

УДК 544.454.3:534.222.2:662.215.2:662.216.3:662.237.3

О ДИАГНОСТИКЕ ЗОНЫ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. П. Ершов¹, Н. П. Сатонкина^{1,2}, А. В. Пластинин¹, А. С. Юношев^{1,2}¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, snp@hydro.nsc.ru²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

При исследовании структуры зоны реакции в детонационной волне мощных взрывчатых веществ обычно измеряются механические характеристики течения — распределения массовой скорости, давления или плотности. Опыт показывает, что на таких профилях достаточно трудно выделить зону химической реакции. Сами распределения, как правило, искажаются при взаимодействии течения с измерительными узлами. В работе рассмотрены перспективы альтернативного метода электропроводности, в значительной степени свободного от указанных недостатков и обладающего рядом преимуществ. Путем сравнения результатов, полученных традиционными методами, и профилей электропроводности обоснована корреляция области высокой электропроводности и зоны реакции.

Ключевые слова: детонация, конденсированные взрывчатые вещества, зона химической реакции, химпик, электропроводность, проводимость, углеродные наноструктуры, сетки проводимости.

DOI 10.15372/FGV20200610

ВВЕДЕНИЕ

Зона химической реакции является самой сложной для исследования областью детонационной волны. Агрессивная среда с высокими термодинамическими параметрами в совокупности с малым временем реакции (порядка 100 нс и менее) сильно ограничивают круг пригодных исследовательских методик. Согласно модели Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД) реакция начинается за ударным фронтом и заканчивается в точке Чепмена — Жуге (ЧЖ), где скорость вещества в системе отсчета, связанной с фронтом, равна местной скорости звука [1–3]. На ударном фронте давление и массовая скорость максимальны, а в ходе реакции спадают до значений в состоянии ЧЖ, так что распределения этих параметров должны содержать так называемый химпик. Начиная с исторически первых попыток выяснения структуры детонационных волн [4, 5], в большинстве экспериментальных работ исследовалась эта область повышенных параметров.

Точку ЧЖ (окончание зоны реакции) в начале искали как излом на соответствующем

профиле. Позднее стало ясно, что такое предположение далеко не всегда оправдано (подробнее это обсуждается в следующем параграфе). Поэтому, по возможности, проводятся серии экспериментов с различными газодинамическими условиями, например с зарядами разной длины. Поскольку волна разрежения не проникает через звуковую точку ЧЖ, область профиля, не подверженная изменениям, принимается в качестве зоны реакции.

Сами измерения механических параметров приводят к сильным возмущениям состояния вещества в зоне реакции, различным для разных экспериментальных методов. Не удивительно, что длительность зоны реакции, полученная с использованием разных методик и подходов, может отличаться на порядок [5–11], что подчеркивает необходимость развития альтернативных имеющимся методов исследования. При асимптотическом, достаточно медленном завершении реакции сама звуковая точка может сдвигаться в зависимости от условий разлета продуктов детонации [12]. Авторы [8, 9] объясняют этим эффектом заметные расхождения времен реакции, измеренных на зарядах разных габаритов.

В условиях отсутствия общепринятого метода диагностики химпика, связанного с химическим состоянием вещества, и, как след-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-03-00227 и № 18-03-00441).

© Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Пластинин А. В., Юношев А. С., 2020.

ствие, достоверной информации получило развитие моделирование детонации с использованием эмпирических макрокинетик реакции. Скорость реакции обычно задается в виде достаточно сложной функции, содержащей некоторое число подбираемых параметров. Если вначале таких параметров было 4–5 [13, 14], то позднее их число значительно возросло (например, в [15] таких параметров 15). Однако большинство применяемых сейчас моделей макрокинетики не ориентированы на воспроизведение именно структуры зоны реакции. Основное внимание уделяется способности имитировать важные в техническом плане характеристики вещества, такие как развитие детонации при инициировании ударными волнами, разгон металлических оболочек, течения в сложных газодинамических условиях, встречающихся в практике. Опыт показал, что таким инженерным требованиям могут удовлетворять резко различающиеся модели кинетики, о чем свидетельствует их большое количество. Сравнение ряда употребительных кинетик, проведенное в работе [16], показало, что в пределах ожидаемой зоны реакции такие модели не согласуются как между собой, так и с экспериментом.

Более последовательная процедура, примененная, по-видимому, впервые в работе [17], включает в подбор кинетики также и требование описать зону химической реакции при ее взаимодействии с измерительным узлом. Сравнение расчетов и собственных интерферометрических измерений массовой скорости фольги, разгоняемой детонационной волной, позволило эффективно подобрать макрокинетику: всего двух кинетических параметров оказалось достаточно для воспроизведения как формы химика, так и инициирования детонации. К сожалению, такой подход впоследствии не получил распространения. В работах последнего времени [10, 11], при значительном усовершенствовании методик измерения параметров течения, не уделяется внимания правильной интерпретации данных путем моделирования всего процесса, включая и зону реакции.

Известно, что при детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) возникает заметная электропроводность [18, 19]. Однако долгое время применение этого эффекта для диагностики процесса детонации было затруднено вследствие недостаточного пространственно-временного разрешения доступных методов измерения, а также разли-

чия взглядов на природу электропроводности в детонационной волне. Нами разработан метод высокого разрешения, с использованием которого получены данные для широкого круга веществ [20–26]. Обнаружено, что для многих ВВ профили электропроводности содержат узкие пики, которые естественно объяснить неравновесными процессами в зоне реакции. Наши последние результаты позволили выделить ведущий механизм проводимости, объясняющий известные экспериментальные данные (см. параграф «Обсуждение»). Таким образом, метод электропроводности открывает перспективу прямого исследования структуры волн детонации и, в частности, зоны реакции.

В данной работе с использованием моделирования проиллюстрировано влияние кинетики химической реакции на профили массовой скорости и давления, указаны условия существования излома на этих профилях. Проведено сопоставление данных различных методик измерения механических параметров течения с профилями электропроводности за фронтом детонации для конденсированных ВВ при различных начальных плотностях.

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ НА ФОРМУ ПРОФИЛЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ

Как отмечено выше, в ранних исследованиях структуры фронта детонации ожидалось, что зона реакции должна четко выделяться на газодинамических профилях, а именно, момент окончания реакции должен соответствовать излому зависимости массовой скорости U от времени. Такое поведение не следует из теории ЗНД, хотя оно может наблюдаться при определенных предположениях о форме кинетики энерговыделения. Продемонстрируем, что для существования особенности необходим достаточно быстрый спад скорости реакции вблизи точки ЧЖ.

