

УДК 662.215.4, 621.384.6

РЕГИСТРАЦИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГЛУБИНЕ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИМ И ЭЛЕКТРОКОНТАКТНЫМ МЕТОДАМИ

А. Р. Ахметов¹, В. Г. Полеев¹, О. А. Никитин¹, А. А. Каргин¹,
С. М. Ульянов¹, М. Ю. Столбиков¹, А. С. Лобачев¹, Р. В. Протас¹,
Д. А. Старостенко²

¹РФЯЦ, ВНИИ технической физики им. акад. Е. И. Забабахина, 456770 Снежинск, vniitf@vniitf.ru

²Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты экспериментов по нагружению ударной волной плоских образцов пластифицированного октогена. Проводилась регистрация рентгенографической методикой с применением системы запуска рентгена от датчика, реагирующего на возникновение детонации в образце. Определялись время и место возникновения детонации и влияние на эти параметры начальной плотности образца. Экспериментальные результаты воспроизводились в конечно-элементных расчетах. Получена зависимость параметров расчетной модели от начальной плотности образца.

Ключевые слова: пластифицированный октоген, переходный режим взрыва, кинетика Тарвера, рентгенография зарождения детонации.

DOI 10.15372/FGV20220111

ВВЕДЕНИЕ

Обязательным этапом разработки взрывоопасных изделий является оценка предельных нагрузок, приводящих к появлению факторов опасности. 90 % аварий с боеприпасами, содержащими октоген, заканчиваются взрывом деталей из взрывчатого вещества (ВВ) в низкоскоростном режиме (переходном, квазистационарном или затухающем). С практической точки зрения важно прогнозировать энергетику взрыва при аварийном воздействии и определять, есть ли переход в детонацию в какой-либо части ВВ. Это касается и задач обезвреживания взрывных устройств.

Исследования реакции пластифицированных составов на основе октогена на ударное воздействие ведутся во многих странах (США [1–3], Франция [4], Китай [5], Россия [6]). Их актуальность продиктована, с одной стороны, распространенностью данных составов, с другой — сложностью и многогранностью процессов, развивающихся в материале при слабом инициирующем воздействии.

Предпринимаются попытки создания мо-

делей поведения материала, в которых учитывались бы химическая кинетика разложения, образование трещин, полос сдвиговой деформации, отслоение зерен, формирование горячих точек, конвективное горение, распространение горячих продуктов взрыва по образующимся зазорам [3, 7]. Однако эти модели часто носят упрощенный феноменологический характер. Для расширения диапазона применимости модель необходимо каждый раз калибровать, добавлять в нее новые компоненты. А для этого, в свою очередь, необходимо проведение специальных экспериментов.

В настоящее время авторами проводятся расчетные работы по калибровке одной из моделей низкоскоростного взрыва ВВ на основе октогена. Модель является развитием дефлаграционно-детонационной модели Тарвера [8]. Предварительные результаты свидетельствуют о перспективности модели, позволяющей удовлетворительно описывать, например, различные эксперименты с цилиндрическими образцами ВВ в корпусах и без них при воздействии инициирующего давления в диапазоне 1 ÷ 100 кбар [9]. Для более точных результатов требуется калибровка.

Давно замечено, что, если повторить эксперимент с низкоскоростным взрывом в одной

© Ахметов А. Р., Полеев В. Г., Никитин О. А., Каргин А. А., Ульянов С. М., Столбиков М. Ю., Лобачев А. С., Протас Р. В., Старостенко Д. А., 2022.

и той же постановке, результат может оказаться отличающимся от предыдущего. Сама по себе физика процесса определяет его неустойчивость при малом изменении начальных параметров. То есть два образца, изготовленные по одной технологии и работающие стабильно в штатном режиме, могут отличаться своей реакцией на низкоинтенсивное воздействие. Отличие может быть обусловлено факторами, которые невозможно отследить: случайностью распределения пор, размеров кристаллов, других неоднородностей в структуре ВВ. Однако заметно также и влияние факторов на макроуровне. К таковым относятся начальные температура и плотность ВВ.

Дело в том, что ключевыми параметрами, влияющими на зарождение и развитие взрывного превращения, являются размеры и плотность пор, которые при прохождении ударной волны (УВ) инициируются в горячие точки [2]. Критическая температура зажигания горячих точек растет при уменьшении их размеров [10]. Поэтому для инициирования маленьких пор требуется более интенсивная УВ. И именно этим определяется зависимость плотности горячих точек от интенсивности УВ.

Плотность прессованного состава определяется суммарным объемом пор в нем. При этом сама технология изготовления ВВ допускает некоторое отклонение плотности, в том числе разноплотность по объему одной детали.

