

## Эпитаксиальные пленки 6H-SiC как детекторы ядерных частиц

© А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов

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

(Получена 25 августа 1999 г. Принята к печати 25 августа 1999 г.)

Диоды Шоттки на основе  $n - n^+$ -эпитаксиальных слоев 6H-SiC, полученных методом сублимационной эпитаксии, а также слоев, коммерчески выпускаемых компанией CREE (США), использовались для регистрации  $\alpha$ -частиц естественного распада. Поскольку толщина  $n$ -пленок была меньше пробега частиц, геометрия опыта отличалась от традиционной с полным торможением частицы в области электрического поля детектора. Путем сопоставления расчетных и экспериментальных данных изучались особенности переноса неравновесного заряда в режимах полного и частичного обеднения структуры. Показано, как из анализа поведения амплитуды сигнала и формы амплитудного спектра в зависимости от смещения на диоде Шоттки можно извлечь значения характеристик материала, определяющих перенос носителей. Из результатов следует, что получаемые в настоящее время сублимационные слои SiC пригодны для создания на их основе детекторов ядерных частиц.

Интерес к SiC в качестве исходного материала для детекторов ядерных излучений связан с его высокой радиационной стойкостью и возможностью работы приборов при повышенных температурах [1,2]. Напомним, что детекторы выполняются на основе  $p^+ - n$ -структур или диодов Шоттки и представляют по сути дела реализованную в твердом теле ионизационную камеру.

Вплоть до недавнего времени серьезным препятствием для конструирования детекторов являлось низкое качество пленок. Прогресс последних лет связан с появлением пленок, толщина которых сопоставима с длиной торможения короткопробежных ионов. Так, например, методом сублимации были получены эпитаксиальные слои 6H-SiC с концентрацией нескомпенсированных примесей  $N_D^+ - N_A^- \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и длиной диффузии дырок  $2 \div 3 \text{ мкм}$  [3]. Высокая напряженность поля электрического пробоя SiC позволяет при таком значении  $N_D^+ - N_A^-$  развить слой объемного заряда толщиной в десятки микрометров. Малая концентрация центров безызлучательной рекомбинации в этих слоях обеспечивает времена жизни носителей, достаточно высокие для эффективного переноса.

В работе использовались диоды Шоттки, сформированные магнетронным напылением Ni на поверхность слоев 6H-SiC, выращенных методом сублимационной эпитаксии. Диаметр барьеров составлял  $600 \div 1200 \text{ мкм}$ . Ряд методических измерений проводился на эпитаксиальных  $n - n^+$ -структурах компании CREE (США).

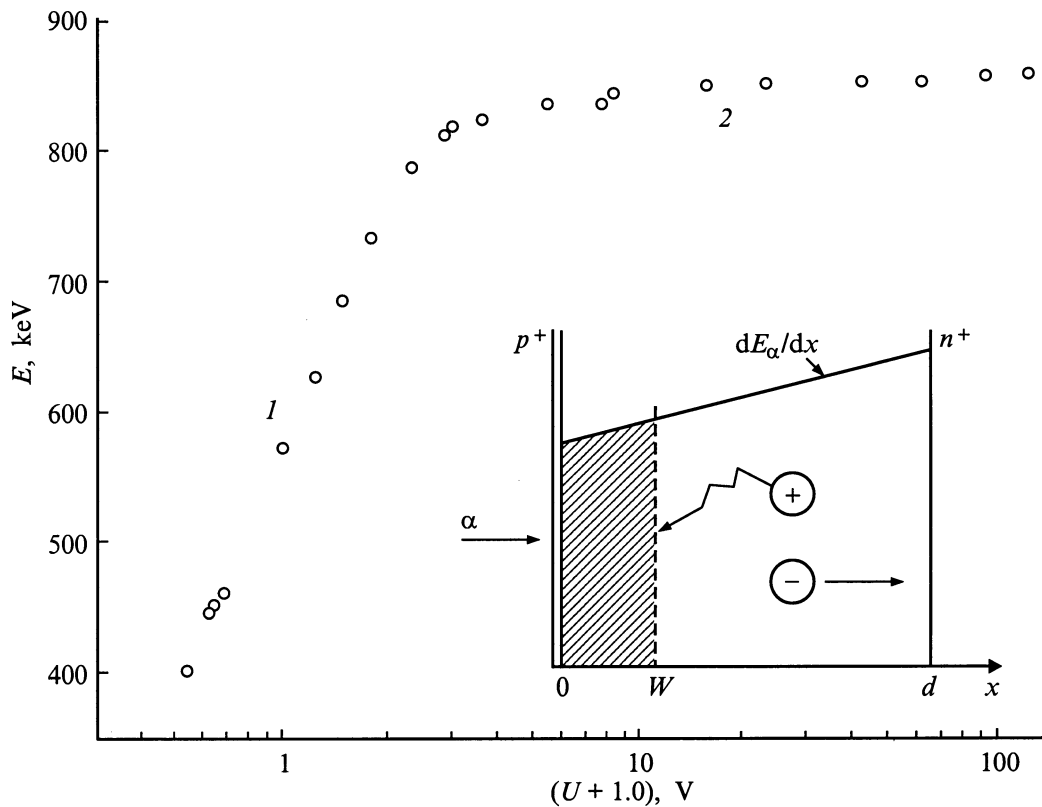
Структуры помещались в форвакуумную камеру и облучались  $\alpha$ -частицами  $^{244}\text{Cm}$  со средней энергией  $E_\alpha = 5.77 \text{ МэВ}$ . Поскольку толщины пленок были меньше длины пробега  $\alpha$ -частиц ( $\sim 20 \text{ мкм}$ ), в пленке выделялась лишь часть энергии. Таким образом, детектор работал в режиме, близком к режиму определения удельных потерь энергии  $dE_\alpha/dx$ . При этом профиль генерации носителей можно принять возрастающим по глубине пленки линейно, так как пик ионизации на кривой Брэгга расположен в конце пробега частицы.

