

МЕХАНИКА

УДК 536.24.023:53.083.6:53.083.92

DOI 10.17223/19988621/34/4

И.А. Бабушкин, А.Н. Кондрашов, К.А. Рыбкин, И.О. Сбоев

РАЗВИТИЕ ТЕПЛОВОГО ПЛЮМА В УЗКОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ¹

Проведены лабораторные исследования развития в узком вертикальном слое жидкости фронта тепловой волны, создаваемой точечным подогревом снизу. Наблюдение за полем температуры осуществлялось в ИК-диапазоне излучения. Получена тепловая картина внутренней поверхности широких границ рабочей полости. Для узкого слоя жидкости построена зависимость скорости роста плюма от мощности источника тепла. Проведено сравнение результатов с экспериментальными работами других авторов, а также с предложенной теорией для движения фронта волны вдали от источника тепла и границ полости.

Ключевые слова: *узкий вертикальный слой, локальный подогрев, тепловой плюм.*

Известно, что закономерности образования и движения литосферных плит, выхода пород на земную поверхность, а также извержения вулканов в геологии основаны на предположении существования мантийных потоков внутри Земли [1, 2]. Их развитие происходит за счет появления локальных градиентов температуры на границе мантии и ядра. При описании этих процессов рассматривается модель конвекции от точечного источника тепла в средах с большим числом Прандтля. В газах и жидкостях с небольшим числом Прандтля под действием как точечного, так и протяженного источника тепла способна развиваться неустойчивость, по форме напоминающая гриб. В литературе подобное явление получило название «плюм», а сам процесс носит ламинарный или турбулентный характер [3].

В природе непрерывно происходит теплообмен между различными системами, и состояние окружающей среды редко остается неизменным. Это приводит к различным ситуациям, в которых становится возможным распространение тепловых плюмов. Так, в океанах тепловые плюмы проявляются в виде потоков нагретого вещества, связанных с активностью геотермальных источников, а в атмосфере они играют важную роль в образовании облаков [1, 3, 4]. Стоит отметить, что возникающие в таких условиях конвективные течения приобретают дополнительные свойства, благодаря появлению центробежной силы. Эффект, связанный с влиянием такой силы на тепломассоперенос, наблюдался в экспериментах [5]. В указанной работе действие центробежной силы на конвективный факел более детально изучалось численными методами.

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №14-01-31430 мол_a).

Тепловые плюмы, создаваемые в промышленных установках в ходе химических реакций, способны оказывать влияние на кинетику и направление протекания реакции, а также на выход конечных продуктов. Поэтому для решения ряда прикладных задач требуется более детальное изучение этого явления. К примеру, работа [6] посвящена исследованию режимов распространения плюмов в ячейке Хеле – Шоу, возникающих на границе раздела двух сред в результате межфазной экзотермической реакции. Интересным является тот факт, что в этом исследовании энергия в систему поступает от внутреннего источника. Описанный в работе механизм часто обнаруживается в химических реакторах.

Тепловое воздействие остается не единственной причиной возникновения плюмов. В работе [7] показано, что организация потока также возможна в процессе впрыскивания вещества с одним значением плотности в среду, имеющую другое значение плотности.

Одна из первых попыток классификации плюмов принадлежит Тернеру, проводившему исследования в 1970-х гг. Исходя из условий подогрева, в своих работах он предложил различать «плюмы» и «термики». Первые образуются в жидкости при постоянном подогреве, а вторые возникают в результате кратковременной подачи тепла. В зависимости от геометрических параметров нагревателя тепловые плюмы бывают трехмерными или двумерными [8]. Последующая классификация проводилась для осесимметричного случая и заключалась в рассмотрении толщины температурного и вязкого пограничных слоев [9–11].

С практической точки зрения помимо качественного описания важно понимание законов, которым подчиняется развивающийся плюм. Одной из важнейших характеристик этого процесса является скорость удаления теплового фронта от локализованной области подогрева. Необходимость решения этой задачи положила начало многим теоретическим и экспериментальным исследованиям.

Центральная работа по исследованию закономерностей движения тепловой волны под действием непрерывного источника тепла выполнена Бэтчелором [12]. Пользуясь размерными соображениями, он установил соотношение между вертикальной скоростью W_B движения фронта теплового осесимметричного плюма и мощностью источника:

$$W_B = k \left(\frac{g\beta Q}{\rho\nu C_p} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где k – безразмерный коэффициент; g – модуль ускорения свободного падения, действующего вдоль линии распространения фронта; β , ρ , ν , C_p – коэффициент объемного расширения, плотность, кинематическая вязкость, удельная теплоемкость рабочей жидкости соответственно; Q – тепловая мощность нагревателя.

