

При этом влияние гидродинамического сопротивления перегородки вводится формулой $\Delta p = \beta q \sqrt{T_0}$ с коэффициентом сопротивления β и температурой невозмущенного газа T_0 .

Отметим, что в отличие от [1] в [2, 3] не приводятся каких-либо экспериментальных подтверждений правильности принятых в этих работах предположений.

Автор выражает благодарность А. Н. Крайко и В. Т. Гриню за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 26 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке. — ПМТФ, 1981, № 3.
2. Ганноченко Г. И. Нестационарное истечение газа в вакуум через полупроницаемый экран. — ПМТФ, 1979, № 4.
3. Ганноченко Г. И., Тончак С. Ю. Нестационарное истечение газа в вакуум через экраны с известной проницаемостью. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. Вып 1(15). Харьков: изд. ХФТИ АН УССР, 1981.

УДК 533.6.011

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

А. И. Швец

(Москва)

В диапазоне дозвуковых скоростей полета наиболее интенсивные колебания возникают при отрыве потока и образовании местных сверхзвуковых зон, а при сверхзвуковых — в случае взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Сочетание интенсивных колебаний давления и сравнительно большого скоростного напора в трансзвуковом диапазоне скоростей может привести к значительным динамическим нагрузкам, а резкая перестройка характера обтекания изменяет аэродинамические характеристики. Материалы данной работы иллюстрируют некоторые виды пульсирующих нагрузок, возникающих на элементах летящего аппарата как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях полета.

1. Методика эксперимента. Испытывалась модель цилиндра диаметром $d = 50$ мм и длиной $l = 200$ мм, установленная поперек потока на тонких боковых пластинах, закрепленных на нижней перфорированной стенке трубы. Измерения по углу φ проводились при вращении модели вокруг оси. Испытывалась модель шара диаметром $d = 70$ мм, закрепленная на донной державке диаметром 15 мм. Для измерения пульсаций давления на модели шара устанавливались три индуктивных датчика давления. Измерения по углу φ проводились путем перестановки державки на шаре.

Испытания выполнялись в аэродинамической трубе кратковременно-го действия с сечением рабочей части 600×600 м. Числа Рейнольдса, определенные по параметрам набегающего потока и по диаметру шара, составляли $Re_d = (0,6 - 1,5) \cdot 10^6$.

Измерения осредненного давления проводились с помощью индуктивного датчика, использующего в качестве опорного давления давление, измеренное трубкой Пито. Датчик был установлен в пневматическом коммутаторе давления, к которому подводились трубки от дренажных отверстий на модели. Относительная среднеквадратичная погрешность в измерении давления составляла $\bar{\sigma}_p = \pm 2\%$. Для измерения пульсаций давления дифференциальный индуктивный датчик устанавливался над демпфирующей камерой, которая сообщалась с внешней средой при помощи трубки длиной 40 мм, диаметром 0,3 мм. Импульсы давления воздействовали на мембрану и, проходя по трубке, затухали за счет гидравлических потерь, в камере устанавливалось квазистационарное давление

p . Таким образом, мембрана датчика воспринимала только пульсационную составляющую давления $\tilde{p}(t)$.

Регистрация сигнала проведена на пятиканальном аппарате магнитной записи с несущей частотой 36 кГц. Датчик измеряет пульсации давления в диапазоне 50—4000 Гц [1]. Относительная среднеквадратичная ошибка измерений амплитуд всего регистрационно-измерительного тракта при надежности 70% равна $\bar{\sigma}_L = \pm 15\%$. Погрешность в определении частот составляла $\bar{\sigma}_f = \pm 3,5\%$.

