

5. В. Е. Фортов, С. И. Мусянков и др. ТВТ, 1974, XII, 5, 957.
6. Н. Е. Koritz, L. C. Kesk. Rev. Scient. Instr., 1964, 2, 35.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.
8. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., Наука, 1963.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
11. А. Г. Антипенко, В. В. Якушев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
12. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов. ФГВ, 1971, 7, 2.
13. А. Д. Зинченко, В. Н. Смирнов, А. А. Чвилева. ФГВ, 1971, 7, 3.
14. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.
15. W. B. Sisco, Z. M. Fiskin. Planetary and Space Science, 1961, 6, 47.
16. M. P. Bachynski, T. W. Johnston, J. P. Shkarofsky. Proc. of the IRE, 1960, 48, 3, 247.
17. T. E. Horton, W. A. Menard. Phys. of Fluids, 1971, 14, 7, 1347.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДВУХСЛОЙНОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. М. Мардашев

(Новосибирск)

Сложный характер течения и отсутствие необходимого экспериментального материала не позволяют в настоящий момент указать достаточную совокупность элементов, составляющих приемлемую математическую модель исследуемого процесса. Однако тот факт, что при стандартных геометрических размерах взрывчатой системы процесс протекает быстро, подсказывает подход к решению проблемы. В предположении устойчивости тангенциального разрыва — границы раздела продуктов детонации и газового потока — без учета пограничных эффектов — двухслойная детонация в работах [1, 2] изучается в рамках приближенных уравнений газовой динамики. Рассмотрение ведется относительно фронта лидирующей ударной волны, где соблюдается стационарность. Считается, что течение газа за ударной волной квазиодномерно.

Обозначим через M_1 модель, в которой пренебрегается неравномерностью распределения параметров также и в поперечном сечении продуктов детонации (ПД) [1]. В некотором контрольном сечении, называемом критическим, выставляются условия, замыкающие основные модельные уравнения. Если оболочка во время протекания процесса остается неподвижной, то расчет скорости двухслойной детонации и всех параметров в критическом сечении сводится к решению алгебраического уравнения. Получение дополнительных сведений сопряжено с конкретизацией взаимодействия двух слоев и в случаях реальной оболочки — с привлечением данных, отражающих ее поведение.

В модели M_2 продольная скорость частиц ПД всюду приравнивается продольной скорости слоя ВВ, что приводит к другому приближению точных уравнений газовой динамики, полнее описывающего процесс. Применительно к цилиндрическим системам возникает постановка краевой задачи для одномерных нестационарных уравнений газовой динамики с осевой симметрией [2]. На начальном участке воздействия ПД оболочке, по существу, придается определенная радиальная скорость, а затем она расширяется без противодействия, подчиняясь свойствам инертности и идеальной пластичности. Вследствие постоянства начальной скорости закон сохранения импульса для толстостенных оболочек выполняется грубо. Кроме того, при развивающихся в оболочке напряжениях влия-

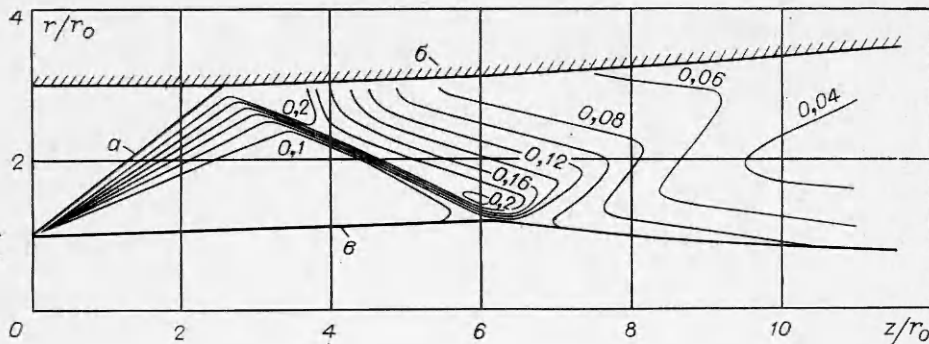


Рис. 1.

