

пряженности поля $E_0 = V_0 x_0^{-1}$ в объеме СЭ. Последняя, как видно из (4), пропорциональна R .

Для оценки характерного времени установления тока в активной нагрузке поперечного ВПЭ от $I=0$ до $I=I_0$ может быть записано соотношение

$$\tau/T = \epsilon_0 \epsilon E_{пр}/\Delta P.$$

В таблице приведены энергетические характеристики ряда сегнето-пьезокерамик (i_0 , j_0 , w_0), полученные по изложенной выше методике. Эти характеристики, в отличие от [1, 2], являются реальными, измеренными в эксперименте с ВПЭ. Поэтому они позволяют проводить достоверную оценку эффективности СЭ, однозначное сравнение СЭ между собой, выбор одного из них, максимально отвечающего требованиям разрабатываемого ВПЭ.

Отметим, что на ПКР-1 получено максимальное значение $i_0 = 20$ А/см ($p = 20$ ГПа), на С1 — максимальное значение $w_0 = 2$ Дж/см³ ($p = 2$ ГПа).

Поступила в редакцию 4/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bauer, K. Vollrath. *Ferroelectrics*, 1976, 12, 153.
2. В. М. Ищук, Е. М. Морозов, П. М. Коваленко и др. Авт. св. № 791700. ОИПОТЗ, 1980, 48.
3. Материалы пьезокерамические. Технические условия. ГОСТ 13927-74.
4. Е. Г. Фесенко, А. Я. Данцигер, О. Н. Разумовская. Новые пьезокерамические материалы. Ростов, 1983.
5. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов. — В кн.: Детонация. Черноголовка, 1980.
6. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов. ФГВ, 1983, 20, 4, 96.
7. Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов, Г. Я. Карпенко. ФГВ, 1978, 14, 4, 115.
8. Lee Davison, R. A. Graham. *Phys. Reports*, 1979, 55, 4, 255.

ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ СОУДАРЕНИИ ЧАСТИЦЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАПЫЛЕНИИ

С. Н. Буравова

(Черноголовка)

В работе [1] рассмотрен процесс затухания ударных волн (УВ), образующихся при соударении сферической частицы радиуса R_0 с плоской мишенью. Математической моделью течения за УВ может служить течение в сверхзвуковом диффузоре, у которого площадь сечения отождествляется с поверхностью фронта УВ. Изменение площади поверхности фронта F во времени следует закону

$$F = \pi R_0^2 (2\tau + a\tau^2), \quad (1)$$

где $\tau = v_0 t/R_0$ — безразмерное время; v_0 — скорость удара частицы о мишень, направленная нормально к поверхности; t — время; $a = \frac{c_0}{v_0} \frac{c_0}{v_0 - 2}$

для частицы и $a = \left(\frac{c_0}{v_0} + 1\right) \left(\frac{c_0}{v_0} - 1\right)$ для мишени соответственно; c_0 — скорость звука в невозмущенном материале.

Для простоты рассмотрен случай, когда мишень и частица выполнены из одного материала. Показано, что процесс распространения УВ сопровождается быстрым затуханием их интенсивности. После того как волна прошла всю частицу и вышла на свободную поверхность, давление во фронте составляет менее 30% от начального. Быстрозатухающая вол-

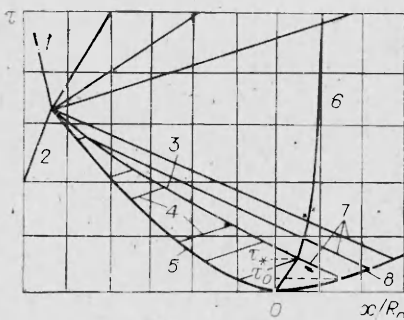


Рис. 1.

Данная статья продолжает работу [1] и посвящается выявлению газодинамических особенностей процесса соударения частицы с мишенью, связанной с образованием второй волны. На рис. 1 приведена диаграмма распространения ударных волн, образующихся при соударении. Здесь x — координата, совпадающая с нормалью к поверхности мишени и направленная в глубь мишени. УВ в мишени и в частице (кривые 8 и 5) перемещаются в противоположных направлениях с постоянными скоростями D_0 и $v_0 - D_0$ соответственно до момента времени $\tau = 1 - \left(1 - \frac{v_0^2}{c_0^2}\right)^{-1/2}$, когда скорость перемещения точки контакта частицы с мишенью вдоль поверхности последней становится меньше c_0 . При этом

$$D_0 = c_0 \left(1 + \frac{\sigma_0}{2}\right) = c_0 \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{u_0}{c_0}\right) = c_0 \left(1 + \frac{n+1}{8} \frac{v_0}{c_0}\right),$$

где $\sigma = (u + c - c_0)/c_0$ — малый параметр; c — скорость звука в ударно-сжатом материале; u_0 — массовая скорость за фронтом ударной волны в начальный момент удара; n — показатель изэнтропии.

