

6. Киселев Ю. Н., Клунов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Структура пристеночных возмущений интенсивно излучающей ударной волны // Тр. X конф. молодых ученых.— М.: МФТИ, 1985; деп. в ВИНТИ 07.05.85, № 5983.
7. Киселев Ю. Н., Клунов В. А., Рождественский В. Б., Юрьев В. Л. Исследование образования пристеночных возмущений при распространении ударных волн в трубах из различных материалов // ПМТФ.— 1986.— № 1.
8. Савров С. Д. О механике деформации излучающего фронта ударной волны при ее движении в канале // ПМТФ.— 1989.— № 5.
9. Гордейчик Б. Н., Немчинов И. В. Образование предвестника при взаимодействии ударной волны с теплым слоем // Прикладные методы механики.— М.: МФТИ, 1984; деп. в ВИНТИ 20.04.84, № 2529.
10. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. И. и др. Автомодельное развитие предвестника перед ударной волной, взаимодействующей с теплым слоем // ДАН СССР.— 1987.— Т. 296, № 3.
11. Артемьев В. И., Бергельсон В. П., Калмыков А. А. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1988.— № 2.
12. Садовский М. А., Адушкин В. В. Влияние нагретого пристеночного слоя на параметры ударной волны // ДАН СССР.— 1988.— Т. 300, № 1.
13. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. П., Хазинс В. М. Развитие предвестников, образующихся при взаимодействии УВ с газовыми капалами пониженной плотности // ФГВ.— 1990.— № 2.
14. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы.— М., 1984.— Деп. в ВИНТИ 02.01.84, № 52.
15. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра // Низкотемпературная плазма в Космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1977.
16. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела // ПМТФ.— 1969.— № 6.
17. Попов Е. Г., Провалов А. А., Цикулин М. А. Самоэкрапирование поверхности тел от мощного излучения // ДАН СССР.— 1970.— Т. 194, № 4.
18. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Новикова В. В. «Горение» конденсированного вещества под действием излучения сплошного спектра // ФГВ.— 1975.— № 5.
19. Бергельсон В. П., Немчинов И. В., Орлова Т. И. Численный расчет взаимодействия излучения взрывного источника с плоской преградой.— М., 1981.— Деп. в ВИНТИ 29.04.81, № 1953-81.
20. Бергельсон В. П., Немчинов И. В. Нагрев разлетающейся плазмы излучением сплошного спектра // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, № 2.
21. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
22. Киселев Ю. Н. Полный выход излучения с фронта сильных ударных волн в инертных газах // Горение и взрыв в Космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1980.
23. Бахрах С. М., Игнатова Л. Я., Клопов Б. А. и др. Исследование эффекта захлопывания капала в лабораторных экспериментах и двумерных расчетах // ФГВ.— 1977.— № 2.

г. Москва

Поступила 9/1 1990 г.,
в окончательном варианте —
14/V 1992 г.

УДК 536.24

В. И. Терехов, С. В. Калинина, Ю. М. Мшвидобадзе

ПОЛЕ ДАВЛЕНИЙ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ОДИНОЧНОЙ ЛУНКИ С ОСТРЫМИ И СКРУГЛЕННЫМИ КРОМКАМИ

Известно, что различные неровности в виде выступов или впадин на обтекаемых поверхностях могут привести к существенному изменению теплоотдачи и трения. Все большее внимание последнее время уделяется изучению структуры течения на поверхности при наличии трехмерных углублений. Это вызвано потребностью техники в оптимальных экономически выгодных способах интенсификации теплообмена.

© В. И. Терехов, С. В. Калинина, Ю. М. Мшвидобадзе, 1993

Обзор работ по данной проблеме показывает, что течение в трехмерном углублении имеет сложный неоднозначный характер, сильно зависит от величины параметров потока и углубления. Примером этому служат результаты исследований в цилиндрическом углублении [1], где обнаружены три различных режима течения, которые вызваны особенностями формирования трехмерных нестационарных вихревых образований в каверне и их взаимодействием с набегающим потоком. О сложной структуре течения в трехмерной каверне свидетельствуют, например, также данные [2—4].

Основной интерес настоящей работы составляет течение в углублении в форме шаровых сегментов. Согласно [5], наличие на поверхности таких углублений приводит к увеличению теплоотдачи. Как и при других способах интенсификации теплоотдачи с помощью неровностей на поверхности, касательное напряжение также возрастает, однако рост теплоотдачи при этом опережает рост трения. Авторы [5] обращают внимание на то, что значительный эффект по увеличению теплового потока от стенки удается получить только в глубоких лунках (например, при отношении глубины лунки Δ к ее диаметру D_k , равному 0,22). В этом случае имеет место, по-видимому, особый, характерный только для таких лунок, механизм. Авторы [5] склоняются к тому, что таким возможным механизмом интенсификации теплообмена является динамическая вихревая структура типа природного смерча, указание на который было сделано в [3].

