

01:03

Численное моделирование нестационарного теплообмена в стекающих волновых пленках жидкости

© А.Н. Чернявский, А.Н. Павленко

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
E-mail: cherny@ngs.ru

Поступило в Редакцию 19 июня 2014 г.

Построена математическая модель, позволяющая определять времена ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении. Выполнено численное моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкого азота. Проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Течение жидкости по вертикальной поверхности неизбежно сопровождается развитием волновых возмущений, вносящих существенный вклад в процессы теплообмена и развития кризисных явлений [1–6]. Область высокоэффективного теплообмена ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения. Достижение критического теплового потока приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон, снижению интенсивности теплоотдачи и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению тепловыделяющего элемента. Время наступления кризиса и конкретный сценарий распада пленочного течения при нестационарном тепловы-

делении характеризуются соотношением таких параметров, как время ожидания вскипания и время полного локального испарения [1,5]. Данные величины определяют максимальные времена воздействия критических тепловых потоков на волновую пленку при заданной степени орошения. В [1,3], например, показано, что при ступенчатом тепловыделении распространение самоподдерживающихся фронтов испарения при взрывном вскипании приводит к интенсивному капельному выбросу жидкости и быстрому переходу к осушению теплоотдающей поверхности.

В рамках данной работы моделирование проводилось в двумерной расчетной области. Ось абсцисс направлена вдоль вертикальной стенки, по которой происходит стекание, вниз по течению пленки. Ось ординат ортогональна оси абсцисс и направлена от поверхности стенки к свободной поверхности пленки. Естественными границами расчетной области по оси ординат являются вертикальная поверхность, по которой происходит стекание, и свободная поверхность пленки жидкости. В качестве границ расчетной области по оси абсцисс выбраны участок пленки, на котором реализуется первое возмущение (выше данного участка пленка считается безволновой), и участок пленки, отстоящий от первой границы на расстояние, достаточное для завершения процесса волнообразования и реализации течения с устоявшимися волновыми характеристиками.

Для описания процессов течения жидкости и эволюции профиля волновой поверхности в ламинарно-волновой области, $Re_{in} = 4Q_0/\nu < 1400$, в рамках данной работы использовалась двумерная гидродинамическая модель Капицы–Шкадова [7]:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{h} \right) = -\frac{3\nu Q}{h^2} + gh + \frac{\sigma}{\rho} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$u = \frac{3Q}{h} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right), \quad (3)$$

$$v = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy. \quad (4)$$

Метод описания течения жидкости посредством интегральной характеристики, расхода Q , позволяет исключить зависимость от ординаты и свести задачу к псевдоодномерной. Компоненты скорости во всей расчетной области могут быть вычислены из h и Q посредством (3) и (4). Дополненная начальными и граничными условиями система уравнений (1)–(4) позволяет рассчитывать динамику течения и эволюцию профиля поверхности во времени в двумерной расчетной области.

Возмущения на „входе“ расчетного участка будем задавать путем введения добавки к расходу невозмущенной пленки при условии сохранения невозмущенной толщины:

$$h|_{x=0} = h_0 = \left(\frac{3}{4} \frac{\nu^2}{g} \text{Re}_{in} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

$$Q_0 = \frac{g h_0^3}{3\nu} = \frac{\nu}{4} \text{Re}_{in}, \quad (6)$$

$$Q|_{x=0} = Q_0 + A_Q \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \sin(\omega t + \varphi) d\omega, \quad \varphi \in [0; 2\pi], \quad (7)$$

$$A_Q = \frac{Q_0 R}{N}. \quad (8)$$

Величины h_0 и Q_0 , заданные выражениями (5) и (6), также являются начальными условиями. Другими словами, в начальный момент времени пленка полагается безволновой, а ее толщина и расход — постоянными, определяющимися условиями задачи. Интегральная добавка в выражении (7) задает малые возмущения, амплитуда которых характеризуется параметром A_Q , имеющим вид (8), где N — нормировочный параметр, задаваемый таким образом, чтобы результат деления результата интегрирования в (7) на N лежал в пределах $[-1; 1]$, а R — относительная амплитуда возмущений. Ширина спектра возмущений задается параметром ω_0 . Фаза смещения φ является случайной величиной, равномерно распределенной на отрезке $[0; 2\pi]$.

