

ДЕТОНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СМЕСЕЙ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДОБАВКАМИ

С. Д. Гилёв, А. М. Трубачев

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

Исследованы детонационные свойства смесей конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) с металлическими добавками. Разработана схема измерений высокой электропроводности продуктов детонации ($\sigma > 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) с временным разрешением ~ 10 нс. Показано, что свойства продуктов детонации существенно зависят от содержания добавки в ВВ, дисперсности и плотности смеси. Электропроводность продуктов детонации исследованных составов достигает $\approx 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, что более чем на три порядка превышает электропроводность ВВ без добавки. Обнаружена существенная неоднородность электропроводности продуктов детонации по толщине проводящей области. Основная проводимость соответствует участку протяженностью ~ 1 мм вблизи детонационного фронта. Степень пересжатия детонационной волны сильно влияет на электропроводность и толщину проводящей зоны. Предполагается, что характер изменения электропроводности со временем обусловлен последовательно протекающими процессами ударного сжатия ВВ, возбуждения химической реакции (в том числе реакции добавки с продуктами детонации), расширения продуктов детонации. Возможность исследования детонации в различных режимах обеспечивает высокую информативность использованного метода измерений.

ВВЕДЕНИЕ

С момента появления работы [1] к настоящему времени накоплен большой опыт исследования электрофизических свойств продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) [2–23]. Основные результаты исследований в этом направлении можно подытожить следующим образом.

В [1] показано, что продукты детонации конденсированных ВВ обладают заметной проводимостью. Электропроводность σ большинства ВВ оказалась порядка $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [1–23]. Максимальная электропроводность отмечена в продуктах детонации тротила [1, 5, 6, 13, 19, 23]. Измерения [23] выявили методические погрешности ранних экспериментов и дали значение электропроводности литого тротила $\sigma \approx 25 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Рекордная электропроводность до $10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ наблюдалась для жидкого тротила [6] и пересжатой детонации в сплаве тротил — гексоген [1]. Эти результаты до сих пор не подтверждены и не опровергнуты другими исследованиями.

Природа электропроводности продуктов

детонации конденсированных ВВ в полной мере не ясна. Предлагались разные механизмы проводимости: термическая ионизация [1], контактная проводимость [5, 6], диссоциация молекул на ионы [12, 13], термическая эмиссия электронов и ассоциативная ионизация [14]. Достаточно обоснованный вывод о механизме проводимости сделан лишь для тротила. В этом случае проводимость связана с выделением в ходе химической реакции свободного углерода и обусловлена контактом хорошо проводящих углеродных частиц [5, 6, 15] или термоэмиссией [14].

Проводимость продуктов детонации оказалась чувствительной к добавкам в ВВ [7, 15, 17, 20, 22]. В [15] зарегистрировано увеличение электропроводности в несколько раз при добавлении NaCl и парафина в тэн, тетрил и гексоген. Добавление порошков металлов позволяет достичь существенного эффекта. В [7] при увеличении количества порошка (медь, железо) в ВВ до 70 % зарегистрировано падение сопротивления продуктов детонации на три порядка. Отметим, что примененный в [7] МГД-метод не позволяет судить о распределении электропроводности по толщине слоя продуктов детонации и может давать значительные погрешности из-за скин-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-16807).

эффекта в продуктах детонации [24]. В экспериментах со смесями гексоген/Al [22] зафиксирована максимальная электропроводность продуктов детонации $8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (плотность составов не ясна). Время существования проводимости было ограничено разлетом продуктов детонации ($\approx 10 \text{ мкс}$).

Интерес к исследованию электропроводности продуктов детонации смесевых ВВ имеет два основных аспекта. Во-первых, электропроводность является тонким индикатором физического состояния вещества. Знание электропроводности важно для понимания процессов, происходящих при детонации гетерогенных ВВ. Гетерогенные ВВ наиболее широко применяются в промышленности, однако они менее всего изучены. Можно ожидать, что новая информация о состоянии вещества, которую дают исследования электропроводности, может быть полезна для развития теории детонации гетерогенных ВВ.

Во-вторых, высокая электропроводность в детонационной волне может представлять интерес для электрофизического эксперимента. Традиционным применением детонационной проводимости является контактный датчик, фиксирующий приход волны в данную точку пространства. Электропроводность продуктов детонации $\sim 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ использовалась для МГД-генерации энергии [25] и коммутации электрических токов [20, 26]. В случае большой электропроводности продуктов детонации появляются новые возможности управления потоками электромагнитной энергии. Плодотворными могут оказаться подходы, развитые для ударно-индуцированных волн проводимости [27, 28]. Как всегда, в задачах магнитной гидродинамики понятие «высокая электропроводность» означает, что магнитное число Рейнольдса достаточно велико: $Re_m = \mu_0 \sigma u x_0 > 1$ (μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, u — массовая скорость, x_0 — размер проводящей области). Если в качестве характерных значений взять $u \approx 2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $x_0 \approx 2 \text{ см}$, то электропроводность можно считать «высокой», если она превышает $2 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Для создания заметной проводимости наиболее просто использовать смесь ВВ с металлическим порошком или веществом, испытывающим переход в металлическое состояние при ударном сжатии (кремний или другие полупроводники).

Цель настоящей работы — исследование электрофизических свойств продуктов детона-

ции смесей бризантных ВВ с проводящими добавками. Основное внимание уделено таким параметрам, как электропроводность, зависимость ее от типа и количества добавки, характера изменения электропроводности со временем. С точки зрения электромагнитной техники больших мощностей наиболее перспективны составы с максимальным содержанием проводящего компонента, поэтому им уделено наибольшее внимание.

1. ДЕТОНАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СМЕСЕЙ ВВ С ДОБАВКАМИ

Детонация смесей ВВ с металлами изучалась главным образом с точки зрения усиления метательного действия ВВ (см., например, [29–34] и библиографию к ним). По этой причине массовое содержание добавки не превышало $20 \div 30 \%$. Нас интересовали параметры детонации при максимальном содержании металлического компонента. Поскольку детонационная способность подобных составов априори не ясна, необходимо было найти пределы устойчивой детонации и ее параметры.

Использовались такие ВВ, как октоген, гексоген, тротил. Добавками служили алюминиевый порошок ПА-4, алюминиевая пудра ПАП-2, порошок кремния, медный порошок ПМА. Характеристики порошков (насыпная плотность ρ , форма частиц и их характерный размер a) приведены в табл. 1. Порошок кремния получался размолотом сплошного поликристаллического кремния КП-1. В экспериментах смеси этих материалов с ВВ имели насыпную плотность.

Эксперименты показали, что превышение массового содержания добавки $50 \div 60 \%$ приводило к затуханию детонации для использовавшихся зарядов диаметром $16 \div 20 \text{ мм}$.

Количественная информация о параметрах детонации в смесевых ВВ была получена в экспериментах по измерению скорости детонации. Для этого использовалась электроконтактная методика. Исследуемую смесь помещали в полихлорвиниловую трубку (либо Д16Т) длиной 250 мм , внутренний диаметр трубки $16 \div 20 \text{ мм}$, толщина стенки 2 мм . На расстоянии 100 мм друг от друга размещались два контактных датчика (скрученные медные проволоочки). Интервал времени между замыканиями датчиков регистрировался частотомером ЧЗ-34 с погрешностью 10 нс . Результаты измерений скорости детонации приведены в табл. 2.

Таблица 1
Характеристики исследованных веществ

Вещество	ρ , г/см ³	Форма частиц	a , мкм
Октоген	1,24	Кристаллы	50–300
Гексоген	1,05	Неправильная	50–200
Тротил	0,95	—//—	10–200
Алюминиевый порошок ПА-4	1,6	Сферическая	10–40
Алюминиевая пудра ПАП-2	0,35	Пластинки	~ 10
Порошок кремния	1,25	Неправильная	~ 5
Медная пудра ПМА	1,67	—//—	20–50

Погрешность измерений скорости не превышала 1%. На рис. 1 эти данные представлены в виде зависимости скорости детонации D от массового содержания добавки η , %. Опыты, в которых детонация отсутствовала, показаны точками на оси абсцисс. Штриховые линии, проведенные через экспериментальные точки, служат лишь для удобства представления данных.

