

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИГНАЛА ИНДУЦИРОВАННОГО ТОКА

Конников С. Г., Поссе В. А., Соловьев В. А.,
Уманский В. Е., Чистяков В. М.

Построена адекватная математическая модель формирования сигнала индуцированного тока в микронных и субмикронных полупроводниковых слоях при сканировании плоскости скола электронным пучком произвольной энергии. Показана возможность определения в таких слоях методом математического моделирования значений диффузионных длин, сравнимых с толщиной слоя, а также скоростей поверхностной и интерфейсной рекомбинации. Установлены предельные возможности метода при измерении диффузионной длины. Метод использован для определения электрофизических параметров гетероструктур GaAs—GaAlAs.

Для измерения электрофизических параметров полупроводниковых структур в растровой электронной микроскопии широко применяется метод тока, индуцированного электронным зондом (ТИЭЗ). Как правило, используется геометрия эксперимента, при которой сфокусированный электронный пучок сканирует плоскость скола, перпендикулярного p — n -переходу (либо барьеру Шоттки) [1, 2]. Однако традиционная методика измерения длины диффузии неосновных носителей заряда (ННЗ) L_d по спаду кривой ТИЭЗ [3] применима только для эпитаксиальных слоев, толщина которых $d > 3 L_d$ [1], и при этом размеры области генерации носителей должны быть существенно меньше d . Для определения длины диффузии и скоростей поверхностной (S_s) и интерфейсной (S_i) рекомбинации ННЗ в эпитаксиальных слоях, когда $L_d \approx d$, был предложен метод математического моделирования [1, 4, 5]. Однако применение этого метода в микронных и субмикронных слоях, толщина которых сравнима с размерами области генерации, стало возможным лишь после того, как была определена точная функция генерации носителей в полупроводниках $A^{III}B^V$ [6].

Целью настоящей работы было построение адекватной теоретической модели формирования сигнала индуцированного тока в полупроводниковых структурах с толщинами эпитаксиальных слоев порядка L_d в широком диапазоне значений скоростей рекомбинации на границах. Экспериментальная проверка модели осуществлялась при исследовании гетероструктур GaAs—GaAlAs.

Рассмотрим полупроводниковый слой толщиной d , ограниченный плоскостью скола при $z=0$ со скоростью рекомбинации на ней S_s и двумя параллельными плоскостями: краем области пространственного заряда (ОПЗ) при $x=0$ и границей при $x=d$, скорость рекомбинации на которой S_i (рис. 1). Величина S_i определяется физическими условиями на этой границе: $S_i=0$ для гетерограницы с идеальным потенциальным барьером; $S_i=\infty$ для гетерограницы с потенциальной ямой (переход от широкозонного материала к узкозонному) или в случае, когда слой ограничен омическим контактом; кроме того, возможно любое промежуточное значение, в частности $S_i=D/L_d$ эквивалентно отсутствию границы (D — коэффициент диффузии ННЗ). При облучении полупроводника пучком электронов с энергией E_0 происходит генерация неравновесных носителей заряда, пространственное распределение которых определяется функцией генерации $g(x, y, z; x_0)$, где x_0 — координата места падения пучка на образец.

Очевидно, что регистрируемый в стационарных условиях сигнал ГИЭЗ будет суммой дрейфового тока I_w , обусловленного разделением неравновесных носителей, возбужденных непосредственно в ОПЗ, и диффузионного тока I_d , который создают носители, возбужденные в квазинейтральном материале. В большинстве реальных ситуаций можно p - n -переход считать узким и пренебречь объемной и поверхностной рекомбинацией в ОПЗ, тогда для дрейфового тока получим

$$\frac{I_w(x_0)}{e} = \int_0^{\infty} \int_{-W}^0 f(x, z; x_0) dx dz, \quad (1)$$

где $f(x, z; x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z; x_0) dy$, W — толщина ОПЗ.

Рассмотрим вклад в сигнал индуцированного тока носителей заряда, возбужденных в квазинейтральной области ($0 < x < d$). Будем считать движение носителей вдоль оси x чисто диффузионным, пренебрегая толщиной области объемного заряда на границе $x=d$ по сравнению с толщиной исследуемого слоя. Тогда распределение концентрации возбужденных ННЗ (дырок в полупроводнике n -типа) $\Delta p(x, y, z)$ будет удовлетворять уравнению диффузии с соответствующими гра-

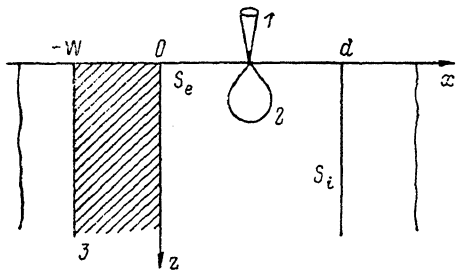


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — электронный зонд, 2 — область генерации, 3 — ОПЗ.

