

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА (01.04.14)

УДК 536.24

DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-55-67

Возможности повышения критических тепловых потоков при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями (обзор)

Л.А. Сукомел, В.В. Ягов

Представлен обзор экспериментальных исследований кризиса кипения на пористых поверхностях в условиях свободного движения («в большом объеме»), выполненных в последние годы.

Несмотря на суммарную положительную тенденцию в прогрессе разработки технических решений для увеличения критических тепловых потоков, пока сложно выделить какой-либо преимущественный способ структурирования поверхностей. В случае кипения на макромасштабных поверхностях (а именно этот случай представляет практический интерес) пористые покрытия из наночастиц не имеют преимуществ перед другими способами интенсификации теплообмена, а в ряде исследований эффект увеличения критических тепловых потоков при нанесении на базовую поверхность нанопокровов не превышал 10 %. В то же время методом деформирующего резания удалось достичь увеличения площади поверхности до 8,3 раза и увеличения критических тепловых потоков до 4,1 раза.

Теоретическое осмысление полученных экспериментальных данных существенно осложняется зависимостью кризиса кипения от текстуры пористого слоя и его ключевых геометрических характеристик и, как следует из аналитической составляющей публикаций, к настоящему времени механизм интенсификации кризиса кипения на пористых поверхностях до конца не понят. Попытки получить универсальное соотношение для расчета критических тепловых потоков не имеют перспективы, поскольку для разных типов пористых структур механизмы, влияющие на кризис кипения, скорее всего не одинаковы. Вместе с тем, для выявления механизмов процесса кипения могут оказаться полезными исследования на структурированных поверхностях с геометрически правильной регулярной морфологией.

На основании подхода, связывающего кризис кипения с необратимым ростом площади сухих пятен на поверхности нагрева, выполнен приближенный анализ процесса для микрооребренной поверхности с ребрами в виде микростолбиков с постоянным по высоте квадратным сечением. Показано, что в рамках использованной модели кризиса принципиально возможно не только качественно, но и количественно объяснить влияние микроструктуры поверхности нагрева на условия возникновения кризиса кипения жидкостей при свободном движении («в большом объеме»).

Ключевые слова: кипение «в большом объеме», кризис кипения, пористые покрытия, наножидкости, критические тепловые потоки, сухое пятно.

Для цитирования: Сукомел Л.А., Ягов В.В. Возможности повышения критических тепловых потоков при кипении на поверхностях с пористыми покрытиями (обзор) // Вестник МЭИ. 2017. № 4. С. 55—67. DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-55-67.

The Possibilities of Increasing Critical Heat Fluxes for Boiling on Surfaces with Porous Coatings (a Review)

L.A. Sukomel, V.V. Yagov

A review of recent experimental investigations into burnout at porous surfaces under natural convection conditions (during pool boiling) is presented.

Despite a generally positive progress that has been made in the technical solutions aimed at increasing critical heat fluxes, it is still difficult to point out any prevailing method for shaping heat-transfer surfaces. As regards boiling on macroscale heat-transfer surfaces (which is exactly the one of practical interest), the use of nanoparticle coatings has no advantages in comparison with other ways of heat transfer enhancement. In a number of studies, the gain from using nanoporous coatings applied on the base surface (in terms of increasing the critical heat flux) was hardly more than 10%. At the same time, the use of a deforming cutting technology made it possible to increase the surface area up to 8.3 times and the critical heat flux values up to 4.1 times.

Attempts to interpret the obtained experimental data theoretically encounter certain difficulties stemming from the fact that burnout depends on the porous layer texture and on its key geometrical features. It follows from the analytical part of the reviewed publications that the mechanism governing the enhancement of boiling heat transfer on porous surfaces has not been fully understood. Attempts to obtain a universal correlation for calculating critical heat fluxes will hardly meet with success because the mechanisms governing burnout are in all likelihood different for different types of porous structures. On the other hand, studies carried out on structured surfaces with a geometrically regular morphology may be expected to yield useful results for revealing the boiling mechanisms.

The article presents an approximate analysis of burnout for a microfinned surface with fins having the shape of microcolumns with a square cross-section constant over the column height. Central to the analysis is an approach linking the burnout with irreversible growth of dry spots area on the heated surface. It is shown that with the applied burnout model it becomes possible in principle to explain — both in qualitative and quantitative manner — the effect the heated surface microstructure has on the onset of burnout during the boiling of liquids under natural convection (pool boiling) conditions.

Key words: pool boiling, burnout, porous coatings, nanofluids, critical heat fluxes, dry spot.

For citation: Sukomel L.A., Yagov V.V. The Possibilities of Increasing Critical Heat Fluxes for Boiling on Surfaces with Porous Coatings (a Review). MPEI Vestnik. 2017; 4: 55—67. (in Russian). DOI: 10.24160/1993-6982-2017-4-55-67.

Введение

Кризис кипения в условиях свободного движения («в большом объеме») исследуется на протяжении 70 лет. Более 60 лет назад была предложена гидродинамическая модель кризиса [1]. Еще в начале 1960-х гг. опубликована работа С. Costello, W. Frea [2], в которой при использовании пористых покрытий были получены критические тепловые потоки (КТП), в 2 ... 4 раза превышающие расчетные значения. В дальнейшем проводилось множество исследований теплообмена при кипении и кризиса кипения на структурированных (включая и всевозможные пористые слои) поверхностях различного типа. Результаты этих исследований за период до 2003 г. приведены в [3—6]. Работы по изучению кризиса кипения на пористых покрытиях продолжают и в настоящее время [7—31].

Пористый слой на базовой поверхности может быть создан различными способами: с использованием деформирующего резания, волокнистых, сетчатых и зернистых структур. В последнем случае размеры частиц, из которых формируется зернистая структура, могут составлять как миллиметры и доли миллиметра [3—8, 15, 16], так и нанометры [9—14, 18—23], причем развитие технологий позволяет получать новые варианты пористых структур, в том числе с заранее заданными физико-химическими и геометрическими характеристиками. В [13] представлен подробный обзор различных вариантов структурирования поверхностей и разработанных для этого в последнее время технологий применительно к интенсификации процесса теплообмена при фазовых превращениях. Рассмотрены как микро-, так и наномасштабные структуры. Перспективными считаются комбинированные микро- и наноструктуры, например микрооребрение с нанесенным на базовую поверхность слоем наночастиц [23]. Структура или текстура конкретного типа пористого слоя может быть как хаотичной, так и определенным образом регуляризованной. При этом тот или иной пористый слой характеризуется присущими данному типу слоя геометрическими параметрами (размер и форма базового элемента, пористость, шаг, высота выс-

тупов, форма и глубина впадин и т. п.). Фактически, многочисленные исследования кипения на пористых поверхностях как прошлого, так и настоящего направлены на изучение свойств структурированных поверхностей как средства воздействия на процесс кипения с целью интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых потоков.

Характерные пространственные масштабы различных стадий процесса парообразования (в зависимости от приведенного давления) меняются в пределах нескольких порядков — от 100 нм при формировании парового зародыша до 1 см при росте и отрыве паровых пузырей. Эффективность поверхностей зависит от того, насколько предложенный рельеф поверхности соответствует уровню понимания механизмов физических процессов и правильного выявления процесса, определяющего протекание той или иной стадии парообразования.

Представлен обзор экспериментальных исследований кризиса кипения на пористых поверхностях, выполненных в последние годы. Рассмотрены как традиционные варианты пористых покрытий, так и популярные в настоящее время покрытия из наночастиц. Предложена приближенная модель кризиса кипения, учитывающая влияние регулярной микроструктуры.

Результаты экспериментальных исследований

Как следует из [9—11, 14], к настоящему времени механизм интенсификации кризиса кипения на пористых поверхностях до конца не понят. Особенно это относится к поверхностям с нанопокрывтиями. Осмысление доступных экспериментальных данных существенно осложняется зависимостью кризиса кипения от текстуры пористого слоя и его ключевых геометрических характеристик. Вероятно, каждому типу текстуры соответствует преобладающий механизм процесса, который в некотором диапазоне его характеристик позволяет достичь заметного положительного эффекта.

Так, на рис. 1 представлены опытные данные о КТП при кипении воды на медных микро- и наноструктурированных поверхностях (недогрев 5 К), полученные разными исследователями в течение 25 лет [13]. Видно, что несмотря на суммарную положительную тенден-

цию в разработке технических решений для увеличения $q_{кр}$, пока сложно выделить какой-либо преимущественный способ структурирования поверхностей.

