

лессе, которые в основном определяются энергией заряда и близки к размерам камуфлетной полости при плотном зарядании.

Автор приносит искреннюю благодарность С. С. Григоряну за постоянное руководство и ценные советы.

Поступила в редакцию
9/VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Покровский. Взрыв. М., «Недра», 1967.
2. В. М. Цветков. ПМТФ, 1962, 5.
3. В. Н. Родионов. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердых средах. Изд-во ИГД им. А. А. Скочинского, 1962.
4. М. А. Садовский. Сб. «Физика взрыва», № 1, Изд-во АН СССР, 1952.
5. С. С. Григорян. ПМТФ, 1962, 2.
6. Н. П. Горбачева. ФГВ, 1970, 6, 4.
7. Б. Г. Рулев. Сб. «Взрывное дело», № 64/21. «Недра», 1968.

УДК 662.215.1

ЭЛЕКТРОПРОВОДИМОСТЬ В ЗОНЕ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Б. С. Новоселов
(Новосибирск)

Известно [1], что при детонации конденсированных ВВ возникает зона относительно высокой электропроводимости. Причиной возникновения зоны электропроводимости могут являться: термическая ионизация, химическая реакция и высокие плотности, развиваемые в детонационной волне. Выявить отдельно влияние каждого из указанных явлений на основании известного не представляется возможным, так как для этого необходимо знать характер носителей и распределение проводимости в области детонационной волны.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные по определению распределения проводимости в зоне детонации. Измерения проводились при детонации порошкового тэна плотности $1,1 \text{ г/см}^3$ и гексогена плотности $1,2 \text{ г/см}^3$.

Схема измерений. Распределение электропроводимости и ее величина могут быть определены в том случае, если известны распределение электрического поля и конфигурация детонационной волны. Электрическое поле в экспериментах задавалось зарядами на обкладках плоского конденсатора, как показано на рис. 1. Предполагая диэлектрическую постоянную продуктов детонации и заряда ВВ близкой к единице, что, как будет видно ниже, оправдано, можно считать поле внутри конденсатора созданным зарядами на обкладках. Кроме того, так как проводимость стальных обкладок ($\sim 10^5 \text{ 1/ом}\cdot\text{см}$) много больше проводимости, возникающей в зоне детонации ($\sim 0,10 \text{ 1/ом}\cdot\text{см}$) [1], можно пренебречь временем достижения стационарных условий в пространстве

между обкладками. Инициирование заряда ВВ осуществлялось в центре через отверстие в одной из обкладок. Пренебрегая эффектами отражения, можно показать, что разность моментов прихода детонационного фронта в точки, одинаково удаленные от оси конденсатора, для каждой из пластин будет $\frac{\Delta r}{r} = \frac{d^2}{2r^2}$ и так как $d \sim 5$ мм, то $\frac{\Delta r}{r} \sim 0,1$ при $r \sim 10$ мм, т. е. при $r > 10$ мм можно считать фронт детонационной волны цилиндрическим. Учет отражения детонационной волны из-за косо падения на нижнюю обкладку может только улучшить приведенное соотношение.

Далее, так как $\frac{p}{\rho_0 c_0^2} \sim 0,1$, (где p — давление в детонационной волне, ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в материале обкладок конденсатора), можно пренебречь разлетом обкладок и считать поле внутри конденсатора вдали от краев однородным. Действительно, $\frac{\delta}{d} \sim \frac{u_0 \tau}{d} < \frac{p \tau}{\rho_0 c_0 d} = \frac{p \Delta}{\rho_0 c_0 D d} < 0,1$. Здесь δ — разлет обкладок за время прохождения детонационной волной D ширины зоны проводимости Δ . Как будет показано ниже, $\Delta \sim 4$ мм.

Измерение тока и напряжения между обкладками осуществлялось осциллографическим способом с помощью схемы рис. 1. Принцип работы схемы заключается в следующем. Напряжение V , снимаемое с делителя R_d , оказывается равным

$$V = R_d \cdot I_1 = \frac{Q - q}{c} - L \frac{dI}{dt} - (R_x + R_m) \cdot I,$$

где Q — начальный заряд на конденсаторе C ; q — заряд, стекший с конденсатора C за время процесса; $I_1 = I - I_0$, I_0 — ток в контуре конденсатора C_0 . Поскольку ток I_1 не может быть больше $\frac{Q}{CR_d}$, то $q < \frac{Q}{CR_d} \tau$,

