

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В БОРОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

УДК 536.46

Д. А. Ягодников

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
107005 Москва

На основе уравнения баланса совместной плотности распределения вероятности температуры, радиуса частицы бора и толщины оксидной пленки на ее поверхности разработана модель распространения турбулентного пламени в бороздушной смеси с учетом кинетического и диффузионного механизмов реагирования компонентов, полидисперсного распределения частиц по размеру, а также кондуктивного и радиационного теплообменов между свежей взвесью и продуктами сгорания. Исследовано влияние начальных значений радиуса частиц, их массовой концентрации и коэффициента турбулентной диффузии на скорость распространения пламени, а также на пульсации температуры, радиуса частиц, толщины оксидной пленки, и показано изменение коэффициентов корреляции указанных параметров в процессе воспламенения и горения взвеси. Расчетами установлено наличие качественных и количественных различий в распространении пламени в моно- и полидисперсных системах, касающихся скорости и макроструктуры фронта пламени, теплового и скоростного состояний взвеси, а также ее пульсационных и корреляционных характеристик.

Экспериментально-теоретические исследования процессов воспламенения и горения одиночных частиц бора и их совокупности ведутся уже в течение продолжительного времени, в результате чего создана база данных термокинетических характеристик взаимодействия бора с окислительными средами. (Большой обзорный материал представлен в сборнике трудов международной конференции [1], посвященной проблемам использования боросодержащих топлив в двигательных установках.) Полученные различными авторами эмпирические данные используются для выявления основных факторов (например, времени горения частиц, состава продуктов сгорания, полноты сгорания и др.), влияющих на эффективность рабочего процесса в энергетических установках, а также для разработки математических моделей. Причем если в теории горения одиночных частиц бора достигнуты определенные успехи и решены основные задачи, то исследование совокупности частиц бора (газовзвеси) выполнено в ограниченном объеме. Это вызвано целым рядом трудностей, обусловленных необходимостью учета как взаимосвязанных стадий физико-химических процессов воспламенения и горения бора, так и условий его использования в двигательных и энергетических установках.

Проблемы математического моделирования горения газозвеси бора общие для всех аналитических и расчетных исследований высокотемпературных газодисперсных потоков с протекающими в них интенсивными химическими реакциями. Они сводятся к построе-

нию систем дифференциальных уравнений, описывающих потоки массы, количества движения и энергии для газовой и дисперсной фаз в предположении непрерывности их характеристик в пространстве и времени. При этом для описания источниковых членов и суперпозиции полей газа и частиц можно рассматривать подсистему уравнений, моделирующих процессы воспламенения и горения частиц, или использовать эмпирические данные по горению порошкообразных металлов.

В одних из первых теоретических работ [2–4] математические модели горения газозвеси бора основывались на определенных упрощениях реальных процессов (одномерный стационарный поток; частицы одного размера, отсутствие радиационного теплообмена и др). Отметим, что в указанных работах изучался только ламинарный режим горения.

При моделировании турбулентного горения газозвесей, образованных совокупностью частиц различного размера, задача усложняется. Для более адекватного моделирования реальных явлений и конкретизации цели работы сформулируем основные требования:

- учет влияния турбулентных пульсаций на интегральные и осредненные значения скоростей химических реакций и тепловых потоков;
- отражение реального полидисперсного распределения частиц;
- учет различия скоростей газа и частиц;
- описание кинетического или диффузионного режима взаимодействия бора с окислительной средой при различных начальных условиях;
- контроль за состоянием оксидной пленки на частицах с произвольными значениями температуры и радиуса.

Для решения поставленных задач перспективен метод, получивший в последнее время широкое распространение. Этот метод связан с использованием аппарата статистической физики, и в частности функции плотности распределения вероятности одной или нескольких физических величин [5–8]. Основное достоинство указанного подхода состоит в возможности учета влияния турбулентных пульсаций различных параметров газозвеси на осредненные значения скоростей химических реакций и тепловыделения, что соответствует сложившимся представлениям о взаимосвязи термодинамических, кинетических и газодинамических процессов.

В общем случае аргументами плотности распределения вероятности (ПРВ), помимо пространственных координат и времени, являются термодинамические параметры газовой и конденсированной фаз. Однако поскольку ресурсы современной вычислительной техники пока ограничены и не позволяют с достаточной точностью совместить процедуры термо- и газодинамических расчетов в химически реагирующих потоках для совместной ПРВ высоких размерностей, в выполненных ранее исследованиях рассмотрены функции распределения одного (скорость частиц [5]) и двух параметров (температура и масса [6], температура и скорость [7] частиц к-фазы).

В настоящей работе для описания процесса распространения пламени в газозвеси частиц бора предлагается использовать функцию совместной плотности распределения вероятности $\mathcal{P}(t, x, T_s, r_s, \delta_s)$, где t — время, x — пространственная координата, T_s и r_s — температура и размер частиц, δ_s — толщина оксидной пленки $\text{В}_2\text{О}_3$ на поверхности частицы. Выбор последней величины неизбежен вследствие того, что δ_s , с одной стороны, зависит от конкретных условий процесса воспламенения, например от T_s , а с другой — сама определяет и контролирует стадии воспламенения и газофазного горения бора [4, 9–11].

Будем считать, что в указанной постановке произведение $\mathcal{P}(t, x, T_s, r_s, \delta_s) dT_s dr_s d\delta_s$

определяет количество частиц (находящихся в момент времени t в объеме пространства с координатой x), значения T_s, δ_s, r_s которых принадлежат интервалам $T_s - (T_s + dT_s), r_s - (r_s + dr_s), \delta_s - (\delta_s + d\delta_s)$ соответственно. Тем самым здесь вводится понятие плотности распределения количества частиц, связанное с ПРВ условием нормировки по концентрации последних. Используя допущения, традиционные при выводе функции ПРВ [5, 6], для плоской системы координат эволюционное уравнение плотности распределения количества частиц можно записать в виде

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} - \bar{D}_s \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \langle u_s \rangle \mathcal{P} + \frac{\partial \omega_s \mathcal{P}}{\partial T_s} + \frac{\partial f_s \mathcal{P}}{\partial r_s} + \frac{\partial e_s \mathcal{P}}{\partial \delta_s} = 0, \quad (1)$$

где ω_s, f_s, e_s — скорости изменения температуры, радиуса частицы и толщины оксидной пленки; \bar{D}_s, u_s — коэффициенты турбулентной диффузии и скорость частиц. Здесь и далее индекс «s» указывает на то, что параметр характеризует к-фазу; $\langle \rangle$ — осреднение состояний частиц по турбулентным реализациям.

В результате интегрирования (1) с введением понятия счетной концентрации частиц n_s получаем так называемое уравнение неразрывности для частиц:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} n_s \langle u_s \rangle = 0. \quad (2)$$

Уравнения (1), (2) составлены таким образом, что частицы продолжают учитываться как материальные объекты и после уменьшения их размера до минимального.

Для описания состояния газовой фазы, представляющей смесь нескольких компонентов, используются (в предположении однопараметрической модели и изобаричности течения) обычные осредненные по турбулентным реализациям уравнения неразрывности, баланса тепла и массы, источниковые члены которых вычисляются с помощью функции плотности распределения количества частиц:

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial x} + \langle Q \rangle, \\ \rho \frac{\partial g_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial g_i}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \rho (\bar{D} + \bar{D}_t) \frac{\partial g_i}{\partial x} + \langle G_i \rangle, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho u &= \langle G_{\text{B}_2\text{O}_3} \rangle - \langle G_{\text{O}_2} \rangle, \quad p = \rho T \frac{R_\mu}{\mu}, \\ \mu &= \left(\sum \frac{g_i}{\mu_i} \right)^{-1}, \quad B_s = \frac{\rho}{K_m^0 \alpha}, \quad q_i = \frac{p_i \mu_i}{\rho R_\mu T}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь c_p, p, ρ, T, u — теплоемкость, давление, плотность, температура и скорость газа; λ_t и λ, \bar{D}_t и \bar{D} соответственно коэффициенты турбулентной и молекулярной теплопроводности и диффузии газа (предполагаются одинаковыми для всех компонентов); g_i, μ_i, p_i — относительная массовая концентрация, молярная масса и парциальное давление i -й составляющей газовой фазы (параметр без индекса характеризует газовую фазу в целом); R_μ — универсальная газовая постоянная; B_s — массовая концентрация частиц; K_m^0 — массовое стехиометрическое соотношение; α — коэффициент избытка окислителя; $\langle Q \rangle, \langle G_i \rangle$ — скорости тепловыделения и реагирования газообразных компонентов, осредненные по состоянию частиц. Заметим, что символ осреднения параметров газовой фазы здесь опускается.

