Замедление нейтронов при наличии неупругого рассеяния

МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В., ТРУХАНОВ Г. Я.

УДК 539.125.523.5

Спектр замедляющихся нейтронов важно знать для решения ряда задач физики реакторов, физики защиты, геофизики и некоторых других [1].

Энергия нейтронов, образующихся в результате ядерных реакций, составляет обычно сотни килоэлектронвольт — десятки мегаэлектронвольт. В начальные моменты, соответствующие достаточно большим энергиям, замедление нейтронов будет происходить как в результате упругого рассеяния на ядрах среды, так и в результате неупругого ядерного рассеяния. Насколько известно авторам, влияние неупругого рассеяния на формирование спектра замедляющихся нейтронов до настоящего времени аналитически не исследовалось.

В настоящей работе проводится аналитическое исследование замедления нейтронов с учетом неупругого рассеяния в тяжелой (массовое число ядра замедлителя $M \gg 1$), бесконечной, однородной среде от стационарного, равномерно распределенного по пространству источника.

Предположим, что в результате неупругого рассеяния нейтрон, имевший до соударения энергию E', приобретает энергию E:

$$E = E' - \Delta(E') \tag{1}$$

с вероятностью, равной единице. Здесь $\Delta(E')$ — средний сброс энергии в результате одного неупругого соударения.

Будем считать, что наряду с упругими и неупругими процессами рассеяния, имеющими соответственно сечения Σ_s и Σ_{in}, может происходить поглощение нейтронов с сечением Σ_a. Уравнение, описывающее замедление нейтронов в однородной среде от стационарного, равномерно распределенного источника, с учетом неупругого рассеяния имеет следующий вид [1]:

$$\Phi(\Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_{in}) = \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E') P_s(E' \to E)\, \Phi(E') + \int_0^\infty dE' \Sigma_{in}(E') P_{in}(E' \to E)\, \Phi(E') + q(E), \tag{2}$$

где $\Phi(E)\,dE$ — поток нейтронов с энергией E в интервале dE; $P_s(E' \to E)$ и $P_{in}(E' \to E)$ — вероятности перехода нейтрона из состояния с энергией E' в состояние с энергией E за счет упругого и неупругого рассеяний соответственно; $q(E)$ — спектр источника.

В зависимости от величины отношения $\Delta(E')/E'$ будут рассмотрены два различных решения поставленной задачи.

1. Случай $\frac{\Delta(E')}{E'} \ll 1$. Как известно [1], средняя потеря энергии нейтрона, имевшего до соударения энергию E', за счет упругого рассеяния (для сферически симметричного рассеяния в системе центра инерции)

$$\Delta(E') = \frac{\alpha}{2} E'; \quad \alpha = \frac{4M}{(M+1)^2}. \tag{3}$$

Таким образом, для упругого рассеяния в случае тяжелого замедлителя также выполняется условие $\frac{\Delta(E')}{E'} = \frac{\alpha}{2} \ll 1$. Объединим процессы упругого и неупругого рассеяний, т. е. примем, что при замедлении происходит рассеяние с сечением $\Sigma_s^0 = \Sigma_s + \Sigma_{in}$ и средним сбросом энергии $\Delta(E')$, удовлетворяющим условиям (1) и $\frac{\Delta(E')}{E'} \ll 1$. Тогда уравнение (2) можно записать в виде

$$\Phi(\Sigma_s^0 + \Sigma_a) = \int_0^\infty dE' \Phi(E')\, \Sigma_s^0(E')\, \delta[E + \Delta(E') - E'] + q(E), \tag{4}$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака, а $\Delta(E')$ — средний сброс энергии, определяемый соотношением

$$\Delta(E') = \int_0^\infty dE\,(E' - E) \times \frac{\Sigma_s(E')\, P_s(E' \to E) + \Sigma_{in}(E')\, P_{in}(E' \to E)}{\Sigma_s(E') + \Sigma_{in}(E')}. \tag{5}$$

