

©1994 г.

## ПАРАМЕТРЫ ЦЕНТРА, СВЯЗАННОГО С ПРИМЕСЬЮ Al В 6H-SiC

*Н.И.Кузнецов,<sup>1</sup> А.П.Дмитриев, А.С.Фурман*

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

(Получена 17 декабря 1993 г. Принята к печати 22 декабря 1993 г.)

Исследовались 6H-SiC-диоды с различной степенью легирования алюминием базовой области *p*-типа. В помощью токовой спектроскопии глубоких уровней определены параметры центра, связанного с примесью Al. Приведена теоретическая оценка сечения захвата дырки на заряженный центр в карбиде кремния. Результаты оценки согласуются с экспериментом.

Алюминий является основной акцепторной примесью в карбиде кремния. В решетке карбида кремния политипа 6H Al может находиться в трех положениях, неэквивалентных с точки зрения кристаллической структуры [1]. Два из этих положений условно названы кубическими и одно — гексагональным. Энергия оптической ионизации центров, связанных с Al в 6H-SiC, была определена из измерений спектров электро- и фотолюминесценции [2,3]. Для гексагонального положения энергия составила  $E_v + 0.239$  эВ, а для кубического —  $E_v + 0.249$  эВ.

В работе [4] с помощью холловских измерений было показано, что энергия термической ионизации Al меняется в зависимости от его концентрации. При изменении концентрации примеси Al в пределах  $(5 \cdot 10^{19} - 10^{18})$  см<sup>-3</sup> энергий термической ионизации центра меняется в интервале  $(0.1 \div 0.3)$  эВ.

Сечение захвата дырки на уровень Al до сих пор, насколько нам известно, не было определено.

Цель настоящей работы — определение параметров примесного центра Al методом токовой спектроскопии, а также проведение теоретической оценки сечения захвата дырки на заряженный центр в 6H-SiC.

<sup>1</sup> Работа частично выполнена в CREE Research EED, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

## 1. Образцы

В работе исследовались  $6H$ -SiC  $p$ - $n^+$ -структуры, полученные эпитаксиальным методом [5,6]. Базовая область  $p$ -типа исследуемых диодов была легирована алюминием. При этом имелись диоды с различной степенью легирования  $p$ -базы. Меза-структуры диаметром 300 мкм были сформированы ионно-плазменным травлением. Контакты к  $n$ - и  $p$ -областям диода были изготовлены по обычной технологии.

## 2. Экспериментальные результаты

Из измерений вольт-фарадных характеристик были определены профили концентрации нескомпенсированной акцепторной примеси в  $p$ -базе диодов. На рис. 1 приведены зависимости  $N_A - N_D = f(x)$ , измеренные при комнатной температуре на диодах с различной степенью легирования  $p$ -базы. В первом образце (см. рис. 1, кривая 1) концентрация нескомпенсированной примеси была равна  $\sim 10^{16}$  см $^{-3}$ , а во втором образце (см. рис. 1, кривая 2) —  $\sim 10^{17}$  см $^{-3}$ . При этом наблюдался градиент концентрации, который в первом образце равен  $\sim 2 \cdot 10^{20}$  см $^{-4}$ , а во втором —  $\sim 2 \cdot 10^{22}$  см $^{-4}$ . Зависимость барьерной емкости таких диодов от приложенного напряжения,  $C^{-3} \sim U$ , указывает на наличие плавного  $p$ - $n$ -перехода.

Для исследования дефектов с уровнями энергии в запрещенной зоне широко используется емкостная спектроскопия глубоких уровней — метод  $s$ -DLTS [7]. Однако для определения параметров уровней, связанных с основной легирующей примесью, емкостные методы не годятся, так как охлаждение образца в процессе измерения приводит к «вымораживанию» свободных носителей заряда и, как следствие этого, к значительному уменьшению барьерной емкости. Поэтому для определения параметров уровней мы использовали токовую спектроскопию — метод  $i$ -DLTS [8]. Спектры  $i$ -DLTS были получены с помощью токового спектрометра [9].

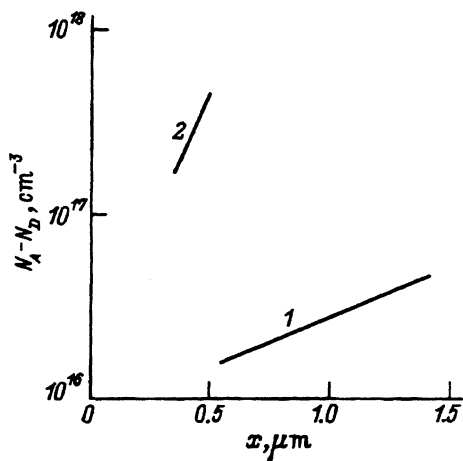


Рис. 1. Характерные зависимости концентрации  $N_A - N_D = f(x)$  в  $p$ -базе диодов, измеренные при комнатной температуре.

