

Metoda badań rentgenowskich struktury pasmowej ciał stałych na przykładzie miedzi

WSTĘP

Podstawą opisu wielu zjawisk fizycznych w ciałach stałych jest ich struktura elektronowa; istnieje przy tym współzależność między tą strukturą /gęstość stanów pasm energetycznych/ a strukturą krystalograficzną przestrzenny rozkład atomów/. Najbardziej istotne jest tutaj zachowanie się funkcji gęstości stanów w pobliżu poziomu Fermiego i dlatego przedmiotem badań jest struktura energetyczna pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa.

W badaniach widm rentgenowskich informacje o strukturze tych pasm można uzyskać z widm emisyjnych i absorpcyjnych, chociaż istnieją duże trudności w ich interpretacji fizycznej, które są przeszkodą w otrzymaniu czystej funkcji gęstości stanów. Jest to bardzo aktualny problem, gdyż teoria widm rentgenowskich, opracowana przez Mahana w oparciu o teorię wielu ciał wyjaśnia w sposób zadowalający widma absorpcyjne i emisyjne lekkich metali [1].

Dążenie do ujawnienia subtelnej struktury funkcji gęstości stanów stawia warunek wysokiej zdolności rozdzielczej metodom spektralnym stosowanym w tego rodzaju badaniach. Szczególne osiągnięcia na tym polu należą do spektrometrii fotoelektronów, wzbudzanych promieniowaniem nadfioletowym /zdolność rozdzielcza 0,2 eV/ i rentgenowskim /1,0 eV/ [2].

W badaniach rentgenowskich sukcesy spektrometrii miękkich widm /serie L, M, N/ spowodowały zmniejszenie zainteresowania widmami serii K. Mniejsza zdolność rozdzielcza osiągnięta w widmach K tłumaczona jest dużą szerokością energetyczną poziomu K w porównaniu z szerokością poziomów L, M, Z drugiej strony, poziom K jest poziomem pojedynczym, w przeciwstawieniu do bardziej złożonej struktury poziomów L i M, która komplikuje interpretację widm wyższych serii. Istnieje także brak spójności

ci wyników otrzymanych za pomocą spektrometrii miękkich widm i serii K.

W tej sytuacji przedmiotem badań była weryfikacja poglądów na temat użyteczności spektrometrii widm K. W tym celu zbudowano spektrometr o wysokiej zdolności rozdzielczej i przeprowadzono badania widm emisyjnych i absorpcyjnych miedzi. Badania tych widm, jako metoda określania struktury pasmowej, są jednym ze sposobów charakteryzacji materiałów elektronicznych. W Polsce prace w tej dziedzinie prowadzone są w Instytucie Fizyki PAN przez zespół pod kierunkiem prof. J. Auleytnera.

CZĘŚĆ DOSWIADCZALNA

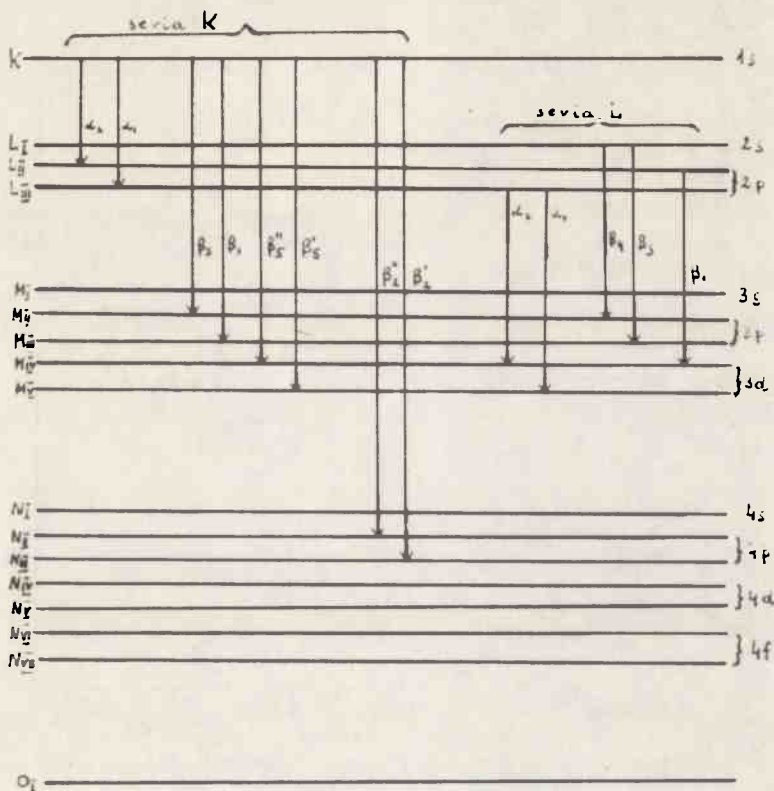
W pracy badano pasmo walencyjne miedzi przy zastosowaniu rentgenowskiej spektroskopii emisyjnej widm serii K. Obserwowano linię $\text{CuK}\beta_{2,5}$, występującą przy przejściu elektronów z pasma walencyjnego na poziom K. W tym celu zbudowany został spektrometr rentgenowski o dużej zdolności rozdzielczej, działający następująco [3].

