

Влияние нейтронного излучения на спектрометрические характеристики Si(Li)-детекторов

УДК 539.1.074.88

С. М. СОЛОВЬЕВ, Л. И. ТЫВИН, В. П. ЭЙСМОНТ

Известно, что все кремниевые полупроводниковые детекторы под действием нейтронов ухудшают свои спектрометрические качества. Диффузионно-дрейфовые детекторы особенно чувствительны, так как работают при относительно низких напряженностях электрического поля. В литературе отсутствуют количественные данные о влиянии облучения быстрыми нейтронами на спектрометрические характеристики современных Si(Li)-детекторов.

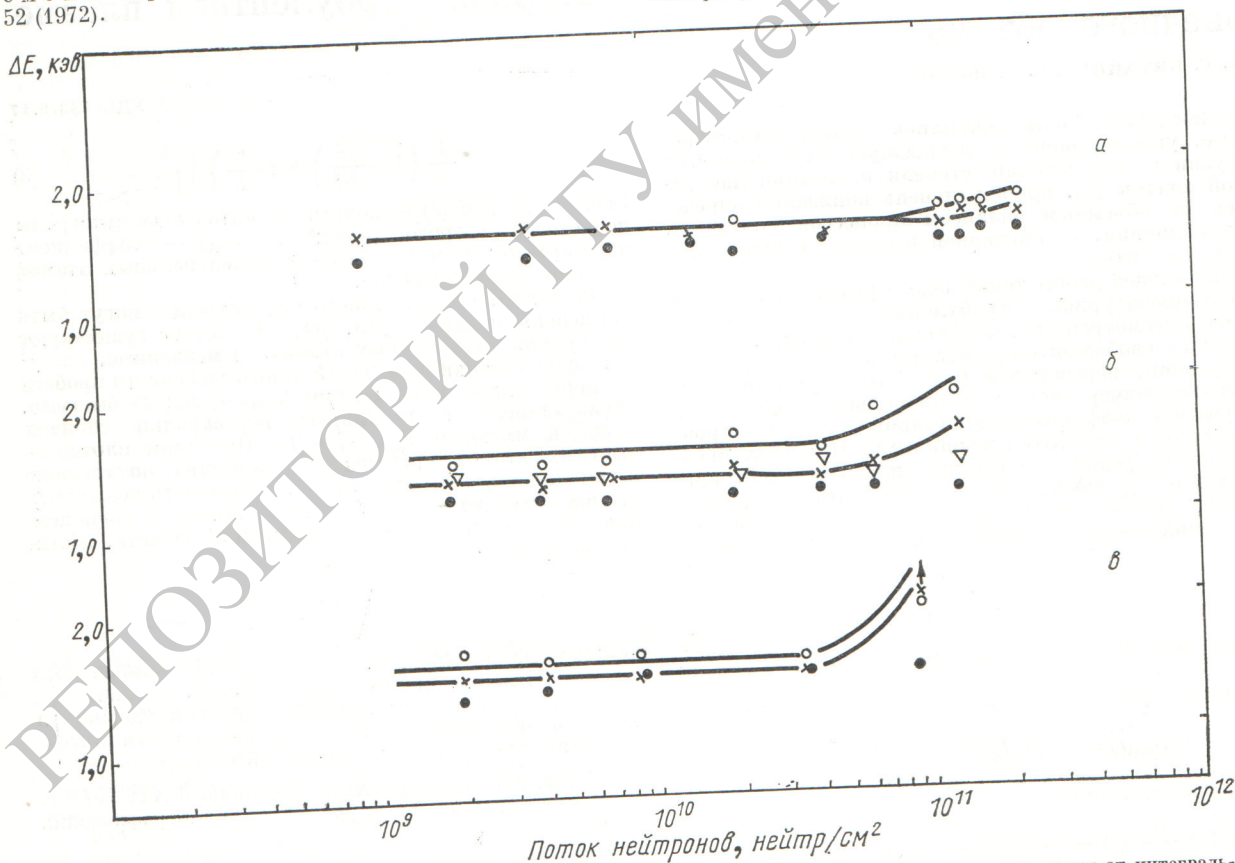
Для исследований были использованы детекторы, которые при $T = -140^\circ\text{C}$ для рентгеновских лучей и γ -квантов с энергией 6–60 кэв имели энергетическое разрешение 1,3–1,6 кэв. Измерения проводили на спектрометре, описанном ранее*. В качестве источ-

ника нейтронов (со средней энергией 2,3 Мэв) использовали изотоп Cf^{252} .

Были испытаны три детектора. Первый и второй детекторы облучали в потоке с плотностью $\psi = 2,6 \times 10^9 \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$ при $T = -140^\circ\text{C}$. Третий детектор облучали в потоке с плотностью $\psi = 1,1 \cdot 10^4 \text{ нейтр/см}^2 \times \text{сек}$ и охлаждали лишь во время измерений. Все детекторы были изготовлены из одного материала (кремний с удельным сопротивлением $\rho = 2000 - 3000 \text{ ом} \cdot \text{см}$ и временем жизни $\tau = 1500 \text{ мксек}$) и по одной технологии.

Данные об изменении энергетического разрешения для трех детекторов приведены на рисунке. Для количественной характеристики степени повреждения детекторов полуширину линии спектра ΔE удобно представить в виде геометрической суммы начального разрешения ΔE_0 и вклада нейтронного облучения $\Delta E_n(\Phi)$, зависящего от интегрального потока нейтронов $\Phi = \psi t$, $\Delta E^2(\Phi) = \Delta E_0^2 + \Delta E_n^2(\Phi)$. Согласно данным рисунка, предельным на уровне 1 кэв, т. е. создаю-

* С. М. Соловьев, Л. И. Тывин, В. П. Эйсмонт. «Приборы и техника эксперимента», № 1 52 (1972).



