

УДК 536.46

Экспериментальное исследование пределов горения этанола в пограничном слое за преградой*

Б.Ф. Бояршинов

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

E-mail: boyar@itp.nsc.ru

Рассматриваются экспериментальные данные по структуре течения и массопереносу вблизи границ области существования ламинарного и турбулентного пограничных слоев с горением. В их числе — результаты исследования устойчивости реагирующего потока при смешанной конвекции, массоперенос при испарении этанола «на полу» и «на потолке», когда поверхность пламени искривляется с образованием крупномасштабных ячеистых структур. С помощью аппаратуры PIV показано, что при потере устойчивости Релея–Тейлора формируются грибовидные структуры, в которых чередуется движение от фронта пламени к стенке и наоборот. Ячеистое пламя существует в узком диапазоне скоростей от 0,55 до 0,65 м/с, а массоперенос втрое превышает уровень в стандартном ламинарном пограничном слое.

Ключевые слова: срыв пламени, смешанная конвекция, горение «на потолке», метод PIV, неустойчивость Релея–Тейлора, грибовидные структуры.

Введение

Для управления процессом горения важно знать диапазон изменения внешнего воздействия и предельные параметры системы, на которую это воздействие направлено. Диапазон чисел Рейнольдса (Re) для вязких течений газа без химических превращений практически не ограничен, но лимитируется интенсивность процессов переноса. Канонические закономерности для трения, тепло- и массопереноса в стандартных условиях для ламинарного и турбулентного пограничных слоев [1] устанавливают те пределы, в которых могут изменяться характеристики системы. На границах переходного течения параметры, характеризующие перенос импульса, тепла и вещества, достигают своих предельных значений. Коэффициенты переноса не могут быть ниже, чем в ламинарном пограничном слое, т.к. его закономерности обусловлены тепловым движением молекул. Турбулентный теплообмен связан с хаотичным движением молекул газа и по данным работы [2] в случае отсутствия горения не может быть увеличен более, чем на 25–30 %.

Рисунок 1 иллюстрирует вышесказанное на примере экспериментальных данных [3, 4] по массопереносу в пограничном слое при испарении этанола в воздушный поток. Здесь нанесена сетка кривых $St_d(Re)$, описывающих ламинарный (линия 4 — $St_d = 0,332 \cdot Re^{-0,5} \cdot Sc^{-0,66}$) и турбулентный (линия 5 — $St_d = 0,029 \cdot Re^{-0,2} \cdot Sc^{-0,6}$) массоперенос.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-03-03890).

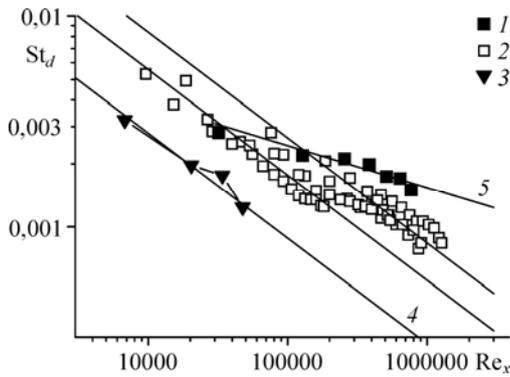


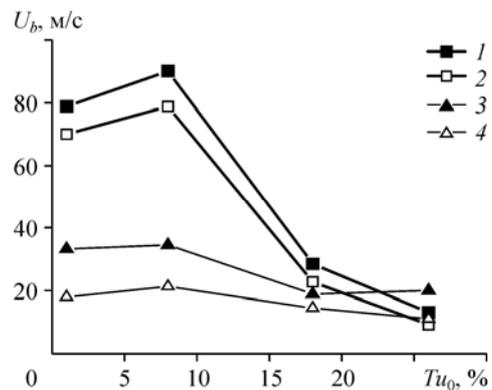
Рис. 1. Массоперенос «на полу» за ребром высотой 3 мм (1, 2) при испарении без горения (1) и с горением (2) этанола; 3 — массоперенос в реагирующем пограничном слое за обратным уступом высотой 3 мм «на потолке»; $h = 3$ мм, $Tu_0 = 1$ %.

