

# Сравнительное изучение изменения электрических свойств кремния и карбида кремния при облучении протонами

© В.В. Емцев<sup>¶</sup>, А.М. Иванов, В.В. Козловский\*, А.А. Лебедев, Г.А. Оганесян, Н.Б. Строкан

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

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 апреля 2009 г. Принята к печати 10 декабря 2009 г.)

Обсуждаются скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости в FZ-Si и 4H-SiC *n*-типа, подвергнутых облучению протонами с энергией 8 и 15 МэВ при комнатной температуре. Приведены расчетные оценки скоростей образования первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) в этих материалах, которые сравниваются с экспериментально определенными величинами. Протоны создают дефекты в каскадах соударений с участием атомов отдачи самой кристаллической решетки. Проведено сопоставление с аналогичными данными, полученными ранее при облучении FZ-Si и 4H-SiC *n*-типа электронами с энергией 900 кэВ, когда среди первичных радиационных дефектов абсолютно доминируют изолированные так называемые близкие пары Френкеля. Установлено, что модель образования *E*-центров, которая очень хорошо описывает уменьшение удельной электропроводности *n*-FZ-Si при электронном облучении, не подходит для интерпретации экспериментальных данных, полученных при протонном облучении. Относительно 4H-SiC ставится вопрос о существенном отжиге „простых“ радиационных дефектов типа близких пар Френкеля во время облучения при комнатной температуре.

## 1. Введение

Перспективы полупроводниковой электроники в значительной степени связываются с освоением широкозонных материалов, в частности карбида кремния SiC [1]. После развития метода газовой эпитаксии CVD для этого материала [2] произошло существенное улучшение характеристик высоковольтных силовых [3] и высокотемпературных приборов на его основе, что позволяет успешно заменять ими аналогичные приборы на базе кремния. Значительный интерес проявляется к SiC при создании детекторов ядерных частиц высокой энергии, способных длительное время работать на ускорителях типа „Большого адронного коллайдера“ (ЛHC) в ЦЕРН (Швейцария) [4,5].

В этой связи представляет интерес сравнение радиационного дефектообразования в Si и SiC. Однако надежный анализ литературных данных невозможен, так как объекты исследования и условия облучения у разных авторов сильно отличаются [6]. К тому же до настоящего времени радиационные дефекты в указанных материалах исследовались, как правило, отдельно.

В первой работе по сравнительному анализу [7] были сопоставлены процессы изменения электрических свойств в двух полупроводниках — *n*-Si, выращенном методом зонной плавки (FZ-Si), и *n*-4H-SiC, выращенном CVD-методом, при облучении электронами с энергией 900 кэВ. Электроны такой энергии способны выбивать регулярные атомы из узлов кристаллической решетки, причем средняя энергия, передаваемая атому при столкновении, составляет ~ 30 эВ, что совсем немного превосходит пороговую энергию смещения атомов.

В таких условиях происходит только генерация первичных точечных дефектов — пар Френкеля (ПФ) без формирования каскадов смещений. Последние представляют собой вакансии и связанные с ними собственные межузельные атомы на различных расстояниях между компонентами пар. Расчеты показывают, что при таком облучении скорости введения ПФ (первичных радиационных дефектов ПРД)  $\eta_{\text{FP}}$  составляют ~ 2.0 и ~ 3.0 см<sup>-1</sup> для Si и SiC (значения пороговой энергии упругого смещения регулярных атомов см. далее). Однако в радиационных экспериментах на умеренно легированных образцах было получено, что скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости для обоих материалов по крайней мере на порядок величины меньше и находятся на уровне  $\eta_e = 0.23$  и 0.1 см<sup>-1</sup> для *n*-Si и *n*-SiC соответственно. Для FZ-Si полученный результат объясняется интенсивной рекомбинацией так называемых „близких“ ПФ (с небольшим пространственным разделением компонентов) в процессе облучения при комнатной температуре [8]. В случае карбида кремния подобный отжиг полагался несущественным. Вместе с тем экспериментально определяемая при электронном облучении [7] скорость удаления носителей заряда  $\eta_e$  ясно свидетельствует о том, что *n*-Si и *n*-SiC несильно отличаются по радиационной стойкости.

В настоящей работе предпринят следующий шаг сравнительных радиационных экспериментов для тех же материалов — исследование влияния более тяжелых частиц — протонов. В этом случае стадия образования ПРД существенно усложняется. ПФ возникают как в результате прямого взаимодействия налетающих протонов с атомами кристаллической решетки полупроводника, так и в каскадах соударений с участием энергичных

<sup>¶</sup> E-mail: emtsev@mail.ioffe.ru

атомов отдачи (в SiC — атомов кремния и углерода). Очевидно, что при протонном облучении за счет изменения энергии атомов отдачи будет изменяться и распределение ПФ по расстоянию между компонентами. Введение радиационных дефектов осуществлялось облучением протонами с энергией 8 и 15 МэВ, причем для устранения дополнительного фактора радиационного воздействия — появления атомов водорода и комплексов с их участием — толщина образцов была намного меньше пробега бомбардирующих частиц (облучение образцов протонами „насквозь“).

