

УДК 532.517

## БИФУРКАЦИЯ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ ВНУТРИ СФЕРИЧЕСКОЙ ЛУНКИ В УЗКОМ КАНАЛЕ

А. В. ВОСКОВОЙНИК, В. А. ВОСКОВОЙНИК, С. А. ИСАЕВ\*,  
В. Л. ЖДАНОВ\*\*, Н. В. КОРНЕВ\*\*, Й. ТУРНОУ\*\*

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, Украина*

*\* Санкт-Петербургский государственный университет  
гражданской авиации, Россия*

*\*\* Ростокский университет, Германия*

Получено 24.05.2011

Представлены результаты численного и физического моделирования структуры вихревого течения, которое формируется внутри глубокой сферической лунки в узком гидродинамическом канале. Приведены результаты расчетов течения методами URANS, LES и POD анализа. Показаны визуальные особенности вихревого течения и указаны режимы, при которых внутри сферической лунки генерируются симметричные и асимметричные крупномасштабные вихри. Представлены результаты исследований поля пульсаций пристеночного давления внутри лунки, измеренные миниатюрными пьезокерамическими и пьезорезистивными датчиками, и обнаружены противофазные колебания поля давления в местах формирования и выбросов вихревых систем наружу из лунки. Приведена структура, местоположение и масштабы вихревых систем внутри лунки для ламинарного и турбулентного режимов течения. Установлено в численных исследованиях и экспериментально, что при турбулентном обтекании глубокой сферической лунки в ней формируются асимметричные наклонные вихри, квазипериодически переключающиеся из одной части лунки в другую. Угол выброса асимметричных крупномасштабных вихрей наружу из лунки с ростом числа Рейнольдса увеличивается и составляет  $\pm 45^\circ$  для  $Re_d = 40000$  и  $\pm 60^\circ$  для  $Re_d = 60000$ .

Наведено результати чисельного та фізичного моделювання структури вихрової течії, яка формується усередині глибокої сферичної лунки у вузькому гідродинамічному каналі. Приведено результати розрахунків течії методами URANS, LES і POD аналізу. Показані візуальні особливості вихрової течії і вказані режими, при яких усередині сферичної лунки генеруються симетричні та асиметричні великомасштабні вихори. Представлено результати досліджень поля пульсацій пристінного тиску усередині лунки, які вимірювалися мініатюрними п'єзокерамічними та п'єзорезистивними датчиками, і виявлено протифазні коливання поля тиску у місцях формування та викиду вихрових систем назовні із лунки. Приведена структура, місцезнаходження і масштаби вихрових систем усередині лунки для ламинарного та турбулентного режимів течії. Встановлено в чисельних дослідженнях і експериментально, що при турбулентному обтіканні глибокої сферичної лунки у ній формуються асиметричні нахилені вихори, які квазіперіодично перемикаються із одної частини лунки у іншу. Кут викиду асиметричних великомасштабних вихорів назовні із лунки при збільшенні числа Рейнольда збільшується і складає  $\pm 45^\circ$  для  $Re_d = 40000$  та  $\pm 60^\circ$  для  $Re_d = 60000$ .

The numerical and physical simulation results of the vortex flow structure which is formed inside a deep spherical dimple in a narrow hydrodynamic channel are presented. The results of flow calculations by the methods of URANS, LES and POD analyze are shown. The visual features of vortex flow are demonstrated and the regimes at which symmetric and asymmetric large-scale vortices are generated inside a spherical dimple are indicated. The research results of the wall-pressure fluctuation field inside the dimple, measured miniature piezoceramic and piezoresistive sensors, are presented, and it is found out the antiphased vibrations of the pressure field in the places of forming and break up of the vortex systems outside from the dimple. A structure, location and scales of the vortex systems inside the dimple for the laminar and turbulent regimes of flow are resulted. It is set, both in numerical researches and experimentally, that at the turbulent flow around of deep spherical dimple asymmetric inclined vortices are formed in it, which quasiperiodic are switched from one part of the dimple in other. Break up angle of the asymmetric large-scale vortices outside from the dimple is increased with growth of Reynolds number and makes  $\pm 45^\circ$  for  $Re_d = 40000$  and  $\pm 60^\circ$  for  $Re_d = 60000$ .

### ВВЕДЕНИЕ

В современных энергосберегающих технологиях широко применяют обтекаемые поверхности, имеющие ансамбли лунок разнообразных геометрических форм и размещений. В большинстве технических конструкций и изделий используются сферические лунки различного углубления, что обусловлено не только их технологичностью изготовления, но и спецификой формирования и эволюции внутри них вихревых систем и струйных течений. Вихри и струи взаимодействуют с по-

граничным слоем, генерируя такое вихревое течение, которое значительно увеличивает теплогидравлическую эффективность обтекаемой поверхности, уменьшает, при определенных условиях, сопротивление и гидродинамический шум луночных рельефов, изменяет условия перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный [1-3].

Взаимодействие вихревых структур, генерируемых системой углублений на обтекаемой поверхности, представляет собой не хаотическую группу вихрей, а самоорганизованные вихревые структуры, которые взаимно координируют свое пове-

дение. Специфическая вихревая структура, трехмерная и нестационарная завихренность, малая высота вихрей над поверхностью с углублениями дает высокий уровень теплообмена и относительно низкие потери давления. Поскольку теплообмен внутри лунок ниже, чем на гладкой, например плоской, поверхности, то для системы лунок общая интенсификация теплообмена обусловлена более высоким уровнем теплопереноса вблизи поверхностей, которые не заняты лунками (ближний след лунок), а сами лунки играют роль вихрегенераторов [4-6].

Неустойчивость сдвигового слоя является центральной в вихревом течении внутри углубления и интегральной в развитии осцилляций. Из-за точки перегиба в профиле скорости сдвиговый слой становится неустойчивым к малым возмущениям благодаря механизму неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. По мере удаления сдвигового слоя вниз по потоку от переднего края углубления процесс селективного усиления порождает волны неустойчивости, которые первоначально растут экспоненциально с ростом расстояния вниз по потоку до такой степени, что нелинейные эффекты становятся важными [7]. После этой начальной стадии нелинейные эффекты преобладают, и сдвиговый слой, как часто наблюдается, сворачивается, формируя когерентные крупномасштабные поперечно ориентированные вихри (например, для прямоугольных углублений). Хотя образование таких структур не существенно для развития осцилляций, они обычно дают необходимое дискретное возбуждение, которое становится достаточным для порождения и сохранения осцилляций, и являются, следовательно, наиболее важными при изучении течений в углублении. Зависящая от времени и пространственно очень сложная природа сдвиговых слоев в углублении делает их экспериментальное определение трудным. В частности, поскольку сдвиговые слои в углублении содержат достаточно широкий спектр развивающихся масштабов и структур и, кроме того, часто характеризуются значительным биением или циклическими вариациями [8], существующие одноточечные измерения и время- либо фазоусредненные данные не полностью адекватно отражают динамику и сложность сдвиговых слоев в углублении [9]. Из-за этого требуется больше количественных данных глобальной и мгновенной природы с использованием методики многоточечных исследований.

Самоорганизация крупномасштабных вихревых структур в пределах углублений лежит в основе физического механизма интенсификации теплооб-

мена. При этом тепловая эффективность рельефов с углублениями, связанная с вихревой структурой их обтекания, во многом зависит от геометрических размеров лунок, их взаимного размещения в ансамбле и режимов набегающего потока. Для глубоких лунок, обтекаемых турбулентным потоком, характерны нестационарные режимы конвективного теплообмена. Согласно [10, 11], использование ансамбля углублений на обтекаемой поверхности позволяет увеличить теплообмен при незначительном росте гидравлических потерь. Так, расположение шахматного ансамбля сферических лунок глубиной (0.25...0.3) диаметра на стенке узкого канала позволяет увеличить теплоотдачу примерно в (2.4...2.5) раза (в сравнении с плоскопараллельным каналом). При этом гидравлические потери возрастают приблизительно в (1.4...1.5) раза [12]. Из большого количества экспериментальных, теоретических и численных исследований, выполненных за последние годы, известно, что картина течения внутри и вокруг углубления существенно зависит от параметров течения. Среди них скорость набегающего потока, толщина пограничного слоя, уровень турбулентности, а также основные геометрические характеристики самого углубления, такие как отношение глубины к ширине выемки или конфигурация углубления [1, 2, 4, 9].

Определяющей особенностью течений в выемках является наличие сдвигового слоя, который формируется, когда набегающий поток отрывается от переднего края углубления из-за геометрического разрыва поверхности обтекания. Осредненные по времени течения в углублении обладают двух- и трехмерными особенностями. Двумерное течение характеризует тип течения в углублении. Существуют три типа течения в углублении (закрытое, открытое и переходное течение), которые идентифицировали в работе [13], а затем стали использовать во всей последующей литературе [12, 14]. Трехмерные структуры также присущи течениям в углублениях, но они изучены и охарактеризованы в меньшей мере из-за сложности определения идентифицирующих особенностей, поскольку это менее устойчивые течения.

Закрытые течения наблюдаются в мелких углублениях, они характеризуются присоединением набегающего потока ко дну углубления. Закрытые течения обычно имеют место для отношения ширины к глубине  $L/H \geq 13$ , где  $L$  – ширина углубления,  $H$  – его глубина [15]. Открытые течения присущи глубоким углублениям со сдвиговым слоем, который перекрывает длину углубления, отделяя внутреннее течение в углублении от течения сво-

бодного потока. Открытые течения обычно имеют место для  $L/H < 10$  и характерны, например, для бомбовых отсеков на бомбардировщиках [15]. В таком течении сдвиговый слой отрывается от переднего края углубления, пересекает всю его длину и присоединяется к кормовой стенке углубления. Сдвиговый слой формирует разделительную линию тока, которая отделяет внутреннее течение в углублении от внешнего течения и заканчивается в застойной точке на кормовой стенке углубления. Высокое давление перед кормовой стенкой углубления и низкое давление позади его передней стенки образуют обратное течение внутри углубления и впоследствии внутреннее циркуляционное течение внутри углубления, конфигурация которого зависит от глубины углубления, как функция его длины и ширины. Вихревое поведение течения внутри открытого углубления зависит, в первую очередь, от отношения его ширины к глубине. Формирование единичного вихря наблюдается для  $L/H \approx 1$ . При увеличении или уменьшении отношения ширины к глубине появляются дополнительные противоположно вращающиеся вихри, которые располагаются рядом вдоль продольной оси или ниже существующих вихрей. Открытое течение в углублении обладает почти однородным продольным распределением статического давления. Однако внутри углубления могут возникать интенсивные акустические резонансы и локальные структурные вибрации [8, 9, 16].

Неустойчивое поле течения в углублении состоит из комбинации случайных и периодических пульсаций давления. Величины каждой из компонент изменяются в зависимости от типа течения. Закрытые течения обладают более случайными пульсациями давления и не проявляют особенности неустойчивого осциллирующего течения. В открытом течении в углублении преобладают интенсивные периодические пульсации давления, обладающие менее значимыми случайными компонентами.

