



Elektronowe zjawiska zachodzące przy powierzchni półprzewodników oraz ich interpretacja dla różnych obszarów ładunku przestrzennego

WŁODZIMIERZ WOJAS, JÓZEF WOJAS*

Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, Katedra Zastosowań Matematyki,
02-787 Warszawa, ul. Nowoursynowska 166
*00-565 Warszawa, Al. Przyjaciół 1 m. 4

Streszczenie. W pracy dokonano omówienia istotnych dla fizyki ciała stałego wielkości i parametrów fizykalnych związanych z powierzchniami ciał stałych, a mianowicie: gęstości stanów powierzchniowych, ładunku elektrycznego w warstwach przypowierzchniowych, zmian potencjałów w tych warstwach i potencjałów na powierzchni. Rozpatrzono wygięcia pasm i przebiegi barier potencjału, również w przypadkach istnienia barier Schotky'ego. Do matematycznego opisu różniących się kształtów barier zastosowano równania Poissona. Wykonano przykładowe obliczenia grubości warstw przypowierzchniowych w metalu i półprzewodniku.

Słowa kluczowe: fizyka ciała stałego, inżynieria powierzchni, fizyka półprzewodników

Symbole UKD: 537.311.33

1. Wprowadzenie

Burzliwy rozwój cyfrowych układów scalonych był ściśle związany z coraz większym zainteresowaniem powierzchnią półprzewodników, gdyż procesy elektronowe zachodzące na samej powierzchni i w warstwach przypowierzchniowych stanowią podstawę działania wielu przyrządów półprzewodnikowych.

Powierzchnia kryształu, tak jak i defekty, zaburza periodyczność sieci, wprowadzając stany podobne do stanów powstałych z różnych domieszek.

Przystępując do badań fizyki powierzchni ciał stałych, należy bliżej zapoznać się z nierozzerwalnie ze sobą związanymi pojęciami, takimi jak stany powierzchniowo-

we, potencjał powierzchniowy (bariera powierzchniowa), zagięcie pasm i warstwa przypowierzchniowa.

Stany powierzchniowe to lokalne poziomy energetyczne leżące na powierzchni, a energetycznie w przerwie wzbronionej.

Obsadzeniu stanów powierzchniowych przez elektrony lub dziury towarzyszy powstanie powierzchniowej warstwy ładunku objętościowego, a więc i bariery potencjału. Powierzchniowa bariera potencjału V_s wyraża spadek potencjału elektrostatycznego między powierzchnią a objętością półprzewodnika. Potencjał powierzchniowy V_s jest miarą zakrzywienia pasm energetycznych przy powierzchni, które musi występować, aby suma gęstości ładunku zlokalizowanego w stanach powierzchniowych i indukowanego przez niego we wnętrzu półprzewodnika (przypowierzchniowego ładunku przestrzennego) była równa zeru.

Traktując warstwę powierzchniową jako „kondensator”, można orientacyjnie obliczyć grubość warstwy przypowierzchniowej, przyjmując powierzchnię naładowaną elektronami wypełniającymi stany powierzchniowe za jedną okładkę kondensatora płaskiego, a element objętości półprzewodnika typu n za drugą okładkę.

2. Pochodzenie obszaru ładunku przestrzennego

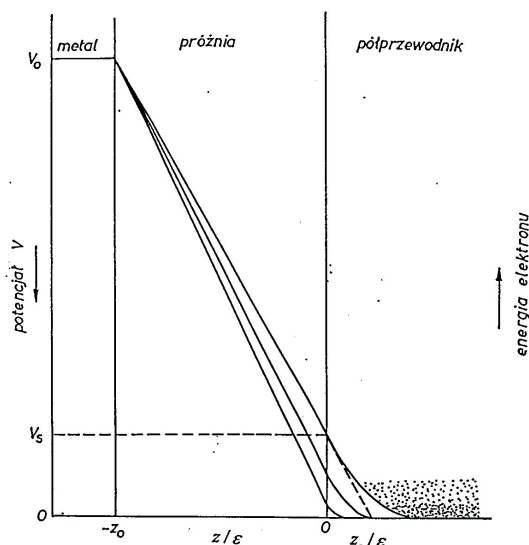
Zakrzywienie pasm przy powierzchni jest wynikiem występowania stanów powierzchniowych i obszaru ładunku przestrzennego.

Obszar ładunku przestrzennego może wytworzyć się z obecności zlokalizowanej warstwy naładowanej na właściwej powierzchni kryształu wywołanej zwykle wypełnionymi stanami powierzchniowymi. Obszar ładunku przestrzennego w pobliżu powierzchni półprzewodnika może być wytworzony również przez zewnętrzne polaryzujące pole elektryczne. Na przykład w półprzewodniku typu n obszar ładunku przestrzennego może być wytworzony przez przyłożone napięcie między metalem a półprzewodnikiem (przyłożonymi do siebie). Ponieważ gęstość ładunków swobodnych [1] w półprzewodniku jest znacznie mniejsza niż w metalu, obszar ładunku przestrzennego w półprzewodniku rozciąga się dalej w głąb kryształu. Dowodzi to faktu, że obszar ładunku przypowierzchniowego i potencjał powierzchniowy w metalu może być pomijany.

Stany powierzchniowe mogą powodować, gdy zostaną zajęte, powstanie na powierzchni półprzewodnika warstwy naładowanej, co z kolei wytwarza obszar ładunku przestrzennego poniżej powierzchni, aby skompensować ten ładunek w stanach powierzchniowych. Jeżeli teraz przyłożymy pole zewnętrzne, to ładunek zostanie przemieszczony zarówno ze stanów powierzchniowych, jak i z już istniejącego obszaru ładunku przestrzennego. Dopiero przy dostatecznie dużej gęstości wypełnionych stanów powierzchniowych [2] pole zewnętrzne nie będzie wnikało do warstwy półprzewodnika, pozostawiając obszar ładunku przestrzennego zasadniczo

nienaruszony. Można zatem powiedzieć, że w ten sposób stany powierzchniowe mogą ekranować od efektów zewnętrznych leżący pod nimi obszar [3].

Rozpatrując zbliżenie dwóch równo uciętych powierzchni metalu do półprzewodnika (stanowiących jakby kondensator), stwierdza się, że penetracja pola elektrycznego do półprzewodnika (indukując ładunek) wytwarza barierę potencjału w celu uzyskania pojęcia o wielkości całkowitego spadku potencjału V_s między powierzchnią półprzewodnika a leżącą pod nią objętością (poprzez obszar ładunku przestrzennego) „przybliżamy” potencjał w obszarze ładunku przestrzennego przez liniowe przedłużenie potencjału w próżni, czyli jakgdyby skracamy o.ł.p. — głębokość półprzewodnika, na której V_s maleje do zera.



Rys. 1. Obszar ładunku przestrzennego półprzewodnika typu n wolny od stanów powierzchniowych, wytworzony przez przyłożone napięcie między metalem a półprzewodnikiem. Potencjał i energia elektronu są pokazane jako funkcje odległości znormalizowanej z/ϵ . Te trzy krzywe są dla różnych wartości objętościowej gęstości elektronów n_b ; najwyższa krzywa odpowiada najmniejszej n_b . Kropki obrazują rozkład energetyczny elektronów w półprzewodniku (wg Many, Goldstein i Grover) [4]

Z rysunku (1) widać, że

$$\frac{V_s}{V_0 - V_s} = \frac{z_s/\epsilon}{z_0}, \quad (1)$$

gdzie: ϵ — stała dielektryczna danego półprzewodnika;
 z_0 — odległość płaskiej powierzchni metalu od powierzchni półprzewodnika;

z_s — przybliżona odległość, na którą w półprzewodniku potencjał pola spada do zera.

3. Powierzchniowa bariera potencjału

Bariera potencjału związana jest z obszarem ładunku przestrzennego przy powierzchni i ze zmianą koncentracji nośników od objętości do powierzchni. Teoretycznie obliczono kształt bariery potencjału oraz gęstość elektronów i dziur w warstwie przypowierzchniowej ładunku przestrzennego jako funkcje wysokości bariery i odpowiednich parametrów objętości kryształu.

