

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Маркштейн. 6-й Международный симпозиум по горению, 1957, 378.
2. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1963, 4, 40.
3. В. П. Карпов, А. С. Соколик. ФГВ, 1969, 5, 2, 200.
4. Боа Те-Чу. 4-й Международный симпозиум по горению, 1953.
5. К. И. Шелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., 1963.
6. В. П. Карпов, Е. С. Семенов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 128, 1959.
7. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1, 61.
8. А. Г. Прудников. Изв. АН СССР, ОТН, 1960, 1, 43.
9. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

УДК 532.593+662.215.4

РОЛЬ БОКОВОЙ ВОЛНЫ РАЗГРУЗКИ ПРИ УДАРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ВВ

*В. С. Соловьев, В. А. Лetyгин,
А. В. Левантовский, С. Г. Андреев*

(Москва)

В настоящее время вопрос возбуждения детонации ударными волнами довольно полно изучен [1—3].

Сейчас установлены различия в возникновении и развитии детонации жидких и твердых ВВ при ударном нагружении. Однако все полученные результаты, как правило, относятся к одномерному случаю и не рассматривается влияние волн разгрузки, хотя они-то во многих случаях могут явиться причиной, изменяющей ход процесса возникновения и развития детонации.

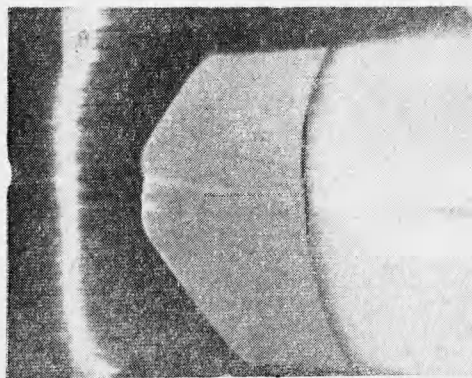


Рис. 1. Типичная фоторегистрация процесса возбуждения детонации в смеси тетранитрометан — бензол.

Экспериментальные данные по ударному нагружению жидких ВВ позволяют оценить влияние боковой волны разрежения на процесс развития детонации и определить скорость звука в ударно сжатом ВВ. В качестве ВВ использовались смеси тетранитрометана с бензолом и этилйодидом при различном соотношении компонентов. Нагружение заряда ВВ производилось через различные по толщине прослойки из органического стекла плоско-волновым генератором (ПВГ) с одновременностью выхода ударной волны на границу раздела, не превышающей 0,2 мксек. Процесс возникновения детонации регистрировался при помощи СФР с торца заряда через зеркало. Линейная скорость развертки во всех экспериментах составляла 3000 м/сек. Типичная фоторегистрация процесса приводится на рис. 1.

Идея примененного нами метода сводится к следующему (рис. 2).

Плоскость OO , представляющая собой границу раздела ПВГ — органическое стекло, нагружается давлением соответствующей амплитуды и профиля. По ослабителю распространяется ударная волна также известной амплитуды. Выход ударной волны на границу ослабитель — исследуемое ВВ происходит через время t , за которое контактная поверхность пройдет путь, равный $U_n t$, а участок фронта, где ударная волна остается неразгруженной, может быть найден проведением радиуса $C_n t$ из конца вектора $U_n t$ до пересечения с плоскостью $O_1 O_1$ (точка O_1). Так может быть определен угол разгрузки α_n .

