

УДК 621.382

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SiC ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

В.В. БУНИАТЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН², Л.А. МИКАЕЛЯН¹,
Ваз.В. БУНИАТЯН¹, П. СУКИАСЯН³

¹Государственный инженерный университет Армении

²Ереванский государственный университет

³Университет Париж-Сад, Орсей Селекс, Франция

(Поступила в редакцию 22 октября 2004 г.)

Проведено теоретическое исследование вольт-фарадных характеристик SiC полевых транзисторов с барьером Шоттки с учетом того, что примеси в канале транзистора являются глубокими, а в запрещенной зоне присутствуют центры захвата для электронов. Учтены также реальная зависимость подвижности носителей заряда от поля и двумерное распределение потенциала под затвором. Предложена новая модель эквивалентной схемы SiC транзисторов с барьером Шоттки.

1. Введение

На современном этапе развития микроэлектроники повышаются требования к качеству полупроводниковых материалов, анализу влияния на характеристики приборов с различного рода примесями и неоднородностями. Наличие различного рода ловушек для электронов и дырок в запрещенной зоне является неотъемлемым атрибутом реальных полупроводников и диэлектриков. Заряд на этих ловушках связан, что может привести к существенному изменению тока, вольт-фарадных и других характеристик приборов. Возможности функционирования полупроводниковых приборов ограничены характеристиками материалов по величине пробивного напряжения, теплопроводности, других электрических параметров и энергетической зонной структурой. С этой точки зрения, широким комплексом полезных свойств обладает карбид кремния [1-3]. Благодаря своим уникальным физико-химическим и электрофизическим свойствам SiC является одним из перспективных материалов для современной электронной техники [3-11]. Как показывают исследования [11-20], неконтролируемое легирование в процессе роста кристаллов SiC приводит к появлению в нем различного рода ловушек. Концентрация таких центров по некоторым оценкам составляет 10^{15} - 10^{16} см⁻³. Известно [13-19], что в 6Н-, 4Н-, 3С-модификациях SiC, в его запрещенной

зоне в результате легирования, например, бериллием и бором, возникают уровни прилипания (УП) для дырок с глубиной залегания $E_v+0.52$ эВ с концентрацией $N_t \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Исследования, проведенные в [14-16], показали, что D-центры создают УП ($E_v+0.6$ эВ) для дырок с довольно большим сечением захвата ($\sigma_p \approx 10^{-14} \text{ см}^2$). В SiC глубокие уровни образуют также Cd, Zn, Ga. В свою очередь, комплексы ZnO и CdO, а также атомы Fe образуют электронные УП [13-17]. В запрещенной зоне SiC глубокие уровни образуют также различные структурные дефекты, способствуют их созданию и высокотемпературные технологические процессы [3,15-22]. Установлено, что при эпитаксиальном выращивании 3C-SiC возникают дислокации с плотностью $10^7/\text{см}^2$, создающие уровни в запрещенной зоне с энергией $E_c-0.34$ эВ и $E_c-0.68$ эВ. Наличие примесей, образующих в запрещенной зоне полупроводника различные энергетические уровни, может привести к различным как нежелательным, так и полезным эффектам в полупроводниковых приборах.

Обычно анализ работы структур проводится при различных допущениях. Например, при анализе работы полевых транзисторов с барьером Шоттки (ПТБШ) на основе SiC, в большинстве работ [3,11] считается, что подвижность носителей заряда – постоянная величина. В других работах допускается, что скорость носителей в канале всегда насыщена, все примеси являются мелкими, а все донорные центры при комнатных температурах полностью ионизированы. В подавляющем большинстве работ не учтены эффекты, связанные с глубокими примесями и влияние на характеристики ПТБШ неизбежно присутствующих в реальных полупроводниковых кристаллах различных локальных уровней [8,9]. Мы считаем, что предположения о постоянной величине подвижности носителей и о том, что примеси в SiC являются мелкими и отсутствуют какие-либо локальные уровни в запрещенной зоне SiC, являются в значительной мере упрощенными.

