

КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ АЭРОВЗВЕСЕЙ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

П. Б. ВАЙНШТЕЙН

(Москва)

Конвективное горение пористых порохов и ВВ представляет собой промежуточную стадию перехода послынного горения в детонацию [1, 2]. Теория конвективного горения таких систем развивается в [3-6].

В настоящее время возникла необходимость анализа возможности конвективного горения аэровзвесей. В данной работе развивается теория горения таких систем, основанная на анализе уравнений газовой динамики при распределенном подводе массы и тепла; дается постановка задачи о неустановившемся движении фронта конвективного горения. В гомобарическом приближении [7], когда давление считается пространственно-однородным, найдено аналитическое решение задачи, определяющее закон движения фронта и распределение параметров, характеризующих газ и частицы, в зоне горения. Получены необходимые условия перехода конвективного горения во взрыв.

1. Физические представления конвективного горения аэровзвесей. При горении аэровзвесей унитарного топлива (топлива, содержащего в себе и горючее и окислитель) степень выгорания частиц во многих случаях не зависит от наличия окислителя в окружающей среде, и поэтому полное выгорание аэровзвеси возможно при большом массовом содержании топлива. При этом объемное содержание частиц в аэровзвеси, как правило, мало, так что из занимающих пренебрежимо малый объем частиц выделяется в процессе горения большое количество горячих продуктов реакции. Эти продукты движутся под действием перепада давления, вытесняя из межчастичного пространства холодный газ и вовлекая в горение новые частицы. Горячие продукты реакции образуют фронт конвективного горения, который состоит из двух зон: зоны, где частицы разогреваются до температуры воспламенения, и зоны, где частицы горят. Фронт конвективного горения воздействует на среду перед собой как поршень, что приводит к образованию в холодном газе возмущенной области. Внутри этой области газ движется, обтекая негорящие частицы. Чтобы конвективное горение могло развиваться, холодный газ в возмущенной области не должен до прихода фронта вовлекать в движение (во всяком случае полностью) холодные частицы. Тогда эти частицы в свою очередь попадают в зону горения и, сгорая, выделяют газообразные продукты. В результате распространение фронта горения в аэровзвеси происходит ускоренно и, следовательно, может вызывать образование в потоке ударных волн и переходить во взрыв.

Гидродинамическое сопротивление, которое преодолевают при движении горячие газы, в силу малости количества холодного газа и объемного содержания частиц невелико. Поэтому конвективное горение аэровзвесей в отличие от горения пористых образцов возможно без создания большого перепада давления. Скорость конвективного движения, а вместе с тем и скорость передачи тепла к холодному веществу может быть значительно больше скорости передачи тепла за счет теплопроводности газа.

Иницирование горения аэровзвесей может осуществляться различными способами. Будем рассматривать безударное иницирование, вызывающее повышение в некотором объеме аэровзвеси температуры и не приводящее к увеличению давления. Одним из способов такого иницирования является сжигание в объеме аэровзвеси некоторой массы M_0 иницирующего вещества. Объем, который займут продукты реакции после сгорания этой массы, определяется по формуле $V_0 = (\gamma - 1)M_0 Q_0 / \gamma_0 p_0$, где Q_0 — теплотворная способность иницирующего вещества, p_0 — давление, γ_0 — показатель адиабаты продуктов сгорания. Будем считать, что к моменту сгорания массы M_0 частицы в объеме V_0 разогреваются до температуры воспламенения. После иницирования начинается процесс горения аэровзвеси в объеме V_0 и распространение продуктов реакции за пределы этого объема. Если время воспламенения частицы t_i больше времени ее сгорания t_c ($t_i > t_c$), то аэровзесь в объеме V_0 сгорает до того, как воспламеняются холодные частицы вне этого объема. Поэтому для устойчивого распространения конвективного горения необходимо выполнение условия $t_i \leq t_c$.