Проведя в (4) соответствующее интегрирование, получим уравнение [считая $\Delta(E)$ монотонной функцией]

$$\Big(\Phi[E - \Delta(E)]\{\Sigma_s^0[E - \Delta(E)] + \Sigma_a[E - \Delta(E)]\} - q[E - \Delta(E)]\Big)\Big(1 - \frac{d\Delta}{dE}\Big) = \Sigma_s^0(E)\,\Phi(E). \tag{6}$$

Решение уравнения (6) было получено одним из авторов совместно с Г. В. Федоровичем при исследовании термализации электронов в газе путем разложения входящих в уравнение функций в ряд и учета членов, содержащих производные не выше первого порядка (при этом существенно использовалось неравенство $\frac{\Delta(E)}{E} \ll 1$). Полученное таким способом решение уравнения (6) имеет вид

$$\Phi(E) = \frac{1}{\Sigma_s^0 + \Sigma_a} \Big\{ q(E) + \frac{1}{\Delta(E)} \int_E^\infty dE' \frac{q(E')\,\Sigma_s^0(E')}{\Sigma_s^0(E') + \Sigma_a(E')} \times \exp\Big[-\int_E^{E'} \frac{\Sigma_a}{(\Sigma_s^0 + \Sigma_a)} \frac{dE''}{\Delta} \Big] \Big\}. \qquad (7)$$

Пренебрегая процессами неупругого рассеяния и используя выражение [1]

$$P_s(E' \to E) = \frac{1}{\alpha E'}\,\Theta(E' - E)\,\Theta[E(1-\alpha)^{-1} - E'] \qquad (8)$$

(здесь $\Theta(z)$ — единичная функция), из формулы (5) найдем, что $\Delta(E) = \frac{\alpha}{2}E$, о чем упоминалось выше. Подставляя полученное значение $\Delta(E)$ в формулу (7), можно легко убедиться, что она совпадает с выражением для потока нейтронов из работы [1] при отсутствии неупругого рассеяния с той лишь разницей, что в работе [1] вместо величины $\frac{\alpha}{2}$ в окончательный результат входит величина ξ — среднее изменение летаргии за одно упругое соударение.

Для тяжелых замедлителей $\frac{\alpha}{2} = \xi$ с точностью до членов порядка $\frac{1}{M}$ [1].

2. Случай большого сброса энергии: $\frac{\Delta(E')}{E'} \leqslant 1$.

Введем дополнительные предположения: сечение неупругого рассеяния Σ_{in} отлично от нуля в интервале энергий $[E_1;\ E^+]$, где E^+ — энергия источника, который мы будем считать монохроматическим; 2) функция $y(E') = E' - \Delta(E')$ ограничена сверху значением E_1 для любых E' из интервала $[E_1;\ E^+]$. Смысл второго предположения заключается в том, что нейтрон с энергией в интервале $[E_1;\ E^+]$ за счет одного неупругого рассеяния обязательно выйдет из этого интервала энергий. Сделанные предположения позволяют учесть неупругое рассеяние путем прибавления сечения неупругого рассеяния к сечению захвата в области $[E_1;\ E^+]$ и ввода дополнительных источников нейтронов в области $E < E_1$. Замечание о возможности учета неупругих процессов подобным образом (без проведения необходимых вычислений) содержится в работе [2].

Уравнение, описывающее замедление нейтронов в данном случае, будет иметь вид

$$(\Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_{in})\,\Phi = \frac{1}{\alpha} \int_E^{E/1-\alpha} \Phi(E')\,\Sigma_s(E') \frac{dE'}{E'} + \int_{E_1}^{E^+} \Phi(E')\,\Sigma_{in}(E')\,\delta[E + \Delta(E') - E']\,dE' + S\delta(E - E^+), \qquad (9)$$

где $\Delta(E')$ определяется выражением (5) при $\Sigma_s = 0$.

