

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. Авт. свид. СССР № 255221, 1967. Бюллетень изобретений, 1971, 10. Патент Франции № 7014363, 1970.
2. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез неорганических соединений. Отчет ФИХФ АН СССР. Черногловка, 1970.
3. В. К. Прокудина, В. М. Маслов и др. Тезисы докл. на Всесоюзной конференции «Процессы горения в химической технологии и металлургии (Арзакан, 1973)». Черногловка, 1973.
4. И. П. Боровинская, Н. П. Новиков.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черногловка, 1975.
5. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
6. Б. В. Новожилов, Докл. АН СССР, 1961, 141, 1, 151.
7. В. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3, 36.
8. А. П. Алдушин, А. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 202.
9. Ю. С. Найбороденко, В. И. Итин и др. Тезисы докл. на Всесоюзной конференции «Процессы горения в химической технологии и металлургии (Арзакан, 1973)». Черногловка, 1973.
10. П. П. Будников, А. М. Гинстлинг. Реакция в смесях твердых веществ. М., «Стройиздат», 1965.
11. И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1974, 10.
12. К. И. Портной, Ю. В. Левинский и др. Известия АН СССР, Металлы, 1967, 4, 171.
13. К. И. Портной, В. М. Ромашов. Порошковая металлургия, 1972, 5, 48.
14. Физико-химические свойства окислов. Под ред. Г. В. Самсонова. М., «Металлургия», 1969.
15. Н. Н. Бахман, Л. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1967.
16. Л. А. Сосновский, В. Д. Деркан, А. П. Эпик. Порошковая металлургия, 1973, 12, 41.
17. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, В. М. Шкиро. ФГВ, 1965, 1, 4, 24.
18. А. Г. Мержанов. Безгазовое горение. Препринт ОИХФ АН СССР. Черногловка, 1974.
19. А. Ф. Беляев, Л. Д. Комкова. ЖФХ, 1950, 24, 11, 1302.
20. Л. Д. Ромоданова, П. Ф. Похил. ФГВ, 1969, 5, 2, 277.
21. Э. Н. Мазурчук и др. Цветные металлы, 1970, 4, 32.
22. А. С. Дубровин и др. Известия АН СССР, Металлы, 1968, 5, 79.

СТРУКТУРА ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

В. А. Суюшев, В. Ф. Соколенко

Процесс стационарного диффузионного горения в турбулентном потоке газа в некоторый фиксированный момент времени можно рассматривать в гидродинамическом аспекте как сложное скалярно-векторное поле, которое представляет собой результат наложения и взаимодействия элементарных полей:

поля пространственного распределения скорости потока окислителя

$$\Phi_u = u(x, y, z, t) + u'(x, y, z, t);$$

поля флуктуирующей по пространству плотности

$$\Phi_\rho^c = \rho_c(x, y, z, t_0) + \rho_c'(x, y, z, t_0),$$

обусловленного турбулентным смешением окислителя с «холодным» горючим газом, инжектируемым в поток;

поля флуктуирующей по пространству плотности

$$\Phi_\rho^T = \rho_T(x, y, z, t_0) + \rho_T'(x, y, z, t_0),$$

обусловленного турбулентным смешением горячих продуктов сгорания с холодными компонентами;

поля флуктуирующей по пространству плотности Φ_ρ^f возникающего при тепловыделении за счет химической реакции; где u, ρ_c, ρ_T — средние значения соответственно скорости и плотностей; u', ρ_c', ρ_T' — соответственно пульсационная скорость и флуктуации плотности, обусловленные пульсациями концентрации и температуры.

Характер перечисленных выше полей определяется их детальной структурой, под которой следует понимать не столько интегральные и средние характеристики, традиционно определяемые при исследовании пламен (интегральные масштабы турбулентности, профили средней скорости, температуры, концентраций компонентов и т. д.), сколько структурные функции, проясняющие механизм переноса и диссипации того или иного вида турбулентной энергии по волновым числам (корреляционные функции, энергетические спектры).

