

УДК 532.528

Нестабильности кавитационного течения в канале Вентури с учетом термодинамического эффекта*

Х.Ц. Чжен¹, Х. Чэнь², Л. Сян², Ч.Г. Цзо¹, Ш.Х. Лю¹

¹Университет Циньхуа, Пекин, Китай

²Институт аэрокосмических двигательных установок, Шаньси, Китай

E-mail: zhigang200@mail.tsinghua.edu.cn; liushuhong@mail.tsinghua.edu.cn

Известно, что при рассмотрении криогенных жидкостей, хладагентов или перегретой воды надо принимать во внимание термодинамический эффект кавитации. Этот эффект может задерживать и подавлять дальнейшее развитие кавитации, улучшая таким образом эффективность работы гидравлических насосов. Влияние термодинамического эффекта на неустойчивость кавитации недостаточно изучено. С целью исследования этого влияния проводится серия экспериментов в специально разработанном канале Вентури продувочного типа с использованием воды различной температуры в качестве рабочей жидкости. Впервые неустойчивости кавитации анализируются в привязке к уровню термодинамического эффекта Σ^* . С помощью метода постобработки изображений кавитирующего течения дана оценка средней длины кавитации L_{cav}^* и выявлены три типа кавитационной неустойчивости. При увеличении параметра Σ^* наблюдается уменьшение длины кавитации L_{cav}^* . Для всех вариантов Σ^* кавитационный взрыв (неустойчивость системы), отрыв кавитационного облака и колебания длины присоединенной кавитационной полости происходят при низком, среднем и высоком значениях параметра восстановления давления κ . Кавитационный взрыв и переход от отрыва кавитационных облаков к колебаниям длины кавитационной полости приводят к смещению в сторону более низких значений параметра κ при увеличении величины Σ^* .

Ключевые слова: кавитационная неустойчивость, термодинамический эффект, трубка Вентури с кавитацией.

Введение

Турбонасосы являются важнейшими компонентами жидкостных ракетных двигателей и используются для подачи топлива и окислителя в камеру сгорания. Индуктор обычно устанавливается выше по течению от центробежного насоса турбосистемы: это позволяет уменьшить давление и вес бака с горючим и помогает повысить эффективность всасывания [1]. Индуктор влияет на безопасность и стабильность работы турбонасосов, так как сильная кавитация, которая развивается на индукторе, может привести к флуктуациям давления и механическим вибрациям большой амплитуды [2]. В этой связи важно понимание характеристик неустойчивой кавитации. Поэтому исследованию

* Исследование проведено при поддержке Национальной программы фундаментальных исследований Китая (№ 613321), Национального фонда естественных наук Китая (№ 52076120, № 52079066), Государственных лабораторий по гидродинамике и проектированию (фонд исследовательских программ, № 2017-KY-03 и № 2019-KY-04).

кавитационной нестабильности на индукторе посвящены многие работы [3–7]. В них в качестве рабочей жидкости использовалась вода при комнатной температуре. Однако если рабочей жидкостью является криогенная жидкость, например, в случае работы турбонасосных агрегатов, то поведение кавитации отличается от случая кавитации в воде при комнатной температуре. С ростом паровой полости окружающая жидкость испаряется интенсивнее, вследствие чего возникает поток удельной теплоты. Благодаря этому температура вокруг пузырька снижается и, соответственно, уменьшается давление пара. Это способствует подавлению дальнейшего роста полости, что благотворно сказывается на работе гидравлического оборудования. Эффект подавления роста пузырьков или улучшение эффективности всасывания называется термодинамическим эффектом кавитации [8]. Для случая воды при комнатной температуре такой термодинамический эффект очень мал. Но в случае криогенной жидкости (а также хладагентов или воды при высокой температуре) он становится существенным и им нельзя пренебрегать при рассмотрении кавитации. В работах [9–11] были проведены эксперименты по изучению потока вокруг индукторов для различных жидкостей: воды при различных температурах, хладагента F113, жидкого азота и т.д. Работы в основном посвящались эффективности всасывания, описанию возвратных вихрей, локальному понижению температуры жидкости вблизи зоны частичной кавитации.

В работах [12–15] в целях изучения природы нестабильности кавитации на индукторе, а также для оценки трудностей измерений исследовалась кавитация для воды при комнатной температуре на примере простых тестовых элементов, таких как гидрокрыло, трубка Вентури или пластина с отверстиями. Полученные результаты для потока воды при комнатной температуре действительно предоставили первичные данные по нестабильным параметрам кавитации. Но, как отмечалось выше, термодинамический эффект для воды при комнатной температуре имеет пренебрежимо малую величину, а этого недостаточно для понимания характеристик нестабильной кавитации для случаев существенного термодинамического эффекта. При этом можно отметить недостаток систематической и глубокой экспериментальной базы по термодинамическому эффекту даже для простейших рабочих участков. Известны лишь публикации [16–19], посвященные термодинамическому эффекту. В работе [16] сравнивались результаты для горячей воды и для переохлажденного жидкого азота при условии близких кавитационных чисел. Было установлено изменение в частоте отрыва кавитации. В исследовании [17] было показано, что значение параметра возникновения кавитации для облачной кавитации и суперкавитации выше для горячей воды, чем для потока воды при комнатной температуре. Также было установлено, что амплитуда флуктуаций давления подавляется при высоких температурах основного потока. В работе [18] были проведены эксперименты по кавитации на обтекаемом гидрокрыле при потоке фторзамещенного кетона. Авторы сравнили полученные результаты кавитационной нестабильности с данными работы [20] и обнаружили, что переход от нестабильности типа I к типу II для случая облачной кавитации происходит при параметре $\sigma / 2\alpha = 5$, что выше, чем для воды ($\sigma / 2\alpha = 4$).

Согласно правилу масштабирования термодинамического эффекта (Σ^*), предложенному в публикации [21], степень термодинамического эффекта связана не только с температурой и физическими свойствами жидкости, но и со скоростью потока и геометрическим масштабом. Отметим, что в указанных выше работах кавитационные эффекты рассматривались только с точки зрения влияния температуры. Однако не менее важно проанализировать влияние термодинамического эффекта на кавитационную нестабильность согласно правилу масштабирования эффекта.

Представленная работа посвящена изучению кавитационной нестабильности с учетом термодинамического эффекта. Для этого проведена систематическая серия экспериментов по кавитации в продувном кавитационном канале в простой конфузородиффузорной трубке Вентури, при этом в качестве рабочей жидкости использовалась

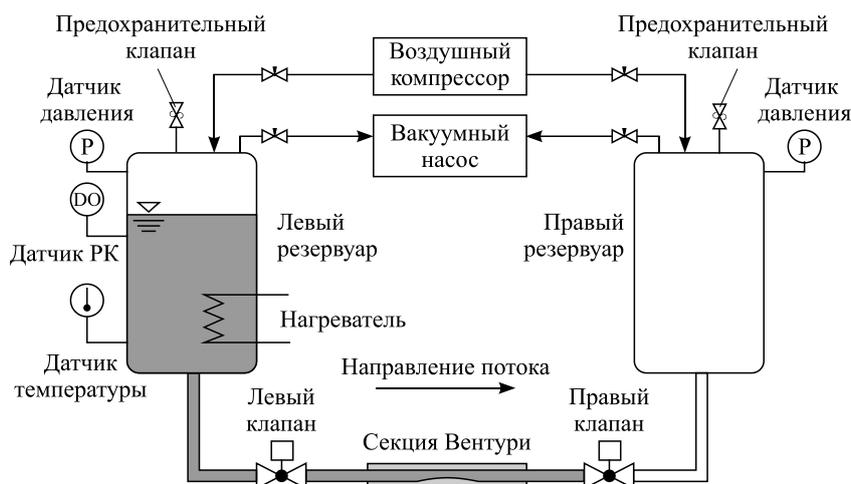


Рис. 1. Схема продувочного канала для изучения кавитации.

