

©1995 г.

## ВРЕМЕНА ЖИЗНИ И ДИФФУЗИОННЫЕ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В SiC *p-n*-СТРУКТУРАХ

*А.М.Стрельчук*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 14 сентября 1994 г. Принята к печати 21 сентября 1994 г.)

В работе систематизируются результаты исследования времен жизни и диффузионных длин неравновесных носителей заряда в *p-n*-структурах на SiC, изготовленных методами сублимационной эпитаксии, ионного легирования, бесконтейнерной жидкостной эпитаксии, низкотемпературной жидкостной эпитаксии. Данные о временах жизни и диффузионных длинах получены на основе исследования вольт-амперных, релаксационных, фотоэлектрических характеристик. Установлена связь между величинами времени жизни, диффузионной длины и характером их температурных зависимостей — с одной стороны, и методом изготовления *p-n*-структур — с другой.

### 1. Введение. Объекты и методы исследования

Времена жизни ( $\tau$ ) и диффузионные длины ( $L$ ) неравновесных носителей заряда (ННЗ) определяются структурой и качеством полупроводника, характеризуют ряд физических явлений и определяют эффективность работы многих приборов. Сведения о величинах  $\tau$  и  $L$  в карбиде кремния приводятся во многих работах, однако систематических исследований почти не проводилось, экспериментальные данные отличаются значительным разбросом, причины которого в настоящее время недостаточно ясны. Можно выделить лишь работу [1], в которой выдвинуто предположение о связи величины  $L$  с характерной температурой технологического процесса и установлена обусловленность величины  $L$  такими технологическими операциями, как отжиг и закалка кристалла, работу [2], где показано, что  $L$  в эпитаксиальных слоях больше, чем в подложках, и обнаружена зависимость  $L$  от степени легирования эпитаксиальных слоев, работу [3], в которой исследовано релаксационное время жизни в различных типах диодов и предполагается влияние на время жизни электрических полей в исследуемых структурах. В очень немногих работах приводятся данные, позволяющие судить о времени жизни при различных температурах, и еще

Тип структур	Метод изготовления $n$ -слоя (температура эпитаксии, концентрация нескомпенсированных доноров $N_d - N_a$ )	Метод изготовления $p$ -слоя (температура эпитаксии или отжига, концентрация нескомпенсированных акцепторов $N_a - N_d$ )
СЭ	Сублимация в открытой ростовой ячейке ( $1800 \div 1900$ °C, $10^{16} \div 10^{18}$ см $^{-3}$ )	Сублимация в открытой ростовой ячейке ( $1800 \div 1900$ °C, $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$ )
ИЛ	Сублимация в открытой ростовой ячейке ( $1800 \div 1900$ °C, $10^{16} \div 10^{18}$ см $^{-3}$ )	Ионное легирование и отжиг ( $\sim 1800$ °C, $\sim 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ )
БЖЭ	Бесконтейнерная жидкостная эпитаксия ( $1500 \div 1600$ °C, $5 \cdot 10^{16} \div 10^{18}$ см $^{-3}$ )	Бесконтейнерная жидкостная эпитаксия ( $1500 \div 1600$ °C, $10^{19} \div 10^{20}$ см $^{-3}$ )
НТЖЭ	Бесконтейнерная жидкостная эпитаксия ( $1500 \div 1600$ °C, $5 \cdot 10^{17} \div 10^{18}$ см $^{-3}$ )	Низкотемпературная жидкостная эпитаксия ( $1200 \div 1250$ °C, $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$ )

меньше работ, в которых прямо обсуждается вопрос о температурной зависимости времени жизни (подробнее литературные данные см. в п. 4).

В данной работе обобщаются результаты исследования времен жизни и диффузионных длин неравновесных носителей в различных типах SiC-структур.

Исследовались  $p^+-n$ -структуры на SiC, изготовленные методами сублимационной эпитаксии (структуры СЭ), сублимационной эпитаксии и ионного легирования (структуры ИЛ), бесконтейнерной жидкостной эпитаксии (структуры БЖЭ), бесконтейнерной и контейнерной низкотемпературной жидкостных эпитаксий (структуры НТЖЭ) (таблица). Эпитаксиальные слои  $p$ - и  $n$ -типа проводимости структур СЭ и  $n$ -типа проводимости структур ИЛ выращивались методом сублимации в открытой ростовой ячейке [4]. Структуры ИЛ окончательно формировались имплантацией ионов алюминия в эпитаксиальный  $n$ -слой с последующим отжигом [5]. Эпитаксиальные слои  $n$ - и  $p$ -типа проводимости структур БЖЭ и  $n$ -типа проводимости структур НТЖЭ выращивались методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии [6]. Структуры НТЖЭ формировались эпитаксиальным выращиванием слоев  $p$ -типа проводимости из расплавов на основе галлия и олова [7]. В отдельных случаях эпитаксиальные  $p$ -слои структур СЭ, БЖЭ и НТЖЭ формировались прямо на  $n$ -подложках. Слои  $n$ -типа проводимости специально не легировались, основной донорной примесью в них является азот. Основной акцепторной примесью в слоях  $p$ -типа проводимости является алюминий. В качестве подложек в большинстве случаев использовались монокристаллы, выращенные методом Лели, а в некоторых случаях подложки изготавливались из объемных кристаллов [8]. Исследовались главным образом  $p-n$ -структуры на основе политипа  $6H$ -SiC, отдельные измерения проведены на  $p-n$ -структурах

на основе политапа  $4H-SiC$ . Формирование меза-структур и контактов производилось одинаковым образом для всех структур (см. [5,6]). Площади диодов были в диапазоне  $10^{-4} \div 10^{-2} \text{ см}^2$ . Эпитаксиальные  $p^+ - n$ -переходы являлись резкими, а в структурах ИЛ  $p^+ - n$ -переходы были плавными. Часть измерений диффузионных длин проведена на барьерах Шоттки.<sup>1</sup>

Для определения  $\tau$  и  $L$  использовалось несколько методов.

Одним из методов является определение  $\tau$  из анализа прямых и обратных токов в  $p-n$ -структурах. Как известно, во всех моделях токов, обусловленных рекомбинационно-генерационными процессами в полупроводнике, используется в качестве параметра модели время жизни неравновесных носителей заряда или рассматриваются такие характеристики, как коэффициенты захвата и концентрации рекомбинационных центров. В частности, в моделях [9-11] прямой ток при выполнении ряда условий, ограничивающих диапазоны напряжений ( $U$ ) и температур ( $T$ ), экспоненциально зависит от  $U$  и  $T$ :  $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ ,  $J_0 = J_0^* \exp(-E_a/kT)$ , коэффициент  $\beta$  от температуры не зависит и может принимать значения от 1 до 2 ( $1 \leq \beta \leq 2$ ) для различных токов (далее прямые токи, подчиняющиеся этим зависимостям, называются термоинжекционными). Величина коэффициента  $\beta$  — один из основных идентификаторов механизма тока (вида тока).

Величина  $J_0$  обратно пропорциональна времени жизни. Например, в одной из наиболее широко используемых моделей — модели Саа-Нойса-Шокли [10], рассматривающей ток, обусловленный рекомбинацией-генерацией в слое объемного заряда  $p-n$ -перехода через глубокий уровень ( $\beta = 2$ ) —  $J_0 = qn_i L/\tau$ , где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда,  $L = kT/qE$  — эффективная ширина области рекомбинации,  $E$  — напряженность электрического поля. Таким образом, представление о величине  $\tau$  дает параметр  $J_0$  вольт-амперной характеристики, а о температурной зависимости  $\tau$  можно судить по измеряемой энергии активации  $E_a$ , учитывая температурные зависимости других параметров ( $n_i$ ,  $L$ ). Время жизни, определяемое по вольт-амперным характеристикам, далее называется стационарным ( $\tau_{st}$ ). С точки зрения оценки стационарного времени жизни рассматривались все типы  $p-n$ -структур.

