

06.2
©1994

РЕКОМБИНАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ТРЕКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В Si

*В.К.Еремин, И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан,
Б.Шмидт*

Рассматриваемый вопрос имеет прямое отношение к известной в полупроводниковой ядерной спектрометрии проблеме дефицита амплитуды сигнала детектора. Предложена модель рекомбинации неравновесного заряда на первичных дефектах в треке тяжелой частицы. Эксперимент проведен на детекторах, полученных по планарной и поверхностно-барьерной технологии. Подчеркнем, что в работе не затрагивались вопросы непосредственно спектрометрии (потери энергии во входном окне, шумы и т.п.). Детекторы использовались как структуры, в которых, измеряя амплитуду сигнала в функции напряженности поля, методически удобно исследовать физические аспекты рекомбинации.

В последнее время были проведены работы по детальному исследованию переноса заряда в кремниевых детекторах α -частиц [1-4]. Были определены значения относительных потерь заряда $\lambda_\alpha \lesssim 10^{-3}$ и, соответственно, эффективного времени жизни неравновесных носителей в треке α -частиц $\tau_{\text{эф}} \sim 10$ мкс. Эти величины резко контрастируют с данными для тяжелых ионов [5-7], когда наблюдается λ_f от не-

скольких единиц до десятков процентов и $\tau_{\text{эф}} \lesssim 0.2$ мкс, т.е. отличающиеся на 1.5 порядка.

На первый взгляд кажется, что различие может быть объяснено большей ($\sim 10^2$ раз) плотностью носителей в треках тяжелых ионов, достигающей в начальный момент $\Delta n = \Delta p = 10^{18}$ см $^{-3}$. Формально при такой концентрации эффективна оже-рекомбинация со значением времени жизни $\tau = 0.5$ мкс. Однако оценка показывает, что быстрое диффузионное растекание носителей и, соответственно, падение Δn не позволяет проявиться оже-рекомбинации. Ее вклад оказывается на уровне всего $\lambda \lesssim 10^{-5}$. В принципе с ростом Δn время жизни может упасть и при рекомбинации через мелкие (по энергетическому положению) центры захвата (см., например, [8]). Однако для этого требуется значительная концентрация мелких уровней, нереальная для высокоомного детекторного Si. Таким образом, большей плотностью носителей в треке осколка нельзя объяснить наблюдаемые различия потерь неравновесного заряда, и возникает необходимость поиска нового механизма рекомбинации. В работе развивается новый подход к проблеме переноса заряда при генерации тяжелыми ионами, учитывающий вклад первичных дефектов структуры.

В работе определялись значения относительных потерь λ как функции напряженности поля F для α -частиц ^{238}Pu ($E_\alpha = 5.5$ МэВ) и легкого осколка деления ^{252}Cf ($E_f = 95$ МэВ). Вначале исследовались планарные структуры из n -Si с $\rho = 6.5$ кОм·см, что позволило проследить зависимость $\lambda(F)$ в более широком диапазоне F (включая малые) сравнительно с работами [5-7].

Оказалось (см. рис. 1), что $\lambda_\alpha \sim F^{-1}$ в соответствии с предшествующими исследованиями. В то же время для осколков λ_f логарифмически зависит от F (см. рис. 2). Таким образом, условия рекомбинации в треках α -частиц и осколков деления явно различны.

На наш взгляд, основное отличие связано с сугубо большими повреждениями решетки Si в области трека для случая облучения осколками. Действительно, число образованных вакансий N_v составляет $\simeq 16$ и 240 на 1 МэВ для α -частицы с энергией 5.5 МэВ и для осколка с $E_f = 95$ МэВ соответственно. Выясним роль возникающих в треке иона дефектов в рекомбинации носителей.

Рассмотрим модель, в которой упомянутое различие оказывается принципиально существенным. Допустим, что трек в начальный момент представляется в виде тонкой нити с линейной плотностью носителей $\frac{N_0}{R} = \frac{E_f}{\epsilon R}$. Здесь $\epsilon = 3.6$ эВ — средняя энергия образования пары электрон-

