Асимптотическое поведение импульса нейтронов в «жесткой» размножающей системе

Ю. А. ПЛАТОВСКИХ, И. В. СЕРГЕЕВ

УДК 621.039.51.12

Известно, что в однородной системе не может быть дискретных постоянных спада потока нейтронов λ, больших $(v\Sigma)_{\text{мин}} = \alpha$. Величина α определяет границу непрерывного спектра. В экспериментах с «жесткими» сборками при достаточно большой подкритичности (5—20%) иногда действительно наблюдается отсутствие экспоненциального спада импульса нейтронов. В других случаях наблюдается экспоненциальный спад при $\lambda > \alpha$ [1].

В настоящей работе делается попытка найти асимптотическое поведение показаний камеры деления $m(t)$ при отсутствии дискретных постоянных спада. Будем считать, что система однородная и настолько «жесткая», что в ней нет тепловых нейтронов. В работе [1] показано, что если применить преобразование Лапласа к уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial t} + Ln = \chi(v) \int_0^\infty \nu\Sigma_f n(v')\, v'\, dv' + S(v)\,\delta(t), \tag{1}$$

то преобразование Лапласа от показаний камеры деления $\overline{m}(s)$ можно записать в виде

$$\overline{m}(s) = \frac{k_S(s)}{1 - k_\chi(s)}. \tag{2}$$

В уравнениях (1) и (2) $n = n(v, t)$ — плотность нейтронов; L — оператор, описывающий замедление нейтронов и учитывающий утечку в форме DB^2; $\chi(v)$ — спектр деления; $S(v)$ — спектр импульсного источника;

$$\overline{m} = \int_0^\infty \nu\Sigma_f \overline{n} v\, dv; \quad \overline{n} = \int_0^\infty n e^{-st}\, dt;$$

$$k_S = \int_0^\infty \nu\Sigma_f \overline{n}_S v\, dv; \quad k_\chi = \int_0^\infty \nu\Sigma_f \overline{n}_\chi v\, dv,$$

где $\overline{n}_S$ и $\overline{n}_\chi$ — решения уравнений

$$(s + L)\,\overline{n}_S = S, \qquad (s + L)\,\overline{n}_\chi = \chi.$$

Собственные значения (полюса $\overline{m}(s)$) определяются из уравнения $k_\chi(s) = 1$. При $s = -\alpha$ $\overline{m}(s)$ имеет точку разветвления. В нашем случае $\overline{m}(s)$ на действительной оси монотонна при $-\alpha < s < \infty$, и поэтому собственное значение только одно (или ни одного). Уравнение $k_\chi(-\alpha) = 1$ определяет граничный размер системы, при котором дискретное собственное число достигает границы непрерывного спектра. Величина $k_\chi(-\alpha)$ равна эффективному коэффициенту размножения нейтронов в системе без поглощения $1/v$.

В приближении Вигнера

$$Ln = v\Sigma n - \frac{2}{\xi} v^\delta \int_v^\infty \Sigma_s(v')\, v'^{-\delta} dv'; \quad \delta = \frac{2}{\xi} - 1. \tag{3}$$

Если считать, что $v\Sigma = vDB^2 + v\Sigma_s + \alpha$, а $v\Sigma_f = \beta$, где D, Σ_s, α и β постоянны, то для граничного размера системы, соответствующего B_0^2, можно получить следующее уравнение:

$$DB_0^2 = \beta\nu \int_0^\infty \frac{\chi\, dv}{v} + \frac{\xi\Sigma_s}{2 - \xi}. \tag{4}$$

При $B > B_0$ дискретных собственных чисел нет.

