

а температуру и давление торможения, измеренные при помощи датчиков на входе в сопло.

Созданная газодинамическая установка с контролируемыми с помощью автоматизированной системы диагностики параметрами рабочей среды может быть использована для исследования кинетики процессов в ГДЛ на горении перспективных жидких топлив.

Поступила в редакцию 2/IV 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Л. П. Бахир.** Определение заселенностей колебательных уровней молекулы  $\text{CO}_2$  в газодинамических лазерах на продуктах горения методами инфракрасной спектроскопии. Препринт Института физики АН БССР. Минск, 1978.
2. **C. B. Ludwig, W. Malkmus, J. E. Reardon e. a.** Handbook of Infrared Radiation from Combustion Lasers. NASA. Washington DC, 1973.
3. **А. Г. Блох.** Тепловое излучение в котельных установках. Л.: Энергия, 1967.

### РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИНИЦИИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ ВВ УДАРОМ НА КОПРЕ

*А. В. Дубовик, М. В. Лисанов*  
(Москва)

Разработан численный метод расчета известных характеристик механической чувствительности твердых взрывчатых веществ (ВВ) — критических давления инициирования  $p_{кр}$  и толщины образца  $\delta_{кр}^0$ , определяемых в опытах с ударом на копре [1]. В основу расчета положены новейшие теоретические и экспериментальные результаты исследований механического поведения тонких образцов твердых органических веществ, в том числе взрывчатых, при ударе [1—5]:

1. Большая пластическая деформация образцов неустойчива. При достаточно быстром приложении осевой нагрузки достигается состояние, когда деформации образца растут, а его несущая способность катастрофически уменьшается. При этом непрерывная сетка линий скольжения в образце перестраивается в локализованные полосы «адиабатического» сдвига. Вещество в них подвергается сильному разогреву, тогда как в промежуточных областях остается текучим, по холодным. Полосы сдвига со временем становятся линиями разрывов прочности и разрушения образца.

2. Продукты разрушения образца первоначально состоят из треугольных (в сечении) фрагментов, контактирующих между собой боковыми сторонами, а с поверхностями ударника и наковальни — вершинами и основаниями. С течением времени треугольники деформируются в трапеции, при этом их вершины истираются, а основания удлиняются. Предполагается, что диссипативный разогрев на контактных границах этих фигур в критических условиях нагружения достаточен для возникновения взрыва. Причем источником тепловыделения является трение на плоскостях скольжения, удельная сила которого равна пределу прочности (текучести) вещества на сдвиг.

Величина разогрева вещества зависит от природы прочностного разрыва на контакте. На боковых поверхностях фрагментов разрушения образца имеет место контакт ВВ — ВВ (обозначим индексом 1), на их основаниях — ВВ — металл (2), если поверхность ударника (наковальни) гладкая, или ВВ — ВВ (3), если на ней имеются микронеровности (обычно размером несколько микрометров).

Оценки температур вещества на контактных границах фрагментов в целом подтвердили вывод об эффективности трибомеханического разогрева при инициировании ВВ [6, 7]. Однако их выполняли вне связи

с процессом удара на копре при произвольных предположениях о характере изменения давления при разрушении образца ВВ, скоростей относительного перемещения трущихся поверхностей и времени их движения. Это обстоятельство существенно ограничивает возможность использования полученных результатов для анализа картины инициирования ВВ ударом. Из цитированных работ ясны причины разрушения образца ВВ под нагрузкой. Кратковременная стадия ( $\sim 10$  мкс) механического воздействия, связанная с разрушением ВВ, наиболее интересна для анализа возбуждения взрыва, так как именно на ней образуются локализованные плоскости сдвига и очаги высокотемпературного разогрева вещества.

