

3. Highly efficient generation of GV/m-level terahertz pulses from intense femtosecond laser-foil interactions / H.-Y. Lei [et al.] // iScience. – 2022. – V. 25, Iss. 5. – P. 104336.
4. Generation of THz transients in FeCo/graphene nanobilayers by femtosecond laser pulses / I.V. Komissarov [et al.] // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 29 Aug.-3 Sept. 2021. – Chengdu, China. DOI: 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567468.
5. Free-carrier generation dynamics induced by ultrashort intense terahertz pulses in silicon/ A.V. Ovchinnikov [et al.] // Optics Express. – 2021. – V. 29, No. 16. – P. 26093-26102.
6. Silicon photonics integrated circuits: a manufacturing platform for high density, low power optical I/O's / P.P. Absil [et al.] // Optics Express. – 2015. – Vol. 23, Iss. 7. – P. 9369-9378.
7. Sze, S.M. Physics of Semiconductor Devices / S.M. Sze, K.K. Ng. – John Wiley and Sons, Hoboken, NJ, 2007. – 832 p
8. Thornber, K.K. Applications of scaling to problems in high-field electronic transport/ K.K. Thornber // J. Appl. Phys. – 1981. – V. 52, Iss. 1. – P. 279-290.
9. Scharfetter, D.L. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator/ D.L. Scharfetter, H.K. Gummel // IEEE Trans. Electron Devices. – 1969. – V.16, Iss.1. – P. 64-77.

ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА С РАБОЧИМ ВЕЩЕСТВОМ «ИЗОЛЯТОР – СОБСТВЕННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК – ИЗОЛЯТОР»

Н. А. Поклонский, И. И. Аникеев, С. А. Вyrko

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: poklonski@bsu.by*

Предложена модель конденсатора с рабочим веществом «изолятор – собственный полупроводник – изолятор». В качестве примера рассмотрен слой собственного кристаллического кремния (*i*-Si) различной толщины, отделенный от металлических обкладок конденсатора тонкими слоями изолятора (поликристаллического алмаза). Удельный индуцированный электрический дипольный момент слоя кремния рассчитан как функция электрического напряжения на металлических обкладках для различных толщин слоя *i*-Si при температуре 300 К. Показано, что с увеличением напряжения на металлических обкладках и толщины *i*-Si величина его электрического дипольного момента монотонно увеличивается.

Ключевые слова: собственный полупроводник; нелегированный кремний; электрический дипольный момент конденсатора; трехслойная приборная структура.

DIPOLE MOMENT OF ELECTRIC CAPACITOR WITH WORKING SUBSTANCE “INSULATOR – INTRINSIC SEMICONDUCTOR – INSULATOR”

N. A. Poklonski, I. I. Anikeev, S. A. Vyrko

*Belarusian State University, Nezavisimosti Ave. 4, 220030 Minsk, Belarus
Corresponding author: N. A. Poklonski (poklonski@bsu.by)*

A model of a capacitor with the working substance “insulator – intrinsic semiconductor – insulator” is proposed. As an example, a layer of intrinsic crystalline silicon (*i*-Si) of various thicknesses, separated from the metal plates of the capacitor by thin layers of insu-

lator (polycrystalline diamond), is considered. The specific induced electric dipole moment of silicon layer as function of the electric voltage on the metal plates is calculated for different thicknesses of the *i*-Si layer at temperature of 300 K. It is shown that the magnitude of the electric dipole moment of the *i*-Si increases monotonically with the voltage on the metal plates and the thickness of *i*-Si.

Key words: intrinsic semiconductor; undoped silicon; electric dipole moment of capacitor; three-layer device structure.

