

## ПРИНЦИП ВСТРОЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРОБЛЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ СИЛЬНО ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Еремин В. К., Медведев Л. С., Строкан Н. Б.

Проведено рассмотрение конкуренции двух рекомбинационных процессов — поверхностной и оже-рекомбинации для случая плотного сгустка неравновесных носителей. По условиям задачи носители возникают «мгновенно» во времени и локализованы у поверхности мелкого  $p^+$ - $n$ -перехода на время состояния плазмы (порядка нескольких наносекунд).

Установлено, что определяющую роль в динамике плазмы играет встроенное в  $p^+$ -область электрическое поле, обусловленное градиентом концентрации примеси. Для этого необходимо согласование уровня легирования ( $p_0$ ) и плотности ионизации в треке ( $\Delta p$ ) так, чтобы  $p_0 \gg \Delta p$ .

Встроенное поле эффективно оттесняет носители от поверхности, что подавляет поверхностную рекомбинацию. Прослежена эффективность подавления (достигающая  $10^3$  раз) в функции масштаба и уровня легирования.

Спектрометрия сильно ионизирующих частиц с помощью полупроводников вплотную приблизилась к уровню точности, определяемому фундаментальными физическими ограничениями (флуктуации преобразования энергии частицы в неравновесный заряд электронов и дырок). Достижения технологии роста кремния позволили практически исключить вклад несовершенств материала, доминировавших в прошлом. Поэтому актуально исследование механизмов рекомбинации, характерных для структуры детектора в целом. Последние определяют снижение точности сравнительно с теоретическим значением.

Очевидно, что рекомбинация проявляется главным образом в треках короткопробежных частиц ( $\alpha$ -частиц, протонов, осколков деления), образующих в кремнии электронно-дырочную плазму с концентрацией  $\Delta n = \Delta p \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Высокая плотность приводит к экранировке внешнего электрического поля, что существенно замедляет транспорт неравновесного заряда в треке.

Известно, что для структур с барьером Шоттки наиболее эффективна рекомбинация через уровни на границе раздела металл—полупроводник. В детекторах с мелким  $p$ - $n$ -переходом (полученным методом локальной диффузии) потери заряда оказались существенно меньшими [1]. Это связано, в первую очередь, с наличием в  $p^+$ -слое встроенного электрического поля  $E_0(x)$ , обусловленного градиентом концентрации акцепторов  $N_a(x)$  (рис. 1).

Действительно, если реализовать такой уровень легирования, чтобы вблизи поверхности равновесная концентрация дырок превышала  $\Delta n$  [ $p_0(x) \gg \Delta n$ ], то на некотором отрезке (рис. 1) экранировки поля не произойдет. Далее, при  $x > x_0$  поле перераспределяется аналогично структурам Шоттки, однако электроны, генерированные в слое  $0 \leq x \leq x_0$ , эффективно оттесняются от поверхности невозмущенным полем  $E_0(x)$ .

Развитие процесса во времени в слое  $(0, x_0)$  также имеет особенность. Здесь очевидны две стадии: «быстрое» установление квазистационарного распределения концентрации  $\Delta n(x, t)$  и последующее «длительное» его существование в течение времени  $t_{\text{пл}}$  до полного «рассасывания» плазмы.

Высказанные соображения позволяют приступить к аналитическому рассмотрению рекомбинации в плазме трека, находящегося в области встроенного

поля мелкого  $p^+ - n$ -перехода. Основной вопрос — конкуренция механизмов поверхностной рекомбинации и оже-процесса для носителей в сильно легированном  $p^+$ -слое.<sup>1</sup>

Диффузионно-дрейфовый перенос и рекомбинация электронов на отрезке  $(0, x_0)$  описываются уравнением

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} [\mu_n(x) \Delta n E_0(x)] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ D_n(x) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right] - \frac{\Delta n}{\tau(x)}. \quad (1)$$

Здесь  $E_0(x) = \frac{kT}{q} \frac{d \ln N_a(x)}{dx}$  — напряженность встроенного электрического поля при отсутствии вырождения [3];  $\tau(x) = 1/\gamma p_0^2(x)$  — время жизни электронов, определяемое оже-рекомбинацией с участием двух дырок; подвижность  $\mu_n$  и коэффициент диффузии  $D_n$  определяются невозмущенными значениями  $p_0(x)$ .<sup>2</sup>

Условия — начальное и на поверхности при скорости рекомбинации  $s$  — очевидны:

$$\Delta n|_{t=0} = N_0 = \text{const}, \quad \left( \mu_n E_0 \Delta n + D_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = s \Delta n|_{x=0}. \quad (2)$$

Примем далее, что на второй границе  $x=x_0$  в течение времени  $t_{пл}$  неизменно сохраняется плазма  $\Delta n = \Delta p = N_0$ . Однако в момент времени  $t=t_{пл}$   $\Delta n(x_0)$  падает скачком до нуля. Такое выключение «источника» для диффузии электронов к поверхности позволяет принять при  $t > t_{пл}$   $\Delta n(x, t) \equiv 0$ .

