

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ АЭРОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Федоров, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе численного моделирования течений реагирующей двухфазной среды в двухскоростном двухтемпературном приближении исследуются процессы ударно-волнового инициирования детонации в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде. Получены условия на параметры в камере высокого давления, при которых возможно развитие детонации после разрушения диафрагмы. Установлены два сценария инициирования в зависимости от локализации очага воспламенения. Показано, что в результате инициирования происходит выход на самоподдерживающийся режим детонации (Чепмена — Жуге либо недосжатый в зависимости от параметров релаксации). Получены оценки необходимой энергии инициирования и сформулирован критерий инициирования. Показана возможность инициирования детонации при отражении недостаточно сильных ударных волн от жесткой стенки.

### ВВЕДЕНИЕ

Газовзвеси частиц алюминия относятся к классу сред, в которых детонационные процессы не идеальны. В экспериментах наблюдается присутствие в продуктах детонации несгоревших частиц, возможно обусловленное тем, что образование и нарастание оксидной пленки на поверхности частицы препятствует ее полному сгоранию. Процессы горения и теплообмена между газом и частицами протекают одновременно, поэтому возможно состояние, при котором тепловыделение химической реакции меньше расхода тепла на нагрев частиц, и полное тепловыделение немонотонно. При этих условиях в свободной детонации кроме режимов Чепмена — Жуге существуют недосжатые стационарные режимы с переходом через замороженную скорость звука и полностью сверхзвуковым конечным состоянием либо с межзвуковым конечным состоянием (относительная скорость больше равновесной, но меньше замороженной скорости звука).

Подобные детонационные режимы анализировались, например, для релаксирующих газов в [1–3]. Для газовзвеси алюминия в кислороде стационарные режимы детонации, в том числе и недосжатые, исследовались в [4, 5] на основе математической модели гетерогенной детонации [6], согласованной с экспериментальными данными [7] по зависимости скорости детонации от начальной концентрации частиц в аэровзвеси. В [5] в двухскоростной

двухтемпературной постановке получена карта решений в пространстве: скорость детонации, параметры релаксации, где указаны области и многообразия, отвечающие каждому типу стационарных решений, а также изучены особенности локальной структуры течения в различных режимах детонации. В [8, 9] численно подтверждено, что самоподдерживающимися являются детонационные режимы Чепмена — Жуге и режимы недосжатой детонации, конечное состояние которых является сверхзвуковым (по замороженной скорости звука в односкоростной постановке [8] либо по равновесной скорости звука в двухскоростной постановке [9]). В этих режимах детонационный фронт не взаимодействует с примыкающей волной разрежения и не ослабляется ею.

В настоящей работе на основе двухскоростного двухтемпературного приближения механики реагирующих гетерогенных сред продолжены исследования [10] процессов ударно-волнового инициирования детонации газовзвеси частиц алюминия при различных значениях параметров релаксации, определяющих формирование того или иного самоподдерживающегося режима детонации [9].

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим полупространство, ограниченное твердой стенкой, часть которого — камера высокого давления (КВД) — отделена

диафрагмой. Предположим, что под воздействием инициатора в КВД произошло выделение энергии, частицы алюминия сгорели и смесь перешла в новое состояние, характеризующееся высокими значениями температуры и давления. Вне КВД, в камере низкого давления (КНД) параметры отвечают начальному состоянию. В момент времени  $t = 0$  диафрагма разрушается.

Распространение плоских детонационных волн (ДВ), возникающих при этом в КНД, в рассматриваемой двухфазной реагирующей смеси описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} &= J, & \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} &= -J, \\ \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1^2 + p)}{\partial x} &= -f + J u_2, \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2)}{\partial x} &= f - J u_2, \\ \frac{\partial(\rho_1 E_1)}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho_1 u_1)(E_1 + p/\rho_1)]}{\partial x} &= -q - f u_2 + J E_2, \\ \frac{\partial(\rho_2 E_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 E_2)}{\partial x} &= q + f u_2 - J E_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Для замыкания системы привлекаются уравнения состояния (в предположении малой объемной концентрации частиц):

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

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

закон горения частиц алюминия с учетом неполноты сгорания:

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

а также законы обтекания и теплообмена между газом и частицами:

$$f = \frac{\rho_2}{\tau_u} (u_1 - u_2), \quad q = \frac{\rho_2 c_{v,2}}{\tau_T} (T - T_2). \quad (4)$$