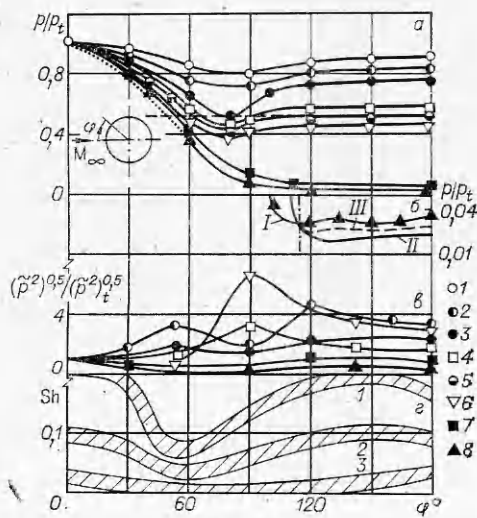
В процессе экспериментов измерялись суммарные уровни пульсаций давления:

$$L_{\Sigma} = 20 \lg \frac{(\tilde{p}^2)^{0,5}}{p_H} \text{ [дБ]}, \quad \tilde{p}^2 = \int_0^{\infty} \tilde{p}^2(\tilde{f}) d\tilde{f},$$

где \tilde{p}^2 — средний квадрат пульсаций давления; $\tilde{p}^2(\tilde{f})$ — спектральная плотность; \tilde{f} — частота; $p_H = 2 \cdot 10^{-5}$ Па. С последовательного анализатора спектра проводилась запись на двухкоординатном самописце уровня пульсаций в полосе $\Delta f = 7$ Гц.

2. Цилиндр. Для анализа пульсаций давления на поверхности цилиндра необходимо иметь представление о картине стационарного обтекания. Особенно важное значение эти сведения имеют в диапазоне трансзвуковых скоростей обтекания, где возникают неустойчивые местные сверхзвуковые зоны. Обтекание цилиндра в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Маха достаточно хорошо изучено. Известно, что увеличение Re при малых скоростях сопровождается перестройкой течения с немонотонным перемещением точки отрыва. Распределение давления по поверхности цилиндра приведено на фиг. 1, *a* (точки 1—8 соответствуют $M = 0,32; 0,44; 0,54; 0,68; 0,81; 0,88; 2; 3$). Давление, измеренное на поверхности цилиндра p , отнесено к давлению в передней точке p_t . В диапазоне дозвуковых скоростей рост числа Маха вызывает уменьшение давления на донной поверхности цилиндра, а при $M \approx 0,5$ на боковой поверхности возникают местные сверхзвуковые зоны. Начиная от передней точки тела ($\varphi = 0$), наблюдается снижение давления на участке до $\varphi = 80^\circ$, а затем оно повышается и выравнивается на донной части цилиндра. На фиг. 1, *a* данные испытаний при $M = 3$ сравниваются с результатами расчетов [2] (точечная линия).

При сверхзвуковой скорости обтекания донное давление составляет весьма малую долю в значениях p/p_t , поэтому для выяснения характера распределения давления на донной части цилиндра на фиг. 1, *b* (кривая 1) приведены данные испытаний при $M = 3$ в значительно большем масштабе. Поток перерасширяется при обтекании боковой поверхности цилиндра, чему соответствует первый минимум давления. Повышение давления от перерасширенного до донного вызывает отрыв пограничного слоя. Положение точки отрыва, определенное по тепловым фотографиям, совпадает с этим минимумом и равно 115° (фиг. 1, *b*, штрихпунктирная линия). Второй минимум давления ($\varphi = 145-155^\circ$) связан с циркуляционным течением, направленным в этом месте вдоль поверхности цилиндра от задней точки ($\varphi = 180^\circ$).



Фиг. 1

Измерения распределения давления по донному срезу клина с $\theta = 15^\circ$ при числе $M = 3$ показали, что давление сохраняется почти постоянным и равным $p/p_t = 0,027$ [3]. Донное давление за клином существенно зависит от числа Рейнольдса [4]. При ламинарном пограничном слое донное давление уменьшается по мере роста Re . В отличие от клина донное давление за цилиндром незначительно растет по мере увеличения числа Рейнольдса (фиг. 1, б, I — данный эксперимент, II — $M = 5,8$, $Re = 1,4 \cdot 10^3$, III — $M = 5,8$, $Re = 8 \cdot 10^3$ [4]). В предположении, что процесс смешения происходит при постоянном давлении, т. е. давление на поверхности тела за областью отрыва постоянно и равно давлению на внешней границе слоя смешения, видно, что по мере снижения числа Рейнольдса размер области постоянного давления на донной поверхности цилиндра уменьшается и соответственно точка отрыва перемещается к задней точке тела.

