

## РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ, СОДЕРЖАЩЕМ ОБЛАСТИ СКОПЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ

Ломако В. М., Старостин П. Я.

Изучается влияние электрического поля радиационно-введенных областей скопления дефектов (ОСД) в арсениде галлия на рекомбинацию носителей заряда.

Показано, что распределение концентрации неравновесных неосновных носителей заряда как функция потенциала барьера  $\Delta p_c(\psi)$  из-за действия электрического поля ОСД обнаруживает сильное отклонение от известного больцмановского выражения.

Установлено, что вид зависимости времени жизни  $\tau$  от уровня возбуждения  $\delta$  коррелирует с видом потенциальной функции распределения концентрации носителей  $\Delta p_c(\psi)$ : 1) зависимость  $\tau(\delta)$  является немонотонной, если  $\Delta p_c(\psi)$  сильно отличается от больцмановского выражения; 2)  $\tau \approx \text{const}$  или  $\tau$  убывает с ростом  $\delta$ , если функция  $\Delta p_c(\psi)$  совпадает с больцмановским выражением или близка к нему.

Изменения электрофизических характеристик полупроводников, облученных высокоэнергетическими частицами, обусловлены влиянием областей скопления дефектов (ОСД) на процессы переноса и рекомбинации носителей заряда [1]. В литературе известны аналитические [2-5] и численные [6] решения задач по определению рекомбинационных свойств ОСД в полупроводниках. Результаты этих работ объясняют преимущественно данные, полученные в облученном быстрыми нейтронами кремнии [2, 7].

Экспериментальные результаты изменения рекомбинационных характеристик, полученные в облученном быстрыми нейтронами GaAs [8-10], в рамках известных моделей рекомбинации объяснить невозможно, хотя основными нарушениями, как показывают исследования электрических свойств облученного нейтронами GaAs, являются скопления дефектов. Отличительная черта ОСД в GaAs — большая высота потенциального барьера  $e\varphi \approx 0.25$  эВ [11, 12] с напряженностью электрического поля  $E_{\text{max}} > 10^4$  В/см. В этом случае необходимо учитывать влияние электрического поля на процесс переноса носителей через область пространственного заряда.

В настоящей работе изучается влияние диффузионного и дрейфового потоков носителей в электрическом поле пространственного заряда ОСД на их рекомбинацию в GaAs *n*-типа проводимости для случая, когда скопления дефектов не перекрываются между собой, а рекомбинационный поток носителей из матрицы полупроводника в ОСД определяется скоростью рекомбинации носителей внутри ОСД.

Моделирование образования каскадов смещений в Si и Ge [13-15] позволяет в первом приближении оценить форму и размеры областей скопления дефектов. Из этих результатов следует, что каскады смещений в Ge представляют собой образования радиационных дефектов, более компактные, чем в Si. Данные расчетов каскадов смещений в арсениде галлия, по-видимому, отсутствуют, но так как массы атомов галлия, германия и мышьяка близки по величине, то при оценке размеров каскадов смещений в GaAs можно исходить из результатов, полученных в Ge, из которых следует, что радиус каскадов, по различным оценкам, может иметь от одной [13] до нескольких сотен ангстрем [15].

Из сопоставления теоретических и экспериментальных результатов по удалению носителей в GaAs областями скоплений дефектов следует, что размер

ядер ОСД в этом полупроводнике  $r_1 \approx 250-300 \text{ \AA}$ , а концентрация дефектов в них достигает  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  [12]. Близкое к этому значение концентрации дефектов в скоплениях получено в работе [16].

Эти данные были взяты за основу сферической модели ОСД, пространственная и энергетические схемы которой приведены в [12]. Профиль распределения радиационных дефектов в ядре выбирался как равномерным, так и Гауссовым.

