



Fizyczne parametry powierzchni ciał stałych i ich zależność od warunków zewnętrznych. Część I: Podstawy teoretyczne niektórych pojęć (wielkości) powierzchniowych

WŁODZIMIERZ WOJAS, JÓZEF WOJAS¹

Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, Katedra Zastosowań Matematyki,
02-776 Warszawa, ul. Nowoursynowska 159
¹00-565 Warszawa, Al. Przyjaciół 1 m. 4

Streszczenie. W pracy przeprowadzono analizę teorii podstawowych zjawisk fizycznych występujących na powierzchni metali i półprzewodników. Przedyskutowano powstawanie na powierzchni: potencjału elektrycznego, bariery potencjału, kontaktowej różnicy potencjałów (napięcia kontaktowego) i innych parametrów powierzchni. Omówiono spektroskopię fotonapięcia powierzchniowego i jego inwersję. Podano przykładowe wartości różnicy potencjałów kontaktowych na granicy zetknięcia się metali lub między kolektorem a emiterym w próżniowym kondensatorze kulistym służącym do badania fotoemisji elektronów.

Słowa kluczowe: potencjał, napięcie, powierzchniowa bariera potencjału, różnica potencjałów kontaktowych, kondensator sferyczny

Symbole UKD: 537.311.33

Potencjał i napięcie

W dowolnym punkcie pola elektrycznego można określić potencjał elektryczny V względem innego punktu lub obiektu, którego potencjał przyjmujemy jako zerowy. Ogólnie przyjmuje się, że ziemia ma potencjał zero.

Potencjałem elektrycznym punktu A będzie stosunek pracy L wykonanej przez siłę pola podczas przeniesienia ładunku $+q$ tego punktu do ziemi — do wielkości tego ładunku:

$$V = \frac{L}{q}$$

Potencjał równa się liczbowo pracy wykonanej przez siły pola przy przeniesieniu jednostkowego ładunku z punktu A do ziemi. Między potencjałami punktów i napięciem między nimi istnieje prosty związek. Rozpatrzmy zatem punkty A i B o potencjałach V_A i V_B . Potencjał V_A równa się liczbowo pracy, jaką siły pola wykonają przy przeniesieniu ładunku jednostkowego z punktu A do ziemi. Potencjał V_B punktu B będzie równy pracy wykonanej przy przeniesieniu ładunku jednostkowego z punktu B do ziemi.

Ponieważ droga jest obojętna, zatem ładunek z punktu A do B możemy przeprowadzić po drodze AZiemiaB.

Widzimy, że

$$L_{AB} = q(V_A - V_B)$$

Zatem

$$V_A = U_{AB} + V_B,$$

skąd

$$U_{AB} = V_A - V_B.$$

A więc napięcie między punktami A i B równa się różnicy ich potencjałów. Oczywiście wymiar potencjału i jego jednostki są takie same, jak wymiar i jednostki napięcia.

Potencjał powierzchniowy

Można więc mówić o potencjale elektrycznym w punkcie. Jego współrzędne możemy zapisać:

$$V = V(x, y, z).$$

Mówiąc o potencjale w punkcie A, mamy na myśli potencjał względem punktu odniesienia położonego w nieskończoności, czyli za punkt odniesienia przyjmuje się punkt o potencjale zerowym umieszczonym w nieskończoności.

Natężenie pola elektrycznego pochodzące od kuli naładowanej ładunkiem Q wynosi

$$E_A = \frac{Q}{4\pi\epsilon r^2},$$

gdzie r jest odległością punktu A od środka kuli. Z kolei potencjał w tym punkcie pola $V_A = \frac{Q}{4\pi\epsilon r} + \text{const.}$

Widzimy, że natężenie pola i potencjał pochodzą od ładunku głównego Q . Ładunek próbny q w danym punkcie pola ma energię potencjalną U .

Przebieg potencjału przy powierzchniach półprzewodników (PS — potential surface) mają związek z typami warstw przy powierzchniach (a — warstwy ze wzbogaceniem objętościowego typu przewodnictwa, b — warstwy zubożonej i c — warstwy z inwersją przewodnictwa) i z gęstościami ładunku przestrzennego.

Potencjał powierzchniowy [1] można zatem określić, mierząc przewodnictwo powierzchniowe. Pomiar przewodnictwa powierzchniowego (przy spełnieniu odpowiednich warunków) jest bowiem standardową metodą wyznaczania potencjału powierzchniowego.