Необходимо отметить, что вопрос о структуре течения на поверхности с лунками так и не решен полностью даже для самого простого случая единичной лунки с острой кромкой. Это связано прежде всего с недостатком экспериментального материала по данной проблеме. В настоящей работе описаны результаты экспериментов, проведенных в единичных лунках разной глубины с острой и скругленной кромками, причем в отличие от [6], где основное внимание уделено области за лункой, измерения проводились непосредственно в лунке. Представлены подробные данные по полям давления и сопротивлению лунки; на основании визуальных наблюдений дается описание структуры течения.

1. Экспериментальное оборудование и методики проведения измерений. Исследования проведены на гидродинамическом стенде замкнутого типа [6]. Циркуляция жидкости в контуре осуществлялась с помощью насоса, который обеспечивал подачу воды в бак постоянного уровня, выполнявший одновременно функцию успокоительной камеры. Из бака вода поступала непосредственно в рабочий канал. Для измерения расхода среды через канал использовались предварительно протарированные расходомерные шайбы. Рабочая жидкость в контуре термостатировалась так, что ее температура в процессе экспериментов составляла $\sim 20^\circ\text{C}$.

На рис. 1 показана схема рабочего участка. Он представлял собой выполненный из оргстекла канал прямоугольного сечения высотой $h = 15$ мм и шириной $H = 115$ мм. На стенке канала на расстоянии 600 мм от его входа располагались лунки. Конструкция рабочего участка позволяла поворачивать лунку относительно ее оси симметрии. Это давало возможность устанавливать линию отборов давления на поверхности под любым углом к направлению скорости набегающего потока и тем самым детально изучать поле давлений в лунке.

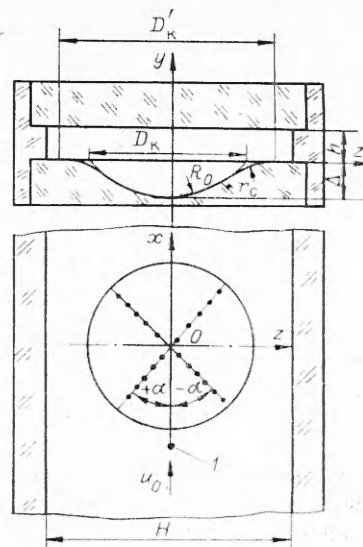


Рис. 1

Т а б л и ц а 1

Δ , мм	R_0 , мм	D_K , мм	Δ/D_K	r_c , мм
6	47	46	0,13	0
12	28	46	0,26	0
23	23	46	0,5	0
12	28	46	0,26	20

Геометрические параметры лунок представлены на рис. 1 и в табл. 1. Рассматривались два типа лунок — с острой и скругленной кромками. Диаметр сферических камер сохранялся постоянным ($D_K = 46$ мм), соответственно размер окружности сопряжения с поверхностью для лунки с гладкими кромками возрастал и составлял $D'_K = 64$ мм. Глубина лунок варьировалась так, что ее отношение к диаметру $\Delta/D_K = 0,13; 0,26; 0,5$. В лунке, а также в нескольких сечениях перед ней нормально к поверхности были просверлены отверстия $\varnothing = 0,5$ мм, служившие отборами давления. Отборы располагались по диаметру с неравномерным шагом, что позволяло удваивать число измеряемых точек путем поворота лунки на 180° . В итоге число опытных точек по любому из диаметральных направлений равнялось 20. Поворот лунки осуществлялся с интервалом 30° . Измерения давления проводились с помощью закрепленных на наклонной платформе трубок. Угол наклона платформы к горизонту мог изменяться в пределах от 0 до 80° . Принятая в работе схема позволяла определять перепад давления между изучаемой и опорной точками течения. В качестве опорной величины в опытах использовалось статическое давление на поверхности в точке 1 (рис. 1), отстоящей от среза лунки на 35 мм вверх по потоку, где течение невозмущенное. При обработке экспериментов это значение приводилось к передней кромке лунки расчетным путем на основе закона сопротивления Блазиуса. Средняя скорость потока U в опытах и рассчитанное по ней значение числа Рейнольдса равны: $\bar{U} = 0,8$ и $1,2$ м/с, $Re = \bar{U}D_s/\nu = 2,2 \cdot 10^4 \div 3,4 \cdot 10^4$ (D_s — эффективный диаметр канала, равный 26,5 мм), $Re_K = \bar{U}D_K/\nu = 3,8 \cdot 10^4 \div 5,9 \cdot 10^4$.

