

О. В. Осадчук¹
В. С. Осадчук¹
Я. О. Осадчук¹

ВПЛИВ ЄМНОСТІ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ НА ГАЗОРЕАКТИВНИЙ ЕФЕКТ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СЕНСОРАХ ГАЗУ

¹Вінницький національний технічний університет

Розглянуто механізм виникнення просторового заряду в приповерхневій області напівпровідникових сенсорів газу, що приводить до появи диференціальної ємності, яка залежить від концентрації вимірюваних газів. Розв'язок рівняння Пуассона показав, що диференціальна ємність просторового заряду приповерхневої області напівпровідникових сенсорів газу експоненційно залежить від поверхневого потенціалу, залежного від концентрації досліджуваних газів. Ємність приповерхневого шару просторового заряду напівпровідникових сенсорів газу залежить від поверхневого потенціалу, зміна якого визначається дією на поверхню сенсора певною концентрацією досліджуваних газів. Зміна реактивної складової повного опору напівпровідникових сенсорів від концентрації досліджуваних газів описує суть газореактивного ефекту, що у свою чергу, дозволяє отримати залежність вихідної частоти від концентрації діючих газів в автогенераторних перетворювачах. Для домішкових напівпровідників залежність диференційної ємності приповерхневого шару від безрозмірного електростатичного потенціалу на поверхні напівпровідника буде мати зсув мінімуму для зразків n-типу у бік від'ємних, а для зразків p-типу — у бік позитивних значень поверхневого електростатичного потенціалу.

Проведені експериментальні дослідження залежності ємності газового сенсора типу АЧЕ виробництва України від зміни концентрації метану за різних напруг живлення автогенераторного перетворювача показали достатню зміну. Дослідження проведено на основі частотного методу, в якому концентрація газу перетворюється у частотний вихідний сигнал.

Експериментальна залежність зміни ємності шару просторового заряду газового сенсора від зміни концентрації метану, що діє на сенсор, підтверджує теоретичний хід ємності просторового заряду від зміни поверхневого потенціалу, яка змінюється від одиниць до шістдесяти пікофарад.

Ключові слова: напівпровідникові сенсори газу, газореактивний ефект, реактивні властивості напівпровідників, повний опір, приповерхневий шар, ємність просторового заряду.

Вступ

Характеристики сенсорів газу визначають точність і надійність систем управління і регулювання приладів контролю технологічних процесів, безпеку роботи установок в хімічній промисловості, ядерній енергетиці, нафтогазовій промисловості, в наукових дослідженнях тощо. Тому для сенсорів газу висуваються жорсткі вимоги. Вони повинні бути економічними, забезпечувати високу точність вимірювання, мати мінімальні габарити, вагу та енергоспоживання, бути сумісними з сучасними ЕОМ та мати можливість виготовлення за стандартною інтегральною технологією [1]—[6].

На теперішній день існуючі напівпровідникові сенсори газу не задовольняють вищезначеним вимогам. Вони мають низький вихідний сигнал, низьку точність і чутливість, вимагають застосування аналого-цифрових перетворювачів і підсилювальних пристроїв для подальшої обробки сигналу. Перспективним науковим напрямком, що дозволяє усунути недоліки використовуваних аналогових сенсорів газу, є створення перетворювачів, які реалізують принцип перетворення «концентрація газу — частота» на основі автогенераторних напівпровідникових структур з від'ємним диференціальним опором.

Як показали теоретичні та експериментальні дослідження, для створення автогенераторних перетворювачів газу з частотним вихідним сигналом необхідно знати залежність повного опору пер-

винних напівпровідникових сенсорів від дії газу на них, що визначає суть газореактивного ефекту, оскільки зміна повного опору первинних напівпровідникових сенсорів під дією газу визначає залежність вихідної частоти автогенераторних перетворювачів від концентрації газу [7]—[11]. В первинних напівпровідникових сенсорах газу вважається, що під дією газу змінюється тільки опір. Проте для автогенераторних перетворювачів газу з частотним виходом навіть невелика зміна реактивної складової повного опору первинного сенсора газу приводить до значної зміни вихідної частоти, тому необхідно розглянути фізико-математичну модель появи ємності просторового заряду, що визначає величину ємності та її залежність від фізичних процесів на поверхні. Саме таке питання розглядається у цій роботі.