В численных и экспериментальных исследованиях дополнительно к осцилляциям в моде сдвигового слоя наблюдается другая мода углубления, которая известна как следовая мода [17]. Значительно меньше исследований выполнено по изучению этой моды, хотя некоторое внимание все же уделяется в последнее время (например, работы [18–20]). В этой моде процесс осцилляций определяется сходом крупномасштабного вихря с переднего края, подобно тому, что наблюдается позади плохобтекаемого тела. В ходе формирования вихря внешнее течение проникает в углубление периодически и достигает его дна. В некото-

рой точке вихрь отрывается от переднего края и затем выбрасывается из углубления. Этот режим характеризуется значительным увеличением сопротивления. Результаты численных исследований, выполненные в работе [20], показали, что переход от сдвиговой моды к следовой имеет место, когда отношение ширины (глубины) углубления к толщине потери импульса набегающего пограничного слоя  $L/\theta$  и/или чисел Маха и Рейнольдса увеличивается. Они установили, что переход от сдвиговой к следовой моде может относиться к механизму абсолютной неустойчивости. Обнаружено, что область сильного возвратного течения внутри углубления возникает больше в режиме следовой моды относительно моды сдвигового слоя, показывая возможность абсолютно неустойчивых профилей скорости. Следует отметить, что углубления в экспериментальных работах всегда имеют конечную ширину. Следовательно, трехмерность, обусловленная конечной геометрией, или трехмерность, которая является неизбежной особенностью турбулентного течения, также может быть причиной редко наблюдаемой в экспериментах следовой моды. Известно, что поле течения внутри углубления имеет трехмерную структуру, даже при двумерной геометрии углубления (например, [21]), хотя частоты колебаний хорошо определяются двумерными моделями.

При отношении  $10 < L/H < 13$  [23] течение внутри углубления приобретает переходный режим между характеристиками открытого и закрытого течения. Точных границ между открытыми, переходными и закрытыми течениями в углублении не определено, и они зависят от нескольких параметров. Особенности переходного течения отличаются для дозвуковых и сверхзвуковых потоков. Для дозвуковых потоков переход постепенный и сглаженный. Однако для сверхзвуковых потоков переход разделяется на две отчетливые части и течение изменяется между ними скачкообразно.

В то время как сдвиговый слой отрывается от верхнего по потоку края углубления, генерируются неустойчивые поля давлений. Сложный механизм обратной связи между стенкой углубления и отрывной областью, находящейся выше по потоку, поддерживает значительные пульсации как амплитуды, так и конвективной скорости волн неустойчивости в сдвиговом слое, приводя к росту гидродинамического и акустического явлений. Однако механизм, по которому генерируются звуковые и псевдозвуковые пульсации давления, зависит от динамических и спектральных характеристик набегающего пограничного слоя, а также от геометрии углубления. Дополни-

но неустойчивости сдвигового слоя сворачиваются в вихревые структуры, ударяющиеся в кормовую стенку углубления, и производят акустический отклик. Эта тенденция углубления генерировать звук, обусловленный узкополосным или широкополосным излучением шума завихренностью сдвигового слоя, оказывается в большинстве случаев нежелательным явлением. Генерация звука вихревым течением приводит к значительным вибрациям обтекаемой поверхности и передаче акустического возбуждения в окружающую среду.

Вычисления, выполненные в работе [22], показали, что поперечная асимметрия осредненного течения начинается из бифуркации, обусловленной боковыми стенками углубления. Кроме того, обнаружено, что направление бифуркации выбирается посредством незначительно несимметричного набегающего осредненного течения в поперечном направлении. Оказывается, что аэрогидроакустическая связь, ответственная за осцилляции течения, непосредственно не включается в бифуркационный процесс. Эта идея поддерживается экспериментальной визуализацией [23] для несжимаемого течения в углублениях, имеющих различную ширину. В экспериментальных исследованиях, подобно численным расчетам, наблюдали структуру вихревого течения в виде ячеек. Бифуркация, скорее всего, появляется из случайного возбуждения шириной углубления естественной длины волны устойчивых трехмерных модуляций.

Причину начала модуляций еще необходимо выяснить. Однако следует подчеркнуть, что некоторые области с крупномасштабной поперечной модуляцией объединяются с областями, которые потенциально нестабильны к центробежной неустойчивости, идентифицируемой с помощью обобщенного критерия Рэлея, как указано в работе [24]. Экспериментальные измерения [25] в потоке над обратно расположенной ступенькой, подобно исследованиям по линейной устойчивости для течений с малыми числами Рейнольдса в углублениях с движущейся крышкой [26], показали роль центробежной неустойчивости на генерацию трехмерных структур в циркуляционных течениях. Таким образом, можно предположить, что бифуркация присуща течениям, где существует боковое геометрическое стеснение потока, подобно течениям в реальных углублениях. В бифуркационном состоянии аэрогидродинамическая связь изменяется быстрым переходом. Посредством медленной модуляции энергия осцилляций на модах Розитэ (модах колебаний сдвигового слоя) изменяется в течение нескольких периодов, вызывая переход на доминирующую моду и увеличивая нелинейные

взаимодействия между модами давления. Такая эволюция имеет некоторое сходство с явлением переброса моды, которое впервые наблюдали в работе [27]. Оно характеризуется значительным обменом энергией между модами Розитэ в течение нескольких периодов. Модовый переход может обуславливаться кратковременным изменением поля течения внутри углубления. Подобная неустойчивость согласуется с вариациями во времени взаимодействия вихря с кормовой стенкой, как указано в работе [8]. Это приводит к изменению числа вихревых структур, формирующихся в углублении и, соответственно, обуславливает кратковременную деформацию циркуляционного вихря.

При введении трехмерных возмущений с поперечной длиной волны порядка глубины углубления, после переходного периода, двумерные моды затухают, в то время как трехмерная мода растет и выходит на насыщение. Окончательная частота осцилляций соответствует числу Струхала  $St = fd/U = 0.025$  (здесь  $d$  – диаметр лунки), которое отвечает частоте наиболее нестабильной трехмерной моды, в соответствии с анализом линейной устойчивости [28]. Когда осцилляции сдвигового слоя затухают и обычно исчезают, трехмерная неустойчивость, обусловленная центробежным механизмом, остается одна, как особенность неустойчивости течения в углублении. Вследствие этого наблюдается рост и затухание возмущений, вращающихся вокруг первоначального крупномасштабного вихря, который формируется внутри углубления. При этом развивается ячейчатая структура внутри углубления. Как предполагалось в работе [28], поперечная длина волны трехмерной моды равна глубине углубления.

Как указано в работе [29], при обтекании поверхности с углублением наблюдаются следующие картины течения. При малых скоростях течение носит диффузорно–конфузорный характер. Линии тока, проходящие рядом с углублением, искривляются в сторону углубления. При увеличении скорости потока у входной кромки углубления поток отрывается, образует зону циркуляции и впоследствии присоединяется ко дну углубления [1, 2, 4, 5]. В данном случае интенсификация теплообмена, вызванная перестройкой профиля скорости в углублении, по сравнению с теплообменом на плоской поверхности, не превосходит 20%. При дальнейшем увеличении скорости потока в углублении образуется подковообразный вихрь, концы которого опираются на боковые стенки углубления с двух сторон плоскости симметрии углубления [4, 29]. В проекции на плоскость стенки, на которой образовано углубление, видна пара симметричных

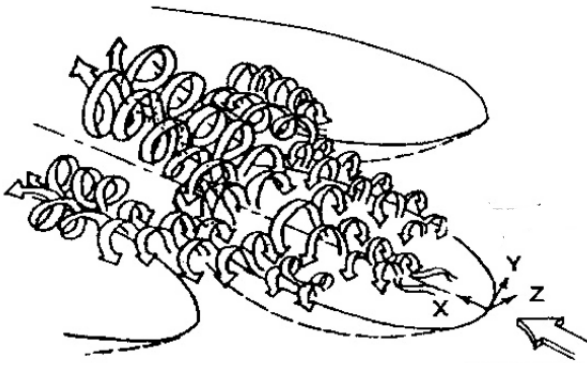


Рис. 1. Осредненная по времени картина вихревого течения над плоской поверхностью с ансамблем глубоких сферических лунок для  $Re_d = 2500$  и  $h/d = 0.5$

вихрей. С ростом скорости потока объем вихря увеличивается, он образует некое “гидродинамическое тело”, выступающее из углубления. Пограничный слой над углублением периодически сворачивается, отрывается и превращается в дорожку Кармана, при увеличении скорости частота срыва вихрей возрастает. И, наконец, при еще большей скорости подковообразный вихрь “не помещается” в углублении, один из его концов поднимается над углублением и “ищет” возможности зафиксироваться на верхней стенке канала. Верхняя его часть сносится потоком по течению. Положение вихря неустойчиво и его нижний конец может перескакивать с левой части углубления в правую и наоборот [2, 5, 29]. В некоторых источниках этот режим назван переключательным. Среда из основного потока поступает в углубление около передней кромки, однократно омывает его поверхность, устремляясь к основанию смерчеобразного вихря, а затем почти полностью выносится во внешний поток. Помимо сравнительно медленных перемещений из одной половины углубления в другую, смерч колеблется с высокой частотой поперечно к своей продольной оси. Слой над углублением с частью смерчеобразного вихря отрывается и образует вихревую дорожку, частота пульсаций  $f$  в которой зависит от скорости  $U$  и турбулентности основного потока. Вычисленные по этой частоте числа Струхала находятся в диапазоне  $0.03 < St < 0.09$  [2].

На основании результатов цикла работ [30-33], проведенных с целью изучения особенностей формирования вихревого течения внутри глубоких сферических лунок углублением  $h/d = (0.5...1.0)$  и их влияния на увеличение теплопереноса, которые проводились для режимов течения, отвечающих числам Рейнольдса, определенным по диа-

метру пятна лунки на обтекаемой поверхности и скорости течения,  $Re_d = Ud/\nu = (1800...11000)$ , была предложена следующая картина формирования вихревого течения внутри лунки. В отверстии лунки генерируется пара противоположно вращающихся вихрей. Независимо от углубления лунки, в поток из каждой лунки выбрасывается три вихревые пары, а также вертикальный вихрь [32]. Наиболее интенсивным является центральный вихрь, а две вихревые пары, которые располагаются вблизи противоположных боковых кромок, обладают наименьшей энергией. Выброс вихревых структур наружу из глубокого сферического углубления происходит неустойчиво и периодически, с формированием вторичных течений как внутри лунки, так и в ее ближнем следе. Частота пульсаций основного вихря составляет порядка  $(9...11)$  Гц при  $Re_d = 3800$  и  $h/d = 1.0$  и  $(7...8)$  Гц при  $Re_d = 2500$  и  $h/d = 0.5$ . Следовательно, с увеличением скорости течения и углубления лунки частота выброса центрального вихря растет. Для исследованных диапазонов углубления лунки число Струхала, определенное по диаметру лунки и скорости течения, изменялось от 0.35 до 0.48. Как показали результаты исследования спектральных зависимостей пульсаций скорости [32], генерация и выброс вторичных вихревых систем из боковых частей сферической лунки наблюдаются на меньших частотах, которые составляют  $(0.7...0.8)f$  или в безразмерном виде  $St = (0.25...0.4)$ . На основании результатов проведенных исследований, в том числе и визуальных наблюдений, предложена схема осредненной во времени трехмерной вихревой структуры, которая формируется и развивается внутри глубокого сферического углубления на обтекаемой плоской поверхности (рис. 1).

