

чета интегралов столкновений.— В кн.: Аэродинамика больших скоростей. М.: Изд-во МГУ, 1979.

3. Мак-Даннел И. Процессы столкновений в пониженных газах.— М.: Мир, 1967.
4. Мессе Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения.— М.: ИЛ, 1953.
5. Лосев С. А., Полянский В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5—10 км/с.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 1.
6. Петрова Л. И. Расчет обтекания затупленных тел неравновесным потоком воздуха на основе уравнений Навье — Стокса.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1977, вып. 27.
7. Пэн Цзай-чэн, Пиндрох А. Уточненный расчет свойств воздуха при высоких температурах.— В кн.: Вопросы ракетной техники. М.: ИЛ, 1962, № 12.
8. Таблица стандартной атмосферы ГОСТ 4401—64.— М.: Изд-во стандартов, 1964.

Поступила 9/X 1985 г.

УДК 533.6.013.2.011.3/5 : 532.582.2

ОТРЫВНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЗА ПЛОСКИМИ ТЕЛАМИ ПРИ ИХ ОБТЕКАНИИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. Н. Иванов, В. И. Михайлов

(Москва)

Характер течения в ближнем следе за телами различной формы в значительной мере определяет их аэродинамические характеристики. Для понимания установившейся картины течения около тел широко используется изучение переходных процессов, возникающих при изменении скорости обтекающего тела потока от нуля до заданной величины, например, при внезапном движении тел из состояния покоя. Обтекание тела плоской ударной волной (УВ) — аналог этой задачи, если отбросить стадию дифракции фронта волны на нем.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей картины течения за плоскими телами конечного удлинения при набегании на них плоской УВ, в частности за дисками и пластинами различной формы в плане, расположенными поперек потока. Структура и динамика вихревых образований сопоставляются с данными, приведенными в [1] для случая сферической УВ.

Постановка эксперимента. Эксперименты проводились в ударной трубе, имеющей внутренний диаметр 309 мм.

Плоская УВ образовывалась в результате разрыва пленочной диафрагмы. Начальное давление воздуха перед УВ $p_0 = 10^5$ Па, относительный перепад давления на фронте УВ в зависимости от толщины диафрагмы $\Delta p/p_0 = 0,3—0,8$, а число Маха потока соответственно $M_1 = u_1/c_1 = 0,15—0,4$. Здесь c_1 и u_1 — скорости звука в газе и газа за фронтом волны. Рассматривая плоскую УВ как предельную стадию сферической волны при длительности фазы сжатия $t_+ \rightarrow \infty$, характеризующее степень нестационарности процесса обтекания число Струхала в данном случае можно записать как $Sh = d/u_1 t_+ = 0$, где d — характерный размер тела.

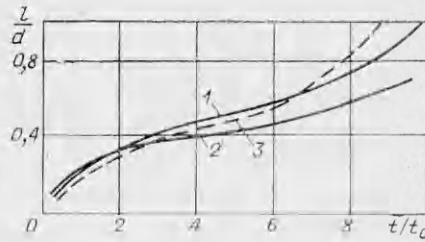
В качестве моделей использовались круглые плоские диски диаметром $d = 10$ мм и толщиной $h = 1,5$ мм, диски диаметром $d = 50$ мм и толщиной $h = 1,5; 3$ и 5 мм, а также плоские пластины, в плане имеющие форму квадрата 50×50 мм либо эллипса с осями 50×45 и 50×35 мм. Модели устанавливались в центре трубы на осевой державке диаметром 1,5 мм.

Кинорегистрация процесса обтекания проводилась кинокамерой барабанного типа, соединенной с прибором Теплера ИАБ-451. Для получения на движущейся пленке кадров изображения применялся генератор серии коротких световых импульсов, запуск которого производился через блок регулируемой задержки от датчика синхронизации. Длина ленты в камере 1 м, максимальная скорость развертки 187 м/с, частота съемки 13 кГц при длительности светового импульса $(50—70) \cdot 10^{-9}$ с, число кадров 60—70. Давление за фронтом УВ измерялось пьезоэлектрическими датчиками, установленными в рабочей части трубы, а также соответствующей электронной усилительной и регистрирующей аппаратурой.

Картина течения за круглым диском. Характерный снимок из кинограммы процесса обтекания диска диаметром $d = 50$ мм, установленного



Р и с. 1



Р и с. 2

перпендикулярно набегающему потоку газа (угол атаки $\alpha = 90^\circ$), приведен на рис. 1. Безразмерные параметры в данном случае: $\Delta p/p_0 = 0,6$, $M_1 = 0,3$, $Re = 5,3 \cdot 10^5$. Момент съемки соответствует безразмерному времени $t/t_0 = 1,78$.

