

УДК 533.6.01.72

К ТЕОРИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВЫХ СТРУЙ

Великодный В.Ю., Воротилин В.П.

Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия

Vvelikodny@mail.ru

В приближении бесконечно быстрой (мгновенной) скорости реакций, продолжая разработку идей описания химических реакций в турбулентных струях, изложенных в [1], рассмотрена задача горения турбулентной струи газообразного реагента (топлива), распространяющейся в окружающей среде другого реагента (окислителя – воздуха). Оценки гидродинамических и реакционных параметров получены на основе представлений о турбулентной среде как совокупности независимых турбулентных вихрей, при случайных столкновениях которых происходит обмен реагентами и химическая реакция [2-5]. Особенностью данной задачи явилось то, что реакционные объемы реагентов в отличие от упомянутой работы, в которой они совпадали с физическими объемами реагентов, теперь сами оказались в роли своеобразных реагентов реакционного процесса, для описания взаимодействия которых так же, как и для веществ реагирующих молекул, возникла естественная необходимость введения понятия эффективной скорости реакции. Было получено соответствующее уравнение баланса реакционных объемов, замкнувшего систему интегральных уравнений баланса, описывающих все необходимые свойства быстрых химических реакций в условиях турбулентного смешения реагирующих веществ. В теории отсутствуют какие-либо эмпирические или полуэмпирические корреляции, но имеется одна универсальная константа, которая вошла в качестве множителя в некоторую комбинацию независимых параметров, имеющей смысл параметра интенсивности турбулентного смешения реагентов. Поэтому указанную константу можно рассматривать в качестве единицы масштаба измерения данного параметра и таким образом при проведении оценок и расчетов полностью исключить ее из соотношений предлагаемой теории. Проведен качественный анализ предельных вариантов процесса, даны количественные расчеты конкретных реакций.

TO THE THEORY OF TURBULENT COMBUSTION OF GASEOUS JETS

At approximation of instantaneous reactions developing ideas of description of chemical reactions in turbulent flow issued in [1], the problem of combustion of turbulent jet of gaseous reagent (fuel) expanding in environment of other reagent (air) is considered. Estimations of hydrodynamic and reaction parameters received on the base of representation turbulent medium as aggregation of independent turbulent particles (vortexes) at casual contact of which exchange of reactants and reaction occur. Particularity of presented work in difference with early published one is that now appeared new notion of reactive volumes of reagents which don't coincide with their physical volumes. These volumes play role of especial reactants and for their description it was necessary to introduce (as for material substance) notion of effective rate reaction. Equation of balance for reactive volumes closed the system of equations describing all necessary properties of fast chemical reactions. The theory contains no one empirical or semi theoretical correlation but has one universal constant which entered as multiply in a combination of independent physical parameters. This combination has the sense of parameter of intensity of turbulent mixing of reagent. So mentioned constant may be accepted as a unit of scale of its measure and so in no case influencing the results of understanding and calculations of turbulent combustion of gaseous jets deduced from proposed theory.

1 Введение

Обзор литературы и методов описания процессов химических реакций в турбулентных потоках рассмотрен в [1]. Не повторяясь с деталями этого обзора, отметим, что в рамках существующих представлений, формально основанных на физически безупречных уравнениях гидродинамики и конвективного тепло-массопереноса, наибольшие трудности теории прежде всего связаны с описанием смешения инертных примесей, а строгий учет реакций возможен только для очень медленных скоростей реакций, вносящих малые поправки к распределению концентраций, полученных при смешении инертных веществ [6-8]. Очевидно, что при таком понимании проблемы описание процессов с большими скоростями реакций, в частности, процессов горения, для которых микросмешение является лимитирующей стадией реакции, определяющей величину эффективной скорости химического процесса, превращается в теоретически не решаемую задачу. Напротив, именно на рассмотрении мгновенных реакций основан предложенный в [1] способ преодоления указанных трудностей, и по сути модели он сводится к фактическому исключению из теории какого-либо влияния эффектов смешения инертной примеси. Смысл выбора мгновенной реакции в том, что столкновение молекул, участвующих в подобных реакциях, неизбежно приводит к акту химической реакции. Следовательно, эффективная скорость реакции будет пропорциональна общему числу подобных столкновений, в то время как столкновение молекул инертной примеси в реакционном процессе ничего не меняет, и поэтому может не учитываться в описании механизма турбулентного смешения. Иначе по отношению к реагирующим молекулам инертная примесь может рассматриваться как равномерно распределенная по всему реакционному объему. Таким образом, задача сводится к описанию и подсчету только тех турбулентных пульсаций, или актов смешения, в которых участвуют молекулы реагентов.

2 О механизме смешения и реакции в турбулентных струях

Для турбулентных струй процесс смешения в целом можно представить как состоящий из нескольких последовательных этапов, различающихся характерными пространственными и временными масштабами взаимного сближения реагирующих молекул. На первом из них в результате отрывного обтекания внешним потоком возмущенной границы турбулентной струи происходит образование крупномасштабных вихрей, содержащих реагент из внешней среды, с последующим их захватом во внутрь турбулентной области течения. В работах [2-5] было получено выражение для скорости захвата (турбулизации) внешней среды и соответствующее уравнение баланса турбулентной жидкости, автоматически включившее оценку крупномасштабного смешения реагента из внешней среды с реагентом струи как часть общего описания турбулентного течения струи. Из-за малости поверхности контакта реагентов на этом этапе смешения эффектами реакции можно пренебречь. Под воздействием различного рода динамических процессов внутри струи происходит дробление захваченных крупных вихрей до вихрей минимального масштаба, определяемого (вместе с минимальным масштабом времени) соотношениями [9]

$$\lambda_{min} = (\rho\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}, \quad \tau_{min} = (\rho\nu / \varepsilon)^{1/2} \quad (1)$$

где ν - кинематическая вязкость, ρ - плотность, ε - скорость диссипации турбулентной энергии. Наконец, на завершающем этапе смешения до молекулярного уровня действует механизм молекулярной диффузии. Вихри минимального масштаба имеют максимальную поверхность контакта, для которой в единице объема можно написать оценку

$$S \sim 1 / \lambda_{min} \quad (2)$$

Для них процессы смешения и реакции протекают с наибольшей интенсивностью. Поэтому в целях не существенных для теории упрощений далее будем предполагать, что все вихри внутри струи дробятся до вихрей масштаба λ_{min} , а процесс их хаотического блуждания представлять как независимое друг от друга изменение их взаимного расположения в пространстве на временном интервале τ_{min} .

Для рассматриваемого в работе предела бесконечно быстрой реакции реакционная зона вырождается в поверхность [10] и реагент из одной области не проникает в область, содержащую другой реагент. Поэтому весь объем струи распадается на области, в каждой из которых может находиться только одно из реагирующих веществ. Полагаем, что в области, далее обозначаемой индексом « f », находится реагент струи « f », а в другой области, обозначаемой индексом « ok », находится реагент « ok », захватываемый из внешней среды. Удельные объемы реагентов V_{ri} связаны условием нормировки

$$V_{rf} + V_{rok} = 1 \quad (3)$$

Реакция протекает вдоль поверхности контакта областей. Удельную поверхность контакта, т.е. поверхность контакта в единице объема струи обозначим как S_{12} . Вихри из областей « f » и « ok » с периодичностью порядка времени жизни вихрей τ_{min} выходят к этой поверхности и в течении времени также порядка τ_{min} обмениваются диффузионными потоками J_{Di} . Концентрации реагентов на поверхности реакции обращаются в нуль. Поэтому потоки J_{Di} определяют массу веществ, исчезающих в ходе реакции на единице площади контакта, и следовательно должны удовлетворять условию

$$J_{Dok} / \mu_{ok} = m_{ok} J_{Df} / \mu_f \quad (4)$$

где μ – молекулярный вес, m_{ok} – стехиометрический коэффициент, обозначающий число молекул реагента « ok », вступающих в реакцию с одной молекулой реагента « f ». Произведение удельной площади контакта S_{12} на усредненные по времени контакта τ_{min} потоки J_{Di} даст величину эффективной скорости реакции для i – го реагента в единице реакционного объема струи

$$W_i = J_{Di} S_{12} \quad (5)$$

Для использования полученной формулы в конкретных расчетах необходимо получить оценки величин J_{Di} и S_{12} . Оценку для первой из них можно найти из решения нестационарных уравнений диффузии с мгновенной реакцией [10]. Необходимые результаты решения с учетом усреднения по времени контакта вихрей зависящих от времени искомым переменных запишем в виде

$$\begin{aligned} J_{Di} &= v_r \chi_i C_i, \\ v_r &= \left((D_{ok} D_f)^{1/2} / \tau_{min} \right)^{1/2} \eta_r \\ \chi_i &= \exp(-\eta_i^2) / [\eta_i (1 \pm \operatorname{erf}(\eta_i))] \end{aligned} \quad (6)$$

