

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН И ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ В АЭРОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В КИСЛОРОДЕ

УДК 532.529+541.126

А. В. Федоров, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе математической модели детонации аэровзвеси частиц алюминия в кислороде изучена задача о взаимодействии плоской детонационной волны с примыкающей волной разрежения. Численное решение получено в рамках односкоростного двухтемпературного приближения механики гетерогенных сред для режимов Чепмена — Жуге, недосжатого и пересжатого. Показано, что режимы Чепмена — Жуге и недосжатые с внутренней особой точкой являются самоподдерживающимися. Определены три интервала значений параметра релаксации (отношения характерных времен тепловой релаксации и горения). В первом интервале результатом взаимодействия детонационной волны с волной разрежения является выход на режим Чепмена — Жуге, во втором — распад детонационной волны на ударный скачок и отстающий фронт горения с последующей потерей устойчивости, в третьем — выход на недосжатый режим детонации.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование плоских детонационных волн в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде проводилось в ряде работ на основе математической модели, предложенной в [1, 2]. Анализ стационарных решений для нормального режима Чепмена — Жуге, пересжатого и недосжатого режимов выполнен в работе [3]. В [4] путем прямого численного моделирования задачи Коши для нестационарных уравнений показана устойчивость всех типов стационарных детонационных режимов, поддерживаемых поршнем, относительно одномерных возмущений. Принято считать, что в свободной детонации возможен только режим Чепмена — Жуге, так как при пересжатом режиме догоняющая волна разрежения, взаимодействуя с детонационной волной (ДВ), должна ослаблять ее. Задача сопряжения ДВ с примыкающей волной разрежения в режиме Чепмена — Жуге в аэровзвеси алюминия в кислороде рассматривалась в [5], где зона реакции моделировалась несколькими ячейками конечно-разностной сетки.

В [4] для смеси с неполным выгоранием частиц установлено, что при величине параметра релаксации β (отношение характерных времен тепловой релаксации и горения), превышающей некоторое критическое значение, стационарных режимов Чепмена — Жуге не существует. Кроме пересжатых волн возможны также стационарные решения в виде недосжатых режимов, конечное состояние которых является сверхзвуковым по равновесной скорости звука или замороженной (при наличии в зоне горения перехода через замороженную скорость звука). Недосжатые режимы реализуются на некотором многообра-

зии в пространстве параметров скорость ДВ — параметр релаксации β . (Такие решения для реагирующих газовых смесей анализировались также в [6].) Режимы со сверхзвуковым конечным состоянием должны быть самоподдерживающимися, поскольку здесь волна разрежения не может догнать фронт ДВ.

В связи с этим представляет интерес рассмотреть картину взаимодействия ДВ с волной разрежения в каждом из режимов детонации в широком диапазоне изменения параметра релаксации (включая значения, при которых нет решений Чепмена — Жуге).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассматривается пространство, заполненное смесью мелких частиц алюминия и кислорода. Предположим, что до какого-то момента времени по смеси распространяется стационарная ДВ, поддерживаемая поршнем в соответствии с одним из стационарных режимов [3]. Считается, что точка приложения поршня находится в зоне химического и теплового равновесия, отвечающей конечному стационарному состоянию. Затем поршень мгновенно убирается (устанавливается атмосферное давление), что приводит к появлению в зоне равновесия центрированной волны разрежения. Задача состоит в исследовании процесса распространения ДВ с примыкающей волной разрежения и их взаимодействия в различных детонационных режимах.