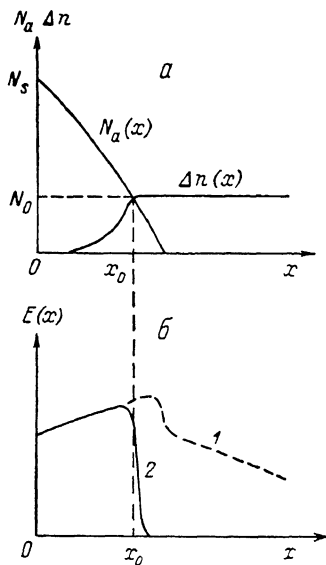


Рис. 1. Распределение концентраций акцепторов  $N_a(x)$  и концентрации неравновесных электронов  $\Delta n(x)$  в приповерхностной области  $p^+ - n$ -перехода (а) и распределение электрического поля в отсутствие трека (1) и при наличии трека (2) (б).

Интересующее нас число рекомбинировавших электронов определяется величиной  $\widetilde{\Delta n}(x) = \int_0^{t_{пл}} \Delta n(x, t) dt$ . Поэтому проинтегрируем (1) по времени с учетом начального условия и  $\Delta n|_{t=t_{пл}} = 0$ . Получаем

$$-N_0 = \frac{d}{dx} [\mu_n(x) E_0(x) \widetilde{\Delta n}(x)] + \frac{d}{dx} \left[ D_n(x) \frac{d\widetilde{\Delta n}}{dx} \right] - \frac{\widetilde{\Delta n}}{\tau(x)} \quad (3)$$

с граничным условием

$$\widetilde{\Delta n}(x_0) = N_0 t_{пл}. \quad (4)$$

В мелких переходах легко реализуются поля  $|E_0| \gg kT/q \sqrt{\widetilde{D}_n \tau}$ , что равносильно условию для характеристических длин  $\mu_n |E_0| \tau \gg \sqrt{\widetilde{D}_n \tau}$ , т. е. преобладанию дрейфового переноса электронов. Поэтому объемная рекомбинация слабо влияет на динамику переноса носителей в слое и в уравнении (3) можно

<sup>1</sup> Сформулированная задача отличается от анализа роли встроенного поля, выполненного для кремниевых фотопреобразователей [2], следующими особенностями: 1) рассматривается случай высокого уровня инжекции; 2) масштаб потерь заряда, определяющих работу прецизионных детекторов, составляет до  $10^{-2}$  %, что на 3 порядка меньше характерных потерь в фотопреобразователях; 3) рекомбинация эффективна в течение времени существования плазмы трека, что требует рассмотрения нестационарной модели.

<sup>2</sup> Возможные поправки к  $E_0(x)$ , связанные с эффектом сужения зоны при сильном легировании, приведены в *Приложении*.

опустить член  $\widetilde{\Delta n}/\tau$ . Последнее позволяет проинтегрировать (3). После подстановки  $E_0(x)$  получаем

$$\frac{D_n(x)}{N_a(x)} \frac{d}{dx} [N_a(x) \widetilde{\Delta n}(x)] = s \widetilde{\Delta n}(0). \quad (5)$$

Примем для простоты  $D_n(x) = D_0 = \text{const}$ . Тогда искомые относительные потери заряда на поверхности и за счет оже-процесса находятся из (5) с помощью условия (4)

$$\lambda_s = \frac{s \widetilde{\Delta n}(0)}{HN_0} = \frac{s}{H} \left( \frac{N_0 t_{\text{пл}}}{N_s} + \frac{1}{D_0} \int_0^{x_0} \frac{N_a(x')}{N_s} x' dx' \right) \left( 1 + \frac{s}{D_0} \int_0^{x_0} \frac{N_a}{N_s} dx' \right), \quad (6)$$

$$\lambda_\tau = \frac{1}{HN_0} \int_0^{x_0} \frac{\widetilde{\Delta n}(x)}{\tau(x)} dx = \lambda_s \frac{\gamma N_s^2}{s} \int_0^{x_0} dx \frac{N_a(x)}{N_s} \left[ 1 + \frac{s}{D_0} \int_0^x \left( 1 - \frac{x'}{H\lambda_s} \right) \frac{N_a(x')}{N_s} dx' \right]. \quad (7)$$

Здесь  $H$  — длина трека частицы,  $N_s = N_a(0)$  — концентрация акцепторов на поверхности.

