

ФОРМИРОВАНИЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ В СЛОЕ СИЛЬНО ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

С. П. Актершев, В.В. Овчинников

Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

ВВЕДЕНИЕ

Исследование вскипания метастабильной жидкости на теплоотдающей поверхности имеет большое значение для многих прикладных вопросов, в частности для предсказания переходных и кризисных процессов. Эксперименты показали, что в режиме нагрева поверхности обедненной центрами парообразования [1-3] возможно перегреть пристенную жидкость больше некоторого порогового значения, в этом случае может происходить прямой переход от режима однофазной конвекции к режиму пленочного кипения. Такой переходной режим был назван третьим кризисом теплоотдачи при кипении. Было показано, что для органических жидкостей величина теплового потока при третьем кризисе значительно меньше первого критического [3]. Этот сценарий развития кризиса теплоотдачи возможен в различном теплообменном оборудовании. Визуализация процесса вскипания при перегревах больше порогового значения, для третьего кризиса показала, что через некоторое время после вскипания в зоне контакта сферического пузыря со стенкой нагревателя формируются конусообразные каверны (рис. 1). Лобовая точка конусообразной каверны ("фронт испарения") распространяется вдоль нагревателя со скоростью порядка 10 м/с. В экспериментах [4-7] методом высокоскоростной визуализации исследовалось вскипание воды и органических жидкостей в условиях большого объема при перегреве пристенной жидкости выше порогового значения. Обработка кадров скоростной киносъемки показало, что фронт испарения движется вдоль нагревателя с постоянной скоростью V_f , зависящей от перегрева. В криогенных жидкостях также наблюдались фронты испарения [8, 9]. В условиях недогрева для толуола динамика фронта испарения ("быстрая" волна) исследована в работе [10]. В работах [11, 12] было показано, что профиль конусообразной каверны сохраняется в процессе распространения фронта испарения.

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. В [13-16] предложены различные модели стационарного

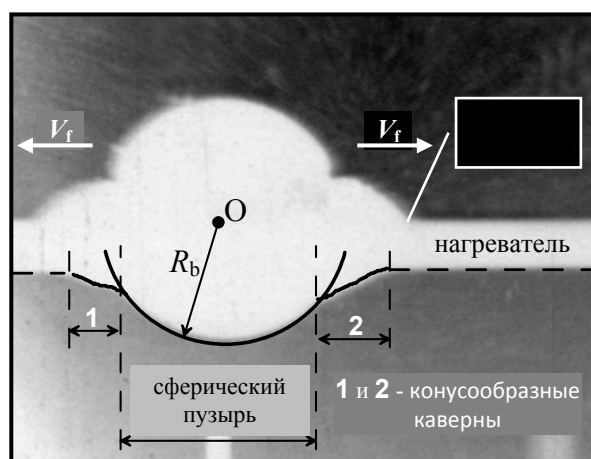


Рис. 1. Форма паровой полости при вскипании метастабильной жидкости на цилиндрическом нагревателе при перегреве пристенной жидкости выше порогового значения.

распространения фронта испарения, позволяющие рассчитать скорость фронта испарения в зависимости от режимных параметров перед вскипанием. В работе [15] определены безразмерные критерии процесса, описывающие пороговое значение перегрева и минимальное значение скорости фронта испарения. Цель настоящей работы – разработать математическую модель, описывающую динамику и форму парового образования при наличии фронтов испарения в условиях насыщения и недогрева. Результаты численного моделирования сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

МОДЕЛЬ РОСТА ПАРОВОГО ОБРАЗОВАНИЯ

При разработке модели примем следующие исходные предположения:

- 1) жидкость считаем идеальной, насыщенный пар идеальным газом;
- 2) испарение считаем равновесным, давление пара p_v однородно по объему;
- 3) течение жидкости считаем осесимметричным; конусообразные каверны одинаковыми; при распространении фронта испарения форма каверны не меняется;
- 4) вблизи поверхности нагревателя жидкость имеет температуру стенки T_w и перегрета $\Delta T_b = (T_w - T_s)$ относительно температуры насыщения T_s в объеме;
- 5) на межфазной поверхности нормальная компонента скорости жидкости u много меньше скорости распространения фронта испарения V_f ;
- 6) температура жидкости в объеме T_a может быть недогрета до температуры насыщения T_s .

