

УДК 532.517

# ИСТОЧНИКИ РЕЗОНАНСНЫХ МОД ОСЦИЛЛЯЦИЙ ВНУТРИ ОБТЕКАЕМОЙ ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ ЛУНКИ

А. В. ВОСКОВОЙНИК, В. А. ВОСКОВОЙНИК

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев*

*Получено 05.10.2007*

Экспериментально изучена генерация резонансных мод осцилляций, обусловленных взаимодействием гидродинамических и гидроакустических явлений внутри трехмерной полусферической лунки. Приведены результаты визуальных исследований особенностей вихревого движения как в лунке, так и в ее окрестности. В зависимости от режима течения, обнаружены симметричные и асимметричные крупномасштабные вихревые системы внутри лунки. Указаны местоположение и периодичность их выброса наружу. Термоанемометрические измерения профилей средних значений и пульсаций продольной скорости и поперечной завихренности показали наличие областей ускорения и торможения вихревого потока, зон возвратного и циркуляционного течения внутри трехмерной лунки. В спектрах пульсаций скорости обнаружены дискретные высокооборотные пики в четырех частотных диапазонах. Они соответствуют частоте вращения вихревых систем внутри лунки; частоте их выбросов наружу; частоте следовой моды колебания вихревого движения в лунке, обусловленной гидродинамическим резонансом, и частоте автоколебаний внутри углубления, создающих вторую моду Розита (последние отвечают гидроакустическому резонансу). Указаны форма и размеры квазиустойчивых крупномасштабных вихревых структур, области их зарождения и этапы развития.

Експериментально вивчено генерацію резонансних мод осциляцій, обумовлених взаємодією гідродинамічних та гідроакустичних явищ усередині тривимірної напівсферичної лунки. Наведені результати візуальних досліджень особливостей вихревого руху як у лунці, так і в її околі. В залежності від режиму течії, знайдені симетричні й асиметричні великомасштабні вихрові системи всередині лунки. Вказані місцезнаходження й періодичність їх викиду назовні. Термоанемометричні вимірювання профілів середніх значень і пульсацій повздовжньої швидкості й поперечної завихреності показали наявність областей прискорення і гальмування вихревого потоку, зони зворотної й циркуляційної течії всередині тривимірної лунки. У спектрах пульсацій швидкості знайдені дискретні високооборотні піки у чотирьох частотних діапазонах. Вони відповідають частоті обертання вихрових систем усередині лунки; частоті їх викидів з неї; частоті слідової моди коливання вихревого руху в лунці, обумовленої гідродинамічним резонансом, і частоті автоколивань всередині заглиблення, які створюють другу моду Розіте (останні відповідають гідроакустичному резонансу). Вказані форма й розміри квазістійких великомасштабних вихрових структур, області їхнього зародження й етапи розвитку.

The paper deals with experimental studying of generation of resonant oscillation modes caused by interaction of hydrodynamic and hydroacoustic phenomena inside the three-dimensional hemispherical cavity. The results of visual investigation of vortical motion features are presented both for the cavity inside, and its vicinity. Depending on flow regime, the symmetric and asymmetric large-scale vortex systems are found inside the cavity. Their location and periodicity of separation are pointed out. The hot-wire measurements of mean value and fluctuations of streamwise velocity and crosswise vorticity profiles show the existence of regions of acceleration and deceleration of the vortex flow, zones of the reverse and circulating flows inside the three-dimensional cavity. The discrete high-quality peaks in four frequency ranges are found in the spectra of velocity fluctuations. They correspond to rotating frequency of vortex systems inside the cavity; their separation frequency; wake mode frequency of oscillations of cavity vortical motion, caused by a hydrodynamic resonance, and self-oscillation frequency inside the cavity, that forms the second Rossiter shear layer mode of self-sustained oscillations (the latter correspond to a hydroacoustic resonance). Form and sizes of quasi-stable large-scale vortex structures, regions of their origin and development stages are pointed out.

## ВВЕДЕНИЕ

Проводящиеся в последние шестьдесят лет интенсивные исследования в области гидроакустики и аэрогидродинамики вихревого течения в углублениях направлены на выработку понимания физики комплексных течений, которые имеют место внутри углублений, и поиск возможностей контролировать, управлять и минимизировать нежелательные эффекты вихревого течения. Обтекание локальных углублений или лунок на поверхности вызывает значительные пульсации давления, скорости, температуры, плотности в пограничном слое. Это приводит к образованию источника акустических волн, распространяющихся в окружаю-

щее пространство. Кроме того, пульсации вызывают рост локального сопротивления обтекания, служат причиной отказа или повреждения инструментов и навигационного оборудования, установленного на поверхности, из-за возникновения резонансных колебаний. В авиации сверхзвуковые потоки могут возбуждать внутри углублений уровни акустического давления вплоть до 170 дБ [1]. Этого вполне достаточно, чтобы вызвать значительные повреждения в системах шасси, навесных агрегатах и пр., вплоть до их разрушения. Поэтому течения такого типа представляют значительный фундаментальный и прикладной интерес.

Характерной особенностью течения над локальным углублением является наличие перекрываю-

шего его сдвигового слоя, который формируется при отрыве набегающего потока в результате нарушения геометрической непрерывности обтекаемой поверхности. Многочисленные исследования показали, что при определенных (сверхкритических) режимах обтекания отчетливо видны когерентные вихри, периодически сходящие с переднего края углубления [2–4] и переносимые вниз по потоку внутри сдвигового слоя. Изучив течения в таких неоднородностях обтекаемой поверхности, Розитэ [2] предложил следующую модель, характеризующую особенности генерации колебательных тонов внутри углубления. Вихри, периодически сходящие с верхнего по потоку края углубления, конвектируют вниз по течению внутри сдвигового слоя до тех пор, пока не достигнут кормовой стенки. При взаимодействии вихрей сдвигового слоя с ней генерируются распространяющиеся в окружающую среду акустические волны. При достижении верхнего края углубления последние возбуждают наиболее чувствительную к флуктуациям область отрыва пограничного слоя и порождают новые вихри. Таким образом, вихри и гидроакустические возмущения формируют петлю обратной связи. Осцилляции в углублении обусловлены механизмом гидроакустического резонанса. Он включает в себя:

- усиление возмущений сдвиговым слоем;
- генерацию акустических волн при ударе вихревых возмущений в кормовую стенку углубления;
- распространение вверх по потоку и преобразование волн давления в вихревые волны вблизи переднего края углубления, что порождает последующие неустойчивости в сдвиговом слое.

