

Такое соотношение между  $q$  и  $q_x$ , казалось бы, указывает на поправочный вклад тепловыделения от окисления в процесс ГЛР. Однако при оценке роли химических источников необходимо помнить, что поглощение лазерного излучения поверхностью чистого металла в несколько раз меньше, чем у окислов, так что окисляющее воздействие кислородной струи имеет существенное значение.

Проведенное сопоставление расчетных и экспериментальных данных по зависимости скорости резки от определяющих параметров свидетельствует лишь о качественном их согласии. Для дальнейшего развития теории и представлений о модели процесса газолазерной резки необходима постановка специальных экспериментов, направленных на выяснение деталей механизма процесса ГЛР.

Поступила в редакцию  
10/VII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. B. Sullivan, P. F. Houldcroft. Brit. Weld. J., 1967, 46, 8.
2. Г. Б. Бубякин, Г. Р. Левинсон и др. Технологическое применение газовых лазеров. Л., ЛНДНТП, 1970.
3. T. Higuchi, T. Migawara a. o. Mitsubishi Denki, 1971, 45, 10.
4. В. П. Бабенко, В. П. Тычинский. Квантовая электроника, 1972, 5 (11).
5. Т. В. Быстрова, В. Б. Либрович, В. И. Лисицин. ФГВ, 1973, 9, 5.
6. Laser cutting machine applied to cutting and areasing form production. Conv. Industry, 1970, June, p. 3.
7. Optics and Laser Technology. 1971, 3, 2.
8. Didgest of technical paper. JEEE. J. Quantum Electronics, 1971, QE — 7, 6.
9. Laser beam being used to cut costs inventories and cloth. Laser Weekly. 1971, 22 March, p. 2.
10. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., 1970.

УДК 662.215.1

### ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ВО ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

*А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков*  
(Новосибирск)

Измерение электрических свойств вещества в детонационной волне привлекает все большее внимание исследователей, прежде всего как метод получения информации о структуре этой области, который в принципе может дать хорошее временное и пространственное разрешение. В данной работе рассматривается вопрос об измерении электропроводности. Несмотря на значительное количество исследований в этой области [1—8], в большинстве из них не преодолены трудности, возникающие из-за быстрого изменения измеряемой величины (характерная зона имеет протяженность порядка 1 мм и движется со скоростью 5—8 км/с), которые приводят к большим систематическим ошибкам.

В настоящей работе показано, что известные методы измерения профиля электропроводности не учитывают этих изменений и пригодны

лишь для случая постоянной или медленно меняющейся электропроводности за фронтом детонации. Найдены условия возможности измерений переменной в пространстве электропроводности.

#### ТРЕБОВАНИЯ К ИЗМЕРЕНИЯМ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И АНАЛИЗ ИЗВЕСТНЫХ МЕТОДОВ

В работе [1] была замечена прямая пропорциональность тока и напряжения между электродами, находящимися в контакте с детонационной волной. Это говорит об омическом характере электропроводности вещества за фронтом детонации. Электропроводность детонирующего ВВ измерялась многими авторами [2—10]. Для разных ВВ ее величина составляет  $10^1—10^3 \text{1}/(\text{Ом}\cdot\text{м})$ . Из работ [2, 6, 8—10] следует, что заметная электропроводность существует в узкой (несколько миллиметров) зоне за фронтом детонации (зоне проводимости). В работах [2—5] определялась средняя величина электропроводности по этой зоне.

Информация, получаемая при таких измерениях, явно недостаточна. Для выяснения причин появления и спада электропроводности при детонации, а также для исследования структуры детонационной волны необходимо определить профиль электропроводности за фронтом детонации. Поскольку характерный размер изменения электропроводности  $\Delta \sim 1 \text{ мм}$ , разрешение измерительной схемы не должно быть хуже долей миллиметра.

Рассмотрим возможность измерения электропроводности в зоне проводимости известными методами.

В работе [11] предложен бесконтактный метод измерения электропроводности потока газа. В измерительной катушке при движении проводящей среды во внешнем магнитном поле наводится э. д. с., зависящая от скорости и электропроводности среды. При этом скорость среды должна мало меняться на размере неоднородности магнитного поля, определяющем разрешение метода. Известно, однако, что массовая скорость вещества при детонации изменяется приблизительно в 1,5 раза в зоне реакции (химпика) размером порядка 1 мм [12]. Поэтому бесконтактный метод [11] не обладает достаточным разрешением для определения профиля электропроводности, хотя и может с успехом применяться для оценок средней электропроводности, если ширина зоны проводимости известна [2].

