

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИКАЛОВ OH И CN В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ГОРЕНИИ ЭТАНОЛА

Б. Ф. Бояршинов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, boyar@itp.nsc.ru

Чтобы изучить причины образования сверхравновесных концентраций радикалов, совместно рассматривались экспериментальные данные по распределению молекул CN и OH при диффузионном горении этанола и данные по переносу тепла в области химического реагирования. В опытах с горением в окрестности лобовой точки сферы скорость воздушного потока 0.7 м/с, в случае обтекания плоской поверхности она составляла 10 м/с (степень турбулентности 1 и 18 %). Проведен анализ взаимного расположения особенностей в распределении скорости тепловыделения и температуры, которые сопоставлялись с данными по распределению радикалов OH и CN. Для всех рассмотренных уровней турбулентности и скорости обтекания максимальная концентрация радикалов достигалась на границах области тепловыделения, положение которых определяется механизмами молекулярного переноса. Показано, что этот вывод применим к опытным данным по диффузионному горению затопленной струи водорода в воздухе.

Ключевые слова: пограничный слой, горение, радикалы, тепловыделение, процессы переноса, лазерно-индуцированная флюоресценция (ЛИФ), лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА).

ВВЕДЕНИЕ

Для теории горения одним из источников информации о процессе является регистрация светящихся областей в пламени. Их расположение зависит от кинетики реагирования, от газодинамических и тепловых характеристик и связано с наличием радикалов или частиц сажи в зоне химических реакций. Эти подходы фактически основаны на визуализации горения, они просты и наглядны. Целый ряд важнейших характеристик процесса (скорость распространения пламени, полнота сгорания и т. д.) может быть найден исходя из распределения радикалов.

Однако достоверность таких подходов остается предметом дискуссий. Авторами работы [1] было показано, что ни один из радикалов таких, как OH, CN или C₂, не подходит в качестве индикатора области тепловыделения. В работе [2] замечено, что регистрация OH приводит к неоднозначности в определении поверхности пламени из-за сравнительно медленной релаксации радикала. Гидроксил OH может рассматриваться как индикатор области сгоревших газов [3], а радикал CN отмечает положение зоны реакции. Поэтому в ра-

боте [4] в качестве маркера зоны горения использовался CN. Расчеты диффузионного горения газовой смеси (14 % C₂H₄ + 86 % N₂) во встречной струе воздуха, выполненные с применением программы OPPDIF, дают хорошее совпадение положения максимумов радикалов HCO и CN между собой и максимумом температуры, а гидроксил OH смещен в сторону окислителя. В работе [5] показаны результаты подобных расчетов применительно к горению метана во встречной струе воздуха, которые свидетельствуют о смещении CN в сторону горючего, а радикала OH — в направлении окислителя, причем в распределении HCO присутствуют два максимума. Аналогичные данные получены в работе [6].

Существует точка зрения, что радикалами могут быть отмечены особенности в распределении газодинамических параметров. Радикалы могут служить маркерами областей с повышенным уровнем касательных напряжений в реагирующем газе [7]. Авторы работы [8], опираясь на расчеты с использованием модели крупных вихрей (LES), установили, что в узких областях максимальных температур, которые соответствуют зоне горения и области определения радикала CN, скорость деформации увеличена. В своих экспериментах с горением частично перемешанной смеси метана с воздухом (25/75 %) в затопленной струе они

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-6965.2006.8.) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16478).

показали, что координаты максимумов температуры и концентрации ОН практически совпадают.

Процессы горения перемешанных смесей и диффузионного горения отличаются между собой [9]. Для перемешанных смесей характерно наличие одного резкого максимума тепловыделения. В диффузионных пламенах отмечаются вторичные максимумы, относящиеся к стадиям реагирования, которые проявляются на стороне окислителя. Наблюдаются зоны отрицательного тепловыделения в области горючего. Установлено, что уровень концентрации ОН выше равновесных значений. Этот вывод получен в работе [10] при исследовании диффузионного горения струи водорода в воздухе. С использованием метода лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) получены данные по абсолютным концентрациям гидроксила. Аналогичные измерения были проведены в пограничных слоях при горении этанола [11, 12]. Было показано, что координаты максимумов ОН и температуры не совпадают между собой, а в распределении радикала СН присутствуют два максимума. Область определения СН находится там, где образуются промежуточные продукты реагирования — уксусный альдегид (C_2H_4O) и оксид углерода (CO).

