

вестна для А. Однако это окажется возможным тогда, когда достаточно точно из осциллограммы удастся определить значение  $u_p$ .

5. Точность получения изэнтроп разгрузки вещества А другими методами сильно зависит от разброса системы, нагружающей образец. Предложенный метод исключает этот недостаток.

6. Данный метод представляется интересным для получения опытного уравнения состояния вещества, так как он несет в себе большую информацию о веществе (о вторичном сжатии вещества образца); он может быть использован в более широком диапазоне давлений, чем метод, предлагаемый в [8].

Поступила в редакцию  
17/X 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альшулер. УФН, том 85, вып. 2. 1965.
2. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. «Мир». 1965.
3. И. М. Воскобойников, В. М. Богомоллов, А. Н. Афанасенко. ПМТФ, № 4, 1969.
4. T. C. Skidmore, E. Moris. Symposium on Thermodynamic of Nuclear Materials. Vienna, mai 1962, p. 173.
5. А. Н. Дремин. Докторская диссертация. М., 1967.
6. A. S. Kusubov, M. van Thiel. J. Appl. Phys., v. 40, № 9, 1969.
7. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. ПТЭ, № 1, 1963.
8. P. C. Lunc, R. R. Baade a. o. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9, 3786.

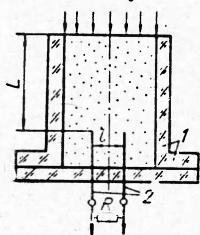
УДК 662.215.1

### ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЛИТОГО СОСТАВА ТГ 40/60

А. Д. Зинченко, В. Н. Смирнов, А. А. Чвилева  
(Челябинск)

Известно довольно большое количество экспериментальных работ по измерению электропроводности плазмы, образующейся при детонации твердых ВВ. В основном использовался электроконтактный метод измерений [1—3], когда на электроды, находящиеся в плазме, подается электрическое поле.

В данной работе измерения электропроводности плазмы проводились как электроконтактным, так и магнитогидродинамическим (МГД) методом. Последний метод получил широкое распространение для исследования детонации в газах, однако в случае детонации твердых ВВ он используется впервые.



Ниже обсуждаются результаты измерений электропроводности плазмы, полученные обоими методами.

Схема экспериментального заряда приведена на рис. 1. Литой состав ТГ 40/60 с начальной плотностью  $1,7 \text{ г/см}^3$  был заключен в оргстекловую оболочку 2 с внутренним диаметром 40 мм. Электроды 1 выпол-

Рис. 1. Схема экспериментального заряда.

нены из двух медных пластинок толщиной 0,2 мм и шириной 15 мм, расстояние между пластинками  $l=15$  мм. Исследования проводились в одномерном случае, при этом плоская детонационная волна генерировалась линзовым зарядом.

Измерения скорости детонации методом, предложенным в работе [4], позволили установить, что длина заряда  $L=135$  мм обеспечивала идеальный режим стационарной детонации ( $D=7,89$  мм/мксек) в момент прихода ее на электроды.

### МГД-метод

На электродах, обтекаемых плазмой в поперечном магнитном поле  $H$ , индуцируется напряжение. При замыкании электродов на внешнюю нагрузку  $R$  в цепи образуется ток  $I$ . Падение напряжения во внешней цепи  $U_1$  измеряется регистрирующей аппаратурой, состоящей из осциллографа ОК-21 и усилителя УЗ-5А. Полоса пропускания измерительного тракта 150 мГц. В экспериментах варьировались напряженность магнитного поля  $H$  и нагрузка  $R$ . Осциллографическая запись напряжения  $U_1(t)$  представлена на рис. 2.

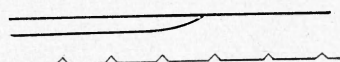


Рис. 2. Осциллографическая запись напряжения  $U_1(t)$ . Интервал времени между метками равен 0,1 мксек.

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики межэлектродного промежутка, соответствующие моменту времени 0,3 мксек после замыкания электродов детонационной волной

$$U_2 = \varepsilon - U_1 = f(I).$$



Рис. 3. Вольт-амперные характеристики межэлектродного промежутка. МГД-метод: 1 —  $H=750$  э, 2 —  $H=589$  э; электроконтактный метод: 3 —  $H=0$ .

Здесь  $\varepsilon = HIW$  — расчетная э. д. с. индукции. Скорость плазмы определялась электромагнитным методом [5]. При этом в заряде электроды были заменены на П-образный датчик из Al толщиной 0,01 мм. Размеры перекладины датчика были равны  $15 \times 15$  мм.

Скорость плазмы регистрировалась осциллографом ОК-21 в комплексе с усилителем УЗ-5А. Типичная осциллографическая запись  $W(t)$  при напряженности внешнего магнитного поля  $H=850$  э представлена на рис. 4.

