

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

М.А. Жусупов, Р.С. Кабатаева

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

В настоящей статье рассматриваются вопросы ядерно-физической диагностики ионной компоненты дейтерий-тритиевой плазмы путем инъекции в нее изотопов лития. Резонансная структура сечений реакций (α, γ) на ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ обусловлена структурными особенностями возбуждаемых состояний ядер ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{B}$, имеющих малые значения α -ширин. Рассчитаны усредненные скорости этих реакций и величины выходов монохроматических γ -квантов.

Введение

Добавление в dt -плазму небольших количеств нуклидов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ позволяет исследовать динамику термализации и энергетических потерь быстрых α -частиц в dt -плазме. При этом ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ захватывают быстрые α -частицы с образованием целой серии квазистационарных уровней ${}^{10}\text{B}^*$ и ${}^{11}\text{B}^*$, распадающихся в свою очередь с испусканием монохроматических γ -квантов определенной энергии. По распределению интенсивности разных γ -линий можно судить о спектральной функции α -частиц в термоядерном реакторе. Основная проблема, возникающая при этом, - большой фон γ -квантов от захватных нейтронов – может быть в какой-то степени решена путем увеличения концентрации изотопов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, добавляемых в плазму, до 10 % и даже несколько выше, поскольку выход диагностических γ -квантов пропорционален этой концентрации. Основной процесс образования α -частиц в dt -плазме - это реакция $d + t \rightarrow \alpha + n$, выход которой равен $Q = 17.6$ МэВ, причем энергия α -частиц составляет $E_\alpha = (1/5) \cdot 17.6 \approx 3.52$ МэВ, согласно законам сохранения энергии и импульса применительно к этой реакции. Вторичный процесс образования α -частиц с огромным сечением $\sigma = 945$ б происходит в результате реакции взаимодействия реакторных нейтронов с ядром ${}^6\text{Li}$, содержащимися в специально вводимых $(\text{Li} - d)$ и $(\text{Li} - t)$ таблетках: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow T + \alpha$, где $Q = 4.8$ МэВ, причем $E_\alpha = (3/7) \cdot 4.8 \approx 2$ МэВ. (α, γ) -реакции – экзотермические, то есть беспороговые и идут при любых E_α .

Как известно, легкие ядра обладают набором низколежащих дискретных состояний – энергетических уровней, квантовые числа которых – спины, четности и изоспины – хорошо определены из данных ядерной спектроскопии. Это позволяет легко установить мультипольности излучаемых из этих состояний γ -квантов. Естественные ширины этих уровней гораздо меньше расстояний между соседними уровнями. Реакции радиационного (α, γ) -захвата на легких ядрах являются экзотермическими ($Q > 0$), при этом величина Q составляет несколько МэВ. Поэтому ядра-продукты образуются в возбужденных состояниях, причем энергия возбуждения зависит от энергии налетающих α -частиц. При этом сечения реакций радиационного захвата оказываются существенно усиленными, если энергия падающих частиц совпадает с дискретными уровнями образующегося ядра, или если в начальном состоянии в рассеянии имеются резонансы. Наблюдаемые во взаимодействии α -частиц с ядрами ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ резонансы [1 – 6] могут быть во многом связаны с ярко выраженной αd - и αt -кластерной структурой и являются проявлением известных низкоэнергетических резонансов в $\alpha\alpha$ -, αd - и αt -системах.

В связи с этим в научной литературе в последние годы широко обсуждается вопрос о диагностике dt -плазмы путем изучения выхода монохроматических γ -квантов высокой

энергии, образующихся в реакциях радиационного захвата α -частиц изотопами ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, приводящих к возбуждению ряда резонансных состояний ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ [7 – 9]. Величина сечения образования монохроматических γ -квантов может дать сведения о термализации и энергетических потерях α -частиц, образующихся в термоядерной плазме. По распределению интенсивностей разных γ -линий можно судить об энергетических и пространственных распределениях в термоядерном реакторе.