Число Шмидта $Sc = 1,3$. Опыты с испарением этанола без горения и с горением были проведены для пограничного слоя за ребром и за уступом высотой 3 мм. Критерий Рейнольдса $Re = x \cdot U_0 / \nu$ зависит от скорости воздушного потока U_0 (м/с) комнатной температуры, от расстояния x (м) до преграды и от кинематической вязкости ν (м²/с). Число Стентона $St_d = j_w / [\rho_0 U_0] / C_w - C_0$ определялось из опытных данных, здесь j_w — поток горючего на стенке, кг/м²/с, ρ — плотность, кг/м³, C — массовая доля горючего. Видно, что предельным зависимостям соответствуют эксперименты без горения (1) и с горением «на потолке» при скорости $U_0 = 2,5$ м/с (3). Практически все остальные опытные данные вплоть до срыва пламени при $Re > 10^6$ относятся к переходной области (между линиями 4 и 5).

Срывы пламени ограничивают область существования пограничного слоя с горением. В общем случае они отражает конкуренцию механизмов переноса, когда происходит сближение характерного времени химического реагирования и характерного времени переноса тепла и вещества. Известны две разновидности срыва: срыв при низкой скорости и высокоскоростной срыв. На рис. 2 показано, что высокоскоростной срыв зависит от вида преграды и степени турбулентности воздушного потока. Здесь U_b — наибольшее (предельное) значение скорости U_0 , при котором происходит необратимый срыв пламени. Срыв при низкой скорости обтекания имеет место, когда $U_0 \approx 5-7$ м/с, в этом случае он слабо зависит от типа и размеров преграды (обратный уступ, ребро). Для развития низкоскоростного срыва требуется некоторое время, поэтому он преодолевается при непрерывном увеличении скорости воздуха. Данные по низкоскоростному срыву на рис. 2 не показаны, т.к. для него не исследовалась зависимость U_b от турбулентности набегающего потока.

В работе [5] была установлена связь срывов пламени с двумя основными механизмами, определяющими теплообмен, — с молекулярным и с конвективным. Было показано, что низкоскоростной срыв имеет место вблизи нижней границы ламинарно-турбулентного перехода, высокоскоростной срыв — вблизи верхней границы. Срыв пламени на низкой скорости обтекания возможен в случае приближения или отклонения от режима ламинарного массопереноса. На повышенной скорости воздушного потока срыв пламени (см. рис. 2) связан с переходом к турбулентному массопереносу. Горение, как физико-химический процесс, протекает при взаимодействии молекул (а не объемов газа — молей). Если газодинамика

Рис. 2. Высокоскоростной срыв пламени для ребер и уступов разной высоты. Высота ребер 6 (1) и 3 (2) мм, высота уступов 6 (3) и 3 (4) мм.



становится определяющим механизмом переноса, то происходит срыв пламени. Вероятно по этой причине турбулентный режим массопереноса не был достигнут даже при больших числах Рейнольдса (рис. 1).