Помимо определения скорости введения ПРД (ПФ)  $\eta_{\text{FP}}$  и удаления носителей заряда  $\eta_e$  немаловажно установить, в какой мере при протонном облучении будет справедлива модель изменения удельной электропроводности FZ-Si *n*-типа, использованная в [7] для электронного облучения. Указанная модель опирается на абсолютное доминирование в облученном FZ-Si *n*-типа (с очень низкой концентрацией остаточного кислорода) процесса образования электрически активных вакансионных комплексов с глубокими акцепторными состояниями  $E_T \approx E_C - 0.4$  эВ, так называемых *E*-центров (вакансия — примесный атом V группы) [9,10]<sup>1</sup>. В этих условиях захват примесными атомами V группы подвижных вакансий вызывает, с одной стороны, потерю мелких донорных состояний примесных атомов, а с другой — дополнительную компенсацию электронной проводимости акцепторными уровнями *E*-центров. Это с хорошей точностью подтверждается полученными в эксперименте [7] равенством скоростей удаления мелких донорных состояний  $\eta_{\text{SD}} \approx -0.11$  см<sup>-1</sup> и роста концентрации акцепторов радиационного происхождения  $\eta_A \approx 0.12$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, в рассматриваемой модели скорость удаления носителей заряда из зоны проводимости  $\eta_e \approx 0.23$  см<sup>-1</sup> составляет удвоенную скорость образования *E*-центров ( $\eta_e \approx 2\eta_{\text{SD}}$ ); в случае отрицательных величин они берутся по модулю.

Для *n*-SiC механизм аналогичной компенсации проводимости за счет деактивации мелких донорных состояний примесных атомов азота при облучении ионами обсуждался в работе [11], но не получил подтверждения при других видах облучения, в частности на электронах с энергией 6 МэВ [12].

## 2. Условия эксперимента

Слиток кремния, из которого изготавливались образцы, был выращен по методу бестигельной зонной плавки. Остаточное содержание кислорода не превышало  $4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Основной легирующей примесью,

<sup>1</sup> Конкурентом фосфору в образовании комплексов примесь—вакансия может служить примесь кислорода (так называемые *A*-центры). Однако при содержании кислорода в FZ-Si порядка  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> их роль незначительна из-за очень малого сечения образования *A*-центров, которое на 2 порядка величины меньше, чем сечение образования *E*-центров.

обеспечивающей электронный тип проводимости, являясь фосфор в концентрации  $(6-8) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Образцы квадратной формы вырезались из пластин толщиной 420 мкм.

Образцы 4H-SiC представляли собой эпитаксиальные слои, выращенные по методу газофазного осаждения (CVD) в Германии (Leibniz-Institute for Crystal Growth, Berlin). Пленки толщиной 50 мкм имели концентрацию нескомпенсированных доноров  $(N_D - N_A) \leq 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. На основе этих пленок формировались диодные структуры типа металл—полупроводник.

Облучение протонами проводилось на циклотроне МПЦ-20 при комнатной температуре. Дефекты вводились равномерно по объему образцов, поскольку толщина облучаемых образцов Si и SiC была значительно меньше длины пробега используемых частиц. Концентрация ПРД (ПФ) оценивалась для электронного облучения аналитически по формуле Маккинли—Фешбаха [13], а в случае облучения протонами — численно с помощью моделирования торможения протонов по программе TRIM [14].

Электрические измерения на исходных и облученных образцах *n*-Si проводились по методу Ван-дер-Пау в широком диапазоне температур от 25 до 300 К. Для образцов *n*-SiC использовался вольт-емкостной метод при температурах 300 К (на частоте 1 кГц) и 77 К (100 кГц). В случае облученного *n*-SiC энергетические состояния образующихся дефектов дополнительно определялись по методу нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS).

## 3. Результаты и их обсуждение

В табл. 1 приведены результаты расчета скорости образования ПРД, а также скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости на возникающие уровни радиационных дефектов. При облучении электронами в диапазоне энергий нескольких МэВ сечение дефектообразования практически не зависит от энергии и оценива-

**Таблица 1.** Скорость генерации первичных радиационных дефектов ( $\eta_{\text{FP}}$  — расчет для экспериментальных образцов) и скорость удаления носителей заряда из зоны проводимости ( $\eta_e$ ) в кремнии и карбиде кремния при облучении протонами и быстрыми электронами (эксперимент)