Ядра ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{B}$ обладают своеобразной структурой. Для них, как и для других сильно кластеризованных ядер типа ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, сначала открываются кластерные каналы распада (α -частичные), а нуклонные каналы распада лежат на несколько МэВ выше [1, 2]. При этом, поскольку ядерные частицы вылетают под действием сильного (ядерного) взаимодействия, то, как правило, парциальные ширины для вылета α -частиц гораздо больше радиационных ширин. Однако, для α -частичных ширин в ядрах ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ имеются свои особенности. Так спектроскопические факторы для вылета α -частиц с образованием основных состояний дочерних ядер сильно подавлены для уровней «аномальной» четности, то есть не совпадающих с четностью основного состояния. В случае ядра ${}^{10}\text{B}$ важными оказываются правила отбора по изоспину. Поэтому для отдельных состояний ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$, лежащих не очень высоко над α -порогом, парциальные Γ_α -ширины оказываются малыми и сравнимыми по величине с радиационными Γ_γ -ширинами. Как мы увидим ниже, это приводит к существенному увеличению сечений (α, γ) -процессов.

Сечения реакции радиационного захвата в резонансном приближении

Для расчета сечений вылета γ -квантов используется формула Брейта-Вигнера для одиночного резонанса, поскольку расстояние между соседними уровнями в этой области энергий много больше полных ширин этих уровней:

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g(J) \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (1)$$

где $k = \frac{\sqrt{2\mu E_\alpha}}{\hbar}$ – волновой вектор, μ – приведенная масса в системе α -частица – ядро-мишень, Γ_i , Γ_f – в данном случае Γ_α и Γ_γ – парциальные ширины для начального и конечного каналов процесса, $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma$ – полная ширина уровня, E_0 – энергия резонанса.

$$g = \frac{2J+1}{(2J_1+1)(2J_2+1)}, \quad (2)$$

фактор, учитывающий спины частиц: J – спин возбуждаемого в реакции резонанса, J_1 и J_2 – спины сталкивающихся частиц. Тогда выражение для полного сечения примет вид:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{\omega_\gamma \cdot \Gamma}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (3)$$

где $\omega_\gamma = g \cdot \frac{\Gamma_\gamma \cdot \Gamma_\alpha}{\Gamma}$ – сила резонанса.

Полное сечение в резонансе ($E = E_0$) определится выражением:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \omega_\gamma \frac{1}{\Gamma}. \quad (4)$$

Приведенные формулы показывают, что сечение для вылета γ -кванта при возбуждении резонансного состояния будет тем больше, чем меньше полная ширина Γ . Это условие будет выполняться в том случае, если ширины для вылета α -частиц будут сравнимы с радиационными ширинами.

Таблица 1. Экспериментальные характеристики и сечения образования резонансных γ -квантов в реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$

№	$E_{\alpha(\text{д.э.})}^{\text{н.д.э.}}$, (МэВ) ($E_{\alpha(\text{д.э.})}^{\text{н.д.э.}}$, МэВ)	$J_i^{\pi}; T_i \rightarrow J_f^{\pi}; T_f$, $E_i \rightarrow E_f$	Мультипольности доминирующих переходов	E_{γ} , (МэВ)	ω_{γ} , (эВ)	Γ , (эВ)	$\sigma_{\text{реакции}}$, (мкб)
1	0.401 (0.255)	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$ $8.920 \rightarrow \text{g.s.}$	E2, M1	8.920	$8.8 \cdot 10^{-3}$	4.37	$5.2 \cdot 10^3$
2	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$ $9.185 \rightarrow 4.445$	E1, M2	4.740	$3.1 \cdot 10^{-1}$	3	$1.3 \cdot 10^5$
3	0.819 (0.518)	$7/2^+ \rightarrow 3/2^-$ $9.185 \rightarrow \text{g.s.}$	M2, E3	9.185	$3.1 \cdot 10^{-3}$	3	$1.3 \cdot 10^3$
4	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ $9.275 \rightarrow \text{g.s.}$	E1, M2	9.275	$2.9 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^3$	$7.7 \cdot 10^1$
5	0.958 (0.607)	$5/2^+ \rightarrow 5/2^-$ $9.275 \rightarrow 4.445$	E1, M2	4.835	1.2	$4 \cdot 10^3$	$3.21 \cdot 10^2$

