

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН В ЦЕЛЕВЫХ КАНАЛАХ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ

Э. Я. Кернерман, В. Е. Накоряков

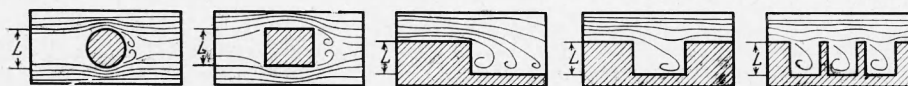
(Новосибирск)

Изучается режим течения в узких каналах за препятствиями различной формы при малых и средних значениях числа Рейнольдса. Сопоставляются наблюдаемые режимы течения с экспериментальными данными по теплоотдаче в канале за препятствием.

Течению и теплообмену в плоских каналах при загромождении их сечения плохообтекаемыми телами посвящено относительно большое число работ.

При этом рассматривается в основном плоская задача обтекания цилиндра, пластины, уступа и выемки, т. е. ширина канала принимается достаточно большой, чтобы боковые стенки не вносили значительных искажений в картину течения.

Однако значительный практический интерес представляет течение в пластинчатых теплообменниках с различными вставками и выштамповками для интенсификации теплообмена, поперечный обдув труб с густым оребрением, течение за стабилизатором пламени в камерах сгорания, в плоских каналах современных радиоэлектронных устройств при блочной компоновке аппаратуры и т. д.



Фиг. 1

Сведения о режимах течения и теплообмене в узких каналах, когда боковые стенки уже играют существенную роль в формировании поля скоростей и в теплообмене за препятствием, весьма противоречивы. Некоторые авторы предполагают образование застойных зон за плохообтекаемым телом и, соответственно, резкое снижение теплоотдачи с поверхности тела и ограничивающих его пластин [1,2].

В других же работах [3,5] указывается, что наличие таких тел в каналах приводит к дополнительной турбулизации потока и интенсификации теплоотдачи.

Эти выводы основаны на экспериментальном изучении теплоотдачи различных типов теплообменников, и результаты сильно отличаются в зависимости от конфигурации исследуемой модели, от постановки эксперимента и методики обработки результатов. При этом картина течения за препятствием изучалась мало. Исключением являются теоретические работы Хил-Шоу, Стокса и Ригельса [6-8], в которых рассмотрено течение в плоском узком канале за единичными препятствиями различных форм при малых значениях числа Рейнольдса

$$R^* = \frac{U_\infty L}{\nu} \left(\frac{h}{L} \right)^2$$

Здесь R^* — приведенное значение числа Рейнольдса; U_∞ — скорость движения жидкости на бесконечном удалении от препятствия, м/сек; $2h$ — расстояние между боковыми стенками, образующими канал, м; L — определяющий размер препятствия, м; ν — коэффициент кинематической вязкости, м².сек.

Для изучения картины течения в области средних и больших значений R^* была изготовлена установка, аналогичная описанной в работе [8]. Основным элементом установки является плоский канал с прозрачными стенками, выполненными из полированного стекла толщиной 8 мм. Размеры канала: длина $a = 500$ мм, ширина $b = 100$ мм, расстояние между боковыми стенками $2h$ устанавливалось 1.4 и 2 мм.

Исследуемое тело плотно прижималось между стенками канала и занимало от 50 до 80% его поперечного сечения.

Вода из входного коллектора подводилась равномерно по всему сечению канала. Расход жидкости измерялся при помощи ротаметра РС-7 (класс точности 2.5). Средняя скорость движения жидкости в канале $\langle U \rangle$ определялась пересчетом и изменялась в процессе эксперимента от 0.3 до 7 м/сек. Поток визуализировался впуском во входной коллектор алюминиевой пудры, предварительно разведенной в спирте.

Использование мелкодисперсных частиц алюминиевой пудры взамен растворимых красителей, использованных в работе [8], позволяет наблюдать и фотографировать отрывное течение и образование вихрей.

