

Instytut Fizyki UMCS
Zakład Fizyki Teoretycznej

Kierownik: prof. dr hab. Stanisław Szpikowski

Ryszard TARANKO

Emisja polowa elektronów z wolframu

Автоэлектронная эмиссия из вольфрама

The Field Emission of the Electrons from Tungsten

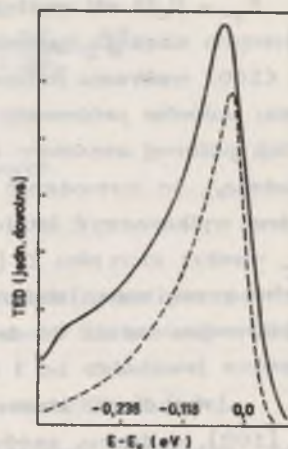
WSTĘP

Zjawiska elektronicznej emisji z metali, tj. emisja polowa, termiczna, fotoemisja, są badane od wielu lat bardzo intensywnie. Pierwsze teoretyczne sformułowania problemu emisji elektronów z powierzchni metali pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego podali w r. 1928 Fowler i Nordheim [1, 2] i w r. 1956 Good i Müller [3]. W teoriach tych emisję opisywano modelem swobodnoelektronowym Sommerfelda. Przyjmując kwantowo-mechaniczne tunnelowanie przez powierzchniową barierę potencjału, można było objaśnić w zadowalający sposób wiele wyników eksperymentalnych. Pola elektryczne zdolne do wywołania mierzalnego prądu elektronicznego są rzędu $\sim 5_{10}^6$ V/cm. Aby osiągnąć tak duże natężenie pól elektrycznych, przy rozsądnych napięciach w układzie anoda-katoda, należy w odpowiedni sposób przygotować emiter (katodę). Zwykle poddaje się katodę obróbce termicznej, chemicznej, mechanicznej,

aby w rezultacie osiągnąć ostrze o promieniu krzywizny rzędu 1000 Å. Taka geometria ostrza pozwala na osiągnięcie przypowierzchniowych gradientów potencjału, wystarczających do pojawienia się prądu emisyjnego.

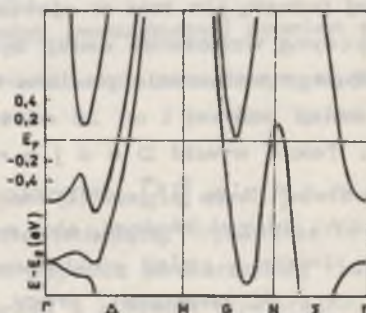
Metale przejściowe - w szczególności takie jak molibden, wolfram, tantal - były używane jako pierwsze w eksperymentach dotyczących emisji polowej. Podyktowane było to ich wysoką temperaturą topnienia i wytrzymałością mechaniczną. Własności te pozwalały na otrzymanie dosyć stabilnych w warunkach eksperymentu ostrzy emisyjnych.

Jednym z paradoksów było to, że metale te - metale przejściowe - z bardzo skomplikowaną strukturą pasmową, mogły być tak dobrze opisane w teoriach emisji elektronowej przez model swobodnoelektronowy. Mierzone zależności prądu emisyjnego od natężenia pola elektrycznego można było wytłumaczyć na bazie modelu swobodnoelektronowego metalu. Jednakże, począwszy od r. 1966, z chwilą wykonania przez Swanson a i Crouser a pomiarów rozkładów energii całkowitej emitowanych elektronów (TED - total energy distribution) [4, 5, 6], stało się jasne, że model swobodnych elektronów nie jest w stanie dłużej tłumaczyć obserwowanych zjawisk. Swanson i Crouser mierzyli rozkłady energetyczne emitowanych elektronów z wolframu i molibdenu z różnych płaszczyzn krystalograficznych. Okazało się, że mierzone rozkłady z płaszczyzn (100) zdecydowanie odbiegają od wyników podawanych przez dotychczasowe teorie emisji elektronowej. Zastanawiające było to, że już dla emisji z płaszczyzny (116), tzn. dla płaszczyzny skręconej względem płaszczyzny (100) o 13° , mierzone rozkłady mało odbiegały od przewidywań teorii swobodnoelektronowej. W rozkładzie energetycznym z płaszczyzny (100) wolframu stwierdzono w otoczeniu energii $\sim 0,36$ eV poniżej poziomu Fermiego znaczne wzmocnienie emisji (ryc. 1). Prąd emisyjny w tym zakresie energii elektronów siedmiokrotnie przewyższał wielkość prądu wyliczonego w oparciu o teorię swobodnych elektronów [7]. Jeżeli strukturę energetyczną elektronów w metalu przyjmiemy w postaci $E \sim k^2$, gdzie \vec{k} - wektor falowy elektronu, to rozkłady energetyczne emitowanych elektronów z różnych płaszczyzn krystalograficznych emitera będą identyczne. W rzeczywistości wolfram charakteryzuje się bardzo skomplikowanymi, anizotropowymi powierzchniami stałej energii. Należy spodziewać się, że emisja elektronów z różnych części anizotropowych - w przestrzeni wektora