Наличие обратной связи приводит к резонансу и появлению автоколебаний. Такой тип течения соответствует осцилляциям, генерирующим моды сдвигового слоя Розитэ, в котором резонансные частоты автоколебаний определяются по формуле, также носящей его имя [2]. Благодаря автоколебательной природе, акустические пульсации генерируются периодически и формируют узкополосные высокочастотные акустические моды. Розитэ предложил следующую полуэмпирическую формулу для определения частот мод автоколебаний в карверне:  $fL/U_0 = (n-\gamma)/(M+1/k)$ , где  $f$  – частота тонов;  $L$  – длина углубления;  $U_0$  – скорость набегающего потока;  $n$  – целое число, отвечающее номеру моды;  $\gamma$  – коэффициент, учитывающий фа-

зовую задержку между переносом вихря и прохождением акустического импульса до переднего по потоку края углубления;  $M$  – число Маха;  $k$  – отношение конвективной скорости вихрей к скорости набегающего потока. Розитэ установил, что наилучшими оценками эмпирических констант являются  $\gamma=0.25$  и  $1/k=1.75$ .

Несколько иное представление механизма обратной связи как результата взаимодействия отрывного сдвигового слоя с границами углубления приведено в работе [5]. Генерация углублением акустического излучения, ось максимальной интенсивности которого обычно направлена либо вдоль, либо перпендикулярно набегающему пограничному слою, описывается механизмом обратной связи [5, 6], основанным на взаимодействии отрывного сдвигового слоя с границами углубления. Процесс начинается с отрыва потока на переднем крае углубления или вблизи него. Когда сдвиговый слой сталкивается с кормовой стенкой углубления, то генерируется волна возмущения. Как правило, она излучается навстречу набегающему потоку двумя разными путями. Первая из волн (волна давления) переносится вверх по потоку внутри углубления. Вторая, обычно именуемая акустической волной, перемещается наружу из углубления и выше свободного сдвигового слоя. Разница давлений между двумя волнами заставляет поток вблизи переднего края углубления сворачиваться, порождая внутри сдвигового слоя вихри, конвектирующие вниз по потоку. Эти новые вихри ударяются в кормовую стенку и снова генерируют звуковые волны, которые излучаются вверх по потоку, таким образом замыкая петлю положительной обратной связи. Последняя постепенно увеличивает амплитуду колебаний и отвечает за волны пульсаций давления и тоны высокой интенсивности, генерируемые углублением. Нежелательный с точки зрения практики мощный тональный сигнал порождается самосохраняющимися осцилляциями или автоколебаниями. Описанные излучаемые наружу акустические волны и отражающиеся внутри углубления волны давления показаны на схеме рис. 1, предложенной в работе [6].

В последние годы многими исследователями изучаются генерируемые потоком псевдозвуковые и акустические осцилляции, возникающие вследствие взаимодействия локальных углублений на обтекаемой поверхности с набегающим пограничным слоем [7]. При увеличении толщины последнего уровни излучаемого углублением звукового давления уменьшаются. Теоретические расчеты согласуются с большинством экспериментальных наблюдений и показывают, что двумерные углу-

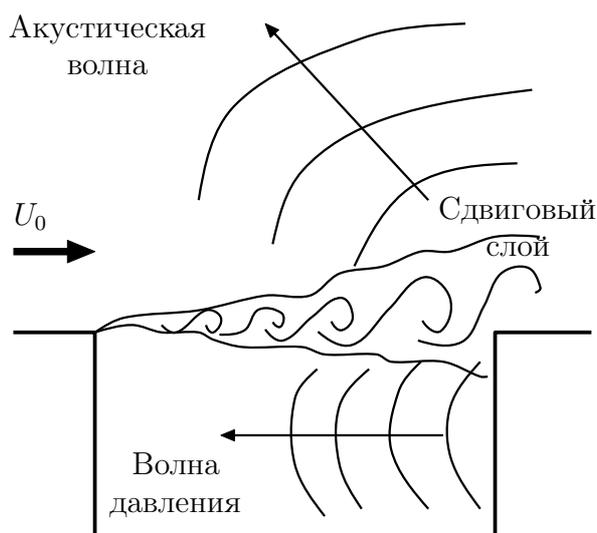


Рис. 1. Схема автоколебаний внутри углубления и волны возмущений

блениа несколько шумнее их трехмерных аналогов. Ослабление когерентности сдвигового слоя, обусловленное турбулентностью, обычно рассматривается как ключевая позиция при объяснении этого различия [8–10]. Спектры гидродинамического шума, порождаемого наличием углубления на обтекаемой поверхности, содержат как широкополосные, так и тональные частотные (волновые) компоненты [7, 11]. Как отмечалось ранее, существование последних обусловлено резонансными явлениями, присущими вихревому движению внутри и вблизи углубления. Конкретнее, речь идет о гидродинамическом резонансном механизме следовой моды, который возникает при периодическом зарождении и схождении крупномасштабных вихревых структур с переднего края углубления и при автоколебательном механизме сдвиговой моды, который запускается за счет обратной связи между гидродинамикой течения и акустическим полем. В ряде работ [6, 7, 12–14] установлено, что вторая и третья сдвиговые моды Розитэ резонансных колебаний в открытых углублениях являются преобладающими тонами в спектрах гидродинамического шума.

В представленных ниже экспериментальных исследованиях ставилась задача визуальными и инструментальными методами определить характерные особенности вихревого течения внутри локального трехмерного углубления полусферической формы на обтекаемой поверхности и его влияние на интегральные и спектральные параметры поля скорости в пограничном слое над обтекаемой поверхностью.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальное исследование влияния трехмерного углубления в виде полусферы радиусом  $R=0.01$  м на поверхности плоской пластины на возникающий над ней пограничный слой проводилось на аэродинамическом стенде. Стенд представлял собой аэродинамическую трубу открытого типа диаметром 0.1 м, работающую на всасывание воздуха, заполняющего лабораторное помещение. Перед измерительным участком, где монтировалась пластина с углублением, размещался входной участок длиной почти 0.4 м и диаметром 0.1 м. Он заканчивался воздухозаборником длиной около 0.1 м, спрофилированного по закону лемнискаты, что обеспечивало безотрывный вход воздушного потока в аэродинамическую трубу с достаточно равномерным профилем скорости и давления [15]. При монтаже стенда все узлы и системы устанавливались на вибродемпфирующих и виброизолированных креплениях, амортизаторах, прокладках (в том числе и многослойных). При этом использовались активные (динамические) и пассивные методы уменьшения акустических и вибрационных помех. Чтобы не создавать дополнительных источников турбуликации потока, все стыки, щели и неровности, имевшие место при изготовлении углубления, выравнивались герметиком либо пластилином. Гидравлически гладкая пластина размером  $0.65 \times 0.1$  м<sup>2</sup> монтировалась в осевом сечении прозрачного измерительного участка аэродинамической трубы вдоль ее продольной оси. Центр полусферического углубления (рис. 2) размещался по оси пластины на расстоянии 0.5 м от ее переднего края. Развитие пограничного слоя над исследуемой пластиной с локальной поверхностной неоднородностью было естественным, без использования носовых турбулизаторов.

