

Aleksander OPILSKI

Marian URBANCZYK

Zdzisław KUBIK

OKRESLENIE ROZKŁADU KONCENTRACJI DOMIESZEK

W ZŁĄCZU PÓŁPRZEWODNIKOWYM METODĄ AKUSTYCZNYCH FAL POWIERZCHNIOWYCH

STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono teoretyczne podstawy akustycznej metody wyznaczania rozkładu koncentracji nośników w złączu półprzewodnikowym na podstawie spektroskopii napięcia akustoelektrycznego poprzecznego.

1. WSTĘP

Akustyczna fala powierzchniowa propagując się po powierzchni ośrodka piezoelektrycznego, wytwarza pole elektryczne o składowej podłużnej i poprzecznej, prostopadłej do powierzchni propagacji. Pole to oddziałując z nośnikami ładunku w przylegającym do falowodu akustycznego półprzewodniku wytwarza podłużne oraz poprzeczne napięcia akustoelektryczne. Oddziaływanie pola elektrycznego fali z nośnikami obejmuje obszar o grubości równej promieniowi ekranowania Debye'a. Głębokość oddziaływania można zmieniać przez przyłożenie do półprzewodnika poprzecznego zewnętrznego pola elektrycznego.

W pracy proponuje się wykorzystać zależność poprzecznego napięcia akustoelektrycznego od poprzecznego napięcia polaryzującego do określenia koncentracji domieszek w złączu.

2. ANALIZA TEORETYCZNA

Rozważmy obszar przy powierzchniowy półprzewodnika, zawierający domieszki akceptorowe i donorowe, odpowiednio o koncentracjach N_A i N_D .

Kadunek w półprzewodniku można zapisać następującym wyrażeniem:

$$Q_s = \int_0^{\infty} \rho(x) dx \quad (1)$$

gdzie

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A) \quad (2)$$

jest gęstością ładunku.

Wyrażając koncentracje elektronów n i dziur p w dowolnym punkcie półprzewodnika poprzez potencjał elektrostatyczny u , otrzymamy:

$$n = n_i \exp(u) \quad \text{oraz} \quad p = n_i \exp(-u) \quad (3)$$

gdzie n_i - koncentracja samoistna oraz $u = q\varphi/kT$

Korzystając z warunku neutralności elektrycznej w głębi półprzewodnika:

$$q(p - n + N_D - N_A) = 0 \quad (4)$$

a także z równania Poissona:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (5)$$

wiążącego potencjał elektryczny z rozkładem gęstości ładunku $\rho(x)$, można określić różniczkową pojemność obszaru ładunku przestrzennego półprzewodnika:

$$C_s = A \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L} \frac{\sinh u_s - \sinh u_b}{F_s} \quad (6)$$

gdzie: A - powierzchnia próbki,

$\epsilon_0 \epsilon_s$ - przenikalność dielektryczna półprzewodnika,

$$L = \frac{k T \epsilon_s \epsilon_0}{i 2 q^2 n_i} \quad (7)$$

L - długość promienia ekranowania w półprzewodniku samoistnym,

$$u_s = \frac{q \varphi_s}{k T}, \quad u_b = \frac{q \varphi_b}{k T} \quad (8)$$

jest potencjałem powierzchniowym i objętościowym,

$$F_s = \pm \{ 2[(u_b - u_s) \sinh u_b - (\cosh u_b - \cosh u_s)] \}^{1/2} \quad (9)$$

jest funkcją Kingstone'a I rodzaju.

Z wyrażenia (6) wynika, że pojemność obszaru ładunku przestrzennego C_s jest funkcją potencjału powierzchniowego u . Zmieniając potencjał powierzchniowy powodujemy zmianę pojemności C_s . Zmiany potencjału powierzchniowego proponuje się dokonać przez przyłożenie poprzecznego napięcia do elektrody położonej na półprzewodniku oraz elektrody

położonej na falowodzie akustycznym pod półprzewodnikiem. Naturalne tlenki na powierzchni półprzewodnika lub specjalnie naniesiony dielektryk na powierzchni falowodu akustycznego pozwalają na skonstruowanie prostej struktury MIS. Przyłożone do elektrody napięcie polaryzujące rozkłada się na spadek napięcia w warstwie dielektryka oraz potencjał powierzchniowy. Pojemność różniczkową struktury MIS można potraktować jako pojemność zastępczą szeregowo połączonych pojemności cienkiej warstwy dielektryka C_i oraz pojemności obszaru ładunku przestrzennego półprzewodnika C_s , tzn.:

$$C = \frac{C_i C_s}{C_i + C_s} \quad (10)$$

gdzie:

$$C_i = \frac{A \epsilon_i \epsilon_0}{d_i}$$

$\epsilon_i \epsilon_0$ - przenikalność dielektryka,

d_i - grubość warstwy dielektryka.

