

Нетрудно получить следующие неравенства [3]:

$$f_1'(V_{1,3}) < 0, \quad f_1'(V_{2,4}) > 0, \quad V_{1,4}^2 > 1, \quad V_3 < 1 \quad (\gamma_{\parallel} > -5/8) \\ V_3 > 1 \quad (\gamma_{\parallel} < -5/8), \quad |V_2| < 1 \quad (\gamma_{\parallel} < 5/8), \quad |V_2| > 1 \quad (\gamma_{\parallel} > 5/8)$$

Поэтому для быстрой волны всегда  $d\lambda^2/d\rho > 0$ , т. е. ее профиль опрокидывается на участке сжатия. Для медленной продольной волны возможно как  $d\lambda^2/d\rho > 0$  (при  $|\gamma_{\parallel}| < 5/8$ ), так и  $d\lambda^2/d\rho < 0$  (при  $|\gamma_{\parallel}| > 5/8$ ). Поэтому при  $|\gamma_{\parallel}| > 5/8$  профиль медленной волны опрокидывается на участке разрежения.

Возможность опрокидывания профиля волны на участке разрежения имеет место и для медленной волны модели ЧГЛ [5].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оравский В. Н., Коников Ю. В., Хазанов Г. В. Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме. М.: Наука, 1985. 173 с.
2. Захаров В. Ю. Волны малой амплитуды в замагниченной плазме без столкновений // Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле. М., 1988. С. 48–70.
3. Захаров В. Ю., Шикин И. С. Простые волны в плазме с анизотропным давлением // Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле. М., 1988. С. 85–114.
4. Баранов В. Е., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
5. Захаров В. Ю., Шикин И. С. Простые волны в плазме с анизотропным давлением // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 4. С. 181–183.

Москва

Поступила в редакцию  
18.1.1990

УДК 533.6.011.72

© 1990 г.

И. А. ЗНАМЕНСКАЯ, И. В. СТЕПАНЕЦ, Ф. В. ШУГАЕВ

#### ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПИКА ДАВЛЕНИЯ В КАНАЛЕ ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

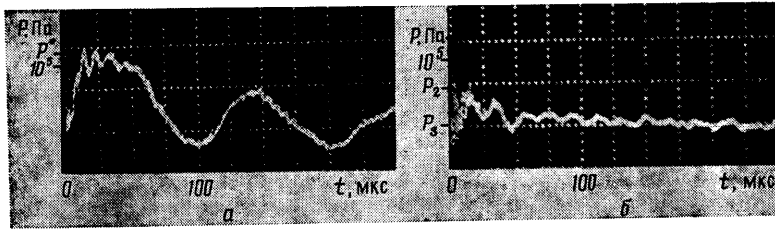
В экспериментах по набеганию плоской ударной волны на тела с щелевидной и цилиндрической выемкой, имеющей плоское дно [1], были зарегистрированы затухающие колебания головной ударной волны при выходе течения на стационарный режим. На темевых снимках зарегистрировано появление в канале щелевидной выемки, образованной двумя плоскостями, вторичной ударной волны. Проведенные расчеты [2] подтвердили факт возникновения затухающих колебаний головной ударной волны на теле с цилиндрической выемкой, однако количественно расчетные значения, в частности амплитуда и фаза колебаний, не совпали с имеющимися экспериментальными данными.

Ниже описаны эксперименты по измерению давления на дне цилиндрического канала при отражении ударной волны от модели с полостью. Обнаружено наличие затухающих пульсаций давления внутри полости, при этом амплитуда пика давления за отраженной ударной волной в широком диапазоне начальных параметров существенно (на 30–60%) превышает расчетные значения [2].

1. Эксперименты проводились в воздухе в ударной трубе сечением  $48 \times 24$  мм<sup>2</sup> при начальном давлении  $P_0 = 6 \cdot 10^2 - 4,7 \cdot 10^4$  Па и числе Маха падающей волны  $M_0 = 1,1 - 5$ .

Модель представляла собой полый стальной цилиндр с плоским подвижным дном. Толщина стенок цилиндра составляла 1 мм, открытый конец имел острые кромки. Диаметр канала модели  $d$  был равен 10 либо 6 мм, его глубина  $h$  изменялась от 0 до 20 мм. Модель устанавливалась открытым концом полости навстречу падающей ударной волне под нулевым углом атаки. Продолжительность течения воздуха около модели за падающей ударной волной составляла от 400 до 100 мкс в зависимости от числа  $M_0$ . Заподлицо в плоское дно модели был вмонтирован пьезодатчик, его временное разрешение составляло 2 мкс. Калибровка датчика проводилась по ударной волне, проходящей по каналу ударной трубы, и по ударной волне, отраженной от торца модели (при  $h=0$ ).