Из проведенного обзора нельзя сделать определенных выводов о структуре зоны горения в диффузионном пламени, о физических механизмах, определяющих координаты его характерных областей. В работе [13] координата «фронта» пламени определялась с учетом конвективного потока вещества (вдвух горючего со стенки) как область, где достигается стехиометрическое соотношение между атомарными концентрациями O , H , C . Очевидно, что структура зоны горения зависит от целого ряда факторов: от кинетики химического реагирования, от механизмов переноса (молекулярный, конвективный, в том числе, турбулентный). Поэтому для объяснения отмеченных особенностей в поведении радикалов ОН и СН следует привлечь опытные данные о тепловых, диффузионных и газодинамических параметрах зоны горения.

Настоящая работа является продолжением исследований [11, 12]. Ее цель — по результатам проведенных опытов получить данные о границах области тепловыделения, интенсивности тепловыделения, исследовать их зависимость от разных механизмов переноса. Основ-

ной акцент в ней делается на сопоставление между собой местоположения областей с максимальной концентрацией радикалов, с максимальной температурой, а также с положением границ, в которых происходит химическое реагирование.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Объект исследования — пограничный слой с испарением этанола и его горением в воздушном потоке комнатной температуры. В работах [11, 14, 15] накоплен необходимый комплекс опытных данных по распределению радикалов ОН, СН и стабильных веществ, средних скоростей и температур, которые используются в настоящей работе.

Абсолютные концентрации радикалов ОН получены с использованием метода ЛИФ в режиме насыщения. Методика измерений подробно описана в работе [11]. Исследования полей продольной компоненты скорости при горении этанола выполнены лазер-доплеровским анемометром [16], температура измерялась платина-платинородиевой микротермопарой диаметром 0.05 мм с введением поправки на излучение спая.

Данные о полях средней скорости $U(x, y)$ и температуры $T(x, y)$ соответствуют опытам с горением этанола над плоской поверхностью за ребром высотой $h = 3$ мм при двух уровнях турбулентности ($Tu_0 = 1, 18\%$). Скорость набегающего воздушного потока была равна $U_0 = 10$ м/с. При турбулентности $Tu_0 = 1\%$ использован полный набор локальных параметров в шести сечениях (40, 80, 120, 160, 200 и 240 мм), который также включает в себя результаты измерений концентраций $C(x, y)$ семи стабильных веществ (CO_2 , H_2O , C_2H_4O , C_2H_5OH , O_2 , N_2 , CO) в каждом из этих сечений. При степени турбулентности $Tu_0 = 18\%$ анализировались профили скорости и температуры в семи сечениях (15, 75, 140, 205, 270, 335 и 400 мм).

Опытные данные для случая горения в окрестности лобовой точки сферы диаметром 15 мм [11] в настоящей работе рассматриваются как своеобразное начало отсчета, когда полностью исключено влияние газодинамических факторов. Процедура обработки локальных данных одинакова для горения над горизонтальной плоскостью и в лобовой точке сферы.

МЕТОД АНАЛИЗА

Для определения границ области тепловыделения использовалось уравнение переноса энергии, в декартовых координатах оно имеет вид [17], если числа Шмидта и Прандтля равны единице:

$$\rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\rho c_p \overline{U'T'}) + W. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность, λ — теплопроводность, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, W — источниковый член. Энтальпия газовой смеси $i = \sum_{n=7} C_n \left(\int c_p dT + L \right)$ включает в себя теплоту испарения L воды и этанола (C_n — концентрация стабильных веществ). Поперечная составляющая скорости V находилась из выражения $\rho V = -\partial\psi/\partial x + j_w$, в котором j_w — измеренный поток вещества на стенке, а функция тока $\psi(x, y)$ вычисляется на основании опытных данных для продольной скорости $U(x, y)$ и температуры с учетом изменения молекулярной массы M смеси:

$$\psi = \int_0^y \frac{T_0 M}{T M_0} \rho_0 U dy. \quad (2)$$

В набегающем воздушном потоке $M_0 = 29$, $T_0 = 290$ К, $\rho_0 = 1.21$ кг/м³. По результатам измерений состава $C_n(x, y)$ газовой смеси рассчитывалось текущее значение молекулярной массы из соотношения $\frac{1}{M} = \sum_{n=1}^r \frac{C_n}{M_n}$. Теплофизические свойства находились по формулам

$$c_p = \sum_{n=1}^r C_n c_{p,n}, \quad (3)$$

$$\lambda = \sum_{n=1}^r r_n \lambda_n \left[1 + \frac{\Sigma r_p - (\Sigma r_p)^2}{3.5} \right],$$

где r_n — объемная доля компонента n ; r_p — доли полярных компонентов H_2O и CO_2 .

