

УДК 534.222.2

ДЕСЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ФЛЕГМАТИЗИРОВАННОГО ГЕКСОГЕНА И ОКТОГЕНА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева,
630090 Новосибирск*

Исследовано инициирование детонации последовательностью ударных волн во флегматизированном гексогене и октогене. Если ВВ подвергалось воздействию слабой ударной волны, наблюдался эффект десенсibilизации, заметный по двум особенностям. Во-первых, за второй ударной волной возникла слабая реакция. Во-вторых, увеличение расстояния до детонации составило 100 % для флегматизированного гексогена. Эксперименты с образцами прессованного гексогена показали, что пробег до детонации в предварительно нагруженных ВВ можно оценить, исходя из расстояния, на котором вторая ударная волна догоняет первую слабую волну, и расстояния до детонации, которое ожидается для второй ударной волны, в соответствии с Pop-plot данными.

Явление ударной десенсibilизации гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ) существенно как для понимания основных механизмов, влияющих на их чувствительность [1], так и для практических приложений, например разрушение пород взрывом [2] или инициирование ВВ кумулятивной струей за металлической преградой [3]. Ниже рассматриваются только работы, связанные с поведением мощных высокоплотных ВВ при прохождении по ним последовательных ударных волн (УВ), и не затрагиваются те из них, в которых изучалась десенсibilизация промышленных ВВ, вызванная обычно канальным эффектом [2].

Первые исследования ударной десенсibilизации связаны с регистрацией косвенных проявлений предварительного воздействия слабых УВ. Прежде всего выявлено понижение чувствительности ВВ к ударному инициированию, если оно перед этим подвергалось действию УВ меньшей амплитуды p_0 . Так, в [1] обнаружено, что РВХ-9404, сжатое УВ с $p_0 = 3,9$ ГПа, не детонировало во второй УВ с $p_0 \sim 10$ ГПа. В [4] литой ТНТ предварительно нагружался до 4 ГПа, а затем вторая УВ с $p_0 = 20$ ГПа проходила по нему со скоростью, меньшей, чем скорость стационарной детонации. Иницирование прессованного ТНТ системой из двух или трех УВ различной длительности и амплитуды изучали в [5], где показано, что прохождение слабых ударных волн уменьшает скорость разлета продуктов реакции со свободной поверхности заряда и, следовательно, скорость разложения ТНТ.

Прерывание детонации в предварительно сжатых РВХ-9404 и Comp. В обнаружено в [6], где установлено, что время ударной десенсibilизации, определенное как время, необходимое для прерывания детонации в РВХ-9404, меняется от 5,40 до 0,87 мкс в диапазоне давлений $p_0 = 10 \div 23,7$ ГПа. Подобные эксперименты проводились и в [7]. При исследовании флегматизированного гексогена, тэна + 15 % инертной связки и литого ТГ 40/60 установлено, что все три состава десенсibilизировались слабыми УВ и определен порог десенсibilизации.

Прямое определение параметров реагирующего потока при инициировании несколькими волнами стало заметным шагом вперед для детального исследования ударной десенсibilизации. В [8] для наблюдения за

волновыми профилями использовали электромагнитные датчики массовой скорости. Проведен лагранжев анализ, который, однако, не выделил эффект десенсibilизации, возможно, из-за высокого уровня давления в первой УВ. Применение манганиновых датчиков, размещенных внутри ВВ, для наблюдения за инициированием литого ТГ 50/50 [9], показало, каким образом происходит трансформация профилей давления при переходе от однократного инициирования к последовательному, и выявило значительное увеличение расстояния до детонации при предварительном ударном сжатии.

Эволюция инициирующих УВ в РВХ-9404 и РВХ-9502 рассматривалась в [10] с использованием датчиков массовой скорости, размещенных внутри ВВ. Предварительное нагружение проводилось ступенчатыми плоскими УВ. Волновые профили дали возможность наблюдать эффект десенсibilизации как время задержки роста давления позади второй УВ, увеличение расстояния до детонации и небольшое уменьшение давления в тот момент, когда второй скачок догонял первый. Возможность роста скорости реакции в предварительно сжатом LX-17, которое подвергалось воздействию УВ, отраженной от поверхности инертного материала, изучали в [11]. Для ударных давлений 7–9 ГПа никакой реакции за отраженными УВ не было видно. Только при $p_0 = 9 \div 10$ ГПа позади инициирующей УВ замечено слабое разложение и, тем не менее, отраженные детонационные волны в LX-17 не наблюдались.

