

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОМПОНЕНТОВ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

А. П. Ершов, Н. П. Сатонкина, О. А. Дибиров*, С. В. Цыкин*,
Ю. В. Янилкин*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
*РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров

Методом электропроводности исследована детонация сплавов тротил — гексоген. Тщательно отработана методика измерений с учетом деформации электродов при взрыве. Максимальная электропроводность чистого ТНТ составила $\approx 25 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Добавление гексогена уменьшает электропроводность и ширину проводящей зоны, что, по-видимому, связано с образованием алмаза. Обнаружено, что размеры частиц гексогена играют существенную роль. При равной массовой доле для микронных частиц проводимость образца в несколько раз меньше, чем для миллиметровых. Предложено объяснение этого факта различной степенью перемешивания продуктов детонации компонентов гетерогенного взрывчатого вещества.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время нет достаточно полного понимания экстремального состояния вещества, достигаемого при детонации, особенно для гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ). До некоторой степени именно практические успехи в применении ВВ не способствовали более глубокому изучению механизма детонации.

Типичным представителем гетерогенных ВВ является смесь тротил — гексоген (ТГ), представляющая собой взвесь частиц гексогена в твердой матрице тротила. Свойства этих компонентов различны, что порождает за фронтом детонации явления, характерным масштабом которых является размер зерна. Можно для краткости говорить о процессах взаимодействия компонентов на мезоуровне.

Два аспекта взаимодействия представляются наиболее важными.

1. На мезомасштабе в зоне реакции и тем более за ее пределами быстро вырабатывается «общее» давление и несколько изменяется объемное соотношение компонентов. Например, в смеси ТГ тротил оказывается сжатым, а гексоген — разгруженным по сравнению со случаем детонации однородных ВВ. Изменение давления и плотности способно влиять на ход реакции и состав продуктов детонации (ПД).

2. За фронтом детонационной волны взрывчатые компоненты способны перемешиваться — это сравнительно медленный процесс.

Интерес к проблеме взаимодействия компонентов значительно возрос в связи с процессом детонационного синтеза ультрадисперсных алмазов из углерода ВВ, обнаруженным в 60-е годы (см. [1]). Именно «сплав» ТГ является одним из лучших исходных материалов для синтеза [2]. Для тротила, основного поставщика свободного углерода, более мощный гексоген может быть только «прессом», обеспечивающим повышенное давление, либо в синтезе участвует и углерод гексогена в смеси ПД обоих веществ. Кроме того, перемешивание на стадии расширения ПД может влиять на некоторые вторичные реакции, обеспечивая «договорание».

По имеющимся данным [3–5] на стадии реакции степень смешения незначительна, т. е. сразу по окончании реакции структура смеси геометрически близка к исходной: в среде ПД тротила распределены «пузыри» ПД гексогена. Однако заметное перемешивание возможно в течение нескольких микросекунд за счет мезомасштабной скоростной неравновесности.

В данной работе методом электропроводности проведено исследование взаимодействия компонентов неоднородного ВВ за фронтом детонационной волны. Известно, что электропроводность ПД тротила аномально высока (а ниже показано, что ее величина еще и недооценивалась). Поэтому при взрыве смеси проводимость должна осуществляться в основном по «токовым каналам» — связанной пространственной области ПД тротила.

Высокая электропроводность ПД тротила обусловлена выделением свободного углерода в проводящей фазе. При добавлении гексогена условия процесса детонации сдвигаются в сторону образования алмаза и следует ожидать уменьшения электропроводности внутри токовых каналов. Перемешивание же компонентов изменяет геометрию каналов, уменьшая долю хорошо проводящего вещества. Оба процесса влияют на эффективную проводимость смеси. Чтобы разделить эти два основных эффекта, в экспериментах варьировались содержание гексогена и размер зерна.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Использовалась схема измерений [6], изображенная на рис. 1. Измеряемое сопротивление заряда $R(t)$ шунтировалось известным сопротивлением $R_s = 0,084$ Ом. Практическое постоянство питающего тока ($I \approx 60$ А) обеспечивалось разрядом конденсатора C (емкость 100 мкФ, напряжение 1 кВ) через достаточно большое сопротивление (не менее 16 Ом). Шунт, выполненный в виде сложенной вдвое полоски константановой фольги, соединялся с зарядом плоской линией, сопротивление которой $R_l \approx 0,004$ Ом. Индуктивность контура, включающего шунт и линию, определялась в специальных опытах и составила $L \approx 10$ нГ. Паразитные параметры R_l и L существенны при измерениях малых сопротивлений (т. е. высоких электропроводностей).

Напряжение на шунте $U(t)$ измерялось цифровым осциллографом. Вначале регистрируется значение $U_0 = R_s I$. После замыкания электродов продуктами детонации напряжение падает. Сопротивление заряда $R(t)$ выражается через $U(t)$ и параметры цепи:

$$R(t) = \frac{R_s U(t) + L dU/dt}{U_0 - U(t)} - R_l. \quad (1)$$

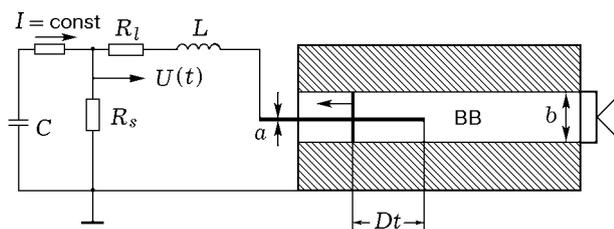


Рис. 1. Измерительная схема и геометрия ячейки

Измерительная ячейка также показана на рис. 1. Взрывчатое вещество заполняет внутренность коаксиальной системы электродов. Массивная оболочка заряда имела длину 12 см и внешний диаметр 4 см. Детонационная волна движется вдоль оси. В момент ее контакта с центральным электродом возникает проводимость через продукты детонации, которая меняется со временем при движении волны со скоростью детонации D .

