

03;04;12

Высокая электропроводность продуктов детонации тротила

© С.Д. Гилев, А.М. Трубачев

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: Gilev@hydro.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 9 января 2001 г.)

Новая схема измерений позволяет исследовать высокую электропроводность продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ с временным разрешением около 10 ns. В опытах на литом тротиле зарегистрирована сложная структура детонационной проводимости, обусловленная зоной химической реакции и последующим расширением ее продуктов. Профиль электропроводности состоит из двух соответствующих участков: резкий пик ($\sim 250 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$), плато ($\sim 35 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$). Пиковое значение является наибольшей электропроводностью, зарегистрированной при детонации химических взрывчатых веществ. Полученные результаты подтверждают контактный метод детонационной проводимости тротила.

Введение

Электропроводность продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) исследовалась на протяжении последних сорока лет [1–13]. Интерес к детонационной проводимости обусловлен своеобразным состоянием вещества в детонационной волне, которое представляет собой сильно неидеальную низкотемпературную плазму (давление ~ 20 ГПа, массовая скорость ~ 2 км/с, температура $\sim 3 \cdot 10^3$ К, плотность ~ 2 г/см³, концентрация молекул $\sim 3 \cdot 10^{22}$ см⁻³). Существующие подходы теоретического описания такого сложного объекта недостаточно эффективны, что обуславливает преимущественное развитие экспериментальных методов. Усилиями многих исследователей показано, что величина электропроводности продуктов детонации зависит от конкретного ВВ и параметров его состояния (плотность и др.). Характерная электропроводность для многих ВВ оказалась величиной одного порядка ($\sigma \sim 1 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$). Лишь в работе [4] сообщалось о величине σ до $10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ (жидкий тротил). Ни в одной из последующих публикаций этот результат не был подтвержден, а приводимые значения σ для твердого тротила оказались более чем на порядок [1,2,8,10–12]. В [13] показано, что электропроводность продуктов детонации тротила ранее сильно занижалась, и получено значение $\sigma \approx 25 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Временное разрешение [13] составляло около 0.5 μs , что не позволило разрешить зону химической реакции (точность измерений падала для большой электропроводности). Интерес к детонационной проводимости в последнее десятилетие связан с открытием детонационных алмазов [14,15]. В качестве одного из методов диагностики алмазной фазы применялся метод электропроводности [11,13].

В известном электроконтактном методе [1] регистрация высокой электропроводности ($\sigma > 1 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) производится в режиме постоянного тока. В измерительной цепи, состоящей из источника тока, шунта и подсоединенного параллельно ему образца ВВ, протекает постоянный ток. Детонационная волна, распространяю-

щаяся по ВВ, доходит до электрических контактов и подключает проводящую область. Трудности подобных измерений связаны с рядом обстоятельств: 1) временное разрешение измерительной схемы составляет $\tau \approx L/R$ (L — индуктивность, R — сопротивление цепи шунт-образец), что не позволяет проводить регистрацию высоких проводимостей [16]; 2) в начальный момент времени к контактам подключается обширная проводящая область с априорно неизвестной картиной линий тока; 3) на результаты измерений могут влиять контактные сопротивления и переходные слои металл–плазма.

Целью настоящей работы является исследование электропроводности продуктов детонации тротила с высоким временным разрешением. Для этого используется измерительная ячейка [17], которая в значительной степени свободна от указанных выше недостатков.

Измерительная ячейка [17] использовалась для регистрации переходов диэлектрик(полупроводник)–металл в ударных волнах [17–19]. Конструкция ячейки показана на рис. 1. Шунт в виде тонкой металлической фольги накладывается на исследуемый образец. Ударная волна входит в образец через шунт. Регистрация напряжения производится электродами, присоединенными к шунту, и расположенными в его плоскости. Такая схема обладает наилучшим временным разрешением, хорошо

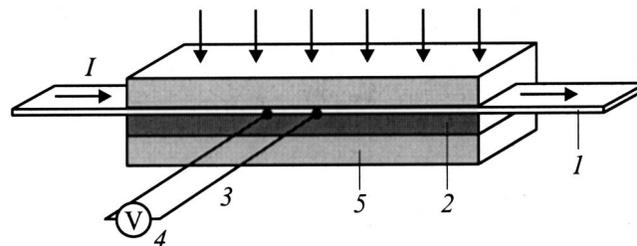


Рис. 1. Схема измерений электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ: 1 — шунт (металлическая фольга), 2 — исследуемое взрывчатое вещество, 3 — электроды для съема напряжения, 4 — осциллограф, 5 — диэлектрик.

