

Stanisław KOCHOWSKI

FENOMENOLOGICZNA ANALIZA STANÓW POWIERZCHNIOWYCH W UKŁADZIE PÓLPRZEWODNIK-DIELEKTRYK

Streszczenie. Przedstawiono rezultaty analizy wpływu parametrów stanów powierzchniowych na charakterystyki układów półprzewodnik-dielektryk. Pokazano, że eksperymentalne dane efektu polowego, fotonapięcia powierzchniowego i charakterystyk C-V w układzie krzem-dielektryk dobrze są opisywane modelem stanów powierzchniowych z eksponencjalnym rozkładem gęstości w funkcji energii. Dla układu arsenek galu-dielektryk należy uwzględnić przestrzenny rozkład stanów.

PHENOMENOLOGICAL ANALYSIS OF THE SURFACE STATES IN SEMICONDUCTOR-INSULATOR SYSTEM

Summary. The results of analysis of influence of surface states parameters on the characteristics of semiconductor-insulator systems have been presented. It is shown that the field effect data, the surface photovoltage and C-V characteristics for silicon-insulator system are correctly described on the basis of surface states model with exponential density distribution in energy. For gallium arsenide-insulator system the spatial distribution of states is necessary.

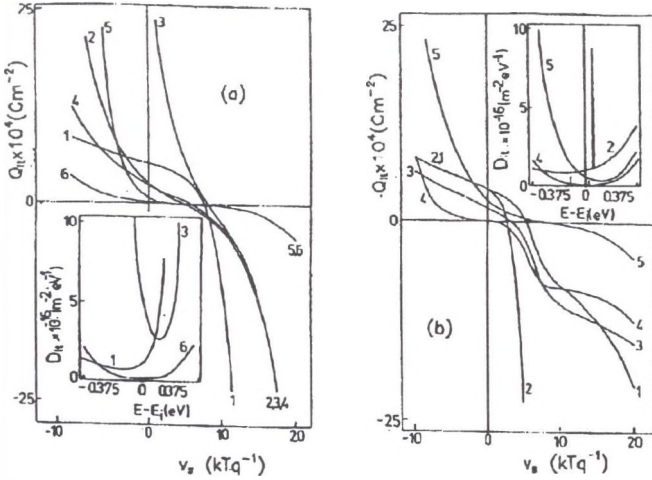
ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В СИСТЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК

Резюме. Представлены результаты анализа влияния параметров поверхностных состояний (ПС) на характеристики систем полупроводник-диэлектрик. Из результатов следует, что экспериментальные данные эффекта поля, поверхностного фотонапряжения, вольт-фарадных характеристик для систем кремний-диэлектрик хорошо описывает модель ПС с экспоненциальным распределением по энергии. Для систем арсенид галлия - диэлектрик необходимо учитывать пространственное распределение состояний.

1. Wstęp

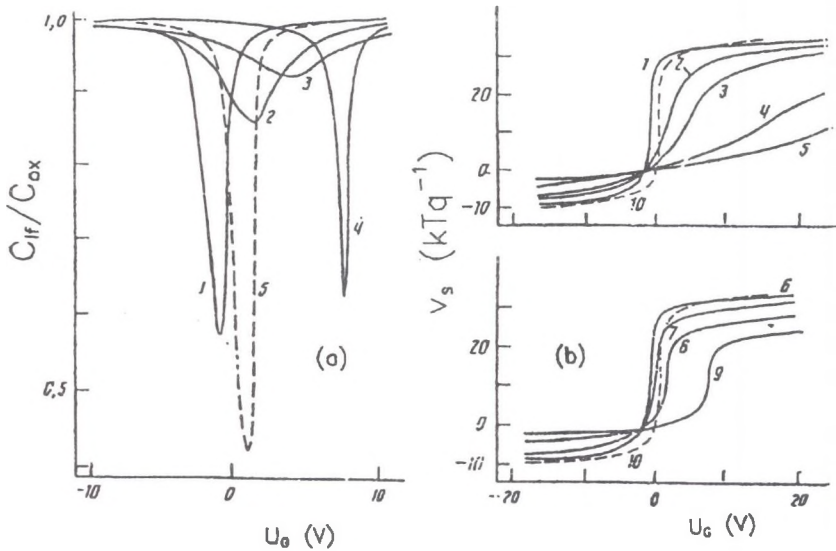
Rozwój współczesnej mikroelektroniki półprzewodnikowej związany jest nierozłącznie z badaniami własności międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk. Stanowi ona podstawowy element zintegrowanych struktur półprzewodnikowych. Z tą międzypowierzchnią związane są różne typy zlokalizowanych stanów elektronowych [1]. Przedmiotem tej pracy są te stany, które łatwo wymieniają ładunki z objętością półprzewodnika, ich obsadzenie zmienia się przy zmianie potencjału powierzchniowego, a poziomy energetyczne znajdują się w paśmie zabronionym półprzewodnika. W literaturze określa się je jako szybkie stany międzypowierzchni, pułapki powierzchniowe, pułapki międzypowierzchni bądź stany powierzchniowe. O praktycznym wykorzystaniu półprzewodnika w mikroelektronice decyduje możliwość wytworzenia stabilnej międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk z niską gęstością tych stanów.