В настоящей работе впервые теоретически рассмотрены вольт-фарадные характеристики SiC ПТБШ с учетом того, что примеси N_d являются глубокими, в запрещенной зоне присутствуют электронные центры захвата с концентрацией N_t , а также с учетом реальной зависимости подвижности носителей заряда от поля и двумерного распределения потенциала под затвором.

2. Теория

Рассмотрим физические процессы в SiC ПТБШ (рис.1). Предположим, что в нормальном режиме работы ПТБШ часть носителей заряда захватывается ловушками, что приводит к уменьшению концентрации свободного заряда в канале и формированию связанного на ловушках объемного заряда. Последнее, в свою очередь, может привести к изменению соотношений между приложенным к затвору напряжением и высотой обратно-смещенного потенциального барьера и ширины обедненных областей вблизи истока и сто-

ка. При наличии явления прилипания, как известно, время нахождения электронов на центре может по величине на порядки превышать время жизни носителей тока. Этот эффект существенно уменьшает подвижность носителей в канале. Захват носителей на эти уровни зависит от их энергетического расположения, сечений захвата носителей заряда, концентрации и заряда ловушек. Полагаем, что при комнатных температурах не все глубокие донорные центры полностью ионизированы и УП для электронов расположены в верхней половине запрещенной зоны.

Для карбида кремния аппроксимируем $\mu(E)$ в виде [3,9]

$$\mu = (E) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 E_y}{v_s}\right)^m\right]^{1/m}}, \quad (1)$$

где μ_0 – подвижность при низких полях, v_s – скорость насыщения носителей, E_y – продольная составляющая электрического поля в канале. Коэффициент m обычно ≤ 1 [9]. Для ионизированных доноров имеем:

$$N_d^+ = (N_d - n_-)(1 - b), \quad b = \left(1 + g \exp\left(\frac{E_d - E_{Fi}}{kT}\right)\right)^{-1}, \quad (2)$$

где $n_- = N_1 N_i / (N_1 + n_i)$ есть концентрация захваченных на УП электронов, $N_i = N_d(1-b)(1-0.5\beta_1)$ – концентрация свободных электронов, $\beta_1 = \sqrt{1+4\beta} - 1$, $\beta = (N_i)(N_d)^{-1}$, E_f – энергия квазиуровня Ферми, $n_i = N_c \exp(E_c - E_i/kT)$ – статистический фактор Шокли–Рида, E_i – энергетический зазор между УП и зоной проводимости, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

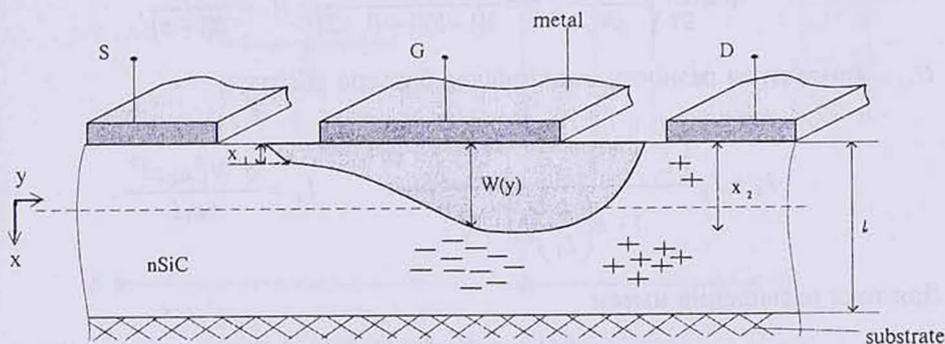


Рис.1. Сечение транзистора при приложении напряжений U_g и U_d .