Распределение концентрации неравновесных носителей  $\Delta p(r)$ ,  $\Delta n(r)$  и скорости их рекомбинации  $R(r)$  определялись из решения уравнений непрерывности, описывающих стационарную рекомбинацию с учетом диффузии и дрейфа носителей в электрическом поле пространственного заряда ОСД [17],

$$D_p \nabla^2 (\Delta p) + \mu_p \nabla (\varphi) \nabla (\Delta p) - \mu_p \Delta p \nabla^2 (\varphi) - R + G = 0, \quad (1)$$

$$D_n \nabla^2 (\Delta n) - \mu_n \nabla (\varphi) \nabla (\Delta n) + \mu_n \Delta n \nabla^2 (\varphi) - R + G = 0, \quad (2)$$

где  $D_n$ ,  $D_p$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и дырок,  $G$  — скорость генерации носителей. Скорость рекомбинации в ОСД определялась согласно статистике рекомбинации при произвольных уровнях возбуждения и концентрациях центров.

Плотность электрического заряда  $\rho$  в ОСД самосогласованно связана с величиной потенциала барьера  $\varphi$  уравнением Пуассона и определяется ионизированными радиационными дефектами  $N^i$ , атомами легирующей примеси  $N_{d\mathbf{x}}^+$  и подвижными носителями  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta n$ :

$$\nabla^2 (\varphi) = - \frac{4\pi}{\epsilon_a} \rho (n, p, N^i, N_{d\mathbf{x}}^+). \quad (3)$$

Для электрического заряда, поля и потенциала барьера ОСД должны выполняться следующие условия:

$$\int_0^{r_2} \rho(r) r^2 dr = 0, \quad \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r \geq r_2} = 0, \quad \varphi \Big|_{r \geq r_2} = 0. \quad (4)$$

Эффективное значение времени жизни неосновных носителей определялось через отношение средней по объему ОСД величины концентрации неравновесных носителей к средней величине скорости их рекомбинации [3]

$$\tau = \overline{\Delta p / R}. \quad (5)$$

В [6] рассматривалась задача, где предполагалось, что в условиях перекрытия областей пространственного заряда (ОПЗ) соседних ОСД величина радиуса ОПЗ  $r_2$  при заданном флюенсе нейтронов  $\Phi$  определяется радиусом объема, приходящегося на единичную ОСД, т. е.  $r_2 \equiv r_\Phi = (4\pi \Sigma_r \Phi / 3)^{-1/2}$ , а величина рекомбинационного потока носителей из матрицы равна нулю.

В отличие от указанной работы здесь рассматривается более общий случай, когда нет перекрытия областей пространственного заряда ОСД. В этом случае величина рекомбинационного потока носителей из матрицы через поверхность, ограничивающую ОПЗ скопления дефектов, определяется скоростью их рекомбинации внутри ОСД [4, 5], и градиент концентрации неравновесных носителей на границе ОПЗ может быть выражен следующим образом:

$$\frac{d}{dr} \Delta p \Big|_{r=r_2} = \frac{1}{r_2^2 D} \int_0^{r_2} R(r) r^2 dr, \quad (6)$$

где  $D$  — коэффициент биполярной диффузии носителей. В этом случае величина радиуса ОПЗ, значения рекомбинационного потока и градиента концентрации неравновесных носителей не являются, как в [6], априорно известными исходными параметрами, а рассчитываются в их самосогласованной зависимости друг от друга и от скорости рекомбинации носителей в ОСД. Значения концентраций неравновесных носителей на границе ОПЗ  $\Delta p(r_2)$ ,  $\Delta n(r_2)$  равны их значениям в матрице  $\Delta p_{\mathbf{x}}$ ,  $\Delta n_{\mathbf{x}}$ .

