

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВХОЖДЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ОБЛАКО ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Федоров, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск, fedorov@itam.nsc.ru

На основе математической модели реагирующей двухфазной среды в двухскоростном двухтемпературном приближении численно исследуется процесс вхождения плоской ударной волны в облако частиц алюминия. Падающая ударная волна может иметь как прямоугольный, так и треугольный профиль, т. е. может сопровождаться волной разрежения. В результате анализа расчетных данных определены условия, при которых возможно установление режима стационарной детонации в облаке. Определены сценарии возникновения и типы детонационных течений в облаке в зависимости от амплитуды падающей ударной волны и энергии инициирования. Получены критерии инициирования детонации для различных фракций частиц, выражающие зависимость запасенной энергии ударной волны от ее числа Маха.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема инициирования детонации в газовзвесах частиц алюминия и кислорода исследовалась экспериментально и теоретически в работах [1–6]. В [6] на основе математической модели гетерогенной детонации [7–9], включающей в себя учет скоростной и температурной неравновесности среды, а также неполного сгорания частиц, численно исследовались сценарии ударно-волнового инициирования детонации в смеси частиц алюминия и кислорода. Рассматривалось два способа инициирования: разрушение диафрагмы, отделяющей камеру высокого давления от остального пространства, и отражение ударной волны умеренной амплитуды от жесткой стенки. Сформированные детонационные структуры были проанализированы с точки зрения классификации стационарных детонационных режимов газовзвесей алюминия [8, 9] и нормальных самоподдерживающихся режимов [10, 11]. Одним из принятых допущений в [6] было предположение о возможности описания характерных времен теплового и скоростного взаимодействия фаз некоторыми средними величинами, значения которых определялись из сопоставления размеров зон релаксации и задержки воспламенения в стационарных детонационных структурах. Указанное упрощение позво-

лило выполнить параметрический анализ стационарных режимов детонации [8, 9], который показал возможность существования недосжатых режимов. При этом получено соответствие установившихся решений при больших временах инициирования детонации [6] и взаимодействия детонационной волны с волной разрежения [11] стационарным режимам детонации того или иного типа в зависимости от значений параметров релаксации в соответствии с классификацией [9].

Иницирование детонации газовзвеси алюминия исследовалось также в [12], где наряду с экспериментальными данными представлены результаты численных расчетов и на основе близости размеров зон тепловой и скоростной релаксации фаз высказано замечание о неправомерности односкоростного приближения, принятого в [5]. (Заметим, что результаты [5] были обобщены в ряде работ (см. [9, 11]) на двухскоростное приближение механики гетерогенных сред). К сожалению, численные результаты, приведенные в [12], представляются малоубедительными, так как ширина ударного фронта в газовой фазе, определенная на конечно-разностной сетке, оказалась сопоставима с протяженностью релаксационных зон, что свидетельствует о низком качестве применяемого численного алгоритма. К тому же на представленных в [12] распределениях температур не прослеживается момент воспламенения частиц, как в работе тех же авторов [4] для плоской детонации аналогичной смеси. Тем

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00587 и 00-01-00891) и при поддержке INTAS OPEN 97-2027.

не менее можно согласиться с авторами [12] в том, что в нестационарных процессах развитие (либо затухание) детонации сильно зависит от взаимодействия релаксационных зон (скоростей, температур фаз и химической реакции) и фронта горения, поэтому для описания течения должны привлекаться полные формулы для параметров релаксации. Реальная структура волны стационарной детонации при учете зависимости коэффициента сопротивления частицы от чисел Маха и Рейнольдса и зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса также была получена и проанализирована в [9].

В настоящей работе на основе двухскоростной двухтемпературной модели детонации газозвеси частиц алюминия в кислороде [9] с учетом факторов, влияющих на тепловое и скоростное взаимодействие фаз, исследуется процесс инициирования детонации в облаке частиц при вхождении в него плоской ударной волны. Определяются сценарии инициирования детонации в зависимости от амплитуды и профиля ударной волны, оценивается необходимая энергия инициирования.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается плоский канал, разделенный на две части некоторой границей X_{cl} . При этом левая часть канала заполнена газом, по которому слева направо распространяется плоская ударная волна (УВ) с прямоугольным или треугольным (трапециевидным) профилем скорости (поперечными эффектами, обусловленными влиянием стенок канала, пренебрегаем). Справа от границы X_{cl} пространство канала заполнено смесью частиц алюминия и кислорода (облако частиц) с концентрацией частиц, близкой к стехиометрической. Задача состоит в изучении процесса прохождения УВ в облако, в определении условий воспламенения смеси и формирования детонационных волн, отвечающих тому или иному стационарному режиму, а также установлении критериев инициирования детонации.

