

не могло оказать существенного влияния из-за сильного разбавления исследуемых газов воздухом.

В работе [8] приводится анализ замедления турбулентной диффузии под действием потерь примеси в окружающую среду. Комбинация эффекта ускорения молекулярной диффузии, обнаруженного Таунсендом, и замедления турбулентной диффузии приводит к такой последовательности изменения кривых на рис. 4, при которой кривая дисперсии газа с большим коэффициентом молекулярной диффузии лежит ниже, а все семейство этих кривых располагается значительно выше дисперсии рассеивания твердых частиц. Влияние молекулярных эффектов на распределение твердых частиц много меньше, чем для газов и их дисперсия практически определяется их конвективным распределением. Эти эффекты замедления диффузии пропорциональны  $D_m \cdot (\nabla u)^2$  [8, 9] и проявляются заметно в высокоскоростных потоках, что и было обнаружено экспериментально. Теоретический анализ полученных в работе экспериментальных результатов для сжимаемого сверхзвукового потока требует еще значительных разработок.

Считаем своим приятным долгом поблагодарить Л. С. Миронову, Д. Г. Черных за помощь в проведении экспериментов, а также К. П. Ильичева, принимавшего участие в работе в период налаживания установки.

*Поступила в редакцию  
10/IV 1974*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. I. Taylor. Proc. London Math. Soc., 1921, 20, 196.
2. А. Г. Прудников. В сб. «Горение в турбулентном потоке». М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. И. О. Хинце. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
4. A. A. Townsend. Proc. Roy. Soc., 1957, 224 A, 487.
5. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965.
6. W. R. Mickelsen. J. Fluid Mech., 1960, 7, 3.
7. XIV Symposium (International) on Combustion. Pittsburg. USA, 1973.
8. P. G. Saffman. Mecanique de la Turbulence, Paris, 1962, p. 53.
9. А. К. Митропольский. Техника статистических вычислений. М., «Наука», 1971.

УДК 534.222.2

#### ПЕРЕСЖАТЫЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

*Л. В. Альтшулер, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин*

*(Москва)*

Изучению нормальных детонационных волн в конденсированных ВВ и их взаимодействию с жесткими преградами посвящено много работ (см., например, библиографию в [1]). Кроме нормального режима, гидродинамическая теория детонации предсказывает также режимы пересжатых детонационных волн, которые могут быть осуществлены при ударе по взрывчатому веществу пластиной, летящей со скоростью в несколько километров в секунду. Разработка динамических методов со-

здания высоких давлений [2] позволила реализовать и пересжатые режимы в конденсированных ВВ.

В настоящей работе приводятся результаты измерения сжимаемости продуктов взрыва (ПВ) сплава тротил — гексоген 50/50 в условиях пересжатого режима детонации и при торможении пересжатых волн о преграды различной жесткости. Аналогичные исследования для близкого состава в более узком интервале давлений были проведены авторами работы [3].

Для формирования пересжатых детонационных волн в исследуемом сплаве ТГ 50/50 ( $\rho_{ВВ}=1,65 \text{ г/см}^3$ ) использовались стандартные устройства, описанные в работах [2, 4]. Детонационные волны интенсивностью в 3 Мбар формировались с помощью методов, использованных в [5] для получения сверхвысоких давлений.

Измеряемой величиной в экспериментах при определении адиабаты однократного сжатия была скорость распространения фронта детонационной волны ( $D$ ), а при регистрации адиабат торможения — волновые скорости в преградах различной жесткости. Регистрация времени прохождения ударной волной базового интервала производилась по замыканию электроконтактов, сигналы которых записывались осциллографами ОК-21.

Базы измерения составляли  $3 \div 20$  мм. Исключением является точка  $p=3$  Мбар, которая была получена на значительно большей базе измерения. Контрольными опытами было установлено, что в пределах ошибок измерения скорость распространения пересжатой волны не зависит от базы измерения, поскольку задержки при инициировании детонации мощными волнами оказываются весьма малыми. Давление  $p$ , массовая скорость  $u$ , плотность  $\rho$  и другие параметры состояния за фронтом волны находились по измеренным скоростям методом  $p$ — $u$ -диаграмм [2].

