



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-188

P13-96-188

В.Ф.Кушнирук, Ю.С.Цыганов

О РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПОТЕРЯХ ЗАРЯДА
В КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

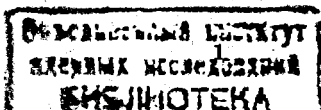
1996

Потери заряда, приводящие к дефициту амплитуды сигнала при регистрации тяжелых ионов кремниевыми детекторами ядерных излучений, обусловлены рекомбинацией неравновесных носителей тока в треках тяжелых ионов на стадии плазмы, когда вследствие высокой плотности генерированных частицей электронно-дырочных пар внешнее поле экранируется. Существует два подхода к описанию потерь заряда. Один из них основан на рекомбинации на границе Au-p-Si поверхностно-барьерного детектора [1], второй - на рекомбинации в объеме трека [2,3], где существенны нарушения решетки, создаваемые регистрируемым тяжелым ионом. В первом подходе относительные потери заряда описываются выражением

$$\lambda = \frac{sT_p}{R}, \quad (1)$$

где s - скорость поверхностной рекомбинации, T_p - плазменное время, R - пробег частицы.

Выполненный в работе [3] детальный анализ модели рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных нестационарных дефектов, создаваемых в треке единичного иона, показал, что в этом случае относительные потери заряда определяются формулой



$$\lambda = \gamma \ln\left(\frac{T}{T_0}\right), \quad (2)$$

где $\gamma = (v_{th} N_v \sigma) / (4\pi DR)$, v_{th} - тепловая скорость носителей тока, N_v - число образованных ионных вакансий, σ - эффективное сечение захвата, D - коэффициент амбиполярной диффузии, t_0 - начальный момент времени, примерно равный времени релаксации носителей по импульсу $\theta \approx 10^{-12}$ с. Параметр t_0 рассматривается как время задержки, требуемое для установления квазистационарного режима рекомбинации. Принимая во внимание, что плазменное время T_p обратно пропорционально напряженности электрического поля F [4], из формул (1) и (2) видно, что преобладание того или другого механизма приводит к тому, что экспериментальные зависимости $\lambda(F^{-1})$ будут иметь различный характер.

В настоящей работе проведен сравнительный анализ вклада в рекомбинационные потери заряда обоих механизмов при регистрации тяжелых ионов поверхностно-барьерными детекторами.

Поскольку процесс генерации дефектов структуры тормозящимся ионом является фундаментальным процессом, то выводы, полученные в работе [3], должны быть применимы к детекторам различных типов, в том числе и к поверхностно-

барьерным детекторам. Нам представляется, что ряд экспериментальных результатов, полученных на поверхностно-барьерных детекторах, противоречит предложенной в работе [3] модели потерь заряда.

На рис.1 приведена зависимость средних потерь заряда от напряженности электрического поля, полученная при облучении четырех поверхностно-барьерных детекторов ионами ^{136}Xe с энергией ≈ 1 МэВ/нуклон. Прямая линия, которая представляет результат аппроксимации экспериментальных данных для трех детекторов, имеет наклон очень близкий к единице, что свидетельствует о линейном характере зависимости $\lambda(F^{-1})$. Экспериментальные точки, полученные для четвертого детектора, также удовлетворяют линейной зависимости λ от F^{-1} . Систематический сдвиг влево точек для этого детектора связан, по-видимому, с систематической погрешностью определения удельного сопротивления исходного кремния, соответственно, и погрешностью напряженности электрического поля в детекторе. Диапазон изменения напряженности электрического поля примерно соответствует диапазону, исследованному в работе [3], однако в данном случае логарифмический характер зависимости $\lambda(F^{-1})$ не наблюдается.

