

## ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ОТ ТОНКОЙ НАГРЕТОЙ ПРОВОЛОКИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

О. А. ЕВДОКИМОВА, В. Д. ЗИМИН

(Пермь)

Экспериментально исследовалось температурное поле и поле скоростей при свободной конвекции жидкости у тонкой нагретой проволоки, которая расположена в непосредственной близости от горизонтальной поверхности жидкости. Температурное поле исследовалось теневым методом на приборе «Свиль 80», а поле скоростей — наблюдением за движением светорассеивающих частиц. Приводятся универсальные профили горизонтальной скорости и вертикального градиента температуры, которые найдены путем масштабных преобразований размерных профилей, измеренных в различных сечениях прогретой зоны для нескольких значений мощности, выделяемой проволокой.

Конвекция от линейного источника тепла в неограниченном объеме жидкости происходит с образованием вертикального факела, к которому применимы уравнения свободной конвекции в приближении пограничного слоя [1, 2]. Горизонтальная теплоизолированная поверхность, непроницаемая для жидкости и расположенная непосредственно над источником тепла, исключает образование факела. Конвективное движение, возникающее в таких условиях, стало предметом исследования в данной работе.

1. Константановая проволока диаметром 0,4 мм и длиной 195 мм, натянутая между пружинными держателями, помещалась в прямоугольный сосуд с дистиллированной водой. Две противоположные стенки сосуда были сделаны из оптического стекла, две другие — из медных пластин с внутренними каналами для термостатирующей жидкости. Размеры сосуда в плане составляли 200 × 210 мм. Высота уровня жидкости равнялась 100 мм.

Проволока устанавливалась перпендикулярно стеклянным стенкам на равном расстоянии от медных пластин и погружалась в жидкость так, чтобы ее ось находилась от поверхности на расстоянии, несколько большем радиуса проволоки. Поверхность жидкости оставалась свободной в одной серии опытов и покрывалась пластиной из пенопласта — в другой. Сверху сосуд плотно закрывался крышкой. Проволока нагревалась переменным током. Температура медных пластин поддерживалась постоянной и равной 20°С путем прокачивания воды от термостата. Стационарная конвекция устанавливалась спустя 15–20 мин после включения тока.

Для измерения поля скоростей в воду запускались частицы алюминиевой пудры. Путем отстаивания отбирались частицы, скорость оседания которых не превышала  $5 \cdot 10^{-3}$  см/сек, что составляло примерно 4% средней скорости горизонтального движения частиц. Положение отдельной частицы измерялось через равные промежутки времени (10–15 сек). В каждом опыте прослеживалось около 20 траекторий, которые выбирались так, чтобы равномерно покрыть все исследуемое поле.

Температурное поле исследовалось методом щели и ножа на теневом приборе «Свиль 80» с фокусным расстоянием 1200 мм. Изображение теневой картины проектировалось с увеличением в 2,5 раза на горизонтальную поверхность копировального устройства. При различных положениях ножа Фуко регистрировалась граница света и тени, являющаяся изолинией вертикальных отклонений лучей. На фиг. 1, а приведены изолинии вертикальных угловых отклонений лучей  $\epsilon$  для случая свободной поверхности,  $\epsilon = 8,35 \cdot 10^{-4} m$ ;  $m = 1, 2, \dots$ ; при  $Q = 0,011$  кал/см·сек.

Для шести — восьми вертикальных сечений вычислялся профиль показателя преломления путем графического интегрирования величины  $\partial n / \partial y = \epsilon / L$ ; здесь  $\epsilon$  — угловые отклонения лучей,  $L$  — длина пути луча в оптической неоднородности,  $n$  — показатель преломления. При интегрировании в качестве исходных брались точки некоторой горизонтальной линии в невозмущенной области. Изотермичность этой области контролировалась термпарным зондом. Вычисление температуры производилось с помощью таблиц температурной зависимости показателя преломления дистиллированной воды [3].

На фиг. 1, б приведены изолинии температуры, рассчитанные по полю угловых отклонений, изображенному на фиг. 1, а. Изотермы проведены через 0,2°С (первая снизу нулевая), так что  $T = m \cdot 0,2^\circ\text{C}$ .

