

Тензор диффузии нейтронов в гетерогенной периодической системе при произвольном законе рассеяния

В. М. НОВИКОВ

УДК 621.039.512.4

Получено в виде квадратур общее выражение для тензора коэффициента диффузии в гетерогенной периодической системе при произвольном законе рассеяния. В отличие от однородной системы, где анизотропия рассеяния проявляется в длине диффузии только через средний косинус угла рассеяния, в гетерогенной среде длина диффузии определяется также более высокими угловыми моментами от индикатрисы рассеяния. На примере среды с пустыми каналами показано, что учет анизотропии рассеяния приводит к выражениям для L_i^2 , которые отличаются от известных формул Биренса. Обсуждаются экспериментальные возможности проверки теории.

При решении многих задач, связанных с диффузией нейтронов в гетерогенных периодических средах, часто оказывается полезным сведение гетерогенной системы к эквивалентной однородной среде. При таком подходе необходимо вычислить эффективные диффузионные характеристики эквивалентной однородной среды. Эта задача решалась многими авторами при изотропном рассеянии нейтронов во всех компонентах среды. Обычно при произвольном законе рассеяния предполагается, что анизотропию рассеяния в гетерогенной среде можно учитывать по такой же схеме, как и в однородной среде, заменяя в выражении для тензора коэффициента диффузии D_i все сечения рассеяния на транспортные [1—4]. Однако такая аналогия, вообще говоря, незаконна. В связи с этим возникает вопрос о корректном вычислении эффективных диффузионных параметров гетерогенной периодической системы при произвольном законе рассеяния. Ниже приводится решение этой задачи.

Общее выражение для тензора D_i при произвольном законе рассеяния

Тензор диффузии в гетерогенной периодической системе удобно вычислять, используя интегральную форму кинетического уравнения. Как показано в работе [5], этот метод полностью эквивалентен методу среднеквадратичных пробегов, использованному в работах [1, 3]. Запишем кинетическое уравнение для функции распределения нейтронов $f(\mathbf{r}, \Omega)$ при диффузии моноэнергетических нейтронов в слабопогло-

щающей среде ($\mu_s \approx \mu$) вдали от источника

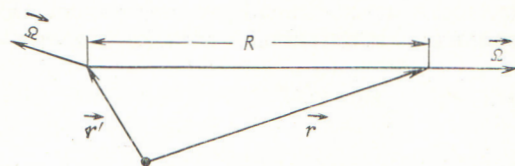
$$f(\mathbf{r}, \Omega) = \int_0^\infty dR \mu_s(\mathbf{r}') e^{-\mu R} \times \int_{(4\pi)} d\Omega' c(\mathbf{r}', \Omega \Omega') f(\mathbf{r}', \Omega'), \quad (1)$$

где $\mu_s(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$ — макроскопическое сечение рассеяния и полное сечение в точке \mathbf{r} соответственно; $\mu R = \int_r^{r'} \mu(\mathbf{r}'') dr''$ — «оптический»

путь нейтрона между точками \mathbf{r} и \mathbf{r}' ; Ω', Ω — единичные векторы, характеризующие направление скорости нейтрона до и после рассеяния в точке \mathbf{r}' ; $c(\mathbf{r}', \Omega \Omega')$ — индикатриса рассеяния в точке \mathbf{r}' , зависящая от косинуса угла рассеяния. На рис. 1 показана схема расположения векторов.

Для выделения диффузии вдоль i -й оси симметрии элементарной ячейки среды будем считать, подобно тому как это делалось в работе [2], что плоский бесконечный источник нейтронов расположен перпендикулярно единичному вектору \mathbf{i} , направленному вдоль оси i . В такой системе поток нейтронов можно представить в виде суммы двух слагаемых. Первое слагаемое $f_0(\mathbf{r})$ описывает общий спад потока вдоль оси i и при достаточно слабом поглощении будет линейной функцией координаты x_i . Второе слагаемое характеризует «микроструктуру» потока внутри каждой ячейки и учитывает влияние гетерогенности системы на поток. Это слагаемое, очевидно, является периодической функцией координат с периодом, равным периоду ячейки:

$$f(\mathbf{r}, \Omega) = f_0(\mathbf{r}) - \left(\frac{\partial f_0}{\partial x_i} \right)_0 F_i(\mathbf{r}, \Omega), \quad (2)$$