Прямым способом определения времени жизни носителей заряда является исследование релаксационных характеристик, в частности токовых переходных характеристик при переключении диода из прямого направления на обратное. Время жизни, определяемое в этом случае, можно назвать релаксационным ( $\tau_{rel}$ );  $\tau_{rel}$  определялось в структурах СЭ и БЖЭ.

Данные о диффузионных длинах в структурах СЭ и БЖЭ получены при исследовании фотоэлектрических характеристик  $p-n$ -структур и

<sup>1</sup> Структуры изготовлены М.М.Аникиным (структуры СЭ и эпитаксиальные слои, выращенные сублимацией), В.А.Дмитриевым (структуры БЖЭ и слои, выращенные бесконтейнерной жидкостной эпитаксией), А.В.Суворовым (ионная имплантация и отжиг при изготовлении структур ИЛ), С.В.Реддаковой (низкотемпературная жидкостная эпитаксия при изготовлении структур НТЖЭ), А.Л.Сыркиным (изготовление омических контактов и барьеров Шоттки и формирование меза-структур для всех типов образцов  $p-n$ -структур); исследования характера и степени легирования эпитаксиальных слоев на основе вольт-фарядных характеристик проведены А.А.Лебедевым и П.А.Ивановым.

диодов Шоттки (метод фототока), а также при измерении тока, индуцированного электронным зондом, в растровом электронном микроскопе (метод ТИЭЗ).

## 2. Время жизни и диффузионная длина при комнатной температуре

В исследовавшихся  $p$ - $n$ -структурах, изготовленных разными технологическими методами, при прямом смещении и температурах выше комнатной обнаружены термоинжекционные токи. В диапазоне плотностей тока  $J \approx 10^{-6} \div 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> выделены токи с  $\beta \approx 2$ . При больших токах, по крайней мере до плотностей тока порядка 1 А/см<sup>2</sup>, когда становится заметным падение напряжения на последовательном сопротивлении  $p$ - $n$ -структуры и экспоненциальная зависимость тока от прикладываемого напряжения искажается, характеристический коэффициент  $\beta$  принимает некоторое промежуточное значение между 1 и 2. Обнаружено, что в разных структурах это значение близко одной из дробей:  $3/2$ ,  $4/3$ ,  $6/5$  [12-14]. Такие термоинжекционные токи с дробными значениями  $\beta$ , вероятно, являются основными и при еще больших плотностях тока, о чем свидетельствует характерный вид зависимости интенсивности краевой инжекционной электролюминесценции от тока [13,15]. (Кроме рассматриваемых здесь токов выделены и другие, также экспоненциально связанные с напряжением, но при этом  $\beta$  зависит от температуры; такие токи интерпретированы как термотуннельные [16]).

Исследование токов одного вида, т.е. токов, характеризующихся одним и тем же значением  $\beta$ , выявило несовпадение вольт-амперных характеристик для структур, изготовленных различными методами или изготовленных на основе различных политипов SiC: характеристики сдвинуты друг относительно друга (рис. 1, а). Соответственно различаются величины предэкспоненциального множителя  $J_0$ . В частности, для термоинжекционного тока, характеризующегося  $\beta = 2$  при  $T = 293$  К, значения  $J_0$  составляют для структур на основе политипа  $6H$ -SiC  $\sim 10^{-23}$  А/см<sup>2</sup> (БЖЭ) и  $\sim 10^{-22}$  А/см<sup>2</sup> (СЭ, ИЛ, НТЖЭ), а для структур на основе политипа  $4H$ -SiC  $\sim 5 \cdot 10^{-25}$  А/см<sup>2</sup> (СЭ) и  $\sim (2 \div 3) \cdot 10^{-24}$  А/см<sup>2</sup> (ИЛ) (см. [14,17]).

Для описания термоинжекционных токов нами использованы модели, рассматривающие ток, обусловленный рекомбинацией в слое объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода, через одноуровневый ([10],  $\beta = 2$ ) или многоуровневый ([11],  $1 < \beta < 2$ ) центры. Модель тока [11] является обобщением модели [10]. Согласно [11], рекомбинационный многоуровневый (многовалентный) центр имеет две группы уровней — мелкие и глубокие. При выполнении ряда условий, определяющих соотношение сечений захвата на уровни, диапазоны токов и температур, вольт-амперная характеристика должна иметь экспоненциальный участок вида  $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ , где  $\beta = (s + 2d)/(s + d)$ ,  $s$  — число мелких уровней,  $d$  — число глубоких уровней. Таким образом, экспериментальное значение  $\beta = 3/2$  свидетельствует о том, что рекомбинационный центр имеет один глубокий и один мелкий уровень; значение  $\beta = 4/3$  говорит о том, что центр имеет один глубокий и два мелких уровня и т.д.

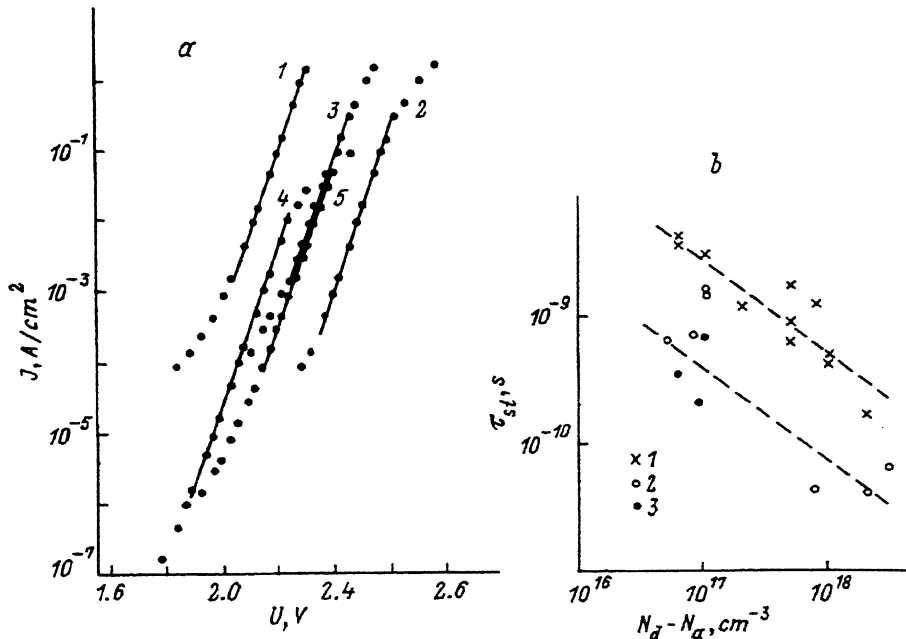


Рис. 1. *a* — прямые токи  $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ , характеризующие  $\beta = 3/2$  [12]: 1 — структура ИЛ (6H-SiC), 2 — структура ИЛ (4H-SiC), (3-5) — структуры СЭ (6H-SiC). *b* — стационарное время жизни  $\tau_{st}$ , определенное согласно модели [10], при различных концентрациях  $N_d - N_a$  для *p-n*-структур на основе 6H-SiC [17]: 1 — БЖЭ, 2 — СЭ, 3 — ИЛ. Температура — комнатная.

