

УДК 536.423

Модель вскипания сильно перегретой жидкости с формированием фронта испарения*

С.П. Актёршев, В.В. Овчинников

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

E-mail: sergey-aktershev@mail.ru

Исследуется вскипание метастабильной жидкости на поверхности цилиндрического нагревателя при больших значениях перегрева, когда формируется фронт испарения. Вскипание начинается с образования на стенке нагревателя сферического пузырька. В результате развития межфазной неустойчивости появляются фронты испарения, распространяющиеся вдоль нагревателя с постоянной скоростью. Разработана математическая модель, которая описывает рост сферического пузырька и паровой каверны, образующейся за фронтом испарения. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: вскипание, перегретая жидкость, паровая каверна, распространение фронта испарения, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование вскипания метастабильной жидкости на теплоотдающей поверхности имеет большое значение для многих прикладных вопросов, в частности, для описания переходных и кризисных процессов. В экспериментах [1–3] было обнаружено, что при перегревах больше некоторого порогового значения происходит прямой переход от режима однофазной конвекции к режиму пленочного кипения, минуя режим пузырькового кипения. Этот переходной режим называется третьим кризисом теплоотдачи. Тепловой поток, при котором происходит третий кризис, значительно ниже первого критического.

В работах [4–7] методом высокоскоростной визуализации исследовалось вскипание сильно перегретых органических жидкостей и воды. Рабочий участок — трубка диаметром 2,5 мм из нержавеющей стали. Опыты проводились при квазистационарном нагреве в условиях большого объема. На кадрах скоростной киносъемки видно, что вскипание всегда начинается с образования одиночного парового пузырька на стенке нагревателя. Быстро растущий пузырек представляет собой сферу, нанизанную на цилиндр. При температуре стенки T_w больше некоторого порогового значения у основания пузырька впоследствии формируются две конусообразные паровые каверны (см. рис. 1). Лобовая точка каверны, обозначаемая

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (грант № НШ 8888.2010.8) и РФФИ (грант № 08-08-00120).

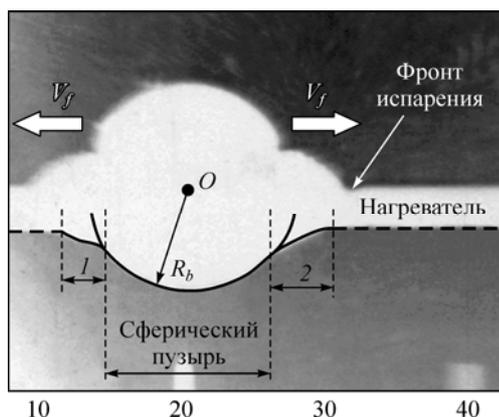


Рис. 1. Формирование фронтов испарения на цилиндрическом нагревателе. Бензол, перегрев перед вскипанием 94,6 К, время после вскипания 1,3 мс.
1, 2 — конусообразные каверны.

термином “фронт испарения”, движется вдоль нагревателя с постоянной скоростью V_f . Форма образующейся за фронтом испарения конусообразной паровой каверны изучалась экспериментально в [8]. Было показано, что профиль каверны сохраняется в процессе распространения фронта испарения. Несмотря на

большое количество экспериментальных данных по скорости распространения фронта испарения для различных жидкостей, динамика этого процесса практически не изучена. Модели [9, 10] дают значение скорости фронта испарения, зависящее от перегрева. В работе [11] разработана модель, которая дает определяющие безразмерные критерии процесса и пороговое значение перегрева, выше которого появляется фронт испарения.

В случае высоких значений перегрева $\Delta T = (T_w - T_s)$ пристенной жидкости, когда значения параметра $c_p \Delta T / L$ порядка 1 (или больше), основной рост парового пузырька происходит на динамической стадии, и для адекватного описания процесса приходится использовать численные методы. В [12] проведено численное моделирование роста парового пузырька на поверхности цилиндрического нагревателя при высоких значениях перегрева, когда формируется фронт испарения. Результаты расчетов согласуются с имеющимися опытными данными в тех случаях, когда фронт испарения формируется на поздней стадии. Однако если фронт испарения появляется на начальной стадии роста пузырька, экспериментальные значения скорости роста пузырька существенно превышают максимально возможное теоретическое значение. Этот факт свидетельствует о дополнительном притоке пара в пузырек со стороны фронтов испарения.

