УДК 536.423.1:532.5.013: 519.688

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ В НЕВЕСОМОСТИ

Сапожников В.Б.[1], Корольков А.В.[2]

[1]*Акционерное общество «ЭКА», Королев, Россия*
[2]*ООО Научно-технический внедренческий центр «ЭДУКОН», Юбилейный, Россия*

АННОТАЦИЯ

Методами математического моделирования с использованием вычислительного эксперимента проводятся исследования процессов кипения жидкости в условиях полной невесомости с целью подтверждения научной гипотезы о существовании негравитационных механизмов отрыва парового пузыря от поверхности нагревателя.

Известно, что в земных условиях и в условиях пониженной интенсивности поля массовых сил кризис кипения возникает, когда интенсивность парообразования столь велика, что поток пара препятствует поступлению жидкости к поверхности нагревателя.

Этот процесс количественно хорошо описывается формулой Кутателадзе или другими формула-ми, связывающими критический тепловой поток со значением ускорения силы тяжести g. В основу связи заложен механизм неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (объяснение Зубера) при взаимодействии области пара и струи жидкости, порожденном силами плавучести (неустойчивостью Релея-Тейлора).

В отсутствие релей-тейлоровского механизма образования струи жидкости в условиях невесомости за подачу жидкости к поверхности нагревателя оказывается ответственным инерционное движение жидкости, порожденное упругостью пара в пузыре и оттягивающее пузырь от поверхности нагрева.

Это движение обусловлено ростом парового пузыря в процессе нагрева. Кроме того, граница раздела «жидкость-пар» начинает пульсировать по мере увеличения размеров пузыря вследствие упругости пара в пузыре.

Указанные процессы могут привести к отрыву пузыря от поверхности нагрева даже при очень малой интенсивности поля массовых сил.

Для описания этих процессов в работе предложена математическая модель сложной гидродинамической системы – системы жидкость-газ. Сложность такой системы заключается в необходимости учитывать сжимаемость газовой фазы, находящейся в динамическом взаимодействии с несжимаемой жидкостью.

Это обстоятельство усложняет численную реализацию модели. Поэтому разработанный алгоритм расчета имеет и самостоятельную научную ценность.

Основным же результатом работы следует считать подтверждение выдвинутых научных гипотез, уточняющих понимание такого сложного физического явления, как кипение жидкости.

Показано, что в условиях пониженной гравитации с уменьшением интенсивности поля массовых сил возрастает роль инерционных сил, вызванных упругостью парового пузыря.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными в условиях, близких к невесомости.

Подтверждение научной гипотезы о существовании негравитационных механизмов отрыва парового пузыря от поверхности нагревателя открывает возможность реализации пузырькового режима кипения в условиях полной невесомости.

Практическая значимость такой возможности заключается в разработке более эффективных теплообменных аппаратов, основанных на фазовом переходе, работающих в условиях реального космического полета.

ВВЕДЕНИЕ

Нагрев жидкости, возникновение и развитие кипения, кризис кипения - все эти физические процессы в условиях полной невесомости существенно отличаются от соответствующих процессов, протекающих в земных условиях. При нагреве жидкости в земных условиях основным механизмом переноса тепла является тепловая гравитационная конвекция, вызванная силами плавучести, которые характеризуется числом Грасгофа (Gr). Особенности развития гидродинамических процессов на борту КА, находящегося в свободном орбитальном полете, определяются соотношением характерного времени измене-

© Сапожников В.Б., Корольков А.В.

ния вектора ускорения (его величины и направления) и характерного гидродинамического времени данной системы. Если эти времена одного порядка, то при исследовании поведения данной гидродинамической системы в данных условиях необходимо учитывать не только уровень микроускорений и их частотные характеристики, но и закон изменения вектора ускорения во времени [1].

Характерным гидродинамическим временем можно считать время установления течения или время развития процесса. При тепловой гравитационной конвекции в качестве характерного гидродинамического времени естественно использовать время разгона конвекции, т.е. время достижения максимума интенсивности движения жидкости. По оценкам, сделанным в работе [1], это время выражается через определяющие параметры задачи соотношением

$$Fo_0 = 1/(Pr \cdot \sqrt{Gr}),$$

где число Фурье (безразмерное характерное гидродинамическое время)

$$Fo_0 = a \cdot \frac{\tau_0}{R^2},$$

число Прандтля

$$Pr = \frac{\nu}{a},$$

число Грасгофа

$$Gr = g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \frac{R^3}{\nu^2},$$

ν – коэффициент кинематической вязкости,
a – коэффициент температуропроводности,
g – уровень ускорения,
β – коэффициент температурной зависимости плотности,
ΔT – характерный перепад температур,
R – характерный размер,
или в размерном виде

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{R}{g \cdot \beta \cdot \Delta T}}$$

Если характерное время изменения вектора ускорения много меньше τ_0, то в жидкости будет развиваться конвективное течение, определяемое осредненным по τ_0 вектором ускорения.

