

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. Н. Шевченко, Перенос теплового излучения между двумя поверхностями с учетом перфорации одной из поверхностей, *ТВТ*, 2010, том 48, выпуск 4, 637–640

<https://www.mathnet.ru/tvt780>

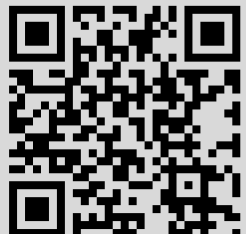
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

23 апреля 2025 г., 01:56:41



- левой научно-практической конференции. Обнинск, Калужская обл.: ФЭИ, 2008. С. 113.
2. Шильрайн Э.Э., Сквородько С.Н., Мозговой А.Г. Растворимость инертных газов в жидкометаллических теплоносителях // ТВТ. 2000. Т. 38. № 3. С. 407.
 3. Шильрайн Э.Э., Сквородько С.Н., Мозговой А.Г. Новые данные о растворимости инертных газов в жидких щелочных металлах при высоких температурах // ТВТ. 2002. Т. 40. № 6. С. 891.
 4. Шильрайн Э.Э., Сквородько С.Н., Мозговой А.Г. Растворимость инертных газов в жидких щелочных металлах в диапазонах температур 600 ... 1500 К и давлений 0.1 ... 10 МПа / Таблицы стандартных справочных данных Государственной службы стандартных справочных данных № 223–2007. М.: Стандартиформ, 2007. 33 с.
 5. Попов В.Н., Мозговой А.Г. Инструмент аппроксимации разнородных данных. М.: Интерконтакт Наука, 2006. 48 с.
 6. Young C.L., Battino R., Clever H.L. The Solubility of Gases in Liquids. In: Solubility Data Series. V. 4. Argon / Ed. Clever H.L. Oxford, UK: Pergamon Press Ltd., 1980. P. XIII.
 7. Шильрайн Э.Э., Сквородько С.Н., Мозговой А.Г. Растворимость гелия и аргона в жидких свинце, висмуте и их эвтектическом сплаве при высоких температурах // ТВТ. 2007. Т. 45. № 1. С. 139.
 8. Johnson G.W., Shuttenthorn R. The Solubility of Krypton in Liquid Lead, Tin and Silver // Phil. Mag. 1959. V. 4. № 43. P. 957.

УДК 536.24

ПЕРЕНОС ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЖДУ ДВУМЯ ПОВЕРХНОСТЯМИ С УЧЕТОМ ПЕРФОРАЦИИ ОДНОЙ ИЗ ПОВЕРХНОСТЕЙ

© 2010 г. С. Н. Шевченко

Балтийский военно-морской институт им. Ф.Ф. Ушакова, г. Калининград

Поступило в редакцию 06.08.2009 г.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования радиационного теплообмена методом Суринова [1] показали, что при конечных размерах поверхностей перфорационный эффект наиболее выражен при малых расстояниях между зонами и малых степенях черноты поверхностей систем [2]. Метод Гебхарта [3] отличается от метода Суринова только определением разрешающих угловых коэффициентов. Так, коэффициенты Гебхарта G_{ji} отличаются от разрешающих угловых коэффициентов Суринова тем, что включают в себя поглощательную способность поверхности, т.е. $\epsilon_i \Phi_{ji} = G_{ji}$. Однако резольвентно-зональный метод Суринова-Гебхарта дает некоторую погрешность в расчетах радиационного теплообмена в случае малых расстояний между зонами (меньше размеров самих зон) и малых степенях черноты поверхностей, участвующих в теплообмене. Естественно, что в таком случае важна оценка погрешности, для чего необходимо сравнить результаты расчета теплообмена в системе с перфорированными поверхностями резольвентно-зональным методом с точным решением интегральных уравнений переноса.

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ И РЕЗУЛЬТИРУЮЩИХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим две бесконечные параллельные пластины шириной L , расположенные друг от друга на расстоянии h (см. рис. 1). Примем, что пластины непрозрачные, серые, диффузно испускают и диффузно отражают излучение, имеют одинаковую степень черноты ϵ и поддерживаются при одинаковой температуре T . Среда, заполняющая систему, диатермична. Найдем распределение плотности потока эффективного излучения на поверхности пластин. Интегральные уравнения

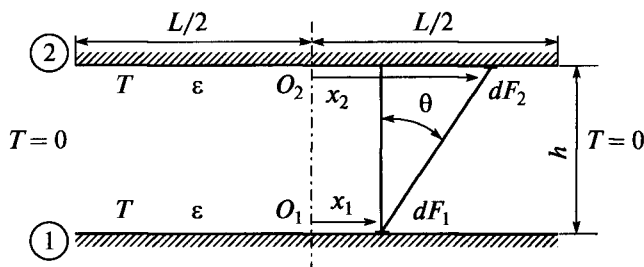


Рис. 1. Схема излучающей системы.