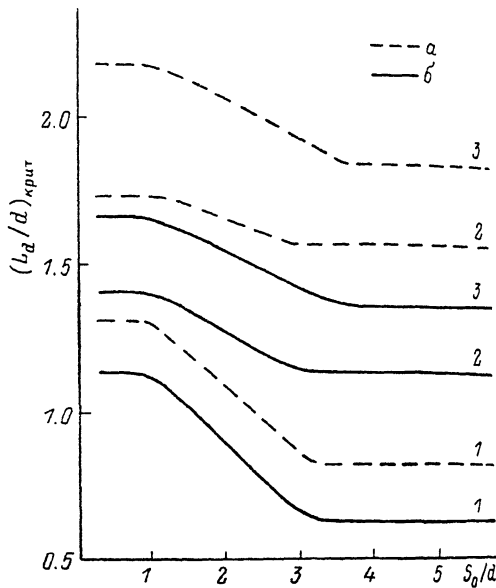


Рис. 2. Зависимости $(L_d/d)_{\text{крит}}$ от s_0/d для $\varepsilon=20\%$.

$\varepsilon_T, \%$: а — 3, б — 5. S_i : 1 — ∞ ; 2, 3 — 0. S_e : 1, 2 — ∞ ; 3 — 0.

ничными условиями (см., например, формулы (A1)—(A2) в [4]). В результате решения этой задачи для диффузионного тока можно получить

$$\begin{aligned} \frac{I_d(x_0)}{e} = & \frac{1}{1 + S_i + (1 - S_i)e^{-2\alpha d}} \int_0^d \int_0^{\infty} e^{-\alpha x} [1 + S_i + (1 - S_i)e^{-2\alpha(d-x)}] \times \\ & \times f(x, z; x_0) dz dx - S_e \sum_{k=1}^{\infty} \frac{d}{N_k^2} \frac{\gamma_k^2}{\gamma_k^2 + (ad)^2} \frac{1}{S_e + \frac{1}{ad} \sqrt{\gamma_k^2 + (ad)^2}} \times \\ & \times \int_0^d \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{z}{d} \sqrt{\gamma_k^2 + (ad)^2}\right] f(x, z; x_0) \sin\left(\gamma_k \frac{x}{d}\right) dz dx. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\alpha = 1/L_d$, γ_k — собственные числа, определяемые уравнением $\text{tg } \gamma_k = -\gamma_k/adS_i$; $N_k^2 = \frac{d}{2} \left[1 + \frac{adS_i}{\gamma_k^2 + (adS_i)^2} \right]$; S_i и S_e — приведенные скорости рекомбинации: $\bar{S}_i = S_i L_d/D$; $\bar{S}_e = S_e L_d/D$.

В выражениях (1) и (2) была использована реальная функция генерации, описанная нами ранее в [6] для полупроводников АШВ^v:

$$g(x, y, z; x_0) = ae^{-(p\xi - q)^2} \left\{ \frac{\lambda}{2\pi\sigma(\xi)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2(\xi)}\right] + \frac{1 - \lambda}{2\pi\sigma_G} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_G^2}\right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\xi = z/s_0$; a , p , q , λ — численные коэффициенты, а дисперсии σ_G и $\sigma(\xi)$ зависят от энергии зонда, s_0 — длина полного пробега электронов по Бете [7].

На основании выражений (1)–(3) было проведено численное моделирование сигнала ТИЭЗ в структурах с микронными и субмикронными слоями полупроводников АШВ^v.

Соответствующие параметрические исследования на этой модели позволяют определить область значений того или иного параметра, в которой он может быть