Облучение		<i>n</i> -FZ-Si	<i>n</i> -SiC(4H)
Электронны 900 кэВ	$\eta_{\text{FP}}$ , см <sup>-1</sup>	2.0	3.0
	$\eta_e$ , см <sup>-1</sup>	0.23	0.1
Протоны 8 МэВ	$\eta_{\text{FP}}$ , см <sup>-1</sup>	500	600
	$\eta_e$ , см <sup>-1</sup>		110–160
Протоны 15 МэВ	$\eta_{\text{FP}}$ , см <sup>-1</sup>	190	290
	$\eta_e$ , см <sup>-1</sup>	110	

ется по упрощенной формуле Мак-Кинли–Фешбаха [13]:

$$\sigma_d = (2\pi Z^2 e^4 / E_{th} M c^2) \text{ (барн)},$$

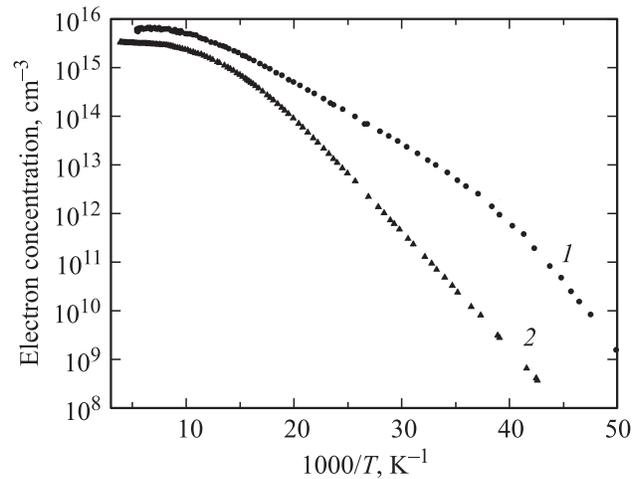
где  $c$  — скорость света,  $e$  — заряд электрона,  $M$  и  $Z$  — масса и заряд атома полупроводника.

Для пороговой энергии упругого смещения регулярных атомов ( $E_{th}$ ) в Si было принято значение 25 эВ, наиболее часто цитируемое в литературе [15]; в этой связи см. также [16]. Для SiC были взяты сравнительно новые в литературе значения 24 и 18 эВ для подрешеток кремния и углерода соответственно [17,18]. Скорость генерации ПФ  $\eta_{FP}$  при электронном облучении вычисляется как произведение сечения упругого смещения на концентрацию регулярных атомов кристаллической решетки. Соответственно скорость генерации  $\eta_{FP}$  для SiC была получена как сумма парциальных значений  $\eta_{FP}$  для атомов кремния и углерода. Скорость генерации  $\eta_{FP}$  при протонном облучении, как отмечалось, была оценена при использовании программы TRIM с учетом конкретных толщин образцов.

Анализ расчетных данных позволяет сделать несколько предварительных выводов. Скорость образования ПРД (ПФ) в SiC превосходит аналогичную скорость образования ПФ в кремнии как при электронном, так и при протонном облучении. Одна из причин этого связана с большей (почти в 2 раза) концентрацией регулярных атомов в бинарном полупроводнике — SiC по сравнению с атомарным — Si. При электронном облучении  $\eta_{FP}$  отличаются не в 2, а только в 1.5 раза, так как проявляется сильное отличие сечений упругого смещения (40 барн для атомов Si и 23 барна для атомов углерода). При протонном облучении на соотношение величин  $\eta_{FP}$  для SiC и Si сказывается не только различие сечений (2400 барн для Si и 1400 барн для C при энергии протонов  $E_p = 8$  МэВ), но и число вторичных смещений регулярных атомов, создаваемых атомами отдачи (коэффициент размножения).

### 3.1. Кремний

Измерение эффекта Холла и удельной электропроводности с помощью метода Ван-дер-Пау при различных температурах давало возможность определить температурные зависимости концентрации и подвижности свободных носителей заряда в исследованных образцах  $n$ -Si. На рис. 1 показаны зависимости концентрации носителей заряда от обратной температуры,  $n(1/T)$ , для исходного и облученного протонами  $n$ -FZ-Si. Кривые  $n(1/T)$  имеют участки плато, понижающиеся с возрастанием дозы облучения, что позволяет определить скорость удаления носителей заряда из зоны проводимости при протонном облучении. В наших условиях она составляет  $\eta_e = 110 \text{ см}^{-1}$ . Полученные результаты хорошо согласуются с литературными данными (см., например, [19,20]).



**Рис. 1.** Температурные зависимости концентрации электронов в  $n$ -FZ-Si, легированном фосфором, в исходном состоянии (1) и после облучения протонами с энергией 15 МэВ (2). Доза, Ф,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $3 \cdot 10^{13}$ .

