

УДК 662.215.4

ИНИЦИИРОВАНИЕ ВЗРЫВЧАТЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ВВ ПРИ НИЗКОСКОРОСТНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ И СЛАБЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ ПОСРЕДСТВОМ ФОРМИРОВАНИЯ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ

В. С. Нефёдов

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров, staff.vniief.ru

Центральным вопросом для объяснения вспышек и взрывов взрывчатых веществ (ВВ) при низкоскоростных механических воздействиях с регистрируемыми задержками во времени является вопрос формирования локальных областей высоких температур. На примере октогена показано, что требуемые температуры должны значительно превышать температуру плавления октогена и могут быть получены только за счет работы сил вязкости в жидкой фазе. Но для этого требуются скорости течения ВВ, на несколько порядков превышающие скорости первичных воздействий. Предложен механизм генерации таких скоростей: выдавливание нагретого на сдвиговых деформациях и пластифицированного ВВ из слоя сдвига под действием перепада давления вдоль слоя. Сформулированы условия быстрого разложения ВВ в слое сдвига и условия взрыва окружающего ВВ.

Ключевые слова: низкоскоростные механические воздействия, взрывчатое вещество, задержки вспышки ВВ, сдвиговые течения, вязкость, горение, взрыв, критерий инициирования.

DOI 10.15372/FGV20180509

ВВЕДЕНИЕ

При обращении с изделиями, содержащими взрывчатое вещество (ВВ), время от времени возникают ситуации, связанные с механическими воздействиями на них: падения, удары, прострелы осколками и др. Характерными чертами таких воздействий являются: непредсказуемость последствий при одинаковых, казалось бы, воздействиях (яркий пример — копровые испытания); взрывы происходят с большими временными задержками после воздействия — до миллисекунд; взрывы могут быть детонационными и неполные; иногда ВВ загорается и сгорает без взрыва; исход воздействия сильно зависит от конструктивного оформления сборки с ВВ. Воздействия с такими исходами будем называть низкоскоростными механическими (НСМВ), поскольку указанные особенности проявляются при скоростях соударений до нескольких сотен метров в секунду.

При ударно-волновых воздействиях с массовыми скоростями ≤ 2 км/с, тем более при НСМВ, механизм распада молекул ВВ тепловой, так как для прямого разрыва химических связей нужны массовые скорости $3 \div 6$ км/с

[1]. Осредненный ударно-волновой разогрев ВВ при НСМВ ничтожен — до нескольких градусов, да и при амплитуде ударной волны $2 \div 10$ ГПа он составляет $15 \div 170$ °С (оценки сделаны с использованием уравнения состояния октогена из [2]). Такие температуры к вспышке и взрыву октогена не ведут. Даже при температуре ≈ 350 °С его вспышка происходит с огромной в наших масштабах задержкой — около 1.7 с [3]. Однако в результате НСМВ и сравнительно слабых ($\approx 2 \div 4$ ГПа) ударно-волновых воздействий, несколько превышающих верхнюю границу неустойчивости, взрывы происходят устойчиво. Очевидно, имеет место концентрация энергии в локальных областях (горячих точках). Вывод этот не новый. На необходимость существования горячих точек впервые обратил внимание Ю. Б. Харитон [4]. Идея горячих точек развивалась многими авторами (см. библиографию, например, в [5]). Для НСМВ и слабых ударных волн вопрос поиска эффективного механизма формирования горячих точек стоит особенно остро, ввиду чрезвычайно малых уровней воздействия, ведущих к взрыву.

На основе экспериментальных данных с привлечением теоретических соображений для

воздействия сильных ударных волн получены некие более-менее общие критерии взрыва (например, $p^2\tau \geq \text{const}$, $pu\tau \geq \text{const}$, где p — давление на фронте ударной волны в ВВ, u — массовая скорость, τ — длительность импульса давления [6]). Для ВВ при НСМВ обобщенных критериев взрыва не получено. Для каждой серии экспериментов существуют свои критерии: высота сброса груза в копровых испытаниях, скорость ударника в экспериментах типа теста Стивена и т. д. Они зависят от конструкции сборки с ВВ (толщина навески, наличие прокладки между ударником и ВВ и т. д.), являются «внешними» по отношению к самому ВВ. Объединить их в единый критерий, учитывающий состояние именно ВВ, нельзя без понимания механизма возникновения в ВВ условий для взрыва. В настоящей работе предпринята попытка сформулировать эти условия.

ТРЕБУЕМЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Оценим время задержки вспышки октогена t_3 в зависимости от начальной температуры T_0 , исходя из одностадийной кинетики разложения $\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi B \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$, φ — концентрация ВВ. Параметры кинетики взяты из [3]: $B = 1.58 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $E = 37900 \text{ кал/моль}$ для твердой фазы; $B = 5.01 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$, $E = 52400 \text{ кал/моль}$ для расплава; $B = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $E = 46000 \text{ кал/моль}$ подобрали, исходя из лучшего описания зависимости $t_3(T_0)$ при T_0 , большей температуры плавления $T_{\text{melt}} \approx 553 \text{ К}$ из таблицы из книги [3, с. 64]. Полагали, что за время разложения отток тепла из очага мал. Предположение приемлемо при $t_3 \leq 1 \text{ мс}$ для очагов размером $h \geq 4 \cdot 2 \cdot (\chi t)^{0.5} \approx 0.1 \text{ мм}$, $\chi \approx 0.002 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент температуропроводности. Принимали теплоту взрыва $q_0 = 5.12 \text{ кДж/г}$ и зависимость теплоемкости от температуры $c_p = 0.69 + 2.1 \cdot 10^{-3}T \text{ [Дж/(г} \cdot \text{К)]}$ [3], последнюю также варьировали. Временем задержки считали время разложения 10 % ВВ (оставшееся ВВ выгорает меньше чем за 0.015 мкс, если $T_0 \geq T_{\text{melt}}$).

Результаты таковы. При $T_0 < T_{\text{melt}}$ только на плавление ($\Delta H \approx 200 \text{ Дж/г}$) требуется $\approx 2.6 \text{ с}$. Даже с «быстрой» кинетикой, не описывающей зависимость $t_3(T_0)$, для реализации $t_3 = 1 \text{ мс}$ нужна температура $T_0 \approx 610 \text{ К}$, для $t_3 = 1 \text{ мкс}$ требуется $\approx 730 \text{ К}$. При «средней» кинетике, описывающей зави-

симость $t_3(T_0)$, аналогичные температуры составляют ≈ 735 и $\approx 960 \text{ К}$. Учет остывания (при $t_3 \geq 1 \text{ мс}$) еще увеличивает требуемую температуру.