Регистрация неравновесного заряда, индуцированного на электродах структуры, проводилась в режиме счета одиночных частиц с использованием стандартной спектрометрической аппаратуры. Последняя включала чувствительный к заряду предусилитель, усилитель с полосой пропускания, формируемой RC-цепочками интегрирования–дифференцирования, генератор стабильной амплитуды. Результирующий спектр величин заряда выводился на амплитудный анализатор. Калибровка цены канала последнего проводилась по прецизионному кремниевому детектору по линиям  $\alpha$ -распада  $^{228}\text{Th}$ . Определялись форма спектра, значения средней амплитуды и ширины спектра на половине его высоты. Одновременно измерялись вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики.

Далее будет показано, что комплекс указанных измерений в принципе позволяет определить важные параметры детектора. Это — средняя энергия образования пары электрон–дырка  $\varepsilon$ , длина диффузионного смещения дырок  $L_0 = (D\tau_0)^{1/2}$  и степень неоднородности их времени жизни  $\Delta\tau/\tau_0$  в базе структуры, времена жизни носителей до их захвата при дрейфе в области обеднения. Здесь  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau_0$  — среднее значение времени жизни.

### 1. Величина средней энергии образования пары электрон–дырка

Типичная зависимость средней амплитуды сигнала от величины смещения на детекторе приведена на рис. 1. Она имеет два участка, различающихся по темпу роста амплитуды, которые соответствуют напряжениям смещения до и после полного обеднения структуры. Действительно, пока область электрического поля занимает лишь долю  $n$ -базы, наряду с дрейфом носителей в области поля в перенос заряда включается диффузия дырок в базе. Более медленный сравнительно с дрейфом темп диффузии приводит к существенным потерям заряда



**Рис. 1.** Зависимость средней амплитуды сигнала от смещения на детекторе. Отмечены участки, соответствующие режимам до обеднения (1) и полного обеднения (2) структуры. На вставке — геометрия, используемая при анализе диффузии; заштрихована область поля  $W$ .

путем рекомбинации носителей. Сигнал, в первом приближении, растет пропорционально величине ширины области поля.

Когда обеднение достигнуто и область поля занимает всю протяженность пленки, имеет место только дрейф носителей. Поскольку электроны и дырки эффективно разделяются полем, потери заряда в этом случае определяются не рекомбинацией, а локализацией носителей на центрах захвата. При этом проявляются центры, удерживающие носители на время, большее времени формирования импульса регистрирующей аппаратурой (порядка мкс). Амплитуда сигнала увеличивается с напряжением смещения за счет возрастания скорости дрейфа. На участке насыщения перенос заряда можно принять полным.