Здесь  $p$  — давление;  $\rho_i$ ,  $u_i$ ,  $E_i$ ,  $c_{v,i}$  — соответственно средняя плотность, скорость, полная энергия на единицу массы и теплоемкость  $i$ -й фазы ( $i = 1, 2$ );  $T$ ,  $T_2$  — температуры газа и частиц;  $Q$  — тепловыделение химической реакции. Индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам. В уравнении (3)  $\xi = \rho_2/\rho$  — относительная массовая концентрация частиц,  $\rho = \rho_1 + \rho_2$ ,

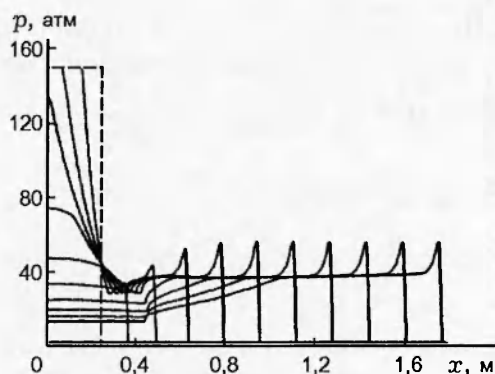


Рис. 1. Жесткое инициирование волны Чепмена — Жуге

$E_a$  — энергия активации,  $\xi_k$  — доля несгоревших частиц,  $T_{ign}$  — температура воспламенения,  $\tau_\xi$  — время горения. Характерные времена процессов скоростной ( $\tau_u$ ) и тепловой ( $\tau_T$ ) релаксации в общем случае переменны и зависят от параметров течения. Как показано в [4], учет этой зависимости качественно не сказывается на свойствах структуры течения за фронтом ДВ и подтверждает, например, наличие решения с внутренней звуковой точкой (недожатой детонации), поэтому в настоящей работе времена  $\tau_u$ ,  $\tau_T$  и параметры релаксации  $\alpha = \tau_T/\tau_u$ ,  $\beta = \tau_T/\tau_\xi$  считаются замороженными, как и в [9].

Начально-краевая задача для системы (1)–(4) формулируется следующим образом:

$$t = 0, \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_1, & 0 < x < L, \\ \varphi_0, & L < x \leq L_0, L_0 \gg L, \end{cases} \quad (5)$$

где  $\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2\}$  — вектор решения,  $\varphi_1$  — состояние внутри камеры,  $\varphi_0$  — начальное состояние перед фронтом,  $L$  — ширина камеры,  $L_0$  — ширина расчетной области. На стенке слева задавали условия прилипания и отсутствия теплообмена, на правой границе — условия, отвечающие начальному состоянию.

Задачу (1)–(5) решали численно с применением схемы класса ТВД для газа и схемы Мак-Кормака для частиц (численный метод отработывался на задачах распространения детонационной волны (ДВ) при поддержке поршнем и ее взаимодействия с примыкающей волной разрежения [9]). Расчетная область расширялась по мере продвижения фронта ДВ вправо. Начальные значения параметров смеси принимались такими же, как в [4, 5, 9].

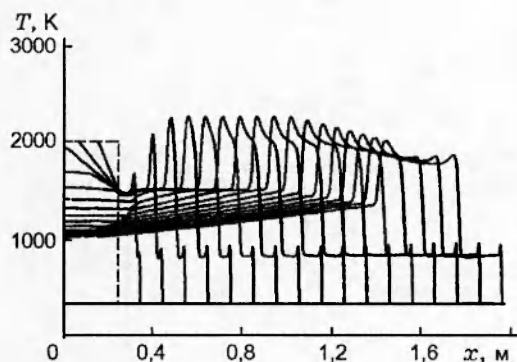


Рис. 2. Отставание фронта горения от лидирующей УВ

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

1. **Жесткое инициирование.** Как и ожидалось, инициирование детонации всегда имеет место, если частицы достигают температуры воспламенения непосредственно за фронтом головного ударного скачка, сформированного в результате распада разрыва. В этом случае за счет выделения энергии на фронте сразу после разрушения диафрагмы происходит усиление ударной волны (УВ), затем переход ее в детонационную. Данный сценарий будем называть «жестким» инициированием. На рис. 1 приведены распределения давления с временным шагом 0,1 мс при начальных параметрах в КВД 150 атм и 2000 К. Здесь при значениях параметров релаксации  $\alpha = 6$ ,  $\beta = 6$  выход на детонационный режим Чепмена — Жуге происходит за 0,6 мс, протяженность зоны формирования  $\approx 1$  м, что согласуется с экспериментальными данными [7, 10]. Так как принятые значения параметров релаксации лежат в области существования режимов Чепмена — Жуге (см. карту детонационных режимов [5]), то в результате инициирования формируется волна Чепмена — Жуге.

