

ния — $0,9\bar{u}$, третьего — $0,05\bar{u}$. Как видно из рис. 2, именно так выглядит расчетный профиль массовой скорости во фронте. Пусть при ударном сжатии плотность возрастает в n раз. Основной рост плотности будет происходить в результате второго соударения, поэтому приближенно можно записать

$$\Delta' p_r \approx \rho_0(0,05\bar{u})^2 + \rho_0(0,9\bar{u})^2 + n\rho_0(0,05\bar{u})^2. \quad (4)$$

Из выражений (2) и (4) получаем отношение приростов «тепловых» давлений в случаях «широкого» и «узкого» фронтов при не очень больших степенях сжатия ($n \leq 4$): $\Delta' p_r / \Delta p_r \approx 85\%$. При дальнейшем увеличении ширины ударного фронта вклад тепловой составляющей быстро уменьшается. Поэтому, исходя из приведенной оценки, при ударном сжатии выполняется скорее не (1), а соотношение

$$\Delta p_x / \Delta p_r \geq v/v_0.$$

Итак, в работе подтверждено полученное ранее эмпирическое соотношение (1), показано, что ширина фронта сильной ударной волны в конденсированной среде ненамного превышает среднее межмолекулярное расстояние.

Автор признателен В. М. Титову и Е. И. Биченкову за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию 20/X 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.
2. К. Б. Юшко, Г. В. Кришкевич, С. Б. Кормер. ЖЭТФ, 1968, 7, 12.
3. В. Ю. Клименко, А. Н. Дремин.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1980.

О РАСЧЕТЕ РАСПАДА РАЗРЫВА НА ГРАНИЦЕ ВВ — КОНДЕНСИРОВАННАЯ СРЕДА

С. А. Кинеловский, Ю. А. Тришин
(Новосибирск)

В работе рассматривается упрощенная модель, позволяющая получить аналитические выражения для расчета начального движения конденсированной среды типа металла при взрыве находящегося в контакте с ней заряда ВВ.

Нормальное падение детонационной волны на границу раздела

Рассмотрим одномерный случай, когда вектор скорости детонационной волны нормален к границе раздела среды и заряда. При выходе детонации на границу происходит распад разрыва, в результате которого в среду пойдет ударная волна, а по продуктам взрыва (ПВ) — ударная волна или волна разрежения в зависимости от соотношения акустических сопротивлений материала среды и ПВ. Состояние при распаде разрыва определяется из совместного решения уравнений на фронте ударной волны в среде с аналогичными уравнениями для ПВ или с уравнениями, описывающими волну разрежения в ПВ. Возникающая система имеет громоздкий вид и не допускает аналитического решения. Результирующее состояние обычно находится из численного решения системы либо графически, с помощью $u-p$ -диаграмм (см., например, [1, 2]). Предположим, что ПВ формально удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа с показателем адиабаты $k=3$, и запишем его в виде зависимости давления p от скорости звука a :

$$p = 16/27 \cdot a^3. \quad (1)$$

Здесь и ниже используется безразмерная форма записи величин: скорости отнесены к скорости детонации D , плотности — к плотности ρ заряда ВВ, давление — к ρD^2 . Для начального состояния ПВ (состояния на фронте детонационной волны) имеем

$$p_0 = 1/4, a_0 = 3/4, v_0 = 1/4, \gamma_0 = 4/3, \quad (2)$$

где v_0 — массовая скорость газа; γ_0 — его плотность.

Кроме того, предположим, что ударная волна в газе, если она есть, является слабой и может быть заменена простой волной сжатия. Тогда в любом случае (наличие ударной волны или волны разрежения в ПВ) инвариант Римана, переносимый характеристикой, которая приходит на $x-t$ -диаграмме в точку начала распада разрыва (точку прихода детонационной волны на границу раздела), сохраняет свое значение при пересечении фронта волны и с учетом (2) можно записать

$$v_1 + a_1 = 1, \quad (3)$$

где индексом 1 отмечено состояние газа при распаде разрыва.

