

УДК 536.423

## ЭВОЛЮЦИЯ ПАРОВОЙ КАВЕРНЫ ПРИ ВЗРЫВНОМ ВСКИПАНИИ НА ПЛЕНОЧНОМ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЕ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ю. Д. Варламов, Ю. П. Мещеряков\*, С. И. Лежнин,  
М. Р. Предтеченский, С. Н. Ульянов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

\* Конструкторско-технологический филиал Института гидродинамики  
им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mail: varlamov@itp.nsc.ru

Теоретически и экспериментально исследована динамика образования, роста и коллапса паровой каверны при взрывном вскипании жидкостей на пленочных нагревателях под действием импульсных тепловых потоков  $q = 10^8 \div 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>. При описании процесса формирования паровой каверны использованы представления о гомогенном механизме зародышеобразования с учетом влияния уже возникших и растущих пузырей. В основе численного моделирования эволюции паровых образований лежит решение уравнений динамики сжимаемой жидкости с учетом теплообмена, испарения и конденсации. Результаты сопоставления экспериментальных и расчетных данных показали, что предлагаемые модели удовлетворительно описывают закономерности взрывного кипения жидкостей на пленочных нагревателях, в том числе влияние условий теплового воздействия и свойств жидкостей на длительность эволюции каверны и ее размеры.

**Ключевые слова:** взрывное кипение, формирование и эволюция паровой каверны, численное моделирование.

**Введение.** При высоких скоростях роста температуры жидкости (более  $10^6$  К/с) вблизи поверхности низкоинерционных нагревателей достигаются значительные перегревы, уровень которых соответствует условиям спонтанного образования зародышей пара, и реализуется взрывное вскипание [1–4], когда в результате слияния генерируемых и быстрорастущих микропузырей происходит формирование тонкой паровой каверны с последующим ее ростом и коллапсом. Это явление широко используется в различных микромеханических устройствах, в том числе в струйных принтерах [5], микроактиваторах [6], микронасосах [7], поэтому для оптимизации условий их работы необходимо описание процесса взрывного вскипания.

Исследованию перегрева жидкостей и флуктуационного зародышеобразования как доминирующего механизма, определяющего начало взрывного вскипания, посвящено большое количество работ (см., например, [1–5, 8–11]). Дальнейшее развитие процесса кипения остается менее изученным [5, 7, 12, 13]. В частности, не исследована стадия генерации, роста и слияния микропузырей. Давление пара и объем каверны, образующейся на этой стадии, а также распределение температуры в жидкости вокруг каверны в значительной степени определяют ее последующую эволюцию.

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-08-18064).

Для описания эволюции паровой каверны в работе [5] предложено использовать эмпирическое уравнение с экспоненциально затухающей зависимостью давления пара в каверне от времени. В качестве начального давления принималось давление насыщенных паров, соответствующее условиям начала кипения жидкостей. Однако известно, что при гомогенном зародышеобразовании начальные размеры пузырей находятся в нанометровом диапазоне [1, 2, 9]. Перед слиянием в каверну пузыри могут достигать микронных размеров [1, 10, 11], т. е. их радиус увеличивается более чем на два порядка. При этом можно ожидать значительного изменения давления в пузырях в процессе их роста. В результате начальное давление в каверне, образующейся при слиянии пузырей, существенно отличается от давления насыщенных паров, соответствующего температуре начала кипения жидкостей. Дальнейшая эволюция паровой каверны будет зависеть также от распределения температуры в жидкости и свойств жидкости. Следовательно, для описания этого процесса необходимо совместно рассмотреть задачу динамики жидкости со свободными поверхностями и задачу сопряженного теплообмена, сопровождаемого неравновесными процессами испарения-конденсации на межфазной границе.

