

11. Higuchi W., O'Conski C. A test of the Becker—Doring theory of nucleation kinetics. J. Coll. Sci. 1960, vol. 15, № 1, p. 19.
12. Baron T., Alexander L. Momentum mass and heat transfer in free jets. Chem. Engng. Progr., 1951, vol. 47, № 4, p. 181.
13. Baron T. Reactions in turbulent free jets — the turbulent diffusion flame. Chem. Engng. Progr., 1954, vol. 50, № 2, p. 73.
14. Абрамович Г. Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1948, стр. 237.
15. Selover T. Properties of Nickel Fume Generated in a Plasma Jet. AIChE J., 1964, vol. 10, № 1, p. 79.
16. Sokolov N. D. Chemical bond and gas characteristics of interacting systems. Acta Physicochimica URSS, 1944, vol. 19, No 2—3.
17. Фукс Н. А., Сутугин А. Г. О константе коагуляции высокодисперсных аэрозолей. Колл. Ж., 1966, т. 28, № 1.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОНИЦАЕМЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

П. М. Брдлик, В. А. Мочалов

(Москва)

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование теплообмена при турбулентной естественной конвекции на вертикальных поверхностях с однородным и равномерным вдувом и отсосом воздуха.

Расчету теплообмена при ламинарной свободной конвекции на вертикальной поверхности с пористым вдувом и отсосом посвящен ряд работ [1–4]. Опубликованных исследований теплообмена при турбулентной естественной конвекции на проницаемых вертикальных поверхностях к настоящему времени не имеется.

1. При теоретическом рассмотрении в качестве первого приближения примем, что касательное напряжение и тепловой поток на стенке определяются как для турбулентной естественной конвекции на непроницаемых поверхностях.

Во втором приближении в законах касательного напряжения и теплового потока учтем влияние проницаемости стенки по одному из теоретических решений, полученных для турбулентного пограничного слоя при вынужденном обтекании плоских проницаемых поверхностей.

И наконец, как это было сделано в [3] для ламинарного пограничного слоя, используем «метод относительного соответствия» и для турбулентного пограничного слоя, поскольку этот метод наиболее быстро приводит к окончательным результатам.

Интегральные уравнения количества движения и энергии для естественной конвекции с однородным вдувом и отсосом на вертикальных проницаемых поверхностях могут быть записаны в виде:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy = g\beta \int_0^{\delta} \theta dy - \frac{\tau_w}{\rho_{\infty}}, \quad \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \theta u dy = \frac{q_w}{c_p g \rho_{\infty}} + v_w \rho \theta_w \quad (1.1)$$

Здесь u — продольная составляющая скорости в пограничном слое; v_w — скорость вдува (отсоса); τ_w — касательное напряжение на стенке; q_w — тепловой поток на стенке; t — температура; ρ — отношение плотности на стенке ρ_w к плотности на значительном удалении от нагретой поверхности ρ_{∞} ; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; β — коэффициент объемного расширения; δ — толщина пограничного слоя; g — ускорение силы тяжести; t_w — температура поверхности; t_{∞} — температура невозмущенной среды; $\theta = t - t_{\infty}$, $\theta_w = t_w - t_{\infty}$.

В приведенных выше уравнениях пренебрегаем диссипацией энергии и принимаем постоянными физические свойства жидкости, за исключением плотности в члене подъемной силы.

Будем рассматривать изотермическую поверхность, через которую равномерно вдувается или отсасывается вещество с теми же физическими свойствами, что и в невозмущенной среде, т. е. скорость вдува (отсоса) v_w не зависит от продольной координаты x .

Распределение продольных скоростей u и температуры в турбулентном пограничном слое примем по закону «одной седьмой»:

$$u = u_1 \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^4, \quad \theta = \theta_w \left[1 - \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \right] \quad (1.2)$$

2. *Первое приближение.* Касательное напряжение и тепловой поток на стенке примем такими же, как для турбулентной естественной конвекции на вертикальных непроницаемых поверхностях [5]

$$\tau_w = 0,253 \rho_w u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{1/2}, \quad q_w = 0,253 g \rho_w c_p u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{1/2} P^{-2/3} \theta_w \quad (2.1)$$

Решение системы (1.1) с учетом (1.2) — (2.1) дает локальное значение чисел Нуссельта для отсоса и умеренного вдува

$$\frac{N}{N_0} = 0,795 \frac{\kappa}{\rho^{1/3}} \quad (2.2)$$

$$\kappa = \left\{ \left[\left(1 - \frac{1}{2} \eta \right) + (1 - \eta)^{1/2} \right]^{1/3} + \left[\left(1 - \frac{1}{2} \eta \right) - (1 - \eta)^{1/2} \right]^{1/3} - 0,795 \eta^{1/3} \right\}$$