Проведенные с помощью лазер-доплеровского анемометра тарировочные измерения показали, что для приведенных условий перед лункой имеет место развитое турбулентное течение с профилем скорости $U/U_0 = (y/\delta)^{1/7}$, при этом толщина пограничного слоя δ практически равна полувысоте канала [6] (U_0 — скорость потока на границе пограничного слоя). Визуализация течения проводилась во всем возможном диапазоне скоростей ($\bar{U} = 0 \div 1,2$ м/с) с помощью оптически активной жидкости, вдува воздуха через отверстия на стенке с лункой и другими методами [6].

2. Результаты измерений и их обсуждение. Рассмотрим лунки с острыми кромками. На рис. 2 показано распределение коэффициента давления по радиусу лунки $\Delta/D_K = 0,26$ при $Re_K = 5,9 \cdot 10^4$ для $\alpha = -60; -30; 0; 30; 60; 90^\circ$ ($a-e$). Коэффициент давления рассчитывался на основе опытных данных по формуле

$$c_p = (p_i - p_0) / (\rho \bar{U}^2 / 2),$$

где p_i — текущее значение давления; p_0 — давление у верхней по потоку кромки лунки; ρ — плотность воды.

Видно, что вход в лунку характеризуется понижением давления, причем зона пониженного давления простирается и ниже по потоку, занимая до $3/4$ от диаметра лунки. По мере приближения к нижней по течению кромке лунки давление резко возрастает, что вызвано, по-видимому, повторным присоединением потока, оторвавшегося от верхней кромки лунки. Еще ниже по течению давление достигает больших отри-

цательных величин, что обусловлено отрывным характером обтекания угловой острой кромки.

Максимальное значение разрежения и избыточного давления не превышает 0,3 величины динамического напора. Исключение составляет узкая область у задней кромки лунки, где разрежение практически достигает $c_p \approx -1$.

На рис. 2 сопоставляются распределения коэффициента давления для лунок различной глубины в продольном направлении ($\alpha = 0$). В глубоких лунках ($\Delta/D_k = 0,5$ и $0,26$ — линии 1 и 2) характер этих распределений качественно одинаковый, причем увеличение глубины приводит к росту максимального значения разрежения, а область отрицательного давления занимает все большую поверхность каверны.

При переходе к лунке малой глубины ($\Delta/D_k = 0,13$ — линия 3) область пониженного давления существенно уменьшается, а резкие изменения давления вблизи нижней кромки замещаются плавными. Большую часть лунки занимает теперь область повышенного давления, а точка его максимума смещается в направлении к центру лунки.

Необходимо отметить еще одно качественное отличие течений в глубокой и мелкой лунках, зафиксированное в опытах. Оно состоит в том, что в глубоких лунках в области, прилегающей к нижней кромке, наблюдаются заметные колебания давления. Эти колебания аperiодические, с низкой частотой и особенно отчетливо проявились в лунке глубиной $\Delta/D_k = 0,26$. На рис. 3 область пульсаций давления выделена штриховкой. В лунке глубиной $\Delta/D_k = 0,13$ колебания давления вообще не наблюдались. При наличии колебаний давление определялось как среднее между крайними значениями. Необходимо отметить, что такой способ осреднения припят как приближенный и результаты измерения имеют качественный характер.

На рис. 3 показана картина изолиний коэффициента $c_p = \text{const}$ в лунках с острой кромкой при $\Delta/D_k = 0,13; 0,26; 0,5$ (a—e). Вблизи нижней по потоку кромки лунки изолинии сгущаются, что вызвано резким изменением давления на этом участке. При увеличении глубины лунки существенно расширяется область отрицательных значений коэффициента c_p . При $\Delta/D_k = 0,26$ картина изолиний в лунке качественно соответствует данным [1] для $\Delta/D_k = 0,2$, где изучалось течение в каверне в форме цилиндрического углубления. Интересно, что при $\Delta/D_k = 0,5$ распределение величины c_p в цилиндрическом углублении [1] имело асимметричный характер, в то время как в наших исследованиях для течения в лунке выраженной асимметрии не наблюдалось. Такое отличие результатов может быть объяснено двумя причинами: формой изучаемых каверн и способом осреднения значений давления. Вторая из причин, по видимому, отпадает. Действительно, особенно сильно она должна была бы проявиться при наличии выраженных аperiодических колебаний, т. е. при $\Delta/D_k = 0,26$. Однако для этого случая, как уже отмечалось выше, отличие результатов наших исследований и [1] невелико.