В настоящей работе при решении данной задачи проводилось численное моделирование динамики образования, роста и коллапса паровой каверны. Описание гомогенного вскипания в условиях значительных перегревов жидкости основано на флуктуационном механизме зародышеобразования, при этом учитывалось влияние уже возникших и растущих пузырьков. При численном моделировании эволюции паровых образований использовалось решение уравнений динамики сжимаемой жидкости с учетом теплообмена, испарения и конденсации. Результаты численных расчетов сопоставлялись с экспериментальными данными (параметры, при которых реализуется взрывное кипение жидкостей, временные масштабы процесса, характер изменения формы паровой каверны в процессе эволюции).

**1. Методики исследования.** В экспериментах по взрывному кипению жидкостей, реализующем под действием импульсных тепловых потоков, использовалась методика стробоскопической визуализации стадий быстропротекающих процессов (с временным разрешением 100 нс) с последующей реконструкцией их последовательности [14]. Нагрев жидкостей производился на пленочном нагревателе с размерами  $100 \times 100$  мкм, многослойная конструкция которого описана в работе [12]. Тестируемые жидкости — вода, толуол, этанол и изопропиловый спирт. В экспериментах исследовалось взрывное вскипание при значениях теплового потока  $q = 10^8 \div 10^9$  Вт/м<sup>2</sup> и длительности тепловых импульсов  $\tau_h = 2 \div 10$  мкс. Для сопоставления с результатами численного моделирования определялось время наступления различных стадий кипения, а также изменение формы и геометрических размеров паровых образований в процессе их эволюции.

**2. Модель процесса взрывного вскипания.** В развитии процесса взрывного вскипания, реализующегося при импульсном нагреве, условно выделены три стадии: 1) прогрев пленочного нагревателя и жидкости до момента начала кипения; 2) спонтанное возникновение паровых пузырей, их рост и слияние в паровую каверну; 3) рост и коллапс каверны.

**2.1. Начало взрывного вскипания.** Моделирование стадии прогрева пленочного нагревателя и жидкости до момента зарождения одиночного пузыря основывалось на численном решении двумерных уравнений теплопроводности в каждом из слоев пленочной структуры нагревателя и контактирующего с ним слоя жидкости. Подробное описание модели представлено в работе [14]. В результате расчетов определялось распределение температуры жидкости вблизи поверхности нагревателя и ее изменение во времени  $T(t)$ . В качестве момента начала кипения принимался момент времени  $t = \tau_b$ , когда температура жидкости вблизи нагревателя достигала значения  $T = T_b$ , при котором на поверхности нагревателя площадью  $S$  образовывался один пузырь. Это условие можно записать в виде

уравнения [14]

$$S \int_0^{\tau_b} J(T(t)) dt = 1, \quad (1)$$

где  $J$  — скорость образования зародышей (количество зародышей, образующихся в единицу времени на единице поверхности нагревателя). На основе данных, полученных в работе [14], и результатов работ [1, 5, 9–13] принималось, что при тепловых потоках  $q > 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> спонтанное зародышеобразование является доминирующим механизмом начала взрывного кипения, и скорость образования зародышей  $J$  (см. [14]) определялась в соответствии с теорией гомогенного зародышеобразования [8, 9]. Полученные в расчетах значения времени и температуры начала кипения, а также распределение температуры в жидкости вблизи нагревателя являлись начальными условиями при численном моделировании последующей стадии кипения.

2.2. *Модель спонтанного возникновения паровых пузырьков, их роста и слияния в каверну.* В результате слияния генерируемых и уже растущих пузырей образуется паровая пленка, покрывающая всю поверхность нагревателя. Для определения скорости генерации пузырей с учетом того, что возникшие и растущие пузыри перекрывают часть поверхности нагревателя, уменьшая тем самым вероятность возникновения новых пузырей [4], предложено использовать уравнение

$$\frac{dN}{dt} = SJ(T(t))[1 - \varphi(t)], \quad (2)$$

где параметр

$$\varphi(t) = \frac{1}{S} \int_0^t \frac{dN}{d\tau} \pi [R(t - \tau)]^2 d\tau \quad (3)$$

характеризует часть поверхности нагревателя, которая в момент времени  $t$  покрыта пузырями, т. е. поверхностную концентрацию пузырей. В уравнении (3)  $R(t)$  — зависимость радиуса одиночного пузыря от времени;  $N$  — количество пузырей.