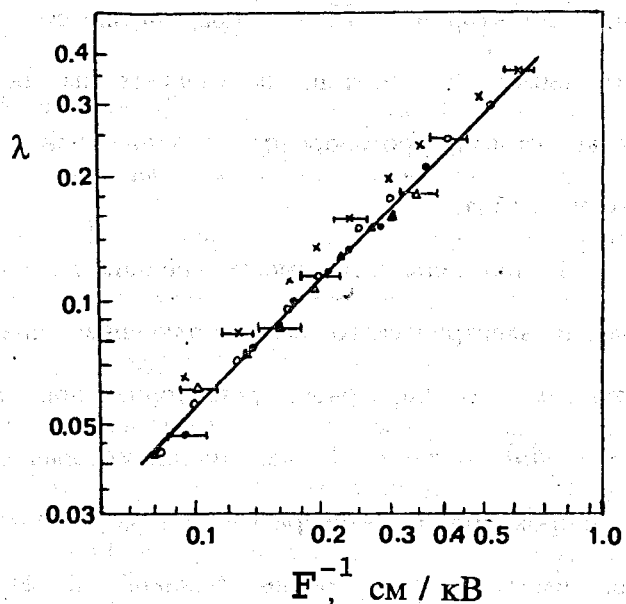


Рис.1. Угловая зависимость амплитуды сигналов для ионов ^{136}Xe

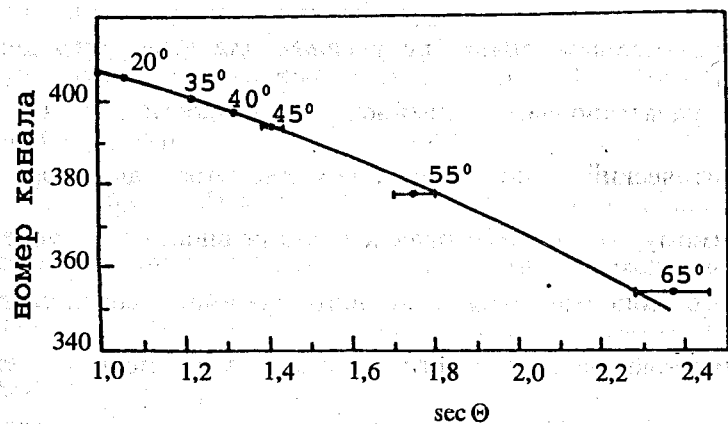


Рис.2. Зависимость относительных потерь заряда от напряженности электрического поля для ионов ^{136}Xe .

(Δ - $\rho = 310 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, \bullet - $\rho = 475 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, \circ - $\rho = 960 \text{ Ом}\cdot\text{см}$,
 \times - $\rho = 1500 \text{ Ом}\cdot\text{см}$)

Второй экспериментальный факт, противоречащий модели [3], следует из зависимости амплитуды сигнала от угла входа иона в детектор, показанной на рис.2. Данная зависимость получена при облучении поверхностно-барьерного детектора ионами ^{136}Xe с энергией $\cong 1 \text{ МэВ/нуклон}$ [5]. Как видно из рис.2, наблюдается сильная зависимость потерь заряда от угла входа частицы в детектор. Например, при угле входа $\theta=65^\circ$ дополнительная потеря заряда составляет 18 МэВ по калибровке детектора при нормальном падении частиц на детектор. Увеличение потерь заряда с ростом угла входа иона в детектор, не связанное с входным окном детектора, отмечено также в работах [6,7], где исследовался отклик поверхностно-барьерного детектора при его облучении ионами ^{58}Ni с энергией 133,9 МэВ [6] и осколками деления [7]. Сильное возрастание потерь заряда с ростом угла входа частиц в детектор согласно модели [1] естественным образом связывается с увеличением эффективной площади взаимодействия трека со входной поверхностью детектора. В модели [3], где основной вклад в потери обусловлен рекомбинацией неравновесных носителей тока на дефектах структуры, порождаемых тормозящимся ионом, трудно найти какое-либо объяснение этому экспериментальному факту.

Различия между зависимостью потерь заряда λ от напряженности электрического поля F для ионов ^{136}Xe , приведенной на рис.1, и зависимостью для легкого осколка спонтанного деления ^{252}Cf , полученной в работе [3], могут быть обусловлены началом процесса мультипликации заряда при регистрации осколков деления. Увеличение амплитуды сигналов в области сильных полей из-за мультипликации заряда будет приводить к кажущемуся уменьшению потерь заряда, вследствие чего зависимость $\lambda(F^{-1})$ может принять логарифмический характер. Такой эффект должен наблюдаться, в первую очередь, именно для легких осколков деления, поскольку, как показано в работах [8,9], процесс мультипликации заряда для легких осколков начинает развиваться при меньших по сравнению с тяжелыми осколками приложенных к детектору напряжений.

К сожалению, авторы [3] не приводят экспериментальных данных для группы тяжелых осколков деления. Влияние рассмотренного в работе [3] механизма потерь заряда в случае тяжелых осколков должно быть более выраженным, поскольку тяжелый осколок при меньшем пробеге создает при торможении в детекторе больше структурных нарушений. Кроме того, если принять во внимание, что мультипликация заряда наблюдается для тяжелого осколка при более высоких значениях напряжения

смещения, то в этом случае появляется возможность исследовать потери заряда в более широком диапазоне электрических полей без влияния эффекта мультипликации, затрудняющего исследование потерь заряда в сильных электрических полях. Таким образом, сравнительный анализ потерь заряда для легких и тяжелых осколков мог бы способствовать выяснению вклада рассмотренного в работе [3] механизма в рекомбинационные потери заряда.

Не отрицая действия описанного в работе [3] механизма потерь заряда, мы считаем, что использованные при расчете относительных потерь заряда приближения для распределений генерированных ионом неравновесных носителей тока и создаваемых тормозящимся ионом вакансий приводят к существенному завышению масштаба эффекта. Завышение эффекта связано со следующими двумя обстоятельствами:

- 1) замена реального распределения вдоль трека числа генерированных носителей на линейное с постоянной плотностью N_0/R (N_0 - полное число генерированных носителей, R - пробег иона) приводит к существенному завышению потерь в результате завышения концентрации носителей в конце трека, где концентрация дефектов самая высокая;

2) замена реального распределения вдоль трека числа вакансий, создаваемых тормозящимся ионом, на равномерное распределение приводит к завышению потерь в результате завышения числа дефектов в области с высокой плотностью неравновесных носителей.