определенной системой линий тока, слабым влиянием контактных сопротивлений в области расположения измерительных электродов. Временное разрешение схемы обусловлено переходными электромагнитными процессами в системе шунт–проводящее вещество. Немаловажно, что это ограничение может быть в значительной степени снято за счет анализа динамического скин-эффекта в ударной волне [20,21] и процедуры восстановления электропроводности проводящей области по информации с ее границы [19]. В настоящей работе метод измерения электропроводности, использованный ранее для ударных волн, применяется для исследования детонационных явлений.

Эксперимент

Тротил заполнял паз (ширина 20 мм, глубина около 20 мм, длина 80 мм) в текстолитовой пластине. Шунтом служила константановая фольга толщиной 0.1 мм, ширина шунта менялась от опыта к опыту. Для создания инициирующей ударной волны использовался генератор плоской волны диаметром 75 мм с выравнивающей шашкой толщиной 60 мм из литого ВВ. Для данного генератора неодновременность выхода волны на круге диаметром 50 мм составляла не более 40 ns. Плоская ударная волна распространялась по диэлектрической пластине (толщина 5 мм) и входила в тротил. Расстояние между электродами равнялось 10 мм. Сила тока в опытах составляла до 400 А. Запись сигналов велась на цифровом осциллографе С9-27 с временем дискретизации 10 ns.

На рис. 2, *a* приведена осциллограмма опыта с литым тротилом. Момент входа ударной волны в ВВ отмечается небольшим пиком, что связано с электромагнитными переходными процессами в константановой фольге. Этот пик является надежным временным маркером, что облегчает временную "привязку" осциллограммы. В отдельных экспериментах показано, что изменение сопротивления константана при ударном сжатии мало, поэтому далее оно не учитывается. Расчет параметров ударной волны в тротиле, проведенный по ударной адиабате [22], дает величину давления $P = 22.5$ GPa. Измерения давления стационарной детонации в тротиле, выполненные при помощи манганинового датчика в специальных экспериментах, привели к значению $P \approx 18$ GPa. Таким образом, состояние тротила при вхождении в него ударной волны оказывается несколько пересжатым по сравнению со стационарной детонацией.

Как видно из осциллограммы, в момент входа инициирующей ударной волны в тротил регистрируемое напряжение V начинает уменьшаться. Это означает, что электропроводность в образце возникает без какой-либо задержки. После первого резкого падения на записи выделяется переход к другому темпу уменьшения напряжения, которое сохраняется вплоть до прихода детонационной волны на диэлектрическую стенку (этот момент отмечен интенсивными возмущениями). Здесь же показана

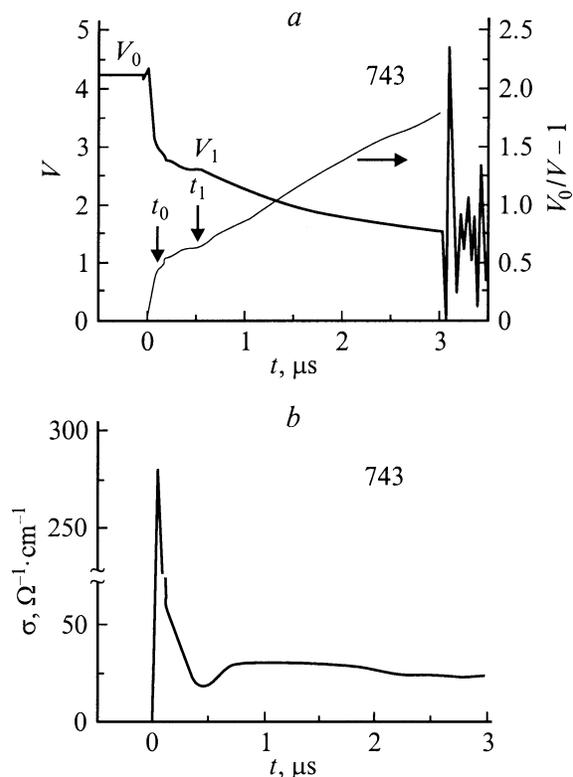


Рис. 2. Экспериментальная зависимость напряжения от времени для тротила (толстая линия), интегральная обработка (тонкая кривая, правая шкала ординат) (*a*) и профиль электропроводности (*b*).