Można powiedzieć, że wartość (wysokość) potencjału na powierzchni właściwej — jednoznacznie określa charakterystyki, cechy tzw. obszaru ładunku przestrzennego (w pobliżu powierzchni). A innymi słowy, gęstość ładunku przestrzennego i kształt bariery potencjału (w obszarze ładunku przestrzennego) jest funkcją wysokości bariery [5]. Kształt powierzchniowej bariery potencjału oblicza się z rozwiązania równania Poissona. Wyznaczenie kształtu bariery potencjału, czyli znalezienie $V(z)$ w ogólnym przypadku możliwe jest tylko na drodze numerycznej.

Znając pochodzenie obszaru ładunku przestrzennego, można rozwiązać równanie Poissona między innymi w warunkach równowagi termicznej i statystyki stanu niezdegenerowanego. W wyniku uzyskuje się gęstość ładunku przestrzennego i przebieg kształtu bariery potencjału.

W półprzewodnikach obsadzanie centrów zlokalizowanych w obszarze ładunku przestrzennego jest związane z wysokością bariery oraz zależy od szerokości przerwy energetycznej [4, 6].

Dla półprzewodników przedział szerokości przerw energetycznych zawiera się między 0,1 eV a ~3,1 eV. Wartość 3,1 eV odpowiada najkrótszej fali z przedziału widzialnego (~400 nm), która może być pochłaniana w półprzewodnikach i wywoływać w nich pobudzenie elektronów do pasm przewodnictwa. Materiały o szerszych energetycznie pasmach wzbronionych są dielektrykami, z których większość jest przezroczysta dla światła. Podany zakres (0,1-3,1) eV pokrywa się z zestawieniem szerokości przerw energetycznych w literaturze, gdzie w tablicy zbadanych i stosowanych półprzewodników wymieniono fosforek glina (AlP), dla którego $E_G = 3$ eV; inne półprzewodniki mają $E_G < 3$ eV.

Ze wspomnianej już wysokości bariery V_s można obliczyć całkowity ładunek w stanach powierzchniowych ze wzoru:

$$Q_{SS} = -(2\epsilon_0\epsilon qn_b)^{1/2} V_s^{1/2}. \quad (2)$$

Stosowanie tego wzoru ma sens, gdy ładunki są znaczne, czyli gdy wartości (eV_s) są zbliżone do E_G . Wzór (2) ma więc praktyczne znaczenie dla warstw półprzewodników, w których przerwa energetyczna jest $> 0,1$ eV.

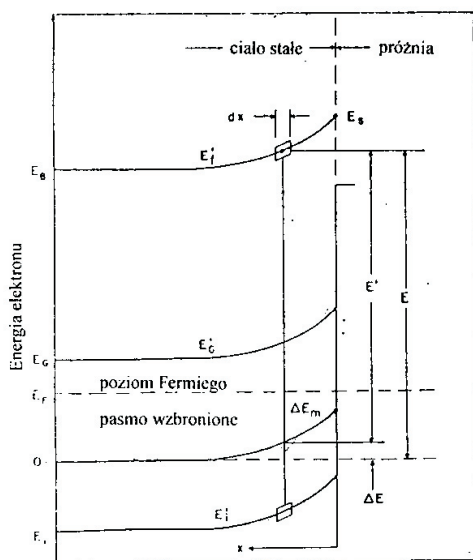
4. Wpływ wygięcia pasm energetycznych na krzywe rozkładu energetycznego fotoelektronów

Wygięcie pasm spowodowane jest zmianami potencjału powierzchniowego wywołanymi przez stany powierzchniowe i przypowierzchniowy ładunek przestrzenny. Wygięcie pasm, o którym decyduje bariera potencjału powierzchniowego jest spowodowane warstwą dipolową utworzoną przejściem ładunku z powierzchni do wnętrza kryształu (do warstwy przypowierzchniowej). Wytwarza się wtedy pewna różnica potencjału pomiędzy powierzchnią a półprzewodnikiem [7-11]. Dla dużej różnicy potencjału pomiędzy powierzchnią a bryłą ciała stałego, grubość warstwy dipolowej jest określona rozkładem poziomów energetycznych, do których ładunek powierzchniowy może przejść. Grubość tej warstwy dipolowej jest dość ważna dla fotoemisji zewnętrznej. Wpływy wygięcia pasm na nią dyskutowali Spicer [12], Van Laar i Scheer [13], Gobeli i Allen [14] oraz Redfield [15]. Dopiero Kindig [16] podał teorię wyjaśniającą wpływ wygięcia pasmowego na rozkład energetyczny emitowanych elektronów. Przy wartościach energii fotonów dobrze powyżej progu ucieczki rozkłady energetyczne rozciągają się na kilka elektronowoltów i pokazują dobrze określoną strukturę, która może być modyfikowana przez wygięcie pasmowe. Rysunek Kindiga (2) wykonany dla realnej powierzchni GaAs(111B) pokazuje pewne ważne poziomy energetyczne w funkcji odległości x od powierzchni półprzewodnika. E' przedstawia tu energię elektronu odnoszoną do wierzchołka pasma walencyjnego na pewnej głębokości x . Przejścia optyczne między parą stanów energetycznych, początkowym E'_i i końcowym E'_f w odniesieniu do tych ram energetycznych występują z prawdopodobieństwami przejść niezależnymi od odległości geometrycznej od powierzchni, przy której przejście zachodzi. E przedstawia zaś energię elektronu stałą względem poziomu Fermiego i poziomu próżni. Dla wygody jako odniesienie do E bierze się energię na wierzchołku pasma walencyjnego w objętości materiału. Jeśli założymy, że oświetlenie próbki jest słabe, tak aby poziom Fermiego pozostawał niezmienny po oświetleniu, to różnica energii $\Delta E = E - E'$ jest funkcją odległości x mierzonej od powierzchni i zależy od szczegółowych mechanizmów neutralizacji ładunku w ciele stałym.

5. Funkcja rozkładu wygięcia pasm

Kindig [16] wprowadził funkcję rozkładu wygięcia pasmowego (*Band-bending distribution function*). Przedstawia ona rozkład energetyczny fotoemisji w próżni wszystkich elektronów wzbudzanych do końcowych stanów kwantowych o tej samej energii E' odnoszonej do wierzchołka pasma walencyjnego przy różnych głębokościach x od powierzchni (rys. 2). Jeśli nie ma wygięcia pasm, funkcja rozkładu wygięcia pasmowego redukuje się do funkcji delta w próżni przy energii

$E = E'_f$. Funkcja rozkładu wygięcia pasmowego opisuje sposób, w jaki funkcja delta elektronów ulega redystrybucji w przypadku wygięcia pasmowego. Szczegółowy kształt funkcji rozkładu wygięcia pasmowego określa się z różnicy energii ΔE jako funkcji odległości w danym półprzewodniku.

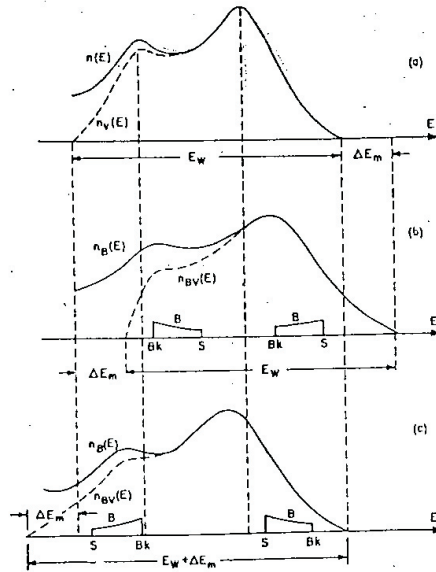


Rys. 2. Wykres energii elektronu w funkcji odległości x dla ciała stałego z wygięciem pasm do góry [16]. Oznaczenia: E — energia elektronu (stała względem poziomu Fermiego i poziomu próżni); E' — energia elektronu (poziom energetyczny) odnoszona do wierzchołka pasma walencyjnego na pewnej głębokości x ; E'_i — początkowy stan energetyczny elektronu; E'_f — końcowy stan energetyczny elektronu; ΔE — potencjał będący funkcją odległości w półprzewodniku

Jeśli zaś występuje wygięcie pasm (rys. 2), to energia E elektronów w próżni pochodzących z danego przejścia optycznego w odniesieniu do E' będzie funkcją odległości x od powierzchni, przy której ma miejsce przejście optyczne. Zatem rozkład energetyczny przy danej energii fotonów dla ciała stałego o pasmach wygiętych będzie się różnił od rozkładu dla tego samego ciała stałego, ale o pasmach płaskich. Krzywe rozkładu energetycznego $n(E) = f(E)$ obliczone przez Kindiga [16] pokazują, że wielkość i kształt funkcji rozkładu wygięcia pasm zmienia się powoli wraz ze zmienną E (rys. 3).