Ryc. 1. Rozkład energii całkowitej elektronów emitowanych polowo ze ściany (100) wolframu - linia ciągła, w przypadku swobodnoelektronowym - linia przerywana [7]

falowego - powierzchni stałych energii będzie charakteryzowała się odpowiednią anizotropią prądów emisyjnych w przestrzeni rzeczywistej. Na ryc. 2 przedstawiona jest część struktury pasmowej wolframu



Ryc. 2. Struktura pasmowa wolframu

w otoczeniu poziomu Fermiego dla kierunków Δ , G , Σ . Struktura ta została podana przez Christensena i Feuerbachera [8]. Policzono ją za pomocą metody APW przy zastosowaniu potencjału krystalicznego M-T zbudowanego z potencjałów atomowych wolframu dla konfiguracji swobodnych atomów $5d^4 6s^2$. Struktura ta bardzo dobrze odtwarza dane doświadczalne, dotyczące zarówno wymiarów powierzchni Fermiego, jak i odległości między pasmami energetycznymi. Widzimy, że dla kierunku $\langle 100 \rangle$ przy energii $\sim E_F - 0,35$ eV znajduje się lokalne maksimum czwartego pasma energetycznego. Powierzchnie stałej energii, odpowiadające czwartemu pasmu, są w otoczeniu kierunku $\langle 100 \rangle$ szczególnie anizotropowe, a przy energii

$\sim E_F - 0,35$ eV następuje podział tych powierzchni na siedem oddzielnych części. Sugerowałoby to, że za wzmożenie emisji z kierunku $\langle 100 \rangle$ wolframu odpowiedzialna jest asymetria pasm energetycznych. Wielu autorów próbowało włączyć do teoretycznego opisu zjawiska emisji polowej strukturę energetyczną emitera. Nagy i Cutler uważają, że wzmożenie emisji z płaszczyzny (100) wolframu można wytłumaczyć istnieniem przerwy energetycznej między pasmami Δ_2 wzdłuż kierunku $\Delta [10]$. Gadzuk twierdzi natomiast, że wręcz przeciwnie, istnienie przerwy energetycznej w kierunku $\langle 100 \rangle$ powinno prowadzić do zniżenia, a nie wzmożenia emisji elektronowej [9].

Od chwili stwierdzenia wzmożonej emisji elektronów ze ściany (100) wolframu, zarówno w przypadku emisji polowej, jak i fotoemisji [11], trwa dyskusja nad rolą objętościowych i powierzchniowych stanów elektronowych w emisji [12, 13, 14]. Istnieje przypuszczenie, że wzmożenie emisji jest wynikiem emisji elektronów ze stanów powierzchniowych. Teoretyczne badania wskazują, że dla płaszczyzny (100) wolframu mogą istnieć stany powierzchniowe [15]. Niemniej jednak, ich rola w zjawisku emisji jest dyskusyjna [11]. Jeżeli przyczyną wzmożenia emisji byłyby stany powierzchniowe, to szerokość tego wzmożenia powinna być około 10 razy mniejsza w przypadku emisji polowej i od 20 do 40 razy mniejsza w przypadku fotoemisji [14]. Także wyniki Desjournèresa i Cyrot-Lacckmanna [15], dotyczące stanów powierzchniowych, są obciążone zbyt dużymi błędami, aby można było jednoznacznie określić rolę tych stanów w emisji elektronowej.

