

05;06;12

## Перенос носителей заряда в базе диода с локальной неоднородностью рекомбинационных свойств

© А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.Б. Шуман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 5 февраля 1997 г.

В базе  $p^+ - n$ -диода создана неоднородность рекомбинационных свойств в виде слоя радиационных дефектов. Прослежено и объяснено рекомбинацией в слое изменение эффективного времени жизни дырок, измеряемого методом инъекции-экстракции.

В настоящем сообщении рассматривается  $p^+ - n$ -диод, смещенный в обратном направлении. Наблюдается перенос в базе диода заряда неравновесных дырок, инжектированных каким-либо образом. Например, предварительным пропуском прямого тока либо за счет импульсной ионизации ядерными частицами. Исследуется вопрос, какой заряд перетечет через плоскость  $p^+ - n$ -перехода в случае, когда в базе локально нарушена однородность рекомбинационных свойств. В наших опытах неоднородность геометрически представляет собой слой некоторой ширины  $\delta$ .

1. Упомянутый выше процесс переключения диода из прямого в обратное направление детально исследовался в литературе (см., например, монографию [1]). Получила описание форма обратного тока с характерной "полочкой" (см. фрагмент рис. 1). Для связи длительности последней  $T$  со временем жизни  $\tau$  выведена формула

$$\operatorname{erf}(T/\tau)^{1/2} = I_{\text{for}} / (I_{\text{for}} + I_{\text{rev}}), \quad (1)$$

где  $I_{\text{for}}$  и  $I_{\text{rev}}$  — токи прямой и обратной фазы соответственно. Полученная еще в 60-х годах зависимость (1) лежит в основе ставшего классическим метода определения  $\tau$  в  $p^+ - n$ -структурах.

Поскольку величина  $T(\tau)$  определяет инерционность восстановления сопротивления обратной ветви диода, предпринимались меры по снижению значений  $\tau$ . Основные исследования этого направления [2,3]

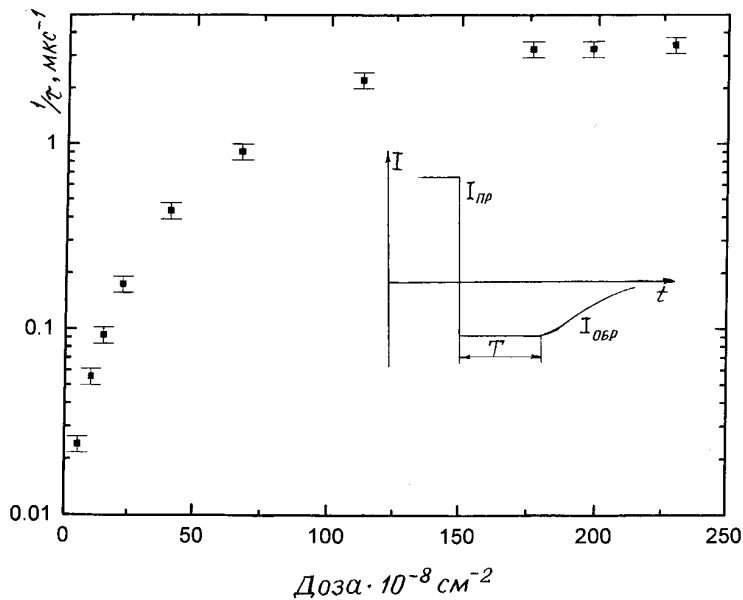
связаны с однородным уменьшением  $\tau$  в базе диода путем введения глубоких уровней, в частности с проникающими  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучениями. Альтернативой однородному снижению  $\tau$  является облучение короткопробежными частицами — протонами,  $\alpha$ -частицами. Так, для  $\alpha$ -частиц естественного распада с энергией  $\approx 5$  МэВ можно считать, что все первично созданные дефекты сосредоточены в узком слое в конце пробега частицы. Такой результат получается при математическом моделировании торможения  $\alpha$ -частицы для первично созданных вакансий и междоузельных атомов [4,5].

