posiada dwa rozwiązania: $\omega = 0$ i $\omega = \omega_{LO}$ takie, że $\varepsilon(\omega_{LO}) = 0$. Jest to częstość podłużnego fononu optycznego. Rozwiązanie $\omega = 0$ odpowiada dolnej gałęzi krzywej dyspersji, a $\omega = \omega_{LO}$ — gałęzi górnej. Zatem, gdy $k \rightarrow 0$ górna gałąź zbliża się do wartości podłużnego fononu optycznego. Wprowadzając statyczną stałą dielektryczną

$$\varepsilon_s = \varepsilon_0 + \frac{\Omega_p^2}{\omega_{TO}^2}, \quad (9)$$

znajdziemy z równania (7)

$$\omega_{LO}^2 = \omega_{TO}^2 + \frac{\Omega_p^2}{\epsilon_0} = \omega_{TO}^2 \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

Korzystając ze statycznej stałej dielektrycznej ϵ_s , możemy wyrazić zależność dyspersyjną w postaci

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{TO}^2}}. \quad (11)$$

W obszarze pomiędzy częstościami ω_{TO} i ω_{LO} rozchodzenie się modów normalnych nie jest możliwe. Gdy $\omega \ll \omega_{TO}$ dolna gałąź krzywej dyspersyjnej zbliża się asymptotycznie do prostej: $\omega = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon_s}}$.

Ponieważ współczynnik załamania w tym obszarze równy $\sqrt{\epsilon_s}$ może być znacznie większy aniżeli wysokoczęstotliwościowy współczynnik załamania $\sqrt{\epsilon_0}$, znaczy to, że fala biegnąca w kryształach zawiera dużą domieszkę charakteru fononu optycznego nawet w obszarze $\omega \ll \omega_{TO}$. Wreszcie gdy $k \rightarrow \infty$, dolna gałąź krzywej dyspersyjnej zbliża się do ω_{TO} . Część energii, jaką zawiera fala elektromagnetyczna, staje się coraz mniejsza, gdy k przekroczy wartość $k = \frac{\omega_{TO} \sqrt{\epsilon_s}}{c}$ (punkt przecięcia prostej $\omega = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon_s}}$ i $\omega_{TO} = \text{const.}$), a polaryton ma coraz bardziej charakter poprzecznego fononu optycznego. Jak widać z rys. 1 w obszarze pomiędzy częstościami ω_1 i ω_2 mamy do czynienia z dużymi odstępstwami od elementarnej zależności dyspersyjnej danej wzorem (2). Przybliżoną miarę tego obszaru częstości daje wartość $\Delta = \omega_2 - \omega_1$. Na ogół wielkość ta jest porównywalna z ω_{TO} , a więc odstępstwo rozciąga się na znaczny obszar częstości. Na przykład dla GaAs

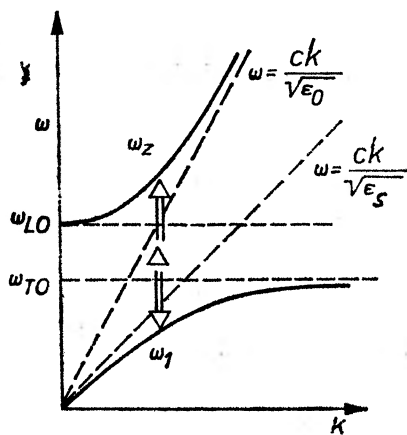
$$\left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0}\right)^{1/2} = \frac{\omega_{LO}}{\omega_{TO}} = 1,08$$

i rozszczepienie pomiędzy fononami podłużnymi i poprzecznymi jest bardzo małe. Niemniej $\frac{\Delta}{\omega_{TO}} = 0,55$. Tak więc mimo bardzo małego rozszczepienia $\omega_{TO} - \omega_{LO}$ w porównaniu z kryształami jonowymi, sprzężenie pomiędzy falą elektromagnetyczną a drganiami sieci zmienia kształt krzywej dyspersyjnej w szerokim zakresie częstości.

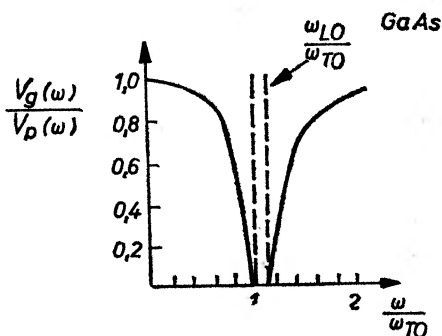
Ważną wielkością charakteryzującą polarytony jest prędkość grupowa $V_g(\omega) = \frac{d\omega}{dk}$. W rozważanym przez nas przypadku prędkość ta jest zawsze mniejsza od $c/\sqrt{\epsilon_0}$, to jest od prędkości, do której V_g zbliża się w obszarze $\omega \gg \omega_{TO}$. Jak wiadomo prędkość fazowa $V_p(\omega) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} = \frac{\omega}{k}$. W obszarach,

gdzie wektor falowy zależy od częstości liniowo $V_g = V_p$, przy czym obie te wielkości nie zależą od wektora falowego. Jak widać z rys. 1, sytuacja taka ma miejsce dla $\omega \ll \omega_{TO}$ i $\omega \gg \omega_{TO}$; w obszarach tych odpowiednio $V_g = V_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_s}}$

oraz $V_g = V_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}$. W obszarach, gdzie zależność dyspersyjna dla polarytonów ma wyraźną krzywiznę, prędkość $V_p \neq V_g$. Stosunek prędkości V_g/V_p stanowi ilościową miarę, pozwalającą określić obszar częstości, w którym zależności



Rys. 1



Rys. 2

Rys. 1. Zależność dyspersyjna dla polarytonów w przypadku sprzężenia pola elektromagnetycznego z poprzecznymi fononami optycznymi

Rys. 2. Stosunek prędkości grupowej do prędkości fazowej w funkcji częstości dla polarytonów w GaAs

dyspersyjne nie są liniowe. Rys. 2 przedstawia wykres V_g/V_p w funkcji ω/ω_{TO} dla GaAs. Korzystając z równania (7), znajdujemy następujące związki

$$\frac{c^2}{V_g(\omega)V_p(\omega)} = \epsilon(\omega) + \frac{1}{2} \frac{\partial \epsilon(\omega)}{\partial \omega} = \epsilon_0 + \frac{\omega_{TO}^2 \Omega_p^2}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2}. \quad (12)$$

Wprowadzimy obecnie ilościową miarę zawartości fotonów i fononów w polarytonie. Rozważmy energię ruchu sieci oraz energię zmagazynowaną w polu elektromagnetycznym. Energia ruchu sieci jest

$$U_L = \frac{1}{2} n_k M (\omega^2 + \omega_{TO}^2) \mu^2 \quad (13a)$$

Energia zmagazynowana w polu elektromagnetycznym natomiast będzie

$$U_E = \frac{1}{8\pi} (\epsilon_0 + \epsilon) E^2. \quad (13b)$$

Zatem całkowita energia wyraża się wzorem:

$$U_T = \frac{1}{2} n_k M (\omega^2 + \omega_{TO}^2) u^2 + (\varepsilon_0 + \varepsilon) \frac{E^2}{8\pi},$$

lub po przekształceniu

$$U_T = \frac{E^2}{4\pi} \left[\varepsilon_0 + \frac{\Omega_p^2 \omega_{TO}^2}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2} \right] \equiv \frac{E^2}{4\pi} \left[\varepsilon(\omega) + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right] \quad (14a)$$

lub

$$U_T = n_k M u^2 \left(\varepsilon + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right) \frac{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2}{\Omega_p^2}. \quad (14b)$$

Powyższe równania są słuszne także, gdy energie wyrażać będziemy językiem mechaniki kwantowej. W tym przypadku należy zastąpić wielkości klasyczne E^2 i U^2 przez oczekiwane wartości $\langle E^2 \rangle$ i $\langle u^2 \rangle$ operatora pola elektrycznego oraz operatora przesunięcia u .

Wiążąc gęstość energii wyrażoną równaniami (14a) lub (14b) z gęstością energii, jaka zawarta będzie w kryształach, gdy wzbudzimy n kwantów polarytonowych o częstotliwości ω , otrzymamy

$$U_T = \frac{\hbar \omega}{V} (n + \frac{1}{2}), \quad (15)$$

gdzie V jest objętością kryształu.

Oznaczając $V n_k = N$ otrzymamy

$$\langle u^2 \rangle = \frac{\hbar \omega}{2NM} \frac{\Omega_p^2}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2} \frac{1 + 2n}{\left(\varepsilon + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right)}, \quad (16a)$$

$$\langle E^2 \rangle = \frac{2\pi \hbar \omega}{V} \frac{1 + 2n}{\varepsilon + \frac{1}{2} \omega \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega}}, \quad (16b)$$

gdy $\omega \rightarrow \omega_{TO}$, wówczas dla $\omega = \omega_{TO}$; $\langle u^2 \rangle = \langle u^2 \rangle_0$, przy czym

$$\langle u^2 \rangle_0 = \frac{\hbar}{2NM\omega_{TO}} (1 + 2n). \quad (17)$$

Ostatnie wyrażenie przedstawia średnie kwadratowe przesunięcie związane z fononem o częstotliwości ω_{TO} , gdy mod ten składa się z n kwantów.

Wprowadzimy „funkcję mocy fononów” zdefiniowaną jako

$$\varphi_p(\omega) = \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle_0}. \quad (18)$$

$\varphi_p(\omega)$ stanowi bezpośrednią, ilościową miarę zawartości fononu w polarytonie.

$$\varphi_p(\omega) = \frac{\omega \Omega_p^2 \omega_{TO}}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2} \frac{1}{\varepsilon + \frac{1}{2} \omega \left(\frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega} \right)} \quad (19a)$$

lub

$$\varphi_p(\omega) = \frac{\omega \Omega_p^2 \omega_{TO}}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2} \frac{1}{\varepsilon_0 + \Omega_p^2 \omega_{TO}^2 (\omega_{TO}^2 - \omega^2)^{-2}}. \quad (19b)$$

Analogicznie wprowadzimy „funkcję mocy pola elektrycznego” $\varphi_E(\omega)$. Niech $\langle E^2 \rangle_0$ oznacza spodziewaną wartość pola elektrycznego, związanego z fotonem, biegnącym w ośrodku.

$$\langle E^2 \rangle_0 = \frac{2 \pi \hbar \omega}{\varepsilon_0 V} (1 + 2n).$$

Zdefiniujemy $\varphi_E = \frac{\langle E^2 \rangle}{\langle E^2 \rangle_0}$. Otrzymamy zatem

$$\varphi_E(\omega) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon + \frac{1}{2} \omega \frac{\partial \varepsilon(\omega)}{\partial \omega}} \quad (20a)$$

lub

$$\varphi_E(\omega) = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_0 + \frac{\Omega_p^2 \omega_{TO}^2}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2} \right)^{-1}. \quad (20b)$$

$\varphi_E(\omega)$ jest miarą zawartości fotonu w polarytonie o częstotliwości ω . W materiałach magnetycznych, gdy przenikalność magnetyczna zależy od częstotliwości, wprowadzimy pojęcie „funkcji mocy pola magnetycznego” $\varphi_H(\omega)$. Rys. 3 przedstawia wykres funkcji mocy fononów oraz funkcji mocy pola elektrycznego w zależności od częstotliwości dla polarytonów w GaAs i w NaI (typowym kryształ jonowym). Jak widać, gdy $\omega = \omega_{TO}$ — polaryton ma charakter czysto fononowy. Gdy $\omega \gg \omega_{TO}$ $\varphi_E(\omega) \rightarrow 1$ i przy częstotliwościach ω znacznie większych od ω_{TO} , sieć nie jest wzbudzona, a polaryton ma charakter fotonowy. Gdy $\omega \ll \omega_{TO}$, ciągle mamy w polarytonie znaczną domieszkę fononów. Ponieważ w tym obszarze $\varphi_E(\omega) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_s}$, zatem część energii, która zawarta jest w ruchu sieci

$$\text{będzie } f_p = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_0}{\varepsilon_s}.$$

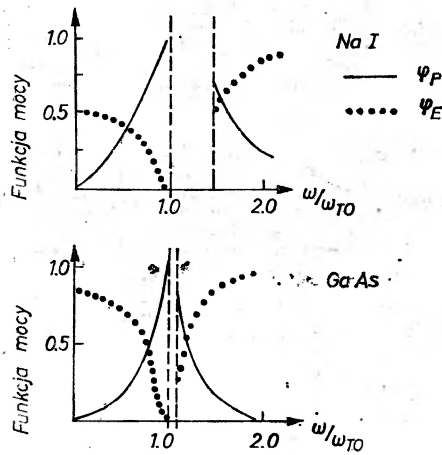
Dla jodku sodu $\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0} = 2,1$ i $f_p \cong 0,5$, dla GaAs natomiast, gdzie $\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0} = 1,2$, $f_p \cong 0,14$. Tak więc nawet w takim materiale jak GaAs w obszarze małych częstotliwości przymieszka fononu w polarytonie jest znaczna.

