

UDC 536.423

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ КРИЗИС КИПЕНИЯ, ТЕОРИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

П.А. Павлов

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

В определенных режимах интенсивного пристеночного парообразования кризис кипения оказывается следствием термодинамической неустойчивости жидкости. Впервые на возможность термодинамического кризиса кипения (ТКК) обратил внимание В.П. Скрипов [1]. Он пытался отождествить температуру кризиса со спинопалью жидкости. Гипотеза В.П. Скрипова о ТКК стала актуальной, когда в связи с прикладными задачами, появился интерес к процессам нестационарного теплосъема. В опытах автора выяснено, что при ТКК быстрый переход от контакта нагревателя с жидкостью к контакту с паром происходит вследствие флуктуационного рождения пузырьков и их объединения в паровую пленку [2-4]. Режим ТКК является частным случаем ударного режима кипения (УР), который не ограничивается пристеночным парообразованием. Главным признаком УР является высокая частота рождения пузырьков ($>10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$), поэтому ТКК наблюдается в процессах быстрого парообразования при скорости разогрева выше 1К/мкс. В эмульсиях с легкокипящей дисперсной фазой необходимая локальная частота зародышеобразования может достигаться в квазистационарных процессах.

МОДЕЛЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО КРИЗИСА КИПЕНИЯ

Термодинамический кризис кипения (ТКК) наблюдается только в режимах быстрого роста температуры нагревателя, при этом роль конвективного переноса тепла на смоченной части стенки несущественна. Без информации о плотности центров кипения невозможен расчет переходного процесса от смоченной к сухой стенки. Строгий расчет числа жизнеспособных пузырьков дает теория флуктуационного зародышеобразования. Однако применимость этой теории ограничена только так называемыми ударными режимами кипения (УР), когда роль готовых центров кипения пренебрежимо мала. Для полного расчета термодинамического кризиса достаточно иметь справочные сведения о термодинамических свойствах теплоносителя. В настоящее время точный расчет невозможен из-за неполноты знаний о геометрических характеристиках межфазной поверхности и закономерностей теплопереноса к линии смачивания ЛС (линия трёхфазного контакта, three-phase-contact-line).

Введем удельную объемную частоту гомогенного флуктуационного зародышеобразования $J(T)$, как функцию температуры жидкости. Ее можно аппроксимировать следующей формулой

$$J(T) = J_p \cdot \exp((T - T_p)G_T), \quad (1)$$

где J_p - удельная частота зародышеобразования при температуре привязки T_p , коэффициент G_T рассчитывается по теории нуклеации [2] и при дальнейших вычислениях принимается постоянным. В качестве температуры привязки удобно брать температуру рождения первого пузырька флуктуационного происхождения (т.н. температуру дос-

тижимого перегрева). В режиме быстрого пристеночного вскипания подавляющее число пузырьков возникает около нагревателя, поэтому целесообразно ввести пристеночную частоту зародышеобразования $I(T)$ по формуле

$$I(T(y)) = \int_0^y J(T(z)) dz = J(T(0)) \frac{1 - \exp[-|\partial T / \partial y| G_T y]}{|\partial T / \partial y| G_T}, \quad (2)$$

где y - координата нормальная к поверхности нагревателя. Предполагаем, что смачиваемость материала нагревателя полная, поэтому не учитываем вклад гетерогенного зародышеобразования. В условиях, обеспечивающих ударный режим кипения, для радиуса парового пузырька R^* , вносящего максимальное тепловое возмущение, справедливо неравенство $|\partial T / \partial y| G_T R^* \gg 1$. На этом основании в модели кризиса постулируется, что все существенные в процессе теплосъема пузырьки, «сидят» на стенке. Теперь пристеночную частоту зародышеобразования можно записать как функцию температуры поверхности нагревателя:

$$I(T) = I_p \cdot \exp[(T - T_p) G_T] \approx J(T(0)) [G_T |\partial T / \partial y|_{y=0}]^{-1}. \quad (3)$$

Стадия парообразования при высоких перегревах весьма быстротечна, поэтому при расчёте динамики роста пузырька перестройкой поля температуры жидкости вдали от пузырька пренебрегаем. Коэффициент $[|\partial T / \partial y| G_T]^{-1}$ в формуле (3) на этом основании считаем постоянным. Все дальнейшие упрощения будут делаться с учетом этого обстоятельства без дополнительного пояснения.

Отдельные пузырьки имеют полусферическую форму и до формирования сплошной паровой пленки не успевают изменить свое положение и форму из-за действия капиллярных сил (рис.1). Такую геометрическую модель подтверждают многочисленные опыты по импульсному перегреву жидкости при положительных давлениях [3].

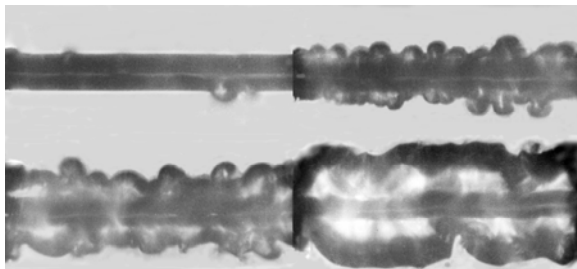


Рис.1. ТКК этилового спирта при атмосферном давлении. Темп разогрева 2К/мкс., температура проволоочки на мгновенных снимках нарастает от 470К до 490К. Температура равновесного кипения 351К.