2. Уравнения конвективного горения аэровзвесей. Рассмотрим плоское одномерное движение монодисперсной аэровзвеси при наличии гетерогенной химической реакции. Для упрощения будем полагать, что химическая реакция начинается при разогреве поверхности частиц до температуры разложения $T_s(p)$ и протекает равновесно при температуре, равной T_s , так что все тепло, поступающее к частице, идет на ее газификацию [7, 8]; химическая реакция подчиняется простейшему уравнению $A \rightarrow B$, где A и B — символы химических элементов; термодинамические свойства продуктов реакции и несущего газа не отличаются; газ является калорически совершенным, а частицы несжимаемы.

Уравнение движения аэровзвесей при указанных предположениях имеют вид [7, 9]

$$(2.1) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0$$

$$(2.2) \quad \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_2 f + J v_2,$$

$$\frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} = \rho_2 f - J v_2$$

$$(2.3) \quad \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_2}{\partial x} = \begin{cases} \rho_2 q & T_2 < T_s \\ -J e_2 & T_2 \geq T_s \end{cases}$$

$$\frac{\partial (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_1 v_1 E_1 + \rho_2 v_2 E_2 + (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) p] = 0$$

$$(2.4) \quad e = c_p (T_1 - T^\circ) - \frac{p}{\rho_1^\circ}, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T^\circ) +$$

$$+ Q^\circ - \frac{p}{\rho_2^\circ}, \quad E_i = e_i + \frac{v_i^2}{2}$$

$$p = \rho_1^\circ R_1 T_1, \quad \rho_2^\circ = \text{const} (\rho_1^\circ \alpha_1 = \rho_1, \quad \rho_2^\circ \alpha_2 = \rho_2)$$

$$f = \frac{v_1 - v_2}{t_f}, \quad q = \frac{c_2 (T_1 - T_2)}{t_q}, \quad J = \frac{\rho_2}{t_j}$$

Здесь индексы 1, 2 относятся к газу и к частицам; ρ_i° , α_i ($i=1, 2$) — истинные плотности и объемные содержания фаз; ρ_i , v_i , e_i , T_i — плотности, скорости, внутренние энергии, температуры фаз; Q° — теплота химической реакции при $T_2=T^\circ$, $p=p^\circ$; E_i — полные энергии фаз; p — давление, n — число частиц в единице объема; f , g , J — члены, описывающие межфазное силовое, тепловое и массовое взаимодействие; t_f , t_q , t_J — соответствующие времена релаксации. Уравнения (2.1) — уравнения неразрывности газа, частиц и уравнение сохранения числа частиц в единице объема; (2.2) — уравнения импульса газа и частиц; (2.3) — уравнения энергии частиц и смеси в целом; (2.4) — уравнения состояния.

Дополнительно будем полагать, что объемное содержание частиц мало ($\alpha_2 \ll 1$) и время, в течение которого исследуется распространение конвективного горения, удовлетворяет условию $t \ll t_f$, так что в возмущенной области перед фронтом конвективного горения и в самом фронте частицы можно считать неподвижными [10, 11].

При этих предположениях для параметров, характеризующих частицы, из (2.1), (2.2) получим

$$(2.5) \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = -J, \quad v_2 = 0, \quad n = n_0$$

Рассмотрим предельные соотношения между временем воспламенения и сгорания частиц. В первом случае будем рассматривать процесс распространения горения до момента воспламенения частиц вне зоны иницирования x_0 ($x_0 = V_0^{1/2}$), т. е. будем полагать $t < t_i \sim t_c \ll t_f \sim t_q$. В этом случае и в возмущенной области и в зоне разогрева помимо (2.5) при $J=0$ выполняется $T_2 = T_0$, где T_0 — начальная температура газа и частиц. Во втором случае будем полагать, что частицы, попав во фронт горения, воспламеняются мгновенно, т. е. $t_i \ll t_c \sim t \ll t_f \sim t_q$. В этом случае зона разогрева отсутствует, а в возмущенной области также выполняется $T_2 = T_0$.

Оценки, проведенные, в частности, для пороха H , показывают, что условие $t_c \ll t_f$ выполняется для достаточно крупных частиц ($d_0 > 100 \text{ мк}$).

