

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СО СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

А. Н. СЕКУНДОВ

(Москва)

Первые исследования сверхзвуковой турбулентности были выполнены около 20 лет назад [1, 2]. Заложенные в этих работах основы методики измерения пульсаций газодинамических параметров в сжимаемых потоках открыли возможности для более углубленного изучения особенностей структуры сверхзвуковой турбулентности. В [2, 3] были получены данные о турбулентности в сжимаемом пограничном слое. В [4] исследован плоский сверхзвуковой след. В [5, 6] приведены данные о взаимодействии акустических возмущений со слабым косым скачком уплотнения при числах $M=1.6$ и 17 . Было показано, что по мере роста эффектов сжимаемости перестройка структуры турбулентности сопровождается уменьшением уровня пульсаций скорости и ростом пульсаций плотности и давления. При гиперзвуковых скоростях потока $M=25$ зафиксированы пульсации плотности, превышающие 50% средней плотности [7]. Таким образом, при больших значениях числа Маха роль турбулентности не ослабевает и представляется полезным дальнейшее накопление экспериментальных данных в этой малоисследованной области газовой динамики.

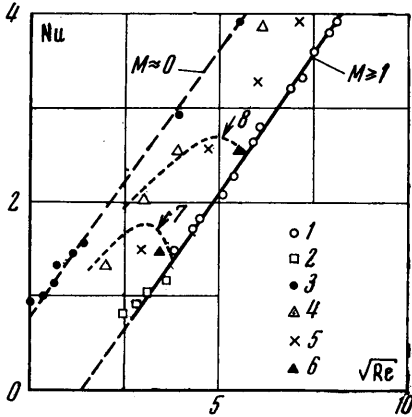
В данной работе приведены тарировки проволочных и пленочных термоанемометрических датчиков, работающих в режиме постоянной температуры, в трансзвуковом ($0.05 < M < 1$) и сверхзвуковом ($1 < M < 4$) потоке воздуха. Описана методика расшифровки показаний этих датчиков, исследована структура турбулентности в соплах при числах $M=2$ и 2.5 . Определены коэффициенты усиления энтропийных, вихревых и акустических пульсаций при взаимодействии турбулентности со скачками уплотнения.

1. Оборудование и аппаратура. Экспериментальное исследование сверхзвукового турбулентного потока и тарировка датчиков производились на небольшой аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью и с независимыми системами подачи и отсоса воздуха. На входе в трубу был установлен подогреватель и пылеочищающий фильтр. Плоские сменные сверхзвуковые сопла, спрофилированные с угловой точкой на числа $M=2$ и 2.5 , имели вместе с дозвуковой частью общую длину $250-300$ мм и выходное сечение 100×100 мм². Уровень пульсаций на оси сопла не превышал 0.1%, для повышения уровня турбулентности в дозвуковой части сопла устанавливались турбулизирующие решетки с 16 равномерно расположенными отверстиями диаметром 20 и 15 мм в соплах на $M=2$ и 2.5 . При проведении тарировок отдельные измерения проводились при числе $M=4$ и на трансзвуковой аэродинамической трубе с регулируемым уровнем статического давления. Таким образом, при тарировках число Рейнольдса могло изменяться независимо как за счет скорости, так и за счет давления в потоке.

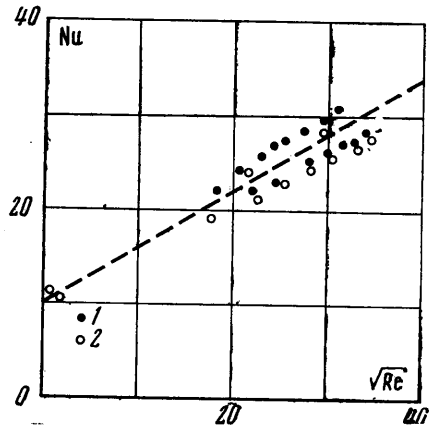
Основные измерения пульсаций проводились термоанемометрической аппаратурой типа 55D00 фирмы «DISA» с проволочными датчиками 55D22; длина проволоки $l=1.2-1.5$ мм, диаметр $d=5$ и 2.5 мк. Отдельные измерения выполнялись пленочным датчиком 55A80 и X-образным датчиком 55A32. Все датчики с помощью жестких угловых переходников устанавливались чувствительным элементом навстречу потоку. Для предотвращения вибрации проволоки приварка ее к ножкам датчика осуществля-

