

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Allison S., Warshaw S. «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, N 4, p. 779.
2. Fay H., Gattstein K., Hain K. «Nuovo Cimento», 1954, v. 11, Suppl. 234.
3. Максимов Н. З. «ЖЭТФ», 1959, т. 37, вып. 1, с. 127.
4. До Ин Себ. «ЖЭТФ», 1962, т. 43, вып. 1, с. 121.
5. Baranch E. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 61, N 1, p. 113.
6. Взоров И. К. Сообщение ОИЯИ PI-4442. Дубна, 1969.
7. Зыков И. К., Варющенко С. Б., Дмитров Г. Н. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 6, с. 987.
8. Clude S. Zaidins «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 120, N 1, p. 125.
9. Williamson C., Bonjot J., Picard J. Raport CEA-R3042. Saclay, 1966.

УДК 518:517.9

Модификация метода Монте-Карло для расчета полей излучения за барьерами большой толщины

АНДРОСЕНКО П. А., ЕФИМЕНКО Б. А.

При расчете методом Монте-Карло характеристик излучения, прошедшего барьеры большой толщины, приходится оценивать очень малые вероятности, что всегда приводит к значительной погрешности. При вычислении энергоугловых спектров статистическая точность результатов еще более понижается. В связи с этим для решения подобных задач приходится использовать различные модификации метода Монте-Карло, приводящие к уменьшению дисперсии.

Общая схема метода. Введем фазовое пространство R координат \mathbf{r} точки рассеяния, направления Ω и энергии E частицы, т. е. $R = R_r \times R_\Omega \times R_E$. Точку (\mathbf{r}, Ω, E) пространства R будем обозначать через x . Пусть, взаимодействуя со средой, частицы (для определенности γ -кванты или нейтроны) испытывают два типа взаимодействий: рассеяние, комптоновское для γ -квантов и упругое для нейтронов, и поглощение. Данные предположения не связаны с сущностью метода и вводятся только для упрощения изложения.

Для рассматриваемых типов взаимодействий ядро перехода $K(x' \rightarrow x)$ можно представить в виде

$$K(x' \rightarrow x) = G(\Omega', E' \rightarrow [\Omega, E]) T(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}, \Omega, E).$$

При этом координатная часть плотности перехода $T(\cdot) d\mathbf{r}$ задана в пространстве R_r , а энергоугловая часть $G(\cdot) d\Omega dE$ — в произведении пространств $R_\Omega \times R_E$; таким образом, моделирование (Ω, E) и \mathbf{r} можно производить независимо.

Известно, что использование в оценке аналитического интегрирования по некоторым переменным всегда приводит к уменьшению дисперсии. Для кусочно-однородного бесконечного барьера толщиной d можно провести интегрирование по пространству R_r . Для наглядности рассмотрим случай однородного барьера.

В сферических координатах с центром в точке \mathbf{r}' координатная часть плотности перехода имеет вид

$$\sum (\mathbf{r}, E) \exp[-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})],$$

где $\Sigma(\cdot)$ — полное сечение взаимодействия; $\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ — оптическое расстояние между точками \mathbf{r}' и \mathbf{r} для частиц с энергией E .

При источнике, равномерно распределенном на поверхности, пространственная плотность распределения частиц зависит только от координаты z (ось Oz нормальна к поверхности барьера). Тогда $p_k(z)$ —

вероятность того, что частица находится в точке z после k рассеяний, есть

$$p_k(z) = \int p_{k-1}(z') \exp\{-c_k(z-z')\} dz', \quad (1)$$

где $p_{k-1}(z')$ — вероятность того, что частица находится в точке z' после $(k-1)$ -го рассеяния; Σ_k — полное сечение взаимодействия после k -го рассеяния; W_k — косинус между направлением k -го рассеяния Ω_k и осью Oz ; $c_k = \Sigma_k / W_k$.

Интегрирование ведется на отрезке $[0, z]$ для случая $W_{k+1} > 0$ или на отрезке $[z, d]$ для случая $W_{k+1} < 0$. Очевидно, что $p_1(z) = \exp(-c_1 z)$. Отсюда, учитывая (1), получаем

$$p_k(z) = \sum_{i=1}^k A_{k,i} \exp\{-c_i z\},$$

причем $A_{1,1} = 1$. Производя интегрирование в выражении (1), получаем рекуррентные формулы для коэффициентов $A_{k,i}$:

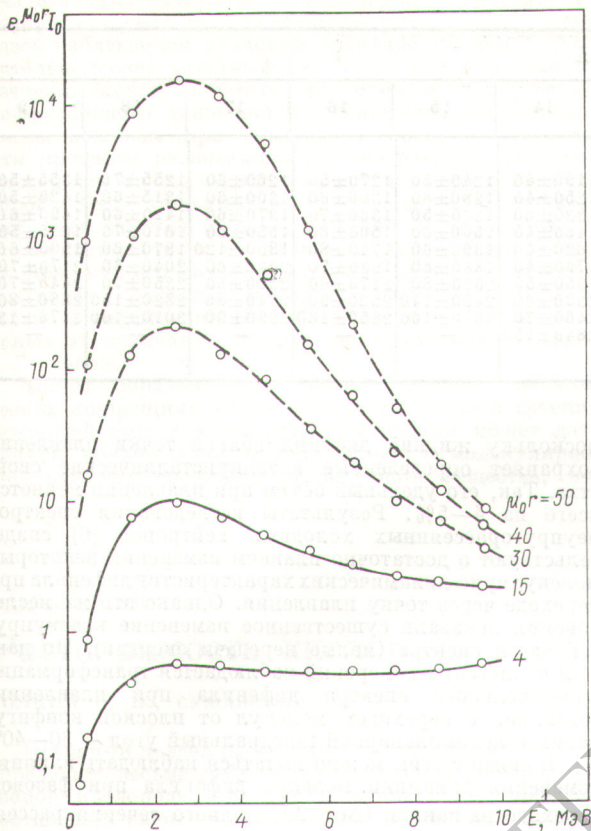
$$A_{k+1,i} = \pm A_{k,i} (c_{k+1} - c_i)^{-1}; \quad i = 1, 2, \dots, k; \quad (2)$$