где C_i – массовая концентрация i – го реагента; v_r – скорость движения фронта реакции с положительным направлением, принятым в сторону области « f »; $\eta_i = \kappa^{\pm 1} \eta_r$; в двойном знаке « \pm » знак «+» берется при $i = ok$, а знак «-» при $i = f$; D_i – коэффициент молекулярной диффузии для i – го реагента, $\kappa = (D_f / D_{ok})^{1/4}$. Дополнительная переменная η_r при заданных C_i необходима для того, чтобы выполнялось условие (4). Подставив в него J_{D_i} из соотношений (6), для η_r получим уравнение

$$B \exp(-(\kappa \eta_r)^2) / (1 + \operatorname{erf}(\kappa \eta_r)) = \exp(-(\eta_r / \kappa)^2) / (1 - \operatorname{erf}(\eta_r / \kappa)) \quad (7)$$

где через B обозначена комбинация переменных

$$B = \mu_f C_{ok} / (m_{ok} \mu_{ok} \kappa^2 C_f) \quad (8)$$

Параметр S_{12} является статистической характеристики реакционного процесса. Из допущения, что вихри ведут себя как независимые частицы, следует, что S_{12} должно быть пропорционально произведению общего числа вихрей N_i из областей « f » и « ok ». Отсюда, поскольку N_i из i – ой области пропорционально V_{ri} , для S_{12} с учетом оценки общей площади минимальных вихрей (2) можно написать соотношение

$$S_{12} = \gamma_s V_{rf} V_{rok} / \lambda_{min} \quad (9)$$

где γ_s – некоторая константа.

Полученные оценки величин S_{12} и J_{D_i} позволяют выразить эффективную скорость реакции W_i как функцию искомым V_{ri} , C_i и независимых параметров, характеризующих интенсивность турбулентных пульсаций. Зная эффективные реакции W_i , из уравнений материального баланса можно найти неизвестные концентрации C_i . Однако теория содержит еще две неизвестные – объемные доли реагентов V_{ri} , связанные условием (3). Отсюда, чтобы число уравнений соответствовало числу неизвестных, необходимо еще одно уравнение. Отметим, что в работе [1] подобной проблемы не возникало, поскольку в ней реакционный объем реагента « f » – жидкости, совпадал с его физическим объемом, и поэтому определялся из уравнения материального баланса для реагента « f ».

Физическая причина, позволяющая получить недостающее уравнение, обусловлена тем свойством мгновенных реакций, что в общем случае произвольных значений C_i фронт реакции движется с некоторой отличной от нуля скоростью v_r . Если, например, $v_r > 0$, то за малое время dt фронт реакции сместится вглубь области « f » на расстояние $v_r dt$, и таким образом к объему области « ok » будет добавлен некоторый малый объем dV_{rok} и точно такой же вычтен из объема области « f ». Полную скорость изменения удельных объемов, как и при определении W_i можно получить, умножив S_{12} на v_r .

$$W_{vi} = \pm S_{12} v_r \quad (10)$$

где знак «+» пишется для области « ok » и «-» для области « f », а уравнение баланса объемов, аналогичное уравнениям для C_i достаточно вывести для одной из искомым V_{ri} .

3 Основные допущения в постановке задачи.

Поскольку целью работы является разработка и обобщение теоретических методов описания механизма химических реакций в турбулентных потоках, реальная схема процесса горения турбулентной струи газа реагента « f », распространяющейся в безграничном объеме воздушной среды, представлена в максимально упрощенном варианте с учетом наиболее существенных факторов турбулентных движений. Исключаются все особенности горения, связанные с начальными этапами его возникновения, т.е. предполагается, что реакция начинается сразу же с момента выхода струи реагента « f » в окружающее пространство, содержащее окислитель « ok ». Химическую формулу реакции можно представить в виде

$$m_{ok}\mu_{ok} + \mu_f = m_{p1}\mu_{p1} + m_{p2}\mu_{p2} \quad (11)$$

где m_i - количество молекул реагента « i » на одну молекулу реагента « f », индексами « pi » обозначены газообразные продукты реакции: H_2O , CO_2 и т.д.. С учетом (11) W_i для всех участвующих в реакции веществ можно выразить через одну искомую W_f

$$W_i = \pm n_i W_f \quad (12)$$

где введено сокращение $n_i = m_i(\mu_i/\mu_f)$, знак «+» относится к исходным реагентам, «-» к продуктам реакции. Реакция горения происходит с выделением тепла. Тепловая энергия Q_T , выделяемая в единице объема струи будет равна $\lambda_f W_f$, где λ_f – тепловыделение на единицу массы реагента « f ».

Предполагается, что с момента выхода струи из отверстия с радиусом r_0 , расположенном в сечении прямолинейной оси $x = 0$, с начальными температурой T_0 [°K], скоростью u_0 [см/с] и плотностью ρ_0 [г/см³]

$$\rho_0 = (1 - \varepsilon_0)\rho_{f0} + \varepsilon_0\rho_{in0} \quad (13)$$

где ε_0 - объемная доля инертного газа « in », она движется в развитом турбулентном режиме со всеми характерными признаками турбулентности, т.е. имеется в наличии четкая, но нерегулярная граница турбулентной области течения, на которой происходит крупномасштабный захват внешней среды. Данный процесс, как отмечалось выше, описывается уравнением баланса «турбулентной» жидкости, замыкающим систему интегральных уравнений движения турбулентной струи [2-5]

$$d(\rho u r^2)/dx = 2\gamma\rho_\infty u r \quad (14)$$

где $\gamma \approx 0.15$ – константа, ρ, u, r - текущие плотность, скорость и радиус струи. Внешняя среда считается неподвижной и также является смесью инертного газа (азота) и реагента « ok » (кислорода), T_∞ – температура и ρ_∞ – плотность внешней среды

$$\rho_\infty = (1 - \varepsilon_\infty)\rho_{ok\infty} + \varepsilon_\infty\rho_{in\infty} \quad (15)$$

где величины ε_∞ и ε_0 ради общности проводимых расчетов далее предполагаются независимым параметром задачи, изменяющимся в интервале от нуля до единицы. Внутри струи средние значения плотности ρ и скорости u из-за турбулентного перемешивания предполагаются постоянными по поперечному сечению струи (но остаются функциями продольной координаты x). Состояние исходных компонент газовой фазы и продуктов реакции описывается уравнением идеального газа

$$\rho_g = \mu P_\infty / RT \quad (16)$$

где μ [г/моль]- молекулярный вес, $P_\infty = 1.013 * 10^5$ [паскаль]- давление, предполагаемое постоянным по сечению струи и равным давлению во внешней среде, $R = 8.314 * 10^6$ [дж/моль*К]- газовая постоянная.

4 Вывод уравнений движения, баланса масс и теплоты

Вывод уравнения для реакционных объемов, от которых зависит только явный вид выражений для эффективных реакций, будет получен позднее, а пока полагая W_f некоторой заданной характеристикой процесса, составим уравнения баланса импульсов, масс, энергии, и проведем с ними общие преобразования, для которых знание конкретной зависимости W_f не обязательно. Указанные уравнения получаются путем суммирования входящих и выходящих потоков любой субстанции между нормальными сечениями струи x и $x + dx$. В результате для продольной компоненты импульса находим

$$d(\rho u^2 r^2) / dx = 0$$

Интегрируя это уравнение по x от $x = 0$ до текущего x и перейдя далее для удобства записей к безразмерным переменным, используя в качестве характерных масштабов плотности, скорости и длины начальные значения параметров струи ρ_0, u_0, r_0 , получим

$$\rho u^2 r^2 = 1 \quad (17)$$

Уравнения баланса масс для всех содержащихся в струе веществ запишем в виде

$$d(\rho_i u r^2 V_i) / dx = -r^2 W_i + q_i \quad (18)$$

где ρ_i - плотность и V_i - объемная доля i -го компонента смеси, q_i - источники массы инерта и реагента «ок», обусловленные захватом внешней среды, $W_{in} = 0$, а остальные W_i выражаются через W_f по формуле (12). Из уравнения захвата (14) и выражения для ρ_∞ (15) для потока инертной примеси q_{in} находим

$$q_{in} = 2\gamma\varepsilon_\infty \rho_{in\infty} u r \quad (19)$$

Заметим, что фактически уравнения баланса масс компонент смеси будут служить уравнениями для определения переменных V_i , связанных с искомыми r и ρ условиями

$$\sum V_i = 1 \quad (20)$$

$$\sum \rho_i V_i = \rho \quad (21)$$

где для краткости записи все V_i поделены на число π . Отметим, что одно из уравнений системы (18) является «лишним», т.е. является следствием всех остальных. Это следует из того факта, что в сумме все уравнения (18) дают уравнение сохранения всей массы струи, задаваемое уравнением (14). Поэтому из системы (18) можно исключить уравнение для одного из компонента реакции, удобнее для компонента реакции «ок».