В неизотермических течениях, к которым относится химически реагирующий пограничный слой, возможно проявление сил плавучести. Выделяются режимы с вынужденной, смешанной и свободной конвекцией. На границах различных режимов формируются крупномасштабные газодинамические структуры, которые изменяют внешний вид пламени и характер течения. При обтекании нагреваемой пластины сверху или охлаждаемой снизу [6] термическая неустойчивость вызывает развитие продольных вихрей (шнуров), оси которых параллельны основному потоку и периодически расположены вдоль поверхности. В работе [3] было показано, что в условиях вынужденной конвекции при испарении и горении этанола за преградами формируются крупномасштабные продольные вихри. Их присутствие, по-видимому, препятствует хаотизации газового потока, переходу к турбулентному течению и влияет на характер массообмена. Продольные структуры существуют вплоть до срыва пламени. Их наличие вызывает расслоение данных, т.е. неоднозначную зависимость потоков вещества от критерия Рейнольдса (рис. 1). В работе [7] относительные потоки вещества на стенке были обобщены формулой, в которой показатель степени числа Re характерен для ламинарного пограничного слоя: $St_d \approx \psi \cdot Re^{-0.5}$, а расслоение учитывается множителем $\psi = 1, 2, 3$. Условия перехода с одного уровня на другой не были обозначены, физический смысл ψ не очевиден. Продольные крупномасштабные вихри, подобные тем, что образуются за преградами, отмечались в целом ряде других случаев движения газа по искривлённым траекториям, в том числе, без горения в опытах с вихрями Тейлора–Гёртлера [8, 9].

Появление «двумерных» вихрей, а также ячеистого пламени типа «гусиная кожа» показано в работах [10, 11] при вдуве сверху вниз этилена в воздух сквозь горизонтальную пористую стенку. В условиях свободной конвекции авторы наблюдали ячейки, размер которых значительно превосходил размер ячеек при горении заранее перемешанных смесей [12, 13]. Для горения «на потолке», когда отсутствует граница между продуктами сгорания и сравнительно холодным горючим газом, расположенным над фронтом пламени, создаются условия для потери устойчивости Релея–Тейлора и формирования грибовидных структур, представляющих собой поток (термик), в головной части которого находится тороидальный вихрь. Подобные структуры зарегистрированы в наблюдениях [14] и получены в расчетах [15].

Чтобы исключить свободно-конвективный отрыв пограничного слоя, опыты [16, 17] проводились с горением водорода на «потолке». При повышенной до 10 м/с скорости воздуха ячейки не проявлялись. В работе [5] было показано, что снижая скорость сносящего потока воздуха, можно перейти от вынужденной конвекции к смешанной. С приближением к условиям экспериментов [10, 11] наблюдались потеря устойчивости Релея–Тейлора и образование крупномасштабных структур при испарении и горении этанола «на потолке» (рис. 3). На рисунке показан фрагмент рабочего участка, на верхней горизонтальной поверхности которого происходит испарение и горение этанола. Образующиеся ячейки движутся вместе с потоком воздуха справа налево. Масштаб фотографии определяется

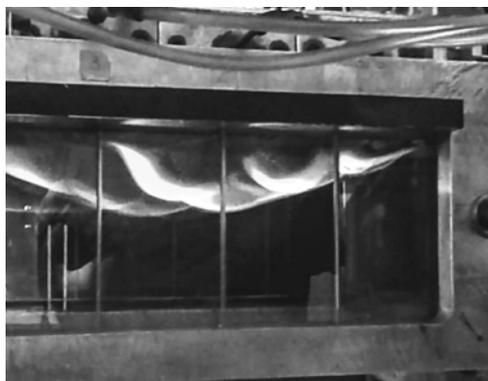


Рис. 3. Ячеистое пламя при горении испаряющегося этанола «на потолке». Направление воздушного потока справа налево.

размером стекол, образующих боковые стенки канала, который в горизонтальном направлении составлял 65 мм.

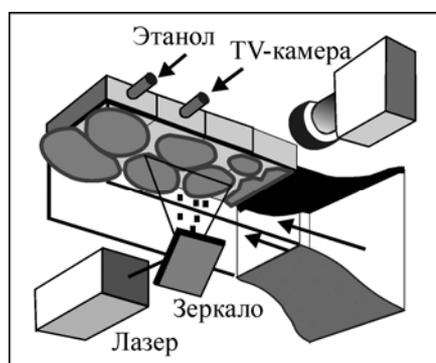
Таким образом, в пограничном слое для пламени с гладкой неподвижной поверхностью и для пламени с продольными (двумерными) структурами существуют данные о процессах переноса. В первом случае реализуется ламинарный массоперенос с минимальной интенсивностью. Во втором случае относительная скорость выгорания возрастает вдвое. Ламинаризация в виде расслоения данных по коэффициентам переноса сохраняется до $Re > 10^6$. Подобная информация о ячеистых структурах ограничена, отсутствуют количественные данные о характере движения газа внутри трехмерного газодинамического объекта, о его влиянии на характер тепло- и массообмена.

