

УДК 532.526:536.24

© 1991 г.

В. Я. БОРОВОЙ, Л. В. ЯКОВЛЕВ

ТЕПЛООБМЕН ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ОДИНОЧНОЙ ЛУНКИ

Проведено экспериментальное исследование течения и теплообмена на пластине с одиночной лункой при числе $M_\infty=4$ и числе $Re_{\infty, L}=3,1 \cdot 10^6$. Получена картина обтекания лунки. Выявлены зоны повышенного теплообмена, определены коэффициенты теплоотдачи в лунке и вблизи нее. Установлено, что одиночная лунка практически не влияет на величину интегрального теплового потока.

В [1] исследовано течение воды в канале прямоугольного поперечного сечения вблизи одиночной лунки. Обнаружено, что над лункой формируется соосный с ней смерчеобразный вихрь, размеры и форма которого периодически изменяются. Набегающий поток жидкости через определенные промежутки времени срывает с верхнего основания смерча вихревые кольца. Согласно [2], линии тока в лунке и над ней имеют форму винтовых линий с возвратным движением среды как в продольных, так и в поперечных сечениях. Лунки существенно интенсифицируют теплообмен между жидкостью и внутренней поверхностью канала [3].

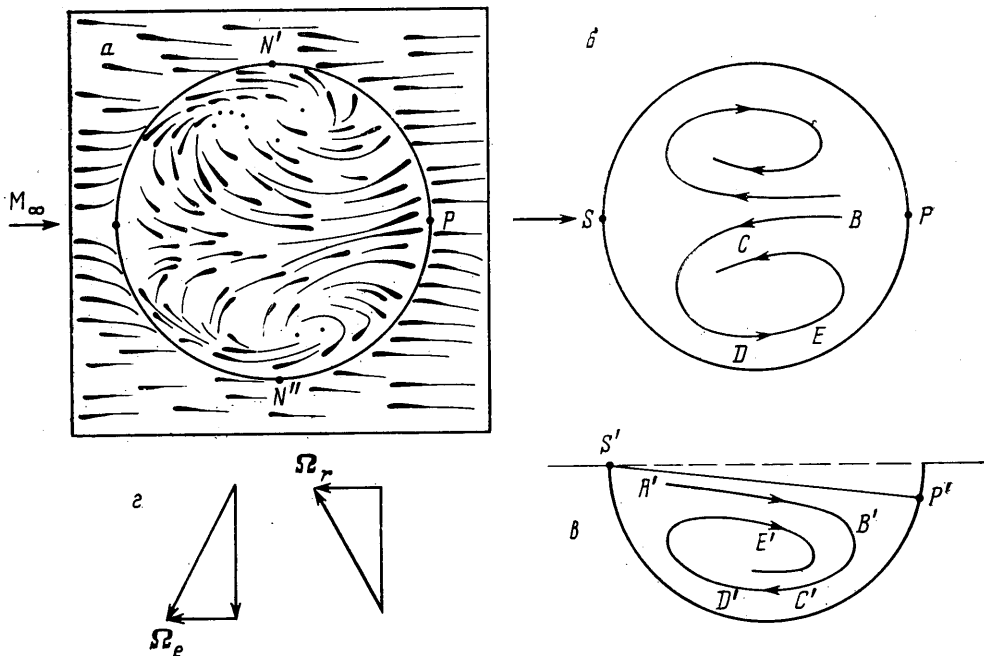
В [4] исследован теплообмен при внешнем обтекании пластины с лункой потоком воздуха с малой дозвуковой скоростью при турбулентном состоянии пограничного слоя. Наблюдалось ослабление теплообмена в передней части и усиление теплообмена в задней части лунки и за ней. Величина интегрального теплового потока в зоне расположения лунки близка к аналогичной величине для гладкой пластины.

1. В экспериментах использовалась модель в форме заостренной пластины шириной 130 мм и длиной $L=285$ мм [5]. На расстоянии 175 мм от передней кромки в пластине имелась лунка диаметром 20 мм и глубиной 10 (полусферическая) или 5 мм (сегментальная). По бокам модели устанавливались ограничивающие пластины для предотвращения поперечного растекания воздуха.

Эксперименты проводились при числе Маха $M_\infty=4$. Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам невозмущенного потока и расстоянию до центра лунки, равно $3,1 \cdot 10^6$. Использовался турбулизатор в виде полосы песочной шероховатости шириной 20 мм с высотой элементов шероховатости 0,2 мм. Полоса устанавливалась на расстоянии 30 мм от передней кромки пластины.

