

# Процесс туннельной рекомбинации в пространственно неоднородных структурах

© Н.С. Грушко, Е.А. Логинова, Л.Н. Потанахина

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия,  
www.ulsu.ru

(Получена 27 декабря 2004 г. Принята к печати 23 сентября 2005 г.)

Предложены способы определения параметров уровней (энергий и коэффициентов захвата электронов и дырок), участвующих в формировании рекомбинационного потока, рассмотрены температурные зависимости этих параметров для структур AlGaIn/InGaIn/GaN и InGaIn/SiC. Определены параметры уровней, участвующих в процессах туннельной рекомбинации.

PACS: 73.63.Hg, 73.40.Gk

## 1. Введение

Одной из задач диагностики  $p-n$ -переходов является определение параметров глубоких уровней. Для этого можно использовать метод рекомбинационной спектроскопии. Это метод позволяет преобразовывать монотонную вольт-амперную характеристику (ВАХ) в кривую с экстремумами, каждый из которых означает изменение скорости рекомбинации и связан либо с включением в процесс рекомбинации еще одного центра, либо с перезарядкой многозарядного центра. В работах [1,2] были предложены способы определения энергии активации глубоких уровней, а при дополнительных условиях — отношения коэффициентов захвата или времен жизни. В [3] разработаны две методики определения энергии активации центров, создающих глубокие уровни в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -перехода: на основе анализа производной по напряжению  $U$  скорости рекомбинации  $\partial R_{np}/\partial U$  и на основе анализа зависимости  $R_{np}^2(U)/\exp(qU/2kT)$  ( $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $q$  — заряд электрона). В работе [4] получено обобщенное выражение для скорости рекомбинации  $R_{np}$  в структурах с пространственным разделением электронов и дырок, когда одной из стадий процесса является туннелирование, описаны способы получения параметров глубоких уровней на основе анализа зависимостей  $R_{np}(U)$ ,  $\beta = f(U)$ , где  $\beta$  — дифференциальный показатель наклона ВАХ, и  $\partial\beta/\partial U$ .

Цель данной работы состоит в определении коэффициентов захвата для уровней, создающих рекомбинационный поток, и их температурной зависимости. Исследования проводились на различных гетероструктурах: структура AlGaIn/InGaIn/GaN с одной квантовой ямой и двумя барьерами прямоугольной формы; структура InGaIn/SiC с модулированным легированием, здесь достаточно одной гетерограницы, которая способствует образованию квантовой ямы треугольной формы.

## 2. Определение параметров уровней, участвующих в создании рекомбинационного потока

В работе [4] получено выражение для приведенной скорости рекомбинации  $R_{np}$  с учетом туннелирования:

$$R_{np} = \frac{I_r(U)(U_k - U)}{2kT S d(U) n_i [\exp(qU/2kT) - 1]} = w N^2 c_n c_p n_i \times [\exp(qU/2kT) + 1] / \left\{ c_n c_p [n(U) + n_1] [p(U) + p_1] + w N \{ c_n [n(U) + n_1] + c_p [p(U) + p_1] \} \right\}, \quad (1)$$

где  $I_r$  — ток при прямом напряжении смещения  $U$ ,  $U_k$  — контактная разность потенциалов (определялась по вольт-фарадным характеристикам),  $S$  — площадь  $p-n$ -перехода,  $d(U)$  — ширина ОПЗ,  $w$  — вероятность туннелирования,  $N$  — концентрация глубоких уровней,  $c_n(c_p)$  — коэффициент захвата электронов (дырок) локализованными состояниями,  $n_1 = N_c \exp[-(E_c - E)/kT]$  — параметр, характеризующий скорость эмиссии электронов,  $p_1 = N_v \exp[-(E - E_v)/kT]$  — параметр, характеризующий скорость эмиссии дырок,  $N_c, N_v$  — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне,  $n_i$  — собственная концентрация носителей,

$$n(U) = n_i \sqrt{\frac{c_p(c_n n_1 + wN)}{c_n(c_p p_1 + wN)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right),$$

$$p(U) = n_i \sqrt{\frac{c_n(c_p p_1 + wN)}{c_p(c_n n_1 + wN)}} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$$

— значения концентраций носителей заряда в максимуме приведенной скорости рекомбинации.

Зависимость  $R_{np}(U)$  имеет максимум при  $U = U_{\max}$ . Условие максимума  $R_{np}(U)$  использовалось для определения параметров уровней. При этом рассмотрены

два случая.