На верхней поверхности прозрачного измерительного участка аэродинамической трубы в специально сделанном отверстии устанавливалось координатное устройство, в котором через соответствующие державки и узлы креплений фиксировались проволочные термоанемометрические датчики фирмы Disa. Герметически соединенное с внутренней поверхностью трубы координатное устройство, оборудованное микрометрическими головками, обеспечивало линейное перемещение датчиков с точностью до 0.01 мм. В исследованиях использовались одноточечные проволочные термоанемометрические датчики с отношением длины проволочки к ее толщине порядка 200 (в соответствии с рекомендациями [16]). Электриче-

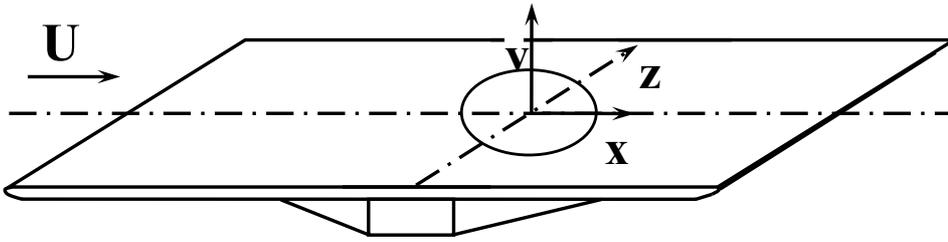


Рис. 2. Эскиз пластины с полусферической лункой и используемая система координат

ские сигналы с проволочных датчиков поступали на комплект термоанемометрической аппаратуры фирмы Disa, работающей в режиме постоянной температуры. Калибровка и тарировка датчиков и контрольно-измерительной аппаратуры была проведена как абсолютным, так и относительным методами. Температура и влажность воздуха, образующего аэродинамический поток в трубе, были практически неизменными (на протяжении всех экспериментальных исследований осуществлялся постоянный контроль этих параметров, а также атмосферного давления).

Измерения проводились для скорости потока от 3 до 16 м/с в осевом сечении аэродинамической трубы для степени турбулентности потока, не превышающем 3 % в месте расположения углубления на пластине для наибольшей скорости обтекания. В результате удалось достичь приемлемых условий эксперимента с достаточно высокой степенью точности и повторяемости результатов. Программа и методика исследований позволила проводить статистический анализ полученных данных, которые регистрировались не менее минуты во время одного измерения, с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье. Погрешность измерений осредненных характеристик поля скорости не превышала 10 % для доверительного интервала 0.95, а спектральных зависимостей – около 2 дБ в частотном диапазоне от 2 до 12500 Гц.

Методически исследования начинались с проведения визуализации потока как в полусферической лунке, так и в ее окрестности [17, 18]. Картины визуализации и динамика вихревого движения внутри углубления и вблизи него (в пограничном слое над обтекаемой пластиной) регистрировались фотоаппаратами и видеокамерами с последующей обработкой и анализом фото- и видеоматериала на персональных компьютерах, оснащенных специально разработанным программным обеспечением. Затем в характерных областях, где вихревое движение среды прослеживается отчетливо, проводились инструментальные измерения с опреде-

лением количественных параметров вихревого течения.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для исследования структуры потока внутри и вблизи полусферического углубления на плоской пластине использовался дымовой метод визуализации [14, 18]. Характерные числа Рейнольдса лежали в диапазоне  $Re_x = xU_0/\nu = (0.9 \div 1.4) \cdot 10^5$ , где  $U_0$  – скорость потока;  $x$  – расстояние от переднего края пластины до центра углубления;  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости. В результате установлено, что дым внутри лунки движется в трех взаимно перпендикулярных плоскостях и периодически выбрасывается наружу (рис. 3). Анализ данных визуализации с использованием компьютерной техники позволил уточнить характерные размеры вихревых систем, их местоположение и частоту выброса крупномасштабной вихревой структуры из углубления [17, 19]. Для малой скорости потока дым в лунку заходил по очереди то с одной, то с другой стороны, а его выброс также по очереди наблюдался с противоположных сторон лунки (см. рис. 3, а). При увеличении скорости обтекания движение дыма в лунке приобретало более устойчивый характер, по форме напоминающий букву “Ф” (если смотреть на углубление сверху, рис. 3, б). При этом поочередное формирование вихрей на боковых сторонах лунки регистрировалось очень редко.

Анализ видеоматериалов позволил установить, что внутри полусферической лунки для турбулентного режима обтекания формируется вихревая система с двумя источниками на противоположных боковых стенках лунки, а выброс ее из лунки происходит вдоль продольной оси лунки и имеет вид раскручивающейся спирали. Качественно подобная картина вихревого движения внутри углубления была получена в работах [3, 20–22].

