Влияние резонансов на нестационарный спектр нейтронов

МЕТЕЛКИН Е. В., ТРУХАНОВ Г. Я.

УДК 539.125.5.173.162.3:539.125.5.162.3

Исследуется влияние резонансов на нестационарный спектр нейтронов в бесконечной однородной среде от мгновенного равномерно распределенного по пространству источника для простейшей модели, учитывающей резонансную структуру сечения поглощения: в энергетических областях $E > E_1$ (первая область) и $E < E_2$ (третья область) поглощение отсутствует, т. е. $\Sigma_{tot}^{(1)} = \Sigma_s^{(1)} = \Sigma_{tot}^{(3)} = \Sigma_s^{(3)} = \text{const}$; в области $E_2 \leqslant E \leqslant E_1$ (вторая область) определяющим является поглощение нейтронов, т. е. $\Sigma_{tot}^{(2)} = \Sigma_a^{(2)} = \text{const}$, причем $\Sigma_a^{(2)} \gg \Sigma_s^{(1)}$. Вычисления проводились в приближении «узких резонансов». Критерий применимости указанного приближения получен из требования малости вероятности поглощения на отдельном резонансе и имеет вид $E_1 - E_2 \ll \frac{2}{M} E_1$, где M — массовое число ядра замедлителя. Спектр нейтронов определяли в предположении, что ядра замедлителя неподвижны (это справедливо для энергий нейтронов больше 10 *эв*), а рассеяние сферически симметрично в системе центра инерции.

Показано, что поток нейтронов в области резонанса достигает максимума в момент времени $t(E) = \frac{2}{\xi v \Sigma_s^{(1)}}$, что с точностью до членов порядка $1/M$ совпадает с результатом работы [1]. Это свидетельствует о том, что наличие резонансов не влияет на время собственно замедления.

Получено выражение для потока нейтронов:

$$\Phi(E, t) = \Phi_0(E) \frac{[t/\tau_1(E)]^{2/\xi} \exp\{-t/\tau_1(E)\}}{\tau_1(E)\, \Gamma\left(\frac{2}{\xi}+1\right)}, \quad (1)$$

где $\Phi_0(E) = \frac{1}{\xi E \Sigma_{tot}} \exp\left(-\int\limits_E^{E^+} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{tot}} \cdot \frac{dE}{\xi E}\right)$ — решение соответствующей стационарной задачи; $\tau_1(E) = \frac{1}{v \Sigma_s^{(1)}}$ — время свободного пробега нейтронов с энергией E; ξ — среднее изменение летаргии за одно упругое соударение; $\Gamma\left(\frac{2}{\xi}+1\right)$ — γ-функция. Из формулы (1) видно, что поток нейтронов имеет провалы в области резонанса, при этом плотность столкновений ($\Psi = \Sigma_{tot}\Phi$), как и в стационарном случае, представляет собой плавно меняющуюся функцию.

Проведено обобщение на произвольное число резонансов, отстоящих на достаточном расстоянии друг от друга. Показано, что в этом случае результирующее поглощение может быть значительным.

Для получения окончательного результата, в котором учитывается влияние резонансов на нестационарный энергетический спектр нейтронов (для узких резонансов), нужно функцию нестационарного распределения нейтронов, вычисленную в отсутствие резонансов, умножить на вероятность избежать резонансный захват, вычисленную для стационарного случая при наличии резонансов. Следует отметить, что приближение узких резонансов справедливо для ряда веществ [2].

(№ 687/7142. Статья поступила в Редакцию 20/XI 1972 г., аннотация — 2/IV 1973 г. Полный текст 0,7 а. л., 4 рис., 6 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. **Казарновский М. В.** Теория нестационарного упругого замедления нейтронов в тяжелой среде. «Труды ФИАН», 1957, т. XI, с. 176.
2. **Дреснер Л.** Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.

Модуляция амплитуды ускоряющего поля в линейном ускорителе с асимметричной фазопеременной фокусировкой

КУШИН В. В., МОХОВ В. М.

УДК 621.384.64

Захват частиц в ускоритель с асимметричной фазопеременной фокусировкой можно увеличить, если одновременно с периодическим изменением синхронной фазы вдоль ускорителя ($\varphi_s = \varphi_0 \pm \varphi_1$) менять и амплитуду ускоряющей волны [$E_m = E_0(1 \pm \varepsilon)$].

Поперечные и продольные (фазовые) колебания частицы в безразмерных координатах ρ, $\sigma \sim \Delta\varphi$, z описываются уравнениями:

$$\frac{d^2\rho}{dz^2} + [-A_\rho \pm G_\rho]\rho = 0; \quad (1)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dz^2} + [-A_\phi \pm G_\phi]\sigma = 0, \quad (2)$$

где

$$\left.\begin{aligned} A_\rho &= B[\sin(\varphi_0+\Delta\varphi)\cos\varphi_1 + \varepsilon\cos(\varphi_0+\Delta\varphi)\sin\varphi_1],\\ \sigma_\rho &= B[\cos(\varphi_0+\Delta\varphi)\sin\varphi_1 + \varepsilon\sin(\varphi_0+\Delta\varphi)\cos\varphi_1],\\ A_\phi &= -2A_\rho|_{\Delta\varphi=0}, \quad G_\phi = 2G_\rho|_{\Delta\varphi=0}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$B = \frac{\pi e E_0 (1-\beta_s^2)^{3/2} L^2}{m_0 c^2 \lambda \beta_s^3}. \quad (4)$$

Здесь e, m_0 — заряд и масса покоя частицы; λ — длина волны; L — период фокусировки; $\beta_s = v_s/c$, где v_s — равновесная скорость, c — скорость света. Уравнениям (1) и (2) соответствует известная диаграмма