ВВЕДЕНИЕ

Аналитическое и численное решение задачи о экранировании иона примеси сферически симметричным облаком подвижных зарядов противоположного знака в кристаллическом полупроводнике приведено в работах [1–3]. В [2] следуя [4] было отмечено, что концепция нелинейного экранирования может быть обоснована только в полупроводниковых системах, когда среднеквадратичные флуктуации энергии подвижных некомпенсированных зарядов меньше тепловой энергии (для невырожденных полупроводников) и меньше энергии Ферми для вырожденных полупроводниковых систем. В работе [3] исследовалось распределение потенциала в тонком слое полупроводника. При нелинейном экранировании внешнего электрического поля большой напряженности в полубесконечном полупроводнике может возникнуть стратификация экранирующего заряда: структура содержащая два и более пространственно разделенных разноименно заряженных слоя (т. е. чередующихся слоев электронов и дырок) [5, 6]. Также возможно возникновение трехслойной структуры плазмы «заряженный слой – электронейтральный слой – заряженный слой» в газовой плазме, расположенной в сильном электрическом поле между разноименно заряженными плоскими металлическими электродами [7]. Электрическая емкость и распределение электростатического потенциала по толщине тонкопленочного конденсатора (структура Al–Al₂O₃–Al) рассчитывались в [8]. Низкочастотный адмиттанс и угол сдвига фаз между током и напряжением в конденсаторе с рабочим веществом «изолятор – частично разупорядоченный кремний – изолятор» рассчитывались в [9]. Исследовалось влияние процесса спаривания электроактивных дефектов на хаотический электростатический потенциал на поверхности полупроводника [10], а также определялись условия сильной локализации двумерного электронного газа при наличии этого потенциала [11]. Таким образом, расчет электрофизических характеристик конденсатора с полупроводником, отделенным слоями диэлектрика от его металлических обкладок, все еще является актуальной задачей.

Цель работы — рассчитать наведенный электрический дипольный момент трехслойного конденсатора с рабочим веществом «изолятор – собственный полупроводник – изолятор» при выборе в качестве полупроводника нелегированного (собственного) кремния, а в качестве изолятора — поликристаллического алмаза.

КОНДЕНСАТОР И ЕГО ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА

Пусть пластина из собственного кристаллического полупроводника (*i*-Si) толщиной L_s и площадью боковой поверхности A находится посередине между металлическими обкладками плоского электрического конденсатора и отделена от них слоями изолятора (см. рис. 1, *a*). Конденсатор подключен к источнику постоянного электрического напряжения величиной U . Координатная ось x перпендикулярна поверхности пластины полупроводника, занимающего пространство $0 < x < L_s$, координатные

оси y и z параллельны поверхности пластины. Примем, что в одной части потенциал электростатического поля на поверхности пластины положителен $\varphi(x=0) = +\varphi_s/2$, а в другой — отрицателен $\varphi(x=L_s) = -\varphi_s/2$, тогда разность потенциалов, приложенная к полупроводнику, есть $U_s = \varphi(x=0) - \varphi(x=L_s) = \varphi_s$. Электроды расположены параллельно плоскости yz (так что распределение поля в пластине по координатам y и z будет симметричным). Экранирование внешнего электростатического поля обусловлено перераспределением электронов c -зоны и дырок v -зоны внутри i -Si.

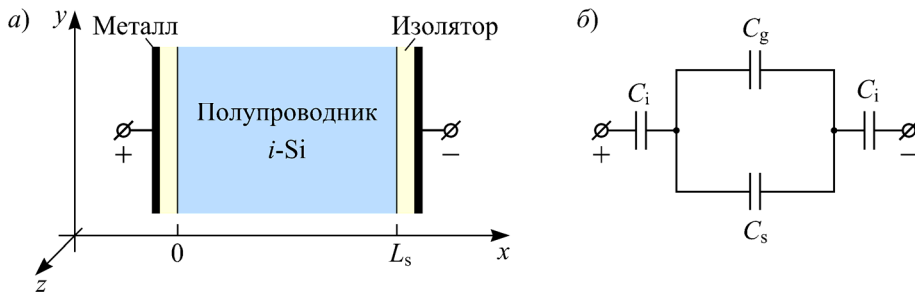


Рисунок 1. а) Поперечное сечение конденсатора с пластиной из собственного кристаллического полупроводника (i -Si) толщиной L_s и площадью A в плоскости yz ; от металлических обкладок полупроводник отделен слоями изолятора толщиной L_i . Поперек полупроводниковой пластины (вдоль оси x) создается разность электрических потенциалов двумя металлическими электродами, параллельными плоскости yz . б) Эквивалентная схема приборной структуры в отсутствие электрической проводимости слоя i -Si