Формула (1) получена для плюма, развивающегося вдали от источника тепла и без учета влияния границ. Только в этом случае скорость распространения теплового фронта остается постоянной. В последовавших за предложенной теорией экспериментальных и теоретических исследованиях [1, 13–15] было подтверждено существование участка с постоянной скоростью плюма и предпринята попытка определения безразмерного коэффициента пропорциональности

$$k = (0,57 \pm 0,02) \ln \left(\frac{\varepsilon^{-2}}{2\pi} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Согласно работе [15], параметр ε , входящий в это выражение, связан с физическими свойствами исследуемой жидкости. В приближении больших чисел Прандтля ($\sigma > 6$) его значение определяется из решения уравнения

$$\varepsilon^4 \ln(\varepsilon^{-2}) = \sigma^{-1}. \quad (3)$$

При этом физически верному решению удовлетворяют значения $\varepsilon < 0,8$.

Стоит отметить, что большинство исследований были направлены на понимание динамики плюма в бесконечном объеме жидкости. Поэтому развитие плюма в слоях малой толщины все еще остается недостаточно изученным. Осложняющим фактором с точки зрения теоретического исследования является описание присутствующих граничных эффектов. При экспериментальном исследовании плюмов в узких слоях также возникает ряд осложнений. До сих пор основными способами наблюдения температурных полей остаются бесконтактные оптические методы. Решение задач с малыми температурными градиентами и узкими слоями с применением теневых методов является трудоемким процессом. К тому же, на практике локальный нагрев часто создается при помощи электрических нагревателей, обладающих важной особенностью, заключающейся в инертности по отношению к изменению температуры. В этом случае конечное время установления постоянного значения температуры, главным образом, сказывается на динамике менее продолжительных процессов [16, 17].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию развития теплового плюма. Рассматривается поведение фронта тепловой волны, создаваемой локальным подогревом снизу, для случая узкого вертикального слоя с твердыми границами.

Описание установки и методика проведения эксперимента

Как обсуждалось ранее, теневые приборы требовательны к оптическим свойствам деталей экспериментальной установки, к исследуемой жидкости и размерам рабочего слоя. Причем наблюдаемое при помощи них температурное поле является результатом осреднения по толщине слоя.

Исследование тепловых процессов в узких слоях удобнее проводить при помощи инфракрасной камеры или тепловизора. Съёмка в длинноволновой части спектра позволяет регистрировать распределение тепла только на поверхности исследуемого объекта. Поэтому главный недостаток метода состоит в отсутствии возможности измерения температуры в толщине слоя жидкости. Кроме того для получения изображения в конструкции модели необходимо использовать прозрачные для инфракрасного излучения поверхности.

Эксперименты проводятся в конвективной ячейке, схематично изображенной на рис. 1, *а*. Измерительная область имеет вид прямоугольного параллелепипеда со сторонами $l = 28$ мм, $h = 24$ мм и $d = 4$ мм. Широкие грани ячейки ограничены оптическими стеклами из фторида лития. Такие стекла способны пропускать излучение в диапазоне длин волн 0,1–8,5 мкм. Доступное наблюдению поле температур расположено в плоскости соприкосновения прозрачных стенок с жидкостью (на рис. 1, *а* соответствует $y = d/2$). Узкими сторонами конвективной ячейки служат грани алюминиевого массива (рис. 1, *б*).

Локальный подогрев осуществляется снизу при помощи нагревателя, роль которого играет медный цилиндр радиусом $r = 1$ мм. Цилиндр приводится в тепловой контакт с резистором сопротивлением $R = 1$ кОм. Все элементы нагревателя

располагаются внутри основания из плексигласа, имеющего теплопроводность $\lambda_{\text{п}} = 0,20 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. В качестве рабочей жидкости по причине высокого конвективного параметра выбран гептан, обладающий числом Прандтля $\sigma = 7$ и теплопроводностью $\lambda_{\text{т}} = 0,13 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$.