ние прочности незначительно. Таким образом, наряду с моделью M_2 целесообразно опробовать модель M'_2 , в которой внешняя граница ПД с самого начала определяется динамикой оболочки из идеально несжимаемой жидкости.

Модельные предположения, упрощающие исходные дифференциальные уравнения, вносят свои искажения в истинную картину исследуемого течения. Намного корректнее использовать внутри области ПД непосредственно двумерные стационарные уравнения с условиями на косом скачке уплотнения, возникающем при отражении детонационного фронта от оболочки (модель M_3). Сформулируем уточненную краевую задачу о двухслойной детонации цилиндрической системы, содержащей в качестве детонирующего слоя трубчатый заряд ВВ. Как и в [2], непрерывное инициирование заряда лидирующей ударной волной осуществляется мгновенно с поверхности канала. Введем цилиндрическую систему координат z, r , в которой ось симметрии протекающего процесса совпадает с осью z , а фронт канальной волны лежит в плоскости $z = 0$. Для совершенного газа внутри области ПД (см. рисунок), ограниченный косым детонационным фронтом (a), внутренней поверхностью оболочки (b) и поверхностью центрального газового потока (c), имеем уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial r} + \frac{\partial \rho u}{\partial z} + \rho v/r &= 0, \\ \rho \vec{q} \cdot \nabla \vec{q} + \nabla p &= 0, \\ \vec{q}^2/2 + \kappa p/[(\kappa - 1)\rho] &= c, \quad p/\rho^* = c_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Применяются обычные обозначения: ρ, p — плотность и давление; u, v — осевая и радиальная составляющие вектор-скорости \vec{q} ; κ — показатель адиабаты ПД. Константа c_1 в отличие от c_2 не меняется на косом скачке уплотнения.

Газодинамические параметры на сильном детонационном фронте выражаются с обозначениями для плотности ВВ ρ_1 , скорости канальной волны U и скорости нормальной детонации D следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho &= [(\kappa + 1)/\kappa]\rho_1, \quad p = \rho_1 D^2/(\kappa + 1), \\ v &= \sqrt{1 - (D/U)^2} D/(\kappa + 1), \quad u = U - [1/(\kappa + 1)]D^2/U. \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть f и φ — радиальные координаты соответственно точек поверхности центрального газового потока и внутренней поверхности оболочки, зависящие от z . Тогда кинематические условия на указанных граничных поверхностях можно записать в виде

$$v = f'u, \quad v = \varphi'u. \quad (3)$$

Динамическое условие на границе области с тонкостенной оболочкой для идеально несжимаемой жидкости задается равенством

$$mU^2 r_1 \varphi'' = p\varphi(1 + \varphi'^2)^{3/2}, \quad (4)$$

где m — масса оболочки, отнесенная к площади ее внутренней поверхности; r_1 — внешний радиус заряда.

На внутренней границе области ввиду квазиодномерности газового потока и непрерывности давления на тангенциальном разрыве справедливо соотношение

$$[4\gamma/(\gamma - 1)^2](p/p_y)^{(\gamma+1)/\gamma} - [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)]^2(p/p_y)^{2/\gamma} + (r_0/f)^4 = 0. \quad (5)$$

Здесь γ — показатель политропы газа; r_0 — радиус канала; p_y — давление на фронте канальной волны, которое вычисляется через γ , U и начальную плотность газа ρ_0 по известной формуле для сильных ударных волн

$$p_y = 2\rho_0 U^2/(\gamma + 1).$$

Поставленная задача (1)–(5) имеет входные параметры γ , κ , r_0 , r_1 , ρ_0 , ρ_1 , m , D , U , последний из них — свободный. К выписанному ряду добавим также зависимый параметр m_1 (масса заряда, поделенная на площадь его внешней поверхности). Скорость двухслойной детонации и весь процесс в целом определяется таким значением U , при котором внутренняя граница ПД образует сопло Лавала для центрального квазиодномерного потока. Согласно теории размерностей, параметры двухслойного процесса, безразмерные, к примеру, делением на r_0 , ρ_1 и D , являются функциями γ , κ , ρ_0/ρ_1 , r_1/r_0 , m/m_1 . По другому, если последние характеристики двух систем одинаковы, то соответствующие им процессы подобны. Расчет семейств подобных между собой процессов можно провести путем последовательного решения задачи (1)–(5) в безразмерных переменных с варьированием свободного параметра U/D . Для получения конкретной картины течения достаточно сделать пересчет на основе заданных r_0 , ρ_1 и D .

