

Диоды Шоттки графит/*p*-SiC, полученные методом переноса нарисованной пленки графита на SiC

© М.Н. Солован¹, Г.О. Андрущак¹, А.И. Мостовой^{1,2}, Т.Т. Ковалюк¹, В.В. Брус³, П.Д. Марьянчук¹

¹ Черновицкий национальный университет им. Юрия Федьковича, 58012 Черновцы, Украина

² Department of Chemical Physics, Lund University, Box 124, 22100 Lund, Sweden

³ Institute for Silicon Photovoltaics, Helmholtz-Zentrum Berlin, 12489 Berlin, Germany

E-mail: m.solovan@chnu.edu.ua

(Получена 4 апреля 2017 г. Принята к печати 10 апреля 2017 г.)

Изготовлены диоды Шоттки графит/*p*-SiC методом переноса нарисованной пленки графита на подложку монокристаллического *p*-SiC. Измерены вольт-амперные (при различных температурах) и вольт-фарадные характеристики. Исследованы температурные зависимости высоты потенциального барьера и последовательного сопротивления диода Шоттки графит/*p*-SiC. Определены доминирующие механизмы токопереноса через гетеропереход при прямом и обратном смещениях. Установлено, что основными механизмами токопереноса через диод Шоттки графит/*p*-SiC при прямых смещениях являются многоступенчатый туннельно-рекомбинационный механизм и туннелирование, которое описывается формулой Ньюмена (при больших смещениях). При обратных смещениях — эмиссия Френкеля–Пулла и туннельный механизм токопереноса. Показано, что диод Шоттки графит/*p*-SiC можно использовать в качестве детекторов ультрафиолетового излучения, поскольку он имеет напряжение холостого хода $V_{oc} = 1.84$ В и ток короткого замыкания $I_{sc} = 2.9$ мА/см² при освещении ртутно-кварцевой лампой ДРЛ 250-3, которая находилась на расстоянии 3 см от образца.

DOI: 10.21883/FTP.2018.02.45451.8603

1. Введение

В последние годы методы получения тонких углеродных слоев вызывают значительный научный и практический интерес, обусловленный их уникальными свойствами, хорошей электропроводимостью, прозрачностью, высокими механическими свойствами, высокой подвижностью носителей заряда при комнатной температуре [1,2]. Широкое применение получила технология графена (моноатомного слоя углерода), который являет собой двумерный полупроводник с нулевой запрещенной зоной [3].

Особый практический интерес представляют диоды Шоттки, поскольку, в отличие от *p-n*-переходов, они оперируют основными носителями заряда, поэтому диоды Шоттки обладают малым падением прямого напряжения и малым временем восстановления, что определяет их перспективность для дальнейшего развития высокочастотной электроники [4].

Графит формирует барьер Шоттки к целому ряду полупроводников, в частности к карбиду кремния [5]. Этот факт является очень важным, поскольку SiC обладает большой шириной запрещенной зоны, что позволяет использовать его полупроводниковые свойства при более высоких температурах (когда Si уже демонстрирует собственную проводимость), а также в приборах высокой мощности. Кроме того, SiC имеет высокую химическую и механическую прочность и может работать в условиях повышенной радиации [6].

В свою очередь графит обладает рядом важных преимуществ по отношению к традиционным металлам [7].

Он стоек к термическому воздействию, что обусловлено исключительно прочными связями атомов углерода, так что барьеры Шоттки на основе графита сохраняют выпрямляющие свойства при высоких температурах. Помимо этого, графит можно легировать, например, акцепторами, чтобы понизить его уровень Ферми. Это повышает высоту барьера, в то время как в металлах энергия Ферми всегда фиксирована и не может быть изменена легированием [7]. Можно ожидать, что в комбинации с SiC приборы на основе графита смогут работать при температурах, намного превышающих те, которые доступны сегодня кремниевым приборам. Замена барьерами Шоттки на основе пары графит/SiC существующих приборов на основе *p-n*-переходов должна позволить увеличить быстродействие приборов высокочастотной и силовой электроники.

Цель данной работы состояла в создании диодов Шоттки графит/*p*-SiC и исследовании их электрических свойств, а также в установлении доминирующих механизмов токопереноса при прямом и обратном смещениях.

