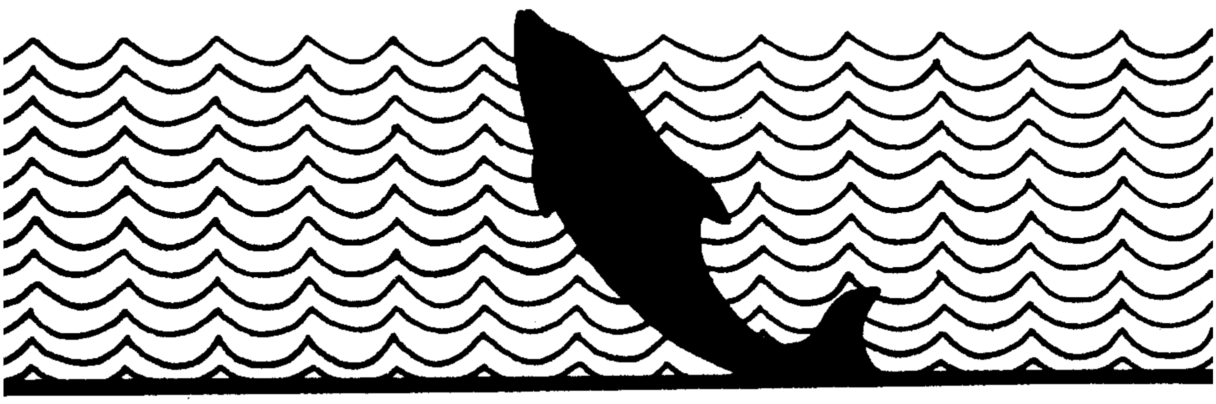
ON CRISIS OF TRANSITION FROM NUCLEATE TO FILM BOILING.

L.G. Badratinova

It is shown that the formula by Kutateladze for the critical heat flux of nucleate boiling can be obtained under the assumption that the boiling crisis occurs when the Reynolds number for vapor outflow from the wall reaches a critical value. The Reynolds number is constructed with the help of vapor outflow velocity $V_1 = q / \rho_1 L$, vapor viscosity υ_1 and a characteristic thickness of a viscous sublayer in a two-phase motion existing close to the wall $\Delta = \rho_1^{1/2} \upsilon_1 [(\rho - \rho_1) g \sigma]^{-1/4}$ (q and L are the heat flux at the wall and the latent heat of vaporization, ρ and ρ_1 – the liquid and vapor densities, g is the gravity acceleration and σ is the surface tension coefficient). The formula for Δ is obtained from a study of model problems on stability of a thin equilibrium vapor (or gas) layer located between the heated substrate (kept at a constant heat flux) and the liquid phase.

ISSN 0420-0497

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОДИНАМИКА



(Динамика сплошной среды 111)

НОВОСИБИРСК 1996

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

выпуск 111, 1996 г.

О КРИЗИСЕ ПЕРЕХОДА ПУЗЫРЬКОВОГО РЕЖИМА КИПЕНИЯ В ПЛЕНОЧНЫЙ

Л. Г. Бадратинова

Введение. Известно, что при кипении жидкости в большом объеме пузырьковый режим возможен только тогда, когда плотность q теплового потока, поддерживаемого на нагревателе, не превышает критического значения q_{cr}. При достижении критического значения q_{cr} температура нагревателя скачкообразно повышается, и его поверхность покрывается слоем пара. При $q > q_{cr}$ возможен только пленочный режим кипения. Для кипения жидкости при свободной конвекции формула для критической плотности теплового потока была впервые получена С. С. Кутателадзе [1] на основе анализа размерностей уравнений двухфазного турбулентного течения около бесконечной плоской поверхности нагрева. С. С. Кутателадзе также впервые высказал предположение о том, что кризис связан с гидродинамической неустойчивостью двухфазного течения у нагревателя, однако характер неустойчивости им не исследовался. Начиная с работы Гертнера [2], многочисленными экспериментальными исследованиями доказано, что при высоких значениях плотности теплового потока q поверхность нагрева покрыта крупными паровыми конгломератами, под которыми на самой этой поверхности расположен жидко-паровой подслой (рис. 1), сохраняющийся вплоть до наступления кризиса. В данной работе впервые показывается, что формулу С. С. Кутателадзе можно получить на основе пред-