Использование модели [10] в диапазоне токов, где  $\beta = 2$ , позволило рассчитать  $\tau_{st}$ . Различие в величине  $J_0$  в *p-n*-структурах на основе 6H-SiC свидетельствует о том, что  $\tau_{st}$  в структурах БЖЭ ( $\sim 10^{-9}$  с) примерно на порядок больше  $\tau_{st}$  в структурах СЭ и ИЛ ( $\sim 10^{-10}$  с) (рис. 1, *b*) (полагаем, что в рамках одного политипа материал всех *p-n*-структур характеризуется одной шириной запрещенной зоны  $E_g$ ). Различие в величине  $J_0$  в *p-n*-структурах, изготовленных одним технологическим методом, но на основе разных политипов SiC (6H и 4H) обусловлено в первую очередь различием в  $E_g$ . Количественную оценку  $\tau_{st}$  в рамках модели [11] сделать сложнее, однако качественный результат такой же: время жизни в структурах БЖЭ больше, чем в структурах СЭ и ИЛ (а в структурах СЭ  $\tau_{st}$ , возможно, больше, чем в структурах ИЛ).

Релаксационное время жизни ( $\tau_{rel}$ ) определялось при переключении диода из прямого направления на обратное. Измерительная установка характеризовалась временным разрешением не хуже 0.5 нс. Обнаружены характерные при таком способе измерения фаза сохранения и фаза быстрого спада обратного тока. Эмпирическая зависимость длительности фазы сохранения (длительности «полочки»)  $t_s$  от соотношения прямого ( $I_f$ ) и обратного ( $I_r$ ) токов достаточно хорошо описывается выражением  $t_s = \tau_{rel} \ln(1 + I_f/I_r)$ . Величина  $t_s$  в структурах БЖЭ примерно на порядок больше величины  $t_s$  в структурах СЭ (рис. 2, *a*) при прочих равных условиях, а расчет  $\tau_{rel}$  согласно приведенному выраже-

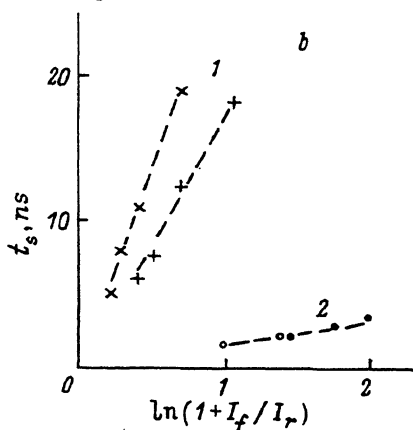
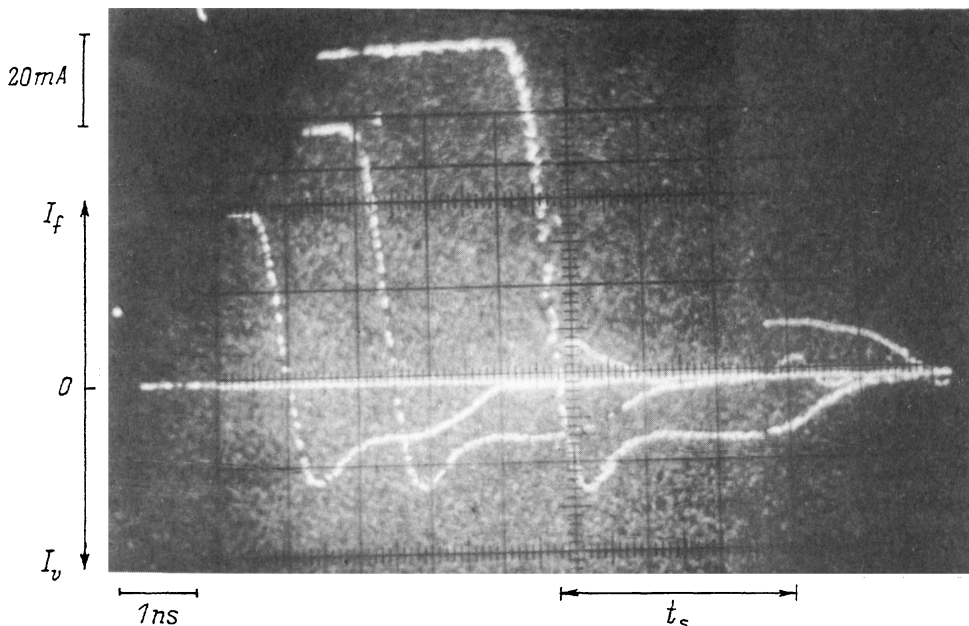


Рис. 2. *a* — токовые переходные характеристики переключения структуры СЭ ( $6H-SiC$ , площадь  $\approx 10^{-4} \text{ см}^2$ ) при различных прямых токах [17]. *b* — зависимости длительности полочки  $t_s$  от отношения прямого ( $I_f$ ) и обратного ( $I_r$ ) токов для  $p-n$ -структур ( $6H-SiC$ ): 1 — БЖЭ, 2 — СЭ; разные обозначения точек в 1 и 2 соответствуют разным структурам. Температура — комнатная.

нию дает значение  $\sim 2$  нс в структурах СЭ и  $\sim 20 \div 30$  нс в структурах БЖЭ (рис. 2, *b*).

При измерении диффузионной длины неравновесных носителей заряда методом фототока (диффузионная длина определялась из зависимости фототока от ширины слоя объемного заряда  $p-n$ -перехода при возбуждении носителей слабо поглощающимся собственным светом) установлено, что сумма диффузионных длин дырок  $L_p$  и электронов  $L_n$  в структурах СЭ при степени легирования  $n$ -слоя в диапазоне  $N_d - N_a = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$  составляет  $L_p + L_n = 0.1 \div 0.4 \text{ мкм}$ , в структурах БЖЭ при  $N_d - N_a = 5 \cdot 10^{16} \div 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  —  $L_p + L_n = 0.4 \div 1.5 \text{ мкм}$ .<sup>2</sup> Причем по крайней мере в структурах СЭ диффузионная длина умень-

<sup>2</sup> Обычно предполагается, что в  $p^+-n$ -структурах  $L_p + L_n \approx L_p$  (см., например, [2]).

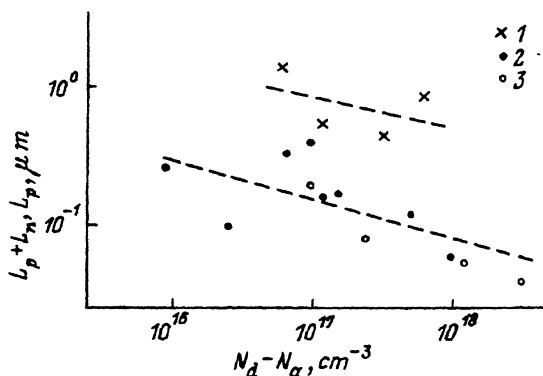


Рис. 3. Диффузионные длины ННЗ в 6H-SiC при различных концентрациях  $N_d - N_a$  при комнатной температуре [18]: 1, 2 —  $(L_p + L_n)$  в структурах БЖЭ (1) и СЭ (2), 3 —  $L_p$ , измеренная на барьерах Шоттки к слоям, выращенным сублимацией.

шается с ростом  $N_d - N_a$  (рис. 3) [18]. При измерении  $L_p$  и  $L_n$  методом ТИЭЗ, позволяющим определить эти величины по отдельности, установлено, что при  $N_d - N_a = (1 \div 8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $L_p$  в структурах БЖЭ находится в интервале  $0.6 \div 1 \text{ мкм}$  и в  $3 \div 7$  раз (в зависимости от концентрации акцепторной примеси в  $p$ -слое) превышает  $L_n$ .<sup>3</sup> Измерения методом ТИЭЗ в структуре СЭ с  $N_d - N_a \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  не позволили определить диффузионную длину, что связано, вероятно, с ее малой величиной и недостаточной разрешающей способностью метода (предел разрешения метода — около  $0.2 \text{ мкм}$ ).