В ходе дальнейшей миграции дефектов и образования комплексов с примесями первоначальное распределение меняется незначительно. Это было установлено непосредственным определением профиля дефектов методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [5,6]. Соответственно сказанному вводимые центры рекомбинации в случае облучения коллимированным пучком оказываются расположенными в узком сравнительно с пробегом частицы слое  $\delta$ , т.е. сугубо неравномерно по объему базы.

В наших опытах использовались  $\alpha$ -частицы с энергией 5.25 МэВ с пробегом  $R = 25.7$  мкм. Облучению подвергались диоды из Si, имевшие  $n$ -базу толщиной 350 мкм, с концентрацией фосфора  $1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и диффузионный  $p^+$ -слой толщиной 1.7 мкм, с поверхностной концентрацией бора  $\cong 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Исходное время жизни в диодах  $\tau_0 \cong 20$  мкс. Все опыты происходили при комнатной температуре. Облучение велось с малых доз, причем контроль дозы осуществлялся самой  $p^+ - n$ -структурой. Для этого диод использовался в режиме детектора. Наблюдалось поведение времени жизни  $\tau$ , измеряемого по указанному выше методу (см. формулу (1)). В измерениях использовались плотности прямого тока  $\cong 300 \text{ мА/см}^2$ .

Как принято в опытах подобного рода, рассматривается величина  $1/\tau = 1/\tau_{\text{изм}} - 1/\tau_0$ , где  $\tau_{\text{изм}}$  и  $\tau_0$  — измеряемое и начальное значения времени жизни. В случае облучения электронами и  $\gamma$ -квантами величина  $1/\tau$  пропорциональна дозе  $\Phi$ . Однако наблюдаемая нами зависимость имела сильную нелинейность, а далее вышла на насыщение (рис. 1). Анализ измерения  $1/\tau$  показывает, что в интервале доз  $\alpha$ -частиц  $\Phi = 5 \cdot 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$  ход  $1/\tau(\Phi)$  близок к квадратичной зависимости.

Для объяснения такого поведения  $1/\tau$  логично сделать следующее предположение. В условиях неоднородного введения дефектов по длительности "полочки" фазы обратного тока определяется не сама



**Рис. 1.** Обратная величина времени жизни дырок в базе диода в зависимости от дозы облучения  $\alpha$ -частицами. Измерения методом инъекции-экстракции (см. формулу (1)). Плотность прямого тока  $0.3 \text{ А/см}^2$ . Фрагмент — типичная форма тока в цепи диода при переключении из прямого ( $I_{\text{пр}}$ ) в обратное ( $I_{\text{обр}}$ ) направления.

величина  $\tau$  в базе, а ее эффективное значение. Напомним, что формула (1) соответствует случаю протяженной базы сравнительно с длиной диффузионного смещения  $L_D = (D\tau)^{1/2}$ , где коэффициент диффузии дырок в Si  $D = 11.6 \text{ см}^2/\text{с}$ . Для начальных значений  $\tau_0 \cong 20 \text{ мкс}$  имеем  $L_D \approx 150 \text{ мкм}$  и условие вывода формулы (1) выполняется удовлетворительно. По мере введения дефектов в базе на глубине  $\cong 25 \text{ мкм}$  начинает выстраиваться слой с пониженным  $\tau$ . Каждая  $\alpha$ -частица создает область нарушений в виде конуса, расширяющегося к концу пробега. Площадь его основания составляет по порядку величины  $10^{-8} \text{ см}^2$ , таким образом дефекты отдельных частиц начинают перекрываться при дозах  $\geq 10^8 \text{ см}^{-2}$ . Можно полагать, что в области используемых нами доз  $\Phi \geq 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  дефекты образуют слой со

средней плотностью  $M = k \cdot \Phi / \delta$ , где  $k$  — число пар Френкеля на одну  $\alpha$ -частицу, избежавших рекомбинации в треке и образовавших в слое глубокий центр;  $\delta$  — ширина слоя. Принимая  $k = 2$  [7],  $\delta = 5$  [5] мкм, имеем для дозы  $2.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$   $M = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