Пространственное разрешение ячейки определяется продольным растеканием тока. Сопротивление R в момент контакта центрального электрода и фронта волны можно оценить, предполагая растекание тока в полусферу симметричным, а среду — однородно проводящей с электропроводностью σ : $R \approx (b - a)/\pi ab\sigma$. Здесь b и a — диаметры заряда и центрального электрода. Та же величина сопротивления в цилиндрической геометрии соответствует некоторой длине Δ : $R = \ln(b/a)/2\pi\Delta\sigma$, откуда $\Delta \approx a \ln(b/a)/(2(1 - a/b))$. В условиях эксперимента (при $a \approx 2$ мм, $b = 10$ мм) $\Delta \approx a$. Значение Δ и будет оценкой продольного разрешения; можно считать, что оно составляло $2 \div 3$ мм.

Обработка результатов измерений

Поскольку для определения $R(t)$ по формуле (1) нужна производная сигнала, по точкам записи напряжения строился сглаживающий сплайн. Степень сглаживания подбиралась так, чтобы кривая была близка к экспериментальным данным и в то же время была достаточно плавной (не реагировала на случайные выбросы и шумы).

Вместо сопротивления ячейки $R(t)$ удобнее пользоваться интегральной проводимостью G как функцией от $x = Dt$ — глубины погружения центрального электрода в продукты детонации. В простейшем случае, когда деформацией ячейки под действием давления взрыва пренебрегается, проводимость определим следующим образом:

$$G(x) = \int_0^{Dt} \sigma dx = \frac{\ln(b/a)}{2\pi} \frac{1}{R(t)}.$$

Коэффициент в этой формуле выбран так, что искомая электропроводность вещества σ извлекается простым дифференцированием зависимости $G(x)$:

$$\sigma(x) = \frac{dG}{dx}.$$

Координата x отмеряется от фронта волны.

Коаксиальная ячейка удобна тем, что ее геометрия относительно постоянна (в отличие, например, от плоской ячейки с электродами в виде параллельных пластин). Однако деформация электродов при взрыве неизбежна. Радиус центрального электрода при этом несколько уменьшается, а внешний радиус ячейки возрастает. Учет деформации электродов вносит некоторые усложнения.

Для оценки роли геометрических искажений были проведены двумерные расчеты детонации в коаксиальной геометрии, соответствующей эксперименту, в нестационарной постановке. Подробности расчетов изложены в приложении. Установлено, что к моменту контакта волны с центральным электродом (длина которого ≈ 4 см) течение выходит на стационарный режим, так что внутренняя геометрия ячейки зависит от одной переменной x . Для типичного случая детонации ТГ 50/50 и медных электродов обработка данных расчетов приводит к зависимостям

$$b(x) = b(1+0,0745x), \quad a(x) = a(0,971+0,0088x).$$

Здесь b и a — исходные диаметры заряда и электрода, $b(x)$ и $a(x)$ — текущие; расстояние x измеряется в сантиметрах. Отличие $a(0)$ от единицы связано с заметным сжатием вблизи фронта волны центрального электрода. Представленная выше корреляция $a(x)$ сглаживает быстрые колебания изменений расчетного диаметра на масштабах порядка 1 мм, так как их учет при ограниченном разрешении метода был бы превышением точности. Длина центрального электрода практически не сокращалась.

Легко получить функцию, определяющую электрическую неоднородность ячейки:

$$f(x) = \frac{\ln(b(x)/a(x))}{\ln(b/a)} \approx 1,019 + 0,035x. \quad (2)$$

Плотность и динамическая жесткость электродов достаточно велики, чтобы деформации были небольшими (функция $f(x)$ слабая). Тогда в каждом сечении растекание тока можно считать радиальным, и проводимость записывается как сумма по сечениям:

$$G(x) = \int_0^x \frac{\sigma(\xi)}{f(\xi)} d\xi.$$

Электропроводность с поправкой на деформации имеет вид

$$\sigma = f(x) \frac{dG}{dx}. \quad (3)$$

Без учета деформаций, т. е. если считать $f(x) = 1$, электропроводность несколько занижается (на 9 % при среднем значении $x = 2$ см). Поскольку поправка невелика, а бризантные свойства использованных ВВ и исходные геометрии ячеек близки, функция (2) использовалась для всех экспериментов со смесями ТГ. При вычислениях по соотношению (3), как и по (1), использовалось сплайн-сглаживание данных.

Из-за шумов и непостоянства свойств заряда значения электропроводности, полученные дифференцированием по формуле (3), подвержены значительным колебаниям. Эти флуктуации заметно меньше для интеграла от электропроводности:

$$Y(x) = \int_0^x \sigma(\xi) d\xi.$$

Принимая во внимание интегральный по существу характер метода, разумно рассматривать именно функцию $Y(x)$ как результат измерений. Физически $Y(x)$ представляет собой интегральную проводимость, которую создало бы распределение электропроводности $\sigma(x)$ в одномерной постановке (без деформации ячейки). Далее $Y(x)$ будем называть исправленной проводимостью. Следует отметить, что $Y(x)$ отнюдь не совпадает с проводимостью, которая возникла бы при детонации того же ВВ в недеформируемой ячейке, так как в отсутствие бокового расширения изменилось бы само распределение $\sigma(x)$.

Что же касается самой электропроводности, имеет смысл оценить только наиболее характерные параметры ее распределения. Для этого данные $Y(x)$ аппроксимировались функцией

$$Y = A(1 - \exp(-kx)) + Bx, \quad (4)$$

параметры которой вычислялись методом наименьших квадратов. Функция (4) удовлетворительно описывает зависимости, получаемые в эксперименте. Ей соответствует сглаженное распределение электропроводности

$$\sigma = Ak \exp(-kx) + B, \quad (5)$$

т. е. пик амплитудой Ak и шириной $1/k$ на фоне постоянной величины B . Иногда использовали упрощенные функции (4), (5) при $B = 0$.

