УДК 536.248.2:532.529:536.423:536.4.033

КАПИЛЛЯРНАЯ ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В МИКРОКАНАЛАХ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-08-01140-а, интеграционного проекта №74 Сибирского отделения РАН, и гранта Правительства России № 11.G34.31.0035 ведущего ученого Захарова В.Е. (Новосибирский государственный университет).

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены закономерности капиллярной гидродинамики и тепломассообмена при кипении, испарении и конденсации в каналах малого размера, и их применение для повышения эффективности устройств микросистемной техники, включая микроканальные системы термостабилизации, микроканальные парогенераторы и конденсаторы, MEMS на основе управляемого распада метастабильной жидкости, и т.д. Развиты новые методы расчета теплообмена при кипении и испарении в микроканалах и миниканалах, включая критические явления в стесненных условиях. Теоретически установлены закономерности развития фазового взрыва и взрывного кипения микрообъемов жидкости в условиях высокой внешней плотности энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Микроканалы являются основным компонентом большинства микрожидкостных систем, которые используются для создания различных устройств микросистемной техники. Исследования процессов тепломассообмена при фазовых превращениях в микроканалах бурно развиваются в последнее время в связи с ростом технологических приложений, которые требуют передачи больших потоков тепла в ограниченном объеме, например в компактных парогенераторах/конденсаторах энергетических и криогенных устройств, системах охлаждения микропроцессоров, МЭМС.

Типичные размеры элементов микро устройств лежат в диапазоне от 1 микрометра до 100 микрометров. При уменьшении масштаба течения возникает широкий спектр явлений, которые не типичны на большом масштабе и слабо изучены. Степень их появления зависит не только от масштаба течения, но и от формы каналов, величины капиллярных сил, скоростей течения, тепловых потоков, давления и т.д. В литературе, критерий перехода к микромасштабу точно не определен. Существующие определения [1], не дают точного критерия перехода от макро- к микромасштабному поведению, и дают лишь приблизительную оценку размера, при котором такой переход может происходить. В качестве исходной классификации мы будем рассматривать все каналы с характерным размером меньше капиллярной постоянной $\delta_c = \sqrt{2\sigma / g(\rho_{liq} - \rho_{gas})}$, как системы с потенциальной возможностью проявления микромасштабных эффектов. Здесь σ – поверхностное натяжение, ρ - плотности жидкости и газа, g - ускорение силы тяжести. Каналы, с поперечным размером меньше капиллярной постоянной, будут рассматриваться как миниканалы, а каналы, с поперечным размером много меньше капиллярной постоянной, – как микроканалы.

Проведенные ранее исследования показали, что гидродинамики двухфазного течения в мини и микроканалах существенно отличается от гидродинамики течения в обычных каналах. Три основных режима течения: течение с изолированными пузырями, течение со сжатыми пузырями, и кольцевое/снарядное течение, наблюдались в [2] для каналов малого попереч-

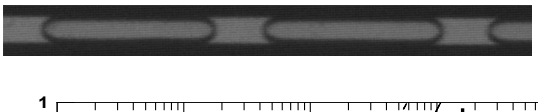
ного размера. Несмотря на значительное число работ, выполненных в области кипения движущейся жидкости в каналах малого размера, данные экспериментальных исследований достаточно противоречивы [1]. В ряде работ получено, что в микроканалах коэффициенты теплоотдачи при кипении зависят, в основном, от теплового потока и давления и слабо зависят от расхода и паросодержания. В других работах отмечено, что для миниканальных систем вклад пузырькового кипения в теплоотдачу не является определяющим, коэффициенты теплоотдачи растут с ростом скорости и паросодержания, а влияние теплового потока мало.

Важным направлением развития микроканальных технологий является разработка МЭМС на основе управляемого распада микрообъемов метастабильной жидкости для быстрого изменения ее фазового состава. К ним относятся оптические переключатели и затворы, метатели капель в технологии струйной печати. Для успешного применения таких систем необходимо развитие основ взрывного кипения и фазового взрыва жидкости в условиях высокой внешней плотности энергии. Вскипание жидкости на плоских микро нагревателях рассмотрено, например, в [3]. Хотя проведенные исследования были направлены на исследование различных аспектов взрывного кипения, начальная стадия фазового перехода жидкость-пар, и характеристики пузырькового распада жидкости остаются слабо изученными.