Вариации параметров кинетики (оценки проведены для «средней» кинетики) и теплоемкости слабо сказываются на требуемых начальных температурах: изменение параметра B вдвое эквивалентно изменению начальной температуры на $\Delta T_0 \approx 16 \text{ К}$; изменение c_p в 3.3 раза эквивалентно $\Delta T_0 \approx 20 \text{ К}$; изменение энергии активации E на 5 % эквивалентно $\Delta T_0 \approx 30 \text{ К}$. То есть уточнение кинетики не принципиально.

Таким образом, для получения требуемых задержек вспышек и, соответственно, взрывов начальная температура очага должна быть значительно, скорее всего на $\approx 180 \div 400 \text{ К}$, больше температуры плавления. В [6, 7], например, в качестве критерия взрыва ТНТ принято превышение температуры ВВ над температурой плавления на 720 К .

МЕХАНИЗМЫ НАГРЕВА

В качестве механизмов концентрации энергии рассматривают нагрев воздуха в порах при сжатии [8], аннигиляцию дислокаций [9], различные виды вязкопластических деформаций (затекание пор, трение, разогрев вблизи вершины трещины, фрагментация, микрокумуляция) [5].

При адиабатическом сжатии воздуха в поре (при НСМВ ударно-волновым нагревом пренебрегаем) до давления p внутренняя энергия воздуха увеличивается как $\varepsilon = \varepsilon_1(p/p_1)^{(\gamma-1)/\gamma}$ и могут генерироваться высокие температуры. Здесь ε_1 — начальный разогрев ВВ, p_1 — начальное давление воздуха, γ — показатель адиабаты сжатия для воздуха. С учетом зависимости теплоемкости от температуры и давления [10] при $p = 0.1 \text{ ГПа}$ температура может достигать $\approx 1100 \text{ К}$, а при $p = 1 \text{ ГПа}$ — $\approx 2200 \text{ К}$, если вначале она составляла 273 К . Тепла, запасенного в воздухе, в принципе, может хватить для зажигания ВВ. Так, при диаметре поры 2.5 мм и давлении $\approx 0.6 \text{ ГПа}$ в расчете произошло воспламенение ВВ. Однако пор с такими размерами не бывает даже в насыпных навесках для копровых испытаний. Более того, если бы работал этот механизм, то наблюдалась бы сильная зависимость давления инициирования от начальной темпера-

туры, так как изменение температуры в начальном состоянии ΔT_1 приводит к изменению конечной температуры $\Delta T \approx (4 \div 8)\Delta T_1$. Поэтому переход, скажем, от $T_1 = +50$ °С к $T_1 = -50$ °С потребовал бы для инициирования увеличения давления примерно в четыре раза. Этого не происходит. Причина в несимметричности сжатой поры с газом, что ведет к увеличению площади контакта воздуха с ВВ, массы прогреваемого воздухом ВВ и, соответственно, к уменьшению температуры ВВ.

При плотности 1.88 г/см³ объем, приходящийся на молекулу октогена, составляет $\approx 0.26 \cdot 10^{-21}$ см³, а линейный размер $\approx 0.64 \cdot 10^{-7}$ см. В результате распада молекулы октогена выделяется $\approx 2.5 \cdot 10^{-18}$ Дж энергии при теплоте взрыва 5.12 кДж/г, теплота сгорания в ≈ 1.8 раза больше [3]. Этой энергии достаточно, чтобы сообщить температуру ≈ 1000 К кластеру из $4 \div 10$ молекул, имеющему размеры $\geq 10^{-7}$ см. Распады идут постоянно, скорость их $\approx 7 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ · см⁻³ при $T = 438$ К и $\approx 4.4 \cdot 10^{17}$ с⁻¹ · см⁻³ при $T = 548$ К. За время 10 мкс, можно сказать мгновенно в масштабах времен задержки вспышки и выравнивания температуры между зонами распада, в мономолекулярном слое происходит соответственно ≈ 46 и $\approx 2.9 \cdot 10^5$ распадов на 1 см². Между тем при $T = 438$ К октоген не загорается, а при $T = 548$ К вспыхивает с задержкой ≈ 12.3 с [3]. Поэтому весьма сомнительно, что очаги от аннигиляции дислокаций с температурой $\approx 10^3$ К и размерами $\approx 10^{-7}$ см [9] могут инициировать вспышку и взрыв ВВ. Для вспышки требуется массивированный распад молекул, т. е. высокие температуры в достаточно протяженных областях.

При вязкопластическом механизме разогрев ВВ обусловлен работой сил прочности и вязкости. Однако прочность ВВ с разогревом уменьшается и заведомо становится пренебрежимо малой при температуре плавления. Размягчаются же и теряют прочность ВВ и взрывчатые составы при заметно меньших температурах. Для сдвиговой прочности вида $Y = Y_0(1 - T/T_c)$, где $T_c < T_{melt}$ (или $Y = Y_0(1 - \varepsilon/\varepsilon_c)$, где ε — тепловая энергия), в реальных задачах температура далеко не достигает значения T_c . В задаче о схлопывании сферической поры с воздухом в момент выравнивания давления воздуха и ВВ тепловая энергия ВВ на поверхности поры определяется выражением $\varepsilon/\varepsilon_c = 1 - (1 - \varepsilon_1/\varepsilon_c)(p_1/p)^{2Y_0/3\rho\gamma\varepsilon_c}$,

где $\gamma = 1.4$, $p_1 = 1$ кг/см², плотность ВВ $\rho = 1.88$ г/см³. Воспользовавшись данными о теплоемкости октогена из [3], получаем $\varepsilon_1 \approx 292$ Дж/г (при $T = 273$ К) и $\varepsilon_c \approx 700$ Дж/г (при $T = T_{melt}$), отсчитывая температуру от нуля. При вариации в пределах $p = 0.1 \div 4$ ГПа и $Y_0 = 50 \div 500$ кг/см² получаем всего $\varepsilon/\varepsilon_c \approx 0.4 \div 0.5$.