рост парового пузырька до появления фронта испарения

После вскипания до появления фронта испарения паровая фаза представляет собой сферический пузырек радиусом $R_b(t)$. Изменение объема пузырька W_b описывается уравнением

$$\frac{dW_b}{dt} = \alpha_s \cdot 4\pi \cdot \dot{R}_b \cdot R_b^2. \quad (1)$$

Здесь коэффициент α_s представляет собой отношение площади поверхности пузырька к площади поверхности сферы. В начальной стадии роста пузырек считается полусферой, растущей на плоской поверхности, а после охвата трубчатого нагревателя – сферой, нанизанной на цилиндр радиусом r_H .

$$\alpha_s = \begin{cases} 0,5 & \text{при } R_b < 2 \cdot r_H / \sqrt{3} \\ \sqrt{1 - r_H^2 / R_b^2} & \text{при } R_b > 2 \cdot r_H / \sqrt{3} \end{cases}$$

Изменение радиуса пузырька описывается уравнением Рэлея:

$$R_b \cdot \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \cdot \dot{R}_b^2 = \frac{p_v - p_s - 2 \cdot \sigma / R_b}{\rho_l}. \quad (2)$$

Здесь ρ_l - плотность жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения, p_s - давление насыщения, p_v - давление в пузырьке. Используя уравнения состояния идеального газа, уравнение Клапейрона-Клаузиуса, получаем уравнение для температура пара T_v в пузырьке:

$$\frac{1}{T_v} \cdot \frac{dT_v}{dt} \cdot \left(\frac{L}{R_G \cdot T_v} - 1 \right) = - \frac{\alpha_s \cdot 4\pi \cdot R_b^2}{W_b} \cdot \left(\dot{R}_b - \frac{j_b}{\rho_v} \right) \quad (3)$$

Здесь ρ_v - плотность пара, R_G - газовая постоянная j_b - плотность потока массы на поверхности пузырька, определяемая теплопереносом в окружающей жидкости. Уравнение теплопереноса в лагранжевых переменных имеет вид:

$$\frac{dT_l}{dt} = \frac{a}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \cdot \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \quad (4)$$

Здесь $r(t)$ – радиальная координата жидкой частицы определяется полем скорости жидкости:

$\frac{dr}{dt} = \frac{\dot{R}_b \cdot R_b^2}{r^2}$. Уравнение (3) дает для (4) граничное условие: $T_l|_{r=R_b} = T_v(t)$. Второе граничное условие для (4) имеет вид $T_l|_{r \rightarrow \infty} = T_a$.

Система уравнений описывающих динамику сферического пузырька, метод численного решения системы подробно описаны в [17].

рост паровой фазы после появления фронта испарения

После появления фронта испарения паровое образование состоит из первичного пузырька и двух состыкованных с ним растущих конусообразных каверн. Схема каверны показана на рис. 2. Конусообразную каверну будем моделировать следующим образом. К моменту появления фронта испарения первичный пузырек радиусом R_b нанизан на цилиндрический нагреватель, центр пузырька O расположен на оси цилиндра. Лобовая точка F (фронт испарения) перемещается вдоль нагревателя с постоянной скоростью V_f . Предполагается, что в окрестности точки F в каждый момент времени воспроизводятся условия течения в момент появления фронта испарения t^* . За фронтом испарения образуется конусообразная паровая каверна, локальный участок поверхности каверны движется так, как будто это часть поверхности неподвижного виртуального пузырька радиусом $R_c(t)$ с центром C на стенке нагревателя. Межфазная поверхность FE является огибающей для всех виртуальных "пузырьков C ". 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). Центр виртуального "пузырька C^* " расположен в точке C^* , в которой в момент появления фронта испарения t^* поверхность первичного пузырька пересекает стенку нагревателя. Начальный радиус "пузырька C^* " R^* равен радиусу кривизны фронта испарения. В неподвижной системе отсчета профиль FE перемещается

