

УДК 532.529+534.222.2

© 1995 г. А. Л. ГОНОР, М. А. ТЕВЕРОВСКИЙ

ГАЗОДИНАМИКА РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ С ИНЕРТНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

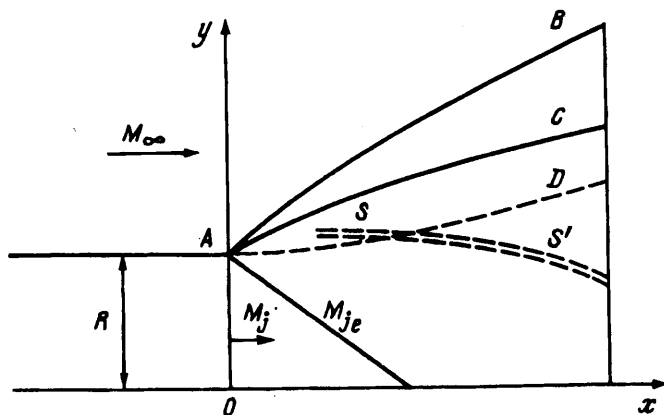
Построена математическая модель и проведен численный расчет разлета продуктов детонации конденсированного взрывчатого вещества с инертными металлическими частицами при распространении волны вдоль оси цилиндрического заряда. Разлет продуктов детонации моделируется двухфазной, неравновесной в начальном сечении осесимметричной струей, истекающей в сверхзвуковой спутный воздушный поток. Развита метод расчета газозвеси продуктов за детонационной волной. Найдены оптимальные параметры разностной схемы, обеспечивающие необходимую точность вычислений. Выявлены газодинамические особенности разлета продуктов детонации, связанные с наличием частиц и бокового растекания.

Влияние твердых частиц на детонационные свойства конденсированных взрывчатых веществ активно изучается в течение четырех последних десятилетий. Большой интерес представляет движение продуктов взрывчатых веществ, заполненных металлическими частицами. Обнаружено: частицы алюминия значительно усиливают фугасные, почти не изменяя, бризантных свойств взрывчатой смеси [1]; металлические частицы снижают скорость детонации взрывчатого вещества [2, 3]; разлет продуктов с химически активными и инертными частицами на начальной стадии протекает одинаково [3]; химическое взаимодействие частиц с продуктами детонации и, как следствие, дополнительное энерговыделение проявляется лишь на поздних стадиях разлета [3].

Среди последних теоретических работ отметим [4, 5], в которых численно рассчитывался разлет продуктов детонации сферического заряда взрывчатого вещества с инертными частицами. Задача рассматривалась в одномерной постановке. Продукты детонации в [4] — газ с уравнением состояния Джонса — Уилкинса — Ли. В [5] — совершенный газ с показателем адиабаты, зависящим от плотности. Газозвесь предполагалась монодисперсной, детонационная волна — поверхность разрыва с тепловыделением. Расчеты [5] показали: ускорение твердых частиц за детонационной волной настолько велико, что при разлете продуктов в воздухе некоторые из них выносятся не только за контактную поверхность, но и за головную ударную волну. В [4] рассчитывается доля графитовых частиц, не подвергшихся фазовому переходу в зоне высоких температур и давлений, при разлете продуктов детонации гексогена.

1. Постановка задачи. Рассматривается полубесконечный цилиндр радиуса R в воздухе, заполненный взрывчатым веществом (ВВ) и инертными металлическими частицами. С торца инициируется детонационная волна. Пренебрегая участком формирования, считаем детонацию стационарной, характеризуемой постоянной скоростью волны D и описываемой моделью Чепмена — Жуге. За плоскостью Чепмена — Жуге имеется монодисперсная смесь газообразных продуктов детонации и частиц, движение которой определяется в рамках модели «запыленного» газа [6]. Объемной долей частиц пренебрегается.

Осесимметричная схема разлета продуктов при стационарной детонации ци-



Фиг. 1

линдрического заряда BB в воздухе [7] в системе координат, связанной с волной, показана на фиг. 1. Здесь OA — детонационная волна; AB — ударная волна; AC — контактная поверхность. В соответствии с этой схемой продукты детонации окружены слоем воздуха, сжатым присоединенной ударной волной AB , и отделены от него поверхностью контактного разрыва AC . Возможность применения такой схемы подтверждается ниже расчетом.

В системе отсчета, связанной с детонационной волной, задача о разлете газовой смеси продуктов детонации сводится к задаче об истечении стационарной осесимметричной двухфазной струи в сверхзвуковой спутный воздушный поток с числом Маха $M_\infty = D/a_\infty$ (здесь a_∞ — скорость звука в набегающем потоке воздуха). Продукты детонации разгоняются в волне разрежения от звуковой плоскости, образуя сверхзвуковую струю с высокой степенью нерасчетности $n = p_j/p_\infty$ (здесь p_j , p_∞ — давление в плоскости Чепмена — Жуге и в невозмущенном потоке воздуха соответственно).

