

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ НА ТРУБЧАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Э. П. Волчков, В. Я. Левченко

(Новосибирск)

О защите элементов конструкций от высокотемпературных потоков газа в литературе появился ряд работ, посвященных исследованию эффективности газовой завесы при различных способах ее организации [1-9]. Все исследования проводились для гладких поверхностей. Однако в технике часто встречается необходимость охлаждения поверхностей с крупномасштабной шероховатостью.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению заградительного охлаждения поверхностей, имеющих регулярную макрошероховатость, соизмеримую с толщиной пограничного слоя.

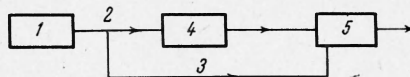
1. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Поток воздуха после выхода из вентилятора 1 разделялся на две части. Основная часть воздуха 2 поступала в рабочую часть 5, проходя через электрический подогреватель 4, в котором нагревалась до $55-100^\circ\text{C}$. Другая часть воздуха 3 с комнатной температурой шла на организацию пристеночной защитной завесы. Рабочая часть установки представляла собой канал прямоугольного сечения (фиг. 2, 3) шириной 150 мм. Нижняя стенка рабочей части служила испытательной панелью. Она была съемной, что позволяло исследовать различные способы организации завесы.

Основная часть экспериментов проводилась при подаче вторичного воздуха в рабочую часть через щель, параллельную основному потоку и стенке (фиг. 2). Высота щели s менялась посредством перемещения испытательной панели.

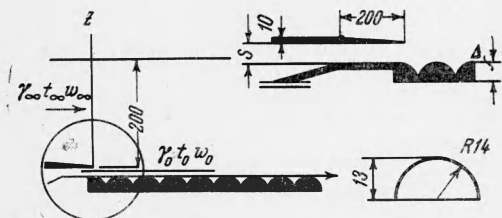
Перегородка, разделяющая горячий и холодный потоки на входе в рабочую часть, была изготовлена из текстолита. Трубчатая испытательная панель набиралась из эбонитовых элементов. Чтобы выявить влияние макрошероховатости на эффективность завесы, необходимо иметь данные для гладкой поверхности. Ввиду того что экспериментальные данные различных авторов по щелевому охлаждению гладких поверхностей значительно различаются между собой (см., например, [3]), что объясняется условиями проведения экспериментов, были проведены специальные испытания с гладкой панелью, изготовленной из текстолитовой плиты толщиной 15 мм.

В процессе экспериментов измерялись профили скоростей и температур на входе в рабочую часть, а также в различных сечениях по ее длине. Измерение скоростей производилось трубкой полного напора диаметром 0,5 мм, соединенной с насадком статического давления. Показывающим прибором являлся микроанометр типа ММН. Поля температур измерялись нихром-константановой термопарой, изготовленной из проволоки диаметром 0,1 мм. Термопара натягивалась на текстолитовую вилку и располагалась в горизонтальной плоскости поперек потока. Такая конструкция термопары практически исключала погрешность в измерении температур за счет излучения и тепловода по проводам. Э.д.с. термопары мерялась потенциометром типа Р-2-1. В ряде экспериментов измерялась температура испытательной панели при помощи хромелькопелевых термопар, зачеканенных в нескольких точках по длине.

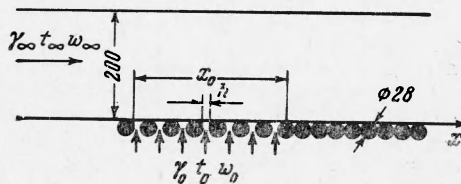
Типичные профили скоростей и температур на входе в рабочую часть ($x = 0$) приведены на фиг. 4. Теплообмен через перегородку, разделяющую основной и вторичный потоки воздуха, приводит к некоторому искажению начального профиля температур. Это обстоятельство может сказаться лишь на длине начального участка струи x_0 , однако величина x_0 исключается при обработке экспериментов. На фиг. 4 приведен также типичный профиль температур (θ) в зоне смешения основного потока с пристеночной струей ($x > 0$). Характер профиля свидетельствует об отсутствии отвода тепла в стенку. Температура стенки, определенная из профиля, практически



