

УДК 532.529.2

Влияние скорости потока газа на конвекцию в горизонтальном испаряющемся слое жидкости*

Ю.В. Люлин^{1,2}, А.С. Крета², О.А. Кабов^{2,3}

¹Центр энергетических технологий, Сколковский институт науки
и технологий, Москва

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

³Новосибирский государственный университет

E-mail: Y.Lyulin@skoltech.ru

Проведено экспериментальное исследование структуры конвективных течений в горизонтальном испаряющемся слое жидкости — этаноле — в зависимости от скорости обдувающего межфазную поверхность потока газа — воздуха. Измерение распределения двумерного поля скоростей и визуализация конвективных течений в слое жидкости осуществлялись с помощью PIV-метода. Доказано существование вихревой структуры течения в испаряющемся слое жидкости, при которой межфазная поверхность движется навстречу потоку газа.

Ключевые слова: конвекция, термокапиллярная граница раздела, двухфазные течения, испарение, PIV-метод.

Исследование конвективных течений в жидкости при интенсивном испарении с межфазной поверхности в поток движущегося газа является одной из сложнейших задач теплофизики. От расхода испарения существенным образом зависит эффективность различных теплообменных аппаратов, где используются двухфазные потоки. Перспективной является двухфазная система охлаждения, в которой слой жидкости движется в плоском мини- или микроканале, увлекаемый потоком газа [1]. Конвективные течения жидкостей, сопровождающиеся испарением на границе раздела, активно изучаются экспериментально и теоретически [2–6]. Численное исследование развития конвективных течений в горизонтальных слоях жидкости разной толщины, испаряющихся под действием потока газа, было проведено в работе [4]. Было показано, что со временем увеличиваются как поперечные, так и продольные размеры вихревых структур, и отмечено, что увеличение толщины слоя жидкости также способствует росту размеров вихревых структур. Разработке математических моделей конвективных движений с учетом процессов теплопереноса на границе раздела и формулировке условий на границе раздела на основе точных решений уравнений Навье–Стокса в приближении Обербека–Буссинеска посвящены работы [5, 7]. В статье [7] было проведено сравнение

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-19-01755).

аналитических и экспериментальных результатов [2] по испарению жидкости с термокапиллярной границы раздела и выявлено их качественное совпадение.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование структуры конвективных течений в горизонтальном испаряющемся слое жидкости в зависимости от скорости обдувающего межфазную поверхность потока газа с помощью PIV (Particle Image Velocimetry) метода.

Экспериментальные исследования проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Установка состоит из следующих основных компонентов: рабочий участок, газовый и жидкостной контуры, контрольно-измерительная система, система термостабилизации, PIV- и шлирен-аппаратура. Чистый газ из компрессора 1 движется в рабочий участок 2. Массовый расход газа на входе в канал рабочего участка задается с помощью массового регулятора расхода 3. Жидкость в рабочий участок подается с помощью высокоточного шприцевого насоса 4, затем она испаряется под действием потока газа и парогазовая смесь поступает на выход газового канала рабочего участка. Поток парогазовой смеси на выходе измеряется с помощью массового расходомера 5. Температура жидкости и газа в рабочем участке устанавливается с помощью двух термостатов — 6, 7. Температура жидкости в рабочем участке определяется температурой основания подложки 8, которая регулируется термоэлектрическим модулем 9 и теплообменником 10. Контроль положения уровня межфазной границы осуществляется с точностью 10 микрометров с помощью шлирен-метода через прозрачное окно 11 и шприцевого насоса 4. Оптическая система шлирен-метода располагается над рабочим участком [2].

