

Российская академия наук
Объединенный институт высоких температур

Законы горения

Под общей редакцией Ю.В. Полежаева

Москва
УНПЦ «Энергомаш»
2006

УДК 536.46

ББК 22.317

З 195

З 195 **Законы горения** / Под общ. ред. Ю.В. Полежаева. М.:
Энергомаш, 2006. – 352 с.: ил.
ISBN 5–8022–0009–X

Горение – основной источник энергии всей нашей цивилизации. Горение – весьма многообразно, поэтому у этой книги много авторов. Читатели имеют возможность познакомиться с современным состоянием исследований по сжиганию газообразных, жидких или твердых топлив. Ученые и инженеры – авторы этой книги – работают в ведущих институтах Российской академии наук, в высшей школе и опытно-конструкторских бюро. Но эта книга – не справочник и не энциклопедия. Книга ориентирована, прежде всего, на поиск общих закономерностей в сложном и далеко еще неизученном явлении, которым является горение. Только установив эти закономерности можно создать перспективные высокоэффективные энергоустановки, минимизировать экологические последствия вредных выбросов, успешно бороться с пожарами.

Книга предназначена для специалистов энергетического машиностроения, авиационно-космического и автомобильного двигателестроения, а также студентов и аспирантов высших учебных заведений соответствующих специальностей.

УДК 536.46

ББК 22.317

ISBN 5–8022–0009–X

© УНПЦ «Энергомаш»

СОДЕРЖАНИЕ

Пр о л о г . Горение – знакомое и непознанное	9
Р А З Д Е Л I . ГОМОГЕННОЕ ГОРЕНИЕ	
Г л а в а 1 . Горение предварительно перемешанных топливных смесей (Полежаев Ю.В., Мостинский И.Л., Габбасова Г.В.)	18
1.1. Простейшая модель горения	18
1.2. Зависимость «нормальной» скорости горения от температуры и от концентрации горючего в смеси	22
1.3. Влияние предварительного подогрева или охлаждения горючей смеси на скорость горения	29
1.4. Зависимость нормальной скорости горения от давления	31
1.5. Турбулентность и модели турбулентного горения	34
Литература	40
Принятые обозначения	42
Г л а в а 2 . Диффузионный режим горения (Полежаев Ю.В., Мостинский И.Л., Горяинов Д.А.)	43
2.1. Карта режимов. Ламинарный и турбулентный режимы горения	43
2.2. Ламинарно-турбулентный переход. Масштаб турбулентности	48
2.3. Законы ламинарно-турбулентного горения затопленных струй	53
Литература	61
Принятые обозначения	62
Г л а в а 3 . Пограничный слой с горением на проницаемой поверхности (Волчков Э.П., Федоров С.Ю., Терехов В.В., Бояршинов Б.Ф.)	63
Введение	63
3.1. Методы измерений	63
3.2. Экспериментальное исследование характеристик пограничного слоя с горением	69
3.3. Теоретические модели и методы расчета пограничных слоев с горением ..	79
Литература	88
Принятые обозначения	90
Г л а в а 4 . Исследование горения углеводородного топлива, стимулированное неравновесными плазменными образованиями в воздушном высокоскоростном потоке (Битюрин В.А., Климов А.И.)	91
Введение	91
4.1. Внутреннее СГ углеводородного топлива в воздушном высокоскоростном потоке	93
4.2. Аномально медленное СГ	98
4.3. Стимулированное смешивание	100
4.4. Внешнее СГ в высокоскоростном воздушном потоке. Основные результаты	101
Заключение	101
Литература	102
Принятые обозначения	104

Глава 3. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ С ГОРЕНИЕМ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Введение

Исследование процессов тепломассообмена при вдуве топлива через пористую поверхность является самостоятельным и важным направлением теории гомогенного горения, поскольку по подобному механизму происходит горение жидких и твердых топлив, а также теплозащитных покрытий. Образующийся фронт пламени является источником тепловыделения при экзотермических реакциях и образования продуктов сгорания, которые диффундируют к поверхности и во внешнюю область пограничного слоя. В предельном случае, когда фронт реакции располагается на поверхности, имеет место режим гетерогенного горения.

Расчет пограничного слоя в таких условиях требует совместного решения динамической, тепловой и диффузионной задач с учётом уравнений химической кинетики, переменности теплофизических свойств, многокомпонентной диффузии и других факторов.

Исследованиям пограничных слоёв с горением посвящено большое число работ, результаты которых обобщены в [3.1–3.6]. Однако, имеющиеся данные весьма противоречивы. Так, например, результаты опытов по тепломассообмену при горении в пограничном слое отличаются более, чем на порядок, что соответственно требует более глубокого анализа и постановки новых как расчётных, так и экспериментальных исследований. Слабо изученной является турбулентная структура пограничных слоев с горением.

Наиболее детальные экспериментальные исследования турбулентного пограничного слоя на плоской пластине со вдувом топлива через пористую пластину и горением были проведены в [3.7, 3.8, 3.9].

Полученные в них данные показали существенное влияние горения на структуру турбулентного пограничного слоя. Особенно следует подчеркнуть снижение турбулентных пульсаций в пограничном слое при горении.

Детальный анализ тепломассообмена на проницаемой поверхности проведен в [3.6]. В указанной работе рассмотрены многие факторы, влияющие на горение в пограничном слое, в том числе и вопросы подобия процессов переноса тепла и массы, однако основные результаты относятся к течениям в окрестности лобовой точки.

Из теоретических работ следует отметить [3.10], где проведено численное моделирование течения и химических реакций при вдуве газообразного и испарении жидкого топлива в ламинарный пограничный слой, а также работу [3.11], в которой рассмотрено горение в ускоренном турбулентном пограничном слое.

3.1. Методы измерений

Горение – многопараметрический процесс, при экспериментальном исследовании которого необходимы опытные данные, характеризующие различные стороны этого явления: химические, газодинамические, тепловые и т.д. Результаты измерений средних во времени концентраций, температур, скоростей движения газа, а также тепловых и массовых потоков отражают наиболее общие свойства реагирующего течения. Для этих целей успешно применяются традиционные зондовые методы. Оптические бесконтактные методы измерений, получившие широкое развитие с применением лазеров, позволяют измерять с высоким временным и пространственным разрешением мгновенные значения пара-

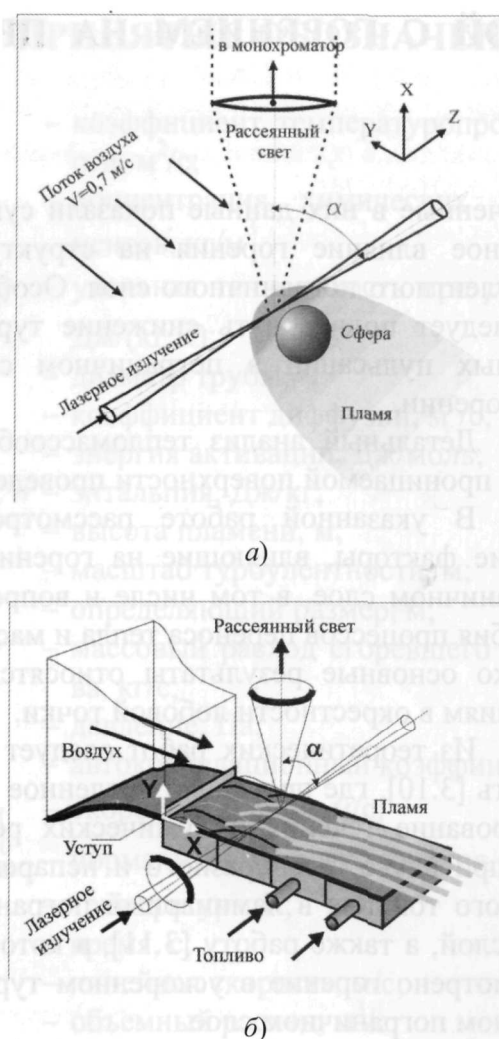


Рис. 3.1. Схема измерений методом РР в реагирующем пограничном слое: а – ламинарное пламя в лобовой точке сферы; б – турбулентное течение вдоль плоской поверхности за областью отрыва

метров, необходимые для углубленного изучения процессов в потоках.

Рэлеевское рассеяние света (РР) происходит во время прохождения лазерного излучения через газовую среду. Частота рассеянного излучения не отличается от частоты падающего. Интенсивность определяется формулой $I_{\text{РР}} \sim (n-1)^2 I_{\text{Л}} N$, где N – числовая плотность газа, $I_{\text{Л}}$ – интенсивность лазерного излучения, n – показатель преломления исследуемого газа в стандартных условиях [3.12]. Значение показателя преломления для смеси газов $n_{\text{смеси}}$ определяется по формуле $(n_{\text{смеси}}-1)^2 = \sum \alpha_i (n_i-1)^2$,

где α_i – мольная доля i -го компонента. Предполагается суммирование по всем компонентам газовой смеси. Для измерений этим методом свет, рассеянный под некоторым углом из небольшого участка сфокусированного лазерного пучка, имеющего произвольную длину волны, проектируется на входную щель монохроматора или на интерференционный фильтр и, пройдя его, регистрируется фотоумножителем. С применением импульсных лазеров РР позволяет измерять в однородной среде мгновенные значения плотности, а при постоянном давлении – температуры. Например, метод использовался в [3.13, 3.14] при исследовании сверхзвуковых струй, истекающих в вакуум. При изучении пламени метод может быть применим лишь в случаях, когда состав газов известен. Измерения методом РР могут быть затруднены в потоках, содержащих частицы (пыль, сажа), из-за возникновения на них сильного рассеяния.

В работе [3.15] были проведены исследования применимости метода РР к изучению диффузионного горения топлива в воздушном потоке. Исследовались пограничный слой на сфере с испаряющимся этанолом, со вдувом пропан-бутана и диффузионное пламя водорода. Использовалась сфера $\varnothing 15 \text{ мм}$ из пористой нержавеющей стали, которая пропитывалась этанолом и ее поверхность поддерживалась влажной в течение эксперимента (рис. 3.1). Сфера обдувалась потоком воздуха со скоростью $0,7 \pm 0,12 \text{ м/с}$, при которой пламя оставалось неподвижным. Скорость выгорания $0,027 \text{ кг/м}^2\text{с}$. Исследовалась окрестность лобовой точки на расстоянии от поверхности сферы $y < 4 \text{ мм}$. С помощью координатного устройства объект мог перемещаться в горизонтальной плоскости с точностью $0,01 \text{ мм}$.

Проверено, что в бессажевом пламени водорода уровень сигнала совпадает с расчётом. В пламёнах углеводородов обнаружено некоторое увеличение сигнала, вызванное присутствием частиц сажи. Допол-

нительное рассеяние на частицах неізотропно, т.е. зависит от ориентации осей лазерных пучков и приёмной системы. Для случая горения этанола найден ракурс $\alpha = \pi - 13^\circ$, при котором влияние рассеяния на частицах сажи, минимально. Показано, что метод рэлеевского рассеяния применим во внешней области пограничного слоя до фронта пламени. Обнаруженные особенности рассеяния в продуктах сгорания этанола и пропан-бутана учитывались при измерениях пульсаций температуры в реагирующем турбулентном пограничном слое.

На рис. 3.2 показаны данные для пограничного слоя на плоской поверхности с испарением и горением этанола ($x=160$ мм), полученные при вышеуказанном ракурсе. Установлено, что на всех режимах течения ($U=10$ м/с, $Tu=1\%$, 8% , 18%) не удаётся получить согласие с термопарными измерениями, если $T > 1000$ К. Это объясняется тем, что определяемая в методе рэлеевского рассеяния (при постоянном давлении и составе газов) температура обратно пропорциональна величине сигнала $T \sim I^{-1}$, и увеличение последнего вследствие рассеяния на частицах сажи приведет к занижению регистрируемой температуры по сравнению с результатами термопарных измерений. Таким образом, можно предположить, что в турбулизованном пограничном слое с горением органического вещества интенсивное сажеобразование происходит в областях, где $T > 1000$ К. И во внешней области пограничного слоя, где $T < 1000$ К, сопоставление средних температур показало значительное расхождение данных по рэлеевскому рассеянию с результатами термопарных измерений (~ 500 К при $Tu=8\%$, рис. 3.2, а). Это расхождение хорошо воспроизводится и отмечается для вполне определённых значений продольной координаты. Оно связано с различием в способах осреднения. Осреднение термопары, обусловленное её тепловой инерцией, даёт среднемассовую температуру, как в случае осреднения по Фавру $\bar{T} = \rho' T' / \rho$ [3.16]. Данные импульс-

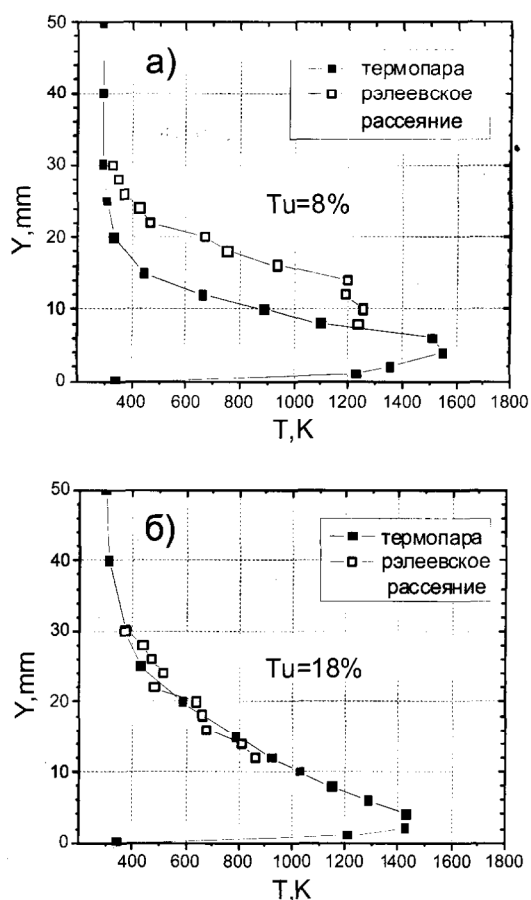


Рис. 3.2. Профили температуры, измеренные термопарой и импульсным методом рэлеевского рассеяния

ных измерений рэлеевского рассеяния осреднялись по ансамблю, т.е. плотность среды не учитывалась. С увеличением турбулентности (рис. 3.2, б) отличие в средних величинах, полученных разными способами, снижается.