2. Экспериментальная часть

Диоды Шоттки были изготовлены на основе монокристаллического *p*-SiC. Удельная электропроводность, концентрация свободных дырок и их подвижность соответственно составляли $7.9 \cdot 10^{-4}$ Ом⁻¹ · см⁻¹, $p = 6.1 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $\mu = 80$ см²/(В · с). Положение уровня Ферми для *p*-SiC было определено как $E_F - E_V = 0.33$ эВ.

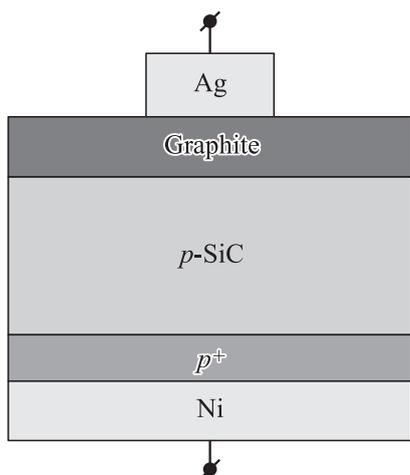


Рис. 1. Схематическое изображение структуры графит/*p*-SiC.

Для изготовления диода Шоттки используется метод переноса нарисованной пленки графита на полупроводниковую подложку, впервые предложенный в работе [8]. При данном методе графитовую пленку сначала рисуют на растворимой подложке (NaCl), а затем переносят на гладкую поверхность полупроводниковой подложки и формируют качественный оптический контакт.

Из кристалла NaCl скалывали подложку размером $15 \times 15 \times 2$ мм. Одну из поверхностей свежесколотой монокристаллической соляной (NaCl) подложки шлифовали механически с целью создания шероховатой поверхности для нанесения графитовой пленки.

На подготовленной поверхности соляной подложки с помощью чистого графитового стержня (диаметром 1 мм) при постоянной прижимной силе рисовали однородную графитовую пленку. После этого образец осторожно размещали на поверхности бидистиллированной воды (пленка графита сверху), через несколько минут соляная подкладка полностью растворялась. Плавающую нарисованную пленку графита перенесли на подложку SiC (типоразмером $10 \times 10 \times 0.5$ мм) для изготовления диодов Шоттки — графит/*p*-SiC.

Тыловой омический контакт к *p*-SiC был сформирован путем нанесения на него слоя Ni методом магнетронного напыления. Диффузию атомов Ni в приповерхностную область SiC проводили путем термического отжига при температуре ~ 1223 К в течение 10 мин. Сформированный p^+ -слой уменьшает контактное сопротивление.

Фронтальный электрический контакт на графитовой пленке формируется с помощью нанесения серебряной пасты при комнатной температуре (рис. 1). Графитовые пленки, перенесенные на стеклянные подложки, со средней толщиной ~ 150 нм (толщину измеряли с помощью микроинтерферометра МИИ-4) имели оптическую прозрачность 26% при длине волны 550 нм. Сопротивление тонкой пленки, измеренное с помощью четырехзондового метода, составляет ~ 350 Ом/□ при 300 К.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены прямые ветви вольт-амперной характеристики диодов Шоттки графит/*p*-SiC, измеренные при разных температурах.

Путем экстраполяции линейных участков ВАХ до пересечения с осью напряжений определены значения высоты потенциального барьера ϕ_0 гетероперехода при различных температурах (рис. 2). Установлено, что температурная зависимость высоты потенциального барьера диодов Шоттки графит/*p*-SiC хорошо описывается следующим уравнением: $\phi_0(T) = \phi_0(0) - \beta_0 T$. Пользуясь данным уравнением и экспериментально полученной температурной зависимостью высоты потенциального барьера, определены температурный коэффициент высоты потенциального барьера $\beta_\phi = 6.7 \cdot 10^{-3}$ эВ \cdot К $^{-1}$ и его значение при абсолютном нуле температуры $\phi_0(0) = 3.77$ эВ.