Число пузырьков на единице поверхности нагревателя можно рассчитать через пристеночную частоту флуктуационного зародышеобразования:

$$n(t) = \int_0^t I(T(t')) dt'. \quad (4)$$

Здесь отсчет времени удобно начать от момента рождения первого флуктуационного пузырька. Такой подход оправдывается в связи с отсутствием памяти у процесса спонтанного зародышеобразования. В формуле (4) не учтена «потеря» пузырьков из-за формального рождения на экранированной паром площади нагревателя («сухой» площади), поэтому величина $n(t)$ фиктивная. В общем случае необходимо учитывать взаимное влияние пузырьков. Упрощено взаимодействие пузырьков сводится к геометрическому объединению их «сухих» пятен с сохранением сферической формы вне области пересечения. Это приводит к следующему интегральному уравнению для площади, покры-

той паром, на единицу площади поверхности нагревателя [5]:

$$S(t) = \int_0^t I(T(t')) \cdot s(t, t') [1 - S(t')] dt' \quad (5)$$

Здесь $s(t, t')$ - площадь, приписываемая одному реально возникшему в момент времени t' пузырьку и растущему до момента наблюдения t , с учетом взаимодействия с соседями. Если пересечений с соседними пузырьками нет, то эта площадь дается степенной функцией

$$s_0(t, t') = \tilde{s} \cdot (t - t')^{2k}. \quad (6)$$

Предположим, что температура поверхности нагревателя меняется с постоянной скоростью \dot{T} . Такое предположение не снижает круг применимости теории, так как за время формирования сплошной паровой пленки тепловой режим металлического нагревателя не успевает заметно измениться. Из опытов следует, что линеаризация температуры вполне допустима. После замены в уравнении (5) функции $s(t, t')$ на функцию $s_0(t, t')$ получим уравнение, решение которого известно [6]. Ограничимся решением для пузырьков, рост которых сдерживается теплоподводом. Как известно, в этом случае $k = 1/2$. Решение уравнения дается формулой

$$S(t) = 1 - \pi \frac{\sqrt{I_p \tilde{s}}}{A} \left[Y_0(2\sqrt{S_0}) J_1 \left(2 \frac{\sqrt{I_p \tilde{s}}}{A} \right) - J_0(2\sqrt{S_0}) Y_1 \left(2 \frac{\sqrt{I_p \tilde{s}}}{A} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь введены функции Бесселя $J_i(z)$ и функции Неймана $Y_i(z)$, $A = G_T \dot{T}$,

$$S_0(t) = \int_0^t I(T(t')) \cdot s_0(t, t') dt' = \frac{\Gamma(1+2k)}{A^{1+2k}} \tilde{s} I(T(t)) = \Gamma(1+2k) \frac{n(t) \tilde{s}}{A^{2k}}, \quad (8)$$

где $\Gamma(k)$ - Гамма-функция; поверхностная плотность фиктивных пузырьков $n(t)$ рассчитывается по формуле (4). Функция $S_0(t)$ имеет смысл зависимости сухой площади от времени без учета взаимодействия пузырьков. При значении $k = 1/2$ получаем $S_0(t) = I_p \tilde{s} A^{-2} \exp(At)$. В формуле (5), учтено важное обстоятельство, по которому новые пузырьки не могут родиться на сухой площади. К сожалению, здесь полностью игнорируется уменьшение сухой площади, принадлежащей избранному пузырьку, из-за «наползания» на нее соседей.

Запишем производную по времени наблюдения от относительной сухой площади:

$$\frac{dS(t)}{dt} = \int_0^t I(T(t')) \frac{ds(t, t')}{dt} [1 - S(t')] dt'. \quad (9)$$

Вид уравнения для скорости роста площади сухого пятна под пузырьком с учетом взаимодействия с соседями определяется деталями процесса слияния пузырьков. Эта скорость зависит от скорости роста площади сухого пятна без учета взаимодействия с соседями $ds_0(t, t')/dt$ и от конфигурации общей сухой площади. В простейшем варианте

$$ds(t, t')/dt = [1 - S(t)] [1 - S(t')]^{-1} \cdot ds_0(t, t')/dt. \quad (10)$$

Здесь функция $s_0(t, t')$ рассчитывается по формуле (6). Предполагается, что вероятная реальная скорость роста сухой площади под пузырьком уменьшается за счет финального общего осушения. Однако, такая коррекция превышает необходимую, дополни-

тельная операция деления на текущую смоченную площадь дает результат ближе к опытному. В этом случае решение уравнения (9) дается следующей формулой:

$$S(t) = 1 - \exp[-S_0(t)]. \quad (11)$$

Эта формула совпадает с известной формулой Колмогорова, полученной статистическим методом для кристаллизации [7].