лась с небольшим прогибом по потоку ~ 0.1 мм в соответствии с рекомендацией работы [8]. Следует отметить, что прочность вольфрамовой проволоки в датчике достаточно велика, поэтому все случаи разрушения датчиков были связаны либо с плохой приваркой проволоки к ножкам датчика, либо с попаданием в проволоку пыли. При наличии перед соплом специального пылеочищающего фильтра среднее время работы одного датчика в сверхзвуковом потоке достигало одного часа.

2. Тарировка. Зависимость, характеризующую теплообмен проволоки датчика с окружающей средой, удобно обобщать в виде зависимости числа



Фиг. 1



Фиг. 2

Нуссельта (Nu) от числа Рейнольдса (Re). Эти критерии в данной работе вычислялись по формулам

$$(2.1) \quad Nu = \alpha d / \lambda_0, \quad Re = \rho u d / \mu_0$$

где α — коэффициент теплопередачи, d — диаметр проволоки в датчике, λ_0 и μ_0 — коэффициенты теплопроводности и вязкости воздуха при температуре торможения потока, ρ — плотность воздуха, а u — скорость потока. Коэффициент теплопередачи α определяется из условия теплового баланса проволоки

$$(2.2) \quad A_* I^2 R_n = \alpha n d l (T_n - T_0)$$

где $A_* = 0.86$ ккал/час·вт, I — ток, протекающий в проволоке, R_n — сопротивление, l — длина, T_n — температура проволоки, T_0 — температура торможения в потоке. Результаты тарировок различных датчиков в различных условиях приведены на фиг. 1, 2. Сплошная жирная линия на фиг. 1 обобщает результаты тарировок проволоочных датчиков в сверхзвуковом потоке. Экспериментальные точки 1 соответствуют датчикам с диаметром проволоки $d = 5$ мк, а 2 — с $d = 2.5$ мк. Отношение l/d у этих датчиков было равно соответственно 250 и 400, при меньшем значении l/d возрастали тепловые потери в ножки датчика и экспериментальные точки выпадали из единой тарировочной зависимости $Nu(Re)$.

Эти данные в диапазоне $1 < M < 4$ и при $Re > 5$ удовлетворительно описываются единой зависимостью

$$(2.3) \quad Nu = A + B \sqrt{Re} \quad (A = -0.8, B = 0.58)$$

В области дозвуковых скоростей обтекания проволоки закон теплообмена начинает зависеть от числа M . На фиг. 1 пунктирной линией представлен закон теплообмена при числе $M \approx 0$, а точки 3, 4, 5, 6 соответствуют числам $M=0.05, 0.2, 0.6, 0.8$.

Цифрами 7 и 8 помечены экспериментальные зависимости $Nu(Re)$, которые были получены при постоянных значениях давления торможения $P_0'=0.2$ и 0.5 атм соответственно. В [9], посвященной тарировке проволочных датчиков при больших дозвуковых скоростях, расхождение тарировочных кривых $Nu(Re)$ при $M < 1$ объясняется влиянием числа Кнудсена (Kn). Приведенные выше данные показывают, что при постоянном значении числа Kn (т. е. при постоянном P_0') кривые $Nu(Re)$ расслаиваются по другому параметру — по числу Маха. Явная зависимость тарировки от числа Kn появляется только при очень низких величинах давления торможения $P_0' < 0.15$, т. е. когда $Kn > 0.05$. Обычно в опытах числа Kn были значительно меньше и этот параметр не влиял на вид тарировочной зависимости.

Анализ фиг. 1 показывает, что все опытные данные обобщаются формулой типа (2.3) с постоянной $B=0.58$, а слагаемое A в этом законе переменено и при $M < 1$ является функцией числа M .

