

Радиационная стойкость широкозонных полупроводников (на примере карбида кремния)

© А.А. Лебедев, В.В. Козловский⁺, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, А.М. Иванов, А.М. Стрельчук, Р. Якимова*

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

⁺ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Университет Линчепинга,
S-581 83 Линчепинг, Швеция

(Получена 18 апреля 2002 г. Принята к печати 25 апреля 2002 г.)

Рассмотрены результаты исследований воздействия ионизирующего излучения на эпитаксиальные слои и приборы на основе карбида кремния (SiC). Показано, что при исследовании широкозонных полупроводников следует учитывать температурную зависимость параметра, стандартного для определения радиационной стойкости материала, — скорости удаления подвижных носителей заряда. Использование данных, полученных только при комнатных температурах, может привести к неправильной оценке радиационной стойкости широкозонных полупроводников. Сделан вывод, что свойства широкозонных полупроводников сочетают в себе, с одной стороны — большую радиационную стойкость высокотемпературных приборов на их основе, с другой — возможность эффективного радиационного легирования (например получения полуизолирующих при комнатной температуре локальных областей материала).

1. Введение

Исследования широкозонных полупроводников (WBS) являются в последние годы одним из наиболее быстро развивающихся разделов физики полупроводников. Традиционно к широкозонным относят полупроводники с шириной запрещенной зоны $E_g > 2.3\text{--}2.4\text{ эВ}$ (политипы SiC, алмаз, GaN, AlN, BN и др.). Стремительное развитие ростовых технологий для ряда WBS (SiC, GaN) позволило получить материалы n - и p -типа проводимости в широком диапазоне концентраций легирующих примесей и создать на их основе аналоги большинства существующих приборов. При этом характеристикам приборов на основе WBS оказался присущ ряд особенностей, непосредственно вытекающих из увеличения значения E_g в 3–4 раза по сравнению с другими материалами.

С точки зрения исследования радиационной стойкости можно выделить две наиболее важные особенности:

1) увеличение абсолютного значения многих потенциальных барьеров в материале (энергии ионизации глубоких центров, контактной разности потенциалов, высоты барьеров Шоттки и т.д.);

2) расширение диапазона рабочих температур приборов в несколько раз.

Второе обстоятельство следует учитывать при сравнении радиационной стойкости узкозонных (NBS) и широкозонных материалов. Действительно, сравнивать свойства разных материалов при одной температуре T не всегда бывает корректно: когда для NBS уже близка область собственной проводимости, то для WBS это начало рабочего диапазона температур, когда еще не все основные легирующие примеси ионизованы. Поэтому использование „изотермического“ сравнения разных материалов может оказаться некорректным при оценке радиационной стойкости материала в целом.

Цель настоящей работы — проанализировать, как особенности WBS могут сказаться на их радиационной стойкости и возможности радиационного легирования (получении полуизолирующего материала за счет облучения). В качестве примера был выбран SiC как материал с наиболее развитой к настоящему времени среди WBS технологией, радиационные дефекты в котором наиболее хорошо изучены.

2. Скорость удаления носителей заряда

2.1. Предварительные замечания

Под радиационной стойкостью обычно понимают неизменность параметров полупроводника или полупроводникового прибора при его облучении ядерным излучением. Чем бóльшая доза облучения необходима для начала изменения параметров, тем более радиационно стойким считается полупроводник.

Известно, что облучение полупроводников приводит к образованию в них глубоких центров — радиационных дефектов (РД) акцепторной или донорной природы. Здесь и далее для определенности будем рассматривать облучение материала n -типа проводимости. В этом случае при облучении происходит переход электронов из зоны проводимости на глубокие РД акцепторной природы. В результате проводимость материала уменьшается, и при больших дозах облучения полупроводник может стать изолятором. Для описания этого процесса в различных материалах используется такой параметр,

Таблица 1. Вклад в концентрацию носителей, вносимый радиационными дефектами в зависимости от типа и энергетического положения в запрещенной зоне