Лазерно-индуцированная флуоресценция (ЛИФ) – это излучение фотонов молекулами, возбужденными воздействием лазерного излучения. В методе ЛИФ используется та же схема рассеяния, что и в РР, но для возбуждения применяют лазер с перестраиваемой длиной волны. Обычно с помощью ультрафиолетового излучения лазера на красителях, полученного в режиме удвоения или суммирования частоты, возбуждают ЛИФ промежуточных продуктов химических реакций – радикалов ОН,

СН, NO и др. Спектр возбуждения записывают перестраивая длину волны лазера в необходимом диапазоне и регистрируя флуоресценцию в широкой полосе. Интенсивность флуоресценции пропорциональна плотности мощности лазерного излучения (P/A), концентрации радикалов (N) и ослаблена процессами тушения возбужденного состояния: $I_{\text{ЛИФ}} \sim \frac{P}{A} N R_Q^{-1}$, где скорость тушения флуоресценции $R_Q = \sum_i n_i \sigma_i v_i$.

Здесь n_i , σ_i и v_i – концентрация, сечение тушения и относительная скорость для i -го компонента [3.17].

По форме спектра ЛИФ можно вычислить температуру газа, потому что он отражает распределение населенностей уровней исследуемых радикалов. А по интенсивности линий можно определить концентрации радикалов при условии, что имеется дополнительная информация о составе газа в точке измерений и сечениях тушения основными компонентами. Для спирто-воздушных пламён такая информация имеется [3.18].

Более удобен для измерения концентрации радикалов метод ЛИФ с насыщением, которое достигается использованием высокой плотности мощности лазерного излучения. В поле мощного лазерного излучения определяющими оказываются вынужденные переходы из верхнего состояния, скорость которых гораздо выше, чем спонтанных и медленные процессы тушения оказываются несущественными. Конечно, система сбора флуоресценции должна исключить не дающие насыщения краевые пространственные области лазерного пучка, а система регистрации обеспечить выборку сигнала в момент максимальной интенсивности лазерного импульса.

В наших опытах методом ЛИФ измерялись температуры при горении водорода и этанола [3.19], и концентрации радикалов OH и CN в пограничном с горением этанола [3.20].

При измерениях температуры для возбуждения была выбрана колебательно-вращательная полоса $1 \leftarrow 0$ электронного перехода $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$ радикала OH (рис. 3.3). Она сканировалась узкополосным лазерным излучением, перестраиваемым по длине волны в диапазоне 2810–2870 Å. Измерялась интегральная по времени интенсивность флуоресценции из измерительного объема в спектральной области 3040–3180 Å, включающей полосы $0 \rightarrow 0$ и $1 \rightarrow 1$.

Экспериментальная техника ЛИФ, применявшаяся при измерениях температуры описана в [3.21].

На рис. 3.4 показаны результаты измерений в пламени заранее перемешанной смеси водорода с кислородом на расстоянии 20 мм от среза горелки вблизи её оси. Для стехиометрического состава максимальная температура $T=3090$ К, для богатой и бедной смесей её уровень снижается. Видно, что полученные данные согласуются с [3.22].

В опытах со сферой оптические измерения температуры дублировались измерениями с помощью платиноплатинородиевой термопары Ø50 мкм. Ее электроды располагались в меридиональной плоскости эквидистантно поверхности сферы.

На рис. 3.5 показаны значения температуры полученные методом ЛИФ

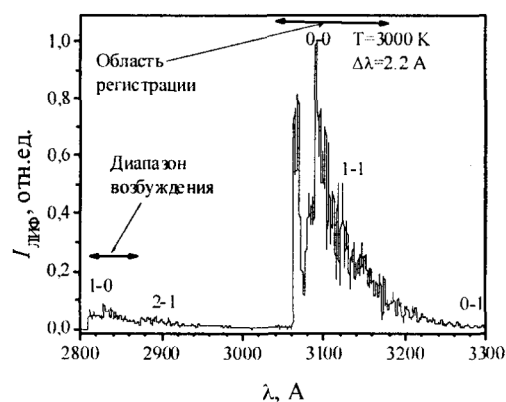


Рис. 3.3. Схема возбуждения флуоресценции при измерениях температуры

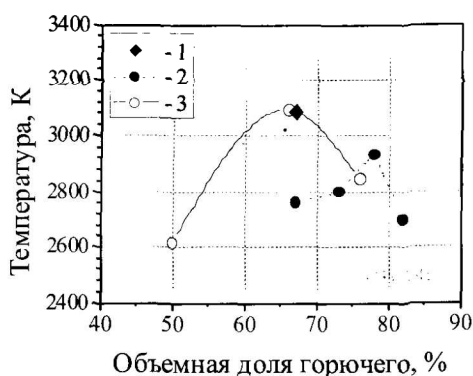


Рис. 3.4. Температура пламени водорода с кислородом: 1 — данные [3.22], 2 — [3.23], 3 — полученные методом ЛИФ

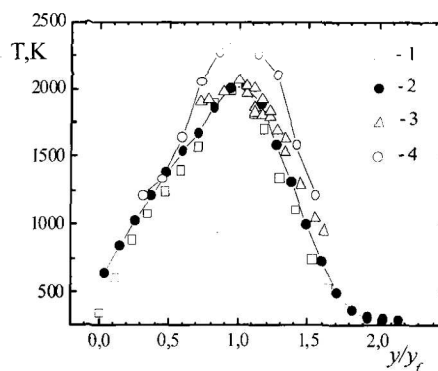


Рис. 3.5. Температура при горении спирта в воздушном потоке (1–3) и водорода (4)

(значки 3) и термопарой (значки 2) с коррекцией погрешности, обусловленной ее излучением. Здесь же данные (значки 1) для испарения и горения этанола в пограничном слое над плоской поверхностью [3.18] при продольном обтекании воздушным потоком 3,3 м/с. Координата y отнесена к расстоянию от стенки до области с максимальным значением температуры y_f . В опытах со сферой $y_f = 1,8$ мм, с плоскостью $y_f = 8,8$ мм. Видно, что температуры, измеренные разными методами, при $y = y_f$ удовлетворительно совпадают и близки к случаю горения в пограничном слое над плоскостью. Точками 4 показан фрагмент профиля температуры в водородовоздушном пламени, полученный из пирометрических измерений с использованием молибденового зонда диаметром 0,5 мм и длиной 20 мм, ориентированного по изотерме вдоль потока. Радиационные потери такого зонда найдены при совместном его использовании с платина-платинородиевой термопарой. Опыты проведены для уточнения расстояния $2y_f = 7,3$ мм между максимумами в профиле температуры пламени водорода, $T_{\max} = 2406 \pm 70$ К, что согласуется с известными данными [3.22].

На рис 3.6 показаны результаты измерений объемных концентраций в ламинарном пламени испаряющегося этанола вблизи лобовой точки сферы $\varnothing 15$ мм и в пограничном слое над плоской горизон-

тальной поверхностью (см. рис. 3.1; скорость $U_0 = 3$ м/с, степень турбулентности $Tu_0 = 1\%$, $x = 140$ мм, высота стабилизатора пламени $h = 3$ мм). Поперечная координата y отнесена к координате максимума температуры y_f . Видно, что параметры, характеризующие горение испаряющегося этанола (ОН, СН, Т), отличаются по расположению их экстремумов. Возможно, что специфическое распределение СН (рис. 3.6, а) связано с наличием промежуточных продуктов химического реагирования C_2H_4O и СО (рис. 3.6, б). Проведенные оптические измерения локальных значений температуры и концентрации радикала ОН показали, что получаемые результаты соответствуют высокому пространственному и временному разрешению ($\sim 0,1$ мм, $15 \cdot 10^{-9}$ с). Они согласуются с известными данными и могут быть основанием для использования метода ЛИФ в реагирующих потоках с пульсациями концентрации ОН.

Когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) — это четырехфотонный процесс, основанный на эффекте Рамана. Первоначально эффект использовался в методе спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) опять в той же схеме рассеяния, что РР и ЛИФ. Под действием лазерного излучения с фиксированной длиной волны происходят двухфотонные процессы рассеяния света на молекулах вещества.

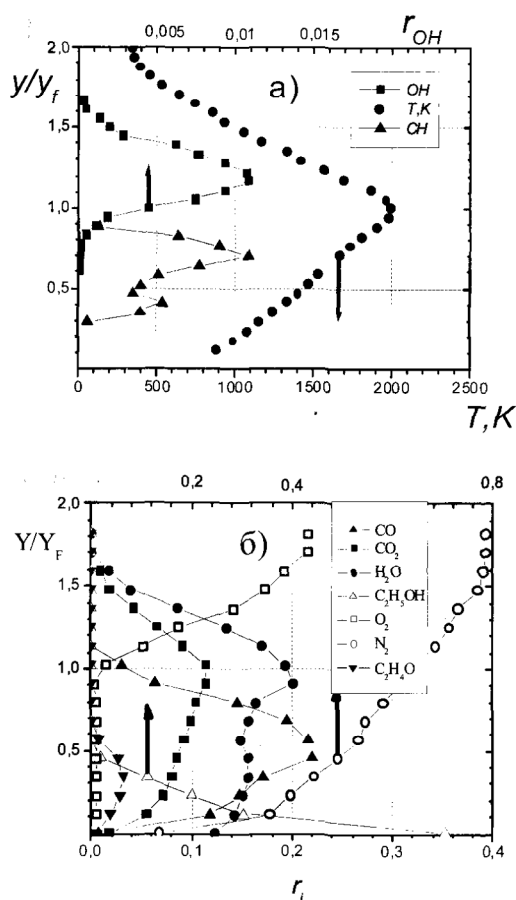


Рис. 3.6. Ламинарный пограничный слой с горением испаряющегося этанола. Распределение абсолютной концентрации OH, температуры и относительной концентрации CH вблизи лобовой точки сферы (а). Распределение концентрации стабильных веществ по результатам газохроматографического анализа [3.24] вблизи плоской поверхности при продольном ее обтекании (б)

При этом энергии рассеянных фотонов отличаются от энергии падающих на величину колебательной (вращательной) энергии молекул. А в спектре рассеянного света присутствуют линии, сдвинутые в длинноволновую (стоксову) и коротковолновую (антистоксову) области. Молекулы разных газов (N_2 , O_2 , H_2 , H_2O , CO_2 и др.) обладают своим характерным набором линий СКР. Интенсивности линий прямо пропорционально зависят от концентрации исследуемого компонента газовой смеси и от интенсивности лазерного излучения. Однако, низкая эффективность спонтанного рассеяния (приблизительно на три по-

рядка ниже, чем у РР) является непреодолимым недостатком СКР и сильно ограничивает его область применения. Метод КАРС позволяет получить высокую интенсивность сигнала комбинационного рассеяния за счет усложнения аппаратуры. В методе КАРС используют два лазера: один с фиксированной частотой, другой – с перестраиваемой. Настройка разностной частоты на частоту молекулярных колебаний приводит к быстрому согласованию фаз колебаний у всех молекул, находящихся в области «накачки». Дальнейшее рассеяние на них третьего – пробного пучка, в качестве которого используют часть излучения первого лазера, происходит с возросшей на несколько порядков эффективностью. Интенсивность антистоксова сигнала выражается формулой: $I_{КАРС} \sim I_1 I_2 I_3 |\chi^{(3)}|^2$. Здесь

$\chi^{(3)}$ – нелинейная кубичная восприимчивость вещества, которая определяется различными параметрами исследуемого газа, в т.ч. температурой и концентрацией молекул [3.25, 3.26]. Рассеянный свет распространяется в виде узконаправленного когерентного пучка, подобно лазерному, который практически не подвержен влиянию паразитной засветки из области измерений. Применение схем неколлинеарного расположения пучков позволяет избавиться также от лазерной засветки. Широкополосное возбуждение и регистрация спектров позволяет наиболее полно использовать возможности метода и проводить импульсные измерения параметров в сложных условиях, где невозможно применение других методов диагностики.

В Институте теплофизики СО РАН создается такая аппаратура КАРС, ориентированная на применение в различных аэродинамических установках, в том числе на гиперзвуковой аэродинамической трубе АТ-303 Института теоретической и прикладной механики СО РАН в исследованиях модели ГПВРД (рис. 3.7). Современные гиперзвуковые аэродинамические трубы обеспечивают условия испытаний в те-

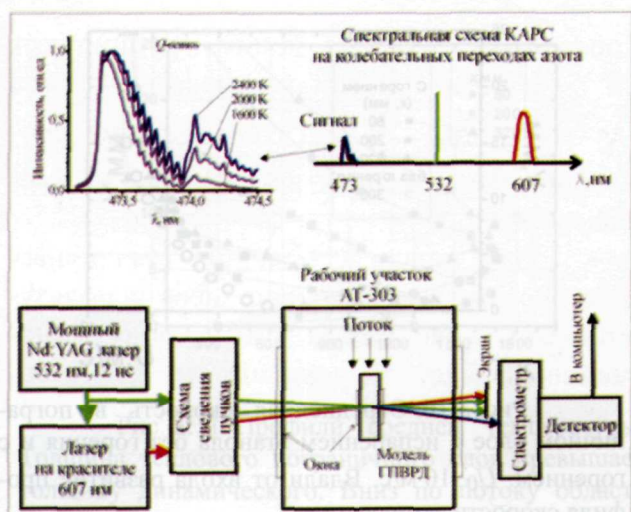


Рис. 3.7. Схема эксперимента для исследования модели ГПВРД в АТ-303 по колебательным спектрам КАРС

чение ограниченного промежутка времени $\sim 0,1$ с, что повышает требования к методам измерений. Они должны применяться для скоростей газового потока до 2 км/с, температуры 200–3000 К при давлении 0,01–100 атм, обеспечивая бесконтактные измерения.