В большинстве используемых макрокинетик скорость разложения ВВ представляется как функция степени превращения λ и параметров течения (давления, температуры или внутренней энергии и пр.) Как правило, в окрестности точки ЧЖ скорость реакции может быть представлена в виде

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{(1-\lambda)^n}{\tau}, \quad (1)$$

где $\lambda = 0$ соответствует ударному фронту, $\lambda = 1$ — окончанию реакции, а характерное

время τ при стремлении $\lambda \rightarrow 1$ можно считать константой. Показатель степени n , от которого и зависит наличие особенности, в литературе меняется в довольно широких пределах — от 0 (внезапное прекращение реакции, см., например, [27]) до 1, как в работе [12]. В конкретных кинетиках (например, [15, 28]) правая часть обычно содержит несколько слагаемых вида (1), которые могут включаться при достижении определенных условий, с различными значениями n и различными функциональными зависимостями для τ , что предположительно отражает последовательность процессов, происходящих в зоне реакции. Вблизи точки ЧЖ основную роль играет слагаемое с минимальным значением n , которое и оставлено в упрощенном уравнении (1).

Для иллюстрации предположим, что зависимость (1) с постоянным значением τ выполняется в течение всей реакции. Тогда явное решение (1) при $n < 1$ имеет вид

$$1 - \lambda = \left(1 - \frac{(1 - n)t}{\tau}\right)^{1/(1-n)}.$$

Видно, что реакция проходит полностью за время $t_J = \tau/(1 - n)$. Вблизи точки ЧЖ

$$1 - \lambda \propto (t_J - t)^{1/(1-n)}.$$

Непосредственно в опыте измеряется не степень превращения, а давление или массовая скорость. Поскольку в точке ЧЖ прямая Рэлея — Михельсона касается детонационной адиабаты, то при малом отклонении от этой точки

$$U - U_J \propto p - p_J \propto \sqrt{1 - \lambda} \propto (t_J - t)^m,$$

$$m = [2(1 - n)]^{-1}.$$

При $n = 1/2$ показатель степени в последнем выражении равен 1, так что зависимость массовой скорости от времени линейная. По окончании реакции скорость в идеале постоянна, а на практике происходит медленный спад скорости, который определяется разлетом продуктов детонации в примыкающей волне Тейлора. Этот случай соответствует «классическому излому», который и ожидался в ранних исследованиях. При меньших значениях n показатель $m < 1$, например $m = 3/4$ для $n = 1/3$. При этом также происходит излом, причем более

резкий, от вертикального спада при завершении реакции к почти горизонтальной тейлоровской зависимости. Наконец, при $1 > n > 1/2$ показатель $m > 1$. Например, $n = 2/3$ соответствует $m = 3/2$, и при такой кинетике излом отсутствует, переход через точку ЧЖ плавный, а сама точка никак не выделяется на профиле. В случае $n = 1$ из уравнения (1) имеем

$$1 - \lambda = \exp(-t/\tau)$$

и вблизи состояния Жуге

$$U - U_J \propto \exp[-t/(2\tau)].$$

Поскольку реакция формально не заканчивается, излома в профилях волны не удастся рассмотреть тем более. Отметим, что характерное время изменения динамических параметров в этом случае вдвое превышает характерное время реакции.

Для демонстрации влияния кинетики на форму профиля массовой скорости рассмотрим результаты численных расчетов с применением кинетики (1). Решалась одномерная нестационарная задача о возбуждении детонации ударом пластины. Заряд гексогена начальной плотности 1.7 г/см^3 в начальный момент времени $t = 0$ занимал отрезок оси x от 0 до 20 мм. Далее при $x > 20$ мм располагалось инертное окно из оргстекла. Использована лагранжева постановка, основные уравнения которой взяты из работы [27]. Материал в зоне реакции состоит из двух компонентов — продуктов детонации, массовая доля которых равна λ , и непрореагировавшего вещества с долей $1 - \lambda$. Давление p в компонентах считается одинаковым. Для продуктов детонации выбрано уравнение состояния Куропатенко [29], а для ВВ и оргстекла — уравнения в форме Ми — Грюнайзена с опорой на ударную адиабату соответствующего материала, которая задавалась в форме $D = a + bU$, где D — скорость ударной волны, U — массовая скорость. Для ВВ приняты параметры $a = 2.87 \text{ км/с}$, $b = 1.61$, коэффициент Грюнайзена $\Gamma = 0.85$, а для оргстекла $a = 2.59 \text{ км/с}$, $b = 1.52$, $\Gamma = 0.85$. Иницирование ВВ производилось ударом пластины, разогнанной до теоретической скорости в точке ЧЖ $U_J = 2.167 \text{ км/с}$. Пластина имела конечную массу 1.18 г/см^2 (что соответствует 10 мм оргстекла), но в расчете считалась тонкой. После удара пластина тормозится, а со временем начинает обратное движение, создавая разделение продуктов детонации.

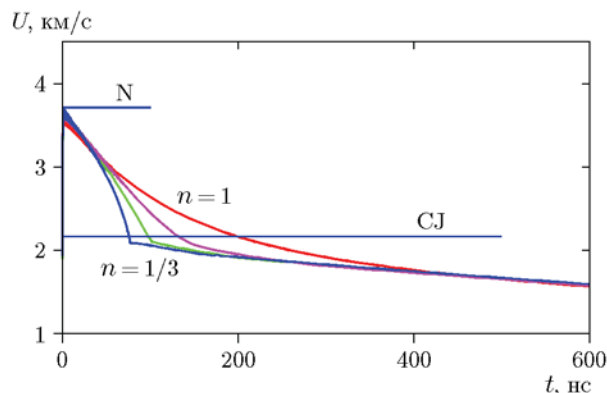


Рис. 1. Массовая скорость в лагранжевой точке вблизи торца заряда:

кривые соответствуют показателям $n = 1, 2/3, 1/2, 1/3$ (сверху вниз); горизонтальные линии — теоретические уровни Неймана (N) и Чепмена — Жуге (CJ)

Расчетные записи идеального лагранжева датчика массовой скорости, размещенного исходно вблизи торца заряда (при $x = 17.5$ мм), для характерного времени $\tau = 50$ нс приведены на рис. 1. Показаны варианты $n = 1, 2/3, 1/2$ и $1/3$. Видно, что численный расчет подтверждает соображения, высказанные выше. Четкое выделение зоны химической реакции возможно только при $n \leq 1/2$. При этом изломы профиля происходят в моменты 76 нс ($n = 1/3$) и 101 нс ($n = 1/2$), в прекрасном согласии с ожидаемыми значениями $t_J = \tau/(1 - n)$ — 75 и 100 нс. На рис. 1 отмечены теоретические уровни скорости в пике Неймана (N) и в точке Чепмена — Жуге (CJ). Расчетные значения в этих точках примерно на 3 % ниже из-за численных погрешностей и неполного разгона волны (скорость детонации на момент измерений приблизительно на 2 % меньше теоретической 8.39 км/с). Степень $n = 1/3$ фигурирует в кинетиках [28, 30], близкая величина $2/9$ использовалась в [14]. В работе [17] $n = 0.545$ (почти $1/2$) соответствует плотности гексогена 1.67 г/см³.