Как правило, в ранних радиационных экспериментах на кремнии  $n$ -типа [19,20] определялась только эффективная скорость удаления носителей заряда из зоны проводимости ( $\eta_e$ ). При этом не было известно, за счет каких радиационных дефектов происходило снижение концентрации свободных электронов. В нашем случае анализ зависимостей  $n(1/T)$  на основе соответствующих уравнений электронейтральности для невырожденных полупроводников [21] позволил определить отдельно как полную концентрацию мелких донорных состояний примесных атомов фосфора ( $N_d$ ), так и полную концентрацию компенсирующих акцепторов ( $N_a$ ) в исходных и облученных материалах для каждой дозы. Это оказывается возможным, так как анализ зависимости  $n(1/T)$  в использованном температурном интервале позволяет на экспоненциальном („низкотемпературном“) участке примесной ионизации определить степень компенсации (отношение концентраций  $N_a/N_d$ ), а в области примесного истощения („высокотемпературный“ участок) — разность концентраций ( $N_d - N_a$ ).

Выяснилось, что уменьшение концентрации носителей заряда при облучении  $n$ -FZ-Si протонами с энергией 15 МэВ обусловлено двумя процессами: во-первых, резким уменьшением концентрации мелких донорных состояний атомов фосфора (например, вследствие взаимодействия примесных атомов с подвижными вакансиями и образованием акцепторных  $E$ -центров) и, во-вторых, сравнительно медленным увеличением концентрации акцепторов радиационного происхождения (среди них те же  $E$ -центры, дивакансии и т.д.). Для указанных процессов были определены скорость удаления мелких донорных состояний  $\eta_{SD} \approx 70 \text{ см}^{-1}$  и скорость введения компенсирующих акцепторов  $\eta_A \approx 40 \text{ см}^{-1}$ . Видно, что величина скорости удаления носителей  $\eta_e = 110 \text{ см}^{-1}$  является суммой двух неравных слагаемых; как и раньше

**Таблица 2.** Энергетическое положение уровней дефектов  $E_T$  и сечения захвата электронов  $\sigma_n$  для них. Приведены также концентрации дефектов  $N_{\text{def}}$  в  $n\text{-SiC}(4H)$  для трех доз облучения протонами с энергией 8 МэВ.

	Доза, $\text{см}^{-2}$	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$
$E_T$		0.39	0.62	0.72	1.08
$\sigma_n$ , $\text{см}^2$		$9 \cdot 10^{-16}$	$1.7 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-15}$	$5.6 \cdot 10^{-13}$
$N_{\text{def}}$ , $\text{см}^{-3}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$	$1.9 \cdot 10^{13}$	$9.4 \cdot 10^{12}$	$6.2 \cdot 10^{12}$
$N_{\text{def}}$ , $\text{см}^{-3}$	$6 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{12}$	$3.5 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{13}$
$N_{\text{def}}$ , $\text{см}^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$5.3 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$

*Примечание.* До облучения в образцах наблюдались два пика, связанные с центрами  $E_T = E_C - 0.16$  эВ,  $\sigma_n = 9 \cdot 10^{-16} \text{см}^2$ , концентрация  $7 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$  и  $E_T = E_C - 0.62$  эВ,  $\sigma_n = 1 \cdot 10^{-15} \text{см}^2$ , концентрация  $2 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$ .

в расчетах фигурирует модуль отрицательной величины. Однако парадоксально следующее обстоятельство. Ранее обычно предполагалось, что при протонном облучении кремния основную роль играет обычная компенсация мелких доноров глубокими акцепторными состояниями радиационного происхождения, в первую очередь вакансионными комплексами типа дивакансий. Очевидно, что результаты настоящей работы ясно свидетельствуют, что это совсем не так в случае протонного облучения FZ-Si, когда скорость удаления носителей заряда из зоны проводимости в основном определяется скоростью удаления мелких донорных состояний (а не скоростью образования акцепторных центров радиационного происхождения). Кроме того, модель радиационного дефектообразования, в которой абсолютно доминирует процесс формирования  $E$ -центров (облучение FZ-Si быстрыми электронами), не подходит для описания радиационной деградации электрических параметров того же материала при протонном облучении.

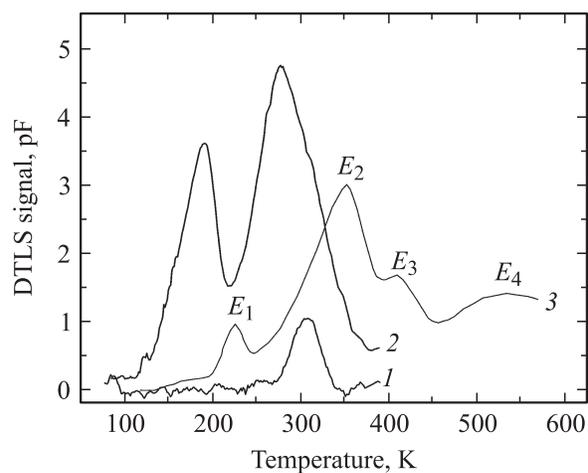
Из известных в литературе радиационных дефектов, образующихся в кремнии при протонном облучении, наиболее вероятным кандидатом является глубокий донорный центр  $E_C - 0.30$  эВ [22]. Этот донорный центр остается в основном электрически нейтральным, так как уровень Ферми при облучении умеренно легированного  $n\text{-Si}$  смещается от  $E_C - 0.21$  до  $E_C - 0.28$  эВ. По данным работы [23], центр включает в свой состав один атом фосфора и две вакансии  $[V-V-P]$ . Роль изолированных дивакансий при протонном облучении FZ-Si в общем изменении электрических параметров материала остается неясной.

