

КОНВЕКТИВНЫЙ ПРИСТЕНОЧНЫЙ ФАКЕЛ

В. Д. Зимин, Ю. Н. Ляхов

(Пермь)

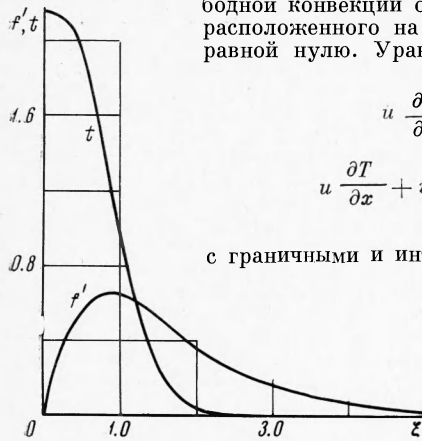
Исследуется ламинарное конвективное течение вдоль вертикальной пластины от горизонтального линейного источника тепла, расположенного на ее поверхности. Задача решена численно в приближении пограничного слоя для несжимаемой жидкости и без учета теплообмена на границе жидкость — пластина.

Результаты численного решения сравниваются с экспериментом. Исследование температурного поля от нагретой горизонтальной проволоки, расположенной на поверхности вертикальной пластины из пенопласта, проводилось на теневом приборе ИАБ-451 методом дифракционного интерферометра.

Обозначения

x и y — вертикальная и горизонтальная координаты, отсчитанные от линейного источника тепла; x^0 — вертикальная координата, отсчитанная от центра нагретой горизонтальной проволоки; u и v — вертикальная и горизонтальная скорость; T — температура, отсчитанная от температуры невозмущенной жидкости, принятой за нуль; T_w — температура на стенке; B — комплекс, определяемый физическими свойствами жидкости; ν — кинематическая вязкость жидкости; χ — температуропроводность; β — коэффициент объемного расширения; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; ρ — плотность; g — ускорение силы тяжести; q — плотность теплового потока через горизонтальное сечение факела (в кал/см·сек); q_1 — удельная тепловая мощность, выделяемая нагретой проволокой (в кал/см·сек); t — безразмерная функция профиля температуры; ξ — безразмерная переменная.

1. Рассмотрим в приближении пограничного слоя задачу о свободной конвекции от горизонтального линейного источника тепла, расположенного на вертикальной пластине с теплопроводностью, равной нулю. Уравнения конвективного пограничного слоя



Фиг. 1

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g\beta T$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

с граничными и интегральными условиями

$$u = v = \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (y = 0)$$

$$u = T = 0 \quad (y = \infty) \quad (1.2)$$

$$\rho c_p \int_0^{\infty} u T dy = \text{const} (x) \equiv q$$

допускают, как и в случае задачи об источнике в безграничной среде [1], преобразования подобия

$$u = \left[\frac{qg\beta}{\rho c_p \nu} \right]^{2/5} x^{1/5} f'(\xi), \quad v = \frac{1}{5} \left[\frac{qg\beta \nu^2}{\rho c_p} \right]^{1/5} x^{-2/5} \{ 2\xi f'(\xi) - 3f(\xi) \}$$

$$T = \left[\frac{q^4}{\rho^4 c_p^4 g \beta \nu^2} \right]^{1/5} x^{-3/5} t(\xi), \quad \xi = \left[\frac{qg\beta}{\rho c_p \nu^3} \right]^{1/5} y x^{-2/5} \quad (1.3)$$

Преобразования (1.3) сводят уравнения (1.1) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$f''' + 3/5 f' f'' - 1/5 (f')^2 + t = 0, \quad t' + 3/5 P t f = 0 \quad (1.4)$$

Уравнения (1.4) решались численно для $P = 7$ с граничными условиями

$$f = f' = 0 \quad (\xi = 0), \quad f' = t = 0 \quad (\xi = \infty) \quad (1.5)$$