Напротив, при $n > 1/2$ излом временной зависимости не наблюдается и оценка времени реакции становится проблематичной. Для $n = 2/3$ еще можно воспользоваться переходом через уровень ЧЖ (130 нс), но эта оценка заметно отличается от теоретического значения 150 нс. Если оценивать время реакции по месту выхода кривой на общую асимптоту, то получается явно завышенное время — около 250 нс.

Показатель $n = 2/3$ фигурирует в модели Лобанова [13] и ряде других работ, например [15, 31], и введен для описания догорания несвязных фрагментов вещества в конце реакции. В [17] близкий показатель 0.7 подобран для плотности гексогена 1.6 г/см³.

Тем более плохо определенным время реакции становится при $n = 1$. Формально в этом случае $t_J = \infty$, оценка по пересечению уровня Жуге дает около 200 нс, а выход на линейную зависимость визуально происходит после 400 нс. Попытка оценить характерное время τ , представив профиль скорости как сумму линейной и экспоненциально спадающей функции, дает 136 нс, т. е. недалеко от $2\tau = 100$ нс. Трудности определения кинетики при медленном спаде скорости реакции и сильное влияние условий опыта на такие измерения отмечены в работе [12]. Кинетики с $n = 1$ использовались в работах [32–34].

На практике датчик скорости может располагаться не внутри заряда, а на границе раздела с инертным материалом. Для оптических измерений скорости, имеющих наиболее высокое разрешение, такая постановка с применением прозрачного окна наиболее распространена. Поскольку динамические свойства ВВ и окна различны, скорость границы раздела отличается от скорости внутри ВВ, что может сказываться и на измерениях времени реакции.

Профили скорости на границе раздела ВВ — оргстекло (начальная координата $x = 20$ мм) для тех же показателей приведены на рис. 2. Здесь уровни Неймана и Чепмена — Жуге рассчитаны по уравнениям распада со-

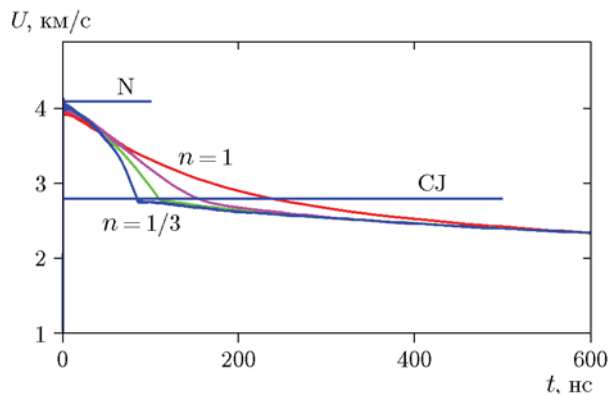


Рис. 2. Расчетные профили скорости на границе раздела ВВ — оргстекло:

обозначения аналогичны приведенным на рис. 1

ответствующих разрывов. Качественно кривые подобны зависимостям на рис. 1, но все времена оказываются несколько больше, чем для размещенного внутри ВВ датчика. Так, изломы профилей происходят при $t = 85$ нс ($n = 1/3$) и 115 нс ($n = 1/2$). Для $n = 2/3$ уровень ЧЖ пересекается через 151 нс (случайное «исправление» за счет взаимодействия материалов), а выход на линейную асимптоту — через 250 нс. Для $n = 1$ пересечение происходит через 235 нс, выход на асимптоту — через 500 нс, а оценка характерного времени 2τ , основанная на аппроксимации экспонентой и линейной функцией, дает 195 нс вместо ожидаемых 100 нс.

Таким образом, если реакция заканчивается плавно, измерения могут приводить к неожиданно большому ошибкам. Отметим, что эксперименты [7, 8, 10, 11, 35] и ряд других, скорее, соответствуют именно плавному завершению реакции. В этом случае заметное искажение характерного времени процесса будет вполне типичным. При быстром завершении реакции ($n \leq 1/2$) лагранжевы датчики скорости дают приемлемые результаты, даже несмотря на взаимодействие с оконным материалом. Однако надо отметить, что в нашем расчете отсутствовало влияние отраженной от окна волны на скорость реакции в веществе. В действительности такое влияние, несомненно, имеется, что усложняет процесс взаимодействия детонационной зоны с окном и вносит дополнительную неопределенность в результаты измерений. Воздействие измерений механических параметров на исследуемый процесс представляется неизбежным, так что результаты таких измерений следует рассматривать, как довольно грубые оценки.

СРАВНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И МАССОВОЙ СКОРОСТИ

Разработанный нами ранее метод высокого разрешения по измерению электропроводности при детонации конденсированных ВВ подробно описан в работе [20]. Упомянем ключевые моменты. Заряд диаметром $d_\sigma = 8$ мм находится в толстой медной оболочке с внешним диаметром 40 мм. Временное разрешение составляло около 10 нс.

При детонации конденсированных ВВ со средним содержанием углерода типичный профиль электропроводности содержит узкую зону

высоких значений. За резким пиком следует область низкой и медленно спадающей электропроводности. Пик электропроводности, по нашему мнению, соответствует зоне химической реакции, а медленный спад — расширению в волне Тейлора. Переходный участок имеет вид несколько сглаженного излома, в котором естественно локализовать точку ЧЖ.

Подобный характер распределения $\sigma(t)$ наблюдается при детонации гексогена, октогена, тэна, бензотрифуроксана, ВВ на основе триаминотринитробензола (ТАТВ) [20–23, 25] при всех исследованных плотностях.

ВВ насыпной плотности

Для низкоплотных ВВ мы располагаем собственными измерениями профилей массовой скорости. Как и при измерениях электропроводности, массовая скорость получена при детонации зарядов диаметром 8 мм в толстой медной оболочке. Датчиком скорости служила алюминиевая фольга толщиной 7 мкм, приклеенная к окну из оргстекла на торце заряда. Скорость фольги регистрировалась оптической системой VISAR. Более подробно процедура описана в работе [36].

