

©1995 г.

РЕКОМБИНАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТРЕКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В Si¹

В.К.Еремин, И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан, Б.Шмидт[†]

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

[†]Институт физики ионных пучков и исследования
материалов Исследовательского Центра г.Россендорф,
Дрезден, Германия, D-01314

(Получена 20 июня 1994 г. Принята к печати 27 июня 1994 г.)

Взаимодействие ядерных излучений с полупроводниками, как правило, исследуется раздельно в двух аспектах. Во-первых, рассматривается проявление возникающих дефектов структуры в деградации электрофизических свойств. Во-вторых, изучается поведение заряда неравновесных носителей, что практически важно для полупроводниковых детекторов. В работе на примере Si показано, что при облучении осколками деления ²⁵²Cf («тяжелыми ионами») возникающие первичные дефекты структуры и неравновесные электроны и дырки необходимо рассматривать как единую систему. Взаимодействие дефектов и носителей заряда определяет как рекомбинацию носителей, так и самих первичных пар Френкеля. Для доли прорекомбинировавших носителей это приводит к новой (логарифмической) зависимости от напряженности электрического поля в детекторе вместо гиперболического закона для случая α -частиц («легких ионов»).

Введение

Рассматриваемый вопрос о рекомбинации неравновесных носителей в треках ионов имеет прямое отношение к известной в полупроводниковой ядерной спектрометрии проблеме дефицита амплитуды сигнала детектора. Подчеркнем, что в работе не затрагиваются вопросы собственно спектрометрии (потери энергии во входном окне, флуктуации рекомбинации, разрешение по энергии и т.д.). Детекторы используются как ионизационные камеры, т.е. как структуры, в которых, измеряя амплитуду сигнала в зависимости от напряженности поля, методически удобно исследовать физические аспекты рекомбинации.

Изучению переноса неравновесного заряда в детекторах посвящена обширная литература. Остановимся на последних работах, где

¹ Работа выполнялась в рамках совместного российско-германского проекта WTZ X229.14 «Мелкие и заглубленные переходы».

детально исследовался перенос в Si-детекторах α -частиц. В [1-4] для современных планарных структур и традиционных поверхностно-барьерных детекторов были определены значения относительных потерь заряда $\lambda_\alpha \leq 10^{-3}$ и, соответственно, эффективного времени жизни неравновесных носителей в треке α -частицы $\tau_{\text{eff}} \simeq 10$ мкс. Эти величины резко контрастируют с аналогичными данными для тяжелых ионов [5-7]. Действительно, в этих работах наблюдались значения относительных потерь заряда λ от нескольких единиц до десятков процентов и $\tau_{\text{eff}} \leq 0.2$ мкс, т.е. отличие составляет 1.5 порядка. В настоящей работе проведен анализ физических процессов, ответственных за расхождение параметров, характеризующих масштаб рекомбинации.

Ранее, в работах [5,6], большие потери заряда объяснялись рекомбинацией на границе Au-n-Si поверхностно-барьерного детектора. Однако требующееся для интерпретации значение скорости поверхностной рекомбинации $S \simeq 10^4$ см/с представляется нам нереальным. В экспериментах на поверхностно-барьерных детекторах [1] мы получили для треков α -частиц $S = 300-400$ см/с.

В работе [7], напротив, предложено рассматривать рекомбинацию в объеме трека в виде цилиндра радиусом $r_0 \simeq 3$ мкм. Полагалось, что в этой области существенны нарушения решетки. Определяемое ими время жизни $\tau_0 = 20-50$ мкс зависит от плотности носителей Δn как $\tau_0 \sim (\Delta n)^{-1}$. Высокая плотность электронно-дырочных пар в треке тяжелого иона $\Delta n = \Delta p \simeq 10^{18}$ см $^{-3}$ и приводит к малому значению $\tau_{\text{eff}} \simeq 0.2$ мкс. Как подчеркивают авторы работы, значения τ_0 и τ_0 являются подгоночными параметрами модели. В этой связи отметим два, на наш взгляд, физически не оправданных момента — нереально большой радиус для проявления нарушений решетки Si ($r_0 = 3$ мкм) и неверную аппроксимацию $\tau(\Delta n)$ ($\tau \rightarrow 0$ при $\Delta n \rightarrow \infty$). Важно, что в экспериментах упомянутых выше работ [5-7] зависимость потерь заряда λ от напряженности поля F была гиперболической, $\lambda \sim F^{-1}$.

