

На правах рукописи

Киреева Анна Николаевна

**Динамика паровой полости при контакте
горячей сферы с холодным теплоносителем**

Специальность

01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата технических наук.

Москва 2013

Работа выполнена на кафедре инженерной теплофизики ФГБОУ ВПО «Национальный исследовательский университет «МЭИ».

Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор Синкевич Олег Арсеньевич

Официальные оппоненты: Фролов Сергей Михайлович, д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, руководитель отдела горения и взрыва Института химической физики им Н.Н. Семенова РАН

Звонарев Юрий Алексеевич, к.т.н., начальник отдела исследований тяжелых аварий Института атомных станций НИЦ «Курчатовский институт»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Объединенный институт высоких температур РАН»

Защита состоится “28” июня 2013 года в 11-30 часов на заседании диссертационного совета при ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ» по адресу 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14, кафедра инженерной теплофизики, комн. Т-206.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ». Автореферат диссертации размещен на сайте www.mpei.ru

Отзывы на автореферат с подписями, заверенные печатью учреждения, просим направлять по адресу: 111250, Москва, Красноказарменная ул., д. 14, Ученый совет ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ».

Автореферат разослан «__» 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.157.04,
к.т.н.

Ястребов А.К.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Изучаемое явление парового взрыва имеет достаточно широкое распространение в природе и технологических процессах и может представлять собой значительную опасность. Рассмотрение, подробное описание и разработка алгоритма для расчета параметров такого процесса представляют интерес как с научной, так и практической точек зрения.

Актуальность расчетов и разработки моделей протекания стадий парового взрыва обуславливается тем, что любая стадия этого явления трудна для изучения. Хотя на протяжении нескольких десятилетий проводятся эксперименты на одиночных капельках или сферах малого диаметра, современный технический уровень не позволяет зафиксировать все механизмы протекания такого взрывного процесса.

Паровой взрыв включает в себя несколько стадий и предполагает неоднозначное развитие событий, в силу существования множества факторов, влияющих на дальнейшие шаги протекания изучаемого процесса. В настоящей работе по этой причине внимание было уделено отдельным стадиям этого явления, представляющимся актуальными в связи с их интенсивностью, отсутствием окончательного мнения относительно их природы и опасностью при их масштабном протекании.

Результаты, полученные в диссертационной работе, актуальны с теоретической и практической точек зрения. Рассмотрение первого из приведенных в работе явлений позволило пересмотреть достигаемую температуру контакта между холодной и горячей поверхностями и сделать вывод о существенно меньшем значении температуры жидкости при контакте, чем принимаемое обычно. Такой результат позволил подтвердить используемое уже несколько десятилетий предположение о возможности соприкосновения жидкости и горячей частицы. Изучение процесса динамики паровой пленки позволило получить алгоритм для расчета объема пара, образующегося при попадании горячей частицы в холодную жидкость.

Цели работы заключаются в изучении парового взрыва, происходящего при попадании горячей частицы в холодную жидкость, находящуюся при температуре меньше температуры кипения при данном давлении, включая разработку математической модели, создание алгоритма для расчета и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Важной целью работы было рассмотрение одной из ключевых стадий парового взрыва – фрагментации капли расплавленного металла, попавшей в холодный теплоноситель. Рассмотрение этого процесса проводилось для получения новой модели прохождения фрагментации. Для характеристики модели необходимо было также получить качественные описания и

алгоритм протекания дробления в зависимости от условий течения процесса, и количественные оценки критериев, определяющих направление прохождения фрагментации.

В программу работ входило решение задачи о динамике паровой пленки, образующейся около нагретой сферы, при опускании ее в холодную жидкость, определение температуры на поверхности, разделяющей пар и жидкости, и толщины образующейся паровой пленки, окружающей горячую сферу.

Отдельную часть программы работ составляло изучение образования волн, распространяющихся по поверхности паровой полости, и определение границ возникновения таких колебаний.

В настоящей работе еще одной целью было рассмотрение возможности интенсификации межфазного теплообмена около горячей твердой стенки с помощью эффекта, связанного с ультразвуковой кавитацией, используя имеющиеся в настоящее время сведения о ней.

Объекты и методы исследований: объектом исследования диссертационной работы являлся паровой взрыв. При рассмотрении этого явления было выделено несколько стадий: контакт холодной окружающей жидкости с раскаленной (расплавленной) поверхностью; колебания образовавшейся паровой пленки; развитие неустойчивости на поверхности расплавленного металла; фрагментация капли расплавленного металла. В работе также было рассмотрено явление кавитации в жидкости, инициируемое воздействием ультразвука. Рассмотрено влияние протекающей кавитации на теплообмен.

В качестве метода исследования применялось математическое моделирование рассматриваемых процессов с использованием уравнений гидродинамики и тепломассообмена и сопоставление с экспериментом.

Научная новизна работы заключается в более глубоком анализе процессов сопровождающих паровой взрыв, включая:

1) Изучение возможности соприкосновения холодной жидкости с горячей поверхностью, позволившее подтвердить используемое уже несколько десятилетий предположение. Важность этого результата заключается в том, что многие существующие модели и теории, относящиеся к рассмотрению парового взрыва, так или иначе, включают недостаточно обоснованные предположения о наличии контакта холодной и горячей поверхностей.

2) Более детальный анализ механизмов, приводящих к фрагментации жидкометаллической капли, помещенной в холодную покоящуюся (не кипящую) жидкость, включающий в себя, как уже рассматривавшиеся ранее механизмы фрагментации, так и новые процессы, а именно, использование аналогии между микроскопическими изменениями на

границе металл-вода и известной задачей об ударе пластины о поверхность.

Эти подходы позволяют количественно оценить процесс фрагментации (время и масштаб). Такие оценки важны для интерпретации экспериментальных результатов на единичной капле. Так как даже при проведении экспериментов на одной капле, осколки от нее могут разлетаться на расстояния порядка 10 радиусов первоначальной капли и демонстрировать, что фрагментация по времени и интенсивности протекания сходна со взрывом.

