

## ДВОЙНОЙ ВЗРЫВ В СОВЕРШЕННОМ ГАЗЕ

Э. И. Андрианкин, Н. Н. Мягков

(Москва)

Задачи о сильном взрыве в настоящее время достаточно хорошо изучены. Найдено аналитическое решение [1], исследованы автомодельные уравнения [1—3] и разработаны приближенные и численные методы расчета [3—10]. Представляет интерес аналогичным способом исследовать задачу о двойном взрыве, которая в простейшем случае может быть сформулирована следующим образом. В момент времени  $t = -t_0$  на плоскости, линии или в точке (соответственно параметр симметрии  $\nu = 1, 2, 3$ ) происходит мгновенное выделение энергии  $E_1^0$ . В момент времени  $t = 0$  в центре симметрии первого взрыва происходит второй взрыв с энергией  $E_2^0$ . Будем считать показатели адиабаты  $\gamma$  за фронтами двух взрывных волн одинаковыми, плотность невозмущенного газа  $\rho_0$  — постоянной. Первую волну считаем сильной. Очевидно, что в такой постановке течение между фронтами двух волн до их слияния ( $t \leq t_c$ ) и спустя много времени после слияния ( $t \gg t_c$ ) описывается автомодельным решением [1]. Для расчета неавтомодельного течения за второй ударной волной можно воспользоваться численными методами [4—6, 8—10]. В данной работе не учитывается влияние диссипации, ионизации и излучения на сильный взрыв.

Несмотря на простоту постановки, задача является важной для теории взрыва, так как по сравнению с классическим решением содержит два новых параметра управления:  $\lambda = E_2^0/E_1^0$  и  $t_0$ .

После возникновения второго взрыва и до момента слияния ( $t \leq t_c$ ) течение в области между фронтами характеризуется величинами  $E_1^c, \rho_0, \gamma, \nu, r, t$  и поэтому зависит от одной безразмерной переменной  $\eta = r[E_1 t^2/\rho_0]^{-1/(\nu+2)}$ . Для описания течения за фронтом второй волны необходимо добавить параметры  $E_2^c$  и  $t_0$ , поэтому здесь течение перестает быть автомодельным и зависит от двух независимых переменных  $\eta$  и  $\tau = t/t_0$ , а также от параметров  $\lambda^0, \nu, \gamma$ . Таким образом, расчет необходимо проводить при каждом конкретном  $\lambda^0$ , а  $t_0$  учитывается как масштаб времени аналогично задаче о взрыве с противодействием. Рассматриваем конечные  $t_0 < \infty$ . В этом случае вторая волна всегда догонит первую, так как по условию первая волна всегда сильная и любая  $C_+$ -характеристика догоняет ее фронт за конечное время. Появление двойной конфигурации практически не сливающихся волн связано с учетом противодействия в невозмущенном газе, приводящем к образованию отрицательной фазы уже за первой волной.

Индексами 1\* и 2\* обозначим соответственно величины на фронте первой и второй ударной волны. Индексом \* отметим величины на фронте волны, образовавшейся в результате слияния фронтов двойного взрыва (результатирующая волна).

**1. Автомодельные стадии движения.** В первые моменты ( $t \ll t_0$ ) после второго точечного взрыва распространение его ударной волны автомодельно, так как в начальной стадии точечный взрыв всегда сильный, и поэтому течение определяется энергией  $E_2^0$  и степенным распределением плотности в центре первого взрыва в момент  $t = 0$  (давлением и скоростью перед фронтом второй ударной волны в этом приближении пренебрегаем), т. е. за времена  $t \ll t_0$  первую волну считаем неподвижной (последовательные приближения, при которых это допущение верно, рассмотрены ниже). Из асимптотического представления плотности в центре первой волны [1] возьмем первый член разложения:

$$\rho = Ar^\omega, \quad \omega = \nu/(\gamma - 1), \quad E_1^0 = \alpha_1(\nu, \gamma) E_1,$$

$$A = b(\nu, \gamma) \rho_{1*} (r_1^0)^{-\omega}, \quad r_1^0 = r_{1*}(t=0) = (E_1 t_0^2/\rho_0)^{1/(\nu+2)},$$

где  $b, \alpha_1$  — автомодельные постоянные;  $r_1^0$  — положение фронта первой волны в момент второго взрыва (масштаб расстояния).