В данной работе учитывается возможное различие скоростей газа и частиц в осред-

ненном движении, что в предположении справедливости закона сопротивления Стокса описывается уравнением изменения количества движения частицы:

$$\frac{d(m_s \langle u_s \rangle)}{dt} = (u - \langle u_s \rangle) 6\pi\eta r_s, \quad (4)$$

где m_s — масса частицы, η — коэффициент динамической вязкости газа. Обратим внимание на то, что использование в уравнении (4) полных производных (переменных Лагранжа) позволяет, согласно рекомендациям [6, 12], исследовать характеристики скоростной неравновесности потока не только в осредненном, но и в пульсационном движении, а также уменьшить влияние численной диффузии на получаемые результаты.

Остановимся на источниковых членах, входящих в уравнения системы (3). Для этого необходимо подробно рассмотреть отдельные стадии воспламенения и горения частиц бора в окислительной среде, например в воздухе. К настоящему времени сложились достаточно устоявшиеся представления о физико-химических процессах воспламенения и горения одиночных частиц бора, подробно изложенные в работах [4, 9–11] и заключающиеся в следующем. Поскольку температура кипения бора выше температуры кипения его оксида ($T_B^v = 3970$ К, $T_{B_2O_3}^v = 2397$ К [13]), ядро частицы остается твердым (или расплавленным), а состояние оксидной пленки, определяемое теплообменом с окружающей средой, контролирует процессы взаимодействия бора с окислителем, которые могут протекать в трех основных режимах:

- низкотемпературное окисление, когда вследствие больших теплотерь с поверхности частицы оксидная пленка нарастает быстрее, чем испаряется;
- высокотемпературное горение бора в условиях полного испарения оксидной пленки (температура поверхности частицы больше $T_{B_2O_3}^v$) с образованием газообразных продуктов реакции;
- приближение T_s к температуре кипения бора и образование парофазного диффузионного пламени, характерного для горения легколетучих металлов, например алюминия и магния.

На практике наиболее вероятны первые два механизма, а последний возможен лишь в условиях очень высоких температур окружающей среды (более 4000 К). Поэтому основное внимание уделено рассмотрению низкотемпературного окисления бора при наличии конкурирующих процессов образования и испарения на поверхности частицы конденсированного оксида B_2O_3 , а также газофазного горения с образованием газообразных субоксидов BO и B_2O_2 , наличие которых в продуктах сгорания подтверждается результатами термодинамического расчета и спектрального анализа [14]. Полагаем, что переход с первого режима на второй происходит при полном удалении B_2O_3 с поверхности частицы, причем конденсация борного ангидрида в объеме газовой фазы не учитывается. Последнее допущение вполне оправдано, поскольку, как показано в [4], конденсация, происходящая при температурах 1700–2000 К, — довольно медленный процесс и не может завершиться за характерное время пребывания во фронте пламени. На основе изложенного выше значения скоростей нагрева частицы, изменения ее размера и толщины оксидной пленки определяются на каждом режиме по известным зависимостям скоростей образования и испарения борного ангидрида [15], а также образования субоксидов BO и B_2O_2 [16].

СТАДИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Скорость изменения температуры частицы можно выразить из уравнения баланса ее полной энтальпии:

$$\omega_s = \frac{\langle Q_\lambda \rangle + \langle Q_R \rangle + \langle Q_{ch} \rangle + \langle Q_v \rangle}{4\pi r_s^2 (r_s c_s \rho_s / 3 + \delta_s c_{B_2O_3} \rho_{B_2O_3})},$$

где c_s , ρ_s , $c_{B_2O_3}$, $\rho_{B_2O_3}$ — теплоемкости и плотности бора и борного ангидрида соответственно; $\langle Q_\lambda \rangle$ — кондуктивный тепловой поток от газа к частице; $\langle Q_R \rangle$ — радиационный поток, падающий на частицу от ансамбля окружающих ее частиц с эффективной температурой излучающей поверхности $\langle T_{sR} \rangle$; $\langle Q_{ch} \rangle$ — тепловой эффект химической реакции окисления бора; $\langle Q_v \rangle$ — тепловой эффект испарения B_2O_3 . Перечисленные осредненные тепловые потоки определяются из выражений

$$\begin{aligned} \langle Q_\lambda \rangle &= 4\pi(r_s + \delta_s) Nu \lambda (T - T_s), \quad \langle Q_{ch} \rangle = 4\pi r_s^2 f_s \Delta H_{B_2O_3}, \\ \langle Q_R \rangle &= \varepsilon \sigma 4\pi(r_s + \delta_s)^2 (\langle T_{sR} \rangle^4 - T_s^4), \quad \langle Q_v \rangle = -4\pi(r_s + \delta_s)^2 I_{B_2O_3}^\nu \Delta H_{B_2O_3}^\nu, \\ \langle T_{sR} \rangle &= \frac{\iiint r_s^2 T_s \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s}{\iiint r_s^2 \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s}, \\ Nu &= 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}, \quad Re = |u_s| - u |2r_s \rho / \eta, \quad Pr = \eta c_p / \lambda. \end{aligned}$$

Здесь $\Delta H_{B_2O_3}$, $\Delta H_{B_2O_3}^\nu$ — удельные тепловые эффекты химических реакций образования и испарения оксида бора; $I_{B_2O_3}^\nu$ — массовая скорость испарения пленки оксида с поверхности частицы; ε , σ — степень черноты поверхности частицы и постоянная Стефана — Больцмана; Nu , Re , Pr — критерии Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля соответственно.

Используя данные по кинетике испарения оксида бора [15] и уравнение стехиометрии между массовыми потоками бора, кислорода и борного ангидрида в поверхностной реакции $B + (3/4)O_2 \rightarrow (1/2)B_2O_3$

$$\frac{I_B}{1} = \frac{I_{O_2}}{2,21} = \frac{I_{B_2O_3}}{3,22},$$

выражения для определения скоростей изменения радиуса частицы и толщины оксидной пленки запишем в виде

$$\begin{aligned} f_s &= 1,44 \cdot 10^{-11} T_s^2 g_{O_2} \rho \exp(-22600/T_s) / \rho_s \delta_s, \quad e_s = [3,22 f_s \rho_s - I_{B_2O_3}^\nu (r_s + \delta_s / r_s)^2] / \rho_{B_2O_3}, \\ I_{B_2O_3}^\nu &= \frac{2,23 \cdot 10^{10} \sqrt{T_s} \exp(-44000/T_s) (1 - p_{B_2O_3} / p_{B_2O_3}^\nu)}{T_s + 1800 p (r_s + \delta_s) / Nu}, \\ p_{B_2O_3}^\nu &= 1,51 \cdot 10^8 \exp(-44000/T_s), \end{aligned}$$

где $p_{B_2O_3}^\nu$, $p_{B_2O_3}$ — давление насыщенных паров и парциальное давление B_2O_3 ; g_{O_2} — относительная массовая концентрация кислорода.

С учетом приведенных выражений осредненные источниковые члены, входящие в уравнения системы (3), определяются по формулам

$$\begin{aligned} \langle G_s \rangle &= \iiint 4\pi r_s^2 f_s \rho_s \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s, \quad \langle G_{B_2O_3}^\nu \rangle = \iiint 4\pi (r_s + \delta_s)^2 I_{B_2O_3}^\nu \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s, \\ \langle G_{O_2} \rangle &= -2,21 \langle G_s \rangle, \quad \langle Q \rangle = \iiint 2\pi (r_s + \delta_s) Nu \lambda (T_s - T) \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, из (5) следует, что источниковые члены вычисляются интегрированием функциональных зависимостей термокинетических параметров элементарных процессов по всем трем координатам фазового пространства. Благодаря этому рассматриваются все возможные состояния частиц и отражается непрерывный характер распределения частиц по размеру, температуре с соответствующей (и причем однозначно) толщиной оксидной пленки.