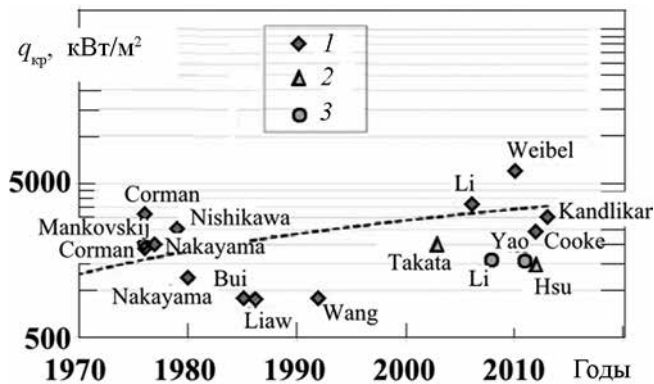


Рис. 1. Опытные данные о критических тепловых потоках, полученные в разные годы при кипении воды на медных микро- и наноструктурированных поверхностях (недогрев 5 К):

1 — микроструктурирование; 2 — супергидрофильные покрытия; 3 — нанопроволочки; пунктирная линия — суммарная тенденция прогресса в разработке технических решений для увеличения $q_{кр}$

На рис. 2 приведены экспериментальные кривые кипения дистиллированной воды при атмосферном давлении вплоть до кризиса на 14 типах структурированных поверхностей, полученных методом деформирующего резания [17]. Для некоторых вариантов после резания выполнялась накатка, что в итоге формировало на базовой поверхности пористый слой. В качестве опытных образцов использовались титановые и стальные пластины со следующими геометрическими характеристиками: толщина 0,2 ... 0,5 мм в зависимости от материала, длина рабочей части (с нанесенным микрорельефом) — 115 мм, ширина — 5 мм.

Характерная высота структурных элементов и поперечные размеры микроканалов между ними менялись в пределах 90 ... 420 и 30 ... 140 мкм. В ряде случаев за счет нанесения микроструктуры авторам удавалось достичь увеличения площади поверхности от 2,1 до 8,3 раза [17].

Как видно из рис. 2, применение поверхностей с рельефом, полученным с помощью метода деформирующего резания, позволяет значительно повысить интенсивность теплообмена при кипении по сравнению с гладкими образцами. При этом относительное увеличение $q_{кр}$ для разных вариантов микрорельефа различно, т. е. существуют оптимальные значения характерных геометрических параметров, обеспечивающих максимальный эффект. Авторами [17] было обнаружено, что интенсивность теплообмена возрастает с уменьшением характерных размеров элементов микрорельефа. В экспериментах удалось достичь увеличения критической плотности теплового потока до 4,1 раза, хотя абсолютные значения $q_{кр}$ вызывают недоумение: все они ниже расчетных по известным формулам для гладкой поверхности.

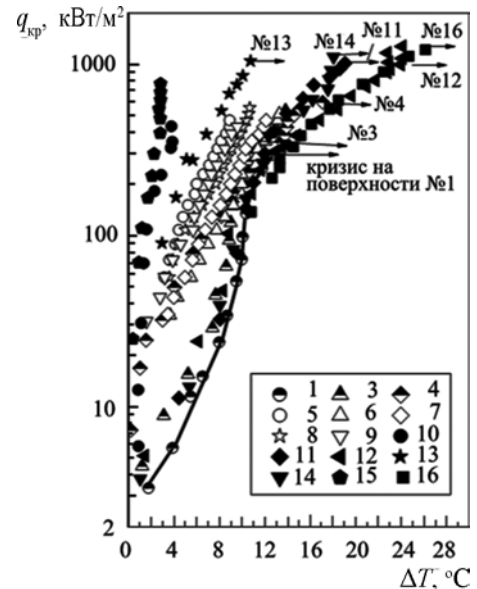


Рис. 2. Экспериментальные кривые кипения дистиллированной воды при атмосферном давлении на различных структурированных поверхностях, полученных методом деформирующего резания (стрелками отмечены точки кризиса кипения):

1 — гладкая поверхность; 3 — 16 — разные типы микрорельефа

Для пористых покрытий эффект влияния на $q_{кр}$ зависит, прежде всего, от тех параметров, которые определяют условия движения жидкости и пара в паровом пространстве. В ряде экспериментальных работ получена информация о зависимости критического теплового потока от геометрии пористой структуры, однако из-за большого разнообразия вариантов структурирования, разрозненности и немногочисленности таких опытных данных пока можно говорить лишь об отдельных примерах.

Так, в ходе экспериментального исследования теплообмена при кипении дистиллированной воды при атмосферном давлении на многослойных сетчатых покрытиях авторы [8] наблюдали некоторое увеличение КТП с увеличением поперечного размера ячейки сетки и (или) диаметра проволоки (рис. 3, а). В то же время из экспериментальной зависимости КТП от объемной пористости сетчатого слоя ϵ следует, что существует оптимальная пористость в окрестности $\epsilon = 0,5$, хотя максимум кривой достаточно широкий (рис. 3, б).

В [15, 16] исследовался теплообмен при кипении фторуглерода FC-72 при атмосферном давлении на торце медного блока сечением 25,4×25,4 мм² с покрытием из медных шариков почти одинакового размера. Исследованы два типа покрытия: слой свободной засыпки и пористый слой из спеченных шариков. Как следует из рис. 4, для слоя свободной засыпки и для слоя спеченных шариков зависимость КТП от диаметра частиц качественно одинакова, однако количественно данные различаются, причем в случае слоя спеченных шариков эффект отрицательный во всем ис-

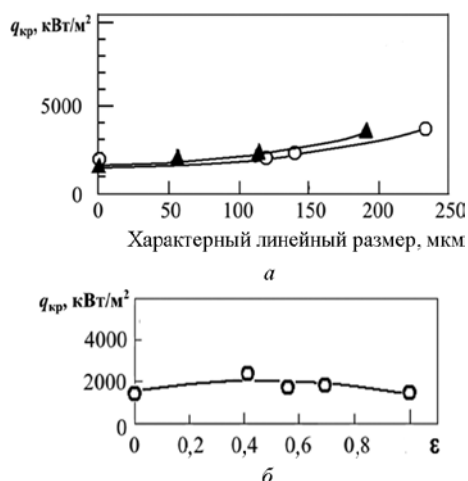


Рис. 3. Влияние на КТП диаметра проволоки и поперечного размера ячейки сетки (а) и объемной пористости сетчатого покрытия (б) по данным [8]:

▲ — диаметр проволоки; ○ — поперечный размер ячейки сетки

следованном диапазоне размеров. При кипении на слое свободной засыпки в пределах диаметров шариков 45 ... 200 мкм наблюдалось относительное увеличение КТП, максимальный эффект $q_{кр}/q_{кр0} = 1,46$ достигался при $d_{ш} = 45 \dots 53$ мкм. В целом увеличение диаметра частиц приводит к снижению КТП, однако опытные точки указывают на немонотонность зависимости $q_{кр}/q_{кр0}(d_{ш})$. Значения КТП как для слоя свободной засыпки, так и для слоя спеченных шариков при $d_{ш} = 180 \dots 212$ мкм были выше, чем для $d_{ш} = 90 \dots 106$ мкм. В случае очень крупных шариков ($d_{ш} = 850 \dots 1000$ мкм) КТП одинаков для обоих типов пористого покрытия и составляет менее 40 % от КТП при кипении на гладкой поверхности.

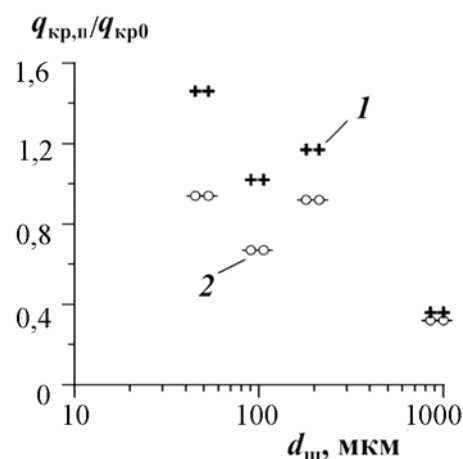


Рис. 4. Относительное изменение КТП в зависимости диаметра шариков при кипении фторуглерода FC-72 на поверхности медного блока с покрытием из медных шариков по экспериментальным данным [16]:

1 — слой свободной засыпки; 2 — покрытие из спеченных шариков

В последние годы весьма интенсивно ведутся исследования кипения и кризиса кипения на поверхностях с так называемыми нанопокрывтиями. При этом нанопокрывтия часто рассматриваются как новое эффективное средство воздействия на кризис кипения и повышение $q_{кр}$. Рассмотрим на примере некоторых экспериментов, каков действительный эффект от применения нанопокровтий.

