

Влияния глубоких уровней на релаксацию тока в 6H-SiC-диодах

© Н.И. Кузнецов, J.A Edmond*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Cree Research Inc., 2810 Meridian Parkway,
Suite 176, Durham, NC 27713, USA

(Получена 30 января 1997 г. Принята к печати 3 апреля 1997 г.)

Описаны результаты исследования глубоких уровней в p -базе 6H-SiC-диодов. Глубокий уровень неизвестной природы с энергией ионизации $E_c = 1.45$ эВ является центром эффективной рекомбинации неосновных носителей, который контролирует рекомбинационные процессы. Уровень с энергией ионизации $E_c = 0.16$ эВ приписывается к донорной примеси азота. Процессы захвата и термоактивации электронов, связанные с этим уровнем, значительно увеличивают длительность релаксации тока через p - n -переход.

Введение

В настоящее время карбид кремния привлекает к себе особое внимание как один из наиболее перспективных широкозонных полупроводников для создания мощных быстродействующих приборов, способных работать при высоких температурах. Известно, что ловушки с уровнями энергии в запрещенной зоне полупроводника влияют на быстродействие приборов. Принято различать два типа ловушек: уровни рекомбинации и уровни прилипания. По характеру взаимодействия с зоной проводимости уровни прилипания делятся на два типа. Различают уровни однократного прилипания (β -уровни), для которых время установления теплового равновесия с зоной значительно превосходит время жизни носителей, и уровни многократного прилипания (α -уровни), для которых время установления теплового равновесия с зоной меньше времени жизни носителей. Влияние уровней прилипания на релаксацию тока в p - n -переходах было рассмотрено в работах [1,2], где было показано, что β -уровни прилипания практически не влияют на релаксацию тока из-за малой интенсивности термического опустошения, а влияние α -уровней прилипания может стать заметным лишь при высоких концентрациях этих уровней. При этом постоянная времени релаксации тока увеличивается в $(1 + \frac{N_\alpha}{N_{c\alpha}})$ раз по сравнению с величиной времени жизни неосновных носителей. Здесь N_α — концентрация α -уровней прилипания, $N_{c\alpha} = N_c \exp(-\frac{E_\alpha}{kT})$, E_α — энергия ионизации α -уровней прилипания, N_c — плотность состояний в зоне проводимости.

До настоящего времени очень мало известно о ловушках в 6H-SiC, которые являются центрами эффективной рекомбинации неосновных носителей [3–5]. Влияние уровней прилипания на фотопроводимость в SiC было описано в работах [6–8], где было показано, что α -уровни прилипания, приписываемые к донорной примеси азота, определяют медленную компоненту кривой спада фотопроводимости.

Цель настоящей работы — определение параметров уровней рекомбинации и прилипания методами емкостной и токовой спектроскопии глубоких уровней, исследование влияния ловушек на релаксацию тока в 6H-SiC-диодах.

1. Образцы

В работе исследовались 6H-SiC-диоды. Диодная структура была выращена в едином технологическом процессе методом газовой эпитаксии (CVD) [9]. В качестве подложек использовались пластины 6H-SiC n^+ -типа проводимости с концентрацией примеси порядка 10^{18} см^{-3} , коммерчески выпускаемые фирмой Cree Research Inc., USA. Эпитаксиальные слои осаждались на грань (0001) Si-подложки. Алюминий и азот использовались как акцепторная и донорная примеси соответственно. Сначала выращивали эпитаксиальный слой n^+ -типа проводимости, сильно легированный азотом, затем эпитаксиальный слой p -типа проводимости, легированный алюминием, и наконец, приконтактный слой p^+ -типа проводимости, сильно легированный алюминием. Толщина p -слоя была примерно 5 мкм. Для исследования электрических характеристик p - n -переходов были сформированы меза-структуры диаметром 300 мкм ионно-плазменным травлением [10]. Контакты к p^+ -слою и n^+ -подложке были изготовлены осаждением Al и Ni соответственно с последующим вжиганием.

