

10. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982.
 11. Иваидаев А. И., Кутушев А. Г. Численные методы механики сплошной среды, т. 14, № 6. — Новосибирск, 1983.

Поступила в редакцию 11/XI 1985,
 после доработки — 11/XI 1986

НЕПРЕРЫВНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ЗА ФРОНТОМ ДВ

В. В. Дорохин, В. Н. Зубарев, Ю. К. Орехин,
 Н. В. Панов, Н. Л. Шаболдина
 (Москва)

Для исследования течения за фронтом детонационных волн в конденсированных ВВ рентгенографический метод применялся неоднократно [1—5]. При определенных условиях результаты рентгенографической регистрации позволяют не только определить параметры фронта ДВ в установившемся режиме, но и сделать некоторые выводы о структуре ДВ и об уравнении состояния расширяющихся продуктов детонации.

В отличие от обычной реализации, заключающейся в размещении в заряде параллельных металлических фольг с регистрацией их смещений после прохождения фронта ДВ [1—3], в данной работе использовано наклонное расположение фольги [4, 5], позволяющее более детально регистрировать характеристики течения за фронтом ДВ. Результаты, полученные в опытах с зарядами из взрывчатого состава, используемого в [3], обработаны в предположении равновесности продуктов детонации и приводят к выводам, качественно аналогичным [3].

В эксперименте (рис. 1) проверялись система формирования плоской установившейся ДВ, синхронизация работы рентгеновской установки, измерительной аппаратуры и детонационного процесса, обеспечение защиты регистрирующей пленки от воздействия взрыва и проводились некоторые контрольные измерения для надежности расшифровки экспериментальных данных [3, 4].

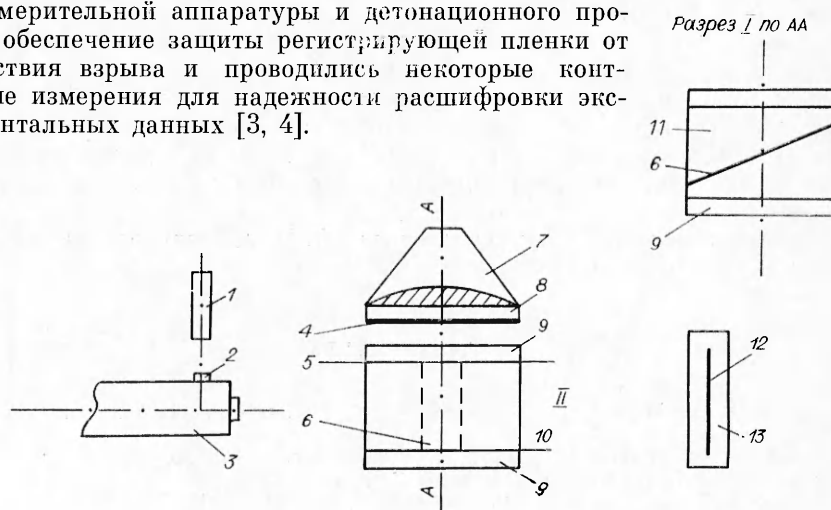


Рис. 1. Схема проведения экспериментов.
 I — инициирующий заряд, II — блок исследуемого ВВ. 1 — фотоэлемент; 2 — смотровое окно рентгеновской трубки; 3 — рентгеновская трубка; 4 — алюминиевая фольга; 5 — пусковой контакт; 6 — свинцовая фольга; 7 — плосковолновой генератор; 8 — слой ВВ; 9 — накладной диск ВВ; 10 — осциллографические контакты для измерения D; 11 — цилиндрические блоки со скошенными торцами; 12 — рентгеновская пленка; 13 — защитная кассета.



Рис. 2. Типичная рентгенограмма опыта.

1 — положение свинцовой фольги до (а) и в момент взрыва (б); 2 — торец заряда; 3 — положение фронта детонационной волны.

Экспериментальный заряд ВВ располагался между рентгеновской трубкой и кассетой с рентгеновской пленкой на расстояниях ~ 3 и ~ 1 м соответственно. Он состоял из блока исследуемого ВВ (II) и инициирующего заряда (I), формирующего плоскую ДВ. Цилиндрический заряд диаметром 120 мм из исследуемого ВВ (плотность $\rho_0 = 1,66$ г/см³) состоял из четырех частей, как показано в разрезе на рис. 1: двух цилиндрических блоков со скошенными торцами (угол скоса составлял 30°), образующими вместе с накладными дисками заряд длиной ~ 100 мм. В плоскости скошенного стыка прокладывалась полоска свинцовой фольги толщиной 20 мкм и шириной ~ 30 мм.