Kindig [16] policzył funkcje rozkładu wygięcia pasmowego dla różnych kształtów pasm i wykazał ich wpływ na krzywe rozkładu emitowanych elektronów. Scheer i Van Laar [13] mierzyli wielkość wygięcia pasm energetycznych dla monowarstwy Cs na powierzchni GaAs(110) i otrzymali jego wartość równą 0,45 eV. Według badań [13, 17] całkowite wygięcie pasma dla GaAs typu n , czyli $(E_v)_S - (E_v)_B$ wynosiło $\sim 0,6$ eV. Te zakrzywienia pasm dowodzą również dużej koncentracji stanów po-

wierzchniowych zlokalizowanych w GaAs w przerwie energetycznej poniżej poziomu Fermiego.



Rys. 3. Porównanie krzywej rozkładu energetycznego elektronów $n(E)$ dla: a) pasm płaskich; b) z krzywymi dla wygięcia pasm do góry; c) do dołu [16]. Oznaczenia: E_w — powinowactwo elektronowe; ΔE_m — zmniejszenie powinowactwa elektronowego; $n_B(E)$ — rozkład energetyczny elektronów przybywających do powierzchni, kiedy występuje wygięcie pasmowe. (Krzywe przerywane, uzyskiwane dla rozkładu energetycznego w próżni, otrzymuje się po przemnożeniu rozkładu energii elektronów przybywających do powierzchni przez odpowiednią funkcję ucieczki słuszną w przypadku występowania wygięcia pasmowego: $[n_{Bv}(E, hv) = n_B(E, hv)T_B(E)]$)

6. Warstwy przypowierzchniowe półprzewodników

Autorzy artykułu przedstawiają prosty sposób obliczenia grubości warstwy przypowierzchniowej. W przypadku czystych (słabo domieszkowanych) półprzewodników o przerwach wzbronionych rzędu 0,5 eV i większych (Ge, Si, GaAs), geometryczne grubości warstw przypowierzchniowych d są większe od innych i można je wyznaczyć następująco: Przyjmujemy potencjał w objętości półprzewodnika $V_B = 0$, a potencjał na powierzchni jako V_s . Dla „grubej” warstwy d jest uzasadniony liniowy spadek potencjału w warstwie przypowierzchniowej (rys. 1). Wtedy można porównać tę warstwę do przestrzeni między okładkami kondensatora płaskiego, którego pojemność $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$. Przyjmujemy powierzchnię S jako jednostkową (1 m^2) a $C = \frac{Q}{\Delta V} = \frac{Q_{SS}}{V_s}$. Porównując oba wyrażenia na C , otrzymuje się

$$d = \frac{\epsilon_0 \epsilon V_s}{Q_{SS}} \quad (1 \text{ m}^2)$$

gdzie: ϵ — względna stała dielektryczna półprzewodnika;
 Q_{SS} — całkowity ładunek w stanach powierzchniowych;
 V_s — potencjał powierzchni równy zakrzywieniu pasm ΔV względem objętości półprzewodnika.

Wysokość bariery napięcia oraz kierunek wygięcia wyznaczają obecność inwersji powierzchniowej (typ n przechodzi w typ p i na odwrót) lub występowanie wzbogacenia danego typu [4].

Wykazano na przykładzie łupanej powierzchni GaAs(110) dużą zależność pracy wyjścia ϕ od temperatury między 77 K a 300 K w niezdegenerowanych próbkach typu n ; zjawisko to wystąpiło w połączeniu z dużymi wygięciami pasmowymi w pobliżu powierzchni i dużymi fotonapięciami powierzchniowymi (setki miliwoltów).

Fotonapięcie powierzchniowe jest to zmiana pracy wyjścia ϕ lub różnicy potencjałów kontaktowych *CPD* (*Contact Potential Difference*) od wartości ciemnej do wartości w czasie oświetlenia [18].

Badanie struktury energetycznej warstwy przypowierzchniowej umożliwia formuła Schotky'ego [3]:

$$Q_{ss}^2 = [\epsilon_{stat} \cdot \Delta V (N_D - N_A)] 2\pi. \quad (4)$$

Z wygięcia pasm można obliczyć:

- ładunek zawarty na powierzchni,
- grubość warstwy odkształconej (wygiętej).

7. Struktura warstw przypowierzchniowych

Wyznaczanie struktury przypowierzchniowych warstw w półprzewodnikach metodą fotoefektu zewnętrznego:

- a) wyznaczanie fotoelektrycznych progów,
- b) wyznaczanie prac wyjścia,
- c) opracowanie modeli energetycznych, np. w GaAs.

Na wstępie należy wyjaśnić, dlaczego w półprzewodnikach istnieją warstwy powierzchniowe o odmiennej strukturze niż objętość. Najpierw zdefiniujmy kilka pojęć (wielkości) powierzchniowych.

Kluczowym parametrem opisującym zjawiska powierzchniowe jest potencjał powierzchniowy.

Powierzchniowa bariera potencjału (potencjał powierzchniowy) V_s wyraża spadek potencjału el-statycznego między powierzchnią a objętością półprzewodnika; zmiana tego potencjału może być wywołana:

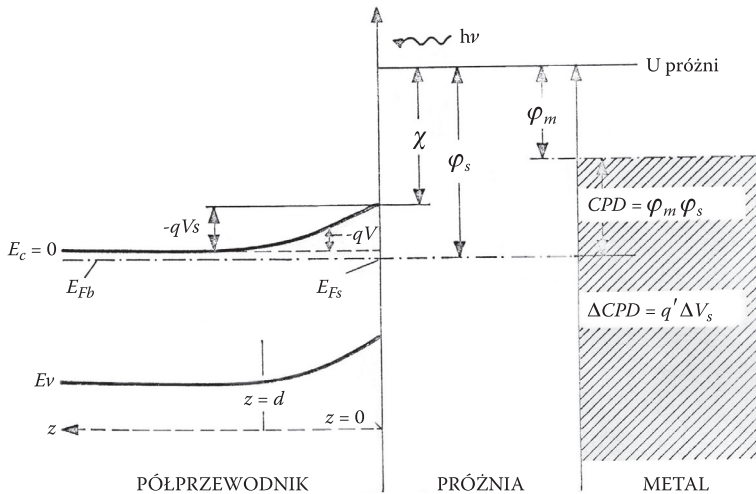
- zewnętrznym polem elektrycznym,
- odpowiednim rozkładem atmosfery gazowej,
- energią świetlną.

Parametry charakteryzujące przypowierzchniowy obszar ładunku przestrzennego zaznaczono na rysunku 2 przedstawiającym schemat energetyczny układu metal-półprzewodnik.

Pomiar różnicy potencjałów kontaktowych — CPD — pozwala wyznaczyć zmianę powierzchniowej bariery potencjału δV_s , spowodowaną wpływem jakichś czynników zewnętrznych [12, 19, 20]. Na przykład silne oświetlenie powoduje zmiany CPD , które pozwalają określić bezwzględną wartość powierzchniowej bariery potencjału V_s [4].

$$CPD = \varphi_m - \varphi_s, \quad \Delta CPD = q' \Delta V_s, \quad (5)$$

gdzie φ oznacza pracę wyjścia.



Rys. 4. Model energetyczny półprzewodnika typu n z przypowierzchniową warstwą zubożoną i metalicznej elektrody wzorcowej. Oznaczenia: φ_m — praca wyjścia z metalu; CPD — kontaktowa różnica potencjałów; χ — powinowactwo elektronowe; d — grubość warstwy zubożonej; E_{Fb} — poziom Fermiego w objętości; E_{Fs} — poziom Fermiego przy powierzchni; V_s — potencjał powierzchniowy; φ_s — praca wyjścia z półprzewodnika

Standardową metodą wyznaczania potencjału powierzchniowego jest pomiar przewodnictwa powierzchniowego w przypadku uzyskania minimum funkcji $\Delta\sigma(E_z)$, gdzie E_z to zewnętrzne pole elektryczne przyłożone pojemnościowo do powierzchni próbki.