В системе жидкость-газ определяющими являются процессы взаимного относительного перемещения жидкости и газа в поле меняющего свое направление вектора ускорения.

В качестве характерных гидродинамических времен для емкости, частично заполненной жидкостью, можно использовать комплексы

$$Fo_1 = \frac{1}{Pr \cdot \sqrt{Ga}}$$

$$Fo_2 = \frac{1}{Pr \cdot Ga}$$

где число Галилея $Ga = g \cdot R^3/\nu^2$, или в размерном виде $\tau_1 = \sqrt{R/g}$ и $\tau_2 = \nu/(R \cdot g)$

Первое время τ_1 характеризует способность поверхности жидкости отслеживать текущее направление вектора ускорения. При равномерном вращении постоянного по модулю вектора ускорения с периодом обращения, превышающим τ_1, жидкость перемещается таким образом, что поверхность остается горизонтальной по отношению к текущему направлению вектора ускорения.

Второе время τ_2 определяет способность массовых сил вызвать движение (если осреднение вектора ускорения по периоду дает нулевой вектор, то жидкость остается неподвижной).

Например, при уровне местных ускорений $g/g_0=10^{-3}$ для жидкого топлива в топливных баках двигательных установок характерное гидродинамическое время составляет от 3 до 10 сек.

Для процессов тепловой гравитационной конвекции в воздушных объемах отсеков орбитальных научных станций τ_1 может доходить до 30 сек, для процессов в емкостях системы жизнеобеспечения 3-10 сек, в технологических экспериментах на борту 0.1-3 сек.

Для перечисленных гидродинамических систем значения τ_2 имеют порядок 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-3} и 10^{-4} сек, соответственно.

Таким образом, каждая гидродинамическая система чувствительна к определенной амплитудно-частотной области. Для математического моделирования движения жидкостей этой системы достаточно воспроизвести лишь чувствительные для данной системы компоненты вектора ускорения.

Поэтому полученные в работе [1] эффекты увеличения интенсивности конвективного движения и теплообмена во вращающемся поле вектора ускорения для различных гидродинамических систем, могут проявиться и при других законах изменения вектора ускорения во времени, содержащих соответствующий вращательный компонент.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА КИПЕНИЯ ЖИДКОСТИ С УЧЕТОМ ИНЕРЦИОННЫХ И УПРУГИХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ ЖИДКОСТЬ-ГАЗ

Поскольку масса пара пренебрежимо мала по сравнению с массой жидкости, движение парового пузыря, находящегося в объеме жидкости (не на поверхности нагрева), определяется распределением скоростей в объеме жидкости (пузырь двигается вместе с окружающей его жидкостью) и распределением статического давления на поверхности пузыря (силы плавучести).

С другой стороны, движение жидкости определяется силами воздействия поверхности парового пузыря на окружающую его жидкость. Эта сила определяется давлением пара в пузыре, а перемещение поверхности раздела фаз связано с ростом парового пузыря.

Учитывая это, можно проиллюстрировать гидродинамический механизм отрыва парового пузыря от поверхности нагрева при отсутствии сил плавучести. В центре кипения будем рассчитывать два параметра – это давление (текущее давление в пузыре) и объемный расход (изменение во времени объема пузыря). Граничное условие в точке кипения получается из сопряжения состояния жидкости в окрестности центра кипения с размером и состоянием пара условного парового пузыря.

Будем считать, что жидкость находится в сосуде цилиндрической формы, дно цилиндра – нагреватель, центр кипения на оси цилиндра. Процесс кипения жидкости в этом случае можно рассматривать как осесимметричный процесс.

В двумерной математической модели движение жидкости описывается системой уравнений Навье – Стокса

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} + v\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \nu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial r} + v\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \nu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial v}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right] \quad (2)$$

где u – скорость в радиальном направлении r, а v – скорость в вертикальном направлении z, ν – коэффициент кинематической вязкости. Система замыкается уравнением неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

Система (1),(2),(3) с естественными граничными условиями и условиями в центре кипения решалась в переменных функция тока – вихрь. Функция тока ψ вводится так

$$u = \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (4)$$

Вспомогательная функция интенсивности вихря

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \quad (5)$$

связана с функцией тока уравнением Пуассона

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = \omega \quad (6)$$

В период превышения давления в паровом пузыре над давлением окружающей среды и роста парового пузыря наблюдается движение жидкости в направлении свободной поверхности (рис. 1).