Рассмотрим течение в лунке со скругленной кромкой. На рис. 4 показано распределение коэффициента давления по диаметру лунки при

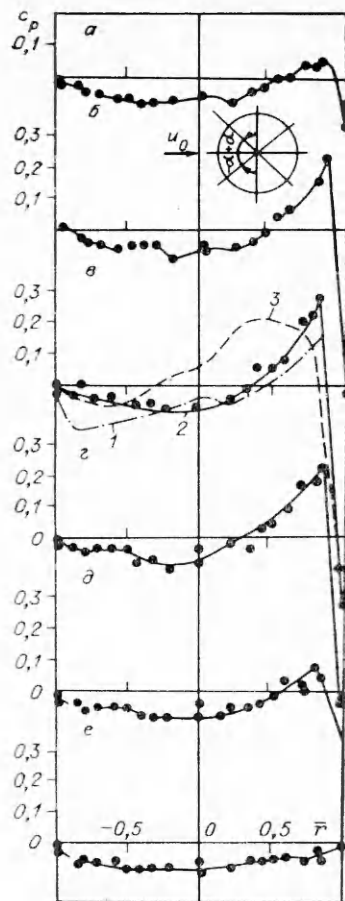


Рис. 2

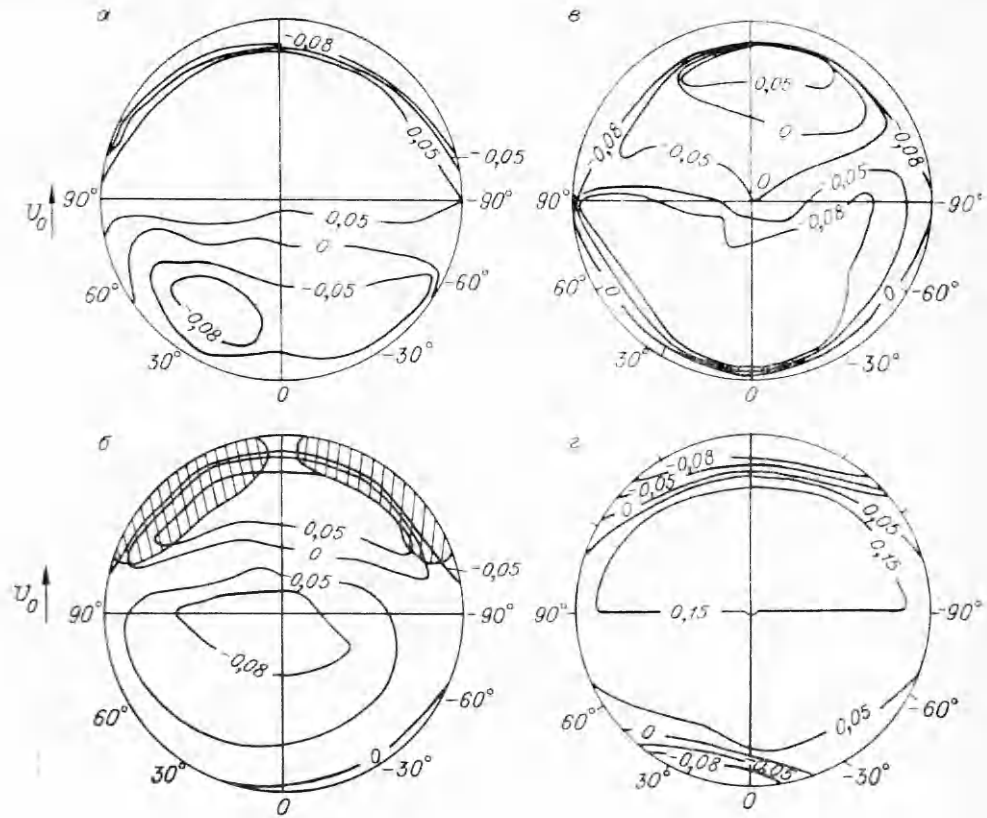


Рис. 3

$\alpha = -60; -30; 0; 30; 60; 90^\circ$ (а—е). Левые и правые крайние точки отбора ($\bar{r}' = -1$ и 1) соответствуют точкам сопряжения лунки с внешней обтекаемой поверхностью.

Анализ данных рис. 4 проводился в сравнении с рис. 2, где представлены результаты аналогичных измерений для лунки с острой кромкой. Несмотря на то что по принятой терминологии эта лунка глубокая ($\Delta/D_k = 0,26$), характер распределений коэффициента c_p в каверне со скругленными кромками больше напоминает мелкую лунку с той только особенностью, что теперь практически отсутствует область отрицательных значений коэффициента давления. Исключение составляет небольшая область непосредственно за начальным сечением лунки, где имеет место локальный отрыв потока. Кроме того, максимальное значение c_p в лунке со скругленной кромкой несколько выше, чем в лунке без скругления.

Поведение изолиний c_p для лунки со скругленными кромками можно проследить на рис. 3, г. Видно, что наибольший градиент в лунке имеет место у передней и задней кромок, где изолинии располагаются весьма густо. На большей же части поверхности каверны имеется плато слабоизменяющегося избыточного давления. Сравнение с линиями $c_p = \text{const}$ для лунки с острой кромкой при такой же относительной глубине ($\Delta/D_k = 0,26$, рис. 3, б) свидетельствует о существенном отличии в характере их распределения. Не обнаружено в сглаженных лунках и аперриодических крупномасштабных пульсаций потока, как это было в лунках с острыми краями.