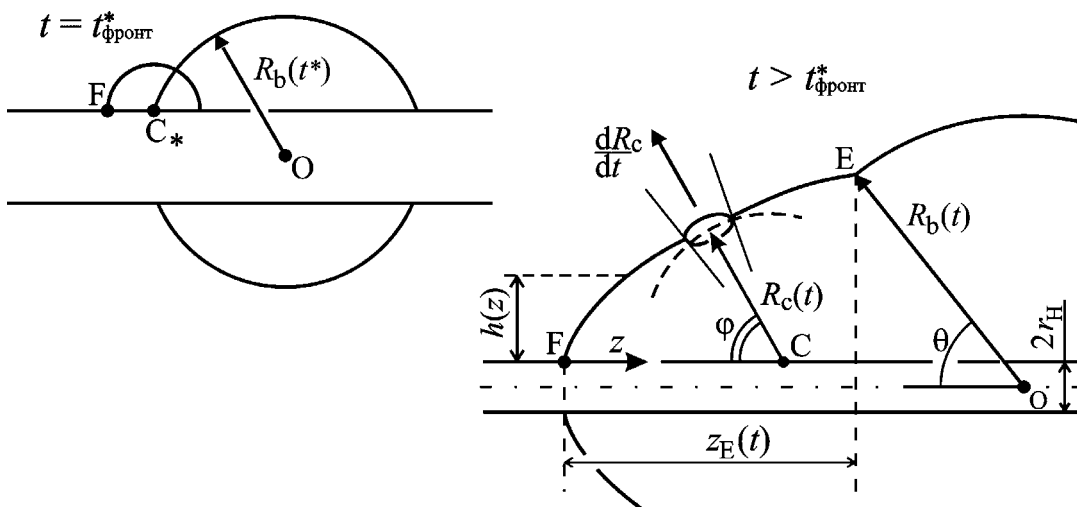


Рис. 2. Схема паровой каверны на цилиндрическом нагревателе после появления фронта испарения.

вдоль нагревателя с постоянной скоростью V_f , при этом для нормальной компоненты скорости межфазной поверхности должно выполняться кинематическое условие:

$$\dot{R}_C = V_f \cdot \cos(\varphi). \quad (5)$$

Здесь φ – угол между осью цилиндра и нормалью к поверхности каверны. Эволюция виртуального пузырька C^* описывается в приближении сферической симметрии уравнением Рэлея. Интегрируя уравнение Рэлея с начальными условиями R_* , $V_f \cdot \cos(\varphi_*)$, получаем зависимость $R_C(t)$ и толщину парового слоя $h(z) = R_C(t) \cdot \sin[\varphi(t)]$. Здесь $\varphi = \arccos(\dot{R}_C/V_f)$, $z = V_f \cdot (t - t_*)$ – расстояние от фронта испарения.

При наличии фронтов испарения уравнение для температуры пара принимает вид:

$$\frac{1}{T_v} \cdot \frac{dT_v}{dt} = - \frac{2 \cdot \left\{ 2 \cdot \alpha_s \pi \cdot R_b^2 \cdot \left(\dot{R}_b - \frac{j_b}{\rho_v} \right) + S_E \cdot [V_f - \dot{R}_b \cdot \cos(\theta)] - \frac{Q_c}{\rho_v} \right\}}{(2 \cdot W_c + W_b) \cdot (T_v/R_G \cdot T_v - 1)} \quad (6)$$

Здесь $Q_c = \int j_C \cdot d\Sigma$ – поток массы на поверхности одной каверны, j_C – плотность потока массы, S_E – площадь сечения стыковки **Е**, $S_c = \pi \cdot h \cdot (2 \cdot r_H + h)$ – площадь поперечного сечения каверны, θ – угол между осью цилиндра и линией **ОЕ** из центра пузырька в точку стыковки.

Изменение объема каверны $W_C = \int_0^{z_E(t)} S_c(z) \cdot dz$ описывается уравнением

$$\frac{dW_C}{dt} = S_E \cdot [V_f - \dot{R}_b \cdot \cos(\theta)].$$

Переменные S_E и θ определяются параметрами виртуального пузырька в сечении стыковки **Е**, и вычисляются с помощью геометрических соотношений.

испарение на поверхности паровой каверны

В движущейся системе отсчета, связанной с фронтом испарения, уравнение теплопереноса можно записать в виде

$$u_\xi \frac{\partial T_l}{\partial \xi} + u_y \frac{\partial T_l}{\partial y} = a \cdot \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2}. \quad (7)$$

Здесь y – расстояние до межфазной поверхности, ξ – длина кривой вдоль огибающей **FE**. Скорость жидкости представляет собой сумму вектора $\dot{R}_C \cdot R_C^2/r^2$, направленного по нормали межфазной поверхности, и вектора V_f , направленного по оси z . Учитывая кинематическое соотношение (5), уравнение (7) можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial T_l}{\partial \tau} = a \cdot \frac{\partial^2 T_l}{\partial \eta^2}. \quad (8)$$

Здесь $\eta = \sqrt{2} \cdot y \cdot \sin(\varphi)$, $\tau = z/V_f$ – время с момента прихода фронта испарения в данное сечение. Решая (8), находим поток массы на поверхности каверны:

$$j_C = \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{\partial T_l}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\lambda}{L} \cdot \sqrt{2} \sin(\varphi) \cdot \frac{\partial T_l}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0}.$$