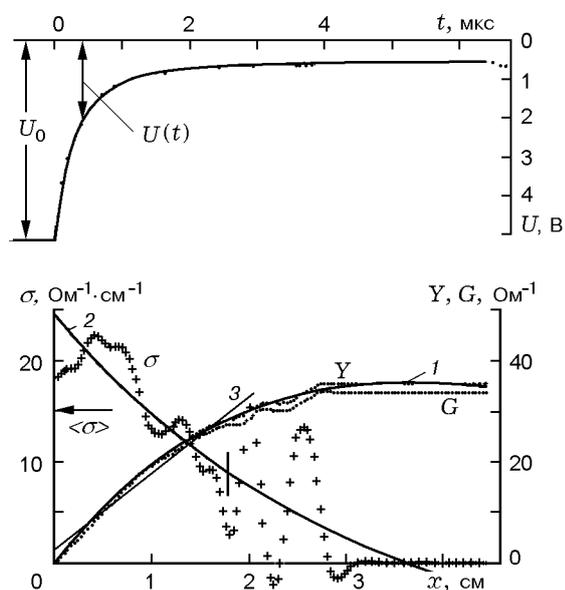


Рис. 2. Экспериментальная запись и результаты ее обработки для литого ТНТ:

1 — сглаженная проводимость $Y(x)$; 2 — сглаженная электропроводность $\sigma(x)$; 3 — линейная регрессия для $Y(x)$, из которой определяется средняя электропроводность

На рис. 2 (вверху) показана осциллограмма напряжения для литого тротила. Через экспериментальные точки проведена сглаженная кривая. Отклонение экспериментальных данных от расчетной зависимости мало, так что кривая «закрывает» почти все точки. Оба электрода ячейки были медными. В нижней части рисунка показана интегральная проводимость $G(x)$ (точки) и рассчитанная по ней согласно (3) зависимость $\sigma(x)$ (крестики).

Проводимость Y , скорректированная с учетом деформации ячейки, лежит несколько выше значений G . Через точки $Y(x)$ проведена зависимость (4) (сплошная линия 1). Дифференцирование этой сглаженной зависимости согласно (5) дает электропроводность. Сглаженный график $\sigma(x)$ также приведен на рис. 2 (сплошная линия 2). Видно, что он разумным образом отражает исходную зависимость, не реагируя в то же время на флуктуации. В конце записи на кривой 1 имеется небольшой спад. В данном случае это эффект подгонки простейшей функции (4) к экспериментальным данным, но возможен и реальный спад $Y(x)$ из-за некоторой неоднородности заряда, нарушающей стационарность распределения. В результате появляются нефизические отрицательные

значения электропроводности. Эти отклонения невелики и находятся в пределах ожидаемой точности восстановления $\sigma(x)$ ($\approx 20\%$).

Оценка максимальной электропроводности ПД тротила из рис. 2 дает значение $\sigma_{\max} \approx 24,3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, а характерное время τ спада ее в e раз равно 2,5 мкс. На рис. 2 точка $x = D\tau$, соответствующая времени τ , отмечена вертикальной чертой на линии 2. Обычно достаточно информативным показателем была электропроводность $\langle \sigma \rangle$, средняя по зоне шириной 2 см, примыкающей к фронту, которая вычислялась как наклон линейной регрессии $Y(x)$ (см. рис. 2, прямая 3). Величина средней электропроводности в этой зоне на рис. 2 (и далее на рис. 3–6) показана стрелкой. В данном случае $\langle \sigma \rangle \approx 15 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Роль материала электродов

Ранее считалось, что электропроводность литого тротила примерно в шесть раз меньше [7]. По нашему мнению, причина расхождения — методическая погрешность ранних экспериментов, а именно применение стали в качестве материала оболочек и особенно центрального электрода. В кратковременных взрывных опытах ток идет по поверхности электродов, проникая только на глубину скин-слоя. Поэтому при измерении высокой электропроводности может быть существенным паразитное сопротивление материала ячейки.

Толщина скин-слоя для меди $\approx 0,2$ мм через 4 мкс. Сопротивление поверхности центрального медного проводника диаметром 2 мм и длиной 40 мм будет $\approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}$ при электропроводности $5,5 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Влияние сопротивления поверхности внешнего электрода меньше в $b/a \approx 5$ раз. Сопротивление 10^{-3} Ом ячейка длиной 2 см будет иметь при заполнении ее средой с электропроводностью $\approx 100 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Для наших опытов сопротивление медной ячейки несущественно.

Стальные электроды имеют неожиданно большое сопротивление. Это следствие того, что сталь является ферромагнетиком. У линейного магнетика с проницаемостью μ толщина скин-слоя уменьшается в $\sqrt{\mu}$ раз. Учитывая также и меньшую электропроводность стали, следует ожидать, что сопротивление стального электрода примерно на два порядка больше, чем у медного. Это подтвердили специальные модельные опыты.

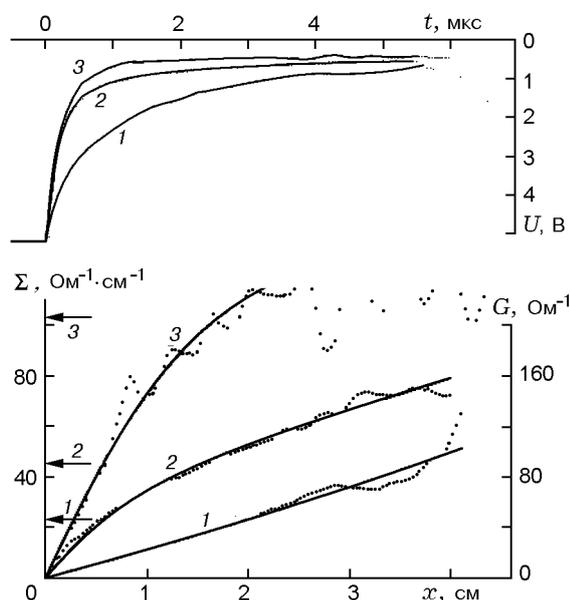


Рис. 3. Модельные эксперименты:

1: внешний электрод — медная фольга, внутренний — сталь; 2: внешний электрод — сталь, внутренний — медная фольга; 3: внешний электрод — медная фольга, внутренний — медь

Для оценки паразитного сопротивления стальной оболочки в ее полость вместо заряда помещался детонирующий шнур в трубке из медной фольги толщиной 0,2 мм. При детонации шнура происходят замыкание стального и медного электродов и спад напряжения в цепи. Для измерения паразитного сопротивления стального центрального электрода последний помещался в трубку из той же фольги, и контакт замыкался детонирующим шнуром, расположенным снаружи образующей.