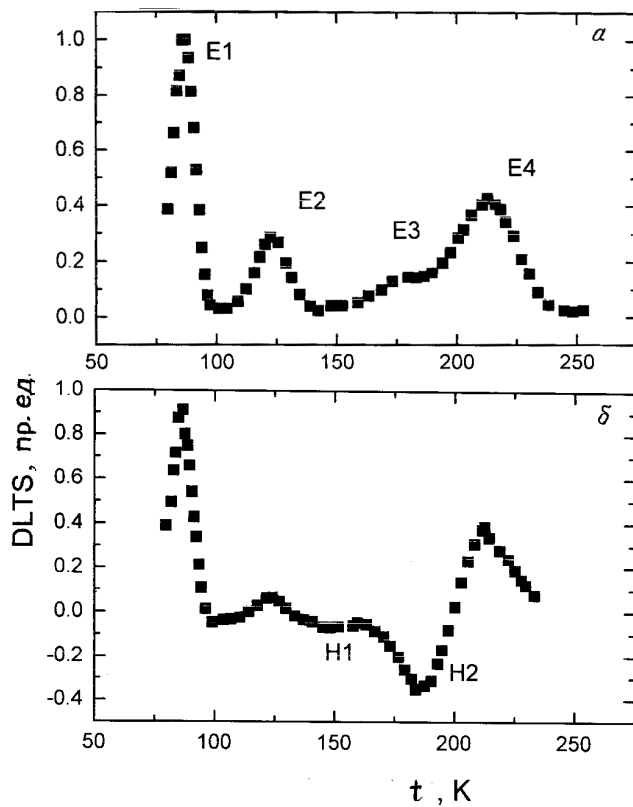
Слой с указанными характеристиками нарушает условия исходной модели, так как вблизи  $p^+ - n$ -перехода на расстоянии  $W \ll L_D$  создается сток для дырок. В пределе слой  $\delta$  можно рассматривать как плоскость со скоростью поверхностной рекомбинации  $S \rightarrow \infty$ . Последнее сводит ситуацию к случаю "тонкого" диода с тыловым контактом рекомбинационного типа. Решение такой задачи в литературе имеется [8]. В [1] приведена приближенная формула, которая связывает длительность полочки и глубину расположения слоя  $W$ :

$$T \cong \ln[0.8 \cdot (1 + I_{\text{for}}/I_{\text{rev}})] \cdot W^2 / (2.5 \cdot D). \quad (2)$$

Для наших измерений это означает, что  $1/\tau = f(\Phi)$  должна выйти на насыщение. Это будет соответствовать моменту падения  $\tau$  в слое  $\delta$  до уровня, формально описываемого  $S = \infty$ .

Действительно, в области доз  $\Phi \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  отчетливо наблюдалось насыщение (рис. 1). При этом величину  $\tau$  в слое можно оценить как  $\tau = (V_{\text{th}} \cdot \sigma \cdot M)^{-1}$ . Принимая для тепловой скорости  $V_{\text{th}} = 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  и сечение захвата  $\sigma = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ , получаем  $\tau \approx 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ . Отличие на два порядка от начального значения (которое сохраняется в основной неповрежденной части базы) оказывается достаточным для интенсивного стока дырок в нарушенный слой. Это подтверждается и количественной оценкой. Так, подставив в выражение (2) длительность полочки  $T = 0.2 \text{ мкс}$ , получаем  $W = 22.3 \text{ мкм}$ . Это значение хорошо согласуется с координатой центра слоя  $R - \delta/2 = 25.7 - 2.5 = 23.2 \text{ мкм}$ .

2. Нам представлялось необходимым проверить, не связана ли сильная зависимость  $1/\tau(\Phi)$  с особенностями возникшего спектра дефектов. Имеются в виду концентрация и сечения захвата образовавшихся центров. С этой целью были выполнены DLTS измерения. На рис. 2 представлены спектры DLTS образца, облученного дозой  $\alpha$ -частиц  $1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . В верхней половине запрещенной зоны в общей сложности наблюдаются четыре уровня. Во-первых, дефект E1-A-центр ( $E_c - 0.18 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ). Далее уровень E2 ( $E_c - 0.22 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ), принадлежащий двукратно отрицательно заряженному состоянию дивакансии. Затем, пик E3 ( $E_c - 0.29 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ), обусловленный парой междоузельный углерод-фосфор. За пик E4 ( $E_c - 0.4 \text{ эВ}$ ,



**Рис. 2.** Спектры DLTS образца, облученного дозой  $\alpha$ -частиц  $\Phi = 1.4 \cdot 10^9$ : *a* — без инъекции, *b* — с инъекцией неосновных носителей заряда.