Zwróćmy uwagę, że funkcje mocy spełniają następującą relację sumacyjną:

$$\omega\varphi_E(\omega) + \omega_{TO}\varphi_P(\omega) = \omega.$$

Sens fizyczny tej reguły jest oczywisty, gdy pomnożymy obie strony przez \hbar . $\hbar\omega$ jest energią kwantu polarytonowego o częstości ω . Energia ta, jak widać, składa się z części fotonowo podobnej $\hbar\omega\varphi_E(\omega)$ oraz z części fononowo podobnej $\hbar\omega_{TO}\varphi_P(\omega)$.

Wprowadzone funkcje mocy okazują się bardzo użyteczne przy dyskusji oddziaływania polarytonów z czynnikami zewnętrznymi takimi jak na przykład elektrony, a także w teorii rozpraszania ramanowskiego.



Rys. 3. Zależność funkcji mocy fononów φ_P i fotonów φ_E od częstości dla NaI i GaAs

Rozpatrywaliśmy dotychczas polarytony w materiałach izotropowych gdzie miały one czysto poprzeczny charakter we wszystkich kierunkach rozchodzenia się. Niezależnie mieliśmy fonony optyczne czysto podłużne, występujące dla wszystkich kierunków propagacji. W przypadku kryształów anizotropowych sytuacja jest znacznie bardziej skomplikowana. W kryształach jednoosiowych mamy polarytony zwane zwyczajnymi oraz polarytony nadzwyczajne. Polarytonem zwyczajnym nazywamy taki mod, dla którego zarówno pole elektryczne jak i przemieszczenia, związane z tym modem są prostopadłe do płaszczyzny, wyznaczonej przez wektor falowy i oś optyczną kryształu. Polaryton taki jest polarytonem czysto poprzecznym. W kryształach jednoosiowych istnieje jeden taki polaryton dla dowolnego kierunku propagacji. Zależność dyspersyjna dla takiego polarytonu wyraża się wzorem

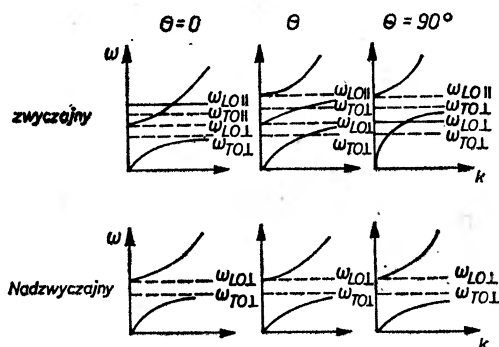
$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_{\perp}(\omega).$$

Polarytonem nadzwyczajnym jest taki mod, dla którego E i u leżą w płaszczyźnie, utworzonej przez wektor falowy i oś optyczną kryształu. Dla dowolnego kie-

runku propagacji, gdy wektor falowy tworzy z osią optyczną kryształu kąt θ zależność dyspersyjna wyraża się wzorem

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\varepsilon_{\parallel}(\omega) \varepsilon_{\perp}(\omega)}{\sin^2 \theta \varepsilon_{\perp}(\omega) + \cos^2 \theta \varepsilon_{\parallel}(\omega)}$$

Rys. 4 przedstawia gałęzie polarytonowe dla polarytonów zwyczajnego i nadzwyczajnego dla różnych kierunków propagacji.



Rys. 4. Zależności dyspersyjne w kryształach jednoosiowych dla polarytonu zwyczajnego i nadzwyczajnego i dla różnych kątów θ pomiędzy wektorem falowym i osią optyczną kryształu

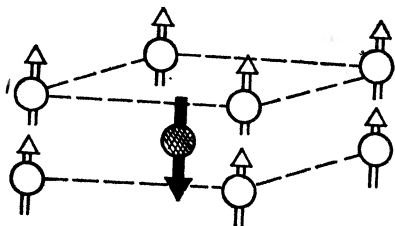
Polarytony w kryształach magnetycznych

W kryształach magnetycznych tensor przenikalności magnetycznej silnie zależy od częstości przy częstościach bliskich podstawowym rezonansom magnetycznym. W tych obszarach polarytony zawierają znaczny wkład od ruchów spinowych. Krzywe dyspersyjne ujawniają zatem zachowanie charakterystyczne dla sprzężonych modów zupełnie analogicznie jak w przypadku omawianego poprzednio sprzężenia z fononami.

Dla przykładu rozważymy prosty przypadek materiału o właściwościach antyferromagnetycznych. Typowym przykładem takiego materiału jest MnF_2 . Kryształy MnF_2 są kryształami jednoosiowymi. Jony magnetyczne układają się w dwie identyczne przenikające się podsieci. W stanie uporządkowanym magnetycznie, w nieobecności pola magnetycznego, spiny każdej z podsieci są uporządkowane antyferromagnetycznie, tj. wszystkie spiny jonów, należące do tej podsieci, skierowane są równoległe, z tym, że spiny jonów z dwu różnych podsieci skierowane są antyrównoległe. Rozmieszczenie spinów w stanie uporządkowanym magnetycznie w węzłach sieci dla jonów magnetycznych przedstawia schematycznie rys. 5.

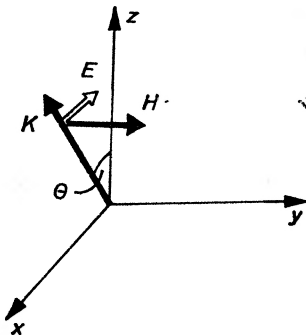
Całkowity moment magnetyczny każdej magnetycznej komórki elementarnej jest zatem równy zeru. W stanie uporządkowanym magnetycznie orientacje antyrównoległe spinów w dwu podsieciach utrzymują oddziaływania wymiany

między spinami. Aby opisać to oddziaływanie wprowadzamy efektywne pole magnetyczne H_E , które „czuje” jedna z podsieci jako wynik uporządkowania magnetycznego podsieci drugiej. Kierunek uporządkowania spinów wiąże się z wyróżnioną osią krystalograficzną w wyniku działania pola anizotropii H_A . Zmienne pole elektromagnetyczne przyłożone do takiego kryształu wywołuje



Rys. 5

Rys. 5. Ustawienie spinów w antyferromagnetyku



Rys. 6

Rys. 6. Konfiguracja dla modu TM

określone ruchy spinów. Częstość rezonansową rezonansu antyferromagnetycznego oznaczymy przez Ω_0 . Częstość ta dla różnych kryształów antyferromagnetycznych przyjmuje bardzo różne wartości, od częstości odpowiadających podczerwieni do obszaru mikrofalowego. Za interesujące nas efekty polarytonowe odpowiedzialne jest sprzężenie pola elektromagnetycznego z falami spinowymi, pojawiające się w trakcie rozchodzenia się promieniowania w materiale. Relacje dyspersyjne dla polarytonów magnetycznych otrzymamy analogicznie jak w omawianym już przypadku dielektryków, jeśli będziemy znać postać tensora przenikalności magnetycznej $\mu_{ij}(\omega)$. Dla uproszczenia zakładamy będziemy izotropową i niezależną od częstości stałą dielektryczną ϵ_0 . W zerowym polu magnetycznym w kryształach o symetrii jednoosiowej tensor przenikalności magnetycznej jest diagonalny, przy czym $\mu_{zz} = 1$, a $\mu_{xx}(\omega) = \mu_{yy}(\omega) = \mu_{\perp}$. Można pokazać, że [5]

$$\mu_{\perp} = 1 + \frac{\Omega_s^2}{\Omega_0^2 - \omega^2}, \quad (22)$$

gdzie Ω_0 i Ω_s zależą od pola wymiany H_E i pola anizotropii H_A ,

$$\Omega_s^2 = 8\pi\gamma^2 H_A M_S, \quad \Omega_0^2 = \gamma^2 (2H_E H_A + H_A^2).$$

γ jest stosunkiem giromagnetycznym, a M_S jest magnetyzacją nasycenia związaną z każdą z podsieci. Jeśli chcemy włączyć jeszcze inne źródła polaryzacji magnetycznej poza reorientację spinów, należy we wzorze (22) zastąpić jedynekę przez μ_0 . Ponieważ w rozważanym przez nas przypadku tensor przenikalności magnetycznej jest izotropowy w płaszczyźnie (x, y) , możemy, nie

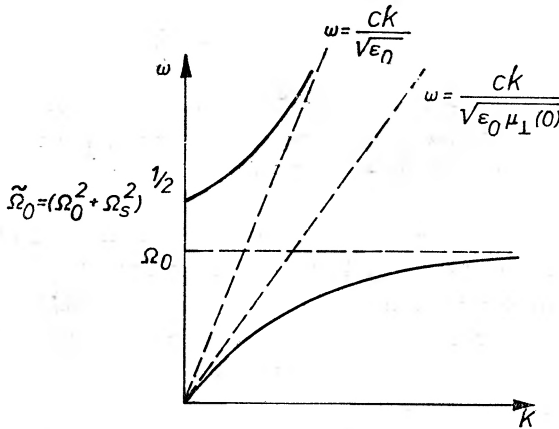
zmniejszając ogólności rozważań, przyjąc, iż wektor falowy k leży w płaszczyźnie (x, z) tworząc z osią z kąt θ (rys. 6). Możliwe są dwa przypadki:

a) wektor elektryczny E leży w płaszczyźnie (x, z) i b) E jest prostopadły do płaszczyzny (x, z) .

W przypadku a) mówimy, iż mamy do czynienia z modem TM i odpowiednie relacje dyspersyjne mają postać:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = n^2(\omega) = \varepsilon_0 \mu_{\perp}(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\Omega_s^2}{\Omega_0^2 - \omega^2} \right). \quad (23)$$

Otrzymujemy dwie gałęzie dyspersyjne dla polarytonów (rys. 7). $\tilde{\Omega}_0$ jest częstością, do której dąży górna gałąź polarytonowa gdy $k \rightarrow 0$. Znajduje się ją z warunku: $\mu_{\perp}(\tilde{\Omega}_0) = 0$.



Rys. 7. Zależność dyspersyjna dla antyferromagnetyka

W przypadku b) mamy do czynienia z tzw. modem TE . W tym przypadku relacje dyspersyjne są znacznie bardziej skomplikowane. Ponieważ wektor magnetyczny fali leży w płaszczyźnie (x, z) fala czuje anizotropię tensora μ .

