

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВЫМИ МЕТОДАМИ

Буянов А. В.,
Пека Г. П., Ткаченко В. Н., Токалин О. А.

Для плавных гетероструктур с $p-n$ -переходом, включающих область твердого раствора переменного состава, проведен расчет координатной зависимости наведенного тока при сканирующем возбуждении электронным зондом, характеристики возбуждения катодолюминесценции в трехмерном случае с учетом встроенного квазиэлектрического поля при различных аппроксимациях функции генерации (δ -функция, гауссиана). Рассмотрена модель, в которой ширина запрещенной зоны E_g линейно изменяется с координатой, а направление возбуждения перпендикулярно градиенту E_g . Получены аналитические выражения, позволяющие из сравнения с экспериментом определить следующие рекомбинационные параметры: эффективные диффузионно-дрейфовые длины, скорость поверхностной рекомбинации.

Предложенные методы экспериментально апробированы на гетероструктурах $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0.35$) с переменным по координате составом, для которых определены все указанные параметры в различных областях гетероструктур, включая переходные области.

Использование гетероструктур в электронике стимулирует развитие методов их исследования. Для структур с переменным составом хорошо зарекомендовали себя фото- [1-4] и катодолюминесцентные методы [5,6] с использованием косых наклонных шлифов [7]. В то же время в случае резких гетероструктур часто используется зондирование лучом растрового электронного микроскопа (РЭМ) по сколу [8], что не требует приготовления косых шлифов. Наличие в градиентных структурах встроенного квазиэлектрического поля не позволяет непосредственно использовать такие методики, как метод наведенного тока (НТ) и катодолюминесценции (КЛ) при зондировании по сколу, параллельному градиенту состава, поэтому целью настоящей работы являлось развитие этих методов на основе теоретического и экспериментального исследования НТ и КЛ в градиентных гетероструктурах с выпрямляющим контактом.

Для выяснения особенностей НТ и КЛ в данной геометрии рассмотрим трехмерную модель слоя с резким $p-n$ -переходом, линейным изменением ширины запрещенной зоны и постоянными по толщине рекомбинационными параметрами (рис. 1, а). Сигналы НТ (i) и КЛ (J) определяются неравновесными носителями заряда (ННЗ). В частности, для n -слоя

$$i_n = - \int dV \delta(x) j_x = e D_p \int dV \delta(x) \left(\frac{\partial}{\partial x} + 2a \right) \Delta p, \quad (1)$$

$$J_n = c \eta_i \int dV \frac{\Delta p}{\tau_p} e^{-\alpha x}, \quad (2)$$

где интегрирование проводится по всей n -области, $dV = dx dy dz$ — элемент объема, j_x — x -компонента плотности тока ННЗ через переход, D_p — коэффициент диффузии и τ_p — время жизни ННЗ, $2a = |\Delta E_g| / kT$ — градиент ширины запрещенной зоны в единицах тепловой энергии kT , η_i — внутренний квантовый выход люминесценции, α — эффективный коэффициент поглощения рекомбинационного излучения, $\delta(x)$ — дельта-функция.

Концентрация ННЗ Δp определяется из уравнения непрерывности, которое при низком уровне возбуждения и стационарных условиях имеет вид

$$g - \frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2a \frac{\partial}{\partial x} \right) \Delta p = 0, \quad (3)$$

где g — скорость генерации ННЗ. Граничные условия на p - n -переходе и зондируемой поверхности

$$\Delta p|_{x=0} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Delta p|_{z=0} = s \Delta p|_{z=0},$$

где $s = S/D_p$ — приведенная скорость поверхностной рекомбинации ННЗ. Для p -слоя НТ и КЛ определяются аналогично с точностью до знаков при j_x и $2a$.

