

## СТРУКТУРНАЯ ДИНАМИКА ПРЕДКРИЗИСНОЙ ОБЛАСТИ НА ТЕПЛОТДАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТВЭЛ

© 2011 г. И. Г. Шараевский, Н. М. Фиалко, Е. И. Шараевская

*Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Киев*

Рассмотрены известные теоретические и экспериментальные данные о характере эволюции сухих пятен и уточнены представления о механизме теплоотдачи с обогреваемой поверхности в предкризисной области.

*Ключевые слова:* поверхность теплоотдачи, пристенный слой, кризис кипения, сухое пятно.

В связи с очевидной неоднозначностью трактовки кризиса теплоотдачи в контексте его гидродинамической [1] и тепловой [2] моделей, а также модельного подхода [3, 4], основанного на анализе динамики роста сухих пятен в макрослое, представляется необходимым рассмотреть эволюцию структуры двухфазного пристенного слоя при увеличении тепловой нагрузки горизонтальной теплоотдающей поверхности в условиях большого объема на основе принятой в настоящее время классификации режимов кипения. Как известно, указанная классификация основана лишь на качественном описании топологии границы раздела жидкой и паровой фаз и возможна только на основе данных температурного контроля теплоотдающей поверхности и результатов визуализации процесса кипения для оптически прозрачной среды.

Переходя к структурному анализу кривой кипения [5], представленной на рис. 1 с обозначенными на ней границами основных классов режимов теплообмена при кипении в условиях большого объема, необходимо отметить следующее.

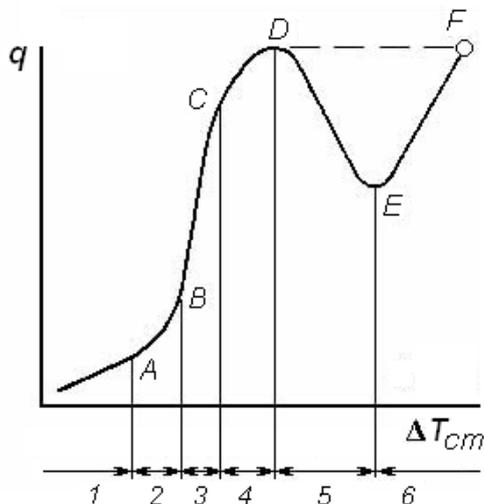


Рис. 1. Режимы теплообмена при кипении в условиях большого объема.

Как известно, при малых значениях температурного напора  $\Delta T_{ст}$  (в области 1) теплоотдача от стенки к жидкости происходит на основе свободной однофазной конвекции. При увеличении  $\Delta T_{ст}$  в точке A при температуре теплоотдающей поверхности  $T_{ст}$ , несколько превышающей температуру насыщения  $T_{нас}$ , начинается процесс активации первых центров парообразования. Таким образом, участок AB (область 2) кривой кипения, для которого характерны небольшая плотность действующих центров парообразования, вероятностный характер их активации и существенная роль свободной конвекции в суммарной теплоотдаче, соответствует режиму начала кипения. При последующем увеличении  $\Delta T_{ст}$  дальнейшая активация центров парообразования продолжается, их плотность растет, и в области 3 устанавливается режим развитого пузырькового кипения. Этот режим (он примерно соответствует участку BC) характерен тем, что при незначительном увеличении  $T_{ст}$  резко возрастает плотность действующих центров и интенсивность теплоотдачи. При этом в окрестности точки C число центров становится настолько большим, что паровые пузыри, растущие на соседних центрах, коагулируют, образуя локальные нестабильные паровые пленки. На основе этого качественного описания структуры двухфазного пристенного слоя

при переходе от пузырькового кипения к пленочному область 4 (участок  $CD$ ) классифицируется как режим неустойчивого пленочного кипения. При этом его нижняя граница (окрестность точки  $C$ ) соотносится с величиной теплового потока  $q_{н.п.к.}$ , при котором на теплоотдающей поверхности начинают возникать локальные неустойчивые паровые пленки.