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = n^2(\omega, \theta) = \frac{\varepsilon_0 \mu_{\perp}(\omega)}{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \mu_{\perp}(\omega)} = \varepsilon_0 \frac{\Omega_0^2 + \Omega_s^2 - \omega^2}{\Omega_0^2 + \Omega_s^2 \sin^2 \theta - \omega^2}. \quad (24)$$

Podobnie jak w przypadku polarytonów fononowych wygodnie jest wprowadzić także dla polarytonów magnetycznych odpowiednie „funkcje mocy” — funkcję mocy magnonów $\varphi_M(\omega)$, opisującą wkład fali spinowej w polarytonie antyferromagnetycznym oraz funkcję $\varphi_H(\omega)$ opisującą amplitudę pola magnetycznego w takim polarytonie. Funkcja ta wiąże się z funkcją mocy pola elektrycznego φ_E zależnością

$$\varphi_E(\omega) = \varphi_H(\omega) \mu_{\perp}(\omega); \quad \varphi_M = \frac{\Omega_0 \Omega_s^2}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2} \left(1 + \frac{\Omega_s^2 \Omega_0^2}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2} \right)^{-1}.$$

W przypadku istnienia zewnętrznego pola magnetycznego równoległego do kierunku magnetyzacji podsieci, mody rozchodzące się w kryształach będą spolaryzowane eliptycznie. Relacje dyspersyjne stają się prostsze, gdy wektor falowy polarytonu jest równoległy do zewnętrznego pola magnetycznego. Będziemy mieli wtedy do czynienia z konfiguracją Faradaya, a polarytony spolaryzowane będą kołowo. Dla danego wektora falowego prędkości fali spolaryzowanej kołowo w prawo i w lewo różnią się. Relacje dyspersyjne są następujące: dla polarytonu o polaryzacji kołowej w prawo

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_0(\mu_{xx} - i\mu_{xy}) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\Omega_s^2}{\Omega_0^2 - (\omega + \gamma H_0)^2} \right)$$

dla polarytonu o polaryzacji kołowej w lewo

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_0(\mu_{xx} + i\mu_{xy}) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\Omega_s^2}{\Omega_0^2 - (\omega - \gamma H_0)^2} \right).$$

Ponieważ prędkości fazowe obu polarytonów różnią się, zatem płaszczyzna polaryzacji fali rozchodzącej się równoległe do pola magnetycznego będzie ulegała skręceniu (efekt Faradaya). Kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji Ψ będzie

$$\Psi = L \frac{1}{c} \frac{\gamma \omega^2 \Omega_s^2}{(\Omega_0^2 - \omega^2)^2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_{\perp}(\omega)} \right)^{1/2} H_0.$$

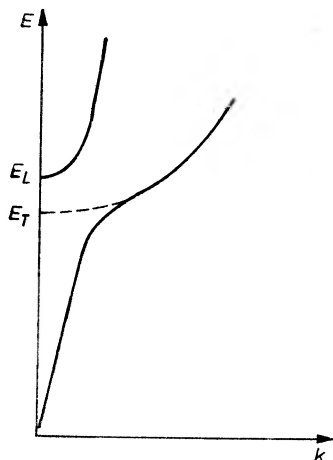
Tak więc w pobliżu częstości rezonansowej Ω_0 skręcenie Faradaya osiąga bardzo duże wartości i silnie zależy od częstości.

Polarytony ekscytonowe

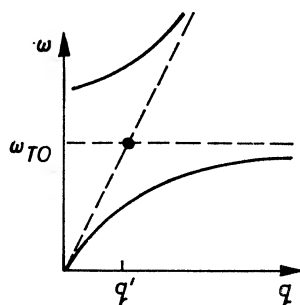
Ekscytony i fale świetlne w kryształach są koncepcjami fizycznymi o zupełnie różnych pochodzeniach i są w zupełnie odmienny sposób opisywane matematycznie. Fale świetlne w kryształach opisujemy, korzystając z równań Maxwella, przy czym ruch elektronów i jąder uwzględniamy, wprowadzając fenomenologiczne stałe, a mianowicie tensor stałej dielektrycznej. Ekscytony, tak w przypadku ekscytonów Frenkela jak i Wanniera–Motta przedstawiamy, korzystając z równań Schrödingera, przy czym nie uwzględniamy żadnych opóźnień w oddziaływaniach w kryształach. Pochłanianie światła w kryształach przez ekscyton traktujemy jako przejście kwantowe pomiędzy poziomami, w którym absorbowany jest foton a tworzony ekscyton. Takie podejście nie jest całkowicie usprawiedliwione, ponieważ oddziaływanie kryształu na światło nie jest małym zaburzeniem. Zwróćmy uwagę na ogromne różnice pomiędzy światłem w kryształach i w próżni, gdzie dla tych samych częstości mamy różne długości fali, różne prawa dyspersji itp. Odnosi się to także do przypadku

ekscytonów. Generują one bowiem w kryształach towarzyszącą im falę elektromagnetyczną, dającą znaczny wkład do energii ekscytonu. Zarówno fala świetlna, jak i ekscyton prowadzą do wzbudzeń układu, składającego się z dwu silnie oddziałujących części, mianowicie: kryształu i pola elektromagnetycznego.

Tak więc dla polarytonu ekscytonowego otrzymujemy w obszarze małych k podobne zależności dyspersyjne, jak dla polarytonów fononowych, z tym że uwzględnienie efektów dyspersji przestrzennej (zależność stałej dielektrycznej od wektora falowego k) modyfikuje odpowiednio gałęzie krzywych dyspersyjnych. Zależność taką podaje rys. 8.



Rys. 8



Rys. 9

Rys. 8. Zależność dyspersyjna dla polarytonów-ekscytonów

Rys. 9. Krzywe dyspersyjne dla fononów i fotonów w przypadku braku sprzężenia (krzywe przerywane) oraz dla polarytonów (krzywe ciągłe)

Zasadnicza różnica w poglądach na absorpcję przez ekscytony, jaką wprowadza koncepcja polarytonów jest następująca. Dotychczas uważaliśmy, iż światło, biegnące przez kryształ bezpośrednio kreuje ekscytony, a strumień energii wiązki padającej jest zmniejszony o energię oddawaną na wytworzenie ekscytonu. Z punktu widzenia koncepcji polarytonów światło wewnątrz kryształu miesza się silnie z ekscytonami kryształu, wytwarzając rozchodzący się mod mieszany ekscytonu i fotonu. Prawdziwe pochłanianie zachodzi, gdy część ekscytonowa rozchodzącego się modu wzbudza inny stan kryształu (inny wewnętrzny stopień swobody). Energia absorbowana przez kryształ wiąże się nie z modem ekscytonowym, do którego światło jest wprost sprzężone, a z modem kryształu, do którego ekscyton sprzężony ze światłem może dokonać przejścia. W takim ujęciu, gdy czas życia ekscytonów jest nieskończony, nie ma pochłaniania w kryształach. Pochłanianie staje się możliwe tylko w rezultacie zaniku ekscytonu, związanego z przejściem układu do stanu wzbudzenia innego typu.

Zajmiemy się jeszcze zagadnieniem rekombinacji promienistej polarytonów.

Ekscytony w materiale z prostą przerwą energetyczną, gdy nie uwzględniamy sprzężenia ze światłem, opisywane są prostą relacją dyspersyjną:

$$E(k) = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{ex}}}.$$

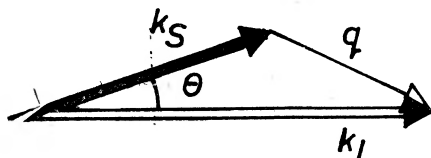
Gdy ekscytony wytwarzane są przejściami, generującymi pary elektron–dziura, możemy spodziewać się, iż osiągną one stan równowagi termicznej z siecią zanim zrekombinują, przy czym dla małych koncentracji rozkład energii kinetycznej powinien być maxwellowski ($E(k)$ paraboliczne). Zasadnicza różnica pomiędzy przypadkiem czystych ekscytonów a polarytonami polega na tym, że polarytony nie mają najniższego stanu energii w pobliżu E_0 , jak to ma miejsce dla czystych ekscytonów. Dla polarytonów energia zmierza do zera, gdy k zmierza do zera, tworząc swego rodzaju ogon stanów. Gdyby wytwarzany w niskich temperaturach ekscyton–polaryton rzeczywiście osiągał stan równowagi przed rekombinacją, wówczas jego stan energetyczny leżałby głęboko w ogonie stanów polarytonowych. W takim przypadku prawdopodobieństwo znalezienia polarytonu o energii bliskiej E_0 w chwili rozpadu byłoby bardzo małe. Ponieważ luminescencję polarytonów obserwuje się w okolicy E_0 , zatem nie mogą być one w stanie równowagi termicznej. Luminescencję polarytonów obserwujemy dzięki procesowi zderzeń polarytonów z ograniczeniem kryształu. Przy każdym takim zderzeniu istnieje prawdopodobieństwo, że polaryton odbity zostanie na powrót do kryształu, oraz że polaryton zniknie a na zewnątrz kryształu pojawi się foton. Dla częstości mniejszych od częstości ekscytonu podłużnego, prawdopodobieństwo, że polaryton zostanie odbity jest takie samo jak mierzony przy tej samej geometrii współczynnik odbicia. Ograniczenie widma fluorescencji polarytonów od strony małych częstości wynika z tego, że żyją one zbyt krótko, aby osiągnąć małe wartości energii kinetycznej. Niewątpliwie rekombinacja promienista stanowi bardzo skomplikowany problem i zależy tak od warunków, w których przeprowadzane są doświadczenia jak i od wielkości oddziaływań pomiędzy polarytonami i fononami oraz polarytonami i domieszkami, a zrozumienie procesów, związanych z taką rekombinacją, ciągle nie jest dostateczne.

Przegląd niektórych wyników eksperymentalnych związanych z polarytonami

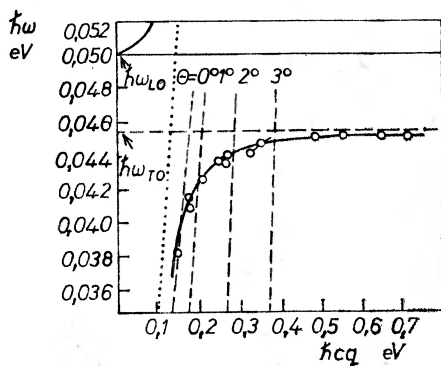
1. Rozpraszanie ramanowskie

Badanie rozpraszania ramanowskiego w kryształach pozwala bezpośrednio znaleźć dolną gałąź dyspersyjną dla polarytonów fononowych. Idea eksperymentu jest oczywista [8]. Gdy nie uwzględniamy sprzężenia fala elektromagnetyczna — sieć, linie przerywane, odpowiadające optycznemu fononowi poprzecznemu i fotonowi, przecinają się przy $q = q'$ (rys. 9). Uwzględnienie oddziaływania usuwa to przecięcie, dając krzywe ciągłe i w pobliżu punktu q' mamy do czynienia z polarytonem. Dolną krzywą znaleźć można eksperymental-

nie, zmieniając kąt pomiędzy rozpraszaną wiązką laserową a promieniowaniem rozproszonym i mierząc energię obserwowanych linii w rozproszeniu ramanowskim. Gdy przechodzimy wzdłuż dolnej gałęzi polarytonowej od dużych wartości q do q małych w porównaniu z q' , charakter polarytonu zmienia się od fononu TO do fotonu. Podobnie charakter rozpraszania ramanowskiego zmienia



Rys. 10. Geometria rozpraszania ramanowskiego: k_L — wektor falowy padającego fotonu laserowego, k_S — wektor falowy fotonu rozproszonego, q — wektor falowy polarytonu wewnątrz kryształu



Rys. 11. Obserwowane energie i wektory falowe polarytonów w GaAs w rozproszeniu ramanowskim [8]

się od procesu rozpraszania dwa fotony — jeden fonon do procesu rozpraszania trzy fotony. Związek pomiędzy wektorem falowym fotonu laserowego k_L , wektorem falowym rozproszonego fotonu stokesowskiego k_S , i wektorem falowym q polarytonu wewnątrz kryształu podaje rys. 10. Z prawa zachowania energii oraz prawa zachowania pędu mamy

$$\omega_q = \omega_L - \omega_s$$

oraz,

$$q = (k_L^2 + k_S^2 - 2k_S k_L \cos \theta)^{1/2}; \quad \text{dla małych } \theta \Rightarrow$$

$$q \cong [(k_L - k_S)^2 + k_S k_L \theta^2]^{1/2}, \quad \omega_q \ll \omega_L,$$

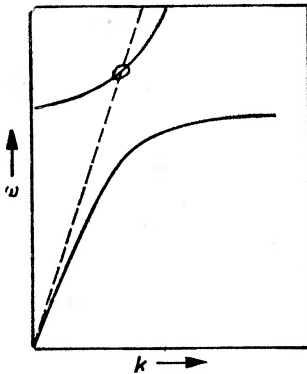
$$k_L = n(\omega_L) \frac{\omega_L}{c}; \quad k_S = n(\omega_s) \frac{\omega_s}{c}, \quad q = n_q \frac{\omega_q}{c}; \quad n_q \cong n_L + \frac{dn}{d\omega} \omega_L,$$

$$c^2 q^2 = \omega_q^2 \left(n_L + \frac{dn}{d\omega} \omega_L \right)^2 + \frac{n_L^2 \omega_L^2}{c^2} \theta^2.$$

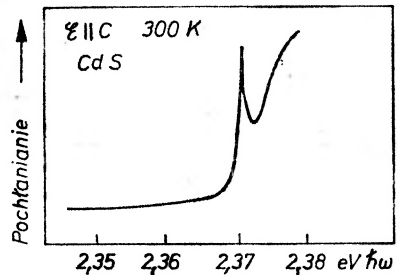
Równanie to podaje możliwe wartości q i ω_q dla określonych kątów θ . Na rys. 11 wartości te przedstawione są liniami przerywanymi. Znalezione punkty eksperymentalne, jak widać, znakomicie leżą na krzywej ciągłej, która jest teoretyczną krzywą dyspersji obliczoną dla GaP [8].