Фізико-математична модель утворення ємності приповерхневого шару просторового заряду в напівпровідникових сенсорах газу

Зразок напівпровідника, на основі якого зроблено газові сенсори, за нормальних умов повинен бути електрично нейтральним. Звідси випливає, що поверхневий заряд $Q_{\text{пов}}$ повинен бути скомпенсованим рівним за величиною і зворотним за знаком зарядом в приповерхневому шарі напівпровідника. Цей заряд екранує об'єм напівпровідника від проникнення в нього електричного поля. Він складається в загальному випадку з іонізованих донорів і акцепторів та рухливих електронів і дірок в об'ємі напівпровідника. Таким чином, приповерхневий шар напівпровідника є шаром просторового заряду, який екранує об'єм напівпровідника від електричного поля поверхневого заряду, причому це екранування здійснюється за рахунок рівноважної концентрації електронів і дірок в шарі, які відрізняються від внутрішніх.

Розподіл електростатичного потенціалу в шарі просторового заряду визначається рівнянням Пуассона за відповідних граничних умов. Найповніший і точний розв'язок рівняння Пуассона проведено в роботах К. Гаретта і Браттейна, який представлено в монографіях [12], [13]. В цих роботах розглянуто загальний випадок напівпровідника, на який діє збуджувальний фактор. Це приводить до порушення термодинамічної рівноваги в такому напівпровіднику і появи концентрації n -електронів і p -дірок, які перевищують термодинамічно рівноважні величини n_0 і p_0 . У будь-якій точці напівпровідника значення концентрацій n і p за відсутності виродження визначаються за статистикою Больцмана [14]

$$n = n_i e^{-\frac{q}{kT}(\psi - \phi_n)}; \quad p = n_i e^{\frac{q}{kT}(\phi_p - \psi)}, \quad (1)$$

де n_i — концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику; q — заряд електрона; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура; ϕ_n , ϕ_p — квазірівні Фермі в напівпровіднику n - і p -типу; ψ — електростатичний потенціал.

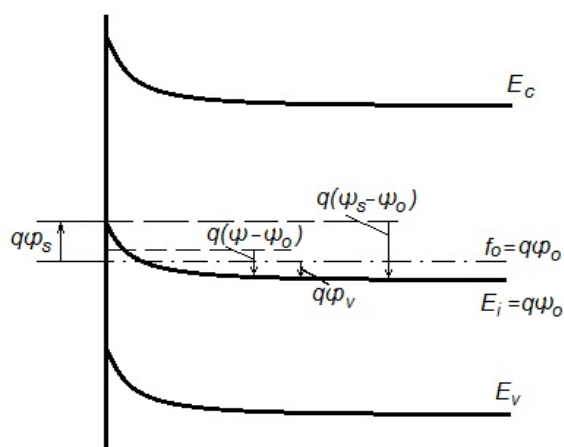


Рис. 1. Енергетична схема приповерхневого шару просторового заряду [15]

Квазірівні Фермі мають властивості електрохімічного потенціалу. За термодинамічної рівноваги $\phi_p = \phi_n = \phi_0$, а концентрації носіїв заряду мають при цьому рівноважні значення в усіх точках, у тому числі і поблизу поверхні.

Електростатичний потенціал ψ є мірою потенціальної енергії електрона у шарі просторового заряду і характеризує викривлення енергетичних зон кристала у цій області. Потенціал поза поверхневим шаром просторового заряду, при $x \rightarrow \infty$ позначається як ψ_0 , і його значення вибирається таким чином, щоб потенціальна енергія електрона всередині кристала $q\psi_0$ збігалася зі значенням енергії Фермі у власному напівпровіднику E_i . Цю величину називають серединою забороненої зони в об'ємі і на поверхні напівпровідника. Значення

електростатичного потенціалу всередині приповерхневого шару просторового заряду тоді буде характеризуватися величиною $q(\psi_S - \psi_0)$, як показано на рис. 1. Розташування рівноважного рівня Фермі в об'ємі напівпровідника буде визначатися величиною $q\phi_v = q(\phi_0 - \psi_0)$, за допомогою якої визначаються об'ємні рівноважні концентрації дірок і електронів [13]

$$p_0 = n_i e^{\frac{q\phi_v}{kT}}; \quad n_0 = n_i e^{-\frac{q\phi_v}{kT}}. \quad (2)$$

Розташування рівня Фермі на поверхні напівпровідника визначається величиною $q\phi_s = q(\phi_0 - \psi_s)$, за якою визначаються поверхневі концентрації носіїв заряду

$$p_s = n_i e^{\frac{q\phi_s}{kT}}; \quad n_s = n_i e^{-\frac{q\phi_s}{kT}}. \quad (3)$$

Безрозмірну величину $q\phi_s$ називають поверхневим потенціалом, на відміну від поверхневого електростатичного потенціалу $q(\psi_S - \psi_0)$.

