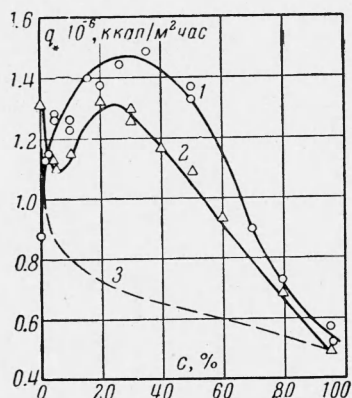


ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СПИРТОВОДЯНОЙ СМЕСИ НА КРИТИЧЕСКУЮ ПЛОТНОСТЬ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Г. И. Бобрович, С. С. Кутателадзе
(Новосибирск)

В работах [1-4] был показан сложный характер влияния концентрации смеси и размера поверхности нагрева на первую критическую плотность теплового потока при кипении спиртоводяных смесей. В дальнейшем аналогичные результаты, хотя и в меньшем объеме, были получены в работах [5, 6].

На фиг. 1 приведены типичные зависимости критического теплового потока q_* , $\text{ккал/м}^2 \text{ час}$, от концентрации этилового спирта C в воде в процентах по весу при давлении 1 *ата* в случае кипения спиртоводяной смеси на проволоке диаметром 0.5 мм (кривая 1) и на пластине достаточно больших размеров, поставленной на узкую грань ~6 мм (кривая 2).



Фиг. 1

В первом случае, как было установлено ранее в работах Ван-Вийка, Воса, Ван-Стралена [7-9], В. Г. Фастовского и Р. И. Артыма [10], критическая плотность теплового потока сначала монотонно возрастает с ростом концентрации и далее, проходя максимум, также монотонно убывает.

Значения критических плотностей теплового потока для однокомпонентных жидкостей хорошо описываются формулой С. С. Кутателадзе с поправкой на вязкость В. М. Боршпанского. Для смесей эта формула не подтверждается, если в нее подставлять соответствующие физические свойства растворов.

Особенностью кипения растворов такого класса, к которым относятся спиртоводяные смеси, является склонность к образованию нестабильной пены [11].

При определенной концентрации спирта в воде пенообразование наиболее интенсивно и, судя по имеющимся данным, — характеризуется образованием достаточно прочных пленок между пузырями пара, не препятствующих, однако, свободному продвижению между ними жидкой фазы [11, 12].

Из работ [12-14] следует, что такого рода явление в основном связано с массообменом на границе раздела фаз, т. е. характеризуется разностью концентраций летучего компонента в паровой и жидкой фазах.

Как известно, при кипении в большом объеме насыщенной жидкости предельная формула С. С. Кутателадзе

$$\frac{q_*}{r (g\gamma'')^{1/2} [\sigma (\gamma' - \gamma'')]^{1/4}} = k = \text{const} \quad (\text{для } \mu \rightarrow 0) \quad (1)$$

выводится из общих соображений об устойчивости двухфазного граничного слоя; здесь q_* — критическая плотность теплового потока, r — скрытая теплота парообразования, g — ускорение силы тяжести, σ — коэффициент поверхностного натяжения, γ' — удельный вес пара или газа, γ'' — удельный вес жидкости, k — критерий устойчивости, μ — коэффициент динамической вязкости.

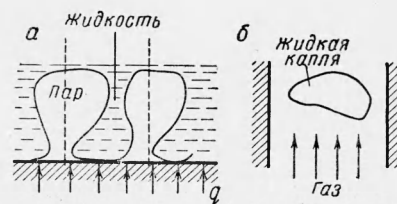
В настоящее время в литературе предложен ряд частных механизмов, приводящих к этой формуле [15-19].

Однако во всех рассматриваемых случаях общим является представление о разрушении жидких перемычек между соседними паровыми пузырями.

Как показали кинематографические исследования [18, 20], при околокритическом режиме кипения однородных жидкостей действительно на поверхности нагрева возникают крупные паровые образования, между которыми находится жидкость.

С определенной идеализацией такое предкризисное состояние граничного двухфазного слоя в непосредственной близости к поверхности нагрева можно изобразить схемой на фиг. 2а.