на обработка осциллограммы в переменных $(V_0/V - 1, t)$ (V_0 — начальное напряжение). Если электропроводность вещества за фронтом детонации постоянна, а переходные электромагнитные процессы отсутствуют, то такая обработка должна приводить к прямой линии [17]. Из представленной обработки видно, что электропроводность продуктов детонации непостоянна. Первое падение напряжения соответствует появлению высокой электропроводности, которая существует в течение времени t_0 . В дальнейшем электропроводность существенно уменьшается. При $t > t_1$ обработка демонстрирует линейную зависимость, что говорит о постоянстве электропроводности на этом временном участке. В целом на записи можно выделить два основных участка, соответствующих резко различным электропроводностям.

Результаты опытов по измерению электропроводности продуктов детонации литого тротила показаны в таблице. Здесь a_s — ширина шунта; D — скорость детонации; t_0 —

Опыт	a_s , mm	D , 10^3 , m/s	t_0 , μ s	t_1 , μ s	σ_1 , $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	σ_2 , $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$
705	5.5	6.55 ± 0.1	0.14	0.52	180	35
726	2.85	6.69 ± 0.12	~ 0.1	0.42	~ 300	33
727	2.3	6.59 ± 0.1	0.30	0.67	200	56
743	2.9	6.64 ± 0.1	0.15	0.54	240	31

время резкого падения напряжения; t_1 — полное время первого участка записи (рис. 2, *a*); σ_1 — средняя электропроводность на участке, ограниченном временем t_0 ; σ_2 — средняя электропроводность на втором временном участке ($t > t_1$).

Скорость детонации D определена по моментам входа инициирующей ударной волны (первый пик на осциллограмме) и выхода на диэлектрическую стенку (возмущения на кривой напряжения, отход обработки от прямой линии). Скорость стационарной детонации литого тротила используемой плотности (1.58 g/cm^3), по данным [22], можно оценить как $\approx 6.87 \text{ km/s}$. Измеренная величина D оказывается близка к этому значению. Различие между экспериментальной и ожидаемой скоростями минимально для опыта 726 (-2.6%) и максимально для опыта 705 (-4.7%). Время задержки инициирования, определенное по приведенным скоростям, составляет 70 и 120 ns соответственно. С учетом малости найденных временных задержек можно считать, что с момента вхождения инициирующей ударной волны в тротиле начинается детонация, близкая по параметрам к стационарной.

Для нахождения электропроводности продуктов детонации считалось, что параллельно к шунту подключается нарастающая проводящая зона. В электротехническом приближении средние электропроводности для двух временных участков могут быть найдены по формулам

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \frac{a_s}{a} \frac{\delta_s}{\rho_s(D-u)} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V} - 1 \right), \\ \sigma_2 &= \frac{a_s}{a} \frac{\delta_s}{\rho_s(D-u)} \frac{1}{t} \left(\frac{V_0}{V} - \frac{V_0}{V_1} \right).\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь a — ширина области ВВ, δ_s — толщина шунта, ρ_s — удельное сопротивление шунта, u — массовая скорость в точке Чепмена–Жуге. В последней формуле V_1 представляет собой напряжение в момент времени t_1 , когда включается вторая электропроводность. При этом полагалось, что сопротивление первой проводящей зоны остается далее неизменным (что справедливо в случае стационарности профиля электропроводности).

В опыте 727 давление инициирующей ударной волны в тротиле составляло 16.3 GPa, это меньше давления в точке Чепмена–Жуге для стационарной детонации. В первый момент времени такая детонация является недосжатой. Как видно и таблицы, различие состоит в больших временах t_0, t_1 , величины же D, σ_1, σ_2 близки к результатам других опытов. Это дает основания полагать, что детонационная волна выходит на стационарный режим.

