

УДК 539.122

О вычислении массового коэффициента ослабления фотонного излучения

ГУДИМА В. И., ПЕКИНА Г. В.

Значения массового коэффициента ослабления для различной энергии фотонного излучения задаются в виде таблиц [1, 2]. При проведении некоторых расчетов и моделировании процессов целесообразно иметь формулу, связывающую массовый коэффициент ослабления μ/ρ с энергией фотонного излучения E .

ты [1]. В таблице приведены значения a_i для 50 элементов, часто встречающихся в расчетах. Максимальная погрешность аппроксимации δ в указанном энергетическом диапазоне не превышает 5%. Исключение составляют рений (5,1%), золото (5,2%) и торий (5,3%).

Коэффициенты a_i для вычисления массового коэффициента ослабления ($\text{см}^2/\text{г}$) по энергии фотонного излучения (МэВ) и погрешность аппроксимации δ (%)

Элемент	a_0	a_1	a_2	a_3	δ	Элемент	a_0	a_1	a_2	a_3	δ
Водород	0,03049	0,1314	-0,408	0,005312	1,4	Железо	0,01996	0,05164	-0,01356	0,001858	1
Гелий	0,01711	0,06145	-0,0174	0,002094	2,3	Кобальт	0,02223	0,04436	-0,04436	0,001091	0,8
Литий	0,01432	0,05482	-0,01625	0,002042	1,5	Никель	0,01943	0,05603	-0,01582	0,002294	2,4
Бериллий	0,01502	0,05538	-0,01593	0,001939	1,5	Медь	0,02129	0,04673	-0,01064	0,001409	0,5
Бор	0,01647	0,05615	-0,01594	0,001948	2	Цинк	0,02023	0,05054	-0,01318	0,001941	1,7
Углерод	0,01695	0,0629	-0,01878	0,002412	1,1	Германий	0,02147	0,04346	-0,009204	0,001294	0,2
Азот	0,0183	0,0593	-0,01638	0,001976	1,7	Мышьяк	0,02047	0,04645	-0,01134	0,001751	1,6
Кислород	0,01796	0,06048	-0,01708	0,002091	1,1	Селен	0,02131	0,04199	-0,008757	0,001354	0,7
Фтор	0,01731	0,05658	-0,01568	0,001876	0,8	Бром	0,021	0,04491	-0,0104	0,001698	1,5
Неон	0,01873	0,05792	-0,01563	0,001836	1,5	Молибден	0,02416	0,03864	-0,005819	0,001229	1,2
Натрий	0,01749	0,05787	-0,01648	0,002048	0,9	Серебро	0,0225	0,04373	-0,009175	0,002397	3,4
Магний	0,01808	0,05976	-0,01698	0,002097	0,9	Кадмий	0,02362	0,03866	-0,006148	0,001915	2,5
Алюминий	0,01806	0,0575	-0,01616	0,001997	0,6	Олово	0,02504	0,03418	-0,003334	0,001646	1,5
Кремний	0,01918	0,05824	-0,0159	0,001933	0,6	Сурьма	0,02433	0,03565	-0,004311	0,001009	2,2
Фосфор	0,01845	0,05727	-0,01593	0,001967	0,8	Иод	0,02513	0,03347	-0,002268	0,001712	2,2
Сера	0,01797	0,062	-0,01843	0,002415	1	Барий	0,0245	0,03446	-0,00352	0,002367	2,8
Хлор	0,01917	0,0549	-0,01464	0,001772	0,5	Вольфрам	0,03053	0,02334	0,00825	0,003233	2,5
Аргон	0,018	0,05175	-0,01393	0,001724	0,4	Платина	0,03011	0,02555	0,00819	0,004091	3,5
Калий	0,02109	0,05183	-0,01262	0,001467	0,8	Золото	0,02843	0,03057	0,005736	0,004758	5,2
Кальций	0,01957	0,05869	-0,01634	0,002097	0,8	Ртуть	0,02991	0,02658	0,008452	0,004546	3,7
Скандий	0,01884	0,05386	-0,0147	0,001894	0,8	Свинец	0,03233	0,01968	0,01415	0,003848	2,4
Титан	0,0188	0,05258	-0,01434	0,001876	0,9	Радий	0,03143	0,02359	0,0147	0,005061	4,2
Ванадий	0,01954	0,049	-0,01231	0,001539	0,4	Торий	0,02982	0,0278	0,01362	0,005697	5,3
Хром	0,02028	0,04948	-0,01222	0,00153	0,4	Уран	0,03359	0,01764	0,02201	0,004697	3,9
Марганец	0,02019	0,04854	-0,0119	0,001518	0,6	Плутоний	0,03294	0,02234	0,01982	0,005848	4