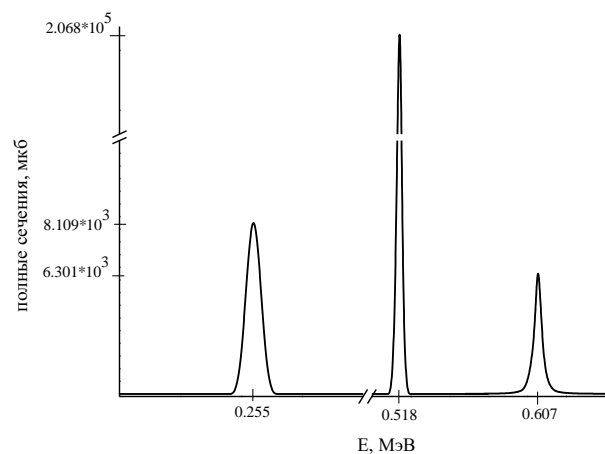


Рис. 1. Энергетическая зависимость полных сечений рассеяния для реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$

Таблица 2. Экспериментальные характеристики и сечения образования резонансных γ -квантов в реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$

№	$E_{\alpha(\text{д.а.с.})}^{\text{н.д.с.}}$, (МэВ) ($E_{\alpha(\text{д.а.с.})}^{\text{н.д.с.}}$, МэВ)	$J_i^{\pi}; T_i \rightarrow J_f^{\pi}; T_f$, $E_i \rightarrow E_f$	Мультипольность доминирующего перехода	E_{γ} , (МэВ)	ω_{γ} , (МэВ)	Γ , (эВ)	$\sigma_{\text{реакции}}$, (мкб)
1	1.085 (0.651)	$2^-; 0 \rightarrow 3^+; 0$ $5.1103 \rightarrow \text{g.s.}$	E1	5.1103	$5.9 \cdot 10^{-2}$	$1.63 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^1$
2	1.173 (0.704)	$2^+; 1 \rightarrow 3^+; 0$ $5.1639 \rightarrow \text{g.s.}$	M1	5.1639	$1.8 \cdot 10^{-2}$	2.868	$5.78 \cdot 10^3$
3	2.433 (1.459)	$2^+; 0 \rightarrow 3^+; 0$ $5.9195 \rightarrow \text{g.s.}$	M1	5.9195	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^4$	8.42
4	2.609 (1.565)	$4^+; 0 \rightarrow 3^+; 0$ $6.0250 \rightarrow \text{g.s.}$	M1	6.0250	$3.4 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^1$	$1.758 \cdot 10^3$
5	4.022 (2.413)	$1^-; 0+1 \rightarrow 3^+; 0$ $6.873 \rightarrow \text{g.s.}$	M2	6.873	$4.8 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^5$	$6.45 \cdot 10^{-1}$

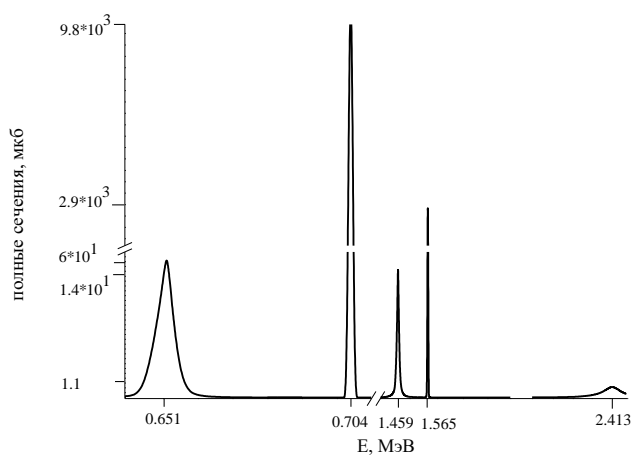


Рис. 2. Энергетическая зависимость полных сечений рассеяния для реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$

Расчет выхода γ -квантов

При расчетах усредненных скоростей ядерных реакций делается предположение, что среда, где взаимодействуют ядра, находится в условиях термодинамического равновесия. В этом случае частицы подчиняются распределению Максвелла-Больцмана по скоростям [13]. Скорости ядерных реакций зависят от величины полного поперечного сечения ядерного процесса, которое измеряется обычно в лабораторных условиях. Зависимость сечений σ реакции от относительной скорости v взаимодействующих частиц и распределение частиц среды по скоростям определяют выражение для скорости ядерных реакций через усредненную величину произведения $\sigma \cdot v$. Если $dn_i(\bar{v}_i)$ и $dn_j(\bar{v}_j)$ - концентрации взаимодействующих частиц сортов i и j соответственно, имеющих скорости v_i и v_j в