Система уравнений (1)–(3) решалась численными методами для GaAs ( $T=300$  K). Результаты расчетов зависимости высоты потенциального барьера  $\psi = e\varphi/kT$  от уровня возбуждения  $\delta = \overline{\Delta p}/n_0$  представлены на рис. 1. Эта зависимость хорошо (при  $N_{dM} = 10^{17}$  см $^{-3}$ ) аппроксимируется выражением

$$\psi = \psi_0 \left[ 1 - A \left( \ln \frac{n_0}{Bn_i} + \ln \frac{Bp_i + \overline{\Delta p}}{n_0} \right) \right], \quad (7)$$

где  $n_i$ ,  $p_i$  — концентрации носителей в полупроводнике с собственным типом проводимости,  $A$  и  $B$  — постоянные. При низких ( $\delta < 10^{-9}$ ) уровнях возбуждения высота потенциального барьера практически равна своему значению  $\psi_0$  при термодинамическом равновесии. Расчеты показывают, что основная часть изменения величины барьера ОСД в неравновесных условиях, как и при термодинамическом равновесии, приходится на ОПЗ вне ядра [12].

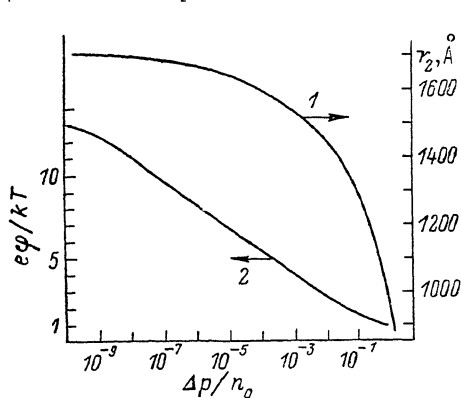


Рис. 1. Зависимость радиуса пространственного заряда  $r_2$  (1) и высоты потенциального барьера (2) ОСД от уровня возбуждения.

$\Delta E_r = \Delta E_d = E_d - E_g = 0,8$  эВ,  $\Delta E_d = E_c - E_d = 0,2$  эВ;  $N_{dM} = 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $N_a = N_d = 10^{10}$  см $^{-3}$ ;  $r_1 = 300$  Å;  $S_p = 10^{15}$  см $^2$ ,  $S_p/S_n = 10$ .

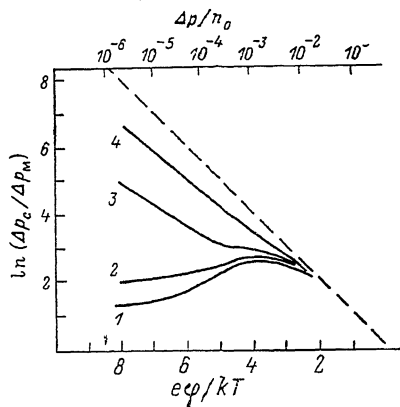


Рис. 2. Зависимость концентрации неравновесных неосновных носителей в ядре ОСД  $\Delta p_c$  от высоты потенциального барьера и уровня возбуждения.

$\Delta E_r$ , эВ: 1 — 0,8+1,2, 2 — 0,4, 3 — 0,3, 4 — 0,25. Штриховой линией показано больцмановское выражение распределения концентрации.

Величина радиуса области пространственного заряда ОСД  $r_2$ , как видно из рис. 1, при низких уровнях возбуждения ( $\delta < 10^{-4}$ ) остается практически постоянной, а при  $\delta > 10^{-2}$  резко уменьшается, что обусловлено, в первую очередь, вкладом неравновесных носителей в экранирование заряда ядра.