Все эти результаты показывают, что чувствительность ВВ сильно понижается после прохождения по нему слабых УВ. Объяснение этого эффекта основывается на концепции горячих точек (ГТ), которая в настоящее время общепризнана при установлении причин инициирования гетерогенных ВВ ударными волнами. Ее развитие выявило следующие возможные механизмы их формирования: адиабатическое сжатие слоя газа, граничащего с ВВ [12]; сферически симметричный вязкопластический поток несжимаемого материала вокруг одиночной поры, разогревающий ее поверхность до температуры воспламенения [13]; нагрев, обусловленный пластической работой в окрестности захлопывающихся полостей [14]; рост температуры из-за деформации сдвига или проскальзывания на поверхностях раздела внутри ВВ [15]; гидродинамический механизм, в котором поверхность полости, расположенная выше по потоку, ускоряется УВ и, сталкиваясь с противоположной стороной полости, вызывает локальное повышение температуры в веществе [16, 17].

Критический анализ некоторых из этих механизмов и условий, при которых тот или иной доминирует, сделан в [18]. Важными параметрами каждого из них оказываются интервалы времени, необходимые для активации и деактивации ГТ. Эксперименты, проводимые при инициировании ВВ последовательными УВ, позволяют сравнивать характерные временные интервалы на профилях давления или массовой скорости с временами релаксации различных режимов и сделать выбор доминирующих механизмов образования ГТ. Данные, полученные в подобных экспериментах, дают необходимую информацию для построения численных моделей инициирования, учитывающих микроструктуру ВВ.

Подробные исследования возбуждения детонации в составах X1 (96 % октогена + 4 % инертной связки), T1 (97 % ТАТВ + 3 % связки) и TX1 (45 % октогена + 52 % ТАТВ + 3 % связки) несколькими УВ проведены в [19, 20]. Численное моделирование, включавшее в себя вязкопластическую модель коллапса пор, показало хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов с учетом десенсibilизации ВВ.

Несмотря на то что некоторые аспекты ударной десенсibilизации уже выяснены, есть ряд вопросов, требующих дальнейших исследований.

Во-первых, существует проблема детального определения полей давления и массовой скорости при нагружении разных ВВ последовательно УВ или волнами сжатия при давлениях, перекрывающих широкий диапазон. Во-вторых, практически отсутствуют работы по лагранжеву анализу реагирующего потока, которые могли бы дать количественное представление об ударной десенсибилизации в виде данных о скорости разложения и выделения энергии. И, в-третьих, есть необходимость анализа моделей образования ГТ с точки зрения эффекта ударной десенсибилизации.

Настоящая работа продолжает исследования [9], и ее цель — изучение поведения прессованных ВВ при их инициировании последовательно неустановившихся УВ и определение расстояния до детонации в предварительно сжатых ВВ — важной характеристики для безопасного обращения с ними.

Экспериментальная техника

В качестве образцов использовались прессованные ВВ: флегматизированные гексоген и октоген. Оба состава содержали 94–95% кристаллического гексогена или октогена и 5–6% парафина. Образцы составлялись из дисков диаметром 51 и толщиной 2–4 мм. Средняя плотность образцов гексогена $\rho = 1,63 \div 1,64 \text{ г/см}^3$, а октогена $1,75 \text{ г/см}^3$.

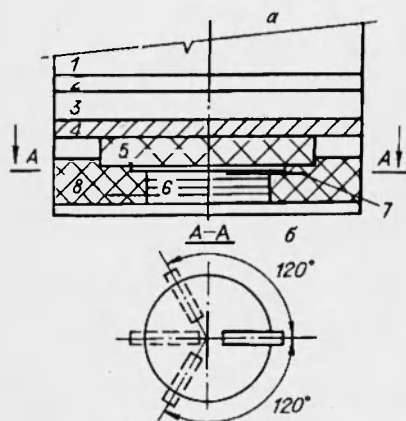


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки (а) и разрез образца А-А (б).

Для получения серии УВ между аттенюатором и образцом помещался диск из пенопласта 5 ($\rho = 0,11 \text{ г/см}^3$) диаметром 80 и толщиной 20 мм.

Профили давления регистрировались датчиками 7. Активный элемент датчика — полоска манганина толщиной 15 мкм, шириной 0,5 и длиной 3–4 мм сопротивлением 0,25–0,3 Ом. Изоляция датчиков выполнялась из фторопласта и ее толщина менялась в зависимости от условий проведения эксперимента от 0,1 до 0,3 мм. Для уменьшения влияния боковой разгрузки и защиты выводов датчика от разрушения образцы заливались эпоксидным компаундом 8 ($\rho \approx 1,64 \text{ г/см}^3$).

При инициировании одной волной первый датчик находился на границе между медным экраном и образцом по оси сборки. Остальные датчики размещались на расстоянии 12 мм от оси. Каждый последующий датчик был повернут на 120° относительно предыдущего. Для датчика в пластине ВВ имелось углубление, в которое он клеивался эпоксидной смолой. Таким образом, ни изоляция, ни эпоксидная смола не перекрывали плоскость раздела между пластинами. В случае инициирования серией волн

Экспериментальная сборка показана на рис. 1. Диаметры генератора плоской волны и бустерного заряда 1, воздушного зазора 2 и аттенюатора 3, 4 равны 120 мм, чтобы обеспечить однородность УВ в образце 6. Бустерный заряд толщиной 80 мм изготовлен из баратола 70/30 или ТНТ. Аттенюатор состоял из преград с сильно различающимся динамическим импедансом: бензин — медь, парафин — медь. Толщина вещества с меньшим динамическим импедансом 3 составляла 20 мм, а с большим 4 — 10 мм. Различные комбинации бустерного заряда и аттенюатора давали нужное давление иницирующей УВ в образцах.