В соответствии с проведенной выше классификацией дискретных плоскостей скольжения при разрушении образца ВВ будем различать температуры и пределы текучести вещества на контактных границах 1—3 соответственно. Индексом  $s$  отметим среднеобъемные температуру и предел прочности слабodeформируемых фрагментов образца в пространствах между указанными плоскостями сдвига. Таким образом, не конкретизируя механизм локализации пластического течения вещества внутри полос адиабатического сдвига, констатируем их наличие и рассматриваем далее температурно и, следовательно, механически неоднородный образец твердого вещества. Примем наиболее употребительную степенную зависимость предела прочности от температуры

$$\sigma_i = \sigma_0 [(T_{пл} - T_i) (T_{пл} - T_0)^{-1}]^n, \quad (1)$$

где  $i = 1, 2, 3$ ,  $s$  — предел прочности вещества на сжатие при начальной температуре  $T_0$ ;  $T_{пл}$  — температура плавления вещества, зависящая от давления. Для простоты ограничимся линейной связью  $T_{пл}$  с давлением  $\tilde{p}(r, t)$

$$T_{пл} = T_{пл}^0 + \beta \tilde{p}, \quad (2)$$

справедливой для не слишком больших значений  $\tilde{p}$  ( $\beta$  — постоянный коэффициент). Полагаем, что исследуемое вещество подчиняется условию течения (разрушения) Мизеса, согласно которому пределы текучести (прочности) на сжатие и сдвиг отличаются постоянным множителем  $\sigma_i = \sqrt{3} \tau_i$ .

Температура вещества на плоскостях скольжения 1—3 рассчитывается по интегральной формуле Карслоу — Егера [8]

$$T_i - T_0 = a_i [\pi (\lambda c_{p\rho})_0]^{-1/2} \int_{t_0}^t \varphi_i(t - \xi) \xi^{-1/2} d\xi, \quad (3)$$

где  $a_i$  — коэффициент распределения тепловых потоков между контактирующими телами (для границы раздела ВВ—ВВ  $a_{1,3} = 0,5$ , ВВ — металлы (сталь)  $a_2 \approx 0,05$ );  $(\lambda c_{p\rho})_0$  — параметр тепловой активности ВВ;  $\varphi_i$  — интенсивность тепловыделения на полосах сдвига, зависящая от их расположения внутри и на границе образца. Она определяется произведением удельной силы трения на относительную скорость вещества. При осесимметричном растекании вязкопластической среды поле скоростей потока имеет вид [9]

$$u_r = wr/2\delta, \quad u_z = -wz/\delta,$$

где  $\delta$  — толщина образца;  $w$  — скорость сближения соударяющихся поверхностей. С учетом вклада вязкой составляющей в величину силы трения на линиях разрыва скоростей движения вещества выражения для  $\varphi_i$  запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= (\tau_1 + \mu_1 w/\delta) \sqrt{2} w z_0 / \delta_0, \\ \varphi_2 &= (\tau_2 + \mu_2 w/2\delta) w R / 3\delta, \\ \varphi_3 &= (\tau_3 + \mu_3 w/2\delta) (w/2\delta) r_0 (\delta_0/\delta)^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\mu_i$  — пластическая вязкость ВВ, зависящая от температуры и давления по экспоненциальному закону

$$\mu_i = \mu_0 \exp(-UR_0^{-1}(T_i^{-1} - T_0^{-1}) + \kappa \tilde{p} T_0 T_i^{-1}), \quad (5)$$

где  $U$  — энергия активации вязкого течения;  $\kappa$  — пьезомодуль;  $R_0$  — газовая постоянная;  $r_0, z_0$  — начальное положение лагранжевой частицы в цилиндрической системе координат. В записях (4) учтены геометрия и направления движений фрагментов, а также сделаны допущения, что первая система полос сдвига проходит под углом  $\pi/4$  к оси образца и скорость относительного движения вещества вдоль второй системы полос сдвига равна средней величине  $u_r$ . Оговоримся сразу, что эти допущения непринципиальны, поскольку из дальнейшего будет видно, что вклад вязких сил в диссипативный разогрев ВВ невелик, а подъем температуры на контактной границе ВВ — ударник незначительный.