элементах $d^3\vec{v}_i$ и $d^3\vec{v}_j$ пространств скоростей, то полное число реакций определенного типа в единице объема в единицу времени можно выразить через интеграл:

$$r_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int dn_i(\vec{v}_i) \cdot dn_j(\vec{v}_j) \cdot v \cdot \sigma(v). \quad (5)$$

В состоянии термодинамического равновесия вещества частицы подчиняются распределению Максвелла-Больцмана по скоростям:

$$dn_m(\vec{v}_m) = n_m \left(\frac{m_m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{m_m v_m^2}{2kT} \right\} d^3v_m, \quad (6)$$

где n_m - полная концентрация частиц типа m , m_m - масса частиц. Расчеты удобно проводить в с.ц.и. взаимодействующих частиц. Подстановка (6) в (5) и переход к относительной кинетической энергии $E = \mu v^2 / 2$, где $\mu = m_i \cdot m_j / (m_i + m_j)$ - приведенная масса системы, приводит к следующему выражению для скорости реакции:

$$r_{ij} = \frac{n_i n_j \langle \sigma v \rangle_{ij}}{1 + \delta_{ij}}. \quad (7)$$

Здесь $\delta_{ij} = 1$, если частицы одного сорта и равен нулю, когда они разные, а выражение

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{8/\pi}}{\sqrt{\mu} (k_B T)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot E \cdot \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right) dE \quad (8)$$

называется усредненным сечением и интерпретируется как величина, характеризующая вероятность того, что в данной среде две частицы, заключенные в единице объема, провзаимодействуют в течение единицы времени. В формуле (8) $k_B = 8.61 \cdot 10^{-5}$ (эВ/К) - постоянная Больцмана, T - температура, σ - полное поперечное сечение, v - относительная скорость, E - энергия в с.ц.и. Усредненное сечение $\langle \sigma v \rangle$ можно табулировать в зависимости от температуры T среды. Подставляя выражение для полного сечения:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \frac{\omega_\gamma \Gamma}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (9)$$

в (8), получим

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{8/\pi}}{\sqrt{\mu} (k_B T)^{3/2}} \cdot \frac{4\pi}{k^2} \cdot \omega_\gamma \Gamma \int_0^{\infty} \frac{E e^{\left(-\frac{E}{k_B T} \right)}}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} dE \quad (10)$$

Величина $N_A \cdot \langle \sigma v \rangle$ определяет величину выхода γ -квантов, где $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ - постоянная Авогадро.

В таблице 3 приведены величины рассчитанных усредненных сечений и выходов γ -квантов для обеих реакций. Расчеты проводились в интервале температур от 1 до 100 кэВ. Начиная с энергии приблизительно 30 кэВ, наблюдаем большие выходы γ -квантов.

Таблица 3 - величины усредненных по максвелловскому распределению сечений $\langle \sigma v \rangle$ и выходы гамма квантов $N_A \langle \sigma v \rangle$ для реакций ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ и ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$.