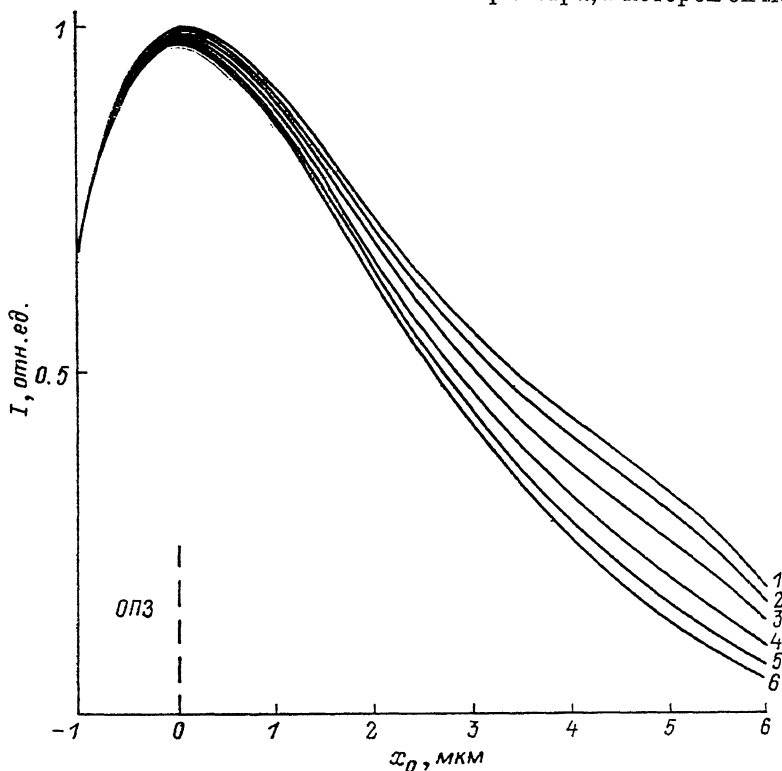


Рис. 3. Теоретические координатные зависимости сигнала ТИЭЗ при $E_0 = 30$ кэВ в слое с параметрами $L_d = d = 6$ мкм, $S_e = 6$, $W = 1$ мкм.

S_i : 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 1, 4 — 3, 5 — 10, 6 — ∞ .

измерен с заданной точностью ε . Наибольший интерес представляет критическое значение отношения диффузионной длины к толщине слоя $(L_d/d)_{\text{крит}} = C$, такое, что значения $L_d \leq dC$ могут быть определены с точностью не хуже ε .

На рис. 2 представлены результаты определения величины $(L_d/d)_{\text{крит}}$ при измерении L_d с точностью 20% в трех различных физических ситуациях: 1) $S_i = \infty$, $S_e = \infty$; 2) $S_i = 0$, $S_e = \infty$; 3) $S_i = 0$, $S_e = 0$. Исследования проводились в широком диапазоне значений d и энергии пучка. Результаты представлены в виде усредненных зависимостей $(L_d/d)_{\text{крит}}$ от отношения размеров области генерации и толщины слоя, выраженного параметром s_0/d . Очевидно, что воспроизводимость определения L_d методом математического моделирования зависит от точности измерения величины сигнала ТИЭЗ в растровом электронном микроскопе (РЭМ) ε_T . Кривые на рис. 2 построены для нескольких значений ε_T .

Наибольший интерес представляет случай ($S_e = \infty$, $S_i = 0$), который соответствует узкозонному слою, ограниченному широкозонным эмиттером с потенциальным барьером на границе. Такие гетероэпитаксиальные слои являются

рабочими слоями многих полупроводниковых приборов. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в подобных гетероструктурах возможно измерение с точностью не хуже 20 % значений L_d , существенно превышающих d (вплоть до $1.8 d$), что значительно расширяет диапазон измерения L_d , принятый в литературе [8]. Анализ результатов параметрических исследований позволяет определить оптимальное значение ускоряющего напряжения, при котором можно использовать наименьший ток электронного зонда без потери точности измерения L_d . Как следует из рис. 2, такая энергия соответствует значению $s_0 \approx d$.

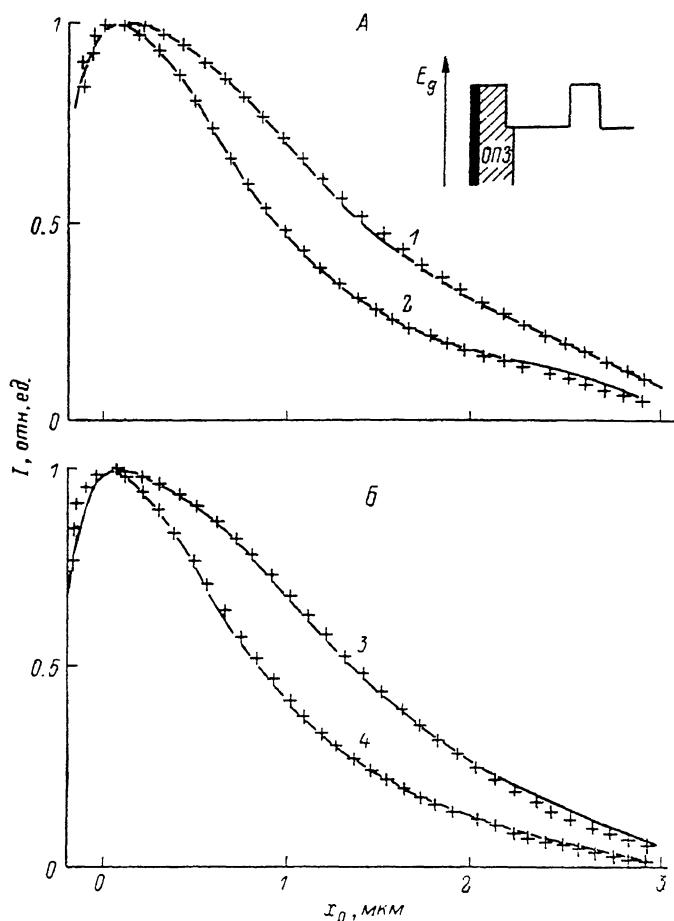


Рис. 4. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) зависимости $I(x_0)$ в двух гетерозипитаксиальных структурах GaAs—Ga_{0.6}Al_{0.4}As.

