

На основании проведенного исследования могут быть сделаны следующие выводы.

1. Влияние поперечных волн, существующих при самоподдерживающейся детонации, на механизм сгорания в смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ag}$ и $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ различно. В первой смеси, характеризующейся высокой степенью регулярности следовых отпечатков, поперечные фронты сжигают смесь. Во второй смеси, дающей следовые отпечатки с низкой степенью регулярности, большая часть поперечных фронтов не сжигает смесь и за ними остаются хвосты несгоревшего газа.

2. В первой смеси поперечные волны имеют структуру типа I. Поперечный фронт в такой волне состоит из двух косых скачков, из которых один идет от тройной точки на переднем фронте, а второй — от шлейфа в сгоревшем газе и из волны Маха, расположенной между этими скачками. Воспламенение смеси происходит за волной Маха. Во второй смеси преобладают волны типа II: поперечный фронт таких волн состоит из двух косых скачков, пересекающихся регулярно (без волны Маха).

3. Волны, поперечные фронты которых не сжигают смесь, в первой смеси наблюдаются при затухающей детонации. В основном они имеют структуру типа I, но без воспламенения за волной Маха.

4. Столкновения волн, за поперечными фронтами которых смесь не самовоспламеняется, приводят к образованию островков несгоревшего газа и к увеличению протяженности зоны горения.

Автор благодарит В. В. Митрофанова за полезные обсуждения, А. Я. Горбункову за помощь в проведении расчетов и М. Е. Топчиана за предоставление расчетов параметров детонации Чепмена — Жуге.

*Поступила в редакцию
12/IV 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиан. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. R. A. Strehlow, C. O. Engel. AIAA. J. 1969, 7, 2—3.
4. Т. В. Баженова, А. Г. Гвоздева. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
5. В. В. Митрофанов, ПМТФ, 1962, 4.
6. D. H. Edwards, G. Hooper and R. J. Meddins. Astronautica Acta, 1972, 17, 4—5.
7. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. акад. В. П. Глушко. Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1962.

УДК 662.21+534.222.2

ТРЕХСТАДИЙНАЯ ИЗЭНТРОПА РАСШИРЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ВВ

*К. И. Козорезов, В. В. Сергеев
(Москва)*

Многие промышленные процессы и некоторые специальные исследования взрыва требуют ясных инженерных представлений о процессе образования и затухания ударных волн в газообразной среде вблизи заряда. Ряд теоретических работ и экспериментальных исследований

посвящен изучению ударных волн, образующихся в воздухе при взрыве заряда ВВ. Многочисленные теоретические исследования решают задачу о сильном взрыве [1—5] в зоне, достаточно удаленной от поверхности заряда. Поэтому выводы и результаты этих исследований не могут применяться в ближней зоне.

На основе экспериментальных исследований М. А. Садовским [6] были выведены основные эмпирические формулы, описывающие изменение максимального давления на фронте ударной волны, удельного импульса и времени действия фазы сжатия в зависимости от веса заряда и расстояния. Энергетическое представление закона подобия заключается в том, что заряд характеризуется только энергией, пропорциональной его весу, и не зависит от плотности и вида ВВ. Экспериментальные измерения скорости и максимального давления ударной волны показали [7—10], что закон энергетического подобия нарушается при приближении к поверхности заряда. По оценкам различных авторов формулы М. А. Садовского даже для заряда простейшей сферической формы применимы на расстояниях, больших $10 \div 18$ радиусов заряда. В этих работах вместо формул Садовского в зоне, где они не действительны, приводятся другие эмпирические формулы изменения параметров ударной волны в зависимости от расстояния или времени от поверхности сферического заряда до $10 \div 12$ радиусов. Однако эти соотношения не связывают параметры ударной волны со свойствами ВВ или продуктов детонации и относятся только к указанным плотностям и взрывчатым веществам. В работе [11] проводилось численное решение задачи о взрыве сферического заряда с учетом термодинамических свойств воздуха и уравнения состояния продуктов детонации в форме Джонсона и Миллера.

Из обзора литературы видно, что вопрос образования ударной волны вблизи заряда ВВ исследован недостаточно не только теоретически, но и экспериментально. Настоящая работа проводилась с целью: исследовать параметры ударной волны и продуктов детонации (ПД), начиная с поверхности заряда;

связать параметры ударной волны и продуктов детонации с характеристиками взрывчатого вещества заряда.

Поставленная задача требует определить уравнение состояния для ПД или изэнтропу расширения, и найти начальные параметры на границе ВВ — среда при выходе детонационной волны на поверхность заряда.