Из теории гомогенного зародышеобразования [8, 9] следует, что внешнее давление и температура жидкости являются основными параметрами, определяющими скорость формирования зародышей  $J$ . В процессе генерации пузырей и их слияния в каверну давление в жидкости вблизи нагревателя изменяется от атмосферного давления  $P_a$  (при малом количестве пузырей) до среднего значения давления пара в пузырях  $P_s$  в момент их слияния  $t = \tau_c$ . Тепловой поток от нагревателя в жидкость (а следовательно, и скорость роста температуры жидкости) изменяется от значения, соответствующего потоку тепла в момент начала кипения  $t = \tau_b$ , до малого значения (поток тепла в паровой слой), соответствующего моменту слияния пузырей и образования паровой каверны  $t = \tau_c$ . Определив таким образом диапазон значений давления и скорости роста температуры в процессе формирования каверны, далее в качестве приближения можно использовать линейную зависимость этих параметров от поверхностной концентрации пузырей  $\varphi(t)$  (см. уравнение (3)):

$$P(t) = P_a + (P_s(\tau_c) - P_a)\varphi(t), \quad (4)$$

$$\frac{dT}{dt}(t) = \left(\frac{dT}{dt}\right)_b (1 - \varphi(t)), \quad T(t) = T_b + \int_{\tau_b}^t \frac{dT}{d\tau}(\tau) d\tau.$$

Здесь  $P(t)$  — давление в жидкости;  $(dT/dt)_b$  — скорость роста температуры жидкости в момент начала кипения.

Зависимость  $R(t)$  в уравнении (3) определялась из численного решения задачи о росте одиночного пузыря в неравномерно нагретой жидкости. Решались уравнения Эйлера динамики идеальной сжимаемой жидкости совместно с уравнением теплопроводности в рамках сферической симметрии [15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r^2}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r^2}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial t} + u \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial r} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial \rho u r^2}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + P) r^2}{\partial r} &= 2rP, & \frac{\partial \rho (e + u^2/2) r^2}{\partial t} + \frac{\partial [\rho u (e + u^2/2) + P u] r^2}{\partial r} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $\lambda$  — теплопроводность;  $e$  — удельная внутренняя энергия;  $P$  — давление;  $u$  — радиальная компонента вектора скорости. Система замыкалась уравнениями состояния  $P = (\gamma - 1)\rho e + C_0^2(\rho - \rho_0)$  для жидкости и  $P = (\gamma - 1)\rho e$  для пара, где  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $\rho_0$  — начальная плотность;  $C_0$  — скорость звука. Внутренняя энергия пара определялась по формуле  $e = c_p T$ .

На межфазной границе пар — жидкость использовался принцип локального термодинамического равновесия. Температуры пара и жидкости на межфазной границе принимались равными температуре насыщения для данного давления  $T_s(P)$ . Давление и температура в паре считались пространственно однородными. Это допущение основывалось на том, что характерные размеры паровых образований  $R$  малы и выполняется условие для тепловой волны  $(a_v \tau_v)^{1/2} > R$ , где  $a_v$  — температуропроводность пара;  $\tau_v$  — характерное время существования парового образования.

Скорость межфазной границы принималась равной скорости жидкости на межфазной границе. Изменение массы пара (испарение-конденсация) определялось удельным потоком массы на межфазной границе

$$j = \frac{1}{L} \left( \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} - \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial n} \right), \quad (6)$$

где  $n$  — нормаль к межфазной поверхности, направленная в жидкость;  $L$  — теплота фазового превращения;  $T_l, T_v, \lambda_l, \lambda_v$  — температура и теплопроводность для жидкости и пара соответственно.