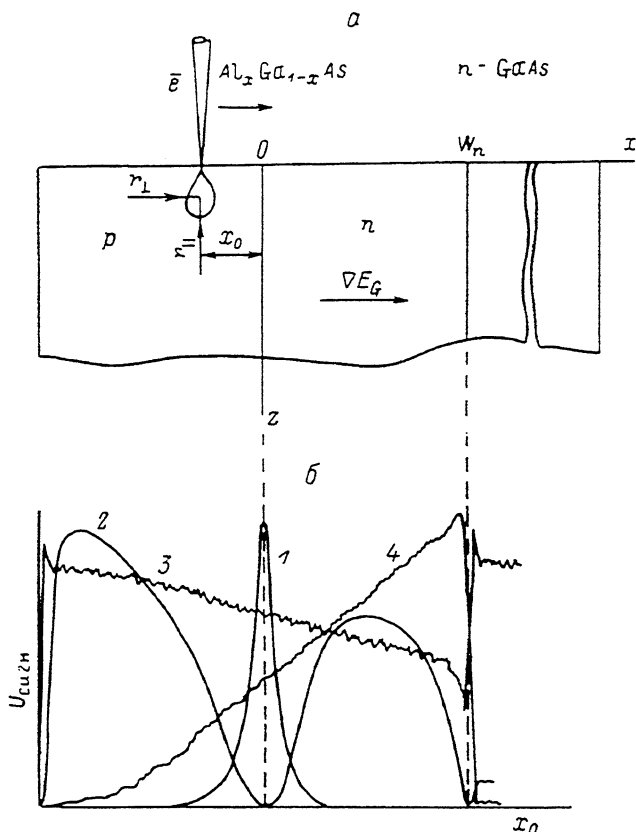


Рис. 1. Геометрия опыта (а) и регистрируемые сигналы (б).

1 — наведенный ток, 2 — интегральная катодолуминесценция, 3 — отраженные электроны, 4 — характеристическое рентгеновское излучение AlK_x .

При помощи преобразований

$$\int_{-\infty}^{\infty} dy \Delta p = u(x, z) e^{-ax}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} dy g = G(x, z) \quad (5)$$

уравнение (3) сводится к двумерному случаю

$$G \tau_p e^{ax} + L_p^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} - l_p^{-2} \right) u = 0 \quad (6)$$

с теми же граничными условиями для u , что и (4). Здесь $l_p^{-2} = L_p^{-2} + a^2$, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — диффузионная длина дырок.

Дополняя u в область $x < 0$ нечетным образом, используя преобразование Фурье по координате x

$$\tilde{u}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dx u e^{-i\omega x} = -2i \int_0^{\infty} dx u \sin \omega x, \quad (7)$$

преобразование Лапласа по координате z

$$\tilde{U} = \int_0^{\infty} dz \tilde{u} e^{-\kappa z} \quad (8)$$

и устраняя особенность решения при $\kappa = \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}}$, получим

$$\tilde{U} = 2i \frac{\tau_p}{L_p^2} \frac{Q(\omega, \kappa) - \frac{s+\kappa}{s + \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}}} Q(\omega, \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}})}{\kappa^2 - (\omega^2 + l_p^{-2})}, \quad (9)$$

откуда с учетом (1), (2) и обратного преобразования Фурье следует

$$i_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{d\omega^2}{\omega^2 + l_p^2} \left\{ Q(\omega, 0) - \frac{s}{s + \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}}} Q(\omega, \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}}) \right\}, \quad (10)$$

$$J_n = \frac{c\eta_i}{\pi L_p^2} \int_0^{\infty} \frac{d\omega^2}{\omega^2 + a^2} \frac{Q(\omega, a) - \frac{s+a}{s + \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}}} Q(\omega, \sqrt{\omega^2 + l_p^{-2}})}{\omega^2 + l_p^{-2} - a^2}, \quad (11)$$

где

$$Q(\omega, \kappa) = \int_0^{\infty} dx dz G e^{a\kappa - \kappa z} \sin \omega x. \quad (12)$$

Подставляя в (10)–(12) функцию генерации g , можно найти зависимость НТ и КЛ от расстояния места зондирования до p - n -перехода и глубины проникновения электронов луча РЭМ.