Результаты измерения скоростей пересжатых детонационных волн вместе с другими характеристиками ПВ за фронтом волны, а также базы измерения и интенсивности волн в экранах представлены в табл. 1. Значения  $D$  являются усредненными величинами по 10—15 измерениям. Точность измерений характеризуется средними квадратичными отклонениями (табл. 1, 2).

В табл. 2 даны результирующие давления и массовые скорости после отражения пересжатых детонационных волн от преград различной жесткости, материал которых указан в последнем столбце.

Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 1 в  $p$ — $u$ -координатах. Здесь 1 — адиабата однократного сжатия, 2 — кривая

Таблица 1

| База измерения, мм | $D$ , км/с | $u$ , км/с | $p$ , кбар | $\rho$ , г/см <sup>3</sup> | Материал экрана | $u_3$ , км/с | $p_3$ , кбар |
|--------------------|------------|------------|------------|----------------------------|-----------------|--------------|--------------|
| 10÷20              | 7,55±0,01  | 2,01       | 251        | 2,25                       | —               | —            | —            |
| 4÷8                | 7,85±0,10  | 2,60       | 337        | 2,47                       | Cu              | 1,67         | 960          |
| 4                  | 7,64±0,08  | 2,65       | 335        | 2,52                       | Al              | 2,18         | 490          |
| 4                  | 8,25±0,05  | 3,47       | 472        | 2,86                       | »               | 2,77         | 684          |
| 3                  | 8,55±0,04  | 3,46       | 488        | 2,72                       | »               | 2,82         | 700          |
| 3÷6                | 9,13±0,10  | 4,15       | 625        | 3,03                       | »               | 3,40         | 920          |
| 3,5÷4              | 9,42±0,15  | 4,52       | 702        | 3,17                       | »               | 3,70         | 1040         |
| 4                  | 9,50±0,23  | 4,18       | 655        | 2,96                       | Fe              | 2,80         | 1840         |
| 4÷8                | 11,40±0,11 | 6,15       | 1155       | 3,58                       | »               | 4,10         | 3380         |
| 95                 | 17,50±0,35 | 10,41      | 3015       | 4,07                       | Al              | 9,05         | 4010         |

Таблица 2

| Параметры исходного состояния     | $p$ , кбар    | $u$ , км/с | Материал преграды |
|-----------------------------------|---------------|------------|-------------------|
| $p_3=335$ кбар<br>$u_3=2,65$ км/с | $255 \pm 6$   | 3,11       | Плексиглас        |
|                                   | $360 \pm 6$   | 2,57       | Сплав Mg          |
|                                   | $445 \pm 13$  | 2,03       | Алюминий          |
|                                   | $612 \pm 19$  | 1,31       | Железо            |
|                                   | $710 \pm 6$   | 0,95       | Сплав W           |
| $p_4=625$ кбар<br>$u_4=4,15$ км/с | $515 \pm 16$  | 4,71       | Плексиглас        |
|                                   | $674 \pm 17$  | 3,93       | Сплав Mg          |
|                                   | $872 \pm 35$  | 3,28       | Алюминий          |
|                                   | $1285 \pm 26$ | 2,21       | Железо            |
|                                   | $1575 \pm 12$ | 1,65       | Сплав W           |

торможения из точки Жуге [2], 3, 4 — кривые торможения из точек, расположенных на ветви пересжатых детонационных волн. Кривая торможения ПВ из точки Жуге и первая динамическая адиабата располагаются симметрично. Адиабаты торможения из более высоких точек имеют больший наклон, чем адиабата однократного сжатия.

Более наглядно полученные результаты представлены в координатах  $p-\Delta E$  (рис. 2, обозначения аналогичны рис. 1), где  $\Delta E$  — разность энергий в конечном ( $E$ ) и исходном ( $E_i$ ) состояниях, равная энергии ударного сжатия. Энергия ударного сжатия при максимальных давлениях, достигнутых в экспериментах, на порядок превышает энергию взрывчатого превращения ВВ.