2. Polarytony w kryształach jednoosiowych

W kryształach jednoosiowych (na przykład heksagonalnych) takich jak CdS lub ZnO dla światła biegnącego prostopadle do osi c pochłanianie związane z krawędzią pochłaniania dla światła spolaryzowanego z $\mathcal{E} \perp c$ i z $\mathcal{E} \parallel c$ występuje przy różnych długościach fali, co wiąże się z rozszczepieniem pasma walencyjnego. Jednocześnie współczynniki załamania dla obu polaryzacji różnią się, przy czym różnica współczynników załamania $n_{\parallel} - n_{\perp}$ zmienia się z długością fali i dla pewnej określonej długości fali staje się równa zero. Przy tej długości fali kryształ nabiera cech optycznie izotropowego, ponieważ $n_{\parallel} = n_{\perp}$. W ob-



Rys. 12



Rys. 13

Rys. 12. Zależność dyspersyjna dla polarytonów dla $k \perp c$ w kryształach jednoosiowych (krzywa przerywana — $\mathcal{E} \parallel c$, krzywa ciągła — $\mathcal{E} \perp c$)

Rys. 13. Efekt przekazywania energii między modami polarytonowymi wywołany polem magnetycznym [9]

szarze krawędzi pochłaniania za absorpcję odpowiedzialne są ekscytony. W opisie polarytonowym światło o polaryzacji $\mathcal{E} \parallel c$ nie sprzęga się ze wzbudzeniami ekscytonowymi, efekty dyspersyjne nie odgrywają roli i krzywa dyspersyjna dla światła dana jest związkiem $\omega = \frac{ck}{n_{\parallel}}$ (rys. 12 — krzywa przerywana).

Gdy światło spolaryzowane jest prostopadle do osi c , wówczas ze względu na sprzężenie tak spolaryzowanego światła ze wzbudzeniami ekscytonowymi w pobliżu rezonansu ekscytonowego krzywe dyspersyjne będą miały kształt taki, jak przedstawiony na rys. 12 (krzywa ciągła). Polarytony te normalnie nie sprzęgają się zupełnie ze światłem spolaryzowanym równoległe do osi c . Przy pomiarach pochłaniania dla polaryzacji równoległej do osi c punkt przecięcia krzywych polarytonowych dla polaryzacji równoległej i prostopadłej

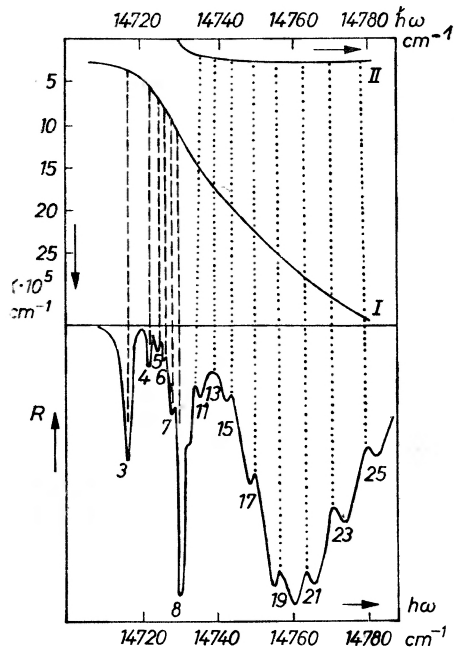
(krzywa przerywana i krzywa ciągła) nie jest widoczny w absorpcji właśnie ze względu na brak sprzężenia. Jednakże wprowadzenie słabego zewnętrznego pola magnetycznego, równoległego do kierunku rozchodzenia się światła [9] lub naprężenia jednoosiowego [10], wywołuje sprzężenie pomiędzy modem prostopadłym i równoległym polarytonu, co obserwuje się jako wystąpienie ostrej linii „pochłaniania” odpowiadającej punktowi przecięcia krzywych dyspersji obu modów. Dla punktu tego oczywiście $n_{\perp} = n_{\parallel}$. Rys. 13 przedstawia mierzone pochłanianie w CdS dla polaryzacji $\epsilon_{\parallel}c$ w obszarze energii bliskiej krawędzi pochłaniania, gdzie współczynniki załamania n_{\parallel} i n_{\perp} stają się równe sobie. Ostre maksimum na krzywej pochłaniania odpowiada dokładnie energii, przy której $n_{\parallel} = n_{\perp}$. Pochłanianie to nie jest związane z przejściem pomiędzy określonymi stanami kwantowymi, a z przekazywaniem energii od modu polarytonowego spolaryzowanego równoległe do osi c do modu polarytonowego spolaryzowanego prostopadle do osi c . Takie sprzężenie obu modów może być wywołane już przez wewnętrzne naprężenia, występujące w kryształach. Opisany tu eksperyment bardzo wyraźnie wskazuje na przydatność opisu polarytonowego.

3. Interferencje związane z falami polarytonowymi

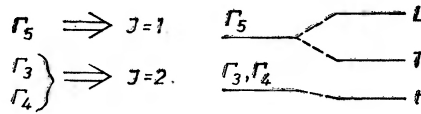
W bardzo cienkich (o grubości kilku dziesiątych μm) płytkach krystalicznych Cds i CdSe w temperaturach ciekłego helu obserwowano bardzo skomplikowane widma interferencyjne tak w świetle odbitym, jak i w świetle przechodzącym, a także w luminescencji w obszarze absorpcji ekscytonowej [11]. Ponieważ w obszarze rezonansów ekscytonowych, ze względu na efekty dyspersji przestrzennej, rozchodzić się mogą fale z obu gałęzi polarytonowych, możemy spodziewać się [12] interferencji zachodzącej dla każdej z tych fal, jak i interferencji pomiędzy falami z obu gałęzi. Widmo interferencyjne w odbiciu w kryształach CdSe o grubości $0,24 \mu\text{m}$ w obszarze ekscytonu $n = 1$ dla polaryzacji $\epsilon_{\perp}c$ w temperaturze $4,2 \text{ K}$ przedstawia rys. 14. Rysunek ten przedstawia jednocześnie krzywe dyspersji dla obu gałęzi polarytonowych i przyporządkowanie maksimum (lub minimum) interferencji polarytonom z obu gałęzi. W obszarze długofalowym maksima oznaczone liczbami od 3 do 8 odpowiadają interferencji fali polarytonowej z gałęzi I. W obszarze krótkofalowym minima oznaczone liczbami nieparzystymi od 11 do 25 odpowiadają interferencji fal polarytonowych z gałęzi I i II.

4. Luminescencja ekscytonów-polarytonów

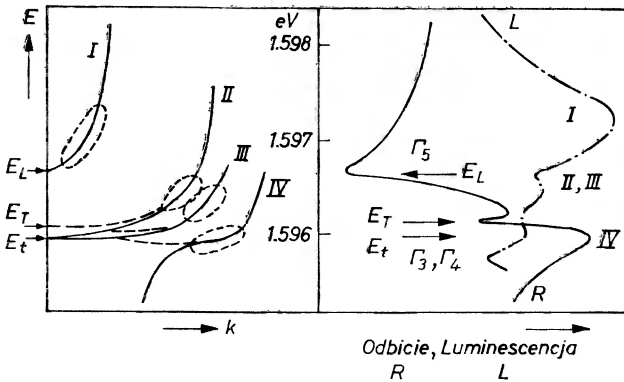
Widma luminescencji półprzewodników w obszarze bliskim swobodnych ekscytonów wykazują strukturę związaną z istnieniem gałęzi polarytonowych. Najniższe stany ekscytonowe w większości półprzewodników o strukturze blendy cynkowej mają symetrię $\Gamma_2 \times \Gamma_6 = \Gamma_3 + \Gamma_4 + \Gamma_5$. Stan Γ_5 odpowiada całkowitemu momentowi pędu $J = 1$, a stany Γ_3 i Γ_4 całkowitemu momentowi pędu $J = 2$. Stan $J = 2$ jest stanem ekscytonowym trypletowym (t). Rozszczepienie stanów



Rys. 14. Interferencja fal polarytonowych w obszarze rezonansu ekscytonowego w CdSe [11]



CdTe 1,8 [KJ]



Rys. 15. Luminescencja i odbicie w obszarze rezonansu ekscytonowego w CdTe ze strukturą polarytonową [13]

$J = 1$ i $J = 2$ wynika z rozszczepienia wymiennego. Stan Γ_5 jest dozwolony dla przejść dipolowych i rozszczepia się dzięki oddziaływaniu dipol-dipol na stan ekscytonów podłużnych (L) i poprzecznych (T). Stany Γ_{5T} sprzęgają się z fotonami prowadząc do powstania górnej i dolnej gałęzi krzywej dyspersyjnej. Także stany trypletowe t mogą sprzęgać się z fotonem przy uwzględnieniu wyrazów liniowych w k [13]. Strukturę najniższego stanu ekscytonowego i odpowiadające krzywe dyspersji dla półprzewodników z prostą przerwą energetyczną i o strukturze blendy cynkowej w przypadku gdy pasmo walencyjne ma symetrię Γ_8 , a pasmo przewodnictwa symetrię Γ_6 w powiązaniu z obserwowanym widmem luminescencji ekscytonowej i widmem odbicia dla CdTe przedstawia rys. 15. W widmie luminescencji wyraźnie występuje struktura, wskazująca na luminescencję związaną z różnymi gałęziami krzywych dyspersyjnych. (I, II, III, IV). Strzałki wskazują położenie poziomów ekscytonu podłużnego (L), poprzecznego (T) i trypletowego (t).

Przytoczone przykłady wyników eksperymentalnych dobitnie świadczą o tym, jak przydatną przy interpretacji jest koncepcja polarytonów.

Literatura

- [1] Kun Huang, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A208**, 352 (1951).
- [2] U. Fano, *Phys. Rev.* **103**, 1202 (1956).
- [3] S. J. Piekar, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **6**, 785 (1958); **38**, 1786 (1960).
- [4] J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
- [5] D. L. Mills, E. Burstein, *Rep. Progr. Phys.* **37**, 817 (1974).
- [6] E. Burstein, *Polaritons*, Proceedings of the first Taormina Conference on the Structure of Mater, Taormina, Italy 1972, Pergamon Press, s. 1.
- [7] J. J. Hopfield, *J. Phys. Soc. Japan (Suppl.)* **21**, 77 (1966).
- [8] C. H. Henry, J. J. Hopfield, *Phys. Rev. Letters* **15**, 964 (1965).
- [9] J. J. Hopfield, D. G. Thomas, *Phys. Rev. Letters* **15**, 22 (1965).
- [10] C. H. Henry, *Phys. Rev.* **143**, 627 (1966).
- [11] W. A. Kisielev, B. S. Razbirin, I. N. Uralcev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **18**, 504 (1973).
- [12] S. I. Piekar, *Report of the International Conference on the Physics of Semiconductors 1962*, Exeter, s. 419.
- [13] S. Suga, K. Cho, P. Hiesinger, *J. Luminescence* **12/13** (1976). Proceedings of the 1975 International Conference on Luminescence, s. 109.