Меза-структуры имели диодную вольт-амперную характеристику (ВАХ). Напряжение отсечки на прямой ВАХ было ~ 2.7 В. Полное падение напряжения на

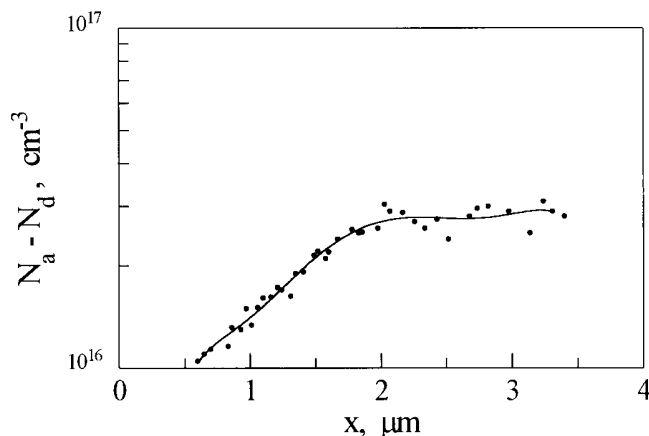


Рис. 1. Характерная зависимость концентрации $N_a - N_d = f(x)$ в p -слое 6H-SiC-диода, измеренная при комнатной температуре.

структуре было 4.5 В при постоянном прямом токе величиной 1 А. На обратной ВАХ наблюдался резкий пробой при напряжении ~ 600 В.

Из измерений вольт-фарадных характеристик (ВФХ) был определен профиль концентрации нескомпенсированной акцепторной примеси в p -слое диода. На рис. 1 приведена характерная зависимость $N_a - N_d$ как функция расстояния от p - n -перехода, измеренная при комнатной температуре. Как видно из рисунка, концентрация $N_a - N_d$ возрастает по мере удаления от границы p - n -перехода и затем выходит на постоянный уровень примерно $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Градиент концентрации на возрастающем участке равен $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-4}$. Зависимость барьерной емкости таких диодов от приложенного напряжения, $C^{-3} \sim U$, указывает на наличие плавного p - n -перехода. Напряжение емкостной отсечки на ВФХ было ~ 2.6 В. Эта величина близка к встроенному потенциалу для 6H-SiC p - n -перехода, p - и n -слои которого легированы алюминием и азотом соответственно.

Диффузионная длина неосновных носителей-электронов в p -слое была определена при комнатной температуре методом измерения тока, индуцированного электронным зондом, и имела значение $1 \div 1.5$ мкм, что соответствует величине времени жизни электронов $(2 \div 5) \cdot 10^{-9}$ с, с учетом того что подвижность электронов была равна $200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [11].

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Глубокие уровни. Для исследования уровней в запрещенной зоне полупроводника широко используется емкостная спектроскопия глубоких уровней — метод c -DLTS, предложенный Лангом [12]. Однако емкостные методы имеют ограниченный температурный диапазон измерений при исследовании уровней в SiC p -типа проводимости из-за вымораживания дырок при охлаждении образца ниже 200 К. Поэтому для исследования уровней в области низких температур мы использовали токовую спектроскопию — метод i -DLTS [13].

Измерения DLTS проводились в температурном диапазоне от 77 до 700 К. При этом на меза-структуру подавалось обратное смещение -5 В. Для заполнения ловушек основными носителями-дырками обратное смещение импульсно уменьшалось до нуля. Для заполнения ловушек неосновными носителями-электронами обратное смещение импульсно переключалось на прямой ток величиной 10 мА. Для определения параметров уровней записывалось семейство спектров DLTS при постоянном отношении $t_2/t_1 = 2$ для разных t_1 , которое менялось в пределах от 1 до 500 мс и от 10 мкс до 10 мс при использовании методов c -DLTS и i -DLTS соответственно. Здесь t_1 и t_2 — моменты времени измерения амплитуды релаксации емкости и тока в методах c -DLTS и i -DLTS соответственно.

На рис. 2 представлены фрагменты спектра c -DLTS. Из рисунка видно, что при температурах более 400 К имеют

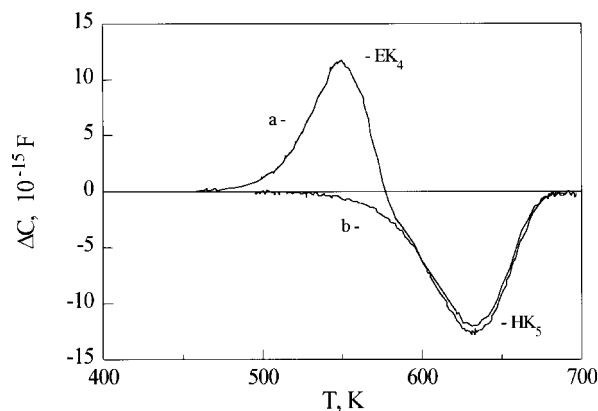


Рис. 2. Фрагменты спектра c -DLTS, снятые при $t_1 = 100$ мс, $t_2 = 200$ мс. a — спектр, снятый при условии, когда обратное смещение на образце импульсно переключалось на прямой ток величиной 10 мА. b — спектр, снятый при условии, когда обратное смещение импульсно уменьшалось до нуля.