Рассмотрим теперь конденсированную среду, которую полагаем первоначально покоящейся. На фронте ударной волны, возникающей при распаде разрыва, имеем

$$p_1 = \rho_0 U u_1, \quad (4)$$

где u_1 и U — соответственно массовая и волновая скорость в среде; ρ_0 — начальная плотность материала среды. Ударную адиабату возьмем в виде линейной зависимости между массовой и волновой скоростями, коэффициенты которой в настоящее время известны для большого числа конденсированных сред

$$U = c_0 + \lambda u_1. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получаем

$$p_1 = \rho_0 c_0 u_1 + \rho_0 \lambda u_1^2. \quad (6)$$

Так как при распаде разрыва массовые скорости в газе и среде равны, то с помощью (3) можно получить

$$a_1^3 \approx 1 - 3u_1 + 3u_1^2, \quad (7)$$

где предположено, что u_1 является достаточно малой величиной и в разложении оставлены члены вплоть до второго порядка малости. Приравнивая теперь давления по обе стороны границы раздела, из (1) и (6) с учетом (7) получаем уравнение для определения массовой скорости при распаде разрыва

$$3(9/16 \cdot m - 1)u_1^2 + 3(1 + 9/16 \cdot R)u_1 - 1 = 0, \quad (8)$$

где обозначено $m = \lambda \rho_0$, $R = \rho_0 c_0$. Величину R можно трактовать как отношение акустических сопротивлений среды и ПВ, хотя, вообще говоря, в силу эмпирического характера ударной адиабаты (5), c_0 не является скоростью звука (отметим, что для значительного числа материалов c_0 довольно близка к величине скорости звука в материале).

Линейное приближение. Предположим, что во всех выражениях с достаточной точностью можно ограничиться первой степенью малой величины u_1 . Тогда для массовой скорости и давления из (8) и (6) получаем

$$u_1 = [3(1 + 9/16 \cdot R)]^{-1}, \quad p_1 = R u_1. \quad (9)$$

Интересно отметить, что такой же результат для u_1 и p_1 получается, если для среды использовать акустическое приближение (линейную зависимость для ударной адиабаты $p_1(\rho_1)$). Отличаются эти приближения лишь величиной скорости ударной волны в среде. В акустическом приближении она равна скорости звука в материале, а в рассмотренном выше приближении определяется формулами (5) и (9). Кроме того, в акустическом

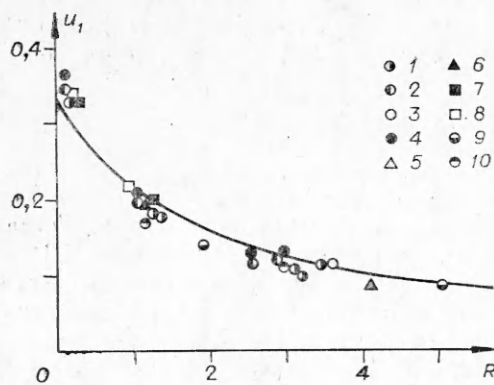


Рис. 1. Сопоставление расчета по (9) (кривая) с известными результатами (точки) для массовой скорости конденсированной среды при нормальном падении детонационной волны на границу раздела.

1 — расчет [1] для тротила, материалы (в порядке возрастания R) — алюминий, медь, железо; 2 — расчет [1] для гексогена, материалы — вода, алюминий, медь, железо; 3, 4 — расчет [2] для тротила (3) и состава В (4), материалы — вода, алюминий, медь, железо; 5 — расчет [2] для состава В и золота; 6 — эксперимент [4] для тротила и алюминия; 7, 8 — эксперименты [3] для ТГ 50/50 (7) и ТГ 25/75 (8), материалы — плексиглас, алюминий; 9, 10 — расчеты [5] для тротила (9) и гексогена (10), материалы — алюминий и сталь.

приближении параметр R , входящий в (9), действительно является отношением акустических импедансов среды и ПВ.

На рис. 1 приведены известные результаты для величины массовой скорости при нормальном падении детонационной волны на границу с конденсированной средой в сравнении с расчетом u_1 по (9). Сопоставление этих результатов показывает, что линейное (акустическое) приближение обеспечивает точность 10—15% в описании известных расчетных и экспериментальных результатов для массовой скорости для таких сред, как вода, плексиглас, алюминий, железо. Для сред, в которых при достаточно высокой плотности величина c_0 сравнительно невелика, отклонения повышаются до 15—20%. Частично сюда уже попадает медь, и в большей мере это будет относиться, например, к таким материалам, как сурьма, свинец, уран, золото и т. п. Расчет (9) для p_1 дает заниженную величину давления и лишь для $R \geq 2$ обеспечивает точность не хуже 10—15% в описании известных результатов, для меньших R точность значительно хуже. Формально для $R < 2$ точность определения давления, примерно соответствующую точности определения массовой скорости, можно достигнуть, если по (9) находить только u_1 , а p_1 затем определять с помощью (5) и (4), хотя такое приближение уже трудно назвать полностью линейным.