Подчеркнем, что стационарное время жизни характеризует рекомбинацию неравновесных носителей заряда в слое объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода, диффузионная длина — рекомбинацию неосновных неравновесных носителей заряда в квазинейтральных областях  $p$ - $n$ -структуры, релаксационное время жизни может характеризовать рекомбинацию как в слое объемного заряда<sup>4</sup> так и в квазинейтральных областях.

### 3. Температурная зависимость времени жизни и диффузионной длины

Анализ прямых вольт-амперных характеристик в диапазоне температур  $300 \div 800 \text{ К}$  показал, термоинжекционные токи одного вида (с одинаковым  $\beta$ ) в  $p$ - $n$ -структурах, изготовленных различными методами, характеризуются не только разными  $J_0$  при комнатной температуре, но и разными энергиями активации  $E_a$  (см. [14] и рис. 4, а). Для тока с  $\beta = 2$ , в частности, величина  $\beta E_a$  [эВ] составляет 3.14 в структурах ИЛ, 3.18 в структурах СЭ, 3.28 в структурах БЖЭ, 3.35 в структурах НТЖЭ — все на основе 6H-SiC, и 3.35 в структурах ИЛ, 3.44 в структурах СЭ — на основе 4H-SiC. Ошибка определения  $\beta E_a$  составляет приблизительно  $\pm 0.03 \text{ эВ}$ . В то же время величина  $J_0^*$  тока с  $\beta = 2$  для различных структур примерно одинакова:  $J_0^* \approx 10^5 \text{ А/см}^2$  (кроме структур НТЖЭ, для которых  $J_0^*$  больше). Таким образом, различие в величине  $J_0$  при комнатной температуре можно считать следствием различия в энергии активации (для всех типов структур кроме НТЖЭ,

<sup>3</sup> Сообщение В.А.Дмитриева (см. также [18]).

<sup>4</sup> На это обратил внимание В.В.Евстропов.

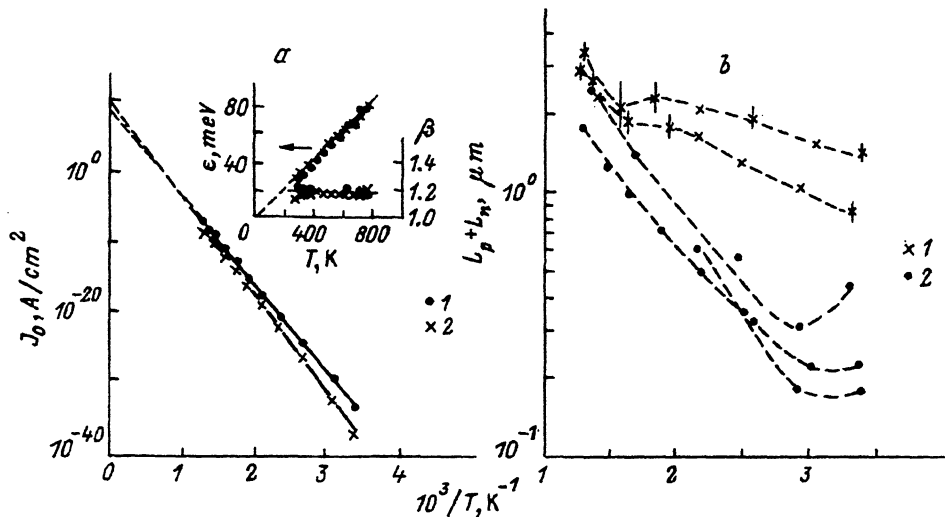


Рис. 4. а — температурные зависимости предэкспоненциального множителя  $J_0$  термоинжекционного тока  $J = J_0 \exp(qU/\beta kT)$ , характеризуемого  $\beta = 6/5$  [13] в структурах на основе 6H-SiC: 1 — ИЛ, 2 — БЖЭ; на вставке — характеристические коэффициенты  $\beta$  и значения энергии  $\epsilon = \beta kT$ . б — зависимости диффузионной длины  $L_p + L_n$  ННЗ от температуры в структурах на основе 6H-SiC БЖЭ (1) и СЭ (2) [18].

для которых отличие в энергии активации компенсируется отличием в величине  $J_0^*$ ). Те же закономерности характерны и для других термоинжекционных токов (с другими  $\beta$ ). При принятом предположении, что в рамках одного политипа материал всех  $p$ - $n$ -структур характеризуется одной величиной  $E_g$ , различие в  $E_a$  (и  $\beta E_a$ ) можно объяснить только введением времени жизни, зависящего от температуры в общем случае в различной степени для структур, изготовленных разными методами. Например, рассмотрим наиболее простой случай термоинжекционного тока с  $\beta = 2$  [10]. Такой ток обусловлен рекомбинацией через одноуровневый центр, причем в области температур, в которой существует экспоненциально зависящий от напряжения прямой ток с  $\beta = 2$ , рекомбинационный уровень является глубоким. В этом случае температурная зависимость времени жизни обусловлена температурными зависимостями некоторого эффективного сечения захвата  $\sigma_{\text{eff}}$  на уровень и тепловой скорости носителей заряда, а различия в степени температурной зависимости времени жизни разных структур обусловлены только различиями температурных зависимостей  $\sigma_{\text{eff}}$ . В результате сравнения экспериментального и модельного значений  $\beta E_a$  при учете всех явных как сильных, так и слабых температурных зависимостей параметров модели обнаружено, что время жизни растет с ростом температуры во всех структурах и, в частности, в структурах СЭ  $\sigma_{\text{eff}} \sim T^3$  (или  $\sigma_{\text{eff}} \sim \exp(-0.06/kT)$ ), а в структурах БЖЭ  $\sigma_{\text{eff}} \sim T^{-1.5}$  (или  $\sigma_{\text{eff}} \sim \exp(-0.03/kT)$ ) [14]. Описание прямых токов, подчиняющихся модели [10], при высоких температурах (700÷800 К, когда зависимость тока от напряжения уже не экспоненциальна и  $\beta \neq 2$ ) позволило уточнить положение глубокого уровня: по-видимому, он отстоит от



середины запрещенной зоны (точнее, от уровня Ферми в собственном полупроводнике) не более чем на  $0.1 \text{ эВ}$  [14].

Здесь же можно отметить, что при высоких температурах ( $700 \div 800 \text{ К}$ ) в структурах СЭ с  $N_d - N_a \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$  удалось обнаружить некоторые признаки генерационного тока, описываемого моделью [10]. Об этом свидетельствуют вид и тенденция изменения с температурой обратной вольт-амперной характеристики ( $J \sim U^m$ , где  $m$  хотя и больше 0.5, но уменьшается с ростом температуры от  $m = 1$  при  $600 \text{ К}$  до  $m = 0.7 \div 0.8$  при  $800 \text{ К}$ ), энергия активации обратного тока (около  $1.5 \text{ эВ}$ ), абсолютные величины обратных токов (напряжению  $U = 100 \text{ В}$  соответствуют  $J \sim 10^{-5} \text{ А/см}^2$  при  $T \simeq 700 \text{ К}$  и  $J \simeq 10^{-4} \text{ А/см}^2$  при  $T \simeq 800 \text{ К}$ ). По-видимому, генерационный ток составляет значительную долю в общем обратном токе (вольт-амперные характеристики см. в работе [19]). Оценка времени жизни при  $T = 700 \div 800 \text{ К}$  показывает, что  $\tau_{st} \simeq (0.6 \div 1) \cdot 10^{-8} \text{ с}$ .