Попутно заметим, что отношение  $(\eta_c/\eta_{\text{FP}})$  позволяет косвенно оценить относительную долю разделившихся (так называемых „далеких“) ПФ в общем количестве создаваемых первичных дефектов. При облучении умеренно легированного FZ  $n\text{-Si}$  протонами с энергией 15 МэВ эта доля составляет около 70%, что на порядок больше аналогичной величины для электронного облучения. Такой результат можно качественно объяснить за счет изменения энергии атомов отдачи, при котором их средняя энергия возросла почти на порядок величины по сравнению с электронным облучением.

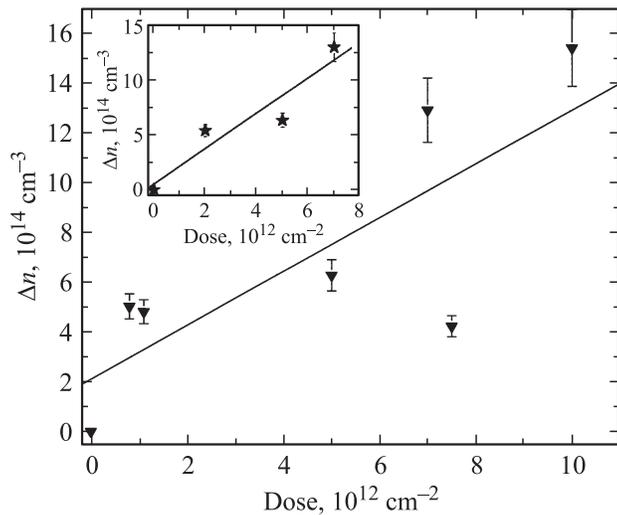
### 3.2. Карбид кремния

Расчитанные по программе TRIM скорости введения ПРД (ПФ) представлены в табл. 1. Для определения скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости  $n\text{-SiC}$  использовались зависимости  $1/C$  как функции от квадратного корня из суммы  $(U + V_c)$ , где  $C$  — значение измеренной емкости,  $U$  — напряжение смещения,  $V_c = 1.5$  В — контактная разность потенциалов. Вольт-емкостные измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота. В обоих случаях зависимости  $1/C$  были линейны с наклоном, определяемым плотностью объемного заряда нескомпенсированных доноров  $(N_D - N_A)$ .

При вольт-емкостных измерениях дефекты радиационного происхождения со сравнительно мелкими уровнями достаточно быстро ионизируются в поле области объемного заряда. Ионизация происходит за счет термического выброса электронов с мелких уровней в зону проводимости с последующим уходом во внешнюю цепь. Такие энергетические состояния не вносят вклад в изменение  $(N_D - N_A)$ , если они акцепторного типа. Для выявления



**Рис. 2.** Спектры DLTS для  $n\text{-SiC}(4H)$  в исходном состоянии (1), после облучения быстрыми электронами с энергией 900 кэВ (2) и протонами с энергией 8 МэВ (3). Доза  $\Phi$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $2.5 \cdot 10^{15}$ , 3 —  $6 \cdot 10^{11}$ .



**Рис. 3.** Изменение концентрации носителей заряда в зоне проводимости для группы из пяти образцов  $n\text{-SiC}(4H)$  при облучении протонами с энергией 8 МэВ. Вставка, см. текст.

подобных уровней сопоставлялись результаты вольт-емкостных измерений при температурах  $T = 300$  и  $77$  К. Кроме того, для дополнительной характеристики системы глубоких уровней, как уже упоминалось выше, использовался метод DLTS (рис. 2).

Спектры DLTS снимались для исходных и облученных образцов  $n\text{-SiC}$ . Доза протонного облучения составляла  $(0.3, 0.6$  и  $4.5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Температура при измерениях спектров не превышала  $560$  К (ограничение со стороны барьера металл–полупроводник), но была достаточной, чтобы обнаружить уровни с глубиной залегания вплоть до  $1.1$  эВ от края зоны проводимости. Основные центры, проявляющиеся в наших спектрах (табл. 2), близки по своим параметрам к радиационным дефектам, описанным в ранних работах [24,25]. Отметим, что, по нашей терминологии, уровни  $E_c - 0.39$  эВ, наиболее близкие к зоне проводимости, относятся к „мелким“ при анализе емкостных данных, полученных при комнатной температуре. Определение скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости  $n\text{-SiC}$ , подвергнутого облучению протонами, проводилось в диапазоне доз до  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . На рис. 3 приведено изменение концентрации носителей заряда  $\Delta n = n_0 - n_{\text{ит}}$  от дозы облучения ( $\Phi$ ) для группы из пяти образцов, изготовленных на базе одной и той же CVD-пленки (здесь  $n_0$  и  $n_{\text{ит}}$  — концентрации носителей заряда в исходных и облученных образцах соответственно). Аппроксимация полученных данных линейной зависимостью позволяет, несмотря на значительный разброс значений  $\Delta n$ , оценить из наклона среднюю скорость удаления носителей заряда  $\eta_e \approx 110 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует и прежним результатам [5].

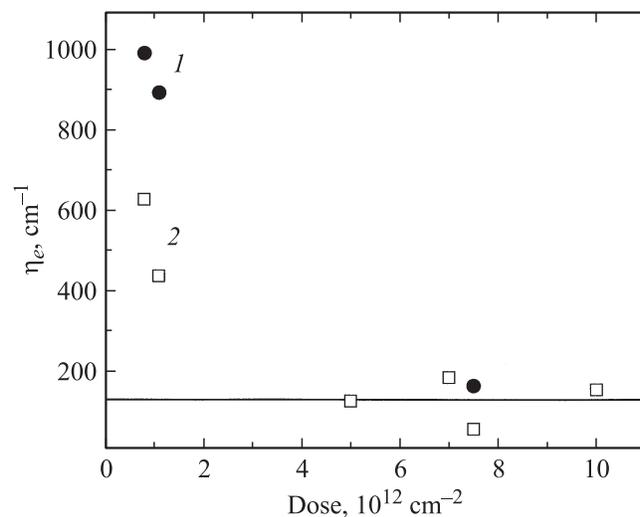
Меньшие отклонения от линейной аппроксимации получаются для отдельных образцов. В качестве примера на вставке к рис. 3 приведена зависимость  $\Delta n(\Phi)$  для одного из них. Здесь значение  $\eta_e$  составило уже

$160 \text{ см}^{-1}$ . Мы полагаем, что отмеченное обстоятельство обусловлено заметным различием образцов по примесному составу.

Для определения зависимости скорости  $\eta_e$  от дозы облучения  $\Phi$  был использован другой метод обработки экспериментальных данных. На основании рис. 3 определялся наклон отдельных отрезков, исходящих из начала координат  $\Delta n = 0$  до конкретной точки  $\Delta n$  при дозе  $\Phi$ . Кроме того, были привлечены данные по измерениям  $\Delta n$  при  $T = 77$  К (см. рис. 4). Оказалось, что скорость удаления носителей заряда  $\eta_e(\Phi)$  спадает с ростом дозы облучения и постепенно выходит на плато со значением  $\eta_e = 130 \text{ см}^{-1}$  при  $\Phi \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (усреднение по четырем точкам).

Из рис. 4 также следует, что при уменьшении температуры от  $300$  до  $77$  К величина  $\eta_e$  на начальном участке увеличивается почти в 2 раза. Заметим, что понижение температуры вызывает перемещение уровня Ферми от  $E_c - 0.25$  эВ при  $300$  К ко дну зоны проводимости. Поэтому вполне возможно наличие акцепторных уровней радиационного происхождения, расположенных между двумя указанными положениями уровня Ферми. Эти центры должны изменять свое зарядовое состояние при охлаждении. В качестве кандидата на роль подобных дефектов можно рассматривать известные центры с уровнями  $E_c - 0.20$  эВ [25].

Обращаясь к табл. 1, видим, что для  $n\text{-SiC}$  при переходе от облучения быстрыми электронами к воздействию протонами отношение  $\eta_{\text{ФР}}/\eta_e$ , хотя и упало в шесть раз (с 30 до примерно 5), но вклад центров радиационного происхождения в компенсацию электронной проводимости (снижения концентрации электронов в зоне проводимости) по-прежнему низок.



**Рис. 4.** Дозная зависимость скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости для  $n\text{-SiC}(4H)$  при облучении протонами с энергией 8 МэВ. Температура измерения, К: 1 — 77, 2 — 300. Величина  $\eta_e = 130 \text{ см}^{-1}$  получена усреднением четырех значений скорости удаления электронов при  $300$  К и  $\Phi \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Формально малую величину  $\eta_e$  можно было связать либо с доминированием электрически нейтральных радиационных дефектов в облученном  $n$ -SiC, либо с преобладанием эффекта самокомпенсации для образующихся дефектов радиационного происхождения. Однако мы полагаем, что, как и в кремнии, основной причиной малых величин  $\eta_e$  в  $n$ -SiC является прямая рекомбинация „близких“ ПФ [26,27]. Для более полного моделирования дефектообразования требуются дальнейшие детальные измерения.

При сравнении скоростей удаления носителей заряда в  $n$ -SiC отметим, что  $\eta_e$  при протонном облучении на 3 порядка величины превышает аналогичное значение для случая электронов. В то же время  $\eta_{FP}$  различается только в 200 раз. Следовательно, это можно рассматривать как результат изменения распределения ПФ по расстоянию между компонентами в пользу „далеких“ пар из-за увеличения энергии атомов отдачи при протонном облучении, что в свою очередь способствует процессу разделения пар на компоненты.

#### 4. Заключение

Образование радиационных дефектов в полупроводниках при протонном облучении принято рассматривать в два этапа. На первом из них обсуждается генерация ПРД (ПФ) в кристаллической решетке как за счет прямого взаимодействия бомбардирующих протонов с регулярными атомами, так и в результате каскадов соударений с участием атомов отдачи. На втором этапе включаются квазихимические реакции с участием вакансий и собственных межузельных атомов. Естественно полагать, что процессы образования ПФ в рассматриваемых материалах — Si и SiC — будут близки, поскольку в SiC основной канал генерации ПРД при протонном облучении реализуется через регулярные атомы Si. Однако представляется, что последующие стадии формирования вторичных дефектов должны протекать весьма различно, прежде всего из-за различия кристаллических решеток Si и SiC. Тем более удивителен тот факт, что скорости удаления носителей заряда из зоны проводимости в  $n$ -FZ-Si и  $n$ -SiC(4H) после облучения протонами оказались близкими.

Проведенные измерения затрагивают проблему образования вторичных дефектов при протонном облучении. Так, если при электронном облучении  $n$ -FZ-Si деградация электрических параметров практически полностью определяется образованием электрически активных  $E$ -центров, то при протонном облучении того же материала процессы удаления мелких донорных состояний примесных атомов V группы играют главную роль, однако на фоне гораздо более слабого образования радиационных дефектов акцепторного типа. Это сразу же ставит вопрос о вкладе вакансионных комплексов типа дивакансий, роль которых в компенсации электронной проводимости в ранних работах по протонному облучению кремния полагалась основной. Очевидно,

что при протонном облучении наряду с  $E$ -центрами необходимо привлекать к рассмотрению и другие типы комплексов с участием примесных атомов, которые являются электрически нейтральными в  $n$ -Si.

Полученное в работе отношение  $\eta_e/\eta_{FP}$  позволило грубо оценить относительную долю разделившихся во время облучения („далеких“) ПФ в общем количестве создаваемых первичных дефектов. При облучении умеренно легированного FZ  $n$ -Si протонами с энергией 15 МэВ эта доля составляет около 70%, что на порядок величины больше аналогичной доли для электронного облучения. При облучении слабо легированного  $n$ -SiC протонами с энергией 8 МэВ эта доля составляет примерно 20%, что в шесть раз больше аналогичной величины для электронного облучения. Такой результат можно объяснить за счет изменения энергетического распределения атомов отдачи, при котором их средняя энергия возросла почти на порядок величины.

Учитывая возможное различие процессов вторичного радиационного дефектообразования для SiC и FZ-Si, нами ожидалось и существенное различие скоростей удаления  $\eta_e$ . Однако эксперимент показал, что значения  $\eta_e$  для обоих материалов близки как при электронном, так и при протонном облучении. Этот вывод не согласуется с выводами работы [28], в которой обнаружено, что при облучении ионами гелия на глубинах, равных пробегу ионов, значение  $\eta_e$  для карбида кремния в несколько раз выше, чем для кремния. Однако следует отметить, что в конце пробега ионов концентрация носителей заряда может зависеть не только от вводимых радиационных дефектов, но и от образующихся на этой глубине комплексов с участием атомов гелия.

Показательно для механизма образования дефектов в SiC, что наблюдаемое при облучении электронами отношение скорости введения первичных пар Френкеля и удаления носителей заряда ( $\eta_{FP}/\eta_e$ ) достигает 30 раз. Это обстоятельство позволяет нам привлечь для  $n$ -SiC механизм отжига (рекомбинации) „близких“ ПФ, аналогичный используемому для кремния.

При протонном облучении отношение ( $\eta_{FP}/\eta_e$ ) уменьшается до 5. Это можно рассматривать как результат доминирования в распределении ПРД „далеких“ пар Френкеля из-за увеличения средней энергии атомов отдачи, что увеличивает долю распавшихся пар.

Авторы выражают искреннюю благодарность доктору G. Wagner (Leibniz-Institute for Crystal Growth (Берлин)) за предоставление образцов карбида кремния.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-2951.2008.2, а также со стороны совместных исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

#### Список литературы

- [1] J.B. Casady, R.W. Johnson. Sol. St. Electron., **39**, 1409 (1996).
- [2] S. Nishino, J. Powell, N.A. Will. Appl. Phys. Lett., **42**, 460 (1983).