вода при различных температурах. Авторами впервые выполнен анализ кавитационной неустойчивости и установлена связь с контролируемым термодинамическим эффектом Σ^* . С помощью метода постобработки изображений измерена средняя длина кавитации L_{cav}^* и определены три типа кавитационной неустойчивости.

1. Экспериментальные методы

1.1. Экспериментальная установка

На рис. 1 приведена общая схема экспериментальной установки, то есть схема продувочного кавитационного канала. Установка включает 10-литровый резервуар, прозрачную секцию трубы Вентури, а также соединительные трубки и клапаны. Течение жидкости создается за счет разницы давления между двумя резервуарами. Для регулировки давления к резервуарам подключены вакуумный насос и воздушный компрессор. Для проведения кавитационных экспериментов при различных температурах использовался электронагреватель мощностью 1 кВт, управляемый термостатом, расположенным на левом резервуаре.

На рис. 2 показана общая схема секции с каналом Вентури с указанием размеров. Это прямоугольная секция, выполненная из полиметилметакрилата. Канал Вентури имеет входное и выходное сечения размерами 10×10 мм, размеры минимального сечения канала — 5×10 мм. Угол сужения составляет 8° , как и в ряде предыдущих публикаций [22–24]. Углы сужения и расширения выполнены равными для возможности изменения направления потока. В данной конфигурации давление в левом резервуаре выше, чем в правом, поэтому течение направлено слева направо.

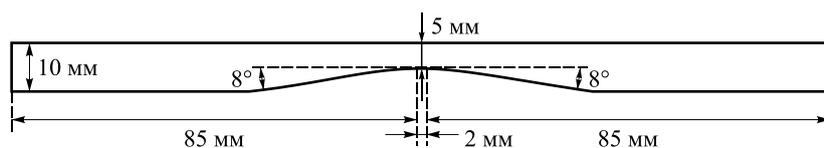


Рис. 2. Геометрия и размеры секции Вентури.

1.2. Эксперимент: процедура и условия

При подготовке к экспериментам правый клапан находится в закрытом состоянии. Рабочая жидкость (в рассматриваемом случае вода) в левом резервуаре и трубах подвергается дегазации с помощью вакуумного насоса и затем нагревается электронагревателем. Когда температура и уровень остаточного растворенного кислорода в воде достигают заданных величин, в левом резервуаре с помощью воздушного компрессора создается давление около 500 кПа (в то время как давление во втором резервуаре остается на атмосферном уровне). Когда правый клапан резко открывают, вода под действием разницы давлений протекает через секцию с геометрией Вентури, на горловине и далее развивается кавитация.

Содержание растворенного кислорода измеряется датчиком кислорода PD-200 (Hangzhou Puchuan Technology Co., Ltd, интервал: 0~20 ppm, точность: 0,01 ppm). Разницу давлений и температуру измеряют датчиком давления T21S (Leno, интервал: 0 ~ 1 МПа, погрешность: $\pm 0,1\%$) и датчиком Pt100 (WZ-PL, Leno, интервал: 0 ~ 150 °C, точность: 0,05 K) соответственно. Все показания датчиков (давление, температура) и высокоскоростное видеоизображение (Phantom, v711) начинают записываться одновременно с открытием нижнего клапана. При этом используется устройство динамического сбора данных (EM9118B, Beijing Zhongtaiyanchuang Technology Co. Ltd, максимальная частота выборки 450 кГц с погрешностью 0,02 %).

Из-за изменения разности давления между двумя резервуарами с жидкостью скорость потока в канале также изменяется на протяжении двухсекундного эксперимента. При этом разность давлений остается почти неизменной в течение интервала в 0,1 с, так что экспериментальные условия можно описать как квазистационарные [25]. Частота передачи данных с датчика давления и высокоскоростной камеры составляла 100 кГц, что обеспечивало высокое разрешение по времени. Условия течения описываются с помощью коэффициента восстановления давления (κ) и безразмерного параметра термодинамического эффекта (Σ^*):

$$\kappa = \frac{p_1 - p_v}{p_1 - p_2}, \quad (1)$$

$$\Sigma^* = \Sigma \sqrt{\frac{H_{th}}{U_{th}^{1,5}}}. \quad (2)$$

В выражении (1) p_1 и p_2 — давление в левом и правом резервуарах соответственно,

p_v — давление пара в узкой части канала (в сопле). В выражении (2) $\Sigma = \frac{\rho_v^2 L^2}{\rho_{liq}^2 c_{p liq} T_\infty \sqrt{\alpha_{liq}}}$ —

параметр термодинамического эффекта согласно формулировке Бреннена [2], где ρ_v и ρ_{liq} — плотности пара и жидкости, α_{liq} — коэффициент тепловой диффузии, $c_{p liq}$ — удельная теплоемкость, L — удельная теплота парообразования, T_∞ — температура невозмущенного потока, H_{th} — высота сопла трубки Вентури, U_{th} — скорость потока через сопло трубки Вентури. Параметр Σ выводится из уравнения Рейля с учетом локального изменения давления и представляет термодинамический эффект для сферического пузырька кавитации. Он содержит температуру и физические свойства жидкости. Если величина параметра Σ велика, то он заметно влияет на развитие сферической полост-

ти — через тепловой член уравнения Рейля $R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \Sigma\dot{R}\sqrt{t} = \frac{p_v(T_\infty) - p_\infty}{\rho_{liq}}$, что, в свою

очередь, влияет на развитие последующего процесса кавитации. При изменении температуры T значения параметров ρ_v/ρ_{liq} , L , $c_{p liq}$ и α_{liq} будут также меняться.

Параметр Σ имеет размерность (длина)/(время)^{3/2}. Характерная длина и соответствующая скорость для кавитационного течения рассматриваются при нормировке этого параметра $\Sigma^* = \frac{\Sigma H_{th}^{1/2}}{U_{th}^{3/2}}$, как было предложено в работе [21]. Когда температура T растет или скорость U_{th} уменьшается, то Σ^* возрастает. Этот параметр отражает влияние термодинамического эффекта на облачную кавитацию. Выбор безразмерной формы Σ^* был поддержан в ряде предыдущих работ по изучению течения с кавитацией: было показано, что Σ^* описывает степень проявления термодинамического эффекта [10, 19, 21].

Заметим, что U_{th} из выражения (2) в представленной работе не измерялась из-за сложности измерений для течений с переменным расходом. Учитывая, что $\frac{1}{2} \rho_{liq} U_{th}^2$ соотносится с $(p_1 - p_v)$, и пренебрегая потерями на трение в вышестоящей системе течения, используем $\sqrt{2(p_1 - p_v) / \rho_{liq}}$ для оценки U_{th} в выражении (2).

Из-за ограничений возможностей установки эксперименты проводились для трех температур: $T = 298, 335$ и 366 К. Для каждой из них эксперименты выполнялись в более чем шести различных концентрациях растворенного кислорода (РК, в английском обозначении DO — Dissolved Oxygen), что отражено в таблице. При этом величины концентрации задавались в безразмерном виде: $DO^* = DO_m / DO_s$, где DO_m — измеренная концентрация растворенного кислорода, DO_s — концентрация насыщения при температуре эксперимента и атмосферном давлении. В процессе продувки канала при заданной температуре величина U_{th} изменялась от 30,2 до 24,5 м/с. Это означает, что фактор скорости в выражении Σ^* менялся от $0,008$ (м/с)^{-3/2} до $0,006$ (м/с)^{-3/2}, что мало сказывается на оценке для Σ^* . Поэтому вычисленное значение Σ^* усреднялось при той же температуре. В данной работе получены три различные величины для Σ^* : 0,003, 0,128 и 1,245, а все эксперименты проводились при $1,2 < \kappa < 1,8$.