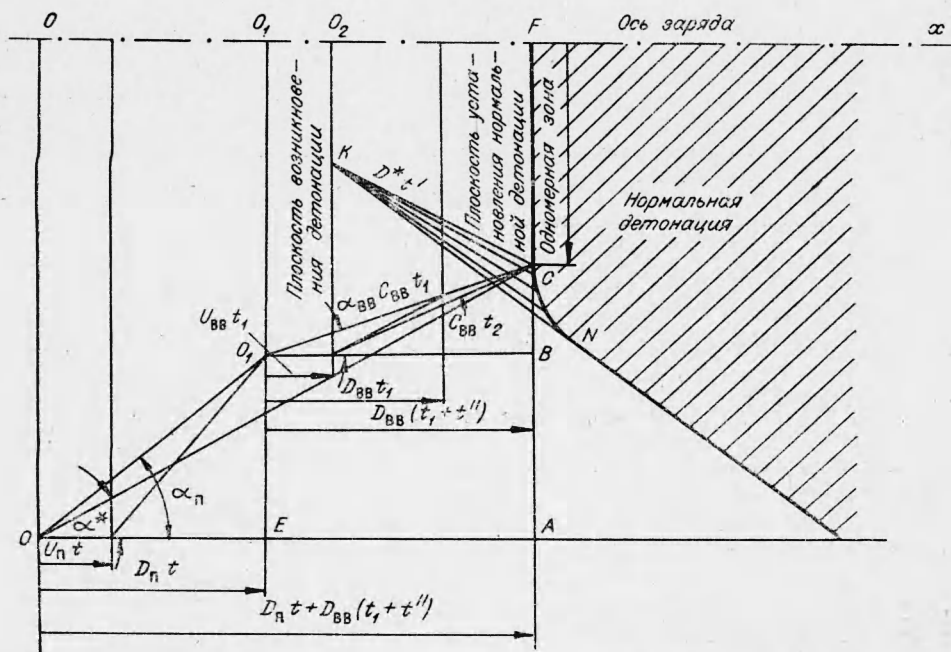


Рис. 2. Схема расчета скорости звука в сжатом ВВ.

Плоскость $O_1 O_1$ считаем за начало отсчета и продолжаем рассуждения, производя аналогичное построение до момента времени t_1 , чему соответствует возникновение детонации на границе раздела ослабитель — ВВ. $D_{BB} t_1$ — путь, пройденный к этому моменту времени ударной волной; $U_{BB} t_1$ — перемещение границы раздела; $C_{BB} t_1$ — путь боковой волны разрежения; α_{BB} — угол разгрузки в ВВ.

За время t часть фронта ударной волны в ВВ (на схеме $B_1 C_1$) будет разгружена боковой волной разрежения.

Очевидно, детонация в сверхскоростном режиме может начаться только в плоскости $O_2 O_2$ на неразгруженном ее участке, который находится пересечением радиуса $C_{BB} t$ с плоскостью $O_2 O_2$. На рис. 2 в плоскости $K O_2$ детонация возникает одновременно и распространяется в положительном направлении оси x со скоростью D^* , превышающей нормальную скорость детонации. Догон сверхскоростной детонацией ударной волны в ВВ происходит в плоскости ACF , после чего устанавливается нормальная скорость детонации D .

В большинстве экспериментов не удавалось фиксировать на фоторегистрации сверхскоростной детонационный режим, так как опыты про-

водились на смесях тетранитрометана, близких к стехиометрическому составу. Однако существование этого режима доказано экспериментально и объяснено теоретически. Отсутствие в экспериментах свечения сверхскорости может быть объяснено недостаточным свечением сверхскорости и экранирующим действием ударной волны.

Рассмотрение типичных фоторегистраций процесса показывает, что в зависимости от интенсивности ударной волны плоскость догона CF сверхскоростью ударной волны в BB уменьшается с уменьшением параметров ударной волны.

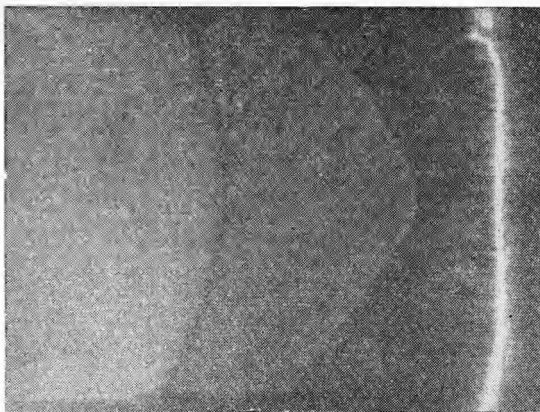


Рис. 3. Предельный случай возникновения детонации в смеси тетранитрометан — бензол.

Величина площадки CF с увеличением толщины ослабителя уменьшается, и в пределе она исчезает (рис. 3). Как правило, после исчезновения этой площадки детонация не возникала. Для того чтобы детонация возникла, необходимо оставить неразгруженной боковой волной разрежения границу раздела, тогда как к моменту догона сверхскоростью фронта ударной волны он может быть разгружен

боковой волной разрежения (рис. 4). Таким образом, конец вектора D^*t' нужно провести в точку C .

Нетрудно видеть, что плоскость догона CF по краям искривляется. На фоторегистрации это соответствует более позднему моменту установления нормальной детонации, что соответствует различным значениям скоростей детонаций, определяемых степенью разгруженности, предварительного сжатого ударной волной BB . Считалось, что после возникновения детонации на границе раздела эта граница останавливается, поэтому конец вектора $C_{BB}t_1$ проведен в точку C .

Таким образом, по результатам эксперимента получаем величину неразгруженной зоны CF в плоскости догона и, очевидно, величину угла COA , который обозначен как угол α^* , суть которого вытекает из описанного выше построения.