Изменение массовой скорости за фронтом УВ при $\tau > \tau_0$ с учетом (1) следует закономерности

$$\frac{u}{u_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \left[\frac{F(\tau_0)}{F(\tau)} \right]^{1/2} = \left[\frac{\tau_0(a\tau_0 + 2)}{\tau(a\tau + 2)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Зависимость безразмерной координаты $\bar{x} = x/R_0$ положения фронта УВ от времени для мишени имеет вид

$$\bar{x} = \bar{x}_{01} + \frac{c_0}{v_0} (\tau - \tau_0) + \frac{n+1}{8} \frac{v_0}{c_0} \left[\frac{\tau_0(a\tau_0 + 2)}{a} \right]^{1/2} \ln \frac{(a\tau)^{1/2} + (a\tau + 2)^{1/2}}{(a\tau_0)^{1/2} + (a\tau_0 + 2)^{1/2}},$$

а для частицы

$$\bar{x} = \bar{x}_{02} + \left(1 - \frac{c_0}{v_0}\right) (\tau - \tau_0) - \frac{n+1}{8} \frac{v_0}{c_0} \left[\frac{\tau_0(a\tau_0 + 2)}{a} \right]^{1/2} \ln \frac{(a\tau)^{1/2} + (a\tau + 2)^{1/2}}{(a\tau_0)^{1/2} + (a\tau_0 + 2)^{1/2}}.$$

Здесь $\bar{x}_{01} = (D_0/v_0)\tau_0$ и $\bar{x}_{02} = (1 - D_0/v_0)\tau_0$ — безразмерные координаты фронтов ударных волн в момент $\tau = \tau_0$ в мишени и в частице соответственно.

Изменения свойств потока на фронте из-за увеличения поверхности распространяется назад, в глубь потока вдоль отрицательных характеристик (см. рис. 1, 4, 7). Вторая волна (см. рис. 1, 3) образуется в месте встречи отрицательных характеристик, вышедших из фронтов УВ в момент времени $\tau = \tau_0$, ибо при $\tau > \tau_0$ интенсивности УВ затухают, следовательно, появляется рассогласование потоков в области между волнами в мишени и в частице. Наклон отрицательной характеристики, идущий влево,

$$\omega_1 = u - c = u_0 - c_0 \left(1 + \frac{n-1}{2} \frac{v_0}{c_0}\right) = -c_0 \left(1 + \frac{n-3}{4} \frac{v_0}{c_0}\right),$$

а идущий вправо,

$$\omega_2 = v_0 - \omega_1 = c_0 \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{v_0}{c_0} \right).$$

Траектории отрицательных характеристик находятся из выражений

$$\begin{aligned} \bar{x}_1 &= \bar{x}_{01} - \frac{c_0}{v_0} \left(1 + \frac{n-3}{4} \frac{v_0}{c_0} \right) (\tau - \tau_0), \\ \bar{x}_2 &= \bar{x}_{02} + \frac{c_0}{v_0} \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{v_0}{c_0} \right) (\tau - \tau_0). \end{aligned}$$

Координаты точки пересечения отрицательных характеристик $\bar{x}_*$, τ_* определяются из формул

$$\begin{aligned} \frac{\tau_*}{\tau_0} &= 1 + 2 \frac{D_0/v_0 - 1}{2c_0/v_0 + (n-1)/2} = \frac{c_0/v_0 + (n-3)/8}{c_0/v_0 + (n-1)/4} + 1, \\ \bar{x}_* &= \frac{c_0/v_0 + (3n-5)/16}{c_0/v_0 + (n-1)/4} \tau_0 = \left(1 - \frac{(n+1)/16}{c_0/v_0 + (n-1)/4} \right) \tau_0. \end{aligned}$$

