

ТОКОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ

В p — n -СТРУКТУРАХ СО ВСТРОЕННЫМ ПОЛЕМ НА ОСНОВЕ $6H$ -SiC

М. М. Аникин, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев,
Н. С. Савкина, А. Л. Сыркин, В. Е. Челноков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 19 августа 1993 г. Принята к печати 2 сентября 1993 г.)

Исследовались фотодиоды на основе $6H$ -SiC с неоднородно легированной n -базой. Обнаружены один глубокий центр захвата электронов и семь глубоких центров захвата дырок. Показано, что профиль концентрации нескомпенсированной примеси в n -базе фотодиода определяется наличием глубоких центров: HK_2 ($E_V + 0.276$ эВ, $\sigma_p = 1.3 \cdot 10^{-15}$ см²) и HK_3 ($E_V + 0.306$ эВ, $\sigma_p = 8.5 \cdot 10^{-17}$ см²), которые, по-видимому, являются структурными дефектами. Возможно, что наблюдаемый центр HK_1 ($E_V + 0.223$ эВ, $\sigma_p = 3.6 \cdot 10^{-12}$ см²) связан с примесью Al.

Известно [1], что встроенное поле в полупроводниковом материале увеличивает диффузионную длину (время жизни) неосновных носителей заряда. Это дает возможность оптимизации параметров приборов, создаваемых на основе такого материала.

В работах [2,3] авторами сообщалось, что создание встроенного поля напряженностью 10^3 В/см в n -базе $6H$ -SiC-фотодиодов увеличивало их чувствительность в 3 раза в ультрафиолетовой области света. Встроенное поле было создано неоднородным легированием n -базы фотодиода.

Неоднородное легирование приводит к образованию концентрационного профиля легирующей примеси, который может быть обусловлен наличием глубоких центров. В указанных выше работах исследование глубоких центров не проводилось.

Цель настоящей работы — исследование и определение параметров глубоких центров, образующихся в p — n -структурах со встроенным полем на основе $6H$ -SiC, методами емкостной и токовой спектроскопии глубоких уровней.

1. Образцы

Были исследованы два типа p — n -структур, полученных на грани (0001) Si монокристаллических подложек $6H$ -SiC n -типа проводимости методом сублимационной эпитаксии. К первой группе были отнесены p — n -структуры, изготовленные по обычной технологии с однородным легированием [4], а ко второй — структуры с неоднородным легированием n -базы диода. Неоднородное легирование осуществлялось изменением технологических условий роста и введением акцепторной примеси (Al) во время эпитаксии. При этом можно было получать эпитаксиальные слои n -типа проводимости с различным профилем концентрации нескомпенсированной примеси. Межа-структуры площадью $(2 \div 3) \cdot 10^{-3}$ см² были сформированы ионно-плазменным травлением.

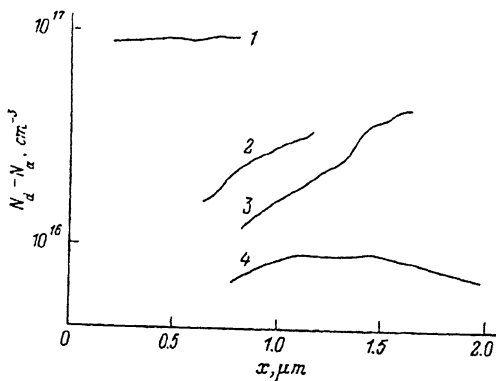


Рис. 1. Характерные распределения концентрации нескомпенсированной легирующей примеси в n -базе диода для образцов с однородным (1) и неоднородным (2—4) легированием. 2—4 соответствуют разным уровням компенсации.

Контакты к n - и p -областям были изготовлены по технологии, описанной в работе [3].