Цель настоящей работы — разработка математической модели для описания распространения фронта испарения и динамики конусообразной паровой каверны, образующейся за фронтом испарения.

МОДЕЛЬ ВСКИПАНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ С ФОРМИРОВАНИЕМ ФРОНТОВ ИСПАРЕНИЯ

При разработке модели примем следующие исходные предположения:

- 1) пар считается насыщенным и описывается уравнением состояния идеального газа, плотность пара значительно меньше плотности жидкости;
- 2) испарение считаем равновесным (на межфазной поверхности температуры жидкости и пара совпадают), давление пара однородно по объему;
- 3) течение жидкости считаем осесимметричным, конусообразные каверны одинаковыми;
- 4) при распространении фронта испарения форма каверны не меняется;
- 5) на межфазной поверхности нормальная компонента скорости жидкости много меньше скорости распространения фронта испарения.

Предположение об однородности давления основано на том, что характерная скорость пара, а также скорость межфазной поверхности ~ 10 м/с, что много

меньше скорости звука в газе. Таким образом, время выравнивания давления много меньше характерного времени роста паровой фазы, поэтому давление можно считать однородным.

Рост парового пузырька до появления фронта испарения

Для пара объемом W и плотностью ρ_v запишем уравнение изменения массы

$$d(\rho_v W)/dt = Q, \quad (1)$$

где Q — поток массы на межфазной поверхности вследствие испарения. Используя уравнения состояния идеального газа $\rho_v = p_v / R_v T_v$ и уравнение Клапейрона-Клаузиуса $dT_v / dp_v = T_v / \rho_v L$, получаем $d\rho_v / \rho_v = (L / R_v T_v - 1) \cdot dT_v / T_v$. Подставляя это в (1), преобразуем его в виде уравнения для температуры пара:

$$\frac{dT_v}{T_v} \left(\frac{L}{R_v T_v} - 1 \right) = -\frac{1}{W} \left(\frac{dW}{dt} - \frac{Q}{\rho_v} \right). \quad (2)$$

Из уравнения Клапейрона-Клаузиуса получаем также зависимость давления насыщенного пара p_v от температуры:

$$p_v = p_s \exp \left(\frac{L}{R_v T_s} \left(1 - \frac{T_s}{T_v} \right) \right), \quad (3)$$

здесь p_s — давление пара при температуре насыщения T_s .

Первичный пузырек представляет собой часть сферы радиусом $R_b(t)$. Изменение объема пузырька W_b описывается уравнением

$$\frac{dW_b}{dt} = \alpha \cdot 4\pi R_b^2 \frac{dR_b}{dt}, \quad (4)$$

а изменение радиуса пузырька описывается уравнением Рэлея:

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_b}{dt} \right)^2 = \frac{p_v - p_s - 2\sigma / R_b}{\rho_l}. \quad (5)$$

В уравнении (4) коэффициент α представляет собой отношение площади поверхности пузырька к площади поверхности сферы. Вначале, пока радиус пузырька много меньше радиуса цилиндрического нагревателя r_H , пузырек растет как на плоской поверхности и имеет форму полусферы, т. е. $\alpha = 0,5$. После охвата нагревателя пузырек представляет собой сферу, нанизанную на цилиндр, т. е.

$\alpha = \sqrt{1 - r_H^2 / R_b^2}$. Зависимость коэффициента α от радиуса пузырька задается как

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

Такой подход позволяет описать весь процесс роста пузырька на цилиндрическом нагревателе, начиная с момента появления парового зародыша.

Подставляя в (2) $Q = \alpha 4\pi R_b^2 j_b$, а также соотношение (4), получаем:

$$\frac{dT_v}{T_v} \left(\frac{L}{R_v T_v} - 1 \right) = -\frac{\alpha \cdot 4\pi R_b^2}{W_b} \left(\frac{dR_b}{dt} - \frac{j_b}{\rho_v} \right). \quad (6)$$

