УДК 62-531.3

О МЕТОДАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОСНОВНЫХ СТАДИЙ РАЗВИТИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ

[1]Капранова А.Б., [1]Лебедев А.Е., [2]Мельцер А.М., [2]Неклюдов С.В., [2]Серов Е.М.

[1]ФГБОУ ВПО «Ярославский государственный технический университет», Ярославль, e-mail: kapranova_anna@mail.ru;

[2]ЗАО НПО «Регулятор», Ярославль

В обзорной статье анализируются известные способы моделирования начальной и развитой стадий естественной гидродинамической кавитации. Кратко перечислены отличительные особенности данного вида кавитации. При анализе современных подходов к описанию ее начальной стадии выявлено применение двух подходов – стохастического (в случае формирования кавитационных полостей в соответствии с гомогенным и гетерогенным механизмами зародышеобразования) и детерминированного (при исследовании движения жидкости около дисперсной сферической частицы переменного радиуса). Однако дифференциальные распределения зародышей кавитации по их радиусам, используемые в известных моделях, постулируются на основе опытных данных. При этом в рамках комбинирования указанных подходов активно развивается моделирование несущей фазы гетерогенной среды в переменных Эйлера, а дисперсной – в переменных Лагранжа. При исследовании развитой стадии используется детерминированный подход с применением метода теории струй.

Ключевые слова: гидродинамическая кавитация, начальная и развитая стадии, стохастический и детерминированный подходы

METHODS OF MODELING THE DEVELOPMENTAL STAGES OF HYDRODYNAMIC CAVITATION

[1]Kapranova A.B., [1]Lebedev A.E., [2]Meltser A.M., [2]Neklyudov S.V., [2]Serov E.M.

[1]Yaroslavl State Technical University, Yaroslavl, e-mail: kapranova_anna@mail.ru;

[2]ZAO NPO «Regulyator», Yaroslavl

In a review article examines the known methods of modeling and initial development stages of the natural hydrodynamic cavitation. Briefly listed distinctive features of this type of cavitation. In the analysis of modern approaches to the description of the initial stage of its application identified two approaches – stochastic (in the case of the formation of cavitation bubbles under the homogeneous and heterogeneous nucleation mechanisms) and deterministic (the study of fluid motion around the dispersed spherical particle of variable radius). However, the differential distribution of cavitation nuclei in their radii used in certain models postulated on the basis of experimental data. In the framework of the combination of these approaches is actively developing modeling carrier phase heterogeneous environment variables of Euler and dispersed – in Lagrange variables. In the study of advanced stage used a deterministic approach using the method of the theory of jets.

Keywords: hydrodynamic cavitation, initial and advanced stage, stochastic and deterministic approaches

При проектировании гидравлических регулирующих органов для трубопроводной системы, в которых действие на затвор осуществляется за счет энергии рабочей среды с целью сброса повышенного или поддержания заданного уровня давления, предотвращения обратных протечек, остается актуальной проблема борьбы с нежелательными последствиями эффекта кавитации в потоках жидкости [17]. В частности, к таковым относятся повреждения внутренних поверхностей проточных каналов данных устройств в виде эрозийных кратеров, а также возникающий шум и вибрации в элементах трубопроводной арматуры [8, 18]. Перечисленные факторы влияют на прочностные характеристики данного арматурного оборудования и препятствуют реализации нормальных условий его эксплуатации в рамках нормативных стандартов, в том числе санитарных. Расчет проточной части регулирующих органов связан с оценкой набора критических параметров кавитации, которые, в частности, вводятся в соответствии с числом кавитации $\kappa = 2Eu$ согласно критерию Эйлера и определяются гидродинамическими и виброакустическими методами [3, 5, 6]. Проявление первичных кавитационных эффектов в пузырчатой форме вызвано резким падением давления жидкости до значений ниже, чем давление ее насыщенного пара (например, при $t = 20{,}8\,°C$ для водяного – $p_н = 2{,}5\cdot10^3$ Па [17]), вследствие течения рабочей среды через проточную часть регулирующего органа при дросселировании или изменении направления потока жидкости. Таким образом, описание механизма поведения кавитационных пузырей в процессах их эволюции представляет особый интерес в вопросах проектирования гидравлических регулирующих устройств.

