

первого начала термодинамики (учитывающих межфазные взаимодействия), дифференциальное уравнение (9) с условиями  $A - E$  и (10), формулу (2) при  $\mu' = \mu_{\min}$ , и для систем с мгновенной реакцией (квазиравновесное течение) — алгебраическое уравнение (3), либо при конечной скорости реакций по окончании периода индукции — дифференциальное уравнение кинетики из [6] при постоянных  $E$  и  $K$  (или  $K_+$ ,  $A$  из [6]).

Модель может быть применена и в случае конденсации углерода при малом давлении паров  $C$ .

Поступила в редакцию 4/X 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. ФГВ, 1978, 14, 1.
2. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6.
3. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
4. Ш. Эйдельман, А. Буркат. Ракетная техника и космонавтика, 1980, 18, 9.
5. В. А. Левин. Матер. 7-го Международного коллоквиума по газодинамике взрыва и реагирующих систем. Минск, 1980 г.
6. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4.
7. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. 1982, 18, 1.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М.: Наука, 1964.

#### ПАРАМЕТРЫ ИСТОЧНИКА И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВЗРЫВА В ГРУНТЕ

*В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич*  
(Москва)

Под эффективностью взрыва в грунте будем понимать отношение вытесненного или выброшенного объема среды к энергии взрыва. Определенное таким образом понятие эффективности соответствует так называемому фугасному действию взрыва и традиционным способам испытания взрывчатых веществ на работоспособность по методам свинцовой бомбы (проба Трауцля) и воронкообразования [1—3]. При взрывах, используемых для дробления скальных грунтов, понятие «эффективность» более широко: оно включает в себя не только относительный объем отбитой породы, но и ее качество, т. е. относительное количество фракций нужного размера.

Многолетняя практика взрывных работ показывает, что при равных физико-механических свойствах твердой среды (прочность, трещиноватость, блочность и т. п.) степень дробления горной породы тем выше, чем больше работоспособность ВВ. Коэффициент полезного действия взрыва в грунтах очень мал и по различным данным составляет 1—10%. Большинство исследователей полагают, что потери энергии при взрыве связаны с диссипативными процессами, происходящими при деформировании и разрушении среды, пренебрегая при этом возможностью прямого тепло- и массообмена между продуктами детонации и окружающей средой. Как показывают оценки [4], такое пренебрежение можно делать, если рассматривать диффузионный теплообмен на гладкой непроницаемой границе взрывной полости. Однако ситуация резко изменяется, если исследовать конвективный механизм тепло- и массообмена [5, 6]. Вообще говоря, возможность такого механизма предсказана в работе [1]: «Интенсивный теплообмен с окружающей средой может иметь место в тех случаях, когда происходит весьма сильное дробление среды, прилегающей к очагу взрыва...; получившаяся в результате этого дробления пыль, смешиваясь с продуктами детонации, может отнять у них значительное количество тепла еще в процессе расширения». Иными словами, в этом случае процесс расширения газообразных продуктов детонации взрыва должен быть неадиабатическим. Очевидно, что теплообмен, если таковой влияет на расширение продуктов детонации (ПД), должен существенно

проявиться при взрыве в сильно пористой среде, например в песке. Как лабораторный материал для исследования механизма взрыва сухой песок удобен, так как его свойства не меняются от опыта к опыту, а также вследствие простоты установки в нем ВВ и датчиков. Однако имеются определенные трудности в измерении максимального размера полости, а воронка выброса отличается по форме от воронок в грунтах естественного залегания [7]. Здесь используется индукционный метод регистрации массовых скоростей [8, 9], а эффективность взрыва определяется как отношение максимальной кинетической энергии грунта к полной энергии [10], т. е. совпадает с определением КПД взрыва.

