

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.

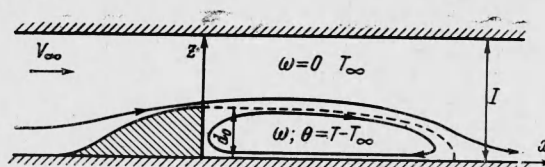
Целью настоящей работы была экспериментальная проверка правильности этой гипотезы.

До сих пор не существует достаточно надежных методов прямого измерения локальной завихренности потока, поэтому был использован косвенный метод, основанный на применении аналогии между завихренностью и температурой. Запишем уравнения движения жидкости в зоне отрыва в форме Гельмгольца

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \omega = \nu \Delta \omega \quad (1)$$

Аналогичный вид имеет и уравнение распространения тепла

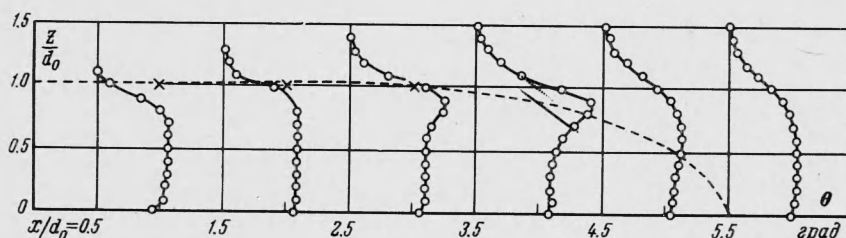
$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) T = \chi \Delta T \quad (2)$$



Фиг. 1. Картина течения за плохо обтекаемым телом в канале. Штрихи — линия нулевого расхода

В дальнейшем будем рассматривать лишь стационарный случай. Для полной аналогии в распределении завихренности и температуры в зоне отрыва необходимо совпадение граничных условий для уравнений (1) и (2). Это будет иметь место, если разместить источники тепла по границе раздела зон, на которой, по-видимому, и происходит процесс вихреобразования. Отсюда, если температура в зоне окажется постоянной, то должна быть постоянной и завихренность.

Эксперименты по измерению распределения температуры в зоне отрыва проводились в плоской аэродинамической трубе с закрытым рабочим участком размерами $2500 \times 150 \times 260$ мм. Плохо обтекаемое тело, спроектированное по формуле Витошинского, имело высоту $d_0 = 100$ мм. Аэродинамика потока в зоне отрыва за телом исследовалась цилиндрическим зондом с диаметром головки 2 мм, вводимым в поток при помощи координатного устройства. По полю прямых скоростей потока за телом рассчитывалась граница раздела вихревой области и основного потока как линия полного расхода. Схема рабочего участка и картина течения за плохо обтекаемым телом показаны на фиг. 1.



Фиг. 2. Поле температуры в вихревой зоне за уступом высотой $d_0 = 100$ мм. Скорость потока над телом $V = 24$ м/сек. Мощность источников тепла $q = 675$ вт. Крестиками обозначены места расположения нагревателей. Штрихи — линия нулевого расхода. Масштаб: 1 мм соответствует 0.4°K

Вблизи расчетной границы раздела на расстоянии $x/d_0 = 1, 2, 3$ от кормы тела были установлены три нагревателя. Нагреватели представляли собой спирали из нихромовой проволоки диаметром 0.5 мм, навитые на керамические трубочки. При выборе количества нагревателей руководствовались следующими требованиями:

- 1) мощность нагревателей должна быть достаточной для получения в зоне отрыва температур, которые можно надежно измерить,
- 2) нагреватели должны по возможности меньше загромождать канал,
- 3) нагреватели распределены по большей части длины линии раздела.

Трех нагревателей оказалось достаточно, чтобы удовлетворить этим требованиям. Нагреватели питались переменным током, причем мощности, подводимые к ним, были одинаковы и лежали в пределах $112.5-450$ вт на каждый нагреватель.

После включения нагревателей добивались наступления стационарного режима, при котором количество выделенного тепла равнялось теплу, вынесенному из зоны вследствие турбулентного обмена. Затем измерялось поле температур в зоне отрыва по всей ее длине, которая по результатам аэродинамических измерений оказалась равной $L/d_0 = 5.5$. Измерения проводились при помощи нихром-константановых термопар, изготовленных из проволоки диаметром 0.2 мм. Отсчет температуры производился на полуавтоматическом потенциометре Р 2/1. Измерялась разность температур зоны отрыва и набегающего потока. Все измерения температуры проводились дважды, после чего бралось среднее арифметическое значение из двух замеров.

Эксперименты проводились для четырех значений среднерасходной скорости набегающего потока: 5, 3; 10, 14, 7; 19 м/сек, что соответствует числам Рейнольдса $R = V_\infty d / \nu = 0.33 \cdot 10^5, 0.62 \cdot 10^5, 0.92 \cdot 10^5, 1.19 \cdot 10^5$.