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для проверки адекватности предложенной модели, результаты расчетов сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными. Система уравнений динамики, включающая в себя уравнение для температуры пара, уравнения Рэлея для первичного пузырька и для виртуального пузырька C^* , уравнение теплопереноса, уравнение для объема пара решалась численно. Распределение температуры жидкости в перегретом слое на момент вскипания задавалось в виде:

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

Здесь r - расстояние от стенки нагревателя, δ - толщина перегретого пристенного слоя жидкости, зависит от величины теплового потока от нагревателя в жидкость. Время появления фронта испарения t^* в расчетах определялось по приближенному соотношению:

$$R_b(t^*) \approx V_f \cdot t^*,$$

которое, получено из эмпирической зависимости между скоростью фронта испарения и скоростью роста пузырька $V_f \geq 1,5 \cdot \dot{R}_b(t^*)$ и закона роста пузырька $R_b(t) \sim t^{2/3}$ до появления фронта испарения [12].

На рис. 3, 4 приведены результаты расчетов для бензола в условиях насыщения $p_s = 26$ кПа. Перегрев пристенной жидкости перед вскипанием $\Delta T_b = 161$ К, толщина перегретого слоя $\delta = 1,3$ мм. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными при вскипании бензола на нагревателе диаметром 2,5 мм [5]. Зависимости плотности потока массы на межфазной поверхности центрального пузырька j_b и конусообразной каверны в сечении стыковки E j_E от времени показаны на рис. 3. Видно, что после появления фронта испарения значения j_E больше, чем j_b . Так как вследствие быстрого распространения фронта испарения (скорость фронта испарения $V_f = 31$ м/с) и расширения конусообразных каверн в поперечном направлении существенно возрастает теплоперенос в жидкости вблизи межфазной поверхности. На рис. 3 также приведены кривые изменения радиуса пузырька R_b для случая, когда возникает фронт испарения (кривая 3) и для случая, когда не формируются фронты испарения (кривая 4). Как видно из сравнения кривых 3 и 4,

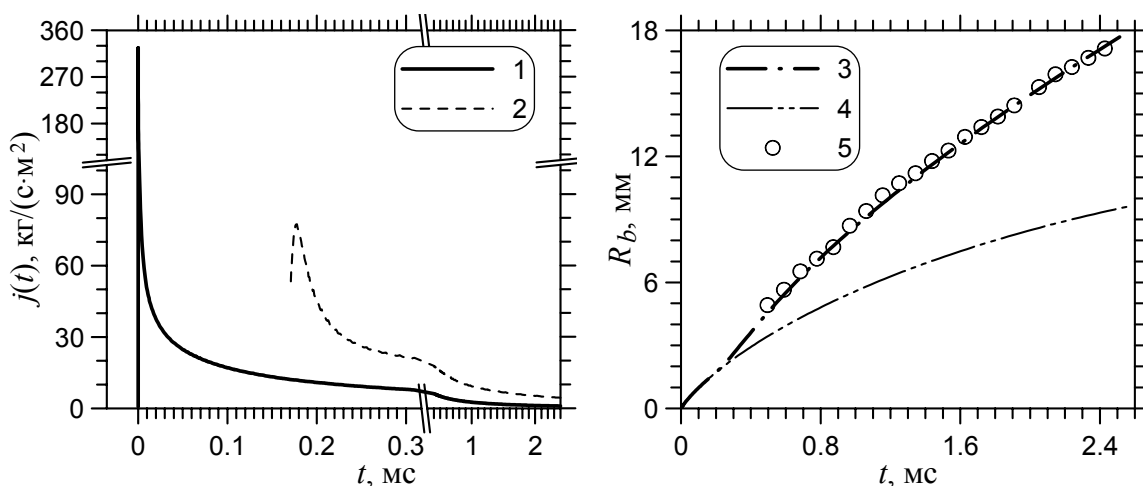


Рис. 3. Зависимость плотности потока массы $j(t)$ на межфазной поверхности и радиуса парового пузырька $R_b(t)$ от времени. Бензол, $T_s = 313$ К, $p_s = 26$ кПа, $\Delta T_b = 161$ К. 1 - $j_b(t)$ расчет на поверхности пузырька; 2 - $j_E(t)$ расчет на поверхности каверны в сечении стыковки E ; 3 - $R_b(t)$ расчет с фронтом испарения; 4 - $R_b(t)$ расчет без фронта испарения; 5 - $R_b(t)$ данные [5].