Для расчета функций  $\varphi_i$  в (4) необходимо знать давление в образце (от него зависит закон изменения прочностных характеристик вещества) и закон движения ударника (им определяются скорости вещества на поверхности сдвига). Считая размер фрагментов разрушения малым по сравнению с диаметром образца, для получения указанных закономерностей используем уравнения, описывающие динамику квазистатического удара по тонкому вязкопластическому диску [9, 12]:

$$\begin{aligned} \rho R^2 \dot{w} / 8\delta &= p - \sigma_s - 2\tau_2 R / 3\delta - 3\rho w^2 R^2 / 16\delta^2, \\ \rho c_p T_s &= \sigma_s w / \delta + 3\mu_s w^2 / \delta^2 - 2\alpha(T_s - T_0) / \delta, \\ \delta &= -w, \quad v = -\pi R^2 p / M, \quad p = (k / \pi R^2)(v - w), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $p$  — среднее (по площади ударника) давление в образце;  $v, R, M$  — скорость центра масс, радиус и масса ударника соответственно;  $k$  — жесткость системы нагружения;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена образца с ударником. Уравнения (6) решаются при начальных условиях:

$$\begin{aligned} \delta(t_0) &= \delta_0, \quad w(t_0) = 0, \quad v(t_0) = (1 - p_0^2 / p_x^2)^{1/2}, \\ p(t_0) &= p_0, \quad T_s(t_0) = T_0, \quad p_0 = \sigma_0(1 + 2R / 3\sqrt{3}\delta_0), \\ p_x &= v_0(Mk)^{1/2} / \pi R^2, \quad t_0 = (M/k)^{1/2} \arcsin(p_0 / p_x). \end{aligned}$$

Здесь  $t_0$  — момент времени от начала удара, когда давление достигает значения  $p_0$ , при котором начинается развитое пластическое течение образца.

Для замыкания системы (1) — (6) необходимо задать распределение давлений  $\tilde{p}(r, t)$  в образце. Оно описывается сравнительно громоздкой формулой (6) из работы [9]. Замечая, однако, что главный член в ней линейный, запишем более простое приближенное выражение для  $\tilde{p}(r, t)$

$$\tilde{p} = \sigma_s + K_p p(1 - rR^{-1}), \quad (7)$$

где пьезокоэффициент  $K_p$ , учитывающий вклад вязких и инерционных сил в величину среднего давления при ударе, положим равным 2,5.

В записях выражений для  $T_i$  пренебрегается подъемом температуры от протекания химической реакции в деформируемом образце. Его учет значительно усложняет решение задачи в целом, хотя вклад химического тепловыделения в диссипацию энергии при ударе становится существенным только на весьма кратковременной стадии предвзрывного разогрева ВВ [10]. Поэтому для упрощения процедуры расчетов (не в ущерб физической картине явления) воспользуемся методом оценки момента воспламенения вещества, основанным на принципе линейного суммирования вероятностей взрыва. При произвольной зависимости  $T_i(t)$  вычисляется интеграл

$$f_i(t) = \int_{t_0}^t [QZE / c_p R_0 T_i^2(\xi)] \exp[-E / R_0 T_i(\xi)] d\xi, \quad (8)$$

$Q, Z, E$  — термокинетические константы ВВ (теплота разложения, пред-

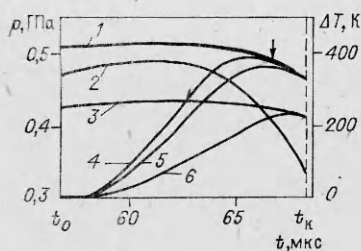


Рис. 1. Давление удара (2) и температура  $\Delta T$  в полосах сдвига 1, 2, 3 (кривые 5, 6, 4) в зависимости от времени  $t$ .

1, 3 —  $\Delta T_{пл}$  на плоскостях 1, 3 и 2 соответственно.

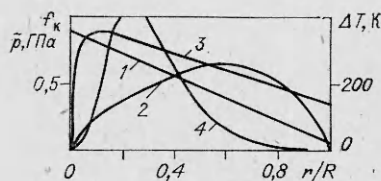


Рис. 2. Распределения давлений  $\bar{p}_k$  (1), температур  $\Delta T_k$  в плоскости сдвига 3 (3) и  $\Delta T_m$  (2) и вероятностей взрыва  $f_k$  (4) вдоль радиуса образца  $r/R$ .

