

## ОБЗОР

УДК 532.685 : 536.24

*В. А. Майоров, Л. Л. Васильев***ТЕПЛООБМЕН И УСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ДВИЖЕНИИ  
ОХЛАДИТЕЛЯ, ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ В ПОРИСТЫХ  
МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ**

Система пористого охлаждения приобретает ряд качественно новых свойств при использовании жидкого охладителя, испаряющегося внутри пористой структуры: существенное повышение эффективности охладителя за счет теплоты парообразования; высокая интенсивность теплообмена при испарении внутри пористого материала; малый удельный объем жидкого охладителя; возможность достижения низких, в том числе криогенных, температур.

Несмотря на то что основные принципы этого метода охлаждения известны уже около 40 лет (история его зарождения и начального развития изложена в работах [1, 44]), он до сих пор не получил широкого практического воплощения в системах тепловой защиты и в различных видах компактных пористых теплообменников с объемным тепловыделением, что объясняется значительной сложностью и неустойчивостью процесса.

**Физическая и аналитическая модели процесса.** Для детального знакомства с проблемой на рис. 1 изображены предложенные в работах [2, 3] модели процесса испарительного жидкостного пористого охлаждения. Жидкий охладитель с начальной температурой  $t_0$  под действием перепада давления  $P_0 - P_1$  продавливается через пористую нагреваемую стенку. По мере движения в пористой структуре давление жидкости понижается, а ее температура возрастает. На некотором расстоянии  $L$  от входа охладитель достигает состояния насыщения, после чего происходит его постепенное испарение на участке  $LK$  с последующим перегревом пара на участке  $K\delta$  в пределах пористой пластины.

Отсюда следует, что имеются три участка движения охладителя (жидкостный, двухфазный и паровой) с неизвестным положением границ между ними, определяемым в ходе решения. На границах выполняются условия термодинамического равновесия или (в более общем случае) условия термодинамической неравновесности между давлением и температурой охладителя.

При анализе принимается ряд допущений: процесс испарительного охлаждения однородной пористой пластины одномерный и стационарный; физические свойства пористого материала постоянны; энтальпия охладителя в начале и конце области испарения равна соответственно энтальпии жидкости и пара в состоянии насыщения при давлении, равном давлению  $P_1$  в начале области испарения; однородный двухфазный поток в области испарения имеет постоянную температуру, равную температуре насыщения  $t_s(P_1)$  в начале области испарения; физические свойства жидкой и паровой фаз охладителя постоянны и рассчитываются

ся в состоянии насыщения при давлении, равном давлению  $P_1$  окружающей среды; передача тепла теплопроводностью через охладитель пренебрежимо мала; капиллярное давление в области испарения пренебрежимо мало по сравнению с полным перепадом давления на пластине; расход охладителя не превышает критической величины.

С учетом принятых допущений аналитическая модель (рис. 1, а) описывается системой уравнений, которая включает:

$$\text{уравнение неразрывности} \quad G = \text{const}; \quad (1)$$

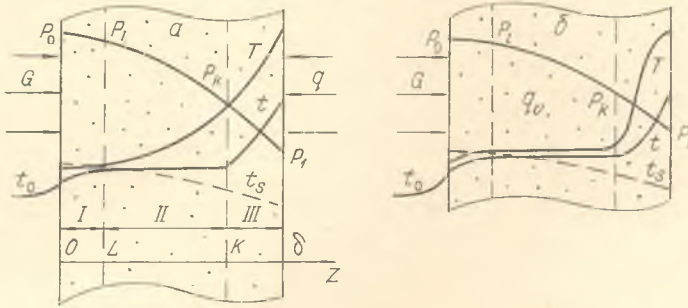


Рис. 1. Принятые для анализа модели процесса: а — с внешним теплоподводом [2]; б — с объемным тепловыделением [3]; I — поток жидкости; II — область испарения; III — поток пара

уравнение движения однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах — модифицированное уравнение Дарси

$$-\frac{dP}{dZ} = \alpha \mu \nu G + \beta \nu G^2; \quad (2)$$

уравнение теплопроводности в области испарения

$$\lambda \frac{d^2 T_2}{dZ^2} = h_v (T_2 - t_2) = G \frac{di}{dZ}; \quad (3)$$

уравнения, описывающие распределение температур материала  $T_j$  и охладителя  $t_j$  на участках однофазного течения:

$$\lambda \frac{d^2 T_j}{dZ^2} = h_v (T_j - t_j); \quad (4)$$

$$G c_j \frac{dT_j}{dZ} = h_v (T_j - t_j); \quad (5)$$

критериальное уравнение конвективного теплообмена однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах

$$\text{Nu}_j = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{Re}_j \text{Pr}_j; \quad \text{Nu}_j = \frac{h_v (\beta/\alpha)^2}{\lambda_j}; \quad \text{Re}_j = \frac{G (\beta/\alpha)}{\mu_j} \quad (6)$$

при следующих граничных условиях:

$$Z = L \quad t_1 = t_2 = t_s(P_1); \quad T_1 - t_1 = T_2 - t_2 = \Delta T_1;$$

$$\lambda \frac{dT_1}{dZ} = \lambda \frac{dT_2}{dZ} = G [i'(P_1) - ct_0]; \quad (7)$$

$$Z = K \quad t_2 = t_3 = t_s(P_1); \quad T_2 = T_3; \quad \lambda \frac{dT_2}{dZ} = \lambda \frac{dT_3}{dZ} = G[i''(P_1) - ct_0]; \quad (8)$$

$$Z = \delta \quad P = P_1; \quad T_3 \leq T^{**}. \quad (9)$$

Здесь  $G$  — удельный массовый расход охладителя;  $\alpha, \beta$  — вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления пористого материала;  $v$  — удельный объем;  $h_v$  — коэффициент объемного теплообмена;  $T^{**}$  — предельно допустимая температура пористого материала;  $T_j = T_1$ ;  $t_j = t_1$ ;  $c_j = c'$ ;  $Pr_j = Pr'$ ;  $\lambda_j = \lambda'$ ;  $\mu_j = \mu'$  на жидкостном ( $0 < Z < L$ ) участке течения охладителя;  $T_j = T_3$ ;  $t_j = t_3$ ;  $c_j = c''$ ;  $Pr_j = Pr''$ ;  $\lambda_j = \lambda''$ ;  $\mu_j = \mu''$  на паровом ( $K < Z < \delta$ ); надстрочные индексы  $'$ ,  $''$  относятся к параметрам жидкости и пара в состоянии насыщения при давлении  $P_1$ .

Аналогичная модель для процесса испарительного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента (ТВЭЛа) приведена в работе [3].

Для систем испарительного охлаждения, в которых теплопроводности пористого материала и охладителя соизмеримы (например, сочетания пористая керамика—жидкость; пористый металл—жидкометаллический охладитель), необходимо учитывать передачу тепла теплопроводностью через охладитель. Тогда вместо уравнения (5) следует использовать уравнение

$$P\lambda_j \frac{d^2 t_j}{dZ^2} + h_v(T_j - t_j) = Gc_j \frac{dt_j}{dZ}, \quad (10)$$

где  $P$  — пористость материала.

В работах [2, 3] сопротивление трения двухфазного потока рассчитывается по модели гомогенного потока. Для этого используется уравнение (2), в которое подставляются зависящие от расходного массового паросодержания  $x$  физические свойства смеси. Удельный объем однозначно выражается через эту величину:

$$v = v' + x(v'' - v'), \quad (11)$$

а для оценки влияния кинематической вязкости  $\nu = \mu v$  на конечные результаты приняты следующие выражения:

$$\nu_l = \nu' + x(\nu'' - \nu'); \quad (12)$$

$$\nu_{ll} = [\mu' + x(\mu'' - \mu')] [v' + x(v'' - v')]. \quad (13)$$

Таким образом, процесс испарительного пористого охлаждения включает в себя целый комплекс мало или совсем неисследованных проблем:

- 1) закономерности сопротивления и теплообмена при движении однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах;
- 2) теплофизические свойства пористых материалов;
- 3) механизм процесса и закономерности сопротивления и теплообмена при испарении двухфазного потока охладителя в пористых нагреваемых материалах;
- 4) устойчивость процесса испарительного охлаждения.

