

01;03;12

Процессы теплообмена в окрестности границы очага пленочного кипения

© М.О. Луцет

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 14 апреля 1999 г.

Представлены результаты экспериментального исследования изменения температуры, теплового потока в жидкость и скорости перемещения изотерм в окрестности очага пленочного кипения, распространяющегося по плоской поверхности. Эксперимент проводился в ванне жидкого азота при атмосферном давлении на линии насыщения. В качестве нагревателя была использована сапфировая пластина толщиной 1.2 mm и поверхностью теплоотдачи $77 \times 22 \text{ mm}^2$. Установлено следующее: 1) в окрестности границы очага пленочного кипения реализуется новый механизм теплообмена, связанный с неустойчивостью микрослоя жидкости; 2) максимальный тепловой поток в жидкость значительно превышает значение критического теплового потока; 3) пленка пара в области пленочного кипения при удалении от границы нарастает постепенно, т.е. существует плавный переход по интенсивности теплообмена до достижения равновесного значения пленочного кипения.

При техногенных катастрофах и других переходных процессах часто реализуются неоднородные, быстро изменяющиеся во времени распределения температуры теплоотдающей поверхности, охлаждаемой жидкостью, что приводит к появлению новых закономерностей переноса тепла. Развитие кризиса пузырькового кипения на всю поверхность из локального очага, покрытого пленкой пара, — один из примеров такого перехода. Обычно его моделируют автоволной переключения [1] на основе одномерного уравнения теплопроводности.

$$SC(T)\partial T/\partial t = \nabla(S\lambda(T)\nabla T) + P(W - Q). \quad (1)$$

Здесь $C(T)$ — теплоемкость материала нагревателя, рассчитанная на единицу объема, λ — его теплопроводность, $W(T)$ и $Q(T)$ — соответственно плотности тепловыделения и теплосъема на поверхности нагревателя, S и P — площадь и охлаждаемый периметр сечения, ортогонального направлению распространения автоволны. Скорость волны V

из оценок и измерений [1] оказывается весьма малой (порядка cm/s). На этом основании зависимость теплового потока в жидкость Q от температуры нагревателя T обычно предполагается квазистационарной и рассчитывается на основе стационарных теорий кипения [2]. Однако в [3] указывается на жесткую связь между интенсивностью теплообмена в переходном режиме и скоростью волны для предельных случаев, а в [4] приводятся данные, характеризующие существенную нестационарность теплообмена в окрестности границы очага пленочного кипения. Другие работы, в которых исследована зависимость $Q(T)$, отсутствуют.

В настоящем письме излагаются результаты экспериментального исследования $Q(T)$.

Эксперимент проводился в ванне жидкого азота при атмосферном давлении на линии насыщения. В качестве нагревателя была использована сапфировая пластина толщиной 1.2 mm и поверхностью теплоотдачи $77 \times 22\text{ mm}^2$. Поверхность теплоотдачи была ориентирована горизонтально вверх. На нижней стороне пластины была напылена пленка нихрома толщиной 1000 \AA , а на верхней — пленка платины толщиной 800 \AA , на которой методами прямой фотолитографии создавался рисунок измерительной схемы. Этот рисунок состоял из двух фрагментов. Первый фрагмент имел вид меандра с размерами $11 \times 20\text{ mm}^2$. Меандр размещался симметрично относительно длинной оси поверхности теплоотдачи и имел вдоль нее протяженность 11 mm . Край меандра находился на расстоянии 3 mm от края пластины. Этот меандр служил импульсным нагревателем. Далее вдоль длинной оси располагались 14 датчиков температуры, которые вместе с токовыми и потенциальными линиями составляли второй фрагмент рисунка. Все датчики располагались вдоль длинной оси, имея размеры 1 mm поперек нее и 10 микрон вдоль. Токовая цепь состояла из соединительных линий и последовательно включенных датчиков. Для измерений сопротивления датчиков использовалась четырехпроводная схема. Если пронумеровать датчики от импульсного нагревателя и обозначить их соответственно s_i , геометрия их расположения следующая: от края импульсного нагревателя до $s_1 = 10\text{ mm}$, $s_1 - s_2 = 8\text{ mm}$, $s_2 - s_3 = 7\text{ mm}$, $s_3 - s_4 = 2\text{ mm}$, $s_4 - s_5 = 2\text{ mm}$, $s_5 - s_6 = s_6 - s_7 = s_7 - s_8 = s_8 - s_9 = 1\text{ mm}$, $s_9 - s_{10} = 2\text{ mm}$, $s_{10} - s_{11} = 2\text{ mm}$, $s_{11} - s_{12} = 5\text{ mm}$, $s_{12} - s_{13} = 5\text{ mm}$, $s_{13} - s_{14} = 11\text{ mm}$. Зависимость сопротивления датчиков от температуры фиксировалась специальными измерениями. Погрешность измерений не превышала 0.5% .

