

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 532.529:518.5

РАЗЛЕТА СЖАТОЙ ГОРЯЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА В УДАРНОЙ ТРУБЕ

А. Г. Кутушев, О. Н. Пичугин

Институт механики многофазных систем СО РАН,
625000 Тюмень

В рамках уравнений двухскоростного двухтемпературного движения реагирующей газозвеси выполнено математическое моделирование ударно-волнового истечения смеси газа и горящих частиц унитарного топлива из камеры высокого в камеру низкого давления ударной трубы. Численно исследовано влияние процесса горения частиц, а также параметров дисперсной фазы и величины разрывного давления диафрагмы на динамику разлета газозвеси. Установлено, что в зависимости от начальных условий разлета горячей газозвеси давление за фронтом ударной волны в камере низкого давления может превышать или оставаться равным разрывному давлению диафрагмы.

Безопасная эксплуатация пневмотранспортных систем, переносящих по трубам под действием сжатого газа горючие частицы диспергированного материала и, в частности, взрывчатого вещества (ВВ), требует детального анализа проблемы взрывного выброса горящих газозвесей во внешнюю среду в условиях внезапной аварийной разгерметизации магистральных трубопроводов. Одним из важных аспектов этой проблемы является вопрос о параметрах ударных волн (УВ), возникающих в окружающем газовом пространстве.

Вопросам динамики волн горения и взрыва в газопылевых средах посвящены многочисленные исследования, обобщенные в ряде работ [1–5]. В то же время вопрос о параметрах волн давления, возникающих во внешней газовой среде при волновом истечении в нее горящих газозвесей, по существу исследован лишь в работе [6]. В ней экспериментально изучены закономерности эволюции воздушных ударных волн, образующихся в камере низкого давления (КНД) ударной трубы после разрыва диафрагмы газообразными продуктами горения пылевзвесей неунитарных топлив, заполняющих камеру высокого давления (КВД). Следует отметить, что в теоретической части [6] интенсивности УВ при разлете смесей газа и горящих частиц оценены в приближениях «чистого» и «эффективного» газов, соответствующих моделям «замороженной» и «равновесной» газозвесей [7].

В представленном ниже численном исследовании в рамках уравнений двухскоростного двухтемпературного плоского одномерного движения неравновесной реагирующей газозвеси осуществляется математическое моделирование истечения смеси газа и горящих частиц унитарного топлива из КВД в КНД ударной трубы. Расчетным путем определяют некоторые зависимости интенсивности волн давления в газе от исходных параметров дисперсной смеси и разрывного давления диафрагмы ударной трубы.

Основные уравнения. Пусть имеется двухфазная смесь газа со взвешенными твердыми реагирующими частицами унитарного топлива. Для математического описания движения такой среды используются обычные в механике многофазных систем допущения [7]:

существенное изменение параметров течения происходит на расстояниях, много больших размеров частиц и расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; несущая газовая фаза представляет собой двухкомпонентную смесь инертного газа и газообразных продуктов горения частиц; компоненты газовой фазы являются идеальными калорически-совершенными газами; дисперсная фаза — взвесь несжимаемых частиц сферической формы; реагирующая двухфазная смесь локально-монодисперсна, т. е. в каждом элементарном объеме среды все частицы имеют одинаковый размер; объемное содержание дисперсной фазы в газе много меньше единицы, поэтому в ней отсутствуют столкновение и слипание частиц; твердые частицы в спутном газовом потоке не дробятся; влияние сил Бассэ, Архимеда и присоединенных масс на параметры движения не учитывается; отсутствуют внешние массовые силы и приток тепла к смеси; изменение внутренней энергии смеси, обусловленное работой сил межфазного трения, целиком осуществляется через газовую фазу.

Дополнительно в соответствии с [8] принимаются следующие предположения относительно механизмов воспламенения и горения частиц: воспламенение частиц происходит при их разогреве до некоторой определенной температуры (температуры воспламенения); с момента воспламенения частиц их температура постоянна и равна температуре воспламенения.