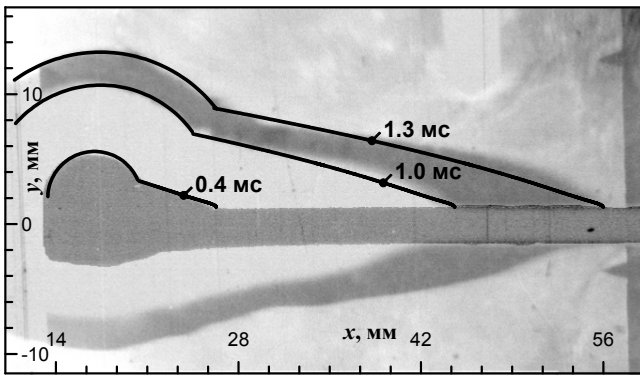


Рис. 4. Сравнение расчетного профиля парового образования в различные моменты времени с формой паровой полости на кадрах скоростной киносъемки. Бензол, $T_s = 313$ К, $p_s = 26$ кПа, $\Delta T = 161$ К, $t = 0,4; 1,0; 1,3$ мс

наличие фронтов испарения приводит к существенно более быстрому росту пузырька. Это вызвано тем, что из-за высокой интенсивности испарения на поверхности конусообразной каверны формируется дополнительный поток пара в центральный пузырек. Таким образом, в пузырьке поддерживается более высокое давление и температура пара, и вследствие этого пузырек растёт быстрее. Результаты обработки кадров скоростной киносъемки (точки 5) хорошо согласуются с расчетом. На рис. 4 сделано сравнение расчетной формы парового образования для трёх моментов времени после вскипания с формой паровой полости на кадрах скоростной киносъемки. Кадры для различных моментов времени наложены друг на друга. Для наглядности сделана инверсия яркости изображения кадра "1 мс". На рис. 5 показано сравнение расчетного профиля парового образования (сплошная линия) с формой паровой полости на кадрах киносъемки для воды [4] и фреона С-318 [7] в условиях насыщения. Штриховой линией показана поверхность пузырька с поправкой на всплывание за счет архимедовой силы, которое не учитывалось в расчете. Для воды (рис. 5 а) приведен кадр "7,0 мс" после вскипания ($t^* = 3,8$ мс, $V_f = 4$ м/с, $\delta = 0,3$ мм). Для фреона С-318 (рис. 5 б) приведен кадр "7,5 мс" после вскипания ($t^* = 0,25$ мс, $V_f = 7$ м/с, $\delta = 0,5$ мм). Как видно из рисунков, модель хорошо описывает динамику парового пузырька и конусообразной каверны, образующейся за фронтом испарения в условиях насыщения.

В предложенной модели нет ограничений на температуру жидкости в объёме и соответственно можно исследовать динамику парового пузырька и конусообразной каверны, образующейся за фронтом испарения в условиях недогрева жидкости в объёме до температуры насыщения $\Delta T_{sub} = (T_s - T_a)$.

На рис. 6, 7 приведены результаты расчетов для воды в условиях насыщения $p_s = 101$ кПа, $\Delta T_{sub} = 0$ К и недогрева $p_s = 101$ кПа, $\Delta T_{sub} = 75$ К. Перегрев пристенной жидкости перед вскипанием $\Delta T_b = 70$ К, толщина перегретого слоя $\delta = 0,2$ мм. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными при вскипании воды на плоском

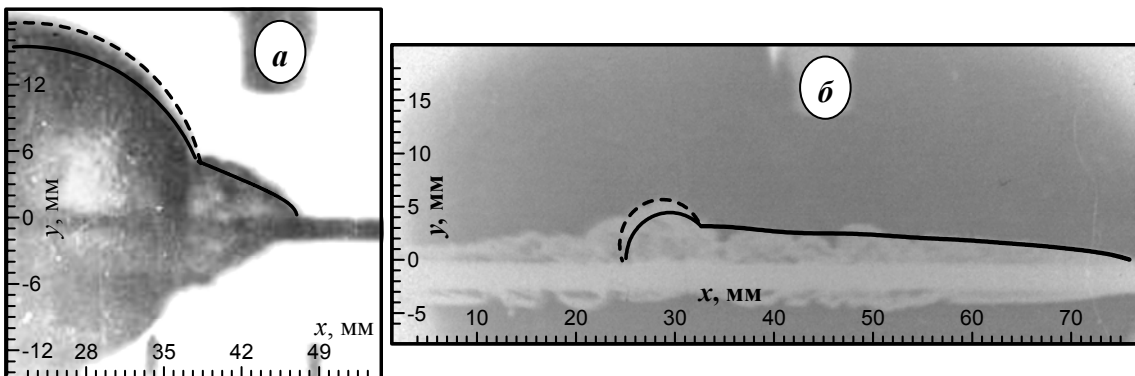


Рис. 5. Сравнение расчетного профиля парового образования с формой паровой полости на кадрах скоростной киносъемки для условия насыщения. а) - вода [4] $T_s = 313$ К, $p_s = 3$ кПа, $\Delta T = 74$ К, $t = 7,0$ мс; б) - фреон С-318 [7] $T_s = 292$ К, $p_s = 257$ кПа, $\Delta T = 58$ К, $t = 7,5$ мс.