Легко показать, что вторая УВ образуется непосредственно на контактной поверхности, траектория которой на рис. 1 показана кривой 6. Действительно, контактная поверхность имеет постоянную скорость $u_0 = v_0/2$, с которой частица внедряется в глубь мишени. Постоянство u_0 сохраняется, пока отрицательная характеристика, несущая информацию о затухании фронта ударной волны, не пересечет контактную поверхность. Траектория последней до момента времени, соответствующего пересечению с отрицательной характеристикой, имеет вид $\bar{x} = \tau/2$. Для $\tau = \tau_*$ координата контактной поверхности определяется выражением

$$\begin{aligned} \bar{x} - \tau_*/2 &= \frac{\tau_0}{2} \left[1 + \frac{c_0/v_0 + (n-3)/8}{c_0/v_0 + (n-1)/4} \right] = \frac{\tau_0}{2} \left[2 - \frac{(n+1)/8}{c_0/v_0 + (n-1)/4} \right] = \\ &= \tau_0 \left[1 - \frac{(n+1)/16}{c_0/v_0 + (n-1)/4} \right] = x_*, \end{aligned}$$

т. е. совпадает с точкой образования второй УВ.

Для описания течения за фронтом затухающей УВ в мишени, в частности, а также за второй волной используется правило Визама [2, 3], согласно которому дифференциальные соотношения, дающие связь параметров потока вдоль характеристик, выражаются через параметры на фронте, определяемые из известных законов сохранения. Во фронт второй УВ входят отрицательные характеристики, поэтому течение за ней описывается дифференциальным соотношением (уравнение (7) работы [1]), интегрирование которого при начальных условиях $\tau = \tau_*$, $u = u_* = -u_0$ с учетом (1) дает

$$u/u_0 = [F(\tau)/F(\tau_0)]^{2/(n-3)}. \quad (3)$$

Учитывая, что для большинства металлов показатель обобщенной энтропии $n \approx 4$ [4], дальнейшее рассмотрение течения второй волны проводится при $n = 4$, что позволит получить решение в аналитическом виде.

На рис. 2 представлена p, u -диаграмма для определения давления во фронте второй волны. Точка пересечения адиабат частицы (кривая 1) и мишени (2) определяет начальные параметры УВ, образованных в момент удара, при этом

$$p_0 = \rho_0 D_0 u_0 = \rho_0 c_0^2 \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{u_0}{c_0} \right) \frac{u_0}{c_0} = \frac{\rho_0 c_0^2}{2} \frac{v_0}{c_0} \left(1 + \frac{n+1}{8} \frac{v_0}{c_0} \right).$$

Последнее равенство относится к случаю, когда материалы мишени и частицы одинаковы; ρ_0 — начальная плотность материала. Параметры затухающих волн определяются по соответствующим адиабатам ниже точ

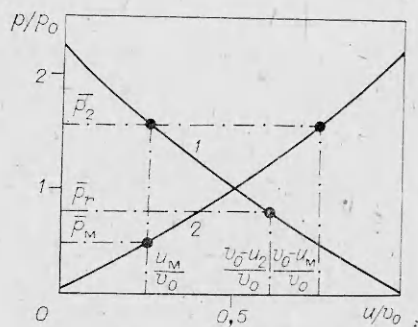


Рис. 2.

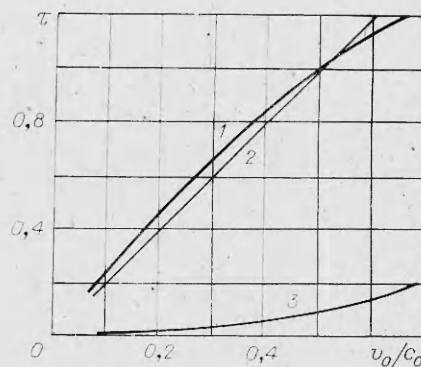


Рис. 3.

ки их пересечения. Следует отметить, что давление за фронтом УВ в частице $p_ч$ несколько превосходит давление за фронтом УВ в мишени p_m в один и тот же момент времени, поскольку волна в частице перемещается по среде, движущейся со скоростью v_0 по направлению к фронту. Поверхность фронта УВ в частице с учетом набегающего потока растет медленнее, чем в мишени. Адиабата двойного сжатия, определяющая параметры во фронте второй УВ, заменяется соответствующей, симметричной адиабате однократного сжатия, исходящей из точки $p_ч$, т. е. является восходящей ветвью линии, описывающей состояние частицы выше точки пересечения. Поскольку поток внутри области между двумя затухающими УВ должен быть согласован, то массовая скорость за фронтом второй волны, обеспечивающей торможение потока v_0 , соответствует ее значению за фронтом УВ в мишени $u = v_0 - u_m$.