Параметр вдува (отсоса) η в последних формулах равен

$$\eta = 182 \rho \frac{R^3}{G} \left(\frac{P^{1/3}}{2,14 + P^{1/3}} \right)^2 \quad (2.3)$$

В формулах (2.1) — (2.3) P , R , G числа Прандтля, Рейнольдса, Грасгоффа

$$P = \frac{v}{a}, \quad R = \frac{v_w x}{v}, \quad G = \frac{g \beta \theta_w x^3}{v^2}$$

и N_0 — число Нуссельта при турбулентной естественной конвекции на непроницаемых вертикальных поверхностях, определяемое [5] как

$$N_0 = \frac{0,2 (GP^{1/3})^{1/3}}{(2,14 + P^{1/3})^{1/3}} \quad (2.4)$$

Из формулы (2.2) следует, что для умеренных вдувов η не должен превышать единицы. Для больших вдувов ($\eta > 1$) решение системы (1.1) имеет вид

$$\frac{N}{N_0} = 1,23 \frac{\eta^{1/3}}{\rho^{1/3}} \left[\cos \left(\frac{\pi}{3} - \frac{\varepsilon}{3} \right) - \frac{1}{2} \right], \quad \cos \varepsilon = \left(1 - \frac{2}{\eta} \right) \quad (2.5)$$

Для воздуха ($\rho = 0,72$) в формулах (2.2) — (2.5) следует принимать:

$$N_0 = 0,13 (GP)^{1/3}, \quad \eta = 13,6 \rho^{1/3} R^3/G \quad (2.6)$$

3. Решение с учетом в законах касательного напряжения и теплового потока на стенке фактора проницаемости. Следует ожидать, что непосредственный учет в законах касательного напряжения и теплового потока на стенке фактора проницаемости позволит более точно оценить влияние вдува и отсоса на теплообмен при турбулентной естественной конвекции. Для этого введем в формулы (2.1) поправки, учитывающие влияние проницаемости, из решений, полученных для турбулентного пограничного слоя на проницаемых плоских поверхностях при вынужденном обтекании. В качестве такого решения возьмем теоретический результат работы С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьева и Н. А. Рубцова [6] по турбулентному теплообмену при подаче однородных газов в поток вынужденной конвекции:

$$\frac{c_f}{c_a} = \frac{q_w}{q_{w0}} = \left(1 - K_P \frac{r_w}{u_1 c_f} \right)^2 \quad (3.1)$$

Коэффициент K принимает различные значения в зависимости от числа Рейнольдса R набегающего потока. В частности, $K = 0,25$ для $R \rightarrow \infty$. Решение (3.1) хорошо согласуется с опытами Микли и др. [7], Наппаса и Окуно [8] по пористому вдуву и отсосу воздуха в турбулентный пограничный слой при вынужденном обтекании.

При турбулентной естественной конвекции минимальное число G можно принять равным 10^3 , чему соответствует [5] для $P = 0,72$ число $R = 0,75 \cdot 10^4$, построенное по максимальной скорости в турбулентном пограничном слое естественной конвекции у вертикальных поверхностей. Тогда, согласно [6], коэффициент K меняется в диапазоне от 0,2 до 0,25. Как было показано в [3], существует качественная аналогия между ламинарной естественной конвекцией и вынужденным ламинарным течением на проницаемых поверхностях. В случае турбулентного слоя следует также ожидать такой аналогии. Однако в количественном отношении можно предполагать известное расхождение, обусловленное наличием в уравнении движения члена с подъемными силами.

Учитывая изложенное, введем в формулы (2.1) поправку на проницаемость из [6]

$$\begin{aligned} \tau_w &= 0.253 \rho_w u_1^2 \left(\frac{\nu}{u_1 \delta} \right)^{1/2} \left[1 - 1.975 K \rho_w \left(\frac{\nu u_1}{\delta} \right)^{-1/2} \right]^2 \\ q_w &= 0.253 g \rho_w c_p u_1 \left(\frac{\nu}{u_1 \delta} \right)^{1/2} P^{-2/3} \theta_p \left[1 - 1.975 K \rho_w \left(\frac{\nu u_1}{\delta} \right)^{-1/2} \right]^2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь опущен индекс 0 при u_1 и δ , так как принимается, что здесь u_1 и δ будут характерной скоростью и толщиной пограничного слоя на проницаемой поверхности.

Решение системы (1.1) с учетом (1.2) и (3.2) приводит к

$$\frac{N}{N_0} = 0.795 \frac{\kappa}{\rho^{1/3}} \left[1 - 0.555 K \frac{\rho \eta^{1/3}}{\kappa} \left(\frac{P^{2/3} + 2.14}{P^{2/3}} \right) \right]^2 \quad (3.3)$$

где величина κ является функцией параметра вдува η и числа P .