Для адекватного объяснения расхождения потерь заряда в треках легких и тяжелых ионов следует сопоставить условия формирования сигнала. Общий для треков ионов является стадия плазмы, когда вследствие высокой плотности электронно-дырочных пар внешнее поле экранируется. Для длительности состояния плазмы получена зависимость $t_{\text{pl}} = k/F$, где k зависит от энергии и пробега иона [8]. На стадии плазмы происходит рекомбинация неравновесных носителей. Далее, по мере диффузионно-дрейфового разрушения плазмы, электроны и дырки дрейфуют к соответствующим электродам, претерпевая захват (локализацию).

Различие в треках ионов заключается в большей (в ~ 100 раз) плотности носителей заряда $\Delta n = \Delta p$ для тяжелых ионов. Это при равных полях приводит к большим длительностям t_{pl} . Кроме того, при торможении тяжелые ионы производят более сильные повреждения решетки Si.

Рассмотрим вначале, можно ли объяснить резкое возрастание потерь заряда для тяжелых ионов за счет большей плотности носителей.

Основным механизмом рекомбинации неравновесных носителей в Si является захват примесными центрами [9]. В общем случае учитывается как захват электронов и дырок на уровень M (переходы 1, 2), так и обратный выброс носителей в зоны проводимости и валентную (см. вставку к рис. 1). Очевидно, что в условиях малых и средних возбуждений, когда выброс значителен, основной вклад в рекомбинацию вносят глубокие уровни. Отметим, что в детекторах используется чистый Si с содержанием глубоких центров $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Последнее обстоятельство, казалось бы, исключает рекомбинацию через примесные центры. Однако специфика высокого уровня инъеции ($\Delta n = \Delta p \gg n_0, n_0$ — равновесная концентрация электронов) приводит к снижению роли выброса. Как следствие, в рекомбинацию вовлекаются мелкие уровни, в том числе доноры.

Для оценки эффекта рассмотрим уровень с концентрацией N_M , лежащий в верхней половине запрещенной зоны на глубине ΔE_M . Пусть произведения (σv_{th}) эффективного сечения захвата σ и тепловой скорости v_{th} для электронов и дырок будут равны. Тогда зависимость $\tau(\Delta n)$ имеет вид

$$\tau = \frac{1}{N_M \sigma v_{th}} \frac{1 + [2\Delta n + N_c \exp(-\Delta E_M/kT)]/n_0}{1 + \Delta n/n_0} \quad (1)$$

Здесь $N_c = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — плотность состояний в зоне проводимости.

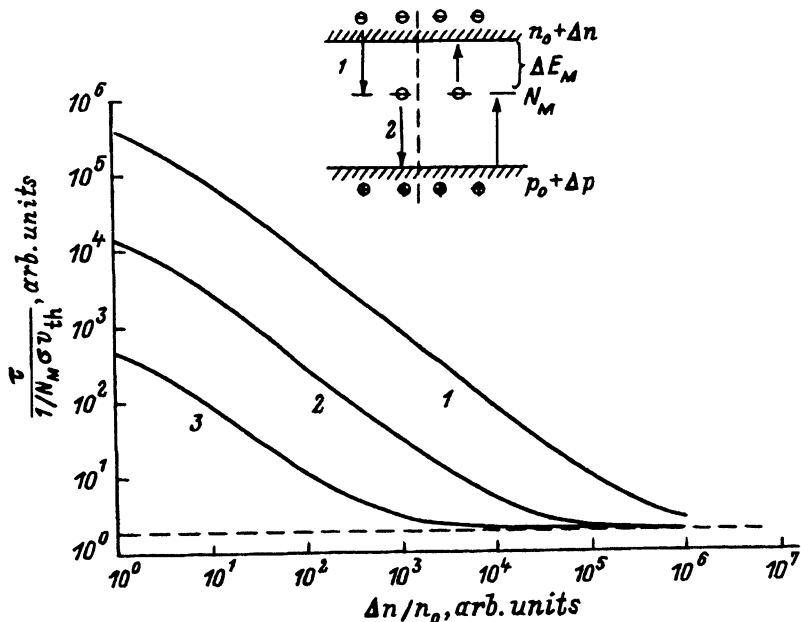


Рис. 1. Зависимость времени жизни носителей тока от уровня инъеции для различной глубины залегания рекомбинационного уровня ΔE_M , мВ: 1 — 45, 2 — 130, 3 — 220. На вставке — основные переходы электронов между уровнем M и разрешенными зонами; при высоком уровне инъеции доминирует захват неравновесных электронов и дырок.