Вертикальный градиент температуры рассчитывался непосредственно по угловым отклонениям лучей

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\epsilon}{L} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1}$$

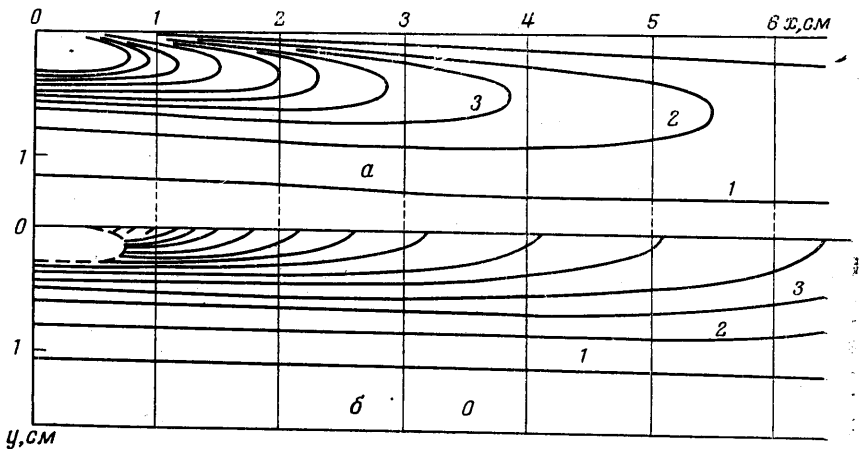
Так как  $\partial n / \partial T$  зависит от  $T$ , использование этой формулы возможно только тогда, когда поле температуры уже найдено. В данных опытах изменения  $\partial n / \partial T$  не

превышали 8%, поэтому изолинии вертикального градиента температуры мало отличаются от изолиний угловых отклонений.

Все изолинии на фиг. 1, а стягиваются к источнику тепла, что говорит о малости вертикального градиента температуры на поверхности жидкости. Существенный теплообмен на верхней границе происходил только вблизи источника тепла. Тепловая мощность, которая рассеивалась в этой зоне, не участвовала в формировании конвективного течения. В связи с этим за основную характеристику течения был принят поток тепла  $Q$  через некоторое сечение прогретой области, отнесенный к длине проволоки. Величина  $Q$  вычислялась по формуле

$$Q = \int_0^{\infty} \left( -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c u T \right) dy \quad (1.1)$$

для нескольких вертикальных сечений, в которых были известны профили скорости и температуры. Здесь  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\rho$  — плотность,  $c$  — теп-



Фиг. 1

лоемкость,  $T$  — температура, отсчитанная от температуры в невозмущенной зоне,  $u$  — горизонтальная составляющая скорости. Вклад кондуктивного члена был всегда мал, а разброс в значениях  $Q$  для различных сечений не превышал 4–5%.

2. Сопоставление температурных полей проводилось путем сравнения профилей производных  $T_y = T_y(x, y) = \partial T(x, y) / \partial y$  в вертикальных сечениях для различных значений  $x$  и  $Q$ . Было найдено, что различия в форме этих профилей лежат в пределах экспериментальных ошибок. Для отыскания масштабного преобразования, позволяющего получить универсальный профиль для  $T_y$ , а следовательно, и для  $T$ , был установлен характер зависимости максимального значения  $T_y$  от  $x$  и  $Q$ , а также исследовано поведение линий

$$T_y = k T_{y \max} \quad (0 < k < 1)$$

На фиг. 2 приведена зависимость величины  $A$ , обратной величины максимального значения  $T_y$  от  $x$  и  $Q$

$$A = \frac{Q}{\rho c v} \left( \frac{\partial T}{\partial y_{\max}} \right)^{-1}$$

За единицу температуры выбрана величина  $(Q / \rho c v) (T_{y \max})$ , где  $v$  — коэффициент кинематической вязкости. Точки 1, 2, 3, 4 получены в опытах с твердой поверхностью соответственно для  $Q \cdot 10^3 = 3.1, 6.1, 10, 12.5$  кал/см·сек, точки 5, 6, 7, 8 получены в опытах со свободной поверхностью соответственно для  $Q \cdot 10^3 = 2.7, 5.4, 8.2, 11.0$  кал/см·сек.

