

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. П. Бесчастнов, П. Л. Кириллов, А. М. Сайкин,
Теплоотдача турбулентной свободной конвекцией
от плоской пластины к CO_2 при закритических
давлениях, *ТВТ*, 1973, том 11, выпуск 2, 346–351

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: 18.97.9.170

21 марта 2025 г., 01:10:11



УДК 536.255

ТЕПЛОТДАЧА ТУРБУЛЕНТНОЙ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИЕЙ ОТ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ К CO_2 ПРИ ЗАКРИТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЯХ

С. П. Бесчастнов, П. Л. Кириллов, А. М. Сайкин

Приводятся результаты экспериментального исследования теплоотдачи свободной конвекцией к CO_2 от вертикальных и наклонных поверхностей с начальным необогреваемым участком и без него. Температура и давление жидкости менялись соответственно от 24 до 64°С и от 7,85 до 8,82 $\text{мн}/\text{м}^2$. Исследования показали, что при турбулентной свободной конвекции влияние начального участка незаметно. Теплоотдача пластины уменьшается с изменением угла наклона пластины от -90° до $+90^\circ$ С. В опытах исследуется также распределение температуры пластины по длине. Коэффициент теплоотдачи слабо уменьшается с увеличением расстояния от передней кромки обогреваемого участка, как в случае пластины с начальным необогреваемым участком, так и без него. Все полученные данные в диапазоне чисел Ra от 10^{11} до 10^{16} описываются единой зависимостью с разбросом $\pm 25\%$.

Задача о теплоотдаче ламинарной естественной конвекцией от вертикальных стенок решена путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений Польшаузенем и Острахом в условиях постоянных физических свойств. Большинство экспериментальных работ, в которых исследуется теплоотдача естественной конвекции от вертикальных поверхностей, относятся также к ламинарному режиму. Для наклонных изотермических поверхностей в [1] получены аналитические решения для полей температуры и скорости методами теории возмущения как для положительных, так и для отрицательных углов наклона пластины (угол наклона отсчитывается по часовой стрелке от вертикальной плоскости). В экспериментальных работах по ламинарной естественной конвекции на наклонных поверхностях обработка результатов с использованием составляющей ускорения свободного падения параллельной поверхности дает удовлетворительное согласие экспериментальных данных [2, 3].

Имеется также достаточно много работ по теплоотдаче к вертикальной поверхности в турбулентном режиме — аналитических и экспериментальных [4–10]. Данные же по теплоотдаче к наклонным поверхностям ограничиваются практически работой Влига [2].

Для теплоотдачи наклонной пластины при турбулентном режиме Влиг дает зависимость

$$\text{Nu} = 0,568\text{Ra}^{0,22}. \quad (1)$$

Для горизонтальной пластины, обогреваемой с обеих сторон, приводится в [11] зависимость (2), которая практически совпадает с зависимостью (3) для вертикальных поверхностей [12]

$$\text{Nu} = 0,137\text{Ra}^{1/3}, \quad (2)$$

$$\text{Nu} = 0,135\text{Ra}^{1/3}. \quad (3)$$

Теплоотдача ламинарной конвекцией в околоскритических условиях исследовалась, как правило, на тонких проволочках. Подробный обзор этих

работ дан Э. Н. Дубровиной*. Теплоотдача от трубок исследовалась в [13, 14]. Полученные численные решения уравнений ламинарной свободной конвекции для вертикальных стенок с учетом зависимости физических свойств от температуры и давления [15—17] показали качественное согласие с экспериментальными результатами, но оказались несколько заниженными. Авторы [18] объясняют расхождение экспериментальных и расчетных результатов отсутствием точных данных по физическим свойствам воды в околокритической области параметров состояния.

Теплоотдача в турбулентном режиме к жидкостям при закритических давлениях исследовалась только в работе [19]. Теплообмен к наклонным поверхностям в условиях сильного изменения физических свойств вообще не исследовался.

В предлагаемой работе проведено исследование теплоотдачи вертикальной и наклонной пластин с предвключенным необогреваемым участком в турбулентном режиме в широком диапазоне изменения углов наклона, температуры жидкости и давления.