экспонент, энергия активации химического распада). Воспламенение наступает при условии  $f(t_{кр}) \geq 1$ . Если момент времени  $t_{кр}$  попадает в интервал наблюдений ( $t_0, t_k$ ), то считаем, что взрыв происходит ( $t_k$  — время окончания счета). В противном случае по формуле (8) получаем оценку возможности воспламенения ВВ  $f_k < 1$ . При записи (8) использовано представление о необратимом характере протекания реакции термического распада ВВ и принято, что в начальный момент времени  $t_0$  вероятность взрыва равна нулю. Кроме того, справедливы представления о реакции как сильно экзотермичной и температурно чувствительной [10].

Нелинейная система интегродифференциальных уравнений (1) — (8) решалась численно методом Рунге — Кутты по стандартной программе на микросистеме «Электроника ТЗ-29К». Поскольку скорость счета на этом вычислителе невелика, выбирался сравнительно большой шаг по времени (0,1 мкс), поэтому точность расчетов температуры составляла 1—3%. Большинство используемых в расчетах значений механических и термохимических характеристик ВВ известны с меньшей степенью точности, поэтому указанный выше уровень погрешности счета можно считать удовлетворительным.

Остановимся на выборе конечного времени вычислений  $t_k$ . Наиболее интересна для анализа чувствительности ВВ стадия спада давления вследствие разрушения испытываемого образца при ударе, поэтому расчеты ограничивали временем спада  $p$ , при котором  $\dot{p}_k = 0$ . Однако в целях экономии машинного времени в большинстве случаев счет останавливали в тот момент, когда прочность вещества на контактной границе с ударником  $\sigma$  обращалась в нуль ( $\sigma_{2к} = 0$ ). На конечные результаты вычислений такой прием влияния практически не оказывал.

Большую часть расчетов проводили применительно к анализу процесса удара по образцам тэна. Из экспериментальных данных по чувствительности тэна известны значения критических параметров инициирования и величина предела прочности  $\sigma_{пр} = 60$  МПа, полученная для  $0,15 \leq \delta_0 \leq 1,0$  мм [1]. В справочниках по ВВ указаны значения  $\rho_0 = 1,77$  г/см<sup>3</sup>,  $c_p = 1,25$  Дж/(г · К),  $\lambda_0 = 0,17$  Вт/(м · К),  $T_{пл} - T_0 = 121$  К,  $Q = 5,76$  кДж/г,  $E = 163$  кДж/моль,  $Z = 4 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup> (последние две величины взяты из [11]). По аналогии со свойствами большинства твердых органических веществ для тэна можно положить  $\beta = 0,3$  К/МПа,  $n = 0,4$ ,  $\kappa = 5$  ГПа<sup>-1</sup>,  $\mu_0 = 1$  кПа · с,  $U = 21$  кДж/моль. В соответствии с условиями опытов по испытаниям ВВ на чувствительность к удару прием  $R = 5$  мм,  $M = 10$  кг,  $v_0 = 2,215$  м/с ( $H_0 = 25$  см),  $k = 0,3$  ГН/м,  $\alpha = 5$  кВт/(м<sup>2</sup> · К),  $T_0 = 293$  К.

Для образца тэна толщиной  $\delta_0 = 0,28$  мм на рис. 1 показаны изменения во времени параметров удара  $p(t)$ ,  $\Delta T_i(t)$ , а также температуры плавления  $\Delta T_{пл}(t)$  на плоскостях сдвига. Кривые 4, 5 рассчитаны для частицы ВВ с начальными координатами  $z_0 = \delta_0$ ,  $r_0 = 1$  мм.

