

УДК 662.215

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА ПРИ СХЛОПЫВАНИИ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В СЛОЕ ТВЕРДОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

А. В. Дубовик

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва,
a-dubovik@mail.ru

Рассмотрен случай удара по тонкому кольцевому слою несжимаемого вязкопластического материала с полостью, заполненной газом. Слой помещен в жесткую сборку типа пресс-формы и сдавливается поршнем с постоянной скоростью. Решение соответствующей прочностной задачи выполнено полуобратным методом с заданием стержневого типа течения среды и определяющих уравнений вязкопластического вещества. Полученные данные об ускоренном движении стенок полости рассматриваются как пример фокусировки (кумуляции энергии) в сходящемся потоке. Сведения о распределении температур при нагрузке на слой использованы для расчета параметров инициирования взрыва ударом по кольцевому заряду твердого взрывчатого вещества. Обсуждается возможность теплового воспламенения реакционноспособных веществ без участия саморазогрева и только вследствие диссипативного нагревания за счет энергии механического воздействия.

Ключевые слова: вязкопластичность, тонкий слой, газовая полость, удар, течение, кумуляция, диссипативный разогрев, инициирование взрыва.

DOI 10.15372/FGV2023.9343
EDN ZHNGXS

ВВЕДЕНИЕ

Задача о схлопывании газовой полости в твердом веществе является одной из фундаментальных в проблемах физики взрыва. Ее решение представляет не только теоретический, но и практический интерес, поскольку инициирование взрыва твердых взрывчатых веществ (ВВ) при схлопывании полостей часто происходит при механических или ударно-волновых воздействиях. Анализу процесса схлопывания сферических полостей в неограниченном объеме вязкопластического вещества посвящен ряд работ [1–3], в которых показано, что концентрация энергии в сходящемся к центру полости потоке приводит к созданию в этой области достаточно высоких температур, обеспечивающих быстропротекающее возбуждение взрыва.

В отличие от этих работ, рассмотрим случай механического удара по кольцевому слою несжимаемого вязкопластического материала толщиной h_0 , с внешним радиусом R и воздушной полостью радиусом a_0 . Слой помещен на дно цилиндрического недеформируемого поддона (наковальни) с внутренним радиусом R и накрыт сверху поршнем (ударником) приблизительно с таким же радиусом, так что

проникание вещества в зазор между ударником и наковальней исключено (прототип пресс-формы для глухого прессования). Нагружение слоя осуществляется движением ударника со скоростью w . По заполнении полости веществом слоя движение ударника прекращается, обратное расширение полости невозможно.

Решение задачи о схлопывании цилиндрической полости в слое реакционноспособного материала оказывается несколько более сложным, чем в случае схлопывания сферической полости в объеме вещества из-за наличия осевой компоненты скорости, конечной величины радиуса ударника и переменной во времени толщины слоя. В [4] в подобной постановке решена задача о схлопывании цилиндрической полости в жидком веществе, в котором состояние потока определяется давлением в текучей среде. В рассматриваемом случае приходится учитывать неизотропность компонентов тензора напряжений и ее определяющее влияние на структуру сходящегося вязкопластического потока.

МОДЕЛЬ СХЛОПЫВАНИЯ ПОЛОСТИ

Уравнения движения, определяющие процесс схлопывания газовой полости, запишем в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial r u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, \\ \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2\tau_0}{h} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}, \quad (1) \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned}$$

Здесь r — радиальная и z — осевая координаты, u — радиальная и v — осевая скорости потока, ρ_0 — плотность вязкопластического материала, σ_z — осевое, σ_r — радиальное и σ_φ — кольцевое (тангенциальное) напряжения, h — текущая толщина слоя.

При записи (1) полагали, что твердый слой тонкий ($h_0 \ll R$), так что напряжения σ_r , σ_φ и σ_z зависят только от радиуса. По этой причине осевая скорость $v \sim hu/R$ оказывается много меньше радиальной скорости u , а производная $\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}$ (τ_{rz} — касательное напряжение) в уравнении движения в проекции на ось r представлена в виде своего среднего значения по z от 0 до h (использовано граничное условие $\tau_{rz}(0, h) = \mp\tau_0$, τ_0 — предел прочности материала слоя на сдвиг). Поэтому уравнение движения в проекции на ось z удовлетворяется с точностью до величин второго порядка малости по h/R . Также полагаем, что полость во время схлопывания сохраняет свою форму.