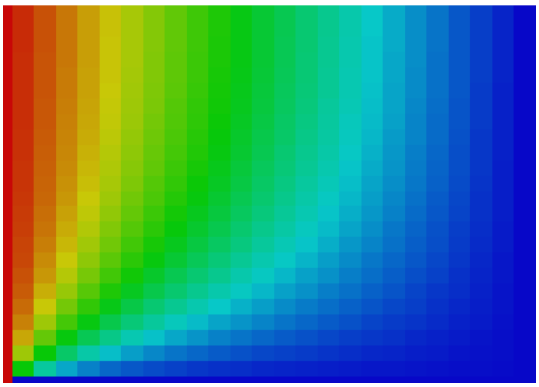

Рис. 1 Изолинии функции тока в период роста парового пузыря (данные соответствуют кипению воды при атмосферном давлении, q=1000 Вт/м^2, S=0.01 м^2, m=1, t=0.02 сек от момента образования пузыря, максимальное значение функции тока (на левой ординате) равно 0.0006)

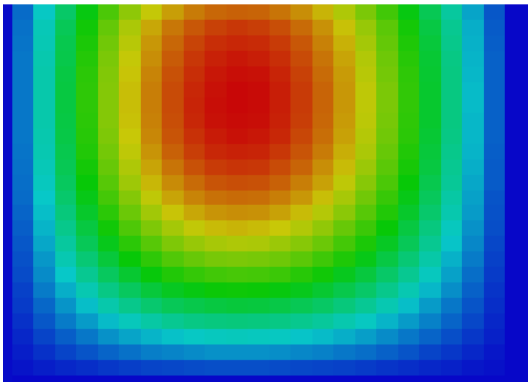

Рис. 2 Изолинии функции тока вихревого движения, отрывающего паровой пузырь от поверхности нагревателя (данные соответствуют кипению воды при атмосферном давлении, q=1000 Вт/м^2, S=0.01 м^2, m=1, t=0.4 сек от момента образования пузыря, максимальное значение функции тока (в центре) равно 0.0004)

После выравнивания давления возникает вихревое движение, увлекающее паровой пузырь в сторону свободной поверхности, и, возможно, отрывающее паровой пузырь от поверхности нагрева (рис. 2).

Рассмотрим процесс роста парового пузыря на поверхности нагревателя при пузырьковом кипении жидкости в некотором ограниченном объеме в условиях полной невесомости. Считаем, что пузырь имеет сферическую форму. Предполагается, что плотность теплового потока на поверхности нагревателя постоянна, состояние пара изменяется адиабатически, конденсация и парообразование на поверхности пузыря не происходят.

В начальный момент сферический зародыш пузыря имеет радиус Y_b и нулевую скорость роста.

Полагаем, что все поступающее от нагревателя тепло идет на нагрев жидкости до температуры кипения $C\cdot(T_0 - T)$ и на парообразование C_0.

При заданной плотности теплового потока q на нагревателе в пузырь в единицу времени t поступает масса пара, пропорциональная параметру ε где

$$\varepsilon = \frac{q\cdot S}{C\cdot(T_0 - T) + C_0},$$

C – теплоемкость жидкости,
C_0 – скрытая теплота фазового перехода,
T_0 – температура кипения,
T – температура жидкости.

Считая процесс изменения состояния пара в пузыре адиабатическим, из уравнения состояния для идеального газа, учитывая, что

$$\rho_v(t) = \frac{\vartheta_b\cdot\rho_b + \varepsilon\cdot t}{\vartheta},$$

где ϑ_b и ϑ – начальный и текущий объемы парового пузыря, получаем связь между давлением и радиусом пузыря в зависимости от времени

$$P(t) = \frac{\frac{2}{3}\cdot\pi\cdot Y_b^3\cdot\rho_b + \varepsilon\cdot t}{\frac{2}{3}\cdot\pi\cdot[Y(t)]^3}\cdot R\cdot T(t) \qquad (7)$$

Здесь и далее R – газовая постоянная пара в пузыре. Зависимость температуры пара от давления при адиабатическом изменении состояния описывается формулой

$$T(t) = T_0\cdot(1 + P/P_\infty)^{\frac{k-1}{k}}$$

где k - показатель адиабаты, однако, при малых значениях избыточных давлений по сравнению с давлением окружающей среды, можно положить $T(t) = T_0 = const$.