2. Экспериментальные результаты

Из вольт-фарадных характеристик были определены профили концентрации нескомпенсированной примеси $N_d - N_a$ по длине x n -базы исследуемых диодов. На рис. 1 представлены характерные зависимости $N_d - N_a = f(x)$, измеренные при комнатной температуре. Кривая 1 получена на образцах первой группы с однородным легированием. Видно, что концентрация нескомпенсированной примеси практически постоянна и приблизительно равна 10^{17} см^{-3} . Напряжение емкостной отсечки равно 2.6 В. Кривые 2, 3 получены на образцах второй группы с неоднородным легированием. Здесь наблюдается заметное увеличение концентрации нескомпенсированной примеси по мере удаления от границы p - n -перехода. Напряженность встроенного поля для разных образцов находилась в пределах $(0.1 \div 1) \cdot 10^3$ В/см. Кривая 4 получена также на образцах второй группы, но с более высокой степенью компенсации основной легирующей примеси. Видно, что концентрация нескомпенсированной примеси слабо изменяется.

Для измерения параметров и концентрации глубоких центров использовались методы емкостной (c -DLTS) [5] и токовой (i -DLTS) [6] спектроскопии глубоких уровней. На образцах второй группы наблюдалась значительная частотная зависимость барьерной емкости при температурах ниже 230 К. Это не позволяло проводить емкостные измерения. Поэтому исследованием глубоких центров на этих образцах проводились с помощью метода i -DLTS. Для измерения спектров i -DLTS использовался токовый спектрометр, описанный в работе [7].

В результате измерений были обнаружены: один глубокий центр захвата электронов и семь глубоких центров захвата дырок. Из числа обнаруженных центров ранее описаны три — это L -, D - и i -центры [8-10]. D - и i -центры являются характерными глубокими центрами для эпитаксиальных слоев $6H$ -SiC n -типа проводимости. Данные глубокие центры имеют близкие параметры, и поэтому в спектрах i -DLTS наблюдается сложный пик, обусловленный одновременной перезарядкой этих двух центров [6].

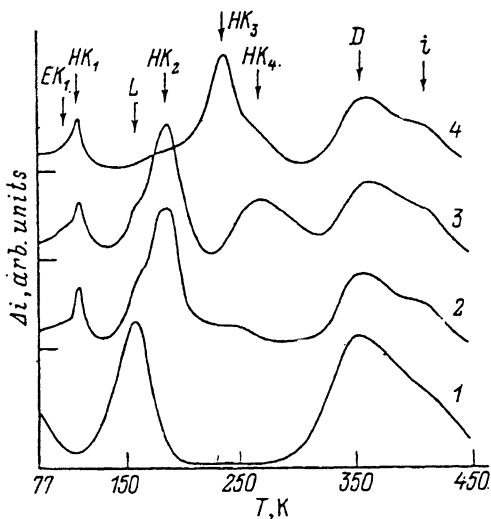


Рис. 2. Спектры *i*-DLTS; полученные в режиме подачи на образец прямых инжектирующих импульсов. Нумерация кривых та же, что на рис. 1.

На рис. 2 представлены спектры *i*-DLTS. Видно, что на образцах первой группы (кривая 1) наблюдаются два пика. Низкотемпературный пик обусловлен перезарядкой *L*-центра. Высокотемпературный пик имеет сложную форму и связан с перезарядкой *D*- и *i*-центров.

На образцах второй группы (кривые 2, 3) наблюдается более сложный спектр *i*-DLTS, обусловленный перезарядкой по крайней мере семи глубоких центров. При этом доминирующими по концентрации глубокими центрами являются центры HK_2 , концентрация которых примерно равна $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что концентрация этих центров увеличивается по мере приближения к границе *p*-*n*-перехода. На образцах с меньшей концентрацией нескомпенсированной примеси (см. рис. 1, кривая 3) величина концентрации глубоких центров HK_2 выше. На образцах первой группы глубокий центр HK_2 не был обнаружен. На основании сказанного можно предположить, что профиль концентрации нескомпенсированной примеси на образцах второй группы (кривые 2 и 3) обуславливается наличием глубоких центров HK_2 .