Наиболее простой вид выражения (10), (11) принимают в приближении «точечного» возбуждения, когда g можно аппроксимировать дельта-функцией $g = i_e \delta(x - x_0) \delta(y) \delta(z - z_0)$. При этом

$$i_n = i_e e^{-\frac{x_0}{l_p^+}} \left\{ 1 - \frac{sl_p}{\pi} e^{\frac{x_0}{l_p}} \int_0^{\infty} \frac{d\omega^2 \sin \omega \frac{x_0}{l_p}}{(\omega^2 + 1)(sl_p + \sqrt{\omega^2 + 1})} e^{-\frac{z_0}{l_p} \sqrt{\omega^2 + 1}} \right\}, \quad (13)$$

$$J_n = \frac{c\eta_i i_e}{1 - (aL_p)^2} \left\{ \left(1 - e^{-\frac{x_0}{l_p} \sqrt{1 - (aL_p)^2 + ax_0}} \right) e^{-ax_0} - \frac{s+a}{\pi} l_p e^{ax_0} \int_0^{\infty} \frac{d\omega^2 \sin \omega \frac{x_0}{l_p}}{sl_p + \sqrt{\omega^2 + 1}} \left(\frac{1}{\omega^2 + a^2 l_p^2} - \frac{1}{\omega^2 + 1 - a^2 l_p^2} \right) e^{-\frac{z_0}{l_p} \sqrt{\omega^2 + 1}} \right\}, \quad (14)$$

где первый член соответствует случаю $s=0$, а второй отражает влияние поверхностной рекомбинации и выражается через функцию Макдональда от аргумента $\sqrt{(x_0/l_p)^2 + (z_0/l_p)^2}$, быстро спадающую при увеличении как x_0 , так и z_0 , т. е. расстояния до p - n -перехода или глубины зондирования. Логарифмический наклон зависимости НТ от x_0 можно представить в виде

$$\frac{\partial \ln i_n}{\partial x_0} = -\frac{1}{l_p^+} \left[1 + \frac{l_p^+}{1 - F(sl_p, x_0, z_0)} \frac{\partial}{\partial x_0} F(sl_p, x_0, z_0) \right], \quad (15)$$

где $l_p^+ = (l_p^{-1} - a)^{-1}$ — диффузионно-дрейфовая длина переноса дырок в ускоряющем квазиэлектрическом поле, $F(sl_p, x_0, z_0)$ — убывающая с ростом x_0 или

z_0 функция. Выражение (15) показывает, что на экспоненциальном участке зависимости $i_n(x_0)$ ее логарифмический наклон позволяет определять l_p^+ . Аналогично в p -области можно находить l_p^- — диффузионно-дрейфовую длину переноса электронов в тормозящем квазиэлектрическом поле.

Зависимость $J_n(x_0)$ имеет возрастающий характер и в области, где НТ мал, достигает насыщения:

$$J_n(z_0) = \frac{c\eta_i}{1 - (\alpha L_p)^2} \int_0^\infty dx dz G \left(e^{-\alpha z} - \frac{\alpha + s}{1 + sL_p} L_p e^{-\frac{z}{l_p}} \right), \quad (16)$$

что может быть получено непосредственно интегрированием уравнения (3) при условии $j_x=0$. Зависимость J_n от глубины возбуждения, измеряемая при варьировании ускоряющего напряжения и при постоянной падающей мощности, — спектр возбуждения КЛ — позволяет находить L_p и S/D_p . Существенно, что при возбуждении и регистрации КЛ с широкозонной стороны слоя (с использованием косого шлифа) спектр возбуждения определяет l_p^- [6].

Реально возбуждение не является «точечным». С достаточной точностью g можно представить в виде [9, 10]

$$g = A \exp \left[-\frac{(z - z_0)^2}{r_z^2} - \frac{(y - y_0)^2 + (x - x_0)^2}{r_\perp^2} \right], \quad (17)$$

где x_0, y_0, z_0 — координаты максимума функции генерации ННЗ, r и r_\perp — характерные размеры области генерации (рис. 1, а), A — нормировочная константа. В широком диапазоне энергий электронов пучка $z_0/R \approx 0.3$, $r = (1/\sqrt{2})(1 - z_0/R)R \approx 0.5R$, где R — средняя длина пробега электронов, зависящая от их энергии: $R \sim U^{1.67}$. Из (13) и (15) с учетом (17) следует, что в области $x_0 > r_\perp^2/2l_p^+$ (без учета влияния S) наклон зависимости $\ln i_n(x_0)$ практически постоянный, т. е. нелокальностью возбуждения можно пренебречь. Из (16) и (17) следует, что в области насыщения $J_n(x_0)$ относительное изменение интенсивности КЛ с ростом z_0 [11]

$$\begin{aligned} \frac{J_n(z_0)}{J_n(\infty)} &= \frac{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{r_z} - \frac{1}{2} \alpha r_\perp\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{r_z}\right)} \exp \left[-\alpha z_0 + \left(\frac{\alpha r_\perp}{2}\right)^2 \right] - \\ &- \frac{\alpha + s}{1 + sL_p} L_p \frac{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{r_z} - \frac{1}{2} \frac{r_\perp}{L_p}\right)}{1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z_0}{r_z}\right)} \exp \left[-\frac{z_0}{L_p} + \left(\frac{r_\perp}{2L_p}\right)^2 \right], \end{aligned} \quad (18)$$