Профиль электропроводности продуктов детонации можно получить, используя дифференциальную обработку [23], которая в нашем случае сводится к формуле

$$\sigma(t) = -\frac{a_s}{a} \frac{\delta_s}{\rho_s(D-u)} \frac{V_0}{V^2} \frac{dV}{dt}.\quad (2)$$

Результат обработки опыта по формуле (2) показан на рис. 2, *b*. Как видно, профиль электропроводности имеет

сложный характер. Сначала электропроводность очень велика, далее она резко понижается, оставаясь примерно постоянной вплоть до момента прихода детонационной фронта на стенку. Характерные величины электропроводности на двух участках составляют $\sigma_1 \approx 2.5 \cdot 10^2$ и $\sigma_2 \approx 30 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Формулы (1), (2) справедливы при выполнении двух условий: 1) скин-эффект в продуктах детонации пренебрежимо мал, 2) профиль электропроводности стационарен. Влияние скин-эффекта можно оценить, находя отношение времени диффузии магнитного поля в проводящем веществе к времени движения волны. Таким образом, для ударных волн определяется параметр $R = \mu_0 \sigma (D - u)^2 t$ (σ — электропроводность вещества) [20]. Если $R < 1$, то в проводящем слое преобладает диффузионный механизм изменения магнитного поля и скин-эффект несуществен. Такой подход допускает естественное расширение на детонационные волны (если спад массовой скорости в тейлоровской волне не слишком велик). Для проведенных опытов $R < 0.4$, поэтому в первом приближении электромагнитной неравновесностью можно пренебречь и использовать электротехническую модель.

На стационарность профиля электропроводности указывает несколько обстоятельств. Во-первых, экспериментальная скорость детонации близка к ожидаемому значению. Во-вторых, регистрируемое напряжение монотонно падает по мере движения детонационной волны. Если пиковая электропроводность обусловлена переходными процессами формирования детонационной волны, то запись напряжения демонстрировала бы ряд особенностей. Так, исчезновение высокопроводящей зоны привело бы к росту напряжения. В-третьих, опыты с разной интенсивностью инициирующей ударной волны (давление меньше давления Чепмена–Жуге или больше) дают близкие результаты. Профиль электропроводности, полученный в опыте 727, близок к показанному на рис. 2, *b* (различие состоит в затянутой зоне высокой проводимости). В-четвертых, постоянство электропроводности на втором временном участке согласуется с результатами, полученными на коаксиальной ячейке [13] увеличенного диаметра. Выполненные нами опыты на коаксиале диаметром 38 mm (полный диаметр заряда 50 mm) показали, что в отсутствие боковой разгрузки электропроводность продуктов детонации тротила постоянна и близка к максимальному значению из [13].

Приведенные соображения носят косвенный характер. В настоящее время отсутствует экспериментальная методика, которая позволила бы найти профиль электропроводности в тротиле в строго стационарной детонационной волне. Затруднение носит принципиальный характер и связано с тем, что с точки зрения возможностей эксперимента требования стационарности детонации и отсутствия краевых эффектов растекания тока носят противоречивый характер. Строго стационарная детонация требует больших длин заряда ВВ. При движении такой волны в некоторый момент времени к контактам подсо-

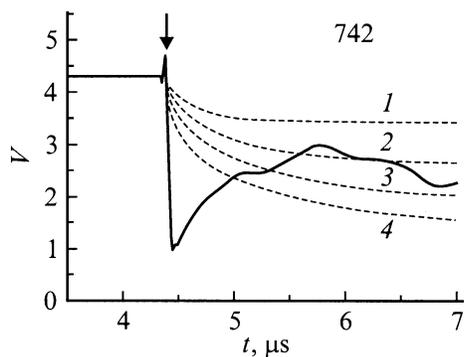


Рис. 3. Экспериментальная зависимость напряжения для противоположного направления детонации (сплошная кривая) и результаты электромагнитного моделирования двухпроводной системы с постоянными электропроводностями областей (штриховые кривые). Электропроводность продуктов детонации, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$: 1 — 10, 2 — 25, 3 — 50, 4 — 100.