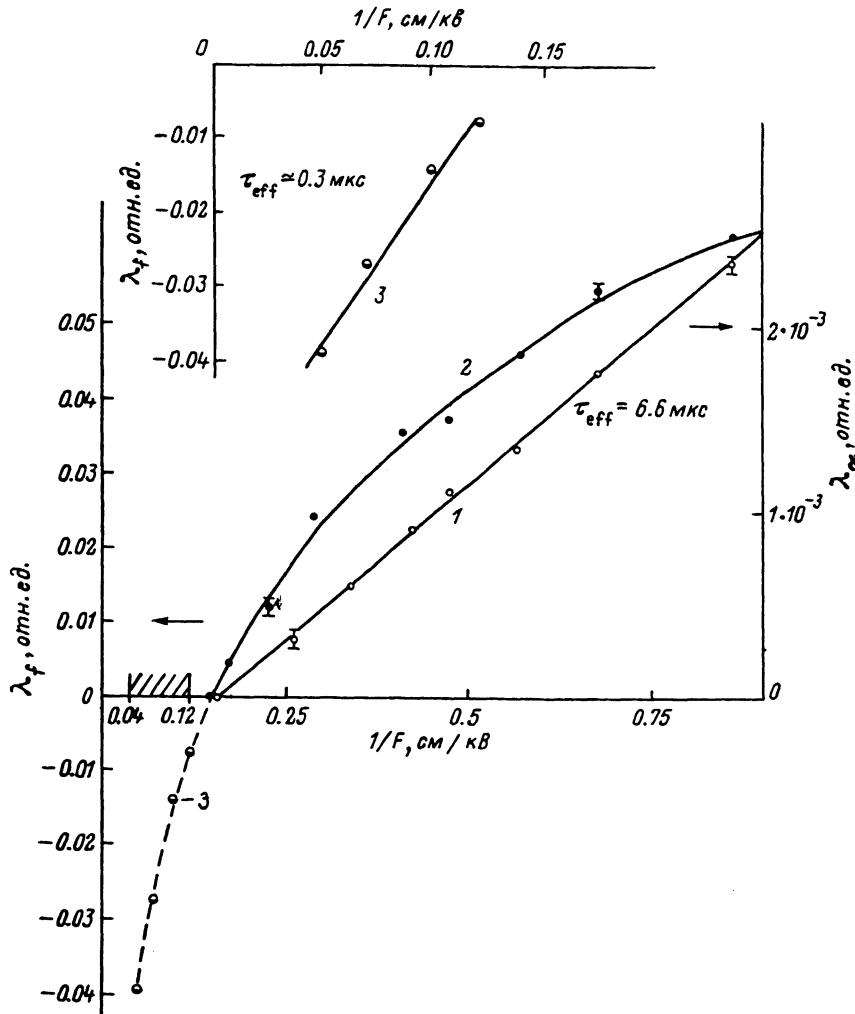


Рис. 1. Дефицит амплитуды сигнала как функция напряженности электрического поля.

1 — α -частицы ^{238}Pu , 2 — осколки деления ^{252}Cf , 3 — расчет по формуле (5) для значений полей, используемых в работах [5-7]. Интервал полей выделен штриховкой и детально представлен на вставке.

дырка, R — пробег иона. Как известно, высокая плотность носителей экранирует электрическое поле внутри трека на период существования времени плазмы t_{pl} . Поэтому распределение концентрации по радиусу во времени определяется радиальной диффузией и имеет гауссову форму (см.

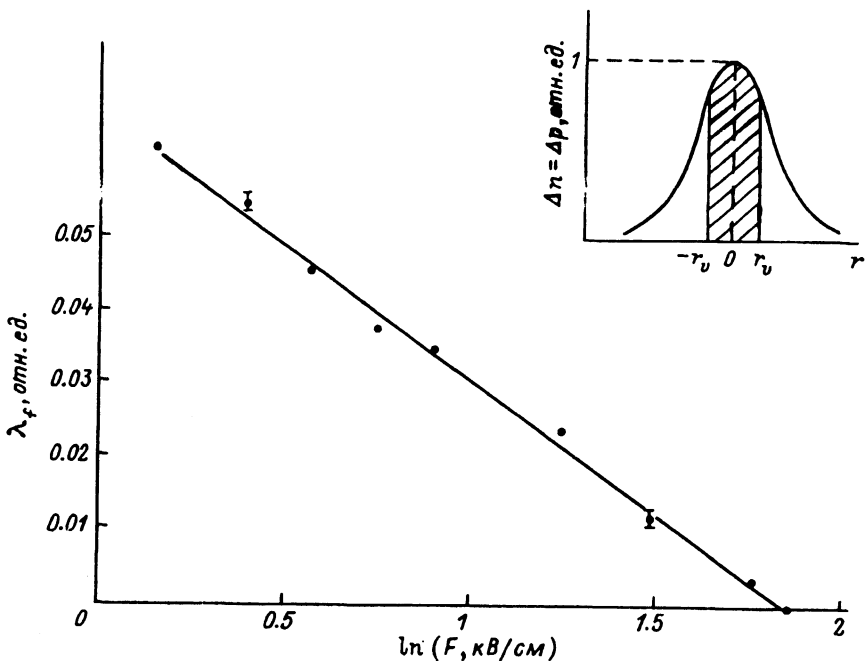


Рис. 2. Дефицит амплитуды сигнала как функция логарифма напряженности поля при облучении осколками деления ^{252}Cf .

На вставке — принимаемое распределение по радиусу концентрации неравновесных носителей в треке осколка в произвольный момент времени. Заштрихована область нарушений структуры Si.