Обычно в испытаниях на чувствительность ВВ к удару на копре применяются грузы, масса которых много больше массы испытываемых навесок ВВ. Поэтому вплоть до полного смыкания стенок полости можно считать движение ударника равномерным со скоростью $w > 0$. Это допущение упрощает решение задачи. Заметим, что оно автоматически выполняется, если в уравнениях движения груза

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2\pi}{M} \int_0^R pr dr, \quad h = h_0 - \int_0^t w dt \quad (2)$$

положить массу груза $M \rightarrow \infty$, а его скорость $w = \text{const}$.

Сжатие газа в полости можно считать политропным с показателем γ , а скорость звука в нем — много большей, чем скорость движения стенок полости $|\dot{a}|$. Поэтому давление в полости будет однородным и равным

$$p_g = p_a K^\gamma, \quad K = a_0^2 h_0 / (a^2 h), \quad (3)$$

где K — степень сжатия газа в полости (компрессия), a_0 — начальный радиус полости, h_0 — толщина заряда.

Закон движения стенок полости получим непосредственно из условия материального баланса $(R^2 - a_0^2)h_0 = (R^2 - a^2)h$, откуда

$$\begin{aligned} a &= R(1 - qh_0/h)^{1/2}, \quad q = 1 - a_0^2/R^2, \\ h &= h_0(1 - t/t_0), \quad t_0 = h_0/w. \end{aligned} \quad (4)$$

Осевую и радиальную компоненты скорости частиц зададим в виде

$$v = -wz/h, \quad u = -(w/2h)(R^2/r - r), \quad (5)$$

удовлетворяющему уравнению неразрывности, избегая тем самым «кумулятивного» выброса струй вещества в полость при $z = h/2$, к которому приводит степенной (выпуклый) профиль скоростей (стержневое течение). Координаты частиц текущей среды найдем из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= u, \quad \frac{dz}{dt} = -v, \\ r(0) &= r_0, \quad z(0) = z_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где r_0 и z_0 — начальные координаты пробной (лагранжевой) частицы. Подстановка (5) в (6) позволяет получить связь между эйлеровыми и лагранжевыми координатами:

$$\begin{aligned} r &= R(1 - q_0 h_0 / h)^{1/2}, \\ z &= h z_0 / h_0, \quad q_0 = 1 - r_0^2 / R^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Если давление нагрузки p на слой в начале движения ударника ($t = 0$) превосходит некоторое предельное значение p_0 (указано ниже), то сдавливаемый слой переходит целиком в пластическое состояние. Определяющие уравнения вязкопластической среды записываются в виде [5]

$$\sigma_r - \sigma_\varphi = 2 \left(\frac{\tau_0}{H} + \mu_0 \right) \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \quad (8)$$

$$\sigma_r - \sigma_z = 2 \left(\frac{\tau_0}{H} + \mu_0 \right) \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (9)$$

Здесь

$$H = \left[2 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) \right]^{1/2} = \\ = \frac{w}{h} \left(3 + \frac{R^4}{r^4} \right)^{1/2} > 0$$

— интенсивность скоростей деформации сдвига, μ_0 — пластическая вязкость. Подставляя (5), (8) в уравнение движения в проекции на ось r (1) и интегрируя его при граничном условии $\sigma_r(a) = -p_g$, находим $\sigma_r(r)$ и далее с помощью (8), (9) получаем распределения осевых $\sigma_z(r)$ и кольцевых $\sigma_\varphi(r)$ напряжений вдоль радиуса слоя. Перечисленные напряжения являются главными, поэтому, используя определение локального давления $p = -(\sigma_r + \sigma_\varphi + \sigma_z)/3$, находим распределение давления по радиусу слоя:

$$p(r) = p_g + \tau_0 \left[\frac{2(r-a)}{h} + \frac{\mu_0 w}{h \tau_0} \left(1 + \frac{R^2}{a^2} \right) + \right. \\ + \frac{1+R^2/r^2}{(3+R^4/r^4)^{1/2}} + \operatorname{arsh} \left(\frac{R^2}{\sqrt{3} a^2} \right) - \\ \left. - \operatorname{arsh} \left(\frac{R^2}{\sqrt{3} r^2} \right) \right] + J(r), \quad (10)$$

