

УДК 532.582, 533.6.013.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И КАРТИНЫ ОБТЕКАНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КАВЕРН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В. Г. БЕЛИНСКИЙ, Г. А. ВОРОПАЕВ,
А. В. ВОСКОВОЙНИК, Ю. А. ПАРАМОНОВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, Украина

Получено 19.04.2012

В работе представлены результаты измерений силы гидродинамического сопротивления прямоугольных каверн. Испытания проводились в гидродинамической трубе на модели крыла малого удлинения с плоской нижней поверхностью, ориентированной параллельно набегающему потоку. На этой поверхности создавались каверны различных удлинений. Под силой сопротивления каверны подразумевается разность значений сопротивления модели с каверной и значений сопротивления модели без каверны. Результаты представлены в виде зависимостей коэффициента сопротивления каверны от числа Рейнольдса и от относительного удлинения каверны. Представлены результаты визуализации течений в кавернах и в ближайших окрестностях на поверхности. Рассмотрена связь между картиной течения в кавернах и особенностями кривых коэффициентов сопротивления.

В роботі наведені результати вимірювань сили гідродинамічного опору прямокутних каверн. Досліди проводились в гідродинамічній трубі на моделі крила малого видовження, яке мало плоску нижню поверхню, орієнтовану параллельно набігаючому потоку. На цій поверхні були утворені каверни різних видовжень. Під силою опору каверни розуміється різниця значення опору моделі з каверною і значення опору моделі без каверни. Результати наведені у вигляді залежностей коефіцієнта опору каверни від числа Рейнольдса та від відносного видовження каверни. Наведені результати візуалізації течій в кавернах та в ближньому оточенні на поверхні. Розглянуто зв'язок між картиною течії в кавернах та особливостями кривих коефіцієнтів опору.

The results of measuring the hydrodynamic drag force of rectangular cavities are presented. Tests were done in a hydrodynamic pipe where the model of wing of small lengthening was installed, which flat bottom surface was oriented in parallel to the mean flow. The cavities with varied length-to-width ratios were mounted on that surface. The drag force of a cavity means the difference between the drag of the model with a cavity and the drag of the model without a cavity. The findings are presented as the dependences of the cavity drag coefficient versus the Reynolds number and the length-to-width ratio of the cavity. The flow visualization patterns inside cavities and their neighborhoods are showed. A connection between the flow inside a cavity and behavior of the drag coefficients is analyzed.

ВВЕДЕНИЕ

Объекты и сооружения, обтекаемые потоком жидкости и имеющие на своей поверхности углубления (в дальнейшем каверны), широко распространены в технике. Эти углубления могут существенно влиять на такие характеристики обтекаемых объектов, как гидродинамическое сопротивление, тепломассообмен, шумоизлучение, вибрация конструкций и др. Так, в судостроении давно известно, что сопротивление различных ниш (каверн), расположенных на корпусе корабля (подводной лодки), составляет заметную долю общего сопротивления корабля, которая приходится на так называемую "шероховатость" корпуса [1, 2]. А снижение сопротивления быстроходных судов, благодаря устройству бортовых каверн, может достигнуть 10% [3]. По некоторым данным [4] вредное сопротивление от неровностей обтекаемых поверхностей на аэробусе А 320 составляет 3% общего сопротивления. Известно применение каверн как вихрегенераторов для сниже-

ния уровня шумоизлучения водометных судов [5]. По данным работы [6] поверхностные углубления, обладая незначительным гидродинамическим сопротивлением, способны обеспечить высокий уровень интенсификации теплообмена в различных технических устройствах энергомашиностроения. В качестве перспективной системы охлаждения лопаток газовых турбин [7] предлагается применять поверхность лопаток с траншеями (кавернами) прямоугольного поперечного сечения, ориентированными перпендикулярно набегающему потоку горячего газа. Через отверстия в донной части этих траншей подается охладитель, который, благодаря такой системе, более равномерно распределяется по охлаждаемой поверхности.

Можно отметить, что в экспериментальном плане большинство выполненных исследований по гидродинамике каверн посвящено изучению структуры потока в каверне и в прилегающем потоке, а также определению сил давления на стенки и дно (потолок) каверны. Сравнительно мало работ посвящено определению силы сопротивления на-

бегающему потоку собственно каверны.

В настоящей статье представлены результаты экспериментальных исследований гидродинамики наиболее часто встречающихся в практических приложениях прямоугольных каверн.

Исследования гидродинамики прямоугольных каверн начались в середине прошлого века и наиболее полно в то время были представлены в работах [8 – 12 и др.].

В работе [9] приведены, в частности, результаты измерения в аэродинамической трубе сопротивления прямоугольных вырезов (каверн), расположенных на гладкой пластине перпендикулярно набегающему потоку. Сопротивление прямоугольного выреза принималось равным разности сопротивления пластины с вырезом и без него. Испытывались прямоугольные вырезы одной и той же длины $l=32$ мм, но с переменной глубиной h в пределах отношения длины к глубине $l/h=1.0\div 10.0$. Отношение длины каверны l к ее ширине s составляло $l/s=0.128$. Испытания велись при постоянном числе Рейнольдса (по длине), равном $5,3 \cdot 10^4$. При этом коэффициент сопротивления прямоугольных вырезов изменялся в пределах $C_x=0.006\div 0.011$. В этой же работе, а также в работе [10] измерялось сопротивление прямоугольных вырезов, расположенных по отношению к набегающему потоку под различными углами от 90° до 0° .

В работе [11] приведены результаты исследований течений в прямоугольных кавернах, которые были выполнены в аэродинамической трубе при двух числах Рейнольдса, равных $1.55 \cdot 10^5$ и $4.34 \cdot 10^5$. Испытания также велись для каверн с постоянной длиной $l=101.6$ мм и переменной глубиной в пределах $l/h=0.40\div 1.33$. Отношение длины каверны l к ее ширине s составляло $l/s=0.125$. Представлены результаты измерений распределения давлений на стенках и дне каверны. При этом для квадратной каверны ($l/h=1.0$) коэффициент сопротивления, определенный по давлению на стенках каверны, составил $C_x=0.033$. Как видно, это значение отличается от аналогичных значений, приведенных в [9] (см. выше). По измеренным скоростям вдоль стенок и дна каверны были определены локальные коэффициенты трения, величина которых оказалась на два порядка меньшей, чем величина коэффициента сопротивления каверны. Делается вывод, что сопротивление каверны почти полностью определяется давлением на стенках. Наблюдения показали, что в окрестности значений $l/h=1,0$ (квадратная каверна) в каверне реализуется устойчивый стационарный одиночный вихрь. Оценка величины скорости в этом

вихре на расстоянии $0.1 \cdot l$ от середины задней стенки каверны составила $u=0.3 \cdot V_\infty$, где V_∞ – скорость внешнего потока.

Из работы [12], в частности, следует оценка величины коэффициента сопротивления для сходных прямоугольных каверн на уровне $C_x \approx 0.01\div 0.02$.

Данные о приведенных выше исследованиях содержатся также в работах [13, 14].

В работе [15] приведены результаты исследований прямоугольных каверн в двух аэродинамических трубах закрытого и открытого типа. Испытывались каверны длиной $l=101.6$ мм, постоянной глубины $h=50.8$ мм с размахом $L=484$ мм при числе Рейнольдса (по длине) $1.86 \cdot 10^5$ и каверны длиной $l=50.8$ мм, переменной глубины $h=0\div 173$ мм с размахом $L=458$ мм при числе Рейнольдса $2.59 \cdot 10^5$. Измерялись флуктуации распределения давления на стенках и дне каверны с одновременной визуализацией обтекания дна каверны.

В работе [2] авторы предлагают эмпирические формулы для определения коэффициента сопротивления прямоугольных каверн, которые встречаются в конструкциях днища и бортов корабля. Подсчитанные по этим формулам коэффициенты сопротивления прямоугольных каверн с относительным удлинением $l/h=1\div 2$ составляют значения порядка $C_x \approx 0.006\div 0.020$.

В работе [16] авторы обобщили результаты работ [8] и [17] по определению сопротивления прямоугольных каверн. Несмотря на значительный разброс результатов измерений в указанных работах, была построена аппроксимирующая кривая зависимости $C_x/C_f = f(h/l)$, где C_f – локальный коэффициент трения у верхней кромки каверны, а отношение глубины каверны к ее длине охватывает широкий диапазон значений $h/l=0.08\div 2.4$. Эта зависимость известна как кривая "AGARD264". В соответствии с этой кривой соотношение $C_x/C_f = f(h/l)$ для глубоких каверн равно 2.5, с уменьшением глубины каверны оно возрастает до 5.2 (при $h/l \approx 0.3$) и быстро уменьшается для совсем мелких каверн. Анализ зависимости AGARD264 показывает, что значительный разброс результатов измерений, по которым она построена, обусловлен, в частности, и тем, что эти результаты получены на различных экспериментальных установках, при различных соотношениях длины и ширины каверн и при различных числах Рейнольдса. Так, для квадратных каверн ($h/l=1.0$) соотношение C_x/C_f принимает значения от 1.6 до 3.5 при среднем значении по кривой AGARD264, равном 2.8. Указанное свидетельствует о том, что по

этой зависимости можно производить только грубую оценку коэффициентов сопротивления прямоугольных каверн.

В работе [18] авторы использовали кривую *AGARD264* в качестве эталона для сравнения своих результатов по определению коэффициентов сопротивления прямоугольных каверн. Эта работа выполнялась двумя коллективами авторов в аэродинамических трубах двух университетов (University of Surrey, UK и University of Cincinnati, USA). В первой из этих лабораторий проводилось прямое измерение силы сопротивления прямоугольных каверн. Каверны были устроены на "плавающей" плоской пластине, которая была вмонтирована в нижнюю плоскую поверхность рабочего участка аэродинамической трубы. Испытывались каверны с постоянной длиной 70 мм и шириной 140 мм при переменной глубине в пределах $l/h=0.625\div 20.0$. Испытания велись при постоянном числе Рейнольдса (по длине каверны), равном $Re=5.12\cdot 10^4$. Полученные результаты представлены в виде коэффициента сопротивления каверны, отнесенного к коэффициенту трения плоской пластины $C_x/C_f = f(h/l)$. Проведено сравнение с кривой *AGARD264* [16], а также с результатами работы [17]. Отмечено удовлетворительное совпадение с этими результатами, а также, что сопротивление каверн с прямоугольным основанием несколько меньше, чем у каверн с равновеликим квадратным основанием. Во второй лаборатории (University of Cincinnati) сопротивление каверн определялось по давлениям, замеренным на стенках и дне каверн. Испытывались каверны с постоянной длиной 53 мм и шириной 106 мм при переменной глубине в пределах $l/h=1.43\div 10.0$. Испытания велись при постоянном числе $Re=2.44\cdot 10^4$. Коэффициент сопротивления также представлен в виде зависимости $C_x/C_f = f(h/l)$, проведено сравнение с кривой *AGARD264* и с результатами работ [8] и [17]. Отмечается большой разброс всех представленных данных. Анализ распределения давления на стенках и дне каверны выявил существование вихря вдоль поперечной оси каверны. При этом положение оси вихря изменялось относительно передней стенки и дна каверны в зависимости от удлинения каверны h/l . Так, при изменении h/l от 0.3 до 0.7 ось вихря сместилась от $0.74\cdot l$ до $0.61\cdot l$ по длине каверны и от $0.5\cdot h$ до $0.75\cdot h$ по высоте. Авторы отмечают также, что не была обнаружена периодичность смены режимов течения в кавернах от двухразмерных до трехразмерных (и наоборот), как это было получено в работе [15].

В работе [4] приведены результаты исследова-

ний в гидродинамической трубе влияния колебаний потока в каверне на ее сопротивление. Объектом исследований послужила кольцеобразная каверна прямоугольного поперечного сечения. Каверна была устроена на поверхности цилиндра диаметром 101.6 мм, обтекаемого осесимметричным потоком. Носовая часть цилиндра перед каверной имела эллиптическую форму. Испытания велись при числе Рейнольдса (по диаметру цилиндра) $Re=2.4\cdot 10^4$. При испытаниях изменялась длина каверны l , которая приводилась к безразмерному виду l/θ_0 , где θ_0 – толщина потери импульса пограничного слоя у кромки передней стенки каверны. Измерялось распределение давлений на стенке и дно каверны. В пределах изменения $l/\theta_0 \approx 0\div 80$ колебания потока в каверне не наблюдались. При этом коэффициент давления на заднюю стенку каверны был близок к нулю, а на переднюю стенку был отрицательным (~ -0.05). Общий коэффициент сопротивления каверны в этой зоне был близок к нулю. В пределах $l/\theta_0 \approx 80\div 160$ наблюдались самоподдерживающиеся колебания потока в каверне. При этом коэффициент давления на заднюю стенку составлял $\sim +0.1$, а на переднюю ~ -0.05 . Общий коэффициент сопротивления каверны в этой зоне приближался к значению ~ 0.02 .

