

На расстоянии  $R \sim 1-10$  обнаружено значительное превышение экспериментально измеренного в холодной зоне давления над теоретически рассчитанным, что связано с более быстрым, чем в теории, приходом хвоста ВР. Известно, что измеренные экспериментально такие параметры, как  $M_{\phi}$  и длительность горячей зоны течения, всегда меньше рассчитанных. Обнаруженное обратное соотношение между экспериментом и теорией для давления в холодной зоне потока указывает на то, что энергия, запасенная в КВД, передается УВ менее эффективно, чем это предсказывает идеальная теория ударной трубы. Наблюдаемое превышение давления в холодной зоне потока над рассчитанным, по всей видимости, обусловлено немгновенностью раскрытия диафрагмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Назаров Е. В., Сыщикова М. П. Особенности динамики ударной волны при взрыве слоя. — Л., 1987. — (Препр./ФТИ АН СССР; № 1100).
2. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. — М.: Наука, 1974.
3. Штеменко Л. С. Возникновение ударных волн в ударной трубе в процессе раскрытия диафрагмы // Вести. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. — 1982. — Т. 23, № 3.
4. Гласс И., Паттерсон Г. Теоретическое и экспериментальное исследование потоков в ударной трубе // Ударные трубы/Под ред. Х. А. Рахматуллина, С. С. Семенова. — М.: ИЛ, 1962.
5. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. — М.: Наука, 1977.
6. Медведев С. П., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Воздушные УВ при внезапном расширении сжатой двухфазной среды насыпной плотности // ФГВ. — 1987. — № 4.
7. Сунцов Г. Н. Пьезоэлектрический датчик давления. — М., 1982. — (Информ. листок о науч.-техн. достижениях/ВИМ; № 82-0281).
8. Загорский Я. Т. Измерительные усилители на транзисторах. — М.: Энергия, 1971.
9. Березкина М. К., Плотников И. В. Применение сульфат-литиевого преобразователя импульсного давления в газодинамическом эксперименте // ФГВ. — 1982. — № 6.
10. Холдер Д., Шульц Д. Время работы и параметры потока гиперзвуковой ударной трубы // Исследование гиперзвуковых течений/Под ред. Ф. Р. Риддела. — М.: Мир, 1964.
11. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. — М.: Наука, 1971.

г. Ленинград

Поступила 15/VII 1988 г.

УДК 533.6.011.72

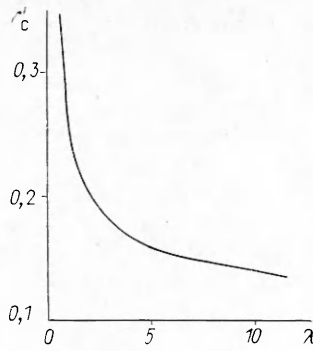
Э. И. Андрианкин, Н. Н. Мяжков, В. В. Филимонов

### ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ДВОЙНОЙ ВЗРЫВ

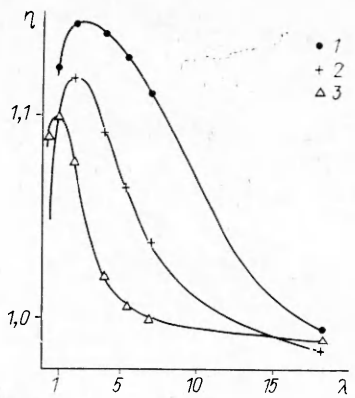
Задачи о двойном точечном взрыве в газе, которые рассматривались в [1, 2], являются важным фрагментом в проблеме управления взрывом. Решение здесь зависит от двух параметров управления: отношения энергий взрывов  $\lambda = E_2^0/E_1^0$  и времени задержки между взрывами  $t_0$ . В [1] изучен сильный двойной взрыв без учета противодействия окружающей атмосферы. В [2] численно исследовалась задача о двойном точечном взрыве в сферически-симметричной постановке в широком диапазоне изменения давления — от сильной стадии до квазиакустической асимптотики — и изучены особенности поведения решения в зависимости от безразмерной задержки  $t_0$  при фиксированном значении параметра  $\lambda = 1$ .