Задача решается в рамках одномерного нестационарного приближения механики гетерогенных сред. Уравнения, описывающие течение реагирующей двухфазной среды, вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии и при дополнительном предположении о малости объемной концентрации частиц, имеют дивергентный вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} = J,$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} = -J,$$

$$\frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + p)}{\partial x} = -f + J u_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2)}{\partial x} = f - J u_2,$$

$$\frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 u_1 (E_1 + p/\rho_1)]}{\partial x} = -q - f u_2 + J E_2,$$

$$\frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 E_2)}{\partial x} = q + f u_2 - J E_2.$$

В термическом уравнении состояния влияние объема частиц также не учитывается:

$$p = \rho_1 R T, \quad E_1 = \frac{u_1^2}{2} + c_{v,1} T, \quad (2)$$

$$E_2 = \frac{u_2^2}{2} + c_{v,2} T_2 + Q.$$

Закон горения частиц алюминия выражается уравнением типа Аррениуса, в котором учитываются время задержки воспламенения до достижения частицами температуры T_{ign} и наличие негоревших частиц в смеси после окончания химической реакции:

$$J = \frac{\rho}{\tau_{\xi}} \max(0, (\xi - \xi_k)) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right) \times \max(0, \text{sign}(T_2 - T_{ign})). \quad (3)$$

В рамках бесстолкновительной модели динамики облака частиц, справедливой при значениях массовой концентрации частиц алюминия менее 0,95 (см. [13]), законы обтекания и теплообмена между газом и частицами выражаются известными формулами

$$f = \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \quad (4)$$

$$q = \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T_2 - T),$$

где для зависимости числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Прандтля принимается выражение $\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$. Для коэффициента сопротивления c_D с учетом его зависимости от числа Рейнольдса и числа Маха относительного движения частиц используется формула,

приведенная и подтвержденная сопоставлением с экспериментальными данными по траекториям движения частиц при ударно-волновом воздействии в [13]:

$$c_D(\text{Re}, M_{12}) = \left(1 + \exp\left(-\frac{0,43}{M_{12}^{4,67}}\right)\right) \times \left(0,38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}}\right), \quad (5)$$

где

$$\text{Re} = \frac{\rho_{11} d |u_1 - u_2|}{\mu},$$

$$M_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

В (1)–(5) используются следующие обозначения: p — давление; $\rho_i = m_i \rho_{ii}$, u_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, скорость, полная энергия на единицу массы и теплоемкость, m_i — объемная концентрация i -й фазы, $i = 1, 2$, индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам; T , T_2 — температуры газа и частиц; Q — тепловыделение химической реакции; d — диаметр частиц; λ_1 — теплопроводность газа; $\gamma_1 = R/c_{v,1}$ — показатель адиабаты газа; $\xi = \rho_2/\rho$ — относительная массовая концентрация частиц, $\rho = \rho_1 + \rho_2$; E_a — энергия активации; ξ_k — доля несгоревших частиц; T_{ign} — температура воспламенения; τ_ξ — время горения.

Начально-краевая задача для системы (1)–(5) формулируется следующим образом:

$$t = 0: \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_{sw}(x), & 0 \leq x < X_{sw}, \\ \varphi_0, & X_{sw} \leq x < X_{cl}, \\ \varphi_{cl}, & X_{cl} \leq x < +\infty, \end{cases} \quad (6)$$

где $\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2\}$ — вектор решения, $\varphi_{sw}(x)$ — параметры за фронтом ударной волны в газе без частиц, X_{sw} — начальное местоположение УВ, φ_0 — начальное состояние перед фронтом УВ в газе, φ_{cl} — начальное состояние смеси в облаке, X_{cl} определяет границу облака. Начальные значения скоростей газа и частиц перед фронтом УВ и в облаке равны нулю. Плотность частиц вне облака равна нулю. Рассматривалось две задачи: (а) вхождение ударной волны с прямоугольным профилем (поддерживаемой поршнем) в облако; (б) вхождение ударной волны с трапециевидным профилем скорости (с примыкающей волной разрежения) в облако.

Граничные условия ставились следующим образом. На входной границе (слева) поддерживалось состояние, отвечающее параметрам за падающей УВ в задаче (а) и параметрам после прохождения волны разрежения в задаче (б), так как для принятого в расчетах значения массовой концентрации частиц 0,55 отраженная от облака УВ сносится потоком вправо и не влияет на течение вблизи левой границы области. На правой границе (положение которой поддерживалось на некотором расстоянии от проходящей УВ) задавались условия, соответствующие $x = \infty$.

