

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ПЛОСКИМИ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ТЕЛАМИ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА НИХ СФЕРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. Н. Иванов, В. И. Михайлов

(Москва)

Аэродинамические характеристики тел при их обтекании нестационарным потоком газа за сферической ударной волной существенно отличаются от значений, соответствующих установившемуся течению, и имеют существенно иную зависимость от основных параметров потока (чисел Маха и Рейнольдса) по сравнению со случаем стационарного обтекания [1, 2]. Эти изменения связаны в первую очередь с отличиями в картине формирования вихрей и отрыва потока в стационарном и нестационарном случаях, что приводит к изменению распределения давления по телу.

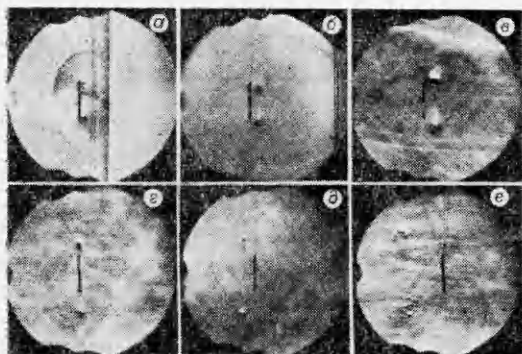
Данная работа посвящена изучению особенностей картины течения за плоскими телами конечного удлинения, а также некоторыми пространственными телами с плоским срезом при набегающем на них сферической ударной волной. В качестве плоских тел использовались круглый диск, квадратная пластина и эллиптические пластины различного удлинения; в качестве пространственных — полусфера и цилиндр конечной длины, установленный торцом к потоку.

1. Постановка эксперимента. Исследуемое тело с помощью тонких проволочных растяжек подвешивалось в поле зрения оптической системы, состоящей из полутеневого прибора Теплера типа ИАБ-451, скоростного фоторегистратора СФР-2М в режиме непрерывной развертки и осветителя, формирующего серию коротких световых импульсов. Для генерации сферической ударной волны использовался взрыв заряда конденсированного взрывчатого вещества, установленного на расстоянии R от тела. Измерение параметров ударной волны, падающей на тело, производилось с помощью пьезоэлектрического датчика статического давления, соединенного с электронной регистрирующей аппаратурой.

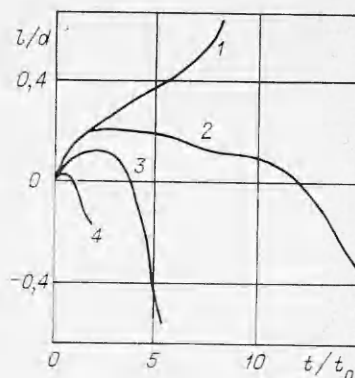
Начальное давление воздуха в экспериментах менялось в диапазоне $p_0 = (0,1-2) \cdot 10^5$ Па, расстояние от тела до центра взрыва $R = 0,3-5$ м, характерный размер тела $d = 9-200$ мм. Выбор значений p_0 , d , R и величины заряда взрывчатого вещества производился таким образом, чтобы исследовать влияние на картину течения одного из безразмерных параметров процесса — чисел Маха, Рейнольдса и Струхала при сохранении постоянными двух других параметров. Здесь $M = u_1/c_1$; $Re = \rho_1 u_1 d / \mu_1$; $Sh = d / u_1 t_+$; ρ_1 , u_1 , μ_1 , c_1 — соответственно плотность, скорость, вязкость газа и скорость звука в нем; индекс 1 относится к значениям непосредственно за фронтом волны; t_+ — время действия фазы сжатия волны.

2. Вихревая картина за круглым диском. Характерные снимки из кинограммы процесса обтекания диска диаметром $d = 50$ мм, установленного перпендикулярно набегающему потоку газа (угол атаки $\alpha = 90^\circ$), приведены на фиг. 1, а—е. Величины безразмерных параметров в данном случае составляли: $M = 0,28$, $Re = 4,5 \cdot 10^5$, $Sh = 0,16$. Приведенное к безразмерному виду ($\tau = t/t_+$) время от начала воздействия волны на тело до момента съемки соответственно $\tau = 0,04; 0,11; 1; 1,8; 2,3; 3,2$.

