

Замедление в тяжелых средах

*Рябева Е.В.
2015*

В отличие от водорода для среды из тяжелых ядер получить аналитический ответ для $\Phi_0(E)$ не удастся.

Асимптотическое значение (так как около E_0 для моноэнергетического источника есть осцилляции) плотности столкновений нейтронов вдали от E_0 в **непоглощающей** среде равно

$$\psi(E) = \frac{q_0}{\xi E}.$$

Для любого непоглощающего замедлителя $q(E) = q_0$ (было показано для водорода).

$$\Phi_0(E) = \frac{\psi(E)}{\Sigma_s(E)} = \frac{q_0}{\xi \Sigma_s(E) E} = \frac{q(E)}{\xi \Sigma_s(E) \cdot E}.$$

Решение можно записать и для смеси непоглощающих ядер различных элементов, если их сечения рассеяния постоянны или одинаково зависят от энергии

$$\frac{\Sigma_{si}}{\Sigma_s} = \text{const}$$

$$\Sigma_s = \sum_i \Sigma_{si}.$$

$\bar{\xi}$

средняя логарифмическая потеря энергии для смеси ядер

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E)}{\bar{\xi} \Sigma_s(E) \cdot E}$$

$$\bar{\xi} \Sigma_s(E) = \sum_i \xi_i \Sigma_{si}(E).$$

$\Phi_0(E)$ годится и для слабопоглощающих сред, и ее обычно называют энергетическим распределением (спектром) **Ферми**.

Если **сечение захвата мало по сравнению с сечением рассеяния и Σ_a медленно изменяется с энергией** (малое изменение на интервале замедления $\Delta E_{\text{зам.}}$), то принимают справедливой формулу **Грейлинга-Герцеля**

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E)}{(\xi \Sigma_s(E) + \gamma \Sigma_a(E))E},$$

$$p(E) = \exp \left[- \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E')}{\xi \Sigma_s(E') + \gamma \Sigma_a(E')} \frac{dE'}{E'} \right]$$

$$\gamma = 1 - \frac{(1 - \alpha) \ln^2 \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)}{2\alpha\phi}.$$

Для водорода $\gamma = \phi = 1$, для углерода $\gamma = 0,116$; $\phi = 0,158$.

В том случае, когда сечение захвата меняется по закону $\frac{1}{\sqrt{E}}$

$\Sigma_s = \text{const}$, интегрирование можно провести аналитически

$$p(E) = \left[1 + \frac{\gamma \Sigma_a(E_0)}{\xi \Sigma_s(E)} \right]^{-\frac{2}{\gamma}}.$$

При достаточно больших E_0

На практике важен случай **резонансного изменения сечений**, когда на интервале упругого замедления сечения заметно изменяются.

Здесь опять-таки при **не очень сильном поглощении** справедливо приближение Вигнера, согласно которому нейтронный пот

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E)}{\xi \Sigma(E) \cdot E}$$

$$p(E) = \frac{q(E)}{q_0} = \exp \left[- \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E')}{\xi \Sigma(E')} \frac{dE'}{E'} \right]$$

вероятность избежать
резонансного захвата

При слабом поглощении $\Sigma_a \rightarrow 0$, и $\Phi_0(E)$ стремится принимать вид спектра Ферми и при $\Sigma_a \rightarrow 0$ $p(E) \rightarrow 1$.

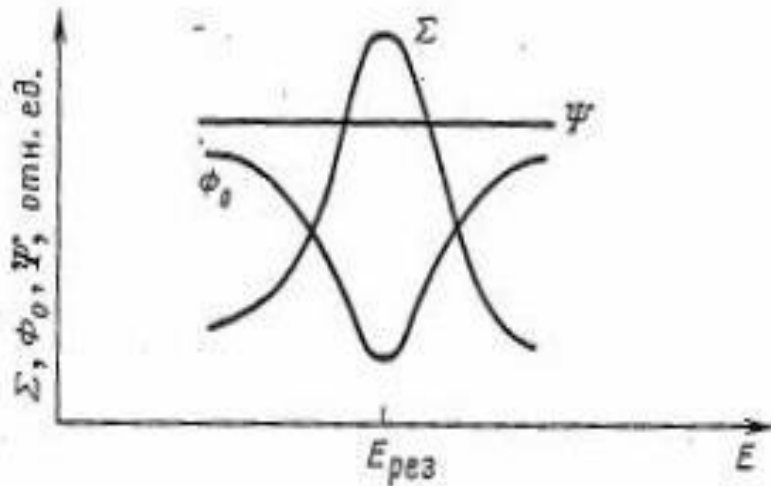
Для случая **сильного поглощения** аналитического выражения получить **не удалось**

Влияние резонансного захвата на замедление нейтронов

Для плотности потока нейтронов в поглощающей среде можно использовать приближение Вигнера

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E)}{\xi \Sigma(E) E}.$$

В точке максимума резонанса $\Sigma(E)$ становится максимальным, соответственно плотность потока $\Phi_0(E)$ становится минимальным, и произведение этих величин $\psi(E)$ – плотность столкновений на интервале изменения энергий при упругом замедлении изменяется слабо



Эффективный резонансный интеграл

Тема для самостоятельного изучения