Уравнение теплового баланса, определяющего зависимость текущей температуры струи T от координаты x с учетом притока тепла из внешней среды запишем в виде

$$C_p d(\rho u r^2 T)/dx = \lambda_f W_f r^2 + 2\gamma u r C_p \rho_\infty T_\infty$$

где теплоемкость C_p принимается некоторой константой, не зависящей от температуры и состава струи ($C_p \approx 0.5$ [кал/г*град]); последнее слагаемое в правой части уравнения – приток теплоты в результате захвата внешней среды. Полученное уравнение, подставив в него $2\gamma u r \rho_\infty$ из уравнения (12), перепишем в более компактном виде

$$C_p d(\rho(T - T_\infty) u r^2)/dx = \lambda_f W_f r^2 \quad (22)$$

Все уравнения баланса можно свести к одному уравнению для какой-либо одной искомой переменной. Традиционно это делается для текущей температуры среды T [5]. Однако в данной работе, как будет видно из дальнейшего, удобнее использовать другую переменную W , определяемую соотношением

$$W = \int_0^x W_f r^2 dx \quad (23)$$

С этой целью вначале все уравнения системы (18) (кроме уравнения для реагента «ок») проинтегрируем по переменной x в пределах от $x=0$ до текущего x . С учетом начальных значений получим

$$\begin{aligned} \rho_f V_f r^2 &= G_f s \\ \rho_{pl} V_{pl} r^2 &= n_{pl} W s \quad i=1,2 \\ \rho_{in} V_{in} r^2 &= \beta_\infty (s^2 - s) + \varepsilon_0 \rho_{in0} s \end{aligned} \quad (24)$$

где $G_f = \rho_{f0}(1 - \varepsilon_0) - W$ – поток реагента «f» в сечении струи x , $\beta_\infty = \varepsilon_\infty \rho_{in\infty} / \rho_\infty$ и для удобства записей (и в дальнейшем используя вместо x в качестве новой независимой переменной) введена переменная $s = 1/u$. Для вычисления объемной доли V_{ok} и средней плотности струи ρ осталось два не использованных уравнения (20) и (21). Подставив $\rho_i V_i$ из соотношений (24) в (21), получим выражение для $\rho_{ok} V_{ok} r^2$

$$\rho_{ok} V_{ok} r^2 = (1 - \beta_\infty)(s^2 - s) - s n_{ok} W \quad (25)$$

Используя соотношения (17) и (20), выражение для ρ запишем в виде

$$\rho = 1/(u^2 r^2) = s^2 / \sum_i V_i r^2$$

Подставив сюда произведения $V_i r^2$ из соотношений (24),(25) для ρ после некоторых преобразований окончательно получим выражение

$$\rho = \frac{s \rho_{ok}}{(s-1)(\rho_{ok\infty} / \rho_\infty) + \rho_{ok0} + W(m_{p1} + m_{p2} - m_{ok} - 1)(\mu_{ok} / \mu_f)} \quad (26)$$

Заметим в подтверждение правильности написанной формулы, что при $s \rightarrow 1$ ($x \rightarrow 0$) $\rho \rightarrow 1$; в обратном пределе $s \rightarrow \infty$ ($x \rightarrow \infty$) плотность струи будет приближаться к плотности внешней среды ρ_∞ , что согласуется с физикой исследуемых процессов.

Таким образом, соотношения (16),(24)-(26) позволяют выразить все перечисленные искомые переменные как функции одной искомой T и интегральной характеристики реакционного процесса W . Проведя интегрирование уравнения (22) по x , величину T также можно представить как функцию переменных W и s

$$T = T_\infty + \frac{(T_0 - T_\infty) + (\lambda_{rf} / C_p) W}{s} \quad (27)$$

5 Вывод уравнений для реакционных объемов

Полученные соотношения позволяют определить все искомые реакционного процесса, за исключением реакционных объемов V_{ri} , связанных условием нормировки (3). Эти переменные содержатся в формулах для эффективных реакций W_i и для их определения необходимо вывести еще одно уравнение. Прежде, используя соотношения (4)-(9) и задавая массовые концентрации реагентов C_i соотношениями $C_i = \rho_i V_i / V_{ri}$, запишем в явном виде выражение для эффективной реакции W_f реагента « f »

$$W_f = (A \rho_f V_f) V_{rok} \exp(-(\eta_r / \kappa)^2) / (1 - \text{erf}(\eta_r / \kappa)) \quad (28)$$

где введено обозначение A для комбинации независимых параметров

$$A = \gamma_r (D_{ok} \varepsilon / \nu)^{1/2} \quad (29)$$

γ_r – новая универсальная константа, вобравшая в себя в качестве сомножителей все другие константы из оценочных соотношений для величин S_{12} , J_D , λ_{\min} , τ_{\min} . Поскольку входящий в A параметр ε характеризует интенсивность турбулентных пульсаций, то саму эту комбинацию с точки зрения физики влияния турбулентности на реакционный процесс можно рассматривать как параметр интенсивности смешения реагентов. Отметим, что по физическому смыслу входящих в него независимых параметров, его величина может изменяться в пределах от нуля до бесконечности. Поэтому как при анализе предельных режимов реакционного процесса, в частности, при $A \rightarrow 0$ или $A \rightarrow \infty$, так и при проведении численных расчетов конкретное значение константы γ_r знать не обязательно: например, можно положить ее в качестве единицы масштаба измерения A .

Как было сказано ранее, физическая основа для вывода дополнительного уравнения связана с той особенностью протекания мгновенных реакций, что фронт реакции, иначе, поверхность, разделяющая реакционные объемы, в общем случае не остается на месте, а движется вглубь одного из реагирующих объемов. По аналогии с выводом формулы для эффективной скорости реакции W_i , задающей расход массы или числа молекул реагента в реакции, было написано выражение для эффективной скорости изменения реакционных объемов (10), которое так же, как и формулу для W_f (29), можно представить в виде

$$W_V = AV_{rok}V_{rf}\eta_r \quad (30)$$

где A - тот же параметр интенсивности смешения реагентов, задаваемый формулой (29), что и в выражении для W_f , с той же универсальной константой γ_r . Это видно из самого вывода формул (28) и (30), в котором использовались одни и те же комбинации оценочных параметров S_{12} , λ_{\min} и τ_{\min} . Отметим, что по определению W_V есть скорость возрастания (при $W_V > 0$) реакционного объема реагента «ок», и убывания с той же скоростью реакционного объема реагента «f», так что на суммарный объем реакционных областей параметр W_V влиять не будет.

Каким же образом можно использовать вновь введенную характеристику реакционного процесса? Очевидно, любая предполагаемая попытка написания замыкающего уравнения не должна дублировать уже полученные уравнения материального баланса для компонент реакционного процесса, поскольку само движение фронта реакции по объемам реагентов на их материальный состав не влияет. Но это значит, что, разбивая объем струи на реакционные зоны V_{rok} и V_{rf} , мы в тоже время не должны учитывать распределение плотности струи по этим областям, полагая ее равной средней плотности струи ρ , вычисляемой по формуле (26). Но тогда произведение ρW_V можно интерпретировать как скорость возрастания средней массы среды в реакционной зоне реагента «ок» и соответственно ее убыль в зоне реагента «f». Помимо указанных источников массы в объем струи согласно уравнению захвата (14) поступает поток массы равный $2\gamma\rho_\infty ur$, который можно представить как сумму потоков реагента «ок»

$$q_{ok} = 2\gamma(1 - \varepsilon_\infty)\rho_{ok\infty}ur \quad (31)$$

и потока инертной примеси q_{in} , определяемого соотношением (19). Поток реагента q_{ok} целиком попадает в реакционную область V_{ok} , а поток инерта равномерно распределяется по объему струи, т.е. попадая в каждую из реакционных областей пропорционально ее удельному объему V_{ri} . Отсюда для обеих областей можно написать следующую пару взаимосвязанных уравнений баланса масс, в сумме дающих уравнение захвата (14)

$$d(\rho ur^2 V_{rok})/dx = \rho r^2 W_V + 2\gamma ur [(1 - \varepsilon_\infty)\rho_{ok\infty} + \varepsilon_\infty \rho_{in\infty} V_{rok}]$$

$$d(\rho ur^2 V_{rf})/dx = -\rho r^2 W_V + 2\gamma ur \varepsilon_\infty \rho_{in\infty} V_{rf}$$

и в дальнейшем использовать только одно из них, поскольку V_{ri} уже связаны нормировкой (3). Используя уравнение захвата (14) и интеграл (17), первое из написанных уравнений после несложных преобразований представим в виде

$$dV_{rok} / dx = sW_V + 2\gamma(1 - \varepsilon_\infty)\rho_{ok\infty}(1 - V_{rok}) / (s\rho^{1/2}) \quad (32)$$

где $s = 1/u$ - величина, обратная скорости.