В работе [19] рассматривалась возможность снижения сопротивления квадратных каверн, расположенных на плоской пластине. Эксперименты велись в низкоскоростной аэродинамической трубе. Исследовались квадратные каверны (10×10) мм, на которых измерялось распределение давлений на стенках, и квадратные каверны (25×25) мм, которые использовались для визуализации течения в этих кавернах. Испытания велись при числах Рейнольдса (по длине каверны) $Re=4.67\cdot 10^3$. Результаты испытаний показали, что коэффициент давления на передней стенке каверны был практически равен нулю, а на задней стенке он изменялся от $+0.05$ у верхней кромки до -0.025 в средней части стенки. Общий коэффициент сопротивления каверны оказался пренебрежимо малым. Визуализация течения показала, что внутри каверны при таком числе Рейнольдса реализуется устойчивый вихрь.

В работе [20] представлены результаты исследований визуализации течений в открытых кавернах при средних числах Рейнольдса. Исследования велись в аэродинамической трубе. Испытывались прямоугольные каверны, которые имели постоянную глубину 50 мм и ширину 300 мм. Изменялась длина каверны в соответствии со значениями, равными $l/h=0.5; 1.0; 1.5$ и 2.0 . Число Рейнольдса (по длине каверны) изменялось в преде-

лах $Re = (1.15 \div 10.67) \cdot 10^3$. Визуализация проводилась с помощью дымогенератора лазерными лучами в трех плоскостях: в поперечной плоскости XOZ, в горизонтальной плоскости XOY и в вертикальной плоскости YOZ при трех скоростях наружного потока: 0.69 м/с, 1.21 м/с и 1.60 м/с. Авторы акцентируют внимание на том, что при $l/h=2.0$ вихревая структура потока в каверне формируется благодаря взаимодействию между сдвиговым слоем над каверной и задней стенкой каверны. При этом образуется сильный нестационарный главный вихрь в задней половине каверны. Вторичный вихрь обратного вращения образуется у дна возле передней стенки каверны. Взаимодействие этих вихрей приводит к возникновению поперечного течения (spanwise flow) у верхней кромки передней стенки каверны. Наличие второго вихря в передней части каверны связано с нестационарностью главного вихря. При $l/h=1.5$ справедливо все сказанное выше. При $l/h=1.0$ главный вихрь занимает всю длину каверны, а вторичный вихрь уменьшается до углового вихря. При $l/h=0.5$ в каверне образуются два вихря, расположенных один над другим, которые вращаются в противоположные стороны. А при малых скоростях, в этом случае, в каверне реализуется чисто ламинарное течение. В целом, по мнению авторов, трехмерная визуализация потока в кавернах показала, что пространственные эффекты не являются причиной вторичной неустойчивости пограничного слоя. В подобных случаях достаточно вести исследования в двухмерном приближении. Показано также, что числа Рейнольдса в рассмотренном диапазоне оказывают малое влияние на картину течения в кавернах.

На основании приведенного обзора опубликованных работ (далеко не полного) можно отметить следующее.

Экспериментальные исследования по гидродинамике прямоугольных каверн ведутся давно, но имеют эпизодический характер. Сопротивление каверн, в большинстве случаев, определялось по измеренному давлению на стенках и дне каверны. Мало исследований, в которых измерялась сила сопротивления каверн непосредственно. Попытки обобщения данных различных авторов по сопротивлению прямоугольных каверн (таких, например, как кривая AGARD 264) наталкивались на слишком большой разброс результатов измерений. Испытания в аэро- и гидродинамических трубах обычно велись при фиксированных значениях скорости потока и длины каверны. Это затрудняет оценку роли числа Рейнольдса в формировании потока внутри каверны и его влияния на величину

силы сопротивления. Визуализация потока в кавернах часто носит иллюстративный характер и не всегда привязана к конкретным данным о сопротивлении каверн.

Цель настоящей работы - определение коэффициентов гидродинамического сопротивления прямоугольных каверн в широком диапазоне чисел Рейнольдса с одновременной визуализацией течения в кавернах в зависимости от величины отношений геометрических размеров каверны.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Эксперименты проводились в гидродинамической трубе ИГМ НАНУ с рабочим участком $2000 \times 400 \times 400$ мм. Каверны устраивались в специально спроектированной модели крыловидной формы малого удлинения с профилем, симметричным относительно середины хорды. Модель имела острые переднюю и заднюю кромки с плоской нижней поверхностью протяженностью 700 мм и шириной 300 мм. Относительная толщина профиля составляла 12%. Крыло имело торцевые шайбы для предотвращения перетекания жидкости. Конструкция модели крыла предусматривала возможность формировать плоскую нижнюю поверхность из набора сменных панелей. При определенной комбинации этих панелей формировалась плоская нижняя поверхность без каверны на всей длине хорды крыла или, при другой комбинации панелей, плоская нижняя поверхность с вмонтированной в тело модели той или иной каверны заданных размеров и формы. Каверны располагались вдоль размаха крыла перпендикулярно набегающему потоку. Передняя кромка каверны располагалась на расстоянии 250 мм вниз по потоку от передней кромки крыла. Крепление модели к наружным неподвижным конструкциям трубы осуществлялось с помощью гидродинамического ножа. Нижняя плоская поверхность крыла располагалась вдоль осевой линии трубы под нулевым углом атаки. Общий вид экспериментальной установки и модели крыла представлен на рис. 1. Испытания велись при скорости потока в трубе в диапазоне $0.2 \div 2.8$ м/с.

Объектом исследований были прямоугольные каверны с постоянными глубиной $h=60$ мм и шириной $s=300$ мм. Длина каверн изменялась и принимала значения $l=40; 60; 80; 100$ и 120 мм (рис. 1), что соответствовало ряду значений относительного удлинения каверны по глубине $l/h=0.67; 1.00; 1.33; 1.67$ и 2.00 и ряду значений относительно-

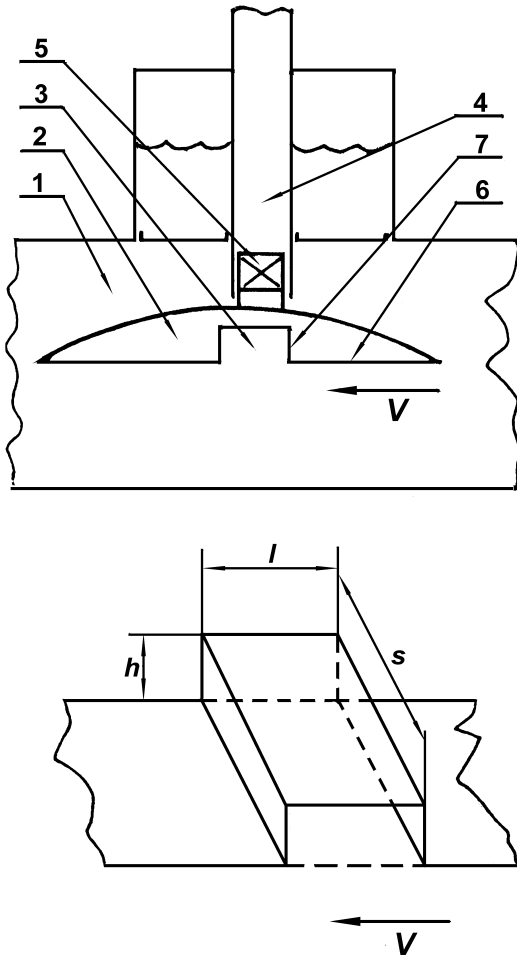


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – рабочий участок трубы; 2 – модель крыловидной формы; 3 – каверна; 4 – гидродинамический нож; 5 – тензодинамометр; 6 – точка, в которой подавалась красящая жидкость для визуализации внешнего потока; 7 – точка, в которой подавалась красящая жидкость для визуализации потока в каверне

го удлинения каверны по ширине $l/s=0.133; 0.200; 0.267; 0.333$ и 0.400 .

При испытаниях измерялись скорость обтекания модели и сила сопротивления модели. Скорость измерялась штатным оборудованием лаборатории с учетом стеснения потока испытываемой моделью. Точность измерения скорости до 0.05 м/с. Сила сопротивления измерялась тензодинамометром, который был расположен в теле гидродинамического ножа в месте крепления к нему модели. Точность измерения сопротивления составляла $\pm 1\%$ от измеряемой величины.

При испытаниях вначале измерялось сопротивление R_0 модели крыла с плоской нижней поверхностью без каверны. Строилась кривая зависимости сопротивления модели от скорости обтекания $R_0 = f(V)$. Тщательно выверенная путем повторных испытаний эта кривая в дальнейшем служила в качестве эталона. На последующих этапах на нижней плоской поверхности модели устраивались каверны определенной длины и определялось сопротивление модели крыла с каверной $R_i = f(V)$.

В данной работе сопротивлением каверны R принято считать разность между сопротивлением модели с каверной и модели без каверны (эталона):

$$R = R_i - R_0.$$

Коэффициент сопротивления каверны:

$$C_x = \frac{R}{0.5\rho V^2 \cdot l s},$$

где ρ – плотность жидкости. В работе исследуется зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса и от относительного удлинения каверны по глубине:

$$C_x = f(\text{Re}, l/h),$$

число Рейнольдса в работе рассматривается в двух видах: по длине $\text{Re}_l = Vl/\nu$ и по глубине $\text{Re}_h = Vh/\nu$, где ν – коэффициент кинематической вязкости.

Результаты представляются в виде графиков зависимостей $C_x = f(\text{Re})$ и $C_x = f(l/h)$.

Визуализация течения в каверне проводилась методом окрашенных струек. Красящий раствор подавался к модели из специальных емкостей по гибким пластиковым трубкам внутренним диаметром 2 мм. Применялись красящие растворы различных оттенков синего и черного цвета. Красящий раствор подавался к двум различным точкам на модели. Первая точка располагалась на нижней плоской поверхности модели на расстоянии 70 мм от переднего края каверны вверх по потоку. Вторая точка располагалась внутри каверны в средней части передней стенки. Обе точки расположены на расстоянии 70 мм от торца модели. Торцевые пайбы, которые ограничивали модель, были выполнены из оргстекла, что позволяло наблюдать и фотографировать окрашенные струйки и вихревые структуры внутри каверны и в ближайшей окрестности на нижней плоской поверхности модели. При визуализации течений в каверне использовалась цифровая камера с частотой съёмки 25 кадров в секунду.

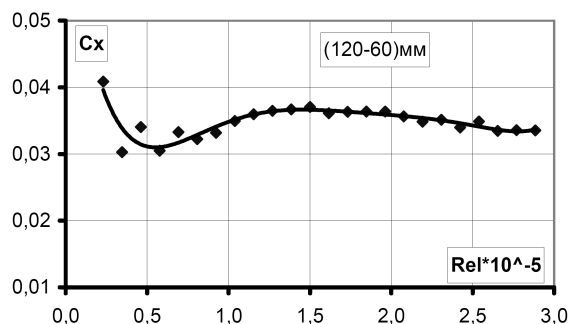


Рис. 2. Залежність коефіцієнта опору каверни від числа Рейнольдса для $l/h=2.00$; $l/s=0.400$

2. РЕЗУЛЬТАТИ ІСЛЕДОВАНИЙ

Нижче послідовально для всіх досліджуваних прямокутних каверн представлені результати визначення коефіцієнтів опору в залежності від числа Рейнольдса і результати візуалізації течій в цих кавернах.

2.1. Каверна з відносним удлинением $l/h=2.00$

На рис. 2, як і в подальшому, використовується модифікація числа Рейнольдса по довжині. В скобках вказані абсолютні розміри испытаної каверни (120 мм – довжина і 60 мм – висота).

Як видно, коефіцієнт опору каверни внаслідок, з ростом числа Рейнольдса, зростає, а потім, видимо, прагне до постійним значенням. Такий вид кривої опору пов'язаний з зміною структури потоку в каверні з збільшенням числа Рейнольдса, про що буде сказано далі.

