

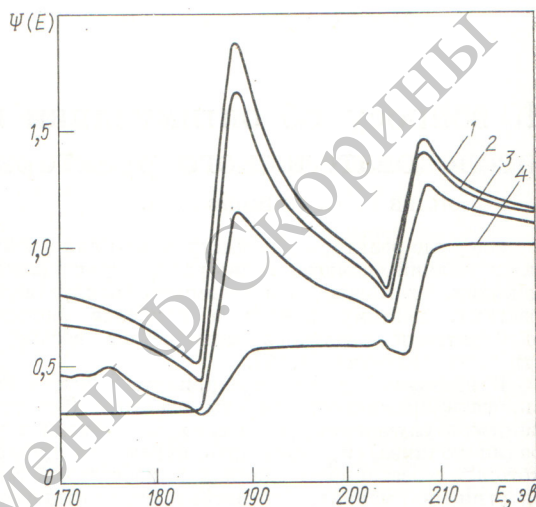
Особенности резонансного поглощения нейтронов для промежуточных уровней

ПЛАТОНОВ А. П., ЛУКЬЯНОВ А. А.

УДК 539.125.5.173.162.3:539.125.5.162.3

Величина эффективного резонансного интеграла является количественной характеристикой вероятности избежать резонансного поглощения нейтронов при замедлении. Для определения этой величины обычно используются различные приближения, связанные с той или иной аппроксимацией энергетической зависимости спектра нейтронов в области энергетической зависимости спектра нейтронов в области резонансных энергий. Прямой путь оценки точности приближенных методов заключается в сравнении получаемых значений с точными. В настоящей работе на основе разработанной методики численного решения уравнения замедления нейтронов в однородной бесконечной среде [1] определены спектры потока нейтронов в окрестности двух промежуточных резонансов ^{238}U с энергиями 189,6 и 208,6 эв для систем $\text{U} - \text{H}$, $\text{U} - \text{O}$, $\text{U} - \text{Fe}$, $\text{U} - \text{Pb}$ (см. рисунок). На основе полученных спектров рассчитаны эффективные резонансные интегралы для ^{238}U при различных значениях сечения рассеяния нерезонансного замедлителя σ_m и температуры среды.

Показано, что применение известных приближенных методов оценки резонансных интегралов для рассмотренных уровней ^{238}U приводит к расхождению с результатами численных расчетов в концентрированных средах до 25—30%. Количественные особенности в зависимостях эффективного резонансного интеграла от концентрации и температуры среды для рассмотренных замедлителей с учетом тонкой структуры спектра плотности столкновений такие же, как и в NR -приближении, учитывающем интерференцию резонансного и потенциального рассеяния [2]. Обнаружена существенная зависимость резонансного интеграла при одинаковых концентрациях и температурах среды от атомного веса нерезонансного замедлителя. Исследование «промежуточности» для выбранных уровней ^{238}U проведено для параметров схемы IR -приближения [3]. Существенные различия в значениях этих параметров, определенных из численного расчета и аналитическим методом для концентрированных сред, обусловлены детальным учетом энергетических особенностей сечений и спектра плотности столкновений в окрестностях резонансов.



Плотность столкновений нейтронов $\Psi(E)$ в однородных смесях ^{238}U с H , O , Fe и Pb (кривые 1—4 соответственно) при $\sigma_m = 10$ барн и температуре среды 300°K .

(№ 694/7120. Статья поступила в Редакцию 9/XI 1972 г., аннотация — 21/V 1973 г. Полный текст 6,6 а. л., 4 рис., 2 табл., 12 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Платонов А. П. «Ж. вычисл. матем. и матем. физ.», 1972, т. 12, с. 1325.
2. Абагян Л. П. и др. Бюлл. Информ. центра ядерных данных. Приложение. М., Атомиздат, 1968.
3. Goldstein R., Cohen E. Nucl. Sci. and Engng., 1962, v. 13, p. 132.

Применение суперпозиции в расчете температур активной зоны реактора, охлаждаемого жидким металлом

ШЛОХОВ А. А., МИНАШИН В. Е.

УДК 621.039.5:536.24

Стационарное температурное поле в активной зоне достаточно хорошо описывается линейным уравнением [1]:

$$w(x, y) c(x, y) \gamma(x, y) \frac{\partial t(x, y, z)}{\partial z} - \nabla \lambda(x, y) \nabla t(x, y, z) = q_0(x, y, z).$$

Суммарная температура от многих источников равна сумме температур от каждого источника, поэтому температуру в произвольной точке зоны можно считать по формуле

$$t(x, y, z) = \sum_{k=1}^m C_k \sum_{i=1}^{N_k} n_{k,i} A_{k,i} \times$$