

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВИБРАЦИЙ ПЛОСКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО НАГРЕВАТЕЛЯ НА ВТОРОЙ КРИЗИС КИПЕНИЯ

В. В. Коновалов, Т. П. Любимова, Д. В. Любимов*

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013 Пермь

*Пермский государственный университет, 614990 Пермь

E-mails: konov2@psu.ru, lubimova@psu.ru, lyubimov@psu.ru

В рамках гидродинамической теории кризисов кипения изучено влияние нормальных вибраций плоского горизонтального нагревателя на второй кризис кипения. Критический тепловой поток оценивается по характеристикам роста наиболее опасных возмущений, разрушающих межфазную поверхность жидкость — пар. Установлено, что по мере роста интенсивности вибраций разрушение межфазной поверхности может происходить либо вследствие неустойчивости Рэля — Тейлора, либо за счет параметрически возбуждаемых возмущений с длинами волн, соответствующими резонансным зонам. Показано, что в области параметров, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость в первой резонансной зоне, можно добиться значительного уменьшения критического теплового потока по сравнению со значением, соответствующим случаю, когда вибрации отсутствуют. При дальнейшем росте интенсивности вибраций критический тепловой поток в целом увеличивается. Немонотонный характер зависимости критического теплового потока от интенсивности вибраций позволяет эффективно управлять им, увеличивая или уменьшая его значение по сравнению со значением, соответствующим случаю отсутствия вибраций.

Ключевые слова: второй кризис кипения, вибрации, управление процессом кипения.

Введение. Как известно, существует два основных режима кипения: пузырьковое и пленочное. Режим пленочного кипения реализуется при больших тепловых потоках и отличается от пузырькового режима кипения тем, что поверхность нагревателя покрыта более или менее устойчивой пленкой пара, теплоизолирующие свойства которой значительно уменьшают теплоотдачу в жидкость.

Переход от пузырькового кипения к пленочному (первый кризис кипения) и обратно (второй кризис кипения) происходит при определенных значениях теплового потока, причем тепловой поток, соответствующий первому кризису кипения, существенно больше теплового потока, соответствующего второму кризису.

В технологических процессах режим пленочного кипения является нежелательным вследствие низкой теплоотдачи, поэтому важно изучить различные факторы, способствующие и препятствующие его возникновению, в том числе вибрационное воздействие, которое может оказывать существенное влияние на поведение неоднородных сред [1–5].

Классическая гидродинамическая теория второго кризиса кипения, развитая в работах [6, 7], основывается на следующих положениях:

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-01-00442) и Научно-образовательного центра “Неравновесные переходы в сплошных средах” (грант № 02-01н-024а).

1. Причиной непрерывного образования и отрыва пузырьков пара от межфазной поверхности жидкость — пар в режиме пленочного кипения является неустойчивость Рэлея — Тейлора.

2. При больших тепловых потоках количества образующегося пара достаточно, чтобы скомпенсировать его выход из-под межфазной поверхности с отрывающимися пузырьками. Покрывающая нагреватель пленка пара более или менее устойчива.

3. При небольших тепловых потоках такая компенсация невозможна и развитие неустойчивости Рэлея — Тейлора приводит к разрушению пленки пара и постоянному контакту жидкости с поверхностью нагревателя.

4. Тепловой поток, соответствующий второму кризису кипения, является наименьшим тепловым потоком, при котором количества образующегося в единицу времени пара достаточно, чтобы воспрепятствовать разрушению пленки пара.

Из сказанного выше следует, что критический тепловой поток может быть оценен, если сравнить скорость парообразования с некоторой характерной скоростью развития возмущений межфазной поверхности жидкость — пар.

Рассмотрим случай, когда жидкость нагрета до температуры насыщения. Скорость фазового перехода определяется тепловым потоком к межфазной поверхности жидкость — пар, который будем считать приблизительно равным тепловому потоку, отводимому от нагревателя. Неучтенной оказывается часть теплового потока, обусловленная эффектом нестационарной теплопроводности (из-за кратковременных касаний жидкости поверхности нагревателя). Вследствие этого реальный критический тепловой поток может оказаться больше оцененного. Однако следует отметить, что на величину теплопроводной части теплового потока оказывают влияние различные трудно учитываемые факторы, такие как степень обработки поверхности нагревателя, ее загрязненность и т. п., кроме того, теплопроводная часть теплового потока обычно значительно меньше той его части, которая расходуется на парообразование.