На рис. 3 показаны три осциллограммы опытов для следующих геометрий: оболочка из медной фольги со стальным центральным электродом, стальной цилиндр с вставленным в него детонирующим шнуром в трубке из медной фольги и оболочка из медной фольги с медным центральным электродом. Ясно видно различие экспериментальных записей. В нижней части рис. 3 показаны соответствующие зависимости $G(x)$ (проводимость в данном случае вычислялась как обратное сопротивление ячейки). Осциллограммы и кривые проводимости похожи на «настоящие» (см. рис. 2), и можно говорить о «кажущейся» электропроводности ячейки Σ , которая должна значительно превышать электропроводность продуктов детонации, измеряемую в реальном опыте.

Например, в опыте со стальной оболочкой «кажущаяся электропроводность», определенная по базе 2 см из кривой 2, составляет $\approx 45 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ (стрелка 2). Следовательно, можно измерять с достаточной надежностью электропроводность ПД, которая много меньше этого значения, т. е. $\approx 5 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$.

Для опыта со стальным центральным электродом оба значения примерно вдвое меньше, что согласуется с оценкой, основанной на толщине скин-слоя δ . Действительно, магнитное поле H в ячейке достаточно для насыщения стали. При этом условии $\delta \sim \sqrt{H}$, т. е. толщина скин-слоя изменяется обратно пропорционально корню из диаметра электрода. Это и объясняет более слабую зависимость сопротивления от диаметра электрода, чем для немагнитного материала (у которого толщина скин-слоя не зависит от поля).

Медная модель ячейки дает значение $\Sigma \approx 100 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, что хорошо согласуется с приведенной выше расчетной оценкой и достаточно для измерения электропроводностей, встречающихся в наших опытах.

Для иллюстрации роли материалов электродов в реальных опытах на рис. 4 приведены три осциллограммы. Во всех трех случаях

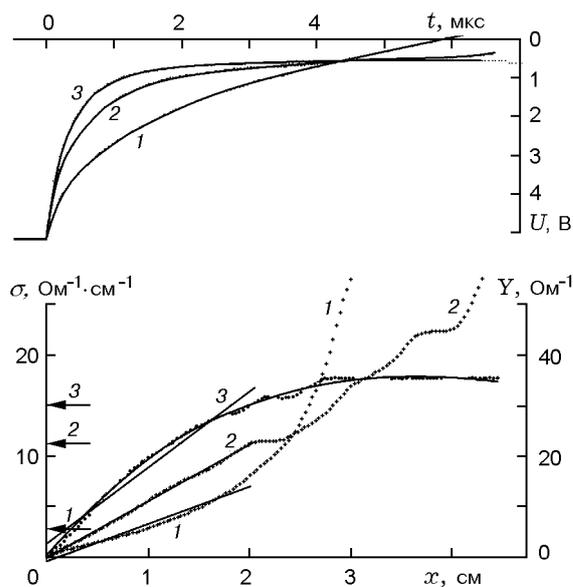


Рис. 4. Роль материала электрода:

1: стальная оболочка, стальной центральный электрод; 2: стальная оболочка, медный центральный электрод; 3: медная оболочка, медный центральный электрод

в качестве ВВ использовался тротил. Сравнивались следующие комбинации: стальная оболочка и стальной электрод, стальная оболочка и медный электрод, медная оболочка и медный электрод. В нижней части рисунка приведены соответствующие графики проводимости, стрелками отмечены значения средней электропроводности для соответствующих опытов.

Стальная оболочка (кривая 2) существенно занижает проводимость в области вблизи фронта по сравнению с медной. Когда же детонация завершается, эффективная длина скин-слоев становится малой и проводимость заряда «восстанавливается», причем в конце процесса превосходит уровень, достигаемый в опыте с чисто медной ячейкой (кривая 3). Создается впечатление, что электропроводность примерно постоянна или даже растет с удалением от фронта. Еще более разительный эффект наблюдается в опыте со стальным центральным электродом (кривые 1): незадолго до завершения детонации напряжение переходит через нуль — формально проводимость бесконечна. Это, по-видимому, связано с нелинейностью намагничивания материала и со сложным перераспределением тока между скин-слоями в электродах и продуктами детонации.

Эти данные показывают, что для ТНТ, электропроводность ПД которого велика ($\approx 25 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$), нельзя использовать сталь в качестве оболочки и тем более в качестве внутреннего электрода. Стальные оболочки пригодны, если электропроводность ПД сравнительно невелика (до $5 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, при том что электропроводность стали на четыре порядка больше). Например, это допустимо для сплава ТГ с содержанием гексогена не менее 30 %. Для стального центрального электрода надежно измеряемая электропроводность должна быть еще примерно вдвое меньше. Для измерения больших электропроводностей следует использовать медные электроды. Медь немагнитна и, кроме того, имеет лучшую электропроводность.

Влияние МГД-генерации из-за движения волны эквивалентно малому отрицательному сопротивлению и частично компенсирует сопротивление скин-слоев (эффект также порядка $0,001 \text{ Ом}$).

При высокой проводимости и толстой проводящей зоне может быть существенным скин-эффект в самих продуктах детонации. Толщину проводящей зоны x следует сравнить с тол-

щиной скин-слоя $c\sqrt{x/4\pi\sigma D}$ (c — скорость света), откуда получаем, что характерная электропроводность, измерения которой уже ненадежны, $\sigma \sim c^2/4\pi Dx \approx 100 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ при $x = 1,5 \text{ см}$. Следовательно, скин-эффект в продуктах детонации может несколько занижать измеряемую электропроводность, но вплоть до максимальных значений ($\approx 25 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ для литого тротила) его влияние не превышает экспериментального разброса ($\approx 20 \%$).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Основная серия опытов проводилась с составами ТГ. В опытах был использован штатный (размер частиц 200 мкм), крупнодисперсный ($800 \div 1400 \text{ мкм}$) и мелкодисперсный ($\approx 5 \text{ мкм}$) гексоген. Крупный гексоген получали кристаллизацией из насыщенного раствора в горячем ацетоне при медленном охлаждении. Мелкие частицы образовывались при быстром смешивании раствора с холодной водой.

По микрофотографиям порошка строились распределения по размерам. Указанные выше размеры частиц определялись как среднemasовые (т. е. половина порошка по массе состоит из частиц меньшего размера).