Здесь для простоты рассмотрения полагаем, что набегающий на фронт второй волны поток не претерпел заметного замедления, при прохождении через фронт сильно затухающей первой УВ в частице. В противном случае надо положить $u = v_0 - u_m - u_ч$. Из рис. 2 видно, что относительное давление за второй волной $\bar{p}_2 = p_2/p_0 > 1$ и растет по мере затухания волн в мишени и в частице. Скорость распространения второй волны без учета изменения потока при прохождении его через первую в частице равна скорости распространения УВ однократного сжатия с той же амплитудой давления p_2 , т. е. $D = c_0 \left[1 + \frac{n+1}{4} \frac{v_0 - u_m}{c_0} \right]$. Тогда за второй ударной волной

$$p_2 = \frac{\rho_0 c_0^3}{2} \frac{v_0}{c_0} \left[2 - \frac{u_m}{u_0} \right] \left[1 + \frac{n+1}{8} \frac{v_0}{c_0} \left(2 - \frac{u_m}{u_0} \right) \right],$$

где u_m/u_0 изменяется во времени в соответствии с уравнением (3).

Траектория второй волны получается путем интегрирования дифференциального уравнения

$$\frac{d\bar{x}}{d\tau} = 1 - \frac{D}{v_0} = - \left(\frac{c_0}{v_0} + \frac{n-3}{4} \right) + \frac{n+1}{8} \left[\frac{\tau_* (\alpha\tau_* + 2)}{\tau (\alpha\tau + 2)} \right]^2.$$

При начальных условиях $\tau = \tau_*$ и $\bar{x} = \bar{x}_*$. Ввиду быстрого затухания второго члена во времени траектория второй УВ в первом приближении может быть записана в виде

$$\bar{x} = \bar{x}_* - [c_0/v_0 + (n-3)/4] (\tau - \tau_*).$$

Представляет интерес сопоставить времена выхода второй волны на свободную поверхность вблизи вершины частицы и прохождения затухающей УВ по частице. Время выхода обеих УВ определяется точкой пересечения траекторий ударных волн (см. рис. 1, 3, 5) с траекторией

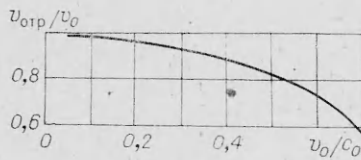


Рис. 4.

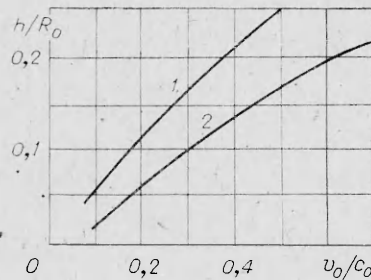


Рис. 5.

вершины частицы $\bar{x} = -2 + \tau$ (см. рис. 1, 2). Время выхода второй УВ

$$\tau_{\text{вых}} = \tau_* + \frac{2 - \tau_*/2}{c_0/v_0 + (n+1)/4}, \quad (4)$$

а первой — представлено на рис. 3, 1 в зависимости от безразмерной скорости удара. При этом уравнение (4) соответствует той же кривой. Это означает, что вторая волна догоняет первую вблизи вершины частицы. На рис. 3, 2 показано безразмерное время прохождения по частице акустической волны $\tau_{\text{ак}} = 2v_0/c_0$. Видно, что из-за быстрого затухания интенсивности первой УВ время прохождения ее по частице близко к $\tau_{\text{ак}}$. А это означает, что весь процесс соударения частицы с мишенью заканчивается за $\tau^* \approx 4v_0/c_0$. Значение τ^* складывается из времен прохождения ударной волны по частице $\sim 2v_0/c_0$ и отраженной волны разрежения по частице в обратном направлении (также $\sim 2v_0/c_0$). На рис. 3, 3 для сравнения приведена зависимость τ_0 от безразмерной скорости удара. Видно, что время перемещения точки контакта частицы вдоль поверхности со сверхзвуковой скоростью мало и занимает незначительную часть всего процесса соударения частицы с мишенью.

