

ДВИЖЕНИЕ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

В. Н. Зубарев

(Москва)

Электромагнитным методом измерены скорости движения продуктов взрыва за фронтом детонационных волн в сплаве тротил-гексоген 50 / 50.

Полученные данные о распределении массовых скоростей за фронтом в зарядах различной длины и результаты исследования движения обратных волн разрежения могут быть хорошо описаны, если в кривых массовая скорость — время выделить стационарную зону ~ 0.1 мксек, а последующее движение считать автомодельным.

Обнаруженный экспериментально крутой спад массовой скорости за фронтом волны свидетельствует о возрастании показателя изэнтропии продуктов взрыва при их расширении.

Полученные данные о распределении массовых скоростей использованы для расчета изэнтропии продуктов взрыва в диапазоне давлений от 100 до 250 тыс. атм.

Для автомодельных режимов детонации движение продуктов взрыва (ПВ) за фронтом детонационной волны однозначно определяется параметрами кривой их изэнтропического расширения.

При степенном виде изэнтроп $p = Ar^n$ (A и n — константы) Я. Б. Зельдовичем были выведены [1] линейные зависимости массовой скорости u и скорости звука c от безразмерного параметра $\xi = x / Dt$ (D — скорость детонации). Величины u и c в этом решении линейно спадают от начальных значений в точке Жуге $u_j = D / (n+1)$, $c_j = nD / (n+1)$ до 0 и $D/2$ при $\xi = 1/2$.

Иной результат был получен Тейлором [2], решившим ту же задачу для частного вида [3] изэнтропии ПВ тротила. Рассчитанная в [2] зависимость сильно отклоняется от линейной (отрицательная кривизна вблизи фронта с точкой перегиба при $\xi \approx 0.85$).

Существенное расхождение теоретических зависимостей u (ξ) для различных изэнтроп ПВ указывает на возможность решения обратной задачи: перехода от экспериментальных данных о движении ПВ к их изэнтропе расширения.

Для решения этой задачи в 1956—58 г. была выполнена настоящая работа, посвященная экспериментальному исследованию распределения массовых скоростей при детонации конденсированных ВВ.

Возможным источником сведений об изменениях массовой скорости ПВ в детонационной волне являются измерения интенсивности ударных волн в преградах [4-6]. В результате этих измерений были определены параметры состояния Жуге и ширина зоны повышенных давлений [7, 8]. Полученные данные давали также возможность сделать некоторые заключения и о распределении массовых скоростей за фронтом детонации.

Анализ данных по затуханию ударных волн в преградах был проведен в работе [9]. Скорость затухания ударной волны в преграде была связана в этой работе с параметрами изэнтропии ПВ, и, таким образом, был сделан выбор изэнтропической зависимости, наилучшим образом отвечающий экспериментальным данным. Полученные результаты относятся к состояниям, близким к точке Жуге, что характерно для измерений ударных волн в преградах; они позволяют обследовать лишь узкую область состояний, примыкающих к фронту детонационной волны. Исследования удаленных от фронта участков этим способом затруднительны. Подобные исследования весьма эффективно могут быть проведены электромагнитным методом измерения волновых и массовых скоростей, предложенным в 1948 г. Е. К. Завойским и усовершенствованным В. А. Цукерманом и А. А. Бришем¹. Этот метод позволяет получать

¹ Последними было установлено влияние проводимости ПВ на результаты измерений и выбрана рациональная конструкция и материал датчиков, использованных и в настоящей работе.

данные о движении вещества за фронтом ударных и детонационных волн, особенно при изучении далеких от фронта состояний ПВ.

Некоторые результаты, полученные Е. К. Завойским и В. А. Цукерманом, были воспроизведены и дополнены В. М. Зайцевым [10]. Электромагнитный метод (ЭМ) регистрации распределения массовых скоростей в волне разрежения детонационной волны был использован и в настоящем исследовании.