Так же как и при обтекании диска сферической УВ, вследствие отрыва потока на кромке диска вблизи нее образуется тороидальный вихрь, закручивающийся назад и быстро удаляющийся от тела. По истечении времени $t/t_0 = 2$ скорость смещения вихревого кольца уменьшается и наклон кривой $l(t)$ падает (рис. 2). Здесь l — расстояние между плоскостями вихря и тела. 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. Далее для удобства безразмерное время t/t_0 обозначается как τ . Значения параметров эксперимента для приведенных на рис. 2 кривых следующие: 1 — $Sh = 0$, $M_1 = 0,18$, $d = 10$ мм; 2 — $Sh = 0$, $M_1 = 0,39$, $d = 50$ мм; 3 — $Sh = 0,03$, $M_1 = 0,3$, $d = 10$ мм.

В дальнейшем, после периода относительной стабилизации, начинаются быстрый отход вихревого кольца от плоскости диска и его разрушение. Подобное поведение вихревого кольца при $Sh = 0$ практически полностью аналогично поведению вихря для сферической УВ при $Sh \leq 0,03$ [1] (кривая 3 на рис. 2). Увеличение значения числа Струхала, как показано в [1], приводит к качественным изменениям в динамике тороидального вихря — он начинает смещаться вперед.

Исследования течения за плоской УВ показали, что динамика развития вихревого кольца практически не зависит от M_1 , однако заметно некоторое различие в кривых $l(t)$ для дисков разных диаметров (линии 1 и 2 на рис. 2). Это, по-видимому, связано с тем, что для больших моделей происходит заметное уменьшение скорости потока в ударной трубе за счет отраженной от модели УВ, в результате чего замедляется движение вихревого кольца.

При $Sh = 0$ существует другое качественное отличие в картине течения за плоским диском — вскоре после образования вихря при $\tau \geq 0,3 - 0,4$ с кромки диска сходит вихревая пелена, разбивающаяся на видимые отдельные вихревые образования, которые затем поглощаются более мощным основным тороидальным вихрем. Появление вихревой пелены обусловлено разностью скоростей потоков, сходящих с острого ребра диска. В начальный период времени скорость внешнего потока, сходящего с передней (наветренной) стороны диска, существенно превосходит скорость потока, индуцированного вихрем на задней его поверхности. Под влиянием вихря поверхность раздела закручивается и тем самым со временем усиливает вихрь, вызывая его рост. Увеличение вихря приводит к повышению скорости потока на задней поверхности диска и падению интенсивности вихревой пелены. В частности, при $\tau \geq 6$ вихревая пелена на снимках практически не наблюдается.

В случае сферической УВ для экспериментов, приведенных в [1], вихревая пелена отсутствовала (при равной с данными экспериментами

чувствительности оптической системы). Малая интенсивность или полное отсутствие вихревой пелены в потоке за сферической волной связаны в основном с быстрым падением по времени скорости газа за фронтом волны и выравниванием скоростей потоков, обтекающих кромку дисков. Вихревая пелена, как показано в [2], неустойчива, так как малые возмущения ее формы усиливаются и приводят к образованию центров завихренности вдоль пелены, и в конечном счете из пелены должна образовываться беспорядочная последовательность больших и малых вихрей. В исследованном случае, однако, возмущения вихревой пелены достаточно регулярны, причем они имеют форму замкнутых вихревых колец, плоскость которых практически параллельна плоскости диска. Расстояние между центрами следующих друг за другом возмущений, отнесенное к диаметру тела, $s/d = 0,09$ для диска толщиной $h = 1,5$ мм и $s/d = 0,17$ для $h = 5$ мм и в исследованном диапазоне не зависит от параметров потока.

Полученные данные достаточно хорошо согласуются с результатами, которые можно получить из анализа работы [3]. Величина относительного расстояния между центрами возмущений вихревой пелены, сходящей с кромок внезапно приведенной в движение квадратной пластины, $s/d = 0,05-0,10$, причем s/d растет с увеличением относительной толщины пластины. Здесь d — длина ребра квадрата.

Для сравнения отметим, что частота образования возмущений в вихревой пелене, сходящей с кромок диска или квадратной пластины, в 30—100 раз выше, чем частота следования вихрей в вихревой дорожке за цилиндром и пластинкой бесконечного удлинения [4].

Структура вихревого кольца, образующегося за диском при набегании на него плоской УВ, меняется со временем иначе, чем структура тороидального вихря в случае сферической УВ при $Sh > 0,03$ [1]. Для плоской УВ вихревое кольцо вскоре после своего образования испытывает синусоидальные возмущения в направлении движения потока газа, хорошо заметные на снимках (см. рис. 1). Аналогичные возмущения должны быть и в направлении радиуса вихревого кольца. Наблюдаемые возмущения, по-видимому, связаны с его неустойчивостью, возникающей под действием периодических вихревых образований, формирующихся из вихревой пелены.