Поскольку именно в единении и взаимодействии перечисленных элементарных полей заключается детальная картина горения, логично изучить как детальную структуру каждого поля в отдельности, так и структуру результирующего поля с целью определения явлений, характерных для процесса горения. Для этого нужно исследовать:

- а) детальную структуру Φ_u ;
- б) механизм переноса полем Φ_u холодного горючего газа, представляющего собой пассивную примесь;
- в) механизм переноса Φ_u меры температурной неоднородности;
- г) детальную структуру поля тепловыделений Φ_ρ^f .

Детальная структура Φ_u . Поскольку скалярная субстанция (концентрация, температура) пассивна, т. е. переносится турбулентностью, обусловленной пульсациями скорости (а также осредненным течением), важно знать структуру векторного поля «холодного» потока окислителя.

Для организации турбулентного потока было выбрано устройство, описанное в [1], представляющее собой прямоугольный канал сечением 40×40 мм² с регулярной шероховатостью. Исследование структуры турбулентного течения на рабочем участке канала (место организации факела) проводилось термоанемометром и анализирующей аппаратурой фирмы «ДИЗА Электроник», а также времяпролетным и диффузионным методами. Результаты исследования пульсационных характеристик (рис. 1, 2) показали, что на рабочем участке канала турбулентное поле можно считать однородным вдоль оси потока, изотропным вблизи осевой плоскости канала и автомодельным в диапазоне скоростей 20—100 м/с.

Из анализа функций корреляции пульсаций скорости следует, что энергетический спектр на рабочем участке является достаточно изотропным и подчиняется в области активной диссипации турбулентной энергии колмогоровскому закону вязкой диссипации.

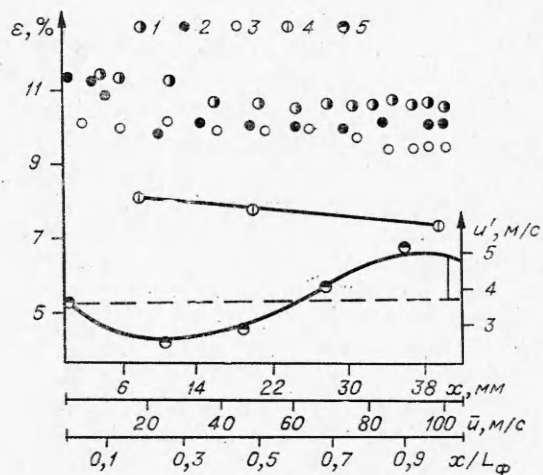
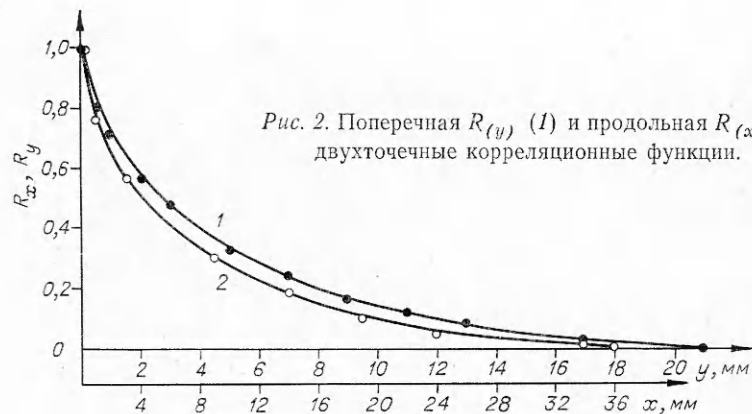


Рис. 1. Изменение интенсивности турбулентности ε вдоль канала для скоростей (м/с):

1—20, 2—50, 3—100; 4—изменение ε от скорости; 5—изменение средней по сечению среднеквадратичной пульсационной скорости u' по длине пламени.



Детальная структура поля Φ_r^c . Горючий газ (водород) инжктировался в спутный поток воздуха из плоского сопла ($0,7 \times 40$ мм²), установленного в центре канала [1]. На выходе из сопла профиль концентрации описывается прямоугольной функцией: дальнейшая диффузия скалярной субстанции обусловлена характером взаимодействия последней с полем пульсаций скорости и является источником генерации пространственных флуктуаций плотности. Согласно исследованиям [1], обратное воздействие инжктируемой струи на спутный поток пренебрежимо мало. Автомодельность профилей концентраций струи на рабочем участке дополнительно подтверждает предположение об изотропности и однородности турбулентного поля спутного потока, поскольку профили концентраций распределены по нормальному закону в 5%-ном доверительном интервале.