вставку на рис. 2):

$$\Delta n(r, t) = \frac{N_0}{R} \frac{\exp(-r^2/4Dt)}{4\pi Dt}, \quad (1)$$

где D — коэффициент амбиполярной диффузии.

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

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

Интегрируя по радиусу, получаем

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \int_0^{t_{pl}} (1 - \exp(-r_v^2/4Dt)) \frac{dt}{\tau}. \quad (3)$$

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 $r_v \sim 10^2$ Å, имеем на всем интервале интегрирования $r_v^2 \ll 4Dt$, что позволяет ограничиться линейным членом в разложении экспоненты. В выражении под интегралом, строго говоря, зависит от времени и величина $\tau = \frac{\pi r_v^2 R}{\sigma V_i N_v}$ (V_i — тепловая скорость). Действительно, в возникшей системе “неравновесные носители — первичные дефекты структуры” происходят процессы релаксации. Носители термализуются, следовательно, изменяется их эффективное сечение захвата (σ). 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.

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

$$\lambda = \frac{\Delta N}{N_0} \frac{r_v^2}{4Dt} \int_{t_0}^{t_{pl}} \frac{dt}{t} = \frac{V_i N_v \sigma}{4\pi DR} \ln \frac{t_{pl}}{t_0}. \quad (4)$$

Формула (4) содержит универсальные для Si константы: тепловую скорость V_i , коэффициент диффузии D , количество образованных ионом вакансий N_v и пробег иона R . Другие три 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.

Из литературы известно (см., например, [9]), что t_{pl} описывается как $t_{pl} = k/F$, где множитель k определяется геометрией и плотностью носителей в треке иона. Для осколков ^{252}Cf $k \simeq 10^{-4}$ см·с/В. Таким образом, для зависимости

$\lambda(F)$ получаем

$$\lambda = \gamma \ln F + \text{const}, \quad (5)$$

где $\gamma = \frac{V_1 N_v \sigma}{4\pi D R}$.

Для значения множителя перед логарифмом (по экспериментальным точкам для образца № 1) имеем $\gamma = 39.1 \cdot 10^{-3}$, что приводит к величине $\sigma \simeq 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$.¹ Измерения $\lambda(F)$ были проведены в общей сложности на двух планарных и двух поверхностно-барьерных структурах. Отклонение от среднего значения $\bar{\gamma} = 40.5 \cdot 10^{-3}$ не превышает 15%, что подтверждает универсальность формул (4), (5) для торможения тяжелых осколков в Si.

В заключение обратимся к рис. 1, где для образца № 1 приведен рассчитанный на основании формулы (5) ход потерь в области сильных полей, используемых в [5-7]. Видно, что в сравнительно узком интервале полей можно трактовать зависимость как линейную с $\tau_{\text{eff}} \simeq 0.3$ мкс. Это согласуется со средним значением $\bar{\tau}_{\text{eff}} = 0.22$ мкс в работе [7].

Заключение

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

2. Предложена модель рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных нестационарных дефектов, создаваемых ионом в треке. 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 $\lambda \sim \ln(F^{-1})$.

3. Коэффициент пропорциональности в полученной зависимости $\gamma = \frac{V_1 N_v \sigma}{4\pi D R}$ в силу универсальности констант, входящих в него, 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 $\sigma = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$.

¹ Здесь для средней энергии смещения атома Si принято значение 40 эВ [10]. Соответственно $N_v = 2.3 \cdot 10^4$ штук.

Список литературы

- [1] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Иванов А.М., Строкан Н.Б., Турбеков У.Ш.* // ПТЭ. 1990. В. 6. С. 64–67.
- [2] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л., Борани И., Шмидт Б.* // ПТЭ. 1991. В. 3. С. 56–61.
- [3] *Verbitskaya E., Eremin V., Strokan N., Kemmer J., Schmidt B., von Borani J.* // Nucl. Instr. Meth. 1994. V. 84. P. 51–61.
- [4] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л., Борани И., Шмидт Б.* // ФТП. 1993. Т. 27. В. 11–12. С. 2052–2067.
- [5] *Кушнирук В.Ф.* Препринт ОИЯИ–13–11889. Дубна, 1978. 16 с.
- [6] *Кушнирук В.Ф.* Препринт ОИЯИ–Р13–11933. Дубна, 1978. 18 с.
- [7] *Finch E.C., Asghar M., Forte M.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 163. N 2–3. P. 467–477.
- [8] *Рыбкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 496 с.
- [9] *Seibt W., Sundstrom K.E., Tove P.A.* // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 113. P. 317–325.
- [10] *Берман Л.С., Витовский Н.А., Ломасов В.Н., Ткаченко В.М.* // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1816–1822.

Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург;

Поступило в Редакцию
15 апреля 1994 г.

Институт физики ионных пучков
и исследования материалов

Исследовательского центра г.Россендорф
Дрезден, Германия