Вблизи контактного разрыва AC возникает висячий скачок SS' (фиг. 1), который, отражаясь от оси симметрии, образует центральный скачок (диск Маха) с областью дозвукового течения за ним. Расстояние от плоскости истечения двухфазной струи диска Маха оценивается по формуле [8]

$$\frac{x}{d} = \frac{0,69 M_j (\gamma n)^{1/2}}{1 + 0,197 M_j^{1,45} \epsilon^{0,65}}$$

Здесь d — диаметр заряда; M_j — число Маха продуктов детонации в плоскости Чепмена — Жуге; ϵ — относительный расход частиц в плоскости Чепмена — Жуге; γ — показатель адиабаты продуктов детонации. Для стандартных металлизированных зарядов ($M_\infty \approx 10$, $n \approx 10^5$, $\gamma = 3$, $\epsilon = 0,2 - 0,8$ [2]) $x/d \approx 3$. Следовательно, по крайней мере на расстоянии порядка трех калибров заряда от плоскости Чепмена — Жуге диск Маха в потоке отсутствует и течение газа является чисто сверхзвуковым.

Сепаратриса AD (фиг. 1) разделяет область двухфазного течения от потока «чистого» газа. В проведенных ниже расчетах она не пересекает границу струи. Частицы перед фронтом детонационной волны движутся со скоростью D и имеют начальную температуру T_0 . Дополнительно предположим, что, пересекая плоскость OA , частицы «заморожены»: сохраняют начальные скорость и температуру. Возможно, вообще говоря, рассмотрение и других случаев взаимодействия частиц с детонационной волной [9]. Однако если будут найдены диапазоны параметров, в которых частицы воспламеняются в продуктах детонации в условиях их

«замороженности» в детонационной волне, то тем более они будут воспламеняться при частичной скоростной и температурной релаксации.

Введем в меридиональной плоскости течения прямоугольную систему координат. Ось x направим по оси симметрии, ось y совместим с фронтом детонационной волны (фиг. 1). Поверхностью контактного разрыва AC расчетная область течения разделяется на две: струи продуктов детонации OAC и воздушного ударного слоя BAC . Слева область течения ограничена плоскостью Чепмена — Жуге OA ; внешней границей области течения является скачок уплотнения AB , внутренними — граница струи AC и ось симметрии потока.

Отметим индексом j значения параметров в плоскости Чепмена — Жуге; индексом 0 — начальные параметры фаз в дисперсной смеси; индексом s — параметры среды частиц; индексом ∞ — параметры спутного потока; звездочкой — размерные величины.

Введем безразмерные переменные

$$\begin{aligned} x &= \frac{x^*}{R^*}, \quad y = \frac{y^*}{R^*}, \quad u = \frac{u^*}{u_j^*}, \quad v = \frac{v^*}{u_j^*}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_j^*} \\ p &= \frac{p^*}{\rho_j^* u_j^{*2}}, \quad T = \frac{T^*}{T_j^*}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\mu_j^*} \\ u_s &= \frac{u_s^*}{u_j^*}, \quad v_s = \frac{v_s^*}{u_j^*}, \quad \rho_s = \frac{\rho_s^*}{\rho_j^*}, \quad T_s = \frac{T_s^*}{T_j^*} \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\rho_s^* = n_s^* m_s^*$ — «размазанная» плотность [6] среды частиц; n_s^* — числовая концентрация частиц; m_s^* — масса частицы.

В областях OAC и BAC стационарное движение неравновесной по скорости и температуре газозвеси описывается системой уравнений «запыленного» газа [6], которая в переменных (1.1) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\rho v}{y} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) + \frac{\rho uv}{y} + \rho f_x &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p) + \frac{\rho v^2}{y} + \rho f_y &= 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho uw) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vw) + \frac{\rho vw}{y} + \rho_s(u f_x + v f_y) + \kappa \rho_s q_s = 0$$

$$w = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}, \quad \kappa = \frac{c_s^*}{\gamma M_j^2 R^*}$$

$$\frac{\partial(\rho_s u_s)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_s v_s)}{\partial y} + \frac{\rho_s v_s}{y} = 0$$

$$\frac{dy_s}{dx} = \frac{v_s}{u_s}, \quad u_s \frac{du_s}{dx} = f_x, \quad u_s \frac{dv_s}{dx} = f_y, \quad u_s \frac{dT_s}{dx} = q_s \quad (1.3)$$

где w — полная энтальпия; c_s^* — удельная теплоемкость материала частицы; R^* — газовая постоянная струи; остальные обозначения общепринятые.

