24. Matting E. W., Chapman D. R., Nykolm J. R., Thomas A. S. Turbulent Skin Friction at High Mach Numbers and Reynolds Numbers in Air and Helium. NASA, 1961, TR — R — 82.
25. Lobb R. K., Winkler E. M., Persh J. Experimental Investigations of Turbulent Boundary Layers in Hypersonic Flow. J. Aero. Sci., 1955, vol. 22, No. 1, p. 1—10.
26. Петухов Б. С., Мучник Г. Ф. К вопросу о гидравлическом сопротивлении при турбулентном неизотермичном движении жидкости в трубах. Ж. техн. физ., 1957, т. 27, № 5.
27. Михеев М. А., Филимонов С. С., Хрусталев Б. А. Исследование теплообмена и гидравлического сопротивления при движении воды в трубах. Сб. «Конвективный и лучистый теплообмен», Изд-во АН СССР, 1960.
28. Kreith F., Sommerfield M. Heat Transfer to Water at High Flux Densities with and without Surfase Boiling.— Trans. ASME, 1949, vol. 71, No. 7, p. 805—815.
29. Kreith F., Sommerfield M. Pressure Drop and Convective Heat Transfer with Surface Boiling at High Heat Flux. Trans. ASME, 1950, vol. 72, No. 6, p. 869—879.

О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОЙ ФАЗЫ НА НАРУШЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

В. М. Боришанский, М. А. Готовский

(Ленинград)

При работе высоконапряженных парогенерирующих устройств может иметь место ухудшение режима охлаждения, вызванное нарушением устойчивости пузырькового кипения на парогенерирующей поверхности нагрева (так называемый кризис кипения).

С. С. Кутателадзе [1] было указано на решающее влияние гидродинамической устойчивости двухфазного пограничного слоя на условия прекращения пузырькового кипения. Основываясь на этом, один из авторов [2] предложил следующую схему явления кризиса кипения. Двухфазный пристенный слой образуется системой струек жидкости неправильной формы, обтекаемых паром. Прекращение пузырькового кипения рассматривается как следствие нарушения гидродинамической устойчивости движения фаз в пристенном слое.

В первом приближении будем считать струйки жидкости цилиндрическими, и толщину пристенного двухфазного слоя такой, что длина сплошной части струйки меньше толщины пристенного слоя уже при очень малых инкрементных колебаниях. Пар будем считать невязким. Система уравнений движения и неразрывности для обеих фаз рассматривается в относительном движении для малых колебаний поверхности раздела. Полученные решения подставляются в условия на границе раздела фаз. В результате получается алгебраическое уравнение, связывающее инкремент колебаний с длиной волны [3,4]

$$\alpha^2 + \frac{2\nu k^2}{I_0(ka)}\left[I_1'(ka) - \frac{2kl}{k^2+l^2}\frac{I_1(ka)}{I_0(la)}I_1'(la)\right]\alpha = \frac{\sigma k}{\rho a^2}[1-k^2a^2]\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}\frac{l^2-k^2}{l^2+k^2} + \frac{\rho'' k^2 u''^2}{\rho}\frac{k_0(ka)}{k_1(ka)}\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}\frac{l^2-k^2}{l^2+k^2} \qquad \left(l^2 = k^2 + \frac{\alpha}{\nu}\right) \tag{1}$$

Здесь α — инкремент колебаний, k — волновое число, ν — коэффициент кинематической вязкости жидкой фазы, ρ'' — плотность пара, ρ — плотность жидкости, u'' — относительная скорость пара в жидкости, a — радиус невозмущенной струи, σ — поверхностное натяжение на границе жидкость — пар, $I_i(x)$, $K_i(x)$ — бесселевы функции мнимого аргумента.

Рассмотрим сначала уравнение (1) без учета влияния вязкости жидкости, т. е. будем считать, что $\nu = 0$. При этом линейный член обращается в нуль, и уравнение (1) принимает вид

$$\alpha^2 = \frac{\sigma k}{\rho a^2}[1-k^2a^2]\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \frac{\rho'' k^2 u''^2}{\rho}\frac{K_0(ka)}{K_1(ka)}\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \tag{2}$$

Оценим количественно члены, входящие в правую часть уравнения (2), полагая волновое число k близким к величине $1/a$. Оценку производим для кипения воды при атмосферном давлении. Диаметр струйки жидкости значительно меньше отрывного диаметра парового пузыря, который можно оценить по формуле [5]

$$d = 0.0204\Theta\left(\frac{\sigma}{g(\rho - \rho'')}\right)^{1/2} \tag{3}$$

где Θ — угол смачивания в градусах. С большим запасом можно считать $a \sim 1$ *мм*.