Для диапазона энергии 0,3—3,0 МэВ, в котором находится большинство источников ионизирующих излучений, используемых, например, в измерительной технике, исковая зависимость удовлетворительно аппроксимируется выражением $\mu/\rho = a_0 + a_1/E + a_2/E^2 + a_3/E^3$.

Коэффициенты a_i ($i = 0, 1, 2, 3$) рассчитаны методом наименьших квадратов для 94 элементов по данным рабо-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strom E., Israel H. «Nucl. Data Tables», 1970, v. A7, N 6, p. 565.
2. Немец О. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. Киев, «Наукова думка», 1975.

Поступило в Редакцию 23.07.79

УДК 519.283

Алгоритм Монте-Карло локальной оценки возмущений в задачах переноса гамма-излучения

ЗОЛОТУХИН В. Г., КСЕНОФОНТОВ А. И., ГЛУТИКОВ А. П.

Расчет возмущения функционалов поля излучения вследствие вводимой в среду дополнительной неоднородности непосредственно методом Монте-Карло, например с помощью коррелированных траекторий, может оказаться неэффективным. Действительно, при малых размерах

возмущающего тела лишь небольшое число траекторий, пересекающих эту неоднородность, может дать полезную информацию.

Значение возмущения можно получить, если строить траектории из возмущающей области [1], используя в ка-

честве оценки билинейное соотношение потока и ценности. Известно [2] следующее уравнение для возмущения функционала J :

$$\delta J = J' - J = - \int \delta \Sigma_t \Phi \Phi^{*'} dr d\Omega dE + \int \Phi dr d\Omega dE \int \delta \Sigma_s \Phi^{*'} d\Omega'' dE'', \quad (1)$$

где Φ — поток в невозмущенной среде; Φ^{*} — ценность в возмущенной среде; $\delta \Sigma_t$ и $\delta \Sigma_s$ — возмущения полных сечений и сечений рассеяния соответственно.

Рассмотрим случай, когда возмущение обусловлено введением в среду абсолютного поглотителя, для которого уравнение переноса сводится к виду

$$\Sigma_t' \Phi^{*'}(\mathbf{r}, \Omega, E) = \Omega \nabla \Phi^{*'}(\mathbf{r}, \Omega, E), \quad (2)$$

при этом $\Sigma_s' = \Sigma_s$, а $\Sigma_t \rightarrow \infty$.

Разделим объем возмущающего тела на достаточно малые части, в которых поток Φ слабо изменяется, применим формулу Гаусса — Остроградского для сведения объемного интеграла к интегрированию по поверхности поглотителя, учитывая, что $\Phi^{*'} = 0$ для $\mathbf{n}\Omega < 0$ ($\mathbf{n}$ — внешняя нормаль поверхности). Тогда окончательное выражение для возмущения функционала будет иметь вид

$$\delta J = - \int |\mathbf{n}\Omega| \Phi(\mathbf{r}_s, \Omega, E) \Phi^{*'}(\mathbf{r}_s, \Omega, E) dS d\Omega dE, \quad (3)$$

где S — поверхность тела возмущения. Аналогично выводятся уравнения для Φ' и Φ^{*} .

Решение уравнения (3) методом Монте-Карло сводится к выбору на поверхности случайной точки $(\mathbf{r}_s, \Omega, E)$, из которой строим сопряженную траекторию для оценки невозмущенного потока Φ с весом $|\mathbf{n}\Omega|$ для точечного источника S . В строго противоположном направлении $(\mathbf{r}_s, -\Omega, E)$ производим прямое моделирование траектории кванта и оцениваем Φ^{*} в точке наблюдения D .