Подсистема уравнений (1.2) описывает движение несущей фазы, подсистема (1.3) — дискретной. Уравнение энергии несущей фазы после преобразований

совпадает с аналогичным уравнением, приведенным в [6]. Уравнения движения и теплообмена дискретной фазы написаны в лагранжевой форме вдоль траектории частицы. Подсистемы (1.2) и (1.3) связаны между собой источниками членами силового $f_i = \{f_x, f_y\}$ и теплового q_i взаимодействия фаз.

Система (1.2), (1.3) замыкается заданием силы f_i , теплового потока q_i , действующих на частицу со стороны несущей фазы, и уравнениями состояния фаз.

При определении f_i примем во внимание, что твердая частица за плоскостью Чепмена — Жуге движется в расширяющемся потоке газа. В этих условиях пренебрежем силами Архимеда, присоединенных масс и силой Бассэ, имеющими по отношению к силе аэродинамического сопротивления порядка ρ^*/ρ_0^* и $(\rho^*/\rho_0^*)^{1/2}$ соответственно (здесь ρ_0^* — плотность материала частицы). Тепловой поток q_i определяется конвективным теплообменом частицы с газом. Безразмерные выражения для силы сопротивления и теплового потока, действующих на одиночную частицу, имеют вид [10]

$$f_i = \beta \mu G (v - v_i), \quad q_i = \frac{2}{3} \beta \frac{c_p^*}{c_i^*} \text{Pr} \mu E (T - T_i) \quad (1.4)$$

$$\beta = R^* \left(\frac{m_i^* u_j^*}{6\pi \sigma_i^* \mu_j^*} \right)^{-1}, \quad E = 1 + 0,23 \text{Re}_i^{0,55} \text{Pr}^{0,33}$$

$$G = (1 + 0,15 \text{Re}_i^{0,687}) \left[1 + \exp \left(\frac{0,427}{M_i^{4,63}} - \frac{3}{\text{Re}_i^{0,88}} \right) \right] \quad (1.5)$$

$$\text{Re}_i = \text{Re}_j \frac{|v - v_i| \rho}{\mu}, \quad M_i = M_j \frac{|v - v_i|}{\sqrt{T}}, \quad \text{Pr} = \frac{c_p^* \mu^*}{\lambda^*}$$

$$\text{Re}_j = \frac{2\sigma_i^* \rho_j^* u_j^*}{\mu_j^*}, \quad M_j = \frac{u_j^*}{a_j^*}, \quad \mu = T^\omega (\omega > 0)$$

где $G = G(\text{Re}_i, M_i)$, $E = E(\text{Re}_i, M_i)$ — поправочные функции, учитывающие инерционность и сжимаемость несущей фазы при континуальном обтекании [11]; Re_i, M_i — числа Рейнольдса и Маха относительного обтекания частицы соответственно; Pr — число Прандтля; σ_i^* — радиус частицы; c_p^*, λ^*, μ^* — удельная теплоемкость, коэффициенты теплопроводности и вязкости, несущей фазы соответственно; a^* — скорость звука в газе. Число Прандтля вычисляется по формуле Эйткена [12]: $\text{Pr} = 4\gamma/(9\gamma - 5)$.

Частица массы m_i^* в своем движении обменивается с газом импульсом и теплом. Результатом обменных процессов является переход к состоянию равновесия: $v_i \rightarrow v, T_i \rightarrow T$, который происходит асимптотически и характеризуется в стационарных течениях параметром β (отношением линейного масштаба задачи, в данном случае R^* , к длине релаксации скорости частицы) [6, 10]: при $\beta \rightarrow \infty$ переход к равновесию происходит на длинах, много меньших масштаба задачи, и смесь описывается моделью равновесного (эффективного) газа; при $\beta \rightarrow 0$ частицы проходят значительное расстояние, сохраняя значения параметров, заданные граничными условиями.

Сила F_i^* и тепловой поток Q_i^* , действующие со стороны n_i^* невзаимодействующих частиц на единицу объема несущей фазы, определяются выражениями [6]

$$F_i^* = -n_i^* f_i^* = -\rho_i^* \frac{f_i^*}{m_i^*}, \quad Q_i^* = -n_i^* q_i^* = -\rho_i^* \frac{q_i^*}{m_i^*}$$

Уравнение состояния дисперсной фазы в силу условия несжимаемости имеет вид $\rho_i^* = \text{const}$. Свойства газообразных продуктов многих распространенных гомогенных ВВ с достаточной точностью описываются значением показателя $\gamma = 3$ [13]. Для продуктов детонации и воздуха ($\gamma_\infty = 1,4$) принимается модель идеального совершенного газа, уравнения состояния которых в безразмерных переменных (1.1) имеют соответственно вид

$$T = \frac{p}{\rho} M_j^2 \gamma, \quad T = \frac{p}{\rho} M_j^2 \gamma \frac{n}{rt}, \quad n = \frac{p_j^*}{p_\infty^*}, \quad r = \frac{\rho_j^*}{\rho_\infty^*}, \quad t = \frac{T_j^*}{T_\infty^*} \quad (1.6)$$

