

УДК 536.248

ПРИБЛИЖЕННАЯ РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ

А.Н. ПАВЛЕНКО, В.В. ЛЕЛЬ

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

Предложена приближенная физическая модель описания самоподдерживающегося фронта испарения в метастабильной жидкости. Получены расчетные зависимости для определения скорости распространения фронта испарения в условиях нестационарного и квазистационарного законов тепловыделения, а также опытные данные по скорости распространения фронта испарения в азоте на линии насыщения при ступенчатом тепловыделении. На основе аналогии гидродинамической неустойчивости Ландау при горении и кипении жидкостей введен критерий, позволяющий учесть развитие гидродинамических возмущений на межфазной границе при расчете скорости фронта испарения. Опытные данные различных авторов, полученные при квазистационарном и ступенчатом тепловыделении в органических и криогенной жидкостях, удовлетворительно описываются расчетом в рамках модели устойчивого фронта испарения при малых значениях безразмерного удельного теплового потока через межфазную поверхность.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение вскипания сильно перегретой жидкости является важным при описании переходных и кризисных процессов, имеющих место при кипении на тепловыделяющих поверхностях, в задачах “парового взрыва” и т. д. Чрезвычайная сложность взаимосвязанных процессов теплообмена и гидродинамики жидкости у межфазной границы, а также учет возникающей гидродинамической неустойчивости фронта, неравновесности испарения и термокапиллярных эффектов затрудняют их строгое математическое описание.

Впервые явление самоподдерживающегося фронта испарения, распространяющегося вдоль теплоотдающей поверхности с постоянной скоростью в условиях квазистационарного тепловыделения, было обнаружено авторами работы [1]. В последующих исследованиях [2 – 4] был получен большой массив опытных данных по скорости распространения фронта испарения в области низких давлений на цилиндрических нагревателях в органических жидкостях и воде. Кинофотограммы, полученные в указанных работах, показывают, что в исследуемых диапазонах изменения давления и температурного напора межфазная поверхность на фронте испарения жидкости является шероховатой. При этом размер ячеек шероховатости в виде полусферических неоднородностей составляет 0,4 – 1 мм.

Эффект самоподдерживающегося фронта испарения при вскипании жидкости в условиях ступенчатого тепловыделения в азоте и фреоне-113 наблюдался в исследованиях [5 – 9]. Анализ кинофотограмм процесса распространения фронта испарения в условиях нестационарного тепловыделения, приведенный в этих работах, показывает, что в зависимости от режимных параметров межфазная поверхность жидкости — пар может быть либо достаточно гладкой (“распространение парового чулка”, по терминологии Цукамото

[5, 6, 8, 9]), либо существенно деформированной, шероховатой (в форме “кукурузы”, имеющей выпуклые бугорки [7]). Характерный размер этих бугорков и микропузырьков на межфазной поверхности, определенный по данным работы [7], составляет при разных давлениях 0,3 – 0,6 мм.

Опытные данные по скорости распространения фронта испарения в криогенных жидкостях ограничены результатами, приведенными в виде кинофотограмм в [9] для двух значений плотности теплового потока в азоте.

В работах [2, 10, 11] дано модельное описание самоподдерживающегося фронта испарения. В [11] из условий сохранения потоков массы, импульса и энергии в передней критической точке на межфазной поверхности получено расчетное выражение для скорости распространения фронта испарения. Авторы [11] в расчете главного радиуса кривизны фронта испарения использовали соотношение Лапласа, причем перепад давления в этом соотношении определялся из разницы давлений в объеме невозмущенной жидкости и в паре. Давление в паре рассчитывалось по параметрам для передней критической точки с учетом неравновесной теории испарения на плоской межфазной границе. Такая оценка характерного размера в рассматриваемой задаче, дающая величину порядка 1 мкм, не соответствует наблюдаемому в эксперименте значению поперечного размера фронта испарения и размера ячеек шероховатости на межфазной поверхности.

Определение характерного размера фронта испарения по соотношению Лапласа представляется физически необоснованным. Очевидно, что распространение фронта испарения происходит в перегретом тепловом слое у теплоотдающей поверхности, характерная толщина которого имеет существенно больший размер. Так, по оценкам в исследованном диапазоне изменения параметров плотности теплового потока, давления и температурного напора вскипания толщина теплового слоя у теплоотдающей поверхности изменяется в пределах 0,06 – 0,5 мм. Как следует из кинофотограмм распространения самоподдерживающегося фронта испарения в различных жидкостях (азот, органические жидкости, вода, фреон) по данным работ [5 – 9], характерный поперечный размер либо также изменяется в этих пределах, либо превышает их.

Вопрос о механизме возникновения шероховатости на межфазной поверхности в зоне фронта испарения в указанных работах не обсуждался. В связи с этим представляет интерес экспериментальное изучение вскипания сильно перегретой капли бутана [12]. Авторами [12] было показано, что на межфазной поверхности быстро растущего в капле пузыря также возникает шероховатость. В работе впервые выдвинута гипотеза о решающей роли механизма неустойчивости Ландау в развитии этой неустойчивости на межфазной поверхности.