Pomimo optymalizacji technologii wytwarzania międzypowierzchni Si-SiO₂ oraz znacznych osiągnięć w zakresie technologii formowania międzypowierzchni półprzewodnik III-V dielektryk w dalszym ciągu prowadzone są badania stanów powierzchniowych w tych układach [2]. W pracy dokonano przeglądu wyników uzyskanych przez autora w zakresie fenomenologicznej analizy procesów elektronowych wywoływanych obecnością stanów powierzchniowych w układzie półprzewodnik-dielektryk [3-22]. Przedstawiono możliwości opisu eksperymentalnych charakterystyk układów Si-dielektryk oraz GaAs-dielektryk na bazie modelu stanów powierzchniowych o ciągłym rozkładzie gęstości w funkcji energii i w przestrzeni.



Rys. 1. Ładunek w stanach powierzchniowych Q_{it} w funkcji potencjału powierzchniowego v_s dla różnych parametrów stanów (a) kontinuum stanów w kształcie litery U. Krzywe: 1 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.55$, $b = 0.05$; 2 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.25$, $b = 0.25$; 3 - $A = 5 \times 10^{15}$, $B = 5 \times 10^{16}$, $a = 0.25$, $b = 0.35$; 4 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.25$, $b = 0.15$; 5 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a = 0.25$, $b = 0.55$; 6 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a = 0.25$, $b = 0.25$; (A, B w $m^{-2}eV^{-1}$) (b) kontinuum stanów w kształcie litery U i dyskretny rozkład stanów. Krzywe: 1 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.05$, $N_{tA} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 2 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.05$, $N_{tA} = 8 \times 10^{16}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 3 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a, b = 0.05$, $N_{tA} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 4 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a, b = 0.25$, $N_{tA}, N_{tD} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 1$, $\epsilon_{tD} = -4$; 5 - $A = 5 \times 10^{14}$, $B = 5 \times 10^{15}$, $a, b = 0.25$, $N_{tD} = 5 \times 10^{14}$, $\epsilon_{tD} = -5$, $N_{tA} = 0$; (A, B w $m^{-2}eV^{-1}$, N_{tA}, N_{tD} w m^{-2} , $\epsilon_{tA}, \epsilon_{tD}$ w kT)

Fig. 1. The dependence of surface charge Q_{it} vs. surface potential v_s (a) U-shaped continuum of the states. Curves: 1 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.55$, $b = 0.05$; 2 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.25$, $b = 0.25$; 3 - $A = 5 \times 10^{15}$, $B = 5 \times 10^{16}$, $a = 0.25$, $b = 0.35$; 4 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.25$, $b = 0.15$; 5 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a = 0.25$, $b = 0.55$; 6 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a = 0.25$, $b = 0.25$; (A, B in $m^{-2}eV^{-1}$) (b) U-shaped continuum and discrete distribution of states. Curves: 1 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.05$, $N_{tA} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 2 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.05$, $N_{tA} = 8 \times 10^{16}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 3 - $A, B = 5 \times 10^{15}$, $a, b = 0.05$, $N_{tA} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 2$, $N_{tD} = 0$; 4 - $A, B = 5 \times 10^{14}$, $a, b = 0.25$, $N_{tA}, N_{tD} = 5 \times 10^{15}$, $\epsilon_{tA} = 1$, $\epsilon_{tD} = -4$; 5 - $A = 5 \times 10^{14}$, $B = 5 \times 10^{15}$, $a, b = 0.25$, $N_{tD} = 5 \times 10^{14}$, $\epsilon_{tD} = -5$, $N_{tA} = 0$; (A, B in $m^{-2}eV^{-1}$, N_{tA}, N_{tD} in m^{-2} , $\epsilon_{tA}, \epsilon_{tD}$ in kT)