единается обширная проводящая зона. Картина токовых линий зависит от профиля электропроводности, который априори неизвестен.

Несмотря на указанные трудности, можно получить качественную информацию о характере профиля проводимости для стационарной детонации. Для этого использовалась измерительная ячейка (рис. 1) с противоположным направлением движения детонационной волны. На рис. 3 представлена полученная осциллограмма. Детонационная волна распространяется по тротилу и выходит к шунту, расположенному на границе с диэлектриком (гетинакс). В этот момент начинается процесс диффузии тока из шунта в проводящую область конечной толщины. Переходный процесс занимает некоторое время, определяемое толщиной области и электропроводностью продуктов детонации. Если электропроводность вещества за детонационным фронтом постоянна, то регистрируемое напряжение должно монотонно спадать со временем. На рис. 3 представлена серия модельных зависимостей, полученных из рассмотрения электромагнитной диффузии в двухпроводной системе шунт–продукты детонации. Зависимости получены в предположении постоянства электропроводности за детонационным фронтом. Видно, что после прихода детонационной волны за шунт (момент отмечен стрелкой) регистрируемое напряжение существенно меньше ожидаемого, а затем его характер качественно соответствует модельной зависимости. Такое поведение можно объяснить подключением к шунту узкой высокопроводящей зоны, связанной с детонационным фронтом. В дальнейшем эта зона исчезает и регистрируемое напряжение обусловлено диффузией тока в обширную область с постоянной электропроводностью. Определение величины электропроводности продуктов детонации таким способом дискусионно (при отражении от стенки может меняться физическое состояние продуктов детонации, точность восстановления электропроводности невелика). Вместе с тем характер запи-

си свидетельствует о наличии высокопроводящей зоны, пространственно связанной с детонационным фронтом. Таким образом, зарегистрированный пик электропроводности не является следствием переходных процессов на границе диэлектрик–ВВ, а перемещается в пространстве вместе с фронтом детонации.

Обсуждение

Применение новой схемы измерений к исследованию детонационных явлений дало несколько неожиданных результатов. Во-первых, обнаружена сложная структура детонационной проводимости в тротиле. Резкий пик электропроводности сменяется примерно постоянным уровнем. Далее, детонационная проводимость оказалась существенно выше, чем считалось ранее. Величина $\sigma_1 \approx 2.5 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ является наибольшей электропроводностью зарегистрированной когда-либо в продуктах детонации ВВ. Полученные данные не противоречат ранним измерениям на жидком тротиле [4], где профиль электропроводности представлял собой нарастающую зависимость ($\sigma_{\text{max}} \approx 10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$), а длительность измерений не превышала 20 ns. В наших экспериментах время наблюдения существенно больше, что позволило зарегистрировать весь профиль электропроводности. Величина электропроводности на плато σ_2 превышает примерно на порядок данные [1,2,8,10–12] и качественно соответствует максимальному значению из [13]. Ячейка [13] не позволила зарегистрировать пик электропроводности вблизи детонационного фронта, что связано с худшим временным разрешением и влиянием краевых эффектов.

Возникает вопрос о природе большой электропроводности в тротиле. В первую очередь бросается в глаза близость времени существования пиковой электропроводности (~ 150 ns) с временем химической реакции в тротиле (~ 100 – 200 ns) [22]. Высокая величина пиковой электропроводности, по нашему мнению, является отражением физических процессов в зоне химической реакции. Она свидетельствует о появлении в ходе химической реакции высокопроводящих частиц, которые через короткое время оказываются связанными или пространственно разделенными. Такими частицами может быть высоконагретый углерод, выделяемый в ходе экзотермической реакции. Термодинамические расчеты состояния продуктов детонации показывают, что в 1 cm^3 продуктов детонации содержится около 0.5 g свободного углерода [24]. Углеродные частицы растут в зоне химической реакции, образуя рыхлые фрактальные структуры. Механизм макропроводимости может быть контактный [4]. Образующаяся сетка хорошо проводящих углеродных частиц обеспечивает высокую пиковую электропроводность. Расширение в зоне химической реакции (сопровожаемое дополнительными превращениями и охлаждением частиц) приводит к спаду электропроводности. Другие механизмы, привлекаемые для объяснения

детонационной проводимости (термическая ионизация, хемоионизация, термоэмиссия с нагретых частиц, диссоциация образующейся воды) [1,7–9], не могут объяснить факт столь большой проводимости.