$\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ) ответственны по крайней мере два центра: E-центр (вакансия-фосфор) и дивакансия (однократно отрицательно заряженное состояние). В нижней половине запрещенной зоны, исследованной в режиме с инъекцией дырок, отчетливо проявляется только центр  $C_i-O_i$  междоузельный углерод-междоузельный кислород ( $H2 = E_v + 0.4 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ).

Наблюдавшиеся уровни типичны для *n*-Si. Отметим незначительное присутствие центра H1 ( $E_v + 0.33 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_p = 9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$  [9]),

обусловленного одиночным междоузельным углеродом и характерного для чистого Si. Это можно объяснить связыванием  $C_i$  с  $O_i$  уже за время облучения, которое выполнялось при комнатной температуре, когда миграция  $C_i$  высока. Вторым фактором может являться высокая концентрация кислорода в образце [10].

В целом можно сказать, что система уровней дефектов подобна наблюдаемой ранее при облучении  $\alpha$ -частицами  $n$ -Si [9,11]. Картина восстановления времени жизни при изохронном отжиге (в течение часа) показала, что наибольший рост времени жизни происходит при температуре 350°C, что, согласно [9,12], соответствует основному отжигу дефектов, образующих разрушенный слой.

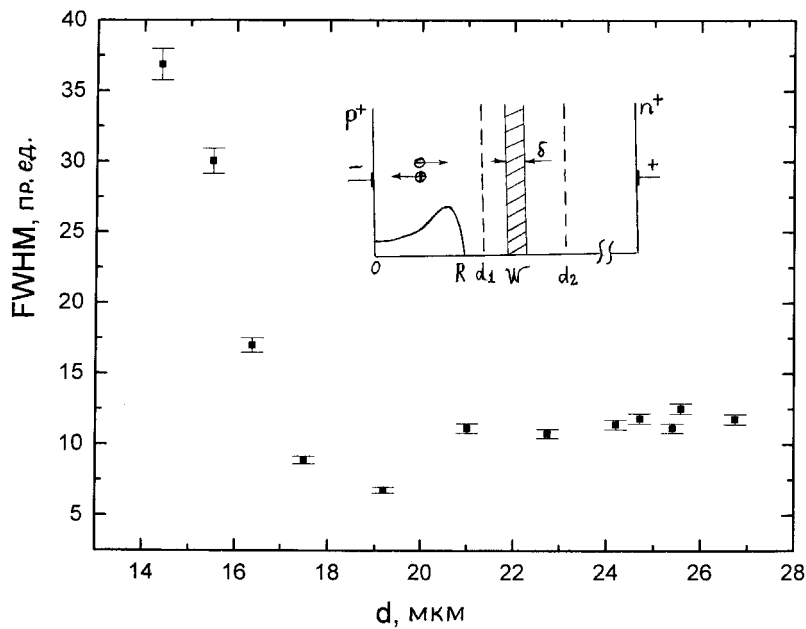
3. Выше мы отмечали, что геометрия расположения дефектов в виде слоя следует из моделирования кинематики торможения  $\alpha$ -частиц, а также из эксперимента по профилю возникающих центров методом DLTS [5,6]. Подтвердим указанную конфигурацию дефектов для наших образцов независимо — в опыте по переносу заряда от одиночных  $\alpha$ -частиц. При этом  $p^+$ - $n$ -структура используется как детектор, т.е. смещается в обратном направлении. Изменяя смещение, возможно управлять величиной области поля  $p^+$ - $n$ -диода ( $d$ ) — ”рабочей зоной” детектора.

Монохроматические частицы вносят импульс калиброванного по величине заряда электронно-дырочных пар, который регистрируется стандартной для ядерной спектрометрии аппаратурой. Конечной характеристикой является форма спектра амплитуд сигналов детектора.

