

Свойства $p^+ - n$ -структур с заглубленным слоем радиационных дефектов

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 18 апреля 1997 г. Принята к печати 21 мая 1997 г.)

$p^+ - n$ -структуры на Si n -типа проводимости с концентрацией легирующей примеси $1.7 \cdot 10^{13} - 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ облучались α -частицами ^{238}Pu . На глубине 20 мкм создавался слой, содержащий радиационные дефекты с концентрацией порядка $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Такая плотность дефектов обусловила интенсивный сток неравновесных носителей в режиме инъекции-экстракции при стационарной инъекции, а также при импульсной генерации одиночными частицами. Это позволяет рассматривать поврежденный слой как внесенную в объем плоскость с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации. Радиационные дефекты участвовали также в уменьшении проводимости. При обратном смещении в структуре наблюдаются характерное распределение объемного заряда и, соответственно, зависимость емкости от смещения. Несмотря на наличие формально 3 областей заряда, на кривой емкости проявляются 4 участка. Последнее связано с "дополнительной" ступенью заряда, возникающей в поле контактной разности потенциалов и присущей компенсированным глубокими уровнями полупроводникам.

1. Введение

Получение заданного профиля глубоких центров в Si представляет сложную технологическую задачу. Вместе с тем на практике часто возникает необходимость введения центров рекомбинации (ЦР) либо вариации величины проводимости материала. В этой связи отметим значительный интерес к так называемым "заглубленным слоям" [1,2]. Возможности традиционного метода диффузии оказываются здесь весьма ограниченными. Например, можно получить U -образный профиль содержания Au при короткой диффузии из неограниченного источника [3]. Однако в общем случае формирование заданного профиля ЦР методом диффузии невозможно. Перспективное в настоящее время решение указанной задачи состоит в использовании радиационных дефектов (РД), которые могут служить в качестве ЦР, а также влиять на проводимость.

Известно, что вдоль трека иона радиационные дефекты образуются неравномерно, — к концу трека их концентрация возрастает. Очевидно, что профиль РД в Si, подвергнутом облучению, будет зависеть от взаимного расположения источника и образца. Впервые такой профиль был исследован в [4], где использован источник α -частиц (легких ионов) в виде пластины. Размеры последней значительно превышали размеры образца, который помещался непосредственно на пластину-источник. Таким образом облучение проводилось неколлимированным пучком α -частиц. Именно этим обстоятельством объясняется наблюдавшийся в [4] профиль РД, напоминающий гауссовский (максимум концентрации РД находился у поверхности Si). Удаляя образец на достаточно большое расстояние от источника (в вакууме), можно получить коллимированный пучок. При этом профиль РД получается иным — с максимумом в плоскости, параллельной поверхности образца, на расстоянии, определяемом начальной энергией частицы. В принципе,

меняя расстояние между образцом и источником по определенной программе (а также используя разные по природе и энергии ионы), можно получить любой — прямоугольный, треугольный и т.д. профиль РД. Задача упрощается при работе на ускорителях ионов, где легко варьируются тип ионов и их энергия.

В свою очередь наличие профиля глубоких центров сказывается на особенностях переноса носителей. Так, мы наблюдали нестандартную зависимость времени жизни носителей заряда от дозы облучения [5]. В настоящей работе на примере структуры диода исследуется влияние заглубленного слоя РД на перенос неравновесных носителей и эффективное значение времени жизни, а также на распределение объемного заряда при обратном смещении.

В связи с поставленной задачей в работе применялись методики стационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и стационарной емкости. Анализировался перенос дырок в базе через поврежденный слой в условиях их инжекции-экстракции, а также перенос калиброванного по величине заряда при использовании $p^+ - n$ -диода как детектора одиночных α -частиц.

2. Облучение образцов и емкостные измерения

Для создания неоднородности электрофизических свойств в базе $p^+ - n$ -структуры использовались радиационные дефекты, возникающие в Si при облучении α -частицами изотопа плутония ^{238}Pu (5.5 МэВ). Для α -частиц с энергиями естественного распада при торможении в Si характерны потери энергии в актах ионизации электронных оболочек. Основное взаимодействие с ядрами Si происходит в конце пробега, когда энергия частицы E мала. Это связано с тем, что дифференциальное сечение ядерного рассеяния $d\sigma_{ns}$ с передачей энергии T

обратно пропорционально E и выражается как

$$d\sigma_{ns} \sim (dT/T^2)/E. \quad (1)$$

Из соотношения (1) следует, что наиболее вероятна передача атомам Si малых порций энергии T . В итоге пары Френкеля (межузельный атом)–вакансия оказываются сосредоточенными в узкой области в конце пробега частицы. При превышении определенной дозы, когда треки отдельных частиц перекрываются ($\Phi \geq 10^9 \text{ см}^{-2}$), возникает слой шириной δ , насыщенный дефектами структуры. Компоненты пар Френкеля интенсивно вступают в физико-химические реакции, образуя комплексы с примесями P, O, C, а также ассоциируются в дивакансии. Концентрация центров в слое оценивается как $M = \beta \Phi / \delta$, где β — число пар Френкеля (на 1 частицу), участвующих в образовании центров. Это число невелико ввиду значительной рекомбинации пар в треке α -частицы [6] и составляет $\beta = 2$ [7].