В работе [33] указано, что положение первичного и вторичного вихрей совпадают с максимумами рейнольдсовых нормальных напряжений. Отсюда следует, что существует тесная связь между пространственным положением вихрей и турбулентными напряжениями Рейнольдса. Опираясь на эти данные и результаты исследований [32, 34], в работе [4] сделан вывод, что основной эффект интенсификации теплообмена для углублений на плоской поверхности обусловлен неустойчивостью течения и действием трехмерных нестационарных вихревых структур над плоскими (не занятыми лунками) промежутками между углублениями. На поверхности с луночным рельефом возникает взаимно согласованная игра вихрей - коллективный эффект самоорганизации, обусловленный взаимодействием отдельных нестационарных вихревых структур (см. рис. 1). В результате

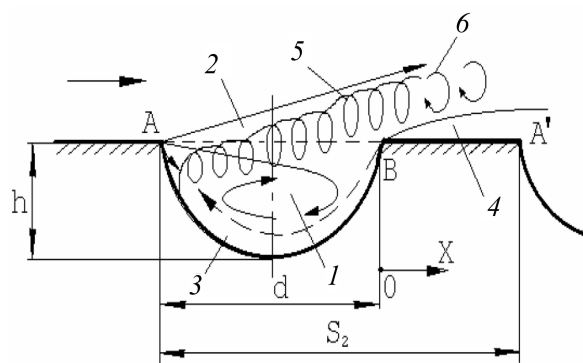


Рис. 2. Схема турбулентного обтекания плоской поверхности с локальным глубоким сферическим углублением

вблизи обтекаемой поверхности формируется вихревой слой, что существенно увеличивает теплообмен и массоперенос [2, 4, 5].

При турбулентном потоке в канале со сферической выемкой для случаев глубоких сферических выемок  $h/d = (0.2...0.5)$  схема течения на типовом участке канала  $S_2$  показана на рис. 2. В полости сферических выемок возникает циркуляционная зона 1 [2, 5, 12]: среда, движущаяся в не присоединяющемся ко дну выемки сдвиговом слое 2, частично поступает в сферическую выемку около задней кромки B и омывает поверхность сферической выемки 3, устремляясь к основанию смерчеобразного вихря 5, а затем поступивший объем жидкости почти полностью выносится вихрем из сферической выемки во внешний поток (6), позади которой формируется новый пограничный слой (4). Новые последующие объемы среды (попавшие в сферическую выемку) повторяют этот путь [2]. При обтекании сферической выемки (как и любой другой полости или препятствия на стенке [8, 19]) нестационарное, неустойчивое течение в сдвиговом слое 2 передается внутрь сферической выемки. Поэтому течение в сферическом углублении и, соответственно, положение смерчеобразного вихря также нестационарные. Вихрь постоянно колеблется (перемещается) поперек потока относительно продольной срединной плоскости сферической выемки с низкочастотной и высокочастотной составляющими этих колебаний. В процессе низкочастотных колебаний конусообразное основание вихря перемещается по поверхности сферической выемки из одной половины сферической выемки в другую и обратно. При этом продольная ось вихря попеременно (апериодически) фиксируется на некоторое время в одном из двух крайних положений под углом  $\pm(45...68)^\circ$  к срединной плоско-

сти сферической выемки. Следовательно, основание вихря находится в одной половине сферической выемки, а его выброс из сферической выемки происходит с противоположной половины выемки. Одновременно смерчеобразный вихрь непрерывно колеблется с высокой частотой (малая амплитуда) поперечно к своей продольной оси [2, 5, 12].

Цель настоящих исследований - численно и экспериментально изучить особенности формирования и развития крупномасштабных вихревых структур внутри глубокой сферической лунки на плоской поверхности узкого гидродинамического канала. Выявить влияние вихревых структур, генерирующих псевдозвук, на поле скоростей и пульсаций пристеночного давления внутри обтекаемой лунки.

## 1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Механизм вихреобразования внутри сферического углубления на плоской поверхности и в пограничном слое над ней численно исследовался с помощью модели крупных вихрей (LES) и решения осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье-Стокса (URANS) при их замыкании с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера и модели переноса рейнольдсовых напряжений. В расчетах предполагалось, что жидкость является несжимаемой. LES уравнения были получены при фильтровании уравнения неразрывности и переноса температуры, а также уравнений Навье-Стокса. Моделирование турбулентного переноса осуществлялось посредством наиболее используемых в настоящее время полуэмпирических дифференциальных моделей: однопараметрической модели Спаларта-Алмареса, модифицированной с учетом вращения и поправки на влияние кривизны линий тока; модели переноса сдвиговых напряжений, в которой при расчете вихревой вязкости вместо модуля завихренности используется модуль скоростей деформаций, модель переноса рейнольдсовых напряжений, которая позволяет адекватно отслеживать изменение структуры турбулентности в сложных потоках, что дает возможность учитывать изменение интегральных характеристик течения. Отличительной особенностью используемых методов являются оригинальные многоблочные вычислительные технологии (МВТ), разработанные на базе факторизованных неявных алгоритмов и разномасштабных пересекающихся сеток (в частности, скользящих). Их применение позволило корректно ра-

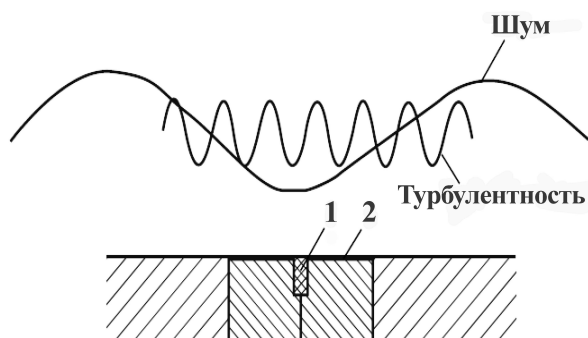


Рис. 3. Схема источников пульсаций давления в турбулентном пограничном слое

зрешить зоны с высокими градиентами характеристик вблизи струйных и вихревых генераторов. МВТ реализуются в оригинальном пакете VP2/3 (скорость–давление, двумерная и трехмерная версия), распараллеленная версия которого предназначена для проведения расчетов на многопроцессорных системах кластерного типа, и, прежде всего, нестационарных, пространственных, отрывных течениях [35–37].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследование особенностей формирования вихревых структур внутри сферического углубления и вблизи него на плоской поверхности пластины проводились посредством измерения поля пульсаций пристеночного давления датчиками, которые располагались заподлицо с обтекаемой поверхностью. Такое расположение миниатюрных датчиков пульсаций давления не нарушает структуру течения, а дает возможность слушать шум потока, который формируется источниками звуковых и псевдозвуковых пульсаций давления. Источниками пульсаций пристеночного давления являются пульсации скорости всего объема жидкости или газа, окружающего место расположения приемного элемента, в соответствии с уравнением Пуассона. Пульсации скорости, конвектирующие с различными скоростями и обладающие различным частотным наполнением, генерируют широкий спектр пульсаций давления, интенсивность которых существенным образом зависит от длины волны и расстояния между источником пульсаций и приемником давления. Наряду с этим, на поле пульсаций давления значительное влияние оказывают шумы и помехи, например, электрома-



Рис. 4. Внешний вид датчиков пульсаций давления и виброакселерометров

гнитной, вибрационной, акустической и температурной природы, что схематически показано на рис. 3. Чувствительный элемент датчика пульсаций давления 1, например пьезокерамический или пьезорезистивный, установленный в корпус 2, располагается заподлицо с обтекаемой поверхностью и воспринимает пульсации давления, генерируемые турбулентностью и помехой. Миниатюризация приемной поверхности датчика и повышение его быстродействия позволяет регистрировать, наряду с низкочастотными пульсациями, высокочастотные составляющие, которые генерируются мелкомасштабными вихрями, составляющими значительную часть структуры пограничного слоя, особенно при высоких числах Рейнольдса.

В исследованиях использовались пьезокерамические датчики пульсаций давления мембранного и стержневого типов, изготовленные по одному в корпусе, а также установленные в корреляционные блоки, как показано на рис. 4. Для уменьшения влияния электромагнитных помех ряд датчиков был сделан в корпусах, где находились малошумные предварительные усилители. Диаметр чувствительной поверхности датчиков не превышал 0.0016 м, что позволяло регистрировать источники пульсаций пристеночного давления, чья длина волны была более, чем 0.003 м. Верхний предел по частоте, где сохранялась линейная зависимость амплитудно-частотной характеристики датчиков, составлял 5 кГц (резонансная частота датчиков пульсаций давления). Исследования статического давления проводились посредством миниатюрных пьезорезистивных датчиков, у которых на кварцевой мембране методом микроэлектронной техники напылялись электронные элементы, сопротивление которых изменялось под действием приложенных механических напряжений к кварцевой мембране. Такие датчи-

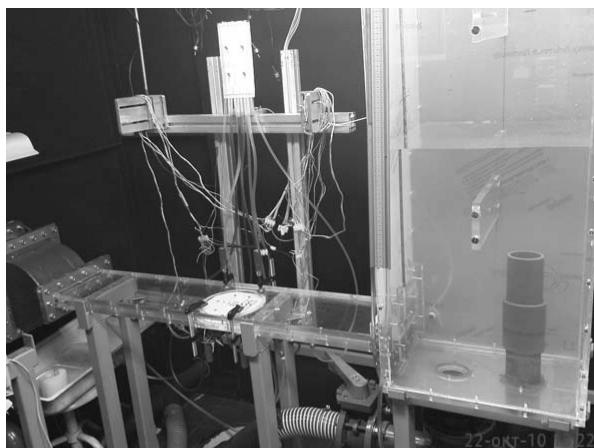


Рис. 5. Внешний вид экспериментального стенда

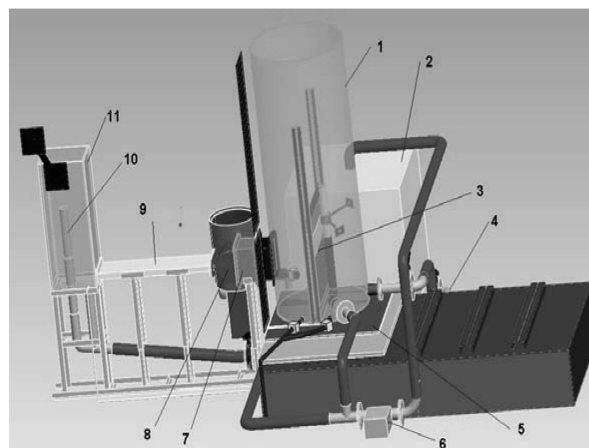


Рис. 6. Схема экспериментального стенда

ки, наряду с повышенным пространственным разрешением (диаметр приемного отверстия около 0.0008 м) обладали невысоким быстродействием (до 200 Гц), что позволяло регистрировать наряду со статистическим давлением его низкочастотные пульсации. Чувствительность пьезокерамических датчиков пульсаций давления изменялась от 4 до 6 мкВ/Па, в зависимости от конструктивного исполнения, а пьезорезистивных датчиков статического давления – в области 1 мВ/Па с погрешностью не более 0.1 %.