Используя предположения, что $\alpha_2 \ll 1$ и $t \ll t_f$, и преобразуя обычным образом уравнение энергии, для параметров, характеризующих газ во фронте конвективного горения, из (2.1) — (2.4) получим

$$(2.6) \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial x} = J, \quad \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2 + p}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_1 \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v_1}{\partial x} = (\gamma - 1) J \left(Q + \frac{v_1^2}{2} \right)$$

$$\left(Q = c_2 (T_s - T^\circ) + Q^\circ - \frac{p^\circ}{\rho_2^\circ} - c_v T^\circ \right)$$

Уравнения (2.6) представляют собой уравнения газовой динамики при объемном вдуе и тепловыделении.

Для замыкания систем (2.5), (2.6) необходимо задать скорость горения частиц J ($J = n \dot{m}_2$, $\dot{m}_2 = \pi d^2 \dot{d} / 2$). Здесь m_2 — масса одной частицы, \dot{m}_2 и \dot{d} — скорость изменения массы и диаметра частицы во времени. Исследованию горения частиц топлива, в частности унитарного, посвящена обширная литература (см. [8]). Анализ имеющихся данных показывает, что закон горения частиц в большинстве случаев удовлетворяет эмпирическому соотношению релаксационного типа, которое при условии полноты выгорания имеет вид $d = d_0 (1 - t/t_c)^\psi$, где t_c , ψ — эмпирические константы, причем время сгорания частицы t_c — функция начальных параметров аэровзвеси. При $\psi = 0.5$ последнее соотношение представляет собой закон Срезневского, справедливый при горении капель топлива в неподвижной атмосфере окислителя и для

мелких капель унитарного топлива; при $\psi=1$ это соотношение дает закон линейного выгорания, справедливый при горении крупных капель унитарного топлива и плоских образцов пороха и ВВ при постоянном давлении. Возможно использование подобного соотношения для обработки экспериментов, посвященных определению скорости горения частиц в потоке газа. При этом параметры t_c и ψ должны, вообще говоря, зависеть от интенсивности обтекания. При распространении фронта конвективного горения интенсивность обтекания газом горящих частиц по мере их выгорания изменяется. Однако для выявления основных качественных закономерностей горения аэрозвесей приемлемо использовать простейшее соотношение для скорости горения, которое получается в частном случае $\psi=1/3$, когда $\dot{m}_2=\text{const}$. Примем

$$(2.8) \quad J=3\rho_{20}/t_c$$

Соотношение (2.8) описывает выгорание с постоянной интенсивностью, что позволяет получить некоторые решения о горении аэрозвесей в замкнутом виде.

3. Постановка задачи. Основные интегралы. Пусть горение инициируется в некоторой зоне x_0 у закрытого конца ($x=0$) ограниченной трубы. Введем характерную скорость конвективного движения x_0/t_c . Будем рассматривать медленные движения, когда скорость фронта конвективного горения w гораздо меньше скорости звука в холодном газе a_0 , так что $\varepsilon=x_0/a_0 t_c \ll 1$. В этом случае при описании движения горячего газа в пределах фронта можно с точностью до ε^2 пренебречь кинетической энергией движения ($v^2/2$), а вместо уравнения импульса использовать условие однородности давления $p=p(t)$ (гомобаричности [7]). При указанных условиях с учетом (2.8) из последнего уравнения (2.6) следует интеграл

$$(3.1) \quad v_1 = \frac{\gamma-1}{\gamma p} \int_0^x J Q dx - \frac{x}{\gamma} \frac{d \ln p}{dx} + f_1(t), \quad p=p(t)$$

Здесь $f_1(t)$ и $p(t)$ — произвольные функции времени, определяемые с учетом граничных условий.

До момента выгорания аэрозвеси в зоне инициирования x_0 ($t \leq t_c$) первым граничным условием является условие $x=0$, $v_1=0$. Поэтому при $t \leq t_c$ функция $f_1(t) = 0$.