В большинстве работ по измерению электропроводности за фронтом детонации применялись контактные методы [2—8]. Измерялось сопротивление между двумя электродами, находящимися в контакте с веществом за детонационной волной. Ток с одного электрода на другой вызывался либо внешним источником напряжения (электроконтактные методы [2—9], либо э. д. с., возникающей при движении проводящей среды во внешнем магнитном поле (МГД-метод [5]). В работах [2—5] измерялась средняя электропроводность, а в [6—8] предпринимались попытки определить профиль электропроводности по зависимости сопротивления между электродами от времени при движении фронта детонации относительно электродов. Рассмотрим подробнее методику этих работ. Измерение сопротивления равносильно измерению тока, текущего по проводящей среде,

$$I(t) = \int_S \sigma \vec{E} ds, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — электропроводность;  $\vec{E}$  — электрическое поле;  $d\vec{s}$  — элемент поверхности  $S$  одного из электродов. Измерение  $I(t)$  возможно, если ток смещения мал по сравнению с током проводимости, т. е.

$$\frac{\sigma \tau}{\epsilon \epsilon_0} \gg 1, \quad (2)$$

где  $\tau$  — характерное время измерения;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость ВВ. Для конденсированных ВВ ( $\sigma \sim 10^1 - 10^3 \text{1}/(\text{Ом} \cdot \text{м})$ ,  $\tau \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\epsilon \sim 1 - 10^1$ ) величина  $\frac{\sigma \tau}{\epsilon \epsilon_0} \geq 10^3$ , а током смещения можно пренебречь.

Равенство (1) позволяет найти распределение электропроводности  $\sigma$ , если поле  $\vec{E}$  в любой момент времени известно. В работах [6—8] это поле предполагалось таким же, как в среде с постоянной  $\sigma$  за фронтом детонации. Такое предположение явилось общим для этих работ источником ошибок. В [10] показано, что электрическое поле  $\vec{E}$  в зоне проводимости за фронтом детонации удовлетворяет уравнению

$$\text{div } \vec{E} + \frac{\vec{E} \cdot \nabla \sigma}{\sigma} = 0. \quad (3)$$

Из (3) видно, что неоднородная ( $\nabla \sigma \neq 0$ ) электропроводность искажает поле и в формуле (1)  $E$  не является заранее известным, а зависит от искомого распределения  $\sigma$ .

Оценки [10] показывают, что с учетом зависимости поля от распределения  $\sigma$  результаты работ [7, 8] остаются справедливыми по порядку величины, но не дают возможности судить о действительном ходе электропроводности за фронтом детонации: ошибка в них может достигать 100%. Следовательно, определение профиля электропроводности по результатам электроконтактных методов весьма затруднительно. То же можно сказать и о МГД-методе [5], дающем аналогичную информацию. Учесть влияние изменений поля в среде с неоднородной электропроводностью за фронтом весьма сложно.

Заметим, однако, что если во всем пространстве векторы  $E$  и  $\nabla \sigma$  перпендикулярны, т. е.  $(\vec{E} \nabla \sigma) = 0$ , то уравнение (3) имеет вид  $\text{div } \vec{E} = 0$ , как и для среды с постоянной ( $\nabla \sigma = 0$ ) электропроводностью. В этом случае поле  $\vec{E}$  не будет зависеть от распределения  $\sigma$ . Добиться выполнения равенства  $(\vec{E} \nabla \sigma) = 0$  можно, если распределение электропроводности одномерно. Такая конфигурация поля использовалась в [13] для определения электропроводности диэлектриков в ударных волнах (рис. 1).

Ударная волна вводилась в исследуемый образец 2 через изолирующую прослойку 1. Измерялось сопротивление между электродами 3 в зависимости от времени. Если электропроводность изолирующей прослойки в ударной волне много меньше, чем у исследуемого образца, нормальная составляющая плотности тока и поля на прослойке равна нулю. Электропроводность зависит только от расстояния до фронта ударной волны. В этих предположениях линии электрического поля будут горизонтальны,  $(\vec{E} \nabla \sigma) = 0$ , поле определяется зарядами на электродах.