Для исследования детальной структуры скалярного поля использовался метод оптического спектрального анализа [3]. Зондирующий пучок лазерного излучения распространялся вдоль оси z . На рис. 3 приведены энергетические спектры поля, осредненные по пространству $0 \div 200$ и $(200 \div 400)x/d$, где d — ширина сопла. Из приведенных зависимостей следует, что в области наиболее высоких волновых чисел закон вязкой диссипации более крутой (-3) по сравнению с законом Колмогорова ($-5/3$) для спектра флуктуаций скорости. Этот факт был отмечен также в теории переноса скалярной субстанции Корсина [4]. Однако, поскольку в целом тенденция в распределении энергии Φ_v и Φ_r^c сохраняется, можно заключить, что спектральное распределение энергии Φ_r^c , вероятно, обусловлено структурой спутного потока с несколько повышенной скоростью диссипации вязкостью малых масштабов.

Детальная структура поля Φ_r^T . Для изучения поля тепловыделений в пламени необходимо также иметь представление о переносе меры температурной неоднородности турбулентностью. С этой целью были изготовлены две эквивалентные решетки с отношением расстояния между центрами стержней и их диаметром 5,3 (классический вариант), инжктирующих соответственно тепло (нагрев стержней) и примесь (инжккция из полых стержней). Размер ячейки $M=2$ см. Измерения проводились на расстоянии от решетки $x/M=13$. Число Рейнольдса по размеру ячейки $Re_M \approx 3,7 \cdot 10^5$, по диаметру трубы $D Re_D \approx 2 \cdot 10^6$. Решетки располагались на малом расстоянии друг от друга вверх по потоку. Вниз по потоку регистрировались одномерный спектр флуктуаций плотности, обусловленный флуктуациями температур (при нагревании стержней тепловой решеткой), и спектр флуктуаций плотности, обусловленный флуктуациями концентраций (при инжктировании водорода в спутный поток воздуха соплом-решеткой), а также спектр температурно-концен-