W niniejszej pracy podejmiemy problem emisji polowej z płaszczyzny (100) i (130) wolframu. Prześledzimy przebieg powierzchni stałej energii przy ciągłej zmianie energii emitowanych elektronów. Określimy także, które części powierzchni stałej energii i w jaki sposób wpływają na gęstość prądu emisyjnego.

ROZKŁAD ENERGII CAŁKOWITEJ EMITOWANYCH ELEKTRONÓW TEORIA

Rozważania przeprowadzone w r. 1964 przez Strattona [16] i w r. 1969 przez Gadzuka [9] pozwalają sformułować wyrażenia na rozkłady energetyczne emitowanych elektronów, wprowadzające w sposób jawny strukturę energetyczną emitera:

$$\left(\frac{dj}{dE}\right) dE = \frac{2e}{(2\pi)^3} f(E) \iiint D(E, \vec{k}_n) \frac{\partial E}{\partial k_z} d^3\vec{k} \quad (1)$$

gdzie: $\frac{dj}{dE}$ - rozkład energetyczny emitowanych

$f(E)$ - funkcja rozkładu F-D,

$D(E, \vec{k}_n)$ - współczynnik tunelowania elektronu przez przypowierzchniową barierę potencjału; zależy on od całkowitej energii tunelującego elektronu i od składowej wektora falowego równoległej do powierzchni emitującej.

Całka objętościowa wykonywana jest w przestrzeni \vec{k} między powierzchniami stałej energii $E, E + dE$.

Wzór (1) można doprowadzić do postaci:

$$j(E) = \frac{2e}{(2\pi)^3} f(E) \int_0^{2\pi} d\phi \int_{k_n^{\min}(E, \phi)}^{k_n^{\max}(E, \phi)} D(E, \phi, k_n) k_n dk_n \quad (2)$$

gdzie: $k_n^{\min}(\max)(E, \phi)$ - minimalny (maksymalny) promień rzutu powierzchni stałej energii przy określonym kącie ϕ w płaszczyźnie emitującej

Całkowanie przeprowadzane jest po rzucie danej powierzchni stałej energii elektronu na płaszczyznę emitującą. Wyrażenie to wprowadza strukturę energetyczną emitera poprzez powierzchnię całkowania współczynnika przejścia. Przy emisji z różnych powierzchni krystalograficznych powierzchnie całkowania będą znacznie różniły się od siebie (przy anizotropowej strukturze energetycznej emitera). Zanim przejdziemy do wykonania obliczeń, zatrzymajmy się przy współczynniku przejścia $D(E, k_n, \phi)$. Współczynnik ten przyjmiemy w postaci wynikającej ze standardowej teorii WKB rozwiązania równania Schrödingera dla energii potencjalnej elektronu równiej - $eFz = e^2/4z$ [12]:

$$D(W) = \exp\left\{-\alpha + (W - E_F)\beta\right\} \quad (3)$$

gdzie: $W = E - \frac{\hbar^2}{2m^*} k_n^2$,

m^* - masa efektywna elektronu,

E_F - energia Fermiego elektronu,

α, β - współczynniki rozwinięcia $D(W)$ w szereg Taylora, zależne od pracy wyjścia elektronu φ i natężenia pola elektrycznego F .

Przy wykorzystaniu wzorów (2) i (3) otrzymujemy dla przypadku swobodnoelektronowego rozkład energii emitowanych elektronów w postaci:

$$j(E) = \frac{2me}{\hbar^2} \frac{1}{4\pi^2\hbar} \frac{f(E)}{\beta} e^{-\alpha} e^{-\beta E} (e^{\beta E} - 1) \quad (4)$$

W przypadku emisji elektronów z emitera o anizotropowej strukturze pasmowej mamy:

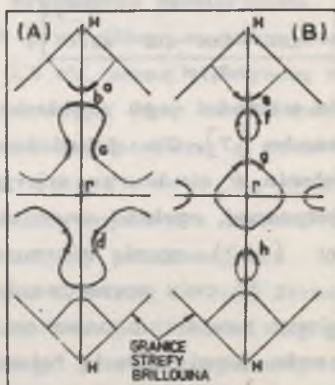
$$j(E) = \frac{2e}{\hbar(2\pi)^3} f(E) \exp\left\{\beta(E - E_F) - \alpha\right\} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{k_z^{\min}(\epsilon, \phi)}^{k_z^{\max}(\epsilon, \phi)} \exp\left\{-\beta \frac{\hbar^2}{2m^*} k_x^2\right\} k_x dk_x \quad (5)$$

Z powyższego wzoru wynika, że największy udział w rozkładzie energetycznym emitowanych elektronów dla danej energii biorą te obszary powierzchni stałej energii, których rzut na powierzchnię emitującą znajduje się w pobliżu środka płaszczyzny emitującej. Jest to następstwem silnej zależności funkcji podcałkowej od składowej równoległej wektora falowego elektronu wewnątrz emitera. Znaczący wkład do prądu emisyjnego dają tylko te elektrony, dla których $k_{||}$ jest dostatecznie małe.

ROZKŁAD ENERGII CAŁKOWITEJ EMITOWANYCH ELEKTRONÓW WYNIKI OBLICZEŃ

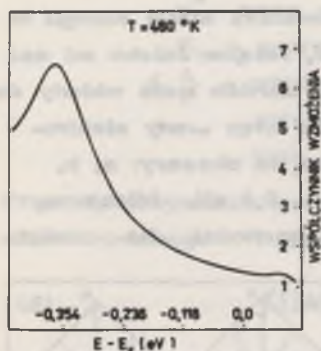
Powróćmy do problemu wzmożonej emisji elektronów w obszarze przerwy energetycznej między pasmami Δ_7 wolframu. Struktura pasmowa wolframu w otoczeniu kierunku $\langle 100 \rangle$ w odległości $\sim 0,35$ eV poniżej poziomu Fermiego jest bardzo zróżnicowana. Nie można jednak utożsamiać rozkładów energetycznych z płaszczyzny (100) tylko ze strukturą energetyczną w kierunku $\langle 100 \rangle$. Postaramy się uzasadnić ten punkt widzenia. Na ryc. 3 przedstawione są linie stałej energii elektronów w wolframie w płaszczyźnie (100) dla $E = E_F$ (część A) i dla $E = E - 0,5$ eV (część B). Z punktu widzenia emisji elektronowej z płaszczyzny (100), najistotniejsze są szczegóły powierzchni stałej energii w pobliżu kierunku HFH . Spowodowane jest to przyjmowaniem przez współczynnik przejścia maksymalnych war-

tości dla elektronów znajdujących się na powierzchni stałej energii w pobliżu kierunku $H\Gamma H$. Obszary energetyczne, leżące daleko od osi $H\Gamma H$ (przy emisji z płaszczyzny (100)), dają bardzo małe wkłady do prądu emisyjnego. Duży wkład do emisji wnoszą więc obszary elektro- nowe zaznaczone na ryc. 3 linią pogrubioną: są to obszary: a, b, c, d - dla $E = E_F$; e, f, g, h - dla $E = E_F - 0,5$ eV. Mieszczą się one w przestrzeni wektora falowego \vec{k} , i zachodzi dla nich



Ryc. 3. Przekrój powierzchni stałych energii elektronów w wolframe płaszczyzną (100) ; A - dla $E = E_F$, B - dla $E = E_F - 0,5$ eV

