

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О РАСПРОСТРАНЕННОМ КРИЗИСЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Л. С. Штоколов

(Новосибирск)

Приводится обобщенная формула для вычисления критических тепловых потоков при распространенных кризисах. Показано, что распространенные кризисы наиболее характерны для кипения высокотемпературных органических теплоносителей.

Обозначения

q_* — критическая плотность теплового потока;	i' — энтальпия жидкости на линии насыщения;
q — плотность теплового потока;	i — средняя энтальпия жидкости в сечении кризиса;
W — средняя расходная скорость жидкости в сечении кризиса;	c_f — коэффициент трения;
W_g — весовая скорость жидкости;	g — ускорение земного притяжения;
r — скрытая теплота парообразования;	P — статическое давление в сечении кризиса;
σ — коэффициент поверхностного натяжения;	T' — температура насыщения;
ρ'' — плотность сухого насыщенного пара;	T_* — температура поверхности трубы;
ρ' — плотность жидкости на линии насыщения;	ρ — средняя плотность жидкости в сечении кризиса.

Как известно, величина критического теплового потока растет с увеличением недогрева жидкости до температуры насыщения. Особенно большие недогревы возможны при кипении высокотемпературных органических теплоносителей. При этом экспериментальные данные [1-3] показывают, что зависимости q_* от недогрева для этих веществ существенно отличаются от известных до последнего времени зависимостей для кризиса кипения таких жидкостей, как вода, спирты и т. п.

Проведенные исследования кипения этилового спирта в трубах [4,5] позволили установить существование двух кризисных процессов. Один из них, названный нормальным кризисом, отличается быстрым ростом q_* с увеличением недогрева (линии a на фиг. 1), и в связи с этим всегда возникает непосредственно в области выходной кромки обогреваемого участка, т. е. в месте наименьшего недогрева жидкости.

Интерполяционная формула для нормального кризиса кипения при $0 < W < \infty$ имеет вид [4-6]

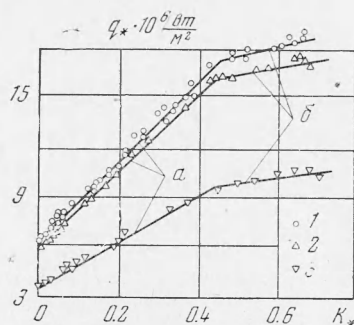
$$\frac{q_*}{1 + K_{**}} = k_* r W \sqrt{\rho \rho''} + k r \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{g^2 \sigma (\rho' - \rho'')} \quad (1)$$

По вычислениям [7]

$$\frac{\pi}{8 \sqrt{2\pi} 3^{1/4}} < k < \frac{\pi}{8 \sqrt{2\pi}}$$

По данным [5,6]

$$k_* \approx 2c_f \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \frac{\pi}{4}, K_* = \frac{i' - i}{r}, K_{**} = \frac{i' - i}{r} \frac{\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho''}}$$



Фиг. 1. Зависимость q_* от K_* при $P = 30 \cdot 10^5$ н/м². Точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $W_g = 2510^3$, $22 \cdot 10^3$, $11 \cdot 10^3$ кг/м²сек

в связи с чем при его возникновении перегревается одновременно относительно большой участок длины поверхности нагрева. Часто из-за ограниченной длины обогреваемой трубы (в наших опытах $l/d = 15$) покраснение начиналось в начале или в середине экспериментального участка. В связи с указанными признаками этот процесс был назван распространенным кризисом [4,5].

Анализ экспериментальных данных показал, что значения q_* при распространенных кризисах в основном определяются давлением, скоростью течения жидкости и не зависят от времени или последовательности проведения опытов. Этим распространенный кризис существенно отличается от разогрева поверхности нагрева вследствие образования на ней стабильного осадка, вызванного термическим разложением органиче-

Критерий K_{**} был впервые получен эмпирическим путем в работе [1].

Другой кризисный процесс имеет место только при больших недогревах и отличается весьма слабой зависимостью q_* от недогрева (линии b),

ской жидкости или другими причинами. Как показано на фиг. 2, после образования стабильного осадка, возникшего в одном из опытов при нормальном кризисе, значения предельных тепловых потоков перестали зависеть от давления и скорости, постепенно уменьшаясь от опыта к опыту. При осмотре на внутренней поверхности трубки был обнаружен плотный черный осадок, после удаления которого вновь можно было воспроизвести нормальные и распространенные кризисы.