Изэнтропа расширения

В момент выхода детонационной волны на поверхность заряда на границе раздела сред выполняется условие

$$u_x = u_n + u_1, \quad (1)$$

где u_x — скорость движения границы раздела; u_n — скорость ПД за фронтом детонационной волны; u_1 — приращение скорости ПД в волне разрежения. Скорость

$$u_1 = \int_{p_x}^{p_n} \frac{dp}{\rho c} = \int_{v_n}^{v_x} \sqrt{-dp dv}, \quad (2)$$

где ρ и c — плотность и скорость звука ПД; p_n — давление ПД в точке Жуге; p_x — давление ПД на границе раздела; v_n , v_x — удельные объемы ПД в точке Жуге и на границе раздела.

Исходя из того, что ПД в детонационной волне находятся при большом давлении и имеют большую плотность, Ландау и Станюкевич [12], используя закономерности твердого тела, показали, что для описания ПД в детонационной волне возможно использовать изэнтропический закон $p \cdot \rho^n = \text{const}$, но с показателем около 3. Принимая равными скорость и давление продуктов детонации и воздуха в ударной волне на границе раздела $n=3$ и используя (1), (2), они получили соотношения

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{D}{n+1} + \frac{2nD}{n^2-1} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_n} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right], \\ u_x &= u_{\text{уд}} = \left(\frac{2}{\gamma_a + 1} \cdot \frac{p_x}{\rho_a} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь D — скорость детонации ВВ, γ_a — показатель изэнтропы для газа, ρ_a — плотность газа перед фронтом ударной волны, $u_{\text{уд}}$ — скорость газа за фронтом ударной волны. Уравнения (3) позволяют определить u_x и p_x при известных n , p_n , D , γ_a и ρ_a .

Из (3) при $n=3$ вытекает, что максимальная скорость истечения ПД будет в вакуум, тогда $u_{\text{max}}=D$. Однако это не соответствует действительности, так как на поверхности заряда скорость истечения ПД в воздух превышает скорость детонации в то время, как из (3) следует, что $u_x < D$ при $p_x > 0$.

В работе (13) для уточнения расчета предложено учитывать изменение показателя изэнтропы n , так как при изменении давления ПД от сотен тысяч атмосфер в детонационной волне до тысяч или сотен на границе раздела нельзя считать $n=3$. В этой работе предложено с некоторого момента описывать ПД изэнтропой со значением показателя, близкого к обычным газам, так как аналитическая зависимость $n=n(p, \rho)$ неизвестна. Используя уравнение Гюгоньо для детонационной волны в [13], определяют условия для расчета p и ρ в точке сопряжения. Однако и в этом случае экспериментально измеренные значения скорости истечения ПД значительно больше расчетных. Из расчета для обычных ВВ $u_{\text{max}}=10 \div 12$ км/с, что хотя и больше D , но по экспериментальным данным [14] для тротила $\rho_0=1,5 \cdot 10^3$ кг·м⁻³ $u_{\text{max}} \approx 20$ км/с. Отметим также, что в работе [15] изэнтропа расширения также заменяется на двухстадийную.

Использование различных изэнтроп расширения продуктов детонации, предложенных ранее, приводит к тому, что расчетные скорости ударной волны на границе заряд — газ значительно ниже экспериментальных.

Трехстадийная изэнтропа

При выходе детонационной волны на поверхность заряда образуется ударная волна в газе, а по продуктам детонации распространяется волна разрежения. Начальные параметры на границе заряд ВВ — газ, или, точнее, на границе ПД — газ определяются свойствами ПД и состоянием среды. Если рассмотреть область воздействия взрыва, используя экспериментальные данные [6—10], то можно разбить ее на две зоны: 1) зона, где характеристики взрывчатого вещества заряда не играют никакой роли, а существенна только энергия заряда (зона Садовского); 2) зона, прилегающая к заряду, где не соблюдается закон энергетического подобия.

Вторая зона делится на несколько областей. Первая область непосредственно прилегает к поверхности заряда, где давление и скорость ударной волны и ПД характеризуются таким резким падением, что

существующая регистрирующая аппаратура не может достаточно точно зафиксировать значения этих величин. Вторая область — это переход от первой зоны резкого падения параметров к третьей области, где совершается плавный переход к зоне Садовского. Эта трехстадийная зона между зарядом и невозмущенным газом должна содержаться в математическом описании параметров продуктов детонации.