Класс точных решений уравнений газовой динамики с линейными профилями $v_1(x)$ рассмотрен в [12]. В отличие от [12] соотношение (3.1) учитывает вдув, тепловыделение, но удовлетворяет лишь приближенному уравнению импульсов $\partial p / \partial x = 0$.

Пусть масштаб времени, в котором исследуется распространение фронта конвективного горения, удовлетворяет условию $t_* \gg l/a_0$, где l — длина трубы. Многократное отражение от концов трубы возмущений, возникающих при распространении фронта, приводит к выравниванию давления по ее длине. Таким образом, в каждый момент времени справедливо $p=p_0$, где p_0 — давление на выходе из трубы. В этом случае холодный газ перед фронтом движется, вытекая из трубы, со скоростью фронта w . Подставляя $p=p_0$ в (3.1) в двух предельных случаях, соответствующих предельным соотношениям между временем воспламенения и сгорания частиц: $t < t_i \leq t_c$, $t_i \ll t_c$, получим

$$(3.2) \quad U_w = 1, \quad X_w = 3q\tau + 1; \quad U_w = X_w, \quad X_w = e^{3q\tau}$$

$$U_w = \frac{wt_c}{3qx_0}, \quad X_w = \frac{x_w}{x_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_c}, \quad q = \frac{(\gamma-1)\rho_{20}Q}{\rho_{10}a_0^2}$$

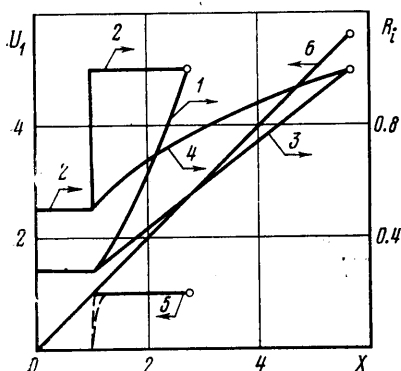
Здесь U_w , X_w — безразмерные скорость фронта и его положение, τ — безразмерное время, q — безразмерный параметр, характеризующий массо- и тепловыделение. Используя (3.1), (3.2), можно получить полное решение систем (2.5), (2.6) в гомобарическом приближении, характеризующее

распределение параметров во фронте. В пределах зоны иницирования $X=x/x_0 \leq 1$ распределение параметров одинаково в обоих предельных случаях

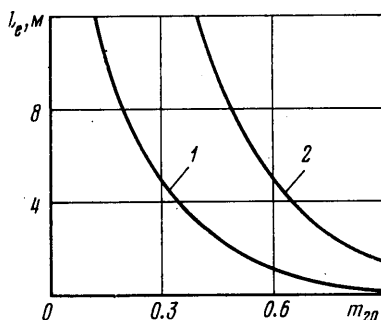
$$U_1 = X, R_2 = 1 - \tau, R_1 = \left(1 - \frac{\rho_{20}}{3\rho_{10}q}\right) e^{-3q\tau} + \frac{\rho_{20}}{3\rho_{10}q}, r = xe^{-3q\tau}$$

$$R_i = \frac{\rho_i}{\rho_{i0}} \quad (i=1, 2), \quad U_1 = \frac{v_1 t_c}{3qx_0}$$

Здесь r – пространственная лагранжева координата.



Фиг. 1



Фиг. 2

Вне зоны иницирования $1 \leq X \leq X_w$ в двух предельных случаях, используя, что при $X=X_w$ $R_1=R_2=1$, получим соответственно

$$U_1 = 1, R_2 = 1, R_1 = \left(1 - \frac{\rho_{20}}{3\rho_{10}q}\right) e^{-(1-X+3q\tau)} + \frac{\rho_{20}}{3\rho_{10}q}, r = x - 3qx_0\tau$$

$$U = X, R_2 = 1 - \tau + \frac{1}{3q} \ln X, R_1 = \left(1 - \frac{\rho_{20}}{3\rho_{10}q}\right) e^{-3q\tau} X + \frac{\rho_{20}}{\rho_{10}q},$$