Заряд инициировали ударом алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм, разогнанной на базе 30 мм до скорости $\sim 5,5$ км/с взрывом слоя ВВ, инициируемого плосковолновым генератором. Такой способ инициирования обеспечивал разновременность, не превышающую 0,1 мкс.

В экспериментах использовалась рентгеновская установка (на рис. 1 схематически изображена рентгеновская трубка) с запасенной энергией ~ 20 кДж и разрядным напряжением ~ 1 МВ. Длительность рентгеновского импульса на полувысоте составляла $\sim 0,1$ мкс. Его форма контролировалась выводом рентгеновского излучения через боковое окно с помощью фотоэлемента. Рентгеновская установка запускалась от электроконтакта. Синхронизация выхода фронта ДВ на заданное расстояние от плоскости инициирования осуществлялась с помощью линии задержки, позволявшей изменять время задержки с шагом в 0,1 мкс. Пусковой контакт, так же как и электроконтакты, предназначенные для измерения скорости детонации, представлял собой полоски медной фольги толщиной 20 мкм и шириной 2—3 мм. Попарно электроконтакты устанавливались под дисками ВВ (толщина 10 мм), как показано на рис. 1. Они отстояли от оси заряда \sim на 10 мм и были разделены промежутком ~ 2 мм. Временные интервалы между срабатыванием электроконтактов записывались осциллографически.

На рис. 2 представлены типичные рентгенограммы, на которых видно положение свинцовой фольги до взрыва (1а) и в момент прохождения ДВ по заряду (1б).

Главным преимуществом метода наклонной фольги в сравнении с принятым ранее [1—3] при импульсном рентгенографировании детонационного процесса является возможность непрерывной регистрации смещений элементов фольги, увлекаемой движущимися продуктами детонации. Уменьшение массы тяжелых инертных прокладок (одна наклонная фольга вместо нескольких, расположенных параллельно фронту ДВ [1—3]) и возможность выявления структуры течения в окрестности детонационного фронта также свидетельствуют о предпочтительности используемого метода.

По схеме, изображенной на рис. 1, было проведено семь взрывных экспериментов. Путь L , пройденный ДВ от момента инициирования до рентгенографической регистрации, варьировался в опытах от 70 до 83 мм. Измеренная в опытах скорость детонации составляла $7,56 \pm 0,01$ км/с.

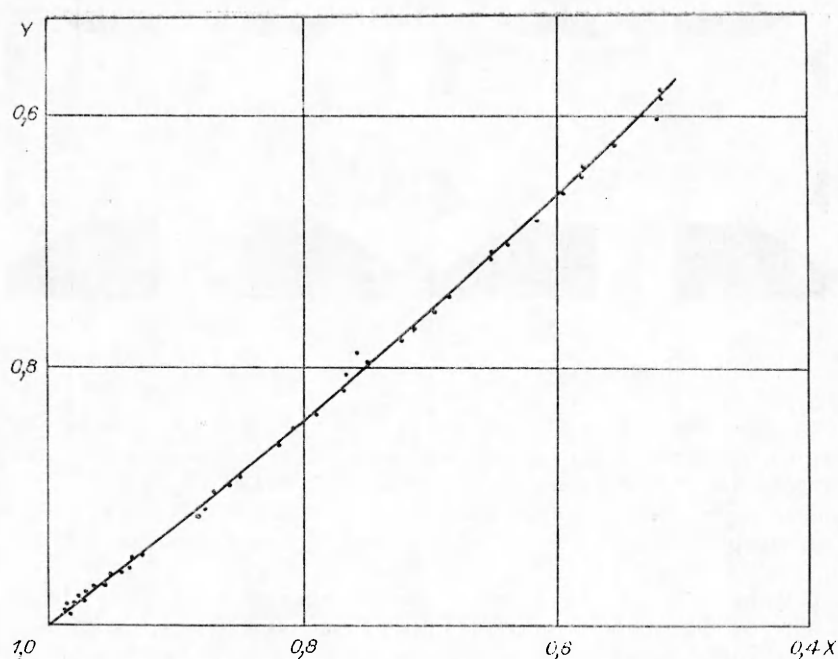


Рис. 3. Результаты экспериментов в приведенных координатах.