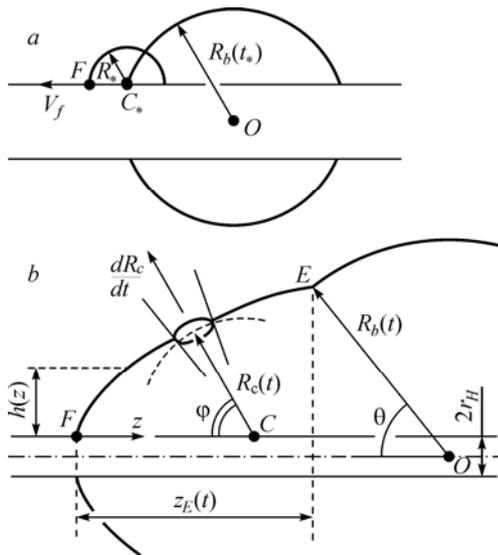
Плотность потока массы на поверхности пузырька j_b вычисляется из распределения температуры окружающей жидкости $T_{\text{liq},b}$ согласно двухзонной модели [12]. Для обеих зон температура жидкости определяется из уравнения теплопереноса, которое в лагранжевых переменных имеет вид:

$$\frac{dT_{\text{liq},b}}{dt} = \frac{a}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_{\text{liq},b}}{\partial r} \right). \quad (7)$$

Уравнение (6) служит граничным условием для (7): $T_{\text{liq},b} \Big|_{r=R_b(t)} = T_v(t)$. Второе граничное условие для (7) имеет вид $T_{\text{liq},b} \Big|_{r \rightarrow \infty} = T_s$. Таким образом, решая систему уравнений (3), (5), (6), (7), находим $R_b(t)$, $p_v(t)$, $T_{\text{liq},b}(r,t)$. Алгоритм численного решения уравнений динамики парового пузырька подробно описан в [13].

Рост паровой фазы после появления фронта испарения

Появление фронта испарения будем моделировать следующим образом. Пусть в момент времени t_* на поверхности первичного пузырька образовался выступ радиусом кривизны $R_* \ll R_b$. Этот выступ будем рассматривать как виртуальный пузырек с центром C_* (см. рис. 2, *a*). В процессе роста пузырька C_* его лобовая точка F перемещается вдоль оси цилиндра. Предполагается, что условия течения в окрестности точки F в дальнейшем остаются такими же, как в момент t_* . Точка F перемещается вдоль нагревателя со скоростью V_f , а за ней образуется конусообразная каверна. Предполагается, что локальный участок поверхности каверны перемещается так, как будто это часть поверхности виртуального пузырька радиусом $R_c(t)$ с центром C на стенке нагревателя (см. рис. 2, *b*). Тем самым осесимметричная каверна считается совокупностью сферически симметричных виртуальных пузырьков C . Поверхность каверны FE является огибающей для всех виртуальных пузырьков, которые представляют собой состояния начального пузырька C_* в последующие моменты времени. Таким образом, при движении



фронта испарения профиль FE перемещается вдоль нагревателя, не меняя своей формы. Такой подход к описанию динамики осесимметричной каверны аналогичен теории кавитации: пузырек C_* (носик каверны) играет роль кавитатора, а эволюция виртуальных пузырьков соответствует принципу независимости расширения сечений каверны.

Эволюция виртуального пузырька C_* описывается уравнением Рэлея:

Рис. 2. Схема роста паровой фазы после появления фронта испарения.

$$R_c \frac{d^2 R_c}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_c}{dt} \right)^2 = \frac{p_v - p_s - 2\sigma / R_c}{\rho_l}. \quad (8)$$

На поверхности каверны должно выполняться кинематическое условие

$$dR_c / dt = V_f \cdot \cos \varphi, \quad (9)$$

где φ — угол между осью цилиндра и нормалью к поверхности каверны (рис. 2, б). Интегрируя (8) с начальными условиями $R_c(t_*) = R_*$, $dR_c(t_*) / dt = V_f \cos \varphi_*$, получаем зависимость $R_c(t)$. Время пересчитываем в координату $z = V_f(t - t_*)$ и найдем профиль каверны $h(z) = R_c(z) \sin \varphi(z)$, где $\varphi = \arccos(dR_c / dz)$.

После появления фронта испарения паровое образование состоит из первичного пузырька и двух состыкованных с ним одинаковых конусообразных каверн, каждая объемом $W_c = \int_0^{z_E(t)} S_c(z) dz$. Здесь $S_c(z) = \pi h(2r_H + h)$ — площадь поперечного сечения каверны, $z_E(t)$ — координата сечения, в котором конусообразная каверна состыкована с первичным пузырьком.