На следующем этапе экспериментов производилось определение интегральных потерь давления в лунке, для чего локальные распределения давлений интегрировались по всей поверхности сферического сегмента, а затем находилась проекция этой величины на любое заданное направление. Так, для направления оси x в сферическом сегменте интеграл

давления имеет вид

$$(2.1) \quad \Delta c_{wx} = \frac{4}{\pi D_K^2} \int_0^{D_K/2} \int_0^{2\pi} c_{pi} \frac{r^2}{\sqrt{R_0^2 - r^2}} \cos \alpha \cdot dr d\alpha.$$

При определении потерь давления в каверне со скругленными кромками интеграл (2.1) складывается из двух частей: одна получилась при интегрировании по поверхности сферического сегмента, вторая — при интегрировании по поверхности тела, по которой осуществлялось сопряжение сферы с плоской поверхностью.

Суммарное давление в вертикальном направлении может быть найдено, подобно (2.1), путем численного интегрирования соотношения

$$\Delta c_{wy} = \frac{4}{\pi D_K^2} \int_0^{D_K/2} \int_0^{2\pi} c_{pi} r dr d\alpha.$$

Не представляет затруднений определить потери давления в сферической лунке для любого направления в плоскости xz , совпадающей с обтекаемой поверхностью. В нашем случае Δc_{wx} будет характеризовать сопротивление каверны за счет сил давления, но без учета воздействия сил поверхностного трения. В кавернах, как правило, силы давления оказываются преобладающими над поверхностным трением, поэтому величина Δc_{wx} в первом приближении может рассматриваться как ее гидравлическое сопротивление.

Интегральные значения потерь давления в каверне Δc_w в трех взаимно ортогональных направлениях (x, y, z) представлены в табл. 2. Для удобства при сопоставлении с данными других авторов значения Δc_w отнесены здесь не к средней скорости U , как в выражении для c_p , а к максимальной $U_0 = 1,14U$. Из табл. 2 видно, что с увеличением глубины лунки ее сопротивление в направлении течения Δc_{wx} возрастает, при этом рост числа Рейнольдса приводит к противоположному результату. Причиной последнего является, возможно, то, что при $Re_K = 3,8 \cdot 10^4$ существовал переходный от ламинарного к турбулентному режим течения. Необходимо отметить также, что, согласно табличным данным, сглаживание кромки лунки существенно (в 2—2,5 раза) уменьшает ее сопротивление. Это важное обстоятельство необходимо учитывать при проектировании теплообменников.

Интересно поведение коэффициента давления в направлении, перпендикулярном поверхности. Для всех каверн, кроме наиболее глубокой ($\Delta/D_K = 0,5$), этот коэффициент Δc_{wy} имеет отрицательное значение, так что набегающий поток будет оказывать на поверхность суммарное избыточное давление. Наибольшее давление на поверхность в вертикальном направлении наблюдается у лунок со скругленными краями, у которых коэффициент Δc_{wy} в 4—5

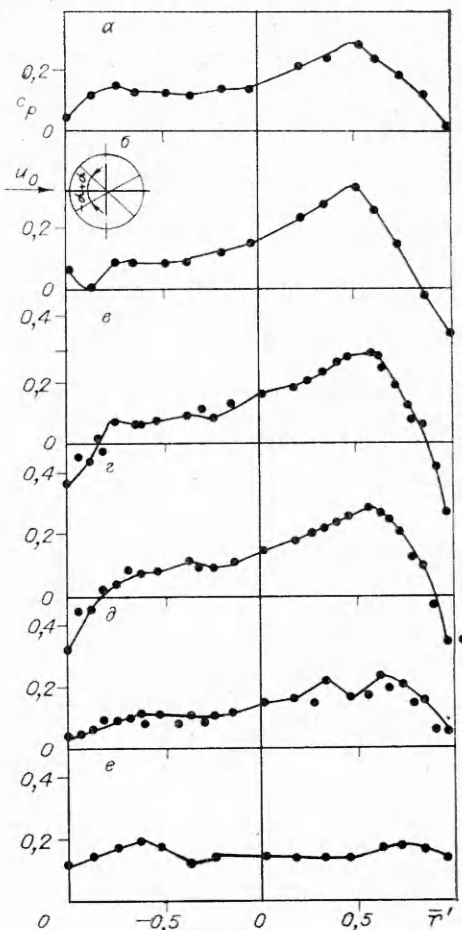


Рис. 4

Δ/δ	Δ/D_K	$Re_R \cdot 10^{-4}$	$\Delta c_{wx} \cdot 10^2$	$\Delta c_{wy} \cdot 10^2$	$\Delta c_{wz} \cdot 10^3$	Примечания
0,8	0,13	3,8	1,3	-1,07	0,2	Лунка с острой кромкой
0,8	0,13	5,9	1,26	-1,24	0,6	То же
1,6	0,26	3,8	4,05	-0,96	2,82	»
1,6	0,26	5,9	3,52	-2,42	4,13	»
3,1	0,5	3,8	5,55	26,4	1,94	»
3,1	0,5	5,9	3,94	19,2	-0,78	»
1,6	0,26	3,8	2,4	-7,4	1,9	Лунка со скругленной кромкой
1,6	0,26	5,9	1,79	-10,4	-0,85	То же