Данные рис. 1 показывают, что с увеличением добавки скорость детонации смеси ВВ падает, что согласуется с результатами [29–34]. Обращает на себя внимание большой диапазон изменения скорости детонации. Так, для состава октоген/пудра Al 70/30 скорость детонации оказалась равной $\approx 2 \cdot 10^3$ м/с. Сравнение результатов опытов 681, 692, 709 показывает, что при одинаковом массовом содержании добавки скорость детонации выше для более плотной добавки. Вероятно, это связано с меньшей объемной долей добавки в смеси.

Полезную информацию о поведении металлического компонента в детонационной волне дали измерения давления манганиновым датчиком. Датчик представлял собой отрезок манганиновой проволоки ПЭММ (начальное сопротивление $\approx 1,4$ Ом), припаянный к выводам, изготовленным из медной фольги. В экспериментах датчик изолировался от продуктов детонации двумя-тремя слоями тефлона (толщина каждого слоя 0,2 мм) и эпоксидной смолой. В цилиндрический образец исследуемой смеси (диаметр ≈ 56 мм, высота $65 \div 100$ мм) вводился инициирующий импульс от генератора плоской волны. (Опыты с размещением датчика внутри исследуемых ВВ не дали воспроизводимых результатов. Вероятно, это связано с большой проводимостью и неоднородностью про-

дуктов детонации, что приводило к закорачиванию датчика.) Зарегистрированы профили давления $p(t)$ при расположении датчика на диэлектрической стенке (гетинакс) после прохождения ВВ детонационной волной. На рис. 2 показаны записи давления, полученные для чистого октогена и октогена с добавками (алюминиевый порошок, пудра). Хотя зависимости на рис. 2 характеризуют давление на стенке, а не в толще продуктов детонации, они дают представление о величине и характере изменения давления в детонационной волне. Как видно из рисунка, максимальное давление для смесевых составов меньше, чем для чистого ВВ. Более существенно изменение формы профиля давления. Для чистого ВВ профиль давления близок к треугольному (кривая 1), характерное время спада ≈ 5 мкс. Для смесевых составов форма профиля другая (кривые 2, 3). Сначала давление падает быстрее, чем для чистого ВВ, далее темп падения существенно замедляется и становится более слабым, чем для чистого ВВ.

Такой профиль давления можно объяснить следующим образом. Сначала алюминий сжимается в детонационной волне как инертное вещество, при этом меньшее давление на фронте и более быстрый спад по сравнению с чистым ВВ обусловлены потерями энергии на разгон и прогрев балластного материала. Через некоторое время после сжатия начинается реакция окисления алюминия. Она сопровождается выделением энергии и частично компенсирует спад давления, обусловленный расширением продуктов детонации. Время начала реакции продуктов детонации октогена с алюминием можно оценить по участку записи, соответствующему переходу от быстрого спада давления к медленному ($\approx 0,6$ мкс для смеси ок-

Таблица 2
Результаты опытов по измерению
скорости детонации смесевых ВВ

Номер опыта	Состав ВВ	ρ , г/см ³	D , км/с
Октоген/Al:			
648	100/0	1,24	6,9
708	80/20	1,30	5,82
686	70/30	1,35	4,96
681	60/40	1,40	4,10
680	50/50	1,42	—
Октоген/пудра Al:			
710	90/10	1,23	6,41
712	80/20	1,05	4,87
711	70/30	0,76	1,97
646	60/40	0,77	—
Октоген/Si:			
692	60/40	1,34	3,49
Октоген/Cu:			
709	60/40	1,49	4,53
714	50/50	1,54	3,47
713	40/60	1,53	—
Гексоген/Al:			
754	100/0	1,05	6,85
716	60/40	1,27	4,15
Тротил/Al:			
755	100/0	0,95	4,32
717	80/20	1,15	3,01
715	70/30	1,20	—

тоген/Al). Регистрируемый профиль давления существенно зависит от дисперсности добавки. В опыте, в котором вместо порошка использовалась высокодисперсная пудра, зарегистрирован более сложный профиль давления (кривая 3). После первого падения примерно через 2 мкс регистрируется вторичный рост давления. Такую форму сигнала можно объяснить быстрым выделением энергии вследствие большей поверхности алюминиевых частиц в пудре. Сделанные выводы не противоречат результатам [31–33], где считается, что окисление алюминия происходит через некоторое время после прохождения фронтом частицы металла. Отметим, что полученные профили давления (см. рис. 2) качественно согласуются с приведенными

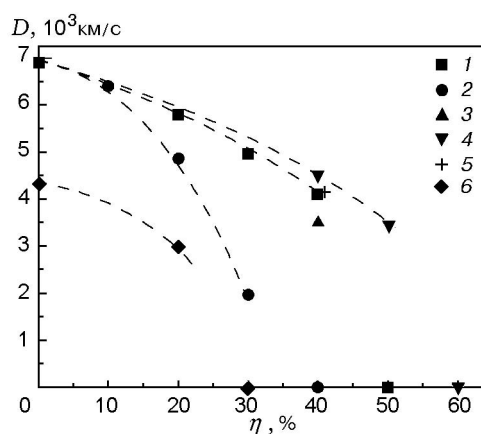


Рис. 1. Зависимость скорости детонации смесевых взрывчатых веществ от массового содержания добавки:

1 — октоген/Al, 2 — октоген/пудра Al, 3 — октоген/Si, 4 — октоген/Cu, 5 — гексоген/Al, 6 — тротил/Al

ми в [34], где применялся метод оптической пиromетрии.

2. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПРОДУКТОВ ДЕТАНАЦИИ

К настоящему времени для измерения электропроводности продуктов детонации применяются следующие схемы и методы: электроконтактный и бесконтактный электромагнитные методы [1], МГД-метод [7, 8], дифференциальная схема [11], отражение электромагнитной волны от детонационного фронта [21]. Наибольшее количество данных получено с использованием электроконтактного метода [1–6, 9, 10, 12, 13, 15, 16, 18, 20, 22, 23]. При измерении электропроводности $\sigma > 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ используется схема постоянного тока, в которой параллельно исследуемому образцу подключается шунтирующее сопротивление. Сопротивление шунта берется примерно равным ожидаемому сопротивлению продуктов детонации. В начальный момент времени детонационная волна замыкает электрические контакты, что приводит к перебросу части тока из шунта в продукты детонации. При известной геометрии растекания токов в продуктах детонации по регистрируемому напряжению на шунте можно оценить среднюю электропроводность продуктов детонации. Достоинством метода является его относительная простота, что позволяет использовать его

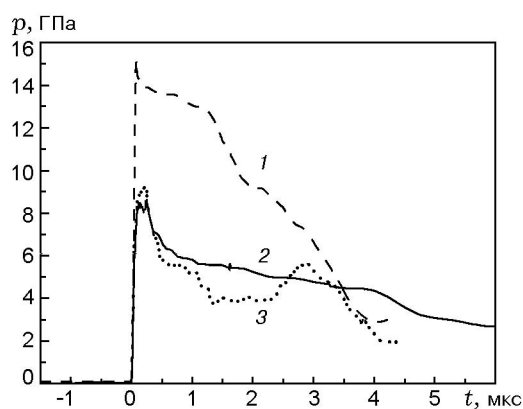


Рис. 2. Давление на диэлектрической стенке при детонации октогена (1) и составов октоген/Al 60/40 (2), октоген/пудра Al 80/20 (3)

для качественных исследований. Особая простота конструкции присуща коаксиальной измерительной ячейке [23]. Медный электрод располагается на оси толстостенной коаксиальной оболочки. Внутренний объем коаксиала заполнен исследуемым ВВ. Шунт располагается вне зоны действия детонационной волны.

Практическая реализация электроконтактного метода сопряжена с рядом ограничений.

1. Геометрия растекания токов в момент прихода детонационной волны на электроды зависит от профиля электропроводности, который априори неизвестен. Для коаксиальной геометрии краевой эффект растекания тока приводит к конечному временному разрешению ячейки $\tau_e \approx [d_1 \ln(d_2/d_1)]/2D$ (d_1, d_2 — диаметры коаксиальной системы) [23]. Время τ_e зависит от геометрических размеров и для экспериментов [23] составляет $\approx 0,3$ мкс. Ситуация качественно остается подобной и в случае системы электродов в виде параллельных проводочек [1, 12, 13, 15, 16].

