ствует примерно одинаковое приведенное давление, равное 10^{-3} $P/P_{\text{кр}}$. Зависимости α для натрия и цезия от приведенного давления (в исследованном диапазоне давлений), так же как и их зависимости от теплового потока ($\alpha \simeq q^{2/3}$), оказываются одинаковыми. Отметим, что в работе [8] для пузырькового кипения металлов предложена зависимость α от $P/P_{\text{кр}}$ в степени 0,15 в диапазоне ($10^{-4}-10^{-1}$) $P/P_{\text{кр}}$, отличающаяся от результатов работ [1, 2], особенно при $P/P_{\text{кр}} < 10^{-3}$.

На рисунке построены опытные данные по теплоотдаче при развитом кипении натрия, калия и цезия в координатах:

$$\frac{\alpha}{q^{2/3}\left[\frac{\lambda r\gamma}{\sigma T^2}\right]^{1/3}} - \frac{P}{P_{\text{кр}}}, \quad (2)$$

где λ — теплопроводность жидкости, *ккал/м·ч·°С*; r — теплота парообразования, *ккал/кг*; γ — удельный вес жидкости, *кг/м³*; σ — поверхностное натяжение, *кг/м*. В указанных координатах экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются для всех трех щелочных металлов. Зависимость α от $P/P_{\text{кр}}$ в исследованном диапазоне проведенных давлений, как видно из рисунка, носит сложный характер. Для ее описания можно подобрать соответствующую функцию. Однако, на наш взгляд, проще и удобней построенную зависимость разбить на две области ($P/P_{\text{кр}} < 10^{-3}$ и $P/P_{\text{кр}} > 10^{-3}$), в каждой из которых зависимость α от $P/P_{\text{кр}}$ с достаточным приближением может быть описана показательной функцией. При этом условии выражения для коэффициента теплоотдачи будут иметь следующий вид:

при $P/P_{\text{кр}} < 10^{-3}$

$$\alpha = 8\left[\frac{\lambda r\gamma}{\sigma T^2}\right]^{1/3} q^{2/3}\left[\frac{P}{P_{\text{кр}}}\right]^{0,45}; \quad (3)$$

при $P/P_{\text{кр}} > 10^{-3} \div 2\cdot 10^{-2}$

$$\alpha = \left[\frac{\lambda r\gamma}{\sigma T^2}\right]^{1/3} q^{2/3}\left[\frac{P}{P_{\text{кр}}}\right]^{0,15}. \quad (4)$$

Отличие зависимости α от $P/P_{\text{кр}}$ по экспериментальным данным, отмеченным выше ($\alpha \simeq [P/P_{\text{кр}}]^{0,4}$ при $P/P_{\text{кр}} < 10^{-3}$ и $\alpha \simeq [P/P_{\text{кр}}]^{0,1}$ при $P/P_{\text{кр}} > 10^{-3}$), от зависимости в формулах (3), (4) связано с тем, что комплекс $\lambda r\gamma/\sigma T^2$ пропорционален приведенному давлению в степени примерно (−0,05).

Таким образом, зависимости (3), (4) могут быть использованы для расчета коэффициентов теплоотдачи при развитом кипении натрия, калия и цезия, а также, вероятно, других щелочных металлов в диапазоне приведенных давлений $\sim 4\cdot 10^{-5} \div 2\cdot 10^{-2}$ как в условиях свободной конвекции, так и при вынужденном движении, когда паросодержание в потоке не превышает $\sim 15 \div 20\%$. Возможность использования формул (3), (4) для расчета коэффициентов теплоотдачи при кипении натрия, калия и цезия при более высоких давлениях, а также при кипении других щелочных металлов требует дальнейшей экспериментальной проверки.

Поступило в Редакцию 15/I 1969 г.
В окончательной редакции 15/V 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Субботин и др. «Теплоэнергетика», № 6, 63 (1968).
2. В. И. Субботин и др. «Атомная энергия», 24, 437 (1968).
3. Д. А. Лабунцов, Е. М. Шевчук, П. А. Пазюк. «Теплофизика высоких температур», 3, № 2, 276 (1965).
4. I. Aladyev et al. Third International Heat Transfer Conference, Chicago. August, vol. 3, 1966.
5. В. М. Боришанский. В сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред». М., Госэнергоиздат, 1961, стр. 18.
6. В. М. Боришанский и др. «Жидкометаллические теплоносители». М., Атомиздат, 1967.
7. П. Л. Кириллов. Препринт ФЭИ, № 52 (1966).
8. В. М. Боришанский, К. А. Жохов. «Атомная энергия», 18, 294 (1965).
9. C. Bonilla, M. Wiener, M. Bilfinger. Third Annual Conference on High-Temperature Liquit Metal Heat-Transfer Technology. O.R.N.L., September, 1963.

Плотность центров парообразования при кипении на поверхности

УДК 536.423.1—536.25

В. Ф. ПРИСНЯКОВ

Изучение шероховатостей с хаотическими неровностями показало [1], что их профиль можно рассматривать как реализацию нормального процесса с плотностью вероятности

$$f(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\, h_{\text{ск}}} \exp\left[-\frac{(h-h_{\text{ср}})^2}{2h_{\text{ск}}^2}\right]. \quad (1)$$

Средняя высота неровностей $h_{\text{ср}}$, представляющая расстояние от наивысшей точки выступа до низшей точки впадины [2] и среднеквадратичное отклонение неровностей $h_{\text{ск}}$, определяется таблицами ГОСТа. Кроме того, можно считать, что каждой неровности с высотой h соответствует впадина такой же глубины. Тогда число активных центров парообразования будет пропорционально общему числу микронеровностей на поверхности, а их относительная плотность определится вероятностью вступления в действие как центров парообразования неровностей с различной высотой h. Другими словами, n пропорционально вероятности нахождения высоты неровности от ∞ до h, определяемой из выражения (1) интегрированием от ∞ до h:

$$n = n_{\text{макс}}\left\{0,5 + \Phi_0\left[\varepsilon\left(1-\frac{h}{h_{\text{ср}}}\right)\right]\right\}, \quad (2)$$

где $\Phi_0[z]$ — интеграл вероятности Лапласа. Значение $\varepsilon = \frac{h_{\text{ср}}}{h_{\text{ск}}}$ определяется классом чистоты поверхности при помощи таблиц ГОСТ 2789—59, причем для первых шести классов $\varepsilon = 4$, для остальных $\varepsilon \approx 5$.

Согласно теории зародышеобразования, каждой впадине с глубиной h как потенциальному центру парообразования соответствует свой перегрев ΔT. Представляя впадины на поверхности нагрева в виде конуса [3] с тупым углом 2α или скругленной вершиной,

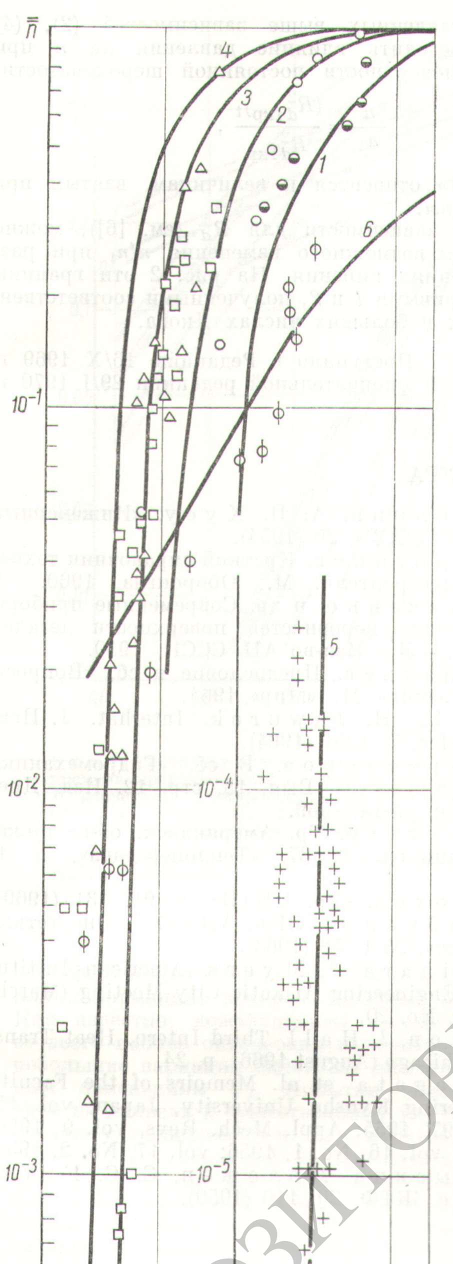

Рис. 1. Сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными значениями:
1 — $h_{ср} = 4 \cdot 10^{-7}$ *м*; *2* — $h_{ср} = 5 \cdot 10^{-7}$ *м*; *3* — $h_{ср} = 6 \cdot 10^{-7}$ *м*; *4* — $h_{ср} = 7 \cdot 10^{-7}$ *м*; *5* — $h_{ср} = 6{,}3 \cdot 10^{-7}$ *м* ($\beta = 15°$); *6* — расчет по формуле работы [8]; опытные точки: ○ — [5]; ◒ — точки Диткевич [9] при $n_{макс} = 1{,}6 \cdot 10^4$ $м^{-2}$; ф, □ — [11]; △ — [10], поверхности разной обработки; + — [12].

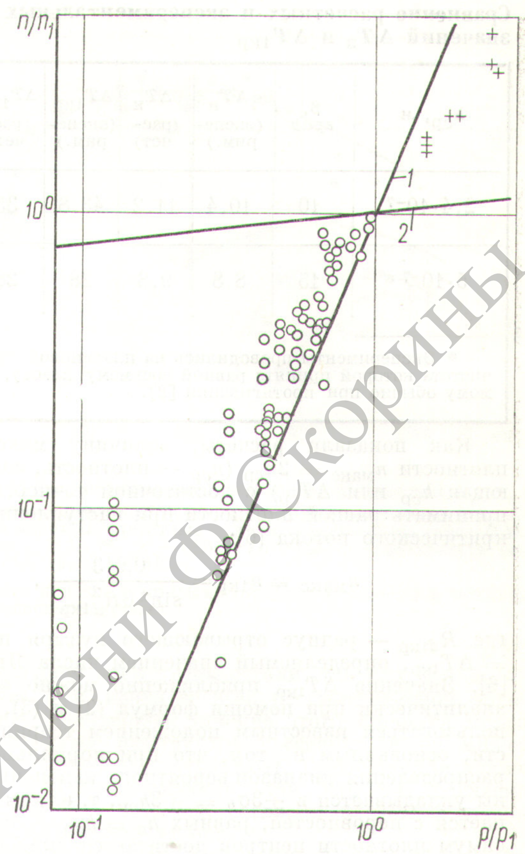

Рис. 2. Сравнение значений, полученных по формулам (2)—(4), с экспериментальными данными по влиянию давления на плотность центров парообразования (+, ⊙—данные работ [11,13]).

из простых геометрических соображений нетрудно установить связь между h и радиусом пузыря R и после обычных преобразований [4] — с перегревом ΔT

$$h = \frac{2\sigma \xi_n}{p_s \left\{ \exp\left[\frac{r\rho''}{p_s \left(1 + \frac{T_s}{\Delta T}\right)} \right] - 1 \right\}}. \qquad (3)$$

Величина ξ_h определяется геометрией впадины, причем для конической впадины $\xi_h = (1 - \cos 2\beta) \sin(2\beta + \theta) \operatorname{cosec}(2\beta)$ (скругление слабо влияет на конечный результат). Угол $\beta = 45 - \frac{\alpha}{2} = 3 \div 15°$ в зависимости от класса чистоты поверхности. Таким образом, плотность центров парообразования зависит от ΔT. При малых перегревах в качестве центров парообразования вступают в действие впадины, образованные большими неровностями. С повышением ΔT величина $\frac{dn}{d\Delta T}$ увеличивается, достигая максимума при $h = h_{ср}$. С дальнейшим ростом теплового напора $\frac{dn}{d\Delta T}$ уменьшается, так как вступают в действие более мелкие неровности, число которых уменьшается [5].

Сравнение расчетных и экспериментальных значений $\Delta T_н$ и $\Delta T_{1кр}$

$h_{ср}$, *м*	β, *град*	$\Delta T_н$ (экспе-рим.)	$\Delta T_н$ (рас-чет)	$\Delta T_{1кр}$ (экспе-рим.)	$\Delta T_{1кр}$ (рас-чет)	Источ-ник
$2{,}4 \cdot 10^{-7}$	10	10,4	11,2	43,8	35	[7]
$5 \cdot 10^{-7}$ *	15	8,8	9,8	28	28	[5]

* Эксперименты проводились на платиновой проволоке, чистота которой принята равной восьмому классу, получаемому обычно при протягивании [2].

Как показали расчеты, величину максимальной плотности $n_{макс} = 2n_{ср}$ ($n_{ср}$ — плотность, соответствующая $h_{ср}$ или $\Delta T_{ср}$) с достаточной точностью можно принимать равной плотности при наступлении первого критического потока [6]:

$$n_{макс} \cong n_{1кр} = \frac{0{,}613}{\sin^2 \theta R^2_{d1кр}}, \qquad (4)$$

где $R_{d1кр}$ — радиус отрывающего пузыря при $\Delta T = \Delta T_{1кр}$, определяемый значением числа Якоба $Ja_{1кр}$ [6]. Значение $\Delta T_{1кр}$ приближенно можно определить аналитически при помощи формул (2) и (3), если воспользоваться известным положением теории вероятности, основанным на том, что при нормальном законе распределения диапазон вероятного изменения величины укладывается в $\pm 3\sigma_h = \pm 3h_{ск}$, т. е. кипение начинается с неровностей, равных $h_н = h_{ср} + 3h_{ск}$, а максимум плотности центров достигается приблизительно при $h = h_{1кр} = h_{ср} - 3h_{ск}$. Отсюда нетрудно получить значения h, позволяющие вычислить при помощи выражения (3) $\Delta T_н$ и $\Delta T_{1кр}$:

$$h_н = \left(1 + \frac{3}{\varepsilon}\right) h_{ср}; \quad h_{1кр} = \left(1 - \frac{3}{\varepsilon}\right) h_{ср}. \qquad 5)$$

В таблице для сравнения приведены результаты расчетов по этим формулам и экспериментальные данные работ [5, 7]. Для проверки полученных формул были использованы эксперименты, полученные другими авторами. Так как в большинстве работ не имеется сведений о величине неровностей, можно было только проверить характер согласования при некоторой выбранной чистоте поверхности (рис. 1).

Из представленных выше зависимостей (2), (4) нетрудно определить влияние давления на n при кипении на поверхности постоянной шероховатости:

$$\frac{n}{n_1} = \frac{(R^2_{d1кр})_1}{R^2_{d1кр}},$$

где индекс «1» относится к величинам, взятым при давлении 1 *атм*.

Используя зависимости для R_d (см. [6]), можно найти границы возможного изменения n/n_1 при различных давлениях кипения. На рис. 2 эти границы ограничены кривыми *1* и *2*, полученными соответственно при малых и больших числах Якоба.

Поступило в Редакцию 16/X 1969 г.
В окончательной редакции 29/I 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Линник, А. П. Хусу. «Инженерный сборник АН СССР», 20 (1954).
2. А. П. Федотиков. Краткий справочник технолога-машиностроителя. М., Оборонгиз, 1960.
3. П. В. Дьяченко и др. Современные приборы для измерения неровностей поверхности деталей машин. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1950.
4. И. Т. Аладьев. Предисловие к сб. «Вопросы физики кипения». М., «Мир», 1964.
5. C. Rallis, H. Jawurek. Interhat. J. Heat Mass Transfer, 7, 1051 (1964).
6. В. Ф. Присняков. В сб. «Гидромеханика и теория упругости». Вып. 13, стр. 12. Изд. Днепропетровск. ун-та, 1969.
7. Р. Ф. Гартнер. Тр. Американск. об-ва инженеров-механиков. Т. 87. «Теплопередача», № 1, 20 (1965).
8. К. А. Жохов. «Тр. ЦКТИ», в. 91, 131 (1969).
9. Д. А. Лабунцов. «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», № 1, 58 (1963).
10. H. Kurihara, J. Myers. American Institut Chemical Engineering Atlantic City Meeting (March, 1959), pap. No. 20.
11. A. Hatton, J. Hall. Third Intern. Heat Transfer Conf. Chicago (August 1966), p. 24.
12. K. Jamagata et al. Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University, Japan, vol. 15, No. 1, p. 97, 1955; Appl. Mech. Revs, vol. 9, 1956; Rev. 1270, vol. 16, No. 1, 1956; vol. 17, No. 2, 1958.
13. Л. М. Зысина-Моложен, С. С. Кутателадзе. ЖТФ, 20, 110 (1950).

Эмпирические коэффициенты проницаемости тяжелых ядер для нейтронов 0,05—2 *Мэв*

П. Е. ВОРОТНИКОВ

УДК 539.12.162.5

Для расчета идущих через составное ядро реакций тяжелых ядер с нейтронами необходимо знание коэффициентов проницаемости T_l, где l — орбитальный момент падающего нейтрона. Обычно в таких случаях пользуются T_l, вычисленными в рамках той или иной модификации оптической модели ядра, характеризуемой определенным набором оптических параметров. Эти параметры, полученные усреднением по ядрам с атомным весом $\sim$30—250 и интервалу энергий нейтронов от нескольких сот *кэв* до 10—20 *Мэв*, могут привести к существенным ошибкам в случае тяжелых ядер и небольших энергий нейтронов $E_n \simeq 0{,}1 - 2$ *Мэв*, находящихся на краю области усреднения. Кроме того, большинство вариантов оптической модели рассчитано