При наличии фронтов испарения уравнение (6) для температуры пара принимает вид:

$$\frac{dT_v}{T_v dt} \left(\frac{L}{R_v T_v} - 1 \right) = - \frac{2}{(2W_c + W_b)} \left(2\alpha\pi R_b^2 \left(\frac{dR_b}{dt} - \frac{j_b}{\rho_v} \right) + \frac{dW_c}{dt} - \frac{Q_c}{\rho_v} \right). \quad (10)$$

Здесь $Q_c = \int j_c d\Sigma$ — поток массы на поверхности одной каверны, $d\Sigma$ — элемент площади поверхности, j_c — плотность потока массы. Первичный пузырек срезан в сечениях стыковки, поэтому в уравнении (10) $\alpha = \cos \theta$, где θ — угол между радиусом, проведенным в точку E , и осью z (рис. 2, б).

Объем W_c меняется за счет приращения длины каверны. Фронтальная точка F движется со скоростью V_f , а сечение стыковки — со скоростью $\cos \theta dR_b / dt$, поэтому скорость изменения длины каверны равна $V_f - \cos \theta dR_b / dt$, а изменение объема каверны описывается уравнением

$$\frac{dW_c}{dt} = S_E \left(V_f - \frac{dR_b}{dt} \cos \theta \right), \quad (11)$$

где S_E — площадь сечения стыковки. Подставляя (11) в (10), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{dT_v}{T_v dt} \left(\frac{L}{R_v T_v} - 1 \right) = & - \frac{2}{(2W_c + W_b)} \left(2\pi \cos \theta R_b^2 \left(\frac{dR_b}{dt} - \frac{j_b}{\rho_v} \right) + \right. \\ & \left. + S_E \left(V_f - \frac{dR_b}{dt} \cos \theta \right) - \frac{Q_c}{\rho_v} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Теплоперенос вблизи поверхности конусообразной каверны

Для определения Q_c рассмотрим теплоперенос вблизи поверхности конусообразной каверны. В системе отсчета, связанной с фронтом испарения, поверхность каверны неподвижна, а течение жидкости стационарное. Рассмотрим произвольное

Скорость жидкости представляет собой сумму вектора $(R_c^2/r^2) dR_c/dt$, направленного по нормали к межфазной поверхности, и вектора V_f , направленного по оси z (см. рис. 3). Учитывая кинематическое соотношение (9) получаем

$$u_y = \frac{R_c^2}{r^2} \frac{dR_c}{dt} - V_f \cos \varphi = V_f \cos \varphi \left(\frac{R_c^2}{(R_c^2 + y)^2} - 1 \right) \approx -\frac{2yV_f \cos \varphi}{R_c}. \quad (18)$$

Сравнивая (18) и (14), находим $dU/d\xi = 2V_f \cos \varphi/R_c$. Подставляя сюда приращение длины $d\xi = R_c d\varphi$, получаем

$$U = 2V_f \sin \varphi. \quad (19)$$

Подставляя (19) в (16), получаем

$$\eta = \sqrt{2} y \sin \varphi, \quad \tau = \frac{1}{V_f} \int_0^{\xi} \sin \varphi d\xi = \frac{1}{V_f} \int_0^z dz = \frac{z}{V_f}. \quad (20)$$

Таким образом, получаем, что переменная τ — это время с момента прихода фронта испарения в данное сечение.

Для решения уравнения (17) необходимо задать начальное распределение $T_{\text{liq},c}(0, \eta)$. При $\varphi = 0$ температура жидкости не зависит от координаты и равна температуре стенки T_w , т. е. начальное и граничные условия для (17) имеют вид:

$$T_{\text{liq},c}(0, \eta) = \begin{cases} T_v, & \eta = 0 \\ T_w, & \eta > 0 \end{cases}, \quad T_{\text{liq},c}(\tau, 0) = T_v.$$

Если считать что в малой окрестности фронта испарения $T_v = \text{const}$, то решение уравнения (17) есть

$$T_{\text{liq},c} = T_v + (T_w - T_v) \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{a\tau}} \right). \quad (21)$$

При $\varphi \ll 1$ имеем $z = R_* (1 - \cos \varphi)$, отсюда

$$\tau = z/V_f = R_* (1 - \cos \varphi)/V_f, \quad \eta/2\sqrt{a\tau} = y\sqrt{V_f a/R_*} \cos(\varphi/2).$$

Из (21) находим плотность потока массы в окрестности фронтальной точки:

$$j_F = \frac{\lambda}{L} \frac{\partial T_{\text{liq},c}}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\rho_l c_p (T_w - T_v)}{L} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{V_f a}{R_*}} \cos(\varphi/2).$$

При $\varphi = 0$ это совпадает с выражением, полученном в работе [11] для лобовой точки.