Уравнения, описывающие одномерное нестационарное течение смеси газа и мелких частиц алюминия, в односкоростном двухтемпературном приближении имеют вид [2, 4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho(u^2 + p/\rho)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u(E + p/\rho)}{\partial x} = 0, \\ \frac{dT_2}{dt} &= \frac{\partial T_2}{\partial t} + u \frac{\partial T_2}{\partial x} = -\frac{1}{\tau_T} (T_2 - T), \\ \frac{d\xi}{dt} &= \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} = \begin{cases} (-1/\tau_\xi)(\xi - \xi_k) \exp(-E_2/RT_2), & T_2 \geq T_{ign}, \\ 0, & T_2 < T_{ign}, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = (1 - \xi)RT/W, \quad W = 1/\rho - \xi/\rho_{22}, \quad e = (1 - \xi)c_{V1}T + \xi c_2 T_2 + Q\xi, \quad E = e + u^2/2.$$

Здесь ρ_{22} — истинная плотность частиц; ρ, p, u, e — средняя плотность, давление, скорость и внутренняя энергия смеси; ξ — относительная массовая концентрация частиц, ξ_k — доля негоревших частиц; T, T_2 — температуры газа и частиц соответственно; T_{ign} — температура воспламенения частиц; τ_T, τ_ξ — характерные времена тепловой релаксации и горения; c_{V1} — теплоемкость газа при постоянном объеме, c_2 — теплоемкость частиц; E_2 — энергия активации; Q — скорость тепловыделения химической реакции. Индексы $k, 0$ обозначают конечное и начальное состояния смеси.

Для определения решения $\varphi = \{\rho, u, \xi, T, T_2\}$ уравнений (1) ставится следующая задача Коши:

$$t = 0, \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_0, & x_D < x < +\infty, \\ \varphi_{st}(x), & x_k < x \leq x_D, \\ \varphi_{rw}(x), & 0 \leq x \leq x_k. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\varphi_{st}(x)$ — численно полученное в [4] распределение параметров за фронтом стационарной ДВ, находящейся в точке x_D . Параметры среды в зоне волны разрежения на участке $(0, x_k)$ в предположении теплового равновесия в начальный момент времени определяются

из соотношений

$$\begin{aligned} p\rho^{-\gamma} &= p_k\rho_k^{-\gamma}, \quad u - 2c/(\gamma - 1) = u_k - 2c_k/(\gamma - 1), \\ u(x) &= u_k x/x_k - u_i(\omega - x_k)/x_k, \quad \gamma = \gamma(\xi_k), \end{aligned}$$

дополненных в точке l ($x = 0$) условием $p_l = p_0$. При этом значения остальных параметров в точке $x = 0$ не равны начальным значениям перед фронтом ДВ, поскольку частицы уже горели и свойства среды изменились. Здесь и далее $\gamma = \gamma(\xi) = 1 + (1 - \xi)R/[c_{V1}(1 - \xi) + c_2\xi]$ — равновесный показатель адиабаты; $\gamma_0 = \gamma(\xi_0)$, $\gamma_k = \gamma(\xi_k)$; $\gamma_1 = 1 + R/c_{V1}$ — замороженный показатель адиабаты.

Численный метод включает в себя применение высокоточной разностной схемы класса TVD для решения уравнений газодинамики [7], адаптированной к исследованию реальных газов [8], а также программного комплекса GEAR [9] решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Применение TVD-схемы позволяет получить высокое разрешение на фронте ДВ и в узкой зоне химического и теплового взаимодействия (контрольные сравнения со схемой Мак-Кормака показали [4], что на одной и той же конечно-разностной сетке точность схемы TVD примерно в три раза выше). Уравнения химической кинетики и тепловой релаксации на каждом временном шаге интегрировались вдоль траектории в каждой ячейке конечно-разностной сетки с последующей интерполяцией значений в узлах.

Для предупреждения развития неустойчивости, связанной с переходом скорости через нулевое значение в зоне волны разрежения, в схему добавлялся диффузионный член второго порядка малости вида $h^2 U_{xx}$, $U = \{\rho, \rho u, \rho E\}$. Действие искусственной диффузии ограничивалось небольшим участком и не распространялось на зону химического и теплового взаимодействия и на фронт ДВ.

