

ТЕПЛООБМЕН В ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена изучению влияния испарения на теплообмен в локально нагреваемой пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в микрканале. Испарение моделируется с помощью уравнения конвективной диффузии. Проведено сравнение с экспериментальными данными. Результаты расчетов показывают, что испарение оказывает существенное влияние на теплоотвод от локального нагревателя. Интенсивность испарения зависит от выхода теплового пограничного слоя на поверхность пленки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Течение тонкой неизотермической пленки жидкости, вызванной спутным потоком газа в канале, является комплексной задачей. Устойчивость совместного движения пленки жидкости и газа является сложной, до конца не исследованной задачей [1,2]. Градиент температуры на границе раздела газ-жидкость приводит к возникновению эффекта Марангони. Термокапиллярная конвекция в движущейся жидкости [3,4] существенно влияет на интенсивность теплообмена и может привести к разрыву пленки жидкости [5]. Неоднородность нагрева является причиной особенностей тепло- и массообмена [4, 6, 7]. Вопрос о влиянии газовой фазы на поверхностные явления остается не до конца изученным. Процесс испарения является разносторонней задачей [8, 9]. Тонкие испаряющиеся пленки могут обеспечить высокую интенсивность теплопередачи, особенно в микрообласти возле контактной линии [10,11], и могут быть использованы для охлаждения микроэлектронного оборудования с высоким тепловыделением [12]. Это может быть система [12], где тепло от чипа передается очень тонкой пленке, движущейся под действием вынужденного потока газа или пара в микроканале. Множество макроскопических и микроскопических эффектов может возникнуть в данном физическом процессе. Субмикронная пленка жидкости, образующаяся на границе смываемых сухих пятен, за счет интенсивного испарения, может вносить существенный вклад в суммарный теплообмен.

Совместное влияние испарения, термокапиллярности, динамического воздействия газа, а также субмикронной пленки жидкости на динамику неизотермической пленки жидкости является не исследованной задачей. Изучение этих явлений требует тщательных локальных измерений и построения теоретических моделей, нацеленных на понимание реального физического процесса путем сравнения

теоретического прогноза и экспериментальных данных. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния испарения на интенсификацию теплообмена двухфазного течения в микроканале с локальным источником тепла, а также сравнение численного расчета с экспериментальными данными.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается канал прямоугольного сечения, высота которого H намного меньше его ширины B . Слой вязкой несжимаемой жидкости движется под действием газового потока, а также гравитации, в канале. Канал может быть наклонен на угол φ по отношению к горизонту. На нижней стенке канала расположен локальный источник тепла (рис.1). Локальность нагрева означает, что плотность теплового потока является финитной функцией переменной x . Предполагается, что течение двумерное. Выберем декартову систему координат (x, y) так, что ось Oy ортогональна нижней стенке канала, а ось Ox направлена по течению газа. Начало координат расположено в начале нагревателя. Поверхностное натяжение зависит от температуры ($\sigma_0, \sigma_T = \text{const} > 0$) $\sigma(T) = \sigma_0 - \sigma_T (T - T_0)$.

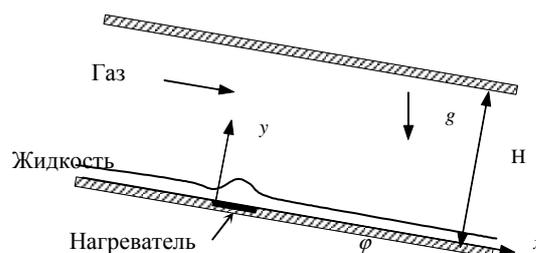


Рис. 1. Схема течения пленки жидкости и потока газа в канале

Стационарное двумерное течение испаряющейся жидкой пленки и газа в канале описывается уравнениями Навье—Стокса, неразрывности, энергии и конвективной диффузии [6,7]. В рамках этой модели рассматривается задача тепло- и массообмена для недеформируемой пленки жидкости и потока газа, используя профили скоростей, найденных из задачи изотермического течения недеформируемой ламинарной пленки жидкости и спутного потока газа.