В настоящей работе результаты [2] обобщаются на цилиндрический двойной взрыв, а также исследуется зависимость решения от параметра  $\lambda$  при фиксированном значении задержки между взрывами  $t_0$  и фиксированной суммарной энергии взрывов  $E_1^0 + E_2^0 = \text{const}$ .

Рассмотрим цилиндрический двойной взрыв в газе с противодавлением  $p_0$  и плотностью  $\rho_0$ . Взрывы соответствуют мгновенному выделению энергии с постоянными линейными плотностями  $E_1^0$  и  $E_2^0$  вдоль одной и той же оси  $r = 0$ . Первый взрыв происходит в момент времени  $t = -t_0$ , второй — в момент времени  $t = 0$ . Вязкость и теплопроводность не учитываются. Течение газа за ударными разрывами адиабатическое, подчи-



Р и с. 1



Р и с. 2

няется уравнению состояния идеального газа  $\varepsilon = p/(\gamma - 1)\rho$  с показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ .

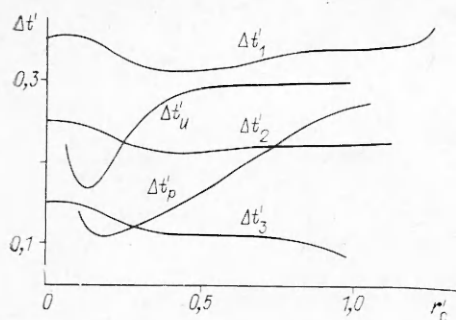
В качестве масштабов времени и расстояния взяты  $t^0 = r^0/(p_0/\rho_0)^{1/2}$ ,  $r^0 = (E^0/p_0\alpha_0)^{1/2}$  ( $\alpha_0 = 0,984$  — автомодельная постоянная). Исходная система уравнений газовой динамики, описывающая цилиндрически-симметричные течения, обезразмеривается с помощью параметров  $t^0$ ,  $r^0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$ , безразмерные величины далее снабжены штрихом. Эта система уравнений решалась численно методом С. К. Годунова [3] с выделением особенностей течения — ударных разрывов. Особенности применения метода к задаче о двойном точечном взрыве описаны в [1, 2]. Заметим, что при  $t_0 \rightarrow 0$  решение задачи о двойном взрыве переходит в решение задачи об одном взрыве энергии  $E_1^0 + E_2^0$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 1—3 ( $\gamma = 1,4$ ). Качественно характер взаимодействия ударных волн (УВ) зависит от соотношения между безразмерным временем задержки  $t_0' = t_0/t^0$  и длительностью положительной фазы избыточного давления первой УВ  $\Delta t_p'(0) \approx 0,15$ . При  $t_0' \sim \Delta t_p'(0)$  вторая УВ распространяется по фазе сжатия за первой. Взаимодействие волн здесь носит догонный характер: на некотором расстоянии от оси УВ сливаются. На рис. 1 показана зависимость расстояния слияния  $r'_c$  от  $\lambda$  при фиксированной задержке между взрывами  $t_0' = 0,02$ . Зависимость  $r'_c(\lambda)$  носит очевидный характер: при увеличении  $\lambda$   $r'_c$  монотонно стремится к нулю.

Взаимодействие волн от взрывов приблизительно равных энергий  $\lambda \sim 1$  при  $t_0' < \Delta t_p'(0)$  приводит к кумулятивному эффекту: увеличению амплитуды давления в области слияния с характерным размером порядка ширины ударного пика (аналогично сферическому двойному взрыву) и импульса положительной фазы избыточного давления в интервале от  $r' \approx 0$  до  $r' \approx r'_c$  по сравнению с однократным взрывом той же суммарной энергии. При  $r' > r'_c$  импульс двойного взрыва монотонно стремится к импульсу однократного взрыва суммарной энергии.