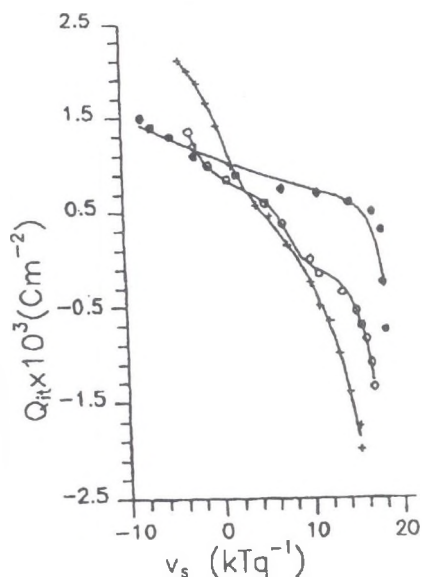
Rys. 2. Obliczone niskoczęstotliwościowe charakterystyki pojemnościowo-napięciowe struktur MIS (a) i zależność potencjału powierzchniowego v_s od napięcia U_G na elektrodzie bramki (b) dla różnych parametrów stanów powierzchniowych. (a) wartości A, B (w $m^{-2}eV^{-1}$), krzywe: 1, 4 - 5×10^{14} , 2 - 5×10^{15} , 3 - 1×10^{16} . Wartości a, b : 1 - 3 - 0.15; 4 - 0.5; 5 - struktura idealna (b) wartości A, B (w $m^{-2}eV^{-1}$), krzywe: 1 - 1×10^{14} , 2 - 5×10^{15} , 3 - 1×10^{16} , 4 - 5×10^{16} , 6 - 9 - 5×10^{14} . Wartości a, b 1 - 6 - 0.15, 7 - 0.3, 8 - 0.4, 9 - 0.5, 10 - struktura idealna

Fig. 2. The calculated low-frequency capacitance-voltage characteristics of MIS structures (a) and dependence of surface potential v_s vs. gate voltage U_G (b) for different values of the surface states parameters. (a) values A, B (in $m^{-2}eV^{-1}$), curves: 1, 4 - 5×10^{14} , 2 - 5×10^{15} , 3 - 1×10^{16} . Values a, b : 1 - 3 - 0.15; 4 - 0.5; 5 - ideal structure (b) values A, B (in $m^{-2}eV^{-1}$), curves: 1 - 1×10^{14} , 2 - 5×10^{15} , 3 - 1×10^{16} , 4 - 5×10^{16} , 6 - 9 - 5×10^{14} . Values a, b 1 - 6 - 0.15, 7 - 0.3, 8 - 0.4, 9 - 0.5, 10 - ideal structure

2. Charakterystyka pośrednich metod określania parametrów stanów powierzchniowych

Do podstawowych metod określania parametrów stanów powierzchniowych (rozkładu gęstości stanów w funkcji energii $D_{it}(E)$, przekrojów czynnych na wychwyty nośników) w układzie półprzewodnik-dielektryk należą badania efektu polowego i fotonapięcia powierzchniowego [20, 23, 24].

W przypadku powierzchni realnej metoda efektu polowego polega na pomiarze zmian przewodnictwa próbki umieszczonej w prostopadłym do jej powierzchni polu elektrycznym. Porównując obliczone teoretycznie przewodnictwo powierzchniowe próbki z danymi eksperymentalnymi znajduje się zmianę ładunku w stanach powierzchniowych ΔQ_{it} w funkcji potencjału powierzchniowego v_s . Analiza zależności $\Delta Q_{it}(v_s)$ dostarcza informacji o rozkładzie gęstości stanów w funkcji energii. W badaniach powierzchni pokrytych grubą warstwą dielektryka (pasywowanych) wykorzystuje się pojemnościowy efekt polowy. Polega on na pomiarach charakterystyk pojemnościowo-napięciowych (C-V) struktur MIS. Informacje o parametrach stanów powierzchniowych uzyskuje się przez analizę odchyleń zmierzonej charakterystyki od charakterystyki obliczonej dla struktury bez stanów powierzchniowych (struktury idealnej).



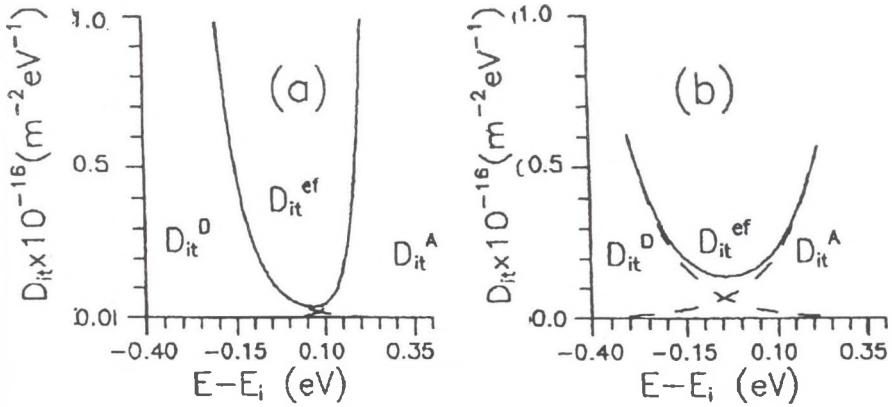
Rys. 3. Ładunek w stanach powierzchniowych Q_{it} w funkcji potencjału powierzchniowego v_s dla realnej powierzchni Si. \otimes - powierzchnia niedomieszkowana, \circ - powierzchnia domieszkowana Au z H_2O , $+$ - powierzchnia domieszkowana Au z HF. Linie ciągłe przedstawiają najlepsze dopasowanie punktów eksperymentalnych przy zastosowaniu modelu stanów (1) - (2)