2. На фиг. 1 приведены осциллограммы давления на дне полости  $P$  ( $d=6$  мм,  $P_0=1,2 \cdot 10^3$  Па,  $M_0=3,2$ ) при  $h=15$  мм (а) и  $h=0$  (б) после прихода ударной волны. Видно, что максимальное давление в полости в 1,5 раза превышает соответствующую величину на торце. После резкого скачка давления, соответствующего приходу падающей ударной волны, следует дальнейший подъем в течение  $\sim 10$  мкс. Через



Фиг. 1

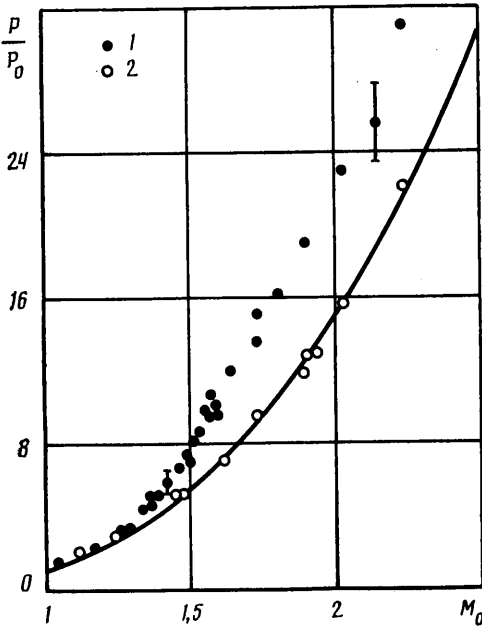
3–4 периода происходит затухание колебаний и выход на стационарный режим  $P=P_s$ .

На фиг. 2 приведены экспериментальные величины максимального давления в полости (1) и на торце (2) в зависимости от  $M_0$  падающей ударной волны. Глубина полости  $h=10$  мм;  $d=10$  мм; величина давления отнесена к значению начального давления в рабочей камере  $P_0=4,2 \cdot 10^4$  Па. Сплошная линия – расчет для торца ( $h=0$ ). Видно, что значения давления в полости и на торце различаются между собой начиная с чисел Маха  $M_0^*=1,5$ .

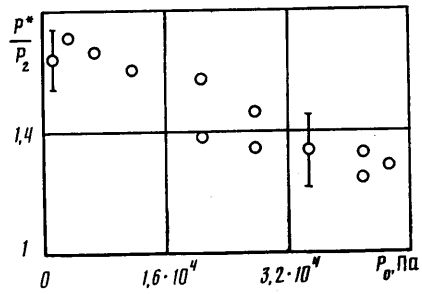
Возникновение пика давления за отраженной от дна канала ударной волной, наблюдалось в широком диапазоне начальных давлений и чисел  $M_0$ .

С уменьшением начального давления газа  $P_0$  точка  $M_0^*$  на кривой сдвигается в область несколько меньших значений чисел Маха. Для меньшего внутреннего диаметра канала ( $d=6$  мм) при прочих равных условиях эффект пика давления также имеет место, начиная с меньших чисел  $M_0$ .

На фиг. 3 представлены экспериментальные значения отношения максимального давления  $P^*$  на дне выемки за отраженной ударной волной к соответствующему значению



Фиг. 2



Фиг. 3

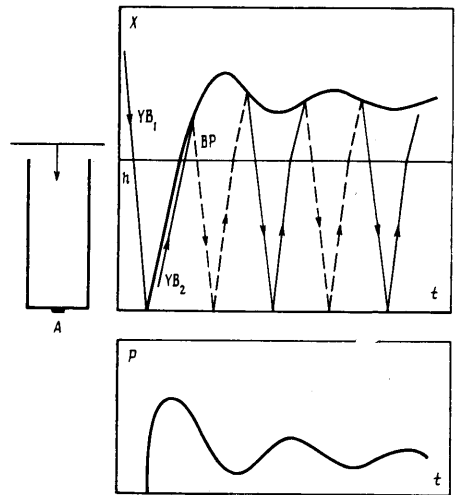
$P_2$  на торце ( $h=0$ ) в зависимости от начального давления в рабочей камере перед падающей ударной волной для одного значения диаметра ( $d=10$  мм), глубины выемки ( $h=10$  мм) и числа Маха падающей ударной волны ( $M_0=2,3$ ).