Рабочий участок состоит из нескольких блоков, которые формируют прямоугольный газовый канал длиной 150 мм, высотой 3 мм и шириной 40 мм, а также прямоугольную жидкостную камеру размером 40×40 мм². Между газовым каналом и камерой с жидкостью установлена металлическая пластина из нержавеющей стали толщиной 150 мкм с квадратным вырезом по центру, в котором происходит контакт жидкости и газа

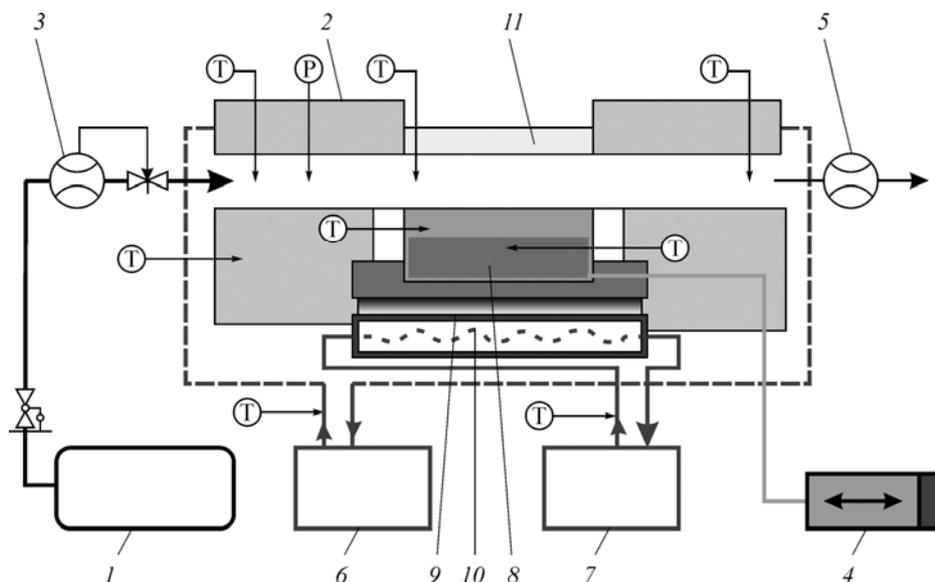


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

- 1 — компрессор, 2 — рабочий участок, 3 — регулятор расхода газа, 4 — шприцевой насос,
5 — расходомер газа, 6, 7 — водяные термостаты, 8 — медная подложка,
9 — термоэлектрический модуль, 10 — теплообменник, 11 — прозрачное окно.

и формируется локальная область испарения. Размеры выреза в пластине могут варьироваться от $10 \times 10 \text{ мм}^2$ до $30 \times 30 \text{ мм}^2$. Стенки жидкостной камеры выполнены из прозрачного оргстекла, что дает возможность применения PIV-метода. Высота жидкости в камере изменяется от 1 до 10 мм с помощью медного основания и специальных регулирующих высоту пластин. В крышке рабочего участка над камерой с жидкостью установлено оптическое окно для использования шпирен-метода.

Регистрация структуры течения в слое жидкости, обдуваемом потоком газа, осуществляется с использованием метода PIV, схема которого показана на рис. 2. Метод позволяет определять форму, скорость вихревых структур, а также характер их распространения в слое жидкости в зависимости от различных режимных параметров эксперимента, таких как скорость потока газа, температура жидкости, высота слоя жидкости и др. Подробно описание PIV-метода приведено в монографии [8]. Измерение двухкомпонентного поля скоростей проводится в центральном сечении слоя жидкости. В начале эксперимента в жидкость добавляются частицы (трассеры) размером 5 мкм. Размер и плотность трассеров подбираются таким образом, чтобы частицы не оказывали влияние на структуру потока. Импульсный лазер создает тонкий (300 мкм) световой нож и освещает мелкие частицы. Положения частиц в момент двух последовательных вспышек лазера регистрируются двумя кадрами цифровой камеры. Цифровая камера расположена строго перпендикулярно световому ножу. Скорость потока определяется расчетом перемещения, которое совершают частицы за время между вспышками лазера. Определение перемещения основано на применении корреляционных методов к трассерным картинкам с использованием регулярного разбиения на элементарные области. Обработка данных осуществляется с помощью программы ActualFlow. Двухкомпонентное поле скоростей в центральном сечении слоя жидкости строится с использованием итерационного кросс-корреляционного метода расчета двухкомпонентного поля скоростей. Основная идея метода состоит в обработке одной элементарной области несколько раз, при этом результат обработки предыдущей итерации используется для оценки параметров обработки на следующей итерации. Применение данного метода может способствовать значительному увеличению точности полученных данных. Область измерения составляет $14,2 \times 3 \text{ мм}$ или 1290×272 пикселей с разбиением на элементарные расчетные области размером 32×32 пикселей по горизонтали и вертикали. Межкадровая задержка камеры равна 100 мкс. Для анализа динамики и интенсивности конвективных течений в слое жидкости используется средняя скорость жидкости вблизи межфазной поверхности. В программе ActualFlow визуально определяется область поля скоростей, где существуют вихревые структуры