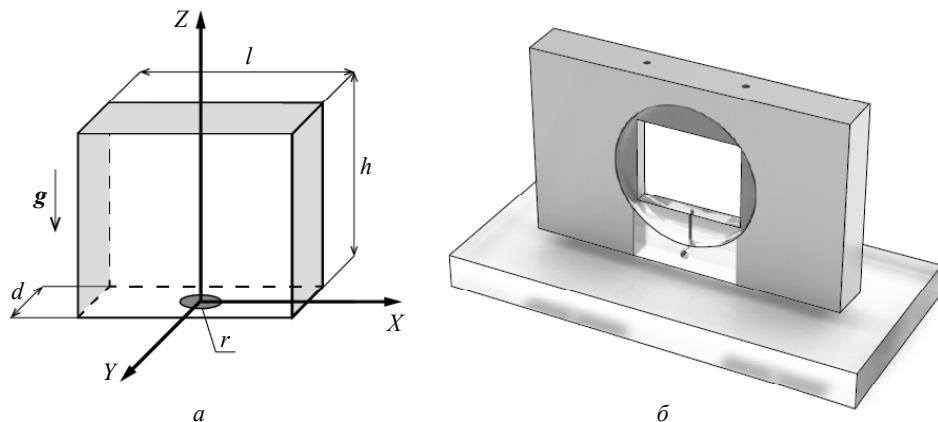


Рис. 1. Схема конвективной ячейки и расположение системы координат (а), изображение лабораторной модели (б)

В связи с небольшим различием значений теплопроводностей рабочей жидкости и плексигласа отношение тепловых потоков через поперечное сечение и боковую поверхность медного цилиндра можно считать пропорциональным отношению этих площадей. Вследствие этого поступающая в жидкость полезная мощность Q_{max} составляет примерно 5 % от полной мощности, рассеянной нагревателем.

Общая схема установки приведена на рис. 2.

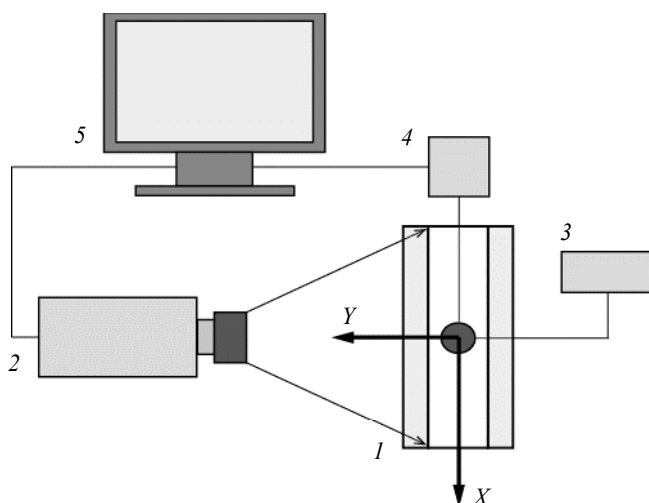


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – конвективная ячейка, 2 – инфракрасная камера, 3 – источник питания, 4 – микровольтметр, 5 – компьютер

Рабочая полость модели 1 располагается так, что вектор ускорения свободного падения \mathbf{g} параллелен оси Z . Инфракрасная камера 2 фокусируется на плоскость $y = d/2$. Полная мощность подогрева Q регулируется источником питания 3 и принимает значения в диапазоне 0,1–2,5 Вт.

При использовании нагревателя малых размеров возникает трудность измерения теплового потока через поперечное сечение цилиндра. Учитывая это, в экспериментах за характеристику подогрева берется разность температур ΔT , измеренная дифференциальной медь-константановой термопарой. Измерительный спай термопары находится внутри цилиндра при температуре T_i , а спай сравнения располагается в термостате и имеет температуру T_0 . Сигнал термопары поступает на микровольтметр 4. Обработка получаемых ИК-камерой полей температуры и показаний микровольтметра выполняется на компьютере 5.

В силу того, что теплоемкость нагревателя имеет конечное значение, мощность потока тепла, поступающего в жидкость, со временем увеличивается. Этот процесс представлен в виде графика $T(t)$ на рис. 3, а. При этом за температуру нагревателя T принимается безразмерная величина, определяемая как

$$T = \frac{T_i - T_0}{T_{\max} - T_0} = \frac{\Delta T}{\Delta T_{\max}}, \quad (4)$$

где через ΔT_{\max} обозначено максимальное превышение температуры резистора над T_0 , достигаемое при постоянной силе тока. На основании полученной зависимости составлена математическая модель, описывающая процесс прогрева источника тепла. В рамках решаемой задачи изменение температуры нагревателя со временем происходит согласно закону

$$\Delta T = \Delta T_{\max} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5)$$

Важным параметром в модели выступает такая характеристика источника тепла, как время релаксации τ , которое в этой работе определяется эмпирически и принимает значение $\tau = 10$ с.