В работе [7] на основе анализа экспериментальных данных показано, что межфазную поверхность жидкость — пар разрушают наиболее быстро растущие возмущения, поэтому для расчета характерной скорости развития возмущений предложено использовать их характеристики. Следуя работе [7], в случае плоского горизонтального нагревателя для теплового потока, соответствующего второму кризису кипения q_{cr2} , получим соотношение

$$q_{cr2} = (\pi/120)r\rho''l_d\gamma_d, \quad (1)$$

где r — удельная теплота парообразования; ρ'' — средняя плотность пара; l_d , γ_d — длина волны и инкремент наиболее быстро растущих возмущений.

Данный подход использовался для учета влияния на второй кризис кипения геометрии нагревателя, давления, гравитации и т. д. (см., например, [8]) и дает достаточно точную оценку при не очень высоких давлениях. В настоящей работе этот подход применяется для анализа влияния вибраций. Если поле силы тяжести модулируется во времени, то согласно теории Флоке существуют возмущения межфазной поверхности, рост которых на линейной стадии происходит по закону $\eta(t) = e^{\lambda t} f(t)$, где $f(t)$ — периодическая (с периодом вибраций) функция, и естественным аналогом инкремента является действительная часть характеристического показателя возмущений λ .

Уравнение эволюции возмущений. В гидродинамической теории второго кризиса кипения считается, что вследствие малости плотности пара по сравнению с плотностью жидкости определяющим фактором, влияющим на развитие неустойчивости межфазной поверхности, является течение жидкости, а не пара. Излишки пара удаляются из-под поверхности жидкости отрывающимися пузырьками и не оказывают существенного влияния на жидкость. В большей степени это справедливо для исследуемой точки, соответствующей второму кризису кипения, в которой скорости парообразования и удаления пара срав-

нимы. Однако в те моменты, когда жидкость приближается к поверхности нагревателя, определяющим оказывается течение пара, которое отбрасывает жидкость назад, предотвращая раннее наступление кризиса.

В силу сделанных допущений движение жидкости описывается уравнениями Навье — Стокса и неразрывности для однородной несжимаемой жидкости с обычными для свободной поверхности граничными условиями. Уравнение эволюции малых возмущений Θ плоской свободной поверхности жидкости в модулированном поле силы тяжести для случая малой вязкости получено в работе [1] (см. также [2] для случая отсутствия вязкости):

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial T^2} + 4K^2 \Delta \frac{\partial \Theta}{\partial T} + K(K^2 - 1 + A \cos \Omega T) \Theta = 0. \quad (2)$$

В уравнении (2) дополнительно учтен вклад паровой фазы в приведенное давление и силу инерции, который обычно мал и учитывается лишь в силу традиции.

Уравнение (2) записано в безразмерном виде: в качестве единиц длины и времени используются гравитационно-капиллярная длина и время соответственно:

$$d_{\sigma g} = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho' - \rho'')g}}, \quad t_{\sigma g} = \sqrt[4]{\frac{(\rho' + \rho'')^2 \sigma}{(\rho' - \rho'')^3 g^3}},$$

масштаб скорости $v_{\sigma g} = d_{\sigma g}/t_{\sigma g}$. Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения; g — ускорение свободного падения; ρ' — плотность жидкости.

В уравнении (2) содержатся следующие безразмерные параметры: безразмерное волновое число возмущений K , вибрационная перегрузка $A = a\omega^2/g$, частота вибраций $\Omega = \omega t_{\sigma g}$, диссипативный параметр $\Delta = \nu' t_{\sigma g}/d_{\sigma g}^2$ (a — амплитуда, ω — частота вибраций, ν' — кинематическая вязкость жидкости), безразмерное время T .

Выражение для $Q_{cr2} = q_{cr2}/q_{cr2}^0$ — отношения критического теплового потока к его значению в отсутствие вибраций — получено с учетом соотношения (1), записанного для случаев наличия и отсутствия вибраций:

$$Q_{cr2} = \frac{l_d}{l_d^0} \frac{\text{Re } \lambda_d}{\gamma_d^0} = \frac{k_d^0}{k_d} \frac{\text{Re } \lambda_d}{\lambda_d^0} = \frac{K_d^0}{K_d} \frac{\text{Re } \Lambda_d}{\Lambda_d^0}. \quad (3)$$

(Здесь и далее верхний индекс 0 соответствует условию отсутствия вибраций.) Напомним, что в случае наличия вибраций действительная часть характеристического показателя наиболее быстро растущих возмущений λ_d играет ту же роль, что и инкремент γ_d в случае отсутствия вибраций.