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}; \quad (1)$$

$$\rho_g c_p^g u_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = \lambda_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial y^2} + u_g \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_g \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \right); \quad (2)$$

$$u_g \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}. \quad (3)$$

Граничные условия:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = -q(x); \quad (4)$$

$$T \Big|_{y=h} = T_g \Big|_{y=h}; \quad (5)$$

$$C \Big|_{y=h} = C^*(T); \quad (6)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=h} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y} \Big|_{y=h} = Dr \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=h} \quad (7)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial y} \Big|_{y=H}; \quad (8)$$

$$\frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=H} = 0; \quad (9)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} T = \lim_{x \rightarrow -\infty} T_g = T_0. \quad (10)$$

Предполагается, что скорость газового потока на два порядка больше, чем скорость жидкости, и что суммарный массовый расход испарившейся жидкости намного меньше суммарного массового расхода текущей жидкости, и не оказывает влияния на толщину пленки. Следовательно, испарившееся вещество есть примесь малой концентрации в газе, слабо влияющая на термодинамические свойства (газ на входе предполагается влажным, и испарившийся пар пренебрежимо мало влияет на свойства газовой фазы), т.е. предполагается $u_g > 10^2 u$; $\text{Ге/Г} \ll 1$. Эти два предположения накладывают ограничения на интенсивность нагрева. В расчетах ведется контроль за количеством испарившейся жидкости.

Условие имеет следующее значение. На изменение концентрации на межфазной поверхности влияют как изменения температуры, так и вариации давления азота. Но в условиях задачи изменения давления азота незначительны, их влияние на изменение C_0 и C_1 пренебрежимо малы. Зависимость от давления важна там, где перепады давления значительны, примерно начиная от 10 %, что в нашей задаче не наблюдается. Таким образом, для заданных температур T_0 и T_1 и общего давления газа (равного нормальному давлению) с помощью табличных данных для давлений насыщенных паров (воды) можно определить концентрации по уравнению Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{G}{M} RT$. Далее с помощью линейной аппроксимации $C^*(T) = C_0 + C_1(T(x, h) - T_0)$ зависимости равновес-

ной концентрации от температуры можно найти коэффициенты C_0 и C_1 .

$$C_0 = \frac{G}{V} = \frac{p_0 M}{RT_0}, \quad C_1 = \left(\frac{p_1 M}{RT_1} - C_0 \right) / (T_1 - T_0), \quad \text{для}$$

заданных T_0, T_1 .

Например, при начальной температуре $T_0 = 17^\circ\text{C}$ и возможном перепаде температуры $T_1 - T_0 = 20^\circ\text{C}$, коэффициенты имеют значения $C_0 = 0.0173$, $C_1 = 0.0013$, т.е. при получении граничного условия из уравнения равновесного состояния сделано три упрощения: 1) зависимость равновесной концентрации только от температуры; 2) использование уравнения Менделеева—Клапейрона; 3) линеаризация по температуре.

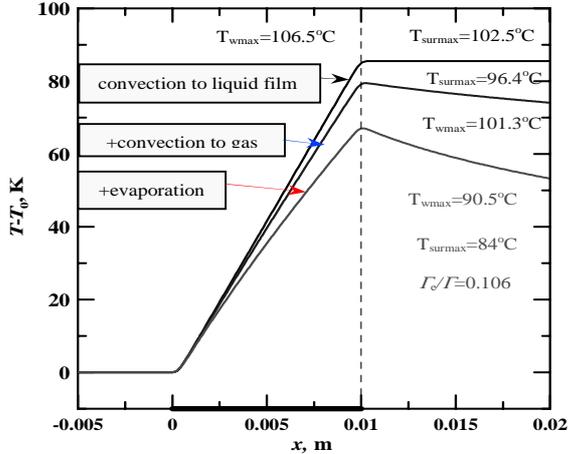
Данные о величине вклада работы и диссипации с самого начала отсутствовали. Поэтому задача рассчитывалась в более полной постановке с членами работы и диссипации. Для оценки вклада этих членов по данной модели были проведены специальные расчеты, которые показали, что вклад этих членов на температуру пленки незначителен, расхождение наблюдается в газовой фазе. Перепады температуры в газовой фазе небольшие по сравнению с перепадами в пленке жидкости, поэтому малое влияние этих членов не играет большой роли на теплоотвод с поверхности пленки. Поскольку все представленные результаты рассчитывались с их учетом, эти члены были оставлены в модели. Но следует заметить, что в микроканалах эффекты вязкой диссипации, а также работы могут быть существенны даже при ламинарном течении.

