

УДК 536.423

## Геометрия паровой фазы при взрывном пристеночном вскипании\*

П.А. Павлов

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: pavpav@nm.ru

Рассмотрены методы расчета геометрических характеристик паровой фазы в процессах взрывного пристеночного вскипания на металлической стенке. Задается монотонный рост перегрева жидкости выше температуры равновесного испарения. Показано, что выбор модели взаимодействия пузырьков существенно влияет на геометрические характеристики, определяющие величину теплового потока. В результате компьютерного моделирования получены зависимости сухой площади от времени процесса для двух моделей взаимодействия. Обнаружено, что для модели мгновенного слияния пузырьков сухую площадь можно рассчитывать по формуле Колмогорова с поправочным коэффициентом, соответствующим наиболее вероятному тройному взаимодействию. Найдена аппроксимация распределения длины линии смачивания по времени жизни ее участков. Рассматривается возможность применения полученных результатов для расчета быстрой конденсации.

**Ключевые слова:** кипение, конденсация, флуктуационное зародышеобразование, линия смачивания, сухая площадь.

### Введение

Известно, что вскипание на металлическом нагревателе (подложке) при выполнении условия ударного режима кипения [1, 2] происходит по механизму флуктуационного зародышеобразования. В ударном режиме (УР) кипения сток тепла на готовые центры кипения не успевает стабилизировать равновесную температуру кипения, и в результате достигаются высокие перегревы, близкие к температуре на спинодали. При этом пузырьки и продукты их взаимодействия обычно не успевают оторваться от подложки и в результате их объединения приобретают форму, зависящую от условий перегрева и свойств жидкости [2, 3]. В УР кипения объемная частота зародышеобразования при заданной температуре  $T$ , монотонно повышающейся со временем  $t$ , определяется по формуле  $J(T) = J_0 \exp(At)$ , где  $A = (dT/dt) \partial \ln J / \partial T$ , производная  $\partial \ln J / \partial T$  и коэффициент  $J_0$  определяются по теории флуктуационного образования пузырьков [1]. Также происходит процесс спонтанной пристеночной взрывной кавитации на разогретой стенке. При этом производная по температуре заменяется на производную по давлению —  $\partial \ln J / \partial p$ , а  $dT/dt$  заменяется на производную  $dp/dt$  [4].

---

\* Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований УрО РАН № 7 (проект 15-7-12-8).

В расчетах быстрого пристеночного фазового перехода около разогреваемой стенки удобно применять удельную пристеночную частоту зародышеобразования  $I(T) = I_0 \exp(At)$ . Она получается интегрированием  $J(T)$  по нормали к поверхности подложки (нагревателя), поэтому коэффициент  $I_0$  зависит от градиента температуры или давления в пристеночном слое старой (материнской) фазы [3, 4]. При развитом гетерогенном зародышеобразовании коэффициент  $I_0$  зависит от угла смачивания. Отличие гетерогенного зародышеобразования от гомогенного можно учесть путем введения соответствующего поправочного множителя к работе образования критического пузырька [2]. Предполагается, что на металлической подложке температура является однородной.

Полное число пузырьков без учета их взаимодействия на подложке площадью  $S_h$  в УР равно

$$n(t) = S_h \int_0^t I(t) dt = S_h \frac{I(t)}{A} \cdot (1 - \exp(-tA)), \quad (1)$$

здесь и далее полагаем  $A = \text{const}$ . Сухую площадь на нагревателе в момент времени  $t$  без учета взаимодействия пузырьков можно рассчитать, объединяя сухую площадь всех родившихся пузырьков. Если предположить, что возникающие спонтанные пузырьки не мешают друг другу как в росте, так и в рождении, то объединенная удельная сухая площадь рассчитывается следующим образом [5]:

$$S_0(t) = \int_0^t I(T(\tau)) \cdot s(t, \tau) d\tau = \frac{\tilde{s}I(T(t))}{A^{2k+1}} \int_0^{At} \exp(-x) \cdot x^{2k} dx, \quad (2)$$

здесь  $s(t, \tau) = \tilde{s} \cdot (t - \tau)^{2k}$  — сухая площадь под пузырьком, возникшим в момент времени  $\tau$ , к моменту времени  $t$ . Предполагается, что роль вязкого подслоя в УР не существенна [2, 3].