Тепловыделение $-\frac{\partial}{\partial y} (\rho c_p \overline{U'T'}) + W \equiv Q$ включает в себя турбулентный перенос и источниковый член W . Данные о корреляции

$\overline{U'T'}$ в настоящей работе отсутствуют. Поэтому тепловыделение Q определялось из (1) по результатам измерений температур $T(x, y)$, продольной компоненты скорости $U(x, y)$ и концентраций стабильных веществ $C_n(x, y)$ как сумма конвективной Q_c и молекулярной составляющей $Q_d = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right)$, т. е.

$$Q = \rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right). \quad (4)$$

Чтобы осуществить интегрирование и дифференцирование по (2) и (3), были проведены необходимые обобщения для получения зависимостей $M(y/y_f)$, $c_p(y/y_f)$ и $l(y/y_f)$, где y_f — поперечная координата «фронта» пламени, т. е. области, в которой $T = T_{\max}$. Затем опытные данные по полям скорости и температуры были представлены в виде полиномов различных степеней — от второй до девятой. Их применимость проверялась в каждом отдельном случае. Полиномы, описывающие первичные данные, подбирались таким образом, чтобы расхождение между ними и результатами опытов не превышало погрешности соответствующих экспериментов. Первые производные, полученные дифференцированием этих полиномов, связаны с потоками тепла, поэтому они корректировались по известным измерениям потоков на стенке, а на внешней границе пограничного слоя принимались равными нулю. Вторые производные, найденные для стенки, для внешней границы, а также для первых и последних сечений по длине канала, при анализе результатов не принимались во внимание.

О погрешности метода. Операция дифференцирования функции нескольких переменных, например энтальпии $i(T, C_n)$, может быть источником погрешности при определении искомых параметров. Однако известны методы измерений, например трения и тепловых потоков, при которых градиент скорости или температуры определяется фактически по их измерениям в одной или двух точках [18]. Очевидно, что наибольшие градиенты локальных параметров газа реализуются вблизи стенки при отсутствии горения. Поэтому методика, предложенная в настоящей работе, проверялась при обработке данных по трению в изотермическом случае при обтекании гладкой стенки воздушным потоком ($U_0 = 8.2$ м/с, пластина толщиной 0.3 мм установлена параллельно ниж-

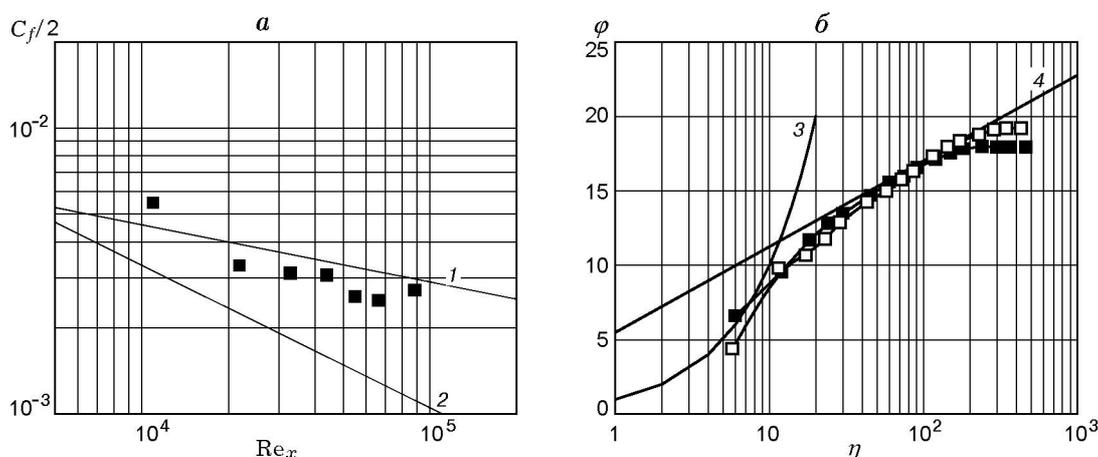


Рис. 1. Проверка метода:

a — коэффициенты трения, определенные по производной $(dU/dy)_w$, линия 1 — расчет для «стандартного» турбулентного пограничного слоя, 2 — для ламинарного течения; *b* — логарифмический закон скорости, полученный из полиномов $U(x, y)$, 3 — вязкий подслой, 4 — логарифмический участок, темные квадраты — $x = 60$ мм, светлые — $x = 160$ мм