В данной работе рассмотрены закономерности капиллярной гидродинамики и тепломассообменных процессов в микроканалах, определены условия, при которых влияние масштаба на тепломассообмен при кипении движущейся жидкости и конденсации становится определяющим. Развиты методы расчета теплообмена при кипении, испарении и конденсации движущихся флюидов в прямоугольных мини и микроканалах, установлены закономерности фазового взрыва микрообъемов жидкости при высокой плотности энергии.

КАПИЛЛЯРНАЯ ГИДРОДИНАМИКА ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В МИНИКАНАЛАХ И МИКРОКАНАЛАХ

Формы течения смесей в каналах малого поперечного размера весьма разнообразны из-за существенного проявления капиллярных сил, изменяющих режим течения. Наиболее распространенной в микроустройствах является прямоугольная форма каналов. Исследования гидродинамики течения смеси вода-азот в прямоугольных миниканалах и микроканалах [4,5] показали, что основными режимами течения являются: периодический режим с удлиненными пузырями-снарядами (EB) - рис.1, непериодический режим с удлиненными пузырями (T) (переходный режим), псевдокольцевое течение с волнами (AW) и псевдокольцевое течение без волн (A). Псевдокольцевое течение с волнами характеризуется тем, что газовое ядро движется в центре канала, а жидкость движется на стенках канала в виде устойчивой волновой пленки, для которой характерно объединение волн и формирование нестационарных жидких перемычек. Области существования указанных режимов течения показаны на карте рис.1. При увеличении приведенной скорости газа происходит последовательный переход от периодического течения с удлиненными пузырями-снарядами к переходному течению, в котором периодичность нарушается, и к кольцевому течению с регулярными волнами. Вследствие малости измерительных объемов, использование контактных датчиков в таких каналах становится невозможным.



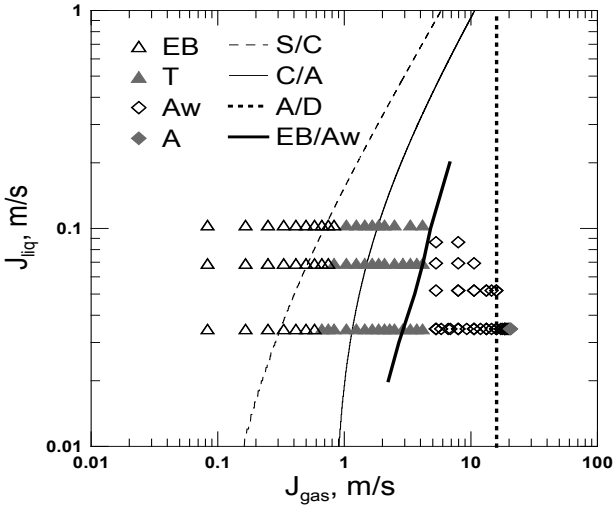


Рис.1 Фото потока (J_{liq}=0.035 m/s, J_{gas}=0.083 m/s) и карта режимов течения в микроканале 370x214 мкм [5].

Эффективным в этом случае оказался метод лазерного ножа для измерения локальной толщины пленки жидкости, который показал, что одной из важнейших особенностей газожидкостного течения в прямоугольном канале является неравномерное распределение толщины пленки по периметру канала, вызванное стягиванием жидкости в углы канала.

Тонкими линиями на рис.1 показан расчет границ режимов течения по модифицированной модели Mishima-Ishii [6], которая выделяет снарядное (S), вспененное (C), кольцевое (A) течение, и течение с каплями (D). Эта модель позволяет рассчитать границы режима течения в миниканале, но в микроканале опытные данные значительно отличаются от расчета. Это связано с тем, что в модели не учитывается эффекты доминирования капиллярных сил в микроканалах. Для устойчивого кольцевого течения в таких каналах межфазное трение должно быть достаточно высоким для перемещения жидкости вниз по потоку. В противном случае, часть жидкости будет двигаться в жидких перемычках, стабилизированных капиллярными силами. Для определения границ кольцевого течения предположим, что переход к такому течению возникает, если толщина пленки в кольцевом течении равна остаточной толщине пленки в пузыре δ_{sl}. Для режима с удлиненными пузырями остаточная толщина пленки может быть определена с помощью закона Тэйлора [7]:

$$\delta_{sl}/D = 0.67Ca^{2/3}/\left(1+3.35Ca^{2/3}\right), \qquad (1)$$

где капиллярное число $Ca=U_{sl}\mu_f/\sigma$ определено через скорость удлиненного пузыря $U_{sl}=C_0U_m$, параметр распределения C_0, приведенную скорость смеси U_m, вязкость жидкости μ_f и диаметр канала D. Измерение средней скорости удлиненных пузырей в [4,5] показало, что параметр распределения для прямоугольного микроканала C_0=1.1. Соответствующая толщина пленки при кольцевом течении была определена по модели [8] без учета уноса капель. Жирной линией на рис.1 показаны результаты расчета перехода к кольцевому течению по этой модели, которые лучше соответствуют экспериментальным данным, чем модель [6].

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ИСПАРЕНИИ В МИНИКАНАЛЕ

Микроканальные испарители и конденсаторы характеризуются высокой удельной поверхностью (более 1000 м²/м³) и высокими тепловыми потоками при малом тепловом напоре. В таких устройствах капиллярные силы стягивают жидкость в углы канала, и толщина пленки здесь стремится к нулю. Это обуславливает трудности численного моделирования процесса испарения жидкости на основе коммерческих CFD. Для устранения особенности в области сверхтонкой пленки, рассмотрим модель «кольцевого» спутного газожидкостного течения в прямоугольном канале, основанную на разделении течения в углу канала и пленочного течения на стенке. Течение жидкости в углу канала ограничено межфазным мениском, радиус которого Rm изменяется во времени. После получения решений в этих областях они должны быть согласованы с помощью условия сопряжения. В модели есть малый параметр $\varepsilon = \delta_0/a << 1$, где δ_0 - начальная толщина пленки жидкости и a - половина ширины длинной стороны канала, который позволяет значительно упростить уравнения Навье-Стокса. При наличии фазового перехода эти уравнения дополняются кинематическим условием на поверхности пленки, граничными условиями и интегральным уравнением сохранения массы для системы пленка-мениск. Для пленочного опускного течения, уравнения Навье-Стокса сводятся к эволюционному уравнению:

$$(\gamma m^3 + 1.5\frac{\kappa}{\varepsilon}m^2)_x + (m^3 m_{yyy})_y = \frac{3}{\varepsilon^4}(\mathrm{Ga}(\frac{m_y}{m})_y - \frac{G_0\Theta_{w,i}}{m\varepsilon}) \quad . \qquad (2)$$

Здесь $\gamma = 1-\left(dp_g/dx\right)/\rho_f g$, $\kappa = \tau/\rho g a$, $\mathrm{Bo} = \rho_f g a^2/\sigma$, $\mathrm{Ga} = A_0/(6\pi a^2\sigma)$, $m=\delta/\delta_0$ – толщина пленки, продольная x и поперечная y координаты обезразмерены через aBo/ε и a соответственно, τ - трение на поверхности жидкости, A_0 – константа Гамакера, $G_0 = \lambda_f T_* \nu_f/(h_{fg}\sigma a)$, $\Theta_{w,i}=(T_{wi}-T_s)/T_*$, h_{fg} - скрытая теплота парообразования, T_{wi} – внутренняя температура стенки и T_s - температура насыщения. Характерная температура определяется как $T_*=T_{we}$ при заданной температуре внешней стенки $T_* = H\cdot a^2/\lambda_f$ и при заданной мощности тепловыделения H в стенке. Поток массы на межфазной поверхности был определен по модели кондуктивного переноса тепла в пленке $G_{film}=\lambda_f(T_{wi}-T_s)/(\delta h_{fg})$. Уравнение (2) записано для опускного течения, но может быть применено и для восходящего течения, при смене знака τ.