Таким образом, на основе визуализации были

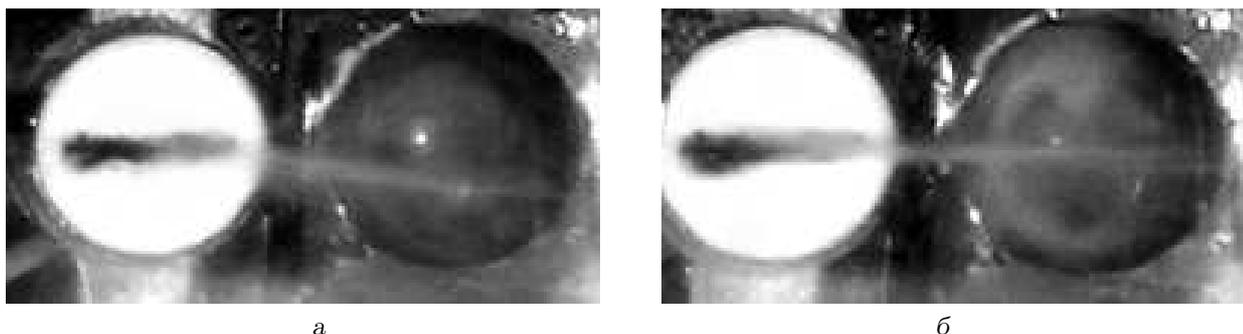


Рис. 3. Визуализация вихревого течения в полусферической лунке:  
а – ламинарный режим обтекания, б – турбулентный режим обтекания

определены характерные области формирования и развития когерентных вихревых структур, что позволило спланировать и реализовать проведение количественных оценок кинематических характеристик вихревого движения в них с помощью термоанемометрических измерений.

В результате экспериментальных исследований получены интегральные и спектральные характеристики поля скорости в пограничном слое над плоской пластиной, а также в полусферической лунке и над ней. Для малых скоростей потока или ламинарного режима обтекания гидравлически гладкой пластины с локальным углублением профили средней продольной скорости подобны профилю Блазиуса. При обтекании плоской пластины с локальным полусферическим углублением для числа Рейнольдса  $Re_x = 5.2 \cdot 10^5$  профили местной осредненной продольной скорости имеют ярко выраженный турбулентный характер, отвечающий “закону одной седьмой”. С приближением к исследуемому углублению заполненность профилей уменьшается, что указывает на тормозящий эффект, оказываемый углублением на набегающий поток [15].

Профили среднего значения и пульсаций продольной скорости, а также осредненной и пульсационной составляющей поперечной завихренности, измеренные в сечениях  $x/R = -1.0, -0.5, 0, 0.3, 0.6$  и  $1.0$  вдоль осевой продольной плоскости лунки, показаны на рис. 4 и 5 соответственно. На рис. 4 кривые 1 соответствуют данным из работы [23], кривые 2 – данным из статьи [24], кривые 3 – полученным нами результатам. Характер осредненных и пульсационных составляющих продольной скорости показал, что над лункой существуют переменные области уменьшения и увеличения продольной скорости. Этот вывод подтверждается результатами работы [3]. Указанные области обусловлены влиянием лунки на погра-

ничный слой. Осредненные и пульсационные скорости в общем увеличиваются при приближении слоя смешения, который образуется при отрыве пограничного слоя с передней кромки углубления, к кормовой стенке. Местоположение максимальных значений пульсаций продольной скорости удаляется вглубь лунки при приближении к кормовой стенке. Уровень максимальных значений пульсаций продольной скорости увеличивается при перемещении вниз по потоку вдоль отверстия углубления. Это является следствием роста сдвигового слоя или его ширины с увеличением продольной координаты.

В придонной части лунки появляется обратное течение, зарождающееся в зоне взаимодействия слоя смешения с кормовой стенкой. Этот вывод следует из анализа полученных профилей продольной осредненной и пульсационной скорости (рис. 4) и профилей осредненной скорости, измеренных для схожих режимов обтекания другими авторами [23, 24]. Над углублением наблюдаются области уменьшения и увеличения средней скорости с ускорением потока вблизи кормового края углубления. В передней части лунки и над ее кормовой стенкой на уровне плоскости пластины ( $y=0$ ) поток тормозится, а в сечении  $x/R=0.25$  средняя продольная скорость в пограничном слое достигает максимального значения. Внутри углубления наблюдается уменьшение значений осредненной скорости, а также изменение направления вектора скорости, что обуславливает формирование циркуляционного течения.

На рис. 5, а представлены оценки средних значений поперечной завихренности  $\Omega_z = \partial \bar{V} / \partial x - \partial \bar{U} / \partial y$ , а на рис. 5, б – ее пульсационных составляющих ( $\omega'_z = \partial v' / \partial x - \partial u' / \partial y$ ), нормированных внешними переменными: толщиной пограничного слоя  $\delta$  и скоростью набегающего потока  $U_0$ . Наибольшие уровни средней

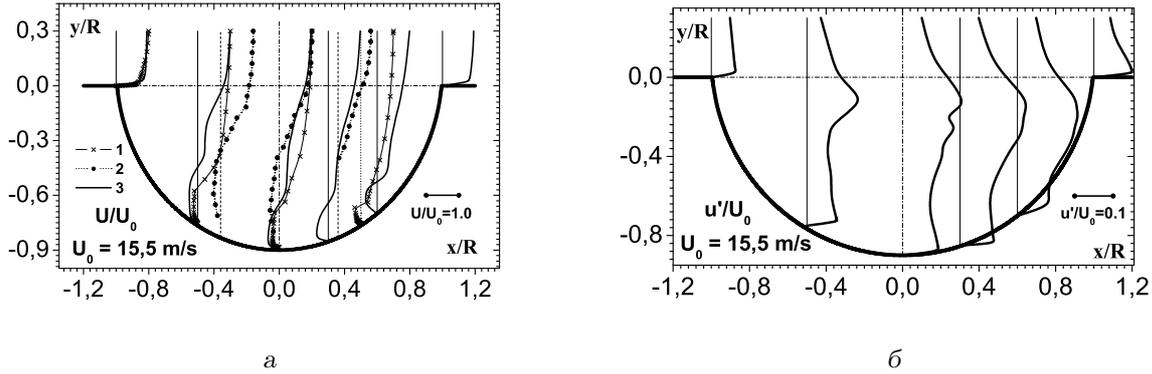


Рис. 4. Профили средней и пульсационной составляющих продольной скорости в лунке и над ней:  
а – среднее значение, б – пульсации скорости

