

Таблица 6
Предельно допустимая погонная масса заряда ВВ для испытанных камер

Номер камеры	$\mu_{\text{BB}}^*, \text{кг/м}$	
	Эксперимент	Расчет
1	5,6	4,3
2	4,8	4,3
4	5,6	5,1
5	<3	5,1
6	15	12

по (4) с исходными данными из табл. 1—3 приведены в табл. 6.

Не более чем 30%-ное расхождение с экспериментальными результатами следует считать удовлетворительным. Поскольку в (4) $\mu_{\text{жб}} \sim \mu_b$, то $\mu_{\text{BB}}^* \sim \sqrt{\mu_b}$.

Выводы

Проведено экспериментальное и численное исследование реакции железобетонных взрывных камер на внутреннее взрывное нагружение. Показана высокая стойкость бетона внутри арматурного каркаса к ударно-волновому нагружению, его существенный вклад в несущую способность взрывной камеры. Отмечено, что разрушение стенки камер началось при появлении остаточных деформаций внутренней обечайки. Показан импульсный характер нагружения стенки камер в проведенных опытах. Предложен метод оценки несущей способности камер, аналогичных испытанным.

ЛИТЕРАТУРА

- Иванов А. Г., Могилев В. А., Сиротов А. А. и др. Реакция трехслойных камер при подрыве в них удлиненных зарядов ВВ // ФГВ.—1982.—18, № 4.
- Баум Ф. А., Орленко Л. П. и др. Физика взрыва.—М.: Наука, 1975.
- Цыбулин М. А. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел.—М.: Наука, 1969.
- Ахвердов И. Н., Смолянский А. Е., Скочелла В. В. Моделирование напряженного состояния бетона и железобетона.—Минск: Наука и техника, 1973.
- Баталов В. А., Свидинский В. А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Методика и программы численного решения задач математической физики.—1978.—1, № 1.
- Уилkins М. Л. Расчет упруго-пластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.—М.: Мир, 1967.
- Выченков В. Н., Гаджиева В. В., Куропатенко В. Ф. Расчет неустановившихся движений разрушаемых сред // ЧММС.—1972.—№ 2.

г. Арзамас

Поступила в редакцию 3/VII 1990

УДК 662.215.12

А. И. Лямкин, С. Т. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ СПЛАВОВ ТГ В ВАКУУМ

Экспериментально исследовался разлет продуктов детонации сплавов ТГ в вакуум в электрическом поле. Данные опытов указывают на электронную природу сигналов. Электроны появляются за счет термоэмиссии с горячих частиц углерода, ионизации продуктов детонации и остаточных газов. Разлетающиеся продукты детонации интенсивно эмиттируют электроны в течение 0,6—0,8 мкс. На интенсивность спада сигналов влияют скорости разлета продуктов детонации и соответствующего охлаждения, а также фазовый состав конденсированных продуктов детонации.

1. Детонационная волна характеризуется существованием ударного фронта и следующей за ним зоны химических реакций с интенсивным энерговыделением, имеющей ширину [1]. Это приводит к тому, что при выходе детонации на свободную поверхность появляется слой, в котором химическая реакция полностью не протекает. Исследование процесса разлета вещества при выходе ударной волны (УВ) на свободную поверхность — один из методов получения информации о состоянии вещества за фронтом УВ. Можно ожидать, что изучение выхода на поверхность детонационной волны (ДВ) также даст полезную информацию о некоторой зоне за ее фронтом.

Известно, что в зоне детонационного фронта конденсированных ВВ возникает электропроводность $\sim 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ [2]. Согласно [3], для таких составов, как ТГ, существенный вклад в электропроводность дает термоэмиссия с поверхности конденсированных углеродных частиц. Ее интенсивность зависит от температуры эмиттеров и их количества. С точки зрения химических реакций поверхностный слой ведет себя иначе, и «развертка» эмиссионной способности во времени могла бы дать дополнительную информацию о процессе детонации и различных превращениях (в том числе фазовых).

В данной работе исследуется начальная стадия разлета продуктов детонации сплавов ТГ в вакуум в присутствии электрических полей и без них.

2. Использовалась схема измерений, апробированная в [4]. Экспериментальная сборка представляла собой вакуумный диод, катодом которому служило исследуемое ВВ (рис. 1). Через отверстие в аноде откачивался воздух до давлений $p = 1,3 \cdot 10^{-1} \div 1,3 \text{ Па}$. При $p \approx 10^{-1} \text{ Па}$ длина свободного пробега электронов сравнима с межэлектродным расстоянием ($10^{-2} \div 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$). Заряженный конденсатор емкостью $C = 1 \text{ мКФ}$ создавал в сборке поле различной напряженности и направленности. Сигнал регистрировался осциллографом С8 = 12 с резистором $R = 1 \text{ кОм}$. В экспериментах без поля применялась видоизмененная схема без конденсатора, в этих случаях $R = 1 \text{ МОм}$.