Облучению подвергались диоды из Si, имевшие диффузионный p^+ -слой с поверхностной концентрацией бора, составлявшей 10^{20} см^{-3} , и n -базу толщиной 350 мкм при концентрации P, равной $1.2 \cdot 10^{14}$ и $1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (для I и II группы образцов соответственно). Исходное время жизни дырок в базе диодов составляет $\tau_0 = 20$ мкс. Облучение велось в вакууме, в геометрии, близкой к ортогональной. Отслеживалось влияние малых доз на свойства p^+ - n -структуры, причем контроль дозы осуществлялся при помощи той же p^+ - n -структуры. Для этого диод использовался в режиме детектора. Отметим, что выделяемая в n -базе энергия частиц была менее 5.5 МэВ вследствие самопоглощения в источнике и p^+ -слое диода. Все опыты происходили при комнатной температуре.

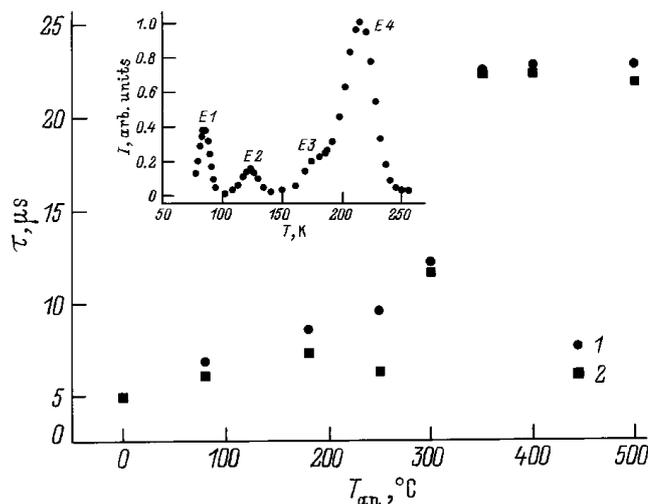


Рис. 1. Изменение величины времени жизни дырок τ в образце, облученном дозой α -частиц $\Phi = 1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, при изохронном отжиге в течение 1 ч. Измерения методом инжекции–экстракции при плотности прямого тока j , А/см²: 1 — 0,3, 2 — 0,4 и отношении прямого тока к обратному, равном: 1 — 3, 2 — 2. На вставке — DLTS-спектр глубоких центров (I — интенсивность сигнала), расположенных в верхней половине запрещенной зоны Si; образец облучен дозой α -частиц $\Phi = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Нашей 1-й задачей было проверить соответствие системы возникающих радиационных дефектов сложившейся в литературе картине, а также установить профиль концентрации электрически активных центров в Si. Поскольку эти измерения связаны с методикой DLTS, было важно проследить, как появление в p^+ - n -структуре δ -слоя скажется на ее емкости.

На вставке к рис. 1 представлен DLTS-спектр для образца II группы, облученного дозой α -частиц $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. В верхней половине запрещенной зоны в общей сложности наблюдаются 4 уровня. Во-первых, уровень $E1$ (обусловленный А-центром) с энергией $E_c - 0.18 \text{ эВ}$ и сечением захвата электронов $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. 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, соответствующий уровню $E3$ ($E_c - 0.29 \text{ эВ}$, $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$), связанный с парой (межузельный C)–P. За положение пика $E4$ ($E_c - 0.4 \text{ эВ}$, $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) ответственны по крайней мере два дефекта: E -центр (вакансия — P) и дивакансия (однократно отрицательно заряженное состояние). Из рисунка следует, что в условиях измерений наибольшая концентрация глубоких центров соответствует уровню $E4$, что должно проявиться в изменении рекомбинационного времени жизни в Si, а также в уменьшении проводимости из-за компенсации глубокими центрами.

Дополнительно, в режиме с инжекцией дырок исследовались уровни энергии в нижней половине запрещенной зоны. Здесь отчетливо проявился только центр C_i – O_i : (межузельный углерод)–(межузельный кислород) с энергией залегания $E_v + 0.4 \text{ эВ}$ и $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. Отметим незначительное присутствие в нашем случае центра, обусловленного одиночным межузельным углеродом ($E_v + 0.33 \text{ эВ}$, $\sigma_p = 9 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$). Это можно объяснить связыванием дефектов C_i и O_i уже в цикле облучения, которое выполнялось при комнатной температуре, когда миграция центров C_i высока. Вторым фактором может являться высокая концентрация в образце кислорода.