Пульсации давления. При обработке данных испытаний по пульсациям давления на цилиндре использовалась величина $(\tilde{p}^2)^{0,5}/(\tilde{p}_t^2)^{0,5}$, где $(\tilde{p}^2)^{0,5}$ и $(\tilde{p}_t^2)^{0,5}$ — среднеквадратичные значения пульсаций давления, измеренные на боковой поверхности и в передней точке цилиндра соответственно. Распределение пульсаций давления по поверхности цилиндра приведено на фиг. 1, в. При малой скорости набегающего потока ($M = 0,44$) имеются два участка повышенных пульсаций: при $\varphi = 40-60$ и $110-130^\circ$. Наличие первого экстремума на графике распределения указывает на образование первичной отрывной области на боковой стороне. Сначала наступает отрыв ламинарного пограничного слоя вследствие отрицательного градиента давления, затем слой переходит в турбулентный с последующим присоединением к поверхности.

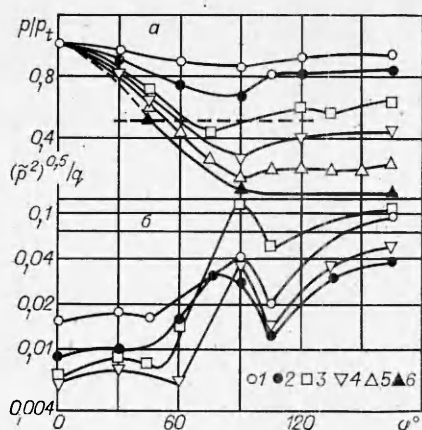
Одной из причин образования высоких уровней пульсаций в точках отрыва и присоединения является колебательный характер перемещения этих точек и связанное с этим изменение распределения среднего давления. В [5] обнаружена область отрыва на гладком цилиндре, помещенном в однородный поток с числом $Re_d = 10^5$, с точкой отрыва, соответствующей 77° . Такое же положение точки отрыва наблюдалось по первому экстремуму пульсаций на цилиндре при $Re_d = 1,1 \cdot 10^5$ [6].

Повышение скорости набегающего потока несколько выравнивает распределение пульсаций ($M = 0,54$), а при $M = 0,68$ начинают возрастать пульсации в районе точки $\varphi = 90^\circ$, которые достигают максимального значения при $M = 0,88$. Мощные пульсации давления на поверхности цилиндра при критической скорости обтекания связаны с колебаниями замыкающих скачков уплотнения за местными сверхзвуковыми зонами.

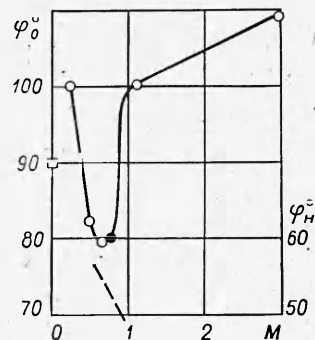
Для сверхзвуковых скоростей $M = 2$ и 3 , начиная от передней критической точки, пульсации несколько снижаются до точки $\varphi = 90^\circ$, за точкой отрыва ($M = 3$, $\varphi = 115^\circ$) пульсации возрастают, затем по мере удаления от точки отрыва снижаются, но в районе $\varphi = 180^\circ$ несколько повышаются. Увеличение пульсаций в районе точки отрыва связано с колебаниями этой точки (для отрывной зоны перед ступенькой изучалось в [7]). Повышение пульсаций в районе задней критической точки зависит от динамического воздействия обратной струи [8].

Если рассмотреть зависимость $(\tilde{p}^2)^{0,5}/(\tilde{p}_t^2)^{0,5} = f(M)$, то видно, что при увеличении скорости дозвукового потока от $M = 0,32$ до $M = 0,63$ пульсации снижаются на всей поверхности цилиндра. Исключение представляет точка $\varphi = 90^\circ$, где наблюдается резкое возрастание пульсаций при подходе к звуковой скорости. При сверхзвуковой скорости обтекания переход от числа $M = 2$ к $M = 3$ снижает пульсации на всей поверхности цилиндра, включая и донную область. Данные по донной области цилиндра соответствуют результатам исследований колебаний давления за осесимметричными телами [8].

