

УДК 621.039.512.4

НЕЙТРОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В МАТЕРИАЛАХ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ

1) Абдуллаев Х.Ш., 2) Наджафов Б.А., 2) Абасов Ф.П., 2) Мамедов Б.А.

1) Бакинский Государственный Университет, Баку, Азербайджан

2) Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

E-mail: bnajafov@inbox.ru, fpabasov@mail.ru

В ходе исследования был рассмотрен приближенный метод расчета нейтронных спектров. Для этого рассчитывались релаксация нейтронов в замедлителях и различные длины релаксации. Метод предлагает рассчитать температуру нейтронного газа, длину релаксации, длину диффузии нейтронного потока, найденных экспериментально.

Процесс установления равновесного потока нейтронов в веществе называется термализацией. В безграничной однородной непоглощающей среде спектр нейтронов от импульсного источника стремится к максвелловскому. Поглощение, источники нейтронов и их утечка в конечной среде приводят к отличным от максвелловского спектрам нейтронов. Характер отклонений и законы затухания различных возмущений нейтронного потока во времени и пространстве представляют большой интерес с одной стороны для реакторной техники, а с другой — для уточнения различных моделей замедлителей. Поскольку в модели замедлителей, в частности твердых тел, исходят из определенных частотных спектров, на основе которых рассчитывается спектр нейтронов, то в этом смысле изучение спектров, а также релаксации потоков нейтронов представляет значение для физики конденсированных состояний вещества.

Изучение релаксации потока и температуры нейтронного газа обычно сводится к определению различных длин релаксаций. Дело в том, что длины релаксации определяются только свойствами среды и не зависят от вида источников. Тем самым они содержат информацию о законе рассеяния среды и, будучи извлеченными из эксперимента, могут оказаться полезными для проверки теоретических моделей ядра рассеяния.

Длинами релаксации по определению называют обратные величины дискретных собственных значений задач, возникающих при разделении переменных в кинетическом уравнении. В простейшем случае плоской геометрии, если искать решение кинетического уравнения

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \varphi(z, \mu, E)}{\partial z} + \sum_t (E) \varphi(z, \mu, E) = \\ = \int_{-1}^1 \partial \mu' \int_0^\infty \sum_s (E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) \times \varphi(z, \mu' E') dE' \end{aligned} \quad (1)$$

в виде

$$\varphi(z, \mu, E) = e^{-xz} f(\mu, E), \quad (2)$$

задача на собственные значения имеет вид

$$\begin{aligned} \left(\sum_t (E) - \mu x \right) f(E, \mu) = \\ = \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^\infty \sum_s (E' \rightarrow E, \mu' \rightarrow \mu) f(E', \mu') dE'. \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичными приближениями при изотропном рассеянии являются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} -L(E) \frac{d^2 \psi(z, E)}{dz^2} + \sum_t (E) \psi(z, E) = \\ = \int_0^\infty \sum_s (E' \rightarrow E) \psi(z, E') dE', \end{aligned} \quad (4)$$

$$\psi(z, E) = \gamma(E) e^{-xz}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \left(\sum_t (E) - D(E) x^2 \right) \gamma(E) = \\ = \int_0^\infty \sum_s (E' \rightarrow E) \gamma(E') dE'. \end{aligned} \quad (6)$$

Как видим, задачи на собственные значения (3) и (6) представляют собой задачи на собственные значения для различных интегральных уравнений, ядрами которых являются дважды дифференцированные сечения рассеяния. Спектр собственных значений [1, 2] любой реальной системы содержит непрерывную часть, но отнюдь не всегда — дискретные собственные значения. Граница между этими частями спектра лежит при

$$x^* = \min \left(\sum_t (E) \right) \quad (7)$$

для уравнения (3) и при

$$x^* = \min \left(\sqrt{3 \sum_t (E)} \right) \quad (8)$$

для уравнения (6). Таким образом, границы непрерывного спектра и весь спектр собственных значений существенно зависят от используемого приближения.