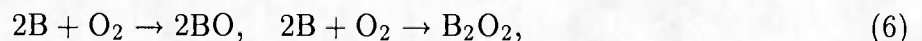
Здесь необходимо сделать дополнительные пояснения. В точной постановке интегрирование (5) должно выполняться в диапазонах физически возможных значений T_s , r_s , δ_s . Однако вследствие ограничений в ресурсах вычислительной техники в данной модели верхние и нижние границы интегрирования выбраны исходя из следующих соображений. В работе [17] температура поверхности бора в процессе горения, измеренная спектрометрическим способом, не превышает 2800 К в широком диапазоне изменения основных режимных параметров. Поэтому принимаем $(T_s)_{\max} = 3000$ К. Минимальное значение толщины оксидной пленки $(\delta_s)_{\min}$ считаем равным 10 \AA . При этом учитываем предположение, высказанное в работе [18], согласно которому при достижении $(\delta_s)_{\min}$ происходит разрыв оксидной пленки и она, не обладая способностью восстанавливать целостность покрытия, удаляется с частицы, оголяя ее поверхность. Минимальный радиус частиц принимаем равным $(r_s)_{\min} = 0,5$ мкм. Следовательно, для частиц радиусом более 2,5 мкм «математическое» недогорание не превышает 0,8 % по массе, что не может оказать существенного влияния на результаты расчета.

СТАДИЯ ГАЗОФАЗНОГО ГОРЕНИЯ

Как отмечалось выше, горение бора протекает в газовой фазе с образованием субоксидов BO и B_2O_2 . В связи с этим скорость процесса может определяться как кинетикой протекающих химических реакций, так и процессами диффузии субоксидов и окислителя в прилегающей к частице приведенной пленке. Данное положение выражается следующей системой уравнений, описывающих скорости изменения температуры и радиуса частицы:

$$\begin{aligned}\omega_s &= (\langle Q_{ch} \rangle + \langle Q_\lambda \rangle + \langle Q_R \rangle) / 3c_s r_s \rho_s, \\ \langle Q_{ch} \rangle &= (\Delta H_{\text{BO}} I_{\text{BO}} + \Delta H_{\text{B}_2\text{O}_2} I_{\text{B}_2\text{O}_2}) \rho g_{\text{O}_2}^{sf}, \\ \langle Q_\lambda \rangle &= \text{Nu} \lambda (T - T_s) / 2r_s, \\ \langle Q_R \rangle &= \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_s^4).\end{aligned}$$

Здесь ΔH_{BO} , I_{BO} и $\Delta H_{\text{B}_2\text{O}_2}$, $I_{\text{B}_2\text{O}_2}$ — тепловые эффекты и скорости расходования кислорода в протекающих параллельно реакциях



определяемые (с учетом отличия относительных массовых концентраций окислителя у поверхности частицы $g_{\text{O}_2}^{sf}$ и в потоке g_{O_2}) по данным работы [16] из выражений

$$I_{\text{B}_2\text{O}_2} = 10^6 \exp(-30000/T_s), \quad I_{\text{BO}} = 10^4 \exp(-13300/T_s), \quad g_{\text{O}_2}^{sf} = g_{\text{O}_2} D / (r_s (I_{\text{BO}} + I_{\text{B}_2\text{O}_2}) + D).$$

Поскольку режим горения наступает при полном удалении пленки оксида с поверхности частицы, значение e_s равно нулю. Величина f_s вычисляется из выражения

$$f_s = 0,676 (I_{\text{B}_2\text{O}_2} + I_{\text{BO}}) g_{\text{O}_2}^{sf} \rho / \rho_s,$$

которое учитывает массовые стехиометрические коэффициенты реакций (6). Интегрируя скорости реагирования соответствующих компонентов по трем координатам фазового пространства, получаем значения источниковых членов на стадии газофазного горения:

$$\langle G_s \rangle = \iiint 4\pi r_s^2 f_s \rho_s \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s, \quad \langle G_{O_2} \rangle = \iiint 4\pi r_s^2 (I_{B_2O_2} + I_{BO}) g_{O_2}^{sf} \rho \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s,$$

$$\langle G_{BO} \rangle = 3,35 \iiint 4\pi r_s^2 I_{BO} g_{O_2}^{sf} \rho \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s, \quad (7)$$

$$\langle G_{B_2O_2} \rangle = 3,35 \iiint 4\pi r_s^2 I_{B_2O_2} g_{O_2}^{sf} \rho \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s, \quad \langle Q \rangle = \iiint 2\pi r_s \text{Nu} \lambda (T_s - T) \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s.$$

Заметим, что правая часть в уравнении неразрывности (3) определяется балансом массовых потоков образующихся субоксидов и расходуемого кислорода: $\langle G_{BO} \rangle + \langle G_{B_2O_2} \rangle - \langle G_{O_2} \rangle$. Граничные условия, необходимые для решения системы уравнений, имеют вид

$$x = x_0: \quad T_s = T_s^0, \quad T = T^0, \quad g_{B_2O_2} = g_{BO} = g_{B_2O_3} = 0, \quad u = u_s,$$

$$\mathcal{P} = \gamma(r_s^0) \gamma(\delta_s - \delta_s^0) \gamma(T_s - T_s^0),$$

$$x = x_\infty: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial g_i}{\partial x} = \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} = 0,$$

где $\gamma(r_s^0)$ — начальная функция распределения частиц по размеру; $\gamma(\delta_s - \delta_s^0)$, $\gamma(T_s - T_s^0)$ — дельта-функции Дирака, означающие, что в исходной газозвеси все частицы имеют одинаковые значения температуры и толщины оксидной пленки. В начальный момент времени воспламенение газозвеси частиц бора осуществляется горячим газом, который находится во всем объеме $x_0 < x < x_\infty$ и имеет температуру $T^0 = 2500$ К. Причем, как показали расчеты, величина T^0 , а также координата и размер зоны горячего газа не оказали существенного влияния на установившиеся параметры фронта пламени.

Принятая в данной работе нестационарная постановка задачи позволяет исследовать развитие во времени турбулентного пламени вплоть до установления стационарного режима. Поступающая через левую границу аэрозвесь частиц бора постепенно прогревается и вступает в гетерогенные реакции окисления, которые при соответствующих условиях переходят в газофазные химические реакции. Скорость распространения пламени определяется на основе расчета массовой скорости выгорания находящегося в недостатке компонента по формуле

$$w_f = \begin{cases} \frac{1}{\rho^0} \int \langle G_{O_2} \rangle dx & \text{при } \alpha < 1, \\ \frac{2,21\alpha}{\rho^0} \int \langle G_s \rangle dx & \text{при } \alpha \geq 1, \end{cases}$$

где ρ^0 — начальная плотность газа.

Разработанная модель решалась конечно-разностным методом. Правильность вычислений контролировалась условием нормировки функции плотности распределения количества частиц:

$$\frac{1}{n_s} \iiint \mathcal{P} dT_s dr_s d\delta_s = 1.$$

Значения теплофизических величин, входящих в систему уравнений (1)–(7), заимствованы из [13–16] и аппроксимированы полиномами в функции температуры. Коэффициенты

турбулентного переноса газовой фазы определялись на основе данных работы [6] в предположении постоянства по толщине пламени интегрального масштаба и интенсивности турбулентности. Для коэффициента турбулентной диффузии частиц аналогично [6] принято $D_s = 1,4D_t$. Представленные ниже результаты получены при следующих начальных значениях основных режимных параметров и характеристиках турбулентности: $\alpha^0 = 0,8$; $B_s^0 = 0,15 \text{ кг/м}^3$; $T^0 = T_s^0 = 300 \text{ К}$; $p = 0,1 \text{ МПа}$; $g_{O_2}^0 = 0,23$; $\delta_s^0 = 100 \text{ \AA}$; $(\delta_s)_{\max} = 210 \text{ \AA}$; $D_t = 0,04 \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_t = 45 \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{К} \cdot \text{с})$.

