

T-484

БЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

5 - 6377

Л.Г.Ткачев

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ
ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ
В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук

Г.И.Селиванов

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук

В.А.Красильников,

кандидат физико-математических наук.

А.Ф.Писарев

Ведущее научно-исследовательское
учреждение:

Физический институт АН СССР им П.Н.Лебедева г. Москва

Автореферат разослан " ____ " _____ 1972 г.

Защита диссертации состоится на заседании Ученого совета Акустического института АН СССР. О дне и времени защиты будет объявлено за 10 дней в газете "Московская правда" или "Вечерняя Москва".

Адрес института: г.Москва, В-36, ул.Шверника 4,
телефон 126-98-70

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Акустического института АН СССР.

Ученый секретарь
Акустического института -

Г.В.ГЛЕКИН

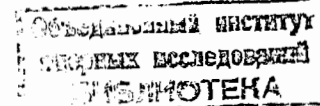
5 - 6377

Л.Г.Ткачев

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ
ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ
В ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕРАХ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
(Диссертация написана на русском языке)



Динамические процессы, связанные с образованием пузырьков в жидкости, их ростом, условиями существования и исчезновения издавна привлекают к себе внимание большого числа исследователей. Область практического применения явлений, обусловленных различными особенностями поведения пузырьков в жидкости, достаточно широка. В частности, экспериментальное и теоретическое исследование процессов образования, роста и последующего коллапса парового пузырька в жидкости играет фундаментальную роль в развитии методики пузырьковых камер, появление которых составило целую эпоху в физике высоких энергий. По этой причине интерес к изучению динамики пузырьков в жидкости в значительной степени определяется теми проблемами, которые возникают при развитии методики пузырьковых камер. Ее развитие идет в настоящее время по нескольким направлениям: создание крупногабаритных камер классического типа, а также резонансных и ультразвуковых пузырьковых камер. Специфика работы пузырьковой камеры определяет те характерные условия, при которых происходит эволюция отдельных пузырьков с момента образования до момента коллапса.

Существовавшая ранее теория поведения паровых пузырьков в жидкости не описывала совокупности всех имевшихся экспериментальных данных, получаемых с помощью пузырьковых камер. В частности, динамика паровых пузырьков в ультразвуковых пузырьковых камерах фактически не имела адекватного теоретического анализа. Отсутствие теоретической интерпретации экспериментальных данных сдерживало развитие техники пузырьковых камер.

Данная диссертация посвящена теоретическому исследованию динамики паровых пузырьков в жидкости с учетом тепло- и массообмена между пузырьком и окружающей средой, давление в которой изменяется в соответствии с фактическими условиями, реализуемыми в пузырьковых камерах различных типов. Основное внимание уделяется тем разделам теории, которые до сих пор приводили к предсказаниям, не соответствующим экспериментальным данным.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах^{/1-5/}. Полученные результаты докладывались на рабочем совещании по технике пузырьковых камер (Дубна, 1969)^{/6/}, на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 1970)^{/7/}, на УП Международном акустическом конгрессе (Будапешт, 1971)^{/8/} и на II Всесоюзном симпозиуме по кавитации (Одесса, 1971).

Диссертация состоит из введения, четырех глав и двух приложений. Первая глава представляет собой обзор литературы, в котором излагаются основные представления о динамике паровых и газовых пузырьков в жидкости и дается их критический анализ.

Вторая глава диссертации посвящена анализу поведения паровых пузырьков в жидководородной пузырьковой камере как при постоянном, так и при переменном, зависящем от времени, давлении в жидкости. Дело в том, что известные до сих пор теоретические результаты Плессета и Цвика^{/9/}, а также других авторов^{/10-12/} не согласуются с экспериментальными данными, полученными с помощью водородных пузырьковых камер^{/13/}. Разногласие между теоретической и наблюдаемой зависимостью радиуса пузырька от времени достигает 300% и более.