Начальные значения параметров смеси принимались такими же, как в [5, 8–11]: $p_0 = 1$ атм, $T_0 = T_{20} = 300$ К, $T_{ign} = 900$ К, $\xi_{0,cl} = 0,55$, $\xi_k = 0,1\xi_0$, $E_a = 10^6$ Дж/кг, $Q = 2,94 \cdot 10^6$ Дж/кг, $c_{v,2} = 880$ Дж/(кг·К), для показателя адиабаты газовой фазы в диапазоне температур 300 ÷ 3000 К принималось среднее значение $\gamma_1 = 1,3$. Размер частиц в задаче (а) считался равным 10 мкм, в задаче (б) расчеты проводились для частиц диаметром 5, 10, 20 мкм.

Задачу (1)–(6) решали численно на равномерной конечно-разностной сетке. Расчетная область расширялась в направлении x по мере продвижения фронта детонационной волны вправо. Для газа применялась схема класса TVD, а для частиц — схема Мак-Кормака (более жесткие ограничения на число Куранта требовали введения промежуточных временных шагов для частиц). Как известно, схема Мак-Кормака обладает некоторой искусственной вязкостью, что приводит к размазыванию контактной границы (края облака) в расчетах. Тем не менее применение схемы в рассматриваемых задачах допустимо, так как основные факторы, влияющие на формирование детонационных фронтов, проявляются при взаимодействии фронта горения с прошедшей в облако УВ, которое происходит в глубине облака далеко от края.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Задача 1. Рассматривается вхождение в облако поддерживаемой поршнем УВ, характеризуемой прямоугольным профилем параметров, $\varphi(x) = \{\rho_{sw}, 0, \rho_{sw} u_{sw}, 0, \rho_{sw} E_{sw}, 0\}$. Взаимодействие УВ с границей облака приводит к ее разделению на проходящую в облако УВ и отраженную УВ (анализ задачи распада разрыва в равновесном приближении показал, что для

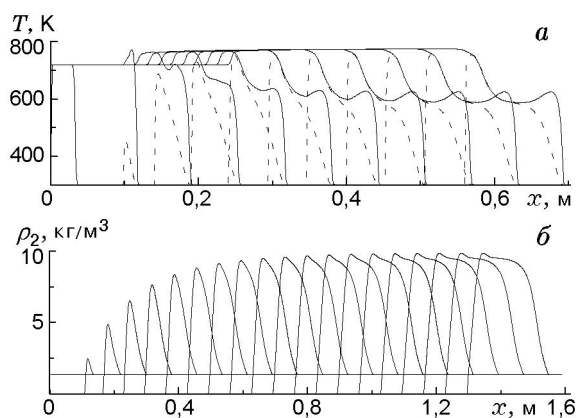


Рис. 1. Вхождение УВ в облако без воспламенения частиц при $M_0 = 3$:

шаг по времени 0,1 мс; а: сплошные линии — температура газа, штриховые — температура частиц

рассматриваемой смеси других конфигураций не существует). При значениях массовой концентрации частиц алюминия менее 0,95 (в том числе, и принятого значения 0,55) абсолютная скорость отраженной от границы облака УВ положительна.

Входящая в облако УВ преобразуется в структуру, состоящую из замороженной УВ в газе и зоны тепловой и скоростной релаксации среды. Если амплитуда падающей УВ невелика, то температура частиц в облаке не достигает температуры воспламенения и очага горения не образуется. Через некоторое время структура релаксационных зон за УВ устанавливается, и прошедшая внутрь облака УВ распространяется в неизменном виде (рис. 1). Из рис. 1 видно, что температуры газа и частиц в облаке выравниваются, за исключением, естественно, зоны релаксации температур за УВ и границы облака. Выход УВ на установившийся режим происходит примерно за 2 мс, длина зоны установления около 1 м. При этом за фронтом УВ образуется слой повышенной концентрации частиц (ρ -слой), ширина которого по мере продвижения УВ в облако постоянно увеличивается, а максимальная плотность частиц растет до некоторого постоянного значения.