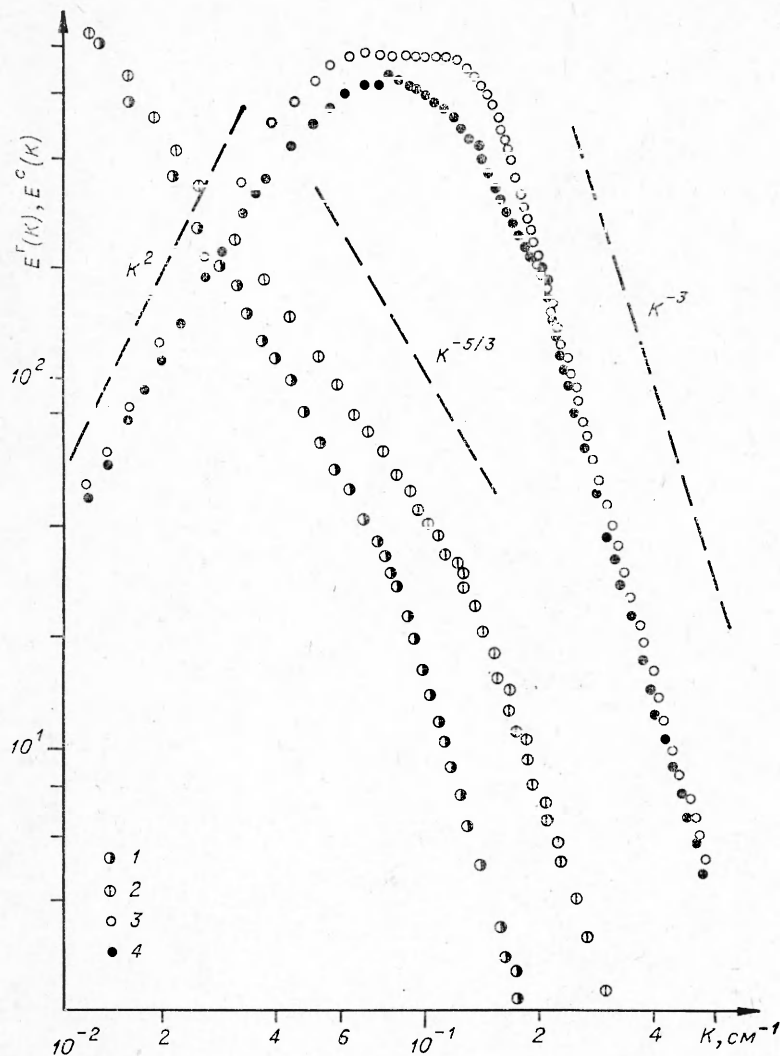


Рис. 3. Спектр флуктуаций плотности, обусловленный пульсациями концентрации в холодной струе (1, 2) и в турбулентном диффузионном пламени водорода (3, 4).
 x/d : 1, 3 — 0+200, 2, 4 — 200+400.

традиционного поля (включением решеток одновременно). Результаты экспериментов (рис. 4) показывают, что механизм турбулентного переноса двух типов скалярной субстанции идентичен. Этому результату следовало ожидать вследствие идентичной формы уравнений теплопроводности и диффузии.

Изучение детальной структуры поля Φ_ρ^f . Поле Φ_ρ^c , возникающее от диффузионной струи водорода в спутном потоке воздуха, являлось основной диффузионной струей, получаемого поджигом этой же самой струи. Результирующий спектр флуктуаций плотности, обусловленный полями Φ_ρ^c , Φ_ρ^T и Φ_ρ^f при организации факела, изображен на рис. 3. Из рисунка следует, что характер переноса меры температурной неоднородности в пламени по спектру существенно отличается от закона переноса последней при отсутствии химической реакции. Этот факт позволяет сделать весьма важный вывод, заключающийся в том, что поле тепловыделений Φ_ρ^f , генерируемое собственно химической реакцией, облада-

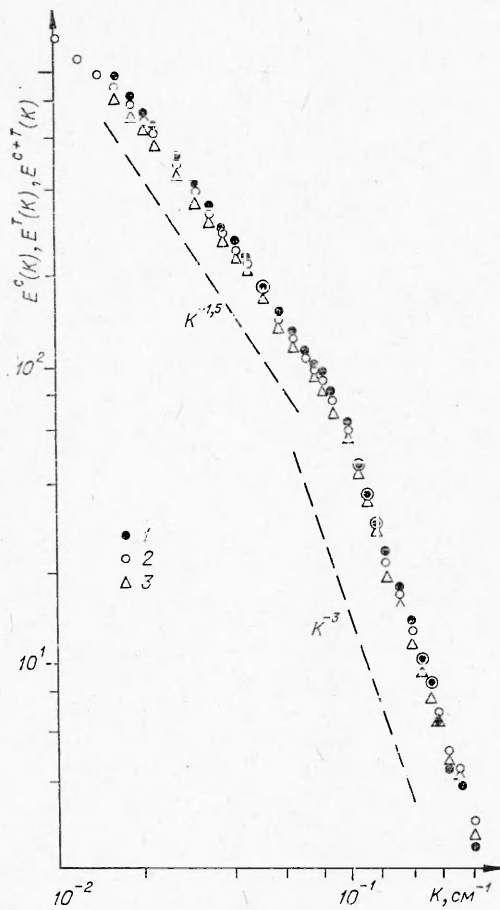


Рис. 4. Спектры флуктуаций плотности, обусловленные пульсациями концентрации (1), температуры (2) и температурно-концентрационным полем (3).

ет структурой, явно отличной от структуры остальных полей ($\Phi_\rho^c, \Phi_\rho^T, \Phi_u$), поскольку в случае статистической независимости реализаций всех четырех типов полей соблюдалось бы подобие спектральных кривых $E(\Phi_\rho^c, \Phi_\rho^T)$ и $E(\Phi_\rho^c, \Phi_\rho^T, \Phi_u')$.