2. При подключении проводящей области параллельно шунту ток перетекает из шунта в область продуктов детонации. Время перераспределения тока в цепи шунт — образец составляет $\tau \approx L/R$ (L — индуктивность, R — сопротивление цепи). Для высокой электропроводности продуктов детонации сопротивление R мало и время τ определяет временное разрешение ячейки. Аналогичная ситуация имеет место при регистрации переходов диэлектрик — металл в ударных волнах [35]. В динамическом эксперименте время наблюдения ограничено и эффект перераспределения тока

в цепи шунт — образец задает верхний предел электропроводности, которая может быть измерена в данной ячейке.

В целом, временное разрешение измерительной ячейки определяется максимальным значением выбранным из двух величин: τ_e, τ .

3. Область детонационного течения пространственно ограничена. Неоднородный характер течения и боковая разгрузка приводят к спаду давления, что влияет на проводимость [13, 23].

4. На результаты измерений могут влиять контактные сопротивления и переходные слои металл — плазма. Известные схемы измерения детонационной проводимости являются двухточечными и не позволяют учесть влияние переходных сопротивлений.

5. Механическая деформация измерительной цепи детонационной волной приводит к возникновению ЭДС индукции. Этот эффект становится заметным для большой проводимости продуктов детонации.

6. Из-за отражения детонационной волны от металлических электродов [1–6, 23] или диэлектрической преграды [12, 13, 16] может меняться состояние вещества за детонационным фронтом.

7. В динамическом эксперименте понятие электрического сопротивления и электротехнический подход имеют ограниченную область применимости. Для высокой электропроводности продуктов детонации существенно влияние электромагнитного скин-эффекта в нарастающем проводящем слое [35, 36].

Требования к методике измерений электропроводности продуктов детонации весьма специфичны и с точки зрения возможностей эксперимента противоречивы. В частности, для обеспечения стационарности детонации необходим достаточно протяженный заряд. В то же время приход волны на контакты приводит к тому, что в начальный момент к контактам подключается протяженная проводящая зона с неизвестной геометрией растекания токов. Не удастся создать «идеальную» методику, которая позволила бы добиться одновременного выполнения этих довольно жестких условий. Излагаемые ниже подходы и схемы позволяют приблизиться к решению данной сложной задачи.

Улучшение временного разрешения. Кардинальное улучшение временного разрешения достигается в схеме измерений, показанной на

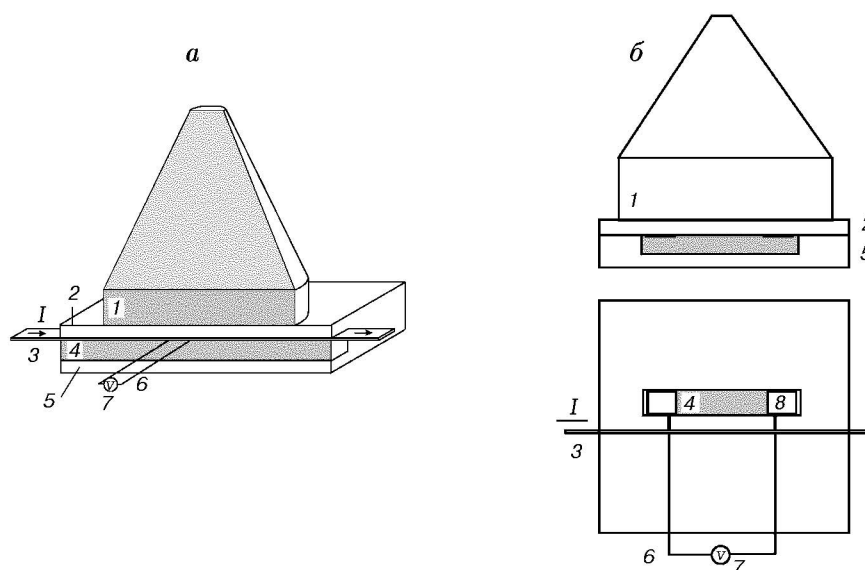


Рис. 3. Схема опытов по измерению высокой электропроводности продуктов детонации конденсированных ВВ:

a — ячейка первого типа, *б* — ячейка третьего типа; 1 — вспомогательный заряд ВВ с генератором плоской волны, 2 — диэлектрик, 3 — шунт (константановая фольга), 4 — исследуемое ВВ, 5 — диэлектрик, 6 — электрические выводы, 7 — осциллограф, 8 — токоподводы

рис. 3, *a*. В дальнейшем будем называть такую схему измерений ячейкой первого типа. Вспомогательный заряд ВВ генерирует в диэлектрической пластине плоскую ударную волну, которая через тонкую константановую фольгу входит в исследуемое ВВ. Фольга одной из своих поверхностей контактирует с исследуемым ВВ и служит электрическим шунтом. Через измерительную ячейку протекает ток, который остается постоянным во время измерений. После входа ударной волны в исследуемое ВВ и его инициирования появляются проводящие продукты детонации. Ток, первоначально протекающий по шунту, частично перебрасывается в нарастающую проводящую зону. Электроды в виде тонких константановых проволочек присоединены к поверхности шунта, обращенной к ВВ, и расположены в плоскости шунта перпендикулярно направлению движения волны. Напряжение с электродов регистрируется осциллографом во время движения детонационной волны по исследуемому ВВ. Такая ячейка предложена в [35] и использовалась для исследования переходов диэлектрик (полупроводник) — металл при ударном сжатии инертных веществ [27, 28]. Применительно к исследованию детонации конструкция ячейки претерпевает изменения лишь в размерах отдельных элементов.

Использовался генератор плоской волны (диаметр 75 мм) с выравнивающей пашкой (высота 60 мм, в большинстве опытов литые заряды тротил/гексоген 50/50). Диэлектриком служил гетинакс (толщина 3 ÷ 5 мм). В качестве шунта использовалась константановая фольга шириной 20 мм и толщиной 100 мкм. Изменение электрического сопротивления константана при сжатии весьма мало и не учитывалось в процедуре определения электропроводности. ВВ располагалось в текстолитовой обойме. Длина области ВВ 80 мм, ширина 20 мм, толщина ≈ 20 мм. Ток в ячейке создавался разрядом емкости в *LC*-контуре, измерения проводились в максимуме тока (≈ 400 А). Напряжение с электродов регистрировалось цифровым осциллографом С9-27 с временем дискретизации 10 нс.

Предлагаемая схема имеет следующие отличительные особенности.

1. При большом значении отношения длины области ВВ к ширине система линий тока близка к одномерной. В центральной области линии тока представляют собой практически параллельные прямые. Таким образом, в значительной степени снижается влияние краевого эффекта, приводящего к ограничению временного разрешения τ_e в работах

[1–4, 8–10, 12, 13, 15, 16, 18, 22, 23].

2. За счет максимального приближения шунта и исследуемого вещества минимизированы паразитные индуктивности, что улучшает временное разрешение τ и верхний предел измеряемой проводимости.

3. Боковая разгрузка продуктов детонации ограничена диэлектриком, который также сжимается входящей ударной волной.

4. Постановка опытов представляет собой вариант четырехточечной схемы, ее работоспособность определяется большой длиной ВВ. При расположении электродов в центральной области влияние контактных сопротивлений существенно ослаблено.

5. Измерительный контур не деформируется при движении детонационной волны, поэтому отсутствует соответствующий паразитный сигнал.

6. Геометрия системы в первом приближении является одномерной, отсутствуют отраженные от электродов волны.

В предложенной схеме временное разрешение примерно на порядок лучше, чем в работах [1, 23]. Немаловажно, что геометрия сборки позволяет учесть электромагнитный скин-эффект в проводящем веществе, что существенно для большой электропроводности продуктов детонации.

Для данной схемы процесс перераспределения тока между шунтом и продуктами детонации представляет собой диффузию тока из одной проводящей области в другую. Структура электромагнитного поля в продуктах детонации определяется соотношением времени электромагнитной релаксации в проводящем слое $\mu_0 \sigma x^2$ и времени распространения волны t . Толщина проводящего слоя растет со временем: $x = (D - u)t$. Отношение этих времен дает параметр $R_2 = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t$ [36]. При $R_2 \ll 1$ электромагнитное поле в продуктах детонации равносильно и применимо электротехническое приближение. Если $R_2 \gg 1$, электромагнитное поле в продуктах детонации неравносильно и существенен скин-эффект.

Электродинамический анализ позволяет найти электромагнитный отклик системы шунт — вещество [37]. Результаты такого анализа могут быть использованы в процедуре восстановления электропроводности по экспериментальной записи напряжения с границы раздела шунт — вещество. В этом случае электропроводность определяется в результате ре-

шения обратной краевой задачи для системы уравнений диффузии магнитного поля для двух проводящих областей. При должной степени регуляризации такая задача разрешима и количественные измерения возможны в условиях электромагнитной неравновесности. Существенно, что такой подход снимает ограничения на величину электропроводности и позволяет регистрировать электропроводность вещества вплоть до металлической [38, 39].