Постановка опытов и метод измерений. В ЭМ методе непрерывной регистрации массовых скоростей измеряемой величиной является э.д.с. ($\varepsilon(\tau)$), возникающая при движении проводника в магнитном поле H . При постановке опытов по схеме ¹ фиг. 1

$$\varepsilon(\tau) = lHu(\tau)10^{-8} \text{ в}$$

Здесь l , u , H измеряются в см, см/сек и э. Если принять, что перекладина датчика полностью увлекается продуктами взрыва, то можно по зависимости $\varepsilon(\tau)$ судить о распределении скоростей движения вещества за фронтом волны.

Магнитное поле ~ 100 э, в которое помещался исследуемый заряд, создавалось электромагнитами поперечного сечения $\sim 200 \times 200$ мм. Возможные ошибки за счет неоднородности поля на пути движения датчика и изменения напряженности поля со временем не превышали

0.1%. Наводимый при движении перекладины датчика сигнал ~ 1 в передавался через кабель 8 на двухлучевой осциллограф ОК-17М с широкополосным усилителем. Неточности, связанные с нелинейностью амплитудной характеристики ($\sim 10\%$), исключались при обработке записей введением поправок по тарировочным кривым.

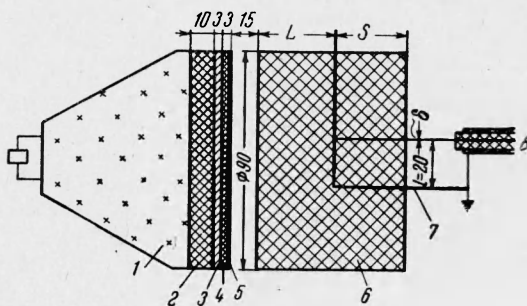
Общей проверкой правильности измерений служили контрольные опыты по определению массовой скорости за фронтом ударной волны в парафине. Амплитуда волны в парафине была определена независимо по методу «откола» [5]. Измеренные двумя методами величины ² практически совпадали (2.03 ± 0.035 и 2.04 ± 0.04 км/сек), что подтверждало правильность абсолютных значений, регистрируемых ЭМ методом.

Опыты проводились с зарядами из сплава тротил-гексоген 50/50. Качество отливки, а также правильность установки датчика в заряде контролировались рентгеном. Скорость детонации сплава составляла 7.65 км/сек, плотность — 1.68 г/см³.

Для исключения влияния боковых разгрузок, искажающих одномерность течения, отношение длины заряда к его диаметру не превышало ²/3.

Датчик П-образной формы из алюминиевой фольги 7 (фиг. 1) устанавливался при заливке заряда. Длина перекладины l и ее ширина были, как правило, ~ 20 мм, а длина шлейфов датчика $S \sim 30$ мм. Последнее обеспечивало время записи ~ 4 мксек до выхода детонации на торец заряда.

Толщину датчика желательно было свести до минимума, исходя из требования его наименьшей инерционности. В опытах использовались фольги толщиной $\delta = 0.1-0.2$ мм. Дальнейшее уменьшение толщины приводило к возрастанию ошибок, обусловленных собственной проводимостью ПВ.

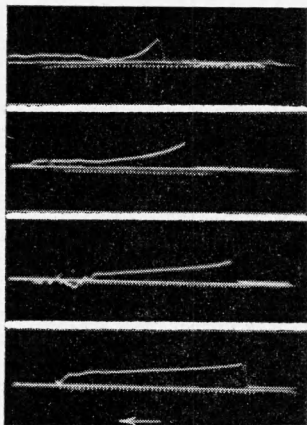


Фиг. 1

¹ Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости чертежа.

² Средние значения десяти опытов.

По [11] проводящим в детонационной волне является тонкий слой вблизи фронта, сопротивление которого порядка 0.1 ом . Если принять эту цифру и толщину датчика 0.1 мм , то в самом неблагоприятном случае движение проводящего слоя ПВ в магнитном поле приведет к завышению измеряемой массовой скорости на $\sim 20 \text{ м / сек}$, что уже сравнимо по величине со случайными ошибками опытов ($\sim 50 \text{ м / сек}$). Дальнейшее уменьшение толщины датчика, очевидно, недопустимо.