Фиг. 1

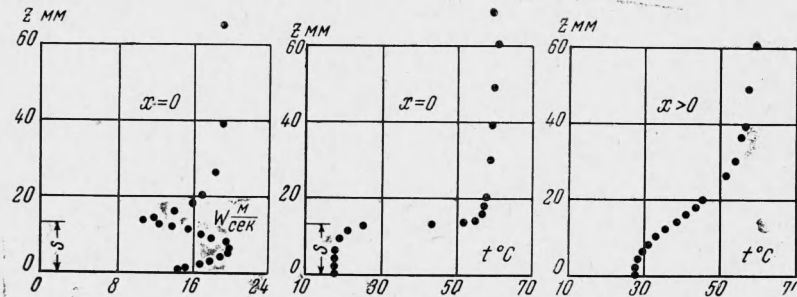


Фиг. 2



Фиг. 3

совпадала с непосредственно измеренной температурой поверхности при $t_w \leq 50^\circ \text{C}$. При более высоких температурах стенки адиабатический профиль температуры газа искажается у стенки вследствие заметного теплоотвода, и термопары панели показывали заниженное значение температуры по сравнению с адиабатической. За температуру стенки принималась температура, полученная экстраполяцией неискаженного теплоотводом участка профиля температуры газа на стенку.

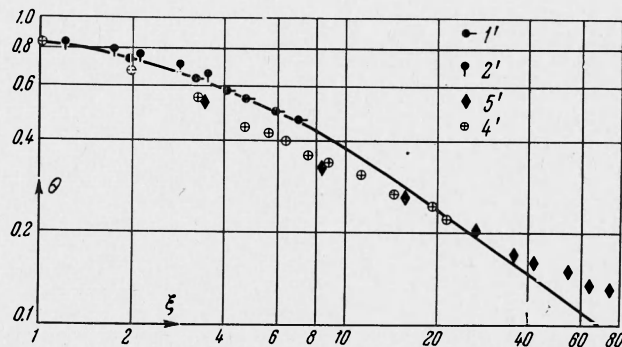


Фиг. 4

Средняя скорость вторичного потока w_0 определялась интегрированием профиля скорости в щели, за скорость основного потока w_∞ принималась скорость вне пограничного слоя. Интегрированием профиля скорости на входе основного потока в рабочую часть определялась величина начальной толщины потери импульса

$$\delta_{00}^{**} = \int_s^\infty \frac{\gamma w}{\gamma_\infty w_\infty} \left(1 - \frac{w}{w_\infty}\right) dz$$

по которой была рассчитана длина эффективного начального гидродинамического участка $L \approx 0.65 \text{ м}$. Измеренная степень турбулентности основного потока $\langle |w_\infty'| \rangle / w_\infty$ была равна 2.5 %.



Фиг. 5

2. Основные режимные параметры проведенных экспериментов по щелевому охлаждению гладкой и трубчатой поверхностей приведены в табл. 1.

Основным параметром, характеризующим интенсивность перемешивания газовой завесы с основным потоком и ее защитные свойства, является безразмерная адиабатическая температура стенки или «эффективность» $\theta = (t_\infty - t_{aw}) / (t_\infty - t_0)$. Результаты экспериментов на гладкой поверхности при $m = \gamma_0 w_0 / \gamma_\infty w_\infty < 1$ приведены на фиг. 5. Сплошная кривая — расчет по теоретической формуле [1]