Развитое пластическое течение тэна начинается в момент  $t_0 = 56,7$  мкс ( $p_0 = 0,472$  ГПа). Далее давление удара возрастает, и веще-

Т а б л и ц а 1

Плоскость сдвига	$\Delta T_m$ , К	$\Delta T_{max}$ , К	$\Delta T_{пл}$ , К	$f_{пл}$	$\Delta T_k$ , К	$f_k$
1	117	363	328	0,201	328	0,201
2	47,5	229	227	$\sim 10^{-4}$	227	$\sim 10^{-4}$
3	139	389	377	0,564	330	1,05
s	0,433	13,5	—	—	13,6	$\sim 10^{-15}$

ство в процессе бокового растекания нагревается. Через 4,0 мкс разогрев на плоскости скольжения 2 достигает 47,5 К и наступает тепловое разупрочнение образца [5, 12] — спад давления при росте степени сжатия вещества  $\delta_0/\delta$ . Время спада  $p$  от максимума ( $p_{max} = 0,492$  ГПа) до минимума ( $p_k = 0,331$  ГПа) составляет 7,5 мкс. При  $t_k = 68,2$  мкс рассматриваемая частица ВВ перемещается в точку  $z_k = \delta_k = 0,218$  мм,  $r_k = 1,13$  мм, в которой  $\bar{p}_k = 0,698$  ГПа.

Кривые  $\Delta T_i(t)$  имеют характерные максимумы, объясняемые резким уменьшением прочности  $\sigma_i(t)$  по мере приближения температуры к точке плавления вещества. В данном примере случайно оказалось, что плавление тэна на плоскостях сдвига 1 и 2 начинается одновременно; в плоскости 3 оно всегда наступает несколько раньше (момент его начала отмечен вертикальной стрелкой на кривой 3).

В табл. 1 приведены величины разогрева тэна в точках максимума и минимума давлений ( $\Delta T_m$  и  $\Delta T_k$  соответственно), максимального разогрева  $\Delta T_{max}$  и разогрева в момент начала плавления  $\Delta T_{пл}$  на плоскостях сдвига 1—3 и в объеме вещества (s). Там же представлены значения вероятностей взрыва в точках начала плавления тэна  $f_{пл}$  и минимума давлений  $f_k$ . Из анализа этих данных следует вывод о возможности воспламенения тэна на плоскости сдвига 3, так как в конечной точке имеем  $f_3 = 1,05$ . В других плоскостях разогревы недостаточны для возбуждения взрыва. Отметим крайне малую величину разогрева тэна внутри фрагментов разрушения образца ( $\Delta T_s = 13,6$  К).

Распределение давлений вдоль радиуса образца  $\bar{p}(r)$  в момент  $t_k$  показано на рис. 2. Там же приведены распределения температур  $\Delta T_3(r)$  для  $\Delta T_k$  и в момент достижения  $p_{max}$  ( $\Delta T_m$ ). Причина наблюдаемой трансформации профиля температур объясняется тем, что в начале течения образца разогрев определяется скоростью растекания вещества  $\sim wr/\delta$ , а в заключительной стадии — температурой плавления ВВ  $T_{пл}(\bar{p}(r))$ , зависящей от давления. В связи с этим максимум разогрева тэна со временем возрастает по величине и смещается от периферии к центру ударника.

На рис. 2, 4 показано распределение вероятностей взрыва  $f_3(r)$  в точке  $t_k$ . Область  $f_3 \geq 1$  представлена постоянной величиной  $f_3 = 1$ . Наиболее опасным для взрыва оказывается интервал  $0,95 \leq r \leq 1,4$  мм ( $0,9 \leq r_0 \leq 1,2$  мм). В соответствии с (4) максимум функции  $\Delta T_1$  имеет место в точке  $z_0 = \delta_0$ .

Располагая данными о величине и положении максимума температур, последующие расчеты зависимостей  $\Delta T_3(\delta_0)$ ,  $f_3(\delta_0)$  и др. выполняли для наиболее «горячей» частицы с координатами  $z_0 = \delta_0$ ,  $r_0 = 1$  мм. В связи с этим напомним, что по условиям испытаний ВВ на чувствительность к удару при заданной энергии груза (обычно  $E_0 = MgH_0 = 25$  Дж) варьируют начальную толщину образца и определяют  $\delta_{кр}^0$  такую, что при  $\delta_0 \leq \delta_{кр}^0$  акты первичного разрушения образцов происходят только со взрывом. Соответственно максимальное давление удара, достигаемое на еще не разрушенном образце ВВ толщиной  $\delta_{кр}^0$ , называется критическим  $p_{кр}$ .