Fig. 3. Charge in surface states Q_{it} vs surface potential v_s for real Si surface. \otimes - undoped surface, \circ - surface doped Au from H_2O , $+$ - surface doped with Au from HF. Full lines represent the best fit of experimental points obtained by using surface states model (1) - (2)

Pomiary fotonapięcia powierzchniowego ΔV_s (zmiany powierzchniowej bariery potencjału pod wpływem oświetlenia próbki) pozwalają określić początkowe zagięcie pasm na powierzchni V_{so} i dostarczają informacji o dynamicznych parametrach stanów. Określenie wpływu parametrów stanów powierzchniowych na takie charakterystyki wymaga założenia modelu stanów, który wynika z natury międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk.

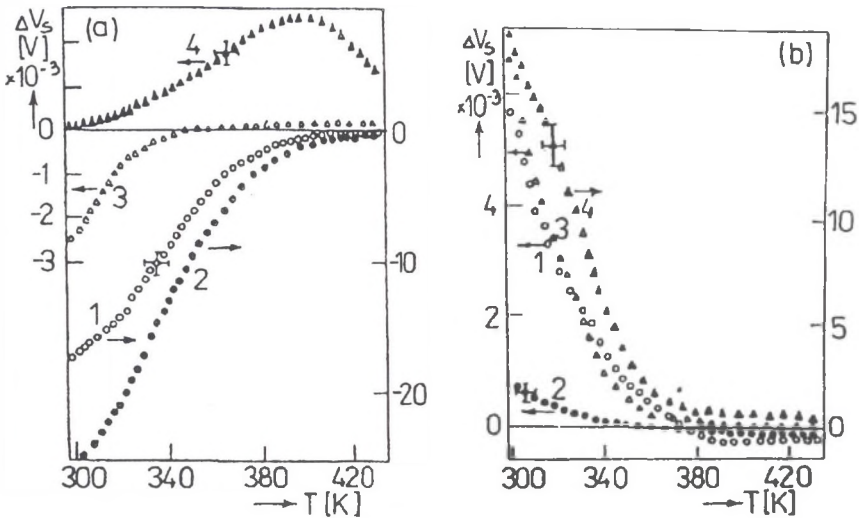
3. Poglądy na naturę międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk

Występujące na realnej powierzchni Si defekty, przypadkowy rozkład zaadsorbowanych atomów i cząsteczek itp. prowadzą do naruszenia symetrii translacyjnej potencjału atomowego w pobliżu powierzchni. Są to naruszenia takiego rodzaju, że przy translacjach rzędu stałej sieci wzdłuż powierzchni wartość potencjału atomowego fluktuuje w sposób przypadkowy wokół pewnej wartości średniej. Dla układów Si-SiO₂ charakterystyczne są zmiany długości wiązań i kątów między nimi w tetraedrach krzemowo-tlenowych (SiO₄), a także niepełne (SiO_x, $x < 4$) lub hydratyzowane (Si(OH)₄) tetraedry. Deformacje tetraedrów prowadzą do zmiany efektywnego ładunku ich centralnych atomów Si, a w ten sposób do powstania pól przypadkowych. Opis zachowania elektronu w polach przypadkowych jest podstawą elektronowej teorii układów nieuporządkowanych. Występowanie pól przypadkowych prowadzi do powstania zlokalizowanych stanów elektronowych. Wartości energii jonizacji poziomów energetycznych odpowiadających tym stanom zmieniają się praktycznie w sposób ciągły w granicach przerwy ruchliwości. Większym wartościom energii odpowiadają głębsze fluktuacje potencjału, których prawdopodobieństwo wystąpienia jest mniejsze. W efekcie gęstość stanów maleje w miarę oddalania się od krawędzi ruchliwości — tworzą się ogony pasm. Poziomy stanowiące ogony pasma przewodnictwa są typu akceptorowego, a ogony pasma walencyjnego typu donorowego. Rozciągłość tych ogonów zależy od stopnia nieuporządkowania w układzie. Obecność pola przypadkowego wpływa także na poziomy energetyczne związane z występowaniem w układzie defektów samoistnych lub obecnością obcych atomów powodując poszerzenie tych poziomów. Prowadzić to może do wystąpienia rozmytych maksimum na tle ciągłego spektrum stanów. Singh i Madhukar [25] opisali teoretycznie międzypowierzchnię Si-SiO₂ jako układ ze statystycznymi fluktuacjami potencjału. Przeprowadzili obliczenia gęstości stanów. Łącząc metody statystyczne z zasadą wariacyjną uzyskali wyrażenie na gęstość stanów w ogonach pasm w postaci eksponencjalnej zależności od energii. Podobne typy zależności wynikają z innych prac [19].