Очевидно, что для исследования структур наиболее приемлемы полевые измерения в пламени при малых скоростях газа. Использование аппаратуры PIV (Particle Image Velocimetry) делает возможным увидеть сечение крупномасштабного газодинамического образования и предполагает введение частиц в поток с последующей регистрацией их положения. Если частицы введены в воздух вдали от зоны горения, они могут не проникнуть внутрь расширяющейся ячейки, и данные о внутреннем устройстве газодинамической структуры будут утрачены. Снижение численной плотности частиц (и точности PIV-измерений в низкоскоростном потоке газа) может быть вызвано эффектами термофореза [18]. Детальные исследования этого явления были выполнены в работе [19]. Было показано, что для градиента температуры $\nabla T = 30$ К/мм скорость термофореза, пропорциональная $v(\nabla T/T)$, не превышала 1 мм/с. Однако оценить заранее роль этих негативных факторов затруднительно, поэтому экспериментальные исследования диффузионного ячеистого пламени содержат в себе определенные элементы риска.

Цель настоящей работы — дополнить картину течения и теплообмена в пограничном слое экспериментальными исследованиями крупномасштабных структур, получить данные о диапазоне изменения скорости воздуха, в котором существуют ячейки «на потолке», а также о мгновенном распределении скорости в газодинамических структурах, их влиянии на характер течения и на процессы переноса.

Описание аппаратуры для изучения газодинамических характеристик ячеистого пламени

Описание экспериментального оборудования было приведено в работах [3–5]. Горение этанола «на потолке» исследовалось в аэродинамической трубе (рис. 4) с рабочим участком прямоугольного сечения 100×100 мм, в котором степень турбулентности воздушного потока комнатной температуры составляла $Tu_0 = 1\%$. Верхняя горизонтальная поверхность рабочего участка была образована четырьмя стальными пористыми пластинами размерами 80×80 мм (толщина составляла 10–15 мм, пористость $\sim 60\%$). Верхняя поверхность конфузора была покрыта добавочной стенкой, которая повторяла ее контур и могла отклоняться от него. На входе в канал эта подвижная стенка имела поперечный



участок, вместе с которым образовывала уступ переменной высоты $h = 0 \div 7$ мм (результаты, представленные ниже, соответствуют $h = 3$ мм). Нижняя стенка канала отсутствовала, прозрачные боковые стенки были составлены из кварцевых пластин. Ширина зоны (80 мм) горения по всей длине канала ограничивалась двумя ребрами, выступающими за плоскость пластин на 10 мм.

Рис. 4. Схема размещения оборудования в опытах с диффузионным горением этанола «на потолке».

В качестве горючего использовался этанол (водный раствор 96 % по объему). Как в опытах с горением «на полу», обеспечивалось постоянное увлажнение поверхности пористых пластин. Расход этанола для каждой пористой пластины определялся по изменению его уровня в мерных сосудах с погрешностью измерений не более 10 %. При поджигании устанавливался самоподдерживающийся режим горения, когда потоки горючего определялись характером воздействия на стенки со стороны пламени.

Тепловые условия на поверхности испаряющегося этанола сохранялись такими же, как в работе [5] в опытах «на полу» ($T_w = 341 \pm 1$ К), что соответствует массовой концентрации этанола $C_w = 0,8$. Движение воздуха создавалось вентилятором с регулированием скорости вращения крыльчатки. На входе в диффузор была установлена шайба диаметром отверстия 28 мм с известным профилем скорости. Скорость на входе в рабочий участок определялась из измерений скоростного напора в центре шайбы и отношения площадей шайбы и входа в рабочий участок.