Основная трудность вычислительного алгоритма заключается в разработке локальной оценки потока при сопряженном блуждании для моноэнергетического источника S и моделировании переноса частиц (псевдоквантов), подчиняющихся сопряженному кинетическому уравнению. В этом случае комптоновское рассеяние псевдоквантов происходит с увеличением энергии. Чтобы избежать трудностей, связанных с выборкой энергии из ненормированной плотности распределения [3–5], предлагаем использовать смещенную функцию распределения $\hat{f}$ с нормировкой вида

$$\hat{f}(E) dE = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E \rightarrow E') \frac{dE}{\sigma_s(E)} \bigg/ \int_{E'}^{E_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \times (E \rightarrow E') \frac{dE}{\sigma_s(E)}, \quad (4)$$

где

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E \rightarrow E') \text{ и } \sigma_s(E) = \int_0^E \frac{d\sigma}{dE}(E \rightarrow E') dE' -$$

микроскопические дифференциальное и полное сечения комптоновского рассеяния; $E'_0 = \min(E_0, E'/1 - 2E')$ при $E' < 0,5$ и $E'_0 = E_0$ при $E' \geq 0,5$. Отклонение функции от истинного распределения компенсируется весом, равным знаменателю выражения (4).

Для сопряженной локальной оценки учитываем, что источник моноэнергетический, поэтому вычисление потока производим из n -й точки рассеяния через промежуточную точку n' , находящуюся на векторе Ω_n движения псевдокванта энергией E_n и определяемую из условия

$$E_0 = E_n \left/ 1 - \frac{E_n}{m_0 c^2} (1 - \Omega_n \cdot \Omega^*) \right., \quad (5)$$

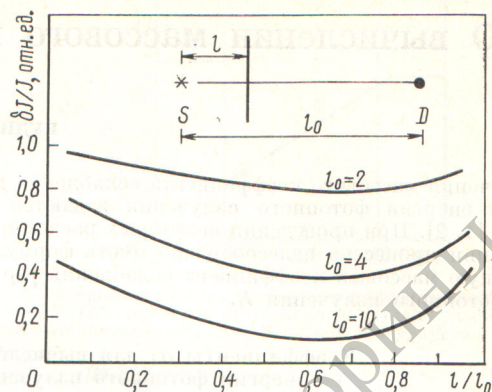


Рис. 1. Зависимость возмущения интенсивности рассеянного в воде излучения точечного изотропного источника $E_0 = 0,5$ МэВ от расстояния l между источником S и поверхностью поглощающего диска радиусом $5,5$ см (J — интенсивность рассеянного излучения без поглощающего диска)

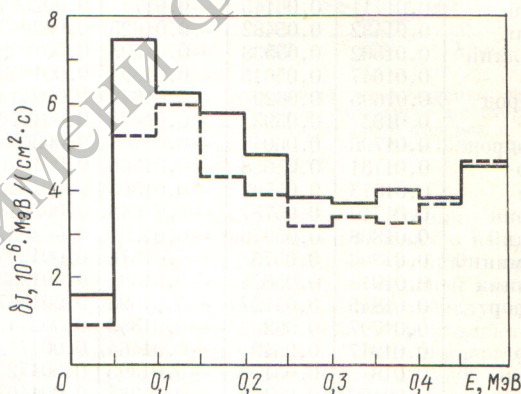


Рис. 2. Энергетическое распределение интенсивности рассеянного излучения: — — — обычный расчет по методу Монте-Карло ($l_0 = 2$); — — — расчет по теории возмущений ($l_0 = 2$; $l = 0,1$)

где Ω^* — направление от n' -й точки к источнику S .