Квадратичное приближение. Будем учитывать во всех выражениях квадраты малой величины u_1 . Решая квадратное уравнение (8), получаем

$$u_1 = \frac{\sqrt{\left(1 + \frac{9}{16} R\right)^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{9}{16} m - 1\right)} - \left(1 + \frac{9}{16} R\right)}{2 \left(\frac{9}{16} m - 1\right)} \quad (10)$$

Давление p_1 при распаде разрыва тогда определяется формулами (6) и (10). Сопоставление с известными результатами показывает, что данное приближение описывает их для всех материалов с точностью не хуже 3—7% как для массовой скорости, так и для давления. Исключение составляет расчет для железа, где отклонение достигает 10%. Это в основном связано с наличием фазового превращения при ударно-волновом нагружении железа и тем самым с существенной нелинейностью его ударной адиабаты в координатах $u_1 - U$, а также с неточным заданием ударной адиабаты железа в ранних расчетах. Некоторые из проведенных сопоставлений приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце указаны материалы среды и использованные в расчетах значения их начальной плотности и констант, входящих в ударную адиабату (5), а во втором — ВВ. В следующих двух столбцах приведены известные результаты для u_1 и p_1 со ссылкой на работу; здесь же указано, каким путем получены эти результаты. В последующих столбцах приведены результаты расчетов по формулам данной работы (верхнее число — массовая скорость, нижнее — давление). Везде, кроме первого столбца, величины приведены в безразмерном виде. Основные параметры ВВ, для которых здесь и ниже приводятся результаты, представлены в табл. 2.

Таблица 1

Массовая скорость (верхнее число) и давление при распаде разрыва в случае нормального падения детонационной волны на границу с конденсированной средой

Материал среды	ВВ	R	Известные результаты		Лин. близкое приближение (9)	Квадратичное приближение (10)	Упрощенный расчет по (11) и (6)
			Литература	$\frac{u_1}{P_1}$			
Плексиглас, $\rho_0 = 1,18 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 2,6 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,53$	ТГ 50/50	0,25	Эксп. [3]	0,331 0,207	0,292 0,073	0,329 0,200	0,321 0,193
	ТГ 25/75	0,22		0,339 0,200			
Алюминий, $\rho_0 = 2,71 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 5,25 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,39$	ТГ 25/75	1,01	Эксп. [3]	0,217 0,323 0,196 0,300	0,213 0,215	0,206 0,302	0,206 0,301
	Гексоген	1,03	Расч. [1]				
	Состав В		Расч. [2]	0,212 0,326	0,211 0,217	0,203 0,304	0,203 0,303
	ТГ 50/50	1,14	Эксп. [3]	0,207 0,332	0,203 0,231	0,196 0,312	0,196 0,311
			Расч. [1]	0,183 0,322			
	Тротил	1,25	Расч. [2]	0,180 0,304	0,196 0,245	0,189 0,320	0,189 0,319
		Эксп. [4]	0,189 0,318				
Медь, $\rho_0 = 8,9 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 3,95 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,5$	Гексоген	2,56	Расч. [1]	0,113 0,391	0,137 0,350	0,117 0,409	0,110 0,378
	Состав В		Расч. [2]	0,125 0,438			
			Расч. [1]	0,107 0,423			
	Тротил	3,10	Расч. [2]	0,101 0,409	0,121 0,376	0,107 0,423	0,102 0,402
Железо, $\rho_0 = 7,85 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 4,63 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,33$	Гексоген	2,65	Расч. [1]	0,121 0,380	0,134 0,355	0,119 0,405	0,116 0,391
	Состав В		Расч. [2]	0,133 0,429			
			Расч. [1]	0,116 0,411			
	Тротил	3,20	Расч. [2]	0,114 0,391	0,119 0,381	0,108 0,421	0,106 0,410
Золото, $\rho_0 = 19,24 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 3,075 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,56$	Состав В	4,138	Расч. [2]	0,083 0,496	0,100 0,432	0,082 0,473	0,073 0,409
	Тротил	5,200		0,071 0,453	0,085 0,442	0,072 0,469	0,068 0,438