причем при малых z эта зависимость линейна:

$$\frac{J_n(z_0)}{J_n(\infty)} = \frac{1 - \alpha L_p}{1 + sL_p} \left\{ 1 + sL_p \left[1 + \frac{r_\perp}{z, \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{r_z^2}\right) \right] \frac{z_0}{L_p} \right\}. \quad (19)$$

Таким образом, совместное использование режимов НТ и КЛ РЭМ позволяет находить объемные и поверхностные рекомбинационные параметры.

Экспериментально исследованы p - n -структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$ переменного состава, выращенные методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава, легированного кремнием, на n -GaAs-подложках, ориентированных в плоскости (100). Использован микроскоп РЭМ-100У. Измерения проводились в режимах НТ, КЛ, рентгеновского микроанализа, вторичных и отраженных электронов (рис. 1, б). Толщины областей структур определялись в режиме ОЭ с наложением сигнала НТ (кривые 1, 3), содержание алюминия, которое было максимальным на границе слой-подложка, определялось по интенсивности характеристического излучения AlK_α (кривая 4), величина ширины запрещенной зоны — по формуле $E_G = 1.424 + 1.247x$ [12].

По зависимостям $i_n(x_0)$ и $J_n(x_0)$ (кривая 2) в области $x_0 \sim 3l_p^+$, где НТ мал, были построены спектры возбуждения КЛ (рис. 2) для различных структур, из которых видно, что при малых энергиях и длинах пробега электронов R эти характеристики линейны, что согласуется с теоретическими результатами. С ростом R влияние поверхностной рекомбинации ННЗ на КЛ уменьшается —

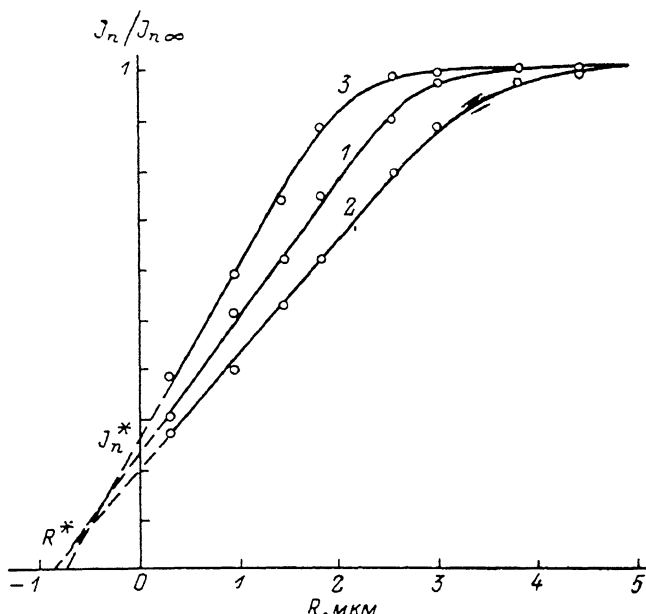


Рис. 2. Спектры возбуждения катодолюминесценции для различных структур. 1—3 соответствуют номерам образцов в таблице.

кривые выходят на насыщение. Пренебрегая поглощением рекомбинационного излучения, что справедливо для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$, где $\alpha L \ll 1$, с учетом (19) при $z_0/R=0.3$ и $r_1=0.5R$ по величинам отсечки R^* и J_n^* на осях абсцисс и ординат при экстраполяции линейного участка спектра возбуждения (рис. 2) определяли значения диффузионных длин L_p и приведенных скоростей поверхностной рекомбинации ННЗ s :