В настоящей работе рассматривается упрощенная модель самоподдерживающегося фронта испарения, распространяющегося в тепловом слое у теплоотдающей поверхности при умеренных числах Якоба. Предлагается метод учета возникающей неустойчивости на межфазной поверхности в зоне фронта испарения при высоких значениях теплового потока через границу.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ

Рассмотрим в первом случае распространение фронта испарения при вскипании жидкости, находящейся на линии насыщения в условиях нестационарного тепловыделения. На момент возникновения первого парового пузыря, инициирующего самоподдерживающийся фронт испарения, у теплоотдающей поверхности в режиме нестационарной теплопроводности формируется тепловой слой (рис. 1), толщина которого может быть определена по соотношению

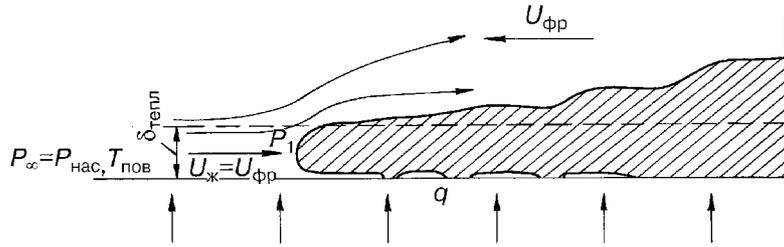


Рис. 1. Схематический вид фронта испарения.

$$\delta_{\text{тепл}} = 2,3\sqrt{a'\tau_{\text{н.к}}} . \quad (1)$$

В системе координат, движущейся с постоянной скоростью $U_{\text{фр}}$ вместе с фронтом испарения, на неподвижный фронт испарения набегают поток перегретой жидкости со скоростью $U_{\text{ж}} = U_{\text{фр}}$. При наблюдаемых в экспериментах значениях скорости распространения фронта испарения $U_{\text{фр}} = 0,45 - 30$ м/с соответствующие значения числа Re , определенные по характерному размеру теплового слоя $Re = \frac{U_{\text{фр}}\delta_{\text{тепл}}}{a'}$, лежат в пределах $10^2 - 10^3$. Согласно [13], в области умеренных чисел Якоба $\tilde{Ja} < 10^2$ в этом диапазоне изменения числа Re теплопередача на межфазной границе определяется конвективным теплообменом в жидкой фазе. При этом для расчета коэффициента теплоотдачи может быть применено решение Левича [14] для потенциального течения жидкости без учета вязкости, полученное с использованием модели квазистационарного теплового пограничного слоя:

$$Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Re^{0,5} . \quad (2)$$

В работе [15] при аналитическом описании теплообмена к движущемуся пузырю было показано, что влияние вязкости на коэффициент теплоотдачи становится существенным при числах Рейнольдса $Re^* < 10^3$. Соответствующие числа Рейнольдса $Re = \frac{U\delta_{\text{тепл}}}{\nu'}$, рассчитанные почти для всех имеющихся в литературе экспериментальных данных по скорости распространения фронта испарения, превышают значения Re^* . Следует отметить, что использование соотношения (2) для расчета теплопередачи к межфазной поверхности в пограничном слое у теплоотдающей поверхности в первую очередь справедливо для жидкостей с малыми числами Прандтля (жидкие металлы).

Используя в качестве характерного масштаба задачи толщину теплового слоя $\delta_{\text{тепл}}$, получим соответствующее выражение для величины теплового потока через межфазную границу:

$$q_{\text{мг}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (T_{\text{н.к}} - \tilde{T}_{\text{нас}}) \left(\frac{\lambda'c'\rho'}{\delta_{\text{тепл}}} \right)^{1/2} U_{\text{фр}}^{1/2} . \quad (3)$$

Проведенные оценки показывают, что в исследуемом диапазоне $\Delta T_{\text{н.к}}$ и P характерная толщина теплового слоя, формируемого при движении фронта перед межфазной поверхностью, $\delta_{\text{тепл}}^* = \frac{\lambda'\Delta T_{\text{н.к}}}{q_{\text{мг}}} \approx 1$ мкм. Эта величина меньше на два порядка значения характерного поперечного размера фронта испарения $l_{\perp} \sim \delta_{\text{тепл}} \approx 100$ мкм, наблюдаемого в экспериментах (по данным [8, 12]).

Условие $\delta_{\text{тепл}}^*/l_{\perp} \ll 1$ означает, что все сопротивление теплопереносу сосредоточено в тонком пограничном слое у межфазной поверхности. Тепловой пограничный слой у тепловыделяющей поверхности как бы “сдвигается” движущимся фронтом испарения. С учетом этого в первом приближении при расчете $q_{\text{м.г}}$ принимается “ударный” температурный профиль с температурным напором $\Delta T_{\text{н.к}}$.

С другой стороны, очевидно, что для фронта испарения, распространяющегося с постоянной скоростью и неизменным во времени профилем межфазной поверхности, можно записать:

$$q_{\text{м.г}} = U_{\text{фр}} \tilde{r} \tilde{\rho}'' . \quad (4)$$

В результате получим

$$U_{\text{фр}} = \frac{4 (T_{\text{н.к}} - \tilde{T}_{\text{нас}})^2 \lambda' c' \rho'}{\pi \delta_{\text{тепл}} \tilde{r}^2 (\tilde{\rho}'')^2} . \quad (5)$$

Для определения эффективных значений температурного напора $(T_{\text{н.к}} - \tilde{T}_{\text{нас}})$, плотности пара $\tilde{\rho}''$ и теплоты парообразования \tilde{r} необходимо вычислить давление P_1 на межфазной границе. В первом приближении для расчета P_1 , как и в работе [11], используется соотношение Бернулли для лобовой точки фронта испарения, справедливое для невязкой жидкости:

$$P_1 = P_{\infty} + \frac{\rho' U_{\text{фр}}^2}{2} . \quad (6)$$

Противодавление в лобовой части “парового чулка” создается в результате преобразования кинетической энергии потока, генерируемого на межфазной границе пара, в энергию давления торможения при диффузорном течении. Далее в “паровом чулке” происходит расширение пара с соответствующим падением давления до $P \sim P_{\text{нас}}$. Это и определяет в значительной мере наблюдаемое в экспериментах различных авторов [5 – 9, 22] дальнейшее утолщение “парового чулка” (см. рис.1). Такая схема представления аналогична процессу расширения газа при истечении из сосуда с повышенным давлением в резко расширяющийся канал (аналогия между истечением газа через отверстие и расширением генерируемого на фронте испарения пара).