1. Считаем, что

$$c_n = c_p = c, \quad wN \gg c_n n_1, c_p p_1, \\ p_1 \ll n_1, \quad \exp(qU/2kT) \gg 1. \quad (2)$$

Подставляя в выражение для приведенной скорости рекомбинации (1)  $n(U)$ ,  $p(U)$  в явном виде и вводя новую переменную  $x = \exp(qU/2kT)$ , получаем

$$R_{np} = c_n c_p w N^2 n_i (x + 1) / \left\{ c_n c_p n_i^2 x^2 + 2x w N n_i \right. \\ \left. \times \sqrt{c_n c_p \left( 1 + \frac{c_n n_1}{wN} + \frac{c_p p_1}{wN} \right)} + w N c_n n_1 + w N c_p p_1 \right\} \quad (3)$$

После применения условия (2) и разложения корня в знаменателе в ряд ( $1 \gg c_n n_1/wN$ ) получаем

$$R_{np} = \frac{ax}{x^2 + bx + d}, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{wN^2}{n_i}, \quad b = \frac{n_1}{n_i} + \frac{2wN}{n_i c}, \quad d = \frac{wN n_1}{c n_i^2}. \quad (5)$$

Из условия максимума функции  $\partial R_{np}/\partial U = 0$  находим, что  $d = x_{\max}^2$  ( $x_{\max} = x|_{U_{\max}}$ ). Выбирая две точки на зависимости  $R_{np}(U)$  вблизи максимума ( $R_{np1}$ ,  $R_{np2}$ ), получаем уравнение для нахождения  $b$ :

$$K \equiv \frac{R_{np1}}{R_{np2}} = \frac{x_1(x_2^2 + bx_2 + d)}{x_2(x_1^2 + bx_1 + d)}. \quad (6)$$

Зная  $b$  и  $d$ , из (4) определяем отношение  $n_1/n_i$ :

$$Y \equiv \frac{n_1}{n_i} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 8d}}{2}. \quad (7)$$

С учетом (7) из  $d$  определяем коэффициент захвата для уровня

$$c = \frac{wNY}{dn_i}, \quad (8)$$

а их выражения для  $Y$  — положение уровня

$$E_i = -kT \ln \left( \frac{Y n_i}{N_c} \right). \quad (9)$$

Таким образом, описанный выше метод анализа зависимости  $R_{np}(U)$  позволяет определить коэффициент захвата уровня и его положение относительно дна зоны проводимости или валентной зоны (в зависимости от типа материала).

2. Считаем, что

$$n_1 = p_1 = n_i. \quad (10)$$

Пренебрегаем в числителе (1) единицей и делим числитель и знаменатель на  $\exp(qU/2kT)$ . Из условия максимума  $\partial R_{np}/\partial U = 0$  получаем

$$c_n c_p n_i \exp \left( \frac{qU_{\max}}{kT} \right) = c_n c_p n_i + w N c_n + w N c_p, \quad (11)$$

откуда можно выразить  $c_p$  как  $c_p = f(c_n)$ :

$$c_p = \frac{w N c_n}{c_n n_i [A - 1] - w N}, \quad (12)$$

где введено обозначение  $A = \exp(qU_{\max}/kT)$ . С учетом (11) получаем выражение для максимума  $R_{np}$ :

$$R_{\max} = \frac{w N^2 \sqrt{c_n c_p}}{2 \left( n_i \sqrt{c_n c_p} B + \sqrt{(c_p n_i + w N)(c_n n_i + w N)} \right)}, \quad (13)$$

где  $B = \exp(qU_{\max}/2kT)$ . Избавляясь в (13) от корней и подставляя  $c_p$  в виде (12), получаем квадратное уравнение относительно  $c_n$ , решая которое находим коэффициент захвата электронов:

$$c_n = \frac{4R_{\max}^2 w N n_i [A - 1]}{2[wN^2 - 2R_{\max} n_i B]^2} - \frac{4R_{\max} w N \sqrt{R_{\max}^2 n_i^2 [A - 1]^2 - [wN^2 - 2R_{\max} n_i B]^2}}{2[wN^2 - 2R_{\max} n_i B]^2}. \quad (14)$$

Таким образом, описанный способ анализа зависимости  $R_{np}(U)$  позволяет определить коэффициенты захвата электронов ( $c_n$ ) и дырок ( $c_p$ ) локализованными состояниями.

### 3. Исследование структур AlGaIn/InGaIn/GaN с одной квантовой ямой

По формуле (1) была рассчитана приведенная скорость рекомбинации для структур на основе AlGaIn/InGaIn/GaN с одной квантовой ямой (ОКЯ) (рис. 1).