При изучении газодинамических характеристик ячеистого пламени использовалась оптическая аппаратура PIV (рис. 4). Частицы TiO_2 диаметром порядка 1–10 мкм подавались непосредственно на крыльчатку вентилятора. Пройдя сквозь две выравнивающие решетки диффузора и три сетки, они проходили в конфузор и попадали в рабочий участок. Частицы освещались в плоскости «светового ножа», создаваемого лазером Nd:YAG с двойным импульсным излучением (длина волны 532 нм), время между импульсами составляло 23 мкс. Положение частиц фиксировалось видеокамерой 4MPix POLIS v1.0, созданной на базе «ВИДЕОСКАН-4021». Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный «нож» в срединной плоскости канала, и синхронизирующий процессор POLIS. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с использованием программного обеспечения ActualFlow. Профили температуры измерялись хромель-алюмелевой термопарой из проволоки диаметром 0,1 мм.

Результаты измерений в ячеистом пламени

Как показали измерения скорости воздуха, при которой появляются или исчезают ячейки, диапазон их существования крайне узок и составляет $U_0 = 0,6 \pm 0,05$ м/с. Он практически не зависит от высоты уступа ($h = 0 \div 7$ мм). Если $U_0 > 0,7$ м/с, ячейки вытягиваются и исчезают, а поверхность пламени сглаживается. Если $U_0 < 0,5$ м/с, то объем области, занятой горением, увеличивается в размерах настолько, что вызывает движение газа навстречу потоку воздуха — реверс, при котором ячейки разрушаются.

Данные по распределению температуры и скорости получены для участка за преградой $x < 160$ мм. Запись температуры, измеренной хромель-алюмелевой термопарой на удалении от стенки 20 мм показала, что в ячеистом пламени возникают колебания температуры $T \sim 1200 \pm 300$ К. Частота следования ячеек составляет примерно $2,73$ с⁻¹, их скорость ($\sim 0,18$ м/с) ниже скорости воздуха ($U_0 = 0,6$ м/с), продольный размер в месте измерений $\Delta x \sim 60\text{--}70$ мм. При $U_0 = 0,8$ м/с ячейки отсутствуют и поверхность пламени неподвижна, а средняя максимальная температура остается низкой ($T \sim 1400$ К). На боковых окнах канала и на термопаре появляются отложения сажи. Образование частиц сажи, наблюдаемое в зоне горючего между фронтом пламени и «потолком», снижает температуру продуктов сгорания, но может способствовать получению данных о внутренней структуре отдельной расширяющейся ячейки с применением метода PIV.

С помощью PIV-измерений была получена картина течения в плоскости лазерного «ножа». На рис. 5 показаны векторы скорости в области размером 60×60 мм для двух разных моментов времени и при прочих одинаковых условиях: срединная плоскость канала, координата верхнего правого угла кадра $x = 70$ мм от уступа, расстояние «от потолка» $y = 1$ мм, направление воздушного потока справа налево. Видно, что течение