Физически очевидно, что при  $\lambda \rightarrow 0(\infty)$  и  $E_1^0 + E_2^0 = \text{const}$  импульс положительной фазы избыточного давления  $I_p^+ = \int_{\Delta t_p} (\Delta p' - 1) dt'$  стре-

мится к импульсу однократного взрыва суммарной энергии для любого фиксированного радиуса  $r' > 0$ . При этом существование кумулятивного эффекта в промежуточной области  $\lambda \sim 1$  показывает на возможность максимизации импульса на заданном безразмерном расстоянии за счет выбора отношения энергий взрывов  $\lambda$  (при фиксированной суммарной энергии  $E_1^0 + E_2^0 = \text{const}$ ). Результаты серии расчетов, проведенных для фиксированной безразмерной задержки  $t_0' = 0,02$  (рис. 2), подтверждают это. На рис. 2  $\eta = I_p^+/(I_p^+)_{\text{одн}}$  — отношение импульса двойного взрыва к импульсу однократного взрыва энергии  $E_1^0 + E_2^0 = 2E^0$ , точки 1—3 отвечают безразмерному радиусу  $r' = 0,13; 0,15; 0,18$ . Из рис. 2 видно, что отношение энергий  $(\lambda)_{\text{max}}$ , отвечающее максимуму импульса, зависит,



Р и с. 3

стоятельность приводит, как и в сферическом случае, к существованию критического времени задержки  $(t_0)_*$  такого, что при  $t_0 > (t_0)_*$  второй ударный разрыв не догоняет первый.

Расстояние взаимодействия второго разрыва с фазами разрежения можно определить из пересечения кривых  $\Delta t'(r')$  с  $\Delta t'_p(r')$  и  $\Delta t'_u(r')$  на рис. 3, который построен для  $\lambda = 1$ . Здесь  $\Delta t'(r')$  — временной интервал (скважность) между приходом в данную эйлерову координату первого и второго ударных разрывов;  $\Delta t'_p$  и  $\Delta t'_u$  — длительности положительных фаз избыточного давления и скорости первой УВ.

Индексы 1, 2, 3 при  $\Delta t'$  отвечают временам задержки  $t_0 = \Delta t'(0) = 0,35; 0,25; 0,15$ . Из рис. 3 видно, что для цилиндрического двойного взрыва аналогично сферическому на квазиакустической стадии возможно формирование двойных волновых конфигураций с квазипостоянной в некотором диапазоне расстояний длительностью между разрывами, т. е. для  $r' \in (r'_1, r'_2)$  имеем  $d(\Delta t'(r'))/dr' \ll 1$  и  $\Delta t'(r', t_0) \simeq T(t_0) = \text{const}$ . Образование такой конфигурации разрывов происходит безотносительно к тому, догонит ли на асимптотике второй разрыв (т. е. ударный фронт) первый или нет. Амплитуда избыточного давления первой УВ на расстояниях от оси  $r'_1$  соответствует приблизительно 1,0, т. е. на расстояниях  $r' > r'_1$  эволюция двойной волны действительно отвечает квазиакустической стадии.

В [2] аналитически в рамках приближения нелинейной акустики показано, что образование двойных конфигураций УВ с постоянной временной скажностью  $T = \text{const}$  между фронтами связано с вполне определенным согласованием амплитуд и профилей двух волн в точке  $r' = r'_1$ .

Таким образом, из проведенных расчетов видно, что для цилиндрического двойного взрыва, как и для сферического, существует область значений параметров управления  $t_0, \lambda$ , в которой вторая волна за время эволюции от  $r' = 0$  до  $r' = r'_1$  «подстраивается» под первую таким образом, что становится возможным образование двухволновых конфигураций с квазипостоянной скажностью  $T$  между фронтами. Скажностью  $T$  и интервал  $\Delta r' = r'_2 - r'_1$  зависят исключительно от  $\lambda$  и  $t_0$  и могут быть получены только в результате численного решения задачи о двойном взрыве.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андрианкин Э. И., Мягков Н. Н. Двойной взрыв в совершенном газе // ПМТФ.— 1981.— № 4.
2. Андрианкин Э. И., Мягков Н. Н. Распространение ударных волн при двойном взрыве в газе с противодавлением // ПМТФ.— 1983.— № 5.
3. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.

г. Москва

Поступила 17/VI 1988 г.