

ЛИТЕРАТУРА

1. Саттаров Р. М. О гидравлическом ударе «степенных» и нелинейно-вязкопластичных сред в трубах из вязкоупругого материала.— ПМТФ, 1975, № 3.
2. Смольский Б. М., Шульман З. П., Гориславец В. М. Реодинамика и теплообмен нелинейно-вязкопластичных материалов. Минск, «Наука и техника», 1970.
3. Гинзбург И. П. Гидравлический удар в трубах из вязкоупругого материала.— «Вестн. Ленингр. ун-та», 1956, вып. 3, № 13.
4. Чарный И. А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. М., «Недра», 1975.

УДК 536.3:536.25

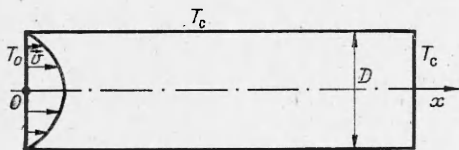
**СЛОЖНЫЙ ТЕПЛОБМЕН
ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ**

Ю. А. Попов, В. И. Щербинин

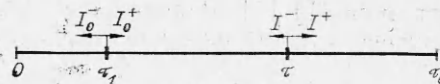
(Свердловск)

Сложный теплообмен при ламинарном движении нерассеивающей среды в цилиндрическом канале рассмотрен в [1, 2]. В [2] канал принят бесконечным, а температура боковой поверхности при $x = 0$ меняется скачком. В [1] исследован теплообмен в канале конечной длины. Примем предположения работы [1], но среду будем считать поглощающей и рассеивающей.

Считаем, что при $x = 0$ (фиг. 1) среда с температурой T_0 и параболическим профилем скоростей втекает в цилиндрический канал, стенки которого



Фиг. 1



Фиг. 2

го имеют постоянную температуру T_c . При $x = L$ канал закрыт черной проницаемой перегородкой с температурой T_c . Уравнение энергии имеет вид

$$(1) \quad \text{Re } V(\eta) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 4 \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) - \frac{D^2}{\lambda T_0} \text{div } \mathbf{q}_\perp,$$

где $\text{Re} = \rho c_p \langle v \rangle D / \lambda$ — число Пекле; $\langle v \rangle$ — средняя скорость; $V = v / \langle v \rangle$; $\xi = x / D$; $\eta = 2r / D$; $\Theta = T / T_0$; D — диаметр канала; ρ — плотность среды; c_p — ее теплоемкость; v — локальная скорость; T — температура; r, x — радиальная и продольная координаты; λ — коэффициент

теплопроводности; \mathbf{q}_n — вектор плотности потока излучения. Граничные условия для уравнения (1) имеют вид

$$\Theta(\xi = 0) = 1, \quad \Theta(\eta = 1, \xi > 0) = \Theta_c, \quad \partial\Theta/\partial\eta|_{\eta=0} = 0.$$

Дивергенция лучистого потока вычислялась с учетом радиального и продольного распределения температуры в канале. Рассеяние учтено в квазиодномерном приближении, предложенном в [3]. В этом приближении считается, что рассеяние происходит только вперед и назад по ходу луча, но полностью учитывается геометрия среды. Предварительно было получено решение для функции Грина одномерной задачи переноса излучения, которое для точки $\tau > \tau_1$ (фиг. 2) имеет вид

$$(2) \quad I^+ = I_0^+ e^{-\kappa(\tau-\tau_1)} \frac{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa(\tau_0-\tau)}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa(\tau_0-\tau_1)}},$$

$$I^- = R_\infty I_0^+ e^{-\kappa(\tau-\tau_1)} \frac{1 - e^{-2\kappa(\tau_0-\tau_1)}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa(\tau_0-\tau_1)}}.$$

Собственное излучение точки τ_1 единичное, изотропное. Если τ лежит в $(0, \tau_1)$, то решение для функции Грина получается из (2) поворотом на 180° оси τ

$$(3) \quad I^- = I_0^- e^{-\kappa(\tau_1-\tau)} \frac{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa\tau}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa\tau_1}},$$

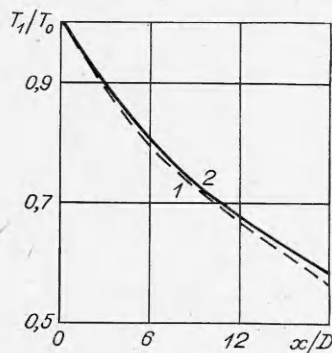
$$I^+ = R_\infty I_0^- e^{-\kappa(\tau_1-\tau)} \frac{1 - e^{-2\kappa\tau}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa\tau_1}},$$

