

УДК 532.528

МОДЕЛИРОВАНИЕ СУПЕРКАВИТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Ю. Н. САВЧЕНКО

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 15.06.2000

Рассматриваются задачи моделирования суперкавитационных процессов относительно формы и размеров суперкаверн, их образования и поддержания. Устанавливаются необходимые безразмерные параметры, ответственные за рассматриваемый процесс: число кавитации σ , число Фруда Fr, число Вебера We. Рассматривается методика моделирования с одновременным соблюдением подобия по числам кавитации и Фруда. Даются рекомендации по снижению масштабного эффекта. В статье также рассмотрены специальные вопросы захвата газа суперкаверной из двухфазного потока с пузырьками газа и гидроакустических явлений при суперкавитации.

Розглядаються задачі моделювання суперкавітаційних процесів відносно форми та розмірів суперкаверн, їх формування і підтримування. Встановлюються необхідні безрозмірні параметри, які відповідають за процес, що розглядається: число кавітації σ , число Фруда Fr, число Вебера We. Розглядається методика моделювання з одночасним дотриманням подібності по числам кавітації та Фруда. Даються рекомендації по зниженню масштабного ефекту. В статті також розглянуті спеціальні питання захвату газу суперкаверною з двухфазного потоку з бульбашками газу та гідроакустичних явищ при суперкавітації.

Problems on modeling of supercavitation processes about shape and dimensions of supercavities, formation and maintenance of them are considered in the article. Necessary dimensionless parameters responsible for the considered process: cavitation number σ , Froude number Fr, Weber number We are established. A procedure of modeling with simultaneous keeping to similarity by cavitation and Froude numbers is considered. Recommendations on the scale effect reduction are given. Special questions of gas entrainment by supercavity from the two-phase flow with gas bubbles and hydroacoustical phenomena in supercavitation also are considered in the article.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема физического моделирования суперкавитационных течений включает несколько тесно связанных между собой задач:

- 1) моделирование формы и размеров суперкаверны;
- 2) моделирование процессов образования и поддержания искусственных каверн;
- 3) моделирование процессов, влияющих на суперкаверну;
- 4) моделирование процессов, создаваемых суперкаверной.

В статье последовательно рассматриваются эти задачи с точки зрения теории размерностей и подобия гидродинамических течений. Применение методов теории размерностей и подобия [1, 2] наряду с использованием опыта проведения экспериментальных исследований в большинстве рассмотренных случаев позволило:

- определить минимальное количество безразмерных параметров, отражающих основные стороны изучаемого процесса;
- выбрать рациональную схему лабораторного эксперимента;
- получить правила пересчета результатов эксперимента для натуральных значений параметров.

Для стационарных суперкавитационных течений процесс определяется следующими параметрами:

- характерным линейным размером тела L ;
- разностью давлений в набегающем потоке и в каверне $p_\infty - p_c$;
- скоростью жидкости V_∞ ;
- плотностью жидкости ρ ;
- ускорением силы тяжести g ;
- кинематическим коэффициентом вязкости воды ν ;
- коэффициентом поверхностного натяжения воды ζ .

Основных единиц измерений три – длина, время и масса. Согласно П-теореме теории размерностей [1] из перечисленных семи параметров можно составить не более $7 - 3 = 4$ независимых безразмерных комбинаций. Все остальные параметры течения и действующие силы являются функциями этих четырех параметров подобия.

В качестве основных параметров подобия суперкавитационных течений используются число кавитации σ , число Фруда Fr, число Рейнольдса Re и число Вебера We:

$$\sigma = \frac{2(p_\infty - p_c)}{\rho V_\infty^2}, \quad Fr = \frac{V_\infty}{\sqrt{gL}}, \quad (1)$$

$$\text{Re} = \frac{V_\infty L}{\nu}, \quad \text{We} = \frac{\rho V_\infty^2 L}{\zeta}.$$

Для суперкавитационных течений в качестве линейного масштаба L обычно выбирается диаметр кавитатора D_n .

Равенство всех четырех параметров подобия обеспечивает соблюдение геометрического, кинематического и динамического подобия стационарных суперкавитационных течений. Именно для подобных и подобно расположенных по отношению к потоку тел диаметры сечений каверны D и действующие силы F могут быть рассчитаны по формулам:

$$D \left(\frac{x}{D_n} \right) = D_n f_1(\sigma, \text{Fr}, \text{Re}, \text{We}), \quad (2)$$

$$F = \frac{\rho V_\infty}{2} D_n^2 f_2(\sigma, \text{Fr}, \text{Re}, \text{We}),$$

где f_1, f_2 – безразмерные функции безразмерных параметров, которые могут быть определены теоретически или экспериментально.

Более того, для суперкавитационных течений не требуется геометрическое подобие кавитаторов, а лишь равенство их коэффициентов кавитационного сопротивления c_x [2]. Кавитаторы с одинаковыми диаметрами D_n и коэффициентами сопротивления c_x образуют каверны приближенно одинаковых размеров. При малых σ и больших Fr диаметр миделя D_c и длина L_c осесимметричной каверны за диском приближенно равны [2, 3]:

$$D_c = D_n \sqrt{\frac{c_x}{\kappa \sigma}}, \quad L_c = D_n \frac{A \sqrt{c_x}}{\sigma}, \quad (3)$$

где $\kappa = 0.9 \div 1.0$, $A \approx 2$ – эмпирическая константа. В [2, 4] показано, что формулы (3), а также зависимости для коэффициентов уноса газа

$$Q = \frac{0.42 c_{x0}^2}{\sigma(\sigma^3 \text{Fr}^4 - 2.5 c_{x0})}, \quad (4)$$

$$Q = \frac{0.27}{\sigma(\sigma^3 \text{Fr}^4 - 2)} \quad (5)$$

можно использовать и для недисковых кавитаторов различной формы, если в качестве характерного линейного размера вместо D_n принимать универсальный линейный размер $D_n \sqrt{c_x}$.

При малых σ для коэффициента сопротивления затупленных кавитаторов справедливо приближенное соотношение [2, 3]:

$$c_x(\sigma) = c_{x0} (1 + \sigma), \quad 0 < \sigma < 1.2, \quad (6)$$

где c_{x0} коэффициент сопротивления кавитатора при $\sigma = 0$. Для дискового кавитатора установлено, что $c_{x0} = 0.82$.

Однако на практике одновременного равенства чисел σ , Fr , Re , We природы и модели достичь невозможно. Поэтому в моделировании суперкавитационных процессов большое значение имеет исследование масштабных эффектов, т.е. влияний различных отклонений от подобия.