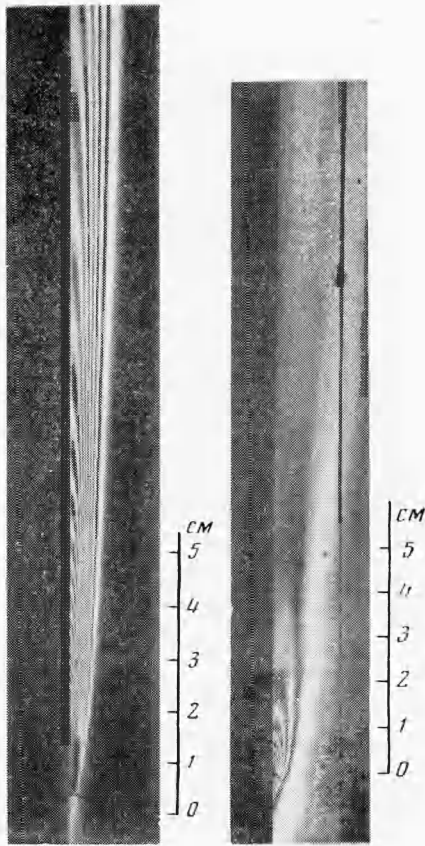
Решение производилось методом конечных разностей при нормирующем интегральном условии

$$\int_0^{\infty} f' t d\xi = 1 \quad (1.6)$$

Полученные в результате численного решения распределения температуры и вертикальной скорости представлены на фиг. 1.

2. Экспериментальное исследование температурного поля в пристеночном конвективном факеле проводилось с помощью дифракционного интерферометра на установке и по методике, описанной в работе [2]. В качестве источника тепла была использована нагреваемая постоянным током платиновая проволока диаметром 0.195 мм и длиной 20.0 см. Проволока располагалась горизонтально вдоль оптической оси установки на поверхности вертикальной пластины размерами $20 \times 30 \times 5$ см³, изготовленной из мелкопористого пенопласта с хорошо обработанной поверхностью. Эксперименты проводились с дистиллированной водой при комнатной температуре (число Прандтля $P = 7$). Так как коэффициент теплопроводности пористых пластмасс равен $0.7 \div 1$ кал/см·сек·°C [3], относительная теплопроводность κ_0 жидкости к стенке была около 20, что достаточно хорошо соответствовало принятому выше условию об отсутствии теплообмена на границе.

Интерферограмма наблюдаемого температурного поля пристеночного конвективного факела приведена на фиг. 2, а. Для сравнения на фиг. 2, б показана интерферограмма для случая $\kappa_0 = 0.6$ (воздух — пенопласт). В последнем случае вблизи стенки отчетливо заметно искривление изо-



Фиг. 2

терм вниз, что указывает на наличие значительного теплового потока от жидкости к стенке.

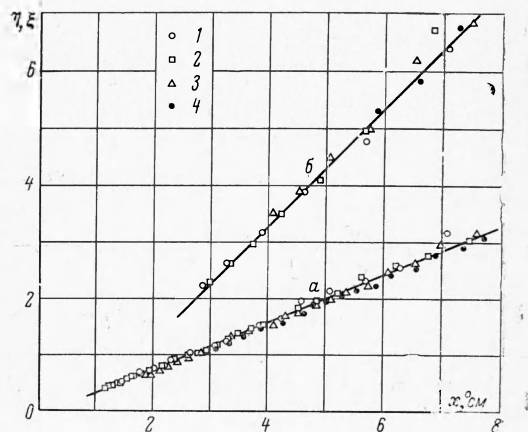
Интерферограммы фиг. 2, а обрабатывались по методике, принятой в работе [2]. По результатам эксперимента строилась зависимость величины

$$\eta \equiv \left[\frac{q_l^{4/5}}{BT_w} \right]^{3/5} = [t(0)]^{-3/5} x, \quad (2.1)$$

$$B = (g\beta v^2 \rho^4 c_p^4)^{1/5}$$

от вертикальной координаты x° , отсчитанной от центра нагретой проволоки. При этом вместо величины q , принятой в выражениях (1.2) и (1.3), была взята тепловая мощность q_l , выделяемая с единицы длины проволоки.