При проведении численных экспериментов на ЭВМ поступим аналогично, т. е. будем уменьшать величину  $\delta_0$  до тех пор, пока значение вероятности взрыва  $f_k$  на самой горячей плоскости сдвига 3 не достиг-

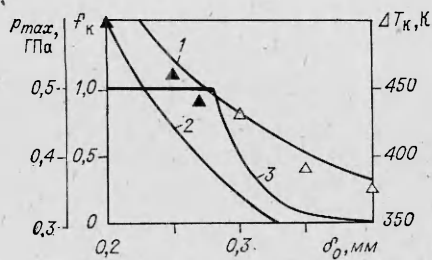


Рис. 3. Зависимости  $p_{\max}$  (1),  $\Delta T_k$  (2) и  $f_k$  (3) (на поверхности сдвига 3) от толщины образца тэна.

Темные точки соответствуют опытам со взрывом, светлые — отказам [1]. Граница между ними находится в фазовой точке  $p_{кр} = 0,48$  ГПа,  $\delta_{кр}^0 = 0,27$  мм [1]. Из рис. 3 видно, что кривая 3 достигает снизу величины  $f_k(\delta_0) = 1$  при  $\delta_0 = 0,281$  мм, которой соответствует  $p_{\max} = 0,489$  ГПа. Таким образом, наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений критических параметров инициирования тэна ударом на копре.

Располагая зависимостью  $p_{\max}(\delta_0)$ , найдем эффективное значение предела прочности тэна по формуле  $\sigma_{пр} = p_{\max}(1 + 2R/3V\sqrt{3}\delta_0)^{-1} = 62,5$  МПа для  $0,2 \leq \delta_0 \leq 0,4$  мм, которое близко к экспериментальной величине 60 МПа. Некоторые значения термодинамических параметров удара по образцам тэна различной толщины приведены в табл. 2. Численной обработкой этих результатов получены следующие полезные для практики соотношения:  $\Delta T_{\max} = 161\delta_0^{-0,701} = 687p_{\max}^{0,798}$ ,  $f_k = 4,53\delta_0^{-11,6} = 1,13p_{\max}^{13,1}$  (здесь  $\delta_0$  в мм,  $p_{\max}$  в ГПа,  $\Delta T_{\max}$  в К).

По аналогии с тэном рассчитаны критические параметры инициирования гексогена. Используя табличные значения  $\rho_0 = 1,81$  г/см<sup>3</sup>,  $c_p = 1,12$  Дж/(г · К),  $\lambda_0 = 0,11$  Вт/(м · К),  $T_{пл}^0 - T_0 = 182$  К,  $Q = 5,44$  кДж/г,  $E = 170$  кДж/моль,  $Z = 4 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>,  $\beta = 0,2$  К/МПа и полагая  $\sigma_0 = 77$  МПа,  $n = 0,45$ ,  $\mu_0 = 1$  Па · с (остальные величины те же, что и для тэна), получим критические параметры инициирования  $p_{кр} = 0,66$  ГПа,  $\delta_{кр}^0 = 0,26$  мм и величину  $\sigma_{пр} = 80$  МПа, которые удовлетворительно совпадают с соответствующими экспериментальными данными для гексогена [1].

Итак, с помощью численного интегрирования уравнений, описывающих нестационарный процесс осевого сжатия вязкопластического диска с зависящим от режима течения пределом текучести и составленных с учетом существенно неоднородного распределения температур (механических свойств) внутри деформируемого образца (вследствие локализации диссипативного разогрева на полосах адиабатического сдвига), получены основные закономерности протекания механического разрушения тонкого слоя твердого вещества при ударе. На примере тэна и гексогена рассчитаны значения критических параметров возбуждения взрыва, которые хорошо согласуются с данными лабораторных экспериментов по определению чувствительности твердых ВВ к удару на копре. Проведенный расчет показал, что разрушение при ударе образцов сравнительно низкоплавких веществ с сильной зависимостью предела прочности от температуры, к которым принадлежит большинство твердых органических ВВ, связано главным образом с тепловым разупрочнением вещества