Известно^{/11/}, что поведение асимптотического пузырька в перегретой жидкости при постоянном давлении определяется величиной теплового потока между пузырьком и окружающей его жидкостью и опи-

сывается с помощью уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\dot{R} R^2}{z^2} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\mathcal{D}}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad R \leq z \quad (1)$$

с соответствующими начальными и граничными условиями

$$T(z, t=0) = T_0(z), \quad T(R, t) = T'(P_\infty), \quad T(\infty, t) = T_\infty,$$

$$\kappa \frac{\partial T}{\partial R} = \mathcal{L} \rho' \dot{R}. \quad (2)$$

Здесь $R(t)$ — искомая зависимость радиуса пузырька от времени, $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$, $T(z, t)$ — температурное распределение в жидкости, T' — температура пара, являющаяся в рассматриваемом квазиравновесном приближении известной функцией давления в жидкости P_∞ , T_∞ — температура жидкости, \mathcal{D} — ее теплопроводность, κ — ее теплопроводность, \mathcal{L} — теплота парообразования, ρ' — плотность пара, $\frac{\partial T}{\partial R} = \left[\frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right]_{z=R}$.

Система (1)–(2) достаточно сложна и обычно решается в приближении тонкого теплового слоя в жидкости, прилегающей к пузырьку, что позволяет воспользоваться теорией возмущений^{/9/}. В данной главе показано, что наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента в отношении динамики паровых пузырьков в водородных камерах обусловлено несколькими причинами:

1. Неприменимость приближения тонкого теплового слоя при теоретическом исследовании поведения пузырька в жидком водороде.
2. Неправильность всегда используемого в этом случае предположения о постоянстве теплофизических свойств жидкости на протяжении теплового слоя.

Кроме того, в экспериментальных данных имеются неучтенные систематические ошибки, обусловленные изменением термодинамических параметров жидкости при ее адиабатическом расширении или сжатии и искажением истинных размеров пузырька оптической системой.

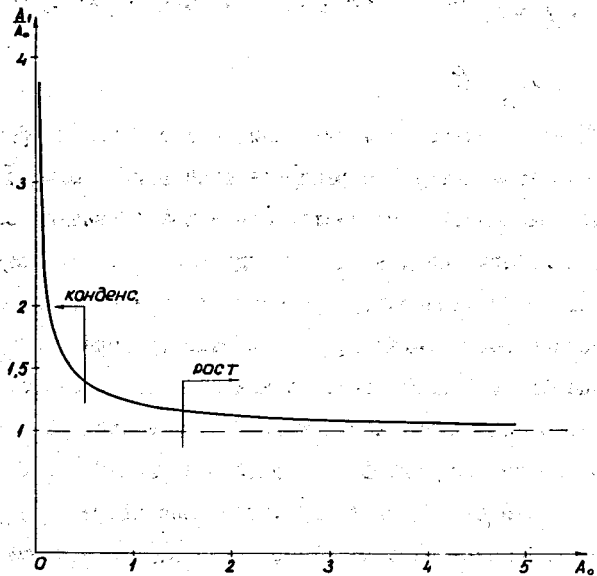


Рис. 1. Относительная величина поправки к теоретическому значению скорости роста парового пузырька или его конденсации.

Показано, что рост парового пузырька при постоянном давлении в перегретой жидкости может описываться автомодельными решениями уравнения теплопроводности (1). В этом случае переменная, от которой зависит температура жидкости, представляет собой определенную комбинацию переменных τ и t , что позволяет упростить уравнения (1) и (2) и, в конечном счете, найти их аналитическое решение. Автомодельное приближение применимо при произвольной толщине теплового слоя в жидкости, окружающей пузырек. Изменение теплофизических свойств жидкости на протяжении теплового слоя не противоречит условиям существования автомодельного решения.