В выражении (3) осуществлен переход от длины волны l_d к волновому числу $k_d = 2\pi/l_d$ наиболее быстро растущих возмущений, а также использован тот очевидный факт, что в отношениях однородных величин можно перейти от размерных величин к их безразмерным аналогам. В отсутствие вибраций безразмерное волновое число и инкремент наиболее быстро растущих возмущений равны соответственно $K_d^0 = 1/\sqrt{3}$, $\Lambda_d^0 = \sqrt{2}/\sqrt[4]{27}$ (что следует из уравнения (2) без учета диссипации). В результате получаем следующее выражение:

$$Q_{cr2} = \frac{\sqrt[4]{3}}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re } \Lambda_d}{K_d}. \quad (4)$$

В случае кипения воды при нормальном атмосферном давлении в поле силы тяжести с ускорением $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ используются следующие значения физических параметров: $\rho'' = 6 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^3$, $\rho' = 960 \text{ кг/м}^3$, $\sigma = 0,059 \text{ Н/м}$, $\nu' = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. При этом $d_{\sigma g} \approx 0,0025 \text{ м}$, $t_{\sigma g} \approx 0,016 \text{ с}$, $v_{\sigma g} \approx 0,16 \text{ м/с}$, $\Delta \approx 7,7 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, для воды, как и для многих используемых на практике жидкостей, диссипативный параметр мал.

Уравнение (2) использовалось в работах [3–5] при изучении влияния нормальных вибраций на неустойчивость Рэлея — Тейлора свободной поверхности жидкости, там же исследовалось влияние диссипации на параметрическую неустойчивость. Однако, насколько известно авторам данной работы, длины волн и характеристические показатели наиболее быстро растущих возмущений, необходимые для оценки критического теплового потока, ранее не определялись.

Вследствие малости диссипативного параметра вязкое слагаемое в уравнении (2) мало при любой применяемой на практике частоте вибраций и может быть отброшено (см. замечания ниже). В этом случае уравнение (2) преобразуется в уравнение Матье — частный случай уравнения Хилла. Уравнения Матье и Хилла являются стандартными уравнениями математической физики. В данной работе для определения характеристических показателей возмущений и их максимальных значений использован метод определителя Хилла [9].

Уравнение (2) описывает два вида неустойчивости свободной поверхности жидкости: неустойчивость Рэлея — Тейлора и вызываемую вибрациями параметрическую неустойчивость. В отсутствие вибраций возможна лишь неустойчивость Рэлея — Тейлора (при $K < 1$), при наличии вибраций имеет место параметрическая неустойчивость. Расчеты показывают, что при малой интенсивности вибраций наиболее опасной является неустойчивость Рэлея — Тейлора, при росте интенсивности вибраций наиболее опасными становятся параметрически возбуждаемые возмущения с длинами волн, соответствующими резонансным зонам.

Как известно, диссипация оказывает влияние на параметрическую неустойчивость, сужая (вплоть до нуля) ширину резонансных зон (при фиксированной амплитуде вибраций) и демпфируя неустойчивость в них. Однако влияние этого фактора зависит не только от значения диссипативного параметра, оно увеличивается с увеличением номера рассматриваемой резонансной зоны и уменьшается с ростом интенсивности вибраций. Как показывают расчеты, в наиболее опасной зоне скорость роста возмущений слабо зависит от диссипативного параметра (если он достаточно мал, а частота вибраций не очень велика), а номер этой зоны однозначно определяется лишь интенсивностью вибраций.

Формулы типа (1) для оценки критического теплового потока по характеристикам роста наиболее быстро растущих возмущений первоначально были предложены для случая, когда вибрации отсутствуют. В этом случае существует четко выраженный единственный максимум инкремента (действительной части характеристического показателя) возмущений. При наличии вибраций, когда в системе конкурируют неустойчивость Рэлея — Тейлора и параметрическая неустойчивость, таких максимумов несколько (рис. 1). Значения действительной части характеристических показателей в некоторых максимумах могут быть близки, а длины волн — существенно различны. В этом случае межфазная поверхность жидкость — пар разрушается возмущениями с различными длинами волн, поэтому формула (1), точнее, производная формула (4) не применима.