На текстолитовую подложку размером 60×300 мм наклеивалась пластина из нержавеющей стали шириной 25 и 30,5 мм и длиной $100 \div 200$ мм. Пластина располагалась по оси рабочей камеры диаметром 192 и длиной 540 мм. Температура жидкости измерялась двумя хромель-алюмелевыми термопарами, расположенными у оснований камеры. Максимальный перепад температуры по высоте в вертикальной камере не превышал $0,2^\circ\text{C}$. Температура пластины измерялась восемью хромель-алюмелевыми термопарами с диаметром королька 0,3 мм, приваренными непосредственно к пластине. Оголенные термоэлектроды выводились через текстолитовую подложку. Термопары приваривались через 15 или 30 мм по длине пластины, причем первая термопара располагалась на расстоянии 5 мм от токоподвода. Для контроля за распределением температуры по ширине пластины одна термопара располагалась на расстоянии 2 мм от края пластины. Особое внимание уделялось заделке передней кромки обогреваемого участка, поскольку теплоотдача сильно зависит от условия набегания потока на кромку [21]. Большинство опытов проведено на пластине длиной 200 мм с необогреваемым начальным участком и несколько серий на пластине без начального участка и на пластине длиной 100 мм. Токоподводом служила медная проволока диаметром 1 мм, которая припаивалась к пластине. Одна термопара располагалась на обратной стороне подложки с тем, чтобы учесть потери тепла через подложку. Опыты и численный расчет передачи тепла через пластину показали, что потери в наших опытах составляли около 2% тепла, выделяемого на пластине. Потери учитывались при расчете тепловых потоков.

Рабочая камера снабжена двумя окнами, которые позволяли проводить визуальные наблюдения. Кроме того, в камеру была помещена передвижная термопара с диаметром спаев электродов 0,07 мм. Непосредственные измерения показали, что весь перепад температур приходится на слой жидкости 0,1—0,2 мм. Таким образом, ширина пластины более чем в 100 раз превосходит толщину теплового пограничного слоя.

Пластина нагревалась непосредственным пропусканием переменного тока. Конструкция установки позволяла вращение рабочей камеры на 180° . Положение оси камеры по отношению к вертикальной плоскости определялось с точностью $\pm(1-2)^\circ$.

Перед началом работы на сжиженном углекислом газе установка проверялась измерением теплоотдачи к воде. Полученные результаты в безразмерном виде хорошо совпадают с зависимостью (3) [12].

В качестве рабочей жидкости использовался сжиженный углекислый газ ГОСТ 6050-64. Теплоноситель очищался от примесей фильтром. Перед заполнением установка вакуумировалась. Заполнение осуществлялось под

* Э. Н. Дубровина. Канд. дис., Свердловск, 1971.

действием разности давления в установке и баллоне, которое создавалось охлаждением рабочей камеры ниже комнатной температуры.

В опытах измерялись коэффициенты теплоотдачи и тепловые потоки при давлениях 7,85, 8,42 и 8,82 $\text{мн}/\text{м}^2$. Температура жидкости изменялась от 24 до 60° С. На рис. 1 приводятся типичные зависимости коэффициентов теплоотдачи от температурных напоров для различных давлений. Из рис. 1 видно, что теплоотдача увеличивается с приближением давления к критическому (для CO_2 $p_{кр} = 75,27 \text{ кг}\cdot\text{см}^2$ и $t_{кр} = 31,04^\circ \text{С}$). Наиболее сильное изменение коэффициента теплоотдачи наблюдается вблизи критического давления, с повышением давления теплоотдача изменяется медленнее. Подобное изменение теплоотдачи связано с тем, что физические свойства газов изменяются наиболее резко при околокритических давлениях.