Поскольку емкости диэлектрических прослоек C_i и полупроводника $C_s + C_g$ соединены последовательно (см. рис. 1, б), то заряд на каждой из них равен Q . (Активное сопротивление слоя полупроводника формально принято бесконечно большим.) Здесь $C_s + C_g$ — электрическая емкость полупроводника, $C_i = A\epsilon_i/L_i$ и $C_g = A\epsilon_s/L_s$ — геометрические емкости диэлектрика и полупроводника со статическими диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_i = \epsilon_{ri}\epsilon_0$ и $\epsilon_s = \epsilon_{rs}\epsilon_0$, ϵ_{ri} и ϵ_{rs} — относительные диэлектрические проницаемости диэлектрика и кристаллической решетки полупроводника, $\epsilon_0 = 8.85$ пФ/м — электрическая постоянная, $C_s = C_s(U)$ — дифференциальная емкость полупроводника, $U (= U_{dc})$ — напряжение, создаваемое металлическими обкладками конденсатора на поверхности диэлектриков. Тогда падения напряжения на диэлектриках $U_i = Q/C_i$ и на полупроводнике $U_s = Q/(C_s + C_g)$ связаны с напряжением на конденсаторе U соотношением $U = 2U_i + U_s$. Подставим заряд Q на конденсаторе, выраженный через U_s и $C_s + C_g$, в U и получим значение напряжения на конденсаторе U , при котором падение напряжения на полупроводнике равно U_s :

$$U = U_s \frac{C_s + C_g + C_i/2}{C_i/2}. \quad (1)$$

Рассмотрим нелегированный (собственный) кристаллический полупроводник объемом V_s в котором содержатся электроны c -зоны (символ и индекс n) и дырки v -зоны (символ и индекс p) с концентрациями (см., например, [12, 13]):

$$n = \frac{1}{V_s} \int_0^\infty g_n f_n dE_n = n_c F_{1/2} \left(\frac{E_F^{(c)}}{k_B T} \right), \quad p = \frac{1}{V_s} \int_0^\infty g_p f_p dE_p = p_v F_{1/2} \left(\frac{E_F^{(v)}}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где $g_n = V_s(2m_n)^{3/2}E_n^{1/2}/2\pi^2\hbar^3$ и $g_p = V_s(2m_p)^{3/2}E_p^{1/2}/2\pi^2\hbar^3$ — энергетические плотности состояний электронов c -зоны и дырок v -зоны; m_n , E_n и m_p , E_p — эффективные массы плотности состояний и кинетическая энергия электрона c -зоны и дырки v -зоны; $\hbar = h/2\pi$ — постоянная Планка; $f_n = \{1 + \exp[(E_n - E_F^{(c)})/k_B T]\}^{-1}$ и $f_p = \{1 + \exp[(E_F^{(v)} - E_p)/k_B T]\}^{-1}$ — функции распределения Ферми–Дирака для электронов и дырок; $E_F^{(c)} < 0$ и $E_F^{(v)} < 0$ — положение уровня Ферми, отсчитанное от дна c -зоны и потолка v -зоны; $-(E_F^{(c)} + E_F^{(v)}) = E_g > 0$ — ширина энергетической щели; k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; $n_c = 2(2\pi m_n k_B T)^{3/2}/(2\pi\hbar)^3$, $p_v = 2(2\pi m_p k_B T)^{3/2}/(2\pi\hbar)^3$; $F_{1/2}(\eta) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^\infty \sqrt{\chi} [1 + \exp(\chi - \eta)]^{-1} d\chi$ — интеграл Ферми–Дирака индекса $1/2$.

Условие электронейтральности собственного полупроводника для $U = 0$, когда $E_F^{(c)}$ и $E_F^{(v)}$ не зависят от координаты x имеет вид:

$$n_i = p_i = [n_c p_v \exp(-E_g/k_B T)]^{1/2}, \quad (3)$$

где n_i и p_i определяются в (2).

Распределение плотности объемного заряда $\rho(x)$ дырок v -зоны $p(x)$ и электронов c -зоны $n(x)$ вдоль оси x при приложении к металлическим электродам (обкладкам) конденсатора внешнего электрического напряжения U с учетом (2) дается выражением:

$$\rho(x) = e[p(x) - n(x)] = e \left[p_v F_{1/2} \left(\frac{E_F^{(v)}(x)}{k_B T} \right) - n_c F_{1/2} \left(\frac{E_F^{(c)}(x)}{k_B T} \right) \right], \quad (4)$$

где e — элементарный заряд, $E_F^{(c)}(x) = E_F^{(c)} - e\phi(x)$ и $E_F^{(v)}(x) = -[E_g + E_F^{(c)}(x)]$ — положение уровня Ферми относительно дна c -зоны и потолка v -зоны в электростатическом поле с потенциалом $\phi(x)$.