Одной из важных характеристик ОСД, которая определяет перераспределение носителей между ОСД и матрицей, а также изменение скорости их рекомбинации, является потенциальная функция распределения  $\Delta p_c(\psi)$ , описывающая зависимость величины концентрации неравновесных неосновных носителей в ядре  $\Delta p_c$  от высоты барьера. Считается, что при изучении рекомбинационных процессов в полупроводниках, содержащих ОСД, это распределение можно положить больцмановским [3]. Расчеты показали (рис. 2), что больцмановское распределение  $\Delta p_c(\psi) = \Delta p_M \exp(\psi)$  имеет место лишь в случае, если величину потока носителей из матрицы априорно положить равной нулю. В действительности это предположение неправомерно, так как из расчетов следует, что величина потока почти всегда отлична от нуля и зависимость  $\Delta p_c(\psi)$ , как правило, отличается от больцмановского выражения. При этом вид данной функции определяется рекомбинационным потоком носителей из матрицы и перераспределением вкладов диффузионного и дрейфового механизмов переноса носителей в электрическом поле пространственного заряда ОСД. Вклад каждого из этих механизмов изменяется в зависимости от энергетического положения рекомбинационного уровня РД в ядре ОСД и уровня возбуждения. Для радиационных дефектов в ядре, имеющих глубокие рекомбинационные уровни  $\uparrow$  вдали от  $s$ - и  $v$ -зон ( $E_c - 0,3 > E_r > E_v + 0,3$  эВ;  $R$ -уровни), откло-

<sup>1</sup> Для определенности в качестве основного рекомбинационного уровня  $E_r$  рассмотрены уровни РД акцепторного типа.

нение зависимости  $\Delta p_c(\psi)$  от Больцмановского тем больше, чем ближе к середине запрещенной зоны расположен этот уровень. Это отклонение усиливается с уменьшением уровня возбуждения, так как потенциальный барьер и напряженность электрического поля ОСД при этом увеличиваются. С ростом уровня возбуждения высота потенциального барьера и напряженность электрического поля ОСД уменьшаются, и  $\Delta p_c(\psi)$  при  $\delta > 10^{-2}$  описывается Больцмановским распределением независимо от энергетического положения рекомбинационного центра в ядре.

Для мелких рекомбинационных уровней РД в ядре ( $E_c - 0.1 < E_r < E_c + 0.1$  эВ; Р-уровни)  $\Delta p_c(\psi)$  совпадает с Больцмановским распределением уже как при высоких, так и при низких уровнях возбуждения. Однако и в этом случае можно показать, что влияние электрического поля на перераспределение носителей заряда имеет не менее важное значение. Так, на рис. 3 показаны результаты, которые определяют количественное и качественное изменение концентрации неосновных носителей и ее зависимость от величины потенциала

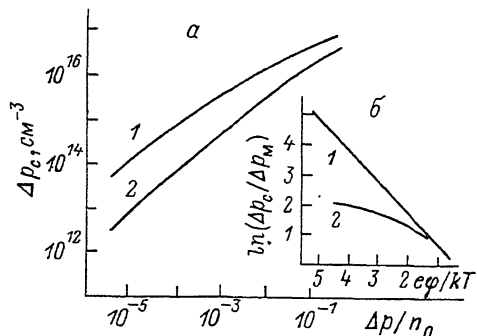


Рис. 3. Зависимости концентрации носителей  $\Delta p_c$  в ядре от уровня возбуждения (а) и изменение зависимости функции  $\Delta p_c(\psi)$  (б), определяемые диффузионно-дрейфовым (1) или только одним диффузионным (2) переносом носителей в ОСД.

$\Delta E_r = 1.39$  эВ,  $\Delta E_d = 1.34$  эВ;  $S_p = 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $S_p/S_n = 10^{-2}$ .

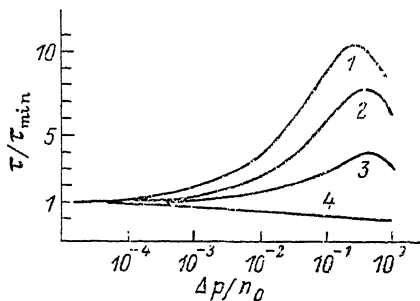


Рис. 4. Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в ОСД от уровня возбуждения.

$N_{dx} = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $S_p = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\tau_{\min} = \tau(\Delta p/n_0 \rightarrow 0)$ .  $S_p/S_n$ : 1-3-10, 4-10<sup>-2</sup>.  $\Delta E_r$ , эВ: 1-0.8, 2-0.3, 3-0.23, 4-1.39.  $\Delta E_d$ , эВ: 3-0.2, 4-1.34.