Группы уровней	Положение РД при $T_M > T_{ит}$	Тип РД	Δn при $T_M = T_{ит}$	Изменение Δn при $T_M > T_{ит}$, $\Delta n = f(T)$ (без учета фактора вырождения)
1	$E_F - E_{RD} < 0$	A	0	Нет
	$E_F - E_{RD} < 0$	D	$+N_{D1}$	Нет
2	$E_F - E_{RD} > 0; E_{RD} \geq (1/2)E_g$	A	$-N_{A2}$	$-N_{A2}/\{1 + \lambda_{A2} \exp[(E_{A2} - E_F)/kT]\}$
	$E_F - E_{RD} > 0; E_{RD} \geq (1/2)E_g$	D	0	$+N_{D2}/\{1 + \lambda_{D2}^{-1} \exp[(E_F - E_{D2})/kT]\}$
3	$E_{RD} < (1/2)E_g$	A	$-N_{A3}$	Нет
	$E_{RD} < (1/2)E_g$	D	0	Нет

Примечание. T_M — температура измерения, $T_{ит}$ — температура облучения, Δn — вклад в концентрацию носителей.

как скорость удаления носителей V_d [1],

$$V_d = \Delta n/D = (n_0 - n)/D, \quad (1)$$

где n_0 и n — концентрации носителей в зоне проводимости до и после облучения, D — доза облучения.

Будем считать, что уровень Ферми в зоне находится на несколько kT (T — температура, k — постоянная Больцмана) ниже основных донорных уровней, а суммарная концентрация вводимых РД много меньше разностной концентрации доноров и акцепторов $N_D - N_A$, т.е. при малых дозах облучения (а именно при таких дозах обычно и определяется скорость удаления носителей заряда) можно считать, что облучение не приводит к сильному изменению положения уровня Ферми (E_F). Рассмотрим теперь, какой вклад в величину V_d внесут образовавшиеся РД в зависимости от их типа (донор D или акцептор A) и положения в запрещенной зоне. Все образующиеся РД в зависимости от их энергетического положения (E_{RD}) можно условно разбить на три группы.

1. РД, расположенные выше уровня основных донорных уровней. В случае, если данные РД — доноры (D_1), они дадут вклад в увеличение концентрации носителей в зоне, равный их концентрации N_{D1} . Если данные РД — акцепторы (A_1), их образование не повлияет на концентрацию носителей в зоне проводимости. С увеличением температуры измерения вклад обоих типов РД в измеряемую величину V_d изменяться не будет.

2. РД, расположенные в верхней половине запрещенной зоны ниже уровня основных донорных уровней и ниже уровня Ферми. В случае, если данные РД — акцепторы (A_2), их введение уменьшит концентрацию электронов в зоне на величину их концентрации N_{A2} . В случае, если данные РД — доноры (D_2), они не внесут вклада в концентрацию свободных электронов. При повышении температуры (или при понижении уровня Ферми в результате облучения) данные РД будут оказываться в пределах нескольких kT от уровня Ферми; степень ионизации этих РД будет увеличиваться и, соответственно, вклад акцепторных уровней в величину V_d будет уменьшаться, а донорных — расти.

3. РД, расположенные в нижней половине запрещенной зоны. В случае, если данные РД — акцепторы (A_3), они дадут вклад в уменьшение концентрации носителей в зоне, равный их концентрации N_{A3} . В случае, если данные РД — доноры (D_3), их образование не повлияет на концентрацию носителей в зоне. С увеличением температуры измерения вклад обоих типов РД в измеряемую величину V_d изменяться не будет.

Величина вклада и его температурная зависимость для каждого из перечисленных типов РД представлены в табл. 1. (Здесь и далее положение уровня Ферми отсчитывается от потолка валентной зоны.) Соответственно можно записать формулу для V_d с учетом температурной зависимости заполнения РД:

$$n = n_0 + D \left\{ K_{D1} - K_{A3} + K_{D2} \frac{1}{1 + \lambda_{D2}^{-1} \exp[(E_F - E_{D2})/kT]} - K_{A2} \frac{1}{1 + \lambda_{A2} \exp[(E_{A2} - E_F)/kT]} \right\}, \quad (2)$$

где K_j — суммарная скорость введения дефектов j -го типа, $N_j = K_j D$ — концентрация дефектов j -го типа, λ_j — фактор вырождения уровней соответствующих РД.