По спектрам пульсаций определены приближенные значения чисел Струхала $Sh = fd/V$ (где f — частота, d — диаметр цилиндра, V — скорость набегающего потока), соответствующие максимальным амплитудам



Ф и г. 2



Ф и г. 3

спектра. На фиг. 1, 2 представлены числа Sh , характеризующие распределение частот по поверхности цилиндра (1—3 соответствуют $M = 0,54$; $0,88$; 3). При растекании потока от передней точки скорость увеличивается, что сопровождается снижением частот пульсаций. В диапазоне дозвуковых скоростей резкое снижение числа Струхалия наблюдается при значениях угла $\varphi = 30-50^\circ$. Далее при $M = 0,54$ частоты повышаются до $\varphi = 120^\circ$, затем незначительно снижаются, при $M = 0,88$ реализуется аналогичное распределение чисел Струхалия. Для сверхзвуковых скоростей числа Струхалия достигают минимума в районе $\varphi = 90^\circ$.

3. Шар. Распределение давления. Распределение давления на шаре при дозвуковых и трансзвуковых скоростях качественно подобно давлению на цилиндре (фиг. 2, а). Начиная от точки $\varphi = 0$, давление снижается на передней части, а затем происходит рост давления у задней точки. При $M = 0,3$; $0,5$; $0,7$; $0,9$; $1,2$; 3 (точки 1—6 на фиг. 2) минимальное давление реализуется вблизи $\varphi = 80^\circ$, только для числа $M = 0,7$ этот минимум смещается вперед к $\varphi = 70^\circ$. При этом числе Маха, а также при $M = 1,1$ возникает еще один минимум давления при $\varphi \approx 135^\circ$.

В случае обтекания затупленных тел в виде эллипсоидов или сферы наибольшие градиенты давления достигаются в районе звуковых точек. Для определения положения звуковой точки на поверхности шара предполагалось, что полное давление на границе пограничного слоя перед телом равняется полному давлению за прямым скачком. Тогда для $\kappa = 1,4$ величина p/p_t равна $0,528$ (штриховая линия на фиг. 1, а, 2, а). Дискретное изменение чисел Маха в данных экспериментах не позволило определить критическое число Маха набегающего потока. В то же время при числе $M = 0,7$ звуковая скорость вблизи поверхности шара начиналась около $\varphi = 65^\circ$, а при $M = 0,9$ — $\varphi = 55^\circ$.

Распределение давления при числе $M = 0,3$ подобно данным по обтеканию шара несжимаемым потоком с турбулентным пограничным слоем [9]. Как известно, в последнем случае отрыв потока с поверхности шара реализуется на задней части шара, и это приводит к снижению сопротивления ($c_x \approx 0,1$) в отличие от ламинарного отрыва, когда пограничный слой у шара отрывается от поверхности вблизи наибольшего поперечного сечения ($\varphi \approx 90^\circ$) и давление за шаром снижается, что создает большое сопротивление ($c_x \approx 0,48$), несмотря на снижение сопротивления трения.

Шлирен-методом получены фотографии картины обтекания шара, на которых отчетливо видны начало отрыва пограничного слоя и градиент плотности, образованный внешней границей свободного вязкого слоя. На фиг. 3 приведена зависимость положения точки отрыва φ_0 от числа Маха набегающего потока. При докритическом обтекании ($M = 0,3$) точка отрыва располагается вблизи значения $\varphi_0 = 100^\circ$, начальный участок прямолинейной границы следа наклонен к оси симметрии. При обтекании шара несжимаемым ламинарным потоком точка отрыва находится около

$\varphi_0 = 90^\circ$ (квадратик на фиг. 3). Сопоставление данных по шару с обтеканием цилиндра потоком несжимаемой жидкости показывает, что в случае ламинарного режима обтекания точка отрыва располагается при $\varphi_0 = 80-85^\circ$, а в случае турбулентного — при $\varphi_0 = 110^\circ$. Увеличение скорости набегающего потока ($M = 0,5$) приводит к смещению вперед точки отрыва, и она переходит через миделево сечение на переднюю часть сферы ($\varphi_0 = 82^\circ$). В то же время начальный участок ближнего следа отклоняется от оси симметрии. Режимы течения с числами $M = 0,5$ и $0,7$ характеризуются образованием на передней части сферы вблизи миделева сечения области разгона потока, регистрируемой на фотографиях как темная зона.