место два пика, обозначенные как HK_5 и EK_4 соответственно. Каждому пику спектра DLTS соответствует уровень в запрещенной зоне. Пик, имеющий отрицательный знак, обусловлен перезарядкой уровня основными носителями, в данном случае дырками, а пик, имеющий положительный знак, неосновными носителями-электронами.

На рис. 3 представлены фрагменты спектра i -DLTS, из которого видно, что при температурах меньше 200 К имеют место три пика, обозначенные как HK_1 , EK_2 и EK_3 . Так как направление тока, протекающего через p - n -переход, не зависит от того, каким типом носителей заряда (электрон, дырка) перезаряжается глубокий уровень, пики спектра i -DLTS имеют один знак [13]. Пик HK_1 обусловлен перезарядкой уровня HK_1 основными

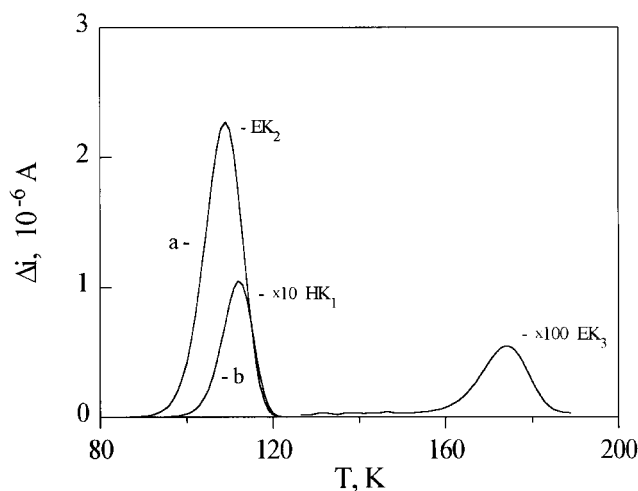


Рис. 3. Фрагменты спектра i -DLTS, снятые при $t_1 = 0.1$ мс, $t_2 = 0.2$ мс. a — спектр, снятый при условии, когда обратное смещение на образце импульсно переключалось на прямой ток величиной 10 мА. b — спектр, снятый при условии, когда обратное смещение импульсно уменьшалось до нуля.

Параметры обнаруженных уровней

Уровень	E_i , эВ	σ_n , см ²	σ_p , см ²	N_i , см ⁻³	Метод
EK_2	$E_c - 0.16$	$\sim 10^{-14}$	—	$(3 \div 5) \cdot 10^{17}$	i -DLTS
EK_3	$E_c - 0.34$	$8 \cdot 10^{-13}$	—	$\sim 4 \cdot 10^{14}$	i -DLTS
EK_4	$E_c - 1.45$	$\sim 10^{-13}$	—	$\sim 10^{14}$	c -DLTS
NK_1	$E_v + 0.24$	—	$7.4 \cdot 10^{-13} (300/T)^3$	$\sim 10^{16}$	i -DLTS
NK_5	$E_v + 1.41$	—	$6 \cdot 10^{-16}$	$\sim 10^{14}$	c -DLTS

носителями—дырками. Пики EK_2 и EK_3 обусловлены перезарядкой уровней EK_2 и EK_3 соответственно, неосновными носителями—электронами.

Параметры обнаруженных уровней определялись из зависимости Аррениуса (рис. 4), которая была построена из семейства спектров DLTS. Результаты измерений DLTS суммированы в таблице. При вычислении сечений захвата были использованы следующие значения эффективных масс электронов и дырок соответственно: $m_e^* = 0.27m_0$ [14] и $m_h^* = 1.0m_0$ [15].

Так как уровень EK_4 лежит вблизи середины запрещенной зоны (см. таблицу) и имеет достаточно большое сечение захвата неосновных носителей—электронов, он может являться центром эффективной рекомбинации носителей. Действительно, время жизни электронов τ_n , определяемое этим уровнем, примерно равно 10^{-8} с. Полученное значение τ_n близко к ранее вычисленному из диффузионной длины. Небольшое расхождение в значениях τ_n может быть связано с наличием дополнительного канала рекомбинации через другие глубокие уровни.