Коэффициент трения тоже уменьшается с разогревом, принимая вблизи температуры T_c значения, характерные для смазанного контакта $k_c \leq 0.01$ [10]. Для оценок положим $k = k_0(1 - T/T_c) + k_c$ при $T \leq T_c$ и $k = k_c$ при $T > T_c$. Полагая, что работа сил трения полностью передается в пристеночный слой ВВ толщиной h , теплоемкость c_p и давление постоянны, для температуры при $T \leq T_c$ получаем выражение $T/T_c = \{1 + k_c/k_0 - (1 + k_c/k_0 - T_1/T_c) \exp[-k_0ps/(\rho h c_p T_c)]\}$, где T_1 — начальная температура, s — перемещение. При характерных значениях $k_c \approx 0.01$, $k_0 \approx 0.25$, $h \approx 0.02$ см (порядка размера зерна), $T_1 = 273$ К, $c_p \approx 1.8$ Дж/(г · К), $T_c = T_{melt} \approx 553$ К, $p = 0.2$ ГПа (внедрение стального ударника со скоростью ≈ 50 м/с) и огромном, непременно ведущем к взрыву при НСМВ перемещении $s = 1$ см имеем всего $T/T_c \approx 0.86$. Причем это происходит при пренебрежении теплопроводностью, уменьшающей температуру.

Привлечение закона Клайперона — Клаузиуса положение не спасает. Для октогена увеличение температуры плавления с ростом давления составляет $T_{\Delta p} = T_{melt} \exp[(\Delta V/\Delta H)\Delta p] \approx T_{melt} \exp(0.1\Delta p)$, где Δp — в [ГПа], $\Delta V \approx 0.021$ см³/г, $\Delta H \approx 0.2$ кДж/г [11]. При НСМВ давление составляет несколько десятых гигапаскаля, что повышает температуру плавления незначительно (при $p = 0.2$ ГПа, например, на ≈ 11 К), а разогрев ВВ и того меньше. К тому же, пока не снято давление, разложение идет по «медленной» кинетике и за время воздействия существенно увеличиться температура не может. То есть за счет работы сил прочности температура не может подняться выше температуры размягчения ВВ.

При разрушении на растягивающих напряжениях (при фрагментации) разогрев ВВ происходит за счет пластических деформаций вблизи «носика» трещины ($\leq T_c$), а также за счет нагрева на ударной волне с амплитудой σ_p , равной прочности материала на разрыв, идущей от границы разрушения в глубь материала. Поскольку $\sigma_p \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ ГПа,

то этот нагрев ничтожно мал даже с учетом концентрации энергии. То, что разрушения на растягивающих напряжениях к взрыву не приводят, подтверждено огромным массивом экспериментальных данных (во ВНИИЭФ, например, проведено более 50 000 таких экспериментов без единого взрыва). С другой стороны, замечено, что НСМВ сопровождаются взрывами только тогда, когда имеют место сдвиговые деформации ВВ под давлением. Таким образом, разогрев на сдвиговых деформациях за счет работы сил прочности следует рассматривать как некий спусковой механизм, подготавливающий условия для последующего догрева за счет вязкости, без которого, как видно, не обойтись.

К выводу о важной роли вязкости (внутреннего трения) в инициировании ВВ впервые, видимо, пришел Ю. Б. Харитон [4, 12]. В 1980 г. Б. А. Хасаинов с соавторами и К. Ким показали необходимость учета вязкости в модели формирования «горячих» пятен посредством вязкопластического затекания пор (см. библиографию в обзоре [5]).

Рассмотрим простой сдвиг в вязком слое толщиной h с относительной скоростью границ u_0 . Для стационарного ламинарного течения с прилипанием на границах $u_x = u_0(y/h)$ (координата y направлена перпендикулярно слою). Скорость выделения тепловой энергии

на единицу объема равна $\frac{dQ}{dt} = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} \right)^2 = \frac{\eta}{2} \left(\frac{u_0}{h} \right)^2$, а разогрев при длине сдвига s составляет

$Q = (\eta/2)(u_0/h)^2(s/u_0)$, где η — вязкость. При характерных значениях $s = 2$ мм, $u_0 = 40$ м/с, $h = 0.1$ мм, $\eta < 4$ Пз для жидкого октогена [11] получаем разогрев $Q \leq 1.6$ Дж/см³ ≈ 0.9 Дж/г. Требуется же, как минимум, $\approx 310 \div 540$ Дж/г (нагрев до $610 \div 740$ К). При уменьшении толщины слоя разогрев увеличивается. Однако толщина слоя сдвига, существенно меньшая 0.1 мм, невозможна. Во-первых, она должна быть порядка размера зерен, которые обычно составляют $0.02 \div 0.5$ мм. Во-вторых, в результате случайного разрушения нереально образование протяженных (несколько миллиметров) плоских (для реализации сдвига) слоев толщиной $\ll 0.1$ мм. Наконец, даже в однородной среде при обтекании с рассмотренными параметрами пластины толщина пограничного слоя составля-

ет $(\eta s/u_0 \rho)^{0.5} \approx 0.1$ мм. То есть простой вязкий сдвиг не дает требуемого разогрева, нужны скорости течения, существенно превышающие скорости первичных воздействий.

При сжатии сферической поры скорость границы увеличивается как $u = u_0(r_0/r)^2$, если давление мало (как при НСМВ). Оценим разогрев ВВ, исходя из уравнения энергии $\frac{dQ}{dt} = -\frac{2Y}{\rho r} \frac{dr}{dt} + \frac{12\eta u}{\rho r^2} \frac{dr}{dt}$. Положим, что за счет сдвиговой прочности и вязкости ВВ уже разогрелось до температуры плавления. Поэтому будем учитывать только вязкость, но интегрировать будем от начального радиуса, несколько превышая разогрев. Приняв зависимость вязкости от разогрева в виде $\eta = \eta_0(Q/Q_0)^n$, получаем в момент, близкий к остановке границы поры, $Q = Q_0 \{1 + 4(n+1)\eta_0|u_0|/(Q_0\rho r_0)[(p/p_1)^{1/\gamma} - 1]\}^{1/(n+1)}$. Положив начальную скорость среды $|u_0| = 100$ м/с (при такой же скорости стального ударника октоген надежно взрывается) и $n = 6.5$, $\eta_0 = 0.41$ Па·с, $Q_0 = 3.83 \cdot 10^2$ Дж/г, $\rho = 1.88$ г/см³, $r_0 = 0.1$ мм, $p(u_0) \approx 0.5$ ГПа (обсуждение см. ниже), получаем дополнительный разогрев ВВ на границе поры $\Delta Q_{\max} \approx 0.36Q_0 \approx 139$ Дж/г — меньше, чем требуется для плавления [11]. Поскольку при приближении к равновесию скорость уменьшается, а в гетерогенных ВВ поры несимметричны, разогрев и того меньше.