2. **Отставание фронта горения.** При более мягких условиях в КВД воспламенения частиц непосредственно за фронтом УВ не происходит, но оно имеет место на контактном разрыве, который образуется за головным ударным скачком и распространяется со скоростью, меньшей скорости УВ. Возникший на контактном разрыве очаг горения сначала распространяется с постоянной скоростью. Затем возможны два пути развития процесса. При условиях в КВД, недостаточных для инициирования детонации, фронт горения отстает от лидирующей УВ и в результате взаимодействия с отражен-

ной волной разрежения ослабляется и замедляется. Головная УВ впоследствии также ослабляется волной разрежения. На рис. 2 показаны распределения температуры газа с временным шагом 0,05 мс при температуре и давлении в КВД 2000 К и 80 атм. Видно, что расстояние между фронтом лидирующей УВ и фронтом горения увеличивается, в этом случае детонация не возбуждается.

3. **Мягкое инициирование. Режим Чепмена — Жуге.** При той же температуре и повышении давления в КВД до 100 атм происходит переход к детонации, однако по иному сценарию, чем описанное выше жесткое инициирование. Область горения, первоначально локализованная на контактном разрыве, при взаимодействии с зонами тепловой и скоростной релаксаций за фронтом лидирующей УВ размывается. Передний край фронта горения ускоряется и «сцепляется» с фронтом лидирующей УВ. Это приводит к усилению УВ и формированию детонационного фронта, состоящего из лидирующей УВ, зоны задержки воспламенения и зоны горения. Такой сценарий назовем «мягким» инициированием детонации. Первая стадия процесса для  $\alpha = 6$ ,  $\beta = 6$  представлена на рис. 3, а в виде распределений температуры газа с временным шагом 0,05 мс. Видно, что в течение  $\approx 0,25$  мс формируется структура, состоящая из головного ударного скачка, примыкающей к нему зоны релаксации, где температура газа уменьшается вследствие отвода тепла к частицам, и зоны горения, образовавшейся на контактном разрыве, где температура смеси резко возрастает (см. рис. 3, а, кривые 1–5). По мере развития фронта горения амплитуда температуры газа на контактном разрыве увеличивается. На профилях 6, 7 видно, что фронт горения размывается и его передний край приближается к лидирующей УВ, в результате чего скорость и амплитуда УВ начинают возрастать. Изгиб в распределении температуры газа, обусловленный теплоотводом к частицам, уменьшается и исчезает. В задней части зоны горения еще продолжается рост максимальной температуры газа. Начиная с 0,35 мс происходит отрыв фронта горения вместе с лидирующей УВ от зоны догорания смеси на контактном разрыве, максимальная температура которой становится постоянной (кривые 8, 9). Зона горения полностью переходит в область за фронтом УВ. Сформированная таким образом структура, состоящая из лидирующей УВ с примыкающими к ней зонами задержки вос-