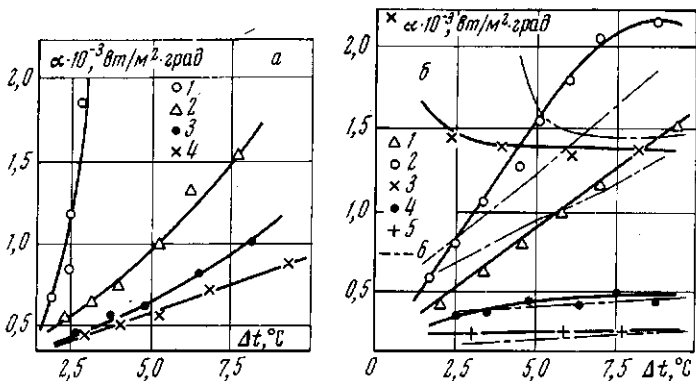


Рис. 1. Изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от давления (а), $t_0 = 25,1^\circ \text{С}$:

1 — $p = 7,38 \text{ мн}/\text{м}^2$; 2 — 7,85; 3 — 8,42; 4 — 8,82

Зависимость теплоотдачи от температуры объема жидкости (б), $p = 8,8 \text{ мн}/\text{м}^2$:

1 — $t_0 = 28,6^\circ \text{С}$; 2 — 32,2; 3 — 38,8; 4 — 48,5; 5 — 64; 6 — расчетная зависимость по формуле [20]

Влияние температуры жидкости на теплоотдачу видно из рис. 1, б, на котором нанесены данные, полученные при давлении 8,82 $\text{мн}/\text{м}^2$. Коэффициент теплоотдачи возрастает с приближением температуры жидкости к псевдокритической (температура, соответствующая максимуму удельной теплоемкости). Когда температура объема выше псевдокритической, теплоотдача значительно ниже и коэффициент теплоотдачи с ростом температурного напора изменяется слабо. Теплоотдача уменьшается, если температура жидкости меньше, а температура стенки выше псевдокритической (кривые, соответствующие температурам 32,2 и 38,8° С). Как и в [14], зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора имеет максимум в окрестности псевдокритической точки. Таким образом, теплоотдача при закритических давлениях увеличивается с приближением температуры объема к псевдокритической (рис. 1, б), причем с приближением давления к критическому сверху теплоотдача также увеличивается (рис. 1, а). На рис. 1, б для сравнения штрих-пунктирной линией нанесены расчетные зависимости для коэффициентов теплоотдачи по формуле, данной в [19]. Расчетные и экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии, но использование среднеарифметической температуры жидкости в качестве определяющей смещает максимум коэффициента теплоотдачи в область температур стенки выше псевдокритической.

В большинстве наших опытов изучалась теплоотдача вертикальной пластины с начальным необогреваемым участком. Наличие предвключенного участка приводит к значительному повышению теплоотдачи в условиях ламинарной свободной конвекции [11]. С целью проверки влияния

начального участка на характеристики теплообмена в турбулентном режиме была проведена серия опытов на пластине без необогреваемого участка. Из рис. 2 видно, что теплоотдача в обоих случаях практически одинакова, небольшое различие, вероятно, связано с разпой температурой жидкости. Таким образом, в условиях турбулентного пограничного слоя теплоотдача не зависит заметно от существования начального необогреваемого участка и целиком определяется размерами нагретой части пластины.

В опытах изучалось и распределение местных коэффициентов теплоотдачи по длине пластины. Так же, как и в [2, 6], на начальном участке нагретой пластины наблюдается характерный максимум температуры стенки, которым сопровождается переход ламинарного пограничного слоя

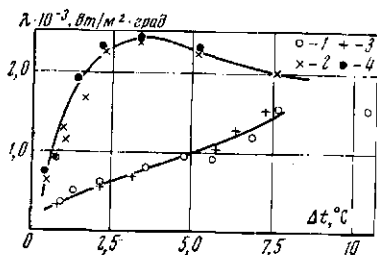


Рис. 2

Рис. 2. Сравнение теплоотдачи пластины без начального участка (1, 2) и пластины с необогреваемым начальным участком (3, 4) ($p = 7,85 \text{ мл/м}^2$):