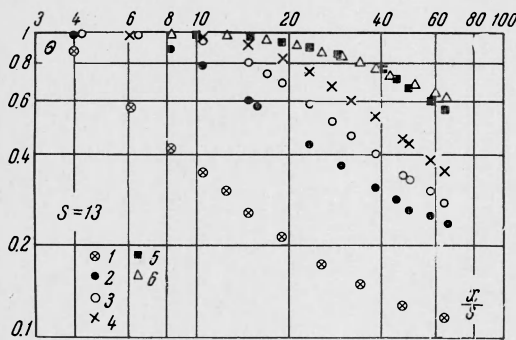
$$\theta = (1 + 0.24\xi)^{-0.8} \quad \left(\xi = \frac{\Delta x}{ms} R_s^{-0.25}; \quad R_s = \frac{\gamma_0 w_0 s}{\mu_\infty}, \quad \Delta x = x - x_0 \right) \quad (2.1)$$

Здесь R_s — число Рейнольдса, μ_∞ — вязкость основного потока, x_0 — длина начального участка пристеночной струи, на котором $\theta = 1$.

На фиг. 6 приведены типичные графики изменения θ с длиной при различных значениях параметра вдува m и фиксированной высоте щели в экспериментах с труб-

чатой панелью. На фиг. 7 дано сравнение результатов экспериментов на трубчатой и гладкой поверхностях, проведенных при одинаковой высоте щели $s = 13$ мм ($s/\Delta = 1$) на приблизительно одинаковых режимах. Как видно, при $m < 1$ имеется заметное различие в распределении «эффективности» θ по длине, однако это различие сглаживается по мере роста параметра вдува и совершенно исчезает при достаточно больших m . Интересно, что такая же картина наблюдается и при малых относительных значениях s (фиг. 8). По-видимому, при малых скоростях обтекания трубчатой стенки линии тока имеют волнообразный характер, и по сравнению с гладкой поверхностью увеличивается «эффективная смачиваемая» поверхность. Кроме того, волнообразность движения приводит к более интенсивному перемешиванию завесы с основным потоком. При больших скоростях обтекания интенсивный вихрь между трубками создает своего рода воздушную подушку, и пристеночная струя распространяется вдоль фиктивной гладкой поверхности, образованной вершинами трубок и межтрубным вихрем. В описываемых экспериментах скорость газа у поверхности определяется параметром m .

Характер изменения θ с длиной говорит о том, что процесс перемешивания газовой завесы с основным потоком у трубчатой поверхности в значительной степени подчиняется тем же законам, что и процесс перемешивания у гладкой поверхности. В соответствии с этим экспериментальные данные по «эффективности» должны обрабатываться в зависимости от параметра ξ (см. формулу (2.1)), поправленного на некоторый множитель, учитывающий изменение «эффективной смачиваемой» поверхности с изменением скорости обтекания. На фиг. 9 представлена зависимость «эффективности» от указанного параметра. Величина начального участка x_0 находилась экстраполяцией степенного закона изменения θ с расстоянием x/s в точку, где $\theta = 1$ (фиг. 6). Как видно, параметр ξ собирает экспериментальные точки вне зависимости от высоты щели s (отношения s/Δ), однако имеется заметное расслоение точек по параметру m .

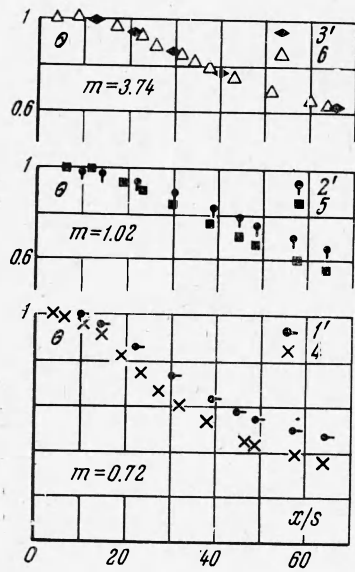


Фиг. 6

Кривая (2.1) для гладкой поверхности лежит выше экспериментальных точек. Можно еще отметить, что на больших относительных расстояниях от начального сечения значения «эффективности» на трубчатой поверхности асимптотически приближаются к значениям «эффективности» на гладкой поверхности.