В целом наблюдаемая система уровней дефектов характерна для чистого n -Si [8,9]. Их сравнительная рекомбинационная активность проявляется в поведении времени жизни неосновных носителей заряда τ . Так, для образца, облученного дозой $1.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, величина τ упала до 5 мкс. Изохронный отжиг на воздухе в течение 1 ч позволил восстановить τ до величины 22.5 мкс. При этом стадия наиболее заметного увеличения приходится на температуру $T_{ан} = 350^\circ \text{C}$ (см. рис. 1), что соответствует основному отжигу таких центров, как дивакансия и А-центр [8,10]. Последнее согласуется с известными представлениями о высокой скорости рекомбинации через уровни дивакансии и А-центра [11]. С другой стороны, мы не наблюдали, как в работе [12], активности наиболее глубокого РД — E -центра. После отжига при $T_{ан} = 200^\circ \text{C}$ величина τ изменялась незначительно, что следует связать со слабым формированием E -центра в поврежденном слое.

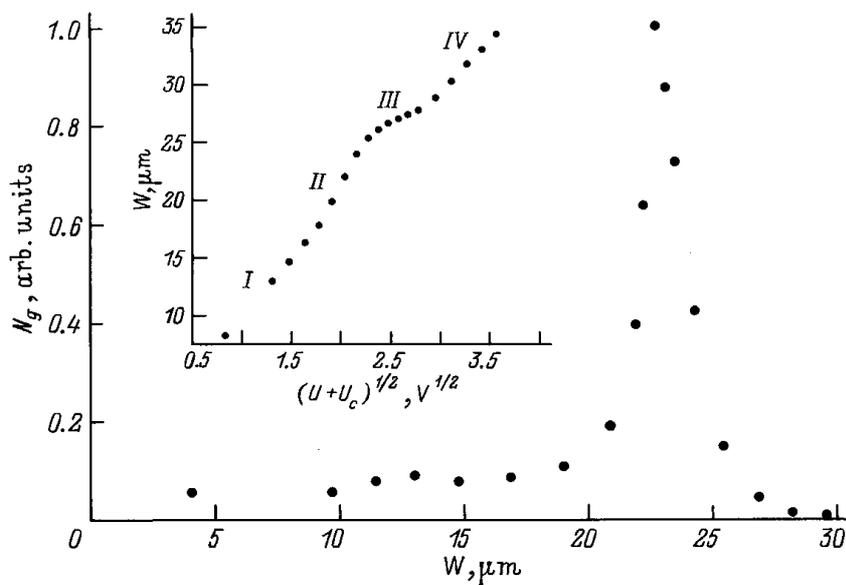


Рис. 2. Распределение числа центров, образующих пик $E4$, по глубине трека в образце, облученном дозой α -частиц $\Phi = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Измерения выполнены по методу DLTS при $T \approx 210 \text{ К}$. На вставке — зависимость ширины области пространственного заряда W от величины приложенного напряжения U ; римскими цифрами I–IV отмечены участки зависимости.

В связи со сказанным выше можно считать, что в наших условиях основным радиационным дефектом является дивакансия. Помимо отмеченной выше рекомбинационной активности она должна (как глубокий центр) проявиться и в компенсации Si. В итоге именно пространственное распределение дивакансии характеризует геометрию заглубленного слоя. Почеркнем, что дивакансии образуются непосредственно в треке частицы и не связаны с диффузией вне трека, т.е. размытием профиля первичных дефектов.

На рис. 2 представлена зависимость концентрации дефектов, образующих пик $E4$, от координаты границы области пространственного заряда (ОПЗ) $p^+ - n$ -перехода. Последняя определялась по значениям емкости от обратного смещения (см. вставку к рис. 2). Как отмечалось выше, дивакансии оказались сосредоточенными в весьма узкой области в конце пробега частицы.

Однако данные рис. 2 требуют ряда пояснений и прежде всего в отношении отличия зависимости границы ОПЗ от приложенного напряжения U в координатах $W = f(\sqrt{U + U_c})$ от стандартной линейной функции, U_c — контактная разность потенциалов. Наблюдаемая зависимость имеет 4 отличительных участка. Вначале при малых напряжениях $p^+ - n$ -переход расширяется в области незначительных повреждений. Начиная примерно от 20 мкм, происходит более резкое возрастание W с напряжением, что связано с проявлением компенсации мелких доноров глубокими акцепторами. Рост замедляется начиная с 25 мкм, а далее при $W > 28 \text{ мкм}$ следует участок зависимости, связанный с расширением $p^+ - n$ -перехода в область неповрежденного Si.

Для объяснения хода $W(U)$ была рассмотрена ожидаемая нами ситуация, когда в ОПЗ асимметричной $p^+ - n$ -структуры имеются 3 области с разными значениями объемного заряда ρ (см. вставку А на рис. 3). Для простоты распределение заряда в каждой из них принято равномерным с последующим резким переходом к новым значениям на границах a, b, W . В этой модели начальная величина $\rho = \rho_3$ сохраняется в области (b, W) за пределами пробега частицы ($b \geq R$). Область (a, b) представляет собой поврежденный слой, а в зоне $(0, a)$ возможно незначительное образование радиационных дефектов и $\rho_1 \neq \rho_3$. Соответственно подразумевается, что $\rho_2 < \rho_1 < \rho_3$.

