

периментально. На приведенных в [2—4] фотохронограммах фронта волновой конфигурации видно, что существует плавный изгиб, а не излом между падающей и маховской волнами, что также, по-видимому, определяется существованием негюгониевской области.

Поступила в редакцию  
20/VII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Першин, Г. И. Канель. Методы сохранения ударно сжатых образцов и анализ картины сжатия. ВИНТИ, отд. научн. фондов, № 1446—70 от 16 февр. 1970 г.
2. G. R. Fowles, W. M. Isbell. A Method for Hugoniot Equation of State Measurements at Extreme Pressures. J. Appl. Phys., 1965, 36, 4.
3. Г. А. Ададулов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. В. Першин. Определение параметров ударных волн в веществе при его сохранении в цилиндрических ампулах. ФГВ, 1967, 3, 2.
4. Г. А. Ададулов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. Параметры маховского отражения в плексигласовых цилиндрах. ПМТФ, 1969, 2.
5. J. A. Fuller, J. H. Price. Dynamic Pressure Measurements to 300 kilobars with a Resistance Transducer. Brit. J. Appl. Phys., 1964, 15, 6.
6. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1972, 8, 1.
7. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. Расчет критических диаметров детонации жидких ВВ. ПМТФ, 1.
8. P. Laharigue, J. Morvan, J. Houvenin. Refraction d'une onde de choc. Comport. Milieux Denses Hautes Presions Dynam. Paris — New-York, 1968.
9. W. E. Drummond. Explosive Induced Shock Waves, Part II, Oblique Shock Waves. J. Appl. Phys., 1958, 29, 2.
10. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
11. К. Г. Гудерлей. Теория околосвуковых течений. М., ИЛ, 1960.
12. J. Sternberg. Phys. of Fluids., 1959, 2, 2.
13. D. C. Pask. The Reflexion and Diffraction of Shock Waves. J. Fluid Mechanics, 1964, 18, 4.

УДК 662.215.2

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ АДИАБАТЫ ВТОРИЧНОГО СЖАТИЯ

С. Г. Андреев, В. С. Соловьев

(Москва)

В ряде работ [1, 2] для вторичных сжатий принимают кривую  $p-u$ , совпадающую с кривой  $p-u$  первичного сжатия. Для органических жидкостей, приняв специальное уравнение сжимаемости  $p = \rho u (\alpha + \beta u)$  в координатах  $p-\rho$ , были построены кривые первичного сжатия от 0 до  $p_1$  и вторичного сжатия от  $p_1$  первичного сжатия. Кривая первичного сжатия имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho_0 u (\alpha + \beta u) \\ \rho &= \rho_0 \frac{\alpha + \beta u}{\alpha + (\beta - 1)u} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

а кривая вторичного сжатия

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho_0 u (\alpha + \beta u) \\ \rho &= \rho_1 \frac{D_{(u-u_1)}}{D_{(u-u_1)} - (u - u_1)} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где

$$D_{(u-u_1)} = \frac{p - \rho_0 u_1 (\alpha + \beta u_1)}{\rho_1 (u - u_1)}; \quad \rho_1 = \rho_0 \frac{\alpha + \beta u_1}{\alpha + (\beta - 1) u_1};$$

$u_1$  — массовая скорость в первичной волне с давлением  $p_1 = \rho_0 u (\alpha + \beta u_1)$ .

Сравнение положения кривой, построенной по выражению (2) в  $p - \rho$ -координатах с кривыми изотермического сжатия органических жидкостей, полученных в работе [3], показало, что кривая, построенная по выражению (2), с некоторых значений давлений идет ниже кривой изотермического сжатия, что лишено физического смысла. Учитывая, что положение изотерм из [3] хорошо удовлетворяет экспериментальным данным [3, 4], мы вправе предположить, что в координатах  $p - u$  кривые первичного и вторичного сжатия не совпадают. Так как при первичном сжатии вещество приобретает новые значения плотности и скорости звука, то для вторичного сжатия кривая в  $p - u$ -координатах пойдет выше кривой первичного сжатия. Положение кривой вторичного сжатия в  $p - u$ -координатах можно в «нулевом» приближении оценить в предположении совпадения кривых первичного и вторичного сжатия в  $p - \rho$ -координатах. Такое допущение обосновано тем, что в  $p - \rho$ -координатах отклонение кривой вторичного сжатия от кривой первичного сжатия ограничено изэнтропической кривой  $p - \rho$ , которая в свою очередь заключена между адиабатой первичного сжатия и кривой изотермического сжатия. Как показано в работе [3], ударная адиабата незначительно отличается от изотермы.

