

счет импульсов в фотопике ^{135}Xe ($E_\gamma = 250$ кэВ) в 13,3 раза выше фонового значения. Для остальных сборок счет импульсов в фотопике ^{135}Xe изменялся в пределах $\pm 7\%$ от фонового: за фоновый принимался счет импульсов в фотопике ^{135}Xe от пробы воды, взятой на расстоянии 1,5 м над активной зоной.

Негерметичной оказалась ТВС с каналом стержня аварийной защиты. После замены негерметичной ТВС удельная активность газа в надреакторном пространстве уменьшилась в десять раз, γ -фон на верхней площадке в четыре раза, в насосной первого контура в три раза.

Перед отбором проб воды из ТВС реактор работал на мощности 2 МВт в течение 4 сут. Через 30 мин после остановки реактора отключали насосы первого контура. Пробы отбирали через 2 ч после отключения насосов.

Пробоотборник представляет собой трубу из сплава САВ-1 диаметром 23×1 мм, длиной 7,2 м. На верхний конец трубы над резиновый шланг длиной 30 см, пережатый зажимом. На нижнем конце закреплена центрирующая шайба из тефлона, которая позволяет точно установить трубу на ТВС, закрывает сборку сверху для снижения подсоса воды из бака реактора.

Отбор проб воды из ТВС проводят следующим образом: пустую трубу с пережатым шлангом опускают в бассейн реактора и устанавливают центрирующей шайбой на ТВС. После снятия зажима вода из ТВС и из зазора между данной ТВС и соседними сборками наполняет трубу до уровня воды в бассейне, шланг пережимается зажимом, после чего пробоотборник извлекается из бассейна. Для снижения вытекания воды из трубы при подъеме внутренний диаметр ее снизу уменьшен за счет отрезка вакуумного шланга с внутренним диаметром 5 мм и длиной 15 см, впрысванного в нижний конец трубы. Пробу воды в количестве 2,5 л сливают после снятия зажима в подготовленную емкость. На обсчет брали 30 мл H_2O . Для отбора проб воды из ТВС, в которых установлены каналы стержней регулирования, центрирующая шайба не используется. Она сдвигается по трубе в верхнюю часть и закрепляется. Труба устанавливается непосредственно на головку ТВС вплотную к каналу СУЗ. На проверку 26 ТВС затрачивается 4 ч.

(№ 780/7916. Поступила в Редакцию 1/VII 1974 г. Полный текст 0,25 а. л., 6 рис., 3 библиогр. ссылки.)

Восстановление «синтетических» сечений рассеяния медленных нейтронов из приближенных уравнений термализации

ЛАЛЕТИН Н. И.

УДК 621.039.51.12

Энергетическое распределение медленных нейтронов ($E \leq 1$ эВ) часто описывается приближенными, дифференциальными по энергии, уравнениями [1–5]. В работе [6] показано, как приближенные уравнения термализации нейтронов могут быть получены из точного уравнения переноса. В настоящей работе решается задача в некотором смысле обратная рассмотренной в [6]. По заданным функциям $\xi \Sigma_s(\epsilon)$ и $\gamma(\epsilon)$, входящим в приближенные уравнения, восстанавливается приближенная формула для дифференциального сечения рассеяния $\Sigma_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon)$ («синтетическое» сечение).

Наиболее общий вид сечения, при котором интегральное уравнение сводится к дифференциальному, имеет вид

$$\begin{aligned} \Sigma_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) &= \tilde{\Sigma}_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) + \alpha(\epsilon) \delta(\epsilon - \epsilon'); \\ \tilde{\Sigma}_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) &= \epsilon e^{-\epsilon} \begin{cases} v(\epsilon') p(\epsilon), & \epsilon' \geq \epsilon; \\ p(\epsilon') v(\epsilon), & \epsilon' \leq \epsilon. \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\epsilon = E/kT$ — энергия нейтрона в единицах kT (T — температура среды, k — постоянная Больцмана). Учтено, что сечение должно удовлетворять условию детального баланса.