Заливка смеси ТГ в заряд проводилась сначала со стороны электрода, предварительно установленного по оси, на его длину, затем с другой стороны и велась малыми порциями, чтобы минимизировать оседание гексогена и избежать образования внутренних полостей. При этом материал делили на части, и заливка следующей части начиналась после использования предыдущей, с тем чтобы по крайней мере в пределах каждой части точно соблюдалась интегральная дозировка. В электродной зоне помещалось не менее двух таких частей. Эти меры позволили свести неоднородность заряда до приемлемого уровня.

При заливке тротила с крупными частицами гексогена возникли сложности, связанные с налипанием состава на стенки и электрод и с перекрыванием зазора. Поэтому применялась заливка в горячую ячейку, либо в части опытов отверстие для центрального электрода высверливалось. Результаты не зависели от способа приготовления заряда. Следует отметить, что как при увеличении, так и при уменьшении размера частиц по сравнению со штатным размером однородность заряда несколько ухудшалась.

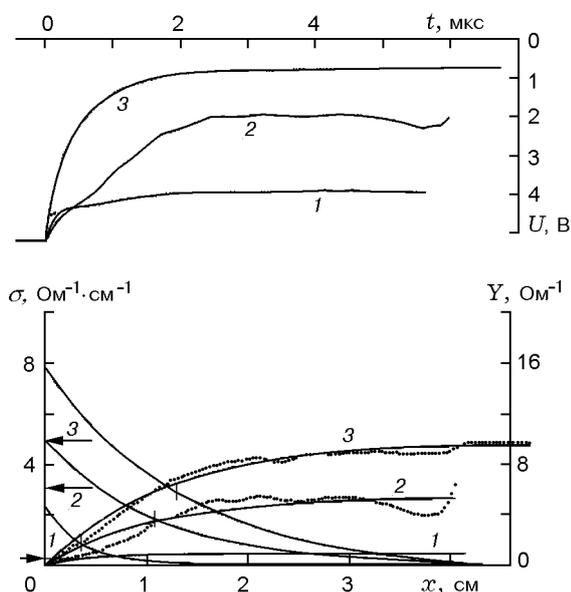


Рис. 5. Влияние состава смеси:
1 — состав ТГ 50/50, 2 — ТГ 70/30, 3 — ТГ 90/10

На рис. 5 представлены осциллограммы опытов и кривые интегральной проводимости при различном содержании гексогена. Здесь использован штатный гексоген со средним размером частиц 200 мкм. Масштаб для кривых 3 уменьшен в 2,5 раза; так, средняя электропроводность в этом эксперименте равна $12 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$. Видно, что с увеличением концентрации гексогена электропроводность уменьшается весьма резко. Для состава ТГ 50/50 максимальная электропроводность в миллиметровой зоне за фронтом детонации на порядок меньше, чем у чистого тротила, а средняя — в 20 раз меньше. Такая же тенденция наблюдается и для других размеров зерна. С ростом содержания гексогена уменьшается также и ширина проводящей зоны.

Этот результат не удается объяснить примитивным замещением части проводящего объема продуктами детонации гексогена. Эффективная электропроводность смеси проводящей жидкости и непроводящих включений, занимающих половину объема, всего в 2,8 раза меньше, чем у чистой жидкости [8].

Рис. 6 иллюстрирует роль размера частиц гексогена d при его фиксированной концентрации $\alpha = 30\%$. Неожиданно оказалось, что при одном и том же брутто-составе (и, значит, одинаковой энергетике) крупнодисперс-

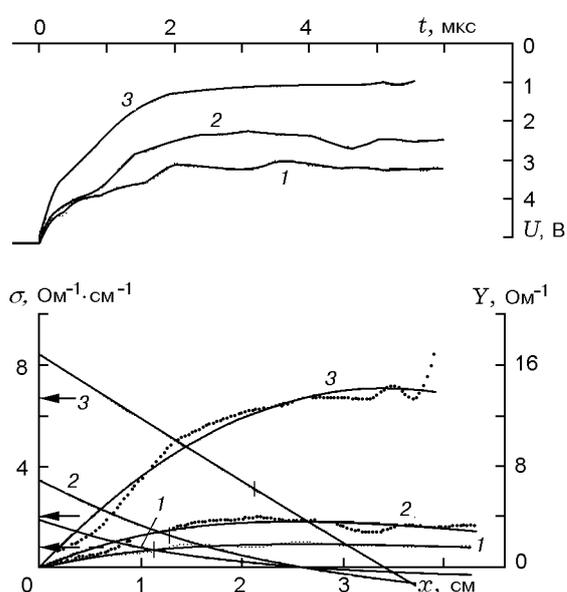


Рис. 6. Влияние размера частиц гексогена на электропроводность:
 d , мкм: 1 — 5; 2 — 200; 3 — 880

ная смесь проводит гораздо лучше. Различие в электропроводности для крайних значений d (880 и 5 мкм) составляет почти порядок.

Основные результаты опытов сведены на рис. 7. На всех частях рисунка сплошная линия проведена по данным для штатного продукта (среднее из 2–4 опытов, разброс составлял $\approx 20\%$). Темные точки — крупные частицы (каждая точка — один опыт), светлые кружочки — мелкие частицы (среднее из 2–3 опытов). Обозначения для крупнодисперсного гексогена соответствуют различным партиям. У некоторых из них (например, $d = 800$ и 810 мкм) средние размеры близки, хотя формы распределения по размерам несколько отличаются. На фоне экспериментального разброса не замечено очевидного влияния размера частиц на результаты измерений для крупных фракций, и далее они будут рассматриваться совместно как «крупный» гексоген.