Получить по известному сопротивлению  $R(t)$  профиль электропроводности можно, если последний является стационарным, т. е. движется вместе с ударной волной. Тогда изменения в сопротивлении образца определяются в системе отсчета, связанной с фронтом волны, появлением новых проводящих слоев возле прокладки, а в системе отсчета, связанной с прослойкой, — изменениями электропроводности слоя, непосредственно прилегающего к прослойке.

Итак, для применимости метода [13] необходимы наличие изолирующей прослойки (благодаря которой поле в образце не зависит от распределения  $\sigma$ ) и стационарность профиля электропроводности. При измерениях электропроводности детонирующих ВВ эти требования противоречат друг другу. Известно, что процесс передачи детонации

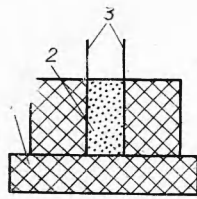


Рис. 1. Схема измерения электропроводности из работы [13].

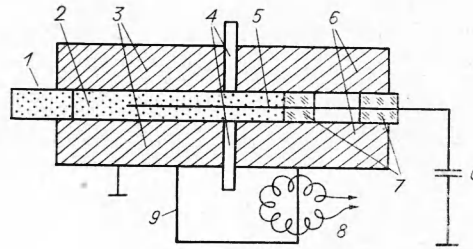


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

через преграду является нестационарным. Детонация возникает с задержкой после выхода ударной волны из прослойки и идет вначале по ударно сжатому веществу. Поэтому профиль электропроводности также будет нестационарным и его нельзя определить по зависимости сопротивления от времени. Следовательно, для измерений профиля электропроводности в детонационной волне метод [13] неприменим из-за наличия изолирующей прослойки, искажающей детонационную волну. Метод может применяться [14] для исследования инициирования детонации ударными волнами. Он позволяет определить характерную величину электропроводности и момент ее появления, как и другие электроконтактные методы.

Кроме электропроводности, величиной, характеризующей состояние вещества за фронтом ударных и детонационных волн, является диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ . Измерение  $\epsilon$  электроконтактными методами возможно при достаточно малой электропроводности, когда выполняется условие, обратное (2). Измерение стационарного профиля  $\epsilon$  за фронтом волны возможно с помощью схемы, аналогичной [13]. Изолирующая прослойка должна изготавливаться из материала, диэлектрическая проницаемость которого при ударном нагружении постоянна или меняется известным образом, а электроды следует продолжить внутрь прослойки на глубину, достаточную для исключения краевых эффектов в образце.

Таким образом, известные методы не позволяют измерить профиль электропроводности за фронтом детонации в конденсированных ВВ.

#### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальное устройство, используемое в настоящей работе, впервые было применено в [9], где измерялась ширина зоны проводимости при детонации тэна. Затем была существенно улучшена точность метода, что позволило измерять профиль электропроводности за фронтом детонации. В [10] приведено обоснование метода и определена погрешность.

Схема установки приведена на рис. 2. Заряд ВВ находится внутри цилиндрического конденсатора. Внешняя оболочка конденсатора образована двумя стальными цилиндрами 3 и 6, разделенными тонкой прокладкой из изолятора 4. Стальной центральный электрод 5 закреплен коаксиально в направляющих 7 из оргстекла. Детонация инициируется капсулом 1. Цилиндры 3 и 6 соединены проводником 9, охватываемым тороидальной катушкой 8. Так как электропроводность стали  $\sim 10^{21}/(\text{Ом}\cdot\text{м})$  на 4—6 порядков больше электропроводности в зоне детонации, цилиндры, соединенные проводником, имеют одинаковые потенциалы.

При подходе детонационной волны, возбужденной капсулом, к центральному электроду конденсатор  $C$  начинает разряжаться. Разрядный



ток течет по зоне проводимости с центрального электрода на цилиндр 3. Пусть в момент времени  $t=0$  фронт детонации, двигаясь вправо, приходит в соприкосновение с цилиндром 6. После этого часть тока с центрального электрода ответвляется на цилиндр 6 и проходит по проводнику 9 на цилиндр 3. Этот ток нарастает до тех пор, пока вся зона проводимости не войдет в контакт с цилиндром 6.