На рис. 3 представлений початковий етап візуалізації течії в цій каверні при $Re_l = 0.25 \cdot 10^5$. Напрямок потоку – справа наліво. Розглядаються два випадки. В першому випадку (кадр 1) окрашена струйка витекає з отвору на нижній плоскій поверхності моделі перед каверною, поступає в шар змішування і окрашує його. Шар змішування досягає гострої кромки задньої стінки каверни і розділяється цією кромкою на дві частини. Одна частина йде за межі каверни вздовж нижньої плоскій поверхності моделі. Друга частина, співмірна по величині, піднімається вгору вздовж задньої стінки каверни, досягає потолка каверни, рухається вздовж потолка і починає втягуватися в вихрове рух по годинникової

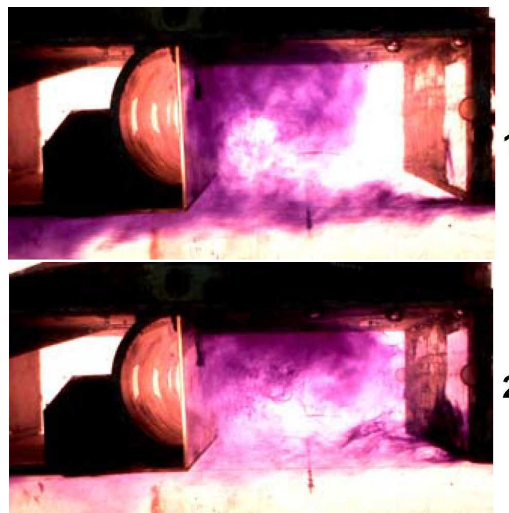


Рис. 3. Візуалізації течії в каверні при $Re_l = 0.25 \cdot 10^5$; $l/h=2.00$; $l/s=0.400$ з різними джерелами візуалізації

стрілці. Во другому випадку (кадр 2) окрашена струйка витекає з отвору, розташованого в середній частині передньої стінки каверни. Ця струйка рухається вниз вздовж передньої стінки каверни, досягає шару змішування, піднімається, досягає нижньої кромки задньої стінки каверни і далі бере участь в спільному вихровому русі з першою струйкою. Далі розвиток течії позначено на наступних кадрах візуалізації.

На рис. 4 представлений фрагмент візуалізації течії в тій же каверні при більш високому числі $Re_l = 0.95 \cdot 10^5$. Тут також розглядаються два випадки: течія зовнішньої і внутрішньої окрашених струмок. В першому випадку (кадр 1) зовнішня струйка огинає по контуру каверну і досягає верхнього кута каверни у передній стінці. Во другому випадку (кадр 2) внутрішня струйка також огинає каверну по контуру і досягає верхнього кута передньої стінки. Однак при підході до гострої кромки задньої стінки каверни вона як би переривається на якийсь час, пропускаючи порцію рідини, яка виривається з каверни і йде за її межі. На це вказує більш світла нахилена смуга, яка перетинає нижню струйку перед гострою кромкою задньої стінки каверни.

На рис. 5 представлений фрагмент візуалізації течії в каверні при $Re_l = 1.79 \cdot 10^5$. На кадрі 1 зовнішня струйка позначила крупномасштабний вихор в лівій половині каверни, обертається по годинникової стрілці. Інтересними є кадри 2

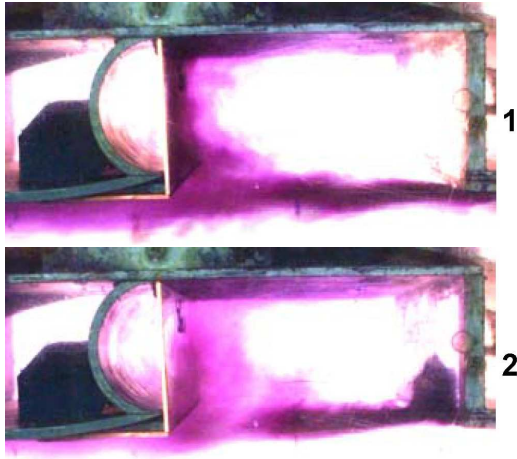


Рис. 4. Визуализации течения в каверне при $Re_l = 0.95 \cdot 10^5$; $l/h=2.00$; $l/s=0.400$

и 3, показывающие положение внутренней струйки последовательно друг за другом с промежуток времени $t=0.04$ с. На кадре 2 зафиксирован момент, когда внутреннюю струйку вблизи задней острой кромки каверны пересекает сверху вниз на лево струя выброса жидкости из каверны (более светлая полоса). Эта струя увлекает за собой и внутреннюю струйку (более темная полоса). В результате под острой кромкой каверны образуется завихренный объем выброшенной жидкости, который уносится потоком. В передней части каверны внутренняя струйка обозначает контуры второго крупномасштабного вихря, который также вращается по часовой стрелке. На кадре 3, который сделан всего лишь через 0.04 с, картина течения резко изменилась. Выброс жидкости из каверны прекратился. Выброшенный завихренный объем жидкости унесен потоком (в левом нижнем углу снимка видна его часть). Внутренняя струйка все больше вовлекается в первый вихрь и резче обозначает второй вихрь. Такая быстрая смена картин обтекания за столь короткое время свидетельствует о высокой степени нестационарности течения внутри каверны при соответствующем числе Рейнольдса.

На рис. 6 представлена визуализация течения в каверне при $Re_l = 2.88 \cdot 10^5$. На этом рисунке представлена серия последовательных снимков с временным интервалом $\Delta t=0.04$ с. Представлены две вертикальные колонки снимков: колонка а), на которой отображено течение наружной струйки, и колонка б), на которой отражено течение внутренней струйки.

В колонке а) видно, как внешняя струйка, подо-

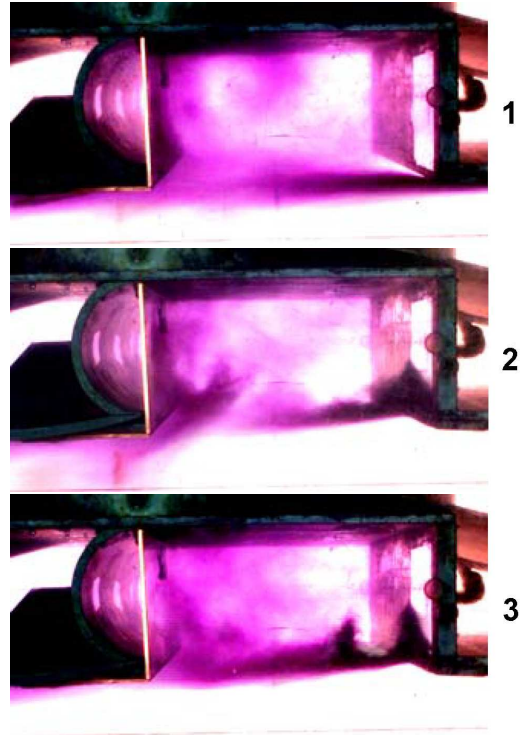


Рис. 5. Визуализации течения в каверне при $Re_l = 1.79 \cdot 10^5$; $l/h=2.00$; $l/s=0.400$

бно предыдущим случаям, окрашивает слой смешения, в его составе достигает нижней кромки задней стенки каверны и рассекается этой кромкой на две части. Одна часть уходит вдоль потока за пределы каверны, а другая поднимается вверх вдоль задней стенки и далее вдоль потолка каверны движется по направлению к ее передней стенке (кадр 1). На кадрах 2, 3 и 4 видно как эта струйка, примерно на середине длины каверны, начинает отклоняться от потолка каверны вниз, все более четко обозначая крупномасштабный вихрь, который расположен в левой половине каверны и вращается по часовой стрелке. Одновременно, на этих же кадрах видно, часть окрашенной жидкости из слоя смешения, примерно в средней части каверны, отклоняется вверх навстречу верхней струйке (с некоторым смещением вправо), обозначая второй крупномасштабный вихрь, который расположен в правой половине каверны (неокрашенная часть). На кадре 5 первый вихрь приобретает четкие очертания, а на кадрах 6 и 7 он доминирует и занимает все большую часть каверны.

В колонке б) внутренняя окрашенная струйка лучше отображает существование и развитие во времени второго крупномасштабного вихря, расположенного в правой половине каверны. На ка-



Рис. 6. Серия последовательных снимков с интервалом $\Delta t = 0.04$ с в камере при $Re_l = 2.88 \cdot 10^5$; $l/h = 2.00$; $l/s = 0.400$. Колонка *a* – течение наружной струйки; *б* – внутренней

дре 1 и на всех последующих кадрах в этой колонке видно, что внутренняя струйка вытекает вниз из отверстия в средней части передней стенки каверны и далее движется вдоль всего периметра каверны по часовой стрелке. На кадре 1 видно также, как эта струйка окрашивает снизу область первого вихря. Одновременно видно как внутренняя струйка у передней стенки каверны начинает обозначать второй вихрь. Если сравнивать кадры 1 и 2, то видно, что полоса жидкости, окрашенная внутренней струйкой, на небольшом участке, начиная от передней стенки каверны и далее по потоку, становится все тоньше. На кадре 3 эта окрашенная полоса кратковременно прерывается светлой полоской, идущей из середины каверны по направлению к нижнему краю каверны. Это является отражением того, что вдоль этой полоски реализуется прорыв жидкости из области второго вихря за пределы каверны. (Подобное явление можно наблюдать на кадре 2 (рис. 4) и на кадре 2 (рис. 5), где также наблюдается прорыв жидкости, но из области первого вихря.) Таким образом, на кадре 3 зафиксировано начало уменьшения области второго вихря и увеличение области первого вихря. Эти области разграничены наклоненной в сторону первого вихря полоской, отделившейся снизу от внутренней окрашенной полосы. Положение меняется уже на следующем кадре 4, где эта отделившаяся полоска становится почти вертикальной и показывает, что область первого вихря начинает увеличиваться, а область второго – уменьшаться. На кадрах 5, 6 и 7 этот процесс продолжается. Разделительная полоска все больше отклоняется вправо, указывая на то, что второй вихрь все больше приближается к правому нижнему углу каверны.

Зарождение и развитие второго вихря, обозначенного внутренней струйкой, можно рассмотреть также и на четырех кадрах рис. 7, где этот вихрь какое-то время доминирует.

Непрерывное наблюдение визуализированного течения в рассматриваемой каверне в пределах изменения числа $Re_l \approx (0.10 \div 3.30) \cdot 10^5$ позволяет составить следующую обобщенную картину такого течения в зависимости от числа Рейнольдса. На рис. 8 представлены основные характерные схемы течения в прямоугольной каверне $l/h=2.0$ в различных диапазонах числа Re_l .

Схема а), $Re_l \approx (0.10 \div 0.20) \cdot 10^5$. В левой половине каверны формируется вихревое течение (вихрь 1), направленное по часовой стрелке. Оно занимает примерно две трети площади поперечного сечения каверны от ее задней стенки. На остальной части поперечного сечения каверны вблизи

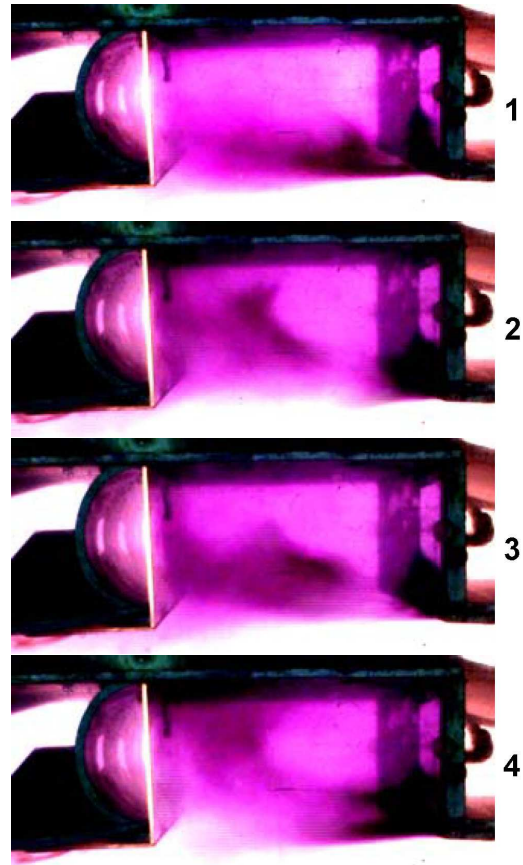


Рис. 7. Визуализации течения в каверне при $Re_l = 2.88 \cdot 10^5$; $\Delta t=0.04$ с; $l/h=2.00$; $l/s=0.400$

ее передней стенки преимущественно наблюдается застойная зона 3 без сколько-нибудь выраженного направления течения. Однако в верхней части этой зоны вблизи правого верхнего угла каверны эпизодически возникает небольшой второй вихрь 2, вращение которого направлено против часовой стрелки. При некотором превышении числа $Re_l \approx 0.20 \cdot 10^5$ этот вихрь исчезает и больше в таком виде не возникает.