где τ_0, τ, τ_1 — произведение коэффициента ослабления на соответствующую длину; $\kappa = \sqrt{(1-\gamma)(1-\mu\gamma)}$; $R_\infty = (\sqrt{1-\mu\gamma} - \sqrt{1-\gamma}) / (\sqrt{1-\mu\gamma} + \sqrt{1-\gamma})$; γ — отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту ослабления k ; μ — средний косинус угла рассеяния при элементарном акте рассеяния. Коэффициенты k, γ, μ могут быть рассчитаны по теории Ми [4]. Величины I_0^+ и I_0^- являются интенсивностью результирующего излучения в точке τ_1 . Для них получены выражения

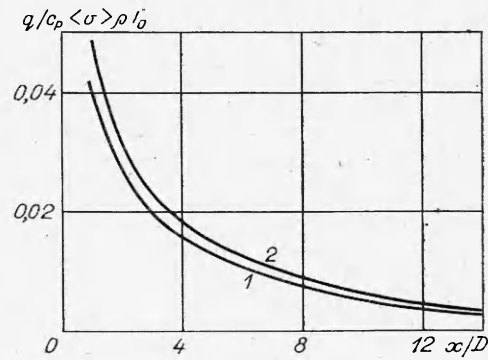
$$\text{где} \quad I_0^+ = \frac{1 + R_1}{1 - R_1 R_2}, \quad I_0^- = \frac{1 + R_2}{1 - R_1 R_2},$$

$$R_1 = R_\infty \frac{1 - e^{-2\kappa\tau_1}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa\tau_1}}; \quad R_2 = R_\infty \frac{1 - e^{-2\kappa(\tau_0-\tau_1)}}{1 - R_\infty^2 e^{-2\kappa(\tau_0-\tau_1)}}.$$

Квазиодномерное приближение использовалось в [5, 6]. В [5] решена задача лучисто-кондуктивного теплообмена в плоском слое и показано хорошее соответствие результатов с точным численным решением. Это приближение тем точнее, чем больше вытянута вдоль луча индикатриса рассеяния. При неучете рассеяния оно приводит к точному решению, а в случае чисторассеивающей среды результаты [5, 6] хорошо согласуются с результатами точных вычислений сферического альbedo слоя при сферической индикатрисе рассеяния [7].



Ф и г. 3



Ф и г. 4

С использованием функции Грина (2), (3) дивергенция вектора потока излучения в безразмерной форме определяется выражением

$$\frac{D^2}{\lambda T_0} \operatorname{div} \mathbf{q}_\pi = \frac{Bu(1-\gamma)}{Bo Pe^{-1}} \left\{ 4\Theta^4 - 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\pi [B(I^+ + I^-) + \frac{Bu(1-\gamma)}{\pi} \int_0^{S_0} \Theta^4(S)(I^+ + I^-) dS] \sin \varphi d\varphi d\psi \right\},$$

где $Bu = kD$; $Bo^{-1} = \sigma T_0^3 / c_p \rho \langle v \rangle$; σ — постоянная Стефана—Больцмана, B — плотность эффективного излучения стенки, отнесенная к σT_0^4 ; S — отношение расстояния между излучающей точкой и точкой, в которой определяется $\operatorname{div} \mathbf{q}_\pi$, к диаметру цилиндра; S_0 — аналогичное отношение для случая граничных излучающих точек.

