

3. Bier K., Schmidt B. Zur Form der Verdichtungs — stöße in frei expandierenden Gasströmungen. Z. Angew. Phys., 1961, Bd 13, H. 11.
4. Lewic S. H. Jr., Carlson D. J. Normal shock location in underexpanded gas and gas — particle jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 4. (Рус. перев.: Положение центрального скачка уплотнения в недорасширенной газовой струе и в струе газа с твердыми частицами. Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 4.)
5. Ющенкова Н. И., Немченко В. И., Лыжников С. А. Влияние кинетики элементарных процессов на ионизацию сверхзвуковых струй низкотемпературной плазмы. Низкотемпературная плазма, М., «Мир», 1967.
6. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966.
7. Волконская Т. Г. Расчет сверхзвуковых осесимметричных струй. В сб.: «Численные методы в газовой динамике», М., Из-во МГУ, 1963.
8. Костерин С. И., Ющенкова Н. И., Белова Н. Т., Камаев Б. Д. Исследование влияния разреженности сверхзвукового потока на показания зондов полного напора. Инж.- физ. ж., 1962, т. 5, № 12.
9. D a u m F. L. Air condensation in a hypersonic wind tunnel. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5. (Рус. перев.: Конденсация воздуха в гиперзвуковой аэродинамической трубе. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 5.)
10. M c S t o s k e y W. J., M c D o u g a l l J. G. Shock wave shapes on a sharp flat plate in rarefied hypersonic flow. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1. (Рус. перев.: Исследование формы ударной волны, возникающей при обтекании заостренной плоской пластины разреженным гиперзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 1.)
11. Коровин В. М. О возможных упрощениях уравнений двухтемпературной частично ионизированной плазмы. ПМТФ, 1965, № 6.
12. Основы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
13. Ющенкова Н. И., Камаев Б. Д., Лыжников С. А., Немченко В. И. Структура и параметры сверхзвуковой струи низкотемпературной плазмы и явления переноса в струях. В сб.: Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы. т. 2. М., Изд-во Комитета стандартов, мер и измер. приборов, 1969.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ТЕЛАМИ

А. Н. Иванов, С. Ю. Чернявский

(Москва)

Основные результаты исследования взаимодействия ударных волн с телами получены экспериментальным путем в ударных трубах, характеризующихся постоянными параметрами течения за фронтом волны, например, [1, 2]. В данной работе рассмотрено взаимодействие с телами сферической взрывной волны, отличающейся существенной нестационарностью течения за скачком уплотнения. Проводились измерения импульса силы (интеграла силы по времени), сообщенного взрывной волной неподвижному телу цилиндрической формы, и исследования формирования картины течения около летящего затупленного тела.

1. Измерения импульса силы. Сферическая ударная волна в экспериментах создавалась при взрыве заряда химического взрывчатого вещества. Волна взаимодействовала с цилиндром кругового сечения, свободно подвешенным с помощью тонких нитей перпендикулярно направлению распространения скачка уплотнения. Так как масса цилиндра в процессе эксперимента сохранялась постоянной, а реакциями нитей его подвески в направлении движения можно пренебречь, величина импульса силы в каждый момент времени пропорциональна скорости тела. Определение мгновенных значений скорости производилось двумя методами: путем электрического интегрирования по времени сигнала от пьезодатчика ускорения, установленного на теле, и электромагнитным методом.

При измерениях первым методом в центре цилиндра был установлен пьезодатчик ускорения типа ИС-313, имеющий размеры $16 \times 16 \times 19$ мм³ и чувствительность 0.5 мсек²/м. Сигнал от датчика по антивибрационному кабелю поступал на вход предусилителя, затем интегрировался по времени интегрирующим усилителем и регистрировался с помощью двухканального катодного осциллографа. Второй канал осциллографа ис-

пользовался для регистрации сигнала от пьезодатчика избыточного статического давления за фронтом взрывной волны [3]. Запуск осциллографа осуществлялся пьезодатчиком синхронизации.

Перед установкой датчика ускорения в цилиндр весь тракт измерения скорости тарировался с помощью пневматического устройства, состоящего из камеры высокого давления, соединенного с ней отрезка цилиндрической трубы и быстродействующего электроклапана, закрывающего доступ воздуха в трубу из камеры. В трубе вплотную к клапану устанавливался поршень с кронштейном для крепления тарированного датчика. При открывании клапана поршень двигался равноускоренно, и его скорость в каждый момент времени определялась по известным значениям начального давления воздуха в камере, площади поперечного сечения поршня и массы поршня с датчиком.