Полное сопротивление продуктов детонации тротила составляет в проведенных опытах величину $\sim 0.01 \Omega$, что делает возможным использование детонационной проводимости в сильноточном электрофизическом эксперименте. В силу высокой плотности продукты детонации обладают хорошей электрической прочностью, которая сохраняется на время, определяемое газодинамикой разрезания.

Заключение

Новая схема измерения электропроводности примерно на порядок улучшает временное разрешение, что позволяет обнаружить ряд новых эффектов детонационной проводимости в классическом ВВ. Электропроводность продуктов детонации оказывается сильно неоднородной, что является отражением процессов, происходящих в зоне химической реакции. Высокая чувствительность предложенного метода может быть использована для исследования быстрых физико-химических превращений. Большая электропроводность, сосредоточенная в узком слое и переносимая со скоростью детонации, может иметь ряд применений в высокоэнергетических системах.

Авторы выражают благодарность А.П. Ершову за полезные обсуждения материалов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-16807).

Список литературы

- [1] Бриш А.А., Тарасов М.С., Цукерман В.А. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 6(12). С. 1543–1549.
- [2] Shall R., Vollrath K. // Les ondes de d'etonation. Paris: du Centre Nat. de la Recherche Sci, 1962. P. 127–136.
- [3] Jameson R.L., Lukasik S.J., Pernick B.J. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. Pt 1. N 3. P. 714–720.
- [4] Hayes B. // Proc. 4th Intern. Symposium on Detonation. Washington: Office of Naval Research, ACR-126, 1967. P. 595–601.
- [5] Зинченко А.Д., Смирнов В.Н., Чвилева А.А. // ФГВ. 1971. Т. 7. № 3. С. 22–426.
- [6] Ершов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А. // ФГВ. 1974. Т. 10. № 6. С. 864–873.
- [7] Якушев В.В., Дремин А.Н. // ДАН СССР. 1975. Т. 221. № 5. С. 1143–1144.
- [8] Антипенко А.Г., Дремин А.Н., Якушев В.В. // ДАН СССР. 1975. Т. 225. № 5. С. 1086–1088.
- [9] Ершов А.П. // ФГВ. 1975. Т. 11. № 6. С. 938–945.
- [10] Tanaka K. Report on 5th Internat. Colloquium of Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges (France), 1975.
- [11] Ставер А.М., Ершов А.П., Лямкин А.И. // ФГВ. 1984. Т. 20. № 3. С. 79–83.
- [12] Елькинд А.И., Гусар Ф.Н. // ФГВ. 1986. Т. 22. № 5. С. 144–149.
- [13] Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Дибиров О.А. и др. // ФГВ. 2000. Т. 36. № 5. С. 97–108.
- [14] Лямкин А.И., Петров Е.А., Ершов А.П. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 302. № 3. С. 611–613.
- [15] Greiner N. Roy, Phillips D.S., Johnson J.D. et al. // Nature. 1988. Vol. 333. P. 440–442.
- [16] Якушев В.В. // ФГВ. 1978. Т. 14. № 2. С. 3–19.
- [17] Гилев С.Д., Трубачев А.М. // ПМТФ. 1988. № 6. С. 61–67.
- [18] Gilev S.D., Trubachev A.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1999. Vol. 211. N 1. P. 379–383.
- [19] Gilev S.D., Mihailova T.Yu. // J. de Physique IV. 1997. Vol. 5. P. C3–211–216.
- [20] Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 1–9.
- [21] Гилев С.Д., Михайлова Т.Ю. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 109–117.
- [22] Альтшулер Л.В., Доронин Г.С., Жученко В.С. // ФГВ. 1989. Т. 25. № 2. С. 84–103.
- [23] Кулешова Л.В. // ФТТ. 1969. Т. 11. Вып. 5. С. 1085–1091.
- [24] Мейдер Ч. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985. С. 384.