ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ 2,2000 Естественные науки

Физика

УДК 621.039

И.Н АЙРАПЕТЯН, Г.А МАРТОЯН

МЕТОД РАСЧЕТА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В ПЛОСКОЙ СРЕДЕ

В данной работе представлен метод расчета нейтронного потока в плоской среде при решении уравнения переноса нейтронов с использованием аппроксимации полиномами Лежандра. Результаты показывают преимущество данного метода по сравнению с S_N-методом.

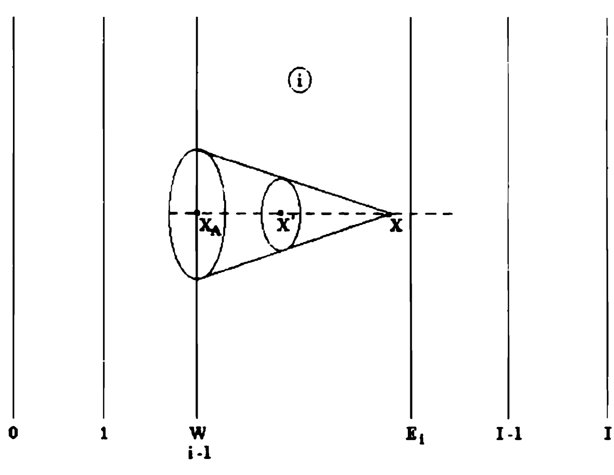
Методы расчета нейтронного потока представляют собой практический интерес, и поэтому в данной работе приведен расчет нейтронного потока в плоской среде с использованием аппроксимации полиномами Лежандра. Расчет нейтронного потока производился с помощью решения уравнения переноса нейтронов в интегральной и дифференциальной форме [1].

Представлена суть метода [2,3].

Разделим пространство на i независимых интервалов, в каждом из которых нейтронный источник аппроксимируем полиномами Лежандра. Интегральное уравнение переноса нейтронов для нейтронного потока N(x,y) внутри одного пространственного интервала можно записать в виде

$$N(x,\mu)=\int dx'\, q(x',\mu)\frac{e^{-\frac{\Sigma|x-x'|}{|\mu|}}}{|\mu|}+N(x_A,\mu)\, e^{-\frac{\Sigma|x-x'|}{|\mu|}}, \qquad (1)$$

где $q(x,\mu)$ – источник нейтронов, Σ – полное макроскопическое сечение, $N(x_A, \mu)$ – нейтронный поток на границе интервала.



Для аппроксимации q, N и данного источника Q используем разложение в ряд по полиномам Лежандра:

$$\begin{Bmatrix} q(x,\mu) \\ N(x,\mu) \\ Q(x,\mu) \end{Bmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\mu) \begin{Bmatrix} q_n(x) \\ N_n(x) \\ Q_n(x) \end{Bmatrix}, \tag{2}$$

$$\begin{Bmatrix} q(x,\mu) \\ N(x,\mu) \\ Q(x,\mu) \end{Bmatrix} = \int_{1}^{-1} d\mu P_n(\mu) \begin{Bmatrix} q_n(x) \\ N_n(x) \\ Q_n(x) \end{Bmatrix}, \tag{3}$$

$$g_n(x) = Q_n(x) + \Sigma_{sn} N_n(x), \tag{4}$$

где Σ_{sn} – сечение макроскопического рассеяния, Q – данный источник, который включает в себя вклады от других энергетических групп. Σ считается постоянным внутри пространственного распределения интервала. Для пространственного распределения потока и источника разложение имеет вид

$$\begin{Bmatrix} q_n(x) \\ N_n(x) \\ Q_n(x) \end{Bmatrix} = \sum 2\nu + 1 P_\nu(\mu) \begin{Bmatrix} q_{n\nu} \\ N_{n\nu} \\ Q_{n\nu} \end{Bmatrix}, \tag{5}$$

$$\begin{Bmatrix} q_n(x) \\ N_n(x) \\ Q_n(x) \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} \int_{1}^{-1} dy P_n(y) \begin{Bmatrix} q_n(y) \\ N_n(y) \\ Q_n(y) \end{Bmatrix}, \tag{6}$$

$$g_{n\mu} = Q_{n\mu} + \Sigma_{sn} N_{n\mu}. \tag{7}$$

Используя уравнение (1), можно подсчитать граничные потоки n^{01} и n^{i2} с правой и левой сторон интервала в угловом полупространстве, которые будут иметь вид