Формулу (2) можно упрощенно записать как

$$n = n_0 - [\Delta n_1 + \Delta n(T_M)], \quad (3)$$

где Δn_1 — величина изменения концентрации носителей, не зависящая от температуры; $\Delta n(T_M)$ — величина изменения концентрации носителей, зависящая от температуры измерения T_M .

Соответственно для скорости удаления носителей заряда можно написать

$$V_d = V_{d1} + V_d(T_M), \quad (4)$$

V_{d1} — не зависящее от температуры слагаемое.

Из формул (1)–(4) следует важный вывод: если взять две температуры $T_{M1} < T_{M2}$, то $V_d(T_{M1}) \geq V_d(T_{M2})$, т.е. с увеличением температуры измерения величина V_d может только уменьшаться. Поэтому в области предельных рабочих температур (уровень Ферми вбли-

зи середины запрещенной зоны данного полупроводника ($E_F \approx (1/2)E_g$) $V_d(T_M) \approx 0$, если при облучении происходило образование только акцепторных РД, и $V_d(T_M) < 0$, если облучение привело к образованию и донорных РД. В случае, если общая концентрация образовавшихся при облучении доноров оказалась больше, чем концентрация образовавшихся акцепторов, то и общая величина V_d при высоких температурах может быть отрицательна, $V_{d1} + V_d(T_M) < 0$. В этом случае более уместно было бы говорить о скорости введения носителей заряда в полупроводник (а не удаления носителей) под действием облучения.

Следует также отметить, что экспериментальная величина V_d может зависеть от использованной методики измерения. Например, наличие в полупроводнике глубоких центров (ГЦ) до облучения приведет к дополнительному росту n с увеличением температуры, т.е. $n_0 = f(T)$. Такая ситуация, когда $n_0 = \gamma(N_D - N_A)$, где $\gamma < 1$ и γ приближается к 1 с ростом T , является характерной для WBS вообще и для SiC в частности. Чтобы избежать влияния температурной зависимости n_0 на результаты измерения V_d , необходимо измерять эту зависимость в исследуемом образце до облучения.

Указанные сложности вынуждают искать другие пути сравнения радиационных воздействий. Например, для определения V_d во всем диапазоне значений дозы облучения нет необходимости нагревать образец до предельных рабочих температур и проводить измерения концентрации носителей тока n_0 . Мерой оценки n_0 может служить величина разности концентрации ионизированных доноров и акцепторов $|N_D^+ - N_A^-|$ в области объемного заряда. В этом случае достаточно провести измерения вольт-фарадных характеристик ($C-V$ -характеристик), причем при меньших температурах. Вносит ли конкретный уровень вклад в измеряемую при данной температуре величину $|N_D^+ - N_A^-|$, будет зависеть от соотношения между постоянной времени его ионизации (τ) и временем измерения $C-V$ -характеристики (t), $t/\tau > 1$, т.е. $t\eta = \tau$ ($\eta < 1$). Для каждого полупроводника будет свое значение температуры T_{CV} , при котором емкостным методом можно оценить предельное значение V_d . Известно, что

$$\tau^{-1} = V_T \sigma_N N_c \exp(-E_i/kT),$$

где V_T — тепловая скорость носителей, σ_N — сечение захвата электрона на уровень, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, E_i — энергия ионизации центра. Отсюда получаем

$$T_{CV} = E_i/k \ln(V_T \sigma_N N_c \eta t). \quad (5)$$

Полагая $E_i = (1/2)E_g$, $\sigma_N = 10^{-16} \text{ см}^{-2}$, $t = 600 \text{ с}$, $\eta = 0.2$, можно оценить значение T_{CV} для Si и 4H-SiC как ~ 230 и $\sim 630 \text{ К}$ соответственно. Эта оценка показывает, что при комнатной температуре $C-V$ -методом можно получить предельное значение V_d для кремния. Эта температура является не достаточной для определения V_d для WBS.