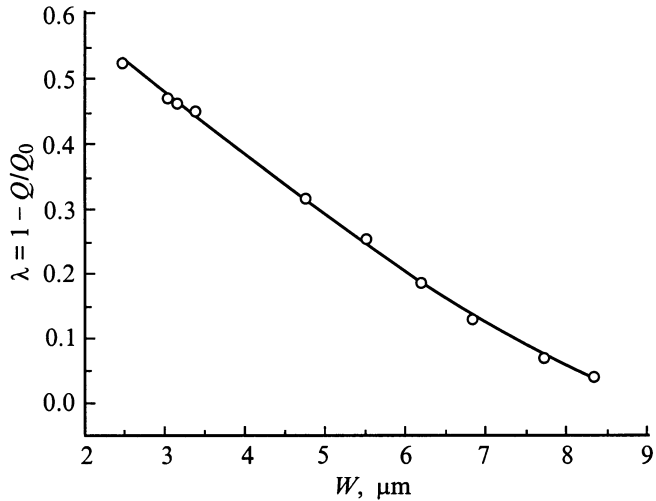
Для нахождения  $\varepsilon$  надо определить внесенную в пленку энергию. Для этого воспользуемся данными математического моделирования торможения  $\alpha$ -частицы по программе TRIM (см. [4]). Согласно [4], удельные потери энергии в SiC для нашего случая малых толщин возрастают с координатой  $x$  линейно как  $dE_\alpha/dx = (14.3 + 0.36x)$  эВ/Å. В итоге в пленке выделяется энергия  $E = 10^4(14.3 + 0.36d/2)d$  эВ (где  $d$  — толщина пленки в мкм), или порядка 1.6 МэВ при  $d = 10$  мкм. Толщина пленки находится из емкостных измерений и определяет значение  $E$ .

Как отмечалось, регистрируемый сигнал пропорционален внесенному частицей заряду  $Q_0 = eN$ , где  $N$  — число образованных пар электрон-дырка,  $e$  — заряд электрона. Поэтому составляется пропорция  $E/\varepsilon = E_{\text{sat}}/\varepsilon_{\text{Si}}$ , где  $E_{\text{sat}}$  — определяемая кремниевым детектором энергия на участке насыщения,  $\varepsilon_{\text{Si}} = 3.62$  эВ. Таким образом для данных рис. 1 было получено значение  $\varepsilon = 6.8$  эВ. Как будет показано далее, величину  $\varepsilon$  можно уточнить, анализируя участок диффузионно-дрейфового переноса.

## 2. Значения длины диффузии дырок

В литературе рассмотрен случай стационарной и равномерной по объему генерации носителей, осуществляемой светом или электронами [5,6]. Заметим, что стационарное возбуждение изменяет заполнение глубоких уровней. При генерации носителей одиночными  $\alpha$ -частицами диффузия носителей происходит в условиях равновесного заполнения, что может проявиться в значениях определяемой длины диффузионного смещения  $L$ .

Чтобы учесть зависимость генерации от координаты примем  $dE_\alpha/dx \propto G(x) = 1 + bx$ , т.е. с нормировкой к 1 при  $x = 0$ . Вычисление дефицита заряда  $\lambda = 1 - Q/Q_0$  следует провести (см. [6,7]) по формуле, справедливой



**Рис. 2.** Измеряемые рекомбинационные потери диффундирующего в базе заряда дырок как функция протяженности области поля. Сопоставление с формулой (1) дает для значений длины диффузионного смещения дырок и толщины пленки соответственно 2.42 и 9.76 мкм, что близко к значениям  $L_0$ , измеренным на тех же пленках методом тока, наведенного электронным зондом (EBIC) [3].

для  $(d - W)/L_0 > 2$ :

$$\lambda = \frac{\int_0^d G(x - W) [1 - \exp(W - x)/L_0] dx}{d(1 + bd/2)}. \quad (1)$$

Здесь  $Q$  — регистрируемый заряд,  $Q_0 \propto d(1 + bd/2)$ . Для  $G(x) = 1$  формула (1) дает известный результат

$$Q/Q_0 = (W + L_0)/d. \quad (2)$$

Выражение  $\lambda(W, L_0, d)$  оказывается громоздким и нами не приводится. Однако оно позволяет для функции  $\lambda(W)$  провести подгонку по двум параметрам —  $L_0$  и  $d$  (см. рис. 2). При этом значения  $\lambda$  вычисляются из данных рис. 1 как  $\lambda = (E_{\text{sat}} - E)/E_{\text{sat}}$ , а  $W$  — по емкостным измерениям. В результате определяется величина  $L_0 = 2.42$  мкм и уточняется значение  $d$ . В нашем случае из измерений емкости следует  $d = 10$  мкм. Операция подгонки дала результат  $d = 9.76$  мкм, что привело к уточнению значения средней энергии образования пары:  $\epsilon = 6.7$  эВ.