Экспериментальные исследования проводились в гидродинамическом канале Ростокского университета (Германия). Канал выполнен из плексиглаза длиной около 1.2 м, шириной 0.2 м и глубиной 0.015 м (рис. 5), вода в канал поступала из успокоительной емкости 1 (рис. 6). В ней располагалась регулируемая по высоте заслонка 3, обеспечивающая установление необходимой скорости течения в канале. Вода в успокоительную емкость, закрепленную на основании 5, поступала из резервуара 2 посредством насоса 4. Из успокоительной емкости вода через входной участок 7 и конфуззор 8 подавалась в гидродинамический канал, а затем через промежуточную емкость 11 и выходной трубопровод 10, где устанавливались заслонки и вспомогательный насос 6, поступала в резервуар 2.

На дне гидродинамического канала было сделано отверстие кругового сечения, куда устанавливался диск диаметром 0.18 м, в центре которого располагалась сферическая лунка диаметром 0.046 м, глубиной 0.012 м и, соответственно, углублением  $h/d = 0.26$ . Центр лунки находился на удалении порядка 0.6 м от конфуззора в осевом сечении канала. Внутри и вблизи сферической лунки были сделаны миниатюрные отверстия диаме-

тром 0.0006 м (рис. 7), через которые подавались красящие вещества при проведении визуальных исследований особенностей формирования вихревого течения внутри лунки. Через эти же отверстия проводились измерения перепада статического давления, возникающего при обтекании плоской поверхности с локальным углублением.

Заподлицо с обтекаемой поверхностью лунки и в ее окрестности устанавливались миниатюрные датчики пульсаций пристеночного давления, расположение которых показано на рис. 8. Датчик № 1 располагался перед сферическим углублением на поверхности стенки канала и регистрировал пульсации пристеночного давления в пограничном слое, не нарушенном углублением. Внутри лунки датчики устанавливались на расстоянии 0.01 м друг от друга, а датчик № 3 располагался в центре лунки на ее дне. Позади сферической лунки датчики находились на удалении 0.015 м друг от друга и первый по потоку ряд датчиков (ближнее поле лунки) находился на расстоянии 0.015 м от кормовой кромки лунки. Следует отметить, что сферическая лунка имела острые кромки, а это, как указывают литературные данные [2, 4, 38, 39], является одним из основных факторов в механизме формирования вихревых структур внутри лунки и образования гидродинамического сопротивления формы обтекаемой поверхности.

Поскольку крепление сменного кругового диска с локальным углублением позволяло поворачивать диск под произвольным углом установки, то в исследованиях, по определенной программе, разработанной на основе визуальных исследований и измерений полей скоростей посредством оптического измерителя скорости [35, 37], лунка с установленными датчиками поворачивалась во-



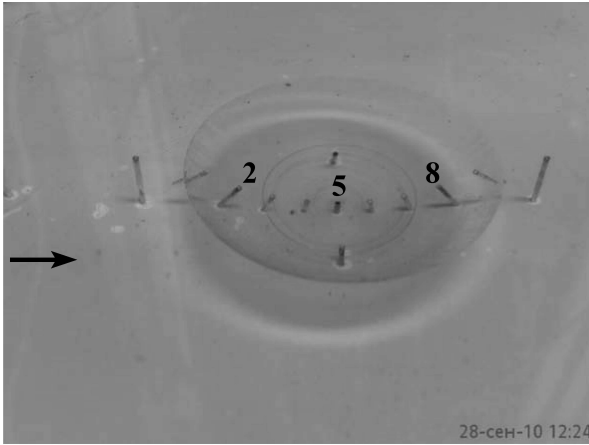


Рис. 7. Расположение дренажных отверстий на поверхности лунки для визуальных исследований

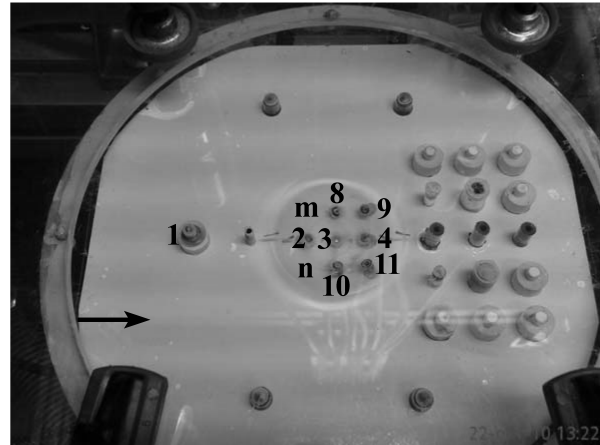


Рис. 8. Расположение датчиков пульсаций и статического давления на обтекаемой поверхности лунки и вблизи нее

круг своей вертикальной оси. При этом датчик № 3 во всех измерениях находился в одной и той же точке измерений, что позволяло контролировать идентичность течения для различных режимов обтекания лунки. Поэтому фиксированное количество датчиков позволило провести достаточно большое количество измерений поля пульсаций пристеночного давления по изучению характерных областей формирования и эволюции вихревых систем внутри лунки, а также определить особенности их действия на пограничный слой позади лунки и сделать оценку степени его восстановления.

В исследованиях проводилась визуализация потока посредством красящих веществ, которые подавались через дренажные отверстия (см. рис. 7), а также с помощью контрастного водорастворимого покрытия, которое смывалось набегающим потоком. Видеоматериал регистрировался цифровыми видеокамерами и фотоаппаратами, а затем обрабатывался и анализировался с помощью специальных компьютерных графических станций на базе персональных компьютеров с применением стандартного программного продукта и специально созданных алгоритмов обработки видеоклипов. Визуальные исследования позволили определить особенности генерации крупномасштабных вихревых структур внутри сферической лунки, а также оценить их динамические и кинематические характеристики.

Инструментальные исследования проводились ансамблем датчиков, которые через предварительные усилители и, по необходимости (малый сигнал), с использованием малопомеховых усилителей мощности, электрически соединялись с восьмиканальным аналогово-цифровым преобразователем,

который в виде монтажной платы был установлен в системный блок персонального компьютера. В исследованиях использовался преобразователь фирмы National Instruments, оснащенный пакетом прикладных программ математического моделирования для решения задач технических вычислений MatLab 9.0.

Перед проведением исследований была сделана виброакустическая диагностика измерительного стенда и средств измерений и контроля данных. Определены источники виброакустических помех и предприняты меры по устранению либо демпфированию их. В ходе экспериментальных исследований на стенке гидродинамического канала был установлен один либо два (для корреляционных измерений) датчика виброускорений и осуществлялся постоянный контроль вибрационной обстановки в местах измерения пульсаций пристеночных давлений. При обработке и анализе экспериментальных данных проводился учет вибрационной помехи на результаты измерений и вибрационная составляющая поля пульсаций пристеночного давления была скомпенсирована в представленных результатах измерений. Кроме того, при проведении измерений был выполнен ряд мероприятий по снижению электромагнитных помех, что позволило значительно повысить помехозащищенность и увеличить динамический диапазон измерительного тракта.

Погрешность измерений интегральных характеристик поля пульсаций пристеночного давления составляла не более 4 %, корреляционных результатов - не более 6 %, а спектральных характеристик - не более 2 дБ в исследуемом диапазоне ча-

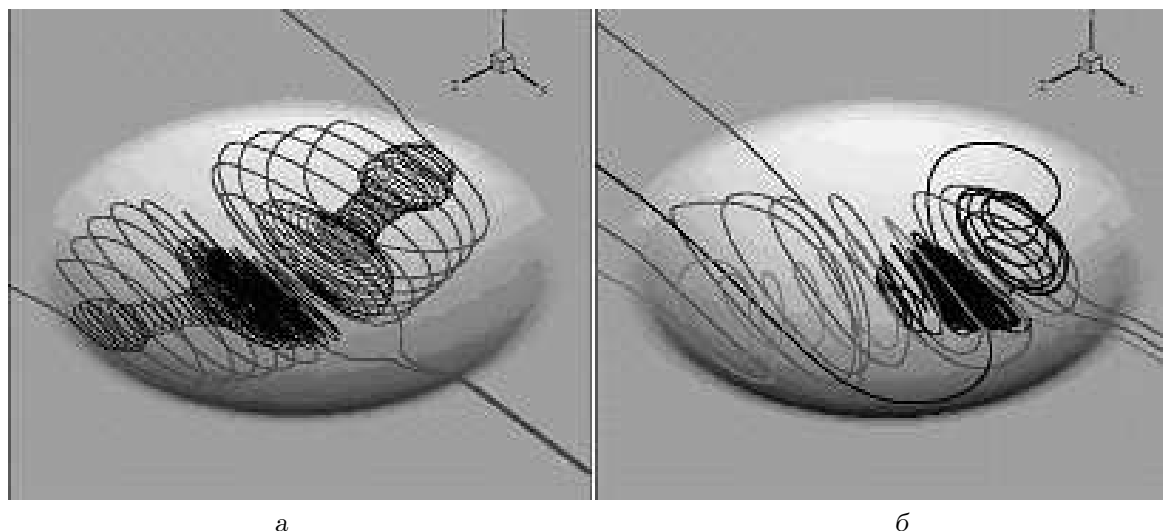


Рис. 9. Симметричная (а) и асимметричная (б) вихревая структура внутри глубокой сферической лунки, рассчитанная методом URANS

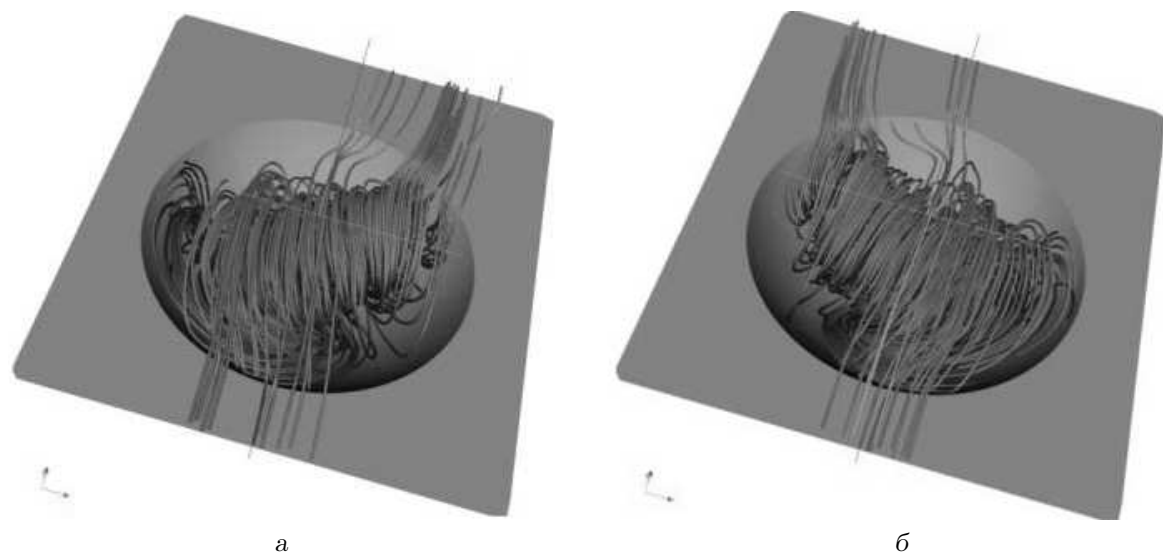


Рис. 10. Асимметричные наклонные вихревые структуры внутри глубокой сферической лунки, рассчитанные в разные промежутки времени методом LES:  
а – выброс справа; б – выброс слева