$$r = xe^{-3q\tau}$$

На фиг. 1 представлены распределения скорости $U_1(X)$ и плотностей $R_i(X)$ ($i=1, 2$) во фронте горения (положение фронта отмечено) при значении параметров $\rho_{20}/\rho_{10}=0.5$; $q=3.5$; $\tau=0.5$. В первом предельном случае (линия 5) скорость горячего газа вне зоны иницирования постоянна. Во втором (линия 6) – всюду прямо пропорциональна координате. При $1 \leq X \leq X_w$ распределение скорости во фронте совпадает с зависимостью (3.2) скорости фронта от его положения $U_w(X_w)$. Кривые 1, 2 соответствуют плотности газа и частиц в первом предельном случае; 3, 4 – во втором.

Решение (3.2), полученное при условии $t_* \gg l/a_0$ ($p=p_0$), неправильно описывает поведение фронта в близкие к начальному моменты времени ($t \geq 0, x_w \geq x_0$), когда при безударном иницировании скорость фронта мала ($w \geq 0$). Для анализа поведения фронта в эти моменты времени рассмотрим его движение в масштабе $t_* < l/a_0$. В этом случае в возмущенной области перед фронтом, где до момента образования ударной волны течение холодного газа описывается волной Римана, давление связано со скоростью соотношением, которое при $w \ll a_0$ с точностью до ϵ^2 линейно. На фронте конвективного горения при $x=x_w(t)$, в частности, имеем $p_w = p_0 + \rho_{10}a_0w$.

Сформулируем предельные задачи определения скорости фронта конвективного горения, соответствующие предельным соотношениям: $t < t_i \leq t_c$, $t_i \ll t_c$. Подставляя p_w в (3.1) и используя безразмерные переменные (3.2), получим

$$(3.3) \quad \varepsilon \frac{dU_w}{d\tau} = \frac{X_w^\omega - U_w - 3\gamma q \varepsilon U_w^2}{X_w}$$

$$\frac{dX_w}{d\tau} = 3qU_w; \quad \tau=0: \quad U_w=0, \quad X_w=1$$

Здесь ω — формальный параметр; $\omega=0$ в первой предельной задаче; $\omega=1$ — во второй.

4. **Определение скорости распространения фронта конвективного горения.** При $\varepsilon \ll 1$ (3.3) представляет собой сингулярно возмущенную начальную задачу. Для нахождения ее решения применим метод составного разложения решения по малому параметру [13].

Будем искать асимптотическое разложение решения задачи (3.3) в виде

$$(4.1) \quad U_w = z_0(\tau) + \Pi_0 z(\zeta) + \varepsilon(z_1(\tau) + \Pi_1 z(\zeta)) + \dots$$

$$X_w = y_0(\tau) + \Pi_0 y(\zeta) + \varepsilon(y_1(\tau) + \Pi_1 y(\zeta)) + \dots, \quad \zeta = \frac{\tau}{\varepsilon}$$

Подставляя (4.1) в (3.3), разлагая правые части (3.3) в ряд по ε и приравнивая далее коэффициенты при одинаковых степенях ε , причем отдельно зависящие от τ и отдельно зависящие от ζ , получим уравнения для определения членов разложения (4.1)

$$(4.2) \quad z_0 = y_0^\omega, \quad \frac{dy_0}{d\tau} = 3qz_0, \quad \frac{d\Pi_0 y}{d\tau} = 0$$

$$\frac{d\Pi_0 z}{d\zeta} = (y_0 + \Pi_0 y)^{\omega-1} - y_0^{\omega-1} - \frac{z_0 + \Pi_0 z}{y_0 + \Pi_0 y} + \frac{z_0}{y_0} \quad (\tau=0)$$

$$\frac{dz_0}{d\tau} = (\omega-1)y_0^{\omega-2}, \quad y_1 = \frac{z_1 + \gamma q z_0^2 - z_0 y_1 / y_0}{y_0}, \quad \frac{dy_1}{d\tau} = 3qz_1$$