Течение за фронтом второй волны при  $t \ll t_0$  зависит от автомодельной переменной  $\xi = r/(r_1^0 x)$ , где величина  $x = r_{2^*}/r_{1^*}$  определяется в этом предельном случае из формулы

$$x = \frac{r_{2^*}}{r_{1^*}} = \left[ \frac{(\gamma - 1) \lambda \tau^2}{(\gamma + 1) b(\nu, \gamma)} \right]^{\frac{1}{\nu + 2 + \omega}},$$

где  $\lambda = k(\nu, \gamma) \lambda^0$ ;  $\tau = t/t_0$ .

Из баланса энергии были вычислены значения автомодельной постоянной  $k(\nu, \gamma)$  в случае  $\gamma = 1,4$ ,  $\nu = 3$  и  $1$ , которые оказались соответственно равными  $7,42$  и  $3,84$ . Решение задачи о сильном взрыве в среде с переменной плотностью приведено в [1, 3].

Заметим теперь, что поздняя стадия двойного взрыва после слияния волн  $t \gg t_c$  также автомодельна и описывается известным решением с энергией  $E^0 = E_1^0 + E_2^0$  всюду, исключая центральную область, где распределение энтропии зависит от прохождения двух ударных волн и их взаимодействия при догоне. При  $t \gg t_c$  влияние параметра  $t_0$  становится несущественным, и при  $\tau \rightarrow \infty$  имеем

$$(1.1) \quad p_*/p_{1^*} = (1 + \lambda^0)^{2/(\nu+2)}, \quad r_*/r_{1^*} = (1 + \lambda^0)^{1/(\nu+2)}.$$

За критерий выхода двойного взрыва после слияния ударных фронтов на автомодельный режим можно принять числовое отличие, например, на 5%, давления на фронте двойного взрыва  $p_*(\tau)$  по отношению к амплитуде  $p_0(\tau)$  сильного взрыва с энергией  $E^0$ , тогда времена  $\tau^0$ , при которых это условие выполнено, определяются из неравенства

$$(1.2) \quad [p_*(\tau^0) - p^0(\tau^0)]/p^0(\tau^0) \leq 0,05.$$

Расчеты показывают, что тот из двойных взрывов выходит раньше на автомодельный режим (т. е. обладает меньшим  $\tau_0$ ), у которого время слияния фронтов  $\tau_c$  меньше, причем результирующая волна, согласно критерию (1.2), будет близка к автомодельному режиму несколько раз, так как образование после взаимодействия волн последовательности дополнительных разрывов (см. ниже), догоняющих результирующую волну, будет нарушать неравенство (1.2). Однако при критерии относительного отличия давлений на 5% это нарушение будет осуществляться лишь первой вторичной волной, как наиболее интенсивной, и то только для  $\lambda^0 \sim 1$ , для учета последующих вторичных волн критерий (1.2) надо значительно усилить. Оказывается, что первый выход на автомодельный режим осуществляется за времена, соизмеримые с временем слияния  $\tau_c$  для данного  $\lambda$ . Так, в плоском случае для  $\lambda^0 = 5$   $\tau^0 = 3,4 \tau_c$ , для  $\lambda^0 = 1$   $\tau^0 = 2,7 \tau_c$ . При  $\lambda^0 \gg 1$  или  $\lambda^0 \ll 1$  дополнительные разрывы пренебрежимо малы, поэтому результирующая волна выходит на автомодельный режим один раз, а время выхода  $\tau^0 \sim \tau_c$ . Второй выход на автомодельный режим для  $\lambda^0 \sim 1$  осуществляется при  $\tau^0$ , значительно превышающем  $\tau_c$ , которое соответствует этому  $\lambda^0$ , но и здесь  $\tau^0$  монотонно увеличивается с ростом  $\tau_c$ .

**2. Первое и второе приближение для второго взрыва при  $\tau \ll 1$ .** При рассмотрении автомодельности второго взрыва для  $\tau \ll 1$  полагали первую волну неподвижной ( $r_{1^*} = r_1^0$ ).