Как видно из рис. 1, максимальная температура частиц достигается на передней кромке облака. Увеличение числа Маха падающей УВ приводит к тому, что в зоне, примыкающей к краю облака, температура частиц превышает порог воспламенения. В результате на кромке облака образуется фронт горения, который

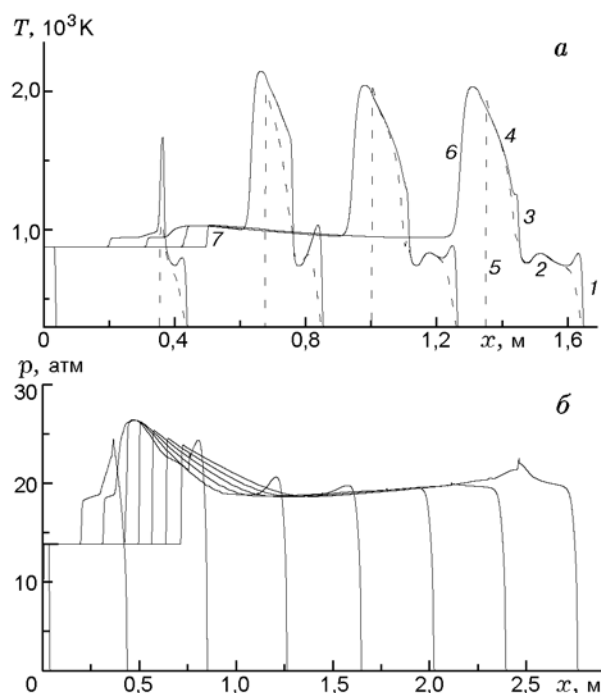


Рис. 2. Начальная стадия развития фронта горения при $M_0 = 3,5$:

шаг по времени 0,4 мс; 1 — прошедшая в облако УВ, 2 — область неустановившегося течения, 3 — фронт горения, 4 — продукты реакции и несгоревшие частицы, 5 — край облака, 6 — контактный разрыв в газе, 7 — ушедшая вверх по потоку отраженная УВ; сплошные линии — температура газа, штриховые — частиц

некоторое время распространяется по смеси, не взаимодействуя с лидирующей УВ.

На рис. 2 показана начальная стадия формирования фронта горения. На рис. 2,а прослеживаются скачок температуры газа и увеличение температуры частиц на прошедшей в облако УВ. К УВ в газовой фазе примыкает область неустановившегося течения смеси, за которой следуют фронт горения, течение продуктов реакции и несгоревших частиц, край облака, контактный разрыв в газе и ушедшая вверх по потоку отраженная УВ. При $M_0 = 3,5$ фронт горения развивается медленно, долго отстает от лидирующей УВ, которая проникает вглубь облака и успевает сформировать протяженный ρ -слой.

Дальнейшее взаимодействие фронта горения с ρ -слоем приводит к появлению ударного скачка на фронте горения (через 2,8 мс), который виден на профиле давления (см. рис. 2,б). Далее за счет быстрого выделения энергии при распространении образовавшейся структуры по ρ -слою происходит резкое ускорение сфор-

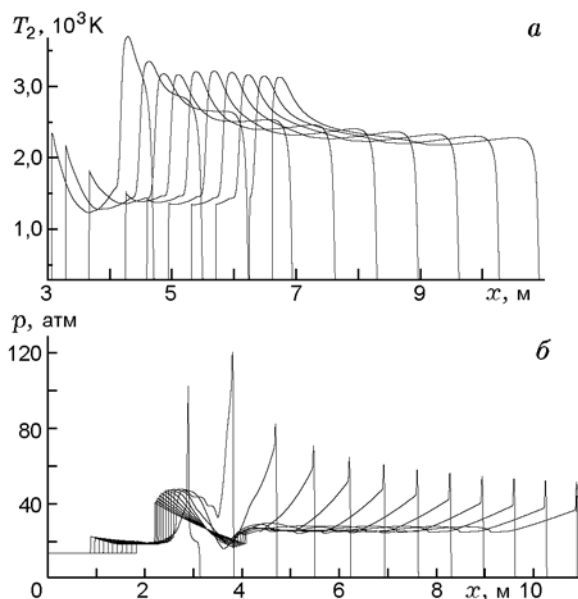


Рис. 3. Выход детонационной волны на стационарный режим при $M_0 = 3,5$ (шаг по времени 0,4 мс)

мировавшейся детонационной волны, которая догоняет лидирующую УВ (рис. 3). При их слиянии выделяется значительное количество энергии, возрастают амплитуда и скорость лидирующей УВ, которая преобразуется в сильно пересжатую детонационную волну. После взаимодействия фронтов влево распространяется еще одна отраженная УВ, сопровождаемая волной разрежения (см. рис. 3, б). Возникшая пересжатая детонационная волна затем постепенно ослабляется и переходит в режим стационарной детонации.