Предположим, что оба источника моноэнергетические: $\chi(v) = \delta(v - v_0)$, $S(v) = \delta(v - v_s)$. Тогда в приближении Вигнера получим

$$k_\chi(\omega) = \frac{v_0\beta\nu}{\Sigma_0(v_0 + \omega)} + \frac{2\Sigma_s v_0\beta\nu}{\xi\Sigma_0^2(\delta + 1)}(v_0 + \omega)^{\delta - \rho}\omega^{-\delta + \rho - 2} \times$$

$$\times\, {}_2F_1\left(\delta - \rho + 2,\ \delta + 1;\ \delta + 2;\ -\frac{v_0}{\omega}\right);$$

$$\Delta k = 1 - k_\chi(-\alpha) = 1 - \frac{\beta\nu}{v_0\Sigma_0} - \frac{2\beta\nu\Sigma_s}{\xi\Sigma_0^2 v_0(\rho - 1)};$$

$$\Sigma_0 = \Sigma_s + DB^2; \quad \rho = \frac{2DB^2}{\xi\Sigma_0}; \tag{5}$$

$$\omega = \frac{s + \alpha}{\Sigma_0}.$$

Если $v_s \gg v_0$ и $1 < \rho < 2$, то для малых ω, соответствующих большим t, приближенно получим

$$\overline{m}(\omega) \approx \frac{1}{\Delta k + c\left(\dfrac{\omega}{v_0}\right)^{\rho - 1}}; \quad c = -\frac{\beta\nu\Sigma_s\Gamma(\delta + 2)\,\Gamma(1 - \rho)}{\Sigma_0^2 v_0\Gamma(\delta - \rho + 2)}, \tag{6}$$

причем при отсутствии дискретных собственных чисел $\Delta k \geqslant 0$, а при их наличии $\Delta k < 0$. Дискретное собственное значение вблизи границы непрерывного спектра определяется выражением

$$\frac{\omega_0}{v_0} = \frac{\alpha - \lambda}{v_0\Sigma_0} = \left(\frac{|\Delta k|}{c}\right)^{\frac{1}{\rho - 1}}, \tag{7}$$

которое является аналогом формулы обратных чисел при большой подкритичности (λ близко к α). Вычет $\overline{m}(\omega)$ при $\omega = \omega_0$, т. е. амплитуда экспоненциальной части $m(t)$, стремится к нулю при $\lambda \to \alpha$. При отсутствии дискретных собственных значений обратное преобразование Лапласа от выражения (6) дает действительный интеграл, и асимптотическое поведение $m(t)$ представляется следующим образом:

$$m(t) \approx e^{-\alpha t}\left(t^{-\rho} + A\,\frac{e^{-\Lambda_0 t}}{t}\right), \tag{8}$$

где $\Lambda_0 = \Sigma_0\omega_0$.

Если $\rho > 2$, то $\omega_0 \sim \Delta k$, а $m(t)$ при отсутствии дискретных чисел также представляется выражением (8), но показатель второй экспоненты пропорционален $-\Delta kt$. При $\chi(v) = v^2 e^{-av^2}$ (истинный спектр деления) поведение $m(t)$ также описывается формулой (8). Как показывают оценки, при не очень больших временах, больших ρ и малых Δk, второе слагаемое в выражении (8) будет играть главную роль, т. е.

$$m(t) \approx \frac{e^{-(\alpha+\Lambda_0)t}}{t}, \qquad (9)$$

что соответствует почти экспоненциальному поведению $m(t)$ за границей непрерывного спектра с постоянной времени $\alpha + \Lambda_0$. При больших временах $(t \to \infty)$ будет преобладать первое слагаемое в уравнении (8) и $m(t) \approx t^{-\rho} e^{-\alpha t}$, где показатель экспоненты уже не зависит от подкритичности. Таким образом, за границей непрерывного спектра в зависимости от параметров системы и времени наблюдения возможны три типа поведения показаний детектора.

1. Отсутствие выделенной экспоненты, когда во время наблюдения оба слагаемых в $m(t)$ играют примерно одинаковую роль. В этом случае $m(t)$ будет вогнутой функцией.

2. Почти экспоненциальное поведение $m(t)$ с постоянной времени $\alpha + \Lambda_0$, зависящей от подкритичности. Эту постоянную времени можно считать характеристикой системы, так же как и при наличии дискретной постоянной времени. С эффективным коэффициентом размножения $\alpha + \Lambda_0$ связано, так же как и дискретное, собственное число [см. выражение (7)].