ЕСТЕСТВЕННЫЕ И ИСКУССТВЕННЫЕ СУПЕРКАВЕРНЫ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ОБТЕКАНИИ

Главным критерием подобия суперкавитационных течений является число кавитации σ . Режиму суперкавитации отвечают значения $\sigma < 0.1$. Для естественных паровых каверн такие значения числа кавитации достигаются при скоростях обтекания $V_\infty > 50$ м/с. Экспериментально установлено [2, 3], что при таких скоростях в случае дискового кавитатора и свободного замыкания каверны влияние вязкости воды практически отсутствует. Влияние сил весоности и поверхностного натяжения также несущественны, если

$$\text{Fr} > 20 \div 30, \quad \text{We} > 1000. \quad (7)$$

Таким образом, для естественных суперкаверн функции f_1, f_2 в формулах (2) зависят только от одного безразмерного параметра σ , который является единственным критерием подобия течения.

В ИГМ НАН Украины, получена эмпирическая формула для формы естественной суперкаверны [5]:

$$\begin{aligned} \bar{R}^2(\bar{x}) &= 3.659 + 0.847(\bar{x} - 2.0) - \\ &- 0.236 \sigma (\bar{x} - 2.0)^2, \quad \bar{x} \geq 2.0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\bar{R} = R/R_n$, $\bar{x} = x/R_n$. При этом использован анализ экспериментальных данных, полученных для моделей с $D_n = 15$ мм в диапазоне чисел кавитации $\sigma = 0.012 \div 0.057$. Передняя часть каверны $\bar{x} < 2.0$ описывается эмпирической формулой [3]

$$\bar{R} = \left(1 + \frac{3x}{R_n} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad \bar{x} < 3 \div 5. \quad (9)$$

Следующие выражения для диаметра миделя и длины каверны могут быть получены по формуле (8):

$$\bar{R}_c = \sqrt{3.659 + \frac{0.761}{\sigma}}, \quad (10)$$

$$\bar{L}_c = 4.0 + \frac{3.595}{\sigma}. \quad (11)$$

Выражения (10), (11) хорошо согласуются также с результатами наших экспериментальных исследований высокоскоростного движения малых суперкавитирующих моделей в воде [5] ($D_n = 1.0 \div 3.0$ мм). Этим экспериментам соответствовали числа кавитации $\sigma = 10^{-4} \div 10^{-3}$ и числа Маха $M = V_\infty/a = 0.3 \div 0.9$ (где $a = 1460$ м/с – скорость звука в воде). Таким образом, влияние сжимаемости воды на основные размеры каверны при скоростях движения до 1200 м/с можно считать несущественным.

Практическое преимущество формулы (8) состоит в том, что она дает надежную зависимость формы каверны от числа кавитации.

ИСКУССТВЕННЫЕ СУПЕРКАВЕРНЫ В ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ

Из теории подобия гидродинамических течений следует, что форма и размеры естественной и искусственной (вентилируемой) каверн должны быть одинаковы при одном и том же значении σ . Однако в действительности полное подобие не соблюдается.

Главной причиной является то, что вследствие сравнительно небольшой скорости движения $V = 10 \div 50$ м/с течениям с искусственной кавитацией соответствуют умеренные значения числа Фруда $Fr < 20$. Это значит, что при равенстве чисел кавитации роль сил тяжести для искусственной каверны оказывается существенно больше.

Как известно, силы весомости влияют на искусственные каверны двояким образом. Во-первых, искривляется ось каверны (всплывание каверны) и искажается форма поперечных сечений каверны, которые можно рассчитать методом возмущений [6].

При этом искривление оси каверны или величину всплывания каверны \bar{h} можно оценить по формуле [2] $\bar{h} = 0.34(L/Fr)^2 - 0.016(L/Fr)^4$.

Из экспериментов известно и теоретические исследования подтверждают, что при действии поперечного поля силы тяжести внизу каверны образуется жидкий гребень, обращенный вершиной вверх, высота которого увеличивается от кавитатора к корме, внутрь каверны, и она вырождается в два вихревых шнура.

В работе [6] теоретическим путем получен важный критерий:

$$\nu = \sigma\sqrt{\sigma}Fr^2 \geq 1.5. \quad (12)$$

При выполнении этого условия каверна не разрушается, и даже в ее концевой части водяной гребень не смыкается еще с верхней частью. По мере приближения параметра ν к предельному значению $\nu = 1.5$ два вихревых шнура в конце каверны становятся все более выраженными. Сравнение с экспериментом показало, что критерий (12) является более точным, чем критерий Кэмбэла-Хилборна [26] $\sigma Fr \approx 1$; $Fr = 5 \div 25$.

Можно выделить следующие интервалы изменения параметра ν , соответствующие различным уровням возмущений, вызванных весомостью жидкости:

1) интервал $\nu = 1 \div 2$ характеризуется высоким уровнем возмущений, при котором вся послемидельная часть каверны вырождается в вихревые шнуры;

2) интервал $\nu = 2 \div 4$ соответствует среднему или существенному уровню возмущений, при котором высота водного гребня меньше радиуса невозмущенной каверны, хотя может быть к нему близка;

3) интервал $\nu = 4 \div 10$ характеризуется слабым уровнем возмущений, а при $\nu > 10$ влиянием весомости вообще можно пренебречь.

На рис. 1 представлены результаты расчета формы поперечных сечений каверны при значениях чисел кавитации $\sigma = 0.06$ и Фруда $Fr = 10$. В этом случае $\nu = 1.47$. В сечениях $t = 0.25$ и $t = 0.50$ действие весомости еще не проявляется, в сечении $t = 0.75$ уже заметно небольшое поджатие внизу. В середине каверны ($t = 1.00$) форма сечения уже отличается от круговой. При $t = 1.25$ деформация существенна, внизу сечения она близка к половине величины радиуса. Хорошо виден гребень, который направлен вверх. В последующих сечениях каверна разрушается.

Кроме того, изменяется характер замыкания каверны и тип уноса газа из каверны. Экспериментально установлено [2, 3], что при второй форме уноса газа из каверны влияние вязкости и поверхностного натяжения несущественно. Таким образом, в этом случае течение определяется двумя критериями подобия σ и Fr .

Однако добиться одновременного равенства чисел σ и Fr практически также сложно. Моделирование по числу кавитации при меньших скоростях потока требует одновременного уменьшения размера модели для сохранения значения числа Фруда. Известен способ компенсации сил весомости во вращающихся гидроканалах [2].