На рис. 7,а влияние размера частиц наиболее выражено: точки, соответствующие крупным фракциям, расположены выше линии, а данные для мелких частиц — ниже. То же самое наблюдается и на рис. 7,б, хотя здесь данные подвержены большому флуктуациям. Напомним, что средняя электропроводность, по существу, измеряется непосредственно, тогда как нахождение максимальной требует дифферен-

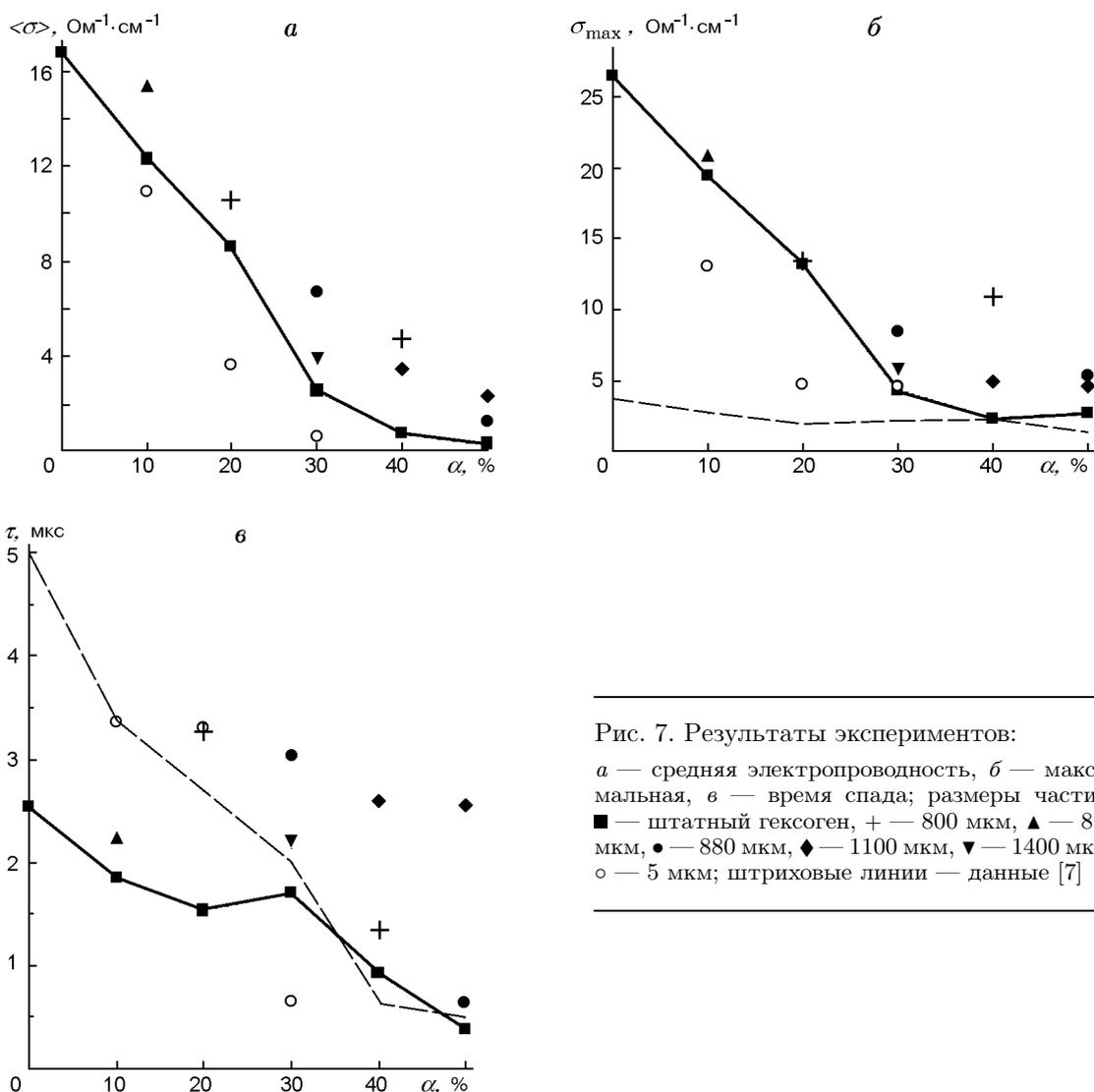


Рис. 7. Результаты экспериментов:

a — средняя электропроводность, *б* — максимальная, *в* — время спада; размеры частиц: ■ — штатный гексоген, + — 800 мкм, ▲ — 810 мкм, ● — 880 мкм, ◆ — 1100 мкм, ▼ — 1400 мкм, ○ — 5 мкм; штриховые линии — данные [7]

цирования. Время спада электропроводности τ (см. рис. 7, *в*) в общем больше для крупных частиц, а для мелких оно мало при $\alpha = 30\%$, но велико при меньших концентрациях гексогена.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные данные демонстрируют два основных вида взаимодействия компонентов, упомянутых в начале данной работы.

Влияние концентрации

Высокая электропроводность при детонации тротила обеспечивается выделением свободного углерода в проводящем состоянии (графит, сажа). Повышение параметров де-

тонации с добавлением гексогена способствует переходу свободного углерода в алмазную (непроводящую) модификацию, что уменьшает электропроводность.

Ранее зависимость электропроводности ТГ от концентрации гексогена исследовалась в [7], но при фиксированной (штатной) дисперсности. С увеличением концентрации время спада электропроводности резко уменьшалось в том же диапазоне, в котором наблюдался значительный выход алмаза (как и в данной работе). К сожалению, тогда не удалось обнаружить заметных изменений величины электропроводности из-за паразитного сопротивления скин-слоев. На рис. 7, *б, в* данные [7] показаны штриховой линией. Видно, что высокие значения электропроводности (при $\alpha < 30\%$) «обре-

зались» скин-слоями; в этом же диапазоне искажалось время спада электропроводности.

Позднее электрические измерения проведены в [9]. Исследовались прессованные тротил, гексоген и смеси ТГ 50/50 и ТГ 75/25 при разной начальной плотности. Измерялось только сопротивление ячейки. Характер изменения сопротивления также коррелировал с образованием алмаза. Значения электропроводности не приведены, возможно, из-за сложной геометрии ячейки и довольно плохого разрешения. Однако оценки показывают, что результаты [9] в сопоставимых случаях согласуются с нашими (с точностью до коэффициента 2).

Отметим, что по данным [9] в прессованном ТНТ максимальная проводимость наблюдалась при невысокой начальной плотности ($\rho_0 = 1,35 \div 1,4 \text{ г/см}^3$) и примерно втрое превосходила значение, полученное при $\rho_0 = 1,6 \text{ г/см}^3$. В этой связи следует упомянуть работу [10], где для жидкого ТНТ получено $\sigma \approx 100 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$; это значение могло быть несколько завышено из-за несовершенства измерительной ячейки. Подтверждение в достаточно аккуратной постановке роста электропроводности тротила при снижении плотности, с достижением столь высоких значений σ , было бы крайне интересно.