Начальное давление пара в пузыре принималось равным давлению насыщения  $P_s$  при температуре начала образования пузыря  $T_b$ . Начальный радиус пузыря  $R_0$  определяется из условия его зарождения

$$P_s(T_b) - P_a = 2\sigma(T_b)/R_0,$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости.

В предположении, что при генерации парового зародыша нагретый слой жидкости отесняется без перемешивания, в качестве начального распределения температуры в жидкости вокруг пузыря принималось распределение температуры вблизи поверхности нагревателя в момент образования парового зародыша. На внешней границе слоя жидкости использовалось условие равенства тепловых потоков нулю, а давление принималось равным внешнему давлению  $P_a$ .

Решение задачи о росте одиночного пузыря позволяло определить давление, плотность и температуру пара в пузырях в процессе их роста, а также в момент их слияния и образования каверны. В качестве момента времени образования каверны  $t = \tau_c$  принимался момент, в который выполняется условие  $dN/dt = 0$ , т. е. когда в соответствии с уравнением (3) суммарная площадь, занимаемая пузырями, становится равной площади нагревателя  $S$  (или  $\varphi(\tau_c) = 1$ ).

Суммарный объем пузырей (объем каверны  $V_c$ ) к моменту их перекрытия  $t = \tau_c$  определялся по формуле

$$V_c = \int_0^{\tau_c} \frac{dN}{d\tau} \frac{2\pi}{3} [R(t - \tau)]^3 d\tau. \quad (7)$$

Затем с учетом определения полной внутренней энергии пара как идеального газа находилось среднее давление в каверне

$$P_c = \int_0^{\tau_c} \frac{dN}{dt} \frac{2\pi}{3} [R(\tau_c - t)]^3 P(\tau_c - t) dt / \int_0^{\tau_c} \frac{dN}{dt} \frac{2\pi}{3} [R(\tau_c - t)]^3 dt. \quad (8)$$

Система интегродифференциальных уравнений (2)–(8) решалась итерационным методом. Результатом расчетов для заданного потока тепла являлись время формирования паровой каверны  $\tau_c$ , объем каверны  $V_c$ , давление  $P_c$ , температура  $T_c$  и плотность пара в каверне, т. е. начальные условия, определяющие последующий процесс эволюции паровой каверны.

*2.3. Модель роста и коллапса паровой каверны.* Для описания роста каверны, как и при моделировании роста одиночного пузыря, использовалась система уравнений Эйлера динамики идеальной сжимаемой жидкости совместно с уравнением теплопроводности [15]. Начальная форма паровой каверны моделировалась тонким диском, и задача описания ее дальнейшей эволюции решалась в приближении цилиндрической симметрии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r}{\partial t} + \frac{\partial \rho u r}{\partial z} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u r}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + P)r}{\partial z} + \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \rho v r}{\partial t} + \frac{\partial \rho v u r}{\partial z} + \frac{\partial (\rho v^2 + P)r}{\partial r} = P, \\ \frac{\partial \rho (e + |u|^2/2)r}{\partial t} + \frac{\partial [\rho u (e + |u|^2/2) + P u]r}{\partial z} + \frac{\partial [\rho v (e + |u|^2/2) + P v]r}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial t} + u \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial z} + v \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $|u|$  — модуль вектора скорости.

Удельный поток массы на межфазной границе определялся уравнением (6). На границе каверна — нагреватель задавались условие равенства температур и потоков и условие равенства нулю нормальной компоненты скорости. Движение точки на линии контакта жидкость — газ — твердое тело рассчитывалось по изложенному в [15] алгоритму, согласно которому нормальная компонента скорости на этой линии равна нулю, как и для всех точек, находящихся на твердой поверхности, а касательная компонента определяется проекцией вектора скорости движения межфазной границы в малой области вблизи твердой поверхности на эту поверхность. Остальные условия и допущения о температуре пара на межфазной границе, пространственной однородности давления и температуры пара, скорости межфазной границы те же, что и в подп. 2.2 для модели роста одиночного пузыря.