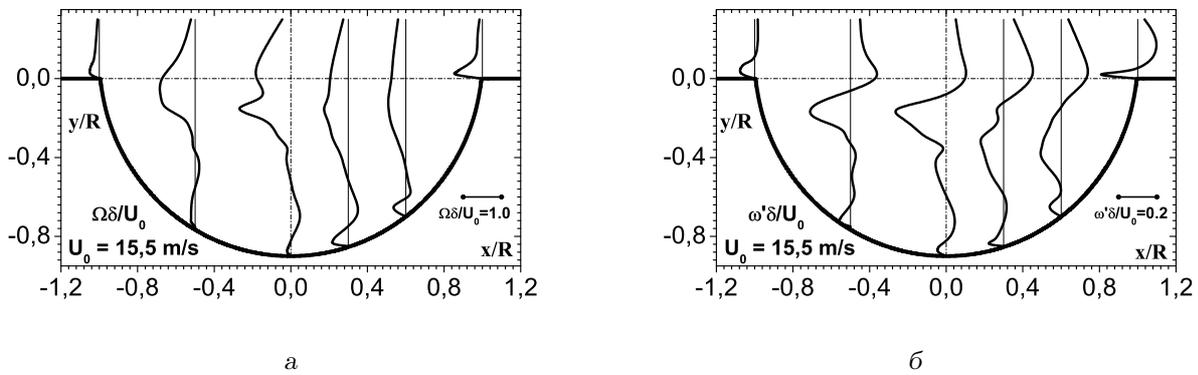


Рис. 5. Линии равных средних значений и пульсаций поперечной завихренности внутри лунки и над ней:  
а – средние значения завихренности, б – пульсации завихренности

и пульсационной составляющих завихренности наблюдаются на границе слоя смешения (особенно на его нижней стороне, находящейся внутри лунки) и вблизи обтекаемой поверхности лунки и пластины. Резкий рост отрицательного значения средней завихренности, а особенно ее пульсационной составляющей, происходит вблизи сопряжения кормовой части лунки и пластины – там, где происходит ударное взаимодействие слоя смешения с задней кромкой углубления.

Наименьшие модули завихренности и пульсационной составляющей скорости наблюдаются там, где средняя продольная скорость равна нулю. Исследования показали, что наличие циркуляционного течения внутри лунки порождает квазиустойчивую (в статистическом понимании) крупномасштабную вихревую структуру. Местоположение ее ядра соответствует тем областям, где отмечаются минимальные абсолютные значения поля скоростей и завихренности (см. рис. 4 и 5).

Спектральная плотность мощности пульсаций продольной скорости перед лункой как в частотном, так и в волновом представлении имеет монотонно изменяющийся характер. При приближении к поверхности обтекаемой пластины, где определяющими становятся вязкие силы, спектры наполняются высокочастотными или высокочастотными составляющими за счет уменьшения низкочастотных (низковолновых) пульсаций скорости. Это отвечает каскадному процессу трансформации энергии от крупномасштабных вихревых систем внешней области пограничного слоя к мелкомасштабным вихрям пристеночной области за счет разрушения первых.

Вблизи углубления и за ним в спектральных плотностях мощности пульсаций продольной скорости появляется ряд особенностей. В монотонно изменяющемся спектре, характерном для течения перед лункой, возникают дискретные пики, обусловленные вихревым движением внутри лун-

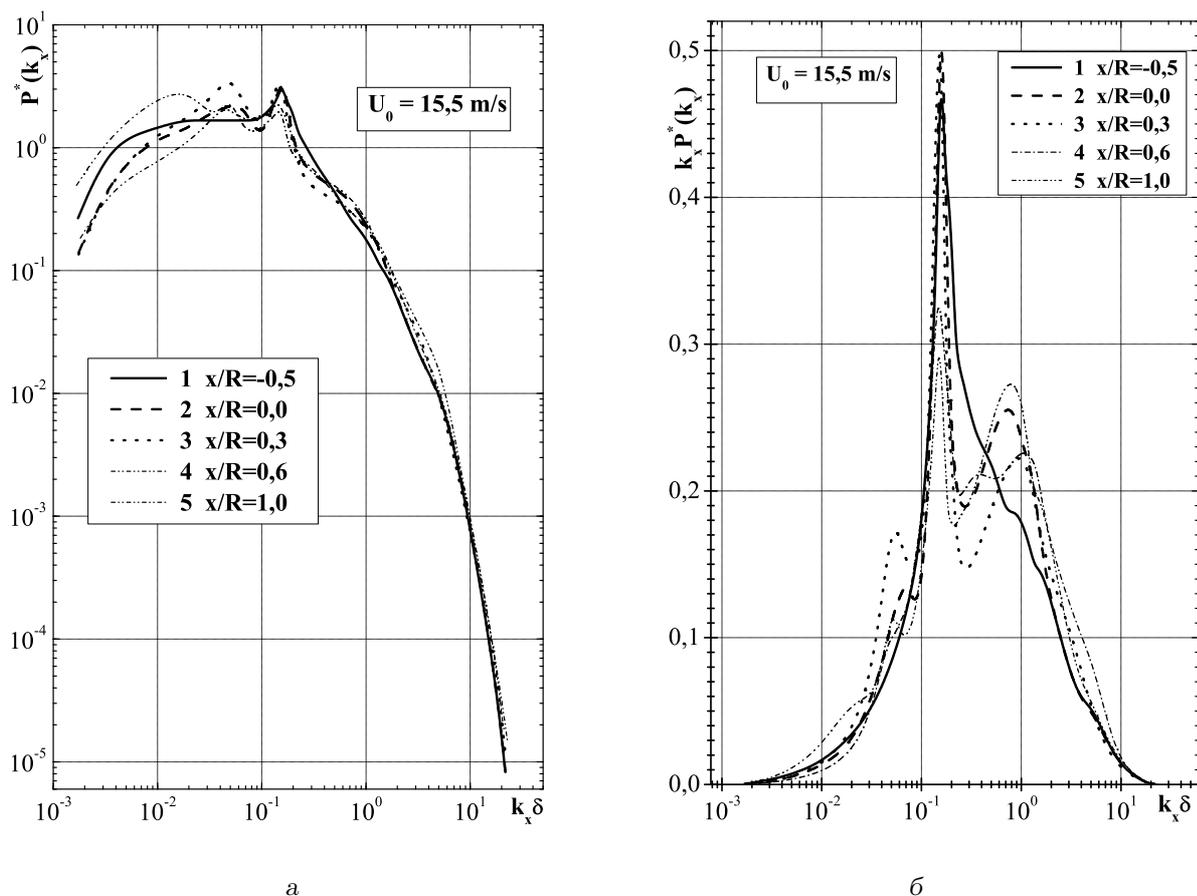


Рис. 6. Волновой спектр пульсаций продольной скорости (а) и его первый момент (б) в сечении  $z=0$