Оценки показывают, что при расчете $\tilde{T}_{\text{нас}}$, $\tilde{\rho}''$, \tilde{r} в приближении невозмущенного фронта испарения изменением давления на межфазной границе вследствие капиллярных эффектов $\Delta P_{\text{кап}}$ можно пренебречь. В самом деле, в исследованном диапазоне P_{∞} , $T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}}$ для органических и криогенных жидкостей и фреонов отношение $\frac{\Delta P_{\text{кап}}}{P_1} = \frac{\tilde{\sigma}/\delta_{\text{тепл}}}{P_{\infty} + (\rho' U_{\text{фр}}^2)/2} \leq 0,01$ (где $\tilde{\sigma}$ — коэффициент поверхностного натяжения). Потерей доли динамического напора, связанной с переходом части жидкости в пар, можно пренебречь, так как при малых и умеренных давлениях (при которых наблюдается самоподдерживающееся распространение фронта испарения) $\rho'/\rho'' \gg 1$. Таким образом, для определения скорости распространения фронта испарения необходимо решение системы уравнений (5) и (6). Физически определение $U_{\text{фр}}$ из названной системы уравнений означает, что в процессе распространения фронта испарения устанавливаются такие значения локальной скорости перемещения точек межфазной границы и соответственно давления на фронте, при которых д-

намический напор набегающего потока жидкости $\rho' U_{\text{фр}}^2 / 2$ уравнивается силами реакции отдачи пара $\rho'' (U'')^2 / 2$.

Рассмотрим простейший случай ступенчатого тепловыделения на плоской границе жидкость — твердая стенка. Время до начала кипения может быть определено с учетом аккумуляции части тепла в подложке по зависимости [16]:

$$\tau_{\text{н.к}} = \frac{\pi (T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}})^2 (\kappa' + \kappa_{\text{ст}})^2}{4q^2}.$$

В частности, в области умеренных приведенных давлений $P/P_{\text{кр}}$, где эффективные значения $\tilde{T}_{\text{нас}}$, $\tilde{\rho}''$ слабо отличаются соответственно от $T_{\text{нас}}$, ρ'' , можно получить следующее простое выражение для скорости фронта испарения:

$$U_{\text{фр}} = 0,63 \frac{q (T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}}) \lambda' c' \rho'}{(\kappa' + \kappa_{\text{ст}}) (a')^{1/2} r^2 (\rho'')^2}, \quad (7)$$

которое может быть представлено в безразмерном виде

$$\tilde{U}_{\text{фр}} = 0,63 \text{Ja} \frac{\kappa'}{\kappa' + \kappa_{\text{ст}}}, \quad (8)$$

где

$$\tilde{U}_{\text{фр}} = \frac{U_{\text{фр}}}{U_{\text{пар}}}, \quad \text{Ja} = \frac{c' \rho' (T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}})}{r \rho''}, \quad U_{\text{пар}} = \frac{q}{r \rho''}.$$

Из выражения (8) видно, что скорость распространения самоподдерживающегося фронта испарения прямо пропорциональна скорости парообразования $U_{\text{пар}}$ и числу Якоба Ja.

В случае ступенчатого тепловыделения на нагревателях с конечной толщиной стенки $h_{\text{ст}}$ необходимая для расчета связь между значениями $\Delta T_{\text{н.к}}$ и $\tau_{\text{н.к}}$ может быть найдена из решения сопряженной задачи нестационарной теплопроводности по [17]:

$$T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}} = \frac{2q \sqrt{\tau_{\text{н.к}}}}{\sqrt{\pi \lambda' c' \rho'}} \left[1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau^*}{\tau_{\text{н.к}}}} \left(1 - e^{-\sqrt{\frac{\tau_{\text{н.к}}}{\tau^*}}} \right) \right], \quad (9)$$

где $\tau^* = \frac{4(c_{\text{ст}})^2 (\rho_{\text{ст}})^2 (\delta_{\text{ст}})^2}{\pi \lambda' c' \rho'}$ (для цилиндрических нагревателей $h_{\text{ст}} = D/4$). Для тонких безынерционных проволочек может быть использовано соотношение для временной зависимости температурного напора по [16]:

$$T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}} = \frac{q D E_i \left[-D^2 / (16 a' \tau_{\text{н.к}}) \right]}{4 \lambda'}. \quad (10)$$

Рассмотрим второй случай распространения фронта испарения при квазистационарном тепловыделении. В этих условиях возникновение первого пузыря, инициирующего самоподдерживающийся фронт испарения, происходит в режиме свободной конвекции. Для расчета $\delta_{\text{тепл}}$ в выражении (5) здесь может быть использовано решение [18] для теплового пограничного слоя при развитой турбулентной конвекции:

$$\delta_{\text{тепл}} = 2,88 \left[\frac{a' v'}{(T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}}) \beta' g} \right]^{1/3}. \quad (11)$$

Скорость распространения фронта испарения также определяется при этом из решения системы уравнений (5) и (6). В области умеренных приведенных давлений, учитывая, что $T_{\text{н.к}} - \tilde{T}_{\text{нас}} \approx T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}}$, можно получить:

$$U_{\text{фр}} = 0,44 \frac{(T_{\text{н.к}} - T_{\text{нас}})^{7/3} \left(\frac{(\lambda')^2 (c')^4 (\rho')^4 \beta' g}{\nu'} \right)^{1/3}}{r^2 (\rho'')^2}. \quad (12)$$

Принимая во внимание то обстоятельство, что при развитой турбулентной конвекции плотность теплового потока и температурный напор связаны с отношением

$$q = 0,14 (\lambda' \rho')^{2/3} \left(\frac{c' \beta' g}{\mu'} \right)^{1/3} \Delta T^{4/3},$$

получим выражение для скорости $U_{\text{фр}}$ в безразмерном виде:

$$\tilde{U}_{\text{фр}} = 3,14 \text{Ja}. \quad (13)$$

Из сравнения (8) и (13) видно, что в условиях, когда изменением давления насыщения на межфазной границе можно пренебречь ($\rho' (U_{\text{фр}})^2 / 2 \ll P_{\infty}$, умеренные приведенные давления), зависимости для скорости фронта испарения при нестационарном и стационарном тепловыделении имеют подобный вид. В общем случае система (5) и (6) решалась численным методом последовательных приближений.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ С ОПЫТНЫМИ ДАННЫМИ