3. АНАЛИЗ ИССЛЕДОВАНИЯ

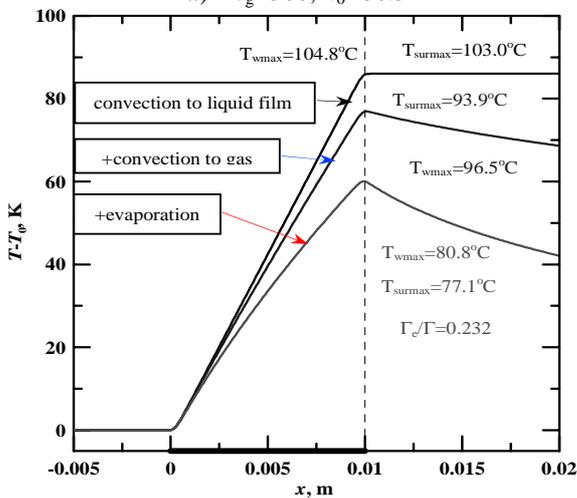
Влияние испарения на теплообмен от локального источника тепла к тонкой пленке жидкости, движущейся под действием потока газа, исследовалось в [6,7]. Было показано, что влияние конвективного механизма теплообмена в пленке жидкости становится заметней с увеличением числа Рейнольдса жидкости, а также длина теплового пограничного слоя увеличивается. Численно была получена зависимость числа Био от параметров течения и продольной координаты.

Представленные ниже результаты нацелены на анализ интенсификации теплообмена от локального источника тепла. Интенсивное испарение начинается после выхода теплового пограничного слоя. Чем тоньше пленка, тем быстрее выходит на поверхность пленки тепловой пограничный слой. Толщина пленки может регулироваться числом Рейнольдса газа, а также высотой канала (рис. 2). Также начало интенсивного испарения зависит от длины нагревателя. Если размер нагревателя относительно мал и пленка относительно толстая, то тепловой пограничный слой не успевает выйти на поверхность на участке нагревателя и процесс испарения менее интенсивный (рис. 3). Следовательно, для фиксированной высоты канала увеличение расхода газа

ведет к утончению пленки при постоянном расходе жидкости, и способствует отведению большего количества тепла с нагревателя за счет испарения. Однако такие тонкие пленки жидкости подвержены разрывам.



а) $Re_g=300, h_0=86.5$ мкм



б) $Re_g=1200, h_0=46.4$ мкм

Рис. 2. Распределение температуры на границе раздела $H_2O - N_2$. Вклад пленки жидкости, потока газа и испарения на теплоотвод от локального нагревателя: $\varphi = 0$ градус, $q = 8$ Вт/см², $Re = 2$, $H = 1$ мм, $L = 10$ мм

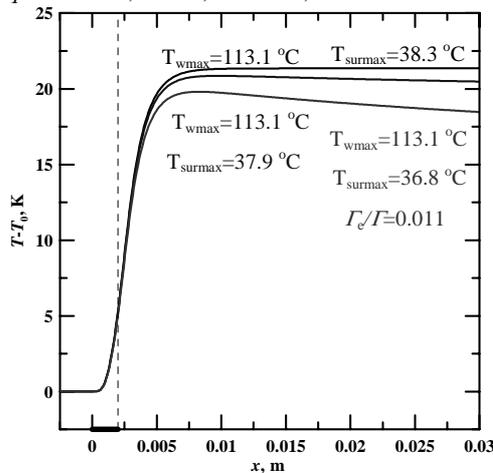


Рис. 3. Тепловой пограничный слой не достигает поверхности пленки на участке нагревателя: $T_0=17^\circ\text{C}$, $\varphi=0$ градус, $q = 50$ Вт/см², $Re = 10$, $Re_g = 200$, $h_0 = 194.2$ мм, $H = 1$ мм, $L = 2$ мм