При нагружении одной УВ образец располагался непосредственно за металлической пластиной 4 аттенюатора. Для

датчики располагали иначе: первый и второй на расстоянии 6 мм от оси сборки, третий — 3 мм, а последний прямо на оси (см. рис. 1,б).

В использованных устройствах нагружение осуществлялось импульсами давления со спадающим профилем из-за разгрузки продуктов взрыва в волне Тэйлора. Для определения параметров нагружающих импульсов проводили эксперименты с инертными образцами из фторопласта. Расположение датчиков в них было таким же, как в образцах ВВ. Глубина (лагранжева координата h), на которой находились датчики, отсчитывалась от поверхности входа УВ в образец. Скорость спада давления в однократной УВ при $h = 2,55$ мм составляла $\approx 30\%$ за 3,5 мкс. При нагружении последовательностью волн первая УВ после отражения от мишени ($h = 0$) давала импульс с амплитудой 1,7 ГПа и длительностью до 0,85 мкс. Затем следовали вторая УВ с амплитудой на фронте 5,7 ГПа и третья — с подъемом давления до 6,2 ГПа. Эти скачки давления обусловлены циркуляцией УВ в пенопласте, сжатом между мишенью и медной пластиной. Влияние тыльной волны разрежения приводило к затуханию УВ по мере движения в глубь образца. Подобным образом выглядели и профили при больших h . Анализ профилей в ВВ ограничивали тем временем, когда на данной глубине в инертной мишени еще не проявлялся рост давления, связанный с ускорением пластины 4. Это время изменялось при $h = 0$ и 8 мм от 2,2 до 1,7 мкс.

Иницирование одной волной

Профили, полученные в образце флегматизированного гексогена при $p = 3,1$ ГПа, показаны на рис. 2. После входа УВ в образец давление за фронтом на первом датчике сначала остается практически постоянным и начинает возрастать через время $\tau_d \approx 0,75$ мкс. На втором и третьем профилях увеличение p за фронтом начинается раньше. Это показывает, что разложение начинается уже вскоре после входа УВ в образец, и скорость реакции достаточна, чтобы компенсировать газодинамический спад давления и обеспечить постепенный рост амплитуды

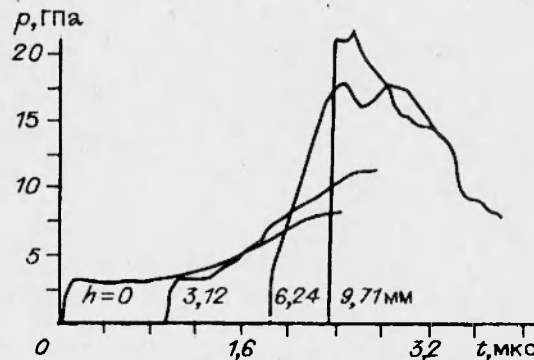


Рис. 2. Профили $p(t)$ при иницировании однократной волной.

на фронте волны p_s , в результате чего на третьем датчике она достигает уже 5 ГПа, а при $h = 9,7$ мм регистрируется сформировавшаяся детонационная волна. По мере увеличения p_0 интенсивное разложение начинается ближе к фронту. Так при $p_0 = 3,8$ ГПа на первом датчике $\tau_d \approx 0,37$ мкс. В результате соответственно уменьшается и расстояние до детонации r_d .

Расстояние до детонации определено в [21] как путь, пройденный волной от плоскости иницирования до плоскости, в которой формируется профиль давления, характерный для детонационной волны. В [22] показано, что эта плоскость — та зона, где наблюдаются максимальные ускорение УВ и скорость изменения всех ее параметров, в том числе и давления на фронте.

Зависимости амплитуды фронта волны как функции расстояния от плоскости иницирования $p_s(h)$ представлены на рис. 3. Они показывают, что при одних и тех же начальных условиях процесс иницирования

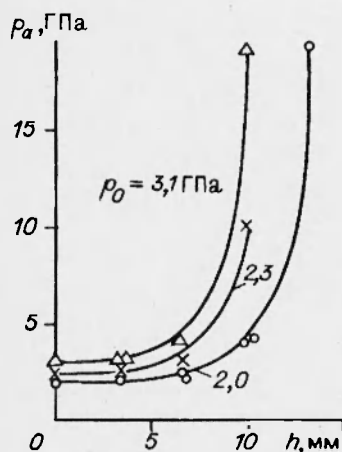


Рис. 3. Зависимость амплитуды фронта инициирующей УВ от расстояния до плоскости инициирования.

