

можно будет сделать только после того, как будут получены данные о спинах и четностях этих уровней.

Мы благодарим Л. В. Грошева и Д. П. Гречухина за обсуждение работы и В. С. Золотарева, предоставившего нам достаточное количество разделенных изотопов.

Поступило в редакцию 10 V 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Скляревский, Е. П. Степанов, Б. А. Обиняков. Атомная энергия 4, вып. 1, 22 (1958).

2. B. Hammermesh, V. Hummel. Phys. Rev. 88, 916 (1952).
3. M. Reier, M. H. Shamos. Phys. Rev. 100, 1302 (1955).
4. G. Trumpy. Circular Polarisation of Gamma-Rays Resulting from the Capture of Polarised Neutrons. Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами, Нью-Йорк, 1957.
5. H. L. Schultz, C. K. Bockelman, I. Draper, C. A. Fenstermacher, L. Rosier. Gamma-Rays Following Resonant Neutron Capture. Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами, Нью-Йорк, 1957.

Сечение реакции $U^{238}(n, 2n)U^{237}$ на нейтронах с энергией 15 Мэв

Г. П. Антропов, Ю. А. Зысин, А. А. Коврижных, А. А. Лбов

В связи с опубликованными недавно данными о сечении реакции $U^{238}(n, 2n)U^{237}$ на нейтронах с энергиями 6—10 Мэв [1] и 14 Мэв [2] представляет интерес опубликование результатов измерений сечения реакции $U^{238}(n, 2n)U^{237}$ на нейтронах с энергией 15 Мэв, проведенных в нашей лаборатории в 1952 г.

Образцы азотнокислого уранила располагались в потоке нейтронов с энергией 15 Мэв реакции $T(d, n)He^4$ в направлении, совпадающем с направлением пучка падающих дейтонов с энергией 150 кэв. Поток нейтронов определялся по числу образующихся ядер He^4 . Измерения абсолютной активности U^{237} с периодом полураспада 6,7 дня проводились в этой работе при помощи торцового счетчика методом определенного телесного угла. Предварительно образцы урана, подвергавшиеся облучению в течение 6—8 час, химически очищались от осколков деления и продуктов распада урана.

Этот метод измерения требовал определения геометрического фактора и ряда поправок, связанных с поглощением и рассеянием β -частиц.

В результате для $\sigma_{n,2n}$ получено значение $(1,5 \pm 0,2)$ барн. Поправка на электронь конверсий, присутствующие в β -спектре U^{237} , в то время еще не известна, не вводилась. Появившаяся позднее работа [3], в которой был тщательно изучен β -спектр U^{237} , позволила оценить долю конверсионных электронов, оказавшуюся весьма значительной (~40%). После введения поправки на конверсионные электроны для $\sigma_{n,2n}$ получено значение 1 барн, которое заметно отличается от приведенного в работе [2] значения $\sigma_{n,2n}$ для нейтронов с энергией 14 Мэв, равного $(0,4 \pm 0,3)$ барн. Поэтому в 1957 г. нами были проведены повторные измерения этой величины. В этих измерениях использовался 4π -счетчик, который исключает необходимость введения поправок, учитываемых в прежнем методе, и в первую очередь поправок на конверсионные электроны. Величина $\sigma_{n,2n}$ определялась по активности U^{237} , а также осколков деления U^{238} : Mo^{99} , Ba^{140} , Ce^{141} (чем исключалось абсолютное измерение потоков). При этом

предполагалось, что сечение и выходы осколков деления U^{238} под действием нейтронов с энергией 14 Мэв известны. Поправка на β -активности UX_1 , UX_2 была невелика и определялась контрольными опытами. При измерении β -активности осколков вводились поправки на Tc^{99} , La^{140} , Ce^{144} , Pr^{144} .

Вычисленное на основании этих данных значение $\sigma_{n,2n}$ равно $(0,90 \pm 0,15)$ барн. Погрешность учитывает как разброс экспериментальных величин, так и систематическую погрешность в величинах сечения и выходов осколков деления U^{238} . Это значение согласуется с исправленным на электроны конверсии значением $\sim 1 \cdot 10^{-24}$ см², полученным нами ранее, и существенно отличается от значения $(0,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-24}$ см², опубликованного в работе [2].

Сечение реакции $U^{238}(n, 2n)U^{237}$ для нейтронов с энергией 15 Мэв может быть сопоставлено с сечением, полученным для нейтронов меньшей энергии [1]. Согласно этой работе $\sigma_{n,2n}$ резко возрастает от 0 при 6 Мэв до $(1,4 \pm 0,14) \cdot 10^{-24}$ см² при 10 Мэв. Последнее значение близко к ожидаемому из статистической теории ядра, по которой $\sigma_{n,2n}$ при возрастании энергии нейтронов до 14—15 Мэв должно оставаться постоянным и равным $\sim 1,5 \cdot 10^{-24}$ см². Однако для нейтронов с энергией около 12 Мэв становится возможной реакция $(n, 3n)$. Включение дополнительного конкурирующего процесса должно в принципе привести к снижению сечения реакции $(n, 2n)$ на величину сечения этого процесса, т. е. реакции $(n, 3n)$.

В настоящее время нет экспериментальных данных о сечении реакции $U^{238}(n, 3n)U^{236}$. По весьма грубой оценке, сделанной в 1957 г. Л. И. Сельченковым, эта величина равна $\sim 0,5 \cdot 10^{-24}$ см².

Таким образом, значение сечения реакции $U^{238}(n, 2n)U^{237}$ для нейтронов с энергией 15 Мэв оказывается в соответствии с данными работы [1] и со статистической теорией.