Цель работы – анализ современных методов моделирования основных стадий развития эффекта гидродинамической кавитации.

Краткое понятие о гидродинамической кавитации

Естественная гидродинамическая кавитация [3, 19] – эффект разрыва потока жидкости, который в отличие от акустической кавитации (под воздействием звуковых волн) [21, 31] наблюдается при понижении давления до критических значений в локальной области высокоскоростных течений жидкостной среды. Физическая природа рассматриваемого явления связана также с переходными термодинамическими процессами (от метастабильного к устойчивому состоянию системы) вследствие того, что одновременно с резким понижением давления жидкости происходит ее перегрев. Моделирование течений жидкостных сред в условиях естественной гидродинамической кавитации, возникающей при резком падении давления в процессе обтекания тел различной формы, например в трубопроводных системах при нарушении их герметичности, в насадках, в проточных частях регулирующих органов (в том числе при работе клапана – его закрытии или открытии с расширением потока) и т.д., связано с решением множества задач. К ним можно отнести описание механизмов: образования кавитационной полости, ее расширения, сжатия, схлопывания и др., которые соответствуют начальной и развитой стадиям кавитации.

Современные подходы к моделированию начальной стадии гидродинамической кавитации

А. Стохастический подход. Разделяя процесс формирования указанных полостей в соответствии с гомогенным и гетерогенным механизмами зародышеобразования [25], следует выделить стохастический подход к их описанию: модели гомогенной нуклеации [7, 22, 30, 36]; модификации с введением фактора гетерогенности [12, 23, 26, 29]; модели гетерогенной нуклеации, например, на частицах примесей жидкостной среды [19, 20], на стенке [27, 33], в ее трещинах (впадинах) [16]. Классические работы Я.И. Френкеля [22], который продолжил идеи V. Volmer и A. Weber [36], дополнены исследованиями J.H. Lienhard и A. Karimi [30] с предложением в теории [22] сравнивать работу, затрачиваемую на формирование критического нуклеона – W^* с минимальным значением его потенциальной энергии (без уточнения кинетической энергии молекул). Как уже отмечалось, критический нуклеон представляет собой паровой зародыш в жидкостной среде с метастабильным состоянием. Частота нуклеации J (число зародышей в единичном объеме за единицу времени) определяется формулой [22]

$$J = J^* \exp[-G_H],$$

где $G_H = \dfrac{W^*}{k_B T_l}$ – число Гиббса; J^* – константа, которая зависит от значений коэффициентов – поверхностного натяжения среды и диффузии газа в ней, числа молекул жидкости, их объема; k_B – постоянная Больцмана; T_l – температура жидкости. В частности, выражение (1) применяется в модели В.К. Кедринского [7] для расчета полного объема диффузионных слоев X_d и плотности кавитационных пузырей N_d (радиусом R и радиусом диффузионного слоя r_d) в единице объема жидкостной среды (вулканической магмы) с помощью кинетических уравнений

$$N_b = \int_0^\tau J(t')\left[1 - X_d(t')\right]dt';$$

$$X_d = 1 - \exp\left[-\int_0^\tau J(t')V_d(t-t')dt'\right]. \quad (1)$$

Здесь τ – время нуклеации кавитационных зародышей (период индукции); $V_d = \dfrac{4\pi}{3}\left[\left(r_d/R\right)^3 - 1\right]R^3$ – объем диффузионного слоя.