Кроме конвективного охлаждения возможен также сорбционный захват газообразных ПД окружающей твердой средой [11—15]. Таким образом, в общем случае можно говорить о роли прямого тепло- и массообмена между ПД и окружающей средой в общеэнергетическом балансе взрыва. В количественном отношении сорбционный захват определяется температурой продуктов, пористостью среды или площадью поверхности трещин, а также химическим составом ПД и окружающей твердой среды [11, 12, 16, 17]. Как показывают оценки и расчеты [4—6], тепло- и массообмен протекает очень быстро: примерно половина всей массы газообразных продуктов может истечь, охладиться или поглотиться пористой средой за время, составляющее одну тысячную долю от времени расширения полости. Практически это означает, что скорость диссипации энергии ограничивается скоростью доставки «горячих» ПД к относительно «холодным» стенкам полости. Для качественной оценки эффекта можно предположить, что охлаждение или сорбционный захват происходят мгновенно.

Обозначим через  $m_0$  — начальную массу ПД,  $c$  — удельную теплоемкость ПД,  $T_0$  — начальную температуру ПД, тогда при охлаждении до температуры  $T_k$  тепловые потери составят  $m_0 c (T_0 - T_k)$ . КПД взрыва, понимаемый как отношение оставшейся после охлаждения «полезной» тепловой энергии к первоначальной, находится по выражению

$$\xi \approx [m_0 c T_0 - (m_0 c) (T_0 - T_k)] / m_0 c T_0 = T_k / T_0. \quad (1)$$

Если превалирующую роль играет сорбционный захват, можно, как в [14], предположить, что масса сорбированных ПД определяется экспоненциальным множителем  $\Delta m = m_0 \exp[-A/T_0]$ , тогда имеем

$$\xi \approx (m_0 - \Delta m) / m_0 = 1 - \exp(-A/T_0) \approx A/T_0. \quad (2)$$

Последнее равенство выполняется приближенно при  $T_0 \gg A$ , т. е.  $\xi \ll 1$ .

Если прямые тепловые и массовые потери действительно составляют существенную часть общих диссипативных потерь при взрыве, то эффективность взрыва при прочих равных условиях должна быть тем выше, чем меньше начальная температура продуктов взрыва. Для сравнительной характеристики работоспособности рассматриваемого взрывчатого вещества вводится эквивалент по некоторому эталонному ВВ.

Эквивалент — это множитель, стоящий перед величиной энергии взрывного источника любого характера, приводящий к энергетическому подобию. Например, если известна зависимость максимальной массовой скорости  $u_m$  от приведенного расстояния, т. е. от отношения  $r/E^{1/3}$  ( $r$  — расстояние,  $E$  — энергия), то другие взрывы в той же среде приводятся к одному функциональному соотношению  $u_m = f[r(\eta E)^{1/3}]$ . Очевидно, что эквивалент есть отношение величин КПД этих взрывов. Пользуясь формулами (1) и (2), имеем

$$\eta = \xi / \xi_s \approx T_s / T_0. \quad (3)$$

Здесь параметры с индексом  $s$  соответствуют эталонному ВВ.

В работе [18] приведены уравнения состояния для типичных конденсированных ВВ. Под словом «типичные» понимаются взрывчатые вещества, широко применяемые на практике и в экспериментальных исследованиях, имеющие в конечных продуктах разложения  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,

$N_2, O_2$ . Эти уравнения приближенно имеют вид

$$p = RT\rho/\mu + 0,37RT^{0,59}(\rho/\mu)^{2,37} + p_x, \quad (4)$$

$$\mu\varepsilon = aT^\alpha + 0,11RT^{0,59}(\rho/\mu)^{1,37} + \mu\varepsilon_x. \quad (5)$$

Здесь  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность;  $\varepsilon$  — удельная энергия;  $R$  — газовая постоянная;  $\mu$  — средняя молекулярная масса газообразных ПД;  $p_x, \varepsilon_x$  — холодные составляющие давления и энергии;  $\alpha = 1,2, a = 6,4 \cdot 10^3$  кДж · К<sup>-2</sup>/кмоль — постоянные.

