

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-430

P13-96-430

Ю.С.Цыганов

О МОДЕЛИ РЕГИСТРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
PIPS-ДЕТЕКТОРОМ

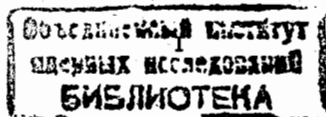
1996

1. Три компоненты потерь заряда при регистрации сильно ионизирующих частиц

Сложившийся за последнее время взгляд на природу потерь заряда в кремниевых детекторах предполагает наличие трех составных частей полного дефекта амплитуды, а именно:

- а) потери в пассивном входном окне детектора;
- б) потери энергии при упругом рассеянии тяжелой заряженной частицы на атомах вещества детектора;
- в) остаточный амплитудный дефект, который обычно относят к рекомбинации неравновесных носителей на стадии плазмы, однако в последнее время рассматриваются и другие модели, например, основанные на эффекте неполной индукции собираемого заряда из-за диэлектрических свойств трека [1].

Обратим внимание на то, что, в отличие от первых двух составляющих дефекта амплитуды, природа третьего (даже в рамках рекомбинационной модели) является предметом изучения для различных исследователей [2-5] в течение всего времени существования полупроводниковых детекторов как одного из самых распространенных приборов ядерной физики. Это обусловлено, по-видимому, не только широтой применения кремниевых детекторов для регистрации различных излучений, но и сложностью, и разнообразием рекомбинационных явлений в



полупроводниках. Обычно времена жизни неравновесных носителей записывают в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_v}, \quad (1)$$

где τ_s и τ_v - соответственно, поверхностное и объемное времена жизни, а τ - итоговое время жизни [6]. Что касается объемного механизма, то при образовании плазмы с концентрацией 10^{16} - 10^{18} см⁻³ механизм ударной (Оже) рекомбинации наиболее актуален [2], поскольку носит наиболее ярко выраженный концентрационный характер. В случае рассмотрения трека как бесконечно тонкой нити и с учетом амбиполярной диффузии в радиальном направлении, автор [2] получил выражение

$$\lambda = \frac{\gamma N^2}{48\pi^2 R^2 D^2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right), \quad (2)$$

где N - количество генерированных пар, R - пробег частицы, D - коэффициент амбиполярной диффузии, t_1, t_2 - соответственно, время, необходимое для термализации носителей, и время жизни состояния плазмы T_p [7], γ - константа ударной рекомбинации*, взятая в работе [2], $5 \cdot 10^{-31}$ см⁶·с⁻¹. Поскольку обычно $T_p \gg t_1$, то вторым членом обычно пренебрегают. Оценивая вклад этой компоненты для ионов ¹³⁶Xe с энергией ~1 МэВ/нуклон, автор [2] показал, что этот вклад явно недостаточен для объяснения экспериментально измеренной величины. При этом

* Более современные данные [16] дают величину $\sim 2 \cdot 10^{-30}$ см⁶·с⁻¹, т.е. в четыре раза большую.

было отмечено, что вклад остальных механизмов объемной рекомбинации еще менее существенен. И только в рамках модели поверхностной рекомбинации данные величины потерь нашли разумное объяснение.

Однако в работе [3] был предложен новый механизм потерь, основанный на рекомбинации неравновесных носителей на системе первичных нестационарных дефектов. В рамках этого подхода была получена формула

$$\lambda = \frac{v_{th} N_v \sigma}{4\pi DR} \ln \frac{T_p}{t_0}, \quad (3)$$

где t_0 имеет тот же смысл, что и t_1 в формуле (2), однако авторы считали, что интегрирование по времени (при выводе (3)) целесообразно проводить, начиная со значений времени релаксации по импульсу $> 10^{-12}$ с, когда можно оперировать понятием коэффициента диффузии и времени жизни.

2. О специфике применения PIPS-детекторов

В отличие от поверхностно-барьерных детекторов, детекторы, изготовленные с использованием планарной технологии, обладают улучшенными поверхностными свойствами и, соответственно, характеризуются меньшими эффективными значениями скорости поверхностной рекомбинации [5,8]. На рис.1 показаны зависимости относительных потерь для детектора типа

CD PT 40*35-300-N14, произведенного Canberra Semiconductor NV (Belgium). При проведении данных измерений использовался один из 4 размещенных на одном кристалле (4×4 см) стрипов. В амплитудном тракте использовались зарядочувствительные предусилители типа Catsa, усилитель Ortec575A и кодировщик ПА-24К (4096) [9]. С целью нормировки применялся генератор точной амплитуды Ortec 419. Измерения проведены для линии 6,06 МэВ источника ^{212}Bi . При таких малых потерях вряд ли можно говорить однозначно о поверхностной рекомбинации как доминанте, по-видимому, здесь мы действительно имеем вклад различных механизмов, как поверхностных, так и объемных.