Такая картина течения в какой-то мере совпадает с приведенной в работе [20] картиной для такой же каверны при близких числах Рейнольдса. Однако описанное в этой работе возникновение поперечного течения (spanwise flow) вдоль нижней кромки передней стенки каверны в данной работе не наблюдалось. Отличие состоит также и в том, что согласно этой работе второй вихрь хотя и меньшего размера, чем первый, но реализуется постоянно. Тогда как нами зафиксированы лишь эпизодические периоды его возникновения. В работе [21] методом численного моделирования в такой же каверне при сходных числах Рейнольдса

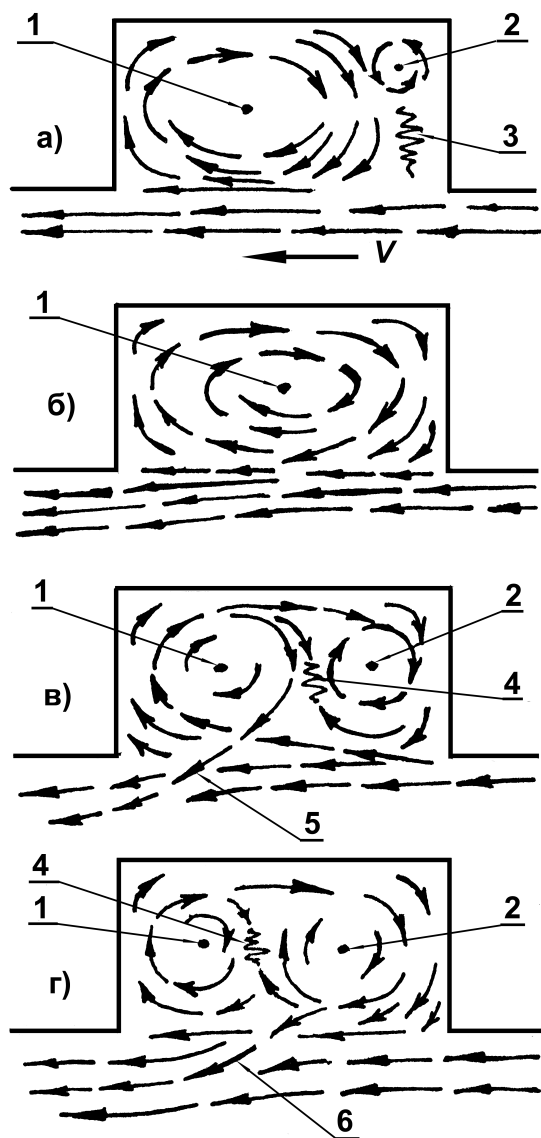


Рис. 8. Характерные схемы течения при $l/h=2,0$; $l/s=0,400$: а – $Re_l \approx (0,10 \div 0,20) \cdot 10^5$; б – $Re_l \approx (0,25 \div 0,90) \cdot 10^5$; в – $Re_l \approx (1,00 \div 3,30) \cdot 10^5$; г – $Re_l \approx (1,00 \div 3,30) \cdot 10^5$. Здесь 1 – первый вихрь, 2 – второй вихрь, 3 – застойная зона, 4 – зона дестабилизации, 5 – выброс жидкости из первого вихря, 6 – выброс жидкости из второго вихря

показано, что в каверне формируются два вихря примерно одинаковых размеров, но вращающихся в разные стороны с малым промежуточным вихрем.

Схема б), $Re_l \approx (0,25 \div 0,90) \cdot 10^5$. С увеличением числа Рейнольдса первый вихрь 1 увеличивается в размерах, окончательно вытесняет второй вихрь 2, застойную зону 3 и заполняет собой почти всю площадь поперечного сечения каверны.

Однако конфигурация вихря не остается застывшей во времени и в пространстве. Центр вихря, который расположен примерно на расстоянии, равном $0,67 \cdot l$ от передней стенки каверны, непрерывно и хаотически колеблется во всех направлениях. Происходит интенсивный обмен жидкостью с внешним потоком. Жидкость поступает в каверну из части слоя смешения, отсекаемого нижней кромкой задней стенки каверны, описывает почти полный оборот вокруг центра вихря и снова подхватывается слоем смешения. Наблюдаются также эпизодические выбросы за пределы каверны небольших дискретных объемов завихренной жидкости. Течение по этой схеме визуализировано на рис. 3, где кадр 1 зафиксировал начало окрашивания вихря 1, а на кадре 2 этот вихрь представлен уже сформировавшимся. Описанная картина течения при $Re_l \approx 0,25 \cdot 10^5$ совпадает с приведенной картиной в работе [18] при прочих сходных условиях ($l/h=2,00$; $l/s=0,500$).

Схема в), $Re_l \approx (1,00 \div 3,30) \cdot 10^5$. В начале этого диапазона чисел Рейнольдса, примерно при $Re_l \approx 1,00 \cdot 10^5$, в каверне снова активизируется и увеличивается в размерах второй вихрь 2. Но в этом случае он меняет направление своего вращения на противоположное, по сравнению со схемой а), и теперь уже вращается по часовой стрелке. Складывается парадоксальная ситуация, когда в каверне реализуются два крупномасштабных вихря 1 и 2 с одинаковым направлением вращения (по часовой стрелке). Эти вихри проявляют крайнюю неустойчивость, меняются в размерах, а их центры хаотически колеблются во все стороны. Где-то в средней части каверны между вихрями 1 и 2 образуется зона, в которой внешние слои этих вихрей движутся во встречном направлении. Эту зону можно назвать "зоной дестабилизации" 4. Поскольку именно под ее влиянием один из вихрей, достигнув каких-то своих критических размеров, начинает разрушаться. На данной схеме это первый вихрь 1. Этот процесс сопровождается выбросом 5 жидкости из первого вихря во внешний поток с пересечением слоя смешения. Очевидно, что это пересечение, в силу трехмерности течения в каверне, не может происходить по всей ширине каверны (размер s на рис. 1), а реализуется только на отдельных ее участках. Вторым вихрь в это время начинает увеличиваться в своих размерах. Выбросы жидкости из области первого вихря зафиксированы на рис. 4 (кадр 2), на рис. 5 (кадр 2).

Схема г), $Re_l \approx (1,00 \div 3,30) \cdot 10^5$. Эта схема подобна предыдущей схеме. Отличие, однако, заключается в том, что в данном случае под дей-

ствием процессов, происходящих в зоне дестабилизации 4, инициируется разрушение второго вихря 2 с выбросом 6 жидкости из этого вихря во внешний поток также с локальным пересечением слоя смешения. Теперь уже первый вихрь с этого момента начинает увеличиваться. Выброс жидкости из второго вихря зафиксирован, например, на рис. 6 (колонка б, кадр 3).

При описании течения в этой каверне согласно визуализации (рис. 6, кадры 3–7) отмечена "полоска", которая разграничивает первый и второй вихри. При трактовке структуры течения в этой каверне по рис. 8 (схемы в) и г)) эта полоска обозначена нами как "зона дестабилизации". Сущность этой "полоски-зоны" можно уяснить с учетом результатов упомянутой работы [21]. В этой работе при численном моделировании течения в такой же каверне показано, что области аналогичных двух вихрей разграничены областью интенсивного мелкомасштабного вихревого течения, которое представляется согласующим третьим вытянутым вихрем. Этот вытянутый вихрь достаточно быстро меняет свою форму и свое положение между двумя основными вихрями. В нашем случае при экспериментальной визуализации с частотой съемки 25 кадров в секунду не удастся проследить и зафиксировать изменение мелкомасштабной структуры такого вихря, и он предстает на кадрах видеосъемки в виде размытой окрашенной полоски.

В общем, течение в рассматриваемой каверне крайне нестабильное. Картина течения непредсказуемо и быстро изменяется и принимает очертания то по схеме в), то по схеме г), иногда возвращается к схеме б). Бывают моменты, когда на всем поперечном сечении каверны невозможно выделить сколько-нибудь организованные виды движения жидкости. Необходимо, все же, отметить, что в большинстве случаев в данной каверне доминирует первый вихрь как по своим размерам, так и по частоте появления. Осредненные координаты центров вихрей изменяются с ростом числа Рейнольдса. Так, положение центра первого вихря по высоте равно примерно $0.5 \cdot h$. Но отстояние этого центра от передней стенки каверны изменяется с ростом числа Рейнольдса от $0.67 \cdot l$ до $0.55 \cdot l$. Положение второго вихря меняется, соответственно, от $0.57 \cdot h$ до $0.40 \cdot h$ по высоте и от $0.25 \cdot l$ до $0.30 \cdot l$ по отстоянию от передней стенки каверны. В аперриодическом режиме в каверну поступают и, соответственно, из каверны выбрасываются значительные количества завихренной жидкости.

Указанные особенности обтекания данной каверны определяют вид кривой ее сопротивления (см. рис. 2). При переходе картины течения вну-

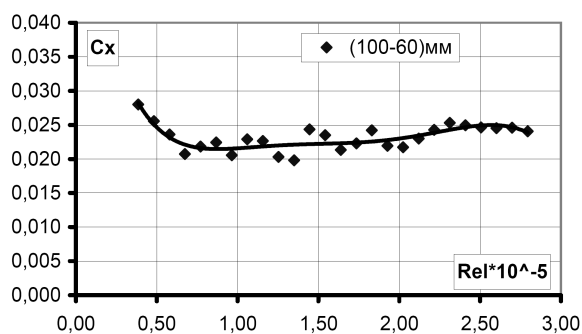


Рис. 9. Зависимость коэффициента сопротивления каверны от числа Рейнольдса для $l/h=1.67$; $l/s=0.333$

три каверны с ростом числа Рейнольдса от схемы б) (рис. 8), где господствует один вихрь, к схемам в) и г), в которых реализуется сложное взаимодействие двух вихрей, сопротивление каверны возрастает.

2.2. Каверна с относительным удлинением $l/h=1.67$.

На рис. 9 представлен график коэффициента сопротивления этой каверны в зависимости от числа Рейнольдса.

Как и в предыдущем случае, коэффициент сопротивления слабо возрастает с увеличением числа Рейнольдса и, видимо, стремится к постоянным значениям. По величине он меньше, чем у каверны с $l/h=2.00$.

Визуализация течения в этой каверне представлена на рис. 10 (окрашивание течения наружной струйкой) и на рис. 11 (окрашивание течения внутренней струйкой).

На рис. 10 на кадре 1 зафиксирован момент, когда наружная струйка, огибая контур каверны по часовой стрелке, разделяется у потолка каверны на две части. Одна часть продолжает движение вдоль потолка каверны к ее передней стенке, а другая часть отклоняется вниз, обозначая контур первого вихря, который вращается по часовой стрелке. На кадре 2 первая часть наружной струйки огибает правый верхний угол каверны и вовлекается в область второго вихря, который также вращается по часовой стрелке. Вторая часть этой струйки, двигаясь вниз, достигает слоя смешения, подхватывается им и дальше входит в область первого вихря. На кадрах 3 и 4 видно, как все большая часть жидкости, окрашенной внешней струйкой, входит в область второго вихря со стороны передней стенки каверны, увеличивая его разме-

ры. Крайние слои обоих вихрей, двигаясь навстречу друг другу, образуют в средней части каверны зону дестабилизации (волнистая вертикальная полоса на кадре 4). Эта зона провоцирует начало разрушения первого вихря (кадр 5). Этот процесс сопровождается выбросом в наружный поток жидкости из первого вихря при дальнейшем увеличении области, которую занимает второй вихрь (кадры 6).

На рис. 11 внутренняя струйка позволяет проследить развитие второго вихря. На кадре 1 четко представлен сам второй вихрь и хорошо видно, что он вращается по часовой стрелке. Вместе с тем, на этом и на последующих кадрах видно, что ядро этого вихря не окрашено внутренней струйкой. Следовательно, он изначально образован и развивается в основном за счет струи жидкости, поступающей в каверну из части слоя смешения, отсеченной нижней кромкой задней стенки каверны и вовлеченной в движение вдоль периметра каверны по часовой стрелке. На кадре 2 второй вихрь увеличивается. При этом он начинает вытеснять из каверны первый вихрь, который, разрушаясь, часть своего объема выбрасывает в наружный поток через нижнюю заднюю кромку каверны, а другая часть перемещается вдоль потолка каверны вправо и поступает во второй вихрь, за счет чего он и увеличивается. На кадре 3 этот процесс продолжается. На этом кадре можно заметить, что слева в нижней части второго вихря зарождается еще один вихрь меньшего размера, который также вращается по часовой стрелке. Этот вновь образовавшийся вихрь отделяется от второго вихря (кадр 4) и разрушается (кадр 5). На кадре 6 видно зарождение еще одного дополнительного вихря, но уже в верхней части второго вихря. Генерация и разрушение таких дополнительных вихрей наблюдается и в дальнейшем.

Течение в рассматриваемой каверне, как и в каверне с $l/h=2.00$, отличается высокой степенью неустойчивости. В основном течение также характеризуется двумя вихрями с одинаковым направлением вращения. Однако в данной каверне доминирует второй вихрь. Он в большинстве случаев занимает большую часть площади каверны и отличается сложным непредсказуемым изменением своей формы. Новым является эпизодическое появление в области второго вихря новых вихреобразований.