В работе [18] показано, что при  $T \geq 1500$  К и  $\rho/\mu \leq 56$  кмоль/м<sup>3</sup> второй и третий члены в правой части (5) дают величину порядка 5% от первого слагаемого. Заметим, что при  $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu = 25$  кг/кмоль,  $T = 4000$  К (гексоген)  $\rho/\mu = 40$  кмоль/м<sup>3</sup>; так что эти ограничения несущественны. Энергия  $\varepsilon$  при температуре  $T$  отличается от теплоты реакции на величину энергии при  $T = 300$  К. Учитывая эти замечания, можно положить  $T_0 = (\mu\varepsilon_0/a)^{1/k}$ ,  $k \geq 1,2$ . В эксперименте получено  $k = 1,67$ . Подставляя выражение для  $T_0$  в (3), имеем

$$\eta = (\mu_s\varepsilon_s/\mu\varepsilon_0)^{0,6}. \quad (6)$$

Если единица массы ВВ в результате химического превращения дает  $g$  кубических метров газообразных ПД, причем объем приведен к нормальным условиям, то количество вещества  $n = g/22,4$  кмоль, а средняя молекулярная масса  $\mu = 22,4/g$  кг/моль. Отсюда

$$\eta = (g\varepsilon_s/g_s\varepsilon_0)^{0,6}. \quad (7)$$

Эффективность взрыва для данного ВВ с энергией  $\varepsilon_0$  и объемом газов  $g$  определяется произведением  $\eta\varepsilon_0$  и имеет вид

$$\varepsilon_e = \eta\varepsilon_0 = (\varepsilon_s/g_s)^{0,6} g^{0,6} \varepsilon_0^{0,4}. \quad (8)$$

В качестве эталонного ВВ удобно использовать гэн, для которого, согласно [3],  $\varepsilon_s = 5858$  кДж/кг,  $g_s = 0,80$  м<sup>3</sup>/кг. В этом случае  $\eta = 208,3(g/\varepsilon_0)^{0,6}$ ,  $\varepsilon_e = 208,3g^{0,6}\varepsilon_0^{0,4}$ , где  $\varepsilon_0$  — в кДж/кг,  $g$  — в м<sup>3</sup>/кг. Таким образом, путем сравнительно несложных рассуждений и вычислений приходим от гипотетического предположения о существенной роли тепло- и массообмена к принципиально важным формулам (6)–(8), утверждающим зависимость эффективности взрыва от фактора газостости

$$F = n_0/\varepsilon_0 = (1/22,4)(g/\varepsilon_0). \quad (9)$$

Вводя эту величину в (7), получим

$$\eta = (F/F_s)^{0,6}, \quad (10)$$

где  $F_s$  — фактор газостости эталонного (или стандартного) ВВ.

Зависимость работоспособности от фактора  $F$  известна давно. А. Ф. Беляев [2], ссылаясь на работы М. Бергло и И. М. Чельцова, писал: «В большинстве случаев ВВ с одинаковой энергией, но с большим объемом газов, дают заметно большую работу».

Для оценки работы взрыва М. Бергло предложил так называемое «характеристическое произведение»  $\varepsilon_0 g$ . Если (8) приближенно написать в виде  $\varepsilon_e = \text{const} \sqrt{\varepsilon_0 g}$ , то становится ясным физический смысл этого характеристического произведения.

Если бы тепло- и массообмен между ПД и средой отсутствовал, то расширение газового пузыря в грунте было бы адиабатическим. Для анализа такой ситуации воспользуемся уравнениями (4), (5) с первыми членами в правой части

$$p = RT\rho/\mu, \quad \mu\varepsilon_0 = aT^\alpha \quad (\alpha = 1,2). \quad (11)$$

Отсюда, воспользовавшись первым началом термодинамики, нетрудно получить уравнение изэнтропы

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\rho_0}{\rho} \left( 1 - \kappa \ln \frac{\rho_0}{\rho} \right), \quad p_0 = \frac{R\rho_0\varepsilon_0}{aT_0^{\alpha-1}}, \quad \kappa = \frac{R(\alpha-1)}{\alpha a T_0^{\alpha-1}}. \quad (12)$$