Следует заметить, что решение (21) соответствует ступенчатому начальному распределению температуры и не учитывает профиль температуры перегретой жидкости на момент вскипания. В расчетах, так же как и в [12], профиль температуры в перегретом слое задавался в виде:

$$T_{\text{liq},c} = f(\eta) = T_s + (T_w - T_s) \exp \left(-\frac{\eta}{\sqrt{2} \delta} \right). \quad (22)$$

Здесь $\eta/\sqrt{2}$ — расстояние до стенки нагревателя, δ — толщина перегретого слоя. Для того чтобы учесть (22), начальное условие для (17) задавалось при $\tau = \tau_* = R_*(1 - \cos \varphi_*)/V_f$ следующим образом:

$$T_{\text{liq},c}(\tau_*, \eta) = T_v + (f(\eta) - T_v) \operatorname{erf} \left(\frac{\eta}{2\sqrt{a\tau_*}} \right). \quad (23)$$

При $\eta \ll 2\sqrt{a\tau_*} \ll \delta$ из (22) имеем $f(\eta) \approx T_w$ и (23) переходит в (21), а при $\eta \gg 2\sqrt{a\tau_*}$ имеем $\operatorname{erf}(\eta/2\sqrt{a\tau_*}) \approx 1$ и (23) переходит в (22). Таким образом, распределение (23) согласуется с решением (21) вблизи поверхности каверны и описывает профиль температуры в перегретом слое вдали от поверхности каверны.

Решая уравнение теплопереноса (17), находим плотность потока массы на поверхности каверны:

$$j_c = \frac{\lambda}{L} \sqrt{2} \sin \varphi \cdot \left. \frac{\partial T_{\text{liq},c}}{\partial \eta} \right|_{\eta=0}.$$

Поскольку j_c зависит только от координаты z , поток массы на поверхности каверны увеличивается из-за приращения длины каверны в соответствии с уравнением

$$dQ_c/dt = j_E \cdot \dot{\Sigma}. \quad (24)$$

Здесь j_E — плотность потока массы в сечении стыковки, $\dot{\Sigma}$ — скорость изменения площади поверхности каверны.

Переменные $\dot{\Sigma}$, S_E , $\cos \theta$ определяются параметрами виртуального пузырька C , расположенного в сечении стыковки, и вычисляются с помощью следующих геометрических соотношений. В прямоугольном треугольнике OEP (рис. 3) имеем $OE = R_b$, $EP = R_{cE} \sin \varphi_E + r_H$. Отсюда угол $\theta = \arcsin((R_{cE} \sin \varphi_E + r_H)/R_b)$, толщина парового слоя $h_E = R_{cE} \sin \varphi_E$, площадь сечения стыковки $S_E = \pi h_E(2r_H + h_E)$.

За малый интервал времени Δt длина кривой FE увеличится на $(V_f - \cos \theta dR_b/dt) \Delta t \sin \varphi_E$, а площадь поверхности каверны Σ увеличится на

$$\Delta \Sigma = 2\pi(r_H + h_E) \left(V_f - \cos \theta \frac{dR_b}{dt} \right) \sin \varphi_E \Delta t.$$

Отсюда получаем

$$\dot{\Sigma} = \frac{\Delta \Sigma}{\Delta t} = 2\pi(r_H + h_E) \left(V_f - \cos \theta \frac{dR_b}{dt} \right) \sin \varphi_E.$$

При этом уравнение (24) для потока массы на поверхности каверны примет вид:

$$\frac{dQ_c}{dt} = 2\pi(r_H + h_E) j_E \left(V_f - \cos \theta \frac{dR_b}{dt} \right) \sin \varphi_E. \quad (25)$$

Полная система уравнений модели включает в себя уравнения для температуры пара и объема пара, уравнения Рэлея для первичного пузырька и виртуального пузырька C_* , уравнение теплопереноса, уравнение для потока массы на поверхности