VII Ogólnopolska Konferencja EKON-76 w Poznaniu

W dniach 26—29 kwietnia br. odbyła się kolejna VII Konferencja Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej EKON-76. Konferencje te, organizowane co dwa lata tradycyjnie w Poznaniu przez Instytuty: Fizyki UAM w Poznaniu, Fizyki PAN w Warszawie oraz Elektroniki Kwantowej WAT w Warszawie, stanowią przegląd aktualnego stanu badań krajowych w wymienionych dziedzinach, odgrywając doniosłą rolę wymiany informacji naukowej.

Obecna konferencja poświęcona była wymienionym poniżej zagadnieniom, zgrupowanym w dwóch — toczących się równolegle — sekcjach tematycznych:

Sekcja A — Elektronika kwantowa i technika laserowa

1. Fizyka laserowa, technika laserowa, generacja światła dużej mocy, otrzymywanie krótkich i ultrakrótkich impulsów świetlnych.

2. Technologia podzespołów laserowych, konstrukcja systemów laserowych, modulacja i detekcja promieniowania lasera, miernictwo laserowe, łączność optyczna, zastosowania.

Sekcja B — Optyka nieliniowa i optyka kwantowa.

1. Spektroskopia wielofotonowa i jonizacja wielofotonowa, generacja harmonicznych światła, zjawiska rozpraszania różnych typów, zjawiska nieliniowe magneto- i elektrooptyczne, samoindukowane zjawiska optyczne, nieliniowe własności optyczne materiałów, procesy dyspersyjne i relaksacyjne.

2. Statystyka fotonów, spójność, nadpromienistość, zastosowania elektrodynamiki kwantowej do optyki.

W konferencji wzięło udział 48 gości zagranicznych i około 320 krajowych. Z uczestników zagranicznych najliczniejsza była grupa radziecka (23 osoby) reprezentująca Instytut Fizyki im. Lebediewa w Moskwie, Uniwersytet Moskiewski im. Łomonosowa oraz inne ośrodki elektroniki kwantowej w ZSRR (Kijów, Krasnojarsk, Leningrad, Samarkanda). Następną grupą gości zagranicznych to 10 fizyków z NRD, w tym reprezentanci dwóch głównych ośrodków elektroniki kwantowej: Zentralinstitut für Spektroskopie w Berlinie oraz Friedrich Schiller-Universität w Jenie. Ponadto 9 osób z Czechosłowacji (Praga, Bratysława, Brno), 3 uczestników z Bułgarii i po jednym z Anglii, Francji i Wietnamu.

Z ośrodków krajowych były najliczniej reprezentowane (oprócz ośrodka poznańskiego — gospodarzy konferencji): warszawski (135 uczestników), wrocławski (18), gdański i toruński (po 14), krakowski (11) i łódzki (9).

Otwarcia konferencji EKON-76 dokonał przewodniczący komitetu organizacyjnego prof. F. Kaczmarek. Omówił on znaczenie konferencji dla prawidłowego rozwoju nauki, podkreślając ich doniosłą rolę informacyjną. Obrady konferencji toczą się zwykle w dwóch ściśle związanych nurtach. Pierwszy z nich zawarty jest w referatach plenarnych i sekcyjnych oraz komunikatach naukowych, objętych programem konferencji. Drugi nurt, na pewno nie mniej ważny od pierwszego, to nieoficjalne spotkania i dyskusje. Trudno przecenić wagę tych indywidualnych spotkań. Stwarzają one niepowtarzalny urok każdej konferencji naukowej. Kierując się tą ideą organizatorzy konferencji zmniejszyli do około 1/3 liczbę komunikatów naukowych, przeznaczonych do wygłoszenia w czasie trwania konferencji, drukując jednocześnie wszystkie nadesłane prace naukowe (202 komunikaty) w materiałach konferencji wydanych w wersji polskiej i angielskiej. Dzięki temu konferencja nie była przeładowana nadmierną ilością zajęć

programowych, a jej uczestnicy dysponowali pewną ilością czasu na swobodne dyskusje naukowe i kontakty osobiste. Te ostatnie zostały ułatwione dzięki zorganizowaniu w pierwszym dniu obrad wieczornego spotkania dyskusyjnego.

Następnie prof. F. Kaczmarek omówił szkiecowo rozwój elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej w ostatnich dwóch latach. W dziedzinach tych dokonano wielu nowych ważnych odkryć oraz poważnie rozwinęto dziedziny już istniejące. Niektóre z tych odkryć zostały omówione w referatach plenarnych i sekcyjnych. Prof. F. Kaczmarek przedstawił przykładowo rozwój takich zagadnień jak laserowa spektroskopia i separacja izotopów, laserowa mikrofuzja termojądrowa i łączność laserowa (naziemna i kosmiczna). Następnie zostały wygłoszone dwa referaty plenarne — prof. A. Piekara przedstawił *Nieliniowe oddziaływania pikosekundowych impulsów świetlnych z materią*, a po przerwie prof. T. Skaliński — *Ostatnie prace nad dokładnym wyznaczeniem przesunięcia Lamba i stałej Rydberga*. Dalsze obrady konferencji odbywały się już w sekcjach. Ogółem wygłoszono w sekcjach 12 wymienionych niżej referatów wprowadzających oraz 83 komunikaty, wliczając w to 10 komunikatów wygłoszonych w powołanej na wniosek uczestników dodatkowej jednodniowej sekcji, poświęconej zagadnieniom różnym.

Sekcja A (referaty przeglądowe)

1. R. Ingarden — *Termodynamiczna teoria laserów*,
2. Z. Jankiewicz — *Badanie procesów dynamicznych za pomocą promieniowania koherentnego*,
3. A. Kujawski — *Teoria generacji impulsów pikosekundowych*,
4. A. Smoliński — *Telekomunikacja światłowodowa*,
5. W. Woliński — *Elementy optoelektroniki zintegrowanej*,
6. G. M. Zaslowski (ZSRR) — *Resonance processes and coherence ordering in the systems of atoms interacting with radiation field*.

Sekcja B (referaty przeglądowe)

1. J. Fiutak — *Kształt linii widmowych i relaksacja atomów*,
2. B. Karczewski — *Absorpcja dwufotonowa*,
3. S. Kielich — *Nieliniowa aktywność optyczna cieczy oraz kryształów*,
4. S. P. Stoylov (Bułgaria) — *Electrooptics of disperse systems and liquids in critical state*,
5. M. Suffczyński — *Spektroskopia ekscytonów w półprzewodnikach*,
6. W. Zawadzki — *Fizyka lasera ramanowskiego z odwróceniem spinu*.

Referaty te zostaną wydrukowane w specjalnym tomie materiałów pokonferencyjnych.

Zamknięcia obrad konferencji EKON-76 dokonał w imieniu komitetu organizacyjnego prof. T. Skaliński. Stwierdził on w krótkim podsumowaniu przebiegu konferencji, iż mimo ograniczenia tematyki konferencji (o problemy holografii) wykazuje ona podobną liczbę uczestników jak poprzednie (a więc faktyczny wzrost) i nieco większą ilość nadesłanych komunikatów. Świadczy to o potrzebie jej dalszej kontynuacji. Z przeglądu komunikatów wynika jednak, że nadal przeważają prace typu konstrukcyjnego i ulepszeń technologicznych, co może budzić pewien niepokój.

W czasie trwania konferencji zorganizowano w Instytucie Fizyki UAM cieszącą się dużym zainteresowaniem wystawę wybranych urządzeń laserowych. Wzięło w niej udział 8 wystawców, w tym firma OPTELTEC wystawiająca impulsowy laser barwnikowy (wzbudzany lampą błyskową) produkcji firmy „Chromatix”. Następujący wystawcy krajowi zademonstrowali około 20 typów różnych urządzeń i elementów elektroniki kwantowej:

1. Instytut Technologii Elektronowej Politechniki Warszawskiej: laser argonowy LGJ-5, laser He-Ne, interferometr IP-150, miernik mocy FK-1, kalorymetr KO-4;
2. Centralny Ośrodek Badawczo-Rozwojowy Aparatury Badawczej i Dydaktycznej (COBRABiD) — Warszawa: zestawy dydaktyczne z dziedziny elektroniki kwantowej (w skład którego wchodził spektrofluorometr stanowiący światowe osiągnięcie w tej dziedzinie);
3. COBRABiD — Michalin: optyczne elementy laserowe;
4. COBRABiD — Poznań: laboratorium dydaktyczne z elektroniki kwantowej „Warta 1”, lasery He-Ne: typy LD-2, LD-12 i LD-65;
5. Instytut Podstaw Elektroniki Politechniki Warszawskiej: modulatory elektrooptyczne;

6. Instytut Maszyn Przepływowych Politechniki Łódzkiej: urządzenia laserowe do wizualizacji przepływów płynów;

7. Zakład Elektroniki Kwantowej IF UAM, Poznań: nabór rur laserów He-Ne, głowice laserów impulsowych, piroelektryczny miernik mocy, lasery He-Ne, różne układy mechaniczne do regulacji elementów optycznych.

Wystawa ta stanowiła cenne uzupełnienie naukowe konferencji. Organizatorzy zamierzają w przyszłości (EKON-78?) znacznie ją rozszerzyć.

Zdzisław Blaszczak

VIII Wszechzwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Tbilisi

W dniach 25—28 maja 1976 roku odbyła się w Tbilisi VIII Wszechzwiązkowa Konferencja Koherentnej i Nieliniowej Optyki, zorganizowana przez akademika A. M. Prochorowa, który był przewodniczącym Konferencji. Zastępcami przewodniczącego byli prof. P. V. Bunkin (Instytut im. Lebidiewa), prof. V. V. Chavchanidze (Instytut Cybernetyki, Tbilisi) i prof. T. I. Sanadze (Uniwersytet w Tbilisi).

Konferencję otworzył przewodniczący Gruzińskiej Akademii Nauk, akademik I. N. Vakua, słowo wstępne wygłosił akademik A. M. Prochorow, następnie akademik V. V. Chavchanidze omówił kontrolę strumieni światła koherentnego. Prof. P. Franken (University of Michigan, Ann Arbor) mówił o historii optyki nieliniowej, a prof. N. V. Karlov (Instytut im. Lebidiewa) wygłosił przeglądowy referat pt. *Laserowe rozdzielanie izotopów*. Idea tej nowej metody rozdzielania izotopów zaproponowana przez V. S. Letokhova z Instytutu Spektroskopii AN ZSRR okazała się bardzo ważna i budzi coraz większe zainteresowanie ze względu na znaczną wydajność i tanią procesurę separacji. Poświęcono tej metodzie osobną sekcję. Najbardziej obiecujące wydaje się rozdzielanie izotopów przez wzbudzanie światłem nie atomów swobodnych a raczej atomów związanych w molekułach, zwłaszcza małych, jak np. NH_3 i BCl_3 .

Profesor Willis E. Lamb (University of Arizona, Tucson), odkrywca słynnego *przesunięcia Lamba*, przedstawił pomiary, jakie prowadzi ze współpracownikami (W. Wing, G. Ruff, J. Spezeski i in.) nad spektroskopowym wyznaczaniem z wysoką dokładnością poziomów wibracyjno-rotacyjnych molekuly HD^+ , najprostszej molekuly, jaka ma nieznikający elektryczny moment dipolowy.

Profesor T. W. Hänsch (Stanford University) przedstawił postępy, jakich dokonał w ostatnich dwóch latach w spektroskopii dwufotonowej bez efektu Dopplera oraz w absorpcyjnej spektroskopii saturacyjnej atomowego wodoru i deuteru. Ostatnio Hänsch wykonał pomiary przy użyciu światła spolaryzowanego, co umożliwiło znaczne zwiększenie dokładności pomiarów. W szczególności Hänsch z współpracownikami wyznaczył przesunięcie izotopowe linii L_α serii Lymana pomiędzy wodorem a deuterem otrzymując $670,933 \pm 0,056$ GHz, wartość teoretyczna podawana jest jako $670,994 \pm 0,0008$ GHz.