Wiemy, że występuje różnica przewodnictwa:

- a) w objętości półprzewodnika,
- b) przy jego powierzchni.

I właśnie zmiana przewodnictwa spowodowana potencjałem powierzchniowym V_s określona jest przewodnictwem powierzchniowym:

$$\Delta\sigma = q(\Delta N\mu_{ns} + \Delta P\mu_{ps}), \quad (6)$$

gdzie: ΔN — dodatkowa koncentracja elektronów;
 μ_{ns} — dodatkowa ruchliwość elektronów;
 ΔP — dodatkowa koncentracja dziur;
 μ_{ps} — dodatkowa ruchliwość dziur.

W przewodnictwie powierzchniowym GaAs typu n można pominąć człon zawierający ΔP , albowiem nośniki mniejszościowe, czyli dziury, praktycznie nie istnieją.

W niezdegenerowanych stanach powierzchniowych typu akceptorowego, z których każdy (stan) może przyjąć tylko jeden elektron, całkowity ładunek w stanach powierzchniowych wynosi:

$$Q_{ss} = -q \sum_i \rho_i \cdot f_i, \quad (7)$$

gdzie: ρ_i — gęstość stanów powierzchniowych o energii E_i .

$$f_i = \frac{1}{1 + g \cdot e^{\frac{E_i - E_{F_i}}{kT}}}, \quad (8)$$

gdzie: f_i — prawdopodobieństwo obsadzenia stanów;
 g — degeneracja stanu powierzchniowego związanego z rodzajem defektu.

$$E_{F_s} = E_{F_b} + qV_s, \quad (9)$$

gdzie: qV_s — zagięcie pasm.

Z powyższych wzorów wynika, że zmieniając V_s , możemy regulować obsadzenie stanów powierzchniowych (czyli Q_{ss}).

Ponieważ maksimum funkcji $\frac{df}{dE}$ występuje dla $E = E_i - E_{Fs} = 0$ najbardziej

czułe na zmianę obsadzenia (stanów powierzchniowych) przy zmianie V_s są te stany, dla których $qV_s = E_i - E_{Fs}$.

Potencjał V w kryształach jest określony równaniem Poissona. Światło o energii

$h\nu \geq E_g$ generuje w półprzewodniku dodatkowe nośniki prądu: $\left\{ \begin{array}{l} \delta n \\ \delta p \end{array} \right.$.

W równaniu Poissona trzeba więc uwzględnić dodatkową gęstość ładunku:

$$\delta\rho = q(\delta p - \delta n). \quad (10)$$

Konsekwencją $\delta\rho$ (dodatkowej gęstości ładunku) jest zmiana o δV_s powierzchniowej bariery potencjału V_s . Ta różnica potencjału powierzchniowego δV_s nazywana jest fotonapięciem powierzchniowym; różnica ta może być mierzona jako zmiana CPD [21].

Zwiększenie objętościowej koncentracji nośników powoduje zmniejszenie efektywnej szerokości obszaru ładunku przestrzennego i prowadzi zawsze do spłaszczenia wygięcia pasm, czyli do zmniejszenia geometrycznej głębokości wygięcia pasm. Znak fotonapięcia powierzchniowego jest więc zawsze przeciwny niż znak powierzchniowej bariery potencjału, a zatem wyznacza on kierunek zakrzywienia pasm.

Fotonapięcie powierzchniowe może wykazać nasycenie przy odpowiednim wzroście natężenia światła; wartość fotonapięcia odpowiadającą nasyceniu przyjmuje się jako miarę wysokości powierzchniowej bariery potencjału.

Wykazano, że w przypadku GaAs zmniejszenie ujemnego ładunku w stanach powierzchniowych w wyniku wymuszonego światłem (nawet mniejszym od Eq) przejścia elektronów ze stanów powierzchniowych do pasma przewodnictwa – prowadzi do obniżenia bariery potencjału.

Procesowi przeciwnemu, tzn. doładowywaniu za pomocą energii świetlnej (światła) stanów powierzchniowych elektronami z pasma walencyjnego, towarzyszy podwyższenie bariery potencjału. To podwyższenie bariery obserwowane jako ujemne fotonapięcie powierzchniowe nazywane jest inwersją fotonapięcia powierzchniowego. Widzimy więc, że światłem można wymusić zmianę ładunku w stanach powierzchniowych.

Na niektóre właściwości fizyczne metali i półprzewodników może w sposób istotny wpływać stan ich powierzchni; zależy on głównie od struktury krystalicznej materiału (mono czy poli), rodzaju obróbki powierzchni i otoczenia, z jakim powierzchnia się styka [22].

Częściowe wyjaśnienia fizycznych zjawisk powierzchniowych dały różnorodne badania doświadczalne.

Jedną z metod mogą być pomiary fotoemisji z badanych powierzchni. Pierwotnie podano definicję, że za stany powierzchniowe uważa się wszystkie stany kwantowe (niezależnie od przyczyny ich powstawania) związane z monoatomową warstwą (ciała stałego), stanowiącą granicę między ciałem stałym a próżnią (otoczeniem). Należy wyróżnić tu jeszcze następujące obszary:

- warstwę przypowierzchniową w ciele stałym charakteryzującą się zaburzeniem struktury energetycznej — malejącym przy oddalaniu się od powierzchni,
- warstwę napowierzchniową, składającą się z gazów adsorbowanych na powierzchni materiału i z ewentualnej powstałej warstwy tlenku. Jeśli chodzi o stany zlokalizowane na powierzchni (stany powierzchniowe), to mogą one powstawać z następujących przyczyn:
 - z faktu zakończenia okresowości sieci krystalicznej na powierzchni (stany tammowskie),
 - z naruszenia regularności siatki krystalicznej poprzez uszkodzenia mechaniczne, zanieczyszczenia powierzchni atomami domieszek.

Prace Tamma, Fowlera i Shockley'a [23, 24, 25] wykazują, że liczba stanów powierzchniowych bez uwzględnienia spinu równa jest liczbie atomów na powierzchni kryształu. Całkowita gęstość stanów powierzchniowych wynosi według różnych autorów od 10^{12} do 10 cm^{-2} .

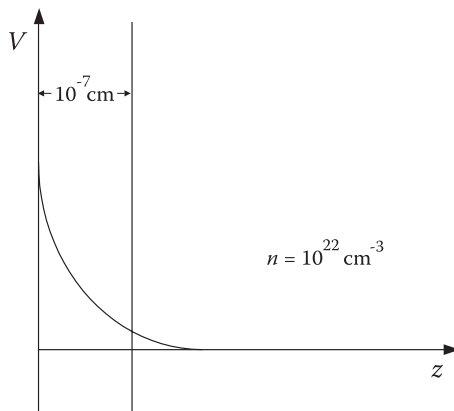
8. Obliczenia głębokości warstw przypowierzchniowych

Różnica między obszarem przypowierzchniowym w metalu i w półprzewodniku polega na tym, że warstwa przypowierzchniowa w metalu jest dużo, bo ok. 10^3 lub więcej razy cieńsza niż w półprzewodniku. Można to wytłumaczyć następująco:

Jeśli na powierzchni pojawi się dodatkowy ładunek ujemny (weźmy górną granicę $\sim 10^{15}$) i wszystkie stany będą zajęte, to w pobliżu winien się pojawić odpowiedni ładunek dodatni z powodu zmniejszenia się koncentracji elektronów w warstwie przypowierzchniowej.