Из формулы (1) следует, что с ростом $\Delta n/n_0$ τ уменьшается. Падение происходит тем сильнее, чем меньше глубина расположения уровня M . Так, для донорной примеси фосфора (глубина уровня $\Delta E_p = 45$ мВ) в диапазоне $\Delta n/n_0[0, \infty]$ τ может уменьшаться в $\approx 10^6$ раз. Однако падение происходит до значения, определяемого сечением захвата и концентрацией центров, $\tau_\infty = 2/N_M \sigma v_{th}$ (рис. 1).

В высокоомном детекторном n -Si можно принять, что концентрация фосфора $< 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ (удельное сопротивление $\rho > 600$ Ом·см). Согласно [10], при комнатной температуре для донорной примеси фосфора $\sigma \approx 10^{-15}$ см 2 . Поэтому при рекомбинации через доноры величина времени жизни остается не менее $\tau \approx 6.6$ мкм.

Другой возможной причиной падения τ с ростом Δn является нелинейная оже-рекомбинация. Действительно, начальная плотность носителей в треке $\Delta n = \Delta p \approx 10^{18}$ см $^{-3}$ при значении коэффициента ударной рекомбинации $C = 2 \cdot 10^{-30}$ см 6 /с [11,12] приводит к величине $\tau_{Auger} = 1/C \Delta n^2 = 0.5$ мкс. Проследим, как может проявиться оже-рекомбинация в реальных условиях растекающегося в радиальном направлении трека.

Для распределения неравновесных пар воспользуемся известным выражением для диффузионного растекания носителей, сосредоточенных в начальный момент в бесконечно тонкой нити:

$$\Delta n(r, t) = \frac{N_0}{4\pi DtR} \exp(-r^2/4Dt). \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент амбиполярной диффузии, R — средний пробег иона, N_0 — число созданных неравновесных пар электрон-дырка.

Тогда потери носителей в интервале времени dt в элементе объема dV при ударной рекомбинации составят

$$dN_0 = \Delta n(r, t) dV \frac{dt}{\tau_{Auger}} = C \Delta n^3(r, t) dV dt. \quad (3)$$

Полное число рекомбинировавших пар получается интегрированием:

$$\Delta N_0 = C \int_0^\infty dt \int_0^\infty \Delta n^3(r, t) 2\pi R r dr. \quad (4)$$

Для устранения расходимости интеграла по времени в $t = 0$ учтем, что в начальный момент времени трек неравновесных носителей имеет конечный радиус $r(0)$. Таким образом, интегрирование можно проводить с момента $t_0 = r^2(0)/4D$. Окончательно получаем для относительных потерь на оже-рекомбинацию

$$\lambda = \frac{\Delta N_0}{N_0} = \frac{C}{12\pi^2} \left(\frac{N_0}{R} \right)^2 \frac{1}{D r^2(0)}. \quad (5)$$

Для величины $r(0)$ обычно принимается $r(0) \approx 1$ мкм, что приводит к величине потерь $\lambda \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$, т.е. к весьма малой величине.

Эксперимент

Рассмотренные выше механизмы не объясняют больших потерь заряда в треках тяжелых ионов. Поэтому необходимо детально сопоставить ход относительных потерь заряда λ в зависимости от напряженности электрического поля F для случая α -частиц и тяжелых ионов.

Поскольку в прежних работах исследовался сравнительно узкий диапазон высоких полей, мы использовали современные планарные и поверхностно-барьерные структуры из высокоомного Si, в которых реализуются и низкие напряженности поля (< 1 кВ/см).

В эксперименте посредством техники амплитудного анализа определялась величина $\lambda = f(F)$ для α -частиц ^{238}Pu (энергия $E_\alpha = 5.5$ МэВ) и легкого осколка деления ^{252}Cf (энергия $E_f = 95$ МэВ). Тракт усиления сигнала включал предусилитель 142А, усилитель 571 и дискриминатор 408А фирмы ORTEC. Время RC - RC -формирования сигнала в усилителе составляло 2 мкс. Стабильность усиления контролировалась генератором тестовых импульсов 419. Анализатором служил комплекс АМА-03Ф; цена канала составляла ≈ 0.35 кэВ для α -частиц и ≈ 0.20 МэВ для осколков деления.