Энергия исходного состояния  $E_i(p_i, V_i)$  для адиабат повторного сжатия равна внутренней энергии ПВ в точке, лежащей на первой динамической адиабате, т. е.

$$E_i = E_1 + \frac{1}{2} p_i (V_1 - V_i),$$

где  $E_1$  — энергия ВВ в начальном состоянии ( $p_0=0$ ;  $\rho_1=1/V_1=1,65$  г/см<sup>3</sup>). Если принять за уровень отсчета энергию ПВ в состоянии

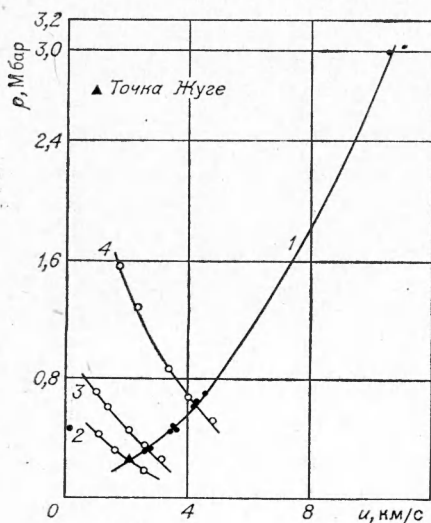


Рис. 1.

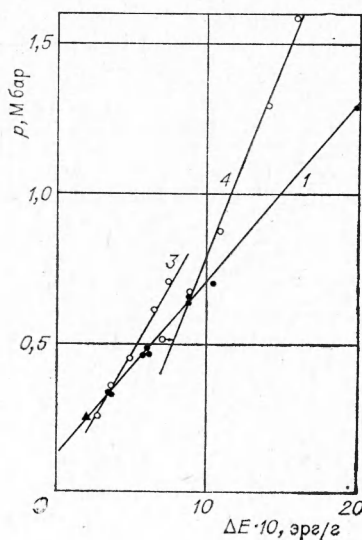


Рис. 2.

бесконечного расширения, то  $E_1$ , помимо тепловой энергии разогрева ВВ до комнатной температуры, будет содержать и теплоту взрывчатого превращения.

Для однозначного определения  $E_i(p_i, V_i)$ , а также энергии конечного состояния  $E(p, V)$  необходимо дополнительное предположение о равновесности продуктов взрыва в области высоких давлений ( $\sim 100$  кбар и выше). Это допущение принимается в работах, посвященных исследованию уравнений состояния ПВ. В этом допущении  $E$  и  $E_i$  включает энергию химических реакций, которые могут происходить при смещении равновесия. Поскольку концентрации отдельных компонент и тепловые эффекты в состоянии равновесия однозначно определяются какими-либо двумя термодинамическими параметрами (например,  $p$  и  $V$  для однофазной системы), то также однозначно определяются и введенные величины  $E_i$  и  $E$  в функции от соответствующих переменных. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов выбор уровня отсчета внутренней энергии ПВ и ВВ несуществен, если обеспечена равновесность продуктов взрыва в исследуемой области высоких давлений и энергии отсчитываются от одного уровня.

Как видно из рис. 2, динамические адибаты однократного и двукратного сжатия в указанных координатах описываются прямыми, т. е. производная  $(dp/dE)$  на динамических адибатах ПВ остается примерно постоянной величиной в широком диапазоне давлений. Верхняя точка (см. табл. 1), не представленная на рис. 2, отстоит от прямой, описывающей область давлений 1,3 Мбар, менее чем на 3% по давлениям (при заданном значении  $\Delta E$ ).

При линейной зависимости  $p$  от  $E$

$$p_n = 2p_1, \quad u_n = (p_1/a_1)^{1/2}, \quad (2)$$

В координатах  $p-V$  ( $V$  — удельный объем) ударные адибаты представляются в виде:

$$p = p_i \frac{1 + k_i(V_i - V)}{1 - a_i(V_i - V)}. \quad (1)$$

Здесь  $k_i = 0$  для адибаты однократного сжатия, а  $p_i$  имеет смысл давления мгновенного взрыва. Для адибат двукратного сжатия  $p_i$  — давление в исходной точке, а  $k_i = a_i$ .