E_0 , кВ: 1, 3 — 20; 2, 4 — 15.

Метод математического моделирования позволяет также оценивать величину скорости интерфейсной рекомбинации. На рис. 3 изображены теоретические кривые сигнала ТИЭЗ при различных значениях \bar{S}_i . Как показали параметрические исследования, по форме кривой ТИЭЗ возможно определение значения \bar{S}_i с точностью не хуже 20 % в диапазоне $0 \leq \bar{S}_i \leq 10$.

Для экспериментальной проверки предложенной математической модели исследовались гетероструктуры GaAs—GaAlAs, выращенные методом жидкофазной эпитаксии. Измерения координатных зависимостей сигнала ТИЭЗ проводились в РЭМ JSM-50A при ускоряющих напряжениях $10 \leq U_0 \leq 20$ кВ. На рис. 4 приведены результаты определения электрофизических параметров ННЗ в узкозонных слоях n -GaAs ($N_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), в которых для регистрации ТИЭЗ на поверхности был сформирован контакт Шоттки. Представлены экспериментальные зависимости $I(x_0)$ и теоретические кривые, наилучшим образом

совпадающие с экспериментальными. Для уточнения и проверки измеряемых величин (L_d , \bar{S}_i) эксперимент и моделирование проводились при нескольких значениях энергии зонда. Характеристики этих структур и значения измеренных электрофизических параметров сведены в таблицу. Отсутствие потенциального барьера на гетерогранице в образце *Б* связано, очевидно, с высокой плотностью дефектов вблизи гетероперехода.

Образец	d , мкм	W , мкм	L_d , мкм	\bar{S}_i
<i>А</i>	2.9	0.18	1.5 ± 0.1	~ 0
<i>Б</i>	2.9	0.17	2.8 ± 0.1	≥ 12

В двойных гетероструктурах с практически идеальными барьерами на границах нами был предложен способ измерения L_d при сканировании по поверхности [9]. В образце *А* с низкой скоростью интерфейсной рекомбинации измеренное таким способом значение L_d составило 1.57 ± 0.05 мкм, т. е. результаты измерений двумя методами совпадают в пределах погрешности. Верность предложенной модели подтверждается также практически идеальным совпадением экспериментальных и теоретических зависимостей $I(x_0)$.

Следует отметить, что изменение значений разных электрофизических параметров оказывает влияние на различные участки кривой ТИЭЗ. Это позволяет точно определять несколько параметров одновременно, когда их значения лежат в границах определяемости.

Таким образом, в настоящей работе построена математическая модель формирования сигнала ТИЭЗ при сканировании электронным пучком плоскости скола с учетом реальной функции генерации. Впервые осуществлено точное моделирование сигнала индуцированного тока в микронных и субмикронных полупроводниковых слоях при произвольной энергии пучка. Экспериментально и теоретически доказана возможность определения в таких слоях методом математического моделирования значений диффузионных длин, сравнимых с толщиной слоя, а также скорости интерфейсной рекомбинации. Так, в узкозонных слоях с потенциальным барьером на гетерогранице возможно измерение с точностью не хуже 20 % значений L_d , существенно превышающих d_i (вплоть до $1.8d$). Предложенный метод может быть использован для определения электрофизических параметров полупроводниковых структур, в которых известные методы измерений неприменимы.

Список литературы

- [1] Luke K. L., Von Roos O., Cheng L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 6. P. 1978—1984.
- [2] Axancatsu B., Henoc J., Henoc P. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 12. P. 7245—7250.
- [3] Miyazaki E., Miyaji K. // Japan. J. Appl. Phys. 1963. V. 2. N 1. P. 129—130.
- [4] Von Roos O., Luke K. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 7. P. 3938—3942.
- [5] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Хусаинов А. А., Чистяков В. М., Ясневич И. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1648—1653.
- [6] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2028—2032.
- [7] Bethe H. A. // Ann. Phys. (Leipzig). 1930. V. 5. P. 325.
- [8] Von Roos O. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 8. P. 1063—1077.
- [9] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 2. С. 190—191.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 19.06.1989
Принята к печати 28.09.1989