При прохождении ударной волной кромки диска перед телом и за ним образуются кольцевые тангенциальные разрывы, разделяющие области за криволинейной отраженной волной, волной разрежения, идущей по передней плоскости диска, и волной сжатия, распространяющейся по его задней поверхности. Вследствие отрыва потока на кромке диска вблизи нее образуется тороидальный вихрь, закручивающийся назад. В начальный момент времени указанная картина течения у края диска полностью подобна обтеканию плоской ударной волной кромки пластины бесконечного удлинения [3]. В дальнейшем появляются отличия — у пластины после роста вихря возникает его отрыв, а затем вихрь уносится потоком. Для диска начальный период формирования вихря, сопровождающийся ростом его размеров и расстояния до плоскости диска, заканчивается периодом стабилизации. В этот период, несмотря на изменение давления, плотности



Ф и г. 1

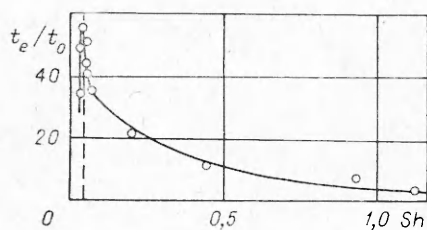


Ф и г. 2

и скорости газа за фронтом ударной волны, расстояние l между вихревым кольцом и плоскостью диска практически не изменяется и на кривой $l(t)$ имеется протяженное плато (фиг. 2, кривая 2). За положительное направление l принято смещение кольца от диска по ходу фронта волны, в качестве характерного времени при приведении к безразмерному виду величины t — время $t_0 = d/u_1$ прохождения частицами газа пути, равного характерному размеру тела. По окончании фазы сжатия волны вихревое кольцо начинает двигаться к диску и через некоторое время пересекает его плоскость. Максимальная скорость движения кольца достигает 20—30% от скорости потока на фронте волны. При дальнейшем движении кольца по направлению к центру взрыва оно удаляется от диска, при этом кольцо постепенно уменьшается по интенсивности, начинает терять плоскую форму, а затем разрушается. Диаметр кольца монотонно растет по времени и к моменту разрушения вихря в 1,7—2 раза превосходит диаметр диска.

Указанная картина течения в ближнем следе за диском при набегаии на него сферической ударной волны совпадает с картиной течения за круговым конусом, расположенным под нулевым углом атаки [2]. Время существования вихревого кольца t_e , приведенное к безразмерному виду, в исследованном случае составляет $t_e/t_0 = 20$, что близко к значению для кругового конуса при тех же параметрах потока. Исследования картины течения показали, что динамика развития вихревого кольца и время его существования практически не зависят от значений чисел Рейнольдса и Маха, изменяющихся последовательно в диапазонах: $0,07 \leq M \leq 0,5$ при $Re = 2,25 \cdot 10^5$, $Sh = 0,56$; $4,5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 9 \cdot 10^5$ при $M = 0,3$, $Sh = 0,16$.

Стабилизация положения вихревого кольца при изменяющихся параметрах внешнего потока может быть объяснена следующим образом. Как известно, изолированное вихревое кольцо в неподвижном газе движется относительно его с тем большей скоростью, чем меньше его поперечное сечение [4]. При формировании кольца за диском вектор скорости кольца направлен навстречу вектору набегающего потока. За фронтом сферической ударной волны имеет место уменьшение давления газа. Это приводит к уменьшению плотности газа внутри вихревой области при сохранении общей интенсивности кольца (вязкими потерями в первом приближении пренебрегаем) и к соответствующему увеличению площади поперечного сечения кольца. В результате скорость движения кольца относительно внешнего потока газа должна падать со временем, но, так как скорость потока в фазе сжатия волны также монотонно уменьшается, суммарная скорость вихревого кольца в течение длительного времени близка к нулю. В фазе разрежения внешнее давление и соответственно размеры сечения вихря меняются слабо, а скорость потока газа меняет знак, в результате чего кольцо начинает двигаться к центру взрыва.



Фиг. 3

было фиксированным — $M = 0,28$, число Рейнольдса в зависимости от используемой модели диска $Re = (9-45) \cdot 10^4$. Смещение вихревого кольца в функции времени в зависимости от режима обтекания показано на фиг. 2. Значения чисел Струхала для приведенных кривых составляют: 1 — $Sh = 0,03$; 2 — $0,16$; 3 — $0,7$; 4 — $2,27$.

При малой степени нестационарности процесса обтекания ($Sh \leq 0,03$), когда скорость газа за фронтом ударной волны уменьшается со временем медленно, собственной скорости вихревого кольца оказывается недостаточно для компенсации скорости набегающего потока. В результате образовавшийся вихрь увлекается внешним потоком и начинает быстро удаляться от тела (кривая 1 на фиг. 2). На расстоянии от диска $l \geq 0,5d$ начинается искажение формы вихревого кольца, потеря им устойчивости и быстрое разрушение. Приведенное к безразмерному виду t_e/t_0 время существования вихря в этом случае оказывается малым (фиг. 3).

Увеличение степени нестационарности приводит к тому, что скорость внешнего потока изменяется со временем быстрее, в результате к моменту образования вихревого кольца скорость газа становится недостаточной для уноса вихря и его разрушения. В области значений числа Струхала $0,037 \leq Sh \leq 0,9$ в фазе сжатия сферической волны наблюдается стабилизация положения вихревого кольца относительно вызвавшего его тела и на кривых $l(t)$ появляются соответствующие плато (см. фиг. 2, кривые 2, 3).