$k_B T$, кэВ	T_9, K	$\langle \sigma v \rangle, \text{см}^3 \text{с}^{-1}$		$N_A \langle \sigma v \rangle, \text{моль}^{-1} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$	
		${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$	${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$
1	0.0116	$0.5960 \cdot 10^{-237}$	$0.5342 \cdot 10^{-88}$	$0.3589 \cdot 10^{-213}$	$0.3217 \cdot 10^{-64}$
2	0.0232	$0.1736 \cdot 10^{-128}$	$0.1484 \cdot 10^{-55}$	$0.1045 \cdot 10^{-104}$	$0.8937 \cdot 10^{-32}$
3	0.0348	$0.2298 \cdot 10^{-92}$	$0.9048 \cdot 10^{-45}$	$0.1384 \cdot 10^{-68}$	$0.5448 \cdot 10^{-21}$
4	0.0464	$0.2556 \cdot 10^{-74}$	$0.2174 \cdot 10^{-39}$	$0.1539 \cdot 10^{-50}$	$0.1309 \cdot 10^{-15}$
5	0.058	$0.1688 \cdot 10^{-63}$	$0.3656 \cdot 10^{-36}$	$0.1017 \cdot 10^{-39}$	$0.2201 \cdot 10^{-12}$
6	0.0696	$0.2731 \cdot 10^{-56}$	$0.5790 \cdot 10^{-34}$	$0.1644 \cdot 10^{-32}$	$0.3487 \cdot 10^{-10}$
7	0.0812	$0.3827 \cdot 10^{-51}$	$0.4107 \cdot 10^{-32}$	$0.2304 \cdot 10^{-27}$	$0.2473 \cdot 10^{-8}$
8	0.0928	$0.2762 \cdot 10^{-47}$	$0.2086 \cdot 10^{-30}$	$0.1663 \cdot 10^{-23}$	$0.1256 \cdot 10^{-6}$
9	0.1044	$0.2766 \cdot 10^{-44}$	$0.5522 \cdot 10^{-29}$	$0.1665 \cdot 10^{-20}$	$0.3325 \cdot 10^{-5}$
10	0.116	$0.6973 \cdot 10^{-42}$	$0.7842 \cdot 10^{-28}$	$0.4199 \cdot 10^{-18}$	$0.4723 \cdot 10^{-4}$
20	0.232	$0.1990 \cdot 10^{-30}$	$0.9469 \cdot 10^{-23}$	$0.1198 \cdot 10^{-6}$	$0.5702 \cdot 10^1$
30	0.348	$0.4592 \cdot 10^{-26}$	$0.3640 \cdot 10^{-21}$	$0.2765 \cdot 10^{-2}$	$0.2192 \cdot 10^3$
40	0.464	$0.6781 \cdot 10^{-24}$	$0.2097 \cdot 10^{-20}$	$0.4083 \cdot 10^0$	$0.1263 \cdot 10^4$
50	0.58	$0.1277 \cdot 10^{-22}$	$0.6435 \cdot 10^{-20}$	$0.7692 \cdot 10^1$	$0.3875 \cdot 10^4$
60	0.696	$0.8643 \cdot 10^{-22}$	$0.1558 \cdot 10^{-19}$	$0.5205 \cdot 10^2$	$0.9387 \cdot 10^4$
70	0.812	$0.3276 \cdot 10^{-21}$	$0.3272 \cdot 10^{-19}$	$0.197 \cdot 10^3$	$0.19704 \cdot 10^5$
80	0.928	$0.8676 \cdot 10^{-21}$	$0.6045 \cdot 10^{-19}$	$0.522 \cdot 10^3$	$0.36406 \cdot 10^5$
90	1.044	$0.1814 \cdot 10^{-20}$	$0.9979 \cdot 10^{-19}$	$0.1092 \cdot 10^4$	$0.60098 \cdot 10^5$
100	1.16	$0.3223 \cdot 10^{-20}$	$0.1500 \cdot 10^{-18}$	$0.1941 \cdot 10^4$	$0.90365 \cdot 10^5$

На рис. 3 и 4 построены зависимости величины выхода γ -квантов $N_A \langle \sigma v \rangle$ от ионной температуры kT . Величина усредненных скоростей и выходы γ -квантов оказываются достаточно большими, что является следствием резонансного характера этих реакций.

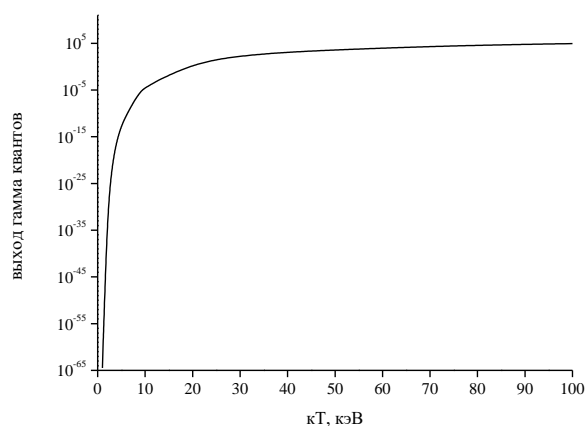


Рис. 3. Зависимость выхода γ -квантов от ионной температуры для реакции ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$