раз выше, чем у геометрически подобных каверн, но с острыми кромками. Для полусферической каверны ($\Delta/D_K = 0,5$) суммарный коэффициент $\Delta c_{wy} > 0$, и внутри ее формируется поле разрежения. Такая каверна обладает всасывающим эффектом с достаточно высокой интенсивностью ($\Delta c_{wy} \sim 0,2$), что должно приводить к генерации мощных циркуляционных течений внутри каверны.

Из данных табл. 2 также видно, что коэффициент давления в меридиональном направлении Δc_{wz} более чем на порядок ниже соответствующих значений Δc_{wx} и Δc_{wy} . Это говорит о том, что распределение давлений можно считать симметричным относительно продольного направления, несмотря на наблюдаемые на рис. 3 отклонения от симметрии изолиний c_p .

О симметричном характере распределения интегральных значений давления можно судить по рис. 5, где показано изменение интегрального коэффициента давления Δc_w в зависимости от угла между продольным и рассматриваемым направлениями при $Re_R = 5,9 \cdot 10^4$. При определении Δc_{wx} результаты измерения давления в различных точках вначале проектировались на плоскость xz , затем бралась их проекция на заданное направление и после этого производилось их численное интегрирование. Значение $\alpha = 0$ на рис. 5 отвечает сопротивлению в продольном направлении Δc_{wx} , а $\alpha = \pm 90$ — в меридиональном Δc_{wz} . Точки 1-4 соответствуют $\Delta/D_K = 0,13; 0,26; 0,5$ с острыми и $\Delta/D_K = 0,26$ со скругленными кром-

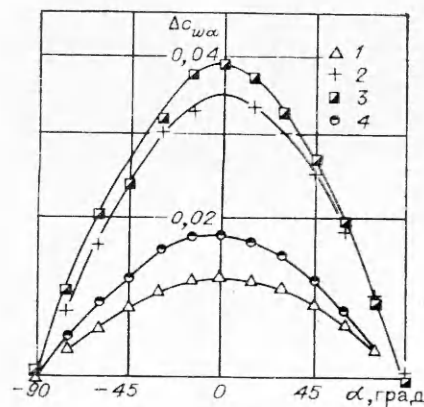


Рис. 5

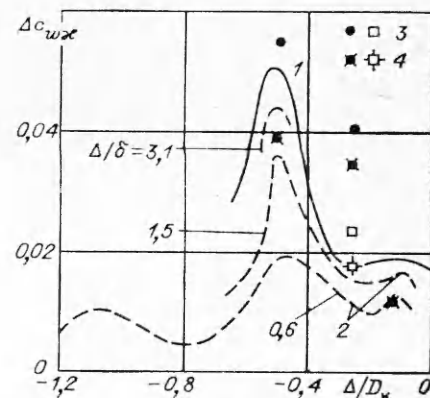


Рис. 6

ками. Опытные точки для всех лунок располагаются симметрично относительно угла $\alpha = 0$. Обработка экспериментальных данных показала, что они хорошо подчиняются косинусоидальному закону распределения

$$(2.2) \quad \Delta c_{w\alpha} = \Delta c_{wx} \cos \alpha.$$

По величине Δc_w можно судить о значении коэффициента трения на границе раздела между внешним потоком и каверной в плоскости xz при $y = 0$. Действительно, при пренебрежении вязким трением потока о поверхность уравнение сохранения импульса в каверне дает соотношение [7]

$$\Delta c_w = 2 (\tau_{xz})_{y=0} / \rho_0 U_0^2 = (c_f)_{y=0}.$$

Важно, что сдвиговое касательное напряжение на границе каверны $(c_f)_{y=0}$ также будет подчиняться косинусоидальной зависимости (2.2).

Экспериментальные данные по коэффициенту потерь давления в продольном направлении представлены на рис. 6 в виде зависимости Δc_{wx} от параметра Δ/D_k и сравниваются с результатами [1] (линия 1), где проведено аналогичное определение Δc_{wx} , но для цилиндрических углублений. Линиями 2 приведены известные экспериментальные зависимости Вигхардта для цилиндрической каверны [2]. При рассмотрении последних необходимо иметь в виду, что они получены принципиально иным, нежели у нас или в [1], способом (с помощью аэродинамических весов, учитывающих дополнительный вклад в величину Δc_{wx} касательных напряжений). Поэтому сравнение с этими данными возможно только на качественном уровне. Еще одна сложность при сопоставлении результатов на рис. 6 возникла из-за того, что условия опытов разных работ не были идентичными по значениям как Re , так и Δ/δ . Поэтому на рис. 6 нанесены кривые Вигхардта для значений $\Delta/\delta = 0,6 \div 3,1$, в интервале которых получены данные настоящей работы (см. табл. 2). Затемненные точки на рис. 6 соответствуют кавернам с острыми кромками, светлые — с гладкими, точки 3, 4 получены при $Re_k = 4 \cdot 10^4, 5,9 \cdot 10^4$.