С целью тестирования модели и сопоставления эмпирических и теоретических данных выполнен расчет процесса распространения ламинарного пламени, поскольку к настоящему моменту опубликованы результаты экспериментального исследования только ламинарного пламени, стабилизированного на срезе бунзеновской горелки [19]. В качестве критерия сравнения принято значение нормальной скорости пламени при горении газозвеси, образованной частицами бора и смесью кислорода с гелием. Определяющие параметры этого эксперимента приняты начальными для тестового расчета: $D_s = D_t = 0$; $\alpha^0 = 0,38$; $B_s^0 = 0,4 \text{ кг/м}^3$; $r_s^0 = (r_s)_{\max} = 6 \text{ мкм}$; объемные доли He и O_2 равны 0,74 и 0,26 соответственно. Полученное по разработанной модели значение $w_f = 0,19 \text{ м/с}$ удовлетворительно согласуется с результатом эксперимента (0,16 м/с), что свидетельствует о корректности принятых допущений и термокинетических параметров взаимодействия бора с кислородом.

МОНОФРАКЦИОННАЯ АЭРОВЗВЕСЬ

Остановимся на результатах расчета (соответствующих установившемуся режиму) характеристик турбулентного пламени, распространяющегося по монофракционной аэрозвеси частиц бора $r_s^0 = (r_s)_{\max} = 5 \text{ мкм}$. Для упрощения иллюстрации полученных результатов введем безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \langle \Theta_s \rangle &= \frac{\langle T_s \rangle - T_s^0}{(T_s)_{\max} - T_s^0}, & \langle \Theta \rangle &= \frac{T - T^0}{T_{\max} - T^0}, & \langle \Omega_s \rangle &= \frac{\langle r_s \rangle - (r_s)_{\min}}{(r_s)_{\max} - (r_s)_{\min}}, \\ \langle \Psi_s \rangle &= \frac{\langle \delta_s \rangle - (\delta_s)_{\min}}{(\delta_s)_{\max} - (\delta_s)_{\min}}, & \langle \bar{G}_{O_2} \rangle &= \frac{\langle G_{O_2} \rangle}{\langle G_{O_2} \rangle_{\max}}, & \langle \varphi \rangle &= 1 - \frac{\langle m_s \rangle}{\langle m_s^0 \rangle}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\langle G_{O_2} \rangle_{\max}$ — максимальное значение массовой скорости расходования кислорода; $\langle \varphi \rangle$ — полнота сгорания бора.

На рис. 1 представлены профили осредненных характеристик газовой фазы и частиц. В сечении x_0 все параметры аэрозвеси равняются начальным и совместная плотность распределения количества частиц представляет собой совокупность трех дельта-функций Дирака, т. е. все частицы имеют одинаковые радиус, температуру и толщину оксидной пленки. При продвижении вглубь пламени происходит увеличение температуры компонентов, толщины оксидной пленки и полноты сгорания бора за счет теплообмена и объемного тепловыделения в результате химических реакций (см. рис. 1, а). Причем во фронте пламени, пространственное положение которого x_f определяется наибольшим значением $\langle \bar{G}_{O_2} \rangle$, градиент этих параметров максимален. На правой границе фронта пламени, где температура газа достаточно высока, начинает преобладать процесс испарения оксидной пленки, что приводит к уменьшению δ_s ($\langle \Psi_s \rangle$). После освобождения поверхности частицы от V_2O_3 наступает режим газозвеси, что подтверждается образованием

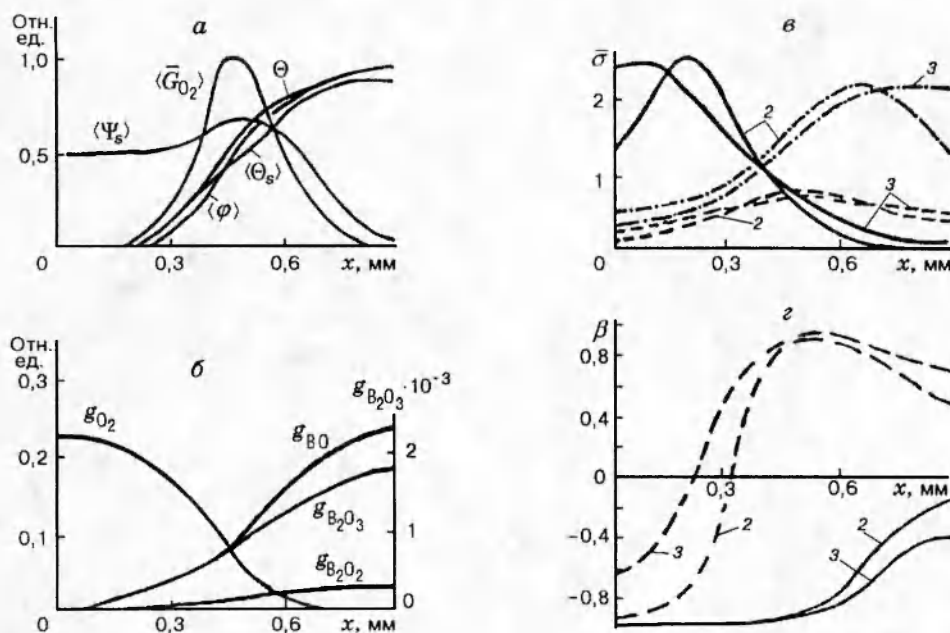


Рис. 1. Характеристики монофракционной аэрозвеси:
 а, б — структура пламени, в — среднеквадратические отклонения: сплошная линия — $\bar{\sigma}_{T_s}$,
 штриховая — σ_{r_s} , штрих-пунктирная — σ_{δ_s} ; г — коэффициенты корреляции: сплошные ли-
 нии — β_1 ; штриховые — β_2 ; $D_i, \text{ м}^2/\text{с}$: 1 — 0, 2 — 0,04, 3 — 0,12

в продуктах субоксидов ВО и V_2O_2 (см. рис. 1,б). На этом же рисунке представлено изменение относительной массовой концентрации кислорода, значение которой стремится к нулю, так как $\alpha^0 < 1$. Обратим внимание на то, что профили основных параметров аэрозвеси растягиваются за счет турбулентных пульсаций. При этом непосредственно перед фронтом пламени, в зоне прогрева аэрозвеси, появляются частицы, горящие в газофазном режиме, что обуславливает появление в продуктах сгорания субоксидов ВО и V_2O_2 (см. рис. 1,б).

Расчеты позволили установить особенности трансформации плотности распределения количества частиц в процессе преобразования исходной аэрозвеси в продукты сгорания. Для графического изображения результатов в программе производится переход к двумерным функциям $P_1(x, T_s, r_s)$ и $P_2(x, r_s, \delta_s)$ интегрированием $\mathcal{F}(t, x, T_s, r_s, \delta_s)$ с последующей нормировкой по счетной концентрации частиц:

$$P_1 = \frac{1}{n_s} \int \mathcal{P} d\delta_s, \quad P_2 = \frac{1}{n_s} \int \mathcal{P} dT_s.$$

В этом случае P_1 и P_2 характеризуют вероятность обнаружения в данном сечении частицы, у которой значения температуры, радиуса и толщины оксидной пленки находятся в бесконечно малых окрестностях точек (T_s, r_s) и (r_s, δ_s) . Поэтому указанные функции двух параметров соответствуют плотности распределения вероятности, и далее при анализе результатов используется традиционный термин — ПРВ. Очевидно, что, интегрируя \mathcal{P} по r_s , можно ввести третью двумерную функцию, однако первые две при анализе результатов обладают большей информативностью, поскольку позволяют судить о смене режимов взаимодействия кислорода с бором и о моменте выгорания последнего.