В связи с вышеизложенным очевидно, что решение уравнения (9) следует искать в виде суммы двух слагаемых:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2, \qquad (10)$$

одно из которых Φ_1 удовлетворяет уравнению

$$(\Sigma_a + \Sigma_{in} + \Sigma_s)\,\Phi_1 = \frac{1}{\alpha} \int_E^{E/1-\alpha} \Phi_1(E')\,\Sigma_s(E') \frac{dE'}{E'} + S\delta(E - E^+). \qquad (11)$$

Решение (11) известно [1]:

$$\Phi_1 = \frac{S}{\xi E\,(\Sigma_s + \Sigma_{in} + \Sigma_a)} \times \frac{\Sigma_s(E^+)}{\Sigma_{in}(E^+) + \Sigma_s(E^+) + \Sigma_a(E^+)} \times \exp\Big(-\frac{1}{\xi} \int_E^{E^+} \frac{\Sigma_a + \Sigma_{in}}{\Sigma_a + \Sigma_{in} + \Sigma_s} \frac{dE'}{E'} \Big) + \frac{S\delta(E - E^+)}{\Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_{in}}. \qquad (12)$$

Учитывая (9) — (11), находим, что функция Φ_2 удовлетворяет уравнению

$$(\Sigma_s + \Sigma_a)\,\Phi_2 =$$

$$= \frac{1}{\alpha} \int\limits_{E}^{E/1-\alpha} \Phi_2(E') \Sigma_s(E') \frac{dE'}{E'} + q(E), \qquad (13)$$

где $q(E)$ — функция источника, имеющая вид

$$q(E) = \int\limits_{E_1}^{E^+} \Phi_1 \Sigma_{in}(E') \delta(E + \Delta(E') - E') dE'. \qquad (14)$$

При переходе от (9) к (13) мы учли следующие обстоятельства. В соответствии с исходным предположением функция $y(E') = E' - \Delta(E')$ ограничена сверху значением E_1, и, следовательно, при $E > E_1$

$$\int\limits_{E_1}^{E^+} \Sigma_{in}(E') \Phi_{1,2}(E') \delta[E + \Delta(E') - E'] dE' = 0.$$

Отсюда при $E > E_1$ функция Φ_2 удовлетворяет линейному однородному уравнению с нулевым начальным условием и поэтому в этой области $\Phi_2 = 0$. Учитывая это и тот факт, что при $E < E_1$ значение $\Sigma_{in} = 0$ (по предположению), мы получим уравнение (13), решение которого выглядит следующим образом [1]:

$$\Phi_2 = \frac{q(E)}{\Sigma_s + \Sigma_a} + \int\limits_{E}^{E_1} G_0(E; E') q(E') dE', \qquad (15)$$

где $G_0(E; E')$ — функция Грина уравнения (13), не включающая нерассеянных нейтронов:

$$G_0(E; E') = \frac{1}{\xi E(\Sigma_a + \Sigma_s)} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma_a(E') + \Sigma_s(E')} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{1}{\xi} \int\limits_{E}^{E'} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE''}{E''}\right). \qquad (16)$$

С учетом (14) выражение (15) можно записать в виде

$$\Phi_2 = \frac{q(E)}{\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)} +$$

$$+ \int\limits_{E_1}^{E^+} dE' \Phi_1(E') \Sigma_{in}(E') G_0[E; E' - \Delta(E')] \times$$

$$\times \Theta[E' - \Delta(E') - E], \qquad (17)$$

где Φ_1 и $G_0(E; E')$ даются формулами (12) и (16). Окончательный результат для Φ_2 в простой и наглядной форме можно получить для ряда частных случаев.

Обсудим характер поведения функции $y(E) = E - \Delta(E)$. Выше предположено, что эта функция ограничена сверху величиной E_1 (для E из $[E_1; E^+]$). Пусть она будет еще дополнительно ограничена снизу величиной E_2. Это предположение, несущественное для дальнейших расчетов, отражает тот факт, что нейтроны, выходящие за счет неупругих соударений из интервала энергий $[E_1, E^+]$, не могут приобрести энергию, меньшую, чем E_2. Примем, что функция $y(E)$ монотонна. Обобщение на случай немонотонного поведения функции проводится непосредственно и описано в Приложении.

Приведем окончательный результат для потока нейтронов в некоторых частных случаях.

