

обработки результатов вычислений получены формулы

$$N = (0.661 + 0.0357l) (Ra)^{0.196}$$

$$\delta = \frac{2}{0.661 + 0.0357l} (Ra)^{-0.196} \quad (2.2)$$

Здесь $Ra = GP$.

В качестве определяющего размера в формуле (2.2) взят радиус тора. Максимальная погрешность вычисления N по формуле (2.2) составляет 8%.

3. Аналогично п. 2 была рассмотрена задача о свободной конвекции в шаре, на поверхности которого задана постоянная плотность теплового потока. В результате вычислений, аналогичных проведенных в п. 2, в диапазоне чисел Рэлея $10^7 \leq Ra \leq 10^{11}$ были получены следующие формулы:

$$N = 1.044 (Ra)^{0.193} \quad \delta = 1.92 (Ra)^{-0.193} \quad (3.1)$$

В качестве определяющего размера в формуле (3.1) взят радиус шара. Приводим значения продольной компоненты скорости ядра f на границе пограничного слоя

$GP =$	10^7	10^8	10^9	10^{11}
$f =$	324.5	855.1	2176	13360

Значения числа Нуссельта, вычисленные по формуле (3.1) для значений $GP = 10^9, 10^{11}$, соответственно будут $N = 57.5, 140$; по экспериментальным данным работы [1] они соответственно равны $N = 54, 123$.

Это позволяет рекомендовать формулу (3.1) для вычисления интегрального коэффициента теплоотдачи при свободной конвекции в шаре для диапазона чисел Рэлея $10^7 \leq Ra \leq 10^{11}$.

4. Аналогично п. 2 рассмотрена задача о свободной конвекции в бесконечном горизонтальном цилиндре, на поверхности которого задана постоянная плотность теплового потока. Аналогично для $Ra = 10^7 \div 10^{11}$ были получены следующие формулы:

$$N = 0.711 (Ra)^{0.1943}, \quad \delta = 2.81 (Ra)^{-0.1943} \quad (4.1)$$

За определяющий размер в формулах (4.1) взят радиус цилиндра.

Удовлетворительное совпадение результатов теории и эксперимента для одного из рассмотренных случаев (шара) свидетельствует в пользу правдоподобности использованной модели и позволяет рекомендовать предложенную методику расчета в диапазоне $Ra = 10^7 \div 10^{11}$ для вычисления интегральных коэффициентов теплоотдачи и распределения температур в пограничном слое при свободной конвекции в осесимметричных сосудах.

Поступила 28 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. К и р и ч е н к о Ю. А., Щ е л к у н о в В. Н., Теплообмен при свободной конвекции в шаровом объеме. ПМТФ, 1968, № 5.
2. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. К у т а т е л а д з е С. С. Основы теории теплообмена, М.—Л., Машгиз, 1957.
4. Б е р е з и н И. С., Ж и д к о в Н. П. Методы вычислений, т. 2. М., Физматгиз, 1952.

ЧАСТОТА ОБРАЗОВАНИЯ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЕЙ ПРИ КИПЕНИИ

В. Ф. Присняков

(Днепропетровск)

Получено выражение, определяющее частоту образования паровых пузырей, из которого как частные случаи следуют известные эмпирические зависимости. Теоретические результаты удовлетворительно согласуются с опытными данными.

Общего решения поставленной задачи пока не имеется [1,2]. Экспериментальным исследованиям посвящены работы [3-10], обзор работ, посвященных определению частоты образования паровых пузырей f при кипении, можно найти в [1,2,11,12].

Большая часть исследователей при определении частоты образования пузырей f искала ее связь с отрывным диаметром D в следующем виде:

$$fD = C$$

причем во многих случаях величина C считалась константой. Так, согласно [13] $C =$

$= 9.5 \cdot 10^{-2}$ м/сек; [14] — $7.87 \cdot 10^{-2}$ м/сек для воды и $7.62 \cdot 10^{-2}$ м/сек для CCl_4 ; [15] — $8.38 \cdot 10^{-2}$ м/сек для метанола; [16, 17] — 2.032 м/сек в условиях естественной конвекции при кипении насыщенной жидкости; [18] — 0.1016 м/сек для метанола; [10] — $8.8 \cdot 10^{-2}$ м/сек — $24.8 \cdot 10^{-2}$ м/сек при кипении воды в условиях пониженных давлений. В работах [12, 19–23] даются несовпадающие зависимости параметра C от физических свойств среды.