Wiązka elektronowa, wzbudzająca promieniowanie rentgenowskie, była ogniskowana elektrostatycznie lub magnetycznie na miedzianej anodzie. Promieniowanie rentgenowskie wychodziło z anody pod małym kątem, około 5° . W takim przypadku efektywna wielkość ogniska nie przekraczała 20 μm . Promieniowanie padało na stacjonarny kryształ analizujący spektrometru. Kryształem tym był krzem z wyciętą płaszczyzną krystalograficzną /535/. Padająca wiązka promieniowania była rozbieżna. Tak wybrana płaszczyzna odbijająca w krzemie zapewniała dużą zdolność rozdzielczą urządzenia podczas rejestracji promieniowania przy dużych kątach Bragga $/\theta \approx 79^\circ/$. Po odbiciu od kryształu promieniowanie było rejestrowane na kliszy fotograficznej. Kryształ analizujący i film były umieszczone w komorze próżniowej $/10^{-3}\text{ mm Hg}/$, posiadającej berylowe okno na wejściu promieniowania. Rejestrowany kształt emisyjnego pasma $\text{CuK}\beta_{2,5}$ był określany za pomocą fotometru. Odległość pomiędzy źródłem promieniowania a kryształem analizującym wynosiła 350 mm, natomiast między kryształem a filmem 210 mm. W tych warunkach dyspersja na filmie wynosiła 2,9 eV/mm, a zdolność rozdzielcza 0,5 eV. Czas ekspozycji wynosił około 300 godzin, przy napięciu przyspieszającym 25 kV i prądzie 0,2 mA. Otrzymany kształt linii emisyjnej $\text{CuK}\beta_{2,5}$ jest bardzo czuły na wielkość ogniska otrzymywanego na anodzie lampy. Przy gorszym zogniskowaniu wiązki elektronów, kiedy efektywna wielkość ogniska przekraczała 20 μm , można było zaobserwować pojedyncze rozmyte maksimum w paśmie $\text{CuK}\beta_{2,5}$.

Otrzymany eksperymentalnie kształt widma przedstawiony jest na rysunku 3. Jest on wyraźnie asymetryczny. Część długofalowa wykazuje łagodny przebieg, podczas gdy w części krótkofalowej obserwuje się gwałtowną

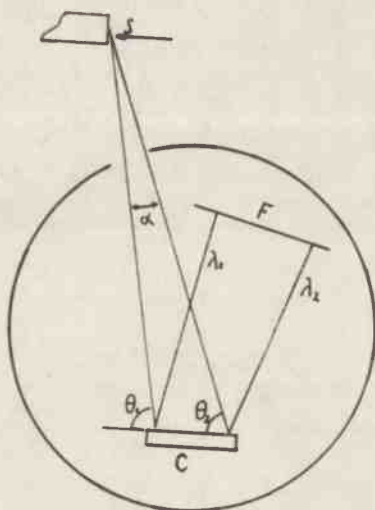
zmianę intensywności. W widmie obserwuje się dwa maksima odległe od siebie o 2,7 eV. Ich położenie określone jest na podstawie równocześnie rejestrowanej na filmie linii $\text{CuK}\beta_{1,3}$ [4].