Профили массовой скорости $U(t)$ и электропроводности $\sigma(t)$ для гексогена и октогена сравниваются на рис. 3 и 4. Горизонтальные линии, обозначенные как $U_{сж}$, указывают ожидаемый уровень скорости границы раздела после взаимодействия с прореагировавшим ВВ в состоянии ЧЖ. Используются параметры ЧЖ, вычисленные в [37], которые хорошо совпадают с опытом [5, 38]. Ударная адиабата оргстекла принята в виде $U_s = 2.59 + 1.52U_p$, где U_s — скорость ударной волны, U_p — массовая скорость, км/с. Для каждого ВВ приведены три профиля $\sigma(t)$ и указан временной интервал t_σ для области высокой электропроводности.

В крупнодисперсных ВВ на профиле электропроводности заметны колебания из-за некой неоднородности зарядов. Однако пики электропроводности выделяются вполне отчетливо. Напротив, сигнал массовой скорости не имеет каких-либо особенностей ни в окрестности уровня ЧЖ, ни на других участках. Кривые $U(t)$ спадают плавно и медленно, так что моменты пересечения с уровнями ЧЖ определены довольно плохо. Например, в крупнодисперсном октогене малые ошибки ($\pm 5\%$) в уровне ЧЖ приводят к значительным отклонениям в оценке времени реакции t_J : от 140

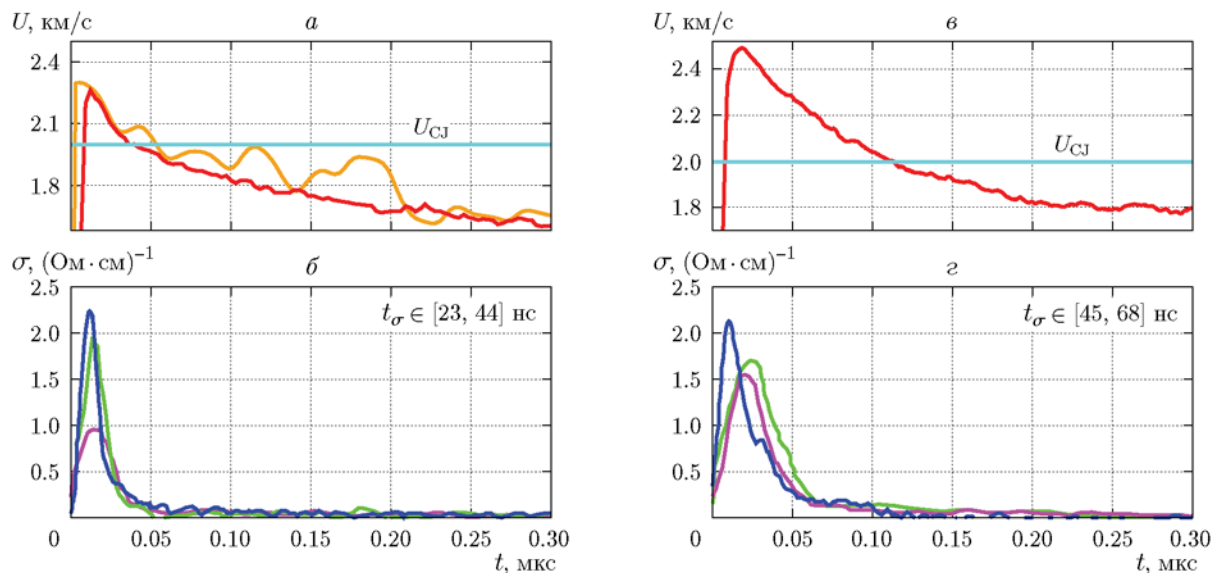


Рис. 3. Данные для гексогена плотностью $\rho = 1.2 \text{ г/см}^3$. Массовая скорость (а, в) и распределение электропроводности (б, г):

а, б — при $d = 11 \text{ мкм}$, в, г — при $d = 160 \text{ мкм}$

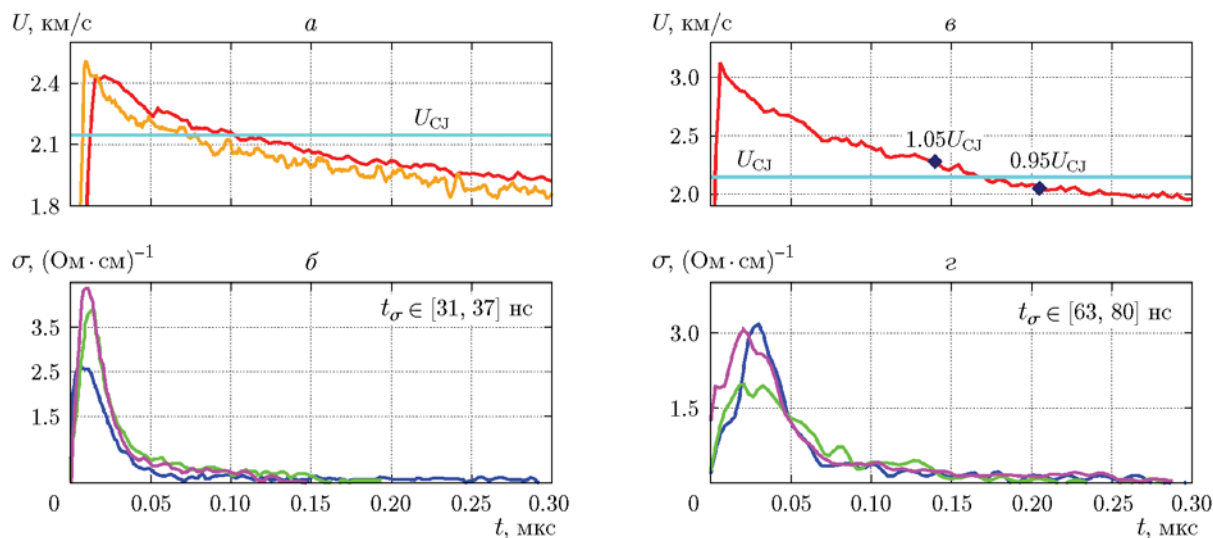


Рис. 4. Данные для октогена плотностью $\rho = 1.3 \text{ г/см}^3$. Массовая скорость (а, в) и распределение электропроводности (б, г):

а, б — при $d = 21 \text{ мкм}$, в, г — при $d = 430 \text{ мкм}$

до 210 нс, как видно на рис. 4,в. Тем не менее оба метода демонстрируют одинаковый эффект дисперсности: в мелкодисперсных ВВ оба времени t_σ и t_j примерно вдвое меньше, чем в крупнодисперсных. Следовательно, оба сигнала отслеживают химическую реакцию, однако между ними есть и различия: время t_j систематически превышает t_σ . Этот вопрос обсуждается ниже.