Модель [11], описывающая термоинжекционные токи при больших уровнях инжекции (токи с  $1 < \beta < 2$ ), рассматривает рекомбинацию через многоуровневый (многовалентный) центр, имеющий один глубокий, нетермализованный, и один или несколько мелких, термализованных, уровней; причем основной рекомбинационный поток идет через мелкие уровни. Глубоким, нетермализованным, назван уровень, интенсивность тепловых забросов с которого пренебрежимо мала по сравнению с интенсивностью захватов; мелким, термализованным, назван уровень, находящийся в тепловом равновесии с зоной, т.е. интенсивность тепловых забросов с такого уровня примерно равна интенсивность захватов (см. [11-13]). Термализацией уровня далее называется процесс увеличения с ростом температуры доли тепловых забросов (генерационного потока) по отношению к интенсивности захватов (рекомбинационному потоку). Время жизни при рекомбинации через многоуровневый центр также растет с температурой (в структурах СЭ сильнее, чем в структурах БЖЭ). Анализ экспериментально наблюдаемых токов с помощью модели [11] показывает, что глубина мелких уровней рекомбинационного центра — около  $100 \div 200 \text{ мэВ}$  [14] (причем для структур БЖЭ меньше, чем для структур СЭ; температурная зависимость эффективных сечений захвата полагалась при этом такой же, как для тока, описываемого моделью [10]).

Исследование методом фототока температурной зависимости диффузионной длины ННЗ показало, что при увеличении температуры диффузионная длина растет до  $2 \div 3 \text{ мкм}$  при  $800 \text{ К}$ , как в структурах СЭ, так и в структурах БЖЭ, т.е. рост в структурах СЭ оказывается более сильным ([18], рис. 4, b). Исключением являются относительно небольшие температурные диапазоны вблизи комнатной температуры для структур СЭ и в области около  $600 \text{ К}$  для структур БЖЭ, в которых диффузионная длина не изменяется или несколько уменьшается при увеличении температуры. Если рост диффузионной длины описывать термоактивационной зависимостью, то энергия активации для структур СЭ в диапазоне температур  $350 \div 800 \text{ К}$  составляет  $120 \text{ мэВ}$ , для структур БЖЭ в диапазоне температур  $300 \div 600 \text{ К}$  — около  $50 \div 60 \text{ мэВ}$ . Рост диффузионной длины проявляется в интегральном росте фототока при увеличении температуры.

#### 4. Сравнение с литературными данными и обсуждение результатов

*Стационарное время жизни.* Многими исследователями в  $p$ - $n$ -структурах на основе  $6H$ -SiC наблюдался прямой ток  $J = J_0 \times \exp(qU/\beta kT)$ , характеризуемый  $\beta \approx 2$  (часто только при комнатной температуре). В ряде работ приводятся значения предэкспоненциального множителя этого тока  $J_0$  [А/см<sup>2</sup>]:  $\sim 2 \cdot 10^{-20}$  [20],  $\sim 10^{-19}$  [21],  $2 \cdot 10^{-20} \div 10^{-19}$  [22],  $10^{-22} \div 10^{-23}$  [23]. В [24] величина  $J_0$  не указана, но ее оценка по вольт-амперной характеристике, представленной в этой работе, показывает, что  $J_0 \sim 10^{-22}$  А/см<sup>2</sup>. Все данные приведены для комнатной температуры.

Оценка стационарного времени жизни производилась с помощью моделей [10] или [25]. В работе [21] показано, что  $\tau_{st} < 4 \cdot 10^{-8}$  с (в этой же работе при описании фотовольтаических характеристик установлено, что  $\tau_{st} \simeq 4 \cdot 10^{-10}$  с). Только в двух работах предпринята попытка определения температурной зависимости  $\tau_{st}$  (с помощью модели [10]). В работе [26] сравнение экспериментальных вольт-амперных характеристик с модельными показало, что время жизни при  $T = 293$  К лежит в пределах  $10^{-9} \div 10^{-10}$  с и возрастает до  $\tau_{st} = 10^{-8} \div 10^{-9}$  с при нагреве до  $T = 800$  К. В работе [27] говорится, что при комнатной температуре  $\tau_{st} \simeq 3.8 \cdot 10^{-10}$  с и с увеличением температуры эта величина, по-видимому, имеет тенденцию к увеличению.

Токи с  $1 < \beta < 2$  наблюдались во многих работах, причем в тех работах, где приведены температурные зависимости вольт-амперных характеристик, в большинстве случаев параметр  $\beta$  зависел от температуры (т.е. ток не являлся термоинжекционным). Указанные токи детально не исследовались, и часто не получали ни количественного описания, ни качественной интерпретации. Диффузионный ток Шокли [9], т.е. ток, обусловленный рекомбинацией в квазинейтральных областях  $p$ - $n$ -структуры, экспоненциально зависящий от напряжения и характеризуемый  $\beta = 1$ , в  $p$ - $n$ -структурах из карбида кремния в явном виде практически не наблюдался. Данное обстоятельство подчеркивает важность задачи исследования рекомбинации в слое объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода SiC-структур.

Итак, литературные данные по рассматриваемому вопросу не противоречат описанному выше результату. Исследований более тонких эффектов, например связи  $J_0$  и  $\tau_{st}$  с технологией изготовления структур, ранее, по-видимому, не проводилось, а осуществить сравнение по литературным данным затруднительно, поскольку для этого важно знание точных значений температуры, коэффициента  $\beta$  и других условий определения  $J_0$  и расчета  $\tau_{st}$ , а эти значения не всегда приводятся. Однако, как было показано выше, определение (или хотя бы сравнение) рекомбинационных характеристик по вольт-амперным характеристикам  $p$ - $n$ -структур не только возможно, но и представляет интерес.

*Релаксационное время жизни* в большинстве работ определялось как постоянная времени затухания электролюминесценции при импульсной инжекции носителей заряда в  $p$ - $n$ -переходах и точечных контактах на  $6H$ -SiC. В работе [28] установлено, что релаксационное вре-