Датчик статического давления тарировался с помощью пневматического импульсного устройства [4].

При установке в цилиндр датчик ускорения центрировался фиксирующими винтами и заливался сплавом Вуда с температурой плавления 60°C . Подобный способ позволил упростить монтаж и демонтаж датчика и повысить частоту собственных колебаний датчика относительно цилиндра.

При использовании электромагнитного метода датчиком скорости служил непосредственно сам цилиндр, изготовленный из токопроводящего материала и помещенный в постоянное магнитное поле с напряженностью около 150 а , однородное в направлении движения ударной волны. Поле создавалось электромагнитом с полюсными наконечниками сечением $10 \times 200 \text{ мм}^2$, ориентированными на центр взрыва и снабженными обтекателями. Контрольные измерения в рабочей зоне между полюсами, проведенные с помощью датчиков статического и полного давлений [3], показали, что присутствие электромагнита практически не влияет на характер течения за фронтом взрывной волны. К цилиндру прикреплялись два тонких жестких электрода, ориентированных в направлении его движения. Э. д. с. индукции, возникающая на концах электродов при движении цилиндра под действием взрывной волны, регистрировалась с помощью двухканального катодного осциллографа. На второй канал, как и в первом методе, подавался сигнал от пьезодатчика статического давления.

Тарировка тракта измерения скорости электромагнитным методом проводилась с помощью описанного выше пневматического устройства. Для этого поршень тарировочного устройства жестко соединялся с исследуемым цилиндром, установленным непосредственно в зоне испытаний.

Суммарная погрешность измерения импульса силы по обоим описанным методам не превышала 10% , а погрешность измерения статического давления — 3% .

С помощью датчика ускорения были измерены импульсы силы, сообщенные взрывной волной цилиндрам с диаметрами $D = 28 \text{ мм}$ (длина 210 мм) и $D = 50 \text{ мм}$ (длина 300 мм). Электромагнитный метод использовался при исследовании начального участка кривой импульса для цилиндров с диаметрами $D = 28 \text{ мм}$ (длина 210 мм) и $D = 10 \text{ мм}$ (длина 100 мм).

Все цилиндры испытывались на фиксированном расстоянии $5,1 \text{ м}$ от центра взрыва при начальных давлениях воздуха $p_0 = 1,0; 0,3 \text{ кг/см}^2$. Относительный перепад статического давления на фронте взрывной волны составлял

$$\frac{\Delta p_1}{p_0} = \begin{cases} 0,25 \div 1,1 & \text{для } p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2 \\ 0,4 \div 1,1 & \text{для } p_0 = 0,3 \text{ кг/см}^2 \end{cases}$$

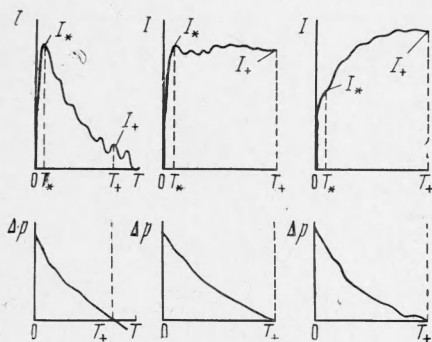
Типичные осциллограммы импульса силы I по времени T , полученного цилиндром при различных параметрах ударной волны, приведены на фиг. 1, а, б, в вместе с соответствующими кривыми избыточного статического давления Δp . На осциллограммах можно выделить начальный участок с быстрым нарастанием импульса, заканчивающийся точкой максимума (фиг. 1, а, б) или перегиба (фиг. 1, в). Значения момента времени и импульса, соответствующие этой точке, обозначены через T_* и I_* . В дальнейшем скорость изменения импульса значительно уменьшается. К моменту окончания фазы сжатия взрывной волны T_+ величина импульса достигает значения I_+ . Следует отметить, что разброс результатов заметно превышает погрешности измерений, особенно для величины I_+ . Это, по-видимому, можно объяснить нестабильностью исследуемого явления.