Критическая нагрузка q_* при кипении воды при атмосферном давлении может быть принята равной 10^6 *ккал / м² час*. Удельная теплота парообразования $r \sim 500$ *ккал/ /кг*, плотность пара $\rho'' \sim 10^{-3}$ *град / см³*. Это дает оценки

$$\sigma \sim 60\ \text{дн/см}, \qquad a \sim 10^{-1}\ \text{см}, \qquad \rho \sim 1\ \text{г/см}^3$$

$$\frac{\rho'' k^2 u''^2}{\rho} \sim 10^3, \qquad u'' \frac{q_*}{r\rho''} \sim 100\ \text{см/сек}, \qquad \frac{\sigma k}{\rho a^2} \sim \frac{60}{1\cdot 10^{-3}} \sim 6\cdot 10^4$$

Таким образом, коэффициент при первом члене правой части (2) много больше второго члена.

Будем искать значение k, обращающее величину α в нуль, в виде $k = (1 + m) / a$, где m по крайней мере на порядок меньше единицы. Подставляя это значение k в (2) и пренебрегая квадратичными членами по m, имеем

$$\alpha_*^2 = 0 = \frac{\sigma m}{\rho a^3} + \frac{\rho''(1 + 2m)\, u'' k_0 (1 + m)}{\rho a^2 k_1 (1 + m)} \tag{4}$$

Пренебрегая m по сравнению с единицей в аргументах бесселевых функций и разрешая (4) относительно u'', получим

$$u_*''^2 = \frac{1.2\sigma m}{\rho'' a} \tag{5}$$

Величина a может быть получена следующим образом. Будем считать, что S_1 — доля поверхности, занятая паром, и S_2 — доля поверхности, занятая жидкостью. Введем в рассмотрение отношение $S_{12} = S_1 / S_2$ и $S_{21} = S_2 / S_1$. Тогда можно записать

$$a \sim \sqrt{S_{21}}\, d, \quad \text{или} \quad a \approx n\sqrt{S_{21}}\left[\frac{\sigma}{g(\rho - \rho'')}\right]^{1/2} \tag{6}$$

Здесь n — численный множитель. Тогда для критической скорости можно написать следующее выражение:

$$u_*''^2 = \frac{1.2\sigma m\sqrt{S_{12}}}{n\rho''}\left(\frac{g(\rho - \rho'')}{\sigma}\right)^{1/2} \tag{7}$$

Критический тепловой поток будет равен

$$q_* = r\rho''\,\frac{1 + S_{12}\rho''/\rho}{1 + S_{21}}\,u_*'' \tag{8}$$

или, учитывая (7),

$$q_* = \left(\frac{1.2m}{n}\right)^{1/2}\frac{S_{21}^{1/4}}{1 + S_{21}}\left(1 + S_{12}\frac{\rho''}{\rho}\right)\left[\frac{\sigma g(\rho - \rho'')}{\rho''^2}\right]^{1/4} \tag{9}$$

В безразмерной форме уравнение (9) имеет вид

$$F_*^{1/2} = \left(\frac{1.2m}{n}\right)^{1/2}\frac{S_{21}^{1/4}}{1 + S_{21}}\left(1 + S_{12}\frac{\rho''}{\rho}\right)\left(F_* = \frac{q_*^2\rho''}{[\sigma g(\rho - \rho'')]^{1/2}}\right) \tag{10}$$

Здесь F_* совпадает с квадратом параметра k, введенного С. С. Кутателадзе [5]. Значения величин, стоящих в правой части уравнения (10), можно получить, лишь введя дополнительные предположения о геометрии и механизме процесса.

Формула $F_* = \text{const}$ при $\mu \to 0$ была получена ранее С. С. Кутателадзе [5] путем анализа критериев, характеризующих двухфазную систему.

Опыт показывает [6], что для маловязкой жидкости величина критерия F_* слабо зависит от параметров состояния и $F_* \approx 0.13 - 0.16$.

Если подставить в уравнение (1) значение $k = (1 + m) / a$, то инкремент колебаний уже не будет равен нулю. Обозначим эту величину через α_ν

$$\alpha_\nu^2 + \frac{2\nu I_1'(1 + m)}{a^2 I_0(1 + m)}\left\{1 - \frac{[1 + \alpha_\nu a^2/\nu]^{1/2} I_1(1 + m)\, I_1'(la)}{[1 + {}^1\!/_2\alpha_\nu a^2/\nu]\, I_1'(1 + m)\, I_1(la)}\right\}\alpha_\nu = 0 \tag{11}$$

Положим $\alpha_\nu = -\xi\nu k^2$ и, как обычно, будем пренебрегать в аргументе бесселевой функции величиной m по сравнению с единицей. Тогда получим трансцендентное уравнение относительно ξ

$$\xi = 1.1\left\{1 - \frac{(1 - \xi)^{1/2}}{1 - {}^1\!/_2\xi}\,0.8\,\frac{I_1'[(1 - \xi)^{1/2}]}{I_1[(1 - \xi)^{1/2}]}\right\} \tag{12}$$

Графическое решение этого уравнения дает $\xi = 2.8$ (при решении необходимо перейти к бесселевым функциям действительного аргумента). Таким образом, $\xi = -2.8$ при $k = (1 + m) / a$. В первом приближении будем считать, что $\alpha = \alpha_0 + \alpha_\nu$, где α_0 — величина инкремента колебаний, соответствующая уравнению (2). Тогда, чтобы $\alpha = 0$, необходимо несколько изменить m. Обозначим новое значение m через m'. Так как влияние вязкости невелико, то m' будет мало отличаться от m.