стот с доверительным интервалом  $0.95$  или  $2\sigma$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Результаты численного моделирования показали, что при ламинарном режиме обтекания внутри сферической лунки формируется циркуляционное течение, которое не выбрасывается наружу в пограничный слой, а ведет себя, как автономное вну-

треннее вихревое течение. Картина ламинарного обтекания полусферической лунки при числе Рейнольдса по диаметру лунки до  $20000$  качественно подобна течению возле полуцилиндрической канавки только в продольной плоскости симметрии, в остальной части лунки влияние трехмерности качественно изменяет все параметры потока [38, 40]. Скорости движения в лунке существенно меньше скорости основного потока. В основном потоке над лункой скорость увеличивается, а давление понижается, пограничный слой на обтекаемой

поверхности за лункой утолщается, аналогично течению в окрестности полуцилиндрической канавки [41–43]. Внутри лунки формируются две циркуляционные зоны по бокам от продольной плоскости симметрии, между которыми практически не происходит обмена жидкостью. Нормальная завихренность в них имеет разный знак. Трехмерные траектории меченых частиц выявляют в лунке вихревое течение, качественно напоминающее вихревой жгут с сильно искривленной осью вращения вдоль размаха лунки. В центральной части ось выпучивается вверх, образуя петлю, и доходит до верхнего среза лунки, по бокам она заглубляется симметрично в обе стороны (рис. 9, а). Таким образом, в центральной части два участка вихревого жгута (стороны петли) формируют вихревое течение в виде раскручивающейся спирали, интенсивно осциллирующей внутри лунки. Это может приводить к возникновению вертикально или наклонно направленных вихрей при неустойчивости (разрыве) жгутообразного вихря в лунке. Кроме того, при более высокой скорости внешнего потока и/или наличии в нем возмущений неустойчивость течения может приводить к преобладанию одной из частей вихревого жгута и периодическим (несимметричным) выбросам жидкости из лунки, которые наблюдаются в экспериментальных исследованиях.

Для турбулентного режима обтекания распределение осредненных скоростей отчетливо показывает наличие внутри сферического углубления с заглублением 0.26 и числа Рейнольдса  $Re_d = 40000$  большой циркуляционной области. Эта область, осредненная во времени, занимает почти 90% лунки. Ядро реверсного течения располагается несколько ниже по потоку от центра лунки. Точка присоединения потока лежит на подветренной стороне лунки и ее позиция практически не зависит от числа Рейнольдса в пределах исследуемых параметров при численном моделировании вихревого движения внутри сферической лунки и вблизи нее на обтекаемой поверхности.

Линии тока, рассчитанные с помощью метода URANS (рис. 9, б), показывают наличие асимметричной вихревой структуры, наклоненной под углом приблизительно  $45^\circ$ . В отличие от экспериментальных результатов, рассчитанная асимметричная структура является устойчивой и регистрируется в картине течения, осредненной во времени. Результаты расчетов методом LES показывают также формирование асимметричных структур, но они оказываются мгновенными структурами. Установлено, что асимметричные структуры различных форм и ориентаций появляются

хаотично внутри лунки (рис. 10). Для отверстия с отношением глубины к диаметру 0.26 численные результаты [37] подтверждают генерацию асимметричной моновихревой структуры с преобладающим поперечным направлением. Как следует из мгновенных линий тока, поток жидкости направляется из канала внутрь лунки и вращается в пределах циркуляционной зоны. После этого вихревое течение устремляется к краю лунки. Однако течение, осредненное за продолжительный промежуток времени, становится почти симметричным.

Структура, полученная с помощью POD анализа и соответствующая второй собственной моде течения, имеющей место в корме лунки, ведет себя подобно вертикальному вихрю, который начинается внутри лунки и простирается в канал. Эта структура может интерпретироваться как торнадообразная струеподобная структура или так называемая моновихревая структура, аналогичная той, которая описана в работе [10]. Структура концентрируется в средней части лунки и вращается вокруг вертикальной оси. Она переносит жидкость из лунки в канал под углом приблизительно  $45^\circ$  относительно направления потока. Линии тока, располагающиеся внутри лунки и вблизи обтекаемой поверхности пластины, отчетливо показывают характер течения не только внутри лунки, но и в пограничном слое над пластиной. Вихревая структура, отвечающая второй собственной моде течения, постоянно изменяет направление своего вращения. Это приводит к периодическим поперечным пульсациям и выбросам вихревых структур с кормовой стенки лунки, что наблюдается в экспериментах. Третьей собственной моде течения отвечают две вихревые структуры, которые имеют пространственную форму вертикальных вихрей. Но в отличие от второй собственной моды эти вихри являются симметричными относительно осевого сечения лунки. Кроме того, рассчитанные вторая и третья собственные моды течения обладают приблизительно одинаковой энергией. Эти результаты позволяют прийти к следующему заключению [35, 37]: основной вклад в энергию пульсаций вносят, скорее всего, торнадообразные вихревые структуры, а не поперечные вихри, генерируемые в сдвиговом слое при отрыве пограничного слоя на передней кромке лунки, и циркуляционная область внутри лунки.

Численное моделирование методом LES [37] показывает наличие осцилляций вихревого потока с некоторыми превалирующими частотами. К такому же выводу пришли в большинстве экспериментальных исследований с лунками, о чем ранее говорилось. В некоторых измерительных точках

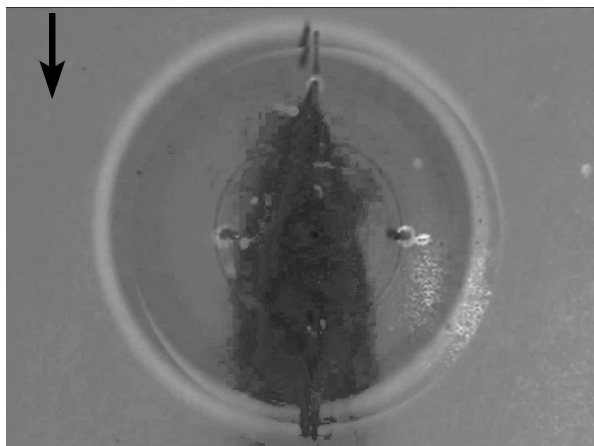


Рис. 11. Визуализация симметричного вихревого течения внутри лунки

внутри лунки эти осцилляции имеют низкочастотные и высокочастотные компоненты, а в других преобладают только низкочастотные пульсации. Низкочастотные осцилляции показывают наличие периодических выбросов вихревого потока в поперечном направлении, которые регистрируются в экспериментальных работах. Мгновенные картины полей скоростей и завихренностей, рассчитанные методом LES [37], показывают явно асимметричный характер относительно плоскости симметрии лунки (рис. 10), что также подтверждается при анализе результатов визуализации вихревого течения в полусферической лунке [38, 39]. Поскольку существует разница в частотах в измерительных точках, которые располагаются симметрично этой плоскости, можно предположить, что эффекты неустойчивости имеют асимметричный характер. Однако, если течение усредняется за продолжительный промежуток времени, то вихревое течение регистрируется практически симметричным. Подобная картина наблюдалась при визуализации потока, обладающего высокой скоростью, например, порядка 0.4 м/с. Когда картины визуализации воспроизводились в реальном масштабе времени, то структура перемещения красящих веществ в потоке, отражающая вихревое движение внутри лунки, имела, практически, симметричный характер. После того, как воспроизведение видеоматериалов на персональном компьютере было осуществлено в режиме замедления, то стало отчетливо прослеживаться формирование асимметричных вихревых структур в виде наклонных вихрей, которые подчинялись переключательному или триггерному режиму [39]. Таким образом, глаз человека осреднял быстроменяющиеся пере-

мещения асимметричных вихрей при воспроизведении картин визуализации в реальном масштабе времени и изображение крупномасштабной вихревой структуры внутри полусферической лунки было подобно тому, которое проиллюстрировано на рис. 9, а как симметричная вихревая система. Следовательно, данные, рассчитанные по методу LES, отличаются от результатов, полученных методом URANS, где наблюдалась асимметрия потока даже при длительном усреднении картин течения [35]. POD анализ указывает на формирование пространственных торнадообразных вихревых структур внутри лунки. Вторая POD мода соответствует моноструктуре, которая постоянно изменяет во времени направление своего вращения. Наиболее вероятно, что эта структура ответственна за периодические поперечные пульсации и выбросы с кормовой стенки лунки. Третья мода соответствует двойной структуре, располагающейся симметрично внутри лунки [37].

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

В соответствии с разработанной программой исследований структуры вихревого течения внутри сферического углубления и в его окрестности сначала были проведены визуальные исследования. Результаты этих исследований, проведенные для среднерасходной скорости в канале от 0.43 до 1.3 м/с, позволили определить области формирования вихревых структур, оценить их геометрические параметры, направление движения и скорости переноса. Затем в характерных местах развития вихревого течения были спланированы инструментальные исследования полей скоростей и давлений, изготовлены и установлены узлы крепления датчиков и контрольно-измерительной аппаратуры, что дало возможность получить кинематические и динамические характеристики вихревого течения внутри лунки и в ее окрестности.