При адиабатическом процессе удельная работа равна разности начальной и конечной энергии:  $w = (a/\mu)(T_0^\alpha - T_K^\alpha)$ . Отсюда

$$w/\varepsilon_0 = 1 - [1 - \kappa \ln(\rho_0/\rho)]^{\frac{\alpha}{\alpha-1}}. \quad (13)$$

Величина  $\rho_0$  определяет механические диссипативные потери на ранних стадиях взрыва: чем больше  $\rho_0$ , тем выше потери. Как следует из (12),  $\rho_0$  прямо пропорционально концентрации энергии  $\rho_0\varepsilon_0$  и слабо зависит от начальной температуры  $T_0$  — как  $T_0^{-0,2}$ . Эксперименты в песке показали, что КПД взрыва не зависит от  $\rho_0\varepsilon_0$  и сильно зависит от  $T_0$ , а именно уменьшается как  $T_0^{-1}$ .

Таким образом, экспериментальные результаты противоречат предположению об адиабатичности расширения взрывной полости. Учет тепло- и массообмена, или фактора газовойности, для адекватного описания взрыва в грунте необходим. Рассмотрим, какие имеются данные по грунтам, отличным от песка. В [19] со ссылкой на [20] вводится в рассмотрение «относительная величина способности производить разрушение»:

$$s = (5/6)(\varepsilon_0/\varepsilon_s) + (1/6)(g/g_s). \quad (14)$$

Очевидно, что  $s = \varepsilon_0/\varepsilon_s$ , и в нашем случае эта величина имеет вид

$$s = \eta\varepsilon_0/\varepsilon_s = (\varepsilon_0/\varepsilon_s)^{0,4}(g/g_s)^{0,6}. \quad (15)$$

В [19] описаны эксперименты по взрыванию различных ВВ в трещиноватом и монолитном граните [21, 22]. В качестве эталонного ВВ был принят динамит LFB, для которого  $\varepsilon_s = 5000$  кДж/кг,  $g_s = 0,850$  м<sup>3</sup>/кг. Результаты вычислений и экспериментальные данные из [19 с. 312] приведены в табл. 1. Величина  $s_{\text{экс}}$  определялась как отношение вытесненных объемов данного и эталонного ВВ. Величина  $s$  вычислялась по формулам (14) и (15). Как видно из табл. 1, только в двух случаях из двенадцати имеются различия между величинами  $s$  по (14) и (15) — это ВВ 304 и гурдинамит с небольшими значениями динамитного эквива-

Т а б л и ц а 1

ВВ	$\varepsilon_0/\varepsilon_s$	$g/g_s$	$\eta$	$s$		$s_{\text{экс}}$	число взрывов
				по (14)	по (15)		
LFB	1	1	1	1	1	1	1
LF IV	1,06	0,98	1,02	1,04	1,08	1,04+0,05	3
Боренит	0,94	0,71	0,85	0,90	0,79	0,96+0,07	3
Нитролит	0,80	0,98	1,13	0,83	0,90	0,8+0,06	2
304	1,52	0,36	0,41	1,33	0,63	1,3+0,07	3
LFB	1	1	1	1	1	1	15
Гурдинамит	1,35	0,84	0,75	1,27	1,01	1,23	2
Секурит	0,85	1,01	1,11	0,88	0,94	0,93±0,03	4
Набит	0,90	0,77	0,91	0,82	0,91	0,88+0,04	3
Набит 2	0,89	1,02	1,09	0,91	0,97	0,91	1
Амматол	0,86	1,05	1,13	0,88	0,97	0,90	2
Na 01	0,88	0,70	0,87	0,85	0,87	0,88	1
Na 12	1,02	0,81	0,87	0,98	0,89	1±0,05	2
Иматрек	0,98	0,37	0,56	0,90	0,55	0,62	8

Примечание. 1.  $\varepsilon_0$  — удельная энергия ВВ;  $g$  — удельный объем газов;  $\varepsilon_s, g_s$  — те же величины для эталонного ВВ (динамит LFB);  $\eta$  — эквивалент по LFB;  $s$  — способность ВВ к разрушению,  $s_{\text{экс}}$  — экспериментальное значение этой величины. 2. Первые пять строк относятся к взрыву в трещиноватом грунте [21], остальные — в монолитном [22].