Процесс расширения ПД можно характеризовать изэнтропой с переменным эффективным показателем $\gamma_{\text{эф}} = \gamma(p, \rho)$. Использование закономерностей твердого тела [12] приводит к $n \approx 3$ в законе $p v^n = \text{const}$, а закономерности идеального газа дают значения $\gamma \approx 1,1 \div 1,4$. Продукты детонации не могут скачком перейти из одной фазы в другую, и этим можно объяснить, что попытка ввести точку сопряжения [13] не приводит в соответствие расчетные и экспериментальные значения, например для скорости истечения.

Из рассмотрения процесса расширения следует вывод, что некоторая область, по крайней мере одна, должна характеризоваться закономерностями двухфазности, где количество «твердой» фазы уменьшается, а газообразной увеличивается. Область двухфазности можно описать как совокупность конденсированной и газообразной фаз в соответствии с относительной долей. Значение показателя изэнтропы при этом будет плавно меняться от n к γ . Экспериментальное подтверждение наличия двухфазности имеется в исследованиях прозрачности детонационной волны первоначально прозрачных жидких ВВ (стехиометрическая смесь тетранитрометана и бензола). Вблизи фронта волна прозрачна, но за время порядка микросекунд она становится непрозрачной, что можно объяснить конденсацией воды. Однако в первом приближении и для удобства расчета можно полагать показатель изэнтропы $K-2$ постоянным для всей области двухфазности.

Таким образом истинная изэнтропа расширения ПД с переменным эффективным показателем заменяется на трехстадийную изэнтропу, каждая стадия которой характеризуется своим постоянным эффективным показателем:

$$\left. \begin{array}{l} \text{закономерности твердого тела} \\ p v^n = \text{const}, n \approx 3; \\ \text{закономерности двухфазности} \\ p v^k = \text{const}, k \approx 2; \\ \text{закономерности идеального газа} \\ p v^\gamma = \text{const}, \gamma \approx 1,1 \div 1,4. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Такое приближение может оказаться плодотворным и достаточным для инженерного расчета параметров ударной волны при взрыве заряда ВВ.

В двух точках α и β , где происходит переход от n к k и от k к γ , условия сопряжения можно задавать различным способом. Положим для определенности

$$\left. \begin{array}{l} \rho_n \cdot v_n^n = \rho_\alpha \cdot v_\alpha^n, \\ \rho_\alpha \cdot v_\alpha^k = \rho_\beta \cdot v_\beta^k, \\ \rho_\beta \cdot v_\beta^\gamma = \rho \cdot v^\gamma. \end{array} \right\} \quad (5)$$

Поскольку по соотношению (5) сохраняются непрерывность p и ρ , а значения показателей терпят разрыв, значения массовой скорости и

скорости звука в точках α и β будут также иметь разрыв. Выбирая другие условия перехода, можно обеспечить непрерывность по другим параметрам. Запишем эти соотношения для скорости u_1 , используя (4) и (5) и разбивая область интегрирования на три области:

$$u_1 = \int_{p_\alpha}^{p_\pi} \frac{dp}{\rho c} + \int_{p_\beta}^{p_\alpha} \frac{dp}{\rho c} + \int_{p_x}^{p_\beta} \frac{dp}{\rho c}. \quad (6)$$

Интегрирование соотношения (6) с учетом (1), (4), (5) и обычных формул для параметров детонационной волны приводит к следующим формулам, которые решают задачу о начальных параметрах ударной волны в газе при выбранных значениях $n, k, \gamma, p_\alpha, p_\beta, \gamma_\alpha, p_\alpha$:

$$u_x = D \left\{ \frac{1}{n+1} + \frac{2n}{n^2-1} \left[1 - \left(\frac{p_\alpha}{p_\pi} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right] + \frac{2\sqrt{n}k}{(n+1)(k-1)} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \left(\frac{p_\beta}{p_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right] + \frac{2\sqrt{n}\gamma}{(n+1)(\gamma-1)} \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_\beta} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$u_x = \left(\frac{2}{\gamma_\alpha + 1} \cdot \frac{p_x}{p_\alpha} \right)^{1/2}.$$

Максимальная скорость истечения ПД в вакуум при этом определяется соотношением

$$u_{\max} = D \left\{ \frac{1}{n+1} + \frac{2n}{n^2-1} \left[1 - \left(\frac{p_\alpha}{p_\pi} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{n}k}{(n+1)(k-1)} \left[1 - \left(\frac{p_\beta}{p_\alpha} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right] + \frac{2\sqrt{n}\gamma}{(n+1)(\gamma-1)} \right\}. \quad (8)$$