Начальные геометрические размеры и термодинамические параметры паровой каверны получены в результате решения задачи, сформулированной в подп. 2.2 (см. уравнения (2)–(8)). Начальное распределение температуры в жидкости вокруг каверны принималось аналогичным распределению температуры вокруг одиночных пузырей в момент их слияния в каверну. Начальный импульс, переданный в процессе роста пузырей слою жидкости вблизи каверны в нормальном направлении, в линейном приближении принимался равным

$$p_0 = (P(\tau_b) + P(\tau_c))(\tau_c - \tau_b) S_c n.$$

Здесь  $S_c$  — площадь поверхности каверны, граничащей с жидкостью;  $P(\tau_b)$  — давление пара в пузырьках в момент их зарождения;  $P(\tau_c)$  — давление пара в пузырьках в момент их слияния в паровую каверну.

**3. Краткое описание численных процедур и алгоритмов.** Численное решение системы уравнений Эйлера (6), (10) осуществлялось на основе явной консервативной монотонной схемы “распада разрывов”, имеющей первый порядок точности  $O(\tau + h)$ , с использованием метода подвижных сеток, зависящих от градиентов решения [15]. Законы сохранения массы, импульса и энергии выполнялись точно. Численное решение уравнения теплопроводности основано на применении неявной консервативной схемы второго порядка точности  $O(\tau + h^2)$ , в которой баланс тепла также выполнялся точно. Полученная в результате аппроксимации система линейных уравнений решалась методом прогонки. Численное интегрирование осуществлялось методом трапеций.

**4. Сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных данных.** Результаты моделирования стадии прогрета пленочного нагревателя и жидкости до момента начала кипения представлены в работе [14]. Там же показано, что результаты численных расчетов согласуются с экспериментально полученными значениями температуры и моментов времени начала кипения исследуемых жидкостей, реализующегося при тепловых потоках  $q = 10^8 \div 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>.

На рис. 1 показано изменение формы каверны с момента ее формирования до схлопывания при вскипании этанола. На рис. 2 приведены временные зависимости высоты центральной части каверны  $H$  и размера каверны в радиальном направлении  $D$ . Вид-

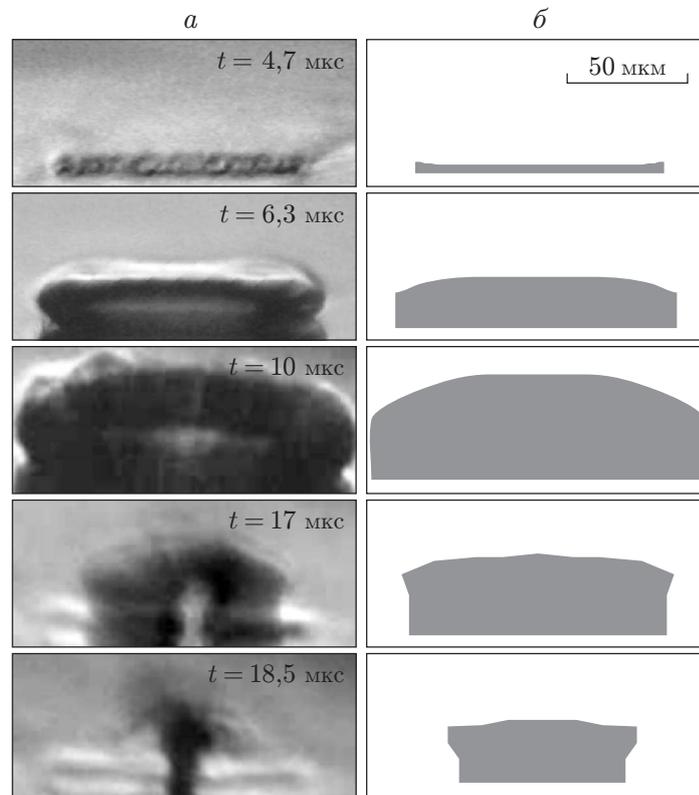


Рис. 1. Изменение формы паровой каверны в процессе эволюции при вскипании этанола ( $q = 3,1 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\tau_h = 4,4$  мкс):