3) Получение обобщенного уравнения Рэлея-Ламба, учитывающего наличие потока массы с поверхности паровой пленки и зависимость давления насыщения от положения межфазной границы. Решена задача о динамике межфазной границы у поверхности горячей частицы. Полученные результаты позволяют проследить образование сферической паровой полости при попадании твердой горячей частицы в холодную жидкость и найти толщины паровой полости, распределения температур и скоростей в жидкости и паре, поток массы, давление и температуру на границе пар-жидкость.

4) Проведение более детального анализа возможностей развития неустойчивости в слое между поверхностью холодной жидкости и горячей жидкой капли металла. Этот анализ показал, что размеры длин волн на поверхности жидкости могут отличаться от длин на поверхности металла, что важно для теории парового взрыва. В некоторых работах считается, что развитие неустойчивости на поверхности воды приводит к генерации такой же неустойчивости и на поверхности жидкого металла. Это связано с неучетом разности плотностей и поверхностных натяжений, а также с тем, что могут существовать другие механизмы генерации волн, отличных от гравитационных.

5) Определена граница возникновения колебаний около горячей металлической частицы, связанная с распространением волн нового типа по поверхности паровой пленки.

6) Предложена и подтверждена патентом РФ методика возможности интенсификации теплообмена у горячей поверхности, основанная на использовании ультразвуковой кавитации. Особенности которой можно более детально оценить, используя выведенное ранее обобщенное уравнение Рэлея-Ламба.

Достоверность научных результатов и обоснованность выводов диссертационной работы обеспечивается применением уравнений сохранения, согласованных с общими законами физики и гидродинамики, стандартных вычислительных методов и сравнением полученных в диссертации данных с экспериментальными. Достоверность результатов также обуславливается обоснованием используемых допущений и

приближений и непротиворечием классическим выводам гидродинамической и теплофизической теорий.

Практическая ценность. Полученные в работе результаты представляют не только теоретическую, но и практическую ценность и позволяют на практике оценить некоторые параметры парового взрыва. Полученные данные по температуре и парообразованию позволяют рассчитать тепловые потоки, имеющие место при попадании горячего материала в холодный теплоноситель, а также количество образующегося пара.

В практическом смысле полезно проведенное рассмотрение ультразвуковой кавитации как интенсификатора теплообмена в условиях охлаждения горячей поверхности, окруженной жидким теплоносителем.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

* результаты расчета по математической модели столкновения недогретой до температуры кипения жидкости с горячей поверхностью и сравнение полученных данных с результатами экспериментов;

* описание предложенного механизма фрагментации жидкометаллической капли, оказавшейся в холодной низкокипящей жидкости, с использованием полученных в работе оценок параметров протекания данного процесса в до- и закритической областях;

* расчет динамики паровой пленки и достижимых ею стационарных толщин;

* результаты моделирования колебаний паровой пленки около раскаленной частицы, помещенной в недогретую до температуры кипения жидкость;

* получение соотношений, описывающих границу возникновения колебаний паровой пленки, и сопоставление с экспериментальными данными;

* анализ характеристик ультразвуковой кавитации и предложенный метод интенсификации теплообмена между жидкостью и горячей поверхностью;

* анализ вероятности развития неустойчивости на поверхностях жидкости и расплавленного металла при их соприкосновении.

Апробация работы. Материалы диссертационной работы докладывались на XVI Международной научно-технической конференции студентов и аспирантов, (Москва, 2010 г.); V Российской Национальной конференции по теплообмену (Москва, 2010г.); XVIII Школе-семинаре молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева (Звенигород, 2011 г.); Международной научной школе «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических технологиях» (Москва, 2011 г.).

Публикации. По теме диссертации опубликовано девять работ: три статьи в журналах из перечня ВАК РФ [1-3], один патент [4], четыре тезиса докладов [5-8] и одна статья в иностранном журнале [9].

Структура и объем работы. Работа состоит из введения, трех глав основного текста и выводов. В работе приводится 43 иллюстрации и 128 библиографических ссылок. Общий объем работы составляет 120 страниц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении представлено сжатое описание парового взрыва. Приведен обзор литературы по стадиям этого явления, которым уделено внимание в настоящей работе. Рассмотрены модели фрагментации жидкометаллической капли, разработанные к настоящему моменту.

Кратко описаны математические модели, разработанные для расчета роста и изменения паровой пленки, имеющей место при паровой взрыве, когда горячая частица попадает в холодную жидкость. Выполнено сравнение с работами других авторов.

Сделан обзор публикаций и работ по ультразвуковой кавитации в жидкости.

В первой главе рассмотрена фрагментация капли расплавленного металла, попадающей в холодную жидкость, недогретую до температуры насыщения.

Сначала рассматривалась задача о соприкосновении горячей и холодной жидкостей. В классической постановке в задаче фигурируют два полупространства, заполненные двумя различными средами с постоянными параметрами и разными значениями температуры, T_m для расплава и T_0 для холодной легкокипящей жидкости.

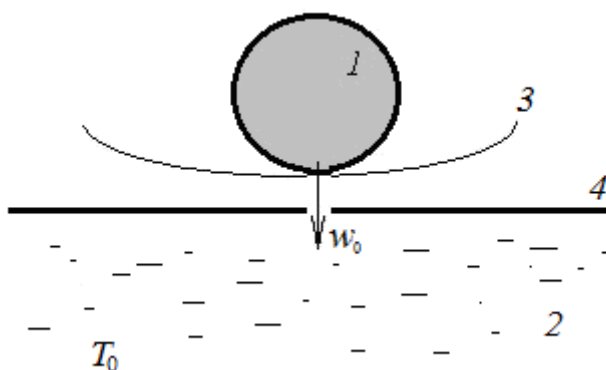


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – падающая капля жидкого металла; 2 – холодная жидкость; 3 – граница теплового пограничного слоя в паре; 4 – межфазная граница.

Предполагается, что оба полупространства мгновенно соприкасаются друг с другом. В таком случае температура на границе, по которой произошло соприкосновение двух сред, определяется по формуле

$$T_c = T_0 + \frac{(T_m - T_0)K}{1 + K}, \quad (1)$$

где $K = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} = \sqrt{\frac{\lambda_1 c_{p1} \rho_1}{\lambda_2 c_{p2} \rho_2}}$; λ , ρ , c_p – коэффициент теплопроводности,

плотность и теплоемкость; индексы 1 и 2 относятся к расплаву и жидкости соответственно.