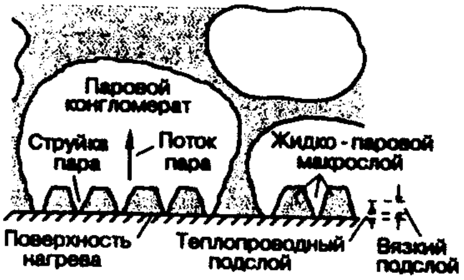


Рис. 1

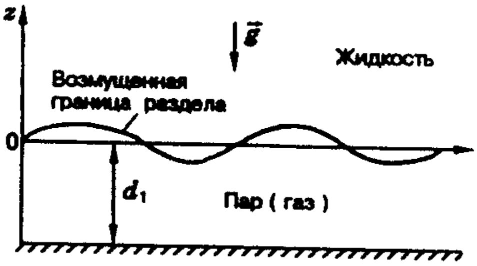


Рис. 2

положения о том, что кризис теплообмена наступает когда достигает критического (постоянного) значения число Рейнольдса для течения пара в паровых струйках (рис. 1), «вкрапленных» в жидкий подслой.

Критерии подобия. Предполагая, что рост паровых конгломератов происходит за счет интенсивного испарения жидкого макрослоя по границам паровых струек, скорость пара в струйках можно оценить как $V_1 = q/\rho_1 L$, где ρ_1 — плотность пара, L — скрытая теплота испарения. Индекс 1 используется для паровой (или газовой) фазы. Число Рейнольдса определим как

$$\mathrm{Re}_1 = V_1 \Delta / \nu_1, \qquad (1)$$

где ν_1 — коэффициент кинематической вязкости пара, Δ — толщина вязкого подслоя (рис. 1) в жидко-паровом макрослое. Формула для Δ будет получена ниже на основе рассмотрения модельных задач о гидродинамической устойчивости равновесия горизонтального слоя пара или газа, отделяющего жидкий объем от нагреваемой пластины (рис. 2) и имеющего конечную толщину d_1. В этих задачах доказано, что при очень малых значениях d_1 устойчивость или неустойчивость равновесия систем «жидкость над паром» и «жидкость над газом» определяется не механизмом Рэлея — Тейлора, а тепловыми эффектами.

Для краткости, в данной работе дается только описание постановок двух исследованных модельных задач и приводятся результаты анализа длинноволновых возмущений. В обеих задачах изучалась линейная устойчивость относительно нормальных монотонных возмущений. Были получены общие дисперсионные соотношения. На их основе при помощи асимптотического разложения по малому волновому числу были сформулированы критерии устойчивости относительно длинноволновых возмущений, справедливые в предположении малости числа

Бонда. Число Бонда определяется по формуле $N_g = (\rho - \rho_1)gd_1^2/\sigma_0$, где σ_0 — значение коэффициента поверхностного натяжения при температуре T_0 невозмущенной границы раздела, g — величина вектора ускорения силы тяжести, направленного вертикально вниз (рис. 2). Исследование устойчивости позволило выявить новый критерий подобия, который характеризует влияние механизма Рэлея — Тейлора на возмущения границы раздела при малых числах Бонда, и определяется формулой

$$G_q = (\rho - \rho_1)\sigma_0 g d_1^4/(\eta_1^2 k^2). \tag{2}$$

Величины η_1 и k обозначают соответственно коэффициенты динамической вязкости пара (или газа) и температуропроводности жидкости. Индекс q означает, что критерий (2) появляется в задачах устойчивости только в том случае, когда на подогреваемой поверхности поддерживается постоянный тепловой поток.