Видно, что Δc_{wx} как в цилиндрических, так и в сферических выемках существенно зависит от параметра Δ/D_k , изменяясь от минимального значения при $\Delta/D_k \sim 0,2$ до максимального при $\Delta/D_k = 0,5$. В [1] прослежено сопутствующее этому изменению структуры течения. Резкое возрастание Δc_{wx} сопровождалось или вызывалось переходом к режиму течения, названному переключательным. Характерными для него являются наличие флуктуаций давления и асимметричная по отношению к набегающему потоку структура течения в углублении, причем она неустойчива и может быть изменена с помощью силового воздействия на поток. На возможность существования аналогичного режима в лунках указывается в [8, 9], и именно его, по-видимому, имеют в виду, когда говорят об образовании смерчевой структуры над лункой. В наших исследованиях переключательный режим течения, по-видимому, также возникал при $\Delta/D_k \geq 0,26$ и проявлялся через аperiodические флуктуации давления и повышение сопротивления лунки. Необходимо отметить, что увеличение сопротивления лунки наблюдалось при $\Delta/D_k = 0,26$, что меньше, чем в цилиндрических углублениях.

Подчеркнем еще раз, что сопротивление лунки с плавными очертаниями оказалось примерно в 2 раза ниже, чем лунки с острыми кромками. Это вызвано, возможно, тем, что на процесс перехода к переключательному режиму течения в лунке сильное влияние оказывает закон скругления кромок. Соответственно максимальным коэффициент Δc_{wx} будет при других Δ/D_k , чем в лунках с острой кромкой.

Визуализационные исследования подтвердили возникновение в глубоких лунках переключательного режима течения. В целом результаты визуализационных наблюдений состоят в следующем.

При $\Delta/D_k = 0,26$ и малой скорости потока ($U \leq 0,2$ м/с, чему, как показали проведенные с помощью лазер-доплеровского анемометра измерения распределений скорости и пульсаций, соответствовал ламинарный

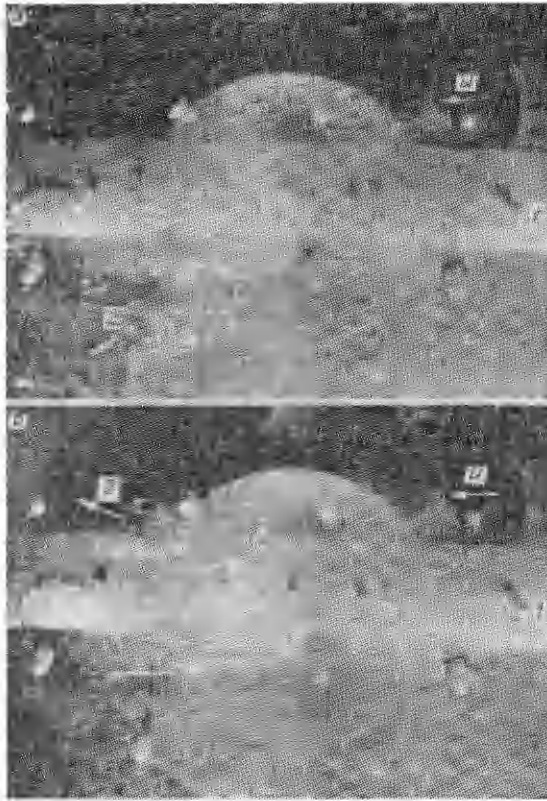


Рис. 7

правой и левой долям лунки. При увеличении скорости частота свертки потока, срывающегося с верхней кромки каверны, увеличивалась и временной интервал между вихрями в дорожке Кармана уменьшался. При скорости потока $U = 0,8$ м/с, для которой проводились измерения давления, режим течения в канале был турбулентным, а вихревая структура внутри лунки асимметричной. При визуализации течения вдувом воздуха через отверстия на стенке с лункой наблюдались поперечные (в направлении z) колебания воздушной струи (рис. 7, где демонстрируется направление 2 распространения струи 1 в различные моменты времени). Эти колебания имели низкочастотную и высокочастотную (дрожание струи) составляющие. У высокочастотных колебаний малая амплитуда ($\ll D_k$), и они связаны, по-видимому, с автоколебательным процессом формирования дорожки Кармана. Колебания низкой частоты можно объяснить возникновением переключающего режима течения в лунке. Они были аперiodическими, с большой амплитудой ($\sim D_k$) и приводили к резкому изменению направления распространения струи (примерно от 45° до -45°). Характерное время низкочастотных колебаний составляло ~ 20 с.