Таким образом, профили электропроводности демонстрируют высокий контраст между пиком и последующим фоновым уровнем, что позволяет получать хорошо определенные времена t_σ с удовлетворительной воспроизводимостью. Напротив, на профилях массовой скорости не наблюдается явных особенностей, позволяющих выделить зону реакции, и контраст этого сигнала довольно слаб.

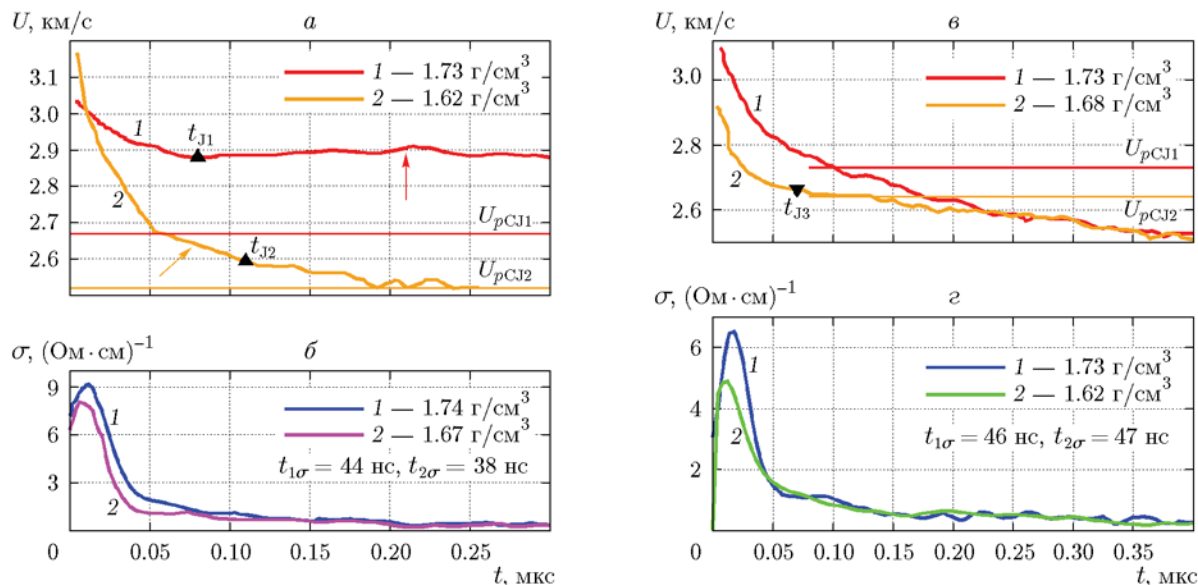


Рис. 5. Данные для тэна (а, б) и гексогена (в, г):
 а, в — $U(t)$ из работ [17, 18], $t_{J1} = 80 \pm 20$ нс, $t_{J2} = 110 \pm 20$ нс, $t_{J3} = 70 \pm 10$ нс; б, г — $\sigma(t)$ и t_σ

Плотные ВВ

Вещества высокой плотности имеют большую практическую значимость. Проведем сравнение наших данных по электропроводности с профилями массовой скорости на границе ВВ — хлороформ, полученными в [7] фотометрическим методом. В этих работах представлены результаты измерения для многих ВВ, включая рассмотренные выше. На рис. 5, а, в показаны кривые $U(t)$ для тэна и гексогена при диаметре зарядов 40 мм и на рис. 5, б, г — профили $\sigma(t)$ при практически тех же начальных плотностях. Авторы [7] определяли время t_J как момент перехода от экспоненциального спада кривой к линейному. Профили $U(t)$, как и в случае низких плотностей, не имеют явных признаков состояния ЧЖ при весьма слабом контрасте, а пики электропроводности четко выделяются. Длительности области высокой электропроводности t_σ также меньше значений t_J .

Плавные зависимости, аналогичные данным [7], получены, например, в работе [39] методом VISAR. Характерные моменты на профилях скорости если и наблюдались, то весьма неуверенно.

Следовательно, в плотных ВВ результаты, основанные на измерении механических параметров, также имеют слабый контраст, что допускает значительный произвол в локализации

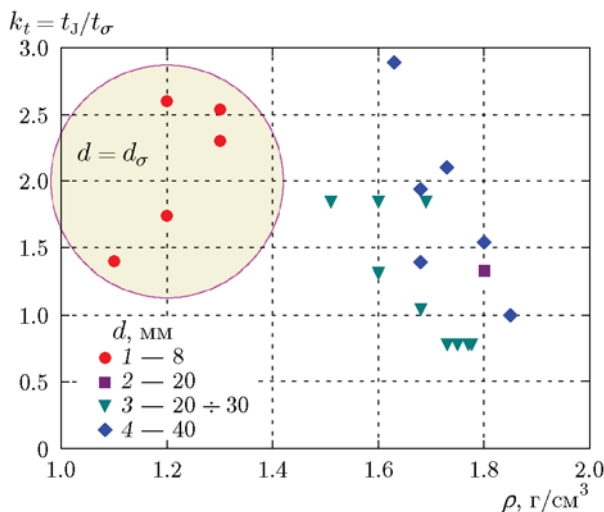


Рис. 6. Отношение длительностей зон реакции при детонации заряда диаметром d к длительности зоны высокой электропроводности $k_t = t_J/t_\sigma$:
 1 — [36], 2 — [40, 41], 3 — [39], 4 — [7]

состояния ЧЖ. Пики электропроводности выделяются значительно более уверенно.

На рис. 6 сравниваются доступные на данный момент «динамические» времена реакции t_J , приводимые для чистых ВВ в работах [7, 36, 39–41], с временами t_σ , полученными в наших экспериментах.

