

УДК 536.248

ДИНАМИКА ВЗРЫВНОГО КИПЕНИЯ КАПЕЛЬ ПРИ ПЕРЕГРЕВАХ, БЛИЗКИХ К ПРЕДЕЛЬНЫМ

Б. П. Авксентюк, В. В. Овчинников

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

Приведена физическая модель взрывного кипения капель. В результате потери устойчивости межфазной поверхности жидкость — пар возникают фронты испарения. Определяющую роль при их распространении в метастабильной жидкости играет импульс отдачи пара. Отрыв капель с межфазной поверхности обусловлен действием термокапиллярных сил. Достоверность модели подтверждена сравнением расчетов с экспериментальными данными.

В отсутствие готовых центров парообразования могут быть достигнуты перегревы жидкости, близкие к предельным. В этом случае кипение возникает спонтанно, паровые пузырьки образуются флуктуационным путем. При высоких перегревах интенсивность испарения жидкости столь велика, что кипение носит взрывообразный характер. Такой процесс получил название *паровой взрыв*. В промышленных условиях паровой взрыв может обладать большой разрушительной силой. Опасности, связанные с паровыми взрывами, обуславливают практическую значимость исследований физических процессов, происходящих при взрывном кипении.

Проводя экспериментальные исследования динамики вскипания капель бутана при предельном перегреве, авторы работы [1] обнаружили, что взрывной характер кипения обусловлен потерей устойчивости межфазной поверхности жидкость — пар. Из серии одиночных фотографий пузырей, снятых при различных временах задержки, получена полная картина развития парообразования. При вскипании всегда образовывался только один пузырь. Возникал он вблизи границы капли, что связано, как объясняют авторы [1], с неоднородностью поля температур в капле. Неустойчивость межфазной поверхности развивалась на ранней стадии роста пузыря. На поверхности парового образования, растущего в капле, имела место мелкомасштабная шероховатость с большой амплитудой неровностей. При обработке фотографий измерялся объем, занимаемый паровым образованием. Затем измеренный объем полагался равным объему сферы, и определялся эффективный радиус парового образования. Шероховатость межфазной поверхности при определении объема не учитывалась. Оказалось, что скорость роста эффективного радиуса парового образования постоянна во времени. Для бутана при атмосферном давлении и температуре 105 °С она равна 14,3 м/с, что существенно меньше значения скорости, рассчитанного по формуле Рэлея

$$V_f = \sqrt{2\Delta P / (3\rho')}, \quad (1)$$

где ΔP — разность давлений в паровой и жидкой фазах; ρ' — плотность жидкости. Эта формула описывает стадию роста пузыря на очень малых временах, когда преобладающее влияние оказывает инерция жидкости. В опытах [1] зафиксированы более поздние

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-02-17588).

времена, когда рост пузыря определяется процессом теплопередачи. Расчеты по теории [2] дали более низкие значения скорости роста в сравнении с экспериментом. На основании оценок значений плотности вещества внутри парового образования авторами [1] сделано предположение о наличии в нем существенного количества жидкости. В работе [3] экспериментально подтверждено это предположение. При взрывном кипении происходит отрыв мелкодисперсных частиц жидкости с межфазной поверхности.

С увеличением давления окружающей среды из-за снижения перегрева (температура насыщения с ростом давления возрастает быстрее, чем предельная температура) потеря устойчивости поверхности пузыря происходит на более поздних стадиях его роста [3, 4]. При высоком давлении неустойчивость межфазной поверхности не возникала на всей стадии роста пузыря в капле.

Теории, описывающей динамику взрывного кипения капель, не существует. По этому вопросу опубликовано лишь несколько теоретических работ [5–7]. Так, в [5, 6] предложены модели, в которых движение межфазной поверхности жидкость — пар описывается с помощью модифицированного уравнения Рэлея, учитывающего сжимаемость жидкости и перенос массы через межфазную поверхность. Такое уравнение использовалось ранее в [8] при описании схлопывания пузыря в жидкости. Расчеты по этой модели не дают постоянного во времени значения скорости роста парового образования. Анализы процесса взрывного кипения [3, 7] с использованием условия Чепмена — Жуге носят оценочный характер. Остается неизвестным механизм, определяющий поток мелкодисперсных капель с межфазной поверхности в паровую область.