Для системы уравнений газозвеси (1.2), (1.3) в качестве граничных условий при $x = 0$ берутся значения параметров фаз в плоскости Чепмена — Жуге. Для несущей фазы (продуктов детонации) они определяются из соотношений на сильной детонационной волне; для дисперсной — из условия непрерывности параметров частиц при переходе через волну детонации. В системе координат волны имеем [13]

$$p_j^* = \frac{1}{\gamma + 1} \rho_0^* D^2, \quad \rho_j^* = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_0^*, \quad T_j^* = \frac{\gamma}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} \frac{D^2}{c_v}, \quad u_j^* = \frac{\gamma}{\gamma + 1} D$$

$$u_{i,j}^* = D, \quad T_{i,j}^* = T_\infty^*$$

Скорость детонационной волны D и плотность заряда гетерогенного ВВ ρ_0^* считаются известными. В сечении $x = 0$ спутного потока — невозмущенный воздух: $p_\infty^*, \rho_\infty^*, T_\infty^*, u_\infty^* = D$. В безразмерном виде для продуктов детонации, спутного потока и частиц имеем соответственно

$$p = \frac{1}{\gamma M_j^2}, \quad \rho = T = u = 1, \quad v = 0$$

$$p = \frac{1}{\gamma n}, \quad \rho = \frac{1}{r}, \quad T = \frac{1}{t}, \quad u = \frac{\gamma + 1}{\gamma}, \quad v = 0$$

$$\rho_i = \alpha_i, \quad T_i = \frac{1}{t}, \quad u_i = \frac{\gamma + 1}{\gamma}, \quad v_i = 0 \quad (1.7)$$

Положения внешней (ударная волна AB) и внутренней (контактная поверхность AC) границ расчетной области (фиг. 1) определяются в ходе решения задачи. На каждом отрезке $[x_i, x_{i+1}]$ элементы внешней и внутренней границ аппроксимируются секущими, на которых записываются условия на косом скачке и контактном разрыве соответственно. Справа расчетная область ограничена прямой $x = \text{const}$ (в расчетах $x = 5$), на которой ввиду сверхзвукового характера течения газа дополнительных условий не требуется. На оси симметрии — условие непротекания.

Отметим, что плоскость Чепмена — Жуге является характеристической поверхностью для несущей фазы, на которой необходимо задавать значения производных искомых функций. Однако используемая разностная схема [14] не позволяет проводить расчет непосредственно от звуковой плоскости. В численном решении в качестве начальной выбирается плоскость $x = x_0 > 0$ (с достаточно малым x_0), где течение газа сверхзвуковое. Поэтому детальный анализ условий в плоскости Чепмена — Жуге здесь не проводится.

Уравнения движения (1.2), (1.3), законы взаимодействия фаз (1.4), (1.5) и уравнения состояния (1.6) вместе с условиями (1.7) полностью определяют осесимметричный стационарный разлет газозвеси продуктов детонации гетерогенного заряда ВВ в воздухе.

2. Метод расчета. Подсистемы (1.2) и (1.3) связаны между собой источниками, недифференциальными членами, что позволяет для каждой использовать наиболее эффективный метод расчета. Подсистема (1.2) уравнений несущей фазы является гиперболической во всей рассматриваемой области течения, так как сверхзвуковое течение, согласно приведенной выше оценке, сохраняется на расстоянии трех калибров от начальной плоскости. Течение газа за присоединенным скачком в спутном потоке в данной модели является сверхзвуковым.

Подсистема (1.3) уравнений дисперсной фазы (кроме уравнения неразрывности) имеет вид характеристических соотношений вдоль линий тока: $y_s = y_s(x_s, r_0)$, которые в стационарном движении совпадают с траекториями частиц, здесь $r_0 = \{x_{s0}, y_{s0}\}$ — начальный радиус-вектор частицы. Подсистема (1.3) является гиперболической во всей области течения.

Гиперболичность подсистем (1.2), (1.3) позволяет использовать маршевые схемы расчета с направлением интегрирования вдоль оси x и линий тока частиц соответственно. Для несущей фазы выбран стационарный аналог схемы С. К. Годунова [14]; для дисперсной — дискретно-траекторный метод [12, 15] (среда частиц моделируется конечным числом траекторий). В таком подходе параметры газа вычисляются на эйлеровой, а параметры частиц — на лагранжевой сетках.