Знак електростатичного потенціалу у відповідності зі співвідношеннями (1) і (3) буде від'ємним, якщо зони поблизу поверхні вигнуті догори, і позитивним, якщо вони вигнуті донизу. Відповідно знаки потенціалів ϕ_v і ϕ_s будуть від'ємні, якщо рівень Фермі розташовано у верхній половині забороненої зони в об'ємі або в нижній на поверхні. На рис. 1 показано випадок, коли $q(\psi_S - \psi_0)$ і $q\phi_v$ мають від'ємний знак, а $q\phi_s$ — додатний.

Розглянемо розв'язання рівняння Пуассона для напівбезкінечного напівпровідника. Для одномірного випадку це рівняння має вигляд [13], [14]

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon\epsilon_0}\rho(x), \quad (4)$$

де ϵ — діелектрична стала напівпровідника; ϵ_0 — діелектрична стала вакууму; $\rho(x)$ — щільність об'ємного заряду у точці напівпровідника, яка віддалена на відстані x від його поверхні.

Граничні умови для розв'язання рівняння описуються формулами

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \psi_S, \text{ якщо } x = 0, \\ \psi &= \psi_0 \text{ і } \frac{d\psi}{dx} = 0, \text{ якщо } x \rightarrow \infty. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Якщо існує повна іонізація домішкових атомів, розподілених рівномірно по об'єму напівпровідника, то щільність заряду у будь-якій точці напівпровідника описується рівнянням

$$\rho(x) = q(N_d - N_a + p - n), \quad (6)$$

де N_d і N_a — концентрації іонізованих донорів і акцепторів.

Оскільки умова електричної нейтральності поза поверхневим шаром просторового заряду записується у вигляді співвідношення

$$N_d - N_a + p_0 - n_0 = 0, \quad (7)$$

де p_0 і n_0 — рівноважні об'ємні концентрації дірок і електронів, то рівняння (6) набуває вигляду

$$\rho(x) = q[(p - p_0) - (n - n_0)]. \quad (8)$$

Використання співвідношень (1)—(3) дозволяють представити щільність об'ємного заряду і вигляді функції електростатичного потенціалу, що приводить до такого вигляду рівняння Пуассона [15]:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2\pi q n_i}{\epsilon\epsilon_0} \left[e^{\frac{q}{kT}(\phi_p - \psi)} - e^{\frac{q}{kT}(\phi_0 - \psi_0)} - e^{\frac{q}{kT}(\psi - \phi_n)} + e^{\frac{q}{kT}(\psi_0 - \phi_0)} \right]. \quad (9)$$

Якщо вважати, що квазірівні Фермі ϕ_p і ϕ_n майже не змінюються з координатою всередині приповерхневої області просторового заряду, то рівняння (9) має тільки величину ψ , яка залежить від координати x . Для зручності інтегрування рівняння (9) вводяться: безрозмірна величина —

електростатичний потенціал [15]

$$y = \frac{q}{kT}(\psi - \psi_0), \quad (10)$$

та безрозмірна величина γ , яка характеризує об'ємні властивості зразка напівпровідника

$$\gamma = \left(\frac{p_0}{n_0}\right)^{1/2} = \frac{p_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0} = e^{\frac{q}{kT}(\phi_0 - \psi_0)} = e^{\frac{q}{kT}\phi_0}. \quad (11)$$

З виразу (11) випливає, що $\gamma = 1$ для власного напівпровідника. Величина γ буде тим більша одиниці, чим сильніше виявляється діркова провідність в цьому зразку напівпровідника і, отже, чим нижче розташовано рівноважний рівень Фермі відносно рівня потенціалу ψ_0 . Вона буде тим більша одиниці, чим вище діркова провідність зразка напівпровідника і отже, чим нижче розташовано рівноважний рівень Фермі відносно рівня потенціалу ψ_0 . Величина γ буде тим менша одиниці, чим більша електронна провідність зразка напівпровідника і, відповідно, чим вище розташовано рівноважний рівень Фермі відносно рівня потенціалу ψ_0 .