3.2. Экспериментальное исследование характеристик пограничного слоя с горением

На рис. 3.8 показана схема пограничного слоя с горением вещества, поступающего со стенки. Она является общепринятой для пристенных течений с химическими и фазовыми превращениями и представляет собой процесс горения конденсированного топлива: угля, жидких или газообразных нефтепродуктов.

Горячее со стенки и окислитель из набегающего потока диффундируют навстречу друг другу. Их взаимодействие происходит с бесконечно большой скоростью в пределах сдвигового слоя. В результате химического реагирования образуются продукты сгорания, которые переносятся к стенке и в основной поток. Это основные положения модели диффузионного «фронта пламени». Она успешно применялась для

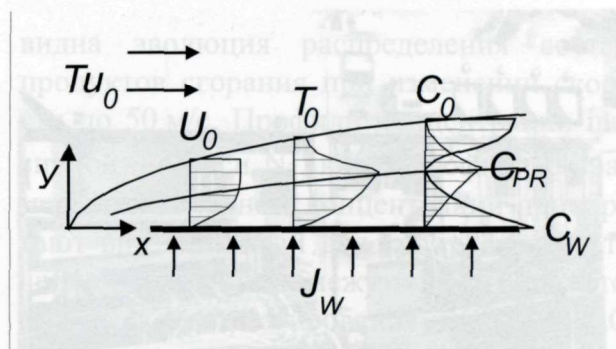


Рис. 3.8. Схема течения в пограничном слое: модель фронта пламени

описания массопереноса при гетерогенном горении [3.27], когда химические превращения происходят непосредственно на поверхности твёрдого топлива (графита), где состав газов и их температура связаны между собой.

Экспериментальное оборудование

Диффузионное горение жидкого топлива моделировалось в аэродинамической трубе (рис. 3.9), в которой проволоочная сетка с ячейками 1×1 мм устанавливалась на входе в конфузور. Его сужающаяся часть присоединялась к рабочему участку сечением 100×100 мм, степень турбулентности на входе в который составляла $Tu_0=1\%$. Дальнейшее увеличение турбулентности ($Tu_0=8, 18$ или 26%) достигалось заменой сетки на решётку с отверстиями диаметром 25 мм, число которых могло изменяться (25, 9 или 5). Скорость воздуха на входе в рабочий участок не превышала 80 м/с.

В опытах без ускорения ($dP/dx=0$) верхняя крышка канала отсутствовала. Прозрачные боковые стенки составлены из набора кварцевых пластин. Нижняя поверхность образована либо пористыми пластинами из нержавеющей стали 80×80 мм, либо засыпкой из стеклянных шариков диаметром $(0,7 \pm 0,15)$. Система подачи горячего обеспечивала постоянный уровень этанола в пористых пластинах (или в засыпке), которые оставались влажными в течение эксперимента. Скорость испарения этанола с каждого элемента самоустанавливалась в соответствии с условиями кон-

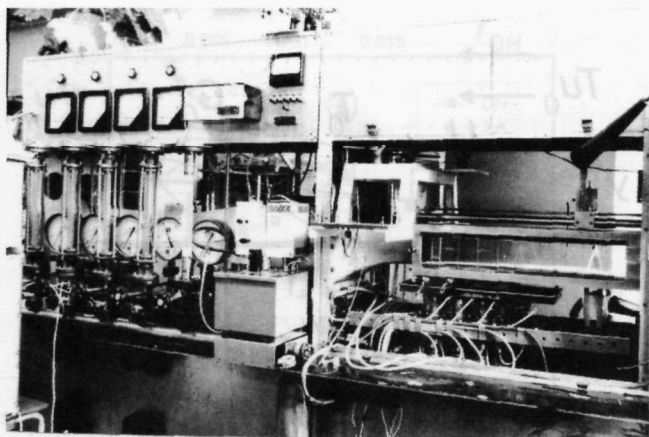


Рис. 3.9. Рабочий участок экспериментальной установки

вективного тепломассообмена с зоной горения.

Измерялся расход этанола и температура испаряющейся поверхности. Данные о распределении температуры в реагирующем пограничном слое получены платиноплатинородиевой термопарой диаметром 50 микрон, пульсации температуры измерены с применением метода рэлеевского рассеяния (РР). Поля скоростей и турбулентности исследовались лазерным доплеровским анемометром (ЛДА). Данные о распределении концентрации стабильных веществ получены отбором проб газа в различных точках пограничного слоя с последующим анализом на газовом хроматографе ЦВЕТ-102. Для исследования полей концентрации радикалов использовался метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ).

Область существования реального пограничного слоя с горением ограничена. В опытах установлено, что передняя кромка пламени срывается при малых скоростях воздушного потока 3–5 м/с, когда определяющим процессом является естественная конвекция. Повышение вклада вынужденной конвекции может быть достигнуто лишь после принятия мер по стабилизации горения. В [3.9] пламя было стабилизировано предвключённым участком длиной ~1 м; оживальный насадок на переднем конце пористой цилиндрической модели применён в работе [3.28]; в [3.29] использовалась дежурная горелка. В установке, по-

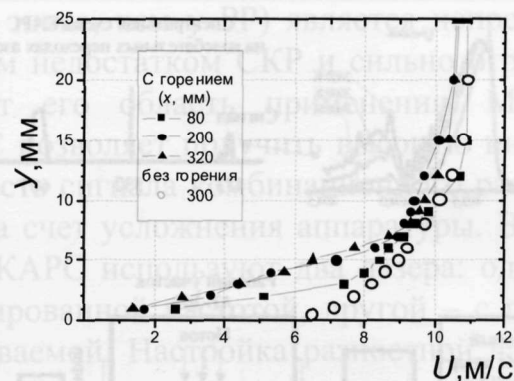


Рис. 3.10. Осреднённая скорость в пограничном слое с испарением этанола без горения и с горением. $U_0 \sim 10$ м/с. Вдали от входа развитие профиля скорости замедляется

казанной на рис. 3.9, стабилизатором пламени служило ребро, обычно применяемое в экспериментах без горения для искусственной турбулизации потока, а также исключения переходного режима течения. Установлено, что без горения параметры пограничного слоя (профили скорости и турбулентности, интегральные параметры) соответствуют турбулентному течению, если высота ребра $h \sim 3$ мм.

Базовые данные о пограничном слое с горением были получены в опытах с однородным воздушным потоком. Они соответствуют скоростям обтекания $70 > U_0 > 10$ м/с, степени турбулентности $Tu_0 = 1\%$, высоте ребра $h = 3$ мм при отсутствии градиента статического давления по длине канала $dP/dx = 0$. Затем, принимая во внимания результаты этих исследований, рассматривался процесс горения в пограничном слое с газодинамическими возмущениями разного масштаба, когда изменялась форма канала, степень турбулентности на его входе и высота ребра.

Пограничный слой с горением в однородном воздушном потоке

На рис. 3.10 представлены первичные данные о профилях скорости.

Видно, что при горении, общая толщина динамического пограничного слоя, а в особенности пристенная его часть, значительно больше, чем в потоке без химических реакций.

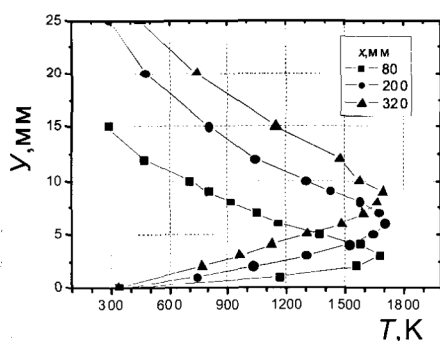


Рис. 3.11. Профили средней температуры. Толщина теплового пограничного слоя превышает толщину динамического. Вниз по потоку область максимальных температур удаляется от стенки

На рис. 3.11 показано развитие теплового пограничного слоя. Его толщина заметно увеличивается за счёт внешней области. Наибольшие значения температуры ниже, чем измеренные в ламинарном пламени (см. рис. 3.5). Температура стенки ниже температуры кипения этанола $T_w=341$ К.

Распределение пульсаций скорости в пограничном слое показано на рис. 3.12.

Для низкой турбулентности в ядре ($Tu \sim 1\%$) пульсации скорости при горении и без него сопоставимы по амплитуде. Результаты опытов без горения получены Клебановым [3.30], данные с горением взяты из работ [3.9] и [3.29], где δ – толщина динамического пограничного слоя.

С увеличением скорости набегающего потока профили скорости становятся более заполненными. Координата области T_{max} уменьшается. Из рисунков 3.6, б и 3.13

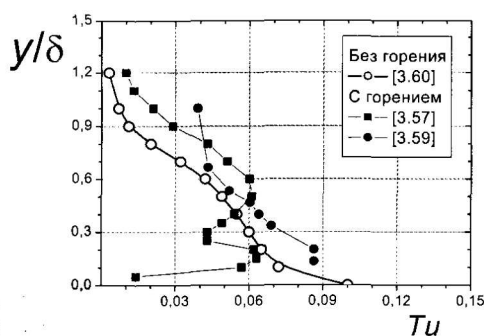


Рис. 3.12. Турбулентность в пограничном слое. Данные [3.18] получены для $x=160$ мм, $Tu_0=1\%$

видна эволюция распределения состава продуктов сгорания при изменении скорости до 50 м/с. Профили концентрации пассивной примеси N_2 , как и профили безразмерных атомарных концентраций приобретают вид типичный для турбулентного течения. Наличие промежуточных продуктов химического реагирования (C_2H_4O , CO) отмечается при всех рассмотренных скоростных режимах, а общий уровень их концентрации снижается. По результатам измерений массовые концентрации азота на стенке составляли $C_N=0,11$, и этанола $C_w=0,79$, соответственно.

Из полученных данных о полях средних скоростей, температур и состава газов следует, что характер изменения этих параметров в пограничном слое достаточно сложный. Задача описания процессов пере-

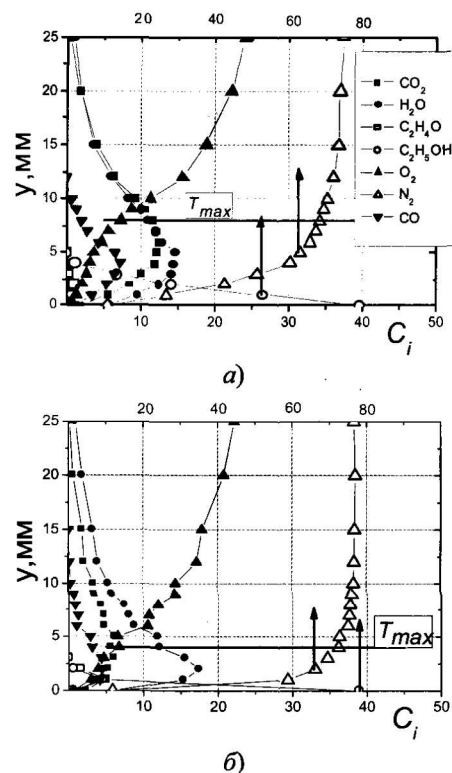


Рис. 3.13. Профили состава газов для $x=280$ мм, $U_0=10$ м/с (а) и 50 м/с (б). Набор веществ и характер их распределения не зависит от скорости, если режим горения далёк от срыва (~ 80 м/с). С увеличением U_0 (б) возрастает концентрация кислорода ниже области T_{max}

носа упрощается, если рассматривать полные энтальпии H и атомарные концентрации K :

$$H = \sum_i (C_p T + h_0)_i C_i \quad K_i = \sum_{i=1}^m a_{in} C_n.$$

Эти параметры получаются из дифференциальных уравнений переноса, приведённых к подобному виду, когда они не содержат источников членов. Полная энтальпия и атомарные концентрации определяются суммированием по всем веществам газовой смеси в заданной точке течения. Их профили качественно отличаются от распределения температур и концентраций веществ.

Из рис. 3.14, где показаны данные для $U_0=3$ м/с и $x=160$ мм, видно, что профили безразмерной полной энтальпии θ и атомарной концентрации химического элемента ϕ (углерода) близки между собой. Следует ожидать, что процессы переноса импульса, энергии и вещества также подобны друг другу.

Результаты экспериментальных исследований скорости выгорания испаряющегося этанола приведены на рис. 3.15. Они получены в максимально широком диапазоне изменения скорости набегающего потока при комнатной температуре, который ограничен скоростью срыва пламени. Видно, что безразмерный поток вещества со стенки не соответствует известным законам ламинарного и турбулентного мас-

сопереноса. Опытные данные группируются вблизи закономерностей типа $j_w/\rho_0 U_0 \sim Re^{-0,5}$, что соответствует проявлению тенденции к ламинаризации массопереноса.

Для анализа влияния различных факторов на массоперенос здесь используется семейство линий, получаемых умножением расчётной зависимости для стандартного ламинарного пограничного слоя на целочисленный коэффициент $\Psi_p=1,2$ и 3.

Опытные данные по составу газов, температуре и скорости использованы для расчёта интегральных масштабов пограничного слоя

$$\delta^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho U}{\rho_0 U_0} \left(1 - \frac{U}{U_0}\right) dy,$$

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_0 U_0}\right) dy$$

(δ^{**} – толщина потери импульса и δ^* – толщина вытеснения).