Измерения показали, что для α -частиц потери заряда $\lambda_\alpha \sim F^{-1}$ (рис. 2) в полном соответствии с предшествующими исследованиями [1-3]. В то же время для осколков зависимость относительных потерь заряда от поля $\lambda_f(F)$ хорошо аппроксимируется логарифмической функцией

$$\lambda_f(F) = \gamma \ln(F^{-1}) + \text{const} \quad (6)$$

(рис. 3). Таким образом, из эксперимента следует, что условия потерь заряда в треках α -частиц и осколков деления сугубо различны.²

Как было показано выше, различия в плотности неравновесного заряда недостаточны, чтобы подключился механизм резкого падения τ — оже-рекомбинация. Остается проследить за различиями во взаимодействии с решеткой при торможении в Si легких и тяжелых ионов. С этой целью производилось моделирование торможения по программе TRIM.

Образцы

№ образца	Тип структуры	$\gamma \cdot 10^3$		ρ , кОм · см
		электроны	дырки	
1*	Планарная	39.1	—	6.5
2*	Планарная	43.3	—	6.5
3**	Au-n-Si-Al	—	34.3	≈ 14.0
4***	Au-n-Si-Al	—	45.4	0.65

* — образцы получены из ЭЛМА (ELMA), г. Зеленоград; ** — образец фирмы ORTEC, тип ТВ 16-25-1000 (полностью обедняемый); *** — лабораторный образец, $d = 50$ мкм (полностью обедняемый).

² Зависимости $\lambda_\alpha(F)$ и $\lambda_f(F)$ для всех используемых в работе образцов были идентичны. Поэтому на рисунках приводятся данные для одного из образцов — образец 1 (см. таблицу).

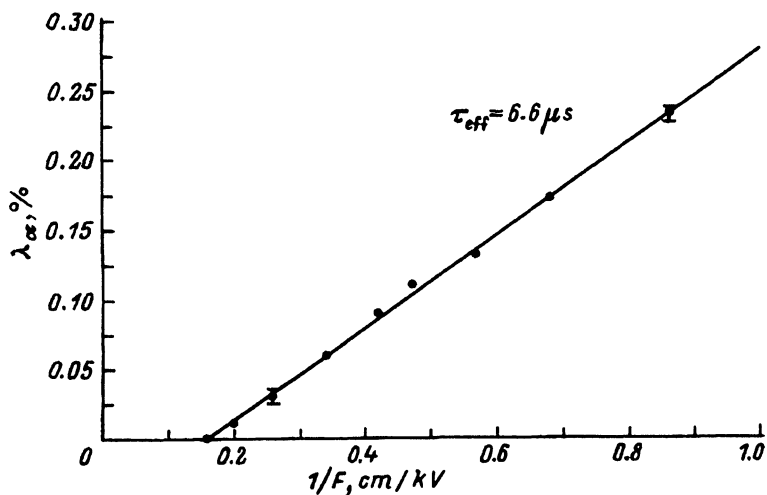


Рис. 2. Типичная зависимость дефицита амплитуды сигнала от α -частиц ^{238}Pu как функция обратной величины напряженности электрического поля в детекторе. За нуль отсчета принято значение амплитуды при максимальном поле.

Физическая концепция программы изложена в [13]. Было получено, что число образованных вакансий N_V составляет ≈ 16 и 240 штук на 1 МэВ для α -частиц ^{238}Pu и осколков ^{252}Cf соответственно. Соотношение общего числа вакансий, образованных осколками и α -частицами в треке, составляет $2.3 \cdot 10^4 : 90$ в пользу осколков. На наш взгляд, именно в сугубо больших нарушениях Si следует искать природу потерь заряда для осколков, описываемых математически как $\lambda_f \sim \ln(F)$.