каверны. Система уравнений решались численно конечно-разностным методом по неявной схеме с итерациями. Уравнение теплопереноса решалось в лагранжевых координатах методом прогонки.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Данная модель содержит свободные параметры t_* , φ_* , R_* , которые задают начальные условия роста виртуального пузырька C_* . Варьирование φ_* и R_* в диапазонах $\varphi_* = 5^\circ \div 20^\circ$, $R_* = 5 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-4}$ м показало, что влияние этих параметров на расчетную форму парового образования незначительно (вариации радиуса R_b менее 1 %). При сравнении расчетов с экспериментами момент появления фронтов испарения t_* задавался из эксперимента. Оценка толщины перегретого слоя δ по значению плотности теплового потока на стенке дает величину порядка 1 мм. На рис. 4 приведены расчетные зависимости радиуса пузырька от времени при различных значениях δ (бензол, перегрев 160,7 К). Как видно из рисунка, влияние δ на результаты расчета незначительно. При изменении δ от 1 до 2 мм радиус R_b изменился на 6 %. Расчетное значение $\delta = 1,5$ мм выбрано исходя из наилучшего совпадения с экспериментом. Ниже приведены результаты численного моделирования для бензола при $\varphi_* = 15^\circ$, $R_* = 1,5 \cdot 10^{-4}$ м. Расчеты сравниваются с экспериментальными данными [14] для нагревателя радиусом $r_H = 1,25$ мм, для скорости V_f использованы экспериментальные значения.

На рис. 5 показаны расчетные зависимости $R_b(t)$ в сравнении с экспериментальными данными [14] при перегревах 94,6 К и 160,7 К. Момент появления фронтов испарения t_* показан стрелкой. Измеренные значения радиуса пузырька хорошо согласуются с расчетом. Для сравнения на рис. 5 также приведены результаты расчетов без учета появления фронтов испарения. Для перегрева 94,6 К появление фронтов испарения приводит к увеличению скорости роста пузырька на 15 %. Для более высокого перегрева 160,7 К скорость V_f значительно больше и фронт испарения появляется раньше. В этом случае из-за появления фронтов испарения скорость роста пузырька увеличивается вдвое.

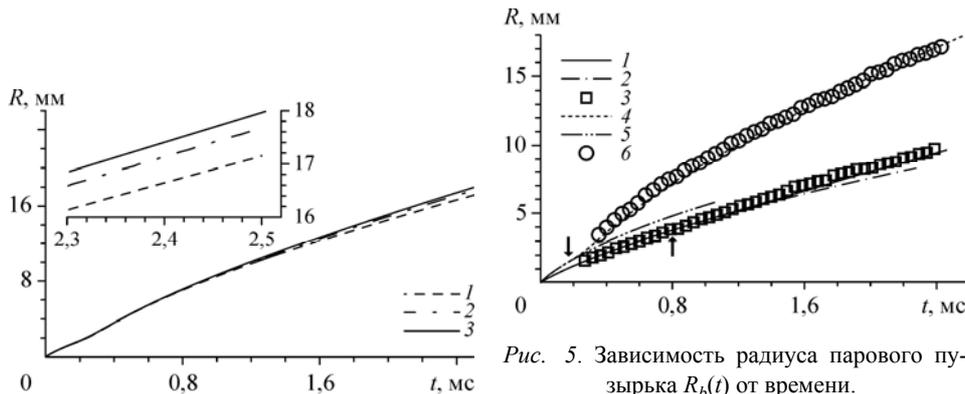


Рис. 4. Влияние толщины перегретого слоя δ на зависимость радиуса парового пузырька $R_b(t)$ от времени. Бензол. Перегрев 160,7 К, $T_s = 313,5$ К, $V_f = 31$ м/с, $t_* = 0,17$ мс.

$\delta = 1,0$ (1), 1,5 (2), 2,0 (3) мм.

Рис. 5. Зависимость радиуса парового пузырька $R_b(t)$ от времени.

Бензол. Перегрев 94,6 К, $T_s = 290$ К, $V_f = 8,8$ м/с, $t_* = 0,80$ мс; расчет: 1 — с учетом, 2 — без учета фронтов испарения, 3 — эксперимент [5]. Перегрев 160,7 К, $T_s = 313,5$ К, $V_f = 31$ м/с, $t_* = 0,17$ мс; расчет: 4 — с учетом, 5 — без учета фронтов испарения, 6 — эксперимент [5].

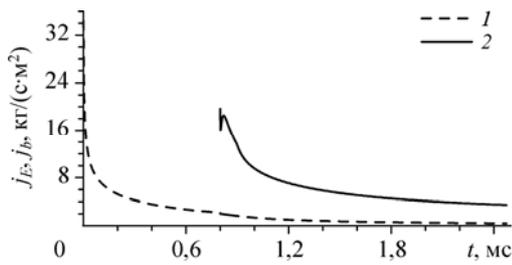


Рис. 6. Расчетные зависимости плотности потока массы $j(t)$ на межфазной поверхности от времени.