Неустойчивость изолированного вихревого кольца исследована в [5]. Согласно теоретическим расчетам, подтвержденным экспериментальными наблюдениями, чем тоньше вихревое кольцо, тем большее число волн вокруг азимута соответствует неустойчивой моде. Кроме того, пространственное усиление возмущений кольца, возрастающее с ростом пройденного кольцом расстояния, практически не зависит от размеров ядра.

На рис. 3 штриховой линией изображена полученная в настоящих экспериментах зависимость числа волн в неустойчивой моде n от безразмерной скорости кольца $V = V_0/(\Gamma/4\pi R)$, где V_0 — скорость поступательного движения вихревого кольца относительно окружающего его газа, Γ — его циркуляция, R — радиус кольца.

Точки 1, 2 соответствуют моменту времени $\tau = 2,5; 5,6$. Величина n определялась из фотографий сечения кольца, $n = \pi D/\Delta H$ (D — диаметр кольца, ΔH — шаг между гребнями волн, находящихся в одной фазе колебаний). Значение V находили аналитически из решения для кольца с малым поперечным сечением и однородным распределением завихренности [6]: $V = \ln(8R/r) - 1/4$ (r — размер ядра). На рис. 3 приведены также теоретические и экспериментальные значения n из [5] (соответственно сплошная линия и точки 3).

Сравнение результатов показывает, что предложенная в [5] теория удовлетворительно описывает неустойчивость вихрево-

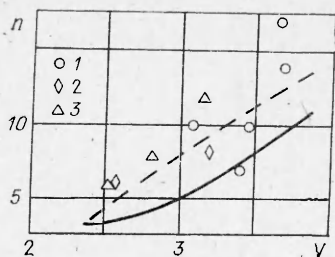


Рис. 3

го кольца в потоке газа с постоянными параметрами. Следует отметить, что с течением времени размер ядра растет, число волн уменьшается, а амплитуда возмущений вихревого кольца увеличивается настолько, что кольцо разрушается.

Анализ результатов эксперимента по обтеканию диска сферической УВ показал, что в этом случае также существует начальная неустойчивость вихревого кольца. Однако в отличие от течения за плоской УВ при $Sh \geq 0,04$ амплитуда возмущений кольца со временем падает, что приводит к увеличению времени его существования. Указанное отличие в изменении структуры вихревого кольца для сферической УВ, возможно, связано с быстрым падением интенсивности вихревой пелены, сходящей с кромок диска и уменьшением ее воздействия на тороидальный вихрь. Другой причиной ослабления колебаний может быть быстрый рост ядра вихря за счет внешнего давления, что приводит к выходу вихревого кольца из области неустойчивости.

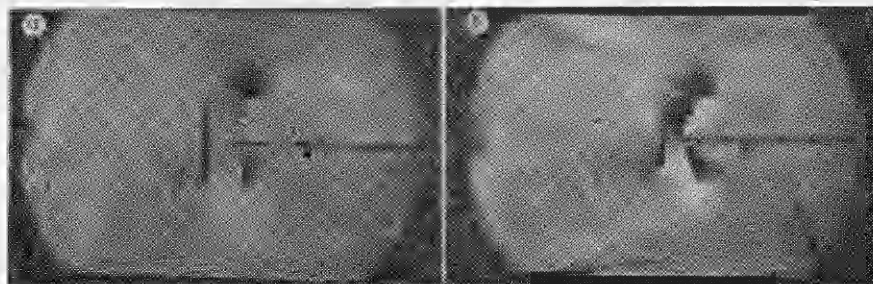
Подобное явление уменьшения неустойчивости кольца наблюдалось в [7], где, по предположению, рост ядра вихря вызывался его турбулизацией.

Обтекание пластин квадратной и эллиптической форм. Для определения влияния формы пластины в плане на устойчивость вихревого кольца исследовалось обтекание квадратной пластины, а также эллиптических пластин с соотношением полуосей $b/a = 0,7; 0,9$. Безразмерные параметры обтекания: $M_1 \approx 0,4$, $Re = 7 \cdot 10^5$, угол атаки пластин $\alpha = 90^\circ$.