Решение уравнения Пуассона приводит к выражению для распределения приложенной разности потенциалов U по областям:

$$U/U_0 = 1 + [(b^2 - a^2)\rho_2 + (W^2 - b^2)\rho_3] / a^2\rho_1. \quad (2)$$

Здесь значение напряжения U_0 соответствует обеднению зоны $(0, a)$ при объемном заряде ρ_1 . Для нормированной величины общей протяженности ОПЗ (W/a) из формулы (2) получаем

$$(W/a)^2 = (\rho_1/\rho_3)(U/U_0 - 1) + (b/a)^2(1 - \rho_2/\rho_3) + \rho_2/\rho_3. \quad (3)$$

Построение этой зависимости в координатах $W/a = f(\sqrt{U/U_0})$ проведено на рис. 3 для случая $b/a = 1.5$ и отношения $\rho_1:\rho_2:\rho_3$, равного $0.75:0.3:1$. На приведенной зависимости при возрастании U прослеживаются 3 участка. На участке I — при распространении ОПЗ в зоне $(0, a)$ — $W/a \sim \sqrt{U/U_0}$,

и это естественно. При движении ОПЗ в области (a, b) , когда $1 \leq (W/a) \leq 1.5$, рост ОПЗ идет с большей крутизной ($\rho_2 < \rho_1$), но зависимость уже нелинейна¹:

$$W/a = [1 + \rho_1/\rho_2(U/U_0 - 1)]^{1/2}. \quad (4)$$

Наконец, после обеднения нарушенного слоя наблюдается участок III, где рост W/a происходит согласно формуле (3) и при $U/U_0 \gg b/a$ стремится к $W \approx \sqrt{U/\rho_3}$. Легко видеть, что указанные выше зависимости, согласно выражениям (2), (3), линеаризуются в координатах $W^2 = f(U/U_0)$.

Наличие "избыточного" участка IV на экспериментальной кривой $W(U)$ на рис. 2, на наш взгляд, следует связать с особенностью компенсации доноров глубокими акцепторными уровнями. Именно в области поля $p^+ - n$ -перехода может произойти пересечение уровня ГЦ с уровнем Ферми. Тогда для стационарного состояния заполнение уровней электронами будет выглядеть как изображено на вставке В к рис. 3 (см., например, [13]). Ширина зоны $(0, d)$ (см. вставку В) будет определяться исходной концентрацией ионизированных мелких доноров, а в области (d, W) заполнение глубоких акцепторов электронами сохранится. Падение потенциала на ней мало ($E_F - E_A \cong 0.1$ эВ) и не зависит от приложенного напряжения [14]. Однако ее протяженность может быть значительна при малости $N_D^+ - N_A^-$ [15].

При измерении емкости возникают два полярных случая, когда период пробного сигнала превосходит время выброса электронов с уровня E_A , либо меньше его. В 1-м случае преимущественно изменяется граница d ; в 2-м — область $(0, W)$ реагирует как целое. В итоге в зависимости от частоты пробного сигнала, температуры и глубины залегания уровня можно получить для ОПЗ значение порядка d либо W (так называемые низкочастотная и высокочастотная емкости, см. подробнее [13]). В наших условиях при $f = 100$ кГц, $T \approx 200$ К уровни, находящиеся глубже 0.25 эВ ($\sigma = 3 \cdot 10^{-15}$ см²) не успевают выбросить электроны в c -зону. Другими словами, измерения емкости давали нам правую границу ОПЗ, т.е. величину W .

В приложении к вопросу о формировании объемного заряда в слое δ наиболее проста ситуация при глубокой компенсации, когда область слабого поля

$$\Delta = \left[\frac{2\epsilon(E_F - E_A)}{e^2(N_D^+ - N_A^-)} \right]^{1/2} > \delta.$$

Тогда электрическое поле распространяется сразу на весь слой δ с момента касания ОПЗ его левой границы. В этих условиях участок II на рис. 2 представится вертикальной линией. В ходе дальнейшего роста U , в слой δ проникает поле приложенной разности потенциалов. При этом область Δ вытесняется за пределы слоя (где она существовать не может), тем самым уменьшаясь по

¹ Нелинейность участка II слабо проявляется на рис. 3 вследствие малости интервала значений $(U/U_0)^{1/2}$.

абсолютной величине. Этот процесс перераспределения поля в слое δ в наших условиях измерения не сказывается на значениях емкости и соответствует $W = \text{const}$, т.е. горизонтальному участку III. Наконец, когда поле вступает в неповрежденный Si, происходит рост W , что отражается как появление IV участка. В случае менее глубокой компенсации при $\Delta < \delta$ участки II и III не будут образовывать ступени. При этом конечный наклон участка II отражает указанную выше перестройку объемного заряда в слое δ , а горизонтальный участок должен иметь меньшую протяженность по оси напряжения.

Данные эксперимента на рис. 2 относятся к реальной ситуации, когда края распределения ГЦ несколько размыты. Поэтому корректно говорить только о качественном соответствии представленной выше картине, что и наблюдается в отношении числа и характера участков. Показательно также, что темпы роста функции $W(U)$ для начального и конечного участков совпадают. Это дополнительно указывает на незначительность повреждения объема Si вплоть до конца пробега частицы.