Из рис. 3.16 следует, что в пограничном слое с горением толщина потери импульса имеет такой же порядок, как в ламинарном пограничном слое без горения. В отличие от случая изотермического обтекания гладкой непроницаемой стенки, тол-

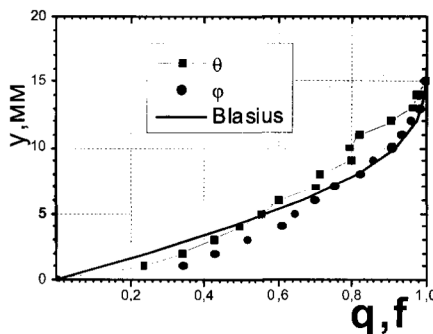


Рис. 3.14. Подобие профилей безразмерной полной энтальпии и атомарной концентрации углерода. Линия – профиль Блазиуса [3.30]

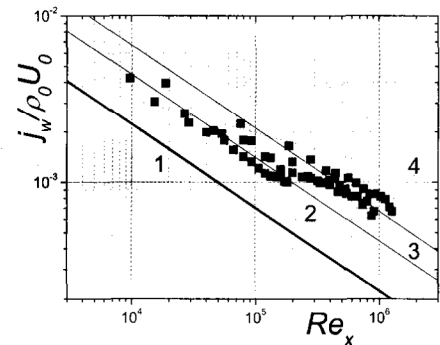


Рис. 3.15. Безразмерная скорость испарения этанола в реагирующем пограничном слое. Линии 1–3: $j_w/\rho_0 U_0 = \Psi_p 0,332 Re^{-0,5} Sc^{-0,66} C_w$, $\Psi_p=1,2$ и 3. Линия 4: $j_w/\rho_0 U_0 = 0,029 Re^{-0,2} Sc^{-0,6} C_w$. Расслоение данных на зависимости типа $j_w/\rho_0 U_0 \sim Re^{-0,5}$

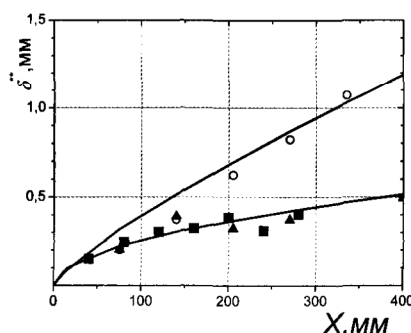


Рис. 3.16. Толщина потери импульса в пограничном слое с горением (тёмные точки) и без горения, $Tu_0 = 1\%$

щина вытеснения δ^* в пограничном слое с горением может более чем на порядок превышать соответствующее значение для толщины потери импульса.

Полученные данные свидетельствуют о том, что пограничный слой с химическими реакциями обладает целым рядом необычных свойств. Наиболее ярко они могут проявиться при наличии внешних газодинамических возмущений.

Воздействие на пограничный слой внешних газодинамических возмущений Пределы устойчивого горения

На рис. 3.17 показана область существования пограничного слоя с диффузионным горением за ребром при обтекании турбулизированным воздушным потоком комнатной температуры.

Видно, что при $Tu_0 = 1\%$, $h < 3$ мм пламя срывается уже при скоростях потока

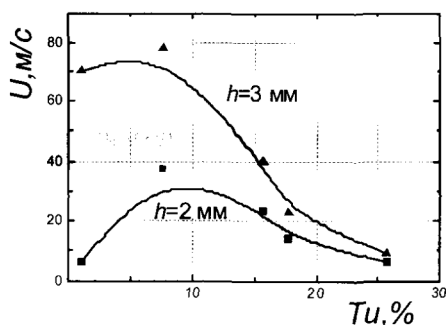


Рис. 3.17. Влияние турбулизации реагирующего пограничного слоя на скорость срыва пламени

3–5 м/с, а при $h = 3$ мм – горение устойчиво в широком диапазоне скоростей, который уменьшается с ростом степени турбулентности и увеличивается с ростом высоты ребра и Tu_0 . Срыв может быть обратимым, когда горение сохраняется на участке до точки присоединения. Скорость срыва U_b достигает максимума при определенных значениях h и Tu_0 .

Влияние ускорения и турбулизации на процессы тепломассопереноса

Известно, что в случае отсутствия горения воздействие ускорения пограничного слоя снижает интенсивность массопереноса и приводит к ламинаризации течения. Если химическое реагирование снижает турбулентность [3.18], то можно ожидать, что совместное воздействие горения и ускорения усилит эффекты ламинаризации. Однако, проведённые экспериментальные исследования [3.31] показали, что вместо снижения интенсивности массопереноса происходит её аномальное возрастание. Эта особенность может быть использована для управления скоростью выгорания.

Возможности управлять процессом массообмена конденсированного горючего видны из рис. 3.18, где показаны данные [3.31–3.33] о величине относительной скорости выгорания $J = j_w / \rho_0 U_0$ в зависимости от числа Рейнольдса $Re_x = (\rho_0 U_0 / \mu) x$ (j_w – поток вещества со стенки, x – продольное расстояние от ребра, ρ_0 – плотность газа в ядре потока, μ – динамическая вязкость). Они соответствуют изменению скорости основного течения при $Tu_0 = \text{const}$.

Видно, что изменением величины ускорения, скорость выгорания может быть увеличена в два-три раза. Ламинаризация при ускорении проявляется в виде участков, на которых полученные данные по J эквидистантны линии 4: $J \sim Re^{-0.5}$. При отсутствии ускорения (светлые точки) результаты опытов с горением и без него близки между собой. Из рис. 3.18, б следу-

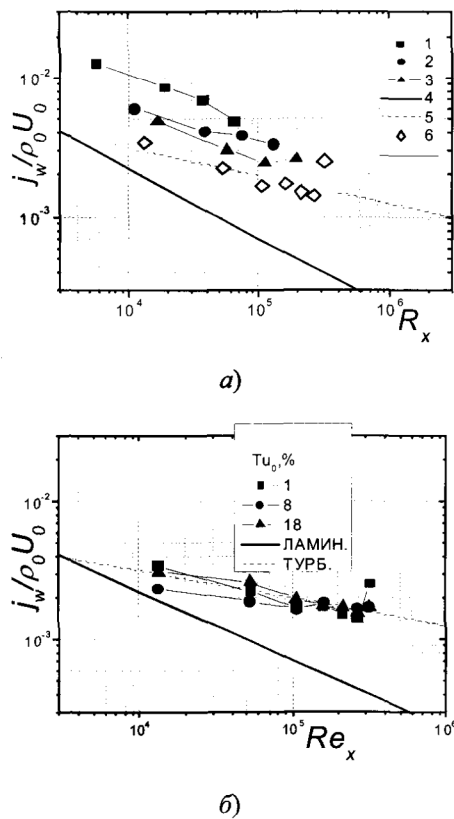


Рис. 3.18. Интенсивность массообмена при испарении и горении этанола. Линии – расчёт для стандартного ламинарного (4) и турбулентного (5) пограничных слоев: а – при ускорении без турбулизации ($Tu_0=1\%$, $h=3$ мм): 1 – $K=19 \cdot 10^{-6}$, 2 – $K=9,4 \cdot 10^{-6}$, 3 – $K=6,3 \cdot 10^{-6}$, 6 – $K=0$ В). При турбулизации без ускорения $K=0$, $U_0=10$ м/с, $h=3$ мм. С увеличением числа Рейнольдса данные по массообмену сближаются с расчётом для стандартного турбулентного пограничного слоя

ет, что изменение $Tu_0=1 \div 26\%$ сравнительно мало влияет на скорость выгорания при выбранной геометрии канала ($K=0$, $h=3$ мм). По-видимому, область высоких температур, которая лежит между набегающим потоком и стенкой, может быть причиной консервативности массообмена к изменению турбулентности внешнего течения.

Другой способ влияния на пограничный слой, который связан с высотой h стабилизатора пламени, изменяет скорость выгорания в более широких пределах (рис. 3.19). Видно, что диффузионные числа Стентона $St_d = j_w / (\rho_0 U_0 C_w)$ сильно зависят

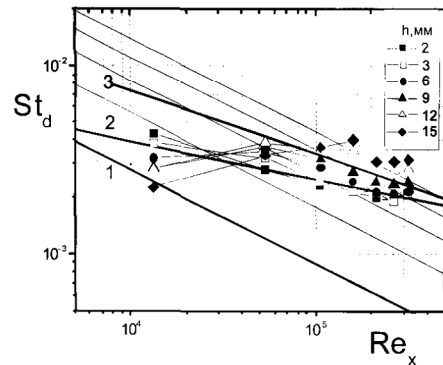


Рис. 3.19. Влияние размеров стабилизатора пламени на массоперенос в пограничном слое. При увеличении высоты преграды возможна ламинаризация, когда $St_d \sim Re_x^{-0.5}$

от размеров преграды. Они изменяются от уровня, характерного для ламинарного (линия 1), турбулентного (2) пограничных слоёв и могут достигать значений, которые типичны для области отрыва (обобщение Ота и Нишиямы [3.34] показано линией 3), т.е. в два-три раза. Таким образом, наиболее эффективными средствами управления массообменом в пограничном слое являются ускорение основного потока и изменение размеров зоны отрыва.

Влияние ускорения и турбулизации на структуру пограничного слоя

Без ускорения с увеличением турбулентности профили средней скорости становятся более заполненными (рис. 3.20).

При наличии ускорения происходит заметная перестройка течения. Вблизи стенки во фронте пламени возникает максимум (рис. 3.21), в котором продольная скорость газа на 40% может превосходить скорость основного потока. Его образование обусловлено низкой плотностью продуктов сгорания, и в стратифицированном потоке область пограничного слоя с высокой температурой получает наибольшее ускорение.

При высокой турбулентности $Tu_0=18\%$ наличие подобного максимума не отмечается.

Известно [3.35], что без горения при повышении внешней турбулентности тол-

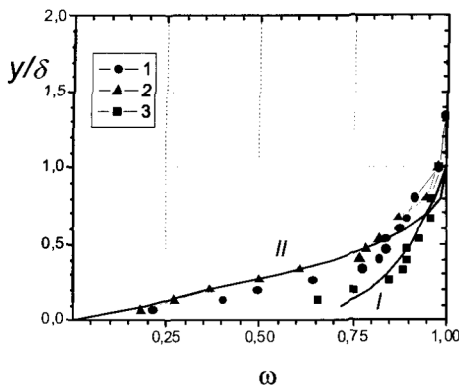


Рис. 3.20. Профили продольной средней скорости в турбулизированном пограничном слое при испарении и горении этанола ($h=3$ мм, $U_0=10$ м/с, $x=140$ мм, $\delta=15$ мм): 1 – $Tu_0=1\%$; 2 – $Tu_0=8\%$; 3 – $Tu_0=18\%$; I – $\omega=U/U_0=(y/\delta)^{1/7}$; II – профиль Блазиуса

щина теплового пограничного слоя возрастает быстрее, чем толщина динамического.

На рис. 3.22 показана деформация профилей температуры. С ростом Tu_0 максимальные значения T уменьшаются и смещаются к стенке. Толщина теплового пограничного слоя δ_t (ордината точки профиля температуры, где $T=300$ К) может в два раза превышать толщину динамического пограничного слоя δ . По-видимому, это связано, с различием плотностей взаимо-

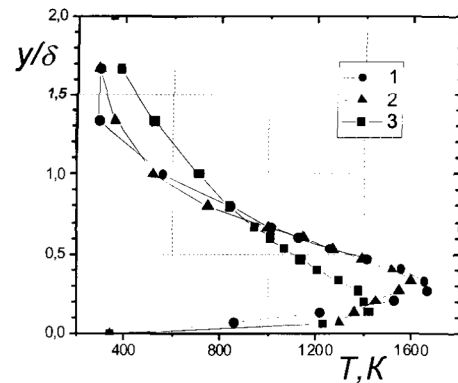


Рис. 3.22. Профили средней температуры в турбулизированном пограничном слое при испарении и горении этанола ($h=3$ мм, $U_0=10$ м/с, $x=140$ мм, $\delta=15$ мм): 1 – $Tu_0=1\%$; 2 – $Tu_0=8\%$; 3 – $Tu_0=18\%$

действующих потоков. Порции холодного газа из основного течения глубже проникают в пристенную область, где вызывают выбросы больших объемов нагретого газа во внешнюю часть пограничного слоя. При горении эта ситуация усугубляется.