Итак, если по веществу, ударно сжатому до параметров

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \rho_0 u_1 (\alpha + \beta u_1) \\ \rho_1 &= \rho_0 \frac{\alpha + \beta u_1}{\alpha + (\beta - 1) u_1} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

идет волна вторичного сжатия, за фронтом которой давление  $p$  и массовая скорость  $u$ , то давление на фронте и плотность выражаются:

$$\left. \begin{aligned} p &= p_1 + D_{(u-u_1)} \rho_1 (u - u_1) \\ \rho &= \rho_1 \frac{D_{(u-u_1)}}{D_{(u-u_1)} - (u - u_1)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Обозначим скорость ударного фронта вторичного сжатия относительно массовой скорости за фронтом волны первичного сжатия как  $D_{(u-u_1)} = x$ , а скачок массовой скорости за фронтом волны первичного сжатия как

$u - u_1 = \Delta$  и  $\frac{\alpha + \beta u_1}{\alpha + (\beta - 1) u_1} = \Psi_1$ . Из (4) получим

$$\left. \begin{aligned} p &= p_1 + \rho_0 \Psi_1 x \Delta \\ \rho &= \rho_0 \Psi_1 \frac{x}{x - \Delta} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

По предположению кривая  $p - \rho$  (5) должна совпадать с кривой первичного сжатия:

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho_0 \bar{u} (\alpha + \beta \bar{u}) \\ \rho &= \rho_0 \bar{\Psi} \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

где  $\bar{\Psi} = \frac{\alpha + \beta \bar{u}}{\alpha + (\beta - 1) \bar{u}}$ , а  $\bar{u}$  — некоторая массовая скорость, выступающая в роли параметра в уравнении  $p = p(\rho)$ . Тогда, согласно изложенному, получим:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\eta} &= \eta_1 + \Psi_1 x \Delta \\ \bar{\Psi} &= \Psi_1 \frac{x}{x - \Delta} \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

где  $\bar{\eta} = \bar{u} (\alpha + \beta \bar{u})$ ;  $\eta_1 = u_1 (\alpha + \beta u_1)$ . Решая уравнения (7), определяем скорость фронта  $x$  и скачок массовой скорости  $\Delta$ :

$$\Delta = u - u_1 = \pm \sqrt{\frac{(\bar{\eta} - \eta_1)(\bar{\Psi} - \Psi_1)}{\bar{\Psi} \cdot \Psi_1}}, \quad (8)$$

$$x = D_{(u-u_1)} = \Delta \frac{\bar{\Psi}}{\bar{\Psi} - \Psi_1}. \quad (9)$$

Когда ударная волна вторичного сжатия идет в том же направлении, что и волна первичного сжатия, то следует брать знак «плюс», а знак «минус» — в случае противоположного направления волн первичного и вторичного сжатия. Уравнения (6), (8), (9) задают в параметрическом виде в  $p - u$ -координатах адиабату вторичного сжатия:

$$\left. \begin{aligned} p &= u_1 \pm \sqrt{\frac{\bar{\Psi} - \Psi_1}{\bar{\Psi} \cdot \Psi_1} (\bar{\eta} - \eta_1)}, \\ p &= \rho_0 \bar{\eta}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Окончательно выражение для ударной адиабаты в параметрическом виде может быть получено после подстановки  $\bar{\Psi}$ ,  $\Psi_1$ ;  $\bar{\eta}$ ;  $\eta_1$ :

$$\left. \begin{aligned} p &= \rho_0 \bar{u} D \\ u &= u_1 \pm \sqrt{u_1^2 + \bar{u}^2 - u_1 \bar{u} (D_1/D + \bar{D}/D_1)}, \\ D_{(u-u_1)} &= \frac{\bar{D} \bar{u} - D_1 u_1}{u - u_1} \cdot \frac{D_1 - u_1}{D_1}, \\ \rho &= \rho_0 \frac{\bar{D}}{D - \bar{u}}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где  $u_1$  — массовая скорость ударной волны первичного сжатия;

$$\bar{D} = \alpha + \beta \bar{u}; \quad D_1 = \alpha + \beta u_1; \quad \bar{u} \geq u_1.$$

На рис. 1 для нитрометана ( $\rho_0 = 1,14 \text{ г/м}^3$ ;  $\alpha = 1,615 \text{ км/сек}$ ;  $\beta = 1,7$ ) в  $p - u$ -координатах построены кривые вторичного сжатия для «нулевого» приближения. Кривая с индексом «0» — ударная адиабата первичного сжатия. Приведенный случай соответствует одинаковому направлению волн первичного и вторичного сжатия. Из-за различия в  $p - \rho$ -координатах хода кривых первичного и вторичного сжатия, реальные кривые вторичного сжатия в координатах лежат между кривой первичного сжатия с индексом «0» и соответствующими кривыми вторичного сжатия для принятого «нулевого» приближения.