Введемо також безрозмірну величину, яка характеризує ступінь відхилення концентрації носіїв заряду від їх рівноважних значень в об'ємі напівпровідника. Якщо процеси захоплення надлишкових носіїв заряду в об'ємі напівпровідника відсутні, то ступінь порушення термодинамічної рівноваги в напівпровіднику може бути визначена безрозмірним рівнем інжекції [15]

$$\alpha = \frac{\Delta n}{n_i} = \frac{\Delta p}{n_i}, \quad (12)$$

де $\Delta n = \Delta p$ — надлишкова концентрація носіїв заряду в об'ємі напівпровідника за межами приповерхневої області просторового заряду. В цьому випадку $\psi = \psi_0$ і з урахуванням (1) можна встановити зв'язки між рівнем інжекції α і відстанями між квазірівнем і рівнем Фермі ($\phi_p - \phi_0$) і ($\phi_0 - \phi_n$) [15]

$$\left. \begin{aligned} e^{\frac{q}{kT}(\phi_p - \phi_0)} &= \alpha\gamma^{-1} + 1 = \frac{\Delta p}{p_0} + 1, \\ e^{\frac{q}{kT}(\phi_0 - \phi_n)} &= \alpha\gamma + 1 = \frac{\Delta n}{n_0} + 1. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

З використанням введених безрозмірних величин рівняння Пуассона набуває вигляду

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{4\pi q^2 n_i}{kT\epsilon\epsilon_0} [(\alpha + \gamma)e^{-y} - (\alpha + \gamma^{-1})e^y - (\gamma + \gamma^{-1})]. \quad (14)$$

Перший інтеграл рівняння (14) можна отримати, якщо праву і ліву частини цього рівняння помножити на $2(dy/dx)$ за граничних умов $dy/dx = 0$, якщо $y = 0$

$$2 \int_0^{\left(\frac{dy}{dx}\right)^2} d\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 = -\frac{8\pi q^2 n_i}{kT\epsilon\epsilon_0} \int_0^y [(\alpha + \gamma)e^{-y} - (\alpha + \gamma^{-1})e^y - (\gamma + \gamma^{-1})] dy. \quad (15)$$

Інтегрування рівняння (15) дозволяє отримати $\frac{dy}{dx}$, тобто напруженість електричного поля в будь-якій точці приповерхневої області просторового заряду напівпровідника

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2}{L_D} f(y, \gamma, \alpha), \quad (16)$$

де L_D — довжина екранування поля поверхневого заряду у власному напівпровіднику і дорівнює [14]

$$L_D = \left[\frac{kT \varepsilon \varepsilon_0}{2\pi q^2 n_i} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Позначимо функцію $f(y, \gamma, \alpha)$ так:

$$f(y, \gamma, \alpha) = \mp \left[(\alpha + \gamma)(e^{-y} - 1) + (\alpha + \gamma^{-1})(e^y - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y \right]^{1/2}. \quad (18)$$

За умови термодинамічної рівноваги $\alpha = 0$

$$f(y, \gamma) = \mp \left[\gamma(e^{-y} - 1) + \gamma^{-1}(e^y - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y \right]^{1/2}. \quad (19)$$

У формулах (18) і (19) від'ємний знак перед квадратною дужкою відповідає додатним значенням безрозмірного електростатичного потенціалу, а додатний знак — від'ємним значенням безрозмірного електростатичного потенціалу.

Заряд у приповерхневому шарі просторового заряду $Q_{\text{пр.зар}}$ однозначно зв'язаний з напруженістю електричного поля на межі шару. В загальному випадку цей зв'язок визначається таким виразом [15]:

$$-Q_{\text{пов}} = Q_{\text{пр.зар}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{4\pi} \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} = qn_i L_D f(y_s, \gamma, \alpha), \quad (20)$$

а за термодинамічної рівноваги

$$-Q_{\text{пов}} = Q_{\text{пр.зар}} = qn_i L_D f(y_s, \gamma), \quad (21)$$

де $y_s = \frac{q}{kT}(\psi_s - \psi_0)$ — значення безрозмірного електростатичного потенціалу на поверхні напівпровідника.

Відповідно до прийнятих умов, знаки функцій $f(y_s, \gamma, \alpha)$ і $f(y_s, \gamma)$ відповідають знаку заряду в шарі просторового заряду $Q_{\text{пр.зар}}$, а з другого боку — поверхневий заряд $Q_{\text{пов}}$ розташований у поверхневих станах.