Модифицированные модели [26, 27] используются для описания течений жидкостной среды с абразивными частицами малых размеров. При этом гомогенное зародышеобразование может не наблюдаться вследствие более низких значений изменения температуры (например, для воды меньших в десятки раз) в сравнении с перепадами температуры для потоков очищенной жидкости. Модификация для J представляется в виде $J = J^* \exp[-G_H G]$, где G – фактор гетерогенности, который характеризует степень уменьшения значения работы, затрачиваемой на формирование критического нуклеона. Заметим, что наиболее распространенными являются две формы данного фактора в соответствии с работами Md. Alamgir, J.H. Lienhard [23] и E. Ellas, P.L. Chambre [26]

$$G_{AL} = \left(1 + b_1 V_P^{b_2}\right)\left(T_{10}/T_{cr}\right)^{b_3}; \quad G_{EC} = \rho_l V_P \left(2\pi m k_b T\right)_1^{1/2} \left(16\pi\rho_V \sigma^2\right)^{-1} c_1 \left(T_{10}/T_{cr}\right)^{c_2}, \quad (2)$$

где T_{10}, T_{cr} – начальное и критическое значения температуры жидкости, К; V_p – скорость падения давления, Па/с; σ – избыточная свободная энергия; ρ_V, ρ_l – плотности фаз (пузырька и жидкости); m – молекулярная масса; b_1, b_2, b_3, c_1, c_2 – константы. Кроме того, имеются работы, учитывающие в рамках модификации [23] теорию гомогенной нуклеации, а также последующее расширение кавитационных полостей за счет межфазного массобмена. Отметим, что авторы исследований [7, 29] выполнили расчеты для флуктуационного зародышеобразования в условиях диффузии газа.

Представляет интерес модель объемной гетерогенной нуклеации, учитывающая распределение гетерогенных ядер по размерам [12], в которой использован подход из [28] для способа учета соответствующего экспериментального распределения (близкого к логнормальному) для частиц примеси кавитирующих потоков жидкости при акустических эффектах. В случае [12] согласно распределениям центров парообразования (в форме нормального, логнормального и равновероятного законов) по радиусам этих частиц $N(r)$ проводится оценка их числа

$$n = \int_{R_{cr}}^{\infty} N(r)dr.$$

Как отмечается авторами [12, 33], работы S.G. Bankoff [24] и Y.Y. Hsu [27], посвященные соответственно гетерогенной нуклеации на стенке [24] и в ее трещинах [27], заложили основу для дальнейших исследований в данных направлениях. При этом выявлены критерии реализации зародышеобразования: разница свободной энергии объемной нуклеации превышает значение этой величины для пристенной [24]; расширение полусферического пузыря во впадине происходит, если разность значений температур пузырей – указанного и равновесного с тем же радиусом, больше нуля [27]. В частности, T.S. Shin и O.C. Jones [33] предложили эмпирическое соотношение для частоты гетерогенной нуклеации на стенке в виде $J_W = f_{\max} N_{bW}$, где при $c_0 = 10^4$ и $c = 2{,}5\cdot 10^{-8}$ корреляция частоты отрыва пузырей $f_{\max} = c_0 \left(T_s - T_l\right)^3$ нелинейно зависит от разности температур стенки и жидкости, а плотность образовавшихся пузырей $N_{bW} = c\left(R_d / R_{cr}^2\right)^2$ определяется их радиусами – при критическом значении R_{cr} и при отрыве R_d.

Б. Детерминированный подход. Детерминированный подход, применяемый традиционно для описания поведения одиночного кавитационного пузыря, представлен уравнением движения (жидкости около дисперсной сферической частицы переменного радиуса) типа Рэлея – Ламба (Рэлея – Плессета) [16, 19], имеющим различные модификации в зависимости от набора учитываемых эффектов – инерционных, тепловых и диффузионных. Общая постановка краевой задачи со свободной границей, которая представлена в работе Си-Ди-Ю [20], для выделенной поверхности, разделяющей две области: внутреннюю – парогазовую и внешнюю – жидкостную с растворенным газом, обычно переносится на приближение о сферической форме кавитационной полости [16, 19]. При этом указанное уравнение представляет собой обобщение системы уравнений в сферических координатах: неразрывности, движения для несущей фазы, энергетического баланса, теплопроводности, диффузии и условий на межфазной границе. Например, в пренебрежении диффузионными и тепловыми факторами классическое уравнение Рэлея – Ламба

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 = \left\{p_v - p_l - \left[2\sigma + 4\mu_l \dot{R}\right]/R\right\}/\rho_l \quad (3)$$