На рис. 2 показан, вклад разных механизмов теплообмена в процессе охлаждения локального нагревателя (микроэлектронного чипа). Расчеты выполнены для трех случаев: 1) имеет место только конвекция в пленку жидкости; 2) конвекция в пленку жидкости и газ; 3) испарение и конвекция в жидкость и газ. Все три механизма теплообмена существенны для относительно малых чисел Рейнольдса жидкости. Присутствие испарения снижает температуру нагревателя на 16°C (рис. 2, а) и 24°C (рис. 2, б) при данных условиях.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Приведем сравнение рассчитанных данных с экспериментальными (рис. 4, 5). Конструкция экспериментального участка приведена [5]. В экспериментах рабочий участок был расположен горизонтально. Вода и воздух использовались в качестве рабочих жидкости и газа соответственно. Эксперименты проводились при нормальном атмосферном давлении и при температуре $20...22^\circ\text{C}$. Начальная температура газа $22...25^\circ\text{C}$ совпадала с температурой окружающей среды. Высота канала составляла 2 мм. Распределение температуры на межфазной поверхности измерялось с помощью инфракрасного (IR) сканера [5].

Для расчетов краевое условие на нижней стенке канала ставилось следующее: $\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}$ на участке

нагревателя, $T(x, 0) = T_0$ вне нагревателя — условие термостабилизации, поскольку на рабочем участке вне нагревателя были расположены термостабилизаторы. Сравнение экспериментальных и расчетных данных на границе раздела вода—воздух приведено на рис. 5. Расчеты удовлетворительно описывают величину максимальной T_{surmax} температуры на поверхности пленки, при ее нагреве от локального источника тепла. Отличие составляет от 0.5 до 1.2°C . Расчеты предсказывают положение максимальной температуры на границе раздела в конце нагревателя. Такое положение T_{surmax} наблюдалось в экспериментах и расчетах со стекающей пленкой [13]. А в экспериментах со спутным потоком газа [5], с которыми ведется сравнение, положение максимальной температуры на поверхности пленки жидкости смещено вверх против течения, т.е. находится в точке немного отдаленной от конца нагревателя. Пока данный факт не имеет объяснения. С большой вероятностью расхождение экспериментальных и расчетных линий связано с тем, что граничные условия эксперимента и расчета не совпадают, поскольку на нагревателе в экспериментах не поддерживалось условие $q = \text{const}$, а осуществлялось некое другое условие, которое пока не можем привести. Также необходимо заметить, что такое смещение максимума в экспериментах может быть связано с тем, что в конце нагревателя пленка сильно утончается [5, 14], и начинается интенсивное испарение, градиент температуры в конце нагревателя становится резко отрицательным за счет того, что начинается термоста-

билизатор, и температура резко снижается. Термокапиллярное утончение пленки в конце нагревателя и интенсивное испарение может привести к нелинейным процессам.

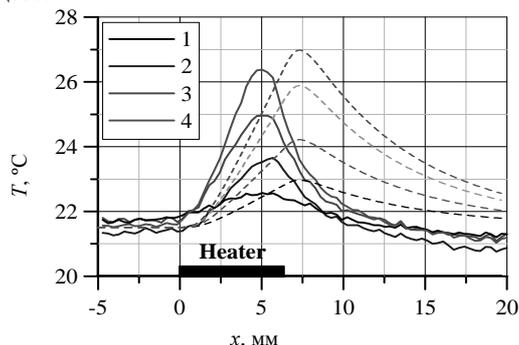


Рис. 4. Температура на поверхности пленки H_2O : сплошные линии — экспериментальные данные осредненной температуры вдоль ширины нагревателя, штриховые — расчеты; $Re = 8.5$, $Re_g = 534$; 1 — $q = 1.01$ Вт/см 2 ; 2 — 1.88 Вт/см 2 ; 3 — 3.04 Вт/см 2 ; 4 — 3.8 Вт/см 2

Таблица 1. Оценка теплового потока для заданной максимальной температуры стенки $T_{wmax} = 80$ °C. $Re_g = 3000$, $H = 1$ мм, $Re = 1$ —20.

