

Высокотемпературные матрицы детекторов ядерного излучения на основе $4H$ -SiC ионно-легированных $p^+ - n$ -переходов

© Е.В. Калинина[¶], Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Ситникова, А.В. Садохин,
А.Ю. Азаров*, В.Г. Коссов*, Р.Р. Яфаев*

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

* Электрон-Оптроник,
194223 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 23 апреля 2007 г. Принята к печати 4 мая 2007 г.)

Впервые представлены результаты исследования спектрометрических характеристик в температурном интервале 25–140°C матриц из 4 детекторов, выполненных на основе $4H$ -SiC ионно-легированных $p^+ - n$ -переходов. Переходы создавались ионной имплантацией алюминия в эпитаксиальные слои $4H$ -SiC толщиной ≤ 45 мкм, выращенные методом газотранспортной эпитаксии с концентрацией нескомпенсированных доноров $(4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Структурные особенности ионно-легированных p^+ -слоев изучались с привлечением вторичной ионной масс-спектрометрии, просвечивающего электронного микроскопа и метода резерфордского обратного рассеяния в режиме каналирования. Характеристики детекторных матриц определялись при тестировании на воздухе α -частицами естественного распада с энергией 3.76 МэВ. Экспериментально подтверждены данные, полученные ранее для аналогичных единичных детекторов, что с увеличением рабочей температуры улучшались основные характеристики детекторных матриц — эффективность сбора заряда и разрешение по энергии.

PACS: 61.82.-d, 61.80.Jh, 87.66.Pm, 85.30.De, 29.40.Wk

1. Введение

Высокотемпературные детекторы ядерных частиц, способные работать в спектрометрическом режиме в экстремальных условиях, требуются для широкого применения. Такие детекторы необходимы для мониторинга ядерных излучений с целью обеспечения безопасности работы на атомных и космических объектах, при утилизации ядерных отходов и отработанного ядерного топлива, где повышенные температуры и наличие радиационной и химически агрессивной среды не позволяют использовать традиционные полупроводники. Кроме того, проведение физических экспериментов с большой радиационной нагрузкой, которые планируются на ускорителях будущего поколения (Large Hadron Collider и его модификация SLHC и ЦЕРНе), требуют научной разработки новых материалов, способных обеспечить долговременный радиационный анализ во внутреннем объеме ядерных установок, в его „горячих“ точках, без использования специального охлаждающего оборудования. Наиболее перспективным материалом для создания высокотемпературных радиационно стойких детекторов является SiC, благодаря высоким значениям пороговой энергии дефектообразования, отличным электрическим, химическим и механическим свойствам.

Уже первые работы по исследованию характеристик детекторов на основе $6H$ -SiC показали перспективность их работы при повышенных температурах [1]. Детекторы создавались диффузией Al в кристаллы Лели с $N_d - N_a \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и тестировались α -частицами с энергией 4.8 МэВ. Было показано, что увеличение тем-

пературы детекторов при облучении до 400°C приводило к возрастанию эффективности сбора неравновесных зарядов (CCE) от 20 до 60%, которая не изменялась при дальнейшем повышении температуры до 700°C. Кроме того, в работе обращалось внимание на необходимость оптимизации „входного окна“ детектора, которое вносит вклад в уменьшение CCE. Аналогичное возрастание амплитуды регистрируемых сигналов с увеличением температуры до 500° наблюдалось и при облучении α -частицами и осколками деления тяжелых ядер детекторов, выполненных на диффузионных борных $6H$ -SiC $p-n$ -переходах в кристаллах n - $6H$ -SiC [2]. При температуре 25°C такие детекторы имели значения амплитудного разрешения 15–20%. Улучшить разрешение по энергии удалось в детекторах на основе диффузионных Be $p-n$ -переходов в n - $6H$ -SiC-кристаллах [3,4]. Для детекторов площадью 3 мм², облучаемых α -частицами с энергией 5.8 МэВ, при CCE = 100% были получены разрешения по энергии 8–9%. Делался вывод, что для улучшения детекторных характеристик необходимо улучшать качество исходного материала и увеличивать концентрацию акцепторов в p -области с уменьшением ее толщины для снижения потерь во „входном окне“ детектора.