Расчет проводился на равномерной конечно-разностной сетке. Расчетная область по мере продвижения ДВ расширялась, включая участок невозмущенного состояния, на границе которого поддерживались начальные условия перед фронтом.

Численная реализация граничных условий на другой свободной границе, соотнесенной с волной разрежения, осуществлялась с учетом направления скорости потока на границе. Учитывая, что при давлении, равном атмосферному, скорость на этой границе как в начальный момент времени, так и в течение всего периода взаимодействия направлена вне области, следовательно, граница является выходной, использовались «мягкие» граничные условия типа [10] $U_1 = 2U_2 - U_3$.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Формулировка результатов для стационарной задачи. Прежде чем приступить к анализу полученных решений, напомним некоторые результаты из [3, 4]. Для мелких частиц алюминия в кислороде (в рамках допустимости односкоростного приближения) при принятых значениях энергии активации и скорости тепловыделения (обеспечивающих согласование модели с экспериментальными данными Страусса [11] по зависимости скорости фронта от начальной концентрации частиц в аэрозвеси) режим Чепмена — Жуге (CJ) при $\xi_0 = 0,55$ характеризуется скоростью фронта 1548 м/с и равновесным числом Маха ДВ $M_{e0} = M_{CJ} = 7,14$. Стационарные решения Чепмена — Жуге существуют при изменении параметра релаксации $\beta = \tau_r/\tau_\xi$ в интервале $0 < \beta < \beta_m$, где $\beta_m = 10,5$ и 15 при $E_2 = 0$ и 10^6 соответственно. Стационарные пересжатые режимы для указан-

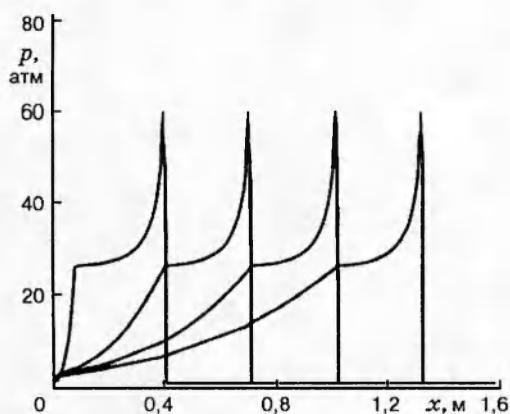


Рис. 1

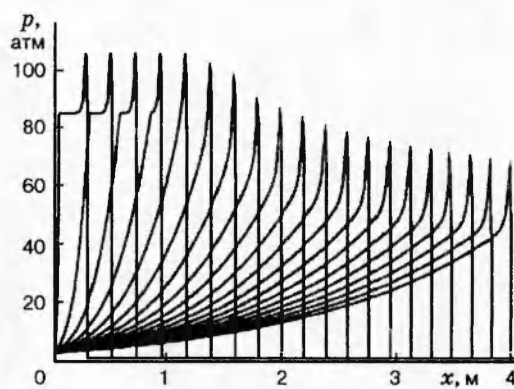


Рис. 2

Рис. 1. Распространение ДВ в режиме Чепмена — Жуге

Рис. 2. Взаимодействие пересжатой ДВ с волной разрежения при $\beta < \beta_m$

ных значений β возможны при $M_{e0} > M_{CJ}$. Когда параметр релаксации β превышает критическое значение β_m , режимы Чепмена — Жуге отсутствуют, а пересжатые режимы возможны при $M_{e0} > \tilde{M}_{e0}(\beta)$, где $\tilde{M}_{e0}(\beta)$ — некоторая функция параметра релаксации, полученная численно. На многообразии $M_{e0} = \tilde{M}_{e0}(\beta)$ реализуются пересжатые режимы с внутренней особой точкой типа седла, а также недосжатые режимы, в которых решение проходит по сепаратрисе через седловую особенность (замороженную скорость звука) в сверхзвуковое конечное состояние. На некотором участке, примыкающем к критическому значению $\beta_m < \beta < \beta_*$, конечное состояние является дозвуковым по замороженной, но сверхзвуковым по равновесной скорости звука. Конечная точка представляет собой седловую особенность и также достигается по сепаратрисе. Здесь реализуются только так называемые «структурно-неустойчивые» недосжатые режимы. Многообразие $M_{e0} = \tilde{M}_{e0}(\beta)$ имеет асимптоту $M_{e0} = M_{e**}$, выше которой стационарные решения возможны только в виде пересжатых режимов без особенностей.