При выходе на свободную поверхность вблизи вершины частицы вторая волна приобретает скорость, которая определяется формулой

$$v = v_0 - 2 \left[v_0 - u_0 \frac{F^2(\tau_*)}{F^2(\tau_{\text{вых}})} \right] = -v_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\tau_* (a\tau_* + 2)}{\tau_{\text{вых}} (a\tau_{\text{вых}} + 2)} \right]^2 \right\}.$$

Отсюда следует, что свободная поверхность частицы в момент выхода второй УВ меняет направление скорости перемещения на обратное (см. рис. 1, 1). Значение v всегда меньше начальной скорости удара. После прохождения волн разрежения частица приобретет скорость v , которая будет стремиться оторвать ее от мишени. Таким образом, вторая УВ является тем механизмом, который перераспределяет энергию между частицей и мишенью и сообщает частице кинетическую энергию, расходуемую на удаление от мишени. На рис. 4 приведена величина относительной скорости отрыва частицы $v_{\text{отр}}/v_0$ в зависимости от скорости удара. Видно, что с ростом v_0/c_0 доля кинетической энергии удара, расходуемая на создание УВ в мишени, возрастает, а энергия отрыва частицы, возвращенная ей второй волной, падает. При скоростях удара, соответствующих скоростям частиц при детонационном напылении (200—1000 м/с), кинетическая энергия отрыва частицы близка к первоначальной энергии удара и незначительная доля последней расходуется на образование УВ в мишени.

Образование второй волны приводит к торможению входящего в нее потока, поэтому сразу после возникновения вторая волна начинает экранировать контактную поверхность от высокоскоростного потока и течение в окрестности контактной поверхности начинает целиком определяться законом затухания УВ в мишени, что приводит к резкому падению скорости границы раздела мишень — частица. Траектория контактной поверхности при $\tau > \tau_*$ подчиняется зависимости

$$\bar{x} = \frac{\tau_*}{2} + \frac{\ddot{u}_0}{v_0} \left[\frac{\tau_0 (a\tau_0 + 2)}{a} \right]^{1/2} \ln \frac{(a\tau)^{1/2} + (a\tau + 2)^{1/2}}{(a\tau_*)^{1/2} + (a\tau_* + 2)^{1/2}},$$

где параметр a относится к мишени и характеризует затухание УВ.

Следовательно, с образованием второй волны связано резкое торможение границы раздела и замедление проникновения частицы в глубь мишени. Основной вклад в глубину проникновения приходится на начальный этап соударения до момента $\tau = \tau_*$, когда скорость продвижения частицы в мишень максимальна. В этот период на границе раздела имеют место сильные пластические течения. Время проникновения частицы в мишень с максимальными скоростями занимает малую часть всего процесса столкновения. Максимальную глубину проникновения h можно оценить, полагая, что она не будет сильно отличаться от координаты контактной поверхности в момент времени, равный выходу УВ на свободную поверхность вблизи вершины частицы.

Зависимость глубины проникновения частицы от скорости удара приведена на рис. 5. Видно, что h (кривая 1) составляет малую долю радиуса частицы и только при $v_0 \sim 0,5c_0$ глубина проникновения частицы в мишень — 20% от радиуса частицы. Нетрудно оценить степень расплющивания частицы. При $\tau > \tau_*$ проникновение частицы быстро замедляется, однако вершина частицы продолжает перемещаться по направлению к поверхности мишени со скоростью v_0 , до выхода УВ на свободную поверхность. К моменту выхода высота частицы H будет складываться из глубины проникновения h и координаты вершущки частицы, равной $\bar{x} = -2 + \tau_{\text{вых}}$. Полагая, что форма частицы в этот момент — правильный эллипс с радиусом R , высотой H (объем эллипса близок к первоначальному объему, т. е. $\frac{4}{3}\pi R_0^3 = \frac{4}{3}\pi R^2 \cdot \frac{H}{2}$), находим $R/R_0 = (H/2R_0)^{-1/2}$, а степень расплющивания частицы $\Delta = (R - R_0)/R_0 = (2R_0/H)^{1/2} - 1$. Зависимость $\Delta(v_0/c_0)$ приведена на рис. 5, 2. Увеличение радиуса частицы за счет расплющивания с ростом скорости удара до $0,5 c_0$ не превосходит 25% от первоначального. В процессе детонационного напыления частица, предварительно не нагретая, претерпевает деформацию; но при этом ее геометрические размеры меняются не более чем на 20—25%.