Прогресс, достигнутый в выращивании чистых высокоомных эпитаксиальных слоев методом газотранспортной эпитаксии (CVD), позволил создавать приборы нового поколения с улучшенными характеристиками и новыми возможностями. Использование CVD-слоев $4H$ -SiC с концентрацией доноров $N_d - N_a = (0.4-2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ уже позволило реализовать детекторы на основе барьеров Шоттки, которые при тестировании (облучении)

[¶] E-mail: evk@mail.ioffe.ru

α -частицами с энергиями 4.8–7.7 МэВ имели разрешения по энергии 0.5–0.34%, соизмеримые с лучшими характеристиками Si-детекторов [5,6]. Структуры с барьерами Шоттки на аналогичных эпитаксиальных слоях исследовались как детекторы α - и рентгеновского излучения при повышенных температурах 90 и 107°C соответственно [7,8]. В таких детекторных структурах не было замечено влияния увеличения рабочей температуры на эффективность собирания заряда, но при этом отмечался крайне низкий уровень шума детекторов при нагреве, что подтверждало возможность работы SiC-детекторов при повышенных температурах без специального охлаждения.

Поскольку температурный предел работы SiC-детекторных структур с барьерами Шоттки не превышает 100–150°C, особый интерес представляют работы по созданию детекторов с p - n -переходами на основе современного SiC материала. Однако выращивание традиционными равновесными методами низкоомного SiC p -типа проводимости для изготовления p ⁺- n -переходов остается проблематичным, поскольку концентрация вводимых акцепторов ограничена пределом их растворимости в SiC. Низкоомные тонкие p ⁺-слои, которые служат „входным окном“ детекторов, возможно получать неравновесным методом — ионным легированием (ИЛ), где концентрация вводимых акцепторов может превышать их предел растворимости в SiC [9].

На основе ИЛ Al p ⁺- n -переходов в 4H-SiC CVD-слоях с $N_d - N_a = (1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ исследовались детекторы площадью 10^{-3} см^2 при 25°C при регистрации как α -частиц с энергиями 3.3–5.5 МэВ [10,11], так и при тестировании β -частицами (⁹⁰Sr) [12]. При детектировании как α -, так и β -частиц был зафиксирован крайне низкий уровень шумов, что с учетом низкого уровня генерационных токов в SiC указывало на высокое качество p ⁺- n -переходов. Это позволило получить ССЕ = 100% [11,12] и при облучении α -частицами разрешение по энергии $\leq 2\%$ [11]. Недавно детекторы площадью 10^{-3} см^2 , сформированные ионным легированием Al в 4H-SiC CVD-слоях с $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, впервые исследовались в спектрометрическом режиме в температурном интервале 16–170°C при регистрации α -частиц с энергией 3.9 МэВ [13]. С ростом температуры детекторов наблюдалось не только увеличение ССЕ аналогично предыдущим данным, но и улучшение разрешения по энергии на 20–25%.

Представлялось несомненно интересным рассмотреть возможность создания матриц из детекторов на основе ИЛ p ⁺- n -переходов в 4H-SiC и проанализировать их характеристики при повышенных рабочих температурах.

2. Методика эксперимента

Детекторные структуры изготавливались на основе 4H-SiC CVD-эпитаксиальных слоев толщиной 50 мкм с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a =$

$= (4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Эпитаксиальные слои выращивались на коммерческих подложках 4H-SiC с концентрацией доноров $N_d - N_a = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. p ⁺- n -переходы изготавливались легированием ионами Al с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ с последующим высокотемпературным активационным отжигом при температуре 1700°C в течение 15 с в атмосфере Ar. Омические контакты к p ⁺- и n ⁺-областям создавались термическим напылением Al и Cr/Al с толщинами 0.8 и 1.2 мкм соответственно. Детекторные меза-структуры площадью $1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ формировались ионно-плазменным травлением, затем они соединялись параллельно в матрицы по 4 диода (общая площадь $4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$).

Структурные особенности ионно-легированных Al p ⁺-слоев исследовались с привлечением резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием (RBS/C), вторичной ионной масс-спектрометрии (SIMS) и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). SIMS-профили распределения атомов Al по глубине образцов снимались при травлении ионами O₂ при плотности тока пучка 2 mA cm^{-2} . RBS/C анализ проводился пучком ионов He с энергией 0.7 МэВ, рассеянным в детектор, помещенный под углом 170° по отношению к направлению падения анализирующего пучка. ТЕМ-исследования проводились на микроскопе JEM(JEOL) 2100F с ускоряющим напряжением 200 кВ в геометрии поперечного сечения образцов, подготовленных по стандартной методике с применением на финишной стадии ионного травления.