где

$$J(r) = \frac{\rho_0 w^2 R^2}{8h^2} \left[\left(\frac{R}{a} - \frac{a}{R} \right)^2 - \left(\frac{R}{r} - \frac{r}{R} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2 \left(1 + \frac{h}{w^2} \frac{\partial w}{\partial t} \right) \left(2 \ln \left(\frac{r}{a} \right) - \frac{r^2 - a^2}{R^2} \right) \right]$$

— инерционная компонента давления. При скоростях нагрузки $w < 10$ м/с ее роль в суммарном давлении на слой незначительна.

На рис. 1 приведены рассчитанные по формуле (10) профили давления в слое толщиной $h_0 = 1$ мм с механическими характеристиками $\tau_0 = 75$ МПа, $\mu_0 = 10$ Па·с при $w = 2$ м/с и $a_0 = 1$ мм в разные моменты времени сжатия. Видно, как с течением времени профиль давления перестраивается с непрерывно возрастающим от границы полости к стенке наковальню до равномерно распределенного по радиусу слоя к моменту смыкания стенок полости ($p > 10$ ГПа). Изменение во времени динамических параметров схлопывающейся полости (компрессия K (кривая 3), скорость стенок v (1), давление p (2)) показано на рис. 2. Они

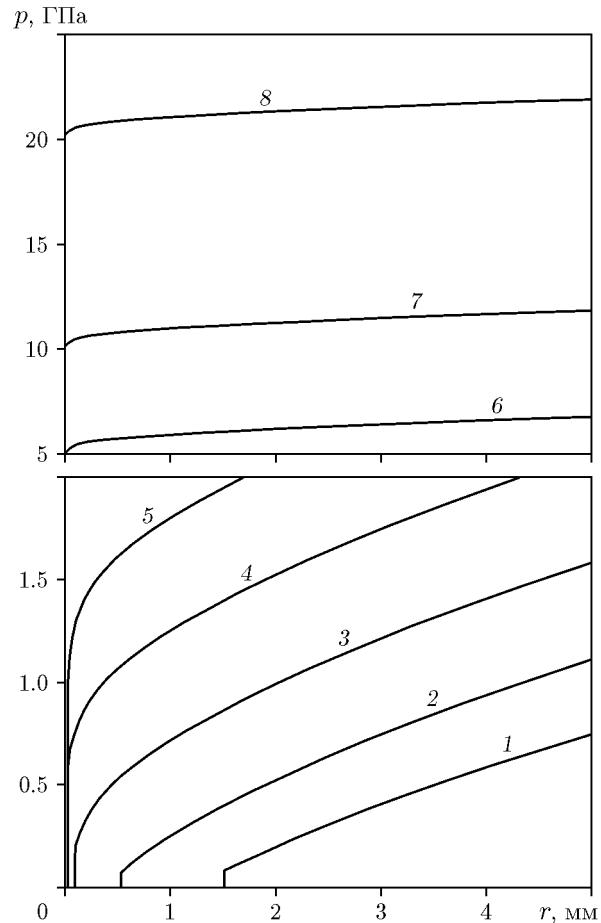


Рис. 1. Профили давления во время сжатия полости ($a_0 = 1.5$ мм) в слое твердого вещества в моменты времени $t = 0$ (кривая 1), 40 мкс (2), 44.9 мкс (3), 44.98 мкс (4), 44.99 мкс (5), 44.998 мкс (6), 44.999 мкс (7), 44.9995 мкс (8), $t_k = 45$ мкс

рассчитаны для частицы с координатой $r_0 = a_0 + \Delta$ (начальное расстояние от стенки полости до пробной частицы $\Delta = 1$ мкм), которая (указано ниже) становится самой «горячей» в сходящемся потоке вещества. Из рис. 2 следует, что в течение 99 % времени схлопывания полости t_k ($t_k = (1-q)t_0 = 20$ мкс) параметры потока, особенно давление, изменяются незначительно и лишь на заключительной стадии сжатия полости наблюдается резкое и неограниченное возрастание всех параметров как прямое следствие концентрации энергии (кумуляции) в сходящемся потоке. Как и ожидалось, толщина слоя при этом лишь слабо уменьшается.