Результаты расчета $\varphi(x)$

$x = x/L$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
Решение методом замены интеграла конечной суммой	1.644	1.638	1.620	1.590	1.553	1.508
Решение из [4]	1.644	1.638	1.620	1.590	1.552	1.508

для плотностей потоков эффективного излучения $E_{\text{эф1}}(x_1)$ и $E_{\text{эф2}}(x_2)$ имеют вид

$$E_{\text{эф1}}(x_1) = E_{c_1} + (1 - \varepsilon) \int_{-L/2}^{L/2} E_{\text{эф2}}(x_2) d\varphi_{dx_1, dx_2}, \quad (1)$$

$$E_{\text{эф2}}(x_2) = E_c + (1 - \varepsilon) \int_{-L/2}^{L/2} E_{\text{эф1}}(x_1) d\varphi_{dx_1, dx_2}. \quad (2)$$

В силу симметрии $E_{\text{эф1}}(x_1) = E_{\text{эф2}}(x_2)$. В этом случае достаточно решить только одно из уравнений (1) или (2). Учитывая, что степень перфорированности пластин $\beta_1 = \beta_2 = 0$, запишем решаемое уравнение, опустив индекс при плотности потока эффективного излучения:

$$E_{\text{эф}}(x_1) = \varepsilon \sigma T^4 + (1 - \varepsilon) \int_{-L/2}^{L/2} E_{\text{эф}}(x_2) d\varphi_{dx_1, dx_2}. \quad (3)$$

Диффузный угловой коэффициент излучения между двумя параллельными полосами шириной dx_1 и dx_2 равен [4]

$$d\varphi_{dF_1, dF_2} = \frac{1}{2} d(\sin \vartheta),$$

где $\sin \vartheta = \frac{x_2 - x_1}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{1/2}}$. Следовательно,

$$d\varphi_{dx_1, dx_2} = \frac{1}{2} \frac{h^2}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} dx_2. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получаем уравнение для плотности потока эффективного излучения

$$E_{\text{эф}}(x_1) = \varepsilon \sigma T^4 + (1 - \varepsilon) \frac{1}{2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{h^2}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} E_{\text{эф}}(x_2) dx_2. \quad (5)$$

Последнее можно записать в безразмерном виде.

Пусть

$$x = \frac{x_1}{L}, \quad \eta = \frac{x_2}{L}, \quad \gamma = \frac{h}{L}, \quad \varphi = \frac{E_{\text{эф}}}{\varepsilon \sigma T^4},$$

$$\lambda = (1 - \varepsilon) \frac{\gamma^2}{2}, \quad K(x, \eta) = \frac{1}{[(x - \eta)^2 + \gamma^2]^{3/2}}.$$

Следует заметить, что в данном случае ядро интегрального уравнения $K(x, \eta)$ — симметричное. Тогда уравнение (4) приобретает вид

$$\varphi(x) = 1 + \lambda \int_{-1/2}^{1/2} K(x, \eta) \varphi(\eta) d\eta.$$

Уравнение (5) есть интегральное уравнение Фредгольма второго рода. Наиболее часто для получения точных решений используют метод последовательных приближений и метод сведения к системе алгебраических уравнений [5]. За приближенное решение уравнения Фредгольма второго рода можно принять функцию

$$\tilde{\varphi}(x) = f(x) + \lambda \sum_{m=1}^n A_m K(x, x_m) \varphi, \quad (6)$$

которая принимает в точках x_1, x_2, \dots, x_n значения $\varphi(x_1), \varphi(x_2), \dots, \varphi(x_n)$. Решение системы алгебраических уравнений (6) производилось методом Гаусса с выбором главного элемента в столбце. Результаты расчета $\varphi(x)$ для различных $x = x_1/L$ приведены в таблице.

Как видно из таблицы, решение изложенным выше методом дает достаточную точность. После нахождения функции $\varphi(x)$ можно определить значения $E_{\text{эф}}$, проинтегрировав $E_{\text{эф}}(x)$ по поверхности, т.е. получив среднее значение $E_{\text{эф}}$:

$$E_{\text{эф}} = \int_{-1/2}^{1/2} E_{\text{эф}}(x) dx.$$

Результирующий поток от поверхности 1 можно определить через разность эффективных потоков

$$E_{p1} = E_{\text{эф1}} - E_{\text{эф2}}.$$

Если одна из полос перфорирована со степенью перфорированности β , то интегральные

уравнения Фредгольма для эффективных потоков принимают следующий вид:

$$\begin{cases} E_{\text{эф}}(x_1) = E_{c1} + (1 - \varepsilon) \frac{1}{2} \times \\ \times \int_{-L/2}^{L/2} \frac{h^2}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} E_{\text{эф}}(x_2) dx_2, \\ E_{\text{эф}}(x_2) = E_{c2}(1 - \beta) + (1 - \varepsilon) \frac{1}{2} \times \\ \times \int_{-L/2}^{L/2} \frac{h^2(1 - \beta)}{[(x_2 - x_1)^2 + h^2]^{3/2}} E_{\text{эф}}(x_1) dx_1. \end{cases} \quad (7)$$

Систему интегральных уравнений можно записать в безразмерном виде при условии, что

$$\lambda_1 = (1 - \varepsilon) \frac{\gamma^2}{2}, \quad \lambda_2 = (1 - \varepsilon)(1 - \beta) \frac{\gamma^2}{2}.$$

Тогда система уравнений (7) принимает вид

$$\begin{cases} \varphi(x) = 1 + \lambda_1 \int_{-1/2}^{1/2} K(x, \eta) \varphi(\eta) d\eta, \\ \varphi(\eta) = (1 - \beta) + \lambda_2 \int_{-1/2}^{1/2} K(x, \eta) \varphi(x) dx. \end{cases}$$

В соответствии с [6] при фундаментальной постановке задачи для бесконечных поверхностей

$$E_{\text{эф}i} - (1 - \varepsilon_i) \sum_{k=1}^n E_{\text{эф}k} \Phi_{ik} = E_{ci}.$$

Так как в данной системе поверхностей локальный диффузный угловой коэффициент равен среднему, то

$$\begin{cases} E_{\text{эф}1} = E_{c1} + (1 - \varepsilon) E_{\text{эф}2}, \\ E_{\text{эф}2} = E_{c2}(1 - \beta) + (1 - \varepsilon)(1 - \beta) E_{\text{эф}1}. \end{cases}$$

Решая эту систему уравнений и учитывая, что $E_c = E_{c2} = E_{c1}(1 - \beta)$, получим

$$E_{\text{эф}1} = E_c \left\{ 1 + \frac{(1 - \varepsilon)(1 - \beta)[1 + (1 - \varepsilon)]}{1 - (1 - \varepsilon)^2(1 - \beta)} \right\}, \quad (8)$$

$$E_{\text{эф}2} = E_c \left\{ \frac{(1 - \beta)[1 + (1 - \varepsilon)]}{1 - (1 - \varepsilon)^2(1 - \beta)} \right\}. \quad (9)$$

Результирующая поверхностная плотность потока энергии для неперфорированной поверхности 1 с учетом (8) и (9) имеет вид

$$E_{p1} = E_{\text{эф}1} - E_{\text{эф}2} = E_c \left[\frac{\beta}{1 - (1 - \varepsilon)^2(1 - \beta)} \right],$$

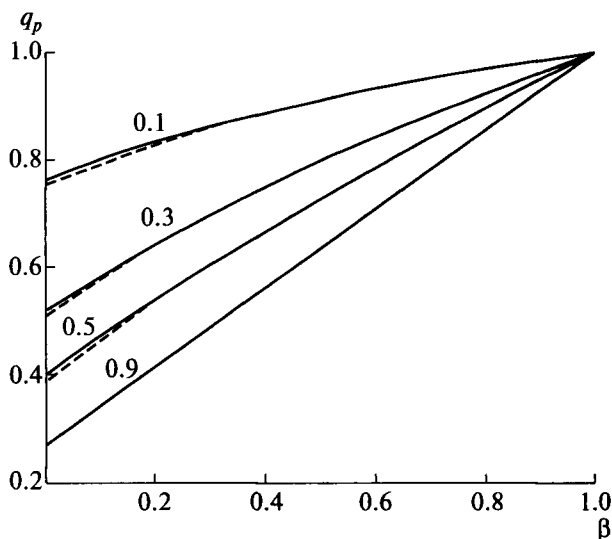


Рис. 2. Зависимость q_p от β , ε – параметр, $h/L = 0.3$. Сплошная линия – расчет по методу Суринова–Гейхарта, штриховая линия – точное решение интегрального уравнения.