6 Упрощения и качественный анализ полученных уравнений

Поскольку все искомые величины и независимые параметры модели явно не зависят от переменной интегрирования x , то порядок интегрирования полученной системы дифференциальных уравнений можно понизить на единицу, выбирая в качестве независимой переменной интегрирования одну из искомых переменных вместо переменной x , связанной с ней монотонной зависимостью. В качестве таковой удобно взять переменную $s = 1/u$. Действительно, подставив произведение ur из (17) в уравнение захвата (14), получим

$$ds/dx = 2\gamma\rho_\infty / \rho^{1/2} \quad (33)$$

Откуда видим, что поскольку правая часть написанного уравнения всегда больше нуля, то искомая u с ростом x будет монотонно падать, а переменная s монотонно возрастать. дифференцируя по s формулу (23) с учетом замены x на s для W получим уравнение

$$dW/ds = (s^2 / \rho^{1/2}) W_f \quad (34)$$

Также с заменой x на s перепишем уравнение (32) для искомой V_{rok}

$$dV_{rok} / ds = W_V s \rho^{1/2} + (1 - \varepsilon_\infty)(\rho_{ok\infty} / \rho_\infty)(1 - V_{rok}) / s \quad (35)$$

где для краткости записи множитель $1/(2\gamma\rho_\infty)$ включен в параметр A , входящий в выражения для эффективных скоростей реакции (28) и (30), и теперь

$$A = \gamma_r (D_{ok}\varepsilon/\nu)^{1/2} / (2\gamma\rho_\infty) \quad (36)$$

6.1 Исследование предельных режимов реакционного процесса

Поскольку теория содержит множество независимых параметров, характеризующих физико-химические свойства веществ и условия проведения реакционного процесса, имеет смысл рассмотреть некоторые его предельные варианты, на примере которых, во-первых, проще всего проверить и подтвердить правильность исходных положений теории, а во-вторых, получить качественные оценки искомых характеристик реакции. Наибольший интерес теории представляет оценка влияния турбулентного смешения, характеризуемого параметром интенсивности смешения A , в частности, для предела $A \rightarrow \infty$. Из физических соображений ясно, что для указанного предела реагент « ok », поступающий из внешней среды, должен мгновенно исчезать в химической реакции с реагентом « f ». Таким образом, в этом случае эффективная скорость реакции будет лимитироваться скоростью захвата реагент « ok », задаваемую соотношением (31). Разделив его на площадь поперечного сечения струи, для W_f с учетом (12) и используя интеграл (17) получим

$$W_f = 2\gamma(1 - \varepsilon_\infty)\rho_{ok\infty}\rho^{1/2} / (n_{ok}s^2) \quad (37)$$

Данная формула написана на основе качественных соображений. Но тот же результат должен получиться и из уравнений теории для предела $A \rightarrow \infty$. Действительно, в этом

пределе из выражений для W_i (28),(30) при очевидном физическом условии, что W_i конечно, следует, что к нулю пропорционально $1/A$ стремится величина V_{rok} , а вместе с ней и V_{ok} , которая всегда меньше V_{rok} . Откуда из уравнения (25) находим

$$W = (1 - \beta_\infty)(s - 1)/n_{ok} \tag{38}$$

дифференцируя левую и правую части которого по x , для искомого W_f с учетом соотношений (23) и (33) опять приходим к формуле (36). Из соотношения (37) видно, что W линейно возрастает с ростом переменной s . Максимум W достигается при полном исчерпании реагента « f ». Как следует из соотношений (24)

$$W_{max} = \rho_{f0}(1 - \varepsilon_0). \tag{39}$$

Откуда для максимального значения s находим

$$s_{max} = 1 + n_{ok}\rho_{f0}(1 - \varepsilon_0)/(1 - \beta_\infty) \tag{40}$$

При значениях $s > s_{max}$ величина W меняться не будет. Подставив W из формул (38),(39) в соотношение (27) для текущей температуры струи получим выражение

$$T = T_\infty + (T_0 - T_\infty)/s + \begin{cases} \lambda_f(1 - \beta_\infty)(1 - 1/s)/n_{ok} & s \leq s_{max} \\ \lambda_f\rho_{f0}(1 - \varepsilon_0)/s & s > s_{max} \end{cases} \tag{41}$$

где для краткости записи λ_f поделены на коэффициент C_p .

Из полученной формулы видно, что при $s \leq s_{max}$ температура плавно возрастает от начального значения T_0 до некоторого максимума, определяемого соотношением

$$T_{max} = T_\infty + \frac{T_0 - T_\infty + \lambda_f\rho_{f0}(1 - \varepsilon_0)}{1 + n_{ok}\rho_{f0}(1 - \varepsilon_0)/(1 - \beta_\infty)}$$

и далее при $s > s_{max}$ асимптотически спадает до температуры внешней среды T_∞ .

Необходимые для количественных оценок значения физико-химических параметров некоторых из реагентов « f » при $T_0 = T_\infty = 298.1^\circ K$, а также оценка T_{max} для $\beta_\infty = 0.774$ приведены в таблице 1

Таблица 1

Реагент f	μ_f	$\rho_f \Gamma/\text{см}^3$	m_{O_2}	m_{H_2O}	m_{CO_2}	n_{O_2}	n_{H_2O}	n_{CO_2}	$\lambda_f \text{ кал/г}$	$T_{max} \text{ } ^\circ K$
1. Водород H_2	2	$8.17 \cdot 10^{-5}$	0.5	1	0	8	9	0.0	$3.414 \cdot 10^4$	2404
2. Метан CH_4	16.04	$6.92 \cdot 10^{-4}$	2	2	1	3.99	2.244	2.743	$1.312 \cdot 10^4$	1872
3. Пропан C_3H_8	44.1	$1.80 \cdot 10^{-3}$	5	4	3	3.63	1.633	2.99	$1.192 \cdot 10^4$	1862
4. Бутан C_4H_{10}	58.12	$1.80 \cdot 10^{-3}$	6.5	5	4	3.58	1.55	3.03	$1.091 \cdot 10^4$	1748

Для рассматриваемого предела интенсивности смешения $A \rightarrow \infty$ температура струи задается аналитической формулой от переменной s . Чтобы найти зависимость T от продольной координаты x , вначале в квадратурах интегрируется уравнение (33), что дает

$$x = (1/2\gamma\rho_\infty) \int_1^s \rho^{1/2} ds \tag{42}$$

где величина ρ , определяемая соотношением (26), является известной функцией переменных T и s . Затем, рассматривая s как неявную функцию x , с учетом формулы (41), устанавливается искомая взаимосвязь T и x .

Некоторые из результатов расчета различных вариантов реакционного процесса, отражающих физико-химические особенности представленных в таблице 1 реагентов и начальных условий выхода струи во внешнюю среду, приведены на рис.1-4. На рис.1 для струи водорода приведены кривые $T(x)$, иллюстрирующие влияние инертной примеси: кривые с номером 1 получены для $\varepsilon_0 = 0$; 2 - $\varepsilon_0 = 0.25$; 3 - $\varepsilon_0 = 0.5$; 4 - $\varepsilon_0 = 0.75$; 5 - $\varepsilon_0 = 0.9$. Для сравнения на рис.2 при тех же условиях истечения даются кривые $T(x)$ для струи бутана. Кривые $T(x)$ для всех реагентов из таблицы 1 при $\varepsilon_0 = 0$, т.е. для струи чистого топлива без примеси инертного газа, показаны на рис.3, где порядковый номер кривой соответствует номеру реагента из таблицы. На рис.4 для всех веществ из таблицы 1 показаны кривые дальности факела горения $x_{max}(\varepsilon_0)$, определяемой как то расстояние вдоль x , на котором происходит полное выгорание топлива. При этом можно отметить, что для предела $A \rightarrow \infty$ при $x = x_{max}$ переменные W и T достигают максимальные значения W_{max} и T_{max} .

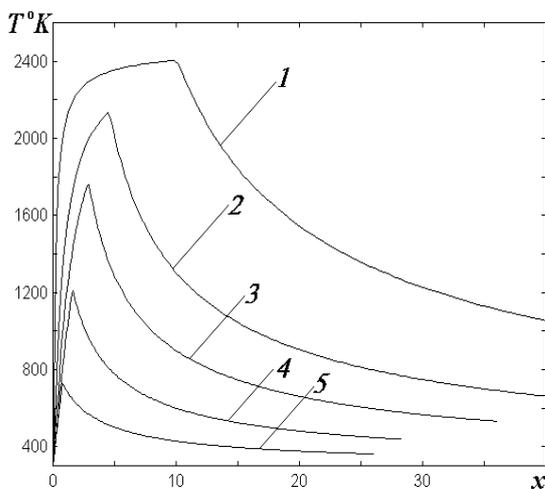


Рис.1

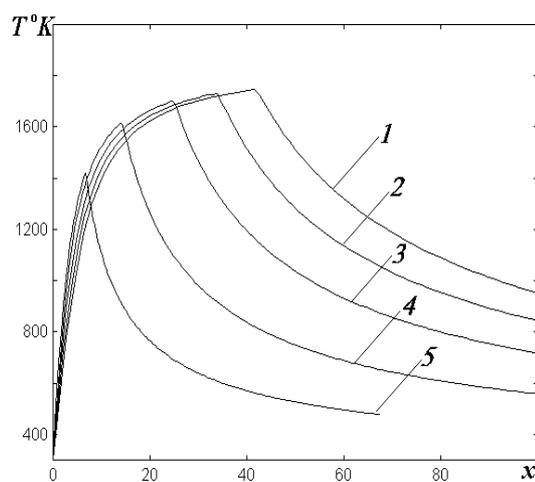


Рис.2

Кривые зависимости средней по сечению струи температуры T горения струи водорода (рис.1) и струи бутана (рис.2) в окружающем воздухе в пределе интенсивности турбулентного смешения $A \rightarrow \infty$ от расстояния вдоль струи x , обезразмеренного по начальному радиусу струи r_0 , с начальным объемным содержанием ε_0 инертного газа (азота): кривая 1 - $\varepsilon_0 = 0$; 2 - $\varepsilon_0 = 0.25$; 3 - $\varepsilon_0 = 0.5$; 4 - $\varepsilon_0 = 0.75$; 5 - $\varepsilon_0 = 0.9$. Начальная температура струи T_0 принималась равной температуре внешней среды $T_{ex} = 295.1^\circ K$.