Powierzchniowa bariera potencjału

Bariera potencjału to obszar podwyższonego potencjału rozdzielający obszary o mniejszej wartości potencjału, przez którą nie może przedostać się ciało o zbyt małej energii kinetycznej. Innymi słowy, powierzchniowa bariera potencjału to ograniczony obszar przestrzeni, w którym energia potencjalna punktu materialnego (cząstki) przyjmuje większe wartości niż w otoczeniu tego obszaru. Według fizyki klasycznej cząstka o zbyt małej energii nie może przejść do obszaru bariery potencjału, jeżeli jakieś źródło zewnętrzne nie wykona nad nią pewnej pracy, zwiększając jej energię. W mechanice kwantowej jest to jednak możliwe, np. zimna emisja elektronów z metali pod wpływem pola elektrycznego [1].

Bariera powierzchniowa związana jest z obszarem ładunku przestrzennego przy powierzchni i ze zmianą koncentracji nośników w obszarze przypowierzchniowym.

Można powiedzieć, że gęstość ładunku przestrzennego (w pobliżu powierzchni) i kształt bariery potencjału w tym obszarze są funkcją wysokości bariery. Znając pochodzenie obszaru ładunku przestrzennego, rozwiązuje się równanie Poissona w warunkach równowagi termicznej przy wykorzystaniu statystyki elektronów niezdegenerowanych. W wyniku uzyskuje się gęstość ładunku przestrzennego i kształt bariery potencjału [2].

Zgodnie z energetycznymi modelami przypowierzchniowymi potencjał V jest określony wzorem:

$$qV = E_F - E_i,$$

gdzie energia E_i wnętrza półprzewodnika samoistnego pokrywa się z jego wewnętrznym poziomem Fermiego, czyli jest to poziom Fermiego półprzewodnika samoistnego we wnętrzu kryształu. Bariere potencjału V definiuje się jako

$$V = \varphi - \varphi_b.$$

Przedstawia ona potencjał w dowolnym punkcie w obszarze ładunku przestrzennego względem jego wartości w objętości, czyli względem φ_b .

W szczególności wysokość powierzchniowej bariery potencjału

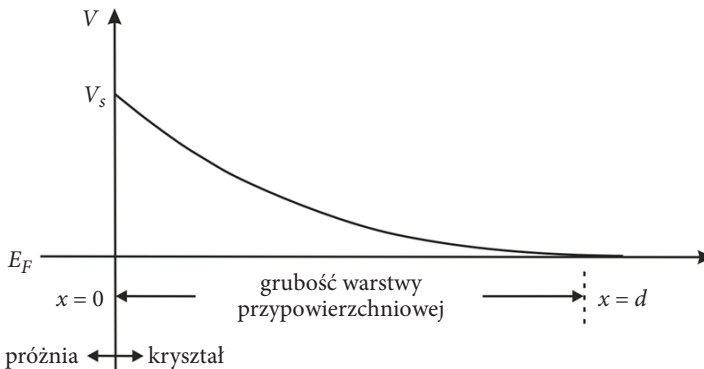
$$V_s = (\varphi_{pow} - \varphi_b)$$

jest całkowitą różnicą potencjału między powierzchnią a objętością (w miejscu, gdzie kończą się zagięcia pasm).

Gdy $V_s = 0$ nie ma zagięcia pasm energetycznych i kształt ich nie ulega zmianie przy powierzchni (są to tzw. pasma płaskie).

Powierzchniowa bariera potencjału V_s jest miarą zakrzywienia pasm energetycznych przy powierzchni.

Wartość bariery potencjału w funkcji odległości od powierzchni dla monokryształu jednorodnego (będącego w równowadze termicznej) przedstawia rysunek 1.



Rys. 1. Zależność wartości bariery potencjału od grubości warstwy przypowierzchniowej kryształu

Potencjał w danym punkcie kryształu jest tylko wtedy funkcją x . Potencjał ten jest określony równaniem Poissona, które dla przyjętej geometrii planarnej ma następującą postać:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0},$$

gdzie V przedstawia potencjał elektrostatyczny, a ρ — gęstość ładunku przestrzennego wyrażoną w C/m^3 (gęstość ta składa się z ładunku statycznego dodatniego i ujemnego oraz ładunku związanego z ruchomymi elektronami i dziurami).

Odpowiednie warunki graniczne przy powierzchni ($x = 0$) i w objętości ($x \rightarrow \infty$) dają $V = V_s$ i $V = 0$ (rys. 1). W grubości warstwy od $x = 0$ do $x = d$ koncentracja zmienia się od μ_s do μ_b . Dla $x = d$ $n = n_b$ i $p = p_b$.