1. Поглощение отсутствует, т. е. $\Sigma_a = 0$. При этом для $E < E_1$

$$\Phi = \frac{Sh(E^+)}{\xi E \Sigma_s(E)} \exp\left(-\int\limits_{E}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'}\right) + \frac{Sg(E^+)}{\xi E \Sigma_s(E)} +$$

$$+ \frac{Sh(E^+)}{\xi E \Sigma_s(E)} \left[1 - \exp\left(-\int\limits_{\varepsilon(E)}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'}\right)\right] +$$

$$+ \frac{Sh(E^+)}{\xi \Sigma_s \varepsilon(E)} \frac{g(\varepsilon)}{\left|1 - \frac{d\Delta}{dE}\right|_{E=\varepsilon}} \exp\left(-\int\limits_{\varepsilon(E)}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'}\right), \qquad (18)$$

где $h = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_{in}}$; $g = \frac{\Sigma_{in}}{\Sigma_s + \Sigma_{in}}$; $\varepsilon(E)$ — корень уравнения

$$E + \Delta(E') - E' = 0. \qquad (19)$$

Каждое слагаемое в выражении (18) имеет определенный физический смысл. Первое соответствует нейтронам, не испытавшим неупругих соударений (функция Φ_1), второе описывает нейтроны, которые в результате первого соударения, оказавшегося неупругим, выбыли из области $[E_1; E^+]$. Третье соответствует нейтронам, вышедшим из области $[E_1; E^+]$ в результате последующих неупругих соударений и замедлившимся впоследствии до энергии E. Последнее слагаемое описывает нейтроны, которые за счет неупругих соударений в интервале энергий $[E_1; E^+]$ сразу приняли значение энергии E [первый член в выражении (17)]. Это слагаемое определяется поведением функции Φ_1 в области $[E_1; E^+]$ с дополнительным множителем $\frac{\Sigma_{in}(\varepsilon)}{\Sigma_s(E)} \frac{1}{\left|1 - \frac{d\Delta}{dE}\right|_{E=\varepsilon}}$. Очевидно, что при $E < E_2$ уравнение (19) не имеет корней, причем $E < E' - \Delta(E')$, где $E' \in [E_1; E^+]$. Поэтому выражение для потока нейтронов при $E < E_2$ имеет вид

$$\Phi = \frac{S}{\xi \Sigma_s(E) E}. \qquad (20)$$

Оно получается из выражения (18) заменой $\varepsilon(E)$ на E_1 и отбрасыванием последнего члена. Таким образом, на поведении потока в области $E < E_2$ неупругое рассеяние никак не сказывается. Этот вывод — следствие хорошо известного факта, что при отсутствии поглощения вдали от нижней энергетической границы спектра источника характер спектра нейтронов не зависит от спектра источника.

2. $\Sigma_s = \mathrm{const}$; $\Sigma_{in} = \mathrm{const}$; $\Sigma_a = \mathrm{const}$ при $E > E_1$, $\Sigma_a = 0$ при $E < E_1$.

Рассматриваемый случай соответствует наличию постоянного поглощения в области, где есть неупругое рассеяние. При этом выражение для потока нейтронов (17) принимает следующий вид ($E < E_1$):

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{S\Sigma_{in}}{\xi E \Sigma_s (\Sigma_a + \Sigma_{in})} + \frac{S}{\xi E \Sigma_{\text{tot}}} \times$$

$$\times \left[\exp\left(-\int_{E_1}^{E^+} \frac{\Sigma_a + \Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}} \frac{dE'}{\xi E'} \right) - \frac{\Sigma_{in}}{\Sigma_a + \Sigma_{in}} \times \right.$$

$$\left. \times \exp\left(-\int_{\varepsilon}^{E^+} \frac{\Sigma_a + \Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}} \frac{dE'}{\xi E'} \right) \right] +$$

$$+ \frac{S\Sigma_s\Sigma_{in}}{\xi\varepsilon\Sigma_{\text{tot}}^2} \exp\left(-\int_{\varepsilon}^{E^+} \frac{\Sigma_a + \Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}} \frac{dE'}{\xi E'} \right). \quad (21)$$

При $E < E_2$ выражение (21) примет вид

$$\Phi = \frac{S}{\xi E \Sigma_s} \left[\frac{\Sigma_{in}}{\Sigma_a + \Sigma_{in}} + \frac{\Sigma_s \Sigma_a}{\Sigma_{\text{tot}} (\Sigma_a + \Sigma_{in})} \times \right.$$

$$\left. \times \exp\left(-\int_{E_1}^{E^+} \frac{\Sigma_a + \Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}} \frac{dE'}{\xi E'} \right) \right], \quad (22)$$

где $\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_{in}$. При $\Sigma_a = 0$ результаты (21) и (22) переходят в соответствующие результаты (18) и (20).