при $\dot{R} = \ddot{R} + \zeta_{lv}/\rho_l$ позволяет проанализировать радиальное движение поверхности сферической полости $R(t)$ в безграничной несжимаемой жидкости вязкостью μ_l и плотностью ρ_l с учетом интенсивности фазовых переходов ζ_{lv} на указанной поверхности и разности давлений фаз $(p_v - p_l)$. Отметим, что в настоящем изложении не рассматривается случай сжимаемой жидкости, характерной для акустической кавитации. Отдельный интерес представляют задачи устойчивости сферической формы пузыря.

Поведение кавитационного пузыря на стенке согласно [14, 19] может быть представлено в виде сложного движения (при разложении на радиальное и поступательное) с источником (стоком) в центре и заменой обтекания диполем при направлении его момента вдоль перемещения пузыря. Метод зеркальных отображений позволяет описать суммарный потенциал течения двух симметричных диполей и двух фиктивных источников, применяемый для расчета кинетической энергии выделенной системы. Система уравнений Лагранжа II рода в обобщенных координатах (для радиуса пузыря и расстояния от его центра до стенки) позволяет оценить скоростные режимы роста кавитационной полости у стенки.

В. Комбинированный подход. Известен традиционный метод моделирования течений системы жидкость – пар – газ, как гетерогенной с двумя фазами («несущей» –

жидкости и «дисперсной» – совокупности пара и газа) в форме континуумов, подчиняющихся законам сплошной среды, обобщенным Р.И. Нигматулиным [16]. При этом реализуется составление системы характерных уравнений в пространственно-временных переменных Эйлера, когда искомые функции, например скорость потока, задается в каждой точке пространства и имеет смысл ее субстанциональная производная по времени. Активно развивается другой способ моделирования движения указанных сред, когда несущая фаза – континуум (в переменных Эйлера), а дисперсная – образует совокупность частиц, положение которых задается переменными Лагранжа – координатами в выбранной системе отсчета в данный момент времени [12, 15, 34]. При этом в зависимости от точности предлагается искомые функции для каждой фазы отыскивать при решении систем уравнений для каждой фазы в отдельности с последующим уточнением влияния межфазных массовых, импульсных и энергетических переносов. В рамках задач описания кавитационных течений помимо детерминированных уравнений сохранения массы, импульса и энергии можно привлечь стохастический подход, например, к анализу частоты нуклеации или оценке изменения радиуса пузырей. В частности, в работе [12] введение концентрации пузырьков пара (в том числе, при гетерогенной нуклеации на стенке и в объеме), дополненное уравнением состояния воды в виде условия Тэта приводит к замыканию эйлеровского этапа моделирования. При этом уравнение Рэлея – Ламба на лагранжевом этапе дополняется законами сохранения массы и внутренней энергии. Аналогичный способ моделирования, но с применением теории гомогенного зародышеобразования использован в работах [15].

Основные способы описания развитой гидродинамической кавитации

В теоретическом плане остается проблемным описание переходного этапа от начальной к развитой стадии гидродинамической кавитации, в то время как задачи об устойчивости развитой каверны имеют давнюю историю. Вопросы исследования механизма частичного замыкания каверны на теле (например, при движении крыльев, винтов, вращениях симметричных объектов и т.д.) обычно рассматриваются с позиций искусственной кавитации (суперкавитации) [10, 11], когда замыкание кавитационной полости на теле с помощью дополнительного вдувания воздуха становится полным, т.е. завершается за телом при скоростях потока, много меньших, чем для развитых стадий естественной кавитации. Экспериментальные данные о форме каверны свидетельствуют об образовании в области ее замыкания струйки, которая нарушает целостность хвостовой части кавитационной полости и формирует ее парогазовый след. Как правило, в этих случаях используется метод теории струй, распространяющий реальное течение среды на конформное отображение с помощью искомой преобразующей функции, которая задается различными способами. Известны схемы расчетов плоских течений: Кирхгоффа, Жуковского – Рошко, Рябушинского, Т. Ву, Д.А. Эфроса, два представления М. Тулина и их модификации [19]. Однако в настоящей работе ограничимся изложением подходов с возможным их применением к явлению гидродинамической кавитации в проточных частях регулирующих органов трубопроводов, т.е. в случае эволюции пузырчатой кавитации.