TABELA 1

Wartość V_s i x_s dla różnych wartości n_b w Ge, którego $\varepsilon = 16$ ($V_0 = -100$ V, $x_0 = 10^{-2}$ cm)

n_b [cm^{-3}]	V_s [V]	x_s [cm]
10^{13}	$-3,5 \times 10^{-1}$	$5,6 \times 10^{-4}$
10^{15}	$-3,5 \times 10^{-3}$	$5,6 \times 10^{-6}$
10^{17}	$-3,5 \times 10^{-5}$	$5,6 \times 10^{-8}$

V_s — potencjał przy powierzchni;

V_0 — przyłożone napięcie;

x_s — przybliżona odległość, na jakiej w półprzewodniku bariera potencjału V_s spada do zera.

Z pomiarów wysokości powierzchniowej bariery potencjału można oszacować całkowity ładunek w stanach powierzchniowych. Próbka ogrzana wykazuje niską barierę, zaś po ochłodzeniu próbki bariera wyraźnie wzrasta, gdyż wtedy odpowiednio większy ładunek znajduje się w stanach powierzchniowych.

Ze wzoru wyrażającego zależność całkowitego ładunku w stanach powierzchniowych od wysokości powierzchniowej bariery potencjału

$$Q_{ss} = -(2\varepsilon\varepsilon_0kTn_b)^{1/2} |U_s|^{1/2} \equiv -(2\varepsilon\varepsilon_0qn_b)^{1/2} |V_s|^{1/2},$$

(gdzie Q_{ss} — gęstość powierzchniowa ładunków, n_b — koncentracja swobodnych dziur w objętości) widać, że znajomość wartości powierzchniowej bariery potencjału pozwala określić koncentrację ładunku w stanach powierzchniowych oraz kierunek zagięcia pasm. W GaAs typu n fotonapięcie powierzchniowe δV_s ma znak dodatni. Oznacza to, że V_s ma znak ujemny, a zatem pasma energetyczne są zagięte do góry [2].

Jeżeli przy pomiarach zależności $\delta V_s(h\nu)$ energia fotonów osiągnie wartość progową równą $E_c - E_t$ lub $E_t - E_v$ (gdzie E_t — położenie stanów powierzchniowych w przerwie energetycznej), to zachodzi proces rozładowania ($E_c - E_t \geq h\nu$) lub obsadzania energetycznych stanów powierzchniowych, gdy ($E_t - E_v \geq h\nu$).

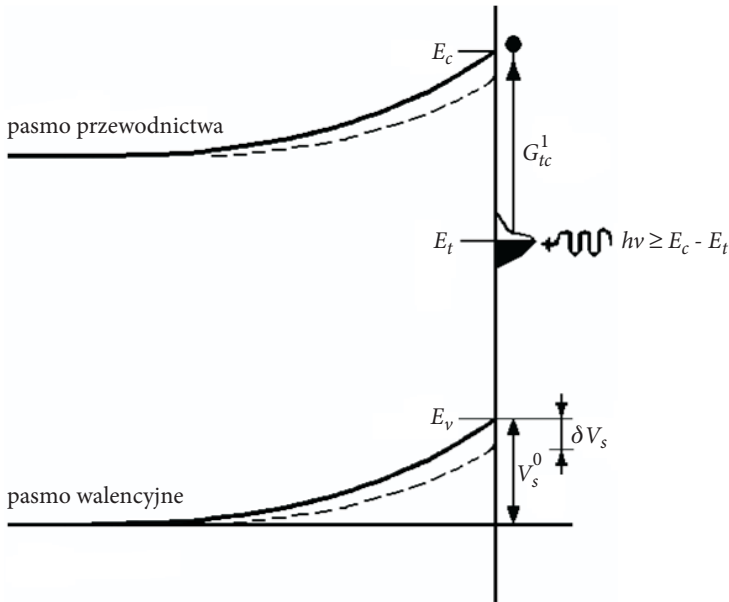
Uwzględniając równanie $z = \sqrt{2} L |U_s|^{1/2}$ (gdzie z — grubość przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego; L — efektywna długość Debye'a; U_s — potencjał powierzchniowy), widzimy, że prowadzi to do zmiany wartości powierzchniowej bariery potencjału V_s . Zmiana ta stanowi obserwowane w czasie pomiarów fotonapięcie powierzchniowe δV_s . Fotonapięcie to zależy od długości fali światła padającego na próbkę. δV_s zmienia się również ze zmianą temperatury.

Dodatnie fotonapięcie powierzchniowe związane jest z rozładowywaniem stanów powierzchniowych (rys. 2).