Обработка рентгенограмм позволила установить связь между начальными положениями (x_{0i}^n) элемента наклонной фольги и положением того же элемента (y_{0i}^n) на момент рентгеносъемки, когда ДВ прошла путь L^n (n — номер эксперимента). В приведенных координатах $X = x_{0i}^n/L^n$, $Y = y_{0i}^n/L^n$ совокупность всех результатов представлена на рис. 3. При обработке первичных экспериментальных данных принята модель плоской одномерной ДВ, поэтому области, в которых можно было ожидать искажений одномерного течения боковыми разгрузками, исключались из рассмотрения.

При значительных степенях расширения продуктов детонации в области, удаленной от фронта ДВ, некоторое влияние на течение продуктов мог оказывать плосковолновый генератор (см. рис. 1). Как показало расчетное моделирование, влияние (подпор) продуктов генератора могло сказываться только при $Y \leq 0,4$, что ограничивает область, в которой возможна наиболее простая интерпретация полученных результатов.

Принимаемое в дальнейшем общее положение о равновесности продуктов детонации за фронтом ДВ при указанных оговорках должно приводить к модели автомодельной ДВ при условии, что размеры области формирования детонации с установившимися параметрами на фронте пренебрежимо малы в сравнении с расстоянием, проходимым волной до момента регистрации. Выполнение этого условия означает неизменность параметров фронта ДВ при ее распространении по заряду ВВ.

Грубым контролем постоянства параметров фронта ДВ могли служить измерения скорости детонации D на разных расстояниях от плоскости инициирования. В пределах точности измерений ($\pm 0,2\%$) величина D оставалась постоянной при изменении L от 10 до ~ 100 мм. Более точно контролировалось определение давлений на фронте ДВ по совокупностям рентгенографических данных, относящихся к $L = 50$ и 95 мм: $p = 25$ ГПа.

Наконец, общим контролем автомодельности ДВ явилась проверка возможности описания полученных экспериментальных данных единой зависимостью в приведенных координатах $Y = Y(X)$ при изменении L от 50 до 95 мм. При этой проверке использовались данные, приведен-

ные в [3]. Принятое предположение о равновесности продуктов детонации (ПД) за фронтом ДВ вместе с очевидной для детонационного процесса адиабатичностью течения означает изоэнтропичность расширяющихся ПД.

Полученные экспериментальные данные (см. рис. 3) в рамках авторемодельной ДВ дают возможность определить в координатах p, ρ конкретный вид изоэнтропы ПД, исходящей из точки, характеризующей параметры фронта ДВ. Аналогично [3] задавались формы изоэнтроп:

$$p = A\rho^n + \alpha_1, \quad (1)$$

$$p = Be^{-k/\rho} + \alpha_2, \quad (2)$$

численные значения коэффициентов в которых находились по методу наименьших квадратов, исходя из наилучшего описания данных, представленных на рис. 3. Кроме того, для описания полученных экспериментальных данных использовалось аналитическое описание, предложенное в [2]:

$$Y = 1 + \frac{1}{A_1} \ln \frac{A_1 X + B_1}{A_1 + B_1}. \quad (3)$$

После определения входящих в это выражение коэффициентов может быть произведен пересчет в координаты p, ρ .

В результате численных расчетов получены наборы коэффициентов для (1): $n = 2,78$, $A = 2,633$, $\alpha_1 = -0,35$; для (2): $k = 7,43$; $B = 566$; $\alpha_2 = 4,05$ (после подстановки в (1) и (2) этих значений констант и ρ в г/см^3 давление выражается в ГПа), для (3): $A_1 = 0,831$; $B_1 = 0,537$, где A_1 и B_1 — безразмерные величины.

Все три формы дают практически совпадающее описание экспериментальных данных рис. 3 (кривая). Различие изоэнтроп (1)–(3) в p – ρ –координатах не превышает 1%. Однако значения p на фронте ДВ (и ρ), вычисленные при описании (1)–(3), заметно различны: $p_{1\phi} = 24,8$, $p_{2\phi} = 25,2$, $p_{3\phi} = 26,0$.

На рис. 4 описание по (1)–(3) представлено в p – ρ –координатах единой зависимостью (3). Для сравнения на рис. 4 приведены данные, полученные электромагнитным методом [6] на относительно коротких зарядах (~ 10 мм), методом преград [7]. Большое расхождение адиабат расширения, увеличивающееся при понижении давления, по-видимому, подтверждает предположение, высказанное в [3] о нарушении равновесности ПД. Это отклонение от равновесности (см. рис. 4) тем больше, чем быстрее происходит расширение ПД. Максимальная скорость изменения состояний ПД отвечает методу преград [7]. Предположение о частичном нарушении равновесности ПД противоречит исходным предпосылкам, принятым как в настоящей работе, так и в [6, 7]. Поэтому для согласования имеющихся экспериментальных данных об адиабатах расширения ПД следует изменить исходные предпосылки.