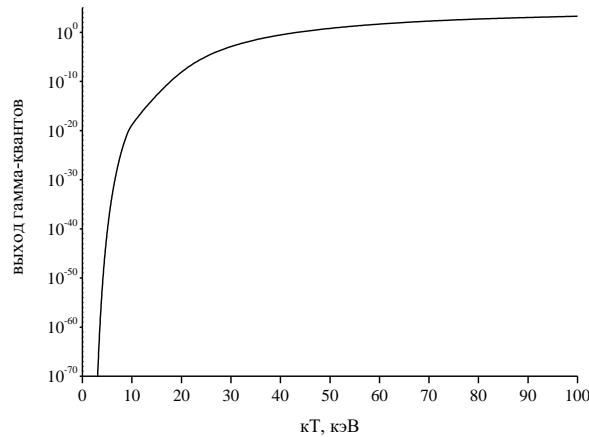


Рис. 4. Зависимость выхода γ -квантов от ионной температуры для реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$

Результаты расчетов и их обсуждение

В таблицах 1 и 2 представлены полные резонансные сечения реакций радиационного захвата ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ и ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$ соответственно. В первом столбце приведены энергии α -частиц, при которых наблюдаются резонансы, в лабораторной системе (л.с.) и системе центра инерции (с.ц.и.). Во втором столбце указаны квантовые числа и энергии уровней. В третьем столбце приведены доминирующие мультиполи для электромагнитных переходов. В четвертом столбце указаны энергии вылетающих γ -квантов, в пятом – сила резонанса, в шестом – полная ширина уровня и в седьмом – рассчитанные нами сечения реакции радиационного захвата в л.с. Эти же сечения представлены на рис. 1 и 2 в зависимости от энергии налетающих α -частиц в с.ц.и.

Эти данные показывают, что в реакциях (α, γ) на ядре ${}^7\text{Li}$ особенно сильно возбуждаются уровни ядра ${}^{11}\text{B}$ с квантовыми числами $J^\pi = \frac{5^-}{2}$ при $E = 8.920$ МэВ, $J^\pi = \frac{7^+}{2}$ при $E = 9.185$ МэВ и $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ с $E = 9.275$ МэВ [1 – 3]. Особенностью (α, γ) -захвата на ${}^7\text{Li}$, сопровождаемого γ -переходом с уровня при $E = 8.920$ МэВ на основное состояние ядра ${}^{11}\text{B}$ $\left(\frac{5^-}{2} \rightarrow \frac{3^-}{2}\right)$ является необычайно малая парциальная α -ширина Γ_α . В этом случае полная ширина уровня $\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma$ практически совпадает с радиационной. По нашим оценкам в модели оболочек $\Gamma_\alpha \approx 0,006$ эВ. Малость данной парциальной ширины для указанного перехода связана с малостью пропорционального ей спектроскопического фактора S_α для этого уровня ядра ${}^{11}\text{B}$. Как показывают расчеты в модели оболочек [10], основные компоненты ядерной волновой функции имеют схему Юнга, характеризующую перестановочную симметрию пространственной волновой функции, вида [4421], а основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$ имеет схему Юнга [43]. По квантовым правилам отбора вылет α -частицы, имеющей схему Юнга [4], из состояний со схемой Юнга [4421] ${}^{11}\text{B}$ на основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$ оказывается запрещенным и переход возможен только за счет компонент ядра ${}^7\text{Li}$ со схемой Юнга [421], имеющих малый вес, что и приводит к малости спектроскопического фактора и в конечном счете парциальной ширины Γ_α . Сечение для

вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 8.920$ МэВ оказывается довольно большим и равным $\sigma = 5.2$ мб. В работе [7], в которой рассматриваются ядерные реакции для диагностики энергетических распределений быстрых α -частиц, приведено значительно меньшее значение. Однако, в указанной работе использовалось явно переоцененное значение полной ширины $\Gamma = 1$ кэВ. В нашей работе приведено значение полной ширины $\Gamma = 4.37$ эВ, взятое из компиляции [1].