В рамках принятых допущений основные уравнения одномерного плоского нестационарного движения реагирующей газовой взвеси записываются в следующем виде [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{1k}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{1k} v_1}{\partial x} &= (k-i) J, \quad \rho_1 = \sum_{k=1}^2 \rho_{1k}, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_2}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i^2}{\partial x} + (2-i) \frac{\partial n}{\partial x} &= (-1)^i (F_{12} - J v_2) \quad (i = 1, 2), \\ \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2}{\partial x} &= \begin{cases} Q_{12}, & T_2 < T_s, \\ -J e_2, & T_2 = T_s, \end{cases} \quad (1) \\ \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^2 (\rho_i E_i) + \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^2 (\rho_i E_i v_i + p \alpha_i v_i) &= 0, \quad \rho_{1k} = \rho_{1k}^0 \alpha_k, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \\ E_i = e_i + 0,5 v_i^2 \quad (i, k = 1, 2), \quad \alpha_2 &= \frac{1}{6} \pi d^3 n, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1. \end{aligned}$$

Здесь представлены уравнения сохранения масс инертного газа ($k = 1$), газообразных продуктов химической реакции ($k = 2$) и частиц унитарного топлива; уравнение сохранения числа частиц дисперсной фазы; законы сохранения импульсов несущей газовой ($i = 1$) и дисперсной ($i = 2$) фаз; уравнение притока тепла к частицам унитарного топлива и уравнение сохранения полной энергии всей смеси. В (1) приняты обозначения: ρ_{1k} , ρ_{1k}^0 соответственно средние и истинные плотности газовых компонентов; ρ_i , ρ_i^0 , v_i , α_i , T_i , e_i и E_i — средняя и истинная плотности, массовая скорость, объемное содержание, температура, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы ($i = 1; 2$); n — число частиц в единице объема смеси; d — диаметр частиц; p — давление газовой смеси; F_{12} — интенсивность силового взаимодействия между газовой и дисперсной фазами; Q_{12} — интенсивность притока тепла из газовой фазы к частицам топлива; J_{12} — интенсивность вдува газообразных продуктов реакции горения частиц; T_2 — текущая температура частиц; T_s — температура воспламенения топлива.

Уравнения состояния компонентов газа и газовой фазы в целом, а также уравнения

состояния материала дисперсных частиц задаются в виде [9]

$$\begin{aligned}
 p_{1k} &= \rho_{1k}^0 R_{1k} T_1, \quad e_{1k} = c_{1k} (T_1 - T_0) + e_{1k}^0 \quad (e_{1k}^0 \equiv \text{const}, k = 1, 2), \\
 p &= \sum_{k=1}^2 p_{1k}, \quad e_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} e_{1k}, \quad x_{1k} = \frac{p_{1k}}{p_1} = \frac{\rho_{1k}^0}{\rho_1^0}, \quad \sum_{k=1}^2 x_{1k} = 1, \\
 \rho_2^0 &= \text{const}, \quad e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + e_2^0 \quad (e_2^0 \equiv \text{const}), \quad e_{11}^0 = c_{11} T_0, \\
 e_2^0 - e_{12}^0 &= Q^0 - \left(\frac{\bar{p}_0}{\rho_2^0} - \frac{p_0}{\rho_{10}^0} \right) \quad (R_{1k}, c_{1k}, c_2, T_0, Q^0 \equiv \text{const}).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Здесь p_{1k} , R_{1k} , c_{1k} — парциальное давление, газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме; e_{1k} , e_{1k}^0 — удельные внутренние энергии k -й составляющей газовой смеси; c_2 и e_2^0 — удельные теплоемкость частиц и внутренняя энергия дисперсной фазы при некоторой фиксированной температуре T_0 ; Q^0 — теплотворная способность унитарного топлива; p_0 и ρ_{10}^0 — давление и истинная плотность газа при T_0 .