Р и с. 1. Схема расположения векторов

где множитель $-\left(\frac{\partial f_0}{\partial x_i}\right)_0$ введен для удобства. Поскольку величина $f_0(\mathbf{r})$ определена с точностью до постоянного слагаемого, можно считать, что среднее по объему любой ячейки значение «микротока» равно нулю, т. е.

$$\left\langle \int_{(4\pi)} F_i(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \right\rangle = 0, \quad (3)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по объему произвольной ячейки среды.

Гомогенизация гетерогенной периодической системы состоит в замене ее такой эквивалентной гомогенной системой, в которой поток и ток нейтронов равны в среднем по объему каждой ячейки соответственно точному потоку и току в гетерогенной среде. Обозначим поток в эквивалентной гомогенной среде через $\Psi(\mathbf{r})$. Тогда

$$\left. \begin{aligned} -D_i \left\langle \frac{\partial \Psi}{\partial x_i} \right\rangle &= \int_{(4\pi)} d\Omega (\Omega \cdot \mathbf{i}) \langle f(\mathbf{r}, \Omega) \rangle; \\ \langle \Psi \rangle &= \int_{(4\pi)} d\Omega \langle f(\mathbf{r}, \Omega) \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Используя равенства (2) и (3), получим из (4) выражение для тензора диффузии

$$D_i = \int_{V_{\text{яч}}} \frac{d^3r}{V_{\text{яч}}} \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i}) F_i(\mathbf{r}, \Omega). \quad (5)$$

Для вычисления функции F_i подставим (2) в уравнение (1) и воспользуемся тем, что поток $f_i(\mathbf{r})$ линейно спадает вдоль оси i , т. е. $f_0(\mathbf{r}') = f_0(\mathbf{r}) - \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)_0 R(\Omega \cdot \mathbf{i})$. После несложных преобразований получим неоднородное интегральное уравнение для функции F_i

$$F_i(\mathbf{r}, \Omega) = (\Omega \cdot \mathbf{i}) l(\mathbf{r}, -\Omega) - \int_0^\infty dR \mu(r') e^{-\tilde{\mu}R} \times \\ \times \int_{(4\pi)} d\Omega' c(\mathbf{r}', \Omega \cdot \Omega') F_i(\mathbf{r}', \Omega'), \quad (6)$$

где $l(\mathbf{r}, -\Omega) = \int_0^\infty R e^{-\tilde{\mu}R} \mu(r') dR$ — длина свободного пробега, совершаемого нейтроном из точки \mathbf{r} в направлении, противоположном вектору Ω . Уравнение (6) может быть решено методом последовательных приближений. Легко видеть, что соответствующий ряд для функции F_i сходится, так как в предельном случае однородной среды эта процедура означает разложе-

ние решения в ряд по среднему косинусу угла рассеяния α . Таким образом, тензор диффузии в произвольной гетерогенной периодической системе может быть представлен в виде ряда по квадратурам от длины свободного пробега $l(\mathbf{r}, \Omega)$ и индикатрисы рассеяния $c(\mathbf{r}, \Omega \cdot \Omega')$.

Рассмотрим общую схему вычислений на примере однородной среды. В гомогенной среде при сферически симметричном рассеянии решение для функции F_i имеет вид $F_i(\mathbf{r}, \Omega) = (\Omega \cdot \mathbf{i}) \mu^{-1}$. Если подставить это выражение в уравнение (6), то легко убедиться, что интегральный член обращается в нуль. В случае произвольного закона рассеяния интегральный член при подстановке в него вместо функции F_i величины $(\Omega \cdot \mathbf{i}) \mu^{-1}$ становится равным $\alpha (\Omega \cdot \mathbf{i}) \mu^{-1}$, где $\alpha = \int_{(4\pi)} d\Omega c(\Omega \cdot \Omega') (\Omega \cdot \Omega')$ — средний косинус угла рассеяния. Поэтому, применив метод последовательных приближений к уравнению (6), получим $F_i = (\Omega \cdot \mathbf{i}) \mu^{-1} \times (1 + \alpha + \alpha^2 + \dots) = \frac{\Omega \cdot \mathbf{i}}{\mu(1-\alpha)}$. Подставив F_i в выражение (5), придем к известному результату для гомогенной среды: $D_i = \frac{1}{3} \mu_{tr}$. Теперь рассмотрим гетерогенную среду.