В данной работе удалось снять проблемы, затруднявшие ранние измерения. Надежно зарегистрирована электропроводность $25 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ в ПД литого тротила, что означает улучшение точности и пределов измерения на порядок. Это позволяет проследить за изменениями как времени спада, так и электропроводности в зависимости от содержания гексогена. Предварительно отметим, что наиболее резкий спад электропроводности происходит в интервале концентрации гексогена $20 \div 40 \%$. По данным работы [2] именно в этом интервале резко растут выход алмаза и доля алмаза в сохраненном конденсированном углероде. Более корректное сопоставление можно провести с учетом геометрического фактора [8] с поправкой на некоторое отличие объемных долей ПД и исходных веществ.

Более существенно то, что в ранних электрических измерениях [7, 9] рассматривался только наиболее прямолинейный вариант взаимодействия компонентов (изучалось влияние давления). В данной работе впервые обнаружено резкое влияние размера частиц — изменение электропроводности на порядок. Это озна-

чает необходимость определенного пересмотра интерпретаций.

Влияние дисперсности

Легко показать, что в идеальном случае средняя проводимость среды с непроводящими включениями (например, песок, пропитанный водой) не зависит от размера включений. Обнаруженное в экспериментах влияние дисперсности на электропроводность объясняется, по видимому, перемешиванием компонентов. Перемешивание приводит к образованию дополнительного плохо проводящего объема (слоя) на границах материалов. Уменьшается объемная доля хорошо проводящего компонента — «чистых» ПД тротила. Очевидно, что этот эффект зависит от размера частиц. В мелкодисперсной системе токовые каналы будут перекрываться быстрее, чем в крупнодисперсной (поперечник каналов пропорционален размеру зерна). Это наиболее отчетливо проявляется для средней электропроводности (см. рис. 7,а). Для образцов средней и большой дисперсности перемешивание (требующее заметного времени) должно слабее влиять на максимальную электропроводность, что в общем подтверждает рис. 7,б.

В работе [11] отмечен некоторый рост выхода алмаза в системе ТНТ — октоген 70/30 при измельчении частиц октогена (от 6,3 до 9,7 % при переходе от размера 90 мкм к 6 мкм). Но этот эффект представляется недостаточным в качестве основной причины изменений электропроводности, хотя он и может играть вспомогательную роль.

Микронные частицы, по видимому, перемешиваются полностью за сравнительно короткое время. Этим может объясняться парадоксальное поведение времени спада τ . В случае малых концентраций ($\alpha = 10$ и 20%) это «растворение» не нарушает проводимость, и спад происходит примерно так же, как в чистом тротиле. Для образцов с $\alpha = 30 \%$ свойства продуктов меняются уже резко, как из-за разбавления, так и из-за образования алмазной фазы.

Молекулярная диффузия может быть эффективна только для микронных частиц [12]. В образцах штатного гексогена и тем более крупнодисперсного, как и в большинстве реальных ситуаций, заметное перемешивание возможно только за счет гидродинамических процессов. Различие свойств компонентов мощ-

ных ВВ (плотность, ударная сжимаемость и т. п.) составляет примерно 10 %. Следовательно, начальная скорость относительного движения материалов во фронте детонации примерно на порядок меньше средней массовой скорости и составляет ≈ 200 м/с. Относительное движение порождает неустойчивости (как собственно течения, так и границ раздела).

Здесь не рассматриваются подробно процессы вблизи границ компонентов. Следует ожидать, что взаимное проникновение «пальцев» неустойчивостей приведет к развитию поверхности раздела и тем самым резко ускорит смешение. Возможна модификация химических процессов (выгорание углеродных частиц вблизи границы). Наконец, даже при полном отсутствии диффузии «языки» неустойчивости ухудшают проводимость за счет удлинения, сужения (а возможно, и перекрытия) токовых каналов.

В связи с проблемой синтеза алмаза было выполнено несколько изотопных измерений [3–5]. Выяснилось, что основной источник алмаза — углерод тротила, а непосредственный вклад гексогена (в [5] — октогена) невелик. По данным работы [5] степень перемешивания не превышает 14 %. Теоретическая оценка турбулентного перемешивания, предпринятая В. В. Митрофановым и В. М. Титовым [12], согласуется с данными экспериментов [3–5]. Изотопный метод дает интегральную информацию за короткое время реакции — десятые доли микросекунды.

Данная работа расширяет исследование на более длительный интервал (несколько микросекунд), в течение которого доступно непрерывное наблюдение за состоянием вещества. По нашим оценкам, при этом степень перемешивания для самых крупных частиц небольшая, для штатного гексогена — заметная, а для мелкого — практически полная.

Отметим, что электрическая диагностика оказалась неожиданно чувствительной и информативной.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет детонации в ячейке

В расчетах использовалась реальная геометрия ячейки (см. рис. 1). Кинетика разложения ВВ не учитывалась; считалось, что в начальный момент времени с торца ВВ инициируется нормальная детонация. Уравнение состояния ПД взято из [13] в упрощенном виде:

$$p = \rho g E + \rho_0 F (x - g\rho/\rho_0) \exp(-x\rho_0/\rho),$$

$$E_c = An\rho/\rho_0 + F \exp(-x\rho_0/\rho).$$

Здесь p — давление, E — внутренняя энергия, E_c — «холодная» составляющая внутренней энергии, ρ — плотность, $\rho_0 = 1,67$ г/см³ — начальная плотность. Константы: $A = 4,398$ кДж/г; $F = 62,34$ кДж/г; $n = 0,6$; $x = 4,36$; $g = 0,6$; постоянная составляющая внутренней энергии ВВ $Q = 5,783$ кДж/г.

Расчеты были выполнены по комплексу программ ЭГАК [14] как в гидродинамическом приближении, так и с учетом прочности оболочки. Использовалась неподвижная квазиравномерная расчетная сетка, которая варьировалась для выяснения сеточных эффектов, в контрольных расчетах была взята сетка с минимальным размером счетной ячейки 0,2 мм. Отметим, что учет прочности оболочки незначительно сказался на значениях давления, плотности и скорости ПД. Так же незначительно отличались результаты для различных материалов оболочки — меди или железа.