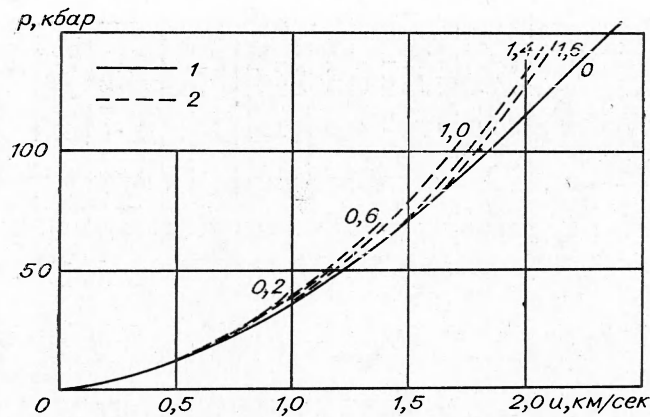


Рис. 1. Ударная адиабата в форме  $p = \rho_0 u (\alpha + \beta u)$  (1) и кривая вторичного сжатия «нулевого приближения» (2). Цифры обозначают массовую скорость на фронте ударной волны первичного сжатия, км/сек.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АДИАБАТЫ ВТОРИЧНОГО СЖАТИЯ

Для проверки принятого допущения был разработан метод определения адиабат вторичного сжатия. На рис. 2 представлена схема экспериментальной сборки, а на рис. 3 — типичная фоторегистрация процесса. Экспериментальная сборка состоит из нагружающего заряда с ПВГ 4, корпуса сборки (ослабителя 3), в которую помещается исследуемое вещество (прозрачная жидкость 1), и отражающей пластины 2 из алюминия, являющейся источником вторичной волны сжатия, противоположной направлению первичного сжатия в веществе перед пластиной. В  $x-t$ -координатах процесс в окрестностях пластины 2 представлен на рис. 4, а в  $p-u$ -координатах — на рис. 5.

В момент времени  $t_1$  к отражающей пластине (см. рис. 4) подходит ударная волна первичного сжатия исследуемой жидкости. Давление и массовая скорость за фронтом могут быть легко определены:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \rho_{01} D_1 \frac{D_1 - \alpha_1}{\beta_1} \\ u_1 &= \frac{D_1 - \alpha_1}{\beta_1} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

На  $p-u$ -диаграмме это состояние изображается точкой 1. В момент времени  $t_1$  ударная волна  $D_1$  отразится от поверхности раздела вещество — пластина. По жидкости пойдет отраженная ударная волна  $D_2$ , по пластине — ударная волна  $D_{2п}$ ; давление за обоими фронтами  $p_2 = \rho_{02} u_2 (\alpha + \beta u_2)$  определяется точкой 2 на рис. 5, пересечением известной ударной адиабаты пластины и неизвестной ударной адиабатой вторичного сжатия вещества. Значения  $p_2$  и  $u_2$  определяются по параметрам распада при выходе ударной волны из пластины в исследуемое вещество (момент времени  $t_3$ ). Для тонких пластин ( $\delta \leq 1$  мм) и сравнительно длинных нагружающих зарядов ( $L = 2,5 d$ ) затуханием ударной волны в пластине можно пренебречь. После распада по жидкости пойдет ударная волна  $D_3$ , а по пластине — волна разряжения, разгру-

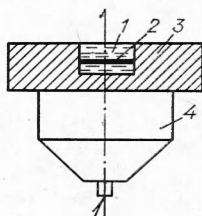


Рис. 2. Схема экспериментальной сборки.

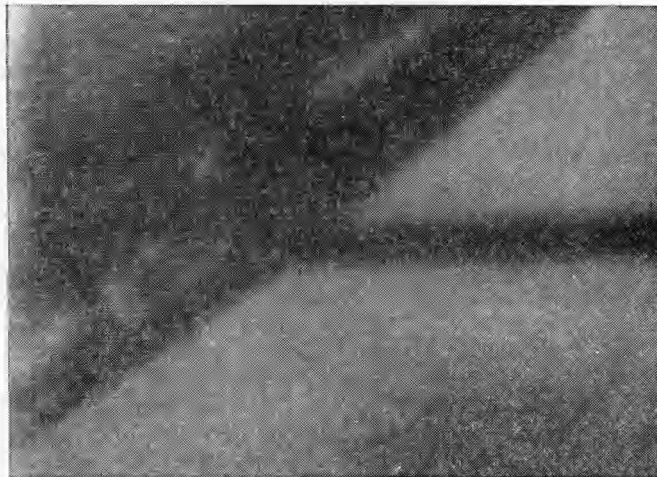


Рис. 3. Типичная фоторегистрация.