Оценку потока для точечного источника находим по формуле

$$\Phi_n = k \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_0 \rightarrow E_n) \frac{1}{\sigma_s(E_0)} \prod_{i=0}^n W_{1i} W_{2i} \times \times \left(\frac{d\phi}{dE_n} \right) \frac{1}{4\pi R \sin \theta} \exp \left(-\frac{R}{\sin(\theta + \phi)} \times \times [\Sigma_t(E_0) \sin \theta + \Sigma_t(E_n) \sin \phi] \right), \quad (6)$$

в которой R — расстояние между n -й точкой рассеяния и S ; W_{1i} — вес выживания псевдокванта ($W_0 = \Sigma_s(E_0)/\Sigma_t(E_0)$); W_{2i} — вес смещенной функции $\hat{f}$; $(d\phi/dE_n) = (m_0 c^2/E_n^2) [1/\sin(\theta + \phi)]$ — якобиан, связанный с переходом от пространственных переменных к энергетическим по условию (5); $\phi = \arccos(\Omega_n \cdot \Omega^*)$; θ — угол между Ω_n и направлением из n -й точки к S . Результаты, полученные с помощью сопряженной локальной оценки, хорошо согласуются с данными работы [6] для точечного изотропного моноэнергетического источника γ -квантов.

Для геометрии задачи, показанной на рис. 1, приведены результаты расчетов по описанному методу для тонкого диска, расположенного на оси источник — детектор так, что любой квант, попавший на его поверхность, погло-

щается. Возмущения интенсивности рассеянного излучения оказываются минимальными, если диск находится приблизительно посередине между источником и детектором, и увеличиваются при приближении диска либо к источнику, либо к детектору, причем экранирующее действие такой защиты более эффективно в области, близкой к источнику, и уменьшается с увеличением расстояния l_0 .

Важная особенность описанного алгоритма — возможность оценки линейного функционала поля излучения с помощью билинейного соотношения (3). Действительно, если в возмущенной задаче добиться полной экранировки излучения $J' = 0$, то тогда возмущение $\delta J = -J$. Такой случай приблизительно соответствует расположению диска вблизи источника (рис. 2), где для $l = 0,1$ длины свободного пробега показаны возмущения спектрального распределения интенсивности вместе с невозмущенным функционалом $J(E)$. Таким образом, можно предложить оригинальный метод решения некоторых задач переноса излу-

чения с помощью «принудительного» возмущения исходной геометрии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Золотухин В. Г. Препринт ФМ-91. Обнинск, ФЭИ, 1967.
2. Марчук Г. И., Орлов В. В. В кн.: Нейтронная физика. Под ред. Г. А. Крупчатского. М., Атомиздат, 1961, с. 35.
3. Kalos M. «Nucl. Sci. Engng», 1968, v. 33, p. 284.
4. Irving D. «Nucl. Engng Design», 1971, v. 15, p. 273.
5. De Matteis A., Simonini R. «Nucl. Sci. Engng», 1978, v. 67, p. 309.
6. Золотухин В. Г. и др. В кн.: Статистическое моделирование в математической физике. Под ред. Г. И. Марчука. Новосибирск, изд. ВЦ СО АН СССР, 1976, с. 48.

Поступило в Редакцию 23.07.79
В окончательной редакции 02.01.80

Рефераты статей

(Продолжение. Начало см. на с. 324)

УДК 621.039.524.4

Бибишев Б. А., Ловцюс А. В., Майоров В. П., Разуваева М. А., Степанов А. В., Федотов П. И. Полуэмпирический метод расчета изотопного состава урана и плутония в облученном топливе ВВЭР. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 294.

Полуэмпирический метод расчета основан на измеренных концентрациях ^{137}Cs и ^{134}Cs в топливе. Приведено сравнение результатов полуэмпирического расчета концентраций изотопов урана и плутония в восьми образцах твэлов с результатами разрушающих измерений. Отклонение вычисленных концентраций ^{238}U и ^{235}U от измеренных во всех образцах составляет соответственно не более 2,7 и 7,7 %. Для суммы изотопов плутония это отклонение составляет не более 2,8 % для образцов, вырезанных из центральных участков твэлов, и соответственно 5,3 и 16,0 % для двух образцов, вырезанных из концевых участков твэлов (табл. 3, список литературы 4 наименования).

