

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Половников, Ю. А. Попов, Об оптимальной оптической толщине слоя при радиационном теплообмене в потоке рассеивающей среды, *ТВТ*, 1984, том 22, выпуск 4, 806–808

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

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

Параметры загрузки:

IP: 3.231.219.178

6 ноября 2024 г., 23:09:50



ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЕ СЛОЯ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ТЕПЛОБМЕНЕ В ПОТОКЕ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Половников В. И., Попов Ю. А.

При теплообмене движущейся излучающей, поглощающей, нерассеивающей среды со стенками канала зависимость теплового потока от оптической толщины, как показано в [1-3], имеет экстремальный характер. Наличие экстремума объясняется тем, что с ростом оптической толщины среды излучательная (поглощательная) способность ядра потока увеличивается, однако экранирующее влияние теплового пограничного слоя также растет. Заметим, что в задачах радиационного теплообмена понятие о тепловом пограничном слое достаточно условно ввиду объемного характера излучения; оно применимо строго лишь в случае оптически плотных сред. Тем не менее и при умеренных оптических толщинах в пристеночных областях наблюдается значительное изменение температуры среды. Поэтому понятие о тепловом пограничном слое, аналогичное используемому в задачах конвективного теплообмена, применяется и для оценок радиационного теплообмена [4].

Представляет интерес определение оптической толщины τ_{op} , при которой тепловой поток на стенки максимален, для среды, рассеивающей излучение. Для круглого цилиндрического канала такая задача рассматривалась в [4], где отмечено возрастание экранирующей роли теплового пограничного слоя в рассеивающей среде.

Уравнение энергии, описывающее радиационный теплообмен в движущейся среде, имеет вид

$$\rho c_p v \partial T / \partial x = -\operatorname{div} \mathbf{q}_R, \quad (1)$$

где v — скорость; T — температура; x — координата вдоль потока; ρ — плотность; c_p — удельная изобарная теплоемкость; \mathbf{q}_R — вектор плотности потока излучения.

Пусть серая излучающая, поглощающая и рассеивающая среда движется в плоском канале, стенки которого являются черными и имеют постоянную температуру. Теплопроводностью среды пренебрегаем. Рассеяние излучения полагаем изотропным. В [5] переход к несферической индикатрисе рассеяния рекомендуется производить с помощью известных соотношений подобия. Как и в [4, 6], используем квазиоднородное приближение для учета рассеяния. Профиль скорости потока среды считаем стержневым (в [6] показано, что при рассмотрении радиационного теплообмена стабилизированного турбулентного потока со стенками предположение о постоянстве скорости среды по сечению канала является достаточно точным; влияние профиля скорости на величину τ_{op} анализировалось в [1]).

Если пренебречь радиационными потоками вдоль течения, то безразмерное уравнение энергии (1) примет вид [6]

$$\frac{Bo}{\tau_0} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} = 2(1-\gamma) \left\{ \theta_1^4 [E_2^*(0, \tau) + E_2^*(0, \tau_0 - \tau)] + (1-\gamma) \left[\int_0^{\tau} \theta^4(\tau') E_1^*(\tau', \tau) d\tau' + \int_{\tau}^{\tau_0} \theta^4(\tau') E_1^*(\tau_0 - \tau', \tau_0 - \tau) d\tau' \right] - 2\theta^4 \right\}, \quad (2)$$

причем

$$\theta(\bar{x}=0) = 1, \quad (3)$$

где $\bar{x} = x/H$ — безразмерная координата вдоль потока; T_0 — температура среды на входе в канал; T_1 — температура стенок; H — расстояние между стенками канала; $\theta = T/T_0$, $\theta_1 = T_1/T_0$ — соответственно безразмерные температуры среды и стенок; τ , τ_0 — соответственно оптическая глубина, оптическая толщина слоя между стенками канала; $Bo = \rho c_p v / \sigma T_0^3$ — число Больцмана; γ — отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту ослабления (альбедо однократного рассеяния); E_1^* , E_2^* — модифицированные интегро-экспоненциальные функции [6]; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Используя анализ подобия [7], можно заключить, что оптическая толщина, при которой тепловой поток максимален, зависит от l/Bo , θ_1 , γ ($l = l/H$, l — длина канала). Зависимость τ_{op} от этих параметров выявлялась путем численного решения уравнения энергии (2) по методике, разработанной в [6]. В результате решения по полученному распределению температуры в объеме среды рассчитывалась плотность теплового потока, а затем интегрированием находился тепловой поток на стенки.