В рамках работ по созданию и верификации расчетных моделей кинетики низкоскоростного взрыва возникает необходимость определить степень влияния начальной плотности ВВ на кинетику и выразить его в виде зависимостей параметров используемой расчетной модели от начальной плотности образца.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

На ранних этапах для регистрации отклика ВВ на низкоскоростное нагружение применялись в основном методы с использованием электроконтактных датчиков (ЭД) и регистрировались уже последствия взрыва — разлет корпуса или движение метаемой пластины. Для изучения же самой реакции ВВ целесообразно каким-либо образом наблюдать картину в самом его объеме. В частности, желательно зафиксировать, как, где и когда происходит переход в детонацию. Для экспериментов данной серии выбрана модель плоской геометрии,

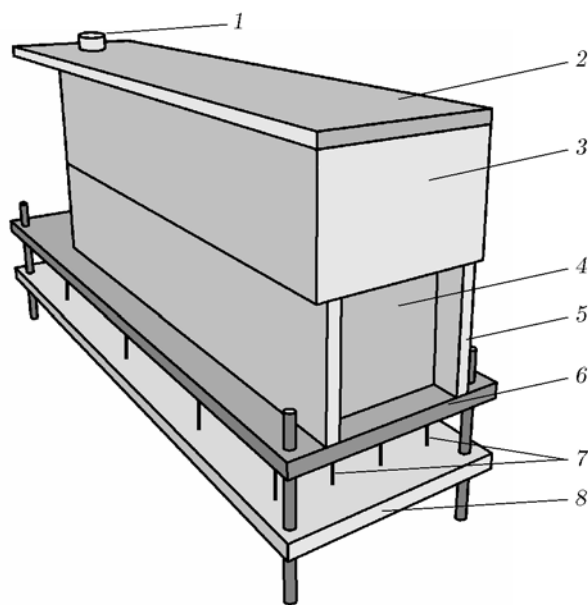


Рис. 1. Схема экспериментальной модели для регистрации возбуждения детонации:

1 — инициирование скользящей детонации, 2 — активный заряд ВВ, 3 — ослабитель УВ (оргстекло), 4 — образец ВВ (пластифицированный октоген), 5 — боковой подпор (оргстекло), 6 — метаемая пластина, 7 — электроконтактные датчики, 8 — пластина с датчиками

предусматривающая рентгенографическую регистрацию ударно-волновой картины в объеме ВВ (рис. 1).

Исследуемый образец ВВ (пластифицированный октоген) имел сечение 50×50 мм и длину 250 мм, а ослабитель УВ (оргстекло) обеспечивал начальное нагружение образца амплитудой ≈ 20 кбар. Плотность образца ВВ варьировалась во всем диапазоне, допустимом технологией изготовления.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА

В качестве источника рентгеновского излучения использовались установки ИГУР-3.5 [11] и ЛИУ-2 [12]. Установки располагались внутри защитного сооружения.

Схема постановки эксперимента представлена на рис. 2. В качестве регистратора использовался пакет из нескольких фотолуминесцентных экранов с запоминанием [13], помещаемых во взрывозащитную кассету.

Особенность преддетонационных режимов взрывного превращения заключается в большом разбросе времени индукции. Даже при одной и той же плотности образца переход в де-

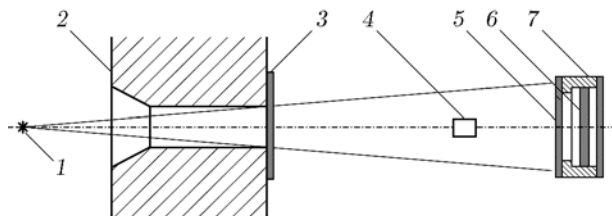


Рис. 2. Схема постановки эксперимента:

1 — источник излучения, 2 — броня защитного сооружения, 3 — защита амбразуры, 4 — экспериментальная модель, 5 — защита кассеты, 6 — фотолюминесцентный экран с запоминанием, 7 — взрывозащитная кассета

тонацию в идентичных условиях может происходить с разбросом до 10 мкс. При изменении плотности это значение становится еще больше. Таким образом, если проводить рентгеновскую регистрацию в заранее заданный момент времени, то окажется, что в каком-то опыте детонация еще не возникла, а в каком-то — образец уже весь прореагировал и рентгенограмма будет неинформативной. Необходимо обеспечить запуск рентгеновской установки при возникновении детонации. По этой причине на ЛИУ-2 был предложен и реализован ждущий режим работы с запуском от внешнего сигнала [14]. Внешний сигнал поступает от запускающих датчиков. Все запускающие датчики равномерно распределены вдоль всей сборки на нижней пластине и соединены параллельно. Это повышает надежность и своевременное их замыкание метаемой пластиной (см. рис. 1) при возникновении детонации на любой глубине ВВ.