Нормальный режим детонации. Исходные данные для численных расчетов взяты из [4]. Результаты расчетов задачи взаимодействия ДВ с волной разрежения для параметров, соответствующих режиму нормальной детонации Чепмена — Жуге в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде, приведены на рис. 1 в виде распределения давления с временным интервалом 0,2 мс. Характерное время горения составляет 0,01 мс; характерное время тепловой релаксации принято 0,01 мс; параметр релаксации $\beta = 1$. Как и следовало ожидать, взаимодействия ДВ с волной разрежения здесь не происходит. Скорость фронта и амплитуда замороженной ударной волны сохраняют постоянные значения. Расстояние от фронта до точки сопряжения равновесной зоны с волной разрежения также не изменяется.

Пересжатый режим при $\beta < \beta_m$. Результаты расчетов для пересжатого режима в докритической области изменения параметра релаксации β для аэровзвеси частиц алюминия в кислороде представлены на рис. 2–4. На рис. 2 приведено распределение давления в начальный момент времени и показано развитие течения с временным шагом 0,1 мс. Скорость стационарной ДВ принималась равной 2159 м/с ($M_{e0} = 10$), $\tau_\xi = 0,01$ мс, $\tau_T = 0,5$ мс ($\beta = 50$). При этом конечное состояние характеризуется числами Маха, опре-

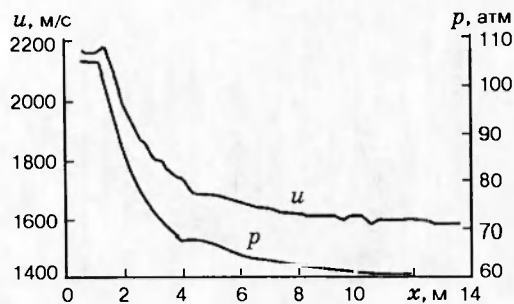


Рис. 3

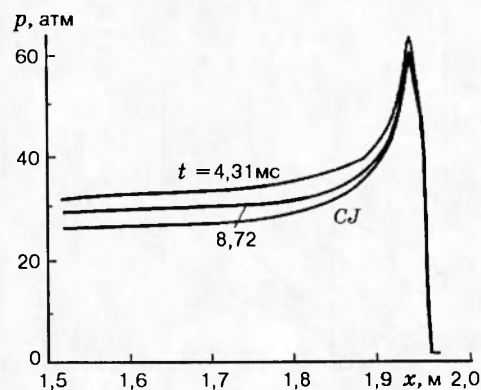


Рис. 4

Рис. 3. Выход на стационарный режим (максимальное давление и скорость ДВ)

Рис. 4. Профили давления при выходе на режим Чепмена — Жуге

деляемыми по замороженной скорости звука $M_{fk} = 0,525$ и по равновесной скорости звука $M_{ek} = 0,528$. Видно, что на первом этапе волна разрежения догоняет фронт ДВ, не взаимодействуя с ним. Скорость фронта остается постоянной, происходит лишь уменьшение протяженности равновесной зоны, соответствующей конечному состоянию. Затем по мере прохождения первой характеристики волны разрежения через зону химической реакции происходит взаимодействие, в результате которого амплитуда ДВ уменьшается, скорость фронта падает, течение за фронтом переформируется. Далее, как видно из рисунка, скорость фронта и амплитуда ДВ имеют тенденцию выхода на постоянное значение. Расчет показал, что в указанном интервале изменения β амплитуда ДВ приближается к значению, соответствующему нормальному режиму Чепмена — Жуге.