Если гетерогенная система обладает аксиальной симметрией, то для такой системы тензор диффузии имеет две различные компоненты: D_{\parallel} — для диффузии вдоль оси симметрии и D_{\perp} — для диффузии перпендикулярно этой оси. Если рассеяние во всех компонентах среды сферически симметрично, то точное решение для функции F_{\parallel} имеет вид $F_{\parallel} = (\Omega \cdot \mathbf{i}_{\parallel}) l \times (\mathbf{r}, \Omega)$. Действительно, в этом случае $c = 1$ и интеграл $\int_{(4\pi)} d\Omega (\Omega \cdot \mathbf{i}_{\parallel}) l(\mathbf{r}, \Omega)$ обращается в нуль вследствие симметрии задачи. Свободные пробеги нейтрона вверх вдоль оси i_{\parallel} равны соответствующим пробегам вниз (рис. 2). Поэтому при сферически симметричном рассеянии

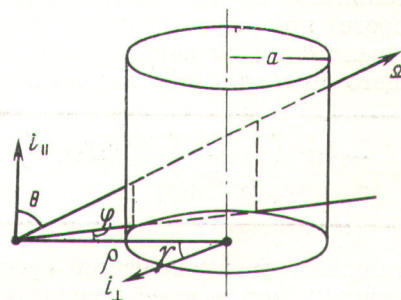


Рис. 2. Схема среды с цилиндрическими каналами.

точное выражение для D_{\parallel} имеет вид

$$D_{\parallel} = D_{\parallel}^{(0)} = \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i})^2 \langle l(\mathbf{r}, \Omega) \rangle. \quad (7)$$

Для функции F_{\perp} нет такой симметрии свободных пробегов, поэтому выражение для F_{\perp} даже при сферически симметричном рассеянии не сводится к результату, аналогичному (7).

В этом случае величина $D_{\perp}^{(0)} = \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i}_{\perp})^2 \times \langle l(\mathbf{r}, \Omega) \rangle$ соответствует первому приближению в решении интегрального уравнения (6). Учет более высоких приближений для функции F_{\perp} соответствует при сферически симметричном рассеянии учету влияния микроструктуры потока для диффузии в поперечном направлении [2, 4]. При произвольном законе рассеяния величина $\int_{(4\pi)} d\Omega' (\Omega \cdot \mathbf{i}) c(\mathbf{r}, \Omega \cdot \Omega') l(\mathbf{r}, \Omega')$

отлична от нуля для любого направления. Функция F_i в линейном приближении по индикатрисе рассеяния имеет вид

$$F_i(\mathbf{r}, \Omega) = (\Omega \cdot \mathbf{i}) l(\mathbf{r}, -\Omega) - \int_0^{\infty} dR \mu(r') e^{-\mu R} \times \int_{(4\pi)} d\Omega' (\Omega' \cdot \mathbf{i}) c(\mathbf{r}, -\Omega \cdot \Omega') l(\mathbf{r}', \Omega'). \quad (8)$$

Подставив это значение в выражение (5) и изменив порядок интегрирования по \mathbf{r} и \mathbf{r}' , после несложных преобразований получим

$$D_i = \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i})^2 \langle l(\mathbf{r}, \Omega) \rangle - \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i}) \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega'}{4\pi} \times \langle (\Omega' \cdot \mathbf{i}) \int_{(4\pi)} d\mu(\mathbf{r}) c(\mathbf{r}, -\Omega \cdot \Omega') l(\mathbf{r}, \Omega) l(\mathbf{r}, \Omega') \rangle. \quad (9)$$