Результаты для нескольких тепловых режимов приведены на фиг. 3, а, где точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $q_l = 14.4 \cdot 10^{-3}$, $20.0 \cdot 10^{-3}$, $28.5 \cdot 10^{-3}$, $37.8 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек. Прямая, проведенная через экспериментальные точки способом наименьших квадратов, описывается уравнением $\eta = -0.112 + 0.422 x^\circ$. Средняя квадра-



Фиг. 3

тичная ошибка в свободном члене составляет 15%, в угловом коэффициенте 0.2%. По угловому коэффициенту прямой было вычислено максимальное значение безразмерной функции профиля температуры $t(0) = 1.67$. Сравнение полученного результата с теоретическим значением $t(0) = 2.16$ дает связь $q = 0.73 q_1$.

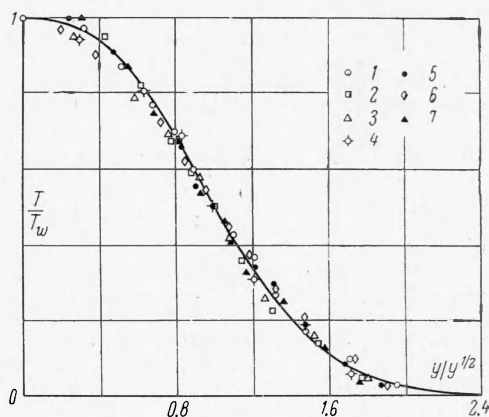
Ввиду того что q входит также и в выражение для безразмерной переменной ξ , было проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов по толщине теплового пограничного слоя. Из выражений (1.3) следует, что величина

$$\zeta \equiv (ky)^{5/2} = (\xi)^{5/2} x, \quad (2.2)$$

$$k = \left[\frac{qg\beta}{\rho c_p \nu^3} \right]^{1/5}$$

пропорциональна вертикальной координате x . Для заданного значения вертикальной координаты x^0 находилось такое расстояние $y_{1/2}$ от пластины, на котором температура уменьшалась вдвое по отношению к температуре на стенке. Зависимость $\zeta_{1/2}$ от x^0 представлена на фиг. 3, б. При этом вместо q в выражение (2.2) также подставлялось значение q_1 . Способом наименьших квадратов эта зависимость была выражена уравнением

$$\zeta_{1/2} = -0.83 + 1.04x^0$$



Фиг. 4

со средней квадратичной ошибкой в свободном члене 15%, в угловом коэффициенте — 2%. По угловому коэффициенту прямой было рассчитано значение $\xi_{1/2} = 1.02$. Сравнение этого результата со значением $\xi_{1/2} = 0.95$, полученным на основании численного расчета (фиг. 1), опять приводит к соотношению $q = 0.73 q_1$.

Таким образом, результаты эксперимента и численного решения совпадают, если считать, что на формирование пристеночного факела идет только часть выделяемой нагретой проволокой мощности. Потеря тепловой мощности может быть объяснена отчасти теплоотводом в толщу пластины в зоне, непосредственно примыкающей к источнику. В этой зоне, несмотря на относительно невысокую теплопроводность материала пластины, теплотери могут оказаться существенными из-за значительного градиента температуры. Второй причиной неполного совпадения теоретических и экспериментальных констант в преобразованиях подобия может служить подсос холодной жидкости к источнику из областей, расположенных ниже его уровня, что не учитывается при теоретическом рассмотрении задачи в приближении пограничного слоя.

На фиг. 4 приведены безразмерные профили температуры в пристеночном факеле для двух тепловых режимов. Экспериментальные точки 1, 2, 3, 4 соответствуют сечениям на расстояниях 4, 6, 8, 10 см от центра нагретой проволоки при $q_1 = 20.0 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек; точки 5, 6, 7 — сечениям 8, 10, 12 см, $q_1 = 37.8 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек. Сплошной линией изображен профиль температуры, полученный на основании численного решения задачи. Как видно из графика, теоретический и экспериментальный профили температуры с точностью до погрешностей эксперимента совпадают.

Авторы благодарят Г. Ф. Шайдурова за полезные советы.

Поступила 11 XII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков. ЖЭТФ, 1937, т. 7, вып. 12.
2. Л я х о в Ю. Н. Экспериментальное исследование свободной конвекции над нагретой горизонтальной проволокой. ПМТФ, 1970, № 2.
3. К э й Д ж., Л э б и Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., Физматгиз, 1962.