3. Почти экспоненциальное поведение $m(t)$ с постоянной времени α, не зависящей от подкритичности.

По крайней мере два первых типа поведения $m(t)$ наблюдаются в экспериментах с «жесткими» сборками [1, 2]. При других энергетических зависимостях сечений характер асимптотического поведения $m(t)$ остается таким же, но изменяются показатели степени в предэкспоненциальных множителях.

Поступило в Редакцию 21/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Storrer. Pulsed Neutron Research. Vol. II Vienna, IAEA, 1965.
2. W. Patterson et al. Ibid.

Рассеяние нейтронов с энергией 14 *Мэв* на железе

М. Е. ГУРТОВОЙ, Е. П. КАДКИН, А. С. КУХЛЕНКО,
Б. Е. ЛЕЩЕНКО, В. М. НЕПЛЮЕВ, Г. ПЕТО, Л. С. СОКОЛОВ

УДК 539.171.4

Характеристики возбужденных состояний ядра Fe^{56} сравнительно хорошо изучены. Первое состояние 2^+ (0,85 *Мэв*) и состояние 3^- (4,51 *Мэв*) сильно возбуждаются в неупругом рассеянии электронов, протонов, дейтонов, гелионов [1—5]. Эти состояния удовлетворительно описываются коллективной (вибрационной) моделью в расчетах сечений по методу искаженных волн и в формализме связанных каналов. Полученные параметры деформации β_l находятся в следующих пределах: $\beta_2 = 0{,}18 \div 0{,}29$; $\beta_3 = 0{,}10 \div 0{,}23$. Установлено, что β_l почти не зависят от сорта и энергии бомбардирующих частиц, а зависят от метода анализа. Разброс значений β_l достаточно велик, это и вносит неопределенность в интерпретацию результатов.

Цель настоящей работы: изучить неупругое рассеяние нейтронов на Fe^{56} с возбуждением уровня 0,85 *Мэв*; установить, подчиняется ли оно закономерностям, вытекающим из коллективной природы состояния 0,85 *Мэв*; оценить с максимально возможной точностью величину β_2, получаемую из анализа данных методов связанных каналов.

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 *Мэв* на ядрах железа. При измерениях использовался спектрометр по времени пролета с импульсным источником нейтронов. Импульсы дейтонов получали на низковольтном нейтронном генераторе путем группирования дейтронного пучка до ускорения [6]. Длительность импульсов составляла около 1 *нсек*, частота повторения — 7 *Мгц*, ток в импульсе — около 3 *ма*. Нейтроны генерировались в реакции $T(d, n)^4He$ с использованием стандартной тритиево-титановой мишени. При пролетной базе 10 *м* энергетическое разрешение спектрометра было равно 3% (около 450 *кэв*). Метки времени для конвертора получались от индукционного электрода, расположенного вблизи мишени. В качестве детектора нейтронов использовался пластический сцинтиллятор 80 × 80 *мм*, соединенный с фотоумножителем ФЭУ-36. Порог регистрации был равен 7,5 *Мэв*. Применялась кольцевая геометрия. Средний диаметр железного тороида составлял 33 *см*, диаметр поперечника — 3 *см*.

Результаты измерений представлены на рисунке [1], там же приведены данные других авторов [7—9].

Анализ сечений проводился методом связанных каналов [10, 11] в предположении коллективной природы уровня 0,85 *Мэв*. Использовался оптический потенциал с поверхностным поглощением. Расчеты выполнялись со спин-орбитальным членом и без него.

Параметры оптического потенциала, использованные в расчете

Номер кривой	V, *Мэв*	W, *Мэв*	U_{LS}, *Мэв*	a, *фм*	r_0, *фм*	a_W, *фм*	r_W, *фм*	β_2
1	43,9	4,35	0	0,515	1,25	0,7	1,2	0,18
2	43,9	2,7	9	0,39	1,25	0,7	1,25	0,23

Примечание. Параметры V, r_0, a характеризуют глубину, радиус и размытие границы для вещественной части потенциала; параметры W, r_W и a_W — соответственно мнимую часть: параметр U_{LS} определяет глубину спин-орбитального потенциала.