В работе получены опытные данные по скорости распространения фронта испарения в азоте при ступенчатом тепловыделении на цилиндрических горизонтально ориентированных нагревателях. Схема экспериментальной установки и подробное описание используемых методик приведены в [19]. Эксперименты проводились в оптическом гелиевом криостате с внутренним диаметром и объемом рабочей ванны соответственно 0,3 м и 60 л. Для исключения теплопритоков криостат имеет дополнительную экранирующую ванну с жидким азотом. Опытные данные получены на проволочном и трубчатом нагревателях из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т. Диаметр проволочного нагревателя $D = 0,3$ мм и длина $l = 70$ мм. Внешний и внутренний диаметры и длина трубчатого нагревателя были равны $D = 0,815$ мм, $d = 0,45$ мм и $l = 100$ мм соответственно. Тепловыделение на образцах осуществлялось при опускании одиночных электрических импульсов постоянного тока с передним фронтом нарастания мощности не более 10^{-3} с и длительностью 10 с. Для исключения влияния предыдущих импульсов тепловыделения на характеристики вскипания жидкости время между импульсами тепла выбиралось не менее 10 мин. Для определения времени до начала кипения $\tau_{\text{н.к}}$ использовался пьезоакустический метод с погрешностью измерения не более 10^{-4} с. Регистрация процесса вскипания жидкости проводилась кинофотосъемкой с применением в высокоскоростной кинокамеры “Пентацет-35” (с частотой кадров до $2 \cdot 10^3$ кадр/с и двукратным увеличением объекта). Скорость распространения фронта испарения определялась времяпролетным методом с погрешностью не более 5 %.

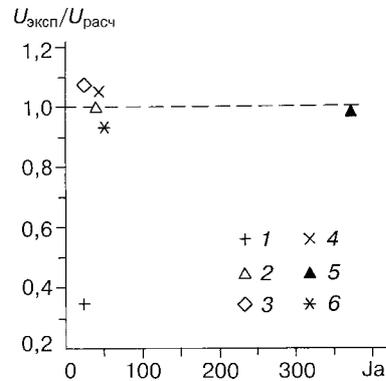
На рис. 2 приведено сравнение результатов расчета по вышеописанной методике с опытными данными, полученными нами и авторами [9] по скорости распространения фронта испарения в азоте при ступенчатом тепловыделении. Видно, что эксперимент удовлетворительно описывается расчетом. Резкое уменьшение скорости распространения фронта испарения относительно расчетного значения наблюдается для тонкого нагревателя ($D = 0,1$ мм) при малом значении температурного напора закипания $\Delta T_{н.к}$ (точка 1, по данным [9]). Анализ кинофотограмм, приведенных в работе [9], показывает, что в данном случае непосредственно за фронтом испарения сплошная паровая пленка распадается и происходит переход к пузырьковому кипению. Как следует из описанных в работе данных, при этом значении плотности теплового потока происходит резкое снижение температуры теплоотдающей поверхности. По нашему мнению, возникновение продольного стока тепла по сечению нагревателя в зону пузырькового кипения в этих условиях может приводить к резкому снижению скорости распространения фронта испарения. Создаются условия, при которых по теплоотдающей поверхности распространяется локализованный тепловой “чулок”, на заднем фронте которого распространяется зона пузырькового кипения. Такие режимы процесса вскипания жидкости экспериментально наблюдались в работах [6, 20]. Для расчета эволюции во времени возникающих при этом локальных очагов пленочного кипения на теплоотдающей поверхности могут быть использованы результаты расчетного исследования [21].

На рис. 3 приведено сравнение опытных данных по скорости фронта испарения при квазистационарном тепловыделении с расчетными зависимостями, полученными на основе вышеописанной модели. Видно, что предложенная модель удовлетворительно описывает опытные данные для органических жидкостей при умеренных значениях температурного напора во всей области изменения давления. Это хорошо видно из сравнения с результатами опытов для этанола (рис. 3, *a*) и бензола (точки 1, 2 и расчетные кривые 5, 6, соответственно на рис. 3, *c*). В то же время при больших значениях температурного напора закипания $\Delta T_{н.к}$ опытные данные лежат выше расчетных зависимостей (точки 3, 4 и соответствующие расчетные кривые 7, 8 на рис. 3, *c*; опытные данные на рис. 3, *d*). Видно, что отличие между расчетом и экспериментом тем больше, чем выше значения $\Delta T_{н.к}$ и $P_{нас}$.

В рамках рассмотренной выше модели межфазная поверхность на фронте испарения принималась гладкой, невозмущенной. Анализ кинофотограмм, приведенных в работах [5 – 9, 22], показывает, что в большинстве случаев межфазная поверхность является шероховатой (за исключением опытных данных для жидкого азота при малых температурных напорах закипания). Возможность влияния возникающих возмущений на интенсивность теплопереноса через межфазную поверхность жидкость — пар отмечалась в экспериментах [12, 23] по исследованию динамики вскипания в перегретых каплях жидкости.

Рис. 2. Сравнение опытных данных по скорости распространения фронта испарения при ступенчатом тепловыделении в насыщенном азоте с расчетом по (5), (6).

Эксперимент: 1, 2 — данные [9], $D = 0,1$ мм, $P_{нас} = 0,1$ МПа (1 — $q = 8,2 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 13$ К, $U_{эксп} = 0,45$ м/с; 2 — $q = 12,8 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 23$ К, $U_{эксп} = 3,3$ м/с); 3 – 6 — данные авторов: 3, 4 — $D = 0,3$ мм, $P_{нас} = 0,1$ МПа (3 — $q = 4,0 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 14$ К, $U_{эксп} = 0,74$ м/с; 4 — $q = 5,5 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 26$ К, $U_{эксп} = 1,8$ м/с); 5, 6 — $D = 0,815$ мм, $d = 0,45$ мм для $P_{нас} = 0,0146$ МПа (5) и 0,1 МПа (6) (5 — $q = 4,12 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 40$ К, $U_{эксп} = 8,1$ м/с; 6 — $q = 8,51 \cdot 10^4$ Вт/м², $\Delta T_{н.к} = 30$ К, $U_{эксп} = 2,7$ м/с).



