УДК 536.423; 536.49

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСКИПАНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ФРОНТОВ ИСПАРЕНИЯ

Актершев С. П., Овчинников В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-08-00736-а) и гранта Президента РФ НШ 6078.2012.8.

АННОТАЦИЯ

В данной работе численным методом исследуется вскипание метастабильной жидкости в сильно перегретом слое на поверхности нагревателя. Из экспериментов [1-4] известно, что при перегревах больше некоторого порогового значения возможен прямой переход от режима однофазной конвекции к режиму пленочного кипения (так называемый, третий кризис теплоотдачи). Этот сценарий развития кризиса теплоотдачи возможен в различном теплообменном оборудовании.

Визуализация процесса вскипания показала, что в режиме третьего кризиса вскипание начинается с появления сферического пузыря на поверхности нагревателя (рис. 1). Через некоторое время на линии контакта пузырька со стенкой нагревателя формируются конусообразные каверны, примыкающие к сферическому пузырьку. Лобовая точка конусообразной каверны (фронт испарения) распространяется вдоль нагревателя с постоянной скоростью, которая зависит от перегрева и может достигать значений несколько десятков метров в секунду. Фронт испарения наблюдался как при квазистационарном, так и при импульсном нагреве различных веществ (вода, криогенные и органические жидкости, жидкие металлы).

Несмотря на большое количество экспериментальных данных по скорости распространения фронта испарения для различных жидкостей, механизм его формирования практически не изучен. Имеющиеся в литературе различные модели [5-7] позволяют рассчитать только скорость стационарного распространения фронта испарения в зависимости от параметров жидкости перед вскипанием и не описывают динамику вскипания при наличии фронта испарения.

В [8] разработана математическая модель процесса вскипания, которая описывает динамику первичного парового пузырька и конусообразной каверны за фронтом испарения. В данной модели каждый локальный участок поверхности конусообразной каверны считается поверхностью неподвижного виртуального пузырька с центром, расположенным на стенке нагревателя. Каверна рассматривается как совокупность виртуальных пузырьков, а ее поверхность является огибающей всех виртуальных пузырьков. Такое упрощенное описание движения межфазной поверхности в процессе вскипания позволяет свести сложную задачу о нестационарном осесимметричном течении жидкости со свободной поверхностью к одномерной задаче динамики сферически симметричного пузырька.

Цель настоящей работы - на основе модели [8] численно исследовать динамику паровой фазы в процессе вскипания перегретой жидкости при наличии фронта испарения. Расчеты, проведенные как для условий насыщения, так и при недогреве жидкости в объеме сравниваются с имеющимися экспериментальными данными для различных веществ. Результаты численного моделирования показали, что наша модель хорошо описывает как рост первичного парового пузырька, так и форму конусообразной паровой каверны. Результаты данного исследования имеет большое значение для многих прикладных вопросов физики кипения. В частности, они позволяют предсказать кризисные явления и характерные особенности процесса вскипания жидкости при больших значениях перегрева.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование вскипания метастабильной жидкости на теплоотдающей поверхности имеет большое значение для многих прикладных вопросов, в частности для предсказания переходных и кризисных процессов. Известно [1-4], что в случае малой концентрации цен-

© Актершев С. П., Овчинников В.В.

тров парообразования на поверхности нагрева пристенный слой жидкости может быть существенно перегрет относительно температуры насыщения при данном давлении. Если перегрев превышает некоторое пороговое значение, то происходит прямой переход от режима однофазной конвекции к режиму пленочного кипения, минуя режим пузырькового кипения. Такой переходной режим был назван третьим кризисом теплоотдачи при кипении. Тепловой поток, при котором происходит третий кризис, значительно ниже первого критического. Этот сценарий развития кризиса теплоотдачи возможен в различном теплообменном оборудовании. При перегревах выше порогового значения на линии контакта первичного пузырька с нагревателем появляются фронты испарения, которые распространяются вдоль нагревателя с постоянной скоростью. За фронтом испарения формируется конусообразная паровая каверна, примыкающая к первичному пузырьку.