Возникновение пленочного кипения можно в этом случае представить себе как отрыв и взвешивание в потоке пара достаточно большой, а следовательно, и сплюсненной капли жидкости (фиг. 2б).



Фиг. 2

Такому механизму соответствует значение критической скорости потока пара

$$\frac{w_*'' (\gamma'')^{1/2}}{[g^2 \sigma (\gamma' - \gamma'')]^{1/4}} = k \approx 1.3 \quad (2)$$

Проведенные авторами скоростные кино съемки показали, что при кипении пенообразующих растворов типа спиртоводяной смеси при околокритических режимах на поверхности нагрева не возникают относительно крупные парообразования, как это имеет место при кипении однородных жидкостей. Вместо этого образуется структура из довольно близко расположенных небольших паровых пузырей. Однако жидкость достаточно свободно проникает между этими пузырьками к поверхности нагрева, о чем свидетельствуют кривые на фиг. 1.

На этой фигуре дано сопоставление экспериментальной зависимости $q_*(C)$ на поверхности нагрева достаточно большого размера (кривая 2) с результатами расчета по формуле (1) с поправкой на влияние вязкости при подстановке в нее физических свойств водных растворов этилового спирта (кривая 3).

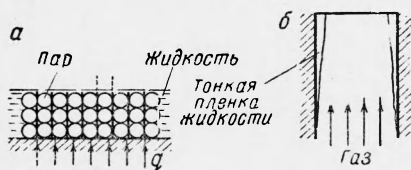
В области низких концентраций этилового спирта в воде экспериментальные данные приближаются к расчетным, далее наблюдается отклонение экспериментальных данных вверх от расчетной кривой, обнаруживается отчетливо выраженный максимум, за которым экспериментальные данные вновь постепенно снижаются, стремясь к расчетному значению при $C = 100\%$.

На этом же графике нанесены экспериментальные значения q_* , полученные авторами при кипении смеси на тонкой проволоке (кривая 1).

На фиг. 3 показана зависимость разности концентраций спирта в паровой и жидкой фазах ΔC от концентрации спирта в жидкой фазе $C\%$.

Максимум этой зависимости расположен примерно при той же концентрации в жидкой фазе, что и максимум зависимости $q_*(C)$.

Идеализированную схему структуры двухфазного граничного слоя в точке максимальной интенсивности пенообразования можно представить как систему тонких каналов из жидкости и пара (фиг. 4а). При этом жидкость подтекает сверху к поверхности нагрева, а пар движется навстречу. Кризис теплообмена (т. е. прекращение поступления жидкости к поверхности нагрева) при такой системе возникает в момент взвешивания жидких пленок потоком пара.



Фиг. 4

Такой процесс известен как обращение течения тонких пленок вдоль твердых стенок и встречных течений газовых или паровых фаз (фиг. 4б).

В этом случае критическое значение скорости течения газа определяется величиной [21]

$$\frac{w_*'' \gamma''^{1/2}}{[g^2 \sigma (\gamma' - \gamma'')]^{1/4}} = k \approx 3.6 \quad (3)$$

Следовательно, если приведенные схематизации достаточно правильно отражают качественные стороны изучаемого здесь процесса, то структура, характерная для неустойчивой пены, в рассматриваемом гидродинамическом смысле более устойчива.

Это означает, что в точке максимального пенообразования комплекс k больше, чем при кипении однородных жидкостей. Если непосредственно взять соотношения комплекса k по (2) и (3), то

$$k_m / k \approx 2.7 \quad (4)$$

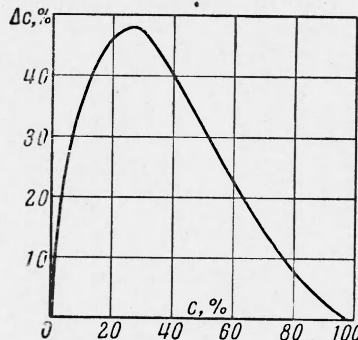
Это значение действительно близко к полученным в опытах авторов.

Как уже указывалось выше, переход от одной структуры к другой связан с интенсивностью массообмена на границе раздела фаз. т. е. с параметром ΔC .