Таким образом, ток  $J$ , текущий по проводнику 9, определяется той частью профиля электропроводности, которая в момент времени  $t$  вошла в соприкосновение с цилиндром 6. Измерение  $I(t)$  поэтому дает возможность найти профиль электропроводности. Предположим, что искажениями поля в цилиндрическом конденсаторе, вызванными прокладкой 4 и неоднородностью  $\sigma$ , можно пренебречь. Тогда имеет место формула [10]

$$\sigma(Dt) = \frac{\ln\left(\frac{R}{r}\right)}{2\pi D} \frac{d}{dt} \left[ \frac{I(t)}{V(t)} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $D$  — скорость детонации,  $Dt$  — расстояние от начала цилиндра 6 до фронта детонации,  $R$  — радиус цилиндров 3 и 6 (заряда ВВ),  $r$  — радиус центрального электрода,  $V(t)$  — напряжение на центральном электроде,  $I(t)$  — ток, текущий по проводнику 9.

Предположение о малости влияния искажений поля будет выполняться при малой толщине прокладки 4. В этом случае везде, кроме окрестности прокладки, можно считать векторы  $\vec{E}$  и  $\nabla\sigma$  взаимно перпендикулярными, так что в (3) можно отбросить член  $\frac{\vec{E} \cdot \nabla\sigma}{\sigma}$  и счи-

тать поле  $\vec{E}$  таким же, как в среде с постоянной электропроводностью. Далее ясно, что в однородно проводящей среде поле будет заметно отличаться от поля в цилиндрическом конденсаторе также лишь в окрестности прокладки. Для того, чтобы оценить влияние искажений поля, следует найти поле  $\vec{E}$  в среде за фронтом детонации, т. е. решить уравнение (3) с граничными условиями: заданной разностью потенциалов  $V$  между центральным электродом и цилиндрами и нулевой нормальной составляющей электрического поля на прокладке и детонационном фронте. Эта задача решалась в [10], где получена формула, определяющая погрешность измерений из-за искажений поля,

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \approx \frac{a}{\Delta} \frac{\sigma}{\sigma_0}. \quad (5)$$

Здесь  $a$  — толщина прокладки,  $\Delta$  — ширина зоны проводимости,  $\sigma_0$  — максимальная электропроводность в зоне. Ошибка вызвана присутствием прокладки. Влияние искажений поля из-за неоднородности  $\sigma$  (член  $\frac{\vec{E} \cdot \nabla\sigma}{\sigma}$  в (3)) имеет порядок  $\frac{a^2}{\Delta^2}$ .

Точность метода, согласно (5), растет с уменьшением  $a$ . Однако прокладка не может быть сколь угодно тонкой, так как она должна надежно изолировать цилиндры в течение всего времени эксперимента. Сопротивление между цилиндрами при прохождении детонационной волны мимо прокладки не должно шунтировать проводник, обладающий конечной индуктивностью. В противном случае значительная часть тока  $I(t)$  пойдет по сопротивлению и не будет регистрироваться измерительной схемой. Сопротивление между цилиндрами измерялось в специальных опытах. Оказалось, что в течение всего времени эксперимента ( $\sim 0,5$  мкс) тефлоновая прокладка толщиной 0,3 мм является надежным изолятором. Уменьшение толщины прокладки до 0,15 мм приводило к замыканию цилиндров приблизительно через 0,1 мкс после прихода детонации на цилиндр 6. Поскольку для тэна ширина зоны прово-

димости составляет около 1,5 мм, то при прокладке 0,3 мм ошибка при измерении профиля  $\sigma$  по формуле (5) составляет около 20%. При уменьшении  $\sigma$  относительная ошибка падает пропорционально  $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ .

Опыт показывает, что если прокладка тонкая ( $a \ll \Delta$ ), напряжение на центральном электроде  $V(t)$  меняется мало (см. рис. 3, а, 5, а), так как тонкая прокладка не влияет на сопротивление между центральным электродом и землей. Поэтому формулу (4) можно переписать в виде

$$\sigma(Dt) = \frac{\ln\left(\frac{R}{r}\right) dI}{2\pi DV dt}. \quad (6)$$

Напряжение  $V$  измерялось обычным делителем. Датчиком производной тока  $\frac{dI}{dt}$  служила тороидальная катушка 8, надетая на проводник 9. Перед экспериментом катушка калибровалась по известному сигналу тока. Сигналы  $\frac{dI}{dt}$  и  $V$  записывались на осциллографе ОК-21. В силу (6) сигнал  $\frac{dI}{dt}$  представляет собой профиль электропроводности; величина  $\sigma(Dt)$  — электропроводность в плоскости прокладки.