В точке  $D$ , которая соответствует первому кризису кипения, на теплоотдающей поверхности возникают первые очаги устойчивых пленочных образований, причем плотность отводимого от нее теплового потока в этих условиях достигает максимума. Характерно, что последующее (даже незначительное) увеличение температурного напора  $\Delta T_{ст}$  приводит к быстрому расширению очагов стабильного пленочного кипения, резкому снижению интенсивности теплоотдачи и быстрому росту температуры теплоотдающей поверхности. Определяющим в динамике этого процесса является тот факт, что развитие устойчивого пленочного кипения при достижении  $q_{кр}$  происходит лавинообразно, температура теплоотдающей поверхности в этих условиях резко возрастает и процесс теплоотдачи скачкообразно переходит в точку  $F$  (см. рис. 1). Ввиду того, что в области 5 (участок  $DE$ ) сосуществуют два режима кипения – пузырьковое и устойчивое пленочное, указанная область классифицируется как переходная от пузырьковой структуры двухфазного пристенного слоя к пленочной. В окрестности точки  $E$ , которая соответствует второму кризису кипения, формирование стабильной паровой пленки фактически заканчивается. При этом в области 6 (участок  $EF$ ) в процессе теплопередачи, наряду с теплопроводностью через слой пара, все более заметную роль начинает выполнять перенос теплоты излучением.

Известно также, что на участках кривой кипения  $DE$  и  $EF$  рассмотренный процесс может быть реализован только в случае, когда задается температура теплоотдающей поверхности  $T_{ст} = \text{const}$ . Напротив, в условиях задания плотности теплового потока  $q = \text{const}$  (тепловыделение такого типа имеет место в ТВЭЛ энергетических реакторов) происходит лавинообразное распространение возникших очагов стабильного пленочного кипения и скачкообразный переход теплового режима теплоотдающей поверхности из точки  $D$  в точку  $F$  (см. рис. 1). Таким образом, если кризисом теплоотдачи считать переход к стабильному пленочному кипению в точке  $D$ , то развитие кризисных явлений и их проявление будет различным, в зависимости от условий теплоподвода ( $T_{ст} = \text{const}$  или  $q = \text{const}$ ).

Оценивая рассмотренную выше классификацию основных режимов теплообмена при кипении в условиях большого объема, необходимо отметить следующее:

существующий подход к описанию и классификации режимов кипения, а также границ между этими режимами является качественным и, в известной мере, субъективным, поскольку основывается только на результатах визуального наблюдения процесса фазового перехода, а также качественной интерпретации данных температурных измерений теплоотдающей поверхности;

отсутствие результатов визуализации, а также контактной термометрии поверхности кипения делает указанную классификацию невозможной;

принятая классификация режимов кипения основана на качественном лингвистическом описании топологии границ раздела жидкой и паровой фаз, являющемся основой для интерпретации соответствующих фрагментов кривой кипения;

при реализации процесса фазового перехода без возможности его визуализации (например, при оптически непрозрачном теплоносителе), а также при отсутствии данных термометрии поверхности кипения (как это, в частности, имеет место применительно к условиям эксплуатации ТВЭЛ в активных зонах энергетических реакторов) идентификация основных режимов теплообмена и их границ становится невозможной;

в силу вероятностного характера процесса фазового перехода, режимы теплообмена при кипении являются случайными объектами, для идентификации которых необходимы методы и подходы, адекватные стохастической природе процесса генерации паровой фазы;

границы между отдельными режимами теплообмена при кипении вследствие вероятностного характера процесса генерации паровой фазы фактически являются физически нечеткими диагностическими объектами.