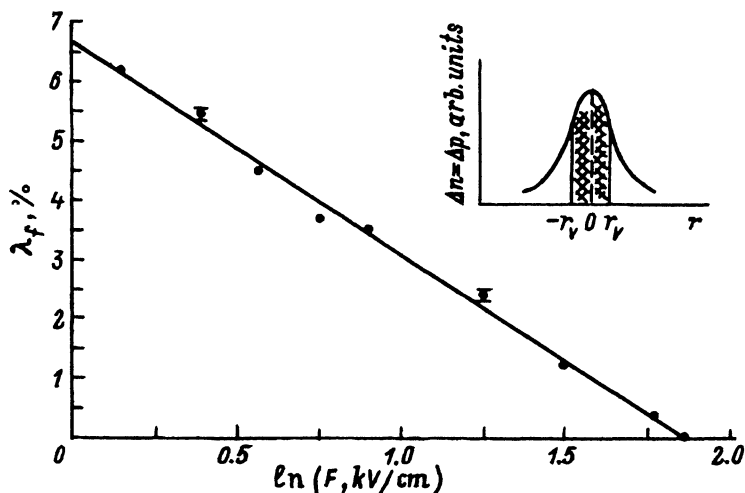


Рис. 3. Типичная зависимость дефицита амплитуды сигнала от легких осколков деления ^{252}Cf как функция логарифма напряженности электрического поля в детекторе. За нуль отсчета принято значение амплитуды при максимальном поле. На вставке — распределение по радиусу концентрации носителей в треке осколочка в произвольный момент времени; заштрихована область нарушений структуры Si вблизи оси трека.

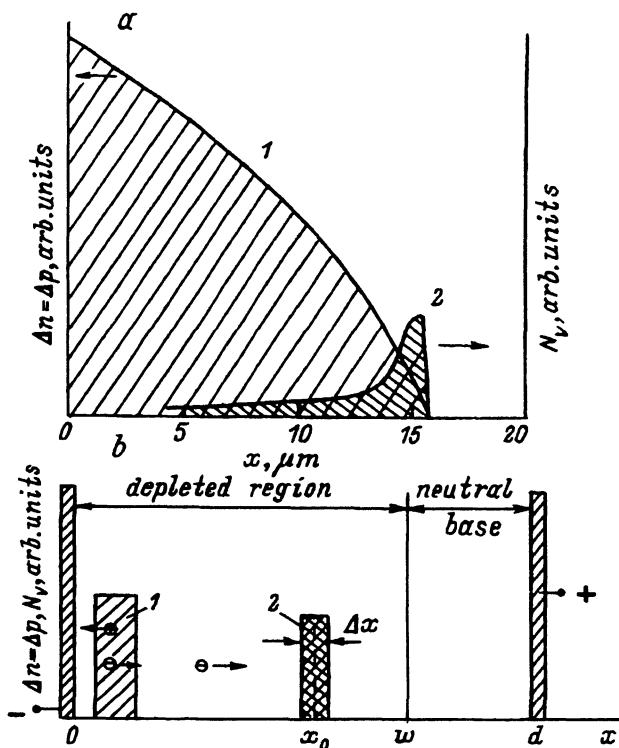


Рис. 4. Распределение по глубине Si x уровня ионизации (1) и дефектов структуры (2) при торможении осколков ^{252}Cf : a — расчет по программе TRIM; b — упрощенная схема для анализа характера захвата при переносе электронов (рекомбинация-локализация).

Моделирование позволило выявить пространственную картинку трека иона. Здесь также есть различие с α -частицами, у которых дефектообразование и ионизация смещены к концу пробега. В случае осколков подавляющее количество дефектов также сосредоточено в конце пробега, однако основная ионизация происходит в начале трека (рис. 4, a).

Рассмотрим характер захвата заряда в треке тяжелого осколка (рекомбинация-локализация).

Приведенное распределение созданных в начальный момент времени неравновесных носителей и дефектов схематично представлено на рис. 4, b . Здесь области ионизации и дефектообразования для наглядности разнесены по координате. Видно, что в структуре детектора электронам при своем движении к электроду d приходится дрейфовать через разрушенную область при координате x_0 . Согласно закону индукции (см., например, [14]) перенесенный парой электрон-дырка заряд равен 1 при прохождении полного промежутка конденсатора $[0, w]$. В случае захвата электрона в слое Δx амплитуда будет меньше на величину $(w-x_0)/w$. Для величины захваченного заряда имеем

$$\frac{\Delta q}{q_0} = \frac{t_{dr}}{\tau_V} = \frac{\Delta x}{v_{dr}} \frac{v_{th} \sigma n_V}{\Delta x} = \sigma n_V \frac{v_{th}}{v_{dr}} = \frac{A}{v_{dr}}. \quad (7)$$

Здесь t_{dr} — время дрейфа на участке Δx , где создано число вакансий n_V [см⁻²] с эффективным сечением захвата σ ; τ_V — время жизни в разрушенном слое, v_{dr} — дрейфовая скорость, A — константа, имеющая размерность скорости.