Предложенная измерительная ячейка имеет ряд недостатков: а) детонация возбуждается ударной волной, поэтому не ясны характер детонации и степень ее стационарности, б) бризантное действие продуктов взрыва на шунт может приводить к его механическому разрушению, в) на состояние продуктов детонации влияют свойства диэлектрической обложки, г) реверберация ударной волны в шунте приводит к конечному временному разрешению на начальной стадии измерений. Понимание особенностей ячейки позволяет критически оценить достоверность получаемой экспериментальной информации.

Стационарный характер детонации. Одна из наиболее противоречивых особенностей электроконтактного метода состоит в том, что требования стационарности детонации и хорошего временного разрешения трудно совместимы. Для известных измерительных ячеек [1, 4, 12, 13, 15, 19, 20, 22, 23] в начальный момент времени электродов достигает протяженная проводящая зона. В результате до тех пор, пока сопротивление проводящей области в ячейке не станет существенно меньше сопротивления области вне ее, количественные измерения невозможны. В предложенном выше методе проводящая область ограничена при помощи диэлектрика, однако в значительной степени утрачен контроль над степенью стационарности детонации.

Особенности электромагнитной картины в высокопроводящих продуктах детонации позволяют получить данные для детонации, близкой к стационарной. Для этого используется измерительная ячейка, в которой заряд вспомогательного ВВ находится с противоположной стороны по сравнению со схемой, показанной на рис. 3, а. Будем называть такую схему измерений ячейкой второго типа. В этом случае инициирующая ударная волна движется в противоположном направлении. Пройдя диэлектрик, ударная волна инициирует ВВ. Де-

тонация распространяется по слою ВВ и приходит на диэлектрическую стенку, где находится токовый шунт. При движении детонационная волна находится в магнитном поле шунта. Если разрежением продуктов детонации можно пренебречь, то для одномерного случая в продуктах детонации первоначально токов нет. В момент прихода волны на стенку к шунту подключается проводящая зона конечного размера и начинается диффузия тока из шунта в область продуктов детонации. Напряжение на границе раздела шунт — вещество зависит от электропроводности продуктов детонации. Решение прямой задачи диффузии тока в системе проводников для заданной электропроводности слоя конечной толщины позволяет найти зависимость электрического поля от времени. Восстановление электропроводности слоя может быть выполнено в рамках решения обратной задачи. Исходной информацией здесь является экспериментальная зависимость напряжения с шунта от времени. Практическая реализация этого способа определения электропроводности ограничена несколькими обстоятельствами: а) метод обладает низкой чувствительностью к величине электропроводности, б) электропроводность продуктов детонации полагается постоянной, а геометрия одномерной, в) детонационная волна выходит на стенку, при этом состояние продуктов детонации в отраженной волне, вообще говоря, отличается от состояния в падающей волне. Представляется, что два изложенных подхода могут дополнять друг друга.

Устранение механического разрушения шунта.

В измерительной ячейке первого типа шунт непосредственно контактирует с продуктами детонации. Детонация ВВ может сопровождаться бризантным действием на шунт. Пространственное разделение ВВ и шунта позволяет улучшить механическую сохранность шунта. Шунт (отрезок константановой фольги) располагается в плоскости раздела диэлектрик — ВВ и электрически соединяется с проводящей областью продуктов детонации при помощи токоподводов (медная фольга толщиной 0,5 мм). На рис. 3, б показан разрез устройства и вид со стороны падающей ударной волны. Будем называть такую схему измерений ячейкой третьего типа. Шунт находится в области действия ударной волны и сжимается одновременно с ВВ. Недостатки такой ячейки следующие: а) временное разрешение хуже, чем для ячей-

ки первого типа, б) возможно влияние контактного сопротивления на границе токоподвод — ВВ. Тем не менее временное разрешение ячейки лучше, чем у ячейки с выносным шунтом [1, 23], а отсутствие непосредственного контакта шунта и ВВ позволяет надеяться на большее «время жизни» схемы.

3. МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ

В этом параграфе формулируется модель электромагнитных процессов в измерительных ячейках двух типов: с нормальным и противоположным направлением движения детонационной волны. Приняты следующие допущения: 1) геометрия одномерная, 2) электропроводность продуктов детонации постоянна, 3) детонационная волна стационарна с самого начала ее движения, 4) массовая скорость u постоянна, 5) толщина зоны химической реакции пренебрежимо мала, 6) массовая скорость u мала по сравнению со скоростью света, 7) ток через ячейку постоянен.

Ячейка первого типа. Ударная волна при $t = 0$ выходит из шунта в ВВ, в котором мгновенно возникает проводимость. Проводящая зона продуктов детонации нарастает по мере движения детонационного фронта. В системе отсчета, связанной с границей раздела шунт — ВВ, одномерная задача диффузии в двухпроводной области описывается следующей системой уравнений на магнитное поле $B(x, t)$:

$$\frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial^2 B_1}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial^2 B_2}{\partial x^2} = 0, \quad (2)$$

$$B_1(-x_1, t) = B_0, \quad (3)$$

$$B_2((D - u)t, t) = -B_0, \quad (4)$$

$$B_1(0, t) = B_2(0, t), \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial B_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial B_2}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (6)$$

$$B_1(x, 0) = -B_0 \left(1 + 2 \frac{x}{x_1} \right), \quad (7)$$

где x_1 — толщина шунта, σ_1 — электропроводность шунта, σ_2 — электропроводность продуктов детонации. Здесь (1), (2) — уравнения диффузии магнитного поля для двух областей: область 1 — шунт ($-x_1 \leq x \leq 0$), область 2 — проводящие продукты детонации ($0 \leq x \leq (D-u)t$). Значения магнитного поля на границах областей задаются соотношениями (3), (4). Полный ток в системе постоянен, поэтому значение граничного поля B_0 является константой. Соотношения (5), (6) выражают соответственно непрерывность магнитного и электрического полей на границе раздела шунт — продукты детонации. Уравнение (7) задает равномерное распределение тока в проводнике в начальный момент времени.

Решение сформулированной задачи найдено в [37]. Электромагнитная неравновесность в продуктах детонации существенна при времени $t > 1/\mu_0\sigma_2(D-u)^2$. Вместе с тем при $t < \mu_0\sigma_1x_1^2$ необходимо учитывать диффузию тока из шунта. Таким образом, область применимости электротехнической модели описывается соотношением $\mu_0\sigma_1x_1^2 \ll t \ll 1/\mu_0\sigma_2(D-u)^2$. При необходимости учета разрежения вещества в волне Тейлора задача решается численно, при этом характеристики гидродинамического течения берутся из аналитического решения для продуктов детонации с политропным уравнением состояния [40] и показателем политропы $n = 3$.

Ячейка второго типа. В начальный момент времени ($t = 0$) к шунту с током подключается протяженная проводящая область. Задача рассматривается для двух областей неизменной толщины: шунта ($-x_1 \leq x \leq 0$) и проводящего вещества ($0 \leq x \leq x_2$). Система уравнений диффузии магнитного поля для данной задачи имеет вид, аналогичный (1)–(7), за исключением уравнения (4), вместо которого формулируются уравнения

$$B_2(x_2, t) = -B_0, \quad (8)$$

$$B_2(x, 0) = -B_0, \quad 0 \leq x \leq x_2. \quad (9)$$

Уравнения (8), (9) представляют собой граничное и начальное условия для области продуктов детонации. Условие (9) выражает собой «вмораживание» магнитного поля в проводящие продукты детонации и справедливо в отсутствие разрежения вещества.