Обработка результатов экспериментов показала, что линия  $T_y = k T_{y \max}$  может быть аппроксимирована следующей функцией

$$y = \eta_k \sqrt{x} \left( \frac{g \beta Q}{\rho c v^3} \right)^{-1/6}$$

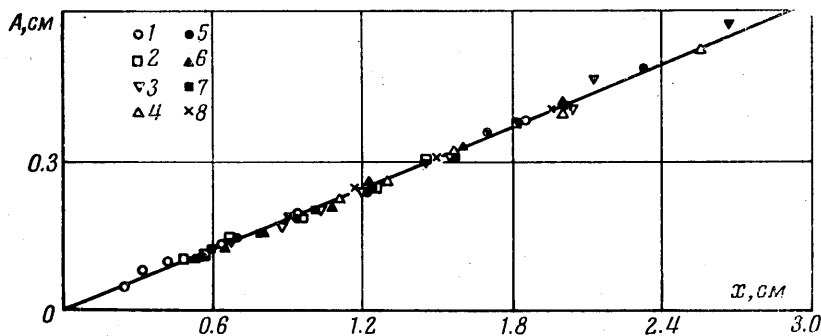
Здесь величина  $(g\beta Q / \rho c v^3)^{-1/3}$  принята за единицу длины,  $\eta_k$  — безразмерный коэффициент, зависящий от  $k$ ,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\beta$  — коэффициент объемного расширения жидкости.

Найденные закономерности можно представить в виде

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{Q}{\rho c v} |x|^{-1} t'(\eta), \quad \eta = \left( \frac{g\beta Q}{v^2 \rho c v} \right)^{1/3} |x|^{-1/2} y \quad (2.1)$$

Безразмерная функция  $t$  описывает универсальный профиль температуры для вертикальных сечений прогретой зоны. Штрих означает дифференцирование по  $\eta$ . На фиг. 3 приведена зависимость  $t' = t'(\eta)$ , где  $t'$  и  $\eta$  определена формулами (2.1) для случая твердой поверхности, точки 1, 2, 3, 4 соответствуют  $Q \cdot 10^3 = 3.1, 6.1, 10, 0, 12.5$  кал/см·сек. Расчет отдельных точек проводился согласно формулам (2.1).

Изменение граничных условий на поверхности жидкости приводило только к слабому количественному различию в профилях  $T_y$ . Максимальное значение  $T_y$  ока-



Фиг. 2

залось практически одинаковым для обоих случаев (фиг. 2). Значительное различие можно было ожидать при малых  $\eta$ , однако в этой области были велики ошибки в определении координат изолиний.

Для  $\eta > 1.2$  зависимость  $t'$  от  $\eta$  может быть аппроксимирована степенной функцией. Показатель степени, определенный по результатам отдельных опытов с разбросом в 4%, оказался равным  $-2.07$ . Если принять, что  $t' \sim \eta^{-2}$  для  $\eta > 1.2$ , то из формулы (2.1) можно получить что производная  $T_x = \partial T / \partial x = 0$  (пологие участки изотерм на фиг. 1, б). Две параболы

$$y = 1.2 \sqrt{|x|} \left( \frac{g\beta Q}{\rho c v^3} \right)^{-1/6} \quad (2.2)$$

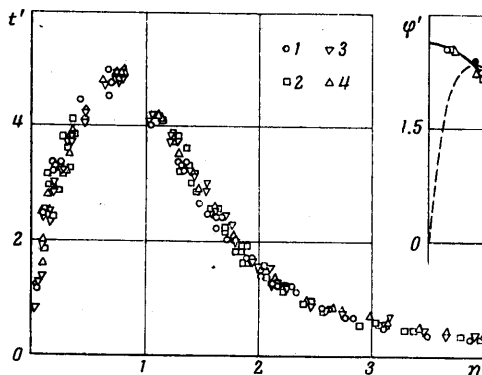
будут границей области с малыми значениями  $T_x$ . Движение жидкости в этой области направлено к источнику тепла. Вблизи поверхности жидкость движется от источника, а за пределами прогретой зоны движение практически отсутствует.

Измерения поля скоростей для различных значений  $Q$  показали, что горизонтальная составляющая скорости  $u$  остается неизменной вдоль линий  $\eta = \text{const}$ . При  $\eta = 1.05$  для свободной и  $\eta = 1.15$  для твердой границы  $u$  меняет знак. Если в качестве единицы скорости принять величину  $(g\beta Q / \rho c)^{1/3}$ , то горизонтальную составляющую поля скоростей можно представить в виде

