

вые распада и определялись начальные величины площадей под фотопиком 1,6 Мэв и их отношение.

Эффекты, изучаемые на быстрых экспериментальных системах, малы, так как в таких системах малы сечения реакций и нейтронные потоки. Поэтому не все методы измерений, с успехом используемые на тепловых реакторах, могут применяться на быстрых сборках. Экспериментальная проверка пригодности описанного метода была проведена при исследованиях на реакторе БР-1 и быстрой экспериментальной сборке. Использовались фольги из естественного и обогащенного урана и тория. Результаты измерений отношений сечений деления U^{238} и U^{235} с помощью γ -спектрометра, а также с использованием камер деления и расчетные данные приведены в таблице.

Отношения сечений деления U^{238} и U^{235} , измеренные с помощью γ -спектрометра и камеры деления

Реактор	γ -спектрометр	Камеры деления	Расчет
БР-1	$\frac{\sigma_{nf}(U^{238})}{\sigma_{nf}(U^{235})} = 0,164 \pm 0,03$	$0,167 \pm 0,03$	0,164
Экспериментальная сборка	$\frac{\sigma_{nf}(U^{238})}{\sigma_{nf}(U^{235})} = 0,089 \pm 0,03$	$0,091 \pm 0,02$	0,090

Установлено, что метод γ -спектрометрии может быть использован при измерениях, если интегральный поток быстрых нейтронов $> 10^{13}$ *быстр.нейтр./см²*.

В экспериментах, проведенных на быстром реакторе с образцами из тория и на тепловом реакторе с образцами из плутония, были исследованы возможности применения метода регистрации γ -лучей La^{140} при измерениях с торием и плутонием. Экспериментальные величины отношений $\frac{\sigma_{nf}(Th^{232})}{\sigma_{nf}(U^{235})}$ и $\frac{\sigma_{nf}(Pu^{239})}{\sigma_{nf}(U^{235})}$ близки к расчетным.

Исследования показали, что описанный выше метод можно использовать для измерений в различных ядерных реакторах. Точность полученных данных будет в значительной мере определяться имеющимися сведениями о выходе La^{140} при делении того или иного изотопа. Например, отношение выходов этого осколка при делении U^{238} и U^{235} известно с точностью $\pm 5\%$ [4]. По мере накопления новых данных о выходе La^{140} точность описанного метода будет улучшаться.

Поступило в Редакцию 1/X 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Зыкин и др. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963.
2. J. Wolberg et al. Report SM-42/46, Symposium on exponential and critical experiments. Netherlands, Amsterdam, 1963.
3. S. Katicoff. Nucleonics, 18, 201 (1960).
4. S. Levy et al. Phys. Rev., 124, 544 (1961).
5. F. Walter et al. Phys. Rev., 133, B1500 (1964).
6. О. Хольнова. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 22, 848 (1958).

УДК 539.12 39.121.64

К вопросу об энергетическом распределении α -частиц, выходящих из толстого источника

Э. Б. Еришов, А. А. Каран, В. П. Шамов

Известно, что экспериментальное определение тормозной способности и соотношения между пробегом и энергией α -частиц в исследуемом веществе основано на подсчете частиц, прошедших через тормозящие экраны различной толщины. Но из большинства веществ, особенно со сложной молекулярной структурой, трудно или совсем невозможно приготовить тонкие поглощающие фольги или пленки. Поэтому в настоящей работе рассмотрена возможность определения зависимости пробег — энергия для толстого плоского излучателя на основании анализа формы его спектра α -частиц.

Спектр измеряли позитационной α -камерой и 100-канальным амплитудным анализатором. Интегральный фон камеры ~ 3 *имп./мин*. Спрессованный рабочий препарат (площадью ~ 3 *см²*, толщиной ~ 2 *мм*), помещенный в держатель, содержал равномерно распределенные атомы Pu^{239} в массе талька.

Для нахождения эмпирической формы спектра $N(E)$ для $E \leq E_{\max}$ измеренный спектр по энергии разбивался на четыре участка: 0,1—0,8; 0,8—2,0; 2—4 и 4—5 *Мэв*.

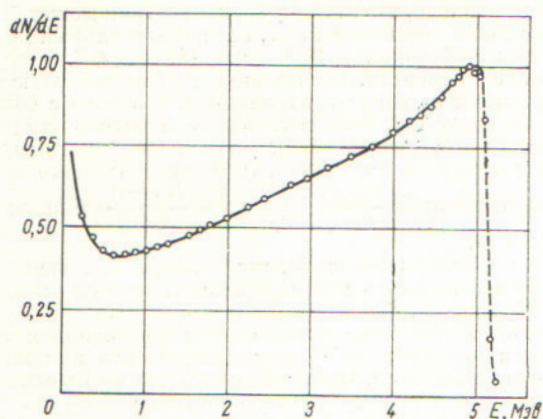
По методу выравнивания для каждого энергетического интервала получены следующие нормированные

к максимуму распределения зависимости формы спектра от энергии ($E_{\max} = 4,9$ *Мэв*):

$$\left. \begin{aligned} N_1(E) &= 0,202e^{0,78E} + 0,704e^{-3,5E}; \\ N_2(E) &= 0,027E^{2,31} + 0,40; \\ N_3(E) &= 1,125E + 0,28; \\ N_4(E) &= 0,23(E-4)^{1,1} + 0,79. \end{aligned} \right\} (1)$$

Аналитическая форма спектра (1) с нанесенными нормированными экспериментальными значениями показана на рисунке (среднеквадратичная погрешность экспериментальных данных не превышает 0,5%), из которого видно, что соотношения (1) с удовлетворительной точностью (расхождение не более 1%) описывают мягкий спад экспериментального спектра.