Еще более интенсивным оказался переход с уровня $E = 9.185$ МэВ на уровень с $E = 4.445$ МэВ $\left(\frac{7^+}{2} \rightarrow \frac{5^-}{2}\right)$. Малость полной ширины уровня Γ , равной примерно 3 эВ, приводит к большому сечению процесса, равному $\sigma = 1.3 \cdot 10^5$ мкб (130 мб) для вылета фотонов с $E_\gamma = 4.740$ МэВ. Из-за малости полной ширины этого уровня сечение вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 9.185$ МэВ также оказывается значительным ($\sigma = 1.3 \cdot 10^3$ мкб). Аномально малые значения α -ширин для уровня, имеющего положительную четность, также связаны с малостью спектроскопического фактора. Уровни положительной четности в ядре ^{11}B получены путем перехода $1p$ -нуклона в следующую $2s-1d$ -оболочку. Как показывают расчеты в модели оболочек, если кластер образован нуклонами из разных оболочек, то спектроскопический фактор для него сильно подавлен по сравнению со случаем, когда кластер состоит из нуклонов одной оболочки [11].

Следующий, рассмотренный нами уровень с квантовыми числами $\frac{5^+}{2}$ при энергии $E = 9.275$ МэВ при γ -распаде на основное и возбужденное состояние с энергией $E = 4.445$ МэВ приводит к появлению резонансных фотонов с энергией $E_\gamma = 9.275$ МэВ и $E_\gamma = 4.835$ МэВ, соответственно. Поскольку полная ширина уровня равна $\Gamma = 4$ кэВ, что на 3 – 4 порядка больше радиационной для обоих переходов, сечения образования γ -квантов несколько меньше. Для сечения возбуждения уровня при энергии $E = 9.275$ МэВ в работе [7] также использовалось неверное значение полной ширины $\Gamma = 7$ кэВ. Правильное значение $\Gamma = 4$ кэВ [1, 2] приводит к значительно большим сечениям для вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 9.275$ и 4.835 МэВ, чем это указано в [7].

Что касается реакции ${}^6\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{10}\text{B}$ (табл. 2 и рис. 2), то в этом случае наблюдаются четыре резонанса. Однако, в этом случае полные ширины, как правило, гораздо больше, чем в радиационном захвате на ядре ${}^7\text{Li}$. Исключение составляет γ -распад с уровня $(2^+; 1)$ при $E = 5.1639$ МэВ на основное состояние. В этом случае малость Γ_α (и, следовательно, полной Γ) связана с малостью спектроскопического фактора для α -распада этого уровня. Из-за правил отбора по изоспину распад возможен только за счет примеси к волновой функции уровня $(2^+; 1)$ компоненты с $T = 0$, возникающей за счет кулоновского смешивания уровней $(2^+; 1)$ и $(2^+; 0)$ [12]. Структурное подавление α -распада из состояния $(4^+; 0)$ [10] приводит к сравнительно малому значению полной ширины (4 строка в табл. 2) и, как следствие, к большому сечению вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 6.025$ МэВ. Переход из состояния с энергией $E = 6.873$ МэВ на основное состояние (5 строка в табл. 2) демонстрирует наглядно, как большое значение полной ширины Γ приводит к малым значениям сечения.

Выводы

1. Сечения реакции радиационного захвата α -частиц ядром ${}^7\text{Li}$ имеют ярко выраженный резонансный характер для возбуждения трех надпороговых состояний в ядре ${}^{11}\text{B}$ с энергиями $E = 8.920, 9.185$ и 9.275 МэВ. Сечения для вылета γ -квантов с энергиями $E_\gamma = 8.920, 9.185$ и 9.275 МэВ с образованием основного состояния ядра ${}^{11}\text{B}$ и энергиями 4.740 и 4.835 МэВ с образованием возбужденного состояния ${}^{11}\text{B}$ ($E^* = 4.445$ МэВ), оказываются довольно большими и достигают сотен мб. Большие значения сечений связаны с малостью полных ширин распада для этих уровней, измеряемых для двух нижних уровней в эВ. Для сравнения сечение реакции радиационного захвата $\alpha d \rightarrow {}^6\text{Li}\gamma$ с возбуждением известного резонанса с $J^\pi; T = 3^+; 0$ ядра ${}^6\text{Li}$ ($E^* = 2.186$ МэВ) составляет всего $\sigma = 0.15$ мкб. В этом случае при малой радиационной ширине $\Gamma_\gamma = 4.4 \cdot 10^{-4}$ эВ полная ширина оказывается довольно большой $\Gamma = 25$ кэВ. Отметим также большое сечение для вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 8.920$ МэВ.