Изменение энергетического разрешения первого (а), второго (б) и третьего (в) детекторов в зависимости от интегрального потока нейтронов. ∇ — линия 6 кэв, \times — 14 кэв, \circ — 60 кэв. Кривые проведены лишь для линий 14 и 60 кэв, остальные не обнаруживали заметных изменений; \bullet — линия генератора импульсов стабильной амплитуды.

вклад $\Delta E_n = 1$ кэв, является интегральный поток $(0,5-1,0) \cdot 10^{11}$ нейтр/см². Линии с меньшей энергией оказываются более устойчивыми к радиационным воздействиям. Последнее обстоятельство зависит от разницы глубины поглощения квантов различной энергии:

$$\bar{X}(E) = \frac{1 + [1 + \mu(E)d] \exp[-\mu(E)d]}{\mu(E) \{1 - \exp[-\mu(E)d]\}},$$

где $\mu(E)$ — линейный коэффициент поглощения; d — толщина детектора.

Были исследованы также наиболее вероятная амплитуда, форма и площадь спектральной линии. Все эти

параметры могли измениться при облучении из-за повышенной рекомбинации или изменения толщины мертвой и чувствительной зон детектора. Результаты измерения показывают, что при интегральных потоках $(0,5-1,0) \cdot 10^{11}$ нейтр/см² формы линий не претерпевают заметных изменений, значения наиболее вероятной амплитуды сохраняются с точностью до 1%, а толщина зон не изменяется более чем на 5% первоначального значения.

(№ 624/6752. Статья поступила в Редакцию 24/1 1972 г. В окончательной редакции 15/V 1972 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 3 библиографических ссылки.)

Метод исследования распределения α -активного вещества по глубине источника

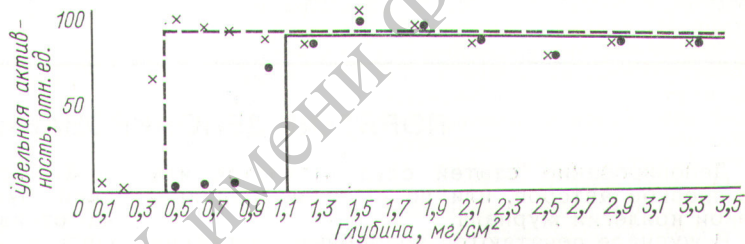
А. Л. КОНОНОВИЧ, Н. В. БОГОЛАПОВ, В. Н. КЛОЧКОВ, И. Е. КОНСТАНТИНОВ

УДК 539.128.4.03

В работе рассматривается спектрометрический метод определения закона распределения α -активного вещества по глубине источника. Этот метод основан на обработке полученных спектров при помощи матриц. При измерении образцы материала не подвергались какой-либо специальной обработке и в процессе измерения не разрушались. Метод разработан специально для изучения сорбции и диффузии в полимерных материалах. Поэтому особое внимание уделено выбору геометрических условий измерения. В экспериментах использовалось серийное спектрометрическое оборудование, входящее в комплект 9063-02 («Амур»).

Проверочные эксперименты показали, что метод измерения в широких пределах не чувствителен к механическим изменениям формы образцов.

Приведены матрицы, позволяющие перейти от аппаратного спектра α -излучения Pu²³⁹ к функции распределения препарата по глубине источника. Выполнен проверочный эксперимент, в котором измерялось распределение азотнокислого плутония в его кислом водном растворе. Полученные результаты представлены на рисунке. Сплошная и пунктирная кривые



Модельные функции распределения:

●, × — экспериментально определенные значения, относящиеся к сплошной и пунктирной кривой соответственно.

соответствуют двум различным толщинам неактивного поглотителя, который находился над раствором для предотвращения его закипания в вакууме.

Ошибка определения вида функции распределения (с точностью до погрешности нормирующего множителя) в среднем не превышала 5%.

(№ 625/6700. Поступила в Редакцию 9/XII 1971 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 5 библиографических ссылок.)

Расчет характеристик обратного γ -излучения от мишеней, облучаемых электронами

В. А. ЭЛЬТЕКОВ, Э. И. ДУБОВОЙ, Т. С. ЛИМ, В. Г. НАДТОЧИЙ

УДК 539.12.122:539.12.175

Методом Монте-Карло моделировались линии обратного γ -излучения при облучении мишеней из алюминия, железа, олова и свинца моноэнергетическим пучком электронов с энергиями 10, 30, 100 Мэв. Получены спектральные характеристики γ -излучения, выходящего в обратную полусферу из мишеней полубесконечной толщины, а также выход фотонов в обратном направлении в зависимости от толщины мишени. Спектры фотонов имеют максимум при энергии $E_{\text{макс}}$, которая растет с увеличением атомного номера мишени Z . Так, для железа и свинца $E_{\text{макс}}$ равно соответственно $0,2 \pm 0,1$ и $0,6 \pm 0,1$

Мэв. Вклад высокоэнергетической части спектра растет при увеличении Z , что объясняется ростом аннигиляционного излучения и поглощения низкоэнергетической части спектра из-за фотоэффекта. Для мишеней с большим Z доля фотонов с энергией больше 0,5 Мэв, выход которых обусловлен тормозным излучением многократно рассеянных электронов, составляет десятки процентов.

В случае железа при $E_0 = 100$ Мэв исследован спектр фотонов и угловое распределение обратного γ -излучения как функции толщины мишени. Низко-