Нами проводились исследования динамики гетерогенного взрывного кипения при уровнях метастабильности жидкостей как близких к предельным, так и существенно ниже предельных [9–14]. Когда перегревы перед вскипанием превышали пороговые значения (например, для воды 50 К при внешнем давлении 3 кПа [11], для бензола 60 К при 9,8 кПа [10] и для фреона С318 40 К при 260 кПа [12]), пузырьковая структура парообразования также теряла устойчивость. Как и в случае взрывного кипения капель, поверхность жидкость — пар становилась шероховатой. Чем выше был перегрев, тем на более ранней стадии роста пузыря возникала неустойчивость. Развитие неустойчивости межфазной поверхности сопровождалось ростом давления в жидкости [13].

При гетерогенном вскипании жидкость метастабильна только вблизи нагревателя. Поэтому возникшие в результате неустойчивости возмущения растут только в пристенном перегретом слое жидкости. Скорость роста этих возмущений, как и в случае гомогенного кипения, постоянна во времени и существенно превышает скорость роста парового пузыря. Для лобовой части парового образования, растущего в метастабильной жидкости, нами введен термин *фронт испарения*. Исследовано влияние режимных параметров (перегрева стенки нагревателя относительно температуры насыщения, давления в рабочем объеме, недогрева жидкости до температуры насыщения) на скорость распространения фронта испарения [10–14].

Для описания динамики взрывного кипения при гетерогенном зародышеобразовании разработана физическая модель [14, 15]. Вычисленная по этой модели скорость распространения фронта испарения для органических жидкостей близка к экспериментальной. Цель настоящей статьи — показать применимость этой модели для описания динамики взрывного кипения капель.

На рис. 1 схематически показан процесс взрывного кипения в капле. Лобовую часть парового образования, растущего в капле 1, будем называть фронтом испарения, как и в случае гетерогенного взрывного кипения. Фронт испарения 2 движется в жидкости 3 с постоянной во времени скоростью V_f , которая на порядок выше скорости испарения жидкости. Рассмотрим контрольный объем, окружающий фронт испарения в движущейся

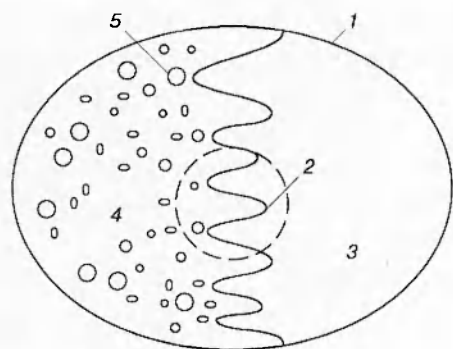


Рис. 1

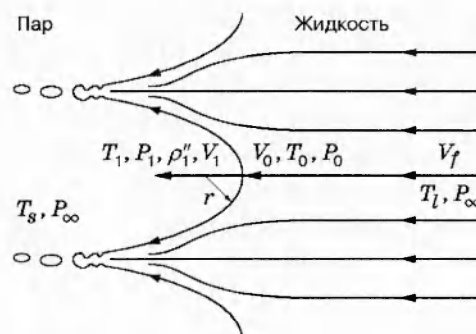


Рис. 2

системе координат, прикрепленной к фронту испарения (рис. 2). В этой системе координат перегретая жидкость подтекает к фронту испарения справа, а пар 4 (см. рис. 1) движется от поверхности испарения влево.