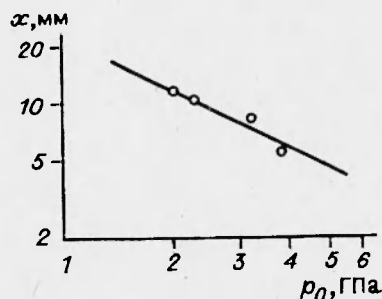


Рис. 4. Зависимость расстояния до детонации от начального давления для гексогена.

хорошо воспроизводится. В связи с отсутствием в доступных источниках данных по зависимости $r_d(p_0)$ для исследуемого состава, ее построили, исходя из полученных зависимостей $p_s(h)$. За p_0 принималась амплитуда на фронте УВ, входящей в образец, а за r_d — средняя величина между координатой, где за фронтом еще регистрировалась волна сжатия, и координатой, в которой волна сжатия уже опрокидывалась и формировалась детонационная волна.

Зависимости $r_d(p_0)$ в определенном диапазоне давлений могут быть аппроксимированы линейной функцией в логарифмических координатах [23]. Обработка опытных данных методом наименьших квадратов дает зависимость (рис. 4)

$$\lg p_0 = 1,37 (\pm 0,05) - 1,0 (\pm 0,1) \lg r_d. \quad (1)$$

Следует подчеркнуть, что она получена при инициировании детонации неустановившимся импульсом давления, поэтому рассчитанные значения r_d , несколько больше, чем для прямоугольного импульса.

Иницирование серий волн

Во время проведения экспериментов с ВВ датчики в различных опытах располагались так, чтобы полностью охватить участок, на котором происходит переход в детонацию. Для объединения профилей из разных опытов проводили их привязку по времени. В качестве опорных выбирались точки, лежавшие в конце участка предварительно сжатого ВВ, остальные наносились на плоскость координата — время в соответствии с их временными интервалами. Диаграмма на рис. 5 показывает на плоскости $h - t$ движение первой и второй УВ в двух опытах. Скорости первого D_1 и второго D_2 ударных скачков, а также скорость УВ D_s после того, как второй скачок догоняет первый, определяли методом наименьших квадратов в линейном приближении. Расчет дал следующие значения: $D_1 = 2,51 \pm 0,14$, $D_2 = 4,05 \pm 0,4$, $D_s = 4,17 \pm 0,06$ км/с.

Объединенные результаты двух опытов показаны на рис. 6. Поведение предварительно сжатого ВВ значительно отличается от поведения ВВ при нагружении его однократной волной, причем, чем больше время предварительного сжатия Δt , тем медленнее развивается реакция в дан-

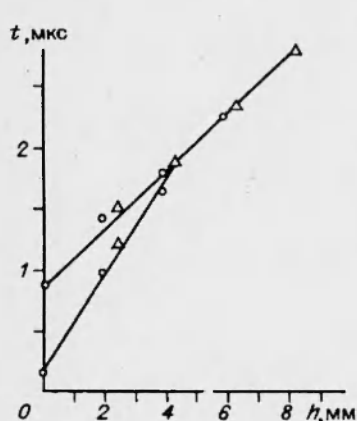


Рис. 5. $h-t$ -Диаграмма движения УВ.

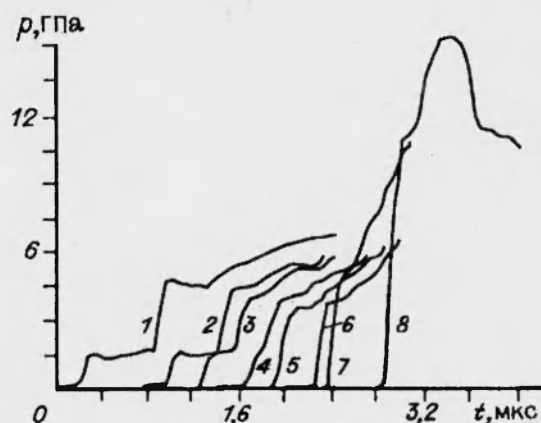


Рис. 6. Профили $p(t)$ для гексогена при инициировании серией волн.

h , мм: 1 — 0, 2 — 1,9, 3 — 2,33, 4 — 3,8, 5 — 4,2, 6 — 5,7, 7 — 6,1, 8 — 8,0.

ном сечении образца. Это хорошо видно на первых двух профилях, где $\Delta t = 0,75$ и $0,45$ мкс. В частности, при $h = 0$ в течение $\approx 0,6$ мкс за фронтом второй волны ВВ ведет себя практически как инертный материал, несмотря на то, что амплитуда равна $4,7$ ГПа, что на $1,6$ ГПа больше, чем на рис. 2. Из-за отсутствия достаточного энергосвободения за фронтом второй волны ее амплитуда падает по мере распространения по предварительно сжатому материалу. После слияния двух УВ на глубине $4,3$ мм ВВ уже не является предварительно сжатым и в дальнейшем инициирование происходит обычным образом. Спад амплитуды фронта второй волны прекращается, и сразу за ним наблюдается быстрый рост давления, что приводит к переходу в детонацию на глубине, несколько больше 8 мм, где был расположен последний датчик.