Для функций $\alpha(\epsilon)$, $p(\epsilon)$ и $v(\epsilon)$ в работе получены следующие соотношения:

$$\alpha(\epsilon) = \Sigma_s(\epsilon) - \frac{\xi \Sigma_s(\epsilon)}{\gamma(\epsilon)}; \quad (2)$$

$$v(\epsilon) = \tilde{\Sigma}_s(\epsilon) \int_0^\epsilon \left\{ e^{\epsilon'} \frac{d}{d\epsilon'} \left[\frac{1}{\xi \Sigma_s(\epsilon') \epsilon'} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \int_{\epsilon'}^\infty v(\epsilon'') \epsilon'' e^{-\epsilon''} d\epsilon'' \right\} d\epsilon'; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} p(\epsilon) &= v(\epsilon) \int_0^\epsilon \frac{1}{v^2(\epsilon') \int_{\epsilon'}^\infty \epsilon'' e^{-\epsilon''} v(\epsilon'') d\epsilon''} \times \\ &\times \left[v(\epsilon') \frac{d\tilde{\Sigma}_s(\epsilon')}{d\epsilon'} - \tilde{\Sigma}_s(\epsilon') \frac{dv(\epsilon')}{d\epsilon'} \right] d\epsilon'. \end{aligned}$$

Здесь

$$\tilde{\Sigma}_s(\epsilon) = \int_0^\infty \tilde{\Sigma}_s(\epsilon \rightarrow \epsilon') d\epsilon' = \frac{\xi \Sigma_s(\epsilon)}{\gamma(\epsilon)}$$

$$\text{и } \Sigma_s(\epsilon) = \int_0^\infty \Sigma_s(\epsilon \rightarrow \epsilon') d\epsilon'.$$

Уравнения (3) просто решаются для модели газа с $m = 1$, что можно использовать для контроля правильности проделанных преобразований. Для этого случая $v(\epsilon) = 1/\epsilon$ и $p(\epsilon) = \text{erf} \sqrt{\epsilon/\epsilon} e^{-\epsilon}$.

Оказывается, что уравнения (3) дают простые аналитические решения в одном важном частном случае, а именно для 2К-модели. В работе [5] показано, что спектры медленных нейтронов в воде с различными поглотителями при комнатной температуре хорошо описываются дифференциальным уравнением, если принять

$$\xi \Sigma_s(\epsilon) = \text{const} = \xi_0 \Sigma_0, \quad \gamma(\epsilon) = \text{const} = 1.$$

Здесь $\xi_0 \Sigma_0$ — замедляющая способность воды при энергиях $E \approx 10 \div 10^4$ эВ. Такая двухконстантная модель удобна также тем, что допускает простое аналитическое исследование [7, 8]. Для этой модели уравнения (3) дают $\nu(\epsilon) = 1/\epsilon$ и $p(\epsilon) = (1 - e^{-\epsilon})/\epsilon e^{-\epsilon}$. Таким образом, сечение рассеяния для 2K-модели имеет вид

$$\Sigma_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) = [\Sigma_s(\epsilon) - \xi_0 \Sigma_0] \delta(\epsilon - \epsilon') + \xi_0 \Sigma_0 \begin{cases} \frac{1 - e^{-\epsilon}}{\epsilon'}, & \epsilon' \gg \epsilon; \\ \frac{1 - e^{-\epsilon'}}{\epsilon'} e^{(\epsilon' - \epsilon)}, & \epsilon' \leq \epsilon. \end{cases}$$

(№ 781/7945. Статья поступила 15/VII 1974 г., аннотация — 26/XI 1974 г. Полный текст 0,2 а. л., 9 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cadilhac M. e. a. BNL-719 (с-32), 1962, v. 2, p. 439. Термализация нейтронов. Под ред. М. В. Казарновского и В. И. Мостового. М., Атомиздат, 1964.
2. Cadilhac M. e. a. III Intern. Conf. Geneva, 1964, Rep. 73.
3. Pitcher N. AEEW-M-350, 1963.
4. Лалетин Н. И. «Атомная энергия», 1963, т. 14, вып. 5, с. 458.
5. Лалетин Н. И. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 5, с. 402.
6. Лалетин Н. И. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 6, с. 445.
7. Williams M. «Brit. J. Appl. Phys. D.», 1968, v. 1, p. 957.
8. Jauho P., Pitkaranta I., Silvennoinen P. «J. Nucl. Sci.», 1972, v. 6, p. 287.