$$n_m^{i2} = \frac{V}{4} \sum_{n=0}^{L} (2n-1)(-1)^n \sum_{\nu}^{M-n} (2\nu+1) q_{n\nu} \int dy P_\mu(y) \int \frac{d\mu}{\mu} P_m(2\mu-1) P_n(\mu) e^{-\frac{\Sigma(1+y)}{2\mu}} +$$
$$\left[+ \sum_{n=0}^{N} (2n+1) n^{02} \int d\mu P_m(2\mu-1) P_n(2\mu-1) e^{-\frac{\Sigma V}{\mu}} \right].$$

$$n_m^{01} = \frac{V}{4} \sum_{n=0}^{L} (2n-1) \sum_{\nu}^{M-n} (2\nu+1)(-1)^\nu q_{n\nu} \int dy P_\nu(y) \int \frac{d\mu}{\mu} P_m(2\mu-1) P_n(\mu) e^{-\frac{\Sigma V(1+y)}{2\mu}} +$$
$$\left[+ \sum_{n=0}^{N} (2n+1) n^{i1} \int d\mu P_m(2\mu-1) P_n(2\mu-1) e^{-\frac{\Sigma V}{\mu}} \right]. \tag{8}$$

Эти уравнения можно записать в более компактном виде:

$$n_m^{i2} = V \sum_{n=0}^{L} (2n+1)(-1)^n \sum_{\nu}^{M-n} (2\nu+1) P_{mn\nu}^{V} q_{n\nu} + \sum_{n=0}^{N} (2n+1) P_{mn}^{s} n_n^{02},$$

$$n_m^{01} = V \sum_{n=0}^{L} (2n+1) \sum_{\nu}^{M-n} (2\nu+1)(-1)^\nu P_{mn\nu}^{V} q_{n\nu} + \sum_{n=0}^{N} (2n+1) P_{mn}^{s} n_n^{i1}. \tag{9}$$

Таким образом при использовании интегрального уравнения переноса нейтронов для каждого интервала подсчитываются выходящие поверхностные потоки в зависимости от источника и входящих поверхностных потоков с противоположной стороны интервала.

Дифференциальная форма уравнения переноса нейтронов для нейтронного потока N(x,μ) внутри одного пространственного интервала имеет следующий вид:

$$N\frac{\partial N(x,\mu)}{\partial x}+\Sigma N(x,\mu)=q(x,\mu). \qquad (10)$$

После некоторых преобразований получаем

$$V\sum N_{n\nu}=V(q_{n\nu}-q_{n\nu-2})+\Sigma VN_{n-2}+\frac{2(2\nu-1)}{2n+1}((n+1)N_{n+1.\nu-1}+nN_{n-1.\nu-1}),\ \nu\geq 2,$$

$$V\sum N_{n1}=Vq_{n\nu}+\frac{2}{2n+1}((n+1)N_{n+10}+nN_{n-10})-I_n^{01}+(-1)^n I_n^{02}-I_n^{i1}+(-1)^n I_n^{i2},\ \nu=1,$$

$$V\sum N_{n0}=Vq_{n0}-I_n^{01}+(-1)^n I_n^{02}-I_n^{i1}-(-1)^n I_n^{i2},\ \nu=0,$$

где I_n^1 и I_n^2 – токи в полупространстве.

Таким образом с помощью этого метода для каждого пространственного интервала i получаем две связанные системы уравнений для выходящих поверхностных потоков (11). Теперь, совместно используя дифференциальную и интегральную формы уравнения переноса нейтронов, получим систему уравнений для пространственных потоков, которая включает в себя только входящие поверхностные потоки:

$$VN_{m\mu}=\sum_{n=0}^{N}(R_{m\mu n}^{si1}n_n^{i1}+R_{m\mu n}^{s02}n_n^{02})+\sum_{n=0}^{L}\sum_{\nu=0}^{M-n}R_{m\mu n\nu}^{V}Vq_{n\nu}.$$