2. В реакции (α, γ) на ядре ${}^6\text{Li}$ также наблюдается резонансная структура сечений. В этом случае резонансы связаны с малыми α -ширинами возбуждаемых состояний ядра ${}^{10}\text{B}$, что обусловлено их структурными особенностями. Так, особенно большим здесь является сечение для вылета γ -квантов с энергией $E_\gamma = 5.1639$ МэВ. В этом случае в процессе возбуждается состояние с квантовыми числами $J^\pi; T = 2^+; 1$ и малость α -ширины является следствием правил отбора по изоспину.

3. Большой выход монохроматических γ -квантов с энергиями $E_\gamma = 9.185, 8.920$ и 4.740 МэВ в реакции (α, γ) на ядре ${}^7\text{Li}$ и γ -квантов с $E_\gamma = 5.1639$ и 6.025 МэВ в сходном процессе на ядре ${}^6\text{Li}$ подтверждает возможность использования данных реакций для диагностики термоядерной плазмы путем добавления в нее определенного количества изотопов лития.

Литература

1. Ajzenberg-Selove F. // Energy levels of light nuclei. Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 1; Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1; Nucl. Phys. A. 1990. V. 506. P. 1.
2. Tilley D.R. et al. Energy levels of light nuclei. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
3. Angulo C. et al. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nucl. Phys. A. 1999. V. 656. PP. 3, 183.
4. Bennett W.E. et al. Simple Capture of Alpha-Particles // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 20.
5. Hardie G. et al. Resonant alpha capture by ${}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}$ // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 1199.
6. Buchmann L. et al. Stellar reaction rates of alpha capture on light ($N \neq Z$) nuclei and their astrophysical implications. // The Astrophysical Journal. 1988. V. 324. P. 953.
7. Cecil F.E. et al. Nuclear reaction diagnostics of fast confined and escaping alpha particle. // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 57 (8). P. 1777.
8. Кукулин В.И. Какие ядерные реакции являются перспективными в проблеме управляемого термоядерного синтеза! // Известия АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2088.
9. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. Ядерно-физические аспекты УТС: анализ перспективных топлив и гамма-лучевая диагностика горячей плазмы // Ядерная физика. 2000. Т. 63. С. 2147.
10. Бояркина А.Н. Структура ядер 1 p-оболочки.- М.: МГУ, 1973. – 62 с.

11. Жусупов М.А., Лхагва О., Роттер И. // Известия АН СССР, сер. физ. 1968. Т. 32. С. 2088.
12. Burkova N.A., Zhaksybekova K.A., Zhusupov M.A. One-Nucleon Spectroscopy of Light Nuclei. // Physics Particle and Nuclei. 2009. V. 40. PP. 162-205.
13. Маханов Б.Б., Ядерно-физические аспекты синтеза легких элементов в атмосфере Солнца и на Земле, Алма-Ата, 1991.

ТЕРМОЯДРОЛЫҚ ПЛАЗМА ДИАГНОСТИКАСЫНЫҢ ЯДРОЛЫҚ-ФИЗИКАЛЫҚ ӘДІСТЕРІ

М.Ә. Жүсіпов, Р.С. Қабатаева

Берілген мақалада дейтерий-тритий плазмасының иондық компонентінің литий изотоптары инжекциясы арқылы ядролық-физикалық диагностикасы мәселелері қарастырылған. ${}^7\text{Li}$ және ${}^6\text{Li}$ ядроларындағы (α, γ) реакциялар қималарының резонанстық құрылымы ${}^{11}\text{B}$ және ${}^{10}\text{B}$ ядроларының қозған, α -ендері аз болатын күйлерінің ерекшеліктерімен байланысты. Осы реакциялар үшін орташаланған жылдамдықтар және монохромдық γ -кванттардың шығуы есептелген.

FUSION PLASMA NUCLEAR-PHYSICAL DIAGNOSTICS METHODS

M.A. Zhusupov, R.S. Kabatayeva

In the article *dt*-plasma ion component nuclear-physical diagnostics problems by lithium isotopes injection are considered. Cross sections' resonance structure of (α, γ) reactions on ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ nuclei is determined by the structural peculiarities of the excited states of ${}^{11}\text{B}$ and ${}^{10}\text{B}$ nuclei, which have low values of α -widths. Average rates and γ -quanta yield for the reactions have been calculated.