Переход к сверхкритическому обтеканию качественно изменяет картину течения. Отмеченная на фотографиях область разгона потока смещается вперед, в виде узкой сверхзвуковой зоны, распространяется в сторону от шара и замыкается скачком уплотнения. Положение скачка уплотнения (при $M = 0,7$ $\varphi_0 = 79^\circ$) соответствует данным экспериментов с шаром при $M = 0,7$ и $Re = 7 \cdot 10^5$ [9] (темный кружок на фиг. 3). Для больших дозвуковых скоростей граница отрыва потока опять смещается на заднюю часть сферы. Это связано с расширением сверхзвуковой зоны, смещением замыкающего скачка и соответственно точки отрыва, которая, как и при малой дозвуковой скорости, располагается вблизи $\varphi_0 = 100^\circ$. При малой сверхзвуковой скорости ($M = 1,1$) перерасширение потока за миделевым сечением сферы приводит к образованию скачка уплотнения перед точкой отрыва, подобного краевому скачку [1]. Обтекание с числом $M = 3$ сопровождается реализацией аналогичного отрывного скачка, который наклонен к оси симметрии.

Уровни пульсации. В данной работе, как и во всех исследованиях пульсаций, выполняемых в аэродинамических трубах [7, 10, 11], пульсации давления на моделях коррелируют с акустическим излучением установки, поэтому измерения носят качественный характер. В то же время в опытах получена повторяемость зависимостей пульсаций давления от формы моделей и числа Маха.

Распределение относительной среднеквадратичной величины пульсаций по шару представлено на фиг. 2, б. Качественно форма кривых $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = f(\varphi)$ повторяет зависимости $L_{\Sigma} = f(\varphi)$, но относительное расположение их изменилось. Если в первом случае для дозвуковых скоростей рост числа Маха вызывал увеличение величины L_{Σ} на передней части сферы, то во втором значении $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q$ уменьшились. В диапазоне чисел Маха от 0,3 до 1,2 пульсации давления несколько повышаются от передней точки до $\varphi \approx 30^\circ$, далее плавно снижаются до $\varphi = 45^\circ$ (для $M = 0,9$ снижение доходит до $\varphi = 60^\circ$), а затем наблюдается интенсивный рост пульсаций до $\varphi = 90^\circ$. На задней полусфере также реализуется минимум пульсаций ($\varphi = 105^\circ$), а в донной области они приблизительно достигают такого же значения, как и в районе боковой точки. Непосредственно вблизи $\varphi = 180^\circ$ пульсации не измерялись, однако, как известно по результатам измерений пульсаций в донной области осесимметричных тел и на задней части цилиндра, установленного поперек потока, на участке поверхности, граничащей с отрывным течением в ближнем следе, величина пульсаций мало изменяется.

Уменьшение пульсаций давления на передней полусфере по мере роста скорости дозвукового потока до образования местных сверхзвуковых зон на боковой поверхности обусловлено повышением устойчивости осредненного течения. Можно отметить, что при измерениях пульсаций давления на поверхности фюзеляжа на дозвуковых и малых сверхзвуковых скоростях полета ($0,5 \leq M \leq 1,6$) получена пропорциональная зависимость величины $(\tilde{p}^2)^{0,5}$ от q с коэффициентом пропорциональности $k = 0,006$ [12]. Такое же значение k получено в аэродинамических трубах в диапазоне $0,2 \leq M \leq 0,8$. Как видно из данных на фиг. 2, б, на передней части сферы среднеквадратичное значение пульсаций при числах $M =$

$= 0,7; 0,9; 1,1$ примерно соответствует величине $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q \approx 0,006-0,008$.