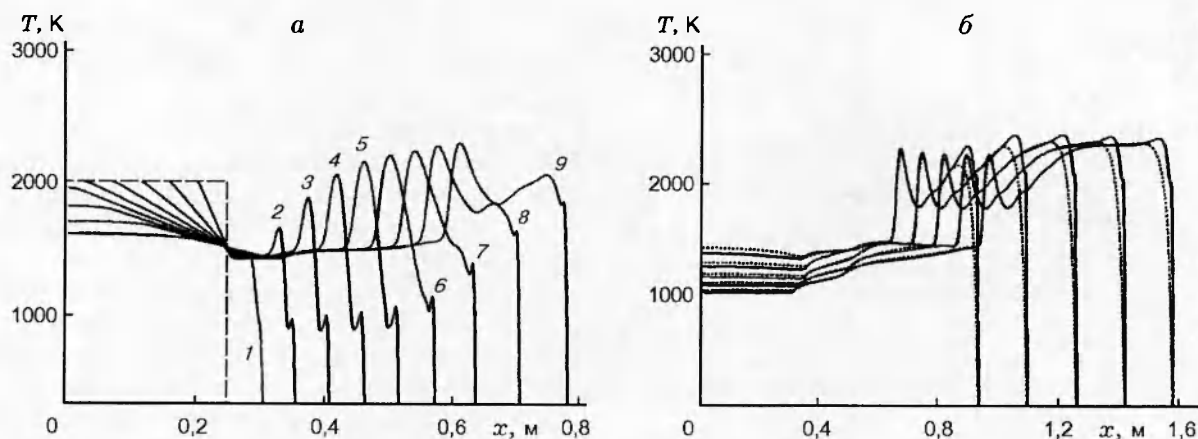


Рис. 3. Мягкое инициирование волны Чепмена — Жуге

пламенения и химической реакции, подобна детонационной. Скорость образовавшегося фронта резко возрастает, а скорость распространения контактного разрыва и максимальное значение температуры газа в этой области сохраняются до взаимодействия с волной разрежения. На второй стадии (рис. 3, б, временной шаг 0,1 мс, пунктирными линиями нанесены температуры частиц) формируется структура течения, отвечающая стационарному режиму детонации, и происходит выход на самоподдерживающийся режим. Скорость сформированного детонационного фронта отвечает скорости детонации Чепмена — Жуге. Длина зоны формирования здесь несколько больше, чем при жестком инициировании, и составляет  $\approx 1,5$  м.

4. Мягкое инициирование. Недосжатый режим. Для значений параметров  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 20$ , лежащих вне области существования режимов Чепмена — Жуге (см. карту режимов [5]), самоподдерживающимися являются недосжатые стационарные режимы [9]. При рассмотренных выше условиях в КВД (2000 К и 100 атм) здесь также имеет место мягкое инициирование детонации. Поскольку при принятых значениях  $\alpha$ ,  $\beta$  тепловая и скоростная релаксации происходят медленнее и соответствующие релаксационные зоны протяженнее, чем в рассмотренном выше режиме Чепмена — Жуге, после разрушения диафрагмы практически сразу начинается взаимодействие фронта горения, развивающегося на контактном разрыве, и релаксационных зон, формирующихся за головным ударным скачком. На рис. 4, а показана первая стадия формирования детонационного течения, которая прослеживается на зависимостях тем-

ператур фаз от пространственной переменной с временным интервалом 0,1 мс (сплошные линии показывают температуру газа, пунктирные — частиц). Видно, что с развитием фронта горения на контактном разрыве за фронтом лидирующей УВ образуется структура течения, подобная детонационной структуре, соответствующей данным параметрам релаксации. Она состоит из замороженной УВ, примыкающей к ней зоны тепловой и скоростной релаксации (зоны задержки воспламенения) и зоны горения. На этой стадии скорость и амплитуда головной УВ возрастают незначительно. Затем, как и в рассмотренном выше режиме Чепмена — Жуге, происходит перемещение зоны горения с контактного разрыва в область за фронтом лидирующей УВ. К моменту 0,9 мс фронт горения отрывается от контактного разрыва (последняя кривая на рис. 4, а). Вторая стадия показана на рис. 4, б с временным шагом 0,2 мс. Здесь головная УВ с примыкающими зонами релаксации и горения ускоряется и отделяется от контактного разрыва. Температура газа на нем уменьшается под действием волны разрежения. Течение за головной УВ устанавливается, а его структура и скорость фронта соответствуют стационарному распространению волны недосжатой детонации. За зоной реакции появляется и расширяется участок постоянного поля течения, отвечающего конечному равновесному состоянию после выгорания. Для рассмотренного режима это состояние (в системе, связанной с фронтом лидирующей УВ) является сверхзвуковым как по равновесной, так и по замороженной скорости звука [5].