Из оценки для талька ($3MgO \cdot H_2O \cdot 4SiO_2$) эффективных значений атомного номера ($\bar{Z} \approx 13$) и потенциала возбуждения ($\bar{I} \approx 0,180$ *кэв*), полученного на основании работы [1], следует, что по своим тормозным свойствам тальк близок к алюминию ($I_{Al} \approx 0,166$ *кэв*). Согласно работе [2] $N(E)$ пропорционально производ-



Нормированная эмпирическая форма спектра Pu^{239} .

ной от пробега по энергии. Поэтому для сравнения с результатами настоящей работы для алюминия были вычислены кривые пробег — энергия на основании

теоретических расчетов [3] и эмпирической формулы [4], позволяющей определить пробег α -частиц в веществе, если известен их пробег в воздухе [3].

Оказалось, что кривая пробег — энергия, полученная из соотношений (1), по всем энергетическим интервалам хорошо согласуется с кривой, полученной на основании эмпирической формулы [4].

Таким образом, как показано на примере с тальком, предложенный способ позволяет с достаточной степенью точности находить тормозные характеристики любых сложных веществ, составляющих массовую основу толстого α -источника.

Поступило в Редакцию 18/III 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. З. Максимов. ЖЭТФ, 37, 127 (1959).
2. Н. К. Абросимов, Г. Е. Кочаров. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 26, 237 (1962).
3. Г. А. Бете, Ю. Ашкин. В кн. «Экспериментальная ядерная физика». Под ред. Э. Серге. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955, стр. 190, 154.
4. В. Прайс. Регистрация ядерного излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1960.

УДК 539.172.3

Параболическая аппроксимация полных коэффициентов ослабления γ -квантов в диапазоне энергий 0,03—10 Мэв

О. С. Маренков, Р. С. Держиманов

Как известно, полные коэффициенты ослабления γ -квантов в веществе являются сложной функцией энергии ϵ . Для решения частных задач теории переноса γ -квантов различными аналитическими и приближенными методами необходимо представить зависимость полного линейного коэффициента ослабления $\mu(\epsilon)$ в аналитическом виде. Упрощенные аналитические выражения для этой функции можно получить лишь в ограниченных пределах изменения аргумента.

В настоящей заметке рассмотрен возможный вариант аналитического представления зависимости μ от λ (длина волны в комптоновских единицах) в диапазоне энергий 0,03—10 Мэв. В общем виде зависимость $\mu(\lambda)$ можно представить полиномом n -й степени:

$$\mu(\lambda) = \rho \sum_{k=0}^n c_k \lambda^k, \quad (1)$$

где ρ — плотность вещества; c_k — неопределенные коэффициенты. Очевидно, что в практических случаях для того, чтобы вычисления не были слишком громоздкими, удобно аппроксимировать μ формулой (1) с небольшим n .

Рассмотрим параболическую аппроксимацию полного массового коэффициента ослабления:

$$\frac{\mu}{\rho} = c_0 + c_1 \lambda + c_2 \lambda^2. \quad (2)^*$$

По данным работ [1, 2] выражением (2) аппроксимировались коэффициенты μ/ρ (без учета когерентного рассеяния) в энергетических областях 0,03—0,08; 0,08—0,3; 0,3—10,0 Мэв для бериллия, углерода, кислорода, натрия, магния, алюминия, кремния, фосфора, серы, калия, кальция, железа, меди, воды, песка, фосфата кальция, бетона.

В работе [1] детально проанализированы теоретические и экспериментальные данные и приведены значения полного массового коэффициента ослабления μ/ρ , а также парциальные коэффициенты фотоэлектрического поглощения, рассеяния (с учетом и без учета когерентного рассеяния) и образования электронно-позитронных пар. Предполагается, что ошибки в приведенных коэффициентах достигают 10% для энергий ниже 50 кэв и не превышают 3—5% для энергий выше 100 кэв. Экспериментальные данные, полученные после опубликования работы [1], дали возможность пересмотреть значения коэффициентов для малых энергий и определить их с такой же степенью точности (т. е. 3—5%), как и для больших энергий [2]. Большая часть таблиц, приведенных в [2], предназначена для замены тех частей таблиц работы [1], которые относятся к интервалу

* Формулу (2) можно записать в виде, более удобном для практических вычислений:

$$\frac{\mu}{\rho} = b_0 + \frac{b_1}{\epsilon} + \frac{b_2}{\epsilon^2},$$

где ϵ — энергия γ -квантов, Мэв, причем коэффициенты b_k и c_k связаны соотношениями $b_0 = c_0$; $b_1 = 0,511c_1$; $b_2 = 0,261c_2$.