Законы силового (F_{12}) и теплового (Q_{12}) взаимодействий газовой и дисперсной фаз задаются в соответствии с [7, 9]:

$$\begin{aligned}
 F_{12} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{a} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2), \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4.4}{\sqrt{\text{Re}_{12}}} + 0.42 \quad (0 \leq \text{Re}_{12} \leq 2 \cdot 10^5), \\
 \text{Re}_{12} &= \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d}{\mu_1}, \quad Q_{12} = \begin{cases} (6\alpha_2/d^2) \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2), & T_2 < T_s, \\ 0, & T_2 = T_s, \end{cases} \\
 \text{Nu}_{12} &= \begin{cases} 2 + 0.106 \text{Re}_{12} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2.274 + 0.6 \text{Re}_{12}^{2/3} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200, \end{cases} \\
 \text{Pr}_1 &= \frac{c_{p1} \mu_1}{\lambda_1}, \quad c_{p1} = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{p1k}, \quad \lambda_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \lambda_{1k}, \quad \mu_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \mu_{1k},
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

где C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной твердой сферической частицы; Re_{12} — число Рейнольдса относительного движения газовой и дисперсной фаз; Nu_{12} — число Нуссельта, характеризующее контактный теплообмен газа с частицами; Pr_1 — число Прандтля газовой фазы; λ_1 и λ_{1k} , μ_1 и μ_{1k} , c_{p1} и c_{p1k} — соответственно теплопроводность, динамическая вязкость и удельная теплоемкость при постоянном давлении газовой смеси в целом и ее k -го компонента ($k = 1, 2$).

Интенсивность межфазного массообмена определяется на основе полуэмпирической зависимости скорости нормального горения от давления газа [10]

$$J_{12} = \begin{cases} (6\rho_2/d) u_s (p/p_0)^\varphi, & T_2 = T_s, \\ 0, & T_2 < T_s, \end{cases}
 \tag{4}$$

где u_s и φ — эмпирические константы, характеризующие свойства унитарного топлива.

Постановка задачи. Пусть имеется ударная труба, КВД которой заполнена однородной смесью газа и взвешенных монодисперсных частиц унитарного топлива, а КНД — инертным газом (рис. 1, а). Камеры отделены друг от друга непроницаемой диафрагмой, расположенной на расстоянии $x = l$ от левого торца трубы. В начальный момент времени $t = 0$ частицы унитарного топлива мгновенно воспламеняются во всей области КВД ($0 \leq x \leq l$), где находится горячий инертный газ при нормальном атмосферном давлении ($p = p_0$). В результате воспламенения и последующего горения частиц топлива плотность, температура и давление образующейся смеси инертного газа и газообразных продуктов

химической реакции повышаются однородным образом. В момент времени $t = t_*$ давление в КВД достигает некоторого критического значения p_* , при котором разрывается диафрагма.

Требуется изучить основные закономерности процесса волнового истечения сжатой горячей газозвеси унитарного топлива из КВД в газовое пространство КНД, а также установить влияние разрывного давления и параметров дисперсной смеси на характеристики возникающих УВ.

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи:

$$\begin{aligned}
 p &= p_{11} = p_0, \quad p_{12} = 0, \quad T_1 = T^0, \quad T_2 = T_s, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}, \\
 \rho_{11}^0 &= \frac{p_0}{R_{11}T^0}, \quad \rho_{12}^0 = \rho_{12} = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11} = \rho_{11}^0 \alpha_{10}, \quad n = \frac{6(1 - \alpha_{10})}{\pi d_0^3}, \\
 v_1 &= v_2 = 0 \quad (t = 0, 0 \leq x \leq l), \quad p = p_{11} = p_0, \quad p_{12} = 0, \quad T_1 = T_0, \\
 \alpha_1 &= 1, \quad \alpha_2 = 0, \quad \rho_{11}^0 = \rho_{11} = \rho_1 = \rho_{110}^0, \quad \rho_{12}^0 = \rho_{12} = 0, \\
 v_1 &= 0 \quad (t = 0, l < x < L), \quad v_1 = v_2 = 0 \quad (x = 0; L; t \geq 0).
 \end{aligned} \tag{5}$$