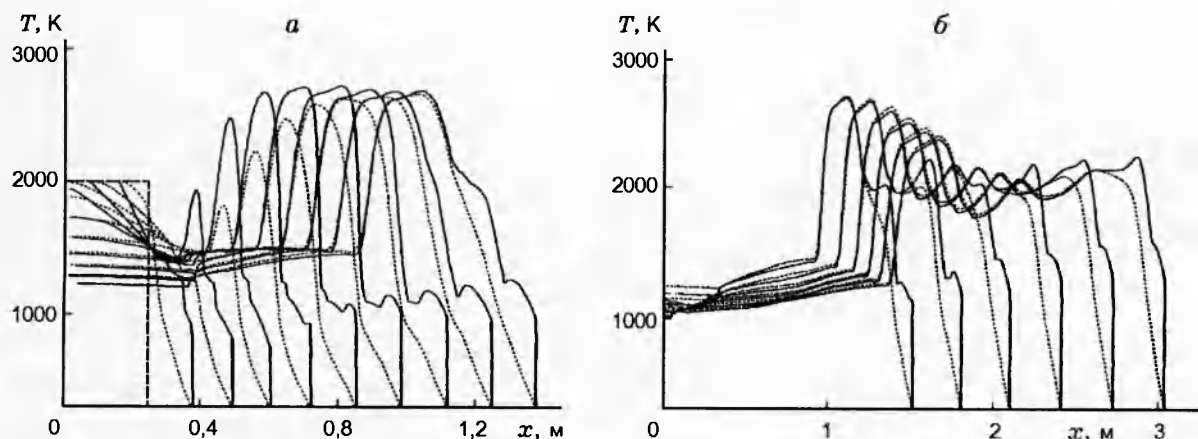


Рис. 4. Мягкое инициирование недожатой детонации

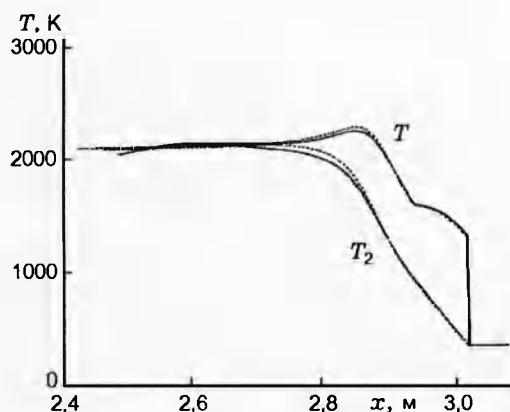


Рис. 5. Сравнение профилей температур со стационарным решением

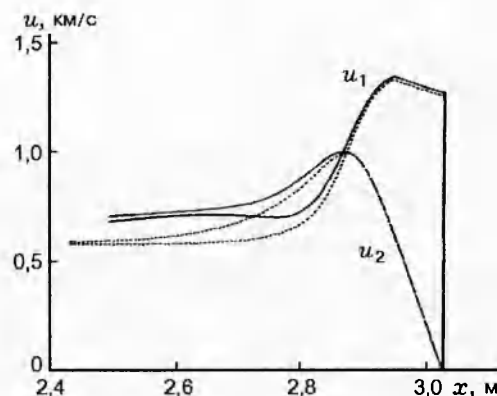


Рис. 6. Сравнение профилей скоростей со стационарным решением

На рис. 5 и 6 показан сформированный профиль течения в момент времени 1,5 мс (сплошные линии) в сравнении с соответствующим стационарным решением, определенным при тех же значениях  $\alpha = 1, \beta = 20$  по методике [5] (пунктирные линии). Как видно, имеет место совпадение в зоне за фронтом замороженной УВ и наблюдаются незначительные различия в зоне выхода на конечное равновесное состояние, которые со временем уменьшаются. Скорость ДВ достигает 1570 м/с (скорость стационарной недожатой ДВ при данных параметрах релаксации определяется единственным образом и равна 1561 м/с). Длина зоны формирования ДВ выше, чем для режима Чепмена — Жуге (что, по-видимому, обусловлено большей шириной зон релаксации), и составляет  $\sim 3$  м.