Второе слагаемое в выражении (9) учитывает вклад в величину D_i средних по объему ячейки угловых корреляций между двумя последовательными пробегами нейтрона в гетерогенной среде при произвольном законе рассеяния. Аналогично можно показать, что учет следующего приближения в решении уравнения (6)

$$-4\pi \int_{(V_{\text{зам}})} \frac{d^3r}{V_{\text{яч}}} \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\Omega \cdot \mathbf{i}) \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega'}{4\pi} (\Omega' \cdot \mathbf{i}) c(-\Omega \cdot \Omega') \left[l(\mathbf{r}, \Omega) + l(\mathbf{r}, \Omega') - \frac{2}{\mu} \right] = \frac{\alpha}{3\mu} \cdot \frac{1+2p}{1+p}. \quad (12)$$

сводится к вычислению средних по ячейке угловых корреляций между двумя свободными пробегами, разделенными одним произвольным промежуточным пробегом и т. д.

Диффузия нейтронов в среде с пустыми каналами

Рассмотрим применение общей формулы (9) для описания диффузии нейтронов в однородной среде с пустыми каналами кругового сечения. Будем считать, что каналы расставлены достаточно далеко друг от друга и поэтому в течение одного свободного пробега нейтрон пересекает не более одного канала. Первое слагаемое в выражении (9) приводит к известному результату Биренса [1] для систем с изотропным рассеянием

$$D_i^0 = \frac{1}{3\mu} \cdot \frac{1+2p+\mu a p Q_i}{1+p}, \quad (10)$$

где p — отношение объемов канала и замедлителя в ячейке; a — радиус канала; коэффициент Q_i равен двум для D_{\parallel} и единице для D_{\perp} . Во втором слагаемом в формуле (9) усреднение по объему ячейки из-за наличия множителя $\mu(\mathbf{r})$ сводится к интегрированию по объему замедлителя в ячейке. Из этого слагаемого удобно выделить ту часть, которая соответствует в линейном приближении по α замене сечений рассеяния в первом слагаемом на транспортные сечения. Для этого запишем величину $l(\mathbf{r}, \Omega)$ в виде $l(\mathbf{r}, \Omega) = \mu^{-1} + \delta l(\mathbf{r}, \Omega)$, где член δl учитывает долю свободного пробега, связанную с пересечением границ раздела компонентов гетерогенной среды. Тогда произведение свободных пробегов можно представить в виде суммы

$$l(\mathbf{r}, \Omega) l(\mathbf{r}, \Omega') = \frac{1}{\mu} [l(\mathbf{r}, \Omega) + l(\mathbf{r}, \Omega')] - \frac{2}{\mu^2} + \delta l(\mathbf{r}, \Omega) \delta l(\mathbf{r}, \Omega'). \quad (11)$$

Следует отметить, что два первых слагаемых в формуле (11) зависят лишь от одной угловой переменной. Это обстоятельство позволяет при подстановке (10) в выражение (9) выполнить для первых двух слагаемых интегрирование по одной из угловых переменных. После этого, применив ту же процедуру вычисления, что и при получении выражения (10), найдем

Легко убедиться, что добавление величины (12) к (10) эффективно сводится в линейном по α приближении к замене в (10) сечения рассеяния на транспортное. Поэтому для си-

стемы с пустыми каналами в линейном по индикатрисе рассеяния приближении тензор D_i можно представить в виде

$$D_i = \frac{1}{3\mu_{tr}} \cdot \frac{1+2p+\mu_{tr}apQ_i}{1+p} - \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{i}) \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega'}{4\pi} (\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{i}) \int_{V_{зам}} \frac{d^3r}{V_{яч}} 4\pi c (-\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') \delta l(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \delta l(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}'). \quad (13)$$

Второе слагаемое в (13) в отличие от первого определяется не только членами, пропорциональными α , но и более высокими моментами в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Для простоты в дальнейшем ограничимся первыми тремя членами разложения

$$4\pi c (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') = 1 + 3\alpha (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') + 5\beta P_2(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}'), \quad (14)$$

где $\beta = \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2}$. Величина δl может быть определена из геометрии системы (см. рис. 2)

$$\delta l(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \frac{2a}{\sin \theta} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{a}\right)^2 \sin^2 \varphi} \exp \times \left\{ -\frac{\mu a}{\sin \theta} \left[\frac{\rho}{a} \cos \varphi - \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{2}\right)^2 \sin^2 \varphi} \right] \right\}, \quad (15)$$

где ρ — расстояние от рассматриваемой точки до оси канала; θ, φ — полярные углы вектора $\mathbf{\Omega}$, $|\varphi| \leq \arcsin \frac{\rho}{\rho+a}$.