*a* — экспериментальные данные; *b* — результаты численного расчета

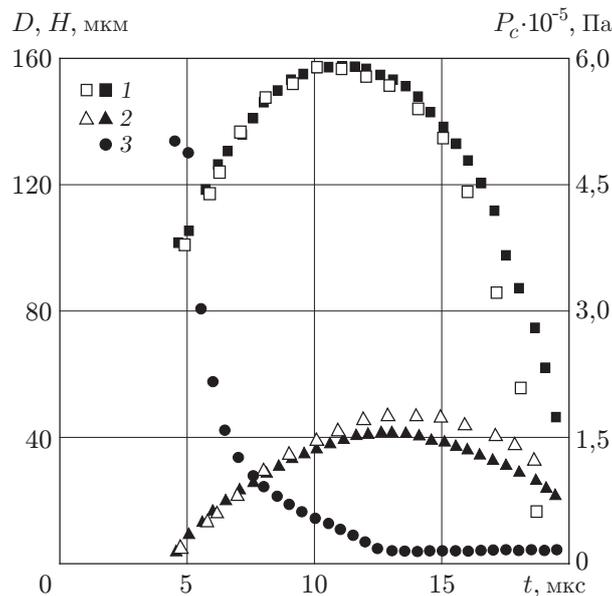


Рис. 2. Изменение размеров каверны (1, 2) и давления пара в каверне (3) в этаноле при ее эволюции ( $q = 3,1 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>,  $\tau_h = 4,4$  мкс):

светлые точки — экспериментальные данные; темные точки — результаты расчета; 1 — размер каверны в радиальном направлении  $D$ ; 2 — высота каверны  $H$ ; 3 — давление пара  $P_c$

но, что результаты численных расчетов согласуются с данными экспериментов. Различия, наблюдаемые на стадии коллапса каверны, по-видимому, обусловлены тем, что при моделировании использовалось приближение, в котором система нагреватель — каверна имела цилиндрическую симметрию. Эксперименты показали, что при вскипании на квадратных нагревателях симметрия формы каверны на поздних стадиях схлопывания нарушается [14]. При этом увеличивается площадь поверхности каверны, что ускоряет наступление коллапса.

На рис. 3 приведены расчетная и экспериментальная зависимости длительности эволюции каверны  $\tau_v = \tau_{cc} - \tau_c$  (времени с момента формирования каверны  $\tau_c$  до ее схлопывания  $\tau_{cc}$ ) от теплового потока. Влияние потока тепла  $q$  на максимальный размер каверны в радиальном направлении  $D_{\max}$  показано на рис. 4. Из представленных данных следует, что результаты расчетов удовлетворительно описывают основные закономерности, наблюдаемые в эксперименте. В частности, результаты экспериментов и численных расчетов показывают, что при увеличении теплового потока максимальные размеры, достигаемые каверной в процессе эволюции, и длительность эволюции каверны уменьшаются (см. рис. 3, 4). Из полученных данных также следует, что максимальные размеры каверны наблюдаются для воды. Кроме того, для воды характерна большая длительность процесса роста и схлопывания каверны.