ки. На рис. 6 приведены нормированный волновой спектр пульсаций продольной скорости (рис. 6, а), а также его первый момент (рис. 6, б), зарегистрированные в осевом сечении углубления ( $z=0$ ) при скорости обтекания 15.5 м/с. На графиках первые четыре кривые получены на уровне горизонтальной плоскости пластины  $y=0$ , а пятая – над пластиной на расстоянии  $y=0.05R$ . Кривая 1 отвечает точке измерения с координатой  $x=0.5R$ , кривая 2 –  $x=0$ , кривая 3 –  $x=0.3R$ , кривая 4 –  $x=0.6R$  и кривая 5 –  $x=R$ . Для нормировки спектральных зависимостей использовалась толщина пограничного слоя  $\delta$ , отвечающая значениям, измеренным на переднем крае углубления. Сама нормировка определялась как  $P^*(k_x) = P(k_x)k_x / \overline{(u')^2}$ , где  $k_x = 2\pi f / u_c$  – продольное волновое число;  $u_c$  – конвективная скорость.

В соответствии с данными, представленными на рис. 6, в фронтальной части углубления наблюдается один дискретный подъем спектра для продольного волнового числа  $k_x \approx 0.15/\delta$ . Его ампли-

туда имеет максимум над центром углубления и уменьшается при продвижении вниз по потоку в направлении к кормовой поверхности. В осевом сечении  $x=0$  в спектральных зависимостях наблюдается еще один заметный подъем при  $k_x \approx 0.05/\delta$  с максимумом, регистрируемым в сечении  $x=0.3R$ . Над кормовым краем углубления для малого волнового числа  $k_x \approx 0.015/\delta$  имеет место третий дискретный пик спектральных уровней (см. рис. 6, а), а также подъемы в спектрах для  $k_x \approx 0.8/\delta$  (см. рис. 6, б). Таким образом, наибольший вклад в энергию поля пульсаций скорости для всех исследованных продольных сечений вносят вихревые структуры с волновым числом  $k_x \approx 0.15/\delta$ . Ему соответствует формируемый внутри углубления крупномасштабный вихрь, продольная длина волны которого равна приблизительно  $(0.7 \div 0.8)D$ . С удалением от углубления вдоль пластины пограничный слой восстанавливается [17], дискретные пики в спектральных зависимостях вырождаются и кривые вновь приобретают монотонный харак-

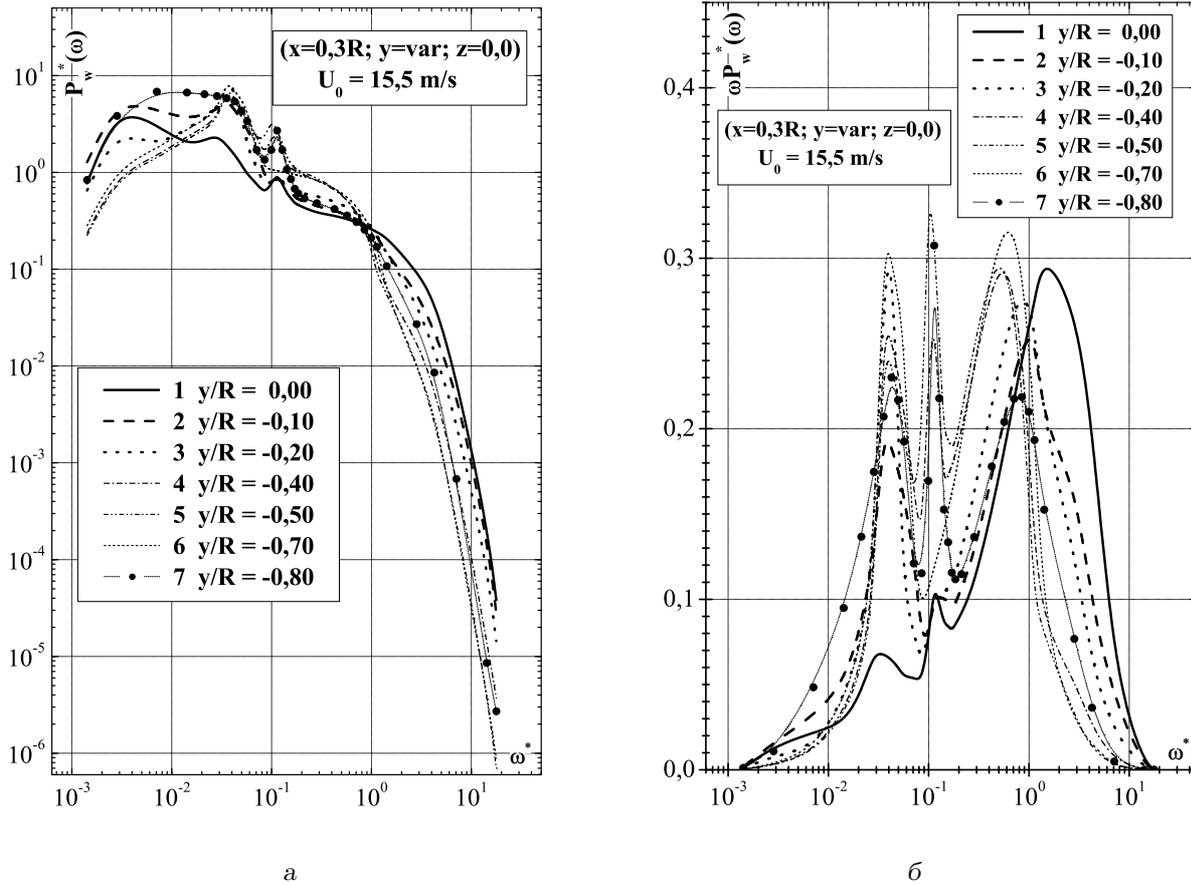


Рис. 7. Спектральная плотность мощности пульсаций поперечной скорости (а) и ее первый момент (б) в сечении  $x/R=0.3$

тер, отвечающий турбулентному режиму обтекания гидравлически гладкой пластины.