1 — $t_0 = 24,4^\circ \text{C}$; 2 — $29,6$; 3 — $24,3$; 4 — 29

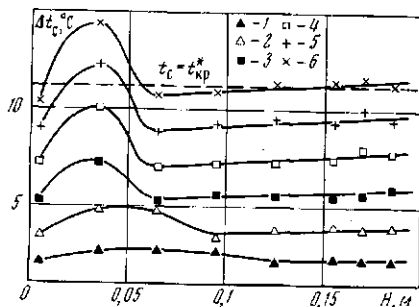


Рис. 3

Рис. 3. Распределение температуры по длине пластины, $t_0 = 28,8^\circ \text{C}$; $p = 8,82 \text{ мл/м}^2$:
1 — $Ra = 0,73 \cdot 10^{12}$; 2 — $1,7 \cdot 10^{12}$; 3 — $4,4 \cdot 10^{12}$; 4 — $7,4 \cdot 10^{12}$; 5 — $12,3 \cdot 10^{12}$; 6 — $16,8 \cdot 10^{12}$

в турбулентный, причем с ростом чисел Рэлея максимум смещается к началу пластины (рис. 3). В различных работах приводятся значения числа Рэлея, при котором происходит переход, в пределах $10^9 - 10^{10}$. Если принять $Ra_{кр} = 10^{10}$, то разрушение ламинарного слоя для данного конкретного случая должно происходить на расстоянии 25–50 мм. Рис. 3 качественно подтверждает эти выводы, но из-за недостатка термопар на начальном участке сделать какие-либо заключения о количественных значениях критического числа Ra не представляется возможным. Теплоотдача пластины за начальным переходным участком не остается постоянной, а уменьшается по длине [2, 6]. По данным Влита [6] коэффициент теплоотдачи снижается с ростом длины пропорционально $H^{-0,12}$, а в теории Эккерта и Джексона [4] $\alpha \sim H^{-0,2}$. В наших опытах теплоотдача также слабо уменьшается по длине пластины (рис. 3). Аналогичный характер распределения температуры стенки по длине наблюдался на пластине без начального необогреваемого участка.

Из-за влияния токоподводов показания первой и последней термопар в расчетах не использовались. Измерения показали также, что температура не меняется по ширине пластины (2 мм от края).

Теплоотдача пластины при небольших углах наклона изменяется слабо [1, 3]. В наших опытах исследовалась теплоотдача пластины с положительными и отрицательными углами наклона. Максимальная теплоотдача соответствует пластине, обращенной нагреваемой стороной вверх (рис. 4, а), минимальная — пластине, обращенной книзу (рис. 4, б). На рис. 4, в приведена зависимость отношения $\alpha_\varphi / \alpha_{\varphi=0}$ от угла наклона пластины φ . Изменение коэффициента теплоотдачи с изменением угла наклона можно аппроксимировать при значениях $\varphi = -(90 \div 60)^\circ$ эмпирической зависимостью

$$C_\varphi = \alpha_\varphi / \alpha_{\varphi=0} = 1 - 0,3 \cdot \sin \varphi / \sin \varphi / . \quad (4)$$

Значительный разброс точек для горизонтальных положений (рис. 4, в) связан, по-видимому, с неустойчивым режимом бокового вытекания жидкости из-под нагретой пластины.

Данные по теплообмену турбулентной свободной конвекцией от плоских поверхностей обрабатывались в безразмерном виде $Nu = f(Ra)$. Хо-

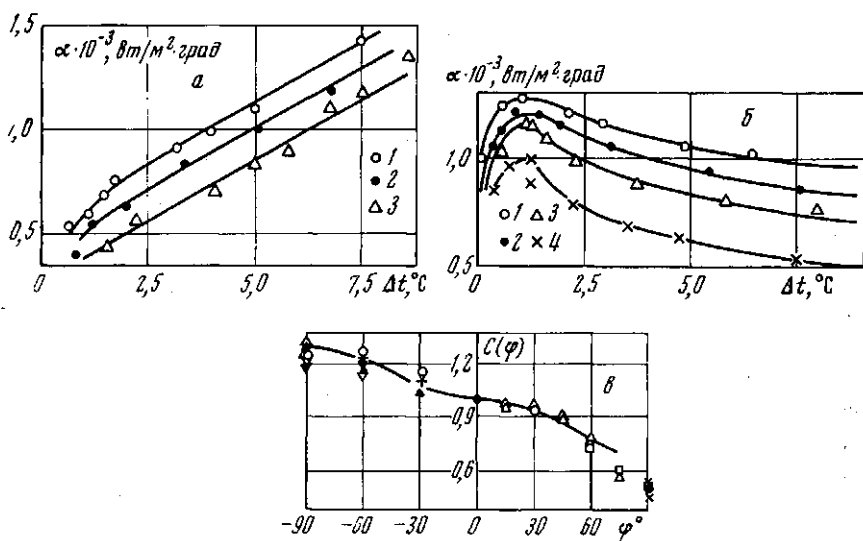


Рис. 4. Теплоотдача наклонной пластины:

а — отрицательные углы наклона, $p = 8,82 \text{ мм/м}^2$; $t_0 = 28,6^\circ\text{C}$: 1 — $\varphi = 90^\circ$; 2 — 60° ; 3 — 0° ; б — положительные углы наклона, $p = 7,85 \text{ мм/м}^2$; $t_0 = 31,5^\circ\text{C}$: 1 — $\varphi = 0^\circ$; 2 — 30° ; 3 — 60° ; 4 — 90° ; в — отношение коэффициента теплоотдачи наклонной пластины к теплоотдаче вертикальной пластины в функции угла наклона

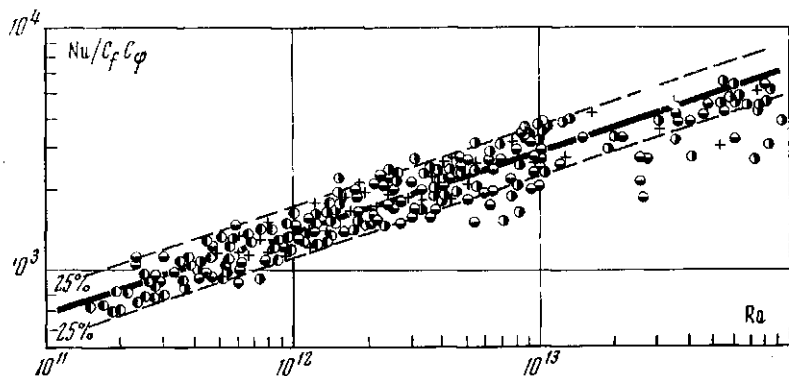


Рис. 5. Теплоотдача плоской пластины к CO_2 в околокритических условиях

рошо известна зависимость [8, 12, 21] для теплоотдачи свободной конвекцией при турбулентном режиме и постоянных свойствах жидкости

$$Nu = C \cdot Ra^{1/4}, \quad (5)$$

причем опыты и расчеты Саундерса [8], Федынского [21] показали, что $C = f(\text{Pr})$. Так, для воздуха ($\text{Pr} = 0,74$) $C = 0,1$, что хорошо согласуется с данным Бейли, Вернера, Чизрайта [7, 9, 10], а для чисел $\text{Pr} = 7,4$ Саундерс рекомендует значение $C = 0,17$. Михеев [12] предлагает среднее значение постоянной $C = 0,135$.

В околокритических условиях в зависимость (5) необходимо внести поправки на переменность физических свойств. На рис. 5 представлены все наши данные, полученные на вертикальной и наклонной пластинах, с начальным необогреваемым участком и без него. Экспериментальные точки обобщаются зависимостью (6) с разбросом $\pm 25\%$, хотя отклонения

$$Nu = 0,15Ra^{0,4}C_i C_\phi. \quad (6)$$

Здесь $C_i = (\rho_c / \rho_0)^{0,3} (\bar{C}_p / C_{p0})^{0,4}$ — поправка на переменность теплофизических свойств, аналогичная вводимой в [22].

При обработке экспериментальных результатов использовались физические свойства из [23–26]. В качестве определяющего размера во всех опытах использовалась длина пластины.

Ошибка в измерении коэффициентов теплоотдачи составляла не более 6%. Большой разброс данных (рис. 5) связан с недостаточно разработанной методикой учета переменности физических свойств и с отсутствием точных данных о физических свойствах в околокритической области, где данные различных источников расходятся более чем на 25%. Все точки, отклонение которых достигает более 25%, относятся к случаю, когда температура жидкости меньше псевдокритической, а температура стенки выше последней.