Таким образом, приближенное решение задачи об ударе частицы о поверхность позволило установить, что взаимодействие сопровождается образованием второй УВ, определяющей газодинамические особенности течения процесса. Причина образования второй волны — чрезвычайное быстрое затухание УВ, возникающих в момент соударения частицы с поверхностью. Затухание возникает сразу же, как только скорость перемещения точки контакта частицы вдоль поверхности становится дозвуковой [1]. Поэтому первая УВ в частице не способна затормозить встречный, набегающий на нее поток, и в области течения между УВ в частице и в мишени появляется рассогласование потоков. Функцию торможения частицы и осуществляет вторая ударная волна.

Возникновение второй волны приводит к резкому торможению границы раздела частица — мишень. Частица углубляется в мишень практически только на начальном этапе соударения до момента образования второй УВ. Время проникновения частицы в глубь мишени, когда скорость контактной поверхности максимальна, составляет незначительную долю всего процесса. Вторая УВ осуществляет перераспределение кинетической энергии удара, возвращая частице энергию на отрыв ее от мишени. При детонационном напылении незначительная доля энергии расходуется на образование УВ в мишени и основная доля энергии возвращается частице, однако с ростом скорости удара потери энергии на создание УВ в мишени возрастают.

Соударение с поверхностью сопровождается расплющиванием частицы, при этом ее геометрические размеры изменяются не более чем на 20—25%. Предложенная модель, направленная на выяснение газодинамических особенностей взаимодействия частицы с поверхностью, рассматривает «холодную» частицу, для которой характерно незначительное деформирование при ударе. В реальных условиях детонационного напы-

ления [5] частица прогревается продуктами детонации до температур, превышающих 2000°C, что делает ее пластичной и способной к растеканию по поверхности, без чего невозможно образование плотного контакта между частицами и подложкой.

Поступила в редакцию 10/V 1984,
после доработки — 28/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Буравова. ФГВ, 1983, 19, 5, 126.
2. M. P. Fridman. J. Fluid Mechanics, 1961, 11, 11.
3. M. P. Fridman. J. of Fluids, 1960, 8, 2.
4. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. П. Шехтер. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1959.
5. С. С. Бартенев, Д. Л. Федько, А. П. Григоров. Детонационные покрытия в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1982.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ТЕЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН

И. В. Красовская, М. П. Сыщикова
(Ленинград)

Цель данной работы — установление основных газодинамических закономерностей нестационарного течения, возникающего при встречном столкновении двух взрывных волн. В [1] эта задача решена в линеаризованной постановке. Для симметричного случая столкновения взрывных волн найдено, что давление в зоне взаимодействия не зависит от координаты, а скорость — от времени. В [2] из уравнений газовой динамики в предположении $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ получены простые конечные формулы для определения давления и скорости за отраженной от жесткой стенки взрывной волной, при линеаризации совпадающие с данными работы [1]. В [3] рассмотрена задача о столкновении двух волн, инициированных точечными взрывами без указанных выше упрощений, причем оказалось, что характер распределения газодинамических параметров в зоне интерференции взрывных волн становится более сложным, чем получается на основании расчетов [1, 2].

В данной работе приводятся некоторые обобщенные результаты расчета нестационарных течений, имеющих место при интерференции двух взрывных волн произвольной интенсивности. Вычисления проводились по конечно-разностной схеме Годунова — Колгана [4, 5]. Рассмотрены три варианта расчета. Один из них — случай столкновения двух одинаковых взрывных волн (соответствует случаю отражения волны от неподвижной стенки), два других — взаимодействие волн, имеющих разные значения интенсивностей фронтов и профили распределения газодинамических параметров в спутных потоках. Расчеты проводили в безразмерных переменных

$$p = \frac{p_*}{p_\infty}, \rho = \frac{\rho_*}{\rho_\infty}, u = u_* \left(\frac{p_\infty}{p_*} \right)^{-1/2},$$

$$r = \frac{r_*}{R_0}, t = t_* \frac{1}{R_0} \left(\frac{p_\infty}{p_*} \right)^{-1/2}, R_0 = \frac{E}{p_\infty}.$$

Здесь p_∞, ρ_∞ — давление и плотность невозмущенного газа; E — энергия взрыва, звездочка соответствует размерным величинам. Начальные параметры левой падающей волны одинаковы для всех вариантов, перепад давления на фронте $\Delta p_1 = 100$. Для встречных волн $\Delta p_1 = 8,3; 37,5$ и 100 соответственно для вариантов 1—3.