С уменьшением размера поры разогрев растет, но уменьшается размер нагретой области, особенно с учетом быстрого его спада по мере удаления от границы. Так, в рассмотренном выше примере уже на расстоянии ≈ 0.013 мм от границы разогрев составляет лишь $\approx 0.26\Delta Q_{\max}$. Столь малые очаги не способны вызвать взрыв с нужной задержкой (будет показано ниже). Далее, имеют место следующие экспериментальные факты: 1) в разрушающейся обойме вспышки и взрывы ВВ происходят, а в прочной нет при одинаковых нагрузках в обоих случаях (см., например, [12]); 2) в сохраненных образцах октогена после приводящих к частоте взрывов $20 \div 84$ % копровых и ударно-волновых (≈ 2 ГПа) нагружений под электронным микроскопом не обнаружено видимых следов плавления и разложения [13]. Если бы работал механизм схлопывания пор, следы должны были бы быть.

Не отрицая принципиальной возможности инициирования взрыва от пор, следует признать, что при НСМВ этот механизм не работает.

НАГРЕВ ЗА СЧЕТ ФОРМИРОВАНИЯ ВЯЗКОГО ТЕЧЕНИЯ СТРУЙНОГО ТИПА ПРИ ВЫДАВЛИВАНИИ ВЕЩЕСТВА ИЗ СЛОЯ СДВИГА

Итак, нужно искать механизм формирования относительно высокоскоростных вязких течений при низких скоростях первичных воздействий. Вернее, требуются высокие значения перекрестных производных скорости $\frac{\partial u_i}{\partial x_k}$, поскольку $\frac{dQ}{dt} = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)^2$. Но поперечные размеры течений, как отмечалось выше, не могут неограниченно уменьшаться, и в конечном итоге нужно искать механизм генерации больших скоростей течения при малых скоростях первичных воздействий.

Таковым является механизм выдавливания из слоя сдвига под действием перепада давления предварительно нагретого и пластифицированного из-за трения и сдвиговых деформаций ВВ (рис. 1). Процесс подобен выплескиванию воды с большой скоростью в боковом направлении из-под подошвы при ударе с малой скоростью по мелкой луже.

Для стационарного ламинарного течения с условием прилипания на границах [14]

$$u_s = -\frac{\eta}{2} \frac{dp}{ds} \left[\frac{h^2}{4} - \left(y - \frac{h}{2} \right)^2 \right] = u_{\max} \frac{4}{h_0^2} \left[\frac{h^2}{4} - \left(y - \frac{h}{2} \right)^2 \right].$$

Скорость выделения тепловой энергии на единицу объема определяется выражением

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial u_s}{\partial y} \right)^2 = \frac{\eta}{2} \left(\frac{dp}{ds} \right)^2 \left(y - \frac{h}{2} \right)^2.$$

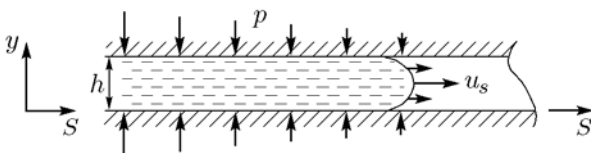


Рис. 1. Схема формирования течения при выдавливании вещества из слоя

Изменение толщины слоя при вытекании вещества $\frac{dh}{dt} = -2u_{\max} \frac{h_0}{3s_0} \left(\frac{h}{h_0} \right)^3$. Длина течения $s_0 \gg h_0$, $(h/h_0)^3 < 1$. Следовательно, $\frac{dh}{dt} \ll u_{\max}$ и предположение о стационарности течения приемлемо, профиль скоростей «подстраивается» к изменению толщины слоя.

Подставляя в уравнение для Q решение уравнения для h , получаем с учетом зависимости вязкости от разогрева выражения для разогрева вблизи стенок канала (разогрев максимален вблизи стенок):

при $\eta = \eta_0 \exp(-\alpha Q)$

$$Q_{\max} = -\frac{1}{\alpha} \ln \left\{ 1 - \frac{5\alpha s_0}{8} \left| \frac{dp}{ds} \right| \ln \left[1 + \frac{h_0^2}{6\eta_0 s_0} \left| \frac{dp}{ds} \right| t \right] \right\}, \quad (1)$$

при $\eta = \eta_0 (Q_0/Q)^n$

$$Q_{\max} = Q_0 \left\{ 1 - \frac{5(n-1)s_0}{8Q_0} \left| \frac{dp}{ds} \right| \ln \left[1 + \frac{h_0}{6\eta_0 s_0} \left| \frac{dp}{ds} \right| t \right] \right\}^{-1/(n-1)}, \quad (2)$$

при $\eta = \eta_0 = \text{const}$

$$Q_{\max} = \frac{5s_0}{8} \left| \frac{dp}{ds} \right| \ln \left[1 + \frac{h_0^2}{6\eta_0 s_0} \left| \frac{dp}{ds} \right| t \right]. \quad (3)$$

Отметим большую чувствительность разогревов по формулам (1) и (2) к малейшим изменениям параметров течения вблизи порога зажигания. Скажем, значение 0.99 второго слагаемого под первым логарифмом в формуле (1) дает разогрев ≈ 120 Дж/г ($\alpha = 2 \cdot 10^{-9}$ см³/эрг), а при увеличении его на $\approx 1\%$ (до 1) разогрев уже стремится к бесконечности. Это объясняет нестабильность исхода испытаний вблизи порога зажигания.

Значения параметров, входящих в выражения для разогрева, неизвестны. Анализ имеющихся данных показывает, что они, скорее всего, имеют характерные значения: $s_0 = 0.1 \div 60$ мм; $h_0 = 0.1 \div 0.5$ мм; $\alpha = 5 \cdot 10^{-10} \div 2 \cdot 10^{-9}$ см³/эрг; $\frac{dp}{ds} = 1 \div 100$ ГПа/см. При $T < T_{\text{melt}}$ для октогена $\eta = 110$ Па·с; при $T \geq T_{\text{melt}}$ $\eta = 3.1 \cdot 10^{-7} \cdot \exp(7800/T)$ Па·с, при $T = T_{\text{melt}}$ $\eta \approx 0.41$ Па·с [11]; $Q_0 = (3.8 \div 7.2) \cdot 10^9$ эрг/см³

Параметры, при которых разогрев по формуле (1) стремится к бесконечности

№ п/п	h_0 , мм	η_0 , Пз	s_0 , мм	α , 10^{-9} $\text{см}^3/\text{эрг}$	$\frac{dp}{dx}$, ГПа/см
1	0.1	4.1	60	2	0.30
2	0.1	4.1	2	2	1.63
3	0.1	4.1	0.1	2	7.30
4	0.1	4.1	2	0.5	3.26
5	0.1	2	2	2	1.02
6	0.1	100	2	2	8.05
7	0.3	4.1	2	2	0.55
8	0.05	4.1	0.1	2	14.60
9	0.05	4.1	0.05	2	29.20

(отсчет от 273 К) соответствует температурам начала движения $200 \div 280$ °С; $n = 6 \div 7$; $t \leq s_0/c_s$, где $c_s \approx 2.7$ км/с [2] — скорость звука в ВВ.