Общее положение станет ясным, если учесть, что даже изучение более простого процесса газового пористого охлаждения является относительно новым разделом теплопередачи и в настоящее время еще только происходит его постепенное становление, сопровождающееся накоплением данных по первым двум проблемам. Достаточно полный обзор имеющихся результатов по исследованию сопротивления, теплообмена,

равномерности потока и влияния сжимаемости газа при движении однофазного охладителя в пористых металлокерамических материалах, а также результатов исследования устойчивости системы газового пористого охлаждения выполнен в специально посвященной этому вопросу работе [4]. В первом приближении можно считать процесс теплообмена однофазного охладителя в пористых металлах исследованным, в частности критериальное уравнение (6) является обобщением соотношений, полученных при использовании в качестве характерного размера пористой структуры параметра  $\beta/\alpha$ .

**Экспериментальное исследование процесса пористого испарительно-го жидкостного охлаждения.** В исследованиях механизма и количественных характеристик теплообмена и сопротивления при испарении потока охладителя в пористых нагреваемых материалах и по устойчивости этого процесса до настоящего времени получены более чем скромные результаты. Основной причиной этого является то, что эти проблемы неразрывно связаны друг с другом: изучить механизм процесса испарения можно только в устойчивой системе, а для создания устойчивой системы необходимо знать особенности сопротивления и теплообмена. Именно неустойчивость процесса, проявившаяся в первых же экспериментах, на долгое время задержала его изучение. Кроме того, экспериментальное исследование процесса испарения в пористых материалах сопряжено с большими трудностями, присущими вообще исследованию процессов переноса в пористых материалах.

Имеющиеся в литературе сведения об условиях проведения экспериментов по исследованию процесса испарительно-го жидкостного пористого охлаждения приведены в табл. 1. Несмотря на кажущееся обилие работ, не удается извлечь существенной информации о механизме испарения потока охладителя. Причин много. Так, в ряде работ основные цели были иными. Например, в [9, 18] выявлялось влияние вдува охладителя на внешний конвективный теплообмен. В [42] реализовался избыточный расход охладителя для обеспечения режима пленочного охлаждения как самой пористой стенки камеры сгорания ЖРД, так и последующего участка сплошной стенки сопла. Кроме того, многие исследователи считают, что существует такая критическая величина расхода охладителя, выше которой температура внешней поверхности пористой стенки остается вблизи или ниже температуры насыщения охладителя и меньше которой температура поверхности быстро растет с уменьшением расхода, а в системе начинаются колебания температуры, давления и расхода [6, 8, 9, 18]. Все эти эксперименты прекращались, когда область испарения проникала в пористую стенку. Можно отметить ограниченное число работ [7, 10, 11—13, 14—17, 19], в которых имело место заглубление области испарения внутрь пористой стенки, причем картина истечения охладителя наблюдалась визуально лишь в работах [7, 15, 17].

Наиболее подробно механизм испарения потока охладителя в пористом тепловыделяющем элементе изучен авторами работы [15]. Выделены три различные области на кривой зависимости температуры внешней поверхности от расхода охладителя при постоянном объемном тепловыделении в стенке (рис. 2, а).

В области больших массовых расходов  $I$  наблюдается однофазное течение. Температура внешней поверхности и температура жидкости на выходе ниже температуры насыщения и приближаются к ней с уменьшением расхода.

В области  $II$  происходит истечение парожидкостной смеси из пористой стенки. Появление пара в потоке и рост его объемного содержания

## Условия проведения экспериментов по испари

Вид нагрева	Величина тепловой нагрузки $q$ , Вт/м <sup>2</sup> ; $q_v$ , Вт/м <sup>3</sup>	Удельный массовый расход охладителя $G$ , кг/м <sup>2</sup> ·с	Перепад давления на стенке $P_0 - P_1$ , бар	Форма и размеры пористой стенки $d$ ; $L$ , мм
Конвективный	$q \approx (1,0 - 2,5) \cdot 10^4$	0,005—0,014	0,7	Круглый диск $d=25,4$
Конвективный	$q \approx 1,4 \cdot 10^6$	—	—	Круглый цилиндр $d=25,4$ ; $L=38$
Конвективный	$q \approx 2,8 \cdot 10^5$	0,055	1,0	Квадратная пластина $50,8 \times 50,8$
Конвективный	—	1,0—10,0	—	Круглый диск $d=10$
Конвективный	$q \approx (1 - 2) \cdot 10^4$	—	0,04—0,20	Прямоугольная пластина $280 \times 130$
Радиационно-конвективный	$q = (0,7 - 2,8) \cdot 10^5$	0,013—0,092	0,5—1,0	Круглый диск $d=76$
Омический	$q_v \approx (1 - 3) \cdot 10^8$	0,04—0,24	0,003—0,070	Квадратная пластина $45 \times 45$
Радиационный	$q = 1,5 \cdot 10^5$	0,033—0,050	—	Круглый диск $d=102$
Омический	$q_v = 5 \cdot 10^8$ $q_v = 7 \cdot 10^8$ $q_v = 14 \cdot 10^8$	0,5—2,0	—	Прямоугольная пластина $210 \times 33$
Радиационный	$q = (2,3 - 5,7) \cdot 10^5$	—	—	Круглый диск $d=50,8$
Конвективный	$q \approx 6,75 \cdot 10^5$	0,14	2,0	Круглый цилиндр $d=150$ ; $L=600$
Радиационный	$q = (1,1 - 2,1) \cdot 10^5$	0,020—0,057	0,01—0,03	Круглый диск $d=28,8$ ; $d=35,2$
Конвективный	$q \approx (1 - 3) \cdot 10^4$	0,001—0,010	0,05	Прямоугольная пластина $300 \times 30$
Конвективный	$q \approx (1 - 2) \cdot 10^6$	0,5—2,0	—	Круглый цилиндр $d=40$ ; $L=40$
Конвективный	$q = (1 - 2) \cdot 10^6$	2,0—10,0	—	Круглый цилиндр $d=127$ ; $L=60$

Примечания: 1. В качестве охладителя во всех работах, кроме [11—13], использована экспериментал, кроме [11—13, 42]. На установке [11—13] создавался вакуум, а в камере

по мере уменьшения расхода охладителя приводят к возрастанию гидравлического сопротивления. Для предотвращения преждевременного прогара и возможности регулирования расхода требуется увеличить перепад давления вдвое по сравнению с начальным. Температура двухфазной смеси на выходе остается постоянной и равной температуре насыщения. По мере уменьшения расхода начало области испарения перемещается к внутренней поверхности.

Следует отметить, что при этом температура внешней поверхности превышала температуру насыщения не более чем на 3—10 °С при изменении объемного тепловыделения в диапазоне  $q_v = (4,5 - 14) \cdot 10^8$  Вт/м<sup>3</sup>.

В области III на выходе из пористой стенки происходит истечение двухфазной смеси, которая представляет собой поток пара с каплями жидкости. Неравномерная проницаемость пластины приводит к тому, что в некоторых местах начало области испарения проникает за внутреннюю поверхность и вызывает местное закипание, сопровождаемое

Таблица 1

## Тельному жидкостному пористому охлаждению

Толщина пористой стенки $\delta$ , мм	Стенка одно-слойная	Стенка много-слойная	Пористый материал	Пористость $P$	Максимальная температура поверхности в устойчивом режиме $T$ , °С	Лит. источник
12,7	×		Бронза	0,26	102	[5]
10,0	×		Нерж. сталь; никель	—	—	[6]
3,18	×		Rigimesh	—	107	[7]
8,0	×		Сталь	—	360	[8]
10,0	×		Медь	0,35	110	[9]
7,0		×	Rigimesh+Refrasil	0,20	1070	[10]
0,33; 3,53	×	×	Rigimesh+нерж. сталь	—	140	[11]—[13]
12,7	×	×	Нерж. сталь+Q-felt	0,53; 0,77	1090	[14]
5,0; 1,4; 0,5	×		Нихром	0,40; 0,32; 0,25	125	[15]
5,0		×	Нерж. сталь+Refrasil	0,10	830	[16]
10,0		×	Нерж. сталь+Refrasil	0,10	900	[16]
3,3; 5,4	×		Rigimesh	0,17; 0,25	160	[17]
10,0	×		Медь	0,33; 0,41	180	[18]
2,5	×		Нихром	0,25	700	[19]
12,7	×		Медь; бронза	0,50	110	[42]

лась вода. В работах [11—13] — жидкий азот. 2. Внешнее давление атмосферное во всех сгорания ЖРД [42]  $P_1 \approx 20$  бар.

колебаниями давления и расхода. Температура стенки здесь быстро возрастает из-за недостаточно эффективного охлаждения. Такой режим не является расчетным.

Значительно более резкое повышение температуры внешней поверхности пористой стенки наблюдалось авторами работы [19] при внешнем конвективном нагреве стенки (рис. 2, б). Здесь температура внешней поверхности при переходе из области I в область II резко повышается до 700 °С и затем остается постоянной.