Формулу (10), определяющую массовую скорость в квадратичном приближении, можно упростить с некоторым ухудшением точности расчета, если предположить, что отношение $(9/16 \cdot m - 1)/(1 + 9/16 \cdot R)^2$ является достаточно малой величиной. Раскладывая тогда (10) по этому малому

Таблица 2

Основные характеристики ВВ

ВВ	ρ , г/см ³	D , км/с	ρD^2 , кбар	Литература
Тротил	1,3	6,0	468	[5]
	1,62	7,0	794	[1, 4]
	1,64	6,9	781	[2, 6]
Гексоген	1,60	8,2	1076	[5]
	1,65	8,35	1150	[1]
ТГ 50/50	1,65	7,55	941	[3]
ТГ 25/75	1,72	8,15	1142	[3]
Состав В	1,71	8,01	1097	[2]
Состав В-3	1,73	7,91	1082	[6]
Состав 9404	1,845	8,8	1429	[6]

параметру, с точностью до его квадратов получаем

$$u_1 = \frac{1}{3 \left(1 + \frac{9}{16} R\right)} \left[1 - \frac{\frac{9}{16} m - 1}{3 \left(1 + \frac{9}{16} R\right)^2} \right]. \quad (11)$$

Результаты расчета распада по (11) и (6) также приведены в табл. 1 и показывают, что упрощенное квадратичное приближение также с успехом может применяться в практических расчетах.

Скользящая вдоль границы раздела детонационная волна

В стационарном случае распространения детонационной волны вдоль границы раздела заряда и конденсированной среды, когда скорость детонации больше скорости звука в среде, в последней распространяется ударная волна, поверхность которой под некоторым углом θ наклонена к начальной поверхности раздела (рис. 2). Так как среда предполагается первоначально покоящейся, то вектор массовой скорости за фронтом ударной волны направлен по нормали к фронту. Поверхность раздела при распаде разрыва отклоняется от своего начального положения на некоторый угол α (см. рис. 2). Согласно [6], скорость U ударной волны в среде, массовая скорость u_1 и указанные углы связаны соотношениями:

$$U = \sin \theta, \quad u_1 \cos(\theta - \alpha) = \sin \alpha. \quad (12)$$

Кроме того, массовая и волновая скорости связаны между собой ударной адиабатой (5). Поскольку непосредственно за фронтом детонационной волны отсутствует составляющая массовой скорости ПВ, направленная к поверхности раздела, то при распаде разрыва в газ всегда распространяется волна разрежения. В [6] движение газообразных ПВ в системе координат, связанной с фронтом детонационной волны, рассматривалось как течение Прандтля — Мейера и на основе этого строился приближенный расчет параметров движения конденсированной среды при распаде разрыва.

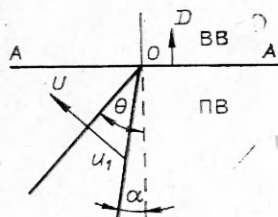
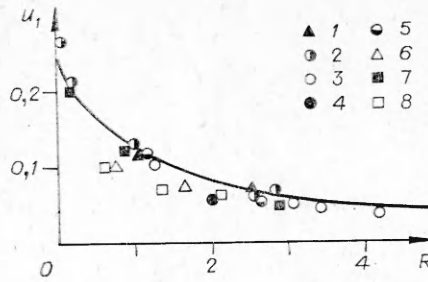


Рис. 2. Картина течения при движении детонационной волны вдоль границы раздела.

Рис. 3. Сопоставление расчета по (14) (кривая) с известными результатами (точки) для массовой скорости конденсированной среды при скользящей вдоль границы раздела детонационной волне.

1 — расчеты [1] для гексогена, материалы (в порядке возрастания R) — алюминий, медь; 2 — расчеты [2] для состава В, материалы — вода, плексиглас, алюминий, медь, железо; 3, 4 — эксперименты [6] для тротила, материалы: 3 — алюминий, медь, уран, 4 — свинец; 5, 6 — эксперименты [6] для состава В-3, материалы: 5 — алюминий, медь, уран, 6 — сурьма, свинец; 7, 8 — эксперименты [6] для состава 9404, материалы: 7 — плексиглас, алюминий, уран, 8 — сурьма, свинец, медь.