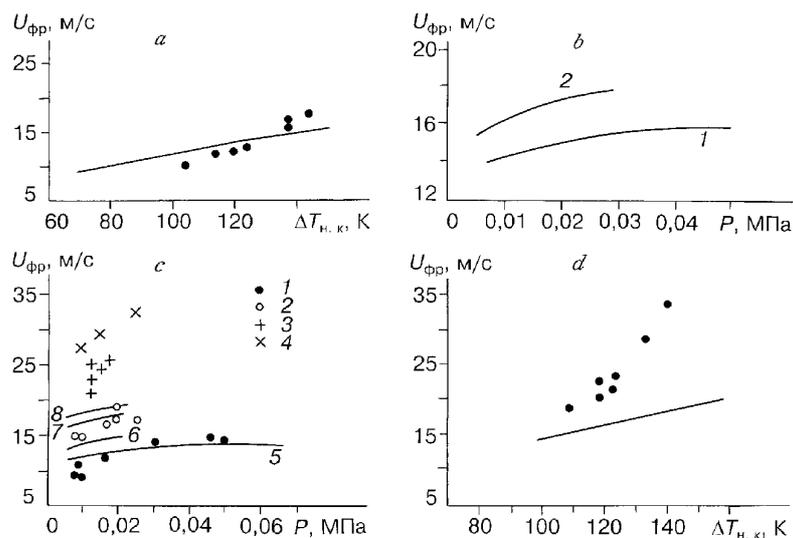


Рис. 3. Сравнение опытных данных [2, 3] по скорости фронта испарения при квазистационарном тепловыделении в органических жидкостях с расчетом по (5), (6).

a, b — этанол: *a* — $P_{\text{нас}} = 6,9 \cdot 10^{-3}$ МПа, линия — расчет по (5), (6), *b* — 1, 2 — расчет по (5), (6) для $\Delta T_{\text{н.к}} = 105$ и 120 К соответственно; *c* — бензол: 1–4 — опытные данные для $\Delta T_{\text{н.к}} = 105, 120, 155, 170$ К соответственно, 5–8 — расчет по (5), (6) для точек 1–4 соответственно; *d* — ацетон ($P_{\text{нас}} = 27,6 \cdot 10^{-3}$ МПа).

Авторами [24] применительно к задаче горения жидких веществ было показано, что при достижении определенных пороговых значений поперечного потока межфазная поверхность теряет свою устойчивость по отношению к гидродинамическим возмущениям. Соответствующая устойчивому режиму испарения предельная величина теплового потока через межфазную поверхность с использованием расчета по [24] может быть вычислена следующим образом:

$$q_{\text{н.л}} = \sqrt{2} \tilde{r} \left(\frac{\tilde{\sigma} g}{\rho' - \tilde{\rho}''} \right)^{1/4} (\rho' \tilde{\rho}'')^{1/2}, \quad (14)$$

здесь индекс \sim указывает на то, что величины $\tilde{\sigma}$, $\tilde{\rho}''$, \tilde{r} должны рассчитываться при давлении P_l на межфазной границе в установившемся режиме распространения фронта испарения. В табл. 1, 2 для ряда веществ приведены результаты расчета величин $\Delta T_{\text{н.к}}^{\text{эф}} = T_{\text{н.к}} - \tilde{T}_{\text{нас}}$, P_l , $q_{\text{н.л}}$ и теплового потока через межфазную поверхность $q_{\text{м.г}}$ по (4) при параметрах P_{∞} , $\Delta T_{\text{н.к}}$, q , соответствующих условиям проведения опытов. Значения $U_{\text{рас}}^{\text{итер}1}$ и $U_{\text{рас}}$ отвечают результатам расчета скорости распространения фронта испарения при первой и конечной итерациях при решении системы уравнений (5), (6). Параметр $\tilde{q}_{\text{м.г}} = q_{\text{м.г}}/q_{\text{н.л}}$ представляет собой безразмерную плотность теплового потока через межфазную границу. Из таблиц видно, что для большинства опытных данных, для которых в работе проводится сравнение с расчетом, величина безразмерного теплового потока $\tilde{q}_{\text{м.г}}$ больше единицы. Это объясняет наблюдаемые в опытах наличие шероховатости (“кукуруза”) на межфазной поверхности в органических жидкостях и достаточно гладкую форму распространяющегося “парового чулка” в криогенных жидкостях при $\tilde{q}_{\text{м.г}} < 1$.

Как следует из [25], в результате потери гидродинамической устойчивости устанавливается режим стабилизации искривленного фронта горения жидкости, аналогом которого является фронт испарения. Этот нелинейный эффект обусловлен различием в развитии выпуклых и вогнутых участков фронта при больших амплитудах возмущения. К сожалению, теория гидродинамической устойчивости [24, 25] не дает ответа о характерном линейном масштабе возмущений, возникающих на межфазной поверхности. Существенную роль в эффекте стабилизации возмущенного фронта испарения, по нашему мнению, также будет вносить неявная обратная функциональная зависимость локальной скорости распространения точек искривленной поверхности от местного давления и (соответственно) эффективного температурного напора $T_{н.к} - \tilde{T}_{нас}$. При обтекании жидкостью локального выступа на межфазной поверхности резко падает локальное значение давления по мере удаления от лобовой точки (как, например, при обтекании цилиндра или сферы). Из анализа системы уравнений (5), (6) следует, что отмеченное выше обстоятельство будет приводить к существенному увеличению температурного напора $T_{н.к} - \tilde{T}_{нас}$ и соответственно к резкому увеличению мгновенной локальной скорости перемещения удаленных от лобовой зоны точек межфазной поверхности. Наличие такого механизма выравнивания искривленной в результате развития мелкомасштабных возмущений межфазной поверхности будет оказывать существенное влияние на динамику развития фронта испарения. Эти рассуждения подтверждают правомерность принятой в данной модели в качестве характерного масштаба фронта испарения l_{\perp} величины $\delta_{гепл.}$. В самом деле, поперечный размер фронта испарения должен определяться шириной той зоны перегретого слоя жидкости у теплоотдающей поверхности, в которой величина эффективного температурного напора $T_{н.к} - \tilde{T}_{нас}$ будет оставаться примерно постоянной. В качестве такой зоны в первом приближении может быть принят слой, имеющий толщину, величина которой может быть рассчитана по соотношениям (1) и (11).