В загальному випадку ємність характеризується зміною заряду від зміни напруги, тому зміна заряду в шарі просторового заряду у разі зміни поверхневого електростатичного потенціалу буде визначати ємність напівпровідникових сенсорів газу. Зв'язок між зарядом і потенціалом у приповерхневому шарі є нелінійним, тому диференціальна ємність шару просторового заряду визначається за формулою [15]

$$C_{\text{пр.зар}} = \frac{q}{kT} \left. \frac{\partial Q_{\text{пр.зар}}}{\partial y_s} \right|. \quad (22)$$

Підставляючи у вираз (22) формули (20), отримаємо:

$$C_{\text{пр.зар}} = qn_i \frac{q}{kT} L_D \left. \frac{\partial f(y_s, \gamma, \alpha)}{\partial y_s} \right|. \quad (23)$$

Після проведення диференціювання вираз (23) набуває вигляду

$$C_{\text{пр.зар}} = qn_i \frac{q}{kT} L_D \left. \frac{(\gamma^{-1} + \alpha)e^{y_s} - (\gamma + \alpha)e^{-y_s} + (\gamma - \gamma^{-1})}{2 \left[(\alpha + \gamma)(e^{-y_s} - 1) + (\alpha + \gamma^{-1})(e^{y_s} - 1) + (\gamma - \gamma^{-1})y_s \right]^{1/2}} \right|. \quad (24)$$

Співвідношення (24) значно спрощується для власного напівпровідника, коли $\gamma = 1$, і за відсутності процесів інжекції, коли $\alpha = 0$, тоді

$$C_{пр.зар} = qn_i \frac{q}{kT} L_D \left| \frac{(e^{y_s} - e^{-y_s})}{(e^{y_s} - e^{-y_s} + 2)^{1/2}} \right|. \quad (25)$$

Аналіз формули (25) показує, що диференціальна ємність просторового заряду набуває мінімального значення, коли $y_s = 0$, при цьому відсутнє викривлення енергетичних зон на поверхні напівпровідника і $C_{пр.зар}$ монотонно зростає як за позитивних, так і за від'ємних значень поверхневого потенціалу. За значних абсолютних значень y_s , коли $|y_s| \geq 3$, це зростання пропорційне $\exp\left(\frac{1}{2}|y_s|\right)$.

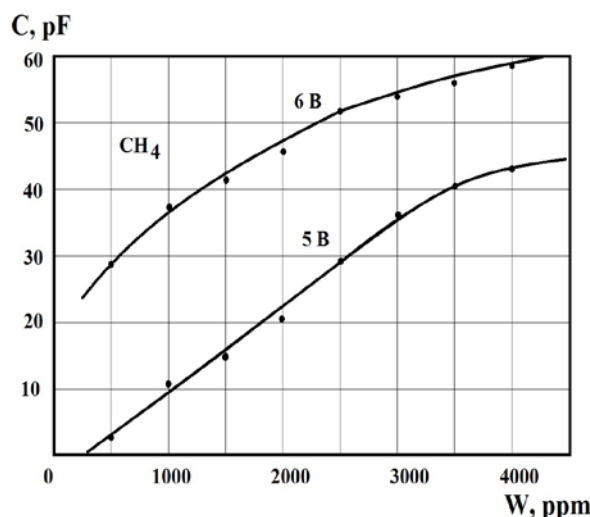


Рис. 2. Експериментальна залежність ємності газопровідного сенсора від концентрації метану за різних напруг живлення автогенераторного перетворювача

Для домішкових напівпровідників залежність диференційної ємності приповерхневого шару від y_s буде мати зсув мінімуму для зразків n -типу у бік від'ємних, а для зразків p -типу — у бік позитивних значень поверхневого електростатичного потенціалу.

На рис. 2 показано експериментальну залежність ємності газопровідного сенсора типу АЧЕ виробництва України від зміни концентрації метану за різних напруг живлення автогенераторного перетворювача. Дослідження зроблено на основі частотного методу, в якому концентрація газу перетворюється у частотний вихідний сигнал.

Як впливає з графіка (рис. 2), експериментальна залежність зміни ємності шару просторового заряду газопровідного сенсора від зміни концентрації

метану, що діє на сенсор, підтверджує теоретичний хід ємності просторового заряду від зміни поверхневого потенціалу.

