

ЛИТЕРАТУРА

1. Long, John. Nucl. Appl. and Technol., 10, (1971).
2. Г. А. Мочалов и др. В сб. «Физико-химия сплавов и тугоплавких соединений с торием и ураном». М., «Наука», 1968, стр. 53.
3. Д. М. Скоров и др. Реакторное материаловедение. М., Атомиздат, 1968.
4. Л. И. Гомозов, О. С. Иванов. В сб. «Строение сплавов некоторых систем с ураном и торием». М., Госатомиздат, 1961, стр. 128.
5. А. Т. Семенченков, О. С. Иванов. Там же, стр. 312.
6. О. С. Иванов, Г. И. Терехов. Там же, стр. 199.
7. S. Maxwell et al. J. Nucl. Mater., 11, 119 (1964).
8. W. Justusson. J. Nucl. Mater., 4, 37 (1961).
9. G. Bannister, J. Murray. J. Less Common Metals, 2, 372 (1960).
10. Л. И. Гомозов и др. В сб. «Строение и свойства сплавов урана, тория и циркония», М., Госатомиздат, 1963, стр. 92.
11. R. Wakelin. AWRE 063/70.
12. Л. И. Гомозов и др. «Заводск. лаборатория», № 7, 874 (1968).

Об одной возможности моделирования диффузии теплового нейтрона

В. Н. СТАРИКОВ

УДК 621.039.512.4

Схема применения метода Монте-Карло к задачам односкоростной диффузии тепловых нейтронов заключается в том, что, многократно разыгрывая пробег и рассеяние, моделируют траекторию теплового нейтрона до его поглощения [1]. Такая схема в стационарных задачах, когда нужно получить распределение источников γ -квантов радиационного захвата, не эффективна из-за большого числа рассеяний ($\frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} \gg 1$), а удаление нейтрона от источника тепловых нейтронов невелико (в горных породах длина диффузии $2,5 < L < 20$ см). Можно предложить и другой алгоритм, используя тот факт, что стационарная диффузия тепловых нейтронов достаточно хорошо описывается простым уравнением (когда $\Sigma_s \gg \Sigma_a$)

$$D\nabla^2\Phi(\rho) - \frac{\Phi(\rho)}{\Sigma_a} = -q, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения; $\Phi(\rho)$ — поток тепловых нейтронов в точке ρ ; g — источник.

Уравнение (1) для точечного изотропного источника мощностью Q [помещенного в начало координат, $q = Q\delta(\rho)$] имеет решение [2]

$$\Phi(\rho) = \frac{Q}{4\pi L^2 \rho \Sigma_a} e^{-\rho/L}.$$

Плотность поглощения тепловых нейтронов в 1 см^3 (источники γ -квантов радиационного захвата) составит

$$v(\rho) = \Sigma_a \Phi(\rho). \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что плотность распределения случайной величины ρ — расстояния от источника r_1 до точки поглощения r_n — будет

$$f(x) = Ax e^{-x}. \quad (3)$$

Известно, что величина $\xi = -\ln \alpha_1 \alpha_2$ распределена по плотности (3) [3]. Здесь и далее α_1 и α_2 — псевдослучайные равномерно распределенные на интервале (0,1) числа.

В однородной среде можно не моделировать траекторию теплового нейтрона до поглощения, а получить сразу точку поглощения нейтрона r_n . Алгоритм при

этом будет таким: 1) равновероятно разыгрываем направляющие косинусы Ω ; 2) вычисляем $\rho = -L \ln \alpha_1 \alpha_2$ и $r_n = r_1 + \rho \Omega$.

Идею использования решения уравнения диффузии вместо розыгрыша траекторий теплового нейтрона можно перенести и на случай гетерогенных сред.

Рассмотрим некоторую область D с границей раздела G . Кроме того, в D вложена область D_2 с границей G_2 , которая может совпадать с G частично или полностью. Допустим, что для области D_2 , помещенной в черный поглотитель, имеется решение уравнения диффузии и плотность поглощений равна $v_{D_2}(\mathbf{r})$. Тогда плотность поглощений в области D можно записать так:

$$v_D(\mathbf{r}) = \begin{cases} v_{D_2}(\mathbf{r}) + v'_{D_2}(\mathbf{r}), & \text{если } \mathbf{r} \in D_2; \\ v_{D_2}(\mathbf{r}), & \text{если } \mathbf{r} \notin D_2, \end{cases} \quad (4)$$

где $v'_{D_2}(\mathbf{r})$ — плотность поглощений, обусловленная нейтронами, которые при диффузии пересекали G_2 .

Таким образом, величина $v_{D_2}(\mathbf{r})$ известна, а величину $v'_{D_2}(\mathbf{r})$ можно найти методом Монте-Карло, моделируя траектории тепловых нейтронов. Проще всего за D_2 выбрать сферу.

