

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА В РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ С УЧЕТОМ ЗАМЕДЛЕНИЯ ИОНА $^{13}\text{C}^*$

© 2024 г. А. А. Грачков^{1),*}, М. В. Косов^{1),**}

Поступила в редакцию 18.05.2024 г.; после доработки 18.06.2024 г.; принята к публикации 18.06.2024 г.

Доплеровское уширение γ -линий вторичного возбужденного ядра $^{13}\text{C}^*$, рожденного в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ под действием нейтронов в мишени из оксида берилля, рассчитано в рамках LSS-модели для электронных потерь ионов при малых энергиях. Сечения реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ получены с помощью модели ядерных реакций кваркового уровня CHIPS. Показано, что замедление радиоактивного иона при не слишком больших и не слишком малых временах жизни γ -уровней определяет форму детектируемых γ -линий.

DOI: 10.31857/S0044002724060036, EDN: HPFMQQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Скорость распадающегося ядра определяет доплеровское уширение γ -линий, а торможение ядра определяется энергетической зависимостью функции электронных потерь энергии $\frac{dE}{dx}$. На рис. 1 черными точками показаны γ -линии ядра ^{13}C , измеренные в работе [6]. Стоит отметить особенность γ -линии 3.686 МэВ: ширина линии определяется распадом ядра в покое после перехода с уровня 3.853 МэВ, а также распадом ядра при прямом возбуждении уровня 3.686 МэВ. Для моделирования каналов реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ использовалась модель ядерных реакций кваркового уровня CHIPS [1–3], которая предсказывает лишь непрерывное распределение возбуждения ядра ниже энергии отделения нейтрона или протона. Вероятность возбуждения конкретного уровня определялась также, как и в [1] это делалось для вторичных адронов в процессе протон-антинпротонной аннигиляции: определялись граничные энергии $B_i = \frac{E_i - E_{i-1}}{2}$ ($E_0 = 0$ – основное состояние вторичного ядра), и вероятность возбуждения уровня вычислялась как интеграл вероятности остаточного возбуждения вторичного ядра в интервале (B_i, B_{i+1}) . Заметим, что модель CHIPS позволяет рассчитать и моделировать каналы реакции $^{16}\text{O}(n, {}^6\text{Li}\gamma)^{11}\text{B}$, которые отсутствуют в оцененных базах данных. Слабые сигналы соответствующих γ -линий 2.12, 4.44 и 5.02 МэВ (первая левее эскейп-линии уровня 2.742 МэВ реакции (n, n') , вторая уширяется в меньшие значения линии ^{12}C реакции $^{16}\text{O}(n, na)^{12}\text{C}$, а третья правее слабой линии 4.966 МэВ реакции (n, n')) можно обнаружить на измеренном спектре работы [6]. Более того, CHIPS позволяет моделировать канал деления $^{16}\text{O}(n, {}^8\text{Be}\gamma)^{9}\text{Be}$, но наличие в мишени берил-

лия скрывает этот канал фрагментации кислорода. Результат TPT-моделирования [4] в газовом приближении, т.е. без учета торможения распадающегося ядра $^{13}\text{C}^*$, показан на рис. 1 кружками, а результат Geant4 моделирования с использованием библиотеки нейtron-ядерных реакций NeutronHP [7] показан крестиками. Заметим, что скорость иона $^{13}\text{C}^*$ из-за излучения тяжелой α -частицы достаточно велика, поэтому в газовом приближении оба максимума оказываются размыты широким доплеровским уширением. Что касается Geant4-моделирования, то при том же количестве начальных нейтронов спектр (крестики) обнаруживает три сильных максимума, отсутствующие в природе: около 3.78, 3.75 и 3.89 МэВ. Конечно, это могут быть ложные уровни каких-то других каналов взаимодействия нейтронов с кислородом или бериллием. При этом максимумы 3.686 и 3.853 имеют значительно меньшую силу, чем в эксперименте. Неплохо данные описываются на интервале 3.64–3.67 МэВ, но это не выглядит как доплеровское уширение, поскольку расширенено только в сторону меньших энергий по отношению к положению уровня 3.686 МэВ.