2.3. Каверна с относительным удлинением $l/h=1.33$

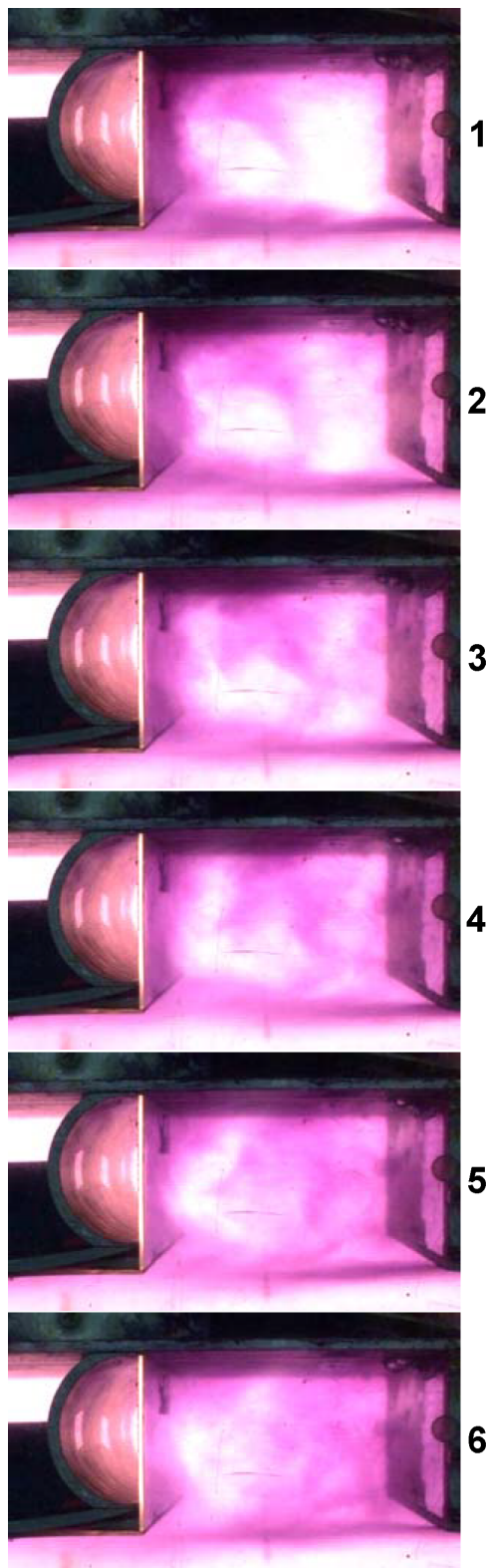


Рис. 10. Визуализации течения в каверне наружной струйкой при $Re_l = 1.18 \cdot 10^5$; $\Delta t = 0.04$ с; $l/h = 1.67$; $l/s = 0.333$

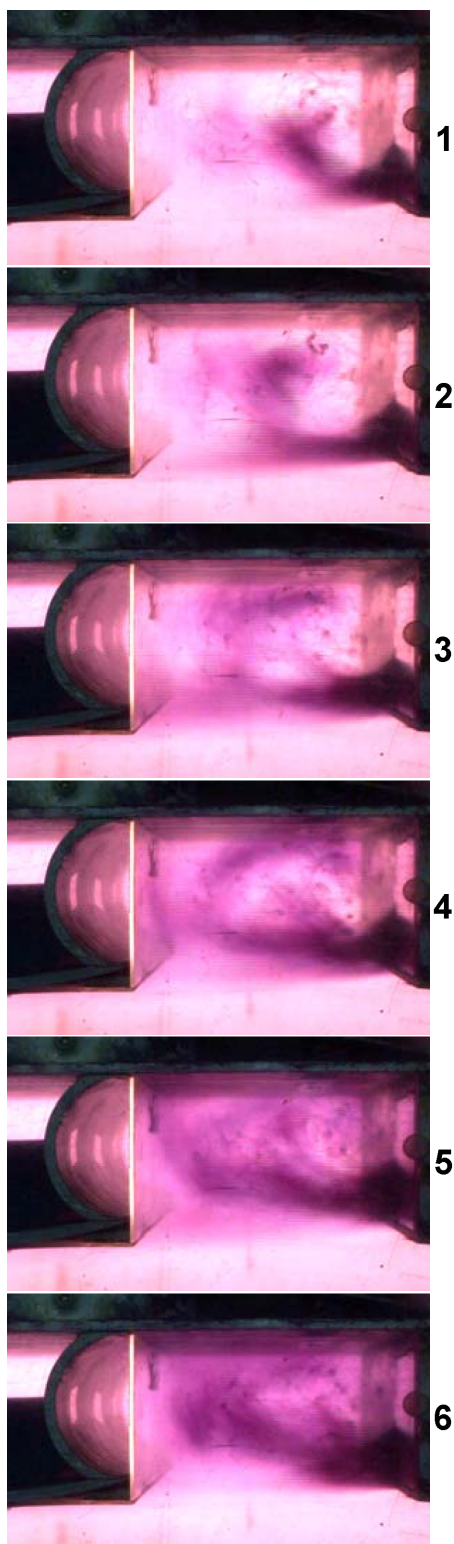


Рис. 11. Визуализации течения в каверне внутренней струйкой при $Re_l = 2.38 \cdot 10^5$; $\Delta t = 0.04$ с; $l/h = 1.67$; $l/s = 0.333$

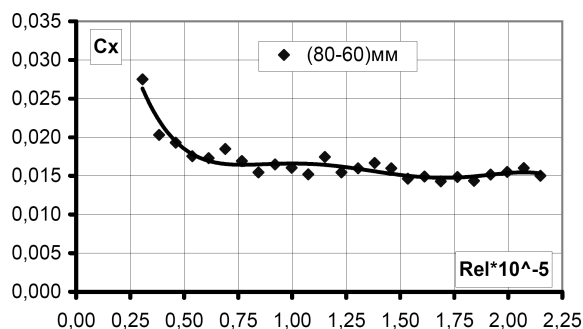


Рис. 12. Зависимость коэффициента сопротивления каверны от числа Рейнольдса для $l/h = 1.33$; $l/s = 0.267$

На рис. 12 представлен график коэффициента сопротивления этой каверны в зависимости от числа Рейнольдса.

Сравнение этого графика с аналогичными графиками для $l/h = 2.00$ и для $l/h = 1.67$ показывает, что уменьшение длины каверны ведет к дальнейшему снижению коэффициента сопротивления. В то же время, с увеличением числа Рейнольдса коэффициент сопротивления каверны стремится к постоянным значениям.

Визуализация течения в этой каверне представлена на рис. (13 – 15).

На рис. 13 представлена картина течения в каверне при обтекании ламинарным внешним потоком, скорость которого $V = 0.016$ м/с ($Re_l = 1.23 \cdot 10^3$). Визуализация проведена внутренней струйкой, которая вначале движется вниз вдоль передней стенки каверны, затем под действием внешнего потока отклоняется и в ламинарном режиме достигает нижней кромки задней стенки каверны (кадр 1). Дальше она рассекается этой кромкой на две части, большая из которых движется вверх вдоль задней стенки каверны (кадр 2), огибает плавно контур каверны по часовой стрелке (кадры 3–5) и обозначает крупномасштабный вихрь, занимающий всю площадь поперечного сечения каверны (кадры 5–7). Этот вихрь вращается по часовой стрелке. Центр вихря находится в средней части каверны.

На рис. 14 представлена визуализация течения в этой каверне тоже внутренней струйкой, но при обтекании турбулентным внешним потоком, скорость которого $V = 2.48$ м/с ($Re_l = 1.91 \cdot 10^5$). Картина течения резко изменяется. На всех кадрах также вырисовывается один крупномасштабный вихрь, вращающийся по часовой стрелке. Однако центр вихря смещен в сторону передней стенки каверны и находится от нее на расстоянии, примерно

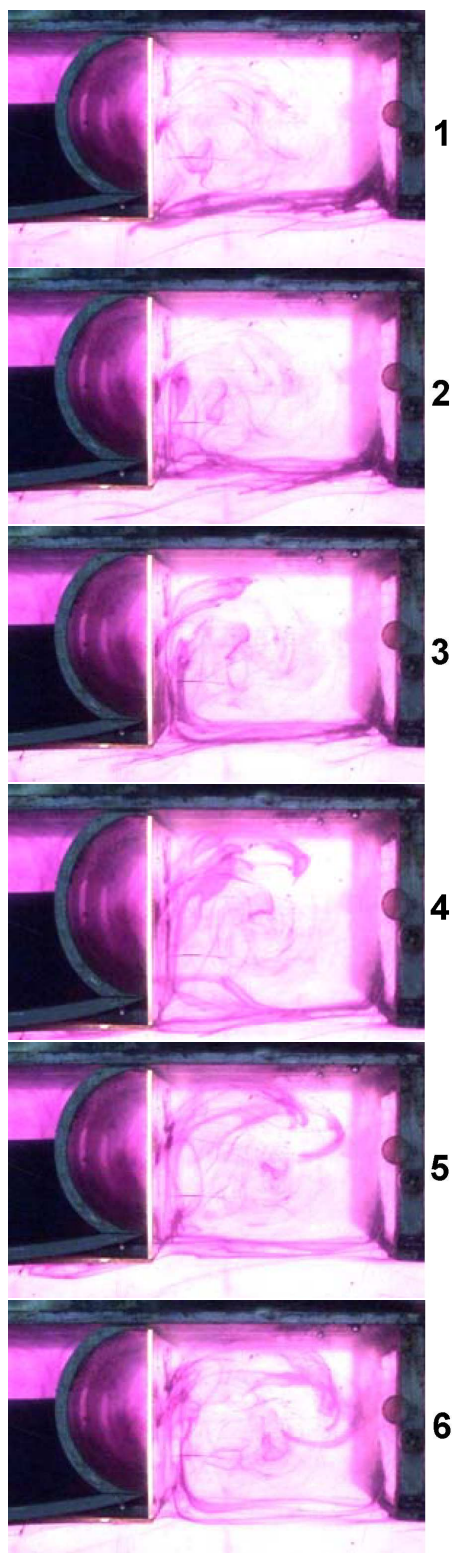


Рис. 13. Визуализации течения в каверне внутренней струйкой при $Re_l = 1.23 \cdot 10^3$; $\Delta t = 2.48$ с; $l/h = 1.33$; $l/s = 0.267$

равном $(0.35 \div 0.40) \cdot l$. По высоте центр вихря расположен ближе к потолку каверны и находится примерно на расстоянии от него, равном $0.35 \cdot h$. Можно отметить также, что вся жидкость, окрашенная внутренней струйкой, в течение экспозиции представленных шестью кадрами (что составляет 0.48 с) практически не покидает пределов каверны. Это свидетельствует о высокой степени устойчивости вихря. Общий обмен жидкостью между каверной и внешним потоком не разрушает вихря, но влияет на положение его центра, которое хаотически колеблется в некоторых пределах относительно указанного выше положения.

На рис. 15 представлена картина течения в этой каверне при различных числах Рейнольдса от $Re_l = 1.23 \cdot 10^3$ до $Re_l = 1.91 \cdot 10^5$. На кадрах 2 и 4 течение окрашено внешней струйкой, а на остальных - внутренней. Во всем указанном диапазоне чисел Рейнольдса зафиксировано существование крупномасштабного вихря. Отличия состоят в заметно увеличивающейся интенсивности течения, а также в меняющемся положении центра вихря относительно контура каверны. Так, при переходе от ламинарного обтекания каверны к турбулентному (от кадра 1 к кадру 2) центр вихря смещается от середины каверны в сторону задней стенки каверны и вниз. Новое положение центра вихря по длине составляет примерно $0.65 \cdot l$ от передней стенки каверны и по высоте примерно $0.65 \cdot h$ от потолка каверны. Далее, с увеличением числа Рейнольдса, центр вихря последовательно на каждом кадре перемещается в сторону передней стенки каверны и вверх. На последнем кадре его положение определяется соответствующими значениями по длине $(0.35 \div 0.40) \cdot l$ и по высоте $0.35 \cdot h$.

В целом, течение в рассматриваемой каверне отличается наличием одного крупномасштабного вихря, который занимает практически всю площадь поперечного сечения каверны. Центр вихря, непрерывно и хаотически колеблясь, в общем перемещается к передней стенке каверны с ростом числа Рейнольдса.

