

ПЕРЕНОС НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ ПОДВИЖНОСТИ ОТ СОСТАВА ТВЕРДОГО РАСТВОРА

Беднарский В. В., Верховодов М. П., Пека Г. П.

Проводится анализ зависимости эффективной длины переноса L_+ неравновесных носителей заряда (ННЗ) от величины градиента ширины запрещенной зоны $|\nabla E_g|$ в предположении экспоненциального изменения подвижности μ с изменением состава x твердого раствора. Представлена аналитическая зависимость, которая хорошо аппроксимирует распределение ННЗ, найденное из решения диффузионно-дрейфовой задачи. Показана возможность введения длин диффузионно-дрейфового смещения при наличии зависимости $\mu(x)$. Обнаружена немонотонная зависимость L_+ ($|\nabla E_g|$), приводящая к ограничению максимальных величин эффективных длин смещения, которые могут быть достигнуты в варизонных структурах. Сделаны оценки влияния композиционной зависимости времени жизни ННЗ на L_+ ($|\nabla E_g|$).

Для использования варизонных структур в фотоэлектрических и светоизлучающих приборах важным является увеличение эффективной длины переноса неравновесных носителей заряда (ННЗ) в результате их дрейфа во встроеном квазиэлектрическом поле \mathcal{E}^* [1], определяемом градиентом ширины запрещенной зоны E_g . В идеальной модели, предполагающей постоянство вдоль структуры подвижности μ и времени жизни ННЗ τ , увеличение $|\nabla E_g|$ обеспечивает увеличение эффективной длины переноса L_+ в ускоряющих встроенных полях. Такая модель описывает перенос ННЗ для некоторых твердых растворов в ограниченном интервале значений составов x . В общем случае имеет место экспериментально установленная [2, 3] зависимость величин μ и τ от состава твердого раствора. В варизонных структурах из таких материалов величины μ и τ зависят от координаты z вдоль направления изменения x . В этих условиях зависимость эффективной длины переноса L_+ от $|\nabla E_g|$ требует специального исследования. Кроме того, требует обоснования возможность применения к таким структурам обычных люминесцентных [1] методов определения эффективной длины смещения.

Целью настоящей работы является анализ этих вопросов применительно к варизонным структурам, в которых зависимость μ от состава в области $0 \leq x \leq x_c$ описывается соотношением [2]

$$\mu(x) = \mu_0 \exp(-\beta x).$$

Расчеты проводились для полупроводников n -типа. Рассматривались структуры, в которых $E_g(x) = A + Bx$, $E_g(z) = E_1 - |\nabla E_g| z$, $x(W) = 0$, $x(z) = x_1 - |\nabla E_g| z/B$, где $|\nabla E_g| = (E_1 - E(W))/W$, W — длина структуры.

Эффективные длины смещения в ускоряющем поле обычно определяются по низкоэнергетическому спаду спектра электролюминесценции или фотолюминесценции при возбуждении с широкозонной стороны. Для расчета $\Delta p(z)$, необходимого для описания спектров люминесценции, при низком уровне инжекции следует решить дифференциальную задачу

$$\frac{d^2 \Delta p}{dz^2} - \frac{G}{kT} (1 - \theta) \frac{d \Delta p}{dz} - \left(\frac{e}{kT \mu_{j_0}} \exp[\beta x(z)] + \theta \left(\frac{G}{kT} \right)^2 \right) \Delta p = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d \Delta p}{dz} \Big|_0 - \frac{G}{kT} \Delta p(0) = \frac{j_0}{e D_p(0)}, \quad \frac{d \Delta p}{dz} \Big|_W - \frac{G}{kT} \Delta p(W) = - \frac{v \Delta p(W)}{D_p(W)}.$$

Здесь j_0 — ток инжектируемых дырок, v — скорость поверхностной рекомбинации, $\theta = \beta k T / B$, $G = |\nabla E_g| + k T \nabla \ln(N_v(z))$, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне [координатная зависимость $N_v(z)$ обусловлена координатной зависимостью эффективной массы]. Отношение $|k T \nabla \ln N_v / \nabla E_g|$ составляет при $T = 300$ К для $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ 0.04 при $0 \leq x < 0.45$ и 0.008 при $0.45 < x \leq 1$, для $\text{InP}_x \text{As}_{1-x}$ 0.009 и только для узкощелевого твердого раствора $\text{InAs}_x \text{Sb}_{1-x}$ достигает 0.1. Приведенные оценки показывают, что в исследуемой нами задаче можно ограничиться приближением $G = |\nabla E_g|$.