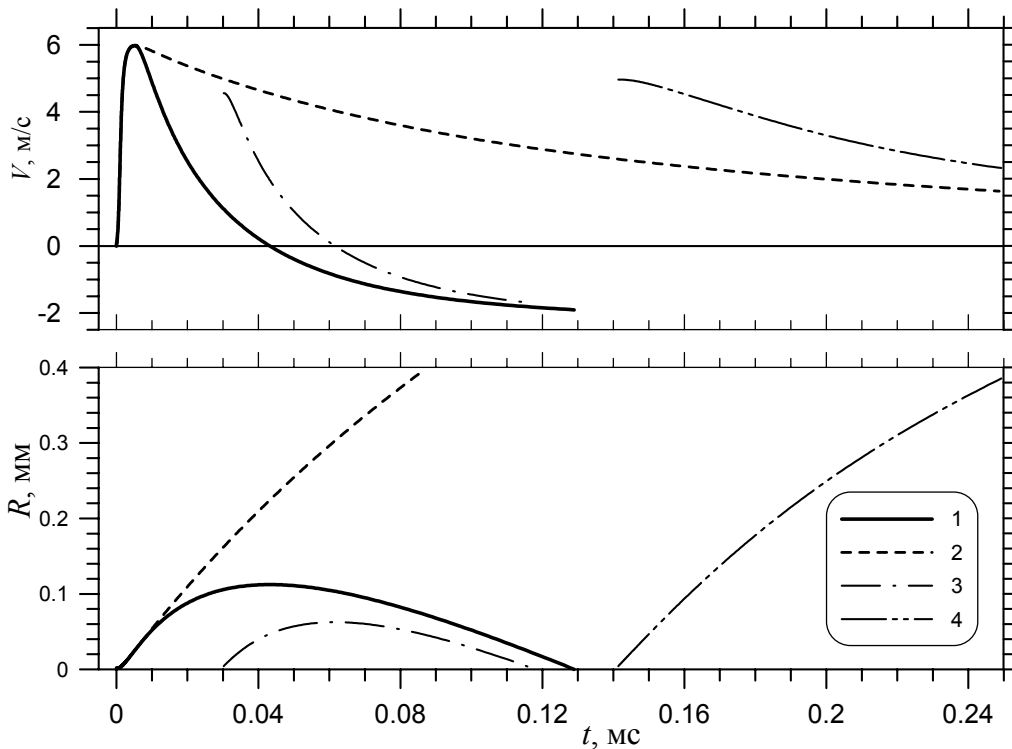


Рис. 6. Зависимость скорости $V(t)$, радиуса $R(t)$ от времени для центрального (1, 2) и виртуального (3, 4) пузыря в условиях насыщения (2, 4) и недогрева $\Delta T_{sub} = 75$ К (1, 3). Вода, $p_s = 101$ кПа, $\Delta T = 70$ К.

нагревателе шириной 0,2 мм при недогреве $\Delta T_{sub} = 75$ К [18, 19]. В условиях недогрева происходит конденсация центрального пузыря (кривая 1). Зависимости скорости, радиуса центрального пузырька V_b , R_b и виртуального "пузыря С" V_C , R_C от времени показаны на рис. 6. Видно, что при недогреве (кривые 1, 3) вначале скорость совпадает со скоростью при насыщении, но потом быстро падает, становится отрицательной. Соответственно после стадии роста начинается конденсация пара в пузыре. Однако, если центральный пузырь исчезает полностью, то за фронтом испарения остается небольшая паровая полость - образ виртуального "пузыря С*". На рис. 7 сделано сравнение расчетной формы парового образования для различных моментов времени с формой паровой полости на кадрах