Исследовались литые составы ТГ 50/50, ТГ 75/25, ТНТ. Выбранные диаметр заряда (10^{-2} м) и его длина обеспечивали стационарный режим. В случае ТНТ для реализации нормальной детонации ВВ заливалось в металлическую оболочку. Момент выхода детонации на свободную поверхность определялся с точностью 0,1 мкс по известному положению запускающего осциллограф датчика и скорости детонации ВВ.

3. Типичные осциллограммы опытов с ТГ 50/50 приведены на рис. 2, уровень вакуума при этом составлял $\sim 1 \text{ Па}$. Сигнал 1 соответствует отрицательному потенциалу на аноде (-180 В), 2 — положительному потенциалу ($+180 \text{ В}$), 3 — опыту без поля (чувствительность осциллографа при этом 1 В/дел). Расчетный момент выхода детонации на границу ВВ — вакуум указан стрелкой.

Отметим, что смена направленности электрического поля влечет изменение полярности и характера регистрируемого сигнала. Для кривой 2 начало сигнала совпадает с моментом выхода детонации на свободную поверхность, а сам сигнал имеет два максимума. В случае кривой 1 особенностей нет, но сигнал начинается на 0,8 мкс позже выхода детонации на поверхность. Аналогичные результаты получены и для других сплавов.

На рис. 3 приведены данные для разных ВВ при $p = 1 \text{ Па}$ и положительном потенциале анода 180—200 В. Моменты начала сигналов совмещены. Наблюдается различие в амплитудах первого максимума и во временах достижения второго. Отличаются также темпы спада сигналов после достижения ими второго максимума. Потенциал для ТНТ и ТГ 75/25 составлял 200 В, для ТГ 50/50 — 180 В.

В случае ТГ 50/50 и положительного анода изучалось влияние уровня вакуума на сигнал. Результаты представлены на рис. 4. Отме-

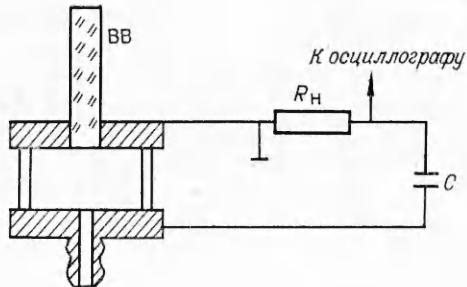


Рис. 1. Экспериментальная сборка и схема измерений.

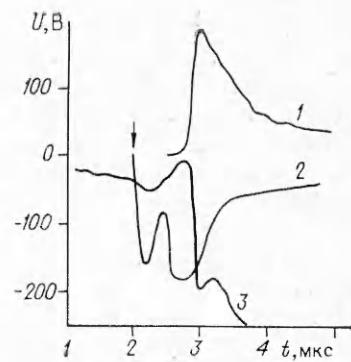


Рис. 2. Типичные сигналы при разлете ПД в вакууме.

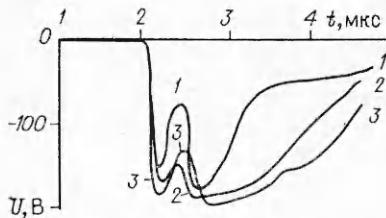


Рис. 3. Сигналы при разлете ПД для разных составов.

1 — ТГ 50/50; 2 — ТГ 75/25; 3 — ТНТ. Рис. 4. Влияние величины потенциала и уровня вакуума на сигналы для состава ТГ 50/50.

1 — 180 В, 2,5 Па; 2 — 200 В, $2,5 \cdot 10^{-1}$ Па; 3 — 230 В, $2,5 \cdot 10^{-1}$ Па.

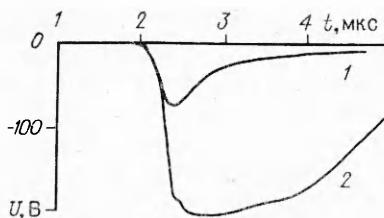


Рис. 5. Влияние условий разлета ПД на сигнал.

1 — диаметры заряда ВВ и вакуумного объема совпадают; 2 — разлетающиеся ПД не касаются стенок вакуумного объема.