По теневым фотографиям потока измерена толщина пограничного слоя в зоне расположения лунки: $\delta=2,9$ мм при $x=150$ мм и $\delta=3,8$ мм при $x=200$ мм (x — расстояние от передней кромки пластины). Это несколько меньше расчетных значений [6]: $\delta=3,8$ мм при $x=150$ мм, $\delta=4,8$ мм при $x=200$ мм. Из приведенных данных видно, что средняя глубина лунки и толщина пограничного слоя — одного порядка.

Коэффициент теплоотдачи измерялся на участке x поверхности пластины от 155 до 255 мм. Использовался метод термоиндикаторных покрытий [7]. Результаты измерений коэффициента теплоотдачи на пластине с турбулизатором в отсутствие лунки практически совпали с результатами расчета для турбулентного пограничного слоя. Отсюда следует, что при использовании турбулизатора пограничный слой перед лункой находился в турбулентном состоянии, на пластине без турбу-



Фиг. 1

лизатора — в переходном состоянии. Переход заканчивался при $x = 220$ мм ($Re_{\infty} = 3,9 \cdot 10^6$).

2. Для исследования структуры потока использованы три способа визуализации течения газа: метод лазерного ножа, теневой метод и метод размываемой потоком краски. В последнем методе краска наносилась на поверхность модели в виде точек. Штрихи, образовавшиеся при размывании краски, соответствуют предельным линиям тока и дают представление как о направлении вектора напряжения трения на поверхности, так и о его величине.

На фиг. 1, а приведены контуры штрихов на пластине и в полусферической лунке, скопированные с фотографии. На фиг. 1, б дана схема течения газа в проекции на горизонтальную плоскость, а на фиг. 1, в — на вертикальную плоскость, проходящую через центр лунки. Диаметральное сечение $N'N''$, перпендикулярное скорости невозмущенного потока, делит лунку на две части. На передней части контура лунки поток отрывается. При этом вблизи края лунки образуется линия стекания $N'SN''$, на которой встречаются струйки, приходящие с двух сторон: по плоской поверхности и дну лунки. На задней части контура лунки поток присоединяется. У края лунки образуется линия растекания $N'PN''$, на которой струйки тока раздваиваются: газ течет в направлении невозмущенного потока по пластине и во встречном направлении по дну лунки. В зоне присоединения формируется скачок уплотнения.

При возвратном течении газа величина напряжения трения на дне лунки вблизи плоскости симметрии приближается к величине напряжения трения на пластине вне лунки или даже превосходит ее, о чем можно судить по длине штрихов на фиг. 1, а. В передней части лунки линии тока возвратного течения расходятся и формируется пара вихрей противоположных направлений вращения. Напряжения трения в ядрах вихрей существенно меньше, чем на периферии. Вихри располагаются внутри лунки, не поднимаясь над ней как при течении несжимаемой жидкости [1]. Во всех экспериментах течение асимметрично относительно

но продольной диаметральной плоскости: вихри имеют разные размеры и интенсивность. Учитывая пространственный характер течения, можно предположить, что не все линии тока в лунке замкнуты и газ частично вытекает из нее.

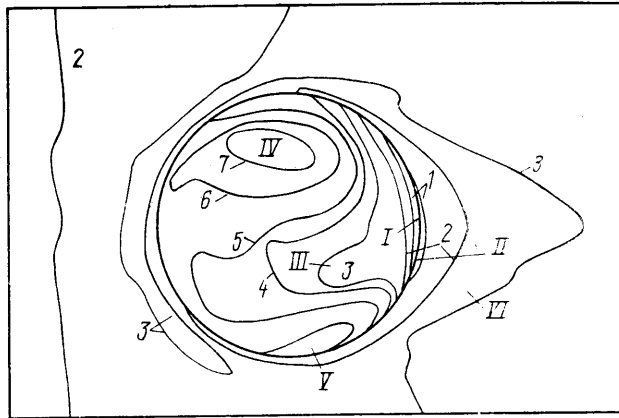
В продольном диаметральном сечении схема течения в лунке (фиг. 1, *а*) совпадает с известной схемой течения в двумерной каверне: образуется зона отрыва закрытого типа (по принятой классификации, см., например, [8]) и формируется вихревое течение с горизонтальной осью вращения. Однако в лунке в отличие от двумерного течения газ вовлекается еще в вихревое движение относительно двух вертикальных осей (фиг. 1, *б*). Мысленно совмещая проекции на фиг. 1, *б*, *в*, можно получить следующую картину течения в лунке: совершая возвратное движение по контуру BCD (фиг. 1, *б*), струйки газа одновременно опускаются на дно лунки по контуру $B'C'D'$ (фиг. 1, *в*); затем газ течет в направлении основного потока (контур DE) и одновременно поднимается по наклонной поверхности лунки (контур $D'E'$). Таким образом, векторы вихря на обеих половинах лунки имеют по две составляющие (вертикальную и горизонтальную), причем векторы вихря на левой (Ω_l) и правой половинах (Ω_r) лунки имеют разные направления (фиг. 1, *г*).