На рис. 2 по данным работы [6], в которой исследована теплоотдача при кипении воды на горизонтальных дисках в условиях большого объема, а также выполнена киносъемка структур двухфазного пристенного слоя, представлен реальный (для случая кипения на медной поверхности) фрагмент  $ABCD$ , соответствующий одноименному участку кривой кипения на рис. 1. Кроме того, на рис. 3 по тем же данным представлены результаты киносъемки процесса кипения для характерных участков указанного фрагмента  $ABCD$ .

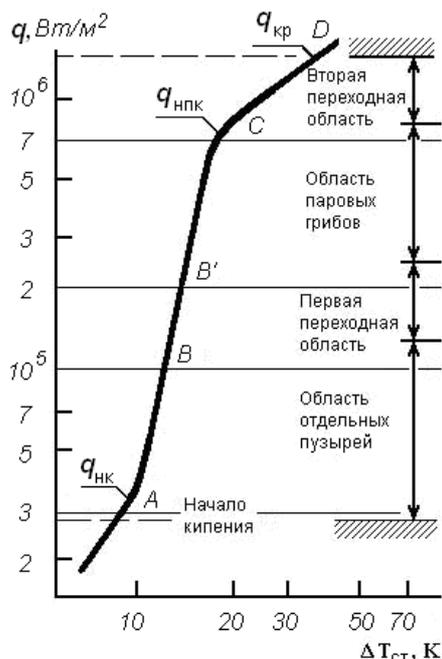


Рис. 2. Фрагмент кривой кипения воды в условиях большого объема при атмосферном давлении.

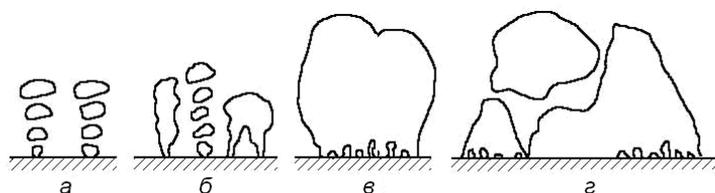


Рис. 3. Результаты киносъемки структуры двухфазного пристенного слоя при кипении воды в условиях большого объема при атмосферном давлении.

Согласно [6], область отдельных паровых пузырей (участок  $AB$  на рис. 2 и кинограмма на рис. 3,  $a$ ) занимает не более 3 % кривой кипения. Первая переходная область (участок  $BB'$  на рис. 2 и кинограмма на рис. 3,  $b$ ) занимает около 7 % кривой кипения. Вследствие высокой частоты генерации паровой фазы на отдельных центрах парообразования паровые пузыри взаимодействуют по вертикали, образуя столбики пара.

Область паровых грибов (участок  $B'C$  на рис. 2 и кинограмма на рис. 3,  $v$ ) занимает порядка 40 % кривой кипения. В этой области происходит горизонтальное взаимодействие отдельных паровых столбиков, которые коагулируют, формируя грибообразные паровые облака. После отрыва такого парового облака от теплоотдающей поверхности цикл повторяется, и на его месте формируется новый паровой гриб. Важным для дальнейшей эволюции двухфазной пристенной области является следующий факт. Макрослой в основании такой крупной паровой ассоциации структурно двухфазен, поскольку в эту жидкостную пленку инкорпорированы основания паровых столбиков, имеющих, согласно [6], форму «ножек», которые берут свое начало от генерирующей паровую фазу центров парообразования. Таким образом, возникнув после горизонтальной коагуляции вертикальных столбиков пара в грибообразное облако, паровые «ножки» продолжают оставаться в структуре жидкого маросля, предопределяя его двухфазность.

