

нием табличных зависимостей энтальпии газа от температуры [6, 7]. Расчетные скорости $\bar{D}_{уд}$ сравнивались с экспериментальными скоростями D_2 . Оказалось, что в смеси $C_3H_8 + 5O_2$ $D_{уд} = 1150$ м/с, $D_2 = 1230 \pm 150$ м/с, в смеси $2H_2 + O_2 + 3Ar$ $D_{уд} = 1330$ м/с, $D_2 = 1390 \pm 50$ м/с и в воздухе $D_{уд} = 1250$ м/с, $D_2 = 1180 \pm 50$ м/с. Таким образом, скорость ударной волны за точкой А (см. рис. 6) в горючих смесях несколько выше, а в воздухе несколько ниже расчетной. Однако эта разница невелика и в первом приближении можно считать, что скорость ударной волны, образующейся сразу за пленкой, совпадает со скоростью, рассчитанной по распаду разрыва.

Время индукции в смеси $C_3H_8 + 5O_2$ при $D_2 = 1230$ м/с определялось путем экстраполяции данных работ [8—10] в область более низких температур и оказалось на 1—2 порядка больше экспериментально измеренного времени восстановления детонации. Эта оценка лишняя раз подтверждает невозможность восстановления детонации за пленкой по механизму адиабатического самовоспламенения.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что за жидкой пленкой после падения на нее детонационной волны возникает ударная волна; детонация за пленкой восстанавливается за счет горения газа на турбулентной контактной поверхности и последующего перехода горения в детонацию; слабое влияние жидких перегородок на среднюю скорость детонации объясняется струйным механизмом передачи горения от ячейки к ячейке и тем, что потери компенсируются за счет пересжатых детонационных режимов, которые возникают внутри каждого пузырька после перехода горения в детонацию.

Авторы благодарят В. В. Митрофанова за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 4/1 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Saint-Cloud, C. Gueraud, M. Moreau а. о. Acta Astr., 1976, 3, 9/10, 781.
2. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, С. Г. Лебедь и др. Докл. АН СССР, 1977, 234, 1, 45.
3. J. P. Saint-Cloud, C. Gueraud, N. Manson. 8-th Intrn. Colloquium on Gasdynamikс of Explosions and Reactive Systems. Book of Abstr. Minsk, 1981.
4. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
5. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчий. ФГВ, 1977, 13, 3, 393.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1967.
7. М. И. Вукалович, В. А. Кириллин и др. Термодинамические свойства газов. М.: Машиз, 1953.
8. V. F. Myers, E. F. Bartle. AIAA J., 1969, 7, 10, 1862.
9. R. D. Hawthorn, A. C. Nixon. AIAA J., 1966, 4, 3, 513.
10. A. Burcat, K. Scheller, A. Lifshitz. Comb. Flame, 1971, 16, 1, 29.

МЕТАНИЕ И НАГРУЖЕНИЕ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ НЕДОСЖАТЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ

В. С. Соловьев, С. Г. Андреев, А. В. Аггетков,
М. М. Бойко, В. Н. Крамаренко

(Москва)

В работах [1—6] рассмотрены аналитические решения одномерной плоской задачи метания и нагружения несжимаемого тела продуктами детонации (ПД), причем детонация взрывчатого вещества (ВВ) протекает в нормальном режиме — режиме Чепмена — Жуге. В настоящее время распространение получают недосжатые детонационные режимы [7—10], предельным случаем которых является «мгновенная» детонация.

В данной работе получены параметры нагружения и скорости метания при различных схемах возбуждения недосжатого детонационного режима.

Недосжатые режимы детонации ВВ могут быть реализованы при искусственном возбуждении реакции в детонационной волне со скоростью D_c , большей скорости нормальной детонации ВВ D_2 [7, 9]. Здесь за зоной реакции образуется увеличивающаяся со временем область стационарного течения. Параметры течения в этой области равны параметрам детонации. Образование такой зоны обусловлено тем, что волна разрежения, следующая за детонационной волной, движется со скоростью $u + c < D_c$ [7]. Используя математическую модель процесса детонации [7], принимая вместо условия устойчивости $D = u + c$ условие принудительного возбуждения реакции в ВВ $D = D_c$ и уравнение состояния ИД [11]

$$p = A\rho^k, \quad (1)$$

можно вычислить параметры недосжатой детонации и параметры в области стационарного течения, следующей за зоной реакции. Здесь p и ρ — давление и плотность ИД; k — показатель политропы; A — в рассматриваемом случае изэнтропического течения постоянная. Степень недосжатия процесса будем характеризовать величиной $R = D_2/D_c$ ($-1 \leq R \leq 1$), где индексы 2 и с определяют параметры нормальной и недосжатой детонации соответственно. Случаю $R = \pm 1$ ($D_c = D_2$) соответствует нормальный режим, а значению $R = 0$ ($D_c \rightarrow \infty$) — режим «мгновенной» детонации.