В работе [7] предложен метод физического моделирования влияния сил весомости на форму суперкаверн путем искривления внешнего потока. По-

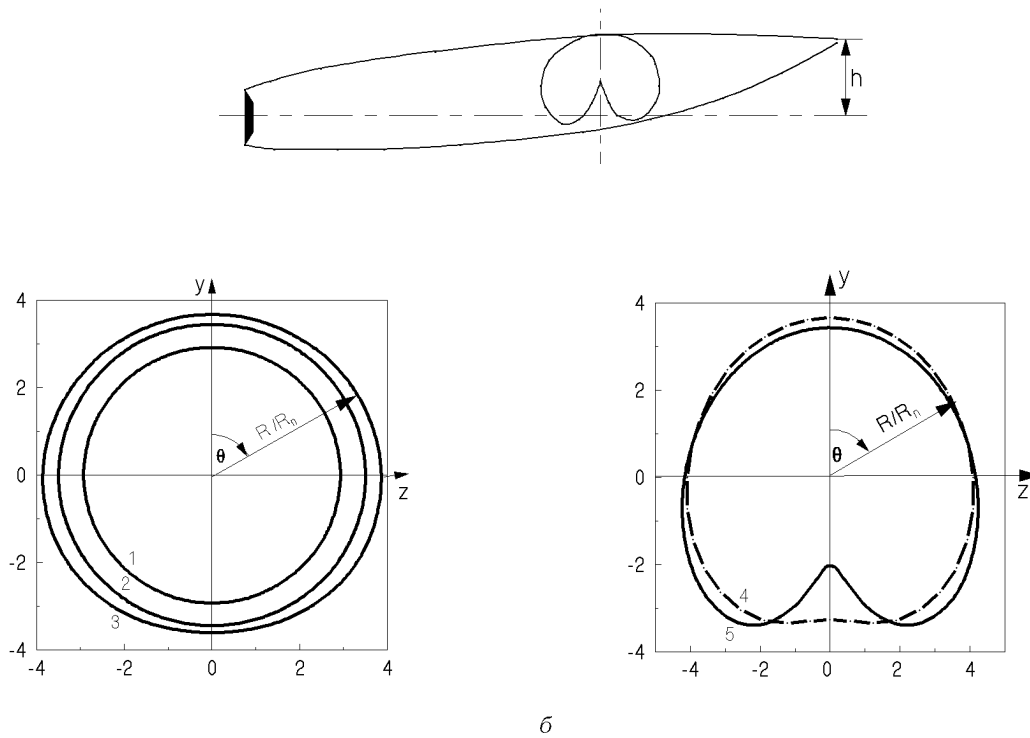


Рис. 1. Искажения суперкаверны в поле сил тяжести: а – в продольном сечении – h ; б – в поперечном сечении – R/R_n ; 1 – $t = 0.25$; 2 – $t = 0.50$; 3 – $t = 1.00$; 4 – $t = 1.25$; 5 – $t = 1.50$

ток искривлялся в вертикальной плоскости с помощью прогиба дна рабочего участка дна (рис. 2). Число F_r для такого потока зависит от радиуса кривизны дна R_b :

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{\left(g - \frac{V^2}{R_b}\right) D_n}} \quad (13)$$

В экспериментах, проведенных в гидрлотке при скорости потока $V = 9$ м/с с искусственной каверной за диском $D_n = 20$ мм, посредством искривления потока удавалось плавно менять число Фруда в диапазоне $20 < Fr < \infty$. При этом полностью устранялась характерная деформация каверны под действием всплывания. Поперечная сила, возникающая на кавитаторе вследствие искривления потока, может быть легко скомпенсирована соответствующим наклоном кавитатора.

Метод искривления потока удобно использовать для компенсации или, наоборот, усиления действия на форму искусственной каверны сил весомости в гидродинамических трубах с горизонтальным потоком. Он имеет преимущество перед методом вращающегося гидроканала [2], поскольку позволяет работать с моделями больших продольных размеров. Заметим, однако, что данный метод не

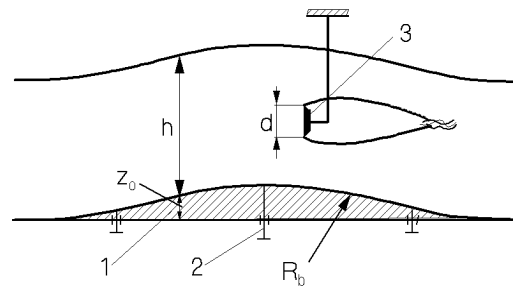


Рис. 2. Схема реализации метода моделирования по числу F_r в искривленном потоке: 1 – гибкое дно; 2 – регулированный винт; 3 – кавитирующая модель

моделирует влияния числа F_r на внутренние процессы в каверне, такие как формирование обратной струйки и движение пены и брызг внутри каверны.

В работе [8] построено аналитическое решение плоской линейной задачи об обтекании суперкавитирующего клина круговым (в потенциальном поле вихря) и диффузно-конфузорным (в поле источника и стока) потоками. Показано, что влияние кругового потока проявляется в искривле-

нии оси каверны, которое можно использовать для компенсации поперечного поля силы тяжести.

Задача об обтекании в поле источника и стока в первом приближении оказалась эквивалентной задаче об обтекании кавитирующего клина в продольном поле силы тяжести, если расстояние до источника или стока равно Fr^2 . При этом обтекание в поле скоростей источника соответствует обтеканию нисходящим, а в поле скоростей стока – восходящим потоком тяжелой жидкости.

Практическое значение полученного решения состоит в возможности компенсации либо, наоборот, усиления влияния силы тяжести на вертикальные каверны в проливных гидродинамических трубах с нисходящим потоком. Для этого в рабочей части трубы следует создать соответственно сходящийся либо расходящийся поток, придавая ей форму конфузора или диффузора с углом $\mu \sim O(1/Gr^2)$. Влияние непараллельности стенок канала при этом имеет порядок $O(1/Gr^2)$.

ИСКУССТВЕННЫЕ КАВЕРНЫ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБТЕКАНИИ

В случае нестационарного обтекания дополнительным определяемым параметром подобия является число Струхала

$$St = \frac{L}{Vt}. \quad (14)$$

Экспериментально показано [24, 25], что время T существования искусственной каверны при выключенном поддуве при достаточно больших числах Fr и We может определяться зависимостью

$$St \cdot k = \bar{L}_c,$$

где $\bar{L}_c = L_c/D_n$; $St = TV/L_c$; $k = 0.77$. При нестационарном обтекании проявляется существенное различие между естественными (паровыми) и вентилируемыми суперкавернами. Исследования показали, что в этом случае важную роль играет параметр, характеризующий влияние упругости газа в каверне:

$$\beta = \frac{\sigma_v}{\sigma} \approx \frac{Eu}{\sigma}, \quad (15)$$

где σ_v – естественное (паровое) число кавитации; $Eu = 2p_\infty/\rho V_\infty^2$ – число Эйлера. Естественной суперкавитации соответствует значение $\beta = 1$, для вентилируемых каверн $\beta > 1$. Параметр β является главным параметром подобия при исследовании

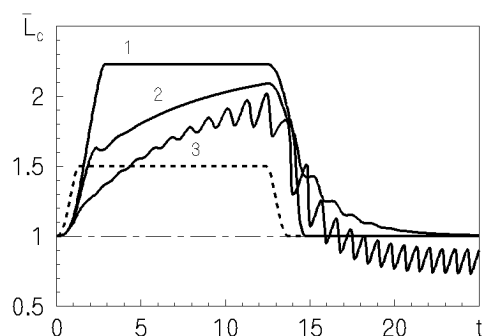


Рис. 3. Изменение длины каверны L_c в зависимости от β : 1 – $\beta = 1$; 2 – $\beta = 1.96$; 3 – $\beta = 5.45$

устойчивости и динамического поведения газонаполненных каверн [9]. При возрастании параметра β газонаполненная каверна проявляет свойства нелинейной динамической системы: потеря устойчивости, наличие собственных частот, автоколебания.