Величину $L_0 = x_0^{-1}$ (в том случае, если существует дискретное собственное значение x_0) часто называ-

ют длиной диффузии или фундаментальной длиной, соответствующей используемому приближению; $L_1 = x_1^{-1}$ (в том случае, если существует дискретное собственное значение x_1) называют первой длиной релаксации или длиной растермализации. В том случае, когда известны несколько первых длин релаксации и соответствующих им собственных функций (3), решение уравнения (1) на расстояниях $z > x^{-1}$ с хорошей точностью может быть представлено в виде суперпозиции:

$$\varphi(z, \mu, E) = \sum_{n=0}^N C_n f_n(\mu, E) e^{-x_n z}, \quad (9)$$

где x_n – дискретные собственные значения, $f_n(\mu, E)$ – соответствующие им собственные функции, $N+1$ – их число, а C_n – коэффициенты разложения.

Аналогом (9) в P_1 -приближении будет

$$\psi(z, E) = \sum_{n=0}^N C_n \gamma_n(E) e^{-x_n z}. \quad (10)$$

Отметим, что разложение (8) и (10) справедливо для полубесконечной среды, расположенной справа от источника. Обобщение на случай конечной среды производится непосредственным образом. Очевидно, что разложения (9) и (10) наиболее подходящие для задач, которые характеризуются большими размерами замедляющих зон со слабым поглощением. Многогрупповые численные методы расчета таких систем могут оказаться гораздо менее эффективными, чем указанный полуаналитический метод [3].

Теперь рассмотрим длины релаксации приближенных методов расчета. На практике пространственно-энергетическое распределение тепловых нейтронов в задачах такого класса по всей области z довольно часто ищется в виде разложения

$$\psi(z, E) = \sum_{l=1}^N \psi_l(z) x_l(E), \quad (11)$$

где $\psi(z, E)$ – скалярный поток, $\psi_l(z)$ – весовые функции, $x_l(E)$ – пробные функции, выбираемые из интуитивных соображений.

В качестве $x_l(E)$ можно использовать, например, максвелловские распределения с различными температурами или спектры в бесконечных средах.

Представление пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов в виде (11) лежит в основе различных мало групповых методов решения задач термализации, являющихся по сути дела вариациями метода перекрывающихся групп (МПП). Очевидным обобщением (11) для кинетического случая является

$$\varphi(z, \mu, E) = \sum_{l=1}^N \Phi_l(z, \mu) x_l(E). \quad (12)$$

Выражения (11) и (12) по форме аналогичны (10) и (9). Основное отличие (11) от (10) и (12) от (9) в том, что вместо собственных функций и собственных длин для данной среды в (11) и (12) используются какие-то другие функции и длины.

Очевидно, что когда пробные функции $x_l(E)$ плохо воспроизводят собственные функции задачи, (11) и (12) будут давать неверную асимптотику. Однако от (11) и (12) и не требуется правильной асимптотики. С их помощью делается попытка описать с равномерной точностью спектр нейтронов во всей области изменения z . Это означает, что длины релаксации этих методов не универсальны. Если в качестве пробных функций использовать максвелловское распределение с температурами зон, то в P_1 -приближении (12) преобразуется к виду

$$\psi(z, E) \approx \psi_1(z) M(E, T_1) + \psi_2(z) M(E, T_2), \quad (13)$$

а из (4) получается хорошо известная система уравнений [4, 5]:

$$\begin{aligned} D_1 \Delta \psi_1 - \left(\sum_{a_1} + \sum_R^{1 \rightarrow 2} \right) \psi_1 + \sum_R^{2 \rightarrow 1} \psi_2 &= -S_1 \\ L^2 \Delta \psi_2 - \left(\sum_{a_2} + \sum_R^{1 \rightarrow 2} \right) \psi_2 + \sum_R^{1 \rightarrow 2} \psi_1 &= -S_2, \end{aligned} \quad (14)$$

где обозначения констант соответствует принятым в работах [4, 5]. Весь спектр собственных значений однородного уравнения (14) состоит только из двух дискретных собственных значений.