Для наглядности на рис. 3 представлены огибающая, выражающая зависимость максимального давления за фронтом от пройденного волной пути (небольшой скачок в районе $x = 4$ м связан с переходом на другую сетку), и аналогичная кривая для скорости фронта ДВ. Здесь на временном интервале 8,3 мс максимальное давление за фронтом уменьшается от 105,6 до 60,03 атм (максимальное давление в режиме Чепмена — Жуге составляет 59,2 атм), а скорость фронта уменьшается от 2175 до 1575 м/с (скорость в режиме Чепмена — Жуге 1548 м/с). Отличие от режима Чепмена — Жуге по давлению и скорости на этот момент времени составляет 1,3 и 1,7 % соответственно (что находится в пределах точности принятого численного метода).

Сравнение профилей давления в зоне релаксации в моменты времени 4,31 и 8,72 мс с профилем в режиме Чепмена — Жуге показано на рис. 4. Как видно, в конечном равновесном состоянии выход на режим Чепмена — Жуге происходит заметно медленнее, чем на фронте замороженной ударной волны и в зоне горения непосредственно за фронтом.

Недосжатый режим детонации ($\beta > \beta_*$). Стационарное решение типа недосжатой детонации для аэровзвеси алюминия в кислороде при $\beta = 20$ характеризуется скоростью фронта 1549 м/с, $M_{e0} = 7,1743$ и $M_{ek} = 1,029$. Очевидно, что при таких параметрах отличить недосжатый режим от режима Чепмена — Жуге в численных расчетах затруднительно. Ожидаемое отставание передней характеристики от фронта ДВ может быть

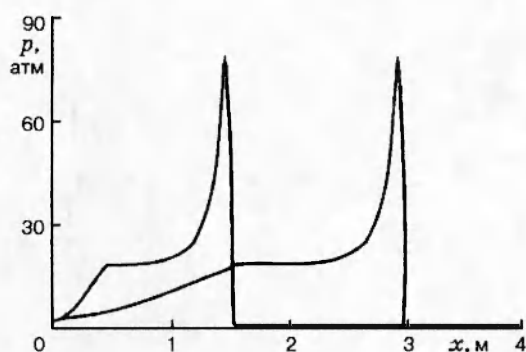


Рис. 5

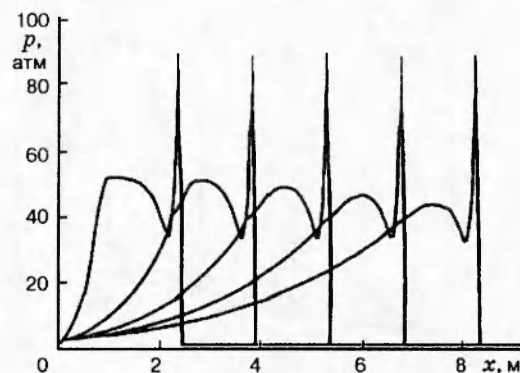


Рис. 6

Рис. 5. Распространение ДВ в недосжатом режиме

Рис. 6. Взаимодействие пересжатой ДВ с волной разрежения при $\beta > \beta_*$ (первая стадия)

заметным лишь на очень больших временах интегрирования. Поэтому для большей наглядности рассматривалась модельная смесь с параметрами $\gamma_1 = 2$, $\gamma_0 = 1,076$, $\gamma_k = 1,336$. Здесь для $\beta = 50,285$ и $M_{e0} = 8,7361$ (скорость фронта 1823 м/с) $M_{ek} = 1,43$. Распределение давления для такой смеси с временным интервалом в 0,8 мс показано на рис. 5, где наглядно виден процесс «разбегания» ДВ и волны разрежения. Передняя характеристика волны разрежения и точка ее сопряжения с равновесной зоной отстают от фронта замороженной ударной волны, протяженность равновесной зоны увеличивается. При этом амплитуда замороженной ударной волны и скорость фронта остаются постоянными. Таким образом, расчеты подтверждают, что режим недосжатой детонации, так же как и режим Чепмена — Жуге, является самоподдерживающимся. Применительно к детонации аэровзвеси частиц алюминия в кислороде, однако, следует помнить, что недосжатые режимы существуют лишь при неполном сгорании частиц и условии $\beta > \beta_*$.