**5. Влияние теплопроводности.** Исследовалось влияние теплопроводности газа на инициирование детонации (соответствующий член был добавлен в уравнение энергии для газа (1)). Расчеты показали, что при значениях теплопроводности кислорода, отвечающих принятому диапазону температур, никакого влияния на процесс инициирования и на значения требуемых давлений и температур в КВД не оказывается. Однако, если теплопроводность принять на три порядка больше (например, соответствующей эффективной теплопроводности при турбулентном течении), то вследствие более сильного «размывания» фронта горения его сцепление с лидирующей УВ будет происходить раньше, и мягкое инициирование может иметь место при таких условиях в КВД, когда без учета теплопроводности наблюдалось

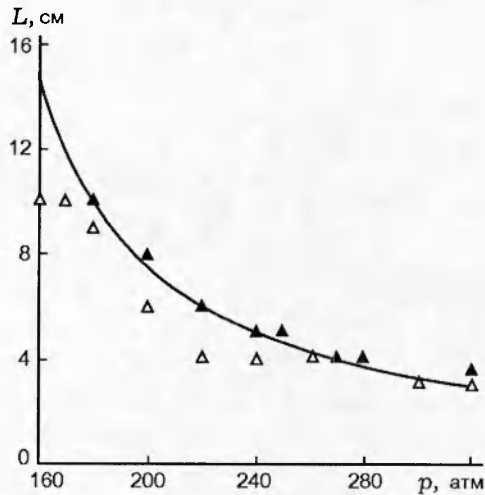


Рис. 7. Граница инициирования детонации при  $T = 1400$  К

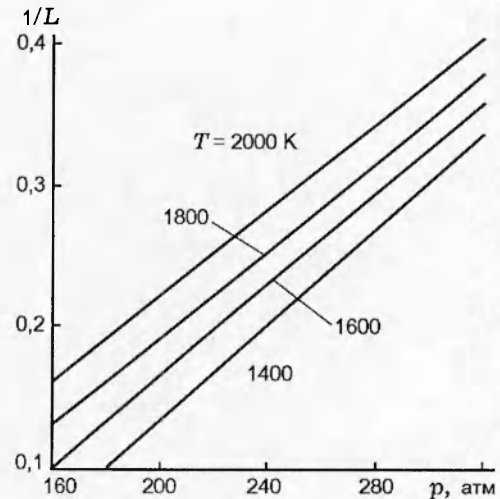


Рис. 8. Критерий инициирования детонации при различных значениях температуры

отставание фронта горения от УВ (например, 2000 К и 83 атм).

**6. Критерий инициирования.** Исследовалось влияние ширины КВД на инициирование детонации в различных режимах. Оказалось, что в случае жесткого инициирования догоняющая волна разрежения не разрушает сформированную ДВ при длине КВД не менее 2 см, что при принятом значении давления 150 атм соответствует запасенной энергии инициирования ( $0,9$  МДж/м<sup>2</sup>). Для мягкого инициирования (100 атм в камере) достаточно длины КВД 5 см, а энергия инициирования составляет  $\approx 1,5$  МДж/м<sup>2</sup>. Здесь принималось  $\tau_{\xi} = 0,005$  мс, что обеспечивает ширину зоны реакции в соответствии с [11] для частиц размером  $\approx 5$  мкм. Приведенные оценки энергии инициирования также сопоставимы с экспериментальными данными, приведенными в [11]. Заметим, что уравнения (1) допускают преобразование подобия  $\tau_{\xi} \rightarrow a\tau_{\xi}$ ,  $t \rightarrow at$ ,  $x \rightarrow ax$  при фиксированных значениях  $\alpha$ ,  $\beta$  и начальных параметрах смеси. Поэтому эти результаты обобщаются на взвеси частиц других размеров. В частности, если считать, что  $\tau_{\xi} \sim d^2$ , где  $d$  — диаметр частиц, то, например, двукратное увеличение размера частиц требует четырехкратного расширения КВД и тем самым четырехкратного увеличения необходимой энергии инициирования. Была сделана попытка получить критерий инициирования, т. е. определить зависимость необходимой энергии от параметров в КВД. Оказалось, что даже при достаточно большой (бесконечной)

ширине камеры существуют кривые, разделяющие в плоскости  $(p, T)$  области отсутствия детонации, мягкого и жесткого инициирования. Пределы мягкого инициирования зависят также от параметров релаксации. При заданных температуре и параметрах релаксации можно определить границы инициирования в зависимости от давления в камере и ее ширины  $L$ . На рис. 7 в плоскости  $(p, L)$  показаны результаты численных экспериментов по инициированию режима Чепмена — Жуге при  $\alpha = 6$ ,  $\beta = 6$ ,  $\tau_{\xi} = 0,01$  мс и температуре в КВД 1400 К. Темными треугольниками отмечены случаи инициирования, светлыми — отставания фронта горения от УВ и затухания. Разделяющая сплошная линия в масштабе  $1/L$  оказалась прямой (рис. 8). На рис. 8 нанесены также соответствующие линии для  $T = 1600$ , 1800 и 2000 К, которые тоже близки к прямым, однако не совпадают между собой. Следовательно, величина необходимой удельной энергии инициирования, определяемая как  $pL/(\gamma - 1)$ , где  $\gamma$  — показатель адиабаты, зависит от температуры в КВД и может служить критерием инициирования только при фиксированных значениях температуры в камере.