Szerokość połówkowa krzywej wynosi około 4,5 eV. Przedstawiona krzywa jest krzywą eksperymentalną. Nie uwzględniono poprawek na rozmycie aparaturowe, szerokość poziomu K oraz auto-absorpcję.

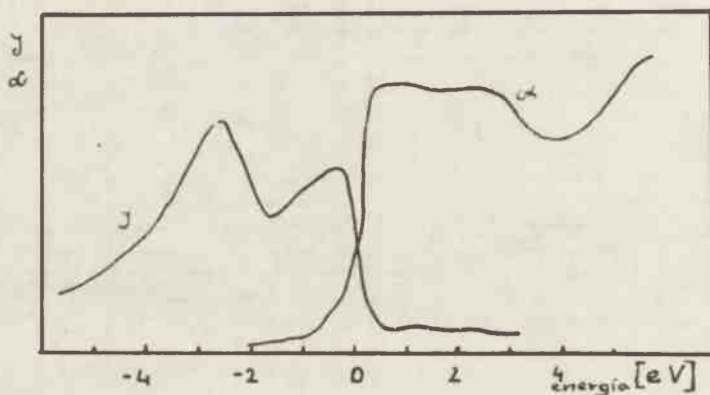


Rys. 1. Diagram przejść elektronowych dla różnych serii widm rentgenowskich

Przeprowadzono także równoczesny pomiar linii emisyjnej $\text{CuK}\beta_{2,5}$ i K-krawędzi absorpcji miedzi. Na jego podstawie można stwierdzić, że położenie K - krawędzi absorpcji nie różni się, z dokładnością pomiaru, od położenia krótkofalowego zbocza linii emisyjnej. Przeprowadzono także pomiar K-krawędzi absorpcji miedzi, stosując promieniowanie z anody platynowej. Otrzymane absorpcyjne widmo jest podobne do krzywej publikowanej przez Yeha i Azaroffa [5], ale główna krawędź absorpcji jest węższa energetycznie /otrzymana szerokość jest mniejsza niż 0,7 eV/.



Rys. 2. Zasada działania spektrometru, S - mikroogniskowa lampa rentgenowska, C - kryształ analizator, F - film



Rys. 3. Emisyjne widmo $\text{CuK}\beta_2$ oraz K-krawędź absorpcji. Obie krzywe są nie poprawiane. Intensywność J i współczynnik absorpcji α wyrażone w jednostkach względnych

DYSKUSJA WYNIKÓW

Rentgenowska spektroskopia widm serii K nie była do tej pory zbyt często stosowana w badaniach pasma walencyjnego miedzi, jak również innych metali i związków. Jest jednak kilka prac stosujących tę metodę /Beeman i Friedman [6], Nemoskalenko i in. [7], Nikiforow i Błochin [8]. We wszystkich tych pracach używano spektrometru dwukrystalicznego. Autorzy stosowali różne kryształy jako analizatory.

Dla porównania przedstawiamy eksperymentalne wyniki otrzymane w tych pracach. W obu rosyjskich pracach wyniki są podobne. Obserwuje się dwa maksima w paśmie emisyjnym, odległe od siebie o 4 eV, a szerokość połówkowa krzywej wynosi około 8 eV. Beeman i Friedman otrzymali widmo z jednym maksimum, jedynie po stronie krótkofalowej obserwuje się przegięcie krzywej. Szerokość połówkowa krzywej wynosi także około 8 eV.