Тарировки датчиков, у которых проволока была отклонена на угол θ от направления, перпендикулярного потоку, показали, что при $\theta \leq 60^\circ$ указанные выше закономерности теплообмена сохраняются, если числа M и Re вычислять по составляющей скорости, перпендикулярной к проволоке в датчике. Окончательный вид тарировочных зависимостей таков:

$$(2.4) \quad Nu = \begin{cases} 0.8 - 1.6M \cos \theta + 0.58\sqrt{Re \cos \theta}, & M \cos \theta < 1 \\ -0.8 + 0.58\sqrt{Re \cos \theta}, & M \cos \theta \geq 1, Re \geq 5 \end{cases}$$

Отклонение всех экспериментальных данных от этих зависимостей не превышает 5%. Таким образом, при чисто сверхзвуковом обтекании проволоки значение числа Nu определяется только величиной числа Re , а при больших дозвуковых скоростях зависит еще и от числа M . Последнее обстоятельство делает практически невозможной расшивку показаний термоанемометра с проволочным датчиком в диапазоне чисел M от 0.2 до 1.0.

Особенности амплитудно-частотных характеристик пленочных термоанемометрических датчиков [10] затрудняют количественную интерпретацию их показаний. Из-за подъема этой характеристики в области частот, близких к нулю, динамическая характеристика пленочного датчика не совпадает со статической. Это различие уменьшается по мере того, как увеличивается отношение количества тепла, отводящегося в поток, к количеству тепла, уходящему в подложку, на которую нанесена пленка. Поэтому, учитывая целый ряд преимуществ этих датчиков по сравнению с проволочными: механическая прочность, отсутствие вибраций и т. д., целесообразно использовать пленочные датчики для качественных измерений, особенно при больших числах Re .

На фиг. 2 приведены тарировочные зависимости $Nu(Re)$ для клиновидного пленочного датчика типа 55A80. При вычислении чисел Nu и Re по формулам (2.1) были использованы типичные значения ширины и длины пленки на клине датчика $d=0.35$ мм, $l=1$ мм. Замечательной особенностью тарировки пленочного датчика оказалась ее независимость от числа M . На фиг. 2 точки 1 и 2 соответствуют числам $M=2.5$ и 0.5 .

Учитывая полное отсутствие в известной литературе сведений о тарировочных зависимостях для пленочных датчиков и ограниченность информации, приведенной на фиг. 2, окончательный вид тарировки нельзя считать установленным. Грубо приближенно эту зависимость можно предста-

вить в виде

$$(2.5) \quad Nu \approx 10 + 0.6\sqrt{Re}$$

Эта тарировка напоминает аналогичную зависимость для проволочного датчика при числе $M \approx 0$. Независимость выражения (2.5) от числа M открывает возможности использования пленочных датчиков в области трансзвуковых скоростей.

Для объяснения полученных результатов о влиянии числа M рассмотрим особенности обтекания датчиков. При обтекании сверхзвуковым потоком цилиндра и клина с большим углом раствора $\approx 80^\circ$ образуется отошедшая ударная волна с областью дозвукового течения за ней. Теплообмен в пограничном слое при $M \leq 1$ слабо зависит от числа M . Однако теплообмен от проволоки определяется не только свойствами пограничного слоя на его поверхности, но и размерами отрывной зоны, которая имеется за ней. Между тем известно, что местные сверхзвуковые зоны появляются на цилиндре при $M=0.4$ и вплоть до чисел $M=1$ картина распределения давления по поверхности цилиндра зависит от числа M [14]. При этом изменяются зоны обратных токов и суммарный теплообмен от проволоки. При числах $M > 1$ картина течения стабилизируется и слабо зависит от числа M . На клине зон отрыва, естественно, нет, что и объясняет различие зависимостей тарировок пленочного и проволочного датчика от числа M .