Наряду с упомянутым выше улучшением поверхностных свойств PIPS-детекторов, по сравнению с поверхностно-барьерными детекторами, следует упомянуть еще одну причину, объясняющую относительное уменьшение вклада рекомбинации при регистрации тяжелых ($A > 200$) ядер с энергиями, соответствующими кинематике $3n$ - $6n$ ядерных реакций полного слияния, с частицами от ^{16}O до ^{40}Ar и мишенями от Ду до Рн. Эта особенность связана с переходом от цилиндрической [7] геометрии эрозии плазмы к более быстрой сферической и, как следствие, к уменьшению величины T_p . Поэтому столкновительная компонента дефекта амплитуды является определяющей при формировании амплитудного спектра.

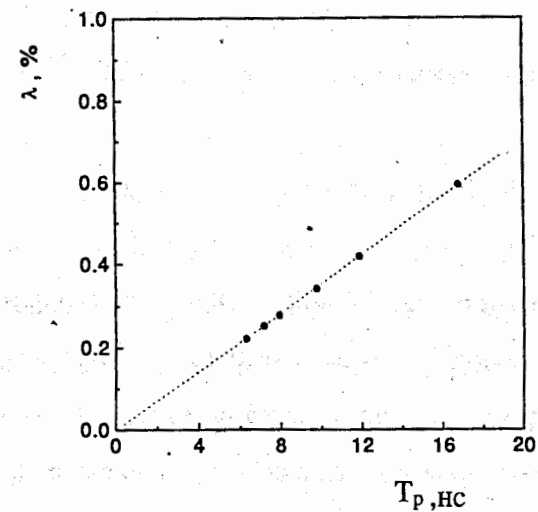


Рис.1 Зависимость относительной величины рекомбинационных потерь от плазменного времени, рассчитанного согласно [7]

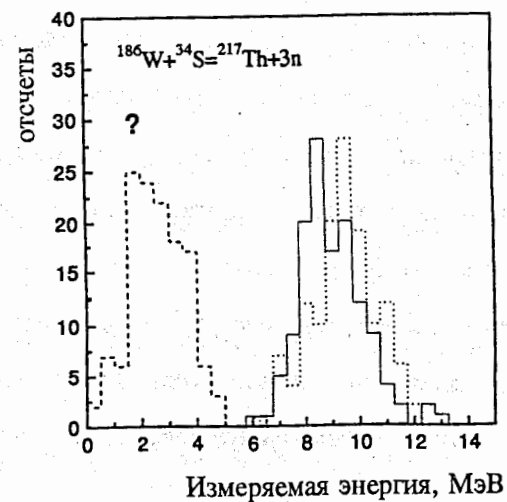


Рис.2. Спектры измеряемой (по калибровке α -частицами) энергии ядер ^{217}Th . Сплошная линия — эксперимент; пунктирная — расчет с учетом только потерь на ядерные столкновения; штрихпунктирная линия — добавлен учет рекомбинации на системе первичных нестационарных дефектов согласно работе [3]

3. Модель амплитудного спектра измеренной энергии ядра ^{217}Th , синтезированного в реакции $^{186}\text{W} + ^{34}\text{S} = ^{217}\text{Th} + 3\text{n}$

Ядра ^{217}Th были получены с использованием дубненского газонаполненного сепаратора ядер отдачи [10]. Ионы ^{34}S были ускорены циклотроном У400 ЛЯР. Идентификация ядер произведена с использованием генетической связи энергия - время - координата с последующим альфа-распадом. Для моделирования амплитудных спектров применялся код, описанный в работе [11]. В одном случае была проведена симуляция, использующая только формулу Вилкинса [12] для расчета столкновительной компоненты дефекта амплитуды и подход Хайнеса и Уайтхеда [13] для расчета дисперсии названной величины. Во втором - дополнительно формула (3) была введена в процесс симуляции, а флуктуации рекомбинации оценивались в соответствии с работой [14] с параметром неоднородности $R_{\lambda} \approx 0,2^{**}$.