С использованием различных технологий осуществляют осаждение на обогреваемой стенке наночастиц, что создает поверхность с некоторой пористой структурой [9—14, 18—23]. Один из способов нанесения нанопокровтия — осаждение на базовой поверхности наночастиц из кипящей жидкости. Повышения $q_{кр}$ можно достичь, например используя в качестве теплоносителя водные дисперсии наночастиц различного химического состава и объемной концентрации (наножидкости), однако механизм повышения $q_{кр}$ остается невыясненным [9—11, 14]. Экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что даже очень малые объемные концентрации наночастиц в воде (0,001...0,1 vol%) приводят к существенному повышению $q_{кр}$. При этом теплофизические свойства воды с наночастицами (поверхностное натяжение, теплопроводность, вязкость, теплота парообразования, температура кипения) практически не отличаются от теплофизических свойств дистиллированной воды.

Нанопокровтия наносят не только на гладкую, но и на микроструктурированную базовую поверхность. В последнем случае можно получить дополнительный эффект. Сами по себе наночастицы едва ли могут оказывать влияние на механизмы пузырькового кипения, поскольку в этом процессе отсутствуют явления с такими масштабами; минимальный линейный масштаб при кипении — это равновесный паровой пузырек, который даже при высоких приведенных давлениях имеет размер порядка 0,1 мкм, т. е. 100 нм. Относительный уровень изменения $q_{кр}$ при использовании различных частиц в наножидкостях по результатам экспериментов [24] показан на рис. 5.

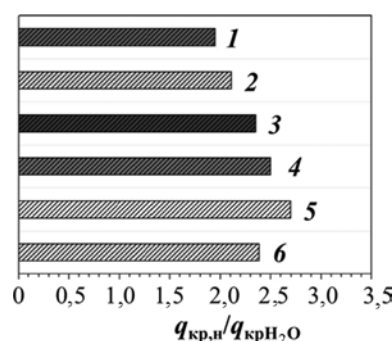


Рис. 5. Относительное изменение КТП для различных нанопокровтий, образованных кипячением водных суспензий наночастиц при атмосферном давлении на поверхности нихромовой проволоки (экспериментальные данные [24]); материалы покрытий:

1 — ZnO; 2 — SiO₂; 3 — SiC; 4 — оксид графена GO; 5 — CuO; 6 — Al₂O₃

Представленные на рис. 5 данные получены при кипении водных суспензий частиц (наножидкостей) при атмосферном давлении на поверхности нихромовой проволоочки длиной 55 мм и диаметром 0,49 мм. Для приготовления наножидкостей использовались частицы ZnO (диаметр частиц $d_p = 40 \dots 100$ нм), SiO₂ ($d_p < 30$ нм), SiC ($d_p < 100$ нм), Al₂O₃ ($d_p < 50$ нм), оксид графена GO (на основе графитовой пудры с диаметром частиц $d_p < 45$ нм) и CuO ($d_p = 23 \dots 37$ нм). Концентрация наночастиц в исходном растворе во всех случаях была одинаковой и составляла 0,01 % по объему. При кипении дистиллированной воды по данным измерений плотность критического теплового потока составила $q_{кр} = 1100$ кВт/м².

Как следует из рис. 5, во всех случаях нанесение нанопокртытия приводило к увеличению КТП по сравнению с КТП при кипении чистой воды на поверхности без покрытия. Максимальный относительный рост КТП (до 2,7 раза) наблюдался для покрытия из CuO, минимальный — до 2 раз для случая ZnO. Отмечено три группы факторов, влияющих на относительное изменение КТП: геометрические и физико-химические параметры частиц (размер, форма, электрокинетический потенциал (ζ -потенциал), концентрация в растворе и т. д.), параметры нагреваемого образца (шероховатость поверхности, электромагнитные свойства материала образца и т. д.), физические свойства жидкости (плотность жидкой и паровой фаз, поверхностное натяжение и т. д.).

Почти трехкратное (до 2,7 раза) увеличение КТП при кипении наножидкостей на поверхности тонких проволоочек (см. рис. 5) не является предельным. В ряде исследований (например, [18, 19]) наблюдался рост КТП до 3,5...4 раз. Однако следует заметить, что исследования кризиса кипения на тонких проволоках, будучи очень удобными технически, вызывают серьезные сомнения относительно возможности распространять их результаты на технические приложения. Это замечание тем основательнее, чем меньше диаметр проволоки. Известно, что кризис кипения чистых жидкостей зависит от диаметра в определенном диапазоне его значений; для очень тонких проволоочек (около 0,1 мм) в воде кипение начинается при тепловых потоках более 100 кВт/м². В практическом отношении больший интерес представляют исследования на плоских и цилиндрических поверхностях макроскопических размеров.

Рассмотрим количественный эффект, наблюдавшийся в экспериментах для относительно протяженных поверхностей. В [28] исследовалось кипение водной наножидкости (водной суспензии частиц Al₂O₃) на поверхности торца медного цилиндра диаметром 10 мм при атмосферном давлении. На такой поверхности для дистиллированной воды был получен КТП 1532 кВт/м², что вполне согласуется с другими результатами для протяженных поверхностей нагрева. В наножидкости $q_{кр}$ увеличивался на 36 %. На рис. 6, где отражены эти

результаты, каждый символ — это среднее значение для 30 опытных точек. Кривая кипения испытывает плавный изгиб при $T_w \approx 150$ °C ($q = 1868$ кВт/м²), затем наблюдается еще некоторый рост теплового потока, а при $T_w = 174$ °C фиксировался кризис, $q_{кр} = 2100$ кВт/м². Как отмечают авторы [28], такой ход кривой кипения при околоскритических плотностях теплового потока (изгиб с последующим участком плавного роста, в пределах 10 %) характерен для кипения на пористых структурах.

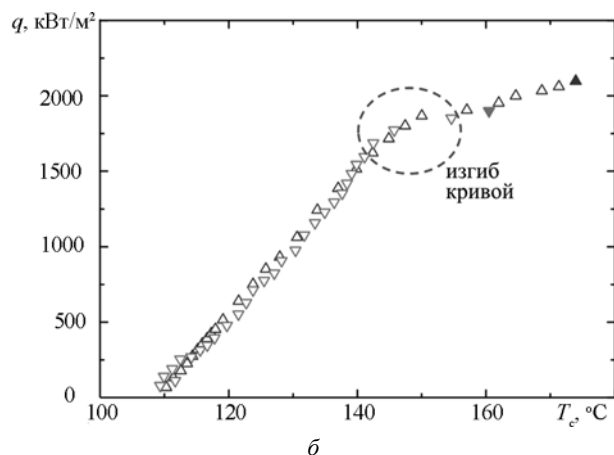
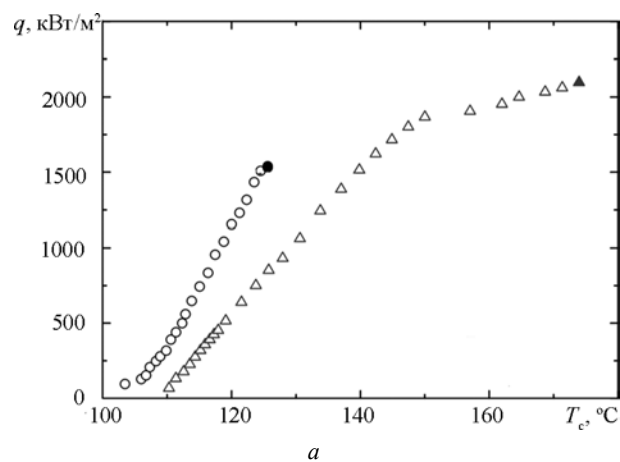


Рис. 6. Экспериментальные кривые кипения дистиллированной воды и водной суспензии частиц Al₂O₃ при атмосферном давлении на торце медного цилиндра [24]: ○ — дистиллированная вода; Δ — водная суспензия Al₂O₃; ●, ▲ — $q_{кр}$ для воды и суспензии частиц Al₂O₃ соответственно (а); Δ — водная суспензия Al₂O₃; ∇ — дистиллированная вода на нанопокртытии; ▲, ▼ — $q_{кр}$ для суспензии частиц Al₂O₃ и воды соответственно (б)

На рис. 6, б дано сравнение кривых кипения наножидкости и дистиллированной воды после нанесения нанопокртытия. Кривые кипения были совершенно одинаковы, но при кипении наножидкости КТП оказался на 10 % выше, чем при кипении чистой воды на поверхности с нанопокртытием (2096 и 1900 кВт/м² соответственно).

В [29] экспериментально исследован теплообмен при кипении на образцах с относительно большой пло-

щадью поверхности. Опыты проведены при кипении насыщенной воды при атмосферном давлении на горизонтальных поверхностях, представлявших собой торцы цилиндров, диаметры которых были равны 10, 30 и 50 мм. Сопоставлялись два варианта воздействия на КТП: применение пористого перфорированного диска, плотно прижимавшегося к плоской гладкой поверхности, и комбинированный вариант – прижатие того же диска к поверхности, покрытой слоем наночастиц. Перфорированные диски (рис. 7) изготавливались из пористого материала — серийно производимых листов, применяемых в фильтрах выхлопных газов двигателей внутреннего сгорания (средний размер пор 0,037 мкм, пористость 24,8 %).