мя жизни дырок составляет  $\tau_p = 2 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-7}$  с. Согласно [29]  $\tau_p$  не превышает 0.4 мкс, нижний предел 0.01 мкс определялся пределом разрешения измерительной установки. В [30] указано  $\tau_p$ , определенное по затуханию электролюминесценции на начальном участке быстрого спада:  $\tau_p = 10^{-8} \div 10^{-7}$  с. В работах [31,32] время жизни определялось по частотным характеристикам интенсивности электролюминесценции при возбуждении контакта металл-полупроводник синусоидальным напряжением. Согласно [31] релаксационное время жизни дырок  $\tau_p = (1 \div 4) \cdot 10^{-7}$  с, релаксационное время жизни электронов  $\tau_n = (4 \div 9) \cdot 10^{-9}$  с; согласно [32]  $\tau_p = 8 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-8}$  с. В работах [3,33] исследованы токовые переходные характеристики. В [33] указывается, что длительность первой фазы обратного тока — полочки — была малой (время разрешения установки не превышало 4 нс); величина  $\tau_p$ , определенная по участку спада обратного тока, составила  $4 \div 15$  нс. В работе [3] расчет  $\tau_p$  производился по длительности полочки обратного тока. В диапазоне температур  $300 \div 800$  К исследовались два типа диодов, различающихся базовым материалом  $n$ -типа проводимости:  $A$  — промышленные монокристаллы с  $N_d - N_a \simeq 2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $B$  — эпитаксиальные пленки с  $N_d - N_a \simeq 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . В образцах типа  $A$  при комнатной температуре  $\tau_p$  лежит в пределах  $24 \div 170$  нс и не зависит от температуры или уменьшается с температурой как  $\tau_p \sim T^{-1}$ . В образцах типа  $B$  при комнатной температуре  $\tau_p = 7 \div 20$  нс и не изменяется при нагреве до температур  $100 \div 200$  °С, затем начинает расти как  $\tau_p \sim T^{2.2 \div 2.6}$ . Кроме того, делается вывод, что в диодах, в которых  $p$ -слой формировался методом ионной имплантации алюминия с последующим термическим отжигом, величины  $\tau_p$  меньше, чем в эпитаксиальных диодах, полученных на аналогичных подложках. Результаты измерений интерпретируются в рамках теории каскадного захвата при наличии электрического поля, которое обусловлено, вероятно, внутренними деформациями. Эти деформации возникают, как предполагают авторы, при эпитаксиальном наращивании  $p^+$ (Al)-слоя. Наличие электрического поля объясняется и факт несоответствия величин времен жизни и диффузионных длин в одних и тех же структурах: при наблюдаемых диффузионных длинах  $\tau_p$  должно быть не более  $10^{-9}$  с (при  $\mu_p \approx 10$  см $^2$ /В · с).

В целом можно сделать следующий вывод: релаксационные времена жизни характеризуются значительным разбросом и лежат в диапазоне  $2 \cdot 10^{-9} \div 10^{-7}$  с. Такой значительный разброс, надо полагать, в какой-то степени, отражает сложность измерения и неоднозначность интерпретации релаксационных характеристик не только для люминесценции, для различных полос которой характерны различные времена затухания (в работе [34], кроме того, указывается на влияние уровней прилипания в SiC на кинетику различных процессов), но и для тока. Как уже отмечалось, специального исследования требует ответ на вопрос, рекомбинацию в какой области характеризует  $\tau_{rel}$  при больших плотностях тока,  $\sim 10^2 \div 10^3$  А/см $^2$ ; ток по крайней мере до плотностей  $\sim 1$  А/см $^2$  (а, вероятно, и значительно больших) обусловлен рекомбинацией в слое объемного заряда.

Найденные нами времена релаксации близки к минимальным из всех ранее наблюдавшихся. Если предположить, что они характеризуют время жизни неосновных носителей заряда при рекомбинации в квазинейтральных областях  $p$ - $n$ -структуры, то с учетом соответствующих величин диффузионных длин (см. п. 2) подвижность дырок в  $n$ -базе структур как СЭ, так и БЖЭ составит  $\mu_p^n = 5 \div 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , что близко к подвижности дырок как основных носителей ( $\mu_p^p = 4 \div 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). Указанное соответствие позволяет избежать дополнительных предположений для согласования  $L_p$  и  $\tau_p$  (в частности, учета электрических полей). Следует, однако, отметить, что установленный авторами [3] для структур с минимальным при комнатной температуре временем жизни характерный вид зависимости  $\tau(T)$  (постоянство до  $100 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$  и последующий рост) напоминает зависимость  $L(T)$  в структурах СЭ.

**Диффузионная длина.** Наиболее полные исследования диффузионных длин ННЗ осуществлены методом фототока и представлены в [1,2]. В работе [1] установлено, что диффузионная длина дырок  $L_p$  в монокристаллах  $n$ -SiC с  $N_d - N_a = 3.9 \cdot 10^{16} \div 1.84 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , выращенных по методу Лели, не зависит от уровня легирования и лежит в пределах  $0.04 \div 0.1 \text{ мкм}$  (т.е.  $\tau_p$  не превышает  $(2 \div 4) \cdot 10^{-10} \text{ с}$  при  $\mu_p = 10 \div 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). Отжиг кристаллов при  $1750 \text{ }^\circ\text{C}$  приводит к увеличению  $L_p$  более чем в 3 раза (до  $0.1 \div 0.27 \text{ мкм}$ ); следствием закалки является резкое уменьшение  $L_p$  (до  $0.002 \div 0.01 \text{ мкм}$ ). Авторами работы [2], в которой исследовались как эпитаксиальные слои, так и монокристаллы, обнаружено, что в эпитаксиальных пленках, выращенных сублимацией,  $L_p$  лежит в диапазоне  $0.1 \div 0.7 \text{ мкм}$  и при  $N_d - N_a > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $L_p$  падает с ростом  $N_d - N_a$  по закону  $\lg L_p = (-1/2) \lg(N_d - N_a)$ , а при  $N_d - N_a < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  изменяется слабо. В монокристаллах, выращенных по методу Лели,  $L_p$  не зависит от  $N_d - N_a$  и в  $5 \div 10$  раз меньше, чем в эпитаксиальных пленках. В структурах, изготовленных жидкостной эпитаксией ([35]), измерениями методом ТИЭЗ определены значения  $L_n = 1.6 \text{ мкм}$ ,  $L_p = 0.85 \text{ мкм}$ . Вопрос о температурной зависимости  $L_p$  ставится в работе [36]; в результате анализа диффузионной составляющей фототока барьеров Шоттки показано, что зависимость  $L_p(T)$  немонотонна: при нагреве от  $77$  до  $270 \text{ К}$   $L_p$  растет, в диапазоне температур  $270 \div 290 \text{ К}$  падает и затем опять растет (исследования проведены до температуры  $330 \text{ К}$ ).

Сравнение различных экспериментальных данных по диффузионным длинам ННЗ в SiC показывает, что эта характеристика полупроводника наиболее устойчиво и поэтому, скорее всего, наиболее достоверно отражает особенности рекомбинационных свойств материала: данные разных авторов по величинам  $L_p$  и результаты исследования разными методами достаточно хорошо согласуются между собой. Исследования структур СЭ и БЖЭ подтверждают даже немонотонный характер изменения  $L_p$  с температурой, отмеченной в работе [36] (в структурах СЭ и БЖЭ эффект уменьшения  $L$  с ростом  $T$  наблюдается при более высоких температурах: по-видимому, эти температуры тем выше, чем больше диффузионная длина). Следует отметить, что диффузионная длина неосновных носителей определяется не только их временем жизни, но и подвижностью. Однако маловероятно, что раз-

личие  $\mu$  в структурах с одним и тем же  $N_d - N_a$  настолько велико, что определяет различие в  $L$ , — в этом случае подвижности должны были бы отличаться на порядок и более. Температурный рост диффузионной длины можно связывать только с ростом времени жизни неосновных носителей при рекомбинации в квазинейтральных областях  $p$ - $n$ -структуры, поскольку в рассматриваемом диапазоне температур подвижность носителей заряда в SiC уменьшается при увеличении температуры. Рост времени жизни НЗ в свою очередь может быть обусловлен температурной зависимостью сечения захвата (ее уменьшением при увеличении температуры) или (и) термализацией мелкого уровня (глубиной, примерно равной удвоенной энергии активации  $L$ , т.е. около 100 мэВ для структур БЖЭ и около 250 мэВ для структур СЭ), а при температуре вблизи комнатной еще и ростом концентрации равновесных основных носителей заряда  $n_n$  из-за достаточно большой энергии ионизации основной донорной примеси — азота. Как косвенное свидетельство того, что рекомбинационный центр мелкий, можно рассматривать факт зависимости  $L$  от  $N_d - N_a$ , поскольку для мелкого центра  $L \sim 1/n_n^{1/2}$  [37]. (Следует сказать, что экспериментальная зависимость  $L$  от  $N_d - N_a$  может иметь и другие объяснения — например, она может быть обусловлена зависимостью от  $N_d - N_a$  подвижности неосновных носителей или концентрации рекомбинационных центров).