Введем относительную величину

$$\Delta^{\circ} C = \Delta C / \Delta C_m \quad (5)$$

Здесь ΔC_m — максимальная разность концентраций спирта в паровой и жидкой фазах в процентах по весу.

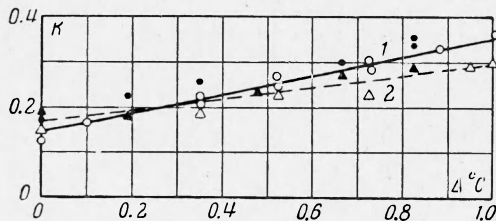


Фиг. 3

Если механизм перехода от одной структуры к другой одинаков (т. е. рассматривается группа подобных по своим физико-химическим свойствам бинарных смесей), то в первом приближении можно ожидать более или менее однозначную связь между гидродинамическим комплексом k и параметром $\Delta^\circ C$.

Прямым подтверждением существования такой связи должно быть совпадение зависимостей

$$k = k(\Delta^\circ C) \quad (6)$$



Фиг. 5

2 — кипению на пластине (светлый треугольник левой ветви, темный — правой ветви, фиг. 1).

В первом приближении имеет место линейная зависимость $k = k(\Delta^\circ C)$. Угол наклона этих прямых будет функцией линейного размера поверхности нагрева.

Так же как и в случае кипения однородных жидкостей, безразмерная форма линейного размера, вероятно, может быть представлена комплексом $1/\sqrt{\sigma(\gamma' - \gamma'')}$.

Приведенные результаты основаны на экспериментальных данных, относящихся только к атмосферному давлению, так как физические свойства спиртоводяных смесей при более высоких параметрах пока не изучены.

Однако качественная картина зависимости $q_* = q_*(C)$ оказывается одинаковой во всем интервале давлений вплоть до окологрнического по летучему компоненту [4].

В обсуждении этой работы принимали участие Ю. Л. Сорокин и А. И. Леонтьев.

Поступила 3 XII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е С. С. Теплообмен при кипении. Тепло-и массоперенос. Изд. АН БССР, 1962, т. 2.
2. К у т а т е л а д з е S. S. Boiling heat transfer. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1961, vol. 4.
3. К у т а т е л а д з е С. С. Основы теории теплообмена (изд. второе). Машгиз, 1962.
4. Б о р о в и ч Г. И., Г о г о н и н И. И., К у т а т е л а д з е С. С., М о с к в и ч е в а В. Н. Критические тепловые потоки при кипении бинарных смесей. ПМТФ, 1962, № 4.
5. Ч е р н о б ы л ь с к и й И. И., П а в л и щ е в М. И. Экспериментальное определение критических тепловых потоков при кипении водноспиртовых смесей. Изв. высш. учебн. завед., Энергетика, 1962, № 8.
6. П а в л и щ е в М. И. Экспериментальное определение критических значений удельного теплового потока разности температур стенка — среда и коэффициента теплоотдачи при кипении растворов. Труды КПИ, 1962, т. 26.
7. V a n W i j k W. R., V o s A. S., V a n S t r a l e n S. I. D. Heat transfer to boiling liquid mixtures. Chem. Eng. Sci., 1956, vol. 5.
8. V a n S t r a l e n S. I. D. Heat transfer to boiling liquid mixtures. Chem. Eng. Sci., 1956, vol. 5.
9. V a n S t r a l e n S. I. D. Warmteoverdracht aan Kokende binaire vloeistofmengsels. Wageningen, 1959.
10. Ф а с т о в с к и й В. Г., А р т ы м Р. И. Экспериментальное исследование критической тепловой нагрузки при кипении бинарных смесей. Теплоэнергетика, 1958, № 8.
11. K i t c h e n e r I. A., C o o p e r C. F. Current concepts in the theory of foaming. Quart. rev., 1959, vol. 13, No 1.
12. Z u d e r w e g F. I. and H a r m e n s A. The influence of surface phenomena on the performance of distillation columns. Chem. Eng. Sci., 1958, vol. 9, No 2/3.
13. D a n c w e r t s P. K., S a w i s t o w s k i H. and S m i t h W. The effects of heat transfer and interfacial tension in distillation. Proc. Intern. Symp. on distillation, 1960.
14. G r o o t h u i s H., Z u i d e r w e g F. I. Influence of mass transfer on coalescence of drops. Chem. Eng. Sci., 1960, vol. 12, No 4.