На рис. 2 приведены значения удельной сухой площади как функции обезразмеренного числа зародышей $N = n(t)\bar{s}/A$ при $k=1/2$. Удельное число зародышей $n(t)$ сосчитано по формуле (4) и поэтому не учтена вероятность их потери из-за случайного рождения на сухой площади. Кривая 1 соответствует расчету без учета взаимодействия между пузырьками (формула 8). Кривые 2 и 3 рассчитаны соответственно по формулам (7) и (11). Из рис.2 видно, что учет невозможности зародышеобразования на сухом месте незначительно уменьшил результат примитивного расчета по формуле (8). При достижении числа $N=1,56$ наблюдается полное осушение стенки. Межпузырьковое взаимодействие значительно уменьшает скорость покрытия стенки паром. Компьютерное моделирование покрытия стенки пузырьками показало [8], что результаты моделирования при $k=1/2$ практически совпадают с расчетами по формуле (11). При этом экспериментальная доля сухой площади оказывается незначительно (до 10%) ниже рассчитанной по формуле (11). Погрешность расчета сухой площади по формуле (11) уменьшается с ростом k . Формула (11) оказывается точной для релейевских пупырьков ($k=1$).

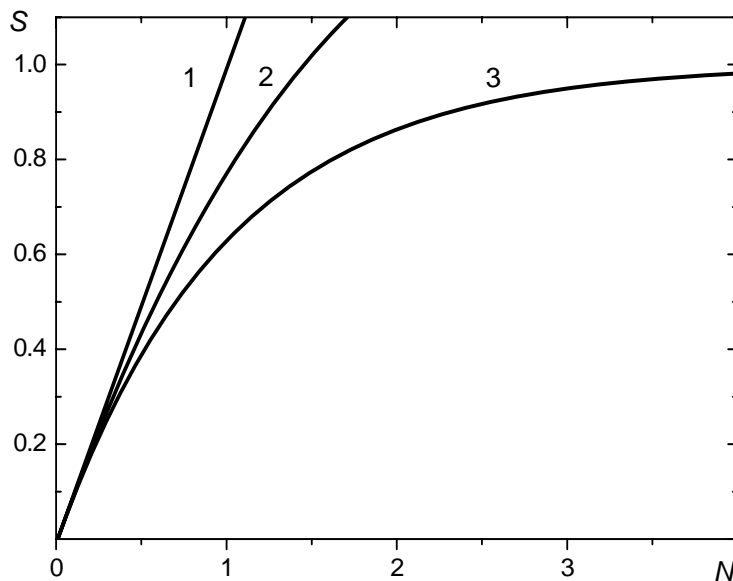


Рис. 2. Зависимость удельной сухой площади от обезразмеренного числа фиктивных пузырьков $N = n(t)\bar{s}/A$ при $k=1/2$. Линия 1 – без учета взаимодействия пузырьков (формула (8)); 2 – с учетом исключения сухой площади при зародышеобразовании (формула (7)); 3 – учет взаимодействия пузырьков (формула (11)).

Второй важной геометрической характеристикой термодинамического кризиса кипения является длина линии смачивания. Аналогично предыдущему результату запишем формулу для длины линии смачивания на единице поверхности нагревателя:

$$L(t) = [1 - S(t)]L_0(t); \quad L_0(t) = \int_0^t I(T(t')) \frac{ds_0(t, t')}{dr(t, t')} dt'. \quad (12)$$

После подстановки формул (3) и (6) в последнюю формулу (12) получаем длину линии смачивания без учета перекрытия пузырьков:

$$L_0(t) = 2\Gamma(1+k) A^{-(1+k)} \sqrt{\pi\bar{s}} I(T(t)). \quad (13)$$

На стадии формирования парового чулка длина линии смачивания проходит через максимальное значение. Исследование функций (12) и (13) показывает, что максимальная длина линии смачивания получается при $S_0(t) = 1$ и частоте пристеночного зародышеобразования

$$I_m(t) = A^{1+2k} / [\tilde{s} \Gamma(1+2k)]. \quad (14)$$

При этом максимальное значение удельной длины линии смачивания оказывается равной

$$L(t)_{\max} = A^k \frac{2\Gamma(1+k)}{e \cdot \Gamma(1+2k)} \sqrt{\frac{\pi}{\tilde{s}}}. \quad (15)$$

В опытах по пристеночному взрывному вскипанию при отрицательных давлениях на тонких нитях-нагревателях [9] пузырьки на стадии существенного теплового возмущения оказываются «нанизанными» на нить как бусинки. Это объясняется высокой скоростью роста релеевских пузырьков. В одномерном случае, когда зародышеобразование идет на достаточно тонкой нити, удельную сухую площадь в (5) нужно заменить на удельную «сухую» длину нити. Площадь занятую пузырьком $s(t, t')$ нужно заменить сухой длиной под пузырьком, с соответствующей корректировкой формулы (6). Стадией охвата нити пузырьком можно пренебрегать, если скорость роста диаметра пузырька больше, чем $\pi I(t) d^3$ (d - диаметр нити). После очевидных переобозначений формул (7,9,11) они становятся применимы для ТКТ на нитях. В КТК на нитях на один отдельный пузырек приходится постоянная длина линии смачивания равная $2\pi d$. Следовательно, в формулу (12) вместо длины окружности $ds_0(t, t') / dr(t, t')$ следует подставить $2\pi d$.