Бензол. Перегрев 94,6 К, $T_s = 290$ К, $V_f = 8,8$ м/с, $t_* = 0,85$ мс, 1 — $j_b(t)$, 2 — $j_E(t)$.

На рис. 6 для перегрева 94,6 К приведены расчетные зависимости от времени плотностей потока массы на поверхности пузырька j_b и на поверхности каверны в сечении стыковки j_E . Видно, что значения j_E в несколько раз больше, чем j_b . Это объясняется высокой интенсивностью конвективного теплопереноса на поверхности каверны вследствие распространения фронта испарения. С ростом перегрева вследствие увеличения V_f интенсивность испарения на поверхности каверны существенно возрастает. Тем самым поддерживаются более высокое давление пара и более быстрый рост пузырька.

На рис. 7 и 8 приведено сравнение результатов расчета с экспериментальной формой парового образования [14] для перегревов 109,3 К (рис. 7) и 160,7 К (рис. 8). Кадры скоростной киносъемки для трех различных моментов времени наложены друг на друга. На рис. 7 показаны кадры 0,553 мс, 1,019 мс, 1,998 мс, на рис. 8 — 0,401 мс, 1,014 мс, 1,391 мс. Расчетные контуры пузырька и конусообразной каверны показаны кривыми. Как видно из рисунков, расчетные контуры пузырька и конусообразной каверны согласуются с экспериментальными данными, что свидетельствует об адекватности предложенной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель вскипания сильно перегретой жидкости, когда на поверхности нагревателя формируются фронты испарения. Модель хорошо описывает как рост первичного парового пузырька, так и форму конусообразной паровой каверны, образующейся за фронтом испарения. Расчеты показали, что интенсивность испарения на поверхности каверны в несколько раз больше, чем на поверхности пузырька. За счет испарения на поверхности каверны создается

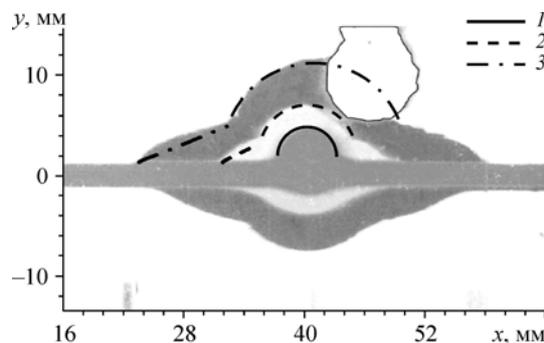


Рис. 7. Сравнение экспериментального профиля парового образования [14] с расчетом. Бензол. Перегрев 109,3 К, $T_s = 288,5$ К, $V_f = 10,4$ м/с, $t_* = 0,55$ мс. Время после вскипания: 1 — 0,55, 2 — 1,02, 3 — 1,99 мс.

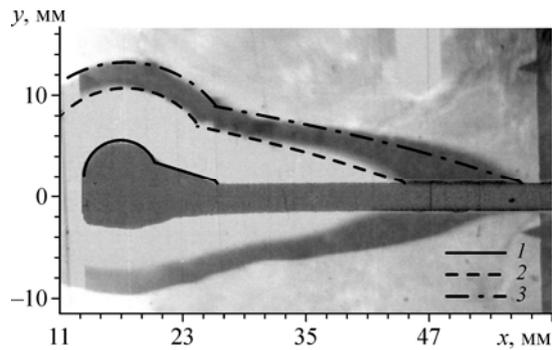


Рис. 8. Сравнение экспериментального профиля парового образования [14] с расчетом. Бензол. Перегрев 160,7 К, $T_s = 313,5$ К, $V_f = 31,0$ м/с, $t_* = 0,17$ мс. Время после вскипания: 1 — 0,40, 2 — 1,01, 3 — 1,39 мс.