Величина последовательного сопротивления гетероструктуры R_s определена из наклона прямой ветви вольт-амперной характеристики в области напряжений больше высоты потенциального барьера, где кривые $I = f(V)$ переходят из экспоненциальной зависимости в линейную. Известно, что температурная зависимость последовательного сопротивления определяется в основном множителем $R_s \sim \exp(-E_A/kT)$. Таким образом, наклон прямой $R_s = f(10^3/T)$ в полулогарифмическом масштабе определяет глубину залегания рабочего акцепторного уровня $E_A = 0.015$ эВ (см. вставку на рис. 2), который определяет свойства базового материала [9,10].

На рис. 3 изображены вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки графит/*p*-SiC, измеренные при комнатной температуре на разных частотах в режиме параллельной RC-цепи при малой амплитуде переменного тока.

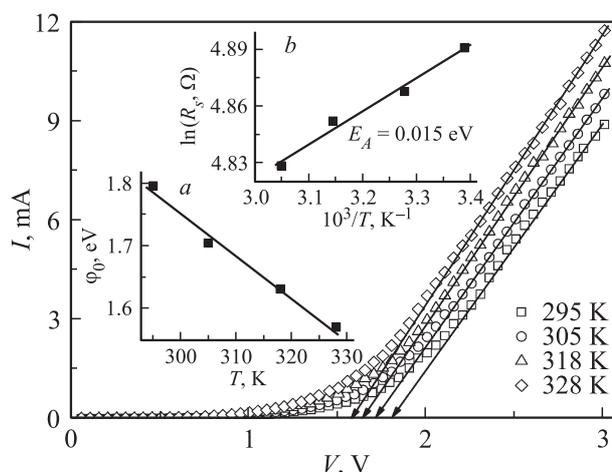


Рис. 2. Прямые ветви вольт-амперной характеристики диодов Шоттки графит/*p*-SiC. На вставках: *a* — температурная зависимость высоты потенциального барьера и *b* — зависимость $R_s = f(10^3/T)$ в полулогарифмическом масштабе для диодов Шоттки графит/*p*-SiC.

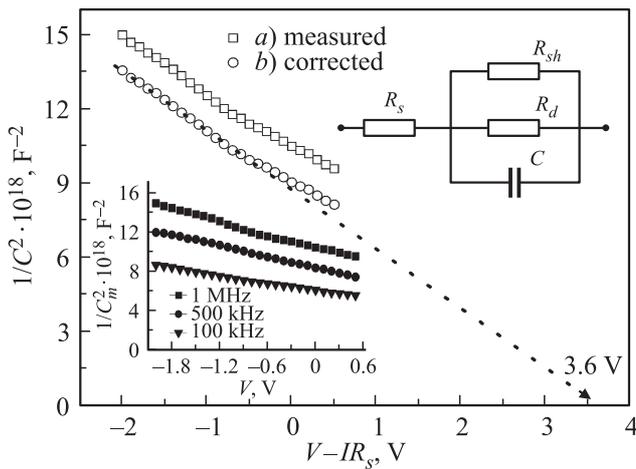


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки графит/*p*-SiC в координатах $1/C^2 = f(V - IR_s)$, измеренные при частоте 1 МГц; *a* — измеренной емкости C_m ; *b* — емкости с учетом влияния последовательного сопротивления. На вставках — вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки графит/*p*-SiC в координатах Мотта–Шоттки при различных частотах и упрощенная эквивалентная схема диода Шоттки.

Построив зависимость измеренной емкости в координатах Мотта–Шоттки $C_m^{-2} = f(V)$ (см. вставку на рис. 3), можно легко увидеть прямолинейные участки, которые свидетельствуют о равномерном распределении нескомпенсированных доноров в базовом материале. Также наблюдается слабая зависимость наклона прямолинейных участков от частоты, что связано с влиянием поверхностных электрически активных состояний на границе раздела двух полупроводников с разным характеристическим временем перезарядки.