При условиях  $A = \text{const}$  и  $At \gg 1$  для пузырьков, растущих по степенному закону, из выражения (2) получим связь между числом пузырьков  $n$  и сухой площадью без учета их взаимодействия:

$$S_0(t) = \Gamma(2k + 1) \tilde{s} I(T(t)) / A^{2k+1} = (n(t) / S_h) \xi, \quad (3)$$

где  $\Gamma(2k + 1)$  — гамма-функция Эйлера. Здесь и далее для простоты записи формул принято принципиальное условие —  $n \gg 1$ , что практически означает наличие достаточно большой площади нагревателя (подложки)  $S_h$ . Размерный комплекс  $\xi = \tilde{s} A^{-2k}$ , имеющий смысл масштаба сухой площади в процессе покрытия поверхности паром, оказывается важнейшей универсальной характеристикой динамики процесса пристеночного взрывного парообразования при монотонном перегреве жидкости [6].

Дополнительной к комплексу  $S_0(t)$  характеристикой системы пузырьков является распределение удельной длины линии смачивания по времени ее жизни (“возрасту”)  $\tau$ . Без учета взаимодействия пузырьков к моменту времени  $t$  это распределение  $L_0(\tau, t)$  рассчитывается через частоту зародышеобразования в момент возникновения пузырька  $I(T(t - \tau))$  и длину окружности пузырька, растущего время  $\tau$ .

$$L_0(t, \tau) = 2\sqrt{\pi \tilde{s} \tau^k} S_h I(T(t - \tau)) = 2\sqrt{\pi \xi \tau^k} S_h A^{3/2} \cdot n(t - \tau). \quad (4)$$

В настоящее время экспериментально по величине теплового сигнала в начальной стадии взрывного вскипания определяются кинетические характеристики зародышеобразования и свойства жидкости при предельных перегревах [2, 5]. Расширение известной

теории теплового сигнала о вскипании в УР [2, 3] на режимы с существенным взаимодействием пузырьков дает дополнительную возможность экспериментального изучения закономерности роста и взаимодействия микропузырьков в околоспинодальных состояниях. Рассмотрим решение задачи о геометрии паровых многообразий в пристеночном слое применительно к идеализированным типичным частным случаям.

### Модели суммирования сухих площадей

Формулы (3), (4) дают представление только о самой начальной стадии взрывного вскипания в УР. Для их обобщения на процессы с развитым быстрым фазовым переходом необходимо моделировать способ взаимодействия пузырьков. При расчетах полного теплового потока, поступающего в быстро вскипающую жидкость, и определении условия наступления термодинамического кризиса кипения необходимо знать реальную сухую площадь в текущий момент времени  $S(t)$  и распределение длины линии смачивания (ЛС) — линии трехфазного контакта (three-phase-contact-line)  $L(t, \tau)$  по всему времени ее существования [3]. Эти характеристики процесса вскипания определяются в результате компьютерного моделирования системы пузырьков на подложке.

Компьютерное моделирование при любом сценарии взаимодействия компонентов новой (дочерней) фазы начинается с задания пристеночной частоты зародышеобразования  $I(t)$ . Чтобы не учитывать краевые эффекты, площадь подложки квадратной формы выбиралась достаточно большой. Здесь и далее  $S_h = 10^{-4} \text{ м}^2$ . Число возникших пузырьков рассчитывается по формуле (1) и распределяется по поверхности нагревателя случайным образом. Разумный подход к моделированию явления заключается в том, что если зародыш пара случайно оказался на сухом месте, то он считается нежизнеспособным и уничтожается. На температуру металлической подложки появление и рост пузырька практически не влияют. Однако вблизи растущего пузырька слой жидкости охлажден стоком тепла на испарение. Толщина этого слоя при высоких перегревах, как правило, меньше радиуса пузырька, поэтому его влияние на процесс обнаруживается только в момент соприкосновения соседних пузырьков. Ограничимся пока только анализом механического взаимодействия пузырьков. Далее надо определить способ движения пузыря при его контакте с соседом и закон изменения формы пузыря после контакта. По модели Колмогорова [7] центры пузырей считаются неподвижными — модель IC (the immobile centre). В этом случае пузыри могут «наползать» друг на друга без изменения закона роста объема вне области пересечения объемов пузырей. Сухая площадь под системой из нескольких пузырей учитывается только один раз. Избыток объема в области формального пересечения пузырей игнорируется.