Решение ищется в безразмерных переменных, используя в качестве единиц толщину слоя ВВ l , скорость нормальной детонации D_2 , время распространения нормальной ДВ через слой ВВ толщиной l , массу слоя ВВ (на единицу площади); переменные, имеющие размерность давления, отнесены к величине $\rho_0 D_2^2$, где ρ_0 — плотность ВВ. Соответствующие безразмерные переменные и параметры обозначим X, U, T, M, P .

В новых переменных параметры недосжатой детонации запишутся в следующем виде:

$$U_c = \frac{R}{(k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})}, \quad (2)$$

$$C_c = \left[\frac{k(k + \sqrt{1-R^2})}{(k+1)^2(1 + \sqrt{1-R^2})} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$P_c = \frac{1}{(k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})}. \quad (4)$$

Рассмотрим одномерное движение несжимаемой пластины массой M , метаемой ИД взрывчатого вещества, детонирующего в недосжатом режиме. Детонация возбуждается либо в сечении $X=0$ (схема 1), либо в сечении $X=1$ (схема 2). Скорость возбуждения детонации R^{-1} постоянна. Параметр R положителен ($0 < R \leq 1$) при метании по схеме 1 и отрицателен ($-1 \leq R < 0$) при метании по схеме 2. На противоположном от пластины конце заряда ВВ граничит с вакуумом. Пространственно-временные диаграммы процесса разгона пластины для соответствующих схем представлены на рис. 1.

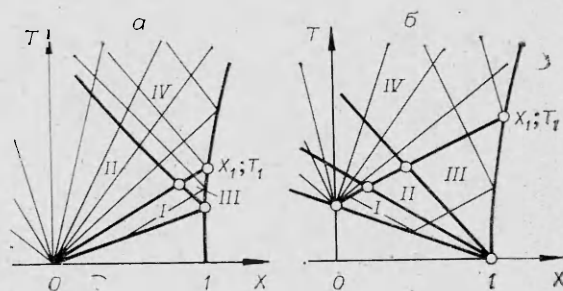


Рис. 1. Пространственно-временная диаграмма процесса.

Анализ граничных условий каждой из четырех областей показывает, что течение в областях II, III описывается особым, а в области IV — общим решением одномерных изэнтропических уравнений движения [1, 3]. Течение в области I является стационарным, параметры течения описываются выражениями (2) — (4). Рассмотрение будет проводиться при показателе политропы $k=3$.

В области простой волны (см. рис. 1, III) закон и скорость движения пластины определяются выражениями

$$X = 1 + I(R) \left\{ T - T_0 + \frac{2M}{F(R)} \left[1 - \left(1 + \frac{F(R)}{M} (T - T_0) \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$U = I(R) \left\{ 1 - \left[1 + \frac{F(R)}{M} (T - T_0) \right]^{-1/2} \right\}, \quad (6)$$

где

$$I(R) = U_c + C_c; \quad F(R) = 2U_c I^2(R) / RC^3.$$

Значения параметров в точке 1 (см. рис. 1), разделяющий два участка разгона пластины, можно выразить в виде

$$T_1 = T_0 - \frac{M}{F(R)} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{F(R)}{2MI(R)} (1 - I(R)R) \right]^2 \right\}, \quad (7)$$

$$U_1 = I(R) \left\{ 1 - \left[1 + \frac{F(R)}{2MI(R)} (1 - I(R)R) \right]^{-1} \right\}. \quad (8)$$

Координата X_1 определяется из (5) при подстановке соответствующего значения безразмерного времени T_1 . В выражениях (5) — (7) $T_0 = R$ при метании по схеме 1 (см. рис. 1, а) и $T_0 = 0$ при метании по схеме 2 (см. рис. 1, б).