Величину интервала времени, соответствующего начальному участку, можно представить в безразмерном виде $t_* = T_* c_1/D$, где c_1 — скорость звука на фронте ударной волны. При этом в исследованных случаях величина t_* оказывается практически одинаковой и в среднем составляет $t_* \approx 2,0$. Сравнивая это значение с результатами экспериментов по исследованию взаимодействия цилиндра с плоской ударной волной [2], можно заключить, что начальный участок нарастания импульса соответствует, в основном, процессу дифракции фронта ударной волны на цилиндре. Величина безразмерного импульса силы, сообщенного телу к моменту t_* , оказывается также постоянной

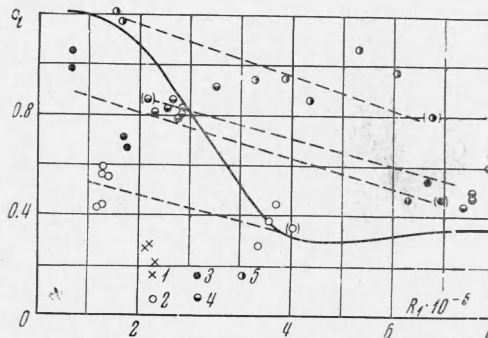
(в пределах разброса экспериментальных данных)

$$i_* = \frac{I_* c_1}{\Delta p_2 D S} \approx 0.7$$

Здесь Δp_2 — избыточное давление при нормальном отражении фронта ударной волны, вычисленное по известным значениям p_0 и Δp_1 , S — площадь миделя цилиндра.



Фиг. 1



Фиг. 2

Изменение импульса при $T_* < T < T_+$, в основном, определяется действием на цилиндр двух противоположно направленных сил: скоростного напора набегающего нестационарного потока газа и силы, обусловленной наличием отрицательного градиента давления и скорости газа во взрывной волне. Поэтому в зависимости от режима обтекания величина I_+ может быть меньше, равна или больше величины I_* (фиг. 1).

Представляет интерес сравнить полный импульс I_+ , сообщенный телу к моменту окончания фазы сжатия взрывной волны, с импульсом скоростного напора I_0 за тот же промежуток времени. Их отношение $I_+ / I_0 = c_i$ можно рассматривать как эффективный коэффициент сопротивления цилиндра, усредненный за время T_+ . В качестве основных параметров, характеризующих этот коэффициент, могут быть выбраны числа Маха, Рейнольдса и Струхала на фронте ударной волны

$$M_1 = u_1 / c_1, \quad R_1 = \rho_1 u_1 D / \mu_1, \quad S_1 = T_+ u_1 / D$$

где u_1 , ρ_1 , μ_1 — скорость, плотность и коэффициент вязкости газа на фронте, рассчитанные по соотношениям для прямого скачка уплотнения. В проведенных экспериментах число Маха M_1 не превышало 0.5. Как известно (например, [5, 6]), в этом диапазоне при стационарном обтекании цилиндра изменение числа Маха слабо влияет на зависимость коэффициента сопротивления c_x от числа Рейнольдса (для $10^5 < R < 10^6$). Предполагая, что это справедливо и в нестационарном случае, исследуем влияние на коэффициент c_i только чисел Рейнольдса и Струхала.

На фиг. 2 приведены значения величины c_i , полученные в данной работе, и для сравнения коэффициент сопротивления цилиндра бесконечного удлинения при стационарном обтекании [5] (сплошная кривая) в зависимости от числа Рейнольдса. Импульс скоростного напора определялся с помощью результатов работы [7].

Все эксперименты были разбиты на группы со сходными значениями чисел Струхала: 1 ($S_1 \approx 2.5$), 2 ($4.5 \leq S_1 \leq 6.5$), 3 ($7.5 \leq S_1 \leq 9.5$), 4 ($10.5 \leq S_1 \leq 14$), 5 ($21 \leq S_1 \leq 26$). Для каждой группы точек (кроме группы, соответствующей числу Струхала $S_1 \approx 2.5$) построены усредненные кривые $c_i = c_i(R_1)$. Из фиг. 2 видно, что при $R_1 = \text{const}$ эффективный коэффициент сопротивления цилиндра увеличивается с ростом числа Струхала. При постоянном числе Струхала c_i уменьшается с увеличением числа Рейнольдса, как и в случае стационарного обтекания.