Упрощенная блок-схема ждущего режима с запуском от внешнего сигнала представлена на рис. 3. Схема работает следующим образом. Сигнал с системы управления и контроля ЛИУ-2 поступает на генератор подрыва и инициирует подрыв активного заряда. Спустя некоторое время ($\approx 40 \div 50$ мкс) в исследуемом образце возникает детонация. Выходя на нижнюю поверхность образца, она разгоняет метаемую

пластину, которая замыкает запускающий датчик. Сигнал, сформированный при замыкании датчика, поступает в систему генерирования γ -излучения ЛИУ-2 [15].

Таким образом, время запуска системы генерирования γ -излучения связано с задержкой возникновения детонационной волны в исследуемом объекте. Это позволяет регистрировать ударно-волновую картину через несколько микросекунд после возникновения детонации.

ЭЛЕКТРОКОНТАКТНАЯ МЕТОДИКА

Для получения дополнительных данных и проверки достоверности результатов применена электроконтактная методика с использованием игольчатых и ионизационных ЭД. Игольчатые ЭД расположены там же, где и запускающие датчики, — на пластине для ЭД (см. рис. 1) с зазором 5 и 10 мм от метаемой пластины. Ионизационные ЭД расположены в отверстиях метаемой пластины в один ряд вдоль длинной стороны модели и прижаты срезом к нижней поверхности ВВ.

Игольчатые и ионизационные ЭД обеспечивают многоканальную регистрацию отсчетов времени между сигналом, запускающим систему подрыва, и моментами замыкания этих датчиков. Ионизационные датчики фиксируют выход детонационного фронта на нижнюю поверхность образца, а игольчатые (на двух базах) — динамику движения метаемой пластины. Регистрация временных задержек с датчиков осуществляется на специализированном аппаратном комплексе преобразования информации.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В данной статье описаны три характерных эксперимента. На рис. 4, а представлена рентгенограмма статического состояния модели.

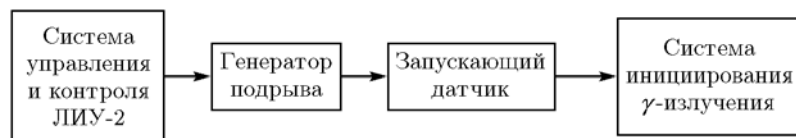


Рис. 3. Блок-схема ждущего режима с внешним запуском

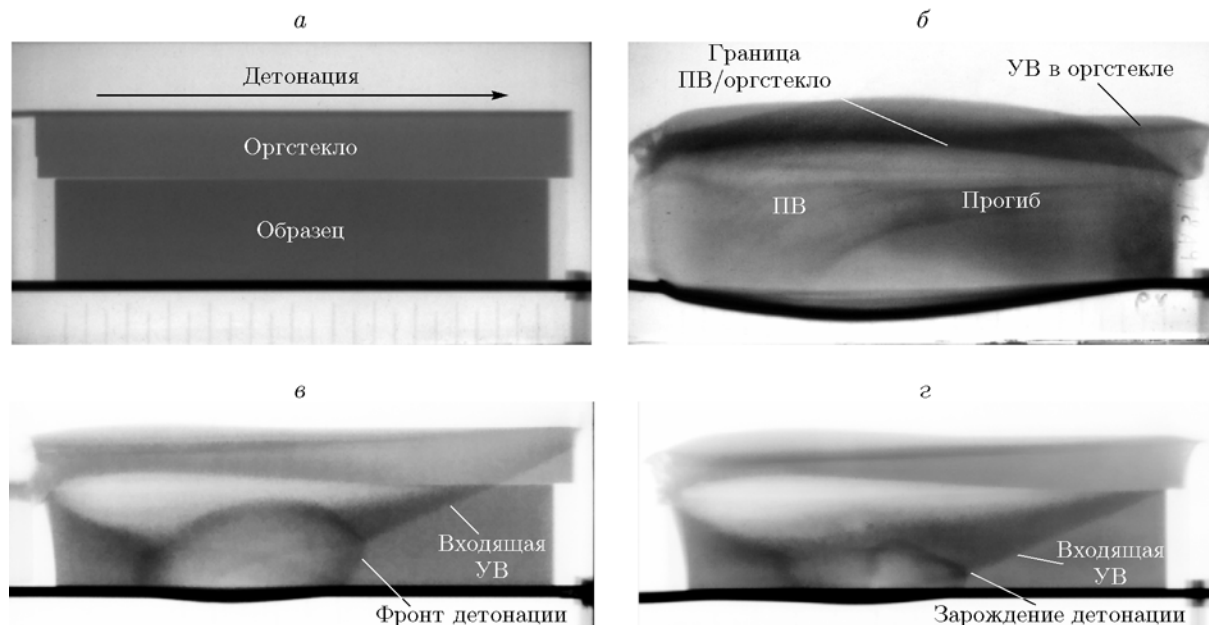


Рис. 4. Рентгенограммы проведенных экспериментов:

а — статический снимок; *б* — опыт 1, $t = 55$ мкс, раннее зарождение детонации, поздняя регистрация; *в* — опыт 2, $t = 46$ мкс, раннее зарождение детонации; *г* — опыт 3, $t = 50$ мкс, зарождение детонации при отражении УВ от нижней пластины

Опыт 1 (рис. 4,б) проводился до применения ждущего режима с запуском генерации γ -излучения от внешнего сигнала (датчика), поэтому зарегистрирована картина поздней фазы процесса на 55-й микросекунде, когда образец полностью продетонировал. На рентгенограмме видны прогиб метающей пластины и оргстекла и наличие разгруженной области продуктов взрыва (ПВ).

Остальные опыты проводились с запуском системы генерирования γ -излучения от внешнего сигнала с датчика при возникновении детонации. В опыте 2 (рис. 4,в) переход в детонацию произошел на фронте входящей УВ внутри объема образца. На снимке видно, как сферический фронт уходит вперед от входящей УВ. В опыте 3 (рис. 4,г) переход в детонацию произошел примерно в области отражения входящей УВ от тыльной стороны пластины. Также наблюдалось распространение фронтов как вперед, так и в обратную сторону.

На рис. 5,а приведены данные от игольчатых и ионизационных датчиков в опыте 2. Отсчет времени ведется от момента подачи сигнала на подрыв до замыкания датчиков. Координата x отсчитывается от левого края образца.

На рис. 5,б приведен график скорости различных участков метающей пластины, опреде-

ленной по пролету между двумя базами 5 и 10 мм.

Режим, в котором модель отреагировала на удар, видно по скорости метающей пластины. В этом примере (см. рис. 5) переход в детонацию произошел до того, как входящая УВ достигла пластины, скорость которой более 1 км/с. Данные по скорости хорошо согласуются с результатами рентгенографирования. Высокая скорость соответствует раннему переходу в детонацию, наблюдаемому на рентгенограмме.

Данные от ионизационных ЭД, контактировавших непосредственно с ВВ, согласуются с данными игольчатых ЭД. Анализ показал, что даже в самом простом случае, когда переход в детонацию происходит на фронте входящей УВ, он реализуется не в одной точке. Детонационная волна (ДВ) начинает распространяться вперед сразу от некоторого участка УВ. Однако уходящий вперед фронт ДВ изначально имеет форму пузыря, т. е. большую кривизну (выпуклость), чем первичная УВ. А так как распространение происходит в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля, то округлая начальная форма становится всё ближе к правильной сферической. Центр этой сферы можно считать мнимым центром зарождения детона-

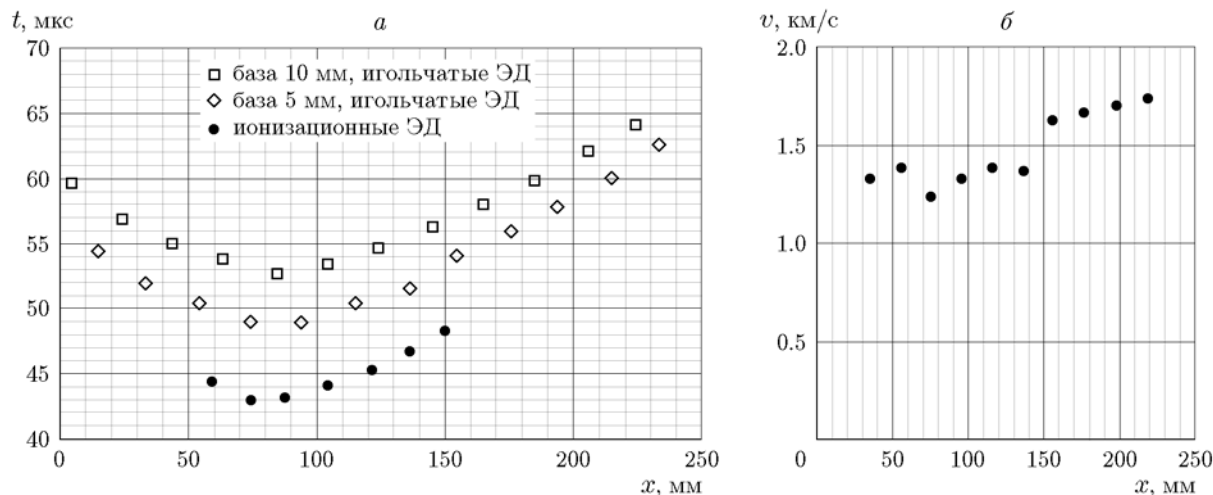


Рис. 5. Данные от ЭД (а) и скорость метаемой пластины (б)