Поскольку влиянием поверхностных состояний пренебрегают при частоте 1 МГц, можно проводить анализ ВФХ по упрощенной эквивалентной схеме (см. вставку на рис. 3), однако учитывать влияние последовательного сопротивления при высокой частоте переменного сигнала является необходимым [11]. Значение барьерной емкости с учетом последовательного сопротивления гетероперехода рассчитывается по следующей формуле [12]:

$$C = \left[\frac{C_m^{-2} - 2R_s^2\omega^2 - \sqrt{(C_m^{-2} - 2R_s^2\omega^2)^2 - 42R_s^4\omega^4}}{2R_s^4\omega^4} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Построив зависимость в координатах Мотта–Шоттки $C^{-2} = f(V - IR_s)$ (рис. 3) для измеренной емкости при частоте 1 МГц (кривая *a* — без учета последовательного сопротивления; кривая *b* — с учетом последовательного сопротивления на основе зависимости (7)) и проводя экстраполяцию линейных участков при обратных смещениях до пересечения с осью напряжений, определяем величину встроенного потенциала, которая составляет $V_c = 3.6$ эВ для кривой *b*, что значительно превышает ве-

личину встроенного потенциала, определенного с ВАХ исследуемого гетероперехода при комнатной температуре $V_{bi} = 1.8$ эВ. Это различие обусловлено влиянием электрически заряженных поверхностных ловушек на границе раздела компонент диода и хорошо объясняется в рамках модели Донелли–Милнс, учитывающей наличие электрического заряда, локализованного на поверхностных состояниях на металлургической границе раздела гетероперехода:

$$V_c = V_{bi} + \frac{Q_{ss}^2}{2\epsilon_0 q(\epsilon_p N_A + \epsilon_n N_D)}, \quad (2)$$

где $Q_{ss} = qN_s$ — электрический заряд, накопленный на единице площади границы раздела гетероперехода; ϵ_p и N_D — диэлектрическая проницаемость и концентрация доноров в базовом слое; ϵ_n и N_d — диэлектрическая проницаемость и концентрация электронов в материале окна соответственно.

Для резкого асимметричного электрического перехода с учетом (2) концентрацию электрически заряженных поверхностных ловушек на границе раздела компонент диода можно рассчитать по формуле

$$N_s = \frac{Q_{ss}}{q} = \frac{1}{q} \sqrt{2\epsilon_0 \epsilon_p q (N_A - N_D) (V_c - V_{bi})}, \quad (3)$$

где $(N_A - N_D)$ — концентрация некомпенсированной акцепторной примеси в SiC.

Поверхностная плотность захваченных электронов на границе раздела графит/*p*-SiC, рассчитанная по формуле (3), равна $3.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Прямые ветви ВАХ диодов Шоттки в полулогарифмических координатах при различных температурах показаны на рис. 4. Как видно из рисунка, в области прямых смещений $V > 3kT/e$ наблюдаются прямолинейные участки. Анализ прямых ветвей ВАХ диодов Шоттки графит/*p*-SiC, построенных в полулогарифмическом масштабе, показал, что зависимость $\ln I = f(V)$ состоит из двух прямолинейных участков, что свидетельствует об экспоненциальной зависимости тока от напряжения и наличии двух доминирующих механизмов переноса заряда в исследуемом интервале напряжений. Определенные значения коэффициента неидеальности ($\ln(I)/\Delta V = e/nkT$, где n — коэффициент неидеальности), для обоих участков напряжений составляют $n \approx 7.5 (3kT/e < V < 1 \text{ В})$ и $n \approx 12 (1 < V < 1.8 \text{ В})$.

Анализ прохождения носителей заряда сквозь энергетический барьер в прямом направлении при прямых смещениях показывает, что большие значения показателя неидеальности и наклон прямолинейных участков $\Delta \ln(I)/\Delta V$ практически не зависят от температуры.

В этом случае можно считать доминирующим механизмом токопереноса в области прямых смещений ($3kT/e < V < 1 \text{ В}$) многоступенчатые туннельно-рекомбинационные процессы с участием поверхностных состояний на границе раздела графит/*p*-SiC, а ток при

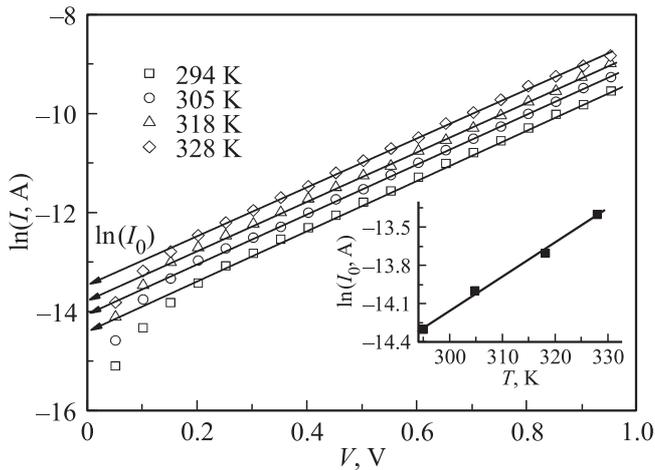


Рис. 4. Прямые ветви ВАХ диодов Шоттки графит/*p*-SiC в полупологарифмическом масштабе в области прямых смещений $3kT/e < V < 1$ В. На вставке представлена температурная зависимость тока отсечки.