Фиг. 2

Применение усложненной системы иницирования, изображенной на фиг. 1, обеспечивало практически мгновенное иницирование основного заряда по его поверхности. Иницирование осуществлялось тонкой (0.05 мм) алюминиевой фольгой 5, разогнанной в воздушном промежутке (15 мм) до скорости $\sim 5 \text{ км / сек}$, достаточной для иницирования заряда без задержки. Время приложения высоких давлений [в этом случае порядка времени циркуляции ударной волны по фольге, т. е. $\sim 0.01 \text{ мксек}$, что по порядку величины совпадает с шириной зоны повышенных давлений в детонационной волне [7,8].

Слой ВВ 4, разгоняющий фольгу, был отделен от линзового заряда 1—2 свинцовой прокладкой 3. Это устраняло «подпор» детонационной волны исследуемого заряда 6 продуктами взрыва линзы.

Неровности фронта возбуждаемой таким способом детонационной волны не превышали 1 мм .

Регистрация массовых скоростей на зарядах различной длины. Зависимости $u(\tau)$ были определены экспериментально для зарядов длиной от 5 до 60 мм . Время τ измерялось от момента прихода детонационной волны к датчику. На осциллограммах этот момент отождествлялся с начальным отклонением луча по вертикали. На фиг. 2 приведены осциллограммы массовых скоростей ПВ. Кадры сверху вниз соответствуют длинам заряда $L = 5, 15, 30, 60 \text{ мм}$ (L — длина от торца заряда до перекладины датчика, фиг. 1). На верхнем луче записываются массовая скорость (стрелка указывает направление развертки), а на нижнем — временной масштаб (частота 10 МГц). Фиг. 2 качественно подтверждает выводы теории о монотонном спаде массовых скоростей, который происходит тем быстрее, чем меньше длина заряда.

Количественное сравнение кривых $u(\tau)$ дано на фиг. 3, а, где представлены усредненные по результатам четырех — шести опытов зависимости, соответствующие зарядам длиной: а — 5 мм , б — 15 мм , в — 30 мм , г — 60 мм . По оси абсцисс на фиг. 3, а отложено $\tau = \tau_e$ (τ_e — экспериментально определяемое время). Эти зависимости могут быть непосредственно использованы для проверки автомодельности детонационной волны.

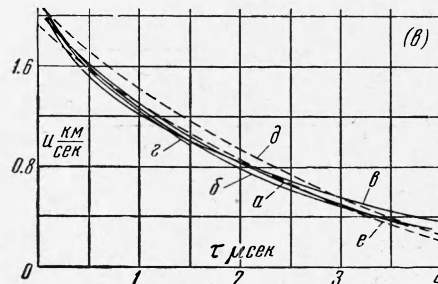
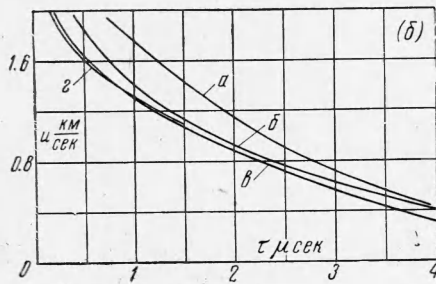
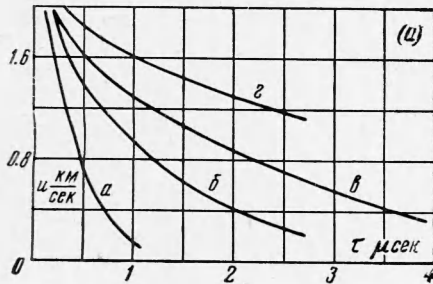
Если волна автомодельна, то изменение масштаба времени должно быть пропорционально длине заряда. Вследствие этого построение $u_i(\tau)$ в координатах $u_i, \tau_e L_0 / L_i$ должно привести к совпадению всех кривых фиг. 3, а. Результаты такого построения ($L_0 = 30 \text{ мм}$) показаны на фиг. 3, б. Большое расхождение кривых на этой фигуре означает, что отклонения от автомодельности после прохождения волной пути $\sim 10 \text{ мм}$ велики. Однако уже при $L > 30 \text{ мм}$ неавтомодельность практически не проявляется.