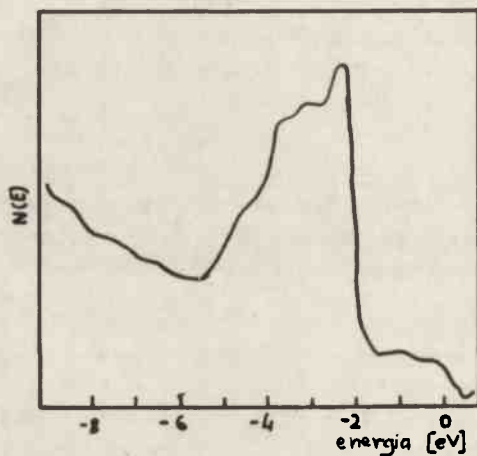
Nemoskalenko i współautorzy stwierdzają, że trudno jest podać jednoznacznie interpretację dla powstawania emisyjnego pasma $K\beta_{2,5}$ i sugerują następujące mechanizmy:

- a/ pasmo $K\beta_{2,5}$ powstaje na skutek kwadrupolowego przejścia pomiędzy stanami $3d \rightarrow 1s$. Rozkład intensywności w paśmie emisyjnym, określony przez prawdopodobieństwo przejścia, przedstawia rozkład stanów elektronowych o symetrii d w zewnętrznym paśmie energetycznym,
- b/ pasmo $K\beta_{2,5}$ wyraża rozkład przeważających stanów o symetrii d w paśmie walencyjnym, ale jego intensywność jest nieznacznie większa od intensywności odpowiadającej czystemu przejściu kwadrupolowemu $d \rightarrow s$, z powodu niewielkiej domieszki stanów o symetrii p i tworzenia się shybrydyzowanych stanów typu sp ,
- c/ pasmo $K\beta_{2,5}$ określone jest przez dipolowe przejście $4p \rightarrow 1s$ i oddaje rozkład stanów o symetrii p w paśmie walencyjnym. Stany takie, Stany takie, chociaż nie występują w izolowanych atomach Cu, pojawiają się w sieci krystalicznej w rezultacie przekrywania się stanów o symetrii s , p i d .

Nemoskalenko sugeruje, że ostatni mechanizm powstawania pasma emisyjnego $CuK\beta_{2,5}$ jest najbardziej prawdopodobny. Porównuje on swój eksperymentalny wynik, poprawiony ze względu na rozmycie aparaturowe i szerokość poziomu K , z emisyjnym pasmem $CuL\alpha_1$, otrzymanym przez Nemnonowa i in. [9] i teoretyczną funkcję gęstości stanów podaną przez Burdicka [10]. Twierdzi on, że widma $CuL\alpha_1$ i $CuK\beta_{2,5}$ muszą określać przejścia elektronowe z zewnętrznych poziomów energetycznych o różnej symetrii. Uważa, że wąskie pasmo emisyjne $CuL\alpha_1$, które powstaje przy przejściu elektronu pomiędzy stanami $3d \rightarrow 2p$, określa symetrię stanów d w paśmie walencyjnym, natomiast pasmo $CuK\beta_{2,5}$ oddaje symetrię elektronów p . Pasma emisyjne innych serii widma rentgenowskiego dla przejść z poziomu $M_{IV,V}$ były wielokrotnie badane. Przykładowo szerokość połówkowa pasma emisyjnego podawana była jako: 3 eV dla serii L / $L_{III}, M_{IV,V}$ / przez Bonelle [11]; 5 eV także dla serii L przez Kostera [12]; 4,5 eV dla serii M / $M_{II,III}, M_{IV,V}$ / przez Dobbyna i in. [13].

Struktura pasma walencyjnego miedzi oraz innych metali przejściowych badana była także techniką spektroskopii fotoelektronów wzbudzanych promieniowaniem rentgenowskim /XPS/ lub promieniowaniem nadfioletowym /UPS/.