Скорость жидкости на бесконечности равна скорости распространения фронта испарения V_f . Давление P_∞ и температура T_l жидкости на бесконечности равны давлению и температуре жидкости в капле перед вскипанием. В паровой области на бесконечности давление прием равным P_∞ . Температуру насыщения, соответствующую этому давлению, обозначим через T_s . В критической точке на фронте испарения скорость жидкости равна скорости ее испарения V_0 . Здесь давление со стороны жидкости достигает наибольшего значения P_0 . Температуру жидкости на фронте испарения обозначим T_0 . В паровой области на внешней стороне слоя Кнудсена скорость, давление, температуру, плотность пара обозначим через V_1, P_1, T_1, ρ_1' , а главные радиусы кривизны межфазной поверхности на фронте испарения — r_1 и r_2 .

Поверхность жидкости при испарении есть поверхность разрыва [16], проходя через которую, нормальная компонента скорости, давление, плотность, энтальпия претерпевают разрыв. Для фронта испарения законы сохранения потоков массы, импульса и энергии те же, что и для ударных волн:

$$j = \rho_0' V_0 = \rho_1' V_1, \tag{2}$$

$$P_0 + \rho_0' V_0^2 = P_1 + \rho_1' V_1^2 - \sigma_0(1/r_1 + 1/r_2); \tag{3}$$

$$j(i_1 - i_0) + j(V_1^2 - V_0^2)/2 - \lambda_0' \nabla T_0 + \lambda_1' \nabla T_1 = 0. \tag{4}$$

Здесь j — поток массы вещества; σ — поверхностное натяжение; i — энтальпия; λ — теплопроводность; одним и двумя штрихами обозначены свойства жидкости и пара соответственно; индексом 0 — значения величин на поверхности разрыва со стороны жидкости, 1 — на поверхности разрыва (внешней стороне слоя Кнудсена) со стороны пара. Уравнение (3) получено с учетом кривизны фронта испарения.

В невязком приближении уравнение для стационарного движения жидкости сводится к уравнению Бернулли. Для центральной линии тока это уравнение имеет вид

$$P_\infty + \rho_l' V_f^2/2 = P_0 + \rho_0' V_0^2/2, \tag{5}$$

где ρ_l' — плотность жидкости при температуре T_l .

Точное определение главных радиусов кривизны фронта испарения представляет собой сложную задачу. Температурное распределение на лобовой части межфазной поверхности неоднородно. Температура поверхности изменяется от максимального значения T_0 в критической точке до T_s . Это обуславливает неоднородное распределение сил, с которыми

жидкость и пар воздействуют друг на друга. В настоящее время информацией о характере распределения температур на межфазной поверхности в окрестности критической точки мы не располагаем. Анализ фотографий взрывного кипения капель, приведенных в [1, 3, 4, 6, 17], показал, что форма лобовой части межфазной поверхности близка к сферической. Полагая, что поверхность фронта испарения имеет сферическую форму, главный радиус кривизны определим из соотношения между капиллярными силами и давлением в паре на поверхности разрыва

$$r = r_1 = r_2 = 2\sigma_0 / (P_1 - P_\infty). \quad (6)$$

Из уравнений (2), (3), (5) и (6) для скорости фронта испарения получим $V_f = j \sqrt{2[1/\rho_1'' - 1/(2\rho_0')]/\rho_1'}$. При $\rho_1'' \ll \rho_0'$ $V_f = \sqrt{2j^2/(\rho_1''\rho_1')}$. Данная формула имеет сходство с формулой Рэлея (1). Вместо перепада давления в ней содержится импульс отдачи пара j^2/ρ_1'' . Если по модели Рэлея рост парового пузыря обусловлен перепадом давления в паре и жидкости, то при взрывном кипении рост возмущений, возникших на межфазной поверхности в результате неустойчивости, — действием реактивной силы.

В уравнении сохранения потока энергии через фронт испарения (4) диссипацией энергии, обусловленной вязкостью, пренебрегается. Теплоотводом в паровую область (четвертый член в левой части уравнения (4)) можно также пренебречь, так как его учет не оказывает заметного влияния на результаты расчетов. Разность энтальпий в уравнении (4) равна теплоте парообразования. Определять ее следует с учетом метастабильности жидкости на поверхности разрыва:

$$i_1 - i_0 = H, \quad H = H_{s1} - (c'_{p0}T_0 - c'_{ps1}T_{s1}).$$

Здесь H_{s1} , c'_{ps1} — теплота парообразования и теплоемкость жидкости при температуре насыщения T_{s1} , соответствующей давлению пара P_1 на внешней стороне слоя Кнудсена.