Таблица 2. Расчетные значения пороговой энергии дефектообразования для некоторых полупроводников

Параметр	GaAs	Si	3C-SiC	Алмаз	6H-SiC, 4H-SiC
Постоянная решетки $a_0, \text{ \AA}$	5.65	5.431	4.36	3.57	3.08
Пороговая энергия $E_d, \text{ эВ}$	9	12.8	37	80	153

2.2. Экспериментальные данные по величине V_d

Предварительно можно отметить, что величина V_{d1} должна зависеть от параметра E_d — пороговой энергии дефектообразования. Чем больше величина E_d , тем, как правило, меньше значение V_d . В известной нам литературе отсутствует экспериментальное значение величины E_d для SiC. В работе [2] отмечается связь между величиной E_d и постоянной решетки (a_0) данного полупроводника, которая удовлетворяет феноменологическому соотношению

$$1.117E_d = (10/a_0)^{4.363}. \quad (6)$$

В табл. 2 представлен расчет значений E_d для ряда полупроводников, сделанный по формуле (6). Формула (6), по-видимому, не является достаточно строгой, особенно для полупроводников с малыми значениями постоянной решетки, однако она позволяет сделать вывод, что величина E_d для 4H- и 6H-SiC примерно на порядок превосходит эту величину для Si и в 2 раза для алмаза (табл. 2). Таким образом, можно ожидать, что и величина V_{d1} для SiC будет меньше, чем для Si.

Рассмотрим теперь экспериментальные работы, где была определена величина V_d при облучении поликристаллов SiC различными типами ионов. Результаты данных работ, а также известные из литературы значения V_d для кремния в тех же условиях облучения представлены в табл. 3.

По данным большинства работ [3–9] при $T = 300 \text{ К}$ $V_d(\text{Si}) \geq V_d(\text{SiC})$. Из общего числа выпадают значения работ [3,4], где эти величины имеют обратное соотношение, причем $V_d(\text{SiC})/V_d(\text{Si}) \approx 10$. В упомянутых работах облучение проводили α -частицами с энергией 1.7 МэВ дозой $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Пробег составляли: 3.8 мкм в SiC, 5.9 мкм в Si. Следует отметить, что авторы работы следили за эффектами только в конце пробега частиц, и, значит, эффект мог быть обусловлен не столько радиационными дефектами, сколько образовавшимся на этой глубине гелием.

Кроме того, результаты работ [3–9] были получены для комнатных температур, где для SiC величина $V_d(T_M)$ еще велика. Измерения, выполненные при высоких температурах, подтвердили, что для SiC либо $V_{d1} \approx V_d(T_M)$

Таблица 3. Величины V_d для SiC и Si по данным различных авторов

SiC							
Частицы	α	H^+	α	Нейтроны	Нейтроны	Электроны	Протоны
Энергии частиц	1.7 МэВ	350 кэВ	5.5 МэВ	1 МэВ		1 МэВ	8 МэВ
$D, \text{см}^{-2}$	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{11}$	10^{14}			$6 \cdot 10^{14}$
Политип SiC	4H	4H	6H	3C	6H	3C	6H 4H
$N_D - N_A, \text{см}^{-3}$	$1 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{18}$		10^{16}			$4 \cdot 10^{16}$
$T_M, \text{К}$	300	300	300	300	300	300	300 650 300 650
$V_d, \text{см}^{-1}$	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	$7.8 \cdot 10^4$	7.2	4.5	0.014	17 -45 130 67
Литература	[3,4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[10]
Si							
Частицы	α			Нейтроны		Электроны	Протоны
$V_d, \text{см}^{-1}$	$5 \cdot 10^4$			7.8		0.01–0.1	200–350
Литература	[3,4]			[7]		[1]	[12,12]

(4H-SiC), либо $V_{d1} \ll V_d(T_M)$ (6H-SiC) [10]. Очевидно, что при облучении n -6H-SiC происходит образование РД как донорной, так и акцепторной природы, причем доноры преобладают. По-видимому, такой же механизм имеет место и в случае p -6H-SiC, при облучении которого наблюдалось изменение типа проводимости $p \rightarrow n$ [13].