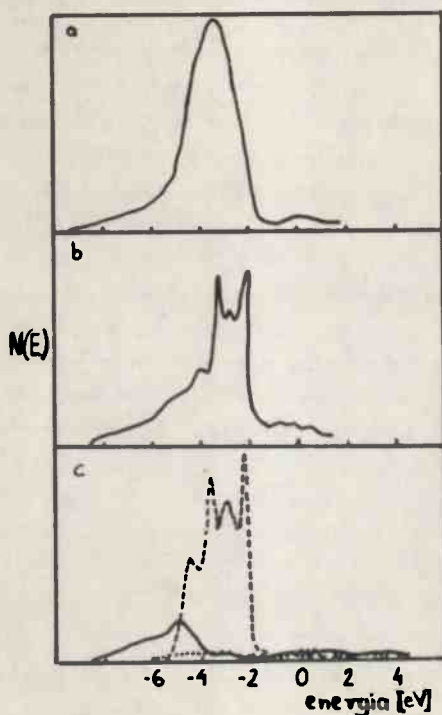
Tutaj także występują różnice w wynikach podawanych przez różnych autorów. Systematyczne badania metali przejściowych były przeprowadzone przez Fadleya i Shirleya [14]. Widma tych pierwiastków /Fe, Co, Ni, Cu/ nie wykazują żadnej subtelnej struktury. Obserwuje się natomiast zwężenie szerokości połówkowej widma wraz ze wzrostem liczby atomowej. Berglund i Spicer [15] otrzymali natomiast dla miedzi widmo z dwoma maksimumami odległymi od siebie o 1 eV, wiążącymi się ze strukturą pasma 3d. Häfner i współautorzy [16] otrzymali krzywą z pojedynczym maksimum, której przebieg dobrze pasuje do krzywej gęstości stanów podanej przez Burdicka. Wszystkie te wyniki otrzymano techniką XPS. Lindau i Hägström [17] przedstawiają widmo miedzi otrzymane techniką UPS. Pomiar ich przeprowadzony został z dużą zdolnością rozdzielczą. Rezultaty przedstawiono na rysunku 4. Widmo związane z elektronami 3d wykazuje pewną subtelną strukturę, jest wąskie, szerokość połówkowa wynosi około 2 eV, a wysokoenergetyczne zbrocze jest oddalone od poziomu Fermiego o około 2 eV. Uważa się obecnie, że ze względu na największą zdolność rozdzielczą technika UPS daje najlepsze wyniki w badaniach widm pasma walencyjnego ciał stałych.



Rys. 4. Widmo fotoelektronów Cu wzbudzonych energią 21,2 eV. /Lindau, Hägström/

W literaturze znajduje się szereg prac teoretycznych, przedstawiających obliczoną gęstość stanów elektronowych. Dla miedzi pierwsza praca wykonana przez Rudberga i Slatera [18] ukazała się w 1936 r. Na rys. 5 przedstawiamy trzy przykłady teoretycznej gęstości stanów miedzi, wybrane spośród wielu prac publikowanych w ostatnich latach. Krzywa przedstawiona przez Burdicka [10] jest wąska i obserwuje się w niej pojedyn-

cze maksimum. Brak subtelnej struktury funkcji gęstości stanów spowodowany jest użyciem zbyt dużego kroku w konstrukcji histogramu. Rezultaty, otrzymane przez Stocksa i in. [19] oraz Goodingsa i Harris [29], są podobne i wykazują subtelną strukturę pasma 3d. Pasma 4s i 4p są rozciągnięte. Ich gęstość stanów w obszarze energii, gdzie występuje znaczna gęstość stanów w paśmie 3d, jest niewielka. Poziom Fermiego jest oddalony o około 2 eV od ostrego zbocza pasma 3d. W obecnym czasie wyniki tych prac wydają się być najbardziej wiarygodne.



Rys. 5. Teoretyczne krzywe gęstości stanów miedzi. Kompilacja wyników różnych autorów: a/ Burdick, b/ Stocka i in., c/ Goodings i Harris. Na rys. c krzywa ciąga ————— oznacza N_g/E , kropkowana N_f/E , oraz przerywana - - - - - N_d/E .