лента  $\eta$ , который вычислялся по формуле (7). В опытах с иматрексом формула (15) дает лучшее согласие с экспериментальной величиной, чем формула из [19].

Как известно, при взрывах в гранитах происходит весьма незначительное расширение взрывной полости, поэтому экспериментальная ошибка может быть здесь существенной. Гораздо более надежные результаты получаются при анализе экспериментальных данных испытания ВВ на работоспособность методом свинцовой бомбы (проба Трауцля). Такой анализ по семидесяти видам ВВ описан в [23]. Там же приведен элементарный расчет расширения ПД в сферическом свинцовом блоке. Теоретическая кривая, описывающая расширение в свинцовой бомбе  $\Delta V$  в зависимости от удельной энергии  $\varepsilon_0$  и эквивалента  $\eta$ , имеет вид

$$\eta\varepsilon_0 = (4\tau_s/3m\zeta_0)[1 - \ln(\Delta V/V_b)]\Delta V. \quad (16)$$

Здесь  $\tau_s$  — половина предела прочности свинца на растяжение;  $m = 10$  г — масса ВВ;  $V_b$  — объем свинцовой бомбы;  $\zeta_0$  — КПД взрыва эталонного ВВ.

В [19, 24] приведена формула, определяющая расширение в бомбе Трауцля в зависимости от массы ВВ, в отличие от (16), где  $m$  фиксировано, а изменяется  $\varepsilon_0$ . Эта формула имеет вид

$$m/k = (0,0638 - 0,165 \ln \Delta V)\Delta V,$$

где  $k$  — эмпирический коэффициент, подбираемый для каждого вида ВВ. Приведем (16) к безразмерному виду, применив введенные выше обозначения

$$s = \eta\varepsilon_0/\varepsilon_s = \frac{1 - \ln(\Delta V/V_b)}{1 - \ln(\Delta V_s/V_b)} (\Delta V/\Delta V_s).$$

В качестве эталонного ВВ примем тэн с  $\varepsilon_s = 5858$  кДж/кг,  $g_s = 0,800$  м<sup>3</sup>/кг,  $\eta = 208$  (г/ε<sub>0</sub>)<sup>0,6</sup>. Объем свинцовой бомбы  $V_b = 6,28 \cdot 10^3$  см<sup>3</sup>, расширение для тэна составляет 480 см<sup>3</sup>. Подставляя эти значения в (16), получим

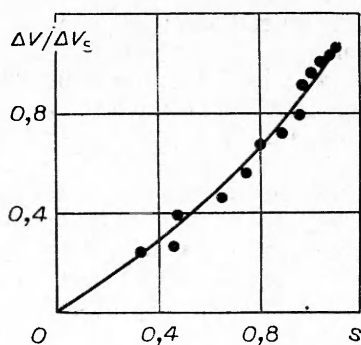
$$s = 0,30[1 - \ln(\Delta V/V_b)](\Delta V/\Delta V_s). \quad (17)$$

Экспериментальные и расчетные данные для некоторых ВВ взяты из [23] и сведены в табл. 2, по значениям  $\Delta V$  вычислялась правая часть уравнения (17) —  $s_{\text{расч}}$ . По значениям удельной энергии и удельного объема газов для каждого вида ВВ рассчитывался тэновый эквивалент  $\eta = 208(g/\varepsilon_0)^{0,4}$  и величина  $s = \eta\varepsilon_0/\varepsilon_s$  (на рисунке обозначена точками, а кривая соответствует  $s_{\text{расч}}$ ). Наибольшее отклонение экспериментальных данных от расчетных составляет 14% (ТНТ). Таким образом, совпадение теоретических и опытных результатов можно считать вполне удовлетворительным.

