

УДК 535.345.1

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОЙ СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ С ГАЗОМ

*Варданян Р. А., Белов Г. М., Курсанов Н. В.*

Методом Монте-Карло рассчитана эффективная степень черноты полуограниченной цилиндрической полости с серым газом как отношение числа фотонов, вышедших из полости, к общему числу рожденных в ней. Исследовано влияние газа, заполняющего полость, и коэффициента излучения стенок на эффективную степень черноты изотермической полости. Показано, что наличие излучающе-поглощающего газа внутри полости приводит к увеличению ее эффективной степени черноты. Особенно сильно сказывается этот эффект в случаях малого коэффициента излучения поверхности и большой оптической плотности газа.

В технике встречаются конструкции, которые с различной степенью приближения могут быть представлены в виде полуограниченной цилиндрической полости, заполненной нагретым газом (некоторые виды печей и химических высокотемпературных реакторов, камеры сгорания газотурбинных установок и т. д.). Одной из основных характеристик теплового излучения указанных устройств является степень черноты их излучающих полостей. Методы расчета степени черноты цилиндрической изотермической полости без газа рассмотрены в [1, 2].

В предлагаемой работе для расчета степени черноты внутренней полости полуограниченного цилиндра, заполненного серым излучающе-поглощающим газом, использован статистический метод Монте-Карло [3], который заключается в прослеживании вероятного пути отдельного пучка излученной энергии (фотона) до его выхода из цилиндра либо полного поглощения в нем. В известных работах на эту тему рассматривается излучение либо свободного цилиндрического облака частиц [4], либо бесконечного цилиндра с газом [5]. В отличие от них в предлагаемой работе реализована расчетная модель, которая описывает траекторию фотона простыми формулами аналитической геометрии.

Рис. 1 иллюстрирует геометрическую постановку задачи. Направление движения фотона задается коническим углом  $\theta$  и азимутальным углом  $\alpha$ , отсчитываемым от положительного направления оси  $x$ . Фотон зарождается при однородном изотропном излучении в объеме газа либо по закону диффузного излучения на внутренней поверхности цилиндра. Выбор случайных чисел, используемых при описании траектории фотона, производится по аналогии с [3-5]. Из совместного решения уравнения прямой

$$\frac{x-x_1}{l} = \frac{y-y_1}{m} = \frac{z-z_1}{n}, \quad (1)$$

где  $l = \sin \theta \cdot \cos \alpha$ ;  $m = \sin \theta \cdot \sin \alpha$ ;  $n = \cos \theta$ , и кругового цилиндра  $x^2 + y^2 = R^2$  получаем максимальную длину пути луча

$$L_{\text{макс}} = \frac{x_1 \cos \alpha + y_1 \sin \alpha + (R^2 - (x_1 \sin \alpha - y_1 \cos \alpha)^2)^{1/2}}{\sin \theta} \quad (2)$$

и координаты точки пересечения его с боковой поверхностью цилиндра

$$x_2 = x_1 + L_{\text{макс}} l; \quad y_2 = y_1 + L_{\text{макс}} m; \quad z_2 = z_1 + L_{\text{макс}} n. \quad (3)$$

Для определения направления движения фотона с боковой поверхности воспользуемся следующими вспомогательными углами  $\beta$  и  $\eta$ , показанными на рис. 2:

$$\beta = 2\pi R \alpha; \quad \cos \eta = R \eta^{1/2},$$

где угол  $\eta$  отсчитывается от внутренней нормали, а угол  $\beta$  — от образующей цилиндра и лежит в касательной плоскости к боковой поверхности.

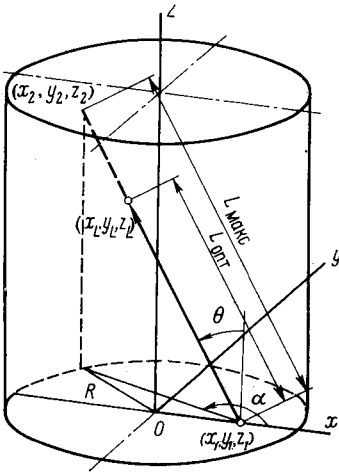


Рис. 1. Геометрия задачи

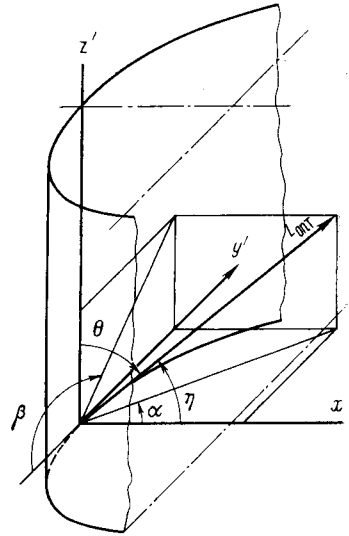


Рис. 2. Схема выбора углов на внутренней поверхности цилиндра

Так как задача осесимметрична, то поворотом около оси  $z$  можно совместить нормаль с плоскостью  $xoz$ . Углы  $\beta$  и  $\eta$  оказываются связанными с углами  $\alpha$  и  $\theta$  следующими соотношениями (рис. 2):

$$\cos \alpha = \frac{(1 - \sin^2 \eta \cdot \sin^2 \beta)^{1/2}}{\cos \eta}; \quad \cos \theta = \sin \eta \cdot \sin \beta. \quad (4)$$

Максимальная длина пути фотона определяется в виде

$$L_{\text{макс}} = \frac{-2(x_1 \cos \alpha + y_1 \sin \alpha)}{\sin \theta}. \quad (5)$$