Оценка полноты сгорания

Полнота сгорания в турбулизированном пограничном слое с ускорением изменяется в широких пределах. Её величина может быть найдена из рассмотрения баланса энергии в контрольном объеме, ограниченном испаряющей поверхностью, параллельной ей плоскостью за пределами пограничного слоя, входным и выходным сечениями. Количество тепла, которое реализуется в канале в результате горения Q , может быть получено из соотношения

$$\int_0^x j_w(Q-r)dx = \int_0^{\delta} \rho U (C_p T - C_{p0} T_0) dy.$$

Оно включает экспериментально определяемые параметры. Здесь: r – теплота испарения, x – расстояние до сечения, в котором получены данные о ρ , U , T , и C_p . При расчете ρ было принято, что молекулярный вес газовой смеси $M \sim 29$ слабо изменяется при $y > y_f$ [3.18]. Кроме того, из анализа опытных данных по температуре и составу газов при

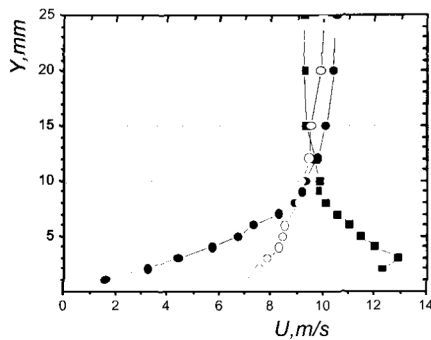


Рис. 3.21. Влияние турбулизации и ускорения на деформацию профиля средней скорости в пограничном слое с горением при $U_0=10$ м/с вблизи выхода из канала с $h=3$ мм. Черные кружки: $Tu_0=1\%$, $K=0$, $x=280$ мм; черные квадраты – данные при ускорении потока: $Tu_0=1\%$, $K=5 \cdot 10^{-6}$, $x=390$ мм – возникновение максимума скорости вблизи стенки; светлые кружки – при турбулизации потока: $Tu_0=8\%$, $K=0$, $x=335$ мм – возрастание заполненности профиля

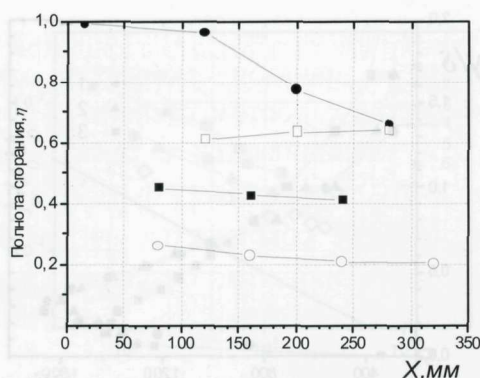
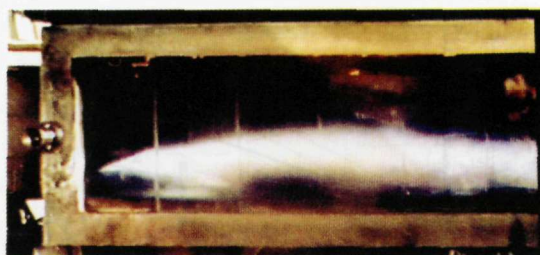


Рис. 3.23. Влияние внешних газодинамических факторов на полноту сгорания испаряющегося этанола. Чёрные квадраты – исходный режим течения: $Tu_0=1\%$, $K=0$, $h=3$ мм. При турбулизации основного потока (режим $Tu_0=8\%$, $K=0$, $h=3$ мм – светлые квадраты) η возрастает до 0,65; при дополнительном увеличении размеров стабилизатора пламени (режим $Tu_0=8\%$, $K=0$, $h=6$ мм – тёмные кружочки) за преградой $\eta \sim 1$. Ускорение пограничного слоя существенно снижает полноту сгорания (режим $Tu_0=1\%$, $K=5 \cdot 10^{-6}$, $h=3$ мм – светлые кружочки)

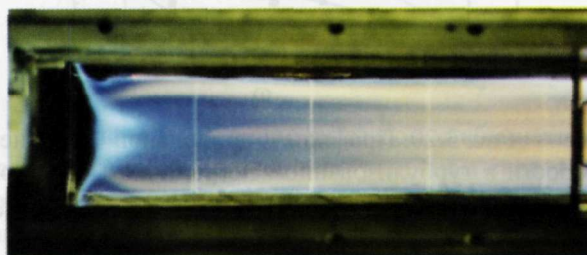
$y > y_f$ установлено, что теплоёмкость $C_p(T)$ линейно зависит от температуры, т.е. на основании измерений $j_w(x)$, $T(x, y)$ и $U(x, y)$ можно определить полноту сгорания $\eta = Q/Q_p$. Здесь Q_p – теплота полного сгорания этанола. Изменение полноты сгорания показано на рис. 3.23.

Крупномасштабные образования в реагирующем потоке

Проведённые исследования показали, что изменение аэродинамических свойств набегающего потока может быть эффективным инструментом для управления процессами переноса в пограничном слое при диффузионном горении. Получены данные о значительных отличиях пристенного потока с горением от не реагирующего течения. Возник ряд новых вопросов. Почему даже при $Tu_0=18\%$, в пограничном слое существуют участки с ламинаризованным массообменом $J \sim R_x^{-0.5}$? Почему при монотонном изменении параметров, определяющих режим течения (U , h ...), интенсивность массообмена изменяет-



а)



б)

Рис. 3.24. Воздушный поток слева направо. Визуализация крупномасштабных структур: а (вид сбоку) – $Tu_0=1\%$, $U_0=10$ м/с, $h=15$ мм; б (вид сверху через прозрачную верхнюю крышку сужающегося канала) – ребро $h=6$ мм, $K=5 \cdot 10^{-6}$, $Tu_0=1\%$, $U_0=4$ м/с

ся немонотонно? Почему при ускорении реагирующего пограничного слоя его степень турбулентности возрастает, в одних случаях возрастает относительная скорость выгорания, а в других нет?

Возможно, что на эти и другие вопросы будет получен ответ в ходе исследований крупномасштабных структур, которые образуются в пламени в результате его ускорения и турбулизации. На рис. 3.24 показаны наиболее характерные из них. Поперечные, как последовательность областей присоединения, видны при увеличенной высоте преграды (рис. 3.24, а). Благоприятные условия для наблюдения продольных структур возникают в ускоренном потоке (рис. 3.24, б), когда снижается подвижность неоднородностей в трансверсальном направлении. Снимок сделан через прозрачную верхнюю крышку с выдержкой ~ 5 с.

Совместный результат воздействия поперечных и продольных структур, который выражается в расслоении и ступенчатых изменениях скорости выгорания (см. рис. 3.15), рассматривался в [3.35, 3.36].

Особенности структуры течения и зоны горения в реагирующем пограничном слое

Очевидно, что общие свойства пограничного слоя отражают интегральный эффект взаимодействия турбулентности и горения. Они обусловлены специфическим распределением газодинамических параметров и связаны с особенностями в структуре зоны горения. Детальное изучение реагирующего потока связано с получением данных о пульсационных характеристиках течения. Ниже приводятся результаты исследования распределения локальных параметров газа. Они получены с применением оптических (ЛДА, РР и ЛИФ) методов измерений, обеспечивающих высокое временное и пространственное разрешение. Очевидно, что при турбулизации пограничного слоя возникнут отличия реальных профилей от распределения параметров, которое характерно для модели фронта пламени.

Здесь рассматривается связь опытных данных о распределении потоков вещества и данных о распределении скорости, температуры и их пульсаций с параметрами, характеризующими горение. К их числу относится концентрация промежуточных продуктов химических реакций – свободных радикалов, таких как OH и CH . Результаты измерений концентраций OH имеют значение для анализа кинетики горения, т.к. гидроксил участвует во многих химических превращениях. Поэтому при изучении взаимодействия турбулентности с химической реакцией актуальны исследования распределения пульсаций температуры, скорости и концентраций радикалов.

На рис. 3.25, *а* показаны профили концентрации OH для различных $Tu_0=1, 8, 18\%$ в плоском пограничном слое. Стрелками отмечено положение максимума температуры. Видно, что расхождение во взаимном расположении максимумов OH и температуры, как в случае ламинарного те-

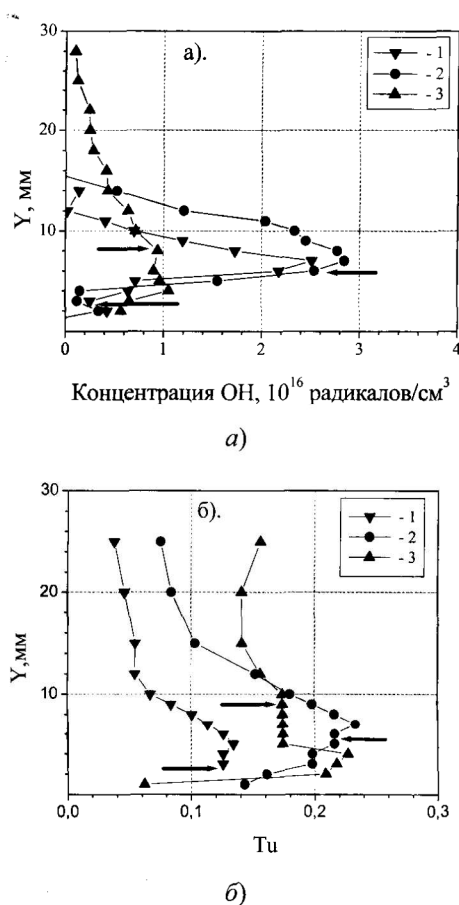
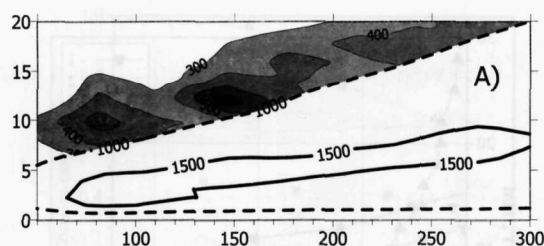


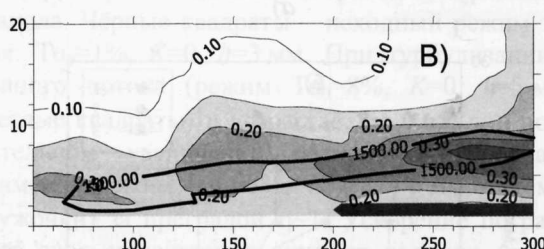
Рис. 3.25. Пограничный слой с горением: *а* – распределение концентрации OH ($x=160$ мм; 1 – $Tu_0=1\%$, 2 – $Tu_0=8\%$; 3 – $Tu_0=18\%$); *б* – распределение пульсаций скорости ($x=140$ мм; 1 – $Tu_0=1\%$, $x=200$ мм; 2 – $Tu_0=8\%$, $x=140$ мм; 3 – $Tu_0=18\%$), для различных уровней турбулентности на входе в канал

чения (см. рис. 3.6, *а*), сохраняется. Амплитуда пульсаций скорости в пограничном слое с повышенной турбулентностью значительно возрастает по сравнению со случаем $Tu_0=1\%$ (см. рис. 3.12).

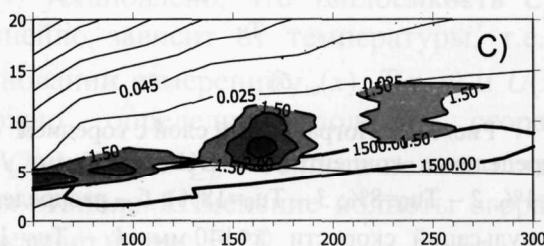
Локальные параметры OH и Tu с увеличением Tu_0 изменяются немонотонно: наибольшие значения OH практически сохраняются в интервале $Tu_0=1-8\%$ и снижаются почти вдвое при $Tu_0=18\%$. Максимум турбулентности, наоборот, в интервале $Tu_0=1-8\%$ возрастает, а при $Tu_0=8-18\%$ изменяется слабо.



Распределение пульсаций температуры (данные по рэлеевскому рассеянию) и её средних значений, измеренных термопарой: изотерма 1000 К (пунктир) ограничивает область с сажеобразованием, изотерма 1500 К – окрестность «фронта пламени».



Поле турбулентности и область максимальных температур (изотерма 1500 К). Амплитуда пульсаций скорости наибольшая во «фронте пламени».



Семейство кривых – линии тока ($\text{кг}/(\text{м}\cdot\text{с})$). Области серого цвета показывают распределение радикала ОН ($\times 10^{-16}, \text{см}^{-3}$). Линии тока пересекают изотермы. Как и в ламинарном пограничном слое, область определения гидроксила смещена в сторону окислителя.

Рис. 3.26. Распределение пульсаций температуры (А), пульсаций скорости (В) и средней концентрации радикала ОН (С) в турбулизованном пограничном слое для $U=10 \text{ м/с}$, $Tu=8\%$

Результаты измерений различных параметров, полученные с применением оптических методов диагностики, обобщаются в виде изолиний. С их помощью можно проанализировать корреляцию тепловых, динамических и диффузионных характеристик реагирующего течения за областью отрыва.

Картина течения (рис. 3.26) строилась по осреднённым значениям в сечениях с шагом $\Delta x=32 \text{ мм}$. Видно, что в пограничном слое за преградой есть неоднородности в распределении различных параметров. Несмотря на отсутствие монотонности, общая тенденция к увеличению уровня турбулентности и снижению концентрации ОН по длине пламени сохраняется. Для $Tu_0=8\%$ наибольшие значения степени турбулентности в пограничном слое (В) достигают 30% и более, а концентрации ОН $\sim 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Продольные координаты неоднородностей поля турбулентности, пульсаций температуры и концентрации ОН близки между собой. Расхождение поперечных координат максимумов концентрации ОН и температуры при $Tu_0=8\%$ в конце канала достигает 3–4 мм (С). Максимумы пульсаций температуры (А) находится во внешней области пограничного слоя вблизи точки перегиба в профилях температуры, где наибольшие её градиенты. Подобный результат получен в [3.15] с применением термопары с компенсацией тепловой инерции.

Вероятная причина существования последовательно расположенных стационарных областей с повышенными пульсациями температуры, скорости, а также средней концентрации радикалов – это особенность течения за преградой. Она связана с крупномасштабными структурами в пограничном слое и повторными отрывами [3.33, 3.37]. При горении в областях присоединения происходит местное повышение турбулентности, улучшается перемешивание, интенсифицируется процесс химического реагирования. Поэтому вблизи областей присоединения происходит местное возрастание концентрации радикала ОН в потоке и местное увеличение скорости выгорания, вызывающее расслоение опытных данных по тепломассопереносу (рисунки 3.15, 3.18, 3.19).