ней стенке канала на расстоянии 20 мм от нее). Исходные профили $U(y, x)$ получены термоанемометром DISA с шагом по продольной координате $\Delta x = 20$ мм, минимальный шаг $\Delta y = 0.2$ мм. Коэффициенты трения определялись по производной скорости на стенке $c_f/2 = \mu(\partial U/\partial y)_w/\rho U_0^2$ и сопоставлялись с расчетом для турбулентного пограничного слоя на рис. 1, *a*. Видно, что наибольшее отклонение от «стандартной» зависимости [19] составляет $\approx 20\%$ (турбулентное течение — линия 1: $c_f/2 = 0.029 Re^{-0.2}$). Коэффициенты трения для ламинарного пограничного слоя представлены линией 2: $c_f/2 = 0.332 Re^{-0.5}$. На рис. 1, *b* показано соответствие профилей скорости, описываемых полиномами 6-й степени, известному логарифмическому закону. Отмечается наличие вязкого подслоя (линия 3 — $\varphi = \eta$) и логарифмического участка (линия 4 — $\varphi = 2.5 \ln \eta + 5.5$). Здесь $\varphi = (U/U_0)/\sqrt{c_f/2}$, $\eta = (yU_0\sqrt{c_f/2})/\nu$, где ν — кинематическая вязкость.

Таким образом, метод обработки экспериментов с использованием полиномов применим в условиях высоких градиентов локальных параметров газа и может обеспечить точность порядка 20% при определении величин, связанных с первой производной. Результат определения второй производной носит характер оценки, поэтому в настоящей работе рассматривается лишь положение точек перегиба на профи-

лях энтальпии. Погрешность определения их координат сопоставима с погрешностью измерения локальных параметров [15], т. е. не превышает 15%.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Пограничный слой в лобовой точке

В случае горения в окрестности лобовой точки на сфере диаметром 15 мм, когда продольная и поперечная скорости (U и V) обращаются в нуль, абсолютные значения скорости тепловыделения рассчитывались в сферических координатах, $Q_d = -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial r} \right) + \frac{2\lambda}{r c_p} \frac{\partial i}{\partial r}$, результаты показаны на рис. 2, *a* в виде зависимости от $y = r - r_0$, где $r_0 = 7.5$ мм. Горизонтальными стрелками отмечено положение максимумов температуры, а также концентрации радикалов OH и CH, полученные в работе [11]. Видно, что максимальное значение T находится в центре области тепловыделения $Q_d > 0$, окруженной слоями, в которых происходит поглощение тепла, $Q_d < 0$. В зоне горячего поглощения тепла, по-видимому, связана с образованием промежуточных продуктов реакции — уксусного альдегида и оксида углерода [14]. По общему уровню тепловыделения (≈ 600 МВт/м³) и по толщине зоны тепловыделения (≈ 0.8 мм — расстояние между точками, где $Q_d = 0$) полученные оценки