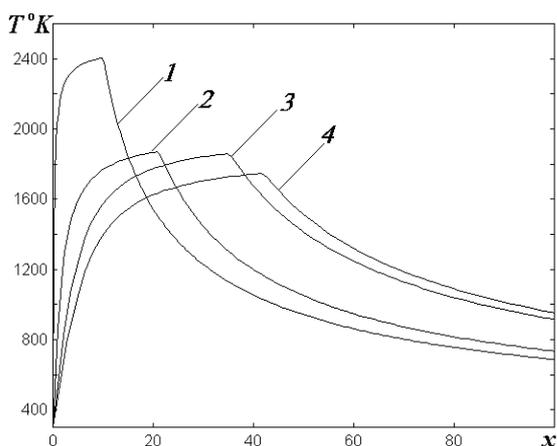


Рис.3

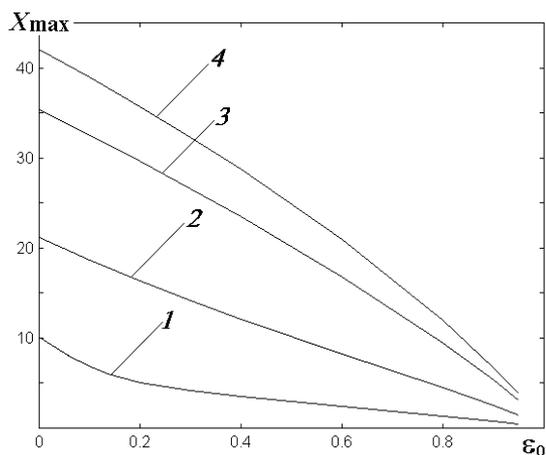


Рис.4

Рис.3. Кривые зависимости $T(x)$ горения различных типов газообразного топлива при $\epsilon_0 = 0$, т.е. для струи чистого топлива без примеси инертного газа: кривая 1-водород; 2-метан; 3-пропан; 4-бутан при прочих условиях реакционного процесса, что и для кривых на рис.1

Рис.4. Кривые дальности факела горения, определяемой как расстояние вдоль x , на котором происходит полное выгорание топлива, в зависимости от начального содержания инертной примеси ϵ_0 при той же нумерации веществ, что и на рис.3.

Проведенные расчеты дают наглядное представление об особенностях развития реакционного процесса для предела параметра турбулентного смешения $A \rightarrow \infty$. Однако, можно отметить, что и при конечных, но достаточно больших значениях A характер поведения расчетных кривых сохранит все особенности протекания реакционного процесса, которые непосредственно не связаны с механизмом турбулентного смешения.

6 Анализ и результаты численных расчетов при $A < \infty$

Численно интегрируется система двух дифференциальных уравнений (34) и (35) относительно переменных V_{rok} и W , а остальные искомые задаются аналитическими соотношениями, связывающими их с этими переменными. Получив зависимость всех искомых от переменной s , посредством интеграла (42) можно установить их взаимосвязь с текущей координатой вдоль струи x .

Поскольку при горении выделяется большое количества тепла, то температура является одной из основных характеристик данного процесса, в наглядной форме иллюстрирующей особенности его протекания в зависимости от многообразия исходных условий задачи, важнейшим из которых в рамках предлагаемого исследования является фактор турбулентного смешения реагентов. На рис.5 а для струи водорода приведены кривые зависимости $T(x)$ при $\epsilon_0 = 0$ и наборе значений параметра смешения A , изменяющихся в пределах от 0.01 до 100: для кривых с номером 1 $A = 0.01$; 2 - $A = 0.1$; 3 - $A = 1$; 4 - 10; 5 - 100 (при всех других условиях процесса тех же, что и для кривых на рис.1-4). Для большей четкости картины процесса на начальном участке горения струи на рис.5 б те же кривые представлены в логарифмическом масштабе по координате x .

Отметить следующие особенности полученных кривых. Во-первых, видим, что при значениях параметра $A > 1$ кривые практически сливаются с кривой для предела $A \rightarrow \infty$. Напротив, при $A \rightarrow 0$ максимум температуры существенно падает, а длина участка горения значительно возрастает. Отметим также, что для всех кривых восходящая ветвь $T(x)$ соот-

ветствует участку реакционной зоны постепенного выгорания водорода; максимум температуры достигается примерно в сечении полного исчерпания его содержания. Нисходящая ветвь кривых температуры находится в области, где реакция уже закончилась и охлаждение струи обусловлено захватом низкотемпературного газа из внешней среды.

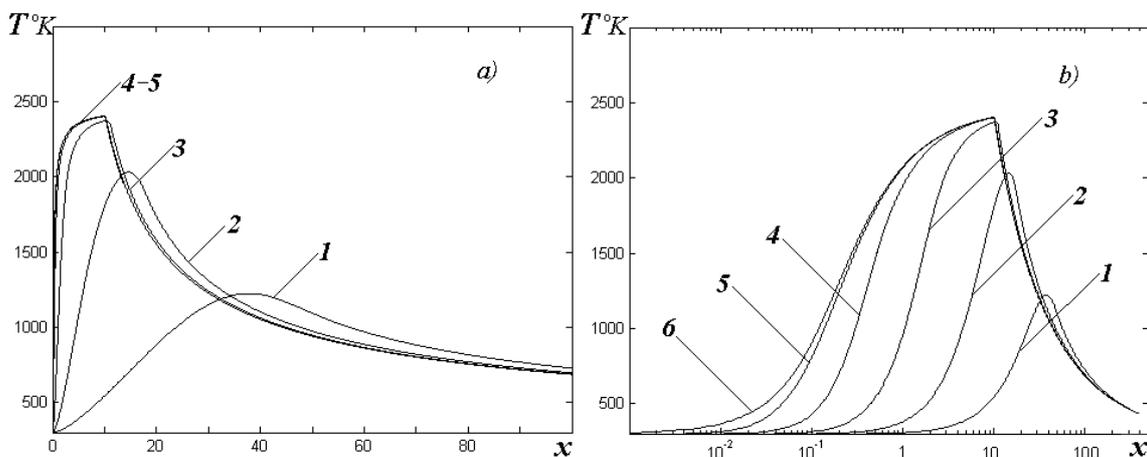


Рис.5 a,b

Рис.5 a . Кривые зависимости $T(x)$ горения водорода при $\epsilon_0 = 0$ и наборе значений параметра интенсивности турбулентного смешения в интервале значений от 0.01 до 100: для кривой с номером 1 $A = 0.01$; 2 - $A = 0.1$; 3 - $A = 1$; 4 - 10; 5 - 100 . Детали структуры тех же кривых на начальном участке горения показаны на рис. 5 b , где для наглядности координата x представлена в логарифмическом масштабе. Кривая с номером 6 на рис. 5 b получена для предела $A \rightarrow \infty$.

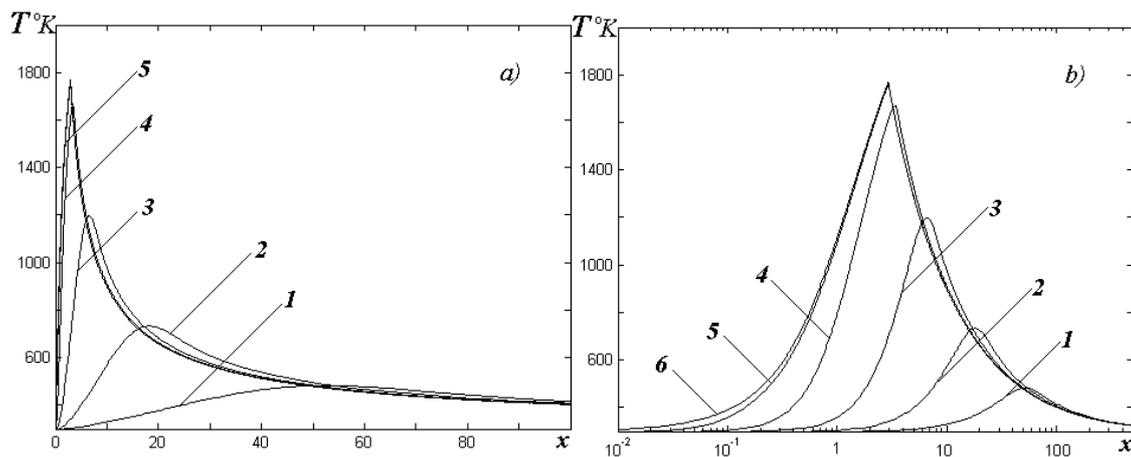


Рис.6 a,b . Кривые зависимости $T(x)$ горения водорода при $\epsilon_0 = 0.5$ и том же наборе значений параметра турбулентного смешения A и всеми остальными параметрами процесса горения, что и на предыдущем рисунке. Детали структуры кривых на начальном участке горения на рис. 6 b показаны в логарифмическом масштабе по координате x . Кривая с номером 6 на рис. 5 b получена для предела $A \rightarrow \infty$.