Согласно обзору [11] степень эрозийного влияния развитой кавитации на рабочие поверхности различных гидродинамических устройств определяется двумя факторами соответственно вследствие несимметричного и симметричного схлопывания кавитационной полости: формированием кумулятивной струйки вблизи стенки (или при обтекании тела) с последующим возможным гидроударом [4, 9, 32]; возникновением сферических ударных волн [2]. Например, в работе [31] выполнена оценка скорости указанной струйки при обтекании тела одиночной каверной, которая позволяет рассчитать давление кумулятивного течения на поверхность тела. Численное исследование направления развития струйки вблизи наклонной стенки проведено в [4]. Моделирование высокоскоростной ударной струи в форме цилиндрического столба жидкости, действующей на изотропное упругое полупространство, после схлопывания кавитационного пузыря представлено в работе [1]. Автор [2] применяет уравнения Лагранжа II рода при описании сложного движения одиночной каверны с разложением на радиальное и поступательное движения и применяет метод конформных отображений. Работа A. Thiruvengadam [35] содержит расчетные формулы для интенсивности кавитационной эрозии, а также относительного размера ядра в зависимости от критериев Вебера, Маха и числа кавитации. Описание схлопывания пузырей связано с задачами акустической кавитации [21, 31], в частности, при использовании аппроксимаций Кирвуда – Бете для движения поверхности полости с учетом сжимаемости жидкости [13].

Заключение

Итак, начальная стадия развития гидродинамической кавитации согласно опытным данным [3, 8, 18, 19] разделяется на паровую (в разрывных полостях), газовую (при расширении нуклеонов – газовых зародышей) и парогазовую. Кроме того, возможна диффузия газа сквозь стенки паровых полостей и два вида зародышеобразования: гомогенная (флуктуационная для паровой фазы в жидкости без примесей) и гетерогенная (для системы газ – пар взвешенных частицах примесей, стенках и их трещин) [25]. В развитой стадии сжатие и схлопывание полостей наблюдается тем быстрее, чем меньше содержание газа в их объеме вследствие конденсации пара на фазовой границе при шумовых эффектах и гидроударе с обтекаемых тел. Существенное содержание газа в системе пар-газ приводит к пульсациям каверны из-за возможного адиабатического сжатия воздуха с повышением температуры (до значений порядка 10^3 °C) и свечением [8, 18, 19]. Анализ известных литературных источников выявил применение стохастического, детерминированного подходов и их комбинаций на этапе описания начальной стадии гидродинамической кавитации. Однако дифференциальные распределения зародышей кавитации по их радиусам, используемые в известных моделях, постулируются на основе опытных данных. При исследовании развитой стадии используется детерминированный подход с применением метода теории струй.

Список литературы

1. Аганин А.А. Расчет силового воздействия кавитационного пузырька на упругое тело / А.А. Аганин, В.Г. Малахов, Т.Ф. Халитова, Н.А. Хисматуллина // Вестник ТГГПУ. – 2010. – Т. 22. – № 4. – С. 6–12.

2. Айвени Р.Д. Численный анализ явления схлопывания кавитационного пузырька в вязкой жидкости / Р.Д. Айвени, Ф.Г. Хэммит // Тр. ASME. Сер. D. Теоретические методы инженерных расчетов. – 1965. – № 4. – С. 140.

3. Арзуманов Э.С. Кавитация в местных гидравлических сопротивлениях. – М.: Энергия, 1978. – 304 с.

4. Афанасьев К.Е. Численное моделирование динамики пространственных парогазовых пузырей / К.Е. Афанасьев, И.В. Григорьева // Вычислительные технологии. – Т. 11, спец. выпуск. – С. 4–25.