В соответствии с условиями задачи до момента $t = t_*$ решение ищется только в области КВД ($0 \leq x \leq l$). В этой связи для моментов $t \leq t_*$ фактически используется не граничное условие (5) на правом торце ударной трубы ($x = L$), а условие

$$v_1 = v_2 = 0 \quad (t \leq t_*, x = l). \tag{6}$$

С момента времени t_* , соответствующего разрыву диафрагмы, происходит распад произвольного разрыва с «новыми» сформировавшимися начальными условиями, полученными в результате решения системы уравнения (1)–(4) с начальными и граничными условиями (5), (6):

$$\begin{aligned}
 p &= p_*, \quad p_{11} = p_{11*}, \quad p_{12} = p_{12*}, \quad T_1 = T_{1*}, \quad T_2 = T_s, \quad \alpha_1 = \alpha_{1*}, \\
 \alpha_2 &= 1 - \alpha_{1*}, \quad \rho_{11}^0 = \rho_{11*}^0, \quad \rho_{12}^0 = \rho_{12*}^0, \quad \rho_{11} = \rho_{11*}^0 \alpha_{1*}, \quad \rho_{12} = \rho_{12*}^0 \alpha_{1*}, \\
 n &= n_* = \frac{6(1 - \alpha_{1*})}{\pi d_*^3}, \quad v_1 = v_2 = 0 \quad (t = t_*, 0 \leq x \leq l).
 \end{aligned} \tag{7}$$

Дифференциальные уравнения численно интегрировались методом крупных частиц [11]. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров фаз и их компонентов при $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0,1$ МПа [9, 12]: для инертного газа — воздуха $\rho_{110}^0 = 1,29$ кг/м³, $R_{11} = 287$ м²/(с²·К), $c_{p11} = 1000$ м²/(с²·К), $\lambda_{11} = 2,57 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К), $\mu_{11} = 1,73 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $a_{10} = 341$ м/с; для газообразных продуктов горения пороха $R_{12} = 328$ м²/(с²·К), $c_{p12} = 1675$ м²/(с²·К), $\lambda_{12} = 8,37 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К), $\mu_{12} = 1,73 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с); для частиц унитарного топлива (порох Н) $\rho_2^0 = 1550$ кг/м³, $c_2 = 1465$ м²/(с²·К), $Q^0 = 1,93 \cdot 10^6$ м²/с², $u_s = 0,65 \cdot 10^{-3}$ м/с, $\varphi = 0,7$, $T_s = 473$ К (здесь a_{10} — адиабатическая скорость звука в невозмущенном инертном газе в КНД).

Все расчеты выполнены для ударной трубы с длинами КВД и КНД $l = 0,2$ м и $L - l = 1,8$ м. Начальная температура горячего газа в КВД $T^0 = 900$ К, величина разрывного давления диафрагмы $0,1 \leq p_* \leq 1$ МПа, начальное относительное массовое содержание пылевзвеси $m_0 = \rho_{20}/\rho_{10} = 1 \div 5$ мкм и исходный диаметр дисперсных частиц $d_0 = 10 \div 250$ мкм.

Некоторые результаты. На рис. 1, б, в представлены характерные профили давления и температуры газовой фазы, реализующиеся в пространстве за УВ, образовавшейся