Таблица
Условия для отдельных экспериментов

T , К	DO^*
298	0,09, 0,10, 0,13, 0,32, 0,39, 0,45, 0,56, 0,57, 0,64
335	0,24, 0,32, 0,69, 0,89, 0,98, 0,99, 1,04
366	0,25, 0,30, 0,41, 0,95, 0,98, 1,01

1.3. Метод постобработки изображений

Метод постобработки изображений с целью количественной оценки средней длины кавитации и характерной частоты кавитационного процесса был развит в предыдущих работах [23, 26–28]. В результате экспериментов были получены мгновенные изображения с кавитацией (I) и фоновые изображения для варианта без кавитации (I_0). Используя фоновое изображение, авторы получили нормализованный образ $|I - I_0| / I_0$. Для каждого нормализованного образа кавитации для определения положения зарождения и окончания кавитации были получены средние величины и стандартные отклонения для градиентов серого изображения. Уровень серого вблизи сопла колеблется между 0 (жидкая фаза для нормализованного изображения) и 255 (паровая фаза нормализованного изображения), поэтому в последнем случае стандартное отклонение для уровня серого имеет пиковое значение (это начальное положение развития кавитации). Что касается области окончания кавитации, то там наблюдается сильная осцилляция уровня серого тона, чему соответствует изменение длины зоны кавитации или отрыв кавитационного облака. Таким образом, стандартное отклонение для уровня серого тона здесь имеет пиковое значение (для большинства случаев — максимум стандартного отклонения). Расстояние между началом и концом кавитации определено как средняя длина кавитации.

В настоящей работе после каждого эксперимента обрабатывалось около 10000 кадров (продолжительность записи 0,1 с).

На рис. 3 приведен пример оценки средней длины кавитации L_{cav} при $\kappa = 1,28$ и $\Sigma^* \approx 1,245$. На рис. 3а показаны средние величины серого тона, которые отражают усредненное поведение кавитации. Области белого цвета соответствуют кавитации, а темные зоны — жидкой фазе. Изолинии для стандартного отклонения серого тона приведены на рис. 3б. Здесь $x^* \approx 0$ показывает положение сопла, а также начальную точку для кавитации. Значение координаты $x^* \approx 11,1$, соответствующее максимуму стандартного отклонения серого тона, показывает точку прекращения кавитации. Для примера, приведенного на рис. 3, $L_{cav} = 55,5$ мм. Зная высоту сопла H_{th} , получим нормализованную величину длины $L_{cav}^* = L_{cav}/H_{th} \approx 11,1$. Как было указано в работе [26], эта позиция коррелирует с положением максимальной осцилляции кавитационной структуры, то есть с зоной окончания присоединенной кавитации. Информация об уровнях серого тона в этом месте позволяет вычислить спектральную мощность, связанную с кавитацией, а следовательно, и найти характерную частоту кавитации. Характерная частота кавитации (частота колебаний длины зоны кавитации или частота сброса облака) вычислялась с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье (см. публикации [23, 27, 29]). Выберем для исследования область размером 10×10 пикселей в центре зоны с максимальным стандартным отклонением серого тона вблизи точки завершения кавитации (квадрат на рис. 3б). В качестве временного сигнала при осуществлении быстрого преобразования Фурье для каждого эксперимента выбиралась средняя величина серого тона в этой области.

На рис. 4а изображены флуктуации во времени для уровня серого тона в выбранной малой области при $\kappa = 1,28$ и $\Sigma^* \approx 1,245$. Энергетический спектр на рис. 4б демонстрирует, что характерная частота для нестабильной кавитации составляет 85 Гц. Безразмерный параметр после нормализации этой частоты интерпретируется как число Струхала, вычисленное по высоте сопла:

$$St_d = \frac{H_{th} f}{U_{th}} = \frac{H_{th} f}{[2(p_1 - p_v)/\rho_{liq}]^{0,5}} \quad (3)$$

Из выражения (3) при заданных условиях получаем $St_d = 0,019$.

2. Результаты и их обсуждение

Было выполнено три эксперимента с различными параметрами термодинамического эффекта, в результате которых получены средние параметры кавитации и проведен их анализ.

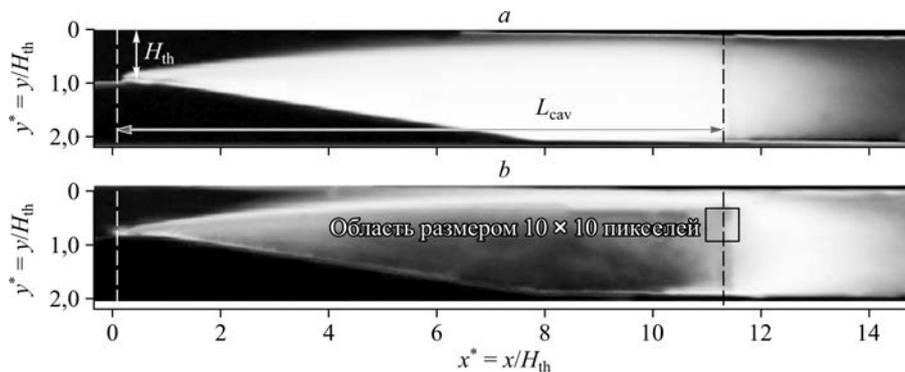


Рис. 3. Постобработка изображений при $\kappa = 1,28$ и $\Sigma^* \approx 1,245$.

a — усредненное изображение, b — изолинии стандартного отклонения для нормализованных изображений.

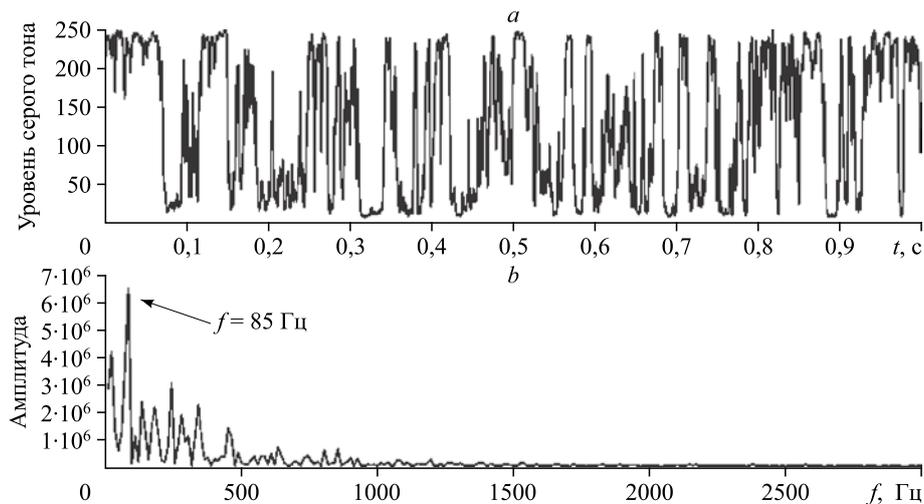


Рис. 4. Временная флуктуация уровня серого тона для выбранной зоны с размером 10×10 пикселей (а) и спектр плотности мощности для временной флуктуации (б).