Радиальное распределение потока электронов от точечного мононаправленного источника

КОЛЬЧУЖКИН А. М., ПЛЯШЕШНИКОВ А. В.

УДК 539.121.72

Линейные функционалы теории переноса обычно выражают через дифференциальный поток Φ или сопряженную функцию Φ^+ :

$$I = (\Phi, D) = (\Phi^+, S),$$

где $D(x)$ — функция чувствительности детектора; $S(x)$ — плотность источников в фазовом пространстве координат \mathbf{r} , направлений Ω и энергий E . Если симметрия детектора выше, чем симметрия источника, второй путь оказывается предпочтительнее [1]. Используем его для определения полного потока электронов от точечного мононаправленного источника.

В силу симметрии задачи сопряженная функция будет зависеть только от расстояния r и угла ϑ (рисунок). Сопряженное уравнение в приближении малых

$$\Phi^+(r, \eta) = \int_0^\infty d\vartheta \vartheta J_0(\vartheta \eta) \Phi^+(r, \vartheta),$$

которое приводит к следующим формулам:

$$\Phi^+(r, \eta) = \frac{1}{2\pi r^2} \exp\left[-r \int_0^1 d\xi F(\xi \eta)\right]; \quad (2)$$

$$\Phi^+(r, \vartheta) = \frac{1}{2\pi r^2} \int_0^\infty d\eta \eta J_0(\vartheta \eta) \exp\left[-r \int_0^1 d\xi F(\xi \eta)\right], \quad (3)$$

где

$$F(\eta) = 2\pi \int_0^\infty d\theta \theta \Sigma_s(\theta) [1 - J_0(\theta \eta)]. \quad (4)$$

Используя значение $F(\eta)$, вычисленное в работе [2] для малоуглового экранированного сечения Резерфорда, радиальное распределение полного потока электронов от точечного мононаправленного источника можно записать в виде:

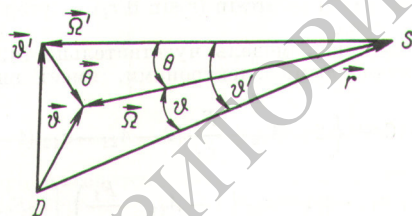
$$\Phi(\rho, z) 2\pi \rho d\rho = \psi d\psi \sum_{n=0}^\infty f^n(\psi)/B^n, \quad (5)$$

$$f^n(\psi) = \frac{1}{n!} \int_0^\infty du u J_0(\psi u) \left(\frac{u^2}{4} \ln \frac{u^2}{4}\right)^n \times \exp\left[-\frac{u^2}{4}\right],$$

где ρ, z — цилиндрические координаты, определяющие относительное положение источника и детектора.

$$\psi^2 = 3\rho^2/\chi_c^2 z^2 B, \quad B = \ln B = \frac{5}{3} - \ln 3 - 2C + \ln(\chi_c^2/\chi_a^2), \quad (6)$$

здесь χ_c, χ_a — параметры теории Мольера.



К выводу уравнения (1)

углов и постоянных сечений может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial \Phi^+}{\partial r}(r, \vartheta) - \frac{\vartheta}{r} \frac{\partial \Phi^+}{\partial \vartheta}(r, \vartheta) + \Sigma_s \Phi^+(r, \vartheta) - \int d\vartheta' \int d\Omega' \Sigma_s(\theta) \Phi^+(r, \vartheta) = \frac{\delta(r) \delta(\vartheta)}{2\pi r^2 \vartheta} \quad (1)$$

и может быть решено с помощью преобразования Фурье — Бесселя:

$$\Phi^+(r, \vartheta) = \int_0^\infty d\eta \eta J_0(\vartheta \eta) \Phi^+(r, \eta);$$