Среднее давление в слое, создаваемое движением ударника, вычисляется по формуле

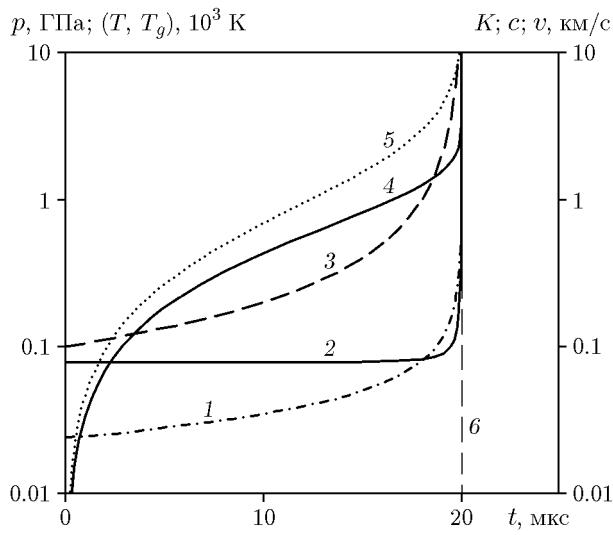


Рис. 2. Изменение во времени параметров схлопывающейся полости радиусом $a_0 = h_0 = 1$ мм:

1 — скорость v , 2 — давление p , 3 — компрессия K , 4 — температура T , 5 — температура газа T_g , 6 — глубина распада ВВ с

$$\begin{aligned}
 P = \frac{2}{R^2} \int_0^R p(r) r dr = p_g \frac{a^2}{R^2} + \\
 + \frac{4\pi_0 R}{3h} \left(1 - \frac{3a}{2R} + \frac{a^3}{R^3} \right) + \frac{\mu_0 w R^2}{ha^2} \left(1 - \frac{a^4}{R^4} \right) + \\
 + \tau_0 \left[\frac{2}{3} - \frac{1}{3} \left(1 + \frac{3a^4}{R^4} \right)^{1/2} + \right. \\
 \left. + \operatorname{arsh} \left(\frac{R^2}{\sqrt{3}a^2} \right) - \operatorname{arsh} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] + I, \quad (11)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 I = \frac{\rho_0 w^2 R^2}{8h^2} \left[\left(\frac{R}{a} - \frac{a}{R} \right)^2 \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right) + \right. \\
 + \left(\frac{1}{2} - \frac{d \ln(w)}{d \ln(h)} \right) \left[4 \ln \left(\frac{R}{a} \right) - \right. \\
 \left. \left. - \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right) \left(3 - \frac{a^2}{R^2} \right) \right] \right]
 \end{aligned}$$

— инерционная компонента среднего давления.

При $a = a_0$, $h = h_0$ и $I = 0$ из (11) получаем предельное значение внешней нагрузки p_0 , при которой слой, переходя в пластическое

