

УДК 662.215.1

ДЕТОНАЦИЯ ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА, СОДЕРЖАЩЕГО НАНОРАЗМЕРНЫЕ ВКЛЮЧЕНИЯ

А. П. Ершов¹, Г. Р. Дашапилов^{1,2}, Д. И. Карпов^{1,2}, А. О. Кашкаров^{1,2},
Я. Л. Лукьянов¹, Э. Р. Прууэл^{1,2}, И. А. Рубцов^{1,2}

¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, ers@hydro.nsc.ru

²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Методом соосаждения из раствора получен гексоген, содержащий небольшую примесь одностенных углеродных нанотрубок. Детонация такого состава исследована электромагнитным методом измерения массовой скорости и методом электропроводности высокого разрешения. Наблюдался хорошо выраженный химпик. Получены предварительные указания на ускорение реакции в присутствии нанотрубок. Измерения электропроводности осложнялись заметной проводимостью исходного материала, и при учете этого фактора профили электропроводности за фронтом детонации оказались близки к наблюдавшимся для чистого гексогена. Обсуждаются возможные причины влияния нанотрубок на детонационные характеристики.

Ключевые слова: детонация, взрыв, углеродные нанотрубки.

DOI 10.15372/FGV20210112

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается активное применение углеродных нанотрубок (УНТ) в различных областях техники. Уникальные свойства УНТ — высокая продольная проводимость и огромное отношение длины к диаметру — объясняют заметную электропроводность смесей, возникающую уже при добавлении УНТ на уровне сотых долей процента [1]. Можно ожидать, что этот новый материал будет полезен и в качестве добавки к взрывчатым веществам (ВВ). Очевиден положительный эффект придания композиту электрической проводимости с соответствующим снижением опасности электризации. Вместе с тем при внесении нанотрубок могут модифицироваться и детонационные характеристики ВВ. Насколько известно авторам, этот аспект до сих пор не исследовался.

Сейчас разработаны достаточно эффективные методы производства УНТ, в результате чего их цена опустилась до уровня, позволяющего рассматривать перспективу использования УНТ в качестве добавки к взрывчатым ма-

териалам. По доступной сейчас информации, одностенные УНТ (ОУНТ) практически безопасны в обращении. В частности, «нанотрубки TUBALL, производимые компанией OCSiAl в Новосибирске, стали первыми ОУНТ, зарегистрированными в соответствии с регламентом Европейского союза REACH и разрешенными к производству и использованию в Европе в промышленных масштабах»*.

В данной работе исследуется влияние небольших добавок УНТ на детонационные характеристики гексогена.

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Использовались одностенные нанотрубки TUBALL COAT E производства компании OCSiAl, характерная длина которых составляла несколько микрон, а диаметр порядка 1.5 нм. Раствор гексогена в ацетоне смешивался с водной дисперсией 0.2 % ОУНТ, после чего как гексоген, так и УНТ выпадали в виде смеси. Аналогичным способом, за исключением добавки ОУНТ, приготавливали чистый высокодисперсный гексоген. На рис. 1 показаны изображения, полученные на сканирующем электронном микроскопе LEO-420.

Поскольку нанотрубки могут выступать как центры кристаллизации, ожидалось, что

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-03-00441).

© Ершов А. П., Дашапилов Г. Р., Карпов Д. И., Кашкаров А. О., Лукьянов Я. Л., Прууэл Э. Р., Рубцов И. А., 2021.

*См. [https://ru.wikipedia.org/wiki/Углеродные нанотрубки](https://ru.wikipedia.org/wiki/Углеродные_нанотрубки)