Пересжатый режим детонации при $\beta > \beta_*$. Развитие взаимодействия ДВ с волной разрежения в пересжатом режиме в диапазоне $\beta > \beta_*$, где нет стационарных решений Чепмена — Жуге, исследовалось на примере приведенного выше модельного вещества, поскольку, как было указано, для аэровзвеси частиц алюминия в численных расчетах трудно различить нормальный и недосжатый режимы детонации. Начальные параметры для смеси с $\gamma_1 = 2$, $\gamma_0 = 1,076$, $\gamma_k = 1,336$ при $\beta = 50,285$ и $M_{e0} = 9,2$ определяют пересжатый режим со скоростью фронта 1920 м/с и равновесным числом Маха конечного состояния 0,652. Максимальное давление за фронтом составляет 95,7 атм. При этих же начальных параметрах смеси конечное состояние недосжатой детонации (верхняя ветвь решения) является сверхзвуковым как по равновесной, так и по замороженной скорости звука, так как $\beta > \beta_*$.

Результаты расчетов взаимодействия волны разрежения с пересжатой ДВ представлены на рис. 6–9. На рис. 6 показана первая стадия начиная с момента 0,2 мс с временным шагом 0,8 мс. Как видно, структура течения в этом случае является более сложной, чем в пересжатом режиме при $\beta < \beta_m$. Здесь в зоне горения и тепловой релаксации имеется точка возврата (минимум давления), за которой течение посредством волны сжатия выходит на конечное равновесное состояние. В результате на первом этапе происходит сокращение

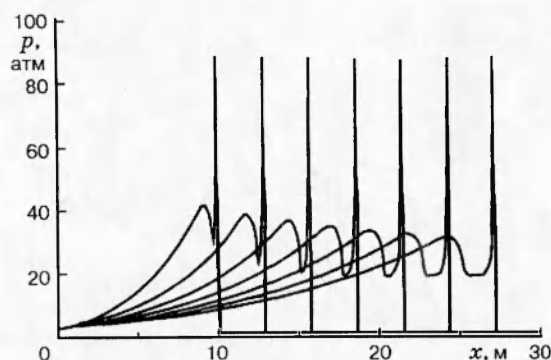


Рис. 7

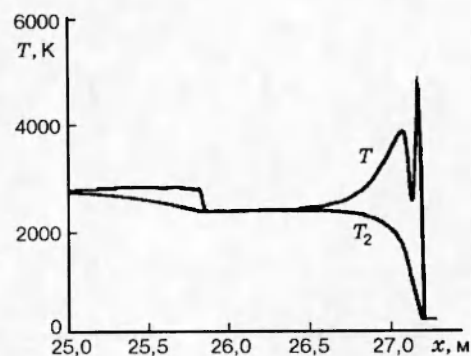


Рис. 8

Рис. 7. Взаимодействие пересжатой ДВ с волной разрежения при $\beta > \beta_*$ (вторая стадия)

