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 $\mathbf{r}$ — начальная точка пробега, $\mathbf{v} = v\mathbf{\Omega}$ — скорость частицы, $\sigma(\mathbf{r}, v)$ — полное макроскопическое сечение. Предполагается, что $\sigma(\mathbf{r}, v) \leqslant \sigma_m(v)$. Для моделирования l конструируются две последовательности независимых «выборочных» значений: $\xi_1, \ldots, \xi_n, \ldots$ — с плотностью $\sigma_m(v)\exp(-\sigma_m(v)x)$; $\alpha_1, \ldots, \alpha_n, \ldots$ — для распределения, равномерного в [0, 1]; $\zeta_n = \sum\limits_{k=1}^{n} \xi_k$. Примем

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

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

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

$$= \int \varphi(\mathbf{r}, \mathbf{v}')\,\sigma_s(\mathbf{r}, v')\,g(\mathbf{v}' \to \mathbf{v})\,d\mathbf{v}' + \varphi_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}),$$

прибавим соответствующие части равенства

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

$$= \int \varphi(\mathbf{r}, \mathbf{v}')\,[\sigma_m(v') - \sigma(r, v')]\,\delta(\mathbf{v}' - \mathbf{v})\,d\mathbf{v}',$$

и объединим стоящие справа интегралы.

Полученное уравнение, очевидно, можно рассматривать как уравнение переноса частиц в фиктивной среде, для которой $\sigma_m(v)$ — полное сечение, $\sigma_s(\mathbf{r}, v)$ — сечение «физического» рассеяния с индикатрисой $g(\mathbf{v}' \to \mathbf{v})$ и $[\sigma_m(v) - \sigma(\mathbf{r}, v)]$ — сечение рассеяния без изменения $\mathbf{v}$. 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

$$(\sigma, \varphi) = \int\!\!\int \sigma(\mathbf{r}, v)\,\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{v})\,d\mathbf{r}.$$

Следовательно, среднее число столкновений при моделировании преобразованного кинетического уравнения равно (σ_m, φ). 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 $\mathbf{v}$ не является новой и уже была применена для построения некоторых модификаций метода 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 γ-излучения $I(z_1', \ldots, z_{16}', z_1'', \ldots, z_{16}'')$, 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 γ-излучения. Вес защиты сохраняется постоянным: $W(z_1', \ldots, z_{16}', z_1'', \ldots, z_{16}'') = W_0$.

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

$$z = z_j'^{(\prime\prime)} \quad (j = 1, \ldots, 16),$$

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

$$z = z \operatorname{tg} \vartheta_j \quad (j = 1, \ldots, 16).$$

Варьировались значения ординат $z_1'', \ldots, z_{16}''$ (наружная поверхность) и $z_1', \ldots, z_{16}'$ (внутренняя поверхность). Внутренняя поверхность теневой защиты не должна была приближаться к источнику излучения ближе некоторого заданного расстояния $z_j' \geqslant z_j^0$.

Для оптимизации использовался метод градиентного программирования [1, 2]

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