При постоянной вязкости получить подходящие оценки не удается: либо требуются большие давления, нехарактерные для НСМВ, либо нужны нереально большие скорости течения. По формулам же (1) и (2) получаются большие разогревы при приемлемых параметрах (см. таблицу).

Видно, что вычисления в рамках этой модели дают большие разогревы, указывающие на возможность вспышки в условиях различных нагружений: сдвиг под давлением внутри деталей из ВВ, воздействие ударных волн, затекание ВВ в зазоры пресс-форм при прессовании, быстрое снятие давления в процессе распрессовки.

Разогрев по формулам (1) и (2) стремится к бесконечности, когда

$$\left| \frac{dp}{ds} \right| \ln \left[1 + \frac{h_0^2 t}{6\eta_0 s_0} \left| \frac{dp}{ds} \right| \right] \geq \frac{8}{5\alpha s_0} \left[\geq \frac{8Q_0(n-1)^{-1}}{5s_0} \right]. \quad (4)$$

При небольшом отклонении от единицы выражения под логарифмом ($t \leq 100$ мкс) условие (4) упрощается и в интегральной форме принимает вид

$$\int \left(\frac{dp}{ds} \right)^2 dt \geq \frac{48\eta_0}{5\alpha h_0^2}$$

$$\left[\geq \frac{48\eta_0 Q_0(n-1)^{-1}}{5h_0^2} \right]. \quad (5)$$

Эти выражения получены в предположении ламинарности течения в слое. Но вязкость при нагреве уменьшается и предположение может не выполняться. Если исходить из условия ламинарности $Re \leq 7700$ [13], это может произойти при характерных значениях параметров по достижении температуры $T \gtrsim 850$ К. Однако к этому моменту процесс уже запущен, течение сформировано и нарушение ламинарности не успеет существенно сказаться на зажигании ВВ. В этом плане допущение оправданно. Хотя на развитие взрыва может повлиять турбулизация потока, увеличивающая толщину прогретой части течения.

Необходимо отметить, что задачи подобного типа в геометрии копровых испытаний решались в работах [15] и [16]. В [16] не учитывалась зависимость вязкости от разогрева и при характерных параметрах задачи решение дает слишком малый разогрев. Автор работы [15] учел зависимость вязкости от разогрева и в численных решениях получил в тонких пограничных слоях вблизи контактных границ температуру, достаточную для зажигания тэна. Вопросы достаточности этого для взрыва, критерияльные условия вспышки и взрыва в работе не обсуждались. Оба автора рассматривали задачу в осесимметричной постановке. Представляется, однако, что в действительности характер течения должен быть близок к струйному в тех направлениях, по которым производная $\frac{dp}{ds}$ имеет наибольшие значения. Например, вследствие разноплотности навески ВВ в копровых испытаниях.

Рассмотрим теперь задачу о внедрении ударника в ВВ (рис. 2). В этом случае запас вещества в слое сдвига пополняется по мере продвижения ударника. Из условия баланса объема ВВ в предположении «прилипания» на границах течения и отсутствия торможения ударника получаем

$$\frac{dp}{ds} = \frac{6\eta v_0}{h^2 \cos \beta} \left[1 + \frac{3v_0^2 t^2 \sin^2 \beta}{2hv_0 t \sin \beta + h^2} \right], \quad (6)$$

$$Q = \alpha^{-1} \ln \left[1 + \frac{\alpha h^2}{18\eta_0} \int \left(\frac{dp}{ds} \right)^2 dt \right].$$

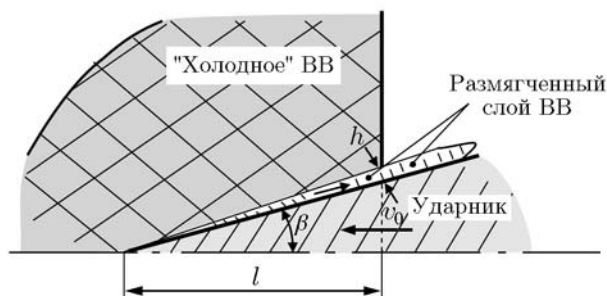


Рис. 2. Схема формирования течения при внедрении ударника в ВВ

При $v_0 = 40$ м/с, $h = 0.1$ мм, $\eta = 10$ Пз, $\alpha = 5 \cdot 10^{-10}$ см³/эрг, $\beta = 60^\circ$ в момент времени 500 мкс «вязкий» разогрев у устья течения составляет ≈ 1.1 кДж/г — этого достаточно для «догрева» от 473 до ≈ 963 К с учетом теплоты плавления. В реальности, скорее всего, что отмечалось выше, осевая симметрия движения будет нарушаться (например, из-за перекоса ударника). Тогда в каком-то секторе будет реализована ситуация, как на рис. 1, с соответствующим разогревом.

Видно, что и в случае сдвига, и в случае внедрения ударника для вспышки нужно, чтобы интеграл $\int \left(\frac{dp}{ds}\right)^2 dt$ превысил некую величину, в которую сомножителем входит комбинация толщины слоя сдвига и параметров вязкости. Чем больше вязкость и чем меньше толщина слоя сдвига, тем большее значение интеграла требуется.

Отметим, что в критерий инициирования сильными ударными волнами Уокера [6] $\int p^2 dt \geq \text{const}$, структурно похожий на наш, входит квадрат только давления. В обоснование своего критерия Уокер вычислял разогрев в вязком течении на границе между ВВ и связующим в комбинации ТНТ + октоген (граница перпендикулярна фронту ударной волны). Принят критерий взрыва для ТНТ $T - T_{melt} \geq 720$ °С. Причем Уокер полагал, что ударная волна входит в ТНТ и октоген с одинаковым давлением, а разница массовых скоростей в этих материалах возникает из-за их разной акустической жесткости, $\Delta u = p/(\rho_1 c_1) - p/(\rho_2 c_2)$ [7]. Это неточность. ВВ всегда нагружает некий материал (сталь, продукты взрыва инициирующего заряда ВВ и т. д.) с некоей скоростью. Массовая же скорость и давление

в компонентах ВВ формируются в результате распада разрывов на их границах с воздействующим материалом. Поэтому при ударе стальной пластиной, формирующей такое же осредненное давление p , различие массовых скоростей в ТНТ и октогене оказывается приблизительно в 7 раз, а разогрев ТНТ — примерно в 50 раз меньше, чем в [7]. О повышении температуры ТНТ на 720 °С и речи быть не может. Тем не менее критерий Уокера работает, и наша модель дает его обоснование.