В качестве t_0 взято значение 10^{-12} с, подсчет числа дефектов N_v был осуществлен при помощи кода TRIM (так же, как и в работе [3]), величина эффективного сечения захвата носителей $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-14}$ см².

Результаты расчета показывают, что дополнительное введение учета рекомбинации неравновесных электронно-дырочных пар на системе первичных дефектов, при использовании

приведенных параметров, явно завышает величину дефекта амплитуды и противоречит экспериментальным результатам для тяжелых ядер. При этом следует отметить, что в настоящей работе не рассмотрен вопрос о противоречии модели работы [3] и экспериментальных угловых зависимостей остаточного дефекта амплитуды, который носит еще более принципиальный характер. Однако этот вопрос рассмотрен в нашей работе [15] в качестве критики модели рекомбинации на системе первичных нестационарных дефектов.

Литература

- [1] I.Kanno et al. Nucl. Sci.Technol. 28(6) (1991) 582.
- [2] В.Ф.Кушнирук. Сообщение ОИЯИ.Р13-11933, Дубна, 1978.
- [3] В.К.Еремин, И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан, Б.Шмидт. ФТП, т.29 вып.1 (1995)79.
- [4] E.C.Finch, M.Asghar, M.Forte. Nucl.Instrum.Meth., 163, (1979) 467.
- [5] Е.М.Вербицкая, В.К.Еремин, А.М.Маляренко, Л.С.Медведев, Н.Б.Строкан, В.Л.Суханов. ФТП, т.21 вып.8 (1987) 1395.
- [6] В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников. Физика полупроводников. М., 1977, с.342.

** P.Burger (Canberra Semiconductor NV), частное сообщение.

- [7] W.Seibt, K.Sundstrom, P.Tove. Nucl.Instr.Meth. 113 (1973)317.
- [8] E.Verbitskaya,V.Eremin, N.Strokan et al. Nucl.Instr.Meth B84 (1994) 51.
- [9] В.Г.Субботин, А.Н.Кузнецов. Сообщение ОИЯИ 13-83-67. Дубна, 1983.
- [10] Yu.A.Lazarev et al. JINR Sci. Report E3-93-57. Dubna, 1993, p.203.
- [11] Yu.S.Tsyganov. Nucl.Instr.Meth. A378 (1996) 356.
- [12] B.D.Wilkins et al. Nucl.Instr.Meth. 92(1971)381.
- [13] E.L.Haines, A.B.Whitehead. Rev.Sci.Instr. 3(1966) 190.
- [14] А.А.Александров и др. Методы современной ядерной физики в исследованиях процессов и продуктов деления., М.: Энергоиздат, 1983, с.33-38.
- [15] В.Ф.Кушнирук, Ю.С.Цыганов. Препринт ОИЯИ P13-96-188. Дубна, 1996. Направлено в ПТЭ.
- [16] V.N.Abakumov, V.I.Perel, I.N.Yassievich. In: Nonradiative recombination in Semiconductors. Amsterdam, 1991, p.320.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1996 года.

Цыганов Ю.С. P13-96-430
О модели регистрации тяжелых ядер PIPS-детектором

В данной работе рассмотрены некоторые характерные аспекты регистрации тяжелых ядер PIPS-детекторами. Для ядра ^{217}Th , синтезированного в реакции $^{186}\text{W} + ^{34}\text{S} = ^{217}\text{Th} + 3n$, проведено сравнение с расчетами, учитывающими только столкновительную компоненту дефекта амплитуды и дополнительно вводимую компоненту на основе модели первичных нестационарных дефектов. Показано, что в данной области введение дополнительной компоненты противоречит эксперименту.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод автора

Tsyganov Yu.S. P13-96-430
On the Registration Model of Heavy Nuclei Detected with the PIPS Detector

The present paper considers some characteristic aspects of detecting heavy nuclei with PIPS detectors. For the nuclei ^{217}Th synthesized in the $^{186}\text{W} + ^{34}\text{S} = ^{217}\text{Th} + 3n$ reaction, the experimental data are compared with the calculations taking into account only the stopping component of the pulse height defect and an additional component introduced according to the model of primary non-stationary defects. The introduction of the additional component, in the given area is shown to contradict to the experimental data.

The investigation has been performed at the Flérov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996