

О ВОЗБУЖДЕНИИ МЁССБАУЭРОВСКИХ УРОВНЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ИХ ТОРМОЖЕНИИ

В.И.Гольданский, Ф.И.Далидчик, Г.К.Иванов

Как известно, в последние годы в качестве источников излучения мёссбауэровских переходах наряду с долгопериодными материнским изотопами стали использоваться также и короткопериодные ядра, возбуждающиеся при бомбардировке разных мишеней на ускорителях и реакторах — в результате ядерных реакций $((d, p), (n, \gamma)$ и т.д.) или кулоновского возбуждения.

Мы хотим обратить внимание на возможность прямого или каскадного возбуждения мёссбауэровских уровней в самих ускоренных ядрах (пучки тяжелых ионов) вследствие их кулоновского возбуждения при торможении в веществе. Такой путь возбуждения мёссбауэровских уровней дал бы уникальные возможности прямого исследования механизма остановки и релаксации внедряющихся в вещество тяжелых ионов химического и кристаллического окружения, возникающих вокруг этих ионов горячих областей, влияния так называемых стринг-эффектов.

Приводимые ниже расчеты в сочетании с известными данными о (n, γ) -, (d, p) - и (α, α') -реакциях позволяют дать такие сравнительные оценки вероятности возбуждения ядер Fe^{57} для разных вариантов бомбардировки мишени из естественной смеси изотопов железа толщиной 10 мг/см^2 (см. таблицу).

Как видно из этих оценок, возбуждение мёссбауэровских уровней в ядрах мишени, а в самих тормозящихся тяжелых ионах вполне конкурентоспособно с другими вариантами. Некоторым недостатком такого пути является относительно большое тепловыделение в мишени на одну падающую частицу, могущее обусловить необходимость более эффективного общего охлаждения мишени. Однако наиболее существен

ные для величины вероятности эффекта Мёссбауэра локальные разогревы вдоль треков ядер – источников излучения в нашем случае не больше, чем, например, при кулоновском возбуждении α -частицами, ибо большую часть своего пути замедляющиеся тяжелые ионы проводят в окрестности минимальных для них значений ионизационных потерь энергии. При отнесении тепловыделения не к падающей частице, а к выходу определенного продукта взаимодействия, например, возбужденных на 136 кэВ уровень Fe^{57} – даже и суммарное тепловыделение при торможении тяжелых ионов оказывается не больше, чем при кулоновском возбуждении ядер мишени в естественной смеси изотопов железа.

Т а б л и ц а

Бомбардирующие частицы и характер превращения	Выход возбужденных ядер	Энергетические потери в мишени (на одну падающую частицу)	Примечание
Тепловые нейтроны ($\text{Fe}^{56}(n, \gamma) \text{Fe}^{57}$)	$3 \cdot 10^{-4}$	–	дан суммарный выход всех уровней
Дейтроны $\text{Fe}^{56}(d, p) \text{Fe}^{57}$ $E_d = 20 \text{ МэВ}$	10^{-5}	300 кэВ	
α -частицы $E_\alpha = 10 \text{ МэВ}$, кулоновское возбуждение	$4 \cdot 10^{-8}$	3 МэВ	выход дан для возбуждения уровня Fe^{57} $136 \text{ кэВ} (5/2)^-$
Ускоренные до 100 МэВ ионы Fe^{57} (торможение)	10^{-5}	100 МэВ	

Обратимся теперь к расчетам вероятности возбуждения мёссбауэровских уровней для двух примеров – торможения ионов Fe^{57} и F^{19} . Изотоп Fe^{57} является, как известно, одним из наиболее широко применяемых в γ -резонансной спектроскопии, F^{19} мог бы оказаться едва ли не самым легким мёссбауэровским изотопом при наличии соединений фтора с достаточно высокими частотами колебаний (например, при дебаевской температуре $\theta_D = 1000^\circ\text{K}$; или за счет оптических ветвей).

Вероятность возбуждения f -ого уровня ядра тяжелого иона при его торможении в мишени, очевидно, есть

$$W_f = \int_0^E \sigma_f(E) \frac{dE}{\kappa(E)}, \quad (1)$$

где $\sigma_f(E)$ – сечение возбуждения f -ого уровня ядра из основного состояния, $\kappa(E)$ – тормозная способность мишени, E – энергия иона в лабораторной системе.

$$\sigma_f(E) = \sum_{\lambda} [\sigma_f^{E\lambda}(E) + \sigma_f^{M\lambda}(E)] + \sum_{\lambda, n} \eta_{nf} [\sigma_n^{E\lambda}(E) + \sigma_n^{M\lambda}(E)], \quad (2)$$

где $\sigma_f^{E\lambda}, \sigma_f^{M\lambda}$ – сечения возбуждения прямого перехода соответствующего типа и мультипольности (см. [1]), $\sigma_n^{E\lambda}, \sigma_n^{M\lambda}$ – сечения прямого возбуждения n -ого вышележащего состояния, из которого с вероятностью η_{nf} после испускания γ -кванта образуется интересующее нас f -ое состояние. Торможение тяжелого иона определяется в основном ионизационными потерями энергии [2]:

$$\kappa(E) = 12\pi \frac{Z_1^{*2} e^4}{m v v_0} Z_2^{1/3} \left(\frac{v}{2Z_1^* v_0} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где $Z_1^* = Z_1^{1/3}(v/v_0)$ – эффективный (равновесный) заряд бомбардирующего иона (массовое число – A_1), v – его скорость, $v_0 = e^2/h$, Z_2 – заряд ядра мишени (массовое число – A_2).