Как видно, скорость плазмы за фронтом детонационной волны практически постоянна в интервале времени 0,3 мксек и равна 2,07 мм/мксек. Это значение скорости плазмы и использовалось при определении  $\varepsilon$ .

### Электроконтактный метод

Подробное описание метода дано в работе [1]. На электроды, зашунтированные низкоомным сопротивлением  $R$ , подается внешнее электрическое поле от генератора тока. Из условия постоянства суммарного то-

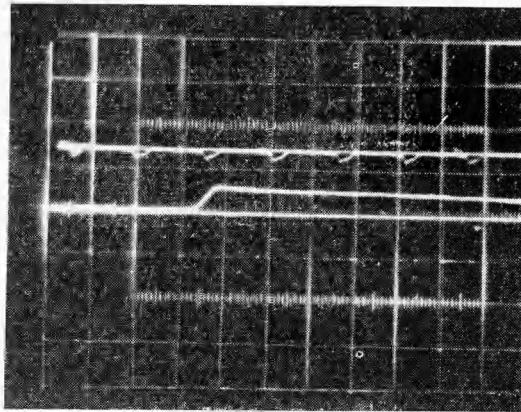


Рис. 4. Осциллографическая запись скорости плазмы  $W(t)$ . Интервал времени между метками равен 0,1 мксек.

амплитуды  $U_2$ , так же как и в МГД-методе, проводилось спустя  $t = 0,3$  мксек после замыкания электродов детонационной волной.

#### Экспериментальные результаты и их обсуждение

**Электропроводность плазмы.** Экспериментальные вольт-амперные характеристики рис. 3 имеют простую зависимость

$$U_2 = U_3 + rI,$$

где  $r$  — сопротивление межэлектродного промежутка;  $U_3$  — пороговое напряжение.

Сопротивление межэлектродного промежутка, определенное электроконтактным и МГД-методом, практически совпало и составило  $0,29 + 0,31$  ом.

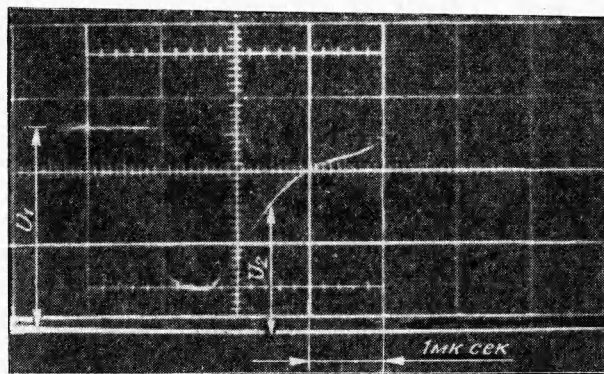


Рис. 5. Осциллографическая запись напряжения. Электроконтактный метод.

Удельная проводимость плазмы, усредненная на базе  $S = 2,4$  мм ( $S = Dt$ , где  $D = 7,89$  мм/мксек,  $t = 0,3$  мксек), равна  $g = 9,3$  1/ом·см. При ее вычислении были приняты следующие допущения:

ка в цепи в период прохождения детонационной волной электродов ток в межэлектродном

промежутке равен  $I = \frac{U_1 - U_2}{R}$ .

Здесь  $U_1$  — падение напряжения на шунтирующем сопротивлении до прихода детонационной волны на электроды,  $U_2$  — падение напряжения на межэлектродном промежутке.

Запись напряжения  $U_2(t)$  (рис. 5) осуществлялась осциллографом С1-31 с полосой пропускания 100 Мгц. В опытах варьировалось напряжение, прикладываемое к электродам. Для построения вольт-амперной характеристики измерение

1. В определении  $g$  учитывалось лишь боковое растекание тока (в плоскостях, параллельных фронту детонации). Поправочный коэффициент бокового растекания определялся как расчетным путем, так и моделированием электрического поля на электропроводной бумаге и составил  $\approx 1,5$ .

Влиянием растекания тока с передних кромок электродов можно пренебречь, поскольку измерения проводились спустя  $0,3$  мксек после замыкания электродов детонационной волной, а максимальная проводимость сосредоточена в узком детонационном фронте  $0,1-0,2$  мксек [1, 2].

2. При вычислении удельной проводимости  $g$  не учитывалось влияние контактного сопротивления, которое входит в сопротивление межэлектродного промежутка  $r$ . Однако, как установлено электроконтактным методом при варьировании расстояния между электродами, величина контактного сопротивления в геометрии заряда (рис. 1) может составлять 50% от общего сопротивления  $r$ .

Отметим, что удельная проводимость плазмы, определенная в данной работе, хорошо согласуется с результатами работы [2], в которой при тех же самых допущениях получено максимальное значение удельной проводимости, равное  $11$   $1/\text{ом}\cdot\text{см}$ .