Таким образом, в экспериментах как с объемным тепловыделением [15], так и с внешним конвективным нагревом [19] не удалось обеспечить режим работы, при котором двухфазный поток полностью испарился бы внутри пористой стенки с истечением охладителя в виде перегретого пара и то же время начало области закипания находилось бы внутри пористой стенки. В работе [15] устойчивую работу системы удалось реализовать только в режиме истечения двухфазной смеси с

массовым паросодержанием не более 40%. Одной из основных причин является малая толщина пористой стенки из нихрома:  $\delta=0,5; 1,4; 5$  мм при объемном тепловыделении и  $\delta=2,5$  мм при конвективном нагреве. В исследованных системах протяженность области испарения превышала толщину стенки. Кроме того, неоднородность пористого материала также оказала существенное отрицательное влияние на результаты.

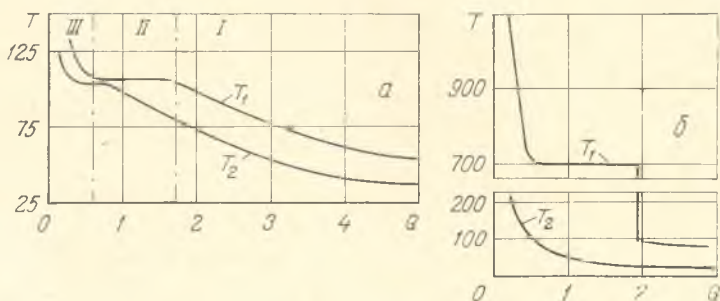


Рис. 2. Экспериментальные зависимости температур внешней  $T_1$  и внутренней  $T_2$  поверхностей пористой стенки от удельного расхода охладителя: а — с объемным тепловыделением [15] при  $\delta=1,4$  мм,  $q_v=4,5 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>3</sup>; б — с внешним теплоподводом [19] при  $\delta=2,5$  мм.  $T$ , °С,  $G$ , кг/м<sup>2</sup>·с

Из сравнения данных на рис. 2, б и рис. 3 отчетливо видно, как повышение интенсивности процесса приводит к все более резкому (рис. 3) и, наконец, скачкообразному (рис. 2, б) повышению температуры поверхности при заглублении начала области испарения внутрь пористой стенки. При этом для данных рис. 3 дальнейший рост температуры внешней поверхности ограничивается температурой внешнего потока.

Подробные визуальные наблюдения были проведены авторами работы [17]. На установке с радиационным нагревом основным режимом работы был такой, в котором кипение охладителя начиналось на внутренней поверхности стенки. Вместе с истечением пара наблюдалась также и вылет мельчайших капель жидкости из пористой стенки. В указанных режимах часто имелись колебания давления в системе. Визуально было установлено, что при появлении и росте парового пузыря на внутренней поверхности давление в системе увеличивалось. Затем оно резко падало при продавливании парового пузыря через пористую стенку, после чего процесс повторялся снова с периодичностью около 6 мин.

Несколько иная картина завершения испарения охладителя на внешней поверхности пористой стенки наблюдалась авторами [7]. Здесь испарение пленки жидкости происходило в виде кипящей пены. При уменьшении расхода охладителя появились участки сухой поверх-

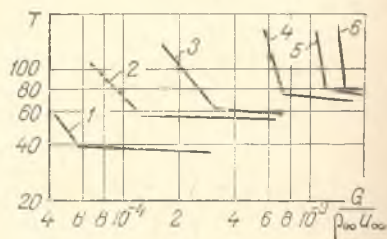
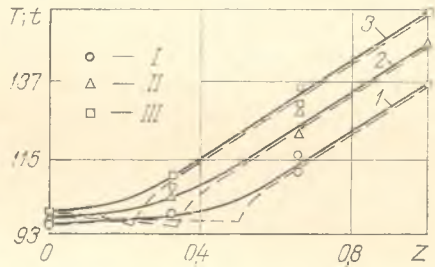


Рис. 3. Влияние температуры  $t_\infty$  газового потока с постоянной скоростью  $u_\infty=10$  м/с на характер зависимости температуры внешней поверхности пористой стенки от относительного удельного расхода охладителя  $G/\rho_\infty u_\infty$  [18]: 1 —  $t_\infty=100$  °С; 2 — 200; 3 — 300; 4 — 400; 5 — 500; 6 — 600

ности, а участки, занятые кипящей пеной, постепенно сокращались. Колебаний давления в системе при этом не отмечалось.

**Устойчивость процесса испарительного пористого охлаждения.** Наиболее нежелательным и опасным явлением в системе испарительного пористого охлаждения является неустойчивость процесса. Система (испарительного пористого охлаждения, в частности) является аperiодически неустойчивой, если при выходе из установившегося состояния под действием малого возмущения у нее отсутствует другое установив-

Рис. 4. Изменение профилей температур пористого материала (сплошные линии) и охладителя (штриховые) по мере продвижения начала области испарения к внутренней поверхности пористой стенки [17]. Пояснение см. в табл. 2



шееся состояние вблизи исходного, а ее параметры претерпевают большое монотонное изменение.

В системе испарительного пористого охлаждения неустойчивость не позволяет стабилизировать положение области испарения внутри пористого материала. В работе [14] было обнаружено, что небольшие колебания параметров процесса приводят к неконтролируемому продвижению начала области испарения с внешней поверхности пористой стенки на внутреннюю, сопровождаемому сменой режима истечения жидкости на внутреннюю режимом истечения перегретого пара. При высоких тепловых нагрузках это приводит к прогару пористой стенки, при невысоких сопровождается значительным ростом температуры внешней поверхности и последующим колебательным характером процесса.

Представленные на рис. 4 данные работы [17] характеризуют изменение температуры системы по мере постепенного самопроизвольного продвижения начала области испарения к внутренней поверхности пористой стенки (зависимости (1), (2)) и выхода ее на внутреннюю поверхность (3) при умеренной внешней тепловой нагрузке. Параметры эксперимента и расчетные данные приведены в табл. 2. Здесь  $\tau$  — время от начала нагрева. Важно отметить, что расход охладителя поддерживался постоянным. Последний режим при закипании на внутренней поверхности и является основным режимом работы на этой установке. Принятая для сравнительного расчета плотность внешнего теплового потока составляет  $\approx 66\%$  от экспериментальной (в экспериментах было установлено, что только 60—80% падающего радиационного теплового потока поглощается внешней пористой поверхностью).

Физическая природа неустойчивости процесса в [16, 23] объясняется тем, что сопротивление пористого материала потоку пара во много раз больше, чем потоку жидкости. Поэтому незначительное изменение положения области испарения внутри пористого материала вызывает заметное изменение сопротивления, что при постоянном перепаде давления на стенке приводит к существенному изменению расхода охладителя. Так продолжается до тех пор, пока начало области испарения не выходит за пределы пористого материала.

На основе таких физических представлений в этих работах предлагается метод повышения устойчивости за счет применения внутреннего



Таблица 2

Данные [17] к рис. 4

Параметры	Расчетные данные			Экспериментальные		
	1	2	3	I	II	III
$\tau$ , мин	—	—	—	7,0	11,5	17,5
$\frac{G \cdot 10^3}{4,88}$ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$	9,38	9,38	9,38	9,38	9,38	9,38
$\frac{q \cdot 10^{-4}}{1,13}$ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	10,71	10,81	10,87	16,25	16,25	16,25
$\frac{(P_0 - P_l) \cdot 10^3}{2,54}$ , бар	0,15	0,07	0,00	—	—	—
$\frac{(P_l - P_k) \cdot 10^3}{2,54}$ , бар	19,87	20,06	20,06	—	—	—
$\frac{(P_k - P_1) \cdot 10^3}{2,54}$ , бар	59,41	84,10	107,48	—	—	—
$\frac{(P_0 - P_1) \cdot 10^3}{2,54}$ , бар	79,44	104,22	128,14	11,20	8,20	7,40

дополнительного слоя пористого материала большого сопротивления. При движении охладителя сквозь стенку на этом дополнительном слое создается столь высокий перепад давления, что изменение сопротивления системы, обусловленное перемещением области испарения внутри внешнего слоя, является незначительным и не приводит к заметному изменению расхода. Практическое воплощение этой идеи позволило авторам [10, 16] создать устойчивую систему.