ся, на что указывает совпадение кривых $u(\tau_e L_0 / L_i)$ для длинных зарядов ($L = 30$ и 60 мм, фиг. 3, б).

Кроме того, как видно из фиг. 3, б, кривые $u_i(\tau_e L_0 / L_i)$ располагаются в определенной последовательности, смещаясь вправо по мере уменьшения длины зарядов L_i . Это обстоятельство свидетельствует о целесообразности

смещения начала отсчета времени на некоторую величину τ_0 , одинаковую для всех кривых фиг. 3, а.

После исключения интервала τ_0 результаты построения в координатах $u_i, (\tau_e - \tau_0)L_0 / L_i$ при $\tau_0 = 0.13$ мксек приведены на фиг. 3, в. Этот график показывает, что после выделения стационарного участка в распределении скоростей последую-



Фиг. 3

щее течение в пределах ошибок эксперимента можно считать автомодельным.

На фиг. 4 полученные результаты перестроены в координатах u, ξ (кривая 1). Переход от лагранжовой системы координат, в которой получены экспериментальные кривые, к эйлеровым координатам дается простым соотношением

$$\xi = \frac{x}{Dt} = \frac{1}{L_0 + D\tau} \left(L_0 + \int_0^\tau u(\tau) d\tau \right) \quad (L_0 = 30 \text{ мм}) \quad (1)$$

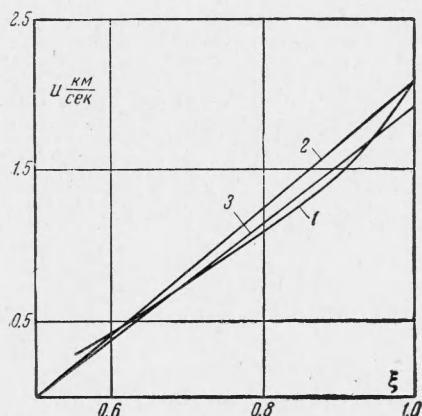
Экспериментальные профили волн, изображенные на фиг. 3, в, и 4, сопоставлены с теоретическим распределением для степенных изэнтроп с показателями $n = 3$ и 2.7 (на фиг. 3, в — пунктирные линии e и d и кривые 3 и 2 — на фиг. 4). Очевидно, что степенные изэнтропы непригодны для описания движения ПВ на достаточно больших участках, сравнимых с путем детонации. Если амплитудное значение массовой скорости ~ 2.07 км/сек, совпадающее с результатами измерения методом откола [12], соответствует значению показателя $n = 2.7$, то в целом распределение скоростей лучше описывается другим показателем $n = 3$.

Регистрация обратных волн разрежения. Выводы, сделанные относительно автомодельности, подтверждаются измерениями времени движения обратных волн разрежения.

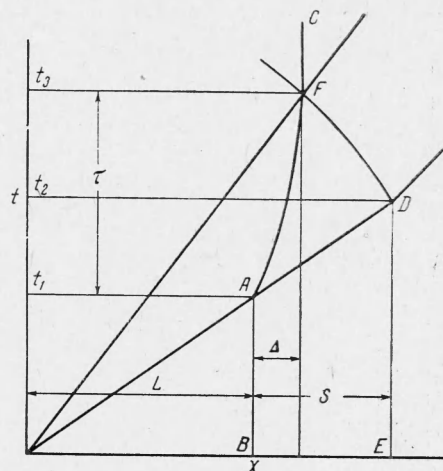
Опыты для этих измерений отличались от изображенных на фиг. 1 лишь тем, что к торцу заряда приставлялся блок из парафина (обладаю-

щего меньшей динамической жесткостью, чем ПВ), через который пропускались шлейфы датчика. Размеры L и S (фиг. 1 и 5) в этих опытах составляли 30 и 10–15 мм, что соответствует измеряемому времени $\tau \sim 3$ –5 мксек.