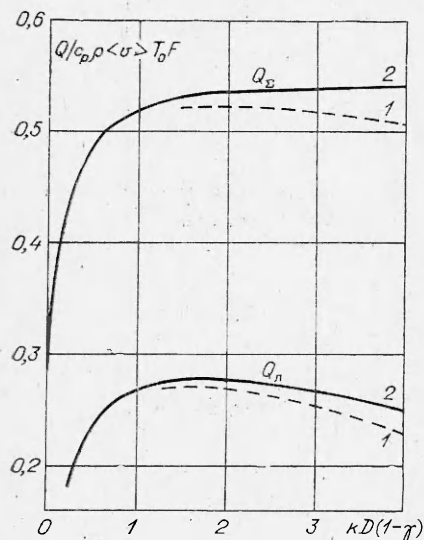
Уравнение энергии (1) решено численно методом конечных разностей с использованием метода прогонки в сочетании с методом итераций. По полученному полю Θ определялась величина $\operatorname{div} \mathbf{q}_\pi$, затем решалось уравнение (1) и находилось новое поле температур. Процесс сходиллся приблизительно за 6 итераций. Рассмотрен случай охлаждения среды при течении ее вдоль канала ($T_c < T_0$). Расчет проведен на ЭЦВМ «БЭСМ-6» при следующих параметрах: $\Theta_c = T_c/T_0 = 0,18$, $Pe = 1000$, $\gamma = 0,5$, $\mu = 0,7$, $Bo = 29,4$, $L/D = 18$ и для различных значений оптической толщины среды Bu . Стенки считались черными. Сравнение результатов расчета в рассеивающей и нерассеивающей среде проводилось при одинаковых значениях коэффициента поглощения среды. При учете рассеяния температура среды уменьшается вдоль канала медленнее, чем без учета рассеяния. Это относится как к осевой локальной, так и к средней по сечению температуре.

На фиг. 3 приводится распределение температуры на оси цилиндра без учета и с учетом рассеяния (кривые 1 и 2 соответственно) при $kD(1-\gamma) = 4$. В начальном участке канала градиент температуры у стенки в рассеивающей среде ниже, чем для нерассеивающей, а затем по мере движения среды вдоль канала температурный градиент в рассеивающей среде становится больше, чем в нерассеивающей. Соответствующим образом меняется и кондуктивная составляющая теплообмена. Локальный результирующий поток излучения на стенку в рассеивающей среде также на на-

чальном участке меньше, а на конечном может быть больше, чем для среды без рассеяния.

На фиг. 4 показано изменение по длине канала плотности результирующего излучения на стенку как для рассеивающей, так и для нерассеивающей среды (кривые 1 и 2 соответственно). Сравнение проведено при значении произведения коэффициента поглощения на диаметр $(1 - \gamma)Bu = 4$. В рассеивающей среде на стенку канала передается меньшее количество тепла, температура среды на выходе имеет более высокое значение, чем в аналогичном случае без учета рассеяния.

Интересно проследить влияние рассеяния на общую теплоотдачу в канале.



Фиг. 5

Зависимость общего потока тепла Q_{Σ} и потока излучения Q_n , переданных боковой стенке всего канала, от произведения $(1 - \gamma)Bu$ показана на фиг. 5 (кривые 1 — с учетом рассеяния, 2 — без учета рассеяния, $F = \pi D^2/4$). Результаты показывают, что при малых и средних оптических толщинах среды влияние рассеяния незначительно, но оно растет с ростом оптической толщины. Из фиг. 5 следует, что в рассеивающей среде существует максимум теплопередачи при некоторой оптической толщине среды, а для лучистой составляющей положение максимума смещено в область более низких значений оптической толщины. В [1] показано, что величина Q_{Σ} может иметь максимум и без учета рассеяния. Наличие максимума объясняется тем, что с ростом коэффициента ослабления растет оптическая толщина относительно холодного пристеночного слоя, который экранирует излучение, приходящее на стенку от горячих внутренних слоев. Экранирующая роль пристеночного пограничного слоя возрастает в рассеивающей среде.

Поступила 23 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Щербинин В. И., Боковникова А. Х., Шкляр Ф. Р. Взаимодействие излучения и конвекции при сложном теплообмене в коротком канале. — «Инж.-физ. журн.», 1974, т. 26, № 2, с. 238—244.
2. Echigo R., Hasegawa S., Kamiuto K. Composite heat transfer in a pipe with thermal radiation of two-dimensional propagation in connection with the temperature rise in flowing medium upstream from heating section. — «Intern. J. Heat Mass Transfer», 1975, vol. 18, N 10, p. 1149—1159.
3. Hottel H., Sarofim A. F. Radiative Transfer. N. Y., McGraw-Hill, 1967.
4. Ван де Г. Хюлет. Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1961.
5. Белов Г. Я. Лучисто-кондуктивный перенос тепла в плоском слое поглощающей и рассеивающей среды. — ТВТ, 1973, т. 11, № 4, с. 810—817.
6. Попов Ю. А. О лучистом теплообмене в случайно неоднородной рассеивающей среде. — «Инж.-физ. журн.», 1973, т. 25, № 5, с. 842—846.
7. Соболев В. В. Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967