3. Расшифровка показаний термоанемометра. По известным закономерностям теплообмена от датчика нетрудно получить связь между пульсациями газодинамических параметров потока и пульсациями электрического тока в схеме термоанемометра. В соотношения (2.1)–(2.3) входят два параметра, которые могут пульсировать в сжимаемом турбулентном потоке: температура торможения T_0 и поток массы ρu . После несложных преобразований, обозначая пульсационные составляющие этих параметров штрихами, получим

$$(3.1) \quad \vartheta = -T_0'/\bar{T}_0 + (\rho u)'r/\bar{\rho u}$$

$$(3.2) \quad \vartheta = \frac{I'}{\bar{I}} \frac{2(R_n - R_0)}{a\bar{T}_0 R_0}, \quad r = \frac{R_n - R_0}{2a\bar{T}_0 R_0} \left(\frac{Nu - A}{Nu} \right)$$

В эти соотношения входят две постоянные, одна характеризует зависимость сопротивления датчика от температуры (для вольфрама $a = -0.0035 \text{ град}^{-1}$), а другая определяется тарировкой (для сверхзвукового потока $A = -0.8$). Значение величины ϑ определяется уровнем пульсаций тока в датчике, а величина r — относительным нагревом чувствительного элемента в датчике (R_0 — сопротивление ненагретого датчика в потоке). Поскольку обычно измеряется среднеквадратичный уровень пульсаций, соотношение (3.1) удобно переписать в иной форме

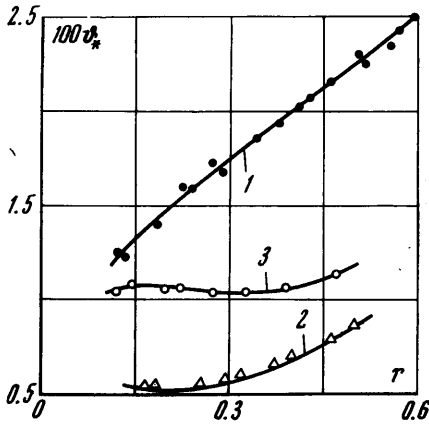
$$(3.3) \quad \vartheta_*^2 = \overline{\vartheta^2} = \frac{\overline{T_0'^2}}{\bar{T}_0^2} + \frac{\overline{(\rho u)'^2}}{\bar{\rho u}^2} r^2 - 2 \frac{\overline{T_0'(\rho u)'}}{\bar{T}_0 \bar{\rho u}} r$$

По виду зависимости $\vartheta_*(r)$ можно определить пульсации потока массы ($U^2 = \overline{(\rho u)'^2}/\bar{\rho u}^2$), пульсации температуры торможения ($T^2 = \overline{T_0'^2}/\bar{T}_0^2$) и коэффициент их взаимной корреляции ($K_{UT} = \overline{T_0'(\rho u)'}/\sqrt{UT\bar{\rho u}\bar{T}_0}$). Графическое изображение зависимости $\vartheta_*(r)$ принято называть диаграммой Коважного [1]. В данной работе неизвестные величины U , T и K_{UT} находились методом наименьших квадратов при десяти различных значениях перегрева датчика в диапазоне $0.1 \leq r \leq 0.6$. Верхняя граница диапазона изменения параметра r определялась прочностными свойствами вольфрама, а нижний предел $r \approx 0.1$ — требуемым частотным диапазоном аппаратуры.

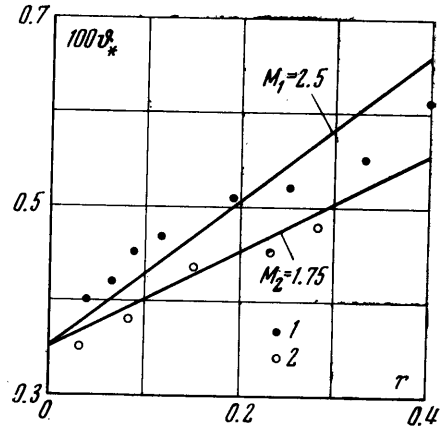
Выразим малые пульсации различных параметров в сжимаемом потоке через акустические колебания σ , колебания завихренности ω и энтропии s

$$(3.4) \quad \frac{u'}{\bar{u}} = \omega + \frac{n_1}{M} \sigma, \quad \frac{T'}{\bar{T}} = s + (\kappa - 1) \sigma, \quad \frac{\rho'}{\bar{\rho}} = -s + \sigma, \quad \frac{p'}{\bar{p}} = \kappa \sigma$$

Здесь κ — отношение удельных теплоемкостей газа, n_1 — проекция нормали к фронту акустической волны на направление средней скорости потока. В общем случае значение n_1 может лежать в диапазоне $-1 < n_1 < +1$, однако имеются данные