Таблица 2

ВВ	$\varepsilon_0$ , кДж/кг	$g$ , м <sup>3</sup> /кг	$\Delta V$ , см <sup>3</sup>	$\eta$	$\frac{\Delta V}{\Delta V_s}$	$s$	$s_{\text{расч}}$
Тэн	5858	0,80	480	1	1	1	1,07
Гексоген	5481	0,88	487	1,1	1,02	1,03	1,08
Алюмотол	6121	0,75	430	0,93	0,90	0,97	1,00
Граммонал А-45	6234	0,93	450	0,93	0,94	0,99	1,02
Тетрил	4560	0,75	345	1,12	0,72	0,87	0,84
Аммонит № 6	4310	0,70	370	1,28	0,77	0,95	0,89
ТНТ	4226	0,73	285	1,15	0,59	0,83	0,73
Нитромочевина	3096	0,85	320	1,52	0,67	0,80	0,80
Аммонит А-40	2511	0,55	180	1,12	0,38	0,48	0,52
Аммонит А-50	2038	0,45	130	1,34	0,27	0,47	0,40
Азид свинца	1594	0,31	115	1,23	0,24	0,33	0,36
Аммиачная селитра	1450	0,98	220	2,6	0,46	0,65	0,60
Игданит	3770	0,93	330	1,43	0,69	0,92	0,82

Зависимость относительного расширения в свинцовой бомбе от относительно эффективной удельной энергии ВВ.



летворительным. Отметим существенную нелинейность в зависимости вытесненного объема от энергии взрыва. Сравним, например, нитромочевину и аммиачную селитру (см. табл. 2). Энергия первого ВВ более чем в 2 раза превышает энергию второго, а вытесненный объем изменяется менее чем в 1,5 раза. С другой стороны, энергия алюмотола и граммола А-45 превышает энергию тэна, но вследствие относительно малого количества газообразных ПД расширение в бомбе при использовании алюмотола и А-45 меньше, чем в случае тэна.

Эквивалент определяется в виде (3), (6), (7), (12) в предположении, что тепло- и массообмен приводит к существенному уменьшению тепловой энергии взрыва. Конвективный механизм тепло- и массообмена представляется совершенно естественным, если взрыв происходит в среде, содержащей большое количество открытых пор (в песке до 40%) или трещин. Большинство экспериментов [7—10, 13] сделаны в песке; имеющиеся к настоящему времени теоретические оценки [4—6] также относятся к песку. Только в работах [11, 12, 15—17] приведены некоторые экспериментальные и опытно-промышленные данные о проникновении газов по трещинам в хрупких средах (в частности, в горных породах) и о сорбционном захвате ПД окружающей средой. Свинец же хороший пластичный металл, и эффективность введения тэнового эквивалента при обработке опытных результатов представляется на первый взгляд парадоксальной, так как ни пор, ни трещин в свинце нет. Наиболее простое объяснение эффекта состоит в том, что газы истекают через песчаную забойку, которая является обязательным элементом стандартных испытаний в бомбе Трауцля. Правда, между ВВ и забойкой помещается картонная прокладка, но она не может герметизировать взрывную полость, хотя после взрыва и вылета забойки иногда остается целой.

В [13] описан такой эксперимент. Если заряд поместить в герметичную свинцовую оболочку толщиной, равной трем-четырем радиусам заряда, то при взрыве в песке КПД взрыва (по кинетической энергии) возрастает в 2—3 раза. Если же такую оболочку составить из двух полушфер, плотно прижатых друг к другу, то КПД не меняется по сравнению со взрывом в песке заряда без оболочки. Иными словами, истечение газообразных ПД может происходить и через малые отверстия или щели. По-видимому, скорость истечения при этом возрастает, так что суммарный эффект получается таким же, как и при взрыве без оболочки. Таким образом, истечение ПД через пористую забойку, охлаждение и сорбция газов на материале забойки являются одной из причин энергетических потерь при взрыве.

Можно также предположить, что происходит прямой захват газообразных ПД стенками взрывной камеры вследствие быстрой динамической диффузии. Основанием для такого предположения могут служить следующие экспериментальные факты.