В качестве граничных условий на „выходе“ расчетного участка положим равенство нулю первых пространственных производных расхода и толщины пленки. В естественных переменных границы расчетной области не являются постоянными в силу нестационарности свободной

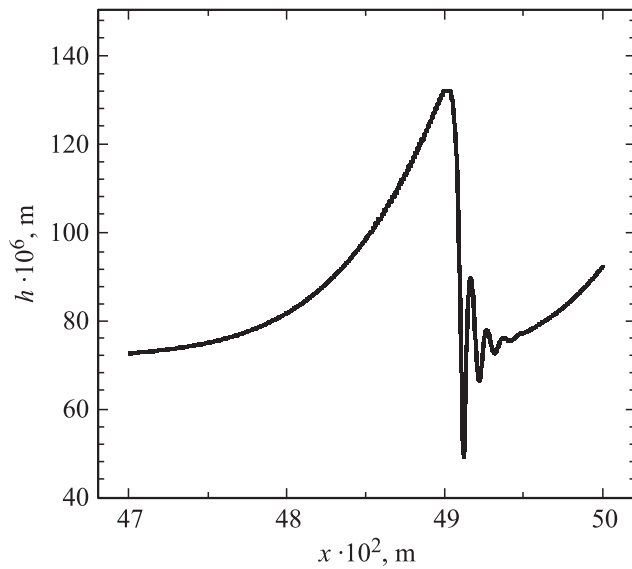


Рис. 1. Расчетный профиль пленки, азот, $Re_{in} = 230$.

поверхности. Для разрешения данной проблемы использовалось преобразование координат $\eta(t, x, y) = y/h(t, x)$, переводящее расчетную область в прямоугольную. После преобразования координат нестационарное уравнение теплопроводности принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{h} \left[v - \eta \frac{\partial h}{\partial t} - u\eta \frac{\partial h}{\partial x} - 2a \frac{\eta}{h} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + a\eta \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right] \frac{\partial T}{\partial \eta} \\ = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2a \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial \eta} + \frac{a}{h^2} \left[1 + \eta^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

На „входе“ расчетной области, а также на свободной поверхности пленки температура полагается равной температуре насыщения жидкости. На „выходе“ расчетной области первая производная температуры по продольной координате полагается равной нулю. На нагревательной

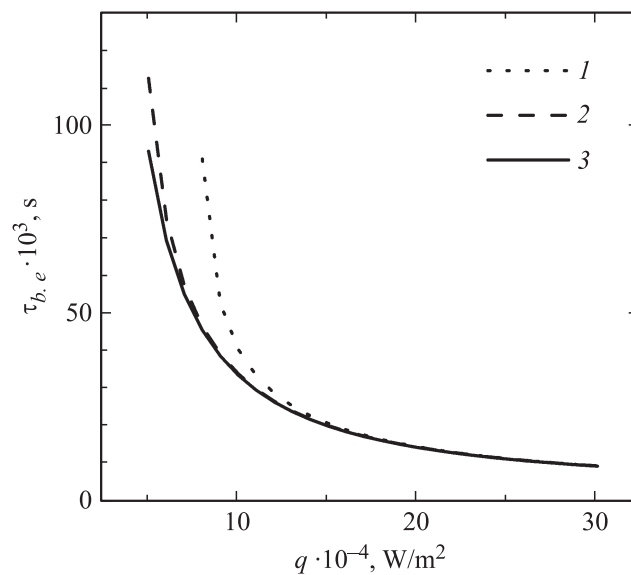


Рис. 2. Расчетные времена ожидания вскипания, азот, $P_s = 10^5$ Pa, $\Delta T_{b,e} = 26$ K: 1 — $Re_{in} = 38$; 2 — $Re_{in} = 230$; 3 — $Re_{in} = 630$.

поверхности используется граничное условие

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = -h \frac{q(t, x)}{\lambda} + h \frac{\delta_h C_h \rho_h}{\lambda} \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{\eta=0}, \quad (10)$$

учитывающее закон тепловыделения в модели и тепловую инерционность нагревательного элемента. В начальный момент времени температура жидкости также полагается равной температуре насыщения.

С целью учета испарения со свободной поверхности уравнение (2) модифицируется следующим образом:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{\lambda}{L\rho} \left. \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{\eta=1} + \frac{\lambda}{L\rho} \frac{1}{h} \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{\eta=1}. \quad (11)$$

Решение системы уравнений (1), (10) и (11) осуществлялось методом конечных разностей с итерациями на каждом временном шаге. Более подробно методика решения данной системы уравнений