Предполагая связь между температурой и мощностью источника тепла линейной, выражение (1) можно переписать с учетом функции прогрева. В этом случае тепловая мощность нагревателя со временем ведет себя похожим образом. Модель удовлетворяет теории Бэтчелора в том случае, если положить

$$Q_{\max} = \lim_{t \rightarrow \infty} Q(t). \quad (6)$$

С учетом проделанных рассуждений скорость распространения фронта тепловой волны W_B можно рассчитать следующим образом:

$$W_B = (0,57 \pm 0,02) \ln \left(\frac{\varepsilon^{-2}}{2\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{g\beta}{\rho\nu C_p} Q_{\max} (1 - e^{-t/\tau}) \right]^{1/2}. \quad (7)$$

В условиях высокой интенсивности подогрева фронт температурной волны способен достичь верхней границы полости намного быстрее выравнивания температуры нагревателя. С другой стороны, при небольшой мощности развитие плюма может занимать время, превышающее время релаксации τ в несколько раз. В свою очередь, длительный процесс сопровождается прогревом дна полости, в результате чего нарушается локальность источника тепла. Для оценки влияния наблюдаемого эффекта рассматривается профиль температуры вдоль оси X в плоскости нагревателя. Эксперименты показывают, что при минимальном значе-

нии полезной мощности (0,05 Вт) отличие эффективного размера нагревателя, в момент достижения фронтом верхней границы, от его начального радиуса r близко к 70 % (рис. 3, б). Под эффективным размером понимается радиус области, с которой в жидкость поступает 95 % выделившегося тепла. Для максимальной величины подогрева (0,12 Вт) при той же высоте плюма отклонение размера нагревателя от реального значения не превышает 2 %.

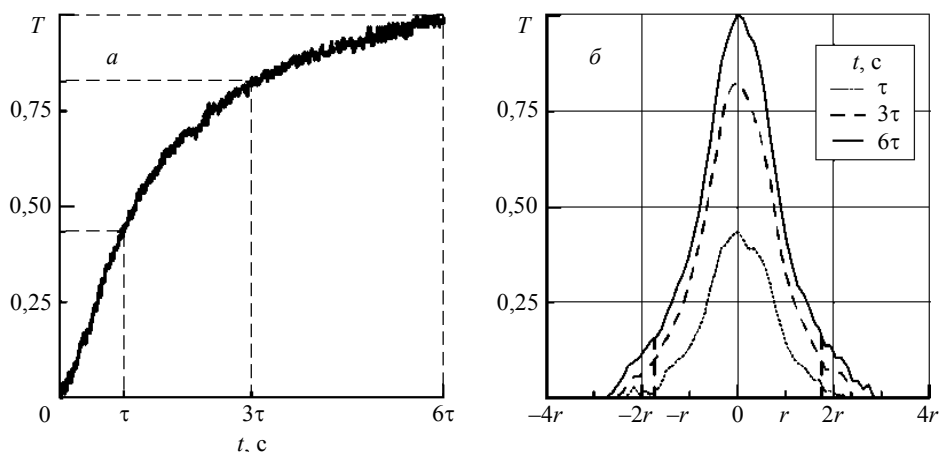


Рис. 3. График изменения безразмерной температуры нагревателя T со временем (а) и нормированное распределение температуры T на нижней грани вдоль оси X в последовательные моменты времени (б) при минимальном значении полезной мощности источника тепла 0,05 Вт

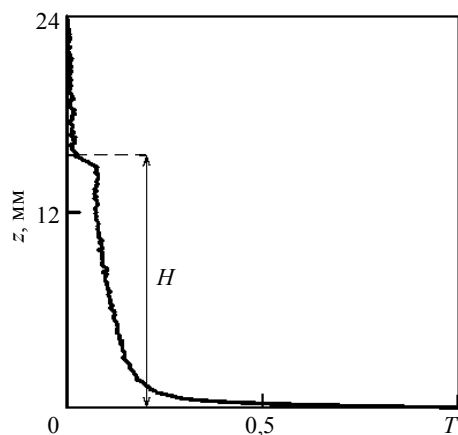


Рис. 4. Распределение нормированного значения температуры T вдоль вертикальной оси Z . Текущая высота плюма обозначена через H

На следующем этапе исследования измеряется высота H фронта волны в разные моменты времени. Для этого на известных полях $T(x, z)$ восстанавливается вертикальный профиль температуры $T(0, z)$ (рис. 4). На таком профиле в начале координат располагается локальный максимум $T=1$, соответствующий положению нагревателя. С увеличением высоты температура в столбе плюма уменьшается и на границе теплового фронта с невозмущенной жидкостью происходит резкий спад до $T=0$. Текущее значение высоты плюма H определяется координатой границы на вертикали в каждый момент времени.

