

# Метод моделирования длины свободного пробега частицы

Г. А. МИХАЙЛОВ

УДК 539.12:539.17

В работе [1] рассмотрен метод моделирования длины  $l$  свободного пробега частицы при решении задач теории переноса частиц методом Монте-Карло. Этот способ моделирования позволяет радикально упростить расчеты по методу Монте-Карло для многих сложных систем. Метод, предложенный в работе [1], заключается в следующем. Пусть  $r$  — начальная точка пробега,  $v = v\Omega$  — скорость частицы,  $\sigma(r, v)$  — полное макроскопическое сечение. Предполагается, что  $\sigma(r, v) \ll \sigma_m(v)$ . Для моделирования  $l$  конструируются две последовательности независимых «выборочных» значений:  $\xi_1, \dots, \xi_n, \dots$  — с плотностью  $\sigma_m(v) \exp(-\sigma_m(v)x)$ ;  $\alpha_1, \dots, \alpha_n, \dots$  — для распределения, равномерного в  $[0, 1]$ ;  $\zeta_n = \sum_{k=1}^n \xi_k$ . Примем

$$N = \min \{n : \alpha_n \leq \sigma(r + \zeta_n \Omega, v) / \sigma_m(v)\}.$$

Тогда  $l = \zeta_N$ . В работе [1] приводится громоздкое и сложное обоснование указанного способа моделирования  $l$ .

Ниже рассмотрено очень простое обоснование, раскрывающее смысл метода и позволяющее несколько обобщить его.

К обеим частям кинетического уравнения

$$(\Omega, \text{grad } \varphi) + \sigma(r, v) \varphi(r, v) =$$

$$= \int \varphi(r, v') \sigma_s(r, v') g(v' \rightarrow v) dv' + \varphi_0(r, v),$$

прибавим соответствующие части равенства

$$[\sigma_m(v) - \sigma(r, v)] \varphi(r, v) =$$

$$= \int \varphi(r, v') [\sigma_m(v') - \sigma(r, v')] \delta(v' - v) dv'$$

и объединим стоящие справа интегралы.

Полученное уравнение, очевидно, можно рассматривать как уравнение переноса частиц в фиктивной среде, для которой  $\sigma_m(v)$  — полное сечение,  $\sigma_s(r, v)$  —

сечение «физического» рассеяния с индикатрисой  $g(v' \rightarrow v)$  и  $[\sigma_m(v) - \sigma(r, v)]$  — сечение рассеяния без изменения  $v$ . Нетрудно заметить, что прямое моделирование [2] описанного таким образом процесса переноса приводит к рассмотренной выше процедуре моделирования длины  $l$  пробега между «физическими» столкновениями.

Приведенное обоснование показывает, как применять этот способ только в пределах некоторых зон системы и как сочетать его с «весовыми» методами расчета [2], требующими, как правило, вычисления «оптической длины» пробега.

Известно, что среднее число «физических столкновений» определяется из выражения

$$(\sigma, \varphi) = \iint \sigma(r, v) \varphi(r, v) dr.$$

Следовательно, среднее число столкновений при моделировании преобразованного кинетического уравнения равно  $(\sigma_m, \varphi)$ . Эти рассуждения могут быть использованы при выборе способа моделирования длины пробега частицы для конкретной системы.

В заключение отметим, что идея введения фиктивного процесса рассеяния без изменения  $v$  не является новой и уже была применена для построения некоторых модифицированных методов Монте-Карло.

Поступило в Редакцию 7/V 1969 г.  
В окончательной редакции 6/X 1969 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Coleman. Nucl. Sci. and Engng, 32, No. 1 (1968).
2. Н. П. Бусленко и др. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло). М., Физматгиз, 1962.

# Оптимизация формы теневой защиты с использованием метода Монте-Карло

В. Л. ГЕНЕРОЗОВ, В. А. САКОВИЧ

УДК 621.039.538.7:539.125.523.34

Отыскивается минимум функционала потока энергии  $\gamma$ -излучения  $I(z'_1, \dots, z'_{16}, z''_1, \dots, z''_{16})$ , усредненного по круговой области радиусом  $R_2 = 200$  см, которая удалена от источника на расстояние  $H = 1310$  см. В качестве источника взяты торцовая и боковая поверхности цилиндра высотой  $h = 200$  см и диаметром  $2R_1 = 80$  см с равномерной поверхностной активностью и косинусоидальным угловым распределением  $\gamma$ -излучения. Вес защиты сохраняется постоянным:  $W(z'_1, \dots, z'_{16}, z''_1, \dots, z''_{16}) = W_0$ .

Образующая наружной и внутренней поверхностей аксиально симметричной теневой защиты аппроксимировалась ступенчатыми линиями, описываемыми (рис. 1) при интервале изменения величины угла  $\theta$ , равном  $(\theta_{j-1}, \theta_j)$ , уравнением

$$z = z_j^{(q)} \quad (j=1, \dots, 16),$$

а при интервале изменения ординаты  $z$ , равном  $[z_j^{(q)}, z_{j+1}^{(q)}]$ , уравнением

$$z = z \text{ tg } \theta_j \quad (j=1, \dots, 16).$$

Варьировались значения ординат  $z'_1, \dots, z'_{16}$  (наружная поверхность) и  $z''_1, \dots, z''_{16}$  (внутренняя поверхность). Внутренняя поверхность теневой защиты не должна была приближаться к источнику излучения ближе некоторого заданного расстояния  $z'_j \geq z''_j$ .