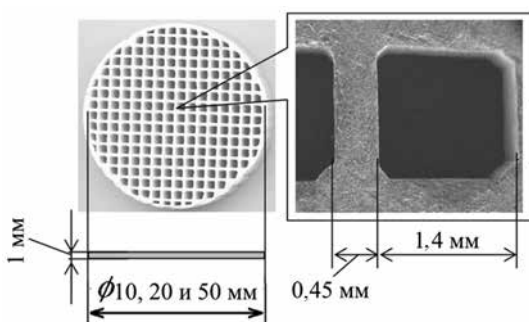


Рис. 7. Перфорированный диск

Результаты экспериментов представлены в табл. 1, из которой ясно, что основной эффект увеличения КТП достигается за счет применения пористого диска. Нанесение нанопокрyтия на базовую поверхность дает незначительный дополнительный эффект (в пределах 10 %). С увеличением площади поверхности нагрева наблюдается тенденция к снижению эффекта интенсификации КТП.

Кипение наножидкостей — не единственный способ нанесения покpытия из наночастиц на поверхность (при этом формируется слой с хаотичным расположением частиц). Новые технологии позволяют получать пористые наноструктуры с заранее заданными физико-химическими и геометрическими характеристиками

Так, в [30] исследовался кризис кипения фторуглерода PF-5060 на поверхности с покpытием из углеродных нанотрубок. В качестве базовой поверхности использовался торец медного цилиндрического блока

диаметром 88,9 мм. Нанотрубки «выращивались» на поверхности кремниевой подложки по технологии химического осаждения из паровой фазы (chemical vapor deposition (CVD)). В итоге поверхность подложки «зарастала» «травой» из нанотрубок диаметром 8...15 нм практически одинаковой заранее заданной высоты. Фотография такого покpытия представлена на рис. 8. В [30] описаны два варианта нанотрубчатого покpытия — типы А и В (высота нанотрубок 9 и 25 нм).

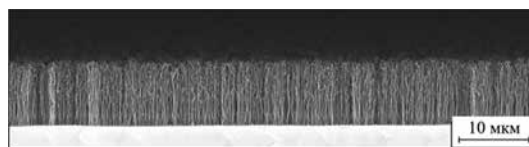


Рис. 8. Покpытие из нанотрубок на плоской кремниевой подложке

Фторуглерод PF-5060 (рабочая жидкость в экспериментах [30]) представляет собой более дешевый сорт фторуглерода FC-72 (степень чистоты 95 %). Как отмечено в [30], теплофизические свойства (теплота парообразования, температура насыщения, плотность жидкой и паровой фаз, теплоемкость и т. п.) PF-5060 и FC-72 почти совпадают. Опыты проводились при атмосферном давлении (температура насыщения 56 °С) при недогревах 5 и 10 К. Данные табл. 2. позволяют сопоставить влияние нанопокpытия на $q_{кр}$. Из табл. 2 видно, что с увеличением высоты покpытия КТП увеличивается. Наибольший относительный рост КТП в экспериментах составил 1,29 при кипении насыщенной жидкости и 1,40 при недогреве 10 К.

Приведенные примеры отражают общий экспериментальный результат: рост КТП при применении нанопокpытий на поверхностях макроскопических размеров не столь уж значителен, поэтому рассматривать нанопокpытия как некоторый «прорывной» способ повышения КТП нет никаких оснований.

В то же время нанотрубки и различные регулярные нано- и микропокpытия — дорогостоящий способ создания интенсифицированной поверхности. Требуются сложные технологии, высокая степень чистоты базовой жидкости. Их практическое серийное применение в ближайшем будущем — элементы систем охлаждения микроэлектроники. Применение на крупно-

Таблица 1

Значения критической плотности теплового потока на гладкой поверхности и поверхностях с интенсификаторами теплообмена по экспериментальным данным [29]

Диаметр диска, мм	КТП, МВт/м ²			
	Плоская гладкая поверхность	Плоская поверхность с нанопокpытием	Диск на плоской гладкой поверхности	Диск на плоской поверхности с нанопокpытием
10	1,5	2,0	2,8	3,1
30	1,0	1,1	2,2	2,2
50	1,0	1,3	1,9	2,1

Таблица 2

Значения экспериментальной плотности критического теплового потока при кипении фторуглерода на кремниевой подложке с нанотрубками по данным [30]

Поверхность	КТП, Вт/см ²	
	Насыщенная жидкость	Недогрев 10 К
Гладкая кремниевая подложка без покрытия	3,5	4,8
Тип А (высота трубок 9 мкм)	4,4	5,3
Тип В (высота трубок 25 мкм)	4,5	6,7

масштабных объектах, таких как объекты энергетики, вряд ли возможно и в настоящее время, и в обозримом будущем, по крайней мере по экономическим соображениям. С другой стороны, простота нанесения на поверхность теплообмена нанопокрывтий путем осаждения из кипящей жидкости с наночастицами только кажется простой. Во-первых, процедура подготовки «наножидкостей» — сложный технологический процесс, включающий помимо тщательного механического перемешивания длительную обработку ультразвуком для разрушения конгломератов. Для этого необходимо дополнительное оборудование, способное обеспечить большие объемы «тонко» приготовленной жидкости. Кроме того, подготовленная «наножидкость» должна сохранять первоначальный уровень дисперсности в течение длительного времени. Один из вариантов решения этой задачи — введение в рабочую смесь дополнительных стабилизирующих добавок — антикоагулянтов [25], причем присутствие в смеси этих веществ не должно сколь-нибудь заметно изменить теплофизические свойства базовой жидкости.

Помимо проблемы поддержания необходимого уровня дисперсности «нанотеплоносителя» в крупномасштабных энергоустановках, существуют и другие вопросы, требующие исследования. В частности, это долговечность нанопокрывтия и большая вероятность его загрязнения с течением времени различными отложениями. Эти вопросы освещены в [20]. Объектами исследования служили водные нанодисперсии природных алюмосиликатов — монтмориллонита и аттапульгита с частицами чешуйчатой и игольчатой форм. В качестве стабилизатора суспензии использовался неорганический диспергент пирофосфат натрия $\text{Na}_4\text{P}_2\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ (массовая доля 0,05 %).

Согласно исследованиям [20], в отсутствие стабилизатора суспензии первичные частицы аттапульгита проявляют тенденцию к агрегации и образованию вторичных агрегатов размером 200...1000 нм. Введение в суспензию аттапульгита всего 0,05 % (масс.) диспергента смещает максимум на кривой распределения частиц по размерам в область меньших эквивалентных

диаметров до 80...100 нм. Это связано с деагрегацией игольчатых частиц за счет электростатической стабилизации дисперсии. В случае исходной водной дисперсии без добавления диспергента высота электростатического барьера отталкивания недостаточна для предотвращения коагуляции частиц аттапульгита. В этом случае коагуляция идет с достаточно высокой скоростью и частицы легко образуют вторичные агрегаты в ближнем и дальнем потенциальных минимумах (система является агрегативно неустойчивой). Седиментационная устойчивость этой дисперсии измеряется 2...3 сутками, после чего наблюдается осаждение дисперсной фазы. Введение диспергента в дисперсию аттапульгита резко увеличивает высоту электростатического барьера отталкивания между частицами, смещая равновесие в сторону деагрегации и обеспечивая высокую стабильность наножидкости. Опыты показали, что седиментационная устойчивость такой дисперсии измеряется годами.

Как отмечают авторы [20], при введении наночастиц в воду резко меняются химическая природа и шероховатость поверхности нагревателя вследствие отложения на ней слоя наночастиц. Диспергент не только устраняет агрегацию частиц в объеме за счет их электризации одноименным зарядом, но и, влияя на растворимость солей жесткости, предотвращает образование плотной накипи на поверхности нагревателя, способствуя формированию в ней развитой пористой структуры, одновременно повышая заряд и гидрофильность поверхности нагрева. Образовавшийся на поверхности нагревателя слой накипи из наночастиц и солей жесткости вплоть до 500 °С имеет рыхлую пористую структуру [20]. С повышением температуры выше 500 °С на поверхности нагревателя происходят процессы дегидроксидации и перекристаллизации аттапульгита, плавления диспергента и образования стеклоподобного слоя теплоизоляции вокруг него. Это приводит к уменьшению интенсивности теплоотдачи и ускоряет наступление кризиса кипения.