На рис. 3 показано изменение характера изменения длины каверны L_c в зависимости от величины параметра β_0 . Расчеты выполнены с помощью программы ACAV при $D_n = 200$ мм. При расчетах был задан режим свободного замыкания каверны и закон уноса газа $\dot{q}(t) = \frac{2 \cdot 10^{-5}}{\sigma^4(t)}$. Число кавитации постоянно и равно $\sigma = 0.06$. Начальные габариты каверны: $L_c = 6.04$ м, $D_c = 0.74$ м.

Параметры моделирования показаны на рис. 3. Скорость движения модели сначала возрастает на 50 % на протяжении первой дистанции 10 м, затем поддерживается постоянной на протяжении 100 м, после чего уменьшается до своего начального значения. Кривая изменения скорости модели на дистанции показана штриховой линией.

Кривая 1 соответствует режиму естественной кавитации $\beta \equiv 1$. При этом начальная скорость модели составила $V_0 = 69.5$ м/с.

Для режима искусственной кавитации изменение параметра β при постоянном σ достигается изменением начальной скорости модели V_0 . На графиках использованы следующие данные:

кривая 2 – $V_0 = 50$ м/с, $\beta_0 = 1.96$;

кривая 3 – $V_0 = 30$ м/с, $\beta_0 = 5.45$.

Приведенные графики наглядно демонстрируют увеличение роли упругости заполняющего каверну газа по мере возрастания параметра β . В последнем случае (кривая 3) развиваются незатухающие автоколебания каверны в согласии с теорией неустойчивости газонаполненных каверн [9].

На рис. 4 приведены результаты расчета зависимостей $L_c(t)$, $\sigma(t)$, рассчитанных с помощью программы ACAV при задании различных законов уноса газа из каверны. При этом вводилось допущение, что в каждом случае коэффициент уноса есть однозначная функция давления в каверне $\bar{Q}(p_c)$. Различные кривые на рисунке соответствуют следующим законам уноса:

- кривая 1 – 1-я форма уноса (порционная);
- кривая 2 – 2-я форма уноса (по вихревым шнурам), формула (5);
- кривая 3 – режим, близкий к естественной суперкавитации.

Для 1-й формы уноса использовалась функция, полученная путем аппроксимации экспериментальных данных [2]:

$$\bar{Q} = \frac{5\sigma}{100\sigma^2 + 1}, \quad (16)$$

где $\bar{Q} = \dot{Q}/VD_n^2$.

Существенная разница в поведении каверны свидетельствует о важности обеспечения подобия формы уноса как при физическом, так и при компьютерном моделировании нестационарных вентилируемых каверн.

Наличие модели внутри каверны уменьшает активный объем каверны, заполненный газом. При стационарном оттекании в случае свободного замыкания каверны это никак не сказывается на размерах каверны (если не считать возможного взаимодействия модели с обратной струйкой и связанного с этим изменения уноса газа из каверны). В нестационарном случае ситуация иная. Уменьшение активного объема каверны необходимо учитывать в уравнении баланса массы газа, что приводит к изменению динамического поведения каверны. Влияние модели на динамическое поведение каверны значительно усиливается в случае замыкания каверны на теле.

ПРОЦЕСС УНОСА ГАЗА ИЗ ИСКУССТВЕННЫХ КАВЕРН

Как отмечалось выше, при свободном замыкании суперкаверн влияние чисел Re и We на унос газа обычно мало по сравнению с влиянием главных параметров подобия σ и Fr. Однако они могут играть существенную роль, если каверна замыкается на теле.

Моделирование уноса газа при замыкании каверны на теле

При замыкании вентилируемой каверны на теле коэффициент расхода газа и коэффициент сопротивления при заданных форме тела и значениях σ , Fr существенно зависит от состояния поверхности каверны, характера течения в месте замыкания и абсолютной величины зазора.

В лабораторных условиях удается добиться очень низких расходов газа, тщательно согласуя форму тела с формой свободной поверхности каверны и добиваясь невозмущенной поверхности каверны [15]. При этом замыкание каверны осуществлялось практически без обратной струйки. Аналогичного эффекта удается добиться, организуя замыкание каверны на жидкую струю, вытекающую из тела вдоль его поверхности в направлении потока [15]. При замыкании на жидкую струю течение в месте замыкания резко стабилизируется.

При малых зазорах между поверхностью каверны и телом существенной оказывается роль капиллярных и брызговых сил. В этом случае увеличение размеров тела или увеличение возмущений поверхности каверны вследствие увеличения числа Рейнольдса может привести к существенному уменьшению роли капиллярных сил и изменению характера течения в месте замыкания каверны на теле. Это приводит к изменению коэффициента расхода газа и коэффициента сопротивления.

В работе [16] приведены результаты экспериментального исследования влияния числа Re на гидродинамические характеристики и коэффициент расхода газа при замыкании каверны на теле. Испытывались геометрически подобные тела разных размеров, форма которых была близка к форме возникающей суперкаверны. Обеспечивалось плавное замыкание каверны на корпусе с возвратной струйкой малой интенсивности. Условия испытаний и значения параметров σ и Fr были идентичными.

Измерения гидродинамических коэффициентов c_x , c_y и c_m в диапазоне значений числа Рейнольдса $7.4 \cdot 10^5 \div 2.3 \cdot 10^7$ не выявили их зависимости от Re при увеличении линейного масштаба течения $\lambda = L_0/L$.

Напротив, обнаружено существенное влияние линейного масштаба на коэффициент расхода газа \bar{Q} . При этом, чем меньших расходов удается добиться на теле наименьшего масштаба, тем более чувствителен коэффициент \bar{Q} к увеличению масштаба тела.