Рассмотрим наиболее интересный с практической точки зрения случай, когда $\mu a \gg 1$. Нетрудно показать, что в этом случае интегрирование по \mathbf{r} в выражении (13) не зависит от $\mathbf{\Omega}$. В итоге получим

$$-4\pi \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega}{4\pi} (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{i}) \int_{(4\pi)} \frac{d\Omega'}{4\pi} (\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{i}) \int_{(V_{зам})} \frac{d^3r}{V_{яч}} c (-\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') \delta l(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) \delta l(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}') = \frac{aQ_i}{3\mu(1+p)} (-\delta Q_i + \alpha A_i - \beta B_i), \quad (16)$$

где коэффициенты $\delta Q_i, A_i$ и B_i определяются равенством

$$\delta Q_i - \alpha A_i + \beta B_i = \frac{3}{4\pi^3 Q_i} \int_0^{2\pi} d\gamma \int_0^\pi d\theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta' \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi d\varphi' \times \frac{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi' \sin \theta \sin \theta'}{\sin \theta \cos \varphi + \sin \theta' \cos \varphi'} (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{i}) (\mathbf{\Omega}' \cdot \mathbf{i}) [1 - 3\alpha (\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}') + 5\beta P_2(\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{\Omega}')]. \quad (17)$$

Таким образом, при анизотропном рассеянии тензор диффузии в среде с пустыми каналами имеет вид

$$\frac{D_i}{D_0} = \frac{1+2p+\mu apQ_i(1-\delta Q_i+\alpha A_i-\beta B_i)}{1+p}. \quad (18)$$

Если воспользоваться выражением для среднего сечения поглощения в среде с пустотами $\langle \mu_a \rangle = \frac{\mu a}{1+p}$, то из формулы (18) можно получить тензор квадрата длины диффузии

$$\frac{L_i}{L_0^2} = 1 + 2p + \mu apQ_i(1 - \delta Q_i + \alpha A_i - \beta B_i). \quad (19)$$

Это выражение отличается от формул Биренса [1] и Бенуа [4] наличием членов, пропорциональных α и β .

Приведенные в таблице значения коэффициентов $\delta Q_i, A_i, B_i$ соответствуют условию $\mu a \gg 1$. В общем случае, когда это условие не выполняется, формулы (17) и (18) остаются справедливыми, но указанные коэффициенты зависят от параметра μa . Однако уже при $\mu a \geq 2$ эти коэффициенты мало отличаются от значений, приведенных в таблице.

Значения коэффициентов $\delta Q_i, A_i$ и B_i при $\mu a \gg 1$

Направление оси i	δQ_i	A_i	B_i
Вдоль оси канала (\parallel)	0	0,3	0,28
Перпендикулярно оси канала (\perp)	0,23	0,39	0,24

При учете следующего приближения в решении уравнения (6) в формулах (17) и (18) появятся члены, пропорциональные α^2 и β^2 , которые соответствуют угловым корреляциям двух свободных пробегов, разделенных одним произволь-

ным промежуточным пробегом. Можно показать, что учет всех более высоких приближений в решении уравнения (6) сведется к замене в (17) и (18) величины $\delta Q_i - \alpha A_i + \beta B_i$ на более общее выражение, которое можно представить в виде ряда $\sum_{k=1} (\delta Q_{ik} - \alpha^k A_{ik} + \beta^k B_{ik})$. Следует отметить, что для продольной диффузии вследствие симметрии задачи все $\delta Q_{ik} = 0$.

Таким образом, в гетерогенной среде учет анизотропии рассеяния приводит к появлению в выражении для тензора коэффициента диффузии новых слагаемых, не имеющих аналога в соответствующем выражении для однородной среды.

Зависимость длины диффузии в гетерогенной среде от более высоких угловых моментов индикатрисы рассеяния в принципе позволяет определить средний квадрат косинуса рассеяния из сравнения длин диффузии в сплошной среде и среде с пустотами.