Для невырожденного газа электронов c -зоны и дырок v -зоны, т. е. когда $E_F^{(v)}(x) < 0$, $|E_F^{(v)}(x)| > 3k_B T$ и $E_F^{(c)}(x) < 0$, $|E_F^{(c)}(x)| > 3k_B T$, функции распределения Ферми–Дирака переходят в функции распределения Максвелла–Больцмана. Тогда распределение плотности объемного заряда (4) по толщине полупроводниковой пластины принимает вид соотношения Шокли (см., например, [14, 15]):

$$\rho(x) = -2en_i \operatorname{sh} \left(\frac{e\phi(x)}{k_B T} \right), \quad (5)$$

где $p_i = n_i$ — концентрация дырок v -зоны (и равная ей концентрация электронов c -зоны) в нелегированном полупроводнике в отсутствие внешнего поля [когда $\phi(x) = 0$ для всех x] дается формулой (3).

Электростатический потенциал $\phi(x)$ в точке с координатой x внутри невырожденного i -Si с объемной плотностью индуцированного заряда $\rho(x)$ по (5) удовлетворяет уравнению Пуассона [12, 13]:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{2en_i}{\epsilon_s} \operatorname{sh} \left(\frac{e\phi(x)}{k_B T} \right), \quad (6)$$

где значение потенциала на поверхности полупроводника определяется граничными условиями $\phi(x=0) = +\phi_s/2$ и $\phi(x=L_s) = -\phi_s/2$.

Электрический дипольный момент полупроводниковой пластины, обусловленный невырожденным газом электронов c -зоны и дырок v -зоны с плотностью заряда $\rho(x)$ по (5), есть:

$$P_s = \iiint_{V_s} x \rho(x) dx dy dz = -2en_i A \int_0^{L_s} x \operatorname{sh}\left(\frac{e\varphi(x)}{k_B T}\right) dx, \quad (7)$$

где интегрирование ведется по объему $V_s = AL_s$; потенциал $\varphi(x)$ определяется из (6).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проводились для следующих значений параметров рабочего вещества конденсатора: относительные диэлектрические проницаемости полупроводника (*i*-Si) $\epsilon_{rs} = 11.47$ и изолятора (пленка поликристаллического алмаза) $\epsilon_{ri} = 5.7$; абсолютная температура $T = 300$ К, ширина запрещенной зоны (энергетической щели) кремния $E_g = 1.12$ эВ, эффективные массы плотности состояний электронов *c*-зоны и дырок *v*-зоны полупроводника $m_n = 1.08m_0$ и $m_p = m_0$, где m_0 — масса электрона в вакууме, подвижности электронов *c*-зоны и дырок *v*-зоны $\mu_n = 1450$ см²/(В·с) и $\mu_p = 370$ см²/(В·с), толщины пластины (слоя) кремния $L_s = 10, 30, 100$ мкм, толщина изолятора $L_i = 5$ мкм.

На рис. 2 показана зависимость напряжения U_s на пластине из собственного кристаллического кремния от напряжения U , рассчитанная по формуле (1), которое создается внешним источником электрического напряжения на металлических электродах конденсатора для толщин полупроводника $L_s = 10, 30, 100$ мкм.

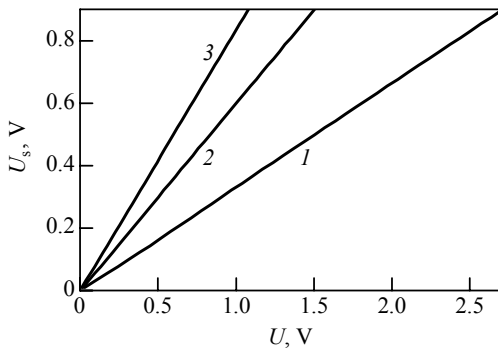


Рисунок 2. Зависимость напряжения U_s на полупроводнике (*i*-Si) от напряжения U на металлических электродах конденсатора; расчет по формуле (1) для толщин полупроводника L_s , мкм: 10 (кривая 1), 30 (2), 100 (3)