НАГРЕВ ЗА СЧЕТ ВЯЗКОСТИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

При продвижении ударной волны по гетерогенному ВВ движение охватывает зёрна не одновременно. В зонах контакта зерен возникают слои сдвига под давлением, примерно параллельные направлению движения ударной волны. Под действием перепада давления в волне разрежения, следующей за ударной волной, нагретое на сдвиговых деформациях и размягченное ВВ выдавливается из межзеренного пространства в направлении, противоположном направлению движения ударной волны, и нагревается за счет вязкости. Описанная ситуация аналогична рассмотренной выше. Малые длина и время течения при ударно-волновых воздействиях компенсируются, как видно из таблицы, большими значениями производных давления по направлению течений. Например, при инициировании октогена лавсановым ударником толщиной 0.25 мм [17] вблизи порога инициирования производная составляла $\frac{dp}{ds} \approx 70$ ГПа/см.

При выводе формул (1), (2) не предполагалась гетерогенность структуры ВВ. Поэтому рассмотренный механизм нагрева должен работать и в гомогенных ВВ. Высокие скорости течения могут возникать, например, в пограничном слое при выдавливании ВВ в процессе внедрения ударника либо при взаимодействии возмущений фронта ударной волны.

Если пространственные профили волн разрежения, идущих за ударными волнами, близки $p(t, s) \approx p(t)f(s)$, что имеет место в сериях однотипных экспериментов, то $\int \left(\frac{dp}{ds}\right)^2 dt \approx \left(\frac{df}{ds}\right)^2 \int p(t)^2 dt$, где $\left(\frac{df}{ds}\right)^2 \approx \text{const} = b$. Отсюда условие взрыва $\int p(t)^2 dt \geq$

$\frac{A\eta_0}{\alpha h_0^2 b}$. А это и есть критерий Уокера — он представляет собой частный случай предложенного нами более общего критерия, в основе которого лежит обязательное наличие перепада давления (газодинамической разгрузки) вдоль слоя сдвига. Из того, что критерий Уокера «работает» при большом давлении, следует, что предложенный нами критерий справедлив не только при низком, но и при высоком давлении.

УСЛОВИЯ ВЗРЫВА

До сих пор речь шла о формировании, по сути, условий зажигания и быстрого горения ВВ в слое сдвига. Горение же в слое сдвига еще не означает реализацию полноценного взрыва. Ввиду малости массы ВВ в слое эту вспышку внутри сборки можно даже и не зарегистрировать, если она не инициирует взрыв соседнего «холодного» ВВ. Для этого требуется выполнение еще неких условий.

Разложение ВВ в слое условно можно разделить на медленную и быструю стадии. На медленной стадии характерное время энерговыделения много больше времени газодинамической разгрузки слоя $t_g = h/2c_s$. На этой стадии давление в слое ограничивается газодинамическими разгрузками и составляет $p \sim \Gamma\rho\Delta\varepsilon \sim \Gamma\rho\left|\frac{d\varphi}{dt}\right|q_0t_g$, где Γ — коэффициент Грюнайзена. Это очень маленькие давления. Например, по оценкам с кинетикой из [3] в «адиабатическом» режиме при начальной температуре 773 К выгорание ВВ от $\varphi = 1$ до 0.95 длится ≈ 230 мкс, от $\varphi = 0.95$ до 0.9 — ≈ 3.5 мкс, от $\varphi = 0.9$ до 0.8 — ≈ 0.18 мкс, от $\varphi = 0.8$ до 0.05 — ≈ 3.5 нс. Принимая $\Gamma = 1$, $c_s = 3$ км/с [2], $h = 0.2$ мм, $\rho = 1.88$ г/см³, $q_0 = 5.12$ кДж/г, получаем при выгорании в интервале концентраций от 1 до 0.95, который и определяет в основном задержку вспышки, давление $p \approx 7 \cdot 10^{-5}$ ГПа; при выгорании от $\varphi = 0.95$ до 0.9 — $p \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ГПа; при выгорании от $\varphi = 0.9$ до 0.8 — $p \approx 0.18$ ГПа.

На быстрой же стадии, когда за время, меньшее t_g , выгорает доля ВВ $\Delta\varphi$, в слое генерируется давление $p_0 = \Gamma\rho q_0|\Delta\varphi|$. В «холодное» ВВ идет ударная волна с амплитудой после распада разрыва $p_x = \beta p_0$, где $\beta \approx 0.5 \div 0.7$ (зависит от уравнения состояния). Оно поддерживается в течение времени $\tau = 2t_g$, пока не придет разгрузка с противоположной стороны

очага. Известно, что для инициирования взрыва ВВ требуется тем большее давление $p_{in}(\tau)$, чем меньше длительность его действия τ . Это следует также из (5) и из критерия Уокера. Например, минимальное давление, инициирующее детонацию октогена плотностью 1.63 г/см³ ударом тонких лавсановых пластин [17], при $\tau \leq 0.2$ мкс аппроксимируется зависимостью $p_{in} \approx 1.71 + 0.084/(\tau - 0.00415)$, где p — в [ГПа], τ — в [мкс]. С учетом этого условие инициирования взрыва окружающего слой ВВ (в общем случае — очаг разложения) таково: на кривой разложения $\varphi(t)$ ВВ в очаге должен найтись момент времени t , для которого выполняется условие

$$\beta\Gamma\rho q_0\Delta\varphi(t_g) \geq p_{in}(2t_g), \quad (7)$$

$$\Delta\varphi(t_g) = \varphi(t) - \varphi(t + t_g).$$

Пользуясь соотношением (7) для октогена и составов на его основе, можно оценить минимальную толщину слоя (размеры очага), необходимую для инициирования взрыва. Пусть начальная температура ВВ в слое велика и к стадии быстрого разложения сохранилось практически всё ВВ ($\Delta\varphi = 1$). С учетом того, что октоген расплавился и имеет плотность ≈ 1.65 г/см³ [11], максимальное давление в слое $p_0 \approx 8.4$ ГПа. В соседнее «холодное» ВВ идет ударная волна с давлением на фронте $p_x \approx 5.2$ ГПа ($\beta \approx 0.62$). Для инициирования детонации октогена таким давлением, согласно приведенной зависимости $p_{in}(\tau)$, требуется длительность его действия $\tau \geq 0.028$ мкс. Скорость звука в ВВ слоя по уравнению состояния из [2] оценивается значением $c_s = [c_0^2 + (\Gamma + 1)\Gamma q_0]^{0.5} \approx 4.2$ км/с. Получаем толщину слоя $h \geq 0.12$ мм. Уменьшение коэффициента Грюнайзена (в продуктах разложения, скорее всего, $\Gamma < 1$) ведет к увеличению требуемой толщины слоя. Уменьшение начальной температуры в слое уменьшает долю $\Delta\varphi$ сохранившегося для стадии быстрого разложения ВВ, что также увеличивает требуемую толщину слоя.