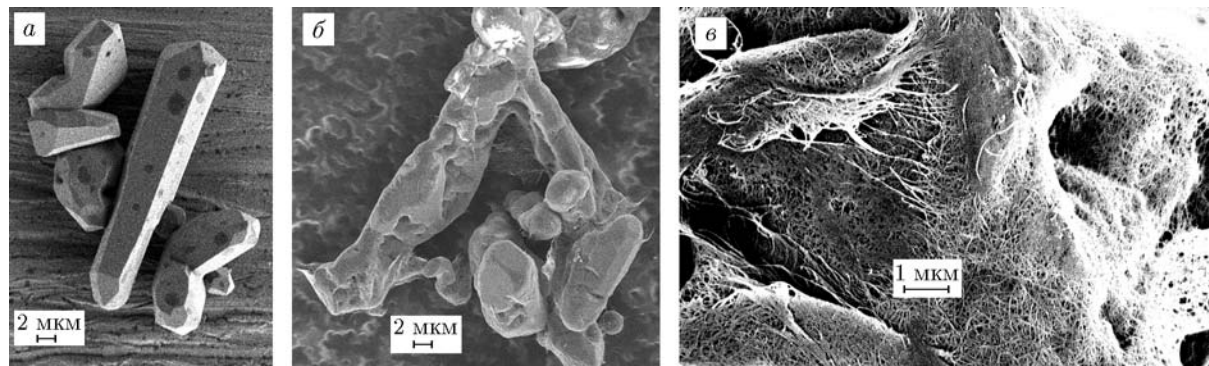


Рис. 1. Микрофотографии частиц ВВ:

a — высокодисперсный чистый гексоген, *б, в* — гексоген + 0.5 % ОУНТ при различных увеличениях

внесение ОУНТ приведет к уменьшению размеров частиц ВВ. Однако размеры зерен чистого ВВ и частиц гексогена в смеси с ОУНТ оказались примерно одинаковыми (рис. 1, *a, б*). Тем не менее материалы заметно отличались. Чистый гексоген образовывал кристаллы с выраженной огранкой, тогда как в смеси с ОУНТ зерна были скорее округлыми, а также имели поры микронных и субмикронных размеров (рис. 1, *б, в*). Большая часть нанотрубок облепляла частицы ВВ, хотя некоторая доля могла проникать внутрь зерен в качестве своего рода «арматуры». Высушенный порошок имел темно-серый цвет и сколько-нибудь заметно не электризовался, благодаря проводимости композита. В отличие от микронных и субмикронных порошков чистого ВВ, материал не склонен к образованию воздушной взвеси, и обращение с ним не представляло каких-либо затруднений.

ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ

Вариант электромагнитной диагностики, использованный в данной работе, подробно описан в [2]. Материал прессовался в виде цилиндрических зарядов диаметром 20 мм и длиной $14 \div 20$ мм. Для контроля изготавливались такие же заряды из чистого гексогена. Использовались П-образные датчики из алюминия толщиной 9 мкм с длиной рабочего плеча около 1 мм, что позволяло работать с зарядами сравнительно небольшого диаметра. Датчик размещался на блоке из оргстекла толщиной 8 мм и отделялся от торца цилиндрического заряда ВВ защитным эпоксидным слоем толщиной $50 \div 100$ мкм. Инициирование проводилось с противоположного торца детона-

тором через малогабаритный генератор плоской волны. Импульсное магнитное поле $B = 0.15$ Тл создавалось катушкой Гельмгольца. Временное разрешение составляло около 5 нс.

Прессованные заряды из чистого ВВ легко разрушались (иногда прямо в руках). Поэтому прессование образцов гексогена проводилось при максимальном достижимом давлении (что соответствовало плотности 1.7 г/см^3), но и в этом случае работа с ними требовала особой аккуратности. При добавлении ОУНТ сжимаемость состава уменьшается, и при том же усилии пресса достигалась плотность 1.62 г/см^3 . Заряды с добавкой ОУНТ, хотя и менее плотные, имели хорошую прочность. Очевидно, нанотрубки играли роль своеобразного связующего. Согласно работе [3] при плотности гексогена 1.7 г/см^3 массовая скорость и давление в состоянии Чепмена — Жуге (ЧЖ) $u = 2.063 \text{ км/с}$ и $p = 29.44 \text{ ГПа}$; при плотности 1.62 г/см^3 $u = 1.975 \text{ км/с}$ и $p = 26 \text{ ГПа}$. Поскольку массовая доля нанотрубок мала, их влияние на уровень параметров ЧЖ можно не учитывать.

Экспериментальные записи скорости границы раздела ВВ и оргстекла показаны на рис. 2. Для каждого состава приведены результаты двух опытов. Колебания перед началом основного сигнала (при $t < 0$) — следствие поляризации вещества в окрестности фронта волны. В прессованном веществе эти помехи невелики и не влияют на последующий профиль.