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 5 приведена серия температурных полей, включающая последовательные этапы развития плюма. Качественно процесс формирования плюма в узком слое повторяет сценарий, описанный в работах с безграничным объемом жидкости [1, 9]. Так, на начальном этапе вблизи поверхности нагревателя образуется сферический температурный пограничный слой и перенос тепла имеет преимущественно теплопроводный характер. Спустя некоторое время происходит разрушение пограничного слоя, сопровождающееся возникновением конвективного течения. В то же время фронт тепловой волны начинает медленно удаляться от источника (рис. 5, *а*). Более нагретая всплывающая жидкость образует узкий канал, а границы фронта начинают расширяться, образуя тепловую шапку (рис. 5, *б*). В результате тепловой фронт принимает форму гриба (рис. 5, *в*). После достижения плюмом некоторого размера его скорость роста остается постоянной (рис. 5, *з*).

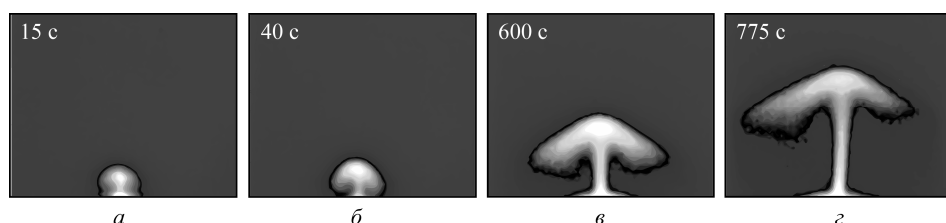


Рис. 5. Последовательность ИК-снимков температурной неоднородности в плоскости соприкосновения широкой грани и жидкости. Время отсчитывается с момента включения источника питания: *а* – 15 с, *б* – 40 с, *в* – 600 с, *з* – 775 с

Согласно описанной выше методике, определяется высота теплового плюма как функция времени (рис. 6, *а*). На зависимости $H(t)$ можно выделить центральную область, которая с хорошей степенью точности аппроксимируется прямой. Тангенс угла наклона α этой прямой позволяет найти скорость равномерного движения теплового фронта W_C .

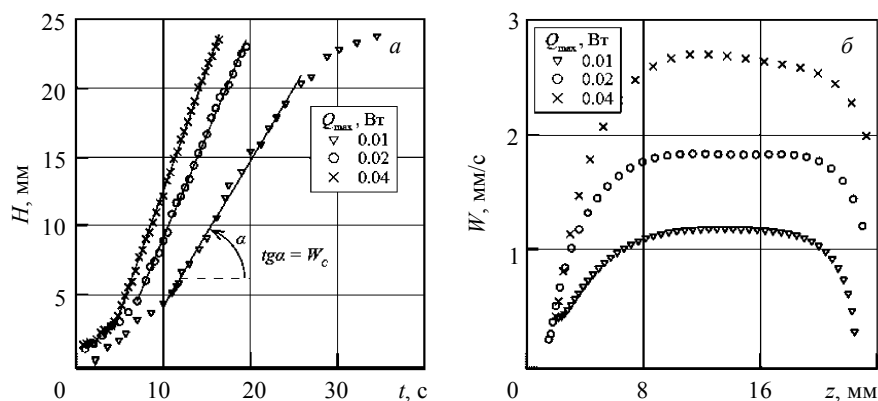


Рис. 6. График изменения высоты плюма H со временем при различных мощностях подогрева Q_{\max} (*а*) и профили мгновенной скорости W роста теплового фронта вдоль вертикальной оси Z , соответствующие выбранным мощностям (*б*)

Помимо участка прямолинейного движения графики содержат начальный и конечный этапы, на которых граница тепловой волны имеет отличное от нуля ускорение. С целью детального изучения поведения плюма определяется значение мгновенной скорости движения фронта W . Для этого по дискретному набору экспериментальных точек $H(t)$ вычисляются центральные разности. По причине того, что процесс при различных мощностях подогрева имеет разную продолжительность, удобнее использовать профиль мгновенной скорости вдоль оси Z (рис. 6, б).