związek $\vec{v} \cdot \vec{n} > 0$, gdzie \vec{v} - prędkość elektronu, \vec{n} - kierunek emisji. Z ryc. 3 wynika, że w miarę przechodzenia od energii Fermiego do energii niższych powierzchnia dziurowa centrowana w punkcie symetrii H powiększa się jednostajnie, natomiast centralna powierzchnia elektronowa (electron jack) rozdziela się na pięć (w płaszczyźnie (100)) części. Podział ten powiększa najefektywniejsze - z punktu widzenia emisji elektronowej - części powierzchni stałej energii. Obecnie w miejsce jednego obszaru (b) pojawiają się trzy obszary (f, g, h), dające maksymalny wkład do prądu emisyjnego. W miarę zbliżania się do energii rozdziału centralnej powierzchni elektronowej, prąd emisyjny będzie rósł. Maksimum wzmożenia przypadnie na moment rozerwania się powierzchni centralnej, tj. przy $E \approx E_F - 0,35$ eV. Wzmożenie emisji nie będzie przypadało jedynie na energię $E_F - 0,35$ eV, jak wynikałoby z jednowymiarowej struktury dla kierunku Δ , ale począwszy od energii znajdującej się w obszarze przerwy energetycznej - z punktu widzenia struktury dla kierunku Δ - będzie nerastało do momentu pojawienia się lokalnego maksimum pasma Δ_7 . Doświadczenie wskazuje rzeczywiście na szerokie maksimum wzmożenia emisji w tym przedziale energii emitowanych elektronów. Rycina 4 przedstawia współczynnik wzmożenia połowej emisji elektronowej, tj. stosunek rozkładu energetycznego mierzonoego w doświadczeniu



Ryc. 4. Współczynnik wzmożenia emisji elektronów ze ściany (100) wolframu [7]

do wartości tego rozkładu podawanego przez teorię swobodnych elektronów [7]. Ta jakościowa analiza wskazywałaby na to, że mimo istnienia w strukturze energetycznej dla kierunku $\langle 100 \rangle$ przerwy energetycznej, rozkład energetyczny emitowanych elektronów z płaszczyzny (100) wcale nie musi być zanizony.

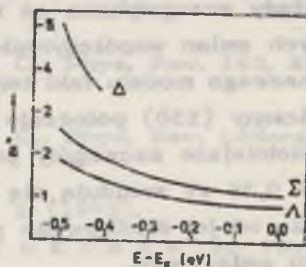
W celu sprawdzenia ilościowego powyższych rozważań przyjmiemy pewien uproszczony model powierzchni stałych energii w wolfranie. Powierzchnię "electron jack" przyjmiemy w postaci sfery z przyczepionymi w kierunkach $\langle 100 \rangle$ sferami mniejszymi. Powierzchnie dziurowe centrowane w punktach H, N przyjmiemy również w postaci sfer. Ten model powierzchni stałych energii, przy dokładnym modelowaniu szerokości "szyjki" między sferą centralną i przyczepionymi do niej mniejszymi sferami, jest wystarczająco dokładny do przeprowadzenia obliczeń. Szerokość wspomnianej "szyjki" dopasujemy, korzystając z dokładnych obliczeń Christensena [8].

Obliczenia przeprowadzimy na podstawie modelu powierzchni Fermiego, przedstawionego na ryc. 5. Rycina ta zachowuje dokładne wymiary - dla każdej energii - wpływające najbardziej na wyniki, tzn. średnicy "szyjki" i średnicy części b. W następnym kroku przy porządkujemy różnym częściom powierzchni energetycznych różne masy efektywne elektronu. Przy oszacowywaniu mas efektywnych korzysta-



Ryc. 5. Przecięcie płaszczyzną (100) modelowej powierzchni wolframu dla $E - E_F$