Т а б л и ц а 2

$\delta_0$ , мм	$p_{\max}$ , ГПа	$\Delta T_{\max}$ , К	$\Delta T_{пл}$ , К	$f_{пл}$	$p_{кр}$ , ГПа	$\Delta T_{кр}$ , К	$f_{кр}$
0,20	0,672	501	480	44,7	0,529	439	60,1
0,25	0,544	422	399	2,98	0,395	367	3,77
0,30	0,464	372	348	0,406	0,320	326	0,487
0,35	0,407	335	310	0,072	0,240	279	0,080
0,40	0,365	308	292	0,014	0,168	237	0,020



на контактной границе с ударником. Не конкретизируя последующий механизм образования локализованных плоскостей сдвига, а только постулируя их наличие в разрушающемся образце ВВ при ударе, путем анализа эффективностей разогревов на различных полосах сдвига установлено, что с наибольшей вероятностью возбуждение взрыва в критических условиях инициирования происходит на плоскости скольжения, проходящей внутри образца ВВ вплотную к контактной поверхности ударника. Экспериментальные данные [1] о повышенной чувствительности к удару зарядов твердых ВВ, «припудренных» снаружи порошком азида свинца (по сравнению с теми же зарядами, но в которых слой азиды располагался на срединной плоскости образцов ВВ), качественно подтверждают этот вывод.

Поступила в редакцию 30/V 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М.: Наука, 1968.
2. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. А. Казарова и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 299.
3. R. E. Winter, J. E. Field. Proc. Roy. Soc. Lond., 1975, A343, 1634, 399.
4. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев, Ю. Ф. Карабанов и др. ФГВ, 1975, 11, 3, 467.
5. А. В. Дубовик. ФГВ, 1980, 16, 4, 103.
6. А. П. Амосов, С. А. Бостанджиян, В. С. Козлов. ФГВ, 1972, 8, 3, 362.
7. В. Г. Щетинин. Хим. физика, 1983, 2, 5, 688.
8. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
9. В. К. Боболев, В. Л. Боднева, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1975, 5, 153.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
11. К. К. Андреев, Б. Н. Кайдымов. ЖФХ, 1961, 35, 12, 2676.
12. В. К. Боболев, А. В. Дубовик, М. В. Лисанов. ПМТФ, 1982, 5, 145.

### ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ ВВ НА ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В. В. Селиванов  
(Москва)

Исследования поля взрыва компактных зарядов ВВ в области  $15 < r/R_0 < 150$  ( $R$  — радиус заряда) приведены в [1]. Дальнейшее развитие экспериментальных исследований отражено в [2—5]. Результаты решения одномерных задач в случае сферической и цилиндрической симметрии получены в работах [6, 7]. Численное решение одномерной задачи о детонации сферического заряда тэна различной плотности в воздухе приведено в [8].

Поле взрыва зарядов некомпактной формы существенно зависит как от конфигурации заряда, так и от места его инициирования. Известно численное решение задачи о мгновенной детонации удлиненного цилиндрического заряда в воздухе [9, 10], где проведен анализ особенностей течения в области  $r < 30 R$ .

Рассмотрим процесс взрыва в воздухе осесимметричного некомпактного заряда ВВ, инициируемого в произвольной точке на оси симметрии или в центре симметрии (рис. 1). После выхода детонационной волны (ДВ) на поверхность заряда в воздухе образуется ударная волна (УВ), между фронтом которой и поверхностью газового пузыря (ГП) продуктов детонации (ПД) находится сжатый воздух.

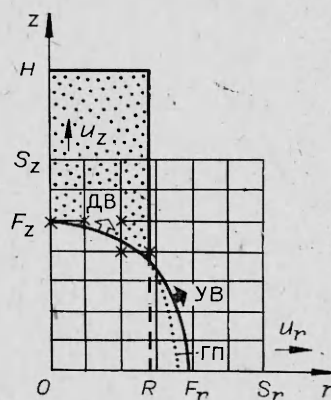


Рис. 1.