Внутри углубления в частотных и волновых спектральных зависимостях дискретные пики зарегистрированы также в области малых и средних частот (волновых чисел). Рассмотрим результаты измерений нормированной спектральной плотности мощности пульсаций поперечной (трансверсальной) скорости (рис. 7, а), а также первых моментов спектральных плотностей мощности пульсаций поперечной скорости (рис. 7, б) в сечении углубления с координатами  $x/R=0.3$  и  $z=0$ . Кривая 1 соответствует точке измерения с координатой  $y=0$ , кривая 2 –  $y=-0.1$ , кривая 3 –  $y=-0.2$ , кривая 4 –  $y=-0.4$ , кривая 5 –  $y=-0.5$ , кривая 6 –  $y=-0.7$  и кривая 7 –  $y=-0.8$ . Спектральная плотность мощности, нормированная внешними переменными  $\delta$  и  $U_0$ , определялась как  $P^*(\omega) = P(\omega)\delta/(\overline{u'}^2 U_0)$ , а частота – как  $\omega^* = \omega\delta/U_0$ , где  $\omega = 2\pi f$ .

При заглублении внутрь лунки высокочастот-

ные (высоковолновые) составляющие спектров уменьшаются, а возрастают низкочастотные (низковолновые) компоненты, дающие дискретные пики. Следовательно, с перемещением внутрь полусферического углубления наиболее энергонесущими становятся крупномасштабные источники пульсаций скорости. Минимальный вклад мелкомасштабных высокочастотных вихрей в спектр пульсаций скорости наблюдается там, где располагается ядро крупномасштабного вихря (см., рис. 4 и 5, а также кривые 5 и 6 на рис. 7). Из рис. 7 следует, что дискретные пики в спектрах пульсаций продольной и поперечной скоростей внутри лунки для скорости обтекания 15.5 м/с регистрируются в частотных диапазонах  $0.002 < \omega^* < 0.004$ ,  $0.04 < \omega^* < 0.06$ ,  $0.09 < \omega^* < 0.15$  и  $0.6 < \omega^* < 0.9$ .

Первый низкочастотный диапазон, отвечающий частотам  $0.002 < \omega^* < 0.004$  или от 2 до 3 Гц (см. рис. 7, а), обусловлен выбросами вихревых систем из углубления. Это подтверждается и анализом данных, полученных при дымовой визуализации

зации вихревого течения внутри углубления и над ним [17, 19].

Число Струхалия для второго частотного диапазона дискретных пиков составляет  $St_D = fD/U_0 = 0.036 \div 0.054$ . Это соответствует значениям следовой моды колебаний сдвигового слоя над углублением [25, 26]. Упомянутая мода характеризуется сходом крупномасштабных вихревых систем с переднего края углубления (он подобен следовым течениям за плохо обтекаемыми телами [27]). Сходящий вихрь имеет размеры, близкие к размерам самого углубления, и когда он формируется, пограничный слой устремляется внутрь углубления [28, 29]. Вихрь отрывается от переднего края углубления и эжектирует из углубления в виде очень мощной крупномасштабной структуры. Она настолько велика, что в процессе своего формирования вызывает отрыв пограничного слоя выше по потоку от переднего края углубления [10, 26, 30]. После того, как крупномасштабный вихрь начинает конвектировать от передней стенки углубления, освобождая его объем, вовнутрь углубления снова устремляется пограничный слой. На спектральных характеристиках пульсаций скорости в углублении квазиустойчивый крупномасштабный вихрь порождает дискретный подъем на частоте  $\omega^* = 0.09 \div 0.15$ , отвечающей его частоте вращения. Этот вихрь имеет форму, немного приплюснутую ко дну лунки, и масштаб в горизонтальной плоскости (полученный при измерении угловой скорости и частоты вращения) около 0.8 диаметра лунки, а в вертикальной – около четверти ее диаметра.

Вследствие удара вихревых систем сдвигового слоя о кормовую стенку в спектрах пульсаций скорости появляются высокочастотные колебания, формирующие характеристику в диапазоне  $\omega^* = 0.6 \div 0.9$ . Здесь среднее значение числа Струхалия будет  $St_D \approx 0.9$ , что отвечает второй моде автоколебаний в лунке (вторая сдвиговая мода Розитэ) и гидроакустическому резонансу.

## ВЫВОДЫ

1. Обнаружено, что углубления в виде полусферы на поверхности плоской пластины существенно влияют на структуру пограничного слоя, его кинематические и динамические характеристики.
2. Зафиксировано, что внутри полусферического углубления существует крупномасштабный вихрь, который вращается в трех взаимнопер-

пендикулярных плоскостях. Его форма, вид, а также частота выброса из углубления зависят от скорости набегающего потока и геометрических особенностей лунки. Для полусферической лунки с острыми кромками при ламинарном режиме обтекания несимметричная крупномасштабная вихревая структура располагалась внутри лунки под углом к направлению набегающего потока. Источник вихря находился на боковой стенке вблизи передней части лунки, а сток наблюдался над противоположной боковой стенкой (в области кормовой части) и имел вид низкочастотного периодического выброса. Направление расположения вихря периодически менялось: его источник и сток появлялись то на одной, то на другой боковых стенках. При турбулентном режиме обтекания поочередное зарождение вихрей на боковых сторонах лунки наблюдалось очень редко. В свою очередь, внутри полусферической лунки формировалась симметричная вихревая система с двумя источниками на противоположных боковых стенках ближе к передней части углубления. Ее выброс происходил периодически вдоль продольной оси лунки и имел вид раскручивающейся спирали.

3. Установлено, что в спектральных зависимостях пульсаций продольной и поперечной скоростей внутри лунки дискретные подъемы наблюдаются в частотных диапазонах  $0.002 < \omega^* < 0.004$ ,  $0.04 < \omega^* < 0.06$ ,  $0.09 < \omega^* < 0.15$  и  $0.6 < \omega^* < 0.9$ . Эти пики соответствуют частоте вращения крупномасштабного вихря ( $0.09 < \omega^* < 0.15$ ), а также частоте автоколебаний, возникающих при ударном взаимодействии вихревых структур слоя смещения с кормовой стенкой углубления ( $0.6 < \omega^* < 0.9$ ) и создающих вторую моду Розитэ для самосохраняющихся колебаний, которые отвечают гидроакустическому резонансу. Частота выбросов вихревых систем из углубления также порождает дискретный подъем в спектральных зависимостях ( $0.002 < \omega^* < 0.004$ ). Трехмерность полусферической лунки в области отрыва пограничного слоя приводит к появлению следовой моды колебания вихревого движения в лунке на частотах  $0.04 < \omega^* < 0.06$ . Следовая мода осцилляций вихревого движения внутри полусферического углубления и вблизи него обусловлена действием механизма гидродинамического резонанса.