На фоне значительного разброса по вер-

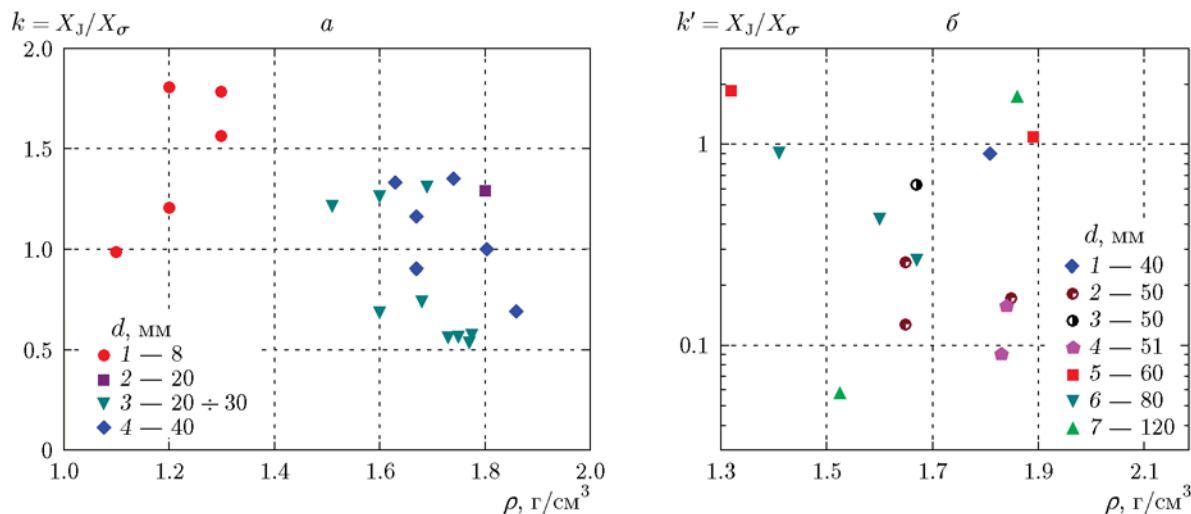


Рис. 7. Отношение размера зоны реакции к ширине пика электропроводности $k = X_J/X_\sigma$: a — обозначения те же, что на рис. 6; b — данные работ: 1, 5 — [7], 2 — [11], 3 — [10], 4 — [35], 6 — [17], 7 — [9]

тикали в среднем «механические» времена в полтора-два раза больше соответствующих t_σ .

ОБСУЖДЕНИЕ

Одной из причин, по которой механическое время t_J больше, чем t_σ , может быть разница между лагранжевым временем, измеренным интерферометрическими методами [8, 9, 23, 36] и фотометрией [7], и эйлеровым временем t_σ . Поэтому для сравнения результатов правильнее использовать не время, а ширину пиков электропроводности $X_\sigma = Dt_\sigma$ и линейные размеры зон реакции, приводимые в литературе, $X_J = (D - \langle U \rangle)t_J$. Здесь $\langle U \rangle$ — средняя массовая скорость в химике. На графике 7, a приведено отношение $k = X_J/X_\sigma$ для различных плотностей тэна, гексогена и октогена. Как и для рис. 6, использованы данные работ [7, 36, 39–41], в которых, как и в наших экспериментах, исследовались чистые ВВ. При заметном разбросе точек на рис. 7, a они группируются вокруг уровня $k = 1$; среднее значение для всех данных равно 1.06.

Разброс точек на рис. 7, a порождается в основном произволом в определении времен t_J и размеров X_J . Медленное и плавное снижение скорости границы раздела и отсутствие четкой особенности в точке ЧЖ может привести к большим ошибкам. Моделирование, проведенное выше, показывает, что в таких условиях оценки t_J заметно отклоняются от истинных даже при использовании идеальных дат-

чиков. Дополнительным фактором может быть искажение волны при отражении от границы ВВ и окна. Отметим, что для нашего метода электропроводности такие искажения минимальны, так как волна движется вдоль поверхности электродов, и только слабое расширение массивной металлической оболочки может влиять на газодинамику течения.

Таким образом, за несоответствие между размерами X_J и X_σ ответственна неопределенность механических измерений t_J . Можно предполагать, что величины t_σ и X_σ более надежно отражают кинетику химической реакции.

Представляет интерес также сравнение с пластифицированными композициями на основе тех же ВВ. Результаты такого сопоставления показаны на рис. 7, b . Поскольку в наших опытах такие составы не исследовались, в качестве X_σ использованы данные для чистых ВВ той же плотности. Здесь наблюдается некоторое снижение отношения $k' = X_J/X_\sigma$, причем в некоторых случаях оно менее 0.1, а в среднем $k' \simeq 0.3$. Таким образом, в пластифицированных составах реакция ускоряется по сравнению с чистыми ВВ. Чтобы объяснить этот сдвиг, укажем, что начальная плотность не является единственным или самым важным параметром, определяющим скорость реакции в детонационной волне. Поскольку реакция начинается в горячих точках, ее ход определяется структурой заряда и может зависеть от начального размера зерна, наличия добавок и

от процедуры, используемой для приготовления заряда. Хорошей иллюстрацией является работа [42], в которой тэн, содержащий поры нанометрового размера, детонировал в довольно тонких слоях (50 мкм), в то время как тэн, прессованный из исходного порошка размером 100 мкм, имел критическую толщину 220 мкм. Пластифицированные ВВ, а также плотные образцы, использованные, например, в работе [31], представляют собой материалы, отличающиеся от используемых в наших измерениях по исследованию проводимости. Было бы интересно изучить распределение электропроводности в пластифицированных ВВ.

Предварительное сравнение времен t_J и t_σ проведено нами в работе [43]. Из-за различия лагранжевых и эйлеровых времен, а также из-за включения пластифицированных ВВ было получено отношение $t_J/t_\sigma \approx 2$. В данной работе проведено более корректное сравнение, в результате чего отношение $k = X_J/X_\sigma$ оказалось в среднем близким к 1.

Недостатком метода электропроводности является отсутствие общепринятой концепции природы проводимости в зоне реакции. Высокая плотность и умеренно высокая температура среды приводят к сильным взаимодействиям между всеми частицами, что делает теоретическое описание реагирующей среды недоступным.

За последние годы в этом вопросе достигнут значительный прогресс. На заре исследования электрических свойств детонирующих ВВ высокие значения проводимости связывали со свободным углеродом. В [19] сделано предположение, что образование проводящих углеродных кластеров может объяснить высокую электропроводность в детонационных волнах. В работе [44] рассчитана проводимость по перколяционной модели и проведено сравнение с данными для тротила. На основе расчета сделан вывод о существовании протяженных проводящих структур уже в зоне химической реакции.

Позднее углеродные волокна, способные образовывать проводящие сетки, были обнаружены в продуктах детонации ВВ, богатых углеродом [45–48]. В принципе, даже сферические частицы могут образовывать проводящую сеть, если они объединены во фрактальный кластер [49].