С целью решения безразмерной задачи (1)–(5) использовался метод сквозного счета [3], который наиболее эффективен в применении к струйным течениям. Особенность настоящей постановки состоит в необычности рассчитываемой области (она содержит угловую точку), а также в нестандартности граничных условий. В достаточно малой окрестности угловой точки $z \leq 0,1$ решение отыскивалось в виде центрированной волны Прандтля — Майера и постоянного решения, согласующих параметры на детонационном фронте с давлением на канальной волне. Далее осуществлялось послойное (вниз по течению) численное интегрирование системы дифференциальных уравнений до тех пор, пока не выяснялось, что стационарного решения вообще нет либо оно есть, но без перехода через скорость звука в центральном газовом потоке.

Применение разностного метода требует, чтобы поток ПД в рассчитываемой области был сверхзвуковым по направлению z . Данное обстоятельство приводит к ограничению на U/D снизу. Минимально возможное значение варьируемого параметра, как показали вычисления, увеличивается с измельчением расчетной сетки и увеличением массы оболочки. Рассчитываемая область разбивалась равномерно по радиусу 40–100 точками при изменении r_1/r_0 от 1,2 до 5. Ошибка в балансах суммарных потоков массы и импульса при этом не превышала десятых долей процента. На самой мелкой из используемых сеток для $\kappa = 3$ и $m = 1000m_1$ получается $U/D > 1,4$, что соответствует углам падения детонационной волны $< 45^\circ 30'$. В плоском аналоге косоугольного отражения сильной детонационной волны от абсолютно жесткой стенки [4] максимальный угол падения регулярных, полностью сверхзвуковых режимов равен $43^\circ 30'$. Нерегулярный режим отражения с пересечением участка фронта имеет место при углах больше $44^\circ 40'$.

Остановимся на детонации цилиндрической взрывчатой системы, рассмотренной в [2]. Канал трубчатого заряда из конденсированного ВВ ($\rho_1 = 1,68$ г/см³, $D = 8,5$ км/с, $\kappa = 3$) заполнен плотным газом ($\rho_0 =$

Номер варианта	r_1/r_0	m/m_1	G	z_*/r_0		U , км/с			
				M_2	M_3	M_1	M_2	M'_2	M_3
1	1,4	6,55	0,28	—	3,8	—	—	—	12,8
2	2	2,76	0,28	5,6	6,9	—	10,9	12,6	14,1
3	3	1,45	0,28	10,0	11,5	—	11,4	12,6	14,1
4	5	0,76	0,28	—	20,3	—	—	—	13,7
5	1,4	1000	0,29	—	4,4	12,9	—	—	13,6
6	2	1000	0,29	—	12,7	17,3	—	15,8	17,3

$= 0,071$ г/см³, $\gamma = 1,4$), имитирующим жидкий водород в нормальных условиях. Заряд помещен в оболочку толщиной $\delta = r_0$ с плотностью материала $\rho = 2,78$ г/см³. Варианты входных параметров r_1/r_0 , m/m_1 безразмерной задачи (1)–(5) и основные результаты расчета по моделям M_1 , M_2 , M'_2 и M_3 представлены в таблице. Характеристики γ , μ и ρ_0/ρ_1 оставались постоянными. В двух вариантах с искусственно большой удельной массой $m = 1000m_1$ обеспечивалось условие неподвижности оболочки, необходимое для применимости модели M_1 . В целом двухслойный процесс, протекающий по моделям M_2 , M'_2 , M_3 оценивался решениями соответствующих краевых задач с таким значением свободного параметра, с которым радиус максимального сжатия центрального потока превосходил предварительно известный критический радиус $r_* = 0,7747r_0$ менее чем на $0,02r_0$. Причем задачи со значением $\dot{U} = 0,1$ км/с уже не имели решений.

