

УДК 621.039.5

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ДОПЛЕР-ЭФФЕКТА ПРИ УЧЕТЕ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЯДЕР И РЕЗОНАНСНОГО ПОВЕДЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ В ИНДИКАТРИСЕ РАССЕЯНИЯ

Курченков А.Ю., Сидоренко В.Д. (РНЦ «Курчатowski ин-т»)

Исследование влияния теплового движения ядер среды на резонансное поглощение нейтронов является одной из важных задач реакторной физики. При этом тепловое движение ядер в резонансной области энергии в настоящее время учитывается лишь через изменение полных резонансных сечений. Индикатриса рассеяния, описывающая закон изменения энергии нейтронов при упругом рассеянии, даже в реперных расчетах, выполняемых методом Монте-Карло, считается такой, как если бы рассеяние происходило на неподвижных ядрах, т.е. «ступенькой». В работе [1] показано, что для нуклида с резонансным сечением рассеяния индикатриса рассеяния, учитывающая тепловое движение ядер, заметно отличается от ступеньки даже при высокой энергии. Вкратце объяснить это отличие можно, рассмотрев уравнения (1), (2), используемые для вычисления индикатрисы рассеяния в газовом приближении:

$$\sigma_s(v) W(v' \rightarrow v, T) = \frac{\sigma_{s0}}{v'} \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 V_r g(v' \rightarrow v) 2\pi M(V, T) d\mu dV, \quad (1)$$

где v' , v — скорость нейтрона до и после столкновения; V_r — относительная скорость между нейтроном и ядром; V — скорость ядра; $M(V, T)$ — распределение Максвелла; μ — косинус угла между векторами скорости нейтрона и ядра;

$$\sigma_s(v) W_r(v' \rightarrow v, T) = \frac{1}{v'} \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 \sigma_s(V_r) V_r g(v' \rightarrow v) 2\pi M(V, T) d\mu dV. \quad (2)$$

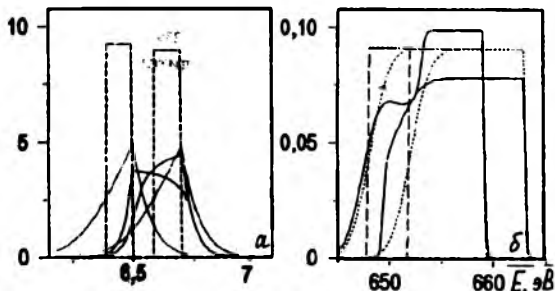
В уравнении (1) сечение рассеяния считается постоянным и выносится за знак интеграла. Тогда интеграл легко берется, и получается известная формула для индикатрисы рассеяния в газовом приближении для легких ядер [2]. Эта индикатриса достаточно быстро переходит в ступеньку при уменьшении температуры замедляющей среды или увеличении энергии замедления (хотя надо отметить, что чистой ступенькой она становится только при абсолютном нуле). В случае резонансных нуклидов сечение рассеяния зависит от относительной скорости между нейтроном и ядром и соответствующая резонансная индикатриса рассеяния вычисляется по формуле (2), т.е. в индикатрисе рассеяния учитывается Доплер-эффект.

На рис. 1, а показана индикатриса рассеяния ^{238}U вблизи резонанса 6,67 эВ с фиксированной начальной энергией нейтрона слева и справа от резонанса при 1000 К. Здесь и далее пунктиром обозначена ступенька, точками — индикатриса рассеяния, вычисляемая по формуле (1), непрерывной линией — резонансная индикатриса рассеяния, вычисляемая по формуле (2). На рис. 1, б в той же последовательности показана индикатриса рассеяния вблизи резонанса 661 эВ при 1000 К. Как видно, резонансная индикатриса заметно отличается от ступеньки.

Для исследования влияния отличия реальной индикатрисы от ступеньки на реакторные функционалы использовалась программа ТВС-М [3], численно решающая уравнение замедления нейтронов в резонансной области энергии. В случае многозонной ячейки соответствующие уравнения для плотности столкновений $F(u)$ имеют вид

$$v_n F_n(u) = \sum_n v_n P_{n,n}(u) Q_n(u), \quad (3)$$

где v_n — объем зоны n ; u — летаргия, отсчитываемая от верхней границы резонансной области и



Р и с. 1. Индикатриса рассеяния ^{238}U при начальной энергии нейтронов 6,5 и 6,7 эВ (а), 659 и 663 эВ (б)

принята равной 4,65 кэВ; $P_{n,n}(u)$ — вероятность нейтрону с летаргией u , рожденному в зоне n' , испытать первое столкновение в зоне n ; $Q_n(u)$ — источник замедляющихся по летаргии u нейтронов в зоне n .