С использованием зависимостей  $R_{np}(U)$ , представленных на рис. 1, был проведен расчет параметров уровней,

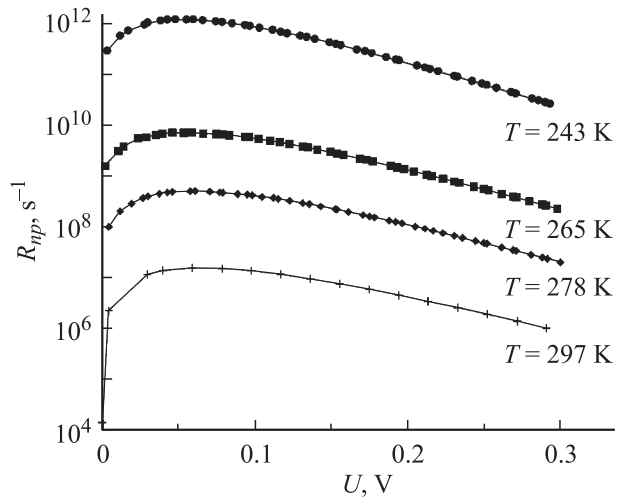


Рис. 1. Зависимости  $R_{np}(U)$  для структуры AlGaIn/InGaIn/GaN при разных температурах.

Результаты расчета по первому и второму способу

$T, K$	$U_{\max}, V$	$R_{\max}, c^{-1}$	$E_i, эВ$ (9)	$c_n, c_p, cm^3/c$		$c_p, cm^3/c$
				через $d$ (8)	через $R_{\max}$ (14)	через $R_{\max}$ (12)
297	0.059	$1.55 \cdot 10^7$	1.629	$4.98 \cdot 10^{-7}$	$4.22 \cdot 10^{-7}$	$7.92 \cdot 10^{-7}$
278	0.061	$5 \cdot 10^8$	1.633	$2.43 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$6.03 \cdot 10^{-5}$
265	0.046	$7.04 \cdot 10^9$	1.644	$3.01 \cdot 10^{-4}$	$1.77 \cdot 10^{-4}$	$7.89 \cdot 10^{-4}$
243	0.048	$1.15 \cdot 10^{12}$	1.653	$1.89 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$5.92 \cdot 10^{-1}$

создающих рекомбинационный поток, с помощью двух описанных выше способов. Результаты представлены в таблице.

Как видно из их таблицы, коэффициенты захвата, рассчитанные разными способами, имеют значения одного порядка. Различия объясняются различными приближениями, которые использовались при получении выражений для коэффициентов захвата. Таким образом, оба предложенных метода можно использовать независимо друг от друга. Однако данные методы можно использовать только в определенной области температур, которая ограничена положительными значениями дискриминантов квадратных уравнений.

На рис. 2 представлена зависимость  $\partial\beta/\partial U = f(U)$  в области напряжений до 0.4 В. Как видно из рисунка, зависимость  $\partial\beta/\partial U = f(U)$  имеет максимум в этом диапазоне энергий, и ему соответствует уровень с энергией [5]

$$E_i = 0.5E_g - qU_{\max} + kT \ln \left[ \left( \frac{m_n^*}{m_p^*} \right)^{3/2} \frac{wN}{c_p n_i} \right]. \quad (15)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $m_n^*/m_p^*$  — отношение эффективных масс электронов и дырок. Рассчитывая

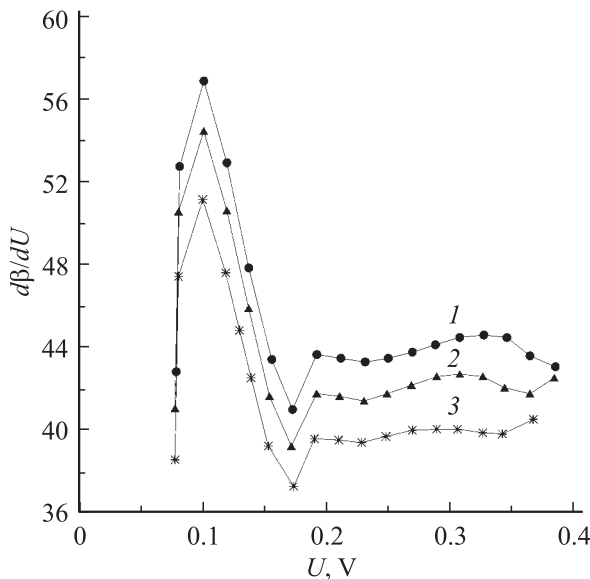


Рис. 2. Зависимость  $d\beta/dU$  для структуры AlGaInGaInGaInGa при температурах  $T, K$ : 1 — 265, 2 — 278, 3 — 297.