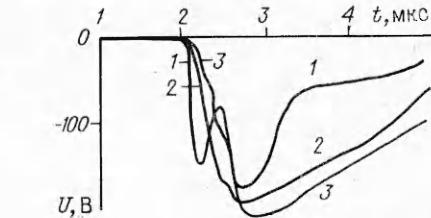


Рис. 4. Влияние величины потенциала и уровня вакуума на сигналы для состава ТГ 50/50.

1 — 180 В, 2,5 Па; 2 — 200 В, $2,5 \cdot 10^{-1}$ Па; 3 — 230 В, $2,5 \cdot 10^{-1}$ Па.

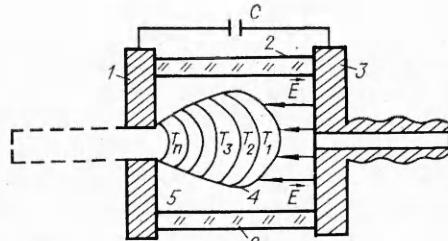


Рис. 6. Схема разлета ПД в сборке с ускоряющим полем \vec{E} . Штриховая линия показывает начальное положение ВВ.

1 — катод; 2 — диэлектрик; 3 — анод; 4 — положение ПД в некоторый момент времени; 5 — вакуумный объем. Условно проведено деление поверхности ПД по температурным гонам: $T_1 < T_2 < T_3 < \dots < T_n$.

тим тот факт, что при изменении давления от 2,5 до $2,5 \cdot 10^{-1}$ Па сигнал плавно нарастает до второго максимума, а первый вырождается в перегиб, положение которого зависит от величины потенциала на аноде. Появление первого максимума в экспериментах с более низким вакуумом, по-видимому, вызывается ионизацией газа, находящегося в межэлектродном пространстве.

Для ТГ 50/50 разлет продуктов детонации (ПД) исследовался также и оптическим методом. СФР-граммы свидетельствуют о том, что в процессе разлета продуктов в вакуумном промежутке свечения не наблюдается, это подтверждают данные [5]. Свечение наблюдается только при достижении ПД анода. Скорость разлета ПД составила 10,5 км/с. Данные опытов свидетельствуют также о том, что до момента

достижения анода продукты не касаются боковых стенок вакуумного объема.

4. Факт совпадения начала сигнала в случае положительного анода с расчетным временем выхода детонации на границу раздела ВВ — вакуум и задержка начала сигнала в случае отрицательного анода подтверждает электронную природу наблюдаемых сигналов. Это предположение усиливает и сравнение полученных осцилограмм с данными работы [4], где катодом служил порошок железа. И в том, и в другом случае сигналы имеют одинаковую полярность при положительном аноде и задержку начала сигналов при отрицательном. Отметим, что если катодом был порошок железа, то сигнал представлял полку длительностью не менее 5 мкс, в нашем же случае сигнал имеет резко выраженный максимум и быстрый спад.

Электроны в межэлектродном пространстве могут появиться в результате эмиссии с горячих частиц углерода [3] и при ионизации ПД (в основном паров воды [6]). Учитывая данные [5] о плотности электронов в детонационной волне, можно оценить глубину проникновения поля в ПД. Она составляет $\sim 10^{-8}$ м. Хотя эта оценка относится к плотным продуктам детонации, ее, по-видимому, можно применить и к разлетающимся ПД, поскольку при расширении происходит одновременное уменьшение концентрации электронов и температуры. Поэтому можно предположить, что анода могут достигнуть электроны только с поверхности разлетающихся продуктов. Оценка эмиссионной способности при этом дает величину $\sim 10^3$ А/м².

Геометрия эксперимента неодномерна как с точки зрения осуществления однородного электрического поля, так и с точки зрения разлета ПД в вакуумный объем. Поэтому проведен контрольный опыт, в котором диаметр вакуумного промежутка совпадал с диаметром исследуемого ВВ. Анод при этом имел положительный потенциал. Результаты эксперимента подтверждают факт эмиссии с поверхности ПД (рис. 5).

Эмиссионная способность катода определяется его площадью и температурой. Она увеличивается за счет выхода в вакуумный объем продуктов детонации с повышенной температурой, связанной с глубиной химических превращений в ДВ, и уменьшается при расширении ПД и соответствующем охлаждении (рис. 6). На ее величину оказывают также влияние распределение температуры вдоль поверхности облака ПД за счет краевых эффектов, кинетика образования углеродных частиц за фронтом детонации и неоднородность температуры по пространству за счет «горячих пятен».