Rys. 4. Typowy rozkład gęstości stanów powierzchniowych D_{it} w funkcji energii E dla realnej powierzchni Si (a) i utlenionej powierzchni Si (b)

Fig. 4. Typical density distribution D_{it} of surface states vs energy E for real Si surface (a) and oxidized Si surface (b)



Rys. 5. Eksperymentalne zależności fotonapięcia powierzchniowego w funkcji temperatury dla Si typu p (a) i typu n (b): powierzchnia trawiona (1), wygrzewana w 700K (2) w 920K (3), w 970K (4) [16]

Fig. 5. Experimental dependences of surface photovoltage on temperature for p (a) and n (b) type Si; surface etched (1) baked at 700K (2), 920K (3), and 970K (4) [16]

4. Model i obliczenia

Opierając się na rezultatach przedstawionych w poprzedniej części założono, że w obszarze międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk występują stany typu akceptorowego i donorowego, których rozkłady gęstości przyjęto w postaci

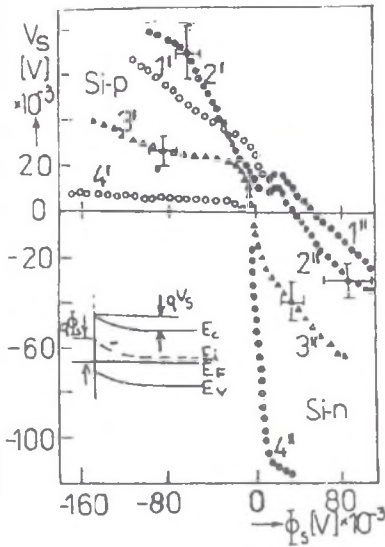
$$D_{it}^A(E) = A \exp(aE), \quad (1)$$

$$D_{it}^D(E) = B \exp(-bE), \quad (2)$$

odpowiednio dla stanów typu akceptorowego i donorowego. E jest wartością energii stanu (w jednostkach kT , zero energii odpowiada środkowi pasma zabronionego), natomiast A , B , a , b są parametrami charakteryzującymi spektrum stanów. Udział stanów typu niesamoistnego opisano dyskretnymi poziomami o gęstościach N_{tA} , N_{tD} i energiach ϵ_{tA} , ϵ_{tD} odpowiednio dla stanów typu donorowego i akceptorowego. W oparciu o założony model przeprowadzono obliczenia wpływu parametrów stanów na charakterystyki efektu pola $\Delta Q_{it}(v_s)$, niskoczęstotliwościowe charakterystyki C-V struktur MIS, zależność potencjału powierzchniowego od napięcia na elektrodzie bramki $v_s(U_G)$ oraz zależność powierzchniowej bariery potencjału od temperatury. Przykładowe rezultaty przedstawiono na rysunkach.

Z rys. 1 wynika, że kształt charakterystyk $\Delta Q_{it}(v_s)$ silnie zależy od parametrów spektrum energetycznego stanów. Osobliwości związane z obsadzaniem stanów dyskretnych znikają, jeżeli ich gęstości znacznie różnią się od gęstości ciągłego spektrum stanów. Podobne rezultaty otrzymano zastępując poziomy dyskretny rozkładem stanów typu gaussowskiego.

Wskazuje to na ograniczone możliwości eksperymentalnego rozróżnienia poziomów dyskretnych od ciągłego spektrum stanów w oparciu o pomiary stacjonarnego efektu polowego. Z rys. 2 wynika, że parametry charakteryzujące ciągłe spektrum stanów w istotny sposób determinują kształt charakterystyk C-V struktur MIS. Do podobnego wniosku doprowadziła analiza zmian powierzchniowej bariery potencjału z temperaturą [13]. Uzyskane rezultaty stały się podstawą do opracowania metodyki określania parametrów stanów powierzchniowych przez dopasowywanie teoretycznych i eksperymentalnych krzywych efektu pola [8]. Przykłady takiego dopasowania przedstawiono na rys. 3, natomiast rys. 4 obrazuje typowe rozkłady gęstości stanów powierzchniowych w układzie Si-dielektryk znalezione opisaną metodą.

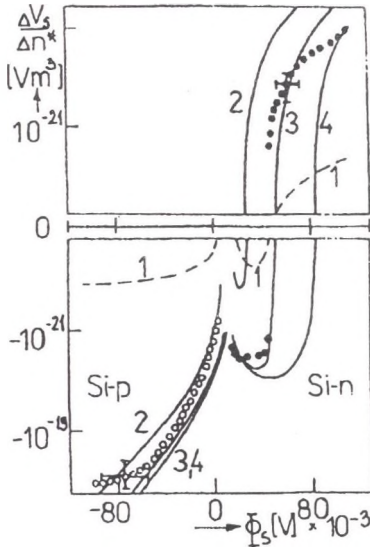


Rys. 6. Eksperymentalne zależności potencjału powierzchniowego V_s od położenia poziomu Fermiego na powierzchni ϕ_s dla Si typu p(′) i typu (″); próbka trawiona (1), wygrzewana w 700K (2), w 920K (3), w 970K (4) [16]