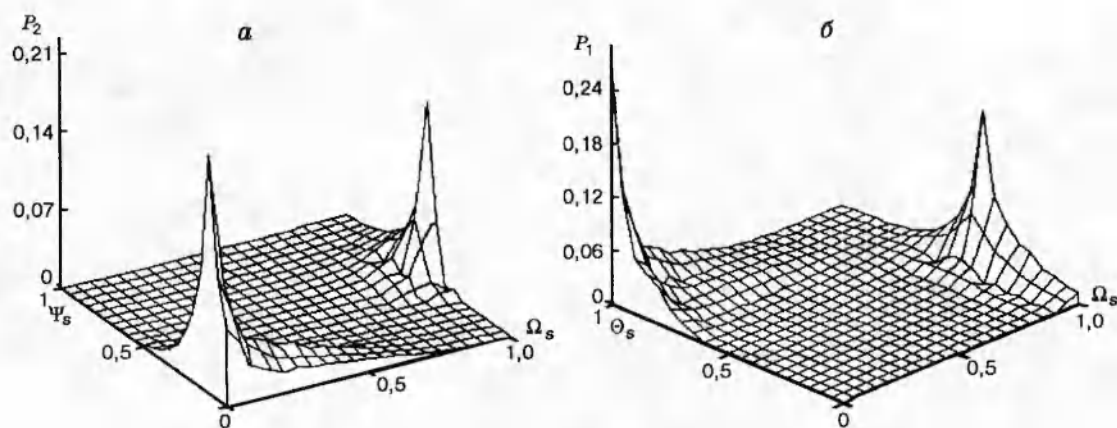


Рис. 2. Функции ПРВ во фронте пламени монофракционной аэрозвеси

Из рис. 2 следует, что в сечении x_f монофракционная аэрозвесь становится полидисперсной с соответствующими функциями распределения частиц по размеру, температуре и толщине оксидной пленки. Здесь при построении функций ПРВ вводятся безразмерные координаты путем подстановки в (8) не осредненных, а текущих значений соответствующих величин. Рассматриваемая система во фронте пламени характеризуется наличием двух максимумов: один расположен вблизи начального состояния частиц ($\Omega_s = 1, \Theta_s = 0,3; \Psi_s = 0,5$), а другой соответствует их полному выгоранию ($\Omega_s \rightarrow 0, \Theta_s \rightarrow 1, \Psi_s \rightarrow 0$). При этом вероятности их появления в обоих случаях практически равны. Такой режим турбулентного горения соответствует поверхностной модели, согласно которой фронт пламени сильно искривлен и в произвольном сечении равновероятно наличие свежей топливной смеси и продуктов сгорания. На правой границе фронта пламени x_∞ двумерные графики ПРВ переходят в одномерные и соответствуют распределению частиц по радиусу при стремящейся к равновесному значению температуре и минимальной толщине оксидной пленки.

Используемый в данной работе статистический подход предоставляет принципиальную возможность рассчитывать не только глобальные характеристики пламени в целом, но и по полученной функции ПРВ определять осредненные и пульсационные параметры дисперсной фазы. К первым относятся начальные моменты распределения (все средние значения), а ко вторым — центральные моменты (дисперсии и среднеквадратические отклонения). Для статистического анализа введем относительные среднеквадратические отклонения температуры, радиуса частиц и толщины оксидной пленки $\bar{\sigma}_y = \sigma_y / \mathbf{M}(y)$, определяемые по соответствующим центральным моментам второго порядка:

$$\sigma_y^2 = \int [y - \mathbf{M}(y)]^2 \gamma(y) dy.$$

Здесь в качестве случайной величины y и ее математического ожидания $\mathbf{M}(y)$ берутся соответствующие текущие и средние значения T_s, r_s, δ_s , а также их функции плотности распределения $\gamma(y)$, вычисляемые двойным интегрированием исходной функции $\mathcal{P}(T_s, r_s, \delta_s)$ в каждой координате фронта пламени.

Как следует из рис. 1, в уже в начальном сечении имеют место пульсации характеристик частиц. В процессе их прогрева наблюдается дальнейшее увеличение значений

$\bar{\sigma}_y$, в основном за счет проникновения в эту зону частиц, значения T_s , r_s и δ_s которых отличны от начальных. Поскольку здесь среднеквадратическое отклонение температуры частиц максимально, можно сделать вывод о преобладании диффузионного переноса в зону прогрева частиц, имеющих достаточно высокую температуру, но реагирующих в кинетическом режиме.

В районе фронта пламени наибольший разброс значений имеет толщина оксидной пленки на поверхности бора и происходит снижение $\bar{\sigma}_{T_s}$, поскольку постепенно выравниваются температуры всех частиц, среди которых есть горячие в газофазном режиме и уже полностью прореагировавшие (см. рис. 2). На правой границе сохраняется преобладание $\bar{\sigma}_{\delta_s}$, так как в этом сечении наряду с полностью сгоревшими частицами присутствуют и такие, у которых на поверхности сохранилась оксидная пленка. В этом же сечении x_∞ значение $\bar{\sigma}_{T_s}$ стремится к нулю вследствие тепловой релаксации аэрозвеси (см. рис. 1, а) и происходит уменьшение разброса значений r_s , что в совокупности свидетельствует о малой вероятности проникновения частиц с начальными параметрами через фронт пламени.

Определенный интерес представляет исследование взаимной зависимости параметров частиц при воспламенении и горении аэрозвеси в турбулентном потоке. Для этого используются коэффициенты корреляции $T_s - r_s$ и $r_s - \delta_s$, определяемые по соотношениям

$$\beta_1 = \frac{\iint (T_s - \langle T_s \rangle)(r_s - \langle r_s \rangle) P_1 dT_s dr_s}{\sigma_{T_s} \sigma_{r_s}},$$

$$\beta_2 = \frac{\iint (\delta_s - \langle \delta_s \rangle)(r_s - \langle r_s \rangle) P_2 d\delta_s dr_s}{\sigma_{\delta_s} \sigma_{r_s}}.$$

Очевидно, что изначально связь между T_s , r_s и δ_s строго определена кинетикой взаимодействия частиц бора с кислородом, однако турбулизация потока и выгорание частиц трансформируют эти зависимости в целом. Важно иметь в виду, что если одна из случайных величин незначительно отклоняется от своего среднего значения ($\sigma_y \rightarrow 0$), то корреляционный момент мал ($\beta \rightarrow 0$), как бы тесно не были связаны T_s , r_s и δ_s .

Всё вышеизложенное наглядно иллюстрируют представленные на рис. 1, 2 зависимости $\beta_1(x)$ и $\beta_2(x)$ при горении аэрозвеси. Для обеих функций характерно отличие значений коэффициентов корреляции от единицы, что подтверждает наличие сложной нелинейной зависимости параметров воспламенения и горения газодисперсных систем в турбулентном потоке. Начальные отрицательные значения коэффициентов корреляции, обусловленные обратными пропорциональными зависимостями параметров частиц T_s , r_s и δ_s , в процессе их прогрева, низкотемпературного окисления и горения увеличиваются, стремясь к положительным величинам. При этом темп роста корреляции $r_s - \delta_s$ более интенсивен и перед фронтом пламени значение β_2 становится положительным, отражая тот факт, что на более крупных частицах толщина оксидной пленки больше. Появление экстремума функции $\beta_2(x)$ объясняется существованием конкурирующих процессов образования и испарения оксидной пленки, причем с момента преобладания последнего значение β_2 уменьшается. Отметим, что имеющееся снижение абсолютных значений β_1 и β_2 вызвано уменьшением осредненных значений радиуса частиц, толщины оксидной пленки, а также тепловой релаксацией аэрозвеси и, следовательно, снижением среднеквадратических отклонений этих параметров.