Особенность в (2) при стремлении толщины пленки к нулю устраняется введением ше-

роховатости стенки, которая ограничивает минимальную толщину пленки. При контактном угле, отличном от нуля, в процессе решения проводится контроль ширины ривулета, соответствующего полному расходу жидкости в пленке. Если полуширина ривулета меньше, чем расстояние от центра канала до края мениска, пленка разрывается и в канале устанавливается новая конфигурация, состоящая из ривулетов, менисков и сухих пятен между ними. Радиус кривизны мениска определялся накопленным расходом жидкости из решения уравнения Пуассона. Накопление жидкости в углах останавливается, когда радиус кривизны мениска достигает своего предельного значения, и в дальнейшем расход жидкости в мениске определяется скоростью испарения и скоростью пара в канале. После получения конфигурации пленки, уравнения теплопроводности для жидкости и стенки решаются совместно с учетом влияния волн на коэффициент теплоотдачи в пленке.

На рис.2 показан расчет поверхности жидкости при испарении и конденсации хладона R21 в миниканале. Изменение плотности теплового потока по периметру канала 6.3x1.6 мм при восходящем испарении R21, которое соответствует рис.2, показано на рис.3. Расчет показывает, что формирование сухих пятен в окрестности контактной линии характерно для испарения в каналах малого размера. При конденсации, установление предельного радиуса кривизны мениска в углах вызывает выравнивание толщины пленки вне мениска, и снижает средний тепловой поток по сравнению с искривленной пленкой.

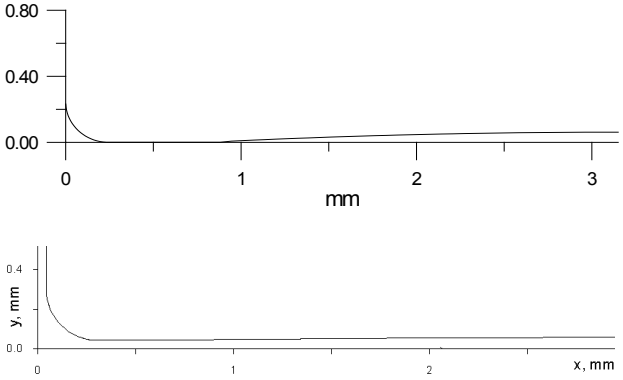


Рис.2 Форма поверхности в канале 6.3x1.6 мм при массовой скорости 50 kg/m^{2}s. Верхний рисунок-испарение; нижний рисунок – конденсация, X=0.6.

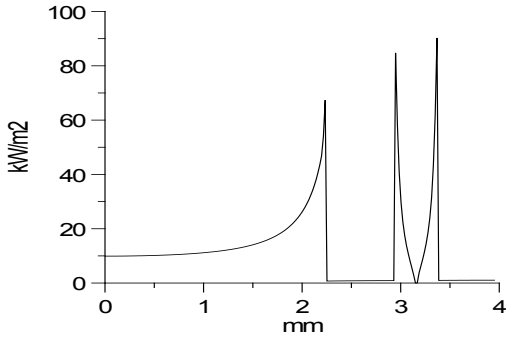


Рис.3 Изменение плотности теплового потока по периметру канала 6.3x1.6 мм при восходящем испарении R21.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ

При кипении движущейся жидкости в микроканале отрывной диаметр пузыря может быть меньше поперечного размера канала и пузырь не может оторваться от стенки, смотри рис.1, что может иметь решающее влияние на теплообмен. Механизмы кипения движущейся жидкости в миниканалах и микроканалах были рассмотрены в [4] с использованием опубликованных экспериментальных данных и модель Liu-Winterton, 1991 была модифицирована для применения в каналах малого размера. В этой модели, коэффициент теплоотдачи рассчитывается как суперпозиция пузырькового кипения и двухфазной конвекции. В [4] было предложено принимать во внимание интенсификацию теплообмена в каналах малого размера при малых числах Вебера и использовать фактор развития кипения в виде:

$$\Psi_{dev} = 1 + 1.2 / \exp\left(0.8 \cdot We_{all_liq}^{\;0.35}\right), \qquad (3)$$

как помножающий коэффициент для коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении. Здесь число Вебера определяется через минимальный размер канала и расход жидкости на входе. Вместе с тем, экспериментальные данные показывают, что интенсификация теплоотдачи при малых числах Вебера происходит и в случае доминирования вынуж-