V. P. Chebotaev (Instytut Fizyki Półprzewodników AN, Nowosybirsk), który w 1970 r. zaproponował spektroskopię dwufotonową bez efektu Dopplera, mówił o idei zunifikowanego wzorca częstości i długości. Najdokładniejszym i najbardziej stabilnym wzorcem częstości jest obecnie laser helowo-neonowy stabilizowany na linii P(7) pasma absorpcyjnego ν_3 metanu. Chebotaev mówił o możliwości osiągnięcia względnej szerokości linii $\Delta\nu/\nu = 10^{-12}$ — 10^{-13} i nawet o szerokości linii widmowej rzędu 10 Hz.

Poważnym problemem jest obecnie znalezienie sposobu zbudowania lasera o wysokiej stabilności, który by pracował w dziedzinie widzialnej lub bliskim nadfiolecie w jednym modzie w sposób ciągły (*cw w laser*). Posiadanie takiego lasera pozwoliłoby znacznie posunąć naprzód wymagające najwyższej precyzji pomiary optyczne fundamentalnych stałych atomowych. Fizycy powracają obecnie do najprostszych układów, takich jak atom wodoru czy molekuly

wodoru i molekuly dwuatomowe gazów szlachetnych. Realizują pomiary z wielką dokładnością i porównują wyniki z przewidywaniami teorii uwzględniającymi subtelne efekty.

W USA i w ZSRR prowadzone są prace nad laserami CO_2 dużej mocy. Grupy kierowane przez prof. A. M. Prochorowa i prof. N. G. Basowa w Instytucie im. Lebediewa referowały swoje osiągnięcia w tej dziedzinie.

P. Belland, D. Véron i L. B. Whitbourn (University of Sydney) opracowali laser HCN dużej mocy i laser o długości $L = 0,5$ m i średnicy $d = 3,2$ cm dostarcza 3 mW, laser o $L = 3$ m i $d = 5$ cm dostarcza 170 mW.

Podstawowym i trudnym zagadnieniem, o którym myśli wielu fizyków, jest problem laserów w nadfiolecie. W tym zagadnieniu referat wprowadzający powierzono teoretykowi I. I. Sobelmanowi. Grupa z Instytutu Fizyki Półprzewodników AN w Nowosybirsku, V. I. Trunow, I. M. Beterov, V. I. Stroganow, V. I. Samarin, A. A. Chernenko proponuje „Strojone źródło promieniowania nadfioletowego z kryształem nieliniowym”.

W sekcji o nieliniowych materiałach optycznych dyskutowane oprócz klasycznych kryształów, jak niobaty litu i potasu, także kryształy półprzewodnikowe GaSe, GaAs, InSb i in. W tej sekcji R. Zawodny (UAM w Poznaniu, wraz z S. Kielichem i G. Sitarzem) referował rachunki zmiany współczynnika załamania kryształów wywołanej światłem lasera dużej mocy.

A. Dobek (z UAM, wraz z A. Patkowskim) referowali wykonaną wspólnie z D. Labudą (z Instytutu Biochemii UAM) pomiary dwójłomności indukowanej światłem lasera w roztworach kwasu rybonukleinowego tRNA. J. Krasinski (IFD UW, wraz z B. Karczewskim, W. Majewskim oraz M. Głódz z IF PAN) referował pracę: *Zależność absorpcji dwufotonowej od względnych natężeń dwóch modów generowanych przez laser argonowy*.

W sekcji na temat współdziałania promieniowania optycznego z ekscytonami V. S. Bagaev (Instytut im. Lebediewa) mówił o nowych doświadczeniach nad rozpraszaniem światła na kropkach elektronowo-dziurowych w germanie. Bardzo duże gęstości kropli, dochodzące przy obecnie stosowanych wzbudzeniach do 10^{19} cm^{-3} , powodują, iż rekombinacja, której w półprzewodnikach o przerwie skośnej towarzyszy generacja fononów, prowadzi do tak dużej liczby fononów, że tworzący się wiatr fononowy rozrywa krople na kropelki o małych promieniach, jak to wyjaśnił L. V. Keldysh. Ostatecznie przy największych gęstościach krople mogą być rozmiarów ułamków mikrona. Największe krople o promieniach kilkudziesięciu mikronów możliwe są tylko przy mniejszych gęstościach. Na te same sekcji H. Haken (Uniwersytet w Stuttgarcie) mówił o teorii *self-induced transparency*, wynikającej ze współdziałania ekscytonów i bi-ekscytonów ze światłem laserowym, a M. Suffczyński (IF PAN) mówił o *Oddziaływaniu wymiennym w ekscytonach*.

Omawiane były na Konferencji zaawansowane prace ze spektroskopii molekularnej. J. C. Lehmann (Paryż) przedstawił piękne pomiary poziomów rotacyjnych i struktury nadsubtelnej molekuly I_2 .

Referowane były na Konferencji i dyskutowane zagadnienia bardziej praktyczne interesujące fizyków doświadczalnych, takie jak niszczenie materiałów dielektrycznych w silnych wiązkach laserowych. Zasadniczy referat wprowadzający *Niszczenie przezroczystych dielektryków przez lasery* wygłosił A. A. Manenkov. Okazuje się, że przejście od impulsów nanosekundowych do pikosekundowych pozwala na stosowanie mocy światła większych o przeszło rząd wielkości, bez zniszczenia materiału. Impulsom ultrakrótkim poświęcona była osobna sekcja. A. S. Piskarkas wygłosił referat wprowadzający *Spektroskopia pikosekundowa oparta na wzmocnieniu parametrycznym światła*.

Na Konferencji oprócz referatów z fizyki podstawowej i właściwej optyki koherentnej i nieliniowej referowano w paru sekcjach, poświęconych holografii, optyce zintegrowanej, laserowej syntezie termojądrowej, także i inne prace o bardziej stosowanym charakterze.

W Konferencji brało udział wielu fizyków z krajów zachodnich. Liczne także były delegacje z Polski (pod przewodnictwem prof. A. Piekary), NRD, Węgier, Czechosłowacji i Bułgarii.

M. Suffczyński

A. Bohr, B. R. Mottelson: *Struktura jądra atomowego* (tłumaczyli z języka angielskiego Janusz Dąbrowski, Ziemowit Sujkowski, Stanisław Ogaza), PWN, Warszawa 1975, str. 466, cena zł 90.—

Książka A. Bohra i B. R. Mottelsona *Struktura jądra atomowego* nie potrzebuje reklamy. Nazwiska jej autorów znane są od dawna każdemu, kto choćby otarł się tylko o problemy współczesnej fizyki jądra atomowego. Polski przekład pierwszego tomu czytelnik dostał w momencie, kiedy autorów książki wyróżniono najbardziej prestiżową z nagród przyznawanych za osiągnięcia naukowe — nagrodą Nobla. Każdy polski specjalista w dziedzinie fizyki jądrowej zetknął się już na pewno z oryginałem książki w języku angielskim. Ci, którzy bliżej współpracują z Instytutem im. Nielsa Bohra w Kopenhadze, znali kolejne, wielokrotnie przerabiane wersje poszczególnych rozdziałów na długo przed książkowym wydaniem pełnego tekstu.

Recenzowanie książki ma w tej sytuacji wiele wspólnego z wyważaniem otwartych drzwi. Jednakże warto chyba zwrócić uwagę na jej „inność” od opracowań o podobnych tytułach. Czytelnikowi, który weźmie do ręki pierwszy tom, rzuci się w oczy przede wszystkim najbardziej zewnętrzny przejaw tej inności — nietypowy układ tekstu. Został on bardzo wyraźnie podzielony na tekst zasadniczy, przykłady ilustrujące i dodatki. Autorzy zadbali o to, żeby czytelnik nie zapominał o tym podziale w trakcie czytania — każdą stronę książki oznaczyli odpowiednim znakiem. Zasadniczy tekst zajmuje nie więcej niż jedną czwartą pierwszego tomu. Zawiera trzy rozdziały systematycznego wykładu: symetrie i prawa zachowania, ruch cząstek niezależnych i konfiguracje jednocząstkowe. W przykładach ilustrujących i dodatkach, obok często umieszczanych oddzielnie uzupełnień matematycznych i „ogólnofizycznych”, czytelnik ze zdziwieniem znajdzie także takie ustępy, które w podręcznikach fizyki jądrowej stanowią zwykle główną część zasadniczego tekstu. Ten bardzo wyraźny podział na aktualną wiedzę o strukturze jądra oraz na systematykę danych doświadczalnych, przybliżenia i modele, które tej wiedzy dostarczyły i dostarczają, ma głębszy sens, związany z charakterem całej książki i ze sposobem uprawiania nauki w kopenhaskim ośrodku fizyki. W dzisiejszym, rozpedzonym świecie naukę uprawiamy na wiele różnych sposobów, ale najczęściej zupełnie inaczej niż w czasach, gdy Rutherford wyganiał wieczorami swoich asystentów z laboratorium, tłumacząc, że przecież muszą mieć kiedyś czas na myślenie. Narzucona przez tempo współczesnych badań pogoń za własnym rezultatem odsuwa nam bardzo często na dalszy plan próby szerszego zrozumienia co i dlaczego w przyrodzie się dzieje. Chodzi mi tu przede wszystkim o zrozumienie jakościowe, dostępne ludzkiej wyobraźni i prawidłowo kształtujące intuicję, bez których trudno, a w skomplikowanych przypadkach — wręcz nie sposób, prawidłowo stosować nawet najlepsze metody ilościowe. Do Kopenhagi ciągną prawdziwe procesy fizyków jądrowych chyba właśnie dlatego, że fizykę się tu i robi i rozumie. Sam miałem okazję obserwować bardzo dobrych fizyków, zaskoczonych, gdy im dopiero tutaj wytłumaczono, i to dosłownie „na palcach”, dlaczego ich własne teorie działają i jak wiążą się z całą resztą dorobku fizyki jądrowej.

Zasadniczy tekst w książce Bohra i Mottelsona, to właśnie próba przekazania czytelnikowi tego, co autorzy uważają za najważniejsze w dorobku fizyki jądrowej i w ich własnym dorobku naukowym — sposobu rozumienia procesów zachodzących w jądrze. Jest to rezultat wieloletniej pracy, przemyśleń i dyskusji z dziesiątkami najlepszych specjalistów, wychodzący w pewnym sensie poza aktualnie stosowane modele i przybliżenia, bo dotyczący głównie tego, co wynika z faktu, że modele i przybliżenia działają. I chyba słusznie wydawcy przekładu

nie chcą nazwać książki ani podręcznikiem, ani monografią, decydując się raczej na nieczęsto używaną dziś nazwę — dzieło.

Synteza wiedzy o strukturze jądra atomowego, precyzyjnie wyważona w każdej ze swoich warstw — tej już pewnej i tych więcej lub mniej prawdopodobnych, wymaga oczywiście precyzyjnego języka. Ci, którzy znają historię powstawania książki Bohra i Mottelсона, wiedzą, że zastanawiano się tu wielokrotnie nad każdym niemal słowem. Powstała w ten sposób książka do wielokrotnego czytania — można od niej zaczynać znajomość z fizyką jądrową, ale tym więcej się ją ceni i tym więcej z niej korzysta, im więcej już się wie o strukturze jądra.

Podstawowe walory książki, te, których nie można znaleźć gdzie indziej, zawarte są w tekście i jego niuansach. Powinno się więc ją właściwie czytać w oryginale. Z drugiej jednak strony, nie sposób pomyśleć, żeby brakowało polskiego przekładu pozycji, która będzie na pewno przez wiele lat podstawą wykładów fizyki jądrowej, i którą powinien mieć ciągle w zasięgu ręki każdy pracownik naukowy zajmujący się problemami struktury jądra. Autorzy i redaktorzy przekładu stanęli przed bardzo trudnym zadaniem. Zdecydowali się na maksymalną, miejscami prawie dosłowną, wierność oryginałowi. Jest to — jak zwykle — jednocześnie zaletą i wadą przekładu. Zaletą, bo nazwiska świetnych fizyków — redaktora i autorów przekładu — gwarantują, że zdecydowali się na dosłowność kosztem języka tylko tam, gdzie to naprawdę było konieczne. Wadą, bo zdarzają się miejsca, w których język utrudnia lekturę pierwszego tomu. Wydaje mi się, że warto uprzedzić o tym czytelnika, który powinien pamiętać, że dostaje książkę, którą przetłumaczyć było bardzo trudno.