##### 4.1. Визуальные наблюдения

Подача красящих веществ через отверстия на обтекаемой поверхности сферической лунки и в ее окрестности для различных скоростей течения показала, что перемещение краски внутри лунки и за ней существенным образом зависит от режима течения. Так, для среднерасходной скорости потока в канале  $U = 0.43$  м/с, которой отвечает число Рейнольдса, рассчитанное по скорости потока и диаметру пятна лунки на стенке канала,

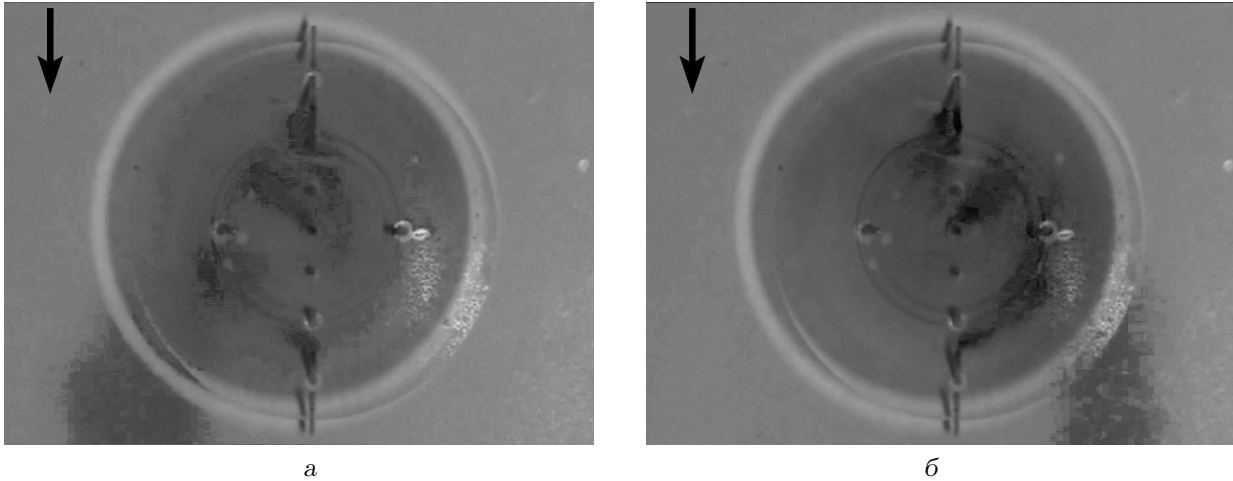


Рис. 12. Визуалізація переключення вихревого течення всередині лунки для числа Рейнольдса  $Re_d = 40000$ :  
 а – выброс слева; б – выброс справа

$Re_d = Ud/\nu = 20000$  перемещение красящего вещества, подаваемого из отверстий 2, 5 и 8 (см. рис. 7) показано на рис. 11. На нем, как и на последующих рисунках с результатами визуальных исследований, течение направлено сверху вниз. Для этого режима течения красящее вещество перемещается вдоль лунки и в следе за ней симметрично относительно направления потока.

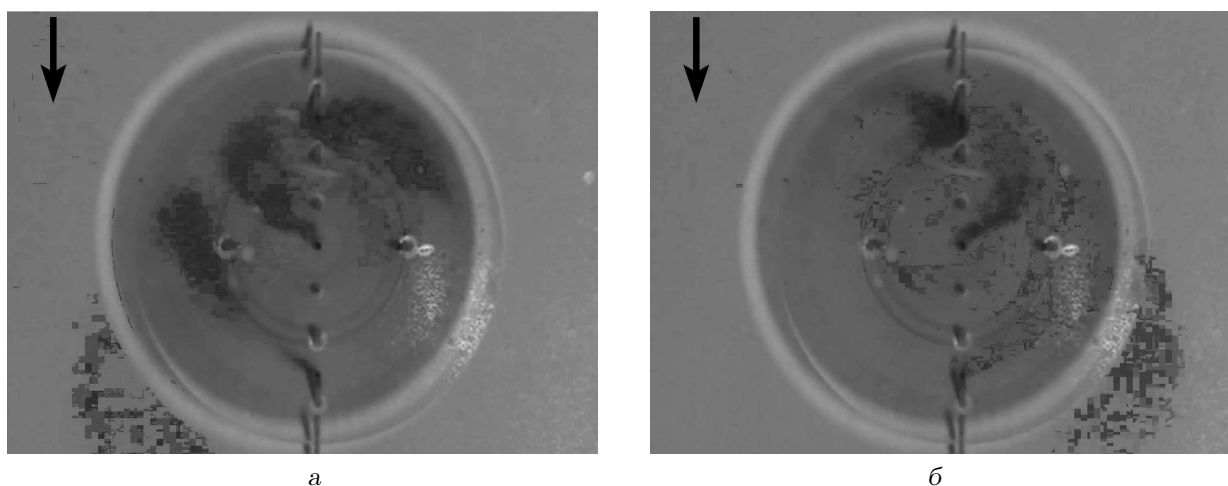
Когда скорость потока в канале увеличилась до  $0.86 \text{ м/с}$  ( $Re_d = 40000$ ), характер перемещения красящего вещества существенно изменился. Во-первых, нарушилась его симметрия относительно направления потока. Во-вторых, выброс чернил из лунки и их вращение внутри лунки стало периодически, а точнее квазипериодически, переключаться из одной части лунки в другую, что показано на рис. 12. При этом красящее вещество, поступающее из отверстий 5 и 8 (на дне лунки и на ее кормовой стенке), перемещается в ту же сторону лунки, над которой наблюдается и выброс чернил из лунки (слева на рис. 12, а и справа на рис. 12, б). В то же время из отверстия 2 (передняя стенка лунки) красящее вещество перемещается в противоположную сторону и это перемещение незначительное. Нахождение красящих веществ в одном из наблюдаемых положений прослеживается в течение около (30...40) с, а затем происходит переключение картины течения на противоположную сторону лунки. Выброс чернил из лунки наблюдается под углом порядка  $\pm 45^\circ$  относительно направления потока.

При среднерасходной скорости течения в канале порядка  $1.3 \text{ м/с}$  ( $Re_d = 60000$ ) перемещение красящих веществ внутри лунки и позади нее каче-

ственно подобно предыдущим условиям течения. Но появились и некоторые отличия, что отображено на рис. 13. Струйки чернил перемещаются внутри лунки на большие расстояния, особенно струйка, которая подавалась через отверстие № 2. Выброс красящего вещества наружу из лунки наблюдается под большим углом (порядка  $\pm 60^\circ$ ) к направлению потока. Переключение происходит с большей частотой и чернила в одной из частей лунок для данного режима течения находятся до 30 с.

#### 4.2. Поле пульсаций пристеночного давления на поверхности лунки

Как показали визуальные наблюдения, переключение вихревого течения из одной стороны лунки в противоположную наблюдается для турбулентного течения в канале ( $Re_d \geq 40000$ ). Поэтому исследования поля давлений внутри лунки для переключательного режима течения были проведены для среднерасходной скорости потока, превышающей  $0.86 \text{ м/с}$ . Так, для числа Рейнольдса  $Re=40000$  изменения во времени поля пульсаций пристеночного давления, измеренные на боковых сторонах кормовой стенки датчиками № 9 и № 11, показаны на рис. 14. Здесь отчетливо видно, что поля давлений в различных частях кормовой стенки имеют противофазный характер. При этом амплитуда пульсаций давления, измеренная в местоположении датчика № 11, несколько выше, чем на противоположной стороне кормовой стенки. Такие изменения поля давлений обусловлены действием набегающего потока на кор-

Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но для  $Re_d = 60000$ 

мовую стенку лунки, особенностями формирования и развития вихревых структур, которые генерируются внутри лунки, а также их выбросом наружу из сферической лунки углублением 0.26. При ударном взаимодействии вихревых структур сдвигового слоя, который возникает при отрыве пограничного слоя с передней кромки сферического углубления, с кормовой стенкой образуются интенсивные мелкомасштабные вихри, устремляющиеся внутрь лунки и выбрасывающиеся наружу из нее. Наряду с этим внутри лунки возникает циркуляционное течение, формирующее крупномасштабную квазиустойчивую вихревую систему. Эта вихревая система в зависимости от режима обтекания углубления, его формы и геометрических размеров, принимает симметричную и асимметричную форму. Как показывают многочисленные экспериментальные исследования и численное моделирование вихревого течения, для турбулентного режима обтекания сферической лунки достаточно большого углубления в ней формируется асимметричная вихревая система [1, 29, 37, 44]. Эти квазиустойчивые крупномасштабные вихри зарождаются в придонной области лунки ближе к ее передней части. При достижении определенных размеров они выбрасываются наружу из лунки над противоположной боковой кормовой стенкой, формируя наклонную относительно направления течения вихревую систему. Выброс вихревых систем происходит почти периодически, но при достаточно высоких числах Рейнольдса наблюдается существенная хаотизация этого процесса. При прошествии ряда выбросов с одной стороны лунки происходит переборс или переключение вихревой структуры на противоположную сто-

рону и начинают формироваться новые наклонные вихревые системы, которые выбрасываются над противоположными боковыми частями кормовой стенки лунки. Как показывают визуальные и инструментальные экспериментальные исследования, а также расчеты, выброс вихревых систем происходит под углом порядка  $\pm(45...60)^\circ$  относительно срединного сечения лунки то с одной, то с другой его стороны. В результате на одной из боковых сторон кормовой стенки лунки, там, где происходит ударное взаимодействие вихревых структур слоя смещения с последней, наблюдаются повышенные уровни пульсаций пристеночного давления. На поверхности противоположной боковой части кормовой стенки лунки, над которой происходит выброс крупномасштабных вихревых структур, уровни пульсаций пристеночного давления несколько ниже, что и показано на рис. 14. Чередование повышенных и пониженных уровней пульсаций давления, которые проиллюстрированы на рис. 14, показывает, что внутри лунки происходит переключение асимметричных вихревых структур из одной части углубления в противоположную часть. Следует отметить, что процесс переключения носит квазипериодический характер и время нахождения асимметричных вихревых структур в одном из наклонных направлений почти в два раза больше, чем в противоположном. По всей видимости, на такое неравновесное состояние вихревого течения значительное влияние оказывают особенности формирования и эволюции вихревых структур внутри лунки (например, следовая мода колебательного движения вихревых структур, когда происходит выброс очень крупной вихревой системы из лунки, приводящий

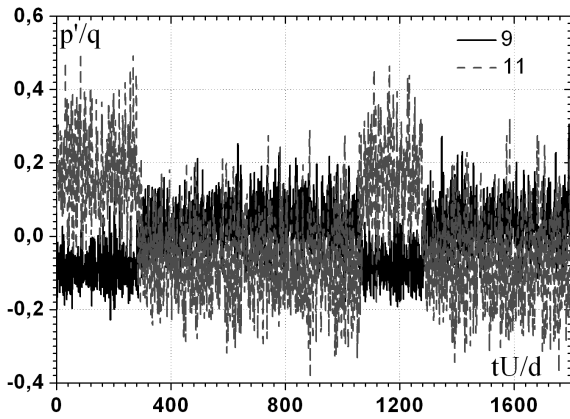


Рис. 14. Пульсации пристеночного давления на кормовой стенке лунки

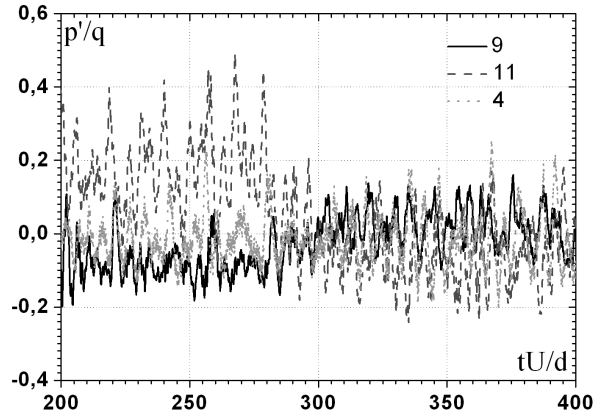


Рис. 15. То же, что и на рис. 14, но в большем масштабе

к существенной перестройке вихревого течения), а также крупномасштабные неустойчивости в набегающем потоке и в пограничном слое, который формируется перед сферическим углублением.