Температурный градиент на поверхности разрыва со стороны жидкой фазы определим с учетом испарения в окрестности передней критической точки при обтекании жидкостью сферы с радиусом, равным главному радиусу кривизны фронта испарения. Уравнение конвективного теплообмена в приближении пограничного слоя имеет вид

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} = a' \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad T = T_0 \text{ при } y = 0, \quad T = T_1 \text{ при } y \rightarrow \infty. \quad (7)$$

Здесь a' — температуропроводность жидкости.

В окрестности критической точки поверхность равнодоступна [18], т. е. решение не зависит от x , и, следовательно, первый член в уравнении (7) можно не рассматривать. Представив продольную и поперечную компоненты скорости жидкости для этой области в виде $u = Ux/r$, $V = -Uy/r - V_0$, подставив их значения в уравнение (7) и проинтегрировав его, для градиента температуры на поверхности фронта испарения со стороны жидкости получим выражение

$$\nabla T_0 = \sqrt{U/(2a'_0 r)} (T_1 - T_0) \exp(-b) / \int_{\sqrt{b}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta.$$

Здесь $b = V_0^2 r / (2a'_0 U)$; U — скорость жидкости на межфазной поверхности. В случае потенциального обтекания сферы жидкостью ($Re \gg 1$) $U = 1,5V_f$, при обтекании вязкой жидкостью [18] $U = V_f \mu'_0 / [2(\mu'_0 + \mu''_0)]$, где $Re = 2V_f r \rho'_0 / \mu'_0$ — число Рейнольдса; μ — динамическая вязкость.

Таким образом, уравнение сохранения потока энергии для рассматриваемого процесса принимает вид

$$jH = \sqrt{V_f \lambda'_0 c'_{p0} \rho'_0 \mu'_0 / [2r(\mu'_0 + \mu''_0)]} (T_i - T_0) \exp(-b) / \int_{\sqrt{b}}^{\infty} \exp(-\eta^2) d\eta, \quad (8)$$

$$b = V_0^2 r(\mu'_0 + \mu''_0) / (V_f a'_0 \mu'_0).$$

При расчетах уравнение (8) использовалось для определения температуры жидкости на фронте испарения.

Параметры пара на внешней стороне слоя Кнудсена рассчитывались по неравновесной теории испарения, приведенной в [19]:

$$\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} = \frac{\sqrt{\pi M_*^2 + 4(m+4)^2} - \sqrt{\pi} M_*}{2m+8}, \quad \frac{P_0}{P_1} = \frac{2 \exp(-M_*^2)}{E + G \sqrt{T_1/T_0}}, \quad M_* = \frac{V_1}{\sqrt{2RT_1/W}} = M_1 \sqrt{\frac{m+5}{2m+6}},$$

$$E = \exp(-M_*^2) - \sqrt{\pi} M_* \operatorname{erfc}(M_*), \quad G = (2M_*^2 + 1) \operatorname{erfc}(M_*) - \frac{2M_* \exp(-M_*^2)}{\sqrt{\pi}}, \quad m = \frac{5 - 3\gamma_1}{\gamma_1 - 1},$$

где W — молекулярная масса; γ — показатель адиабаты.

Для определения плотности паров на внешней стороне слоя Кнудсена использовалось уравнение состояния для реального газа, приведенное в [20]. Это уравнение использовалось также для определения местной скорости звука на внешней стороне слоя Кнудсена по формуле $u_1 = \sqrt{\gamma_1 (\partial P / \partial \rho')_{T_1}}$.