В соответствии с указанными особенностями изменения безразмерной адиабатической температуры трубчатой стенки поправочный множитель к параметру ξ должен быть равен единице при больших скоростях обтекания (в условиях описываемых экспериментов это равносильно равенству поправочного множителя

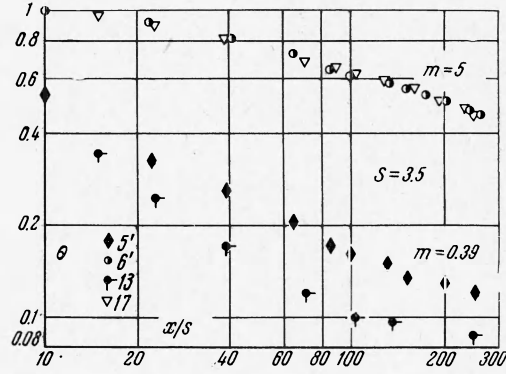
$$\alpha_k = \left[1 + \frac{\Delta}{m\Delta x} \left(1 + \frac{\Delta}{m\Delta x} \right)^{-2} \right]^k \quad (2.2)$$



Фиг. 7

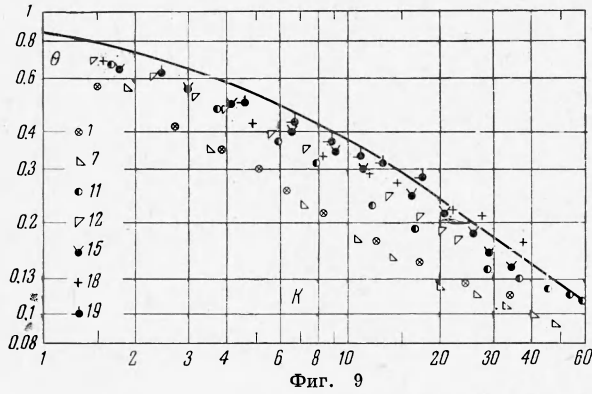
На фиг. 10 представлены все полученные экспериментальные данные по «эффективности» θ на трубчатой поверхности при $m \leq 1$, обработанные в зависимости от параметра $A = \xi \alpha_4$. Сплошная линия — расчет по формуле

$$\theta = (1 + 0.24 A)^{-0.8} \quad (2.3)$$



Фиг. 8

совпадающей при $\Delta = 0$ с формулой (2.1) для гладкой поверхности. Формула (2.3) описывает экспериментальные данные при $A \leq 70$ с точностью $\pm 25\%$.



Фиг. 9

3. На трубчатой поверхности была проведена серия экспериментов с подачей завесы на начальном участке между трубками (фиг. 3). Испытательная панель набиралась из деревянных цилиндров диаметром 28 мм. Зазор h между трубками на начальном участке составлял 4 и 8 мм. Длина начального участка $x_0 = 210$ мм при $h = 4$ мм и $x_0 = 202$ мм при $h = 8$ мм.

Указанный способ организации завесы можно отождествить с подачей завесы через начальный пористый участок, которая изучалась в работах

[9,1]. В работе [1] дана формула для расчета «эффективности» при критических и сверхкритических вдувах, которую можно привести к виду

$$\theta = \left[1 + 0.24 \left(\frac{\mu_\infty}{q} R_{\Delta x}^{0.8} \right)^{1.25} \right]^{-0.8} \quad \left(\theta = \frac{t_\infty - t_{av}}{t_\infty - t_0} \right) \quad (3.1)$$

Здесь μ_∞ — коэффициент динамической вязкости основного потока, q — расход газа на завесу на единицу ширины поверхности. При вдувах, меньших критического, аналогичная формула имеет вид

$$\theta' = \left[1 + 0.24 \left(\theta_0 \frac{\mu_\infty}{q} R_{\Delta x}^{0.8} \right)^{1.25} \right]^{-0.8} \quad (3.2)$$

$$\theta' = \frac{t_\infty - t_{av}}{t_\infty - t_{w0}}, \quad \theta_0 = \frac{t_\infty - t_{w0}}{t_\infty - t_0}, \quad R_{\Delta x} = \frac{\gamma_\infty w_\infty \Delta x}{\mu_\infty}$$

Здесь θ_0 — безразмерная температура стенки в конце пористого участка.