Высказанные соображения были также учтены при определении координаты максимума концентрации центра E_4 . Его расположение, вычисляемое из измеряемой емкости, окажется заглубленным в базу, поскольку в сигнал DLTS (см. вставку В на рис. 3) вносят вклад ГЦ, расположенные при координате $x < d$. Глубокие центры на участке от d до W при приложении обратного смещения не ионизируются и в образовании сигнала не участвуют. Сигнал DLTS появляется, когда значение d

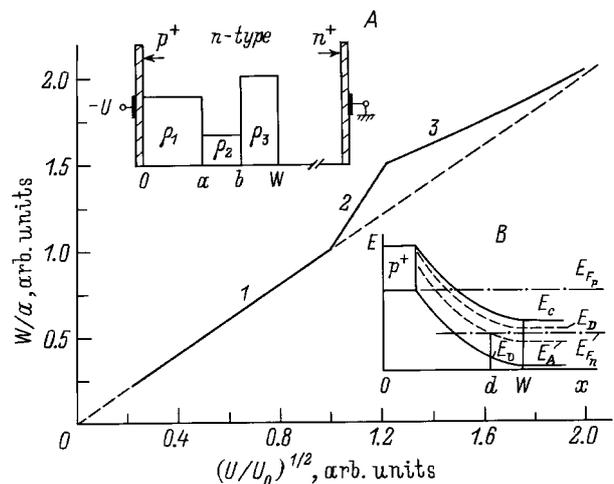


Рис. 3. Расчетная зависимость ширины области пространственного заряда W от величины приложенного напряжения U для случая наличия в базе диода 3 областей с различными значениями объемного заряда. Номера у кривой соответствуют соотношениям $W = f(U)$ при значениях параметров ρ_i : 1 — $W/a = (U/U_0)^{1/2}$ при $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$; 2 — (4) при $\rho_2 = \rho_3$, $\rho_1/\rho_2 = 2.5$; 3 — (3) при $\rho_1/\rho_3 = 0.75$, $\rho_2/\rho_3 = 0.3$. Штриховая прямая соответствует соотношению $W = (U/\rho_3)^{1/2}$. На вставке А — схема распределения заряда; пояснения в тексте. На вставке В — расположение энергетических зон и заполнение глубокого уровня в $p^+ - n$ -переходе; E_{Fp} , E_{Fn} — квазиуровни Ферми.

совпадает с левым краем пика, соответствующего концентрации ГЦ, но при этом получаемая из емкостных измерений толщина $p^+ - n$ -перехода будет больше на величину области Δ . Оценка этой величины, согласно [13], приводит к значению $\Delta \cong 4$ мкм, что было использовано при корректировке положения максимума концентрации N_g на рис. 2.

В целом из емкостных измерений можно заключить, что профиль радиационных ГЦ (дивакансий) по треку частицы имеет характер достаточно резкого пика. Положение его вершины соответствует значению пробега R . При наблюдении дивакансий контур пика наиболее точно передает распределение по треку первичных дефектов (пар Френкеля).

3. Перенос дырок в режиме инжекции–экстракции

Обратимся теперь к проявлению введенных центров в процессах рекомбинации носителей заряда. Приводимые в опытах по отжигу значения τ (см. рис. 1) определялись методом инжекции–экстракции. Дополнительно, как принято в литературе, строилась величина

$$1/\tau = 1/\tau_0 - 1/\tau_{\text{fin}},$$

где τ_0 и τ_{fin} начальное и измеряемое значения времени жизни. Следовало ожидать, что величина $1/\tau$, пропорциональная суммарной концентрации вводимых рекомбинационных центров, будет возрастать линейно с увеличением доз. Однако наблюдается существенная нелинейность с последующим выходом на насыщение (см. рис. 4). Оказалось, что в интервале доз $\Phi = 5 \cdot 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ величина $1/\tau$ близка к степенной функции с показателем 1.7. Для объяснения такого поведения $1/\tau = f(\Phi)$ следует обратиться к базовой формуле метода (см.,

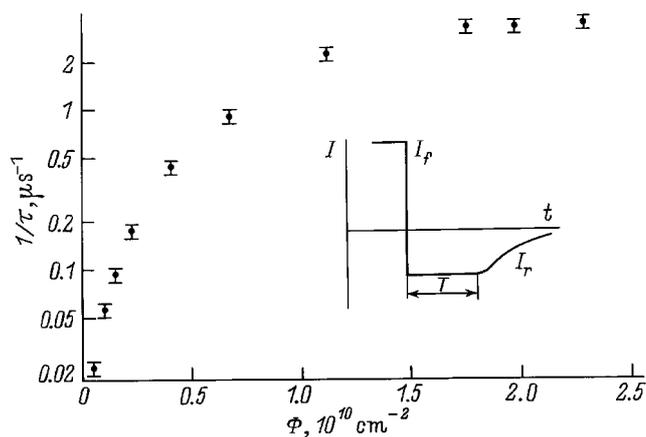


Рис. 4. Обратная величина времени жизни дырок $1/\tau$ в базе диода в зависимости от дозы облучения α -частицами Φ . Измерения методом инжекции–экстракции, см. (5). Плотность прямого тока равна 0.3 А/см^2 . На вставке — вид импульса тока I , поясняющий обозначения в формуле (5).