Статистический метод расчета геометрических характеристик образований новой фазы для рассматриваемого сценария был разработан Колмогоровым применительно к процессу кристаллизации [7]. По статистическому методу расчета сухой площади  $S(t)$  определяется вероятность рождения центра новой фазы на расстоянии от существующих агрегатов новой фазы больше, чем радиус каждого уже присутствующего кристалла (пузырька). Получена замечательно простая связь между текущей сухой площадью  $S(t)$  и сухой площадью, рассчитанной без учета взаимодействия пузырьков  $S_0(t)$ :

$$S(t) = 1 - \exp(-S_0(t)). \quad (5)$$

Такой сценарий рассмотрен в процессе компьютерного моделирования IC-модели [6]. Типичная картина взаимодействия по модели IC показана на рис. 1. Для наглядности здесь представлен небольшой участок площади моделирования. На этом участке изображены сохранившиеся после взаимодействия пузырьков части ЛС. Компьютерный расчет по IC модели показал, что имеет место практически точное совпадение результатов такого моделирования с формулой Колмогорова (5).

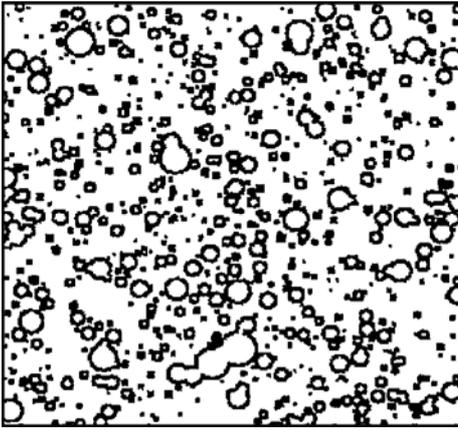


Рис. 1. Линия смачивания по модели ИС.

Внутри замкнутых кривых ЛС расположены участки сухой площади; для каждой точки на замкнутых кривых определяется время жизни малого участка ЛС;

$$\xi = 10^{-7}, n = 10^4.$$

Для расчета функции распределения длины линии смачивания  $L(t, \tau)$  в момент времени  $t$  по времени роста пузырьков  $\tau$  с учетом их взаимодействия желательнее решать соответствующее кинетическое уравнение [8]. На практике оказалось удобнее искать подходящую аппроксимацию, базируясь на результатах компьютерного моделирования [6]. Для каждой точки на замкнутых кривых (рис. 1)

определялось время ее жизни  $\tau$ , что необходимо для корректного расчета погонного теплового потока. Дополнительная обработка результатов, полученных в работе [6] с помощью компьютерного моделирования, показала, что с погрешностью не хуже 5 % справедлива аппроксимация

$$L(t, \tau) = L_0(t, \tau) \exp[-S_0(t)]. \quad (6)$$

Такая аппроксимация согласуется с моделью, исключающей участки линии смачивания, которые оказались «поглощенными» сухой площадью. Следовательно, вклад в ЛС дают только пузырьки, оказавшие в момент наблюдения на «мокро» (смоченном) месте. По этому сценарию дальнейшее поведение ансамбля пузырьков происходит так, что суммарная длина ЛС и плотность теплового потока вблизи термодинамического кризиса проходят через максимум при величине  $S_0(t) \approx 1$ . С приближением к спинодали подложка полностью покрывается паром. Имеет место термодинамический кризис кипения [3]. Эволюция объема пара после слияния пузырьков, так же как и зародышеобразование на микроскопическом уровне, здесь не рассматривается, предполагается только спонтанный характер зародышеобразования на стенке-нагревателе.

По второму допустимому сценарию развития процесса покрытия нагревателя паром слияние пузырьков исключается. Пузырьки при соприкосновении отталкивают и деформируют «соседей» так, что сухая площадь складывается (объединяется) без перекрытий — модель МС подвижных центров (the mobile centre). Компьютерное моделирование при этом затруднительно из-за необходимости учета трансформации формы пузырьков путем замены их сложными фигурами для плотной упаковки. В таком случае для относительной сухой площади имеет смысл интегральное уравнение

$$S(t) = I_0 \cdot \bar{s} \int_0^t [1 - S(\tau)] \cdot \exp[A\tau] \cdot (t - \tau)^{2k} d\tau. \quad (7)$$

Здесь учет взаимного влияния пузырьков сводится к предположению о невозможности рождения нового пузырька на уже «занятом» месте. Также полагается, что сухая площадь под пузырьком не зависит от его деформации, обусловленной его плотной упаковкой в системе других пузырьков.