W wielu pracach istniała tendencja do porównywania eksperymentalnego widma emisyjnego z krzywą gęstości stanów. Bardzo często obie krzywe mają podobny kształt, zbliżoną szerokość połówkową. Podobieństwo pomiędzy funkcją gęstości stanów N/E i intensywnością widm wynika z klasycznej teorii widm rentgenowskich, która określa

$$N/E \sim \int_s d^2 k \frac{1}{\sqrt{kE}} \quad //$$

oraz
$$I/E/\nu^2 \sim \int_S d^2 k \frac{1}{\nabla_{\vec{k}} E} \left| \Psi_k \nabla_x \Psi_f d\tau \right|^2 \quad /2/$$

gdzie $I/E/$ intensywność promieniowania, E -energia stanu o wektorze falowym \vec{k} , a całkowanie odbywa się po powierzchni S stałej energii E . Ψ_k i Ψ_f oznaczają funkcje falowe stanu - odpowiednio: początkowego i końcowego. Kwadrat modułu elementów macierzowych $\left| \int \Psi_k \nabla_x \Psi_f d\tau \right|^2$ to prawdopodobieństwo przejścia $P/E/$.

Stąd $I/E/\nu^3 \sim N/E/ \cdot P/E/ \quad /3/$

Zakłada się tutaj, że prawdopodobieństwo przejścia $P/E/$ jest niezależne od wektora falowego \vec{k} oraz że przy uśrednieniu prawdopodobieństwa przejścia mierzona intensywność widma jest proporcjonalna do funkcji gęstości stanów.

Założenie to nie jest jednak prawidłowe. Ponieważ elementy macierzowe są funkcją wektora falowego \vec{k} , nie jest możliwe wyniesienie prawdopodobieństwa przejścia przed całkę w równaniu 2, a więc nie można traktować wyrażenia na intensywność promieniowania jako iloczynu funkcji gęstości stanów i średniego prawdopodobieństwa przejścia. Rooke [21] pokazał, że zależność elementów macierzowych od k jest wyraźna i może się zmieniać w prawie całym zakresie od 0 do 1 dla danej krzywej stałej energii, w związku z czym wynoszenie elementów macierzowych przed całkę może prowadzić do poważnych błędów.

Mahan [22] pokazał także, że nie uwzględnianym do tej pory czynnikiem w rozważaniach widm rentgenowskich ciał stałych, a mającym znaczny wpływ na kształt widma, jest tzw. oddziaływanie stanu końcowego. W lekkich metalach, jak Al, efekt oddziaływania stanu końcowego jest mały. Jest także możliwy do zaniedbania w półprzewodnikach, ale w metalach takich jak Cu, jak również w izolatorach z dużą przerwą energetyczną, efekt ten ma duże znaczenie. Na podstawie teorii wielu ciał Mahan [1] pokazuje, że zarówno w procesach emisji, jak i absorpcji, związanych z elektronami przewodnictwa o energiach bliskich energii Fermiego, w widmach występują tzw. osobliwości progowe. Np. współczynnik absorpcji w pobliżu progu ma następującą zależność częstotliwościową:

$$A/\omega/ = \frac{\xi_0}{\omega - \omega_T} / \alpha_1 \quad f/\omega/ \theta/\omega - \omega_p/,$$

gdzie: $f/\omega/$ jest funkcją stopnia, w której ω_T oznacza energię progową, $f/\omega/$ jest gładką funkcją, ξ_c -energia pasma energetycznego o wielkości zbliżonej do poziomu Fermiego,

α_1 jest złożonym współczynnikiem, związanym między innymi z oddziaływaniem pary elektron-dziura, powstałej przy przejściu elektronowym.

Eksperymentalne wyniki dla lekkich pierwiastków dobrze zgadzają się z teorią.

Dla metali przejściowych Doniach i Sunjic [23] sugerują występowanie podobnego mechanizmu, co mogłoby się objawiać pochyłym kształtem emisyjnych linii widmowych serii K.

Z powyższych rozważań wynika, że funkcja gęstości stanów nie może być określana wprost z intensywności widma rentgenowskiego. Muszą być uwzględnione znaczące poprawki na zmianę elementów macierzowych prawdopodobieństwa przejścia z energią oraz efekt ekscytonowy.