Z pomiarów wysokości powierzchniowej bariery potencjału można oszacować całkowity ładunek w stanach powierzchniowych [3, 4].

Po ochłodzeniu próbki bariera wyraźnie wzrasta i odpowiednio większy ładunek znajduje się w stanach powierzchniowych.

Między powierzchniami stykających się ciał powstaje pole kontaktowe.

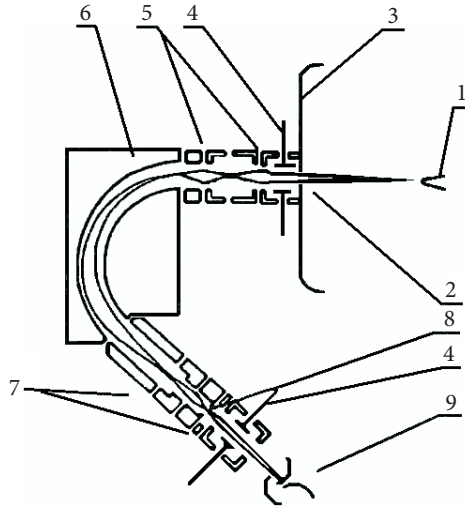


Rys. 2. Model zjawiska dodatniego fotonapięcia powierzchniowego. (Fotony o energii $h\nu \geq E_c - E_v$ wzbudzają elektrony ze stanów powierzchniowych do pasma przewodnictwa)

Nałożenie pola zewnętrznego na pole kontaktowe przyspiesza uprzednio hamowane elektrony, obniża i zwęża wysokość powierzchniowej bariery potencjału kontaktowego i czyni ją częściowo „przezroczystą” dla elektronów o energii mniejszej od wysokości bariery.

Jeżeli pole elektryczne jest dostatecznie silne (rzędu 10^{10} V/m), to zwężenie bariery powoduje tak znaczny wzrost prawdopodobieństwa przejścia tunelowego elektronu z metalu na zewnątrz powierzchni, że emitowany prąd elektryczny może być bez trudności zmierzony. Emisja tego typu może zachodzić w dowolnie niskich temperaturach.

Kuyatta i Plummer zbudowali aparaturę (rys. 3) umożliwiającą, w sposób praktyczny, wykorzystanie zależności gęstości prądu emisji polowej od energii emitowanych elektronów. Pozwoliło to na najprecyzyjniejsze określenie bezwzględnej wartości pracy wyjścia pojedynczych płaszczyzn krystalograficznych metodą emisji polowej.



Rys. 3. Schemat urządzenia wyposażonego w analizator energii elektronów, umożliwiający precyzyjny pomiar pracy wyjścia z pojedynczych płaszczyzn krystalograficznych: 1 — emitery; 2 — otwór sondujący; 3 — ekran; 4 — płytki odchylające; 5 — układ soczewek hamujących; 6 — analizator sferyczny 135° ; 7 — układ soczewek wyjściowych; 8 — szczelina wyjściowa; 9 — powielacz elektronowy

Spektroskopia fotonapięcia powierzchniowego

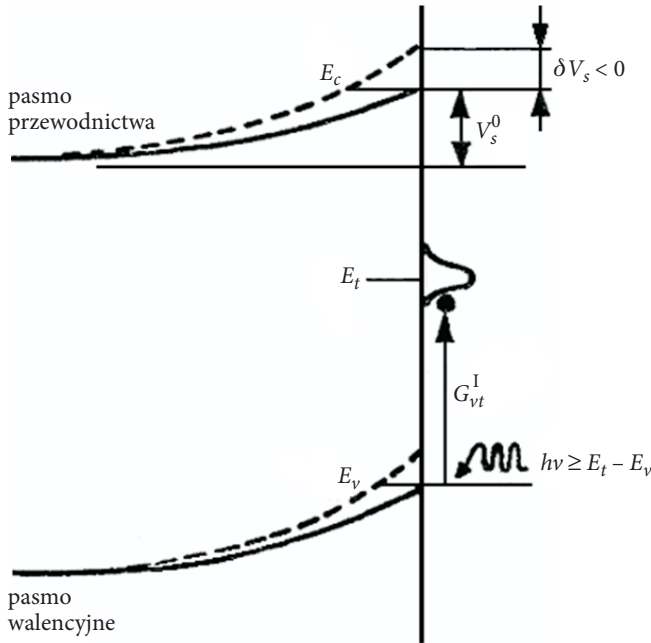
Spektroskopia ta jest metodą wyznaczania zmiany potencjału powierzchniowego półprzewodnika przy oświetleniu i wynikającej stąd następującej zmiany ładunku w stanach powierzchniowych pod wpływem przejść energetycznych powodowanych monochromatycznym światłem o energii $h\nu$.