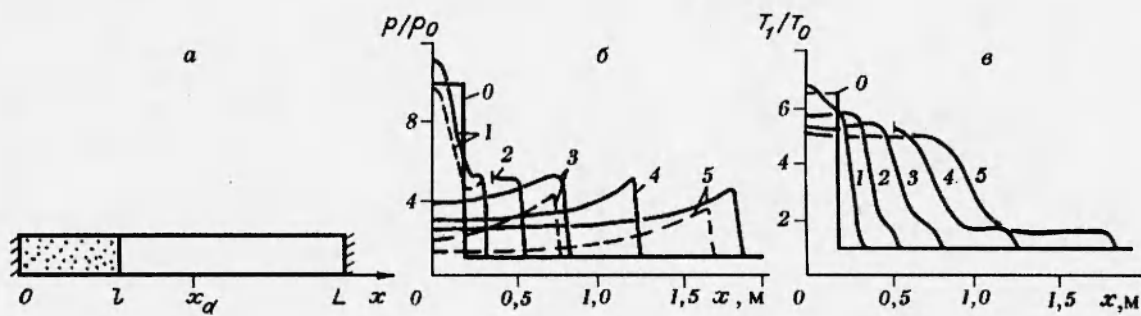


Рис. 1

в результате разлета сжатой горячей газовой смеси из КВД в КНД ударной трубы. Нулевые кривые соответствуют расчетным параметрам смеси ($m_* = m_0 - 1,05$, $d_* \approx 0,87d_0$, $m_0 = 3$, $d_0 = 40$ мкм) в момент разрыва диафрагмы $\tau = t - t_* = 0$ мс ($t_* = 1,4$ мс), когда давление газовой смеси достигает величины разрывного давления ($p_* = 1$ МПа). Кривые 1-5 соответствуют $\tau = 0,14, 0,42, 0,78, 1,41$ и $2,26$ мс. Штриховыми линиями отмечены результаты модельного расчета с принудительным прекращением горения частиц унитарного топлива в момент разрыва диафрагмы. На рис. 2, а, б показаны соответствующие рис. 1 профили массовой скорости и приведенной плотности частиц дисперсной фазы.

Как видно из рис. 1, 2, после разрыва диафрагмы от контактной границы, разделяющей сжатую горящую газовую смесь в КВД и атмосферный газ в КНД, в сторону левого торца трубы начинает распространяться волна разрежения, а в противоположную сторону — воздушная ударная волна. Возникающий газовый поток в зоне возмущения между фронтами УВ и волны разрежения постепенно вовлекает в движение частицы дисперсной фазы и, таким образом, начинается истечение горячей газовой смеси из КВД в КНД.

В отличие от процесса волнового истечения сжатой инертной газовой смеси, детально изученного в [13-15], при разлете реагирующей дисперсной смеси горящие частицы унитарного топлива непрерывно выделяют в окружающую среду газообразные продукты химической реакции, благодаря которым в потоке формируются волны сжатия. Эти генерируемые в несущей газовой фазе волны сжатия в значительной степени препятствуют снижению давления в волне разрежения и одновременно значительно усиливают воздушную УВ (ср. на рис. 1, б решения, показанные сплошными и штриховыми линиями). На начальной стадии истечения дисперсной смеси темп усиления УВ волнами сжатия возрастает со временем. На более поздней стадии движения влияние горячей газовой смеси на интенсивность воздушной УВ ослабевает из-за увеличения расстояния между фронтом лидирующей УВ и облаком частиц, уменьшения массы топлива в газовом потоке, а также из-за действия волны разрежения, приходящей из КВД в КНД. Следует отметить, что при разлете инертной газовой смеси частицы дисперсной фазы не усиливают, а, наоборот, ослабляют лидирующую воздушную УВ. Кроме того, как видно из рис. 2, а, время истечения реагирующей газовой смеси из КВД меньше соответствующего времени для инертной газопылевой смеси.

Еще одна особенность процесса истечения реагирующей газовой смеси по сравнению с разлетом сжатого объема инертной дисперсной смеси состоит в том, что в зоне между торцом КВД и двигающимся навстречу ему фронтом волны разрежения давление, плотность и температура газа непрерывно увеличиваются со временем из-за горения частиц. В

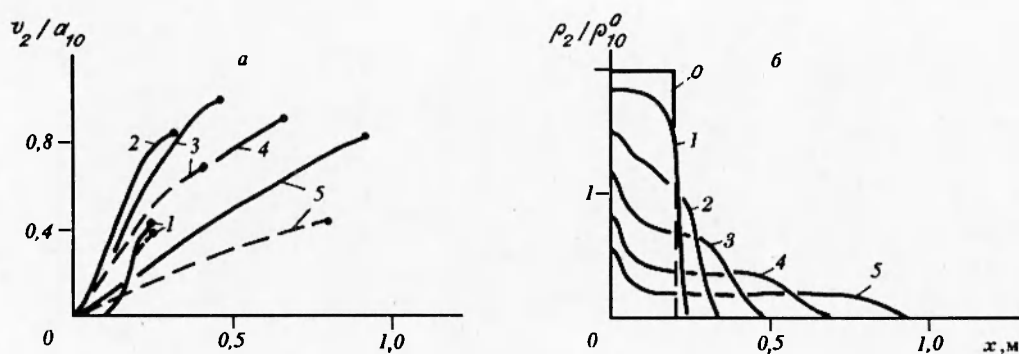


Рис. 2

этой связи в приторцевой зоне КВД даже после прихода туда волны разгрузки в течение некоторого времени давление газа выше разрывного давления диафрагмы (см. кривые 1 на рис. 1, б). Продолжающееся после начала истечения реагирующей газовой смеси повышение давления газа в приторцевой области КВД приводит к дополнительному усилению воздушной УВ в КНД и ускорению разлета облака горящих частиц.