Наибольшее время существования вихря $t_e/t_0 = 55$ достигается при $Sh = 0,04$ вблизи границы области устойчивости кольца (на фиг. 3 штриховая линия). Рост степени нестационарности ($Sh > 0,04$) вызывает быстрое уменьшение относительного времени существования вихревого кольца. Это связано, по-видимому, с тем, что увеличение числа Струхала и соответствующий рост градиента скорости газа за фронтом волны ведут к уменьшению сноса вихря относительно тела. В результате более интенсивного взаимодействия вихря с телом циркуляция вихря со временем быстро уменьшается, при дальнейшем движении вихрь быстрее теряет устойчивость и разрушается. Увеличение степени нестационарности приводит также к тому, что период формирования вихря занимает все большую часть фазы сжатия ударной волны и длительность периода стабилизации вихря соответственно сокращается. При $Sh \geq 0,9$ период стабилизации вихря полностью пропадает (кривая 4 на фиг. 2).

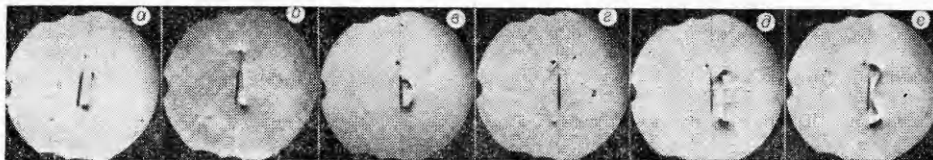
4. Влияние угла атаки. В экспериментах использовали диск диаметром $d = 50$ мм, параметры процесса обтекания: $M = 0,28$, $Sh = 0,16$, $Re = 4 \cdot 10^5$. Угол атаки диска изменялся от 90 до $97,5^\circ$ через $2,5^\circ$. Фотографии обтекания диска под углом атаки $\alpha = 97,5^\circ$ в моменты времени $\tau = 0,2$; $1,2$ показаны на фиг. 4, а, б соответственно.

Анализ результатов показывает, что возникающий при наклоне диска скос потока около тела первоначально вызывает сдвиг вихревого кольца вдоль плоскости диска. В результате при достаточном угле наклона диска одна часть вихря полностью выдвигается в набегающий поток газа, а другая — экранируется телом. В дальнейшем находящаяся в потоке часть вихря начинает терять круглую форму, размываться и одновременно смещаться под действием экранированной части вихревого кольца навстречу потоку, причем это смещение происходит с большей скоростью, чем в осесимметричном случае (при угле атаки $\alpha = 90^\circ$).

Противоположная часть вихря (на фиг. 4, а, б внизу) длительное вре-

Следует отметить, что полученная в данных экспериментах картина вихревого течения не имеет аналогов при отрывном обтекании тел стационарным и нестационарным потоками жидкости (см., например, [5—8]).

3. Влияние степени нестационарности. В данных экспериментах значение числа Струхала изменялось в диапазоне $0,03 \leq Sh \leq 2,3$, число Маха



Ф и г. 4

мя находится вблизи диска в аэродинамической тени за ним, и только после того, как скорость внешнего потока становится отрицательной, эта часть вихря увеличивается по радиусу и начинает сдвигаться к центру взрыва. Интенсивность этой части вихря примерно такая же, как при $\alpha = 90^\circ$, а скорость ее перемещения заметно меньше, что связано с размыванием и ослаблением вихря в верхней половине кольца.

В результате за наклонным (относительно фронта волны) диском вихревое кольцо со временем также наклоняется, но в противоположную сторону, причем угол этого наклона растет с наклоном диска, кроме того, оно становится существенно несимметричным по форме поперечного сечения и интенсивности. Указанные особенности вихревого кольца за телом с углом атаки $\alpha \neq 90^\circ$ не позволяют однозначно определить время его существования.

5. Обтекание пластин малого удлинения. Для определения влияния формы пластины в плане на устойчивость вихревого кольца исследовалось обтекание квадратной пластины, а также эллиптических пластин с соотношением полуосей b/a , изменяющимся в диапазоне $b/a = 0,5-0,96$. Безразмерные параметры обтекания составляли: $M = 0,28$, $Re = 4 \cdot 10^5$, $Sh = 0,16$, угол атаки пластин $\alpha = 90^\circ$.