Выражение для источника, использующего стандартную индикатрису-ступеньку, имеет вид

$$Q_n(u) = \sum_l \frac{1}{1 - \alpha_l} \int_{u-\varepsilon_l}^u du' c_{l,n}(u') F_n(u') \exp(u' - u), \quad (4)$$

где l — индекс элемента; $\alpha_l = [(A_l - 1)/(A_l + 1)]^2$; $\varepsilon_l = \ln(1/\alpha_l)$; A_l — массовое число; $c_{l,n} = \rho_l \sigma_{s,l}/\Sigma_n$; Σ_n — полное сечение в зоне n .

Уравнения (3), (4) решаются в 12 энергетических группах системы БНАБ, с 13-й по 24-ю, причем для согласования с групповым разбиением ТВС-М нижняя граница 24-й группы выбрана равной 0,625 эВ. Расчет в резонансной области энергии в каждой группе БНАБ выполняется путем разбиения группы на произвольное (оптимальное для рассчитываемой задачи) число одинаковых по летаргии интервалов. Для нуклидов с нерезонансным поведением сечений в группе применяются обычные групповые микросечения. Для резонансных нуклидов в каждой точке разбиения рассчитываются все микросечения по программе CROSS [4]. При этом используются файлы резонансных параметров из библиотеки ядерных данных программы. Упругое замедление на каждом нуклиде рассчитывается без каких-либо приближений типа приближения узкого или широкого резонанса. Не используются также и приближения для описания взаимного влияния сечений различных резонансных нуклидов. Таким образом, расчет в резонансной области выполняется фактически без приближений.

Для исследования влияния на Доплер-эффект учета теплового движения ядер в индикатрисе рассеяния источник $Q_n(u)$ в уравнении (4) заменяется

$$Q_n^1(u) = \sum_l \int_0^{\infty} du' c_{l,n}(u') F_n(u') W(u' \rightarrow u), \quad (5)$$

где плотность столкновений $F(u)$ берется из стандартного расчета по формулам (3), (4), индикатрисы для основных замедлителей — водорода и кислорода рассчитываются по формуле (1) во всей области, индикатриса ^{238}U рассчитывается по программе SHARIK [1] до 1 кэВ, выше используется стандартная индикатриса-ступенька. Далее делается несколько итераций: для нахождения источника $Q_n^1(u)$ используется поток нейтронов, полученный в предыдущей итерации.

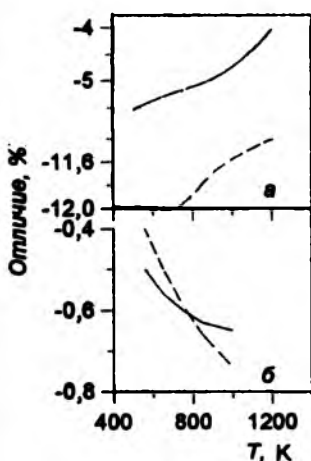
Результаты расчетов. Расчеты проводили для двух топливных ячеек ВВЭР-440 ($r_1 = 0,386$, $r_2 = 0,457$, $r_3 = 0,641$) со следующей ядерной концентрацией: ячейка А — топливо: $\rho_8 = 0,21527 \cdot 10^{-1}$, $\rho_5 = 0,81421 \cdot 10^{-3}$, оболочка $\rho_Z = 0,42515 \cdot 10^{-1}$, замедлитель $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4842 \cdot 10^{-1}$, $\rho_{\text{O}_2} = 0,2421 \cdot 10^{-1}$; ячейка Б — топливо: $\rho_8 = 0,20984 \cdot 10^{-1}$, $\rho_5 = 3,0576 \cdot 10^{-4}$, $\rho_{239} = 1,6636 \cdot 10^{-4}$, $\rho_{240} = 4,8161 \cdot 10^{-5}$, оболочка $\rho_Z = 0,42515 \cdot 10^{-1}$, замедлитель $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4842$, $\rho_{\text{O}_2} = 0,2421$.

Температура замедлителя в расчетах принята равной 558 К, температуру твэла и оболочки изменяли от 558 до 1000 К.

Для расчета резонансного сечения рассеяния ^{238}U при $T = 0$ в программе SHARIK использовали программу CROSS. Поглощение нейтронов в ячейке рассчитывали по стандартной версии программы ТВС-М (уравнения (3), (4)) и измененной версии (уравнения (3), (5)). Доплер-эффект учитывали по формуле $\Delta \Sigma_s = [\Sigma_s(T) - \Sigma_s(558)]/\Sigma_s(558)$. Разница между расчетом, учитывающим тепловое движение ядер в индикатрисе рассеяния, и стандартным в зависимости от температуры топлива показана на рис. 2. На рис. 2, а показана разница в расчете Доплер-эффекта, на рис. 2, б — в полном сечении поглощения ячейки. Для ячейки Б из-за сильного влияния на Доплер-эффект поглощения нейтронов на ^{240}Pu исследуемая разница заметно снижается.