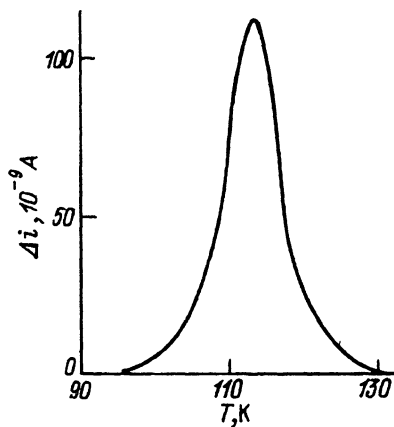


Рис. 2. Фрагмент спектра *i*-DLTS, снятый в режиме сброса обратного напряжения до нуля при  $n = 3$  и  $t_1 = 0.1$  мс на образце с  $N_A - N_D \sim 10^{16}$  см $^{-3}$ .

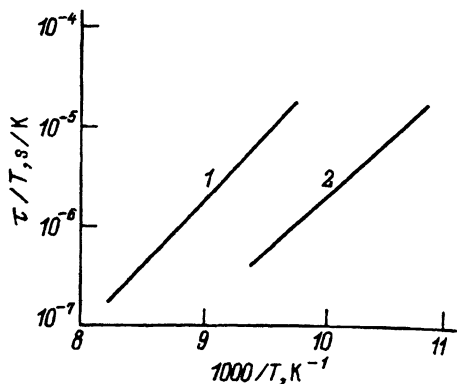


Рис. 3. Зависимость Аррениуса для центра *HK1* с учетом температурной зависимости сечения захвата ( $\sigma_p \sim T^{-3}$ ).

$N_A - N_D$ , см $^{-3}$ : 1 —  $10^{16}$ , 2 —  $10^{17}$ .

На рис. 2 приведен фрагмент спектра *i*-DLTS, снятый в режиме сброса обратного напряжения до нуля. Видно, что имеет место одиночный пик классической формы, обусловленный перезарядкой локального центра основными носителями заряда — дырками. Положение пика на температурной оси определяется термической энергией ионизации и сечением захвата носителей заряда. Параметры центра определяют из зависимости Аррениуса, которую получают из семейства спектров *i*-DLTS. Известно, что сечение захвата носителей заряда на заряженный центр должно иметь температурную зависимость  $T^{-3}$  [10]. С учетом этой температурной зависимости была построена прямая Аррениуса (см. рис. 3), из наклона которой была определена энергия термической ионизации центра, обозначенного нами как *HK1*. Сечение захвата вычислялось по величине отсечки на оси ординат. При этом использовалось следующее значение эффективной массы дырки:  $m_h = 1.0m_0$  [11]. В случае, когда концентрация нескомпенсированной примеси в *p*-базе диода  $N_A - N_D$  была равна  $\sim 10^{16}$  см $^{-3}$ , центр *HK1* имел параметры:  $E_v + 0.243$  эВ,  $\sigma_p = 7.4 \cdot 10^{-13}(300/T)^3$  см $^2$ . При  $N_A - N_D \sim 10^{17}$  см $^{-3}$  параметры центра *HK1* имели несколько другие значения:  $E_v + 0.213$  эВ,  $\sigma_p = 3.7 \cdot 10^{-13}(300/T)^3$  см $^2$ .

Ряд авторов для величины  $m_h$  приводит большие значения, вплоть до  $m_h = 2.0 \cdot m_0$  [12]. Если при обработке эксперимента использовать это значение эффективной массы дырки, то для сечения захвата будем иметь

$$\begin{aligned} \sigma_p &= 2.6 \cdot 10^{-13}(300/T)^3 \text{ см}^2 && \text{при } N_A - N_D \sim 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ и} \\ \sigma_p &= 1.3 \cdot 10^{-13}(300/T)^3 \text{ см}^2 && \text{при } N_A - N_D \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}. \end{aligned}$$

Полученные нами значения энергии ионизации центра *HK1* близки к указанным во введении значениям энергии ионизации уровней Al. Поэтому можно сделать вывод, что описанный в нашей работе центр *HK1* идентичен с центром Al. Кроме этого, наблюдается описанная

выше тенденция уменьшения энергии термической ионизации центра с ростом концентрации Al.

Этот эффект, по-видимому, связан с действием колоновских полей соседних заряженных центров. Предполагая, что центры расположены случайным образом, величину сдвига энергии можно оценить по формуле

$$\Delta E \sim \frac{e^2 a}{\chi} N_A^{2/3},$$

где  $a$  — радиус волновой функции основного состояния:

$$a \sim \hbar / \sqrt{2m_h E_a},$$

$N_A$  — концентрация алюминия,  $E_a$  — энергия ионизации акцептора. При  $N_A \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для  $\Delta E$  получаем значение порядка единиц мэВ, что значительно меньше наблюдаемого. Такое расхождение, возможно, указывает на существование корреляции в расположении примесей, вследствие чего среднее расстояние между ними оказывается меньше чем  $(N_A)^{-1/3}$ .