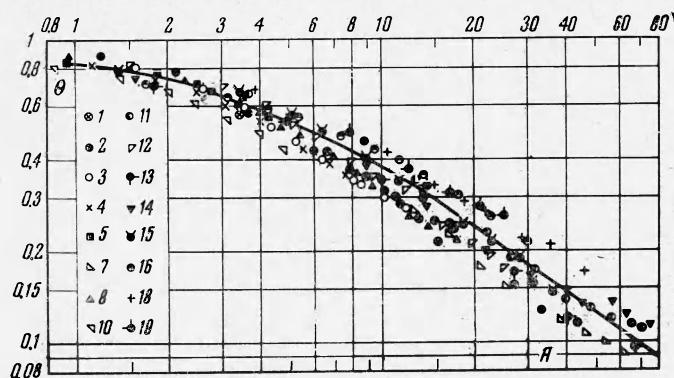
Режимные параметры проведенных экспериментов даны в табл. 2. Скорость вдуваемого воздуха w_0 вычислялась по замеренному расходу. На фиг. 11 экспериментальные данные по «эффективности» θ' обработаны в зависимости от параметра

$$B = \left(\theta_0 \frac{\mu_{\infty}}{q} R_{\Delta x}^{0.8} \right)^{1.25}$$

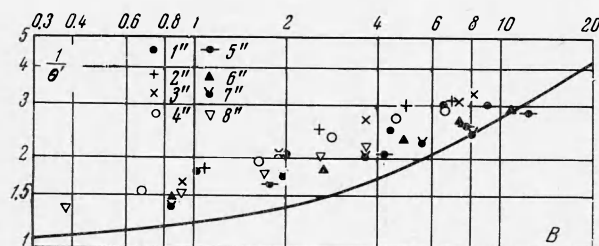
Видно, что данный параметр удовлетворительно обобщает опытные данные (разброс экспериментальных точек составляет не более $\pm 15\%$). Сплошной линией нанесен расчет по формуле (3.2) для гладкой поверхности. Имеется заметное различие в распределении «эффективности» на трубчатой и гладкой поверхностях, которое, как и в случае струйного охлаждения, сглаживается по мере удаления от места вдува, т. е. по мере роста пограничного слоя. Таким образом, макрошероховатость влияет на «эффективность» через отношение $\Delta / \Delta x$. Ограниченный

Таблица 2

Точки	h , мм	w_{∞} , м/сек	w_0 , м/сек
1"	8	25	1.29
2"	8	18.6	1.42
3"	8	14.1	1.78
4"	8	9.4	1.75
5"	4	9.4	1.35
6"	4	17	3.24
7"	4	9.8	3.24
8"	4	10.9	5.91



Фиг. 10



Фиг. 11

объем проведенных исследований не позволяет пока определить ϵ количественные закономерности этого влияния.

Поступила 18 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепловая завеса на турбулентном пограничном слое газа. Теплофиз. высоких температур, 1963, т. 1, № 2.
2. Бородачев В. Я. Теоретическое и экспериментальное исследование воздушно-заградительного охлаждения плоской пластины. Оборонгиз, 1956.
3. Гарнетт, Эккерт, Виркебак. Анализ основных характеристик турбулентного пограничного слоя с подачей воздуха через тангенциальные щели. Тр. Амер. об-ва инженеров-механиков, Ж. Теплопередача. 1961, сер. С, т. 83, № 3.
4. Чин, Скирвин, Хейз, Баркграф. Пленочное охлаждение при многощелевом и решетчатом вдуве. Тр. Амер. об-ва инженеров-механиков. Ж. Теплопередача, 1961, сер. С, т. 83, № 3.