Для выходящих поверхностных потоков получим систему уравнений,которая имеет следующий вид:

$$n_m^{i2}=\sum_{n=0}^{N}(W_{mn}^{si2i1}n_n^{i1}+W_{mn}^{si202}n_n^{02})+\sum_{n=0}^{L}\sum_{n=0}^{M-\frac{n}{2}}W_{mn\nu}^{Vi2}VQ_{n\nu},$$

$$n_m^{02}=\sum_{n=0}^{N}(W_{mn}^{s01i1}n_n^{i1}+W_{mn}^{s0102}n_n^{02})+\sum_{n=0}^{L}\sum_{n=0}^{M-\frac{n}{2}}W_{mn\nu}^{V01}VQ_{n\nu}.$$

Эту систему уравнений для каждого пространственного интервала можно решить, используя следующие граничные условия :

а) для внутренней границы i между интервалами i и i+1 имеет место равенство $n_m^{02}(i)=n_m^{01}(i)$, 0≤m≤N;

б) для внешней границы интервала –

$$n_m^{i1}(1)=\beta_0 n_m^{i2}(1),$$
$$n_m^{02}(k)=\beta_1 n_m^{01}(k);$$

в) для вакуума – β=0.

Окончательно получим следующую систему уравнений для выходящих поверхностных потоков :

$$n_m^{ii2}=\sum_{j=1}^{k}\sum_{n=0}^{L}\sum_{\nu n=0}^{M-\frac{n}{2}}W^{ii2j}V^{j}Q_{n\nu}^{j}+n_m^{sii2},$$

$$n_m^{i01}=\sum_{j=1}^{k}\sum_{n=0}^{L}\sum_{\nu n=0}^{M-\frac{n}{2}}W^{i01j}V^{j}Q_{n\nu}^{j}+n_m^{si01},$$

где n^{si} – вклады от одного данного входящего поверхностного потока на других границах системы. Таким образом для пространственных потоков получаем систему уравнений, которая зависит только от пространственного источника:

$$V\mathcal{N}'_{n\mu} = \sum_{j=1}^{k}\sum_{n=0}^{L}\sum_{vn=0}^{M-\frac{n}{2}} W^{ij}V^{\,i}Q^{j}_{nv} + V\mathcal{N}^{si}_{m},$$

где N^{si} –вклады от одного входящего поверхностного потока на других границах системы.

Для подсчета нейтронных потоков использовался метод итераций [4].

Данный метод был применен для подсчета $K_{эфф}$ для плоского случая. Была рассмотрена одна энергетическая группа, где рассеяние изотропное, граничные условия – вакуум. Толщина слоя 1 *см*. Ядерные данные следующие: $\Sigma_t=1$, $\Sigma_a=0.5$, $\Sigma_s=0.5$, $\nu\Sigma_f=1$.

Результаты настоящего метода сравнивались с данными S_N-метода.

S_N	K	$K_{эфф}$	N	M	K	$K_{эфф}$
4	1	0.6954	1	0	1	0.8771
	3	0.8268			3	0.8890
	10	0.8419			10	0.9045
8	10	0.8861	2	0	10	0.8934
16	90	0.950	3	0	10	0.8949
32	90	0.8962				

K – число пространственных интервалов, M – порядок аппроксимации полиномами Лежандра пространственного потока, N – порядок аппроксимации поверхностного потока.

При сравнении с результатами S_N-метода видим, что данные наших расчетов обеспечивают достаточно хорошую точность $K_{эфф}$ при N=1(P1) и 2(P2) (P1 и P2 – аппроксимации), которая достигается в S_N-методе при N=32(S32).

Кафедра ядерной физики *Поступила 06.12.1999*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Глестон С., Эдлунд М.** Основы теории ядерных реакторов. М., 1954.
2. **Stepanek Y. A.** A method of calculate Flux distribution in Reaktor Systems Containing materials with grain structure. – Nuclear Science and Engineering, 1978, v. 72.
3. **Дементьев Б. А.** Ядерные энергетические установки. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. **Смелов В. В.** Лекции по теории переноса нейтронов. М., 1978.

Ի.Ն. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Գ.Ա. ՄԱՐՏՈՅԱՆ

ՆԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ՀՈՍՔԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՄԵԹՈԴԸ ՀԱՐԹ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ամփոփում

Աշխատանքում ներկայացնում ենք նեյտրոնային հոսքի հաշվարկի մեթոդը հարթ միջավայրում, լուծելով նեյտրոնների տեղաշարժի հավասարումը, օգտագործելով Լեժանդրի բազմանդամների մոտավորությունը: Արդյունքները ցույց են տալիս տվյալ մեթոդի առավելությունը S_N-մեթոդի նկատմամբ: