

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. П. Авксентюк, С. С. Кутателадзе, Неустойчивость режима теплообмена на поверхностях, обедненных центрами парообразования, *ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 1, 115–120

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

11 ноября 2024 г., 16:40:25



УДК 536.423.1

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ТЕПЛООБМЕНА НА ПОВЕРХНОСТЯХ, ОБЕДНЕННЫХ ЦЕНТРАМИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ

Б. П. Авксентюк, С. С. Кутателадзе

Рассматриваются механизм и критерий устойчивости при непосредственном переходе от свободной однофазной конвекции к пленочному кипению (третий кризис кипения). Обобщаются экспериментальные данные о нижнем и верхнем пределах тепловых потоков, при которых возникает пленочное кипение.

Критерий непосредственного перехода от однофазной конвекции к пленочному кипению. При низких давлениях наблюдается значительный перегрев жидкости по отношению к температуре насыщения и затем непосредственный переход к пленочному кипению. Связано это явление с обеднением поверхности нагрева центрами парообразования вследствие увеличения критического радиуса зародыша с понижением давления.

Систематические экспериментальные исследования непосредственного перехода от однофазной свободной конвекции к развитому пленочному кипению были выполнены авторами совместно с Г. И. Бобровицем, Н. Н. Мамонтовой и В. Н. Москвичевой. Механизм возникновения пленочного кипения, минуя режим развитого пузырькового кипения, имеет кавитационный характер — наблюдается взрывообразное возникновение микропузырей в окрестности нагревателя, испарение пристенного слоя жидкости и формирование паровой пленки [1].

Критические тепловые потоки, имеющие место при нестабильном кипении, находятся в диапазоне между величиной первого критического значения $q_{кр1}$, обусловленного известным гидродинамическим механизмом [2] и величиной $q_{кр2}$, соответствующей непосредственному возникновению пленочного кипения. Назовем этот переход третьим кризисом кипения. При этом должно выполняться условие

$$q_{кр2} < q_{кр3} < q_{кр1}, \quad (1)$$

где $q_{кр2}$ — второй критический тепловой поток, определяющий гидродинамическую устойчивость пленочного кипения.

Допустим, что кавитационный механизм непосредственного возникновения пленочного кипения обусловлен импульсом, вносимым в метастабильный пристенный слой жидкости спонтанно возникшим паровым пузырьрем.

Тогда в качестве критерия непосредственного перехода от однофазной конвекции в перегретом (метастабильном) пристенном слое к пленочному кипению можно предложить величину

$$\sigma R_{кр}^2 / \rho' v_*^2 V_*', \quad (2)$$

здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения; $R_{кр}$ — критический радиус зародыша паровой фазы; ρ' — плотность жидкой фазы; v_* — харак-

терная скорость перемещения границы раздела фаз; V' — эффективный объем жидкости, присоединенной к движению границы раздела фаз.

Числитель в (2) является масштабом работы возникновения паровой фазы, а знаменатель — масштабом воздействия кавитационного импульса. При этом импульсом паровой фазы пренебрегаем, поскольку рассматриваемое явление имеет место при низких давлениях, когда $\rho'' \ll \rho'$.

По модели теплового удара [3] скорость роста парового пузыря при $R > R_{кр}$ имеет порядок

$$v = \frac{dR}{dt} \sim \frac{\lambda' c' \rho'}{R} \left(\frac{\Delta T}{r \rho''} \right)^2, \quad (3)$$

где R — текущий радиус; t — время; λ' — коэффициент теплопроводности жидкости; c' — удельная теплоемкость жидкости; ΔT — перегрев жидкости относительно температуры насыщения над жидкостью; r — скрытая теплота парообразования; ρ' , ρ'' — плотность жидкости и пара.

Масштабом максимальной конечной скорости перемещения границы раздела фаз может служить величина v , отнесенная к радиусу порядка $R_{кр}$. Что касается масштаба V' , то он лежит при $\rho' \gg \rho''$ где-то между размером критического радиуса зародыша и величиной

$$\delta \sim (\sigma / g \rho')^{1/2}, \quad (4)$$

являющейся масштабом отрывного диаметра пузыря.

Динамическая добавка к этой величине [4], возникающая при низких давлениях, является функцией числа Фруда, составленного из величин (3) и (4), т. е. в данном случае не вносит новых определяющих параметров подобия.

Как известно,

$$R_{кр} \sim \sigma T'' / r \rho'' \Delta T, \quad (5)$$

$$v_* \sim (\lambda' c' \rho' / \sigma r \rho'' T'') \Delta T^3, \quad (6)$$

здесь T'' — температура насыщения над плоскостью.

Подставляя эти значения $R_{кр}$ и v_* в (2), получаем следующий критерий, включающий температурный напор, при котором происходит спонтанный переход от однофазной конвекции к пленочному кипению:

$$\Delta T_{кр3} (c' \lambda')^{1/4} \rho'^{3/8} V'^{1/8} / \sigma^{5/8} T''^{1/2}. \quad (7)$$

Эксперименты показывают, что величина $\Delta T_{кр3}$ практически постоянна или мало меняется с давлением. Это означает, что в качестве характерного размера присоединенной массы жидкости надо принять (4), а не (5). Тогда искомый критерий возникновения пленочного кипения из метастабильного состояния жидкости у поверхности нагрева примет вид ($V_*' \sim \delta^3$)

$$\Delta T_{кр3} = (c' \lambda')^{1/4} \rho'^{3/16} \Delta T_{кр3} / g^{2/16} \sigma^{7/16} T''^{1/2}. \quad (8)$$

В общем случае этот критерий зависит от отношения линейных масштабов (4) и (5), а также числа Прандтля, характеризующего неподобие распространения тепловых и механических возмущений в жидкости.

Безразмерное отношение лапласовской постоянной к радиусу зародыша в данном случае следует строить так, чтобы исключить искомую

величину $\Delta T_{кр3}$. Соответствующий критерий подобия имеет вид

$$\delta = r\rho''/g^{5/16}\sigma^{1/16}\rho^{9/16}(c'\lambda')^{1/4}T''^{1/2}. \quad (9)$$

В таблице приведены экспериментальные данные о критическом температурном напоре непосредственного перехода от однофазной свободной конвекции к пленочному кипению на горизонтальных трубах большого диаметра ($D_{тр} \geq 10$ мм) из мельхиора, молибдена и нержавеющей стали.

На трубках малого диаметра наблюдается некоторое уменьшение $\Delta T_{кр3}$.

На рис. 1 показаны данные опытов по перегревам перед вскипанием для бензола и этанола, построенные в безразмерных координатах; здесь проведена разграничительная линия, выше которой вскипание приводило к установлению на поверхности пленочного кипения, ниже — пузырькового кипения.

На рис. 2 приведены безразмерные параметры таких разграничительных линий для столь разнородных веществ как калий, цезий, этанол и бензол. Максимальное расхождение 20%. Для неметаллических жидкостей наблюдается некоторое увеличение $\Delta T_{кр3}$ с ростом P_r .

Влияние метастабильности пристенного слоя на первую критическую плотность теплового потока. При низких давлениях имеет место заметный отвод тепла через жидкость даже при тепловых потоках, близких

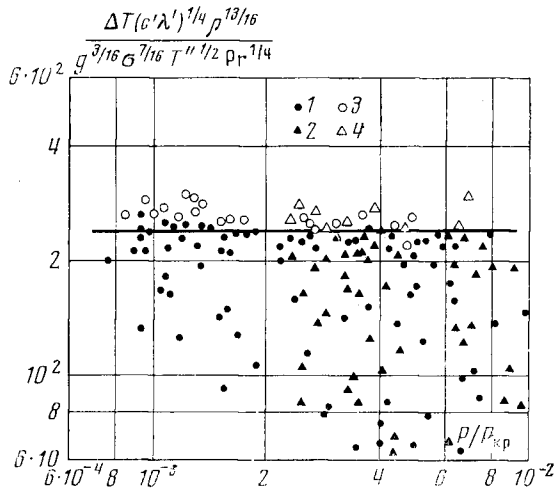


Рис. 1. Обработка экспериментальных данных по перегревам перед вскипанием: 1, 2 — переход к пузырьковому кипению для этанола и бензола, 3, 4 — переход к пленочному кипению для этанола и бензола

Вещество	Интервал давлений, бар	$\Delta T_{кр3}$, К
Бензол	0,1–0,5	~100
Калий	0,01–1,5	~130
Цезий	0,05–1,8	~145
Этанол	0,05–0,4	96–83

к условиям развитого гидродинамического кризиса. Особенно значителен этот эффект в кипящих металлах [5].

Дополнительный тепловой поток, отводимый в момент кризиса через жидкость, определим по схеме теплового удара, т. е. положим

$$q_m \sim \Delta T_m (\lambda' c' \rho' / t)^{1/2}, \quad (10)$$

здесь ΔT_m — разность температур, определяющая отвод тепла в толщу жидкости.

Гидродинамический кризис кипения обусловлен нарушением устойчивости структуры граничного двухфазного слоя возникающими в нем возмущениями в результате взаимодействия динамического напора пара, поверхностного натяжения и силы тяжести. Поэтому можно допустить, что в формуле (10) характерное время смены тепловых импульсов имеет

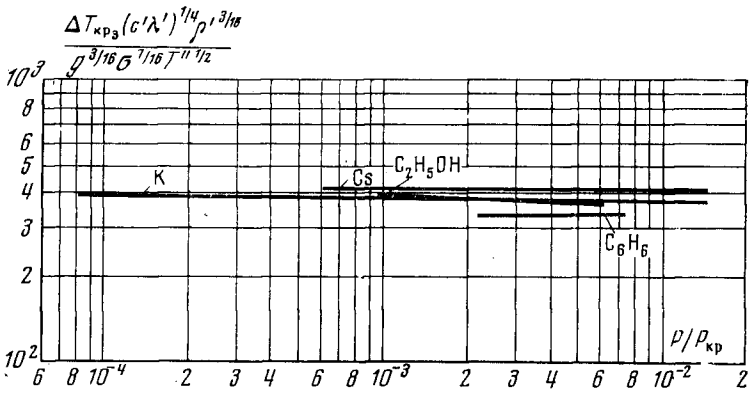


Рис. 2. Минимальные перегревы, при которых вскипание приводит к пленочному кипению (обработка опытных данных)

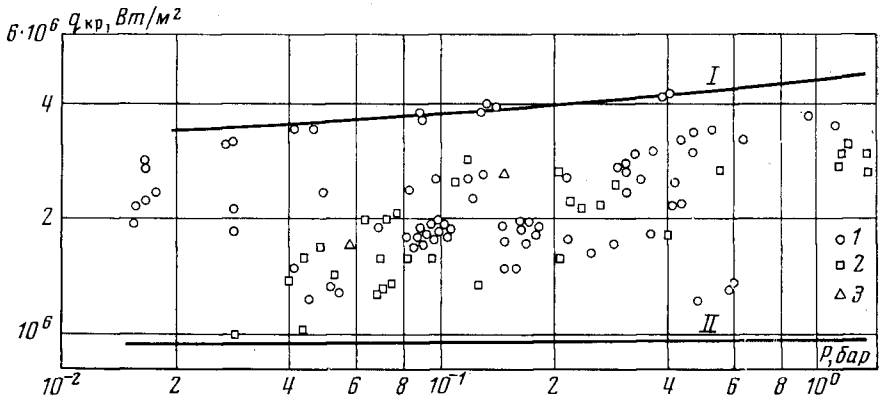


Рис. 3. Опытные данные по критическим тепловым потокам при кипении натрия: 1 — данные [5]; 2 — данные Найса и Лурье (*R. Noyes, H. Lurie. Proc. 3 Intern. Heat Transfer Conf., Chicago, Aug., 5, 92, 1966*); 3 — данные Кесвела и Бальшисера (*B. Caswell, R. Balzhiser. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 62, № 64, 41, 1966*); I — по (16); II — расчетная кривая при $\Delta T_{кр3} = 3,8 \cdot 10^2$ для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

порядок времени пробега капиллярных волн

$$t \sim \frac{\delta}{(g\delta)^{1/2}} \sim \frac{\sigma^{1/4}}{g^{3/4}(\rho' - \rho'')^{1/4}}. \quad (11)$$

Подставляя это значение t и полагая $\Delta T_m \sim \Delta T_{кр3}$, имеем

$$q_m \sim g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho'^{7/16} \cdot [1 - (\rho''/\rho')]^{1/8}. \quad (12)$$

Поскольку рассматриваемый отвод тепла заметно проявляется только при низких давлениях $\rho'' \ll \rho'$, то практически можно пользоваться критерием

$$\tilde{q}_m = q_m / g^{9/16} T''^{1/2} (\lambda' c')^{1/4} \sigma^{5/16} \rho'^{7/16}. \quad (13)$$

Суммарный критический тепловой поток при гидродинамическом кризисе в большом объеме свободно конвектирующей жидкости при температуре насыщения определим как

$$q_{кр1} = q_{кр10} + q_m, \quad (14)$$

где

$$q_{кр10} = kr \rho''^{1/2} [g \sigma (\rho' - \rho'')]^{1/4} \quad (15)$$

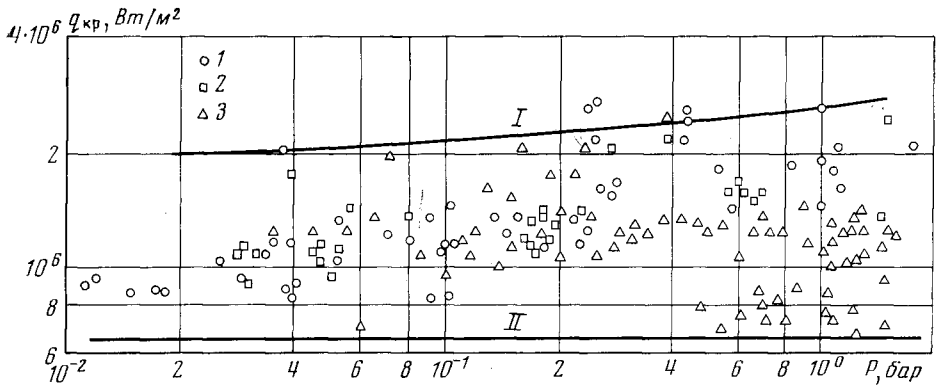


Рис. 4. Опытные данные по критическим тепловым потокам при кипении калия: 1 – данные [5]; 2 – данные Бальшисера (*R. E. Balzhiser. Proc. 3 Annual Conf. on High-Temp., Liquid – Metal Heat Transfer Technol., Sept. 1963, ORNL-3605*); 3 – данные авторов; I – по (16); II – расчетная кривая при $\Delta T_{кр3} = 3,8 \cdot 10^2$ для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

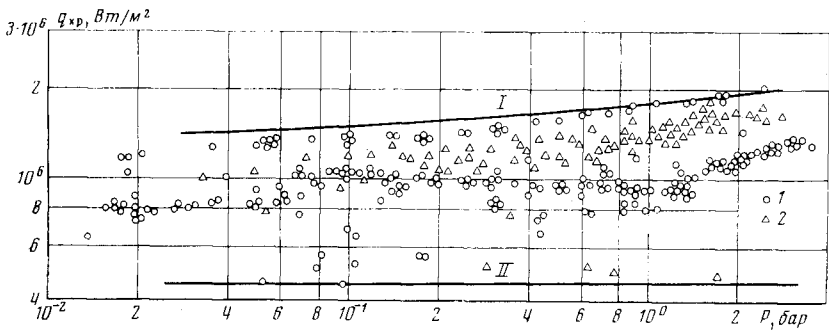


Рис. 5. Опытные данные по $q_{кр}$ при кипении цезия: 1 – данные [5]; 2 – данные авторов; I – по (16); II – расчетная кривая при $\Delta T_{кр3} = 3,8 \cdot 10^2$ для минимальных тепловых потоков, при которых вскипание приводит к пленочному кипению

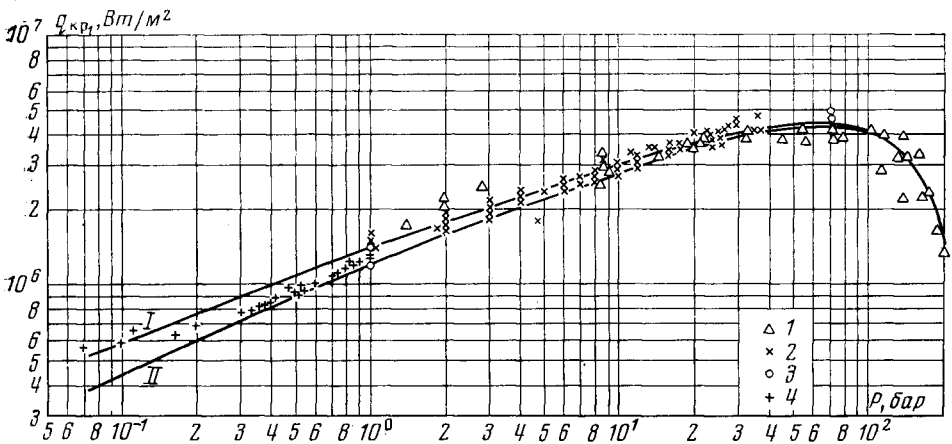


Рис. 6. Опытные данные по $q_{кр}$, для воды: I – данные Казаковой (*Е. А. Казакова. В сб. Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. Госэнергоиздат, М.–Л., 1953, стр. 92*); 2 – данные Морозова (*В. Г. Морозов. Котлотурбостроение. Тр. ЦКТИ, 58, 64, 1965*); 3 – данные Гогонина (*И. И. Гогонин. Канд. дисс. Новосибирск, 1966*); 4 – данные [4]; I – по (17); II – по (15) при $k=0,14$

— первый критический тепловой поток, обусловленный чисто гидродинамическим механизмом [2].

Имеющиеся экспериментальные данные по критическим тепловым потокам при развитом кипении щелочных металлов удовлетворительно согласуются с рассмотренной моделью при значениях $\tilde{q}_m=170$ и $k=0,14$, т. е. при числах $Pr \ll 1$,

$$q_{кр1} \approx 0,14r\rho''^{1/2} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{1/4} + 170g^{9/16}T''^{1/2}(\lambda'c')^{1/4}\sigma^{5/16}\rho''^{1/16}. \quad (16)$$

На рис. 3, 4, 5 дано сопоставление расчетов с экспериментальными данными для натрия, калия и цезия.

В неметаллических жидкостях данный эффект существенно слабее и, по-видимому, зависит от степени неподобия распространения теплового и механического импульсов в метастабильном слое жидкости. По имеющимся опытным данным при $Pr > 1$

$$q_{кр1} \approx 0,14r\rho''^{1/2} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{1/4} + 50Pr^{-1/4}g^{9/16}T''^{1/2}(\lambda'c')^{1/4}\sigma^{5/16}\rho''^{1/16}. \quad (17)$$

На рис. 6 дано сопоставление расчетов по последней формуле с данными о первой критической плотности теплового потока при свободной конвекции воды.

Институт теплофизики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
10 XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Авксентюк, Г. И. Бобрович, С. С. Кутателадзе, В. Н. Москвичева. ПМТФ, № 1, 69, 1972.
2. С. С. Кутателадзе. ЖТФ, 20, № 11, 1389, 1950.
3. М. С. Плезет, С. А. Цвик. В сб. Вопросы физики кипения. «Мир», 1965.
4. Н. Н. Мамонтова. ПМТФ, № 3, 140, 1966.
5. В. И. Субботин, Д. Н. Сорокин, Д. М. Овечкин, А. П. Кудрявцев. Теплообмен при кипении металлов в условиях естественной конвекции. «Наука», 1969.