Результаты измерения распределения температуры в зоне отрыва для скорости набегающего потока $V_\infty = 14.7$ м/сек и суммарной мощности нагревателей $q = 675$ вт представлены на фиг. 2. Распределение температуры для всех остальных режимов по нагреву и скорости набегающего потока имеет аналогичный характер.

Как видно из фиг. 2, температура в зоне остается постоянной по всей ее длине. Пики температур в некоторых сечениях объясняются, по-видимому, влиянием близости нагревателей и их достаточно большой мощностью, однако это влияние очень быстро перестает сказываться. Результаты измерений температуры в различных сечениях по длине зоны отрыва для других значений скорости набегающего потока и мощности источников тепла представлены в таблице, где $\theta_{i,i+1} = T_{i,i+1} - T_\infty$ — температура

V_∞ , м/сек	5.3		10		14.7		19			
	q , дж/сек	337.5	675	675	1350	675	1125	1350	675	1350
$\theta_{0,1}$	7.1	15.6	665	14.5	4.6	9.15	12.75	3.5	8.45	
$\delta\theta_{0,1}$	12.3	4.2	8.4	9.35	18	9.1	2.1	15.2	14	
$\theta_{1,2}$	8.7	17.1	6.8	15.8	5.65	9.45	13.1	4	10.7	
$\delta\theta_{1,2}$	6.5	5.2	6.75	0.9	1.1	5.85	0.8	3.6	8.7	
$\theta_{2,3}$	8.55	17.2	7.5	16.7	5.95	10.4	13.3	4.3	9.8	
$\delta\theta_{2,3}$	5.2	6	3.15	4.7	6.2	3.7	2.3	3.9	0.2	
$\theta_{3,4}$	9.05	16.9	8.15	17.8	6.9	11.3	14	4.6	9.85	
$\delta\theta_{3,4}$	11.4	4.3	12.1	11.5	23.4	12.5	7.7	11.1	0	
$\theta_{4,5}$	7.9	14.2	7.45	15.5	5.65	10.3	12.1	4.45	9.45	
$\delta\theta_{4,5}$	2.6	12.3	2.2	3.1	1.1	2.5	6.7	7	3.8	
$\theta_{5,6}$	7	12.8	6.6	13.3	5.25	8.8	10.9	4	8.5	
$\delta\theta_{5,6}$	13.9	21.2	9.2	16.5	4.2	12.4	16.1	3.6	13.4	
θ	8.15	16.25	7.25	16	5.6	10.05	13	4.15	9.85	
$\delta\theta$	8.6	8.8	6.9	7.6	6.3	7.7	6	7.4	6.7	

между сечениями i и $i + 1$ по длине зоны отрыва, θ — среднеинтегральная температура зоны отрыва, $\delta\theta_{i,i+1}$ — относительное отклонение (%) температуры $\theta_{i,i+1}$ от среднеинтегрального значения, $\delta\theta$ — средняя относительная ошибка (%), V_∞ — скорость набегающего потока, T_∞ — температура набегающего потока, q — суммарная мощность источников тепла.

Нужно отметить, что граница раздела зон, полученная по результатам температурных измерений, не является линией, как это принимается в схеме [4], а представляет собой некоторую область. Однако падение температуры на границе раздела происходит достаточно резко, и в некотором приближении допустимо считать, что в зоне отрыва температура, а следовательно, и завихренность действительно постоянны. Заметим, что путем увеличения числа нагревателей и более равномерного распределения их вдоль линии раздела зон удалось получить постоянство температуры в зоне отрыва со средней относительной ошибкой $\delta\theta = 2\%$.

Отметим, однако, что второе предположение схемы о потенциальности потока вне зоны отрыва менее приемлемо, особенно в концевой области зоны отрыва, где возникает след. Это обстоятельство необходимо учитывать при дальнейшем развитии теории отрывных течений.

Поступила 28 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Гостехиздат, 1955.
- Вулис Л. А. О турбулентном следе за телом. Тр. Казахск. ун-та, 1960, вып. 2.
- Абрамович Г. Н. Турбулентное течение с обратными токами жидкости. Оборонгиз, 1958.
- Лаврентьев М. А. Вариационный метод в краевых задачах для систем уравнений эллиптического типа. М., 1962.
- Шабат А. Б. Об одной схеме движения идеальной жидкости при наличии траншеи на дне. ПМТФ, 1962, № 4.
- Гольдштик М. А. Математическая модель отрывных течений несжимаемой жидкости. Докл. АН СССР, т. 147, № 6.
- Гольдштик М. А. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое, гл. 6, Изд-во СО АН СССР, 1964.