Прямые и обратные вольт-амперные характеристики (ВАХ) детекторных структур измерялись до температуры 200°C. Детекторы тестировались на воздухе α -частицами с энергией 3.76 МэВ (пробег $\approx 11 \text{ мкм}$). Эффективность собирания заряда в детекторах (ССЕ) и разрешение по энергии (FWHM) измерялись в интервале температур 25–140°C. Спектр амплитуды сигналов детекторов регистрировался анализатором с числом каналов 4000, время формирования сигнала в тракте усиления составляло $\theta = 3 \text{ мкс}$. Для сопоставления величин ССЕ при температуре 25°C определялись характеристики детектора на основе Cr (1000 Å) барьера Шоттки (БШ), сформированного на аналогичном исходном материале.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Исследования имплантированной структуры

На рис. 1, а представлены SIMS-профили внедренных атомов Al до и после короткого активационного отжига. Экспериментальный профиль практически совпадал с расчетным профилем имплантированных атомов Al с величиной проецированного пробега 120 нм, полученным с помощью моделирования по программе TRIM

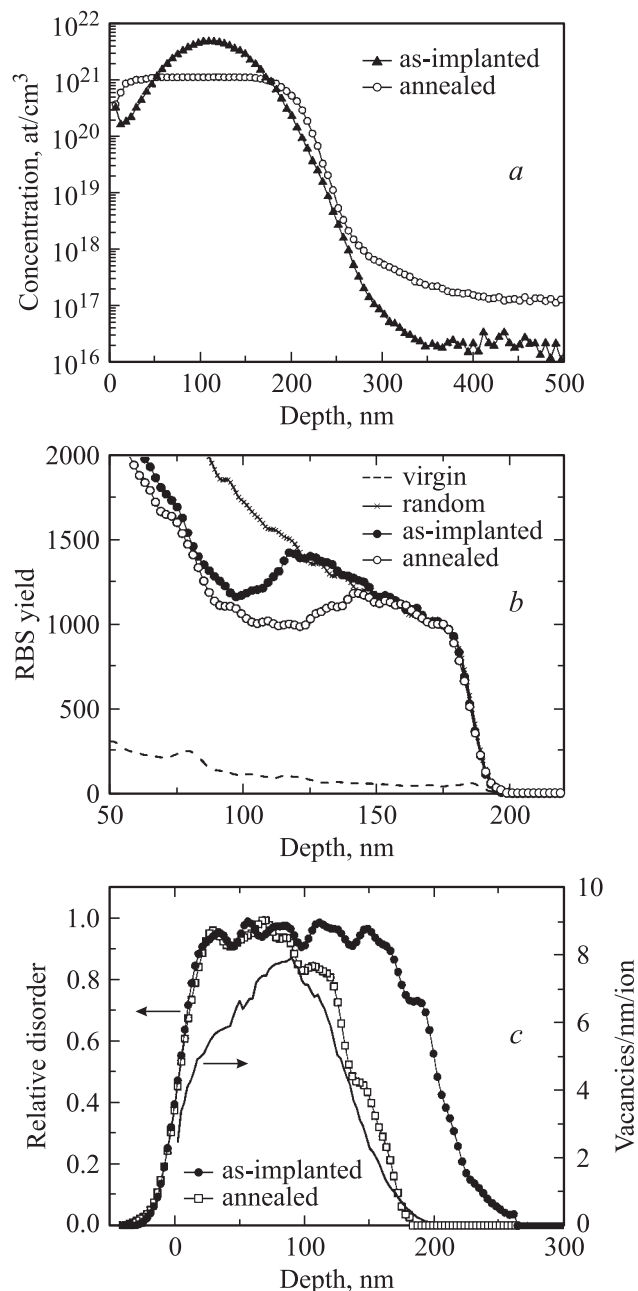


Рис. 1. *a* — SIMS-профиль распределения атомов Al, имплантированных в 4H-SiC с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до и после отжига при 1700°C, 15 с. *b* — RBS/C спектры дефектов в образцах 4H-SiC, облученных ионами Al и отожженных, а также рассчитанный по программе TRIM профиль генерации первичных дефектов (полного числа вакансий). *c* — профили генерируемых дефектов, рассчитанные по TRIM из экспериментальных RBS/C данных (*b*).

(версия SRIM 2003) [14]. Короткий высокотемпературный отжиг не приводил к заметному изменению профиля внедренных атомов, количество атомов Al в имплантированном слое уменьшалось после отжига от $1.1 \cdot 10^{21}$ до $6.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ за счет испарения. При проведении более точных измерений методом ядерного

резонанса величина испаряемых атомов Al была оценена в 20% [15].