ОСД, если из общего диффузионно-дрейфового механизма переноса носителей в ОСД исключить дрейфовый механизм и ограничиться одним диффузионным. Видно, что концентрация неравновесных носителей при низких уровнях возбуждения, полученная без учета дрейфа, на порядок меньше значений, полученных в общем случае. Из рис. 3, б также видно, что исключение дрейфа приводит к изменению вида зависимости концентрации неосновных носителей в ядре от величины потенциала барьера, которое при этом наиболее сильно выражено при низких уровнях возбуждения.

Изменения характера распределения носителей в электрическом поле ОСД при разных уровнях возбуждения должны соответствующим образом сказаться и на времени жизни носителей заряда. В соответствии с этим проанализируем полученную зависимость времени жизни от уровня возбуждения (рис. 4).

Характерной особенностью полученной зависимости величины  $\tau$  от уровня возбуждения  $\delta$  является ее немонотонность. При низких уровнях возбуждения ( $\delta < 10^{-5}$ ) время жизни имеет минимальное и практически постоянное значение  $\tau_{\min}$ . При более высоких уровнях возбуждения  $\tau$  увеличивается и достигает максимального значения  $\tau_{\max}$ , когда концентрация неравновесных носителей по порядку величины приближается к концентрации основных носителей в матрице полупроводника до облучения. При дальнейшем росте уровня возбуждения ( $\delta > 0.4$ ) время жизни уменьшается. Подобная зависимость  $\tau$  от уровня возбуждения наблюдалась экспериментально в кремнии после облучения его быстрыми нейтронами [2].

Немонотонность зависимости времени жизни от уровня возбуждения обусловлена влиянием на рекомбинационные процессы носителей заряда одновременно барьера скопления, диффузии и дрейфа носителей в ОПЗ. Перераспре-

деление носителей в электрическом поле скопления, вызванное этими механизмами, приводит к тому, что при низких уровнях возбуждения функция их распределения от потенциала барьера сильно отличается от бoльцмановского выражения; в этой связи концентрация неосновных носителей в ядре значительно меньше концентрации основных ( $\Delta p_c \ll n$ ), время жизни в ядре  $\tau_{\min} \approx 1/N_a \gamma_p$ , т. е. контролируется неосновными носителями. С ростом уровня возбуждения действие указанных механизмов изменяется таким образом, что концентрация основных носителей заряда возрастает значительно медленнее, чем концентрация неосновных. При уровне возбуждения  $\delta \sim 0.5$  концентрация  $n < \Delta p_c$ , а время жизни в ядре контролируется уже основными носителями  $\tau_{\max} \approx 1/N_a \gamma_n$ . В промежутке уровней возбуждения  $\delta < 0.5$  величина  $\tau \approx [1 + (\gamma_p/\gamma_n)(\Delta p_c/n)] \tau_{\min}$  и с ростом  $\delta$  плавно возрастает. При высоких уровнях возбуждения ( $\Delta p_c > n_0$ ) действие барьера скопления, дрейфа и диффузии практически снимается, концентрации основных и неосновных неравновесных носителей выравниваются и их рекомбинация подчиняется обычной статистике.

На то, в какой степени характер перераспределения носителей в ОПЗ скопления влияет на вид зависимости  $\tau$  от уровня возбуждения, указывают данные, полученные для РД в ядре с различной глубиной залегания их уровней.

Для довольно широкого интервала  $R$ -уровней около середины запрещенной зоны ( $E_c - 0.4 > E_r > E_v + 0.3$  эВ), когда потенциальная функция распределения  $\Delta p_c(\psi)$  значительно отличается от бoльцмановского выражения, зависимость  $\tau(\delta)$  имеет немонотонный вид. По мере того как рекомбинационный уровень РД в ядре приближается к  $s$ - или  $v$ -зоне, потенциальная функция  $\Delta p_c(\psi)$  становится ближе к бoльцмановскому выражению и немонотонность зависимости  $\tau(\delta)$  уменьшается.