На рис. 5, 6 приведены некоторые экспериментальные данные работ [10, 16], в которых использовались близкие по конструкции опытные

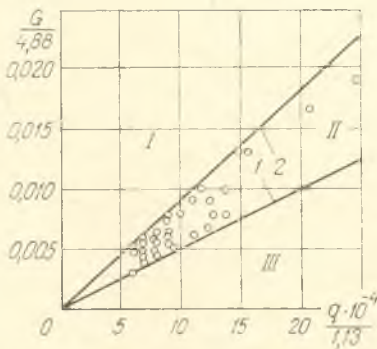


Рис. 5. Зависимость удельного расхода воды от плотности поглощенного внешнего теплового потока в устойчивом режиме [10]: I — область «метастабильной» работы; II — область устойчивой работы; III — область неустойчивой работы с быстрым перегревом стенки; 1 — перегретый пар, 1090 °С; 2 — сухой насыщенный пар, 100 °С;  $G/4,88$ ,  $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ;  $q \cdot 10^{-4}/1,13$ ,  $\text{Вт}/\text{м}^2$

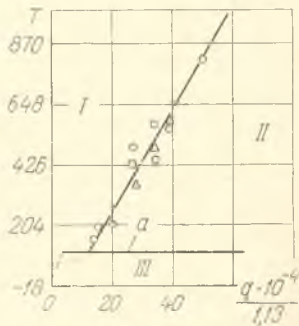


Рис. 6. Зависимость температуры внешней поверхности от плотности теплового потока в устойчивом режиме [16]: I, III — области неустойчивой работы; II — область устойчивой работы; a — температура насыщения

образцы. Они состоят из внешней и внутренней металлокерамических пористых стенок, между которыми расположен слой теплоизоляционного материала. Испарение охладителя в устойчивом режиме произошло в слое изоляции. Надо отметить, что авторы [10] применяют более узкое понятие устойчивой работы только для режима эффективного использования охладителя с получением перегретого пара, поэтому на рис. 5 «метастабильным» назван устойчивый режим истечения двухфазной смеси, в котором установка могла работать длительное время.

Кроме того, в работе [10] отмечается, что значительный перепад давления на внутреннем слое не только создает предпосылки для эффективного контроля над расходом охладителя, но и подавляет неоднородности потока охладителя, вызываемые силами тяжести и силами ускорения, неоднородностью пористой структуры и неоднородностью распределения внешнего давления, возможными пульсациями давления при испарении охладителя в пористой структуре. Большой перепад давления на стенке приводит к сокращению протяженности области испарения вследствие более быстрого уменьшения температуры насыщения жидкости и увеличения перегрева двухфазной смеси.

В связи с этим интересно отметить результаты экспериментов [17], характеризующихся очень малым перепадом давления на стенке:  $P_0 - P_1 = 0,01 - 0,03$  бар. При таком малом перепаде очень сильно проявляется влияние неоднородности стенки, что часто приводит к локальному прорыву струй жидкости. Более того, перепад давления на стенке в этих экспериментах был соизмерим с капиллярным давлением  $\Delta P = -2\sigma/r$ . После обобщения данных всех опытов с использованием безразмерного параметра  $R = r\delta(\alpha\mu vG + \beta vG^2)/2\sigma$ , представляющего собой отношение перепада давления на стенке к капиллярному давлению, было обнаружено, что устойчивым режимам соответствует значение  $R > 1$ , а неустойчивым  $R < 1$ . Отсюда следует, что даже действие капиллярных сил в области испарения может являться причиной неустойчивости процесса, если перепад давления на стенке настолько мал, что соизмерим с капиллярным давлением.

Для теплозащиты с помощью испарительного охлаждения наиболее предпочтительной является конструкция двухслойной стенки, предлагаемая в [10, 23]. Внутренний слой, изготовленный из пористого металла малой пористости, является несущей конструкцией и на нем создается перепад давления при движении жидкого охладителя, достаточный для эффективного регулирования его расхода. Внешний теплозащитный слой выполнен из термостойкого материала высокой пористости и малой теплопроводности и химически инертного для охладителя и внешнего потока. Он защищает внутренний слой от воздействия высокой температуры и обеспечивает условия для полного испарения охладителя и перегрева образующегося пара до высокой температуры.

Повышение устойчивости при добавлении внутреннего пористого слоя наблюдалось также и при испарительном охлаждении пористой стенки с объемным тепловыделением [11]. В последующих работах [12, 13] исследовано влияние толщины, пористости и материала этого «контролирующего поток охладителя» элемента на устойчивость процесса. Наиболее важным результатом является то, что автором удалось создать устойчивую систему, которая состояла из пористой нагреваемой пластины толщиной 0,33 мм и дополнительной ненагреваемой пластины из нержавеющей стали толщиной 3,2 мм. Зона испарения жидкости находится внутри дополнительной пластины, а из нагреваемой вытекает перегретый пар. Однако следует отметить, что окончательная компоновка

ка скорее напоминает систему испарительного охлаждения пористой стенки с внешним теплоподводом.

Из изложенного выше можно отметить, что применение дополнительного внутреннего слоя повышенного сопротивления обеспечивает устойчивость процесса испарительного охлаждения. Этот метод является экспериментальной находкой, но длительное время не имел должного теоретического обоснования, позволяющего выбрать оптимальное сочетание параметров пористых материалов обоих слоев.

**Аналитическое исследование процесса испарительного охлаждения пористой стенки с внешним теплоподводом.** Первые теоретические работы в этом направлении [14, 24] очень похожи по постановке задачи и полученным результатам. В них исследованы одинаковые аналитические модели процесса, при разработке которых приняты допущения о локальном тепловом равновесии  $T=t$  между охладителем и пористым материалом и о малой толщине  $K-L \rightarrow 0$  области испарения. (Здесь и далее модели даются в сравнении с изображенными на рис. 1.) В обеих работах анализируется только температурное состояние системы.

Следующим шагом в развитии анализа был учет разности температур между пористым материалом и охладителем ( $T \neq t$ ) и конечной протяженности области испарения  $K-L \neq 0$  [25—27]. Недостатком этих работ является то, что начало области испарения определяется из условия равенства температуры охладителя вперед заданной постоянной температуре насыщения  $t_s$ . Следует отметить, что в работе [26] выполнен численный расчет протяженности области испарения в зависимости от внешнего давления в системе, физических свойств охладителя ( $N_2O_4$ ,  $NH_3$ ), величины поверхности внутрипористого конвективного теплообмена, плотности подводимого теплового потока, коэффициента теплопроводности пористого материала. Расчеты проведены для параметров, типичных для камеры сгорания и сопел ЖРД.

Анализ особенностей движения охладителя, испаряющегося внутри плоской пористой стенки, выполнен в работах [28, 29] при допущении о малой толщине области испарения. Совместное исследование тепловой и гидродинамической составляющих процесса позволило в работах [28, 30] обнаружить возможность неустойчивой работы. При этом использовалось допущение о равенстве температур охладителя и пористого материала. Аналогичный работе [28] анализ для цилиндрической стенки проведен в [31]. Предварительное условие устойчивости процесса сформулировано в работе [30].

В [32, 33] тщательно исследована устойчивость на основе модели с бесконечно тонкой областью испарения и с локальным тепловым равновесием между пористым материалом и охладителем. В результате объединения результатов решения тепловой и гидродинамической составляющих процесса построены гидродинамическая и тепловая характеристики системы. Гидродинамическая характеристика устанавливает зависимость между удельным расходом охладителя и полным перепадом давления на пористой стенке при постоянном внешнем тепловом потоке. Тепловой характеристикой является зависимость плотности воспринимаемого системой внешнего теплового потока от координаты поверхности фазового превращения при постоянном перепаде давления на стенке. Образцы этих характеристик представлены на рис. 7, 8.