Особенно любопытен тот факт, что спектр Φ_ρ^T имеет «резонансный» характер с максимумом в диапазоне волновых чисел $0,62 \div 1,25 \text{ мм}^{-1}$.

Обсуждение результатов с позиций микроочаговой модели можно провести путем физической интерпретации обратной величины волнового числа (K^{-1}) как размера очага. Тогда «резонансные» волновые числа соответствуют размерам дискретных образований $1,6 \div 0,8 \text{ мм}$. Весьма заманчиво «резонансное» явление объяснить повышенной устойчивостью (консервацией) зон химической реакции такого размера. Согласно результатам, полученным в работе [5] с использованием модернизированного оптического метода Коважного применительно к получению пространственных функций корреляции, было найдено, что средний размер реагирующей зоны равен $0,3 \text{ мм}$. Дополнительным доводом

в пользу «консервации» зон реакции может, видимо, служить тот факт, что серии последовательных снимков пламени, полученных с помощью СФР, показывают, что температурные неоднородности сохраняются достаточно долго. Некоторое несоответствие в абсолютных значениях средних размеров устойчивых зон в настоящей работе и в [5], вероятно, можно объяснить замечаниями, сделанными в работе [3] относительно методики измерения, используемой в [5].

С позиций фронтальной модели волновое число K можно рассматривать как меру кривизны фронта пламени. Тогда относительно «резонансного» характера спектральной функции следует сказать, что фронт пламени «избирателен» по отношению к собственной кривизне, т. е. является более устойчивым к возмущениям определенного диапазона пространственных частот и менее устойчивым по отношению к более высокочастотным и более низкочастотным пространственным модуляциям, иначе говоря, имеет тенденцию к сглаживанию до известных волновых чисел.

Любая из этих моделей имеет место в случае искусственного искажения реально существующего поля тепловыделений в пламени, а именно в случае микроочагового горения нарушается пространственная непрерывность функции тепловыделения; при фронтальном механизме горения сохраняется пространственная непрерывность функции тепловы-

деления, однако исключается механизм объемного горения, так как химическая реакция локализуется во фронте.

Мы не будем придерживаться какой-либо из крайних моделей, используемых традиционно. Переходя к более формальному представлению о пространственных реализациях турбулентных флуктуаций и их аппроксимации рядами Фурье, будем говорить об устойчивости определенного коэффициента Фурье, представляющего вес гармоники с волновым числом K . Такое представление обладает, на наш взгляд, тем преимуществом над традиционными моделями, что не предполагает справедливости либо исключительно фронтального механизма горения, либо микроочагового, в известном смысле противоречивых.

Анализ баланса турбулентной энергии, определяемой как интеграл по всем частотам энергетического спектра, дает дополнительные сведения о механизме обмена в пламени. С этой целью были проведены измерения профилей средних и пульсационных скоростей времяпролетным методом. На рис. 1 приведены результаты, из которых следует, что общая энергия турбулентных пульсаций имеет тенденцию к некоторому падению в первой половине факела с последующим нарастанием во второй половине. Оценка баланса турбулентной энергии средними по сечению среднеквадратичными значениями пульсационных скоростей показывает уменьшение энергии в условиях горения. Уменьшение интегральной по волновым числам энергии означает ее переход в энергию осредненного течения [6]. Однако вопрос о том, за счет сглаживания каких волновых чисел происходит уменьшение энергии, оставался открытым. Ответ на него можно получить, рассматривая закон перераспределения энергии по волновым числам в пламени, из которого следует, что уменьшение полной энергии происходит за счет понижения веса наиболее низкочастотных коэффициентов Фурье ($K < 0,3 \text{ мм}^{-1}$). Доля энергии турбулентности, содержащаяся в более высокочастотной области ($K > 0,3 \text{ мм}^{-1}$), возрастает, причем наибольший вес имеют коэффициенты Фурье, сосредоточенные около волнового числа $K \sim 0,9 \text{ мм}^{-1}$.