Решение уравнения (7), например, для пузырьков, рост которых сдерживается теплопереносом ( $k = 1/2$ ), известно [9]:

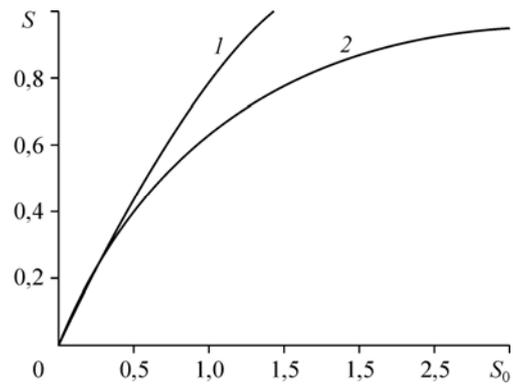
$$S(t) = 1 - \frac{\pi\sqrt{I_0\bar{s}}}{A} \left[ Y_0(2\sqrt{S_0}) J_1\left(\frac{2\sqrt{I_0\bar{s}}}{A}\right) - J_0(2\sqrt{S_0}) Y_1\left(\frac{2\sqrt{I_0\bar{s}}}{A}\right) \right], \quad (8)$$

Рис. 2. Зависимость реальной сухой площади от величины сухой площади, рассчитанной без учета взаимодействия.

1 — модель МС, 2 — модель ИС.

где  $Y_0, Y_1, J_0, J_1$  — функции Бесселя [9]. В развитом ударном режиме кипения, как правило,  $\sqrt{I_0 \bar{s}} \ll A$ , поэтому формула (8) упрощается [3]:

$$S(t) \approx 1 - J_0(2\sqrt{S_0}). \quad (9)$$



Уравнения (8), (9) дают принципиально иную связь между  $S(t)$  и  $S_0$ , чем уравнение Колмогорова (5). Если в уравнении (5) полное осушение достижимо только асимптотически при сомнительном условии  $S_0 \gg 1$ , то в уравнении (9) полное осушение имеет место при правдоподобном условии  $S_0 \approx 1,5$ .

На рис. 2 приведено сравнение результатов расчетов по двум рассмотренным моделям. В начале фазового перехода вплоть до  $S_0 \approx 0,5$  модели показывают практически одинаковый результат. Модель МС лучше подходит для кристаллизации, чем модель ИС. Способы «силового» взаимодействия элементов новой фазы разнообразны. Вероятны ситуации, когда кристаллы могут отодвигать «соседа» ради свободного места. Специальные опыты по выбору лучшей модели между ИС и МС применительно к кипению автору не известны. Есть большие сомнения, что в модели МС будет пригодна формула (6), поскольку в этом случае ИС при столкновениях пузырей формально не уничтожается. Из условия  $S_0 \approx 0,5$  по формуле (3) можно оценить удельное число пузырьков и, следовательно, сделать хотя бы грубую оценку предельной (максимальной) длины ЛС для конечной стадии осушения подложки. Эта задача в настоящий момент не актуальна, поскольку неизвестно, как в таком случае рассчитывать погонную плотность теплового потока к ЛС.

Из опытов с микрофотографированием взрывного пристеночного вскипания [2, 3] следует возможность существования комбинаций рассмотренных выше двух сценариев. Объединение пузырьков по сценарию суммирования сухих площадей после разрушения разделительных пленок между пузырьками оканчивается термодинамическим кризисом кипения.

### Режим слияния объемов пузырьков

Принципиально отличным от рассмотренных выше двух режимов пристеночного парообразования оказывается режим слияния пузырьков — модель MV (merging of volumes). По этому сценарию пузырьки при соприкосновении мгновенно сливаются, сохраняя исходный суммарный объем. Соблюдается режим мгновенной минимизации площади межфазной поверхности под действием капиллярных сил. Здесь и далее предполагается, что пузырьки на подложке до и после взаимодействия сохраняют полусферическую форму, т.е. задается прямой краевой угол. Такая геометрия наблюдается наиболее часто в опытах по импульсному перегреву жидкостей с применением мгновенного микрофотографирования [2, 3] в УР кипения. Геометрические характеристики в этом случае можно определить путем расчета функции распределения пузырьков по объему или площади сечения в заданный момент времени по аналогии с вычислениями, приведенными в работе [8]. Однако аналитические решения ограничиваются двухчастичным приближением, это ограничение отсутствует при компьютерном моделировании вскипания.