Как и в случае безграничного объема, в задаче с узким слоем на полученном распределении мгновенной скорости $W(z)$ хорошо различимы участки неравномерного движения тепловой волны. Во время формирования шапки плюма скорость роста теплового фронта постепенно возрастает до тех пор, пока не достигнет постоянного значения. На продолжительность такого процесса в значительной мере оказывают влияние инертность нагревателя и число Прандтля рабочей жидкости [1]. По мере приближения тепловой волны к верхней границе наблюдается постепенное уменьшение скорости, а конвективный перенос тепла в вертикальном направлении замедляется.

Используя формулу (7), можно рассчитать мгновенное значение скорости движения фронта тепловой волны, а затем сравнить полученный результат с экспериментом. В настоящей работе предполагается, что на участке равномерного движения плюма величина мгновенной скорости W_B имеет смысл постоянной скорости движения теплового фронта. Исходя из этого, скорость W_C определяется средней высотой плато на рис. 6, б.

Полученные экспериментальные значения $W_C(Q_{\max})$ подчиняются корневому закону с погрешностью, не превышающей 7 % (изображено точками на рис. 7, а). Пунктирной линией на графике показано изменение скорости для постоянных мощностей в случае безграничного объема (согласно уравнению (1)), а сплошной – с учетом инертности нагревателя (уравнение (7)). Обе кривые плохо описывают результаты эксперимента в узком слое. Причем рассчитанная скорость оказывается выше экспериментальной. Так, без учета прогрева отношение скоростей может составлять от 5 до 7 в зависимости от интенсивности подогрева (на рис. 7, б обозначено треугольниками). В случае использования поправки (5), разница между

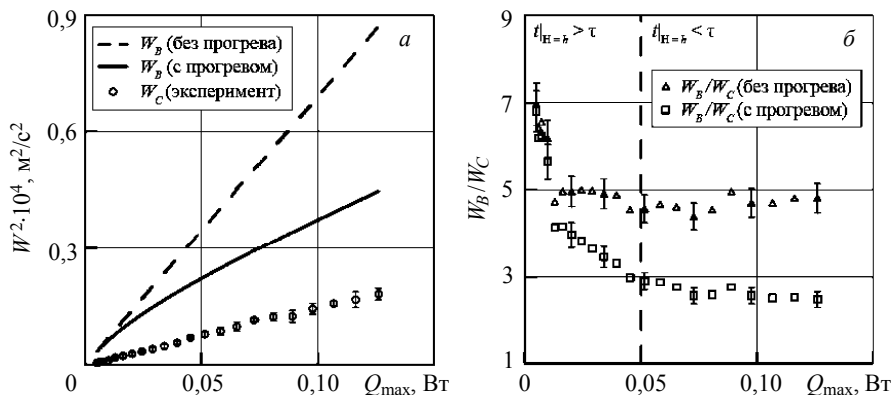


Рис. 7. Функция квадратов скоростей распространения фронта тепловой волны, найденных в эксперименте и рассчитанных из уравнений (1) и (7) для случаев без учета и с учетом прогрева соответственно (а), отношение рассчитанной скорости к экспериментальной в зависимости от мощности источника тепла (б)

скоростями становится меньше (квадраты на рис. 7, б). Точность предсказания повышается по мере уменьшения продолжительности процесса до тех пор, пока время развития плюма не достигнет τ . При длительности процесса больше τ отношение скоростей в пределах погрешности остается постоянным. Таким образом, чем больше времени требуется для развития плюма, тем менее значительным оказывается прогрев нагревателя.

Учет поправки (5) приближает теоретическую кривую к экспериментальной. Тем не менее даже в лучшем случае их значения отличаются вдвое, что, по-видимому, связано с влиянием стенок конвективной ячейки. Наличие твердых границ приводит к возрастанию гидродинамического сопротивления по сравнению с бесконечным слоем, а следовательно, к уменьшению скорости распространения тепла за счет конвекции. Поэтому отношение рассчитанной и измеренной скоростей должно увеличиваться с ростом числа Прандтля. Таким образом, появляется необходимость обобщения используемой математической модели (7) на случай развития плюма в ограниченном пространстве.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование развития тепловой волны в узком слое. Для регистрации температурных полей применялась инфракрасная съемка, которая позволила наблюдать распределение тепла в плоскости соприкосновения рабочей жидкости и твердой стенки. Наблюдаемые этапы развития теплового плюма качественно совпадают с этапами, описанными ранее для бесконечного объема.