Однако существуют диапазоны параметров, в которых формула (4) применима. Прежде всего это диапазон параметров, в котором имеется четко выраженный главный максимум инкремента возмущений, а остальные значительно меньше его (кривые 1 на рис. 1). В качестве критерия, характеризующего этот случай, удобно использовать величину $\Gamma_{\Lambda} = \text{Re } \Lambda_{m_2} / \text{Re } \Lambda_{m_1}$, обратную отношению инкрементов в главном и следующем по величине максимумах, которая должна быть значительно меньше единицы.

Формула (4) применима также в случае, когда максимумы сгущаются и расположены так плотно, что система не “чувствует” промежутков между ними. Рост возмущений происходит так, как если бы существовал четко выраженный единственный максимум, представленный огибающей вершин большого количества максимумов (кривые 2 на рис. 1).

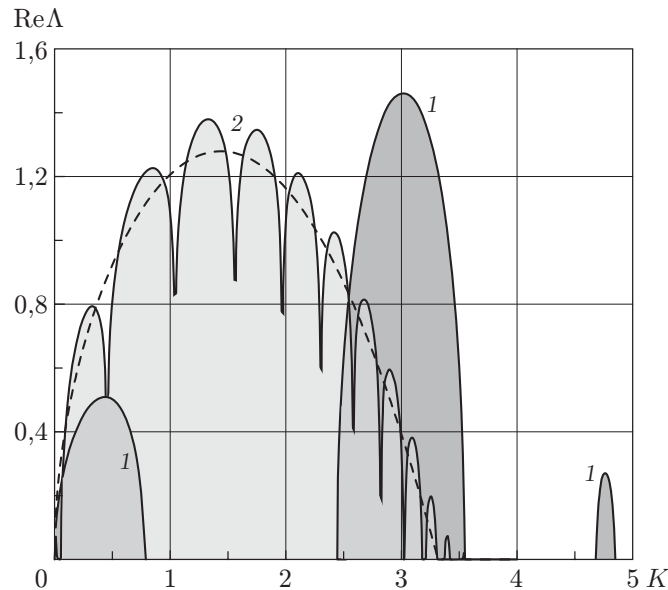


Рис. 1. Зависимость действительной части характеристического показателя от волнового числа возмущений при наличии вибраций:

1 — $B = 1$, $\Omega = 10$; 2 — $B = 10$, $\Omega = 10$; штриховая линия — данные ВКБ-приближения при $B = 10$, $\Omega = 10$

Штриховая линия на рис. 1 соответствует данным метода Венцеля — Крамерса — Бриллюэна (ВКБ-приближения). В качестве критерия, характеризующего этот случай, удобно использовать относительную разность волновых чисел в главном и соседнем максимумах $\Gamma_K = |K_{m1} - K_{m2}|/K_{m1}$.

Результаты расчетов. На основании приведенных выше рассуждений значения критического теплового потока, оцениваемые формулой (4), рассматриваются далее как достоверные, если $\Gamma_\Lambda \leq 0,5$ или $\Gamma_K \leq 0,2$. На рис. 2–6 все результаты соответствуют указанным значениям критериев Γ_Λ и Γ_K . Таким образом, предложенный метод позволяет достоверно определить лишь некоторые участки зависимости критического теплового потока от интенсивности вибраций, которых, однако, вполне достаточно, чтобы судить о ее характере в целом.

Участок $\Gamma_\Lambda \leq 0,5$, где наиболее опасна неустойчивость Рэлея — Тейлора, соответствует небольшим интенсивностям вибраций. Критический тепловой поток здесь увеличивается с ростом интенсивности вибраций, но в пределах рассматриваемого участка его значение незначительно превышает соответствующее значение в случае отсутствия вибраций. Об этом свидетельствуют данные, приведенные на рис. 2 ($B = A/\Omega$ — безразмерная амплитуда скорости вибраций).

При достаточно большой интенсивности вибраций наиболее опасной становится параметрическая неустойчивость. В случае вибраций достаточно высокой частоты на рис. 3 можно выделить участок $B/\Omega^{1/3} = 0 \div 2$ зависимости $Q_{cr2}(B/\Omega^{1/3})$, где $\Gamma_\Lambda \leq 0,5$ и наиболее опасна параметрическая неустойчивость в первой резонансной зоне. На рис. 3 видно, что существуют значения параметров, при которых $Q_{cr2} < 1$, т. е. с помощью вибраций можно добиться уменьшения критического теплового потока.