Установлено, что в автомодельном приближении сохраняется функциональный вид зависимости радиуса пузырька от времени $R = A\sqrt{t}$, получаемый в приближении тонкого теплового слоя, но изменяется величина постоянной A . На рис. 1 представлена зависимость отношения A/A_0 от величины A_0 , определяющей функцию $R(t)$ в приближении тонкого слоя. Суммарная поправка к зависимости радиуса пузырька от времени в перегретой жидкости, обусловленная использованием автомодельного приближения и изменением теплофизических свойств жидкости, составляет не менее 10%. Полученный результат не противоречит существующим экспериментальным данным, однако детальное сравнение затруднено из-за указанных выше систематических ошибок.

Аutomодельные решения имеют физический смысл в том случае, если они устойчивы относительно возмущений, нарушающих как функциональный вид зависимости $R(t)$, так и вид автомодельного температурного распределения в жидкости. Для анализа устойчивости автомодельных решений использовались численные методы. Показано, что устойчивость решений имеет место как для

механических, так и для тепловых возмущений.

При использовании автомодельного приближения для анализа коллапса парового пузырька в жидком водороде, получено указание на то, что изменение зависимости $R(t)$ составляет в этом случае не менее 150% по сравнению с результатами, получаемыми в приближении тонкого теплового слоя, как это видно из рис. 1. В последующем, более точном рассмотрении, показано, что условия применимости автомодельного приближения в этом случае не выполняются. Поэтому уравнения (1) - (2), описывающие также и коллапс пузырька, решались численными методами. Было показано, что зависимость $R(t)$ в жидком водороде не описывается ни автомодельными, ни известными ранее релеевскими решениями [14].

Наблюдаемые в пузырьковых камерах рост и коллапс пузырьков происходят, вообще говоря, при переменном давлении в жидкости. Необходимость сопоставления теоретических и экспериментальных результатов требует обобщения системы уравнений (1) - (2) на случай, когда давление в жидкости зависит от времени. Обобщая уравнение (2), получаем:

$$\frac{dP'}{dt} = \frac{3}{R} \cdot \frac{\kappa \frac{\partial T}{\partial R} - \rho' \lambda \dot{R}}{\lambda \frac{d\rho'}{dP'} + c_s \rho' \frac{dT'}{dP'}} \quad (2')$$

$$P'(t) = P_\infty(t) \quad (3)$$

Здесь c_s - удельная теплоемкость насыщенного пара вдоль кривой фазового равновесия, производные $d\rho'/dP'$ и dT'/dP' также вычисляются вдоль кривой фазового равновесия. Уравнение (2') получено из условия сохранения энергии при испарении или конденсации на поверхности пузырька. Система (1), (2'), (3) описывает поведение парового пузырька при переменном давлении в жидкости $P_\infty(t)$ при заданных начальных и граничных условиях и

известном уравнении состояния пара в пузырьке. Эти уравнения анализируются с помощью численных методов при использовании реальной зависимости давления в пузырьковой камере от времени $P_\infty(t)$.

Как видно из рис. 2, решения уравнений (1), (2'), (3) находятся в удовлетворительном согласии с существующими экспериментальными данными [13] как в фазе роста, так и фазе коллапса пузырька. Более медленная скорость тепловых процессов в жидкости по сравнению с механическими приводит к существенному влиянию на коллапс пузырька того факта, что формирование температурного распределения происходит в фазе роста пузырька в перегретой жидкости. Решения уравнений (1), (2'), (3) позволяют описать динамику пузырьков в резонансных пузырьковых камерах. Примеры таких решений приводятся.

Третья глава диссертации посвящена теоретическому исследованию динамики паровых пузырьков в ультразвуковых пузырьковых камерах, которые разрабатываются в ряде физических лабораторий. Необходимость такого исследования обусловлена отсутствием теории, объясняющей рост образуемых заряженными частицами пузырьков в жидкости под воздействием ультразвукового поля.