Далее рассмотрена другая модель получения температуры на поверхности соприкосновения жидкости и металла, учитывающая движение жидкости по направлению к горячей поверхности:

$$\begin{aligned} T_t &= a_2 T_{xx} + f(x, t), & 0 < x, t < +\infty, \\ T_x(0, t) &= \phi(t), & 0 < t < +\infty, \\ T(x, 0) &= \psi(x), & 0 < x < +\infty. \end{aligned}$$

Здесь T – температура среды, °С; a_2 – температуропроводность жидкости, м²/с; нижний индекс обозначает частную производную по соответствующему аргументу. Окончательно решение для рассматриваемой задачи выглядело следующим образом:

$$T(x=0, t) = T_0 - \sqrt{\frac{a_2}{\pi}} \int_0^t \frac{q(\tau)}{\lambda_2 \sqrt{t-\tau}} d\tau, \quad (2)$$

где $q(\tau)$ – плотность теплового потока на поверхность жидкости со стороны нагретой металлической пластины, Вт/м²; λ_2 – теплопроводность жидкости, Вт/м К; t – время, за которое жидкость достигнет горячей поверхности, с.

Тепловой поток на поверхности жидкости в данном случае рассчитывался по закону Фурье от момента, когда температурный пограничный слой, окружающий нагретую поверхность¹, касался поверхности жидкости, и до тех пор, пока расстояние между жидкостью и металлической поверхностью не оказывалось меньше длины свободного пробега. Толщина температурного пограничного слоя² δ_T оценивалась как

¹ Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.Л. Теплопередача. Энергоатомиздат. 1981. 416 с.

² Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. М.: Наука, 1974. 711 с.

$\delta_T = \frac{D}{2\sqrt{\text{Re}_D}}$, где D – характерный размер нагретой поверхности, а Re_D – число Рейнольдса. Далее поток тепла от нагретой поверхности к жидкости рассчитывался как свободномолекулярный³.

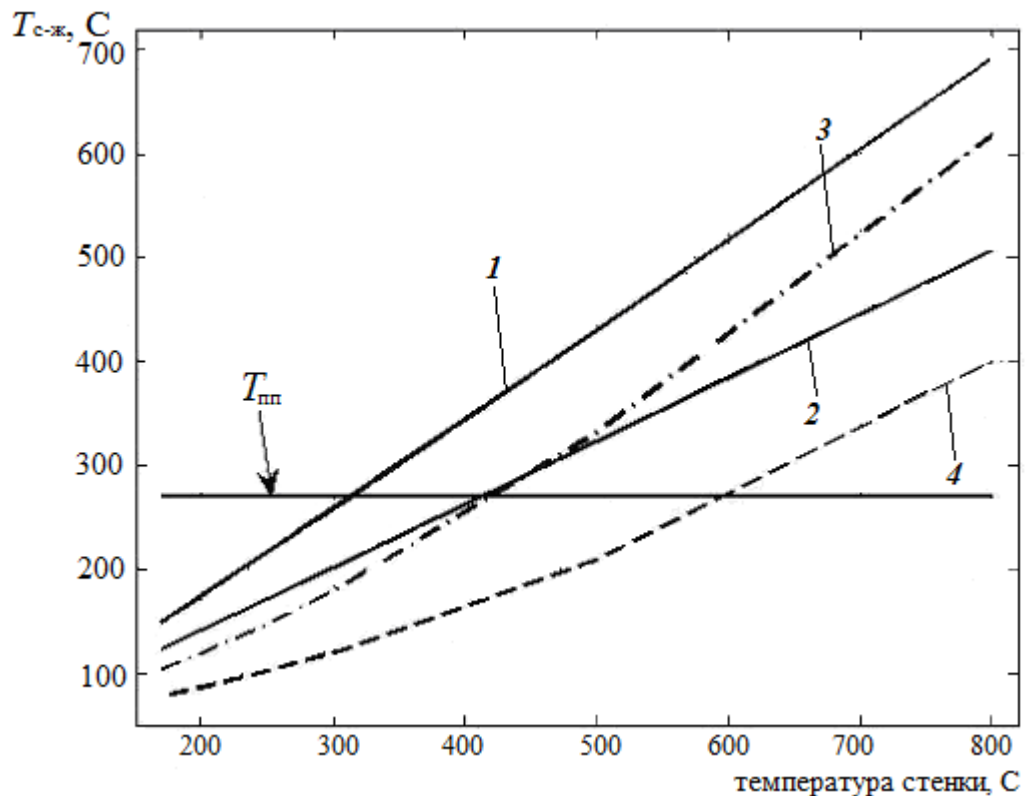


Рис. 2. Температура контакта двух поверхностей в зависимости от температуры стенки при различных скоростях движения образца: 1 – по соотношению (1) для стали; 2 – для никеля; 3, 4 – по соотношению (2) при скоростях движения 0.002 и 0.01 м/с соответственно; $T_{пр}$ – температура предельного перегрева.

На основе рассмотренных результатов моделирования и опытов было получено, что принципиально возможно наличие контакта между горячей поверхностью твердой сферы или расплавленной капли и водой в жидком состоянии.

Далее описана новая предложенная модель инициирования и прохождения процесса фрагментации в системе жидкий металл-вода.

Рассмотрено два случая, отличающихся диапазоном исследуемых температур холодной жидкости в момент прямого контакта с горячей поверхностью.

³ Khurtin P.V., Kryukov A.P. Some Models of Heat Transfer at Film Boiling of Superfluid Helium Near λ -Point in Microgravity. //J. of Low Temp. Phys. 2000. V. 119, N 3/4. P. 413-420.

Получены оценки рассмотренных случаев для фрагментации капли жидкого расплавленного металла.

В первом случае температура поверхности не превышает своего критического значения. В такой ситуации предполагается капиллярный распад поверхности. Приведены оценки параметров, при которых возможно протекание фрагментации по такому алгоритму (рис. 3).