Воспроизводимость опытов, как видно из рис. 2, для чистого ВВ оказалась лучше. Повидимому, распределение нанотрубок в материале при нашей процедуре подготовки было не вполне однородным, что могло влиять на

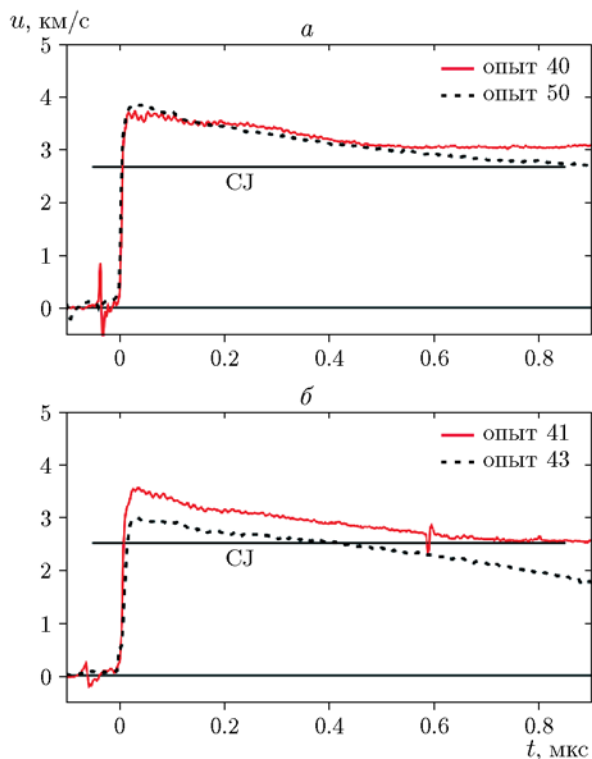


Рис. 2. Влияние ОУНТ на профиль скорости границы раздела при детонации гексогена:

a — чистый гексоген, начальная плотность 1.7 г/см^3 , *б* — гексоген + 0.5 % ОУНТ, начальная плотность 1.62 г/см^3 ; CJ — расчетные уровни скорости границы для состояний Чепмена — Жуке

структуру и на местную плотность заряда.

Во всех опытах наблюдался химпик: максимальная скорость границы надежно превышала расчетный уровень ЧЖ. Для краткости так обозначена величина скорости на границе окна и ВВ, достигаемая при разгрузке продуктов детонации из состояний ЧЖ гексогена. На рис. 2 указаны уровни ЧЖ, рассчитанные по указанным выше состояниям продуктов детонации и ударной адиабате оргстекла из [4]. Для чистого гексогена отношение пиковой скорости к уровню ЧЖ близко к 1.4. Почти такое же соотношение получено для гексогена с нанотрубками в опыте 41, но в опыте 43 оно составило 1.18. Причиной такого понижения амплитуды химпика могут быть местная неоднородность и, возможно, частичная реакция в течение первых наносекунд, также связанная с неоднородностью.

Во всех опытах на профилях скорости границы не наблюдалось какой-либо очевидной

особенности, которую можно было бы считать признаком окончания реакции. С известной долей осторожности судить о кинетике можно по длительности пика, определенной как интервал времени до достижения уровня ЧЖ. При плавном завершении реакции такая оценка может быть завышенной в несколько раз [5, 6] даже при моделировании процесса, когда все параметры известны точно. В реальных опытах возможны как экспериментальный разброс, так и неточность в определении уровня ЧЖ. В отличие от предыдущих работ [2, 7], из-за более высокой плотности ВВ разгрузка ВВ происходит из состояний, расположенных на p - u -диаграмме довольно далеко от ударной адиабаты, что ухудшает точность расчетов. Как видно из рис. 2, малая ошибка в определении уровня ЧЖ может заметно изменить оценку времени реакции. Влияние же разброса таково, что для одного из опытов с чистым гексогеном расчетный уровень ЧЖ вообще не достигается в течение разумного времени.