В результате взаимодействия детонационной волны с границей раздела DE (фиг. 5) в парафине формируется ударная волна, а в про-



Фиг. 4



Фиг. 5

дукты взрыва распространяется волна разрежения DF , которая в точке F приходит к датчику. Приход встречной волны разрежения изменяет знак $du/d\tau$, что соответствует характерному излому в кривой $u(\tau)$. Типичные осциллограммы регистрации обратных волн разрежения показаны на фиг. 6. Временной масштаб на осциллограмме b нанесен также на верхний луч («пички» с частотой 10 мГц).

Полученные данные о времени движения обратных волн разрежения могут быть использованы для проверки автомодельности благодаря тому, что в автомодельной волне, как легко показать, имеет место простое соотношение

$$t_2^2 = t_1 t_3 \quad (2)$$

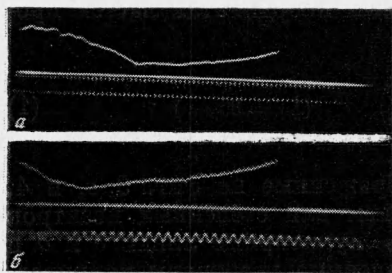
(смысл t_i ясен из фиг. 5), справедливое при любом уравнении состояния ПВ. Соотношение (2) можно переписать в виде

$$\tau = \frac{2S}{D} \left(1 + \frac{S}{2L} \right) \quad (3)$$

Из (3) видно, что τ , соответствующее времени, измеряемому в опытах, зависит только от размеров L , S и скорости детонации, т. е. хорошо известных величин.

Отличие экспериментальных значений τ_e от вычисленных по (3) может служить мерой отклонения волны от автомодельности.

Проведенные опыты дают значение разности этих времен $\Delta\tau = 0.14 \pm \pm 0.04$ мксек (среднее значение из десяти опытов с квадратичным отклонением). Отклонение совпадает по знаку и величине с τ_0 , найденным из сравнения зависимостей $u(\tau)$ для зарядов различной длины.



Фиг. 6

Обсуждение результатов. Изэнтропа продуктов взрыва. Обнаруженное в опытах отклонение от автомодельности, характеризующееся временем t_0 , не может быть однозначно связано с шириной стационарной зоны детонационной волны. Помимо возможного влияния стационарной зоны, величина t_0 может включать неточности, возникающие из-за малых, но все же конечных размеров области установления стационарного режима детонации, и аппаратную постоянную.

Однако, каковы бы ни были причины отступления от автомодельности, после исключения t_0 из кривых распределения массовых скоростей движение ПВ можно рассматривать как автомодельное. В этом случае все полученные данные о распределении скоростей описываются единой зависимостью $u(\xi)$ (фиг. 4), которая является результатом усреднения четырех кривых, приведенных на фиг. 3, в. Эта зависимость использовалась при расчете изэнтропы ПВ.

Прежде всего заметим, что крутой спад экспериментальной кривой массовых скоростей свидетельствует об увеличении изэнтропического показателя

$$n = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial z} \right)_S = \frac{\rho c^2}{p} \quad (z = \ln \rho) \quad (4)$$

при уменьшении плотности ПВ. Действительно, для автомодельной волны

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{D}{1 + (\partial \ln c / \partial z)_S} \quad (5)$$

или

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{2D}{1 + n + (\partial \ln n / \partial z)_S} \quad (6)$$

т. е., как следует из (6), большему наклону $u(\xi)$, в сравнении со случаем $n = n(\rho_j) = \text{const}$, соответствует отрицательная производная $dn / d\rho$. Это доказывает, что на начальных стадиях расширения ПВ за фронтом детонационной волны изэнтропический показатель, определяемый формулой (4), должен возрастать.