**7. Инициирование в отраженных УВ.** Как установлено выше, в недостаточно сильных УВ на фронте не достигаются условия воспламенения и детонация не развивается. Поэтому проводили также численные эксперименты по инициированию детонации в отраженных УВ. Поскольку условия для воспламенения частиц



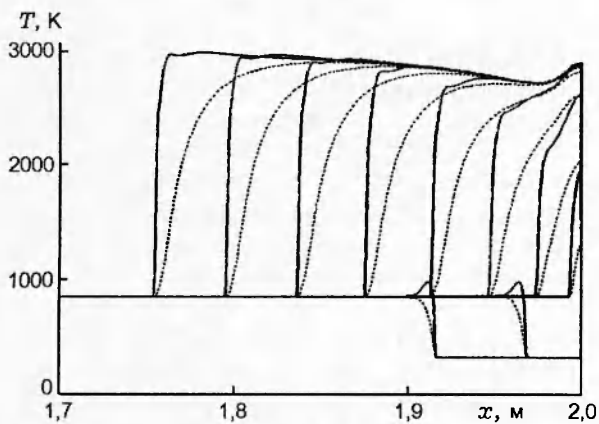


Рис. 9. Иницирование детонации при отражении УВ от стенки

на отраженной УВ создаются только на фронте, инициирование детонации возможно лишь по «жесткому» сценарию. Диапазон амплитуд, при которых детонация не развивается в падающей УВ, но возможна в отраженной, относительно невелик —  $14 \div 29$  атм (числа Маха  $3,62 \div 5,21$ ). Для более слабых УВ фронт горения не образуется, так как частицы даже в отраженной УВ не достигают температуры воспламенения. Вследствие того, что отраженная волна распространяется по подогретой и сжатой смеси, развившееся детонационное течение характеризуется очень высокими значениями давления на фронте ( $400 \div 600$  атм) и плотности газа ( $55 \div 65$  кг/м<sup>3</sup>). (Заметим, что при принятой начальной массовой концентрации частиц 0,55 предельное сжатие, определяемое по равновесному показателю адиабаты  $\gamma_e = 1,1$ , порядка 10).

Сформированная после отражения ДВ имеет следующую отличительную особенность. Поскольку для отраженной УВ начальным является состояние с ненулевой скоростью смеси (за фронтом падающей УВ), с переходом к системе, в которой смесь перед сформированной ДВ покоится, конечное равновесное состояние за фронтом ДВ характеризуется некоторой фиксированной скоростью, отличной от скорости Чепмена — Жуге. Твердая стенка, таким образом, играет роль поршня, который поддерживает пересжатый режим детонации (что подтверждено численными расчетами).

На рис. 9 показано формирование детонационной структуры течения при отражении от стенки УВ с амплитудой 25,5 атм и равновесной температурой за фронтом 836 К ( $\alpha = 6$ ,

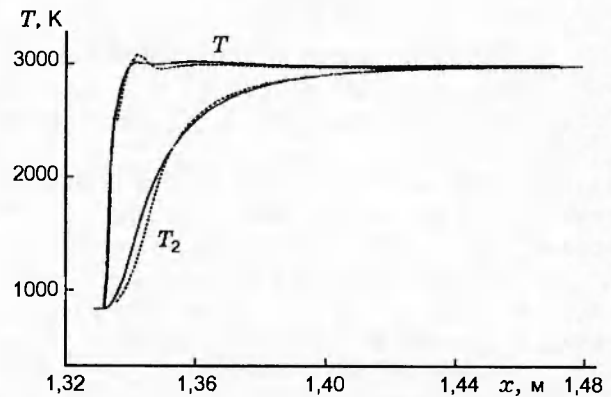


Рис. 10. Сравнение профилей температур со стационарным решением пересжатой детонации