С помощью замены переменных $y = Gz/kT$, $t = \exp(-y)$ дифференциальное уравнение (1) сводится к родственному уравнению Бесселя

$$t^2 \frac{d^2 \Delta p}{dt^2} + (2 - \theta) t \frac{d \Delta p}{dt} - (\lambda t^\theta + \theta) \Delta p = 0, \quad (2)$$

где

$$\lambda = \frac{e}{kT \mu_{j_0}} \exp(\beta x_1) \left(\frac{kT}{G} \right)^2.$$

Общим решением уравнения (2) является

$$\Delta p(y) = \exp\left(\frac{1 - \theta}{2} y\right) \left[C_1 I_m \left(\frac{2\sqrt{\lambda}}{\theta} \exp\left(-\frac{\theta y}{2}\right) \right) + C_2 K_m \left(\frac{2\sqrt{\lambda}}{\theta} \exp\left(-\frac{\theta y}{2}\right) \right) \right], \quad (3)$$

где $m = (1 + \theta)/\theta$, I_m и K_m — модифицированные функции Бесселя.

Преобразуем I_m и K_m к более удобному виду, воспользовавшись асимптотическим разложением [4],

$$\frac{1}{I_m} \frac{d I_m}{dy} = - \left(\left(\frac{1 + \theta}{2} \right)^2 + \lambda \exp(-\theta y) \right)^{0.5} \left(\frac{1 + P_1}{1 + P_2} \right),$$

$$\frac{1}{K_m} \frac{d K_m}{dy} = + \left(\left(\frac{1 + \theta}{2} \right)^2 + \lambda \exp(-\theta y) \right)^{0.5} \left(\frac{1 + P_3}{1 + P_4} \right), \quad (4)$$

где P_1, P_2, P_3, P_4 — суммы рядов Дебая [4]. Величина θ при $T = 300$ К составляет 0.05 для $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, 0.04 для $\text{InP}_x \text{As}_{1-x}$, 0.2 для $\text{InAs}_x \text{Sb}_{1-x}$ (для вычисления θ использовались данные работ [5, 6]), т. е. справедливо неравенство $0 \leq \theta \leq 1$. При этом указанные суммы удовлетворяют соотношению $|P_i| \ll 1$ ($i = 1, 2, 3, 4$).

Для I_m и K_m предлагаются следующие аппроксимирующие функции:

$$F_1 = \exp \left[- \left(\left(\frac{1 + \theta}{2} G \right)^2 + \lambda \left(\frac{G}{kT} \right)^2 \right)^{0.5} z \right],$$

$$F_2 = \exp \left[+ \left(\left(\frac{1 + \theta}{2} G \right)^2 + \lambda \left(\frac{G}{kT} \right)^2 \exp(-\beta x_1) \right)^{0.5} z \right]. \quad (5)$$

В области больших $|\nabla E_g|$ ($\lambda \ll 1$), а также малых $|\nabla E_g|$ для значений z , актуальных для определения L_{\pm} (где происходит основное изменение концентрации ННЗ), выбранные аппроксимирующие функции совпадают с I_m и K_m с точностью до малых слагаемых порядка θ .

Из (3) и (5) следует, что при $0 \leq \theta \leq 1$ распределение ННЗ имеет вид

$$\Delta p(z) = C_1 \exp\left(-\frac{z}{L_+}\right) + C_2 \exp\left(+\frac{z}{L_-}\right),$$

где

$$L_{\pm} = \left(\sqrt{\left(\frac{1 + \theta}{2kT} G \right)^2 + a_{\pm}} \pm \frac{1 + \theta}{2kT} G \right) / \left(a_{\pm} + \theta \left(\frac{G}{kT} \right)^2 \right), \quad (6)$$

$$a_+ = \left[\sqrt{\frac{kT\mu_0\tau}{e}} \exp\left(-\frac{\beta x_1}{2}\right) \right]^{-2}, \quad a_- = \left[\sqrt{\frac{kT\mu_0\tau}{e}} \right]^{-2},$$

C_1 и C_2 — константы, определяемые из граничных условий.