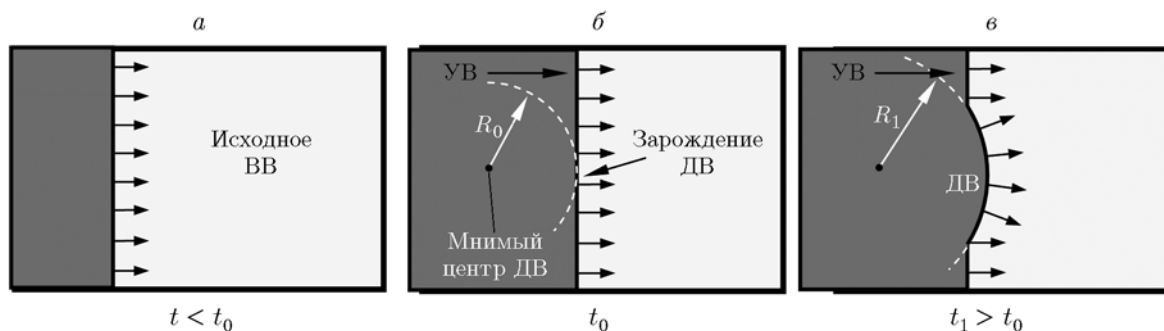


Рис. 6. Схема зарождения детонации:

а — распространение УВ до зарождения детонации, $t < t_0$; б — зарождение детонации, мнимый фронт ДВ «догнал» фронт УВ, t_0 ; в — распространение детонации, фронт ДВ опережает фронт УВ, $t_1 > t_0$

ции. Он находится в глубине за фронтом входящей УВ, а иногда и вообще вне ВВ и реального физического смысла не имеет. Время, когда фронт ДВ должен был бы выйти из этого центра, можно считать мнимым моментом зарождения детонации. Реальным же моментом ее зарождения t_0 следует считать момент, когда мнимый фронт ДВ опережает фронт УВ и становится действительным. Схема такого формирования приведена на рис. 6.

Пользуясь данным подходом, можно зарегистрировать в эксперименте фронт ДВ, определить его мнимый центр и момент зарождения (скорость детонации считаем известной) и, зная временную зависимость движения первичной УВ, определить момент касания двух фронтов. В таком случае координаты и время отрыва фронта ДВ от фронта УВ, а также начальный радиус фронта R_0 и будут искомыми параметрами зарождения детонации в

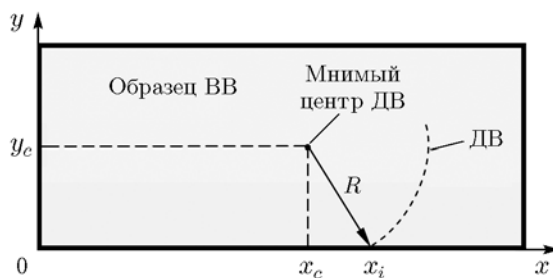


Рис. 7. Схема замыкания ионизационных датчиков фронтом детонации

образце. В предположении сферического фронта также удобно использовать показания ионизационных датчиков, которые расположены в один ряд вдоль оси x (рис. 7).

Если детонация исходит из мнимого центра с координатами x_c, y_c в момент t_c , то до i -го ионизационного датчика с координатами $x_i, y_i = 0$ фронт дойдет за время t_i :

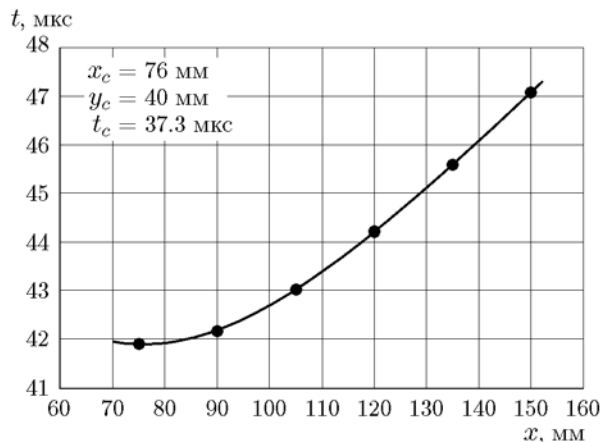


Рис. 8. Аппроксимация (линия) показаний электроконтактных датчиков (точки) в опыте 2

$$t_i = t_c + \frac{R}{D} = t_c + \frac{\sqrt{(x_i - x_c)^2 + y_c^2}}{D}, \quad (1)$$

где R — радиус детонационного фронта, D — скорость распространения детонационного фронта.

Так как для каждого датчика известны его координата x и время замыкания t , этот набор значений можно аппроксимировать зависимостью (1) и таким образом найти параметры x_c , y_c и t_c . Пример аппроксимации приведен на рис. 8. Определенные таким способом параметры зарождения детонации согласуются с данными рентгенографической методики.