*Температурная зависимость времени жизни.* Итак, стационарное время жизни по результатам двух-трех работ, включая данную, растет с ростом температуры. Время жизни неосновных носителей, рассчитываемое по их диффузионным длинам и характеризующее рекомбинацию в квазинейтральных областях, в целом растет, но, возможно, немонотонно (по данным двух работ). Наиболее неоднозначны результаты исследования температурной зависимости релаксационного времени жизни [3].

Кроме того, следует отметить, что изучение в работе [26] взаимодействия  $p$ - $n$ -переходов на SiC со светом и частицами высокой энергии в диапазоне температур 200÷700 °С позволило сделать вывод, что с ростом температуры происходит изменение формы спектра и возрастание чувствительности  $p$ - $n$ -структур, обусловленное увеличением с температурой времени жизни (диффузионной длины) НЗ. Повышение эффективности собирания SiC-счетчиков  $\alpha$ -частиц и фоточувствительности SiC-детекторов ультрафиолетового излучения с ростом температуры наблюдалось в [38] и [39] соответственно; в работе [40], однако, обнаружено уменьшение фоточувствительности.

В структурах СЭ и БЖЭ фоточувствительность при увеличении температуры растет. Рост интенсивности краевой инжекционной электролюминесценции в структурах СЭ и БЖЭ при увеличении температуры (энергия активации этого процесса в структурах БЖЭ около 100 мэВ [13,15]) также в какой-то степени может являться следствием роста времени жизни (диффузионной длины) НЗ.

Таким образом, основной тенденцией изменения времени жизни с температурой в диапазоне 300÷800 К является, по-видимому, рост времени жизни с ростом температуры.

*Рекомбинационные уровни.* Исследование прямых и обратных токов в  $p$ - $n$ -структурах из SiC показало, что существуют как глубокие рекомбинационные уровни вблизи середины запрещенной зоны, так и

многоуровневые рекомбинационные центры, включающие мелкие рекомбинационные уровни (глубиной  $0.1 \div 0.2 \text{ эВ}$ ).

Результаты исследования диффузионных длин также позволяют предположить наличие мелких рекомбинационных уровней или многоуровневого центра (с мелкими уровнями глубиной  $0.1 \div 0.3 \text{ эВ}$ ) и (или) существование температурной зависимости сечений захвата центров рекомбинации.

Возможно, что во всех исследовавшихся процессах (или в некоторых из них) проявляется один и тот же рекомбинационный центр (многоуровневый). Об этом могло бы свидетельствовать, в частности, наличие особенностей температурной зависимости стационарного времени жизни, аналогичных особенностям зависимости  $L(T)$ , однако уловить из для  $\tau_{st}$  трудно.

Методом DLTS были проведены исследования уровней в запрещенной зоне в структурах СЭ, ИЛ и БЖЭ. Выдвинуто предположение, что основными рекомбинационными уровнями могут являться  $R$ -уровень ( $E_c - 1.27 \text{ эВ}$ ) и  $S$ -уровень ( $E_c - 0.35 \text{ эВ}$ ) [17].<sup>5</sup>

*Природа центров рекомбинации.* Совокупность рассмотренных результатов исследования диффузионной длины и времени жизни ННЗ в структурах, изготовленных разными методами, свидетельствует в пользу предположения авторов [1] о том, что существует связь указанных параметров с одной из главных характеристик технологического процесса — температурой роста эпитаксиального слоя (монокристалла) или температурой отжига: как правило, время жизни (диффузионная длина) ННЗ больше, а его увеличение с ростом температуры слабее в структурах, изготовленных при более низких температурах (рис.5,4,b) (на рис. 5 указаны все значения  $L$ ; учет зависимости  $L$  от  $N_d - N_a$  несколько уменьшит разброс  $L$ ).

Появтно, что предполагаемая зависимость от характерной температуры технологического процесса должна опосредованно отражать зависимость от некоторых физических свойств кристалла SiC, которые определяются температурой изготовления. Авторы [1] предполагали, что часть центров, отвечающих за рекомбинацию, обусловлена собственными термодефектами, причем наличие таких центров

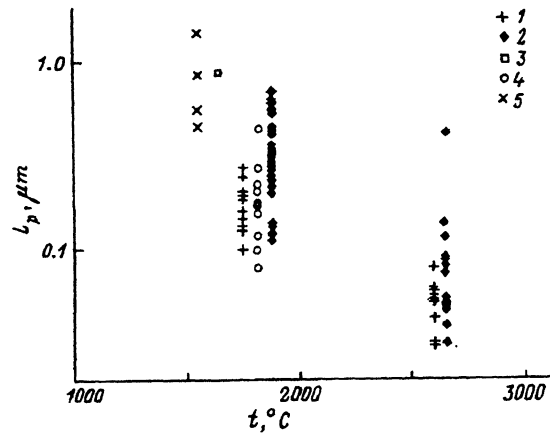


Рис. 5. Диффузионная длина дырок в 6H-SiC при комнатной температуре: 1 — данные работы [1], 2 — данные работы [2], 3 — данные работы [35], 4 — структуры СЭ, 5 — структуры БЖЭ. Для всех структур  $10^{16} < N_d - N_a < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . По оси абсцисс отложена характерная температура технологического процесса (температура роста монокристалла или эпитаксиального слоя или температура отжига).

<sup>5</sup> Исследования уровней методом DLTS проведены А.А.Лебедевым.

может определяться неравновесными условиями охлаждения кристаллов. Термодефекты в  $n$ -SiC, вводимые закалкой, исследовались методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в работе [41]; для одного из центров предложена модель в виде изолированной вакансии углерода.

С другой стороны, на вероятную связь безызлучательного рекомбинационного центра, определяющего время жизни ННЗ, с собственным структурным дефектом кристаллической решетки полупроводника указывают авторы работ, исследовавших токи, обусловленные рекомбинацией через многовалентный центр в GaAs-, GaP-, GaAlAs-структурах. Этот вывод делается на основании общего представления о том, что появление таких характерных токов и, следовательно, такого вида рекомбинационных центров (многовалентных и, вероятно, близких по природе) не зависит от технологии, вида излучательной примеси, зонного спектра для варизонных структур и гетероструктур, степени легирования.

Как уже говорилось, сечение захвата рекомбинационного центра (по крайней мере центра, создающего уровень в середине запрещенной зоны), вероятно, зависит от температуры, причем по-разному для структур, изготовленных разными методами. Для центра, создающего мелкий уровень, или для многоуровневого центра способ изготовления структуры (температура технологического процесса?) влияет на положение (глубину) мелких уровней в запрещенной зоне. Можно предположить, что именно эти различия в температурной зависимости  $\sigma_{\text{eff}}$  или в положении уровней в основном и определяют различия в величинах времени жизни в разных типах структур (хотя не исключается различие и концентраций рекомбинационных центров). Например, один и тот же с точки зрения количества уровней и величины  $\beta$  термоинжекционного тока многоуровневый центр несколько по-разному проявляется в структурах, изготовленных разными технологическими методами.

В данной связи интересно предположение авторов работы [42], которое представляется некоторой аналогией сказанному. В работе методом ЭПР исследовались свойства центров, возникающих в SiC при облучении нейтронами и  $\alpha$ -частицами. Авторы пишут, что большое сходство между спектрами ЭПР говорит о возможном подобии структур соответствующих центров; возможно, что это один и тот же дефект (рассматривается пара «вакансия углерода-атом внедрения углерода в середине направленной связи»), только различным образом ориентированный относительно цепочек атомов.