Для сравнения с тем, как влияет смешение при не нулевых значениях начального содержания инертной примеси в струе, на рис.6*a,b* приведены кривые зависимости $T(x)$ для струи водорода при $\varepsilon_0 = 0.5$ и всеми другими условиями теми же, что и для предыдущего варианта реакционного процесса. При общем сходстве кривых для обоих случаев можно отметить естественную тенденцию к сокращению участка горения для кривых на рис.6 и большую крутизну пиков в окрестности максимума температуры при $A > 1$.

На рис. 7*a,b* рассмотрен другой вариант процесса, для которого варьируемым параметром является начальное содержание инертной примеси в струе, а параметр смешения A имеет фиксированное значение $A=1$: кривая с номером 1 рассчитана для значения $\varepsilon_0 = 0$; 2 - $\varepsilon_0 = 0.25$; 3 - 0.5; 4 - 0.75; 5 - 0.9. Как и для предыдущих случаев, для наглядности представлены два варианта одних и тех же кривых с линейным (рис. 7*a*) и логарифмическим масштабам по координате x . Можно отметить, что в отличие от того влияния на длину горения, которое оказывало величина параметра A , роль ε_0 значительно менее существенна, хотя максимум температуры снижается весьма заметно.

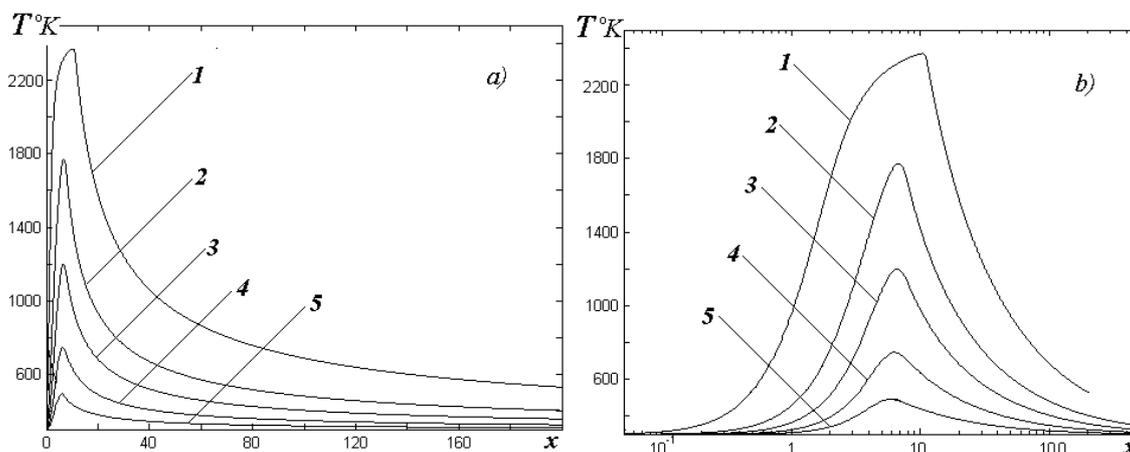


Рис.7*a,b*. Кривые зависимости $T(x)$ горения водорода при $A=1$ и некотором наборе значений параметра начального содержания инертной примеси ε_0 : для кривой с номером 1 $\varepsilon_0 = 0$; 2 - $\varepsilon_0 = 0.25$; 3 - 0.5; 4 - 0.75; 5 - 0.9. На рис.7*b*, как и ранее, раскрывая особенности структуры кривых на начальном участке, ось x измерена в логарифмическом масштабе.

Если температура является внешним проявлением процесса турбулентного горения, то его внутренние механизмы описываются параметрами, изменения и взаимодействие которых составляют физический смысл предлагаемой теории. К их числу относятся такие характеристики процесса как определяемые соотношениями (29) и (31) эффективные скорости реакции W_f и W_V , удельные объемы V_f, V_{ok}, V_{rok} и т.д. На рис.8,9 для варианта процесса, описанного на рис.5, представлены результаты расчета величины эффективной скорости реакции для реагента « f » - водорода. На рис.8 даны кривые локальной скорости $W_f(x)$ (обезразмеренной по параметру $W_0 = \rho_0 u_0 r_0^2$), где кривые с номером 1 получены для $A = 0.01$; 2 - $A = 0.1$; 3 - $A = 1$; 4 - 10; 5 - 100; кривая 6 соответствует режиму смешения $A \rightarrow \infty$. Как и для кривых температуры для лучшего обзора одни и те же кривые представлены в двух вариантах: на рис.8*a* использован линейный масштаб по оси W_f - на нем кри-

вые 1 и 2 практически сливаются с осью x , а на рис.8 *b* - логарифмический. На рис.9 - те же кривые, но рассчитанные на все сечение струи $W_{fs} = \pi r^2 W_f$.

Отметим некоторые характерные особенности поведения полученных кривых эффективной реакции. Для предельного варианта реакции с $A \rightarrow \infty$ величина W_f с ростом x монотонно падает от максимума в начальном сечении струи $x = 0$ до некоторого минимума (большого нуля) в сечении полного исчерпания реагента струи « f », где ее температура достигает максимального значения, и далее сразу же обращается в нуль, т.е. в указанном сечении формально имеет место разрыв значения функции $W_f(x)$.

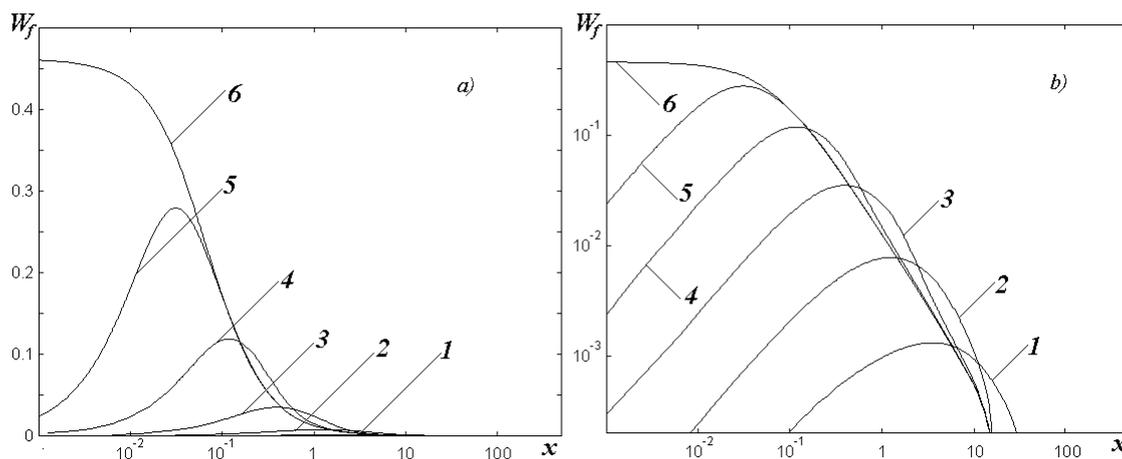


Рис.8 *a, b*. Кривые зависимости эффективной скорости горения струи чистого водорода в воздушной среде W_f (обезразмеренной по параметру $W_0 = \rho_0 u_0 r_0^2$) для того же набора значений параметра смешения A , что и для кривых на рис.5. На рис.8 *b* те же кривые, но с логарифмическим масштабом по оси W_f .

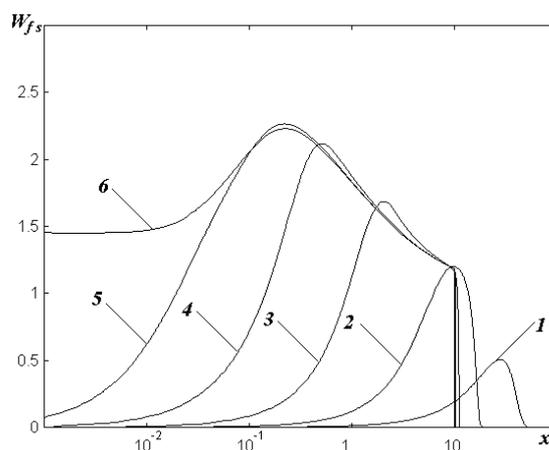


Рис.9. Кривые эффективной скорости реакции на все сечение струи $W_{fs} = \pi r^2 W_f$ при всех прочих условиях, что и для кривых на рис.8.