Для определения плотности среды частиц ρ_s вводится функция тока дисперсной фазы ψ_s [12]

$$d\psi_s = u_s dy - v_s dx$$

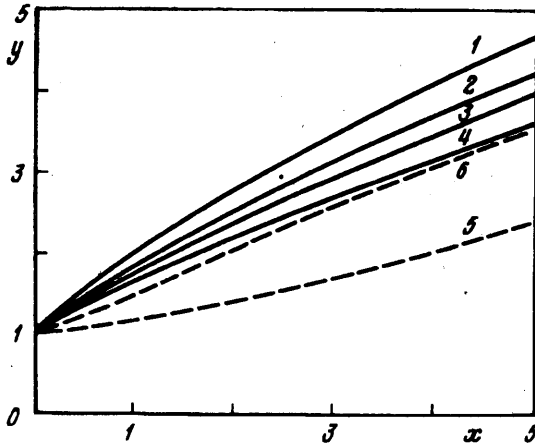
и уравнение неразрывности заменяется характеристическим соотношением $\psi_s = \text{const}$ вдоль траектории. «Размазанная» плотность определяется по расходу частиц через ячейку $\Delta\psi_s$: $\rho_s^c = \Delta\psi_s / (u_s^c y^c H)$. Здесь u_s^c — скорость дисперсной фазы в центре ячейки; y^c, H — ордината центра и высота эйлеровой ячейки соответственно. Другой способ определения ρ_s , позволяющий находить границы областей пересекающихся траекторий частиц и исследовать течения с зонами их накопления, описан в [10].

Метод С. К. Годунова [14] предназначен для расчета сверхзвуковых в маршевом направлении течений. Поэтому начальный слой в численных расчетах необходимо располагать не на плоскости Чепмена — Жуге, где $M_j = 1$, а на некотором расстоянии $x = x_0$, чтобы иметь развитое сверхзвуковое течение. На плоскости $x = x_0$ (с достаточно малым x_0) должны быть заданы распределения параметров несущей фазы, обеспечивающие сверхзвуковое течение и мало отличающиеся от действительного решения, чтобы вносимые искажения были малы. Эти искажения можно существенно уменьшить, используя приближенное решение в окрестности точки разворота продуктов детонации, размер которой много меньше расстояния до оси симметрии потока. Таким решением, очевидно, является сочетание косоугольного скачка и волны Прандтля — Майера. На всей плоскости $x = x_0$ это решение ввиду осевой симметрии несправедливо. Удобно, однако, распространить решение Прандтля — Майера на весь начальный слой, так как оно, во-первых, обеспечивает сверхзвуковое течение газа, а во-вторых, мало отличается от действительного решения.

В малой окрестности точки разворота продуктов детонации итерационным путем находится устойчивая конфигурация присоединенного скачка и волны Прандтля — Майера. По найденным значениям угла наклона скачка ϵ и контактной поверхности δ , используя теорию Прандтля — Майера и соотношения на косом скачке, строятся распределения газодинамических функций на начальном слое.

Построенные распределения являются приближенными и необходимыми для организации вычислений в методе С. К. Годунова. Заметим, что начальные распределения могут быть заданы каким-либо другим способом. Данный способ удобен с точки зрения численной реализации. Поле несущей фазы строится без учета влияния частиц. Так как начальный слой располагается на малом расстоянии от плоскости Чепмена — Жуге, влияние частиц также мало. Величина x_0 определяется путем специальных методических расчетов.

Разностная схема задачи представляет собой систему нелинейных алгебраических уравнений, зависящую от трех основных параметров: N_y — число эйлеровых ячеек; N_s — количество траекторий частиц; E_s — коэффициент устойчивости при выборе шага в маршевом направлении. Оптимальные значения этих параметров выбраны из условия равенства абсолютных величин погрешностей, вносимых эйлеровой и лагранжевой сетками. Проведенные методические расчеты и анализ



Фиг. 2

погрешностей позволили получить приближенные формулы, связывающие параметры разностной схемы с точностью вычислений:

$$N_g = \frac{20}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad N_s = \frac{N_g}{2}, \quad E_g = \frac{1,3}{N_g}$$

где ε — суммарная относительная погрешность. Численные расчеты проведены на сетках, обеспечивающих точность вычислений 5%.

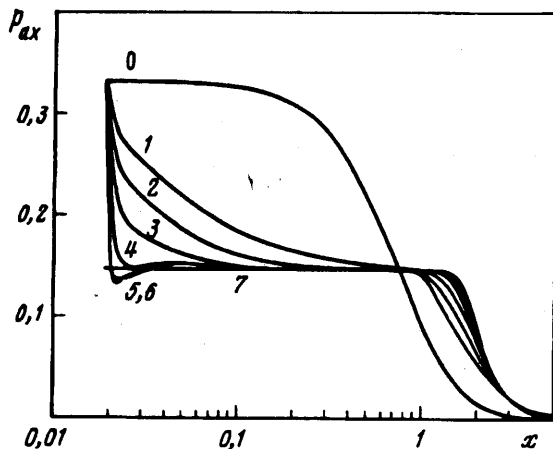
3. Газодинамика разлета газозвеси продуктов детонации от плоскости Чепмена — Жуге. Для исследования газодинамики разлета взвеси продуктов детонации с твердыми частицами от плоскости Чепмена — Жуге в постановке «запыленного» газа проведены численные расчеты при следующих значениях безразмерных параметров:

N	α_s	$\frac{c_p}{c_s}$	M_∞	$n \cdot 10^{-5}$	$r \cdot 10^{-3}$	t
1	0,44	3	19	1,7	1,7	14,6
2	0,34	3	14	0,095	1,8	7,4
3	0,23	4	17	1,3	1,5	9,2
4	0,14	4	24	2,7	1,6	17,7

Для всех вариантов $\gamma = 3$, $\gamma_\infty = 1,4$, $M_j = 1$. В расчетах каждого варианта варьировалась величина параметра релаксации β (σ_s): 0,2 (200 мкм), 1 (100 мкм), 4 (50 мкм), 24 (20 мкм), 100 (10 мкм), 400 (5 мкм). Кроме того, выполнены расчеты для ВВ без частиц ($\beta = 0$) и в приближении эффективного газа ($\beta = \infty$). Расчеты при $\beta = 0$ охватывают также предельный случай разлета продуктов детонации с крупными частицами, когда отсутствует взаимное влияние фаз в смеси.

Газодинамика разлета продуктов детонации рассматривается на примере варианта 2 ($\alpha_s = 0,34$), который описывает разлет продуктов при детонации Чепмена — Жуге с параметрами: $D = 4800$ м/с, $p_j = 9,5 \cdot 10^9$ Па, $\rho_j = 2,2$ г/см³, $T_j = 2204$ К, $u_j = 3600$ м/с для взрывчатой смеси с $\rho_0 = 1,65$ г/см³, $\rho_0^* = 2,71$ г/см³ и $c_v = 902,4$ Дж/(кг·град). Влияние массовой концентрации дисперсной фазы на газодинамику разлета рассматривается для взвесей с мелкими частицами ($\beta = 400$).

Картина разлета взвеси продуктов детонации за плоскостью Чепмена —



Фиг. 3

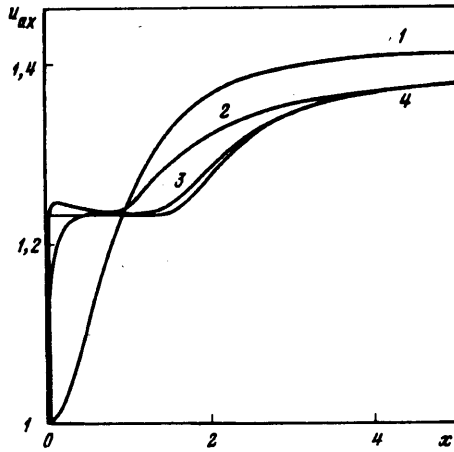
Жуге показана на фиг. 2 (ударная волна: 1 — $\beta = 0$, 2 — $\beta = \infty$; граница продуктов детонации: 3 — $\beta = 0$, 4 — $\beta = \infty$; сепаратриса (штриховая линия: 5 — $\beta = 0,2$, 6 — $\beta = 400$). Ударные волны и границы продуктов детонации при $0 < \beta < \infty$ расположены между кривыми 1, 2 и 3, 4 соответственно (на фигуре не показаны).

Формы скачков и контактных поверхностей аналогичны случаю истечения «обычных» высоконерасчетных спутных струй [8]. Присутствие дисперсной фазы приводит к небольшому сужению струи: тем большему, чем меньше размер частиц. Крупные частицы (кривая 5) испытывают заметное отклонение от первоначальной траектории уже на расстоянии порядка калибра заряда от плоскости Чепмена — Жуге. Над потоком таких частиц всегда имеется область «чистого» газа. Мелкие частицы (кривая 6), напротив, быстро релаксируют, «вмораживаясь» в несущую фазу. Поток частиц от границы продуктов детонации отделен тонким слоем газа. Объем свободной от частиц области в окрестности контактной границы с увеличением размера частиц (уменьшением β) возрастает. Расчеты показали, что продукты детонации за плоскостью Чепмена — Жуге испытывают значительное расширение. Объем области, занятой ими, намного превосходит объем ударно сжатого слоя воздуха, который в виде тонкой оболочки окружает продукты детонации.

Численное решение в постановке «запыленного» газа сходится к эффективному при возрастании β (фиг. 3). Здесь $p_{ax}(x; \beta)$ — давление вдоль оси струи ($\beta = 0; 0,2; 1; 4; 24; 100; 400; \infty$ — кривые 0—7). После короткой зоны релаксации газозвесь ($\beta \geq 24$) становится равновесной и далее движется, как эффективный газ. Некоторая немонотонность при переходе к состоянию равновесия обусловлена инерцией частиц. Модель эффективного газа является хорошим приближением для расчета газозвесей продуктов детонации при $\beta \geq 24$.