Таким образом, распределение НЗ при наличии композиционной зависимости $\mu(x)$ можно аппроксимировать по экспоненциальному закону, однако L_{\pm} отличаются от величин l_{\pm} , определенных в предположении постоянства μ . Это позволяет и в рассматриваемом случае определять эффективную длину смещения фотolumинесцентным методом.

На рис. 1 представлено сравнение зависимостей L_+ и L_- от величины $|\nabla E_g|$ рассчитанных по (6), и соответствующих зависимостей l_+ ($|\nabla E_g|$) и l_- ($|\nabla E_g|$), определенных по обычной формуле [1] $l_{\pm} = L_p [((GL_p/2kT)^2 + 1)^{0.5} \pm GL_p/2kT]$. Вычисления производились для модельной структуры $Al_xGa_{1-x}As$, в которой $x_1=0.3$. Величина $|\nabla E_g|$ изменялась за счет изменения длины структуры. Как видно из рис. 1, зависимость L_+ ($|\nabla E_g|$) в отличие от l_+ ($|\nabla E_g|$) немоно-

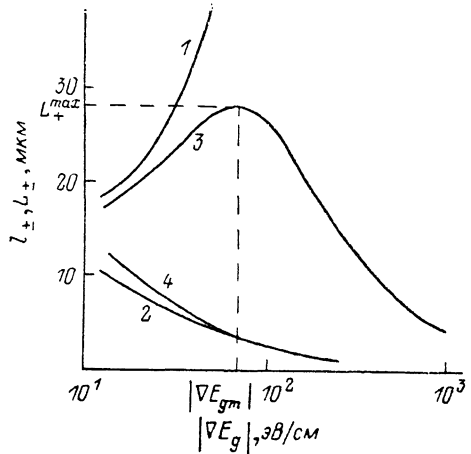


Рис. 1. Зависимость от градиента ширины запрещенной зоны длины переноса НЗ, определенных без учета (1, 2) и с учетом (3, 4) координатной зависимости подвижности.

1 — l_+ , 2 — l_- , 3 — L_+ , 4 — L_- . $T=300$ К, $L_p=13$ мкм, $a_+=(13 \text{ мкм})^{-2}$, $a_-=(20 \text{ мкм})^{-2}$.

тона. Анализ показывает, что при малых $|\nabla E_g|$, определяемых неравенством $|\nabla E_g| < |\nabla E_{gm}| = kT \sqrt{a} (1-\theta) / (\sqrt{\theta} (1-\theta))$, величины L_+ и l_+ различаются слабо. При больших $|\nabla E_g|$, когда справедливо обратное неравенство, ход зависимостей L_+ ($|\nabla E_g|$) и l_+ ($|\nabla E_g|$) различается качественно. Учет композиционной зависимости подвижности при $0 \leq \theta \ll 1$ приводит к ограничению максимальных величин эффективных длин смещения, которые могут быть достигнуты в варизонных структурах. При оптимальном значении $|\nabla E_{gm}|$ достигается максимальная величина L_+ , определяемая выражением $L_+^{\max} = (1+\theta) / (2\sqrt{\theta a})$. Например, для $Al_xGa_{1-x}As$ при $T=300$ К, $a_+=(5 \text{ мкм})^{-2}$, $\theta=0.05$ можно получить $|\nabla E_{gm}|=200$ эВ/см, $L_+^{\max}=12$ мкм вместо l_+ ($|\nabla E_{gm}|$)= 25 мкм. В тормозящих встроенных полях l_- и L_- , как видно из рис. 1, убывают и слабо различаются по величине. Проведенный анализ показывает, что наличие композиционной зависимости подвижности может существенно повлиять на характеристики приборов, в которых $|\nabla E_g| > |\nabla E_{gm}|$.

На рис. 2 представлено сравнение рассчитанных и экспериментально измеренных [7] зависимостей L_+ ($|\nabla E_g|$). Как видно из рис. 2, рассчитанные зависимости хорошо описывают как немонотонный характер экспериментальных кривых, так и их температурную эволюцию. Некоторое различие между расчетными и экспериментальными данными, по-видимому, обусловлено тем, что в модели не учитывалось возможное изменение времени жизни НЗ при изменении $|\nabla E_g|$.