При действии ударной волны на эллиптическую пластину образующийся замкнутый вихрь вначале является плоским и имеет такую же форму в плане, что и пластина. В дальнейшем «сплюснутые» части вихревого кольца, имеющие больший радиус кривизны и соответственно меньшую скорость собственного движения, смещаются под действием потока дальше от плоскости диска, чем «вытянутые» участки. На фиг. 4, *в*, *г* показана картина течения около эллиптической пластины с соотношением полуосей $b/a = 0,6$. Большая ось пластины расположена в плоскости снимка, моменты времени равны: *в* — $\tau = 0,15$, *г* — $\tau = 2,14$.

При уменьшении скорости внешнего потока участки вихря, соответствующие малой оси пластины, начинают удаляться друг от друга и одновременно двигаться к центру взрыва с большей скоростью, чем участки, соответствующие большой оси. В результате по окончании фазы сжатия волны большая и малая оси эллиптического вихревого кольца меняются местами, изменяется также взаимное продольное (в направлении потока газа) расположение различных участков кольца (см. фиг. 4, *г*).

В случае эллиптической пластины с соотношением полуосей $b/a < 0,6$ скорости разных участков вихревого кольца различаются настолько сильно, что вихрь разрушается вскоре после своего образования. Аналогичный результат был получен для эллиптических конусов [2].

При взаимодействии ударной волны с квадратной пластиной вначале участки вихря, соответствующие углам пластины, отстают в своем движении от остальной части вихря. Затем они начинают двигаться быстрее и возникают продольные колебания частей вихря относительно его центра массы (см. фиг. 4, *д* — $\tau = 0,85$; *е* — $\tau = 1,14$). Амплитуда этих колебаний слабо затухает со временем, а безразмерный период колебаний в начале процесса составляет $T/t_0 = 1,8$ ($t_0 = d/c_1$, где d — сторона квадрата). К моменту окончания фазы сжатия волны период колебаний увеличивается до $T/t_0 = 2,4$, по-видимому, вследствие увеличения поперечных размеров вихревого кольца.

6. Обтекание тел пространственной формы с плоским торцом. Как показывают эксперименты, явление образования устойчивых вихревых колец в нестационарном потоке газа за сферической ударной волной



Ф и г. 5

характерно для большинства тел, имеющих соотношение поперечных размеров порядка единицы, а также плоский кормовой срез, расположенный перпендикулярно набегающему потоку газа. В качестве примера на фиг. 5, а в момент $\tau = 1,0$ приведено обтекание полусферы, расположенной под углом атаки $\alpha = 0^\circ$.

При обтекании тел, имеющих плоский передний торец, вихревое кольцо также образуется, но его устойчивость зависит от относительного удлинения тела в продольном направлении. В частности, для конуса с углом при вершине 30° , расположенного под углом атаки $\alpha = 180^\circ$, вихревое кольцо вскоре после своего образования разрушается за счет взаимодействия с боковой поверхностью конуса [2]. В то же время для полусферы, имеющей угол атаки $\alpha = 180^\circ$, вихревое кольцо существует примерно такое же время, как для $\alpha = 0$, однако расстояние между плоскостью кольца и миделем тела при $\alpha = 180^\circ$ примерно в 1,5 раза больше (см. фиг. 5, б).

В случае обтекания тел, имеющих два плоских торца, на каждом из них образуется по вихревому кольцу, однако переднее кольцо обычно быстро размывается вследствие близости боковой поверхности тела и сносится потоком, в то время как задний вихрь в течение длительного времени сохраняет свою форму и расположение. Для иллюстрации на фиг. 5, в, г в моменты $\tau = 0,07$ и $1,07$ соответственно приведены картины обтекания кругового цилиндра, расположенного торцом к потоку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. П., Чернявский С. Ю. Исследование взаимодействия сферической ударной волны с телами.— ПМТФ, 1969, № 6.
2. Голубинский А. П., Иванов А. П., Михайлов В. П. Исследование обтекания конических тел нестационарным потоком газа за сферической ударной волной.— В кн.: Исследование нестационарных течений газа с ударными волнами. Вып. 2184. М.: ЦАГИ, 1983.
3. Шардин Т. Пример применения ударной трубы к решению задач нестационарной газовой динамики.— В кн.: Ударные трубы. М.: ИЛ, 1962.
4. Кочин И. Е., Кибель И. А., Розе И. В. Теоретическая гидромеханика. Т. 1. М.: ГИТТЛ, 1955.
5. Goldberg A., Florsheim B. H. Transition and Strouhal number for the incompressible wake of various bodies.— Phys. Fluids, 1966, vol. 9, N 1.
6. Werlé H. Hydrodynamic flow visualisation.— Annual Review of Fluid Mechanics, 1973, vol. 5, p. 361.
7. Анимца В. А., Головкин В. А. и др. Исследование отрывного обтекания усеченных эллипсоидов вращения с плоской донной поверхностью.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 3.
8. Уиднелл Ш. Структура и динамика вихревых нитей.— В кн.: Вихревые движения жидкости. М.: Мир, 1979.

Поступила 6/IV 1983 г.