В данном случае в отличие от предыдущего благодаря наличию поглощения в области $(E_1; E^+)$ поток нейтронов при $E < E_2$, а следовательно, и в тепловой области существенно зависит от сечения неупругого рассеяния. При $\Sigma_{in} = 0$ выражение (22) совпадает с аналогичным результатом работы [1], а при $\frac{\Sigma_a}{\Sigma_{in}} \to 0$ — с выражением (20). Последнее указывает на то, что при больших сечениях неупругого рассеяния поглощение в области $[E_1; E^+]$ слабо сказывается на спектре нейтронов при $E < E_2$.

В заключение следует отметить, что результаты, полученные в настоящей работе, позволяют описать замедление нейтронов с учетом неупругого рассеяния в большинстве веществ, используемых в реакторостроении. Действительно, при большом сбросе энергии в процессах неупругого рассеяния нейтроны за счет одного неупругого соударения будут покидать интервал энергии, где сечение неупругого рассеяния отлично от нуля. Замедление нейтронов в этом случае описывается формулами (17), (18,) (22). При малом сбросе энергии процесс замедления будет описываться формулой (7), полученной при достаточно общих предположениях.

Приложение

Рассмотрим случай, когда функция $y(E') = E' - \Delta(E')$ не монотонна, но по-прежнему ограничена сверху и снизу значениями энергий E_1 и E_2. Физически это соответствует тому, что нейтроны принимают данное значение энергии E $(E_2 \leqslant E \leqslant E_1)$ за счет неупругого рассеяния при различных энергиях, являющихся корнями уравнения (19). Очевидно, значение функции Φ_1 в этом случае останется прежним, а выражение (17) для функции Φ_2 примет вид

$$\Phi_2 = \frac{q(E)}{\Sigma_s + \Sigma_a} + \sum_{i=1}^{n} \int_{\varepsilon_1^{(i)}}^{\varepsilon_2^{(i)}} dE' \Phi_1(E') \Sigma_{in}(E)' \, G[E; E' - \Delta(E')], \quad (23)$$

где $[\varepsilon_1^{(i)}; \varepsilon_2^{(i)}]$ — интервалы энергии, в которых выполняется условие $y(E') \geqslant E$ для фиксированного E $(E_2 \leqslant E \leqslant E_1)$ и E' из $[E_1; E^+]$.

Выражения для Φ_2 в двух рассмотренных частных случаях примут вид

$$\Phi_2 = \frac{Sg(E^+)}{\xi E \Sigma_s} \Theta(\varepsilon_0 - E) + \frac{Sh(E^+)}{\xi\Sigma_s} \times$$

$$\times \sum_{i=0}^{n} \sum_{j=1}^{2} \frac{g(\varepsilon_j^{(i)})}{\varepsilon_j^{(i)}} \frac{\exp\left(-\int_{\varepsilon_j^{(i)}}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'} \right)}{\left| 1 - \frac{d\Delta}{dE} \right|_{E=\varepsilon_j^{(i)}}} +$$

$$+ \frac{Sh(E^+)}{\xi E \Sigma_s} \sum_{i=0} \left[\exp\left(-\int_{\varepsilon_2^{(i)}}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'} \right) - \right.$$

$$\left. - \exp\left(-\int_{\varepsilon_1^{(i)}}^{E^+} g \frac{dE'}{\xi E'} \right) \right]; \quad (24)$$

$$\Phi_2 = \frac{S\Sigma_{in}}{\xi E \Sigma_s \Sigma_{\text{tot}}} \Theta(\varepsilon_0 - E) + \frac{S\Sigma_s\Sigma_{in}}{\xi [\Sigma_{\text{tot}}]^2} \times$$

$$\times \sum_{i=0}^{n}\sum_{j=1}^{2}\frac{1}{\varepsilon_j^{(i)}}\exp\left(-\int\limits_{\varepsilon_j^{(i)}}^{E^+}\frac{\Sigma_a+\Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}}\frac{dE'}{\xi E'}\right)+$$