Отметим, что, хотя выражения (9) и (19) получены в предположении слабого поглощения, они могут быть применены и для систем с размножением нейтронов. Действительно, малость поглощения использовалась только для оправдания малости изменения потока нейтронов на масштабах одной элементарной ячейки среды, что, очевидно, выполняется во многих реакторных системах.

Заключение

Оценим вклад полученных в настоящей работе новых членов в выражении для тензора D_i . Наибольший интерес представляет величина D_{\parallel} , для которой $\delta Q_{\parallel,k} = 0$. Очевидно, что при $\mu a \gg 1$ последнее слагаемое в (19) может значительно превышать сумму первых двух слагаемых. Для водорода величины α и β равны соответственно $2/3$ и $1/4$ и, следовательно, $\alpha A_{\parallel} - \beta B_{\parallel} \approx 0,11$. Учет квадратичных по α слагаемых может только увеличить этот результат. Поэтому в целом следует ожидать, что при $\mu a \gg 1$ эти члены составят величину порядка 10—20% от слагаемых, соответствующих формуле Биренса. Для диффузии тепловых нейтронов в воде $\alpha \approx 1/3$, поэтому приведенная выше оценка в принципе сохраняется.

Для диффузии в поперечном направлении вклад членов, зависящих от α , существенно меньше. Это связано с тем, что в отличие от диффузии в продольном направлении в этом случае появляются члены, пропорциональные α , обусловленные учетом более высоких приближений при решении уравнения (6), причем

их вклад будет иметь противоположный знак по отношению к члену αA_{\perp} , вычисленному по формуле (6). Особенно существенно влияние более высоких приближений для величины L_{\perp}^2 в плоской решетке. В этом случае можно показать, что $1 - \sum_k (\delta Q_{\perp k} - \alpha^k A_{\perp k} + \beta^k B_{\perp k}) = 0$,

поэтому для плоской решетки $L_{\perp}^2/L_0^2 = 1 + 2p$. Для решетки с круглыми цилиндрическими каналами соответствующая величина хотя и отличается от нуля, однако ее вклад будет существенно меньше, чем для диффузии в продольном направлении.

Таким образом, учет анизотропии рассеяния приводит к еще большей анизотропии диффузии нейтронов в гетерогенных средах. Экспериментальные данные И. С. Григорьева [6] по диффузии тепловых нейтронов в воде с пустыми каналами надежно указывают на отклонение величины L_{\parallel}^2/L_0^2 от значения, определенного по формуле Биренса. Это отклонение удовлетворительно согласуется с приведенными выше оценками влияния новых членов в L_{\parallel}^2 .

С точки зрения экспериментального исследования этого эффекта интересно измерить возраст нейтронов в воде с пустыми каналами от источника с энергией нейтронов, не превышающей несколько сот килоэлектронвольт. Последнее условие желательно, так как в этой области сечение рассеяния не зависит от энергии. Для сравнения интересно измерить величину L_{\parallel}^2/L_0^2 при одном и том же параметре $\mu t, a\rho$ в графите и воде в случае пустых каналов ($\alpha_c \approx 0$, $\alpha_{H_2O} \approx 1/3$).

Отметим, что в плоской двухкомпонентной решетке, когда один из компонентов слабо рассеивает нейтроны, вклад новых членов в величину L_{\parallel}^2 может быть больше, чем в системе с цилиндрическими каналами. В дальнейшем предполагается вычислить аналогичные поправки в тензоре диффузии для произвольной двухкомпонентной среды.

Автор благодарит И. С. Григорьева за помощь в проведении численных расчетов.

Поступила в Редакцию 23/V 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. B e r g e n s. Proc. Phys. Soc., **A62**, 607 (1949).
2. Н. И. Л а л е т и н. В кн. «Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 634.
3. J. F e r z i g e r et al. Nucl. Sci. and Engng, **10**, 285 (1961).
4. P. B e n o i s t. React. Scienc., **A13**, 97 (1961).
5. В. М. Н о в и к о в. «Атомная энергия», **20**, 520 (1966).
6. И. С. Г р и г о р ь е в, В. М. Н о в и к о в. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М., Атомиздат, 1966.