В работах [1, 10] вскипание различных жидкостей при больших значениях перегрева (с формированием фронтов испарения) исследовалось экспериментально. Опыты проводились при квазистационарном нагреве в условиях большого объема при температуре насыщения жидкости в объеме; в качестве нагревателя использовалась горизонтальная трубка из нержавеющей стали диаметром 2,5 мм. Обработка кадров скоростной киносъемки показало, что скорость фронта испарения зависит только от перегрева жидкости и монотонно растет с увеличением перегрева. В [10] изучалась форма конусообразной паровой каверны, и было показано, что профиль каверны сохраняется в процессе распространения фронта испарения.

В том случае, когда жидкость в объёме недогрета до температуры насыщения, процесс вскипания проистекает несколько иначе. Первоначально растущий сферический пузырек выходит за пределы перегретого слоя вступает в контакт с недогретой жидкостью. Вследствие конденсации пара рост пузырька прекращается и начинается его схлопывание. В процессе схлопывания происходит отделение конусообразных каверн от сферического пузыря. Эксперименты [1, 9] показали, что в этом случае фронт испарения продолжает двигаться с прежней скоростью, а кормовая точка отделившейся каверны («фронт конденсации») движется со скоростью близкой к скорости фронта испарения (см. рис.1). Отделившиеся «паровые остатки» продолжают перемещаться вдоль нагревателя, а форма каверны примерно сохраняется в процессе распространения.

Следует отметить, что, несмотря на большое количество экспериментальных данных по скорости распространения фронта испарения для различных жидкостей, механизм формирования фронта испарения и динамика роста паровой фазы при наличии фронта испарения практически не изучены. Имеющиеся модели [5-7] позволяют рассчитать только скорость стационарного распространения фронта испа-

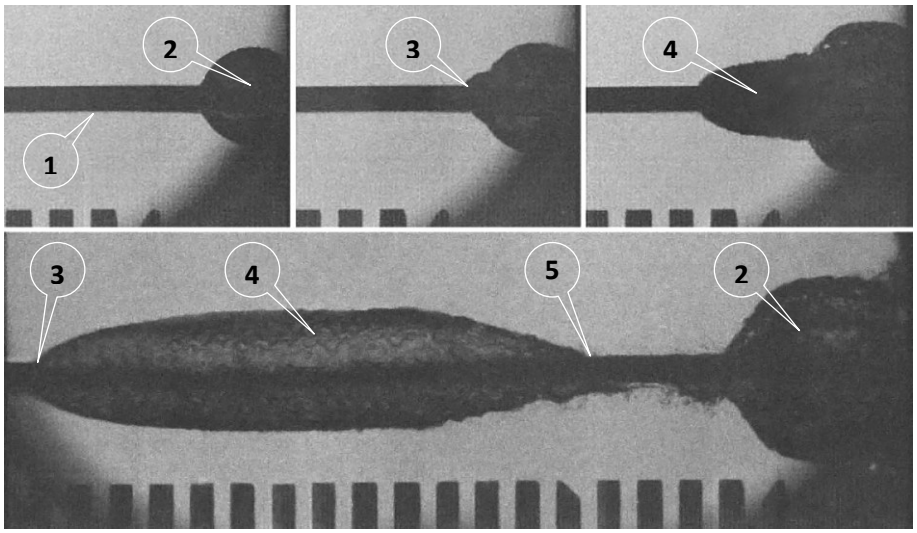

Рис.1 Вскипание ацетона на цилиндрическом нагревателе в условиях недогрева жидкости в объёме. 1 – нагреватель, 2 – сферический пузырь, 3 – фронт испарения, 4 – конусообразная каверна, 5 – фронт конденсации.

рения в зависимости от режимных параметров перед вскипанием. В работе [8] представлена теоретическая модель, описывающая вскипание перегретой жидкости с формированием фронта испарения. Модель описывает как рост первичного парового пузырька, так и форму конусообразной паровой каверны, образующейся за фронтом испарения.

Цель настоящей работы - на основе модели [8] численно исследовать динамику вскипания перегретой жидкости при наличии фронтов испарения. Расчеты проведены как для условия насыщения, так и для случая недогрева жидкости в объеме Результаты численного моделирования для различных веществ сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА ПАРОВОЙ ФАЗЫ

Математическая модель [8] основана на следующих исходных предположениях:

1) жидкость считаем идеальной, пар считаем насыщенным и подчиняющимся уравнению состояния идеального газа;

2) испарение считаем равновесным, давление пара p_v однородно по объему;

3) течение жидкости считаем осесимметеричным;

4) конусообразная каверна за фронтом испарения не меняет своей формы; обе каверны считаем одинаковыми;

5) вблизи поверхности нагревателя жидкость имеет температуру стенки T_w и превышает температуру насыщения T_s при заданном давлении на величину $\Delta T_b = T_w - T_s$;

6) на межфазной поверхности нормальная компонента скорости жидкости много меньше скорости распространения фронта испарения;

7) жидкость в объёме имеет температуру T_a и может быть недогрета до температуры насыщения на величину $\Delta T_{sub} = T_s - T_a$.