Чередование повышенных и пониженных уровней пульсаций пристеночного давления на боковых сторонах кормовой стенки лунки не наблюдается в ее срединном сечении, что показано на рис. 15. Здесь для наглядности увеличен масштаб по времени, а также добавлена кривая пульсаций давления, измеренных на кормовой стенке датчиком № 4 (см. рис. 8). Наряду с низкочастотными осцилляциями давления, обусловленными механизмом переключения крупномасштабных вихревых структур внутри лунки, наблюдаются высокочастотные пульсации, которые генерируются мелко-масштабными вихрями. Отметим, что интенсивность мелко-масштабных вихрей в области ударного взаимодействия вихревых структур сдвигового слоя с кормовой стенкой лунки (повышенное давление) в (2...3) раза выше, чем в срединном сечении вблизи кормовой стенки лунки и ее боковой поверхности, над которой выбрасываются квазиустойчивые крупномасштабные вихревые системы.

Измерения поля пульсаций пристеночного давления миниатюрными пьезокерамическими датчиками, которые имеют большее быстродействие, чем пьезорезистивные датчики, а, соответственно, они регистрируют более высокочастотные компоненты спектра давления, показаны на рис. 16. Здесь наблюдаются низкочастотные противофазные колебания на боковых сторонах кормовой стенки лунки, а в срединной части лунки чередования повышенных и пониженных уровней давления нет, о чем ранее упоминалось. В то же время, пульсации пристеночного давления на рис. 16 бо-

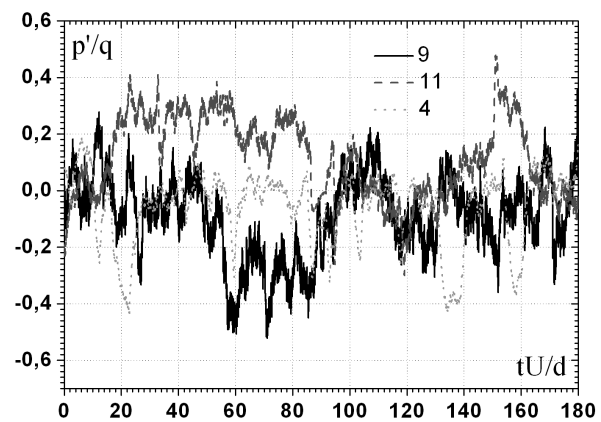


Рис. 16. Пульсации пристеночного давления на кормовой стенке лунки, измеренные пьезокерамическими датчиками

лее высокочастотные, чем, например, на рис. 15, указывая на то, что поле пульсаций давления на кормовой стенке лунки имеют довольно широкий спектр масштабов вихревых структур.

На передней стенке сферического углубления, как показано на рис. 17, также наблюдаются области повышенных и пониженных уровней пульсаций пристеночного давления, которые чередуются в зависимости от того, на какой боковой части лунки регистрируются. Это чередование также имеет противофазный характер и также наблюдается не одинаковая вероятность нахождения наклонных вихрей в той или иной части лунки. Напомним, что вблизи передней стенки располагаются источники квазиустойчивых асимметричных вихрей, которые при достижении определенных или критических масштабов выбрасываются над противоположными, относительно источника, боковыми сторонами кормовой стенки лунки. В

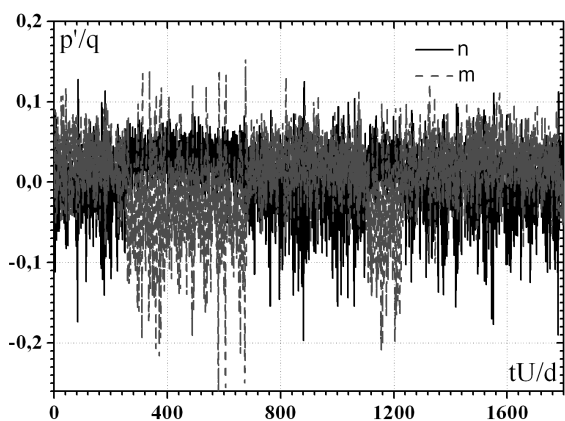


Рис. 17. Пульсации пристеночного давления на передней стенке лунки

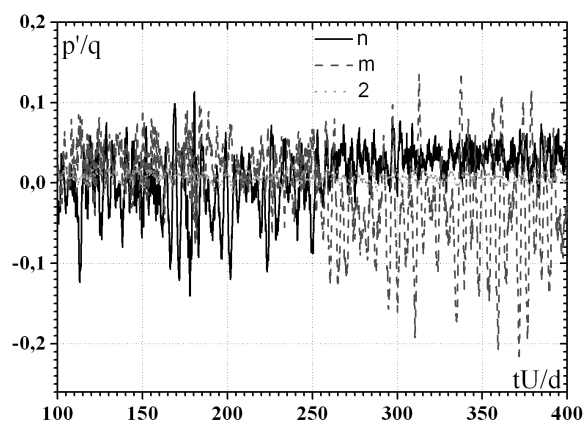


Рис. 18. То же, что и на рис. 17, но в большем масштабе

отличие от кормовой стенки, где амплитуда положительных значений пульсаций пристеночного давления выше (см. рис. 14), на передней стенке преобладают отрицательные пульсации давления, что отчетливо видно на рис. 17. Следовательно, здесь преобладают потоки или неустойчивости течения, обуславливающие пульсации скорости, вектор которых направлен от обтекаемой поверхности лунки. Над кормовой стенкой наоборот наблюдается некоторое превышение уровней пульсаций скорости, направленных к поверхности кормовой стенки.

На передней стенке лунки можно отметить наблюдаемую некоторую несимметричность относительно срединного сечения интенсивностей пульсаций пристеночного давления. Так, на одной из боковых сторон передней стенки лунки пульсации давления на (20...30) % превышают те, которые измерены на противоположной стороне ( $p'_m > p'_n$ ), смотри, например, рис. 17. В то же время, на кормовой стенке такое неравенство проявляется в большей степени и разница между интенсивностью пульсаций давления на противоположных сторонах кормовой стенки достигает почти (1.5...2) раз, что коррелирует с измерениями интегральных характеристик поля пульсаций давления (среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления). Установлено, что большая интенсивность поля давления наблюдается в измерительных точках, расположенных в наклонной плоскости лунки, направленной под углом  $\pm 45^\circ$  относительно направления течения. Следовательно, внутри лунки генерируются и развиваются асимметричные наклонные вихревые структуры различной интенсивности, и различие их интенсивности растет с приближением к кормовой

стенке (по направлению к стоку крупномасштабного вихря).

Изменения поля пульсаций пристеночного давления вдоль передней стенки сферической лунки представлено на рис. 18, где в увеличенном масштабе показаны кривые пульсаций давления, измеренные на боковых стенках лунки (в области источников наклонных вихрей) и дополнительно на передней стенке в ее срединном сечении (датчик № 2). Здесь более наглядно видно различие между уровнями пульсаций давления у источников наклонных вихрей, а также следует отметить, что в отрывной области на передней стенке, где измеряются пульсации давления (датчик № 2), интенсивность пульсаций пристеночного давления почти на порядок ниже, чем на боковых сторонах передней стенки лунки. Наряду с этим, в срединном сечении сферической лунки углублением 0.26, на ее передней стенке не наблюдается чередование областей повышенного и пониженного давлений, модулированных низкой частотой или частотой переключательного механизма вихреобразования внутри лунки, в отличие от боковых сторон исследуемого углубления (см. рис. 18).

На обтекаемой поверхности сферической лунки вдоль ее срединного сечения не наблюдается квазипериодического чередования областей повышенных и пониженных уровней пульсаций пристеночного давления, что проиллюстрировано на рис. 19. Низкочастотная модуляция колебательного процесса, обусловленная механизмом переключения наклонных асимметричных вихревых структур из одной части лунки в другую, в этом сечении лунки не обнаружена. В то же время, высокочастотные пульсации пристеночного давления отчетливо видны. Причем частота осцилля-



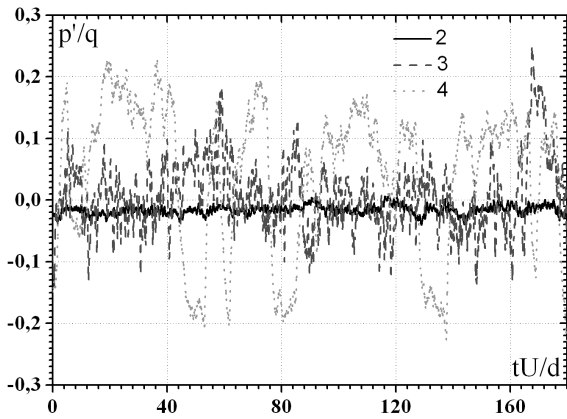


Рис. 19. Пульсации пристеночного давления вдоль срединного сечения сферической лунки

ций давления самая высокая в придонной части лунки (см. кривую 3 на рис. 19). Установлено, что наибольшие уровни пульсаций пристеночного давления наблюдаются на кормовой стенке лунки, где имеет место ударное взаимодействие вихревых структур сдвигового слоя с кормовой стенкой, а также выброс вихревых систем наружу из лунки. Здесь пульсации давления в (2...3) раза выше, чем на дне сферической лунки и более чем на порядок выше относительно передней стенки лунки.

## ВЫВОДЫ

Численное моделирование обтекания единичной сферической лунки на плоской поверхности с помощью модели крупных вихрей и решения осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье-Стокса при их замыкании с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера и модели переноса рейнольдсовых напряжений, а также результаты экспериментальных исследований формирования и развития вихревого течения внутри одиночной глубокой (углублением 0.26) сферической лунки, которая расположена на гидравлически гладкой поверхности узкого гидродинамического канала, показали, что в зависимости от скорости потока наблюдаются следующие картины течения:

1. При малой среднерасходной скорости в канале, которой отвечает число Рейнольдса  $Re_d = 20000$ , внутри лунки наблюдается симметричная система вихреобразования. При числах Рейнольдса, превышающих 40000, внутри лунки формируются асимметричные вихревые системы, которые располагаются наклонно относительно направления течения.

2. Установлено, что в ходе эволюции асимметричных наклонных вихрей наблюдается низкочастотное переключение вихревого течения из одной боковой части лунки в противоположную. Источник асимметричного вихря находится на передней стенке лунки несколько сбоку от продольной оси лунки, а сток – на противоположной боковой части кормовой стенки лунки. С увеличением скорости течения интенсивность асимметричных вихрей растет, и они располагаются под большим углом относительно направления потока в канале.