Выводы

Таким образом показано, что пограничный слой над испаряющейся поверхностью, который без горения был турбулентным, при горении проявляет признаки ламинаризованного (переходного) течения. При его ускорении может произойти не снижение массообмена, а возрастание до значений, которые характерны для отрывных потоков. В области высоких температур ускорение газа вызывает деформацию профиля скорости и образование его максимума.

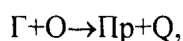
Увеличение Tu_0 до 8% и 18% при скорости обтекания 10 м/с не вызывает изменения скорости выгорания. С увеличением высоты преграды изменяется течение в зоне отрыва, отмечается появление продольных и поперечных крупномасштабных структур, происходит расслоение опытных данных по массообмену в 2–3 раза.

При изменении внешней турбулентности и высоты стабилизатора пламени показано наличие пределов существования горения в пограничном слое. Скорость срыва пламени снижается с ростом турбулентности и возрастает с увеличением высоты преграды. Показано, что за преградой возможно возникновение последовательности областей повторного присоединения потока. Положение неоднородностей в распределении пульсаций температуры и скорости совпадает с положением областей, в которых повышена концентрация гидроксидов. В ламинарном и турбулентном потоке область определения ОН смещена относительно максимума температуры в сторону окислителя.

3.3. Теоретические модели и методы расчёта пограничных слоёв с горением

Интегральные методы

Большое распространение при анализе горения предварительно перемешанных газов и особенно при использовании интегральных методов получила диффузионная модель фронта горения. Фронт пламени условно делит пограничный слой на две характерные области – зону горючего и зону окисления. Подобные зоны наблюдаются и при горении заранее перемешанных газов в затопленных и спутных струях, а также в настильных факелах. Как правило, наличие тонкой высокотемпературной области тепловыделения предполагает диффузионный механизм горения. Строго говоря, приближение фронта горения справедливо, если скорость химической реакции намного превосходит скорость диффузии химических элементов. При этом интенсивность горения ограничена скоростью диффузии, поэтому определяющую роль начинают играть такие факторы, как аэродинамика течения, геометрия обтекаемой поверхности, ускорение потока, внешняя турбулентность и др. Поэтому при рассмотрении пограничных слоёв и факелов с диффузионным горением вполне оправданным является подход об одностадийной глобальной химической реакции



где Г – горючее, О – окислитель, Пр – продукты реакции, а Q – тепловой эффект реакции.

Основы теории диффузионного горения газов были заложены Бурке-Шуманом [3.38], которые впервые использовали универсальную концентрацию

$$\tilde{C} = C_0 - \nu C_{Г},$$

где C_0 и C_r – массовые концентрации окислителя и горючего. Преимущество использования переменной $\tilde{C}$ состоит в том, что уравнение диффузии не содержит источника члена, зависящего от скорости реакции.

Дальнейшее развитие теории диффузионного горения получила в работах Шваба, Зельдовича [3.39–3.40].

Хорошо известен и довольно часто используем тот факт [3.41], что если уравнение энергии записать в полных энтальпиях с учетом энергии образования, то в нем исчезает источниковый член, связанный с тепловыделением в результате химических реакций. Тогда уравнения переноса при $Le \rightarrow 1$ становятся подобными между собой, что существенно упрощает процедуру решения задачи о тепломассопереносе в пограничном слое с фронтом горения.

При подобии процессов тепломассообмена

$$\omega = \theta = \varphi,$$

где $\omega = w/\bar{w}_0$, $\theta = (H - H_w)/(H_0 - H_w)$, $\varphi = (\tilde{C}_i - \tilde{C}_{iw})/(\tilde{C}_{i0} - \tilde{C}_{iw})$ – профили скоростей, полных энтальпий и обобщенных концентраций i -ого химического элемента

$$K_i = \sum_{h=1}^h a_{ih} C_h; a_{ih} - \text{массовая доля } i\text{-ого}$$

химического элемента в n -ом веществе.

Сопоставление опытных данных [3.15] по безразмерным профилям скоростей, полных энтальпий и обобщенных концентраций дано на рис. 3.27. В качестве линейного масштаба при обработке данных использовались соответствующие толщины потери импульса δ^{**} , полной энтальпии δ_H^{**} и обобщенной концентрации химического элемента δ_D^{**} [3.41]. Несмотря на сложный характер распределения по толщине слоя продольной скорости, температуры и концентраций наблюдается хорошее совпаде-

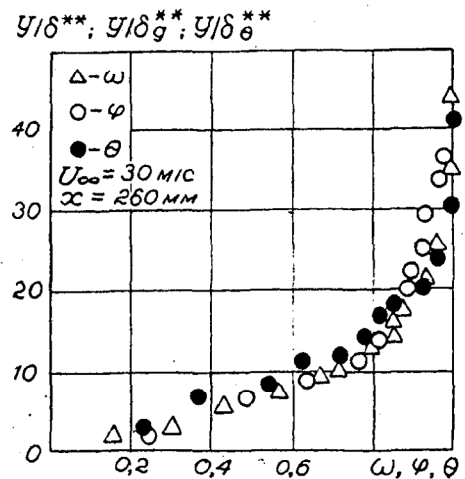


Рис. 3.27. Подобие профилей скорости, полных энтальпий и обобщенных концентраций в реагирующем пограничном слое [3.15]

ние безразмерных профилей между собой. Этот результат является принципиальным, поскольку он говорит об аналогии процесса обмена, если в качестве параметров переноса использовать полную энтальпию и обобщенную концентрацию.

Из анализа уравнений диффузии и профилей концентрации химических элементов следует, что положение фронта реакции θ^* определяется интенсивностью вдува и стехиометрическим соотношением. В частности, для реакции водорода с кислородом имеем [3.42]

$$\theta^* = 1 - \frac{2}{18} \frac{1 + b_1}{b_1}. \quad (3.1)$$

Из уравнения (3.1) следует, что значение безразмерной энтальпии во фронте горения θ^* не зависит от режима течения, а определяется величиной параметра вдува, состава горючего и окислителя и их концентрацией в ядре потока и во вдуваемом газе. Характер режима течения (ламинарный или турбулентный) будет влиять только на величину расстояния от стенки, на которой достигается θ^* . Вследствие большей заполненности профилей при турбулентном течении фронт реакции будет рас-

полагаться ближе к стенке, чем в ламинарном.

Зависимость координат фронта θ^* от интенсивности вдува при горении в потоке воздуха водорода и этанола представлена на рис. 3.28. Как видно, вдув более легкого газа приводит к увеличению θ^* . При этом результаты расчёта хорошо коррелируют с экспериментом по горению этанола [3.24]. Значительное влияние на величину θ^* оказывает параметр вдува b_1 . В предельном случае $b_1 \rightarrow \infty$ согласно выводам асимптотической теории [3.42] происходит отеснение пограничного слоя, но при этом фронт не достигает внешней границы, а его положение определяется стехиометрией протекающей реакции. В другом предельном случае $\theta^* = 0$ фронт горения достигает поверхности и в данном режиме процесс подобен гетерогенному горению.

Квазидиффузионная модель фронта горения используется и для анализа турбулентных пламен. При этом полагается, что реакции протекают в тонких зонах, а наличие турбулентности приводит к искривлению и пульсациям фронта пламени. Такой подход был положен в основу асимптотических методов теории турбулентного горения, обзор которых дан в работе [3.43].

Одной из простейших моделей для турбулентного горения является модель срыва вихрей Сполдинга [3.3]. В ней ско-

рость химического превращения реагентов ограничена с одной стороны скоростью химической реакции, а с другой скоростью турбулентного смешения. Таким образом,

$$\dot{\omega} = \min(R_{\text{тур}}, R_{\text{хим}})$$

при этом скорость турбулентного смешения определяется как

$$R_{\text{тур}} \sim 2 \left(\rho D \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i} \right),$$

а скорость $R_{\text{хим}}$ по закону Аррениуса.

Следует отметить, что при использовании диффузионной модели скорость горения ограничивается только скоростью смешения реагентов $R_{\text{хим}} \rightarrow \infty$ и $\dot{\omega} = R_{\text{тур}}$.

Для случая широко распространенной k - ε модели при использовании ряда приближений можно получить [3.44]

$$R_{\text{тур}} = 4C(c'^2)^{1/2} \rho \frac{\varepsilon}{k},$$

где C – эмпирическая постоянная, рекомендуемое значение которой 4,0.

Использование двух- и многопараметрических моделей для анализа турбулентного горения

Моделирование турбулентности в пограничных слоях с фазовыми и химическими превращениями представляет собой достаточно сложную задачу. К общеизвестным проблемам моделирования турбулентных течений для изотермических течений в данном случае добавляется влияние сильного градиента плотности (вследствие как разнородности свойств топлива, окислителя и продуктов, так и сильного тепловыделения в результате реакции), молекулярной вязкости и теплопроводности.

В первых работах по численному моделированию турбулентных пограничных слоев с горением чаще всего использо-

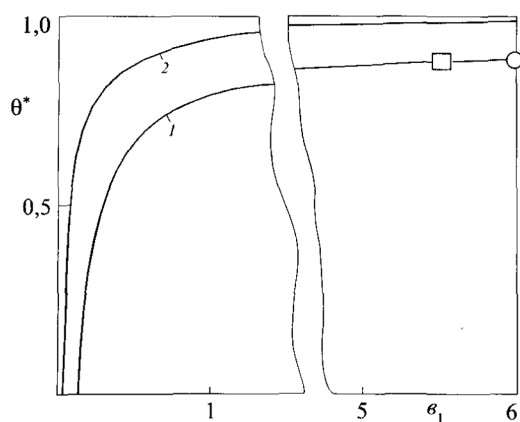


Рис. 3.28. Координата фронта горения при вдуве горючего в воздух. 1 – этанол, 2 – водород. Точка – эксперимент [3.24]

вались модели, основанные на гипотезе длины пути смешения. В ряде случаев данные модели оказались достаточно точными и, более того, в ряде случаев оказываются более работоспособными, чем сложные модели. Наибольшее распространение из моделей данного класса получила модель Сибиси-Смита [3.45].

Дальнейшее развитие методов моделирования турбулентности позволило применить модели второго порядка для описания течений в пограничных слоях с горением. В данном случае наибольшее распространение получили различные модификации k - ϵ модели, например [3.46], используемая в настоящей работе. Уравнения для кинетической энергии турбулентности и скорости её диссипации

$$\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left[\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial y} \right) +$$

$$+ \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho \epsilon + F_1$$

$$\rho U \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left[\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) +$$

$$+ C_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + F_2$$

решаются совместно с системой дифференциальных уравнений пограничного слоя.

Здесь $\mu_T = C_\mu \frac{\rho k^2}{\epsilon}$, – турбулентная вязкость, k – кинетическая энергия турбулентности, ϵ – скорость её диссипации. Константы данной модели C_i могут зависеть от локального турбулентного числа Рейнольдса $R_T = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon}$, и расстояния до стенки (так

называемые модели для низких чисел Рейнольдса).

Модели данного вида обладают рядом существенных достоинств, таких как возможность моделирования с учетом начального ламинарного участка течения, учитывать влияние сил плавучести на турбулентные характеристики и воздействие турбулентных пульсаций на скорость химических реакций. Однако, при определенных условиях, например, при наличии положительного или сильного отрицательного градиента давления, интенсивного вдува, отрыв потока и др. данные модели оказываются неспособными описать течение даже качественно. Поэтому в настоящее время ведутся исследования по созданию более совершенных моделей. Большое внимание уделяется моделям на основе уравнений для напряжений Рейнольдса и, так называемым явным моделям напряжений Рейнольдса, применительно к течениям с горением [3.47].

Кроме того, в последнее время уровень вычислительной техники сделал возможным прямое численное моделирование и применения метода крупных вихрей к течениям с горением. Однако применение данных методов ограничивается низкими числами Рейнольдса и простейшими моделями химического реагирования [3.48].

Горение водорода в турбулентном пограничном слое

К настоящему времени достигнут определенный прогресс при математическом моделировании турбулентного горения в пограничном слое, проанализированы различные модели химического реагирования. В целом получено хорошее согласие с опытными данными и подтверждены основные особенности поведения характеристик пограничного слоя с горением – сильное затягивание перехода ламинарного режима течения к турбулентному, снижение турбулентных пульсаций при горении по сравнению с нереагирующим течением при той же скорости и составе вдуваемого вещества.

В то же время, в данной проблеме остается достаточно много вопросов, требующих более глубокого изучения. Одним из них является анализ влияния интенсивности вдува горючего через пористую поверхность на структуру пограничного слоя, положение фронта пламени, тепломассоперенос и трение. В литературе данный вопрос остался практически не освещенным, а большинство экспериментальных и теоретических работ были проведены при фиксированной скорости вдува.

Далее представлены результаты численного исследования турбулентного течения со вдувом водорода в пограничный слой воздуха. Было проведено две серии расчетов – вдув без горения и с горением при идентичных условиях на стенке и в ядре потока. Это позволило произвести сопоставления и непосредственно выявить влияние горения на структуру течения и тепломассоперенос.

Схема течения показана на рис. 3.8. Плоская пористая пластина, через которую вдувается чистый водород, обтекается безградиентным потоком воздуха со скоростью U_0 и температурой T_0 . Все расчеты были проведены при одном и том же значении скорости воздушного потока $U_0=20$ м/с. Подаваемый через стенку водород реагирует с кислородом воздуха внутри пограничного слоя во фронте горения, а продукты реакции диффундируют к внешней границе пограничного слоя и к стенке.

Для исключения влияния температурного фактора, все расчеты были проведены при неизменной по длине и одинаковых температурах стенки и ядра потока $T_0=T_w=300^\circ\text{K}$. В расчетах была принята так же постоянной по длине концентрация вдуваемого водорода на поверхности $(K_{\text{H}_2})_w = \text{const}$. Соответственно поток вещества на стенке по длине пластины уменьшался по мере нарастания толщины пограничного слоя. Различным концентрациям водорода на стенке соответствовали и различные значения параметра вдува. Рас-

четы были проведены для интервала концентраций $(K_{\text{H}_2})_w = 0,02-0,8$.