ТЕПЛОПЕРЕНОС НА СТАДИИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО КРИЗИСА

Сток тепла обеспечивает ближайшая окрестность линии смачивания (three-phase-contact-line). Упрощено взаимодействие пузырьков сводится к геометрическому объединению их «сухих» пятен [10]. В результате формируются «сухая» часть $S(t)$ площади нагревателя и сеть линии смачивания (ЛС) с удельной (на единице площади нагревателя) длиной $L(t)$. Достаточно простой вариант теории теплообмена получается введением погонной (на ед. длины ЛС) плотности теплового потока от нагревателя к ЛС $\bar{q}(t)$. После "расщепления" плотностей теплового потока в жидкость q' и к ЛС $\bar{q}(t)$ плотность теплового потока от нагревателя в момент времени t можно записать в виде:

$$q(t) = (1 - S(t))q' + \int_0^t L(t, t') \bar{q}(t') dt' \approx (1 - S(t))q' + \bar{q}(t_m)L(t), \quad (16)$$

$$L(t, t') = I(T(t')) \frac{ds(t, t')}{dr(t, t')} [1 - S(t')]. \quad (17)$$

Предполагается, что температура монотонно растет со временем [11]. Важной геометрической характеристикой нестационарного кризиса является функция $L(t, t')$.

Она имеет смысл распределения удельной длины линии смачивания по "возрасту" ее участков. Замечательно, что эта функция имеет пик при текущем времени

$$t' = t - k / A \equiv t_m. \quad (18)$$

В опытах по импульсному перегреву жидкостей $tA \gg 1$, поэтому основной вклад в парообразование дают «молодые» пузырьки. Этот факт использован для перехода к приближенному равенству в формуле (16). В точной записи учтена зависимость погонная мощность теплового потока к ЛС $\bar{q}(t)$ от времени существования соответствующего участка ЛС [10].

Теплоперенос в режиме ударного вскипания существенно зависит от геометрии межфазной поверхности в окрестности ЛС. В работе [10] рассчитано поле температуры около пузырька с прямым краевым углом. Показана возможность упростить задачу до задачи о распределении температуры в квадранте $x \geq 0, y \geq 0$ с заданным граничным условием третьего рода на луче $x = 0, y > 0$, обозначающим поверхность испарения. Начальная температура в этом квадранте равна T_N . На другом луче ($y = 0, x > 0$) обеспечен идеальный тепловой контакт со стенкой – полупространством $y < 0$ с температурой нагревателя T_N . Поверхность $y = 0, x < 0$ полагается теплоизолированной. Краевые условия задачи для квадранта переписываются следующим образом

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} - \beta \right) T(t, x, y) \Big|_{x=0, y>0} = \frac{q_N}{\lambda} + (T(t, 0, y) - T_N) \beta, \quad (19)$$

$$T(0, x, y) = T(t, x, y = 0) = T_N.$$

Здесь $\beta = \partial(q_N / \lambda) / \partial T (T = T_N)$. Понятно, что такая формулировка задачи годится только для металлического нагревателя, когда локальные неоднородности температуры стенки пренебрежимо малы. Величина q_N / λ и ее производная β зависят от режима оттока пара.

Для поля температуры в жидкости получена следующая формула:

$$T(t, x, y) = T_N + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q_N}{\lambda \beta} \Psi_T \int_0^b erf \left(\frac{y\beta}{2z} \right) \left[\sqrt{\pi} \cdot z \cdot \exp(z^2 + \beta x) erfc \left(z + \frac{x\beta}{2z} \right) - \exp \left(-\frac{x^2 \beta^2}{4z^2} \right) \right] dz, \quad (20)$$

где, $erf(x)$ -интеграл вероятности, $b = \beta \sqrt{at}$, a - коэффициент температуропроводности жидкости. Время t отсчитывается от момента образования межфазной поверхности. Коэффициент Ψ_T введен для учета возможного отклонения угла от прямого, его значение будет расшифровано ниже. По этой формуле погонная мощность теплового потока к ЛС рассчитывается через плотность теплового потока от нагревателя в жидкость $\lambda' \partial \theta(t, x, y) / \partial y (y = 0)$. Затем эта функция интегрируется по x от нуля до бесконечности. Выяснено, что интеграл быстро сходится, потому что плотность теплового потока сильно локализована около ЛС. В результате получена аппроксимация

$$\bar{q}(t) \approx \Psi_q \frac{16}{7\pi} \frac{q_N}{\beta} \ln(1 + \sqrt{\pi b}). \quad (21)$$

Коэффициент Ψ_q введен для учета возможного отклонения угла от $\pi/2$, его значение