$$\frac{d\Pi_1 y}{d\zeta} = 3q\Pi_0 z$$

$$\frac{d\Pi_1 z}{d\zeta} = (\omega-1)(y_0 + \Pi_0 y)^{\omega-1} \frac{y_0' \zeta + \Pi_1 y + y_1}{y_0 + \Pi_0 y} - (\omega-1)y_0^{\omega-1} \frac{y_0' \zeta + y_1}{y_0} +$$

$$+ \frac{(z_0 + \Pi_0 z)(y_0' \zeta + \Pi_1 y + y_1)}{(y_0 + \Pi_0 y)^2} - \frac{z_0(y_0' \zeta + y_1)}{y_0^2} -$$

$$- \frac{z_0' \zeta + z_1 + \Pi_1 z + 3\gamma q(z_0 + \Pi_0 z)^2}{y_0 + \Pi_0 y} + \frac{z_0' \zeta + z_1 + 3\gamma q z_0^2}{y_0} \quad (\tau=0)$$

Для получения начальных условий к уравнениям (4.2) подставим разложения (4.1) в исходные начальные данные. Приравнивая далее коэффициенты при одинаковых степенях ε в обеих частях полученных равенств, аналогично [13], получим начальные и дополнительные условия в виде

$$(4.3) \quad y_0(0) = 1, \quad \Pi_0 z(0) = -z_0(0), \quad \Pi_0 y(0) = 0$$

$$\lim_{\zeta \rightarrow \infty} \Pi_1 y = 0, \quad y_1(0) = -\Pi_1 y(0), \quad \Pi_1 z(0) = -z_1(0)$$

Решение (4.2) при условиях (4.3) в двух предельных случаях ($\omega=0$; 1) соответственно имеет вид

$$(4.4) \quad \begin{aligned} U_w &= 1 - e^{-\tau/\varepsilon} - \\ &- 3\varepsilon q \left[\gamma + e^{-\tau/\varepsilon} \left(1 - (2\gamma + 1) \frac{\tau}{\varepsilon} + \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\varepsilon^2} - (\gamma + 1) \left(\frac{\tau}{\varepsilon} + 1 \right) e^{-\tau/\varepsilon} \right) \right] \\ X_w &= 3q\tau + 1 - 3\varepsilon q (1 + 3\gamma q\tau - e^{-\tau/\varepsilon}) \\ U_w &= e^{3q\tau} - e^{-\tau/\varepsilon} + 3\varepsilon q \left[\gamma e^{3q\tau} - 2(\gamma + 1) e^{6q\tau} + \left(1 + 2(\gamma + 1) \frac{\tau}{\varepsilon} - \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\varepsilon^2} \right) e^{-\tau/\varepsilon} + \right. \\ &\left. + 9(\gamma + 1) q^2 e^{-2\tau/\varepsilon} \right]; \quad X_w = e^{3q\tau} + 3\varepsilon q [\gamma e^{3q\tau} (\gamma + 1) e^{6q\tau} + e^{-\tau/\varepsilon}] \end{aligned}$$

На фиг. 1 представлены полученные по (4.4) зависимости при $q=3.5$, $\varepsilon=10^{-3}$. Из представленных данных следует, что после интенсивного разгона в пограничном слое (штриховые линии) скорость фронта с точностью до ε описывается решением вырожденной задачи ($\varepsilon \equiv 0$), которое совпадает с (3.2).

Таким образом, решение (3.2) приближенно выполняется при распространении конвективного горения в неограниченной среде, когда $p \neq p_0$.

Из решения для первой предельной задачи можно определить начальное ускорение фронта конвективного горения и по известным в газовой динамике соотношениям [11] — время и расстояние образования ударной волны в холодном газе. В нулевом приближении получим

$$(4.5) \quad t_e = \frac{2}{3(\gamma^2 - 1)} \frac{\rho_{10}}{\rho_{20}} \frac{a_0^2 t_c}{Q}, \quad l_e = t_e a_0$$

На фиг. 2 представлена зависимость $l_e(m_{20})$, где $m_{20} = \rho_{20}/(\rho_{10} + \rho_{20})$ — массовая концентрация частиц, при $Q/a_0^2 = 17.6$, $\gamma = 1.4$ и различных t_c (1 — 0.1 сек, 2 — 0.5 сек), соответствующих [1] частицам пороха H размерами $d_0 = 200$ мк, 10^3 мк. Из представленных данных следует, что расстояние и время образования ударной волны уменьшаются при увеличении концентрации и теплотворной способности топлива и при уменьшении размера частиц.