В рамках предложенной модели область канала разделим на две части: линейную область ВАХ, где скорость носителей линейно зависит от поля, и область, где носители заряда движутся с насыщенной скоростью. Учитывая

вышесказанное, (1),(2) и решая уравнение Лапласа для двумерного распределения потенциала под затвором

$$\frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{qN_1}{\varepsilon_1}, \quad (3)$$

для падения напряжения в области L_1 получим выражение

$$U_1(L, h_1) = \frac{2E_s h_1 \ell}{\pi} \sinh \left[\frac{\pi(L - L_1)}{2h_1 \ell} \right] + \frac{qN_1 h_1^2 \ell^2}{2\varepsilon_1} x - (U_g + U_{bi}) = U_d, \quad (4)$$

где

$$L_1 = BL \left\{ \frac{(h_1^2 - h_s^2) - \frac{2}{3}(h_1^3 - h_s^3)}{v_s(1 - h_1)} - (h_1^2 - h_s^2) \right\}, \quad (5)$$

$h_i = W(y)/l$ – приведенная (нормированная) толщина обедненного слоя, соответствующая точке L_1 . L, ℓ, z – длина, толщина и ширина канала, соответственно, $B = qN_1 \ell^2 \mu_0 / 2\varepsilon_1 L v_s$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_s$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника,

$$h_s = \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_g)}{U_{bi}}} + \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \left[\gamma(1 - H_t) - H_t \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_g)}{U_{bi}}} \right], \quad (6)$$

$$h_i = \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_g + U_1)}{U_{bi}}} + \frac{\Psi}{\sqrt{1-b}} \left[\gamma(1 - H_t) - H_t \sqrt{\frac{4(U_{bi} + U_g + U_1)}{U_{bi}}} \right],$$

$$\Psi = \frac{1}{2\ell} \sqrt{\frac{2\varepsilon_1 U_{bi}}{qN_d}}, \quad \gamma = \frac{\beta_t}{2(1-b)(1-\beta_t/2)}, \quad H_t = \frac{\beta_t}{2(1-b)},$$

U_{bi} – контактная разность потенциалов барьера Шоттки,

$$I_d = I_p \frac{\left(\frac{L}{L_1} \right) \left[3(h_1^2 - h_s^2) - 2(h_1^3 - h_s^3) \right]}{1 + B \left(\frac{L}{L_1} \right) (h_1^2 - h_s^2)}, \quad I_p = \frac{q^2 N_1^2 \mu_0 z \ell^3}{6\varepsilon_1 L}. \quad (7)$$

Для тока насыщения имеем

$$I_d(L_1) = qN_1 z \ell v_s (1 - h_1). \quad (8)$$

Представляя общий заряд под затвором в виде $Q_T = Q_1 + Q_2 + Q_3$, где Q_1 – положительный заряд между истоком и точкой L_1 (линейная область ВАХ, точка L_1 соответствует началу насыщения скорости носителей), Q_2 – положительный заряд в области насыщения $(L - L_1)$, Q_3 – “встроенный” отрицательный электронный заряд в результате насыщения скорости [3,9]. Используя (1)-(8), для емкости затвор-сток C_{gd} и затвор-исток C_{gs} получим выражения

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_1}{\partial U_d} \right|_{U_g} = \left. \frac{\partial Q_1}{\partial U_d} \right|_{U_g} + \left. \frac{\partial Q_2}{\partial U_d} \right|_{U_g} + \left. \frac{\partial Q_3}{\partial U_d} \right|_{U_g}, \quad C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_1}{\partial U_g} \right|_{U_d} + \left. \frac{\partial Q_2}{\partial U_g} \right|_{U_d} + \left. \frac{\partial Q_3}{\partial U_g} \right|_{U_d}$$

Выражения для C_{gd} и C_{gs} здесь не приводятся из-за их громоздкости. Для упрощения анализа вопроса о раздельном влиянии глубоких примесных уровней и центров захвата на вольт-фарадные характеристики ПТБШ, каждая из составляющих, входящих в выражения (4) и (5), представлена в виде двух слагаемых, зависящих от N_d (верхний индекс d) и N_t (верхний индекс t) (например, для емкости затвор-сток $C_{gd} = C_{gd}^d + C_{gd}^t$ и т.п.).