При полусферической форме ($b=R$, где b — глубина лунки, а R — ее радиус) касательная к поверхности лунки у ее края образует в диаметральной сечении угол 90° с поверхностью пластины и поток отрывается у самого края лунки (фиг. 1). У сегментальной лунки ($b=R/2$) аналогичная касательная образует с пластиной меньший угол (60°). При этом поток отрывается от вогнутой поверхности лунки на расстоянии $\sim 0,2R$ от ее края.

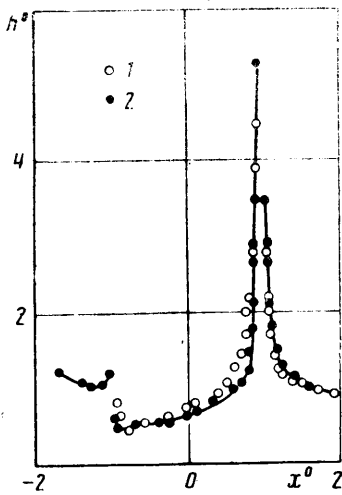
Обтекание лунки водой [1] и воздухом с малой дозвуковой скоростью (до 25 м/с [2, 4]) нестационарно: происходит периодическое «переключение» течения за лункой с правой стороны на левую и обратно. Сверхзвуковое течение, исследуемое в данной работе, по-видимому, стационарно. Это подтверждают четкие, неразмытые изображения предельных линий тока и четкие контуры границ зон плавления термоиндикаторного покрытия.

3. Для эксперимента, проведенного с полусферической лункой при турбулентном состоянии пограничного слоя, на фиг. 2 представлены изокалорические линии — линии постоянного значения относительного коэффициента теплоотдачи $h^\circ = h/h_0$, где $h_0 = 0,109$ кВт/м² К — расчетное значение коэффициента теплоотдачи для пластины длиной $x_0 = 175$ мм, x_0 — расстояние от передней кромки пластины до центра лунки. Изокалорические линии на фиг. 2 соответствуют следующие значения h° : 1 — 2,9; 2 — 1,47; 3 — 1,05; 4 — 0,93; 5 — 0,74; 6 — 0,47; 7 — 0,24.

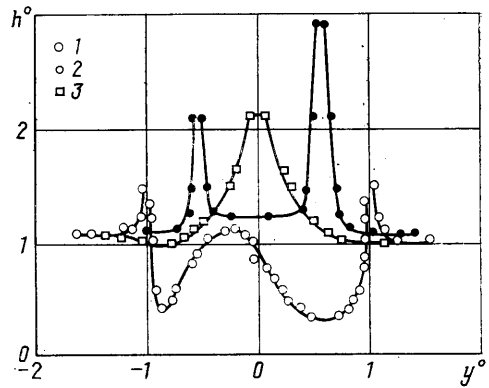
Поле изокалорических линий отражает особенности течения газа в лунке и вблизи нее. Наиболее интенсивный теплообмен происходит в области присоединения потока — на наклонной поверхности лунки вблизи ее края (зона I) и непосредственно за лункой (зона II). Внутри лунки распределение коэффициента теплоотдачи неравномерное: в зоне III интенсивного возвратного течения значения относительного коэффициента теплоотдачи близки к единице, в ядрах вихрей (зоны IV и V) относительный коэффициент теплоотдачи в несколько раз меньше единицы. Зоны IV и V, как и вихри, расположены несимметрично и имеют разные размеры. За выемкой образуется треугольная зона VI, в которой относительный коэффициент теплоотдачи постепенно уменьшается от своего максимального значения в области присоединения до $h^\circ = 1$. Асимметрия зоны VI выражена слабо вследствие того, что вихри заключены внутри лунки.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3 и 4 приведены распределения относительного коэффициента теплоотдачи в продольных и поперечных сечениях полусферической и сегментальной лунки ($x^0 = x'/R$, $y^0 = y'/R$, где x' и y' — расстояния от центра лунки). Кривые 1 и 2 на фиг. 3 соответствуют глубинам лунки $b=5$ и 10 мм, кривые 1–3 на фиг. 4 — сечениям $x'=1,5, 8,5, 11,5$ мм. Коэффициент теплоотдачи достигает максимального значения на наклонной поверхности лунки вблизи ее края (фиг. 3, $x^0=1$). Здесь $h_{\max}^0=5,3$

для полусферической лунки, $h_{\max}^0=4,5$ для сегментальной, но в целом изменение глубины лунки в исследованном диапазоне слабо повлияло на распределение коэффициента теплоотдачи.