$$L_p = 0.43R^* \frac{J_n^* - 1}{J_n^*}, \quad (20)$$

$$s = -(0.43R^*)^{-1}.$$

Полученные значения представлены в таблице. С использованием спектров возбуждения КЛ определены значения ускоряющего напряжения, при которых влиянием поверхностной рекомбинации ННЗ на НТ можно пренебречь, что соответствует насыщению спектров возбуждения КЛ. В этом случае, согласно теоретическим результатам, зависимости i_n/i_n^{max} от x_0 экспоненциальны (рис. 3), их логарифмический наклон определяет диффузионно-дрейфовые длины переноса дырок в ускоряющем квазиэлектрическом поле l_p^+ . С учетом $|\nabla E_G|$, определенных из кривых, полученных в режиме рентгеновского микроанализа (рис. 1), по экспериментальным значениям l_p^+ рассчитаны значения L_p , которые также приведены в таблице. Сравнение L_p , полученных из независимых измерений НТ и КЛ, показывает хорошее совпадение результатов. Характер экспериментальных зависимостей НТ и КЛ соответствует теоретическим результатам — изменению наклона $\ln i_n(x_0)$ вблизи p - n -перехода, обусловленному влиянием

№ образца	$ \nabla E_G $, эВ/см	Метод КЛ		Метод НТ	
		L_p , мкм	S/DP , мкм ⁻¹	l_p^+ , мкм	L_p , мкм
1	150	1.60	3.07	2.32	1.51
2	140	1.75	2.56	3.07	1.84
3	0	1.27	2.67	1.19	1.19
4	480	0.60	3.85	0.75	0.56
5	100	2.35	3.17	3.92	2.47

поверхностной рекомбинации и нелокальности возбуждения (рис. 3), в частности спрямлению кривых $\ln i_n(x_0)$ при увеличении ускоряющего напряжения (см. вставку на рис. 3). Оценки указанных областей соответствуют полученным данным. Полученные теоретические и экспериментальные результаты и их хорошее качественное и количественное согласие свидетельствуют о возможности использования развитых в настоящей работе методов для определения

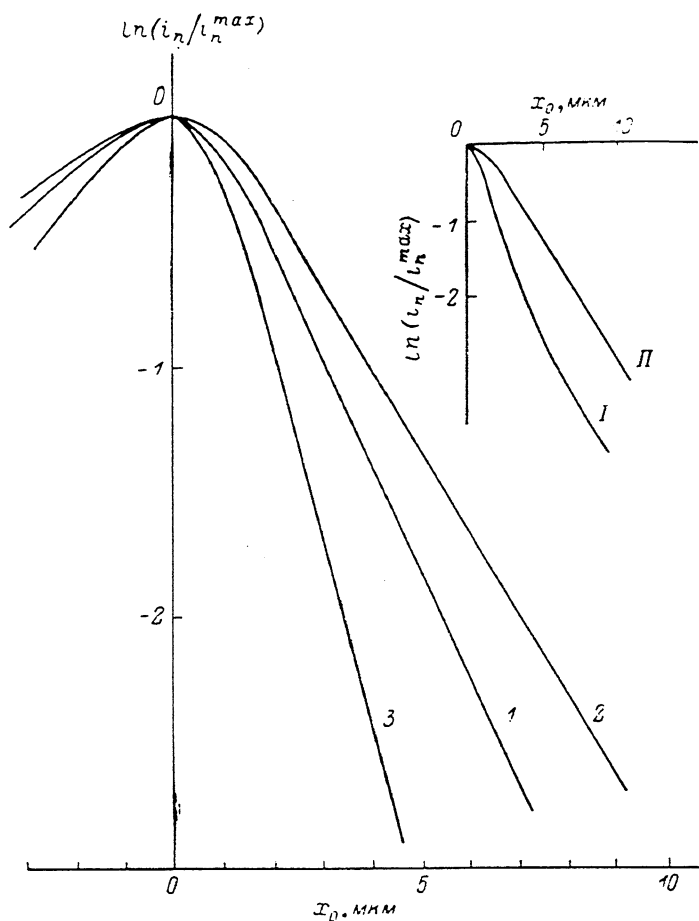


Рис. 3. Координатные зависимости наведенного тока для различных структур.

1—3 соответствуют номерам образцов в таблице. На вставке — ИТ образца 2 при энергиях электронного зонда 15 (I) и 30 кэВ (II).

параметров градиентных слоев многослойных структур, твердых полупроводниковых растворов переменного состава и приборов на их основе.