Таблица 1

Зависимость расчетных величин от исходных параметров при нестационарном режиме (для азота)

№	$q \cdot 10^4$, Вт/м ²	p_1 , МПа	p_{∞} , МПа	$\Delta T_{н.к} =$ $= T_{н.к} - T_{нас}$, К	$\Delta \tilde{T}_{н.к} =$ $= T_{н.к} - \tilde{T}_{нас}$, К	$U_{рас}^{итер1}$, м/с	$U_{рас}$, м/с	$q_{н.л}$, МВт/м ²	$q_{м.г}$, МВт/м ²	$\tilde{q}_{м.г}$
1	12,8	0,1	0,1018	14	13,85	2,2	2,13	1,73	1,97	1,14
2	12,8	0,1	0,1034	20	19,71	3,18	2,94	1,75	2,74	1,57
3	12,8	0,1	0,1065	30	29,48	4,68	4,11	1,75	3,96	2,26
4	8,2	0,1	0,1008	14	13,93	1,43	1,41	1,73	1,28	0,74
5	8,2	0,2	0,1025	26	25,93	2,61	2,42	1,73	2,3	1,33
6	8,2	0,1	0,1033	30	29,72	2,99	2,81	1,73	2,62	1,52
7	8,51	0,1	0,1016	20	19,87	2,09	2,02	1,73	1,86	1,08
8	8,51	0,1	0,1031	30	29,74	3,1	2,92	1,75	2,73	1,56
9	4	0,1	0,1002	14	13,98	0,7	0,69	1,73	0,62	0,36
10	4	0,1	0,1008	30	29,99	1,46	1,46	1,7	1,33	0,78
11	5,5	0,1	0,1011	26	25,91	1,75	1,7	1,72	1,57	0,91
12	4,12	0,0146	0,0374	32	26,21	50,23	7,59	1,21	2,93	2,42
13	4,12	0,0146	0,0407	40	33,64	61,85	8,22	1,25	3,43	2,75

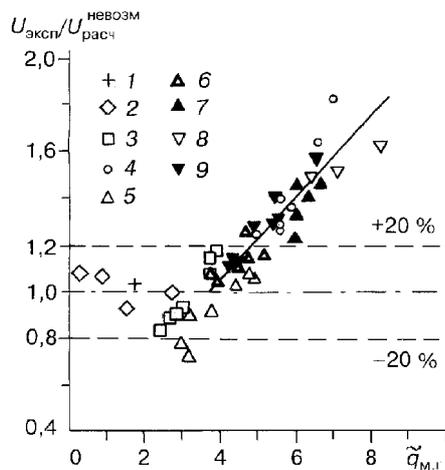
Очевидно, возникновение быстрорастущих мелкомасштабных возмущений на фронте испарения существенно усложнит характер обтекания жидкостью шероховатой межфазной поверхности. По-видимому, распространение различных точек на выпуклых и вогнутых участках искривленной межфазной поверхности на фоне осредненной скорости распространения фронта испарения будет носить нестационарный характер. Из общих соображений ясно, что верхним пределом размера возмущений служит характерный линейный масштаб действия капиллярно-гравитационных сил, т. е. величина капиллярной постоянной $\Lambda = \sqrt{\tilde{\sigma} / g(\rho' - \tilde{\rho}'')}$. Наблюдаемые в рассматриваемых опытах размеры ячеек шероховатости по порядку величины сравнимы с величиной Λ .

Учет влияния коротковолновых возмущений (как наиболее быстро растущих и опасных) на скорость распространения фронта испарения проведем следующим образом. Будем считать, что величины нормальных скоростей распространения невозмущенного фронта испарения $U_{\text{фр}}^{\text{невозм}}$ и искривленного фронта испарения $U_{\text{фр}}^{\text{возм}}$ связаны между собой зависимостью

$$U_{\text{фр}}^{\text{возм}} = U_{\text{фр}}^{\text{невозм}} f, \quad (15)$$

где f — неизвестная функция, учитывающая динамику распространения различных точек криволинейного фронта испарения. Такой метод расчета был предложен и использован впервые Маркштейном [25] при описании скорости распространения искривленного фронта горения жидкости. Очевидно, что получить явный вид функции f на основе теоретического анализа весьма затруднительно. Однако для ее нахождения в неявном виде может быть использована следующая обработка имеющихся экспериментальных данных. Примем, что относительное увеличение скорости распространения возмущенного фронта испарения по отношению к скорости распространения невозмущенного фронта $U_{\text{фр}}^{\text{возм}} / U_{\text{фр}}^{\text{невозм}}$ в итоге является функцией одного безразмерного параметра $\tilde{q}_{\text{м.г}} = q_{\text{м.г}} / q_{\text{н.л}}$. Величина $\tilde{q}_{\text{м.г}}$ характеризует степень превышения плотности теплового потока через межфазную границу относительно порогового значения устойчивого состояния фронта испарения, и именно эта величина определяет относительную скорость роста мелкомасштабных возмущений.

На рис. 4 представлено обобщение экспериментальных данных, полученных при квазистационарном и нестационарном законах тепловыделения.