Для уровней РД в ядре, расположенных вблизи зоны проводимости ( $E_c - E_r < 0.1$  эВ), величина  $\tau$  имеет практически постоянное значение при всех уровнях возбуждения. Если же РД имеют рекомбинационный уровень вблизи валентной зоны ( $E_r - E_v < 0.1$  эВ), то  $\tau$  убывает с ростом уровня возбуждения.

С увеличением размеров ядра ( $r_1 > 400$  Å) особенности перераспределения носителей в электрическом поле ОСД, а также изменения зависимости времени жизни от уровня возбуждения, вызванные этим перераспределением, усиливаются.

Расчеты показывают также, что неоднородное (например, Гауссово) распределение радиационных дефектов в ядре ОСД (когда  $r_1 < 300$  Å) не нарушает выводов, полученных для случая равномерного распределения дефектов, и различие между ними во всем интервале уровней возбуждения не превосходит  $\sim 15\%$ .

Таким образом, если ОСД имеет потенциальный барьер большой величины ( $\psi \gg 1$ ), то вклад электрического поля в рекомбинационный поток носителей в ОСД существенным образом влияет на перераспределение носителей между матрицей полупроводника и ядром ОСД. Это проявляется как отклонение вида потенциальной функции распределения неосновных носителей в области пространственного заряда от бoльцмановского выражения. Показано, что особенности перераспределения носителей играют важную роль при прогнозировании изменений времени жизни при разных уровнях возбуждения.

Установлено, что функциональная зависимость времени жизни неосновных носителей определяется энергетическим положением рекомбинационных центров в ядре областей скоплений дефектов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий / Под ред. Н. А. Ухина. М., 1971. 176 с.
- [2] Curtis O. L., Germano G. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. V. NS-14. N 6. P. 68—77.
- [3] Curtis O. L. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 7. P. 3109—3113.
- [4] Ухин Н. А. // Препринт ИАЭ им. И. В. Курчатова. М., 1984.
- [5] Коноплева Р. Ф., Юферев А. А. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 3. С. 413—419.
- [6] Крамер-Агеев Е. А., Миронов Ю. А. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 12. С. 2266—2270.
- [7] Gregory B. L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1969. V. NS-16. N 6. P. 53—62.

- [8] Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Ломако В. М., Ткачев В. Д. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 2. С. 350—354.
- [9] Ломако В. М., Новоселов А. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 5. С. 900—905.
- [10] Lomako V. M., Novoselov A. M. // Rad. Eff. 1979. V. 41. P. 239—244.
- [11] Kolchenko T. I., Lomako V. M. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. 48. N 1. P. 263—269.
- [12] Lomako V. M., Starostin P. Ya. // Phys. St. Sol. (a). 1981. V. 63. N 2. P. 585—593. 1981. V. 65. N 1. P. 39—43.
- [13] Ленченко В. М., Акилов Ю. З. // ФТП. 1974. Т. 5. В. 3. С. 397—402.
- [14] Иванов Н. А., Космач В. Ф., Молчанов В. М. // Деп. в ВИНТИ АН СССР. М., 1977. № 3116-77.
- [15] Иванов Н. А., Космач В. Ф., Молчанов В. М. // Деп. в ВИНТИ АН СССР. М., 1978. № 1701-78.
- [16] Coates R., Mitchell E. // Adv. Phys. 1975. V. 24. N 5. P. 593—644.
- [17] Ломако В. М., Старостин П. Я. // Моделирование на ЭВМ структурно-чувствительных свойств кристаллических материалов. Л., 1987. С. 115—116.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
им. А. Н. Севченко  
БГУ им. В. И. Ленин  
Минск

Получена 4.05.1988  
Принята к печати 2.08.1988