При всех $A < \infty$ кривые $W_f(x)$ имеют колоколообразную форму, возрастая от нуля в сечении $x = 0$ до некоторого максимума (лежащего левее максимума температуры) и далее

асимптотически приближаясь к нулю при $x \rightarrow \infty$. При этом, чем больше величина A , тем теснее примыкают нисходящие ветви кривых к кривой для предела $A \rightarrow \infty$. Отметим, что если максимум значений W_f (скорости реакции на единицу объема), приведенных на рис.8, при изменении A от 100 до 0.01 уменьшается на три порядка, то различия в скорости реакции на все сечение струи W_{fs} (рис.9) уже не столь заметны: величина W_{fs} изменяется в пределах от ≈ 2.3 до 0.5.

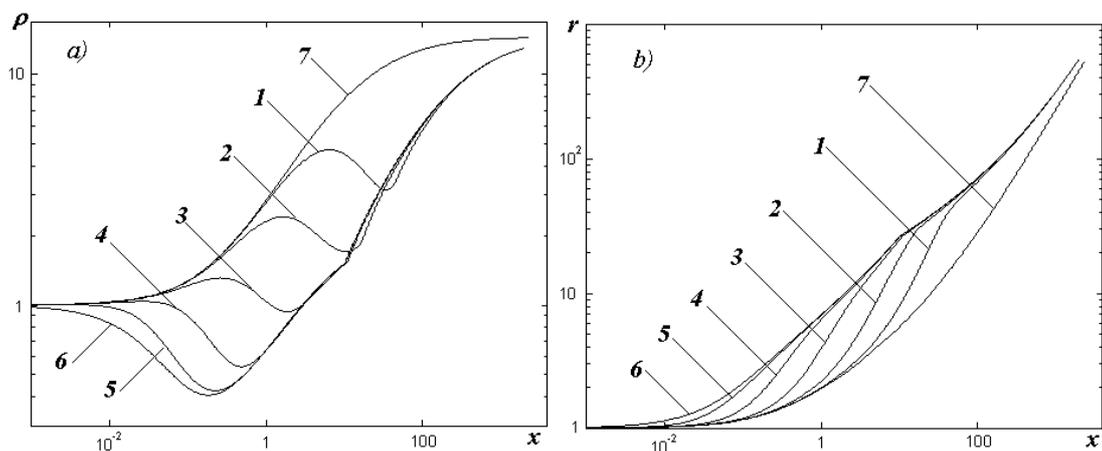


Рис.10 *a, b*. Кривые средней по сечению струи плотности $\rho(x)$, обезразмеренной по начальной плотности струи ρ_0 , (рис.10 *a*) и радиуса струи $r(x)$, обезразмеренного по начальному радиусу r_0 , для того же набора значений параметра интенсивности турбулентного смешения A и всех прочих условий реакции, что и для кривых рис.5,8,9. Кривые 7 иллюстрируют процесс смешения струи водорода с воздухом в отсутствии реакции.

Показанные на рис.10 *b* кривые радиуса струи позволяют объяснить отмеченный выше эффект значительного уменьшения разницы в величине эффективной скорости реакции, рассчитанной на все сечение струи, для больших и малых значений параметра смешения A . Это следует из того, что в тех участках струи, где реакция существенна, для кривых с малыми A радиус струи на порядок больше, чем для кривых с его большими значениями. Поэтому различие в значениях величины $W_{fs} \approx r^2 W_f$ при любых A заметно сглаживается.

Скрытые механизмы взаимодействия реакционных и гидродинамических структур, результатом которого явились представленные выше явные, т.е. непосредственно наблюдаемые (температура, плотность, радиус струи) и неявные (эффективные скорости реакции) характеристики реакционного процесса иллюстрируют представленные на рис.11 совместные картины эволюции трех объемных параметров V_{rok} , V_{ok} и V_f при четырех последовательно возрастающих значениях параметра турбулентного смешения A : на рис.11 *a* $A = 0.01$; 11 *b* – $A = 0.1$; 11 *c* – $A = 1$; 11 *d* – $A = 10$ и всех прочих условиях, что и на предыдущих рисунках. Поясним некоторые особенности поведения представленных кривых. Во-первых, можно отметить, что кривые $V_f(x)$ физического объема реагента «*f*» при всех A монотонно падают от единицы во входном сечении до значений близких к нулю в некотором зависящем от A сечении x (напомним, что $V_f \rightarrow 0$ асимптотически при $x \rightarrow \infty$, но на графиках столь малые величины сливаются с осью x , как, впрочем, и отдельный участок кривой

$V_{ok}(x)$ на рис.11*d*). С другой стороны, как можно видеть из рисунков, кривые V_{ok} и V_{rok} претерпевают причудливые изгибы по мере развития струи, выраженные тем ярче, чем больше величина параметра A . При этом, при исчерпании реагента « f » реакционный объем V_{rok} стремится к единице, а физический объем реагента « ok » будет возрастать согласно закону смешения инертных примесей, описываемому уравнением захвата (14).

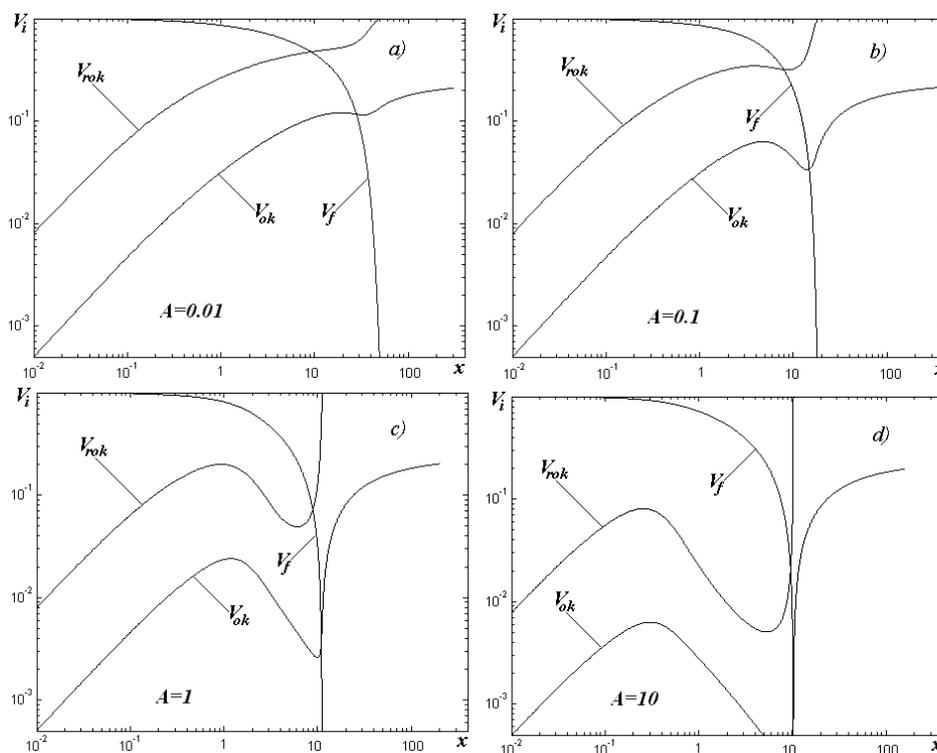


Рис.11. Физические V_f, V_{ok} и реакционный V_{rok} объемные доли реагентов « f » и « ok » струи водорода для набора значений параметра турбулентного смешения A , изменяющегося от 0.01 до 10 и всех остальных условий реакции, что и на рис.10.

Поскольку параметр турбулентного смешения A содержит некоторую универсальную, но неизвестную константу, то невозможно, заранее задавшись конкретными значениями входящих в него исходных параметров течения струи, сказать какие именно из приведенных на рисунках кривых соответствуют реальным характеристикам реакционного процесса. Но можно утверждать, что пробегая значения A от бесконечности до нуля мы последовательно пройдем через все приведенные на рисунках кривые, но, конечно, не зная, где находятся кривые при заданных условиях горения струи. Поэтому с точки зрения наглядности и удобства исследования зависимости характеристик реакции от параметра A следует представить графические зависимости искомых величин непосредственно как функции этого параметра. В качестве таковых на рис.12 показаны кривые максимума температуры струи и близкой, к ней, но несколько меньшей температуры конца участка горения как функции параметра A для набора из трех значений параметра начального содержания инертной примеси ε_0 : для кривых с номером 1 $\varepsilon_0 = 0$; 2 - $\varepsilon_0 = 0.5$; 3 - $\varepsilon_0 = 0.9$, а на рис. 13*a, b* длины соответствующих им участков струи.

