

УДК 532.5, 539.5

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОВЕРХНОСТЬЮ МАТЕРИАЛОВ

© 2011 А.И. Крестелев

Самарский государственный технический университет

Поступила в редакцию 15.03.2011

В данной статье рассматривается процесс расширения продуктов детонации (ПД) взрывчатых веществ в газовой среде. Определяются параметры волны разрежения ПД для сферического и цилиндрического заряда ВВ. Анализируется возможность использования взрывных ударных волн для модификации поверхности материалов.

Ключевые слова: взрывная ударная волна, продукты детонации, параметры ПД.

Взрывные ударные волны, возникающие в окружающем пространстве после выхода детонационной волны на поверхность заряда взрывчатого вещества (ВВ), обладают параметрами, превосходящими пределы прочности материалов и температуры их плавления. Поэтому представляет интерес изучение воздействия на поверхность металлов и сплавов интенсивных потоков энергии, возникающих при взрыве. Находясь в экстремальных условиях, материал меняет свои физико-механические свойства в очень короткие промежутки времени. В этих условиях часто наблюдаются аномальные процессы не характерные для обычных схем воздействия на поверхность материала [1].

Ударно-волновое нагружение металлов и сплавов технически можно осуществить двумя способами. Первый – это непосредственное воздействие взрывных ударных волн на поверхность материала и второй – нагружение поверхности металла пластиной, движение которой инициировано взрывом. Несмотря на то, что инициирующим фактором и в том, и в другом методе является взрыв, характер воздействия на поверхность материала различен.

Ранее в работах автора рассматривались процессы, протекающие в металлах под действием ударных волн, инициируемых метаемой пластиной [1, 2]. Настоящая работа посвящена изучению непосредственного воздействия взрывной ударной волны на поверхность материала. Отличие данной схемы нагружения от действия ударного бойка состоит в том, что здесь важен анализ процесса распространения взрывной волны в окружающем пространстве: будь то газовая среда или жидкость. Самый простой вариант и самый распространенный – это взрыв в воздухе.

*Крестелев Анатолий Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики и физики нефтегазового производства.  
E-mail: a.krestelev@yandex.ru.*

В этом случае плотность воздуха значительно ниже плотности продуктов детонации (ПД) взрывчатого вещества (ВВ) и поэтому в воздухе инициируется ударная волна сжатия, а в продуктах детонации – волна разрежения. Параметры воздушной ударной волны и детонационной существенно различаются, а, следовательно, различен и их вклад в интегральное воздействие на материал. Поэтому представляет интерес исследование параметров воздушной ударной волны и волны, развивающейся в продуктах детонации после выхода детонационного процесса на поверхность контакта взрывчатого вещества и окружающей среды.

Если учесть, что воздушная ударная волна и волна продуктов детонации в пространстве разделены и скорость распространения ударной волны в воздухе больше скорости детонационной волны, то их можно рассматривать отдельно. В настоящей работе исследуются параметры детонационной волны, расширяющейся в газовую среду.

Продукты детонации после выхода детонационной волны на поверхность ВВ могут быть описаны изоэнтропийным законом:

$$P \cdot v = P_H \cdot v_H^n, \quad (1)$$

где  $P_H, v_H$  – давление и удельный объем детонационной волны в плоскости Чапмена-Жуге,  $n$  – показатель изоэнтропии, для продуктов детонации  $n = 3$ .

Однако в процессе расширения показатель изоэнтропии  $n$  уменьшается и это необходимо учитывать. Функциональную зависимость  $n = n(P)$  определить сложно, поэтому всю область давлений условно разбивают на две области. Вначале процесса расширения давление велико и ПД нельзя рассматривать как идеальный газ, показатель изоэнтропии берется равным трем ( $n = 3$ ). Во второй области продукты детонации рассматриваются как идеальный газ и показатель изоэн-

тропы равен  $n = k$ . Величина  $k$  меняется в пределах 1,2 ... 1,4. Сопряжение областей происходит в точке с параметрами  $P_k, v_k$  [3], которые для основных взрывчатых веществ рассчитаны.