**5. Обсуждение и выводы.** Результаты расчетов показывают, что при увеличении теплового потока температура жидкости вблизи нагревателя быстрее достигает значений, соответствующих началу гомогенного вскипания (см. уравнение (1) и данные, представленные в работе [14]). Однако при этом уменьшается количество тепла, запасенного в нагретом слое жидкости. При увеличении теплового потока возрастает скорость генерации пузырей. Количество генерируемых пузырей увеличивается, но их размер перед слиянием уменьшается. Вследствие этого уменьшаются начальный объем образовавшейся паровой

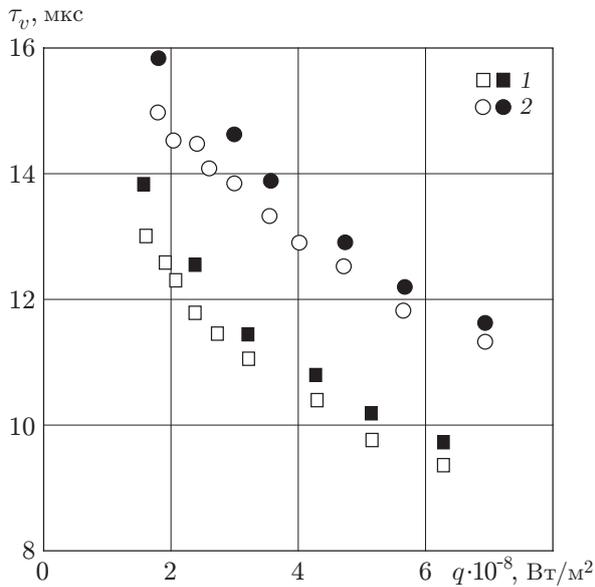


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость длительности эволюции каверны от теплового потока  $q$ : светлые точки — экспериментальные данные; темные точки — результаты расчета; 1 — толуол; 2 — этанол

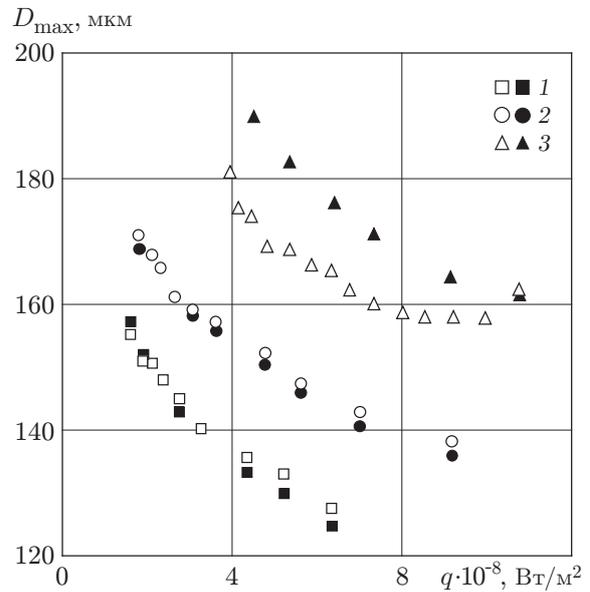


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость максимального размера каверны в радиальном направлении  $D_{\max}$  от теплового потока  $q$ : светлые точки — экспериментальные данные; темные точки — результаты расчета; 1 — толуол; 2 — этанол; 3 — вода

каверны и внутренняя энергия пара. Таким образом, при увеличении теплового потока происходит снижение как внутренней энергии пара в формируемой каверне, так и количества тепла, аккумулированного в жидкости в процессе нагрева. Это приводит к тому, что длительность эволюции каверны и ее максимальный размер уменьшаются (см. рис. 3, 4).

Среди тестируемых жидкостей вода имеет наибольшую температуру начала кипения и максимальные значения теплопроводности и теплоемкости, что способствует аккумуляции значительного количества тепла в жидкости при нагреве. Вода также характеризуется наибольшим давлением насыщенных паров. Несмотря на большую величину скрытой теплоты испарения, отмеченные выше свойства воды обеспечивают значительный рост каверны. В результате при одних и тех же условиях теплового воздействия для воды получены наибольшие значения размеров каверны и длительности ее эволюции по сравнению с другими исследованными жидкостями (см. рис. 3, 4).