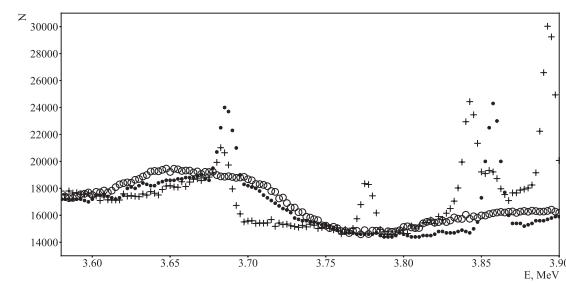


Рис. 1. Моделирование γ -линий 3.686 МэВ, 3.853 МэВ ядра $^{13}\text{C}^*$ в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$. Черные точки – эксперимент [6], кружки – Geant4/TPT-моделирование, крестики – Geant4/NeutronHP-моделирование.

¹⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

* E-mail: AAGrachkov@vniia.ru

** E-mail: Kosov@vniia.ru

Оставалась надежда, что передача возбужденного ядра $^{13}\text{C}^*$ в навигацию Geant4 учитет его замедление в среде, но оказалось, что процесс G4Decay, по крайней мере пока, производит распад радиоактивных ядер также в газовом приближении, т.е. использование G4Decay не меняет формы γ -линий при TPT-моделировании, поэтому пришлось учитывать замедление возбужденного ядра прямо в TPT-процессе, который стал зависимым от окружающей среды.

2. УЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ

В области низких энергий LSS-модель [5] утверждает, что энергетические потери растут пропорционально скорости v , что можно записать в виде

$$\frac{d\frac{mv^2}{2}}{dx} = -C \cdot m \cdot v, \quad (1)$$

где m — масса иона, а C — нормированный на массу иона коэффициент пропорциональности для электронных потерь. Интегрируя (1) по промежутку времени жизни радиоактивного ядра Δt , получим

$$\frac{E}{E_0} = \frac{v^2}{v_0^2} = e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}, \quad (2)$$

где p_0 и p — начальный импульс и импульс иона в момент распада, $\tau = (2C)^{-1}$, а Δt может быть разыграна в соответствии с временем жизни уровня возбуждения ядра. Далее производится стандартный распад иона с импульсом p на γ -квант и на ион с меньшим уровнем возбуждения.

Доплеровское уширение рассчитывалось в нерелятивистском пределе

$$E_l = E_c \cdot (1 + v \cos \theta), \quad (3)$$

где θ — угол излучения γ -кванта в системе центра масс, E_c, E_l — энергии γ -кванта в системе центра массы иона и в лабораторной системе. Доплеровское уширение представляет собой суперпозицию прямоугольных распределений, соответствующих распределению по скоростям распадающихся ядер.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Моделирование уширения двух γ -линий реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, зарегистрированных германиевым детектором в интервале углов $90^\circ - 160^\circ$ [6], учитываящее замедление иона $^{13}\text{C}^*$ по закону LSS-модели, сравнивается с экспериментальными данными на рис. 2. Из-за того, что исходный эксперимент не имел описания окружающего установку пространства, фоновая комптоновская подложка спектра аппроксимировалась двумя линейными функциями, количество событий в которых нормировано относительно числа событий в двух максимумах, поэтому существенным является лишь соотношение событий в двух γ -линиях и их доплеровские формы. Долгоживущий (8.6 пс)

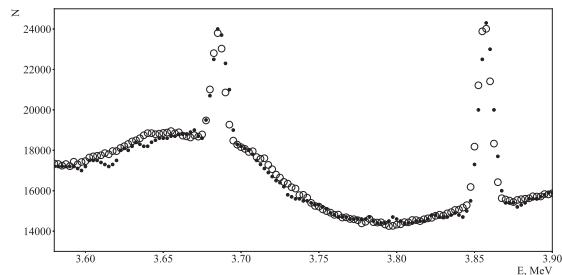


Рис. 2. Моделирование эффекта Доплера в предположении выполнения закона Линдхарда при малых энергиях ионов. Черные точки обозначают экспериментально снятые зависимости, кружки — Geant4/TPT-моделирование с учетом замедления иона $^{13}\text{C}^*$.