Диаметр заряда ВВ 2R составляет 5—6 мм, диаметр цилиндров 20—30 мм. Так как  $\frac{p}{\rho_0 c^3} \sim 0,1$  ( $p$  — давление при детонации,  $\rho_0$  и  $c$  — плотность стали и скорость звука в ней), то за время эксперимента форма оболочки изменялась мало. В большинстве случаев взрыв ВВ не приводил к разрыву цилиндров. Различия в тех экспериментах, где оболочка разрушалась, и тех, где она оставалась целой, не обнаружено. Благодаря наличию массивной стальной оболочки детонация была близка к идеальной даже при малом диаметре заряда. Длина заряда составляла 5—6 см, вес — несколько граммов. Индуктивность проводника 9 была порядка 0,01 мкГн, измерительной катушки 8 — около 1 мкГн, входное сопротивление осциллографа — 100 Ом.

Основным источником ошибок в данной постановке являются искажения поля в окрестности прокладки. Кроме того, на точность эксперимента влияют разновременность выхода детонационной волны на цилиндр б и конечная индуктивность измерительной катушки, нагруженной сопротивлением 100 Ом. Оценка погрешностей, связанных с этими факторами, приведена в [9]. Окончательная ошибка при прокладке 0,3 мм и указанных выше параметрах схемы и заряда  $\approx 30\%$  в начале профилей (см. рис. 4) и около 15% — в конце. Пространственное разрешение метода равно приблизительно половине толщины прокладки и при  $a=0,3$  мм составляет 0,15 мм. Для выяснения возможного влияния поляризации ВВ в детонационной волне на результаты экспериментов были поставлены отдельные опыты с нулевым начальным напряжением на конденсаторе С. При этом ток в цепи не наблюдался. Следовательно, перераспределение зарядов при детонации не влияет на сигнал.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Опыты проводились с порошковым тэном (начальная плотность  $\rho=1,0$  г/см<sup>3</sup>, размер частиц  $d \sim 0,3$  мм) и гексогеном ( $\rho=1,1$  г/см<sup>3</sup>;  $d \sim 0,1$  мм). На рис. 3, а, б, приведены осциллограммы электропроводности, полученные с прокладкой 0,3 мм, а на рис. 4 — усредненные графики электропроводности за фронтом детонации в тэне и гексогене. Для тэна электропроводность рассчитывалась по осциллограммам с помощью формулы (6), так как напряжение  $V(t)$  за время экспери-

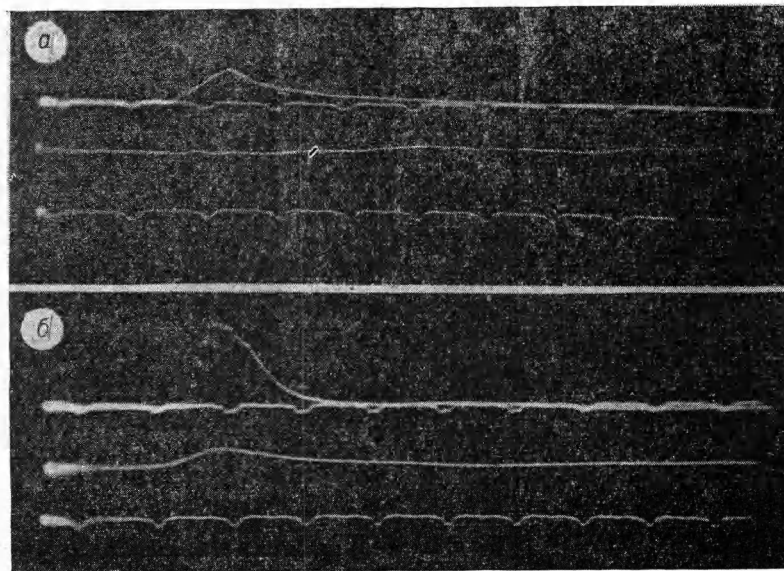


Рис. 3. Осциллограммы электропроводности за фронтом детонации в тэне (а) и в гексогене (б). Верхний луч — производная тока, нижний — напряжение. Метки времени через 0,1 мкс.

мента практически не менялось. У гексогена ширина зоны проводимости меньше, поэтому изменения  $V(t)$  были существенны и для расчетов использовалась формула (4). Для гексогена можно говорить лишь о качественном совпадении осциллограммы  $dI/dt$  и профиля  $\sigma(x)$ .