Формулы (6), (7) дают связь относительных потерь заряда на поверхности и в объеме с параметрами приповерхностного слоя структуры и с напряжением смещения, приложенным к структуре (через величину  $t_{\text{пл}}$ ).

Показательно, что полные потери заряда  $\lambda$  можно представить в виде суммы двух компонент, одна из которых ( $\lambda_0$ ) не зависит от смещения и представляет собой «мертвый слой» детектора:

$$\lambda = \lambda_s + \lambda_\tau = \lambda_0 + \frac{t_{\text{пл}}}{\tau_{\text{эфф}}}. \quad (8)$$

Здесь  $1/\tau_{\text{эфф}} = 1/\tau_{\text{об}} + 1/\tau_{\text{пов}}$ , а сами времена жизни  $\tau_{\text{об}}$  и  $\tau_{\text{пов}}$ , определяемые соответственно оже- и поверхностной рекомбинацией, записываются через характерный масштаб профиля распределения примеси в  $p^+$ -слое  $L$  и зависящие от профиля параметры  $A_0, B_0, C_0$ ,<sup>3</sup> как

$$\tau_{\text{об}} = \frac{H}{\gamma N_s N_0 L} \left( 1 + \frac{sLA_0}{D_0} \right) \left( 1 + \frac{sLA_0}{2D_0} \right), \quad (9)$$

$$\tau_{\text{пов}} = HN_s \left( 1 + \frac{sLA_0}{D_0} \right) / sN_0. \quad (10)$$

Для величин  $\tau_{\text{эфф}}$  и потерь в «мертвом слое»  $\lambda_0$  удобной формой записи являются выражения

$$\tau_{\text{эфф}} = \tau_{\text{об}} \left( 1 + \frac{sLA_0}{D_0} \right) \frac{N_s}{N_0} \left[ 1 + \left( \frac{N_s}{N_{\text{opt}}} \right)^2 \right], \quad (11)$$

$$\lambda_0 = \frac{L^2}{D_0 \tau_{\text{об}}} \left[ 1 + \frac{N_s^2}{N_{\text{opt}}^2} \left( 1 - \frac{C_0}{A_0 B_0} \frac{1 + sLA_0/D_0}{1 + sLA_0/2D_0} \right) \right] \frac{B_0}{1 + sLA_0/D_0}, \quad (12)$$

где

$$N_{\text{opt}} = [s/\gamma LA_0 (1 + sLA_0/2D_0)]^{1/2}, \quad (13)$$

$\tau_{\text{пов}} = H/s$  — эффективное время жизни в поверхностно-барьерном детекторе [4] (при отсутствии встроенного поля).

<sup>3</sup> Для распределения  $N_a(x/L)$  имеем  $A(\xi) = \int_0^\xi \frac{N_a}{N_s} d\xi$ ,  $B(\xi) = \int_0^\xi \xi \frac{N_a}{N_s} d\xi$ ,  $C(\xi) = \int_0^\xi B(\xi) \frac{N_a}{N_s} d\xi$  и соответственно  $A_0 = A(x_0/L)$ ,  $B_0 = B(x_0/L)$ ,  $C_0 = C(x_0/L)$ . Например, для диффузионного профиля  $N_a(x) = N_s \operatorname{erfc}(x/L)$  с точностью до величин порядка  $N_0/N_s$  имеем  $A_0 = 1/\sqrt{\pi}$ ,  $B_0 = 1/4$ ,  $C_0 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} - 1 \right)$ .

На рис. 2, 3 в функции параметров легирования  $N_s$  и  $L$  приведены зависимости  $\tau_{эфф}/\tau_{пб}$  и  $\lambda_0$ , отражающие конкуренцию двух рассматриваемых механизмов рекомбинации — поверхностной и оже-процесса. Отметим, что приведенное рассмотрение не учитывает вырождения функции распределения носителей, поэтому является корректным до  $N_s \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что отражено на рис. 2 штриховыми линиями. Действительно, при  $N_s \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  градиент  $N_s(x)$  не приводит к эффективному изменению положения уровня Ферми. Следовательно, напряженность встроенного поля оказывается недостаточной для подавления диффузии носителей к поверхности.

*Практические выводы.* Условием оттеснения встроенным электрическим полем неравновесных носителей от поверхности является малость их концентрации по сравнению с концентрацией легирующей примеси. В отличие от

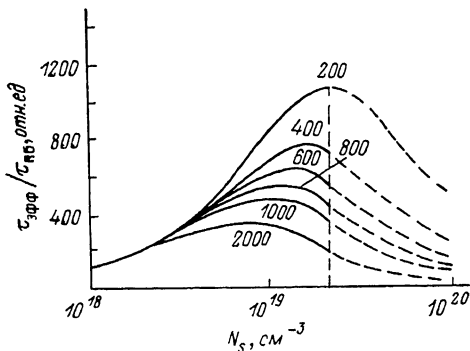


Рис. 2. Отношение эффективных времен жизни неравновесных носителей в случае встроенного электрического поля ( $\tau_{эфф}$ ) и в поверхностно-барьерной структуре ( $\tau_{пб}$ ) как функция поверхностной концентрации акцепторов  $N_s$ .