прямым смещением определяется следующим выражением [13]:

$$I = B \exp(-\alpha\phi_0(T)) \exp(\alpha eV) = I_0 \exp(\alpha eV), \quad (4)$$

где α — характеристика материала, B — величина, которая слабо зависит от температуры и напряжения, ϕ_0 — высота потенциального барьера, $I_0 = B \exp(-\alpha\phi_0(T))$ — ток отсечки (см. вставку на рис. 4), который не зависит от приложенного напряжения. Из выражения (5) видно, что наклон $\Delta \ln(I)/\Delta V$ начальных участков прямых ветвей ВАХ, изображенных на рис. 4, определяет коэффициент A , который принимает значение 4.9 эВ^{-1} .

При дальнейшем увеличении прямого смещения $V > 1$ В наклон прямолинейных участков $\Delta \ln(I)/\Delta V$ также не зависит от температуры. Небольшой постоянный наклон (большое значение показателя неидеальности $n \approx 12$) экспериментальных зависимостей $\ln(I) = f(V)$ при различных температурах можно рассматривать как свидетельство туннельной природы механизма токопереноса. Для довольно больших смещений, при которых область пространственного заряда достаточно тонкая для прямого туннелирования, описываемого формулой Ньюмена [14], для туннельного механизма токопереноса с учетом влияния последовательного сопротивления:

$$I = I_t^0 \exp(\beta T) \cdot \exp[\alpha(V - IR_s)], \quad (5)$$

где I_t^0 , α , β — постоянные. Экспериментальное значение $\alpha = 4$ было определено из зависимости $\ln(I) = f(V - IR_s)$.

После логарифмирования выражения (5) получаем

$$\ln(I) + \alpha IR_s = \ln(I_t) + \alpha V, \quad (6)$$

где $I_t = I_t^0 \exp(\beta T)$ — ток отсечки.

Из последнего выражения видно, что зависимости $\ln(I) + \alpha IR_s = f(V)$ должны быть прямыми линиями, что и наблюдается в действительности (рис. 5). Путем экстраполяции прямолинейных участков до пересечения с осью ординат определяем значение $\ln(I_t)$. Температурная зависимость туннельного тока при $V = 0$ В имеет линейный характер (см. вставку на рис. 5), что дало возможность определить коэффициенты $I_t^0 = 5.25 \cdot 10^{-7} \text{ А}$, $\beta = 4.6 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$.

Проведенный анализ механизмов токопереноса через исследуемый диод Шоттки при обратном смещении (рис. 6) показал, что в области небольших напряжений ($0.12 < |V| < 0.5 \text{ В}$) зависимость $I_{\text{rev}}(V)$ хорошо описывается в рамках модели, основанной на эмиссии Френкеля–Пула. Суть процессов, которые происходят в этом случае, заключается в облегченном электрическом полем термическом высвобождении захваченных поверхностными ловушками носителей заряда [15]. Наличие достаточно сильного электрического поля в области перехода подтверждается высоким значением контактной разности потенциалов ($V_{bi} = 1.8 \text{ В}$ при 295 К).

Выражение, которое связывает величину обратного тока с приложенным напряжением, в этом случае имеет следующий вид [15–17]:

$$I_{\text{rev}} \propto |V| \exp[2\beta \sqrt{|V|/T}], \quad (7)$$

где β — постоянная, а построенная в координатах $\ln(I_{\text{rev}})$ от $|V|^{1/2}$ зависимость обратного тока от напряжения ($0.12 < |V| < 0.5 \text{ В}$) приведена на рис. 6 и хорошо аппроксимируется прямыми линиями, подтверждает правильность предложенного механизма токопереноса.