Анализ характеристик позволяет вывести условие устойчивости. Показано, что процесс испарительного охлаждения пористой стенки с внешним теплоподводом устойчив, если рабочая точка находится на возрастающем участке гидродинамической характеристики (при независимом изменении перепада давления на стенке):

$$\frac{d\Delta P}{dG} > 0 \quad (14)$$

или на падающем участке тепловой характеристики (при независимом изменении плотности внешнего теплового потока):

$$\frac{dq}{dl} < 0. \quad (15)$$

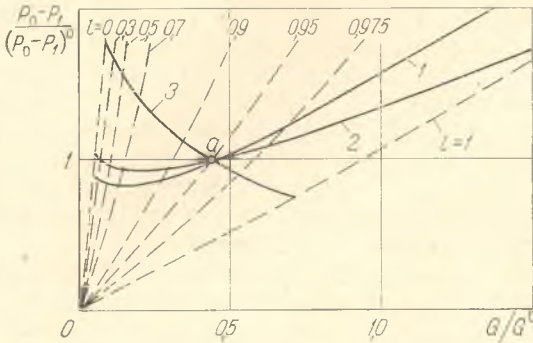


Рис. 7. Гидродинамические характеристики системы испарительного охлаждения [32]

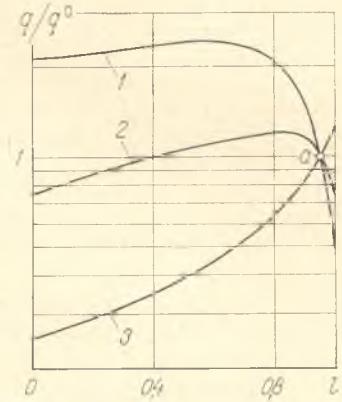


Рис. 8. Тепловые характеристики системы испарительного охлаждения [32]

На рис. 7, 8 в точке *a* системы 1 и 2 устойчивы, а система 3 неустойчива. Важно отметить, что исследование устойчивости с помощью двух типов характеристик дает одинаковые результаты.

В работе [33] на основе сформулированных условий устойчивости и отсутствия прогара стенки выведены аналитические выражения для вычисления области параметров устойчивой и безопасной работы системы. Показано, что условие устойчивости накладывает очень жесткие ограничения на параметры системы, несоблюдение которых и является одной из основных причин неустойчивости, описанных в литературе экспериментальных установок. Физическая причина столь жестких ограничений заключается в резком уменьшении расхода охладителя при заглужении зоны испарения с внешней поверхности внутрь пластины.

В работе [34] анализируется метод повышения устойчивости системы за счет применения дополнительного внутреннего пористого слоя. Исследованы особенности движения охладителя, испаряющегося во внешнем слое двухслойной пористой пластины. Показано, что применение двухслойной пористой стенки повышает устойчивость системы. Определены структурные и теплофизические характеристики пористого материала обоих слоев, при которых система является абсолютно устойчивой, т. е. устойчивой при любом положении поверхности испарения внутри внешнего слоя.

В [2] на основе модели процесса, показанной на рис. 1, *a* и описываемой системой (1)–(9), изучено влияние протяженности области испарения на особенности движения охладителя. Установлены, в частности, следующие характеристики и особенности процесса: относительные размеры отдельных участков течения охладителя; относительные перепады давления на каждом из этих участков; существенная роль области испарения в общем сопротивлении; влияние интенсивности

объемного теплообмена в области испарения на характеристики процесса.

**Аналитическое исследование испарительного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента.** В серии работ [3, 35—38, 43] подробно изучены системы испарительного охлаждения пористого ТВЭЛа. В [3] представлены достаточно совершенные физическая и аналитическая модели процесса (рис. 1, б). Намечена последовательность расчета теплообмена, сопротивления и устойчивости в процессе. Аналитические исследования закономерностей движения испаряющегося охладителя и температурного состояния системы выполнены в работах [35, 36].

Гидродинамическая и тепловая характеристики системы построены в работе [37]. С помощью этих характеристик проведен анализ системы на аperiodическую устойчивость и определены значения допустимых в устойчивой системе колебаний перепада давления на пористом ТВЭЛе и плотности объемного тепловыделения.

Особое значение этих характеристик станет очевидным, если учесть сложность экспериментального исследования закономерностей сопротивления и теплообмена двухфазного потока в пористых материалах. Эти закономерности могут быть установлены только по их результирующему проявлению внутри пористой структуры. Гидродинамическая и тепловая характеристики и являются такими интегральными характеристиками, которые (или по крайней мере части которых, соответствующие устойчивой и безопасной работе) можно построить на основе экспериментальных данных. Сравнение экспериментальных характеристик с теоретическими даст возможность установить многие закономерности процесса.

В работе [38] анализируется метод повышения устойчивости процесса за счет применения двухслойного элемента с существенно отличающимися структурными характеристиками слоев. Изучены особенности движения охладителя, испаряющегося внутри внешнего слоя двухслойного пористого ТВЭЛа. Показано, что увеличение относительного сопротивления внутреннего слоя способствует повышению устойчивости системы.

Аналитические выражения для расчета структурных характеристик пористых материалов отдельных слоев, при которых система охлаждения является абсолютно устойчивой, выведены и исследованы в работе [43].

Несколько позднее [3, 35] опубликованы работы [39, 40], также посвященные теоретическому анализу процесса испарительного охлаждения пористого ТВЭЛа. Однако в них анализируется весьма упрощенная модель процесса: рассматривается только вязкостный режим течения охладителя; температуры охладителя и пористого материала принимаются равными. Наиболее серьезным упущением этого анализа является то, что давление в области испарения полагается постоянным, т. е. не учитывается перепад давления на этом участке. В итоге в [40] получены спорные результаты: удельный расход охладителя возрастает при заглублении начала области испарения с внешней поверхности внутрь пористого ТВЭЛа.

**Сравнение теоретических и экспериментальных результатов.** Интенсивность процессов теплообмена и сопротивления в области испарения оказывает преобладающее влияние на всю систему испарительного пористого охлаждения. Количественные характеристики этих процессов могут быть установлены только тщательным сравнением теоретических и экспериментальных результатов. Но таких сравнений нет до настоящего времени, потому что приведенные ранее экспериментальные исследо-

вания не были обеспечены предварительным теоретическим анализом и проводились с более ограниченными целями: в основном для выявления важнейших свойств процесса, проверки и обеспечения его жизнеспособности. Поэтому из этих результатов трудно извлечь какую-нибудь информацию об интенсивности теплообмена и сопротивления в области испарения.

В работе [26] было обнаружено, что для удовлетворительного совпадения расчетного и измеренного распределения температур внутри охлаждаемых потоком  $N_2O_4$  стенок сопла ЖРД потребовалось увеличить принятую в первоначальном расчете величину интенсивности теплообмена в области испарения в 20 раз. Это и не удивительно. Во-первых, эта величина рассчитывалась из уравнения конвективного теплообмена однофазного охладителя в сетчатых матрицах. Известно, что при кипении интенсивность теплообмена существенно выше. Во-вторых, охлаждаемая стенка была изготовлена не из пористого материала, а из пакета тонких листов со спиральными каналами между ними.

Особого внимания заслуживают единственные работы [17, 41], в которых выполнены подробные теоретическое [41] и экспериментальное [17] исследования и приводится сравнение этих результатов. Из-за отсутствия более подходящих данных коэффициент теплообмена в области испарения рассчитывается в виде суперпозиции коэффициентов теплообмена при вынужденном движении и пузырьковом кипении жидкости в трубах. Этот режим теплообмена сохраняется до тех пор, пока разность температур материала и насыщения не достигает некоторой критической величины, соответствующей второму критическому тепловому потоку при кипении. Возмущение появления неустойчивости процесса не предполагалась при постановке задачи, а при использованном численном методе решения и не могла быть обнаружена.

Экспериментальные и расчетные распределения температур внутри пористой стенки удовлетворительно совпадают до тех пор, пока не происходит отклонения от принятых допущений (см. рис. 4). Такие отклонения в некоторых режимах вызываются локальными прорывами жидкостных струй.

Неожиданные результаты получены при сравнении расчетного и измеренного перепадов давления на стенке. Кинематическая вязкость двухфазного потока рассчитывалась по формуле (13). Обнаружено, что в большинстве режимов рассчитанная величина перепада давления значительно (в 10 и более раз) превышает измеренную. Более того, установлено противоположное влияние положения области испарения на изменение перепада давления: расчетная величина перепада давления при постоянном расходе охладителя возрастает при движении области испарения к внутренней поверхности стенки, в то время как измеренная убывает — данные в табл. 2.

Необходимо отметить, что капиллярное давление  $\Delta P = 2\sigma/r$  для исследованных систем имеет величину, близкую к расчетному перепаду давления. Учитывая это, для объяснения количественных и качественных различий выдвигается предположение о возрастании влияния капиллярного давления при движении области испарения к внутренней поверхности стенки. В данном случае капиллярное давление искажает полученные результаты и не позволяет судить о правильности расчета сопротивления при движении двухфазного потока.

**Структура двухфазного потока и теплообмен в области испарения.** Учитывая определяющее влияние области испарения на эффективность работы системы испарительного охлаждения, сложность исследования и практически полное отсутствие данных по сопротивлению и теплооб-

мену при испарении потока охладителя в пористых материалах, для создания предполагаемого механизма этого процесса можно использовать некоторые результаты, полученные при исследовании процесса кипения в близких условиях. Наиболее подходящими являются данные по кипению в капиллярах, в микропленке и на покрытых пористым материалом сплошных поверхностях. Основанием для этого является то, что, например, внутренний диаметр капиллярных трубок  $d=0,18\div 0,60$  мм, в которых исследовался процесс кипения жидкости [20—22, 45], достаточно близок к среднему размеру пор.