В работе [24] показано, что большинство опубликованных данных по величинам f и D неудовлетворительно согласуются с данными о теплообмене в связи с неправильным проведением усреднений: среднеарифметическое произведение $\langle fV \rangle$ увеличивается по мере возрастания теплового потока и при определенном значении $q fV = \text{const}$ для каждого источника пузырьков.

Рассмотрим процесс роста пузыря на поверхности нагрева. В течение времени τ_d пузырь растет и, достигая величины отрывного диаметра D , отрывается и уходит в жидкость. На его место поступает более холодная жидкость, которая в течение некоторого времени τ_w нагревается на величину ΔT , достаточную для начала образования нового пузыря. Частота появления пузырей равна

$$f = \frac{1}{\tau_w + \tau_d}$$

Для определения времени задержки τ_w будем считать, что поступившая в соприкосновение с поверхностью нагрева жидкость представляет собой полубесконечный массив. В этом случае решение уравнения распространения тепла в слое жидкости дает следующую связь [25] между тепловым потоком q , температурным перепадом ΔT и τ_w

$$\tau_w = \frac{\tau_w}{\tau_*} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{J}{P} \right)^2 \quad (1)$$

$$J = \frac{\Delta T c' \rho'}{\sqrt{r \rho''}}, \quad P = \frac{q R_*}{r \rho'' a'}, \quad \tau_* = \frac{R_*^2}{a'}, \quad R_* = \left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{1/2}$$

Для определения времени роста пузырей воспользуемся формулой

$$R = R_0 + \frac{4\Phi_0}{(2 + f_\rho) \sqrt{\pi}} J \sqrt{a' \tau} + \frac{2}{2 + f_\rho} \Phi_q \Phi_\rho \frac{q}{r \rho''} \tau \quad (2)$$

Отсюда (при $R \gg R_0$)

$$\tau_d = \Phi_1^2 \left(\frac{J}{P} \right)^2 \left[\left(1 + \Phi_2 \frac{P R^\circ}{J^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^2 \tau_*, \quad R^\circ = \frac{R}{R_*}$$

$$\Phi_0 = \frac{1 + \cos \theta}{1 + 1/2 \cos \theta (2 + \sin^2 \theta)}, \quad \Phi_q = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta), \quad f_\rho = 1 - \frac{\rho''}{\rho'}$$

$$\Phi_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi} (1 - \cos \theta)}, \quad \Phi_2 = \frac{\pi (1 - \cos \theta) (1 + 1/2 f_\rho)}{2\Phi_0}$$

При больших числах $J > 10$ формула (2) упрощается и можно полагать

$$\tau_d = \frac{9\pi}{16} \frac{R^{\circ 2}}{J^2} \tau_* \quad (3)$$

Величина отрывного радиуса R° определяется зависимостью

$$R^{\circ 6} + \frac{3}{4} \frac{\zeta_w}{\zeta_g} N_w' \sin \alpha R^{\circ 5} + \left(\frac{3}{8} \frac{\zeta_w}{\zeta_g} \Phi_w N_w' \right)^2 R^{\circ 4} - \left(\frac{3}{2} \frac{\zeta_\sigma}{\zeta_g} \sin \theta \right)^2 R^{\circ 2} - \frac{8}{9\pi^2} \times$$

$$\times (1 + \cos \theta)^2 \sin \theta \frac{\zeta_R \zeta_\sigma}{\zeta_g^2} \Phi J^4 R^\circ - \left[\frac{8(1 + \cos \theta)}{27\pi^2} \frac{\zeta_R}{\zeta_g} \Phi \right]^2 J^8 = 0$$

Здесь

$$N_w' = 9\epsilon \Phi N_w, \quad N_w = \frac{\rho' w^2}{\sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')}}}$$

$$\Phi = \frac{\rho' a'^2}{\sigma} \left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{-1/2}, \quad \epsilon = \frac{15}{14} (1 + \cos \theta)^{1/2}$$

При кипении в большом объеме на горизонтальной поверхности значение R° будет определяться уравнением

$$R^{\circ 6} - \frac{3}{2} \frac{\zeta_\sigma \sin \theta}{\zeta_g} R^\circ - \frac{8(1 + \cos \theta)^2 \zeta_R \Phi J^4}{27\pi^2 \zeta_g} = 0 \quad (4)$$

