

УСКОРЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗОМЕРНЫМИ ЯДРАМИ ^{152m}Eu

И. А. Кондуров, Е. М. Коротких, Ю. В. Петров

Впервые обнаружен эффект ускорения тепловых нейтронов на изомерах. Для ^{152m}Eu сечение ускорения равно: $\sigma_{in} = 0,28 \pm 0,06$ бн.

При взаимодействии нейтронов с ядрами, находящимися в возбужденном состоянии, возможна с заметным сечением реакция неупругого рассеяния с передачей энергии возбуждения рассеянному нейтрону [1]. Так, для изомеров ^{113m}In и ^{115m}In , живущих часы [2], расчеты по оптической модели и пересчет экспериментальных данных об обратной реакции дают для сечения неупругого ускорения значение около 0,1 бн в области энергий $\sim 0,1$ МэВ [3]. Однако, прямую реакцию ускорения нейтронов наблюдать до сих пор не удавалось, несмотря на несколько попыток [4 - 6]. Ниже приводятся результаты измерений, в которых было обнаружено ускорение тепловых нейтронов на ядре ^{152m}Eu (МЗ переход, $I_m^\pi = 0^-, I_g^\pi = 3^-, E_m = 48,5$ кэВ, $\tau_m = 13,42 \pm 0,07$ час [2]).

1. Изотоп ^{152m}Eu получался облучением в реакторе ВВР-М ЛИЯФ в течение 20 часов образцов, содержащих 25 мг разделенного ^{151}Eu . Поток тепловых нейтронов в месте облучения, измеренный железными фольгами, колебался от опыта к опыту в пределах $(1 \div 2) \cdot 10^4$ н/см²·сек. После облучения мишень, содержащая несколько десятых мг изомера, устанавливалась на нейтронный пучок (рис. 1). Ввиду малости ожидаемого эффекта для его выделения пучок тепловых нейтронов модулировался заслонкой. Цикл измерений составлял 22 сек. Ускоренные нейтроны замедлялись в оргстекле и детектировались пропорциональными счетчиками. Счетчики были защищены от γ -квантов распада, интенсивность которых доходила почти до 10^3 Кюри и в 10^{12} раз превышала ожидаемую интенсивность ускоренных нейтронов. Для этого мишень была окружена свинцовой защитой.

Эффективность регистрации быстрых нейтронов детектором измерялась калиброванным $\text{Sb} - \text{Be}$ источником и составляла $\epsilon = 6,6 \pm 0,7\%$. Сигнал от детектора, соответствующий открытой и закрытой заслонке ($I(t)$ и $I_b(t)$, соответственно), регистрировался отдельно. В разности этих счетов, которая содержит измеряемый эффект, по методу наименьших квадратов выделялась составляющая, убывающая экспоненциально с постоянной τ_m : $I(t) - I_b(t) = I_m \exp(-t/\tau_m) + I_0$. Точность измерения в этих экспериментах ограничивалась фоновым счетом ($I_b = 13 \div 28$ имп/сек) и в каждом отдельном опыте достигала $0,3 \div 0,5\%$ от фона.

Для проверки отсутствия влияния посторонних факторов были выполнены контрольные опыты [8]. В пределах статистической ошибки установка оказалась стабильной. Показано, отсутствие каких-либо ложных эффектов при выключении тепловых нейтронов, либо при удалении возбужденных изомерных ядер. Дополнительными опытами (путем замены сменной свинцовой защиты на железную) установлено отсутствие влияния быстрых фотонейтронов, рожденных захватными γ -квантами изо-

ра и свинцовой защите нейтронных счетчиков.

2. Сечение неупругого ускорения нейтронов определялось из формулы

$$s = \frac{I_m}{N_{m_0} \Phi_t} = \delta_r \delta_t \epsilon \sigma_{in} \quad (1)$$

Здесь Φ_t — поток тепловых нейтронов со скоростью $V = 2200$ м/сек, падающий на поверхность мишени; δ_t — отношение среднего по мишени потока $\langle \Phi_t \rangle$ к Φ_t ; произведение $N_{m_0} \delta_r = N_m$ дает полное число изомерных ядер после окончания облучения в реакторе, причем через N_{m_0} обозначено число накопленных ядер без учета блок-эффектов при облучении в канале реактора, а коэффициент δ_r учитывает эти эффекты; наконец, через ϵ обозначена эффективность регистрации ускоренных нейтронов.

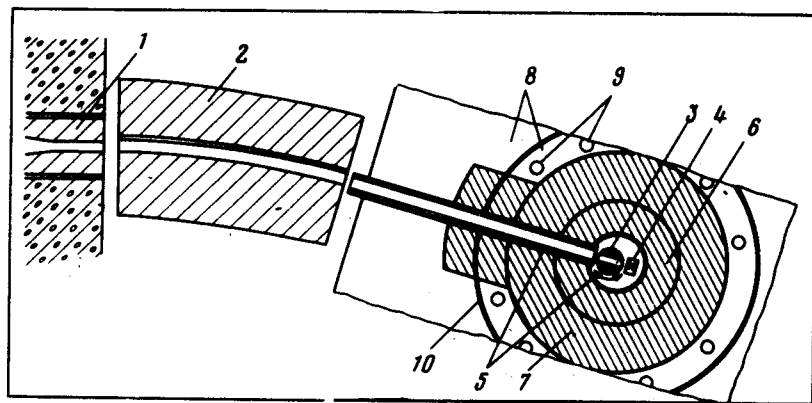


Рис. 1. Схема опыта: 1 — канал реактора, 2 — логарифмический нейтроновод [7], 3 — поворотная борная заслонка, 4 — мишень, 5 — борная защита, 6 — сменная защита от γ -квантов, 7 — свинцовая защита, 8 — замедлитель из оргстекла, 9 — нейтронные счетчики, 10 — защита из кадмия

Среднее взвешенное величины s по девяти опытам оказывается равным $\bar{s} = 1,08 \pm 0,12) \cdot 10^{-26}$ см²; при этом $\chi^2 = 1,19$. Это означает, что эффект ускорения тепловых нейтронов обнаружен на уровне восьми стандартных отклонений. Данные приведены на рис. 2, где результаты некоторых опытов объединены в одну точку.