В рамках этой модели давление пара p_v определяется температурой пара T_v по уравнению Клапейрона-Клаузиуса:

$$p_v = p_s \cdot \exp\left(\frac{L}{R_G T_s}\cdot\left(1-\frac{T_s}{T_v}\right)\right),$$

где $p_s(T_s)$ - давление насыщенного пара.

Моделирование процесса вскипания состоит из двух стадий. На первой стадии происходит рост парового пузырька в неоднородно перегретой жидкости от зародышего состояния до момента образования фронта испарения (к этому моменту пузырек представляет собой сферу, нанизанную на цилиндрический нагреватель). На второй стадии паровая фаза состоит из сферического пузырька и двух примыкающих к нему конусообразных каверн, распространяющихся вдоль нагревателя.

Динамика парового пузырька на первой стадии процесса вскипания.

Динамика парового пузырька, поверхность которого считается частью сферы, описывается системой уравнений, состоящей из уравнения Рэлея

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR_b}{dt}\right)^2 = \frac{p_v - p_s - 2\sigma/R_b}{\rho_l}, \qquad (1)$$

уравнения энергии пара

$$\frac{1}{T_v}\frac{dT_v}{dt}\left(\frac{L}{R_G T_v} - 1\right) = -\frac{\alpha_s \cdot 4\pi R_b^2}{W_b}\left(\frac{dR_b}{dt} - \frac{j_b}{\rho_v}\right), \qquad (2)$$

и уравнения теплопереноса в окружающей жидкости, которое в лагранжевых переменных (r, t) имеет вид:

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{a}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r}\right). \qquad (3)$$

Здесь R_b - радиус пузырька, ρ_l - плотность жидкости, σ - коэффициент поверхностного натяжения, ρ_v - плотность пара, W_b - объем пузырька, R_G - газовая постоянная, L - теплота испарения, a - температуропроводность жидкости, T_l - температура жидкости вблизи пузырька, j_b - плотность потока массы на поверхности пузырька. Коэффициент a представляет собой отношение площади поверхности пузырька к площади поверхности сферы. Распределение температуры жидкости в перегретом слое на момент вскипания задавалось в виде:

$$T = T_a + (T_w - T_a)exp(-y/\delta).$$

Здесь y - расстояние от стенки нагревателя, d - толщина перегретого слоя жидкости, которая оценивалась исходя из теплового потока на стенке.

Динамика паровой фазы после появления фронта испарения.

Время появления фронта испарения t_* в расчетах определялось исходя из эмпирического соотношения для скорости фронта испарения $V_f = 1{,}5 \cdot dR_b(t_*)/dt$ и апроксимационной зависимости $R_b(t) \sim t^{2/3}$, которая описывает рост пузырька до появления фронта испарения.

Отсюда время появления фронта испарения определяется из соотношения $t_* = R_b(t_*)/V_f$.

К моменту появления фронта испарения первичный пузырек нанизан на цилиндрический нагреватель, центр пузырька *O* расположен на оси цилиндра. Формирование фронта испарения моделируется следующим образом. Вследствие быстрого развития неустойчивости на линии контакта пузырька со стенкой развивается возмущение межфазной поверхности. Это возмущение рассматривается как виртуальный пузырек радиусом $R_* << R_b$ с центром в точке C_* на стенке нагревателя (рис.2 *a*). Виртуальный пузырек быстро растет в перегретой жидкости, образуя конусообразную каверну, примыкающую к первичному пузырьку. Начальный радиус виртуального «пузырька *C*» интерпретируется как радиус кривизны фронта испарения. В модели считается, что в окрестности лобовой точки каверны F воспроизводятся условия на момент времени t_*, поэтому точка F перемещается вдоль нагревателя с постоянной скоростью V_f. Конусообразная каверна рассматривается как совокупность виртуальных «пузырьков *C*», центры которых расположены на стенке нагревателя, а поверхность каверны FE является огибающей всех виртуальных пузырьков (рис. 2, *b*). Все виртуальные «пузырьки *C*» представляют собой состояния начального виртуального «пузырька C_*» с задержкой по времени равной t_C-t_*, (t_C - время прихода фронта испарения в точку *C*). Таким образом, профиль FE определяется эволюцией начального виртуального «пузырька C_*», и при распространении фронта испарения перемещается вдоль нагревателя, не меняя свой формы.