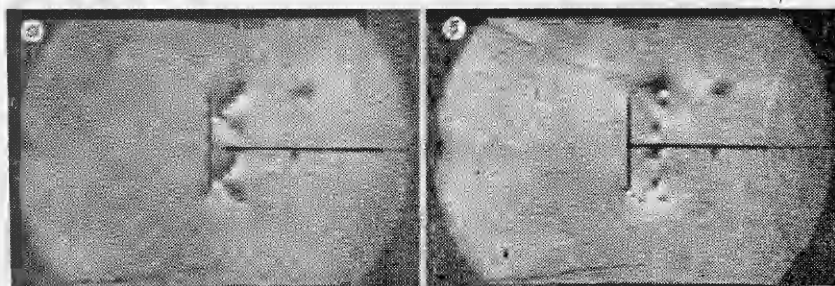
При воздействии УВ на эллиптическую пластину, форма которой мало отличается от круговой ($b/a = 0,9$), наблюдаются одновременно крупно- и мелкомасштабные возмущения вихревого кольца (рис. 4, а, $\tau = 4,5$). В качестве характерного размера для определения времени t_0 в данном случае бралась малая ось, т. е. $t_0 = 2b/u_1$. При фотографировании большая ось эллипса располагалась вдоль оси съемки. Мелкомасштабные возмущения, как и для круглого диска, обусловлены неустойчивостью вихревого кольца. Число волн колебаний со временем уменьшается, а их амплитуда растет, что приводит к последующему разрушению кольца. Крупномасштабные возмущения связаны с тем, что после образования вихря его участки, параллельные большой оси пластины, имеют больший радиус кривизны и меньшую скорость собственного движения, чем перпендикулярные участки. Поэтому «сплюснутые» участки вихря смещаются под действием потока от плоскости тела быстрее, чем «вытянутые», при этом взаимное расположение различных участков вихревого кольца с течением времени не меняется.

Увеличение удлинения эллиптической пластины до $b/a = 0,7$ приводит к исчезновению мелкомасштабных колебаний вихревого кольца и росту его крупномасштабных возмущений (рис. 4, б, $\tau = 2,9$). Время существования кольца сокращается.

Аналогично поведение вихря и при обтекании плоской УВ квадратной пластины. Участки вихревого кольца, соответствующие боковым ребрам пластины, вскоре после образования вихря заметно опережают



Р и с. 4



Р и с. 5

участки, прилегающие к углам пластины (рис. 5, а, $\tau = 0,8$). При дальнейшем удалении вихря от плоскости пластины его «угловые» участки могут на короткое время догонять участки, соответствующие ребрам пластины (рис. 5, б, $\tau = 1,4$), но никогда не опережают их. Мелкомасштабных колебаний вихря для квадратной пластины не наблюдается.

При действии на тело некруглой формы в плане (эллиптическая или квадратная пластина и т. п.) сферической УВ различные элементы вихревого кольца испытывают значительные периодические колебания друг относительно друга [1]. Указанное различие в поведении вихревых колец в случае плоской и сферической УВ, по-видимому, связано с тем обстоятельством, что за фронтом сферической волны скорость потока быстро падает со временем и смещение вихревого кольца относительно пластины мало. За плоской УВ скорость потока сохраняет постоянное значение, вследствие чего вихрь быстро удаляется от тела. Таким образом, близость тела и взаимодействие с ним индуцированного вихрем потока газа — одна из основных причин возникновения крупномасштабных колебаний вихревого кольца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Н., Михайлов В. И. Исследование отрывного течения за плоскими и пространственными телами при действии на них сферической ударной волны.— ПМТФ, 1984, № 4.
2. Прандтль Л. Гидроаэромеханика.— М.: ИЛ, 1951.
3. Pierce D. Photographic evidence of the formation and growth of vorticity behind plates accelerated from rest in still air.— J. Fluid Mech., 1961, v. 11, pt 3.
4. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1973, т. 2.
5. Widnall S., Sullivan J. P. On the stability of vortex rings.— Proc. Roy. Soc. London, 1973, A 332, 335—353.
6. Ламб Г. Гидродинамика.— М.— Л.: Гостехиздат, 1947.
7. Maxworthy T. Turbulent vortex rings.— J. Fluid Mech., 1974, v. 64, pt 2.

Поступила 9/X 1985 г.

УДК 534.222.2

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, А. И. Побережный

(Москва)

Лабораторные исследования по термоядерному синтезу [1], некоторые астрофизические процессы [2] и активные эксперименты в космосе [3] сопровождаются распространением в магнитном поле сильной ударной волны (УВ), понизующей окружающую среду. В этой связи представляет интерес изучить взаимное влияние ионизирующей УВ и магнитного поля.

Распространение цилиндрического газового облака и сильной цилиндрической УВ рассматривалось в [4, 5]. Бесстолкновительное расширение ионизованного облака в однородную плазму изучалось в [4]. Задача о распространении цилиндрической