		$Re = 1$ $h_0 = 21.6$ мкм	$Re = 5$ $h_0 = 46.4$ мкм	$Re = 20$ $h_0 = 86.5$ мкм
$L = 2$ мм	q , Вт/см 2	19	53	70
	Γ_e/Γ	0.811	0.185	0.043
	T_{surmax} , °C	75.4	57.9	30.9
$L = 10$ мм	q , Вт/см 2	6.2	16	37
	Γ_e/Γ	0.870	0.206	0.054
	T_{surmax} , °C	77.8	72.4	53.0

Используя математическую модель, можно численно найти предел теплового потока для заданной максимальной температуры нижней стенки T_{wmax} (табл. 1). Эксперименты показывают, что критический тепловой поток в три раза выше, чем для гравитационно-стекающей пленки. Данная теоретическая работа показывает, что интенсивность испарения зависит от толщины пленки. Однако можно предположить существование критической толщины пленки для данного процесса, начиная с которой могут быть существенны неравновесные процессы. Необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-08-65426). Е.Я. Гагапова благодарит поддержку INTAS (Ref. Nr. 05-109-5022).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

C — концентрация, кг/м 3 ;
 C^* — равновесная концентрация на поверхности пленки, кг/м 3 ;

D — коэффициент диффузии, м 2 /с;
 h — толщина пленки, м;
 L — длина нагревателя, м;
 n — единичный вектор нормали к поверхности жидкости;
 p — давление, Па;
 q_0 — плотность теплового потока на нагревателе, Вт/м 2 ;
 r — теплота парообразования, Дж/кг;
 T — температура, К;
 α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м 2 ·К);
 Γ — удельный массовый расход, кг/(м·с);
 Γ_e — удельный массовый расход испарившейся жидкости, кг/(м·с);
 $\chi(X)$ — функция Хевисайда;
 σ — поверхностное натяжение, Н/м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hanratty T.J., Engen J.M. Interaction a turbulent air stream and moving water surface // *AIChE Journal*, 1957. Vol. 3. No 3. P. 299–304.
2. Alekseenko S.V. and Nakoryakov V.E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1995. Vol. 38. No. 11. P. 2127–2134.
3. Демехин Е.А., Потапов О.Л. Неустойчивость Марангони в стекающих слоях вязкой жидкости // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*. 1989. Вып.6. С. 113–120.
4. Кабов О. А. Формирование регулярных структур в стекающей пленке жидкости при локальном нагреве // *Теплофизика и Аэромеханика*. 1998. Т. 5. № 4. С. 597–602.
5. Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V., Zaitsev D.V. Locally heated annular liquid films in microchannels and minichannels // *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2006 (submitted).
6. Гагапова Е.Я., Кабов О.А. Течение локально нагреваемой пленки жидкости в микроканале // *Труды XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева*, 2005, 23-27 Мая, Калуга, Россия. С. 181–184.
7. Gatapova E.Ya., Kuznetsov V.V., Kabov O.A., Legros J.-C. Annular liquid film flow under local heating in microchannels // *Proc. III Intern. Conf. on Microchannels and Minichannels*, 2005, Toronto, paper ICMM2005-75253.
8. Burelbach J.P., Bankoff S.G. and Davis S.H. Nonlinear stability of evaporating/condensing liquid films // *J. Fluid Mech*. 1988. Vol. 195. P. 463–494.
9. Mezaache E. H. and Daguene M. Etude numerique de l'evaporation dans un courant d'air humide laminaire d'un film d'eau ruisselant sur une plaque incline // *Intern. J. Therm. Sci*. 2000. 39. P. 117–129.
10. Potash M. and Wayner P.C. Evaporation from a two-dimensional extended meniscus // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1972. Vol. 15. P. 1851–1863.
11. Ajaev V.S. Spreading of thin volatile liquid droplets on uniformly heated surfaces // *J. Fluid Mech*. 2005. Vol. 528. P. 279–296.
12. Kabov O.A., Kuznetsov V.V., Legros J.-C. Heat transfer and film dynamic in shear-driven liquid film cooling system of microelectronic equipment // *Proc. II Intern. Conf. on Microchannels and Minichannels*, Rochester, 2004. P. 687–694.
13. Marchuk I.V. and Kabov O.A. Numerical modeling of thermocapillary reverse flow in thin liquid films under local heating // *Russ. J. Eng. Thermophys*. 1998. Vol. 8. N 1–4. P. 17–46.
14. Гагапова Е.Я., Кабов О.А., Марчук И.В. Термокапиллярная деформация локально нагреваемой пленки жидкости, движущейся под действием газового потока // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30. Вып. 10. С. 46–52.