Частота затухающих колебаний (начиная со второго периода) совпадает с расчетом по формуле для четвертьволнового резонатора с учетом величины отхода головной ударной волны от модели [3]. Длительность первого периода колебаний превышает значение, рассчитанное по этой формуле, причем с ростом глубины  $h$  это расхождение увеличивается, первый пик давления растягивается и принимает уплощенную форму.

По-видимому, отмеченный эффект возникает в условиях, при которых за отра-



Фиг. 4



Фиг. 5

женной ударной волной в канале образуется вторичная ударная волна. Покадровая съемка процесса показала, что число Маха вторичной ударной волны в канале 1,1–1,2. Это соответствует скачку давления на ней  $P/P_2=1,25-1,5$ , что хорошо согласуется с приведенными выше экспериментальными результатами. По полученным с двумерной моделью интерферограммам можно оценить скачок плотности на вторичной ударной волне, который составил 20–25%, что также соответствует значению числа Маха вторичной ударной волны, указанному выше. На фиг. 4 показана интерферограмма начальной стадии отражения падающей ударной волны от дна щелевидной выемки. Видно начало формирования волны сжатия (увеличение плотности ~4%), которая затем трансформируется во вторичную ударную волну ( $M_0=2,3$ ;  $d=4,8$  мм;  $h=6,2$  мм). Область сжатия указана стрелкой.

На фиг. 5 приведена  $X-t$ -диаграмма траектории движения ударной волны ( $YB_1$ ), вторичной ударной волны ( $YB_2$ ), волн разрежения (BP, штриховая линия) и слабых ударных волн по оси канала (возмущения, образовавшиеся при выходе ударной волны из полости, не обозначены). Ниже  $X-t$ -диаграммы приведено изменение давления в точке А на дне выемки в соответствующие моменты времени.

3. Таким образом, при отражении ударной волны от тела с выемкой при определенных условиях имеет место пик давления за отраженной ударной волной в донной области и вдоль стенок, при этом амплитуда пика давления на 30–60% превышает расчетные значения. В ряде работ на стенках каналов ударных труб были зарегистрированы «забросы» давления, превышающие расчеты по теории бифуркации. Делались попытки интерпретировать эти результаты внесением исправлений в теорию бифуркации Марка [4]. Анализ полученных экспериментальных данных позволяет объяснить результаты [4] наличием скачка давления за вторичной ударной волной. Ее существование подтверждается теневыми снимками и фоторазвертками [1], интерферограммами, осциллограммами давления. Кроме того, она проявляет себя в догонном взаимодействии с отраженной ударной волной, в результате которого образуется ударная волна и контактная поверхность.

Колебания давления при дифракции ударной волны на теле с выемкой возникают во всех проведенных экспериментах. Параметрами, определяющими наличие или отсутствие эффекта роста давления (и соответственно плотности и температуры) внутри полости, являются ее внутренний диаметр, начальное давление воздуха, число  $M_0$  падающей ударной волны. Очевидно, превышение давления при отражении ударной волны в каналах и колебания давления на элементах конструкций, включающих полости, выемки и т. д., необходимо учитывать в широком круге прикладных задач.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Знаменская И. А., Шугаев Ф. В. О затухающих колебаниях ударной волны при отражении ее от тела с выемкой // Докл. АН СССР. 1980. Т. 254. № 1. С. 57–59.
2. Грудницкий В. Г., Знаменская И. А., Кудрявцев Е. М. и др. Нестационарное отражение ударной волны от тела с цилиндрической выемкой // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 199–202.
3. Богачевский , Костов . Сверхзвуковое обтекание выпуклых и вогнутых тел при наличии излучения и абляции // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10. № 8. С. 64–74.
4. Сэндерсон . Истолкование измерений давления за отраженной ударной волной в прямоугольной трубе // Ракетная техника и космонавтика. 1969. Т. 7. № 7. С. 191–193.

Москва

Поступила в редакцию  
1.IX.1989

## ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

С 1 января 1991 г. ВААП начинает выплату гонорара за статьи в журналах 1988 г., переводимые за рубежом.

Справки-заявления направлять

— почтой по адресу: 103670 Москва К-104, Б. Бронная, 6а, ВААП

— либо в отдел расчетов по журналам

Москва, М. Бронная, д. 19, ком. 306

Тел. 203-59-53