В начальный момент росту пузыря препятствует масса окружающей жидкости, которую необходимо оттеснить. Поступающий в пузырь поток пара приводит к увеличению давления в пузыре, оттеснению жидкости и росту парового пузыря.

Объем жидкости в технологических системах ограничен, как правило, существует не один, а несколько центров кипения, имеется свободная поверхность и т.д. Поэтому уже на начальном этапе оттеснение жидкости осуществляется в определенном направлении (например, в сторону свободной поверхности жидкости).

При этом оттеснению подвергается не весь объем жидкости, а только часть. Если допустить, что размер пузыря в период роста остается много меньше размера емкости, то можно считать, что с ростом пузыря структура течения оттесняемой жидкости остается неизменной (изменяется лишь интенсивность движения жидкости).

При составлении уравнения движения для поверхности пузыря следует учесть инерцию оттесняемой массы жидкости, в качестве которой можно использовать массу некоторого эффективного постоянного присоединенного к пузырю объема жидкости.

В этих условиях уравнение движения для присоединенной массы m связывает ускорение (вторую производную от радиуса пузыря по времени) присоединенной массы с силой, обусловленной воздействием избыточного давления в пузыре на поверхность пузыря.

$$m\cdot\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = (P(t) - P_\infty)\cdot S_v(t),$$

где $S_v(t)$ – площадь поверхности пузыря. После подстановки выражения для давления (7) получаем уравнение

$$m\cdot\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = \left[\frac{\frac{2}{3}\cdot\pi\cdot Y_b^3\cdot\rho_v + \varepsilon\cdot t}{\frac{2}{3}\cdot\pi\cdot Y^3} - \rho_0\right]\cdot 2\cdot\pi\cdot R\cdot T\cdot Y^3$$

Для упрощения записи вводим дополнительные обозначения

$$\delta = \frac{\rho_b\cdot R\cdot T\cdot\pi}{m}\cdot Y_b^3,$$

$$\beta = \frac{3\cdot R\cdot T}{2}\cdot\frac{\varepsilon\cdot\pi}{m},$$

$$\gamma = \frac{\rho_b\cdot R\cdot T\cdot\pi}{m},$$

и окончательно зависимость радиуса пузыря от времени будет описываться следующей задачей Коши

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = \frac{\delta + \beta\cdot t}{Y} - \gamma\cdot Y^2 \\ Y(0) = Y_b \\ \frac{\partial Y}{\partial t}(0) = 0 \end{cases} \qquad (8).$$

Характерное решение задачи (8), полученное численно методом Эйлера, представлено на рис. 3 (данные соответствуют кипению воды при атмосферном давлении, q=1000 Вт/м^2, S=0.01 м^2, m=1).

Количество испаряемой жидкости пропорционально времени, поэтому осредненный (по времени) радиус пузыря пропорционален времени в степени 1/3.

$$Y_{cp} = w \cdot t^{1/3}$$

где w – коэффициент пропорциональности, м/с$^{1/3}$.

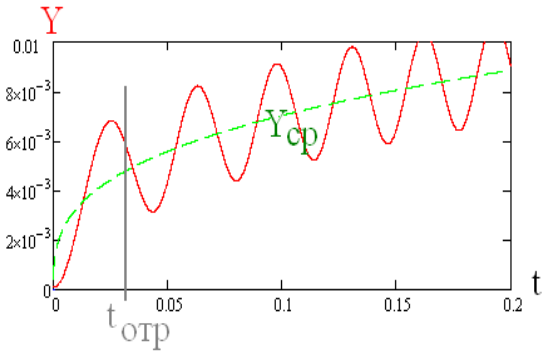

Рис. 3 Зависимость радиуса парового пузыря от времени (данные соответствуют кипению воды при атмосферном давлении, q=1000 Вт/м^2, S=0.01 м^2, m=1)

Относительно поверхности нагревателя верхняя часть пузыря движется со скоростью

$$u = 2 \cdot \frac{dY_{cp}(t)}{dt}$$

Шарообразный пузырь при таком движении испытывает силу сопротивления

$$F = 6 \cdot \pi \cdot \mu \cdot Y \cdot u$$

Пузырь оторвется от поверхности нагревателя как только сила плавучести превысит силу сопротивления. Таким образом, момент отрыва относительно момента зарождения пузыря

$$t_{отр} = \left(\frac{3}{2} \cdot \frac{\nu}{w \cdot g}\right)^{3/4}$$

В земных условиях можно наблюдать отрыв парового пузыря от нагревателя не за счет сил плавучести, а за счет упругих и инерционных свойств газожидкостной системы, если удастся подобрать параметры системы так, чтобы $t_{отр}$ оказалось больше полупериода пульсации пузыря.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ И ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Анализируя результаты экспериментов Lee H. S. и Merte H. Jr. [11], по выращиванию одиночного парового пузыря в условиях орбитального космического полета (то есть, в условиях, близких к невесомости), можно отметить, что рост парового пузыря сопровождается пульсациями его высоты (радиуса).