где τ — характерное время процесса, и при определенном выборе R величиной q можно пренебречь в выражении для напряжения V . Индуктивность L подводящих проводов ввиду большой агрессивности взрыва не может быть сделана сколь угодно малой, поэтому, по возможности, она оставалась одинаковой в каждом эксперименте. Сопротивление R_x может быть найдено из выражения для напряжения V , снимаемого с делителя R_d , в том случае, если известен ток I . Запись тока осуществлялась с помощью обычного шунта. Кроме того, величины $R_0 C_0$ и $R_d C_d$ подбирались одинаковыми для того, чтобы исключить падение напряжения на R_d по окончании процесса, когда возможна дозарядка конденсатора C . Осциллографирование производилось с помощью осциллографа ОК-17 М. Точность измерения тока и напряжения не ниже 5%.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Типичная осциллограмма процесса приведена на рис. 2 (верхний луч — ток, нижний — напряжение, метки времени с частотой 1 мкс). Отскок тока и напряжения в начале осциллограммы соответствует выходу детонационной волны на нижнюю обкладку, когда сопротивление R_x меняется скачком практически от бесконечного до конечной величины. Далее ток и напряжение плавно возрастают до момента времени, близкого к выходу детонационной волны на торец заряда (рост напряжения на осциллограмме соответствует падению напряжения на R_x).

Падение тока и напряжения в конце процесса с характерным временем $\sim 10^{-6}$ сек свидетельствует о том, что зона относительно высокой проводимости примыкает непосредственно к фронту детонации. Ее ши-

рину можно оценить, воспользовавшись данными для плоской детонационной волны.

$$\Delta \sim (c-u) \cdot \tau = (D-2u) \cdot \tau = 4 \text{ мм.}$$

Следует заметить, что сопротивление в конце процесса не растет до сколь угодно больших значений, а остается практически постоянным. Это соответствует проводимости продуктов детонации на несколько порядков меньшей, чем в зоне проводимости, непосредственно примыкающей к детонационному фронту. Средняя остаточная проводимость оказывается равной $0,3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом} \cdot \text{см.}$

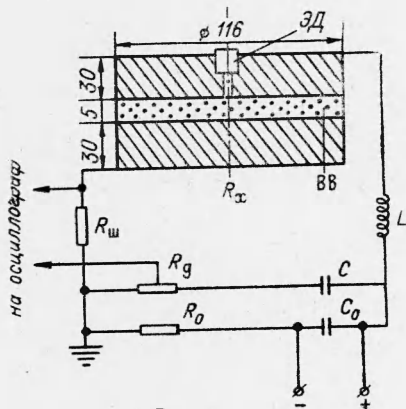


Рис. 1.

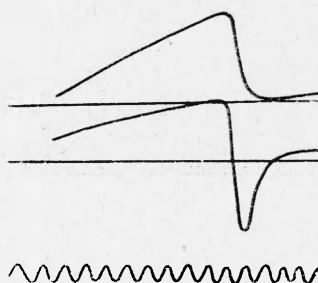


Рис. 2.

Для определения распределения проводимости в зоне детонационного фронта были проведены эксперименты по той же схеме, только в верхнюю обкладку вставлялось кольцо из оргстекла (рис. 3). По данным работы [2], оргстекло свойств изолятора не теряет до давлений 800 кбар в ударной волне.

Типичная осциллограмма процесса в этом случае представлена на рис. 4 (верхний луч — ток, нижний — напряжение, метки времени с частотой 1 мГц.). Первый спад тока и напряжения близок к моменту

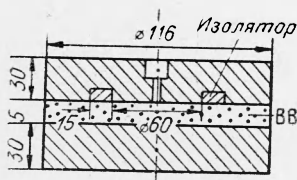


Рис. 3.

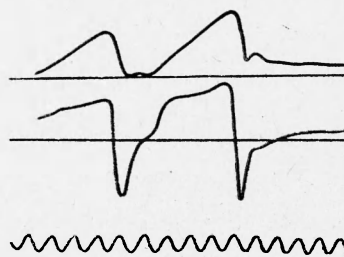


Рис. 4.

выхода детонационной волны на изолятор. Следующий за ним рост тока и напряжения следует отождествить с моментом схождения детонационной волны с изолятора, так как по данным [1, 3] рост проводимости с точностью $(0,01-0,03) \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ совпадает с фронтом детонационной волны.

Для определения распределения проводимости по измеренным току и напряжению осциллограммы разбивались на интервалы времени $\Delta t = 0,08 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$. Соответственно этому разбивалась площадь заряда на кольца шириной $\Delta r = D \cdot \Delta t = 0,54 \text{ мм}$. Полная проводимость сдетони-

ровавшей части заряда равнялась сумме проводимостей отдельных полос. Уменьшение и увеличение общей проводимости соответствует тому, что часть полос, прилегающая к фронту детонации, выходит на изолятор или сходит с него.

Вычисления производились в предположении, что скорость детонации и проводимость не зависят от радиуса детонационной волны. Проводимость считалась функцией только расстояния до детонационного фронта. Независимость скорости детонации от радиуса хорошо согласуется с экспериментом рис. 5, на котором представлена фотография детонации, снятой на СФР через отверстия в одной из обкладок.