Przedstawiona przez nas krzywa, określająca pasmo emisyjne $\text{CuK } \beta_{2,5}$ miedzi, jest wyraźnie węższa niż w pracach Nemoskalenki [7] oraz Beemana i Friedmana [6]. Występują na niej dwa wyraźne maksima. Na podstawie przedstawionej dyskusji można podać następującą interpretację otrzymanego widma:

- 1/ wysokoenergetyczna część pasma emisyjnego ma wyraźnie pochyły kształt. Zbocze krótkofalowe jest zdecydowanie ostre. Kształt ten podobny jest do widm emisyjnych lekkich metali, przedstawionych przez Mahana, w których obserwuje się występowanie osobliwości progowych,
- 2/ wydaje się, że wysokoenergetyczna część widma związana jest z przejściem elektronowym ze stanu $1s$ do mieszanych stanów spd . W tym obszarze energii gęstość stanów d jest mała, porównywalna z gęstością stanów p . Natomiast prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy stanami $1s \rightarrow 4p$ opierając się na rachunkach przeprowadzonych dla swobodnych atomów [24], jest około 20 razy większe od prawdopodobieństwa przejścia $1s \rightarrow 3d$. Można więc stwierdzić, że w wysokoenergetycznej części widma decydujące jest przejście spełniające dipolowe reguły wyboru $\Delta l = \pm 1$ pomiędzy stanami $1s \rightarrow 4p$,
- 3/ część niskoenergetyczna widma związana jest z innymi przejściami elektronowymi. Odległość pomiędzy poziomem Fermiego a krótkofalowym zboczem niskoenergetycznej części widma wynosi około 2,2 eV, co dobrze się zgadza z wynikami Lindaua i Hagströma. Nie obserwujemy subtelnej struktury widma występującej u tych autorów, ale ich eksperyment prowadzony był z większą zdolnością rozdzielczą. Niskoenergetyczna część widma emisyjnego $\text{CuK } \beta_{2,5}$ jest wąska. Szerokość połówkowa wynosi około 2,1 eV. W tym obszarze energii gęstość stanów d jest zdecydowanie wyższa niż stanów p /około 30 razy [20]. Mała szerokość połówkowej części widma emisyjnego, położenie względem poziomu Fermiego i duża gęstość stanów d sugerują, że niskoenergetyczna część widma związana

jest z kwadropolowym przejściem $\Delta l = 0, +2$ pomiędzy stanami $1s \rightarrow 3d$. Stany $3d$ są zlokalizowane i wąskie energetycznie.

Spektroskopia widmserii K związana jest z przejściem elektronu na poziom $1s/K$. Bishop i in. [22] przedstawiają zależność szerokości poziomu K od liczby atomowej Z. Dla lekkich metali, np. Al, szerokość poziomu K wynosi około 0,4 eV, dla Cu - ok. 1,5 eV, a dla pierwiastków o liczbie atomowej Z większej niż 38 szerokość poziomu K jest większa od 3 eV. Szerokość poziomu K jest szybko rosnącą funkcją liczby atomowej Z. Pasma emisyjne jest opisywane jako splot funkcji określających stan początkowy i końcowy w przejściu elektronowym. Zgodnie z tym można przypuszczać, że obserwacja pewnych subtelnych szczegółów widma, jak np. ostre zbrocze wysokoenergetycznej części widma, związana jest z mniejszą szerokością poziomu K niż się do tej pory uważało.

WNIOSKI

1. Pomiar wykonano na jednokrystalicznym spektrometrze rentgenowskim, współpracującym z mikroogniskową lampą rentgenowską lub mikroskopem elektronowym, co zapewniało wysoką zdolność rozdzielczą.
2. Emisyjne widmo $CuK \beta_{2,5}$ jest węższe niż publikowane dotychczas.
3. Porównując wynik naszych badań z teoretyczną gęstością stanów Cu i pracami ze spektroskopii fotoemisyjnej, należy sądzić, że za powstanie pasma $CuK \beta_{2,5}$ odpowiedzialne są dwa rodzaje przejść elektronowych.
4. W niskoenergetycznej części widma decydujące jest kwadropolowe przejście pomiędzy stanami $1s \rightarrow 3d$. Stany $3d$ są częściowo zlokalizowane.
5. W części wysokoenergetycznej występuje dipolowe przejście $1s \rightarrow 4p$ a stany s, p i d są tutaj shybrydyzowane.
6. Ostre zbrocze, zaobserwowane w pasmach emisyjnym i absorpcyjnym, potwierdzają przyjęte przez Mahana założenie o osobliwości progowej związanej z poziomem Fermiego.
7. Wskazano na możliwość osiągnięcia wyższej zdolności rozdzielczej spektroskopii rentgenowskiej widm serii K i jej zalety interpretacyjne, wynikające z pojedynczego i wąskiego poziomu K.