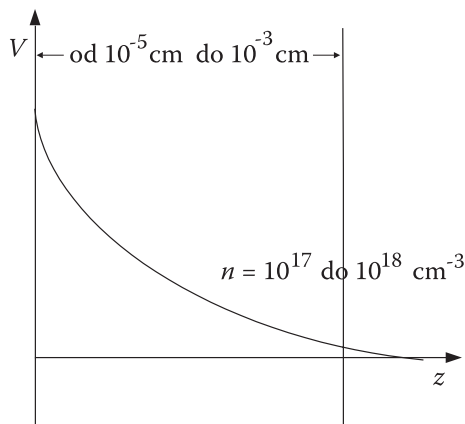
Koncentracja w metalu wynosi ok. 10^{22} cm^{-3} , stąd ładunek dodatni (w warstwie przypowierzchniowej) musi się rozłożyć na głębokości 10^{-7} cm , czyli na tę głębokość sięga warstwa przypowierzchniowa w metalu, czyli na głębokość tzw. przestrzennego ładunku w warstwie przypowierzchniowej.

$$\frac{10^{15} \text{ cm}^{-2}}{10^{22} \text{ cm}^{-3}} = 10^{-7} \text{ cm} \quad (\text{metal})$$



Rys. 5. Głębokość (grubość) warstwy przypowierzchniowej w metalu

$$\frac{10^{15} \text{ cm}^{-2}}{10^{18} \text{ cm}^{-3}} = 10^{-3} \text{ cm} \quad \text{do} \quad \frac{10^{12}}{10^{17}} = 10^{-5} \text{ cm} \quad (\text{półprzewodnik}).$$



Rys. 6. Głębokość (grubość) warstwy przypowierzchniowej w półprzewodniku

W półprzewodnikach o koncentracji 10^{18} cm^{-3} warstwa przypowierzchniowa sięga do 10^{-3} cm . Efekt ten sprowadza się nie tylko do zmiany koncentracji nośników w warstwie przypowierzchniowej; ze względu na pojawienie się dwóch warstw naładowanych o polaryzacji \pm występuje zmiana pracy wyjścia φ z półprzewodnika [26].

Wiadomo, że z istnieniem stanów powierzchniowych związane jest zaburzenie struktury energetycznej. Określając zmianę pracy wyjścia $\Delta\varphi$ względem φ_0 (pracy

wyjścia z powierzchni atomowo czystej — wzorcowej φ_0), można określić koncentrację elektronów lub dziur powierzchniowych:

$$K = \frac{n_{ip}}{n_p} = \frac{\Delta\varphi}{kT} + \ln \frac{n_i}{n_o}, \quad (11)$$

gdzie: n_{ip} — powierzchniowa koncentracja nośników w przypadku powierzchni atomowo czystej;
 n_p — powierzchniowa rzeczywista koncentracja nośników;
 n_i — koncentracja samoistnych nośników objętościowych;
 n_o — koncentracja rzeczywista nośników objętościowych (określona przez pomiar stałej Halla).

Nawet powierzchnie atomowo czyste mają koncentracje nośników powierzchniowych; stany powierzchniowe wprowadzają zaburzenia struktury energetycznej na pewną głębokość tzw. warstwy przypowierzchniowej. Praca wyjścia φ z danej powierzchni zależy w dużym stopniu od sposobu (warunków) formowania jej. Postawmy pytanie: Jak uzyskać informację o względnej gęstości stanów powierzchniowych bez konieczności badania powierzchni atomowo czystych?

Wprowadźmy pojęcia: objętościowa gęstość stanów ρ_0 i powierzchniowa gęstość stanów ρ_p [4]. Objętościową gęstość stanów można określić z pomiarów stałej Halla R i przewodności σ , z których wyznaczamy najpierw n , następnie położenie E_F względem dna pasma przewodnictwa. Znając tę różnicę energii ΔE , można będzie określić wartość ρ_0 , czyli objętościowej gęstości stanów.

Wprowadźmy również powierzchniową gęstość stanów ρ_p . Różnica $\rho_{pow.} - \rho_{obj.}$ co do wartości bezwzględnej jest równa wielkości $\Delta\varphi$. Znając dodatkowo wartość n_i i n_o , możemy porównywać ze sobą wielkości K , operując stale — powierzchniami mniej lub więcej zanieczyszczonymi lub różnie obrabianymi; będzie to dawało informacje o względnej zmianie gęstości stanów powierzchniowych przy różnych rodzajach obróbki lub zanieczyszczeń.

Zmiana wartości φ związana jest ze zmianami stanów powierzchniowych (które zachodzą przy różnych rodzajach obróbki powierzchni półprzewodnika), czyli zmianie wartości φ towarzyszy odpowiednia — kompensująca ją — zmiana wartości gęstości stanów ρ [27-30].

9. Równanie Poissona

Rozpatrzmy kryształ jednorodny będący w równowadze termicznej. Powierzchnia kryształu jest przedstawiana przez płaszczyznę $z = 0$, a objętość przez dodatnie wartości z . Potencjał V w dowolnym punkcie obszaru ładunku przestrzennego jest

wtedy tylko funkcją grubości kryształu z . Potencjał ten jest określony równaniem Poissona, które dla przyjętej geometrii planarnej ma postać:

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (12)$$

gdzie ρ to gęstość ładunku w Cul/m^3 ; składa się ona z ładunku statycznego dodatniego i ujemnego oraz ładunku związanego z ruchomymi elektronami i dziurami.

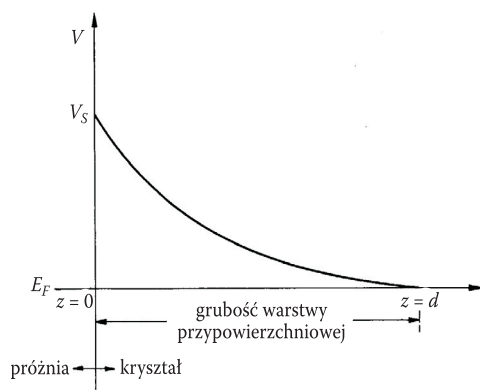
Dla przypadku stałej koncentracji domieszek i całkowitej ich jonizacji, gęstość ładunku statycznego jest różnicą między koncentracjami donorów i akceptorów ($N_D - N_A$), a z warunku neutralności ładunku (w kryształ) jest ona równa różnicy gęstości elektronów i dziur (gdzie N_D — gęstość centrów donorowych; N_A — gęstość centrów akceptorowych; $N_D - N_A = n_D$ — liczba elektronów niezjonizowanych donorów, czyli właściwa koncentracja domieszek donorowych).

Gęstości ruchomych elektronów i dziur w przypadku statystyki układu niezdegenerowanego są dane przez

$$n = n_b e^v; \quad p = p_b e^{-v},$$

gdzie: n_b — objętościowa koncentracja elektronów;
 p_b — objętościowa koncentracja dziur;
 v — potencjał zredukowany (wielkość bezwymiarowa).

Na rysunku 7 płaszczyzna $z = 0$ wyznacza powierzchnię półprzewodnika, a $z = w > 0$ określa grubość warstwy ładunku przestrzennego. Na grubości kryształu od $z = 0$ do $z = d$ koncentracja n zmienia się od n_s do n_b . Dla $z = d$; $n = n_b$ i $p = p_b$. A zatem odpowiednie warunki graniczne przy powierzchni ($z = 0$) i w objętości ($z \rightarrow \infty$) dają: $V = V_s$ i $V = 0$.



Rys. 7. Zależność wartości bariery potencjału od grubości warstwy przypowierzchniowej

Pytamy, jak wyrazić koncentracje w obszarze przypowierzchniowym, tzn. na grubości kryształu od $z = 0$ do $z = d$?

Wykorzystujemy tu potencjał zredukowany:

$$v = \frac{qV}{kT},$$

gdzie v jest przeciwnego znaku niż V ze względu na ujemny znak q .

W obszarze małych zaburzeń w obszarze ładunku przestrzennego przypowierzchniowego odpowiadających $|v| \leq \frac{1}{2}$ stwierdzamy, że przy powierzchni (w obszarze ładunku przestrzennego) gęstość dziur rośnie: $p = p_b e^{-v}$, a gęstość elektronów maleje: $n = n_b e^v$.

Chcąc teraz dojść do ogólnej postaci równania rozkładu potencjału, wychodzimy z równania Poissona [13].

Zastanowimy się teraz, jak wyrazić gęstość ładunku przestrzennego ρ w obszarze przypowierzchniowym?

O wygięciu przebiegu potencjału decyduje tu nie samo ρ , lecz zmiana gęstości ładunku przestrzennego, czyli $\Delta\rho$. Ładunek przestrzenny jest bowiem także w objętości kryształu ($z > d$), a wygięcia tam nie ma. Zatem

$$\Delta\rho = q(\Delta p - \Delta n); \quad (13)$$

Δn jest dlatego z minusem, że w obszarze przypowierzchniowym jest ubytek gęstości elektronów.