например, монографию [16]):

$$\text{erf}\sqrt{T/\tau} = I_f/(I_f + I_r), \quad (5)$$

где T — длительность полочки обратной фазы, I_f и I_r — токи прямой и обратной фаз (см. вставку к рис. 4). Формула (5) получена при условии протяженной базы диода 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 $\tau_0 = 20 - 30 \text{ мкс}$ имеем $L_D \leq 185 \text{ мкм}$ и условия вывода формулы (5) выполняются удовлетворительно. По мере введения дефектов в базу на глубине пробега частиц $R \cong 20 \text{ мкм}$ выстраивается слой с пониженным значением τ . Это нарушает условия исходной модели, так как вблизи $p^+ - n$ -перехода на расстоянии $R \ll L_D$ создается сток для дырок. В пределе слой δ можно рассматривать как плоскость со скоростью поверхностной рекомбинации $S \rightarrow \infty$, что сводит задачу к случаю "тонкого" диода с тыловым контактом рекомбинационного типа. Решение такой задачи проведено в работе [17].

В [16] приведена приближенная формула, которая связывает длительность полочки и глубину расположения слоя δ :

$$T = \ln[0.8(1 + I_f/I_r)]R^2/2.5D. \quad (6)$$

Для наших измерений это означает, что функция $1/\tau(\Phi)$ должна выйти на насыщение. Это будет соответствовать моменту падения величины $1/\tau$ в слое δ до уровня, формально описываемого значением $S \rightarrow \infty$. Насыщение отчетливо наблюдалось в области доз $\Phi \cong 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 4). При этом величину τ в слое можно оценить как $\tau = (V_{th}\sigma M)^{-1}$. Принимая для тепловой скорости $V_{th} = 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и сечение захвата $\sigma = 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, получаем $\tau = 1.4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Отличие на 2 порядка от начального значения (которое сохраняется в основной неповрежденной части базы) оказывается достаточным для интенсивного стока дырок в нарушенный слой. Количественная оценка также подтверждает сказанное. Так, подставив в выражение (6) длительность полочки $T = 0.2 \text{ мкс}$, получаем $R = 22.3 \text{ мкм}$. Это значение хорошо согласуется с величиной $R = 23.2 \text{ мкм}$ для образцов I группы, на которых выполнялись измерения.

4. Перенос неравновесного заряда при импульсной генерации

Другая возможность проследить за вкладом поврежденного слоя в особенности переноса заряда связана с регистрацией сигнала одиночных α -частиц. Здесь используется упомянутый нами ранее основной механизм потерь энергии при торможении в твердом теле — ионизация. Структура $p^+ - n$ -диода выступает как детектор отдельных частиц, причем "рабочей зоной" служит ОПЗ диода. Меняя величину обратного смещения, можно управлять значением W и устанавливать желаемые условия переноса. С технической стороны важно, что монохроматические по энергии частицы вносят импульс каллиброванного по величине заряда электронно-дырочных

пар. Последний регистрируется стандартной для ядерной спектрометрии аппаратурой. Конечной характеристикой структуры как детектора является форма спектра амплитуд сигналов.

4.1. Проследим вначале за поведением средней амплитуды спектра с возрастанием дозы Φ на рис. 5. Определим геометрию опыта таким образом, чтобы треки частиц выступали за дефектный слой (см. вставку *a* на рис. 6). Для этого использовались α -частицы ^{244}Cm , которые в условиях полного переноса выделяли в структурах II-й группы частицы с энергией 5.11 МэВ ($R = 24.6$ мкм). Величину W установим менее координаты x_1 . Тогда производимая частицей ионизации распределяется по трем областям: в зоне ОПЗ (W); в неразрушенной зоне ($x_1 - W$); наконец, непосредственно в слое δ и правее его в области $R - x_2$.

Амплитуда сигнала определяется интегральным зарядом, протекающим во внешней цепи, — как результирующая быстрого дрейфового переноса носителей в электрическом поле ОПЗ и более медленного, за счет диффузии в зоне $R - W$. Последний связан с потерями на рекомбинацию, что отражено на рис. 5 (кривая 1). По мере введения рекомбинационных центров за счет радиационных дефектов потери заряда λ , естественно, возрастают (кривые 2–6). Показательно, что уже начиная с дозы $\Phi \geq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ход λ насыщается (см. вставку на рис. 5). При этом величина λ соответствует картине переноса, когда внесенный в область $R - x_1$ заряд теряется полностью. Одновременно полностью переносится заряд в зоне $(0, W)$. Что касается заряда в слое $(x_1 - W)$, то на $p^+ - n$ -переход стекает лишь его половина. Сказанное выполняется с хорошей точностью. Так, расчет с учетом распределения ионизации по кривой Брэгга для $R - W = 10$ мкм дает потери $\lambda = 0.12$ при экспериментальной величине $\lambda = 0.145$. Таким образом, поврежденный слой проявляется как эффективный сток носителей уже при дозах $\Phi \geq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Напомним, что