Вторая переходная область (участок  $CD$  на рис. 2 и кинограмма на рис. 3,  $z$ ) занимает около 46 % кривой кипения и характерна тем, что именно в этой области происходит формирование тех сухих пятен в жидкостном пристенном макрослое у основания грибообразного парового облака, дальнейшее развитие которых является непосредственной причиной возникновения кризиса теплоотдачи. Как следует из кинограммы, представленной на рис. 3,  $z$ ,

реальный механизм развития кризиса теплоотдачи имеет принципиальные отличия от гидродинамической модели [1], предложенной для описания этого явления. Согласно данным экспериментов [6 и др.], в предкризисной области на участке  $CD$  гидродинамически неустойчивы и разрушаются только «паровые ножки», инкорпорированные в макрослой. В результате разрушения «паровых ножек» исчезают прослойки жидкости между ними, и на теплоотдающей поверхности образуются сухие пятна, которые являются очагами перехода уже к пленочному кипению. На кинограмме (рис. 3,  $z$ ) зарегистрировано именно такое сухое пятно в макрослое, которое является результатом потери гидродинамической устойчивости и разрушения значительной части «паровых ножек», питающих облака пара. По мере увеличения плотности теплового потока количество таких сухих пятен и их суммарная площадь в макрослое увеличиваются. Следствием указанной перестройки структуры двухфазного пристенного слоя и изменения характера процесса теплоотдачи на участке  $CD$  (см. рис. 2) является изменение угла наклона этого фрагмента кривой кипения. Характерно, что нижняя граница второй переходной области соотносится с точкой  $C$  на рис. 1, которой соответствует тепловой поток начала режима неустойчивого пленочного кипения  $q_{н.п.к.}$ . В свою очередь с верхней границей второй переходной области соотносится точка  $D$ , в которой и достигается критическая плотность теплового потока  $q_{кр.}$

Как подчеркивается Дж. Хьюиттом [7], эволюция макрослоя в предкризисной области, по-видимому, имеет универсальный характер и обуславливает механизм возникновения кризиса теплоотдачи при недогретом и насыщенном кипении не только в условиях большого объема, но также и при вынужденном движении теплоносителя. В этой связи значительный интерес представляют экспериментальные данные работы [8], где выполнено фотографическое исследование структуры двухфазного пристенного слоя в предкризисной области при кипении потока фреона, обтекающего обогреваемую пластину (рис. 4). Как следует из этих экспериментальных данных, которые хорошо коррелируются с результатами визуализации предкризисной области при кипении в большом объеме (см. рис. 3,  $z$ ), механизм формирования локальных неустойчивых паровых пленок над сухими пятнами в условиях вынужденного движения теплоносителя при тепловых потоках  $q_{н.п.к.} \leq q < q_{кр.}$ , в целом, подобен структурной динамике макрослоя в аналогичных условиях при кипении жидкости в условиях ее свободного движения.

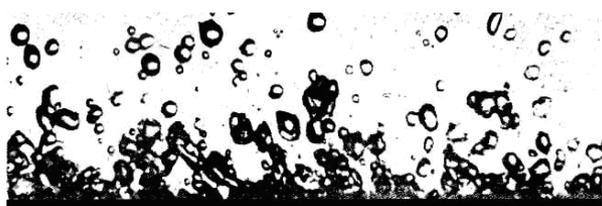


Рис. 4. Результаты фотографического исследования режима неустойчивого пленочного кипения на электрообогреваемой горизонтальной пластине в условиях вынужденного движения теплоносителя (фреон) при его недогретом кипении ( $P = 0,1$  МПа;  $\rho_w = 2680$  кг/м<sup>3</sup>;  $\Delta T_{нед} = 30$  К;  $q = 0,35$  МВт/м<sup>2</sup>).

Показательны в этом отношении также и представленные на рис. 5 данные [8] по анализу механизма кризиса теплоотдачи 1-го рода в парогенерирующих каналах (ПК) в области отрицательных относительных энтальпий парожидкостного потока ( $x < 0$ ) на основе результатов измерения истинного паросодержания  $\phi$  в двухфазном пристенном слое. Профиль  $\phi$  убедительно свидетельствует о последовательном характере коагуляции отдельных пузырей в пристенном слое в крупные паровые ассоциации. При этом резкое снижение  $\phi$  в пристенной области косвенно подтверждает факт существования жидкостного макрослоя под паровыми конгломератами при наступлении кризиса теплоотдачи 1-го рода.