Интегрируя уравнение движения пластины в области общего решения, можно получить траекторию и скорость движения пластины как функции времени. Не приводя соответствующих решений из-за их громоздкости, запишем выражение для конечной скорости метания (при $T \rightarrow \infty$)

$$U_\infty = I(R) + \frac{2MI^2(R)}{F(R)Y(T_1 - T_*)} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{F(R)Y^2}{MI^2(R)} (T_1 - T_*) \right]^{1/2} \right\}, \quad (9)$$

где $Y = I(R) - U_1$; $T_* = 0$ при метании по схеме 1 и $T_* = -R$ — по схеме 2.

В предельных случаях $R=1$ $F(1) = 32/27$, $I(1) = 1$; $R=-1$ $F(-1) = 8/27$, $I(-1) = 1/2$, и записанные выше решения совпадают с результатами работ [1—4].

Зависимость конечной скорости метания пластины от параметра M при реализации недосжатых детонационных режимов с различной

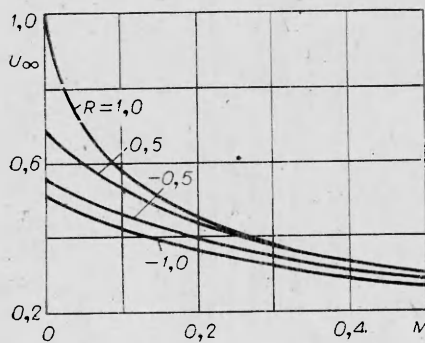


Рис. 2. Зависимость конечной скорости метания от параметра M при различных значениях степени недосжатия R .

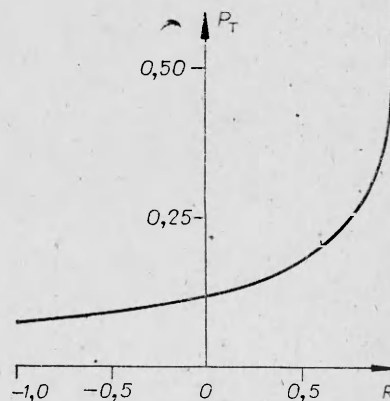


Рис. 3. Изменение давления на поверхности тела в зависимости от степени недосжатия.

степенью недосжата R представлена на рис. 2. При $M \rightarrow 0$ $U_\infty \rightarrow I(R)$, что соответствует разлету продуктов детонации со свободной поверхности в вакуум, при $M \rightarrow \infty$ $U_\infty \rightarrow 0$.

Рассмотрим изменение давления на границе раздела продукты детонации — пластина в зависимости от степени недосжата R и показателя политропы k , что реализуется при граничных условиях $P = P_T$, $U = 0$. Параметр R будем считать, как и ранее, величиной положительной при возбуждении детонации в сечении $X = 0$ и отрицательной при возбуждении детонации в сечении $X = 1$.

Течение в зоне, прилегающей к нагружаемому телу (см. рис. 1, III), описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} X &= (U - C)T + F(U - C), \\ U + 2C/(k - 1) &= U_c + 2C_c/(k - 1). \end{aligned} \quad (10)$$

Используя (1) — (4), второе уравнение системы (10), равенство $C^2 = (\partial P / \partial \rho)_s$ и соответствующие граничные условия, получим закон изменения давления на поверхности тела в зависимости от изменения параметров R , k

$$P_T = \frac{1}{(k + 1)(1 + \sqrt{1 - R^2})} \left\{ 1 + \frac{(k - 1)R}{2[k(1 + \sqrt{1 - R^2})(k + \sqrt{1 - R^2})]^{1/2}} \right\}^{\frac{2k}{k-1}}$$

Результаты расчетов по (10) для $k = 3$ представлены на рис. 3. С увеличением степени недосжата начальное давление на границе раздела значительно уменьшается при нагружении по схеме 1 и несколько возрастает при нагружении по схеме 2. При $R = 0$ («мгновенная» детонация)

$$P_T = [2(k + 1)]^{-1},$$

при $R = \pm 1$

$$P_T = \frac{1}{(k + 1)} \left(1 \pm \frac{k - 1}{2k} \right)^{\frac{2k}{k-1}}$$

Расчеты с другими показателями политропы показывают слабое влияние k на относительное давление на границе раздела при фиксированном значении степени недосжата во всем диапазоне изменения R . Изменение давления на нагружаемое тело с изменением R связано с влиянием степени недосжата на скорость потока в отраженной волне.