**Пороговое напряжение.** Вольт-амперные характеристики (рис. 3, 1, 2) свидетельствуют, что при нулевом токе в цепи (режим холостого хода) индуцированное напряжение на электродах, вопреки общим представлениям, не совпадает с расчетной э. д. с. индукции  $\varepsilon$  (рис. 6). Это отклонение от расчетной э. д. с. индукции, равное 20%, представляет пороговое напряжение  $U_3$ . Зависимость  $U_3$  от напряженности магнитного поля линейна. Наличие порогового напряжения не может быть объяснено погрешностью эксперимента. Заметим, что подобное явление часто встречается при исследовании движущейся плазмы низкой плотности (при детонации в газовых смесях) в достаточно сильных магнитных полях, например, в работах [6, 7]. В этом случае появление порогового напряжения объясняется эффектами взаимодействия магнитного поля с плазмой, а также характером течения плазмы в каналах.

В случае движения плотной детонационной плазмы ( $\rho=2-3$   $\text{г}/\text{см}^3$ ) в магнитном поле  $H=10^3$  э можно утверждать, пользуясь приемами магнитной гидродинамики, что:

1) проводимость плазмы не зависит от направления магнитного поля, поскольку параметр Холла  $\omega\tau \ll 1$  ( $\omega = \frac{eH}{mc}$  — циклотронная частота заряженной частицы,  $\tau=10^{-13}$  сек — время столкновения частиц,  $\omega\tau = 10^{-5}$ );

2) индуцированным магнитным полем можно пренебречь  $H \approx H_0$ , так как магнитное число Рейнольдса  $R_m = \mu g W h \ll 1$  ( $\mu = \mu_0 = 1$  — магнитная проницаемость плазмы. Предполагается, что плазма немагнитноактивна. При  $h=1$  см  $R_m=10^{-2}$ );

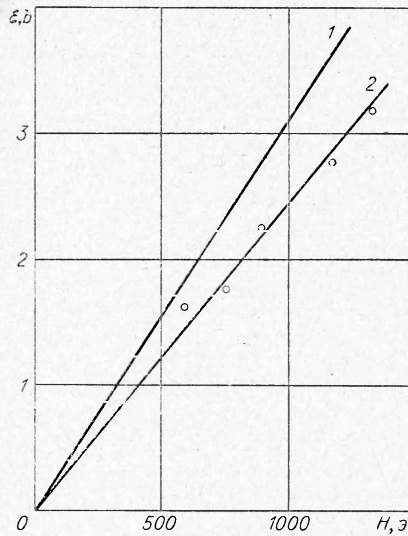


Рис. 6. Зависимость э. д. с. индукции от напряженности магнитного поля. 1 — расчетная э. д. с. индукции  $\varepsilon = HIW$ ; 2 — индуцированное напряжение  $U_1$  на электродах в режиме холостого хода.



3) число магнитного давления  $R_H = \frac{\mu H_0^2}{\rho_0 \omega^2} \ll 1$  ( $R_H \simeq 10^{-10}$ ). Так что взаимодействие магнитного поля с плазмой пренебрежимо мало.

В то же время отнести возникновение порогового напряжения за счет вязкости плазмы и возможной турбулентности течения неправомерно, поскольку это не подтверждается экспериментами по измерению массовой скорости электромагнитным методом.

Возможное предположение, что появление порогового напряжения обязано наличию приэлектродных слоев. Очевидно, условия протекания тока на границе плазма — электрод при наложении внешнего магнитного поля и в отсутствие его существенно различны.

### Выводы

1. Проводимость детонационной плазмы измерена двумя методами: МГД и электроконтактным. Первый метод для исследования плотной плазмы ( $\rho = 2-3 \text{ г/см}^3$ ) используется впервые. Результаты измерений обоими методами совпадают. Средняя удельная проводимость плазмы на базе 2,4 мм от начала детонационного фронта составила 9,3 1/ом·см.

2. Вольт-амперные характеристики, полученные МГД-методом, содержат пороговое напряжение. Его величина линейно зависит от напряженности приложенного магнитного поля. Механизм возникновения порогового напряжения по имеющимся экспериментальным результатам выяснить не удастся. Можно лишь предположить, что появление этого эффекта обязано особенностям приэлектродных слоев в присутствии магнитного поля.

Поступила в редакцию  
17/II 1971

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, З. А. Цукерман. ЖЭТФ, 37, 6(12), 1959.
2. В. Hayes. Tenth Symposium (International) on Combustion, 1964.
3. R. L. Tameson, S. J. Lukasik and B. J. Pernick. J. of Appl. Phys. 1964, 35, 3.
4. В. Hayes. J. of Appl. Phys., 1967, 38, 2.
5. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 1, 3.
6. A. A. N. Abbas and A. M. Howatson. Electricity from MHD Internat. Atomic Energy Agency. Vienna, 1966, vol. 1.
7. R. T. Schneider and H. E. Wilhelm. Electricity from MHD Internat. Atomic Energy Agency. Vienna, 1966, vol. 2.