Для воздуха ($P = 0.72$) имеем

$$\frac{N}{N_0} = 0.795 \frac{\kappa}{\rho^{1/3}} \left[1 - 2.03 K \frac{\rho \eta^{1/3}}{\kappa} \right]^2 \quad (3.4)$$

Как показали эксперименты, значение корректирующего множителя для воздуха можно принять равным $K = 0.125$.

В целях облегчения расчетов по формуле (3.4) на фиг. 1 даны кривые $\kappa = \kappa(\eta)$ для воздуха в диапазоне $-3 < \eta < 3$. Кривая 1 — отсос, кривая 2 — вдув.

4. Решение на основе «метода относительного соответствия». Наиболее быстро приводит к конечным результатам использование «метода относительного соответствия», который был с успехом применен в [4] для решения теплообмена при ламинарной естественной конвекции на проницаемой поверхности. В этом случае предполагается, что в слоях жидкости, непосредственно примыкающих к стенке, существует качественная аналогия между вынужденным течением и естественной конвекцией. Далее воспользуемся решением задачи о теплообмене для вынужденного движения на проницаемой плоской поверхности.

В качестве такого решения возьмем формулу (3.1) для предельного случая $R \rightarrow \infty$ в виде

$$\frac{N}{N_0} = \left(1 - 0.25 \rho \frac{v_w}{u_{10} c_{f_0}} \right)^2 \quad (4.1)$$

Здесь N_0 определяется выражением (2.4) Значение $u_{10} c_{f_0}$ находится из решения турбулентной естественной конвекции на непроницаемых вертикальных поверхностях [5], которое дает

$$u_{10} c_{f_0} = 0.4 \frac{\nu}{x} \frac{(G P^{2/3})^{1/3}}{(2.14 + P^{2/3})^{1/3}} \quad (4.2)$$

Подстановка (4.2) в (4.1) окончательно приводит к расчетной формуле для теплообмена

$$\frac{N}{N_0} = \left[1 - 0.1105 \rho^{2/3} \eta^{1/3} \frac{2.14 + P^{2/3}}{P^{2/3}} \right]^2 \quad (4.3)$$

Для воздуха эта формула, если подставить значение $p = 0.72$, принимает следующий вид:

$$\frac{N}{N_0} = (1 - 0.405 \rho^{2/3} \eta^{1/3})^2 \quad (4.4)$$

**Опытные данные по влиянию вдува и отсоса воздуха на теплообмен при
турбулентной естественной конвекции на вертикальных поверхностях**

	$x, м$	$t_w, ^\circ C$	$t_{co}, ^\circ C$	$v_w \cdot 10^3, \frac{м}{сек}$	R	$G \cdot 10^9$	ρ	η	$\frac{N}{N_0}$
Вдув	1.27	74.2	26.2	0	0	9.2	0.864	0.0	1.0
				9.07	636.0			0.302	0.47
				10.3	726.6			0.476	0.42
				11.57	816.1			0.68	0.39
Вдув	1.37	74.2	26.2	0	0	11.5	0.864	0.0	1.0
				9.07	687.0			0.326	0.46
				10.3	783.8			0.476	0.43
				11.57	816.1			0.544	0.37
Вдув	1.27	58.0	26.0	0	0	6.91	0.906	0.0	1.0
				2.31	170.5			0.009	0.78
				3.85	284.0			0.039	0.67
				6.13	452.0			0.163	0.52
				6.94	512.0			0.238	0.48
				8.48	626.0			0.431	0.44
				10.04	741.0			0.722	0.39
				11.57	825.2			1.00	0.36
				13.1	934.0			1.44	0.35
				14.81	1056			2.09	0.32
				16.2	1155			2.74	0.29
				0	0			0.0	1.0
Вдув	1.37	58.0	26.0	2.31	184.0	8.69	0.906	0.008	0.75
				3.85	306.0			0.04	0.66
				6.13	488.0			0.163	0.49
				6.94	553.0			0.239	0.44
				8.48	675.0			0.431	0.41
				10.04	799.0			0.714	0.37
				11.57	890.0			0.99	0.33
				13.1	1008			1.429	0.31
				14.81	1139			2.093	0.29
				16.2	1246			2.735	0.28
				0	0			0.0	1.0
				1.48	115.6			0.005	1.39
Отсос	1.27	42.0	26.2	2.59	202.4	3.91	0.949	0.027	1.68
				3.88	303.4			0.091	1.94
				5.55	433.7			0.258	2.04
				6.94	542.0			0.516	2.37
				8.79	686.7			1.065	2.46
				10.18	795.0			1.653	2.53
				11.57	904.0			2.69	2.58
				0	0			0.0	1.0
Отсос	1.37	42.0	26.2	1.48	124.7	4.91	0.949	0.003	1.35
				2.59	218.3			0.026	1.67
				3.88	327.0			0.091	2.00
				5.55	467.8			0.258	2.35
				6.94	585.0			0.525	2.38
				8.79	740.9			1.066	2.50
				10.18	857.8			1.651	2.66
				11.57	975.3			2.42	2.70
Отсос	1.27	71.0	26.8	0	0	8.52	0.872	0.0	1.0
				2.59	182.7			0.007	1.57
				3.88	273.7			0.028	1.73
				5.78	407.7			0.093	1.93
				6.94	491.6			0.164	2.18
				8.79	620.0			0.33	2.30
				10.0	717.8			0.509	2.35
				11.57	829.9			0.793	2.43
				12.97	923.0			1.09	2.50
				14.35	1029			1.504	2.54
				16.2	1162			2.18	2.61
				17.75	1271			2.844	2.62