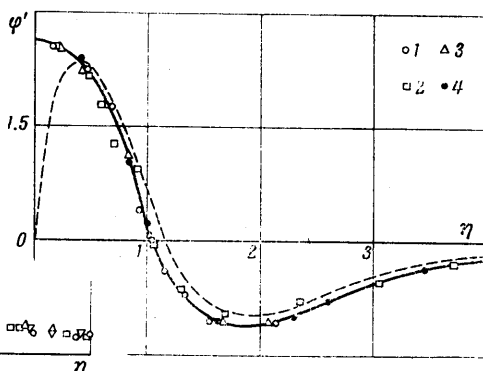
$$u = \left( \frac{g\beta Q}{\rho c} \right)^{1/3} \varphi'(\eta) \quad \left( \eta = \left( \frac{g\beta Q}{v^2 \rho c v} \right)^{1/3} \frac{y}{\sqrt{x}} \right) \quad (2.3)$$

Здесь  $\varphi$  — безразмерная функция тока. На фиг. 4 приведены зависимости  $\varphi'$  от  $\eta$  для случая свободной поверхности — сплошная кривая — и для случая твердой границы — пунктир; точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям  $Q = 3, 4, 5, 6$  см.

Отметим, что установленные закономерности в температурном поле и поле скоростей относятся к сечениям, достаточно удаленным от источника тепла. Вблизи источника тепла угловые отклонения лучей превышали диапазон прибора. Размер этой области (фиг. 1, а, б) менялся в зависимости от мощности подогрева от 4 до



Фиг. 3



Фиг. 4

10 мм. Дополнительное исследование зоны, непосредственно примыкающей к источнику, с помощью короткофокусной шпирен-системы не дало результатов ввиду сильной рефракции лучей в области с большими градиентами температуры.

Поступило 23 II 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fujii T. Theory of the steady laminar natural convection above a horizontal line-heat source and a point heat source. *Internat. J. Heat and Mass Trans.*, 1963, vol. 6, No. 7.
2. Forstrom R. J., Sparrow E. M. Experiments on the buoyant plume above a heated horizontal wire. *Internat. J. Heat and Mass Trans.*, 1967, vol. 10, No. 3.
3. Иоффе Б. В. Рефрактометрические методы химии. Л., Госхимиздат, 1960.

### РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ О ПРИТОКЕ ЖИДКОСТИ К НЕСОВЕРШЕННЫМ СКВАЖИНАМ

В. Т. ИВАНОВ

(Уфа)

Рассматривается решение задач о притоке жидкости к скважинам со щелевым фильтром при различных формах контура питания и к скважинам с двумя видами несовершенства. Решение получено методом прямых [1].

1. Пусть скважина, concentрично расположенная круговому контуру питания, вскрыта  $n$  щелями (Фиг. 1), каждая из которых соответствует центральному углу  $\alpha_k = \varphi_k' - \varphi_k$  ( $k = 0, 1, \dots, n-1$ ), и пусть давление на контуре питания и на вскрытой части скважины есть функция полярного угла  $\varphi$ . Кроме того, будем предполагать пласт неоднородным в радиальном направлении. При сформулированных предположениях задача определения потенциала пласта сводится к решению следующей краевой задачи:

найти в области  $\Omega (r_c < r < R, 0 < \varphi \leq 2\pi)$  решение уравнений

$$\Phi_{prr}'' + \frac{1}{r} \Phi_{pr}' + \frac{1}{r^2} \Phi_{p\varphi\varphi}'' = 0 \quad (p = 1, 2) \quad (1.1)$$

$$\Phi_p(r, \varphi) = \Phi_p(r, \varphi + 2\pi) \quad (p = 1, 2) \quad (1.2)$$

при краевых условиях

$$\Phi_{1r}'(r_c, \varphi) = 0, \quad \varphi_i' < \varphi < \varphi_{i+1} \quad (i = 0, 1, \dots, n-2) \quad (1.3)$$

$$\varphi_{n-1}' < \varphi_n < 2\pi$$

$$\Phi_1(r_c, \varphi) = \Phi_c(\varphi), \quad \varphi_i \leq \varphi \leq \varphi_i' \quad (i = 0, 1, \dots, n-1) \quad (1.4)$$

$$\Phi_2(R, \varphi) = \Phi_k(\varphi), \quad 0 < \varphi \leq 2\pi \quad (1.5)$$

и условиях сопряжения

$$\Phi_1(r_n, \varphi) = \Phi_2(r_n, \varphi), \quad K_1 \Phi_{1r}'(r_n, \varphi) = K_2 \Phi_{2r}'(r_n, \varphi) \quad 0 < \varphi \leq 2\pi \quad (1.6)$$

где  $K_p$  ( $p = 1, 2$ ) — проницаемость нефтяного пласта.