Пример наложения на рентгенограмму фронта детонации, найденного аппроксимацией, приведен на рис. 9. Рассчитанное положение фронта совпадает с реальным.

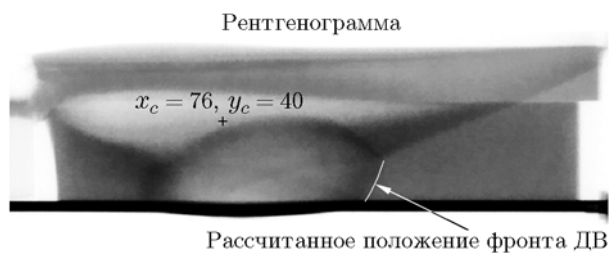


Рис. 9. Сопоставление положения фронта детонации, полученного двумя методиками в опыте 2 в момент времени $t = 46$ мкс

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование проводилось на трехмерном газодинамическом расчетном комплексе в эйлеровой постановке. Использовалось

уравнение состояния на основе дефлаграционной кинетики Тарвера [8]:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = I(1 - F)^b(\mu - a)^x + \\ + G1(1 - F)^c F^d p^y + G2(1 - F)^e F^g p^z,$$

где F — доля прореагировавшего ВВ, μ — сжатие, p — давление, I , b , $G1$, $G2$, a , c , d , e , g , x , y , z — константы модели.

В модели скорость химической реакции определяется тремя членами, соответствующими трем стадиям:

- образование горячих точек, в ходе которого малое количество ВВ реагирует после сжатия ударной волной;
- медленный рост темпа реакции по мере роста очага;
- быстрое завершение реакции при высоком давлении и температуре.

Более ранний переход в детонацию свидетельствует о более высокой скорости первой стадии реакции, которая описывается первой и второй частями уравнения. В первом приближении допустимо выразить зависимость скорости перехода в детонацию от начальной плотности образца через константу $G1$, которая является общим линейным коэффициентом при члене, отвечающем за первую стадию. В некоторой степени эта величина характеризует количество горячих точек, возникающих при прохождении УВ. Соответственно, в менее плотном ВВ, как отмечалось выше, горячих точек возникает больше. Поэтому для каждого эксперимента подобрано такое значение константы $G1$, при котором достигается наилучшее совпадение результатов расчета и эксперимента. Примеры качественного сравнения приведены на рис. 10.

Рис. 10 демонстрирует хорошее качественное совпадение экспериментальных и расчетных картин, причем как на ранней стадии, когда фронт детонации только сформировался (опыт 3), так и на поздней, когда продетонировал весь образец (опыт 1). На этих картинах на поздней стадии уже практически не видно детонационного фронта, но видно совпадение положения УВ в оргстекле от детонации образца и совпадение формы тыльной пластины. При этом поведение ВВ в глубине за фронтом входящей УВ в расчете заметно отличается от результатов опытов. В опытах наблюдается низкоскоростное горение нагруженного ВВ.