5. Благов Э.Е. Расчет интегральных гидродинамических показателей трубопроводных сужающих устройств // Арматуростроение. – 2006. – № 6 (45). – С. 44–49.

6. ГОСТ Р 55508-2013. Арматура трубопроводная. Методика экспериментального определения гидравлических и кавитационных характеристик. – М.: Стандартинформ, 2014. – 38 с.

7. Кедринский В.К. О газодинамических признаках взрывных извержений вулканов. 1. Гидродинамические аналоги предвзрывного состояния вулканов, динамика состояния трехфазной магмы в волнах декомпрессии // Приклад. механика и техн. физика. – 2008. – Т. 49. – № 6. – С. 3–12.

8. Кнепп Р. Кавитация / Р. Кнепп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. – М.: Мир, 1974. – 668 с.

9. Ксендзовский П.Д. Расчет эрозионного воздействия на обтекаемый профиль при пузырьковой кавитации // Исследование и расчет гидромашин. Тр. ВНИИГидромаша. – М.: Энергия, 1978. – С. 27–42.

10. Кулагин В.А. Моделирование двухфазных суперкавитационных потоков / В.А. Кулагин, А.П. Вильченко, Т.А. Кулагина; под. ред. В.И. Быкова. – Красноярск: ИПЦ КГТУ, 2001. – 187 с.

11. Кулагин В.А. Суперкавитация в энергетике и гидротехнике. – Красноярск: ИПЦ КГТУ, 2000. – 107 с.

12. Кумзерова Е.Ю. Численное моделирование образования и роста пузырей пара в условиях падения давления жидкости: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. 01.02.05. – СПб., 2004. – 15 с.

13. Лавриненко О.В. Моделирование механо-физико-химических эффектов в процессе схлопывания кавитационных полостей / О.В. Лавриненко, Е.И. Савина, Г.В. Леонов // Ползуновский сборник. – 2007. – № 3. – С. 59–63.

14. Левковский Ю.Л. Структура кавитационных течений. – Л.: Судостроение, 1978. – 224 с.

15. Маркина Н.Л. Исследование кавитационных процессов в канале переменного сечения / Н.Л. Маркина, Д.Л. Ревизников, С.Г. Черкасов // Известия РАН. Энергетика. – 2012. – № 1. – С. 109–118.

16. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.

17. Окслер Г. Кавитация в арматуре? Разберемся! // Арматуростроение. – 2012. – № 2 (77). – С. 74–77.

18. Пирсол И. Кавитация. – М.: Мир, 1975. – 95 с.

19. Рождественский В.В. Кавитация. – Л.: Судостроение, 1977. – С. 148.

20. Си-Дин-Ю. Некоторые аналитические аспекты динамики пузырьков // Труды американского общества инженеров-механиков. Серия Д. – 1965. – Т. 87. – № 4. – С. 157–174 (пер. с англ.).

21. Флинн Г. Физика акустической кавитации в жидкостях // Физическая акустика / под ред. У. Мэзона. – М.: Мир, 1967. – Т. 1. – С. 7–138.

22. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. – Л.: Наука, 1959. – 586 с.

23. Alamgir Md. Correlation of pressure undershoot during hot-water depressurization / Md. Alamgir, J.H. Lienhard // Journal of Heat Transfer. – 1981. – Vol. 103. – № 1. – P. 52–55.

24. Bankoff S.G. Entrapment pf gas in the spreading of a liquid over a rough surface // AlChE Journal. – 1951. – Vol. 4. – P. 24–26.

25. Brennen C.E. Cavitation and bubble dynamics. – New York, Oxford University Press, 1995. – 294 p.

26. Ellas E. Bubble transport in flashing flow / E. Ellas, P.L. Chambre // Int J. Multiphase Flow. – 2000. – № 26. – P. 191–206.

27. Hsu Y.Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface // Journal of Heat Transfer. – 1962. – Vol. 94. – P. 207–212.

28. Kedrinskii V.K. The lordansky-Kogarko-van Wijngaarden model: shock and rarefaction wave interactions in bubbly media // Applied Scientific Research. – 1998. – Vol. 58. – P. 115–130.