Вывод основных выражений для расчета скорости волны разгрузки может быть проведен из описанной выше схемы:

$$t_2 = t_1 + t';$$

$$BC = AC - AB;$$

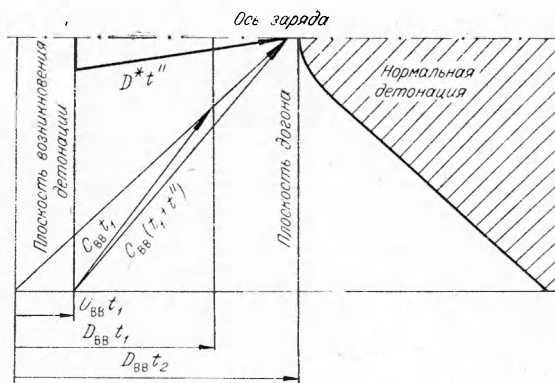


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая предельный случай возникновения детонации в смеси тетранитрометан — бензол.

из треугольника O_1CA

$$AC = [D_n t + D_{BB} t_2] \operatorname{tg} \alpha^*,$$

из треугольника O_2CB

$$BC = \sqrt{[C_{BB} t_2]^2 - [D_{BB} t_2 - U_{BB} t_1]^2};$$

а из треугольника OO_1E находим

$$O_1E = AB = D_n t \operatorname{tg} \alpha.$$

Отсюда получим:

$$C_{BB} = \sqrt{\frac{(D_{BB} t_2 - U_{BB} t_1) + [(D_n t + D_{BB} t_2) \operatorname{tg} \alpha^* - D_n t \operatorname{tg} \alpha_n]^2}{t_2^2}}$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha^* = \frac{\{[C_{BB} t_2]^2 - [D_{BB} t_2 - U_{BB} t_1]^2\}^{1/2} - D_n t \cdot \operatorname{tg} \alpha_n}{D_n t + D_{BB} t_2}.$$

В полученных выражениях неизвестно время t_1 , поэтому удобнее определить $\operatorname{tg} \alpha_{BB}$, а через него C_{BB}

$$\operatorname{tg} \alpha_{BB} = \frac{BC}{D_{BB} t_2};$$

Аналогично предыдущим рассуждениям

$$BC = AC - BA,$$

$$AB = D_n t \operatorname{tg} \alpha_n,$$

тогда

$$\operatorname{tg} \alpha_{BB} = \frac{(D_n t + D_{BB} t_2) \operatorname{tg} \alpha^* - D_n t \operatorname{tg} \alpha_n}{D_{BB} t_2}.$$

После преобразований получим

$$\operatorname{tg} \alpha_{BB} = \frac{D_n t}{D_{BB} t_2} (\operatorname{tg} \alpha^* - \operatorname{tg} \alpha_n) + \operatorname{tg} \alpha^*.$$

Из несложных рассуждений можно показать, что

$$C_{BB} = D_{BB} \sqrt{(\operatorname{tg} \alpha_{BB})^2 + \left(\frac{D_{BB} - U_{BB}}{D_{EB}}\right)^2}$$

и окончательно

$$C_{BB} = D_{BB} \sqrt{\left[\frac{D_n t}{D_{BB} t_2} (\operatorname{tg} \alpha^* - \operatorname{tg} \alpha_n) + \operatorname{tg} \alpha^*\right]^2 + \left[\frac{D_{BB} - U_{BB}}{D_{BB}}\right]^2}.$$

Чтобы рассчитать скорость волны разгрузки по формуле, необходимо знать угол разгрузки в оргстекле α_n . Для этой цели была проведена вспомогательная серия экспериментов по определению угла разгрузки. В сборку, представляющую собой набор тонких плексигласовых пластинок, разделенных воздушными промежутками толщиной 0,1–0,2 мм, пускалась плоская ударная волна от используемого в основной серии экспериментов заряда. По мере движения ударной волны происходит защемление воздуха в зазорах. Боковая волна разрежения, разгружая сборку, искривляет фронт свечения, защемленного воздуха. По величине

плоского участка можно определить угол разгрузки в оргстекле. Измерения дали значение величины $\alpha_n = 39.5^\circ$.

Результаты проведенных расчетов представлены в таблице.