Процесс кипения в капиллярах качественно отличается от процесса в трубах обычных размеров. Причиной этого является то, что внутренний диаметр капилляра меньше капиллярной постоянной жидкости  $[\sigma/g(\rho_l - \rho_v)]^{1/2}$ . Кипение потока в капилляре имеет пульсационный характер. Жидкость по мере движения нагревается и на некотором расстоянии от входа стенка достигает определенной величины перегрева  $\Delta T_0$ , при котором происходит взрывообразное зарождение и рост пузырька пара. Вследствие большой разницы в удельных объемах пара и жидкости пузырек практически мгновенно заполняет сечение капилляра и далее расширяется в направлении выхода, выталкивая оторванную жидкостную пробку. В самой жидкости создается обратный ток. Во время выталкивания из капилляра жидкостная пробка утоньшается вследствие размазывания по стенкам, остальная ее часть выбрасывается в окружающее пространство при прорыве пара на выходе из капилляра. Остающаяся на стенках капилляра микропленка жидкости интенсивно испаряется. Затем образуется новый пузырек и процесс повторяется. Периодичность его определяется временем замещения пузырька в области вскипания. Отмеченный механизм кипения одинаков для различных жидкостей (вода, этиловый спирт, бензол, четыреххлористый углерод, азот) и не меняется в указанном выше диапазоне диаметров капилляра.

Равномерный теплоподвод по поверхности капилляра за счет омического нагрева стенки приводит к своеобразному распределению температурного напора  $\Delta T = T_w - T_s$  по длине капилляра:  $\Delta T$  возрастает на участке подогрева и перегрева жидкости, достигает максимума  $\Delta T_0$  в начале закипания и затем уменьшается в зоне испарения жидкостной микропленки.

Повышение теплового потока ограничивалось значением, при котором вблизи выхода из капилляра начинались хаотичные колебания температуры стенки, сменявшиеся затем резким ее повышением. Это значение теплового потока принимается как критическое  $q^*$ . Его величина может быть рассчитана из уравнения теплового баланса в предположении о полном испарении жидкости и удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [45]. Особенно важно отметить то, что значение  $q^*$  при кипении азота достигает очень большой, но еще не предельной величины  $q^* \approx 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> [45], что близко к первой критической плотности при кипении азота в большом объеме.

Своеобразное распределение температуры стенки капилляра и столь большие достигаемые плотности теплового потока можно объяснить особо высокой интенсивностью теплообмена при кипении жидкости в микропленке, остающейся на стенках канала:  $q = \Delta T \frac{\lambda}{\delta_{пл}}$ . Установлено [46, 47], что критические плотности тепловых потоков при кипении жидкости в микропленке в несколько раз превышают соответствующие величины для кипения в большом объеме. При достижении критических параметров кипящая микропленка свертывается в капли, не смачивающие поверхность нагрева. Соответствующее значение перегрева стенки

$\Delta T^*$  также значительно превышает величину предельного перегрева первого кризиса кипения в большом объеме.

Определенную помощь в выявлении механизма испарения потока в пористых материалах могут оказать результаты исследования структуры двухфазного воздушно-водяного потока в прямых и слабо искривленных каналах шириной 0,2—1,0 мм [48]. Это исследование также выявило ряд особенностей, отличающих двухфазный поток в узких каналах от потоков в каналах обычных размеров. Так, например, при малых расходах воды и воздуха в искривленном канале шириной 0,25 мм двухфазный поток представлял собой воздушную среду с распределенными в ней жидкостными пробками. Стенки канала покрыты микропленкой жидкости, минимальная толщина которой составляет  $\approx 5$  мкм. С ростом скорости воздуха жидкостные пробки утоньшаются и превращаются в тонкие перемычки, частота прохождения которых увеличивается. При дальнейшей повышении скорости воздуха возникает дисперсно-кольцевой режим: поверхность пленки покрыта рябью, амплитуда волн которой изменяется в пределах 20—40 мкм.

Учитывая результаты визуального наблюдения истечения двухфазного потока из пористых нагреваемых материалов, а также результаты исследований кипения и движения двухфазного потока в капиллярах, можно предложить следующий механизм процесса испарения потока охладителя в пористых материалах. Сразу же следует отметить, что механизм процесса испарения в значительной мере определяется характером теплоподвода: объемным тепловыделением или внешним тепловым потоком.

Сначала рассмотрим вариант при объемном тепловыделении, так как он наиболее близок к процессу испарения в капиллярах с постоянным теплоподводом.

При движении потока жидкости в пористом материале с объемным тепловыделением охладитель нагревается и на некотором расстоянии от входа его температура достигает температуры насыщения  $t_s(P_l)$ , соответствующей локальному давлению. При этом температура пористого материала превышает температуру охладителя на величину  $\Delta T_0$ , при которой появляются первые пузырьки пара (численное значение  $\Delta T_0$  будет обсуждено ниже). В начале области испарения пар образуется в дискретных центрах. Образующийся пузырек сразу заполняет все сечение поры и пар прорывается в наиболее крупные связанные поровые каналы и течет отдельными струями. Сечения паровых струй перехватываются жидкостными пробками. Обусловленные появлением пузырьков пульсации давления и вызываемые ими локальные токи жидкости распространяются во все стороны, в том числе и в поперечном направлении, и быстро погашаются на сужениях каналов.

По мере движения потока возрастает число центров парообразования, количество паровых струй увеличивается и они постепенно заполняют все более мелкие поровые каналы — происходит переход от отдельных струй к сплошному паровому потоку. Жидкостные пробки размазываются и утоньшаются, при этом основная часть жидкости движется в виде постепенно утоньшающейся микропленки, которая обволакивает частицы материала и заполняет отдельные поры. Скорость пара непрерывно возрастает. Вследствие резкого сужения и искривления каналов, поперечного движения паровых струй, прорыва пара при образовании пузырьков в заполненных ранее жидкостью порах происходит непрерывное разрушение и образование тонких жидкостных перемычек.

Затем микропленка на стенках высыхает, жидкостные перемычки разрушаются в мельчайшие капли. Из-за резкого изменения направле-



ния в криволинейных каналах капли ударяются о поверхность частиц, захватываются полукрытыми порами, прилипают и испаряются — область испарения контрастно оканчивается.

Структура двухфазного потока оказывает решающее влияние и на интенсивность теплообмена. Конвективный теплообмен на однофазном участке до начала области испарения заменяется режимом передачи тепла теплопроводностью через микропенку к ее поверхности, где оно затрачивается на испарение. По мере испарения и утоньшения микропенки интенсивность теплообмена возрастает. Вследствие этого в нача-

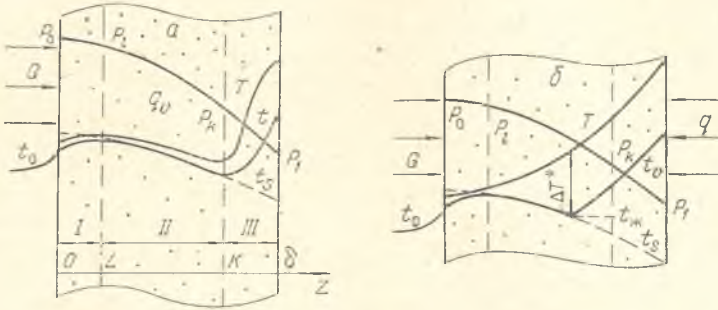


Рис. 9. Предполагаемые физические модели процесса жидкостного испарительного пористого складывания: *a* — с объемным тепловыделением; *b* — с внешним тепловым потоком; *I* — поток жидкости; *II* — область испарения; *III* — поток пара

ле области испарения происходит уменьшение разности температур  $T-t_s$  за счет снижения температуры пористого материала. По мере движения двухфазной смеси давление в потоке падает, а вместе с ним падают и температуры насыщения и смеси — жидкость дополнительно вскипает и находится в состоянии термодинамического равновесия. При этом температура пористого материала практически не отличается от температуры насыщения и также уменьшается (рис. 9, *a*).