Таким образом, Доплер-эффект в индикатрисе рассеяния ^{238}U в достаточной степени заметен при точном решении уравнения замедления в резонансной области энергии.

В заключение авторы выражают благодарность Н.И. Лалетину за постоянное внимание к работе.



Р и с. 2. Отличие Доплер-эффекта (а) и полного поглощения нейтронов (б) ячейки А (---), Б (—), рассчитанных традиционным методом и с учетом теплового движения ядер и резонансного поведения сечения рассеяния в индикатрисе рассеяния

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курченков А.Ю., Лалетин Н.И. Расчет индикатрисы рассеяния нейтронов на движущихся ядрах моноватомного газа в резонансной области энергии. — Атомная энергия, 1991, т. 70, вып. 6, с. 368—372.
2. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Sidorenko V.D., Bolschagin S.N., Lazarenko A.P. et al. Spectral code TVS-M for calculation of characteristics of cells, supercells and fuel assemblies of VVER-type reactors. — In: Material of 5 AER Symp., 1995.
4. Абагян Л.П., Тебин В.В., Юдкевич М.С. CROSS — пакет программ и библиотек для расчета сечений в области разрешенных резонансов: Препринт ИАЭ-4009/5, 1984.

Поступило в Редакцию 9.12.96

УДК 614.876+546.36,661.836,669.886

АНАЛИЗ РАДИОАКТИВНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ТЕРРИТОРИИ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ^{137}Cs В ПОЧВЕ

Силантьев К.А., Силантьев А.Н. (НПО «Тайфун»)

Для определения содержания радионуклидов в почве отбирают пробы с последующим их γ -спектрометрическим анализом. Полученные данные выявили мозаичную картину загрязнения, которая обусловлена неравномерностью выпадений и последующим перераспределением выпавших радионуклидов за счет дождей или ветровой эрозии. Пятнистый характер выпадений затрудняет оценку размера загрязненной территории и усредненной плотности загрязнения по первичным данным. Попытке найти критерии, однозначно характеризующие степень загрязнения исследуемой территории, посвящена настоящая работа.

Анализ показал, что перераспределение радионуклидов искажает закономерности пространственного распределения, образованного в результате выпадения. В связи с этим отбор почвы для анализа должен проводиться только в местах, где такого перераспределения нет. Кроме того, места отбора проб должны быть характерны для исследуемой местности. Только тогда результаты измерения отдельных проб могут быть обобщены на всю обследуемую территорию. Учитывая эти требования к местам отбора проб, авторам удалось выявить закономерности пространственного распределения ^{137}Cs в почве.

Исследования глобального радиоактивного загрязнения почвы [1] показали, что распределение ^{137}Cs в отдельных точках может быть описано нормальным законом распределения случайных величин. Дальнейшие исследования показали, что запасы ^{137}Cs в почве, обусловленные аварией на Чернобыльской АЭС, а также работой Обнинской и Нововоронежской АЭС, также подчиняются нормальному закону [2]. По критерию χ^2 полученное распределение запаса может быть описано нормальным законом распределения с вероятностью более 80%. Таким образом, для получения достоверной информации необходимо сравнивать параметры распределения, полученного на основе этих измерений, а не результаты отдельных измерений.

Следует отметить, что запас ^{137}Cs в некоторых точках не укладывается в рамки нормального закона распределения и эти значения не образуют самостоятельного распределения, а разбросаны. Это указывает на то, что здесь на загрязнение влияют не только выпадения, но и вторичные эффекты, вызывающие перераспределение выпавших радионуклидов. Примером может служить повышение концентрации ^{137}Cs в результате смыва с крыш, в понижениях рельефа, вследствие ветрового переноса и других перемещений верхнего почвенного слоя, содержащего выпавшие радионуклиды. При последующем анализе такие нерепрезентативные точки могут быть из рассмотрения исключены.

Исходя из сказанного можно заключить, что положение максимума нормального закона распределения дает репрезентативное значение запаса ^{137}Cs в почве для данного района и не зависит от случайного измерения в нерепрезентативных точках. Нормальность закона распределения свидетельствует о достаточном числе отобранных проб почвы для характеристики исследуемого района. Известно, что в таких случаях дополнительный отбор не приводит к существенному изменению ранее определенного характерного запаса (при условии, что общего числа исследованных проб почв достаточно для статистически достоверного заключения). Это позволяет уменьшить средства, затрачиваемые на обследование территории, а также выявить недостоверные измерения и провести отбраковку в массиве значений запаса.

Следует отметить, что наличие большого числа точек, в которых значение запаса ^{137}Cs не укладывается в рамки нормального закона распределения, хотя измерение было проведено в репрезентативных точках, доказывает неравномерность загрязнения. Такое загрязнение может быть вызвано местными источниками или в случаях, когда выпадения происходили неоднократно из различных воздушных масс. Выпадения, накладываясь одно на другое, образуют более сложный вид распределения, который не может быть описан