Если учесть изменение показателя изоэнтропы, то уравнение (1) разбивается на два уравнения:

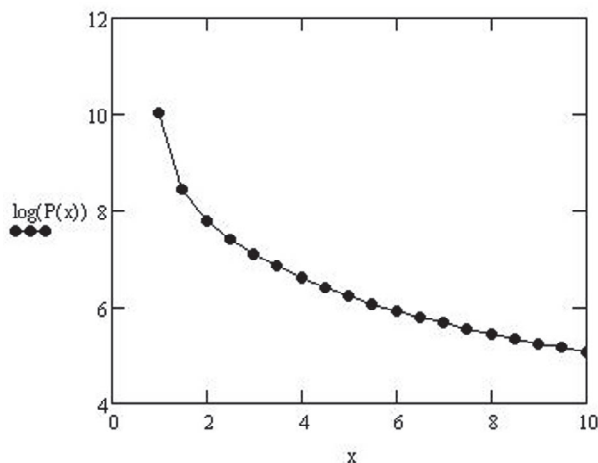
$$\begin{aligned} P \cdot v^n &= P_H \cdot v_H^n, & P_k \leq P \leq P_H \\ P \cdot v^k &= P_H \cdot v_H^k, & P \leq P_k \end{aligned} \quad (2)$$

В работе рассматривается взрыв заряда гексогена массой  $m = 120$  г., начальной плотностью  $\rho_0 = 1,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Параметры в точке сопряжения  $P_k = 1,3 \cdot 10^8 \text{ Па}$ ,  $v_k = 2,77 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ . Давление в детонационной волне разрежения определялось для двух конфигураций заряда ВВ: сферической и цилиндрической. Для цилиндрического заряда учитывалось расширение только в радиальном направлении. Такое допущение справедливо, если длина заряда значительно больше его диаметра.

Для сферического заряда уравнения (2) позволяют определить зависимость давления продуктов детонации от расстояния до центра заряда с учетом сопряжения областей:

$$\begin{aligned} P &= \alpha \cdot P_H \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-9}, & P_k \leq P \leq P_H \\ P &= \beta \cdot P_k \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3 \cdot k}, & P \leq P_k \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\alpha = 0,43$ ,  $\beta = 6,9$ ,  $r_0$  – радиус исходного заряда ВВ,  $k = 1,3$ . Давление в плоскости Чапмена-Жуге равно  $P_H = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ . Результаты расчета давления продуктов детонации при расширении их в воздухе представлены графически на рис. 1, где  $x = r / r_0$  – относительное расстояние от центра сферического заряда,  $r_0$  –



**Рис. 1.** Зависимость давления ПД сферического заряда от относительного расстояния

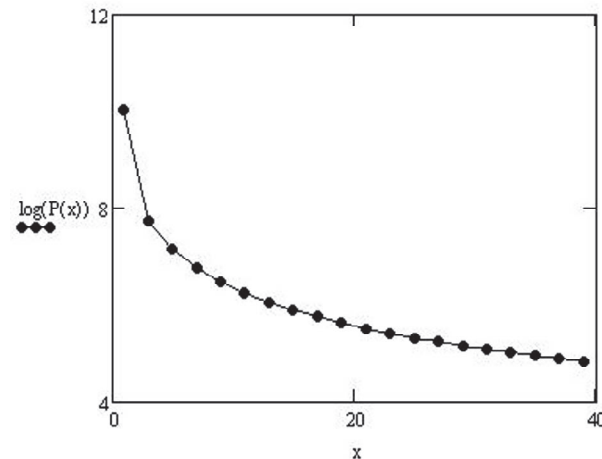
радиус заряда ВВ. Так как величина давления быстро падает на пять порядков, то на графика представлено не само давление, а его логарифм. Излом кривой в точке сопряжения  $r_k$  обусловлен скачкообразным изменением показателя изоэнтропы.

Если при взрыве цилиндрического заряда ВВ рассматривать расширение только в радиальном направлении, то уравнения (2) преобразуются к виду:

$$\begin{aligned} P &= \alpha \cdot P_H \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-6}, & P_k \leq P \leq P_H \\ P &= \beta \cdot P_k \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2 \cdot k}, & P \leq P_k \end{aligned} \quad (4)$$

График зависимости давления продуктов детонации ВВ от расстояния до оси цилиндрического заряда представлен на рис. 2 в логарифмическом масштабе, где  $x = r / r_0$  – относительное расстояние от оси цилиндрического заряда ВВ.

Анализ полученных результатов свидетельствует о том, что давление продуктов детонации при расширении их в воздухе быстро падает до атмосферного. Для сферического заряда уже на расстоянии порядка десяти радиусов давление равно атмосферному. Спад давления ПД цилиндрического заряда происходит значительно медленнее: предельный радиус расширения порядка сорока радиусов цилиндра. А если учесть, что значительные структурные изменения происходят в материалах под действием очень высоких давлений во фронте взрывной ударной волны  $\sim 10^{10} \div 10^8 \text{ Па}$ , то радиус эффективного действия очень мал. Например, точке сопряжения соответствуют параметры:  $P_k = 1,3 \cdot 10^8 \text{ Па}$ ,  $r_k = 1,7 \cdot r_0$ . То есть давление очень сильно падает на начальном этапе расширения ПД как сферического, так



**Рис. 2.** Зависимость давления ПД цилиндрического заряда от относительного расстояния

и цилиндрического заряда. Поэтому редко производят взрывное нагружение или обработку поверхности материала в открытом пространстве, а используют различные камеры, позволяющие эффективнее использовать энергию взрыва. Однако размеры камеры малы и обрабатывать в них можно только небольшие исследуемые образцы, но не изделия и технологическое оборудование.