Система уравнений (7) легко решается, например, графически. Из (7) и (8) можно определить начальные параметры ударной волны при выходе детонационной волны на границу ВВ — газ.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений

Если к соотношениям (7) добавить еще пять уравнений, то можно из полученной системы определить не только u_x и p_x , но и параметры изэнтропы расширения ПД $n, k, \gamma, p_\alpha, p_\beta$. Однако из теории нельзя составить эти уравнения и для определения этих параметров следует обратиться к экспериментальным результатам. Известно, что $n=3$ можно применять к ВВ с начальной плотностью $\rho_0 \geq (1,1 \div 1,3) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Следовательно, можно оценить p_α по соотношению для давления на

фронте детонационной волны $p_\alpha \geq \frac{\rho_0 D^2}{n+1}$, где $\rho_0 \geq (1,1 \div 1,3) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$.

Естественно оценить величину k как промежуточную между значениями $n=3$ и $\gamma=1,1 \div 1,4$. В данной работе для упрощения расчетов полагалось $k=2$. Для обычных ВВ известно, что $p_\beta > 9,8 \cdot 10^7 \text{ кН/м}^2$. Таким образом, все параметры изэнтропы можно приблизительно оценить, а затем уточнить сравнением расчетных и экспериментальных значений u_x или p_x . Значительно проще измерить скорость ударной волны на границе раздела сред, чем давление на ее фронте. Поэтому, определив u_x для истечения в вакуум или в несколько известных сред

(например, воздух при различных начальных давлениях, ксенон и другие газы), можно получить достаточно число опытных данных для уточнения параметров изэнтропы.

Для проверки предложенной модели был сделан расчет для заряда ВВ типа флегматизированного гексогена, и расчетные значения u_x и p_x сравнивались с экспериментальными. Учитывая данные о взрыве тротила в вакууме [14], можно оценить предельную скорость истечения для гексогена около 22 км/с,

а для массовой скорости продуктов детонации на границе заряд — воздух при нормальном давлении около 9 км/с. Из этих условий принимаем $p_b = 1,47 \cdot 10^8$ Н/м², $\gamma = 1,14$. Выбранная изэнтропа расширения для ВВ с начальной плотностью $\rho_0 = 1,66 \cdot 10^3$ кг/м³ и $D = 8,2$ км/с определяется параметрами $n=3$; $k=2$, $\gamma=1,14$, $p_a = 1,17 \cdot 10^{10}$ Н/м²; $p_b = 1,47 \cdot 10^8$ Н/м². В таблице приведены значения параметров изэнтропы гексогена по [16] и предложенные авторами. Отметим, что в [16] изэнтропа гексогена получена «точно» в результате счета на ЭВМ, однако в исходных уравнениях сделаны значительные допущения. Параметры изэнтропы гексогена (или близкого к нему ВВ) определены из простых физических соображений на основе имеющихся опытных данных и могут таким же образом определяться для других ВВ.

В соотношении (7) второе уравнение выражает условие, налагаемое средой. Для некоторых задач представляет интерес получить зависимость параметров ударной волны для разных начальных давлений газа. Ниже представлены результаты расчета для различных давлений воздуха. В расчетах использовались параметры воздуха, взятые из работы [7], и выбранная изэнтропа расширения для ВВ типа гексогена.

p_0 , Н/м ²	u , км/с	p_0 , Н/м ²	u , км/с
101 325	8,89	45,3	13,4
18 665	9,66	12,1	14,0
5 466	10,6	0	22,2

Поступила в редакцию
28/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., Физматгиз, 1967.
2. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
3. G. Taylor. J. Proc. Roy. Soc., 1960, 201, 175.
4. Г. Г. Черный. Докл. АН СССР, 1957, 112, 213.
5. Д. Е. Охоцимский и др. Тр. матем. ин-та им. Стеклова, АН СССР, т. 50. М.—Л., 1957.
6. М. А. Садовский. В сб. «Физика взрыва», № 1. Изд-во АН СССР, 1952.
7. Ю. Н. Рябинин, И. И. Тамм. В сб. «Физика взрыва», № 5. Изд-во АН СССР, 1956.
8. В. В. Адушкин, А. Н. Коротков. ПМТФ, 1961, 5.
9. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
10. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
11. H. L. Brode. J. Phys. of Fluids, 1959, 2, 2.
12. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9.
13. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкович. Докл. АН СССР, 1945, 47, 4.
14. Fourth Symposium (International) on Detonation, October 12—15, 1965.
15. П. Чедвик, А. Кокс, Г. Гопкинс. Механика глубоких подземных взрывов. М., «Мир», 1966.
16. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
17. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.