Учитывая чрезвычайно высокую интенсивность теплообмена при испарении микропенки и развитую поверхность внутрипористого теплообмена, можно надеяться, что испарение всей жидкости завершится в таком режиме при любых практически реализуемых плотностях объемного тепловыделения. В подтверждение этого следует еще раз отметить один из результатов работы [15]: разность температур  $T-t_s$  при истечении двухфазной смеси не превышала  $3-10^\circ\text{C}$  при объемном тепловыделении вплоть до  $q_v = 1,4 \cdot 10^9 \text{ Вт/м}^3$ . Возможное ограничение на объемное тепловыделение будет в первую очередь определяться температурным состоянием парового участка, где интенсивность внутрипористого теплообмена значительно ниже.

Следует более подробно обсудить величину перегрева  $\Delta T_0$  в начале области испарения. Известный анализ условий зарождения паровой фазы показывает, что пузырьки пара в первую очередь возникают на нагреваемой поверхности с мелкомасштабной шероховатостью. Но именно пористые материалы с их чрезвычайно сложной и развитой поверхностью в наиболее выраженном виде обладают этим свойством. Кроме того, после первоначального зарождения пузырька и выхода пара в виде струйки в связанные каналы в поре может остаться часть пара. Все это может привести к непрерывному (в спокойной форме, без резких пульсаций) образованию пара в многочисленных центрах при минимальной величине перегрева  $\Delta T_0$  пористого материала.

Отмеченные особенности подтверждаются экспериментами по кипе-

нию на покрытой пористым материалом сплошной поверхности. В результате визуального наблюдения установлено наличие устойчивого пузырькового кипения в пористых покрытиях при значительно меньших перегревах по сравнению с кипением на гладких поверхностях [49, 50]. Число стабильно действующих центров в пористых покрытиях значительно больше, а размеры отрывающихся паровых пузырей меньше. В количественном выражении величина начального перегрева для закипания при наложении пористого покрытия уменьшается в несколько раз и, например, при кипении воды под атмосферным давлением составляет  $1-2^\circ\text{C}$  [50, 51].

Учитывая эти результаты, можно ожидать, что при объемном тепловыделении температура пористого материала во всей области испарения практически совпадает (с точностью до  $1-5^\circ\text{C}$ ) с локальной температурой насыщения (рис. 9, а).

Совершенно по-другому может пойти процесс испарения охладителя внутри пористой стенки при интенсивном внешнем тепловом потоке (рис. 9, б). В этом случае вследствие передачи теплового потока теплопроводностью внутрь стенки наблюдается непрерывное повышение температуры пористого материала в области испарения. При достижении в некотором месте разностью температур пористого материала и локальной температуры насыщения некоторого критического значения  $\Delta T^*$  жидкость перестает смачивать материал и микропенка свертывается в микрокапли. При этом происходит резкое уменьшение интенсивности теплообмена в режиме испарения микропенки на режим конвективного теплообмена дисперсного потока перегретого пара с мельчайшими каплями. Здесь капли жидкости при столкновении с поверхностью уже не растекаются по ней, вследствие чего испарение их затруднено и некоторая часть жидкости в виде капель даже может быть вынесена из пористого материала.

Таким образом, в этом варианте распределение температур в области испарения должно описываться различными уравнениями для зоны с режимом испарения микропенки жидкости:

$$\lambda \frac{d^2 T_2}{dz^2} = h_1 (T_2 - t_s), \quad T_2 - t_s < \Delta T^*, \quad (16)$$

и для зоны дисперсного потока перегретого пара температурой  $t_v$  с распределенными в нем микрокаплями:

$$\lambda \frac{d^2 T_2}{dz^2} = h_2 (T_2 - t_v), \quad T_2 - t_v > \Delta T^*. \quad (17)$$

Интенсивность теплообмена  $h_2$  в первом приближении можно рассчитывать с помощью критериального уравнения конвективного внутрипористого теплообмена, например уравнения (6), вводя поправку на присутствие и испарение микрокапель.

Для точного описания теплообмена в первой зоне необходимо знать следующие характеристики: интенсивность объемного теплообмена  $h_1$  в режиме испарения микропенки жидкости; величину критического перегрева  $\Delta T^*$ .

Что касается характеристики  $h_1$ , то ее можно принять постоянной во всей первой зоне, однако вопрос о ее численном значении остается открытым. В качестве первого, оценочного приближения можно принять величину, рассчитываемую по ранее указанным средним данным работы [15]:

$$\hat{h}_1 = \frac{q_v}{\Delta T} = \frac{9,25 \cdot 10^8}{6,5} = 1,43 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^3 \cdot \text{град.}$$

Подставив в (6) физические свойства насыщенного водяного пара при  $P=1$  бар,  $G=0,6$  кг/м<sup>2</sup>·с,  $\beta/\alpha=3,5 \cdot 10^{-6}$  м, найдем значение  $h_v = 1,2 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>3</sup>·град. Отсюда следует, что в этих условиях при одинаковом расходе охладителя интенсивность теплообмена при испарении микропенки внутри пористого металла ориентировочно в 100 раз превышает интенсивность внутривнутрипористого конвективного теплообмена при движении потока пара. Эта величина находится в качественном соответствии с данными работы [26]: там это отношение равно двадцати.

Величина  $\Delta T^* = T^* - t_s$  является критическим перегревом пористого материала в режиме испарения жидкостной микропенки. Для оценки ее значения следует снова обратиться к результатам по кипению жидкостной микропенки на сплошной поверхности [46, 47]. Кризис кипения жидкости в микропенке имеет термодинамический характер — жидкость становится абсолютной термодинамически неустойчивой и самопроизвольно распадается. Соответствующая температура предельного перегрева является физической характеристикой жидкости и может быть рассчитана из условия механической устойчивости однородной фазы [52]. Однако предельный перегрев жидкости на границе с твердой фазой в значительной мере определяется эффективным значением поверхностного натяжения и поэтому величина  $T^*$  всегда меньше аналогичной характеристики для чистой жидкости. Шероховатость поверхности, неопределенность физико-химического взаимодействия фаз обуславливают и неопределенность температуры предельного перегрева  $T^*$  (изотермической температуры Лейденфроста [53]) для различных сочетаний жидкость — сплошная поверхность [47, 52, 53].

В качестве первого приближения для обычных условий при расчете критического перегрева  $\Delta T^*$  можно воспользоваться рекомендацией работы [47]:

$$T^* - t_s = 0,83 \left( \frac{27}{32} T_{кр} - t_s \right). \quad (18)$$

Здесь  $T_{кр}$  — термодинамическая критическая температура. Следует ожидать, что при испарении потока жидкости в пористых материалах величина  $\Delta T^*$  зависит также от структуры пористого материала и гидродинамических эффектов течения жидкостной микропенки и пара.

**Другие области применения.** Необходимо отметить также исследования по расширению области применения системы испарительного жидкостного пористого охлаждения за пределы указанных на рис. 1 «классических» схем.

Описание конструкции и рабочих параметров компактного пористого испарительного теплообменника для решения проблемы теплосброса в разреженную среду приведено в работе [54]. В этом теплообменнике используется принцип совпадения направлений потоков тепла и испаряющегося в пористой структуре охладителя.

Предварительный анализ возможности применения пористого испарительного охлаждения для тепловой стабилизации емкостей с криогенными жидкостями в условиях невесомости выполнен в [55].

Схема установки и результаты испытаний пористого металлокерамического инжектора в ЖРД излагаются в [56]. Исследовались два варианта пористых инжекторов. В первом оба компонента топлива  $N_2O_4$ /ММН смешивались, испарялись и начинали реагировать внутри пористого вольфрамового инжектора. Во втором варианте внутри инжектора из пористого алюминия испарялся только окислитель  $N_2O_4$ . Обе конструкции позволяют успешно решить проблему тепловой защиты инжектора с одновременным испарением компонентов топлива.

**Выводы.** К настоящему времени на основе теоретических и экспериментальных исследований выявлены основные качественные особенности процесса жидкостного испарительного пористого охлаждения. В последних работах представлена достаточно качественная теория процесса, которая дает объяснение причин неустойчивости и указывает методы ее устранения. Эта теория может служить основой для развития экспериментальных исследований на более высоком уровне, в ходе которых должны быть установлены следующие важные и фактически неизученные количественные характеристики процесса:

- 1) сопротивление и теплообмен при испарении потока охладителя в пористых материалах;
- 2) условия смены режимов течения двухфазного потока;
- 3) наличие и степень термодинамической равновесности в двухфазном испаряющемся потоке;
- 4) влияние структуры пористого материала на указанные характеристики.

### Figure Captions

Fig. 1. The models used for: *a*, with external heat supply [2]; *b*, with volumetric heat release [3]; *I*, liquid flow; *II*, evaporation zone; *III*, vapour flow.