Профили, полученные при $h = 0$ на образцах фторопласта и гексогена, сопоставлены на рис. 7. Так как ударная адиабата фторопласта [24] $D = 1,865 + 1,712u$ в $p-u$ -плоскости проходит выше, чем для флегматизированного гексогена [25] $D = 2,16 + 1,95u$, то начальная часть профиля в гексогене лежит ниже, чем во фторопласте. Однако в целом первый профиль на гексогене повторяет особенности профиля во фторопласте в течение $\approx 1,5$ мкс, после чего начинается рост, начало которого замаскировано третьим скачком давления. На первой УВ в гексогене часто наблюдается выброс с превышением $\approx 20-25\%$, который уменьшается за $0,1$ мкс до почти постоянного уровня. Обсуждение возможных причин появления этого выброса представлено ниже.

Зависимости амплитуды второй УВ от расстояния, пройденного ею во фторопласте и в гексогене, показаны на рис. 8. Видно, что скорость спада давления в обоих материалах практически совпадает, что свидетельствует об отсутствии заметного энергосвободения за фронтом второй УВ в гексогене. Так как прессованный гексоген менее однороден, то не удивительно, что при очень слабом энергосвободении УВ в нем затухает, дополнительно теряя энергию при взаимодействии с неоднородностями. Отметим интересную особенность распределения давления в диапазоне $h = 1,9 \div 4,2$ мм, т. е. зоне, подвергнутой предварительному сжатию. Несмотря на то, что, начиная со второго профиля, спад давления непосредственно за фронтом второй УВ прекращается и заменяется слабым

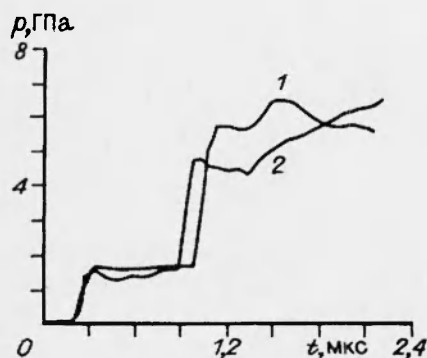


Рис. 7. Профили $p(t)$ для фторопласта (1) и гексогена (2) при $h = 0$.

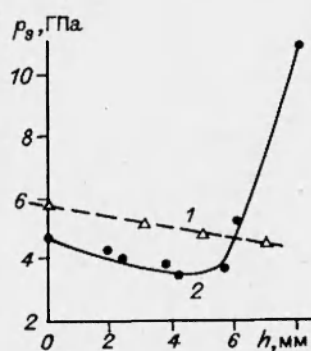


Рис. 8. Зависимость амплитуды второй УВ от расстояния: 1 — фторопласт; 2 — гексоген.

ростом, амплитуда этой волны продолжает падать по мере ее движения в глубь образца.

Чтобы точнее определить расстояние до детонации (r_d^*) при инициировании серий волн, последние точки на рис. 8, характеризующие рост p_s на участке с исходным ВВ, аппроксимированы функцией

$$p_s = 0,33 \exp(0,44x), \quad (2)$$

которая при $p_s = 27$ ГПа (давление Чепмена — Жуге для данного состава [26]) дает $x = 10$ мм, принятое за r_d^* .

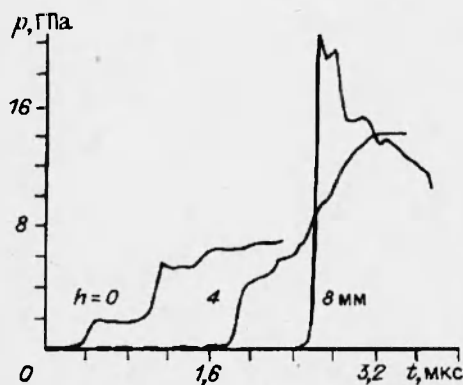


Рис. 9. Профили $p(t)$ для октогена при инициировании серий волн.

является не ударной, а волной сжатия. Поэтому полученная величина — это оценка сверху, и если следовать ей, то $r_d^* \approx 2r_d$, т. е. расстояние до детонации возросло по меньшей мере на 100%.

Отклик прессованного октогена на инициирование серий волн в целом аналогичен гексогену: медленная реакция в предварительно сжатом ВВ, затухание амплитуды отдельных УВ при движении по предварительно сжатому материалу и, наконец, быстрый переход в детонацию в той зоне, где располагался исходный образец.

