

в виде многочлена по степеням $\ln(1 + \beta)$:

$$\kappa = \sum_{i=0}^3 \kappa_i [\ln(1 + \beta)]^i. \quad (2)$$

По табличным данным [1] вычислены коэффициенты κ_i для 100 элементов методом наименьших квадратов с использованием «весовых» функций степенного типа [2]. Результаты для 48 элементов, наиболее часто встречающихся в задачах прикладной и технической ядерной физики, приведены в таблице. Интервал энер-

гий 1,5—100 Мэв. Максимальная ошибка аппроксимации составляла 3,5%, за исключением водорода.

Поступило в Редакцию 18/X 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Storm E., Israel H. Nucl. Data Tables, 1970, Section A, v. 7, № 6, p. 565.
2. Маренков О. С., Держиманов Р. С. «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 5, с. 520.

Дозиметрия ионизирующих излучений стеклянными окрашивающимися детекторами

ТКАЧЕНКО В. В., БРИСКМАН Б. А., КОВАЛЕНКО Л. М., ЛАВРЕНТОВИЧ Я. И., ОРЛОВ Н. Ф.

УДК 539.1.074

Окрашивающиеся алюмофосфатные стекла, активированные марганцем, успешно используются для дозиметрии γ -излучения изотопных источников [1]. В настоящей работе исследовался вопрос о применимости алюмофосфатных стекол для дозиметрии ускоренных заряженных частиц, а также для измерения доз γ -излучения в смешанных γ -нейтронных полях. (В литературе практически отсутствуют эти данные.) Оказалось, что характер спектров поглощения в видимой области, обусловленный образованием ионов Mn^{3+} при облучении стекол различными видами ионизирующих излучений, соответствует спектру поглощения, полученному при действии на стекла γ -излучения Co^{60} [1]. Для получения количественных данных измерялась степень окраски стекол в максимуме поглощения при длине волны $\lambda = 5600$ мкм.

На рис. 1 показано, как зависит оптическая плотность S ($см^{-1}$) облученных стекол от поглощенной дозы D (Мрад) ускоренных на циклотроне протонов, дейтронов и α -частиц. Там же для сравнения приведена соответствующая зависимость для γ -излучения Co^{60} .

Поглощенная в стеклах доза γ -излучения рассчитывалась по показаниям феррокупримсульфатного дозиметра [2], а тяжелых заряженных частиц — на основании данных о потоках частиц и величинах потерь их энергии и пробегов в стеклах по методике, описанной в работе [3]. В таблице приведены величины пробе-

гов и средние значения ЛПЭ тяжелых заряженных частиц в стеклах, рассчитанные по формулам тормозной способности с применением правила Брэгга.

Как следует из рис. 1, тяжелые заряженные частицы менее эффективны в процессах образования центров окраски, чем γ -излучение Co^{60} (ЛПЭ $\sim 0,2$ кэв/мкм). Ввиду относительно небольшого различия величин ЛПЭ тяжелых заряженных частиц между собой (по сравнению с величиной ЛПЭ γ -излучения) не наблюдается существенной разницы в действии на стекла протонов, дейтронов и α -частиц.

Пробег и средние ЛПЭ тяжелых заряженных частиц в алюмофосфатных стеклах

Вид излучения	Энергия, Мэв	Среднее значение ЛПЭ, кэв/мкм	Пробег, мг/см ²
Протоны	7	13,1	82,3
Дейтроны	14	13,1	164,6
α -Частицы	28	52,4	82,3

При облучении стекол электронами с энергией 7 Мэв, величина ЛПЭ которых, как известно, близка к величине ЛПЭ γ -излучения, зависимость оптической плотности от поглощенной дозы хорошо согласуется с аналогичной зависимостью для γ -излучения Co^{60} . При этом следует отметить некоторую некорректность расчета поглощенной дозы электронов, который проводился согласно работе [4], из-за соизмеримости величин пробегов электронов с толщиной стекол * и неравномерности распределения поглощенной дозы по толщине, а это, в свою очередь, вследствие нелинейности градуировочной зависимости существенно затрудняет приведение оптической плотности к единице толщины стекла.