Показано, что уравнения (1), (2') применимы также к исследованию пульсаций парового пузырька в ультразвуковом поле, если учесть инерцию жидкости при ее движении, т.е. вместо (3) необходимо рассмотреть уравнение Релея

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{P'(t) - P_0 + P_1 \sin \omega t}{\rho} \quad (3')$$

Здесь ρ - плотность жидкости, P_0 - статическое давление в жидкости, P_1 и ω - амплитуда и частота ультразвукового поля. Система (1), (2'), (3') дает возможность теоретического рассмотрения механизма роста паровых пузырьков в ультразвуковых пузырьковых камерах.

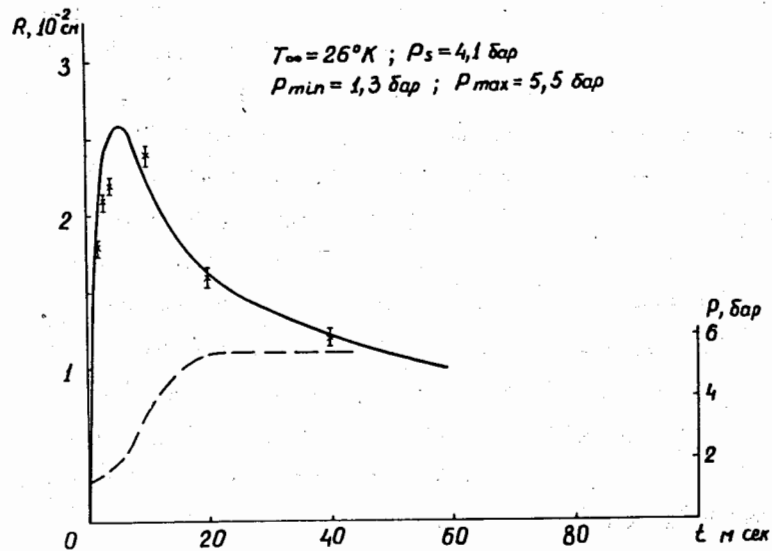


Рис. 2. Зависимость радиуса пузырька от времени при переменном давлении в водородной пузырьковой камере.

Показано, что таким механизмом является выпрямленная тепловая диффузия, аналогичная известному явлению выпрямленной газовой диффузии, которое наблюдается при пульсациях газовых пузырьков в жидкости с растворенным газом. Физический смысл явления выпрямленной тепловой диффузии состоит в том, что при пульсациях парового пузырька в неперегретой жидкости усредненный по времени тепловой поток при определенных условиях направлен из жидкости в пузырек, что и является причиной его роста. Действительно, в полупериоде растяжения размер пузырька больше его среднего значения за период пульсаций, а температура пара в среднем меньше ее среднего значения. При этом тепловой поток направлен из жидкости в пузырек, и за счет этой энергии происходит испарение жидкости с поверхности пузырька. В полупериоде сжатия происходит обратный процесс — конденсация пара на поверхности пузырька. При этом изменение массы пара в каждый момент времени определяется площадью поверхности пузырька, а также знаком и величиной градиента температуры в поверхностном слое жидкости. Площадь поверхности пузырька и абсолютное значение градиента температуры в жидкости меньше в полупериоде сжатия пузырька, чем в полупериоде растяжения, что и приводит к результирующему потоку из жидкости в пузырек и росту последнего.

Выпрямленная диффузия протекает на фоне статической диффузии, имеющей место как при наличии пульсаций пузырька, так и без них. Если пульсаций нет, то из-за статической диффузии пузырек растет в перегретой жидкости и коллапсирует в неперегретой. При определенных условиях выпрямленная и статическая тепловые диффузии могут уравновесить друг друга, так что средний радиус пульсирующего пузырька остается неизменным.