Скорость пара на внешней стороне слоя Кнудсена равна местной скорости звука, если давление P_1 существенно превосходит давление окружающей среды P_∞ . При существенном противодействии скорость пара меньше звуковой и связана со скачком давления на фронте ударной волны уравнением [16, 21]

$$F = (P_1 - P_\infty) \sqrt{2 / \{ \rho''_\infty [P_1(\gamma_\infty + 1) + P_\infty(\gamma_\infty - 1)] \}}.$$

Таким образом, недостающая связь между параметрами V_1 , ρ'_1 и T_1 определялась соотношениями [22] $V_1 = u_1$ при $u_1 \leq F$, $V_1 = F$ при $u_1 > F$.

Результаты расчетов для бутана при атмосферном давлении по изложенной выше модели приведены в таблице и на рис. 3–5. Можно видеть, что взрывное кипение при перегревах жидкости, близких к предельным, чрезвычайно неравновесный процесс. Температура жидкости на фронте испарения существенно превышает температуру насыщения в паровой области T_s . Пар на внешней стороне слоя Кнудсена перегрет ($P_1/P_{s1} < 1$; P_{s1} — давление на кривой насыщения при температуре T_1). Расчетное значение скорости распространения фронта испарения для бутана при предельной температуре 105 °C составило 37,3 м/с. Режим оттока пара с фронта испарения при этих условиях близок к критическому ($Ma \sim 1$).

Из приведенной модели ясно, что при проведении исследований динамики взрывного кипения капель следовало определять изменение во времени расстояния от места возникновения начального пузырька до фронта испарения l , а не эффективный радиус парового образования, как это сделано в [1] и последующих исследованиях. Наиболее близкой к V_f величиной является скорость роста эффективного диаметра парового образования D_{ef} . Отличие расчетного значения V_f от $dD_{ef}/d\tau$ ($dD_{ef}/d\tau = 28,6$ м/с [1]) составило около 30%, тогда как расхождение экспериментальных данных по скорости фронта испарения при гетерогенном взрывном кипении органических жидкостей с расчетами по модели не пре-

T_s , К	P_∞ , кПа	T_l , К	V_f , м/с	P_1 , кПа	T_1 , К	T_0 , К	Re	P_1/P_{s1}	M_1
272,65	101,3	370,65	20,43	212,5	312,7	323,5	27,8	0,57	0,64
272,65	101,3	372,65	23,02	226,8	316,8	328,6	26,9	0,54	0,69
272,65	101,3	374,65	26,30	245,0	321,9	334,8	25,6	0,51	0,76
272,65	101,3	375,55	28,24	255,8	324,8	338,3	24,9	0,49	0,79
272,65	101,3	377,75	35,58	297,7	335,5	351,3	21,8	0,44	0,92
272,65	101,3	377,95	36,48	302,9	336,8	352,8	21,4	0,43	0,94
272,65	101,3	378,15	37,34	307,9	338,0	354,3	21,0	0,43	0,95

вышло 20 %. На наш взгляд, более существенное расхождение расчета с экспериментом может быть обусловлено следующими причинами.

1. Отличие значений эффективного диаметра парового образования от l .
2. Влияние мелкодисперсных капель в паровой области на динамику пара. (Наша модель не учитывает этот фактор.)
3. Возможно, отличие давления в паровой области от атмосферного. (В работах [1, 3, 4, 6, 17] проводились измерения давления в фоновой жидкости (этиленгликоле) при взрывном кипении капель. Расчеты по модели дают значение скорости фронта испарения, равное экспериментальному, если принять давление в паровой области P_∞ равным 128 кПа.)
4. Неоднородность температурного поля в капле перед вскипанием.

На рис. 3 представлены расчетные значения скорости фронта испарения в зависимости от температуры жидкости перед вскипанием для бутана при давлении 102 кПа. Из таблицы и рис. 3 следует, что скорость фронта испарения существенно зависит от температуры жидкости перед вскипанием. Поскольку пузырек всегда возникал вблизи границы капли, где значения температуры максимальны, скорость роста парового образования на начальном этапе также максимальна. На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости [1, 6, 17] эффективного диаметра парового образования от времени. Здесь же представлены результаты расчетов по модели (сплошная линия). Расчеты согласуются с экспериментальными данными на начальном этапе роста парового образования, когда распространение фронтов испарения происходило в жидкости с температурой 105 °С.