3. Обнаружено, что с появлением переключающего режима вихревого течения выброс асимметричных крупномасштабных вихрей наблюдается над кормовой стенкой лунки под углом  $\pm 45^\circ$  относительно направления течения для  $Re_d = 40000$  и  $\pm 60^\circ$  – для числа Рейнольдса  $Re_d = 60000$ . С увеличением числа Рейнольдса отмечается значительная хаотизация этого процесса.

4. Поле пульсаций пристеночного давления в различных боковых частях кормовой стенки имеют противофазный характер. На обтекаемой поверхности кормовой стенки лунки, над которой происходит выброс крупномасштабных вихревых структур, уровни пульсаций пристеночного давления несколько ниже. В срединном сечении сферической лунки не наблюдается чередования повышенных и пониженных уровней пульсаций пристеночного давления, которые присущи боковым сторонам кормовой стенки. Интенсивность мелкомасштабных вихрей в области ударного взаимодействия вихревых структур сдвигового слоя с кормовой стенкой лунки (повышенное давление) в (2...3) раза выше, чем в срединном сечении кормовой стенки лунки и ее боковой поверхности, над которой выбрасываются квазистойчивые крупномасштабные вихревые системы. На кормовой стенке лунки пульсации давления в (2...3) раза выше, чем на дне сферической лунки и более чем на порядок выше относительно передней стенки лунки.

Авторы выражают благодарность и искреннюю признательность академику НАН Украины, проф. Гринченко В. Т., проф. Воропаеву Г. А. и проф. Хасселю Е. за активное участие в обсуждении и анализе результатов исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке по гранту конкурса Совместных проектов

фундаментальних досліджень "ГФФИ – РФФИ–2011"(проект № Ф40.7/020, Гос. рег. № 0111U003264; и проект № 08–11–90400), а также в ходе научной стажировки Воскобойника В. А. в Ростокском университете (Германия), которую организовала и дала финансовую поддержку Немецкая служба академических обменов (DAAD).

1. *Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование)* Под ред. А.В. Ермишина и С.А. Исаева.– М., СПб, 2001.–360 с.
2. *Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Олимпиев В. В., Щелчков А. В., Каськов С. И.* Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования.– Казань: Центр инновационных технологий, 2009.– 531 с.
3. *Воскобойник В. А., Воскобойник А. В.* Взаємні статистичні характеристики пульсацій швидкості та тиску в напівсферичному заглибленні // Вісник Донецького Університету, Сер. А: Природничі науки.– 2010.– 2.– С. 64–70.
4. *Халатов А. А.* Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– Киев: ИТТФ НАНУ, 2005.– 76 с.
5. *Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Алексеев В. А.* Самоорганизация смерчевобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация теплообмена, сопровождающая это явление.– М.: МЭИ, 2005.– 82 с.
6. *Isaev S., Voropaiev G., Grinchenko V., Sudakov A., Voskoboinick V., Rozumnyuk N.* Drag reduction of lifting surfaces at the use of oval dimples as vortex generators // Abstract of the European Drag Reduction and Flow Control Meeting "EDRFCM 2010"2-4 September, 2010.– Kyiv, Ukraine.– 2010.– P. 32–33.
7. *Sarohia V.* Experimental investigations of oscillations in flows over shallow cavities // AIAA J.– 1977.– 15, N 10.– P. 984–991.
8. *Rockwell D., Naudascher E.* Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // Annu. Rev. Fluid Mech.– 1979.– 11.– P. 67–94.
9. *Ashcroft G., Zhang X.* Vortical structures over rectangular cavities at low speed // Phys. Fluids.– 2005.– 17, № 5.– P. 05104–1–8.
10. *Исаев С. А., Леонтьев А. И., Митяков А. В., Пышный И. А., Усачов А. Е.* Интенсификация смерчевого турбулентного теплообмена в асимметричных лунках на плоской стенке // ИФЖ.– 2003.– 76, № 2.– С. 31–34.
11. *Chyu M. K., Yu Y., Ding H., Downs J. P., Soechting F. O.* Concavity enhancement heat transfer in an internal cooling passage // ASME Paper 97-GT-437.– 1997.– 437.– P. 1–11.
12. *Леонтьев А. И., Олимпиев В. В., Дилевская Е. В., Исаев С. А.* Существо механизма интенсификации теплообмена на поверхности со сферическими выемками // Изв. РАН. Энергетика.– 2002.– № 2.– С. 117–135.
13. *Charwat A. F., Roos J. N., Dewey C. F., Hiltz J. A.* An investigation of separated flows - Part II Flow in the cavity and heat transfer // J. Aerospace Science.– 1961.– 28, № 6.– P. 457–470.
14. *Forestier N., Jacquin L., Geffroy P.* The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed // J. Fluid Mech.– 2003.– 475.– P. 101–145.
15. *Tracy M. B., Plentovich E. B.* Characterisation of cavity flow fields using pressure data obtained in the Langley 0.3-meter Transonic Cryogenic Tunnel // NASA Technical Memorandum.– 1993.– № 4436.– P. 1–34.
16. *Lin J.-C., Rockwell D.* Organized oscillations of initially turbulent flow past a cavity // AIAA J.– 2001.– 39, № 6.– P. 1139–1151.
17. *Gharib M., Roshko A.* The effect of flow oscillations on cavity drag // J. Fluid Mech.– 1987.– 177.– P. 501–530.
18. *Bres G. A., Colonius T.* Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities // J. Fluid Mech.– 2008.– 599.– P. 309–339.
19. *Colonius T.* An overview of simulations, modeling, and active control of flow/acoustic resonance in open cavities // AIAA Paper.– 2001.– № 0076.– P. 1–12.
20. *Rowley C. W., Colonius T., Basu A. J.* On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities // J. Fluid Mech.– 2002.– 455.– P. 315–346.
21. *Rizzetta D. P., Visbal M. R.* Large-eddy simulation of supersonic cavity flows including flow control // AIAA J.– 2003.– 41, № 8.– P. 1452–1462.
22. *Larcheveque L., Sagaut P., Labbe O.* Large-eddy simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects // J. Fluid Mech.– 2007.– 577.– P. 105–126.
23. *Maul D. J., East L. F.* Three-dimensional centrifugal-type instabilities of two-dimensional flows in rotating systems // J. Fluid Mech.– 1963.– 16.– P. 620–632.
24. *Sipp D., Jacquin L.* Three-dimensional centrifugal-type instabilities of two-dimensional flows in rotating systems // Phys. Fluids.– 2000.– 12.– P. 1740–1748.
25. *Beaudoin J.-F., Cadot O., Aider J.-L., Wesfreid J. E.* Three-dimensional stationary flow over a backward-facing step // Eur. J. Mech. B.– 2004.– 23.– P. 147–155.
26. *Albensoeder S., Kuhlmann H. C., Rath H. J.* Three-dimensional centrifugal-flow instabilities in the lid-driven-cavity problem // Phys. Fluids.– 2001.– 13.– P. 121–135.
27. *Kegerise M. A., Spina E. F., Garg S., Cattafesta III L. N.* Mode-switching and nonlinear effects in compressible flow over a cavity // Phys. Fluids.– 2004.– 16.– P. 678–687.
28. *Bres G. A., Colonius T.* Direct numerical simulations of three-dimensional cavity flows // AIAA Paper.– 2007.– № 3405.– P. 1–16.
29. *Коваленко Г. В., Халатов А. А.* Границы режимов течения в углублениях на плоской поверхности, имеющих форму сферических сегментов // Прикладна гідромеханіка.– 2008.– 10, № 1.– С. 23–32.
30. *Burgess N. K., Ligrani P. M.* Effects of dimple depth on channel Nusselt numbers and friction factors // Trans. ASME, J. Heat Transfer.– 2005.– 127, № 1.– P. 11–18.
31. *Ligrani P. M., Burgess N. K., Won S. Y.* Nusselt numbers and flow structure on and above a shallow dimpled surface within a channel including effects of inlet turbulence intensity level // ASME Paper.– 2004.– № GT2004-54231.– P. 1–23.
32. *Ligrani P. M., Harrison J. L., Mahmood G. I., Hill M. L.* Flow structure due to dimple depressions on a channel surface // Phys. Fluids.– 2001.– 13, № 11.– P. 3442–3451.

33. *Mahmood G. I., Ligrani P. M.* Heat transfer in a dimpled channel: combined influences of aspect ratio, temperature ratio, Reynolds number and flow structure // *Int. J. Heat Mass Transfer.*– 2002.– **45**, № 10.– P. 2011–2020.
34. *Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Кош И. З., Мякочин А. С.* Эффективные поверхности теплообмена.– М.: Энергоатомиздат, 1998.– 408 с.
35. *Isaev S. A., Kornev N. V., Leontiev A. I., Hassel E.* Influence of the Reynolds number and the spherical dimple depth on turbulent heat transfer and hydraulic loss in a narrow channel // *Int. J. Heat and Mass Transfer.*– 2010.– **53**.– P. 178–197.
36. *Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В.* Численное моделирование смерчевого теплообмена при обтекании поверхностей с лунками (состояние и перспективы) // VI Минский межд. форум по теплообмену, ММФ 2008.– Минск, Беларусь.– 2008.– С. 1–9.
37. *Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E.* Vortex-jet mechanism in a channel with spherical dimples for heat transfer augmentation // *Pap. Sixth Int. Sympos. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP-6: Vol. 1.*– Seoul, Korea.– 2009.– P. 321–326.
38. *Воропаев Г. А., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Гринченко В. Т., Исаев С. А., Розумнюк Н. В.* Источники псевдозвуковых пульсаций давления при обтекании сферической лунки // *Акустичний вісник.*– 2008.– **11**, № 3.– С. 27–49.
39. *Воскобойник А. В., Воскобойник В. А.* Напівсферичне заглиблення - генератор вихорів на плоскій обтічній поверхні // *Проблеми водопостачання, водовідведення та гідравліки.*– 2007.– **8**.– С. 151–161.
40. *Воскобойник А. В., Воскобойник В. А.* Интегральные характеристики пограничного слоя над пластиной с полуцилиндрическим углублением // *Проблемы машиностроения.*– 2009.– **12**, № 3.– С. 39–49.
41. *Voropaev G. A., Voskoboynick V. A., Rozumnyuk N. V., Voskoboynick A. V.* Vortical flow features in a hemispherical cavity on a flat plate // *Pap. Sixth Int. Sympos. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP-6: Vol. 3.*– Seoul, Korea.– 2009.– P. 563–568.
42. *Турик В. М., Бабенко В. В., Воскобойник В. А., Воскобойник А. В.* Кінематичні особливості прилежого шару поблизу напівциліндричної каверни на пластині // *Вісник НТУУ "КПІ". - Машинобудування.*– 2010.– **59**.– С. 110–117.
43. *Воскобойник А. В., Воскобойник В. А.* Источники резонансных мод осцилляций внутри обтекаемой полусферической лунки // *Акустичний вісник.*– 2007.– **10**, № 4.– С. 36–46.
44. *Воскобойник В. А.* Взаимные корреляции и спектры турбулентных пульсаций давления на обтекаемой поверхности лунки // *Акустичний вісник.*– 2011.– **14**, № 2.– С. 23–34.