Тем не менее можно ожидать, что сравнение опытов, проведенных в одинаковых условиях, позволит выявить влияние добавки ОУНТ. С учетом предыдущих замечаний рис. 2 указывает на некоторое сокращение длительности химпика в составе, содержащем нанотрубки. Для более определенных выводов нужны дополнительные исследования.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Исследование электропроводности в окрестности фронта детонации позволяет получить полезную информацию, дополнительную к данным динамических измерений. В особенности этот подход напрашивается для исходно проводящего вещества. Методика измерения профиля электропроводности при детонации представлена в [8, 9]. Поскольку измерения в изначально проводящем материале имеют некоторые особенности, приведем краткое описание измерительной ячейки.

Использовалась коаксиальная система электродов, показанная на рис. 3. Заряд диаметром $b = 8 \text{ мм}$ запрессовывался в толстую медную оболочку, части 1, 2 которой соединялись резьбой. Внешний диаметр оболочки 40 мм. Осевой медный электрод 3 (диаметр $c = 2 \text{ мм}$, длина участка внутри ВВ 30 мм) крепился в пробке из оргстекла, прижатой полым болтом. Датчик электропроводности 4 в виде тороидальной катушки находился в

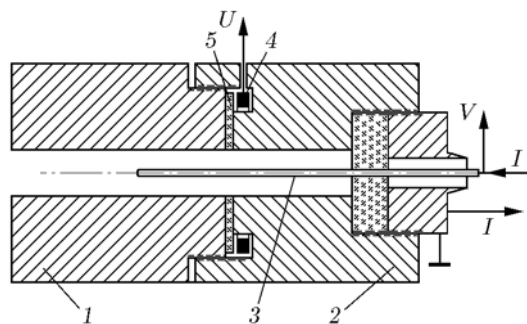


Рис. 3. Ячейка электропроводности

полости внешнего электрода. Коэффициент взаимной индукции катушки и контура полости составлял $M \approx 15$ нГ. Ширина щели, соединяющей полость с коаксиалом, задавалась слоем диэлектрика 5 (в наших опытах полипропилен толщиной 0.3 либо 0.6 мм).

Импульсный ток I , питающий ячейку, создается специальной внешней цепью. В отличие от прежних постановок [8, 9], ячейка заполнена изначально проводящим материалом. Сопротивление ячейки составляло 1.4 Ом для плотности ВВ 1.6 г/см³ и 1.1 Ом для плотности 1.8 г/см³ при токе около 1 мА (для измерений использовался мультиметр Keysight 34461A). Это соответствует статической электропроводности $0.05 \div 0.07$ Ом⁻¹·см⁻¹. Однако сопротивление падало до 0.19 Ом (1.6 г/см³) и 0.14 Ом (1.8 г/см³) при измерении электропроводности в процессе детонации, когда ток через ячейку составлял около 40 А, т. е. проводимость возрастала на порядок — до $0.4 \div 0.5$ Ом⁻¹·см⁻¹. Можно предположить, что с ростом электрического поля начинают включаться новые проводящие каналы.

Исходно ток ячейки распределен между деталями 1 и 2 внешней оболочки. Часть тока, проходящая на электрод 1, обтекает полость датчика, создавая магнитный поток в катушке 4. Детонационная волна инициируется с левого торца заряда и движется вправо со скоростью D . По достижении волной осевого электрода сопротивление среды в левой части ячейки начинает изменяться, что влияет на ток в этой части и на магнитный поток в обмотке катушки. В результате на катушке возникает сигнал (на практике для наших измерений — небольшой). Позднее, когда фронт волны проходит мимо щели, часть тока переключается на внешний электрод 2. Ток, обтекающий полость, и магнитный поток уменьша-

ются, порождая уже основной импульс напряжения датчика U . При стационарном профиле электропроводности за волной после этого момента электропроводность в плоскости щели пропорциональна $U(t)$:

$$\sigma(x) = \frac{\ln(b/c) U(t)}{2\pi DM V}. \quad (1)$$

Здесь $x = Dt$ — расстояние, на которое фронт волны удалился от щели к моменту времени t , V — напряжение на центральном электроде. Формула (1) справедлива, если щель тонкая (по сравнению с шириной проводящей области за фронтом волны). Влияние конечной ширины щели будет рассмотрено ниже.

Результаты опытов с гексогеном, содержащим 0.5 % ОУНТ, показаны на рис. 4. Для сравнения приведен также профиль электропроводности в чистом гексогене, полученный нами ранее.