С другой стороны, упрощенное изображение профиля  $\phi$  в той же пристенной зоне при кризисе теплоотдачи 1-го рода в условиях глубокого недогрева, которое представлено на рис. 5, нуждается в корректировке по данным [8, 9].

Значительный интерес представляют также результаты экспериментального исследования критической плотности теплового потока (КТП) при кипении хладонов в условиях вынужденного движения теплоносителя [10], в котором выполнена детальная визуализация

процесса кипения в предкризисных режимах, а также измерены локальные коэффициенты теплоотдачи по длине ПК. Эти данные убедительно свидетельствуют о том, что кризису теплоотдачи 1-го рода в ПК предшествует определенная предыстория, а именно: возникновение и развитие сухих пятен в макрослое. Характерно также и то, что, согласно модельному подходу [10], который основывается на результатах экспериментов, высокие плотности тепловых потоков, отводимых от теплоотдающей поверхности в предкризисной области, обусловлены, в первую очередь, интенсивным испарением мениска жидкой пленки на границе с сухим пятном. Согласно экспериментальным данным [11, 12], область мениска жидкостной макропленки на границе сухого пятна является мощным тепловым стоком. При этом наиболее интенсивное испарение жидкости происходит на участке мениска жидкой пленки в окрестности центра парообразования, инкорпорированного в макропленку (указанная область является зародышем будущего сухого пятна). При этом толщина испаряющегося мениска в этой области изменяется от значений около  $10^{-9}$  м (слой адсорбированных стенок молекул жидкости) до средней толщины жидкостного макрослоя.

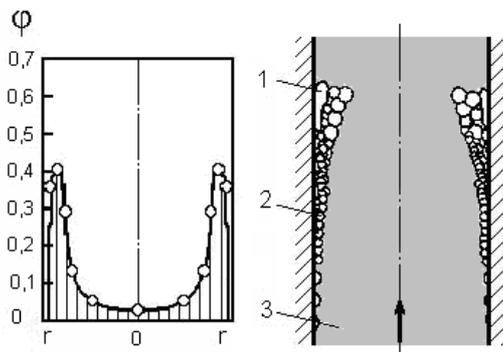


Рис. 5. Физические особенности механизма кризиса теплоотдачи в цилиндрическом ПК в режиме недогретого пузырькового кипения (кризис теплоотдачи 1-го рода): 1 - паровая пленка; 2 - пузырьковая структура; 3 - однофазное ядро потока.

Как следует из результатов экспериментальных исследований, выполненных в [10 и др.], в предкризисной области сухие пятна в макрослое начинают лавинообразно увеличиваться в размерах, коагулируют друг с другом, непосредственно обуславливая, таким образом, кризис теплоотдачи. При этом, согласно данным указанных экспериментов, об увеличении площади стенки, занятой сухими пятнами в предкризисных режимах ( $0,7q_{кр} \leq q < q_{кр}$ ), свидетельствует замедление темпа роста локальных коэффициентов теплоотдачи от кипящей поверхности именно в области участка  $CD$  на рис. 1. В соответствии с моделью кризиса теплоотдачи 1-го рода, предложенной в [10], при тепловых потоках, близких к критическим (участок  $CD$  на рис. 1), число и размеры сухих пятен в макрослое (периметр этих пятен фактически определяет общую протяженность менисков в этой пристенной жидкостной пленке) возрастает настолько, что суммарный вклад мощных стоков тепла по границам этих пятен становится определяющим. В соответствии с этой моделью, при тепловом потоке  $q_{кр}$  (точка  $D$  на рис. 1) вся теплота от стенки отводится именно путем испарения жидкости на границах сухих пятен, причем кризису теплоотдачи предшествует, таким образом, определенная эволюция межфазной границы в макрослое. Указанное обстоятельство создает необходимые предпосылки для обнаружения начала такой эволюции с целью прогнозирования кризиса теплоотдачи 1-го рода. Работы [10 и др.] позволяют, таким образом, вполне физически обоснованно подойти к анализу кризиса теплоотдачи при пузырьковом кипении как к естественному верхнему пределу этого режима процесса генерации паровой фазы, который имеет универсальный характер и обуславливает кризисные явления не только для условий большого объема, но также и для вынужденного движения теплоносителя.