Параметры  $p_i$  и  $a_i$  для адибаты однократного сжатия ( $i=1$ ) связаны с характеристиками нормальной детонационной волны, если принять выполненным условие Жуге ( $p_n, u_n, D_n$ )

$$\begin{aligned} p_n &= 2p_1; \quad u_n = (p_1/a_1)^{1/2}, \\ D_n &= 2V_1(a_1 \cdot p_1)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Обработка экспериментальных данных по динамической сжимаемости ПВ в диапазоне давлений  $320 < p < 1300$  кбар по методу наименьших квадратов привела к следующим значениям коэффициентов:  $p_1 = 135$  кбар,  $a_1 = 2,87$  г/см<sup>3</sup>. Подстановка этих значений в (2) дает параметры Жуге, близкие к экспериментальным. Из линейности динамической адибаты ПВ в  $p-E$ -координатах следует  $D-u$ -соотношение для пересжатых волн

$$D = a_1 V_1 u + p_1 V_1 u^{-1}. \quad (3)$$

Если выразить  $a_1$  и  $p_1$  по (2) через характеристики нормальной детонационной волны, получим соотношение

$$D = \frac{D_n}{2u_n} \left( u + \frac{u_n^2}{u} \right),$$

Таблица 3

| $i$ | $p_i$ , кбар | $\rho_i$ , г/см <sup>3</sup> | $c_i$ , км/с |
|-----|--------------|------------------------------|--------------|
| 2   | 254          | 2,25                         | 5,4          |
| 3   | 335          | 2,52                         | 7,10         |
| 4   | 625          | 3,03                         | 9,0          |

нейны в  $p$ — $E$ -координатах<sup>1</sup>. Такое представление может быть использовано для оценок скорости звука на адиабате однократного сжатия.

Наклон адиабаты торможения  $dp/dE$  в точках пересечения адиабат определяет изэнтропическую производную  $(\partial p/\partial E)_s = 2a_i$  и, если считать ПВ равновесной системой, отсюда определяется скорость звука  $c_i = \frac{1}{\rho_i} \sqrt{2a_i \rho_i}$ . Рассчитанные таким образом значения  $c_i$  приведены в табл. 3, где дана также скорость звука в точке Жуге (первая строка).

Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для определения коэффициента Грюнайзена ( $\gamma$ ) ПВ в области плотностей ПВ  $\sim 4$  г/см<sup>3</sup>. Из сравнения давлений и внутренних энергий ПВ на адиабате однократного сжатия при  $\rho = 4,07$  г/см<sup>3</sup> и адиабате повторного сжатия из точки с  $p_4 = 625$  кбар следует среднее значение  $\gamma = 1,2$ . Другие оценки могут быть сделаны, исходя из предельных сжатий  $h_i$ . По уравнению (1)  $h_i = a_i/(a_i - \rho_i)$ . Такого рода оценки дают в среднем  $\gamma \approx 1,5$ , что не противоречит ранее приведенной цифре, учитывая возможную зависимость  $\gamma$  от температуры ПВ.

Поступила в редакцию  
25/1 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, К. К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. М., 1970.
2. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
3. I. C. Skidmore, S. Hart. The equation of State of Detonation products behind overdriven detonation waves in composition B. 5-th Sympos. on Detonation. White Oak, Maryland, 1965.
4. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.
5. Л. В. Альтшулер, Б. Н. Моисеев и др. ЖЭТФ, 1968, 54, 3.

УДК 532.593

### О ЗАТУХАНИИ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В. И. Романова

(Москва)

В работе рассмотрено распространение ударной волны средней силы ( $\sim 10^5$  атм) в конденсированной среде, неоднородной по плотности и упругим свойствам. Распространение ударных волн по неоднородным средам ранее рассматривалось рядом авторов в связи с астрофизическими проблемами. В работе [1] впервые рассматривался выход ударной волны на поверхность звезды с учетом ее неоднородности. Счи-

<sup>1</sup> В этом случае из линейной зависимости  $p$ — $\Delta E$  не получается соотношение аналогичное (3).