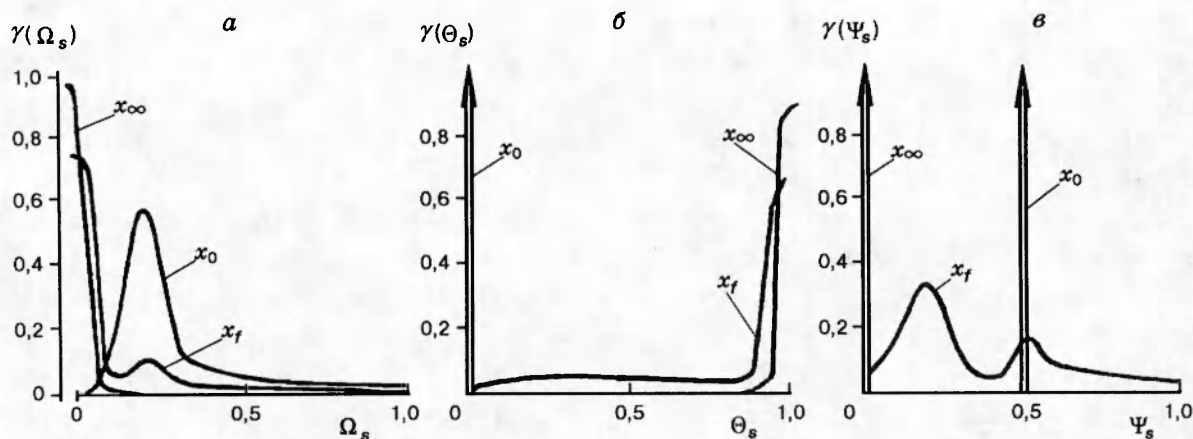


Рис. 3. Плотности распределения радиуса (а), температуры частиц (б) и толщины оксидной пленки (в)

ВЛИЯНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ ЧАСТИЦ

Один из актуальных аспектов горения газодисперсных систем заключается в изучении влияния фракционного состава частиц к-фазы на особенности распространения фронта пламени и в определении допустимых условий использования эквивалентной монофракционной аэровзвеси для моделирования полидисперсной среды. Поэтому следующая задача работы — проведение расчетов применительно к полидисперсной совокупности частиц бора, исходное распределение которых по размеру $\gamma(x_0)$ представлено на рис. 3,а. В этом случае максимальный, среднемассовый r_{43} , среднезаулеровский и среднесчетный радиусы соответственно равны 9,5; 4,5; 3,8 и 2,5 мкм. Принято также, что на всех частицах начальная толщина оксидной пленки одинакова и составляет 100 Å. Поэтому исходное состояние аэровзвеси в x_0 описывается только двумя дельта-функциями (двойные стрелки на рис. 3,б,в).

Результаты вычислений свидетельствуют о том, что структура фронта пламени (рис. 4,а) практически аналогична структуре фронта в монофракционной аэровзвеси. Отличие заключается в более растянутом профиле $\langle G_{O_2} \rangle$ за счет реагирования частиц мелкой фракции непосредственно вблизи начального сечения. Кроме того, наблюдается разница в температурах частиц и газа, вызванная медленным нагревом частиц, радиус которых больше начального значения r_s в монофракционной аэровзвеси. По этой же причине среднемассовая скорость частиц несколько меньше (на $\sim 2\%$) скорости газа, в то время как для монофракционной аэровзвеси имеет место полное скоростное равновесие. Этот результат согласуется с выводами работы [20] о существенном влиянии скоростной неравновесности потока при горении монофракционной аэровзвеси, образованной частицами радиусом более 5 мкм. Поэтому вполне вероятно, что и в полидисперсной среде при $r_{43} < 5$ мкм расчет в предположении $u = u_s$ не приведет к значительным погрешностям.

Особенности распространения пламени, связанные с полидисперсностью исходного состава частиц, наиболее отчетливо проявляются в различиях функций распределения. Вид ПРВ во фронте пламени (рис. 5) свидетельствует о наличии двух экстремумов, возникновение которых вызвано следующими причинами. Исходные частицы (с ярко выраженным неравномерным распределением) постепенно прогреваются и выгорают. В сечении x_f радиус большинства из них уменьшается до минимального. Этот локальный экстремум

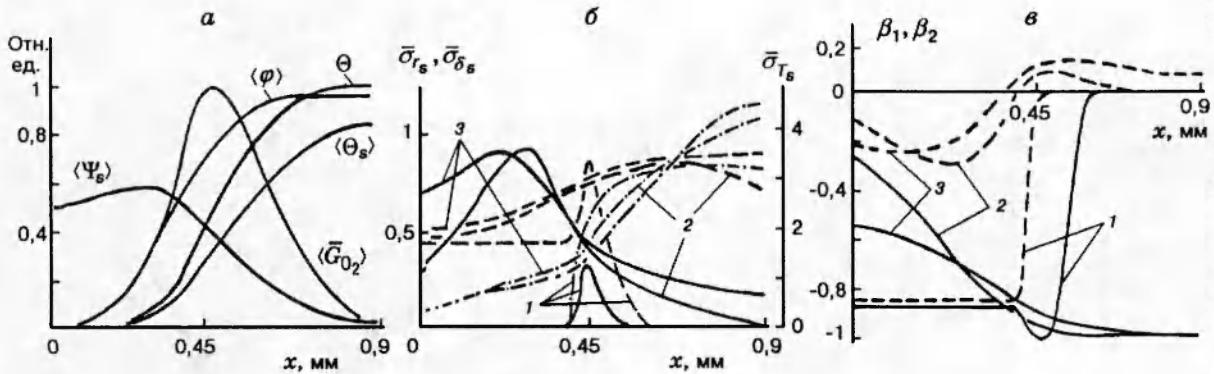


Рис. 4. Характеристики полидисперсной аэрозвеси (обозначения те же, что на рис. 1, в, г)

(см. рис. 5, а, $P_1 \approx 0,7$ в районе $\Omega_s = 0, \Theta_s = 1$) определяют частицы, имеющие относительно небольшой начальный радиус, значение которого в сечении x_f уменьшилось до минимального. Крупные частицы, начальный радиус которых близок к максимальному, еще покрыты оксидной пленкой, и их температура низка. Они образуют второй экстремум функций ПРВ ($\Omega_s = 0,2; \Theta_s = 0,3, \Psi_s = 0,6$). Несмотря на небольшую вероятность появления таких частиц ($\sim 0,1$), их массовая доля достаточно велика, что определенным образом влияет на среднемассовые характеристики, например полноту сгорания бора. На основе приведенных данных можно утверждать, что даже при разном виде функций ПРВ режим горения полидисперсной аэрозвеси также соответствует поверхностной модели.

По известным значениям совместной ПРВ получены одномерные функции, описывающие изменение исходных распределений частиц по размеру, температуре и толщине оксидной пленки. Представленные на рис. 3 графики позволяют более детально рассмотреть причину возникновения экстремумов функций ПРВ. Обращает на себя внимание эволюция начального состояния аэрозвеси по температуре частиц (см. рис. 3, б) и толщине оксидной пленки (см. рис. 3, в). Как отмечалось выше, в сечении x_0 начальное состояние характеризуется двумя дельта-функциями. Однако во фронте пламени зарегистрирована бимодальность во всех одномерных распределениях, поскольку доля частиц, горящих в газофазном режиме, невелика и большинство частиц из общей совокупности покрыты оксидной пленкой. Тем не менее при выбранных начальных условиях нет причин для гашения пламени, и в дальнейшем оксидная пленка постепенно испаряется с поверхности всех частиц. Причем если $\delta_s \rightarrow (\delta_s)_{\min}$, то последние горят в газофазном режиме. В результате в сечении x_∞ состояние дисперсной фазы по толщине оксидной пленки характеризуется дельта-функцией, а распределение частиц по температуре и размеру свидетельствует об уменьшении радиуса и увеличении температуры практически всех частиц до предельных значений. Отметим, что в случае полного выгорания бора зависимости $\gamma(O_s)$ и $\gamma(\Omega_s)$ стремились бы к дельта-функциям. Однако этого не происходит вследствие недостатка кислорода ($\alpha^0 = 0,8$) и турбулентных пульсаций, в результате которых вероятность обнаружения в сечении x_∞ частиц с произвольным случайным набором значений r_s, δ_s, T_s отлична от нуля.