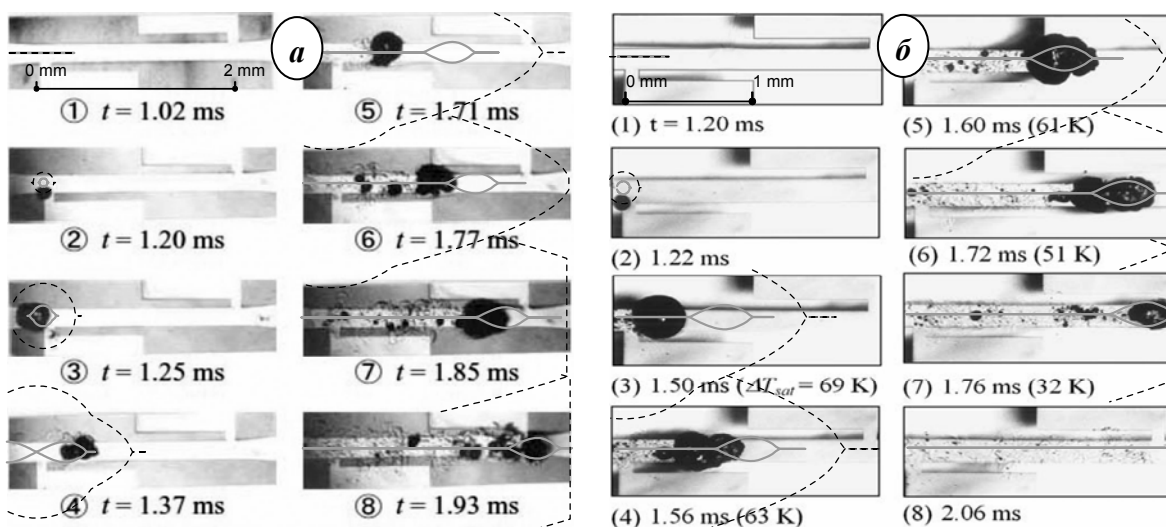


Рис. 7. Сравнение расчетного профиля парового образования с формой паровой полости на кадрах видеосъемки *а*) - [18], *б*) - [19]. Вода, $T_s = 373$ К, $p_s = 101$ кПа, $\Delta T = 70$ К. Серая линия - $\Delta T_{sub} = 75$ К, штриховая линия - $\Delta T_{sub} = 0$ К.

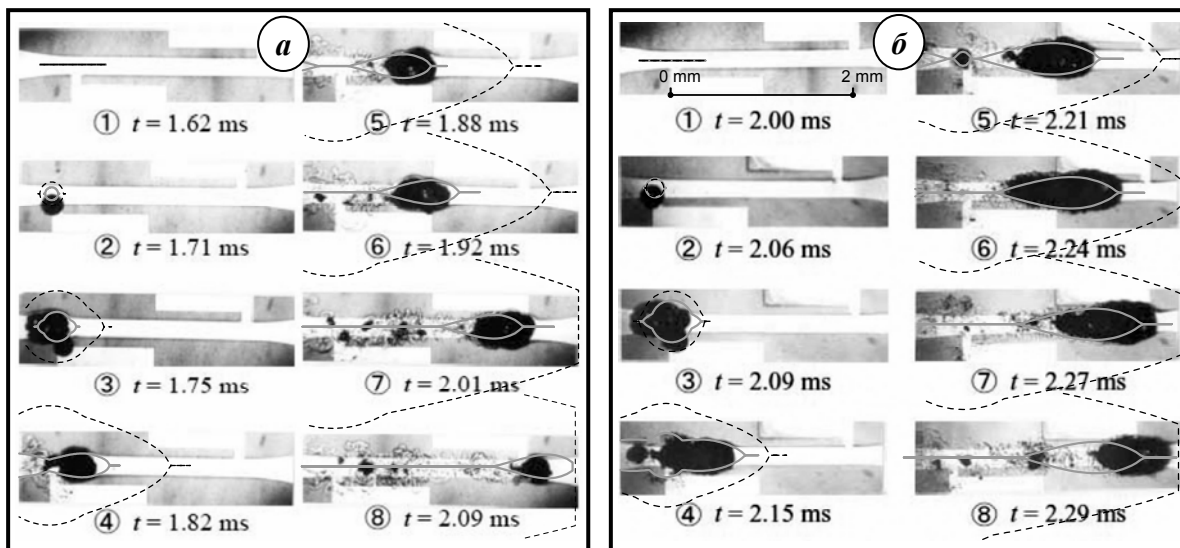


Рис. 8. Сравнение расчетного профиля парового образования с формой паровой полости на кадрах видеосъемки [18]. Вода, $T_s = 373$ К, $p_s = 101$ кПа, , *a*) - $\Delta T = 90$ К, *б*) - $\Delta T = 100$ К. Серая линия - $\Delta T_{sub} = 75$ К; штриховая линия - $\Delta T_{sub} = 0$ К.