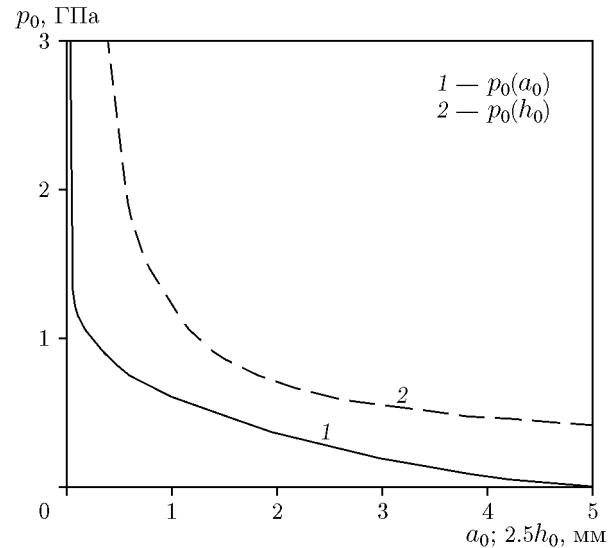


Рис. 3. Влияние размеров полости на предельное давление сжатия слоя

состояние, разрушается. На рис. 3 представлены зависимости давления разрушения слоя p_0 от радиуса полости a_0 при $h_0 = 1$ мм (кривая 1) и от толщины заряда h_0 при $a_0 = 1$ мм (кривая 2), рассчитанные при $w = 2$ м/с. Видно, что с увеличением размеров полости несущая способность слоя (прочность на разрушение) уменьшается.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЗРЫВА

Уравнение притока тепла вследствие диссиpации энергии в сходящемся потоке при схлопывании полости с учетом химической реакции 1-го порядка при аррениусовской зависимости константы скорости от температуры, а также с учетом теплообмена со сжатым газом в полости и потерь тепла на контактах слоя с ударником и наковальней записывается в виде

$$\begin{aligned}
 \rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \tau H + \mu H^2 + \rho_0 Q Z (1 - c) \times \\
 \times \exp \left(- \frac{E}{R_g T} \right) - \frac{2\alpha_0}{h} \left(T - T_0 + \frac{\alpha_g}{h} \right) (T_g - T), \\
 \frac{dc}{dt} = Z (1 - c) \exp \left(- \frac{E}{R_g T} \right), \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$T(0) = T_0, \quad c(0) = 0,$$

$$\frac{dT_g}{dt} = (\gamma - 1) T_g \frac{d \ln K}{dt} - \left(\frac{\alpha_g}{(\rho c)_g h} \right) (T_g - T),$$

где Q , E , Z , c_p — термохимические константы ВВ, соответственно теплота взрыва ВВ, энергия активации химической реакции, предэкспоненциальный множитель аррениусовской экспоненты, теплоемкость вязкопластического материала; c — глубина термического разложения; α_0 — коэффициент теплообмена между слоем ВВ и ударником (наковальней), α_g — между газом и полостью; R_g — газовая постоянная. Учитываются также реологические коэффициенты τ и μ (прочность и вязкость вязкопластического материала при терморазупрочнении заряда), зависящие от температуры и давления:

$$\tau = \tau_0 [1 - (T - T_0)/(T_m - T_0 + \beta p(r))]^n,$$

$$\mu = \mu_0 \exp[(-U/R_g)(T_0^{-1} - T^{-1} + \varepsilon p(r))].$$

Здесь T_m — температура плавления ВВ, β — пьезомодуль плавления, U — активационный параметр вязкого течения, ε — пьезокоэффициент вязкости, $0 < n \leq 1$. Замена постоянных коэффициентов τ_0 и μ_0 на переменные не должна вносить существенной ошибки в расчеты температуры, поскольку на каждом шаге численного интегрирования системы (12) вычисляются новые и на данный момент постоянные значения коэффициентов, полученные, в свою очередь, из предыдущих значений. Отметим, что расчеты при постоянных значениях $\tau_0 = 75$ МПа и $\mu_0 = 10$ Па·с приводят к нереально высоким температурам схлопывания $T_k = 10^4 \div 10^5$ К.