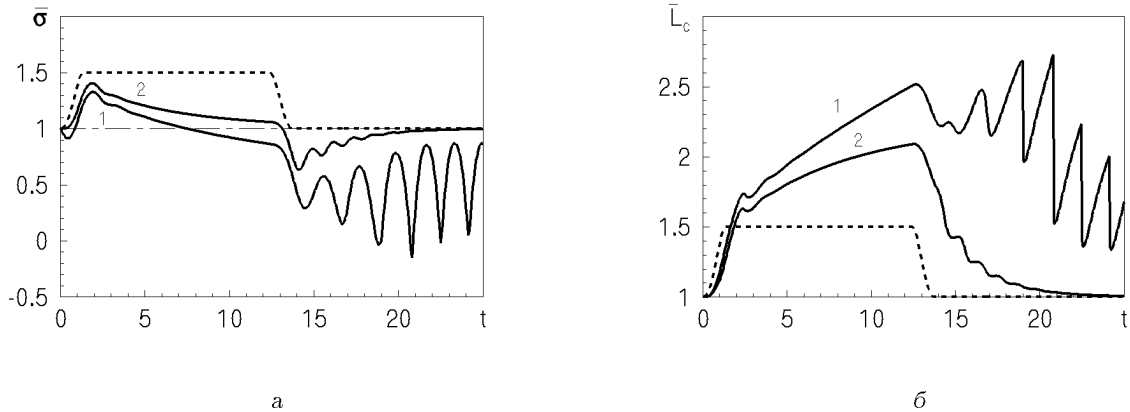


Рис. 4. Результаты расчета зависимостей $\bar{\sigma}(t)$ (а) и $\bar{L}_c(t)$ (б) при задании различных законов уноса газа из каверны с помощью программы ACAV

Влияние на унос газа с помощью специальных добавок

Одним из возможных путей воздействия на величину уноса газа при смыкании каверны на теле является добавка в воду примесей, изменяющих физические характеристики потока. Мы экспериментально исследовали влияние на величину уноса добавок полимеров и поверхностно активных веществ. Воздействие заключалось в уменьшении уровня турбулентных пульсаций в потоке (моделирование по Re). Выпуск полимерного раствора в поток осуществлялся через кольцевую щель на обтекаемой поверхности кавитатора, расположенную соосно с кавитатором по окружности с радиусом, составляющим около 0.3 от радиуса кавитатора R_n .

В экспериментах измерялись параметры каверны и величины расходов Q подаваемых в модель воздуха и полимерного раствора. Для характеристики интенсивности поддува использовался безразмерный коэффициент расхода воздуха

$$C_Q = \frac{Q}{V_\infty S_n},$$

где Q – объемный расход воздуха, $S_n = \pi R_n^2$ – площадь смоченной поверхности кавитатора.

В качестве полимерной добавки, вводимой в поток, в экспериментах использовался полиоксипилен с молекулярным весом $M = 4 \cdot 10^6$. В поток подавался водный раствор указанного полимера. Эксперименты проводились при различной величине расхода Q и его весовой концентрации C , максимальная величина которой составляла $C = 3 \cdot 10^{-4}$.

Результаты экспериментов представлены на рис. 6, 10 в виде графиков зависимости параметров поддува от числа кавитации при различных

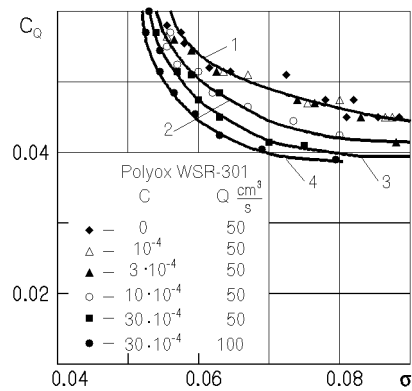


Рис. 5. Графики $C_Q(\sigma)$, полученные при различных концентрациях и расходе полимерного раствора в потоке

величинах подачи полимера в поток.

На рис. 5 представлены графики $C_Q(\sigma)$, полученные при различных концентрациях и расходе вводимого в поток полимерного раствора. Для получения сопоставимых результатов измерения были выполнены также при нулевой концентрации раствора, т.е. при подаче чистой воды. Это позволяет считать, что при сопоставлении графиков взаимно исключается чисто гидродинамический эффект от введения в поток определенного расхода жидкости и наблюдаемые различия обусловлены влиянием полимерной составляющей раствора.

Сопоставление графиков $C_Q(\sigma)$ показывает, что при весьма малых концентрациях раствора влияние полимера практически неощутимо (кривая 1). Эффект начинает проявляться при достижении определенной концентрации раствора, которая в экспериментах составила $C = 10^{-5}$ (кривая

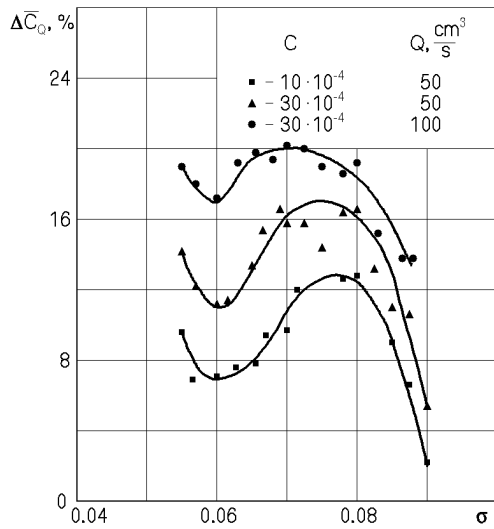


Рис. 6. График экспериментальных данных $\Delta \bar{C}_Q(\sigma)$

2). С увеличением концентрации и расхода раствора возрастает эффект вводимого в поток полимерного вещества, что проявляется в уменьшении необходимой величины поддува для поддержания каверны с постоянным числом кавитации (кривые 3, 4).

На рис. 6 те же экспериментальные данные представлены в виде графиков $\Delta \bar{C}_Q(\sigma)$, где $\Delta \bar{C}_Q$ – величина выигрыша в величине поддува в % – численная относительно данных кривой 1 на рис. 5, которая характеризует в данном случае нулевую величину выигрыша.

Таким образом, в описанном эксперименте достигнуто максимальное уменьшение уноса газа из вентилируемой каверны на 20% за счет введения полимерных добавок.

Суперкаверны в пузырьковом потоке

Своеобразный масштабный эффект может проявиться в случае суперкавитационного обтекания тел газожидкостным пузырьковым потоком [13, 15]. Такой режим течения возможен при экспериментальных исследованиях с вентиляцией каверн в гидродинамических трубах замкнутого типа. Было экспериментально и теоретически показано, что суперкаверны могут захватывать газ из двухфазного пузырькового потока.

Тип взаимодействия газового пузырька с препятствием в потоке главным образом зависит от относительных размеров пузырька и препятствия (рис. 7).