видеосъемки. Штриховой линией показан профиль для условия насыщения, серой линией для недогрева. На рис. 8 сделано аналогичное сравнение расчетного профиля парового образования с формой паровой полости на кадрах видеосъемки для перегрева $\Delta T_b = 90$ К и $\Delta T_b = 100$ К. Видно, что в условиях недогрева модель качественно описывает динамику паровой полости.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ 8888.2010.8, гранта РФФИ № 11-08-00736-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marto P.I., Rohsenow W.M. Nucleate Boiling Instability of Alkali Metals (Nucleate boiling instability of alkali metals noting effects of surface material, chemical treatment, heat flux and cavity geometry). // Transactions of the ASME Series C-Journal of Heat Transfer. 1966. Vol. 88, N 2. P. 183-193.
2. Мамонтова Н. Н. Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях. // Прикладная механика и техническая физика. 1966. № 3. С. 140-144.
3. Кутателадзе С. С., Авксентюк Б. П., Бобрович Г. И., Москвичева В. Н. О вырождении режима пузырькового кипения в условиях свободной конвекции. // Прикладная механика и техническая физика. 1972. № 1. С. 69-73.
4. Авксентюк Б.П., Овчинников В.В. О динамике парообразования в воде. // Сибирский физико-технический журнал. 1992. Вып. 1. С. 3-9.
5. Авксентюк Б.П., Овчинников В.В., Плотников В.Я. Самоподдерживающийся фронт вскипания и третий кризис кипения. // Нестационарные процессы в двухфазных потоках. Сб. науч. тр. Новосибирск. Ин-т теплофизики СО АН СССР. 1989. С. 52-68.
6. Fauser J., Mitrovic J. Some features of boiling fronts on heated surfaces. // Heat Transfer "Proceedings of 11th ИИТС, August 23-28, 1998, Kyongju, Korea". 1998. Vol. 2. P. 377-382.
7. Авксентюк Б.П., Овчинников В.В. Исследование динамики парообразования при давлении больше атмосферного. // Прикладная механика и техническая физика. 1996. Т. 37, № 6. С. 91-98.

8. Tsukamoto O., Uyemura T. Observation of bubble formation mechanism of liquid nitrogen subjected to transient heating. // *Advances in Cryogenic Engineering*. 1980. Vol. 25. P. 476-482.
9. Павленко А.Н., Чехович В.Ю. Кризис теплоотдачи при нестационарном тепловыделении в криогенной жидкости. // *Современные проблемы теплофизики*. Новосибирск. 1984. С. 5-15.
10. Zhukov S. A., Barelko V.V. Dynamic and structural aspects of the processes of single-phase convective heat transfer metastable regime decay and bubble boiling formation. // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1992. Vol. 35, N 4. P. 759-775.
11. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. О форме парового образования при взрывном кипении. // *Прикладная механика и техническая физика*, 2000. Т. 41, № 2. С. 122-123.
12. Авксентюк, Б.П., Овчинников, В.В. Исследование структуры двухфазной пристенной области при гетерогенном взрывном вскипании. // *Труды Пятой Российской национальной конференции по теплообмену*. 2010. Т. 4. С. 57-58.
13. Avksentyuk B. P. Nonequilibrium model of an evaporation front. // *Russian Journal of Engineering Thermophysics*. 1995. Vol. 5, N 1. P. 1-9.
14. Павленко А.Н., Лель В.В. Приближенная расчетная модель самоподдерживающегося фронта испарения. // *Теплофизика и аэромеханика*. 1999. Т. 6, № 1. С. 111-124.
15. Актершев С.П., Овчинников В.В. Модель стационарного движения межфазной поверхности в слое сильно перегретой жидкости. // *Прикладная механика и техническая физика*. 2008. Т. 49, № 2. С. 47-55.
16. Актершев С.П., Овчинников В.В. Модель вскипания сильно перегретой жидкости с формированием фронта испарения. // *Теплофизика и аэромеханика*. 2011. Т. 18, № 4. С. 617-628.
17. Aktershev S.P., Ovchinnikov V.V. Vapor Bubble Growth at the Surface of Flat and Cylindrical Heaters. // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2008. Vol. 17, No 3. P. 227-234.
18. Jeong-Hun KIM, Kunito OKUYAMA and Shoji MORI. Micropump Using Boiling Propagation Phenomena on a Silicon Substrate. // *Thermal Science and Engineering*. 2007. Vol. 15, No. 1. P. 1-8.
19. Kunito Okuyama, Jeong-Hun Kim, Shoji Mori, Yoshihiro Iida. Boiling propagation of water on a smooth film heater surface. // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2006. Vol. 49. P. 2207-2214.