Устойчивость слоя пара под жидкостью. Задача об устойчивости рассматривалась в двухслойной постановке, учитывающей теплообмен в обеих фазах. Движение пара и жидкости описывается уравнениями Навье — Стокса. На нижней твердой пластине выполняется условие прилипания для пара и задается постоянный тепловой поток q. На границе фазового перехода задаются условия (см. [3]), выражающие сохранение потоков массы, импульса и энергии; учитывается действие поверхностного натяжения и термокапиллярных сил. На этой границе задаются еще условия непрерывности касательных скоростей и температур сред; кроме того, предполагается равенство химических потенциалов сред, из которого посредством линеаризации получена следующая формула для температуры границы раздела:

$$T = T_0 + \frac{T_0(\rho - \rho_1)}{\rho\rho_1 L}(p_1 - p_0) + \frac{T_0}{\rho L}(p_1 - p). \tag{3}$$

Здесь p_0 — равновесное давление насыщения, соответствующее температуре T_0; p и p_1 — динамические давления жидкости и пара на границе раздела. Формула (3), выражающая условие термодинамического квазиравновесия фаз на движущейся границе раздела, тоже используется в качестве граничного условия задачи.

В состоянии равновесия системы с границей раздела $z = 0$ (рис. 2) распределения температур T^0; T_1^0 и давлений p_0, p_1^0 определяются формулами

$$T^0 = -\frac{q}{\lambda}z + T_0, T_1^0 = -\frac{q}{\lambda_1}z + T_0, \quad p^0 = -\rho g z + p_0, p_1^0 = -\rho_1 g z + p_0.$$

При возмущениях состояния равновесия граница раздела деформирмируется, и на ней возникает фазовый переход. Показано, что эффект фазового перехода является стабилизирующим фактором, доминирующим над механизмом Рэлея — Тейлора при малых значениях параметра (2). Так, в случае когда толщина жидкого слоя бесконечна, при выполнении условия $G_q/16 \ll 1$ состояние равновесия устойчиво, если только значения плотности теплового потока q не слишком малы. При конечной толщине d жидкого слоя равновесное состояние устойчиво для не слишком низких значений q, если выполняется условие $G_q < 160^2/l^6$, в котором l обозначает отнесенную к капиллярной длине толщину жидкого слоя: $l = d/[\sigma_0^{1/2}[(\rho - \rho_1)g]^{-1/2}]$. В обоих случаях термокапиллярный эффект оказывается несущественным. Он характеризуется безразмерным параметром $s = \sigma_T T_0/(\rho_1 L d_1)$. Этот эффект может быть существенным только в случае сверхтонкого парового слоя, когда $d_1 \ll \sigma_T T_0/(\rho_1 L)$. Однако для сверхтонких слоев пара устойчивость не исследовалась, здесь необходимо рассматривать еще действие сил Ван дер Ваальса, которое не учитывалось.

Неустойчивость теплопереноса через газовую прослойку. Когда нижний слой является газовым, в задаче устойчивости также учитывались динамика и теплообмен газовой среды. Обе фазы считаются несмешивающимися вязкими несжимаемыми средами. Условия на подогреваемой подложке такие же, как в предыдущей задаче. На границе раздела вместо условия непрерывности потока массы ставится кинематическое условие, сохранение потока энергии выражается непрерывностью теплового потока, а сохранение потока импульса — непрерывностью нормальных и касательных напряжений (с учетом капиллярного давления и термокапиллярной силы); перечисленные условия дополняются еще двумя: непрерывности температуры и касательной составляющей вектора скорости. Предполагается, что жидкий слой имеет бесконечную глубину.

Показано, что при выполнении условия $G_q/144 \ll 1$ вклад механизма Рэлея — Тейлора в условие нейтральной устойчивости пренебрежимо мал, если только тепловой поток на нагреваемой пластине не слишком низок. При этом имеет место термокапиллярная неустойчивость относительно возмущений с длиной волны много большей толщины газового слоя. Минимальная длина волны опасных возмущений (которая не зависит от величины теплового потока) много меньше критической длины волны неустойчивости Рэлея — Тейлора изотермического равновесия. Опасными являются возмущения, связанные с деформацией границы раздела.