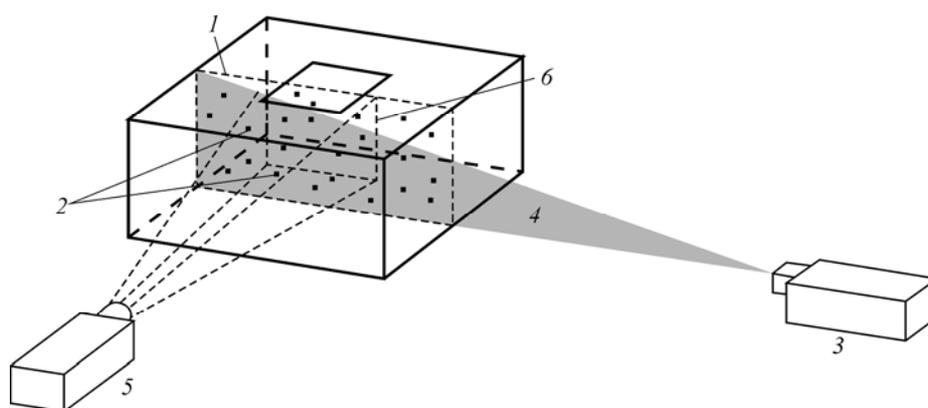


Рис. 2. Схема PIV-системы.

1 — продольный разрез слоя жидкости, 2 — трассеры, 3 — лазер, 4 — лазерный нож, 5 — цифровая видеокамера, 6 — область измерений.

течения. Над структурами выбирается прямоугольная область глубиной 0,5 мм от межфазной поверхности. Для каждой элементарной расчетной области определяется скорость по формуле $V_i = \sqrt{V_{xi}^2 + V_{yi}^2}$, где V_{xi} и V_{yi} — проекции скорости на оси x и y . Средняя скорость жидкости вблизи межфазной поверхности вычисляется как среднее значение всех скоростей в выбранной области по формуле: $V_{av} = (V_1 + V_2 + \dots + V_n)/n$. Для достоверности результатов осреднение проводилось по 20 кадрам.