На рис. 1, *b* представлены RBS/C спектры для облученного и отожженного образцов. Для облученного образца RBS/C спектр достигает уровня, характерного для полностью аморфного состояния (random), что соответствует формированию аморфной фазы от поверхности в глубь образца. Распределения относительного разупорядочения (отношение концентрации рассеивающих центров к атомной) по глубине, рассчитанные из экспериментальных RBS/C данных с помощью одного из общепринятых алгоритмов [16], показаны на рис. 1, *c*. Здесь же представлен профиль генерации первичных дефектов (полного числа вакансий), рассчитанный по программе TRIM, при значениях пороговых энергий смещения атомов Si и C, равных 35 и 20 эВ соответственно [17]. Как видно из рис. 1, *c*, имплантация ионов Al в указанных режимах приводила к формированию аморфного слоя толщиной ~ 200 нм, что заметно больше, чем область генерации первичных дефектов. Следует отметить, что при расчетах шкалы глубин использовалось значение плотности кристаллического SiC (3.21 г/см^3). Однако, поскольку плотность аморфного SiC ниже плотности кристаллического состояния, реальная толщина сформировавшегося аморфного слоя может быть больше [18,19]. Отжиг образцов приводил к частичной рекристаллизации аморфного слоя, начинающейся от межфазной границы аморфный слой (кристалл). На это указывает изменение вида RBS/C спектра в приграничной области и сдвиг кривой дефектов, рассчитанной из RBS/C данных, в глубь имплантированного слоя на расстояние ≥ 50 нм (рис. 1, *b, c*).

Формирование при отжиге кристаллической области в ионно-легированном Al слое вблизи границы с объемом подтверждается также ТЕМ-измерениями. После имплантации образовывался аморфный слой почти на всей глубине пробега ионов Al (рис. 2, *a*, область 1), который в конце пробега переходил в сильно дефектную кристаллическую область шириной ~ 50 нм (рис. 2, *a*, область 2). В процессе отжига происходила рекристаллизация аморфного слоя, которая начиналась с двух сторон, аналогично данным работы [20]. От границы имплантированной области с объемом формировался кристаллический слой со структурой 4H-SiC (рис. 2, *b*, область 2). С поверхности образца на глубину ≥ 120 нм отжиг приводил к образованию крупнодефектного слоя, включающего блоки различной ориентации, включения фазы 3C-SiC и прочие протяженные дефекты (рис. 2, *b*, область 1). Известно, что при столь высокодозной имплантации заметную роль в накоплении дефектов могут играть комплексы и преципитаты, содержащие атомы Al. Очевидно, что процессы накопления этих дефектов наиболее эффективны вблизи максимума концентрационного профиля внедренных атомов, лежащего за областью максимальной генерации дефектов. В максимуме кривой дефектов наблюдается и максимум механических напряжений, способствующих формированию блоков,

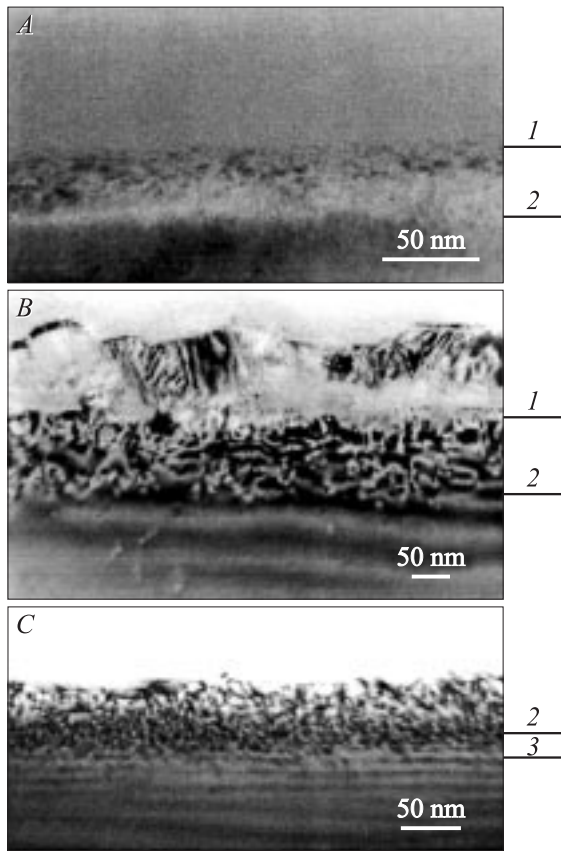


Рис. 2. ТЕМ-изображение поперечного сечения $4H$ -SiC CVD-эпитаксиального слоя, имплантированного ионами Al с энергией 100 кэВ дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до (A) и после отжига при температуре 1700°C в течение 15 с (B, C). (A): 1 — аморфная структура, 2 — монокристалл. (B): 1 — поликристаллическая структура, 2 — монокристалл. (C): 2 — монокристалл, 3 — дефектная область.