На рис. 4 приведена зависимость критического теплового потока от частоты вибраций при фиксированном значении критерия Γ_Λ . В этом случае при заданных значениях Γ_Λ и Ω существует два значения критического теплового потока (нижняя и верхняя ветви кривых на рис. 4). Разным точкам на кривых соответствуют разные значения амплитуды

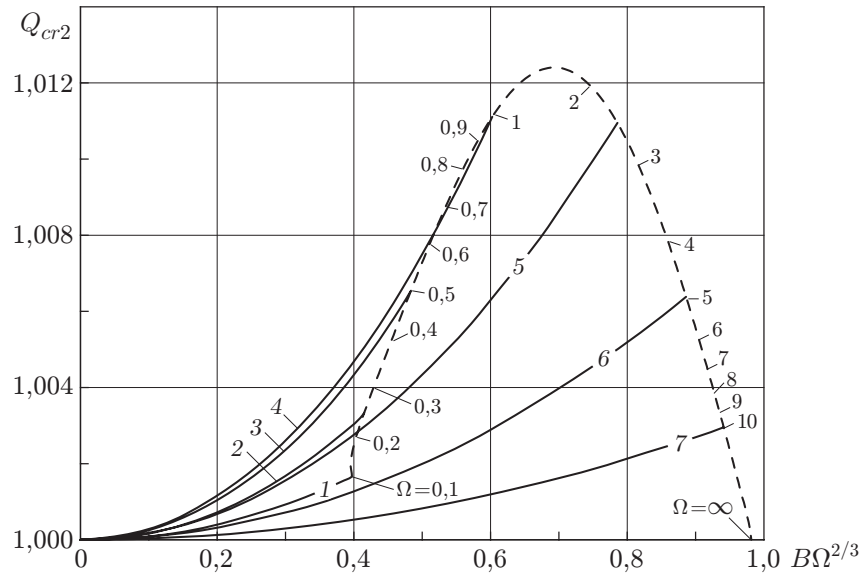


Рис. 2. Зависимость критического теплового потока от интенсивности вибраций в области, где наиболее опасна неустойчивость Рэля — Тейлора:
 1 — $\Omega = 0,1$; 2 — $\Omega = 0,25$; 3 — $\Omega = 0,5$; 4 — $\Omega = 1$; 5 — $\Omega = 2,5$; 6 — $\Omega = 5$; 7 — $\Omega = 10$; штриховая линия — зависимость $Q_{cr2}(B\Omega^{2/3})$ при $\Gamma_\Lambda = 0,5$

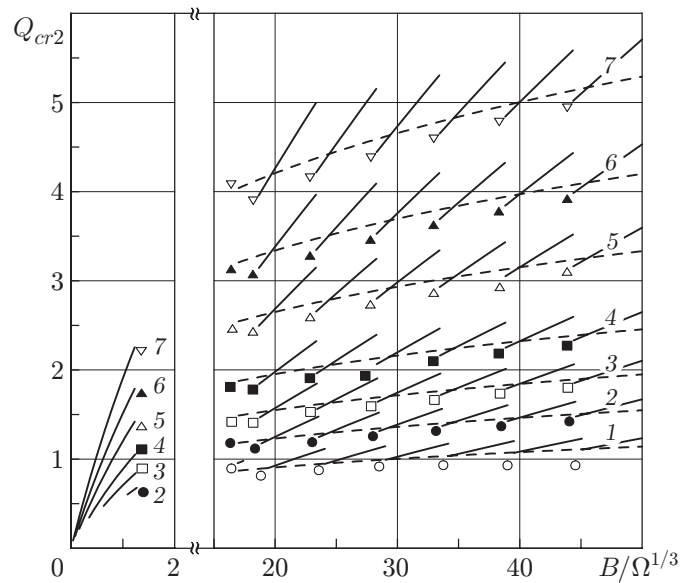


Рис. 3. Зависимость критического теплового потока от интенсивности вибраций в области, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость:
 1 — $\Omega = 1$; 2 — $\Omega = 2,5$; 3 — $\Omega = 5$; 4 — $\Omega = 10$; 5 — $\Omega = 25$; 6 — $\Omega = 50$; 7 — $\Omega = 100$;
 штриховые линии — данные ВКБ-приближения