При помощи описанной установки были исследованы пять видов препятствий, приведенных на фиг. 1: цилиндр, пластина, уступ, выемка и ряд последовательных выемок. Фотографирование проводилось зеркальной камерой «Старт» с использованием насадочных колец. Оптимальная четкость треков достигалась изменением скорости

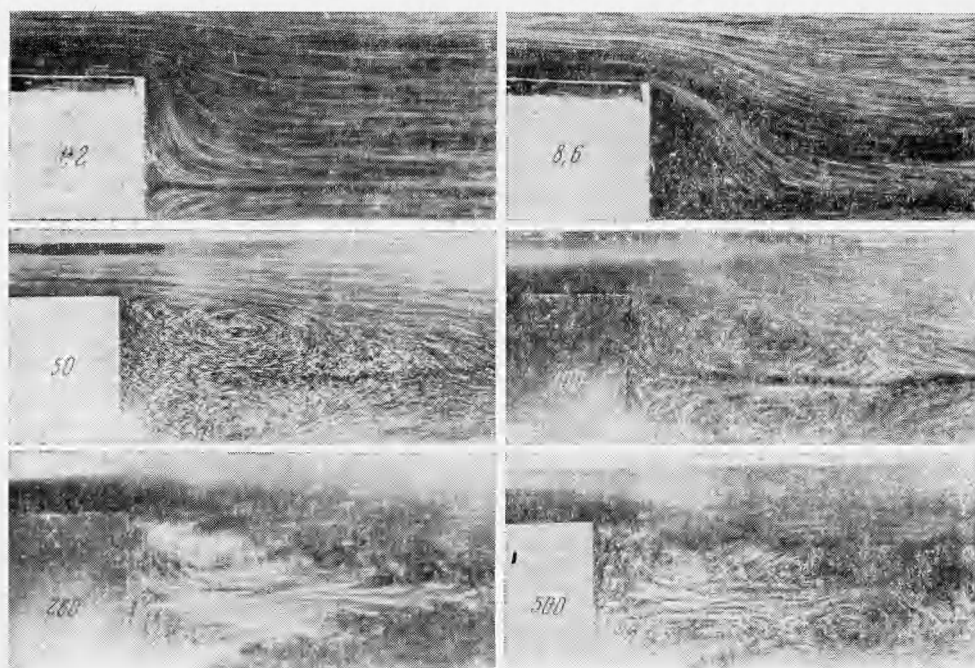
срабатывания затвора в обратной зависимости от скорости движения жидкости. Яркость осветительной аппаратуры составляла 1 *квт*.

Для анализа и сопоставления результатов экспериментов с другими работами необходимо выбрать определяющий размер в критерии гидродинамического подобия. Рассмотрим два предельных случая.

1. Положим $h \ll L$. Рассматривая критерий Рейнольдса как отношение сил инерции F_i к силам трения F_f в уравнении Навье — Стокса и производя оценку отдельных членов, для этого отношения имеем

$$\frac{F_i}{F_f} = \frac{\rho(u \partial u / \partial x + v \partial u / \partial y)}{\mu \partial^2 u / \partial z^2} \sim \frac{\rho U_\infty^2 / L}{\mu U_\infty / h} = \frac{U_\infty L}{\nu} \left(\frac{h}{L} \right)^2 \quad (1)$$

Здесь x, y, z — координаты прямоугольной системы координат, начало которых находится в пересечении осей канала и тела; u, v — компоненты скорости по осям координат, м/сек; ρ — плотность жидкости, кг·сек²/м⁴; μ — коэффициент динамической вязкости, кг·сек/м².



Фиг. 2

Следует отметить, что такая оценка справедлива во всей рассматриваемой области, за исключением небольшой зоны у поверхности обтекаемого тела, когда уже нельзя пренебрегать производными $\partial^2 u / \partial x^2$ и $\partial^2 u / \partial y^2$.

2. Величина h соизмерима с L . Аналогичное сопоставление сил инерции и сил трения приводит к известному соотношению $R = U_\infty L / \nu$.

Совершенно очевидно, что этот критерий полностью характеризует режим течения жидкости в основной части потока. Для пограничного слоя у боковых стенок остается справедливым соотношение (1), только величину h следует заменить толщиной пограничного слоя $\delta(x, y)$.

Величина $\delta(x, y)$ определяется внешним потоком, т. е. значением $U_\infty L / \nu$, поэтому режим течения у стенок уже не зависит от безразмерной величины h / L . Вопрос о верхней границе применения выражения (1) для характеристики течения в рассматриваемом случае подлежит экспериментальному определению. Можно предположить, что эта граница соответствует значению h / L порядка 1.