или в безразмерном виде

$$q_{p1} = \frac{E_{p1}}{\varepsilon \sigma T^4} = \frac{E_c F_1}{\varepsilon \sigma T^4 F_1} = \frac{\beta}{1 - (1 - \varepsilon)^2(1 - \beta)}. \quad (10)$$

Как видно из (10), полученная формула полностью совпадает с формулой из [2], которая была выведена с помощью разрешающих угловых коэффициентов Φ_{ij} методом Суринова. Таким образом, решение фундаментальной задачи методом Суринова для бесконечных перфорированных поверхностей является точным решением системы интегральных уравнений Фредгольма второго рода для эффективного излучения, и перфорационный эффект, определенный этим методом, не вызывает сомнений. Иначе обстоит дело, если поверхности имеют конечные размеры [7]. В таком случае, очевидно, возникает ошибка определения результирующих потоков излучения. Сравнение результатов расчета q_p , полученных путем решения системы интегральных уравнений и методом Суринова, приведено на рис. 2.

Расчет плотности результирующего потока излучения производился по известной формуле [4]

$$q_p = \frac{1}{(1 - \varepsilon)} \left[1 - \varepsilon \int_{-1/2}^{1/2} \varphi(x) dx \right]. \quad (11)$$

Безразмерная плотность результирующего потока излучения, определяемая по методу Суринова, имеет вид

$$q_p = \frac{1 - (1 - \beta)\varphi_{21}[1 - (1 - \varepsilon)(1 - \varphi_{21})]}{1 - (1 - \varepsilon)^2(1 - \beta)\varphi_{21}^2}, \quad (12)$$

где φ_{21} — средний угловой коэффициент излучения между полосами бесконечной длины.

Из рисунка видно, что различие между значениями q_p , полученными по формулам (11) и (12), несущественно и составляет доли процента. Это расхождение проявляется в основном при малых степенях черноты и близких к нулю степенях перфорированности поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных расчетов показано, что погрешность расчета резольвентно-зонным методом в перфорированных системах не влияет на величину и характеристики перфорационного эффекта. Следовательно, выводы о наличии перфорационного эффекта, полученные с помощью метода Суринова—Гибхарта не являются погрешностями метода и определяют физические закономерности переноса в системе перфорированных поверхностей.

Обозначения. β — степень перфорированности, $E_{эф}$ — поверхностная плотность эффективного излучения, ε — степень черноты поверхности, q_p — безразмерная поверхностная плотность результирующего потока излучения, φ_{dF_1, dF_2} — элементарный угловой коэффициент излучения между эле-

ментарными площадками dF_1 и dF_2 , φ_{ij} — средний угловой коэффициент излучения между i - и j -поверхностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суринов Ю.А., Лукьяненко О.П. Применение нового метода расчета локальных характеристик излучения к численному решению некоторых конкретных задач о лучистом теплообмене // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1967. № 3. С. 121.
2. Шевченко С.Н., Брюханов О.Н. Излучение системы двух параллельных перфорированных плоских поверхностей // ИФЖ. 1985. Т. 48. № 5. С. 862.
3. Gebhart B. Surface Temperature Calculations in Radiant Surroundings of Arbitrary Complexity for Gray, Diffuse Radiation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1961. V. 3. № 4. P. 341.
4. Ozisik M.N. Radiative Transfer and Interaction with Conduction and Convection. N. Y.: Werbel and Peck, 1985. 592 p.
5. Краснов М.Л., Киселев А.И., Макаренко Г.И. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1976. 216 с.
6. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением. Спр. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
7. Шевченко С.Н., Починкова О.С. Излучение внутренней поверхности перфорированного цилиндра // ТВТ. 1996. Т. 34. № 3. С. 496.