Простой анализ реальных распределений неравновесных носителей тока и вакансий вдоль трека иона, приведенных в работе [3], показывает, что примерно половина всех вакансий сосредоточена на участке трека длиной $\cong 2$ мкм от конца трека, в то же время в этой области пробега генерируется лишь примерно $1/30$ часть от всех неравновесных носителей. В работе [3] экспериментально показано, что проявлений захвата (локализации) электронов при их дрейфовом переносе через разрушенную область не наблюдается. Следовательно, дефекты структуры, локализованные в области трека, соответствующей максимуму распределения вакансий, не оказывают влияния на собирание неравновесных электронов, генерированных и вне этой области. Отсюда видно, что примерно половина дефектов не может дать существенного вклада в потери заряда.

Для количественной оценки потерь заряда в области максимума распределения числа вакансий воспользуемся экспериментальными данными из работы [10], где приведены

потери заряда для низкоэнергетичных ионов Ni, Cu, Ag, ^{197}Au , ^{238}U . При анализе использованы данные в энергетических диапазонах 10,1 - 19,8 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Ni, 3,4 - 17,8 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Cu, 6,3 - 12,3 МэВ для ионов естественной смеси изотопов Ag, 6,5 - 12,1 МэВ для ионов ^{197}Au , 6,6 - 14,6 МэВ для ионов ^{238}U . Из анализа этих данных следует, что относительные потери заряда, связанные с остаточным дефектом ΔE_r , вычисляемым как разность между полным дефектом (ΔE) и дефектами, обусловленными входным окном детектора (ΔE_w) и столкновениями с атомами кремния (ΔE_n), составляют $\Delta E_r/E = 4-9\%$. Здесь E - доля энергии, расходуемая на ионизацию. Если для оценки потерь взять верхний предел величины $\Delta E_r/E$, тогда для осколка деления с энергией 95 МэВ получаем $\Delta E_r \leq \frac{95}{30} \cdot 0,09 \leq 0,3$ МэВ. Учет данных работы [10] позволяет сделать вывод, что вкладом примерно половины всех дефектов в рекомбинационные потери заряда можно пренебречь, поскольку этот вклад не превышает 0,3% от полной энергии осколка. Концентрация оставшейся части вакансий будет примерно в 2 раза ниже средней концентрации, поскольку примерно половина вакансий исключается из рассмотрения, а сами вакансии рассредоточены практически вдоль всего трека (за исключением участка трека

длиной $\cong 2$ мкм от его конца). Отсюда видно, что даже в рамках модели [3] вклад в потери заряда рекомбинации неравновесных носителей, связанной с оставшейся половиной вакансий, должен быть примерно в 2 раза меньше.

Таким образом, анализ показывает, что использованные в работе [3] приближения распределений неравновесных носителей и вакансий вдоль трека иона приводят к существенному завышению потерь заряда из-за рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных дефектов, создаваемых в треке единичного иона.

В заключение отметим, что для правильного описания рекомбинационных потерь заряда при регистрации тяжелых ионов необходимо учитывать вклад обоих рассмотренных механизмов. Однако мы считаем, что вклад механизма поверхностной рекомбинации в случае поверхностно-барьерных детекторов, по видимому, является определяющим. Последнее замечание подтверждается экспериментально наблюдаемыми на поверхностно-барьерных детекторах угловыми зависимостями потерь, для которых трудно найти объяснение в рамках модели, развитой в работе [3].

Литература

1. В.Ф.Кушнирук. Препринт ОИЯИ 13-11889, Дубна, 1978; Препринт ОИЯИ 13-11983, Дубна, 1978.
2. E.C.Finch, M.Asghar, M.Forte. Nucl. Instr. Meth., **163**, 467(1978)
3. В.К.Еремин, И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан, Б.Шмидт. Физика и техника полупроводников, **29**, вып.1., 79(1995).
4. W.Seibt, K.E.Sundstrom, P.A.Tove. Nucl. Instr. Meth., **113**, 317(1973).
5. В.Ф.Кушнирук, Ю.П.Харитонов. Препринт ОИЯИ 13-8936, Дубна, 1976.
6. I.Kanno, H.Ikezoe, T.Ohtsuki. J. Nucl. Sci. Techn., **28**, 582(1991).
7. E.Konecny and K.Hetwer. Nucl. Instr. Meth., **36**, 61(1965).
8. H.C.Britt and H.E.Wegner. Rev. Scien. Instrum., **34**, 627(1963).
9. В.Ф.Кушнирук, Э.Бялковский, И.В.Кузнецов, Ю.Г.Соболев. Препринт ОИЯИ P13-96-36, Дубна, 1996.
10. B.D.Wilkins, M.J.Fluss, S.B.Kaufman. Nucl. Instr. Meth., **92**, 381(1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1996 года.