Такое упрощенное описание движения межфазной поверхности в процессе вскипания позволяет свести сложную задачу о нестационарном осесимметричном течении жидкости со свободной поверхностью к одномерной задаче динамики сферически симметричного пузырька.

Эволюция виртуального пузырька C_* радиусом $R_C(t)$ описывается уравнением Рэлея, аналогичным (1). Условие неизменности формы каверны приводит к кинематическому условию

$$dR_c/dt = V_f \cdot \cos\varphi, \qquad (4)$$

где j ¾ угол между осью цилиндра и нормалью к поверхности каверны (рис. 2, *b*). Интегрирование уравнением Рэлея для виртуального пузырька и соотношение (4) дают зависимости $R_C(t)$ и j(t). Время пересчитывается в расстояние от фронта испарения: $z = V_f(t - t_*)$, что позволяет получить профиль каверны $h(z) = R_C(z) \cdot \sin\varphi(z)$ и объем каверны $W_c = \int_0^{z_E(t)} S_c(z)\,dz$. Здесь $S_c(z) = \pi h\left(D_H + h\right)$ – площадь поперечного сечения каверны, D_H – диаметр цилиндрического нагревателя, $z_E(t)$ – координата сечения, в котором конусообразная каверна примыкает к первичному пузырьку.

Полная система уравнений модели включает в себя уравнения для температуры пара, уравнения для объема паровой фазы, уравнения Рэлея для первичного пузырька и виртуального пузырька C_*, уравнение теплопереноса, уравнение для потока массы на поверхности каверны. Вывод уравнений и метод численного решения системы уравнений подробно описаны в [8].

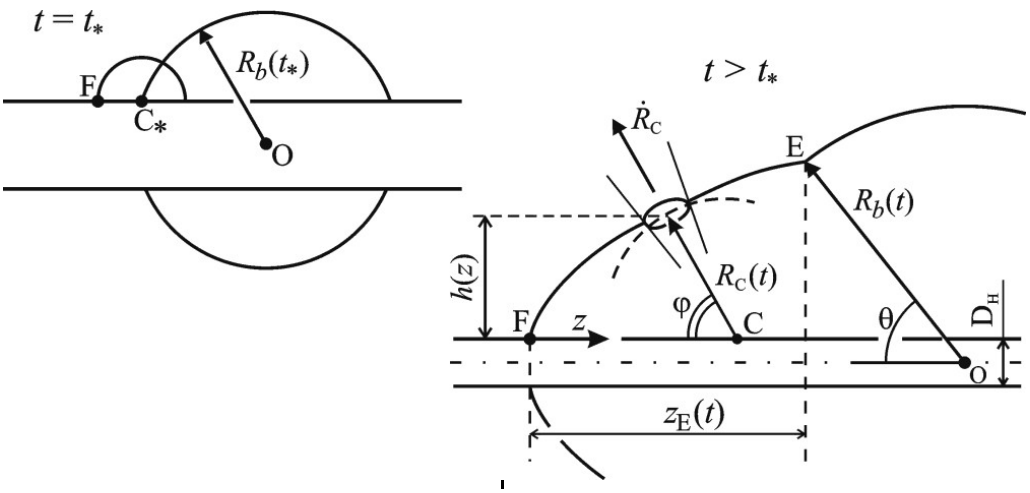

Рис.2 Схема паровой каверны на цилиндрическом нагревателе; a – на момент появления фронта испарения t*; b – после появления фронта испарения.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 3 приведено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными [1] при вскипании бензола в условиях насыщения (p_s = 26 кПа; перегрев жидкости перед вскипанием DT_b = 161 K, толщина перегретого слоя d = 1,3 мм). Кадры скоростной киносъемки для различных моментов времени наложены друг на друга; для наглядности сделана инверсия яркости изображения кадра «1 мс».