Выполнена оценка влияния инертности нагревателя на локальность подогрева и скорость распространения фронта тепловой волны. Отмечена необходимость учета прогрева нагревателя, особенно в случае длительного процесса, когда время развития плюма оказывается больше времени тепловой релаксации.

Получен корневой закон, связывающий скорость роста конвективного факела с мощностью источника тепла. Показано, что скорость распространения теплового фронта в узком слое существенно ниже скорости в отсутствии боковых границ. Таким образом, для адекватного предсказания скорости роста теплового плюма требуется модификация модели на случай конечной толщины рабочего слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaminski E., Jaupart C. Laminar starting plumes in high-Prandtl number fluids // J. Fluid Mech. 2003. V. 478. P. 287–298.
2. Lithgow-Bertelloni C., Richards M.A., Conrad C.P. and Griffiths R.W. Plume generation in natural thermal convection at high Rayleigh and Prandtl numbers // J. Fluid Mech. 2001. V. 434. P. 1–21.
3. Turner J.S. Buoyant plumes and thermals // Annual Review of Fluid Mechanics. 1969. V. 1. No. 1. P. 29–44.
4. Shlien D.J., Thompson D.W. Some experiments on the motion of an isolated laminar thermal // Journal of Fluid Mechanics. 1975. V. 72. No. 1. P. 35–47.
5. Бабушкин И.А., Демин В.А., Кондрашов А.Н., Пепеляев Д.В. Тепловая конвекция в ячейке Хеле – Шоу при действии центробежных сил // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2012. № 1. С. 14–25.
6. Eckert K., Grahm A. Plume and finger regimes driven by an exothermic interfacial reaction // Physical Review Letters. 1999. V. 82. No. 22. P. 4436–4439.
7. Shlien D.J. Method for heat injection into a liquid // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 48. No. 9. P. 1152–1153.

8. Shlien D.J. Some laminar thermal and plume experiments // *Physics of Fluids* (1958–1988). 2008. V. 19. No. 8. P. 1089–1098.
9. Гаврилов К.А., Демин В.А., Попов Е.А. Режимы всплывания тепловых плюмов в вертикальном слое // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2013. Т. 6. № 3. С. 261–268.
10. Lappa M. *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability*. UK: Wiley, 2010. 670 p.
11. Majumder C.A., Hier Yuen D.A., Vincent A.P. Four dynamical regimes for a starting plume model // *Physics of Fluids* (1994–present). 2004. V. 16. No. 5. P. 1516–1531.
12. Batchelor G.K. Heat convection and buoyancy effects in fluids // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 1954. V. 80. No. 345. P. 339–358.
13. Shlien D.J. Transition of the axisymmetric starting plume cap // *Physics of Fluids* (1958–1988). 1978. V. 21. No. 12. P. 2154–2158.
14. Moses E. et al. An experimental study of laminar plumes // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. V. 251. P. 581–601.
15. Worster M. Grae. The axisymmetric laminar plume: asymptotic solution for large Prandtl number // *Stud. Appl. Maths*. 1986. V. 75. P. 139–152.
16. Бабушкин И.А., Кондрашов А.Н., Сбоев И.О. Развитие конвективного факела в вертикальном слое // *Вестник Пермского университета. Сер. Физика*. Пермь: Изд-во Перм. ун-та, 2012. Вып. 4 (22). С. 101–105.
17. Davaille A. et al. Anatomy of a laminar starting thermal plume at high Prandtl number // *Experiments in Fluids*. 2011. V. 50. No. 2. P. 285–300.

Статья поступила 16.03.2015 г.

Babushkin I.A., Kondrashov A.N., Rybkin K.A., Sboev I.O. EVOLUTION OF A THERMAL PLUME IN A THIN VERTICAL LAYER

DOI 10.17223/19988621/34/4

An experimental investigation of the propagation of a thermal plume in a thin liquid layer under the influence of a point heating from below is carried out. The temperature field was visualized using an IR camera. The distribution of heat on the interface between salt glass and fluid was measured. Stages of the evolution of the thermal plume are described. A qualitative agreement with the known mechanism of motion of an axisymmetric plume was shown. The influence of a warm heat source on the speed of the thermal wave front was investigated. The necessity of taking into account this effect in the case of the slow development of the plume the duration of which exceeds the relaxation time of the heater by several times is noted. We have obtained the power law connecting the velocity of the wave front and effective heat output. The results are compared with experimental works of other authors, as well as with the proposed theory for the motion of the wave front away from the heat source and boundaries of the cavity. It is shown that the propagation velocity of the thermal front in a thin layer has a substantially lower rate in the absence of its lateral boundaries.