15. Б о р и ш а н с к и й В. М. О критериальной формуле для обобщения опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме жидкости. Ж. техн. физ., 1956, т. 26, вып. 2.
16. Z u b e r N. Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis). A. E. C. V, 1959, 4439.
17. B r a g g S. L. and S m i t h I. E. Dimensional analysis of burnout heat transfer. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1961, vol. 3, No 3.
18. C o l e R. A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. A. I. Ch. E. J., 1960, No 4.
19. Ч а н г Я н - п о. О некоторых возможных условиях возникновения кризиса при пузырьковом кипении. Теплопередача, 1963, т. 86, № 2 (Труды Американского общества инженеров-механиков, сер. С, русск. пер.).
20. М а м о н т о в а Н. Н. Изучение механизма кипения при больших тепловых потоках посредством киносъемки. ПМТФ, 1963, № 3.
21. К у т а т е л а д з е С. С., С о р о к и н Ю. Л. О гидродинамической устойчивости некоторых газожидкостных смесей. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред (сб. статей), Госэнергоиздат, 1961.

ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

Ю. Л. Розениток (Ленинград)

Рассмотрен вопрос о влиянии скоростной нестационарности неизотермического турбулентного потока, обуславливающей изменение теплоотдачи со временем, на точность измерения температуры потока контактным способом. Показано, что при наличии корреляции между пульсациями температуры и скорости в потоке, имеющей место при переносе тепла, в частности для локальной изотропии в условиях сжимаемости, средняя температура термометра оказывается смещенной. Оценивается величина систематической погрешности показаний термометра при экспоненциальной и степенной аппроксимации кросс-корреляционной функции для пульсации температуры и скорости в потоке.

При измерении температуры неизотермического потока в условиях его скоростной нестационарности необходимо учитывать влияние изменений скорости на теплообмен обтекаемого тела с набегающим потоком жидкости или газа. Как показано в ряде работ [1-3], изменение теплоотдачи помещенного в поток тела во времени, вызванное скоростной нестационарностью потока, может вносить определенные искажения в процесс измерения температуры этого тела. Так, синхронные периодические изменения скорости и температуры потока приводят к разворачиванию монохроматического колебания температуры на входе термометра в полный спектр [2]. Однако, ввиду того что в практических случаях эффекты чисто периодического воздействия реализуются довольно редко, необходим более общий подход, заключающийся в рассмотрении поставленной задачи для условий развитого турбулентного движения, характеризующего наличием интенсивных турбулентных пульсаций скорости и температуры.

Температурное поле тела, помещенного в однородный поток, описывается уравнением теплопроводности с граничным условием на его поверхности

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} = a \nabla^2 T^*, \quad -\nabla T^* |_{\text{с}} + H(t) [\Theta(t) - T^* |_{\text{с}}] = 0 \quad \left(H = \frac{\alpha}{\lambda} \right) \quad (1)$$

Здесь a и λ — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности соответственно, α — коэффициент теплоотдачи, Θ — температура окружающей среды. Для решения поставленной задачи используем метод возмущений; положим

$$\Theta(t) = \Theta_0 + \Theta'(t) = \Theta_0 + \varepsilon \Theta_1(t), \quad H(t) = H_0 + H'(t) = H_0 + \varepsilon H_1(t) \quad (2)$$

Здесь Θ_0 и H_0 — постоянные составляющие, Θ' и H' — пульсационные части, ε — малый параметр; будем искать решение для температуры $T^*(x, y, z, t)$ в виде

$$T^* = T_0^* + \varepsilon T_1^* + \dots + \varepsilon^m T_m^* \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1) и группируя члены при одинаковых степенях ε , получим для нулевого приближения

$$\frac{\partial T_0^*}{\partial t} = a \nabla^2 T_0^*, \quad -\nabla T_0^* |_{\text{с}} + H_0 (\Theta_0 - T_0^* |_{\text{с}}) = 0 \quad (4)$$