2.1. Средняя длина кавитации и характеристики нестабильной кавитации

Средняя длина кавитации является необходимым параметром для описания интенсивности кавитации в конфигурации Вентури. На рис. 5а показаны зависимости безразмерной средней длины кавитации L_{cav}^* от параметра восстановления давления κ для трех различных проявлений термодинамического эффекта Σ^* . Для всех величин Σ^* полученные результаты достаточно точно ложатся на одну кривую, показывая хорошую воспроизводимость данных. При уменьшении параметра κ и при неизменном Σ^* длина L_{cav}^* возрастает. При неизменном параметре κ длина L_{cav}^* уменьшается с ростом Σ^* . Отметим, что эта зависимость не была обнаружена в предыдущих исследованиях [17, 18]. Например, в [17] этот противоположный тренд был приписан эффекту засорения секции твердыми частицами. Однако настоящие экспериментальные наблюдения хорошо согласуются с теорией термодинамического эффекта [2, 8], согласно которой рост кавитационного пузырька задерживается при увеличении термодинамического эффекта.

Характерные частоты кавитации вычисляются методом постобработки изображений, описанным выше, и приводятся в виде безразмерного параметра St_d . На рис. 5b–5d видно, что параметр St_d также является функцией κ . Экспериментальные точки можно разделить на три зоны для каждой величины Σ^* и эти результаты демонстрируют общую зависимость.

На рис. 5b–5d показаны три типа нестабильности кавитации, описываемые различными величинами числа Струхала (это детально обсуждается в следующих разделах): для низких и высоких Σ^* и для κ , изменяющегося от 1,2 до 1,8. Рост кавитации при низком числе Струхала, равном 0,005, происходит при $\kappa < 1,32$ и $\Sigma^* \approx 0,003$, при $\kappa < 1,30$ и $\Sigma^* \approx 0,128$, а также при $\kappa < 1,25$ и $\Sigma^* \approx 1,245$. Отрыв облачной кавитации вызывает периодическую кавитацию при $1,32 < \kappa < 1,58$ и $\Sigma^* \approx 0,003$, при $1,30 < \kappa < 1,50$ и $\Sigma^* \approx 0,128$, а также при $1,25 < \kappa < 1,50$ и $\Sigma^* \approx 1,245$. В экспериментальных условиях число Струхала увеличивается с ростом параметра давления κ . Для $\kappa > 1,58$ при $\Sigma^* \approx 0,003$, $\kappa > 1,50$ при

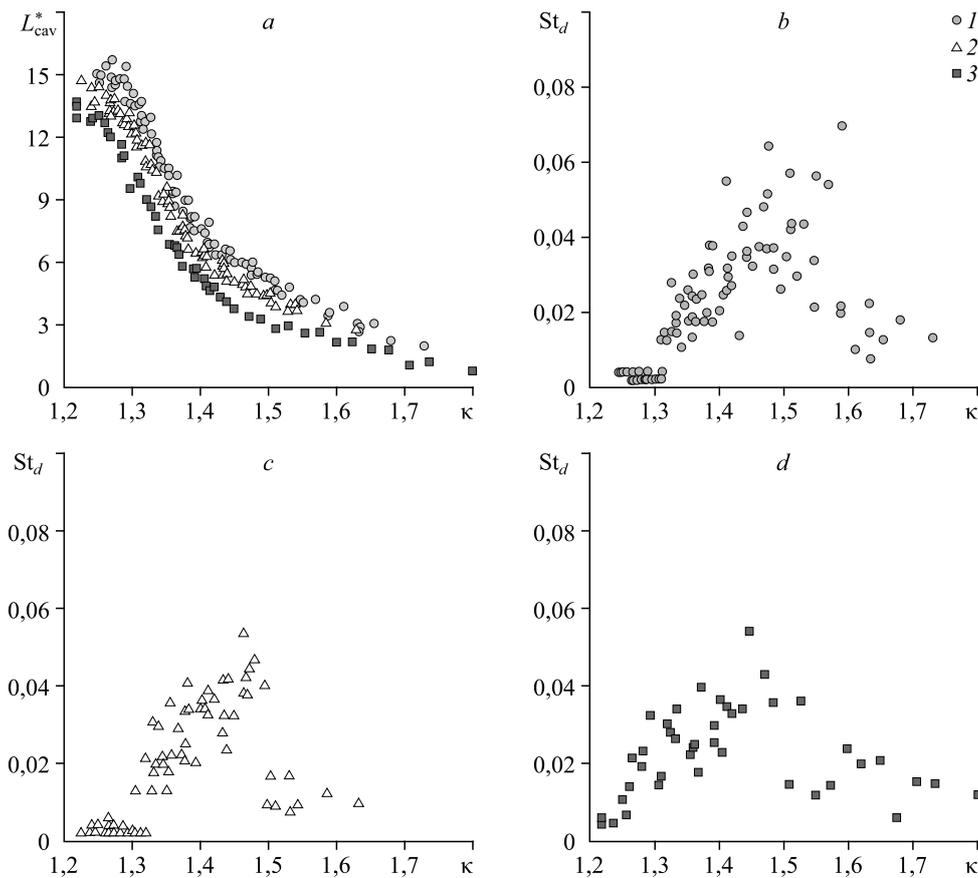


Fig. 5. Зависимость L_{cav}^* (a) и St_d (b–d) от κ при различных значениях Σ^* .
 $\Sigma^* \approx 0,003$ (1), 0,128 (2), 1,245 (3).

$\Sigma^* \approx 0,128$ и для $\kappa > 1,50$ при $\Sigma^* \approx 1,245$ число Струхалия St_d резко падает и наблюдаются изменения размера присоединенной кавитации и слабый отрыв кавитационных полостей.

Эффект кавитационной неустойчивости в виде отрыва облака кавитации и колебания размера кавитации для потока воды при комнатной температуре был известен из работ [20, 31], но в настоящей работе впервые обнаружены и проанализированы три различных типа кавитационной неустойчивости в условиях сильного термодинамического эффекта. Показано влияние термодинамического эффекта на характеристики кавитационной неустойчивости для различных интервалов параметра κ для случаев неустойчивостей разного типа. Развитие кавитации происходит при низких κ с увеличением Σ^* . Если параметр κ больше 1,58 при низком Σ^* или больше 1,50 при высоком Σ^* , то процесс периодического отрыва облачной кавитации с большими вариациями длины присоединенной кавитации переходит в режим небольших осцилляций длины присоединенной кавитации с малыми оторванными полостями.

2.2. Резкий рост кавитации

Как видно из рис. 5b–5d, кавитация с низким числом Струхалия St_d (порядка 0,005) имеет место, если обеспечить параметры $\kappa < 1,32$ при $\Sigma^* \approx 0,003$, $\kappa < 1,30$ при $\Sigma^* \approx 0,128$ или $\kappa < 1,25$ при $\Sigma^* \approx 1,245$, что соответствует ситуации очень низкой частоты 12 ~ 24 Гц.