Для изучения температурных режимов поверхностей нагрева при больших недогревах жидкости, соответствующих распространенному кризису кипения, были проведены специальные опыты на этиловом спирте при давлении $15 \cdot 10^5$ н/м² и скорости течения 6 м/сек. Исследования велись на трубке из нержавеющей стали с внутренним диаметром 4 мм, длиной обогреваемой части 60 мм и толщиной стенки 1 мм. Схема опытной установки и конструкция экспериментального участка были описаны в работах [4,5]. Для измерения температуры наружной поверхности обогреваемого участка на расстоянии 10 мм от входа и выхода были приварены две хромель-алюмелевые термопары, изолированные слюдой и асбестом.

Для определения температуры внутренней поверхности экспериментального участка к показаниям термопар прибавлялся температурный перепад в стенке трубки, вычисленный для случая теплопроводности при тепловыделении от внутренних источников.

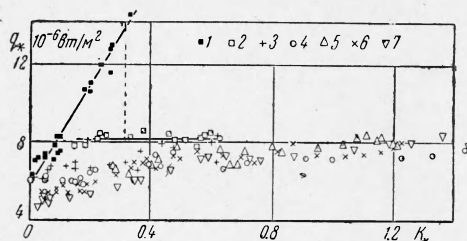
На фиг. 3 представлена зависимость температуры внутренней поверхности трубки от плотности теплового потока. Участок *ab* соответствует конвективному теплообмену без кипения. На участке *bc* происходит вскипание пристенных слоев жидкости, недогретой в целом до температуры насыщения, сопровождающееся характерным звуком. Правее линии *c* происходит самопроизвольный рост температуры стенки при постоянном тепловом потоке, который и принимался за начало кризиса. Представленная на фиг. 3 кривая хорошо воспроизводилась при повторных опытах.

Непрерывный переход зависимости $q_*(K_*)$ от нормальных кризисов к распространенным, хорошая воспроизводимость и независимость распространенных кризисов от последовательности проведения опытов дают основание думать о физическом родстве обоих процессов, т. е. допустить, что распространенный кризис, как и нормальный, происходит в результате нарушения гидродинамической устойчивости двухфазного кипящего слоя. В этом случае q_* при распространенном кризисе должен определяться системой критериев, входящих в формулу (1), т. е. уравнением

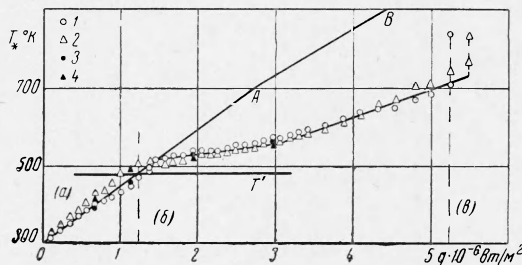
$$F(k, k_*, K_{**}) = 0 \quad (2)$$

Из сопоставления экспериментальных данных, полученных для разных давлений и скоростей, было установлено, что точки пересечения линий *a* и *b* графиков типа $q_*(K_*)$ всегда соответствовали значению $K_{**} \approx 2$. Наличие обобщенной зависимости для обоих процессов при $K_{**} \approx 2$ позволило использовать (1) для определения формы зависимости q_* в (2) от скорости

$$K = \frac{q_*}{k_* r W \sqrt{\rho \rho''} + k r \sqrt{\rho''} [g^2 \sigma (\rho' - \rho'')]^{1/4}} = 3 [a + f(K_*)] \quad (3)$$



Фиг. 2. Зависимость q_* от K_* при образовании на стенке стабильного осадка. Нумерация точек ведется в порядке проведения опытов. Точки 1 до образования осадка соответствуют значениям ($p = 30 \cdot 10^5$ н/м², $W_g = 23 \cdot 10^3$ кг/м² сек); после образования осадка: точки: 2 — ($60 \cdot 10^5$, $23 \cdot 10^3$), 3 — ($40 \cdot 10^5$, $23 \cdot 10^3$), 4 — ($51 \cdot 10^5$, $10 \cdot 10^3$), 5 — ($51 \cdot 10^5$, $13 \cdot 10^3$), 6 — ($51 \cdot 10^5$, $22 \cdot 10^3$), 7 — ($40 \cdot 10^5$, $13 \cdot 10^3$); первые значения — p н/м², вторые — W_g кг/см² сек