Координаты конца пути фотона определяются по формуле (3), причем направляющие косинусы вычисляются по (1), куда подставляются значения углов из формулы (4). Эффективная излучательная способность изотермической полости  $\epsilon_{\text{эф}}$  определяется согласно [1] как

$$Q_{\Sigma} = \epsilon_{\text{эф}} \pi R^2 \sigma_0 T^4.$$

Суммарное тепловыделение из цилиндрической полости определяется по числу фотонов, вышедших из нее. Каждому фотону приписывается энергия

$$C_i = Q_i / N_i,$$

где  $Q_i$  — энергия, выделенная либо газом ( $Q_{ig} = 4\pi R^2 K \sigma_0 T_g^4$ ), либо поверхностью ( $Q_{iw} = \epsilon_w K_w \sigma_0 T_w^4$ ). Таким образом, суммарная энергия, выделенная из цилиндрической полости,  $Q_z = \sum_i n_i c_i$ , где  $n_i$  — число фотонов, вышедших из полости.

Для проверки описанной методики рассчитывалась эффективная степень черноты полости без газа и проведено сравнение с результатами, полученными в [1, 6] (рис. 3, а). Во всех случаях расхождение не превышало 1–2%. На рис. 3, а представлены также  $\epsilon_{эф}$ , рассчитанные для

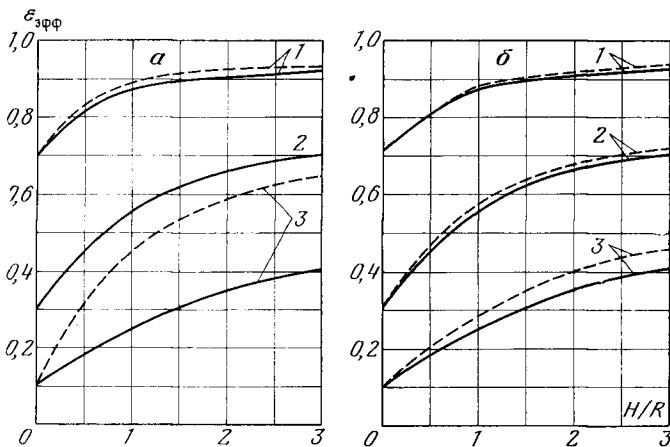


Рис. 3. Результаты расчета степени черноты: а —  $K = 0,01 \text{ см}^{-1}$ ; б —  $0,0003 \text{ см}^{-1}$ : 1 —  $\epsilon_w = 0,7$ ; 2 —  $0,3$ ; 3 —  $0,1$

полости с серым газом, имеющим большую оптическую толщину (пунктирные кривые). Когда степень черноты внутренних стенок мала ( $\epsilon_w = 0,1$ ), фотоны, зарожденные в газе, слабо поглощаются на стенках. В этих условиях энергия газа высвечивается из полости, и эффективная степень черноты полости увеличивается из-за наличия газа на 50–70% (пунктирная кривая 3) по сравнению со случаем, когда газ внутри полости отсутствует (сплошная кривая 3).

При степени черноты стенок  $\epsilon_w = 0,7$  боковые стенки поглощают уже основную часть энергии, выделенной газом. Поэтому наличие газа внутри полости приводит теперь к увеличению  $\epsilon_{эф}$  только на 2–3%.

Расчеты  $\epsilon_{эф}$  проводились также для случая, когда газ внутри полости имел малую оптическую толщину. Коэффициент поглощения газа принимался соответствующим коэффициенту поглощения дыма двигателя  $K = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . Наличие такого прозрачного газа внутри полости приводит к небольшому изменению эффективной черноты полости рис. 3, б (пунктирные кривые).

Для полости со стенками, хорошо отражающими излучение ( $\epsilon_w = 0,1$ ),  $\epsilon_{эф}$  возрастает в среднем на 10%, а при большом коэффициенте излучения стенок ( $\epsilon_w = 0,7$ )  $\epsilon_{эф}$  полости изменяется в пределах 1–2%.

Таким образом, наличие газа внутри полости во всех случаях приводит к увеличению степени ее черноты. При этом особенно сильно указанный эффект сказывается в случае малого коэффициента излучения поверхности полости.

**Обозначения:**  $x, y, z$  — оси координат;  $K$  — коэффициент излучения серого газа;  $R$  — радиус цилиндра;  $H$  — глубина цилиндра;  $R_i$  — случайное число;  $r$  — текущий радиус;  $\varphi$  — текущий азимутальный угол в плоскости  $xy$ ;  $x_1, y_1, z_1$  — координаты начальной точки излучения фотона;  $x_2, y_2, z_2$  — координаты пересечения фотона с поверхностью цилиндра;  $T_g, T_w$  — температуры газа и поверхности;  $N_i$  — число фотонов, зарожденных внутри полости;  $\epsilon_w$  — степень черноты поверхности;  $\epsilon_{эф}$  — эффективная степень черноты полости;  $F_w$  — площадь поверхности;  $Q_\Sigma$  — энергия, выделенная из полости.

Москва

Поступила в редакцию  
25 XII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Vossebrecker*. Wärme und Stoffübertagung, 3, № 5, 146, 1970.
2. *P. Хадсон*. Инфракрасные системы, «Мир», 1972.
3. *J. R. Howell*. Adv. Heat Transfer, 5. Academic Press, 1968.
4. *Стоклем, Лав*. РТК, 6, № 10, 1968.
5. *Хауэлл, Перлмуттер*. Теплопередача, 86, № 2, 1964.
6. *Э. М. Спарроу, Р. Д. Сесс*. Теплообмен излучением. «Энергия», 1971.