В итоге из анализа экспериментальных данных с нанопокрывтиями можно сделать следующие выводы:

- нанопокрывтия не имеют очевидных преимуществ по отношению к остальным методам интенсификации;
- практическое применение нанопокрывтий сталкивается с дополнительными экономически неоправданными техническими сложностями;
- универсальная модель кризиса, подходящая для любых видов пористых покрытий, включая нанопокрывтия, представляется нереализуемой.

Приближенная модель влияния регулярной микроструктуры на кризис кипения

В целом подавляющее большинство экспериментальных работ, в которых изучалось влияние пористых покрытий на величину КТП — чисто эмпирические исследования. Попытки построить уравнения для расче-

та КТП при кипении на пористой поверхности, опираясь на гидродинамический подход [24], противоречат основам модели. Если кризис — результат оттеснения жидкости от стенки паром (Кутателадзе) или следствие потери устойчивости паровых струй, отводящих пар от стенки (Зубер), то любое увеличение плотности теплового потока на стенке выше расчетного КТП означает нарушение основного постулата модели.

В работах [32, 33] проанализированы противоречия гидродинамической модели кризиса и изложен альтернативный подход к построению теории кризиса кипения. Этот подход связывает кризис с необратимым ростом площади сухих пятен на поверхности нагрева. Кризис наступает, когда обусловленный градиентом кривизны поверхности жидкой макропенки приток жидкости в зону интенсивного испарения не компенсирует ее испарение у границы сухого пятна. Детально модель изложена в работе [34]. Качественно ясно, что в рамках такой модели влияние пористого покрытия представляется совершенно естественным, поскольку это покрытие непосредственно влияет на градиент капиллярного давления и на течение жидкости в макропенке.

Для выявления механизмов процесса весьма перспективны исследования кипения жидкостей на структурированных поверхностях с геометрически правильной регулярной морфологией. Самое недавнее из известных исследований — это работа [23].

Кипение воды при атмосферном давлении проводилось на кремниевой пластине $20 \times 10 \text{ мм}^2$ толщиной 0,65 мм. На гладкой пластине получено базовое значение КТП $q_{\text{кр}} = 1000 \pm 50 \text{ кВт/м}^2$, что примерно на 35 % ниже, чем во многих экспериментах на массивных металлических поверхностях сопоставимых размеров [35, 36]. Методом химического (ионного) травления на поверхности создавалась микроструктура в виде микростолбиков квадратного сечения $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ высотой 12,5 мкм. Шаг между этими выступами варьировался в диапазоне $s = 2 \dots 200 \text{ мкм}$. Часть экспериментов проводилась в условиях, когда базовая поверхность пластины подвергалась обработке с целью получения наноструктуры с характерным размером 100 нм. Наноструктура влияет, прежде всего, на смачиваемость поверхности. Применение такой обработки к исходной плоской поверхности давало относительно небольшой прирост КТП — до $q_{\text{кр}} = 1230 \dots 80 \text{ кВт/м}^2$, что достаточно близко к результатам [36] для нагревателей из тонких пластин, подвергнутых «старению».

Главный результат [23] — сильная зависимость КТП от шага между микростолбиками. При их редком расположении на поверхности ($s = 50 \dots 200 \text{ мкм}$) КТП почти не изменялся по сравнению с базовым значением. Уменьшение шага вело к росту КТП, достигавшего максимального значения 1740 кВт/м^2 при шаге 10 мкм, а затем — к снижению. Последнее обстоятельство позволило авторам [23] сделать обоснованный вывод о

том, что влияние микроструктуры поверхности на кризис кипения невозможно объяснять только увеличением фактической площади поверхности теплообмена (как это делают некоторые исследователи). Комбинированное воздействие наноструктурирования и микростолбиков качественно дает такую же зависимость, но численные значения КТП выше, максимальное значение $q_{\text{кр}} = 2000 \text{ кВт/м}^2$.

Авторы [23] связывают рост КТП с обусловленным капиллярными силами притоком жидкости в область сухого пятна, возникающего под крупным пузырьком перед кризисом. Сам факт наличия и последующего роста сухого пятна как причины наступления кризиса — еще одно подтверждение адекватности модели [32—35]. В [23] эволюция сухого пятна наблюдалась с помощью скоростной инфракрасной камеры, которая давала карту температурного поля на нижней поверхности титанового нагревателя. Предполагается, что кризис наступает, когда время движения жидкости к центру сухого пятна превышает время прогрева кремниевой пластины до некоторой «критической» температуры. Хотя авторы получили согласие расчетного значения КТП с измеренным, разработанная ими модель вызывает очень большие сомнения. Фактически в ней произвольно выбраны размер сухого пятна, величина «критического» прироста температуры кремниевой пластины (12 К), приводящая к наступлению кризиса, что и обеспечило согласие расчета с экспериментом. Некоторые положения модели просто противоречат реальным физическим процессам, важным для наступления кризиса: не учитывается, что жидкость должна испаряться на границе контактной линии; совершенно необоснованно используются результаты анализа неустойчивости Тейлора, которая, в действительности, относится к неподвижной границе паровой пленки, над которой расположена жидкость. Авторы работы [23] не предлагают какой-либо общей модели кризиса даже для условий, аналогичных тем, в которых проводились их эксперименты; выдвинутая в работе гипотеза относится только к конкретной микроструктуре поверхности, уравнение для КТП включает объемную теплоемкость кремния, из которого изготовлена поверхность теплообмена, назначенный «критический» прирост температуры и время транспорта жидкости к центру сухого пятна.

На первый взгляд, именно дополнительный расход жидкости в пористой микроструктуре за счет капиллярных сил должен объяснять увеличение КТП. Однако прямое использование подхода [23] ведет к неожиданному результату. В соответствии с ним поток жидкости пропорционален капиллярному давлению и проницаемости пористой структуры. Поскольку для регулярной структуры с близкими значениями размеров микростолбиков и шага между ними проницаемость пропорциональна квадрату характерного размера канала, а капиллярное давление обратно про-

порционально первой степени этого размера, поток массы оказывается пропорциональным размеру канала, что выглядит абсурдным, ибо для крупных каналов влияние капиллярных сил ничтожно. Этот результат, тем не менее, вполне отвечает реальности, поскольку капиллярные каналы с размерами порядка 1...100 мкм обладают огромным гидравлическим сопротивлением. Таким образом, ясно, что прямое применение модели [23] для получения поправки к модели кризиса [32] к успеху привести не может.

В качестве первого приближения возможна следующая модификация модели, использованной в [32—35], для кипения на пористом покрытии. В исходной модели принимается, что приток жидкости к границе сухого пятна обусловлен градиентом капиллярного давления

$$\frac{dp_L}{dr} = -2 \frac{d}{dr}(\sigma H), \quad (1)$$

где H — средняя кривизна поверхности мениска жидкой пленки.

В бинарных смесях по радиальной координате меняются оба параметра — σ и H . Для однокомпонентных жидкостей поверхностное натяжение $\sigma = \text{const}$. В модели обосновывается, что вблизи кризиса кипения, когда размер сухого пятна r_{ds} намного превосходит как радиус равновесного парового зародыша, так и толщину жидкой макропленки δ_0 , последняя выступает в качестве основного характерного масштаба задачи. Полагая далее, что кривизна мениска изменяется от максимального значения $1/\delta_0$ до нуля на плоской части макропленки (рис. 9) на радиальном расстоянии $\Delta r \approx \delta_0$, получаем для градиента кривизны мениска оценку $-dH/dr \approx 1/\delta_0^2$.

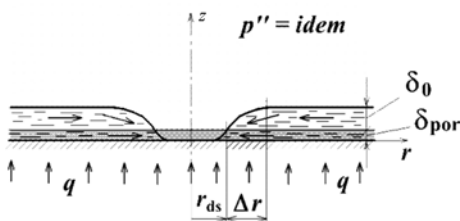


Рис. 9. Схема течения в макропленке жидкости

Если процесс происходит на структурированной поверхности типа той, что использовалась в [23], то к градиенту давления за счет кривизны мениска пленки добавляется градиент капиллярного давления в микроканалах. Если эффективная средняя кривизна мениска жидкости на границе сухого пятна может быть оценена как $1/R_{\text{cap}}$, где $R_{\text{cap}} \approx s$ — шаг между микростолбиками, то градиент дополнительного капиллярного давления можно оценить как

$$dp_{\text{cap}}/dr = k\sigma/(R_{\text{cap}} \delta_0).$$

Принято, что за пределами площади сухого пятна жидкость в макропленке и в микроканалах не имеет ка-

кой-либо границы раздела (это допущение едва ли может быть поставлено под сомнение), а градиент давления поперек потока отсутствует ($dp/dz = 0$). Числовой множитель учитывает приближенность оценки кривизны свободной поверхности жидкости в микроканалах, а также то, что площадь поверхности микроканалов составляет лишь часть общей поверхности нагрева. Для условий работы [23] эта часть приближенно равна $s/(a+s)$, где a — поперечный размер микростолбика. Таким образом, $k = k_1 s/(a+s)$, а общий градиент давления в мениске жидкой пленки можно представить в виде

$$\frac{dp_L}{dr} = C \frac{\sigma}{\delta_0^2} \left(1 + k_1 \frac{s\delta_0}{(a+s)R_{\text{cap}}} \right), \quad (2)$$

где C — числовая константа.