Соответствующая скорость стационарного режима, определенная из анализа решений типа бегущих волн системы (1)–(4), равна 1,56 км/с. Определенная на конечно-разностной сетке средняя скорость фронта в момент времени 7,2 мс составляла 1,615 км/с, а в момент 7,6 мс — уже 1,607 км/с. Положение фронта в момент времени 7,6 мс составило 11,09 м. Таким образом, детонационная волна является пересжатой, но приближается к нормальному (недосжатому) режиму стационарной детонации. При этом длина пути формирования стационарной структуры более 10 м.

Увеличение амплитуды поддерживаемой падающей волны, характеризуемой прямоугольным профилем параметров, должно приводить к формированию в большей степени

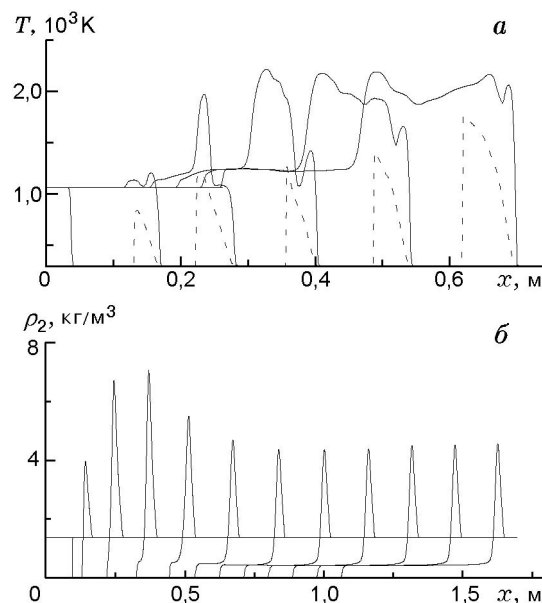


Рис. 4. Иницирование волны пересжатой детонации при $M_0 = 4$:

шаг по времени 0,1 мс; сплошные линии — температура газа, штриховые — частиц

пересжатых детонационных волн. Очаг горения возникает в релаксационной зоне за фронтом прошедшей в облако УВ (так же, как и при иницировании детонации разрушением диафрагмы в камере высокого давления [6]), является более выраженным, и его взаимодействие с лидирующей УВ происходит раньше, чем формируется протяженный ρ -слой. Поэтому такого резкого усиления лидирующей УВ, как при $M_0 = 3,5$, не наблюдается, но детонационно-подобная структура формируется намного быстрее. Так, уже для $M_0 = 4$ слияние волны горения и лидирующей УВ происходит примерно на расстоянии 0,7 м, а выход на стационарный режим занимает 2 м (рис. 4).

На рис. 4 видно, что амплитуда плотности ρ -слоя в сформированной детонационной структуре примерно в два раза меньше, чем при распространении прошедшей УВ без воспламенения (см. рис. 1). Прослеживается также образование расширяющегося участка несгоревших частиц, оставшихся после окончания химической реакции. Скорость фронта в момент времени 3,6 мс (при положении фронта 5,692 м) равна 1,60 км/с. Таким образом, устанавливается пересжатый режим, так же как и при $M_0 = 3,5$, близкий к режиму нормальной детонации. Для падающей волны с числами Маха $M_0 = 5$ и 6 картина качественно не меняется, лишь еще

больше сокращаются период формирования детонационной волны и длина пути выхода на стационарный режим, а также увеличивается скорость сформировавшейся стационарной детонационной волны. Так, для $M_0 = 5$ скорость равна 1,74 км/с (установление режима происходит примерно за 1,5 м), а для $M_0 = 6$ — 1,98 км/с (около 1,2 м).

Таким образом, поддерживаемая УВ формирует в облаке детонационные волны пересжатого типа, которые приближаются к нормальным (недожатым) при уменьшении амплитуды падающей УВ.

Задача 2. Пусть в начальный момент падающая УВ сопровождается примыкающей центрированной волной разрежения и характеризуется треугольным (или трапециевидным) профилем скорости:

$$t = 0: \quad \varphi_{sw}(x) = \begin{cases} \varphi_{sw}, & X_{rs} \leq x < X_{sw}, \\ \varphi_{rw}(x), & X_{rw} \leq x < X_{rs}, \\ \varphi_{rw}(X_{rw}), & 0 \leq x < X_{rw}. \end{cases}$$