### 3. Форма амплитудного спектра при диффузии и ее связь со временем жизни дырок $\tau$

Использование  $\alpha$ -частиц приносит возможность определения неоднородности времени жизни дырок  $\tau$  по площади пленки [8]. Действительно, треки  $\alpha$ -частиц

представляют собой плотные сгустки электронно-дырочных пар диаметром порядка десятка микрометров. Поэтому величина заряда от каждой частицы отражает условия переноса в микроскопическом объеме. В результате хаотического падения частиц на детектор и проявляется статистика по площади образца времени жизни  $\tau$  как параметра, наиболее чувствительного к структурным несовершенствам. В итоге форма амплитудного спектра оказывается связанной с неоднородностью  $\tau$ .

#### 3.1. Расчет формы спектра

Амплитудный спектр строится в координатах  $dN/dq = f(q)$ , где  $dN$  — число импульсов в интервале амплитуд  $dq$ , а значения  $q$  нормированы на внесенный заряд. Для построения спектра используем подход работы [8]. Именно, записывается тождество  $dN/dq \equiv (dN/d\tau)(d\tau/dq)$ , и вопрос сводится к форме распределения  $\tau$  и виду функции  $q = f(\tau)$ . Следуя аргументации [8], примем для  $dN/d\tau$  распределение Гаусса с дисперсией  $\sigma$ :

$$dN/d\tau = \exp[-(\tau - \tau_0)^2/2\sigma^2] / \sqrt{2\pi}\sigma. \quad (3)$$

Введем также ширину спектра значений  $\tau$  на половине его высоты как  $\Delta\tau = 2.35\sigma$ . Для упрощения будем считать генерацию равномерной по глубине пленки, тогда вид  $d\tau/dq$  находится из (2). В итоге, отбрасывая численные множители, получаем систему уравнений

$$dN/dq = (\tau/\tau_0)^{1/2} \exp[-(\tau/\tau_0 - 1)^2/0.362(\Delta\tau/\tau_0)^2],$$

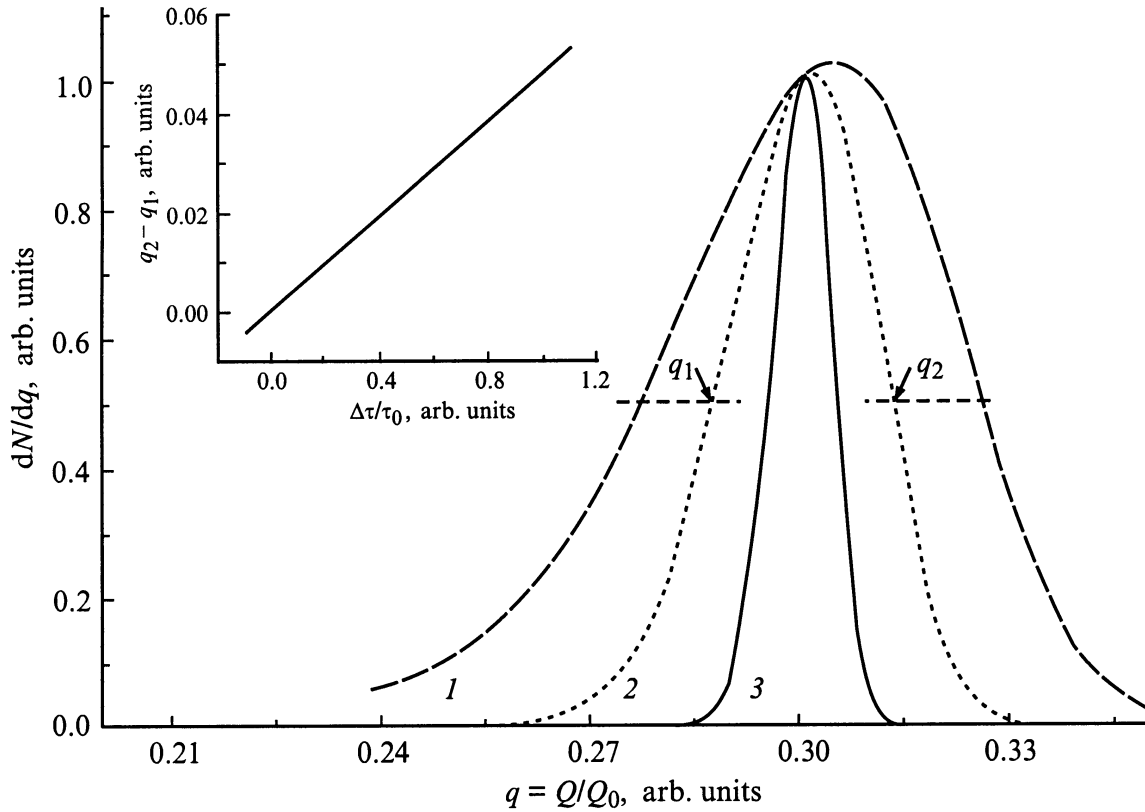
$$q = (W + L_0\sqrt{\tau/\tau_0}) / d. \quad (4)$$