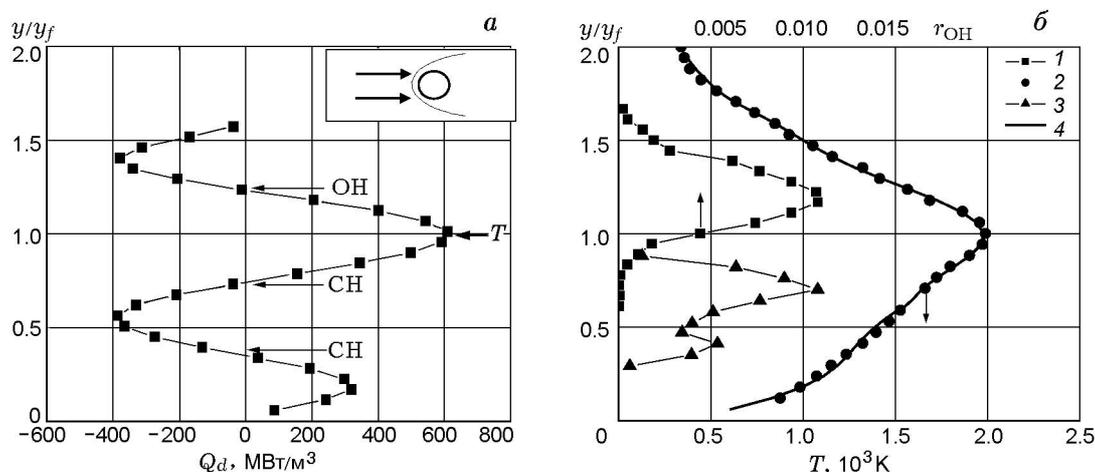


Рис. 2. Параметры пограничного слоя при испарении и горении этанола в лобовой точке сферы ($y_f = 1.78$ мм):

a — интенсивность тепловыделения, b — распределение радикалов OH (1), CH (3) и температуры (2) согласно [11], данные для CH в относительных единицах, линия 4 — полином

согласуются с данными для горения метана [9] во встречных струях. Эти значения существенно ниже приведенных в работе [20], в которой для ламинарного диффузионного пламени углеводородов получена скорость тепловыделения ≈ 6 ГВт/м³.

Из рис. 2, b следует, что слои с наибольшей концентрацией OH и CH расположены на границах областей выделения и поглощения тепла, т. е. при переходе кривой тепловыделения (см. рис. 2, a) через нуль. В этих точках по данным рис. 2, b уровень температур превышает 1200 К и химическое взаимодействие возможно, если присутствуют реагенты. Однако из [14] следует, что на границах тепловыделения при $y/y_f > 1$ отсутствует горючее, а в области $y/y_f < 1$ нет окислителя. Поэтому химического реагирования на границах области тепловыделения нет.

Пограничный слой на плоской горизонтальной стенке

При наличии конвективного движения в пограничном слое (случай обтекания плоской пластины) составляющие интенсивности выделения тепла, которое имеет различную природу (диффузионную и конвективную), вычленились из общей суммы и рассматривались отдельно. Типичные профили $Q(y)$ в сопоставлении с распределением $OH(y)$ показаны на рис. 3 — пример данных для продольной координаты $x = 200$ мм при степени турбу-

лентности воздушного потока 1 и 18 %. На рис. 3, a видно, что молекулярная составляющая тепловыделения Q_d обращается в нуль на тех же расстояниях от стенки, где достигается максимальная концентрация гидроксила OH (рис. 3, b) для соответствующих уровней турбулентности. Горизонтальными стрелками на рисунке отмечены координаты «фронта» пламени по данным [11, 14, 15]: смещение максимумов концентрации OH и температуры достигает $2 \div 3$ мм.

Интенсивность тепловыделения $\approx 10 \div 20$ МВт/м³ близка к ее уровню при горении углеводородного топлива в энергетических установках (в циклонной топке) [20]. Опытные данные приведены в размерном виде, чтобы показать реальные значения физических параметров. Линиями на рис. 3, a представлено суммарное тепловыделение (2). Если в ламинарном пламени область тепловыделения составляет ≈ 0.8 мм, то при повышении внешней турбулентности до 1 % она расширяется до ≈ 10 мм, а в случае $Tu_0 = 18$ % размывается по толщине пристенного течения (см. рис. 3, a), горение становится скорее объемным, чем фронтальным. Это очевидные отличия реальной структуры зоны горения от известной модели Шваба — Зельдовича, которые имеют место в пограничном слое, где уровень турбулентности по данным [16] достигает 20 \div 30 %.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что в рассмотренных ситуациях с го-