В [3] описан такой опыт. С целью измерения температуры в манометрической бомбе взрывался заряд пироксилина, внутри которого находилась маленькая связка осмиевой проволоочки. «После взрыва был снят слой металла с внутренних стенок бомбы, и в стружках был обнаружен осмий. По-видимому, при взрыве осмий частично превратился в пар, который под большим давлением диффундировал в сталь».

Описанный выше опыт из работы [13] дает увеличение КПД взрыва в 2—3 раза. Для взрыва без оболочки, как это показано в [10], КПД, оп-

ределенный как отношение максимальной кинетической энергии к полной энергии взрыва, составляет 7%. Таким образом, максимальное значение КПД, которого можно достичь при помощи свинцовых оболочек, составляет примерно 20%. По оценкам, полученным в [23], КПД взрыва заряда гзана в свинцовой бомбе составляет 20—30%. Очевидно, что при взрыве в свинцовой оболочке, объем которой меньше, чем объем бомбы, относительная энергия пластического деформирования должна быть значительно меньше этой величины. Возьмем для оценки сверху ее половину. Итак, на деформирование оболочки (и в конечном итоге на нагрев) расходуется 10—15% от полной энергии взрыва. Для оценки энергии, затрачиваемой на деформирование грунта, примем ту же величину 20—30%. Таким образом, энергетический дисбаланс составляет от 35 до 50% от общей энергии взрыва. Именно это количество энергии следует отнести за счет прямого захвата газообразных ПД материалом оболочки.

При взрывах в горных породах происходит то же самое. Газы — продукты детонации, во-первых, вытекают через пористую забойку, сделанную, как правило, из песка и выбуренного шлама. Во-вторых, ПД весьма быстро проникают в уже имеющиеся или образующиеся трещины. Есть основание полагать, что зона почернения, наблюдаемая при скоростной киносъемке развития взрыва в прозрачных материалах [25, 26] и обычно интерпретируемая как зона разрушения, есть не что иное, как область проникновения газов по трещинам. Если твердая среда имеет изолированные поры (например, пористость каменного угля достигает 30—40%), то при деформировании среды перегородки между порами разрушаются и среда становится подобной песку. Известны также коллекторные свойства таких пород, как нефтеносные песчаники. Сорбционный захват газообразных ПД описан в [11—17]. Подчеркнем здесь, что этот процесс возможен только при высоких температурах, т. е. на начальных стадиях развития взрыва.

Таким образом, практически для всех горных пород имеются пути непроизводительных тепловых и массовых потерь, приводящих к снижению эффективности взрыва. Иллюстрацией к этому утверждению служат описанные выше и приведенные в табл. 1 взрывы в трещиноватом и монолитном граните.

Что касается масштабного фактора, то здесь следует сказать следующее. Имеющиеся отдельные экспериментальные данные по взрывам разных типов ВВ массой порядка 1 кг не противоречат излагаемым здесь представлениям о роли тепло- и массообмена. Для больших взрывов с массой  $10^3$ — $10^6$  кг таких данных нет. Имеются, однако, теоретические расчеты, в которых исследуется истечение газообразных ПД из взрывной полости в пористую среду [5, 6, 27]. В [27] проведен численный расчет диффузии ПД из сферической полости в песок с пористостью 40%. При этом учитывается теплообмен и сорбция, а уравнение состояния взято из [18]. Расчет проведен для аммонита А-7 с начальной плотностью  $\rho_0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. При радиусе взрывной полости  $r_0 = 1$  см время истечения половины массы ПД  $10^{-6}$  с, а при  $r_0 = 1$  м —  $5 \cdot 10^{-3}$  с, что составляет незначительную часть от общего времени расширения взрывной полости. Таким образом, имеющиеся теоретические исследования не дают оснований для сомнений относительно постоянства обсуждаемого явления при любых масштабах взрыва.