Из (4) видно, что параметрами спектров являются  $W/d$ ,  $L_0/d$ ,  $\Delta\tau/\tau_0$ . При этом их влияние на форму спектра различно. Так, величина  $W/d$  лишь смещает положение максимума, не затрагивая значения ширины спектра. Неоднородность  $\tau$ , наоборот, определяет только ширину. Значения  $L_0/d$  влияют на спектр в целом. На рис. 3 показана трансформация спектра сигнала заряда при вариации  $\Delta\tau/\tau_0$ . Видно, что до относительной неоднородности 50% ( $\Delta\tau/\tau_0 = 0.5$ ) спектры симметричны. С возрастанием  $\Delta\tau/\tau_0$  до 1 возникает асимметрия за счет появления на левом крыле протяженного участка малых амплитуд. Однако ширина на уровне 0.5 от максимума (FWHM) на всем интервале значений  $\Delta\tau/\tau_0$  описывается линейной функцией (см. вставку на рис. 3).

Построение ширины линии как функции  $L_0/d$  показало, что эта зависимость также линейна, причем наклон пропорционален  $\Delta\tau/\tau_0$ . В итоге для нормированных на внесенный заряд  $Q_0$  значений ширины спектральной линии получаем

$$(Q_2 - Q_1)/Q_0 = 0.48(\Delta\tau/\tau_0)(L_0/d). \quad (5)$$

Видно, что от величины  $W/d$ , т.е. от напряжения смещения, ширина линии не зависит. Последнее очевидно, поскольку флуктуации регистрируемого заряда связывались со стадией диффузии носителей.



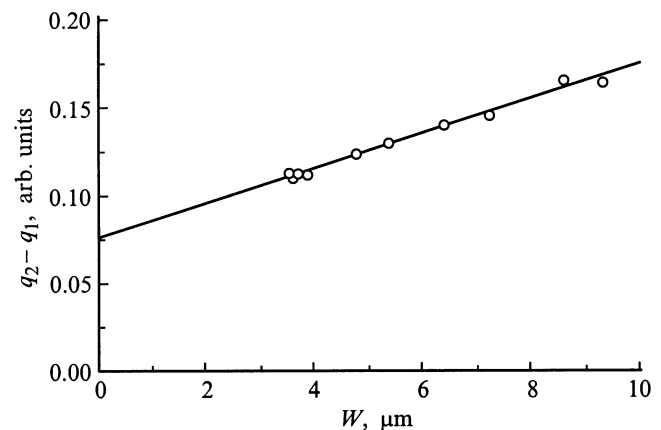
**Рис. 3.** Расчет формы амплитудного спектра при диффузии дырок в базе структуры с учетом флуктуаций значений времени жизни по площади пленки. Распределение времени жизни принято гауссовым.  $W/d = 0.2$ ,  $L_0/d = 0.1$ ;  $\Delta\tau/\tau_0$ , %: 1 — 100, 2 — 50, 3 — 20. На вставке — ширина спектральной линии как функция  $\Delta\tau/\tau_0$ .

### 3.2. Эксперимент

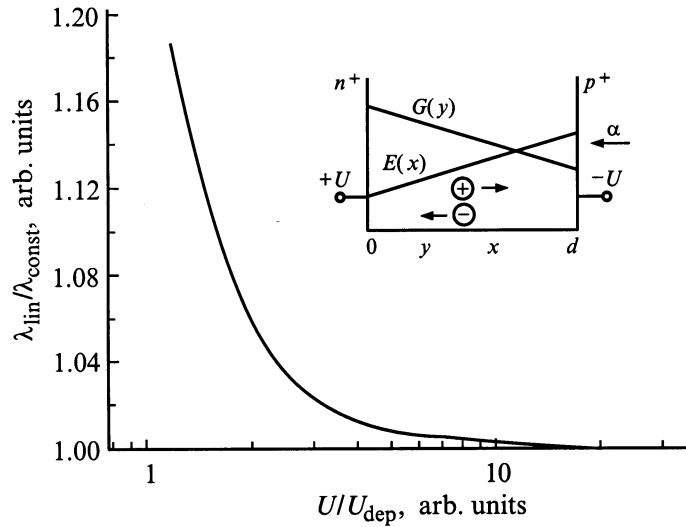
Форма амплитудного спектра регистрировалась на пленках с концентрацией  $N_D^+ - N_A^- = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Найденная согласно зависимости (2) величина  $L_0$  составила 0.64 мкм. Ввиду высоких значений  $N_D^+ - N_A^-$  и малых  $L_0$  сигналы были также малы и шумы дополнительно симметризовали форму спектра. Визуально спектры были гауссовыми, откуда можно предположить, что неоднородность  $\tau$  не превышала 100%. К сожалению, на этих образцах обеднение не достигалось, и нельзя указать значение толщины пленки  $d$  для определения неоднородности времени жизни  $\Delta\tau/\tau_0$  по формуле (5).