жающая пластину до давления  $p_3$ . Параметры в точке 3 могут быть определены из соотношения:

$$\left. \begin{aligned} p_3 &= \rho_{01} D_3 \frac{D_3 - \alpha_1}{\beta_1} \\ u_3 &= \frac{D_3 - \alpha_1}{\beta_1} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Нетрудно видеть, что для определения параметров в точке 3 необходимо измерить скорость ударной волны в среде за пластиной, что не составляет больших трудностей. Правда, следует отметить, что скорость  $D_3$  нужно измерять на базе не более  $\delta^*$  (рис. 4), так как в точке  $x^*$  происходит усиление первой волны второй (последующими) за счет многократно пульсирующей разгрузки пластины при условии  $\rho_{02} c_{02} > \rho_{01} c_{01}$ . Догон второй волной первой происходит на расстоянии  $\delta^*$ , что в масштабе пленки СФР-2М соответствует отрезку  $\sim 3$  мм, это вполне достаточно для расшифровки фоторегистрации при увеличении.

Как уже указывалось, на  $p-u$ -диаграмме точка 3 (см. рис. 5) лежит на пересечении адиабаты первичного сжатия исследуемого вещества и кривой разгрузки пластины. Зная указанные кривые, можно однозначно определить давление и массовую скорость за фронтом волны вторичного сжатия, а следовательно, уточнить положение адиабаты

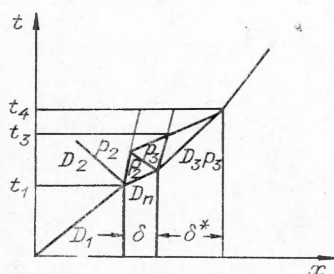


Рис. 4.  $x-t$ -диаграмма взаимодействия ударной волны с пластиной.

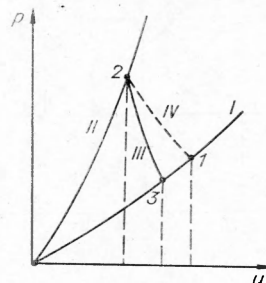


Рис. 5.  $p-u$ -диаграмма процесса взаимодействия ударной волны с пластиной.

$D_1$ , км/сек	$D_3$ , км/сек	$u_1$ , км/сек	$p_1$ , кбар	$u_3$ , км/сек	$p_3$ , кбар	$u_2$ , км/сек	$p_2$ , кбар	$u_2^*$ , км/сек	$p_2^*$ , кбар	$u_2^{**}$ , км/сек	$p_2^{**}$ , кбар	Обоз- нач. на рис. 6
4,32	3,94	1,59	78,6	1,37	62	0,895	162	0,845	150	0,923	165	1
3,92	3,48	1,35	60,7	1,1	44	0,725	126,5	0,685	117	0,74	128	2
3,86	3,47	1,345	59,5	1,085	43	0,698	120,5	0,67	115	0,743	125,5	3

Примечание.  $p_2, u_2$  — значения давления и массовой скорости, определенные из эксперимента;  $p_2^*, u_2^*$  — давление и массовая скорость в отраженной волне при условии сохранения формы кривой  $p-u$  во вторичной волне;  $p_2^{**}, u_2^{**}$  — давление и массовая скорость в отраженной волне для нулевого приближения.

вторичного сжатия относительно кривой «нулевого» приближения. Кривая разгрузки пластины может быть взята как симметричное отображение кривой нагрузки:  $p = \rho_{02}(2u_2 - u)[\alpha_2 + \beta_2(2u_2 - u)]$ . Для уточнения кривой разгрузки использовались результаты работы [5].