Висновки

1. Ємність приповерхневого шару просторового заряду напівпровідникових сенсорів газу залежить від поверхневого потенціалу, зміна якого визначається дією на поверхню сенсора певної концентрації досліджуваного газу. Зміна повного опору напівпровідникових сенсорів від концентрації досліджуваних газів (в цьому випадку його реактивної складової) описує суть газореактивного ефекту, що у свою чергу, дозволяє отримати залежність вихідної частоти від концентрації діючих газів в автогенераторних перетворювачах.

2. На основі частотного методу визначено експериментальним шляхом величину ємності приповерхневого шару просторового заряду напівпровідникових сенсорів газу типу АЧЕ виробництва України, яка змінюється від одиниць до шістдесяті пікофарад.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- [1] З. Ю. Готра, Ред. *Мікроелектронні сенсори фізичних величин*. Львів: Ліга-Прес, 2002.
- [2] В. М. Арутюнян, «Микроэлектронные технологии — магистральный путь для создания химических твердотельных сенсоров», *Микроэлектроника*, № 4, с. 337-355, 1991.
- [3] В. М. Шарапова, Ред. *Датчики: Справочное пособие*. Москва: Техносфера, 2012.
- [4] Р. Г. Джексон, *Новейшие датчики*. Москва: Техносфера, 2007.
- [5] П. В. Новицкий, В. Г. Кноринг и В. С. Гутников, *Цифровые приборы с частотными датчиками*. Ленинград: Энергия, 1970.
- [6] Н. Schaumburg, *Sensoren*. Stuttgart: B. G. Teubner, 1992.
- [7] В. С. Осадчук, О. В. Осадчук та М. О. Прокопова, «Математична модель мікроелектронного частотного газопровідного перетворювача», *Вісник Вінницького політехнічного інституту*, № 4, с. 94-98, 2003.
- [8] О. В. Осадчук, О. О. Селецька та Л. В. Крилик, «Мікроелектронний оптичний перетворювач концентрації газу», *Вісник Хмельницького Національного університету. Серія: Технічні науки*, т. 2, № 6 (267), с. 121-125, 2018.
- [9] О. В. Осадчук, В. С. Осадчук та Я. О. Осадчук, «Радіовимірвальний перетворювач концентрації газу на транзисторній структурі з від'ємним опором», на Міжнародній наук. техн. конф. *Інформаційні технології та комп'ютерне моделювання*, Івано-Франківськ, 2017, с. 12-15.

- [10] A. Osadchuk, V. Osadchuk, O. Seletska and L. Krylik, "Microelectronic Transducer of Gas Concentration based on MOSFET with an Active Inductive Element," *Przegląd elektrotechniczny*, R. 95, № 4, p. 237-241, 2019.
- [11] В. С. Осадчук, О. В. Осадчук та М. О. Прокопова, «Частотний перетворювач газу на основі двох біполярних транзисторів з активним індуктивним елементом,» *Вісник Вінницького політехнічного інституту*, № 2, с. 86-90, 2005.
- [12] G. Heiland, *Zum Einfluß von adsorbiertenm Sanerstoff auf dieelektriesche Leitfahidkeit von Zinkoxidkristallen*. Berlin: Z.phys., 1954.
- [13] В. Л. Бонч-Бруевич и С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*. Москва: Наука, 1990.
- [14] К. В. Шалимова, *Физика полупроводников*. Москва: Энергия, 1985.
- [15] А. В. Ржанов, *Электронные процессы на поверхности полупроводников*. Москва: Наука, 1971.

Рекомендована кафедрою радіотехніки ВНТУ

Стаття надійшла до редакції 20.06.2019

Осадчук Олександр Володимирович — д-р техн. наук, професор, завідувач кафедри радіотехніки, e-mail: osadchuk.av69@gmail.com ;

Осадчук Володимир Степанович — д-р техн. наук, професор, професор кафедри радіотехніки;

Осадчук Ярослав Олександрович — канд. техн. наук, науковий співробітник кафедри радіотехніки.