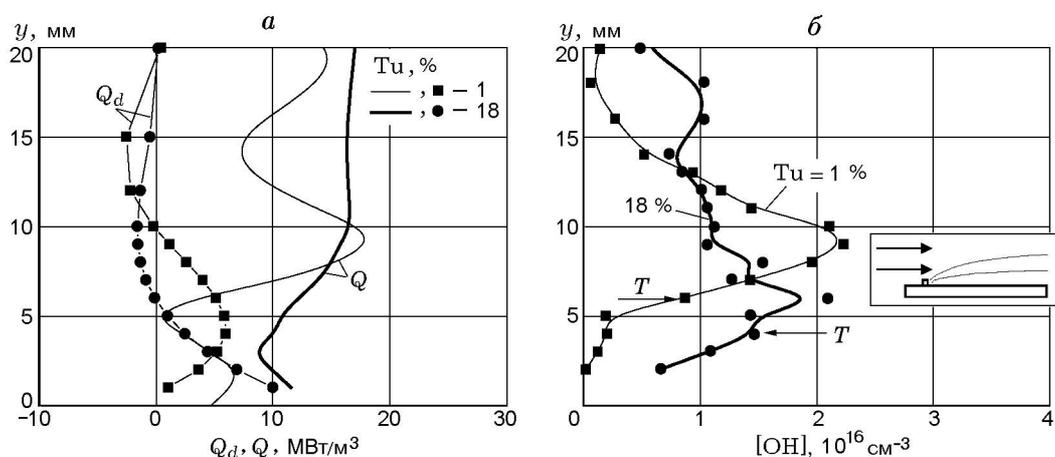


Рис. 3. Профили интенсивностей тепловыделения и концентраций ОН при горении этанола в пограничном слое над плоской стенкой ($x = 200$ мм, $U_0 = 10$ м/с)

рением этанола в лобовой точке и на плоской пластине для всех уровней турбулентности ($Tu_0 = 1, 18\%$) в местах перехода через нуль второй производной энтальпии концентрация ОН повышается. Эта закономерность слабо зависит от газодинамических особенностей потока и не зависит от вида частиц: она проявляется как для радикалов ОН, так и для молекул СН (см. рис. 2). Возможно, это связано с тем, что при диффузионном горении газов, когда смешение и взаимодействие реагентов происходят на молекулярном уровне, распределение радикалов определяется в основном молекулярными свойствами газов, и в меньшей степени зависит от газодинамических характеристик течения.

Диффузионное горение струи водорода

Повышение концентрации радикалов на границах области тепловыделения, как было показано выше, не зависит от характера течения. Отсутствие необходимости привлекать данные по гидродинамике значительно упрощает анализ распределения радикалов, и можно показать, что этот эффект не зависит от реагентов и отмечается при горении струи водорода в воздухе. Интенсивность тепловыделения определялась в цилиндрических координатах по формуле $Q_d = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r c_p} \frac{\partial i}{\partial r}$. На рис. 4 представлены результаты расчетов Q_d применительно к диффузионному горению водорода в воздухе [12]. В опытах диаметр горелки $d = 3$ мм, $x/d = 10$, $Re = \rho d U / \mu = 660$,

$r_f = 3.65$ мм. Теплопроводность рассчитывалась с учетом ее зависимости от температуры и состава газов по формуле (4), а недостающие данные по концентрациям стабильных веществ (O_2 , N_2 , H_2 и H_2O) взяты из экспериментов [21].

Видно, что максимум концентрации ОН совпадает с координатой области, где $Q_d = 0$. Уровень концентрации сверхравновесных радикалов, расположенных на расстоянии $r/r_f \approx 1.35$, вдвое выше, чем при $r/r_f = 1$. Для рассматриваемой струи концентрация радикала ОН при $r/r_f = 1$, где $T = T_{max}$, равна примерно $2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Это значение можно сравнить с данными [10, 22] по равновесной концентрации гидроксила в водородовоздушном пламени: рассчитанная для горения стехиометрической смеси в адиабатических условиях она равна $2.1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, что соответствует концентрации ОН в заранее перемешанной смеси водорода с воздухом. Таким образом, внутри области тепловыделения, где протекают химические превращения, нет избыточного количества радикалов. Они накапливаются на границе тепловыделения, где $Q_d = 0$ (рис. 4, б), и в диффузионном пламени происходит смещение координат максимума концентрации ОН относительно максимума температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты носят качественный характер, несмотря на то, что согласуются с количественными данными известных работ и собственных экспериментов. Кроме выбо-