На рис. 5 показаны расчетные значения скорости фронта испарения в зависимости от давления при значениях температуры бутана перед вскипанием $T_l = 378,15; 368,15; 363,15$ К (кривые 1–3). Скорость фронта испарения уменьшается с ростом давления. Для бутана при давлениях, больших 280 кПа, неустойчивость межфазной поверхности экспе-

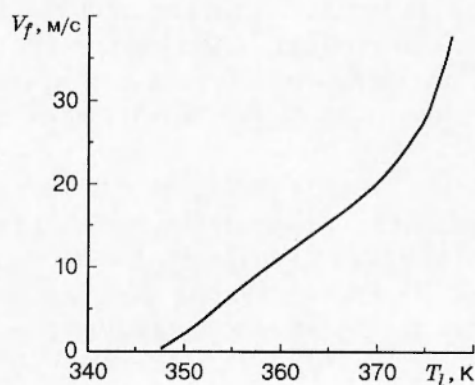


Рис. 3

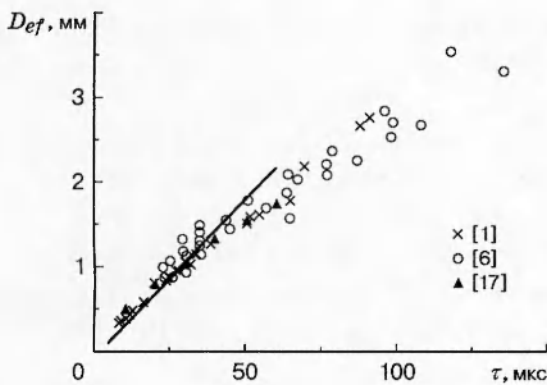


Рис. 4

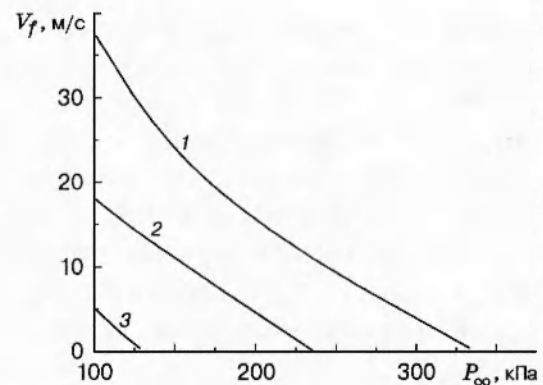


Рис. 5

риментально не наблюдалась на всей стадии роста пузыря вплоть до полного испарения капли [6].

При гетерогенном кипении чем ниже уровень метастабильности жидкости, тем на более поздней стадии роста пузыря возникает неустойчивость межфазной поверхности с последующим формированием фронтов испарения. Поскольку все эксперименты проводились с каплями малого размера (примерно 1–2 мм), взрывное кипение не возникало при давлениях, больших 280 кПа, из-за дефицита перегретой жидкости. Вся капля испарялась, а пузырь не достигал того размера, при котором его поверхность становится неустойчивой. Возможно, увеличение объема метастабильной жидкости приведет к расширению диапазона режимных параметров, когда реализуется гомогенное взрывное кипение.