При дальнейшем использовании выражения (1) за определяющий размер L принят поперечный размер препятствия (фиг. 1), а размер h заменен на $4h$ по аналогии с определяющим размером щелевых каналов.

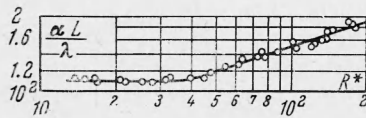
На фиг. 2 приведены картины течения жидкости за прямоугольной пластиной при разных значениях R^* . Можно различить три характерных вида течения непосредственно за кормой обтекаемого тела:

1) ламинарное течение ($R^* \leq 5$). При $R^* \leq 5$ течение носит явно выраженный «ползущий» характер, аналогичный рассмотренному в работах [6-8]. Скорости между боковыми стенками распределяются по параболическому закону. Некоторый отрыв наблюдается только у острой кромки угла и носит локальный характер;

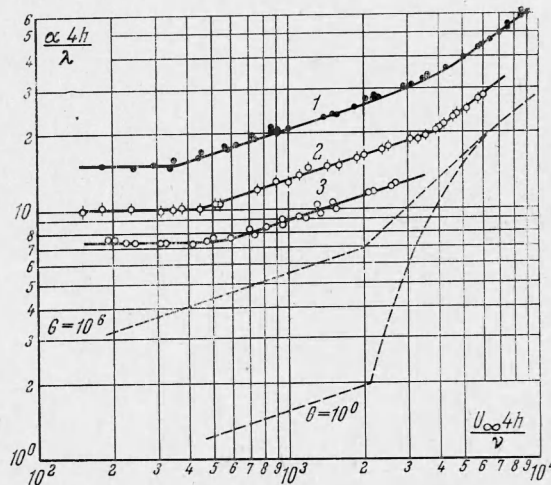
2) течение с застойной зоной ($5 \leq R^* \leq 40$). С увеличением R^* быстро текущие частицы в плоскости $z = 0$ отклоняются от тела сильнее, чем медленные частицы вблизи стенок. Поэтому линии тока частиц у стенок еще продолжают носить ползущий характер, а быстрые частицы, отрываясь от тела, попадают в зону повышающегося давления и постепенно тормозятся.

За пластиной образуется застойная область с очень малыми скоростями движения. Длина застойной зоны постепенно увеличивается и при $R^* = 40$ достигает величины $K = 1.5L$;

3) течение с вихреобразованием ($R^* > 40$). При дальнейшем увеличении приведенного значения числа Рейнольдса в застойной области развивается возвратное те-



Фиг. 3



Фиг. 4

чение и на расстоянии $1/3L$ от тела образуются два симметричных вихря. Вихри постепенно вытягиваются и при $R^* = 150$ занимают почти всю застойную зону; скорость возвратного течения увеличивается. При $R^* > 150$ вихри теряют свою устойчивость, смещаются один относительно другого. Это смещение постепенно возрастает и при $R^* > 300$ переходит в вихревое движение с явно выраженной дорожкой Кармана.

Изучение течения за выемкой привело к аналогичным результатам. Для случая уступа и цилиндра ламинарный режим затягивается до значений R^* , равных 100 и 200 соответственно.

Сопоставление режима (А) безотрывного течения с образованием застойной зоны и режима (Б) течения с вихреобразованием, а также с результатами экспериментов по теплоотдаче от стенок канала к воздуху за прямоугольной пластиной толщиной $2h = 2$ мм и поперечным размером $L = 60$ мм приведено на фиг. 3.

Коэффициент теплоотдачи α , входящий в критерий Нуссельта, определялся как среднее арифметическое из локальных значений коэффициента теплоотдачи в 24 точках поверхности канала за препятствием. Температура поверхности и воздуха измерялась медь-константановыми термопарами диаметром 0.1 мм при помощи зеркального милливольтметра М-95.

Из фигуры видно, что безотрывное течение и течение с образованием застойной зоны характеризуются постоянным значением коэффициента теплоотдачи, приближающегося к минимальному значению теплоотдачи в плоском канале (число Нуссельта $N = 7.6$).

При $R^* > 40$, т. е. при формировании и росте вихря в области возвратного течения, коэффициент теплоотдачи увеличивается, показатель степени в уравнении теплоотдачи становится равным 0.33, что характерно для ламинарного течения в каналах.