После преобразований, аналогичных проделанным выше, получим

$$u_*'' = 1.1 \left(\frac{m'\sigma}{\rho'' a}\right)^{1/2} + 2.8 \frac{\nu \rho^{1/2}}{a \rho''^{1/2}} \tag{13}$$

Далее, согласно формуле (8), перейдем от u_*'' к величине критического теплового потока

$$q_* = r\rho'' \frac{S_{21}^{1/4}}{1 + S_{21}} \left(1 + \frac{S_1}{S_2} \frac{\rho''}{\rho}\right) \left[1.1 \left(\frac{m'\sigma}{\rho'' b}\right)^{1/2} + 2.8 \frac{\nu \rho^{1/2}}{a \rho''^{1/2}}\right] \tag{14}$$

В критериальной форме и с учетом (6) получим

$$F_*^{1/2} = k_0 + CA^{-1/2} \tag{15}$$

Здесь

$$k_0 = 1.1 \Phi \left(\frac{m'}{n}\right)^{1/2}, \qquad \Phi = \frac{S_{21}^{1/4} (1 + S_{12}\rho'' / \rho)}{1 + S_{21}} \qquad C = \frac{2.8\Phi}{n}, \quad A = \frac{g}{\nu^2} \left[\frac{\sigma}{g(\rho - \rho'')}\right]^{3/2} \tag{16}$$

Кроме того,

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\varphi_*}{1 - \varphi_*} \tag{17}$$

где φ_* — объемное паросодержание пристенного слоя. Тогда

$$\Phi = \varphi_*^{1/4} (1 - \varphi_*^{1/4}) \left(1 + \frac{\varphi_*}{1 - \varphi_*} \frac{\rho''}{\rho}\right) \tag{18}$$

По данным И. Г. Маленкова [7] и М. А. Стырикович а и Е. И. Невструевой [8] величина $\varphi_* \geqslant 0.8$. Из (18) следует, что

$$\begin{aligned} \Phi &= 0.57 \, (1 + 4\rho'' / \rho) \qquad \text{при } \varphi = 0.8 \\ \Phi &= 0.316 \, (1 + 99\rho'' / \rho) \qquad \text{при } \varphi_* = 0.99 \end{aligned} \tag{19}$$

Как видно, при $\rho'' \ll \rho$ решение для коэффициента C мало чувствительно к величине φ_*.

Подставляя в эти формулы опытное значение $k_0 = 0.13$ и полагая $n = 1$, находим, что

$$\{0.88 < C < 1.6, \qquad 0.05 < m' < 0.17\} \qquad \text{при } \rho'' \ll \rho \tag{20}$$

Более вероятному значению $\varphi_* < 0.9$ действительно соответствует величина $m \ll 1$.

Таким образом, рассмотренная модель кризиса теплообмена при кипении в большом объеме насыщенной жидкости приводит к результатам, качественно и количественно близким к опытным данным, удовлетворительно описываемых полуэмпирической формулой [2]

$$F_*^{1/2} = 0.13 + 4A^{-0.4} \tag{21}$$

Поступила 25 IX 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С. О возникновении пленочного кипения в условиях свободной циркуляции. Котлотурбостроение, 1948, № 3.
2. Боришанский В. М. К вопросу об обобщении опытных данных по прекращению пузырькового кипения в большом объеме жидкости. Тр. ЦКТИ, Аэродинамика и теплопередача, кн. 28, 1955, Машгиз; Ж. техн. физ., 1956, № 2.
3. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика, Физматгиз, 1959.
4. Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И. Распыливание жидкости форсунками. Госэнергоиздат, 1962.
5. Кутателадзе С. С. Основы терии теплообмена. Машгиз, 1962.
6. Боришанский В. М. Вычисление первой критической плотности теплового потока в кипящей жидкости при естественной конвекции на основе термодинамического подобия. Котлотурбостроение, 1952, № 4.
7. Маленков И. Г. Критические явления в процессах барботажа и кипения. ПМТФ, 1963, № 6.
8. Стырикович М. А., Невструева Е. И. Некоторые новые методы экспериментального исследования механизма кипения и механизма кризиса кипения. Теплофиз. высоких температур, 1964, т. 2, № 3.