Анализ кривых $p_{ax}(x; \beta)$ позволил выявить внутреннюю структуру течений газозвесей с твердыми частицами. Наличие частиц приводит к формированию поступательно движущегося ядра в потоке продуктов детонации и усилению падения давления по сравнению с газом без частиц (кривая 0) за плоскостью Чепмена — Жуге.

С уменьшением радиуса частиц газозвесь по своим свойствам приближается к равновесной с эффективным числом Маха в начальном сечении $M_{je} > 1$ (в данном случае $M_{je} = 1,87$). Течение смеси с мелкими частицами перестраивается на длине порядка β^{-1} (кривые 4, 5, 6) и выходит на режим истечения сверхзвуковой равновесной недорасширенной струи. Такой режим характеризуется наличием постоянного потока с параметрами соответствующего эффективного газа («полки»



Фиг. 4

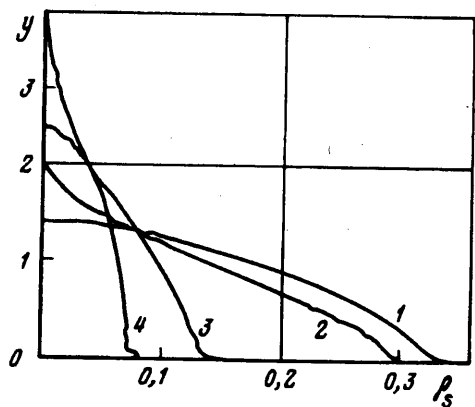
на фиг. 3, 4). Размеры ядра уменьшаются с увеличением радиуса частиц. Область ядра ограничивается, как и следовало ожидать, характеристикой, угол наклона которой определяется числом Маха в эффективном газе.

Ускорение несущей фазы за плоскостью Чепмена — Жуге протекает в два этапа: начальное ускорение в зоне релаксации до образования ядра и вторичное — после его разрушения (фиг. 4, где u_{ax} — скорость газа на оси струи: $\beta = 0; 0,2; 24; \infty$ — кривые 1—4). Скорость несущей фазы после вторичного ускорения выходит на постоянную, зависящую от массовой концентрации частиц (в данном случае $u = 1,38$). Скорость продуктов детонации заряда без частиц плавно увеличивается от плоскости Чепмена — Жуге до некоторой константы $u = 1,42$.

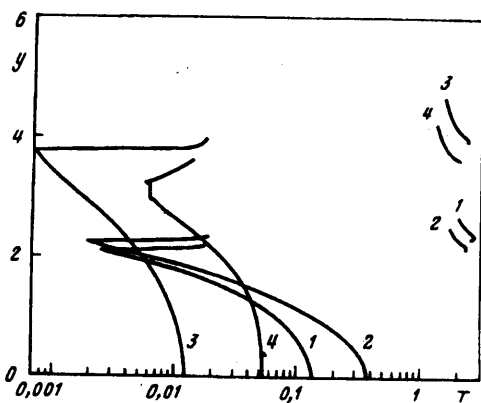
На фиг. 5 показаны распределения плотности среды частиц в двух поперечных сечениях струи ($\beta = 0,2; 400$ — кривые 1, 2 ($x = 2$) и 3, 4 ($x = 5$)). Сепаратриса потока мелких частиц проходит выше сепаратрисы крупных. Поэтому длины кривых в одинаковых сечениях разные. Плотность дисперсной фазы монотонно уменьшается от оси к периферии струи. Первоначально прямоугольное распределение плотности на втором участке разгона смеси существенно деформируется (кривые 1, 2). С уменьшением интенсивности расширения струи распределения плотности дисперсной фазы становятся более пологими (кривые 3, 4). Облако мелких частиц интенсивно расширяется, постепенно заполняя область продуктов детонации. Граница облака постепенно размывается. Крупные частицы движутся компактным потоком, сохраняя четкую границу. Темпы расширения потоков мелких и крупных частиц иллюстрируют данные расчетов плотности дисперсной фазы на оси в разных сечениях струи: $\rho_s(0) = 0,33$ ($x = 2$) и $\rho_s(0) = 0,14$ ($x = 5$) для $\sigma_s = 200$ мкм и $\rho_s(0) = 0,3$ ($x = 2$) и $\rho_s(0) = 0,07$ ($x = 5$) для $\sigma_s = 5$ мкм ($\rho_{s0} = 0,34$).