При обратном смещении в случае резкого перехода то, что обратные ветви ВАХ на рис. 7 являются прямыми линиями в координатах $\ln(I_{\text{rev}}) = f(\phi_0 - eV)^{-1/2}$, согласно [18–20], подтверждает доминирование туннельного механизма токопереноса в области обратных смещений $0.5 < |V| < 3 \text{ В}$.

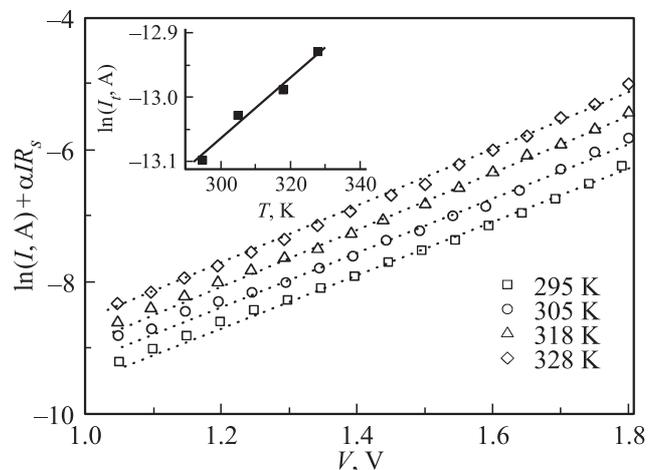


Рис. 5. Прямые ветви ВАХ гетероперехода при смещении $V > 1$ В с учетом влияния последовательного сопротивления. На вставке изображена зависимость тока отсечки I_t от температуры.

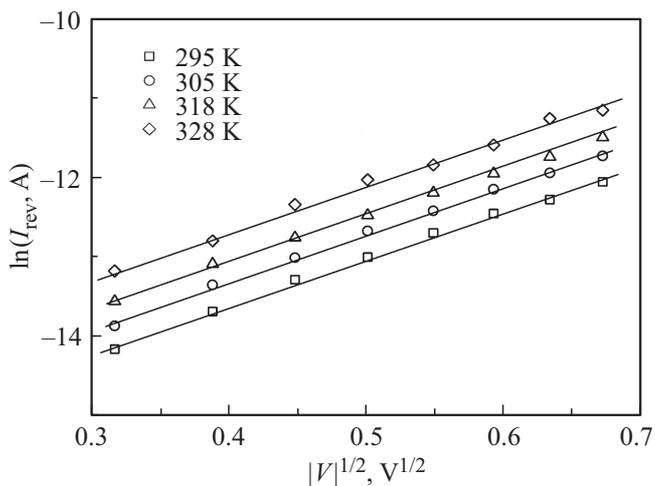


Рис. 6. Зависимость $I_{\text{rev}} = f(|V|^{1/2})$, которая описывается эмиссией Френкеля–Пулла через диод Шоттки графит/*p*-SiC.

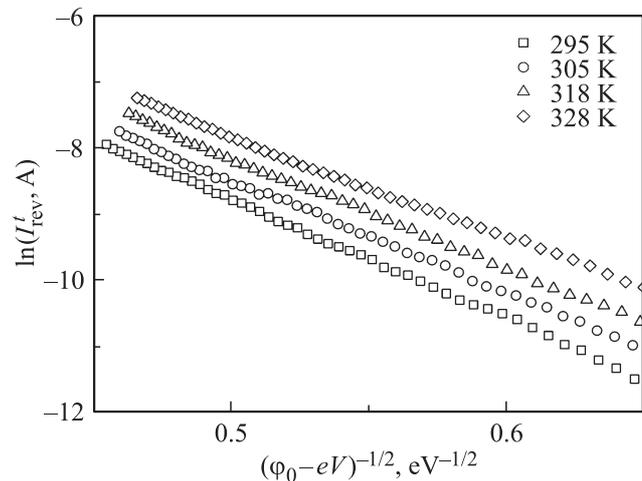


Рис. 7. Обратные ветви ВАХ диода Шоттки в полулогарифмическом масштабе.