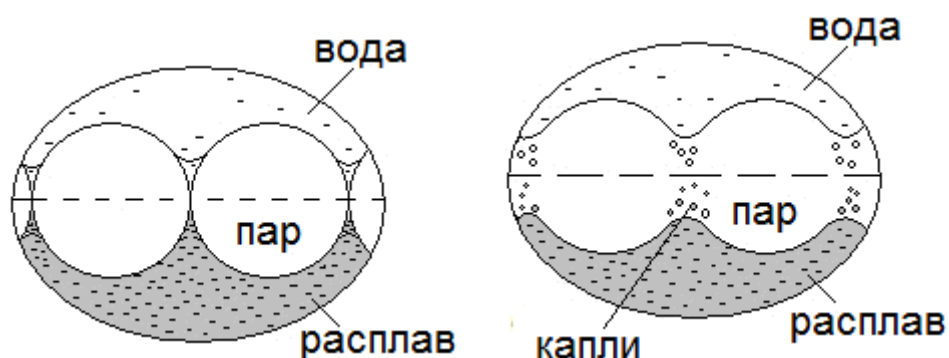


Рис. 3. Механизм фрагментации при капиллярном распаде.

Второй предложенный механизм фрагментации поверхности расплава рассмотрен для случая, когда температура окружающей жидкости выше значения в своей критической точке. Решение этой задачи получено с помощью аналогии с задачей об ударе о поверхность покоящейся жидкости плоского тела. Удар движущегося со значительной скоростью тела о жидкость приводит к генерации концентрированного «всплеска» жидкости вблизи боковых поверхностей ударяющего тела.

Во второй главе рассматривается другой процесс, являющийся частью парового взрыва – образование пара у горячей поверхности при попадании раскаленной частицы в холодную воду. Получены уравнения, описывающие поля температур, давлений и скоростей в жидкости и паре. Найдено положение стационарного состояния для паровой пленки, образующейся около металлической сферы. Рассмотрены процессы испарения и конденсации у межфазной поверхности жидкость-пар. В том числе рассмотрено влияние вязкости жидкости на колебания толщины паровой пленки. А также построены фазовые портреты рассмотренных режимов.

В данной работе анализируется лишь первая часть проблемы – динамика границы раздела пар–жидкость (рис. 4), сводящаяся к выводу обобщенного уравнения Рэлея–Ламба. Отмечается изменение температуры фазового перехода и, соответственно, давления насыщенного пара. Установлено, что

при параметрах среды, далеких от критической точки, обобщенное уравнение Рэля–Ламба сводится к его известному варианту.⁴

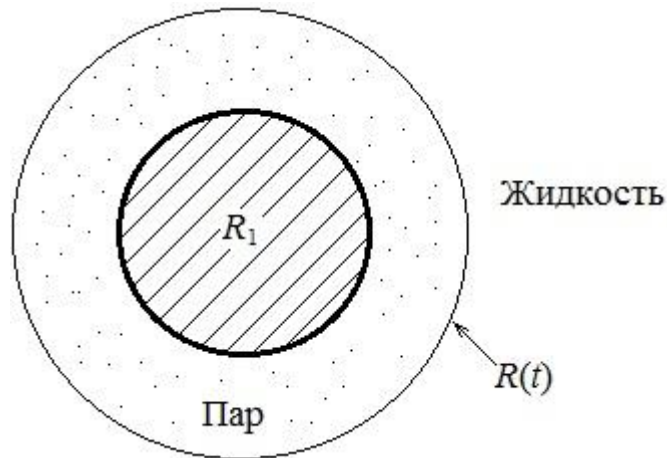


Рис. 4. Схематичное изображение задачи.

Граница паровой сферы является фазовой поверхностью, на которой существует поток масс $\dot{m}(t)$. Эта граница перемещается со скоростью $W = \dot{R}$, отличной от скорости жидкости, поэтому из закона сохранения масс получается следующая связь между скоростями

$$\rho_s(u_s - W) = \rho_L(u_L - W) = \dot{m}(t).$$

Стандартным образом из уравнения неразрывности для жидкости получаем распределение скорости жидкости

$$u_L(r) = \left(\dot{R} + \frac{\dot{m}(t)}{\rho_L} \right) \left(\frac{R}{r} \right)^2.$$

Поток масс, в свою очередь, зависит от распределения температур в паре и жидкости и пропорционален разности потоков теплоты

$$\dot{m} = \frac{1}{\Lambda} (\lambda_L \nabla_n T'_L - \lambda_s \nabla_n T'_s)_{r=R}. \quad (3)$$

Здесь Λ – удельная теплота испарения (конденсации), $\nabla_n T$ – градиент температуры, направленный по нормали к поверхности раздела фаз.

Давление в паре равно давлению насыщения при температуре кипения $T_b(R)$, т.е. $P_s(R) = P_b(T_b(R))$.

⁴ Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1987. Ч. I. 464 с.

С учетом вязкости жидкости и поверхностного натяжения на границе раздела пар–жидкость, обобщенное уравнение Рэлея–Ламба, учитывающее поток масс с поверхности нагрева, имеет вид

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \dot{R}\frac{\dot{m}}{\rho_L} + R\frac{\ddot{m}}{\rho_L} - \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{m}}{\rho_L}\right)^2 + \frac{2\sigma}{R\rho_L} + \frac{4\eta\dot{R}}{R\rho_L} = \frac{[P_L(R) - P_L(\infty)]}{\rho_L}. \quad (4)$$

Здесь η , σ – коэффициенты динамической вязкости и поверхностного натяжения жидкости соответственно, индексы L и s означают воду и пар.

Из (4) с учетом $\dot{m}(t) = -\rho_s W = -\rho_s \dot{R}$ в пренебрежении вязкостью $((4\eta\dot{R}/R)/(P_L(R) - P_L(\infty)) \ll 1$) и поверхностным натяжением $((2\sigma/R)/(P_L(R) - P_L(\infty)) \ll 1$), следует форма обобщенного уравнения Рэлея–Ламба, которую предлагается использовать, когда $\frac{\rho_s}{\rho_L} \approx 1$

$$\ddot{R} + \frac{3}{2R}\dot{R}^2 \left[1 - \frac{2\rho_s}{3\rho_L} - \frac{1}{3}\left(\frac{\rho_s}{\rho_L}\right)^2 \right] \left(\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_s} \right) = \frac{[P_L(R) - P_L(\infty)]}{R(\rho_L - \rho_s)}.$$

Вдали от критической температуры с точностью до малого параметра $\frac{\rho_s}{\rho_L} \ll 1$ обобщенное уравнение Рэлея–Ламба сводится к привычному виду,

в котором учитывается зависимость давления насыщения от температуры кипения $P_b(T_b)$, а температура кипения является функцией от положения границы раздела и ее скорости $T_b = T_b(R, \dot{R})$

$$\ddot{R} + \frac{3}{2R}\dot{R}^2 = \frac{[P_b(T_b(R, \dot{R})) - P_L(\infty)]}{R\rho_L}. \quad (5)$$

Были также получены распределения температур в жидкости, газе и на межфазной поверхности.