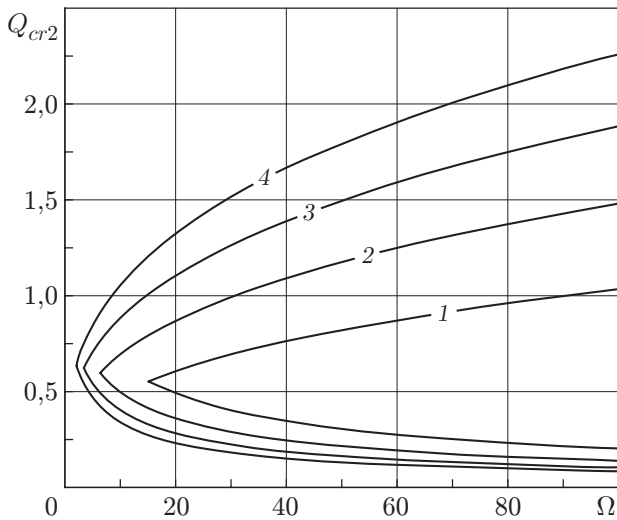


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость критического теплового потока от частоты вибраций в области, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость в первой резонансной зоне:

1 — $\Gamma_\Lambda = 0,2$; 2 — $\Gamma_\Lambda = 0,3$; 3 — $\Gamma_\Lambda = 0,4$; 4 — $\Gamma_\Lambda = 0,5$

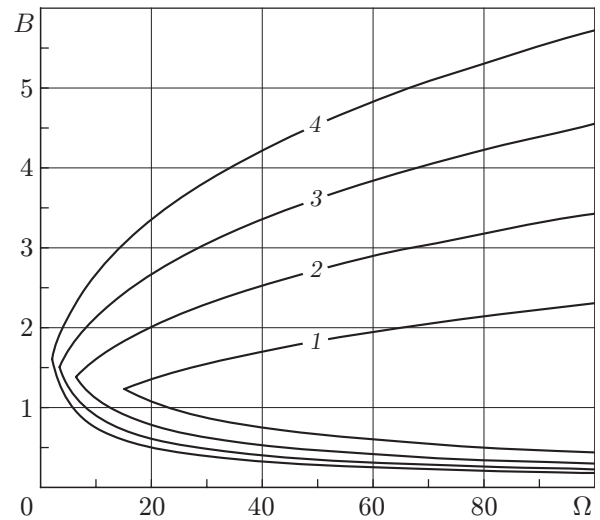


Рис. 5

Рис. 5. Изолинии Γ_Λ на плоскости амплитуда — частота вибраций (обозначения те же, что на рис. 4)

вибраций. Более четко это видно на рис. 5, на котором приведены изолинии Γ_Λ на плоскости (Ω, B) . На нижних ветвях кривых 1–4 значения критического теплового потока тем меньше, чем больше частота вибраций, и могут значительно отличаться от значений, соответствующих случаю отсутствия вибраций (уменьшение критического теплового потока определяется величиной $1/\Omega^{2/3}$). На верхних ветвях зависимости с ростом интенсивности вибраций критический тепловой поток быстро увеличивается. В случае вибраций высокой частоты увеличение критического теплового потока в данной области параметров может быть значительным (верхние ветви кривых 1–4 на рис. 4).

Рассмотрим результаты, соответствующие второму диапазону параметров, в котором применима формула (4) ($\Gamma_K \leq 0,2$), т. е. случаю сгущения максимумов, который реализуется для высокоинтенсивных вибраций при $B/\Omega^{1/3} \gtrsim 17$ (см. рис. 3). В этом случае с ростом интенсивности вибраций критический тепловой поток медленно увеличивается пропорционально $\sqrt[4]{A}$ (при $B/\Omega^{1/3} \lesssim 1$ увеличение Q_{cr2} в целом определяется величиной B).

Следует отметить, что применяемый метод оценки критического теплового потока достаточно груб, что проявляется в “разрывности” графиков на рис. 3. В действительности межфазная поверхность разрушается спектром возмущений, характеристики которых близки к наиболее быстро растущим, поэтому реальная зависимость сглажена. Возможно, более реалистичными являются данные метода ВКБ (см. ниже), которые дают гладкую зависимость.

Что касается промежуточного диапазона параметров, в котором $\Gamma_\Lambda \geq 0,5$ и $\Gamma_K \geq 0,2$, то можно предположить, что с ростом интенсивности вибраций критический тепловой поток здесь также в целом увеличивается.