Уточненное уравнение кривой разгрузки может быть представлено в виде:

$$p = \rho_{02}(2u_2 - u)[\alpha_2 + \beta_2(2u_2 - u)] - \kappa \rho_{02} u_2 (\alpha_2 + \beta_2 u_2),$$

где  $\kappa = \frac{p_{ya} - p_{из}}{p_{ya}}$ , а  $p_{ya}$  — давление, взятое на ударной адиабате;

$p_{из}$  — давление, взятое на изэнтропе расширения. Подставляя в уравнение (14) значение  $p = p_3$  и  $u = u_3$ , определяемые из (8) по экспериментально замеренной скорости  $D_3$ , и решая его при  $\kappa = \text{const}$ , получим:

$$u_2 = \frac{\sqrt{[\alpha_2(2 - \kappa) - 4\beta_2 u_3] + 4\beta_2(4 + \kappa) \left( \frac{p_3}{\rho_{02}} + u_3 \alpha_2 - \beta_2 u_3^2 \right)} - [\alpha_2(4 - \kappa) - 4\beta_2 u_3]}{2(4 + \kappa)\beta_2},$$

$$p_2 = \rho_{02} u_2 (\alpha_2 + \beta_2 u_2). \quad (15)$$

Выражения (12) и (15) определяют две точки на ударной адиабате двойного сжатия. Получение большего числа точек требует знания кривых разгрузки материалов с различными акустическими жидкостями,

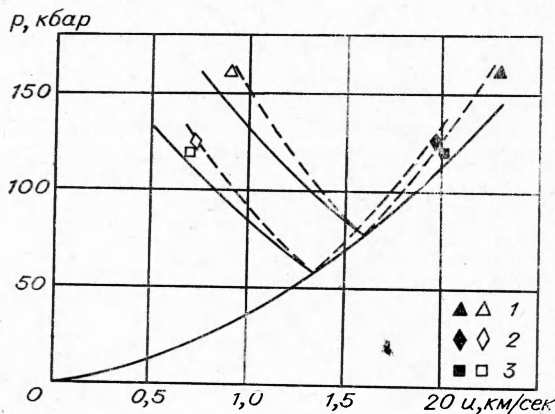


Рис. 6. Сравнение экспериментальных данных с проведенными расчетами. (Обозначения см. в таблице. Темные значки — симметричное отображение экспериментальных результатов).

отличными от алюминия. Результаты экспериментов и расчетов по полученным зависимостям представлены в таблице и на рис. 6. Для принятого диапазона давлений  $\kappa$  имеет значение 0,08. Из сопоставления кривых «нулевого» приближения с экспериментальными данными следует сделать вывод, что реальные ударные адиабаты вторичного сжатия лежат между кривыми первичного ударного сжатия и кривыми «нулевого» приближения. Отличие в значениях параметров первичного и вторичного ударного сжатия в  $p-u$ -координатах не превышает 15% при удвоении

давления. В области низких давлений отличие «нулевого» приближения от первичного сжатия настолько мало, что позволяет надежно использовать связь  $p - \rho$  для многократных сжатий.

Поступила в редакцию  
18/XI 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Современная техника сверхвысоких давлений. М., «Мир», 1964.
2. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 4.
3. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1969, 4.
4. L. M. Barker, C. D. Lundegan. J. Appl. Phys., 1964, 35, 4.

УДК 532.593

### ПРИБЛИЖЕНИЕ КИРКВУДА — БЕТЕ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

В. К. Кедринский  
(Новосибирск)

Решение задачи о распространении цилиндрической ударной волны подводного взрыва основано на использовании приближенного метода, предложенного Кирквудом и Бете и примененного ими при расчете ударных волн для сферических зарядов [1].

#### ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

1. Рассматривается заряд радиуса  $a_0$  бесконечной длины, помещенный в безграничную жидкость.
2. Детонация заряда предполагается мгновенной.
3. Течение жидкости изэнтропично и потенциально, ударная адиабата для жидкости заменяется изэнтропическим уравнением состояния Тэта

$$p + B = B(\rho/\rho_0)^n, \quad (1)$$

где  $p$  — давление в жидкости;  $\rho$  — плотность жидкости;  $B=3050$  атм и  $n=7,15$  — постоянные.

4. Начальные условия для продуктов детонации и на границе газовой полости со стороны жидкости определяются из условия распада произвольного разрыва для мгновенной детонации и адиабатичности процесса с показателем адиабаты для продуктов взрыва  $\gamma=3$ .

5. При определении поведения границы взрывной полости внутренними отражениями волн разрежения, распространяющихся в продуктах взрыва после распада, пренебрегаем.

6. Задача рассматривается в так называемом «пиковом» приближении. Это означает, во-первых, что определение параметров ударной волны производится только в области, близкой к фронту. Во-вторых, на границе полости со стороны жидкости изменение давления  $p$  и энтропии  $\omega$  во времени задается экспоненциальным законом

$$p|_{r=a} = p(0) \cdot e^{-t/\theta_1}, \quad \omega|_{r=a} = \omega(0) \cdot e^{-t/\theta_1}.$$

Постоянная спада экспоненты выбирается из условия правильного начального значения  $\frac{dp}{dt}$ .