Ранее [14] в отношении образования радиационных дефектов в WBS был развит подход, подобный механизму самокомпенсации проводимости. Согласно [14], изменение типа проводимости под действием облучения характерно лишь для узкозонных полупроводников. В то же время проводимость WBS под действием облучения стремится к собственной. Действительно, такое предположение соответствует эксперименту, если ограничить диапазон измерения V_d WBS комнатными температурами. Если же учитывать температурную зависимость V_d , то вышеупомянутый подход справедлив только для 4H-SiC. Для 6H-SiC и, по-видимому, 3C-SiC [15] наблюдается увеличение значения $N_D - N_A$ под действием облучения.

Таким образом, измерения V_d для WBS только при комнатной температуре могут оказаться недостаточными. С учетом того, что приборы на основе WBS в основном предназначены для работы при высоких температурах, такие исследования можно считать неполными.

3. Радиационное легирование (компенсация) широкозонных полупроводников

Другим важным аспектом исследования взаимодействия ионизирующего излучения с веществом является радиационное легирование. За счет радиационного легирования в полупроводнике возможно формирование локальных областей с высоким удельным сопротивле-

нием, необходимых для создания конкретного прибора. Обычно считают, что радиационная стойкость и возможность радиационного легирования являются противоположными характеристиками материала, т.е. если полупроводник является радиационно стойким, то он не считается перспективным для его компенсации методом радиационного легирования.

Далее мы покажем, что в случае WBS такая оценка не совсем правильна. Известно, что WBS перспективны не только для высокотемпературной электроники, но и для ряда приборов, не предназначенных для работы при высоких температурах. Прежде всего это высокочастотные приборы (диоды Шоттки, некоторые виды полевых транзисторов), в структуру которых входит контакт металл–полупроводник. Такой контакт, как правило, быстро деградирует с повышением температуры, независимо от предельно возможных рабочих температур собственно полупроводника. Если рабочие температуры прибора не сильно превосходят 300 К, то для эффективности радиационного легирования SiC мы можем использовать значения V_d , полученные при этой температуре. Другим важным параметром эффективности радиационного легирования является максимальное значение удельного сопротивления (ρ), которое может быть получено для различных полупроводников. Величину ρ можно оценить по известной формуле

$$\rho = (en\mu)^{-1}, \quad (7)$$

где e — заряд электрона, n — концентрация электронов в зоне проводимости, μ — подвижность.

Предположим при расчете, что в результате облучения материала n -типа проводимости в середине запрещенной зоны образовался уровень РД акцепторной природы с энергией ионизации $E_i = (1/2)E_g$, при этом концентрация центров (N_{RD}) превосходит суммарную концентрацию мелких доноров N_D . Тогда величина n

Таблица 4. Расчетное отношение максимального значения удельного сопротивления широкозонных полупроводников к удельному сопротивлению кремния при 300 К

Полупроводник	$\rho/\rho(\text{Si})$
GaAs	$2.4 \cdot 10^4$
6H-SiC	$6.6 \cdot 10^{15}$
4H-SiC	$3.5 \cdot 10^{18}$

может быть оценена по формуле [16]

$$n = \frac{N_D N_c}{N_{RD} - N_D} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right). \quad (8)$$

Результаты расчета отношения удельного сопротивления некоторых полупроводников к величине удельного сопротивления кремния представлены в табл. 4. Расчеты выполнены для температуры $T = 300$ К. Из табл. 4 видно, что WBS имеют большие преимущества перед NBS при получении высокоомных слоев, что соответствует выводам [14]. При этом полуизолирующие свойства слоев будут сохраняться и в области более высоких температур. Как показывают данные работы [10], сопротивление 4H-SiC при $T = 450$ К равно максимально достигнутому значению для GaAs при комнатной температуре ($\rho \sim 10^9$ Ом·см).

4. Радиационная стойкость реальных приборов

В 60–70-е годы были проведены обширные исследования, подтверждающие высокую радиационную стойкость светодиодов на основе SiC [17]. В настоящее время эти данные в известной мере потеряли актуальность, потому что в последние годы были получены высококачественные $p-n$ -структуры на основе прямозонных WBS.