Цифры у кривых — характерный масштаб распределения акцепторов  $L$ , Å. Значения параметров в формулах (11), (13):  $s=10^3 \text{ см/с}$ ,  $D_0=1 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\gamma=2 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$ ,  $N_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

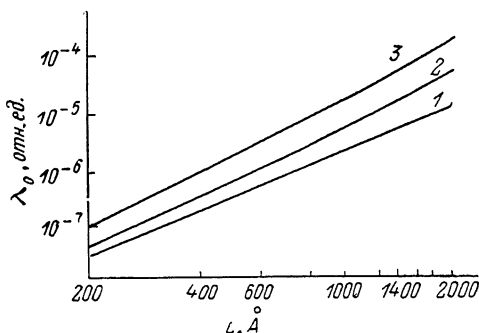


Рис. 3. Зависимость относительных потерь заряда  $\lambda_0$  в «мертвом слое» от масштаба распределения примеси  $L$ .

$N_s \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 2. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

фотопреобразователей для детекторов сильно ионизирующих частиц это условие существенно, так как плотность ионизации в треке достигает  $10^{16} \div 10^{18}$  пар в  $1 \text{ см}^3$ .

Эффективность подавления поверхностной рекомбинации имеет максимум, величина которого зависит от масштаба профиля легирования контакта (рис. 2). Максимальный выигрыш достигает 3 порядков (трек  $\alpha$ -частиц,  $N_0=10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и падает, согласно установленной закономерности, как  $1/N_0$ . Тем не менее даже в случае наиболее плотных треков (осколки деления ядер,  $N_0=10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) отношение  $\tau_{эфф}/\tau_{пб}$  достигает значения  $\sim 10$ .

Несмотря на действие встроенного поля, существует компонента потерь заряда в приповерхностном «мертвом слое». Ее величина не зависит от внешнего смещения и выражается как  $\lambda_0 \sim L^2 [1+f(L)N_s^2]$  [см. (12)]. Эти потери соответствуют стадии быстрого установления диффузионно-дрейфового равновесия в слое  $(0, x_0)$  и отражают рекомбинацию как на поверхности, так и в результате оже-процесса.

Сделанные выводы позволяют объяснить достигнутый недавно прогресс в спектрометрии короткопробежных частиц при переходе от барьеров Шоттки к планарным структурам. Действительно, полученные на планарных структурах результаты близки к теоретическому пределу [1, 5-10].

Эффект сужения запрещенной зоны хорошо аппроксимируется выражением  $\Delta E_g = kT (a + b \ln N_a)$ , что приводит к формуле для напряженности встроенного поля [11]

$$E_0(x) = \left(1 - \frac{b}{2}\right) \frac{kT}{q} \frac{d \ln N_a}{dx}. \quad (\text{П. 1})$$

Здесь предполагается, что края запрещенной зоны сдвигаются одинаковым образом. В результате указанной подстановки все выводы статьи остаются в силе при замене  $L$  на  $L/(1-b/2)$ . В этом случае, согласно [11], масштаб  $L$  меняется в 5 раз.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Вербицкая Е. М., Еремин В. К., Маляренко А. М., Медведев Л. С., Строкан Н. Б., Суханов В. Л. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1394—1399.
- [2] Евдокимов В. М. — В кн.: Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986, с. 148—180.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 453 с.
- [4] Кушнирук В. Ф. — Препринт ОИЯИ, № Р13-11933. Дубна, 1978.
- [5] Вербицкая Е. М., Еремин В. К., Маляренко А. М., Строкан Н. Б., Суханов В. Л. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 20, с. 1254—1258.
- [6] Von Borany J., Mende G., Schmidt B. — NIM, 1983, v. 212, p. 489—492.
- [7] EGG ORTEC. Radiation Detection. Catalog, Oak Ridge (USA), 1983—1984, p. 37.
- [8] Product Information, Schlumberger. Catalog, Lingolsheim (France), 1984, p. 16.
- [9] Еремин В. К., Вербицкая Е. М., Строкан Н. Б., Суханов В. Л., Маляренко А. М. — ЖТФ, 1986, т. 56, в. 10, с. 1987—1989.
- [10] Canberra, Edition Seven. Catalog, Meriden (USA), 1985, p. 61.
- [11] Pantelides S. T., Selloni A., Car R. — Sol. St. Electron., 1985, v. 28, N 1/2, p. 17—24.

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

Получена 10.06.1987  
Принята к печати 21.10.1988