Fig. 6. Experimental dependences of surface potential V_s on ϕ_s for p(′) and n(″) type Si; sample etched (1), baked at 700K (2), 920K (3) and 970K (4) [16]

Badania temperaturowej zależności fotonapięcia powierzchniowego [16, 17] wykazały zauważalny wpływ stanu powierzchni badanej próbki na obserwowane charakterystyki (rys. 5), co sugeruje istotny wpływ stanów powierzchniowych na powstawanie tego zjawiska. Rezultaty przedstawione na rys. 6 i 7 wyraźnie to potwierdzają, świadcząc jednocześnie o możliwości opisu zjawiska (rys. 7) na gruncie rozważanego modelu stanów powierzchniowych. Badania struktur MIS wykonanych na bazie GaAs ujawniają szereg osobliwości w charakterystykach pojemnościowo-napięciowych i przewodnościowo-napięciowych takich struktur.

Charakterystyki C-V wykazują efekty histerezy i dyspersję częstotliwościową pojemności w akumulacji [18]. Autorzy pracy [26] sugerują, że takie efekty są typowe dla układów MIS z GaAs i są determinowane stanami powierzchniowymi. Podjęto więc próbę opisu tych efektów na gruncie rozważanego modelu. Przyjęto hipotezę, że przyczyną efektów histerezy i dyspersji częstotliwościowej charakterystyk C-V jest fakt, iż stany powierzchniowe, oprócz rozkładu w funkcji energii, rozłożone są przestrzennie w obszarze międzypowierzchni. Założono rozkład gęstości stanów w funkcji współrzędnej typu gaussowskiego z maksimum na powierzchni i zanikiem gęstości w głąb dielektryka.

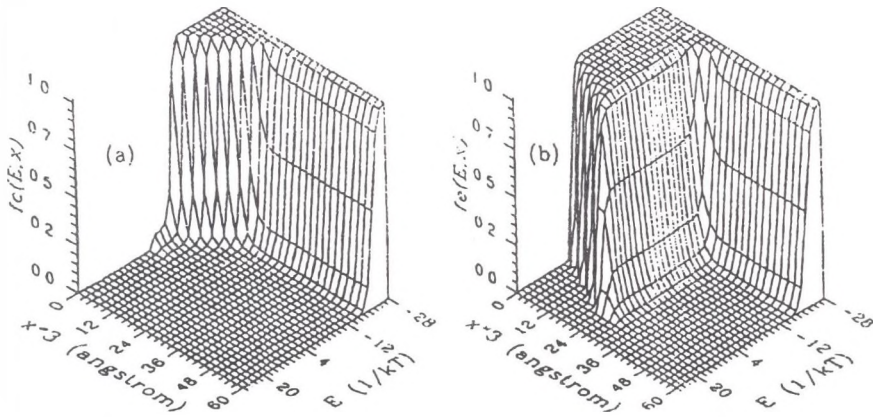


Rys. 7. Eksperymentalne zależności $\Delta V_s/\Delta n^*$ w funkcji położenia poziomu Fermiego na powierzchni ϕ_s dla próbek Si typu p(\circ) i typu n(\square) wygrzewanych w 700K. Krzywe teoretyczne: (1) - $A = B = 0$; (2) - $A = 5 \times 10^{13}$, $B = 1 \times 10^{14}$, $a = b = 0.15$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$; (3) - $A = 1 \times 10^{14}$, $B = 1 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.5$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$; (3) - $A = B = 1 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.3$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$. A, B w $m^{-2}eV^{-1}$ [17]

Fig. 7. Experimental dependences $\Delta V_s/\Delta n^*$ on ϕ_s for samples of p(\circ) and n-type Si (\square) baked at 700K. Teoretical curves: (1) - $A = B = 0$; (2) - $A = 5 \times 10^{13}$, $B = 1 \times 10^{14}$, $a = b = 0.15$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$; (3) - $A = 1 \times 10^{14}$, $B = 1 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.5$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$; (3) - $A = B = 1 \times 10^{15}$, $a = 0.15$, $b = 0.3$, $\ln(r_v/r_c)_a = 7$, $\ln(r_v/r_c)_d = -3$. A, B in $m^{-2}eV^{-1}$ [17]

Wystąpienie histerezy charakterystyk C-V można wytłumaczyć analizując nierównowagową funkcję obsadzenia stanów powierzchniowych $f(E, x, t)$ [22] w zależności od położenia poziomu Fermiego na powierzchni, które zmienia się z wartością potencjału powierzchniowego v_s .