Gdy mamy do czynienia z ujemnie naładowaną powierzchnią półprzewodnika typu n, to następuje zwiększenie obsadzenia stanów powierzchniowych, co prowadzi do zwiększenia zagęszczenia pasm energetycznych przy powierzchni i tym samym do wytworzenia na powierzchni półprzewodnika inwersyjnego fotonapięcia powierzchniowego (SPVS — Surface Photovoltage Spectroscopy) o wielkości:

$$\delta V_s = V'_s - V_s,$$

gdzie V_s i V'_s oznaczają wysokość bariery potencjału na powierzchni półprzewodnika odpowiednio przed oświetleniem i po nim.

Światło wnikające w przypowierzchniowy obszar półprzewodnika generuje w nim nadmiarowe pary elektron–dziura, które ulegają rozdzielaniu w obszarze powierzchniowego ładunku przestrzennego, powodując zmianę rozkładu w przypowierzchniowym obszarze półprzewodnika. W następstwie tego rozkładu następuje zmiana zagęszczenia pasm energetycznych w przypowierzchniowym obszarze i tym samym wytwarza się na jego powierzchni fotonapięcie powierzchniowe (rys. 4).



Rys. 4. Model zjawiska inwersji fotonapięcia powierzchniowego (fotony o energii $h\nu \geq E_t - E_v$ wzbudzają elektrony z pasma walencyjnego do niewypełnionych stanów powierzchniowych)

Jeśli nastąpi zmniejszenie obsadzenia stanów powierzchniowych (w przerwie energetycznej), to zmniejszy się bariera potencjału na powierzchni półprzewodnika. A więc zjawisko fotonapięcia powierzchniowego powstaje w wyniku zmiany obsadzenia stanów powierzchniowych (zlokalizowanych w przerwie energetycznej półprzewodnika). Zmieniając częstotliwość światła padającego na próbkę, można uzyskać widmo fotonapięcia powierzchniowego półprzewodnika $\delta V_s(h\nu)$.

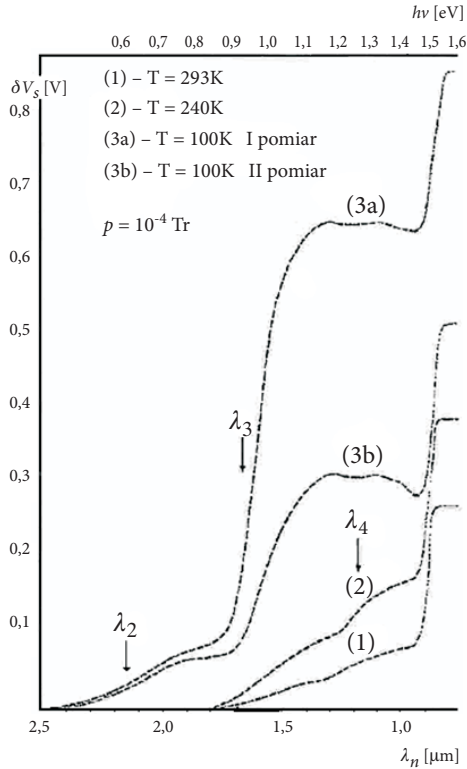
Reasumując, podczas oświetlania półprzewodnika światłem o energii $h\nu < E_G$ generowane jest fotonapięcie powierzchniowe. Efekt ten obserwowany w półprzewodnikach o szerokiej przerwie energetycznej (np. w GaAs) zachodzi przy spełnieniu warunku: $E_G - h\nu \gg kT$. Fotonapięcie to związane jest ze zmianą obsadzenia stanów lokalnych (głównie powierzchniowych) [5].

Fotonapięcie jest wynikiem zmiany ładunku w stanach powierzchniowych wywołanej energią świetlną. Konsekwencją wystąpienia dodatkowej gęstości ładunku $\delta\rho = q(\delta p - \delta n)$ jest zmianą δV_s powierzchniowej bariery potencjału V_s . Różnica δV_s nazywana fotonapięciem powierzchniowym może być mierzona jako zmiana kontaktowej różnicy potencjałów [1].

Fotonapięcie powierzchniowe zależy od długości fali światła, czyli od energii fotonów, od temperatury, od czasu upływającego od obróbki do pomiaru.

Badania fotonapięcia stały się podstawą badania stanów powierzchniowych w półprzewodnikach o dużej przerwie energetycznej (np. GaAs) [6].