На фиг. 4 приведены данные по теплоотдаче за пластиной при изменении расстояния $2h$ от 2 до 8.6 мм. Здесь же штриховой линией нанесено соответствующее значение теплоотдачи при движении в щелевом канале без препятствий по данным работы [9].

Коэффициент теплоотдачи, как следует из фигуры, не только не уменьшается при наличии препятствий, а наоборот возрастает.

Надо иметь в виду, что при этом возрастают потери напора и повышается температура воздуха в зоне возвратного течения. Особенно это сказывается в очень узких каналах и при малых скоростях движения. Именно этим можно объяснить тот отрицательный эффект применения препятствий при густом оребрении, о котором упоминалось в начале статьи. Однако положение резко улучшается с увеличением расстояния между

пластинами, особенно когда движение за препятствием приобретает турбулентный характер, что соответствует увеличению наклона кривых 1 и 2 (фиг. 4).

Результаты приведенных тепловых экспериментов с разными расстояниями между стенками могут быть обобщены единой зависимостью

$$\frac{\alpha 4h}{\lambda} = c \left(\frac{U_{\infty} 4h}{\nu} \right)^m \left(\frac{4h}{L} \right)^{1/2(m+1)} \quad (2)$$

Здесь c и m — числовые коэффициенты.

На горизонтальном участке кривых 1, 2, 3 формула (2) преобразуется

$$\frac{\alpha 4h}{\lambda} = c_1 \left(\frac{4h}{L} \right)^{1/2} \quad \text{при} \quad \frac{U_{\infty} 4h}{\nu} \left(\frac{4h}{L} \right)^{1/2} < 160 \quad (3)$$

т. е. коэффициент теплоотдачи не зависит от скорости движения и в меньшей степени зависит от расстояния между стенками, чем для случая движения без препятствий.

На втором участке выражение (2) может быть преобразовано к такому виду:

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = c_2 \left(\frac{U_{\infty} L}{\nu} \right)^{1/3} \quad \text{при} \quad 160 < \frac{U_{\infty} 4h}{\nu} \left(\frac{4h}{L} \right)^{1/2} < 1600 \quad (4)$$

В этой области коэффициент теплоотдачи не зависит от расстояния между стенками. Это подтверждает высказанное ранее предположение, что режим течения у стенок определяется течением потока в среднем течении канала.

При

$$\frac{U_{\infty} 4h}{\nu} \left(\frac{4h}{L} \right)^{1/2} > 1600$$

течение приобретает турбулентный характер и коэффициент теплоотдачи находится уже в прямой зависимости от расстояния между стенками, так как последнее влияет на степень турбулизации потока в пристенной области. Показатель степени в формуле (2) приближается к величине 0,8, что характерно для случая турбулентного движения жидкости в гладких каналах.

Поступила 15 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Бузник В. М., Бандура В. Н. и др. Исследование теплоотдачи и сопротивления пластины с единичным элементом шероховатости различной высоты. Судостроение и морские сооружения. Республиканский межведомственный научно-технический сб., вып. 4, Харьков, Изд. Харьковск. ун-та, 1966.
2. Богданов Ф. Ф., Коршаков А. И., Уткин О. И. Интенсификация теплообмена в каналах. Атомная энергия, 1967, т. 22, вып. 6.
3. Петровский Ю. В., Фастовский В. Г. Современные эффективные теплообменники. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
4. Пучков П. И., Виноградов О. С. Исследование теплоотдачи и гидравлических сопротивлений кольцевых каналов с теплоотдающей внутренней поверхностью. Теплоэнергетика, 1964, № 10.
5. Норкин Н. Н., Чашин И. П. Теплопередача трубчатых поверхностей с низкими ребрами. Теплоэнергетика, 1961, № 6.
6. Hele - Shaw H. S. Investigation of the nature of surface of water and of streamline motion under certain experimental conditions. Trans. Inst. Nav. arch., 1898, vol. 15, p. 25.
7. Stokes G. G. Mathematical proof of the identity of the streamlines obtained by means of a viscous film with those of a perfect fluid moving in two dimensions. Brit. Associat. Rep., 1898.
8. Riegels F. Zur Kritik des Hele-Shaw — Versuchs. Z. Angew. Math. und Mech., 1938, Bd 18, N. 2
9. Михеев М. А., Михеева И. М. Краткий курс теплопередачи. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.