Формула для критического теплового потока. Результаты исследования модельных задач показывают, что при достаточно малых значениях параметра G_q механизм Рэлея — Тейлора уже не является доминирующим. Так, для $g = 981$ см/с^2 при $d_1 \sim 0{,}16$ мкм ($G/16 \sim 1$) для системы «вода — водяной пар» важным механизмом, влияющим на устойчивость, становится механизм фазового перехода, приводящий к сужению интервала неустойчивых длин волн, а при $d_1 \sim 1{,}4$ мкм ($G/144 \sim 1$) для системы «вода — воздух» существенным становится термокапиллярный механизм, приводящий к значительному расширению интервала неустойчивых длин волн. На основе критерия подобия G_q, выявленного при исследовании модельных задач, мы делаем предположение о том, что масштаб длины $\delta = \eta_1^{1/2}k^{1/2}[(\rho - \rho_1)g\sigma_0]^{-1/4}$ может быть использован для характеристики толщины теплового подслоя в жидком макрослое, расположенном под паровыми конгломератами (рис. 1). Через этот подслой тепло переносится теплопроводностью от нагревателя к границам паровых струек и в верхние слои макрослоя. Тепловой подслой является частью вязкого подслоя макрослоя (рис. 1). Для толщины последнего, характерный масштаб Δ можно определить из соображений размерности. С учетом того, что масштаб Δ не должен зависеть от коэффициентов температуропроводности сред и не может зависеть от динамического коэффициента вязкости жидкости, поскольку от этого коэффициента не зависит масштаб δ теплового подслоя, являющегося частью вязкого подслоя двухфазного макрослоя, получаем

$$\Delta \sim \nu_1^{1/2}k^{-1/2}\delta = \rho_1^{1/2}\nu_1[(\rho - \rho_1)g\sigma_0]^{-1/4}. \qquad (4)$$

Существование макрослоя (двухфазного ячеистого течения у поверхности нагрева) является следствием того, что в подслое с толщиной $\sim \Delta$ диссипативный эффект вязкости пара еще существенен при малых числах Рейнольдса, определенных выше формулой (1). Когда число Рейнольдса достигает критического значения Re_{cr}, пульсации, проникающие в макрослой из расположенного над ним парового конгломерата, приводят к его хаотизации. В предположении $\mathrm{Re}_{cr} = \mathrm{const}$ получаем формулу С. С. Кутателадзе

$$q_{cr} = \mathrm{const}\, \rho_1^{1/2} L[(\rho - \rho_1)\sigma_0 g]^{1/4}.$$

При $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{cr}$ возможен только пленочный режим кипения, при котором вязкий подслой состоит только из одной фазы — паровой.

Заметим, что исследования модельных задач проводились также для случая, когда на нагреваемой пластине поддерживается постоянной температура, а не тепловой поток. Результаты приводят к масштабу толщины вязкого подслоя, отличающемуся от масштаба (4). Следовательно, масштаб для толщины вязкого подслоя зависит от типа теплового граничного условия на нагревателе. Это дает основание предположить, что дальнейшие теоретические исследования смогут прояснить вопрос о том как влияют на критическую плотность теплового потока толщина и тепловые свойства нагревателя. Кроме того, естественно предположить, что в общем случае Re_{cr} зависит от шероховатости поверхности нагрева а также от свойств внешнего течения (приведенное давление и др.). Критическое число Рейнольдса может зависеть также от параметров, характеризующих течение внутри макрослоя, таких как характерный диаметр паровых струек, феноменологический коэффициент испарения [4]. Сильная зависимость последнего от загрязнения межфазной поверхности может объяснить очень существенное отличие экспериментальных значений критических тепловых потоков для дистиллированной и обычной воды [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке НАСА (контракт NAS15 10110).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кутателадзе С. С.** Гидродинамическая теория изменения режима кипения жидкости при свободной конвекции // Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук. 1951. Т. 4. С. 529–536

2. **Гертнер Р. Ф.** Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме // Теплопередача. 1965. Т. 87. С. 20–35.

3. **Delhaye J. M.** Jamp conditions and entropy sources in two-phase systems. Locfl instant formation // Int. J. Multiphase Flow. 1974. V. 1. P. 397–403.

4. **Badratinova L. G., Colinet P., Hennenberg M., Legros J. C.** Theoretical models for boiling at microgravity // Lecture Notes in Physics / L. Ratke, W. Walter, and B. Feuerbacher (Eds.). V. 464. Berlin: Springer-Verlag, 1996. P. 361–370.

5. **Costello C. P., Bock C. O., Nichols C. C.** A study of induced convective effects on pool boiling bornout // Chem. Eng. Prog. Symp. Series. 1965. V. 61. P. 271–280.