В части экспериментов проводник 9, заменялся малым (0,3 Ом) сопротивлением и измерялся текущий по нему ток  $I(t)$ .

Из этих опытов было найдено сопротивление зоны проводимости, когда фронт детонации удален на значительное (2,5 мм) расстояние от прокладки. На таких расстояниях искажения поля в зоне проводимости несущественны даже при толстой прокладке. Поэтому она изготовлялась из оргстекла толщиной 1 мм, что обеспечивало надежную изоляцию на все время процесса. Осциллограммы тока для тэна и гексогена приведены на рис. 5, а, б. Сопротивления зоны проводимости, измеренные в этих опытах, хорошо совпадают с рассчитанными по профилю электропроводности (расхождение меньше 10%).

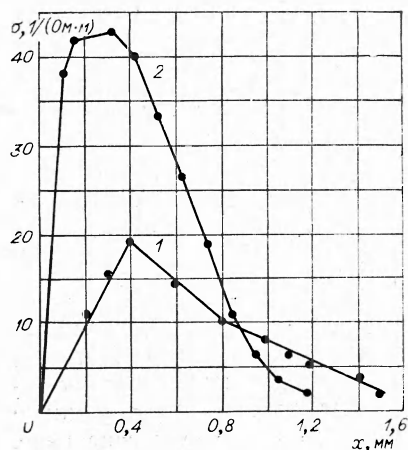


Рис. 4. Профили электропроводности за фронтом детонации, в тэне (1) и гексогене (2).

Спад тока на осциллограммах рис. 5, а, б объясняется выходом детонации на торец заряда (направляющую 7 из оргстекла). По времени движения от начала цилиндра 6 (появление тока) до торца заряда (начало спада тока) определялась скорость детонации  $D$ . Полученные значения  $D = 5,0$  км/с для тэна и 5,5 км/с для гексогена мало отличаются от скоростей идеальной детонации (5,3 и 6,2 км/с соответственно [12]).

Пульсации напряжения на осциллограммах объясняются, видимо, дисперсностью ВВ: для тэна они гораздо заметнее, чем для гексогена. Более медленные (с характерным временем несколько десятых микросекунды) колебания  $V$ , а также эксперименталь-

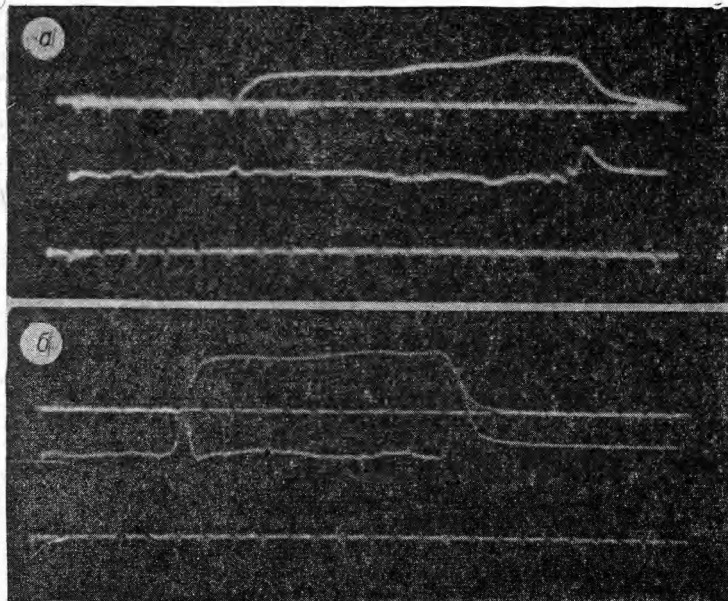


Рис. 5. Осциллограммы тока в тэне (а) и гексогене (б). Верхний луч — ток, нижний — напряжение, метки времени через 0,2 мкс.

ный разброс электропроводности (около 30% у тэна и 20% у гексогена) вызваны, вероятно, колебаниями плотности заряда.