С учетом закона индукции получаем значение дефицита амплитуды сигнала в зависимости от напряженности поля:

$$\lambda(F) = \frac{w - x_0}{w} \frac{A}{v_{dr}} = \frac{A}{v_{dr}(F)} \left(1 - \frac{x_0}{w(F)} \right). \quad (8)$$

Из формулы (8) вытекает методическая возможность выявления монополярного захвата носителей в структуре «ионизационной камеры». Именно при таком захвате функция $\lambda(F)$ должна изменяться при достижении режима полного обеднения структуры ($w = d$). Такой опыт был поставлен на детекторе 4, имевшем толщину $d = 50$ мкм. Обеднение структуры (фиксируемое по изменению емкости от напряжения смещения U) достигалось при $U = 13-15$ В. Однако ход $\lambda(F)$ изменений не претерпевал. Этот факт свидетельствует о том, что потери заряда в треке осколков происходят путем рекомбинации неравновесных электронов и дырок. Проявлений захвата электронов (локализации) в ходе их дрейфового переноса не наблюдается.

Далее, если рекомбинация происходит на стадии существования плазмы, то не должно наблюдаться различий в ходе $\lambda(F)$ для дрейфа электронов или дырок. Действительно, проведя облучение со стороны n^+ -контакта на образцах 3 и 4 в режиме переобеднения (когда поле на контакте > 0), мы получили для коэффициента γ в формуле (6) величины согласно таблице. Видно, что отклонение от среднего значения $\bar{\gamma} = 40.5 \cdot 10^{-3}$ не превышает 15%. При этом вариация знака переносимых носителей и типа структуры детектора на значение γ не влияет.

На основании изложенного выше физическая картина потерь заряда в треках осколков представляется следующей. Осколки при торможении в Si создают большое количество нарушений структуры. Неравновесные электроны и дырки, находясь в состоянии плазмы (экранирования электрического поля), рекомбинируют на индуцированных осколками центрах. На стадии дрейфа в области поля детектора монополярный захват носителей (локализация) не существует. Формально ход дефицита амплитуды сигнала в зависимости от поля описывается как $\lambda_f \sim \ln(F^{-1})$. Перейдем теперь к простой математической модели рекомбинации на дефектах в треке тяжелого иона.

Модель рекомбинации в треке тяжелого иона

Допустим, что трек в начальный момент представляется в виде тонкой нити с линейной плотностью носителей $N_0/R = E_f/(\epsilon R)$. Здесь $\epsilon = 3.6$ эВ — средняя энергия образования пары электрон-дырка. Как упоминалось выше, из-за высокой плотности носители экранируют электрическое поле внутри трека на период существования плазмы t_{pl} . Поэтому распределение концентрации по радиусу во времени определяется радиальной диффузией и имеет гауссову форму согласно формуле (2) (см. вставку к рис. 3).

Будем считать, что в первом приближении область нарушений представляет собой цилиндр радиуса r_V и характеризуется значением времени жизни $\tau_V \sim N_V^{-1}$. В остальном объеме, охваченном растекаться треком, время жизни велико и рекомбинацию можно не учитывать. Тогда доля рекомбинировавших за время t_{pl} пар определится как

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \int_0^{t_{pl}} \frac{dt}{\tau_V} \int_0^{r_V} \left(\frac{\exp(-r^2/4Dt)}{4\pi Dt} \right) 2\pi r dr. \quad (9)$$

Интегрируя по радиусу, получаем

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \int_0^{t_{pl}} [1 - \exp(-r_V^2/4Dt)] \frac{dt}{\tau_V}. \quad (10)$$

Учтем, что интегрирование по времени правомерно проводить начиная со значений времени релаксации по импульсу $\theta > 10^{-12}$ с, т.е. когда можно оперировать понятиями коэффициента диффузии и времени жизни. Тогда, поскольку $r_V \leq 10^2 \text{ \AA}$, имеем на всем интервале интегрирования $r_V^2 \ll 4Dt$, что позволяет ограничиться линейным членом в разложении экспоненты.³ В выражении под интегралом, строго говоря, зависит от времени и величина $\tau_V = (\pi r_V^2 R) / (\sigma v_{th} N_V)$. Действительно, в возникшей системе «неравновесные носители — первичные дефекты структуры» происходят процессы релаксации. Носители термализуются, следовательно, изменяется их эффективное сечение захвата. Пары Френкеля, окруженные электронно-дырочной плазмой, интенсивно перезаряжаются. При этом близко расположенные пары рекомбинируют, изменяя число вакансий N_V . Возможно также образование более сложных центров — комплексов.⁴