Однако в одномерном приближении возможно построить более простую расчетную модель, с хорошей точностью позволяющую проводить оценку параметров движения конденсированной среды при движении детонационной волны вдоль границы раздела.

Рассмотрим поперечное сечение границы раздела сечения AA (см. рис. 2), в котором в данный момент находится плоский фронт детонационной волны. В точке O границы раздела среды и ПВ имеется разрыв в начальных для последующего движения данных. Анализ показывает, что основной результат распада разрыва — это возникновение поперечного движения среды и ПВ, а изменение продольных составляющих массовых скоростей среды и ПВ не столь существенно. Для оценки величины (но не направления) массовой скорости и давления при распаде разрыва исключим из рассмотрения наличие продольной скорости ПВ за фронтом детонационной волны и предположим, что движение среды и ПВ происходит только в поперечном направлении. Тем самым приходим к одномерной плоской задаче о распаде разрыва давления, имевшего место на границе конденсированной среды и газообразных ПВ. Тогда в предположениях предыдущего раздела относительно уравнения состояния ПВ получаем, что начальное термодинамическое состояние газа определяется величинами (2) с той лишь разницей, что начальная скорость v_0 газа (в перпендикулярном к границе раздела направлении) теперь равна нулю. Следовательно, вместо (3) здесь можно записать

$$v_1 + a_1 = 3/4. \quad (13)$$

Далее, повторяя рассуждения и выкладки предыдущего раздела, можно получить подобное (8) уравнение для определения массовой скорости u_1 среды при распаде разрыва.

Линейное [акустическое] приближение. Аналогично предыдущему в данном случае получаем

$$u_1 = 1/4(1 + R), \quad p_1 = Ru_1. \quad (14)$$

На рис. 3 расчеты по (14) для u_1 сопоставляются с известными расчетными и экспериментальными результатами. Из графика видно, что для ряда материалов (таких, как вода, плексиглас, алюминий, медь, железо) расчет (14) обеспечивает вполне удовлетворительное совпадение с известными результатами. Однако, как и в случае падающей на границу детонационной волны, имеются материалы (сурьма, свинец, уран и т. п.), для которых отличие весьма существенно. Таким образом, и здесь возникает необходимость следующего приближения.

Квадратичное приближение. В данном случае, подобно (10), находим

$$u_1 = \frac{\sqrt{(1 + R)^2 + \left(m - \frac{4}{3}\right)} - (1 + R)}{2\left(m - \frac{4}{3}\right)}, \quad (15)$$

а подобно (11) — более простую формулу

$$u_1 = \frac{1}{4(1+R)} \left[1 - \frac{m - \frac{4}{3}}{4(1+R)^2} \right]. \quad (16)$$

Давление p_1 в каждом из этих случаев определяется формулой (6). Расчеты по формулам (14)—(16) вместе с известными результатами для некоторых материалов и ВВ приведены в табл. 3, построенной аналогично табл. 1. Результаты [6], отмеченные в табл. 3 как экспериментальные,

Таблица 3

Массовая скорость (верхнее число) и давление при распаде разрыва в случае распространения детонационной волны вдоль границы с конденсированной средой