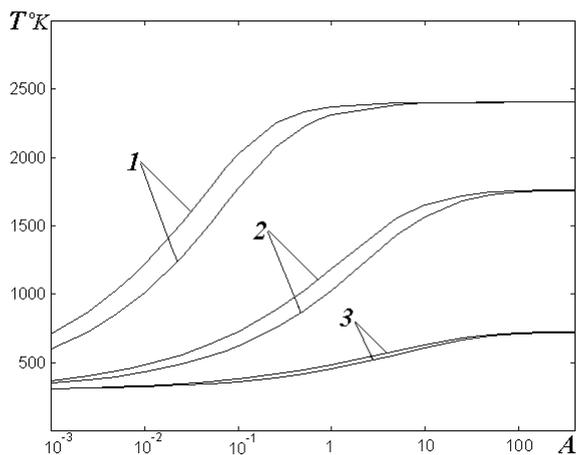


Рис.12. Кривые зависимости максимума температуры горения и близкой к ней (но несколько меньшей) температуры в сечении x_{max} длины факела горения (в сечении исчерпания реагента « f ») струи как функции параметра интенсивности турбулентного смешения A для набора из трех значений параметра начального содержания инертной примеси ϵ_0 : для кривых с номером 1 $\epsilon_0 = 0$; 2 - $\epsilon_0 = 0.5$; 3 - $\epsilon_0 = 0.9$.

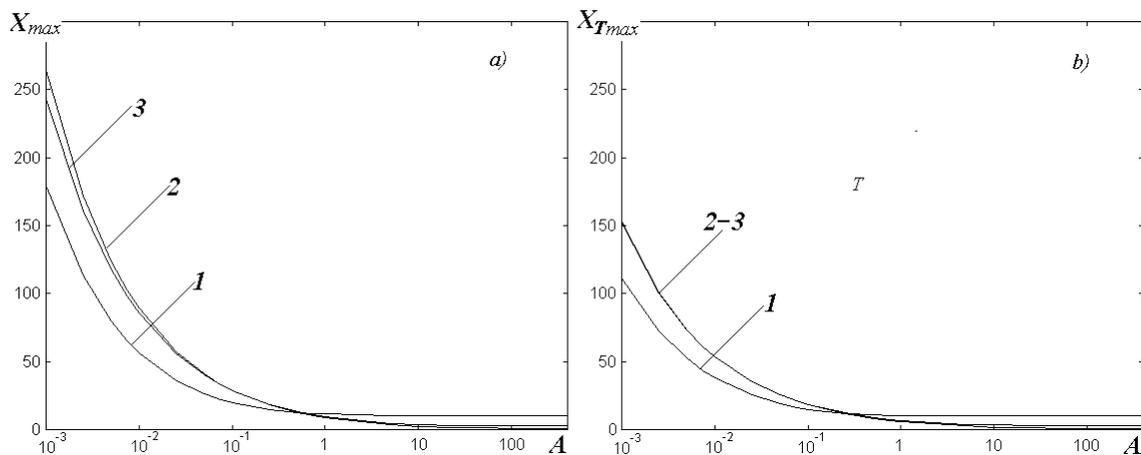


Рис.13 *a, b*. Кривые зависимости длины факела горения X_{max} и расстояния X_{Tmax} (рис.13 *b*), на котором температура горения достигает максимума, от параметра интенсивности турбулентного смешения A при том же наборе значений параметра ϵ_0 , что и на предыдущем рисунке.

Из вида кривых на рис.13 можно отметить ту особенность процесса горения струи, что при больших значениях параметра смешения A , выгорание топлива в струе происходит тем раньше, чем сильнее она разбавлена начальным содержанием инертной примеси ϵ_0 , и, наоборот, при $A \rightarrow 0$ длина факела горения с увеличением параметра ϵ_0 возрастает.

Заключение

1. На основе представлений о турбулентной среде как хаотической совокупности турбулентных вихрей, при случайных столкновениях которых происходит обмен реагентами и химическая реакция, разработаны теоретические основы механизма горения турбулентных струй, истекающих во внешнюю среду газа - окислителя. Логическая цельность теории и ее возможность предсказывать различные свойства турбулентного горения основаны на неявно использованном принципе отбора из всего хаоса случайных событий движения и смешения реагентов только тех из них, которые непосредственно приводят к акту химической реакции. Таким образом, из рассмотрения оказалась исключенной самая трудная с точки зрения классических представлений (формально основанных на теоретически безупречных уравнениях движения и конвективного тепло-массопереноса с химической реакцией) проблема смешения инертных примесей. Предложенный способ описания турбулентности и связанных с ней процессов переноса хотя и является менее детальным, чем на основе упомянутых фундаментальных уравнений, но в то же время исходит из понятий более общих и емких, чем изначально заложенных в этих уравнениях. Например, факты существования турбулентных вихрей, случайных контактов вихрей и т.д. являются объективной реальностью. В предлагаемой теории описываются только некоторые очевидные следствия из этих фактов и поэтому сами они не нуждаются в дополнительном теоретическом обосновании. Отсюда и все результаты теории, выводимые с их использованием, в принципе не должны противоречить тем расчетам, которые в идеале могли бы быть получены из точных решений.
2. Поскольку целью работы являлось выяснение сути механизма воздействия турбулентности на процесс горения турбулентной струи и разработка способов его описания, из рассмотрения были исключены всевозможные сопутствующие в реальных условиях горения особенности течения и прочие физико-химические процессы, непосредственно не связанные с механизмом турбулентного смешения. Следуя предложенной методике в приближении бесконечно быстрых реакций, т.е., когда лимитирующей стадией реакционного процесса является доставка реагентов к поверхности реакции, дан строгий вывод выражения для эффективной скорости химической реакции W_r в турбулентной среде и получена система уравнений, описывающих смешение и химическую реакцию в турбулентной струе реагента с окружающей средой окислителя.
3. В отличие от реального физического объема, занимаемого веществом, введено новое понятие реакционного объема реагента как одного из необходимых условий, определяющих физическую суть механизма воздействия турбулентности на эффективную скорость химической реакции. Система уравнений, описывающих реакцию в турбулентном потоке с учетом реакционных объемов, оказалась незамкнутой. Используя то особое свойство мгновенных реакций, что фронт реакции, движется, удалось ввести понятие эффективной скорости реакции для реакционных объемов W_V , и на этой основе получить замыкающее уравнение баланса реакционных объемов.
4. Рассмотрены различные варианты реакционного процесса, подтвердившие физическую непротиворечивость и полноту получаемых на их основе решений. Даны качественные оценки основных параметров, характеризующих процесс развития турбулентной струи и ее химического взаимодействия с окружающей средой. Проведены численные расчеты температуры, эффективных скоростей реакции и других характеристик движения струи и реакционного процесса по длине струи для набора значений параметра интенсивности турбулентного смешения A , определяемого формулой (30), в диапазоне, охватывающим пределы от $A \rightarrow 0$ до $A \rightarrow \infty$, на примере которых продемонстрировано многообразие реализуемых вариантов реакции и сложные внутренние взаимосвязи параметров, определяющих механизм турбулентного горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Великодный В.Ю., Воротилин В.П.* Теория химических реакций с тепловыделением в турбулентных струях применительно к описанию работы плазменного реактора// Прикладная физика. 2008. № 6. С. 111-118.
2. *Бушманов Е.А., Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Яновский Ю.Г., Тимофеев И.В., Д. Ван Ви.* О возможности улучшения характеристик активированного пористого топлива при использовании процессов ионизации в диэлектрическом кавитаторе// Прикладная физика. 2003. № 5. С. 49-55.
3. *Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Еремеев А.В., Яновский Ю.Г.* О механизме циркуляций в барботажной колонне // Актуальные проблемы авиационных и аэрокосмических систем (процессы, модели, эксперимент). 2004.(18), №2, с. 104-114.
4. *Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Еремеев А.В., Никитенко Л.К., Яновский Ю.Г.* Теория и экспериментальные исследования газожидкостной турбулентной струи с закруткой в барботажной колонне. Современные проблемы аэрогидромеханики. Сб.тр. под ред. Яновского Ю.Г. Москва, 2005.
5. *Великодный В.Ю., Бушманов Е.А., Воротилин В.П., Гришин В.Г., Еремеев А.В., Никитенко Л.К., Тимофеев И.Б., Яновский Ю.Г., Ван Ви Д.* Микропузырьковые технологии в проблеме создания широкодиапазонного гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Современные проблемы аэрогидромеханики. Сб.тр. под ред. Яновского Ю.Г. Москва, 2005.
6. Методы расчета турбулентных течений. Пер с англ. Под ред В.Колльмана М.:Мир, 1984, 464с.
7. *Кузнецов В.Р., Сабельников В.А.* Турбулентность и горение. М.:Наука, 1986,287с.
8. *Micromixing in Turbulent Reactive Flows.* edit by S.Frolov, V.Frost, D.Roekaerts, Moscow, Torus Press, 2004, 120с.
9. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидромеханика, М: Наука, 1986, 715с.
10. *Данквертс П.В.* Газо-жидкостные реакции. М. Химия, 1973, 235с.

Статья поступила в редакцию 19 мая 2009 г.