Результаты одного из экспериментов показаны на рис. 9. На первом профиле можно выделить несколько скачков давления. После каждого из

Сравним эту величину с расстоянием до детонации, полученным по (1) для $p_0 = 4,7$ ГПа, что соответствует амплитуде во второй волне. Эта зависимость дает $r_d = 5$ мм. Для сопоставления расстояний до детонации при однократном и многократном инициировании выбрано именно давление во второй волне, так как определить максимальное давление в третьей волне сложно из-за его роста в результате разложения ВВ и, кроме того, сама она

них имеется спад или плоский участок, что говорит об отсутствии заметной реакции, хотя давление в третьем скачке достигает 6,4, а в четвертом 7 ГПа. Быстрый рост сигнала начинается только через 2,1 мкс, но его нельзя однозначно связывать с протекающей реакцией, поскольку, как отмечалось выше, это время — максимально возможное для анализа. На втором профиле видна сложная волновая структура: произошло слияние двух первых УВ и за ними следует волна сжатия с длительностью $\approx 0,35$ мкс. После этого в течение 0,2 мкс существует область постоянного давления. Она является оставшейся частью третьего ударного скачка, за которым следует вторая волна сжатия. Здесь также, как и в опытах с гексогеном, наблюдается выброс на фронте первой УВ, относительная величина которого несколько меньше и составляет 10–12%.

Обсуждение результатов

Полученные данные показывают, что образцы флегматизированного гексогена и октогена под воздействием слабых УВ десенсибилизируются, в результате значительно увеличивается расстояние до детонации по сравнению с инициированием однократной УВ. В [10] имеются данные, показывающие, что расстояние до детонации в предварительно сжатых ВВ может быть оценено, как

$$L = x_0 + r_d, \quad (3)$$

где x_0 — расстояние, на котором второй скачок догоняет первый; r_d — пробег до детонации при инициировании одной УВ с амплитудой в момент слияния первой и второй волн. В частности, для экспериментов, представленных на рис. 6, $L=10,9$ мм (при этом r_d рассчитывалось из (1) для $p_0=3,6$ ГПа). Определенное выше экспериментально $r_d^*=10$ мм не намного меньше и находится в хорошем соответствии с эмпирическим соотношением (3). Следует заметить, что учет распределения давления за фронтом волны мог бы улучшить это соответствие. Увеличение расстояния до детонации — одна из наиболее заметных особенностей эффекта десенсибилизации и проявляется как на прессованных, так и на литых ВВ [9].

При исследовании десенсибилизации необходимо ответить в первую очередь на два вопроса: какой механизм отвечает за появление ГТ в исследуемом образце и что приводит к их исчезновению при инициировании несколькими УВ. Причины, по которым происходит десенсибилизация гетерогенных ВВ, обсуждались в работах [1, 6, 9, 19]. Их авторы приходят к близким выводам, заключающимся в том, что образующиеся при ударном нагружении ГТ деактивируются, т. е. не становятся центрами возникновения реакции в случае, если УВ разбивается на несколько скачков меньшей амплитуды. В [1] предполагали, что этот эффект может быть объяснен, как деактивация ГТ из-за потери тепла в окружающее их вещество за время, которое проходит между двумя ударными скачками. Характерное время остывания поверхностного слоя поры в результате теплопроводности t_{th} можно оценить, следуя [13]:

$$t_{th} = r^2 c_V \rho / k,$$

где r — радиус поры; k — коэффициент теплопроводности; c_V — удельная теплоемкость; ρ — плотность. Расчет [18] для поры размером 1 мкм дает $t_{th} \approx 10$ мкс, а для больших пор оно, естественно, быстро возрастает. Отсюда следует, что t_{th} много больше максимального интервала времени между первой и второй УВ в наших экспериментах ($\Delta t < 0,85$ мкс), и механизм деактивации ГТ из-за теплопроводности не играет роли в течение рассматриваемого времени.

Другой подход к десенсбилизации предполагает, что если образец ВВ подвергается воздействию одного или нескольких ударных скачков с $p_s > 2Y/3$ (Y — предел текучести исходного материала), это приводит к пластической или вязкопластической деформации, постепенному сжатию материала и ликвидирует существующие в нем неоднородности, в частности, многочисленные поры различного размера [14]. Таким образом, ВВ становится более однородным, и при движении по нему УВ большей амплитуды порог инициирования возрастает вместе с расстоянием до детонации.

Анализ, проведенный в [18], показывает, что параметр, определяющий какой из механизмов (вязкий или невязкий) доминирует, имеет вид

$$N_3 = \frac{\eta \sqrt{p/Y}}{Y\tau},$$

где η — вязкость; p — приложенное давление; Y — невязкий предел прочности; τ — время нарастания давления. В случае $N_3 \gg 1$ доминирует вязкий механизм. Если принять, что образец с $Y \approx 0,1$ ГПа инициируется УВ с амплитудой 1,5 ГПа и $\tau \leq 0,1$ мкс, то даже при $\eta = 50$ Па·с $N_3 = 20$. Следовательно, сжатие практически всегда идет в вязкопластическом режиме.