денной конвекции. С учетом этого, применим фактор (3), как помножающий коэффициент, к обоим слагаемым при расчете коэффициента теплоотдачи:

$$h^2 = \left(\Psi_{dev} F h_{cliq}\right)^2 + \left(\Psi_{dev} S h_{nb}\right)^2, \quad (4)$$

где F и S - факторы интенсификации конвекции и подавления кипения:

$$F = \left[1 + X \Pr_{liq}\left(\rho_{liq}/\rho_{gas} - 1\right)\right]^{0.35}, \quad S = \left(1 + 0.55 F^{0.1} \operatorname{Re}_{liq0}^{0.16}\right)^{-1}. \quad (5)$$

При расчете коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции в ламинарной области необходим учет геометрии канала, тепловых граничных условий и теплового начального участка. Очень важным является также правильный выбор модели пузырькового кипения в (4), в особенности при его доминировании. Модель кипения должна учитывать шероховатость, теплофизические свойства поверхности и кипящей жидкости. Для хладона R-134a модель Cooper, 1984 может быть использована для расчета теплопередачи при пузырьковом кипении с поправкой Gorenflo, 1993 на теплофизические свойства поверхности и кипящей жидкости.

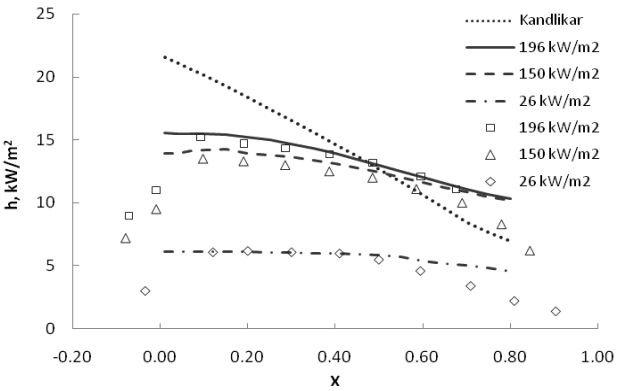


Рис.4 Влияние паросодержания X на коэффициент теплоотдачи при кипении R-134a. Точки – данные [9], линии – расчет по уравнению (6).

Для кольцевого течения толщина пленки жидкости в микроканальном теплообменнике может быть сравнима с диаметром критического зародыша, что вызывает дополнительное подавление пузырькового кипения. В [4] было предложено использовать фактор подавления кипения сверхтонких пленках жидкости ψ_{sup}, как помножающий коэффициент для теплоотдачи при пузырьковом кипении, и из (4) следует:

$$h^2 = \left(\Psi_{dev} F h_{cliq}\right)^2 + \left(\Psi_{sup} \Psi_{dev} S h_{nb}\right)^2, \quad (6)$$

где $\Psi_{sup} = \tanh^2\left(2.5 \cdot 10^{-3} \theta_{sup}^2\right)$, $\theta_{sup} = \left(y_{vis}/d_{tan}\right)^{0.6} \Big/ \left(Bo_x^{0.4} We_{all_liq}^{-0.08} \Pr^{1/3}\right)$, $y_{vis} = 5\nu_{liq} \Big/ \sqrt{\tau_w/\rho_{liq}}$ - толщина вязкого подслоя для жидкой пленки, Bo_x - число кипения, определенное через приведенную скорость жидкости при паросодержании X, d_{tan} -диаметр активного зародыша при кипении, рассчитанный по уравнению Davis and Anderson, 1966:

$$d_{tan} = \sqrt{\left(8\sigma T_{sat} \rho_{gas} \rho_{liq} \lambda_{liq}\right) \Big/ \left(\left(\rho_{liq} - \rho_{gas}\right) h_{fg} q_w\right)} \quad (7)$$

Для расчета напряжения трения τ_w предложено использовать модель [8] без учета уноса жидкости.

На рис.4 показано влияние паросодержания на коэффициент теплоотдачи при кипении хладона R-134a в микроканальном теплообменнике.