В проведенном компьютерном моделировании в момент времени  $t$  задавалась удельная частота появления зародышей на смоченной части подложки  $I(T(t))$ , как функция текущей температуры подложки. По модели MV центр пузыря, сформированного в результате слияния, программой расчета мгновенно сдвигается в точку, соответствующую центру тяжести исходных пузырьков. Пузырьки заменяются на один пузырек с объемом, равным сумме объемов исходных пузырьков, с законом роста, соответствующим новому объему. В результате наблюдаются своеобразные картины распределения пузырьков, постоянно укрупняющихся по размеру быстрее, чем отдельные пузырьки без взаимодействия. На рис. 3 и 4 показаны одинаковые участки площади моделирования при разных значениях параметра  $\xi$ . Пока подложка достаточно велика, ее размер и граничные условия не существенны для расчета плотности теплового потока. В представленных на рисунках изображениях кипения пузырьки растут в соответствии с тепловой (диффузионной) теорией. Комплекс  $\xi$  является масштабом площади. Он определяет скорость осушения подложки при заданном перегреве выше температуры равновесного кипения. На основе компьютерного моделирования определена зависимость  $S(n)$  и функция  $L(t, \tau)$  по аналогии с уже найденными выше аппроксимациями по модели IC.

При применении MV-модели следует учитывать, что слияние пузырьков в результате контакта на любой стадии дает уменьшение площади межфазной поверхности и, следовательно, термодинамически выгодно. Однако это верно только при отсутствии жидкой прослойки между контактирующими пузырьками. При этом прорыв разделяющего переходного слоя жидкости между пузырьками затруднен по ряду причин [10]. Во-первых, капиллярные силы (в частности, линейное межфазное натяжение [11]) способствуют устранению флуктуационно возникших нарушений разделяющего слоя, во-вторых, в момент контакта соприкосновение происходит уже охлажденными межфазными слоями и поэтому испарение в зоне контакта замедляется. Однако в УР кипения при предельных перегревах поверхностное натяжение становится низким и, кроме того, возможен перепад давления в контактирующих пузырьках. Кроме того, что особенно важно, в пристеночном слое вблизи ЛС скорость испарения не ограничивается теплотеносом, поэтому в первую очередь в этом месте пленка, разграничивающая пузырьки, легко разрушается. В результате, как показывает опыт, быстрое слияние оказывается возможным. Соответствующее время запаздывание слияния здесь не учитывается.

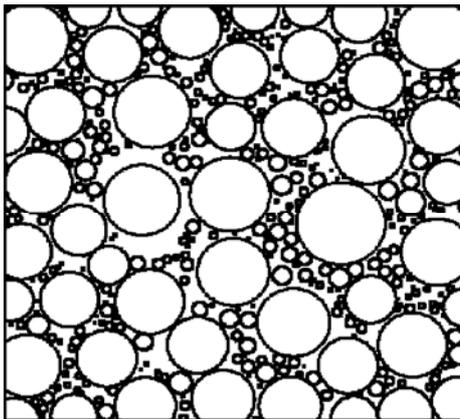


Рис. 3. Картина эволюции пузырьков в режиме их мгновенного слияния, полученная по модели MV: спонтанно возникло  $1,5 \cdot 10^8$  пузырьков в режиме  $\xi = 10^{-7}$ .

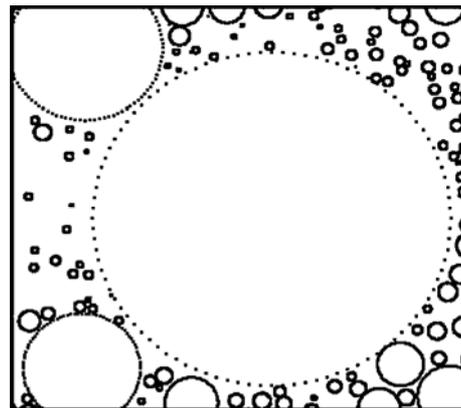


Рис. 4. Картина финальной стадии эволюции пузырьков в режиме их мгновенного слияния, полученная по модели MV: спонтанно возникло  $10^8$  пузырьков в режиме  $\xi = 10^{-6}$ .