Если пузырьки имеют большие или такие же

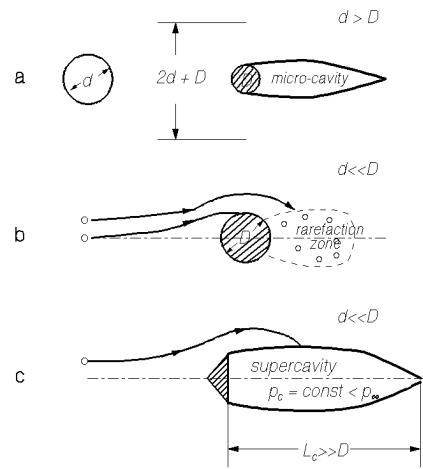


Рис. 7. Типы взаимодействия газового пузырька с препятствием в потоке

размеры, они могут столкнуться с препятствиями и быть ими захваченными (рис. 7, а). В результате имеют место устойчивые газонаполненные каверны в виде нити за препятствиями малого размера (см. фотографии на рис. 8). Этот эффект был использован для создания метода измерения концентрации газа в двухфазном пузырьковом потоке, основанный на измерении длины этих небольших каверн.

Поскольку траектории пузырьков более искривлены, чем линии тока, пузырьки не сталкиваются с препятствиями больших размеров, но могут быть захвачены в зоне разрежения за препятствием (рис. 7, б). Мы показали, что эффект захвата газовых пузырьков должен возрастать, если имеется суперкаверна за препятствием, являющаяся протяженной зоной минимального давления в потоке. Экспериментально доказано, что пузырьки могут притягиваться поверхностью каверны и захватываться ею (рис. 7, в).

Дополнительный расход газа в каверну Q_{cap} для пластинчатого кавитатора шириной a и длиной l будет:

$$Q_{cap}(L_c) = \frac{4}{3} \pi a l V_\infty \int_{R_1}^{R_2} K(R, L_c) f(R) R^3 dR, \quad (17)$$

где $K(R, L_c)$ – коэффициент захвата пузырьков радиуса R каверной длиной L_c (рассчитывается теоретически); $f(R)$ – функция распределения пузырьков в потоке по размерам ($R_1 \leq R \leq R_2$). При достаточной концентрации газа этот процесс при-

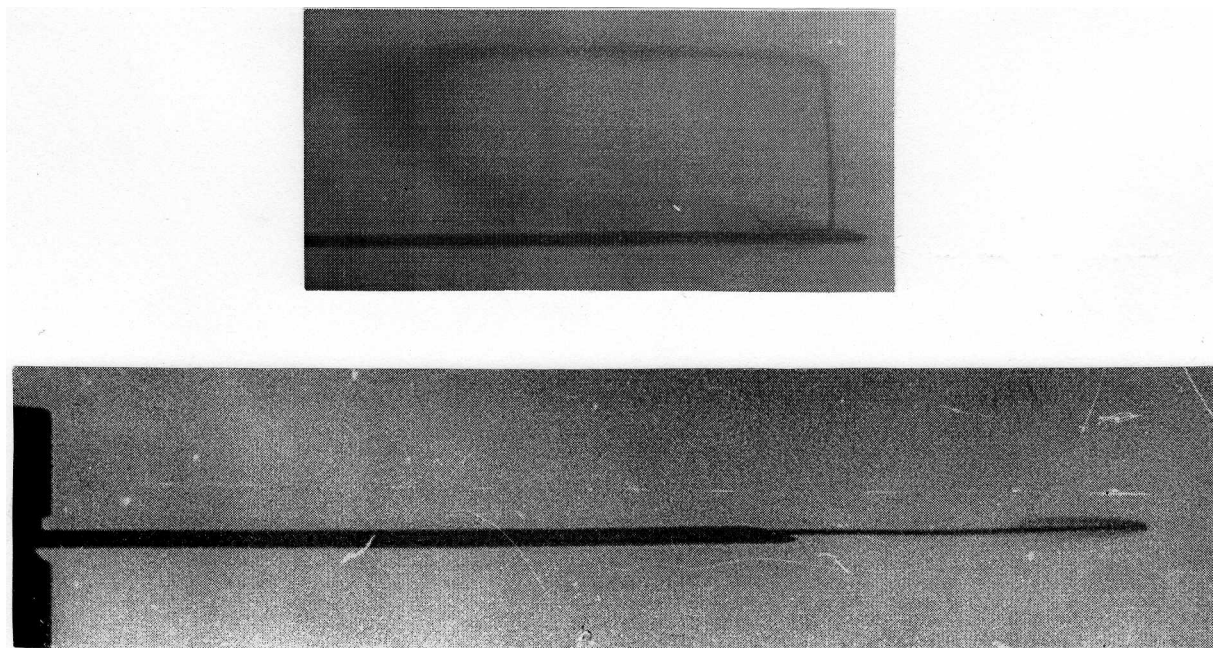


Рис. 8. Устойчивые газонаполненные каверны, образованные стальной проволокой круглого сечения $d = 0,4$

водит к поступлению значительного объема газа в каверну и, как результат, к увеличению размера каверны.

Таким образом, размеры вентилируемой каверны в газожидкостном потоке могут быть существенно большими, чем при обтекании сплошным потоком при тех же значениях скорости потока и расхода газа на поддув каверны. При этом будет иметь место масштабный эффект, поскольку коэффициент захвата K нелинейно зависит как от длины каверны L_c , так и от размера пузырьков. На рис. 9 приведены графики зависимостей $K(R)$ и $K(L_c)$, рассчитанные из решения плоской задачи в работе [4].

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ СУПЕРКАВИТАЦИИ

Излучение звука при движении тел в воде является следствием возникновения нестационарных полей давления вокруг тела и сжимаемости воды. В гидроакустике рассматриваются следующие основные типы генерации звука в воде (в порядке уменьшения излучаемой звуковой энергии):

1) монопольное излучение звука (реактивный движитель, пульсации пузырьков с изменением их

объема);

2) дипольное излучение звука (гребной винт, вибрации тел без изменения объема);

3) квадрупольное излучение звука (завихренность в следе, турбулентный пограничный слой).

При движении судна в воде в режиме сплошного обтекания основными гидродинамическими источниками шума являются движитель, вибрации корпуса и турбулентный пограничный слой на корпусе. При движении тела в суперкаверне исключается квадрупольный шум пограничного слоя на корпусе тела. Однако сама суперкаверна представляет собой источник звука.

В недавней обзорной работе [19] обозначены основные проблемы, возникающие при попытке рассчитать звуковое поле, возникающее при движении суперкавитирующего тела в воде. Представленные модели течений [20], описывающие кавитационные течения, не дают адекватную картину течения во всей области. Так, данные по шумам в кавитационных течениях базируются, в основном, на экспериментальных измерениях.