Z rysunku 5 wynika, że obniżenie temperatury powoduje wyraźny wzrost wartości fotonapięcia powierzchniowego δV_s w długofalowej części widma spowodowany znacznym zmniejszeniem (w niskich temperaturach) prądu rekombinacji elektronów z pasma przewodnictwa do stanów powierzchniowych oraz zmniejszeniem generacji termicznej elektronów z pasma walencyjnego do stanów powierzchniowych i ze stanów powierzchniowych do pasma przewodnictwa. Z rozkładów widmowych fotonapięcia powierzchniowego określa się położenie energetyczne stanów powierzchniowych w półprzewodniku [7].



Rys. 5. Typowe widma fotonapięcia powierzchniowego dla trawionych powierzchni GaAs

Energie fotonów padających na próbkę, przy których występuje skokowa zmiana i szybki wzrost wartości fotonapięcia powierzchniowego wskazują na położenie stanów powierzchniowych względem dna pasma przewodnictwa [8-10].

Na przykład dla warstw epitaksjalnych GaAs wykryto stany powierzchniowe położone w pobliżu poziomów (0,85-0,9) eV i 1,1eV poniżej pasma przewodnictwa.

Badając półprzewodniki, stwierdzono, że dodatnie fotonapięcie powierzchniowe związane jest z rozładowywaniem stanów powierzchniowy (rys. 4) [7].

Inwersja fotonapięcia powierzchniowego

Można obserwować również ujemne fotonapięcie powierzchniowe określane jako inwersja fotonapięcia powierzchniowego. Wtedy fotony powodują zwiększenie sumarycznego ładunku elektronowego w stanach powierzchniowych (zwiększenie bariery potencjału, rys. 4). Większy ładunek w stanach powierzchniowych jest wynikiem wzbudzenia za pomocą energii świetlnej elektronów z pasma walencyjnego do niewypełnionych ładunkiem stanów powierzchniowych (w przerwie energetycznej) (rys. 4).

Ujemne napięcie powierzchniowe, czyli inwersja napięcia powierzchniowego ma miejsce, gdy zmniejsza się obsadzenie pomiarów położonych w pobliżu energii Fermiego na powierzchni. Mamy więc na powierzchni dodatkowe nieobsadzone stany powierzchniowe. Obsadzanie ich powodowane światłem odpowiedzialne jest za efekt inwersji fotonapięcia powierzchniowego [6].

Ujemne fotonapięcie powierzchniowe oznacza wzrost sumarycznego ładunku w stanach powierzchniowych. Większy ładunek w stanach powierzchniowych jest wynikiem wzbudzenia za pomocą światła elektronów z pasma walencyjnego do niewypełnionych ładunkiem stanów powierzchniowych. Energia $h\nu$, przy której inwersja δV_s zaczyna występować, wyznacza odległość stanów powierzchniowych od pasma walencyjnego (rys. 4).

Wykazano, że inwersja δV_s w GaAs spowodowana jest pobudzeniem elektronów z pasma walencyjnego na poziom położony $\sim 0,75\text{eV}$ poniżej pasma przewodnictwa.

Dla warstw epitaksjalnych GaAs o bardzo dużej czystości badanych w temperaturze 300 K wysokość powierzchniowej bariery potencjału V_s zawiera się w granicach 0,5 do 0,55 V, a w temperaturze 140 K 0,75-0,7 V.

Przykładowe wartości różnicy potencjałów (napięcia kontaktowego)

Jeżeli dwa różne metale zetkniemy ze sobą, to wytworzą się dwie warstwy ładunków elektrycznych. Między tymi warstwami powstaje pewna różnica potencjałów, którą nazywamy napięciem kontaktowym. Tego rodzaju warstwa podwójnego ładunku elektrycznego nosi nazwę warstwy podwójnej. Napięcie kontaktowe w warstwie podwójnej jest bardzo małe, ale gdy stykające się ciała będziemy oddalać

od siebie, wtedy pojemność utworzona przez obie warstewki ładunków zmniejszy się, a wówczas różnica potencjałów między warstwami wzrośnie [11].