УДК 621.039.512

Емельянов И. Я., Подлазов Л. Н., Александров А. Н., Панин В. М. Влияние формы нейтронного поля энергетического реактора на его устойчивость. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 301.

Разработана методика исследования устойчивости радиально-азимутального энергораспределения реактора при произвольной форме радиального поля. На основе расчетов, проведенных на ЭВМ, получена таблица значений параметров, с помощью которой при известных эффектах реактивности может быть определен период развития неустойчивости первой азимутальной гармоник в зависимости от деформации поля. Показано, что устойчивость энергораспределения ухудшается при увеличении провала уровня нейтронного потока в центральной части активной зоны (рис. 1, табл. 3, список литературы 3 наименования).

УДК 621.039.5:536.27

Мингадеева Г. С., Миронов Ю. В. Теплогидравлический расчет многостержневых тепловыделяющих сборок, охлаждаемых одноплазменным теплоносителем. — «Атомная энергия», т. 48, вып. 5, с. 303.

Представлен метод трехмерного теплогидравлического расчета газоохлаждаемых многостержневых сборок ядерных реакторов, основанный на разбиении проходного сечения канала на элементарные ячейки. Приводится краткое описание алгоритма и особенностей программы ПУЧОК-БМ, реализующей этот метод. Возможность данного подхода иллюстрируются результатами расчетного анализа 217-й стержневой сборки газоохлаждаемого быстрого реактора. Расчеты выявили опасность перегрева угловых твэлов. Исследованы в первом приближении методы устранения угловых температурных эффектов (рис. 4, список литературы 10 наименований).

УДК 621.039.512.4

Медведев Ю. А., Метелкин Е. В. Нестационарное замедление нейтронов от плоского импульсного источника в системе двух сред с плоской границей раздела. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 308.

Рассматривается замедление нейтронов от плоского импульсного моноэнергетического источника в системе, состоящей из двух различных сред с плоской границей раздела. На базе «возрастного» приближения вычисляется пространственно-энергетическая зависимость среднего времени замедления нейтронов в каждой среде (рис. 5, список литературы 15 наименований).

УДК 621.039.5

Кострица А. А. Теория замедления в среде переменной плотности. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 313.

Рассмотрена зависимость среднего квадрата удаления нейтронов, испущенных точечным источником, от скорости возрастания плотности среды. Приведены результаты приближенных численных расчетов, в которых учитывалась скорость центрально-симметричного движения тяжелых ядер среды и вызванный этим движением разорв нейтронного газа (рис. 2, список литературы 3 наименования).

УДК 621.039.76(063)

Иванов В. И., Коренков И. П., Салимов О. Н. Уровни облучения различных профессиональных групп и оптимизация радиационного контроля. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 315.

На основе анализа информации о плотности распределения индивидуальных доз облучения персонала установлена вероятность превышения уровней облучения различных профессиональных групп выше $1/3$ ПДД и доказана необходимость индивидуального дозиметрического контроля при проведении рентгенодиагностики и радиоизотопной диагностики с помощью генераторов короткоживущих изотопов. Приведены аналитические зависимости, позволяющие вычислить необходимый объем выборки для заданных погрешностей определения средней дозы и измерения индивидуальных доз (рис. 1, список литературы 12 наименований).

УДК 621.384—034.822

Галль Р. Н., Корочкин А. М., Леднев В. А., Соколов Б. Н., Вячин В. Н. Изотопный анализ наногаммовых проб урана. — «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 5, с. 321.

Рассматриваются основные условия получения воспроизводимых результатов при измерении изотопного состава микроколичеств веществ, а также возможные источники ошибок, связанные как с масс-спектрометром, так и с методикой подготовки пробы и проведения анализа. Описана методика, использованная при измерениях 10^{-6} — 10^{-9} г природного урана, на масс-спектрометре МИ1320 с использованием коллектора ионов и вторично-электронного умножителя. Обсуждаются возможные причины возрастания среднего изотопного отношения при уменьшении пробы и различия результатов измерений на умножителе и коллекторе ионов (табл. 3, список литературы 9 наименований).