Получение чистых слоев SiC позволило перейти к изготовлению новой группы высоковольтных приборов, в том числе датчиков заряженных частиц [18,19]. Для данного типа приборов сейчас получено достаточное количество информации о радиационной стойкости, в том числе в области больших доз облучения (табл. 5).

Отметим, что детекторы ядерных частиц позволяют в наиболее жесткой и прямой форме провести сравнение радиационной стойкости полупроводниковых материалов, из которых они изготовлены. Детекторы наиболее чувствительны к целой совокупности свойств: к деградации параметров переноса носителей и возникновению их неоднородностей, к стабильности во времени величины (и знака) объемного заряда примесей, к наличию глубоких центров и скорости генерации носителей заряда при их участии.

Как видно из табл. 5, по радиационной стойкости SiC-датчики по крайней мере не уступает кремниевым. Это следует из того, что времена жизни носителей заряда в облученных полупроводниках приблизительно

равны. Низкая скорость термической ионизации R -центра в SiC по сравнению с E -центром в Si должна обеспечить лучшие характеристики по отношению к генерационному шуму в SiC-детекторах. Если мы перейдем к остальным типам приборов, то здесь преимущества SiC становятся неоспоримыми. На порядок большее значение критического поля электрического пробоя E_{cr} означает, что для двух приборов с одинаковым значением рабочего напряжения прибор на основе SiC может иметь на 2 порядка больший уровень легирования базовой области, чем прибор на основе Si. Следовательно, даже при близких значениях скоростей введения компенсирующих дефектов для компенсации SiC потребуется на 2 порядка большая доза, чем в случае Si.

Таблица 5. Сравнение радиационной стойкости датчиков на основе Si и 6H-SiC (протоны, 1 ГэВ)

Параметр	Si	6H-SiC
Максимальная скорость введения ГЦ, см^{-1}	0.20	0.16
Время жизни электронов τ_n и дырок τ_p , нс ($D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$)	$\tau_n = 0.8$ $\tau_p = 3.7$	$\tau_p = 2.4$
Постоянная времени генерации с наиболее глубокого РД	E -центр ($E_c - 0.44$) эВ $\tau \approx 1.2 \cdot 10^{-6}$ с	R -центр ($E_c - 1.22$ эВ) $\tau \approx 1.2 \cdot 10^6$ с
E_{cr} , В/см	$3 \cdot 10^5$	$(2-3) \cdot 10^6$
T_{max}	$\sim 150^\circ\text{C}$	$\sim 1000^\circ\text{C}$

Примечание. T_{max} — максимальная рабочая температура.

Кроме того, может быть дополнительное снижение скорости удаления носителей за счет того, что SiC — материал высокотемпературной электроники и облучаться будет при высоких температурах. При низких температурах облучения (для SiC это $< 400-500$ К) подвижность образующихся первичных РД мала, они не рекомбинируют и не образуют комплексы — вторичные РД [20]. Подтверждением сказанному является и то, что облучение SiC практически не приводит к появлению новых глубоких центров, а приводит лишь к увеличению концентрации уже имевшихся в материале [10]. Как было показано для других полупроводников [21], при повышенных температурах происходит частичная рекомбинация образовавшихся первичных дефектов и V_d уменьшается.

5. Заключение

В ходе анализа радиационной стойкости широкозонных полупроводников по сравнению с узкозонными были использованы два фактора.

Первый из них связан с особенностями структуры материала, которые приводят к различию в значениях

энергии связи и пороговой энергии дефектообразования E_d . Так, сопоставление с кремнием показало, что приборы на основе SiC должны обладать более высокой радиационной стойкостью. Это вытекает из больших величин E_d и критической напряженности поля лавинного пробоя.

Второй фактор — иной масштаб температурного диапазона работы приборов. Как следствие, оценку радиационной стойкости WBS нельзя ограничить только измерениями при комнатной температуре из-за значительной температурной зависимости скорости удаления носителей в WBS.