Источники шумообразования при суперкавитационном обтекании тел

Помимо движителя основными причинами шумообразования при суперкавитационном обтека-

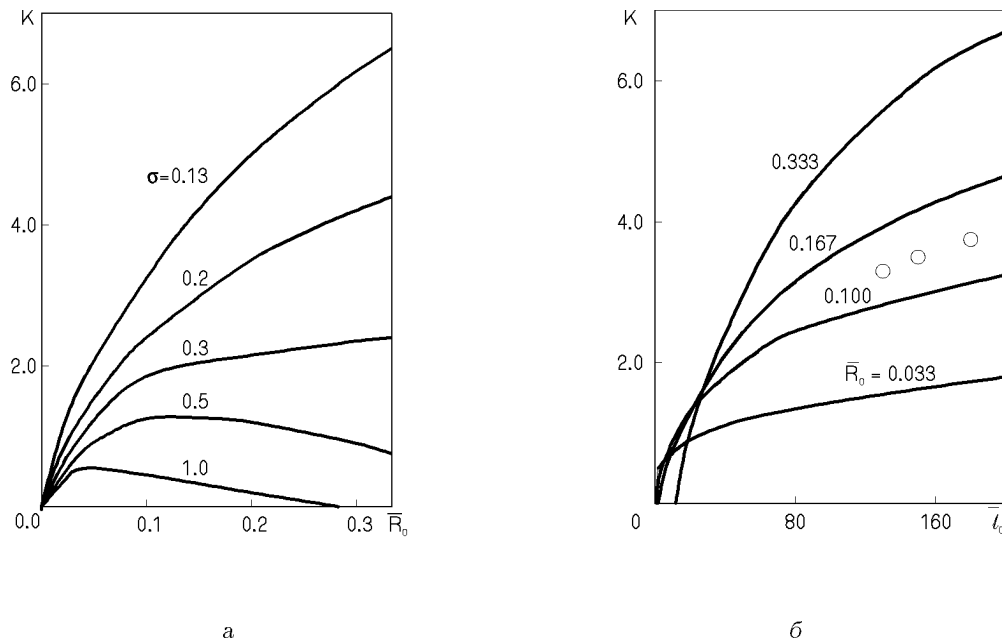


Рис. 9. Графики зависимостей $K(R)$ (а) и $K(L_c)$ (б)

нии тел являются распад свободной границы каверны и нестационарные процессы в области замыкания каверны и в следе за каверной. В конечном счете мы приходим к хорошо изученным случаям генерации шума при пузырьковой и вихревой кавитации в следе суперкаверны [20, 21].

Отсюда следует, что при стационарном замыкании вентилируемой каверны по второй схеме излучение шума собственно суперкаверной должно практически отсутствовать.

При нестационарном замыкании каверны по первой схеме за каверной образуется пульсирующий газожидкостный след, который может излучать звук в широком диапазоне частот. При этом низшая частота порядка $f = 10 \div 100$ Гц определяется процессами возникновения и разрушения обратной струйки и выноса пены из каверны [4, 22].

Сравнительно мощным источником низкочастотного $f = 1 \div 10$ звукового излучения могут являться пульсирующие вентилируемые каверны. В работе [23] дана оценка интенсивности акустического излучения пульсирующих каверн. Рассмотрена модельная задача об акустическом излучении пульсирующего эллипсоида вращения с использованием известного решения для несжимаемой жидкости.

Полученная оценка дает, например, что при

числе кавитации $\sigma = 0.04$ и скорости движения $V = 7$ м/с излучаемая суперкаверной мощность в безграничной жидкости составит около 0.85 % буксировочной мощности. При движении вблизи свободной границы интенсивность акустического излучения резко уменьшается. Например, для точечного источника, излучающего сферическую звуковую волну, отношение интенсивности излучения к интенсивности в неограниченной среде будет

$$\frac{I}{I_\infty} = 1 - \frac{\sin 2kh}{2kh}, \quad (18)$$

где k – приведенная частота; h – отстояние от свободной поверхности. Таким образом, сжимаемость воды и акустическое излучение при малых числах Маха не могут заметно повлиять на пульсации каверны.

При замыкании каверны на теле возможно переизлучение звука вследствие возникновения вибраций упругого корпуса тела. В этом случае кавитатор с суперкаверной может играть роль усилителя вибраций с обратной связью, порождающего и/или изменяющего периодичную структуру следа за каверной.

На рис. 10 приведена фотография следа за высокоскоростной естественной каверной, имеющего периодическую пузырьковую структуру ($D_n = 3$ мм, $V = 480$ м/с). В различных опытах абсолют-

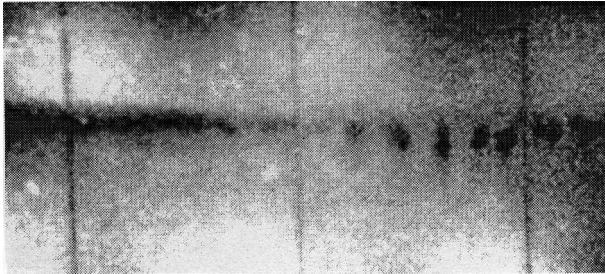


Рис. 10. Фотография следа за высокоскоростной естественной каверной

ная частота периодической структуры следа изменялась в пределах $f = 20 \div 40$ МГц ($St \approx 120\sigma$) для моделей длиной $L = 284$ мм при диаметре кавитатора $D_n = 3.0$ мм и $f = 80 \div 140$ МГц для моделей длиной $L = 150$ мм и диаметром кавитатора $D_n = 1.2 \div 1.5$ мм. Анализ показал, что частота периодической структуры следа в некоторых опытах имела тот же порядок, что и частота упругих колебаний корпуса моделей, возникающих при старте.

Представленная картина показывает, что самый существенный источник звука находится в следе кавитирующего тела. Он представляет собой последовательность пузырьков. Известно, что один пузырек является очень эффективным источником звука [21]. Схлопывание одиночных пузырьков производит сильный шум с коэффициентом эффективности

$$\eta = \frac{W_a}{W_d} \approx 0.3, \quad (19)$$

где W_a – излучаемая мощность; W_d – полная потеря энергии потока. Но экспериментальные данные для пузырьковой кавитации показывают, что величина этого коэффициента составляет всего лишь $\eta \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, разность составляет 20 dB. Физическая причина заключается в том, что в этом случае взаимодействие в группе пузырьков является решающим фактором.

Пузырьковая кавитация также характеризуется специфическими спектрами излучаемого звука [21]. Они не содержат никаких сильно выделяющихся частот.