В экспериментах, отраженных на рис. 6, была получена типичная картина кавитации для условий $\kappa = 1,24$ при $\Sigma^* \approx 0,003$ и $\Sigma^* \approx 1,245$. Здесь наблюдается высокоскоростное течение струи воды через сопло вдоль верхней стенки канала. При этом сдвиговое напряжение, действующее между струей и нижним слоем воды, передает импульс от струи к потоку воды через сопло. Перенос жидкости создает напряжение растяжения, которое достигает максимума вблизи сопла, а это отклоняет границу струи в сторону стенки диффузора и жидкость из области выше по течению засасывается вдоль стенки диффузора в сторону сопла. Нижняя граница расширяющейся струи неизбежно тормозится на стенке диффузора. Вдоль границы заторможенного потока возрастает давление, что заставляет струю двигаться вдоль стенки диффузора и вдоль нижней стенки канала ниже сопла, так что струя заполняет область канала по течению. При этом в области выше по течению от линии торможения возникает ячейка возвратного потока (вблизи стенки диффузора), а жидкость внутри этой ячейки захватывается струей. Если напряжение растяжения, которое и создает ячейку возвратного течения, достаточно высокое, то в этой ячейке развивается кавитационная полость. Для обоих значений параметра термодинамического эффекта Σ^* кавитация возникает в сопле, присоединяется к нижней стенке канала и заканчивается на выходе из экспериментальной секции. Полости, присоединенные к нижней стенке, являются длинными и широкими и заполняют весь канал. Уровни серого тона в зоне выше по течению от этих полостей немного ярче, чем в области ниже по течению, что свидетельствует о пленочной кавитации в передней области и присоединенных полостях в хвостовой зоне (см. рис. 6а). Длина указанных полостей остается неизменной, хотя имеют место случайные отрывы небольших объемов полостей. Кроме того, наблюдается большое количество пузырьков вблизи верхней стенки канала с соплом Вентури. Длина кавитации при $\Sigma^* = 1,245$ несколько ниже, чем для случая $\Sigma^* = 0,003$, а общее количество и объем пузырьков вблизи верхней стенки заметно понижается с ростом Σ^* . Следует отметить, что, хотя наблюдается небольшая разница в длине кавитации для двух рассматриваемых параметров Σ^* , но St_d и характерные частоты очень близки — 0,004 (24 Гц) и 0,005 (24 Гц) соответственно.

Вопрос неустойчивости облака/завесы представлял особый интерес для данного исследования. Для изучения неустойчивости кавитации авторы применили упрощенную одномерную модель для подтверждения результатов, известную из работ [8, 32, 33]. При рассмотрении кавитации в секции с геометрией Вентури для случая входного сечения A и бесконечной длины (см. рис. 7) массовый расход m на выходе считается постоянным. Если пренебречь потерями давления в канале, то можно считать, что давление p в канале и объем полости V остаются неизменными при стационарных условиях. Введём коэффициент кавитационной податливости K , который описывает отклик объема полости при локальных флуктуациях давления [2, 8], и уравнение флуктуации давления (p') вблизи полости при неустойчивых условиях, сформулированное в работе [8]:

$$\frac{d^2 p'}{dt^2} + \frac{A}{LK} p' = 0. \quad (4)$$

В большинстве случаев коэффициент K является положительным [8], поэтому собственная частота такой системы описывается выражением

$$\omega = \sqrt{\frac{A}{LK}}. \quad (5)$$

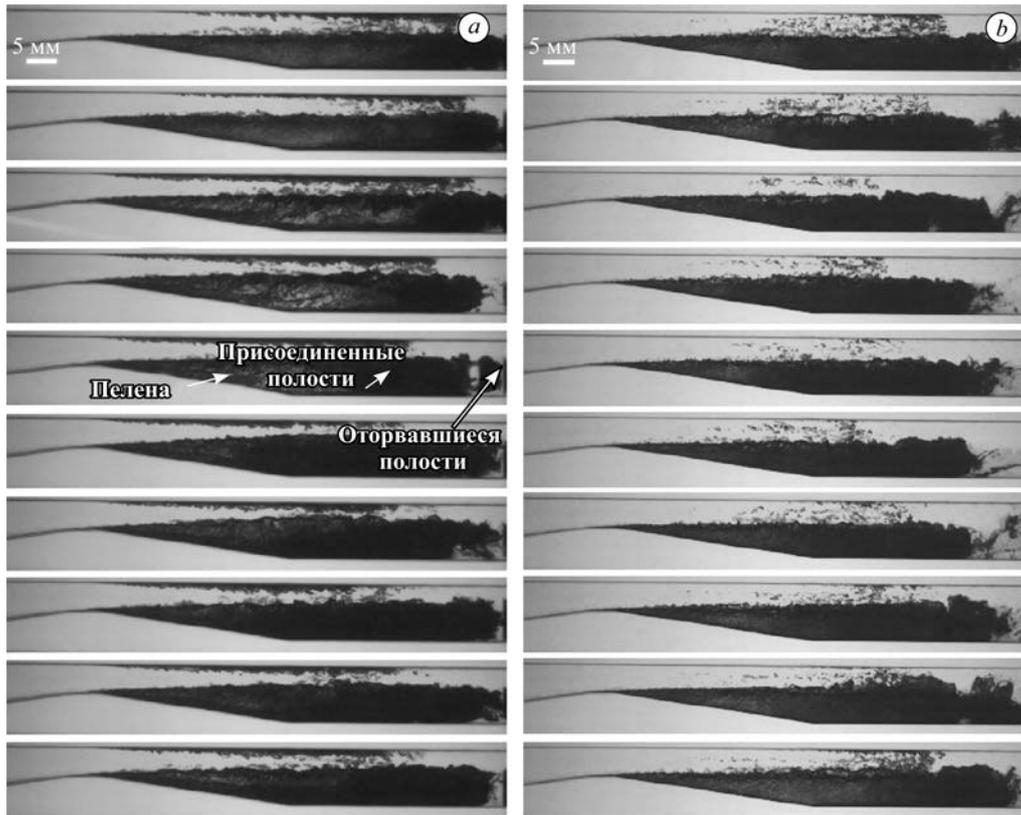


Рис. 6. Типичная временная серия изображений кавитации при $\kappa = 1,24$ с шагом по времени $\Delta t = 5 \cdot 10^{-2}$ с и $\Sigma^* \approx 0,003$ (a), 1,245 (b).

В рассмотренных экспериментах входное сечение канала A составляет 10^{-4} м², а длина потока от начала зоны кавитации — 0,85 м. Наклон кривых кавитации на рис. 5a и плотность воды каждого из условий эксперимента используются для оценки сжимаемости кавитации. Если в качестве оценки толщины кавитации брать половину высоты входа в канал, то это дает выражение $K = -\rho_{\text{liq}} \frac{dV}{dp'} \approx -0,5 \rho_{\text{liq}}(T) H_{\text{in}} \frac{dL_{\text{cav}}}{dp_1}$. При $\kappa = 1,24$ и выбранных значениях $\Sigma^* \approx 0,003$ и $\Sigma^* \approx 1,245$ получим две величины частоты — $\omega = 26$ и 22 Гц соответственно, что близко к результатам эксперимента. Анализ уравнения (5) показывает, что величина частоты зависит как от полости (ее сжимаемости), так и от входного потока (определяется длиной L и сечением A). Это свидетельствует о типичной неустойчивости системы и сопровождается резким кавитационным ростом.

Для различных вариантов термодинамического эффекта собственная частота системы (ω) оценивается в интервале от 12 до 26 Гц (для условий: $\kappa < 1,32$ при $\Sigma^* \approx 0,003$,

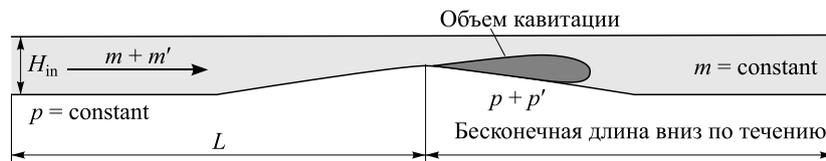


Рис. 7. Одномерная модель кавитации в канале Вентури.