Zbigniew Bochnacki

Zadania z optyki i fizyki atomowej, A. G. Grammakow (red.), (tłumaczyli z języka rosyjskiego K. Żuchowska i K. Żuchowski), PWN, Warszawa 1975, str. 222, cena zł 20.—

Recenzowany zbiór zadań składa się z dwu części. Pierwsza z nich jest poświęcona problemom optyki geometrycznej, fotometrii, interferencji światła, dyfrakcji i polaryzacji, a także teorii promieniowania i oddziaływania promieniowania z materią. Druga część obejmuje zadania z fizyki atomu, widm optycznych i rentgenowskich, promieniotwórczości naturalnej oraz fizyki jądrowej.

Każda grupa tematyczna zadań jest poprzedzona krótkim wstępem obejmującym podstawowe definicje i wzory. W tekście są podane odpowiedzi poszczególnych zadań, a ponadto w końcowej części tomiku są zamieszczone kompletne rozwiązania niektórych zadań. Jako uzupełnienie podano wartości niektórych stałych fizycznych, układ okresowy pierwiastków, szeregi promieniotwórcze i wartości niektórych funkcji.

Książka obejmuje zadania o różnym stopniu trudności. Wiele z nich sprowadza się jedynie do podstawienia do odpowiedniego wzoru wartości liczbowych. Są jednak również zadania pomysłowe, uczące rozwiązywania problemów fizycznych. Niepotrzebne, a czasem wręcz szkodliwe, są uwagi wstępne poprzedzające niektóre rozdziały, utrzymane w formie bryku, napisane nieściśle, a czasem zawierające jawne błędy.

Książka może stanowić publikację pożyteczną dla nauczycieli oraz studentów fizyki, którzy jednak powinni z niej korzystać uważnie ze względu na występujące błędy.

Danuta Kunisz

XXV Zjazd Fizyków Polskich

XXV Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w dniach od 19 do 24 września 1977 r. we Wrocławiu. Głównym tematem obrad Zjazdu będą nowe metody fizyki w nauce i technice. Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego jest doc. Cecylia Wesołowska.

Szczegółową tematykę Zjazdu opracowuje Komitet Naukowy w składzie: I. Adamczewski (Gdańsk), A. Chełkowski (Katowice), J. Czerwonko (Wrocław), A. Hrynkiewicz (Kraków), A. Jabłoński (Toruń), B. Jeżowska-Trzebiatowska (Wrocław), B. Karczewski (Warszawa), J. Kolodziejczak (Warszawa), M. Mięgowicz (Kraków), A. Oleś (Kraków), A. Piekara (Warszawa), J. Pniewski (Warszawa), J. Rzewuski (Wrocław), L. Sosnowski (Warszawa), J. Stankowski (Poznań), S. Szczeniowski (Warszawa), A. Trautman (Warszawa), J. Werle (Warszawa), Z. Wilhelmi (Warszawa) — przewodniczący Zjazdu, oraz W. Żuk (Lublin).

Planuje się urządzenie 3 sesji plenarnych poświęconych tematyce centralnej Zjazdu, jednej sesji plenarnej poświęconej zagadnieniom nauczania fizyki oraz 12 sesji specjalistycznych w sekcjach równoległych: fizyki ciała stałego, fizyki jądrowej, fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych, optyki, fizyki molekularnej, fizyki statystycznej, teorii pola.

Na sesjach plenarnych wygłaszane będą referaty przeglądowe. Sesja specjalistyczna składać się będzie z referatu (ok. 30 min.), dającego przegląd sytuacji danego działu fizyki polskiej na tle fizyki w świecie, odpowiedniej liczby wybranych komunikatów (10—15 min.) z prac oryginalnych, i oczywiście dyskusji.

W czasie Zjazdu odbędzie się Walne Zgromadzenie członków PTF.

Nagroda Państwowa dla Trautmana

Andrzej Trautman, profesor Uniwersytetu Warszawskiego, otrzymał Nagrodę Państwową I stopnia (1976) za prace z klasycznej teorii pola i teorii grawitacji.

Order meksykański dla Plebańskiego

Prezydent Meksyku Luis Echeverria nadał prof. Jerzemu Plebańskiemu najwyższe odznaczenie meksykańskie — Komandorię Orderu Orła Azteckiego. Order został nadany w dowód uznania dla wielkiego wkładu Jerzego Plebańskiego w rozwój nauki i kultury Meksyku. Prof. Plebański jest związany z fizyką meksykańską od wielu lat. Już w pierwszych latach sześćdziesiątych prowadził tam działalność naukową i dydaktyczną. Jest współzałożycielem meksykańskiego ośrodka badawczego — Centro de Estudios Avanzados.

Nagroda FTF dla Prentkiego

Jacek Prentki otrzymał nagrodę Francuskiego Towarzystwa Fizycznego za wybitne prace z dziedziny fizyki teoretycznej. J. Prentki jest profesorem Collège de France, a od 1 lipca 1976 r. objął również stanowisko dyrektora Działu Fizyki Teoretycznej Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN).

Nagroda Hewlett-Packarda

Nagrodę Hewlett-Packarda, przyznawaną corocznie przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne za wybitne osiągnięcia w dziedzinie fizyki fazy skondensowanej, otrzymał w tym roku Wolfgang Helfrich, profesor Freie Universität w Berlinie, za wkład do fizyki ciekłych kryształów. Wyniki badań Helfricha doprowadziły do skonstruowania „displayów” z cieczy nematycznych i pozwoliły wyjaśnić pewne zjawiska biologiczne.

Wolfgang Helfrich urodził się w r. 1932. Po studiach w Monachium, Tybindze i Getyndze pracował w laboratorium kanadyjskiego National Research Council w Ottawie. Od r. 1976 rozpoczął badania ciekłych kryształów najpierw w laboratorium RCA w Princeton, a później u Hoffmann-La Roche w Bazylei. Pracując w tym ostatnim laboratorium zainteresował się również zjawiskami fizycznymi w membranach biologicznych i innymi zagadnieniami biofizycznymi. Od r. 1973

jest profesorem Freie Universität w Zachodnim Berlinie.

Dawid Shugar laureatem Medalu Finsena

Prof. Dawid Shugar, kierownik Katedry Biofizyki Uniwersytetu Warszawskiego, został odznaczony Medalem Finsena za badania fotochemii i budowy kwasów nukleinowych i protein.

Medal i nagroda Finsena została ufundowana ku uczczeniu holenderskiego pioniera fotobiologii i fototerapii i jest przyznawana przez Międzynarodowy Komitet Fotobiologiczny od r. 1937.

Dotychczasowymi lauretami Medalu Finsena był cały szereg wybitnych fotobiologów i fotochemików. Wymienię przykładowo kilka dobrze w Polsce znanych nazwisk: A. Terenin, 1964 (ZSRR), E. J. Bowen, 1968 (W. Brytania), T. Forster, 1972 (RFN), R. Hill, 1972 (W. Brytania).

Odznaczenie profesora Shugara jest zaszczytem dla Polskiej Grupy Fotobiologicznej, która wystąpiła z wnioskiem o nadanie tej nagrody do Międzynarodowego Komitetu Fotobiologicznego. Prof. Dawid Shugar jest jednym z założycieli międzynarodowego czasopisma *Photochemistry and Photobiology*. Zorganizował Katedrę Biofizyki w Uniwersytecie Warszawskim. Ma wielkie zasługi dla polskiej fotobiologii zarówno przez własną działalność naukową, jak i przez wychowanie swych uczniów, dziś już samodzielnych pracowników naukowych.

Nagroda będzie wręczona w czasie Kongresu Fotobiologicznego, który w bieżącym roku odbędzie się w Rzymie. W czasie wręczenia nagrody, na Kapitolu, osiągnięcia Dawida Shugara przedstawi prof. R. B. Setlow z USA.

Danuta Frąckowiak

IV Konferencja Generalna EPS

Rada Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) postanowiła, że najbliższa IV Konferencja Generalna EPS odbędzie się w Wielkiej Brytanii, w Uniwersytecie York, od 25 do 29 września 1978 r.

Na konferencję składać się będą sesje plenarne i szereg sympozjów w pięciu równo-

ległych sekcjach. W tym czasie odbędzie się również Walne Zgromadzenie członków EPS oraz będzie wygłoszony odczyt im. Powella (Powell Memorial Lecture).

Sympozja będą organizowane przez Oddziały EPS, przy czym w programach będą preferowane tematy międzydyscyplinarne. Problemy pięciu równoległych sesji ustalono następująco:

- A. Nowoczesna Optyka
- B1. Fizyka Powierzchni
- B2. Metody Teoretyczne Badania Przejść Fazowych
- C1. Astrofizyka Jądrowa
- C2. Gorąca Plazma
- D. Fizyka Ciężkich Jonów
- E1. Promieniowanie Synchronotrowe i Jego Zastosowania
- E2. Tytuł będzie ustalony później przez Oddział Fizyki Wysokich Energii i Częstek Elementarnych (przypuszczalnie — Kwarki).

Na sympozja składać się będą referaty zaproszonych uczonych i przeglądowe, być może, że na niektóre sympozja będą również dopuszczone komunikaty z prac własnych.

Referaty na sesje plenarne zostaną ustalone w ciągu r. 1977.

(*Europhysics News* 7, nr 6, 1976)

EPS

Podajemy aktualne (maj 1976) dane dotyczące składu osobowego zarządu, komitetów doradczych i oddziałów Europejskiego Towarzystwa Fizycznego:

KOMITET WYKONAWCZY

Prezydent — I. Ursu (Rumunia), Wiceprezydent — W. Martienssen (RFN), Sekretarz — M. Guenin (Szwajcaria), Zastępca Sekretarza — T. Riste (Norwegia), Skarbnik — O. S. Heavens (W. Brytania), Zastępca Skarbnika — J. J. Went (Holandia), Członkowie — H. B. G. Casimir (Holandia), P. Kapica (ZSRR), A. Lösche (NRD), P. Radvanyi (Francja), Z. Wilhelmi (Polska).

DELEGACI INDYWIDUALNYCH CZŁONKÓW ZWYCZAJNYCH

EPS liczy 2920 indywidualnych członków zwyczajnych. Są oni reprezentowani w Radzie EPS przez 9 delegatów (gwiazdka po nazwisku

oznacza, że delegat rozpoczął ostatni rok swojej kadencji):

H. B. G. Casimir* (Holandia), J. Diehl (RFN), L. Etienne-Amberg (Szwajcaria), B. Giovanni* (Szwajcaria), E. Manardi* (W. Brytania), H. A. Olsen (Norwegia), G. Szigeti* (Węgry), I. Ursu (Rumunia), H. van Regenmorter (Francja).

KOMITETY DORADCZE EPS

Fizyka Stosowana i Fizyka w Przemysle

Ch. L. A. A. Thomas (W. Brytania), W. Lems (Holandia), A. Alberigi-Quaranta (Włochy), E. Courtens (Szwajcaria), J. L. Delcroix (Francja), K. Differt (RFN), J. P. Hurault (Holandia), D. J. Kroon (Holandia), E. Nagy (Węgry), C. P. O'Toole (Irlandia), I. Purica (Rumunia), G. Raoult (Francja), T. Roettgers (RFN), S. Shtrikman (Izrael), E. Spring (Finlandia), Z. Strugalski (Polska), B. P. Veltman (Holandia), B. M. Wuł (ZSRR).

Komitety Konferencyjne

Ch. P. Radvanyi (Francja), M. Bordry (Francja), T. F. Arecchi (Włochy), A. Blaauw (Holandia), F. Braganca Gil (Portugalia), W. Buckel (RFN), C. C. Butler (W. Brytania), F. Cap (Austria), I. A. Dorobantu (Rumunia), P. G. Hansen (CERN), J. P. Hurault (Holandia), A. Kujawski (Polska), S. Leach (Francja), A. Linek (Czechosłowacja), A. Lösche (NRD), W. M. Lomer (W. Brytania), G. Marx (Węgry), E. A. Mueller (Szwajcaria), I. Otterlund (Szwecja), D. Pfirsch (RFN), R. V. Popic (Jugosławia), G. Preparata (CERN), R. A. Ricci (Włochy), L. van Gerven (Belgia), L. F. Wereszczagin (ZSRR).