Дисперсная фаза существенно изменяет распределения температуры при разлете продуктов детонации ВВ. За плоскостью Чепмена — Жуге газ охлаждается как за счет расширения, так и в результате теплообмена с холодными частицами. Образование ядра потока приводит к сохранению относительно высокой температуры продуктов детонации. Интенсивное охлаждение газа в полном объеме струи начинается на втором этапе ускорения после разрушения ядра.

Распределения температуры газа в поперечных сечениях струи иллюстрирует фиг. 6 ($\beta = 0; 400$ — кривые 1, 2 ($x = 2$) и 3, 4 ($x = 5$)). При отсутствии частиц температура монотонно падает от оси симметрии, испытывая подъем в висячем скачке у контактной границы. После разрушения ядра температура продуктов детонации в газозвеси из-за меньшего расширения струи выше (кривые 2, 4), чем в «чистом» газе (кривые 1, 3). Эта разница увеличивается при удалении



Фиг. 5



Фиг. 6

от плоскости Чепмена — Жуге. Кроме того, в результате утолщения сжатого слоя падение температуры газа в окрестности границы струи в смеси меньше, чем в «чистом» газе (кривые 3, 4).

Интересно сравнить температуры продуктов детонации и сжатого ударной волной слоя воздуха (правые части кривых на фиг. 6). Охлаждение продуктов детонации настолько велико, что их температура становится меньше температуры в сжатом слое (кривые 3, 4). Качественно это можно объяснить различной степенью расширения, которое испытывают воздушный ударный слой ($\gamma = 1,4$) и продукты детонации ($\gamma = 3$) при разлете последних от плоскости Чепмена — Жуге с нерасчетностью $n \sim 10^5$. Таким образом, согласно проведенным численным расчетам, продукты детонации при разлете от плоскости Чепмена — Жуге окружает тонкий, высокотемпературный слой сжатого воздуха.

В заключение приведем результаты расчетов по исследованию влияния массовой концентрации частиц α , на изменение температуры и давления продуктов детонации относительно их значений в плоскости Чепмена — Жуге. Первоначальные охлаждения и падение давления связаны с расширением газа и взаимодействием фаз до образования ядра потока. После формирования ядра температура и давление газа постоянны в области под характеристикой M_{*} . Значения этих величин тем выше, чем меньше α , что обусловлено затратами энергии на прогрев и ускорение массы частиц. Разрушение ядра и вторичное расширение продуктов детонации в газозвеси с большей массовой концентрацией частиц наступает позже. Здесь дисперсная фаза оказывает положительное влияние, сдерживая за счет обмена импульсом и теплом падение температуры и давления газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев А. Ф. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968. 253 с.
2. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
3. Анискин А. И. Детонация смесей взрывчатых веществ с алюминием // Детонация и ударные волны: Матер. 8-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, Ташкент, 1986. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1986. С. 26—32.
4. Trebinski R., Trzcinski W., Wlodarczyk E. Solution of the problem of scattering of the detonation products of a spherical explosive charge with solid particles // J. Techn. Phys. 1991. V. 32. № 2. P. 199—218.
5. Лановец В. С., Левин В. А., Рогов Н. К. и др. Разлет продуктов детонации конденсированного ВВ с твердофазными включениями // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29. № 5. С. 88—92.

6. Marble F. E. Dynamics of dusty gases//Annual Rev. Fluid Mechanics. Palo Alto, Calif.: Annu. Rev. Inc., 1970. V. 2. P. 397—446. (Рус. перев.: Марбл Ф. Динамика запыленных газов//Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1971. № 6. С. 48—89.)
7. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955. 268 с.
8. Авдеевский В. С., Ашратов Э. А., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 320 с.
9. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
10. Осипцов А. Н., Шапиро Е. Г. Двухфазный вдув с лобовой поверхности затупленного тела в гиперзвуковом потоке//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 4. С. 60—66.
11. Carlson D. E., Hoglund R. F. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles//AIAA Journal. 1964. V. 2. № 11. P. 1980—1984. (Рус. перев.: Карлсон Д., Хоглунд Р. Сопротивление и теплоотдача частиц в соплах ракетных двигателей//Ракетная техника и космонавтика. 1964. Т. 2. № 11. С. 104—109.)
12. Гилинский М. М., Стасенко А. Л. Сверхзвуковые газодисперсные струи. М.: Машиностроение, 1990. 176 с.
13. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
14. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
15. Crowe C. T., Sharma M. P., Stock D. E. The particle-source-incell (PSI-CELL) Model for Gas-Droplet Flows//J. Enging Materials and Technol. 1977. V. 99. № 2. P. 1171—1182. (Рус. перев.: Кроу К. Т., Шарма М. П., Сток Д. Е. Численное исследование газочапельных потоков с помощью модели «капля — внутренний источник»//Тр. Америк. о-ва инж.-механиков. Теорет. основы инж. расчетов. 1977. Т. 99. № 2. С. 150—159.)

Москва

Поступила в редакцию
31.V.1994