$$A_{k+1,k+1} = \mp \sum_{i=1}^k A_{k,i} \psi(c_{k+1} - c_i)^{-1}.$$

Верхний знак и $\psi = 1$ берется для случая $W_{k+1} > 0$, нижний и $\psi = \exp[(c_{k+1} - c_i)d]$ для случая $W_{k+1} < 0$.

Формулы (2) позволяют моделировать пространственную плотность распределения частиц. Тогда вклад от k -го рассеяния в детектор с заданным направлением Ω_D найдем как

$$\begin{aligned} Bk_k &= \int_0^d p_k(z) \exp[-c_D(d-z)] dz = \\ &= \sum_{i=1}^k A_{k,i} \exp(-c_i d) (c_D - c_i)^{-1} - \\ &- \exp(-c_D d) \sum_{i=1}^k A_{k,i} (c_D - c_i)^{-1}, \quad (3) \end{aligned}$$



Спектральное распределение рассеянного излучения мононаправленного источника в свинце. Нормальное падение излучения; $E_0 = 10$ МэВ. По оси ординат отложена функция спектрального распределения $I_0(E, \mu_0, \gamma)$, умноженная на $\exp(\mu_0 \gamma)$: — данные [1]; - - - настоящая работа; ○ — расчет

где коэффициенты c_D для направления Ω_D определяются аналогично коэффициентам c_R для направления Ω_R .

УДК 539.171.02.162.2

Полное сечение взаимодействия холодных нейтронов с дифенилом

ЖИТАРЕВ В. Е., СТЕПАНОВ С. Б.

К настоящему времени известны две работы, в которых рассеивающие свойства дифенила изучали методом измерения полного сечения взаимодействия в области холодных нейтронов. В работе [1] полное сечение измерено при температуре образца 298 и 423 К для нейтронов с длиной волны 1—11 Å. В работе [2] измерения выполнены при температуре 297 К в области 6—20 Å. Результаты этих работ с очевидностью показали большое влияние низкочастотных видов движения молекул

Как следует из формулы (3), погрешность метода не зависит от толщины барьера d . Моделирование длины свободного пробега заменяется аналитическим интегрированием по всевозможным пробегам. Очевидно, подобный метод легко применим и для расчета характеристик альбеда.

Результаты расчетов. Для рассмотренного метода была составлена программа на алгоритмическом языке ФОРТРАН-IV для расчета энергоугловых характеристик γ -квантов, прошедших через барьер заданной толщины d . Источник моноэнергетический, мононаправленный или изотропный. В процессе счета оценивается дисперсия результатов.

Были рассчитаны энергоугловые спектры для барьеров из различных материалов толщиной $d = \mu_0 \gamma = 1 \div 50$ (обозначения [1]) для энергии падающих γ -квантов от 0,5 до 10 МэВ. Рассматривались случаи нормального и косого падения излучения. Сравнения с работами [1] и [2] по спектральному распределению рассеянного излучения и по фактору накопления энергии показали совпадение результатов в пределах 5% (см. рисунок).

Оценка погрешности энергоугловых спектров для $\mu_0 \gamma = 50$ не превышает 20—30%, для кривой спектрального распределения <10% при числе историй 5000. Время счета такого числа историй на ЭВМ ЕС-1030 составляет ~ 40 мин. С уменьшением $\mu_0 \gamma$ погрешность заметно уменьшается (при $\mu_0 \gamma = 4$ погрешность ~ 2—3%). Зависимость погрешности от толщины барьера объясняется конечностью «машинной арифметики». Расчеты с двойной точностью существенно понижают эту погрешность.

Приведенные данные рассчитаны с 15 рассеяниями для воды и с 11 рассеяниями для свинца. Кривые, полученные с меньшим числом рассеяний, располагаются заметно ниже. Увеличение же числа рассеяний фактически не влияет на ход кривых.

Поступило в Редакцию 19.X.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
2. Goldstein H., Wilkins G. Calculations of the Penetration of Gamma Rays. Final Report, NYO-3075, 1954.

дифенила на полное сечение рассеяния холодных нейтронов, вследствие чего, в частности, модели рассеяния в бензоле оказались неприменимы в этом отношении к дифенилу. Настоящая работа преследовала цель дать более обширный экспериментальный материал, полезный для разработки новых теоретических представлений и оценки их адекватности.

Измерения выполнены на кристаллическом спектрометре [3] с монохроматором из пластин синтети-