Наши эксперименты с широко используемыми ВВ (гексоген, октоген, тэн, бензотрифуроксан, ТАТВ, эмульсионные ВВ) подтверди-

ли решающую роль углерода [50, 51]. В работе [52] обсуждалась последовательная углеродно-ориентированная концепция. Свободный углерод, выделившийся после реакции, отвечает за проводимость в волне Тейлора, с чем соглашаются многие авторы. Существенным и не очевидным аспектом является то, что пик проводимости также можно объяснить выделением свободного углерода в зоне реакции в количестве, превышающем равновесное. Это подтверждается корреляцией значения электропроводности и расчетного содержания свободного углерода как в точке ЧЖ, так и в области химпика [50, 51]. Идея быстрого разложения и избытка углерода была предложена в работах [53, 54] по аналогии с ударным разложением органических веществ и подкреплена данными по изотопному составу продуктов детонации. В зоне реакции из сверхравновесного углерода формируются кластеры и агрегаты, обеспечивающие максимум электропроводности. Позднее часть свободного углерода окисляется, вследствие чего электропроводность уменьшается. Эта модель объясняет все данные по проводимости, доступные в настоящее время.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для обоснования высокочувствительного метода диагностики зоны химической реакции путем измерения электропроводности проведено сопоставление профилей электропроводности с результатами традиционных методов исследования — профилями массовой скорости. Сравнение разных высокоризантных ВВ в широком диапазоне исследованных плотностей показало, что размеры зон реакции, приводимые в литературе, в среднем близки к ширине соответствующих пиков электропроводности. Имеющийся разброс связан в основном с трудностями в локализации состояния Чепмена — Жуге на записях скорости. Обсуждаются условия на кинетику реакции, при которых возникает особенность типа излома на профилях скорости и давления. Отсутствие таких особенностей в ряде экспериментальных работ говорит о том, что эти условия выполняются сравнительно редко. Напротив, контрастность пиков электропроводности значительно выше. По существу, именно распределения электропроводности содержат излом, который ожидался в ранних исследованиях структуры зон реакции.

При скромных экспериментальных затратах метод электропроводности позволяет с

приемлемым временным разрешением проводить диагностику изменения химического состояния вещества в области химпика при слабом влиянии на изучаемый процесс.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зельдович Я. Б.** К теории распространения детонации в газообразных системах // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1940. — Т. 10, № 5. — С. 542–568.
2. **Von Neumann J.** Theory of detonation waves // John von Neumann, Collected Works / A. J. Taub (Ed.). — N. Y.: Pergamon Press, 1963 — P. 203–218. — (Shock Wave Science and Technology Reference Library; V. 6).
3. **Döring W.** Über den Detonationsvorgang in Gasen [About the detonation process in gases] // Ann. der Physik. — 1943. — Bd 43, N 6-7. — S. 421–436.
4. **Duff R. E., Houston E.** Measurement of Chapman — Jouguet pressure and reaction zone length in a detonating high explosive // J. Chem. Phys. — 1955. — V. 23, N 7. — P. 1268.
5. **Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.** Детонационные волны в конденсированных средах. — М.: Наука, 1970.
6. **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.
7. **Лобойко Б. Г., Любятинский С. Н.** Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 45–64.
8. **Федоров А. В., Меньших А. В., Ягодин Н. Б.** Структура детонационного фронта в гетерогенных ВВ // Хим. физика. — 1999. — Т. 18, № 11. — С. 64–68.
9. **Федоров А. В., Михайлов А. Л., Антонюк Л. К., Назаров Д. В., Финюшин С. А.** Определение параметров зоны химической реакции, параметров пика Неймана и состояния в плоскости Чепмена — Жуге в гомогенных и гетерогенных взрывчатых веществах // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 3. — С. 62–68.
10. **Pachman J., Künzel M., Němec O., Majzlík J.** A comparison of methods for detonation pressure measurement // Shock Waves. — 2018. — V. 28, N 2. — P. 217–225.
11. **Pei H., Huang W., Zhang X., Zheng X.** Measuring detonation wave profiles in plastic-bonded explosives using PDV // AIP Adv. — 2019. — V. 9. — P. 015306.
12. **Бахрах С. М., Евстигнеев А. А., Зубарев В. Н., Шанин А. А.** Влияние конечной скорости разложения ВВ на определение детонационных параметров // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 6. — С. 117–121.
13. **Лобанов В. Ф.** Моделирование детонационных волн в гетерогенном конденсированном ВВ // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 6. — С. 113–116.
14. **Lee E. L., Tarver C. M.** Phenomenological model of shock initiation in heterogeneous explosives // Phys. Fluids. — 1980. — V. 23. — P. 2362–2371.
15. **Tarver C. M., Kury J. W., Breithaupt R. D.** Detonation waves in triaminotrinitrobenzene // J. Appl. Phys. — 1997. — V. 82, N 8. — P. 3771–3782.
16. **Аминов Ю. А., Еськов Н. С., Никитенко Ю. Р., Рыкованов Г. Н.** Расчет структуры зоны реакции гетерогенных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 125–128.
17. **Уткин А. В., Канель Г. И., Фортгов В. Е.** Эмпирическая макрокинетика разложения флегматизированного гексогена в ударных и детонационных волнах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 5. — С. 115–122.
18. **Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А.** Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1959. — Т. 37, № 6(12). — С. 1543–1549.
19. **Hayes W.** On the electrical conductivity in detonation products // Proc. of 4th Symp. (Int.) on Detonation, White Oak, MD, 1965; ACR-126. — Washington: Office of Naval Research, 1967. — P. 595–601.
20. **Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Иванов Г. М.** Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // Хим. физика. — 2007. — Т. 26, № 12. — С. 21–33.
21. **Ершов А. П., Сатонкина Н. П.** Исследование зоны реакции в неоднородных взрывчатых веществах методом электропроводности // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 109–115.
22. **Satonkina N. P., Safonov A. A.** Electrical properties of trotyl detonation products // J. Eng. Thermophys. — 2009. — V. 18, N 2. — P. 177–181.
23. **Ershov A. P., Satonkina N. P.** Electrical conductivity distributions in detonating low-density explosives — grain size effect // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 5. — P. 1022–1026.
24. **Ershov A. P., Satonkina N. P.** Electrical conductivity profiles in detonating low-density explosives of various grain sizes // Proc. of 14th Int. Detonation Symp., Coeur d'Alene, ID, 2010; ONR 351-10-185. — Arlington, VA: Office of Naval Research, 2010. — P. 302–305.
25. **Сатонкина Н. П., Рубцов И. А.** Распределение электропроводности при детонации взрывчатого вещества на основе ТАТБ // Журн. техн. физики. — 2016. — Т. 86, № 1. — С. 144–147.