Подставляя (4.5) в (4.4), получим, что к моменту образования ударной волны скорость фронта конвективного горения составляет $w \approx 3\varepsilon q a_0$, т. е. гораздо меньше скорости звука. Поэтому ударная волна к моменту образования является слабой. Если время воспламенения частиц больше времени их сгорания ($t_i \geq t_c$), то поведение фронта до образования ударной волны описывается первой предельной задачей. После образования ударной волны скорость фронта остается постоянной, а ударная волна — слабой. Если $t_i \ll t_c$, то поведение фронта описывается второй предельной задачей и в процессе ускорения фронта ударная волна будет усиливаться и горение может перейти во взрыв. При этом необходимо, чтобы длина трубы превышала критическое расстояние перехода горения во взрыв. В противном случае ($l < l_e$) ударная волна в потоке не образуется, горение во взрыв не переходит и распространение фронта происходит при постоянном давлении в соответствии с (3.2).

В промежуточных случаях $t_i \lesssim t_c$ распространение фронта также происходит ускоренно, причем зависимость скорости фронта от времени, очевидно, заключена между предельными. Таким образом, переход конвективного горения во взрыв наиболее вероятен в длинных трубах для веществ с низкой температурой воспламенения. Условия $l > l_e$, $t_i < t_c$ являются необходимыми условиями перехода конвективного горения в трубе во взрыв. Ограничение $t \ll t_i$ (п. 2) по отношению ко времени образования ударной волны t_e выполняется только для больших концентраций топлива

и аэровзвеси. В противном случае до образования в потоке ударной волны распространение фронта горения прекращается из-за того, что частицы в возмущенной области перед фронтом вовлекаются в движение холодного газа, не подпитывая, а тормозя его распространение. При этом распространение горения может происходить за счет теплопроводности газа с гораздо меньшими скоростями. Количественное определение критической концентрации возможно путем численного интегрирования полной системы уравнений (2.1) — (2.4) без предположения $t \ll t_c$.

Автор благодарит Р. И. Нигматулину за полезные замечания и советы, а также В. А. Пыжа и В. К. Худякова за обсуждение работы.

Поступила 25 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Беллев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И., Сулимов А. А., Чуйко С. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
2. Taylor J. W. The burning of secondary explosive powders by a convective mechanism. Trans. Faraday Soc., 1962, vol. 58, No. 3 (471).
3. Kuo K. K., Vichnevetsky R., Summerfield M. Theory of flame front propagation in porous propellant charges under confinement. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 4.
4. Дубовицкий В. Д., Коростелев В. Г., Коротков А. И., Фролов Ю. В., Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г., Хомик С. В. Горение пористых конденсированных систем и порохов. Физика горения и взрыва, 1974, т. 10, № 6.
5. Ермолаев Б. С., Хасаинов Б. А., Борисов А. А., Коротков А. И. Распространение конвективного горения в пористых порохах и ВВ. Физика горения и взрыва, 1975, № 5.
6. Krier H., Gokhale S. S. Modeling of convective mode combustion through granulated propellant to predict detonation transition. AIAA Journal, 1978, vol. 16, No. 2.
7. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М., «Наука», 1978.
8. Вильямс Ф. А. Теория горения. М., «Наука», 1971.
9. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Горение смесей газа с частицами. ПМТФ, 1974, № 4.
10. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахагов И. Ш., Пыж В. А. Структура детонационных волн в двухфазных дисперсных средах. Химическая физика процессов горения и взрыва. В сб.: Детонация. Черноголовка, 1977.
11. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
12. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1977.
13. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений. М., «Наука», 1973.