Фиг. 3



Фиг. 4

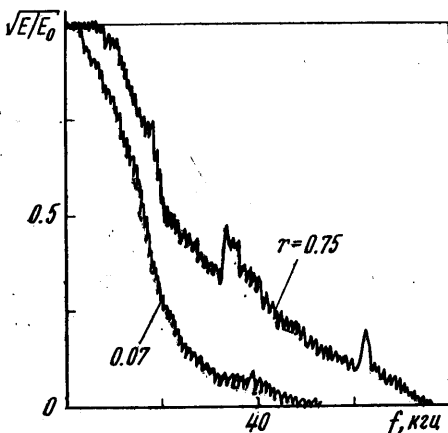
[12], показывающие, что в сверхзвуковом потоке фронты звуковых волн практически совпадают с линиями Маха. Кроме того, датчик термоанемометра, как это отмечается в [2], имеет максимальную чувствительность к акустическим волнам, совпадающим с линиями Маха; следовательно, можно считать, что $n_1 \approx -1/M$.

Значения σ , s , ω и их взаимные корреляции можно вычислить по значениям U , T , $K_{\text{вт}}$, только располагая априори информацией о каком-либо типе колебаний. Поэтому дальнейшая расшивка показаний термоанемометра для определения пульсаций скорости, плотности, давления и т. д. всегда содержит элементы произвольных предположений о величине n_1 и о структуре пульсаций в целом.

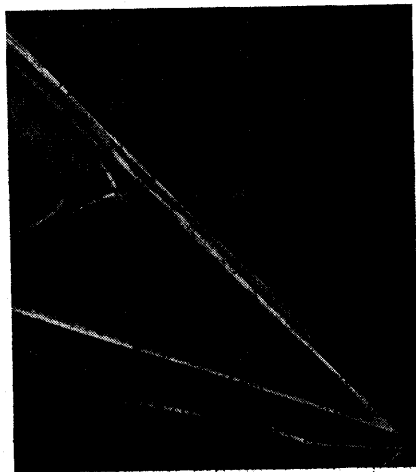
4. Структура турбулентности в сверхзвуковом сопле. Первые измерения в сопле, рассчитанном на число $M=2$, при наличии перед соплом турбулизирующей решетки показали, что уровень и структура пульсаций весьма чувствительны к относительной влажности воздуха и, следовательно, зависят от его температуры. На фиг. 3 представлены диаграммы $\phi_*(r)$ на оси сопла в одном из экспериментов при различных уровнях подогрева воздуха перед соплом. Кривая 1 соответствует отсутствию подогрева, кривая 2 — небольшому подогреву $\Delta t = 15^\circ \text{C}$, а кривая 3 — $\Delta t = 50^\circ \text{C}$.

Можно предположить, что такой характер зависимости пульсаций от подогрева потока связан с наличием в горле сопла слабого скачка конденсации воды. По-видимому, при прохождении турбулентного потока через скачок конденсации, в котором к потоку подводится тепловая энергия, уровень пульсаций возрастает. Небольшой подогрев практически устраняет скачок конденсации, и уровень пульсаций резко убывает (кривая 2). Дальнейший подогрев приводит к появлению в потоке температурных неоднородностей, и уровень пульсаций вновь возрастает (кривая 3), в основном за счет энтропийных колебаний. Представленная на фиг. 3 сильная зависимость пульсаций от температуры воздуха имела место при заборе воздуха непосредственно из атмосферы в летнее время, когда влагосодержание в воздухе максимально и достигает $10-15 \text{ г/кг}$. В зимнее время и при заборе воздуха от компрессора различие диаграмм $\phi_*(r)$ при $\Delta t \text{ C}^\circ = \text{var}$ было значительно меньше.

Для оценки возможного вклада в общий уровень пульсаций колебаний энтропии были созданы условия, при которых эти колебания должны быть максимальны. С этой целью турбулизирующая решетка была убрана, а в ресиверную часть установки к нагретому воздуху подмешивался холодный, чтобы увеличить температурную неоднородность. Соответствующая этому случаю диаграмма пульсаций в сопле, рассчитанном на число $M=2.5$, приведена на фиг. 4 и обозначена цифрой 1. Видно, что эта диаграмма соответствует практически чисто энтропийным колебаниям, когда остальные



Фиг. 5



Фиг. 6

типы колебаний отсутствуют [2]. При этом уровень пульсаций температуры торможения оказался сравнительно небольшим ($T=0.35\%$), что соответствует значению $s=0.85\%$, хотя были приняты меры для его искусственного увеличения.