В работе также получены данные о количественных изменениях пульсационных характеристик аэрозвеси (см. рис. 4, б). Они, прежде всего, заключаются в увеличении зна-

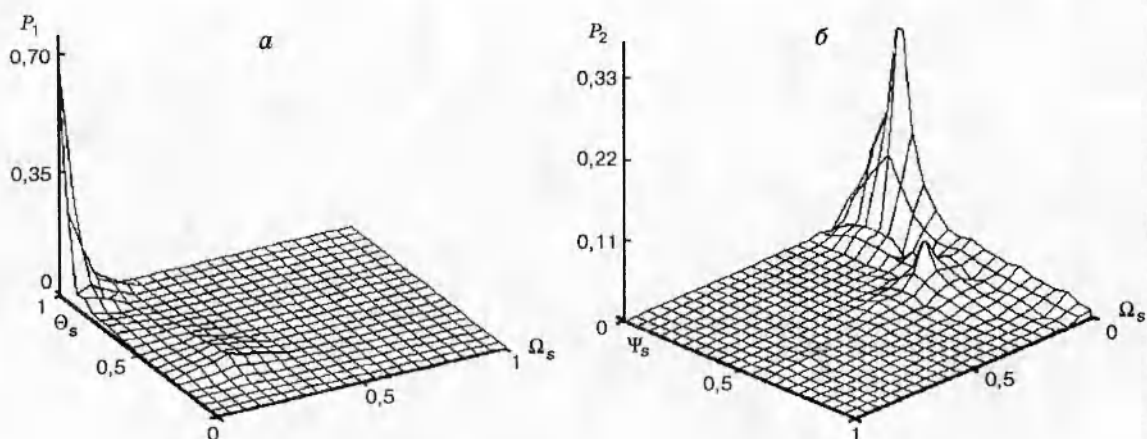


Рис. 5. Функции ПРВ во фронте пламени полидисперсной аэрозвеси

чений среднеквадратических отклонений температуры (на 20 %), радиуса (на 10 %) частиц и вызваны видом начального распределения. Разброс толщин оксидной пленки, наоборот, уменьшается (в ~ 2 раза) вследствие равенства начальных величин δ_s для всех частиц полидисперсной аэрозвеси. Именно это допущение определяет особенности протекания стадии воспламенения частиц, на скорость и интенсивность которой как раз и влияет толщина оксидной пленки.

Характер изменения значений среднеквадратических отклонений параметров в турбулентном пламени непосредственно сказывается на коэффициенте корреляции $r_s - \delta_s$. Из рис. 4,6 следует, что значение β_2 в различных координатах фронта уменьшается в 3–6 раз по сравнению с монофракцией. Кроме того, значительно трансформируется профиль коэффициента корреляции температуры и радиуса частиц. Как и в случае монофракции, величина β_1 отрицательна, однако при продвижении вглубь пламени она не уменьшается по абсолютной величине, а увеличивается за счет большего разброса значений T_s и r_s на правой границе.

Влияние полидисперсности проявляется и непосредственно на интегральных характеристиках, в частности на значениях скорости распространения фронта пламени. Расчеты показали, что величина w_f в полидисперсной аэрозвеси на $\sim 30\%$ меньше, чем в монофракционной с эквивалентным среднemasсовым радиусом частиц бора (рис. 6). Это может быть связано с большей температурной неравновесностью потока и медленным воспламенением крупных частиц. Чтобы выяснить, возможно ли использование результатов, полученных при монофракционном составе, для описания интегральных характеристик полидисперсного пламени, проведены расчеты зависимости $w_f(r_s^0)$ в монофракционной аэрозвеси. Данные рис. 7 свидетельствуют о равенстве значений w_f в моно- и полидисперсных системах при $r_s^0 \approx 6,5$ мкм. Это значение радиуса не совпадает ни с одним из введенных выше средних размеров начального дифференциального распределения (см. рис. 3,а). Поэтому можно сделать вывод относительно сложности введения понятия эквивалентной монофракционной аэрозвеси для турбулентного потока. Тем не менее в работе [21] получены удовлетворительные результаты в случае его использования при расчете глобальных характеристик распространения ламинарного пламени по газозвеси с начальным радиусом частиц, равным среднезаутеровскому r_{32} в моделируемом полидисперсном распределении.

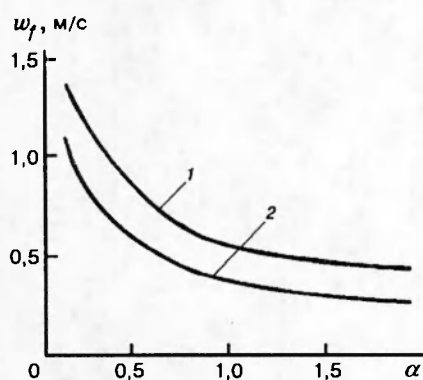


Рис. 6

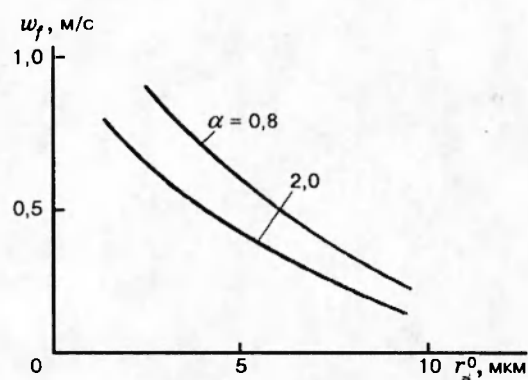


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость $w_f(\alpha)$:

1 — монофракция, 2 — полидисперсная аэрозвесь; $D_t = 0,04 \text{ м}^2/\text{с}$

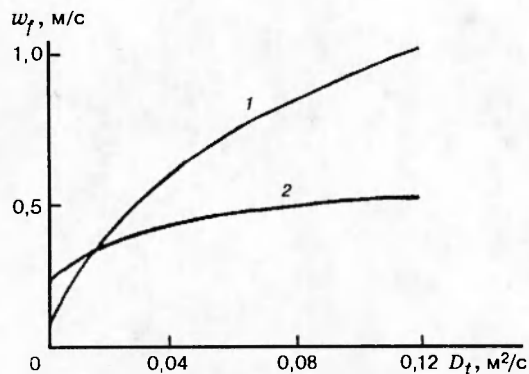
Рис. 7. Зависимость $w_f(r_s^0)$ в монофракционной аэрозвеси ($D_t = 0,04 \text{ м}^2/\text{с}$)

Установлено также, что в широком диапазоне изменения коэффициента избытка окислителя ($\alpha = 0,17-2$) для обоих вариантов расчета зависимости $w_f(\alpha)$ практически эквидистантны и характеризуются большими значениями скорости фронта пламени в переобогащенной аэрозвеси (см. рис. 6). В данном случае сохраняется общая закономерность влияния концентрации частиц на скорость распространения пламени в газодисперсной среде с частицами алюминия, бора, угля и т. п., установленная экспериментально и полученная расчетным путем [19, 20, 22]. Суть ее заключается в смещении максимума зависимости $w_f(\alpha)$ в сторону богатой смеси в основном за счет увеличения объемной концентрации частиц и, следовательно, объемного тепловыделения, обуславливающего интенсификацию процессов тепло- и массообмена.

Таким образом, процесс распространения фронта пламени по моно- и полидисперсной аэрозвесям имеет как количественные (отмеченные также в работах [21, 22]), так и качественные отличия, вызванные изменением динамики микро- и макропроцессов нагрева и выгорания частиц, образования и испарения оксидной пленки, турбулентного смешения и теплообмена.

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

С увеличением коэффициента турбулентной диффузии газа и, следовательно, частиц интенсивность пульсаций параметров r_s , δ_s , T_s возрастает, что приводит к расширению диапазона возможных значений этих величин, а также к сглаживанию локальных экстремумов на графиках ПРВ. В связи с этим возрастает разброс значений параметров к-фазы от их средних значений (см. рис. 1, в; 4, б) при сохранении подобия профилей изменения среднеквадратического отклонения по координате пламени. Кроме того, коэффициенты корреляции изменяются таким образом, что на правой границе фронта пламени наблюдается большая взаимосвязь температуры, радиуса частиц и толщины оксидной пленки. Отметим, что при турбулентном режиме горения влияние D_t на статистические пара-

Рис. 8. Зависимость $w_f(D_t)$:

$\alpha = 0,8$; 1 — монофракция, 2 — полидисперсная аэровзвесь

метры $\bar{\sigma}$ и β практически одинаково для моно- и полидисперсной аэровзвесей. Отличие проявляется только при моделировании распространения ламинарного пламени (расчет при условии $D_t = D_s = 0$) и заключается в наличии разброса значений радиуса частиц ($\bar{\sigma}_{r_s} \approx 0,45$) уже в начальном сечении. Это приводит к отклонению обоих коэффициентов корреляции от нуля, чего не может быть у ламинарного пламени в монофракционной аэровзвеси, когда отсутствуют причины, вызывающие пульсации r_s , δ_s , T_s .