Рис. 8. Распределение температур. Появление ударной волны

равновесной зоны и плавное смыкание волны разрежения с волной сжатия. Затем состояние в точке смыкания меняется (давление уменьшается), а значения параметров в точке возврата некоторое время сохраняются. Начиная с момента времени $t = 2,6$ мс происходит падение давления и в точке возврата. Следующая стадия процесса (с момента $t = 4,4$ мс) с временным интервалом $1,6$ мс показана на рис. 7. В результате опрокидывания волны сжатия за точкой возврата на некоторое время возникает ударный скачок. Кроме заметного скачка давления при $t = 9,2$ и $10,8$ мс о наличии ударной волны в этой зоне свидетельствует и выполнение условий на ударной волне для всех параметров, а также распределение температур газа и частиц в момент времени $10,8$ мс (см. рис. 8). Видно, что температура газа повысилась скачкообразно, тогда как для частиц характер зависимости температуры от расстояния до фронта плавный, поскольку частицы прогреваются с конечным временем тепловой релаксации. По мере взаимодействия с веером волны разрежения возникшая ударная волна постепенно ослабляется и исчезает.

На рис. 9 показана заключительная стадия процесса. Сформированное в точке возврата состояние является сверхзвуковым как по равновесной, так и по замороженной скорости звука. Поэтому примыкающая к этому состоянию волна сжатия, смыкающаяся с волной разрежения, начинает отставать. В результате протяженность зоны, соответствующей равновесному состоянию недосжатой детонации, увеличивается. Скорость распространения ДВ на дискретной сетке на момент $t = 18,6$ мс равна 1800 м/с (в стационарном недосжатом режиме при данном β значение скорости 1823 м/с). Максимальное давление за фронтом составляет $87,6$ атм и отличается от значения, характеризующего недосжатый стационарный режим на $1,9\%$ (соответственно $89,3$ атм). Таким образом, сформированный за замороженной ударной волной профиль соответствует стационарному недосжатому режиму, который распространяется с минимально возможной для данного параметра релаксации скоростью. Эта скорость определяется числом Маха, лежащим на многообразии $M_{e0} = \tilde{M}_{e0}(\beta)$, ограничивающем область пересжатых режимов от области отсутствия стационарных решений [3, 4].

Режимы при $\beta_m < \beta < \beta_*$. Представленные на рис. 6–9 результаты получены для значений параметра β , при которых граничное состояние (результат взаимодействия)

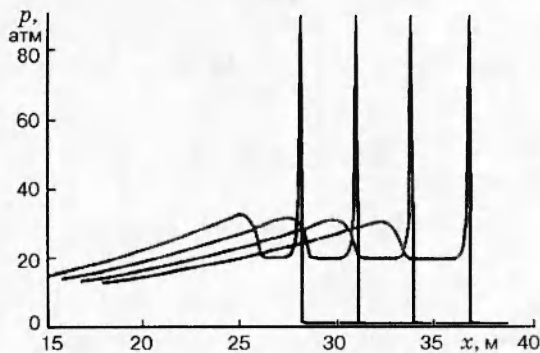


Рис. 9

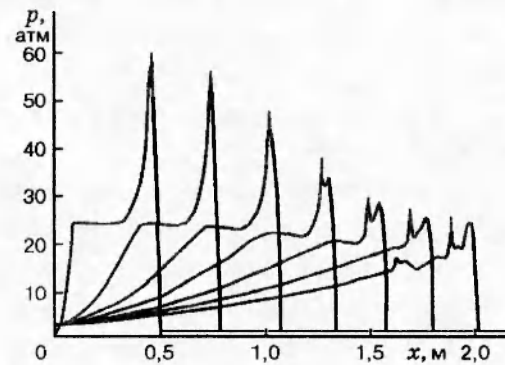


Рис. 10

Рис. 9. Взаимодействие пересжатой ДВ с волной разрежения при $\beta > \beta_*$ (третья стадия)