Сам факт переменности наклона кривой $u(\xi)$ свидетельствует о непригодности уравнения Албоу [9]

$$p = A\rho^n + B \quad (A, B, n = \text{const}) \quad (7)$$

для описания изэнтропы ПВ даже в сравнительно узком диапазоне плотностей ($1.5-2.3 \text{ г/сек}^3$). Этот вывод следует непосредственно из (5), так как для уравнения (7) $\partial \ln c / \partial z = \text{const}$.

Величины c , p , ρ в детонационной волне, их изменения за фронтом и взаимная связь могут быть просто рассчитаны по зависимости $u(\xi)$.

Скорость звука в ПВ определяется непосредственно по наклону α -характеристик, соответствующих заданному значению массовой скорости

$$x/t = u + c \quad (8)$$

Это дает в параметрическом виде также и зависимость $c(u)$.

Пользуясь известными соотношениями для изэнтропического течения $c d\rho = \rho du$ и $dp = \rho c du$, численным интегрированием можно получить характер изменения плотности и давления за фронтом детонационной волны

$$\rho(\xi) = \rho_j \exp \left(\int_{u_j}^{u(\xi)} \frac{du}{c(u)} \right) \quad (9)$$

$$p(\xi) = p_j + \int_{u_j}^{u(\xi)} c(u) \rho(u) du \quad (10)$$

Зависимости $p(\rho)$ и $p(u)$ находятся после исключения параметра ξ .

Результаты расчетов, проведенных описанным способом, приведены в таблице.

Для иллюстрации на фиг. 7 приведена построенная по данным таблицы изэнтропа $p(\rho)$ (кривая 1) и ее сравнение со степенными зависимостями $p = A\rho^n$ при двух значениях показателя $n = 2.7$ и $n = 3.0$ (линии 2 и 3).

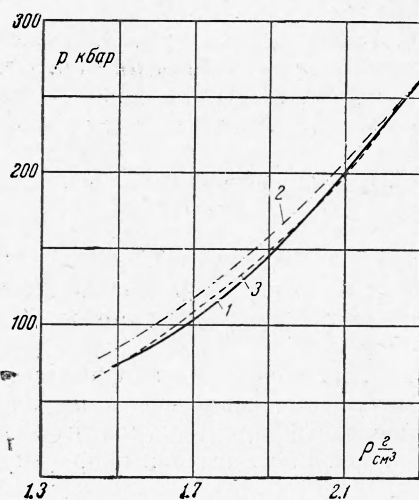
Результаты расчета давлений (10^{11} бар) и плотностей ($г/см^3$) в волне разрежения ПВ

x/Dt	U/D	c/D	ρ	p
1.00	0.271	0.729	2.30	2.65
0.968	0.24	0.728	2.21	2.36
0.933	0.21	0.723	2.12	2.09
0.880	0.18	0.700	2.03	1.83
0.815	0.15	0.665	1.95	1.59
0.747	0.12	0.627	1.86	1.38
0.679	0.09	0.589	1.77	1.18
0.611	0.06	0.551	1.68	1.01
0.543	0.03	0.513	1.58	0.86
0.475	0	0.475	1.49	0.72

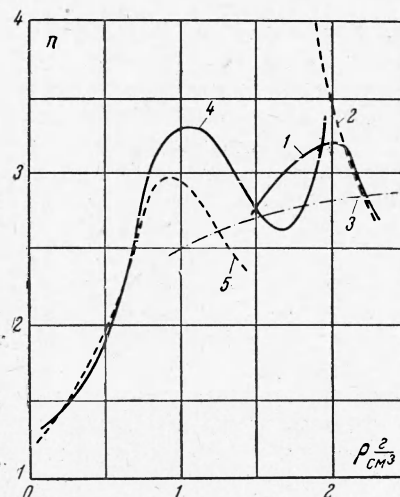
Как и следовало ожидать из сравнения массовых скоростей на фиг. 3, в и 4, ближе к экспериментальной кривой расположена зависимость $p = A\rho^3$, хотя значение давления и плотности ПВ в точке Жуге определяется другим показателем $n = 2.7$.