Профиль для состава с нанотрубками сдвинут влево, чтобы совместить области пиков распределения и последующего спада графиков. После этого при $t > 0$ достигается разумное совпадение кривых. Однако в составе с нанотрубками наблюдается также «предвестник», т. е., на первый взгляд, присутствие нанотрубок приводит к заметному уширению профиля. Как показано ниже, область графика при $t < 0$ не отражает реальной проводимости за фронтом волны, а возникает из-за особенностей растекания тока в ячейке, связанных с конечной электропроводностью среды перед фронтом. Таким образом, в рамках точности наших измерений присутствие нанотрубок

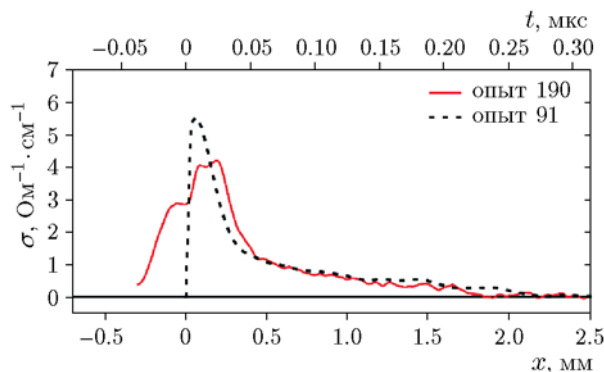


Рис. 4. Профили электропроводности за фронтом детонации:

ширина щели 0.3 мм; сплошная линия — гексоген + 0.5 % ОУНТ, 1.6 г/см³, штриховая линия — чистый гексоген той же плотности

не влияет сколько-нибудь заметно на распределение электропроводности за фронтом детонации. Аналогичный результат получен при более высокой плотности зарядов 1.8 г/см^3 .

Ширина щели 0.3 мм сравнима с характерной шириной профиля электропроводности. Поэтому в области пика возможны искажения. В случае более узкой щели искажение уменьшается, но происходит быстрое замыкание электродов 1 и 2 поверх диэлектрика с обращением сигнала в нуль. При ширине 0.3 мм , как видно из рис. 4, замыкание происходит через $0.22 \div 0.27 \text{ мкс}$. Таким образом, данные опыты проводились на пределе возможностей метода.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯЧЕЙКИ

Для оценки влияния начальной проводимости на результаты измерений проведены масштабные расчеты распределения токов в ячейке и реакции датчика. Решалась двумерная осесимметричная задача в реальной геометрии. Расчетная область схематически изображена на рис. 5. Ось x совпадает с осью ячейки, электроды и диэлектрик обозначены так же, как на рис. 3. Радиальная координата меняется от $r = c = 1 \text{ мм}$ до $r = b = 4 \text{ мм}$. Вдоль ячейки движется стационарная волна электропроводности, показано ее положение в некоторый момент времени. Впереди волны может существовать постоянная начальная электропроводность σ_0 .

Решалось уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0, \quad (2)$$

где φ — потенциал электрического поля, а электропроводность σ — функция продольной координаты x . Граничные условия имели вид

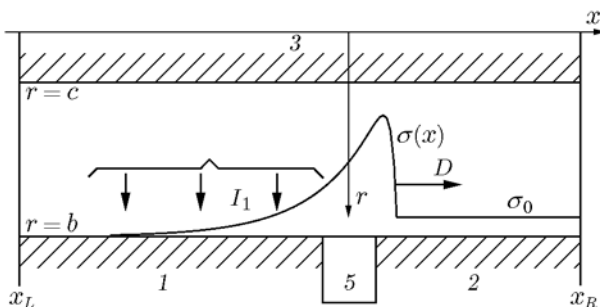


Рис. 5. Геометрия расчета

$\varphi = 0$ при $r = b$, $x_L \leq x < -a/2$ и $a/2 < x \leq x_R$, т. е. на внешнем электроде, $\varphi = 1$ при $r = c$ (на центральном электроде), $\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0$ при $r = b$,

$-a/2 \leq x \leq a/2$, $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ при $x = x_L$ и $x = x_R$.

Здесь $a = 0.3 \text{ мм}$ — толщина диэлектрика 5 , x_L и x_R — левая и правая границы расчетной области, которые располагались на достаточном удалении от области неоднородности поля (поверхности диэлектрика). Координата $x = 0$ соответствует середине диэлектрической вставки.