Таким образом, зная величину R° , можно при помощи выражений (1) и (3) найти безразмерную частоту отрыва $f^\circ = f\tau_*$: приблизительно при больших значениях критерия Якоба

$$f^\circ = \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{J}{P} \right)^2 + \frac{9\pi}{16} \left(\frac{R^\circ}{J} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5)$$

или более точно

$$f^\circ = \left(\frac{P}{J} \right)^2 \left\{ \frac{\pi}{4} + \Phi_1^2 \left[\left(1 + \Phi_2 \frac{PR^\circ}{J^2} \right)^{1/2} - 1 \right]^2 \right\}^{-1} \quad (6)$$

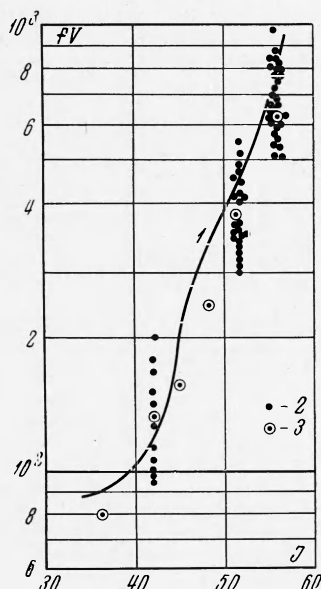
При числах $J > 100$ из уравнения (4) следует $R^\circ \approx C_1 J^{4/3}$.

В этом случае при помощи (5) можно получить формулу, аналогичную эмпирической зависимости [23] для небольших значений тепловых потоков $fV \propto J^2$. Если

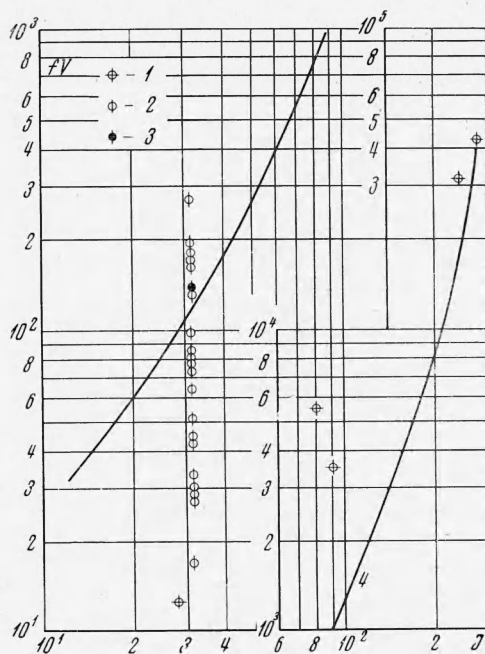
$$3/2 PR^\circ/J^2 \gg 1 \quad (7)$$

то из формул (5) и (6) можно получить выражение, аналогичное эмпирической зависимости [22]

$$f^\circ R^{\circ 2} = 4\pi^{-1} J^2$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Если $R^\circ \propto J^{4/3}$, то отсюда получается как частный случай формула [20,21]

$$fR^{1/2} = \text{const}$$

Если имеет место неравенство, обратное (7), то

$$f^\circ = \frac{4}{\pi} \left(\frac{P}{J} \right)^2$$

Отсюда следует, что при малых числах J , когда R° практически не зависит от J , $f = \text{const}$, а при больших, когда $R^\circ \propto J^{4/3}$, $fR^{1/2} = \text{const}$.

Проведенный краткий анализ показывает, что показатель степени при R меняется от 0 до 2. Это подтверждается отдельными частными случаями, полученными в [26].

Анализ, проведенный [23,24], показал, что необходимо искать связь между частотой f и объемом отрывающегося пузыря, принимая в качестве параметра, характеризующего отдельный центр парообразования, произведение fV , равное его паропроизводительности. Поэтому для проверки полученных теоретических результатов были использованы графики зависимости $f^\circ V^\circ = f^\circ R^\circ$ от критерия J .

На фиг. 1 приведены экспериментальные результаты [24] (2), их средние значения (3) и расчетная кривая (1), построенная по предлагаемым формулам. Как видно, согласие получилось удовлетворительным.

На фиг. 2 показано согласование расчетов (4) и (3) соответственно с опытными данными работ [10] (1) и [27] (2).