преципитатов с Al или Si, кластеров [21]. Краткосрочный отжиг практически не размывал границы p -слоя, но вблизи границы в глубь CVD-слоя была обнаружена дефектная область шириной около 30 нм (область 3). Предполагалось, что она формировалась из точечных дефектов, диффундирующих из объема CVD-слоя и геттерированных имплантированной областью при отжиге [22].

В результате имплантации Al и отжига в указанных режимах, на глубине 0.3–0.4 мкм от поверхности формировался p^+ - n -переход с концентрацией акцепторов $N_a - N_d = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в p^+ -слое [22]. Диодные структуры на основе таких p^+ - n -переходов имели дифференциальные сопротивления в прямом направлении $\leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-2}$ и напряжения пробоя 1700 В [9]. При этом напряжения пробоя возрастали линейно с температурой до 300°C , что являлось предпосылкой низкого уровня шумов детекторов и позволило выявить особенности характеристик CCE и FWHM с ростом температуры для единичных детекторов [13].

3.2. Измерения спектрометрических характеристик

На рис. 3 представлена зависимость CCE от напряжения обратного смещения (U) для матрицы с ИЛ p^+ - n -переходами для 4-х значений температуры в интервале 26 – 140°C . Там же для сравнения приведен ход CCE(U), снятый для детектора с БШ при комнатной температуре (кривая 1). Зависимость CCE(U) для всех измерений при росте обратного смещения имела типичный вид с линейным нарастанием и последующим переходом к насыщению. Первый участок принято относить к диффузионно-дрейфовому переносу созданного излучением заряда. Напряжения смещения на нем недостаточны для развития области объемного заряда (ООЗ), превышающей длину трека. При напряжениях $\geq 55 \text{ В}$ возникал второй участок, связанный с дрейфом в поле ООЗ с протяженностью более длины трека.

Показательно, что ход первых участков для всех измерений совпадал, несмотря на различие температур. Это указывает на то, что темп перемещения границы ООЗ с увеличением смещения от температуры не зависел. Другими словами, в интервале температур 25 – 140°C заряд ионизованных примесей в ООЗ (следовательно, и концентрация свободных носителей в базе детектора) не возрастал. Однако для участка насыщения величина перенесенного заряда с ростом температуры заметно увеличивалась и при 140°C практически достигались значения, получаемые для „реперной“ структуры с БШ, где пленка Si поглощала всего $\sim 40 \text{ кэВ}$ от энергии α -частицы 3.76 МэВ. Этот факт свидетельствует о малом значении „входного окна“ также и для имплантированного детектора.

Наблюдаемое увеличение величины CCE с ростом температуры в $4H$ -SiC-детекторах на основе

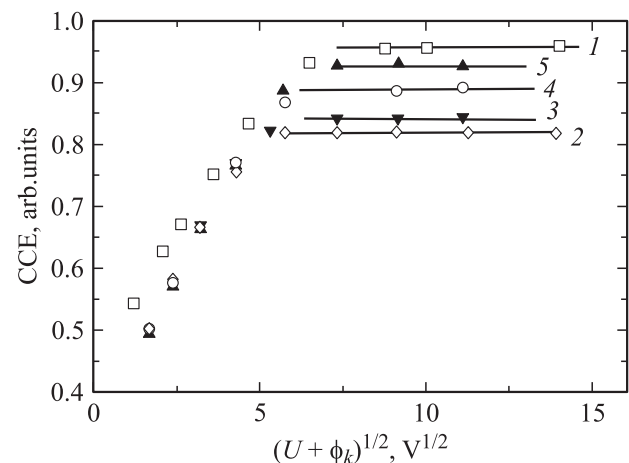


Рис. 3. Зависимость эффективного сбора заряда (CCE) от обратного смещения при разных температурах детекторов и матриц из 4-х детекторов, выполненных на основе $4H$ -SiC CVD-эпитаксиальных слоев с барьерами Шоттки (1) и p^+ - n -переходами (2–5). Температура, $^\circ\text{C}$: 1, 2 — 26, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 140.