Как свидетельствуют результаты счета, показанные на рис. 1, несмотря на заметное влияние горения частиц на процесс истечения реагирующей газовой смеси, текущие фронтальные давления в нестационарной воздушной УВ не превышают величины разрывного давления диафрагмы. В этой связи, уместно согласиться с резюме работы [6]: «... для верхней оценки параметров УВ можно принять, что давление в ударной волне близко к давлению разрыва мембраны». Представляется, однако, что такой вывод без указания определяющих параметров ударной трубы и составляющих дисперсной смеси не всегда можно считать верным. Об этом свидетельствуют результаты численного моделирования, продемонстрированные на рис. 3, где изображены профили давления газа за воздушной УВ, образовавшейся в результате разлета сжатой горячей газовой смеси унитарного топлива ($m_{20} = 10$, $d_0 = 40$ мкм, $p_* = 0,5$ МПа, $t_* = 0,2$ мс) в различные моменты времени.

Физическая предпосылка такого режима истечения горячей газовой смеси, при котором давление за образующейся УВ может существенно превышать разрывное давление диафрагмы, состоит в выполнении энергетического и временного критериев [5]

$$\frac{\rho_{2*} Q^0}{\rho_{1*} c_1 (T_{1*} - T_0)} \gg 1, \quad \frac{\tau_w}{\tau_J} \gg 1 \quad \left(\tau_w = \frac{l}{a_*}, \quad \tau_J = \frac{0,3 d_*}{u_s (p_*/p_0)^\varphi} \right). \quad (8)$$

Здесь τ_w — характерное время фазы сжатия УВ, равное по порядку удвоенному периоду циркуляции волны разрежения в КВД; τ_J — характерное время изменения в e раз радиуса горящих частиц унитарного топлива; a_* — адиабатическая скорость звука газовой смеси с давлением p_* в момент разрыва диафрагмы.

Для большей полноты описания процесса волнового истечения сжатого объема реагирующей газовой смеси по аналогии с экспериментами [6, 13] на рис. 4 приведены соответствующие рис. 1, 2 расчетные «осциллограммы» давления газа за воздушными УВ, т. е. зависимости давления от времени в фиксированном сечении ударной трубы $x = l + x_d$ ($x_d = 0,5$ м). На рис. 4 кривые 1 и 2 — решения, соответствующие случаям непрерывного горения газовой смеси и принудительного прекращения горения частиц в моменты времени $t \geq t_*$ после разрыва диафрагмы ($m_0 = 3$, $d_0 = 40$ мкм, $p_* = 1$ МПа), кривая 3 — решение, соответствующее случаю полного выгорания частиц ($m_0 = 1,07$, $p_* = 1$ МПа) на момент

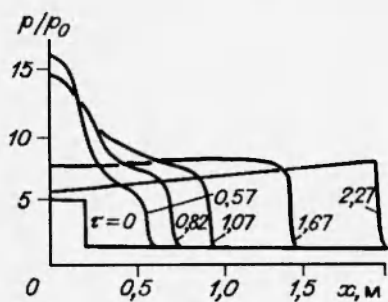


Рис. 3

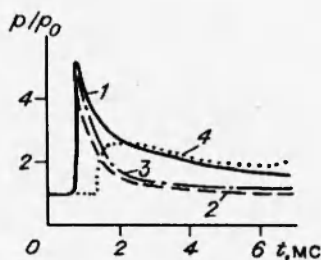


Рис. 4

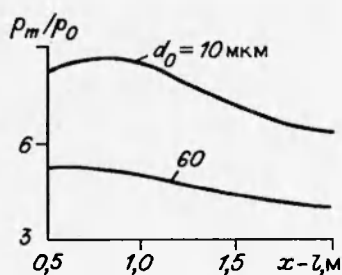


Рис. 5

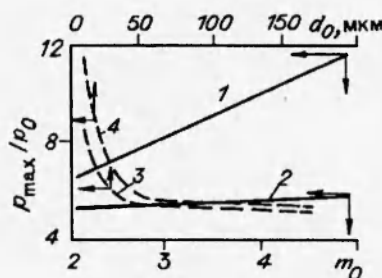


Рис. 6

времени $t = t_*$, кривой 4 изображено решение, соответствующее случаю разлета горячей газовой взвеси ($m_0 = 3$, $d_0 = 40$ мкм) при отсутствии диафрагмы ($p_* = 0,1$ МПа).