Как правило, $\sigma_f^{M\lambda} / \sigma_f^{E(\lambda+1)} \sim 10^{-2}$, поэтому основной интерес в (2) представляют электрические переходы наименьшей из разрешенных правилами отбора мультипольности (обычно $E1$ или $E2$). Сечения $\sigma^{E\lambda}$ определяются табулированными в [1] функциями возбуждения $f_{E\lambda}(\xi)$ ($\xi = (Z_1 Z_2 / 12,65) A_1^{1/2} [1 + (A_1/A_2)] (\Delta E / E^{3/2})$, ΔE – энергия перехода). Аппроксимируя $f_{E\lambda}(\xi)$: $f_{E1}(\xi) = 75 \exp(-2\pi\xi)$ (точность аппроксимации 15 – 20% при $0,3 < \xi < 2$); $f_{E2}(\xi) = \exp(-3,5 \xi^{4/3})$ (точность аппроксимации 10-15% при $0 < \xi < 2$) для вероятности W_f получим

$$W_f = \sum_{\lambda} W_f^{E\lambda} + \sum_{n, \lambda} \eta_{nf} W_n^{E\lambda}, \quad (4)$$

где

$$W^{E1} = 5 \cdot 10^{-6} A_1^{3/2} Z_1^{-1/2} Z_2^{5/3} B(E1) \beta^{-1/3} \left[\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) - \gamma\left(\frac{1}{3}, \frac{2\pi\beta}{E^{3/2}}\right) \right],$$

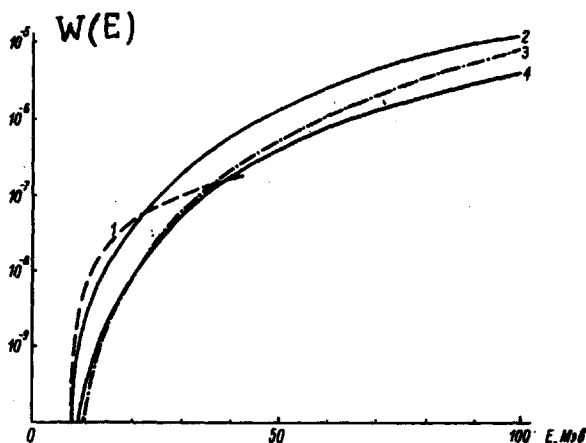
$$W^{E2} = 10^{-4} A_1^{3/2} \left(1 + \frac{A_1}{A_2}\right)^{-2} Z_1^{-5/2} Z_2^{-1/3} B(E2) \beta^{1/3} \left[\Gamma\left(-\frac{3}{4}\right) - \right]$$

$$-\gamma \left(-\frac{3}{4}, \frac{3,5 \beta^{4/3}}{E^2} \right)] \quad (5)$$

$\gamma(q, x)$ – неполная γ -функция,

$$\beta = \frac{Z_1 Z_2}{12,65} A_1^{1/2} \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) \Delta E.$$

На рисунке приведены рассчитанные по формулам (4), (5) вероятности возбуждения уровня $14,4 \text{ кэВ } (3/2)^- \text{ Fe}^{57}$ и уровня $110 \text{ кэВ } (1/2)^- \text{ F}^{19}$ при торможении ионов Fe^{57} и F^{19} в различных средах. При этом для



Вероятность возбуждения мёссбауровских уровней ионов F^{19} и Fe^{57} при торможении в различных средах: 1 – $\text{Fe}^{19} + \text{Fe}^{57}$; 2 – $\text{Fe}^{57} + \text{Fe}$; 3 – $\text{Fe}^{57} + \text{Pb}$; 4 – $\text{Ge}^{57} + \text{Be}$.

Fe^{57} учитывался как прямой $(1/2)^- \rightarrow (3/2)^- E2$ переход ($B(E2, (1/2)^- \rightarrow (3/2)^-) = 0,001$ [3]), так и возбуждение через $136 \text{ кэВ } (5/2)^-$ уровень ($B(E2, (1/2)^- \rightarrow (5/2)^-) = 0,05$ [1]) с последующим $\gamma(E2)$ -переходом на $(3/2)^-$ уровень $\eta_{(5/2)^- \rightarrow (3/2)^-} = 0,91$ [3]. Основной вклад в сечение возбуждения уровня $110 \text{ кэВ } \text{F}^{19}$ дает прямой $E1$ -переход, для которого $B(E1, (1/2)^+ \rightarrow (1/2)^-) = 6 \cdot 10^{-6}$ [4].

Выбор мишени, как показывают результаты расчета, не вносит существенных изменений в характер зависимости $W_f(E)$.

Литература

- [1] K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson, A.Winther. *Revs. Mod. Phys.* 28, 432, 1956.
- [2] Н.Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. М., ИИЛ, 1950.
- [3] Б.С.Джелепов, Л.К.Пекар. Схемы распада радиоактивных ядер ($A < 100$). Изд-во "Наука", М.-Л., 1966.
- [4] P.H.Stelson, F.K.Mc Gowan. *Nucl. Phys.*, 16, 92, 1960.