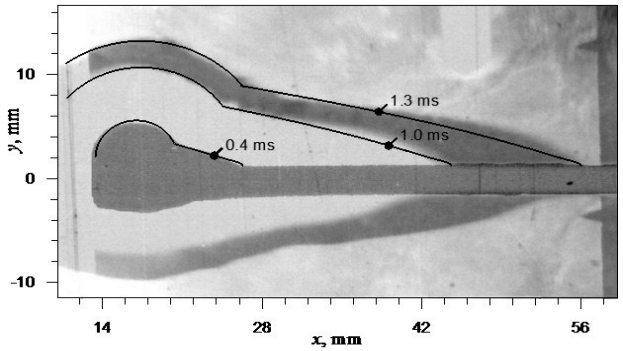

Рис.3 Сравнение расчетного профиля паровой полости с экспериментальными данными [1]; бензол в условиях насыщения; перегрев ΔT_b = 161 K.

На рис. 4 приведено сопоставление результатов расчета с данными [1] при вскипании этанола в условиях недогрева (p_s = 101 кПа, перегрев жидкости перед вскипанием DT_b = 81 K, недогрев DT_{sub} = 58 K, толщина перегретого слоя d = 1,2 мм). С целью продемонстрировать влияние недогрева жидкости в объеме на рисунке также приведены результаты расчета для условий насыщения (штриховая линия).

На рис. 5 результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными [9] при вскипании толуола в условиях недогрева (p^s = 75 кПа, перегрев жидкости перед вскипанием DT_b = 125 K, недогрев DT_{sub} = 83 K). В качестве нагревателя использовалась тонкая проволочка диаметром 0,1 мм, толщина перегретого слоя d = 0,2 мм. Для сравнения штриховой линией показаны результаты расчета для условий насыщения.

Динамика паровой полости для толуола имеет некоторые отличия в сравнении с этанолом. В процессе конденсации зависимость радиуса пузырьков от времени имеет осцилляторный характер (и для первичного, и для виртуального пузырька). В результате пульсации радиуса пузырьков на конусообразной паровой каверне появляются «перетяжки». Этот эффект ограничивает поток пара от фронта испарения к кормовой части каверны и должен приводить к более быстрому смыканию каверны за «перетяжкой». Возможно, что пульсациями парового пузыря при конденсации можно объяснить уменьшение длины «парового остатка» (см. кадры 829 ms и 1104 ms на рис. 5).

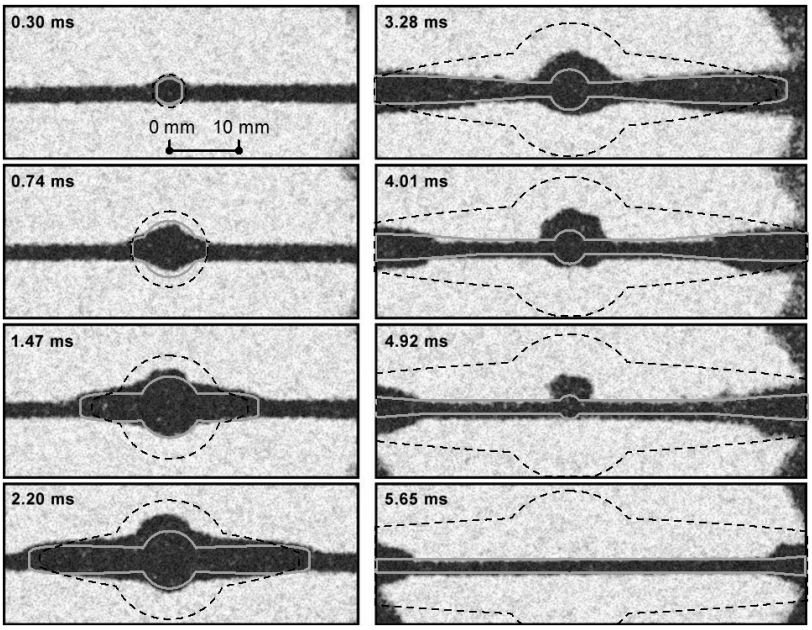

Рис.4 Сравнение расчетного профиля паровой полости (серая линия) с экспериментальными данными [1] при вскипании этанола в условиях недогрева; штриховая линия – расчет для условий насыщения.