Зависимость критического теплового потока от интенсивности низкочастотных вибраций показана на рис. 6. В этом случае также удается выделить участок зависимости,

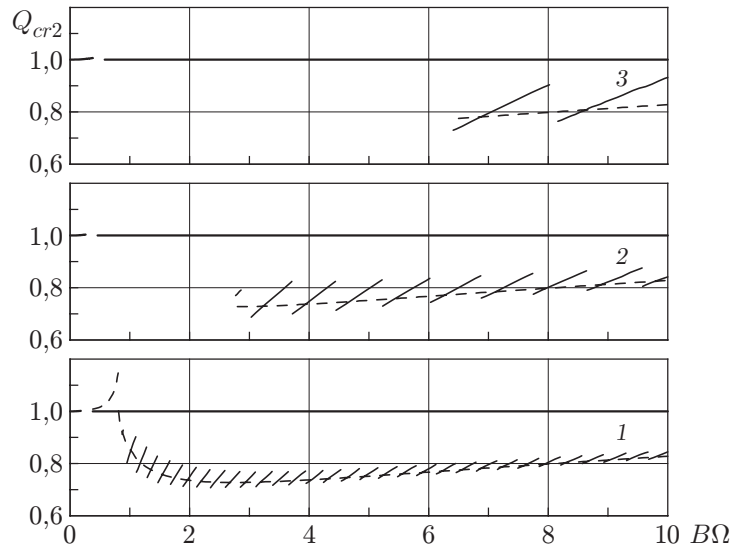


Рис. 6. Зависимость критического теплового потока от интенсивности вибраций: 1 — $\Omega = 0,1$; 2 — $\Omega = 0,25$; 3 — $\Omega = 0,5$; штриховые линии — данные ВКБ-приближения

где наиболее опасна неустойчивость Рэля — Тейлора ($\Gamma_L \leq 0,5$), а также участок, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость ($\Gamma_K \leq 0,2$). Отметим, что с уменьшением частоты вибраций участок зависимости, где $\Gamma_K \leq 0,2$, сдвигается в область меньших вибрационных перегрузок и все менее отличается от графика, полученного с помощью ВКБ-приближения.

Из рис. 6 следует, что с помощью низкочастотных вибраций также можно добиться уменьшения значения критического теплового потока по сравнению со значением в случае отсутствия вибраций. При дальнейшем росте интенсивности вибраций критический тепловой поток медленно увеличивается.

Случай, когда максимумы характеристического показателя возмущений сгущаются, исследован с помощью метода ВКБ [10]. Использовалось первое приближение метода ВКБ, которое в данном случае является методом “замороженных” параметров с осреднением инкремента по периоду. “Замораживается” модулированное ускорение поля силы тяжести в уравнении (2), в котором не учитывается диссипация. Для действительной части характеристического показателя получается выражение

$$\text{Re } \Lambda = \pm \frac{1}{\pi} \text{Re} \int_0^\pi \sqrt{K(1 - K^2) + KA \cos T} dT, \tag{5}$$

из которого могут быть найдены волновое число и характеристический показатель наиболее быстро растущих возмущений, а по ним — критический тепловой поток.

Зависимость $\text{Re } \Lambda(K)$, определяемая выражением (5), огибает вершины множества максимумов на графике зависимости действительной части характеристического показателя от волнового числа возмущений (штриховая линия на рис. 1). Выражение (5) достаточно точно описывает реальную зависимость, когда $\Omega > 1$, $B \gg \Omega^{1/3}$, либо $\Omega < 1$, $B\Omega \ll 1$, либо $\Omega < 1$, $B \gg 1$.

Зависимость критического теплового потока от вибрационной перегрузки, полученная с помощью ВКБ-приближения, показана штриховой линией 1 на рис. 6. Максимуму на штриховой линии соответствует точка, в которой $A \approx 0,804$ и $Q_{cr2} \approx 1,146$, а минимуму — точка, в которой $A \approx 2,767$ и $Q_{cr2} \approx 0,727$.

В рамках ВКБ-приближения могут быть рассмотрены следующие два предельных случая (при малых и больших A соответственно):

$$Q_{cr2} = 1 + 3A^2/64, \quad Q_{cr2} \approx 0,428 \sqrt[4]{A}.$$

Заключение. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы. С помощью вибраций можно эффективно влиять на второй кризис кипения. По мере роста интенсивности вибраций происходит смена физического механизма разрушения межфазной поверхности жидкость — пар (от неустойчивости Рэля — Тейлора к параметрической неустойчивости), что обуславливает немонотонный характер зависимости критического теплового потока от интенсивности вибраций. Такой характер зависимости позволяет управлять критическим тепловым потоком, увеличивая или уменьшая его значение по сравнению со значением в отсутствие вибраций.