$\kappa < 1,30$ при $\Sigma^* \approx 0,128$ и $\kappa < 1,25$ при $\Sigma^* \approx 1,245$), что соответствует частотам, полученным в проведенных экспериментах. Термодинамический эффект влияет на интервалы для κ , но не влияет на частоту. Следует отметить, что напряжение сдвига рециркуляции на границе струя/ячейка падает, когда в жидкости появляются пузырьки, и тем больше, чем больше объемная доля газовой фазы. Если для данного κ повышается температура среды, то L_{cav} уменьшается (см. рис. 5а), но это ослабляет возвратный поток и уменьшает напряжение растяжения. Для компенсации последнего фактора величина U_{th} должна увеличиться, следовательно, должен уменьшаться κ . Очевидно, что параметры неустойчивости кавитации являются причиной неустойчивости системы, то есть «взрыва» кавитации. Описанный механизм также объясняет, каким образом сдвиг в величине κ приводит к переходу от периодического отрыва кавитационного облака к небольшим колебаниям длины присоединенной кавитации с увеличением фактора Σ^* .

2.3. Периодический отрыв облака

Если рассматривать данные проведенных экспериментов для трех оценок термодинамического эффекта ($\Sigma^* \approx 0,003, 0,128$ и $1,245$), то можно отметить три зоны, где характерная частота (или St_d) увеличивается с возрастанием κ : $1,32 < \kappa < 1,58$, $1,30 < \kappa < 1,50$ и $1,25 < \kappa < 1,50$ (см. рис. 5b–5d). При этих условиях наблюдается облачная кавитация с отрывом больших полостей, что вызывает большое изменение длины присоединенной кавитации и большие флуктуации давления. На рис. 8 запечатлен примерно один цикл отрыва облака кавитации для условий $\kappa = 1,38$ при $\Sigma^* = 0,003$ и $\Sigma^* = 1,245$. Для первого случая длина кавитационной полости больше. Но для обоих значений параметра Σ^* пузырьки возле верхней стенки канала едва различимы. Возле сопла наблюдается полость пленочной кавитации, а ниже ее формируется присоединенная полость. Если обратиться к кадрам 1–5 на рис. 8а и 8b (нумерация сверху вниз), можно видеть кавитационные кластеры,

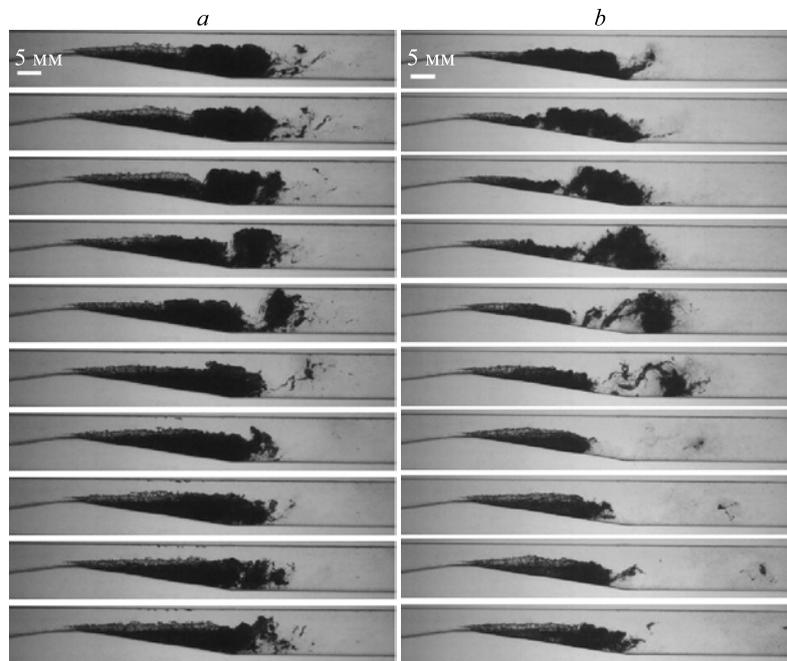


Рис. 8. Серия кадров изображений кавитации при $\kappa = 1,38$ с шагом по времени $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ с и $\Sigma^* \approx 0,003$ (а), 1,245 (б).

которые отделяются от присоединенной кавитационной полости и уносятся вниз по потоку. Когда оторванные кластеры перемещаются в зону высокого давления (см. кадры 6, 7), они сокращаются и схлопываются. Кроме того, присоединенные полости продолжают расти во время отрыва и схлопывания сброшенных кластеров (см. кадры 4–8 на рис. 8а и 2–10 на рис. 8б). Процесс развития кавитации, т.е. эволюция оторванных кластеров и рост присоединенных кавитационных полостей, происходит периодически для данных условий.

На рис. 5b–5d показаны графики для числа Струхаля (St_d), при этом аналогично публикациям [20] и [30] размер сопла используется в качестве характерной длины в безразмерной формуле для частоты. В целом, для описания возвратного кавитационного течения применяется другое число Струхаля, основанное на длине кавитации ($St_l = f L_{cav} / U_{th}$). Оно используется для описания явления отрыва облака, вызванного рециркуляцией струи, которое наблюдается в отдельных экспериментах.

На рис. 9 представлены данные по числу Струхаля St_l при различных уровнях термодинамического эффекта. Для облачной кавитации наблюдаются типичные величины от 0,1 до 0,4 при различных значениях Σ^* . Эти результаты для потока воды при комнатной температуре (соответственно низком Σ^*) хорошо согласуются с данными предыдущих исследований облачной кавитации, где эти величины в основном составляли $St_l = 0,18 \sim 0,4$. Такие результаты были получены либо для случая внешнего потока при

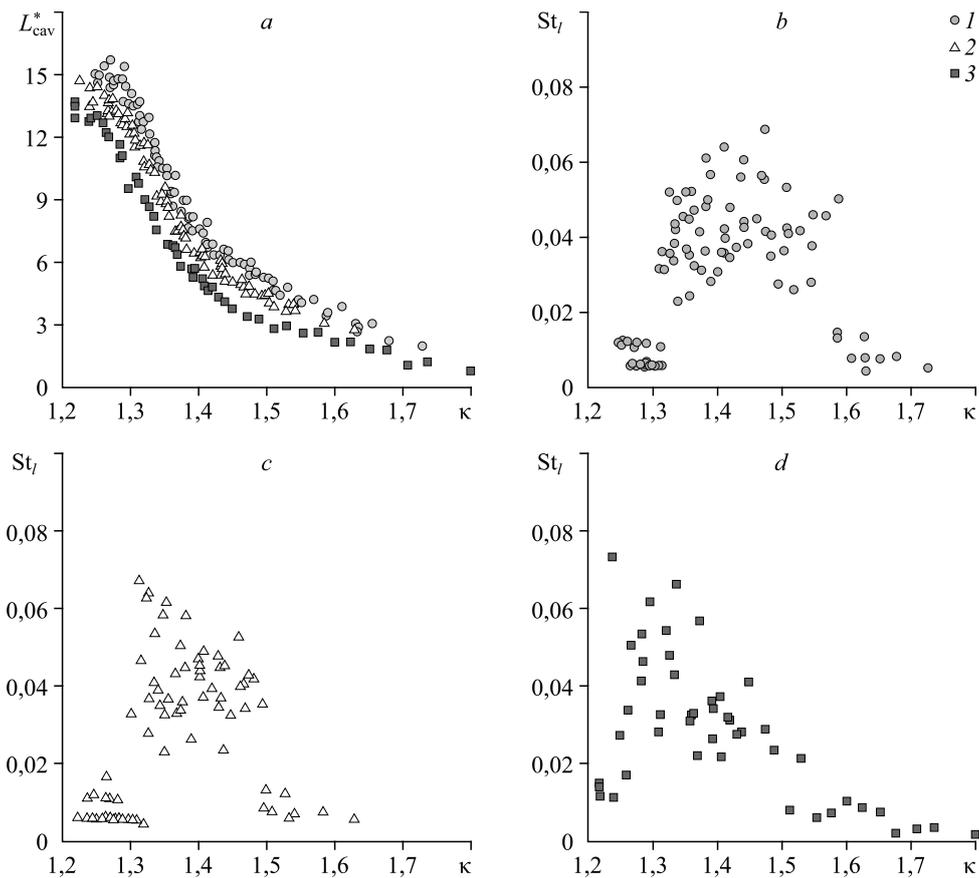


Рис. 9. Зависимости L_{cav}^* (a) и St_l (b–d) от κ при различных значениях Σ^* .
 $\Sigma^* \approx 0,003$ (b), 0,128 (c), 1,245 (d).