будет расшифровано ниже. Градиент температуры на межфазной поверхности в рассмотренной модели имеет слабую (логарифмическую) сингулярность на ЛС ($y = 0$):

$$\frac{d}{dy} T(t, 0, y) = \frac{2}{\pi} \frac{q_N}{\lambda} \Psi_T \int_0^b \exp\left(-\left(\frac{y\beta}{2z}\right)^2\right) \cdot \left[\sqrt{\pi} \cdot z \cdot \exp(z^2) \operatorname{erfc}(z) - 1\right] \frac{dz}{z}. \quad (22)$$

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ВБЛИЗИ ЛС

В процессах стационарного пристеночного кипения, как известно, межфазная поверхность пузырька смыкается со стенкой через формирование вязкого подслоя [12]. Толщина и профиль вязкого подслоя зависят от интенсивности испарения. Многочисленные моментальные микрофотографии начальной стадии ТКК показывают, что, как правило, пузырьки на стенке имеют полусферическую форму в широком интервале положительных давлений. Опыты при отрицательных давлениях внесли сомнения во всеобщность гипотезы о прямом динамическом угле смачивания в УР. Для оценки динамического угла смачивания рассмотрим течение жидкости вблизи ЛС в режиме малых чисел Рейнольдса. В таком случае справедливо уравнение для функции тока Ψ в форме бигармонического уравнения:

$$\nabla^2 (\nabla^2 \Psi) = 0 \quad (23)$$

По определению функции тока радиальная и угловая компоненты скорости течения в полярной системе координат записываются в виде:

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}; \quad u_\theta = -\frac{\partial \Psi}{\partial r}. \quad (24)$$

Граничные условия принимаем в соответствие рис. 3.:
 $u_\theta(\theta = 0) = 0$; $u_\theta(\theta = \Omega) = 0$; $u_r(\theta = 0) = u_c$, (25)

где $u_c \leq 0$ - скорость движения нагревателя навстречу паровой области. Предполагается, что система координат закреплена на фронте вскипания. Профиль межфазной поверхности представлен прямой линией. В действительности комбинация капиллярных сил, давления пара и напора набегающей жидкости приводят к плавному переходу от ЛС к полусферической поверхности пузырька. Предполагается, что этот переход не существенен для гидродинамики вблизи ЛС.

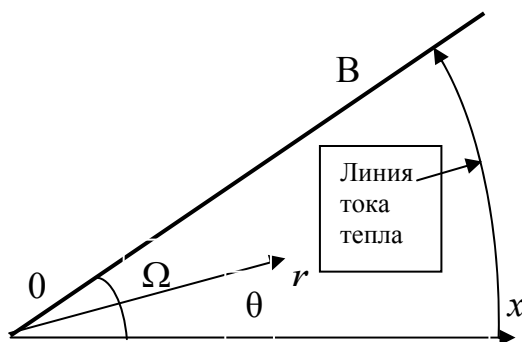


Рис.3. Клиновидная геометрия вязкого подслоя около ЛС в полярной системе координат (r, θ) . ЛС расположена в начале координат. 0-х – поверхность нагревателя; 0-В – межфазная поверхность, выше границы 0-В находится паровая область.

Задача (23), (25) отличается от известной задачи под именем «скребок» [13] отсутствием касательного напряжения при $\theta = \Omega$. Решение имеет следующий вид:

$$\Psi(r, \theta) = u_c r (1 - \theta / \Omega) \sin \theta. \quad (26)$$

Проблема практического применения результата (26) заключается в том, что компонента тензора вязких напряжений имеет сингулярности на ЛС:

$$p_{\Omega r} \equiv \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \mu \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \mu \frac{u_\theta}{r} \Big|_{\theta=\Omega} = -u_c \frac{\mu}{r} \frac{2}{\Omega} \cos \Omega; \quad p_{\Omega r} \Big|_{\theta=0} = -u_c \frac{\mu}{r} \frac{2}{\Omega}, \quad (27)$$

где μ - динамический коэффициент вязкости. Сингулярность является следствием того обстоятельства, что жидкости «запрещено» скользить вдоль стенки [13]. В реальном процессе жидкость полностью испаряется на межфазном луче $\theta = \Omega$, поэтому в граничном условии (25) необходимо ввести нормальную к межфазной поверхности скорость жидкости, поступающей на испарение u_g . Модернизированные таким образом граничные условия примут следующий вид:

$$u_\theta(\theta = 0) = 0; \quad u_\theta(\theta = \Omega) = u_g; \quad u_r(\theta = 0) = u_c. \quad (28)$$

В свою очередь, решение задачи (23), (25) запишется в виде:

$$\Psi(r, \theta) = u_c r (1 - \theta / \Omega) \sin \theta + (\theta / \Omega) r u_g \sin \theta / \sin \Omega. \quad (29)$$

Здесь полагаем, что скорость $-u_c$ равна скорости роста пузырька. Не трудно проверить, что тангенциальное напряжение на луче $\theta = \Omega$ исчезает при условии

$$\sin \Omega = -u_g / u_c. \quad (30)$$

Эта формула определяет динамический угол смачивания на фронте вскипания в режиме быстрого парообразования, когда роль капиллярных сил пренебрежимо мала. Скорость u_g определяется из кинетической теории испарения [12].