Zatem do równania Poissona zamiast ρ wstawiamy $\Delta\rho$.

Przed tym jednak rozwińmy $\Delta\rho$:

$$\Delta\rho = q[(p - p_b) - (n - n_b)]$$

za p wstawiamy: $p = p_b e^{-v}$, a za n wstawiamy: $n = n_b e^v$

$$\Delta\rho = q[(p_b e^{-v} - p_b) - (n_b e^v - n_b)]. \quad (14)$$

Otrzymaną wartość $\Delta\rho$ wstawiamy zamiast ρ do równania Poissona i z V przechodzimy na potencjał zredukowany v .

Ponieważ $V = v \frac{kT}{q}$

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = \frac{d^2 v}{dz^2} \frac{kT}{q}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v}{dz^2} &= \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{q}{kT} = -\frac{\rho}{\varepsilon^* kT} q = \\ &= -\frac{q^2 \left[(p_b e^{-v} - p_b) - (n_b e^v - n_b) \right]}{\varepsilon^* kT} = -\frac{q^2}{\varepsilon^* kT} (n_b - p_b + p_b e^{-v} - n_b e^v) \\ \frac{d^2 v}{dz^2} &= -\frac{q^2}{\varepsilon^* kT} \left[p_b (e^{-v} - 1) - n_b (e^v - 1) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

gdzie $\varepsilon^* = \varepsilon_0 \varepsilon$.

Otrzymaliśmy ogólną postać równania rozkładu potencjału w warstwie przy powierzchniowej półprzewodnika (w warstwie nazywanej obszarem ładunku przestrzennego) [31-32].

10. Równanie Poissona dla małych potencjałów powierzchniowych

Wprowadźmy pojęcie efektywnej drogi Debye'a L — wprowadzonej w celu uproszczenia i uwidocznienia sensu fizycznego; prawdopodobnie jest to średnia droga swobodna rozproszenia dryfującego elektronu w objętości półprzewodnika.

Korzystając z ustalonej zależności:

$$\frac{d^2 v}{dz^2} \approx \frac{v}{L^2} \quad \text{lub} \quad \frac{d^2 V}{dz^2} \approx \frac{V}{L^2} \quad (16)$$

w półprzewodniku (realnym) domieszkowym gdzie

$$L \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon^* kT}{q^2 (n_b + p_b)}}.$$

Na przykład w GaAs $L \cong 2 \cdot 10^{-6}$ cm.

Rozwiązanie równania różniczkowego (16) przewidujemy w postaci wykładniczej:

$$v = v_s e^{-\frac{z}{L}} \quad \text{lub} \quad V = V_s e^{-\frac{z}{L}}, \quad (17)$$

gdzie v wielkość bezwymiarowa, a V wyraża się w woltach.

Interpretacja

Ponieważ na ogół grubość warstwy $d > L$ (a największą wartością z jest d) V szybko maleje do V_b czyli do zera.

Przypadek pierwszy

Przy małych powierzchniowych wygięciach pasm, które odpowiadają $|v_s| \leq \frac{1}{2}$,

bariera ma kształt wykładniczy, szybko opadający, czyli tzw. „naskórek” półprzewodnika jest cienki. Ze wzoru (17) wynika, że powierzchniowa bariera potencjału v dla małych wygięć jest niezależna od potencjału kryształu v_b , ale zależy od wartości v na samej powierzchni, czyli od v_s .

Można więc powiedzieć, że przy małych powierzchniowych wygięciach pasm bariera ma kształt wykładniczy szybko opadający (potencjał na cienkiej warstwie spada do zera).

Wynika stąd, że powierzchniowa bariera potencjału dla małych wygięć jest niezależna od potencjału w kryształach, ale zależy od wartości potencjału na samej powierzchni.

Przypadek drugi

Duże wygięcia pasm występują przy $|v| \gg 1$.

Rozwiązując jednowymiarowe równanie Poissona (12), należy rozpatrywać najbardziej charakterystyczne przypadki, które mają też zastosowanie w praktyce: pierwszym, jak wykazaliśmy, było małe wygięcie pasm, a drugim przypadkiem — sytuacja, gdy półprzewodnik jest silnie domieszkowany w objętości kryształu.

Wymaganie tak dużej koncentracji objętościowej sugeruje, że półprzewodnik jest silnie domieszkowany w objętości. Można założyć, że w objętości $n_b \gg p_b$, a przy powierzchni n_b bliskie zera. Jest to więc przypadek dużej zmiany koncentracji, a więc przypadek dużego wygięcia pasm [33].

Zatem

$$\Delta\rho = q\Delta n = q(n_s - n_b) = -qn_b,$$

n_s przy powierzchni jest bliskie zera.

Wprowadzając $\Delta\rho$ do równania Poissona, otrzymujemy

$$\frac{d^2v}{dz^2} = -\frac{\Delta\rho}{\varepsilon^*} = \frac{q}{\varepsilon^* kT} n_b = \frac{q^2 n_b}{\varepsilon^* kT}. \quad (18)$$

Po wprowadzeniu stałej Debye'a L i odpowiednich przekształceniach i wykorzystując warunki brzegowe do wyznaczenia stałych całkowania oraz zmieniając v na V , otrzymuje się

$$V \frac{q}{kT} = \frac{1}{2L^2} (z - d)^2. \quad (19)$$

11. Bariera Schottky'ego i jej zastosowania

Ze wzoru (19) otrzymujemy następującą matematyczną postać efektu Schottky'ego:

$$V = \frac{kT}{2qL^2} (z - d)^2, \quad (20)$$

gdzie: płaszczyzna $z = 0$ wyznacza powierzchnię półprzewodnika, a $z = d > 0$ określa grubość warstwy ładunku przestrzennego;
 V — potencjał w dowolnym punkcie obszaru ładunku przestrzennego;
 $V = f(z)$.

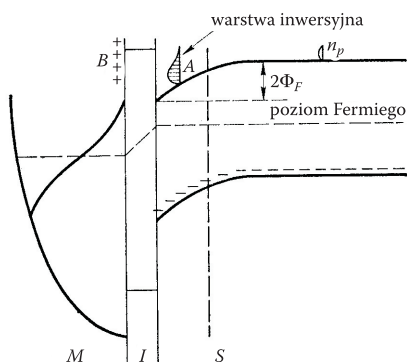
Równanie (20) opisuje kształt bariery potencjału przy powierzchni w funkcji odległości z . Widać, że bariera ta zależy parabolicznie od odległości z i nazywa się barierą Schottky'ego. Ma ona zastosowanie w specjalnie przygotowanych warstwach MOS¹, w tranzystorach i innych elementach elektronicznych; bariera ta jest więc często wykorzystywana w praktyce.

¹ Tranzystor polowy z dielektryczną bramką (wykonywaną najczęściej z SiO₂) występuje pod nazwą tranzystora MOS lub MOS FET (Metal-Oxide-Semiconductor). Stosowana jest również odwrotna, komplementarna kombinacja typów przewodnictwa, w której bramka jest utworzona przez strukturę metal-dielektryk-półprzewodnik. Taki tranzystor występuje pod nazwą MIS (Metal-Insulator-Semiconductor). W płytce monokrystalicznej krzemu typu n wytwarza się przez dyfuzję lub implantację dwa obszary silnie domieszkowane o odmiennym w stosunku do podłoża typie przewodnictwa, tj. p^+ (półprzewodnik silnie domieszkowany) z koncentracją domieszki 10^{24} - 10^{26} m⁻³. Jeden z tych obszarów silnie domieszkowanych nazywany źródłem; znajduje się ono w odległości kilku do kilkudziesięciu μm od drugiego obszaru nazywanego drenem. Obwód prądu przepływającego od źródła do drenu zamyka się przez obszar powierzchniowy półprzewodnika leżący pod warstwą dielektryka. W zależności od polaryzacji bramki i od takich czynników, jak kontaktowa różnica potencjałów CPD , ładunek nieskompensowany w dielektryku i stanach powierzchniowych, w półprzewodniku tworzy się pod bramką warstwa akumulacyjna (dużo elektronów i bardzo mało dziur), zubożona (mało elektronów i mało dziur) lub inwersyjna (mało elektronów i bardzo dużo dziur). Innymi słowy, źródło i dren tworzą dwa obszary typu n wdyfundowane do płytki typu p . Model pasmowy struktury MIS przedstawia rysunek 8. Dla uproszczenia pominięto tu wpływ ładunku stanów powierzchniowych na granicy półprzewodnik-dielektryk. Gdy bramka nie jest spolaryzowana, obszary źródła i drenu są odizolowane od siebie przez zaporowo spolaryzowane złącze p - n . Gdy zaś metalowa elektroda bramki zostanie spolaryzowana dodatnio, indukują się ładunki dodatnie i ujemne po obu stronach dielektryka. Krawędzie pasm zaginają się wtedy do dołu i przy powierzchni tworzy się warstwa uboższa w ruchome nośniki.