Интегрирование (12) выполнялось с ограничением времени счета при $t_k - \delta$ ($\delta = 10^{-12}$ с) и с фиксацией момента взрыва при $c \geq 1$. На рис. 2 показано изменение температуры ВВ T (кривая 4) и газа T_g (5) во время схлопывания полости, а также возникновение взрыва в момент времени $t_e = 19.9895$ мкс. При этом характерное время удара

$t_0 = 500$ мкс $\gg t_k$. Основные параметры потока при инициировании взрыва в ВВ типа октогена ($E = 0.17$ МДж/моль, $\lg(Z) = 15.5$ [с⁻¹], $\rho_0 = 1.9$ кг/дм³, $Q = 5.4$ МДж/кг) приведены в первой строке таблицы.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренный случай сжатия цилиндрической полости, идеализированный при постановке задачи (предположение о несжимаемости твердого вещества, исключение эффекта неустойчивости формы схлопывающейся полости и пр.), тем не менее демонстрирует режим кумуляции — концентрации энергии в малом объеме вещества. Он естественно вписывается в известный ряд проявлений фокусировки объемной плотности энергии в различных по своему характеру процессах [6, 7].

Как видно из (10), вязкость в нашем случае не устраняет кумуляцию, не влияет на режим сходимости радиального потока. Последний зависит от сдвиговой прочности ВВ: из-за сильной (степенной) зависимости p от R/r для всех $a \cong R$ величина $\frac{dp}{dr} \approx 2\tau_0 \left(\frac{1}{h} + \frac{1}{4a} \right)$, а при $a \ll R$ величина $\frac{dp}{dr} \approx 2\tau_0 \left(\frac{1}{h} + \frac{1}{a} \right)$, т. е., пока $a \approx h$, градиент давления в слое остается приблизительно постоянным. Этим объясняется слабое изменение механических параметров схлопывания полости при всех $t < t_k$, и только при $a \ll h$ и далее при $a \rightarrow 0$ начинается их неограниченный рост.

Однако вязкость гораздо сильнее, чем пластичность, влияет на подъем температуры ВВ перед взрывом (согласно (12) $\frac{dT}{dt} \sim \frac{\mu R^4}{r^4}$ и $\frac{dT}{dt} \sim \frac{\tau R^2}{r^2}$ соответственно). В представленном в таблице значениях предвзрывной температуры $T_e = 1292$ К (с момента времени t_e терми-

Параметры схлопывания полости ($a_0 = 1$ мм) и возбуждения взрыва в слое твердого ВВ

t_i , мкс	T_i , К	t_e , мкс	T_e , К	Δt_r , нс	T_g , К	K	p , ГПа	\dot{a} , км/с
19.9875	805	19.9895	1 296	2.0	2 531	1 905	2.083	1.114
19.9875	805	19.9915	1 574	4.0	2 674	2 247	2.468	1.209

Примечание. ВВ — $\rho_0 = 1.9$ кг/дм³, $\tau_0 = 75$ МПа, $\mu_0 = 10$ Па·с, $U = 1$ кДж/моль, $h_0 = 1$ мм. Скорость нагрузки $w = 2$ м/с. T_e , T_i — температура вязкопластического материала перед воспламенением и начала быстрого разложения ВВ в соответствующие моменты времени t_e , t_i , T_g — температура газа в полости.

ческий распад ВВ приобретает взрывной характер) доля пластического разогрева составляет (с точностью до ошибок расчетов) 248 К, тогда как вязкий разогрев составляет 1 056 К. При этом разогрев ВВ путем теплоотдачи от сжатого газа можно не учитывать вследствие его малости.

Расчеты инициирования взрывов при схлопывании полостей радиусом $a_0 = 0.3 \div 3$ мм при $h_0 = 1$ мм, $w = 2$ м/с и оптимальном для достижения максимума температуры значении $\Delta = 1$ мкм показали постоянный или монотонно возрастающий характер изменения параметров процесса. При увеличении a_0 компрессия полостей к моменту взрыва изменяется от 10^2 до 10^4 , давление у стенки полости — от 1.5 до 3 ГПа, скорость схлопывания стенок полости — от 1 до 1.5 км/с. При этом период индукции взрыва Δt_i , отсчитываемый от времени фиксации продукта распада ВВ на уровне $c_i = 10^{-5}$ до времени фиксации взрыва ($c = 1$), составляет $2 \div 5$ нс, температура начала реакции $T_i = 795 \pm 15$ К, предвзрывная температура $T_e = 1300 \pm 70$ К.