Качественная структура спектра собственных значений рассмотренного приближенного метода отлична от структуры спектра собственных значений уравнений (3) и (6). Действительно, трансформируется не только граница между непрерывной и дискретной частями собственных значений, но и накладываются существенные ограничения на число дискретных собственных значений (их не может быть больше двух). кроме того, в случае P_1 -приближения непрерывная часть спектра собственных значений вообще отсутствует. Следует также отметить, что дискретные собственные значения приближенного метода зависят от вида пробных функций. Отсюда видно, что длины релаксации приближенного метода, равные обратным величинам соответствующих собственных значений, не обязаны совпадать с длинами релаксации уравнений (3) и (6).

Был предложен следующий метод вычисления L_1 . При условии существования дискретной (или хотя бы квазидискретной) первой длины релаксации L_1 векторный поток нейтронов на асимптотике может быть представлен в виде

$$\varphi(z, \mu, E) \approx C_0 f_0(\mu, E) e^{-z/P} + C_1 f_1(\mu, E) e^{-z/P_1}.$$

Тогда температура нейтронного газа будет:

$$T(z, \mu) = \frac{\int E\varphi(z, \mu, E)dE}{\int \varphi(z, \mu, E)dE} \approx \frac{\bar{E}_0(\mu) + C(\mu)\bar{E}(\mu)e^{-z/L_1}}{1 + C(\mu)e^{-z/L_2}}, \quad (15)$$

$$C(\mu) = \frac{C_1 \int f_1(\mu, E)dE}{C_0 \int f_0(\mu, E)dE},$$

$$E_n = \frac{\int E f_n(\mu, E)dE}{\int f_n(\mu, E)dE} \quad (n = 0, 1),$$

$$\frac{1}{L_2} = \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_0}. \quad (15 \text{ a})$$

Выражение (15) может быть преобразовано к виду

$$T(z, \mu) = T_2 + (T_1 - T_2) \frac{b}{b + e^{z/L_2}}, \quad (16)$$

если ввести обозначения:

$$T_2(z) = \bar{E}_0(\mu), \quad T_1(z) = \bar{E}_1(\mu), \quad b = C(\mu).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Science and Engineering (NSE) No 2, vol. 159, 2008, pp.169–181.
2. Ядерные константы, № 1–2, 2010, с. 81–88.
3. Ядерные константы, № 1–2, 2008, с. 60–86.
4. Ядерная физика, Том: 79, № 4, 2015, с. 916.
5. Abdullaev H. Sh., Najafov B. A., Masimov E. A., Guseynzadeh Kh. E. Distribution of neutrons in the earth atmosphere from plane radioactive source. Mat. конф, Казахстан, 2019.

БАЯУЛАТҚЫШ МАТЕРИАЛДАРЫНДАҒЫ НЕЙТРОНДЫҚ РЕЛАКСАЦИЯ

¹⁾ Х.Ш. Абдуллаев, ²⁾ Б.А. Наджафов, ²⁾ Ф.П. Абасов, ²⁾ Б.А. Мамедов

¹⁾ *Баку Мемлекеттік университеті, Баку, Әзірбайжан*

²⁾ *Әзірбайжан Ұлттық Ғылым Академиясының Радиациялық мәселелер институты, Баку, Әзірбайжан*

Зерттеу барысында нейтрондық спектрлерді есептеудің жуық әдісі қарастырылды. Ол үшін баяулатқыштардағы нейтрондардың релаксациясы және әртүрлі релаксация ұзындығы есептелді. Бұл әдіс нейтрондық газдың температурасын, релаксация ұзындығын, эксперименттік түрде табылған нейтрон ағынының релаксация ұзындығы мен диффузия ұзындығын есептеуді ұсынады.

RELAXATION OF NEUTRONS IN SLOWING DOWN MATTERS

¹⁾ H.Sh. Abdullayev, ²⁾ B.A. Najafov, ²⁾ F.P. Abasov, ²⁾ B.A. Mamedov

¹⁾ *Baku State University, Baku, Azerbaijan*

²⁾ *Institute of Radiation Problems of the National Academy of Science of Azerbaijan, Baku, Azerbaijan*

It is investigated approximate method for the calculation of the neutron spectra. It is shown the calculation of different relaxation length of the neutron in the matter. The method is given for the calculation of the relaxation length of the neutron gas temperature on the basic diffusion length and the relaxation length for neutron flow obtained from the experiment.