Решение поставленной задачи дано в приложении. Результат решения можно записать

в виде зависимости магнитного поля от координаты x и безразмерного времени τ :

$$B_1(x, \tau) = B_0 \left[1 - \frac{2(1+x/x_1)}{1+\lambda s} - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \sin \left[\beta_n \left(1 + \frac{x}{x_1} \right) \right] \times \frac{\sin \beta_n \cdot \sin^2 \sqrt{s} \lambda \beta_n}{\beta_n^2 (\sin^2 \sqrt{s} \lambda \beta_n + \lambda \sin^2 \beta_n)} \right], \quad (10)$$

$$B_2(x, \tau) = B_0 \left[-1 + \frac{2\lambda s(1-x/x_2)}{1+\lambda s} - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 \tau) \sin \left[\sqrt{s} \lambda \beta_n \left(1 - \frac{x}{x_2} \right) \right] \times \frac{\sin \sqrt{s} \lambda \beta_n \cdot \sin^2 \beta_n}{\beta_n^2 (\sin^2 \sqrt{s} \lambda \beta_n + \lambda \sin^2 \beta_n)} \right], \quad (11)$$

где β_n — положительные корни уравнения

$$\operatorname{tg} \beta_n + \sqrt{s} \operatorname{tg} (\sqrt{s} \lambda \beta_n) = 0$$

и использованы обозначения

$$\tau = \frac{t}{\mu_0\sigma_1x_1^2}, \quad \lambda = \frac{x_2}{x_1}, \quad s = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}.$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 4,а представлена осциллограмма для состава октоген/Al 40/60 в ячейке первого типа. Момент входа ударной волны в ВВ отмечается небольшим пиком, что связано с электромагнитными переходными процессами в константановой фольге [41]. Этот пик является надежным временным маркером, что облегчает временную «привязку» осциллограммы. В момент прихода ударной волны в исследуемое ВВ регистрируемое напряжение резко уменьшается, что свидетельствует о возникновении заметной проводимости.

В отсутствие электромагнитной неравновесности в продуктах детонации ($R_2 \ll 1$) постоянную электропроводность нарастающего слоя вещества можно найти по формуле [35]

$$\sigma_2 = \frac{x_1}{\rho_s(D-u)} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V(t)} - 1 \right), \quad (12)$$

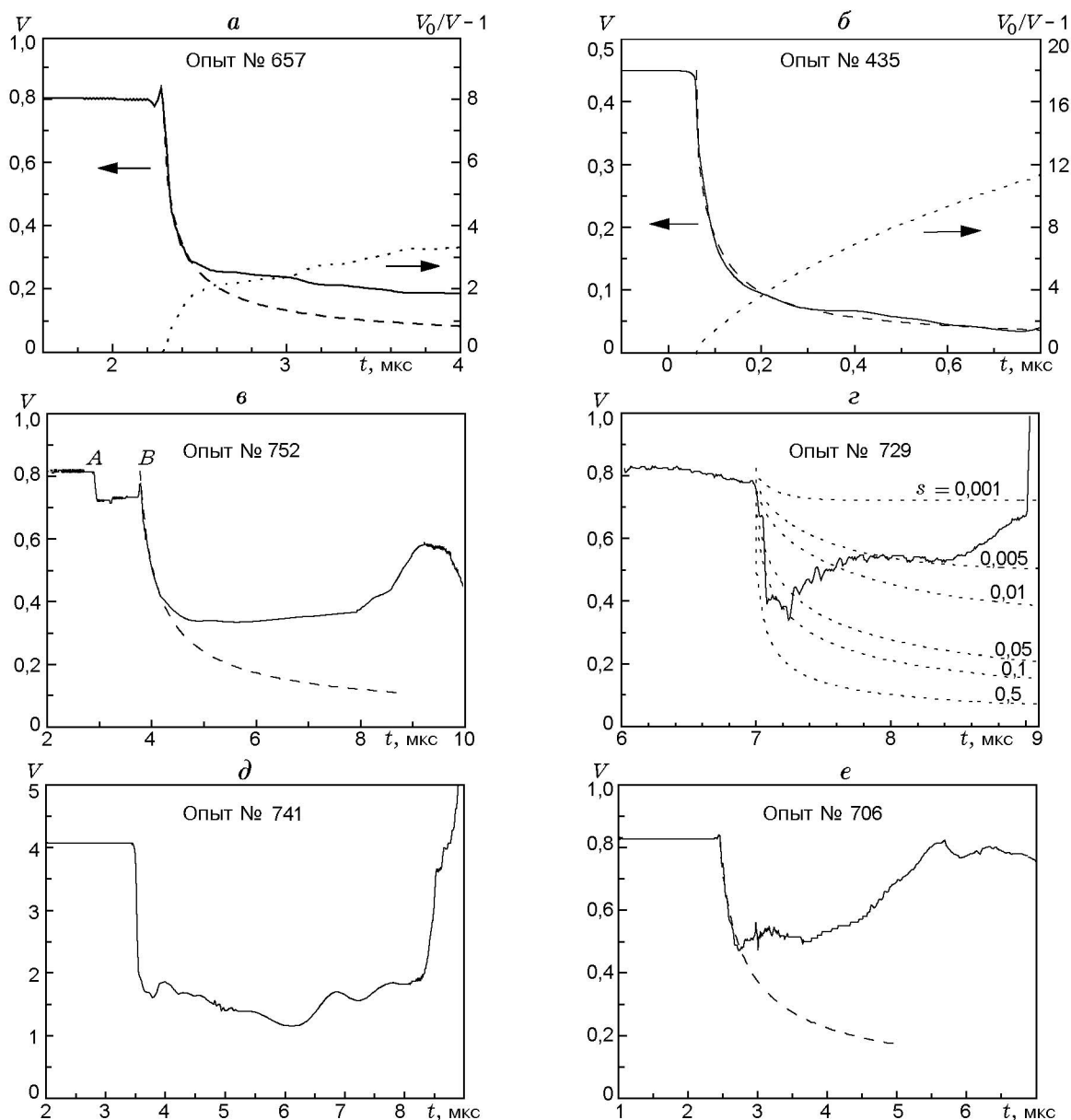


Рис. 4. Примеры осциллограмм, полученных в опытах по измерению электропроводности продуктов детонации смесей ВВ с добавками (сплошные кривые) и результаты моделирования и обработки данных (штриховые линии):

a — октоген/Al 40/60, $\sigma_1^1 \approx (8,9 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $\sigma_2^2 \approx 6 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, *б* — ударное сжатие алюминиевого порошка, $\sigma_2 \approx 3,3_{-1}^{+1,5} \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, *в* — октоген/Al 60/40, $\sigma_1^1 \approx (2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, *г* — октоген/Al 60/40, $\sigma_2 \sim 1 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, ячейка второго типа, *д* — октоген/Al 70/30, $\sigma_1^1 \approx (2 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, *е* — октоген/Si 50/50, $\sigma_2^1 \approx (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, *a-в*, *д*, *е* — ячейка первого типа

где ρ_s — удельное сопротивление шунта, V_0 — начальное напряжение. В этом случае обработка записи $V(t)$ в переменных $(V_0/V(t) - 1, t)$ должна давать прямую линию. Тангенс угла наклона этой линии определяет электропроводность вещества. Обработка осциллограммы (см. рис. 4, а, правая шкала ординат) показывает наличие двух участков с существенно разными наклонами. Это свидетельствует о большом различии электропроводности продуктов детонации на этих участках.

В условиях электромагнитной неравновесности ($R_2 > 1$) такая обработка результатов измерений дает лишь качественную информацию о структуре электропроводности в детонационной волне. Рассмотрение процесса диффузии тока в системе шунт — вещество позволяет получить количественные данные. При моделировании электромагнитных процессов в измерительной ячейке на основе (1)–(7) единственным свободным параметром остается электропроводность σ_2 исследуемого вещества. Она подбирается таким образом, чтобы обеспечить наилучшее описание экспериментальной зависимости $V(t)$. Расхождение экспериментальной и модельной зависимостей позволяет оценить погрешность такого определения σ_2 . На рис. 4, а штриховой линией показана временная зависимость напряжения, полученная на основе модели (1)–(7). Как видно из рисунка, экспериментальная и модельная кривые хорошо согласуются между собой в течение 180 нс после вхождения ударной волны в ВВ, затем они существенно расходятся. Найденное таким образом значение электропроводности $\sigma_2^1 \approx (8,9 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ характеризует первый участок записи. Переход от первого участка записи ко второму соответствует значению $R_2 \approx 3$, что указывает на влияние электромагнитной неравновесности в проводящем веществе. Электропроводность продуктов детонации на втором временном участке существенно меньше, чем на первом, и может быть оценена на основе обработки (12).