Характер воздействия взрывной ударной волны на материал определяется не только давлением продуктов детонации, но и их температурой. Для определения температуры в детонационной волне разрежения необходимо знать уравнение состояния ПД. В настоящей работе используется вириальное уравнение состояния реального газа [4], в котором учитываются только первые два вириальных коэффициента, что физически означает учет взаимодействия максимально двух молекул:

$$\frac{P \cdot V_v}{R \cdot T} = 1 + \frac{B(T)}{V_v}, \quad (5)$$

где  $V_v$  – объем моля вещества,  $T$  – температура ПД,  $B(T)$  – вириальный коэффициент, который определяется соотношением:

$$B(T) = b_0 \cdot \sum_{j=0}^{\infty} \frac{2^{j+1/2}}{4 \cdot j!} \cdot \Gamma\left(\frac{j}{2} - \frac{1}{4}\right) \cdot (T^*)^{\frac{(-2 \cdot j + 1)}{4}}. \quad (6)$$

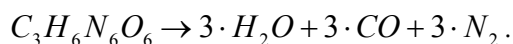
В соотношении (6) введены следующие обозначения:

$$T^* = \sum_i \sum_j \frac{x_i \cdot x_j \cdot T_{ij}^*}{(\bar{x})^2}, \quad T_{ij}^* = (T_i^* \cdot T_j^*)^{1/2},$$

$$T_i^* = \frac{k \cdot T}{\varepsilon_i}, \quad b_0 = \sum_i \frac{x_i \cdot b_{0i}}{\bar{x}}.$$

где  $b_{0i}$  – молярный коволюм  $i$ -го компонента ПД,  $x_i$  – молярная доля  $i$ -го компонента,  $\varepsilon_i$  – глубина потенциальной ямы для  $i$ -го компонента ПД,  $\Gamma$  – гамма-функция,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\bar{x} = \sum_i x_i$ .

Если в качестве модельного взрывчатого вещества взять гексоген ( $C_3H_6N_6O_6$ ), то он относится к ВВ с отрицательным кислородным балансом. Реакцию взрывчатого превращения, согласно [3], можно записать в виде:



Таким образом, продукты детонации гексогена представляют собой трех компонентную систему, с молярной долей каждого из компонент  $x_i = 1/3$ . Величины  $b_{0i}$  и  $\varepsilon_i$  для продуктов детонации имеют табличные значения.

Как показывает анализ, в выражении (6) для

$B(T)$  можно ограничиться тремя слагаемыми, тогда получим:

$$B(T) = b_0 \cdot [1,7 \cdot (T^*)^{\frac{1}{4}} - 2,54 \cdot (T^*)^{\frac{1}{4}} - 0,86 \cdot (T^*)^{\frac{3}{4}}], \quad (7)$$

где величина  $T^*$ , с учетом введенных выше обозначений, будет равна  $T^* = 5,6 \cdot 10^{-3} \cdot T$ .

Вириальное уравнение (5) можно использовать для определения температуры продуктов детонации ВВ при расширении их в газовой среде. Если в уравнение (5) подставить давление продуктов детонации сферического (3) или цилиндрического заряда (4), то получим нелинейные алгебраические уравнения для определения температуры продуктов детонации. Рассмотрим процедуры расчета температуры продуктов детонации сферического и цилиндрического зарядов.

Для сферического заряда в интервале давлений  $P_k \leq P \leq P_H$  уравнение для определения температуры ПД запишется в виде:

$$a \cdot x^6 \cdot T + (b \cdot T^{\frac{5}{4}} - c \cdot T^{\frac{3}{4}} - d \cdot T^{\frac{1}{4}}) \cdot x^3 = A, \quad (8)$$