Поэтому в дальнейшем при обработке опытных данных, когда конденсация воды в сопле отсутствовала и подогрев потока был мал, принималось, что энтропийные пульсации малы и $s \approx 0$. Используя эту особенность турбулентности в сопле, можно расшифровать, например, кривую 2 на фиг. 3 и получить следующие значения пульсаций и их корреляций в сопле при числе $M=2$: $U=1.9\%$, $T=0.58\%$, $K_{UT}=0.5$, $\omega=0.65\%$, $\sigma=1.96\%$. $K_{\omega\sigma}=0.19$. Эти данные показывают, что при числе $M=2$ акустические пульсации заметно превышают пульсации завихренности, хотя установленная в дозвуковой части сопла турбулизирующая решетка генерирует в основном колебания скорости. Аналогичная структура турбулентности была зафиксирована и в сопле, рассчитанном на число $M=2.5$, но уровень акустической составляющей пульсаций в этом сопле оказался еще выше.

На фиг. 5 приведены спектры пульсаций, измеренные на оси сопла, рассчитанного на число $M=2.5$, при различных уровнях перегрева проволоки в датчике. По оси ординат здесь отложен относительный уровень спектральной мощности E/E_0 , где E_0 — спектральная мощность при нулевой частоте. Анализ соотношений (3.1) и (3.4) показывает, что при большом перегреве датчика ($r \approx 1$) основной вклад в сигнал дают акустические составляющие, а при малом перегреве ($r \approx 0$) — колебания завихренности. Таким образом, верхняя кривая на фиг. 5 соответствует спектру акустических колебаний, а нижняя — спектру колебаний завихренности. Видно отличие структуры сверхзвуковой турбулентности от турбулентности в не-

сжимаемом потоке, где спектр пульсаций статического давления более резко спадает к нулю, чем спектр пульсаций скорости [13]. В сверхзвуковом потоке, наоборот, спектр пульсаций давления оказался заметно шире спектра пульсаций скорости. Небольшие подъемы на спектре пульсаций давления на кратных частотах, по-видимому, связаны со слабой вибрацией проволоки датчика.

С помощью двух термоанемометров типа 55Д01 и 55Д05 и X-образного датчика 55А32 была измерена поперечная компонента пульсационной скорости. Разность сигналов формировалась с помощью дифференциального предусилителя С1-15. Для измерения суммы сигналов фаза одного из сигналов поворачивалась на 180° в предусилителе 55Д25. При вычислении поперечной скорости использовалось тарировочное соотношение (2.4) при $\theta=45^\circ$. Оказалось, чтовихревая компонента пульсационной скорости почти не зависит от направления, т. е. турбулентность почти изотропная.

На оси сверхзвукового сопла при числе $M=2.5$ были определены интегральные масштабы турбулентности. Поперечный масштаб, измеренный раздвижением поперек потока двух датчиков, оказался равным $L_y=6.5$ мм, а продольный масштаб, вычисленный по спектру пульсаций, $L_x=10$ мм. Значение отношения этих масштабов $L_x/L_y \approx \sqrt{2}$ также свидетельствует о близости структуры турбулентности к изотропии.

5. Взаимодействие турбулентности со скачком уплотнения. На выходе из сопла в рабочей части установки организовывалось течение со скачком уплотнения. Прямой скачок уплотнения устанавливался приблизительно по середине сопла путем дросселирования выходного отверстия из рабочей части установки. Косой скачок уплотнения (фиг. 6) возникал при обтекании заостренной пластины, наклоненной к потоку под углом 20° . Датчик термоанемометра подводился к скачку снизу по потоку и мог, протыкая скачок, находиться как перед скачком, так и позади него.