Сделаны оценки влияния зависимости времени жизни от состава на распределение $\Delta p(z)$ при экспоненциальном изменении $\tau(x) = \tau_0 \exp(ax)$. В случае, когда $|axkT/B| \ll 1$, аппроксимация экспоненциальной зависимостью (6) остается справедливой. Зависимость L_+ ($|\nabla E_g|$) не меняет своего характера, но для определения L_+ необходимо в (6) параметр a_+ заменить на $a'_+ = a \exp(-ax)$. При увеличении τ с ростом x ($a > 0$) можно получить увеличение L_+^{\max} по сравнению со случаем постоянного τ (рис. 3, кривая 1). Отметим, что учет композиционной зависимости τ при неизменной подвижности не дает немонотонного

хода зависимости L_+ ($|\nabla E_g|$), а приводит лишь к изменению ее величины. Таким образом, проведенный анализ показывает, что композиционная зависимость параметров переноса и рекомбинации оказывает существенное влияние на эффективные длины смещения ННЗ в варизонных структурах.

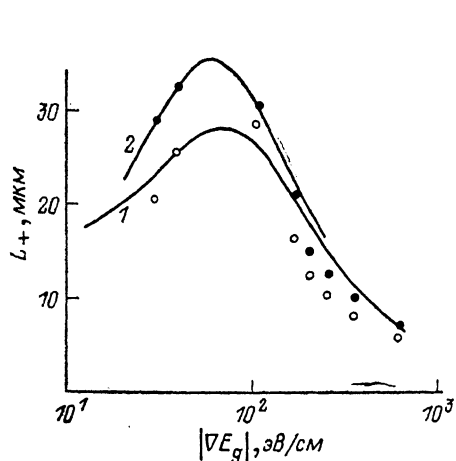


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных (точки) зависимостей длин переноса от $|\nabla E_g|$ для варизонного твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Параметры расчета: 1 — $T=300\text{ К}$, $\theta=0.06$, $a_+=(13\text{ мкм})^{-2}$; 2 — $T=77\text{ К}$, $\theta=0.015$, $a_+=(8.5\text{ мкм})^{-2}$.

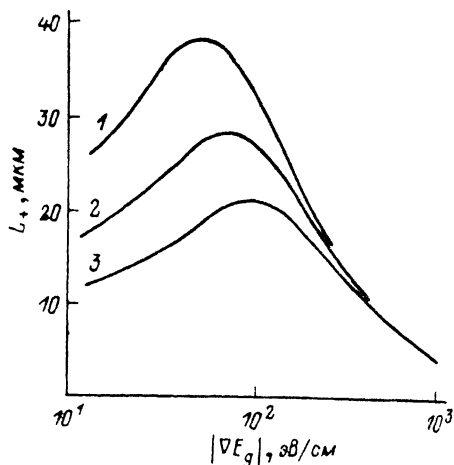


Рис. 3. Зависимости L_+ ($|\nabla E_g|$), рассчитанные для случая композиционной зависимости τ и μ .

$T=300\text{ К}$, $\theta=0.06$, $a_+=(13\text{ мкм})^{-2}$; α : 1 — +2, 2 — 0, 3 — -2.

Список литературы

- [1] Пека Г. П., Коваленко В. Ф., Смоляр А. Н. Варизонные полупроводники. Киев, 1989. 251 с.
- [2] Saxena A. K. // Phys. Chem. Sol. 1982. V. 43. N 9. P. 801—808.
- [3] Marfaing Y., Chevallier J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. V. ED-18. P. 465—471.
- [4] Справочник по специальным функциям // Под ред. М. А. Абрамовица, И. Стиган. М., 1979. 832 с.
- [5] Harrison J. W., Hauser R. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 1. P. 292—300.
- [6] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. P. R1—R28.
- [7] Кесаманлы Ф. П., Коваленко В. Ф., Марончук И. Е., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 7. С. 1318—1321.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получена 15.12.1989
Принята к печати 30.03.1990