Видно, что до значений безразмерного теплового потока через межфазную границу $\tilde{q}_{\text{м.г}} \leq 4$ опытные данные удовлетворительно описываются рас-

Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных при квазистационарном и ступенчатом законах тепловыделения с расчетом по системе уравне-

ний (5), (6) для $U_{\text{рас}}^{\text{невозм}}$

1, 2 — ступенчатое тепловыделение в насыщенном азоте (опытные данные [9] и настоящей работы соответственно); 3 – 9 — опытные данные авторов [2, 3]: 3 — этанол ($P_{\text{нас}} = 6,9 \cdot 10^{-3}$ МПа), 4 — ацетон ($P_{\text{нас}} = 27,6 \cdot 10^{-3}$ МПа), 5 – 8 — бензол при $\Delta T_{\text{н.к}} = 105, 120, 155, 170$ К соответственно (данные при разных давлениях), 9 — бензол при $P_{\text{нас}} = 9,8 \cdot 10^{-3}$ МПа (данные при разных температурных напорах). Сплошная линия — расчет по (16).

четом в рамках рассмотрения невозмущенного фронта испарения. В зоне больших значений параметра ($\tilde{q}_{м.г} > 4$) все имеющиеся опытные данные, полученные при изменении давления и температурного напора для различных жидкостей, обобщаются линейной зависимостью

$$U_{\text{эксп}}^{\text{возм}} = U_{\text{рас}}^{\text{невозм}} (0,17\tilde{q}_{м.г} + 0,36), \quad (16)$$

здесь $U_{\text{рас}}^{\text{невозм}}$ — решение системы уравнений (5), (6) для скорости распространения невозмущенного фронта испарения. Полученная эмпирическая зависимость может быть рекомендована для описания величины скорости распространения фронта испарения при больших числах Якоба.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, использование предложенной в работе приближенной модели описания распространения фронта испарения в тепловом слое у теплоотдающей поверхности при квазистационарном и нестационарном законах тепловыделения показало, что в области малых приведенных давлений в жидкости при фиксированных значениях температурного напора увеличение давления приводит к слабому изменению скорости распространения фронта. Это связано с существенным влиянием динамического напора жидкости, набегающей на фронт испарения, на температуру насыщения на межфазной поверхности и соответственно на скорость распространения границы. Удовлетворительное согласие результатов расчета и опытных данных разных авторов, полученных для различных жидкостей в широком диапазоне изменения давления и температурного напора, подтверждает достоверность предложенной расчетной методики.

На основе сравнения расчета с экспериментом показано, что возникающая неустойчивость межфазной поверхности приводит к резкому увеличению скорости распространения фронта испарения. При значениях безразмерного теплового потока через межфазную поверхность $\tilde{q}_{м.г} \leq 4$ скорость распространения границы может быть описана в приближении невозмущенного гладкого фронта испарения. При больших значениях параметра $\tilde{q}_{м.г}$, соответствующих большим числам Якоба, для учета влияния быстрорастущих мелкомасштабных возмущений на скорость распространения фронта испарения предложена простая эмпирическая зависимость.

В целях детального выявления динамики развития искривленного фронта испарения и формирования ячеистых структур необходимо проведение визуализации процесса распространения межфазной поверхности с временным разрешением порядка 1 мкс. Для изучения механизма развития неустойчивости на фронте испарения необходима постановка систематических экспериментальных исследований по динамике распространения фронта испарения при изменении величины ускорения и направления действия массовых сил.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

a — коэффициент теплопроводности, м²/с;
 c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);
 D — внешний диаметр нагревателя, м;
 d — внутренний диаметр нагревателя, м;
 g — ускорение свободного падения, м/с²;
 P — давление, МПа;
 T — температура, К;
 U — скорость, м/с;

q — плотность теплового потока, Вт/м²;
 r — теплота парообразования, Дж/кг;
 λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 Ja — число Якоба;
 Nu — число Нуссельта;
 $\rho \kappa = \sqrt{\lambda c_p}$ — коэффициент тепловой аккумуляции (Вт·с^{1/2})/(м²·К);
 δ — толщина, м;

h — толщина нагревателя, м;
 l — длина, м;

τ — время, с;

ИНДЕКСЫ

' — жидкость;
" — пар;
~ — эффективное значение величины;
возм — возмущенный фронт;
невозм — невозмущенный фронт;
м.г — межфазная граница;
н.к — начало вскипания;
н.Л — неустойчивость Ландау;
фр — фронт испарения;

нас — линия насыщения;
тепл — тепловой слой;
ст — стенка;
 ∞ — невозмущенное состояние;
хар — характерный;
кр — критический;
эксп — экспериментальная величина;
рас — расчетная величина;