Таблица показывает, что такие закономерности, как возрастание скорости двухслойной детонации U с увеличением (отдельно) относительного радиуса r_1/r_0 и относительной массы m/m_1 присущи всем моделям. В такой же зависимости с r_1/r_0 и m/m_1 находится относительное расстояние от канальной волны до критического сечения z/r_0 . Различие моделей проявляется в количественном отношении. На примере второго и третьего вариантов видно, что процесс по модели M'_2 протекает быстрее, чем по M_2 . Оболочка из идеально несжимаемой жидкости раздвигается менее интенсивно, поэтому поддерживаемое в центральном потоке давление выше.

Непосредственное использование двумерных уравнений (модель M_3) повышает U еще на 1,5 км/с. Немонотонность по U при изменении внешнего радиуса заряда данной взрывчатой системы есть один из новых результатов и является следствием усиления роли боковой разгрузки с увеличением r_1 . Во-первых, возрастает интенсивность разгона оболочки, так как при постоянной ее толщине величина m уменьшается; во-вторых, удлиняется фронт косога скачка и вместе с ним протяженность волны разрежения, влияющей на дозвуковую область течения. Экстремальный радиус заряда $r_1 = (2 \div 2)r_0$.

Форма рассчитываемой области по M_3 более вытянута. Критическое сечение достигается на большем расстоянии от канальной волны, в то же время для тангенса угла наклона внутренней границы, как и для M_2 , справедливо неравенство

$$|df/dz| \leq 0,21.$$

На рисунке изображена общая картина течения, реализующаяся в третьем варианте. Центральный газовый поток вначале медленно расширяется, а затем сужается. Максимальное сжатие потока наступает в сечении $z = 11,5r_0$. Кривые в области ПД — изобары, отмечающие уровни давления от 0,2 до 0,04 с шагом 0,02. Масштабное давление $\rho_1 D^2$ составляет величину 1,263 Мбар. Распределение давления в сечении

$z = 0,1r_0$, отвечающее плоской задаче, по мере продвижения по z постепенно перестраивается. В части постоянного решения появляется провал, а профиль в центрированной волне становится более вогнутым. При взаимодействии детонационного фронта с оболочкой возникает ко-сой скачок уплотнения, который затем отражается от центрального потока волной разрежения. Давление за скачком быстро падает так, что в сечении максимального сжатия оно почти на порядок ниже.

Сравнение третьего и пятого вариантов с шестым (см. таблицу) дает основание считать, что относительная погрешность одномерных приближений (M_1 и M_2') уменьшается с увеличением скорости двухслойной детонации. Хорошее согласие по U , а также значениям параметров в критическом сечении получается для моделей M_1 и M_3 в шестом варианте. Скорость, давление и плотность ПД в критическом сечении по M_1 постоянны: $u = 1,997D$; $p = 0,0834\rho_1 D^2$; $\rho = 0,8995\rho_1$, а оболочка неподвижна. Обезразмеренные газодинамические параметры по M_3 при $z = z_*$ меняются в узких пределах соответственно: 1,99—2,01; 0,11—0,07; 0,97—0,86. Сдвиг оболочки в радиальном направлении равен $0,0019r_0$. Ошибка численного метода, накладываемая на скорость и плотность, не превосходит 1%, на давление — 3,5%.

В таблице приведены рассчитанные по M_3 значения импульса G , которым обмениваются центральный поток и ПД на промежутке от $z = 0$ до $z = z_*$ за единицу времени. Для рассматриваемого квазиодномерного потока G зависит только от γ [1]:

$$G = 1 - \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma.$$

Нетрудно убедиться, что заданному $\gamma = 1,4$ соответствует значение 0,3, близкое к табличным значениям.

В заключение подведем итоги работы. Численно решена задача о двухслойной детонации цилиндрических взрывчатых систем в уточненной газодинамической постановке. Подтверждено полученное ранее по другим моделям возрастание скорости двухслойной детонации с увеличением отношения внешнего радиуса заряда ВВ к внутреннему или отношения массы оболочки к массе ВВ. Обнаружено наличие максимума в зависимости скорости двухслойной детонации от внешнего радиуса заряда ВВ при неизменной толщине оболочки, что важно с точки зрения практического приложения.