5. Себан, Бек. Профили скорости и температуры в турбулентном пограничном слое с подачей воздуха через тангенциальную щель. Тр. Амер. об-ва инженеров-механиков, Ж. Теплопередача, 1962, сер. С, т. 84, № 1.
6. Seban R. A. Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer with Tangential Fluid Injection. Transactions of the ASME. J. Heat Transfer, ser. C, 1960, vol. 82, No. 4.
7. Sellers. Combined External and Internal Cooling. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No 9.
8. Sellers. Gaseous Film Cooling with multiple Injection Stations. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No 9.
9. Niishi Nishiwaki, Masaru Hirata, Akira Tsuchida. Heat Transfer on a Surface Covered by Cold Air Film. Internat. Development in Heat Transfer, 1961, part IV, sect. A.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ ПОСТОЯНСТВА ЗАВИХРЕННОСТИ ЖИДКОСТИ В ЗОНЕ ОТРЫВА

В. В. Бажанова, Б. А. Силантьев

(Новосибирск)

В работе экспериментально, путем использования аналогии между завихренностью и температурой, показано, что в зоне отрыва за плохо обтекаемым телом завихренность постоянна.

Во многих случаях при течении жидкости или газа с большими числами Рейнольдса имеет место отрыв потока, для которого характерно образование одной или нескольких зон, ограниченных замкнутыми линиями тока. Существует несколько расчетных схем, описывающих поведение потока при наличии таких зон [1-4]. Основные из них следующие.

1. Схема Фешля [1]. Согласно этой схеме, за кормой плохо обтекаемого тела образуется два симметричных вихря, положение которых определяется условием их стационарности. Существенным недостатком этой схемы является неограниченность скорости в центре вихрей. Вычисленная длина зоны отрыва оказывается значительно меньше экспериментальной. Кроме того, ряд задач по схеме Фешля вообще не имеет решения (например задача поперечного обтекания пластины).

2. Схема Вулиса [2]. В этой схеме плохо обтекаемое тело заменяется фиктивным турбулентным стоком, приводящим к потере внешним потоком импульса, равного действительной потере из-за сопротивления тела. Налагая на поле течения такого стока однородный поток, получают картину течения, обладающую некоторыми свойствами действительного движения в следе.

3. Схема с использованием методов теории пограничного слоя [3]. Поток жидкости, обтекающий тело, дойдя до срывной кромки, продолжает распространяться в том же направлении как свободная струя. При этом вдоль кормы тела возникает эжектируемый поток жидкости, подтекающий к его кромке. Оба потока смешиваются с образованием турбулентного пограничного слоя. На некотором расстоянии от кормы тела пограничные слои достигают оси и смыкаются, образуя замкнутую область. Схема — приближенная и требует введения экспериментальных констант.

Более соответствующей реальным условиям является схема отрывного обтекания, предложенная М. А. Лаврентьевым [4].

Согласно этой схеме, поток идеальной жидкости, обтекающий с отрывом тело, разделяется на две области: область вихревого движения и потенциальную область, причем при переходе через границу раздела поле скоростей должно оставаться непрерывным.

Частные решения задачи об обтекании траншеи на дне по этой схеме для некоторого класса заданных профилей получены в [5].

Формулировка общей задачи теории отрывных течений и ее решение для случаев обтекания уступа, выемки, цилиндра и пластинки даны в [6, 7].

Существенным в рассматриваемой схеме является предположение о постоянстве завихренности ω в зоне отрыва. Эта гипотеза представляется правдоподобной, так как существующий в зоне отрыва интенсивный турбулентный обмен должен приводить к выравниванию завихренности.

Целью настоящей работы была экспериментальная проверка правильности этой гипотезы.