Согласно [10], размер сухого пятна в ПК определяется, в первую очередь, внешней (по отношению к самому процессу кипения) гидродинамикой потока. Установлено, что при кипении теплоносителя в условиях его вынужденного движения в области тепловых потоков, соответствующих предкризисной области ( $q > 0,7q_{кр}$ ), наблюдается заметный рост интенсивности теплоотдачи с ростом массовой скорости, хотя при меньших тепловых нагруз-

ках теплоотдающей поверхности коэффициент теплоотдачи зависит только от плотности теплового потока. Авторы [10] вполне обоснованно объясняют такое влияние гидродинамики основного течения на теплообмен при кипении, в первую очередь, повышением интенсивности турбулентных пульсаций с ростом массовой скорости, которая вызывает увеличение частоты отрыва нестабильных паровых пленок и уменьшение их размеров. Аналогичное влияние гидродинамики основного течения на наиболее важные внутренние физические характеристики процесса генерации паровой фазы, а именно на частоту отрыва, отрывные диаметры паровых пузырей, скорость их роста, убедительно доказано работами В. И. Толубинского [13] и Г. Г. Трещева [14]. Представленные на рис. 6 данные [13] (пузырьковое насыщенное кипение в условиях большого объема) в комплексе с результатами [14] (рис. 7, кипение воды в пузырьковом режиме в условиях принудительной циркуляции теплоносителя), убедительно подтверждают заключение авторов [10] о влиянии массовой скорости потока на частоту генерации и геометрические размеры нестабильных паровых пленок.

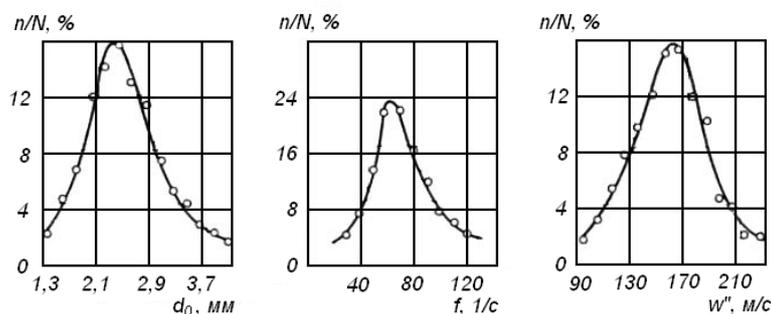


Рис. 6. Распределения отрывных диаметров, частот отрыва и скоростей роста паровых пузырей при кипении воды в большом объеме ( $P = 0,1$  МПа;  $\Delta T_{\text{нед}} = 0$  К).

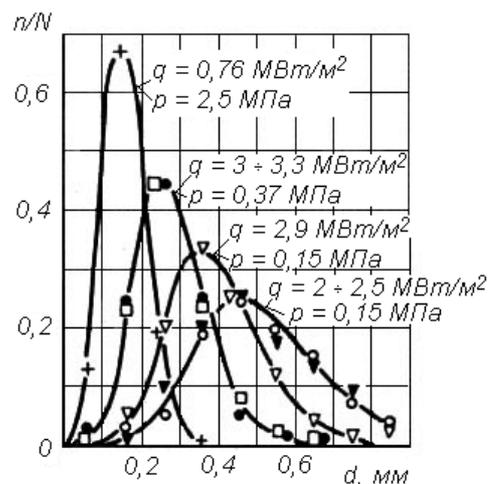


Рис. 7. Распределение отрывных диаметров при кипении воды в условиях вынужденного движения для различных тепловых потоков и давлений.