Здесь $X_{rs} \leq X_{sw}$ — начальное местоположение переднего фронта волны разрежения, X_{rw} — ее смыкание с зоной постоянного течения. Конечное состояние волны разрежения определим из условия $p = p_0$ ($X = X_{rw}$). Естественно ожидать, что в этом случае определяющей характеристикой инициирования детонационных волн помимо амплитуды падающей УВ должна быть и величина полной энергии, запасенной в УВ. В рассмотренной постановке она зависит как от амплитуды УВ, так и от ширины «полочки» УВ ($X_{sw} - X_{rs}$) и протяженности волны разрежения ($X_{rs} - X_{rw}$). Введем величину, характеризующую энергию УВ, соединенной с волной разрежения:

$$W = \int_{X_{rw}}^{X_{sw}} (\rho_1 E_1 - \rho_{10} E_{10}) dx.$$

Очевидно, что для возникновения очага горения падающая УВ должна быть достаточно сильной, чтобы обеспечивать достижение частицами температуры воспламенения. Однако, при недостаточном значении W очаг горения, как показали расчеты, ослабляется волной разрежения и не соединяется с лидирующей УВ. Прошедшая в облако УВ также ослабляется волной разрежения, тормозится и затухает, как и фронт горения. Процесс иллюстрирует рис. 5, а. Несмотря на то, что амплитуда

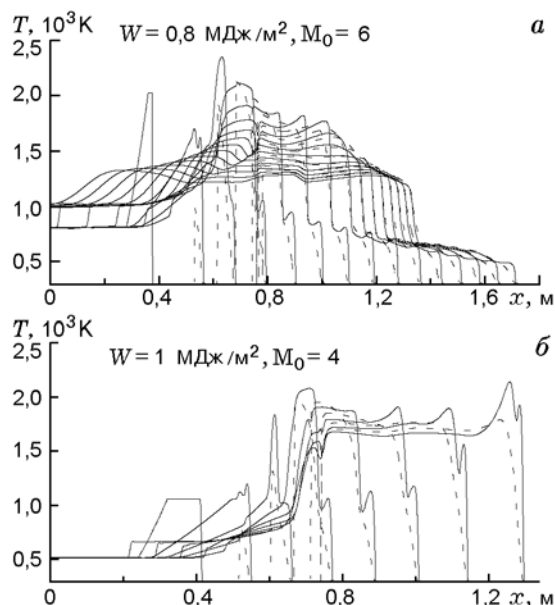


Рис. 5. Влияние величины запасенной энергии УВ на инициирование:

шаг по времени 0,1 мс; сплошные линии — температура газа, штриховые — частиц

УВ достаточно сильная для того, чтобы при ее прямоугольном профиле ($W = \infty$) произошло инициирование детонации ($M_0 = 6$), в данном случае при $W = 0,8$ МДж/м² детонация не возбуждается.

При достаточном значении W волна разрежения не успевает ослабить фронт горения, который, соединяясь с лидирующей УВ, формирует детонационную волну. Образуюсь как пересжатая детонационная волна, она затем выходит на самоподдерживающийся стационарный режим нормальной (недожатой) детонации [9, 11], который определяется только начальными параметрами смеси и размером частиц (для частиц диаметром 10 мкм скорость фронта составляет 1,56 км/с). На рис. 6, а приведены профили давления для $M_0 = 3,8$ и $W = 2$ и 1,6 МДж/м², на последнем профиле давления показано положение звуковой точки. Видно, что картины формирования детонационной волны как по максимальной амплитуде, так и по установившемуся течению для различных значений W совпадают. На рис. 6, б показано сравнение решения в момент времени 1,7 мс при $W = 1$ МДж/м², $M_0 = 4$ со стационарным решением для недожатой детонации по скоростям газа и частиц. Видно, что сформированные детонационные структуры соот-

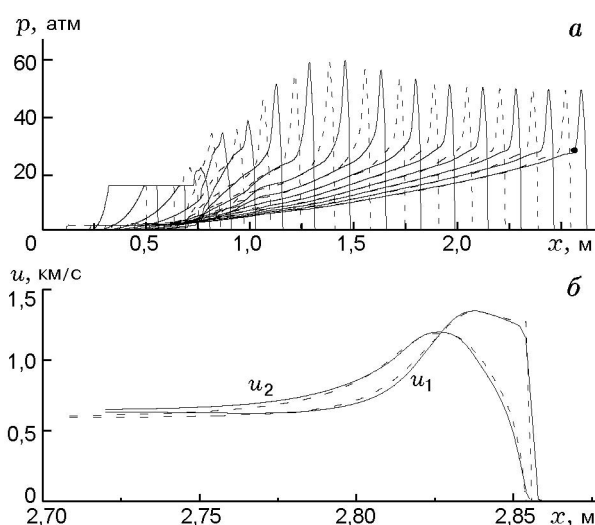


Рис. 6. Установление режима нормальной (недожатой) детонации:

шаг по времени 0,1 мс; a : $M_0 = 3,8$, сплошные линии — $W = 2$ МДж/м², штриховые — $W = 1,6$ МДж/м², • — звуковая точка; b : сплошные линии — $M_0 = 4$, $W = 1$ МДж/м², штриховые — стационарное решение недожатой детонации

ветствуют стационарному решению недожатой детонации по релаксационным зонам и конечному состоянию. Наблюдается также соответствие по амплитуде ρ -слоя и ширине зоны задержки воспламенения. Таким образом, если амплитуда и энергия падающей УВ достаточны для инициирования, то сформированная стационарная детонационная волна уже не зависит ни от амплитуды падающей УВ, ни от энергии инициирования.

Интересный сценарий инициирования наблюдается в случае, когда энергия УВ принимает граничные значения, т. е. является минимальной для данного значения M_0 (рис. 7). Как видно из рис. 7, a , сначала волна разрежения взаимодействует с фронтом горения, ослабляя его, и фронт горения несколько отстает от вошедшей в облако УВ. Затем фронт горения ускоряется, но под действием волны разрежения уже ослабляется прошедшая в облако УВ. Взаимодействие фронта горения и лидирующей УВ происходит позже, длина пути выхода на стационарный режим детонации также увеличивается (рис. 7, b). Можно проследить некоторую аналогию со случаем минимальной амплитуды УВ в задаче 1 (бесконечной энергии инициирования), когда время формирования детонационной структуры так-

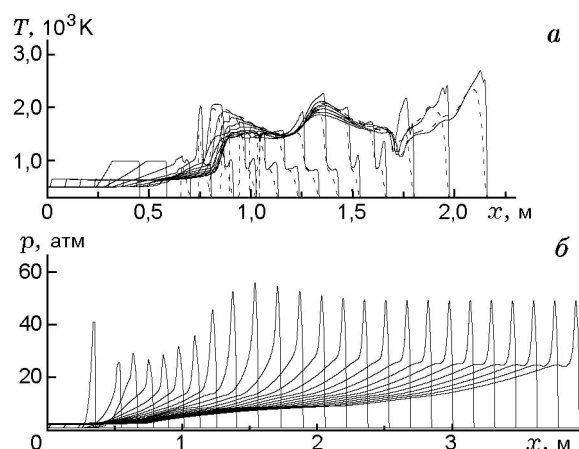


Рис. 7. Возбуждение детонации при минимальной энергии инициирования:

шаг по времени 0,1 мс; a — $W = 1,2$ МДж/м², $M_0 = 3,8$, сплошные линии — температура газа, штриховые — частиц; b — $W = 0,84$ МДж/м², $M_0 = 6$

же велико (см. рис. 3). Однако имеется принципиальное отличие. Здесь вследствие воздействия волны разрежения ρ -слой не формируется, поэтому столь резкого ускорения фронта горения и усиления лидирующей УВ в результате их слияния не наблюдается. Тем не менее пересжатая детонационная волна формируется и затем приближается к стационарной волне недожатой детонации, совпадающей с приведенной на рис. 6.

На рис. 8 показана зависимость критической энергии инициирования от числа Маха падающей волны для различных фракций частиц. Область детонации находится сверху от кривых. Каждая кривая имеет вертикаль-