Для инициирования режимов взрыва, отличных от нормальной детонации, требуются меньшие давления. Поэтому и размеры очагов, вызывающих такие взрывы, вероятно, несколько меньше. Но несильно, поскольку при инициировании таких режимов малы воздействия, а значит, и начальные температуры и сохраняющаяся к стадии быстрого разложения доля ВВ $\Delta\varphi$. Данных по зависимостям давления $p_{in}(\tau)$,

возбуждающего такие режимы взрывов, в том числе и низкоскоростную детонацию, практически нет.

В случае, когда размеры первичного очага малы и он находится вблизи поверхности ВВ, так что теплопроводность и отток продуктов разложения успевают отводить от него тепло, всё может ограничиться горением. Если же очаг мал, но находится внутри прогретого и потому более чувствительного ВВ, то, в принципе, возможно увеличение очага за счет прогрета до размеров, достаточных для инициирования взрыва окружающего ВВ. Но это уже переход горения во взрыв, связанный с большим временем задержки. Впрочем, переход горения во взрыв не является предметом рассмотрения настоящей работы.

СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 3–6 приведены результаты экспериментов, подтверждающие наличие струйных течений при сдвиговых деформациях, зажигания ВВ в струях, вспышек без взрыва и со взрывом. На рис. 5 отчетливо видны следы горения ВВ в близких к одномерным струях на поверхности ролика в копровом испытании. Данные предоставлены О. Л. Игнатовым, которому автор благодарен за это, а также за плодотворные обсуждения проблемы. Полосы сдвига и горячие струи ВВ при нагружении плоского слоя тэна ударником наблюдал также А. В. Ду-

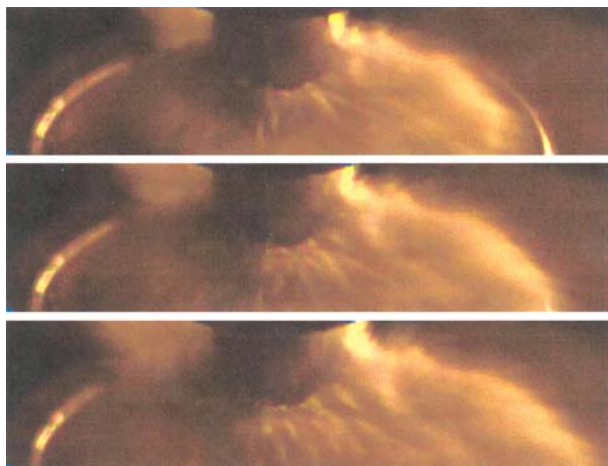


Рис. 3. Кадры видеосъемки копрового испытания, в которых отсутствовало взрывное превращение (октоген без муфты, время между кадрами 50 мкс, высота сброса груза 140 мм)

бовик через стеклянную наковальню [18].

Предложенный механизм формирования слоев (очагов) с высокими температурами согласуется с основными чертами поведения ВВ при НВСМ:

- задержка инициирования горения и взрывчатых превращений — это время достижения стадии быстрого разложения после первоначального нагрева в вязком течении;
- нестабильность инициирования — проявление сильной зависимости разогрева от параметров течения вблизи порога зажигания (формулы (1), (2));

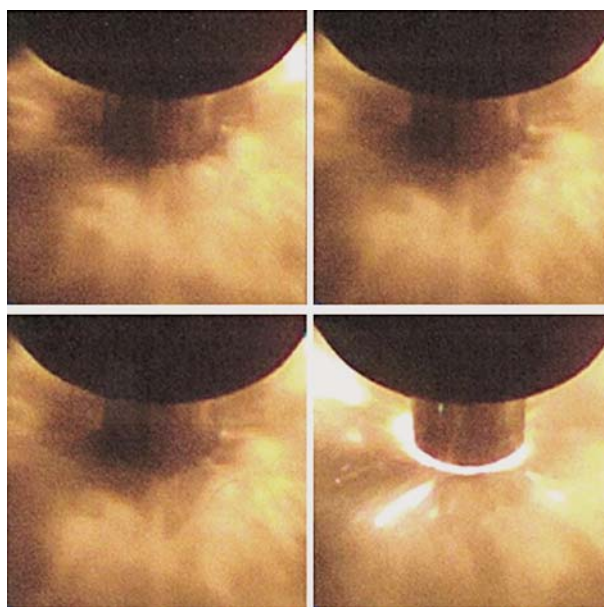


Рис. 4. Кадры видеосъемки копрового испытания с реализацией взрывного превращения (октоген без муфты, время между кадрами 50 мкс, высота сброса груза 140 мм)



Рис. 5. Поверхность роликов после копровых испытаний с взрывными превращениями навесок октогена

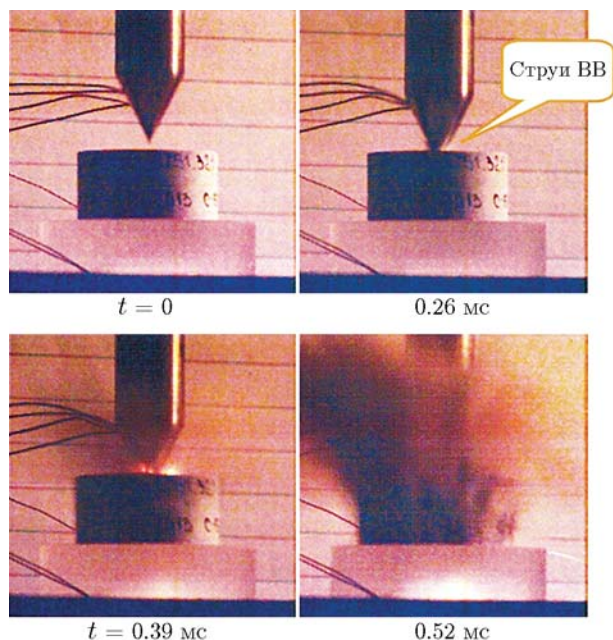


Рис. 6. Кадры видеосъемки внедрения ударника с конусообразным наконечником в образец октогена (наблюдалась вспышка, не приводящая к взрывному превращению)

- поскольку сдвиговые деформации ВВ при одинаковых внешних воздействиях зависят от конструкции сборки с ВВ, очевидна зависимость исходов испытаний от конструкции;
- инициирование ВВ слабыми ударными волнами, взрывы при прессовании деталей из ВВ, загорание ВВ при прострелах происходят в результате формирования сдвиговых течений между зернами, в зазорах и вблизи границы ударника;
- тепловой взрыв — недостаточная для развития детонации толщина слоя сдвига;
- уменьшение чувствительности ВВ при НСМВ с увеличением дисперсности ВВ объясняется тем, что с уменьшением размеров зерен должна уменьшаться толщина слоя сдвига h_0 , а уменьшение h_0 затрудняет зажигание ВВ;
- уменьшение ударно-волновой чувствительности при «сферизации» зерен также находит объяснение — уменьшаются размеры зон сдвига между зернами, время существования вязких течений и нагрев ВВ, значит, требуется увеличить $\frac{dp}{ds}$, т. е. давление p .