Распределения возмущений температуры в паре $T'_s(r, t)$ ($R_1 \leq r \leq R(t)$) и в жидкости $T'_L(r, t)$ ($R(t) \leq r < \infty$) находятся из решений уравнений теплопроводности, в которых будем, опираясь на данные работы⁵, пренебрегать переносом теплоты за счет излучения

$$\rho_s c_{Ps} \left[\frac{\partial}{\partial t} T'_s + u_s \cdot \frac{\partial}{\partial r} T'_s(r, t) \right] - \frac{d}{dt} P_s = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \lambda_s r^2 \frac{\partial}{\partial r} T'_s(r, t),$$

⁵ Домбровский Л.А., Зайчик Л.И. Динамика парового пузыря при тепловом взаимодействии горячей сферической частицы с окружающей водой. // ТВТ. 2000. Т. 38. № 6. С. 975-984.

$$\rho_L c_{PL} \left[\frac{\partial}{\partial t} T'_L + u_L \cdot \frac{\partial}{\partial r} T'_L(r, t) \right] - \frac{d}{dt} P_L = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \lambda_L r^2 \frac{\partial}{\partial r} T'_L(r, t).$$

В этом случае уравнения для температур жидкости и пара решаются со следующими граничными условиями:

$$T'_s(R_1, t) = T_1 = \text{const},$$

$$T'_L(r \rightarrow \infty, t) = T_0 = \text{const}$$

и условиями, учитывающими, что на фазовой границе ($r = R(t)$) выполняются условия непрерывности температур пара и жидкости и равенство их температуре кипения

$$T'_s(R(t)) = T'_L(R(t)) = T_b.$$

Для удобства введены такие безразмерные параметры:

$$\zeta = \frac{R}{R_1} - 1, f(R, \dot{R}) = \frac{\dot{R}R}{a_L}, \lambda = \frac{\lambda_L}{\lambda_s}, \rho = \frac{\rho_s}{\rho_L}, T = \frac{T_\infty}{T_1}, \chi = \frac{\Lambda}{C_{pL}T_1}, \theta = \frac{T_b}{T_1}.$$

В итоге получены зависимости температур жидкости и пара от времени и координаты:

$$T'_s(r, t) = \frac{(T_1 - T_b)}{(R - R_1)} R_1 \left(\frac{R}{r} - 1 \right) + T_b.$$

$$T'_L(r, t) = T_0 + (T_b - T_0) \frac{\left[\exp\left(-\dot{R}R^2/a_L r\right) - 1 \right]}{\left[\exp\left(-\dot{R}R/a_L\right) - 1 \right]}.$$

Полученные зависимости позволяют найти потоки теплоты на границе раздела фаз. После подстановки выражения для потоков в уравнение (3) была получена связь температуры кипения с положением и скоростью границы, и другими параметрами задачи:

$$T_b = T_1 \frac{1 - \lambda \zeta \chi \rho f + [\lambda \zeta f (T + \chi \rho) - 1] \exp(-f)}{1 - (1 - \lambda \zeta f) \exp(-f)}.$$

Режим изменения толщины паровой пленки $\xi(\tau)$, в интервале безразмерного времени $0 \leq \tau = t/t_c \leq 50$ для $\xi(0) = 0$, $\dot{\xi}(0) = 0$, $\Xi = 10.1$

($\Xi = \frac{t_c^2 \rho_s \Lambda T_1}{T_{b0} \rho_L R_1^2}$), $R_1 = 1.5 \times 10^{-6}$ м, $t_c = 1.3 \times 10^{-4}$ с, представлен на рис. 5. Рис. 5 демонстрирует режим незатухающих колебаний ($\eta_1 = 0$).