Рассмотрим первые приближения, следующие за автомодельным, учитывая теперь не только плотность, но также давление и скорость перед фронтом второй волны. Приближение будем осуществлять по временной переменной  $x = r_{2^*}/r_{1^*}$ , в основном следуя методам, обзор которых сделан в [3]. Среда перед фронтом второй волны соответствует центральному интервалу первой ударной волны:

$$(2.1) \quad \rho = b(\nu, \gamma) \rho_{1^*} (r/r_{1^*})^\omega, \quad p = h_1(\nu, \gamma) p_{1^*}, \quad v = \sigma(\nu, \gamma) x v_{1^*}.$$

Уравнения газовой динамики для второй волны возьмем в дивергентном виде и преобразуем их к переменным

$$(2.2) \quad \begin{aligned} g &= \rho/\rho_{2*}, \quad h = p/p_{2*}, \quad \varphi = (r_{2*}v)/(D_{2*}r), \\ \xi &= r^v/r_{2*}^v, \quad x = r_{2*}/r_{1*}. \end{aligned}$$

Представим приближенное решение около точки  $x = 0$  в виде асимптотического ряда по  $x^v$

$$(2.3) \quad \mathbf{G} = \sum_i \mathbf{G}^{(i)} x^{vi}, \quad i = 0, 1, 2, \dots,$$

где  $\mathbf{G}$  — вектор-столбец с компонентами  $g, h, e, \varphi$ . Здесь

$$e = h + \left( \frac{\gamma+1}{2} \xi^{1/v} \varphi \right)^2 g.$$

Приближение для скорости фронта зададим в виде [2]

$$\begin{aligned} -\ln D^2 &= \ln(A_0 x^{\omega+v}) + A_{10} x^v + A_{20} x^{2v} + \dots, \\ D &= D_{2*}/D_{1*}, \quad A_0 = [(\nu+2+\omega)^2 b(\nu, \gamma)(\gamma+1)]/[(\nu+2)^2 \lambda(\gamma-1)], \end{aligned}$$

где  $A_{10}$  и  $A_{20}$  — неизвестные постоянные, подлежащие определению. Граничные условия на фронте ( $\xi = 1$ ) второй волны:

$$(2.4) \quad \begin{aligned} g_{2*}^{(0)} &= 1, \quad h_{2*}^{(0)} = 1, \quad \varphi_{2*}^{(0)} = 2/(\gamma+1), \quad g_{2*}^{(i)} = 0, \quad h_{2*}^{(i)} = 0, \quad i = 1, 2, \\ \varphi_{2*}^{(1)} &= -4\gamma H(\nu, \gamma, \lambda)/(\gamma^2 - 1), \quad H = \left( \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^2 \frac{h_1 A_0}{b(\nu, \gamma)}, \end{aligned}$$

$h_1$  — противодавление перед фронтом второй волны (2.1). В центре  $\xi = 0$  имеем

$$\varphi(0, x) = 1/\gamma + x^v \varphi^{(1)}(0) + x^{2v} \varphi^{(2)}(0) + \dots,$$

$\varphi_0^{(i)}$  — постоянные. Подставляя в исходную систему уравнений, преобразованную к переменным (2.2), разложение (2.3) и группируя члены при  $x^{vi}$  с одинаковыми  $i = 0, 1, 2$ , получим системы обыкновенных дифференциальных уравнений для соответствующих приближений.

Значение  $i = 0$  соответствует автомодельному решению сильного взрыва в среде с переменной плотностью. Автомодельность второй волны сохраняется с высокой точностью и для не совсем малых  $x$  в зависимости от  $\lambda$ . Например, в сферическом случае при  $\lambda^0 = 1$ ,  $x = 0,11$  и при  $\lambda^0 = 10$ ,  $x = 0,25$  давление на фронте второй волны превышает давление перед фронтом приблизительно в 100 раз.

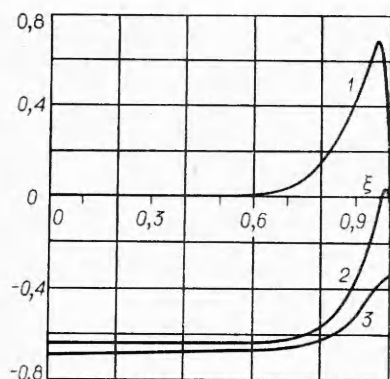
Рассмотрим первое приближение ( $i = 1$ ). Будем считать  $\omega > \nu - 2$ , чтобы в (2.1) не учитывать члены более высокого порядка в выражении для разложения плотности в центральном интервале первой волны.