В заключение авторы выражают признательность С. Г. Конникову и В. Е. Уманскому за практическую помощь в реализации методов количественной растровой электронной микроскопии.

Приложение

В (13), (14) входят интегралы вида

$$\Phi\left(\frac{x}{l}, \frac{z}{l}\right) = sl \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \sin \omega \frac{x}{l} \left(\frac{\omega}{\omega^2 + \beta^2} \right) \left(\frac{\exp\left(-\frac{z}{l} \sqrt{\omega^2 + 1}\right)}{sl + \sqrt{\omega^2 + 1}} \right), \quad (\text{П. 1})$$

представляющие собой синус-преобразование Фурье произведения четной и нечетной функций ω , так что их произведение нечетно. Результат представляет свертку преобразований каждой из функций

$$\Phi = f_1\left(\frac{x}{l}\right) * f_2\left(\frac{x}{l}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi f_1(\xi) f_2\left(\frac{x}{l} - \xi\right), \quad (\text{II. 2})$$

причем

$$f_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \sin \omega \frac{x}{l} \frac{\omega}{\omega^2 + \beta^2} = \exp\left(-\left|\beta \frac{x}{l}\right|\right), \quad (\text{II. 3})$$

$$f_2 = sl \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \cos \omega \frac{x}{l} \frac{\exp\left(-\frac{z}{l} \sqrt{\omega^2 + 1}\right)}{sl + \sqrt{\omega^2 + 1}}. \quad (\text{II. 4})$$

Интеграл (II.4) вычисляется при $sl \ll 1$

$$f_{2_0} = sl K_0\left(\frac{\rho}{l}\right) \quad (\text{II. 5})$$

или, наоборот, при $sl \gg 1$

$$f_{2_{\infty}} = \frac{z}{\rho} K_1\left(\frac{\rho}{l}\right), \quad (\text{II. 6})$$

где K_0 и K_1 — функции Макдональда порядка 0 и 1 соответственно, $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ — расстояние от начала координат до области возбуждения. K_0 и K_1 падают с ростом аргумента быстрее экспоненты. При больших $\rho/l \gg 1$

$$K_0\left(\frac{\rho}{l}\right) \sim K_1\left(\frac{\rho}{l}\right) \sim \sqrt{\frac{\pi l}{2\rho}} \exp\left(-\frac{\rho}{l}\right). \quad (\text{II. 7})$$

Свертка функций в силу их четности и нечетности может быть представлена в виде

$$f_1 * f_2 = \int_0^{\infty} d\xi f_1(\xi) \left[f_2\left(\left|\frac{x}{l} - \xi\right|\right) - f_2\left(\left|\frac{x}{l} + \xi\right|\right) \right], \quad (\text{II. 8})$$

откуда видно, что $\Phi(x, z)$ уменьшается с ростом x или z быстрее, чем f_1 или f_2 . Поэтому второе слагаемое в формуле (15) падает с ростом x_0 или z_0 , причем характерная длина спада этого слагаемого в плоскости сканирования соответствует характерной длине l_p , что позволяет оценить область, где скорость поверхностной рекомбинации ННЗ не влияет на форму кривых $i_n(x_0)$ и $J_n(x_0)$.

Список литературы

- [1] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 4. С. 2084—2088.
- [2] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1350—1354.
- [3] Kovalenko V. F., Pecka G. P., Shepel L. G. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 65. N 2. P. 529—534.
- [4] Kovalenko V. F., Pecka G. P., Shepel L. G. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 66. N 2. P. 407—414.
- [5] Дряпко Н. К., Пека Г. П., Токалин О. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1087—1092.
- [6] Pecka G. P., Druyarko N. K., Tokalin O. A. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 87. N 1. P. 293—303.
- [7] Коваленко В. Ф. // Автометрия. 1980. Т. 6. С. 54—64.
- [8] Конников С. Г., Сидоров А. Ф. Электронно-зондовые методы исследования полупроводниковых материалов и приборов. М., 1978. 135 с.
- [9] Donolato C. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. N 11. P. 1077—1081.
- [10] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2023—2032.
- [11] Everhart T. E., Hoff P. H. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 6. P. 5837—5846.
- [12] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1986. V. 58. N 3. P. 1—29.

Получена 15.03.1989

Принята к печати 26.04.1989