Объяснить колебания пузыря действием сил плавучести (изменением направления вектора остаточных ускорений) не удается, так как для возбуждения таких колебаний необходима величина ускорения порядка 1 м/сек^2, однако в период проведения эксперимента таких ускорений экспериментальная установка не испытывала. По-видимому, эти колебания имеют негравитационную природу. Используя данные работы [2], удалось подобрать значения определяющих параметров нашей модели (m и q) чтобы получить частоту колебаний парового пузыря, наблюдаемую в эксперименте. Результат сравнения показан на рис. 4. В модели пар считается совершенным газом, не учитывается конденсация пара на поверхности пузыря, имеются другие упрощения. Поэтому амплитуда колебаний завышена по сравнению с данными работы [2]. Можно полагать, что модель дает объяснение наблюдаемых колебаний.

Наряду с экспериментами Lee H. S. и Merte H. Jr. процесс зарождения и отрыва пузыря от поверхности нагрева в условиях практической невесомости наблюдался нами в экспериментах работы [3].

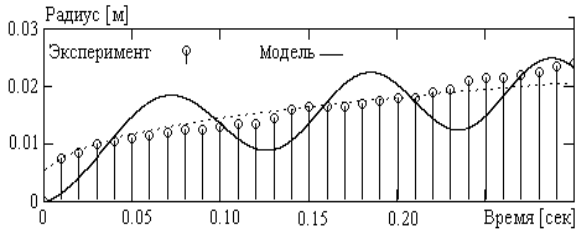

Рис. 4 Сравнение пульсаций радиуса парового пузыря в эксперименте Lee и Merte [2] с пульсациями, полученными по представленной модели.

Для воспроизведения условий практической невесомости использовалась так называемая башня невесомости, описание и характеристики которой приведены в работе [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования подтверждают научную гипотезу о существовании негравитационного механизма отрыва парового пузыря от поверхности нагревателя при пузырьковом режиме кипения.

Методом математического моделирования в вычислительном эксперименте показано, что негравитационный механизм отрыва парового пузыря от поверхности нагревателя является следствием упругих свойств пара и инерционных свойств жидкости. При определенных условиях этот механизм способен обеспечить пузырьковый режим кипения в условиях невесомости.

Таким образом, существует возможность создания эффективных теплообменных устройств, основанных на фазовых переходах, работающих в условиях, близких к невесомости, существующих на борту космических аппаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Korolkov A.V., Savitchev V.V. On Liquid-Gas System Behavior in the Variable Field of Acceleration Vector. Non-gravitational mechanism of convection and heat/mass transfer. International Workshop. Abstract. September 15-17, 1994. Zvenigirod, Russia, p 9-10.
2. Merte, H. Jr., Lee, H.S., at al., Hucleation, Bubble Growth and Heat Transfer in Extended Microgravity Pool Boiling. Proceedings of the Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity, Vol 1, Moscow, 1997, p 354-365.
3. Корольков А. В. , Сапожников В. Б. , Черкасов И. Л. О постановке наземных экспериментальных исследований процесса образования паровых пузырей в условиях невесомости // Тезисы докладов XXXVII чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К.Э. Циолковского. Калуга: изд. «Эйдас», 2002,- с. 154.

   Korolkov, A.V., Sapozhnikov, V.B., Tsherkasov, I.L. On the formulation of ground-based experimental studies of the formation of vapor bubbles in weightlessness // Abstracts XXXVII readings devoted to the development of scientific heritage and the development of the ideas of K.E. Tsiolkovsky. Kaluga: Vol. "Eydas", 2002, - p. 154.
4. Корольков А. В., Сапожников В. Б. Отделение газа от жидкости в потоке газожидкостной смеси в условиях невесомости с помощью комбинированных пористо-сетчатых материалов // Современная наука: идеи, исследования, результаты, технологии. Выпуск 1(14).- Днепропетровск: «НПВК Триакон», 2014.-с. 60-65.

   Korolkov, A.V., Sapozhnikov, V.B., Separation of gas from liquid in the flow of gas-liquid mixture in a zero gravity environment, with the help of combined-porous mesh material // Modern science: researches, ideas, results, technologies. Issue 1(14). – Dnepropetrovsk: "NPVK Triakon", 2014.- p. 60-65.