Сопоставление спектра пространственных флуктуаций плотности в холодной затопленной струе гомогенной водородно-воздушной смеси со спектром флуктуаций плотности при горении этой же струи показывает аналогичные результаты: «резонансный» характер энергетического спектра флуктуаций плотности, обусловленных химической реакцией, и уменьшение веса низкочастотных Фурье-компонент с одновременным увеличением веса высокочастотных коэффициентов при общем падении турбулентной энергии.

Представляют также интерес результаты, полученные в работе [7], где исследовано диффузионное пламя в следе за плохо обтекаемым телом (с использованием методики, разработанной в [5]). Из анализа результатов следует, что удельная доля малых масштабов в спектре, который описывает поле Φ_ρ^i , выше, чем в спектре поля Φ_ρ^c , и средний масштаб температурной неоднородности равен $\sim 1 \text{ мм}$, что находится в прямом согласии с результатами настоящей работы.

Таким образом, возможный метод активного воздействия на процесс горения заключается в искусственной вынужденной модуляции зоны химической реакции определенными пространственными волнами.

*Институт химической кинетики и горения
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
24/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов, Ю. В. Игнатенко. ФГВ, 1971, 7, 4.
2. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов и др. ФГВ, 1974, 10, 2.
3. В. А. Суюшев. ФГВ, 1975, 11, 1.

4. S. J. Corrsin. J. Appl. Phys., 1951, 22, 469.
5. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, А. И. Алимпиев.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. В. Б. Либрович, В. И. Лисицин. ИПМ АН СССР, препринт № 57, М., 1975.
7. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, Р. С. Тюльпанов. ФГВ, 1976, 12, 1.

ДИНАМИКА ТУРБУЛЕНТНОГО СГОРАНИЯ ГАЗА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев

Динамические характеристики процесса сгорания гомогенной газовой смеси в сосуде постоянного объема представляют интерес в различных областях теории и практики горения газов. Скорость нарастания давления и время полного сгорания — основные параметры, содержащие необходимую информацию о горючих свойствах газов и используемые при разработке различных систем взрывозащиты технологического оборудования [1]. Другие характеристики процесса — ламинарная и турбулентная скорость распространения пламени — широко используются для описания явлений воспламенения, стабилизации и гашения пламени [2]. В отношении последних характеристик процесс горения газа в замкнутом объеме очень удобен для их определения и дает большие возможности для изучения пламен при различных начальных параметрах смеси (состав, давление, температура) и параметрах турбулентности (интенсивность, масштабы, спектры) [2].

Приближенные уравнения для определения динамических характеристик ламинарного горения газа в сферическом сосуде рассматривались многими авторами. Анализ этих уравнений и сделанных при их выводе допущений проведен в [3—6]. Наиболее строгие уравнения теории ламинарного горения газа для сферического сосуда получены в [7].

Первые попытки использования бомбы постоянного объема для измерения турбулентной скорости пламени были предприняты в работе [8]. Турбулизация смеси в сферической бомбе проводилась вращающимися мешалками. После зажигания ее в центре бомбы пламя фотографировалось и записывалось давление. Скорость определялась по средней видимой скорости и средней плотности смеси продуктов сгорания и свежего газа по разработанной авторами методике. В [2] показано, что определяемая таким путем турбулентная скорость относится к осредненной передней границе зоны пламени, и более простым является метод с использованием только записи давления, в котором скорость относится к сечению зоны горения с половинным выделением тепла. Оба метода, однако, ограничены начальным участком процесса горения, когда изменением состояния свежей смеси и продуктов сгорания в результате повышения давления в бомбе можно пренебречь.

В настоящей работе рассматривается турбулентное распространение пламени в условиях замкнутого объема, как на начальной стадии, так и на стадиях со значительным ростом давления и делается попытка связать динамические характеристики процесса с кинетическими и турбулентными характеристиками свежей смеси. Основной вывод этого рассмотрения заключается в том, что при определенном выборе поверхности, относительно которой определяется турбулентная скорость, практически все зависимости для динамических характеристик в турбулентном и ламинарном режимах формально одинаковы, несмотря на существенное различие в механизме распространения пламени. Поэтому главное внимание уделяется обсуждению исходных предпосылок, отличительных