$$+\frac{S\Sigma_{in}}{\xi E\Sigma_{\text{tot}}(\Sigma_a+\Sigma_{in})}\sum_{i=0}^{n}\left[\exp\left(-\int\limits_{\varepsilon_2^{(i)}}^{E^+}\frac{\Sigma_a+\Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}}\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times\frac{dE'}{\xi E'}\right)-\exp\left(-\int\limits_{\varepsilon_1^{(i)}}^{E^+}\frac{\Sigma_a+\Sigma_{in}}{\Sigma_{\text{tot}}}\frac{dE'}{\xi E'}\right)\right], \qquad (25)$$

где $\varepsilon_0=E^+-\Delta(E^+)$.

Выражение для потока нейтронов при $E < E_2$, очевидно, будет иметь точно такой же вид, как и в случае монотонного характера функции $y(E')$.

Поступила в Редакцию 21/V 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вейнберг А., Вигнер Е.** Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
2. **Дэвисон Б.** Теория переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1960.

Рецензии

Альбедо нейтронов. М., Атомиздат, 1973. (Авт.: Гермогенова Т. А., Машкович В. П., Золотухин В. Г., Суворов А. П.) 18 л.

Монография посвящена проблеме отражения веществом нейтронов реакторного спектра и изотопных источников. Ее авторы — известные специалисты в области расчетно-экспериментального исследования переноса реакторного излучения в различных средах. В частности, им принадлежит ряд работ, в которых разрабатывались различные методы решения альбедных задач для нейтронов и приводились результаты соответствующих расчетов. Это определяет достаточно высокий уровень и современный характер материалов, представленных в книге.

В первой главе вводятся основные понятия и определения, связанные с альбедо. Дается ставшее уже традиционным, но, по-видимому, необходимое для книг подобного рода, описание процессов взаимодействия нейтронов с ядрами среды. Там же формулируется двухгрупповая модель (по угловому распределению отраженного излучения) альбедной задачи. Полученные в рамках этой модели соотношения позволяют сравнительно простым способом рассчитывать качественные, а в ряде случаев и количественные характеристики отраженных нейтронов.

Вторая глава посвящена описанию различных методов решения альбедных задач. Вначале формулируется общая краевая задача с условиями отражения нейтронов на границах рассматриваемой области. Тем самым демонстрируется возможность «альбедного подхода» к решению задач переноса в гетерогенных средах. Затем описываются конкретные методы расчета: метод Монте-Карло, метод дискретных ординат, метод возрастно-диффузионного приближения и метод n-го столкновения. В заключение рассматривается определение групповых констант с учетом специфики альбедных задач. Кратко описываются экспериментальные методы для изучения полей отраженного излучения.

Основная информация, касающаяся количественных характеристик различного рода альбедо и потому представляющая большой практический интерес, содержится в третьей — четвертой главах книги. В них приводятся результаты (частично полученные самими авторами) расчетного и экспериментального исследования отражения средами разного состава и геометрии тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов, испускаемых различными источниками. Сделан обзор опубликованных работ, посвященных обратному рассеянию быстрых нейтронов, проводится сравнение результатов.

Интересен и полезен раздел о выходе захватного γ-излучения. Однако эта задача лишь с некоторым приближением может рассматриваться как альбедная, поэтому весь раздел несколько выпадает из общего строя книги.

В заключительной главе анализируются особенности формирования поля отраженных нейтронов на основе данных о дифференциальном альбедо, приведенных в предыдущих главах. Описывается зависимость от таких параметров, как угол падения и отражения, энергия источника, порог детектирования и толщина отражателя.

Авторы взяли на себя большой труд по обобщению и анализу теоретических, расчетных и экспериментальных данных по альбедо нейтронов. Они восполнили существенный пробел, который существовал как в отечественной, так и в зарубежной литературе по физике защиты. Книга несомненно будет широко использоваться научными сотрудниками и инженерами в их практической работе по организации защиты от источников нейтронного излучения.

БЕРГЕЛЬСОН Б. Р.