Символами показаны экспериментальные данные [9], сплошными линиями показаны расчеты по уравнению (6), пунктирная линия показывает расчет по модели Kandlikar&Balasubramanian, 2004 [1]. Экспериментальные данные были получены для микроканального теплообменника при тепловом потоке 196 кВт/м^2 (G = 334 kg/m^{2}s), 150 кВт/м^2 (G = 250 kg/m^{2}s) и 26 кВт/м^2 (G = 42 kg/m^{2}s). Расчет паросодержания, при котором происходит переход к кольцевому течению, показал, что оно равно 0.18, 0.2 и 0.58 соответственно. Как видно, в широкой области тепловых потоков и массовых расходов предложенная модель достаточно хорошо соответствует экспериментальным данным, исключая паросодержания больше 0,7. В этой области необходим более полный анализ подавления двухфазной вынужденной конвекции в области, где возможно полное высыхание жидкости на стенках канала.

ВЗРЫВНОЕ КИПЕНИЕ И ФАЗОВЫЙ ВЗРЫВ МИКРООБЪЕМОВ ЖИДКОСТИ

Критерием перехода к фазовому взрыву при нагреве является достижение температурой жидкости термодинамической спинодали, близкой к 0.9 T_c. Проблемой достижение этой температуры является экспоненциальный рост тепловых флуктуаций и уменьшение времени ожидания вскипания в этой области, которая может быть решена при использовании микрообъемов жидкости. Это обусловило появление целого класса МЭМС систем на основе управляемого распада

жидкости, в том числе струйных принтеров, оптических переключателей и т.д.

Рассмотрим закономерности пузырькового распада микрообъемов жидкости при аномально высокой внешней плотности теплового потока и переводе жидкости в метастабильное состояние за времена меньше единиц микросекунд. Теория зародышеобразования и роста пузырей будет развита с учетом волны давления, возникающей при распаде жидкости на гладкой и наноструктурной поверхности. Частота появления зародышей паровой фазы по модели гомогенного зародышеобразования [10] определяется как:

$$J = N_1 B \exp(-W_*/kT),\ W_* = 16\pi\sigma^3/3(P_s - P_l)^2(1-\rho_{gas}/\rho_{liq}) \ , \quad (8)$$

где N1 – число молекул в единице объёма, B – кинетический коэффициент, учитывающий динамику роста парового пузырька, P_l - давление жидкости. Полное число пузырьков, возникших к моменту времени τ, определяется интегралом, где учтен гетерогенный и гомогенный механизм зародышеобразования:

$$n(\tau) = S_0 \int_0^{\tau} dt(1-s_v(t))\{J_{het}(T_W(t),P_l) + \int_0^{\infty} dz J(T_l(t,z),P_l)\} \quad (9)$$

Здесь S_o - площадь поверхности нагревателя, и $S_v(t)$ - занятая паровыми пузырьками доля поверхности, исключаемая из последующего зародышеобразования. Гетерогенный механизм зародышеобразования определяется распределением нанокаверн и является определяющим для наноструктурированной поверхности.

Предлагается следующая континуальная модель самосогласованного зародышеобразования и роста паровых пузырьков в неоднородном поле температур. Пусть зародышеобразование имеет место в окрестности плоского нагревателя и приводит к увеличению давления из-за инерции окружающей нагреватель жидкости. Среднее давление на нагревателе можно определить, используя расчет акустического излучения при ускоренном движении фиктивного поршня в сжимаемой жидкости с диаметром, соответствующим площади нагревателя. С учетом уравнения для роста пузырька, это дает самосогласованную теорию пузырькового распада жидкости. Рост пузырей в окрестности спинодали рассмотрен с учетом сжимаемости жидкости и неоднородности поля ее температуры, рассмотрен механизм подвода тепла от окружающей жидкости и через микрослой, в том числе при образовании сухих пятен при высокой внешней плотности энергии. Температура жидкости определялась решением задачи теплопроводности для многослойного нагревателя с учётом тепла, идущего на парообразование.