- [3] П.А. Иванов, И.В. Грехов, Н.Д. Ильинская, Т.П. Самсонова, А.С. Потапов. ФТП, **43** (4), 527 (2009).
- [4] G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. Nucl. Instrum. Meth. A, **426**, 1 (1999).
- [5] А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **38**, 129 (2004).
- [6] В.В. Козловский. *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб., Наука, 2003).
- [7] В.В. Козловский, В.В. Емцев, К.В. Емцев, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, В.Н. Ломасов, Г.А. Оганесян, А.А. Лебедев. ФТП, **42**, 243 (2008).
- [8] J.M. Poate, J.S. Williams. In: *Ion Implantation and Beam Processing*, ed. by J.S. Williams, J.M. Poate (Academic, Sydney, 1984) p. 13.
- [9] G.D. Watkins, J.W. Corbett. Phys. Rev. A, **134**, 1359 (1964).
- [10] В.В. Емцев, Т.В. Машовец. *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Радио и связь, 1981).
- [11] D. Aberg, A. Hallen, P. Pellegrino, B.G. Svensson. Appl. Phys. Lett., **78**, 2908 (2001).
- [12] M. Mikelsen, U. Grossner, J.H. Bleka, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, R. Yakimova, A. Henry, E. Janzen, A.A. Lebedev. Mater. Sci. Forum, **600–603**, 425 (2009).
- [13] W.A. MacKinley, H. Feshbach. Phys. Rev., **74**, 1759 (1948).
- [14] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Academic Press. Inc., 1984).
- [15] Н.А. Витовский, Д. Мустафакулов, А.П. Чекмарева. ФТП, **11** (9), 1747 (1977).
- [16] E. Holmström, A. Kuronen, K. Nordlund. Phys. Rev. B, **78**, 045202 (2008).
- [17] J.W. Steeds, F. Carosella, G.A. Evans, M.M. Ismail, L.R. Danks, W. Voegeli. Mater. Sci. Forum, **353–356**, 381 (2001).
- [18] J.W. Steeds, G.A. Evans, S. Furkert, M.M. Ismail, L.R. Danks, W. Voegeli, F. Carosella. Diamond Relat. Mater., **11**, 1923 (2002).
- [19] Ю.В. Булгаков, Т.И. Коломенская. ФТП, **1**, 422 (1967).
- [20] В.С. Вавилов, Н.У. Исаев, Б.Н. Мукашев, А.В. Спицын. ФТП, **6**, 1041 (1972).
- [21] J.S. Blakemore. *Semiconductor Statistics*, N.Y., 1962.
- [22] L.Palmetshofer, J. Reisinger. J. Appl. Phys., **72**, 2167 (1992).
- [23] T. Wada, K. Yasuda, S. Ikuta, M. Takeda, H. Masuda. J. Appl. Phys., **48**, 2145 (1977).
- [24] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava. Appl. Phys. Lett., **85**, 3780 (2004).
- [25] A.Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. J. Appl. Phys., **98**, 053706 (2005).
- [26] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, I. Vickridge, G. Battistig. Phys. Rev. B, **62**, 10 126 (2000).
- [27] А.А. Лебедев, А.И. Веингер, В.В. Козловский, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.М. Стрелчук. J. Appl. Phys., **88**, 6265 (2000).
- [28] B.G. Svensson, A. Hallen, M.K. Linnarsson, A.Yu. Kuznetsov, M.S. Janson, D. Aberg, J. Osterman, P.O.A. Persson, L. Hultman, L. Storasta, F.H.C. Carlsson, J.P. Bergman, C. Jagadish, E. Morvan. Mater. Sci. Forum, **353–356**, 549 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

## Comparative studies of changes in electrical properties of silicon and silicon carbide subjected to proton irradiation

V.V. Emtsev, A.M. Ivanov, V.V. Kozlovskii\* ,  
A.A. Lebedev, G.A. Oganesyanyan, N.B. Strokan

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Science,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Removal rates of charge carriers in *n*-type FZ-Si and 4H-SiC irradiated with protons at 8 and 15 MeV at room temperature are discussed. The calculated formation rates of primary radiation defects (Frenkel pairs) are compared to experimentally determined ones in these materials. Primary radiation defects during proton irradiation are created in collision cascades of recoil atoms of the crystal lattice. The results obtained on proton-irradiated materials are confronted with similar data gained earlier on *n*-type FZ-Si and 4H-SiC subjected to electron irradiation at 900 keV. In the latter case the primary radiation defects are for the most part isolated so-called „close Frenkel pairs“. It has been established that the model of *E*-centers applicable to an adequate description of decreasing conductivity in *n*-FZ-Si due to electron irradiation is not good for the interpretation of experimental data on proton-irradiated materials. As to proton-irradiated 4H-SiC, it is thought that a marked annealing of simple radiation defects like „close Frenkel pairs“ takes place during irradiation at room temperature.