Зависимость времени жизни от  $N_d - N_a$ , т.е. от концентрации азота, заметная для стационарного времени жизни и возможная, но пока остающаяся под вопросом, для времени жизни, рассчитываемого по диффузионной длине, позволяет предположить, что наличие азота в какой-то степени способствует возникновению собственного дефекта (в работе [2] предполагается, что при  $N_d - N_a > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  время жизни дырок может задаваться центрами, связанными с азотом).

Таким образом, новые экспериментальные данные позволяют с большим основанием говорить о зависимости вида и параметров центров рекомбинации в SiC от температуры технологического процесса и о их возможной связи со структурными дефектами кристаллической решетки.

## 5. Заключение

Обобщая результаты изучения времени жизни (диффузионной длины) НЗ в исследованных  $p-n$ -структурах на основе  $6H-SiC$ , изготовленных разными технологическими методами, можно заключить, что в независимости от того, рекомбинацию в какой области характеризует время жизни (в слое объемного заряда или в квазинейтральных областях  $p-n$ -структуры):

— время жизни НЗ при комнатной температуре в структурах БЖЭ примерно на порядок больше, чем в структурах СЭ;

— при увеличении температуры (в диапазоне  $300-800$  К) время жизни увеличивается во всех структурах, но по-разному и, в частности, в структурах СЭ сильнее, чем в БЖЭ;

— в качестве основных рекомбинационных уровней в различных условиях могут проявляться глубокие уровни или (и) уровни многоуровневого центра или (и) мелкие уровни, а зависимость времени жизни от температуры обусловлена температурной зависимостью эффективного сечения захвата или (и) термализацией мелких уровней.

В заключение выражаю глубокую благодарность В.В.Евстропову, осуществившему постановку задачи по исследованию прямого тока  $p-n$ -структур на  $SiC$  и руководившему исследованием термоинжекционных токов, обусловленных рекомбинацией через многоуровневые центры, А.С.Зубрилову за помощь при измерении релаксационных характеристик, В.А.Соловьеву за измерение диффузионных длин методом ТИЭЗ, Г.Н.Виолиной, прочитавшей рукопись и сделавшей ряд учтенных мною замечаний. Благодарю В.Е.Челнокова за интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства обороны США.

### Список литературы

- [1] В.С. Балландович, Г.Н. Виолина. ФТП, **15**, 1650 (1981).
- [2] В.И. Санкин, Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, М.Г. Рамм, А.Д. Роенков. ФТП, **16**, 1325 (1982).
- [3] А.В. Наумов, В.И. Санкин. ФТП, **23**, 1009 (1989).
- [4] М.М. Аникин, Н.Б. Гусева, В.А. Дмитриев, А.Л. Сыркин. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **10**, 1768 (1984).
- [5] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.Е. Севостьянов, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов, В.Е. Челноков, Г.П. Шпынев. Письма ЖТФ, **10**, 1053 (1984).
- [6] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, И.В. Коркин, Я.В. Морозенко, И.В. Попов, Т.А. Сидорова, А.М. Стрельчук, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, **11**, 238 (1985).
- [7] V.A. Dmitriev, L.B. Elftimov, N.D. P'inskaya, S.V. Rendakova. Springer Proc. in Phys., **56**, 307 (1992).
- [8] В.И. Левин, Ю.М. Таиров, М.Г. Траваджян, В.Ф. Цветков, М.А. Чернов. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **14**, 1062 (1978).
- [9] В. Шокли. Теория электронных полупроводников. Приложение к теории транзисторов (М., Мир, 1953).
- [10] S.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [11] В.В. Евстропов, К.В. Киселев, И.Л. Петрович, Б.В. Царенков. ФТП, **18**, 1852 (1984).
- [12] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **23**, 647 (1989).



- [13] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **23**, 1813 (1989).
- [14] А.М. Стрельчук. Автореф. дисс. (С.-Петербург, ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 1992).
- [15] М.М. Аникин, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. ФТП, **28**, 284 (1994).
- [16] V.V. Evstropov, A.M. Strel'chuk, A.L. Syrkin, V.E. Chelnokov. Inst. Phys. Conf. Ser., N 137, 589 (1993).
- [17] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Е. Черенков. ФТП, **25**, 479 (1991).
- [18] М.М. Anikin, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, V.A. Soloviev, A.M. Strel'chuk. Springer Proc. in Phys., **56**, 269 (1992).
- [19] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, В.Е. Челноков. ФТП, **22**, 298 (1988).
- [20] L. Patrick. J. Appl. Phys., **28**, 765 (1957).
- [21] C.A.A.J. Greebe. Phil. Res. Rep. Suppl., **1**, 1, (1963).
- [22] В.И. Павличенко, И.В. Рыжиков. В сб.: *Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов* (Л., 1969) с. 326.
- [23] Э.Е. Виолин, Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **6**, 593 (1964).
- [24] J.A. Edmond, H.-S. Kong, C.H. Carter. Physica B, **185**, 453 (1993).
- [25] R.N. Hall. Proc. IRE, **40**, 1512 (1952).
- [26] Г.Н. Виолина. Автореф. дисс. (Л., ЛЭТИ, 1966).
- [27] Г.Ф. Лымарь, Ю.В. Поликанов. В сб.: *Карбид кремния* (Киев, 1966) с. 232.
- [28] L. Patrick, W.J. Choyke. J. Appl. Phys., **30**, 236 (1959).
- [29] W.T. Eriksen. In: *Proc. of the Conf. on Silicon Carbide* (Pergamon Press, 1960) p. 376.
- [30] И.В. Рыжиков, В.И. Павличенко, Т.Г. Кмита. В сб.: *Карбид кремния* (Киев, 1966) с. 308.
- [31] G.G. Harman, R.L. Raybold. J. Appl. Phys., **32**, 1168 (1961).
- [32] Г.Ф. Холуянов. ФТТ, **4**, 3170 (1962).
- [33] К.Д. Демаков, В.С. Иванов, В.Г. Столярова, В.М. Тарасов. ФТП, **12**, 1085 (1978).
- [34] В.Г. Воронин, А.А. Глухарев, В.И. Павличенко, Б.В. Пронин, И.В. Рыжиков, Ю.М. Сулейманов. Электрон. техн., сер. 2, **3**, 24 (1970).
- [35] M. Ikeda, T. Nakawa, S. Yamagiwa, H. Matsunami, T. Tanaka. J. Appl. Phys., **50**, 8215 (1979).
- [36] В.С. Балландович, Г.Н. Виолина. В сб.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников* (Л., 1980) с. 293.
- [37] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963).
- [38] P.C. Saepa, P. Malinaric, R.V. Campbell, J. Ostroski. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, 262 (1964).
- [39] Р.В. Кэмпбелл, Х.С. Берман. В сб.: *Карбид кремния* (М., 1972) с. 231.
- [40] R.V. Campbell, H.-C. Chang. Sol. St. Electron., **10**, 949 (1967).
- [41] А.И. Вейнгер, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. ФТП, **13**, 2366 (1979).
- [42] Н.М. Павлов, М.И. Иглицын, М.Г. Косаганова, В.Н. Соломатин. ФТП, **9**, 1279 (1975).

Редактор Л.В. Шаронова

## Lifetimes and diffusion lengths of non-equilibrium carriers in SiC $p$ - $n$ structures

A.M.Strel'chuk

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