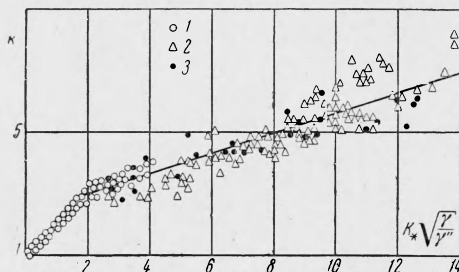


Фиг. 3. Зависимость T_* от q_* ; вначале q_* увеличивался; точки: 1 — T_* выхода, 2 — T_* входа; при повторных измерениях q_* уменьшался; точки: 3 — T_* выхода, 4 — T_* входа; сечение *б* соответствует звуку, сечение *в* — свечению

На фиг. 4 приведены экспериментальные данные автора для этилового спирта и данные [2,3] для моноизопропилдифенила, полученные при течении жидкости в трубах. Пологой линией соответствует формула

$$\frac{q_*}{2.5(1+0.12K_{**})} = k_* r W \sqrt{\rho \rho''} + kr \sqrt{\rho''} [g^2 \sigma (\rho' - \rho'')]^{1/4} \quad (4)$$

На фиг. 4 также нанесены опытные точки [1], полученные при кризисах кипения доутерма на пластине, обтекаемой потоком жидкости. В этом случае значения c_f в (4)



Фиг. 4. Точки: 1 — этиловый спирт [4-5], кипение в трубе; 2 — моноизопропилдифенил [2,3], кипение в трубе; 3 — доутерм [1], кипение на пластине при внешнем обтекании.

существенно отличаются от коэффициентов трения при течении жидкости в трубах, так как вычисляются по формуле для турбулентного пограничного слоя на пластине в условиях внешнего обтекания с учетом турбулизирующего эффекта передней кромки конечной толщины (формула (11.6) в [8]). Хорошее совпадение экспериментальных точек при столь различных условиях течения жидкости около поверхности нагрева подтверждает принятое выше предположение о гидродинамической природе распространенного кризиса. Из фиг. 4 видно, что существуют две обобщенные зависимости q_* от недогрева. Область $K_{**} \leq 2$, в которой значения q_* сильно зависят от недогрева, характерна главным образом для кризисов теплообмена при кипении обычных жидкостей (воды, аммиака, спиртов, предельных углеводородов и т. п.) с относительно невысокой температурой кипения. С другой стороны, из-за высоких температур кипения при низких давлениях большинство экспериментальных данных для кризисов теплообмена при кипении высокотемпературных органических теплоносителей соответствует значениям $K_{**} \gg 2$, т. е. области распространенных кризисов.

Наличие двух соотношений для $q_*(K_{**})$ не исключает возможности существования других зависимостей q_* от недогрева в областях очень малых или больших значений K_{**} . При анализе экспериментальных данных работы [3] в области очень больших недогревов можно заметить зависимость q_* от K_{**} еще более слабую, чем для распространенного кризиса. Однако недостаточное количество опытных данных пока не дает возможности для надежного обобщения указанной зависимости.

В работе принимала участие старший лаборант И. Н. Своркова.

Автор благодарит С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева за участие в обсуждении данной работы и сделанные замечания.

Поступила 9 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Бураков Б. А. Критические тепловые нагрузки при свободной конвекции и вынужденном движении кипящего и недогретого доутерма. Сб. статей под редакцией Кутателадзе С. С. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред», Госэнергоиздат, 1961.
2. Стерман Л. С., Михайлов В. Д. Определение критических тепловых потоков при кипении в трубах высококипящего теплоносителя. Теплоэнергетика, 1963, № 2.
3. Шлыков Ю. П. и др. Критические тепловые нагрузки при вынужденном движении моноизопропилдифенила в трубах и каналах. Теплоэнергетика, 1964, № 2.
4. Штоколов Л. С. Опыт обобщения данных о критических тепловых потоках при кипении жидкостей в области больших скоростей течения. ПМТФ, 1964, № 1.
5. Штоколов Л. С. Кризис теплообмена при кипении этилового спирта в области больших скоростей течения. Инж.-физ. ж., 1964, № 12.
6. Кутателадзе С. С. и др. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Изд. СО АН СССР, 1964.
7. Zuber N. The Hydrodynamic Crisis Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids. International Development in Heat Transfer, Part II, Section A, 1962.
8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Машгиз, 1962.