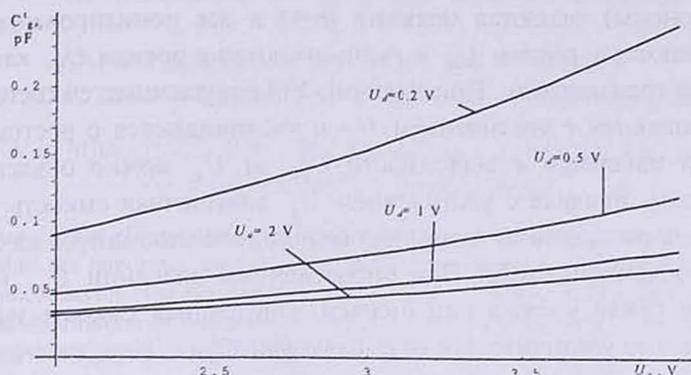


Рис.2. Зависимость емкости затвор-исток от напряжения на затворе U_g при различных значениях напряжения на стоке U_d .

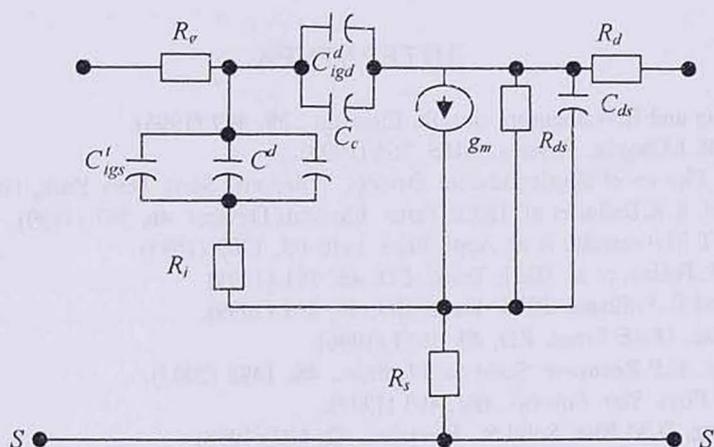


Рис.3. Малосигнальная эквивалентная схема ПТБШ. R_g , R_d – последовательные сопротивления истока, затвора и стока (включая сопротивление металлических контактов), соответственно; C_{igd}^d – емкость затвор-сток, обусловленная глубокими примесями; C_{igs}^d – емкость затвор-исток, обусловленная центрами захвата; C_{igs}^t – емкость затвор-исток, обусловленная глубокими примесями; C_c – емкость активного канала, g_m – крутизна канала, R_{ds} – сопротивление канала у истока, C_{ds} – паразитная емкость стока для области насыщения сток-подложка, R_i – внутреннее сопротивление канала, U_g , U_d – напряжения затвора и стока, соответственно.

Результаты численных расчетов для ПТБШ с параметрами: $N_d=1.7 \cdot 10^{17}$ см^{-3} , $L=0.3$ мкм, $\ell=0.26$ мкм, $Z=0.0332$ см, $\varepsilon=9.7$, $v_s=2 \cdot 10^7$ см/с, $\mu=700$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (4Н-SiC), $\mu_n=500$ $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (6Н-SiC), $T_0=300\text{K}$, проведенные нами на ЭВМ, представлены на рис.2, а малосигнальная эквивалентная схема – на рис.3.

3. Обсуждение

Как и следовало ожидать, обе емкости почти линейно зависят от длины канала при прочих равных условиях, и при отсутствии центров захвата ($N_i=0$, $\beta=0$, $\gamma=0$), соответствующие составляющие C'_{gd} будут равны нулю. Если примеси (доноры) являются мелкими ($b=0$) и все ионизированы, то C'_{gd} и C'_{gd} уменьшаются с ростом U_d и увеличиваются с ростом U_g , как и в обычных полевых транзисторах. При наличии УП ловушечные емкости C'_{gd} и C'_{gs} также уменьшаются с увеличением U_d и увеличиваются с ростом U_g . Явно выраженный максимум в зависимости C'_{gd} от U_g можно объяснить следующим образом. Вначале с увеличением U_g ловушечная емкость C'_{gd} увеличивается из-за расширения толщины обедненного слоя вглубь канала, увеличивается и объемный заряд. При определенном значении U_g , когда канал максимально сужен у стока или отсечен, ловушечная емкость уменьшается, но одновременно увеличивается составляющая C'_{gd} .