Кривая 4 получена на образце второй группы с высокой степенью компенсации. Доминирующими по концентрации глубокими центрами здесь являются центры HK_3 , концентрация которых равна $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что под действием прямого тока с плотностью 1000 А/см^2 в течение 10 мин при комнатной температуре изменялись свойства данного образца. В этом случае пик, связанный с перезарядкой глубокого центра HK_3 , в спектре *i*-DLTS не проявлялся, а остальные пики спектра оставались без изменения. Кроме этого на данном образце наблюдался профиль концентрации нескомпенсированной примеси, аналогичный профилю концентрации в образце, характеризуемому кривой 2 на рис. 1, но с более высоким значением концентрации. Отметим, что концентрация глубоких центров HK_2 здесь была меньше. Можно предположить, что профиль концентрации нескомпенсированной примеси, описываемый кривой 4, определяется наличием в этом образце глубоких центров HK_3 . Описанное выше поведение центра HK_3 может указывать на то, что этот центр связан со структурным дефектом.

Параметры обнаруженных глубоких центров сведены в таблицу. В первом столбце таблицы приведено авторское обозначение центров, в последнем —

Параметры глубоких центров

Центр	Энергетическое положение уровня, эВ	Сечение захвата электронов, см ²	Сечение захвата дырок, см ²	Идентификация по литературным данным
<i>EK</i> ₁	$E_c - 0.243$	$2.5 \cdot 10^{-10}$		Al [¹⁴ , ¹⁵]
<i>HK</i> ₁	$E_v + 0.223$		$3.6 \cdot 10^{-12}$	
<i>HK</i> ₂	$E_v + 0.276$		$1.3 \cdot 10^{-15}$	
<i>HK</i> ₃	$E_v + 0.306$		$8.5 \cdot 10^{-17}$	
<i>HK</i> ₄	$E_v + 0.256$		$1.4 \cdot 10^{-18}$	
	$E_v + 0.236$		$2.7 \cdot 10^{-15}$	<i>L</i> [⁸]
	$E_v + 0.584$		$7.0 \cdot 10^{-16}$	<i>D</i> [⁹ , ¹⁰]

идентификация центров по литературным данным. Энергии ионизации глубоких центров вычислены без учета температурной зависимости сечений захвата носителей заряда. При вычислении сечений захвата использовались соответственно следующие значения плотности состояний эффективных масс электрона и дырки: $m_{ac}^* = 0.27m_0$ [¹¹], $m_{db}^* = 1.0m_0$ [¹²]. В исследуемых образцах параметры *i*-центра определить не удалось. Это связано с тем, что концентрация *i*-центров значительно меньше, чем концентрация *D*-центров (см. рис. 2). Параметры *i*-центра определены в работе [¹⁰] и составляют: энергия — $E_v + 0.52$ эВ, сечение захвата дырок — $\sigma_p = 10^{-17}$ см².

На рис. 3 приведены зависимости Аррениуса для наблюдаемых глубоких центров, которые построены без учета температурной зависимости сечения захвата носителей заряда.

Как указывалось выше, неоднородное легирование проводилось за счет изменения технологических условий роста при легировании акцепторной примесью (Al) в процессе эпитаксии.

Легирование Al должно приводить к образованию разрешенного уровня энергии в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. В работе [¹³] показано, что центр, связанный с примесью Al, может иметь разную глубину залегания в запрещенной зоне в зависимости от концентрации введенного Al в эпитаксиальный слой. Так, при концентрации примеси Al, изменяющейся в пределах ($5 \cdot 10^{19} \div 10^{18}$) см⁻³, глубина залегания уровня в запрещенной зоне изменяется в интервале энергий (0.1 ÷ 0.3) эВ соответственно. Отметим, что такое поведение может быть связано с изменением степени компенсации эпитаксиального слоя.

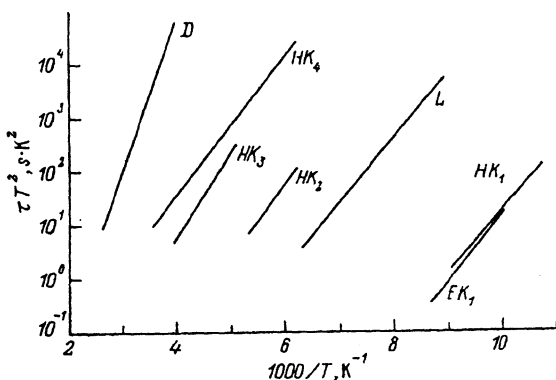


Рис. 3. Зависимости Аррениуса для различных глубоких центров.