Зависимость безразмерного теплового потока $Q = \left(\int_0^l q_R d\bar{x} \right) / \rho c_p v T_0$ на одну из

стенок канала от величины $\tau_0' = \tau_0(1-\gamma)$ показана на рис. 1, где приведены данные для различных значений γ . С ростом γ максимум теплового потока сдвигается в область малых значений τ_0' . При возрастании безразмерной длины канала l/Bo максимум сглаживается, практически не смещаясь. Очевидно, что для канала бесконечной

длины задача определения τ_{op} теряет смысл, так как теплообмен между средой и стенками в этом случае полностью завершается при фиксированном значении теплового потока. Изменение значения τ_{op} при замене режима охлаждения на режим нагрева среды не обнаружено.

Расчеты показали, что оптимальная оптическая толщина практически не зависит от l/Bo и θ_1 , а определяется в основном величиной альбедо γ . На рис. 2 обобщены результаты расчетов, показывающие влияние γ на оптимальную оптическую толщину, рассчитанную по коэффициенту поглощения $\tau_1 = \tau_{op}(1-\gamma)$. Значительное влияние рассеяния на τ_1 объясняется уменьшением пропускательной способности теплового пограничного слоя с ростом γ при постоянной величине $\tau_0(1-\gamma)$, что связано с увеличением средней длины пути фотона до выхода из среды при возрастании доли рассеяния.

Полученные выводы справедливы, когда тепловой пограничный слой достаточно развит и его экранирующее влияние заметно. Экранировка излучения определя-

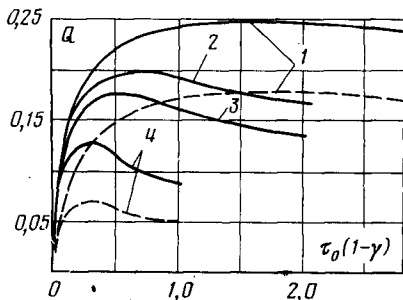


Рис. 1

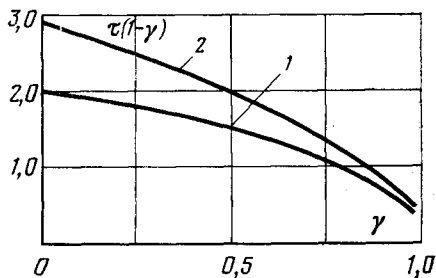


Рис. 2

Рис. 1. Безразмерный тепловой поток в канале ($\theta_1=0$, $Bo=5,0$): штриховые кривые $l=2,9$; сплошные кривые — 7,35 ($1-\gamma=0$; 2 — 0,9; 3 — 0,95; 4 — 0,99)

Рис. 2. Оптические толщины среды: 1 — $\tau_{op}(1-\gamma)$; 2 — $\tau_m(1-\gamma)$

ется оптической толщиной пограничного слоя $\tau_s = kS$, где k — коэффициент ослабления излучения, S — толщина слоя. Получим оценочное выражение для τ_s из теплового баланса пограничного слоя на участке от входа в канал до сечения с координатой x

$$S \rho c_p v (T_0 - \bar{T}) = \int_0^x (q - q_1) dx, \quad (4)$$

где \bar{T} — средняя температура пограничного слоя на выходе из рассматриваемого участка; q — плотность радиационного потока, падающего из ядра потока на пограничный слой; q_1 — плотность радиационного потока на стенке.

Считаем $\bar{T} \approx (T_1 + T_0)/2$. Для оценки плотностей радиационных потоков используем приближение Росселанда [8]. В этом приближении $q=0$, $q_1 = (16/3k) \sigma T^3 (\partial T / \partial y)_{y=0}$. Полагая $(\partial T / \partial y)_{y=0} \approx (T_0 - T_1)/S$, с учетом указанных допущений, из (4) получим

$$\tau_s = \sqrt{\frac{4(1+\theta_1)^3}{3Bo}} \tau_x, \quad (5)$$

где $\tau_x = kx$ — оптическая глубина среды в направлении течения.

Таким образом, толщина теплового пограничного слоя в излучающей среде растет пропорционально \sqrt{x} . Аналогичный характер имеет рост теплового пограничного слоя при конвективном теплообмене [9]. Экранировка излучения пренебрежимо мала при $\tau_s \ll 1$. Радиационный поток на стенки канала на начальном тепловом участке пропорционален степени черноты среды ϵ . Следовательно, на этом участке предпочтительна такая оптическая толщина среды τ_m , при которой ϵ близка к своему предельному значению ϵ_∞ . Практически можно ограничиться условием $\epsilon(\gamma, \tau_m) = 0,98 \epsilon_\infty$. Зависимость $\tau_m(1-\gamma)$ от величины γ для указанного случая показана на рис. 2 (при этом использовались данные [8]).

ВНИИМТ
г. Свердловск

Поступило в редакцию
25.V.1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Адрианов В. Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия, 1972. 464 с.
2. Велгужкий В. Н., Онуфриев А. Т. ПМТФ, 1962, № 6, с. 29.
3. Тимофеев В. Н., Шкляр Ф. Р., Малкин В. М., Берланд А. Х. Сложный теплообмен в поглощающем потоке, движущемся в щелевом канале. Сб. трудов ВНИИМТ. № 13. М.: Металлургия, 1967, с. 136.
4. Попов Ю. А., Щербинин В. И. ПМТФ, 1977, № 3, с. 99.