Электропроводность среды в случае изначально непроводящего вещества задавалась формулой

$$\sigma(x) = A \exp(k_1(x - x_0))(1 - \exp(k_2(x - x_0))) \quad (3)$$

при $x < x_0$

и $\sigma(x) = 0$ при $x \geq x_0$. Здесь x_0 — положение фронта волны электропроводности. Коэффициенты k_1 и k_2 подбирались так, чтобы приблизительно описать распределение электропроводности в чистом ВВ, которое имело характерную длину спада $1/k_1 \approx 0.6 \text{ мм}$ и сравнительно резкий фронт ($k_2 = 10k_1$).

При наличии начальной проводимости $\sigma_0 > 0$ положение фронта волны не совпадало с x_0 , а определялось пересечением кривой (3) и горизонтальной линии $\sigma(x) = \sigma_0$. Практически координата фронта задавалась в узле расчетной сетки, а значение x_0 находилось численно.

Уравнение (2) решалось методом установления (простые итерации) на квадратной сетке, заданной в указанной области. Расчеты выполнены с помощью специально разработанной программы для графического процессора с применением параллельных алгоритмов вычислений на основе технологии CUDA. В качестве критерия сходимости алгоритма использовалось условие равенства тока I_c , выходящего из центрального электрода, и тока I_b , собираемого на внешний электрод:

$$I_c = -2\pi c \int_{x_L}^{x_R} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx,$$

$$I_b = -2\pi b \int_{x_L}^{x_R} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx.$$

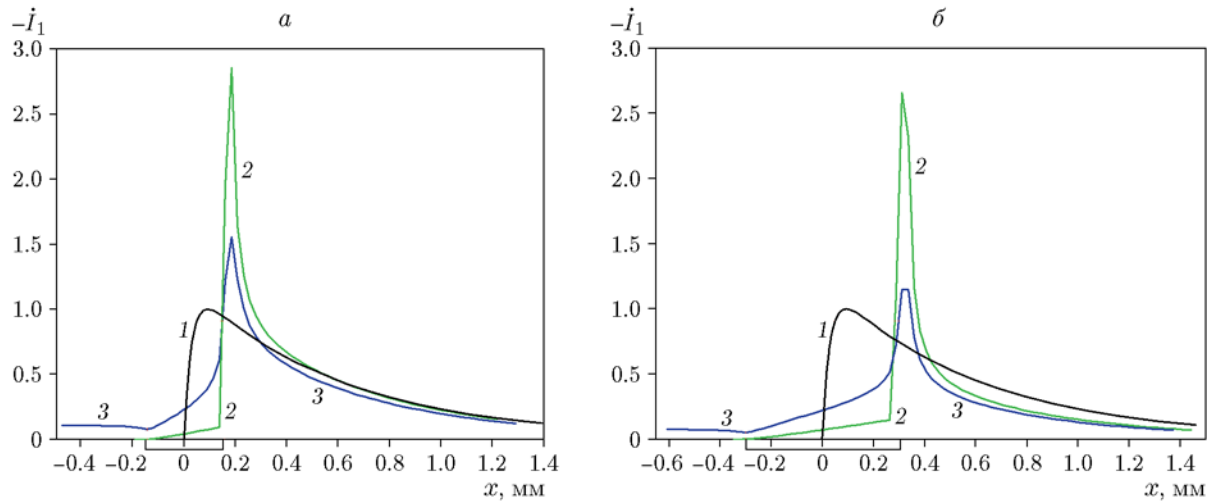


Рис. 6. Результаты моделирования:

a — ширина щели 0.3 мм, *б* — ширина щели 0.6 мм; кривая 1 — заданный профиль электропроводности (при $\sigma_0 = 0$), 2 — масштабированная производная $-\dot{I}_1$ для этого случая, 3 — масштабированная производная $-\dot{I}_1$ для варианта $\sigma_0 = 0.125$

Расчет останавливался, когда относительная погрешность $|(I_b - I_c)/I_b|$ становилась меньше $2 \cdot 10^{-6}$. Для сеток размером до 512×2048 при такой погрешности время одного расчета составляло $15 \div 20$ мин. Такая сетка соответствует делению диэлектрического участка границы на 51 интервал, что представляется достаточно подробным разбиением.