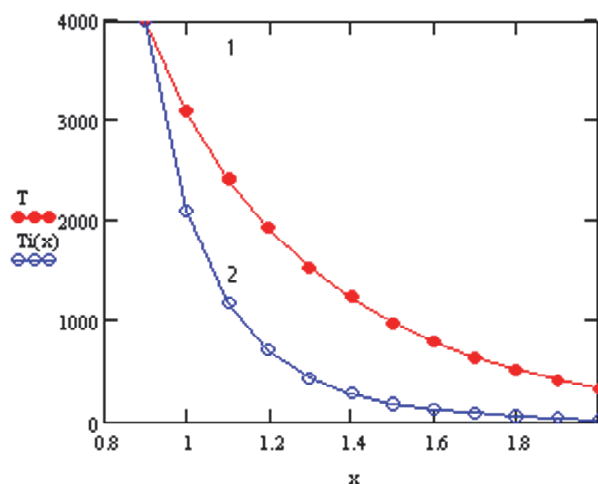
где  $x = r/r_0$ ,  $a = 40,4$ ,  $b = 38,9$ ,  $c = 532,8$ ,  $d = 7027$ ,  $A = 7,5 \cdot 10^5$ .

Уравнение (8) при различных относительных расстояниях  $x$  решалось в системе MathCAD. В результате была получена зависимость температуры продуктов детонации  $T$  от величины  $x$ , которая определяет положение фронта детонационной волны при расширении ПД. Например, температура в плоскости Чапмена - Жуге, соответствующая началу расширения продуктов детонации в окружающую среду оказалась равной  $T = 3990$  К. Экспериментальное же значение температуры ПД гексогена равно 3900 К. Таким образом, можно говорить о хорошем согласовании полученных результатов с экспериментом. Графически зависимость  $T = T(x)$  представляется в виде, показанном на рис. 3.

Здесь же на графике показано изменение температуры ПД при расширении их по изоэнтропному закону:  $T \cdot V^{n-1} = const$ , где  $n=3$  – показатель изоэнтропы.

Как видно из рисунка температура продуктов детонации сферического заряда ВВ при расширении их в газовой среде падает значительно быстрее, чем давление. Уже при расширении ПД в два раза температура их уменьшается до комнатной, поэтому нет необходимости рассматривать область давлений  $P < P_k$ . Кроме того, необходимо отметить, что учет взаимодействия молекул продуктов детонации в рамках вириального уравнения состояния, приводит к существенному изменению температуры ПД. Это видно из сравнения графиков на рис. 3.

Для цилиндрического заряда ВВ уменьшение температуры в процессе расширения проис-



**Рис. 3.** Зависимость температуры ПД от относительного расстояния для сферического заряда:

1 – вириальное уравнение; 2 – уравнение изоэнтропы,  $x = r/r_0$  – относительное расстояние от центра сферического заряда

ходит значительно медленнее и поэтому в уравнении состояния (5) необходимо учитывать обе области давлений:  $P_k \leq P \leq P_H$  и  $P \leq P_k$ . Это означает, что для каждой области записывается свое уравнение для определения температуры продуктов детонации. Если сохранить обозначения коэффициентов, то в области давлений  $P_k \leq P \leq P_H$  уравнение запишется в виде:

$$a \cdot x^4 \cdot T + (b \cdot T^{\frac{5}{4}} - c \cdot T^{\frac{3}{4}} - d \cdot T^{\frac{1}{4}}) \cdot x^2 = A, \quad (9)$$

где  $a = 40,4$ ,  $b = 37,8$ ,  $c = 518$ ,  $d = 6832$ ,  $A = 8 \cdot 10^5$ ,  $x = r/r_0$ .

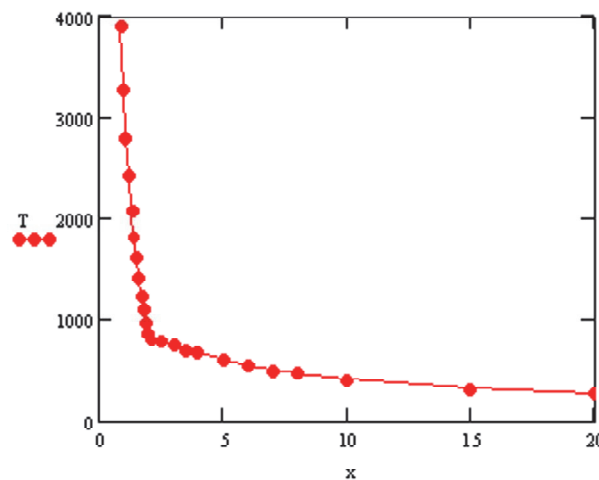
Для области  $P \leq P_k$  уравнение для определения температуры продуктов детонации представляется в виде:

$$a \cdot x^{0,6} \cdot T + (b \cdot T^{\frac{5}{4}} - c \cdot T^{\frac{3}{4}} - d \cdot T^{\frac{1}{4}}) \cdot x^{-1,4} = A, \quad (10)$$

где  $A = 6,7 \cdot 10^4$ , остальные коэффициенты имеют те же значения, что и в уравнении (9).