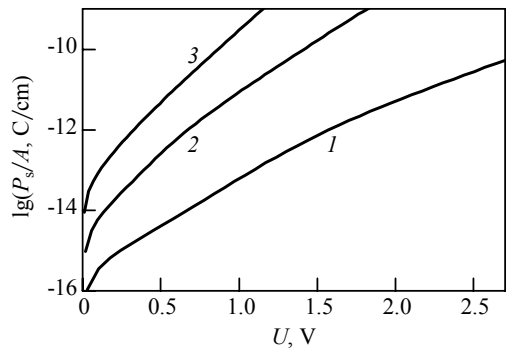


Рисунок 3. Зависимость удельного электрического дипольного момента $\lg(P_s/A)$ кремния *i*-типа от электрического напряжения U на электродах конденсатора; расчет по формуле (7) для толщин полупроводника L_s , мкм: 10 (кривая 1), 30 (2), 100 (3)

На рис. 3 представлены результаты вычислений логарифма отношения индуцированного электрического дипольного момента P_s в слое кремния *i*-типа к площади его поверхности A по формуле (7) при различных значениях напряжения U , создаваемого металлическими электродами конденсатора на поверхности диэлектрических прослоек, при толщинах полупроводника $L_s = 10, 30, 100$ мкм. Видно, что с увеличением толщины L_s слоя *i*-Si при прочих равных условиях величина удельного дипольного момента P_s/A увеличивается. Отметим, что величина удельного электрического дипольного момента $P_t/A = ed^2N$ кремниевых туннельных $p^{++}n^{++}$ -диодов [16, 17], най-

денная из электрической емкости $C_t/A = \epsilon_r \epsilon_0/d$ диода при нулевом смещении $U = 0$, равна $P_t/A = 4.34 \cdot 10^{-12}$ Кл/см при концентрации основных примесей в p^{++} - и n^{++} -областях $N = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ [16] и $P_t/A = 4.8 \cdot 10^{-11}$ Кл/см при $N = 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ [17]. Из сравнения значений удельного дипольного момента P_t/A с расчетами P_s/A (см. рис. 3) видно, что, индуцируя дипольный момент P_s при увеличении внешнего постоянного электрического напряжения U , можно превзойти значения P_t .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита модель конденсатора с рабочим веществом «изолятор – собственный полупроводник – изолятор». Полупроводниковый слой из кремния i -типа отделен от металлических обкладок конденсатора изолирующими прослойками из поликристаллического алмаза толщиной 5 мкм. Рассчитана зависимость электрического дипольного момента конденсатора от электрического напряжения на обкладках при температуре 300 К. Показано, что с увеличением напряжения на обкладках и/или толщины слоя i -Si величина удельного электрического дипольного момента увеличивается.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования Республики Беларусь и ГПНИ «Материаловедение, новые материалы и технологии» Республики Беларусь.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Зайцев, Н.А. Об особенностях численного решения уравнения Томаса–Ферми для центрально-симметричного атома / Н.А. Зайцев, И.В. Матюшкин, Д.В. Шамонов // Микроэлектроника. – 2004. – Т. 33, № 5. – С. 372–378.
2. Поклонский, Н.А. Нелинейное экранирование иона легирующей примеси на металлической стороне фазового перехода Мотта в полупроводниках / Н.А. Поклонский, С.А. Вyrko // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 7. – С. 1185–1189.
3. Ковалевская, Т.Е. О распределении потенциала в тонком слое полупроводника / Т.Е. Ковалевская, В.Н. Овсюк // ФТП. – 1996. – Т. 30, № 10. – С. 1739–1744.
4. Кудрин, Л.П. Статистическая физика плазмы / Л.П. Кудрин. – М.: Атомиздат, 1974. – 496 с.
5. Монахов, А.М. Квантовое экранирование электронно-дырочной плазмой в полупроводниках / А.М. Монахов, А.А. Рогачев // Чтения памяти А.Ф. Иоффе 1987–1988 / под ред. В.М. Тучкевича. – Л.: Наука, 1989. – С. 38–57.
6. Монахов, А.М. Об осцилляции электростатического потенциала в полупроводниках при экранировании внешнего электрического поля неравновесными носителями заряда / А.М. Монахов, А.А. Рогачев // ФТТ. – 1988. – Т. 30, № 4. – С. 1153–1160.
7. Фургель, И.А. Распределение заряда и структура неоднородной плазмы, находящейся между разноименно заряженными плоскостями / И.А. Фургель, М.М. Шапиро // ИФЖ. – 1993. – Т. 64, № 5. – С. 604–609.
8. Krupski, J. Interfacial capacitance / J. Krupski // Phys. Status Solidi B. – 1990. – Vol. 157, № 1. – P. 199–207.
9. Poklonski, N.A. Low-frequency admittance of capacitor with working substance “insulator–partially disordered semiconductor–insulator” / N.A. Poklonski, I.I. Anikeev, S.A. Vyrko // Devices and Methods of Measurements. – 2021. – Vol. 12, № 3. – P. 202–210.
10. Бондаренко, В.Б. Хаотический потенциал на поверхности компенсированного полупроводника в условиях самоорганизации электрически активных дефектов / В.Б. Бондаренко, А.В. Филимонов // ФТП. – 2015. – Т. 49, № 9. – С. 1223–1226.
11. Бондаренко, В.Б. Критерий сильной локализации на поверхности полупроводника в приближении Томаса–Ферми / В.Б. Бондаренко, А.В. Филимонов // ФТП. – 2017. – Т. 51, № 10. – С. 1372–1375.