Исследование возможности использования стеклянных окрашивающихся детекторов для измерения доз γ -излучения в смешанных γ -нейтронных полях проводилось в экспериментальных каналах реактора ВВР-Ц. Как показывает расчет, для абсолютного большинства измерений в реакторах реальное соотношение доз γ -излучения и потоков нейтронов таково, что керма нейтронов в стеклах составляет единицы и доли процен-

* В работе использовались алюмофосфатные стекла размером $10 \times 10 \times 2$ мм.

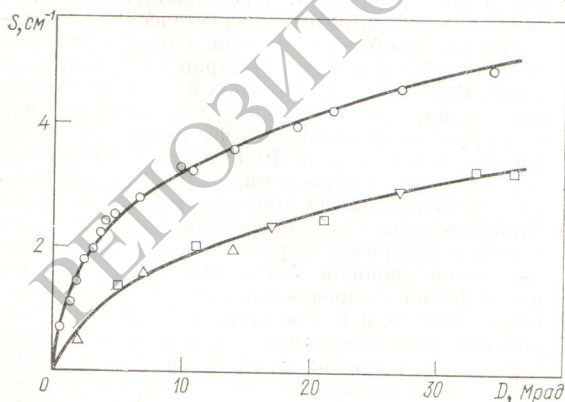


Рис. 1. Зависимость оптической плотности стеклянных детекторов от поглощенной дозы при длине волны $\lambda = 5600$ мкм:

○ — γ -излучение Co^{60} ; ▽ — протоны, $E = 7$ Мэв; △ — дейтроны, $E = 14$ Мэв; □ — α -частицы, $E = 28$ Мэв.

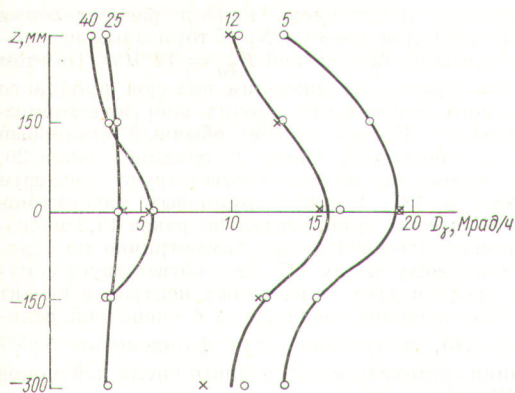


Рис. 2. Распределение мощности дозы γ -излучения по высоте активной зоны реактора ВВР-Ц, измеренное калориметрами (×) и стеклянными детекторами (○). Цифры соответствуют номерам экспериментальных каналов реактора.

тов от суммарной поглощенной дозы. Учитывая снижение эффективности образования в стеклах центров окраски с ростом величины ЛПЭ излучения, можно пренебречь влиянием нейтронов на показания стеклянных детекторов. Это подтверждают результаты опытов, приведенные на рис. 2. Видно согласие (~10%)

величин мощностей доз γ -излучения в каналах реактора мощностью 10 Мвт, измеренных адиабатными калориметрами [5] и стеклянными окрашивающимися детекторами, отградуированными по излучению Co^{60} .

Таким образом, исследования указывают на принципиальную возможность использования окрашивающихся алюмофосфатных стекол, активированных марганцем, не только для измерения доз γ -излучения изотопных источников, но и для дозиметрии ускоренных заряженных частиц и измерения доз γ -излучения в смешанных γ -нейтронных полях.

Авторы выражают благодарность А. Н. Белякову за ценное обсуждение работы.