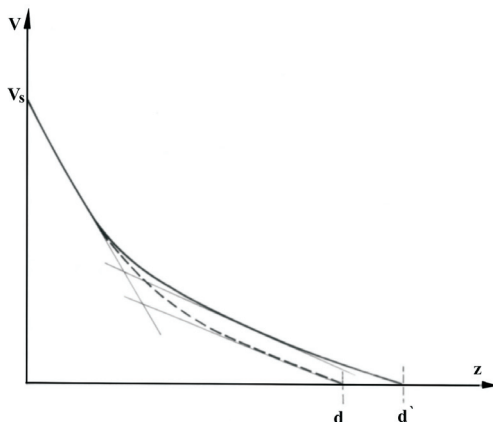
Jej najważniejsze cechy:

- 1) obniża pracę wyjścia elektronów z półprzewodników; bywa więc stosowana w emiterach polowych i w złączach diod z efektem tunelowym;
- 2) przy dużej drodze L przebieg bariery (w niskich T) na dużym odcinku zbliżony jest do zależności liniowej, co daje prostotę obliczeń projektowanych elementów i korzyści (wykorzystywane w technice) z wytworzonego liniowego pola.

Przebieg ten można uważać za 2 odcinki liniowe (rys. 9).



Rys. 8. Model energetyczny struktury MIS. Oznaczenia: M – Metal (elektroda metalowa znajduje się na powierzchni dielektryka i nosi nazwę bramki); I – izolator; S – półprzewodnik; B – bramka (elektroda metalowa znajdująca się na powierzchni dielektryka); A – warstwa inwersyjna (w przypadku inwersji obszary p^+ źródła i drenu są połączone warstwą inwersyjną, która w sensie fizycznym ma ten sam typ przewodnictwa, tzn. dużo dziur i mało elektronów, czyli typ p . Warstwę inwersyjną łączącą źródło z drenem nazywamy kanałem)



Rys. 9. Kształt bariery potencjału Schottky'ego przy powierzchni półprzewodnika w funkcji odległości z (przy dużej drodze Debye'a L)

I to jest bardzo ważne, że przebieg ma jakby 2 odcinki liniowe, bo jeśli potencjał w warstwie przypowierzchniowej zmienia się liniowo, to natężenie pola jest stałe i można przyjąć, że pole w warstwie jest jednorodne; stąd (jak już wspomniano) — prostota obliczeń i korzyści techniczne z wytworzonych takich warstw.

Orientacyjną grubość warstwy przypowierzchniowej najłatwiej obliczyć, traktując powierzchnię (przewodzącą) naładowaną elektronami zapewniającymi stany powierzchniowe — za okładkę kondensatora płaskiego (barierę Schottky'ego i element objętości półprzewodnika typu n jako drugą okładkę) [4, 34-37].

Grubość warstwy przypowierzchniowej:

$$\text{Wychodzimy z równania } V = \frac{kT}{2qL^2}(z-d)^2, \text{ przyjmując } z = 0. \quad (21)$$

$$\text{Mamy więc: } V_s = \frac{kT}{2qL^2}d^2, \text{ stąd } d^2 = \frac{2qL^2V_s}{kT}.$$

$$\text{Podstawiamy wartość } L^2 = \frac{\varepsilon^*kT}{q^2n_b}, \text{ otrzymujemy } d^2 = \frac{2V_s\varepsilon^*}{qn_b}, \quad (22)$$

$$\text{wtedy } d = \sqrt{\frac{2V_s\varepsilon^*}{qn_b}},$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon_0\varepsilon,$$

gdzie V_s równe jest pełnemu wygięciu pasm, jeśli E_p pokrywa się z dnem pasma przewodnictwa [19, 32].

12. Założenia do obliczeń wygięć pasmowych

Do ilościowego określenia wygięć pasm energetycznych w obszarze przypowierzchniowym można używać różnych metod wykorzystujących bądź funkcji opisujących przebiegi bariery potencjału bądź rozkład gęstości ładunku przestrzennego [38-46]. Redfield [15] wykonał numeryczne całkowanie równania Poissona w temperaturze T , wprowadzając potencjały powierzchniowy V_s , objętościowy V_b i samoistną długość Debye'a L , jako parametry tego równania. W innym sposobie podejścia zakładano: całkowitą jonizację domieszek, brak degeneracji gazu elektronowego i równowagę termiczną, co jest spełnione dla kilku półprzewodników w temperaturze pokojowej. Poza tym stosuje się ogólniejszą postać tych obliczeń, wymagającą tylko danych stanów równowagowych [47-49].

13. Obliczenia grubości warstw przypowierzchniowych i liczby warstw jednoatomowych

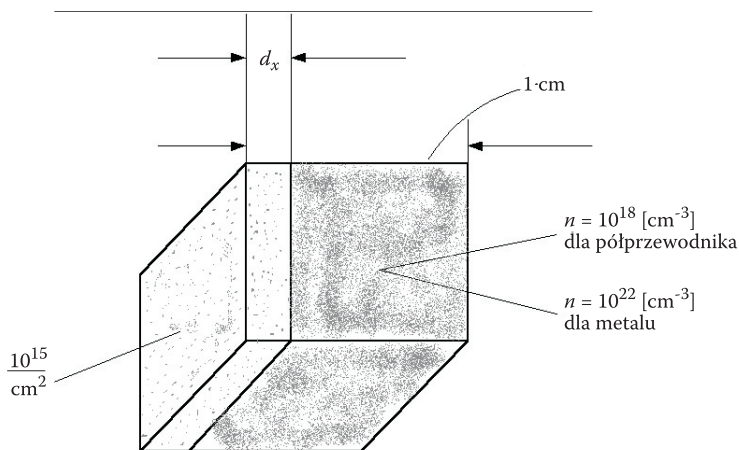
Jeżeli przyjmujemy, że stany powierzchniowe są warstwą jednoatomową (jej grubość wynosi 10^{-8} cm), to w 1 cm grubości kryształu będzie: $1 \text{ cm} = 10^{-8} \cdot x$,

$$x = \frac{1 \text{ cm}}{10^{-8} \text{ cm}} = 10^8 \text{ warstw,}$$

gdzie: x — liczba warstw w 1 cm bieżącym.

Jeśli założymy koncentrację elektronów 10^{18} cm^{-3} , to na 1 warstwę o powierzchni 1 cm^2 przypada $\frac{10^{18}}{10^8} = 10^{10}$ elektronów.

Przy założeniu $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, na jedną warstwę przypadnie $\frac{10^{17}}{10^8} = 10^9$ elektronów.



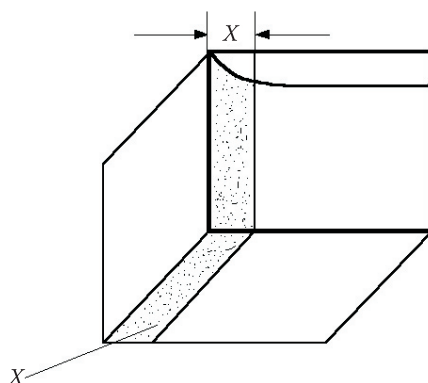
Rys. 10. Modelowe przedstawienie jednoatomowej warstwy kryształu. Oznaczenia: d_x — grubość, w której mieści się x warstw

Jeśli w objętości metalu $n_b = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, to na powierzchni 1 cm^2 znajduje się $n_s = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ elektronów. Stąd grubości warstw przypowierzchniowych w metalach są 10^{-7} cm.