Во всех проведенных расчетах неограниченный рост параметров схлопывающихся полостей начинался по прошествии 99 % полного (теоретического) времени их схлопывания. Такая ситуация с параметрами, несмотря на ее катастрофический характер для взрыва, вряд ли может рассматриваться как чрезвычайно опасная для инициирования ВВ в практических ситуациях. Действительно, за время сравнительно медленного роста параметров сумеют сформироваться механизмы противодействия фокусировки потока в виде противодавления сжимаемого газа в полости или потери устойчивости формы схлопывающейся полости, разрушающие кумуляцию в сходящемся потоке [6, 7]. Но в этом, на наш взгляд, как раз и состоит опасность взрыва, поскольку его возникновение уверенно считается невозможным.

Во второй строке таблицы приведены параметры схлопывания газовой полости в слое реакционноспособного ВВ типа октогена, но имеющего теплоту взрывного превращения $Q = 0$. Видно, что все характеристики движения и разогрева этого вещества и октогена несильно отличаются между собой, так что оно полностью разлагается практически за время взрывного распада октогена. Сказанное не относится к последующему фугасному эффекту, связанному исключительно с тепловыделением

при терморазложении ВВ. В вышерассмотренном случае продемонстрирован пример взрывоподобного протекания быстрой химической реакции, инициированной в отсутствие саморазогрева только под влиянием диссипативного нагревания вещества при достаточно сильном механическом воздействии. Взрывоподобные явления ранее экспериментально наблюдались при ударе по образцам галоидвиниловых полимеров и некоторых неорганических окислителей [8, 9]. Реакции этих веществ на удар классифицировались как локальные вспышки без развития взрывного процесса на окружающий материал.

ВЫВОДЫ

- Представлено решение вязкопластической задачи о параметрах схлопывающейся газовой полости в тонком кольцевом слое несжимаемого твердого вещества, помещенного в пресс-форму и нагружаемого смещением поршня с постоянной скоростью.

- Приведенные данные свидетельствуют о возможности смыкания стенок полости в режиме фокусировки (кумуляции энергии) потока, препятствием которой может быть сжимаемость исследуемого материала, противодавление нагретого газа и неустойчивость формы схлопывающейся полости.

- Полученные результаты использованы для приближенного решения задачи об инициировании взрыва в слое твердого ВВ вследствие схлопывания газовой полости при механическом воздействии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Федеральному исследовательскому центру химической физики им. Н. Н. Семёнова РАН (номер госрегистрации 122040500073-4).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

- Григорьев В. Г., Дунин С. З., Сурков В. В. Схлопывание сферической поры в вязкопластическом материале // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. — 1981. — № 1. — С. 99–101.

2. **Хасаинов Б. А., Аттетков А. А., Борисов А. А.** Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 7. — С. 53–129.
3. **Дубовик А. В.** Схлопывание сферической полости в вязкопластичном взрывчатом веществе // Горение и взрыв. — 2011. — № 4. — С. 313–318. — EDN: SLBUYZ.
4. **Андрянкин Э. И., Боболев В. К., Дубовик А. В.** Схлопывание цилиндрической полости в слое жидкости при ударе // ПМТФ. — 1970. — № 6. — С. 98–106.
5. **Ильюшин А. А.** Пластичность. — М.: Гостехиздат, 1948.
6. **Забабахин Е. И., Забабахин И. Е.** Явления неограниченной кумуляции. — М.: Наука, 1988.
7. **Физика высоких плотностей энергии** / под ред. П. Кальдиrolы, Г. Кнопфеля. — М.: Мир, 1974.
8. **Дубовик А. В.** Взрывоподобные химические реакции в твердых веществах, стимулированные механическим ударом // Хим. физика. — 2016. — Т. 35, № 11. — С. 37–43. — DOI: 10.7868/S0207401X16110030. — EDN: WXSPIX.
9. **Дубовик А. В., Матвеев А. А.** Деформационно-тепловой взрыв в реакционно-способном веществе // Горение и взрыв. — 2015. — Т. 8, № 2. — С. 99–104. — EDN: VQZWNR.

Поступила в редакцию 12.04.2023.

После доработки 03.05.2023.

Принята к публикации 23.08.2023.