энергию уровня по (15), получаем следующие значения  $E_i$ : 1.658 эВ при 265 К, 1.637 эВ при 278 К, 1.65 эВ при 297 К.

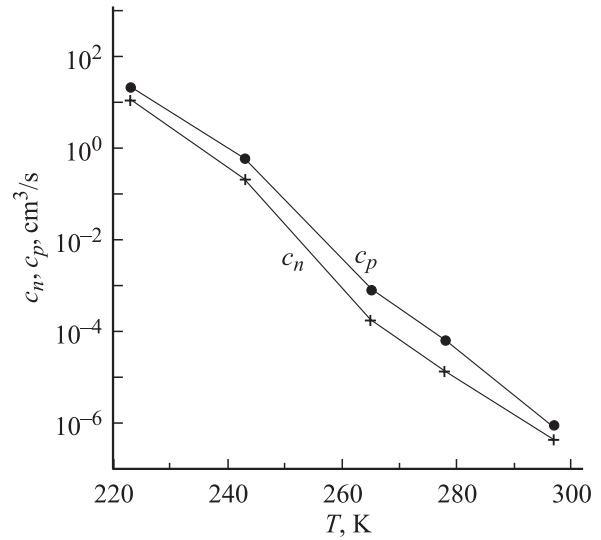


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициентов захвата электронов ( $c_n$ ) и дырок ( $c_p$ ) для структуры AlGaInGaInGaInGa.

Сравнивая энергии, рассчитанные по (9) и (15), можно предположить, что в зависимостях  $R_{np} = f(U)$  и  $\partial\beta/\partial U = f(U)$  проявляется один и тот же уровень, ответственный за безызлучательную рекомбинацию.

На рис. 3 приведены температурные зависимости коэффициентов захвата электронов и дырок. Как видно, с ростом температуры коэффициенты захвата как электронов, так и дырок уменьшаются.

#### 4. Исследование структур InGaN/SiC с модулированным легированием и одной квантовой ямой

Энергия чисто электронного перехода из основного состояния в возбужденное оказывает существенное влияние на туннельную приведенную скорость рекомбинации  $R_{np}$ . Моделирование показало, что при больших энергиях активации в неупорядоченных структурах ве-

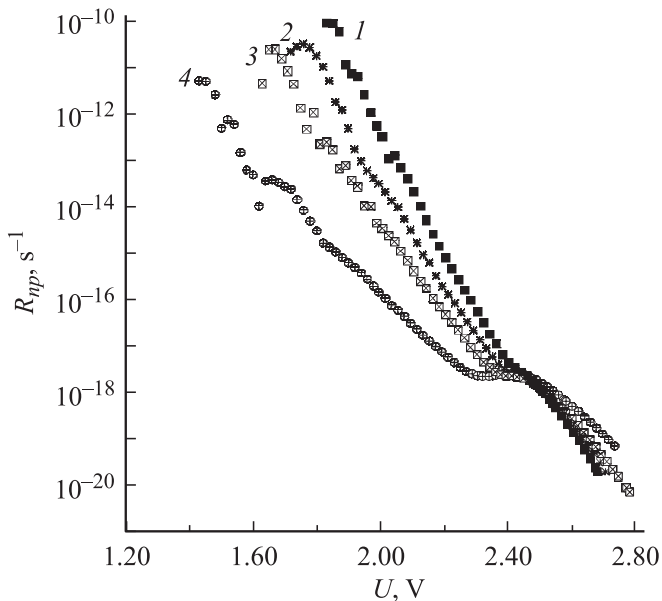


Рис. 4. Зависимости  $R_{np}(U)$  для структуры InGaN/SiC при температурах:  $T, K$ : 1 — 155, 2 — 175, 3 — 195, 4 — 248.

личина  $R_{np}$  сильно зависит от концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках, в то время как при малых энергиях активации  $R_{np}$  изменяется только в области малых концентраций, а при больших концентрациях остается постоянной.