Измерения пульсаций давления на стенке при турбулентном пограничном слое по данным летных испытаний [10] и результатов трубных экспериментов [12] показали, что по мере возрастания числа M наблюдается снижение величины $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q$ и зависимость $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = f(M)$ можно аппроксимировать в виде $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = 3,25 \cdot 10^{-4} [5 + (M - 4)^2]$ [10]. Значения пульсаций на стенке, вычисленные по этой эмпирической зависимости, примерно соответствуют экспериментальным данным для передних точек сферы при трансзвуковом обтекании.

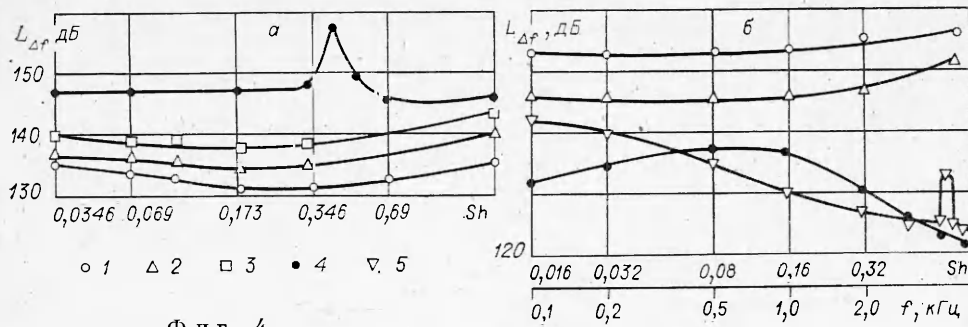
По мере увеличения скорости набегающего потока происходит возрастание пульсаций на боковой поверхности, которые достигают максимального значения при $M = 0,7$. Это объясняется возникновением местных сверхзвуковых зон и колебаниями замыкающих скачков уплотнения. Последующее приближение скорости набегающего потока к звуковой снижает пульсации в районе боковой точки ($\varphi = 90^\circ$).

Обтекание сферы с числом $M = 0,7$ приводит к возникновению местной сверхзвуковой зоны $\varphi = 70-90^\circ$, максимальное разрежение в которой достигает $p/p_t = 0,42$. Оценка местного числа M_1 по величине давления в сверхзвуковой зоне и по числу M_∞ дала значение $M_1 = 1,18$. Сравнение измеренных пульсаций в этой зоне с расчетными данными для турбулентного пограничного слоя по эмпирической формуле [13] $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = 0,006/[1 + (0,15 M)^2 + (0,15 M)^4]$ показало, что вычисленные значения $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = 0,0058$ для шара получаются намного ниже экспериментальных. Для малых сверхзвуковых скоростей распределение пульсаций не имеет резких изменений до $\varphi \approx 75^\circ$, в районе $\varphi = 90^\circ$ имеется небольшой минимум с последующим повышением к донной области.

В случае образования местной сверхзвуковой зоны замыкающий скачок уплотнения может вызвать отрыв пограничного слоя. По фотографиям течения и результатам измерения давления приближенно определена протяженность сверхзвуковой зоны (см. фиг. 3, штриховая кривая, шкала φ_n). Пульсации давления, возникающие в отрывной зоне, передаются по пограничному слою вверх по потоку и изменяют перепад давления на скачке. Это приводит к колебаниям скачка уплотнения на поверхности тела. В исследованиях пульсаций давления на модели затупленного конуса при трансзвуковых скоростях потока [11] определено изменение осредненного давления и среднеквадратичного значения пульсаций в зависимости от числа Маха. Установлено, что вблизи затупления формируется местная сверхзвуковая зона, замыкаемая скачком уплотнения. В предположении, что максимальный уровень пульсаций вызывается колебаниями скачка уплотнения, произведена оценка уровня пульсаций. Расчетное значение пульсаций при числах $M = 0,8$ и $0,9$ в несколько раз превышало измеренное.