Полученные результаты указывают на то, что использование недосжатых детонационных режимов позволяет в широких пределах управлять параметрами и профилем нагрузки, в том числе получать и прямоугольный профиль. Из анализа $X - T$ -диаграммы следует, что при нагружении несжимаемого тела давление в течение времени, определяемого приходом тыльной волны разгрузки, остается постоянным в случае реализации недосжатых режимов детонации как при нагружении по схеме 1, так и по схеме 2. Аналогичный профиль будет иметь место и при учете сжимаемости материала. Экспериментальное подтверждение полученных результатов можно найти в [10, 12]. Увеличение степени недосжата приводит к существенному уменьшению параметров нагружения для схемы 1 и незначительному увеличению для схемы 2.

Поступила в редакцию 15/XII 1980,
после доработки — 4/III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гостехиздат, 1955.
2. A. Aziz, H. Hurwitz, H. Steruberg. Phys. Fluids, 1961, 4, 3
3. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.

4. А. Г. Иванов, Г. Я. Карпенко. ФГВ, 1980, 16, 2.
5. E. Wlodarczyk. Bull. Acad. pol. sci. Sér. sci. techn., 1979, 27, 12.
6. В. С. Соловьев, Л. Н. Власова, С. Г. Андреев. Тр. МВТУ, № 358. М., 1981.
7. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
8. М. М. Бойко, В. Н. Крамаренко, В. С. Соловьев. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
9. В. С. Соловьев, А. В. Аттетков, М. М. Бойко. Тр. МВТУ, № 340. М., 1980.
10. В. С. Соловьев, В. Н. Крамаренко, А. И. Чернов и др. ФГВ, 1981, 17, 6.
11. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9.
12. А. Ф. Барышников, В. Ю. Кайнов, Э. Э. Лин и др. ФГВ, 1979, 15, 6.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВОМ СЛОЕ ГРЕМУЧЕЙ СМЕСИ, РАЗБАВЛЕННОЙ АЗОТОМ

М. Ф. Иванов, Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко

(Балашиха)

Изучение распространения детонационных волн в газовых объемах конечной толщины представляет как теоретический, так и практический интерес в связи с необходимостью обеспечения взрывобезопасности технологических процессов. Одна из наиболее интересных качественных особенностей детонационных процессов в зарядах конечных размеров — наличие срывных явлений, вызванных боковой разгрузкой продуктов детонации, что приводит к пульсирующему режиму ее развития и в конечном счете определяет критический размер заряда. Данное явление обнаружено экспериментально как для жидких веществ [1, 2], так и для газовых смесей [3, 4].

В работе [5] проведено численное моделирование развития двумерной детонационной волны в газовых объемах конечной толщины. Исследовано распространение детонационной волны в газовом слое гремучей смеси, который с одного края граничит с твердой нетеплопроводной стенкой, а с другого — с химически инертным газом, имеющим те же физические свойства, что и исходная смесь (рис. 1). Найдена величина критической толщины газового слоя $\delta_{кр}$, при которой еще возможно стационарное распространение детонации.

В настоящей работе проделан численный расчет распространения двумерной детонационной волны в разбавленной азотом гремучей смеси. Геометрия задачи показана на рис. 1. Методика расчета подробно изложена в [5]. Процесс детонации исследуется совместным решением уравнения химической кинетики и уравнений газовой динамики в лагранжевом описании.

Для описания химической кинетики используем полуэмпирическое выражение

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -A\rho \exp(-E/RT), \quad (1)$$

где c — относительная концентрация гремучей смеси ($0 \leq c \leq 1$); ρ , T — плотность и температура газа; A , E — предэкспоненциальный фактор и энергия активации (см. [5]), их величины подобраны таким образом, чтобы правильно описывать экспериментальную зависимость периода индукции самовоспламенения гремучей смеси от температуры [6].

Использована вычислительная схема типа предиктор — корректор [7]. Типичный размер счетной ячейки — 0,02 см в продольном и 0,1 см в поперечном направлении. Величина шага интегрирования по времени составляла $2 \cdot 10^{-9}$ с, эволюция детонационной волны наблюдалась до момента времени ≈ 20 —30 мкс. Расчеты проводили на ЭВМ ЕС-1033, время расчета одного варианта 8—10 ч.