Энергии активации, определенные из экспериментов по  $R_{np} = f(U)$  при  $T = 155 K$  (рис. 4) в области напряжений  $U = 1.4–2.6 V$  для структур InGaN/SiC с модулированным легированием и ОКЯ, составляют  $E_a = 0.02 eV$  ( $E_4$ ),  $0.26 eV$  ( $E_1$ ),  $0.33 eV$  ( $E_2$ ),  $0.37 eV$  ( $E_3$ ).

По дифференциальному коэффициенту  $\beta = f(U)$  при  $T = 248 K$  (где  $\beta$  не принимает значений  $> 2$ ) проявляются уровни с энергией

$$E_a = E_g - qU_{\max} + kT \ln \left( \frac{wN}{c_p N_v} \right), \quad (16)$$

$E_a = 0.08, 0.024, 0.31, 0.37 eV$ . По зависимости подвижности от напряжения  $\mu = f(U)$  при  $U = 2.7 V$  и комнатной температуре найдено:  $E_a = 0.08, 0.274, 0.365 eV$ . Из температурных зависимостей туннельного тока по относительному отклонению тока от значений при 145 K получили значения  $E_a = 0.02, 0.27, 0.36 eV$ .

Во всех случаях  $E_a$  растет с ростом температуры, кроме уровня  $E_4$ , для которого энергия активации уменьшается. Это происходит из-за уменьшения ширины запрещенной зоны  $E_g$  с ростом температуры. Коэффициенты захвата  $c_{n,p}$ , вычисленные по  $R_{np}$ , уменьшаются с ростом температуры, кроме уровня  $E_3$ , для которого наблюдается рост  $c_{n,p} = f(T)$ .

Для понимания температурных зависимостей процессов туннельной рекомбинации надо знать поведение

коэффициентов захвата и вероятности туннелирования, которая растет с увеличением температуры и имеет особенности в виде двух горбов. Электрон-фононное взаимодействие приводит к сильным температурным зависимостям  $c_{n,p} = f(T)$ . Это обусловлено спецификой механизмов передачи энергии решетке при многофононном переходе. С классической точки зрения для захвата на центр электрон должен преодолеть барьер, что приводит к определенной температурной зависимости с соответствующей энергией активации. При низкой температуре более вероятен процесс туннелирования, поэтому переход происходит при меньших энергиях активации. Электрон-фононное взаимодействие оказывает влияние на вероятность туннельной рекомбинации в области высоких температур. При низких температурах хорошо выполняется закон Мотта.

## 5. Заключение

В ходе проведенной работы предложены два способа определения параметров уровней (энергий и коэффициентов захвата электронов и дырок), участвующих в формировании рекомбинационного потока, по максимуму зависимости  $R_{np} = f(U)$ .

Коэффициенты захвата, рассчитанные этими способами, имеют величины одного порядка (таблица), различие значений объясняется различными приближениями, которые использовались при получении выражений для коэффициентов захвата. Данные методы можно использовать только в определенной области температур, которая ограничена положительными значениями дискриминантов квадратных уравнений.

Проведен расчет параметров уровней для структур на основе GaN с ОКЯ и для структур InGaN/SiC с модулированным легированием и ОКЯ. Коэффициенты захвата как электронов, так и дырок для структуры на основе GaN с ОКЯ уменьшаются с ростом температуры (см. рис. 3). Определены энергии уровней  $E_1, E_2, E_3, E_4$  в структуре InGaN/SiC с модулированным легированием и ОКЯ. Во всех случаях  $E_a$  растет с ростом температуры, кроме уровня  $E_4$ , для которого уменьшается. Коэффициенты захвата  $c_{n,p}$ , вычисленные по  $R_{np}$ , уменьшаются с ростом температуры, кроме уровня  $E_3$ , для которого наблюдается рост  $c_{n,p} = f(T)$ , что может быть связано с электрон-фононным взаимодействием.

## Список литературы

- [1] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. Завод. лаб., № 7, 25 (1997).
- [2] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.И. Сомов, А.В. Лакалин. ФТП, **31** (9), 1146 (1997).
- [3] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. ФТП, **32** (10), 1193 (1998).

- [4] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. ЖЭТФ, **118** (11), 1222 (2000).  
[5] Н.С. Грушко, А.В. Лакалин, Д.А. Андреев. В сб.: *Критические технологии и фундаментальные проблемы физики конденсированных сред* (УлГУ, Ульяновск, 2001) с. 73.

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **A tunnel recombination process in spatially heterogeneous structures**

*M.S. Grushko, E.A. Loginova, L.N. Potanakhina*

Ul'yanovsk State University,  
432970 Ul'yanovsk, Russia