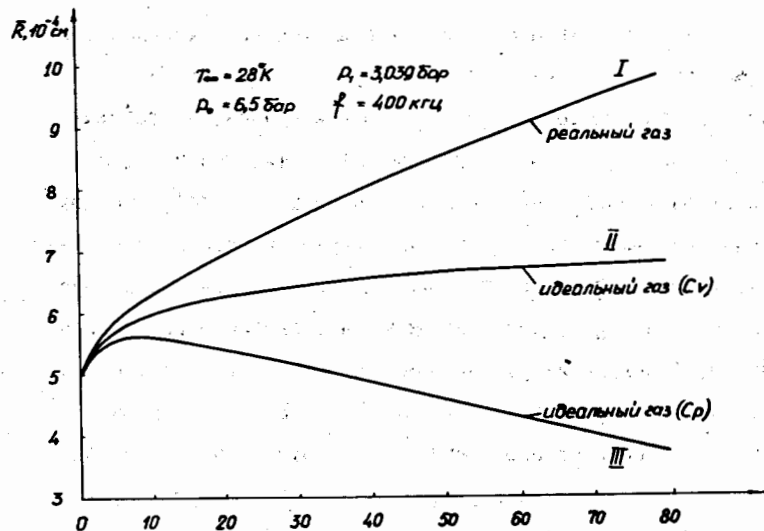


Рис. 3.

Для достаточно больших пузырьков кроме поверхностных эффектов, какими являются выпрямленная и статическая диффузия, существенную роль играют объемные эффекты, приводя к изменению характера установления динамического равновесия и соответствующего ему радиуса асимптотического пузырька. Существенная роль выпрямленной тепловой диффузии в динамике паровых пузырьков отражает тот факт, что тепло- и массообмен между пузырьком и окружающей его жидкостью имеет важное значение не только при отсутствии, но и при наличии ультразвукового поля.

Установлено, что по мере роста парового пузырька в ультразвуковом поле относительная амплитуда его пульсаций уменьшается при условии, что собственная частота пузырька и частота ультразвукового поля отличаются достаточно сильно друг от друга. Уменьшение амплитуды пульсаций и, следовательно, роли выпрямленной тепловой диффузии ведет к уменьшению скорости роста парового пузырька в ультразвуковом поле. Асимптотически возникает состояние динамического равновесия, при котором средний радиус пузырька остается постоянным, так как процессы, приводящие к его росту, полностью компенсируются процессами, тормозящими этот рост.

Величина асимптотического радиуса пузырька \bar{R}_{∞} и характер установления динамического равновесия исследованы в зависимости от свойств пара, статического давления в жидкости P_0 и ее температуры T_{∞} , а также от амплитуды P_1 и частоты f ультразвукового поля.

Из рис. 3 видно, что свойства пара в пузырьке оказывают существенное влияние на зависимость $\bar{R}(t)$ в жидком водороде: кривая I соответствует использованию уравнения состояния реального газа для описания свойств пара, кривые II и III — использова-

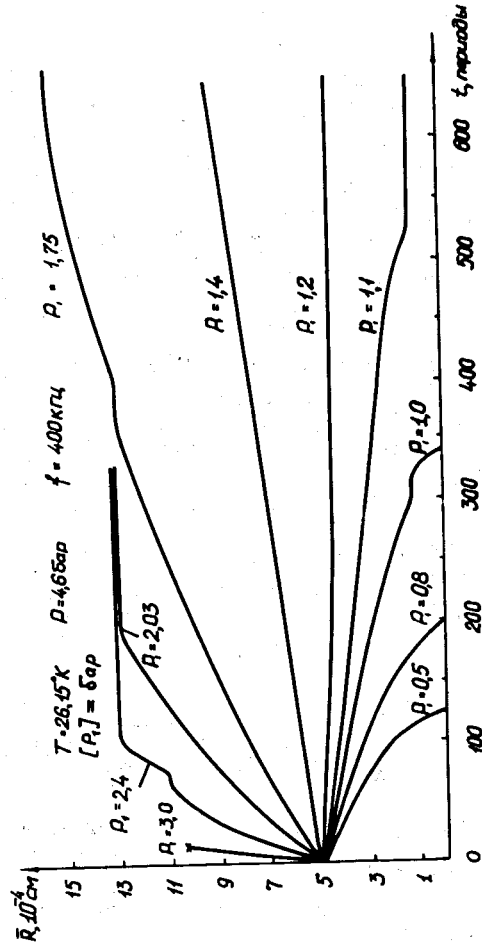


Рис. 4. Зависимость $\bar{R}(t)$ при различных амплитудах ультразвукового поля.