Решение уравнения диффузии для сферы радиусом R_c , помещенной в вакуум при изотропном источнике тепловых нейтронов единичной мощности $Q = 1 \text{ нейтр/сек}$ в центре сферы, имеет вид [2]

$$\Phi(\rho) = \frac{1}{4\pi \Sigma_a L^2 \text{sh}(R/L)} \frac{\text{sh}\left(\frac{R-\rho}{L}\right)}{r},$$

где $R = R_c + 0,71/\Sigma_{tr}$,

Вероятность того, что нейтрон поглотится в сфере, равна

$$p = P(\rho < R) = \int_0^R \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \Sigma_a \Phi(x) x^2 dx d\cos\theta d\varphi = 1 - \frac{R/L}{\text{sh}(R/L)}. \quad (5)$$

Вероятность вылета нейтрона из сферы

$$q = 1 - p = P(\rho > R) = \frac{R/L}{\text{sh}(R/L)}. \quad (6)$$

Плотность распределения ρ есть

$$f(x) = Ax \text{sh} \left(\frac{R-x}{L} \right). \quad (7)$$

Можно ρ выбрать по следующему алгоритму: 1) выбираем пару α_1 и α_2 и вычисляем $\rho_1 = -L \ln \alpha_1 \alpha_2$; если $\rho_1 > R_c$, то отбрасываем α_1, α_2 и берем новую пару $\alpha; \alpha$; 2) если $(1 - e^{-2[(R-\rho_1)/L]}) \geq \alpha_3 (1 - e^{-2R/L})$, то $\rho = \rho_1$; в противном случае повторяем процедуру с дугах с новыми α . Описанный алгоритм можно использовать для моделирования координат поглощения теплового нейтрона в многослойных средах.

Пусть S — минимальное расстояние от источника r_1 до границы среды. Полагая, что $R_c = S$, с вероятностью p (5) разыгрываем равновероятно точку поглощения на сфере радиусом ρ , который выбирается по описанному выше алгоритму.

С вероятностью q (6) моделируем траекторию теплового нейтрона до его поглощения. Причем траектория начинается с поверхности сферы радиусом R_c с начальным направлением Ω_0 равновероятно вне сферы.

Разыграть начальные координаты r_0 и направление Ω_0 можно так: 1) равновероятно разыгрываем Ω_n — направляющие косинусы нормали к сфере и вычисляем $r_1 = r_1 + R_c \Omega_n$; 2) разыгрываем равновероятно Ω'_0 , и если $\Omega_n \Omega'_0 > 0$, то $\Omega_0 = \Omega'_0$, в противном случае $\Omega_0 = -\Omega'_0$.

В тех случаях, когда источник удален от границы достаточно далеко ($S \gg L$), то (5) близко к единице, а член $v'_{D_2}(r)$ в (4) будет мал и распределение $v_D(r)$ будет близко к распределению в однородной среде. Поэтому для получения точек поглощения можно использовать приближенный алгоритм, воспользовавшись плотностью распределения для однородной среды (3).

Вероятность того, что нейтрон поглотится в сфере радиусом S безграничной однородной среды, равна

$$p_1 = P(\rho < S) = \int_0^S v(x) dx = \int_0^S ax e^{-x/L} dx = 1 - e^{-S/L} (1 + S/L).$$

Можно использовать такой алгоритм: 1) с вероятностью p_1 разыгрываем ρ , как в однородной среде, но при условии $\rho < S$; если $\rho > S$, то берем другие α_1, α_2 ; частице при этом присваивается вес p_1 ; 2) с вероятностью $q_1 = 1 - p_1$ моделируем траекторию, точке поглощения нейтрона приписывается вес

$$W = \begin{cases} \frac{1}{q}, & \text{если частица поглощается вне сферы;} \\ 1, & \text{если частица поглощается в сфере.} \end{cases}$$

Следует заметить, что, когда S очень большое, последний алгоритм годнее, хотя он и приближенный. Вычислений в нем значительно меньше, чем в алгоритме, использующем решение уравнения диффузии для сферы в вакууме.

Описанными алгоритмами можно получить точку поглощения нейтрона в однородной среде почти в Σ_s/Σ_a раз быстрее по сравнению с обычным моделированием траектории. В многослойных средах с размерами области больше длины диффузии выигрыш во времени моделирования также приближается к Σ_s/Σ_a .

Поступило в Редакцию 27/XII 1971 г.
В окончательной редакции 11/V 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Денисюк, Р. А. Резванов, Б. Е. Лухминский. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1965, стр. 22.
2. К. Бекуртц, К. Виртц. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968, стр. 111, 115.
3. Г. А. Михайлов. «Теория вероятности и ее применения», X, 749 (1965).

О возможности избирательного контроля содержания примесей в натрий-калиевом теплоносителе с помощью пробкового индикатора

М. Н. АРНОЛЬДОВ, М. Н. ИВАНОВСКИЙ, С. С. ПЛЕТЕНЕЦ, А. Д. ПЛЕШИВЦЕВ

УДК 621.039.564.5

Пробковый индикатор — наиболее распространенное устройство для контроля содержания примесей в жидкометаллических теплоносителях. В литературе неоднократно указывалось на невозможность определения конкретной примеси, вызывающей забивание индикатора. Поэтому до настоящего времени индикатор рассматривался лишь как указатель общего «потенциала закупорки для всей системы» [1].

Однако ясно, что характер забивания и его скорость должны зависеть от свойств примеси, закупоривающей индикатор: удельного веса, скорости кристаллизации и т. п. Поэтому представляет интерес исследовать зависимость скорости забивания индикатора от вида примеси и на этой основе оценить возможность

избирательного контроля содержания примесей с помощью индикатора.

Исследование было проведено на натрий-калиевом теплоносителе, исследуемыми примесями были водород и кислород. Применялся индикатор, устройство которого подобно описанному ранее [1]. Число канавок в индикаторе 60, их размеры $0,32 \times 0,32$ мм. Скорость охлаждения сплава находилась в интервале $8-12^\circ \text{C/мин}$. Первоначальный расход сплава через индикатор был равен 500 кг/ч . В процессе исследования все параметры работы стенда и индикатора поддерживались постоянными, кроме содержания примесей кислорода и водорода. Результаты исследования представлены на рис. 1 в виде зависимости скорости заби-