2.4. Каверна с относительным удлинением $l/h = 1.00$

На рис. 16 представлен график коэффициента сопротивления этой каверны в зависимости от числа Рейнольдса. Как видно из этого графика, коэффициент сопротивления каверны с квадратным поперечным сечением в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_l \geq (0.60 \div 1.20) \cdot 10^5$ достигает очень малых значений, приближающихся к нулевым. В

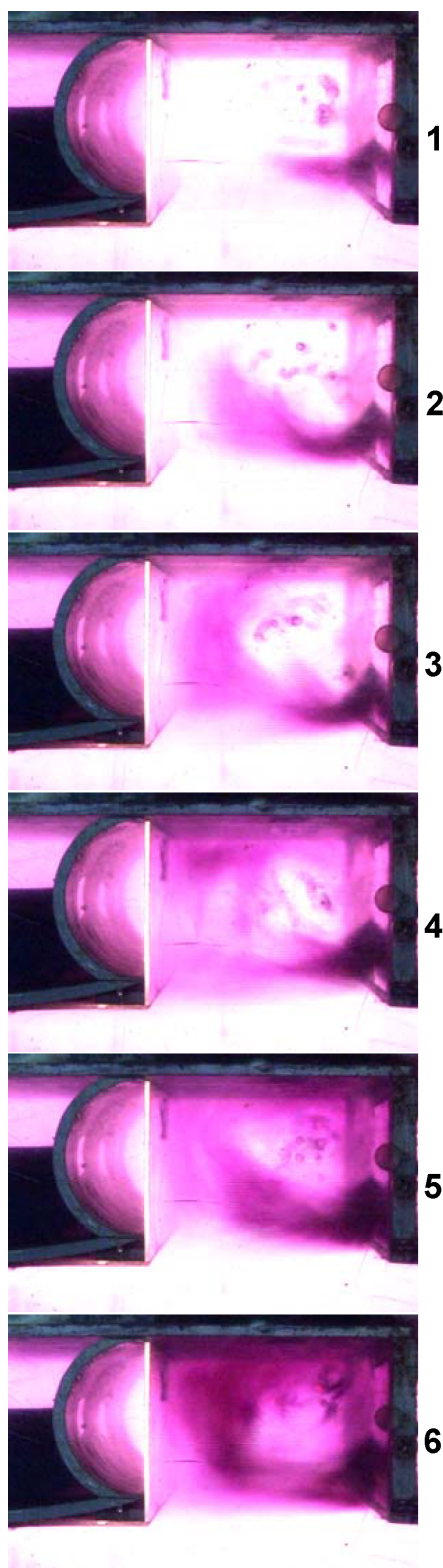


Рис. 14. Визуализации течения в каверне внутренней струйкой при $Re_l = 1.91 \cdot 10^5$; $\Delta t = 0.08$ с; $l/h = 1.33$; $l/s = 0.267$

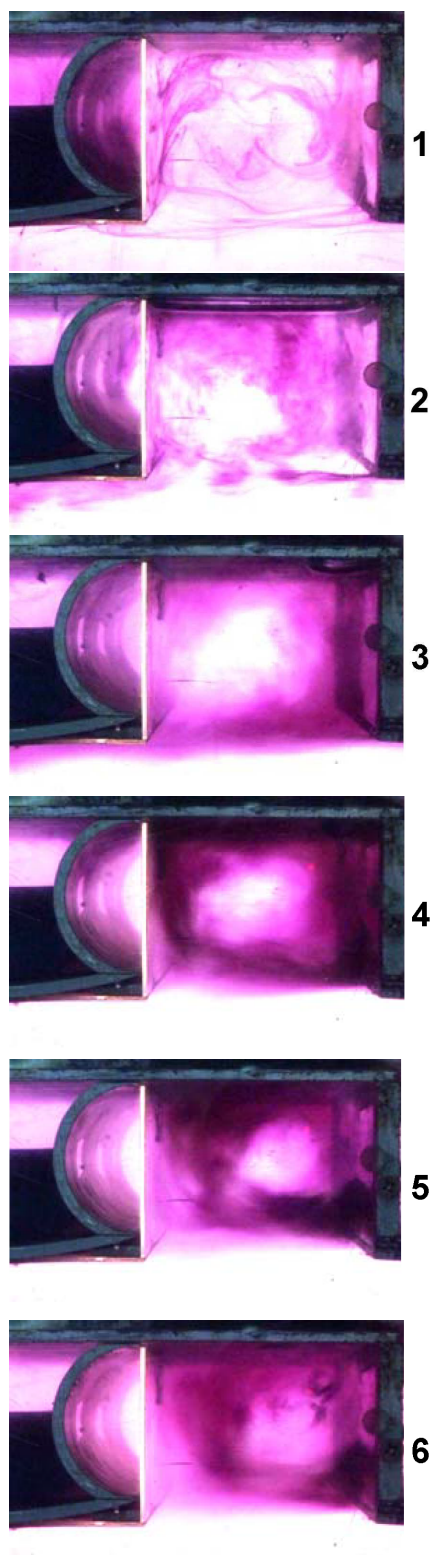


Рис. 15. Визуализации течения в каверне для $l/h = 1.33$; $l/s = 0.267$ при различных числах Рейнольдса: 1 – $Re_l = 1.23 \cdot 10^3$; 2 – $Re_l = 1.60 \cdot 10^4$; 3 – $Re_l = 6.30 \cdot 10^4$; 4 – $Re_l = 9.50 \cdot 10^4$; 5 – $Re_l = 1.27 \cdot 10^5$; 6 – $Re_l = 1.91 \cdot 10^5$

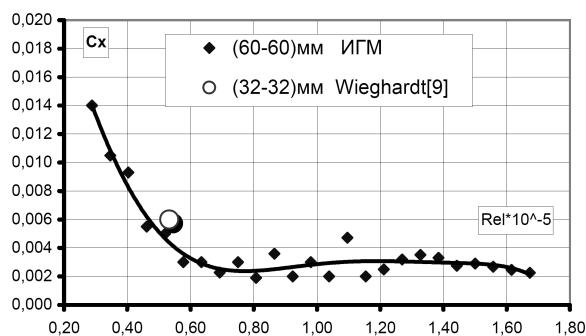


Рис. 16. Зависимость коэффициента сопротивления каверны от числа Рейнольдса для $l/h=1.00$; $l/s=0.200$

этом же диапазоне он мало зависит от числа Рейнольдса, хотя перед этим он уменьшается. Интересно отметить, что есть возможность достаточно корректного сопоставления представленных здесь результатов с данными работы [9]. В этой работе по данным испытаний в аэродинамической трубе аналогичной каверны с квадратным поперечным сечением при $Re = 0.533 \cdot 10^5$ был получен коэффициент сопротивления, равный $C_x = 0.006$. В данной работе при том же числе Рейнольдса этот коэффициент равен $C_x \approx 0.005$ (см. график). Такое совпадение можно признать удовлетворительным.

На рис. 17 представлена визуализация течения в этой каверне при различных числах Рейнольдса. На кадрах 1, 2 и 6 течение визуализировано наружной окрашенной струйкой, а на кадрах 3 и 4 – внутренней струйкой. На всех кадрах при всех исследованных числах Рейнольдса зафиксировано неизменное существование одного устойчивого крупномасштабного вихря, вращающегося по часовой стрелке. Такой вихрь в каверне с $l/h=1.00$ наблюдался многими исследователями и описан, в частности, в работах [9, 11, 20 и др.]. Центр этого вихря в основном расположен в средней части каверны. На кадре 6 видно, как несколько воздушных пузырьков, захваченных вихрем (темные пятна в центре вихря), четко обозначают центр вихря и не покидают его окрестностей при данном режиме течения. Следует также отметить, что при окрашивании течения в каверне наружной струйкой (кадры 1, 2, 5 и 6) видно как значительная часть жидкости уходит за пределы каверны (под нижней кромкой задней стенки каверны вправо по потоку). В то же время видно (кадры 3 и 4), что жидкость, окрашенная внутренней струйкой, уходит за пределы каверны в гораздо меньшем количестве. Это также свидетельствует о высокой степени стабильности вихря в рассматриваемой ка-

верне.

2.5. Каверна с относительным удлинением $l/h=0.67$

На рис. 18 представлен график коэффициента сопротивления этой каверны в зависимости от числа Рейнольдса.

На графике видно, что коэффициент сопротивления этой каверны при числах $Re_l \approx (0.40 \div 0.80) \cdot 10^5$ практически достигает нулевых значений. Однако с увеличением числа Рейнольдса он несколько увеличивается, но остается предельно малым.

На рис. 19 представлена визуализация течения в этой каверне при обтекании ламинарным внешним потоком, скорость которого $V=0.04$ м/с ($Re_l = 1.54 \cdot 10^3$). Представлена серия последовательных кадров с промежутком времени между кадрами $t=0.72$ с. Визуализация произведена наружной окрашенной струйкой. Видно, как эта струйка, достигнув нижней кромки задней стенки каверны, движется вверх (кадр 1). Далее струйка постепенно вовлекается в вихревое движение по часовой стрелке (кадры 2–4), которое занимает практически большую часть поперечного сечения каверны. Только в верхней части каверны наблюдается застойная зона, в которой не заметно организованное движение жидкости. Центр образовавшегося крупномасштабного вихря находится вблизи средней части каверны. Такая картина вихреобразования частично согласуется с картиной, приведенной в работе [20] для сходной каверны с параметрами $l/h=0.50$ и $l/s=0.083$ при $Re_l = 1.15 \cdot 10^3$. В ней также зафиксирован в одной ее половине крупномасштабный вихрь, а в другой половине вихревое движение жидкости не было обнаружено. В этой части наши результаты совпадают. Однако при несколько более высоких числах Рейнольдса ($2.02 \cdot 10^3$ и $2.67 \cdot 10^3$) авторы работы [20] зафиксировали в каверне два крупномасштабных вихря, расположенных один над другим, которые вращаются в разные стороны. Два вихря, вращающиеся в разные стороны в близкой по форме каверне ($l/h=0.50$ и $l/s=0.128$), были также описаны в работе [9]. В нашей работе два крупномасштабных вихря, вращающиеся в разные стороны, в аналогичных условиях не наблюдались.

На рис. 20 представлена визуализация течения в рассматриваемой каверне при различных числах Рейнольдса при ламинарном (кадр 1) и при турбулентном (кадры 2–6) обтекании внешним потоком. На кадрах 1–3 визуализация проведена на-

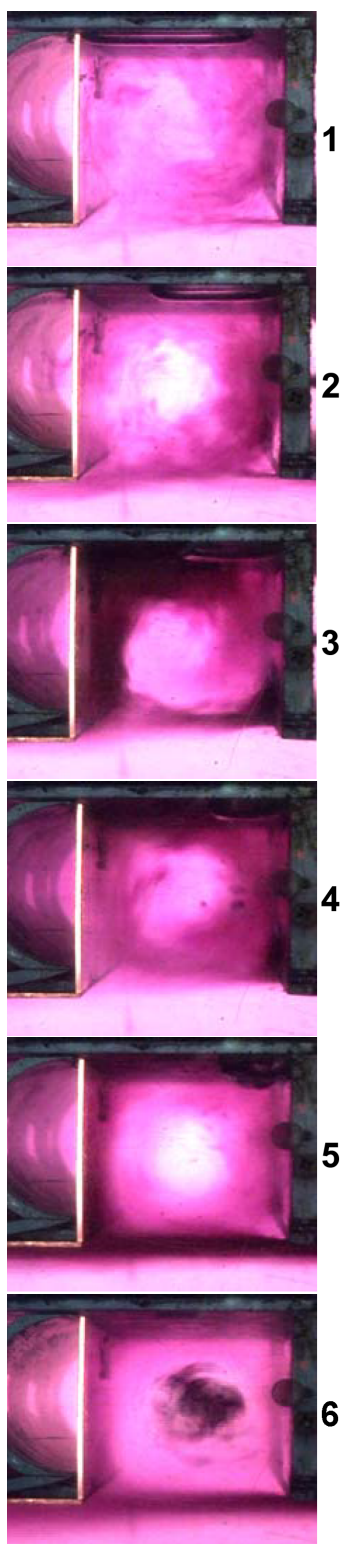


Рис. 17. Визуализации течения в каверне для $l/h=1.00$; $l/s=0.200$ при различных числах Рейнольдса: 1 – $Re_l = 1.20 \cdot 10^4$; 2 – $Re_l = 2.40 \cdot 10^4$; 3 – $Re_l = 3.50 \cdot 10^4$; 4 – $Re_l = 4.70 \cdot 10^4$; 5 – $Re_l = 7.10 \cdot 10^4$; 6 – $Re_l = 1.43 \cdot 10^5$

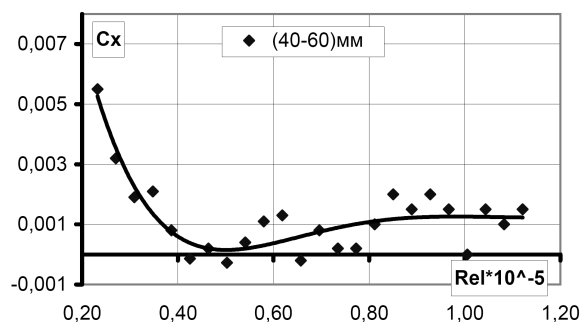


Рис. 18. Зависимость коэффициента сопротивления каверны от числа Рейнольдса для $l/h=0.67$; $l/s=0.133$