Poltier jako pierwszy dowiódł, że na granicy zetknięcia się dwóch metali występuje różnica potencjałów. Stwierdzono później, że jeśli utworzymy pierścień z dowolnej liczby metali, w stałej temperaturze, to suma wszystkich napięć kontaktowych będzie równa zeru. Należy tylko skoki i spadki potencjału zaopatrywać w przeciwne znaki. Rozpatrzmy np. obwód zamknięty z trzech metali. Przechodząc wzdłuż obwodu od metalu A przez metale B i C znów do A spotykamy następujące napięcia kontaktowe:

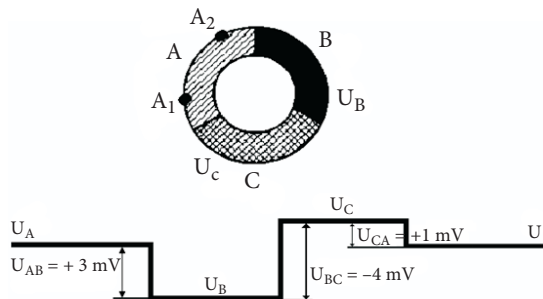
$$U_{AB} = V_A - V_B = +3 \text{ mV (spadek potencjału),}$$

$$U_{BC} = V_B - V_C = -4 \text{ mV (skok),}$$

$$\text{i } U_{CA} = V_C - V_A = +1 \text{ mV (spadek);}$$

suma tych napięć = 0 (rys. 6). Między punktami A_1 i A_2 nie istnieje różnica potencjałów, co dowodzi, że w obwodzie tym nie płynie prąd. Potencjał w obrębie każdego kawałka metalu jest więc stały. Możemy zatem napisać:

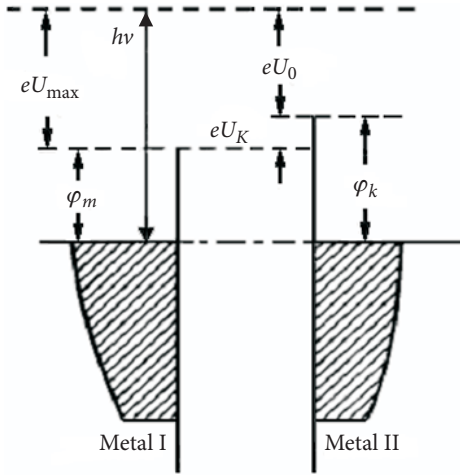
$$U_{AB} + U_{BC} + U_{CA} = 0.$$



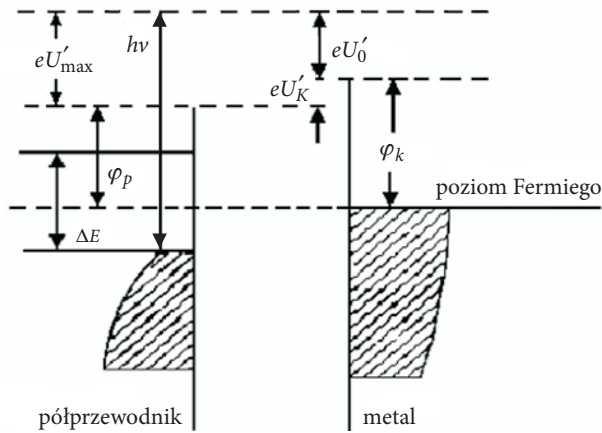
Rys. 6. Obwód zamknięty złożony z trzech metali. Poniższy wykres ilustrujący prawo Volty (liczby podane dla przykładu)

Przystępując do badań powierzchni metodą pola hamującego w kondensatorze kulistym (rys. 7 i 8), należy pamiętać, że gdy różnica potencjałów kontaktowych (napięcie kontaktowe) między kolektorem a emitorem U_K jest równa zeru, początek obszaru nasycenia krzywej prądowo-napięciowej przypadłby w punkcie $U_{k-e} = 0^1$. Gdy $U_K < 0$, obszar nasycenia przesunąłby się w stronę dodatnich napięć U_{k-e} , a gdy $U_K > 0$, występuje zjawisko odwrotne.

1 Stałe napięcie przykładane potencjometrycznie między kolektorem a emitorem.

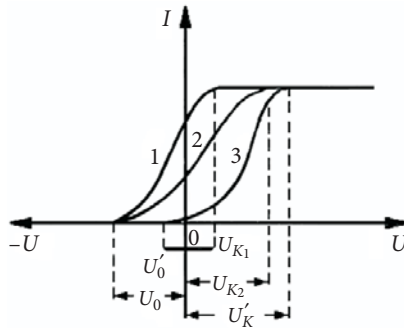


Rys. 7. Teoretyczny schemat fotoemisji zewnętrznej z metalu; eU_0 — potencjał, przy którym żaden fotoelektron nie dotaruje do kolektora; φ_m — praca wyjścia z emitera metalicznego, φ_k — praca wyjścia z kolektora metalicznego