Fig. 2. Inner ( $T_1$ ) and outer ( $T_2$ ) porous wall temperatures vs specific coolant flow rate: *a*, volumetric heat release [15] at  $\delta=1,4$  mm,  $q_v=4,5 \cdot 10^8$  W/m<sup>3</sup>; *b*, external heat supply [19] at  $\delta=2,5$  mm.

Fig. 3. The effect of temperature  $t_\infty$  of a gas flow with constant velocity  $u_\infty=10$  m/s on outer porous wall temperature vs relative coolant flow rate.

Fig. 4. Variation of temperature profiles of porous material (solid lines) and coolant (dashed lines) with evaporation zone moving to the inner porous wall surface [17]. See Table 2.

Fig. 5. Specific water flow rate vs absorbed external heat flux density in the stable regime [10]: *I*, «metastable» region; *II*, stable region; *III*, unstable region with rapid wall superheating; 1, dry saturated vapour, 100°C; 2, superheated vapour, 1090°C.

Fig. 6. Outer surface temperature vs heat flux density in the stable regime [16]. *I*, *III*, unstable regions; *II*, stable region; *a*, saturation temperature.

Fig. 7. Hydrodynamic characteristics of a transpiration cooling system [32].

Fig. 8. Thermal characteristics of a transpiration cooling system.

Fig. 9. Expected physical models for a liquid porous cooling: *a*, with volumetric transpiration heat release; *b*, with external heat flux; *I*, liquid flow; *II*, evaporation zone; *III*, vapour flow.

### Литература

1. Grootenhuis P. Journal of the Royal Aeronautical Society, vol. 63, No. 578, 73, 1959.
2. Майоров В. А. Теплофизика высоких температур. М., 1977. Рукопись депонирована в ВИНТИ № 1842-77 Деп. от 11.V 1977.
3. Майоров В. А., Васильев Л. Л. В сб.: Интенсификация процессов переноса энергии и вещества в пористых средах при низких температурах. Минск, ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, 1975, с. 140.
4. Майоров В. А. Теплоэнергетика, № 1, 64, 1978.
5. Jakob M., Fieldhouse I. B. Proceedings Second symposium of Heat Transfer and Fluid Mechanics, 191, 1949.
6. Duwez P., Wheeler H. L. Journal of the Aeronautical Sciences, vol. 15, No. 9, 509, 1948.
7. Hawkins T. D., Hуman S., Kuo C., Israel S., Minushkin B., Cooper M. Transpiration and film cooling for solid propellant rocket nozzles. United Nuclear Corporation Report NDA 2150-1, 1961.
8. Бронский Л. Н., Зотиков И. А. В сб.: Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. М., Изд. АН СССР, 1962, с. 221.
9. Романенко П. Н., Семенов Ю. П. Тепло- и массоперенос, т. 2. Минск, «Наука и техника», 280, 1965.
10. Evans R. W., Crossland F. J., Baginski W. A. AIAA paper No. 65-290, 1965.
11. Wayner P. C., Bankoff S. G. A. I. Ch. E. Journal, vol. 11, No. 1, 59, 1965.
12. Pai V. K., Bankoff S. G. A. I. Ch. E. Journal, vol. 11, No. 1, 65, 1965.
13. Pai V. K., Bankoff S. G. A. I. Ch. E. Journal, vol. 12, No. 4, 727, 1966.
14. Koh J. C. Y., del Casal E. P. Development in Mechanics, vol. 4, 1527, 1968.

15. Поляев В. М., Сухов А. В. Теплофизика высоких температур, т. 7, № 5, 1037, 1969.
16. Koh J. C. Y., Jaeck C., Benson B., Causineau V. AIAA paper No. 70-151, 1970.
17. Reth R., Frost W. AIAA paper No. 72-25, 1972.
18. Kikkawa S., Chizaka F. Bulletin of the JSME, vol. 15, No. 87, 1116, 1972.
19. Поляев В. М., Харыбин Э. В., Бочарова И. Н. Теплофизика высоких температур, т. 13, № 1, 216, 1975.
20. Schwartz E. W. ASME paper No. 58-A-234, 1958.
21. Григорьев В. А., Илларионов А. Г., Антипов В. И., Павлов Ю. М., Дудкевич А. С. В сб.: Доклады научно-технической конференции МЭИ по итогам научно-исследовательских работ за 1966—1967 гг. Секция протеплоэнергетики. Подсекция сушильных и теплообменных устройств. М., 1967, с. 108.
22. Лабунцов Д. А., Евдокимов О. П., Тишин И. В., Ульянов А. Ф. Изв. вузов. Машиностроение, № 7, 68, 1970.
23. Schuster J. R., Lee T. G. AIAA paper No. 72-389, 1972.
24. Попов В. П., Шойхет А. И. В сб.: Термоаэродинамика. Минск, ИТМО АН БССР, 17, 1970.
25. Yang J. W. Journal of Spacecraft and Rockets, vol. 6, No. 6, 759, 1969.
26. Investigation of method for transpiration cooling liquid rocket chambers. NASA-CR-107268, PWA-FR-3390, 1969.
27. Петрин Н. Д. Изв. вузов, Машиностроение, № 7, 54, 1977.
28. Rubin A., Schweitzer S. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 15, No. 1, 43, 1972.
29. Майоров В. А., Васильев Л. Л. ИФЖ, 24, № 6, 1023, 1973.
30. Майоров В. А., Васильев Л. Л. ИФЖ, 25, № 2, 237, 1973.
31. Schweitzer S., Ropen D. Heat Transfer 1974, vol. 5, СТЗ.8, 113, 1974.
32. Luikov A. V., Vasiliev L. L., Mayorov V. A. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 18, No. 7/8, 863, 1975.
33. Luikov A. V., Vasiliev L. L., Mayorov V. A. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 18, No. 7/8, 885, 1975.
34. Майоров В. А. ИФЖ, 32, № 5, 870, 1977.
35. Майоров В. А., Васильев Л. Л. В сб.: Интенсификация процессов переноса энергии и вещества в пористых средах при низких температурах. Минск, ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, 1975, с. 149.
36. Майоров В. А., Васильев Л. Л. В сб.: Низкотемпературные тепловые трубы и пористые теплообменники. Минск, ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, 1977, с. 3.
37. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Весті АН БССР, серия фізика-энергетычных навук, № 2, 104, 1977.
38. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Весті АН БССР, серия фізика-энергетычных навук, № 2, 112, 1977.
39. Moalem D. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 19, No. 5, 529, 1976.
40. Moalem D., Cohen S. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 19, No. 12, 1415, 1976.
41. Frost W., Reth R. D., Buchanan W. T. AIAA paper No. 72-24, 1972.
42. Boden R. H. Transaction of the ASME, vol. 73, No. 4, 385, 1951.
43. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Весті АН БССР, серия фізика-энергетычных навук, № 2, 112, 1978.
44. Kelley J. B., L'Ecuyer M. R. Transpiration cooling-its theory and application. JPC 422. Report No. TM-66-5, 1966.
45. Григорьев В. А., Антипов В. И., Павлов Ю. М., Клименко А. В. Теплоэнергетика, № 4, 11, 1977.
46. Григорьев В. А., Павлов Ю. М., Аметистов Е. В. Кипение криогенных жидкостей. М., «Энергия», 1977.
47. Korchikov I. A., Voronin G. I., Kolach T. A., Labuntsov D. A., Lebedev P. D. Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 12, No. 7, 791, 1969.
48. Бейнусов А. Г., Хозе А. Н., Черкас А. Я. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, № 2, 170, 1978.
49. Данилова Г. Н. и др. В сб.: Тепломассообмен-V, т. 3, часть 1, 1976, с. 22.
50. Абхат, Себан. Теплопередача. Сер. С, т. 96, № 3, 74, 1974.
51. Смирнов Г. Ф. Теплоэнергетика, № 9, 77, 1977.
52. Скрипов В. П. В сб.: Тепло- и массоперенос, т. 2, 60, 1962.
53. Бомейстер, Симон. Теплопередача. Сер. С, т. 95, № 2, 18, 1973.
54. Расин О. Г., Кривонос В. А. В сб.: Интенсификация процессов переноса энергии и вещества при низких температурах. Минск, ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР, 1975, с. 168.
55. Крохин Ю. И., Куликов А. С. Труды МЭИ, вып. 198, 64, 1974.
56. Kahrs J., Corbett A. D. AIAA paper No. 67-463, 1967.

[2.X 1978 г.]

Институт тепло- и массообмена  
им. А. В. Лыкова АН БССР,  
г. Минск,

Новополоцкий политехнический институт