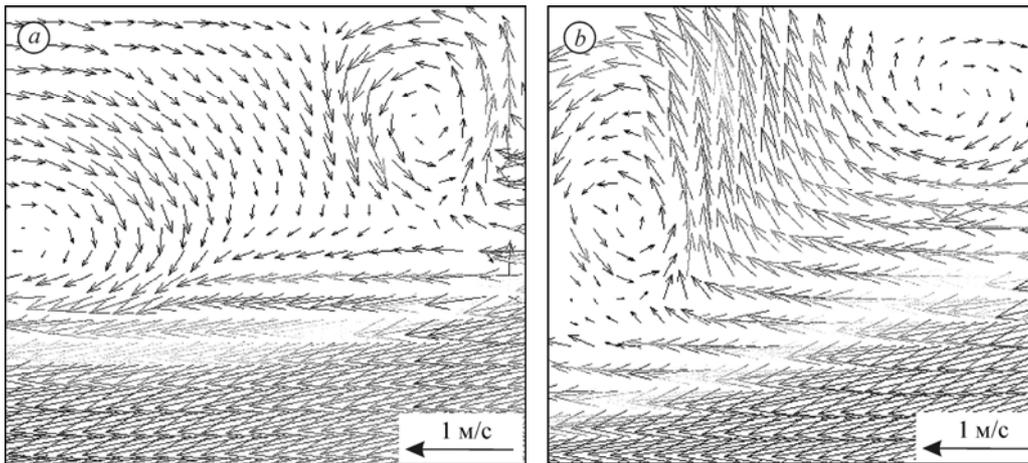


Рис. 5. Картина течения между фронтом пламени и «потолком». Чередование нисходящих (а) и восходящих (б) грибовидных структур — термиков. Стрелкой обозначен масштаб скорости.

в зоне горючего (между «потолком» и поверхностью пламени) представляет собой чередование нисходящего (рис. 5а) и восходящего (рис. 5б) движений в виде грибовидных структур. Анализировались около 100 снимков, при этом структуры, характерные для рис. 5, наблюдались примерно на 15–20 из них, когда ось симметрии грибовидной структуры оказывалась вблизи плоскости лазерного «ножа».

С появлением грибовидных структур усиливается поперечное движение в ячеистом пламени и возрастает интенсивность массопереноса. На рис. 6 показаны относительные потоки этанола на стенке $J_w = j_w / \rho_0 U_0$ (отношение поперечного потока горючего j_w к продольному потоку воздуха $\rho_0 U_0$, содержащему окислитель). Чтобы избежать реверса воздушного потока при переходе от смешанной конвекции к свободно-конвективному горению, для получения опытных данных использовалось пошаговое приближение к скорости, при которой образуются ячейки: $U_0 = 1,4, 1,2, 1, 0,8, 0,6$ м/с. Точки для первой из 4-х пористых пластин канала на рисунке не показаны. Данные работы [3] для горения этанола «на потолке» с гладкой неподвижной поверхностью пламени обозначены символами 7, данные, соответствующие продольным крупномасштабным вихрям, обозначены символами 6. Видно, что наибольший относительный поток достигается при 0,6 м/с, когда процессам переноса способствуют грибовидные структуры.

Из рис. 6 следует, что между крупномасштабными газодинамическими образованиями в пограничном слое и скоростью выгорания, которую они вызывают, существует связь. Линия 4 соответствует турбулентному массопереносу $J_w = 0,029 \cdot Re^{-0,2} \cdot Sc^{-0,6} \cdot \Delta C$, который не был

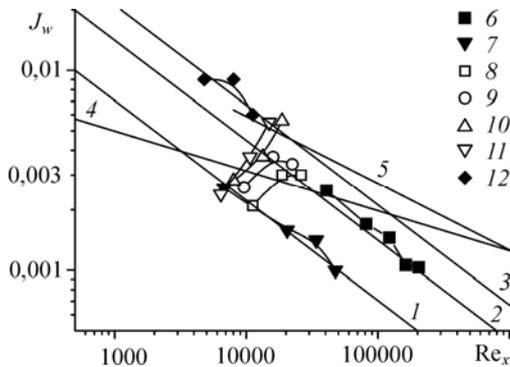


Рис. 6. Зависимость относительных потоков горючего от числа Рейнольдса при испарении и горении этанола «на потолке».

$U = 14,2$ (6), $2,5$ (7), $1,4$ (8), $1,2$ (9), $1,0$ (10), $0,8$ (11), $0,6$ (12) м/с; максимум массообмена достигается при возникновении ячеистого пламени при скорости воздуха 0,6 м/с (12).