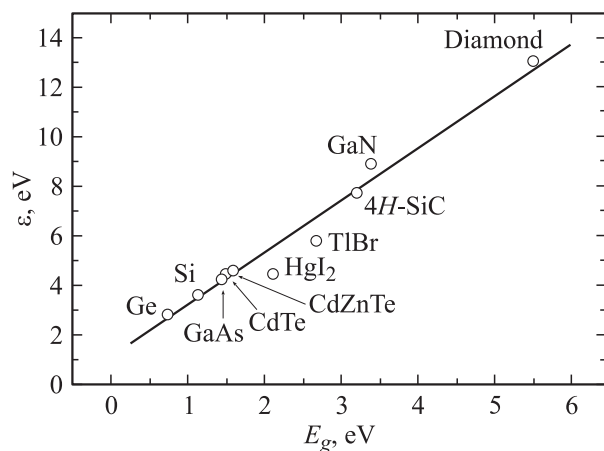


Рис. 4. Зависимость средней энергии образования пары электрон-дырка (ε) от величины запрещенной зоны для полупроводников, апробированных в ядерной спектрометрии.

ионно-легированных $p^+ - n$ -переходов можно объяснить несколькими причинами:

1) Рост сигнала с повышением температуры в принципе закономерен и связан с уменьшением величины средней энергии образования пары электрон-дырка (ε). Значение ε падает, поскольку в значительной степени определяется шириной запрещенной зоны используемого полупроводника (E_g). На рис. 4 приведена указанная зависимость $\varepsilon(E_g)$ для ряда материалов. Обобщенная таким образом связь выраженных в эВ величин оказывается линейной:

$$\varepsilon = 2.10E_g + 1.16. \quad (1)$$

Подставляя данные для SiC, по зависимости $E_g(T)$ [23], получаем уменьшение ε всего на 0.8% (0.06 эВ) при возрастании температуры от 25 до 140°C. В итоге наблюдаемое в эксперименте возрастание сигнала ССЕ с ростом температуры не удастся отнести за счет зависимости $\varepsilon(T)$, имеющей фундаментальный характер.

2) Другой возможный механизм роста сигнала с температурой связан с захватом создаваемых носителей дефектами структуры. Захваченный носитель вносит в сигнал вклад, равный отношению пройденного им пути к значению междуэлектродного промежутка детектора. Если в течение времени формирования импульса (θ) носитель успевает вновь вернуться в зону и достичь электрода, то дефицита сигнала не происходит. Рост температуры экспоненциально снижает время выброса захваченного носителя (τ), способствуя более полному переносу заряда. В этом случае сигнал детектора, кроме участка быстрого нарастания, приобретает медленную компоненту с постоянной τ . Применительно к нашему случаю численную оценку можно провести на основании данных работы, где выполнен расчет амплитуды экспоненциально нарастающего сигнала ССЕ после прохождения фильтра, образованного RC-цепочками

интегрирования-дифференцирования [24]. Значения амплитуды были получены как функция отношения постоянных времени τ/θ . Данные рис. 3 позволяют предположить, что первоначальный дефицит сигнала при температуре 25°C составлял 20% и падал до 1% при 140°C. Тогда на основании вычислений [24] и используемого при измерениях времени формирования сигнала $\theta = 3$ мкс получаем оценку постоянных времени выброса носителей τ для указанных температур. Последнее в свою очередь позволяет определить величины энергии активации и сечения захвата центра, ответственного за постоянную времени выброса носителей. Их значения оказались 0.079 эВ и $3.6 \cdot 10^{-20}$ см², что не соответствует характеристикам дефектов, наблюдаемых в подобных структурах [25].

3) Указанные выше два механизма, являясь правильными качественно, не могут количественно объяснить наблюдаемую динамику амплитуды сигнала.

Как видно на рис. 3, на линейном участке ССЕ(U) до напряжения смещения $U = 55$ В изменения температуры на характер зависимостей не влияли. Смещение $U = 55$ В формирует ООЗ протяженностью $w = 10.2$ мкм, что близко к величине пробега α -частиц 11 мкм. При напряжениях, меньших 55 В, полного сбора заряда не происходило, механизм его переноса определялся совместным действием диффузионной и дрейфовой составляющих. При увеличении ООЗ, начиная со значения напряжения $U \geq 55$ В, которому соответствует начало участка насыщения ССЕ(U), происходил полный сбор носителей заряда. Именно в этой области наблюдалось расхождение зависимостей ССЕ(U) при вариации температур.