На рис. 4, б показана запись опыта, в котором измерительная ячейка заполнялась алюминиевым порошком. В этом случае происходит только ударное сжатие, химической реакции нет. Штриховая линия представляет результаты электромагнитного моделирования. Модельная зависимость удовлетворительно соответствует экспериментальной для всего времени наблюдения. Это свидетельствует о том,

что электропроводность ударно-сжатого алюминия постоянна. Здесь же показаны результаты обработки напряжения в переменных $(V_0/V(t) - 1, t)$. Из-за скин-эффекта в ударно-сжатом веществе обработка результатов измерений представляет собой кривую с плавно меняющимся наклоном. Время наблюдения $t = 0,8$ мкс соответствует параметру $R_2 \approx 17$. Отличие характера записей на рис. 4, а, б указывает на существенное различие свойств алюминия при сжатии в детонационной и ударной волнах.

На рис. 4, в представлена запись, полученная для состава октоген/Al 60/40. Иницирующая ударная волна была ослаблена за счет размещения между вспомогательным зарядом ВВ и диэлектриком медной пластины. В момент времени А ударная волна выходит из медной пластины в диэлектрик, в момент В она достигает исследуемого ВВ. Уменьшение напряжения на интервале АВ связано с паразитным сигналом из-за движения медной пластины в магнитном поле шунта. Такой сигнал регистрировался ранее в экспериментах с инертными веществами [42]. После вхождения ударной волны в ВВ запись качественно схожа с представленной на рис. 4, а. Уменьшение давления иницирующей ударной волны привело к изменению регистрируемого сигнала. Первый участок записи удлинился, электропроводность на нем уменьшилась. Напряжение на втором участке изменяется довольно слабо, выходя практически на постоянный уровень. Такой характер сигнала свидетельствует о том, что проводимость продуктов детонации сосредоточена в узком слое, примыкающем к детонационному фронту. Вне этого слоя проводимость столь мала, что не оказывает заметного влияния на регистрируемое напряжение.

На рис. 4, г показана осциллограмма, полученная с использованием измерительной ячейки второго типа. Здесь же представлены результаты электромагнитного моделирования, найденные из (10), (11). Кривые соответствуют разным отношениям электропроводности продуктов детонации и константана ($s = \sigma_2/\sigma_1$). Из рисунка видно, что характер экспериментальной записи не соответствует модели, в которой электропроводность продуктов детонации постоянна. В условиях электромагнитной неравновесности измерительные электроды дают локальную информацию с границы шунт — вещество. Полученную зависимость $V(t)$ мож-

но объяснить следующим образом: при выходе детонационной волны на шунт проводимость слоя, примыкающего к шунту, велика, а затем она падает. Первый участок записи близок к модельной зависимости, соответствующей $s \approx 0,1$ ($\sigma_2 \approx 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Второй участок качественно согласуется с модельной зависимостью при $s \approx 0,005$ ($\sigma_2 \sim 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Повышение уровня сигнала при $t > 8,5$ мкс обусловлено влиянием неоднородности течения, вследствие чего происходит неконтролируемое растяжение шунта и деформация контактов. Подобный эксперимент дает лишь качественную информацию о структуре электропроводности в набегающей детонационной волне. Вместе с тем выявленная картина не противоречит результатам опытов с измерительной ячейкой первого типа. Полученные данные позволяют утверждать, что зона высокой электропроводности располагается вблизи детонационного фронта и переносится вместе с ним при движении детонационной волны.

Для состава октоген/Al 70/30 проведены сравнительные эксперименты с измерительными ячейками первого и третьего типов. На рис. 4, d показана осциллограмма для ячейки первого типа. Форма сигналов для ячеек разных типов оказалась одинаковой. В силу худшего временного разрешения в ячейке третьего типа можно найти лишь установившийся уровень напряжения. Качественное согласие данных, полученных в ячейках первого и третьего типов, дает основания полагать, что механическое разрушение тонкого шунта в проведенных опытах отсутствовало.

Эксперимент для состава октоген/Si 60/40 (рис. 4, e) показал сходную зависимость напряжения от времени (резкое падение и практически постоянный уровень). Модельная зависимость напряжения, соответствующая постоянной электропроводности продуктов детонации, хорошо описывает экспериментальную кривую в течение первых 200 нс после вхождения ударной волны в ВВ. Характер сигнала свидетельствует, что в смеси с кремнием зона высокой проводимости также находится вблизи детонационного фронта. Ранее было показано, что ударное сжатие кремниевого порошка приводит к появлению достаточно хорошей проводимости (максимальное значение $\approx 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), которая постоянна за ударным фронтом [35]. Отличие поведения кремния при ударном сжатии и в детонационной волне

свидетельствует о возможном взаимодействии кремния с продуктами детонации.

Результаты экспериментов сведены в табл. 3. Здесь σ_2^1, σ_2^2 — электропроводности продуктов детонации, соответствующие двум участкам записи, t_1 — длительность первого участка записи, оцененная по изменению характера зависимости $V(t)$, R_* — сопротивление продуктов детонации единичной длины и ширины (1 см), соответствующее этому времени. Для опытов с ячейкой второго типа в столбце t_1 дано время спада сигнала до минимального значения, R_* — оценка сопротивления в этот момент времени.

Наибольшее число экспериментов проведено для смесевых составов октоген/Al в ячейке первого типа. Для этой группы опытов на рис. 5 показаны зависимости параметров $\sigma_2^1, \sigma_2^2, t_1$ и R_* от массового содержания алюминия.

На основании полученных данных можно прийти к ряду выводов. При увеличении массового содержания металла характерные электропроводности продуктов детонации σ_2^1, σ_2^2 и время t_1 растут, а сопротивление R_* падает: электропроводность возрастает примерно в 5 раз, а сопротивление уменьшается более чем в 10 раз. Значения сопротивления R_* находятся в миллионном диапазоне.

В случае, когда вместо алюминиевого порошка использовался кремний (опыт 706), медь (753) и алюминиевая пудра (728), а вместо ок-

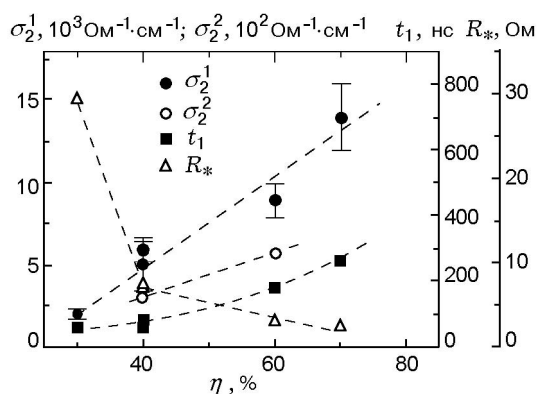


Рис. 5. Зависимость электропроводности продуктов детонации смесевых составов октоген/Al на первом и втором временных участках (σ_2^1, σ_2^2), а также времени первого участка записи (t_1) и характеристического сопротивления (R_*) от массового содержания алюминия (η) в составе ВВ

Таблица 3
 Результаты опытов по измерению электропроводности продуктов детонации смесевых ВВ

Номер опыта	Состав ВВ	Тип ячейки	$\sigma_2^1, 10^3$ Ом ⁻¹ · см ⁻¹	t_1 , нс	$\sigma_2^2, 10^2$ Ом ⁻¹ · см ⁻¹	R_* , 10 ⁻³ Ом
Октоген/Al:						
695	30/70	1	14 ± 2	260	—	2,4
657	40/60	1	8,9 ± 1	180	6	3
663	40/60	2	—	—	~ 1,6	3,6
659	60/40	1	5,8 ± 0,6	60	—	7,1
723 ^a	60/40	1	5 ± 1,6	80	3	7,4
752 ^b	60/40	1	2 ± 0,2	370	—	4,6
696	60/40	2	—	≈ 100	~ 1,8	5,3
729	60/40	2	—	≈ 80	~ 1	4,1
732 ^a	60/40	2	—	≈ 100	~ 0,5	4,7
700	70/30	3	—	—	—	45
741 ^c	70/30	1	2 ± 0,3	60	—	30
Октоген/Si:						
706	60/40	1	1,6 ± 0,2	230	—	7,7
Гексоген/Al:						
701	60/40	1	~ 0,6	200	—	29
Октоген/пудра Al:						
728	70/30	1	—	~ 50	1,6	30
Октоген/Cu:						
753	50/50	1	—	~ 60	—	60

Примечания. ^aВ качестве вспомогательного ВВ использовался тротил.

^bМежду вспомогательным ВВ и гетинаксом располагалась медная пластина толщиной 6 мм.

^cШирина шунта 3,2 мм.