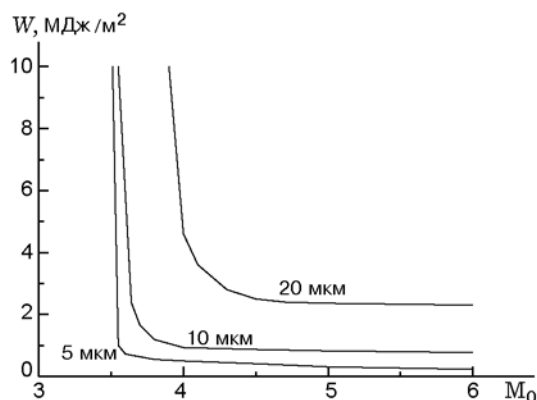


Рис. 8. Критерий инициирования детонации

ную асимптоту, которая определяет достижение температуры воспламенения частицами за фронтом УВ, слева от кривых — область, где очаг воспламенения не возникает. Кроме того, каждая кривая характеризуется своей горизонтальной асимптотой при $M_0 \rightarrow \infty$, ниже которой детонация не развивается даже в сильных УВ и которая определяет минимальное значение необходимой энергии инициирования в зависимости от размера частиц (что качественно согласуется с экспериментальными данными [4]). Вычисленные при $M_0 = 6$ минимальные значения W составляют 0,23; 0,77 и 2,3 МДж/м² для частиц диаметром 5, 10 и 20 мкм соответственно. Результаты практически совпадают с оценками критической энергии инициирования при разрушении диафрагмы в камере высокого давления [6], где при параметрах, соответствующих размеру частиц 15 мкм (в [6] ошибочно было указано 5 мкм), получены значения $0,9 \div 1,5$ МДж/м². Сопоставление с экспериментальными результатами [4] может быть лишь косвенным, так как приведенные в [4] зависимости энергии инициирования от концентрации частиц относятся к воздушной смеси алюминия. Что касается газозвеси алюминия в кислороде, то в [4] для сферической детонации частиц размером 3,5 мкм оказалось достаточным 125 г ТНТ, что при пересчете на плоский случай дает оценку $W = 0,15$ МДж/м². Это значение сопоставимо с полученным в настоящей работе расчетным значением для несколько более крупных частиц (5 мкм).

ВЫВОДЫ

На основе математической модели детонации газозвеси алюминия в кислороде с учетом скоростной и температурной неравновесности фаз исследованы процессы инициирования детонации при взаимодействия ударной волны с облаком частиц. Определены следующие особенности их взаимодействия:

1. Взаимодействие слабой поддерживаемой поршнем УВ (прямоугольный профиль параметров, $M_0 < 3,4$) с облаком частиц приводит к формированию в облаке расширяющейся зоны повышенной концентрации частиц (ρ -слоя), амплитуда которого выходит на постоянное значение.

2. Частицы в облаке воспламеняются при достаточной амплитуде падающей УВ

($M_0 \geq 3,5$ для частиц размером 10 мкм). При пограничных значениях амплитуды падающей УВ ($M_0 = 3,5$) очаг горения возникает на краю облака. Переход к детонации происходит после ускорения фронта горения при взаимодействии с ρ -слоем и слияния его с лидирующей УВ. Протяженность зоны установления стационарного режима детонации составляет около 10 м.

3. Поддерживаемая поршнем УВ возбуждает в облаке волну пересжатой детонации, которая с уменьшением амплитуды падающей УВ приближается к нормальной. Зона установления стационарного режима детонации составляет около 2 м при $M_0 = 4$ и уменьшается до 1,2 м при $M_0 = 6$.

4. Ударная волна достаточной амплитуды с примыкающей волной разрежения (трапециевидный профиль параметров, $M_0 \geq 3,5$) возбуждает в облаке детонационную волну при дополнительном условии — достаточной энергии УВ. Получена зависимость критической энергии инициирования от числа Маха для различных фракций частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Strauss W. A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures // *AIAA Journal*. 1968. V. 6, N 12. P. 1753–1761.
2. **Tulis A. J., Selman J. R.** Detonation tube studies of aluminum particles dispersed in air // 19th Intern. Symp. on Combustion. Haifa, Aug. 8–13, 1982. Pittsburgh, Pa: The Combustion Inst., 1982. P. 652–662.
3. **Tulis A. J., Selman J. R.** Unconfined aluminum particle two-phase detonation in air. Presented at the 9th ICDERS, Poitiers, France, July 3–8, 1983. AIAA Inc., 1984. P. 277–292.
4. **Борисов А. А., Хасанов Б. А., Вейссер Б. и др.** О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // *Хим. физика*. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.
5. **Федоров А. В., Тетенев Е. В.** Иницирование гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 83–89.
6. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование ударно-волнового инициирования гетерогенной детонации аэрозвеси частиц алюминия // *Физика горения и взрыва*. 1999. Т. 35, № 3. С. 81–88.
7. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
8. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Типы и устойчивость детонационных течений аэрозвеси алю-

- миния в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
9. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 80–91.
 10. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Взаимодействие детонационных волн и волн разрежения в аэрозвеси частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 102–110.
 11. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Определение самоподдерживающихся режимов неидеальной детонации на модели аэрозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 95–102.
 12. **Ingignoli W., Veysiere B., Khasainov B. A.** Study of detonation initiation in unconfined aluminum dust clouds // Gaseous and heterogeneous detonations. Science to Applications / Ed. by G. Roy et al. Moscow: ENAS Publishers, 1999. P. 337–350.
 13. **Бойко В. М., Киселев В. П., Киселев С. П. и др.** О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 86–99.

Поступила в редакцию 8/XII 2000 г.