$\beta = 6$ ). Сплошными линиями нанесены профили температур газа, пунктирными — частиц, временной шаг 0,5 мс. Видно, что детонационный фронт формируется довольно быстро. Примерно через 0,6 мс после отражения скорость и амплитуда ДВ становятся постоянными, и далее сформированная детонационная структура распространяется в неизменном виде. Скорость фронта в системе, связанной с равновесным состоянием за падающей УВ, равна 1773 м/с, что соответствует пересжатому режиму детонации с числом Маха ДВ 3,30 (соответствующие значения для режима Чепмена — Жуге при тех же начальных параметрах составляют 1712 м/с и 3,19). На рис. 10 сплошной линией показана температура газа через 0,85 мс после отражения, а пунктирной — соответствующее стационарное решение пересжатой детонации, определенное по методу [5]. Из сравнения профилей видно, что в конечно-разностном решении имеют место некоторое смазывание температурного изгиба и незначительные погрешности в вычислении температуры частиц в зоне реакции. Наложенные таким же образом профили давления практически сливаются. Уменьшение амплитуды падающей УВ приводит к тому, что сформированная после отражения пересжатая ДВ ослабляется и приближается к режиму Чепмена — Жуге. Например, для УВ, характеризующейся равновесным состоянием за падающей УВ (15,3 атм и 620 К), скорость сформированной ДВ составляет 1650 м/с и отличается от скорости Чепмена — Жуге (1647 м/с) в пределах ошибок аппроксимации.

## ВЫВОДЫ

На основе численного моделирования процесса инициирования детонации в взрыве частиц алюминия и кислорода установлено следующее.

При условиях, достаточных для воспламенения частиц непосредственно за фронтом головной УВ, процесс инициирования начинается сразу после разрушения диафрагмы. Детонационная волна формируется в результате усиления и ускорения головного ударного скачка (жесткое инициирование детонации). Длина ее установления соответствует экспериментальным данным [7].

При более мягких условиях в КВД, когда воспламенение за фронтом головной УВ не происходит, возможно инициирование детонации в результате взаимодействия фронта горения, сформированного на контактном разрыве, и релаксационной зоны за фронтом головной УВ (мягкое инициирование). В этом случае длина зоны формирования ДВ больше, чем при жестком инициировании.

В результате инициирования формируется ДВ, соответствующая самоподдерживающемуся режиму детонации (Чепмена — Жуге либо недосжатого в зависимости от значений параметров релаксации).

Предложен критерий инициирования, заключающийся в том, что давление и ширина камеры связаны обратно пропорциональной зависимостью, однако величина необходимой энергии инициирования зависит от температуры в камере и параметров релаксации.

Полученные оценки для энергии инициирования по порядку величины сопоставимы с экспериментальными данными [11].

Показано, что возможно инициирование детонации при отражении от стенки недостаточно сильных УВ (с амплитудой  $14 \div 29$  атм, диапазон чисел Маха  $3,6 \div 5,2$ ). Инициирование детонации в отраженных УВ происходит только по «жесткому» сценарию. В результате формируется пересжатая ДВ, которая с уменьшением амплитуды падающей УВ приближается к волне Чепмена — Жуге. Сформированная ДВ характеризуется высокими значениями давления на фронте ( $\approx 400 \div 600$  атм).

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01886).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Детонация в релаксирующем газе и релаксационная неустойчивость // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 5. С. 75–86.
2. Копотев В. А., Кузнецов Н. М. Структура стационарной зоны и релаксационная неустойчивость детонационной волны в гетерогенных средах // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 2. С. 94–104.
3. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 119–127.
4. Федоров А. В., Хмель Т. А. Типы и устойчивость детонационных течений взрыве алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
5. 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.
6. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
7. Strauss W. A. Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures // AIAA Journal. 1968. V. 6, N 12. P. 1753–1761.
8. Федоров А. В., Хмель Т. А. Взаимодействие детонационных волн и волн разрежения в взрыве частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 102–110.
9. Федоров А. В., Хмель Т. А. Определение самоподдерживающихся режимов неидеальной детонации на модели взрыва частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 95–102.
10. Федоров А. В., Тетенов Е. В. Инициирование гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 83–89.
11. Борисов А. А., Хасанов Б. А., Вейссьер Б. и др. О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // Хим. физика. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.

Поступила в редакцию 18/XI 1998 г.