На рис. 8, а представлены профили давления вдоль оси заряда в моменты времени $t = 10$ и 14 мкс, соответствующие варианту с медной оболочкой (расчет в гидродинамическом приближении). Детонация распространяется слева направо.

Профили параметров в двумерных расчетах приведены для трех значений радиальной координаты: $r = 0, 2$ и 5 мм. Кривая при $r = 2$ мм занимает промежуточное положение между профилями при $r = 0$ и 5 мм. Для сравнения на этих же рисунках показаны результаты аналогичных одномерных расчетов (распространение плоской волны детонации в полубесконечном пространстве).

Одномерный случай дает ожидаемое автомоделное распределение. В двумерном расчете наблюдается гораздо более резкий спад давления за фронтом детонации, обусловленный боковой разгрузкой. Колебания давления на оси вызваны усилением возмущений, приходящих от оболочки заряда, из-за цилиндрической геометрии. Этот эффект особенно заметен внутри центрального электрода (который располагался в области $x > 8$ см). Если отвлечься от этих колебаний, двумерные профили с хорошей точностью стационарны. То же относится и к другим параметрам: плотности продуктов детонации и массовой скорости.

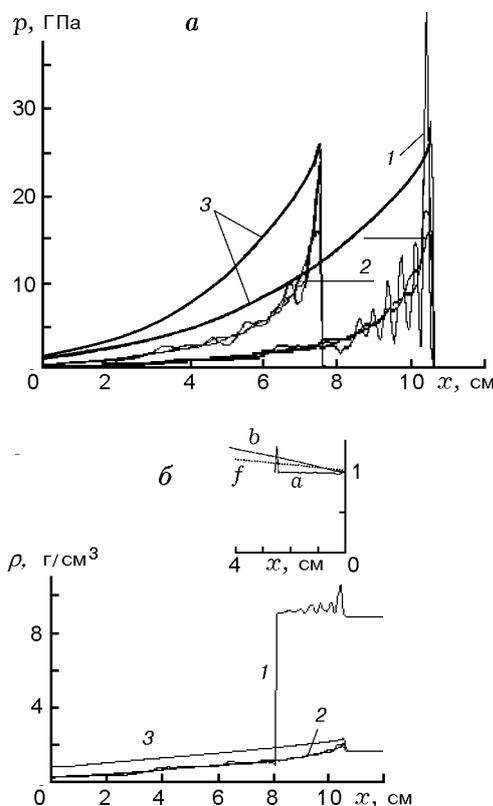


Рис. 8. Газодинамический расчет ячейки:
 а — профили давления, б — профили плотности для радиальной координаты $r = 0$ (1) и 5 мм (2); профили 3 соответствуют одномерной задаче

Таким образом, геометрически малый эффект деформации, требующий лишь небольшой коррекции (2) электрической характеристики ячейки, отнюдь не мал в газодинамическом смысле. Влияние слабого расширения оболочки можно понять, рассмотрев детонацию в деформируемой трубе в квазиодномерной стационарной постановке. В этой задаче производные параметров вдоль течения пропорциональны $1/(M^2 - 1)$, где M — число Маха течения, которое за фронтом детонации равно 1. Эта особенность и вызывает резкое падение параметров за фронтом.

На рис. 8, б показаны профили плотности при $t = 14$ мкс. На профиле при $r = 0$ видно сжатие центрального электрода. На врезке показана геометрия ячейки: относительное возрастание внешнего радиуса (b), внутреннего (a) и корректирующая функция (2), обозначенная f . Координата здесь отмеряется справа налево от фронта детонации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-03-32336, 96-15-96264).

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков К. В., Даниленко В. В., Елин В. И. Синтез алмаза из углерода продуктов детонации ВВ // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 123–125.
2. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 117–126.
3. Анисичкин В. Ф., Дерендяев Б. Г., Коптюг В. А. и др. Исследование процесса разложения в детонационной волне изотопным методом // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 3. С. 121–122.
4. Анисичкин В. Ф., Дерендяев Б. Г., Мальков И. Ю. и др. Исследование процесса детонации конденсированных ВВ изотопным методом // Докл. АН СССР. 1990. Т. 314, № 4. С. 879–881.
5. Козырев Н. В., Брыляков П. М., Сен Чел Су, Штейн М. А. Исследование процесса синтеза ультрадисперсных алмазов методом меченых атомов // Докл. АН СССР. 1990. Т. 314, № 4. С. 889–891.
6. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // Журн. эксперим. и теор. физики. 1959. Т. 37, вып. 6(12). С. 1543–1549.
7. Ставер А. М., Ершов А. П., Лямкин А. И. Исследование детонационного превращения конденсированных ВВ методом электропроводности // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 3. С. 79–83.
8. Hulin J. P., Charlaix E., Gauthier C. et al. Transport properties of the porous space of grain packings: heterogeneity effects // Disorder and Granular Media / Bideau D. and Hansen A. (Eds). (Ser. Random Materials and Processes). Amsterdam; London; New York; Tokyo: North-Holland, 1993. P. 199–228.
9. Антипенко А. Г., Першин С. В., Цапкин Д. Н. Динамические исследования образования алмаза в продуктах детонации тротила // Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. Ljubljana, Yugoslavia, 1989. P. 170–178.
10. Hayes W. On the electrical conductivity in detonation products // Proc. of the 4th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, MD, 1965. Office of Naval Research, ACR-126. Washington, 1967. P. 595–601.

11. **Sakovich G. V., Titov V. M., Brylyakov P. M. et al.** Synthesis of diamond clusters by explosion // Proc. of the 10th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. Ljubljana, Yugoslavia, 1989. P. 179–188.
12. **Титов В. М., Митрофанов В. В., Ершов А. П. и др.** Углерод в детонационных процессах // Отчет Института гидродинамики СО РАН, выполненный для Ливерморской лаб. (Часть Б). Новосибирск, 1994.
13. **Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С.** Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1969. № 4. С. 127–132.
14. **Янилкин Ю. В., Шанин А. А., Ковалев Н. П. и др.** Комплекс программ ЭГАК для расчетов двумерных течений многокомпонентной среды // Вопросы атомной науки и техники. Сер. ММФП. 1993. Вып. 4. С. 69–75.

*Поступила в редакцию 28/VII 1999 г.,
в окончательном варианте — 9/XII 1999 г.*