Влияние суперкаверны на излучение звука телом

Интересно рассмотреть каверну возле тела, как

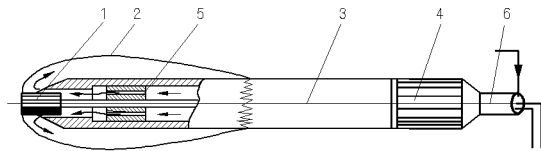


Рис. 11. Схема экспериментального устройства

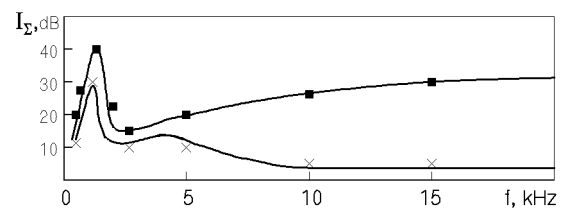


Рис. 12. Результаты измерения звука

элемент устройства контроля излучения звука. На рис. 11 представлена схема экспериментального устройства. Вверху части 1 расположен гидрофон. Излучатель звука находится в части 4. Сигналы из гидрофона рассматривались для двух случаев.

В первом устройстве устанавливается в поток без каверны. Скорость течения мала для образования естественной каверны. Во втором случае искусственная каверна 2 образовывалась вблизи головной части устройства. В обоих случаях использовалась та же величина напряжения как возбуждающая сила излучения звука в части 4.

Результаты измерения звука представлены на рис. 12. Линия, пересекающая точки квадрата, соответствует первому случаю. Крестики обозначают линию, соответствующую второму случаю. Естественно, что наличие каверны существенно изменяет условия работы гидрофона. Близлежащие источники звука работают подобно акустически мягкой поверхности. Можно видеть, что каверна играет роль такой поверхности в очень широком диапазоне частот. Этот результат может быть интересен относительно упомянутой разности в эффективности излучения одиночного пузырька и группы пузырьков.

На рис. 12 можно видеть ту же разность в 20 dB уровня звука источника.

1. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в

- механике.– М: Наука, 1972.– 428 с.
2. Эпштейн Л.А. Методы теории размерностей и подобия в задачах гидромеханики судов.– Л.: Судостроение, 1970.– 208 с.
 3. Логвинович Г.В. Гидродинамика течений со свободными границами.– К.: Наук. думка, 1969.– 208 с.
 4. Эпштейн Л.А. Характеристики вентилируемых каверн и некоторые масштабные эффекты. High-speed unsteady water flows (Proc. of international symp. IUTAM) // М.– Наука.– 1973.– С. 173–185.
 5. Савченко Ю.Н., Власенко Ю.Д., Семенов В.Н. Экспериментальные исследования высокоскоростных кавитационных течений // Гидромеханика.– 1998.– Вып. 72.– С. 103–111.
 6. Буйвол В.Н. Тонкие каверны в течениях с возмущениями.– К.: Наукова думка, 1980.– 296 с.
 7. Савченко Ю.Н. Моделирование развитой кавитации в гидродотке с искривленным течением // Гидромеханика.– 1974.– Вып. 26.– С. 3–5.
 8. Семенов В.Н. Учет неравномерности внешнего потока в линейной теории кавитационного обтекания профилей // Гидромеханика.– 1987.– Вып. 56.– С. 57–60.
 9. Semenenko V.N. Instability and oscillation of gas-filled supercavities. Proc. Third International Symp. on Cavitation // Grenoble (France).– Vol. 2.– 1998.– С. 25–30.
 10. Эпштейн Л.А., Лапин В.М. Приближенный расчет влияния границ потока на длину каверны в плоской задаче и за осесимметричным телом // Тр. ЦАГИ.– 1980.– Вып. 2060.– С. 3–24.
 11. Микута В.И., Файзуллин А.К. Влияние плотности газа на состояние поверхности каверны // Гидродинамические течения и волновые процессы.– ИТФ СО АН СССР, Новосибирск.– 1983.– С. 91–97.
 12. Кнепп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф. Кавитация.– М: Мир, 1974.– 686 с.
 13. Савченко Ю.Н., Семенов В.Н., Осипенко С.Б. Механизм взаимодействия каверны с пузырьковым потоком // Докл. АН Украины.– 1985.– N 9.– С. 39–42.
 14. Savchenko Y.N., Semenenko V.N. The gas absorption into supercavity from liquid-gas bubble mixture. Proc. Third International Symp. on Cavitation // Vol.2.– Grenoble (France).– 1998.– P. 49–53.
 15. Мигиренко Г.С., Козлюк Г.С., Мальцев И.И., Микута В.И., Новиков В.Г. Некоторые способы управления кавитационным течением при низких числах Фруда. High-speed unsteady water flows (Proc. of international symp. IUTAM) // М.– Наука.– 1973.– С. 361–367.
 16. Богдевич В.Г., Мигиренко Г.С., Микута В.И., Новиков В.Г. Развитая искусственная кавитация на телах, движущихся в жидкости // В сб.: Исследования по развитой кавитации.– ИТФ СО АН СССР, Новосибирск.– 1976.– С. 9–34.
 17. Савченко Ю.Н., Семенов В.Н., Путилин С.И. Нестационарные процессы при суперкавитационном движении тел // Прикладная гидромеханика.– 1999.– Том. 1, N 1.– С. 62–80.
 18. Семенов В.Н. Компьютерное моделирование динамики суперкавитирующих тел // Прикладная гидромеханика.– 2000.– Том 2, N 1.– С. 64–69.
 19. Grinchenko V.T. High speed body motion and sound generation // High Speed Body Motion in Water (AGARD Report 827). Proc. Fluid Dynamics Panel Workshop.– Kiev.– 1997.– P. 34-1–34-5.
 20. Перник А.Д. Проблемы кавитации.– Л.: Судостроение, 1966.– 335 с.
 21. Левковский Ю.Л. Структура кавитационных течений.– Л.: Судостроение, 1978.– 222 с.
 22. Эпштейн Л.А. О механизме пульсационных процессов в концевой зоне присоединенных каверн. Доклады симпозиума по физике акустико-гидромеханических явлений // М.– Наука.– 1975.– С. 133–138.
 23. Логвинович Г.В. О пульсациях каверн и акустическом излучении эллипсоида вращения // Труды ЦАГИ.– 1985.– Вып. 2272.– С. 9–18.
 24. Савченко Ю.Н., Савченко В.Т. Неустановившееся движение диска при наличии схлопывающейся каверны // Гидромеханика.– 1976.– 34.– С. 18.
 25. Савченко Ю.Н., Савченко В.Т. Исследование динамики искусственной каверны за диском // Гидромеханика.– 1974.– 30.– С. 34.
 26. Camphell I.J., Hilborne P.V. Air Entrainment behind Artificial Inflated Cavities. // Second Symp. Naval Hydrodynamics. – Washington, 1958.