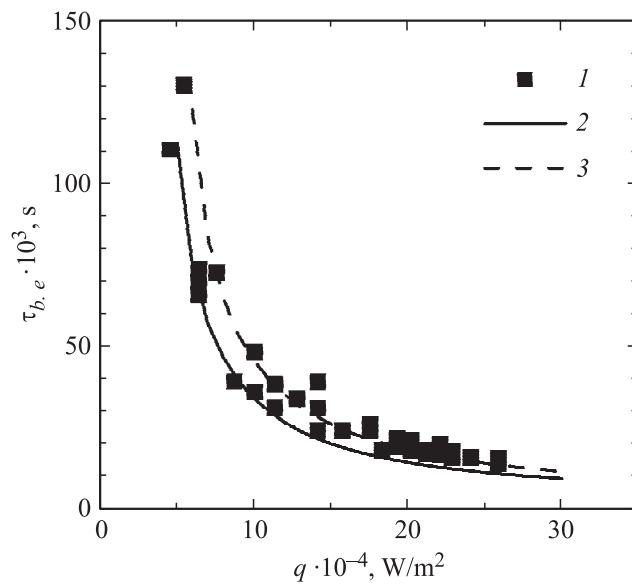


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных времен ожидания вскипания, азот, $P_s = 10^5$ Па, $Re_{in} = 230$: 1 — эксперимент; 2 — $\Delta T_{b,e} = 26$ К; 3 — $\Delta T_{b,e} = 32$ К.

и применимость представленной модели к описанию стекания пленки жидкости по вертикальной поверхности показаны в работах [8–10].

При проведении моделирования были использованы параметры нагревательной поверхности и закон тепловыделения, соответствующие экспериментальному участку в работе [1]: константовая фольга длиной $L_h = 32$ мм и толщиной $\delta_h = 25$ μ м.

В рамках представленной математической постановки было выполнено моделирование процесса волнообразования (рис. 1) и проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания от плотности теплового потока в стекающих пленках жидкого азота при различных входных числах Рейнольдса (рис. 2). Время ожидания вскипания определялось как минимальное время достижения нагревательной поверхностью заданного перегрева. В рамках данной работы использовались 2 пороговых значения перегрева для жидкого азота при атмосферном давлении:

$\Delta T_{b,e} = 26$ К, соответствующее 95%, и $\Delta T_{b,e} = 32$ К, соответствующее 100% вероятностям вскипания в условиях гомогенной нуклеации.

В области высоких тепловых потоков расчетные зависимости практически идентичны для всех рассмотренных входных чисел Рейнольдса. В области низких тепловых потоков наблюдается расхождение расчетных кривых, которое может быть объяснено существенным вкладом испарения в теплообмен при данных параметрах задачи.

Расчетные времена ожидания вскипания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (рис. 3), полученными в условиях развития трехмерных волн на свободной поверхности пленки [1]. Данный факт может быть объяснен тем, что в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса развитие трехмерных волн не приводит к существенному изменению определяющих волновых характеристик, обуславливающих вклад конвективной составляющей теплообмена.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы интеграционных фундаментальных исследований, выполняемых в учреждениях СО РАН совместно с ИТФ УрО РАН (проект № 2).

Список литературы

- [1] Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 905–916. (Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Matsekh A.M. Transient processes in falling films of liquid under conditions of unsteady-state heat release // High Temperature. 2007. V. 45. N 6. P. 826–836).
- [2] Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Chernyavskii A.N. // Heat Transfer Research. 2008. V. 39. N 6. P. 509–517.
- [3] Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Chernyavski A.N., Volodin O.A. // Heat Transfer Research. 2009. V. 40. № 1. P. 17–29.
- [4] Суртаев А.С., Павленко А.Н. // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 3. С. 485–496. (Surtaev A.S., Pavlenko A.N. // Thermophysics and Aeromechanics. 2009. V. 16. N 3. P. 459–468).
- [5] Surtaev A.S., Pavlenko A.N. // Microgravity Science and Technology. 2010. V. 22. N 2. P. 215–221.
- [6] Чиннов Е.А., Абдуракипов С.С. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 5. С. 41–47. (Chinnov E.A., Abdurakipov S.S. // Technical Physics Letters. 2013. V. 39. N 3. P. 248–251).
- [7] Шкадов В.Я. // Изв. АН СССР. МЖТ. 1967. № 1. С. 43–51. (Shkadov V.Ya. // Fluid Dynamics. 1967. N 1. P. 29–34).

- [8] *Чернявский А.Н.* // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 1. С. 59–66. (*Chernyavskiy A.N.* // Thermophysics and Aeromechanics. 2014. V. 21. N 1. P. 59–66).
- [9] *Чернявский А.Н., Павленко А.Н.* // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18. № 3. С. 441–448. (*Chernyavsky A.N., Pavlenko A.N.* // Thermophysics and Aeromechanics. 2011. V. 18. N 3. P. 425–431).
- [10] *Чернявский А.Н., Павленко А.Н.* // Вестник НГУ: Физика. 2011. Т. 6. № 3. С. 50–58. (*Chernyavskiy A.N., Pavlenko A.N.* // NSU Bulletin: Physics. 2011. V. 6. N 3. P. 50–58).