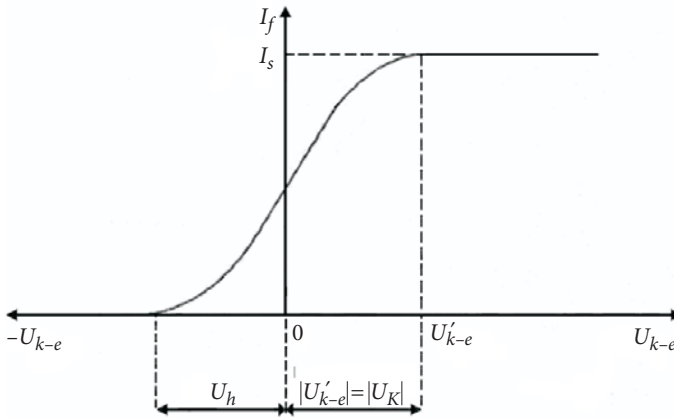


Rys. 8. Teoretyczny schemat fotoemisji zewnętrznej z półprzewodnika: φ_p — praca wyjścia z emitera półprzewodnikowego; U'_k — kontaktowa różnica potencjałów; U'_{max} — zewnętrzna różnica potencjałów niezbędna do zahamowania najszybszych fotoelektronów w metodzie pola hamującego; U'_0 — potencjał, przy którym żaden fotoelektron nie dotaruje do kolektora

Z kolei wszystkie napięcia, dla których $|U_{k-e}|$ jest mniejsze od napięcia odpowiadającego początkowi prądu nasycenia są dla fotoelektronów hamujące (rys. 9a i b) [12]. Rysunek 9a pokazuje, że wszystkie metale mają tę samą wartość napięcia hamowania U_0 .



Rys. 9a. 1 i 2 teoretyczne charakterystyki prądowo-napięciowe dla metali, 3 — dla półprzewodnika



Rys. 9b. Przykład charakterystyki fotoprądu w funkcji napięcia: kolektor emiter otrzymywanej w układzie kondensatora kulistego. Zaznaczono napięcia odczytywane do obliczenia wartości Φ_f, Φ_i, Φ_K

Artykuł wpłynął do redakcji 18.11.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2009 r.

LITERATURA

- [1] J. WOJAS, *Fotoelektryczne badania półprzewodników*, Wydawnictwo Naukowe „Semper”, Warszawa, 1994.
- [2] T. LECHOWICZ, *Rola stanów powierzchniowych w zjawiskach fotoelektrycznych i piezoelektrycznych w arsenku galu*, praca doktorska, Z. F. PAN, Warszawa, 1990.
- [3] J. WOJAS, *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów*, Centralny Ośrodek Szkolenia i Wydawnictw SEP, Warszawa, 2005.
- [4] W. A. NESTERENKO, V. O. SNITKO, *Fizyczne swojejstwa. Atomarno-czystoj powierzchni poluprowodnikow*, Naukowa Dumka, Kijew, 1983; Nauka Publishers, Moscow, 1988.
- [5] C. L. BALESTRA, J. ŁAGOWSKI, H. G. GATOS, *Surface Sci.*, 64, 457, 1977; 69, 53, 1977.

- [6] J. SZUBER, *Niestechiometria, przebudowa strukturalna i własności elektronowe powierzchni arsenku galu*, Z. N. Politechniki Śląskiej, Gliwice, 1984; *Elektron Techn.*, Poland, 20, 323, 1996.
- [7] B. ADAMOWICZ, *Vacuum*, 54, 173, 1999.
- [8] W. WOJAS, J. WOJAS, *Biul. WAT*, 56, 3, 2007.
- [9] J. WOJAS, *Archiwum Elektrotechniki*, t. 38, z. 1/4.
- [10] J. WOJAS, *Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji*, 40, z. 3, 331, 1994; 389, 1994.
- [11] A. PIEKARA, *Elektryczność, materia i promieniowanie*, PWN, Warszawa, 1986.
- [12] B. SEROCZYŃSKA-WOJAS, *Prace Instytutu Fizyki PW*, Warszawa, 1980.

W. WOJAS, J. WOJAS

Physical parameters of solid surfaces and their dependence on the outside conditions. Part I: Basic theoretical principles of some surface concepts

Abstract. In this paper we analyse the theory of basic physical phenomena on the surface of metals and semiconductors. We discuss a phenomenon of: electrical potential, potential barrier, contact potential difference, and other surface parameters arising on the surface. The spectroscopy of surface voltage and its inversion are described. We present the examples of values of the contact potential difference for metals or between collector and emitter in vacuous spherical capacitor for investigation of electron photoemission.

Keywords: potential, voltage, surface potential barrier, contact potential difference, spherical capacitor

Universal Decimal Classification: 537.311.33