Согласно [13], характерное время захлопывания поры τ_η больше времени, за которое УВ проходит через нее, и может быть вычислено по формуле

$$\tau_\eta \approx \frac{4\eta}{p_s - 2Y/3}. \quad (4)$$

Необходимо заметить, что τ_η зависит только от вязкости и ударного давления, но не зависит от размера поры.

Эксперименты, проведенные в данной работе, показывают, что влияние предварительного сжатия заметно даже при очень малой длительности первой волны. Так, при $\Delta t = 0,25$ мкс (см. рис. 6, $h_4 = 3,8$ мм) амплитуда фронта на следующем профиле продолжает уменьшаться, и это дает основание считать, что десенсбилизация происходит за столь короткое время. В [19] выделено десенсбилизующее влияние волны с амплитудой 0,5 ГПа и длительностью 0,1 мкс. Это значит, что при таких условиях значительное число ГТ было ликвидировано.

Эти предположения подтверждаются данными [13, 20], где численно моделировался разогрев пор в ВВ за фронтом УВ. Согласно результатам [13, 20], чем меньше амплитуда волны, тем больше должна быть величина пор для возбуждения самоподдерживающейся реакции. При уменьшении начального размера пор падает скорость роста температуры их поверхности и увеличивается время задержки воспламенения. Кроме того, очень мелкие поры не вносят вклад в инициирование, так как они меньше минимально необходимого размера очага для теплового взрыва.

Как уже отмечалось, представляет интерес определение характерных временных интервалов для процессов активации и деактивации ГТ. Некоторые из этих оценок могут быть получены из профилей давления.

Рассмотрим процесс предварительного нагружения между моментами прибытия первого и второго ударных скачков в данное сечение образца, как результат захлопывания пор в вязкопластическом режиме в соответствии с моделью [13]. Амплитуда первого скачка p_1 , превосходит $2Y/3$, и поры начинают захлопываться, но температура их поверхности недостаточна, чтобы зажечь вещество вокруг них, поэтому за первым скачком не возникает поверхностной волны горения в окрестности пор. Вместо увеличения давления из-за появления продуктов горения за ударным скач-

ком наблюдается небольшой спад как результат релаксации твердой фазы внутрь объема поры. Длительность выброса, измеренная от начала фронта УВ до постоянного уровня давления, оценивается как $\tau_0 \approx 0,25$ мкс. Подобный эффект наблюдался в [27] на тэне высокой плотности в диапазоне давлений 1–2,5 ГПа. Относительная амплитуда выброса на гексогене заметно выше, чем на октогене, очевидно, из-за большей пористости образцов гексогена.

Таким образом, можно выделить две характерные особенности действия первичной УВ: захлопывание определенного числа пор и отсутствие зажигания и поверхностного горения пор. В результате этого для второй волны уменьшается число потенциально возможных ГТ и происходит десенсибилизация. Время, которое требуется для того, чтобы произошла десенсибилизация τ_d , можно оценить, как время, необходимое для захлопывания пор при данном давлении: $\tau_d \sim \tau_\eta(p_{1s})$. Для расчета этой величины нужно знать зависимость вязкости от давления, однако в литературе недостаточно данных, касающихся определения вязкости ударно-сжатых ВВ. Даже один из наиболее прямых методов измерения вязкости ударно-сжатых диэлектриков, основанный на магнитоэлектрической записи скорости цилиндрических проводников за ударным фронтом, дает большой разброс экспериментальных результатов [28, 29]. Прямые измерения вязкости ударно-сжатых ВВ могли бы прояснить этот вопрос.

Для $p_{1s} = 1,5$ ГПа и $\eta = 20 \div 500$ Па·с $t_d = 0,05 \div 1,3$ мкс. Эта оценка согласуется с коротким временем десенсибилизации и длительностью выброса $\tau_0 \approx 0,25$ мкс на первой УВ, которые наблюдались в экспериментах, а также с временем десенсибилизации, полученным в модели [20].

Основной вывод настоящей статьи состоит в том, что эффект десенсибилизации в прессованном ВВ проявляет себя в наблюдаемой слабой реакции разложения за второй УВ и увеличении расстояния до детонации, например до 100 % для флегматизированного гексогена.

Эксперименты показывают, что для оценки расстояния до детонации можно пользоваться ранее определенным эмпирическим правилом. Короткое время десенсибилизации, наблюдаемое в экспериментах, качественно согласуется с оценками, проведенными по модели [13], которые, несмотря на неопределенность величины вязкости, дают для времени захлопывания пор диапазон от 0,05 до 1,3 мкс.

Работа выполнена при поддержке Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (США).