Обозначения: H — длина пластины, m ; ϕ — угол наклона пластины по отношению к вертикальной плоскости; g — ускорение свободного падения, m/sec^2 ; t , T — температура в градусах Цельсия и Кельвина, соответственно; i , μ , ρ , C_p , λ , Pr — энтальпия, вязкость, плотность, теплоемкость, теплопроводность и число Прандтля; $i_m = (i_0 + i_c) / 2$ — средняя температура жидкости, °C; α — коэффициент теплоотдачи, $вт/m^2/град$; q — удельный тепловой поток на стенке, $вт/m^2$; $\Delta t = i_c - i_0$ — температурный напор; $C_p = (i_c - i_0) / \Delta t$ — среднеинтегральная теплоемкость, $дж/кг \cdot град$; Ra — число Рэлея, $Ra = [g\rho(\rho_c - \rho_0)C_p H^3] / \mu\lambda$; Ra^* — модифицированное число Рэлея, $Ra^* = Ra Nu$; Nu — число Нуссельта, $Nu = \alpha H / \lambda$; C_ϕ — поправка к числу Нуссельта, учитывающая угол наклона пластины.

Индексы: 0 — физические свойства при температуре объема жидкости; с — то же при температуре стенки; m — физические свойства берутся при определяющей температуре (в критериях Ra , Nu этот индекс для удобства опущен).

Филиал Московского инженерно-физического института
г. Обнинск

Поступила в редакцию
10 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Kierkus. Intern. J. Heat Mass Trans., 11, № 2, 241, 1968.
2. Влит. Теплопередача, 91, № 4, 1969.
3. B. R. Rich. Trans. ASME, 75, 489, 1953.
4. E. R. G. Eckert, T. W. Jackson. NACA TR 1015, 1951.
5. T. Fujii. Bull. JSME, 2, № 8, 1959.
6. Влит, Лайю. Теплопередача, 91, № 4, 1969.
7. R. Geeswright. J. of Heat Transfer, № 1, 1968.
8. O. A. Saunders. Proc. Roy. Soc., 172A, № 948, 55, 1939.
9. F. J. Bayley. Proc. of the Int. of Mech. ENG., 169, № 20, 1955.
10. C. Y. Warner, V. S. Arpaci. Intern. J. Heat Mass Trans., 11, № 3, 397, 1968.
11. Г. Гребер, Э. Эрк, У. Григгуль. Основы учения о теплообмене. Изд. иностр. лит., 1958, стр. 351.
12. М. А. Михеев. Основы теплопередачи, ГЭИ, 1956.
13. С. Ускенбаев. Автореф. канд. дис., 1971.
14. H. Kato, O. Nischikawa, M. Hiratta. Bull. of the JSME 11, № 46, 1968.
15. C. A. Fritsch, R. J. Grosh. Proc. of the Intern. Heat Trans. Conf. Paper, № 121, 1961.
16. K. Nischikawa, T. Ito. Memoirs of the Faculty of Eng. Kyushu Univ., 30, № 2, 1970.
17. Новак, Конанур. Теплопередача, № 3, 41, 1970.
18. C. Fritsch, R. Grosh. Trans. ASME, 85, № 4, 1963.
19. Ларсон, Шунхалс. Теплопередача, № 4, 1966.
20. K. Brodowicz. Intern. J. Heat Mass Trans., 11, № 2, 1968.
21. О. С. Федынский. В сб. Теплопередача и тепловое моделирование. Изд. АН СССР, 1958, стр. 107.
22. Е. А. Краснощеков, В. С. Протопопов. Теплофизика высоких температур, 9, № 6, 1971.
23. A. Michels, A. Botzen, W. Schuurman. Physica, 23, № 2, 1957.
24. A. Michels, J. V. Sengers, P. S. Van der Gulik. Physica, 28, 1216, 1962.
25. K. Nischikawa, K. Miyabe. Memoirs Faculty Eng. Kyushu Univ., 25, № 1, 1965.
26. В. А. Рабинович. В сб. Теплофизические свойства вещества, вып. 1, 1968.