На участке насыщения работает дрейфовый перенос заряда с длиной смещения $a = \mu\tau_0 E$, где μ и τ_0 — подвижность и время жизни носителей соответственно, а E — напряженность электрического поля. Ранее в работах [2,3] также наблюдалось увеличение собираемого заряда при повышении температуры детекторов. Из косвенных данных этот факт объяснялся возрастанием с нагревом именно времени жизни τ_0 . В работах [26,27] возрастание диффузионной длины неосновных носителей в SiC с ростом температуры было подтверждено прямыми экспериментами. Согласно теоретическому анализу зависимости ССЕ(T), к возрастанию величины собираемого заряда приводило увеличение времени жизни носителей заряда с ростом температуры [28].

Сказанное выше позволяет связать наблюдаемое в наших условиях возрастание величины продрейфовавшего заряда с ростом температуры детекторов (по крайней мере качественно) с увеличением времени жизни носителей заряда τ_0 .

Разрешение по энергии SiC детекторной матрицы также улучшалось с ростом температуры и при $U = 120$ В составило FWHM=4.8 и 3.8% для температур 25 и 140°C соответственно. Указанные величины хуже приводимого ранее уровня FWHM $\leq 2\%$, полученного для одиночного элемента [11], что можно объяснить

использованием в нашем случае одновременного включения 4-х детекторов с возможно не совсем одинаковым структурным совершенством. Кроме того, могло сказаться различие в углах падения частиц на детекторы матрицы.

4. Заключение

1. Разработанная технология ионного легирования Al в чистые CVD-эпитаксиальные пленки 4H-SiC с последующим коротким высокотемпературным отжигом позволила сформировать $p^+ - n$ -переходы, имеющие низкие значения сопротивления в прямом направлении и высокие напряжения пробоя при обратном смещении. Это обеспечивалось несколькими эффектами от короткого высокотемпературного отжига. Во-первых, он не приводил к расползанию профиля имплантированных атомов Al и позволял сохранить их первоначальный „бок“-профиль. При таком отжиге резко уменьшалось количество радиационных дефектов, приводящих к аморфизации имплантированного слоя, со смещением их к поверхности образца, что позволило сформировать структурно-совершенный 4H-SiC-слой на границе $p^+ - n$ -перехода. Короткий отжиг позволил активировать $\geq 10\%$ внедренной примеси и сформировать высоколегированное тонкое p^+ -„входное окно“, которое не влияло заметно на характеристики детекторных структур.

2. Матрицы из четырех 4H-SiC-детекторов, сформированных на основе ионно-легированных Al $p^+ - n$ -переходов, показали насыщение собираемого заряда носителей при напряжении ≥ 60 В, а также возможность спектрометрии с разрешением по энергии $\leq 4\%$ при тестировании α -частицами с энергией 3.76 МэВ. Измерения спектрометрических характеристик проводились в диапазоне повышенных температур до 140°C, недоступных для детекторов, выполненных на более узкозонных материалах (Si, GaAs, CdTe).

3. Амплитуда сигнала и разрешение детекторной матрицы повышались с ростом температуры, что согласуется с более ранними результатами, наблюдаемыми на имплантированных Al одиночных детекторах.

Работа частично поддержана проектом РФФИ № 05-02-08012, а также грантом президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-5920.2006.2.

Авторы выражают благодарность А. Лаврентьеву за проведение SIMS-измерений.

Список литературы

- [1] C.P. Capera, P. Malinaric, R.B. Campbell, J. Ostroski. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-11** (3), 262 (1964).
- [2] Г.Ф. Холуянов, Б.В. Гавриловский. ФТП, **2**, 573 (1968).
- [3] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **6**, 957 (1972).