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авксентюк Б. П., Бобрович Г. И., Кутателадзе С. С., Москвичева В. Н. О вырождении режима пузырькового кипения в условиях свободной конвекции // Журн. прикл. механики и техн. физики. — 1972. — № 1. — С. 69 – 72.
2. Авксентюк Б.П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Динамика вскипания жидкости в области высоких перегревов // Материалы Всесоюз. конф. “Теплообмен в парогенераторах”. — Новосибирск, ИТ СО РАН, 1988. — С. 304 – 308.
3. Авксентюк Б.П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Самоподдерживающийся фронт вскипания // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1989. — № 2, вып. 2. — С. 17 – 23.
4. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. О динамике парообразования в воде // Сиб. физ.-техн. журн. (Изв. СО РАН). — 1992. — № 1. — С. 3 – 9.
5. Tsukamoto O. and Uyemura T. Observation of bubble formation mechanism of liquid nitrogen subjected to transient heating // Adv. Cryogenic Eng. — 1980. — Vol. 25. — P. 476 – 482.
6. Павленко А. Н., Чехович В. Ю. Кризис теплоотдачи при нестационарном тепловыделении в криогенной жидкости // Материалы Всесоюз. шк. “Современные проблемы теплофизики”. — Новосибирск: Изд. ИТ СО РАН, 1984. — С. 5 – 15.
7. Павленко А. Н., Чехович В. Ю. Исследование кризиса теплоотдачи при нестационарном тепловыделении // Кипение и конденсация. — Новосибирск: Изд. ИТ СО РАН, 1986. — С. 66 – 85.
8. Okuyama K., Kozawa Y., Inoue A. et al. Transient boiling heat transfer characteristics of R113 at large stepwise power generation // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1988. — Vol. 31, No. 10. — P. 2161 – 2174.
9. Okuyama K., Iida Y. Transient boiling heat transfer characteristics of nitrogen (bubble behavior and heat transfer rate at stepwise heat generation) // Ibid.— 1990. — Vol. 33, No. 10. — P. 2065 – 2071.
10. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. Самоподдерживающийся фронт вскипания и кризисы теплообмена // I Всесоюз. семинар “Кризисы теплообмена при кипении”: Тез. докл. — Новосибирск: Изд. ИТ СО РАН, 1989. — С. 10 – 12.
11. Avksentyuk B. P. Nonequilibrium model of an evaporation front // Rus. J. Eng. Thermophys. — 1995. — Vol. 5, No. 1. — P. 1 – 8.
12. Shepherd I. E. and Sturtevant B. Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid Mech. — 1982. — Vol. 121. — P. 379 – 402.
13. Gumerov N. A. The heat and mass transfer of a vapor bubble with translatory motion at high Nusselt numbers // Int. J. of Multiphase Flow. — 1996. — Vol. 22, No. 2. — P. 259 – 271.
14. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. — М.: Физматгиз, 1959. — 699 с.
15. Гупало Ю. П., Полянин А. Д., Рязанцев Ю. С. Массо- и теплообмен при взаимодействии частиц с потоком. — М.: Наука, 1985. — 570 с.
16. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1964. — 488 с.
17. Borishanskiy V., Fokin B. S. Onset of heat transfer crisis with unsteady increase in heat flux // Heat Transfer. — Sov. Res. — 1969. — Vol. 1, No. 5. — P. 1 – 55.
18. Леонтьев А. И., Кирдяшкин А. Г. О возникновении паровой фазы на горизонтальной поверхности нагрева // Инж.-физ. журн. — 1969. — Т. 16, № 6. — С. 1110 – 1115.
19. Pavlenko A. N., Chekhovich V. Yu. Heat transfer crisis at transient heat release // Rus. J. Eng. Thermophys. — 1991. — Vol. 1, No. 1. — P. 73 – 92.
20. Жуков С. А., Барелко В. В. Динамические и структурные особенности процессов распада метастабильного режима однофазной конвективной теплопередачи и формирования пузырькового кипения. — Черногловка, 1987. — 30 с. — (Препр. / АН СССР. ОИХФ).
21. Pavlenko A. N., Chekhovich V. Yu., Starodubtseva I. P. Study of propagation dynamics for the site of film regime boiling // Rus. J. Eng. Thermophys. — 1994. — Vol. 4, No. 4. — P. 323 – 347.
22. Авксентюк Б. П. Самоподдерживающийся фронт вскипания и кризисы теплообмена: Дис. ... д-ра техн. наук. — Новосибирск, 1991. — 391 с.

23. **Frost D. L.** Dynamics of explosive boiling of a droplet // *Phys. Fluids*. — 1988. Vol. 31, No. 9. — P. 2554–2561.
24. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** *Механика сплошных сред*. — М.: Гостехиздат, 1944. — 788 с.
25. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** *Математическая теория горения и взрыва*. — М.: Наука, 1980. — 478 с.

*Статья поступила в редакцию 12 апреля 1997 г.,
в доработанном виде — 9 февраля 1998 г.*

Таблица 2

Зависимость расчетных величин от исходных параметров при квазистационарном режиме

№ п/п	p_1 , МПа	p_2 , МПа	$\Delta T_{н.к} =$ $= T_{н.к} - T_{нас}, \text{ К}$	$\Delta \tilde{T}_{н.к} =$ $= T_{н.к} - \tilde{T}_{нас}, \text{ К}$	$U_{рас}^{тепл}, \text{ м/с}$	$U_{рас}, \text{ м/с}$	$q_{н.л}, \text{ МВт/м}^2$	$q_{м.г}, \text{ МВт/м}^2$	$\tilde{q}_{м.г}$
Бензол									
1	0,0053	0,06021	105	46,8	6086	11,4	2,83	8	2,82
2	0,0215	0,0911	105	65,2	544	13,2	3,26	13,7	4,21
3	0,0467	0,1196	105	76,5	146	13,5	3,54	17,1	4,83
4	0,0053	0,076	120	56,2	8785	13	3,02	10,9	3,59
5	0,0215	0,109	120	74,6	765	14,8	3,44	16,95	4,92
6	0,0053	0,113	155	78,25	16829	16	3,492	18,2	5,21
7	0,0215	0,148	155	99,2	1483	18	3,795	26,82	7,06
8	0,0053	0,136	170	87,06	21428	18,1	3,795	22,26	5,87
9	0,0215	0,165	170	110	1878	19,2	3,969	31,7	7,98
10	0,0098	0,0482	77	37,57	902	9,8	5,24	5,31	2,09
11	0,0098	0,0797	120	67,1	2593	13,2	3,06	12,4	4,05
12	0,0098	0,0984	135	75,34	3051	14,6	3,315	15,01	4,53
13	0,0098	0,1247	170	102,3	6057	17,2	3,61	23,61	6,54
Ацетон									
14	0,025	0,0988	98,4	63,57	2572	14,1	3,53	15,35	4,36
15	0,025	0,1195	118,4	78,47	3993	16,2	3,432	21,16	5,59
16	0,025	0,1642	158,4	108,8	4982	20,1	4,23	35,11	8,3
Этанол									
17	0,007	0,0386	60	28,53	1462	9	3,775	4,899	1,28
18	0,007	0,063	93,8	47,48	4377	12,1	4,597	11,344	2,46
19	0,007	0,0761	108,8	55,9	6686	13,4	5,252	15	2,86
20	0,007	0,0901	132	72,8	11911	14,49	5,792	22,73	3,92
21	0,007	0,0999	150	87	17825	16	6,18	30,96	5,01