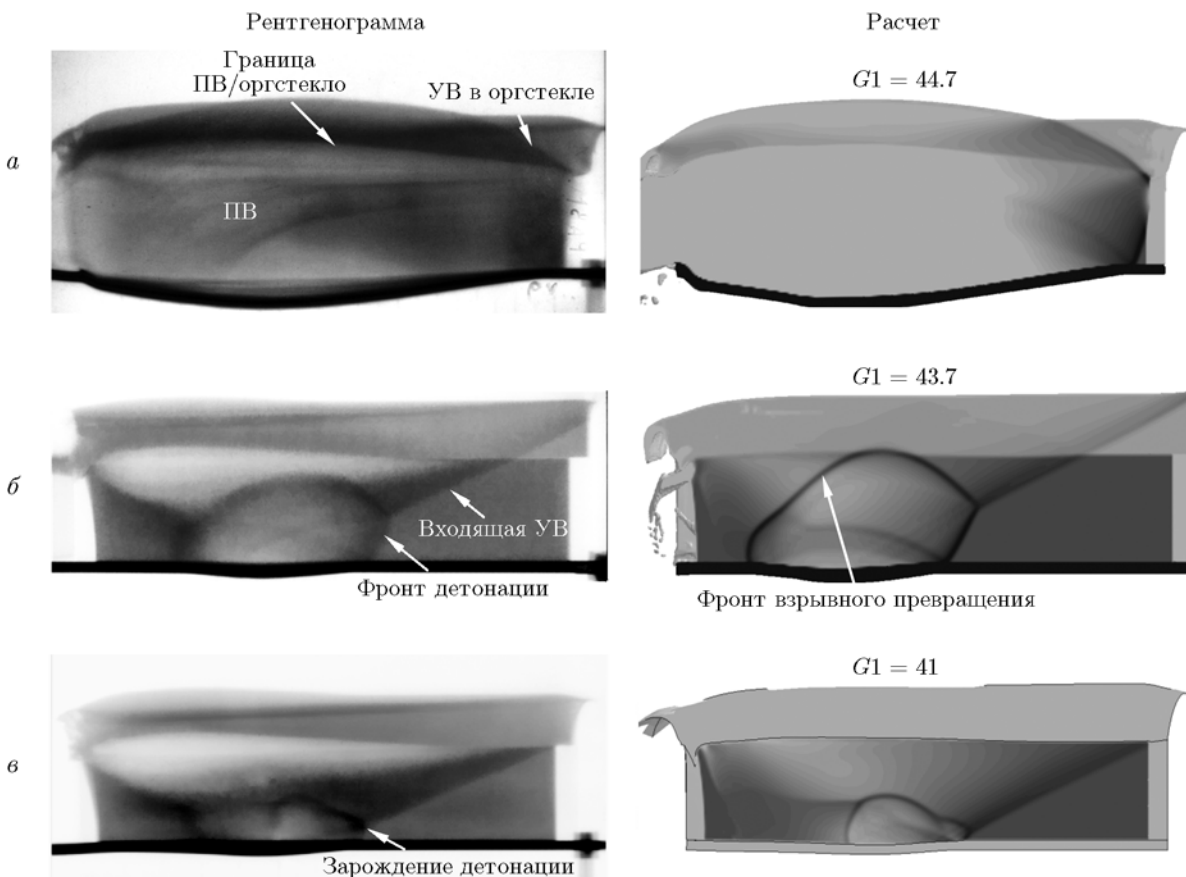


Рис. 10. Сопоставление результатов расчетов с рентгенограммами:

a — опыт 1, $t = 55$ мкс, раннее зарождение детонации, поздняя регистрация; *б* — опыт 2, $t = 46$ мкс, раннее зарождение детонации, фронт взрывного превращения распространяется в обратную сторону — по сжато ВВ; *в* — опыт 3, $t = 50$ мкс, зарождение детонации при отражении УВ от нижней пластины

Это хорошо заметно по прогибу вверх левой части пластины из оргстекла. В расчете такого не происходит. Дело в том, что ключевым механизмом инициирования реакции в ВВ при слабоинтенсивном нагружении является работа механической деформации ВВ, интенсивность которой можно выразить через скорость сдвиговой деформации. Чтобы в расчетах оценить реализацию сравнительно простого энергетического критерия, связанного с трением, необходима феноменологическая модель низкоскоростного растрескивания ВВ и трения на свободных поверхностях микротрещин. Однако программные коды работают с однородным веществом в ячейках. Модель, примененная в расчетах в данной работе, использует зависимость скорости реакции от давления и степени выгорания и никак не учитывает скорость деформации и накопление разрушения.

С этим же связано и то, что фронт взрывного превращения, распространяющийся в обратном направлении, в опыте менее выпуклый. Очевидно, по частично выгоревшему и менее плотному веществу он распространяется с меньшей скоростью. То есть степень выгорания в глубине за фронтом начального нагружения в реальности выше, чем дает расчет.

На рис. 11 приведены полученные значения параметра первой фазы реакции $G1$ в зависимости от отклонения начальной плотности ($\Delta\rho$) образца от среднего значения, допускаемого технологией изготовления. Видно, что зависимость $G1(\Delta\rho)$ близка к линейной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В опытах с нагружением образцов пластифицированного октогена ударной волной зарегистрировано возникновение детонации на

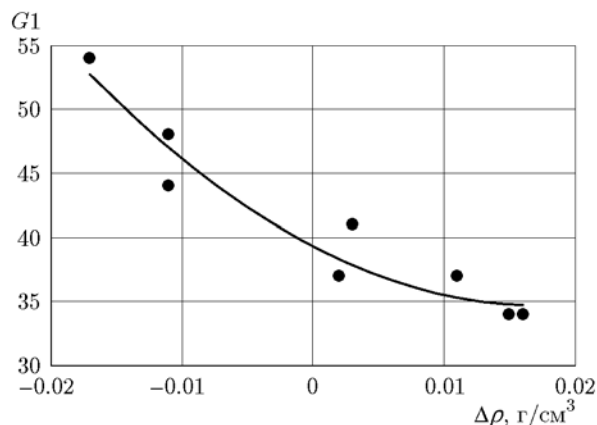


Рис. 11. Зависимость параметра первой фазы реакции от начальной плотности образца

фронте входящей ударной волны. Детонация не зарождается в одной точке, а сразу имеет форму дуги с некоторым начальным радиусом. При варьировании начальной плотности образца в диапазоне, допускаемом технологией изготовления, разброс по времени перехода в детонацию в рассматриваемой экспериментальной модели составляет ≈ 10 мкс. Разброс по глубине перехода около 30 мм. При этом чем ниже плотность образца, тем раньше происходит переход.