Распространение вверх по потоку области сверхзвукового течения на боковой поверхности шара по мере роста числа M в диапазоне критических чисел Маха приводит, с одной стороны, к снижению влияния ближнего следа на переднюю часть тела, с другой — к возрастанию интенсивности замыкающего эту область скачка уплотнения и связанных с ним пульсаций в отрывной зоне и особенно в точке присоединения. Исследования пульсаций давления в области отрыва потока на осесимметричном теле с уступом показали, что наибольшие пульсации достигаются в зоне максимального градиента статического давления, образованного скачком уплотнения перед отрывной областью. Как видно из данных по распределению давления (см. фиг. 2, а) и пульсаций на шаре при числе $M = 0,5$ и $0,9$ (см. фиг. 2, б), максимальные пульсации также реализуются в районе максимального градиента статического давления ($\varphi = 90^\circ$).

Следует отметить, что зависимость $(\tilde{p}^2)^{0,5}/q = f(M)$ для донной области шара отличается от результатов испытаний заостренных удлиненных тел, где пульсации монотонно снижаются по мере роста числа Маха, но



Ф и г. 4

подобна данным для цилиндра и для тел малого удлинения [8], где наблюдается местный подъем пульсаций в трансзвуковом диапазоне скоростей. В то же время в исследованиях [14] установлено, что пульсации донного давления при дозвуковых скоростях мало изменяются до $M = 0,9$ и составляют $(\bar{p}^2)^{0,5}/q = 0,013-0,015$ для длинного цилиндра и $0,06-0,07$ для диска, однако отмечалось снижение пульсаций при $M = 1$ в 1,4 раза. Сравнение данных по пульсациям в донной области с соответствующими данными для турбулентного пограничного слоя для случая отрыва перед и за уступами показывает, что при $M = 1$ уровень донных пульсаций сравним с уровнем пульсаций при отрыве пограничного слоя перед и за уступами, а при $M > 2,5$ пульсации в донной области меньше [11].

Спектры пульсации. Оценка спектральной плотности сигнала выполнялась по записи на двухкоординатном самописце с последовательного анализатора спектра. На фиг. 4, а приведены спектры пульсаций давления на поверхности шара при $M = 0,64$ ($\varphi = 0; 30; 60; 90; 150^\circ$ — точки 1—5). По оси абсцисс отложена частота f и число Струхалиа Sh , по оси ординат — уровень пульсаций $L_{\Delta f}$ в полосе $\Delta f = 7$ Гц. При $M = 0,64$ по мере перехода от передней точки к $\varphi = 90^\circ$ спектры располагаются выше. На спектре для точки $\varphi = 90^\circ$ выделяется групповой подъем уровней пульсаций, соответствующий $Sh = 0,35-0,6$, который превышает средний уровень этого спектра на 10—15 дБ. Для $M = 0,9$ в диапазоне $\varphi = 0-60^\circ$ спектры подобны, однако в этом случае, как и для $M = 0,64$, на боковой точке шара возникает групповой подъем уровней при $Sh = 0,3$. Кроме того, для последнего спектра характерно преобладание низкочастотных составляющих пульсаций.

Спектры, полученные при сверхзвуковой скорости обтекания (фиг. 4, б, $M = 3$) для точек $\varphi = 0$ и 30° , характеризуются примерно равномерным распределением уровней $L_{\Delta f}$ по частоте, а на боковой точке реализуется пологий максимум ($Sh = 0,1-0,15$). Представляет интерес распределение энергии пульсаций по частоте для точки $\varphi = 150^\circ$. Здесь наблюдается преимущественный вклад низкочастотных составляющих спектра, а при высоких частотах возникает дискретная составляющая в спектре пульсации. В исследованиях пульсаций донного давления за конусом [15] также отмечалось, что в донной области преобладают низкочастотные колебания.

Поступила 10 VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наукова думка, 1976.
2. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тел с отходящей ударной волной. М.: изд. ВЦ АН СССР, 1961.
3. Швец А. И. Течение в донной области плоских тел. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 6.
4. Дьюи К. Ф. Ближний след за затупленным телом в гиперзвуковом потоке. — Ракетн. техника и космонавтика, 1965, № 6.
5. Son J. S., Hanratty T. J. Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from $5 \cdot 10^3$ to 10^5 . — J. Fluid Mech., 1969, vol. 35, pt 2.