Аналогичные колебания воздушной струи наблюдались также и в более глубокой лунке с $\Delta/D_k = 0,5$. Однако они происходили с большей частотой и меньшей амплитудой. В лунке глубиной $\Delta/D_k = 0,13$, а также в лунке со скругленной кромкой колебаний воздушной струи практически не наблюдалось ($\Delta/D_k = 0,26$).

В заключение необходимо обратить внимание на следующее. Все имеющиеся к настоящему времени данные указывают на аналогию структуры течения в двумерных и трехмерных кавернах. В связи с этим хотелось бы определить место в ряду известных экспериментально наблюдаемых сведений о двумерных кавернах, принадлежащее обнаруженному в [8, 9] и в настоящей работе неустойчивому режиму течения в

или переходный к турбулентному режим течения в канале) внутри лунки формируется структура, состоящая из пары симметрично расположенных вихрей. Пограничный слой отрывается от верхней по потоку кромки каверны. Область повторного присоединения пограничного слоя, его растекание (часть потока идет в каверну, часть вне ее) носят нестационарный пульсирующий характер. Следствием этого являются нестационарность (дрожание) описанной выше вихревой пары, а также периодическая свертка потока, оторвавшегося от верхней кромки каверны. При визуализации течения за лункой наблюдалась структура, внешне аналогичная вихревой дорожке Кармана, представляющей собой автоколебательный режим течения.

Как и для дорожки Кармана, имелся временной интервал (сдвиг) между двумя вихрями, соответствующими

лунке. Здесь, по мнению авторов, имеются две возможности. Первая вытекает из результатов [10], где, как и в нашей работе, указываются два разных режима неустойчивого течения в лунке, причем один из них высокочастотный и связан с возникновением автоколебаний в оторвавшемся от верхней кромки каверны пограничном слое, а другой низкочастотный и вызывается неустойчивостью вихревой структуры каверны.

Вторая возможность вытекает из того, что, согласно данным [11] и другим исследованиям, в оторвавшемся от верхней кромки каверны пограничном слое в зависимости от характеризующих ее параметров и параметров течения реализуется несколько различных автоколебательных режимов или мод. Переход от одной моды к другой сопровождается сильной неустойчивостью потока, приводит к перестройке вихревой структуры в каверне, причем эта перестройка происходит в продольном и поперечном направлениях. Как видно из описания, переходный режим от одной моды к другой в [10], режим неустойчивости вихревой структуры в [9] и наблюдаемый в [1, 3] и в наших исследованиях режим, приводящий к сильным колебаниям давления, имеют много сходных черт либо вообще совпадают.

Авторы признательны В. В. Терехову за помощь при обработке экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hiwada M., Kawamura T., Mabuchi J., Kumada M. Some characteristics of flow pattern and heat transfer past a circular cylindrical cavity // Bull. JSME.— 1983.— V. 26, N 220.
2. Wieghardt K. Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen // Forsch. für Schiff.— 1953.— N 1.
3. Кикнадзе Г. И., Краснов Ю. К., Подымако Ю. К. и др. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // ДАН СССР.— 1986.— Т. 291, № 6.
4. Громов П. Р., Зобнин А. Б., Рабинович М. И. и др. Рождение уединенных вихрей при обтекании мелких сферических углублений // Письма в ЖТФ.— 1986.— Т. 12, № 21.
5. Афанасьев В. Н., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И. и др. Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности.— М., 1991.— (Препр./МГТУ им. Н. Э. Баумана; № 2—91, ч. 1).
6. Терехов В. И., Калинин С. В., Мишвидобадзе Ю. М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сибирский физ.-техн. журн.— 1992.— Вып. 1.
7. Хаген, Данак. Перенос импульса при турбулентном отрывном обтекании прямоугольной впадины // Тр. Амер. о-ва приж.-мех. Сер. Е. Прикл. механика.— 1966.— Т. 33, № 3.
8. Сиддекер Р., Дональдсон К. Исследование течения с двумя устойчивыми состояниями в полусферической каверне // РТК.— 1966.— № 4.
9. Кикнадзе Г. И., Олейников В. Г. Самоорганизация смерчеобразных вихревых структур в потоках газов и жидкостей и интенсификация тепло- и массообмена.— Новосибирск, 1990.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТ; № 227—90).
10. Habib N., Najm, Ahmed F. Ghoniem numerical simulation of the convective instability in a dump.— N. Y., 1987.— (Pap./AIAA; 87—1874).
11. Сароия. Экспериментальные исследования пульсаций, возникающих при обтекании мелких выемок // РТК.— 1977.— Т. 15, № 7.

г. Новосибирск

Поступила 8/IV 1992 г.