Использование уравнения (2) в модели [32] позволяет получить выражение для КТП, учитывающее влияние микроструктуры поверхности нагрева. При известном градиенте давления плотность массового потока жидкости на единицу длины периметра сухого пятна определяется строго. Если на границе сухого пятна вся жидкость испаряется, то также строго находится линейная плотность теплового потока. Наконец, предположение о том, что размер сухого пятна пропорционален максимальному (предотрывному) размеру парового пузыря D_d , приводит к следующему результату:

$$q_{\text{кр}} = C_0 \frac{\sigma h_{\text{LG}}}{v} \frac{\delta_0}{D_d} \left(1 + k_1 \frac{s\delta_0}{(a+s)R_{\text{cap}}} \right). \quad (3)$$

Данное уравнение отражает равенство массовых потоков поступающей к границе сухого пятна и испаряющейся жидкости. Поскольку с ростом среднего теплового потока на стенке толщина пленки δ_0 уменьшается, а диаметр парового конгломерата D_d возрастает, что приводит к необратимому росту размера сухого пятна, оно определяет именно критическую плотность теплового потока. Последний множитель в (3) учитывает влияние микроструктуры поверхности.

В модели кризиса, разработанной в [33—35], конкретные значения отношения δ_0/D_d определялись отдельно для областей низких ($p/p_{\text{кр}} < 0,001$) и высоких ($p/p_{\text{кр}} > 0,03$) приведенных давлений. Обоснование такого подхода давалось при разработке модели в 1988 г. и приводится в [32, 34]. Имея два выражения для $q_{\text{кр}}$, общее выражение для произвольного давления рассчитывается по простой интерполяционной формуле

$$q_{\text{кр}} = (q_{\text{кр}h}^3 + q_{\text{кр}l}^3)^{1/3}. \quad (4)$$

Большинство доступных опытных данных по КТП относится к умеренным и высоким приведенным давлениям. Интерполяционное уравнение (4) построено так, что меньшая составляющая КТП быстро теряет свое значение в сравнении с доминирующей. Таким образом, в большинстве практических случаев $q_{\text{кр}h}$ пред-

ставляет основную составляющую КТП и $q_{кр} \approx q_{крh}$. Поэтому на этом этапе исследований уравнение для КТП с учетом влияния микроструктуры поверхности нагрева построено только для области $p/p_{кр} > 0,03$. Заметим, что это условие почти для всех неметаллических жидкостей кроме воды приближенно выполняется уже при атмосферном давлении.

В рассматриваемой модели кризиса средняя толщина макропленки жидкости определяется соотношением $\delta_0 \sim \sqrt{\nu l_0 / W_0}$, где l_0 , W_0 — характерные линейный размер и скорость. В пределе умеренных и высоких приведенных давлений характерный линейный масштаб — предотрывной диаметр парового объема D_d , а характерная скорость — средняя скорость парообразования $W_0 = q/(\rho_G h_{LG})$ [32]. С учетом этих соображений для рассматриваемого предела получено

$$q_{крh} = 0,06 h_{LG} \rho_G^{0,6} \sigma^{0,4} (g\Delta\rho / \mu)^{0,2}. \quad (5)$$

Числовой множитель подбирался на основе сравнения с опытными данными.

Использование этого уравнения для расчета δ_0 и D_d позволяет получить конкретное выражение для поправки к формуле для КТП на гладкой поверхности, учитывающей микроструктуру поверхности. В грубом приближении, когда $R_{сар} \approx s$, эта поправка имеет вид

$$q_{кр,пор} / q_{кр} = \left(1 + k_1 \left(\frac{\sigma}{\rho_G} \right)^{0,4} \left(\frac{\mu}{g\Delta\rho} \right)^{0,8} \frac{1}{(a+s)^2} \right). \quad (6)$$

В этом соотношении $q_{кр}$ — КТП на базовой (гладкой) поверхности; $q_{кр,пор}$ — КТП на структурированной поверхности.

В экспериментах [23] варьировали шаг s ; при $s \gg a$ кривизна мениска минимальна ($R_{сар} \approx s$), так что дополнительный приток жидкости в зону интенсивного испарения становится ничтожным. Это находится в полном согласии с результатами измерений. На рис. 10 показано сопоставление результатов расчета по (6) с опытными данными [23] о критических тепловых потоках при кипении воды при атмосферном давлении на микроструктурированной поверхности и такой же поверхности, но с нанопокрывтием базовой ее части. При $s \geq a$ и значении числового множителя $k_1 = 7,5 \cdot 10^{-4}$ вполне можно говорить не только о качественном, но и о количественном согласии расчетов с опытными данными.

При $s < a$ формально поправка (при $a = 10$ мкм) стремится к постоянному значению ≈ 3 . Однако этот предел не имеет, видимо, физического содержания в рассматриваемой задаче. Радиус равновесного парового зародыша R^* при кипении воды при атмосферном давлении составляет примерно 1,5 и 3,5 мкм при $\Delta T = 23$ и 10 К. Вблизи кризиса все «щели» между микростолбиками с шириной $s \geq 2R^*$, вероятно, будут заполнены паром. Полезно напомнить, что минимальный шаг $s = 2$ мкм,

исследованный в [23], соответствует характерному размеру шероховатости технически гладкой поверхности.

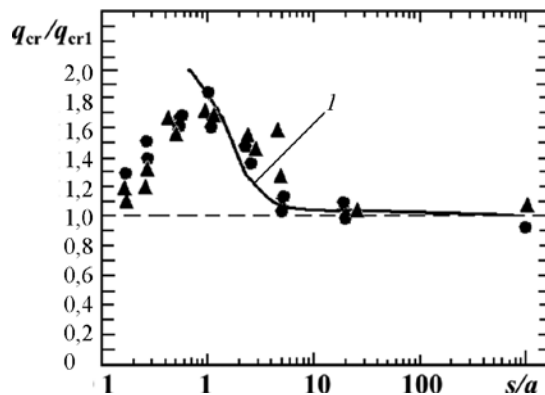


Рис. 10. Сравнение расчетов по формуле (6) (кривая 1) с опытными данными [23] для относительного критического теплового потока:

1 — кривая расчетов по (6); $q_{кр} = q_{кр,пор}$; $q_{кр1} = q_{кр}$; ● — микростолбики на гладкой пластине; ▲ — то же, на наноструктурированной

Ясно, что представленная выше оценка влияния микрошероховатости поверхности на кризис кипения относится к конкретной регулярной структуре. Вероятно, получение универсальной зависимости типа формулы (6) окажется невозможным. Такая зависимость должна включать, как минимум, характерный размер поровых каналов, определяющих дополнительный градиент капиллярного давления, пористость (или просветность), показывающую долю открытой поверхности пористого покрытия. Поправка (6) не учитывает возможного притока жидкости в зону испарения по самому пористому покрытию; а это означает, что в общем случае в нее должна входить толщина этого покрытия и его проницаемость.

Вместе с тем выполненный приближенный анализ показывает, что в рамках модели кризиса, представленной в [32—35], принципиально возможно не только качественно, но и количественно объяснить влияние микроструктуры поверхности нагрева на условия возникновения кризиса кипения жидкостей при свободном движении («в большом объеме»).

Стоит отметить, что ранее [37] на основе той же исходной модели была разработана приближенная модель кризиса кипения на поверхности с покрытием из нескольких слоев проволочных сеток. Полученное расчетное уравнение

$$q_{кр} = 0,33 h_{LG} \rho_G^{3/4} (\sigma g \Delta \rho / \rho_L)^{1/4} (1 + l_0/d)^{1/4}, \quad (7)$$

где d , l_0 — диаметр проволоки и размер ячейки (просвет) сетки соответственно, успешно описывает опытные данные итальянских авторов [37] о КТП при кипении хладона R141b на торцевой поверхности алюминиевого цилиндра диаметром 30 мм при различных вариантах покрытия из металлических сеток. Уравнения (6), (7) можно рассматривать как примеры успеш-

ного моделирования влияния регулярного пористого покрытия на КТП при кипении.

Заключение

Представлен обзор выполненных в последние годы экспериментальных исследований кризиса кипения жидкостей на пористых поверхностях в большом объеме. В целом, несмотря на общую положительную тенденцию в разработке технических решений для увеличения критических тепловых потоков $q_{кр}$, пока сложно выделить какой-либо преимущественный способ структурирования поверхностей.