В формулы для разогрева не входят специфические характеристики ВВ. Поэтому рассмотренный механизм объясняет зажигание при НСМВ любых пластифицируемых с разо-

гревом и текучих горючих веществ, например, смазки в подшипниках при биениях или горючего при простреле.

ВЫВОДЫ

Ключевым моментом рассмотренной физической модели инициирования вспышки и взрыва ВВ является механизм формирования высоких скоростей течения нагретого и пластифицированного в слое сдвига ВВ за счет выдавливания его из слоя. В то же время заправкой для начала действия этого механизма является сдвиг под давлением с разрушением ВВ в достаточно протяженных областях. Без сдвига с разрушением не будет течения и взрыва. То есть отсутствие сдвиговых деформаций с разрушением ВВ, прочность ВВ на сдвиг выступают мажорантным критерием взрывобезопасности при НСМВ. Очень слабые ударные волны, не вызывающие сдвигового разрушения ВВ в зернах, при межзеренном взаимодействии также не могут инициировать взрыв.

Наличие сдвига под давлением необходимо, но недостаточно для инициирования вспышки и взрыва ВВ. Требуется еще перепад давления в слое сдвига по направлению слоя, а для инициирования взрыва требуются еще и определенные размеры области сдвига (очага разложения ВВ). В работе получены соотношения, связывающие производную давления по направлению слоя сдвига, толщину слоя сдвига, вязкость и время вязкого течения, выполнение (невыполнение) которых требуется для реализации (нереализации) вспышки и взрыва ВВ. Любопытна роль вязкости. С одной стороны, без вязкости невозможно нагреть ВВ до температуры, вызывающей его быстрое разложение. С другой стороны, чем больше вязкость и чем медленнее она уменьшается с разогревом, тем большие воздействия требуются для инициирования вспышки и взрыва (тем меньше чувствительность ВВ).

Формирование первичного очага (начальная температура, размеры) определяется газодинамикой. Кинетика же разложения определяет время разложения ВВ. Но при достаточно больших начальных температурах время разложения становится малым по сравнению с характерными временами газодинамических процессов и вариация параметров кинетики в широких пределах не меняет этого соотношения. С другой стороны, малые изменения параметров воздействия сильно меняют началь-

ную температуру, особенно вблизи порога зажигания. Поэтому в процессе инициирования вспышки и взрыва ВВ главенствующая роль принадлежит все же газодинамике, и в критериальные выражения для вспышки и взрыва ВВ не входят параметры кинетики разложения ВВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Селезнев А. А., Алейников А. Ю., Бригинс И. В. Молекулярно-динамическое моделирование разрушения молекул ВВ при высокоскоростных столкновениях // Хим. физика. — 2008. — Т. 27, № 3. — С. 5–15.
2. Бельский В. М., Ратникова С. Г., Новиков К. П. D–U соотношения и уравнения состояния с предельной плотностью для нереагирующих индивидуальных ВВ (октоген, гексоген, ТЭН, тетрил, ТНТ, нитрометан) // «Экстремальные состояния веществ. Детонация. Ударные волны». XI Харитоновские тематические научные чтения: тр. междунар. конф. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009.
3. Орлова Е. Ю., Орлова Н. А., Жилин В. Ф. и др. Октоген-термостойкое взрывчатое вещество. — М.: Недра, 1975.
4. Харитон Ю. Б. К вопросу детонации от удара: сб. ст. по теории ВВ. — М.: Оборонгиз, 1940. — С. 177–195.
5. Хасанов Б. А., Аттетков А. Б., Борисов А. А. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 7. — С. 53–124.
6. Walker E. H. Critical P^2t value computations for explosives using the shear band initiation model // BRL Memorandum Rep.-3425. — January 1985.
7. Walker E. H. Derivation of the P^2t detonation criterion // 8th Intern. Symp. Detonation. — 1985. — V. 2. — P. 490–495.
8. Bowden F. R., Yoffe A. D. Initiation and growth of explosions in liquids and solids // Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1952.
9. Дубнов Л. В., Сухих В. А., Томашевич И. И. К вопросу о природе локальных микроочагов разложения конденсированных ВВ при механических воздействиях // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 1. — С. 147–149.
10. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. Menikoff R., Sewell T. Constituent Properties of HMX Needed for Meso-Scale Simulations. Los Alamos Nat. Lab. Rep. LA-UR-00-3804-rev.
12. Сухих В. А., Харитон Ю. Б. Возникновение вспышек во взрывчатом веществе при кратковременной деформации // Проблемы химической кинетики, горения и взрывов. Вып. 1. Вопросы теории взрывчатых веществ, кн. первая. — М.: Ин-т хим. физики АН СССР, 1947.
13. Лашков В. Н., Игнатов О. Л., Блинов Д. А. и др. Электронно-микроскопический и рентгеноструктурный анализ состояния кристаллов октогена после ударно-волнового и динамического нагружения // Ударные волны в конденсированных средах: тр. междунар. конф. РФЯЦ-ВНИИЭФ. — Киев, 2012.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. — М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1953.
15. Дубовик А. В. Вязкопластическая модель инициирования твердых ВВ ударом // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 2. — С. 78–86.
16. Guirguis R. H. Ignition due to macroscopic shear // Shock Compression of Condensed Matter. — 1999. — P. 647–650.
17. Бугров В. Г., Кошелев А. Я., Лобанов В. Н. Иницирование октогена ударными нагрузками короткой длительности // Физика горения и взрыва. — Саров, 1999.
18. Дубовик А. В. Тепловая неустойчивость осевой деформации пластического слоя и оценка критических давлений инициирования твердых ВВ при ударе // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 4. — С. 103–109.

Поступила в редакцию 15/I 2018 г.,
в окончательном варианте — 25/IV 2018 г.