Эта процедура была проведена на более чистой пленке с величиной  $L_0 = 2.4 \text{ мкм}$  и  $d = 9.76 \text{ мкм}$ . На рис. 4 представлен ход ширины линии, нормированной на внесенный заряд, от протяженности области поля. Возрастание ширины линии с увеличением  $W$  противоречит формуле (5) и указывает, что определенный вклад во флуктуации результирующей амплитуды вносит дрейф носителей в области поля. Как следует из рис. 4, зависимость  $(q_2 - q_1) = f(W)$  линейна, поэтому экстраполяция ее к  $W = 0$  дает значение  $q_2 - q_1$  для диффузионного переноса.

Полученная таким путем величина  $q_2 - q_1 = 0.075$  позволяет определить по формуле (5) значение  $\Delta\tau/\tau_0$  как  $\Delta\tau/\tau_0 = (0.075/0.48)(d/L_0) \approx 0.6$ , или 60%, что соответствует среднему уровню неоднородности времени жизни в кремнии.



**Рис. 4.** Измеряемая зависимость ширины спектра от протяженности области поля. Значение ширины спектра при  $W = 0$  соответствует флуктуациям при диффузии дырок.



**Рис. 5.** Потери заряда дырок при дрейфе в двух типичных конфигурациях напряженности поля. Режим полного обеднения структуры.  $\lambda_{\text{const}}$  и  $\lambda_{\text{lin}}$  соответствуют постоянной и линейно зависящей от координаты напряженности поля. На вставке — геометрия детектора в режиме полного обеднения; напряженность поля и плотность генерации носителей линейно зависят от координаты.

## 4. Дрейфовый перенос и времена захвата носителей

### 4.1. Расчет

После достижения полного обеднения базы распределение поля и профиль генерации носителей в структуре имеют вид, показанный на вставке к рис. 5. Здесь мы придерживаемся геометрии работы [9], где рассматривался дрейф носителей в линейно изменяющемся поле при генерации в произвольной точке  $y$ . В нашем случае следует дополнительно учесть неоднородный характер генерации и найти для указанных условий среднюю амплитуду заряда.

Для этого необходимо провести ряд вычислений: во-первых, концентрации носителей в функции координаты при генерации их в произвольной точке  $y$ ; далее, индуцируемого при этом на электродах заряда  $q(y)$ ; наконец, его средней величины с учетом профиля генерации  $G(y)$ .

Указанные операции, например, для дырок записываются как

$$p(x) = G(y) \exp\left(-\int_y^x dx/\mu\tau_1 E\right); \quad q(y) = 1/d \int_y^d p(x) dx;$$

$$\bar{q} = \left[ \int_0^d G(y) q(y) dy \right] / d(1 - k/2).$$

Здесь напряженность электрического поля  $E(x) = a + \rho x$ , где  $\rho = (4\pi/\chi)\rho_0$ ,  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость,  $\rho_0$  — плотность объемного заряда;  $G(y) = 1 - k(y/d)$  и  $Q_0 \propto d(1 - k/2)$ ;  $\mu$  — подвижность дырок,  $\tau_1$  — время их жизни до локализации на центрах захвата.

Для упрощения будем считать захват малым и описывать его линейным членом разложения экспоненты. Тогда

$$p(x) = G(y) \left[ 1 - \int_y^x dx/\mu\tau_1 E \right].$$

В такой трактовке решения имеют наглядный вид в случае однородного поля  $E(x) = \text{const}$  и равновероятной генерации  $G(y) = 1$ . Именно:

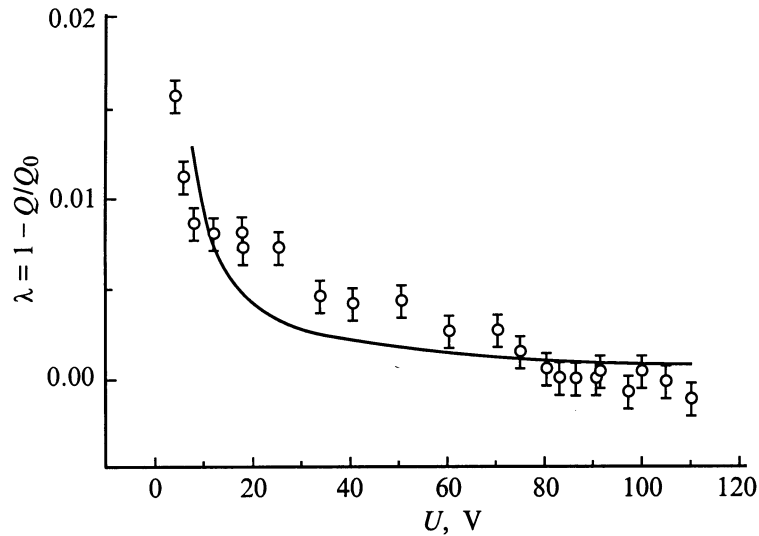
$$q(y) = (1 - y/d) [1 - (d - y)/2\mu\tau_1 E]; \quad \bar{q} = 0.5(1 - d/3\mu\tau_1 E).$$

Для электронов справедливы аналогичные выражения. Линейный характер поля усложняет соотношения, внося логарифмическую зависимость от напряжения (см. [9]). Для пояснения различий на рис. 5 приведено отношение величины потерь заряда на локализацию для случаев линейного ( $\lambda_{\text{lin}}$ ) и однородного ( $\lambda_{\text{const}}$ ) с координатой хода поля. Построение проводилось по формуле

$$\lambda_{\text{lin}}/\lambda_{\text{const}} = 1.5 U_*^2 \left[ 1 - 0.5 \left( \frac{U_*^2 - 1}{U_*} \right) \ln \frac{U_* + 1}{U_* - 1} \right], \quad (6)$$

где  $U_*$  — отношение приложенного к структуре напряжения к напряжению полного обеднения  $V_{\text{dep}}$ . Из рис. 5 видно, что со значений  $U_* \geq 10$  различие в величине потерь исчезает. Показательно, что при равномерной генерации выражения для переносимых электронами и дырками зарядов идентичны.

Неоднородная по глубине генерация приводит к различным формулам для электронов и дырок. Формулы теряют наглядность, и окончательный результат для



**Рис. 6.** Зависимость потерь заряда дырок от напряжения на детекторе для случая дрейфового переноса. Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (7) при  $\tau_h = 35$  нс и  $V_{\text{dep}} = 6.7$  В.

потерь заряда путем захвата приводится без вывода:

$$\lambda_h = \frac{0.25d^2}{(1 - k/2)V_{\text{dep}}(\mu\tau)_h} \left\{ U_* + \frac{k}{3} - \frac{k}{4}(U_* + 1)(2 - U_*) - \frac{U_*^2 - 1}{2} \left[ 1 + \frac{k}{4}(U_* - 1) \right] \ln \frac{U_* + 1}{U_* - 1} \right\}, \quad (7)$$

$$\lambda_e = \frac{0.25d^2}{(1 - k/2)V_{\text{dep}}(\mu\tau)_e} \left\{ U_* - \frac{2}{3}k - \frac{k}{4}(U_* - 1)(2 - U_*) - \frac{U_*^2 - 1}{2} \left[ 1 - \frac{k}{4}(3 - U_*) \right] \ln \frac{U_* + 1}{U_* - 1} \right\}. \quad (8)$$

## 4.2. Эксперимент

В качестве примера анализа потерь заряда, измеряемых в режиме дрейфа, используем данные рис. 1. Последние позволяют построить величину потерь от напряжения для сопоставления с расчетом согласно формулам (7) и (8) (рис. 6). Величина  $V_{\text{dep}}$  из емкостных измерений задавалась 6.7 В. В качестве подгоночных параметров выступали времена жизни  $\tau_e$  и  $\tau_h$ . Критерием совпадения расчета и экспериментальных данных служила малость среднеквадратичного отклонения. Эта величина оказалась заметно меньшей при использовании формулы (7), когда преобладают потери дырок. Полученное при этом значение  $\tau_h = 35$  нс меньше времени жизни, определенного из диффузионного переноса,  $\tau_h = 62$  нс (см. рис. 2, где найдено  $L = 2.42$  мкм). Такое различие, на наш взгляд, связано с разным заполнением центров захвата. Действительно, диффузия происходит в условиях равно-

весного заполнения уровней, а дрейф осуществляется в неравновесных условиях, когда заполнение центров захвата существенно меньше.