Расчет плотности теплового потока к межфазной поверхности вблизи нагревателя для произвольного краевого угла крайне сложен. Следует рассматривать поле температуры в клиновидной области $A0x$ (см. рис. 3) с изотермическим лучом со стороны нагревателя ($0x$) и с граничным условием аналогичным (19) на другом граничном луче ($0B$). Ограничимся анализом задачи с предельно малым краевым углом Ω . В такой задаче приближенно можно пренебречь перетеканием тепла вдоль поверхности нагревателя. В результате задача становится одномерной. На выбранном расстоянии от ЛС r температура $T(t, r, \theta)$ как функция расстояния до стенки нагревателя $r\theta$ находится из уравнения теплопроводности с условиями однозначности решения, подобными (19):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} T(t, r, \theta) \Big|_{\theta=\Omega} = \frac{q_N}{\lambda} + \beta [T(t, r, \Omega) - T_N]; \quad (31)$$

$$T(0, r, \theta) = T(t, 0, \theta) = T_N.$$

Решение этой задачи известно [14]. В результате получим обобщенные значения коэффициентов, учитывающих зависимость от угла, в формулах (20) - (22) соответственно:

$$\Psi_q = (1 + r\beta\pi/2)(1 + r\Omega\beta)^{-1}; \quad \Psi_T = (1 + r\beta\pi/2)(1 + r\Omega\beta)^{-1} \Omega^2 / \pi. \quad (32)$$

Отсюда погонный тепловой поток $\bar{q}(t)$ получается интегрированием по межфазной поверхности, в результате записываем формулу (21). Численный анализ показал допус-

тимостью аппроксимаций (20)-(22) для любого положительного краевого угла Ω при условии $r\Omega \leq \sqrt{a't}$. В противном случае $\Psi_q = \Psi_T = 1$.

Наряду с проблемой расчета динамического краевого угла в задаче о ЛС появилась проблема учета конвективного переноса тепла. Полного «отрешения» от гидродинамики в теории термодинамического кризиса не получается. Как известно, на открытой поверхности жидкости создается касательное напряжение, вызываемое градиентом поверхностного натяжения [15]:

$$p_{\Omega r} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{\theta=\Omega}, \quad (33)$$

где σ - поверхностное натяжение жидкости. Жидкость течет от горячих участков к холодным. В решении (26), (29) отсутствуют тангенциальные напряжения на открытой (межфазной) поверхности. Для учета термокапиллярного напряжения по формуле (33) необходимо обобщить это решение. Вид обобщенного решения существенно определяется профилем температуры на поверхности испарения. В частности при постоянном градиенте температуры радиальная скорость на поверхности испарения равна

$$u_r(\Omega) = u_c \cos(\Omega) + \frac{\Omega \sin(2\Omega) + \cos(2\Omega) - 1}{2\Omega \cos(2\Omega) - \sin(2\Omega)} r \frac{p_{\Omega r}}{\mu}; \quad p_{\Omega r} = const. \quad (34)$$

Оказалось, что в процессах с постоянным градиентом температуры на поверхности испарения скорость течения нарастает линейно с расстоянием от ЛС. В режимах, когда градиент температуры растет с приближением к ЛС пропорционально $1/r$, радиальная скорость течения жидкости оказывается постоянной:

$$u_r(\Omega) = u_c \cos \Omega + \frac{\sin^2 \Omega - \Omega^2}{2(\sin \Omega \cdot \cos \Omega - \Omega)} \cdot r \frac{p_{\Omega r}}{\mu}; \quad p_{\Omega r} r = const. \quad (35)$$

Формулы (34) и (35) дают оценки соответственно снизу и сверху скорости термокапиллярного течения.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

С ростом темпа разогрева ЛС все более густо заселяет площадь нагревателя, растет мощность удельного теплосъема

$$\bar{q}(t) L(t)_{\max} = \frac{32\Gamma(1+k)\Psi_q}{e7\sqrt{\pi} \cdot \Gamma(1+2k)} \cdot \frac{q_N A^k}{\beta\sqrt{s}} \ln(1 + \sqrt{\pi}b). \quad (36)$$

В частности, расчет процесса вскипания этанола в режиме, соответствующем рис.1 для прямого краевого угла, дал удельную длину ЛС $L(t)_{\max} = 10^5 \text{ м}^{-1}$. Максимальная удельная мощность теплового потока получается равной 10^{11} Вт/м^2 . Отмеченное явление интенсификации теплопередачи с ростом темпа нагрева существенно при проектировании миниатюрных теплонапряженных устройств. В очень малых системах при умеренных темпах нагрева автоматически становится выполнимым критерий реализации УР, требующий достижения наблюдаемой частоты спонтанного зародышеобразования до $10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Для оценки динамического краевого угла при взрывном вскипании воспользуемся формулой (30). Плотность теплового потока на испарение рассчитываем по теории [12]. В частности, для взрывного вскипания воды при атмосферном давлении получено $\sin \Omega = 0,15$. Расчет сделан для релеевских пузырьков при темпе перегрева 2 К/мкс . С ростом давления жидкости угол Ω стремится к прямому углу. Расчеты с органиче-