Отметим, что в появившейся в самое последнее время заметке [4] было сообщено об измерении величины сечения реакции $(n, 2n)$ на U^{238} для нейтро-

нов спектра деления. Полученная величина сечения, равная $(17 \pm 3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, совпадает со значением, которое можно получить интегрированием зависимости $\sigma_{\text{н.д.}}$ от энергии по спектру нейтронов деления, приведенной в работе [1].

В заключение выражаем благодарность Н. П. Мартынову, Т. П. Тимофеевой и Н. В. Шувановой за выполнение химических опытов.

Поступило в редакцию 17 IV 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. D. Knight, R. K. Smit, R. A. Nobis, B. Warren. Bull. Amer. Phys. Soc., ser. II, v. 2, 198 (1957).
2. Физика ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1956, стр. 101.
3. С. А. Баранов, К. Н. Шлягин. ЖЭТФ 30, 235 (1956).
4. Л. Е. Шерман. Атомная энергия 4, 87 (1958).

Угловые и энергетические распределения γ -излучения, рассеянного в железе и свинце

Ю. А. Казанский, С. П. Белов, Е. С. Матусевич

В ранее опубликованных работах [1], [2] изучались угловые энергетические распределения рассеянного γ -излучения от точечного источника Co^{60} в условиях полубесконечной среды (бетон, свинец). В работе [3] сообщаются результаты измерения углового распределения тормозного излучения бетатро-

и высотой 27 мм. Измерения проводились для углов θ , равных 10, 20, 30, 40, 50, 60°.

Полученные спектры содержат амплитуды импульсов, пропорциональные энергии электронов, образующихся в кристалле в результате фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния γ -квантов. Для вычитания из полученных спектров вклада комптоновских электронов была составлена числовая матрица, учитывающая форму комптоновских распределений для различных начальных энергий γ -излучения. Последние были получены путем интерполирования экспериментальных распределений комптоновских электронов от моноэнергетических источников: Ce^{141} (0,145 Мэв), Cr^{51} (0,320 Мэв), Au^{198} (0,411 Мэв), Cs^{137} (0,661 Мэв), Zr^{95} (0,760 Мэв), Zn^{65} (1,12 Мэв), K^{42} (1,51 Мэв).

Кроме того, в спектры вводилась поправка на эффективность спектрометра. Подробнее методическая часть эксперимента будет описана позднее. Полученные таким образом распределения с точностью до поправки на энергетическое разрешение спектрометра представляют собой энергетические спектры рассеянного γ -излучения $N(E, r, \theta) dE d\Omega$,

т. е. количество квантов в энергетическом интервале от E до $E+dE$, движущихся в телесном угле $d\Omega$ в направлении θ .

Угловые энергетические распределения интенсивности $dJ = E \cdot N(E, r, \theta) dE d\Omega$, полученные для различных толщин $\mu_0 r$, несущественно отличаются друг от друга. Типичное угловое распределение для помещенного в свинец источника Co^{60} приведено в работе [2]. На рис. 2 показаны характерные угловые распределения интенсивности рассеянного в железе γ -излучения с начальной энергией 0,411 Мэв для $\mu_0 r = 6$.

На рис. 3 и 4 в произвольных единицах показаны величины $J_0(r, \theta) = 2\pi \int_E N(E, r, \theta) \sin \theta d\theta dE$,

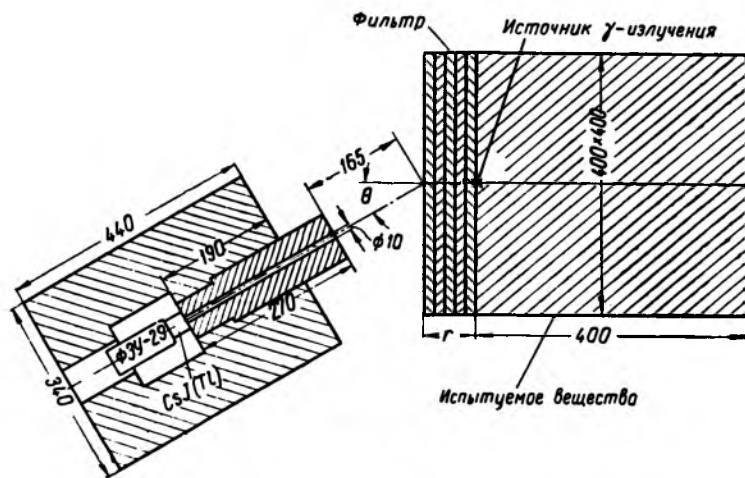


Рис. 1. Схема экспериментального устройства (размеры даны в миллиметрах).

на с максимальной энергией 10 Мэв, прошедшего свинцовый фильтр.

В настоящей работе измерялись угловые энергетические распределения рассеянного γ -излучения от источников Co^{60} ($E=1,33$ и $1,17$ Мэв) и Au^{198} ($E=0,411$ Мэв) после прохождения в свинце ($\mu_0 r = 2,2; 4,1; 6,3; 8,2$, где μ_0 — коэффициент поглощения γ -излучения, r — толщина свинцового или железного фильтра) и в железе ($\mu_0 r = 2; 4; 6; 8,5; 9,8$).

Измерения проводились в условиях полубесконечной геометрии. Расположение источника, среды и детектора, а также основные геометрические размеры экспериментального устройства показаны на рис. 1. Выходящее из среды рассеянное излучение регистрировалось с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом CsJ(Tl) диаметром 30 мм