уровень 3.853 МэВ позволяет иону $^{13}\text{C}^*$ полностью остановиться до распада на основное состояние, а потому в спектре он должен выглядеть как δ -функция с фиксированной энергией. В спектре он имеет ширину на полувысоте разрешения германиевого детектора; $\Delta E = 2.355 \cdot \sigma(E) = 9.2$ кэВ. С вероятностью 36.3% возбужденное до этого уровня остановившееся ядро излучает γ -квант с энергией 167 кэВ, что практически оставляет в покое и ядро с уровнем возбуждения 3.686 МэВ, поэтому соответствующая γ -линия также имеет ширину, определяемую разрешением γ -детектора. Доля вторичного неуширенного вклада в линию 3.686 МэВ равна 10.3%. Если же относительно короткоживущий (1.1 фс) уровень 3.686 МэВ сразу возбуждается в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, то за время жизни он не успевает полностью остановиться, а потому он имеет соответствующее доплеровское уширение. Расчитанная ширина на полувысоте доплероуширенной линии 3.686 МэВ (102 кэВ) на 10% превышает экспериментальную ширину (92 кэВ).

Заметим, что экспериментальная шкала E' была скорректирована для совпадения положений уровней с табличными значениями E , полученными при моделировании: $E' = \alpha \cdot E \cdot (1 + \beta \cdot E)$, где $\beta = 0.0027 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\alpha = 0.9908$. Среднеквадратичное отклонение разрешения детектора $\sigma(E)$ рассчитывалось как $\sigma(E) = 0.002 \cdot \sqrt{E}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет каналов реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ с помощью модели ядерных реакций CHIPS и интегрально-дифференциальное вычисление перемещения радиоактивного иона до точки распада с использованием модели электронных потерь иона низкой энергии LSS позволили с хорошей точностью описать форму соответствующих γ -линий, которую в течение многих лет смоделировать не удавалось. Расчеты показали, что для описания спектров γ -квантов, рожденных при взаимодействии нейтронов с ядрами кислорода, не достаточно учитывать имеющиеся в базах данных

реакции $^{16}\text{O}(n, p\gamma)^{16}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, d\gamma)^{15}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, t\gamma)^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, {}^3\text{He}\gamma)^{14}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, но важно принимать во внимание и каналы с более тяжелыми фрагментами $^{16}\text{O}(n, {}^6\text{Li}\gamma)^{11}\text{B}$ и $^{16}\text{O}(n, {}^8\text{Be}\gamma)^{9}\text{Be}$, предсказанные моделью CHIPS. В результате распада ${}^8\text{Be}$ и фрагментации ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ на α -частицы в оксидах под действием нейтронов может ускоряться процесс образования гелиевых пор, что снижает радиационную стойкость оксидных материалов. Продемонстрировано, что физические алгоритмы программы Geant4 требуют доработки для описания экспериментальных γ -спектров, регистрируемых при нейтронном облучении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. O. Nelson, M. B. Chadwick, A. Michaudon, and P. G. Young, Nucl. Sci. Eng. **138**, 105 (2001).
2. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **8**, 217 (2000).
3. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 411 (2000).
4. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 421 (2000).
5. M. Kosov and D. Savin, J. Phys.: Conf. Ser. **608**, 012050 (2015).
6. J. P. Wellisch, *The Neutron_HP Neutron Transport Code* (American Nucl. Soc., 2005).
7. J. Lindhard, M. Scharff, and H. Schiott, Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33** (1963).

MODELING OF THE DOPPLER BROADENING EFFECT IN THE REACTION $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ TAKING INTO ACCOUNT THE SLOWING DOWN OF THE ${}^{13}\text{C}^*$ ION

A. A. Grachkov¹⁾, M. V. Kosov¹⁾

¹⁾Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, Russia

Doppler broadening of the γ -lines of the secondary ion ${}^{13}\text{C}^*$, produced in the $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ reaction induced by neutrons interacting with the beryllium oxide target, is calculated within the framework of the LSS model for the stopping power of the low energy ions. The $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ cross-sections are calculated by the quark-level nuclear reactions model CHIPS. It is shown that for not too short and not too long lifetimes of the excited γ -levels the slowing down of the radioactive ions defines shapes of the measured γ -lines.