5. Ли, Бакиус. Теплопередача, 1982, № 1, с. 74.
 6. Попов Ю. А., Половников В. И. ТВТ, 1980, т. 18, № 1, с. 139.
 7. Кугателадзе С. С. Анализ подобия в теплофизике. Новосибирск: Наука, 1982. 280 с.
 8. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
 9. Кэйс В. М. Конвективный тепло- и массообмен. М.: Энергия, 1972. 448 с.

УДК 532.574

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГРАДУИРОВКУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СКОРОСТИ

Огородников В. П., Осипов В. В.

Волоконно-оптический измерительный преобразователь скорости (ВОИПС), описанный в [1], может использоваться при исследованиях турбулентных течений электропроводных жидкостей в продольном или в поперечном магнитных полях. В этом случае его функция преобразования определяется следующей системой уравнений:

$$F = C_D(Re, N) \frac{\rho V^2}{2} d, \quad \beta_F = \beta_V, \quad (4)$$

$$\Delta r = L \sin \left(\frac{Fl^3}{6EI} \right) - \frac{Fl^4}{8EI}, \quad \beta_{\Delta r} = \beta_F, \quad (2)$$

$$\Delta x_1 = x_{01} - x_1 = \Delta r \cos \beta_{\Delta r}; \quad \Delta x_2 = x_{02} - x_2 = \Delta r \sin \beta_{\Delta r}, \quad (3)$$

$$\Phi_1 = \Phi_{01} \left(1 - \frac{\arccos(x_1/R_1)}{\pi} + \frac{x_1}{\pi R_1^2} \sqrt{R_1^2 - x_1^2} \right), \quad (4)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{02} \left(1 - \frac{\arccos(x_2/R_2)}{\pi} + \frac{x_2}{\pi R_2^2} \sqrt{R_2^2 - x_2^2} \right), \quad (5)$$

$$J_1 = k_1 \Phi_1, \quad J_2 = k_2 \Phi_2, \quad (6)$$

где F – модуль вектора распределений силы лобового сопротивления; $C_D(Re, N)$ – коэффициент лобового сопротивления; $Re = Vd/\nu$ – число Рейнольдса; V – скорость жидкости; d – диаметр чувствительного элемента; ν – кинематическая вязкость жидкости; ρ – плотность жидкости; $N = \sigma B^2 d / (\rho V)$ – число Стюарта; σ – электрическая проводимость жидкости; B – индукция магнитного поля; $\beta_{\Delta r}$, β_V , β_F – углы между измерительной осью ВОИПС и вектором перемещения указателя чувствительного элемента, вектором скорости и вектором силы лобового сопротивления соответственно; Δr – модуль вектора перемещения конца указателя; L – длина указателя; l – длина чувствительного элемента; E – модуль упругости материала чувствительного элемента (стекло); I – момент инерции сечения чувствительного элемента; Φ_1 , Φ_2 – световые потоки, попадающие в первый и второй приемники света; Φ_{01} , Φ_{02} – световые потоки, попадающие в первый и второй приемники света при отсутствии указателя; R_1 , R_2 – радиусы первого и второго лучей света соответственно; x_1 , x_2 – координаты указателя в системе координат, две оси которой совпадают с осями двух лучей света; x_{01} , x_{02} – координаты указателя при нулевой скорости; J_1 , J_2 – сигналы фотоприемников; k_1 , k_2 – чувствительности фотоприемников.

Функция преобразования содержит неизвестную зависимость $C_D(Re, N)$. Для экспериментального определения этой зависимости использовался градуировочный стенд, подвижная часть которого представляет собой физический маятник, на котором ВОИПС закреплялся так, что его чувствительный элемент и часть державки были погружены в жидкость, налитую в кювету, помещенную в зазор между полюсами электромагнита.

В процессе градуировки максимальный угол отклонения подвижной части градуировочного стенда не превышал 5° , поэтому с точностью $0,05\%$ [2, 3] можно считать, что скорость V чувствительного элемента относительно неподвижной жидкости описывается соотношением

$$V = -De^{-\delta t} [\delta \cos(\omega_1 t - \alpha) + \omega_1 \sin(\omega_1 t - \alpha)], \quad (7)$$

где D , α – константы, зависящие от начальных условий; ω_1 – круговая частота затухающих колебаний; t – время; δ – коэффициент затухания.

Так как чувствительный элемент вместе с указателем образуют колебательное звено с собственной частотой ω_0 и добротностью Q , то при его движении вместе с подвижной частью градуировочного стенда с частотой ω_1 и амплитудой D возмож-