29. Kwak H.-Y. Homogeneous nucleation and macroscopic growth of gas bubble in organic solutions / H.-Y. Kwak, Y.W. Kim // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1998. – Vol. 41. – № 4–5. – P. 757–767.

30. Lienhard J.H. Homogeneous nucleation and the spinodal line / J.H. Lienhard, A. Karimi // Journal of Heat Transfer. – 1981. – Vol. 103. – № 1. – P. 61–64. Lienhard J.H., Karimi A. Homogeneous nucleation and the spinodal line // Journal of Heat Transfer. – 1981. – Vol. 103. – № 1. – P. 61–64.

31. Neppiras E.A. Acoustic cavitation // Phys. Reps. – 1980. – Vol. 61, № 3. – P. 159–251.

32. Plesset M.S. Collapse of an Initially Spherical Vapour in the Neighbourhood of a Solid Boundary / M.S. Plesset, R.B. Chapman // Journal of Fluid Mechanics. – 1971. – Vol. 47. – № 2. – P. 125–141.

33. Shin T.S. Nucleation and flashing in nozzles-1. A distributed nucleation model / T.S. Shin, O.C. Jones // Int. J. Multiphase Flow. – 1993. – Vol. 19. – № 6. – P. 943–964.

34. Sokolichin A. Dynamic numerical simulation of gas-liquid two-phase flows: Euler/Eler versus Euler/Lagrange / A. Sokolichin, G. Eigenberger, A. Lapin, A. Lubbert // Chemical Eng. Science. – 1997. – Vol. 52. – P. 611–626.

35. Thiruvengadam A. Scaling Law for Cavitation Erosionc // Неустановившиеся течения воды с большими скоростями: Труды ЛПТАМ. – М.: Наука, 1973. – С. 405–427.

36. Volmer V. Keimbildung in uebersaetigen Daempfen / Vol. Volmer, A. Weber // Z. Phys. Chem. – 1926. – № 119. – P. 277–301.

References

1. Aganin A.A., Malakhov V.G., Kulikova T.F., Khismatullina N.A. *Vestnik TGGPU*, 2010, vol. 22, no. 4. pp. 6–12.

2. Ayveni R. DZH., Khemmit F.G. *Tr. ASME. Ser. D. Teoreticheskiye metody inzhenernykh raschetov*, 1965, no. 4, pp. 140.

3. Arzumanov E.S. Kavitatsiya v mestnykh gidravlicheskikh soprotivleniyakh. [Cavitation local hydraulic resistance]. Moscow, Energiya, 1978. 304 p.

4. Afanasyev K.Ye., Grigoryeva I.V. *Vychislitelnyye tekhnologii*, 2006, vol. 11, special. Release, pp. 4-25.

5. Blagov E.Ye. *Armaturostroyeniye*. 2006, no. 6 (45), pp. 44–49.

6. GOST R 55508-2013. Armatura truboprovodnaya. Metodika eksperimentalnogo opredeleniya gidravlicheskikh i kavitatsionnykh kharakteristik [Pipeline. Methods of experimental determination of hydraulic and cavitation characteristics]. Moscow, Standartinform, 2014. 38 p.

7. Kedrinskiy V.K. *Priklad. mekhanika i tekhn. fizika*, 2008, no. 6 (49), pp. 3–12.

8. Knepp R., Deyli Dzh., Khemmit F. Kavitatsiya [Cavitation]. Moscow, Mir, 1974. 668 p.

9. Ksendzovskiy P.D. Raschet erozionnogo vozdeystviya na obtekayemyy profil pri puzyrkovoy kavitatsii [The calculation of the impact of erosion on the streamlined profile when cavitation bubble] // Issledovaniye i raschet gidromashin [Study and calculation of hydraulic]. Tr. VNIIGidromash. Moscow, Energiya, 1978, pp. 27–42.

10. Kulagin V.A., Vilchenko A.P., Kulagina T.A. Modelirovaniye dvukhfaznykh superkavitatsionnykh potokov [Simulation of two-phase flows supercavitation]; under. Ed. V. I. Bykova. Krasnoyarsk, IPTS KGTU, 2001. 187 p.