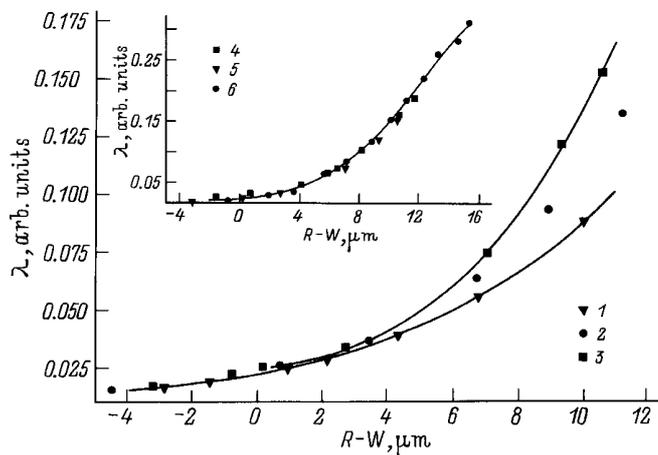


Рис. 5. Потери заряда λ на рекомбинацию в зависимости от размера части трека, выступающей за границу области поля $R - W$. Доза облучения α -частицами Φ , 10^9 см^{-2} : 1 — 0, 2 — 1, 3, 4 — 3, 5 — 6, 6 — 10.

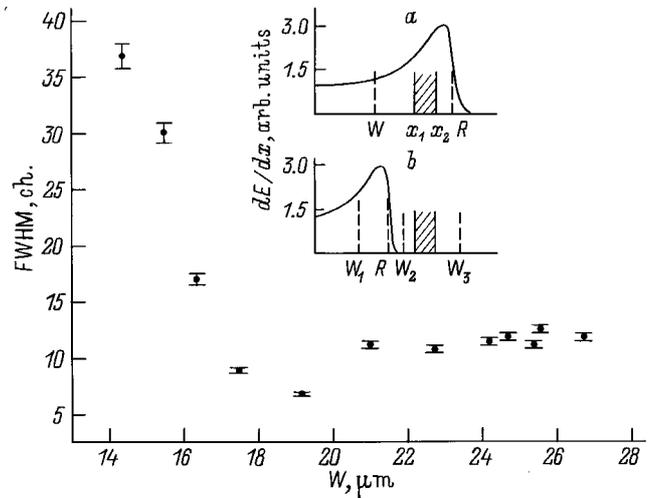


Рис. 6. Полуширина спектральной линии FWHM $p^+ - n$ -диода в зависимости от протяженности области поля W . Диод облучен α -частицами дозой $1.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и используется как детектор одиночных α -частиц с энергией 4.5 МэВ и пробегом $R = 21$ мкм. На вставках — геометрия опытов. Трек α -частицы: *a* — уходит за заглубленный слой (см. рис. 5); *b* — располагается до заглубленного слоя.

в методе инъекции–экстракции это состояние наступало при $\Phi \geq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Большую чувствительность к ГЦ в слое δ при импульсной инъекции заряда α -частицами следует связать с различием в заполнении центров захвата. В методе инъекции–экстракции заполнение происходит в фазе стационарного прямого тока дырок. В фазе обратного тока через слой с центрами, уже заполненными дырками, протекают дырки из области $L_D - \delta$. При генерации заряда α -частицами начальное заполнение центров определяется равновесными условиями. Центры под уровнем Ферми оказываются заполненными электронами и могут эффективно захватывать дырки. Захват усугубляется высоким уровнем инъекции в треке, когда плотности тока диффузии в слое δ составляют десятки А/см^2 .

4.2. Выше мы отследили поведение средней амплитуды импульса. Однако амплитудный спектр дает и 2-й параметр — ширину линии. Эта величина определяется как произведение потерь заряда λ на захват дырок и фактора их неоднородности F [18]. На практике $F \cong 1$ и размытие линии напрямую связано с неполным переносом заряда.

Выберем теперь энергию α -частиц так, чтобы их пробег укладывался до координаты x_1 (см. вставку к рис. 6). Выделим 2 случая по расположению области поля W относительно слоя δ : в 1-м случае W также не достигает значения x_1 , т.е. $R, W_2 < x_1$. Во 2-м случае, напротив, нарушенный слой захвачен областью поля и $W_3 > x_2$. В условиях $W_2 < x_1$ поступающие из области поля электроны в базе являются основными носителями. Поэтому равное число электронов за время максвелловской релаксации выводится в n^+ -контакт. В

итоге дефекты в слое δ на сигнале не скажутся. В случае $W_3 > x_2$ электронам из трека приходится дрейфовать через слой δ как пакету неравновесных носителей. При этом они будут подвергаться захвату, что должно проявиться прежде всего в размытии спектральной линии.