График спада электропроводности гексогена изображен на рис. 6. Экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, т. е. спад электропроводности экспоненциальный. При расстояниях от фронта  $x > 0,7$  мм можно пользоваться формулой  $\sigma = 23 \exp\left(-\frac{x-0,7}{0,19}\right)$ , где  $\sigma$  измеряется в  $1/(\text{Ом}\cdot\text{м})$ ,  $x$  — в мм. Для тэна из-за большего экспериментального разброса и ошибки осциллографических измерений, особенно существенных при малой  $\sigma$ , аналогичной формулы получить не удалось. При  $x < 1,5$  мм график электропроводности в тэне хорошо аппроксимируется отрезками прямых (см. рис. 4). Полученные результаты хорошо согласуются с данными [2] для средней электропроводности: 13  $1/(\text{Ом}\cdot\text{м})$  (тэн) и 23  $1/(\text{Ом}\cdot\text{м})$  (гексоген).

Профиль электропроводности и ширина зоны проводимости в тэне и гексогене определялись в работах [6, 8]. В [6] получена ширина зоны проводимости для тэна ( $\Delta = 2$  см), что противоречит данным настоящей работы. Из графика на рис. 4 видно, что электропроводность в тэне падает в 10 раз по отношению к максимальной при  $x = 1,5$  мм. Заметим, однако, что для тротила и состава В электропроводности, приведенные в [6], занижены по сравнению с результатами авторов [2—5] в среднем на порядок. Поскольку в [6] приведены средние электропроводности, это значит, что ширина зоны проводимости в этой работе была на порядок завышена. Возможно, причиной такой ошибки было плохое разрешение измерительной схемы [6], не позволившее отличить узкую зону высокой проводимости от завала осциллограммы.

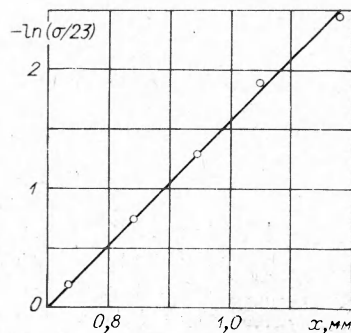


Рис. 6. График спада электропроводности гексогена в полупологарифмическом масштабе.



В работе [8] были получены профили электропроводности в тэне и гексогене при  $\rho=1,1$  и  $1,2$  г/см<sup>3</sup> соответственно. Максимальные электропроводности в [8] меньше, чем в данной работе, приблизительно в 1,5 раза, а ширина зоны проводимости в 2—3 раза больше. Анализ экспериментальной схемы [8], проведенный в [9], показал, что данные этой работы являются оценками ширины зоны проводимости сверху и электропроводности снизу и, следовательно, не противоречат результатам, приведенным в настоящей статье. Таким образом, наблюдается хорошее согласие результатов с оценками, полученными другими методами.

Полученные профили электропроводности за фронтом детонации позволяют обсудить вопрос о причине электропроводности. Причинами ее появления могут быть: высокие плотности за фронтом, термическая ионизация и химическая реакция. Первые два фактора не могут объяснить полученных профилей. Измерения массовой скорости в зоне детонации показывают, что плотность вещества монотонно падает с удалением от фронта [12], электропроводность же тэна, как видно из рис. 4, возрастает при  $0 < x < 0,4$  мм (разрешение 0,15 мм). Оценки степени термической ионизации [2] дают электропроводность на 4—5 порядков меньше измеренной. Совместное действие высоких плотностей и температур не объясняет существование зоны проводимости шириной 1—1,5 мм, так как плотность и температуры остаются довольно высокими и вне этой зоны.

Если причина электропроводности — химическая реакция, то зоны реакции и проводимости должны совпадать. Профили электропроводности, полученные в данной работе, позволяют проверить это утверждение. Ширина зоны реакции для различных ВВ приведена в [12], для тэна при  $\rho=0,95$  г/см<sup>3</sup> она составляет 1,53 мм, а для гексогена ( $\rho=0,95$ — $1,1$  г/см<sup>3</sup>) 1,42—1,29 мм. На таких расстояниях от фронта детонации электропроводность тэна падает в 10 раз от максимальной, гексогена — в 50—100 раз. Ширина зоны проводимости, определенная как расстояние от фронта до точки, где электропроводность падает в 10 раз от максимальной, составит для тэна —  $1,55 \pm 0,15$  мм, гексогена —  $1,05 \pm 0,15$  мм. Для тэна совпадение зон проводимости и реакции очень хорошее. Небольшое расхождение в случае гексогена может объясняться различием в определениях зон проводимости и реакции. Ширина зоны реакции [12] определяется по точке излома профиля массовой скорости. В этой точке реакция в основном закончена, но каков в ней процент химического превращения вещества, точно неизвестно. Определение же ширины зоны проводимости по уровню 0,1 вообще довольно произвольно. Для окончательного сравнения зон проводимости и реакции надо было бы связать профили электропроводности и массовой скорости с процентом химического превращения. Во всяком случае, в пределах экспериментальной точности зоны проводимости и реакции при детонации тэна и гексогена практически совпадают. Это позволяет сделать вывод, что в этих ВВ основной причиной электропроводности является химическая реакция, в ходе которой появляются носители зарядов. Возможный механизм их возникновения — образование промежуточного легко ионизирующегося продукта реакции [8].