26. Satonkina N. P., Ershov A. P., Kashkarov A. O., Mikhaylov A. L., Pruel E. R., Rubtsov I. A., Spirin I. A., Titova V. V. Electrical conductivity distribution in detonating benzotrifuroxane // *Scient. Rep.* — 2018. — V. 8. — P. 9635.
27. Баталова М. В., Бахрах С. М., Зубарев В. Н. Возбуждение детонации в гетерогенных ВВ ударными волнами // *Физика горения и взрыва.* — 1980. — Т. 16, № 2. — С. 105–109.
28. Морозов В. Г., Карпенко И. И., Куратов С. Е., Соколов С. С., Шамраев Б. Н., Дмитриева Л. В. Теоретическое обоснование феноменологической модели ударно-волновой чувствительности гетерогенного ВВ на основе ТАТБ с учетом одно- и двукратно-го ударно-волнового нагружения, в том числе с промежуточной разгрузкой // *Хим. физика.* — 1995. — Т. 14, № 2-3. — С. 32–39.
29. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ // *Физика горения и взрыва.* — 1989. — Т. 25, № 6. — С. 112–117.
30. Tarver C. M., Hallquist J. O., Erickson L. M. Modeling short pulse duration shock initiation of solid explosives // *Proc. of 8th Symp. (Int.) on Detonation, Albuquerque, NM, 1985.* — P. 951–961.
31. Tarver C. M., Breithaupt R. D., Kury J. W. Detonation waves in pentaerythritol tetranitrate // *J. Appl. Phys.* — 1997. — V. 81, N 11. — P. 7193–7202.
32. Johnson J. N., Tang P. K., Forest C. A. Shock-wave initiation of heterogeneous reactive solids // *J. Appl. Phys.* — 1985. — V. 57, N 9. — P. 4323–4334.
33. Seitz W. L., Stacy J., Wackerle H. L. Detonation reaction zone studies on TATB explosives // *Proc. of 8th Symp. (Int.) on Detonation, Albuquerque, NM, 1985.* — P. 123–132.
34. Kury J. W., Breithaupt R. D., Tarver C. M. Detonation waves in trinitrotoluene // *Shock Waves.* — 1999. — V. 9, N 4. — P. 227–237.
35. Gustavsen R. L., Sheffield S. A., Alcon R. R. Detonation wave profiles in HMX based explosives // *AIP Conf. Proc.* — 1998. — V. 429. — P. 739–744. — <http://doi.org/10.1063/1.55674>.
36. Ershov A. P., Kashkarov A. O., Pruel E. R., Satonkina N. P., Sil'vestrov V. V., Yunoshev A. S., Plastinin A. V. Nonideal detonation regimes in low density explosives // *J. Appl. Phys.* — 2016. — V. 119, N 7. — P. 075903(1–6).
37. Tanaka K. Detonation properties of condensed explosives computed using the Kihara — Hikota — Tanaka equation of state // *Tech. Rep. National Chemical Laboratory for Industry, Tsukuba Research Center.* — Tsukuba, Japan, 1983. — P. 304.
38. Андреев С. Г., Бабкин А. В., Баум Ф. А., Имховик Н. А., Кобылкин И. Ф., Колпаков В. И., Ладов С. В., Одинцов В. А., Орленко Л. П., Охитин В. Н., Селиванов В. В., Соловьев В. С., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. *Физика взрыва.* — Изд. 3-е, испр. — М: Физматлит, 2004. — Т. 1.
39. Уткин А. В., Колесников С. А., Першин С. В. Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных взрывчатых веществах // *Физика горения и взрыва.* — 2002. — Т. 38, № 5. — С. 111–118.
40. Титов В. М., Пруэл Э. Р., Тен К. А., Лукьянчиков Л. А., Мерзиевский Л. А., Толочко Б. П., Жуланов В. В., Шехтман Л. И. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 6. — С. 3–15.
41. Пруэл Э. Р., Тен К. А., Толочко Б. П., Мерзиевский Л. А., Лукьянчиков Л. А., Аульченко В. М., Жуланов В. В., Шехтман Л. И., Титов В. М. Реализация возможностей синхротронного излучения в исследованиях детонационных процессов // *Докл. АН.* — 2013. — Т. 448, № 1. — С. 38–42.
42. Мильченко Д. В., Губачев В. А., Андреевских Л. А., Вахмистров С. А., Михайлов А. Л., Бурнашов В. А., Халдеев Е. В., Пятойкина А. И., Журавлев С. С., Герман В. Н. Наноструктурированные ВВ, получаемые методом осаждения из газовой фазы. Особенности структуры и взрывчатых свойств // *Физика горения и взрыва.* — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 96–101.
43. Satonkina N. P., Ershov A. P., Plastinin A. V., Yunoshev A. S. Chemical reaction zone and electrical conductivity profile in detonating high explosives // *Combust. Flame.* — 2019. — V. 206. — P. 249–251.
44. Гилев С. Д., Грубачев А. М. Высокая электропроводность продуктов детонации тротила // *Журн. техн. физики.* — 2001. — Т. 71, № 9. — С. 123–127.
45. Ornellas D. L. Calorimetric determinations of the heat and products of detonation for explosives: October 1961 to april 1982 // *Tech. Rep. Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, CA.* — 1982. — P. 82.
46. Nomura Y., Kawamura R. Soot derived from the detonation of a trinitrotoluene charge // *Carbon.* — 1984. — V. 22, N 2. — P. 189–191.
47. Kashkarov A. O., Pruel E. R., Ten K. A., Rubtsov I. A., Gerasimov E. Yu., Zubkov P. I. Transmission electron microscopy and x-ray diffraction studies of the detonation soot of high explosives // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2016. — V. 774. — 012072.

48. **Satonkina N. P., Ershov A. P., Kashkarov A. O., Rubtsov I. A.** Elongated conductive structures in detonation soot of high explosives // RSC Adv. — 2020. — V. 10. — P. 17620–17626.
49. **Ершов А. П., Куперштох А. Л.** Образование фрактальных структур при взрыве // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 2. — С. 111–117.
50. **Satonkina N. P.** The dynamics of carbon nanostructures at detonation of condensed high explosives // J. Appl. Phys. — 2015. — V. 118. — 245901.
51. **Сатонкина Н. П.** Связь электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ с содержанием в них углерода // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 4. — С. 129–133.
52. **Satonkina N. P., Medvedev D. A.** On the mechanism of carbon nanostructures formation at reaction of organic compounds at high pressure and temperature // AIP Adv. — 2017. — V. 7, N 8. — 085101.
53. **Анисичкин В. Ф.** Результаты исследований механизма детонации тротила, гексогена и октогена методом изотопных индикаторов // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 5. — С. 96–103.
54. **Анисичкин В. Ф.** О механизме детонации органических взрывчатых веществ // Хим. физика. — 2016. — Т. 35, № 6. — С. 30–34.

Поступила в редакцию 07.10.2019.

После доработки 17.03.2020.

Принята к публикации 01.06.2020.