тогена — гексоген (701), характер полученных зависимостей качественно подобен тем, что зафиксированы для смеси октоген/Al (резкое падение, слабо меняющийся или постоянный уровень напряжения далее).

В большинстве опытов давление инициирующей ударной волны в исследуемом ВВ превышало давление стационарной детонации данного состава. Таким образом найдена электропроводность перешагнутых продуктов детонации. Влияние давления инициирующей ударной волны на электропроводность продуктов детонации демонстрируют опыты 659, 723, 752, выполненные с составом октоген/Al 60/40. Для этих опытов давление входящей в ВВ ударной волны оценено соответственно в 17, 12 и 8 ГПа. (Для оценки давления использовались ударные адиабаты алюминиевого порошка [43] и гексогена [44], отличие в результатах не слишком велико.) Давление ударной волны

в этих опытах отличалось в два раза, однако форма электрических сигналов была подобной. Как видно из представленных результатов, при уменьшении давления инициирующей волны электропроводность продуктов детонации на первом участке записи падает, а время этого участка записи растет. Для опыта 752 давление инициирующей ударной волны близко к давлению стационарной детонации, зарегистрированной манганиновым датчиком.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные эксперименты выявили ряд общих особенностей поведения электропроводности продуктов детонации смесевых ВВ. Использование смесей ВВ с металлическими добавками позволяет получить хорошо проводящие продукты детонации. Сопротивление продуктов детонации лабораторных зарядов

$\sim 10^{-3}$ Ом. Этот вывод качественно согласуется с результатами работы [7]. В отличие от [7] предложенная методика позволила сделать заключение о профиле электропроводности продуктов детонации. Оказалось, что распределение электропроводности за фронтом детонационной волны имеет сложный характер. Основная проводимость сосредоточена в узкой зоне, примыкающей к детонационному фронту (до 1,5 мм для состава октоген/Al 60/40). Характерное значение электропроводности этой зоны для исследованных составов $\sigma \sim 5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Это значение более чем на три порядка превышает максимальную электропроводность продуктов детонации октогена [20], что указывает на примесный характер проводимости смеси. Найденное значение меньше электропроводности алюминиевого или кремниевого порошка в ударной волне, что связано с разбавлением хорошо проводящих металлических частиц продуктами детонации.

Из представленных результатов видно, что с увеличением количества металла в составе смеси ширина высокопроводящей зоны возрастает. Для смесей с большим содержанием металлической добавки ($\approx 60\%$) кроме области высокой электропроводности зарегистрирована также нарастающая область относительно слабой электропроводности. При выходе на диэлектрическую стенку высокопроводящая зона исчезает и сопротивление определяется обширной областью относительно низкой электропроводности.

Схема измерений в ячейке первого типа позволяет найти структуру электропроводности для пересжатой детонационной волны. Пересжатие приводит к увеличению электропроводности и сокращению длительности участка высокой проводимости. Для детонации, близкой к стационарной, область высокой проводимости качественно соответствует области повышенного давления в детонационной волне (см. рис. 2).

Сложный характер распределения электропроводности, обнаруженный в наших опытах, ставит под сомнение результаты работы [22], где для состава гексоген/пудра Al 50/50 приведено значение максимальной электропроводности продуктов детонации $8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, что более чем на порядок ниже, чем в наших экспериментах. К сожалению, в [22] не дано детального описания опытов и осциллограмм, что не позволяет выявить причины столь боль-

шого расхождения. Вероятно, постановка опытов [22] не позволила зарегистрировать быстрые изменения свойств вещества, а в вычислениях предполагалась однородность электропроводности по слою продуктов детонации.

Зафиксированное резкое падение электропроводности вещества при удалении от детонационного фронта свидетельствует о существенном изменении состояния продуктов детонации, что может быть обусловлено физико-химическим взаимодействием компонентов смесового ВВ. На это указывает близость толщины высокопроводящей области и зоны химической реакции в конденсированных ВВ (≈ 1 мм) [40].

Физическая картина, приводящая к наблюдаемому характеру электрических сигналов, может быть представлена следующим образом. Ударное сжатие ВВ приводит к сближению и сильному поверхностному разогреву металлических частиц. (В случае кремния проводящие частицы появляются непосредственно при сжатии.) В ударно-сжатом слое появляется макроскопическая проводимость, обусловленная контактным механизмом и термоэмиссией электронов с металлических частиц. Толщина проводящего слоя нарастает по мере движения ударного фронта. Интенсивность падающей ударной волны превышает давление стационарной детонации смесового ВВ, поэтому в ВВ достаточно быстро начинается химическая реакция. Дальнейшее понижение электропроводности может быть связано с двумя процессами. Во-первых, в ходе химической реакции в ВВ выделяются газообразные продукты, обладающие плохой электропроводностью. При расширении продуктов детонации и перемешивании компонентов проводящие частицы оказываются изолированными друг от друга и макроскопическая проводимость падает. Во-вторых, частицы металла вступают в химическую реакцию с продуктами детонации. При этом образуются окислы металла и суммарная электропроводность уменьшается. В пользу достаточно быстрого окисления алюминия за фронтом детонации свидетельствует форма записей давления, полученных с помощью мanganового датчика (§ 1) и методом оптической пирометрии в [34].

Наблюдаемая зависимость толщины высокопроводящей зоны от массового содержания металла, по-видимому, связана с тем, что большое количество металла требует больше-

го времени реакции окисления. Реакция протекает на поверхности алюминиевых частиц, где образуется оксидная пленка, которая резко меняет макроскопическую электропроводность продуктов детонации. Вероятно, это время соответствует изменению характера регистрируемой зависимости $V(t)$ от резкого спада к полю. При этом алюминий окисляется вблизи фронта лишь частично, заметная электропроводность вдалеке от фронта свидетельствует о наличии некоторого количества свободного металла.

В предлагаемой трактовке регистрируемые в опытах сигналы связаны с характеристиками зоны химической реакции. Настоящая техника дает информацию об этой зоне, которая является определяющей для процесса детонации. Возможность исследования временных характеристик возбуждения и развития детонации обеспечивает высокую информативность настоящего метода.

ВЫВОДЫ

Развитая техника измерений позволила найти зависимость от времени электропроводности продуктов детонации смесей конденсированных ВВ с добавками. Электропроводность продуктов детонации исследованных составов сильно неоднородна. Основная проводимость сосредоточена в узкой зоне (≈ 1 мм), примыкающей к детонационному фронту. Предполагается, что ширина зоны связана с временем химической реакции и окисления алюминия в детонационной волне. Продукты детонации лабораторных зарядов имеют низкое электрическое сопротивление и перспективны для использования в электромагнитных системах большой мощности.

Авторы выражают благодарность Т. Ю. Михайловой, получившей решение электродинамической задачи о смыкании двух проводящих областей, А. М. Рябчуну, составившему программу вычисления магнитных и электрических полей, а также А. П. Ершову за полезные обсуждения материалов работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Решение задачи об электромагнитном поле при смыкании двух проводящих областей конечной толщины

Задача может быть решена методом пре-

образования Лапласа [45]. Вводя новые функции

$$B_1 = B_0 B'_1 + B_0 \left[1 - 2 \left(1 + \frac{x}{x_1} \right) \right],$$

$$B_2 = -B_0 (1 - B'_2),$$

получаем систему уравнений диффузии с нулевыми начальными и граничными условиями на функции $B'_1(x, t)$, $B'_2(x, t)$. Осуществляя преобразование Лапласа над этой системой, приходим к следующим уравнениям:

$$A(p) \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 = -B(p) \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\mu_0 p}{\sigma_1}} A(p) \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 - \frac{2}{x_1 \sigma_1 p} = \\ = \sqrt{\frac{\mu_0 p}{\sigma_2}} B(p) \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2, \quad (14) \end{aligned}$$

где функции $A(p)$, $B(p)$ определяют лапласовские образы $\hat{B}_1(x, p) = L[B'_1(x, t)]$, $\hat{B}_2(x, p) = L[B'_2(x, t)]$:

$$\hat{B}_1 = A(p) \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} (x + x_1),$$

$$\hat{B}_2 = A(p) \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} (x - x_2).$$