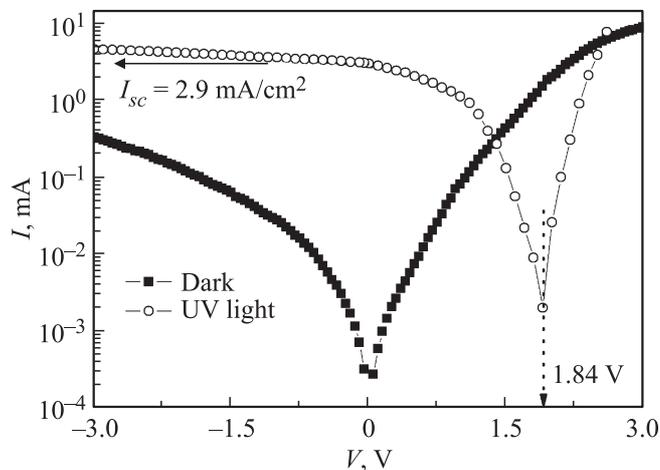


Рис. 8. Темновая и световая ВАХ диодов Шоттки графит/*p*-SiC в полулогарифмическом масштабе.

Параметр a_0 определяется вероятностью заполнения энергетического уровня, с которого происходит туннелирование при обратном смещении. С наклона температурной зависимости $\ln(a_0) = f(10^3/T)$ можно определить глубину его залегания. Но полученные экспериментальные данные свидетельствуют о температурной независимости параметра a_0 . Такая ситуация характерна для контакта металл–полупроводник при туннелировании из уровней металла — в нашем случае графита.

На рис. 8 представлены темновая и световая ВАХ диодов Шоттки графит/*p*-SiC. Как видно из рис. 8, при освещении ртутно-кварцевой лампой ДРЛ 250-3, которая находилась на расстоянии 3 см от образца, обратный ток при освещении возрастает по сравнению с темновым, что свидетельствует о возможности использования диодов Шоттки графит/*p*-SiC в качестве детекторов ультрафиолетового излучения. Диод Шоттки имеет напряжение холостого хода $V_{\text{oc}} = 1.84$ В и ток короткого замыкания $I_{\text{sc}} = 2.9$ мА/см².

4. Заключение

Исследованы электрические свойства диодов Шоттки графит/*p*-SiC, полученных путем рисования тонких пленок графита на поверхности монокристаллической соли и переносом их на подложки карбида кремния.

Из анализа температурных зависимостей прямых ветвей ВАХ гетероструктуры установлено, что доминирующим механизмом токопереноса при малых смещениях ($3kT/e < V < 1$ В) являются многоступенчатые туннельно-рекомбинационные процессы с участием поверхностных состояний на металлургической границе раздела графит/*p*-SiC. При больших смещениях ($1 < V < 1.8$ В) доминирующим механизмом токопереноса является туннелирование, которое описывается формулой Ньюмена.

При обратном смещении доминирующими механизмами переноса носителей заряда через диод является эмиссия Френкеля–Пулла при ($0.12 < |V| < 0.7$ В) и туннелирование через потенциальный барьер при ($0.5 < |V| < 3$ В).

Прямолинейность ВФХ, измеренных при различных частотах возбуждающего сигнала в координатах $C^{-2}-V$, свидетельствует о равномерном распределении концентрации некомпенсированной акцепторной примеси в пределах области пространственного заряда. Таким образом, диоды Шоттки графит/*p*-SiC можно отнести к резким асимметричным поверхностно-барьерным структурам.

Диод Шоттки графит/*p*-SiC имеет напряжение холостого хода $V_{\text{oc}} = 1.84$ В и ток короткого замыкания $I_{\text{sc}} = 2.9$ мА/см². При освещении ртутно-кварцевой лампой ДРЛ 250-3 обратный ток возрастает по сравнению с темновым, что свидетельствует о возможности использования диодов Шоттки графит/*p*-SiC в качестве детекторов ультрафиолетового излучения.