Материал среды	ВВ	R	Известные результаты		Линейное приближение (14)	Квадратичное приближение (15), (6)	Приближенный расчет по (16) и (6)
			Литература	$\frac{u_1}{p_1}$			
Плексиглас, $\rho_0 = 1,186 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 2,59 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,53$	Сост. 9404	0,19	Эксп. [6]	0,202	0,210	0,225	0,223
	Состав В	0,22	Расч. [2]	0,078 0,211 0,094	0,040 0,205 0,045	0,093 0,215 0,097	0,091 0,215 0,096
Сурьма, $\rho_0 = 6,67 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 1,57 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,993$	Сост. 9404	0,65	Эксп. [6]	0,101 0,138	0,152 0,098	0,109 0,157	0,070 0,081
	Сост. В-3	0,77		0,098 0,152	0,141 0,108	0,103 0,161	0,070 0,091
Алюминий, $\rho_0 = 2,71 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 5,25 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,39$	Гексоген	1,03	Расч. [1]	0,114 0,152	0,123 0,127	0,117 0,151	0,116 0,150
	Состав В		Расч. [2]	0,131 0,174			
Алюминий 2024, $\rho_0 = 2,785 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 5,33 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,33$	Сост. 9404	0,91	Эксп. [6]	0,119 0,134 0,121 0,163 0,103 0,168	0,131 0,119 0,120 0,130 0,108 0,142	0,125 0,146 0,114 0,153 0,103 0,161	0,125 0,145 0,114 0,152 0,103 0,160
	Состав В	1,08					
	Тротил	1,31					
Свинец, $\rho_0 = 11,34 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 2,03 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,472$	Сост. 9404	1,42	Эксп. [6]	0,071 0,146	0,103 0,146	0,082 0,177	0,069 0,142
	Тротил	2,04		0,058 0,153	0,082 0,168	0,069 0,189	0,062 0,167
Медь, $\rho_0 = 8,9 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 3,9 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,5$	Гексоген	2,56	Расч. [1]	0,070 0,188	0,070 0,180	0,063 0,192	0,061 0,185
	Состав В		Расч. [2]	0,061 0,188			
	Сост. В-3	2,55	Эксп. [6]	0,062 0,189	0,070 0,179	0,063 0,192	0,061 0,186
	Тротил	3,40		0,049 0,171	0,061 0,189	0,056 0,198	0,055 0,194
Уран, $\rho_0 = 18,9 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 2,5 \text{ км/с}$, $\lambda = 1,513$	Сост. 9404	2,91	Эксп. [6]	0,048 0,173 0,046 0,194 0,037 0,180	0,064 0,186 0,056 0,194 0,048 0,202	0,053 0,200 0,048 0,205 0,042 0,207	0,049 0,180 0,045 0,191 0,041 0,201
	Сост. В-3	3,46					
	Тротил	4,2					

правильнее трактовать как расчетно-экспериментальные, так как в работе фактически измерялся угол α отклонения границы раздела, а остальные величины рассчитывались по (12) и уравнениям динамической совместности на фронте ударной волны.

Сопоставление приведенных в табл. 3, а также других расчетных и экспериментальных результатов показывает, что и в данном случае рассматриваемая модель обеспечивает хорошую точность. Разница между линейным и квадратичным приближениями в данном случае несколько меньшая, чем в случае падающей детонационной волны (что объясняется уменьшением интенсивности ударных волн в среде), но и здесь квадратичное приближение в целом лучше описывает известные результаты (почти для всех материалов и ВВ точность описания не хуже 10—15%). Упрощенное квадратичное приближение (16) также дает хорошие результаты. Исключение составляет расчет для сурьмы, у которой сравнительно с ее плотностью аномально низкое значение параметра R , что делает разложение выражения (15), приводящее к (16), не очень справедливым.

Как и в случае падающей детонационной волны, в линейном (акустическом) приближении в расчете давления можно достигнуть точности, соответствующей расчету массовой скорости, если по (14) определять только массовую скорость, а давление — по (6).

Отметим еще раз, что для случая скользящей детонации расчет был основан на допущении, что для оценки величин, характеризующих движение конденсированной среды при распаде разрыва, достаточно рассмотреть только движение среды и ПВ в поперечном движении детонационной волны направлении, а наличие продольного движения при этом не учитывать. Отмеченное неплохое согласие расчетной величины массовой скорости и давления при распаде разрыва с известными расчетными и экспериментальными результатами дает основание предположить, что и остальные величины рассчитываются достаточно правдоподобно. Скорость ударной волны в среде при этом находится по формуле (5), а угол наклона ударной волны, нормальное к ее фронту направление движения частиц среды и угол отклонения границы раздела — по (12).

Поступила в редакцию 26/VII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. Д. Райнхарт, Д. Пирсон. Взрывная обработка металлов. М.: Мир, 1966.
3. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.
4. А. А. Евстигнеев, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1976, 12, 5.
5. В. М. Любошиц. ФГВ, 1967, 3, 2.
6. T. Neal.— In: Prepr. Pap. 6-th Symp. (Int.) Detonation, San Diego, Calif., 1976.