12. Grundmann, M. The physics of semiconductors. an introduction including nanophysics and applications / M. Grundmann. – Cham: Springer, 2021. – xxxviii+890 p.
13. Поклонский, Н.А. Статистическая физика полупроводников / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, С.Л. Поденок. – М.: КомКнига, 2005. – 264 с.
14. Shockley, W. Electrons and holes in semiconductors: with applications to transistor electronics / W. Shockley. – New York: R.E. Krieger Pub. Co., 1976. – xxiv+558 p.
15. Marshak, A.H. On the inappropriate use of the intrinsic level as a measure of the electrostatic potential in semiconductor devices / A.H. Marshak // IEEE Electron. Dev. Lett. – 1985. – Vol. 6, № 3. – P. 128–129.
16. Duschl, R. Epitaxially grown Si/SiGe interband tunneling diodes with high room-temperature peak-to-valley ratio / R. Duschl, O.G. Schmidt, K. Eberl // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 76, № 7. – P. 879–881.
17. Franks, V.M. An alloy process for making high current density silicon tunnel diode junctions / V.M. Franks, K.F. Hulme, J.R. Morgan // Solid State Electron. – 1965. – Vol. 8, № 3. – P. 343–344.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР SiC/Si И Pt₂Si/SiC/Si

Н. В. Полонский, М. В. Лобанок, П. И. Гайдук

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: Palonski.Mikita@yandex.by*

Проведены сравнительные исследования вольт-амперных характеристик барьерных структур Pt₂Si/SiC/Si и SiC/*n*-Si, изготовленных на высокоомном кремнии *n*-типа проводимости методом молекулярно-лучевой эпитаксии с последующими операциями осаждения слоев платины, термического отжига и формирования контактов. Получены обратные токи $\sim 1.5 \times 10^{-7}$ А и $\sim 1.5 \times 10^{-5}$ А соответственно для структур Pt₂Si/SiC/Si и SiC/*n*-Si. Из температурных зависимостей обратного тока определены значения величин потенциального барьера и барьера Шоттки в структурах SiC/Si и Pt₂Si/SiC/Si, которые составили 0.35 эВ и 0.685 эВ соответственно.

Ключевые слова: тонкие пленки; барьерные структуры, SiC/*n*-Si, Pt₂Si/SiC/Si, вольт-амперные характеристики, энергия активации.

COMPARATIVE STUDY OF BARRIER STRUCTURES SiC/Si AND Pt₂Si/SiC/Si

M. V. Palonski, M. V. Lobanok, P. I. Gaiduk

*Department of Physical electronics and nanotechnology, Belarusian State University, Belarus
Corresponding author: M. V. Palonski (Palonski.Mikita@yandex.by)*

A comparative study of the current-voltage characteristics of Pt₂Si/SiC/Si and SiC/*n*-Si barrier structures fabricated on high-resistance *n*-type conductivity silicon by molecular beam epitaxial with subsequent operations of platinum layer deposition, thermal annealing and contact formation was performed. The reverse currents $\sim 1.5 \times 10^{-7}$ A and $\sim 1.5 \times 10^{-5}$ A were obtained for the Pt₂Si/SiC/Si and SiC/*n*-Si structures, respectively. The potential barrier and Schottky barrier values in the SiC/Si and Pt₂Si/SiC/Si structures, which were