Выберем значение энергии  $\alpha$ -частиц так, чтобы их пробег  $R$  укладывался до слоя с низким временем жизни (координаты  $W$ , см. фрагмент рис. 3). Выделим два случая в соотношении рабочей зоны  $d$  и  $W$ . В первом область поля также не достигает  $W$ , т.е.  $d_1 < W$ . Во втором, напротив, нарушенный слой захвачен рабочей зоной и  $d_2 > W$ .

В условиях  $d < W$  поступающие из области поля электроны в базе являются основными носителями. Поэтому в силу максвелловской релаксации равное число электронов будет выведено в  $n^+$ -контакт. В итоге дефекты в слое  $\sigma$  на сигнале не скажутся.

В случае  $d > W$  электронам из трека  $\alpha$ -частиц придется дрейфовать через слой  $\delta$  как пакету неравновесных носителей. При этом они будут подвергаться захвату, что должно проявиться прежде всего в размытии спектральной линии. Ее ширина весьма чувствительна



**Рис. 3.** Полуширина спектральной линии  $p^+ - n$ -диода в зависимости от протяженности области поля. Диод облучен  $\alpha$ -частицами дозой  $1.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и используется как детектор одиночных  $\alpha$ -частиц с энергией 4.5 МэВ (пробег  $R = 21 \text{ мкм}$ ). Фрагмент — геометрия опыта:  $W$  — положение слоя дефектов. Случаи  $d_1 < W$  и  $d_2 > W$  пояснены в тексте.

к неполному переносу заряда, так как определяется произведением величины захвата и фактором его неоднородности по объему [13].

На рис. 3 приведен ход полуширины линии (FWHM) в функции протяженности области поля. Длина трека используемых  $\alpha$ -частиц составляла  $R = 21 \text{ мкм}$ . Пока трек полностью не укладывается в области поля, линия широка, что связано с вкладом диффузионного переноса для части трека, выступающей в базу. С ростом  $d$  линия сужается и при  $d \cong R$  наблюдаются минимальные значения. Далее, когда вовлекается в рабочую зону слой  $\delta$ , происходит приблизительно двухкратное возрастание ширины линии.

Как следует из приведенных данных, неоднородность рекомбинационных свойств в геометрии слоя существенно влияет как при диффузионном, так и при дрейфовом переносе носителей. В этом случае при определении времени жизни носителей методикой инъекции-экстракции введение уже небольшого сравнительно с легирующей примесью количества дефектов нарушает корректность основной формулы.

Авторы выражают благодарность участникам научного семинара лаборатории "Неравновесных процессов в полупроводниках" ФТИ им. А.Ф. Иоффе за полезную дискуссию.

## Список литературы

- [1] Носов Ю.Н. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М.: Наука, 1968. С. 263.
- [2] Вавилов В.С., Горин Б.М., Данилин Н.С., Кив А.Е., Нуров Ю.Л., Шаховцов В.И. Радиационные методы в твердотельной электронике. М.: Радио и связь, 1990. С. 263.
- [3] Емцев В.В., Маишовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М.: Радио и связь, 1981. С. 248.
- [4] Ion Implantation Science and Technology / Ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press, 1984).
- [5] Берман Л.С., Иванов А.М., Строкан Н.Б. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 20. С. 24–28.
- [6] Берман Л.С., Маляренко А.М., Ременок А.Д., Суханов В.Л., Толстобров М.Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 844–848.
- [7] Иванов А.М., Ильяшенко И.Н., Строкан Н.Б., Шмидт Б. // ФТП. 1995. Т. 29. В. 3. С. 543–552.
- [8] Wyszowski M., Madigan J.R. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. P. 878.
- [9] Верbitsкая Е.М., Еремин В.К., Иванов А.М., Строкан Н.Б. // ФТП. 1993. Т. 27. В. 2. С. 205–213.
- [10] Schmidt B., Eremin V., Ivanov A., Strokan N., Verbitskaya E., and Li Z. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 4072–4076.
- [11] Кузнецов Н.В., Филатов В.Н., Виноградова В.Г. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 609–614.
- [12] Вавилов В.С., Киселев В.Ф., Мукашев Б.Н. Дефекты в кремнии и на его поверхности М.: Наука, 1990. С. 212.
- [13] Makovsky L.L., Strokan N.B., Tisnek N.I. // IEEE Trans. Nucl. Ser. 1968. V. 15. N. 3. P. 304–309.