Рис. 10. Взаимодействие ДВ с волной разрежения при $\beta_m < \beta < \beta_*$

является сверхзвуковым как по замороженной, так и по равновесной скорости звука. Как было показано ранее, для стационарных течений существует интервал (β_m, β_*) , внутри которого конечные состояния слабой детонации являются сверхзвуковыми по равновесной, но дозвуковыми по замороженной скорости звука, а конечная точка является седлом. «Структурно-неустойчивый» недосжатый режим с седловой конечной точкой устойчив относительно рассмотренных возмущений при поддерживающем воздействии поршня [4]. Результаты расчетов взаимодействия ДВ и волны разрежения при снятии поршня для такого режима в модельной смеси показаны на рис. 10 с временным интервалом 0,2 мс. Здесь ослабление ДВ в результате взаимодействия с волной разрежения приводит к ее распаду на ударный скачок и фронт горения. Амплитуда ударной волны уменьшается, скорость падает, при этом зона задержки воспламенения увеличивается, и фронт горения отстает. Такая структура устойчива, пока расстояние от лидирующей ударной волны до фронта горения не превышает в несколько раз ширину зоны релаксации [12]. По мере отставания развивается неустойчивость, что проявляется в численных расчетах в появлении и катастрофическом росте осцилляций. Попытка введения малой искусственной диссипации привела к хаотическим режимам типа «галолирующей» детонации [13], однако периодических или каких-либо регулярных решений при этом выявить не удалось.

Аналогичный результат имеет место, если в качестве начальных данных задается решение, отвечающее пересжатому режиму в этом же интервале значений параметра β . Здесь после несколько более длительного периода ослабления ДВ и некоторой перестройки течения также происходит разделение ДВ на ударную волну и фронт горения с последующей потерей устойчивости. Полученные результаты дают основания полагать, что в идеальной постановке (отсутствие диссипации) в интервале (β_m, β_*) стационарных режимов свободной детонации не существует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе на основе численных исследований математической модели детонации аэрозвеси частиц алюминия в кислороде, а также модельной смеси показано,

что результатом взаимодействия детонационной волны с волной разрежения является:

- в нормальной детонации Чепмена — Жуге (при значениях параметра релаксации $\beta < \beta_m$) — распространение ДВ с постоянной скоростью, равной скорости Чепмена — Жуге, в самоподдерживающемся режиме;
- в пересжатых режимах при $\beta < \beta_m$ — переход течения в режим Чепмена — Жуге и распространение в самоподдерживающемся стационарном режиме;
- в недосжатых устойчивых режимах при $\beta > \beta_*$ — распространение ДВ с постоянной скоростью в самоподдерживающемся режиме;
- в пересжатых режимах при $\beta > \beta_*$ — переход течения в режим недосжатой детонации и дальнейшее распространение в самоподдерживающемся стационарном режиме;
- в пересжатых и недосжатых режимах при $\beta_m < \beta < \beta_*$ — ослабление и распад ДВ на ударный скачок и отстающий фронт горения и потеря устойчивости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-01-01886 и 93-01-16405).

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремеева Т. А., Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. К теории идеальной и неидеальной детонации аэровзвесей. Новосибирск, 1986. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 37-86).
2. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
3. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Типы детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // Докл. РАН. 1995. Т. 342, № 2. С. 185–188.
4. Федоров А. В., Хмель Т. А. Типы и устойчивость детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
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. 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.
7. Wang J. C. T., Widhopf G. F. A high-resolution TVD finite volume scheme for the Euler equation in conservation form // AIAA Pap. N 87-0538. 1987.
8. Montagne J. L., Vinokur M. Comparative study of high resolution shock-capturing schemes for a real gas // AIAA J. 1989. V. 27, N 10. P. 1332–1347.
9. Gear C. W. The automatic integration of ordinary differential equations // Computer and Structures. 1985. V. 20, N 6. P. 915–920.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
11. Strauss W. A. Investigation of detonation of aluminium powder-oxygen mixture // AIAA J. 1968. V. 6, N 9. P. 1753–1756.
12. Кузнецов Н. М. Устойчивость структуры ударных и детонационных волн // Хим. физика. 1993. Т. 12, № 3. С. 293–298.
13. Левин В. А., Марков В. В. Возникновение детонации при концентрированном подводе энергии // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 4. С. 623–633.

Поступила в редакцию 10/VI 1996 г.