ружной струйкой, а на кадрах 4–6 – внутренней. Течение при ламинарном обтекании (кадр 1) описано выше. На кадре 2, уже при турбулентном обтекании каверны, четко обозначен крупномасштабный вихрь, который расположен в нижней половине каверны. В верхней половине каверны наблюдается застойная зона. Далее, с увеличением числа Рейнольдса, вихревое течение распространяется на всю площадь каверны (кадр 3). Центр крупномасштабного вихря перемещается в среднюю часть каверны (кадр 4), а сам вихрь при этом формирует вокруг себя эллипсовидное течение. Длительные наблюдения обтекания этой каверны показывают, что жидкость, окрашенная при визуализации внешней струйкой (кадры 1 – 3), в большей части уносится за пределы каверны, и только меньшая ее часть, которая отсекается нижней кромкой задней стенки каверны, поступает внутрь каверны. В то же время, жидкость, окрашенная внутренней струйкой (кадры 4 – 6), в основном остается в пределах каверны и лишь в незначительной части уносится за ее пределы. Это обстоятельство является одной из причин столь низкого гидродинамического сопротивления данной каверны по сравнению с другими, рассмотренными в этой работе.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 21 представлен сводный график коэффициентов сопротивления всех пяти испытанных прямоугольных каверн в зависимости от числа Рейнольдса по длине каверны Re_l . Напомним, что все каверны имели одинаковую высоту h , одинаковую ширину s , но каждая из них отличалась длиной l . На графике нанесены кривые значений C_x

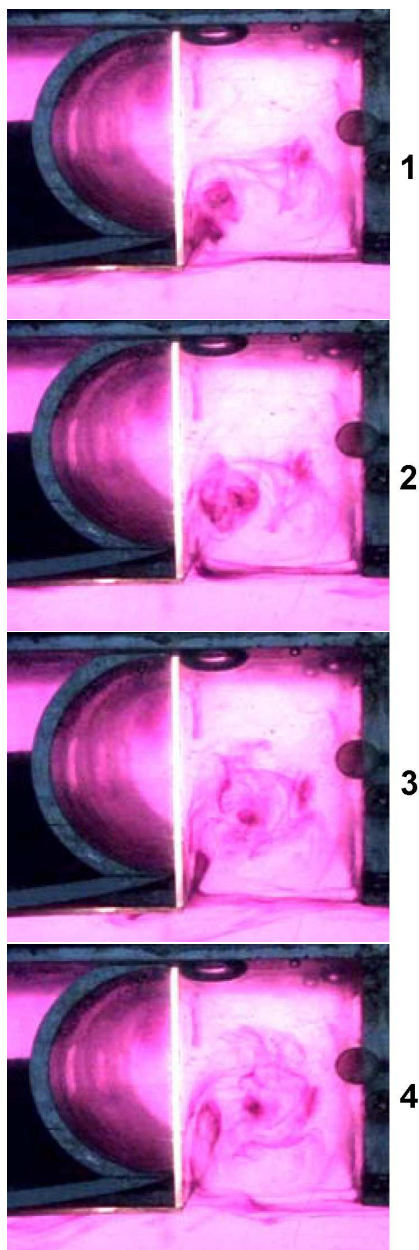


Рис. 19. Визуализации течения в каверне наружной струйкой при $Re_l = 1.54 \cdot 10^3$; $\Delta t = 0.72$ сек.; $l/h = 0.67$; $l/s = 0.133$

для постоянных значений относительного удлинения каверны l/h . Таким образом, каждая такая кривая характеризует влияние скорости внешнего течения на коэффициент сопротивления каверны при данном удлинении каверны l/h . Поскольку длины каверн разные, то каждая кривая занимает свой диапазон по числам Re_l .

На рис. 22 представлен сводный график коэффициентов сопротивления всех пяти каверн в за-

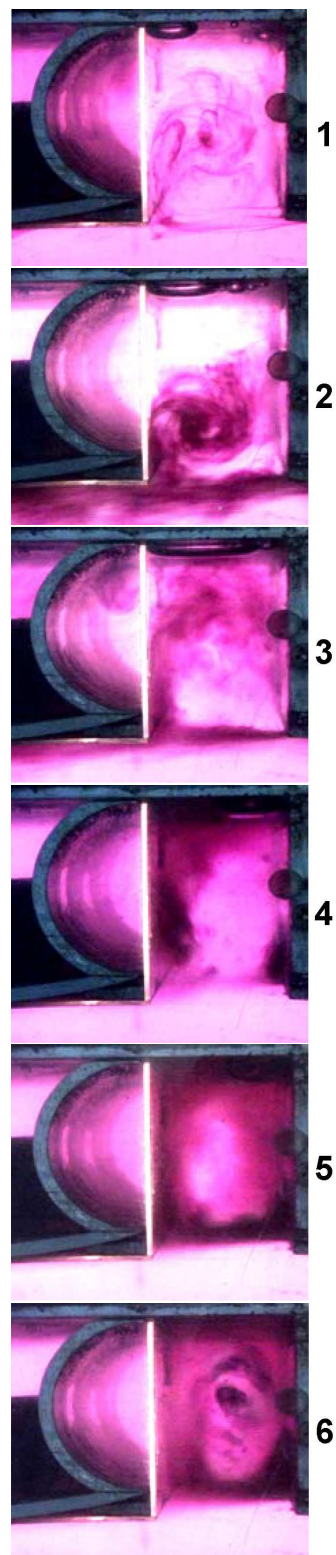


Рис. 20. Визуализации течения в каверне для $l/h = 0.67$; $l/s = 0.133$ при различных числах Рейнольдса: 1 – $Re_l = 1.54 \cdot 10^3$; 2 – $Re_l = 8.10 \cdot 10^3$; 3 – $Re_l = 1.60 \cdot 10^4$; 4 – $Re_l = 3.20 \cdot 10^4$; 5 – $Re_l = 4.70 \cdot 10^4$; 6 – $Re_l = 9.50 \cdot 10^4$

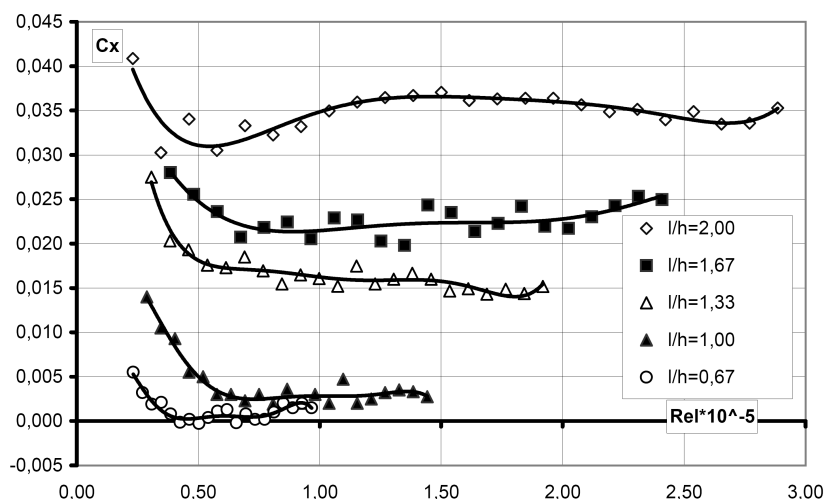


Рис. 21. Значення коефіцієнтів опору прямокутних каверн з відносними удлиннями $l/h=0.67 \div 2.00$ в залежності від числа Рейнольдса по довжині каверни l

визисности от относительного удлинения каверн l/h . Представлены четыре зависимости, каждая из которых дана для определенного постоянного значения числа Рейнольдса по высоте Re_h . Из графика видно, что основной вклад в увеличение коэффициента сопротивления каверны вносит приращение длины каверны, тогда как приращение скорости влияет меньше.

Представляет интерес сравнение результатов данной работы с аналогичными результатами, полученными другими исследователями в разное время и на различных экспериментальных установках.

На рис. 23 представлены отношения коэффициента сопротивления прямоугольной каверны C_x к коэффициенту трения плоской пластины C_f в зависимости от удлинения каверны l/h . Представлены данные из работ [8, 9, 16 – 18] – тонкие линии, данные из настоящей работы – жирная линия. Отношения C_x/C_f для реферируемых работ взяты непосредственно из этих работ, а для наших данных коэффициент C_f определялся по формуле Прандтля-Шлихтинга:

$$C_f = \frac{0.455}{(\lg Re)^{2.58}}.$$

Большой разброс данных из реферируемых работ объясняется, в частности, тем, что эти данные в каждой работе получены для какого-то одного конкретного числа Рейнольдса (в диапазоне $Re_l \approx (2.0 \div 5.0) \cdot 10^4$). Это явилось следствием того, что в указанных работах испытывались каверны с неизменяемой длиной и с постоянной ско-

ростью внешнего потока (в большинстве случаев испытания велись в аэротрубах). Постоянными в каждой работе были и отношения длины каверны к ее ширине l/s (в пределах $l/s=0.1 \div 0.5$). Варьировалась только высота каверны h .

Несмотря на отмеченный разброс данных реферируемых работ, у них отмечается практически одинаковый угол наклона зависимостей $C_x/C_f = f(l/h)$ к оси абсцисс при относительных удлинениях $l/h > 1.0$, то есть для мелких каверн. Это является отражением отмеченного обстоятельства, что измерения велись при неизменяемой длине каверны и, как следствие, при неизменяемых или малоизменяемых параметрах слоя смещения. А увеличение силы сопротивления каверны происходит за счет уменьшения высоты (глубины) каверны h . В то же время, при $l/h < 1.0$ (глубокие каверны) указанный выше наклон зависимостей $C_x/C_f = f(l/h)$ к оси абсцисс (например, в работах [9 и 18]) меняет знак, и сопротивление снова несколько увеличивается.

На фоне этих данных результаты, полученные в настоящей работе при близких числах Рейнольдса $Re_l \approx 5.5 \cdot 10^4$ (жирная линия), выглядят несколько иначе. Во-первых, наклон зависимости $C_x/C_f = f(l/h)$ к оси абсцисс больше, чем у реферируемых работ. Это связано с тем, что в данном случае увеличение относительного удлинения каверны l/h происходит за счет увеличения длины l , а не уменьшения высоты h , как было в предыдущих случаях. А это сопровождается также увеличением длины и конфигурации слоя смещения, что, в свою очередь, ведет к более интенсивному росту

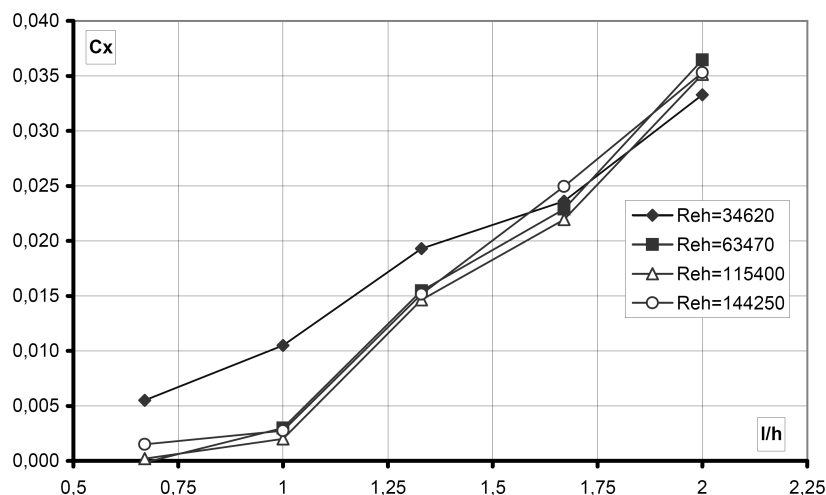


Рис. 22. Зависимость коэффициента сопротивления прямоугольных каверн от относительного удлинения l/h при различных значениях числа Рейнольдса по высоте каверны h

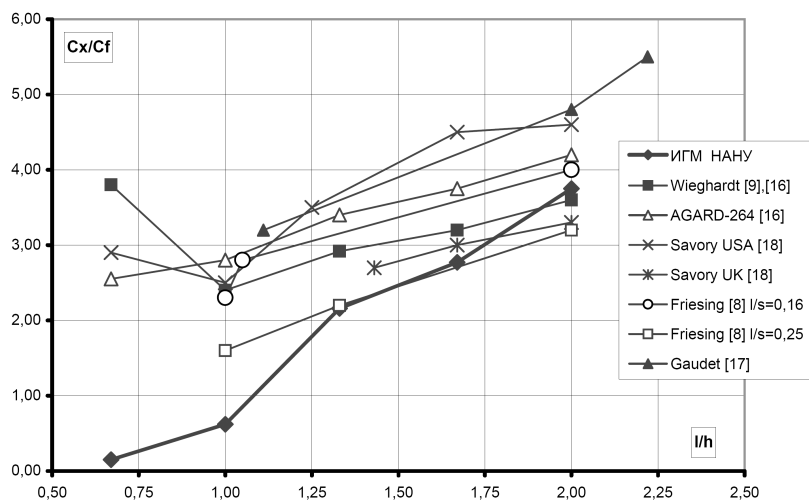


Рис. 23. Сравнение зависимости $C_x/C_f = f(l/h)$ по данным ИГМ НАНУ с результатами опубликованных исследований [8, 9, 16 – 18]

сопротивления каверны. Во-вторых, при $l/h < 1.0$ наклон зависимости $C_x/C_f = f(l/h)$ к оси абсцисс не меняет знак, как у реферируемых работ, а примерно с тем же наклоном уменьшается вплоть до нуля в соответствии с уменьшением длины каверны l вплоть до нуля при постоянной высоте каверны h . Тем не менее, при $l/h > 1.25$ зависимость $C_x/C_f = f(l/h)$, полученная в настоящей работе, со своим углом наклона входит в область определения таких же зависимостей реферируемых работ, подтверждая, таким образом, определенное согласование сравниваемых результатов.