- [4] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. Атом. энергия, **34**, 122 (1973).
- [5] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов, Г.А. Онушкин, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов, А. Hellen. Письма ЖТФ, **30** (14), 1 (2004).
- [6] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, Г.Н. Виолина. ФТП, **39** (3), 382 (2005).
- [7] F.H. Ruddy, A.R. Dulloo, J.G. Seidel, S. Seshardi, L.B. Rowland. IEEE Trans. Nucl. Sci., **45**, 536 (1998).
- [8] G. Bertuccio, R. Casiraghi, A. Cetronio, C. Lanzieri, F. Nava. Nucl. Instrum. Meth. A, **518**, 433 (2004).
- [9] E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Solov'ev, A. Strel'chuk, A. Zubrilov, V. Kossov, R. Yafaev, A.P. Kovarski, A. Hallén, A. Konstantinov, S. Karlsson, C. Adas, S. Rendakova, V. Dmitriev. Appl. Phys. Lett., **77** (19), 3051 (2000).
- [10] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, В.Г. Косов, Р.Р. Яфаев, А. Халлен, А.О. Константинов. ФТП, **36** (6), 750 (2002).
- [11] F. Moscatelli, A. Scorzoni, A. Poggi, Mara Bruzzi, S. Lagomarsino, S. Mersi, S. Sciortino, M. Lazar, A. Di Plasido, R. Nipoti. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 1021 (2005).
- [12] Е.В. Калинина, В.Г. Коссов, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Р.Р. Яфаев, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **40** (9), 1123 (2006).
- [13] E. Kalinina, N. Strokhan, A. Ivanov, A. Sadohin, A. Azarov, V. Kossov, R. Yafaev, S. Lashaev. Mater. Sci. Forum, **556–557**, 941 (2007).
- [14] J.P. Biersack, L.G. Haggmark. Nucl. Instrum. Meth. A, **174**, 257 (1980).
- [15] А.С. Боровик, В.А. Гражданкин, К.Д. Демаков, П.В. Иванов, Е.В. Калинина, М.Г. Рамм, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **20**, 1748 (1986).
- [16] K. Schmid. Radiat. Eff. **17**, 201 (1973).
- [17] R. Devanathan, W.J. Weber, F. Gao. J. Appl. Phys., **90**, 2303 (2001).
- [18] V. Heera, J. Stoemenos, R. Kogler, W. Skorupa. J. Appl. Phys., **77**, 2999 (1995).
- [19] G. Lulli, E. Albertazzi, M. Bianconi, R. Nipoti. Nucl. Instrum. Meth. B, **148**, 573 (1999).
- [20] G. Battistig, N.Q. Khanh, P. Petrik, T. Lohner, L. Dobos, V. Pécz, J. Garcia López, Y. Morilla. J. Appl. Phys. **100**, 093507 (2006).
- [21] V. Heera, H. Reuther, J. Stoemenos, B. Pecz. J. Appl. Phys., **87** (1), 78 (2000).
- [22] E. Kalinina, G. Kholujanov, A. Sitnikova, V. Kossov, R. Yafaev, G. Pensl, S. Reshanov, A. Hallén, A. Konstantinov. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 637 (2003).
- [23] W.J. Choyke. Mater. Res. Bull., **4**, 141 (1969).
- [24] В.К. Еремин, И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **20** (3), 29 (1994).
- [25] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А. Hallén, А.О. Константинов, В.В. Лучинин, А.Ю. Никифоров. ФТП, **37**, 1260 (2003).
- [26] А.М. Стрельчук. ФТП, **29**, 1190 (1995).
- [27] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, K.G. Irvine, O. Kordina, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. Electron. Lett., **35**, 1382 (1999).
- [28] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, В.Г. Коссов, Р.Р. Яфаев, А. Халлен, А.О. Константинов. ФТП, **36**, 750 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

High temperature detector matrix of nuclear radiation based on the 4H-SiC ion-implanted $p^+ - n$ -junctions

*E.V. Kalinina, N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Sitnikova,
A.V. Sadokhin, A.Yu. Azarov*, V.G. Kossov*,
R.R. Yafaev**

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Electron-Optronic,
194223 St. Petersburg, Russia

Abstract Results of an investigation of the spectrometric characteristics in the temperature range of 25–140°C of the matrix from 4 detector fabricated on the base of 4H-SiC ion implanted $p^+ - n$ -junctions are presented for the first time. These junctions were produced by Al ion implantation into 4H-SiC 45 μm thick epitaxial layers grown by chemical vapor deposition with concentration of uncompensated donors $N_d - N_a = (4-6) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Structural particularities of the Al ion-implanted p^+ -layers were revealed using in-depth secondary ion mass-spectroscopy, Rutherford backscattering/channeling spectrometry and cross-sectional transmission electron microscopy. The detectors characteristics were determined in the air using α -particles natural decay with energies of 3.76 MeV. The charge collection efficiency and the energy resolution of detector matrix improvement with rising temperature was experimental shown that was in good agreement with data obtained previously for the analogical single detectors.