скими теплоносителями при положительных давлениях выявили аналогичные зависимости. При умеренных и высоких (околокритических) давлениях расчетный динамический краевой угол у всех теплоносителей близок к прямому углу. В опытах с отрицательными давлениями динамический угол уменьшается из-за роста скорости роста релеевских пузырьков [11]. Для согласования расчета по формуле (16) с экспериментальными данными при отрицательных давлениях [9] эффективное значение $\sin \Omega$ падает до 0,01 и меньше. Малое расчетное значение угла Ω по формуле (30) при умеренных давлениях противоречит опыту (рис.1). На мгновенных микрофотографиях наблюдается прямой или тупой краевой угол, но не острый. Возможно, локальные искривления межфазной поверхности при достигнутых увеличениях микроскопа незаметны.

Дополнительную деформацию межфазной поверхности вызывает реакция отдачи пара [16]. Расчет по теории неравновесного испарения дает давление пара на межфазную поверхность сравнимое с равновесным давлением пара $p_s(T)$ при температуре на межфазной поверхности [12,16]. В критическом режиме течения оно с учетом реактивных сил превышает давление в недрах жидкости p_∞ на величину $p - p_\infty = 0,57 p_s(T)$. (37)

Здесь для упрощения формулы коэффициент конденсации принят равным единице. В критическом режиме течения пара и предельных перегревах давление на межфазную поверхность превышает давление внутри жидкости примерно на половину равновесного давления пара при температуре на межфазной поверхности. Реакция отдачи при температуре достижимого перегрева на металлическом нагревателе составляет единицы МПа. Она усиливается по мере приближения к металлическому нагревателю и увеличивает малые значения Ω до прямого краевого угла. К сожалению, строгий расчет последствий этого явления неизвестен. При точном расчете профиля вязкого подслоя при низких и отрицательных давлениях необходимо учитывать реакцию отдачи пара.

Имеется еще один механизм, принципиально способствующий получению наблюдаемой формы поверхности пузырька. Это рассмотренное выше явление термокапиллярного течения. Градиент температуры вблизи ЛС дает формула (22). Для расчета термокапиллярного течения по формулам (34) и (35) допустимы две крайние аппроксимации температуры поверхности: постоянный градиент температуры и градиент, нарастающий с приближением к ЛС как $1/r$. Анализ формул (34) и (35) совместно с формулой (22) показал, что термокапиллярное напряжение уменьшается с уменьшением угла Ω . Ниже ограничимся оценкой для $\Omega = \pi/2$, когда наблюдается наибольшее влияние термокапиллярного напряжения. Для того, чтобы применить решение (35) запишем аппроксимацию формулы (22) в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} T(t, \Omega, r) \approx -\frac{q_N}{\lambda} \frac{1 - \exp(-0,6b)}{5r\beta} = -\frac{1 - \exp(-0,6b)}{5r} \left(\frac{\partial \ln(q_N / \lambda)}{\partial T} \right)^{-1}. \quad (38)$$

В наиболее важной области переменных $0.2 < rb < 10$ погрешность этой аппроксимации 20%. Производная в формуле (22) имеет в нуле логарифмическую сингулярность, отличную от взятой выше для аппроксимации. Разница в виде сингулярности в последующем расчете не приводит к существенной ошибке. После подстановки формулы (38) в формулу (35) получаем скорость термомолекулярного течения на поверхности пузырька вблизи ЛС:

$$u_r(\Omega) = - \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2}{\pi} \right) \frac{1 - \exp(-0,6b)}{10\mu} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial T} \cdot \left(\frac{\partial \ln(q_N / \lambda)}{\partial T} \right)^{-1} \quad (39)$$

Здесь плотность теплового потока q_N рассчитывается по теории неравновесного испарения [12,16]. Расчет по свойствам этанола при температуре предельного перегрева (350К) дал скорость термокапиллярного течения выше 10 м/с. Интенсивный «отсос» жидкости из области ЛС способствует «выпрямлению» поверхности испарения. Как показано в формуле (39) скорость течения сильно зависит от вязкости жидкости. В настоящее время сведения о вязкости вблизи спинодали крайне скудны [4], поэтому данные численные оценки только ориентировочные. На умеренном расстоянии от ЛС, когда $rb > 10$ скорость течения дается формулой:

$$u_r(\Omega) = - \frac{4}{\pi^2 \mu} r\beta \frac{\partial \sigma}{\partial T} \left(\frac{\partial \ln(q_N / \lambda)}{\partial T} \right)^{-1} \int_0^\infty \exp[-r\beta y] \frac{y}{1+y^2} dy \quad (40)$$

При величине $r\beta = 15$, интеграл равен $4 \cdot 10^{-3}$, принимая такое значение за среднюю величину, по формуле (34) получим скорость 2,4 м/с. Это оценка снизу скорости термокапиллярного течения. Заметим, что по формуле (34) скорость возрастает по мере удаления от ЛС.