При моделировании использовались уравнения Навье-Стокса в приближении пограничного слоя, методика решения которых описана в [3.49]. Как показали предварительные расчеты и вышеприведенные данные по применению различных моделей химического реагирования, горение в вышеуказанных условиях определяется в основном скоростью смешения реагентов, поскольку скорость химических реакций достаточно высока. Поэтому, во всех дальнейших расчетах предполагалось, что идет одна реакция *топливо + окислитель* → *продукты*, скорость которой является бесконечно большой. Это соответствует диффузионной модели горения, но коэффициенты диффузии различных веществ, составляющих газовую смесь, были различными, а числа Льюиса отличались от единицы ($Le \neq 1$).

Соответственно, решалась система уравнений диффузии, записанных для каждого вещества. Уравнения переноса вещества решались для водорода, кислорода и воды, а концентрация азота находилась из условия равенства суммы всех концентраций единице.

Для моделирования турбулентности в работе использовалась k - ε модель с модификацией для низких чисел Рейнольдса. Значения турбулентных чисел Прандтля Prt и Шмидта Sc_t принимались постоянными по толщине пограничного слоя и равными 0,9.

Изменение коэффициента трения от числа Рейнольдса Re_x при вдуве и горении водорода в пограничном слое демонстрируется на рис. 3.29. Здесь представлены данные для различных значений концентраций водорода на стенке, и соответственно, для различных интенсивностей вдува. Для сравнения на этом рисунке приведены результаты расчета трения при вдуве водорода без горения (темные точки).

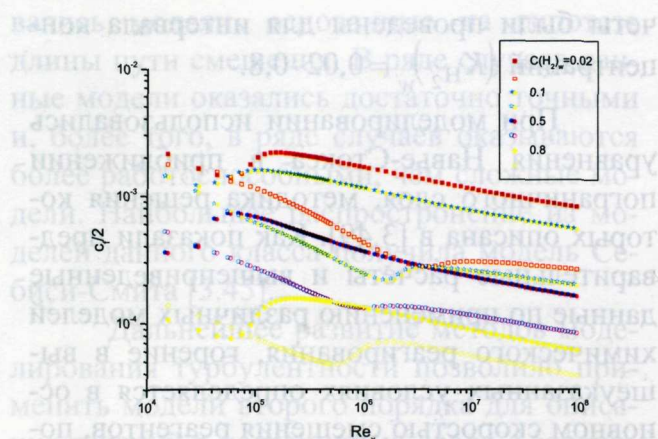


Рис 3.29. Зависимость поверхностного трения от числа Рейнольдса при различных концентрациях водорода на стенке. (Светлые точки – горение, темные – вдув без горения)

Отметим основные особенности поведения поверхностного трения. Увеличение концентрации на стенке или интенсивности вдува, как и для пограничных слоев без горения, приводит к снижению трения. Однако, в отличие от нереагирующих пограничных слоев, горение приводит к существенному затягиванию ламинарно-турбулентного перехода и при малых вдувах он происходит при числах $Re_x = (3 \div 5)10^6$, что на порядок больше, чем при отсутствии горения. С увеличением интенсивности вдува, как и при вдуве без горения, переход смещается в область меньших чисел Рейнольдса.

Наличие фронта тепловыделения приводит к принципиальным изменениям в профилях скорости. Об этом можно судить по данным рис. 3.30, где показана эволюция профилей скорости по длине пластины при горении вдуваемого водорода. Профили скорости представлены здесь в универсальных полулогарифмических координатах. Здесь $u^+ = u/u_\tau$; $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$; $y^+ = y u_\tau / \nu_w$.

При отсутствии горения (рис. 3.30, а) профили скорости по длине практически не меняются и вследствие малости параметра вдува (параметр вдува в

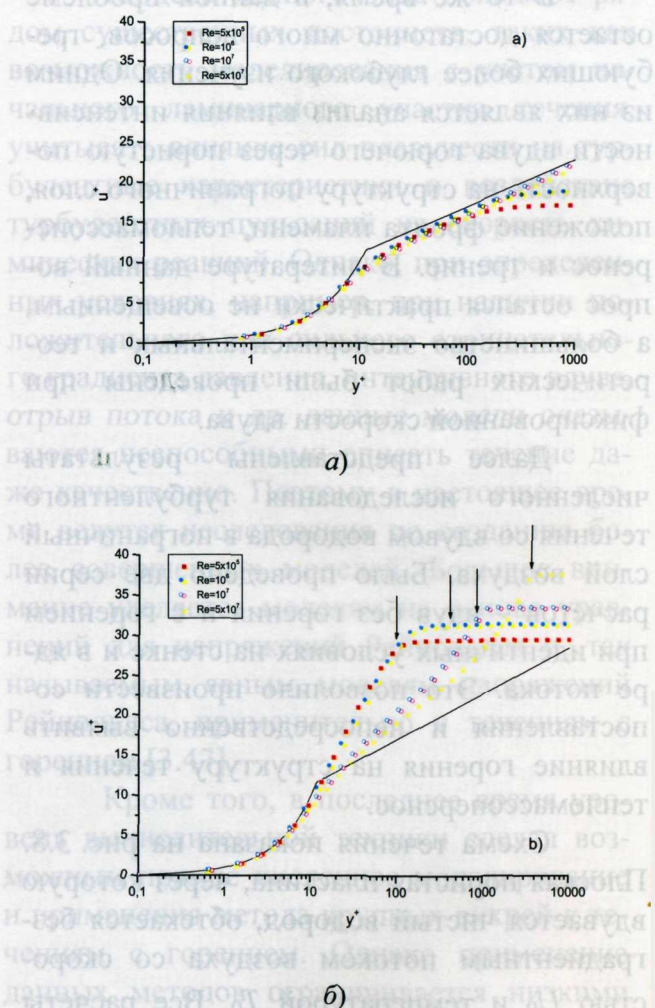


Рис 3.30. Логарифмический профиль скорости в пограничном слое со вдувом и горением водорода при $(C_{H_2})_w = 0,5$: а – вдув без горения; б – с горением. (Стрелками указано положение фронта пламени). Сплошные линии – $u^+ = y^+$ и $u^+ = (5,75 \lg y^+ + 5,5)$

этом случае составляет $b_1 \approx 1,14$) совпадают с классическим распределением скорости как в ламинарном подслое, так и во внутренней зоне турбулентного ядра.

При горении картина существенно изменяется. Как видно из рис. 3.30, б, при числах $Re_x \leq 10^6$ профиль скорости не имеет традиционной внутренней зоны с логарифмическим участком. Это говорит о том, что режим течения близок к ламинарному, что обусловлено сильным тепловыделением в пограничном слое. С ростом числа Рей-

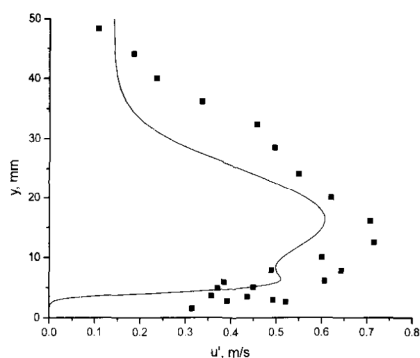
нольдса профили отклоняются от ламинарного распределения, что свидетельствует о турбуликации течения.

В области ламинарного подслоя имеется хорошее соответствие результатов

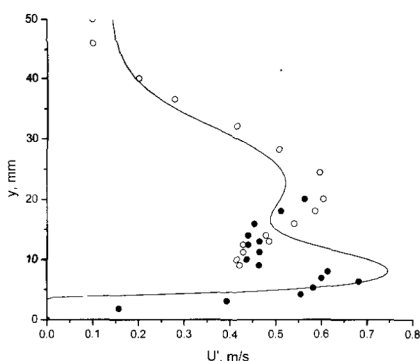
расчета со стандартным течением. Для турбулентного ядра течения такого соответствия не наблюдается, что обусловлено влиянием вдува, неоднородности состава и тепловыделения.

Ламиниризация течения, вызываемая горением наиболее четко просматривается на рис. 3.31, где представлено сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными [3.9]. Видно, что наличие фронта пламени внутри пограничного слоя приводит к существенному снижению турбулентных пульсаций, а по мере удаления фронта пламени от стенки (и расстояния от передней кромки пластины) наблюдается их рост.

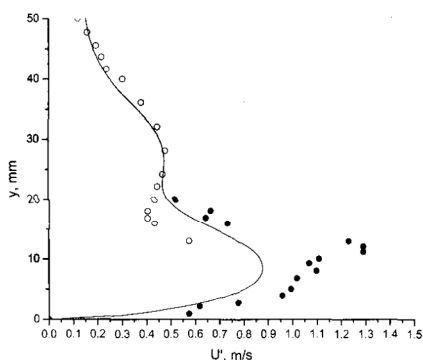
Отмеченные выше особенности поверхностного трения и интегрального числа Рейнольдса в пограничном слое с горением находят свое отражение в поведении относительного коэффициента трения. Его зависимость от интенсивности вдува показана на рис. 3.32 при идентичных числах Рейнольдса Re_x . Здесь C_f/C_{f0} – относительная функция трения, $C_{f0} = 0,0576 Re_x^{-0,2}$ – трение на непроницаемой изотермической пластине при развитом турбулентном течении. По данным рис. 3.29 можно проанализировать вклад в снижение коэффициента трения за счет вдува и горения. Воздейст-



а)



б)



в)

Рис. 3.31. Распределение продольных турбулентных пульсаций в потоке со вдувом и горением водорода: а – $x=60$ мм; б – $x=120$ мм; в – $x=180$ мм. Точки – опыты [3.9]; линии – численное моделирование

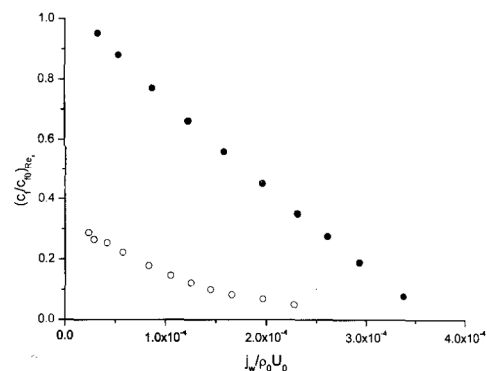


Рис. 3.32. Зависимость относительной функции трения от интенсивности вдува. $Re_x = 10^7$. Темные точки – вдув водорода без горения, светлые – с горением

вие каждого из этих факторов по отдельности приводит к снижению трения, и оно является значительным. При совместном их воздействии эффекты уменьшения трения достигают больших величин. В то же время при интенсивных вдувах результаты расчетов для реагирующего и нереагирующего течений сближаются между собой, и вклад горения ослабляется, поскольку фронт пламени оттесняется от стенки к внешней границе пограничного слоя. Кроме того, эффекты сильного снижения трения при горении водорода достигаются уже при сравнительно малых вдувах горючего, что является весьма благоприятным моментом с практической точки зрения.

Горение в ускоренном турбулентном пограничном слое

Большинство работ по горению в пограничном слое посвящено изучению безградиентных течений. В то же время в реальных энергоустановках процессы вдува топлива и его горение могут сопровождаться воздействием продольных градиентов давления. В этом случае задача существенно усложняется, поскольку градиент давления может привести к кардинальным изменениям структуры течения и тепломассопереноса. Кроме того, совместное влияние градиента давления и наличия фронта тепловыделения в пограничном слое вызывает ряд явлений, которые отсутствуют в безградиентном течении и в течениях нереагирующего газа. Так, благоприятный градиент давления может приводить к существенному возрастанию скорости в зоне фронта пламени. На основе экспериментальных данных можно сделать вывод, что совместное влияние ускорения и горения приводит к интенсификации тепломассопереноса, хотя каждый из указанных факторов в отдельности вызывает подавление процессов переноса.

Наличие зоны с высокой температурой и, соответственно, низкой плотностью внутри пограничного слоя приводит к сильной деформации профиля скорости,

поскольку наличие градиента давления приводит к тому, что скорость в зоне низкой плотности существенно повышается. Деформация профиля скорости, вызванная наличием ускорения, может оказаться настолько сильной, что максимум скорости в пограничном слое располагается не на внешней границе, а внутри пограничного слоя (во фронте пламени), т.е. течение приобретает характер пристенной струи. Следует отметить, что горение и ускорение потока и при совместном воздействии на течение в пограничном слое приводят к ламинизации потока.

Основной механизм увеличения скорости обусловлен снижением плотности газовой смеси во фронте горения. Если воспользоваться подходом, основанном на постоянстве давления по толщине пограничного слоя и условиях во фронте $\left(\frac{\partial \tau}{\partial y}\right)^* \ll \frac{\partial p}{\partial x}$ и $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^* = 0$ можно получить приближенные соотношения для скорости во фронте пламени при наличии ускорения потока

$$\frac{u_0}{u_s} = \frac{1}{1 - K Re_{xs}}, \quad (3.3)$$

где u_0 и u_s – скорость на внешней границе пограничного слоя в начальном и текущем сечениях соответственно, $K = \frac{v}{u_0^2} \frac{du_0}{dx}$ – па-

раметр ускорения, $Re_{xs} = \frac{u_s x}{\nu}$ – число Рейнольдса, рассчитанное по скорости на входе u_s и продольной координате.