Модель M_3 достаточно полно и правильно отражает газодинамику исследуемого процесса. Вместе с тем, регистрируемые в опытах скорости установившегося процесса [5], как правило, существенно ниже вычисляемых по моделям M_1 , M_2 и, следовательно, по M_3 , что указывает на необходимость дальнейшей разработки модели. Использование двумерности газового потока в стационарной задаче (1)—(5) с применением более точных уравнений состояния, усложнив расчет, не устранил расхождение, к тому же потребует пересмотра условия отбора нужного решения, предложенного в [6]. Действительно, если квазиодномерный поток переводится в сверхзвуковой единственным способом, то в общей ситуации таких переходов много. Особое место среди них занимает переход без скачков уплотнения за звуковой линией, в отыскании которого, возможно, и состоит новое условие отбора. Информативнее находить стационарный режим из нестационарной задачи. Помехой в реализации установления такого рода течений со временем оказывается неустойчивость тангенциального разрыва. Подтверждением служит численное исследование детонации трубчатого заряда ВВ, заполненного металлом или водой [7], где при решении сходной нестационарной задачи на граничной поверхности продуктов детонации с центральным потоком появлялись волны с нарастанием амплитуды ввиз по потоку.

Поступила в редакцию
27/III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Mitrofanov. Acta Astronautica, 1976, 3, 11—12.
2. А. М. Мардашев. ПМТФ, 1977, 2.
3. М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, Н. В. Михайлов. ЖВМ и МФ, 1972, 2.
4. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Наука, 1971.
5. А. М. Мардашев, В. В. Митрофанов, И. Т. Бакиров.— В сб.: Детонация. Черногловка, 1978.
6. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1975, 11, 1.
7. В. Ф. Лобанов. ПМТФ, 1975, 5.

СКОРОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРА ЧАСТИЦ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАПЫЛЕНИИ

А. М. Гладилин, С. С. Баргенов
(Москва)

Метод детонационного газового напыления покрытий продуктами детонации газовой смеси, заключающийся в нагреве и разгоне частиц напыляемого материала в открытом с одного конца стволе, находит в настоящее время все более широкое распространение. Это объясняется тем, что свойства детонационных покрытий значительно превосходят технические характеристики покрытий других типов [1, 2]. Для совершенствования технологии детонационного напыления необходим количественный анализ температуры и скорости напыляемых частиц при различных режимах процесса. Одним из основных условий получения качественных покрытий является правильный выбор глубины загрузки наполняемого порошка [1], т. е. расстояния от открытого конца ствола до места ввода наполняемого материала.

Неоднократно предпринимались попытки расчетного определения зависимости скорости частиц от глубины загрузки [3, 4]. Однако полученные при расчете значения оптимальной глубины загрузки, соответствующие максимальной скорости частиц, не согласуются с имеющимися экспериментальными данными [1, 2]. Подобное расхождение, по нашему мнению, объясняется допущениями, использованными в указанных работах. Так, в [3] вводится условие, что скорость и плотность продуктов детонации линейно уменьшаются при удалении от фронта детонационной волны. Также принято, что на расстояниях от фронта волны, превышающих половину расстояния до закрытого конца трубы, где инициировалась детонация, скорость продуктов равна нулю, а плотность их постоянна. Предполагается также, что скорость и плотность газового потока в различных точках ствола не изменяются в процессе истечения продуктов после достижения детонационной волной открытого конца ствола.

В работе [4] помимо других вводится предположение, что от закрытого конца ствола, где инициируется детонация, к его открытому концу столб неподвижного газа увеличивается со скоростью $\approx 0,5 D$, где D — скорость распространения детонационной волны. Таким образом, например, при условиях, показанных на рис. 1 и 2, из этого предположения следует, что истечение продуктов детонации из ствола продолжается лишь $8 \cdot 10^{-4}$ с, а потом внезапно прекращается. При этом внутри ствола весь газ неподвижен. Допущения, принятые в [3, 4], противоречат физической картине процессов, сопровождающих ускорение частиц продуктами детонации гремучих смесей газов, что следует как из результатов расчетов [5, 6], так и из экспериментальных данных [1, 7, 8].