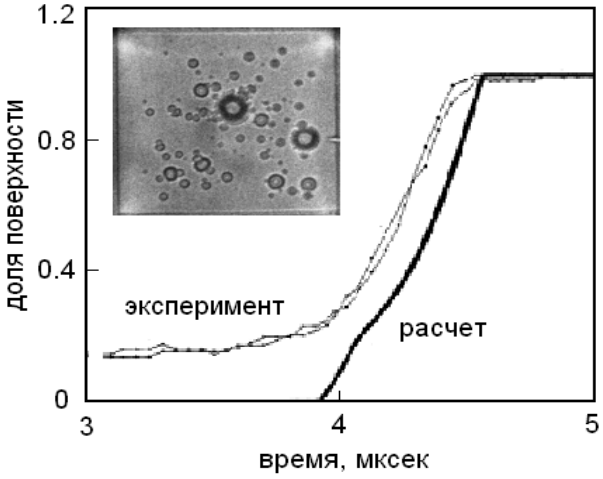


Рис.5 Изменение во времени доли поверхности, покрытой паром, при пузырьковом распаде воды.

В рамках данной модели проведено численное исследование пузырькового распада воды и спиртов на гладкой и наноструктурированной поверхности. На рис.5 показано сравнение расчёта относительной доли поверхности нагревателя, покрытой паровыми пузырьками, с экспериментальными данными для воды [4]. В расчете учитывалось снижение работы зародышеобразования в уравнении (8) из-за плохого смачивания водой поверхности карбида кремния. Установлено, что для наноструктурной поверхности температура начала взрывного кипения зависит от размера нано-каверн, а характеристики пузырькового распада мало изменяются по сравнению с гладкой поверхностью. Это показывает возможность управления пузырьковым распадом жидкости при изменении свойств поверхности нагревателя.

ВЫВОДЫ

Представленные результаты показывают высокую эффективность применения микросистем в системах охлаждения, микрореакторах, МЭМС и т.д., что позволяет реализовать ранее недоступные технологии. При уменьшении масштаба течения возникает широкий спектр явлений, которые не типичны на большом масштабе. Для двухфазных течений в микрока-

налах к ним относится возникновение новых режимов течения, структура которых прецизионно управляется капиллярными силами. Для фазовых превращений в микроканалах и мини-каналах характерна высокая интенсивность теплообмена при испарении искривленных пленок жидкости, теплообмена при кипении движущейся жидкости в стесненных условиях, теплообмена при конденсации в конденсаторах с высокой удельной поверхностью теплообмена. Важной является экспериментально доказанная возможность реализации фазового взрыва микрообъемов жидкости и управления взрывным кипением на наноструктурной поверхности. Для реализации этих возможностей принципиально важными являются разработанные методы расчета фазовых превращений в микросистемах, которые показывают не только преимущества их применения, но и возможные проблемы, связанные, например, с подавлением пузырькового кипения в тонких пленках жидкости, что приводит к ухудшению теплообмена в микроканальных испарителях и системах охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kandlikar S.G., Garimella S., Dongqing Li et al. Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels. – Elsevier, 2006.- 450 P.
2. Chung P. M.-Y., Kawaji M., Kawahara A., and Shibata Y. Two-phase flow through square and circular microchannels – effects of channel geometry // J. Fluid. Eng. – 2004. – Vol. 126. – N 4. – P.546–552.
3. Zhao Z., Glod S., Poulikakos D. Pressure and Power Generation during Explosive Vaporization on a Thin-Film Microheater // Int. J. Heat Mass Transfer. - 2000. -Vol. 43. - P. 281-296.
4. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proc. Int. Heat Transfer Conf. IHTC14. – Washington DC: ASME, 2010. - Keynote IHTC14-22570.
5. Козулин И.А., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование формирования газожидкостного течения и его структуры в прямоугольном микроканале с Т-образным входом // Статья в этом сборнике.
6. Mishima K. and Ishii M. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes // Int. J. Heat Mass Trans. – 1984. – Vol. 27. – N 5. – P.723–737
7. Aussillous P., Quere D. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // Phys. of Fluids. -2000. - Vol. 12. - P. 2367-2371.
8. Asali J.C., Hanratty T.J., Andreussi P. Interfacial drag and film height for vertical annular flow // AlChE J. - 1985. - Vol. 31. –P. 886–902.
9. Bertsch S.S., Groll E.A., Garimella S.V. Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels // Int. J. Multiphase Flow. - 2009. - Vol. 35. - P. 142–154.
10. Skripov V.P. Metastable Liquids. - New York.: John Wiley & Sons, 1974. – 282 P.