нию уравнения состояния идеального газа. Различие кривых II и III объясняется способом задания экспериментальных данных для удельной теплоемкости пара c_p или c_v , связанных друг с другом посредством уравнения состояния. Для реального газа получается, естественно, единственный результат - кривая I.

На рис. 4 приведены зависимости $\bar{R}(t)$ при различных значениях амплитуды P_I ультразвукового поля для частоты $f = 400$ Кгц. По мере роста P_I "время жизни" начального пузырька увеличивается и становится бесконечно большим, когда амплитуда достигает значения диффузионного порога $P_I \geq P_{\text{диф}}$. При этом значение асимптотического радиуса \bar{R}_∞ достаточно мало, так что объемные факторы не играют заметной роли при установлении динамического равновесия. Поэтому при увеличении P_I растет \bar{R}_∞ , как следует из характера установления динамического равновесия между выпрямленной и статической диффузиями.

В случае больших амплитуд ультразвукового поля поведение пузырька усложняется тем, что существенную роль играют объемные эффекты и из-за резонансных явлений, усиливающихся по мере роста пузырька и приближения его собственной частоты к частоте ультразвукового поля. Резонансные явления проявляются в виде нерегулярностей зависимостей $\bar{R}(t)$.

В настоящее время имеются качественные экспериментальные данные о влиянии ультразвукового поля на формирование треков частиц в водородной пузырьковой камере /15/. Полученные теоретические результаты согласуются с ними и являются обоснованием необходимости продолжения экспериментов с целью создания ультразвуковой пузырьковой камеры.

В четвертой главе диссертации рассмотрен вопрос о возможности существования в перегретой жидкости стабильных паровых пузырьков. В данном случае причиной возможной стабильности является выпрямленная тепловая диффузия, которая обусловлена автоколебаниями парового пузырька, самопроизвольно возбуждающимися при его коллапсе, если радиус пузырька достаточно мал.

Существование стабильных пузырьков кажется наиболее вероятным в окрестности критической точки, где мало поверхностное натяжение жидкости. По этой причине была обобщена система уравнений, описывающих поведение пузырька на тот случай, когда плотности жидкости и пара отличаются незначительно друг от друга. Кроме того, так как радиус стабильного пузырька может оказаться весьма мал, в обобщенных уравнениях учитывается зависимость фазового равновесия от кривизны поверхности раздела фаз.

При анализе полученной системы уравнений как численными, так и аналитическими методами установлено, что выпрямленной тепловой диффузии оказывается недостаточно, чтобы полностью скомпенсировать влияние статической тепловой диффузии. Поэтому в объеме перегретой жидкости не должно быть стабильных, пульсирующих на собственной частоте паровых пузырьков.

Полученные автором результаты можно сформулировать следующим образом:

1. Система уравнений, описывающих динамику парового пузырька с учетом тепло- и массообмена между пузырьком и жидкостью, обобщена на случай, когда давление в жидкости зависит от времени. Показано, что полученная таким образом система уравнений применима к исследованию поведения пузырька в ультразвуковом поле.

2. Полученная система уравнений используется для исследования поведения паровых пузырьков в ультразвуковой пузырьковой камере. Показано, что наряду с известным явлением выпрямленной газовой диффузии существует также явление выпрямленной тепловой диффузии, механизм которого считается основным в процессе роста парового пузырька, пульсирующего в жидкости.

3. Показано, что при определенных размерах пульсирующего пузырька устанавливается динамическое равновесие, при котором влияния выпрямленной и статической тепловой диффузии компенсируют друг друга, так что средний размер пузырька за период ультразвукового поля остается неизменным.