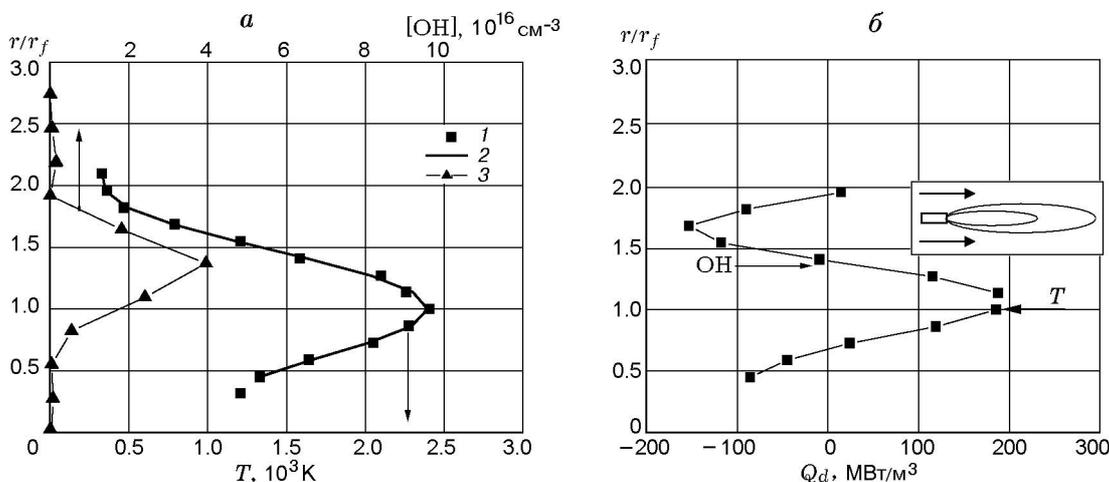


Рис. 4. Смещение координат максимумов температуры и концентрации гидроксила ОН при горении струи водорода в воздухе:
 а — эксперимент [12]: 1 — температура, 2 — полином, 3 — профиль радикала ОН; б — соответствующий ему расчет: максимум концентрации ОН на границе области тепловыделения, где $Q_d = 0$

ра полиномов, достоверность сделанных оценок зависит от рассматриваемого уравнения энергии. Записанное для измеряемых величин уравнение энергии имеет следующий вид:

$$c_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\rho c_p \overline{U'T'}) + W, \quad Q_d = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (5)$$

Сравнение результатов расчетов по (1) и (5) показало, что между ними существует заметное расхождение. По уровню тепловыделения в максимумах и минимумах различие достигает 27 % для случаев с горением струи и горения в лобовой точке. В меньшей степени ($\approx 15\%$ в расчетах для пограничного слоя над плоской стенкой) отмеченные факторы влияют на определение координат области с нулевым тепловыделением. При использовании (5) эта область соответствует нулевому значению второй производной температуры (точке перегиба в профиле температуры). Возможно, что это уменьшение погрешности связано с тем, что рассматривается смещение в область окислителя, где теплофизические свойства газов определяются в основном свойствами воздуха, и сравнительно большое расхождение в оценках не сказывается на основных выводах работы.

Таким образом, анализ структуры зоны горения показал связь между параметрами переноса тепла и параметрами, характеризую-

щими химическое реагирование. Рассматривались три ситуации, которые различаются между собой в газодинамическом отношении и кинетикой горения. Для них проведена оценка интенсивности тепловыделения. Положение особых точек для этой функции сопоставлялось с координатами максимумов в распределении радикалов. Общим для рассматриваемых процессов оказалось сближение координат области с максимальной концентрацией радикалов и границ области тепловыделения, где вторая производная по пространственной координате (точка перегиба в профиле) энтальпии (температуры) обращается в нуль: $Q_d = 0$. Показано, что в отличие от модели Шваба — Зельдовича, в турбулизованном пограничном слое горение скорее объемное, чем фронтальное. Получены данные о распределении тепловыделения, которые имеют значение при моделировании структуры реагирующего пограничного слоя.

Проявление закономерности, в соответствии с которой радикалы из зоны горения концентрируются там, где отсутствуют физико-химические превращения (нет выделения или поглощения тепла), может быть одной из причин, которая объясняет возникновение областей с избыточной, т. е. сверхравновесной, концентрацией гидроксила, что было обнаружено в [6, 10, 12, 22]. Очевидно, что наличие таких областей следует учитывать при проведении опытов по визуализации пламени, при построении кинетических моделей горения, проведе-

нии расчетов, основанных на измерениях распределения радикалов, т. е. при оценке полноты сгорания, скорости распространения пламени и т. д.

Эти результаты, относящиеся к проблеме взаимодействия турбулентности с химической реакцией, показывают, что при диффузионном горении даже в условиях интенсивного конвективного движения газа не исключается влияние механизмов молекулярного переноса на структуру зоны горения.