Скорость во фронте пламени с учетом уравнения состояния идеального газа принимает вид:

$$\frac{u^*}{u_s} = \sqrt{\frac{T^*}{T_0}} \sqrt{\frac{1}{(1 - K Re_{xs})^2} + \frac{T_0}{T^*} - 1}. \quad (3.4)$$

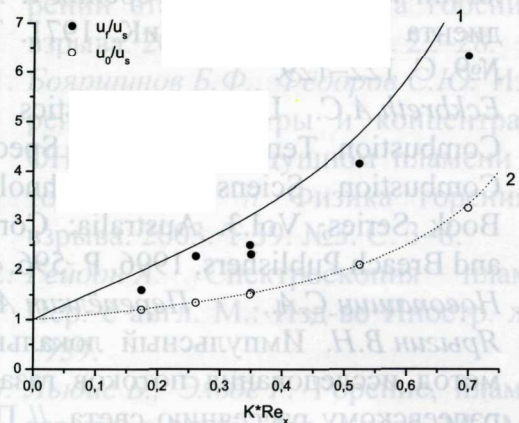


Рис. 3.33. Изменение скорости во фронте пламени (линия 1) и в ядре потока (линия 2), определенные по формулам (3.3) и (3.4) соответственно. Точки — численное моделирование при различных параметрах ускорения

Результаты расчетов по этим формулам и показаны на рис. 3.33. Точками представлены результаты численного моделирования для различных ускорений потока. Как видно, результаты моделирования в целом коррелируют с расчетной формулой. Это говорит о том, что основным механизмом «прострела» в профиле скорости является сильное уменьшение плотности во фронте пламени.

Таким образом, особенности влияния ускорения на реагирующий пограничный слой, а именно, приближение фронта пламени к стенке, увеличение продольной скорости сказываются непосредственно на тепломассообменных характеристиках.

Результаты численного моделирования и эксперимента по величине средней массотдачи по длине пластины с горением этанола при различных параметрах ускорения приведены на рис. 3.34. Наиболее важным выводом, следующим из этого рисунка, является увеличение массового потока на стенке с ростом ускорения потока. Как видно, эффект интенсификации массотдачи достаточно значителен. При этом следует иметь в виду, что каждый из действующих на теплообмен факторов — вдув, горение и продольный градиент давления по

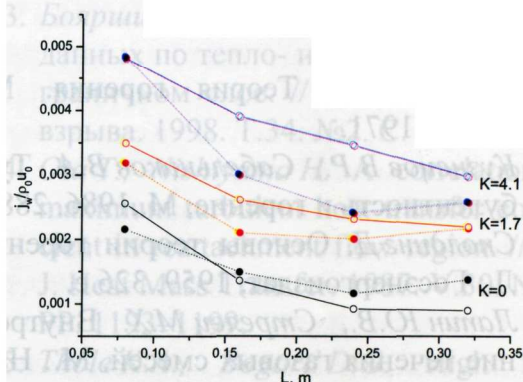


Рис. 3.34. Массообмен в пограничном слое с горением этанола и ускорением потока. Светлые точки — расчет, темные — эксперимент [3.31]

отдельности приводят к снижению тепло-массообмена.

В заключении подчеркнем некоторые важные особенности горения в турбулентном пограничном слое.

1. Горение в турбулентном пограничном слое приводит к существенной ламинаризации течения и снижению сопротивления трения.

2. Скорость химического реагирования в пограничном слое определяется в основном скоростью смешения реагентов, для анализа тепломассообмена вполне удовлетворительно работает диффузионная модель. Однако для точного описания поведения некоторых продуктов реагирования необходимо использование более точных моделей.

3. Совместное воздействие горения и продольного ускорения потока приводит к существенному увеличению коэффициентов тепло- и массообмена. Объяснением этому явлению служит тот факт, что течение в данном случае приобретает характер пристенной струи с более высокими градиентами всех величин у стенки.

4. Несмотря на достаточно обширные исследования пограничных слоев с горением ряд эффектов требует более глубокого анализа. В частности, одним из вопросов для дальнейших работ в этой области являются условия подобия процессов тепло-, массообмена и трения при горении.

ЛИТЕРАТУРА

- 3.1. *Вильямс Ф.А.* Теория горения. М.: Наука, 1971.
- 3.2. *Кузнецов В.Р., Сабельников В.А.* Турбулентность и горение. М., 1986. 288 с.
- 3.3. *Сполдинг Д.* Основы теории горения. Л.: Госэнергоиздат, 1959. 326 с.
- 3.4. *Латин Ю.В., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 368 с.
- 3.5. *Горение и течение в агрегатах энергоустановок. Моделирование, энергетика, экология.* / под ред. В.Е. Алемасова (Крюков В.Г., Наумов В.И., Демин А.В., Абдуллин А.Л., Тринос Т.В.). М.: Янус-К, 1997. 304 с.
- 3.6. *Лиз.* Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций: Сборник. М.: ИЛ, 1962. С. 13–69.
- 3.7. *Ueda T., Ooshima A., Saito N., Mizomoto M.* Aerodynamic structure of a Laminar boundary layer diffusion flame over a horizontal flat plate (Experimental Analysis). // JSME Int. J. Ser.II. 1991. Vol.34. No.4. PP. 527–532.
- 3.8. *Mizomoto M., Ueda T., Namiki S.* Modeling the structure of a turbulent diffusion flame over a flat plate with fuel injection. // in: «Laser diagnostics and Modeling of Combustion» (Edited by Iinuma K., Asanuma T., Ohsawa T., Doi J), Springer-Verlag, 1987. PP. 347–352.
- 3.9. *Ueda T., Mizomoto M., Ikai S., Kobayashi T.* Velocity and temperature fluctuations in a flat plate boundary layer diffusion flame. // Comb. Sci. and Tech., 27, 133–142 (1982).
- 3.10. *Kikkawa S., Yoshikawa K.* Theoretical investigation of turbulent boundary layer with combustion over a flat plate. // Heat Transfer, Jap. Res. 1975. Vol.4, No.3. P. 37–49.
- 3.11. *Джонс Д., Изааксон Л., Врик С.* Турбулентный пограничный слой при наличии подвода массы горения и градиента давления. // РТК. 1971. Т.9. №9. С. 122–129.
- 3.12. *Eckbreth A.C.* Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species. Combustion Science & Technology Book Series. Vol.3. Australia: Cordon and Breach Publishers, 1996. P. 596.
- 3.13. *Новопашин С.А., Перепёлкин А.Л., Ярыгин В.Н.* Импульсный локальный метод исследования потоков газа по рэлеевскому рассеянию света. // Приборы и техника эксперимента. 1986. №5. С. 158–159.
- 3.14. *Хмель С.Я., Федоров С.Ю., Шарфутдинов Р.Г.* Конденсация смесей моносилан-аргон и моносилан-гелий в свободной струе. // Журнал технической физики. 2001. Т.71. Вып.6, С. 116–121.
- 3.15. *Boyarshinov B.F., Titkov V.I., and Fedorov S.Yu.* Laser radiation scattering in application to research of gas-phase combustion. // International Conference on the Methods of Aerophysical Research: Proc., Pt.3, Novosibirsk, 2004. PP. 52–57.
- 3.16. *Turbulent reacting flows* // Edited by P.A. Libby and F.A. Williams. Springer-Verlag, 1980.
- 3.17. *Бектел Дж.Х., Крапливи А.Р.* Лазерная диагностика пламен, продуктов горения и потоков распыленной жидкости. // ТИИЭР. 1982. Т.70. №6 С. 162–186.
- 3.18. *Бояришинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И.* Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола. // Физика горения и взрыва. 1992. №3, С. 29–36.
- 3.19. *Бояришинов Б.Ф., Федоров С.Ю.* Измерение методом ЛИФ температуры и концентрации радикала ОН при горении водорода и этанола. // Физика горения и взрыва. 2004. №5. С. 16–20.
- 3.20. *Бояришинов Б.Ф., Титков В.И., Фёдоров С.Ю.* Распределение радикалов ОН и СН в пограничном слое при го-

- рении этанола. // Физика горения и взрыва. 2005. Т.41. №4. С. 22–28.
- 3.21. Бояришинов Б.Ф., Фёдоров С.Ю. Измерение температуры и концентрации ОН в спиртовоздушном пламени методом ЛИФ. // Физика горения и взрыва. 2003. Т.39. №3. С. 3–8.
- 3.22. Гейдон А. Спектроскопия пламен: Пер. с англ. М.: Изд-во Иностран. лит., 1959.
- 3.23. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах: Пер. с англ. М.: Мир, 1968.
- 3.24. Бояришинов Б.Ф. Тепломассоперенос в пограничном слое с горением этанола. // Дисс. канд. техн. наук. Новосибирск, 1990.
- 3.25. Спектроскопия комбинационного рассеяния света в газах и жидкостях: Пер. с англ. / Под ред. Вебера А. М.: Мир, 1982.
- 3.26. Druet S.A.J. and Taran J.P.E. CARS spectroscopy. // Prog. Quant. Electr. 1981. Vol.7. PP. 1–72.
- 3.27. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
- 3.28. Kulgein N.G. Transport processes in a combustible turbulent boundary layer. // J. Fluid Mech. 1962. V.12. PP. 417–437.
- 3.29. Беспалов И.В. Структура зоны горения в турбулентном пограничном слое у проникаемой стенки. // Вопросы теории горения: Сб. науч. тр. М.: 1970. С. 29–40.
- 3.30. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
- 3.31. Бояришинов Б.Ф., Волчков Э.П., Лукашов В.В. Теплообмен в ускоренном реагирующем пограничном слое. // Докл. РАН. 1996. Т.350. №6. С. 763–765.
- 3.32. Бояришинов Б.Ф. Некоторые особенности тепло- и массопереноса при обтекании поверхности воздушным потоком. // Прикл. механика и техн. физика. 2000. Т.41. №4. С. 124–130.
- 3.33. Бояришинов Б.Ф. К анализу опытных данных по тепло- и массообмену в пограничном слое. // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34. №2. С. 73–81.
- 3.34. Ota T., Nishiyama H. A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1987. V.30. No.6. PP. 1193–1199.
- 3.35. Thole K.A., Bogard D.G. High free-stream turbulence effects on turbulent boundary layers. // Trans. ASME. J. Fluids Engng. 1996. V.118. PP. 276–284.
- 3.36. Boyarshinov B.F., Fedorov S.Yu. Studying the distribution of radicals, heat and gas-dynamic characteristics within the boundary layer with combustion. // Non-equilibrium Processes. Vol.1. Combustion and Detonation / [Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov, A.M. Starik]. Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2005. 440 p.
- 3.37. Burke S.P., Schuman T.E. Diffusion Flames. // Int. Eng. Chem. 1928. V.20. No.10. PP. 998–1004.
- 3.38. Шваб В.А. Связь между температурными и скоростными полями газового факела. // Исследование горения натурального топлива: Сборник. М.: Госэнергоиздат, 1948. С. 231–248.
- 3.39. Зельдович Я.Б. К теории горения перемешанных газов. // Журнал технической физики. 1949. Т.19. №10. С. 1199–1210.
- 3.40. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
- 3.41. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск, 1983. 240 с.
- 3.42. Вильямс Ф.А. Асимптотические методы в теории турбулентного горения. // Аэрокосмическая техника. 1989. №2. С. 19–30.
- 3.43. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994. 320 с.

- 3.44. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Турбулентность и горение. М., 1986. 288 с.
- 3.45. Себиси Т., Бредшоу П. Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987. 590 с.
- 3.46. Chien K, Prediction of channel and boundary layer flows with a low Reynolds number turbulence model. // AIAA J. 1982. 34. P. 33.
- 3.47. Merci B., Dick E., Vierendeels J., Roekaert D., Peeters T.W.J. Application of a New Cubic Turbulence Model to Piloted and Bluff-Body Diffusion Flames. // Combustion and Flame. 2001. V.126. №1–2. PP. 1533–1556.
- 3.48. Hilbert H., Trevelin D. Autoignition of turbulent non-premixed flames investigated using direct numerical simulation. // Combustion and Flame. 2002. V.128. №1–2. P. 22–37.
- 3.49. Волчков Э.П., Терехов В.В., Терехов В.И. Структура пограничного слоя с горением водорода при различных интенсивностях вдува. // Физика горения и взрыва. 2002. Т.38. №3. С. 20–29.
- N_i – концентрация i -го компонента;
 P – давление;
 P/A – плотность мощности лазерного излучения;
 Q – теплота полного сгорания;
 R – скорость тушения флуоресценции, скорость смещения;
 T – температура;
 U – линейная скорость;
 X, Y, Z, x, y, z – координаты;
 α – угол;
 δ – толщина;
 λ – длина волны;
 μ – вязкость;
 σ_i – сечение тушения i -го компонента;
 v_i – относительная скорость i -го компонента;
 θ – безразмерная энтальпия;
 ρ – плотность;
 ε – скорость диссипации;
 τ – константа напряжения;
 Δ – разность;
 χ – кубическая восприимчивость вещества;
 $\dot{\omega}$ – скорость турбулентного смешения;

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a_i – массовая доля i -го химического элемента в молекуле;
 b – параметр вдува;
 C – массовая концентрация;
 c_p – удельная теплоемкость при $P=\text{const}$;
 D – коэффициент диффузии;
 d – диаметр;
 F – фокусное расстояние;
 H – полная энтальпия;
 h – высота ребра;
 I – интенсивность;
 i – энтальпия;
 J – тепловой поток, скорость выгорания;
 K – атомарная концентрация;
 k – кинетическая энергия турбулентности;
 N – концентрация радикалов;

- Le – число Льюиса;
Re – число Рейнольдса;
Sc – число Шмидта;
St – число Стантона;
Tu – степень турбулентности.

Индексы

- d – диаметр;
 i – номер компоненты;
max – максимальный;
 W – стенка;
 x, y, z – оси координат;
тур. – турбулентный;
хим. – химический;
0 – начальная;
+ – относительная величина;
* – вытеснение;
** – потеря импульса.