Учтем указанные процессы введением параметра t_0 как «времени задержки» для установления квазистационарного режима рекомбинации, когда $\sigma N_V \simeq \text{const}$. Тогда t_0 выступает как нижний предел интегрирования и для потерь заряда имеем

$$\lambda_f = \frac{\Delta N_0}{N_0} = \frac{r_V^2}{4D\tau_V} \int_{t_0}^{t_{pl}} \frac{dt}{t} = \frac{v_{th} N_V \sigma}{4\pi DR} \ln \frac{t_{pl}}{t_0}. \quad (11)$$

Характерно, что радиус области нарушений r_V в результирующее выражение не вошел. Формула (11) содержит универсальные для Si константы: тепловую скорость v_{th} , коэффициент диффузии D , количество образованных ионом вакансий N_V и пробег иона R . Другие три

³ Величина 10^2 \AA соответствует пробегу атома отдачи с энергией 5 кэВ. Отметим, что доля случаев с передачей таких энергий атомам Si от осколка мала.

⁴ Согласно [15], перезарядка компонент пар Френкеля существенно изменяет критическое для рекомбинации расстояние r_{cr} . Так, для первоначально созданной пары $r_{cr} \simeq 10 \text{ \AA}$ и определяется упругими силами деформации. В случае перезарядки (захвата вакансией электрона, а межузельным атомом — дырки) доминирует кулоновское притяжение и r_{cr} возрастает до 35 \AA .

величины выступают как параметры: эффективное сечение захвата σ для системы образующихся центров; время существования плазмы t_{pl} , т.е. время диффузионно-дрейфового растекания трека в поле напряженностью F ; время t_0 как начало квазистационарной стадии рекомбинации.

Как отмечалось выше, $t_{pl} = k/F$. Для осколков ^{252}Cf $k \approx 10^{-4}$ см·с/В. Таким образом, для функции $\lambda_f(F)$ получаем выражение, аналогичное экспериментально установленной зависимости (см. (6)):

$$\lambda_f = \gamma \ln(F^{-1}) + \text{const.}$$

Физический смысл коэффициента γ , согласно (11), есть $\gamma = (v_{th} N_V \sigma) / (4\pi D R)$. Это позволяет по экспериментальным значениям γ (см. таблицу) определить эффективное сечение захвата $\sigma = 2.5 \times 10^{-14}$ см². Значительная величина σ говорит об интенсивной рекомбинации через дефекты структуры в треке осколка.

Заключение

Строго говоря, геометрия возмущений в треке (рис. 4,а) соответствует развитой модели рекомбинации для не слишком больших полей. Действительно, необходимо время для диффузии пар электрон-дырка к области сосредоточения дефектов. Именно тогда реализуется ситуация «обволакивания» дефектов растекающимся пакетом носителей.

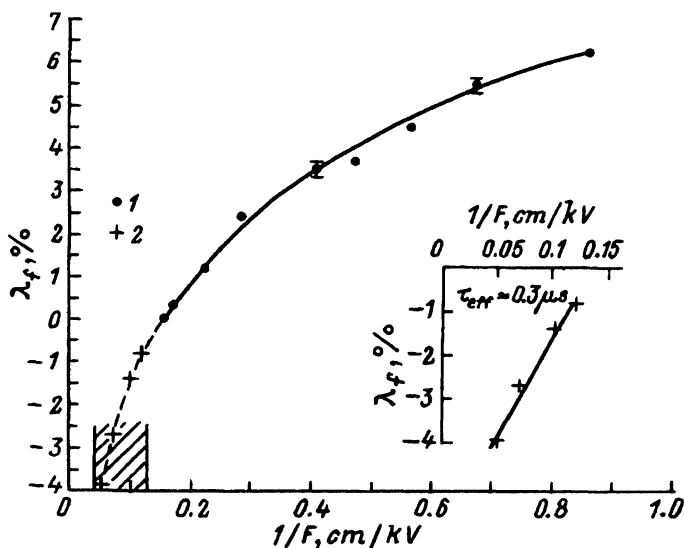


Рис. 5. Зависимость дефицита амплитуды сигнала осколков деления ^{252}Cf от обратной величины напряженности поля для образца 1 (точки 1 и сплошная линия). Пунктир — экстраполяция по формуле (6) в область сильных полей, точки 2 — значения λ_f в соответствии с (6) для четырех значений напряженности поля. На вставке — фрагмент зависимости $\lambda_f(F^{-1})$; видно, что в узком интервале полей зависимость может трактоваться как линейная с $\tau_{\text{eff}} = 0.3$ мкс.