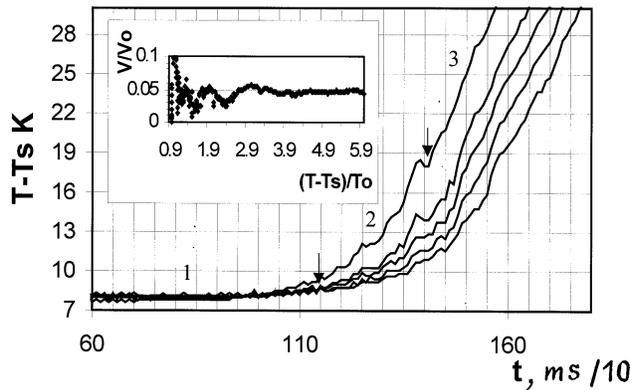


Рис. 1. Изменение температуры в волне по показаниям датчиков в порядке следования слева направо: s_4 , s_5 , s_6 , s_7 , s_8 . На вставке — скорость перемещения изотерм в зависимости от температуры. $W = 7.5 \text{ W/cm}^2$, $T_0 = 10 \text{ K}$. $T_s = 77.45 \text{ K}$, $V_0 = x_0/t_0 = 20.7 \text{ cm/s}$.

Пластина сапфира теплоизолировалась со всех сторон, за исключением поверхности теплоотдачи. Эксперимент проводился следующим образом. Сначала пропусканием постоянного тока через нихромовую пленку устанавливался стационарный режим пузырькового кипения азота на пластине. Затем на импульсный нагреватель подавался импульс тока, который инициировал распространяющийся очаг пленочного кипения. Аналогоцифровой преобразователь, имеющий 8 каналов и управляемый компьютером, за 80 микросекунд регистрировал сопротивление датчиков и переходил к следующему измерению. Таким образом было получено изменение во времени распределения температуры вдоль оси теплоотдающей поверхности.

Область пленочного кипения наблюдалась визуально по просветлению поверхности теплоотдачи. Граница просветления двигалась симметрично относительно продольной оси нагревателя, претерпевая изгибные колебания с масштабом 3–5 мм. Типичные результаты измерений приведены на рис. 1. По интенсивности колебаний температуры можно выделить три области. На примере показаний s_4 стрелками выделены границы этих областей. Область 1 соответствует высоким частотам и малым амплитудам колебаний. Область 2 — низким частотам и большим

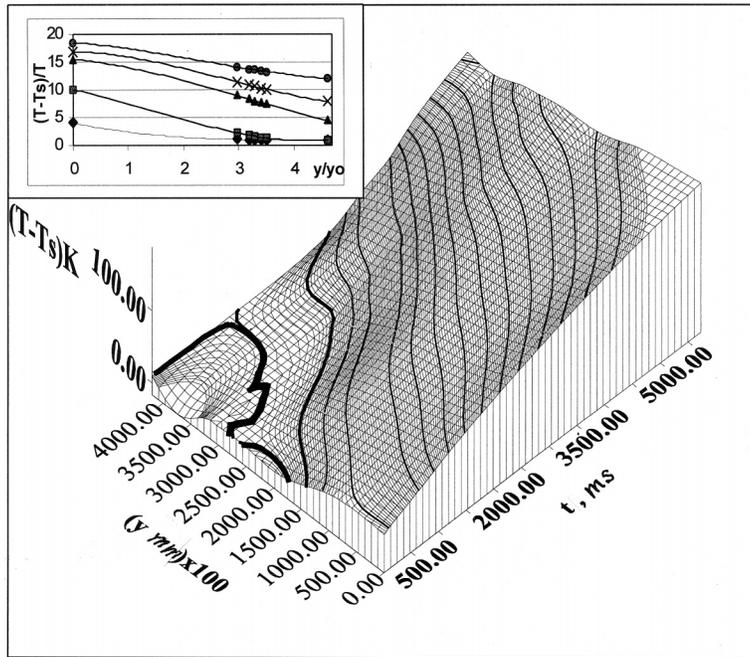


Рис. 2. Изменение температуры, представленное в пространстве и во времени. Координаты датчиков по оси $(y \text{ mm}) \times 100$: s_1 — 0, s_4 — 2700, s_5 — 2900, s_6 — 3000, s_7 — 3100, s_8 — 3200, s_{12} — 4200. На вставке — сечения поверхности для $t = \text{const}$ по порядку снизу вверх: $t/t_0 = 2.55, 40.76, 88.15, 104.97, 127.64$. $t_0 = 0.044 \text{ s}$.