Jeśli w półprzewodniku przy powierzchni następuje zmniejszenie koncentracji do 10^{15} cm^{-3} , wskutek czego nastąpi wygięcie pasm, to grubość wygięcia x można obliczyć z następujących stosunków:

$$\frac{x}{1 \text{ cm}} = \frac{10^{15}}{10^{18}} = 10^{-3},$$

gdzie: 10^{15} — koncentracja w obszarze wygięcia, czyli w obszarze przypowierzchniowym;
 $x = 10^{-3}$ cm;
 x — warstwa przypowierzchniowa o zmniejszonej koncentracji, w której to warstwie występuje wygięcie pasm energetycznych.



Rys. 11. Modelowe przedstawienie warstwy przypowierzchniowej kryształu, w której występuje wygięcie pasm

Jeśli chcemy obliczyć ilość przypowierzchniowych warstw atomowych dla wygięcia 10^{-3} cm, to wygięcie występuje na:

$$z = \frac{10^{-3} \text{ cm}}{10^{-8} \text{ cm}} = 10^5 \text{ warstw.}$$

14. Podsumowanie

Praca poświęcona jest omówieniu wszystkich istotnych zjawisk zachodzących na powierzchniach i w obszarach przypowierzchniowych metali i półprzewodników, a głównie półprzewodników. Omówiono powstawanie ładunków Q_{SS} na powierzchni, różne struktury warstw przypowierzchniowych i różne przebiegi barier potencjałów w tych warstwach, opisując niektóre przypadki przy pomocy równań Poissona. Wykazano, że wygięcie pasm energetycznych na powierzchniach półprzewodników jest o kilka rzędów wielkości większe niż na powierzchniach metali. Podano

przykład obliczenia geometrycznej grubości d obszaru przypowierzchniowego w półprzewodniku o koncentracji $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ i ilości monoatomowych warstw w tym obszarze.

Artykuł wpłynął do redakcji 25.04.2007 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano we wrześniu 2007 r.

LITERATURA

- [1] J. CHELIKOWSKI i in., Phys. Rev. B, 8, 1973, 278b.
- [2] R. A. POLLAK, Phys. Rev. Lett., 29, 1103, 1972.
- [3] A. MANY, Y. GOLDSTEIN, N. B. GROVER, Semiconductor Surfaces, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965, 2 nd ed., North-Holland, New York, 1971.
- [4] H. RIECHERT i in., Surf. Sci., 162, 184, 1985.
- [5] D. E. ESTMAN, W. D. GROBMAN, Phys. Rev. Lett., 29, 508, 1972.
- [6] W. E. SPICER, J. Appl. Phys, 31, 2077, 1960.
- [7] L. K. GALBRAITH, T. E. FISCHER, Surf. Sci. 30, 185, 1972.
- [8] J. ASSMANN, W. MÖNCH, Surf. Sci., 99, 34, 1980.
- [9] L. JAMES i in., J. Appl. Phys, 42, 4976, 1971.
- [10] K. JACOBI i in., Surf. Sci., 141, 109, 1984.
- [11] H. R. RIECHERT, S. F. ALVARADO, Phys. Rev. Lett., USA, 52, 2297, 1984.
- [12] S. P. SVENSSON i in., J. Vac. Sci. Technol. B, USA, 2, 235, 1984.
- [13] G. W. GOBELI, F. G. ALLEN, Phys. Rev., 137, A 243, 1965.
- [14] J. VAN LEAR, J. J. SCHEER, Surf. Sci., 8, 342, 1967, Solid State Commun. 3, 189, 1975.
- [15] G. W. GOBELI, F. G. ALLEN, Phys. Rev., 137, A 245, 1969.
- [16] D. REDFIELD, Phys. Rev., 124, 1809, 1961.
- [17] N. B. Kindig, J. of Appl. Phys, 38, 3285, 1967.
- [18] J. VAN LAAR, A. HUIJSER, J. Vac. Sci. Technol., vol. 13, no 4, 1976.
- [19] L. LEY, M. CARDONA, R. A. POLLAK, Topics in Applied Physics, Photoemission in Solids, II, Photoemission in Semiconductors, 27, 11, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979.
- [20] J. WOJAS, *Fizyka powierzchni półprzewodników*, Akademicka Oficyna Wydawnicza, Warszawa, 1995.
- [21] Y. HATANAKA i in., Appl., Surf. Sci, 142, 227, 1999.
- [22] P. E. GREGORY, W. E. SPICER, Phys. Rev. 13, 725, 1976.
- [23] R. FOWLER, Phys. Rev. 38, 45, 1931.
- [24] I. J. TAMM, Phys. Rev. 39, 170, 1932.
- [25] W. SHOCKLEY, *Elektry i dziury w półprzewodnikach*, PWN, Warszawa, 1956.
- [26] J. ŁAGOWSKI, H. C. GATOS, Surf. Science 38, 252, 1973; 40, 216, 1973.
- [27] G. CHIAROTTI i in., Phys. Rev., 4, 3398, 1971.
- [28] P. E. GREGORY, W. E. SPICER i in., Applied Phys. Letters, 25, 511, 1974.
- [29] J. SZUBER, Elektron Technol., Poland, 20, 323, 1996.
- [30] C. SOLTERBECK i in., Phys. Rev Lett., 79, 4681, 1997.

- [31] B. A. NESTERENKO, O. W. SNITKO, *Fizyczne swojejstwa (atomarno-czystoj powierchnosti potu-prowodnikow)*, Naukowa Dumka, Kijew, 1984, Nauka Publishers, Moscow, 1988.
- [32] J. WOJAS, *Fotoelektryczne badania półprzewodników*, Wydawnictwo Naukowe SEMPER, Warszawa, 1994.
- [33] J. WOJAS, *Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji*, 42, z. 3, 287, 1996.
- [34] J. WOJAS, *Acta Physica Polonica*, A 60, 767, 1981.
- [35] J. WOJAS, *Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji*, 40, z. 3, 321, 1994.
- [36] B. SEROCZYŃSKA-WOJAS, J. WOJAS, *Polish Journal of Chemistry*, 64, 183, 1990.
- [37] J. WOJAS, B. SEROCZYŃSKA-WOJAS, *Annales Universitatis Mariae Curie-Sklodowska, Lublin – Polonia*, XLIII/XLIV, 31, 341, 1988/89.
- [38] V. VERGARA, V. E. SPICER, *J. Appl. Phys.*, USA, 80, 1809, 1996.
- [39] J. WOJAS, *Archiwum Elektrotechniki*, Tom XXXII, 375, 1983.
- [40] A. P. SOBOLEW, N. N. SOBOLEVA, *Żurnal Prikladnoj Spektroskopii*, 54, 1016, 1991.
- [41] T. E. FISCHER, *Surf. Sci.*, 26, 587, 1971; 30, 185, 1972.
- [42] C. L. BALESTRA, J. ŁAGOWSKI, H. G. GATOS, *Surf. Sci.*, 64, 457, 1977; 69, 53, 1977.
- [43] C. I. SPINDT i in., *Appl. Phys. Lett.*, 54(12), 1148, 1989.
- [44] C. A. SCHMUTTENMAER i in., *Chem. Phys.*, 205, 91, 1996.
- [45] XU SHIHONG i in., *Surf. Sci. Lett.*, 4, 25, 1997.
- [46] G. S. DONG i in., *Surf. Interface Anal.*, 24, 653, 1996.
- [47] P. MARTENSSON, *Phys. Rev. B*, USA, 33, 8855, 1986.
- [48] J. SKONIECZNY i in., *Z. Phys. B. Condensed Matter*, 85, 211, 1991.
- [49] J. WOJAS, *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów*, Centralny Ośrodek szkolenia i Wydawnictw SEP, Warszawa, 2005.

W. WOJAS, J. WOJAS

Electronic structure of semiconductor surfaces and its interpretation in different cases

Abstract. The paper reports important physical parameters which are related to the surface of solids, namely: densities of the occupied electron states in surface-charge regions and potentials of surface monolayers. The band-bending and shapes of potential distribution in a surface-charge region were considered including the shapes of the Schottky barrier. For mathematical presentation of different surface barriers, the Poisson's equations are used. An individual calculation of the surface-layer width for metal and semiconductor was made.

Keywords: solid-state physics, surface engineering, semiconductor physics

Universal Decimal Classification: 537.311.33