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell A. W., Davis W. C. et al. Shock initiation of solid explosives // Phys. Fluids. 1961. V. 4, N 4. P. 511–521.
2. Юхансон К., Персон П. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.
3. Chick M. C., Hatt D. J. The mechanism of initiation of Composition B by a metal jet // Proc. Int. Seventh Symp. on Detonation, Annapolis, 1981. Maryland: 1981. P. 352–361.
4. Таржанов В. И. Скорость детонации ударно-сжатого литого тротила // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 6. С. 924–930.
5. Boyle V. M., Pilarsky D. L. Shock ignition sensitivity of multiply-shocked pressed TNT // Proc. Int. Seventh Symp. on Detonation, Annapolis, 1981. Maryland: 1981. P. 906–913.
6. Campbell A. W., Travis J. R. The shock desensitization of PBX-9404 and Composition B-3 // Proc. Int. Eighth Symp. on Detonation, Albuquerque, 1985. New Mexico, 1985. P. 1057–1068.
7. Кобылкин И. Ф., Носенко Н. И., Соловьев В. С. Экспериментальное исследование изменения ударно-волновой чувствительности зарядов ВВ при

- предварительном нагружении их слабыми ударными волнами // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 6. С. 70–73.
8. **Vorthman J., Wackerle J.** Multiple-wave effects on explosives decomposition rates // Proc. of the American Phys. Soc. Topical Conference on Shock Waves in Condensed Matter, Santa Fe, July 1983. Amsterdam: North-Holland, 1984. P. 613–616.
 9. **Бордзиловский С. А., Караханов С. М.** Влияние скорости нагружения на длину преддетонационного участка в ТГ 50/50 // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 6. С. 109–113.
 10. **Mulford R. N., Sheffield S. A., Alcon R. A.** Initiation of preshocked high explosives PBX-9404, PBX-9502 and PBX-9501 monitored with in-material magnetic gauging // The Tenth Int. Symp. on Detonation, Boston, 1993: Paper Summaries. P. 415–420.
 11. **Tarver C. M., Cook T. M. et al.** Multiple shock initiation of LX-17 // Ibid. P. 439–440.
 12. **Starkenberг J.** Ignition of solid high explosive by the rapid compression of an adjacent gas layer // Proc. Int. Seventh Symp. on Detonation, Annapolis, 1981. Maryland: 1981. P. 3–16.
 13. **Khasainov B. A., Borisov A. A. et al.** Two-phase visco-plastic model of shock initiation of detonation in high density pressed explosives // Ibid. P. 435–447.
 14. **Carrol M. M., Holt A. C.** Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 4. P. 1626–1635.
 15. **Frey R. B.** The initiation of explosive charges by rapid shear // Proc. Int. Seventh Symp. on Detonation, Annapolis, 1981. Maryland: 1981. P. 36–42.
 16. **Mader Ch. L., Kershner J. D.** The three-dimensional hydrodynamic hot-spot model // Proc. Int. Eighth Symp. on Detonation, Albuquerque, 1985. New Mexico, 1985. P. 42–51.
 17. **Taylor P. A.** The effects of material microstructure on the shock sensitivity of porous granular explosives // Ibid. P. 26–34.
 18. **Frey R. B.** Cavity collapse in energetic materials // Ibid. P. 68–80.
 19. **Plotard J. P., Belmas R. et al.** Effect of preshock on the initiation of HMX, TATB and HMX/TATB compositions // The Tenth Int. Symp. on Detonation, Boston, 1993: Paper Summaries. P. 182–183.
 20. **Belmas R., Plotard J. P., Bianchi C.** A physical model of shock-to-detonation transition in heterogeneous explosives // Ibid. P. 371–373.
 21. **Price D.** Shock sensitivity, a property of many aspects // Proc. Fifth Int. Symp. on Detonation, Pasadena, 1970: Virginia, 1970. P. 207–217.
 22. **Лобанов В. Ф.** Динамика основных параметров инициирующей волны // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 6. С. 113–118.
 23. **LLNL Explosives Handbook** / Ed. by B.M. Dobratz. Livermore: Univ. Calif., 1981.
 24. **Compendium of shock wave data** / Ed. by M. van Thiel. Livermore: Univ. Calif., 1977. V. 3.
 25. **Уткин А. В., Канель Г. И., Фортов В. Е.** Эмпирическая макрокинетика разложения флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 5. С. 115–122.
 26. **Альтшулер Л. В., Доронин Г. С., Жученко В. С.** Режимы детонации и параметры Жуге конденсированных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 84–103.
 27. **Wackerle J., Johnson J. O., Halleck P. M.** Shock initiation of high-density PETN // Proc. Sixth Int. Symp. on Detonation. San Diego, 1976: Virginia, 1976. P. 20–28.
 28. **Альтшулер Л. В., Канель Г. И., Чекин Б. С.** Новые измерения вязкости воды за фронтом ударных волн // Журн. эксперим. и теор. физики. 1977. Т. 72, № 2. С. 663–666.
 29. **Ким Г. Х.** Измерение вязкости ударно-сжатой воды // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1984. № 5. С. 44–48.