Таким образом, в условиях вынужденного движения жидкости нестабильные паровые пленки, формирующиеся над сухими пятнами в предкризисной области, несомненно, испытывают динамическое воздействие со стороны крупных турбулентных вихрей. По данным [15] частота вторжения этих вихрей из ядра потока в пристенную область пропорциональна массовой скорости, а скорость их движения к поверхности имеет порядок «рейнольдсовой скорости». Наличие в потоке паровых пузырей, которые могут рассматриваться как примеси, вызывает дополнительную диссипацию энергии турбулентных вихрей.

С позиций физической трактовки кризиса теплоотдачи 1-го рода, изложенной в [10], можно, таким образом, заключить, что и в условиях вынужденного движения теплоносителя при достижении тепловым потоком на стенке своего критического значения устанавливается предельная для данного размера сухого пятна в макрослое тепловая нагрузка. Ее дальнейший рост приводит к нарушению баланса, обусловленного градиентом кривизны мениска жидкостной пленки, которая испаряется на границе сухого пятна, что вызывает лавинообразное увеличение площади сухих пятен, т.е. кризис теплоотдачи 1-го рода.

Весьма продуктивна в рамках физической модели кризиса теплоотдачи, изложенной в [10], и трактовка области «инверсии», т.е. зоны изменения знака влияния массовой скорости на КТП в ПК. Следует подчеркнуть, что сама область инверсии в настоящее время не только не определена аналитически, но и весьма противоречиво трактуется в экспериментальных работах различных авторов. Напротив, модельные представления [10 и др.], по крайней мере, качественно позволяют дать ответ на вопрос о причинах отрицательного влияния массовой скорости на  $q_{кр}$  при  $x = 0$ . Поскольку толщина макрослоя под паровыми конгломератами определяется только скоростью парообразования, то в условиях вынужденного движения теплоносителя при некотором соотношении скоростей потока и парообразования макрослой будет испытывать влияние также и массовой скорости движущейся жидкости. Ввиду того, что с ростом массовой скорости потока толщина макрослоя уменьшается, величина КТП также должна снижаться.

Применительно к кипению недогретого теплоносителя в условиях вынужденного движения (модель кризиса теплоотдачи для области  $x < 0$  сформулирована в [4]) физически обоснованные модельные представления [10] (перенос тепла за счет испарения жидкости на границе сухих пятен в макрослое) могут быть дополнены еще одним описанием механизма отвода тепла от обогреваемой стенки. Согласно этой модификации модельных подходов [10], в предкризисном режиме на участках кипящей поверхности, еще не занятых локальными нестабильными паровыми пленками и покрыты паровыми пузырями, отводимая плотность теплового потока определяется также и возможностями однофазной конвекции от поверхности пузырькового слоя к холодному ядру потока. При этом паровые пузыри работают в режиме тепловой трубы: у обогреваемой стенки идет испарение микрослоя в основании пузыря, а на внутренней поверхности его купола происходит конденсация пара.

Необходимо подчеркнуть следующей принципиальный аспект представленного выше анализа: экспериментальные результаты [8, 10, 16 и др.], полученные в условиях вынужденного движения теплоносителя, хорошо коррелируются с экспериментальными данными [6, 17 и др.] о структурной динамике макрослоя при генерации паровой фазы в большом объеме и подтверждают модельные представления [10].