достигнут в предыдущих работах автора — в опытах с диффузионным испарением и горением этанола за преградами; линия 5 соответствует зависимости для массопереноса $J_w = 0,104 \cdot \text{Re}^{-0,335} \cdot \Delta C$, которая была получена из обобщения данных [20] в опытах по теплообмену в области присоединения потока за преградой. Видно, что минимальная скорость выгорания соответствует ламинарному массопереносу ($J_w = \psi \cdot \text{Re}^{-0,5} \cdot \text{Sc}^{-0,66} \cdot \Delta C$ (линия 1), где $\Delta C = (C_w - C_0)$, $\psi = 1$) при горении с гладкой поверхностью фронта пламени (7). С увеличением скорости до 14,2 м/с (6), когда образуются продольные вихревые структуры, массоперенос возрастает практически вдвое, $\psi = 2$. Линией 2 показано обобщение данных [7] по массопереносу в пограничных слоях с вихрями Тейлора–Гёртлера. В диффузионном пламени с трехмерными ячейками скорость выгорания втрое превышает своё значение для ламинарного слоя ($\psi = 3$, линия 3) и достигает скорости выгорания в области присоединения за преградой, для которой характерно наличие интенсивного поперечного движения газа.

Обсуждение и выводы

Рассматривались ограничения массообмена в пограничном слое, связанные с химическими превращениями, с изменениями его газодинамической структуры и механизмов переноса. Анализ известных опытных данных по испарению и горению этанола показал, что все они относятся к переходной области, для которой интенсивность массопереноса ограничена закономерностями ламинарного (снизу) и турбулентного (сверху) процессов. Срыв пламени имеет место на режимах массообмена вблизи этих границ переходной области. Ламинаризация массопереноса, которая выражается в отклонении опытных данных от закономерностей турбулентного массообмена, обусловлена наличием крупномасштабных газодинамических структур в пограничном слое.

Особое место отведено анализу данных о грибовидных крупномасштабных образованиях, полученных в опытах с горением «на потолке». Горение «на потолке» — это частный случай общей проблемы теплопереноса на наклонных поверхностях. Выводы, являющиеся результатом исследований свободной конвекции [10, 11, 21, 22], содержат противоречия и неприменимы к анализу смешанной конвекции. Кроме того, авторами этих работ не было отмечено появление ячеистых структур. Возможно, диффузионное ячеистое пламя не было обнаружено из-за узкой области по скорости.

В опытах, проведенных в настоящей работе, рассматривался самоподдерживающийся режим испарения и горения, в котором теплообмен с зоной горения обеспечивал вполне определенный поток горючего со стенки. В этом принципиальное отличие от экспериментов [10, 11], где поток этилена задавался произвольно, а ячейки существовали в широком диапазоне изменений расхода горючего. С помощью аппаратуры PIV показано, что в диффузионном ячеистом пламени при испарении и горении этанола «на потолке» неустойчивость Релея–Тейлора проявляется как чередование восходящих и нисходящих потоков газа в виде грибообразных структур (термиков). Диапазон изменения скорости воздуха, при котором возникают ячейки, является крайне узким и составляет $U_0 = 0,6 \pm 0,05$ м/с. Он практически не зависит от высоты уступа $h = 0 \div 7$ мм.

Из рис. 6 видно, что с приближением к условиям образования ячеек характер зависимости $J_w(\text{Re})$ соответствует переходному режиму массопереноса. При появлении ячеек ($U_0 = 0,6$ м/с) массообмен возрастает в три раза по сравнению со «стандартным» ламинарным переносом вещества.

Влияние сажеобразования на теплообмен в низкоскоростном пограничном слое может оказаться неоднозначным — снижается температура горения, но увеличивается вклад радиационного теплового потока. Известны различные способы определения составляющих теплового потока в сложных условиях, в том числе, способ, представленный

в работе [23], основанный на подобии процессов переноса тепла и вещества на испаряющейся поверхности. Анализ его применимости к теплообмену в ячеистом пламени и проблема лучистого переноса теплоты выходят за рамки настоящего исследования.