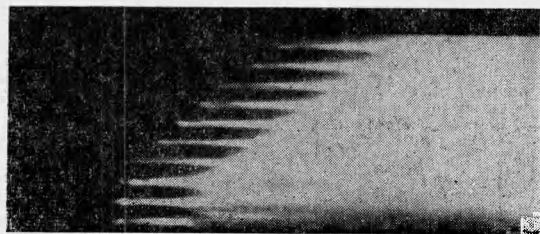


Рис. 5.

Далее следует заметить, что введение кольца из изолятора в одну из обкладок меняет распределение поля. Однако нормальная составляющая электрического поля в про-

странстве до изолятора остается постоянной, что позволяет пользоваться простыми соотношениями для вычисления проводимости. Особенность же поля на границе изолятор — проводник становится существенной, как показывают оценки, по истечении времени $\sim 10^{-6}$ сек, т. е. когда проводимость становится на два порядка меньше максимальной.

На рис. 6 приведены усредненные графики распределения проводимости в детонационной волне для гексогена и тэна соответственно (сплошная кривая для гексогена, пунктирная — для тэна). Проводимость во фронте детонации растет не скачком, а плавно, достигая своих максимальных значений на расстоянии 1,5—2,5 мм от фронта детонации. Максимальные значения проводимости хорошо согласуются с результатами работы [1]. Уменьшение проводимости на два порядка от максимальной происходит на расстоянии в 4 мм от детонационного фронта. Далее проводимость медленно уменьшается до остаточной. Вычисление распределения проводимости для двух радиусов детонационной волны дает достаточно хорошее совпадение, чем объясняется независимость проводимости от радиуса в рассматриваемом интервале.

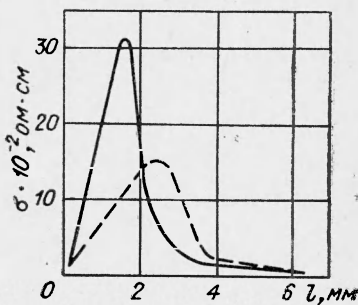


Рис. 6.

Выше были указаны возможные причины появления проводимости в детонационной волне. Анализ этих причин можно попытаться произвести на основании полученного распределения, рассмотрев два типа проводимости: ионную и электронную, так как в случае смешанного типа ввиду большого различия масс электронов и ионов преобладающей окажется электронная.

Ионная проводимость из-за химической реакции оказывается маловероятной. Оценки, произведенные для этого случая на основании зависимостей, полученных в [4], дают значение плотности ионов, обеспечивающих ионную проводимость на 10 порядков больше, чем число частиц в единице объема. Кроме того, это противоречит измеренной ширине зоны химической реакции [5].

Электронная проводимость может возникнуть в результате термической ионизации или из-за увеличения плотности вещества в детонационной волне. Однако следует заметить, что плавное изменение плотности вещества за детонационным фронтом не согласуется с довольно резким падением проводимости от максимальной до остаточной. Аналогичное замечание относится и к характеру изменения температуры. Кроме того, так как потенциал ионизации продуктов взрыва $I \gg kT$ (где T — температура за фронтом детонации, k — постоянная Больцмана), термическая ионизация не может обеспечить полученные значения проводимости. Если же предположить, что на некотором этапе химической реакции образуются ионы с более низким потенциалом ионизации, то довольно хорошо можно объяснить ход распределения проводимости и ее величину, а также остаточную проводимость. Однако это предположение вступает в противоречие с шириной зоны химической реакции 1—1,5 мм.

Поступила в редакцию
29/IX 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1959, 37, 6, 1543.
2. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман. ЖЭТФ, 1960, 38, 1, 22.
3. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 369.
4. Я. И. Френкель. Статистическая физика. Л., Изд-во АН СССР, 1948.
5. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.

УДК 662.311.8

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЛУБИНА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В НИТРОГЛИЦЕРИНОВЫХ ПОРОХАХ

В. Ф. Михеев, В. Ф. Жданов, С. С. Хлевной
(Новосибирск)

При исследовании зажигания порохов и ВВ световым излучением важно знать, какова эффективная глубина поглощения света в веществе. Для более прозрачного вещества она больше по сравнению с менее прозрачным, и это приводит к существенным различиям в распределении температуры вещества при нагреве светом.

Эффективную глубину поглощения можно оценить, если заранее задать какой-либо закон убывания интенсивности поглощающегося потока в толще вещества. Удобной и чаще всего применяемой зависимостью такого рода является экспоненциальный закон Бугера—Ламберта

$$q(x) = B_1 \cdot q_0 \exp(-\sigma x), \quad (1)$$

где q_0 — плотность падающего на поверхность потока излучения, кал/см²·сек; σ — показатель прозрачности, 1/см; B_1 — коэффициент поглощения вещества ($B_1 < 1$).

Величина, обратная σ , характеризует толщину слоя вещества, в котором плотность потока излучения падает в e раз.

Рассмотрим нестационарную задачу теплопроводности для полупрозрачного серого ($B_1 < 1$) полупрозрачного ($\sigma \neq \infty$) тела при гра-