6. Batham J. Pressure distributions on circular cylinders at critical Reynolds numbers.— J. Fluid Mech., 1973, vol. 57, N 2.
7. Kistler A. L. Fluctuating wall pressure under a separated supersonic flow.— J. Acoust. Soc. Amer., 1964, vol. 36, N 30.
8. Shvets A. I. Base flow.— In: Progress in Aerospace Sci. Vol. 18. N. Y., 1978.
9. Горлин С. М. Экспериментальная аэродинамика. М.: Высшая школа, 1970.
10. Speaker W. V., Ailman C. M. Static and fluctuating pressures in regions of separated flow. AIAA Paper, 1966, N 456.
11. Назаренко В. В., Невежина Т. П. Пульсации давления на осесимметричном теле при трансзвуковых скоростях потока.— Учен. зап. ЦАГИ, 1980, т. 11, № 1.
12. Авиационная акустика/Под ред. А. Г. Мунина, В. Е. Квитки. М.: Машиностроение, 1973.
13. Heller H. H., Clemente A. R. Unsteady aerodynamic loads on slender cones of free-stream Mach numbers from 0 to 22. AIAA Paper, 1973, N 73—998.
14. Кушцов В. М., Остроухова С. И. Пульсации донного давления за цилиндром и диском при обтекании дозвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.
15. Панов Ю. А., Швец А. И., Хазен А. М. Исследование колебаний донного давления за конусом в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.

УДК 533.853.4.004.14 : 533.605

К ИЗУЧЕНИЮ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ РАЗРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В. А. Комиссарук, Н. П. Менде

(Ленинград)

При исследовании разрывных течений с помощью интерферометра прежде всего необходимо установить соответствие интерференционных полос по обе стороны изображения разрыва. Известный экспериментальный способ — получение вспомогательной картины в белом свете — не всегда может быть реализован. Сравнительно недавно предложен расчетный способ идентификации полос, детально изложенный в [1]. Мы пользуемся этим способом в форме, которая ему придана в [2], где разность хода, вносимая объектом, рассматривается как функция переменной $\alpha = \sqrt{1 - (y/R)^2}$; Здесь y — текущая координата в расчетном сечении, отсчитываемая от оси симметрии. R — радиус сечения (координата изображения ударной волны). Отрезок αR составляет половину геометрической длины пути луча в неоднородности.

Как показано в [2], разность хода ΔN — нечетная функция аргумента α и может быть аппроксимирована полиномом

$$\Delta N = a_1\alpha + a_3\alpha^3 + \dots,$$

$a_{1,3}$ — постоянные.

По интерферограмме сначала находят некоторую условную разность хода $\Delta N_{\text{усл}} = a_0 + \Delta N$, где a_0 — неизвестная целочисленная поправка. Ее определяют посредством экстраполяции функции $\Delta N_{\text{усл}}$ в окрестность точки $\alpha = 0$; найденную величину $\Delta N_{\text{усл}}(0)$ округляют до ближайшего целого числа, которое и принимают в качестве искомой поправки.

Ниже приводятся результаты, полученные для объекта с ударной волной переменной интенсивности. На практике оказалось, что обработка данных по сечениям в областях с сильной и слабой ударной волной дает разную нумерацию полос. Как будет показано, это происходит, по всей видимости, из-за небольших систематических погрешностей в определении радиуса R .

На фиг. 1 приведена интерферограмма течения за ударной волной, полученная на поляризационном интерферометре [3]. Ударная волна образована взрывом твердого взрывчатого вещества в цилиндрическом канале диаметром 34,2 мм; канал переходит в коническое сопло на расстоянии 1,4 м от места взрыва. На фиг. 2 показана конфигурация канала и расчетные сечения, параллельные срезу сопла. В качестве характерного размера взят диаметр цилиндрического канала. Рабочим газом является воздух при комнатной температуре и давлении 580 ГПа.

В данном случае нумерацию полос легко провести благодаря тому, что на снимке имеется область, где интенсивность ударной волны достаточно мала: дифрагированный участок ударной волны левее среза сопла. В этом месте выполняются условия, позволяющие установить соответст-