Поступила 16 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. А л а д ь е в И. Т. Дополнение к русскому изданию книги Л. Тонга «Теплоотдача при кипении и двухфазное течение», М., «Мир», 1969.
2. Т о н г Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. М., «Мир», 1969.
3. З ы с и н а - М о л о ж е н Л. М., К у т а т е л а д з е С. С. К вопросу о влиянии давления на механизм парообразования в кипящей жидкости. Ж. техн. физ., 1950, т. 20, вып. 1.
4. М а м о н т о в а Н. Н. Изучение механизма кипения при больших тепловых потоках посредством киносъемки. ПМТФ, 1963, № 3.
5. М а м о н т о в а Н. Н. Кипение некоторых жидкостей при пониженных давлениях. ПМТФ, 1966, № 3.
6. Т о л у б и н с к и й В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жидкостей. В сб.: «Тепло- и массообмен», т. 2, Минск, Изд-во АН БССР, 1962.
7. Т о л у б и н с к и й В. И. Скорость роста паровых пузырей при кипении жидкостей. Изв. вузов. Энергетика, 1963, № 10.
8. Т о л у б и н с к и й В. И., О с т р о в с к и й Ю. Н. Скорость роста паровых пузырей при кипении растворов. В сб.: «Конвективный теплообмен», Киев, «Наукова думка», 1965.
9. А р е ф ь е в а Е. И., А л а д ь е в И. Т. О влиянии смачиваемости на теплообмен при кипении. Инж. физ. ж., 1958, т. 1, № 7.
10. Д е е в В. И., Г у с е в В. В., Д у б р о в с к и й Г. П., Исследование механизма кипения воды при пониженных давлениях. Теплоэнергетика, 1965, № 8.
11. Л е п п е р т Д., П и т т с К. Кипение. В сб. «Проблемы теплообмена». М., Атомиздат, 1967.
12. Z u b e r. On the stability of boiling heat transfer. Trans. ASME, 1958, vol. 80, No 3.
13. Ф р и т ц В., Э н д е В. Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей. В кн. «Вопросы физики кипения», М., «Мир», 1964.
14. J a c o b M., L i n k e W. Der Wärmeübergang beim verdampfen von Flüssigkeit an senkrechten und Waagerechten Flächen. Phys. Z., 1935, Bd 36, H. 8.
15. W e s t w a t e r J. W., S a n t a n g e l o J. G. Photographic study of boiling. Ind. Engng. Chem. 1955, vol. 47.
16. G u n t h e r F. C., K r e i t h F. Photographic study of bubble formation in heat transfer to subcooled water. Heat Trans. and Fluid Mech. Inst., 1949, pp. 113—138.
17. G u n t h e r F. C. Photographic study of surface boiling heat transfer to water with forced convection, Trans. ASME, 1951, vol. 73, No 2.
18. П е р к и н с А., У э с т у о т е р Дж. Диаметр и частота отрыва пузырей при кипении метилового спирта. В кн. «Вопросы физики кипения», М., «Мир», 1964.
19. Z u b e r N. Hydrodynamic aspects of nucleate pool boiling. Ramo — Wooldridge Research Laboratory Rept. 1960, RW-RL-164.
20. M c. F a d d e n P. W., G r a s s m a n P. The relation between bubble frequency and diameter during nucleate pool boiling. Internat. J. Heat Mass Trans., 1962, vol. 5, pp. 169—173.
21. C o l e R. A Photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. A. I. Ch. E. Journal, 1960, vol. 6, No 4, pp. 533.
22. H a t t o n A. P., H a l l I. S. Photographic study of boiling on prepared surfaces. Proc. 3-rd Internat. Heat Trans. Conf., Chicago, 1966, vol. 4.
23. C o l e R. Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures. A. I. Ch. E. Journal., 1967, vol. 13, No 4, pp. 779—783.
24. R a l l i s C. I., J a w u r e k H. H. Latent heat transport in saturated nucleate boiling. Internat. J. Heat. Mass Trans., 1964, vol. 7, No 10, pp. 1051—1068.
25. Л ы к о в А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
26. I v e y H. J. Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling. Internat. J. Heat Mass Trans. 1967, vol. 10, No 8, pp. 1023—1040.
27. H a n C h i - y e n, G r i f f i t h P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Internat. J. Heat Mass Trans., 1965, vol. 8, No 6.