ся значительный приток пара в первичный пузырек. Этим объясняется тот экспериментальный факт, что пузырек растет быстрее, чем в однородно перегретой жидкости.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

a — температуропроводность жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$,	T — температура, К,
c_p — теплоемкость жидкости, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$,	$T_{\text{liq},b}$ — температура жидкости вблизи поверхности пузырька, К,
Q — поток массы; $\text{кг}/\text{с}$,	$T_{\text{liq},c}$ — температура жидкости вблизи поверхности конусообразной каверны, К,
j — плотность потока массы; $\text{кг}/\text{м}^2\cdot\text{с}$,	ΔT — перегрев относительно температуры насыщения, К,
h — толщина парового слоя, м,	t — время, с,
L — теплота испарения, $\text{Дж}/\text{кг}$,	u — скорость жидкости, м/с,
p — давление, Па,	V_f — скорость фронта испарения, м/с,
R_b — радиус пузырька, м,	W — объем пара, м^3 ,
R_c — радиус виртуального пузырька, м,	y — расстояние от поверхности конусообразной каверны, м,
R_v — газовая постоянная, $\text{м}^2/(\text{с}^2\cdot\text{К})$,	z — расстояние от фронта испарения, м,
r — радиальная координата, м,	
r_H — радиус цилиндрического нагревателя, м,	
S_E — площадь сечения стыковки конусообразной каверны и пузырька, м^2 ,	

ГРЕЧЕСКИЕ СИМВОЛЫ

α — отношение площади поверхности пузырька к площади поверхности сферы,	η, ξ — координаты, м,
δ — толщина перегретого слоя, м,	ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$,
φ, θ — угол,	τ — время с момента прихода фронта испарения, с,
Σ — площадь поверхности каверны, м^2 ,	σ — поверхностное натяжение, н/м.

ИНДЕКСЫ

b — первичный пузырек,	s — в условии насыщения,
c — каверна,	w — на стенке,
v — пар,	$*$ — в момент появления фронта испарения,
	E — в сечении стыковки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marto P.I., Rohsenow W.M. Nucleate boiling instability of alkali metals // Trans. ASME. Ser. C. J. Heat Transfer. 1966. Vol. 88, No. 2. P. 183–195.

2. **Мамонтова Н. Н.** Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях // ПМТФ. 1966. № 3. С. 140–144.
3. **Авксентюк Б.П., Бобрович Г.И., Кутателадзе С.С., Москвичева В.Н.** О вырождении режима пузырькового кипения в условиях свободной конвекции // ПМТФ. 1972. № 1. С. 69–73.
4. **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 // Int. J. Heat Mass Transfer. 1992. Vol. 35, No. 4. P. 759–775.
5. **Авксентюк Б.П., Овчинников В.В., Плотников В.Я.** Самоподдерживающийся фронт вскипания и третий кризис кипения // Нестационарные процессы в двухфазных потоках, Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1989. С. 52–68.
6. **Авксентюк Б.П., Овчинников В.В.** О динамике парообразования в воде // Сибирский физ.-техн. журнал. 1992. № 1. С. 3–9.
7. **Okuyama K., Kim J.H., Mori S., Iida Y.** Boiling propagation of water on a smooth film heater surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2006. Vol. 49. P. 2207–2214.
8. **Авксентюк Б.П., Овчинников В.В.** Форма паровой полости при взрывном гетерогенном вскипании // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 4. С. 625–633.
9. **Павленко А.Н., Лель В.В.** Приближенная расчетная модель самоподдерживающегося фронта испарения // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 1. С. 111–124.
10. **Avksentyuk V.P.** Nonequilibrium model of an evaporation front // Russ. J. Engng. Thermophys. 1995. Vol. 5, No. 1. P. 1–9.
11. **Актершев С.П., Овчинников В.В.** Модель стационарного движения межфазной поверхности в слое сильно перегретой жидкости // Прикладная механика и техническая физика, 2008. № 2. С. 47–55.
12. **Aktershev S.P., Ovchinnikov V.V.** Vapor bubble growth at the surface of flat and cylindrical heaters // J. of Engng. Thermophys. 2008. Vol. 17, No 3. P. 227–234.
13. **Aktershev S.P., Ovchinnikov V.V.** Dynamics of a vapor bubble in nonuniformly superheated fluid at a high superheat values // J. of Engng. Thermophys. 2007. Vol. 16, No. 4. P. 236–243.
14. **Авксентюк Б.П., Овчинников В.В., Плотников В.Я.** Самоподдерживающийся фронт вскипания // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. № 2. С. 17–23.

*Статья поступила в редакцию 28 апреля 2010 г.,
после доработки — 14 сентября 2010 г.*