Термокапиллярное течение со скоростью порядка 10 м/с заметно изменяет баланс тепла около поверхности испарения. Конвективный теплоперенос оценивается через комплекс $u_r(\Omega) \rho c_p \cdot \Delta T$ по объемной теплоемкости жидкости (ρc_p). Кондуктивный теплоперенос при таком же перепаде температуры ΔT оценивается как $\lambda \Delta T / \sqrt{at}$. Из сравнения этих двух комплексов следует, что роль термокапиллярного течения становится заметной при соблюдении неравенства $u_r(\Omega) > a / \sqrt{at}$. В условиях ударного режима вскипания это неравенство выполняется уже при $u_r(\Omega) > 1$ м/с. Следовательно, термокапиллярные течения существенно влияют на теплообмен пузырька с окружающей жидкостью. Однако в практике применения явления ТКК более важным моментом оказывается теплообмен вблизи ЛС. Здесь масштабом длины является не длина тепловой релаксации \sqrt{at} , а расстояние влияния стенки на межфазную поверхность $1/\beta \ll \sqrt{at}$. Отсюда следует, что ключевая функция (21) в формуле (16) не изменится вследствие учета термокапиллярного напряжения. Выясняется, что на величину теплового сигнала о вскипании термокапиллярное течение практически не влияет.

Тепловой сигнал о ТКК однозначно связан с теплофизическими свойствами вещества. Это обстоятельство дает основание применять ТКК для идентификации жидкостей, а также для оперативного отслеживания состава химически изменяющего вещества. Достаточно просто можно изготовить на основе ТКК различные индикаторы состояния жидкости. Явление ТКК используется для определения свойств веществ в экстремальных состояниях. Тепловой сигнал о ТКК (формула 16) является своеобразным «индивидуальным» отпечатком жидкости. Методом импульсного перегрева на тонком платиновом нагревателе измеряются координаты термодинамической критической точки термически неустойчивых соединений [17]. Специфическое свойство ТКК проявляться в форме парового взрыва позволило использовать ТКК в струйных принтерах и предложить оптимальные режимы разогрева. Явление интенсификации теплопередачи с уменьшением масштаба изделия существенно при проектировании миниатюрных теп-

лонапряженных устройств. В очень малых системах при сравнительно невысоких температурах нагрева становится выполнимым критерий реализации УР и как следствие, наблюдается резкая сосредоточенность вскипания во времени. Это явление полезно для управления процессами парообразования в больших объемах умеренно перегретых жидкостей путем «включения» по команде активируемых центров кипения критического размера. Самостоятельный интерес представляет тестирование в опытах с ТКК теории сильно неравновесного испарения и теории нуклеации при высокой (до $10^{28} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$) частоты флуктуационного зародышеобразования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 0708000-139.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Скрипов В.П. Кризис кипения как термодинамический кризис// Физика. Свердловск: 1962. С. 50-57.
- [2] Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. Наука, Москва, 1972.
- [3] Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. УНЦ АН СССР, Свердловск, 1988.
- [4] Skripov, V.P., Sinitsyn, E.N., Pavlov, P.A. et al. Thermophysical Properties of Liquids in the Metastable (Superheated) State, Gordon and Breach Science Publ., New York, 1988.
- [5] Павлов П.А., Скрипов В.П. Парообразование при импульсном нагреве жидкости// Инженерно-физический журнал 12(4), С. 503- 507. 1967.
- [6] Полянин А.Д., Манжиров А.В. Справочник по интегральным уравнениям. Физматгиз, Москва, 2003.
- [7] Колмогоров А.Н. К статистической теории кристаллизации металлов. Изв. АН СССР. Математика. (3). С. 355-359. 1937
- [8] Митрофанов С.М., Павлов П.А. Геометрические характеристики нестационарного кризиса кипения. Теплофизика высоких температур. 2006. 44(5). С. 726-733.
- [9] Виноградов В.Е., Павлов П.А. Вскипание н-пентана в волне разрежения, Теплофизика высоких температур. 34(1), С.35-39, 1996.
- [10] Pavlov P.A. Heat Transfer under the Conditions of near-wall Explosive Boiling-up. Journal of Engineering Thermophysics. 2003.12(1), P. 25-38.
- [11] Pavlov P.A. Thermodynamic Crisis of Boiling. Journal of Engineering Thermophysics. 2007.16(3), P. 145-154.
- [12] Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики, Издательство МЭИ, Москва. 2000.
- [13] Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкостей, Мир, Москва. 1973.
- [14] Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел, Наука, Москва. 1964.
- [15] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика, Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1959.
- [16] Найт Ч. Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления//Ракетная техника и космонавтика. (17), С. 81-86, 1979.
- [17] Nikitin E.D., Pavlov P.A., Bogatishcheva N.S. Critical Properties of Long-Chain Substances from the Hypothesis of Functional Self-Similarity // Fluid Phase Equilib. 2005. –Vol.235. – P.1-6.