Система уравнений первого приближения имеет вид

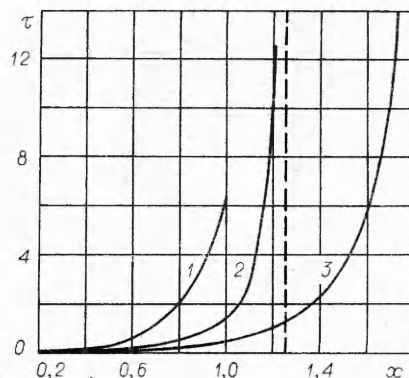
$$(2.5) \quad \begin{aligned} g^{(1)} \left( \frac{\omega}{\nu} + 1 \right) - \frac{\xi \gamma}{(\gamma-1)^2} H g^{(0)} - \xi g^{(1)'} + [\xi (g^{(0)} \varphi^{(1)} + g^{(1)} \varphi^{(0)})]' &= 0, \\ -(A_{10} + H) e^{(0)} - \xi e^{(1)'} + [\xi \varphi^{(0)} (e^{(1)} + (\gamma-1) h^{(1)}) + \xi \varphi^{(1)} (e^{(0)} + & \\ + (\gamma-1) h^{(0)})]' &= 0, \\ -(A_{10} + H) h^{(0)} - \xi h^{(1)'} + \gamma (\varphi^{(0)} h^{(1)} + \varphi^{(1)} h^{(0)}) + & \\ + \xi (\varphi^{(0)} h^{(1)'} + \varphi^{(1)} h^{(0)'}) + \gamma \xi (h^{(0)} \varphi^{(1)'} + h^{(1)} \varphi^{(0)'}) &= 0, \\ e^{(1)} = h^{(1)} + \left( \frac{\gamma+1}{2} \xi^{1/v} \right)^2 (\varphi^{(0)2} g^{(1)} + 2\varphi^{(0)} \varphi^{(1)} g^{(0)}) & \end{aligned}$$

(штрихом обозначены производные по переменной  $\xi$ ).

В систему (2.5) входит постоянная  $A_{10}$ . Расщепляя зависимые переменные  $\mathbf{G}^{(1)} = \mathbf{G}^{(11)} + A_{10} \mathbf{G}^{(12)}$  на две системы уравнений для  $\mathbf{G}^{(11)}$  и  $\mathbf{G}^{(12)}$  и присоединяя к ним автомодельные уравнения для  $\mathbf{G}^{(0)}$  и граничные



Фиг. 1



Фиг. 2

условия (2.4), получим замкнутую систему уравнений для численного решения задачи в первом приближении. Эта система имеет один интеграл, аналогичный приведенному в [3] (с. 122). В систему (2.5) и соответствующие граничные условия (2.4) параметр  $H \sim 1/\lambda$  входит линейно, т. е. делением всех уравнений на  $H$  приходим к системе, не зависящей от  $\lambda$ . Это важное свойство позволяет провести численное решение для какого-либо одного  $\lambda^0$ , например  $\lambda^0 = 1$ . Для других  $\lambda^0$  решение получается простым делением на нужное  $\lambda^0$  (при фиксированных  $v, \gamma$ ).

Следовательно, можно записать для зависимых переменных в первом приближении

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}^{(0)} + (x^v/\lambda)\mathbf{Q}^{(1)},$$

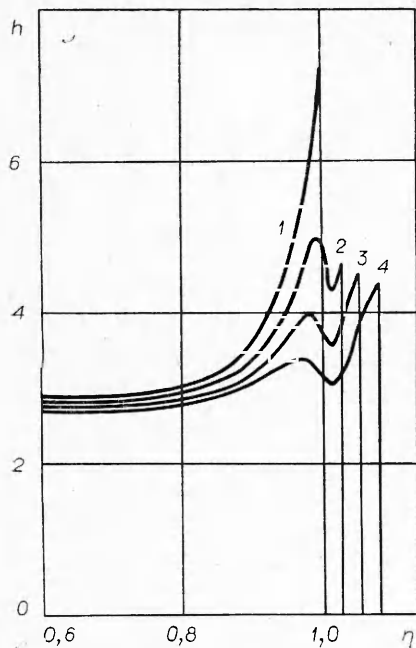
$\mathbf{Q}^{(1)} = \mathbf{G}^{(1)}\lambda$  от  $\lambda$  не зависит. В этом приближении  $\lambda$  входит в  $\mathbf{G}$  только в комбинации  $T = x^v/\lambda$  (масштаб времени). На фиг. 1 приведены результаты численного решения задачи в первом приближении для плоского случая,  $\gamma = 1.4, v = 1$ . Кривая 1 обозначает плотность  $g^{(1)}$ , 2 — давление  $h^{(1)}$ , 3 — скорость  $\varphi^{(1)}$ .