Keywords: thin vertical layer, local heat source, thermal plume

BABUSHKIN Igor' Arcad'evich (Candidate of Physics and Mathematics, Perm State University, Perm, Russian Federation)

E-mail: lapans@yandex.ru

KONDRASHOV Aleksandr Nicolaevich (Perm State University, Perm, Russian Federation)

E-mail: akon.psu@yandex.ru

RYBKIN Konstantin Anatol'evich (Candidate of Physics and Mathematics, Perm State University, Perm, Russian Federation)

E-mail: k.rybkin@gmail.com

SBOEV Ivan Olegovich (Perm State University, Perm, Russian Federation)

E-mail: ivan-sboev@yandex.ru

REFERENCES

1. Kaminski E., Jaupart C. Laminar starting plumes in high-Prandtl number fluids. *J. Fluid Mech.*, 2003, vol. 478, pp. 287–298.
2. Lithgow-Bertelloni C., Richards M.A., Conrad C.P. and Griffiths R.W. Plume generation in natural thermal convection at high Rayleigh and Prandtl numbers. *J. Fluid Mech.*, 2001, vol. 434, pp. 1–21.
3. Turner J.S. Buoyant plumes and thermals. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1969, vol. 1, no. 1, pp. 29–44.
4. Shlien D.J., Thompson D.W. Some experiments on the motion of an isolated laminar thermal. *Journal of Fluid Mechanics*, 1975, vol. 72, no. 1, pp. 35–47.
5. Babushkin I.A., Demin V.A., Kondrashov A.N., Pepelyaev D.V. Teplovaya konvektsiya v yacheyke Khele – Shou pri deystvii tsentrobeznykh sil. *Izv. RAN. Mekhanika zhidkosti i gaza*, 2012, №. 1, pp. 14–25. (in Russian)
6. Eckert K., Grahm A. Plume and finger regimes driven by an exothermic interfacial reaction. *Physical Review Letters*, 1999, vol. 82, no. 22, pp. 4436–4439.
7. Shlien D.J. Method for heat injection into a liquid. *Review of Scientific Instruments*, 2008, vol. 48, no. 9, pp. 1152–1153.
8. Shlien D.J. Some laminar thermal and plume experiments. *Physics of Fluids* (1958–1988), 2008, vol. 19, no. 8, pp. 1089–1098.
9. Gavrilov K.A., Demin V.A., Popov E.A. Rezhimy vsplytiya teplovykh plyumov v vertikal'nom sloe. *Vychislitel'naya mekhanika sploshnykh sred*, 2013, vol. 6, no. 3, pp. 261–268. (in Russian)
10. Lappa M. *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability*. UK, Wiley, 2010. 670 p.
11. Majumder C.A., Hier Yuen D.A., Vincent A.P. Four dynamical regimes for a starting plume model. *Physics of Fluids (1994-present)*, 2004, vol. 16, no. 5, pp. 1516–1531.
12. Batchelor G.K. Heat convection and buoyancy effects in fluids. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1954, vol. 80, no. 345, pp. 339–358.
13. Shlien D.J. Transition of the axisymmetric starting plume cap. *Physics of Fluids (1958–1988)*, 1978, vol. 21, no. 12, pp. 2154–2158.
14. Moses E. et al. An experimental study of laminar plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, vol. 251, pp. 581–601.
15. Worster M. Grae. The axisymmetric laminar plume: asymptotic solution for large Prandtl number. *Stud. Appl. Maths.*, 1986, vol. 75, pp. 139–152.
16. Babushkin I.A., Kondrashov A.N., Sboev I.O. Razvitie konvektivnogo fakela v vertikal'nom sloe. *Vestnik Permskogo universiteta. Ser. Fizika*. 2012, no. 4 (22), pp. 101–105. (in Russian)
17. Davaille A. et al. Anatomy of a laminar starting thermal plume at high Prandtl number. *Experiments in Fluids*, 2011, vol. 50, no. 2, pp. 285–300.