## Обсуждение результатов

С практической стороны важно, что современные пленки в отношении содержания примесей обладают чистотой, достаточной для конструирования детекторов ионов. Во-первых, значения разностной концентрации примесей позволяют развить нужную протяженность области объемного заряда. Во-вторых, общее количество глубоких центров обеспечивает значения времени жизни, достаточные для переноса носителей в рабочей зоне детектора. Структуры на базе пленок (например, счетчики  $\alpha$ -частиц) регистрируют частицы даже при нулевом смещении, т.е. в режиме, когда преобладает диффузия.

Эффективность преобразования энергии частицы в неравновесный заряд определяется величиной средней энергии, затрачиваемой на рождение пары электрон-дырка  $\varepsilon$ . Пары возникают в каскадах столкновений, порождаемых вторичными быстрыми электронами. Кроме того, энергия горячих носителей тратится на возбуждение фононов. В литературе имеются эмпирические формулы для связи ширины запрещенной зоны  $E_g$ , потерь на фононы  $E_{\text{ph}}$  и результирующей величины  $\varepsilon$  типа  $\varepsilon = 2.16E_g + E_{\text{ph}}$  (см. [10,11]). Для различных материалов величины  $E_{\text{ph}}$  оказываются близкими и, например, для алмаза и GaAs составляют  $\sim 1.2$  эВ. Используя это значение, получаем, что в нашем случае множитель при  $E_g$  составляет  $\sim 1.9$ . Другими словами, в исследованных пленках SiC ионизация происходит с несколько большей эффективностью, чем в указанных материалах.

## Заключение

Показано, что современный уровень сублимационной технологии SiC позволяет получать эпитаксиальные слои, качество которых удовлетворяет условиям регистрации ионов. Даже при концентрации  $N_D^+ - N_A^- \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  сохраняются значения времени жизни, обеспечивающие эффективный дрейфовый перенос заряда в детекторе.

Зависимость индуцированного заряда от смещения на детекторе имеет два характерных участка, связанных с природой переноса заряда, — дрейф при полном обеднении структуры или дрейф с участием диффузии до стадии обеднения.

Получены формулы для описания дефицита заряда в указанных режимах. На их основе определяются ключевые параметры переноса: времена жизни носителей при дрейфе, длина диффузионного смещения неосновных носителей в базе и степень неоднородности времени жизни по площади пленки.

## Список литературы

- [1] R.V. Babcock, H.C. Chang. *Neutron dosimetry* (Vienna, 1963) v. 1, p. 613.
- [2] P.C. Canepa, P. Malinaric, R.B. Campbell, J. Ostroski. *IEEE Trans.*, **NS-11**(3), 262 (1964).
- [3] N.S. Savkina, A.A. Lebedev, D.V. Davydov, A.M. Strelchuk, A.S. Tregubova. M.A. Yagodkina. *Abstr. Int. Conf. on SiC* (Montpellier, France, 1998) p. 135.
- [4] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press. Inc., 1984) p. 635.
- [5] R.A. Logan, A.G. Chynoweth. *J. Appl. Phys.*, **33**(5), 1649 (1962).
- [6] В.В. Макаров. *ФТП*, **9**(6), 1098 (1975).
- [7] И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан. *ФТП*, **30**(2), 302 (1996).
- [8] Н.Б. Строкан. *Письма ЖТФ*, **24**(5), 44 (1998).
- [9] В.К. Еремин, С.Г. Даненгирш, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. *ФТП*, **8**(3), 556 (1974).
- [10] C. Canali, M. Martini, G. Ottaviani, A. Alberigi Quaranta. *IEEE Trans.*, **NS-19**(4), 9 (1972).
- [11] R.D. Ryan. *Nucl. Instr. Meth.*, **120**(1), 201 (1974).

Редактор Л.В. Шаронова

## Epitaxial 6H-SiC films as detectors of nuclear particles

A.A. Lebedev, N.S. Savkina, A.M. Ivanov,  
N.B. Strokan, D.V. Davydov

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

**Abstract** Schottky diodes based on  $n - n^+$  6H-SiC epitaxial layers grown by sublimation epitaxy as well as on those manufactured by CREE commercial company (USA) were used for registration of alpha particles under natural decay. The thickness of  $n$ -type films being smaller than the particle path length, the geometry of experiment was different from the conventional one with complete particle deceleration in the region of electrical field of detectors.

Specific features of nonequilibrium charge transfer were studied in regimes of total and partial structure depletion by weighing up calculated and experimental data. As has been shown, from the analysis of behaviour of the signal amplitude and the amplitude spectrum shape on the Schottky diode bias it is possible to obtain characteristics of material which are responsible for transport of carriers.

The results have shown that SiC layers obtained by sublimation can be used in creating on their basis nuclear particle detectors.