Предложенный метод, таким образом, может применяться для исследования структуры детонационной зоны в конденсированных ВВ наряду с электромагнитным методом измерения массовой скорости. Чтобы связать электропроводности с концентрацией носителей заряда, следует определить их подвижность в детонирующем ВВ. Полученные профили электропроводности представляют интерес и прикладного характера (выключение больших токов [15]).

*Поступила в редакцию  
30/IV 1974*

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Birk, A. Erez a. o. Compt. rend. Acad. Sci., 1954, 238, 6.
2. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 6.
3. R. Shall, K. Vollrath. Les Ondes de Detonation. Ed. du Centre Nat. de la Rech. Sci., Paris. 1962, p. 127.
4. R. L. Jameson, S. L. Lukasik, J. Pernick. J. Appl. Phys., 1964, 35, 3.
5. А. Д. Зинченко, В. Н. Смирнов, А. А. Чвилева. ФГВ, 1971, 7, 3.
6. M. A. Cook. The science of high explosives. N. Y., 1958, p. 145.
7. B. Hayes. 4-th Symposium (International) on detonation White Oak, Md., 1965, Washington, 1967, p. 595.
8. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов. ФГВ, 1971, 7, 2.
9. А. П. Ершов, П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. 8. Новосибирск, 1971, с. 177.
10. А. П. Ершов. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. 11. Новосибирск, 1972, с. 17.
11. S. C. Lin, E. L. Resler, A. Kaprowitz. J. Appl. Phys., 1959, 26.
12. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
13. Л. В. Кулешова. Физика твердого тела, 1969, 11, 5.
14. А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1973, 9, 3.
15. П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков. ФГВ, 1973, 9, 3.

УДК 662.215.1

## О ПРЕДЕТОНАЦИОННОМ УЧАСТКЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ ТЭНА В ДЕТОНАЦИЮ

Н. В. Ащенков, В. В. Стеньгач

(Москва)

Изучению перехода горения конденсированных ВВ в детонацию посвящен ряд работ [1—20]. Часть из них относится к исследованию перехода горения в детонацию пористых ВВ [6—10, 12—18]. Несмотря на наличие указанных работ, переход горения в детонацию для конденсированных ВВ изучен значительно меньше, чем для газов.

В настоящей статье приведены результаты исследования влияния пористости, диаметра заряда и температуры на длину преддетонационного участка и время переходного процесса в тэне.

**Методика опытов** была подобна описанной в [17]. Тэн со средней величиной кристаллов 100 мк запрессовывался до требуемой плотности в стальную оболочку со щелью, заполненной прозрачной пластмассой (рис. 1). Прочность оболочки при статическом нагружении составляла  $5 \cdot 10^7$  Н/м<sup>2</sup>. Оболочка толщиной 5 мм с одной стороны имела сплошное дно, а с другой — заполнялась наглухо пластмассовой пробкой с вмонтированными в нее проводками для пропускания тока по проволочке, которой поджигался тэн. В опытах по выяснению влияния диаметра на преддетонационный участок диаметр заряда изменялся от 2 до 8 мм. В остальных опытах применялись образцы с диаметром 6 мм. Пористость столба ВВ

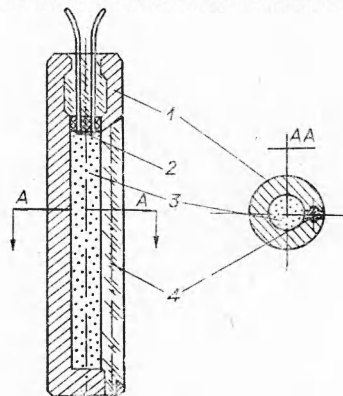


Рис. 1. Схема опыта.

1 — стальной стакан; 2 — нихромовая проволочка; 3 — тэн; 4 — щель, заполненная прозрачной пластмассой.