LITERATURA

1. G.D. Mahan, Sol. State Phys. 29, 75, 1974.
2. L.V. Azaroff: X-Ray Spectroscopy, ed. L.V. Azaroff, Mc Graw-Hill, 402, 1974.
3. A. Bałzian, A. Kłokocki: Urząd Patentowy PRL, zgłoszenie nr P-220839, 1979.
4. Y.A. Bearden: Rev. Mod. Phys. 39, 78, 1967.
5. H.C. Yeh, L.V. Azaroff: Appl. Phys. Lett. 6, 207, 1965.
6. W.W. Beeman, H. Friedman: Phys. Rev. 56, 392, 1939.
7. V.V. Nemoskalenko, M.A. Mindlina, B.P. Mamko: Phys. Stat. Sol. 30, 703, 1968.
8. I.Ya. Nikiforow, M.A. Błochin: Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. fiz. 28, 786, 1964.
9. S.A. Nemnonow, V.G. Zupanow, V.F. Wołkow: Fiz. Metali 22, 275, 1966.
10. G.A. Burdick: Phys. Rev. 129, 138, 1963.
11. C. Bonnelle: Soft X-Ray Band Spectra, Academic Press, 163, 1968.
12. A.S. Koster, Molecular Phys. 26, 625, 1973.
13. D.C. Dobbyn, M.L. Williams, J.R. Cuthill, A.J. Mc Alister: Phys. Rev. 82, 1563, 1970,
14. C.S. Fadley, D.A. Shirley: Natl. Bur. Std., J. Res., A 74, 543, 1970.
15. C.W. Berglund, W.E. Spicer: Phys. Rev. 136, 1044, 1964.
16. S. Hüfner, G.K. Wertheim, J.H. Wermick: Phys. Rev. B 8, 4511, 1973.
17. I. Lindau, S.B.M. Hagström: X-Ray Spectroscopy, ed. L.V. Azaroff, Mc. Graw-Hill 404, 1974.
18. E. Rudberg, J.C. Slater: Phys. Rev. 50, 150, 1936.
19. G.H. Stocks, R.W. Williams, J.S. Faulkner: Phys. Rev. B 4, 4390, 1971.
20. D.A. Goodings, R. Harris; J. Phys. C 2, 1808, 1969.
21. G.A.J. Rooke, J. Phys. Chem., 1, 767, 1968.
22. G.D. Mahan: Natl. Bur. Std., J. Res. 74 A, 267, 1970.
23. S. Doniach, M. Sunjic: J. Phys. C 3, 285, 1970,
24. Y.H. Soefield: Phys. Rev. 179, 9, 1969.
25. D.M. Bishop, M. Radnic, J.R. Morton: Journ. Chem. Phys. 45, 1880, 1966.

Elżbieta OTTO
Andrzej HRUBAN
Waldemar BRZOZOWSKI
Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych

Mechaniczno-chemiczne polerowanie monokrystalicznych płytek związków $A^{III} B^V$

WSTĘP

W technologii wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych stosuje się monokrystaliczne płytki GaAs i GaP jako materiał czynny tych przyrządów, bądź jako podłoża do osadzania warstw epitaksjalnych. Technologia otrzymywania warstw epitaksjalnych na płytkach podłożowych, a także technologia produkcji elementów półprzewodnikowych wytwarzanych bez epitaksji, stawia bardzo wysokie wymagania jakości powierzchni płytek. Istotnymi