Структура конвективных течений в слое жидкости существенно зависит от взаимодействия термокапиллярных сил и сил касательных напряжений, вызванных трением потока газа о межфазную поверхность. Термокапиллярные напряжения на поверхности слоя жидкости, вызванные действием термокапиллярного эффекта, рассчитываются по формуле $\tau_\sigma = \sigma_T \partial T / \partial X$, где $\sigma_T = \partial \sigma / \partial T$ — температурный градиент поверхностного натяжения, который для этанола равен $8 \cdot 10^{-5}$ Н/м·К. Градиент температуры на поверхности слоя жидкости определяется как $\partial T / \partial X = (T_{in} - T_{fin}) / \Delta X$, где T_{in} и T_{fin} — температура поверхности жидкости на начальном и конечном участках соприкосновения жидкости и газа, ΔX — характерная длина области испарения. Для измерения распределения температур на межфазной поверхности использовалась инфракрасная камера Titanium 570M [9]. При расчете сил касательных напряжений предполагалось, что в газовом канале реализуется течение Пуазейля [9]. Граница раздела «жидкость–газ» рассматривалась как твердая поверхность. Касательные напряжения, вызванные трением потока газа о межфазную поверхность, рассчитывались по формуле $\tau_g = \mu \partial V / \partial y = -(H/2) (\partial P / \partial X)$, где $H = 3$ мм — высота газового канала, μ — динамическая вязкость воздуха. Градиент давления рассчитывается как $\partial P / \partial X = -12\mu V_g / H$, где V_g — средняя скорость потока газа в канале, рассчитываемая по формуле $V_g = G_g / S_g$, и G_g (м³/с) — расход газа, S_g (м²) — площадь поперечного сечения газового канала. Подробно методы расчета термокапиллярных напряжений и сил касательных напряжений, вызванных трением потока газа о межфазную поверхность, представлены в статье [10].

Эксперименты проводились при атмосферном давлении в рабочем участке и слое жидкости толщиной 3 мм. В качестве рабочей жидкости использовался этанол. Площадь поверхности испарения составляла 100 мм² с соответствующим размером выреза в пластине 10×10 мм². Расход газа варьировался от 100 до 1000 мл/мин с шагом 100 мл/мин, что соответствует его средней скорости от 0,0138 (Re = 5, 6) до 0,138 м/с (Re = 56). Температура системы «жидкость–газ» поддерживалась постоянной и составляла 20 °С с отклонением не более 0,1 °С.

На рисунке 3 представлено двухкомпонентное поле скоростей в центральном сечении слоя жидкости для различных скоростей газа: 0,0138, 0,0277, 0,0416, 0,0694 и 0,138 м/с. Значения скорости движения жидкости U изменяются от 0,05 до 0,4 м/с. На рис. 3а (скорость газа составляет 0,0138 м/с) видно, что на начальном участке соприкосновения жидкости и газа возникает вихревая структура течения жидкости, направление движения которой противоположно движению потока газа. Средняя скорость движения слоя жидкости вблизи межфазной поверхности составляет 0,178 м/с. Это обусловлено влиянием термокапиллярных напряжений, вызванных интенсивным испарением на межфазной границе раздела ($\tau_\sigma = 0,0023$ Н/м²). Поток газа охлаждает поверхность жидкости неравномерно. В результате на поверхности слоя жидкости возникает градиент температуры, что приводит к движению жидкости на поверхности слоя в обратном направлении потока газа. Это обратное движение происходит за счет термокапиллярного эффекта (эффекта Марангони). Стоит отметить, что при малых скоростях потока газа термокапиллярные силы становятся на порядок больше сил касательных напряжений, которые равны 0,00048 Н/м². На рис. 3б (скорость газа составляет 0,0277 м/с) наблюдается формирование