Поступило в Редакцию 31/X 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трофимов В. М., Орлов Н. Ф., Андреева Н. З. «Атомная энергия», 1969, т. 29, вып. 2, с. 155.
2. Hart E., Walsh P. Rad. Res., 1954, v. 1, p. 342.
3. Лаврентович Я. П. и др. «Химия высоких энергий», 1969, т. 30, с. 147.
4. Рябухин Ю. С., Васильев А. Г., Беляков А. Н. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 6, с. 535. Поправка: «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 2, с. 173.
5. Брискман Б. А., Матвеев Ю. В., Васильев А. Г. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 4, с. 342.

Выходы осколков при фотоделении №²³⁷

КОНДРАТЬКО М. Я., КОРИНЕЦ В. Н., ПЕТРЖАК К. А., ТЕОДОРОВИЧ О. А.

УДК 539.173.3:546.799.3

Радиохимическим методом измерены выходы осколков при делении №²³⁷ тормозным излучением бетатрона при изменении максимальной энергии в пределах 10—24 Мэв.

При облучении использовали устройство [1], позволявшее размещать облучаемые образцы в области максимальной интенсивности тормозного излучения без нарушения герметичности вакуумной камеры бетатрона. Делящееся вещество в виде NrO_2 наносили тонким (200 $\mu\text{кг}/\text{см}^2$) равномерным слоем на металлическую подложку. Мишень представляла собой сборку из 35—40 нептуниевых препаратов, переложенных алюминиевыми поглотителями. Толщину подложек и поглотителей выбирали достаточной для полного поглощения осколков (около 6 $\text{мг}/\text{см}^2$).

Радиохимическому анализу подвергались только осколки, задержанные поглотителями. После облучения мишень разбирали. Поглотители растворяли в кислоте или щелочи в присутствии известных количеств неактивных изотопных носителей. Принимали меры по обеспечению полного обмена между носителями и исследуемыми радиоактивными изотопами. В растворе проводили химические операции по сбросу алюминия. Разделение и очистку исследуемых продуктов деления выполняли с применением стандартных осадительных, дистилляционных или экстракционных методик [2, 3]. Конечные осадки в весовой форме наносили равномерным тонким слоем (1—4 $\text{мг}/\text{см}^2$) на металлические подложки толщиной 1,35 $\text{мг}/\text{см}^2$, высушивали и взвешивали. Бета-активность измеряли в 4 π -счетчиках.

Поправки на самопоглощение и поглощение в подложке были определены экспериментально для нескольких изотопов с простой схемой β -распада [4]. Получен-

ные калибровочные зависимости позволяли оценивать с точностью 2—3% абсолютную эффективность регистрации любого β -активного изотопа с известной схемой распада. При регистрации конверсионных электронов вносили расчетные поправки.

Кривые радиоактивного распада обрабатывали методом наименьших квадратов с вводом известных констант распада. Компоненты, которые можно было бы приписать радиоактивным загрязнениям, не были обнаружены.

Абсолютные активности, исправленные на химический выход, приводили к значениям активности насыщения. Факторы накопления осколочных изотопов были рассчитаны с учетом накопления и распада их предшественников по β -цепочке. Необходимые значения независимых фракционных выходов отдельных предшественников оценивали по гипотезе равного смещения заряда. При этом предполагали, что полумпирические параметры распределения заряда, предложенные Уолом [5], имеют универсальный характер и могут быть распространены на фотоделение нептуния.

Выходы осколков определяли по отношению к выходу Ba^{140} как отношения абсолютных активностей насыщения и пересчитывали в значения полных выходов изобарных цепочек с данным массовым числом. Для массы 117 соотношение ветвей распада Ag^{117} ($T_{1/2} = 1,1$ мин), ведущих к образованию Cd^{117m} (3 ч) и Cd^{117} (50 мин), принималось равным 0,82 : 0,18 [6, 7]. В схемах распада ядер с массами 121 и 125 не известны соотношения ветвей распада, приводящих к образованию изомеров олова. Поэтому экспериментальные значения выходов для Sn^{121} (27,5 ч) и Sn^{125} (9,7 суток) не были пересчитаны к концам цепочек распада и являются кумулятивными выходами изомеров.