Представляют интерес величина и характер изменения давления пара в каверне в процессе эволюции. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчета изменения давления в каверне  $P_c(t)$  на стадиях ее роста и схлопывания при взрывном вскипании этанола. Следует отметить, что начальное давление пара в образовавшейся каверне  $P_c(\tau_c)$  ниже давления насыщенных паров при температуре начала кипения этанола  $P_s \approx 33 \cdot 10^5$  Па ( $T_b = 478$  К) и при увеличении каверны уменьшается. Вследствие инерционности движения жидкости и уменьшения количества тепла, запасенного в слое жидкости вокруг каверны, давление пара в каверне становится ниже атмосферного. Рост каверны прекращается, и начинается ее схлопывание. Скорость движения жидкости увеличивается. Тепло, выделяемое при конденсации, успевает отводиться в жидкость. В результате дав-

ление в каверне остается ниже атмосферного вплоть до заключительной стадии коллапса. Аналогичная закономерность имеет место и для других тестируемых жидкостей.

Таким образом, результаты сопоставления численных расчетов с экспериментальными данными позволяют сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает основные закономерности взрывного кипения жидкостей на пленочных нагревателях, в том числе влияние свойств жидкостей и условий теплового воздействия на длительность процесса и размеры паровых образований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Скрипов В. П.** Метастабильные жидкости. М.: Наука, 1972.
2. **Van Stralen S. J. D.** Boiling phenomena / S. J. D. Van Stralen, R. Cole. N. Y.: McGraw-Hill, 1979. V. 1.
3. **Blander M., Katz J. L.** Bubble nucleation in liquids // *AIChE J.* 1975. V. 21, N 5. P. 833–847.
4. **Павлов П. А.** Расчет теплоотвода от нагревателя к жидкости при флуктуационном вскипании // *Неравновесные фазовые переходы и теплофизические свойства веществ: Сб. науч. тр. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 1996. С. 57–65.*
5. **Asai A.** Three-dimensional calculation of bubble growth and drop ejection in a bubble jet printer // *J. Fluids Engng.* 1992. V. 114. P. 638–641.
6. **Lin L., Pisano A.** Thermal bubble powered microactuators // *Microsyst. Technol. J.* 1994. N 1. P. 51–58.
7. **Yuan H., Prosperetti A.** The pumping effect of growing and collapsing bubbles in a tube // *J. Micromech. Microengng.* 1999. N 9. P. 402–413.
8. **Volmer M.** *Kinetics der Phasenbildung.* Dresden; Leipzig: Steinkopff, 1939.
9. **Avedisian C. T.** Modeling homogeneous bubble nucleation in liquids // *Modelling of engineering heat transfer phenomena.* London: Comput. Mech., 1998. Chap. 11.
10. **Iida Y., Okuyama K., Sakurai K.** Boiling nucleation on a very small film heater subjected to extremely rapid heating // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1994. V. 37. P. 2771–2780.
11. **Yin Z., Prosperetti A., Kim J.** Bubble growth on an impulsively powered microheater // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2004. V. 47. P. 1053–1067.
12. **Zhao Z., Glod S., Poulikakos D.** Pressure and power generation during explosive vaporization on a thin-film microheater // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2000. V. 43. P. 281–296.
13. **Кузнецов В. В., Вассерман Е. С.** Динамика взрывного вскипания на мезопористой поверхности // *Динамика сплошной среды / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики.* 2001. Вып. 117. С. 25–29.
14. **Варламов Ю. Д., Мещеряков Ю. П., Предтеченский М. Р. и др.** Особенности взрывного вскипания жидкостей на пленочном микронагревателе // *ПМТФ.* 2007. Т. 48, № 2. С. 81–89.
15. **Численное** решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.

*Поступила в редакцию 5/IV 2006 г.,  
в окончательном варианте — 7/VI 2006 г.*