Во втором приближении, так как плотность в центральном интервале первой волны берем в виде (2.1), необходимо положить  $\gamma < 1 + v/(2v - 2)$ . В уравнения этого приближения из граничных условий на фронте ударной волны войдут противодавление  $h_1$  и члены, пропорциональные  $x^\beta$  ( $\beta = (\omega + v + 2)/2$ ), учитывающие движение среды перед фронтом второй волны и движение первого фронта. Заметим, что при  $\gamma < 1 + v/(3v - 2)$  всегда имеем  $\beta > 2v$  и можно, как и в первом приближении, считать первую волну неподвижной. В этом случае второе приближение может быть рассмотрено аналогично первому, а искажение, вызванное движением первой волны, проявится лишь в третьем приближении.

При малых  $\lambda$  масштаб  $x^v/\lambda$  характеризует наличие в центре особенности типа пограничного слоя, в котором происходит резкое изменение величин на фронте второй волны. Появление этой особенности при двойном взрыве (в отличие от автомодельного решения для одного взрыва) обусловлено присутствием характерного масштаба явления  $r_1^0$  (или  $t_0$ ). Из рассмотрения задачи в первом приближении можно сделать следующие оценки:  $x^v \ll \lambda$  — область, где второй взрыв сильный,  $\lambda \ll x^v \leq 1$  — область, где вторая ударная волна вырождается в квазиакустическую (при  $\lambda \ll 1$ ).

Первое приближение было использовано в настоящей работе при задании начальных данных для численного решения поставленной задачи о двойном взрыве.

**3. Результаты численного решения.** Как уже отмечалось, предельные значения  $\tau \ll 1$  и  $\tau \gg 1$  соответствуют автомодельному решению.



Ф и г. 3

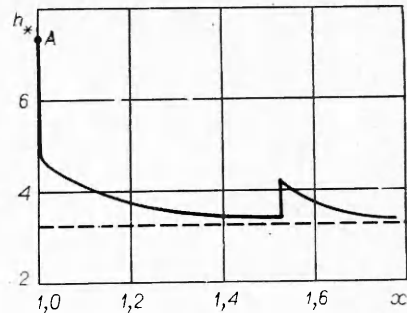
Для промежуточных значений  $\tau$  задача решалась численно в широком диапазоне изменения времени.

Решение проводилось методом С. К. Годунова по явной и неявной схемам, которые описаны в [6].

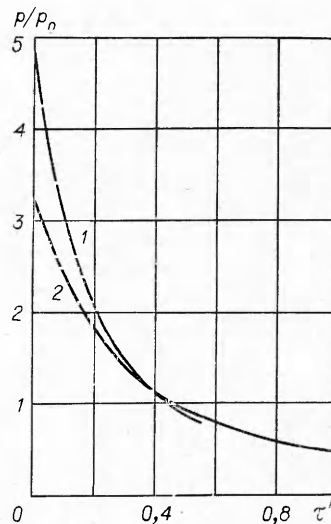
В процессе счета выделялся фронт второй волны, а после слияния волн — фронт результирующей ударной волны. Точность расчета контролировалась законами сохранения массы и энергии всего поля течения. Ошибки не превышали 2—4%. При  $\tau < \tau_c$  ( $\tau_c$  — время слияния фронтов) течение перед фронтом второй волны вычислялось на каждом шаге из автомодельных уравнений для сильного взрыва. При  $\tau \geq \tau_c$  начальное приближение давления в алгоритме распада разрыва на фронте результирующей ударной волны задавалось как давление на фронте автомодельной волны, соответствующей суммарной энергии двух волн. Численное решение было проведено для  $\lambda^0 = 1$  и 5 при  $\gamma = 1,4$  в плоском случае ( $\nu = 1$ ). Результаты численного решения представлены на фиг. 2—5.