амплитудам. В области 3 частоты и амплитуды уменьшаются. Еще более четко эти области выделяются на рис. 2 при представлении данных в координатах (T, y, t) , где y — расстояние от s_1 до точки измерения. Двумерная плоскость дает восприятие изменения температуры вдоль оси нагревателя со временем. Кроме координатной сетки на поверхности нанесены изотермы с шагом 1 К. Жирными линиями выделены изотермы, соответствующие значениям температуры 9.75 К, 10 К, 20 К. Положение первой стрелки на рис. 1 совпадает с не видимым на рис. 2 зазором между 9.75 К и 10 К. Второй — с 20 К. Следовательно, эти

линии являются границами выделенных выше трех областей. Конфигурации и плотности изотерм в каждой области существенно различны, что соответствует различным процессам отвода тепла в жидкость. Сечения поверхности для фиксированных значений времени показаны на вставке. Они характеризуют положения температурных профилей волны вдоль оси поверхности теплоотдачи в различные моменты времени. Данные аппроксимированы полиномами третьей степени с достоверностью, равной 1.

Полученные данные задают зависимость $T = T(x, t)$ поверхности теплоотдачи вдоль продольной оси с погрешностью, не превосходящую 0.5%. Эта зависимость включает в себя установившееся движение волны; пульсации температуры, связанные с изгибными колебаниями фронта; процессы, связанные с выключением в некоторый момент питания нихромового нагревателя (чтобы избежать его перегрева), и процессы, отражающие конечную протяженность нагревателя. Последние два типа процессов легко исключаются из рассмотрения и не присутствуют в анализе, приведенном ниже.

Движение фронта в среднем можно считать одномерным и для его описания можно использовать уравнение (1). Для удобства вычислений оно приведено к полубезразмерному виду:

$$Q = W - AC\partial T/\partial t + B\left[d\lambda/dT(\partial T/\partial x)^2 + \lambda\partial^2 T/\partial x^2\right]. \quad (2)$$

Здесь размерность Q и W оставлена без изменения. Обозначения остальных величин тоже оставлены без изменения, а в качестве единиц измерения выбраны те же обозначения с индексом "0". $C_0 = C(90\text{ K})$, $\lambda_0 = \lambda(90\text{ K})$, $T_0 = 10\text{ K}$, $t_0 = \Delta C_0/\alpha_0$, $x_0 = (\lambda_0 S/\alpha_0 P)^{1/2}$, $A = \Delta C_0 T_0/t_0$, $B = \Delta \lambda_0 T_0/x_0^2$, где Δ — толщина пластины и $\alpha_0 = 1\text{ W/cm}^2\text{K}$.

Производная по времени вычислялась из конечных изменений температуры в соседних моментах времени, а производные по x — по четырехточечной формуле [5, стр. 232]. Зависимости $C(T)$ и $\lambda(T)$ заимствованы из [6,7] и проиллюстрированы на вставке к рис. 3. Результат вычислений по данным s5–s8 показан на рис. 3. Здесь отчетливо выделяются три различные области теплообмена. В области 1 температурный напор изменяется слабо и соответствует значению 9–10 К, достигаемому при критическом тепловом потоке пузырькового кипения, но максимальные величины теплового потока в жидкость превышают критический в