Данные расчета температуры продуктов детонации цилиндрического заряда ВВ при их расширении в газовой среде представлены в графическом виде на рис. 4.

Как видно из графика, на начальном этапе расширения, когда взаимодействие молекул газа велико, температура очень быстро уменьшается до 800 К и далее спадает значительно медленнее. Комнатной температуры продукты детонации цилиндрического заряда ВВ достигают лишь при  $x = 20$ , в то время как для сферического заряда эта величина равна  $x = 2$ . Резкий излом графика наблюдается в точке сопряжения  $P = P_k$  и обусловлен он скачкообразным изменением показателя изоэнтропы при определении давления ПД.



**Рис. 4.** Зависимость температуры ПД цилиндрического заряда от относительного расстояния

Таким образом, анализ термодинамических параметров продуктов детонации ВВ при их расширении в газовой среде показывает, что использование взрывных ударных волн для создания экстремальных условий воздействия на материалы пространственно ограничено небольшой областью вблизи заряда ВВ. Поэтому объем рабочей камеры, используемой для взрывной обработки образцов, соизмерим с объемом взрывчатого вещества [5].

В этих условиях температура продуктов детонации в камере, объем которой в два раза превосходит объем заряда ВВ, для гексогена будет порядка 1800 К и давление  $P = 1,5$  ГПа. И если говорить о титане, используемом в работе [5] в качестве подложки для нанесения тугоплавких покрытий, то в этих условиях могут происходить полиморфные превращения в титане, интенсифицируются диффузионные процессы, в то время как плавление титана в зоне расширения продуктов детонации маловероятно, так как его температура плавления  $T = 1933$  К.

Однако расширяющиеся продукты детонации инициируют воздушную ударную волну в окружающей среде. Для нее характерно значительно меньшее давление, чем в продуктах детонации, а температура, наоборот, возрастает в 2 ÷ 3 раза. Но, учитывая, что ширина фронта воздушной ударной волны очень мала, то при радиусе заряда  $r_0 = 2$  см время воздействия на образец воздушной ударной волны будет порядка  $\tau \sim 10^{-6}$  с. Можно предположить, что за это время при температуре  $T \sim 7000$  К поверхностный слой титанового образца расплавится. Если считать, что процесс теплопроводности при высоких температурах в металлах идет по фононному механизму и определяется столкновениями фононов. За время  $\tau$  фонон в кристалле титана

со скоростью звука  $\sim 5000$  м/с пройдет расстояние  $L \sim 5$  мм. Это больше характерной толщины образца и поэтому за время  $\tau$  фонон претерпевает многочисленные столкновения, и передает тепловую энергию. В работе [6] также проведен анализ различных аспектов взаимодействия взрывных ударных волн с материалом подложки и покрытия.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Крестелев А.И., Бекренев А.Н.* Массоперенос в металлах под действием ударных волн // ФХОМ. № 2. С.57- 59.
2. *Крестелев А.И., Бекренев А.Н.* Поведение точечных дефектов при импульсном динамическом нагружении // Извест. Вузов. Физика. 1985. № 6. С. 49- 52.
3. Физика взрыва: В 2-х томах. Т. 1 [под ред. Л.П. Орленко]. М.: Физматлит, 2004. 823 с.
4. *Мейсан Э., Сперлинг Т.* Вириальное уравнение состояния. М.: Мир, 1972. 280 с.
5. *Валоженич М.К., Кривченко А.Л., Штеренберг А.М.* Модификация поверхности титановых сплавов взрывоплазменным напылением // Деформация и разрушение материалов. М.: Наука и технология, 2008. Вып. 5. С. 44- 47.
6. *Крестелев А.И., Валоженич М.К., Довбня Л.А.* Использование взрывных ударных волн для нанесения покрытий на поверхности металлов // Сборник тезисов XVII Международной конференции "Физика прочности и пластичности материалов". Самара: СамГТУ, 2009. С. 239- 240.

### ТHERMODYNAMIC ANALYSIS OF INTERACTION OF EXPLOSIVE SHOCK WAVES WITH THE SURFACE OF MATERIALS

© 2011 A.I. Krestelev

Samara State Technical University

This article discusses the process of expansion of detonation products (DP) of explosives in the atmosphere. The parameters of the rarefaction wave PD for spherical and cylindrical explosive charge are determined. The possibility of using explosive shock waves for the surface modification of materials.

Key words: shock wave, detonation products, the parameters of DP is analyzed.