Na rys. 8 przedstawiono rezultaty takiej analizy. Z rysunku wynika, że przy tym samym zagięciu pasm obsadzenie stanów powierzchniowych podczas przechodzenia struktury MIS ze zubożenia do akumulacji różni się od obsadzenia przy przejściu w kierunku przeciwnym. Wiąże się to z asymetrią procesów wychwyty i emisji nośników przez stany powierzchniowe. Wskutek różnicy w obsadzeniu pozostaje pewien ładunek w stanach powierzchniowych, co ujawni się w postaci histerezy charakterystyk C-V. Na rys. 9 przedstawiono przykłady takich charakterystyk. Kształt pętli histerezy zależy od parametrów

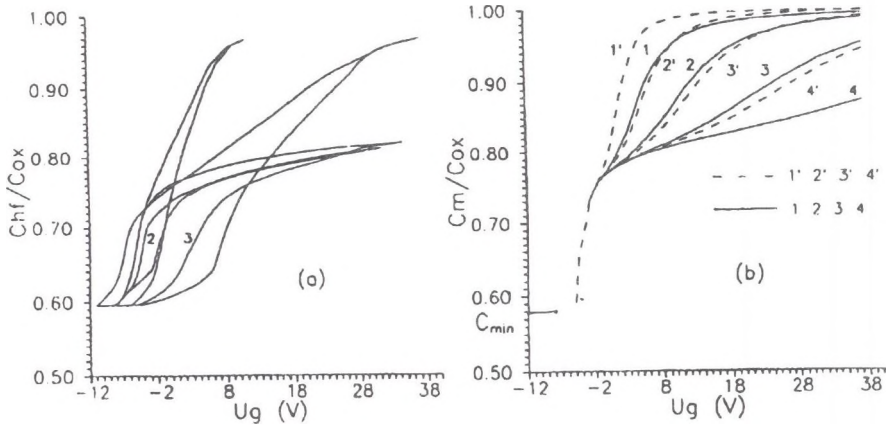


Rys. 8. Funkcja obsadzenia stanów powierzchniowych przy $v_s = -20kT/q$ podczas przejścia struktury MIS ze zubożenia do akumulacji (a) i z akumulacji do zubożenia (b)
 Fig. 8. The occupancy function of interface states at $v_s = -20kT/q$ for transition of MIS structure from depletion to accumulation (a) and from accumulation to depletion (b)

stanów powierzchniowych. W ramach modelu możliwe jest również wytłumaczenie częstotliwościowej dyspersji pojemności struktur MIS (rys. 9b). Takie podejście różni się od prezentowanego w licznych pracach, gdzie zakłada się, że za dyspersję częstotliwościową i efekty histerezy odpowiedzialne są stany różnej natury.

5. Podsumowanie

Model stanów powierzchniowych w postaci poziomów typu akceptorowego i donorowego, których gęstości rosną eksponencjalnie w funkcji energii, w kierunku dozwolonych pasm półprzewodnika, pozwala opisać podstawowe cechy doświadczalnych krzywych efektu pola, fotonapięcia powierzchniowego, charakterystyk C-V dla realnej i utlenionej powierzchni krzemu. Założenie przestrzennego rozkładu stanów w obszarze międzypowierzchni półprzewodnik-dielektryk pozwala wytłumaczyć efekty histerezy i dyspersję częstotliwościową charakterystyk C-V struktur MIS z arsenku galu.



Rys. 9. Efekty histerezowe w wysokoczęstotliwościowych charakterystykach C-V (a) i dyspersja częstotliwościowa pojemności C_m (b) struktur MIS dla różnych parametrów stanów powierzchniowych (GaAs typ n). (a) krzywe: 1 - $a = b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$; 2 - $a = 0.35$, $b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 1\text{Å}$; 3 - $a = 0.35$, $b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, $A = B = 5 \times 10^{15} eV^{-1}m^{-2}$; krzywa 4 - $a = b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, $A = 4 \times 10^{16} eV^{-1}m^{-2}$, $B = 1 \times 10^{16} eV^{-1}m^{-2}$. (b) $A = B = 5 \times 10^{15} eV^{-1}m^{-2}$, - - - $\sigma_{A,B} = 1\text{Å}$, — $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, częstotliwość $f = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ Hz odpowiednio dla krzywych 1 - 1', 2 - 2', 3 - 3', 4 - 4'

Fig. 9. The hysteresis effects in high-frequency C-V characteristics (a) and the frequency dispersion of MIS capacitance C_m (b) for different parameters of interface states (n-type GaAs). (a) curves: 1 - $a = b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$; 2 - $a = 0.35$, $b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 1\text{Å}$; 3 - $a = 0.35$, $b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, $A = B = 5 \times 10^{15} eV^{-1}m^{-2}$; curve 4 - $a = b = 0.1$, $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, $A = 4 \times 10^{16} eV^{-1}m^{-2}$, $B = 1 \times 10^{16} eV^{-1}m^{-2}$. (b) $A = B = 5 \times 10^{15} eV^{-1}m^{-2}$, - - - $\sigma_{A,B} = 1\text{Å}$, — $\sigma_{A,B} = 5\text{Å}$, frequency $f = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$ Hz for curves 1 - 1', 2 - 2', 3 - 3', 4 - 4', respectively