Из фиг. 4 видно, что в поперечных сечениях, расположенных за центром лунки, появляются пики коэффициента теплоотдачи вблизи краев лунки. По мере перемещения сечения в направлении невозмущенного потока величины пиков в области присоединения возрастают, а «провалы» коэффициента теплоотдачи в зонах, где расположены ядра вихрей, уменьшаются. В пределах лунки явно выражена асимметрия распределения коэффициента теплоотдачи, за лункой распределение h^0 практически симметричное.

В [9] проведены измерения коэффициента теплоотдачи на дне двумерной и осесимметричной каверн открытого типа при числе Рейнольдса $Re_L = 3 \cdot 10^6$ и числах Маха от 0,3 до 4. При турбулентном течении для каверны наименьшей глубины получена относительная величина коэффициента теплоотдачи $h^\circ = 0,5-0,6$, причем h° слабо изменяется по длине каверны (исключая область присоединения).

Внутри лунки, как видно из фиг. 3 и 4, распределение коэффициента теплоотдачи неравномерное вследствие воздействия вихрей, причем минимальные значения относительного коэффициента теплоотдачи внутри сферической и сегментальной лунок ($h^\circ = 0,2-0,3$) существенно меньше значений, полученных в [9].

В экспериментах без турбулизатора, когда пограничный слой в зоне расположения лунки находился в переходном состоянии, характер распределения коэффициента теплоотдачи такой же, как при наличии турбулизатора. Однако максимальное значение коэффициента теплоотдачи в отсутствие турбулизатора снижалось почти на 40%. Еще значительно уменьшался при этом коэффициент теплоотдачи внутри лунки (в 2-3 раза). В опытах без турбулизатора за лункой формировался турбулентный клин с вершиной, расположенной на расстоянии R от края лунки. Таким образом, при наличии лунки переход пограничного слоя завершался ближе к передней кромке пластины (на расстоянии $x = 195$ мм), чем на гладкой пластине ($x = 220$ мм).

По результатам исследования локального теплообмена вычислен интегральный тепловой поток Q к площадке, охватывающей лунку и имеющей форму прямоугольника с размерами $2d \times 2d$. Для полусферической и сегментальной лунок отношение $Q^\circ = Q/Q_0$, где Q_0 - расчетное значение, близко к единице. Следовательно, уменьшение теплового потока внутри лунки приблизительно компенсируется увеличением теплового потока в области присоединения. Аналогичный результат ($Q^\circ = 0,87$) получен для кольцевой выемки при осесимметричном обтекании острого конуса ламинарным потоком [10].

Авторы благодарны В. Н. Бражке за помощь в проведении экспериментов, а Т. А. Ершовой за помощь в обработке результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Подымака Н. Ф., Хабенский В. Б. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // Докл. АН СССР. 1986. Т. 291. № 6. С. 1315-1318.
2. Громов П. Р., Зобнин А. Б., Рабинович М. И., Сушик М. М. Рождение уединенных вихрей при обтекании мелких сферических углублений // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 21. С. 1323-1328.
3. Гачечиладзе П. А., Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К. и др. Теплообмен при самоорганизации смерчеобразных структур // Теплообмен - ММФ: 24-27 мая 1988. Пробл. докл. Секц. 1-2. Минск, 1988. С. 83-125.
4. Езерский А. Б., Шехов В. Г. Визуализация потока тепла при обтекании уединенных сферических углублений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 6. С. 161-164.
5. Боголепов В. В., Бражка В. Н., Дозорова Л. В. и др. Аэродинамическое нагревание волнистых поверхностей в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 6. С. 1-7.
6. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 711 с.
7. Боровой В. Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 141 с.
8. Чжен П. П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
9. Боровой В. Я., Мариниченко С. К., Скурагов А. С. Теплообмен в кольцевой выемке в гиперзвуковом потоке при наличии и отсутствии вдува газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 3. С. 125-130.
10. Larson H. K. Heat transfer in separated flows // J. Aerospace Sci. 1959. V. 26. № 11. P. 731-738.