Отмеченные различия в результатах, полученные в данной работе и в реферируемых работах, иллюстрируются также графиком на рис. 24.

На этом графике приведены зависимости $C_x = f(l/h)$, полученные в нашей работе и в работе Wieghardt [9, 16]. Здесь рассмотрен тот редкий случай, когда результаты этих работ при $l/h=1.00$ практически совпадают по $C_x \approx 0.005$ и по $Re_l \approx 5.3 \cdot 10^4$ (см. также рис. 16), несколько различаясь только по величине l/s (0.200 и 0.128). Однако при $l/h < 1.0$ и при $l/h > 1.0$ результаты существенно различаются, поскольку в нашей работе,

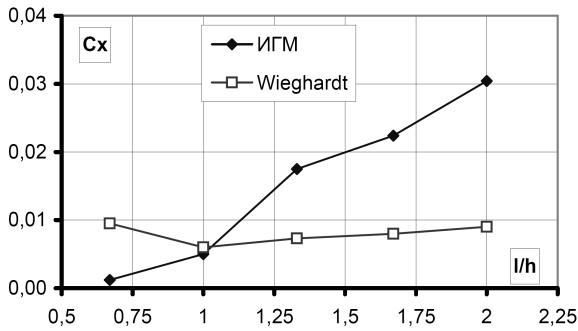


Рис. 24. Сравнение зависимостей $C_x = f(l/h)$, полученных в ИГМ НАНУ и в работе Wieghardt [9,16]

как упоминалось выше, рассматриваются каверны с изменяемой длиной при постоянной высоте, а в работе Wieghardt рассматриваются каверны с изменяемой высотой при постоянной длине.

Интересно сравнить результаты данной работы с результатами реферируемых работ в зависимости от относительной ширины l/s испытанных каверн. Такое сравнение представлено на рис. 25 в виде зависимости $C_x/C_f = f(l/s)$.

Здесь наши результаты, полученные при $Re_l \approx 5.5 \cdot 10^4$, представлены наклонной линией (поскольку длина l переменная), а результаты реферируемых работ представлены вертикальными отрезками при фиксированных для каждой работы значениях l/s . Здесь также справедливы приведенные выше замечания относительно влияния переменности или постоянства величин l и h на результаты эксперимента. Можно также отметить, что в диапазоне $l/s \approx 0.25 \div 0.40$ результаты сопоставляемых работ соответствуют друг другу.

В заключение отметим основные особенности развития картины течения в кавернах в зависимости от изменения их относительных удлинений l/h . Используем при этом приведенные выше результаты визуализации. Начнем с квадратной каверны, у которой $l/h=1.00$ (см. рис. 17). Течение в этой каверне во всем исследованном диапазоне чисел Рейнольдса представлено одним устойчивым крупномасштабным вихрем. Этот вихрь занимает практически всю площадь поперечного сечения каверны. Течение это характерно также тем, что поступление жидкости, отсекаемой нижней кромкой задней стенки каверны, из внешнего потока внутрь каверны является незначительным. Иными словами, "транзит" жидкости через каверну является малым.

С уменьшением относительного удлинения $l/h < 1.00$ картина течения в каверне изменя-

ется незначительно. В нашей работе рассмотрен только один случай такого течения в каверне при $l/h=0.67$ (см. рис. 19 и 20). В каверне по-прежнему реализуется один крупномасштабный вихрь, занимающий почти всю площадь каверны. При этом образовавшийся вихрь формирует вокруг себя эллипсовидное течение с большой осью, ориентированной вертикально. Как и в предыдущем случае, "транзит" жидкости через каверну является малым.

С увеличением относительного удлинения каверны $l/h > 1.00$ картина течения в каверне также изменяется по сравнению с квадратной каверной. Правда, в начале, при $l/h=1.33$ (см. рис. 13–15), эти изменения не столь значительны. В этом случае в каверне также господствует один крупномасштабный вихрь, занимающий практически всю площадь поперечного сечения каверны. Этот вихрь тоже является устойчивым. С увеличением числа Рейнольдса центр вихря совершает некоторый дрейф в сторону передней стенки и потолка каверны. "Транзит" жидкости через эту каверну несколько увеличивается.

Внутри каверны с относительным удлинением $l/h=1.67$ течение существенно усложняется (см. рис. 10 и рис. 11). В результате увеличения длины каверны, по сравнению с предыдущим случаем, у задней стенки каверны освобождается место, и создаются условия для формирования еще одного крупномасштабного вихря. Этот вихрь вращается в ту же сторону, что и вихрь у передней стенки каверны. Однако площади поперечного сечения каверны с данным относительным удлинением не хватает для устойчивого существования одновременно двух крупномасштабных вихрей. Поэтому оба вихря поочередно периодически разрушаются. Этот процесс возбуждается периодическим возникновением между этими вихрями третьих вихрей меньшего размера. При этом крупномасштабный вихрь у передней стенки каверны является сравнительно более устойчивым. Течение в данной каверне отличается более интенсивным "транзитом" жидкости через каверну.

Течение в каверне с относительным удлинением $l/h=2.00$ характеризуется существованием двух крупномасштабных вихрей с одинаковым направлением вращения. Течение отличается крайней неустойчивостью (см. рис. 3–8). Между вихрями их наружные слои движутся навстречу друг другу и создают "зону дестабилизации", которая время от времени инициирует разрушение одного из вихрей. Это сопровождается выбросом во внешний поток жидкости из разрушающегося вихря и временным увеличением другого вихря. Картина те-

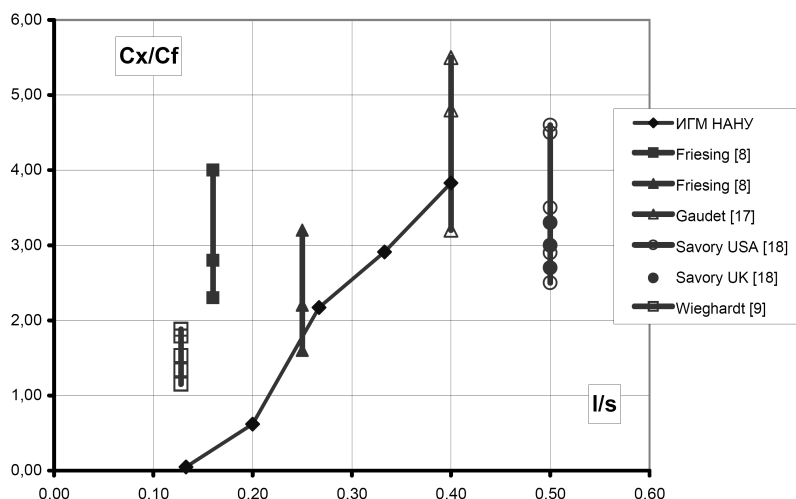


Рис. 25. Сравнение зависимости $C_x/C_f = f(l/s)$ по данным ИГМ НАНУ с результатами опубликованных исследований [8, 9, 17, 18]

чения быстро и непредсказуемо меняется, когда доминирует один из вихрей, а другой разрушается. Можно, тем не менее, отметить, что в большинстве случаев в этой каверне доминирует вихрь вблизи задней кромки каверны как по величине, так и по частоте появления. Течение в этом случае характеризуется также повышенным "транзитом" жидкости через каверну.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем испытаний в гидродинамической трубе в турбулентном потоке серии прямоугольных каверн определены их коэффициенты сопротивления. Определены зависимости коэффициентов сопротивления от чисел Рейнольдса в диапазоне $Re_l \approx (0.2 \div 3.0) \cdot 10^5$ и от относительных удлинений каверн в диапазоне $l/h = 0.67 \div 2.00$. Проведена визуализация течения в кавернах и в слое смешения между течением в каверне и внешним потоком. Установлена связь между картиной течения в кавернах и величиной коэффициентов сопротивления каверн. Показано, что основной вклад в увеличение коэффициента сопротивления каверн вносит увеличение относительного удлинения каверн и связанное с этим возникновение и развитие неустойчивых вихревых структур внутри каверны. Увеличение числа Рейнольдса влияет меньше. Показано, что доминирующий масштаб вихревых структур определяет глубина каверны. Проведено сопоставление полученных результатов с данными экспериментов других исследователей.

1. Войткунский Я. И. Сопротивление движению судов.– Л.: Судостроение, 1988.– 388 с.
2. Михайлов В. Н., Ткачук Г. Н. Влияние шероховатости корпуса судна на сопротивление воды.– Л.: Судостроение, 1971.– 152 с.
3. Аносов В. Н. Влияние характеристик бортовых искусственных каверн на сопротивление движению быстроходных судов // Судостроение.– 2008.– № 3.– С. 23–26.
4. Gharib M., Roshko A. The effect of flow oscillations on cavity drag // J. Fluid Mech.– 1987.– 177.– P. 501–530.
5. Степанов А. М., Федоров А. Л. Вихрегенераторы в системе водометных движителей и судовых гидравлических устройств // Судостроение.– 2004.– № 2.– С. 28–30.
6. Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– Киев: ИТТФ НАНУ, 2005.– 76 с.
7. Халатов А., Ющенко К. Досягнення і перспективи промислового газотурбобудування // Вісник НАНУ.– 2011.– № 3.– С. 45–57.
8. Friesing H. Measurement of the drag associated with recessed surfaces: cut-outs of rectangular elliptical planform // Z. W. B. (Germany) F. B.– 1936.– 628.– P. 1–7.
9. Wieghardt K. Increase in turbulent frictional resistance caused by surface irregularities // MAP RT, Trans. Of FB.– 1946.– № 103.– P. 1563.
10. Tillmann W. Additional measurements of the drag of surface irregularities in turbulent boundary layers.– USA: NACA TM 1299, 1951.– 176 p.
11. Roshko A. Some measurements of flow in a rectangular cutout // NACA TN 3488.– 1979.– 3488.– P. 1–20.
12. Tani J., Iuchi M., Komoda H. Experimental investigation of flow separation associated with a step or groove // Aero Research Univ. of Tokyo, Rep.– 1961.– № 364.– P. 1–34.

13. *Hoerner S. F.* Fluid Dynamic Drag, Chapter 5– New York, 1958.–P. 5.10-5.11
14. *Чжен П.* Отрывные течения. Том 2.– М.: Мир, 1973.– 278 с.
15. *Maull D. J., East L. F.* Three-dimensional flow in cavities // J. Fluid Mech.– 1963.– **16**, Part 4.– P. 620–632.
16. *Young A. D., Paterson J. H., Jones J. L.* Aircraft excrescence drag // NATO AGARD.– 1981.– № 264.– P. 76–100.
17. *Gaudet L., Winter K. G.* Measurements of the drag of some characteristic aircraft excrescences immersed in turbulent boundary layers // AGARD CP No. 124, Aerodynamic Drag.– 1973.– № **124**.– P. Paper 4.
18. *Savory E., Toy N., Disimile P. J., Dimicco R. G.* The drag of three-dimensional rectangular cavities// Applid Scientific Research.–1993.–**50**.– P. 325–346
19. *Choi K. S., Fujisawa N.* Possibility of drag reduction using d-type roughness // Applied Scientific Research.– 1993.– **50** .– P. 315–324.
20. *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.
21. *Розумнюк Н. В.* Мгновенные и осредненные характеристики вязкого потока около прямоугольной каверны // Прикладна гідромеханіка.– 2007.– **9 (81)**, № **4**.– С. 49–58.