Как следует из сравнения решений, показанных на рис. 4, кривые 1-3, в фиксированном сечении ударной трубы в продолжение всего времени истечения газовой взвеси горение частиц весьма заметно повышает интенсивность воздушной УВ. Особенно впечатляюще влияние горения частиц проявляется в случае разлета предварительно несжатой реагирующей газовой взвеси ($p_* = 0,1$ МПа), который сопровождается формированием сравнительно интенсивной УВ (см. рис. 4, кривые 1 и 4).

Расчетами установлено, что различие решений, представленное в качестве примера на рис. 4 для $p_* = 0,1$ МПа и $d_0 = 40$ мкм, становится весьма существенным при $d_0 \leq 10$ мкм и незначительным при $d_0 \geq 100$ мкм ($p_* = 1$ МПа). В частности, можно отметить, что результаты вычислений разлета реагирующей газовой взвеси ($m_0 = 3$, $d_0 = 120$ мкм, $p_* = 1$ МПа) удовлетворительно описываются модельным расчетом, в котором полагается полное сгорание топлива к моменту разрыва диафрагмы ($m_0 = 1,07$, $p_* = 1$ МПа). Такая зависимость решений от d_0 объясняется тем, что влияние дисперсных частиц на газ, а следовательно, и на параметры формирующихся УВ увеличивается с уменьшением их диаметра ($J \sim d^{-1}$). Можно заметить также, что различие решений, соответствующих истечению горящих газовой взвесей с $p_* = 1$ и $0,1$ МПа, тем меньше, чем меньше исходный размер частиц топлива. Например, при $m_0 = 3$ и $d_0 = 10$ мкм фронтальные параметры воздушных УВ в случаях $p_* = 1$ и $0,1$ МПа практически совпадают.

Большой практический интерес представляет знание полей максимально реализуемых давлений газа за воздушной УВ в КНД при истечении в нее из КВД сжатого объема горячей газовой взвеси. На рис. 5 приведены характерные огибающие максимальных давлений газа за воздушными УВ, возникающими при разлете реагирующих дисперсных смесей

($m_0 = 3$, $p_* = 1$ МПа), в зависимости от расстояния, отсчитываемого от диафрагмы трубы. Приведенные расчетные данные свидетельствуют о немонотонном поведении кривых $p_m(x-l)$. Это означает, что существует некоторое характерное расстояние x^* , на котором $p_m = p_{\max}$. Указанное расстояние в общем случае зависит от p_* , l , m_0 и d_0 .

На рис. 6 изображены зависимости максимально реализуемых давлений за воздушной УВ от относительного массового содержания и исходного размера частиц топлива для расстояния $x-l = x_d$ ($x_d = 0,5$ м) от диафрагмы. Кривые 1 и 2 соответствуют размерам частиц $d_0 = 10$ и 40 мкм, 3 и 4 — $m_0 = 3$ и 5. Величина разрывного давления диафрагмы во всех случаях равна 1 МПа.

Из рис. 6 видно, что при фиксированных размерах частиц ($d_0 = \text{const}$) зависимость $p_{\max}(m_0)$ описывается линейно-возрастающей функцией. При этом более сильное влияние m_0 на p_{\max} наблюдается для реагирующих газовзвесей с $d_0 \sim 10$ мкм. Для газовзвесей с $d_0 \geq 50$ мкм увеличение их массовой концентрации не приводит к заметному повышению давления за волной в сечении трубы $x-l = x_d$. При фиксированном m_0 зависимость $p_{\max}(d_0)$ является монотонно-убывающей функцией с сильным изменением p_{\max} в интервале d_0 от 10 до 50 мкм и слабым изменением p_{\max} при $d_0 \geq 50$ мкм.