обтекании гидрокрыла [18, 20], или для внутреннего потока в виде потока в геометрии Вентури [22, 24, 29–31]. Следует отметить, что величина скорости в выражении для St_l в настоящем исследовании зависит от разницы давления между левым резервуаром и соплом, а в предыдущих работах выбиралась либо скорость невозмущенного потока, либо скорость потока в сопле. В экспериментах с высокой величиной Σ^* было показано, что значение St_l находилась в пределах $0,18 \sim 0,4$. Термодинамический эффект в основном влияет на интервал κ в плане кавитационной неустойчивости. Что касается типа кавитации, то характерная частота является обычной для отрыва кавитационных полоостей при всех тестируемых величинах Σ^* .

2.4. Колебания длины присоединенной кавитации

Если параметр κ превышает 1,58 при низком Σ^* или он равен 1,50 при высоком Σ^* , то величина St_d резко понижается: St_l около 0,05 можно видеть на рис. 5b–5d и 9b–9d. При этих условиях поведение кавитации стремится к стационарному. На рис. 10 в качестве примера приведена серия изображений кавитации. Здесь хотя и наблюдается небольшой объем периодически отрывающихся пузырьков, однако в целом зона кавитации остается в присоединенной форме. Можно отметить изменение длины кавитации с амплитудой около 30 % от средней длины кавитации. Частоты колебаний длины кавитации для всех величин Σ^* находятся в пределах $40 \sim 100$ Гц. Эти частоты для воды при комнатной температуре согласуются с данными работ [23] и [29]. Механизм третьего вида кавитационной неустойчивости неясен. Он был обнаружен для трубки Вентури малого масштаба (≤ 10 мм), но для трубок большого размера (≥ 100 мм) не наблюдался (см. [29]).

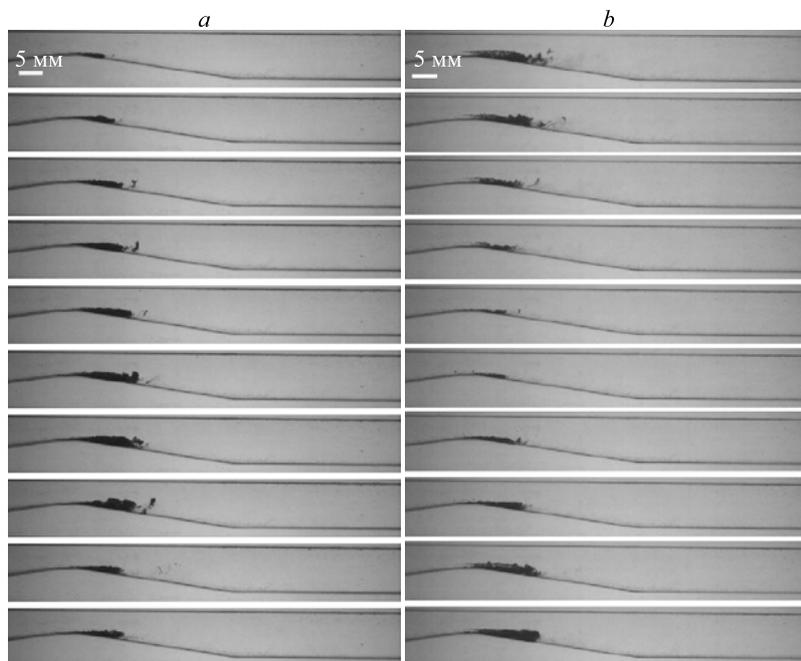


Рис. 10. Типичная временная картина кавитации при $\kappa = 1,62$ с шагом по времени $\Delta t = 1 \cdot 10^{-3}$ с и $\Sigma^* \approx 0,003$ (a), 1,245 (b).

Выводы

Представлено систематическое экспериментальное исследование кавитации в канале с геометрией Вентури с использованием в качестве рабочей жидкости воды при различных температурах с контролируемым параметром Σ^* . Цель работы заключалась в изучении неустойчивости кавитации для геометрии Вентури с учетом влияния термодинамического эффекта. Характеристики неустойчивости кавитации и её средняя длина изучались с помощью высокоскоростной визуализации и постобработки изображений. Впервые были выявлены три типа кавитационной неустойчивости для случаев существенного термодинамического эффекта. Сформулируем основные полученные результаты.

1. Средняя длина кавитации L_{cav} уменьшается с ростом Σ^* .
2. Рассмотрены три вида неустойчивости кавитации: кавитационный взрыв, отрыв кавитационного облака, колебания длины присоединенной полости, которые описаны через число Струхалия и кавитационные модели при различных значениях Σ^* .
3. Влияние термодинамического эффекта на характеристики неустойчивости кавитации проявляется, как правило, через интервалы параметра κ для разных видов неустойчивости. Взрыв кавитации происходит при низких значениях κ с увеличением уровня Σ^* . Если параметр κ больше 1,58 при низком Σ^* или больше 1,50 при высоком Σ^* , то процесс периодического отрыва облачной кавитации с большими вариациями длины присоединенной кавитации переходит в режим небольших осцилляций длины присоединенной кавитации с малыми оторванными полостями.

Авторы выражают благодарность Mingjie Li, Hui Li, Dongze Wang за техническую поддержку.

Обозначения

A — площадь входного сечения канала Вентури, m^2 ,	St_d — число Струхалия, рассчитанное по высоте сопла,
$c_{p,liq}$ — удельная теплоемкость жидкости, Дж/(кг·К),	St_l — число Струхалия, рассчитанное по длине кавитации,
f — основная частота кавитации, Гц,	T — температура жидкости, К,
H — теплота парообразования жидкости, м,	U_{th} — скорость в сопле, м/с,
H_{in} — входная высота канала Вентури, м,	V — объем полости, m^3 ,
H_{th} — высота сопла Вентури, м,	x — координата по направлению течения, м,
K — сжимаемость кавитации, $m \cdot c^2$,	x^* — безразмерная величина x ,
L — расстояние от входа до сопла, м,	y — вертикальная координата, м,
L_{cav} — средняя длина кавитации, м,	y^* — безразмерная величина y ,
L_{cav}^* — безразмерная средняя длина кавитации,	α_{liq} — теплопроводность жидкости, m^2/c ,
m — массовый расход жидкости в области вниз по течению, кг/с,	κ — параметр восстановления давления,
m' — массовый расход жидкости в области вверх по течению, кг/с,	ρ_{liq} — плотность жидкости, kg/m^3 ,
p — давление на входе в канал, Па,	ρ_v — плотность пара, kg/m^3 ,
p' — флуктуации давления вблизи кавитации, Па,	ω — собственная частота, Гц,
p_1 — давление в питающем резервуаре, Па,	Σ — тепловой параметр, $m/c^{1.5}$,
p_2 — давление в принимающем резервуаре, Па,	Σ^* — безразмерное число термодинамического эффекта.
p_v — давление пара, Па,	