Автор чрезвычайно признателен своим коллегам С. Ю. Федорову и В. И. Титкову. Без их творческого вклада в развитие оптических методов измерений применительно к процессам горения невозможно было бы получение экспериментальных данных, которые составили предмет анализа в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

- Najm H. N., Paul P. H., Mueller C. J., Wickoff P. S. On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate // *Combust. Flame*. 1998. V. 113. P. 312–332.
- Seitzman J. M., Ungut A., Paul P. H., Hanson R. K. Imaging and characterization of OH structures in a turbulent nonpremixed flame // *Twenty-Third Symp. (Intern.) on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1990. P. 637–644.
- Hanson R. K., Seitzman J. M., Paul P. H. Planar laser-fluorescence imaging in combustion gases // *Appl. Phys. B*. 1990. N 50. P. 441–454.
- Han D., Mungal M. G. Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow // *Combust. Flame*. 2003. V. 132. P. 565–590.
- Donbar J. M., Driscoll J. F., Carter C. D. Reaction zone structure in turbulent nonpremixed jet flames — from OH-CH PLIF images // *Combust. Flame*. 2000. V. 122. P. 1–19.
- Puri, Moser, Santoro, Smyth. Laser-induced fluorescence measurements of OH-concentrations in the oxidation region of laminar, hydrocarbon diffusion flames // *24th Symp. (Intern.) on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1992. P. 1015–1022.
- Rehm J. E., Clemens N. T. The relationship between vorticity/strain and reaction zone structure in turbulent non-premixed jet flame // *Twenty-Seventh Symp. (Intern.) on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1998. P. 1113–1120.
- Pitsch H., Steiner H. Large eddy simulation of turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D) // *Phys. Fluids*. 2000. V. 12, N 10. P. 2541–2554.
- Sung C. J., Liu J. B., Law C. K. Structural response of counter flow diffusion flames to strain rate variations // *Combust. Flame*. 1995. V. 102. P. 481–492.
- Drake M. C., Pitz R. W., Lapp M., Fenimore C. P., Lucht R. P., Sweeney D. W., Laurendeau N. M. Measurements of superequilibrium hydroxyl concentrations in turbulent nonpremixed flames using saturated fluorescence // *20th Intern. Symp. on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1984. P. 327–335.
- Бояршинов Б. Ф., Титков В. И., Федоров С. Ю. Исследование распределения радикалов OH и CH в пограничном слое при горении этанола // *Физика горения и взрыва*. 2005. Т. 41, № 4. С. 22–28.
- Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение методом ЛИФ температуры и концентрации радикала OH при горении водорода и этанола // *Физика горения и взрыва*. 2004. Т. 40, № 5. С. 16–20.
- Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И., Шутов С. А. Турбулентный пограничный слой со вдувом реагирующих веществ // *Физика горения и взрыва*. 1981. Т. 17, № 6. С. 21–28.
- Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 29–36.
- Бояршинов Б. Ф. Пограничный слой с крупномасштабными структурами, с испарением и горением. Дис. . . д-ра техн. наук, 01.04.14. Новосибирск, 2007.
- Бояршинов Б. Ф., Титков В. И. Влияние турбулентности набегающего потока на структуру пограничного слоя с диффузионным горением этанола // *Прикладная механика и техническая физика*. 2001. Т. 42, № 6. С. 55–63.
- Турбулентные течения реагирующих газов: Пер. с англ. / Под ред. П. Либби, Ф. Вильямса. М.: Мир, 1983.
- Davletshin I. A., Kratirov D. V., Mekeshkin S. M., Miheev N. I., Molochnikov V. M., Hayrnasov K. R. New hot-wire and thermometric apparatus // *Proc. of ICMAR-2007, Novosibirsk, Russia, 5–10 Feb., 2007*. Novosibirsk: Parallel, 2007. Pt III. P. 70–74.
- Теория тепломассообмена: Учебник для вузов / С. И. Исаев, И. А. Кожин и др.; Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Высш. шк., 1979.
- Bradly D. How fast can we burn? // *Twenty-Fourth Symp. (Intern.) on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1992. P. 247–262.
- Wehrmeyer J. A., Yeralan S., Tecu K. S. Influence of strain rate and fuel dilution on laminar nonpremixed hydrogen-air flame structure: an experimental investigation // *Combust. Flame*. 1996. V. 107. P. 125–140.

-
22. **Lucht R. P., Sweeney D. W., Laurendeau N. M., Drake M. C., Lapp M., Pitz R. W.** Single-pulse, laser-saturated measurements of OH in turbulent nonpremixed flames // Optics Lett. 1984. V. 9, N 3. P. 90–92.

*Поступила в редакцию 15/І 2008 г.,
в окончательном варианте — 24/VI 2008 г.*