Literatura

- [1] Y. C. Cheng, *Progr. Surf. Sci.* **8** (1977), 181-218.
- [2] TH. Dittrich, H. Angermann, W. Füssel, H. Flietner, *Phys. Stat. Sol. (a)* **140** (1993), 463-470.
- [3] B. Długosz, S. Kochowski, *Thin Solid Films* **88** (1982), 381-384.
- [4] S. Kochowski, M. Nowak, *Proc. 29 Intern. Wiss. Koll. TH Ilmenau, Ilmenau* 1984, 57-60.

- [5] B. Adamowicz, S. Kochowski, Proc. 29 Intern. Wiss. Koll. TH Ilmenau, Ilmenau 1984, 41-44.
- [6] S. Kochowski, S. Łoś, Z. Łudzik, Zesz. Nauk. Pol. Śl. Mat.-Fiz. **43** (1985), 127-137.
- [7] S. Kochowski, Acta Phys. Polon. **A67** (1985), 437-441.
- [8] S. Kochowski, M. Nowak, Acta Phys. Polon. **A69** (1986), 517-524.
- [9] S. Kochowski, Acta Univ. Wratislaviensis **937** (1986), 169-176.
- [10] B. Adamowicz, S. Kochowski, S. Kończak, *ibid.*, 169-176.
- [11] S. Kochowski, Proc. Seventh Czechoslovak Conf. on Elektron. and Vac. Phys., Bratislava 1985, 230-235.
- [12] B. Adamowicz, S. Kochowski, S. Kończak, *ibid.*, 273-278.
- [13] S. Kochowski, B. Adamowicz, Proc. 32 Intern. Wiss. Koll. TH Ilmenau, Ilmenau 1987, 73-76.
- [14] S. Kochowski, Poverchnost', Fiz. Chim. Mech. **10** (1987), 57-60
- [15] B. Adamowicz, S. Kochowski, Acta Univ. Wratislaviensis **1025** (1988), 13-19.
- [16] B. Adamowicz, S. Kochowski, Surf. Sci. **200** (1988), 172-178.
- [17] B. Adamowicz, S. Kochowski, 19th Intern. Conf. Phys. Semicond., Warsaw 1988, W. Zawadzki (ed.), Inst. Phys. Polish Acad. Sci. Warsaw 1988, Vol. 1, 737-740.
- [18] S. Łoś, S. Kochowski, Thin Solid Films **165** (1988), 21-28.
- [19] S. Kochowski, Zesz. Nauk. Pol. Śl. Mat.-Fiz. **60** (1989), 103-115.
- [20] B. Adamowicz, S. Kochowski, Zesz. Nauk. Pol. Śl. Mat.-Fiz. **60** (1989), 19-30.
- [21] S. Kochowski, Acta Phys. Polon. **A82** (1992), 761-764.
- [22] S. Kochowski, Technologia elektronowa, V Konferencja Naukowa ELTE'94, Szczyrk 1994, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1994, t. 2, 576-579.
- [23] F. Bertz, *Surface Physics of Phosphors and Semiconductors*, C. G. Scott and C. E. Reed (eds.), Academic Press, London 1975, 143-220.
- [24] A. Many, Y. Goldstein, N. B. Grover, *Semiconductor Surfaces*, North Holland, Amsterdam-London 1971.

- [25] J. Singh, A. Madhukar, J. Vac. Sci. Technol. **19** (1981), 437-442.
- [26] Li. He, H. Hasegawa, Ji-kui. Luo, H. Ohno, Appl. Surf. Sci. **33/34** (1988), 1030-1036.

Recenzent: Prof. dr hab. Anna Szaynok

Wpłynęło do redakcji 28.12.1994 r.

Abstract

Electronic processes connected with existence of localized electron states at semiconductor – insulator – interface (surface states) are basis factors deciding about practical use of semiconductors.

In paper the results of works concerning of analysis of influence of surface state parameters on the electrical characteristics of semiconductor – insulator systems have been presented. The experimental investigations and the numerical calculations for the silicon – insulator and gallium arsenide – insulator systems have been performed. It is shown that the field effect data, the surface photovoltage characteristics as well as capacitance – voltage characteristics for silicon – insulator system are correctly described on the basis of surface state model with exponential density distribution in energy of donor type and acceptor type of states. The gallium arsenide metal – insulator – semiconductor structures typically shows the frequency dispersion of capacitance and hysteresis effects in capacitance – voltage characteristics. The mentioned phenomena can be explained by emission and trapping of carriers in one system of surface states which exhibit continuous distribution of state density both in energy and in space. The existence of these states follows from disorder induced surface state model.