Список литературы

1. Исаев С.И., Кожин В.И., Кофанов В.И., Леонтьев А.И. Теория тепломассообмена / под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высш. Школа, 1979. 495 с.
2. Блэр М.Ф. Влияние турбулентности внешнего течения на теплообмен и развитие среднего профиля турбулентного пограничного слоя. Ч. 2. Анализ полученных результатов // Теплопередача. 1983. Т. 105, № 1. С. 41–48.
3. Бояршинов Б.Ф. Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 713–722.
4. Бояршинов Б.Ф., Федоров С.Ю. Тепломассоперенос и стабилизация пламени в пограничном слое за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. 2013. № 5. С. 3–7.
5. Бояршинов Б.Ф. О границах переходного режима массообмена при горении этанола на горизонтальных стенках за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 4. С. 3–10.
6. Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986. 191 с.
7. Бояршинов Б.Ф. К анализу опытных данных по тепло- и массопереносу в пограничном слое // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 73–81.
8. Запругаев В.И., Киселев Н.П., Павлов А.А. Влияние кривизны линий тока на интенсивность продольных вихрей в слое смешения сверхзвуковых струй // Прикл. механика и техн. физика. 2004. Т. 45, № 3. С. 32–43.
9. Маккормак П.О., Уилкер Х., Келхер М. Вихри Тейлора–Гертлера и их влияние на теплообмен // Теплопередача. 1970. Т. 92, № 2. С. 106–118.
10. Orloff L., De Ris J. Modeling of ceiling fires // 13th Symp. (Int.) on Combustion. Comb. Inst. 1971. P. 979–990.
11. Orloff L., De Ris J. Cellular and turbulent ceiling fires // Combustion and Flame. 1972. Vol. 18. P. 389–401.
12. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. 1968. М.: Мир. 592 с.
13. Abdurakhmanov R.Kh., Boyarshinov B.F., Fedorov S.Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 1172–1180.
14. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа: пер. с англ. М.: Мир, 1986. 184 с.
15. Иногамов Н.А., Демьянов А.Ю., Сон Э.Е. Гидродинамика перемешивания. М.: Издательство МФТИ, 1999. 464 с.
16. Wooldridge C.E., Muzzy R.J. Measurements in the turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion // Tenth Symp. (Int.) on Combustion (The Combust. Inst., Pittsburgh). 1965. P. 1351–1362.
17. Джонс Д., Изааксон Л., Врик С. Турбулентный пограничный слой при наличии подвода массы, горения и градиента давления // Ракетная техника и космонавтика. 1971. Т. 9. № 9. С. 122–129.
18. Talbot L., Cheng R.K., Schefer R.W., Willis D.R. Thermophoresis of particles in a heated boundary layer // J. Fluid Mech. 1980. Vol. 101, part 4. P. 737–758.
19. Suzuki S., Kuwana K., Dobashi R. Effect of particle morphology on thermophoretic velocity of aggregated soot particles // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 4695–4700.
20. Ota T., Nishiyama H. A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1987. Vol. 30, No. 6. P. 1193–1199.
21. Zhang Y., Bustamante M.J., Gollner M.J., Sunderland P.B., Quintiere J.G. Burning on flat wicks at various orientations // J. Fire Sci. 2014. Vol. 32, No. 1. P. 52–71.
22. Gollner M.J., Huang X., Rangwala A.S., Williams F.A. Effects of inclination on upward flame spread // Fall Technical Meeting of the Western States Section of Combustion Institute, October 16–18, 2011. P. 648–657.
23. А.с. 1270588 СССР, кл. G-01 K 17/02. Способ определения составляющих теплового потока и устройство для его осуществления // Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И., Титков В.И. // Открытия. Изобретения. 1986. № 42.

*Статья поступила в редакцию 27 апреля 2017 г.,
после доработки — 19 мая 2017 г.*