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы при разработке и моделировании различных карбидкремниевых приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.B.Casady and R.W.Johnson. Sol. St. Electron., **39**, 409 (1996).
2. G.Pensl, W.I.Choyke. Physica, **B185**, 264 (1993).
3. S.M.Sze. Physics of Semiconductor Devices. Wiley and Sons, New York, 1981.
4. S.Seshadri, A.R.Dullo, et al. IEEE Trans. Electron Devices, **46**, 567 (1999).
5. T.Futagi, T.Matsumoto, et al. Appl. Phys. Lett, **63**, 1209 (1993).
6. A.Spetz, P.Tobias, et al. IEEE Trans. ED, **46**, 561 (1999).
7. J.Wang and W.Williams. IEEE Trans. ED, **46**, 589 (1999).
8. M.N. Yoder. IEEE Trans. ED, **43**, 1633 (1996).
9. S.P.Murry, K.P.Roeneker. Solid St. Electron., **46**, 1495 (2002).
10. R.J.Trew. Phys. Stat. Sol. (a), **162**, 409 (1997).
11. S.-Ho Song, D.M.Kim. Solid St. Electron., **42**, 605 (1998).
12. V.M.Aroutiounian, V.V.Buniatyan, et al. Solid State Electron, **43**, 343 (1999).
13. V.V.Buniatyan, V.M.Aroutiounian, et al. Applied Surface Science, **184**, 466 (2001).
14. G.W.Hunter, P.G.Neudeck, et al. Material Science Forum, **338-342**, 1439 (2000).
15. S.Zangoie, H.Arwin, et al. Ibid., **338-342**, 1085 (2000).
16. H.Svenningstorp, L.Uneus, et al. Ibid., **338-342**, 1435-1 (2000).
17. N.Achtziger, Y.Grillenberger, et al. Ibid., **338-342**, 749 (2000).
18. Y.Grillenberger, N.Achtziger et al. Ibid, **338-342**, 573 (2002).
19. I.Mashiyama. Properties of advanced semiconductor materials. New York, Wiley, 2001.
20. W.Hartung, M.Rasp, et al. Material Science and Engineering, **B61-62**, 102 (1999).
21. E.Martensson, U.Gafvert, et al. J. Appl. Phys., **90**, 2862 (2001); Ibid., **90**, 2870 (2001).

ՇՈՏԿԻԻ ԱՐԳԵԼՔՈՎ ՏԻՇ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐՆԵՐԻ
ՎՈԼՏ-ՖԱՐԱԴԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Վ.Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Լ.Ա. ՄԻՔԱԵԼՅԱՆ,
Վագ. Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Պ. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ

Կատարված են SiC-ից պատրաստված Շոտկիի արգելքով դաշտային տրանզիստորների վոլտ-ֆարադային բնութագրերի տեսական հետազոտություններ, երբ ուղեւարում խառնուրդները խորն են և կիսահաղորդչի արգելման գոտում առկա են էլեկտրոնային գրավման կենտրոններ: Հաշվի են առնված նաև լիցքակիրների շարժունակության՝ դաշտից ունեցած կախվածությունը և փականի տակ պոտենցիալի բաշխվածության երկչափայնությունը: Առաջարկված է SiC-ից պատրաստված Շոտկիի արգելքով դաշտային տրանզիստորի համարժեք սխեմայի նոր մոդել:

CAPACITANCE-VOLTAGE CHARACTERISTICS
OF SCHOTTKY-BARRIER SiC FIELD-EFFECT TRANSISTORS

V.V. BUNIATYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, L.A. MIKAELYAN,
Vaz. V. BUNIATYAN, P. SOUKIASSIAN

Capacitance-voltage characteristics of SiC Schottky-barrier field-effect transistors are studied theoretically, when the impurities are deep and electron trap levels are presented in the forbidden band of the semiconductor. The dependences of the carrier mobility on the electric field and the two-dimensional distribution of electric field under the gate are also taken into account. A new model of the equivalent circuit of SiC SBFET is suggested.