Увеличение коэффициента турбулентной диффузии приводит также к интенсификации процессов воспламенения и горения частиц бора и, как следствие, к возрастанию значений скорости пламени (рис. 8). Причем более сильная зависимость $w_f(D_t)$ наблюдается для монофракции, особенно при сравнительно небольших значениях D_t . Как следует из рис. 8, при $D_t < 0,02$ м²/с значение w_f в монофракционной аэровзвеси меньше, чем в полидисперсной. Этот результат качественно согласуется с данными работы [22], где проводилось математическое моделирование распространения ламинарного пламени в аэровзвеси алюминия. Полученную закономерность можно объяснить тем, что в условиях отсутствия турбулентных пульсаций в полидисперсной аэровзвеси исходное распределение частиц по размеру, и в особенности наличие большого количества мелких частиц, приводит к возникновению разброса значений T_s и способствует более быстрому прогреву газа и частиц в целом. Поэтому в данном случае неоднозначность значений температуры и радиуса частиц можно идентифицировать с автотурбулизацией ламинарного полидисперсного пламени.

Тем не менее гидродинамическая турбулизация потока при определенных условиях приводит к появлению в зоне прогрева аэровзвеси частиц, радиус которых отличается от начального. Тогда в монофракционной аэровзвеси частицы с $r_s < r_s^0$, нагреваясь в зоне горения до температур, близких к $(T_s)_{\max}$, и попадая за счет турбулентных пульсаций в зону прогрева, интенсифицируют процесс распространения пламени. В полидисперсной же системе в зону прогрева могут попадать частицы, имеющие большой радиус и невысокую температуру и обуславливающие при прочих равных условиях более медленный темп прогрева аэровзвеси и меньшие значения w_f по сравнению с монофракцией.

Подведем итоги. Разработанная модель позволяет исследовать процесс распространения турбулентного пламени в моно- и полидисперсной аэровзвесах бора. При этом учитываются непрерывность распределения частиц по размеру, температуре и толщине оксидной пленки, а также термокинетические особенности протекания гетерогенных и газофазных химических реакций. Полученные результаты для моно- и полидисперсных аэровзвесей свидетельствуют об их качественном и количественном различиях, касающихся

теплового и скоростного состояний аэровзвеси, структуры фронта пламени, дисперсии и коэффициентов корреляции температуры, радиуса частиц и толщины оксидной пленки, а также скорости распространения пламени. Проанализировано влияние начальных значений радиуса частиц, их массовой концентрации и коэффициента турбулентной диффузии на интегральные, пульсационные и корреляционные характеристики фронта пламени. Это дает возможность детально изучить механизмы распространения пламени в газодисперсной среде, для которой характерны сложная кинетика химических реакций и существенное влияние турбулентных пульсаций. Относительно невысокие значения скорости распространения пламени (даже в турбулентном потоке) могут привести к усложнению практических задач по организации высокоэффективного рабочего процесса в камерах сгорания энергетических установок, которые в качестве рабочего тела используют порошкообразный бор и газ с низкой концентрацией окислителя, например воздух.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Combustion of Boron-Based Solid Propellants and Solid Fuels** / К. К. Кuo (Ed.). Boca Raton: CRC Press, 1993.
2. **Миз Р. А., Скифстед Д. Г.** Модели воспламенения и глобального горения облака частиц бора // *Ракетная техника и космонавтика*. 1974. Т. 12, № 1. С. 86–94.
3. **Золотко А. Н., Яковлева Т. А., Киро С. А.** Воспламенение и потухание гетерогенных систем — частица, взвесь — с параллельными реакциями // *Вопросы испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем: Тез. докл. XIII Всесоюз. конф.* Одесса: ОГУ, 1979. С. 45.
4. **Кинг М. К.** Воспламенение и горение частиц и газовзвесей частиц бора // *Аэрокосмическая техника*. 1983. Т. 1, № 8. С. 45–61.
5. **Бутов В. Г., Васенин И. М., Дьяченко Н. К.** Модель движения полидисперсного конденсата с учетом случайных пульсаций скорости и температуры коагулирующих частиц // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1981, № 3. С. 33–39.
6. **Воронецкий А. В., Павлов Д. Г., Сухов А. В.** Моделирование турбулентного фронта пламени в двухфазной среде // *Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем*. Черноголовка, 1989. С. 89–92.
7. **Зайчик Л. И., Першуков В. А.** Горение мелкодисперсного твердого топлива в турбулентном потоке // *Физика горения и взрыва*. 1990. Т. 26, № 5. С. 42–52.
8. **Кузнецов В. Р., Сабельников В. А.** Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986.
9. **Григорьев Ю. М., Сафанеев Д. З.** К теории воспламенения металлических частиц, обладающих летучими пленками окислов // *Физика горения и взрыва*. 1980. Т. 16, № 2. С. 19–25.
10. **Бржустовский Т., Гласмен И.** Спектроскопическое исследование горения металлов // *Гетерогенное горение*. М.: Мир, 1967. С. 59–90.
11. **Вовчук Я. И., Золотко А. Н., Клячко Л. А.** Высокотемпературное горение неподвижной частицы бора в кислородсодержащей среде // *Физика горения и взрыва*. 1975. Т. 11, № 4. С. 519–530.
12. **Lee S. K., Chung T. J.** Hybrid Eulerian and Lagrangian approach in spray combustion using finite element methods // *Numer. and Appl. Math.* 1989. V. 1, N 1–4. P. 237–245.
13. **Физические величины. Справочник** / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

14. **Фролов Ю. В., Обезьяев Н. В., Емельянов В. Н., Борисов А. А.** Горение частиц бора. Черногловка, 1977. (Препр. / ОИХФ АН СССР).
15. **King M. K.** Boron ignition and combustion in air-augmented Rocket Afterburners // Combust. Sci. Technol. 1972. V. 5, N 4. P. 155–164.
16. **Вовчук Я. И., Золотко А. Н., Клячко Л. А.** Время горения частиц бора с учетом влияния диффузионного и кинетического факторов // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черногловка, 1977. С. 90–93.
17. **Pen'kov S. N.** Investigation of boron ignition and combustion by means of fast cinespectrography // Combustion of Boron-Based Solid Propellants and Solid Fuels. Boca Raton: CRC Press, 1993. P. 218–231.
18. **Пеньков С. Н., Сухов А. В.** Воспламенение и горение бора (единая модель) // Изв. вузов. Машиностроение. 1980, № 1. С. 56–60.
19. **Goroshin S. V., Ageyev N. D., Shoshin Yu. L., Shevchuk V. G.** The premixed laminar flames in the boron dust clouds // Combustion of Boron-Based Solid Propellants and Solid Fuels. Boca Raton: CRC Press, 1993. P. 469–477.
20. **Ягодников Д. А., Воронецкий А. В.** Влияние скоростной неравновесности на особенности распространения ламинарного пламени в аэродисперсной среде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 38–44.
21. **Аггарвал С. К.** Воспламенение и распространение пламени во взвеси полидисперсных капель топлива в воздухе // Аэрокосмическая техника. 1988. № 12. С. 139–149.
22. **Ягодников Д. А., Воронецкий А. В., Сухов А. В., Павлов Д. Г.** Распространение ламинарного пламени в моно- и полидисперсной аэровзвеси // Хим. физика. 1990. Т. 9, № 12. С. 1611–1614.

*Поступила в редакцию 10/XI 1995 г.,
в окончательном варианте — 26/IV 1996 г.*