В заключение следует отметить особенности в смещении фольги, заметные на некоторых рентгенограммах в окрестности

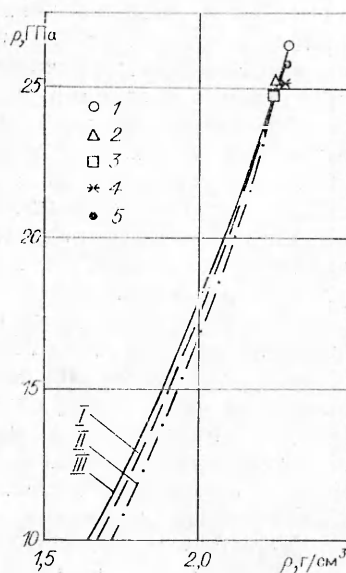


Рис. 4. Сравнение зависимостей p – ρ .

I — эксперименты на электромагнитах [6]; II — расширение ПД в легкие преграды [7]; III — рентгеновские данные. 1 — электромагнитная методика [6]; 2 — из опытов по расширению в легкие преграды [7]; 3–5 — из рентгенографических опытов для моделей (1)–(3) соответственно.

фронта ДВ. Можно надеяться, что совершенствование используемой методики, в частности уменьшение длительности просвечивающего импульса, позволит выявить детали течения ПД в области, примыкающей к фронту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rivard, Wenable, Fickett. Fifth Symp. (Intern.) on Detonation.— Pasadena, 1970.
2. Davis W. C., Venable D. Ibid.
3. Дорохин В. В., Зубарев В. Н., Орехин Ю. К. и др. ФГВ, 1985, 21, 4, 100.
4. Зубарев В. Н., Панов Н. В., Орехин Ю. К. БИ, 1985, 3, 210.
5. Li H., Huang Z., Ding J. Eighth Symp. (Intern.) on Detonation.— New Mexico, 1985.
6. Зубарев В. Н. ПМТФ, 1965, 2, 55.
7. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С. ПМТФ, 1969, 4, 127.

Поступила в редакцию 20/VI 1986

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ И ОБРАЗОВАНИЕ СВЯЗИ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ МЕДНЫХ ПЛАСТИН

М. П. Бондарь, В. М. Оголихин

(Новосибирск)

Образование соединения при сварке взрывом определяется совместной пластической деформацией соударяемых поверхностей, за счет которой создается физический контакт и поверхностные слои приводятся к энергетическому состоянию, обуславливающему атомное взаимодействие свариваемых материалов.

Деформационные процессы при сварке взрывом исследовались в [1—4]. В [4] показано, что пластическая деформация от поверхности свариваемой заготовки к плоскости соединения растет неравномерно. На некотором расстоянии от плоскости соединения наступает интенсивный рост деформации. Для определенности место скачка в [5] связывали с расстоянием, где деформация достигала 100%.

Какими должны быть размер и структура области интенсивной пластической деформации для обеспечения качественной прочности соединения и как эти характеристики связаны с кинематическими параметрами сварки взрывом (γ — угол соударения, v_k — скорость точки контакта)? Эти вопросы явились предметом исследования настоящей работы. Кроме того, было исследовано влияние степени шероховатости свариваемых поверхностей на изменение соотношения между размером, структурой исследуемой зоны и параметрами соударения, определяющими образование прочной связи. Исследования проводили на меди, так как в этом металле, как показано в [4], можно измерить деформацию с большой точностью вблизи плоскости соединения с помощью двойников, не нарушая сплошности материала. Кроме того, благодаря высокой пластичности меди величина зоны измерима практически при всех режимах соударения, когда возможно образование соединения даже при нулевой прочности.

Сварка взрывом проводилась по несимметричной схеме соударения. Исходные медные пластинки имели площадь 60×200 мм, толщины неподвижных пластин 10, метаемых — 5 мм. Выбор толщины метаемых пластин основан на идентичности размера зоны интенсивной пластической деформации в обеих свариваемых пластинах. Пластины перед сваркой отжигали при 1050°C 4 ч. В результате термообработки размеры зерен в пластинах составляли несколько миллиметров и содержали большое число двойников, с помощью которых измеряли деформацию.

Свариваемые поверхности обработаны по трем классам: фрезерованные — $R_z = 13 \div 20$ мкм, шлифованные $R_z = 3 \div 6$ мкм, полированные