Согласно результатам экспериментов, столь популярные на сегодняшний день нанопокрты не имеют очевидных преимуществ по отношению к остальным методам интенсификации. Рост КТП на поверхностях макроскопических размеров не настолько значителен, чтобы рассматривать нанопокрты как «прорывной» способ повышения КТП. Кроме того, практическое применение нанопокрты столкнется с дополнительными экономически неоправданными техническими сложностями.

Для пористых покрытий эффект влияния на $q_{кр}$ зависит, прежде всего, от тех параметров, которые определяют условия движения жидкости и пара в поровом пространстве. Эти условия индивидуальны для конкретного типа покрытия, поэтому универсальная модель кризиса, пригодная для любых пористых покрытий, включая нанопокрты, представляется нереализуемой.

На основе подхода, связывающего кризис с необратимым ростом площади сухих пятен на поверхности нагрева, выполнен приближенный анализ кризиса для конкретной регулярной структуры — микроребренной поверхности с ребрами в виде микростолбиков с квадратным сечением. Показано, что этот подход принципиально позволяет не только качественно, но и количественно объяснить влияние микроструктуры поверхности нагрева на условия возникновения кризиса кипения жидкостей при свободном движении («в большом объеме»). Ранее в [37] было получено уравнение для КТП на поверхности с покрытием в виде металлических сеток.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-58-45120 Инд_а).

Литература

1. Кутателадзе С.С. Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // ЖТФ. 1950. Т. 20. Вып. 11. С. 1389—1392.
2. Costello C.P., Frea W.J. A Salient Nonhydrodynamic Effect on Pool Boiling Burnout of Small Semicylindrical Heaters // Proc. 6th Nat. Asme-Aiche Heat Transfer Conf. Boston, 1963.
3. Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Испарение и конденсация в тепловых трубах. М.: Наука, 1989.
4. Bergles A.E. Enhancement of Pool Boiling // Int. J. Refrigeration. 1997. V. 20 (8). Pp. 545—551.
5. Смирнов Г.Ф., Цой А.Д. Теплообмен при парообразовании в капиллярах и капиллярно-пористых структурах. М.: Изд-во МЭИ, 1999.
6. Manglik R.M. Heat Transfer Enhancement // Heat Transfer Handbook. John Wiley & Sons., 2003. Ch. 14. Pp. 1029—1130.
7. Parker J.L., El-Genk M.S. Pool Boiling of Dielectric Liquids on Porous Graphite and Extended Copper Surfaces // Tech. Rep. No UNM-ISONPS-1-2008 Institute for Space and Nuclear Power Studies University of New Mexico. 2008.
8. Chen Li, Peterson G.P. Geometric Effects on Critical Heat Flux on Horizontal Microporous Coatings // J. Thermophysics and Heat Transfer. 2010. V. 24. No 3. Pp. 449—455.
9. Lu Y.-W., Kandlikar S.G. Nanoscale surface Modification Techniques for Pool Boiling Enhancement — a Critical Review and Future Directions // Proc. ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Eng. Summer Meeting and 8th Intern. Conf. on Nanochannels, Microchannels and Minichannels. Montreal (Canada), 2010. Pp. 1—12.
10. Lu Y.-W., Kandlikar S.G. Nanoscale Surface Modification. Techniques for Pool Boiling Enhancement — A Critical Rev. and Future Directions // Heat Transfer Eng. 2011. V. 32. No. 10. Pp. 827—842.
11. Ahn H.S., Kim M.H. A Review on Critical Heat Flux Enhancement with Nanofluids and Surface Modification // Trans. ASME J. Heat Transfer. 2012. V. 134. No. 2. Pp. 1—13.
12. Sihna-Ray J.S., Yarin A.L. Pool boiling On Nano-Textured Surfaces // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2013. V. 62. Pp. 99—111.
13. Attinger D. e. a. Surface Engineering for Phase Change Heat Transfer: A Review // MRS Energy and Sustainability. 2014. Pp. 1—85.
14. Matre G.A., Karwande R.L. A Review of Critical Heat Flux Enhancement in Nucleate Pool Boiling of Nanofluid // Intern. J. Eng. Sci. & Research Techn. 2015. Pp. 323—329.
15. Kim, T.Y., Weibel, J.A., Garimella S.V. A Free-Particles-Based Technique for Boiling Heat Transfer Enhancement in a Wetting Liquid // CTRC Research Publ. 2014. V. 224. Pp. 1—29.
16. Sarangi S., Weibel J.A., Garimella S.V. Effect of Particle Size on Surface-Coating Enhancement of Pool Boiling Heat Transfer // CTRC Research Publ. 2015. V. 250. Pp. 1—29.
17. Гортышов Ю.Ф. и др. Кипение воды на микро-структурированных поверхностях // Труды Академ-энерго. 2012. № 1. С. 14—31.
18. Минаков А.В., Пряжников М.И. Рудяк В.Я. Исследование критической плотности теплового потока при кипении наножидкостей // Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий: Труды V Всеросс. конф. Новосибирск. 2015. Вып. 5. Т. 2. С. 39—42.

19. **Пряжников М.И., Минаков А.В., Рудяк В.Я.** Влияние диаметра, материала наночастиц, размера нагревателя на критическую плотность теплового потока при кипении наножидкостей // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 18. С. 53—59.

20. **Бондаренко Б.И. и др.** Наножидкости для энергетики: влияние стабилизации на критический тепловой поток при кипении // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 18. С. 68—78.

21. **Кузма-Кичта Ю.А. и др.** Исследование краевых углов и кризиса кипения на поверхности с искусственным нанорельефом // Тепловые процессы в технике. 2013. № 7. С. 290—294.

22. **Фокин Б.С. и др.** Критический тепловой поток при кипении водной дисперсии наночастиц // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 10. С. 1—5.

23. **Dhillon N.S., Buongiorno J., Varanasi K.K.** Critical Heat Flux Maxima During Boiling Crisis on Textured Surfaces // Nature Communications. 2015. No. 6. P. 8247.

24. **Park S.D., Bang I.C.** Experimental Study of a Universal CHF Enhancement Mechanism in Nanofluids Using Hydrodynamic Instability // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V. 70. Pp. 844—850.

25. **Truong B. e. a.** Stabilizer Effect on CHF and Boiling Heat Transfer Coefficient of Alumina/Water Nanofluids // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. V. 55. Pp. 1941—1946.

26. **Kim S.J., Bang I.C., Buongiorno J., Hu L.W.** Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2007. V. 50. Pp. 4105—4116.

27. **Ji Min Kim e. a.** Effect of a Graphene Oxide Coating Layer on Critical Heat Flux Enhancement under Pool Boiling // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V. 77. Pp. 919—927.

28. **Ahn H.S., Kim M.H.** The Boiling Phenomenon of Alumina Nanofluid Near Critical Heat Flux // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2013. V. 62. Pp. 718—728.

29. **Mori S., Aznam S.M., Okuyama K.** Enhancement of the Critical Heat Flux in Saturated Pool Boiling of Water By Nanoparticle-Coating and a Honeycomb Porous Plate // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2015. V. 80. Pp. 1—6.

30. **Ahn H.S., Sathyamurthi V., Banerjee D.** Pool Boiling Experiments on a Nano-Structured Surface // IEEE Trans. Components And Packaging Technologies. 2009. V. 32. No 1. Pp. 156—165.

31. **Malyshenko S.P.** Characteristics of Heat Transfer with Boiling on Surfaces with Porous Coatings // Thermal Eng. 1991. V. 38. No 2. Pp. 81—88.

32. **Yagov V.V.** Is A Crisis in Pool Boiling Actually a Hydrodynamic Phenomenon? // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V. 73. Pp. 265—273.

33. **Yagov V.V.** Crisis in Pool Boiling: Alternative to Hydrodynamic Approach // Proc. 15th International Heat Transfer Conf. Kyoto (Japan). 2014. Pp. IHTC15—9592.

34. **Ягов В.В.** Механизм кризиса кипения в большом объеме // Теплоэнергетика. 2003. № 3. С. 2—10.

35. **Yagov V.V.** Critical Heat Flux Prediction for Pool Boiling of Binary Mixtures // Chemical Eng. Research and Design. 2004. V. 82. Pp. 457—461.

36. **Theofanous T.G. e. a.** The Boiling Crisis Phenomenon. Pt. II: Dryout Dynamics and Burnout // Experimental Thermal and Fluid Sci. 2002. V. 26. Pp. 793—810.

37. **Franco A., Latrofa E.M., Yagov V.V.** Heat Transfer Enhancement in Pool Boiling of a Refrigerant Fluid with Wire Nets Structures // Exp. Thermal and Fluid Sci. 2006. V. 30. Pp. 263—275.