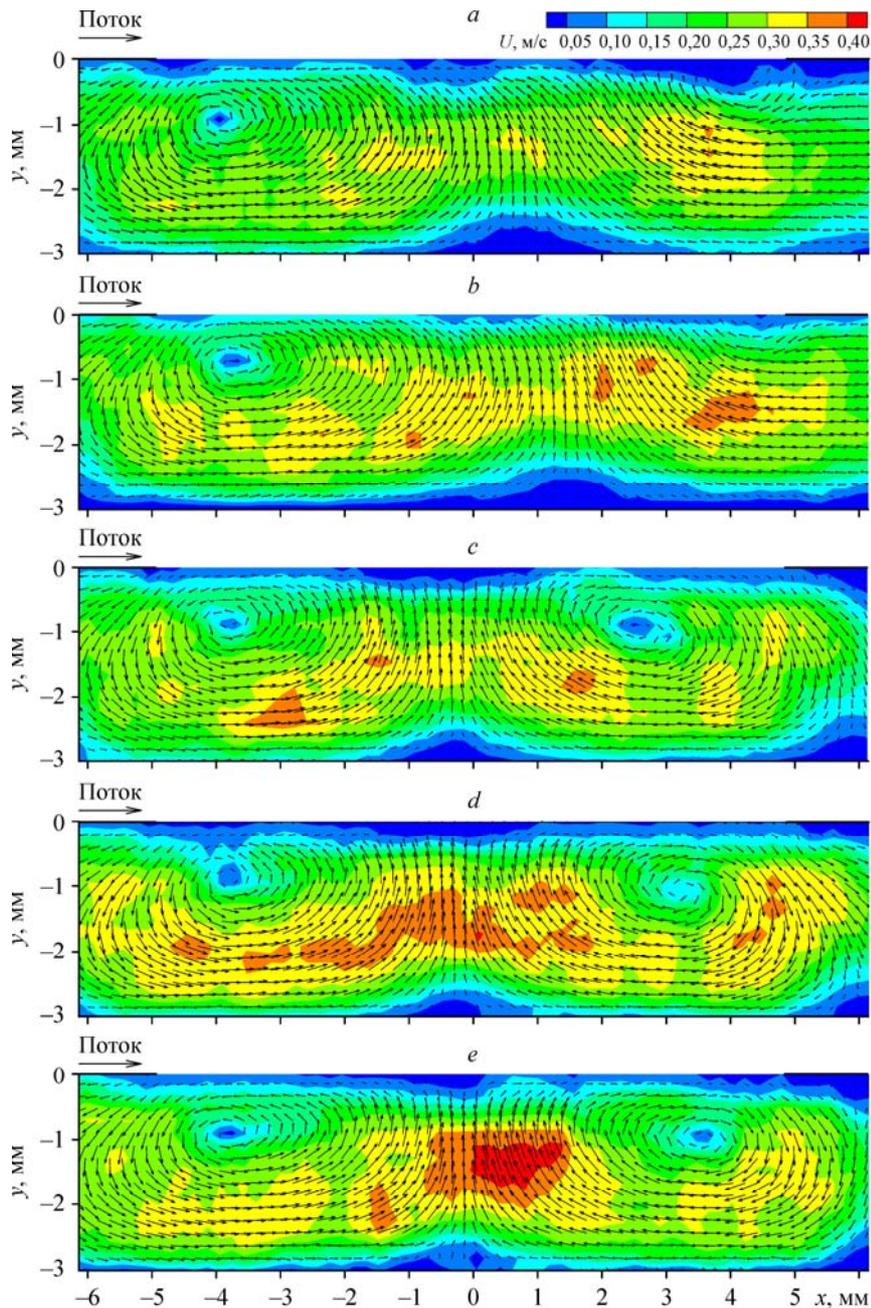


Рис. 3. Двухкомпонентное поле скоростей.

Скорость газа: 0,0138 (a), 0,0277 (b), 0,0416 (c), 0,0694 (d), 0,138 (e) м/с.

второй вихревой структуры на конечном участке соприкосновения жидкости и газа, при этом скорость жидкости вблизи межфазной поверхности возрастает до 0,193 м/с. Далее при увеличении скорости газа до 0,0416 м/с (рис. 3c) наблюдается образование двух вихревых структур течения жидкости. На начальном участке соприкосновения жидкости и газа вихрь движется против потока газа. Такое движение жидкости так же, как и в предыдущих случаях при скоростях газа 0,0138 и 0,0277 м/с, объясняется влиянием термокапиллярного эффекта. Второй вихрь движется в направлении, совпадающем с направлением