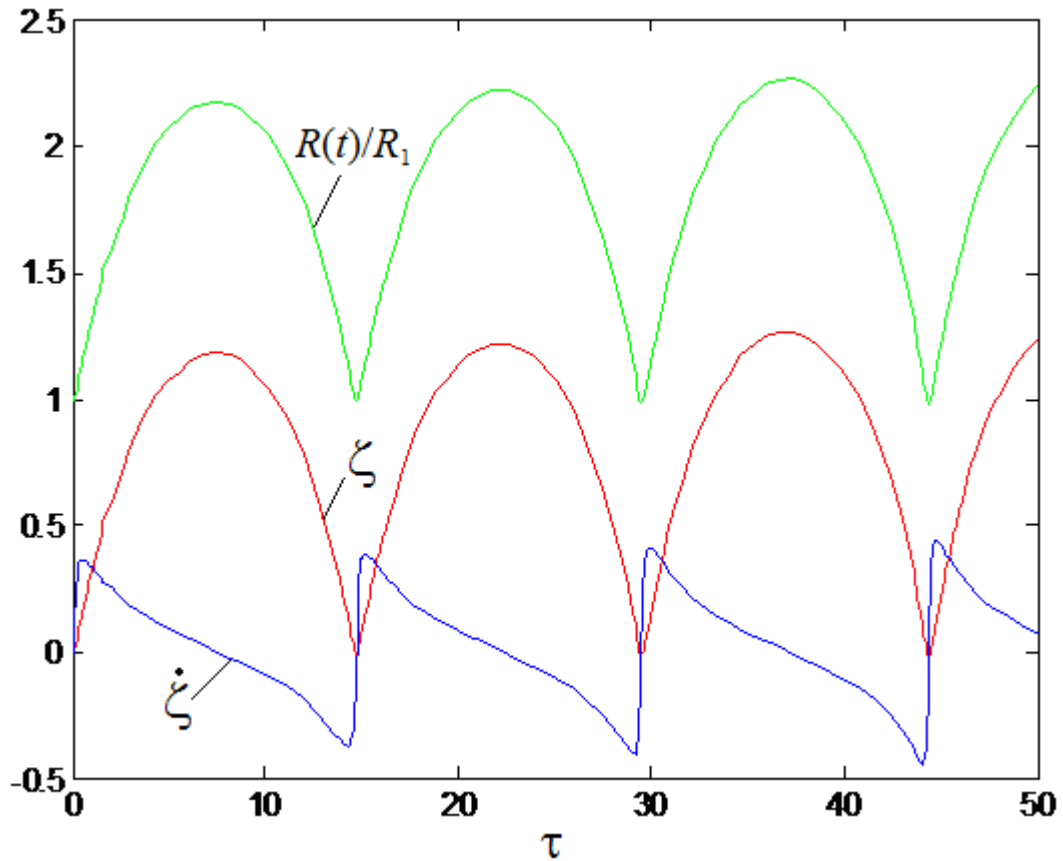


Рис. 5. Режим незатухающих колебаний: $\Xi = 10.1$, $\eta_1 = 0$.

Рис. 6 представляет режим изменения толщины паровой пленки при тех же что на рис. 5 условиях, но с учетом вязкости ($\eta_1 = 0.63$). На графике представлены кривые изменения безразмерного радиуса межфазной поверхности, приведенные скорость движения и толщина паровой пленки. Видно, что в соответствии с предполагаемыми результатами, колебания достаточно быстро затухают и радиус поверхности, разделяющей пар и жидкость, выходит на свое стационарное значение.

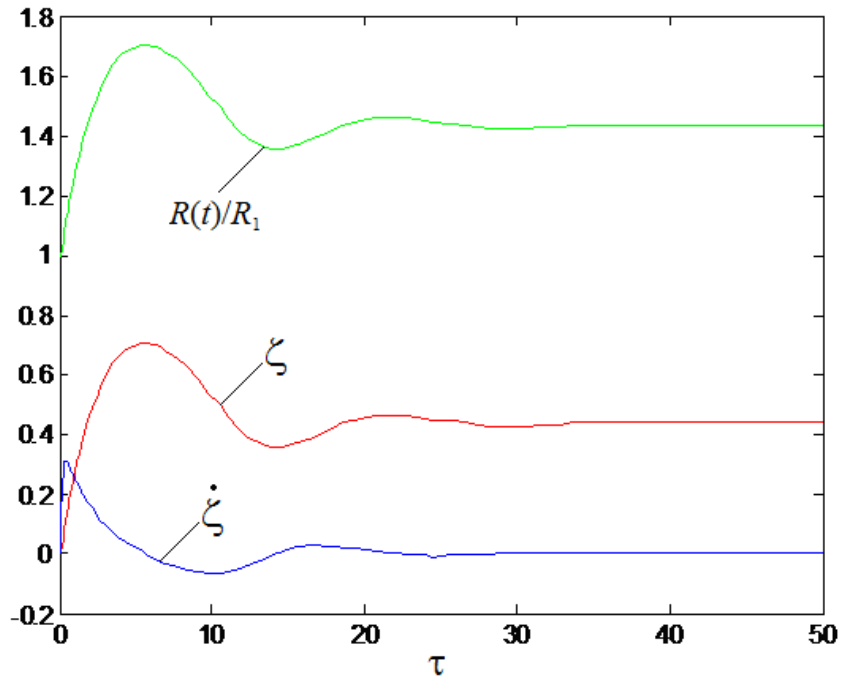


Рис. 6. Режим затухающих колебаний: $\Xi = 10.1$, $\eta_1 = 0.63$.

Далее были рассмотрены колебания пленки при малых отклонениях от стационарного состояния

$$R(t) = R_{st} + \delta R(t), \delta R(0)/R_{st} \ll 1.$$

В таком случае после исключения из уравнения (5) членов второго порядка малости получается уравнение вида

$$\ddot{\delta R} = \frac{1}{R_{st}\rho_L} \left(\frac{\partial [P(T_b) - P(\infty)]}{\partial R} \right)_{R=R_{st}} \delta R.$$

Обозначили множитель перед δR как F_{st} . После проведения дифференцирования было получено, что множитель $F_{st} < 0$, всегда отрицателен. Откуда следует вывод о наличии периодических колебаний вблизи стационарного состояния. Частота колебаний определяется выражением

$$\omega = \left| \sqrt{\frac{1}{R_{st}\rho_L} \left(\frac{\partial P_b(T_b)}{\partial R} \right)_{R=R_{st}}} \right|.$$