11. Kulagin V.A. Superkavitatsiya v energetike i elektrotekhnike [Supercavitation energy and electrical engineering]. Krasnoyarsk, IPTS KGTU, 2000. 107 p.

12. Kumzerova Ye. YU. Chislennoye modelirovaniye obrazovaniya i rosta puzyrey para v usloviyakh padeniya davleniya zhidkosti: Avtoref. diss kand. fiz.-mat.. nauk. 01.02.05. Sankt-Peterburg, 2004.15 p.

13. Lavrinenko O.V., Savvina Ye.I., Leonov G.V. *Polzunovskiy sbornik*, 2007, no. 3, pp. 59–63.

14. Levkovskiy YU.L. Struktura kavitatsionnykh techeniy [The structure of cavitation flows]. Leningrad, Sudostroyeniye, 1978. 224 p.

15. Markina N.L., Reviznikov D.L., Cherkasov S. G. *Izvestiya RAN. Energetika*, 2012, no. 1, pp. 109–118.

16. Nigmatulin R. I. Osnovy mekhaniki geterogennykh sred [Fundamentals of mechanics of heterogeneous media]. Moscow, Nauka, 1978. 336 p.

17. Oksler G. *Armaturostroyeniye*, 2012, no. 2 (77), pp. 74–77.

18. Pirsol I. Kavitatsiya [Cavitation]. Moscow, Mir, 1975. 95 p.

19. Rozhdestvenskiy V.V. Kavitatsiya. [Cavitation] Leningrad, Sudostroyeniye, 1077. 248 p.

20. Si-Din-YU. *Trudy amerikanskogo obshchestva inzhenerov-mekhanikov. Seriya D*, 1965, vol. 87, no. 4, pp. 157–174 (trans. From English).

21. Flinn G. Fizika akusticheskoy kavitatsii v zhidkostyakh [Physics of acoustic cavitation in liquids] // Fizicheskaya akustika [Physical Acoustics]. Moscow: Mir, 1967. Vol. 1. Pp. 7–138.

22. Frenkel YA.I. Kineticheskaya teoriya zhidkostey [The kinetic theory of liquids]. – Leningrad: Nauka, 1959. 586 p.

23. Alamgir Md., Lienhard J. H. *Journal of Heat Transfer*, 1981, no. 1 (103), pp. 52–55.

24. Bankoff S. *AlChE Journal,* 1951, vol. 4, pp. 24–26.

25. 10Brennen C.E. Cavitation and bubble dynamics. New York: Oxford University Press, 1995. 294 p.

26. Ellas E., Chambre P.L. *Int J. Multiphase Flow*, 2000, no. 26, pp. 191–206.

27. Hsu Y.Y. *Journal of Heat Transfer*, 1962, Vol. 94, pp. 207–212.

28. Kedrinskii V.K. *Applied Scientific Research*, 1998, Vol. 58, pp. 115–130.

29. Kwak H.-Y., Kim Y.W. *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 1998, no. 4–5 (41), pp. 757–767.

30. Lienhard J.H., Karimi A. *Journal of Heat Transfer*, 1981, no. 1 (103), pp. 61–64.

31. Neppiras E.A. *Phys. Reps*., 1980, no. 3 (61), pp. 159–251.

32. Plesset M.S., Chapman R.B. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, Vol. 47, no. 2, pp.125–141.

33. Shin T.S., Jones O.C. *Int. J. Multiphase Flow*, 1993, no. 6 (19), pp. 943–964.

34. Sokolichin A., Eigenberger G., Lapin A., Lubbert A. *Chemical Eng. Science*, 1997, Vol. 52, pp. 611–626.

35. Thiruvengadam A. Scaling Law for Cavitation Erosionc // Neustanovivshiyesya techeniya vody s bolshimi skorostyami. Trudy LITAM. Moscow, Nauka, 1973, pp. 405-427.

36. Volmer V., Weber A. *Z. Phys. Chem*., 1926, no. 119, pp. 277–301.