Из-за различия условий теплообмена до и после скачка (различие числа M , числа Re и температуры восстановления на проволоке датчика) ток в датчике при протыкании скачка резко изменялся. Вследствие этого естественные колебания и перемещения скачка относительно неподвижного датчика вызывали на выходе термоанемометра пульсации напряжения почти прямоугольной формы. Путем обработки результатов измерения среднеквадратичного уровня этих колебаний и их спектра при различных положениях датчика относительно среднего положения скачка можно вычислить амплитуду и скорость колебаний скачка в пространстве.

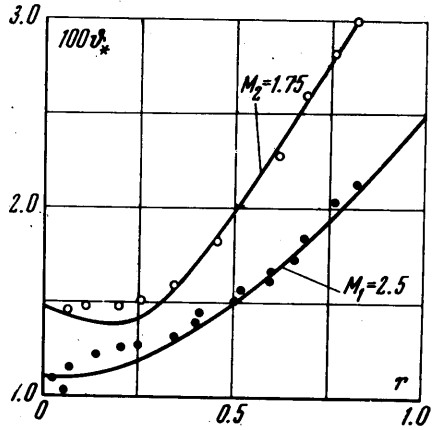
Оказалось, что характер колебаний прямого и косого скачка в турбулентном потоке существенно различаются. Прямой скачок колеблется практически как единое целое с амплитудой 5–10 мм и частотами до 100–200 гц, причем закономерности его движения практически не зависят от характеристик турбулентности в набегающем потоке. Эти колебания определяются условиями отрыва потока от стенок сопла при взаимодействии прямого скачка с пограничным слоем и свойствами конструкции установки в области за скачком. Вследствие перемещения скачка в разные по площади сечения сопла интенсивность скачка изменяется и в потоке за ним генерируются колебания.

Поскольку за прямым скачком уплотнения скорость потока соответствует числу $M < 1$, то расшифровка показаний проволоочного датчика практически невозможна. Поэтому измерения в области прямого скачка уплотнения были выполнены с помощью пленочного датчика типа 55А80. Анализ этих данных показывает, что за прямым скачком генерируются колебания $(\rho u)'/\rho u \approx 14\%$. Как уже отмечалось, уровень этих колебаний слабо зависит от турбулентности и определяется устойчивостью скачка. Для подтверждения этого скачок стабилизировался с помощью пластинок, установленных вблизи стенок сопла, при этом уровень пульсаций за скачком резко снижался до $(\rho u)'/\rho u \approx 8\%$. Эти данные вследствие отмеченных выше особенностей частотных характеристик пленочных датчиков носят весьма при-

ближенный характер. Сопоставление результатов измерений пленочным и проволочным датчиком в сверхзвуковом потоке показывает, что пленочный датчик занижает уровень пульсаций (примерно на 30%).

Иначе ведет себя в турбулентном потоке косой скачок уплотнения. Амплитуда и частота его колебаний целиком определяются свойствами турбулентности в набегающем потоке. В отсутствие турбулизатора скачок был практически неподвижен, а при установке перед соплом турбулизирующей решетки амплитуда колебаний скачка, измеренная в 50 мм от кромки пластины, составляла 2—3 мм при частотах колебаний до 10—20 кгц. При этом скорость и частота перемещений скачка соответствует пульсационной скорости в набегающем потоке.

О характере деформации турбулентности при прохождении потока через косой скачок уплотнения можно судить по диаграммам $\vartheta_*(r)$, измеренным проволочным датчиком до скачка при $M_1=2.5$ и за скачком при $M_2=1.75$, которые представлены на фиг. 7. Сплошными линиями на этой фигуре приведены кривые $\vartheta_*(r)$, полученные по формуле (3.3) обработкой точек по методу наименьших квадратов. Значения пульсаций различных параметров до и после скачка представлены ниже, при расшифровке принималось, что энтропийные пульсации отсутствуют.



Фиг. 7

Параметр	T	U	K_{UT}	ω	σ	$K_{\omega\sigma}$
Значение до скачка	1.1	2.3	0.05	1	2.6	-0.37
Значение после скачка	1.5	3.9	0.37	1.9	4.6	-0.13

Результаты исследования взаимодействия турбулентности с косым скачком уплотнения позволяют вычислить с учетом изменения в скачке осредненных параметров коэффициенты усиления различных пульсаций при прохождении турбулентного потока через скачок. Так например, абсолютные величины пульсаций скорости и давления возрастают соответственно в 1.5 и в 6 раз.