Результаты расчета, приведенные в таблице, позволяют проследить изменения изоэнтропического показателя (4) при расширении ПВ.

На фиг. 8 дано сравнение зависимости $n(\rho)$ соответствующей кривой массовых скоростей фиг. 4 (кривая 1) с данными других авторов. Как видно из фиг. 8, зависимость $n(\rho)$, полученная в данной работе и рассчитанная для состава «В» (ТГ 35/65) (кривая 2) по уравнению Албоу [9],



Фиг. 7



Фиг. 8

константы в котором были определены по затуханию ударных волн в преградах, практически совпадает в области плотностей, близких к плотности Жуге. При плотностях ПВ, меньших $2 г/см^3$, уравнение Албоу перестает быть справедливым.

На фиг. 8 приведена зависимость $n(\rho)$ для того же состава «В», следующая из уравнения состояния Кистяковского — Вильсона [13] (кривая 3). Из сравнения этой зависимости с экспериментальными кривыми становится очевидным, что уравнение состояния Кистяковского — Вильсона должно приводить к распределению скоростей, сильно отличающемуся

от приведенной на фиг. 4 экспериментальной кривой. Очевидно также, что расчет по этому уравнению состояния должен приводить к более медленному затуханию ударных волн в преградах, чем это следует из эксперимента.

Зависимости 4 и 5 на фиг. 8 для тротила, рассчитанные Джонсом и Миллером [3] при двух начальных плотностях (1.5 и 1.0 г/см³) имеют более сложный вид. Наблюдаемые на этих зависимостях максимумы значительно смещены в области малых плотностей. Различие в составах продуктов взрыва тротила и сплава ТГ 50/50 не позволяет сделать из сравнения определенных выводов, однако такое большое смещение максимума $n(\rho)$ для тротила представляется маловероятным.

Поступила 18 IX 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. О распределении давления и скорости в продуктах детонации взрыва, в частности при сферическом распространении волны. Ж. эксперим. и теор. физ., 1942, т. 12, стр. 389.
2. Taylor G. I. The Dynamic of the Combustion Products Behind Plane and Spherical Detonation Fronts in Explosives. Proc. Roy. Soc. A, 1950, vol. 200, p. 235.
3. Jones H., Miller A. R. The Detonation of Solid Explosives. Proc. Roy. Soc. A, 1948, vol. 194, p. 480.
4. Goranson R. W. et al. Dynamic Determination of the compressibility of Metals. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, p. 1472.
5. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучихин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, стр. 874.
6. Deal W. E. The Measurements of C — j Pressure for Explosive. J. Chem. Phys., 1957, vol. 27, p. 796.
7. Duff R. E., Houston E. Measurements of the C — j Pressure and Reaction Zone Length in a Detonating High Explosive. J. Chem. Phys. 1955, vol. 23, p. 1268.
8. Дремин А. Н., Похил П. Ф. Параметры детонационной волны тротила, гексогена, нитроглицерина и нитрометана. Докл. АН СССР, 1959, т. 128, стр. 989.
9. Drummond W. E. Explosive Induced. Shock. Waves. J. Appl. Phys. 1957, vol. 28, p. 1437.
10. Зайцев В. М., Похил П. Ф., Шведов К. К. Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва. Докл. АН СССР, 1960, т. 132, стр. 1339.
11. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ. Ж. эксперим. и теор. физ., 1959, т. 37, стр. 1543.
12. Дремин А. Н., Ададуров Г. А. Параметры детонации смесей тротил-гексан. Изв. АН СССР, Отд. хим. н., 1960, № 6, стр. 1130.
13. Cowan R. O., Fickett W. Calculation of the Detonation Properties of solid Explosives with the Kistiakowsky — Wilson Equation of State. J. Chem. Phys., 1956, vol. 24, p. 932.