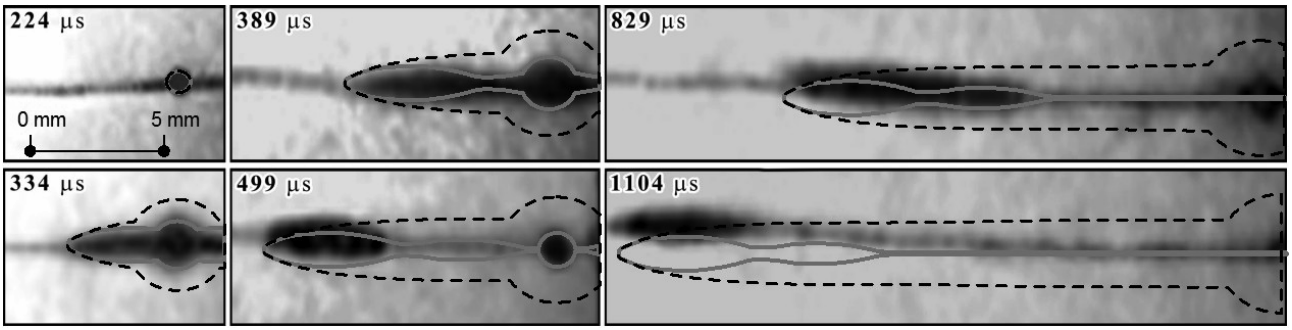

Рис.5 Сравнение расчетного профиля паровой полости (серая линия) с экспериментальными данными [10]; толуол в условиях недогрева: штриховая линия – расчет для условий насыщения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель вскипания сильно перегретой жидкости, когда на поверхности нагревателя формируются фронты испарения. Сопоставление результатов численного моделирования, проведенного как для условий насыщения, так и при недогреве жидкости в объеме с имеющимися экспериментальными данными для различных веществ показало, что наша модель хорошо описывает как рост первичного парового пузырька, так и форму конусообразной паровой каверны, образующейся за фронтом испарения. Для случая недогрева жидкости в объеме наша модель описывает эффект отделения конусообразной каверны от первичного пузырька при его конденсации и распространение «парового остатка» вдоль поверхности нагревателя.

Результаты данного исследования имеют большое значение для многих прикладных вопросов физики кипения. В частности, они позволяют предсказать кризисные явления и характерные особенности процесса вскипания жидкости при больших значениях перегрева.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.P. Avksentyuk, V.V. Ovchinnikov, V.Ya. Plotnikov (1991), “Dynamic effects on interphase surface during the disintegration of superheated near-wall liquid”, in: *Proc. Int. Cent. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 583–598.
2. Fauser J., Mitrovic J. (1998), “Some features of boiling fronts on heated surfaces”, *Proc. 11th IHTC,* Kyongju, August 23-28, 1998, Vol. 2, pp. 377–382.
3. Tsukamoto O., Uyemura T. (1980), “Observation of bubble formation mechanism of liquid nitrogen subjected to transient heating”, *Advances in Cryogenic Engineering,* Vol. 25, pp. 476-482.
4. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Starodubtseva I.P (2011), “Propagation of self-sustained evaporation fronts at step-wise heat generation and crisis phenomena at pool boiling”, *Computational Thermal Sciences*, Vol. 3, pp. 419-426.
5. Avksentyuk B. P. (1995), “Nonequilibrium model of an evaporation front”, *Russian Journal of Engineering Thermophysics*, Vol. 5 No 1, pp. 1-9.
6. Pavlenko A.N., Lel V.V. (1999), “Approximate simulation model of a self-sustaining evaporation front”, *Thermophysics and Aeromechanics,* Vol. 6 No 1, pp. 105-117
7. Aktershev S.P., Ovchinnikov V.V. (2008), “Model of steady motion of the interface in a layer of strongly superheated liquid”, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics,* Vol. 49 No 2, pp. 194-200.
8. Aktershev S.P., Ovchinnikov V.V. (2011), “The boiling up model for highly superheated liquid with formation of evaporation front”, *Thermophysics and Aeromechanics*, Vol. 18 No 4, pp. 591-602.
9. Avksentyuk B.P., Ovchinnikov V.V. (1999), “The Dynamics of Explosion Boiling of Toluene under Subatmospheric Pressure”, *High Temperature*, Vol. 17 No 4, pp. 606-613
10. Avksentyuk B.P., Ovchinnikov V.V. (2000), “Shape of the vapor bubble upon explosive boiling”, *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, Vol. 41 No 2, pp. 317-318