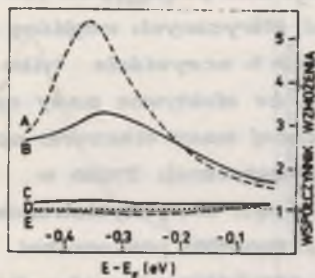
liamy z wyników niektórych autorów [17, 18]. Dla powierzchni nie odbiegających swym kształtem od powierzchni sferycznych mogliśmy się posłużyć oszacowaniem mas cyklotronowych - oczywiście tylko dla $E = E_F$. Niemniej jednak należy pamiętać, że efektywne masy cyklotronowe są pewnymi uśrednieniami dynamicznej masy elektronu po orbicie elektronowej na danej powierzchni energetycznej. Tylko w przypadku orbit kołowych można mówić o równości masy cyklotronowej i dynamicznej masy efektywnej elektronu. W przypadku powierzchni dzłurowej, centrowanej w punkcie symetrii H, przyjęliśmy w całym badanym zakresie energii, tj. od E_F do $E_F - 0,5$ eV, masę efektywną $m^* = 0,75 m_0$, gdzie m_0 - masę elektronu swobodnego. Przy określaniu mas efektywnych dla "electron jacka" korzystaliśmy zarówno z oszacowań mas cyklotronowych dla różnych orbit (dla $E = E_F$), jak i ze struktury pasmowej. Oszacowania mas efektywnych dla centralnej części tej powierzchni, wynikające ze struktury pasmowej dla kierunków Δ , Λ , Σ , podane są na ryc. 6. Masy te były liczone za pomocą relacji $E = \hbar^2 k^2 / (2m^*)$, gdzie E' - to energia liczona względem lokalnego minimum pasma dla odpowiedniego kierunku symetrii, natomiast k - jest odległością badanego punktu od lokalnego minimum pasma, liczoną wzdłuż kierunków Δ , Λ , Σ .



Ryc. 6. Efektywne masy elektronowe dla centralnej części "electron jacka" wolframu dla kierunków Δ , Λ , Σ

Dla sferycznych wystających części centralnej powierzchni przyjęliśmy masę efektywną $m^* = 0,4 m_0$. Jest ona zgodna zarówno z wynikami eksperymentalnymi dla orbit kołowych, jak i ze strukturą energetyczną. O wiele trudniej jest przypisać masę efektywną centralnej części "electron jacka". Wynika to z silnej anizotropowości tej masy. Do obliczeń przyjęliśmy masę efektywną dla tej części "electron jacka" w postaci średniej z wartości przedstawionych na ryc. 6.

Rycina 7 ilustruje teoretyczny i eksperymentalny współczynnik wznoszenia emisji elektronowej z wolframu z płaszczyzny (100) - linii



Ryc. 7. Współczynnik wzmożenia emisji elektronów z wolframu, $T = 76^{\circ}\text{K}$; krzywe: A - doświadczenie, ściana (100), B - teoria, ściana (100), C - teoria, ściana (130), D - teoria swobodnych elektronów, E - doświadczenie, ściana (130)

B i A, i z płaszczyzny (130) - linie C i E. Wynik swobodnoelektronowy przedstawiony jest linią D. Przedstawione rozkłady podane są dla $F = 2,5 \cdot 10^7 \text{V/cm}$, $T = 76^{\circ}\text{K}$, $\psi(100) = 4,6 \text{ eV}$, $\psi(130) = 4,34 \text{ eV}$. Wyniki doświadczenia zaczerpnięto z pracy C z y ż e w s k i e g o [7]. Pewne różnice ilościowe między wynikami teoretycznymi i doświadczeniem dadzą się wytłumaczyć zarówno niedoskonałością modelu powierzchni energetycznych, jak również trudnościami w określaniu średnich mas efektywnych dla całych płatów powierzchni energetycznych.

Omówiony model tłumaczy, jak wynika z ryc. 7, zależność wielkości rozkładów energetycznych emitowanych elektronów od wskaźników krystalograficznych płaszczyzny emitującej. Jak wiemy, mierzone rozkłady energetyczne ze ściany (130) wolframu nie wykazują większych zmian współczynnika wzmożenia emisji elektronowej. W świetle naszego modelu fakt ten znajduje proste uzasadnienie. Przy emisji ze ściany (130) położenie powierzchni energetycznych jest takie, że najistotniejsze szczegóły przebudowy tych powierzchni przy energii $E_F = 0,35 \text{ eV}$ znajdują się po zrzutowaniu na płaszczyznę emitującą z dala od jej środkowego punktu. Dlatego też dają małe wkłady do prądu emisyjnego.

PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiliśmy obliczenia dotyczące rozkładów energetycznych elektronów emitowanych połowo z płaszczyzn (100) i (130) wolframu. Wynika z nich, że znaczne wzmożenie emisji elektronowej z płaszczyzny (100) w pewnym obszarze energetycznym może być wytłumaczone istnieniem poniżej poziomu Fermiego lokalnego maksimum czwartego pasma. Okazało się również, że rozkład energetyczny emitowanych elektronów w pewnym kierunku zależy od struktury energetycznej emitera w przestrzeni otaczającej dany kierunek emisji, a

nie tylko od jednowymierowej struktury w danym kierunku. Fakt ten ma duże znaczenie w przypadku emisji z płaszczyzny (100) wolframu. Rozkład pasm energetycznych elektronów w wolframie w otoczeniu kierunku $\langle 100 \rangle$ przy $E = E_F - 0,35$ eV jest silnie anizotropowy i prowadzi do rozrywania się powierzchni stałej energii. Pokazaliśmy, że biorąc pod uwagę ten typ zachowania się struktury energetycznej wolframu można otrzymać pewne wzmożenie emisji elektronowej w interesującym nas obszarze energii. Model ten pozwala na dobre odtworzenie rozkładów energetycznych elektronów emitowanych z płaszczyzny (100) oraz na określenie zasadniczych cech rozkładów z innych płaszczyzn krystalograficznych.

PIŚMIENNICTWO

1. Fowler R. H., Nordheim L. W.: Proc. Roy. Soc. London A119, 173 (1928).
2. Nordheim L. W.: Proc. Roy. Soc. London A121, 626 (1928).
3. Good R. H., Müller E. W.: Handbuch der Physik 21, 626 (1956).
4. Swanson L. W., Crouser L. C.: Phys. Rev. Letters 16, 389 (1966).
5. Swanson L. W., Crouser L. C.: Phys. Rev. 163, 622 (1967).
6. Swanson L. W., Crouser L. C.: Phys. Rev. Letters 19, 1179 (1967).
7. Czyżewski J. J.: Surf. Sci. 39, 1 (1973).
8. Christensen N. E., Feuerbacher E.: Phys. Rev. B10, 2349 (1974).
9. Gadzuk J. W.: Phys. Rev. 182, 416 (1969).
10. Nagy D., Cutler P. H.: Phys. Rev. 186, 651 (1969).
11. Feuerbacher E., Christensen N. E.: Phys. Rev. B10, 2373 (1974).
12. Gadzuk J. W., Plummer E. W.: Rev. Mod. Phys. 45, 487 (1973).
13. Modinos A., Nicolaou N.: Phys. Rev. B13, 1536 (1976).
14. Willis R. F., Feuerbacher E., Fitton E.: Solid St. Com. 18, 1315 (1976).

15. Desjonquères D. C., Cyrot-Lackmann F.: J. Phys. F6, 567 (1976).
16. Stratton R.: Phys. Rev. 135, A794 (1964).
17. Sparlin D. M., Marcus J. A.: Phys. Rev. 144, 484 (1966).
18. Herrmann R.: Phys. Stat. Solidi 25, 427 (1968).

РЕЗЮМЕ

В работе исследованы энергетические распределения электронов (ТЭД) эмитированных их граней (100) и (130) вольфрама. Показано, что в случае эмитера с анизотропной энергетической структурой, ТЭД электронов эмитированных из определенной грани зависит тоже от энергетической структуры вблизи направления эмиссии в пространстве волнового вектора. Наблюдаемое экспериментально повышение эмиссии из (100) грани вольфрама для энергии $E \approx E_F - 0,35 \text{ eV}$ может быть следствием анизотропии четвертой энергетической зоны. С помощью простой модели поверхностей постоянной энергии электронов вольфрама и подбора эффективных масс электронов получено повышение эмиссии в качественном согласии с экспериментом в интересном диапазоне энергий.

SUMMARY

The total energy distribution of the field emitted electrons from (100) and (130) planes of tungsten has been investigated. It has been shown, that for emitters with anisotropic electronic structure, the total energy distribution of field emitted electrons from a given plane, depends on electronic structure not only in this direction, but also in directions lying close to it in \vec{k} -vector space. It has been shown that the enhancement of the emission from (100) plane of tungsten near the energy $E \approx E_F - 0,35 \text{ eV}$ can result from anisotropy of the fourth energy band of electrons in tungsten.

Złożono w Redakcji 27 X 1978 roku.