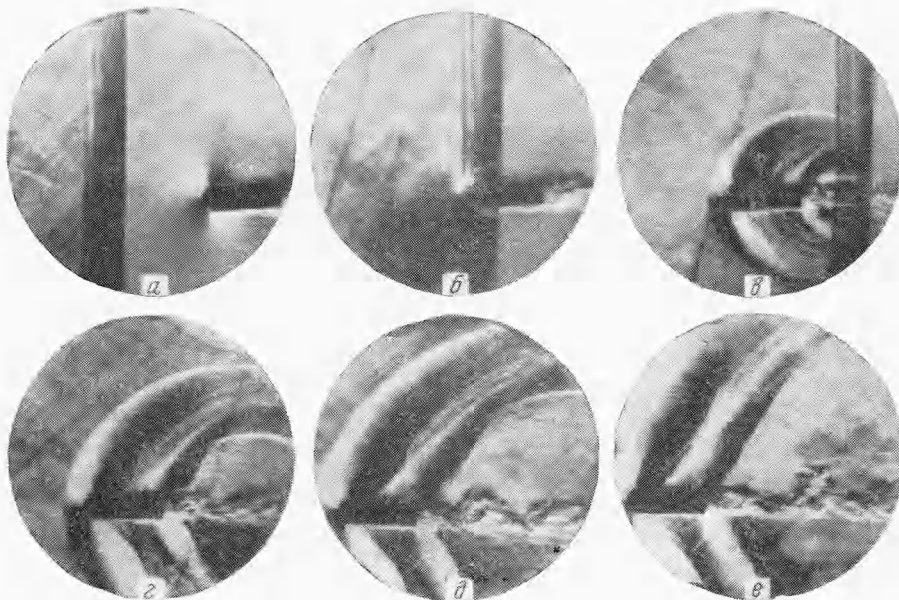
2. Формирование головной волны на летящем теле.

Сферическая взрывная волна создавалась таким же способом, как и в п. 1. Навстречу фронту волны двигалось тело, разогнанное до необходимой скорости с помощью газовой пушки. Пушка состояла из ствола, камеры высокого давления и установленного между ними быстродействующего электроклапана.

Процесс взаимодействия ударной волны с телом визуализировался полутеневым прибором Теплера типа ИАБ-451. Для получения последовательного ряда изображений

картины течения использовался скоростной фоторегистратор СФР-2М (в режиме непрерывной развертки) в комбинации с генератором серии световых вспышек длительностью 0.1 мсек и частотой следования до 30 кГц.

Для проведения киносъемки процесса взаимодействия летящего тела со взрывной волной необходимо так выбрать моменты подрыва заряда взрывчатого вещества и открытия электроклапана газовой пушки, чтобы встреча тела с фронтом волны произошла в поле зрения оптической системы, а зеркало фоторегистратора заняло положение,



Фиг. 3

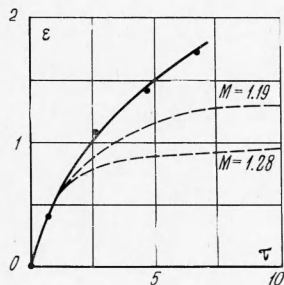
обеспечивающее попадание изображения на киноплёнку. С этой целью сигнал от синхродатчика камеры СФР-2М после усиления и формирования подавался на вход блока управления электроклапаном газовой пушки, в результате чего клапан открывался и начинался разгон тела. Этим же сигналом через линию задержки производился запуск блока иницирования заряда взрывчатого вещества. В момент подхода ударной волны к зоне регистрации начинал работать генератор световых вспышек, запускаемый пьезоэлектрическим датчиком синхронизации.

На фиг. 3 представлены полутеневые снимки процесса взаимодействия сферической воздушной взрывной волны с телом, летящим навстречу ее фронту. Тело имело форму цилиндра с полусферической носовой частью и было изготовлено из пенополистирола. Длина его составляла 50 мм, диаметр 20 мм и вес 0.7 г. Скорость тела в невозмущенном воздухе соответствовала числу Маха $M = 0.82$. В районе встречи скачка уплотнения с летящим телом избыточное статическое давление на фронте волны составляло 1.2 кг/см^2 при длительности фазы сжатия 3.5 мсек. Все эксперименты проводились при нормальном атмосферном давлении 1.03 кг/см^2 . Интервалы времени между приведенными кадрами равны 0.107 мсек. Погрешность измерения скорости тела не превышала 2%, избыточного статического давления — 4%, интервалов времени — 0.5%.