Дополнительно на основе численного эксперимента установлено, что в процессе волнового истечения реагирующей газовзвеси динамический импульс частиц топлива $I_2^{(d)}$ пренебрежимо мал по сравнению с импульсом избыточного давления газа $I_1^{(p)}$ и динамическим импульсом газовой смеси $I_1^{(d)}$, т. е.

$$I_2^{(d)} \ll I_1^{(d)} < I_1^{(p)}, \quad I_1^{(p)} = \int_{t_*}^t (p(x, \tau) - p_0) d\tau, \quad (9)$$

$$I_i^{(d)} = \int_{t_*}^t \frac{\rho_i(x, \tau) v_i^2(x, \tau)}{2} d\tau \quad (i = 1, 2).$$

Величина динамических импульсов фаз линейно возрастает с увеличением исходного относительного массового содержания дисперсной фазы. Динамический импульс газовой фазы монотонно уменьшается с ростом начального размера частиц топлива. Динамический импульс дисперсной фазы в зависимости от начального размера частиц топлива изменяется немонотонным образом, приближаясь к нулю в случае очень мелких ($d_0 \leq 10$ мкм) и весьма крупных ($d_0 \geq 250$ мкм) частиц и достигая максимума при некотором d_0^* , зависящем от расстояния, на котором указанный импульс измеряется [5].

Результаты выполненного численного исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. При разлете в газовое пространство сжатых реагирующих газовзвесей унитарного топлива формируются УВ, за фронтами которых давление газа изменяется немонотонным образом и может быть как больше, так и меньше разрывного давления диафрагмы; горение частиц заметно усиливает воздушную УВ и уменьшает время истечения реагирующей газовзвеси из КВД ударной трубы; до прихода волны разрежения в приторцевой зоне имеет место эффект увеличения давления за счет процесса горения частиц.

2. Ввиду немонотонного изменения давления за фронтом УВ, возникающей в процессе разлета реагирующей газовзвеси, существует некоторое характерное расстояние от КВД, на котором реализуется максимальное давление газа. Величина максимально реализуемого давления в произвольной фиксированной от КВД точке пространства линейно возрастает

с увеличением исходного относительного массового содержания дисперсной фазы и монотонно убывает с ростом начального диаметра частиц топлива.

3. Математическое моделирование разлета сжатой горячей газовой взвеси с весьма крупными частицами унитарного топлива ($d_0 \geq 120$ мкм) с достаточной точностью ($\leq 10\%$) может осуществляться в рамках приближения «чистого» (без частиц) газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таубкин С. И., Таубкин И. С. Пожаро- и взрывобезопасность пылевых материалов и технологических процессов их переработки. М.: Химия, 1976.
2. Корольченко А. Я. Пожаровзрывоопасность промышленной пыли. М.: Химия, 1986.
3. Взрывные явления. Оценка и последствия / У. Бейкер и др. М.: Мир, 1986. Кн. 1.
4. Федоров А. В. Структура и распространение ударных и детонационных волн в реагирующих и нереагирующих газовзвесах: Дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.02.05. Тюмень, 1992.
5. Кутушев А. Г. Численное исследование ударных и детонационных волн в смесях газа с твердыми или жидкими частицами: Дис. ... докт. физ.-мат. наук: 01.02.05. Тюмень, 1993.
6. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Бартенев А. М. Ударные волны при разлете объема горячей пылевзвеси // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 85–91.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
8. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения аэрозвесей унитарного топлива в детонацию // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 102–106.
9. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. Численное исследование процесса прерывания распространения ДВ в газовзвесах унитарного топлива слоем инертных частиц // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 2. С. 90–98.
10. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
11. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
12. Ждан С. А. Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 136–142.
13. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Ударные волны при разлете сжатого объема газовой взвеси твердых частиц // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 5. С. 1113–1116.
14. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газовой взвеси // ПМТФ. 1987. № 5. С. 139–144.
15. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование структур изотермических ударных волн и расчет разлета облака газовой взвеси. Новосибирск, 1986. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 8–86).

Поступила в редакцию 14/III 1995 г.,
в окончательном варианте — 11/V 1995 г.