4. Показано, что спектральные зависимости, которые имеют дискретные пики, связанные с формированием и развитием когерентных вихревых структур внутри трехмерного углубления и их выбросом наружу, с удалением от лунки постепенно сглаживаются. В конце концов спектры принимают монотонный характер, присущий ненарушенному турбулентному пограничному слою над плоской обтекаемой поверхностью. Таким образом, пограничный слой при удалении от полусферической лунки постепенно восстанавливается.

## БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы признательны проф., докт. техн. наук В. В. Бабенко и доц., канд. техн. наук. В. Н. Турику за активное участие при подготовке и проведении экспериментальных исследований и за ценные указания при анализе и обсуждении результатов работы.

- Heller H. H., Delfs J.* Cavity pressure oscillations: The generating mechanism visualised // *J. Sound Vib.*– 1996.– **196**, N 2.– P. 248–252.
- Rossiter J. E.* Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // *RAE Tech. Rept.* 64037.– 1964.– N 3438.– P. 1–46.
- Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки* / Под ред. А. В. Ермишина, С. А. Исаева.– М.-СПб., 2001.– 360 с.
- Халатов А. А.* Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– К.: ИТТФ НАН Украины, 2005.– 76 с.
- Bloch P. J. W.* Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds // *NASA TN.*– 1976.– N D-8351.– P. 1–67.
- Ahuja K., Mendoza J.* Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes // *NASA CR.*– 1995.– N 4653.– P. 1–284.
- Rubio G., De Roeck W., Baelmans M., Desmet W.* Numerical study of noise generation mechanisms in rectangular cavities // *Europ. Colloquium 467: Turbulent Flow and Noise Generation.*– Marseille, France, 2005.– P. 1–4.
- Bres G. A., Colonius T.* Direct numerical simulations of three-dimensional cavity flows // *AIAA Pap.* 2007-3405.– P. 1–16.
- Lai H., Luo K. H.* A three-dimensional hybrid LES-acoustic analogy method for predicting open-cavity noise // *Flow Turbulence Combust.*– 2007.– **79**.– P. 55–82.
- 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.
- Williams D. R., Cornelius D., Rowley C. W.* Closed-loop control of linear supersonic cavity tones // *AIAA Pap.* 2007-4226.– P. 1–7.
- Bres G. A., Colonius T.* Three-dimensional linear stability analysis of cavity flows // *AIAA Pap.* 2007-1126.– P. 1–16.
- Samimy M., Debiasi M., Caraballo E., Serrani A., Yuan X., Little J., Myatt J. H.* Reduced-order model-based feedback control of subsonic cavity flows – An experimental approach // *Active Flow Control, NFM.*– 2007.– **95**.– P. 211–229.
- Воскобойник А. В., Воскобойник В. А.* Кінематика вихорового руху на обтічній поверхні з напівциліндричною канавкою // *Акуст. вісн.*– 2007.– **10**, N 3.– С. 14–26.
- Бабенко В. В., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Турик В. Н.* Профили скорости в пограничном слое над пластиной с углублением // *Акуст. вісн.*– 2004.– **7**, N 3.– С. 14–27.
- Jorgensen F. E.* How to measure turbulence with hot-wire anemometers – A practical guide.– Skovlunde, Denmark: Dantec Dynamics, 2002.– 65 p.
- Турик В. Н., Бабенко В. В., Воскобойник В. А., Воскобойник А. В.* Вихревое движение в полусферической лунке на поверхности обтекаемой пластины // *Вісн. НТУУ “КПІ”. Машинобудування.*– 2006.– **48**.– С. 79–85.
- Faure T. M., Adrianos P., Lusseyran F., Pastur L.* Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers // *Exp. Fluids.*– 2007.– **42**.– P. 169–184.
- Babenko V., Voskoboinick A., Voskoboinick V., Turick V.* Vortex formation in a hemispherical cavity on a streamlined flat surface // *Abstr. V Int. Conf. “Problems of Industrial Heat Engineering”.*– Kyiv: IET NASU, 2007.– P. 29–30.
- Исаев С. А., Леонтьев А. И., Кикнадзе Г. И., Кудрявцева Н. А., Гачечиладзе И. А.* Сравнительный анализ вихревого теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки и двумерной траншеи на плоской стенке // *ИФЖ.*– 2005.– **78**, N 4.– С. 117–128.
- Dybenko J., Savory E.* An experimental investigation of turbulent boundary layer flow over surface-mounted circular cavities // *CSME Forum 2006.*– Kananaskis, Calgary, Canada, 2006.– P. 1–11.
- Khalatov A. A., Byerley A., Ochoa D., Min S.-K., Vinsent R.* Application of advanced techniques to study fluid flow and heat transfer within and downstream of a single dimple // *Proc. 5-th Minsk Int. Heat and Mass Transfer Forum.*– Minsk, Belarus, 2004.– P. 1–20.
- Афанасьев В. Р., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И. и др.* Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности: Препр. МГТУ им. Н. Э. Баумана N 2-91. Ч. I.– М.: Изд-во МГТУ, 1991.– 56 с.
- Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М.* Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // *Сиб. физ.-тех. ж.*– 1992.– N 1.– С. 77–85.
- Colonius T., Basu A. J., Rowley C. W.* Numerical investigation of the flow past a cavity // *AIAA Pap.* 99-1912.– P. 1–9.
- Rowley C. W., Williams D. R., Colonius T., Murray R. M., Macmynowski D. G.* Linear models for control of cavity flow oscillations // *J. Fluid Mech.*– 2006.– **547**.– P. 317–330.

27. *Gharib M., Roshko A.* The effect of flow oscillations on cavity drag // *J. Fluid Mech.*– 1987.– **177**.– P. 501–530.
28. *Kerschen E. J., Alvarez J. O., Tumin A.* A theoretical model for resonances in flow past a cavity // 21-nd ICTAM.– Warsaw, Poland, 2004.– P. 1–2.
29. *Rockwell D., Lin J.-C., Oshkai P., Reiss M., Pollack M.* Shallow cavity flow tone experiments onset of locked-on states // *J. Fluids Struct.*– 2003.– **17**.– P. 381–414.
30. *Samimy M., Debiasi M., Caraballo E., Serrani A., Yuan X., Little J., Myatt J. H.* Feedback control of subsonic cavity flows using reduced-order models // *J. Fluid Mech.*– 2007.– **579**.– P. 315–346.