Уровень NK_1 имеет энергию ионизации, близкую к энергии ионизации примеси алюминия в 6H-SiC [16,17], и так как p -слой был легирован алюминием, мы приписываем уровень NK_1 к примеси алюминия. Отметим, что параметры уровня NK_1 были определены с учетом температурной зависимости сечения захвата дырки на заряженный центр [18].

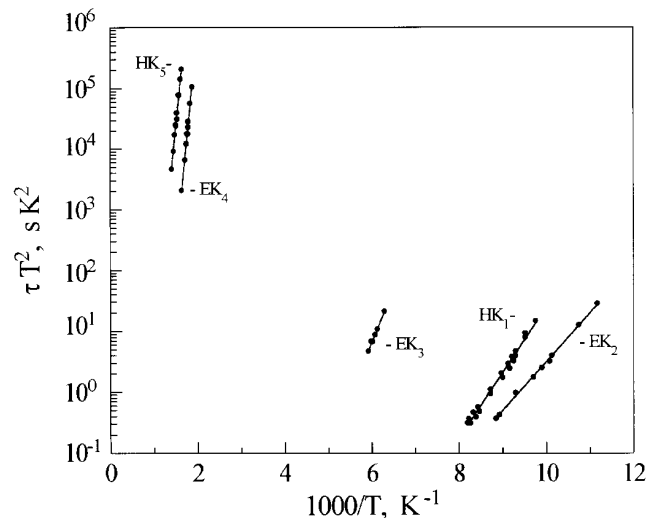


Рис. 4. Зависимость Аррениуса для обнаруженных уровней.

Измерения на разных меза-структурах показали, что концентрация уровня EK_2 достаточно высока — $(3 \div 5) \cdot 10^{17}$ см⁻³. При этом следует отметить, что данный уровень сконцентрирован вблизи границы p – n -перехода. Энергия ионизации уровня EK_2 близка к энергии ионизации атома азота, занимающего кубическое положение в кристаллической структуре 6H-SiC [14,19]. Поэтому мы приписываем уровень EK_2 донорной примеси азота. Подчеркнем, что наблюдаемый профиль концентрации $N_a - N_d$ (см. рис. 1) мог быть обусловлен диффузией азота в p -слой в процессе роста структуры. По характеру взаимодействия с зоной проводимости уровень EK_2 можно отнести к α -уровням прилипания, так как время установления теплового равновесия этого уровня с зоной проводимости $t_\alpha = 2 \cdot 10^{-10}$ с значительно меньше времени жизни электронов τ_n . Так как уровень EK_2 имеет достаточно высокую концентрацию, он может оказывать влияние на релаксацию тока через p – n -переход. Действительно, как указывалось в введении, постоянная времени релаксации тока должна увеличиваться в $(1 + \frac{N_a}{N_{ca}})$ раз, т.е. в $(8 \div 12)$ раз при комнатной температуре с учетом концентрации уровня EK_2 . Таким образом, при исследовании кинетики тока через p – n -переход можно ожидать релаксационную кривую тока с постоянной времени, значительно превышающей время жизни неосновных носителей. С другой стороны, процессы прилипания не влияют на стационарное распределение свободных носителей при протекании прямого тока. Это связано с тем, что в стационарных условиях захват неравновесных носителей на уровни прилипания балансируется термическим выбросом носителей с этих уровней. Поэтому прямые ВАХ диодов при стационарных условиях будут определяться процессами рекомбинации носителей, а не прилипания.

Вольт-амперные характеристики. Прямые ветви ВАХ имели экспоненциальную зависимость тока от напряжения. В области низких токов ($10^{-6} \div 10^{-3}$ А/см²) поведение тока может быть описано классической теорией Шокли–Нойса–Саа [20]. Согласно этой теории, протекание тока обусловлено рекомбинацией носителей в слое объемного заряда через уровень рекомбинации, который лежит вблизи середины запрещенной зоны. Эффективное время жизни носителей, вычисленное из данных измерений ВАХ, было равно $5 \cdot 10^{-9}$ с. Эта величина практически совпадает с величиной τ_n , полученной из диффузионной длины. На роль уровня рекомбинации из числа обнаруженных глубоких уровней может