На рис. 6 приведен ход ширины линии FWHM (выраженной в числе каналов амплитудного анализатора) в зависимости от протяженности области поля для образца I группы. Длина трека используемых α -частиц составляла 19 мк, что было близко к пробегу частиц, создававших нарушенный слой (23.2 мк). Однако характерное поведение ширины линии прослеживается четко. Пока трек полностью не укладывается в поле ($W_1 < R$), линия широка. Это связано с вкладом потерь за счет диффузионного переноса для части трека, выступающей в базу. С ростом W линия резко сужается и при $W_2 \geq R$ наблюдаются минимальные значения. Далее, когда вовлекаются в рабочую зону центры захвата в слое δ , происходит приблизительно двухкратное возрастание ширины линии.

5. Заключение

Облучение α -частицами с энергиями естественного распада позволяет получить четко сформированный по профилю "заглубленный слой" радиационных дефектов. Преимущественно наблюдаются центры, глубоко лежащие по энергии, которые проявляются прежде всего в рекомбинации неравновесных носителей, а также в уменьшении проводимости вследствие компенсации носителей тока. Весьма умеренных доз $\Phi = 3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ достаточно, чтобы заглубленный слой рассматривался как внутренняя граница со скоростью поверхностной рекомбинации, равной бесконечности. Корректность этого положения проверена для 2 типичных вариантов переноса носителей: для первоначального заполнения центров при стационарном токе и для импульсной генерации в объеме, ранее находившемся в равновесных условиях.

Проявление глубоких центров в уменьшении проводимости наблюдалось также при малых дозах по особенностям формирования объемного заряда в $p^+ - n$ -структуре, смещенной в обратном направлении. Показано, что при неполном обеднении поврежденного слоя следует учитывать наличие в нем объемного заряда, возникающего в поле контактной разности потенциалов.

Отмеченные выше факты представляются полезными и в методическом плане. Показано, как слой глубоких центров сказывается на результатах таких распространенных методов, как DLTS и инжекция-экстракция носителей заряда.

Список литературы

- [1] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица (М., Мир, 1984) т. 1.
- [2] J. von Borany, B. Schmidt, R. Grotzschel. Nucl. Instrum. Meth., **A 377**, 514 (1996).
- [3] J. Martin, E. Haas, K. Raithel. Sol. St. Electron. **9**, 83 (1966).
- [4] Л.С. Берман, А.Д. Ременюк, В.Б. Шуман. ФТП, **15**, 1155 (1981).
- [5] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.Б. Шуман. Письма ЖТФ, **23**, 79 (1997).
- [6] А.М. Иванов, И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан, Б. Шмидт. ФТП, **29**, 543 (1995).
- [7] В.В. Емцев, Т.Б. Машовец, В.В. Михнович. ФТП, **26**, 22 (1992).
- [8] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **27**, 205 (1993).
- [9] Н.В. Кузнецов, В.Н. Филатов, В.Г. Виноградова. ФТП, **21**, 609 (1987).
- [10] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. *Дефекты в кремнии и на его поверхности* (М., Наука, 1990).
- [11] A. Hallen, N. Keskitalo, F. Masszi, V. Nagl. J. Appl. Phys., **79**, 3906 (1996).
- [12] P.V. Kuchinskii, V.M. Lomako. Sol. St. Electron., **29**, 1041 (1986).
- [13] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [14] С.М. Рывкин, Л.Л. Маковский, Н.Б. Строкан, А.Х. Хусаинов. ФТП, **3**, 1434 (1969).
- [15] Л.Л. Маковский, С.М. Рывкин, Н.Б. Строкан, В.П. Субашева, А.Х. Хусаинов. В сб.: *Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов* (Л., Наука, 1969).
- [16] Ю.Н. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968).
- [17] M. Byczkowski, J.R. Madigan. J. Appl. Phys., **28**, 878 (1957).
- [18] L.L. Makovsky, N.B. Strokan, N.I. Tisnek. IEEE Trans. Nucl., Ser. 15, 304 (1968).

Редактор Т.А. Полянская

Properties of $p^+ - n$ -structures with a buried layer containing radiation defects

A.M. Ivanov, N.B. Strokan, V.B. Shuman

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract $p^+ - n$ -structures were fabricated on n -type Si with a doping of $1.7 \cdot 10^{13} - 1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and irradiated by α -particles ^{238}Pu . Buried layer containing near $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ radiation defects was formed at the depth of $20 \mu\text{m}$. Such defect's concentration is responsible for an intensive flow of non-equilibrium carriers both under the stationary injection-extraction regime and at impulse generation caused by single particles. The enables us to consider a damaged layer as a built — in plane with infinite surface recombination velocity. Besides, radiation defects took part in conductivity compensation. A typical space charge distribution is observed in this structure for reverse bias potential, and voltage-capacitance dependence is observed accordingly. Four regions appeared at the capacitance curve despite the three space charge regions formally existing. This phenomenon is associated with an additional charge step arising from the inner contact potential and is inherent in deep level compensation.