Следует ожидать, что в весьма сильных полях, когда время плазмы трека станет меньше, чем время диффузии к дефектам, характер функции $\lambda(F)$ претерпит изменения.

В этом отношении представляет интерес сопоставление логарифмической зависимости согласно формуле (6) и экспериментальных результатов работ [5-7]. Обратимся к рис. 5, где для образца 1 приведен рассчитанный на основании формулы (6) ход потерь заряда в области сильных полей, используемых в [5-7]. Видно, что в сравнительно узком интервале полей можно трактовать зависимость как линейную с $\tau_{\text{eff}} \approx 0.3$ мкс. Это согласуется со средним значением $\tau_{\text{eff}} = 0.22$ мкс в работе [7].

В качестве выводов работы мы предлагаем следующее.

1. Рассмотрена зависимость потерь собранного при облучении Si-детекторов тяжелыми ионами заряда от напряженности поля в широком диапазоне полей F . Экспериментально полученная функция $\lambda_f(F)$ имеет логарифмический характер, $\lambda_f \sim \ln(F^{-1})$.

2. Предложена модель рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных нестационарных дефектов, создаваемых в треке единичного иона. Дефекты структуры полагаются сосредоточенными вблизи оси трека; распределение носителей в начальный момент времени представляется в виде тонкой нити. Математический анализ модели приводит к логарифмической функции $\lambda_f \sim \ln(F^{-1})$.

3. Коэффициент пропорциональности в полученной зависимости $\gamma = (v_{\text{th}} N_V \sigma) / (4\pi DR)$ в силу универсальности входящих в него констант является постоянной величиной. Экспериментальное значение для четырех исследуемых образцов $\gamma = 40.5 \cdot 10^{-3} \pm 15\%$. Соответственно, оценка эффективного сечения захвата носителей первичными дефектами дает величину $\sigma = 2.5 \cdot 10^{-14}$ см².

Список литературы

- [1] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, У.Ш. Туребеков. ПТЭ, вып. 6, 64 (1990).
- [2] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Маляренко, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов, И. Борани, Б. Шмидт. ПТЭ, вып. 3, 56 (1991).
- [3] E. Verbitskaya, V. Eremin, N. Strokan, J. Kemmer, B. Schmidt, J. von Borani. Nucl. Instrum. Meth. B, **84**, 51 (1994).
- [4] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Маляренко, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов, И. Борани, Б. Шмидт. ФТП, **27**, 2052 (1993).
- [5] В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ 13-11889 (Дубна, 1978).
- [6] В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ P13-11933 (Дубна, 1978).
- [7] E.C. Finch, M. Asghar, M. Forte, Nucl. Instr. Meth., **163**, 467 (1979).
- [8] W. Seibt, K.E. Sundstrom, P.A. Tove. Nucl. Instrum. Meth., **113**, 317 (1973).
- [9] W. Shockley, W.T. Read. Phys. Rev., **87**, 835 (1952).
- [10] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich. In: *Nonradiative recombination in Semiconductors* (Amsterdam, 1991) p. 320.
- [11] E. Vablonovich, T. Gmitter. Appl. Phys. Lett. **49**, 587 (1986).
- [12] Л.А. Делимова. ФТП, **15**, 1349 (1992).
- [13] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler. (Acad. Press. Inc., 1984). p. 635.
- [14] В.К. Еремин, С.Г. Даненгириш, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. ФТП, **8**, 556 (1974).
- [15] В.В. Емцев, Т.В. Машовец, В.В. Михневич. ФТП, **26**, 22 (1992).

Recombination of nonequilibrium carriers in tracks of heavy ions in Si

V.K.Yeremin, I.N.Ilyashenko, N.B.Strokan, B. Schmidt[†]

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

[†]Institute for Physics of Ion Beams and Material Research, Rossendorg Research Center, D-01314 Dresden, Germany