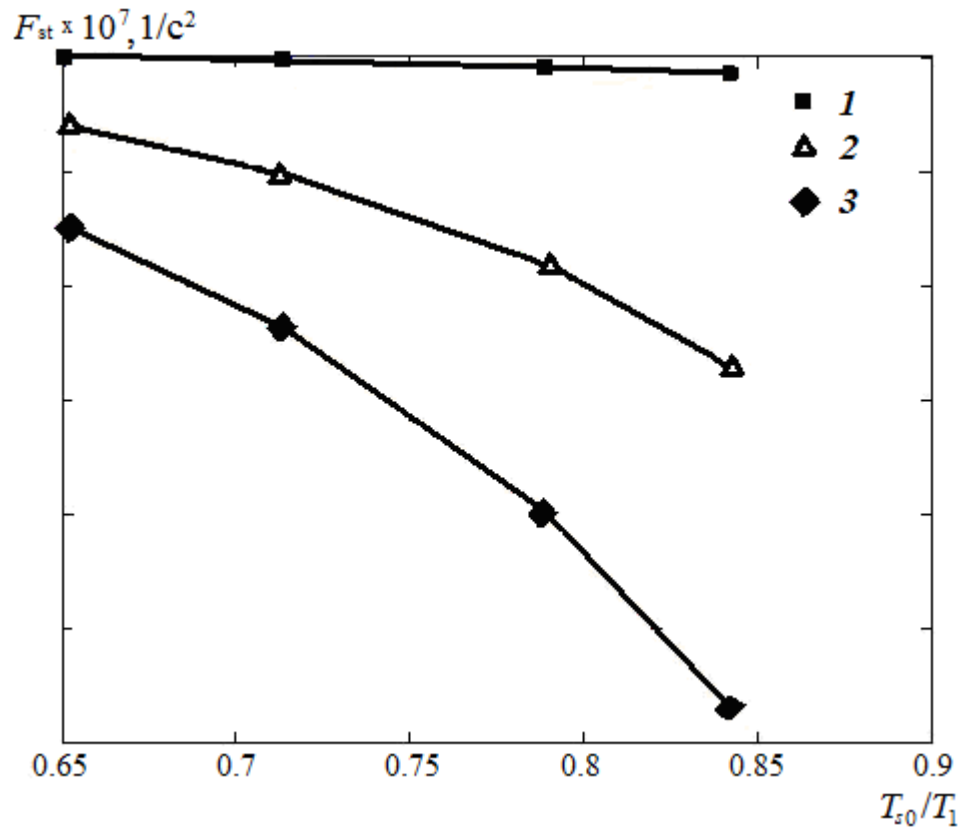


Рис. 7. Зависимость производной F_{st} от безразмерной температуры при различных значениях параметра T_g для $R_1 = 0.005$ м: 1 – $T_g = 0.97$, 2 – 0.86, 3 – 0.78.

На рис. 7 приведена зависимость множителя F_{st} от безразмерной температуры T (для разных нагревов горячей поверхности) и параметра $T_g = T_0/T_1$. Как видно из рисунка производная всегда отрицательна. Наибольшие по модулю значения F_{st} соответствуют меньшим нагревам твердой поверхности, а влияние температуры окружающей жидкости выражается в уменьшении (по модулю) производной с ростом T_g .

В конце второй главы кратко рассмотрена возможность возникновения и развития волн, отличающихся от гравитационно-капиллярных и распространяющихся по поверхности паровой пленки, окружающей горячую частицу. Отмечена важность этого процесса для явления парового взрыва. В рамках сформулированной теоретической постановки получены соотношения, которые позволяют оценить положение границы возникновения колебаний и сопоставить их с недавними экспериментальными данными.

Зависимость между температурами горячей частицы и холодной жидкости, позволяющая оценить границы возникновения колебаний паровой пленки, базируется на том, что существование колебаний при наличии затухания возможно, если отношение декремента колебаний Q_c к их частоте ω , мало

$$Q_c / \omega_r = \varepsilon \ll 1.$$

Используя выражения для декремента колебаний и частоты, полученные в работе⁶, можно получить удобную для расчета границ формулу:

$$T_1 = T_b + \chi^2 (T_b - T_0)^2.$$

Коэффициент χ включает в себя теплофизические свойства воды и пара, а также неизвестный параметр ε ,

$$\chi = \frac{\lambda_L \sqrt{k}}{h_L \varepsilon \sqrt{\rho_L \Lambda^3 \rho_s}}.$$

Проведено несколько расчетов искомого параметра, отмечены особенности его вычисления для конкретных экспериментов.

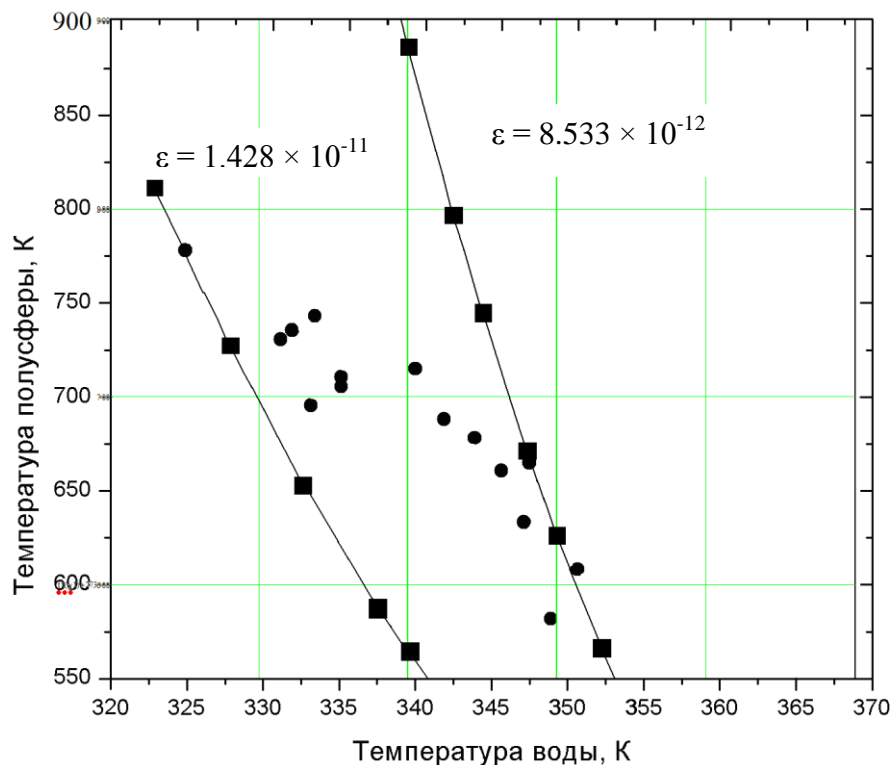


Рис. 7. Сопоставление экспериментальных и расчетных (цветные наложенные графики) данных для полусферы с диаметром $d = 20$ мм.

На рис. 7 представлены расчеты границ возникновения колебаний и их сравнение с экспериментальными данными⁷. Отмечена сложность

⁶ Синкевич О.А. Нелинейные колебания паровой пленки при интенсивных тепловых потоках. // МЖГ. 2012. № 5. С. 65-84.

⁷ Ивочкин Ю.П., Вавилов С.Н., Зейгарник Ю.А., Кубриков К.Г. К вопросу об отсутствии фрагментации горячих капель при малых недогревах охладителя. // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19. № 4. С. 475-481.

определения ε и важность погрешности при работе с экспериментальными точками. Расчеты проводились при постоянных теплофизических свойствах жидкости и пара.

В третьей главе приведено краткое описание ультразвуковой кавитации с использованием характерных значений параметров процесса и полученных ранее зависимостей температуры жидкости при соприкосновении ее с горячей поверхностью от скорости ее движения. Предложен способ интенсификации теплообмена у горячей поверхности с помощью кавитационных микроструй.