Zgodnie z wynikami prac [1,2], na podstawie zależności pojemności wypadkowej struktury MIS od zmian napięcia polaryzującego, dla warunku zubożenia obszaru przypowierzchniowego, można wyznaczyć profil koncentracji atomów domieszek, a włącznie nośników swobodnych w kierunku prostopadłym do powierzchni półprzewodnika:

$$n(x) = 2 [q \epsilon_s \epsilon_0 A \frac{d(\frac{1}{C^2} - 1)}{dU}] \quad (11)$$

Z (10) i (8) wynika, że:

$$\frac{1}{C^2} = \left[\frac{1}{C_i} + \frac{L_i F_s}{A \epsilon_s \epsilon_0 (\sinh u_s - \sinh u_b)} \right]^2 \quad (12)$$

Po przekształceniach, wyrażenie (11) przyjme postać:

$$n(x) = K g(u) \left[\frac{d u_s}{d u} \right]^{-1} \quad (13)$$

przy czym $U = u \frac{kT}{q}$

$$K = 2 n_i \quad (14)$$

$$g(u) = (\sinh u_s - \sinh u_b) \left[\left[\frac{d u_s}{L_i \epsilon_s} + \frac{F_s}{\sinh u_s - \sinh u_b} \right] \right]^*$$

$$\left[\frac{\sinh u_s - \sinh u_b}{F_s} - \frac{F_s \cosh u_s}{\sinh u_s - \sinh u_b} \right]^{-1} \quad (15)$$

Potencjał powierzchniowy u jest funkcją napięcia polaryzującego na elektrodzie U , zatem funkcja $g(u)$ również będzie zależna od napięcia U .
Rozkład koncentracji domieszek określa wyrażenie [3]:

$$N(x) = n(x) + \frac{kT}{q} \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{q} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (16)$$

Współrzędną x można wyznaczyć z zależności:

$$x = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s A}{c_s} \quad (17)$$

lub

$$x = \left[\frac{k T \epsilon_0 \epsilon_s}{q^2 n_i} \right]^{1/2} \frac{[(u_b - u_s) \sinh u_b - \cosh u_b + \cosh u_s]}{\sinh u_s - \sinh u_b} \quad (18)$$

W celu wyznaczenia profilu koncentracji domieszek na podstawie wyrażeń (3), (16) i (18) należy zmierzyć zależność potencjału powierzchniowego u od napięcia polaryzującego U na elektrodzie polowej. Zależność tę proponuje się wyznaczyć pośrednio z pomiarów napięcia akustoelektrycznego poprzecznego.

W pracy [4] podano wyrażenie, przedstawiające teoretyczną zależność napięcia akustoelektrycznego od potencjału powierzchniowego:

$$U_{AE} = \frac{\mu_{nb}^2 - \mu_{pb}^2 + n \frac{L}{iL_e} (\mu_{nn}^2 - \mu_{pp}^2) \alpha_s}{\mu_{pb} + \mu_{nb} + n \frac{L}{iL_e} (\mu_{pp} + \mu_{nn})} \frac{4 \omega \epsilon \epsilon_0 V}{s o o} \quad (19)$$

gdzie:

$$G_n = G(-u_s, -u_b) = \int_{u_s}^{u_b} \frac{\exp(u) - \exp(u_b)}{F(u, u_b)} du \quad (20a)$$

$$G = G(u_s, u_b) = \int_u^{u_b} \frac{\exp(-u) - \exp(-u_b)}{F(u, u_b)} \quad (20b)$$

są funkcjami Kingstone'a II-ego rodzaju.

$$L = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_s k T}{q (n_b + p_b)} \quad (20c)$$

- L - efektywny promień ekranowania Debye'a,
- n_b, p_b - koncentracja elektronów i dziur w półprzewodniku,
- μ_n, μ_p - ruchliwość elektronów i dziur w półprzewodniku,
- α_0 - współczynnik tłumienia fali akustycznej,
- S - moc fali akustycznej,
- ω, v - częstotliwość i prędkość fali akustycznej.

Wyznaczając eksperymentalnie zależność poprzecznego napięcia akustoelektrycznego od napięcia zewnętrznego na elektrodzie połowej $U(u)$ oraz porównując ją z zależnością teoretyczną, wyznaczoną z (19), otrzymamy zależność potencjału powierzchniowego od napięcia zewnętrznego $u(u)$, a także wartość funkcji $g(u)$ dla danego napięcia u .

Ostatecznie rozkład koncentracji przyjmie postać:

$$n(x) = K g(u_s) \frac{dU_{AE}}{du_s} \left[\frac{dU_{AE}}{du} \right]^{-1} \quad (21)$$

W (21) pochodne przedstawiają nachylenie charakterystyk teoretycznej i eksperymentalnej. Pomiary $U_{AE}(u)$ należy wykonać w warunkach zubożenia obszaru przy powierzchniowego półprzewodnika.

W Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej zbudowano stanowisko, wspomagane sterownikiem mikrokomputerowym MISTER Z-80, do badań przedstawioną metodą rozkładu nośników w złączu półprzewodnikowym.

LITERATURA

- [1] Gelder W., et al., J. Electrochem. Soc., 138, vol. 118, 1971,
 - [2] Marciniak W., Biul. WAT 71, nr. 11, 1972,
 - [3] Kennedy D.P., O'Brien R.R., IBM J. Res. Develop. March, 1969,
 - [4] Kubik Z., Praca doktorska, IF Uniw. Gdańsk, 1984.
- Recenzent: Doc. dr Z. Surowiak, U. Śl. Katowice

Измерение профиля концентрации носителей заряда в полупроводниковом переходе при помощи акустических поверхностных волн
(ПАВ)

Р е з ю м е

В работе представлены теоретические основы акустического метода определения профиля концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковом переходе. Показано, что профиль можно получить, используя зависимость поперечного акустоэлектрического напряжения от внешнего поперечного напряжения приложенного к полупроводнику.

INVESTIGATION OF IMPURITY ATOM DISTRIBUTION IN SEMICONDUCTOR JUNCTION BY MEANS OF SURFACE ACOUSTIC WAVE

S U M M A R Y

The mathematical analysis of the measurement of impurity atom distribution in semiconductor junction is presented. In this method we use surface acoustic wave (SAW) spectroscopy by monitoring transvers acousticoelectric voltage (TAV) vs. externally applied voltage.