Описанные расчеты повторялись многократно при различных положениях фронта распределения электропроводности, что соответствовало движению детонационной волны. По завершении каждого расчета запоминался ток I_1 , собираемый на электрод 1:

$$I_1 = -2\pi b \int_{x_L}^{-a/2} \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx.$$

В эксперименте сигнал катушки 4 пропорционален производной тока $-\frac{dI_1}{dt}$ (минус поставлен, так как I_1 уменьшается после достижения щели). В расчете этому соответствует производная $-\dot{I}_1$ по координате фронта, надлежащим образом масштабированная. Результаты моделирования при единичной амплитуде распределения электропроводности представлены на рис. 6.

Толщина диэлектрика для рис. 6, *a* была 0.3 мм — вдвое меньше характерной длины спада электропроводности. Положение диэлек-

трика отмечено прямоугольником под осью абсцисс. Расчетная кривая 2 начинается сразу после выхода волны на диэлектрик, поскольку часть проводящей зоны выходит из контакта с электродом 1, что несколько увеличивает сопротивление ячейки и уменьшает ток I_1 . Такой слабый «предвестник» действительно иногда наблюдался в опытах, хотя он мог быть незаметен на фоне экспериментальных шумов. В момент выхода фронта на электрод 2 наблюдается резкий пик, так как заметная доля тока начинает переключаться на этот электрод (в угловой точке $r = b$, $x = a/2$ электрическое поле имеет особенность). Однако это искажение сигнала вскоре уменьшается. Например, при $x = 0.3$ мм превышение уровня над истинным составляет около 20 %, что можно оценить как приемлемую для взрывных опытов точность. При $x = 0.4$ мм ошибка снижается до 6 %, а при $x > 0.4$ мм кривые практически совпадают. Упрощенно говоря, искажение поля в окрестности диэлектрика укорачивает измеряемый профиль примерно на половину ширины диэлектрической вставки, с сохранением площади под кривой.

Заметная начальная электропроводность (1/8 часть максимальной для рис. 6, что приблизительно соответствует данным эксперимента на рис. 4) изменяет характер искажения профиля. Именно, предвестник на кривой 3 выражен гораздо сильнее. Когда фронт проходит область щели, часть тока ответвляет-

ся на электрод 2, что приводит к заметному уменьшению тока I_1 . Превышение пика, напротив, становится менее резким. Такие результаты естественны, так как присутствие заметной начальной электропроводности можно трактовать как некоторое сглаживание распределения электропроводности.

При удвоенной ширине щели 0.6 мм отклик ячейки отображает реальное распределение электропроводности заметно хуже, хотя можно говорить о качественном согласии кривых вдали от диэлектрика (рис. 6, б). Интересно, что в обоих вариантах расчета ошибка в максимальной амплитуде сигнала для проводящего состава существенно меньше.

Описанные результаты моделирования можно считать обоснованием вывода об отсутствии существенного влияния нанотрубок на профиль электропроводности, сделанного в предыдущем параграфе. Действительно, на рис. 4 виден предвестник шириной именно 0.3 мм, после которого наблюдается основной пик. Соотношение кривых для изначально проводящего материала и чистого гексогена соответствует модельным расчетам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена процедура приготовления гексогена с добавлением 0.5 % одностенных нанотрубок, достаточно производительная для последующих динамических измерений. Показана возможность прессования зарядов без каких-либо связующих. Полученный материал имел электропроводность на уровне $0.05 \div 0.5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, причем сопротивление образцов падало с ростом плотности тока.

Структура детонационной волны изучалась с помощью двух диагностик: электромагнитных измерений массовой скорости и метода электропроводности. На последний оказывает сильное влияние начальная проводимость вещества. Моделирование растекания тока в коаксиальной ячейке позволило правильно интерпретировать экспериментальные записи.

Электромагнитные измерения указывают на некоторое влияние ОУНТ на кинетику реакции. Причиной такого эффекта может быть изменение структуры вещества. Конденсация гексогена в присутствии нанотрубок приводит к формированию пористых частиц. При прессовании нанотрубки, окружающие зерна ВВ, препятствуют полному коллапсу межзеренных зазоров. Многочисленные поры могут выступать

в качестве зародышей горячих точек. Возможно также, что нанотрубки способствуют разгору очагов реакции благодаря своей высокой теплопроводности.