Таким образом, рассмотрено явление взрывного вскипания перегретой (метастабильной) жидкости. Аналогичный фазовый переход «пересыщенный (метастабильный) пар–жидкость» также может осуществляться через спонтанное зародышеобразование. Формально модель MV более пригодна для капельной конденсации, сопровождаемой коалесценцией, чем для парообразования. Примеры реализации процессов быстрой конденсации, аналогичных УР при кипении, автору неизвестны, но теоретически они вполне возможны. При конденсации употребляемый выше термин «сухая площадь» нужно заменить на термин «смоченная площадь». К сожалению, в настоящее время модель быстрой конденсации в УР кипения чисто гипотетическая. Тем не менее, нет оснований сомневаться, что при быстром сжатии пара около охлажденной металлической стенки на начальной стадии конденсации такой режим возможен. В этом случае в формуле для частоты флуктуационного зародышеобразования применяются производная  $\partial \ln J / \partial p$  и, по аналогии с кавитацией, но, очевидно, с обратным знаком, производная  $dp / dt$ .

Рассмотренные выше модели взаимодействия пузырьков IC и MC могут быть усложнены требованием минимизации межфазной поверхности для произвольно выбранного угла смачивания. Если в процессе объединения сухих площадей оказывается достаточно времени для формирования полусферической формы всех пузырей, то получим модель с сохранением суммарного объема пара.

#### Аппроксимации геометрических характеристик

Для выбора универсального метода аппроксимации геометрических характеристик по модели MV с использованием известных результатов расчетов по IC-модели [6] сравним соответствующие режимы взаимодействия пузырей между собой по величине изменения геометрических характеристик. Для этого рассмотрим очевидные правила сложения геометрических характеристик  $n$  одинаковых пузырей. В результате слияния объемов  $n$  пузырьков с одинаковой сухой площадью  $S$  и длиной LC, равной  $L$ , получаем один пузырек с сухой площадью  $Sn^{2/3}$  и длиной LC, равной  $Ln^{1/3}$ . Учет взаимодействия пузырьков только суммированием сухих площадей без слияния, очевидно, дает результирующую сухую площадь  $nS$  и длину LC, равную  $\sqrt{n}L$ . Следовательно, в процессе коллективного слияния объемов за время принятия равновесной формы пузырьками оба геометрических параметра уменьшаются относительно модели суммирования площадей. Эффект сокращения относительной сухой площади зависит от размера конгломерата пузырей, при этом сухая площадь уменьшается в  $n^{1/3}$  раз, а линия смачивания всего в  $n^{1/6}$  раз.

Из представленного простого анализа следует, что изменение геометрических характеристик, вызванное слиянием, по мере развития взрывного фазового перехода приводит к уменьшению роли экранировки подложки паром, и, напротив, суммарный сток тепла к LC практически не отличается от стока по модели IC.

Для введения поправки к модели IC на эффект уменьшения сухой площади из-за слияния объемов сравним соответствующие компьютерные расчеты (рис. 5–7) по обеим моделям функции  $S(n)$ . На рисунках в качестве переменной  $n$  принято текущее число всех флуктуационно возникших на подложке пузырьков независимо от места их рождения. Кривые 1 на рис. 5–7 получены в результате компьютерного моделирования по модели IC. Здесь же приведены результаты компьютерного моделирования по сценарию мгновенного слияния пузырей MV. Уже в начале процесса кипения эти кривые существенно различаются, что приводит к разной величине теплового потока.

Выяснено, что результаты компьютерного моделирования по модели слияния объемов MV можно аппроксимировать формулой (5) с поправочным коэффициентом  $1/3^{1/3}$ . Результат такой поправки показан на рис. 5–7. Удовлетворительная точность этой

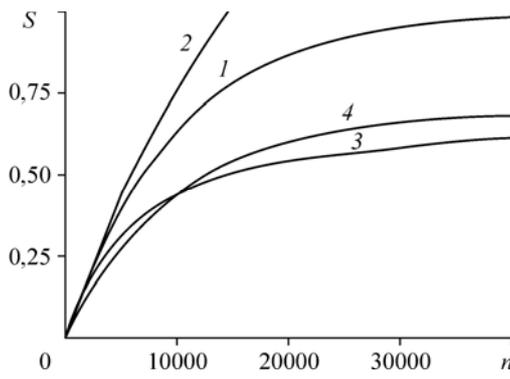


Рис. 5. Зависимость сухой площади от числа пузырьков при  $\xi = 10^{-8}$ .  
Сумма сухих площадей, полученная с помощью моделей IC (1), MC (2), MV (3), и по аппроксимации (10) (4).