Для оптимизации использовался метод градиентного программирования [1, 2]

$$z_j^{(q+1)} = z_j^{(q)} + \Delta z_j^{(q)},$$

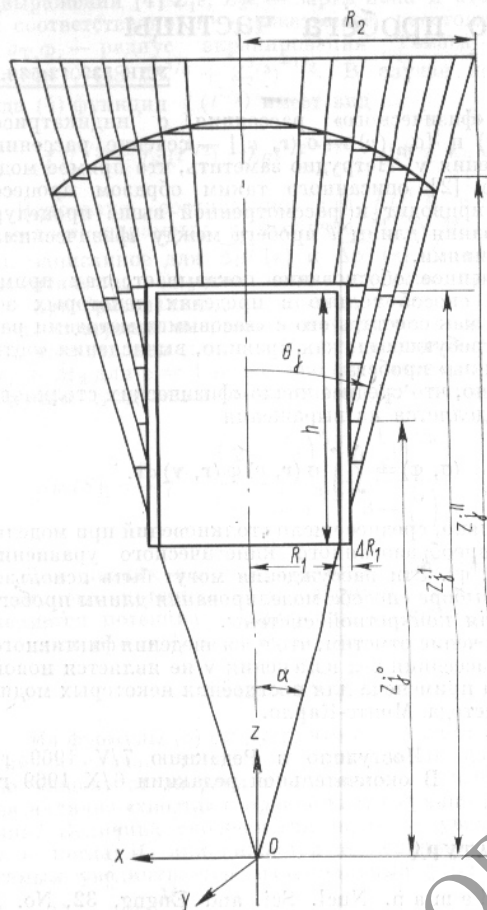


Рис. 1. Геометрия задачи теневой защиты.

где  $q$  — номер итерации, а значение  $\Delta z_j$  равно

$$\Delta z_j = -\Delta l \times \frac{\left[ \frac{\partial I}{\partial z_j} \sum_{k=1}^{32} \left( \frac{\partial W}{\partial z_k} \right)^2 - \frac{dW}{dz_j} \sum_{k=1}^{32} \frac{\partial W}{\partial z_k} \cdot \frac{\partial I}{\partial z_k} \right]}{\left\{ \sum_{i=1}^{32} \left[ \frac{\partial I}{\partial z_i} \sum_{k=1}^{32} \left( \frac{\partial W}{\partial z_k} \right)^2 - \frac{\partial W}{\partial z_i} \sum_{k=1}^{32} \frac{\partial W}{\partial z_k} \frac{\partial I}{\partial z_k} \right]^2 \right\}^{1/2}}$$

Величина шага итерации была выбрана равной  $\Delta l = 8$  см. Для соблюдения постоянства веса использовался поправочный шаг

$$\overline{\Delta z_j} = \frac{W_0 - W}{\sum_{k=1}^{32} \left( \frac{\partial W}{\partial z_k} \right)^2} \cdot \frac{\partial W}{\partial z_j}$$

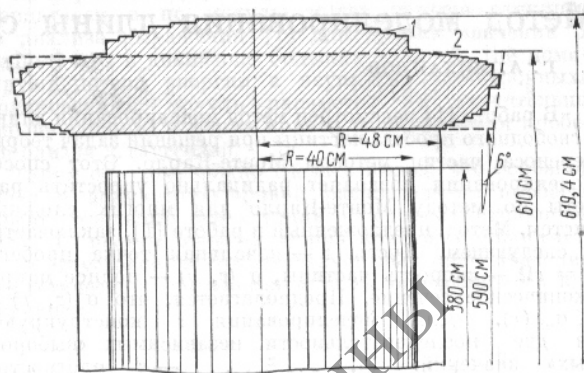


Рис. 2. Формы теневой защиты: 1 — после седьмой итерации, 2 — начальная итерация.

Критерием достижения оптимума служило условие

$$k_j = \frac{\partial W / \partial z_j}{\partial I / \partial z_j} = \text{const.}$$

Вес защиты и его производные вычислялись из геометрических соотношений. Величина потока энергии  $\gamma$ -излучения в определенных точках защищаемой области рассчитывалась методом Монте-Карло по способу определения «локального потока» [3]. Производные потока энергии по варьируемым параметрам определялись одновременно с вычислением потока энергии путем введения статистических весов  $(\pm) \frac{\Sigma t}{\cos \omega}$  и с учетом вероятности рассеяния  $\gamma$ -кванта поверхностным слоем защиты с индексом  $j$  [4]. Начальная энергия  $\gamma$ -квантов принималась равной  $5 \text{ Мэв}$ . Исходная форма защиты, материалом которой служило железо, была плоской с толщиной в пять длин ослабления первичного  $\gamma$ -излучения. Точность расчета потока энергии составляла около 3%, производных  $dI/dz_j$  — около 30%. Точностью определения производных обусловлено окончание оптимизации после уменьшения потока энергии на 45%. Всего было выполнено семь итераций (см. также рис. 2):

Номер итерации	Вес защиты, кг	Поток энергии, отн. ед.	$k_j$ , макс/ $k_j$ , мин
0	1984,7	56,28	30
7	1985,0	30,80	3

Поступило в Редакцию 29/VII 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sheffield. USAEC Report MR-N-186 (NARF-57-62T).
2. W. Cronford, R. Miller. USAEC Report TID-6302.
3. В. Г. Золотухин, С. М. Ермаков. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963.
4. М. З. Брайнина и др. «Ж. вычисл. матем. и математической физики», № 4, 953 (1967).