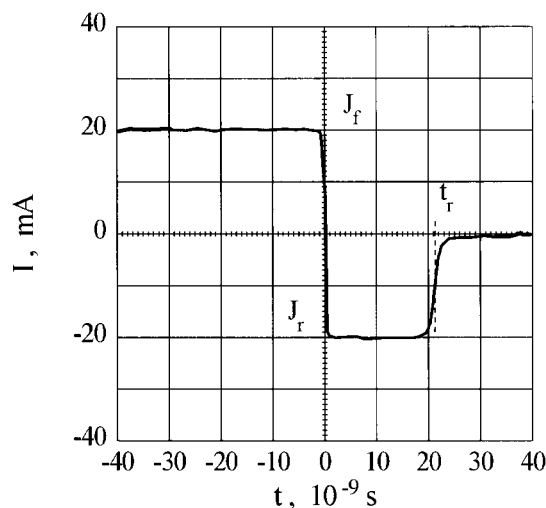


Рис. 5. Осциллограмма формы импульса тока, наблюдаемая при переключении диода с прямого тока J_f на обратный J_r .

претендовать уровень EK_4 . В области средних токов ($10^{-3} \div 1 \text{ А/см}^2$) поведение тока может быть описано обобщенной теорией Шокли–Нойса–Саа [21]. Согласно данной теории, протекание тока обусловлено рекомбинацией носителей через двухзарядный центр. К сожалению, при DLTS измерениях мы не смогли обнаружить такой двухзарядный центр. Тем не менее отметим, что наличие такого двухзарядного центра могло бы объяснить расхождение в значениях времени жизни электронов, вычисленных из параметров уровня EK_4 и из данных измерений диффузионной длины и ВАХ. Имеется в виду, что, помимо канала рекомбинации через уровень EK_4 , дополнительным каналом рекомбинации мог быть двухзарядный центр, о котором шла речь выше.

Кинетика тока через p – n –переход. Измерение кинетики тока через p – n –переход проводилось на аппаратуре с временным разрешением порядка $5 \cdot 10^{-10}$ с. При измерении на образец подавалось прямое смещение, которому соответствовал прямой ток J_f . В момент времени $t = 0$ к образцу прикладывался импульс обратного напряжения длительностью ($10^{-7} \div 10^{-6}$) с. Во время действия импульса обратного напряжения через p – n –переход протекал обратный ток J_r . Форма импульса обратного тока наблюдалась на высокочастотном осциллографе (см. рис. 5). Изменение обратного тока во времени можно было разделить на две фазы. В течение фазы 1 ($0 < t < t_r$) обратный ток J_r был постоянен. Предполагается, что фаза 1 завершается во время t_r , когда плотность инжектированных неосновных носителей падает до нуля. Во время фазы 2 ($t > t_r$) обратный ток J_r быстро уменьшался до значений тока утечки. Время t_r зависит от отношения токов J_r/J_f и времени жизни неосновных носителей τ_r и находится из трансцендентного уравнения [22]

$$\frac{J_f}{J_f + J_r} = \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{t_r}{\tau_r}}\right). \quad (1)$$

Поэтому измерение длительности ступеньки обратного тока t_r (см. рис. 5) при переключении диода с прямого тока на обратный широко используется для определения времени жизни неосновных носителей. При $J_r/J_f = 1$ длительность фазы постоянного тока составляет примерно $0.3\tau_r$ [23]. Измерения t_r при условии $J_r/J_f = 1$ на разных диодах показали, что t_r изменялось в пределах $(2 \div 5) \cdot 10^{-8}$ с. Отсюда $\tau_r = (7 \div 17) \cdot 10^{-8}$ с, что значительно превышает величину τ_n , ранее полученную из диффузионной длины и ВАХ. Полученное различие в величинах t_r и τ_n связано с различием условий измерений. Диффузионная длина и ВАХ измерялись при стационарных условиях, поэтому на результаты измерений не оказывали влияния уровни прилипания. Исследование кинетики тока через p – n –переход осуществлялось при нестационарных условиях, при этом сказывалось влияние α -уровней прилипания на результаты измерений. Процессы захвата и термоактивации неосновных носителей, связанные с уровнем EK_2 , контролируют длительность ступеньки t_r обратного тока J_r . Действительно, наблюдалась корреляция между концентрацией уровня EK_2 и временем t_r . Чем больше концентрация уровня EK_2 , тем больше измеряемая величина t_r . Поэтому длительность ступеньки t_r обратного тока J_r в данном случае не соответствует времени жизни электронов.