Практическое отсутствие влияния нанотрубок на профиль электропроводности объясняется, по-видимому, их быстрым разрушением во фронте волны. Действительно, ударно-волновые эксперименты [10] показали, что ОУНТ начинают разрушаться уже при давлении 19 ГПа, гораздо меньшем, чем давление ЧЖ в гексогене при плотности 1.6 г/см^3 . При 36 ГПа наблюдается полное разрушение ОУНТ. Это примерно соответствует давлению в пике Неймана. Согласно работе [11], большинство одностенных нанотрубок разрушается уже при 26 ГПа. В условиях детонационной волны, при температуре несколько тысяч кельвинов, следует ожидать еще более быстрого разрушения. После этого механизм электропроводности не отличается от такового в чистом ВВ. Время деструкции нанотрубок, как можно оценить из экспериментальных профилей, порядка 10 нс или менее.

Таким образом, добавление ОУНТ придает взрывчатому веществу некоторые преимущества: исключается электризация, вещество прессуется без внесения дополнительной связи. Что касается влияния на детонационные характеристики, основная роль нанотрубок, по-видимому, состоит в задании начального распределения пористости ВВ.

Сравнительно небольшие размеры исследованных зарядов могут приводить к некоторому занижению измеряемых скоростей по сравнению с идеальными значениями. Влияние диаметра для такого активного вещества, как гексоген, по нашим оценкам, несущественно. Например, скорость детонации, полученная для зарядов диаметра $12 \div 15 \text{ мм}$ в работе [12], при учете небольшой разницы плотностей практически не отличается от измеренной в [13] при диаметре 40 мм. Ограниченная длина зарядов также может сказываться на параметрах волны, но этот недостаток частично компенсируется плосковолновым инициатором. Значения измеренных массовых скоростей в пределах точности нашего эксперимента соответствуют ожидаемым, что указывает на незначительность влияния масштабного фактора.

Авторы благодарны Н. П. Сатонкиной за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елецкий А. В., Книжник А. А., Потапкин Б. В., Кенни Х. М. Электрические характеристики полимерных композитов, содержащих углеродные нанотрубки // Успехи физ. наук. — 2015. — Т. 185, № 3. — С. 225–270.
2. Ершов А. П., Рубцов И. А. О детонации низкоплотных взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 1. — С. 128–135. — DOI: 10.15372/FGV20190113.
3. Tanaka K. Detonation properties of condensed explosives computed using the Kihara — Hikota — Tanaka equation of state // Techn. Rep. Nat. Chem. Lab. for Industry, Tsukuba Research Center. — Tsukuba, Japan, 1983.
4. Carter W. J., Marsh S. P. Hugoniot equation of state of polymers // Rep. No. LA-13006-MS. Los Alamos National Laboratory. — Los Alamos, NM, 1995.
5. 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.
6. Ершов А. П. Режимы детонации твердых взрывчатых веществ при неклассической быстрой кинетике // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 77–87.
7. 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. — 075903.
8. Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Иванов Г. М. Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // Хим. физика. — 2007. — Т. 26, № 12. — С. 21–33.
9. 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.
10. Noël M., Ananev S., Mases M., Devaux X., Lee J., Evdokimov I., Dossot M., McRae E., Soldatov A. Probing structural integrity of single walled carbon nanotubes by dynamic and static compression // Physica Status Solidi. Rapid Res. Lett. — 2014. — V. 8, N11. — P. 935–938.
11. Ананьев С. Ю. Физико-химические превращения углеродных наноструктур и реакционно-способных смесей при ударно-волновых воздействиях: дис... канд. физ.-мат. наук / Объединенный институт высоких температур РАН. — М., 2018.
12. Айзенштадт И. Н. Метод расчета идеальной скорости детонации конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 5. — С. 754–758.
13. Лобойко Б. Г., Любягинский С. Н. Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 6. — С. 45–64.

Поступила в редакцию 29.10.2019.

После доработки 17.12.2019.

Принята к публикации 24.12.2019.