*Поступила в редакцию 15/X 1982*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Садовский, А. Ф. Беляев. — В кн.: Физика взрыва. № 1, М.: Изд-во АН СССР, 1952.
2. А. Ф. Беляев. — В кн.: Физика взрыва. № 2. М.: Изд-во АН СССР, 1953.
3. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
4. В. В. Воробьев и др. ФТПРПИ, 1980, 4.
5. И. Г. Захарова. ФГВ, 1981, 17, 3.

6. И. Г. Захарова. ФГВ, 1982, 18, 1.
7. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич, А. Р. Романов. ФГВ, 1979, 15, 2.
8. И. А. Зельманов, О. С. Колков, А. М. Тихомиров и др. ФГВ, 1968, 4, 3.
9. А. Ф. Шацкевич.— В кн.: Взрывное дело, № 76/33. М.: Недра, 1976.
10. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1979, 15, 4.
11. П. И. Валковой, И. А. Остроушко.— В кн.: Взрывное дело, № 68/25. М.: Недра, 1968.
12. А. Н. Дударев, В. В. Оборин и др.— В кн.: Взрывное дело, № 68/25. М.: Недра, 1968.
13. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1977, 13, 5.
14. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6.
15. В. М. Комир, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФТПРПИ, 1979, 6.
16. А. Г. Фридман. Техника безопасности, 1977, 8.
17. В. В. Гуцкин, Ю. В. Демидов, М. И. Литвинов. Техника безопасности, 1977, 8.
18. В. М. Кузнецов, Н. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1982, 18, 1.
19. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1979.
20. С. Н. Johanson, U. Langefors. Proc. of the 36-th Inter. Congr. on Ind., Chem. Brux., 1966.
21. U. Langefors, B. Kihlström, B. Ahrenfeldt. Blasting experiments in Fogdö. Int. Rep. Nitroglycerin. Aktiebolaget. TM. 36, 1952.
22. V. Langefors, B. Kihlström. Int. Rep. Nitroglycerin. Aktiebolaget. DL. 2, 1952.
23. В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1978, 14, 2.
24. W. E. Gordon, T. E. Reed, B. A. Lepper. Int. Eng. Chem., 1974, 47, 1955.
25. В. В. Адушкин, А. П. Сухотин. ПМТФ, 1961, 4.
26. В. И. Куликов. Докл. АН СССР, 283, 2, 1983.
27. И. Г. Захарова. Канд. дис. Казань, 1982.

## ПРИМЕНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ<sup>1</sup>

*Ч. Вестбрук, П. Ургьев*  
(США, Ливермор)

### Введение

Газовая детонация представляет серьезную потенциальную опасность для работы промышленных и энергетических объектов. В течение многих лет она исследовалась теоретически и экспериментально. В последнее время это явление вновь привлекло пристальное внимание ученых во всем мире. Прежде всего следует отметить группы Монреальского университета в Канаде, Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО АН СССР в Новосибирске, Уэльского университета в Англии, а также группы во Франции, Бельгии и США. Численные модели детонации построены сравнительно недавно, тем не менее они включают блоки, описывающие и физические, и химические процессы газовой детонации. Блоки газодинамики и некоторых других физических процессов были развиты довольно быстро и широко. Наиболее слабым местом существующих моделей детонации считались блоки химической кинетики горения топлива. Однако интенсивное развитие всеобъемлющих механизмов кинетики реакций окисления многих используемых в практике топлив [1, 2] существенно изменило ситуацию.

Цель настоящей работы — показать, насколько велик прогресс в области изучения химической кинетики детонации и насколько хорошо расчеты на основе кинетики коррелируют с известными экспериментальными данными. Успех такого подхода указывает на определяющую роль кинетики в детонации и свидетельствует о том, что данная методика обеспечивает надежную основу для расчета параметров детонации в условиях, при которых пока еще не получено экспериментальных данных. Так, например, очень мало изучены свойства детонации при давлениях выше 1 атм при начальной температуре, отличающейся от нормальной комнатной, а также детонации смесей, в которых окислителем является воздух,

<sup>1</sup> Перевод Т. П. Савельевой, научное редактирование В. Ю. Ульяницкого.