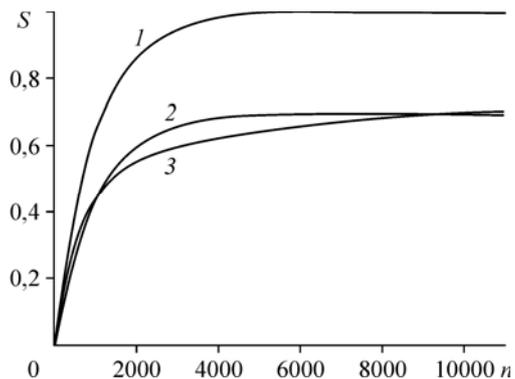


Рис. 6. Зависимость сухой площади от числа пузырьков при  $\xi = 10^{-7}$ .  
1 — модель IC, 2 — аппроксимация (10), 3 — модель MV.

аппроксимации имеет место во всем изученном интервале параметра  $\xi$ . Следовательно, в общем случае получаем обобщенную аппроксимацию для относительной сухой площади:

$$S(t) = [1 - \exp(-S_0(t))] \mu. \quad (10)$$

По модели MV  $\mu = 3^{-1/3}$ , по модели IC  $\mu = 1$ . В соответствии с проведенным выше расчетом этот результат свидетельствует о том, что в рассматриваемом сценарии мгновенного слияния объемов основную роль играют тройные конгломераты (объединения) пузырьков. Естественное расширение этого результата на расчет длины линии смачивания дает поправку в виде множителя  $\sqrt{\mu}$  в формуле (6).

Найденные поправочные множители применимы к известным аппроксимациям [6] и справедливы также для промежуточных механизмов взаимодействия пузырьков. Кроме того, найденный поправочный множитель имеет смысл для расчета кризиса кипения на неоднородно нагретой подложке.

Во всех трех рассмотренных режимах приближения к спинодали (рис. 5–7) расчет по модели слияния объемов приводит к значительно меньшему осушению подложки, чем расчет суммированием сухих площадей. В зависимости от параметра  $\xi$  изменяется плотность пузырьков. Со временем наблюдается сильная сепарация пузырьков по размерам. Слияние приводит к появлению крупных пузырей с частотой, опережающей текущую частоту зародышеобразования, что очевидно из сравнения, например, рис. 3 и 4.

Заметная зависимость геометрических характеристик парообразования от механизмов взаимодействия пузырей объясняет известные результаты измерений теплового сигнала о взрывном вскипании [2]. Относительно быстрый рост сухой площади при низких давлениях приводит к термодинамическому кризису

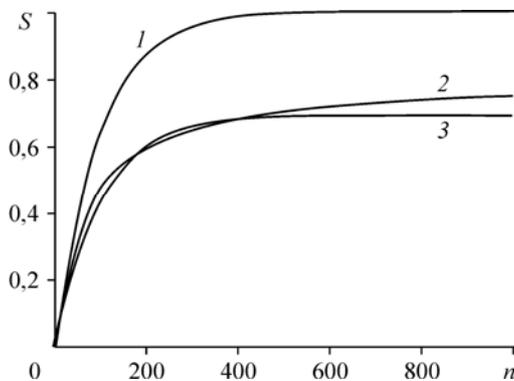


Рис. 7. Зависимость сухой площади от числа пузырьков при  $\xi = 10^{-6}$ .  
1 — модель IC, 2 — модель MV, 3 — аппроксимация (10).

кипения [3] и соответственно к уменьшению теплового потока. При повышенных давлениях в начальной стадии взрывного парообразования наблюдается рост теплового потока, что объясняется повышением погонного теплового потока к ЛС, а также ростом длины ЛС.

Существенным ограничением рассматриваемого способа учета коррекции тепло-съемы выбором подходящего способа взаимодействия элементов новой фазы представляется его применимость только к металлическим подложкам. Лишь в этом случае скорость движения ЛС не важна. В ситуациях, когда теплопереносные свойства жидкости и подложки близки, появляется необходимость учета влияния модели взаимодействия на скорость движения жидкости относительно подложки. Кроме того, все расчеты проведены только для диффузионного роста новой фазы ( $k = 1/2$ ), что справедливо для достаточно развитого фазового перехода при положительных давлениях. Для процессов взрывной кавитации ( $k = 1$ ) необходимо проведение дополнительных численных исследований.