Поскольку уровень сигнала есть интегральная характеристика эмиссии, то максимум сигнала, по-видимому, соответствует моменту времени t , когда приток последующих горячих слоев ПД компенсирует охлаждение предыдущих. Для ТГ 50/50 и ТНТ экспериментальные значения t равны 0,65 и 0,85 мкс соответственно. С учетом данных массовой скорости и ширины зоны химических реакций из [1] сделаны оценки времени выхода в вакуумный промежуток тех слоев, где основные химические реакции закончились (плоскость Чепмена — Жуге). Для ТГ 50/50 и ТНТ это время не более 0,3 и 0,4 мкс соответственно.

Можно предположить, что момент выхода плоскости Чепмена — Жуге в вакуумный объем должен каким-то образом сказаться на форме регистрируемых сигналов. Действительно, этим моментам времени соответствуют точки перегиба (см. рис. 4,5). Однако сложный характер разлета ПД и большое количество факторов, влияющих на эмиссию, не позволяют однозначно связать временные характеристики сигналов с шириной зоны химических реакций.

Известно, что при детонации сплавов ТГ за фронтом ДВ образуются алмазы [7], причем с ростом доли гексогена в сплавах увеличивается как выход алмазов, так и количество водяных паров в ПД. Учитывая, что скорости разлета и соответствующего охлаждения для иссле-

дуемых сплавов в наших экспериментах примерно одинаковы, различия в темпах спада сигналов после достижения ими второго максимума (см. рис. 3) можно, по-видимому, качественно объяснить различиями в фазовом составе конденсированных ПД.

Таким образом, проведенные опыты по наблюдению сигналов при разлете продуктов детонации в вакуум указывают на их электронную природу. Электроны появляются за счет термоэмиссии с горячих частиц углерода, ионизации ПД и остаточных газов. Разлетающиеся продукты сплавов ТГ интенсивно эмиттируют электроны 0,6—0,8 мкс, причем для составов с большим содержанием углерода это время больше. На интенсивность спада сигналов влияют скорость разлета ПД и соответствующего охлаждения и фазовый состав конденсированных продуктов детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Савров С. Д. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
2. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных ВВ // ЖЭТФ.— 1959.— 37.— С. 1543.
3. Ершов А. П. Ионизация при детонации конденсированных ВВ // ФГВ.— 1975.— 11, № 6.— С. 938.
4. Лямин А. И., Матыцин А. И., Ставер А. М. Эмиссия электронов при выходе ударной волны из порошка в вакуум // ПМТФ.— 1983.— № 3.— С. 123.
5. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах.— М.: Недра, 1980.
6. Якушев В. В., Дремин А. Н. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. АН СССР.— 1975.— 221, № 5.— С. 1143.
7. Лямин А. И., Петров Е. А., Ершов А. П. и др. Получение алмазов из взрывчатых веществ // Там же.— 1988.— 302, № 3.— С. 611.

г. Красноярск

Поступила в редакцию 22/XII 1989,
после доработки — 3/VIII 1990

УДК 539.4

B. A. Одинцов

БИМОДАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЦИЛИНДРОВ

Унимодальное распределение Вейбулла удовлетворительно описывает только спектры фрагментов цилиндров, изготовленных из хрупких сталей и нагруженных взрывом высокобризантных ВВ. Для описания бимодальных спектров, получаемых при нагружении цилиндров из пластичных сталей зарядами ТНТ и других низкобризантных ВВ, предложена статистическая модель спектра в виде гипервейбулловой функции распределения. Подтверждено хорошее согласие предложенной модели с экспериментальными спектрами фрагментов стальных цилиндров.

Вопросы разрушения металлических цилиндров под действием продуктов детонации рассматривались в [1—5]. Для описания статистического распределения фрагментов по массе используются функции распределения в массовой $\Phi(m) = M(< m)/M$ либо в числовом виде $F(m) = N(< m)/N_0$, где $M(< m)$, $N(< m)$ — суммарная масса фрагментов с массой, меньшей m , и их число; N_0 — полное число фрагментов; M — масса цилиндра. Плотности вероятности определяются как $\varphi(m) = d\Phi(m)/dm$, $f(m) = dF(m)/dm$. Наиболее широко для указанного описания используется функция распределения Вейбулла, задаваемая на личе $0 \leq m < \infty$ и применяемая в массовой [6] $\Phi(m) = 1 - \exp[-(m/m_*)^n]$ и в числовом виде [2, 7] (m_* — характеристическая масса распределения, n — показатель качества фрагментации).

Плотность распределения определяется соотношением

$$\varphi(m) = \frac{n}{m_*} \left(\frac{m}{m_*} \right)^{n-1} \exp[-(m/m_*)^n]. \quad (1)$$