Список литературы

- [1] E. Rollings, G.-H. Gweon, S.Y. Zhou, B.S. Mun, J.L. Mc Chesney, B.S. Hussain, A.V. Fedorov, P.N. First, W.A. de Heer, A. Lanzara. *J. Phys. Chem. Sol.*, **67**, 2172 (2006).
- [2] S. Tongay, T. Schumann, X. Miao, B.R. Appleton, A.F. Hebard. *Carbon*, **49**, 2033 (2011).
- [3] С.В. Морозов, К.С. Новоселов, А.К. Гейм. *УФН*, **178**, 776 (2008).
- [4] R.T. Tung. *Mater. Sci. Engin. B*, **35**, 1 (2001).
- [5] S. Tongay, T. Schumann, A.F. Hebard. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 222103 (2009).
- [6] A.L. Barry, B. Lehman, D. Fritsch, D. Brauning. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **38**, 1111 (1991)
- [7] M. Bhatnagar, P.K. Mc Larty, B.J. Baliga. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **13** (10), 501 (1992).
- [8] V.V. Brus, P.D. Maryanchuk. *Carbon*, **78**, 613 (2014).
- [9] S. Niyogi, E. Bekyarova, M.E. Itkis, J.L. Mc Williams, M.A. Hamon, R.C. Haddon. *J. Am. Chem. Soc.*, **128** (24), 7720 (2006).
- [10] В.В. Брус, М.И. Илашчук, З.Д. Ковалюк, П.Д. Марьянчук, К.С. Ульяницкий, Б.Н. Грицюк. *ФТП*, **45**, 1109 (2011).
- [11] М.Н. Солован, П.Д. Марьянчук, В.В. Брус, О.А. Парфенюк. *Неорг. матер.*, **48**, 1154 (2012).
- [12] V.V. Brus, A.K. Kuaw, P.D. Maryanchuk, J. Zhang. *Photovolt.: Res. Appl.*, **23**, 1526 (2015).
- [13] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979) [Пер. с англ.: B.L. Sharma, R.K. Purohit. *Semiconductor heterojunctions* (Pergamon Press, 1974)].
- [14] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы: Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987) [Пер. с англ.: A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube. *Fundamentals of solar cells. Photovoltaic solar energy conversion* (N.Y., 1983)].
- [15] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor devices* (New Jersey, Wiley, 2007).
- [16] A.G. Milnes, D.L. Feucht. *Metal-semiconductor Junctions* (Academic Press, N. Y., 1972).
- [17] M.N. Solovan, V.V. Brus, P.D. Maryanchuk, M.I. Ilashchuk, Z.D. Kovalyuk. *Semicond. Sci. Techn.* **30**, art. no. 075006 (2015).
- [18] A.R. Riben, D.L. Feucht. *Sol. St. Electron.*, **9** (1055), 17 (1966).
- [19] A.R. Riben, D.L. Feucht. *Int. J. Electron.*, **20**, 583 (1966).
- [20] М.Н. Солован, В.В. Брус, П.Д. Марьянчук. *ФТП*, **48**, 232 (2014).

Редактор Г.А. Оганесян

Graphite/*p*-SiC Schottky diodes prepared by the transfer of drawn graphite films on SiC

M.N. Solovan¹, G.O. Andrushchak¹, A.I. Mostovyi^{1,2}, T.T. Kovaliuk¹, V.V. Brus^{1,3}, P.D. Maryanchuk¹

¹ Chernivtsi National University, 58012 Chernivtsi, Ukraine

² Department of Chemical Physics, Lund University, 22100 Lund, Sweden

³ Institute for Silicon Photovoltaics, Helmholtz-Zentrum Berlin, 12489 Berlin, Germany

Abstract Graphite/*p*-SiC Schottky diodes were prepared by means of the recently proposed technique based on the transferring of drawn graphite films onto the *p*-SiC single crystal substrate. Current-voltage and capacitance voltage characteristics were measured at different temperature and frequencies of the small amplitude AC signal, respectively. The temperature dependences of the height of the potential barrier and the series resistance of the graphite/*p*-SiC junctions were measured and analysed. The dominant current transport mechanisms through the diodes were determined. There was shown that the dominant current transport mechanisms through the graphite/*p*-SiC Schottky diodes were the multi-step tunnel-recombination at forward bias and the Frenkel-Poole emission and the tunnelling mechanisms at reverse bias. We have shown that the graphite/*p*-SiC Schottky diodes can be used as UV detectors with the open-circuit voltage $V_{oc} = 1.84$ V and the short circuit current density $I_{sc} = 2.9$ mA/cm when located 3 cm from the mercury-quartz lamp DRL 250-3.