### 3. Теоретическая оценка сечения захвата дырок на акцептор в 6H-SiC

Следует отметить, что атом алюминия в карбиде кремния не является водородоподобным центром, так как его уровень расположен заметно глубже, чем должно быть согласно расчету методом эффективной массы. Действительно, водородоподобная модель дает следующее значение энергии ионизации:

$$E_a = \frac{1}{\chi^2} \frac{m_h}{m_0} E_H,$$

где  $E_H$  — энергия основного состояния атома водорода,  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника, а  $m_h$  — эффективная масса дырки. В карбиде кремния, где  $\chi = 10$ ,  $m_h = 1.0 \cdot m_0$  [11], получаем  $E_a = 136$  мэВ, что почти вдвое меньше экспериментальных значений. Это означает, что волновая функция основного состояния локализована в области межатомного расстояния ( $\sim 5 \text{ \AA}$ ) и в ее формировании значительную роль играет потенциал центральной ячейки. Основное состояние, однако, не участвует в процессах захвата носителя на заряженный центр. Действительно, согласно [10], захват в этом случае происходит в процессе диффузии носителя по возбужденным состояниям с энергией порядка  $kT$  и меньше. Волновые же функции таких состояний должны обращаться в нуль вблизи центра, и, следовательно, они не искажаются потенциалом центральной ячейки. Это означает, что теория [10], разработанная для водородоподобных центров, применима и в нашем случае. Соответствующая формула для сечения захвата имеет вид

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{l_0} \frac{e^6}{\chi^3 (kT)^3}, \quad l_0 = \frac{\pi \hbar^4 \rho}{2 \sqrt{\frac{m_h}{m_0}} \left(\frac{m_h}{m_0}\right)^{5/2} E_d^2 m_0^3},$$

где  $\rho$  — плотность кристалла,  $E_d$  — потенциал деформации взаимодействия дырок с акустическими фононами. Величина  $(m_h/m_0)^{5/2} \cdot E_d^2$ , измеренная в работе [11], равна  $170 \text{ эВ}^2$ . Принимая для  $m_h/m_0$  значение, равное единице, получим

$$\sigma_p = 8.6 \cdot 10^{-14} (300/T)^3 \text{ см}^2.$$

Такие значения сечения захвата типичны для мелких заряженных центров. При  $m_h/m_0 = 2.0$  имеем

$$\sigma_p = 1.2 \cdot 10^{-13} (300/T)^3 \text{ см}^2.$$

### Заключение

Полученные в работе экспериментальные значения сечения захвата удовлетворительно согласуются с теоретической оценкой. Различие может быть связано с тем, что приведенная оценка не учитывает анизотропию энергетического спектра дырок, которая в  $6H\text{-SiC}$ , по-видимому, весьма значительна. Какие-либо данные о величине этой анизотропии в литературе отсутствуют. Вместе с тем следует отметить, что совпадение теории и эксперимента с точностью до порядка величины является хорошим результатом для подобных измерений.

Авторы благодарят В.А. Дмитриева и фирму CREE Research Inc. за предоставленные  $p$ - $n$ -структуры. Работа частично финансировалась Министерством обороны США.

### Список литературы

- [1] L. Patrick. Phys. Rev., **127**, 1878 (1962).
- [2] M. Ikeda, T. Hayakawa, S. Yamagiwa, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., **50**, 8215 (1979).
- [3] M. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev. B, **22**, 2842 (1980).
- [4] Г.А. Ломакина, Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, Г.Ф. Холюянов. ФТТ, **12**, 2918 (1970).
- [5] J.A. Edmond et al. In: Springer Proceedings in Physics (ed. by C.Y. Yang, M.M. Rahman, G.L. Harris), 71, Springer Verlag, Berlin (1992).
- [6] J.A. Edmond et al. In: IEEE MTT Device Research Symposium Charlestown (1991).
- [7] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [8] Н.И. Кузнецов. ФТП, **27**, 1674 (1993).
- [9] Н.И. Кузнецов. ПТЭ, **6**, 163 (1990).
- [10] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ФТП, **12**, 3 (1978).
- [11] N.J. van Daal, W.F. Knippenberg, J.D. Wasscher. J. Phys. Chem. Sol., **24**, 109, (1963).
- [12] Yu.A. Vodakov, G.A. Lomakina, E.N. Moxov, E.I. Radovanova, V.I. Sokolov, M.M. Usmanova. Phys. St. Sol. (a), **35**, 37 (1976).

Редактор В.В. Чалдышев