Среднее по толщине мишени значение нейтронного потока было измерено как полусумма его значения на краях: $\delta_t = 0,83 \pm 0,03$. Коэффициент самоэкранирования и блокировки в реакторе δ_r , полученный путем измерения абсолютной активации основного состояния ^{152}Eu , оказался равен $\delta_r = 0,7 \pm 0,1$. При вычислении значения σ_{in} не учитывалась возможность выгорания изомера, поскольку отдельными измерениями рентгеновских линий на кремниевом спектрометре было установлено, что вплоть до потоков $1,2 \cdot 10^{14}$ н/см²·сек в пределах точности (13%) вы-

горание отсутствует. Из последнего равенства формулы (1), для сечения ускорения нейтронов при скорости $V = 2200$ м/сек получаем значение:

$$\sigma_{in} = 0,28 \pm 0,06 \text{ бн} \quad (2)$$

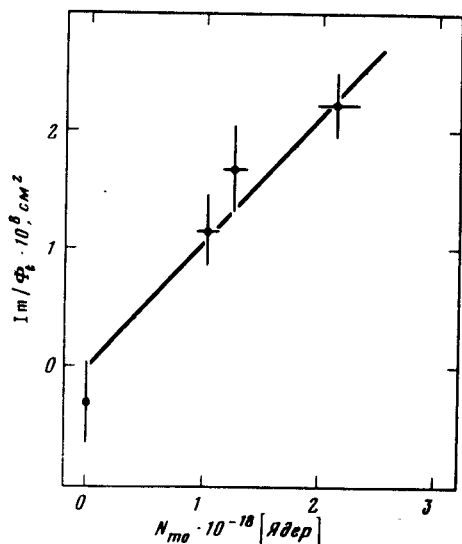


Рис. 2. Отношение числа зарегистрированных ускоренных нейтронов I_m к падающему потоку тепловых Φ_t в зависимости от количества изомерных ядер N_{m0} (прямая проведена с наклоном \bar{s})

3. Приближенную теоретическую оценку σ_{in}^* можно получить, рассматривая сечение как сумму по резонансам и заменяя все ширины и расстояния между уровнями (D), их средними значениями, а также полагая расстояние до ближайшего резонанса равным $D/2$ [9]:

$$\sigma_{in}^*(E) = \frac{\pi^3}{k_0^2} S_0^2 \frac{T_{2,5/2}(E_m)}{T_0(E_0)} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (3)$$

где k_0 — волновой вектор нейтрона при энергии $E_0 = 1$ эВ, S_0 — силовая функция для s -нейтронов, T_0 и $T_{2,5/2}$ — проникаемости для s - и d -нейтронов соответственно. Для $^{152}\text{G}\text{Eu}$ экспериментальное значение $S_0 = (3,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$ [10], а оценочный расчет по оптической модели для сферического ядра дает $T_{2,5/2}(E_m)/T_0(E_0) \approx 0,4$, так что $\sigma_{in}^* \approx 2$ бн при $E = 0,025$ эВ. С учетом флуктуаций параметров, наиболее вероятное значение составляет $\sigma_{in}^T \approx 0,15 \sigma_{in}^*$ [9], и теоретическая оценка приводит к $\sigma_{in}^T \approx 0,3$ бн. Хотя это значение справедливо лишь с точностью до порядка величины, совпадение его с измеренным сечением (2) показывает, что в реакции (n, n') отсутствует сколько-нибудь значительный запрет на ядерный переход $^{152m}\text{Eu} \rightarrow ^{152g}\text{Eu}$, в то время как γ -переход заторможен более, чем в $10^6 \div 10^8$ раз [11].

Авторы благодарны О.И.Сумбаеву за ценные замечания, а также Г.Я.Васильеву, А.И.Егорову, Ю.Е.Логинову, А.М.Никитину, Л.М.Пло-

шанскому, А.И.Шляхтеру, А.Ф.Щебетову и персоналу реактора за помощь в работе.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 января 1980 г.

Литература

- [1] Ю.В. Петров. ЖЭТФ, 37, 1170, 1959.
- [2] С.М.Lederer, V.S.Shirley, eds., Table of Isotopes, N.Y., 1978.
- [3] Yu.V.Petrov, A.I.Shlyakhter. Nucl. Phys., A292, 88, 1977.
- [4] K.Miyano, H.Morinaga. J. Phys. Soc., Japan, 26, 576, 1969.
- [5] В.Намерmesh. Phys. Rev., C10, 2397, 1974.
- [6] И.А.Кондуrow и др. АЭ, 36, 77, 1974.
- [7] Е.М.Коротких и др. Сб. "Нейтронная физика" ч.2 (Материалы III Всесоюзной конференции в Киеве, 1975 г.), стр. 200, Москва, 1976.
- [8] И.А.Кондуrow, Е.М.Коротких, Ю.В.Петров. Препринт-528 ЛИЯФ, 1979 .
- [9] Ю.В.Петров, А.И.Шляхтер. Препринт-456, ЛИЯФ АН СССР, 1979.
- [10] В.П.Вертебный и др. ЯФ, 26, 1137, 1977.
- [11] T. von Egidy et al. Z. Phys., A286, 341, 1978; Е.П.Григорьев и др. Изв. АН СССР, серия физ., 43, 105, 1979.