Применение рентгенографической методики с использованием системы запуска по сигналу от датчика в экспериментальной сборке позволило регистрировать ударно-волновую картину в образце всего через несколько микросекунд после формирования фронта детонации. Такое изображение лучше всего подходит для сопоставления с результатами расчета методом конечных элементов. Дополнительная информация получена с применением электроконтактных датчиков.

В результате численных экспериментов удалось выразить влияние начальной плотности через параметр $G1$ в модели Тарвера. Необходимо подтверждение полученных результатов на моделях другой геометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Urtiew P. A., Forbes J. W., Tarver C. M., Garcia F., Greenwood D. W., Vandersall K. S. Thermal cook-off of an HMX based explosive: Pressure gauge experiments and modeling // Int. Workshop: New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter, Edinburgh, Scotland, May 19–24, 2002.
2. Field J. E., Bourne N. K., Palmet S. J. P., Walley S. M. Hot-spot ignition mechanism for explosives and propellants // Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A. — 1992. — V. 339. — P. 269–283.
3. Whitworth N. Mathematical and numerical modeling of shock initiation in heterogeneous explosives: PhD Thesis / Cranfield Univ. — Cranfield, 2008.
4. Gruau C., Picart D. Numerical prediction of high explosive ignition under low velocity impact // Foundations Civil Environ. Eng. — 2008. — V. 12, N 1. — P. 33–48.
5. Chen L., Wang Ch., Ma X., Wang F. Experiment and numerical simulation of explosive safety // Workshop on Energetics. — Hong Kong, 2010.
6. Карпенко И. И., Морозов В. Г., Чернышова О. Н., Янилкин Ю. В. Расчет скорости роста горячих очагов в процессе детонации с учетом турбулентного механизма передачи данных // Хим. физика. — 2008. — Т. 27, № 3. — С. 16–20.
7. Caspar R. J., Powers J. M., Mason J. J. Investigation of reactive shear localization in energetic solids // Combust. Sci. Technol. — 1998. — V. 136, N 1-6. — P. 349–371.
8. Tarver C. M., Urtiew P. A., Chidester S. K., Green L. G. Shock compression and initiation of LX-10 // Propell., Explos., Pyrotech. — 1993. — V. 18, N 3. — P. 117–127. — DOI: 10.1002/prop.19930180302.
9. Полеев В. Г., Ульянов С. М., Стрижов В. Б. и др. Двумерные и трехмерные эксперименты по низкоскоростному взрыву октогенсодержащих пластифицированных ВВ // Докл. VIII Всерос. конф. «Проблемы обеспечения взрывобезопасности и противодействия терроризму», СПбУ ГПС МЧС России, Санкт-Петербург, 23–25 апреля, 2013.
10. Tarver C. M., Chidester S. K., Nichols A. L. Critical conditions for impact- and shock-induced hot spots in solid explosives // J. Phys. Chem. — 1996. — V. 100, N 14. — P. 5794–5799. — DOI: 10.1021/jp953123s.
11. Кононенко В. Ю., Кормилицын А. И., Колосков Е. Н. и др. Ускоритель ИГУР 3.5 для рентгенографических исследований // ВАНТ. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. — 2007. — № 3-4. — С. 125–127.
12. Логачев П. В., Кузнецов Г. И., Корепанов А. А., Акимов А. В., Шиянков С. В., Павлов О. А., Старостенко Д. А., Фаткин Г. А. Линейный индукционный ускоритель ЛИУ-2 // Приборы и техника эксперимента. — 2013. — Вып. 6. — С. 42–50. — DOI: 10.7868/S0032816213060220.

13. Nakano Y., Gido T., Honda S., Maezawa A., Wakamatsu H., Yanagita T. Improved computed radiography image quality from a BaF1:Eu photostimulable phosphor plate // Med. Phys. — 2002. — V. 29, N 4. — P. 592–597. — DOI: 10.1118/1.1462639.
14. Пат. РФ № 2642145 от 24.01.2018. Способ получения радиографического изображения быстротекущего процесса и радиографический комплекс для его осуществления / Ахметов А. Р., Хренков С. Д., Колесников П. А., Никитин О. А.
15. Ахметов А. Р., Черница А. О. и др. Система синхронизации установки ЛИУ и измерительной методики // XXI Харитоновские тематические научные чтения «Экспериментальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны»: тр. междунар. конф. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2019. — С. 12.

Поступила в редакцию 10.02.2021.

После доработки 02.04.2021.

Принята к публикации 21.04.2021.