Для увеличения или уменьшения критического теплового потока предпочтительнее использовать вибрации достаточно высокой частоты. Низкочастотные вибрации дают очень ограниченную возможность управления критическим тепловым потоком; значительное увеличение возможно лишь в случае очень высоких вибрационных перегрузок, вряд ли достижимых на практике.

В случае, когда необходимо сохранить режим пленочного кипения, критический тепловой поток следует уменьшить. Этого можно достичь, используя тот факт, что в области параметров, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость в первой резонансной зоне, имеется подобласть, в которой значения критического теплового потока ниже, чем в случае отсутствия вибраций. Уменьшение величины Q_{cr2} определяется параметром $1/\Omega^{2/3}$. Следовательно, существенное ее уменьшение возможно лишь в случае высокочастотных вибраций.

Если необходимо индуцировать переход от пленочного режима кипения к пузырьковому, следует увеличить критический тепловой поток. Увеличение критического теплового потока является основным результатом воздействия вибраций как в области параметров, где наиболее опасна неустойчивость Рэля — Тейлора, так и в области параметров, где наиболее опасна параметрическая неустойчивость. При $B/\Omega^{1/3} \lesssim 1$ увеличение Q_{cr2} определяется амплитудой B , при этом критический тепловой поток быстро увеличивается с ростом интенсивности вибраций. В то же время в случае высокоинтенсивных вибраций ($B/\Omega^{1/3} \gg 1$) увеличение Q_{cr2} определяется величиной $\sqrt[4]{A}$, при этом критический тепловой поток увеличивается медленно. Если задавать конкретное увеличение критического теплового потока, то характеристики вибраций проще выбирать среди вибраций высокой частоты при $B \lesssim \Omega^{1/3}$.

Рассмотрим некоторые примеры. В случае кипения воды при нормальном атмосферном давлении в условиях земной гравитации значению $\Omega = 1$ соответствует размерная частота вибраций $\omega/(2\pi) \approx 9,95$ Гц, а значению $B = 1$ — амплитуда скорости вибраций $a\omega \approx 0,16$ м/с. При $\Omega = 100$, т. е. при $\omega/(2\pi) \approx 995$ Гц, увеличение критического теплового потока в два раза достигается при $B \approx 4,9$, т. е. при амплитуде вибраций $a \approx 1,23 \cdot 10^{-4}$ м (участок $B/\Omega^{1/3} = 0 \div 2$ на рис. 3). При той же частоте вибраций уменьшение критического теплового потока в два раза достигается при $B \approx 1,08$, т. е. при амплитуде вибраций $a \approx 2,71 \cdot 10^{-5}$ м.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сорокин В. И.** Об эффекте фонтанирования капель с поверхности вертикально колеблющейся жидкости // Акуст. журн. 1957. Т. 3. С. 281–295.
2. **Benjamin T. B., Ursell F.** The stability of the plane free surface of a liquid in vertical periodic motion // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1954. V. 225. P. 505–515.

3. **Брискман В. А.** Параметрическая стабилизация границы раздела жидкостей // Докл. АН СССР. 1976. Т. 226, № 5. С. 1041–1044.
4. **Безденежных Н. А., Брискман В. А., Пузанов Г. В. и др.** О влиянии высокочастотных вибраций на устойчивость границы раздела жидкостей // Гидродинамика и массообмен в невесомости. М.: Наука, 1982. С. 34–39.
5. **Черепанов А. А.** Влияние переменных внешних полей на неустойчивость Рэлея — Тейлора. Свердловск, 1984. (Препр. / Урал. науч. центр АН СССР. Ин-т механики сплошных сред; № 29-53).
6. **Zuber N.** Hydrodynamic aspect of boiling heat transfer. Los Angeles, 1959. (Rep. / Atom. energy commission; N AECU-4439).
7. **Lienhard J. H., Wong P. T. Y.** The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1964. V. 86C, N 2. P. 220–226.
8. **Lienhard J. H., Witte L. C.** An historical review of the hydrodynamic theory of boiling // Rev. Chem. Engng. 1985. V. 3, N 3. P. 187–280.
9. **Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н.** Курс современного анализа. М.: Физматгиз, 1963. С. 269–274.
10. **Найфе А. Х.** Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984.

*Поступила в редакцию 14/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 2/IX 2005 г.*