Можно сделать вывод, что SiC (возможно, и другие WBS) является весьма перспективным материалом для создания высокотемпературной и радиационно стойкой электроники на его основе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Шведской академии наук (KVA).

Список литературы

- [1] *Физические процессы в облученных полупроводниках*, под ред. Л.С. Смирнова (Наука, 1972).
- [2] J.W. Corbett, J.C. Bourgein. In: *Point Defect in Solids* (N.Y., London, Plenum Press, 1975) v. 2, p. 1.
- [3] B.G. Svensson, A. Hallen, M.K. Linnarsson, A.Yu. Kuznetsov, M.S. Janson, D. Aberg, J. Osterman, P.O.A. Persson, L. Uultman, L. Storasta, F.U.C. Carlsson, J.P. Bergman, C. Jagadish, E. Morvan. *Mater. Sci. Forum*, **353–356**, 549 (2001).
- [4] A. Hallen, A. Henry, P. Pellegrino, B.G. Svensson, D. Aberg. *Mater. Sci. Eng.*, **61–62**, 378 (1999).
- [5] R.K. Nadella, M.A. Capano. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 886 (1997).
- [6] G.C. Rybicki. *J. Appl. Phys.*, **78**, 2996 (1995).
- [7] V. Nagesh, J.W. Farmer, R.F. Davis, H.S. Kong. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1138 (1987).
- [8] J.McGarrity, F. McLean, M. Dealancey, J. Palmour, C. Carter, J. Edmond, R. Oakley. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **39**, 1974 (1992).
- [9] H. Itoh, M. Yashikawa, I. Nashiyama, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. *Springer Proc. Phys.*, **56**, 143 (1992).
- [10] A.A. Lebedev, A.I. Veinger, D.V. Davydov, V.V. Kozlovskii, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6265 (2000).
- [11] В.С. Вавилов, Н.У. Исаев, Б.Н. Мукашев, А.В. Спицын. *ФТП*, **6**, 1041 (1972).
- [12] Ю.В. Булгаков, Т.И. Коломенская. *ФТП*, **1**, 422 (1967).
- [13] В.В. Макаров. *ФТТ*, **13**, 2357 (1971).
- [14] В.Л. Винецкий, Л.С. Смирнов. *ФТП*, **5**, 176 (1971).
- [15] D.V. Davydov, A.A. Lebedev, A.S. Tregubova, V.V. Kozlovskii, A.N. Kuznetsov, E.V. Bogdanova. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 221 (2000).
- [16] *Компенсированный кремний*, под ред. Б.И. Болтакса (Л., Наука, 1972).
- [17] W.J. Choyke. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **31**, 58 (1977).
- [18] F.H. Ruddy, A.R. Dullo, J.G. Seidel, S. Seshadri, L.B. Rowland. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **45**, 536 (1998).
- [19] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов. *ФТП*, **34**, 249 (2000).
- [20] H. Itoh, N. Hayakawa. *J. Appl. Phys.*, **66**, 4529 (1989).

- [21] V.V. Kozlovskii, L.F. Zakharenkov, T.I. Kolchenko, V.M. Lomako. *Rad. Eff. Def. Sol.*, **138**, 63 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Radiation hardness of the wide band gap semiconductors (silicon carbide as an example)

A.A. Lebedev, V.V. Kozlovskii⁺, N.B. Strokan, D.V. Davydov, A.M. Ivanov, A.M. Strel'chuk, R. Yakimova*

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

⁺ St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

* Linköping University,
S-581 83 Linköping, Sweden

Abstract In the present paper results of investigations of radiation influence on silicon carbide (SiC) epitaxial layers and devices are discussed. It has been shown that during investigation of wide band gap semiconductors (WBS) it is necessary to take into account the temperature dependence of the carrier removal rate — a standard parameter for determination of the radiation hardness of semiconductors. Using data, obtained only at room temperature, one can get a wrong estimation of WBS radiation hardness. It was concluded that on the one hand WBS can serve as radiation hard materials, while on the other hand they can have very high resistance at room temperature (compensation) after irradiation.