Взаимодействие чисто энтропийных возмущений с косым скачком уплотнения характеризуется диаграммой на фиг. 4. Уровень пульсаций температуры торможения за скачком уплотнения практически сохраняется, а относительный уровень энтропийных пульсаций составляет 0.7 первоначального значения.

Корректное сопоставление полученных экспериментальных данных с известными теоретическими результатами, к сожалению, невозможно по двум причинам. Во-первых, все известные решения относятся к прохождению пульсаций через прямой скачок уплотнения, а в настоящей работе точные данные получены только для косого скачка на клине. Во-вторых, в теоретических работах рассматривается взаимодействие со скачком какого-либо одного типа возмущений, а в данной работе турбулентность состояла из смеси завихренности и акустики. Однако указанные различия не должны привести к качественно иной картине взаимодействия турбулентности со скачком уплотнения.

Основные теоретические результаты о взаимодействии турбулентности со скачком уплотнения базируются на работах [14, 15], в которых рассмотрены случаи взаимодействия малых возмущений с прямым и косым скачком и уплотнения. По этой методике в [16] проведен расчет прохождения плоской энтропийной волны через прямой скачок и показано, что коэффициент усиления энтропийных пульсаций всегда меньше единицы и при $M=2$ его значение близко к 0,7, что соответствует результатам настоящей работы. Тем же методом в [17] рассчитаны коэффициенты усиления в скачке плоских акустических волн. В работе показано, что эти коэффициенты при фиксированном числе M зависят от угла падения акустической волны на скачок и возрастают при его увеличении. Результаты настоящей работы неплохо соответствуют этим теоретическим данным, если предположить, что акустические возмущения падают на скачок под углом больше 80° , такие возмущения практически совпадают с линиями Маха. Таким образом, можно сделать вывод о качественном согласовании полученных в работе экспериментальных данных с известными теоретическими результатами.

Поступила 3 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Kovasznay L. S. G. The hot-wire anemometer in supersonic flow. J. Aeronaut. Sci., 1950, vol. 17, No. 9.
2. Kovasznay L. S. G. Turbulence in supersonic flows. J. Aeronaut. Sci., 1953, vol. 20, No. 10.
3. Kistler A. L. Fluctuation measurement in a supersonic turbulent boundary layer. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 3.
4. Demetriades A. Turbulence measurements in a supersonic two-dimensional wake. Phys. Fluids, 1970, vol. 13, No. 17.
5. Wise B., Schultz D. L. Turbulence measurements in supersonic flow with the hot-wire anemometer. Aeronaut Res. Council. Current paper, 1957, No. 366.
6. Wagner R. D. Hot wire measurements of freestream and shock layer disturbances. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 12.
7. Fisher M. C., Maddalon D. V., Weinstein L. M. Boundary-layer pitot and hot-wire surveys at M-20. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 5.
8. Вагнер, Мэдделон, Вайнштейн. Влияние измеренных возмущений набегающего потока на переход в гиперзвуковом пограничном слое. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9.
9. Norman B. Hot-wire anemometer calibration at high subsonic speeds. DISA Information, 1967, No. 5.
10. Bellhouse B. J., Rasmussen C. G. Verhalten des Heissfilm — Anemometers bei tiefen frequenzen. Dansk. Industri Syndikat A/S Herlev. Information, 1968, No. 6.
11. Чушкин П. И. Обтекание эллипсов и эллипсоидов дозвуковым потоком газа. В сб. «Вычислительная математика», № 2, М., Изд-во АН СССР, 1957.
12. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1968.
13. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
14. Ribner H. S. Shock-turbulence interaction and the generation of noise. Nat. Advis. Comm. Aeronaut Rept, 1955, No. 1233.
15. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
16. Cuadra E. Flow perturbations generated by a shock wave interacting with an entropy wave. Aerodynamic noise. Proc. A OSR — UTIAS Symposium, Toronto, 1968, Univ. Toronto Press., 1969.
17. Лоусон М. Колебания давления при взаимодействиях со скачком уплотнения. Период. сб. перев. ин. ст., Механика, 1969, № 5.