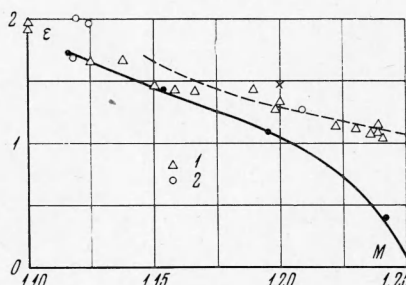
На снимках видна интенсивная головная волна, образующаяся при входе тела в поток за фронтом взрывной волны. Область, ограниченная головной волной, с течением времени быстро расширяется. При этом также увеличивается расстояние d от передней критической точки тела до головного скачка. На фиг. 4 приведены значения этого расстояния, отнесенного к радиусу затупленной головной части r , в зависимости от безразмерного времени τ ; на фигуре $\epsilon = d/r$, $\tau = \frac{1}{2} Tc_1/r$.

Здесь T — время, прошедшее с момента встречи фронта волны с телом. Там же приведена зависимость ϵ от τ , полученная в экспериментах с неподвижной сферой в ударной трубе при близких числах Маха потока за скачком [8]. Можно отметить, что при $\tau \leq 2$ зависимость ϵ от τ для движущегося затупленного цилиндра и неподвижной сферы практически одинакова. При увеличении τ расстояние от головной волны до тела в ударной трубе достигает стационарного значения, соответствующего форме тела и числу Маха набегающего потока. Взрывная волна характеризуется непрерывным падением скорости газа со временем, вследствие чего число Маха M набегающего на тело

потока постоянно уменьшается, а отход головной волны, соответственно, увеличивается. Зависимость величины ε от местного значения M представлена сплошной линией на фиг. 5. Величины M были рассчитаны с помощью материалов работы [7] с учетом экспериментально измеренных значений избыточного давления на фронте волны и скорости тела.



Фиг. 4



Фиг. 5

На той же фигуре приведены аналогичные зависимости для случая стационарного обтекания сферы, полученные экспериментально [8] — 1, [9] — 2 и расчетным путем [10] (пунктир), а также значение величины ε при $M = 1.2$, найденное А. И. Голубинским для тела, подобного исследованному в данной работе (отмечено крестом).

Экспериментальные результаты, представленные на фиг. 4 и 5, позволяют сделать вывод о том, что процесс формирования головной волны в исследованном случае можно условно разбить на две стадии: первую — существенно нестационарную и вторую — квазистационарную. Во второй стадии расстояние между головной волной и телом в каждый момент времени при изменяющемся числе Маха набегающего потока близко к значению, полученному при установившемся обтекании. Переход первой стадии во вторую начинается при $\tau \approx 2$.

Авторы благодарны А. И. Голубинскому за предоставленные экспериментальные материалы по установившемуся обтеканию моделей.

Поступила 6 I 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ударные трубы. Сб. статей, М., Изд-во иностр. лит., 1962.
2. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. Сб. статей, М.—Л., «Наука», 1967.
3. Чернявский С. Ю. Устройство для измерения полного и статического давления в нестационарных газодинамических потоках. Авт. свидет. № 159667. Бюллетень изобрет. и товарных знаков, 1964, № 1.
4. Иванов А. Н., Чернявский С. Ю., Борисовская В. П. Авт. свидет. № 226913. Бюллетень изобрет. и товарных знаков, 1968, № 29.
5. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
6. Feggi A. Influenza del numero di Reynolds ai grandi numeri di Mach. Atti di Guidonia, 1942, No. 67—69.
7. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.
8. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Отход головной ударной волны от сферы в аргоне и азоте при малых сверхзвуковых числах Маха. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», М.—Л., «Наука», 1967.
9. Масленников В. Г., Студенков А. М. О положении головной ударной волны при числах Маха, близких к единице. В сб.: «Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений», М.—Л., «Наука», 1967.
10. Белоцерковский О. М., Булекбаев А., Голомазов М. М., Грудницкий В. Г., Душин В. К., Иванов В. Ф., Лунькин Ю. П., Попов Ф. Д., Рябинков Г. М., Тимофеева Т. Я., Толстых А. И., Фомин В. Н., Шугаев В. Ф. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Тр. ВЦ АН СССР, М., 1967.