В первой части главы рассмотрены основные характеристики кавитации в жидкости и динамика схлопывания кавитационных пузырьков и выделен эффект кавитации – кумулятивные струйки, возникающие при схлопывании каверн.

При описании микроструй из литературы выбраны их характеристики, которые представляют интерес для анализа возможности их применения на практике. Приведены возможные значения скорости их истечения, а также сделана попытка на основе энергетического рассмотрения оценить эффективность затрачиваемой акустической мощности, используемой кавитационными пузырьками при схлопывании и, следовательно, при генерации микроструй.

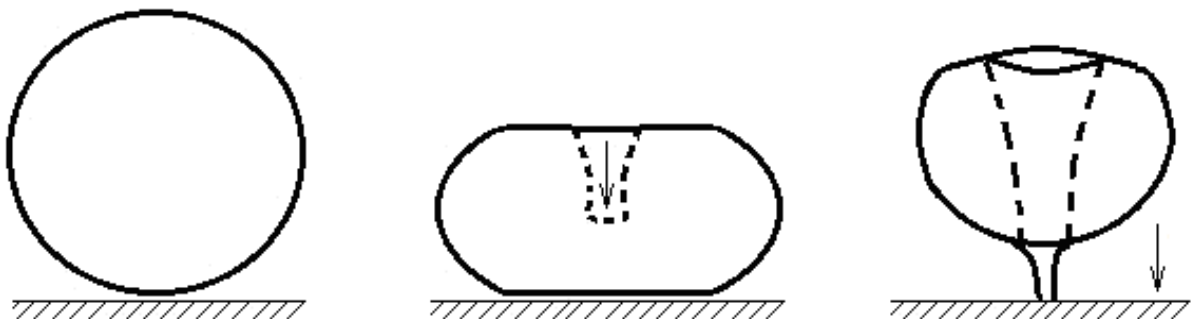


Рис. 8. Схема формирования микроструи у поверхности.

Во второй части главы на основе теоретических и экспериментальных данных о кавитации предложен и описан возможный механизм повышения эффективности охлаждения поверхности с помощью данных микроструй. Показано, что движение микроструй, возникающих при схлопывании кавитационных полостей, имеет значительное влияние на поверхность сосуда, в котором происходит кавитация. Этот эффект и лежит в основе предложенного способа интенсификации теплообмена у горячей поверхности.

По оценкам, представленным в работе получено, что с помощью предложенного способа влияния на теплообмен можно организовать снятие тепловых потоков порядка 100 МВт/м^2 . Получаемые потоки тепла

зависят от температуры жидкости и нагретой поверхности. Температура холодной жидкости, подходящей к поверхности, существенно зависит от скорости образующейся струйки. Этот параметр является случайным, по экспериментальным оценкам может иметь значение в диапазоне 10-170 м/с.

Предложенный метод достаточно прост в применении, единственным параметром, требующим регулировки, является частота ультразвука, используемого для генерации кавитации. В качестве оценки возможно привести большой интервал значений от 20 кГц до 1 МГц. Более точное значение следует выбирать, исходя из определенной установки и характеристик холодной жидкости.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

В качестве основных результатов работы можно перечислить следующие пункты:

1. предложены и рассмотрены механизмы фрагментации капли жидкого расплавленного металла, помещенной в недогретую до температуры кипения жидкость. Дан алгоритм протекания фрагментации. Получена оценка критерия, определяющего наличие или отсутствие фрагментации, и приведены оценки величин, характеризующих этот процесс;

2. изучена возможность соприкосновения холодной воды с нагретой поверхностью, температура которой превышает температуру насыщения жидкости. В конечной стадии сближения сред учитывалось нарушение гипотезы о сплошности промежуточного слоя. Показано, что вода, подходящая к нагретому телу может находиться в жидком агрегатном состоянии.

3. рассмотрена задача о динамике межфазной поверхности, возникающей около нагретой металлической сферы, опущенной в холодную жидкость. С учетом наличия потока массы с поверхности паровой пленки (включающего соотношение плотностей жидкости и пара), температуры и давления насыщения выведено обобщенное уравнение Рэлея-Ламба;

4. определена граница возникновения колебаний около горячей металлической частицы, связанная с распространением волн нового типа по поверхности паровой пленки;

5. предложен способ использования ультразвуковой кавитации для генерации кумулятивных микроструй, приводящих к интенсификации теплообмена.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. *В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Эффект прямого контакта жидкости с поверхностью при закалке. // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. № 3. С. 475-477.
2. *С.Н. Вавилов, А.В. Жатухин, А.Н. Киреева.* Исследование контакта холодного теплоносителя с перегретой поверхностью. // Тепловые процессы в технике. 2011. № 3. С. 118-121.
3. *О.А. Синкевич, В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Обобщенное уравнение Рэлея–Ламба. // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 4. С. 555-564.
4. *О.А. Синкевич, В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Способ охлаждения с помощью микроструй. Заявка на патент на способ. МПК В08В3/12. № 2011107802/07.01.03.2011. Одобрена 21.12.2011. 7 с.
5. *В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Эффект прямого контакта жидкости с поверхностью при закалке. // Тезисы докладов XVI Международной научно-технической конференции студентов и аспирантов, Москва, МЭИ, 2010. С. 76.
6. *С.Н. Вавилов, А.В. Жатухин, А.Н. Киреева.* Исследование контакта холодного теплоносителя с перегретой поверхностью. // Труды V Российской Национальной Конференции по Теплообмену, Москва, МЭИ, 2010. С. 68-72.
7. *О.А. Синкевич, В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Динамика паровой пленки при попадании горячей сферической частицы в жидкость. // Тезисы докладов XVIII Школы-семинары молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева, 23-27 мая 2011 г., Звенигород, Россия. С. 25.
8. *О.А. Синкевич, В.В. Глазков, А.Н. Киреева.* Обобщенное уравнение Рэлея–Ламба. // Тезисы Международной научной школы «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических технологиях». М. 05-07 сентября 2011 г. С. 17.
9. *О.А. Sinkevich, V.V. Glazkov, Yu.P. Ivochkin, A.N. Kireeva.* Vapor Films under Influence of High Heat Fluxes: Nongravity Surface Waves and Film Explosive Disintegration. // Int. J. Nonlinear Sci. Numer. Simul. 2013. № 1. P. 1-14.