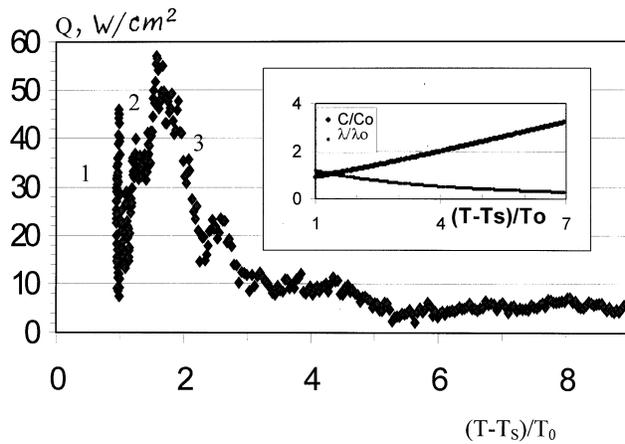


Рис. 3. Плотность теплового потока в жидкость в зависимости от температурного напора. На вставке — зависимость теплоемкости и теплопроводности сапфира от температуры по данным [6,7]. $C_0 = 0.367 \text{ J/cm}^3\text{K}$, $\lambda_0 = 7 \text{ W/cmK}$.

2.2 раза. В области 2 интенсивность теплообмена меньше, чем в первой, но достигаются тепловые потоки, в 2.8 раза превышающие критический при температурном напоре 15.8 К. В третьей области интенсивность теплообмена резко падает до значений, соответствующих пленочному кипению.

Визуальные наблюдения и данные, представленные на рисунках 1, 2, 3, говорят о пульсационном характере движения границы очага пленочного кипения. Поэтому представляет интерес вычисление скорости перемещения изотерм. Дифференцируя выражение $T[x(t), t] = \text{const}$ по времени, получим $V = dx/dt = -(\partial T/\partial t)/(\partial T/\partial x)$. Результат вычислений по этой формуле показан на вставке рис. 1. Четко выраженный автоволновый характер изменения температуры в волне наблюдается только в области 3 при температурных напорах, превышающих величину предельного перегрева жидкости, то есть в области пленочного кипения. Область 1 естественно отождествить с областью пузырькового кипения, а границу этой области с границей очага пленочного кипения. Пузырьковое кипение реализуется на смоченной поверхности, а пленочное — на осушенной. В окрестности границы микрослой жидкости

не может быть стабильным из-за нарастания температурного градиента. Поэтому он периодически взрывается, унося тепло от поверхности. Эту неустойчивость можно назвать температурной неустойчивостью микрослоя. Именно этот механизм реализует максимальный поток тепла в жидкость и характерен для второй области. Аналогичное явление наблюдали в [8] при исследовании смачивания жидкостью перегретой поверхности. Прекращение смачивания приводит к резкому падению потока тепла в жидкость, но толщина пленки пара не может мгновенно принять равновесное значение и нарастает постепенно. Поэтому в области 3 мы наблюдаем постепенное уменьшение Q вплоть до значения, соответствующего установившемуся пленочному кипению.

Таким образом, экспериментально установлено следующее: 1) в окрестности границы очага пленочного кипения реализуется новый механизм теплообмена, связанный с неустойчивостью микрослоя жидкости; 2) пленка пара в области 3 при удалении от границы нарастает постепенно, то есть существует плавный переход по интенсивности теплообмена между второй и третьей областями до достижения равновесного значения пленочного кипения; 3) максимальный тепловой поток в жидкость значительно превышает значение критического теплового потока.

Из этих наблюдений следует, что для описания процесса распространения автоволны переключения режимов кипения необходимо добавить к известному уравнению [1] еще оно — уравнение, управляющее изменением $Q = Q(T, t)$. Примеры пульсаций скорости бегущего фронта для двух диффузионных процессов с существенно отличными коэффициентами диффузии известны [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 98-02-17920.

Список литературы

- [1] Zhukov S.A., Barelko V.V., Merzhanov A.G. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. V. 24. P. 47–55.
- [2] Кутателадзе С.С. Основные теории теплообмена. Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1970. 659 с.
- [3] Луцет М.О. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 9. С. 21–27.

Письма в ЖТФ, 1999, том 25, вып. 21

- [4] *Lutset M.O.* Heat Transfer 1998. Proc. of 11-th ИИТС, 1998. Kyongju, Korea. V. 2. P. 315–317.
- [5] *Березин И.С., Житков Н.П.* Методы вычислений. Т. 2. М.: ГИФМЛ, 1959. 464 с.
- [6] *Кожевников И.Г., Новицкий Л.А.* Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1982. 328 с.
- [7] *Holland M.G.* // Journal of Appl. Phys. 1962. V. 33. N 9. P. 270–271.
- [8] *Ueda T., Inoue M., Iwata Y., Sogawa Y.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 1983. V. 26. N 3. P. 401–410.
- [9] *Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, ГРФМЛ, 1987. 240 с.