4. Выпрямленная и статическая тепловые диффузии уравновешивают друг друга по истечении достаточно большого времени, т.е. асимптотически. Величина асимптотического радиуса пузырька и характер установления динамического равновесия исследованы в зависимости от свойств пара, амплитуды и частоты ультразвукового поля, а также термодинамических параметров жидкости. Полученные результаты находятся в согласии с существующими экспериментальными данными о влиянии ультразвукового поля на формирование треков заряженных частиц в водородной пузырьковой камере.

5. Решение указанной обобщенной системы уравнений позволяет рассмотреть вопрос о росте и коллапсе пузырьков в классической пузырьковой камере с реальной зависимостью давления от времени. Показано, что для жидкого водорода полученные теоретические результаты согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

6. Показано, что рост парового пузырька в перегретой жидкости при постоянном давлении может описываться автомодельными

решениями уравнения теплопроводности. Автомодельное приближение применимо при произвольной толщине теплового слоя в жидкости, окружающей пузырек. Изменение теплофизических свойств жидкости на протяжении теплового слоя не противоречит условиям существования автомодельного решения.

7. С помощью численных методов найдено, что автомодельные решения являются устойчивыми относительно механических и тепловых возмущений, т.е. действительно могут описывать рост реальных пузырьков в перегретой жидкости. Полученные теоретические результаты не противоречат существующим экспериментальным данным о росте паровых пузырьков в жидководородных пузырьковых камерах.

8. Рассмотрен вопрос о коллапсе парового пузырька в перегретой жидкости при постоянном давлении. Показано, что в этом случае для описания поведения пузырька ни автомодельное, ни релеевское решения неприменимы. Решения, описывающие коллапс парового пузырька в жидком водороде, были получены численными методами.

9. Рассмотрена проблема существования в перегретой жидкости стабильных паровых пузырьков при выполнении условий для самовозбуждения автоколебаний пузырька. Показано, что при этом в любом случае наблюдается коллапс пузырька, поскольку выпрямленная тепловая диффузия оказывается недостаточной для компенсации статической тепловой диффузии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. В.А.Акуличев, В.Н.Алексеев, К.А.Наугольных, Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Сообщение ОИЯИ, РІЗ-5327, Дубна (1970).
2. Л.Г.Ткачев. Препринт ОИЯИ, РІЗ-3726, Дубна (1968).
3. Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Сообщение ОИЯИ РІЗ-6073, Дубна (1971).
4. Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Акустич.ж. 18, № 2 (1972).
5. Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Препринт ОИЯИ РІЗ-5751, Дубна (1971).
6. М.И.Оконова, Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Материалы рабочего совещания по технике пузырьковых камер, Дубна (1969), ІЗ-4466, стр. І09.
7. Л.Г.Ткачев, В.Д.Шестаков. Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна (1970), стр.865.
8. V.A.Akulitchev, V.N.Aleksejev, K.A.Naugolnykh, L.G.Tkachev, V.D.Shestakov, 7-th Intern.Cong.Acoustics, Budapest (1971), p.481
9. Plesset M.S., Zwick S.A., J.Appl.Phys., 25, 493 (1954).
10. Forster H.K., Zuber N., J.Appl.Phys., 25, 474 (1954).
11. Birkhoff G., Margulies R.S., Horning W.A., Phys.Fluids, 1, 201 (1958)
12. Scriven L.E., Chem.Eng.Sci., 10, 1 (1959).
13. G.Narigel, G.Horlitz, S.Wolff. Preprint DESY 67/14 (1967).
14. Г.Флинн. Физическая акустика (под редакцией У.Мэсона), ІВ, Изд. "Мир", М., 1967, стр. 32.
15. В.А.Акуличев, Л.Р.Гаврилов, В.Г.Гребинник, В.А.Жуков, Г.Либман, А.П.Маньч, Ю.И.Рудин, Г.И.Селиванов, Л.Д.Розенберг. ДАН СССР, 189, 973 (1969); Акустич.ж. 15, 505 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1972 г.