Euromath News (gwiazdka po nazwisku oznacza członka Komitetu Redakcyjnego)

Ch. J. Muller* (Szwajcaria), E. N. Shaw* (Szwajcaria), M. Anastassiadis (Grecja), G. J. Béné* (Szwajcaria), A. B. Berezin (ZSRR), M. Bloch (Francja), E. Burzo (Rumunia), I. Butterworth (W. Brytania), L. Cohen (W. Brytania), F. Engelmann (Holandia), L. Etienne-Amberg (Szwajcaria), S. Focardi (Włochy), A. D. Fokker (Holandia), B. Giovannini* (Szwajcaria), G. Harbeke (Szwajcaria), B. Hauck* (Szwajcaria), F. K. Kneubühl (Szwajcaria), K. Kromphardt (RFN), D. J. Kroon (Holandia), B. Lalovic (Jugosławia), A. Lösche (NRD), G. Marx (Węgry), T. Mayer-Kuckuk (RFN), E. Meinders (Ho-

landia), F. Netter (Francja), W. S. Newman* (CERN), T. Riste (Norwegia), A. Strzałkowski (Polska), P. Tanskanen (Finlandia), H. van Krugten (Holandia), J.-Ch. Vienot (Francja), J. J. Went (Holandia), P. Zieliński (Polska).

Fizyka i Społeczeństwo

Ch. G. Diemer (Holandia), D. Schumacher (RFN), S. Aegerter (Szwajcaria), G. J. Béné (Szwajcaria), D. Berényi (Węgry), I. Brandus (Rumunia), L. J. F. Broer (Holandia), E. R. Dobbs (W. Brytania), E. T. Ferguson (Holandia), M. J. Higgsberger (Austria), G. A. Smolenski (ZSRR), G. Toraldo di Francia (Włochy), H. G. van Bueren (Holandia), H. van Regenmorter (Francja), J. Vlachs (Czechosłowacja), W. Zych (Polska).

Publikacje

Ch. J. Depireux (Belgia), D. Barb (Rumunia), A. B. Berezin (ZSRR), F. Braganca Gil (Portugalia), R. G. Chambers (W. Brytania), J. de Boer (Holandia), J. Des Cloizeaux (Francja), J. P. Dougherty (W. Brytania), P. Gulmanelli (Włochy), B. Hauck (Francja), P. Huguenin (Francja), P. F. A. Klinkenberg (Holandia), Z. Malek (Czechosłowacja), G. Mayer (Francja), A. Moljk (Jugosławia), G. Nicr (RFN), G. Raoult (Francja), P. Tanskanen (Finlandia), G. Turchanyi (Węgry), P. Urban (Austria), C. van der Leun (Holandia), J.-Ch. Vienot (Francja), A. Wróblewski (Polska), A. Zichichi (CERN).

Kształcenie w Dziedzinie Fizyki

Skład Komitetu podaliśmy w Kronice w zeszycie 4.

ODDZIAŁY EPS

Liczby w nawiasach oznaczają liczbę członków danego Oddziału, Sekcji lub Grupy. Przewodniczący Oddziałów wchodzi automatycznie w skład Rady EPS.

Oddział Astronomii i Astrofizyki (296)

Skład Zarządu Oddziału podaliśmy w Kronice w zeszycie 4.

Oddział Fizyki Atomowej (452)

Przewodniczący — Ch. A. H. Gabriel (W. Brytania), sekretarz — G. zu Putlitz (RFN), członkowie Zarządu — R. Damburg (ZSRR), R. Daudel (Francja), M. Dufay (Francja), H. B. Gilbody (W. Brytania),

S. Leach (Francja), T. Skaliński (Polska),
A. Steudel (RFN), J. P. Toennies (RFN).

Sekcja Spektroskopii Atomowej — EGAS (256)

Przewodniczący — Ch. E. Meinders (Holandia), Sekretarz — D. N. Stacey (W. Brytania), członkowie — T. Andersen (Dania), J. Bauche (Francja), K. Bockasten (Szwecja), M. Dufay (Francja), W. R. S. Garton (W. Brytania), D. Kunisz (Polska), J. C. Lehmann (Francja), R. Winkler (Berlin Zachodni).

Sekcja Fizyki Chemicznej (135)

Przewodniczący — Ch. E. A. C. Lucken (Szwajcaria), sekretarz — G. Wagnière (Szwajcaria), członkowie zarządu zostaną wybrani później.

Sekcja Zderzeń Elektronowych i Atomowych (291)

Przewodniczący — Ch. J. B. Hasted (W. Brytania), sekretarz — F. J. de Heer (Holandia), członkowie — W. W. Afrosimow (ZSRR), B. Fastrup (Dania), J. Geiger (RFN), F. A. Gianturco (Włochy), Z. Herman (Czechosłowacja), F. Joly (Francja), B. Perović (Jugosławia).

Sekcja Fizyki Molekularnej (284)

Przewodniczący — Ch. I. Kovacs (Węgry), sekretarz — F. Comes (RFN), członkowie — G. Amat (Francja), R. F. Barrow (W. Brytania), P. K. Carroll (Irlandia), J. Depireux (Belgia), K. Dressler (Szwajcaria), B. Jeżowska-Trzebiatowska (Polska), A. Lagerqvist (Szwecja), S. Leach (Francja), A. Personow (ZSRR).

Grupa Fizyki Obliczeniowej (325)

Przewodniczący — Ch. A. Schlüter (RFN), sekretarz — D. Biskamp (RFN), członkowie — M. Bloch (Francja), P. Burke (W. Brytania), S. Cuperman (Izrael), F. James (CERN), E. W. Laing (W. Brytania), J. Nadrechai (Czechosłowacja), R. Żelazny (Polska).

Oddział Materii Skondensowanej (800)

Przewodniczący — C. W. J. Merz (Szwajcaria), sekretarz — G. Harbeke (Szwajcaria), członkowie — G. Bäckström (RFN), A. Corciovei (Rumunia), J. Diehl (RFN), O. S. Heavens (W. Brytania), S. Lundqvist (Szwecja), J. A. Osipian (ZSRR), G. Szigeti (Węgry), L. A. A. Thomas (W. Brytania), L. van Gerven (Belgia), G. Vojta (NRD).

Sekcja Niskich Temperatur (236)

Przewodniczący — Ch. J. L. Olsen (Szwajcaria), sekretarz — J. Souletie (Francja), członkowie — W. J. Huiskamp (Holandia), W. Klose (RFN), N. Kurti (W. Brytania), T. Lindqvist (Szwecja), R. S. Safrata (Czechosłowacja).

Sekcja Fizyki Makromolekularnej (162)

Przewodniczący — C. A. J. Kovacs (Francja), członkowie — G. Bodor (Węgry), P. Corradini (Włochy), J. G. Fatou (Hiszpania), E. W. Fischer (RFN), W. Holzmüller (NRD), B. Ranby (Szwecja), A. J. Staverman (Holandia), I. Ward (W. Brytania), A. Ziabicki (Polska).

Sekcja Magnetyzmu (339)

Ch. E. P. Wohlfarth (W. Brytania), członkowie — A. S. Borowik-Romanow (ZSRR), G. Busch (Szwajcaria), W. Haubenreisser (NRD), A. Mager (RFN), P. Mattetti (Włochy), A. R. Miedema (Holandia), L. Pal (Węgry), R. Pauthenet (Francja), S. Szczeniowski (Polska), L. van Gerven (Belgia).

Sekcja Metali (340)

Przewodniczący — C. F. Fumi (Włochy), członkowie — P. Averbuch (Francja), O. Beckman (Szwecja), K. H. J. Buschow (Holandia), V. Heine (W. Brytania), N. Kroo (Węgry), B. Leontic (Jugosławia), J. Muller (Szwajcaria), M. Rosen (Izrael), W. Schilling (RFN).

Sekcja Półprzewodników i Izolatorów (430)

Przewodniczący — C. M. Balkanski (Francja), członkowie — G. Baldini (Włochy), I. Balslev (RFN), F. Bassani (Włochy), J. Devreese (Belgia), P. Grosse (RFN), G. Harbeke (Szwajcaria), C. Hilsun (W. Brytania), H. J. Queisser (RFN), G. Vojta (NRD), B. M. Wuł (ZSRR), W. Zawadzki (Polska).

Sekcja Powierzchni i Międzypowierzchni (149)

Przewodniczący — C. C. Todd (W. Brytania), członkowie zarządu zostaną wybrani później.

Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych (450)

Skład zarządu Oddziału podaliśmy w Kronice w zeszyście 4.

Oddział Fizyki Jądrowej (446)

Przewodniczący — C. C. van der Leun (Holandia), sekretarz — W. D. Hamilton

(W. Brytania), członkowie — K. Alder (Szwajcaria), K. Bethge (RFN), N. Cindro (Jugosławia), E. Cotton (Francja), P. G. Hansen (CERN), M. Ivascu (Rumunia), T. Mayer-Kuckuk (RFN), S. G. Nilsson (Szwecja), R. Ricci (Włochy), W. Sołowiew (ZSRR), A. Strzałkowski (Polska), I. Talmi (Izrael).

Oddział Fizyki Plazmy (243)

Przewodniczący — Ch. P. Vandenplas (Belgia), członkowie — T. Consoli (Francja), J. L. Delcroix (Francja), J. P. Dougherty (W. Brytania), E. Engelmann (Holandia), S. Hamberger (W. Brytania), B. Kadomstew (ZSRR), J. Kistemaker (Holandia), B. Lehnert (Szwecja), D. Pfirsch (RFN), R. Sagdiejew (ZSRR), E. Weibel (Szwajcaria).

Oddział Elektroniki Kwantowej (250)

Przewodniczący — Ch. F. P. Schäfer (RFN), sekretarz — Q. H. F. Vrehen (Holandia), członkowie — F. T. Arecchi (Włochy), M. Bertolotti (Włochy), D. J. Bradley (W. Brytania), E. Courtens (Szwajcaria), J. Ernest

(Francja), W. Kaiser (RFN), F. K. Kneubühl (Szwajcaria), G. Mayer (Francja), R. C. Smith (W. Brytania).

(*Europhysics News* 7, nr 6, 1976)

W. Schottky
(1886—1976)

Dnia 4 marca 1976 zmarł Walter Schottky, wybitny fizyk niemiecki.

Schottky urodził się 23 lipca 1886 r. w Zurychu. Odbывał studia pod kierunkiem Plancka. Był profesorem uniwersytetu w Rostocku, później pracował w laboratorium badawczym firmy Siemens i Halske. Dał bardzo istotny wkład w dziedzinę elektroniki i fizyki ciała stałego. M. in. rozwinął tzw. dyfuzyjną teorię prostowania, tj. teorię asymetrii oporu zaporowego, zajmował się teorią defektów w kryształach (defekty Schottky'ego), badał zjawiska przepływu prądu w lampach elektronowych.

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, gdy 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 teoriyu 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. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

10. Autor otrzymuje 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 prenumeratoryzy 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

Michał Halaunbrenner (1901—1976) (M. Kmiciek)	431
J. Baranowski, S. Uba — Efekt Jahn-Tellera	437
L. Leibler — Stany elektronowe w półprzewodnikach mieszanych	449
B. A. Orłowski — Fotoemisyjne badania struktury pasmowej półprzewodników $A_{II}B_{VI}$	463
W. Wardzyński — Polarytony	477
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Z. Błaszczak — VII Ogólnopolska Konferencja EKON-76 w Poznaniu	497
M. Suffczyński — VIII Wszechzwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Tbilisi	499
RECENZJE	
A. Bohr, B. R. Mottelson — Struktura jądra atomowego (Z. Bochnacki)	501
Zadania z optyki i fizyki atomowej (D. Kunisz)	502
KRONIKA	

CONTENTS

M. Halaunbrenner (1901—1976) (M. Kmiciek)	431
J. Baranowski, S. Uba — The Jahn-Teller Effect	437
L. Leibler — Electronic States in Mixed Semiconductors	449
B. A. Orłowski — Photoemission Studies of $A_{II}B_{VI}$ Semiconductors	463
W. Wardzyński — Polaritons	477
MEETINGS AND CONFERENCES	
REVIEWS	
CHRONICLE	