Из соображений размерности можно видеть, что время связано с положением какого-либо из фронтов  $x = r_*/r_{1*}$  зависимостью  $\tau = \tau(\gamma, \nu, \lambda, x)$ . Эта зависимость представлена на фиг. 2. Прямой  $x = 1$  соответствует траектория фронта первой ударной волны. На фиг. 2 кривая 1 — значение  $\lambda^0 = 0$  ( $C_+$ -характеристика), 2 —  $\lambda^0 = 1$ , 3 —  $\lambda^0 = 5$ . Все возможные времена слияния фронтов заключены в пределах от 0 до  $\tau_+$  ( $\tau_+$  — время догона первой волны  $C_+$ -характеристикой). Для  $\nu = 1$ ,  $\gamma = 1,4$  в результате расчетов получены следующие значения:  $\tau_+ = 6,41$ ,  $\tau_c(\lambda^0 = 1) = 1,406$ ,  $\tau_c(\lambda^0 = 5) = 0,515$ . Выход на автомодельный режим двойного взрыва при  $\tau \rightarrow \infty$  на фиг. 2 выражается в том, что кривые 2 и 3 асимптотически стремятся к штриховым прямым, уравнения которых получены из (1.1) подстановкой значений  $\lambda^0 = 1$  и 5.

После слияния двух волн в  $x = 1$  образуется неустойчивая конфигурация, которая распадается в следующий момент времени на результи-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

рующую ударную волну и волну разрежения, бегущую к плоскости симметрии. На фиг. 3 показана эволюция распада разрыва в течение некоторого времени после слияния ударных волн для  $\lambda^0 = 5$ , обозначения соответствуют следующим моментам времени: 1 —  $\tau \simeq 0,515$ , 2 —  $\tau \simeq 0,571$ , 3 —  $\tau \simeq 0,631$ , 4 —  $\tau \simeq 0,69$ . После распада разрыва в течение времени  $\Delta\tau$  (для  $\lambda^0 = 1$   $\Delta\tau \simeq 0,066$ , для  $\lambda^0 = 5$   $\Delta\tau \simeq 0,077$ ) давление на первой  $C_-$ -характеристике волны разрежения превышает давление на фронте результирующей ударной волны. На фиг. 3 по оси ординат отложено давление  $h = p/p_{1*}$ , по оси абсцисс — переменная  $\eta = r/r_{1*}$ .

В этой системе координат результирующая волна стремится к неподвижному (автомодельному) профилю при  $\tau \rightarrow \infty$  со значением давления на фронте из (1.1).

На фиг. 4 приведена огибающая давлений результирующего фронта с момента слияния фронтов (точка А с координатами  $x = 1$ ,  $h_* = 7,365$ ) для  $\lambda^0 = 5$ . Расчет для этого случая был проведен до  $x = 1,78$ , что соответствует  $\tau = 25,7$ . Предельная точка В, к которой стремится давление на фронте при  $\tau \rightarrow \infty$ , имеет координаты (1.1). На фиг. 4 виден разрывной характер выхода численного решения на автомодельный режим. Здесь показано слияние первого, наиболее интенсивного из дополнительных разрывов с фронтом результирующей волны, которые возникают при отражении волн разрежения от высокоэнтропийной зоны вблизи центра [11]. Первый из этих дополнительных разрывов соответствует отражению от высокоэнтропийной зоны наиболее мощной волны разрежения, образованной в  $x = 1$  (фиг. 3). Так как дополнительные разрывы в процессе счета размазывались, то на фиг. 4 скачок построен с привлечением специальной процедуры, аналогично использованной в [12].

Интересно сравнить отражение от недеформируемой стенки слившихся волн двойного взрыва и автомодельного, обладающего той же суммарной энергией, что и двойной взрыв. На фиг. 5 показана зависимость давления  $p/p_0$  ( $p_0 = \rho_0 (r_1^0/t_0)^2$  — масштаб давления) на стенке от времени  $\tau'$ , прошедшего с начала отражения, при  $\lambda^0 = 1$ , причем стенка помещена в плоскость  $x = 1$  слияния фронтов при двойном взрыве. Видно, что в момент соударения со стенкой ( $\tau' = 0$ ) давление от двойного взрыва значительно превышает давление от автомодельной ударной волны. Затем кривые 1 (отражение двойного взрыва) и 2 (отражение автомодельной ударной волны) резко падают и достигают одинакового давления через время  $\tau_* = t_*/t_0 = 0,39$ . За это время безразмерный импульс давления  $I/I_0 = \int_0^{\tau_*} p/p_0 d\tau'$  в отраженной ударной волне от двойного взрыва превышает импульс от автомодельной волны на величину  $\Delta I/I_0 \simeq 0,13$ , это составляет  $\sim 14\%$  от  $I/I_0$  при двойном взрыве.