### Выводы

Для расчета тепловых потоков при быстром фазовом переходе — кипении, кавитации, конденсации — допустимо применение трех основных моделей взаимодействия пузырьков — IC, MC, MV. Возможно уточнение этих моделей введением краевого угла или введением времени релаксации пузырька к равновесной форме, а также комбинированием моделей со временем процесса. В настоящее время при выяснении способа взаимодействия пузырьков для выбора модели решающее значение имеют микрофотографии процесса. Результаты измерения тепловых потоков дают дополнительную информацию для выявления динамики взаимодействия микропузырьков. Расчет геометрических характеристик парообразования по сценарию мгновенного слияния пузырьков предлагается проводить на базе ранее полученных аппроксимаций по сценарию суммирования площадей. Выяснено, что режим слияния пузырьков MV можно представить как процесс IC с объединением конгломератов из трех пузырьков (капель). В результате допускается применение для расчета геометрических характеристик режима MV аппроксимаций, полученных и детально проверенных для режима IC, в том числе и при неоднородно нагретой подложке. Проведенный анализ не замыкается процессом взрывного пристеночного парообразования. Полученные аппроксимации естественно обобщаются на процесс спонтанной взрывной кавитации и, возможно, пристеночной конденсации. При этом очевидно, что динамика слияния капель и пузырьков существенно разная. Возможно для микрокапель с большим поверхностным натяжением наиболее подходящей окажется модель без слияния путем полного смачивания подложки деформируемыми каплями — модель MC.

Результаты исследования роли механизмов взаимодействия и эволюции продуктов быстрого фазового превращения уточняют методы обработки температурного сигнала, измеренного в работах [1, 2], и требуют дальнейшего развития.

### Обозначения

$T$ — температура, K,	$\tilde{s}$ — коэффициент роста пузырька, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2k}$ ,
$J(T)$ — частота зародышеобразования, $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,	$k$ — показатель роста пузырька,
$J_0$ — постоянный коэффициент, $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,	$S_0$ — относительная сухая площадь
$I(T)$ — поверхностная частота зародышеобразования, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,	без учета взаимодействия пузырьков,
$I_0$ — начальная поверхностная частота зародышеобразования, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,	$S$ — относительная сухая площадь,
$A = (dT/dt) \partial \ln J / \partial T$ — скорость роста логарифма частоты зародышеобразования,	$L_0(\tau, t)$ — распределение удельной длины линии смачивания по времени ее жизни $\tau$ без учета взаимодействия пузырьков, м/с,
$t$ — время от начала вскипания, с,	$L(\tau, t)$ — распределение удельной длины линии смачивания по времени ее жизни $\tau$ , м/с,
$n(t)$ — число пузырьков (капель),	$\xi = \tilde{s} / A^{2k}$ — характеристика спонтанного вскипания, $\text{м}^2$ .
$S_n$ — площадь подложки, $\text{м}^2$ ,	

### Список литературы

1. Skripov V.P., Sinitsyn E.N., Pavlov P.A., Ermakov G.V., Muratov G.V., Bulanov N.N., Baidakov V.G. Thermophysical properties of liquids in the metastable (superheated) state. N.Y., London, Paris, Montreal, Tokyo, Melbourne: Gordon and Breach Sci. Publishers, 1988. 285 p.
2. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988. 244 с.
3. Pavlov P.A. Thermodynamic crisis of boiling // J. of Engng Thermophysics. 2007. Vol. 16, No. 3. P. 145–154.
4. Павлов П. А., Виноградов В.Е. Флуктуационное возникновение пузырьков в условиях быстрого падения давления в жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 4. С. 503–507.
5. Павлов П.А., Скрипов В.П. Парообразование при импульсном нагреве жидкости // Инж.-физ. журн. 1967. Т. 12, № 4, С. 503–507.
6. Митрофанов С.М., Павлов П.А. Геометрические характеристики нестационарного кризиса кипения // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44, № 5. С. 726–733.
7. Колмогоров А.Н. К статистической теории кристаллизации металлов // Изв. АН СССР. Сер. Математика. 1937. № 3. С. 355–359.
8. Кукушкин С.А., Осипов А.В. Процессы конденсации тонких пленок // УФН. 1998. Т. 168, № 10, С. 1083–1116.
9. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. 575 с.
10. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1987. 399 с.
11. Русанов А.И. Фазовые равновесия и поверхностные явления. Л.: Химия, 1967. 388 с.

*Статья поступила в редакцию 16 июля 2015 г.,  
после доработки — 11 ноября 2015 г.*