Как показали расчеты (см. таблицу), температура жидкости на фронте испарения существенно превышает температуру насыщения. Вследствие неоднородного распределения температуры на межфазной поверхности возникает тангенциальная сила, направленная от областей с меньшим поверхностным натяжением к областям с большим поверхностным натяжением. Это приводит к движению жидкости от фронта испарения к основанию возмущения, растущего в метастабильной жидкости (см. рис. 2). Струйки жидкости, возникшие в результате действия термокапиллярной силы, в паровой области распадаются на капли 5 (см. рис. 1) из-за неустойчивости Гельмгольца. Двухфазная область пар — капельки жидкости отделена от фронта испарения расстоянием, не меньшим амплитуды возмущения, растущего в метастабильной жидкости. Отсутствие капелек жидкости в паровой области в непосредственной близости от фронта испарения, по-видимому, дает основание для неучета в нашей модели влияния капелек жидкости на динамику пара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shepherd J. E., Sturtevant B. Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid Mech. 1982. V. 121. P. 379.
2. Prosperetti A., Plesset M. S. Vapor bubble growth in a superheated liquid // J. Fluid Mech. 1978. V. 85. P. 349.
3. Frost D. Dynamics of explosive boiling of a droplet // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 2554–2651.
4. Frost D., Sturtevant B. Effects of ambient pressure on the instability of a liquid boiling explosively at the superheat limit // J. Heat Transfer. 1986. V. 108. P. 418.
5. Nguyen V. T., Fuzeland R. M., Ijpeelaar J. M. Rapid evaporation at the superheat limit // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31. P. 1687–1700.

6. Лесин С., Барон А., Брановер Г., Мерчук И. Экспериментальное исследование кипения при прямом контакте сред в случае предельного перегрева // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31. С. 941–961.
7. Shepherd J. E., McCanan S., Cho J. Evaporation wave model for superheated liquids // Adiabatic waves in liquid-vapor systems. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1990. P. 407–716.
8. Fujikawa S., Akamatsu T. Effects of the nonequilibrium condensation of vapour on the pressure produced by the collapse of a bubble in a liquid // J. Fluid Mech. 1980. V. 97. P. 481.
9. Авксентюк Б. П., Бобрович Г. И., Кутателадзе С. С., Москвичева В. Н. О вырождении режима пузырькового кипения в условиях свободной конвекции // ПМТФ. 1972. № 1. С. 69–72.
10. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В., Плотников В. Я. Динамика вскипания в области высоких перегревов // Теплообмен в парогенераторах: Материалы Всесоюз. конф., Новосибирск, 28–30 июня 1988 г. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1988. С. 304–308.
11. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. О динамике парообразования в воде // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. № 1. С. 3–9.
12. Авксентюк Б. П., Овчинников В. В. Исследование динамики парообразования при давлении больше атмосферного // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 6. С. 91–98.
13. Avksentyuk B. P., Ovchinnikov V. V. Dynamics effects on interphase surface during the disintegration of superheated nearwall liquid // Phase — interface phenom. multiphase flow: Proc. Intern. center heat mass transfer. 1991. V. 33. P. 583–598.
14. Avksentyuk B. P., Ovchinnikov V. V. A heterogeneous boiling dynamics of benzene at superheats close to the limit // Proc. of the Intern. symp. physics of heat transfer in boiling and condensation, Moscow (Russia), 21 - 24 May, 1997. Moscow: Printing-House «Shanse», 1997. P. 229–234.
15. Avksentyuk B. P. Nonequilibrium model of an evaporation front // Russian J. Engng Thermophysics. 1995. V. 5, N 1. P. 1–9.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. 2-е изд. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
17. McCann H., Clarke L. J., Masters A. P. An experimental study of vapour growth at the superheat limit temperature // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1989. V. 32. P. 1077–1093.
18. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
19. Cercignani C. Strong evaporation of polyatomic gas // Rarefied gas dynamics / Ed. by S. S. Fisher. N. Y.: AIAA, 1981. Pt 1. P. 305–320.
20. Teja A. S., Singh A. Equations of state for ethane, propane and *n*-butane // Cryogenics. 1977. V. 17, N 11. P. 591–596.
21. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества // Тр. Физ. ин-та АН СССР. 1970. Т. 52. С. 118–170.
22. Корнеев В. В. О возможности определения коэффициента конденсации воды из экспериментов по лазерному испарению // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28, № 3. С. 536–539.

*Поступила в редакцию 10/IV 1998 г.,
в окончательном варианте — 21/VII 1998 г.*