Интересно, что и здесь характерным масштабом процесса является  $t_0$ . Из анализа размерности видно, что импульс  $\Delta I$  возрастает с увеличением  $t_0$  как  $\Delta I \sim t_0^{1/3}$  для фиксированных  $\gamma$  и  $\nu$ . Рост  $\Delta I$  за счет  $t_0$  ограничен, разумеется, применимостью приближения сильного взрыва для каждой конкретной задачи.

Аналогично вышеизложенному можно рассмотреть двойной взрыв в среде с начальным переменным распределением плотности, а также учесть противодавление и влияние теплопроводности. Учет ионизации и диссоциации газа изменяет уравнение состояния возмущенной среды, которую приближенно можно описать, введя, например, эффективный показатель адиабаты. Лучистый перенос энергии приведет к образованию зоны конечной плотности и температуры вблизи центра двойного взрыва [13, 14], а на поздних стадиях — к отрыву огненного шара от ударной волны [15].



## ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 8-е. М.: Наука, 1977.
2. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
3. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
4. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974.
5. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
6. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1976.
7. Черный Г. Г. Адиабатические движения совершенного газа с ударными волнами большой интенсивности. — Изв. АН СССР. ОТН, 1957, № 3.
8. Охотимский Д. Е., Кондрашева И. Л. и др. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. — Труды МИАН СССР, 1957, т. 50, с. 1.
9. Коробейников В. П., Чупкин П. И. Метод расчета точечного взрыва в газах. — ДАН СССР, 1964, т. 154, № 3.
10. Коробейников В. П., Шидловская Л. В. Численное решение задач о взрыве в движущемся газе. — Численные методы механики сплошной среды, 1975, т. 6, № 4.
11. Андрианкин Э. И. Соударение двух пластин с большой скоростью. — ПМТФ, 1963, № 4.
12. Подлубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической волны от плоской поверхности. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6.
13. Андрианкин Э. И. О влиянии лучистой теплопроводности на течение газа при сильном взрыве. — ИФЖ, 1961, т. 4, № 11.
14. Андрианкин Э. И. Распространение неавтономной тепловой волны. — ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 2 (8).
15. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.

УДК 536.242 : 546.3

**ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНОГО СЖАТИЯ  
ЖИДКОГО ОЛОВА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ  
ДО 100 ГПа И НАЧАЛЬНЫХ  
ТЕМПЕРАТУРАХ 310...475°C**

*К. В. Волков, В. А. Сибилев*

Вопрос о плавлении веществ при ударном сжатии и об уравнении состояния жидкой фазы рассматривается в [1—4]. Многочисленные экспериментальные данные по изучению динамической сжимаемости различных веществ до 1 ТПа, например [5—7], показывают, что плавление в ударной волне слабо влияет на ход ударной адиабаты в координатах  $p - U$ ,  $p - V$  ( $p$  — давление,  $U$  — массовая скорость,  $V$  — удельный объем). Экспериментальные данные вплоть до давлений 0,1—0,15 ТПа хорошо описываются линейной зависимостью  $D - U$ . При более высоких давлениях наблюдается уменьшение наклона зависимости  $D - U$ , что связывают с плавлением в ударной волне [3], причем зависимость  $D - U$  в области жидкой фазы представляют в виде прямой, но с меньшим наклоном, чем для твердой фазы. Однако следует заметить, что по имеющимся экспериментальным точкам с равным успехом можно провести зависимость  $D - U$  с плавно уменьшающимся наклоном. Такие попытки имели место (см., например, [8]). С другой стороны, в [3] отмечается, что плавное уменьшение наклона зависимости  $D - U$  может быть связано с увеличением вклада электронной составляющей в уравнение состояния при высоких температурах. Таким образом, затруднительно сделать какой-либо определенный вывод о влиянии собственно плавления на ход зависимости  $D - U$ . Информацию на этот счет можно в принципе получить, имея экспериментальные зависимости  $D - U$  начально твердой и начально жидкой фаз. Известна лишь одна работа по исследованию ударного сжатия жидкого металла — ртути [9]. Сравнительных данных по ударному нагружению начально жидкой и начально твердой фаз металлов, по имеющимся у нас сведениям, нет.