Центры HK_1 и HK_2 наблюдаются во всех образцах второй группы, а в образцах первой группы не проявляются. Заметим, что эпитаксиальные слои n -типа проводимости первой группы образцов не были легированы Al. Концентрация центров HK_1 во всех образцах второй группы была примерно одинаковой и равнялась $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Энергии ионизации центров HK_1 и HK_2 попадают в интервал энергий, указанный выше. Однако исследуемые в нашей работе образцы не были сильно легированными объектами, а степень компенсации донорной примеси не была столь высока, как это было для образцов, исследуемых в работе [13]. Тем не менее энергия ионизации центра HK_1 близка к энергии ионизации примеси Al, приведенной в работах [14, 15]. Из сказанного выше можно предположить, что центр HK_1 связан с примесью Al.

Варьирование технологических условий роста в процессе эпитаксии может приводить к образованию структурных дефектов. Поэтому не исключено, что наблюдаемые нами глубокие центры HK_1 , HK_2 , HK_3 и HK_4 на образцах второй группы связаны с образованием структурных дефектов.

3. Заключение

Неоднородное легирование эпитаксиальных слоев $6H\text{-SiC}$ n -типа проводимости приводит к образованию глубоких центров. Центры HK_2 и HK_3 являются акцепторами, которые определяют профиль концентрации нескомпенсированной примеси. Эти центры, по всей видимости, связаны со структурными дефектами. Возможно, что центр HK_1 связан с примесью Al. Поскольку чувствительность фотодиодов, изготовленных по данной технологии, возрастала в 3 раза [2, 3], можно предположить, что описанные в данной работе центры не являются эффективными центрами рекомбинации неосновных носителей заряда.

Эта работа частично поддержана Министерством обороны Соединенных Штатов Америки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Р. П. Нанавати. Введение в полупроводниковую электронику. М. (1965).
- [2] М. М. Аникин, А. Н. Andreev, S. N. Pyatko, N. S. Savkina, A. M. Strelchuk, A. L. Syrkin, V. E. Chelnokov. Sensors and Actuators A, 33, 91 (1992).
- [3] М. М. Аникин, Р. А. Иванов, А. А. Лебедев, S. N. Pyatko, A. M. Strelchuk, A. L. Syrkin. In: Semiconductor Interfaces and Microstructures, 280. World Scientific (1992).
- [4] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, И. В. Попов, В. П. Раствораева, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин, Ю. М. Таиров, В. Ф. Цветков, В. Е. Челноков. ФТП, 22, 298 (1988).
- [5] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [6] Н. И. Кузнецов. ФТП, 27, 1674 (1993).
- [7] Н. И. Кузнецов. ПТЭ, вып. 6, 163 (1990).
- [8] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, A. L. Syrkin, A. V. Suvorov, A. M. Strelchuk. In: Ext. Abstr. Electrochem. Society meeting, 708. USA (1989).
- [9] М. М. Аникин, А. А. Лебедев, А. Л. Сыркин, А. В. Суворов. ФТП, 19, 114 (1985).
- [10] М. М. Аникин, Н. И. Кузнецов, А. А. Лебедев, А. М. Стрельчук, А. Л. Сыркин. ФТП, 24, 1384 (1990).
- [11] W. Suttrop, G. Pensl, W. J. Choyke, R. Stein, S. Leibenzeder. J. Appl. Phys., 72, 3708 (1992).
- [12] H. J. van Daal, W. F. Knippenbery, J.-D. Wasscher. J. Phys. Chem. Sol., 24, 109 (1963).
- [13] Г. А. Ломакина, Ю. А. Водаков, Е. Н. Мохов, В. Г. Одинг, Г. Ф. Холуянов. ФТТ, 12, 2918 (1970).
- [14] M. Ikeda, H. Matsunami, T. Tanaka. Phys. Rev. B, 22, 2842 (1980).
- [15] M. Ikeda, T. Hayakawa, S. Yamagiwa, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., 50, 8215 (1979).