Разрешая систему уравнений (13), (14), для образов найдем

$$\begin{aligned} \hat{B}_1(x, p) = \frac{2 \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2 \cdot \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} (x + x_1)}{x_1 \sigma_1 p \sqrt{\mu_0 p}} \times \\ \times \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma_2}} \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 \cdot \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\sigma_1}} \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2 \cdot \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 \right)^{-1}, \\ \hat{B}_2(x, p) = \frac{2 \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 \cdot \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} (x - x_2)}{x_1 \sigma_1 p \sqrt{\mu_0 p}} \times \\ \times \left(\frac{1}{\sqrt{\sigma_2}} \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 \cdot \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{\sigma_1}} \operatorname{sh} \sqrt{\mu_0 \sigma_2 p} x_2 \cdot \operatorname{ch} \sqrt{\mu_0 \sigma_1 p} x_1 \right)^{-1}, \end{aligned}$$

Проводя обратное преобразование Лапласа, найдем прообразы $B'_1(x, t)$, $B'_2(x, t)$, а затем и сами функции $B_1(x, t)$, $B_2(x, t)$ — формулы (10), (11).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, вып. 6 (12). С. 1543–1549.
2. Cook M. A. The Science of High Explosives. New York: Reinhold Publ., 1959.
3. Allison F. E. Detonation studies in electric and magnetic fields // Proc. of the 3rd ONR Symp. on Detonation. Princeton, 1960. Office of Naval Research, ACR-52. V. 1. P. 112–119.
4. Jameson R. L., Lukasik S. J., Pernick B. J. Electrical resistivity measurements in detonating composition B and pentolite // J. Appl. Phys. 1964. V. 35, pt. 1, N 3. P. 714–720.
5. Hayes B. Electrical measurements in reaction zones of high explosives // Proc. of the 10th Symp. (Intern.) on Combustion, Cambridge, England, 1964. Pittsburgh, Pa: Combustion Inst., 1965. P. 869–874.
6. Hayes B. On the electrical conductivity in detonation products // Proc. 4th of the Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, MD, 1965. Office of Naval Research, ACR-126. Washington, 1967. P. 595–601.
7. McKinnon C. N. Detonation product electrical conductance enhancement by metallic seeding // Proc. of the 10th Symp. on Engineering Aspects of Magneto-hydrodynamics. Cambridge, Mass.: M.I.T., 1969. P. 91–94.
8. Зинченко А. Д., Смирнов В. Н., Чвилева А. А. Измерение электропроводности продуктов взрыва при детонации литого состава ТГ 40/60 // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 422–426.
9. Дремин А. Н., Колдунов С. А., Шведов К. К. Об электропроводности ВВ при инициировании детонации ударными волнами // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 1. С. 150–152.
10. Дремин А. Н., Михайлов А. Н. К вопросу об изучении процесса инициирования детонации ВВ ударными волнами с помощью метода электропроводности // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 3. С. 420–424.
11. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Об измерениях профиля электропроводности во фронте детонации конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 864–873.
12. Якушев В. В., Дремин А. Н. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. АН СССР. 1975. Т. 221, № 5. С. 1143–1144.
13. Антипенко А. Г., Дремин А. Н., Якушев В. В. О зоне электропроводности при детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. АН СССР. 1975. Т. 225, № 5. С. 1086–1088.
14. Ершов А. П. Ионизация при детонации конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 6. С. 938–945.
15. Tanaka K. Measurement of electrical conductivity in detonation products // Report on 5th Intern. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges, France, 1975.
16. Антипенко А. Г., Якушев В. В. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // Детонация: Материалы 5 Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Одесса, 1977. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977. С. 93–96.
17. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Природа электропроводности за фронтом детонации конденсированных взрывчатых веществ // Там же. С. 89–92.
18. Антипенко А. Г., Дремин А. Н., Якушев В. В. Электропроводность продуктов детонации тетранитрометана // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 4. С. 116–120.
19. 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.
20. Ершов А. П., Зубков П. И., Ильинович Ю. Н. и др. Прерывание тока с шунтированием дуги проводящими продуктами детонации // Сверхсильные магнитные поля. Физика, техника, применение: Труды 3-й Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам (Новосибирск, 1983) / Под ред. В. М. Титова, Г. И. Шведова. М.: Наука, 1984. С. 397–401.
21. Елькинд А. И., Гусар Ф. Н. Измерение на СВЧ электропроводности за фронтом детонационной волны в тротиле // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 5. С. 144–149.
22. Решетов А. А. Природа электрической проводимости продуктов детонации смесевых взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 6. С. 112–115.
23. Ершов А. П., Сатонкина Н. П., Дибиров О. А. и др. Исследование взаимодействия компонентов гетерогенных взрывчатых веществ методом электропроводности // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 97–108.
24. Гилев С. Д., Рябчун А. М. Токовые волны, генерируемые детонацией взрывчатого вещества в магнитном поле // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 93–101.
25. Лебедев Е. Ф., Осташев В. Е., Шведов Г. А. Преобразование химической энергии взрывчатого вещества магнетогидродинамическим методом // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 5. С. 3–20.
26. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Электрофизические свойства детона-

- ционной плазмы и быстродействующие взрывные размыкатели тока // ПМТФ. 1977. № 6. С. 19–23.
27. Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М. Ударно-индуцированные волны проводимости в электрофизическом эксперименте // ПМТФ. 1989. № 2. С. 132–145.
28. Gilev S. D., Trubachev A. M. Shock-induced conduction waves in solids and their applications in high power systems // Shock Compression of Condensed Matter-1995: Proc. of the Conf. of the Amer. Phys. Soc. Topical Group on Shock Compr. of Cond. Matter held at Seattle, Washington, August 13-18, 1995 / Ed. by S. C. Schmidt, W. C. Tao. AIP Conference Proceedings 370. Woodbury, New York: AIP Press, 1996. Pt. 2. P. 933–936.
29. Дремин А. Н., Похил П. Ф., Арифов М. И. Влияние алюминия на параметры детонации тротила // Докл. АН СССР. 1960. Т. 131, № 5. С. 1140–1142.
30. Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М. Расчет параметров детонационной волны смесей взрывчатых веществ с инертными добавками // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 2. С. 182–186.
31. Анискин А. И. Детонация взрывчатых веществ с алюминием // Детонация и ударные волны. Черноголовка, 1986. С. 26–32.
32. Давыдов В. Ю., Гришкин А. М., Феодоритов И. И. Экспериментально-теоретическое исследование окисления алюминия в детонационной волне // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 5. С. 124–128.
33. Гришкин А. М., Дубнов Л. В., Давыдов В. Ю. и др. Влияние добавок порошкообразного алюминия на параметры детонации мощных ВВ // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 2. С. 115–117.
34. Гоголя М. Ф., Долгобородов А. Ю., Бражников М. А. Тонкая структура детонационных волн в смесях октогена с алюминием // Хим. физика. 1998. Т. 18, № 1. С. 41–44.
35. Гилев С. Д., Трубачев А. М. Измерение высокой электропроводности кремния в ударных волнах // ПМТФ. 1988. № 6. С. 61–67.
36. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Токовая волна при ударном сжатии вещества в магнитном поле // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 5. С. 1–9.
37. Гилев С. Д., Михайлова Т. Ю. Электромагнитные процессы в системе проводников, формируемой ударной волной // Журн. техн. физики. 1996. Т. 66, вып. 10. С. 109–117.
38. Gilev S. D. Electromagnetic methods for investigation of chemical and phase transformations of solids in a shock wave // Metallurgical and Material Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena: Proc. of the 1995 Intern. Conf., El Paso, Texas, USA, 6–10 August, 1995 / Ed. by L. E. Murr, K. P. Staudhammer, M. A. Meyers. Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 785–792.
39. Gilev S. D., Mihailova T. Yu. The development of a method of measuring a condensed matter electroconductivity for investigation of dielectric-metal transitions in a shock wave // J. de Physique IV. 1997. Т. 5. P. C3–211–216.
40. Физика взрыва / Ф. А. Бауман, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
41. Гилев С. Д. Применение электромагнитной модели для диагностики ударно-волновых процессов в металлах // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 121–127.
42. Гилев С. Д. Электромагнитные эффекты в измерительной ячейке для исследования электрических свойств ударно-сжатых веществ // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 71–76.
43. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Сутулов Ю. Н. Ударная сжимаемость пористых вольфрама, молибдена, меди и алюминия в области низких давлений // ПМТФ. 1974. № 2. С. 117–122.
44. Дремин А. Н., Шведов К. К., Авдонин О. С. Сжимаемость и температуры при ударном нагружении некоторых ВВ в пористом состоянии // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 4. С. 520–529.
45. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

Поступила в редакцию 3/IV 2001 г.