Вінницький національний технічний університет, Вінниця

O.V. Osadchuk¹
V. S. Osadchuk¹
Ya. O. Osadchuk¹

Effect of Space Charge Capacity On Gas-reactive Effect In Semiconductor Gas Sensors

¹Vinnitsia National Technical University

The paper discusses the mechanism of the appearance of the space charge in the near-surface region of semiconductor gas sensors, which leads to the appearance of a differential capacitance, which depends on the concentration of the measured gases. Solving the Poisson equation showed that the differential capacitance of the space charge of the surface region of semiconductor gas sensors depends exponentially on the surface potential, which varies with the concentration of the measured gases. The capacity of the near-surface layer of the space charge of semiconductor gas sensors depends on the surface potential, the change of which is determined by the effect on the sensor surface by a certain concentration of the measured gases. The change in the reactive component of the impedance of semiconductor sensors to the concentration of the measured gases describes the essence of the gas-reactive effect, in turn, makes it possible to obtain the dependence of the output frequency on the concentration of active gases in self-oscillating transducers. For impurity semiconductors, the dependence of the differential capacitance of the surface layer on the dimensionless electrostatic potential on the semiconductor surface will have a minimum bias for n-type samples towards negative, and for p-type samples — towards positive values of surface electrostatic potential.

Experimental studies of the dependence of the capacitance of the gas sensor of the ACE type, made in Ukraine, on the change in methane concentration at different supply voltages of the autogenerator converter showed a sufficient change. The study was conducted on the basis of the frequency method, in which the gas concentration is converted into a frequency output signal.

The experimental dependence of the change in the capacitance of the spatial charge layer of the gas sensor on the change in methane concentration, acts on the sensor, which confirms the theoretical variation of the capacity of the space charge on the change in surface potential, which varies from units to sixty picofarads.

Keywords: semiconductor gas sensors, gas reactive effect, reactive properties of semiconductors, impedance, near-surface layer, space charge capacity.

Osadchuk Oleksandr V. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of the Chair of Radio Engineering, e-mail: osadchuk.av69@gmail.com ;

Osadchuk Volodymyr S. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Professor of the Chair of Radio Engineering;

Osadchuk Yaroslav O. — Cand. Sc. (Eng.), Researcher of the Chair of Radio Engineering

А. В. Осадчук¹
В. С. Осадчук¹
Я. А. Осадчук¹

Влияние емкости пространственного заряда на газореактивный эффект в полупроводниковых сенсорах газа

¹Винницкий национальный технический университет

Рассмотрен механизм возникновения пространственного заряда в приповерхностной области полупроводниковых сенсоров газа, вызывающий появление дифференциальной емкости, которая зависит от концентрации исследуемых газов. Решение уравнения Пуассона показало, что дифференциальная емкость пространственного заряда приповерхностной области полупроводниковых сенсоров газа экспоненциально зависит от поверхностного потенциала, изменяющегося от концентрации исследуемых газов. Емкость приповерхностного слоя пространственного заряда полупроводниковых сенсоров газа зависит от поверхностного потенциала, изменение которого определяется воздействием на поверхность сенсора исследуемых газов определенной концентрации. Изменение реактивной составляющей полного сопротивления полупроводниковых сенсоров от концентрации исследуемых газов описывает суть газореактивного эффекта, в свою очередь, позволяет получить зависимость выходной частоты от концентрации действующих газов в автогенераторных преобразователях. Для примесных полупроводников зависимость дифференциальной емкости приповерхностного слоя от безразмерного электростатического потенциала на поверхности полупроводника будет иметь смещение минимума для образцов *n*-типа в сторону отрицательных, а для образцов *p*-типа — в сторону положительных значений поверхностного электростатического потенциала.

Проведенные экспериментальные исследования зависимости емкости газового сенсора типа АЧЕ, производства Украины, от изменения концентрации метана при различных напряжениях питания автогенераторного преобразователя показали достаточное изменение. Исследование проведено на основе частотного метода, в котором концентрация газа преобразуется в частотный выходной сигнал.

Экспериментальная зависимость изменения емкости слоя пространственного заряда газового сенсора от изменения концентрации метана, действует на сенсор, что подтверждает теоретический ход емкости пространственного заряда от изменения поверхностного потенциала, которая меняется от единиц до шестидесяти пикофард.

Ключевые слова: полупроводниковые сенсоры газа, газореактивный эффект, реактивные свойства полупроводников, полное сопротивление, приповерхностный слой, емкость пространственного заряда.

Осадчук Александр Владимирович — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой радиотехники, e-mail: osadchuk.av69@gmail.com ;

Осадчук Владимир Степанович — д-р техн. наук, профессор, профессор кафедры радиотехники;

Осадчук Ярослав Александрович — канд. техн. наук, научный сотрудник кафедры радиотехники