Вышеизложенное свидетельствует об универсальном характере эволюции сухих пятен в макрослое на теплоотдающей поверхности в предкризисной области при кипении недогретого и насыщенного теплоносителя.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кутателадзе С. С.* Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // Журнал технической физики - 1950. - Т. 20, № 11. - С. 1389 - 1392.
2. *Кружилин Г. Н.* Теплоотдача от горизонтальной плиты к кипящей жидкости // Докл. АН СССР. - 1947. - Т. 58, № 8. - С. 1657 - 1660.
3. *Лабунцов Д. А.* Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкостей // Теплоэнергетика. - 1972. - № 9. - С. 14 - 19.
4. *Ягов В. В.* О механизме кризиса теплообмена при кипении насыщенной и недогретой жидкости в трубах // Теплоэнергетика. - № 5. -1992. - С. 16 - 22.
5. *Nikijama S.* The maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure // Int. J. Heat and Mass Transf. - 1966. - Vol. 9. - No. 12. - P. 1419- 1434.
6. *Гертнер Р. Ф.* Фотографическое исследование пузырькового кипения в большом объеме // Теплопередача. - 1965. - Т. 87, № 1. - С. 20 - 35.
7. *Хьюит Дж.* Критическая плотность теплового потока при кипении в условии вынужденного движения // Теплообмен: достижения, проблемы, перспективы: Тр. 6-й Междунар. конф. по теплообмену. - М.: Мир, 1981. - С. 7 - 73.
8. *Тонг Л.* Кризис кипения и критический тепловой поток: Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1976. - 100 с.
9. *Кириллов П. Л., Богословская Г. П.* Теплообмен в ядерных энергетических установках. - М.: Энергоатомиздат, 2000. - 456 с.

10. Пузин В. А., Ягов В. В. Критические тепловые потоки при кипении хладона в условиях вынужденного движения // Теплоэнергетика. - 1982. - № 9. - С. 61 - 62.
11. Воутсинос К. М., Джад Р. Л. Исследование испарения микрослоя с помощью лазерной интерферометрии // Тр. Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С. - 1975. - Т. 97, № 1. - С. 89 - 94.
12. Кук Р., Дун С., Вейнер М. Использование сканирующего микрофотометра для определения интенсивности теплообмена в области контактной линии // Теплопередача. - 1981. - № 2. - С. 162 - 170.
13. Толубинский В. И. Теплообмен при кипении. - К.: Наук. думка, 1980. - 315 с.
14. Трещев Г. Г. Экспериментальное исследование механизма процесса поверхностного кипения // Теплообмен при высоких тепловых нагрузках. - М.: Госэнергоиздат, 1959. - С. 51 - 68.
15. Репик Е. У., Соседко Ю. П. Исследование пространственно-временной картины течения в пристенной области турбулентного пограничного слоя // Аэромеханика. - М.: Наука, 1976. - С. 170 - 180.
16. Ornatskiy A. P., Sharaevski I. G. Onset and Development of Term acoustic Oscillations in Forced Convection Boiling of Water // Heat Transfer. Soviet Research. - 1980. - Vol. 12, No. 1. - P. - 137 - 144.
17. Chi-Liang Iu, Meisler R. B. A study of nucleate boiling near the peak heat flux through measurement of transient surface temperature // Int. J. Heat Mass Transfer. - 1977. - Vol. 20, No. 8. - P. - 827 - 840.

## СТРУКТУРНА ДИНАМІКА ПЕРЕДКРИЗОВОЇ ОБЛАСТІ НА ПОВЕРХНІ ТЕПЛОВІДДАЧІ ТВЕЛ

І. Г. Шарасєвський, Н. М. Фіалко, О. І. Шарасєвська

Розглянуто відомі теоретичні та експериментальні дані щодо характеру еволюції сухих плям та уточнено уявлення про механізм тепловіддачі з поверхні, що обігрівается, у передкризовій області.

*Ключові слова:* поверхня тепловіддачі, пристінний шар, криза кипіння, суха пляма.

## STRUCTURAL DYNAMICS OF FORE-CRISIS AREA ON A HEAT EMISSION SURFACE OF A FUEL ELEMENT'S

I. G. Sharaevsky, N. M. Fialko, E. I. Sharaevskaya

The known theoretical and experimental data regarding the nature of dry spots' evolution are reviewed and the idea regarding the mechanism of heat emission from the heated surface in fore-crisis area are defined more precisely.

*Keywords:* heat emission surface, wall boundary layer, dry spot.

Поступила в редакцію 24.11.10