Продолжение

	$x, м$	$t_w, ^\circ C$	$t_w, ^\circ C$	$v_w \cdot 10^3, м/сек$	R	$G \cdot 10^3$	ρ	η	$\frac{N}{N_0}$
Отсос	1.37	71.0	26.8	0	0	10.69	0.872	0.0	1.0
				2.59	197.1			0.008	1.53
				3.88	295.2			0.028	1.76
				5.78	439.4			0.093	1.97
				6.94	530.0			0.164	2.22
				8.79	668.8			0.33	2.37
				10.0	774.0			0.513	2.46
				11.57	896.4			0.889	2.52
				12.97	1002			1.11	2.55
				14.35	1110			1.512	2.55
				16.2	1253			2.18	2.63
				17.75	1372			2.855	2.62

5. Эксперименты проводились на установке, несколько модифицированной по сравнению с описанной в [4]. Для получения чисел Грасгоффа, превышающих верхний предел переходной зоны, установка имела обогреваемый предвключенный участок высотой 1 м. Коэффициент теплоотдачи находился при расшифровке интерферограмм. Максимальная погрешность в определении расхода воздуха составляла 4%. Температура стенки, полученная из расшифровки интерферограмм, совпадает с таковой, измеренной термомпарами, с точностью до 0.3%.

Диапазоны изменения основных величин в опытах составляли:

$$G = (3.5 \div 11.5) 10^3, R = (-1.4 \div 1.4) 10^3, \eta = -2.85 \div 3.7$$

$$\rho = 0.864 \div 0.95, P = 0.72$$

В таблице приведены результаты экспериментов. В качестве определяющей температуры при обработке опытных данных принималась средняя температура пограничного слоя.

Сопоставление полученных решений с опытными данными показано на фиг. 2, где приведены результаты вычисления теплообмена при турбулентной естественной конвекции на проницаемой вертикальной поверхности с равномерным вдувом и отсосом воздуха при $P = 0.72$, $\rho = 1.0$; $K = 0.125$ по формуле (3.4) кривая 1, по формуле (2.2) кривая 2, по формуле (4.4) кривая 3; точками показаны опытные данные.

В области вдува лучшее согласие с экспериментом имеют решение по формуле (3.4) с корректирующим множителем $K = 0.125$ и решение на основе «метода относительного соответствия».

В области отсоса влияние фактора проницаемости на законы касательного напряжения и теплового потока на стенке сказывается весьма слабо.

Поступила 8 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Eichhorn R. The effect of mass transfer on free convection. Trans. ASME, ser. «C», 1960, vol. 82, № 3.
2. С п э р р о у Е. М., С э с с Р. Д. Свободная конвекция со вдувом и отсосом. Тр. амер. об-ва инж-мех., Теплопередача, серия «С», рус. пер., 1961, № 3, М., изд-во «Мир».
3. Б р д л и к П. М., М о ч а л о в В. А. Пористый вдув и отсос при свободной конвекции у вертикальной поверхности (ламинарный пограничный слой). Инж. физ. ж., 1965, т. 8, № 2.
4. Б р д л и к П. М., М о ч а л о в В. А. Экспериментальное изучение свободной конвекции с пористым вдувом и отсосом на вертикальной поверхности. Инж.-физ. ж., 1966, т. 10, № 1.
5. Б р д л и к П. М. К вопросу о турбулентной естественной конвекции у вертикальной непроницаемой плоской поверхности. Инж.-физ. ж., 1967, т. 13, № 2.
6. К у т а т е л а д з е С. С., Л е о н т ь е в А. И., Р у б ц о в Н. А. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, 1964.
7. M i c k l y H., R o s s R., S q u y e r s A., S t e w a r t W. Heat mass and momentum transfer for flow a flat plate with blowing or suction. NACA, TN3208, 1954.
8. P a r r a s C., O k u n o A. Measurements of skin friction of the compressible turbulent boundary layer on a cone with foreign gas injection. J. Aero/Space. Sci., 1960, vol. 27, № 5.