потока газа. Подобное движение жидкости возникает за счет действия касательных напряжений, вызванных потоком газа, и воздействия первой вихревой структуры. Касательные напряжения со стороны потока газа равны $0,0015 \text{ Н/м}^2$. Причем геометрический размер первого вихря больше, нежели второго, а скорости близки по значению и равны $0,178$ и $0,183 \text{ м/с}$ соответственно. При скорости газа, равной $0,0694 \text{ м/с}$ (см. рис. 3d), размеры обоих вихрей начинают выравниваться, а скорости движения жидкости вблизи межфазной границы соразмерно увеличиваются и становятся равными $0,189$ и $0,197 \text{ м/с}$ соответственно. При максимальной скорости газа в эксперименте, равной $0,1388 \text{ м/с}$ (рис. 3e), наблюдаются две достаточно симметричные вихревые структуры. Скорости жидкости вблизи межфазной поверхности близки здесь по значению и равны $0,215$ и $0,217 \text{ м/с}$ соответственно. Выравнивание скоростей происходит вследствие того, что термокапиллярные силы и силы касательных напряжений, которые вызваны трением потока газа о межфазную поверхность, при максимальной скорости потока газа в эксперименте становятся близкими по значениям: $\tau_\sigma = 0,0059 \text{ Н/м}^2$ и $\tau_g = 0,0049 \text{ Н/м}^2$ соответственно.

Таким образом, выполнено исследование динамики распространения конвективных течений в горизонтальном испаряющемся слое жидкости. Экспериментально выявлены конвективные структуры течения в слое жидкости, испаряющемся под действием потока газа. С использованием PIV-метода показано, что при увеличении скорости потока газа возрастает количество конвективных структур в горизонтально испаряющемся слое жидкости и увеличивается их скорость. Для минимальной скорости газа наблюдается одна конвективная вихревая структура течения, которая движется против потока газа. При дальнейшем увеличении скорости газа в слое жидкости происходит зарождение и образование второй вихревой структуры. По достижении максимальной скорости газа две вихревые конвективные структуры течения становятся почти симметричными и взаимообратными. Направление движения второй вихревой структуры обусловлено действием касательных напряжений, вызванных потоком газа, и влиянием первой вихревой структуры, которая закручивает вторую структуру в обратном направлении.

Список литературы

1. Kabov O.A. Interfacial thermal fluid phenomena in thin liquid films // Int. J. Emerging Multidisciplinary Fluid Sci. 2010. Vol. 2, No. 2–3. P. 87–121.
2. Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stress // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 70. P. 599–609.
3. Scheid B., Margerit J., Iorio C.S., Joannes L., Heraud M., Queeckers P., Dauby P.C., Colinet P. Onset of thermal ripples at the interface of an evaporating liquid under a flow of inert gas // Experiments in Fluids. 2012. Vol. 52. P. 1107–1119.
4. Machrafi H., Iorio C.S., Dauby P.C. Relation between convective thermal patterns and heat flux through an evaporating surface via two-dimensional and three-dimensional numerical simulation // Int. Phenomena and Heat Transfer. 2014. Vol. 2, No. 3. P. 199–209.
5. Goncharova O.N., Kabov O.A. Mathematical and numerical modeling of convection in a horizontal layer under co-current gas flow // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 2795–2807.
6. Goncharova O.N., Hennenberg M., Rezanova E.V., Kabov O.A. Modeling of the convective fluid flows with evaporation in the two-layer systems // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2013. Vol. 1, No. 3. P. 317–338.
7. Гончарова О.Н., Резанова Е.В., Люлин Ю.В., Кабов О.А. Моделирование двухслойных течений жидкости и газа с учетом испарения // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 5. С. 655–661.
8. Raffel M., Willert C. Particle image velocimetry. 2nd ed. Springer-Verlag, 2007. 448 p.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика // 3-е изд., испр. М.: Наука, 1986. 73 с.
10. Kreta A., Lyulin Y. Thermographic investigation of surface temperature of the evaporating liquid layer under the action of gas flow // MATEC Web of Conference. 2017. Vol. 92. P. 01048-1–01048-5.

Статья поступила в редакцию 21 марта 2017 г.,
после доработки — 20 ноября 2017 г.,
принята к публикации 11 декабря 2018 г.