Список литературы

1. **Jakobsen J.K., Keller R.B.** Liquid rocket engine turbopump inducers // NASA SP-8052. 1971.
2. **Brennen C.E.** Hydrodynamics of pumps. Oxford University Press, 1994. 316 p.
3. **Tsujimoto Y., Yoshida Y., Maekawa Y., Watanabe S., Hashimoto T.** Observations of oscillating cavitation of an inducer // *J. Fluid Engng.* 1997. Vol. 119, No. 4. P. 775–781.
4. **Tsujimoto Y.** Cavitation instabilities in turbopump inducers // *Inter. J. Fluid Machinery & Systems.* 2010. Vol. 496. P. 169–190.
5. **Zoladz T.F., Turner J.E.** Observations on rotating cavitation and cavitation surge from the development of the fastrac engine turbopump // In 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit. AIAA Paper. 2000. No. 2000–3403.
6. **Cervone A., Bramanti C., Rapposelli E., Torre L., D'Agostino L.** Experimental characterization of cavitation instabilities in a two-bladed axial inducer // *J. Propulsion & Power.* 2015. Vol. 22, No. 6. P. 1389–1395.
7. **Yu L., Zhang H.C., Chen H., Li Y.P., Zuo Z.G., Liu S.H.** Geometrical optimization of an inducer with respect to rotating cavitation generated radial forces by using an orthogonal experiment // *J. Appl. Fluid. Mech.* 2018. Vol. 11, No. 6. P. 1591–1598.
8. **Franc J.P., Michel J.M.** Fundamentals of cavitation (Fluid Mechanics & its Applications. Vol. 76). Kluwer Academic Publisher, 2004. 300 p.
9. **Torre L., Cervone A., Pasini A.** Experimental characterization of thermal cavitation effects on space rocket axial inducers // *J. Fluid Engng.* 2011. Vol. 133, No. 11. P. 111303-1–111303-10.
10. **Franc J.P., Boitel G., Riondet M., Janson E., Ramina P., Rebattet C.** Thermodynamic effect on a cavitating inducer. Part II. On-board measurements of temperature depression within leading edge cavities // *J. Fluid Engng.* 2010. Vol. 132, No. 2. P. 021304-1–021304-9.
11. **Ito Y., Tsunoda A., Kurishita Y., Kitano S., Nagasaki T.** Experimental visualization of cryogenic backflow vortex cavitation with thermodynamic effects // *J. Propulsion and Power.* 2015. Vol. 32, No. 1. P. 1–12.
12. **Kravtsova A.Y., Markovich D.M., Pervunin K.S., Timoshevskiy M.V., Hanjalic K.** High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil // *Int. J. Multiphase Flow.* 2014. Vol. 60. P. 119–134.
13. **Тимошевский М.В., Первунин К.С., Маркович Д.М.** Кавитация на рифлёном двумерном гидрокрыле при малых углах атаки // *Изв. ТПУ.* 2018. Т. 329, № 11. С. 25–36.
14. **Pervunin K.S., Markovich D.M., Hanjalic K.** Modern optical techniques for cavitating flow diagnostics // *A Review, Interfacial Phenomena and Heat Transfer.* 2018. Vol. 6, No. 2. P. 139–154.
15. **Iben U., Makhnov A., Schmidt A.** Numerical study of the effects of dissolved gas release in cavitating flow // *AIP Conf. Proc.* 2018. Vol. 2027. P. 030128-1–030128-6.
16. **Ito Y., Sawasaki K., Tani N., Nagasaki T., Nagashima T.** A blowdown cryogenic cavitation tunnel and cfd treatment for flow visualization around a foil // *J. Therm. Sci.* 2005. Vol. 14, No. 4. P. 346–351.
17. **Cervone A., Bramanti C., Rapposelli E., d'Agostino L.** Thermal cavitation experiments on a NACA 0015 hydrofoil // *J. Fluid Engng.* 2006. Vol. 128, No. 2. P. 326–331.
18. **Gustavsson J.P.R., Denning K. C., Segal C.** Hydrofoil cavitation under strong thermodynamic effect // *J. Fluid Engng.* 2008. Vol. 130, No. 9. P. 091303-1–091303-5.
19. **Watanabe S., Enomoto K., Yamamoto Y., Hara Y.** Thermal and dissolved gas effects on cavitation in a 2D convergent-divergent nozzle flow // *ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting Collocated with the ASME 2014 12th Intern. Conf. on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels.* Vol. 2. Paper No. FEDSM2014–21902, V002T06A013. 9 p.
20. **Kjeldsen M., Arndt R.E.A., Effertz M.** Spectral characteristics of sheet/cloud cavitation // *J. Fluid Engng.* 2000. Vol. 122, No. 3. P. 481–487.
21. **Franc J.P., Rebattet C., Coulon A.** An experimental investigation of thermal effects in a cavitating inducer // *J. Fluid Engng.* 2004. Vol. 126, No. 5. P. 716–723.
22. **Stutz B., Reboud J.L.** Experiments on unsteady cavitation // *Exp. Fluids.* 1997. Vol. 22, No. 3. P. 191–198.
23. **Danlos A., Ravelet F., Coutier-Delgosha O., Bakir F.** Cavitation regime detection through proper orthogonal decomposition: dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent-divergent nozzle // *Int. J. Heat and Fluid Flow.* 2014. Vol. 47, No. 3. P. 9–20.
24. **Ganesh H., Makharju S.A., Ceccio S.L.** Bubbly shock propagation as a mechanism for sheet-to-cloud transition of partial cavities // *J. Fluid Mech.* 2016. Vol. 802. P. 37–78.
25. **Petkovsek M., Dular M.** IR measurements of the thermodynamic effects in cavitating flow // *Int. J. Heat and Fluid Flow.* 2013. Vol. 44, No. 1. P. 756–763.
26. **Dular M., Bachert B., Stoffel B., Sirok B.** Relationship between cavitation structures and cavitation damage // *Wear.* 2004. Vol. 257, No. 11. P. 1176–1184.
27. **Tomov P., Khelladi S., Ravelet F., Sarraf C., Bakir F., Vertenoueil P.** Experimental study of aerated cavitation in a horizontal venturi nozzle // *Exp. Therm. and Fluid Sci.* 2016. Vol. 70. P. 85–95.

28. **Zuo Z.G., Zhang H.C., Liu S.H.** Influence of dissolved gas content on Venturi cavitation at thermally sensitive conditions // In 10th Inter. Symp. on Cavitation (CAV2018), ASME Press, Baltimore, Maryland, USA. 2018. 5 p.
29. **Dular M., Khelifa I., Fuzier S., Maiga M. A., Coutier-Delgosha O.** Scale effect on unsteady cloud cavitation // Exp. Fluids. 2012. Vol. 53, No. 5. P. 1233–1250.
30. **Callenaere M., Franc J.P., Michel J.M., Riondet M.** The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 444. P. 223–256.
31. **Chen C.K., Nicolet C., Yonezawa K., Farhat M., Avellan F., Tsujimoto Y.** One-dimensional analysis of full load draft tube surge // J. Fluid Engng. 2008. Vol. 130, No. 4. P. 041106-1–041106-6.
32. **Ji B., Luo X.W., Arndt R.E.A., Peng X.X., Wu Y.L.** Large eddy simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil // Int. J. Multiphase Flow. 2015. Vol. 68, No. 68. P. 121–134.
33. **Jahangir S., Hogendoorn W., Poelma C.** Dynamics of partial cavitation in an axisymmetric converging-diverging nozzle // Int. J. Multiphas. Flow. 2018. Vol. 106. P. 34–45.

*Статья поступила в редакцию 2 июля 2019 г.,
после доработки — 17 сентября 2019 г.,
принята к публикации 28 апреля 2020 г.*