Заключение

В работе исследовались 6H-SiC-диоды. Диодная структура была выращена в едином технологическом процессе методом CVD. Алюминий и азот использовались как акцепторная и донорная примеси соответственно. Исследование глубоких уровней в p -слое диода показало, что уровень с энергией ионизации $E_c - 1.45$ эВ является центром эффективной рекомбинации неосновных носителей. Уровень с энергией ионизации $E_c - 0.16$ эВ приписывается к донорной примеси азота. Процессы захвата и термоактивации электронов, связанные с этим уровнем, значительно увеличивают длительность релаксации тока через p – n –переход.

Авторы благодарят В.А. Дмитриева и фирму Cree Research Inc. за предоставленные p – n –структуры, В.А. Соловьева за измерения диффузионной длины.

Часть работы была выполнена при поддержке Министерства обороны США.

Список литературы

- [1] Ф.М. Берковский, С.М. Рывкин, Н.Б. Строкан. ФТТ, **3**, 230 (1961).
- [2] Ф.М. Берковский, С.М. Рывкин, Н.Б. Строкан. ФТТ, **3**, 3535 (1961).
- [3] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, В.Е. Челноков. ФТП, **25**, 479 (1991).
- [4] N.T. Son, E. Sorman, W.M. Chen, O. Kordina, B. Monemar, E. Janzen. Appl. Phys. Lett., **65**, 2687 (1994).

- [5] St.G. Muller, D. Hofmann, A. Winnacker, E.N. Mokhov, Yu.A. Vodakov. Inst. Phys. Conf. Ser. **142**, Chap. 2, 361 (1996).
- [6] Г.Ф. Холуянов. ФТП, **4**, 3170 (1962).
- [7] А.И. Вейнгер, К.П. Конин. ФТП, **2**, 294 (1968).
- [8] Г. Борда, Э.Е. Виолин, Г.Н. Виолина, Ю.М. Таиров. ФТП, **11**, 2551 (1969).
- [9] H.S. Kong, J.T. Glass, R.F. Davis. J. Appl. Phys., **64**, 2672 (1988).
- [10] J.W. Palmour, R.F. Davis, T.M. Wallett, K.B. Bhasin. J. Vac. Sci. Technol. A, **4**, 590 (1986).
- [11] T. Tachibana, H.S. Kong, Y.C. Wang, R.F. Davis. J. Appl. Phys., **67**, 6375 (1990).
- [12] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [13] Н.И. Кузнецов. ФТП, **27**, 1674 (1993).
- [14] W. Suttrop, G. Pensl, W.J. Choyke, R. Stein, S. Leibenzeder. J. Appl. Phys., **72**, 3708 (1992).
- [15] H.J. van Daal, W.F. Knippenbery, J.D. Wasscher. J. Phys. Chem. Sol., **24**, 109 (1963).
- [16] M. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev. B, **22**, 2842 (1980).
- [17] Н.И. Кузнецов, А.П. Дмитриев, А.С. Фурман. ФТП, **28**, 1010 (1994).
- [18] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. ФТП, **12**, 3 (1978).
- [19] О.В. Вакуленко, О.А. Гусева. ФТП, **15**, 1528 (1981).
- [20] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [21] В.В. Евстропов, К.В. Киселев, И.Л. Петрович, Б.В. Царенков. ФТП, **18**, 1852 (1984).
- [22] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме*. (М., Наука, 1968).
- [23] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (2nd ed. Wiley, N.Y., 1981).

Редактор В.В. Чалдышев

The influence of deep levels on current relaxation in 6H-SiC diodes

N.I. Kuznetsov, J.A. Edmond*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*Cree Research Inc., 2810 Meridian Parkway,
Suite 176, Durham, NC 27713, USA

Abstract Results of deep level research in p -base of the 6H-SiC diodes have been described. The deep level of an unknown nature with ionization energy of $E_c - 1.45$ eV is effective recombination center of minority carriers, which controls recombination process. The level with ionization energy of $E_c - 0.16$ eV is attributed to a nitrogen donor impurity. Processes of capture and thermal activation of electrons connected with a nitrogen level much increase the duration of current relaxation through $p-n$ junction.