Жидкая взрывчатая смесь	Давление в плексигласе, кбар	Скорость ударной волны в ВВ, м/сек	Массовая скорость в ВВ, м/сек	Давление в ударной волне в ВВ, кбар	Скорость звука в сжатом ВВ, м/сек
C(NO ₂) ₄ /C ₂ H ₅ J (40 : 60)	58,4	2680	935	45,0	3040
C(NO ₂) ₄ /C ₂ H ₅ J (30 : 70)	61,4	2740	975	47,5	3100
C(NO ₂) ₄ /C ₂ H ₅ J (40/60)	70	3460	1260	72,0	4670
C(NO ₂) ₄ /C ₆ H ₆ (90 : 10)	82	4300	1415	86,0	6100
C(NO ₂) ₄ /C ₆ H ₆ (50 : 50)	90	4660	1590	86,2	6315

В расчетах использовалась ударная адиабата плексигласа в виде $D=2,9+1,32 U$ и ударная адиабата ЖВВ в виде обобщенной ударной адиабаты для органической жидкости [4]

$$D=1,2 C_0+1,7 U.$$

При значительных толщинах ослабителя регистрировалось возникновение детонации не одновременно по всему участку границы раздела, а с некоторым опережением в центре. Кроме того, место возникновения детонации в этом случае имеет повышенную яркость, а свечение неоднородно по поверхности возникновения. Этот эффект, по-видимому, можно объяснить исходя из схемы, представленной на рис. 4.

Следуя данной схеме, сверхскоростная детонация возникает, как и ранее, на участке, не разгруженном боковой волной разрежения. Однако

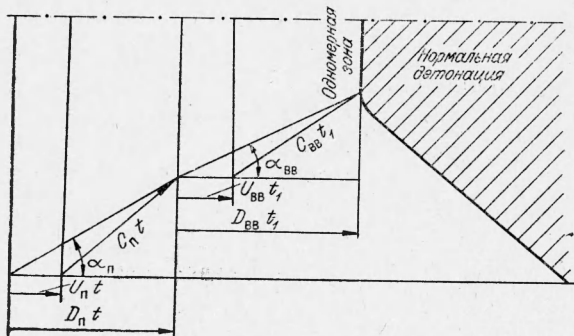


Рис. 5. Схема влияния боковой волны разгрузки для твердых ВВ.

к моменту догона волна разрежения достигает оси заряда и ослабляет ударную волну. При этом вещество движется в направлении, перпендикулярном оси заряда. В жидкости образуются кавитационные полости, захлопывание которых и приводит к появлению дискретных участков повышенного свечения на границе установления нормальной детонации.

Для твердых ВВ известно, что детонация возникает на фронте ударной волны или в непосредственной близости за ним [5]. Влияние боковой волны разгрузки в данном случае может быть определено по схеме, представленной на рис. 5. Использование оптических методов для непрозрачного ВВ невозможно. Однако очевидно, что в случае возникновения детонации во фронте ударной волны влияние боковой волны разгрузки будет сказываться

ваться меньше, чем для случаев ее возникновения на границе раздела, т. е. в случае, если для возбуждения детонации жидкого и твердого ВВ требуются ударные волны одинаковой интенсивности, то влияние боковых волн разрежения будет меньше сказываться для твердых ВВ.

Поступила в редакцию
4/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, А. Н. Андриевский. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
2. A. W. Campbell, W. C. Davis a. o. Phys. fluids, 1961, 4, 4, 511.
3. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. fluids, 1961, 4, 4, 498.
4. Г. С. Соснова, В. М. Богомолов и др. ФГВ, 1968, 4, 2.
5. S. J. Jacobs, T. P. Liddiard, B. E. Drimmer. 9-th Symposium (International) on Combustion, 1962, p. 512.

УДК 662.215.1+662.217.7

ВЛИЯНИЕ ВОДЫ НА КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР РАСПЛАВЛЕННОГО МОНОНИТРАТА ГИДРАЗИНА (ГИДРАЗОНИЯ)

Р. Х. Курбангалина, Н. Н. Тимохин
(Москва)

Проблема критического диаметра (d_*), обеспечивающего устойчивую детонацию конденсированного взрывчатого вещества, рассматривалась во многих работах. Несмотря на то, что в них были высказаны интересные предположения, в настоящее время еще не имеется формулы, по которой можно было бы предсказать точную величину d_* для того или иного ВВ. Поэтому приходится по мере необходимости и возможности определять d_* экспериментально.

В работе [1] рассматривался возможный путь изменения d_* при разбавлении жидкого ВВ инертной жидкостью и была выведена формула для критического диаметра d'_* системы жидкое ВВ — невзрывчатый растворитель:

$$d'_* = \alpha d_* \exp \left[\left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) A/RT \right], \quad (1)$$

где d'_* — критический диаметр смеси; d_* — критический диаметр чистого исходного ВВ; α — весовая доля жидкого ВВ в смеси; A — энергия активации; T — температура в ударно сжатом слое при детонации исходного ВВ. По этой формуле d'_* должен резко возрастать уже от незначительного разбавления жидкого ВВ инертным растворителем. При вы-