References

1. **Kutateladze S.S.** Gidromekhanicheskaja Model Krizisa Teploobmena v Kipiashej Zhidkosti pri Svobodnoi Konveksii. ZhTF. 1950.;20;11:1389—1392. (in Russian).

2. **Costello C.P., Frea W.J.** A Salient Nonhydrodynamic Effect on Pool Boiling Burnout of Small Semicylindrical Heaters. Proc. 6th Nat. Asme-Aiche Heat Transfer Conf. Boston, 1963.

3. **Kovalev S.A., Solovjev S.L.** Isparenie i Kondensatsia v Teplovykh Trubakh. M.: Nauka, 1989. (in Russian).

4. **Bergles A.E.** Enhancement of Pool Boiling. Int. J. Refrigeration. 1997;20 (8):545—551.

5. **Smirnov G.F., Tsoi A.D.** Teploobmen pri Paroobrazovanii v Kapillarakh i Kapillarno-poristykh Strukturakh. M.: Izd-vo MPEI. 1999. (in Russian).

6. **Manglik R.M.** Heat Transfer Enhancement. Heat Transfer Handbook. John Wiley & Sons., 2003;14:1029—1130.

7. **Parker J.L., El-Genk M.S.** Pool Boiling of Dielectric Liquids on Porous Graphite and Extended Copper Surfaces. Tech. Rep. No UNM-ISONPS-1-2008 Institute for Space and Nuclear Power Studies University of New Mexico. 2008.

8. **Chen Li, Peterson G.P.** Geometric Effects on Critical Heat Flux on Horizontal Microporous Coatings. J. Thermophysics and Heat Transfer. 2010;24;3:449—455.

9. **Lu Y.-W., Kandlikar S.G.** Nanoscale surface Modification Techniques for Pool Boiling Enhancement — a Critical Review and Future Directions. Proc. ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Eng. Summer Meeting and 8th Intern. Conf. on Nanochannels, Microchannels and Minichannels. Montreal (Canada), 2010:1—12.

10. **Lu Y.-W., Kandlikar S.G.** Nanoscale Surface Modification. Techniques for Pool Boiling Enhancement — A Critical Rev. and Future Directions. Heat Transfer Eng. 2011;32; 10:827—842.

11. **Ahn H.S., Kim M.H.** A Review on Critical Heat Flux Enhancement with Nanofluids and Surface Modification. Trans. ASME J. Heat Transfer. 2012;134;2:1—13

12. **Sihna-Ray J.S., Yarin A.L.** Pool boiling On Nano-Textured Surfaces. Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2013;62:99—111.

13. **Attinger D. e. a.** Surface Engineering for Phase Change Heat Transfer: A Review. *MRS Energy and Sustainability*. 2014;1—85.
14. **Matre G.A., Karwande R.L.** A Review of Critical Heat Flux Enhancement in Nucleate Pool Boiling of Nanofluid. *Intern. J. Eng. Sci. & Research Techn.* 2015;323—329.
15. **Kim, T.Y., Weibel, J.A., Garimella S.V.** A Free-Particles-Based Technique for Boiling Heat Transfer Enhancement in a Wetting Liquid. *CTRC Research Publ.* 2014;224: 1—29.
16. **Sarangi S., Weibel J.A., Garimella S.V.** Effect of Particle Size on Surface-Coating Enhancement of Pool Boiling Heat Transfer. *CTRC Research Publ.* 2015;250:1—29
17. **Gortyshov Iu.F. i dr.** Kipenie Vody na Mikrostrukturirovannykh Poverkhnostiakh. *Trudy Akademenergo*. 2012;1:14—31. (in Russian).
18. **Minakov A.V., Priazhnikov M.I. Rudiak V.Ia.** Issledovanie Kriticheskoi Plotnosti Teplovogo Potoka pri Kipenii Nanozhidkosti. *Fundamentalnye Osnovy Memso i Nanotekhnologii: Trudy V Vseross. Konf. Novosibirsk*, 2015;5;2:39—42. (in Russian).
19. **Priazhnikov M.I., Minakov A.V., Rudiak V.Ia.** Vliianie Diametra, Materiala Nanochastits, Razmera Nagrevatelia na Kriticheskuiu Plotnost Teplovogo Potoka pri Kipenii Nanozhidkosti. *Pisma v ZhTF*. 2015;41;18: 53—59. (in Russian).
20. **Bondarenko B.I. i dr.** Nanozhidkosti dlia Energetiki: Vliianie Stabilizatsii na Kriticheskii Teplovoi Potok pri Kipenii. *Pisma v ZhTF*. 2012;38;18:68—78. (in Russian).
21. **Kuzma-Kichta Iu.A. i dr.** Issledovanie Kraevykh Uglov i Krizisa Kipeniia na Poverkhnosti s Iskusstvennym Nanorelfom. *Teplovyte Protsessy v Tekhnike*. 2013;7: 290—294. (in Russian).
22. **Fokin B.S. i dr.** Kriticheskii Teplovoi Potok pri Kipenii Vodnoi Dispersii Nanochastits. *Pisma v ZhTF*. 2009;35;10: 1—5. (in Russian).
23. **Dhillon N.S., Buongiorno J., Varanasi K.K.** Critical Heat Flux Maxima During Boiling Crisis on Textured Surfaces. *Nature Communications*. 2015;6:8247.
24. **Park S.D., Bang I.C.** Experimental Study of a Universal CHF Enhancement Mechanism in Nanofluids Using Hydrodynamic Instability. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2014;70:844—850.
25. **Truong B. e. a.** Stabilizer Effect on CHF and Boiling Heat Transfer Coefficient of Alumina/Water Nanofluids. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2012;55:1941—1946.
26. **Kim S.J., Bang I.C., Buongiorno J., Hu L.W.** Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux *Int. J. Heat and Mass Transfer*. 2007;50:4105—4116.
27. **Ji Min Kim e. a.** Effect of a Graphene Oxide Coating Layer on Critical Heat Flux Enhancement under Pool Boiling. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2014;77:919—927.
28. **Ahn H.S., Kim M.H.** The Boiling Phenomenon of Alumina Nanofluid Near Critical Heat Flux. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2013; 62.:718—728.
29. **Mori S., Aznam S.M., Okuyama K.** Enhancement of the Critical Heat Flux in Saturated Pool Boiling of Water By Nanoparticle-Coating and a Honeycomb Porous Plate. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2015;80:1—6.
30. **Ahn H.S., Sathyamurthi V., Banerjee D.** Pool Boiling Experiments on a Nano-Structured Surface. *IEEE Trans. Components And Packaging Technologies*. 2009;32;1:156—165.
31. **Malyshenko S.P.** Characteristics of Heat Transfer with Boiling on Surfaces with Porous Coatings. *Thermal Eng.* 199;38;2:81—88.
32. **Yagov V.V.** Is A Crisis in Pool Boiling Actually a Hydrodynamic Phenomenon?. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*. 2014;73:265—273.
33. **Yagov V.V.** Crisis in Pool Boiling: Alternative to Hydrodynamic Approach. *Proc. 15th International Heat Transfer Conf. Kyoto (Japan), 2014:IHTC15—9592*.
34. **Iagov V.V.** Mekhanizm krizisa kipeniia v bolshom obiceme. *Teploenergetika*. 2003;3:2—10. (in Russian).
35. **Yagov V.V.** Critical Heat Flux Prediction for Pool Boiling of Binary Mixtures. *Chemical Eng. Research and Design*. 200;82:457—461.
36. **Theofanous T.G. e. a.** The Boiling Crisis Phenomenon. Pt. II: Dryout Dynamics and Burnout. *Experimental Thermal and Fluid Sci.* 2002;26:793—810.
37. **Franco A., Latrofa E.M., Yagov V.V.** Heat Transfer Enhancement in Pool Boiling of a Refrigerant Fluid with Wire Nets Structures. *Exp. Thermal and Fluid Sci.* 2006;30:263—275.

Сведения об авторах

Сукмел Людмила Александровна — кандидат технических наук, старший научный сотрудник кафедры инженерной теплофизики НИУ «МЭИ», e-mail: ms.las2016@mail.ru

Ягов Виктор Владимирович — доктор технических наук, профессор кафедры инженерной теплофизики НИУ «МЭИ», e-mail: yagov@itf.mpei.ac.ru

Information about authors

Sukomel Lyudmila A. — Ph.D. (Techn.), Senior Researcher of Engineering Thermophysics Dept., NRU MPEI, e-mail: ms.las2016@mail.ru

Yagov Viktor V. — Dr.Sci. (Techn.), Professor of Engineering Thermophysics Dept., NRU MPEI, e-mail: yagov@itf.mpei.ac.ru

Статья поступила в редакцию 30.12.2016