

УДК 532.526.013.4+533.6.011.5

© 1999 г. А.А. МАСЛОВ, С.Г. МИРОНОВ

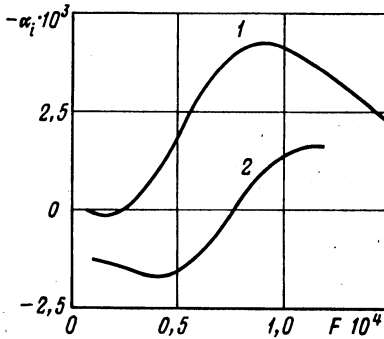
ВЛИЯНИЕ НЕПАРАЛЛЕЛЬНОСТИ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ НА ПЛАСТИНЕ И УГЛА АТАКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИЙ ПЛОТНОСТИ

Представлены результаты экспериментального исследования влияния непараллельности течения в ударном слое на пластине на характеристики пульсаций плотности. Обсуждаются методические вопросы проведения измерений методом электронно-пучковой флюоресценции в гиперзвуковом вязком ударном слое. Приведены также результаты измерения поперечных распределений пульсаций плотности для различных углов атаки пластины.

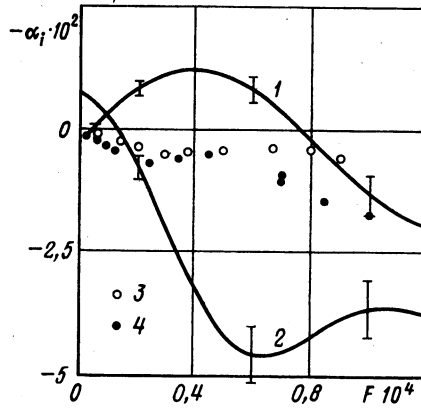
Достаточно хорошие результаты изучения устойчивости сверх- и гиперзвукового пограничного слоя на пластине получены в последние годы в приближении плоскопараллельного течения. Это оказалось возможным для малых значений гиперзвукового параметра $\chi = M^3/(\text{Re})^{1/2}$, для которых получено большинство экспериментальных результатов. При этом условия ударная волна отделена от пограничного слоя невязким потоком и толщина пограничного слоя δ медленно увеличивается с ростом продольной координаты X ($\delta \propto X^{1/2}$). Распределения параметров среднего течения в пограничном слое в этом случае автомодельны. Влияние слабой непараллельности течения приводит к тому, что собственные функции возмущений деформируются при изменении продольной координаты и коэффициенты роста возмущений начинают зависеть от места измерения по поперечной координате Y ($-\alpha_i = f(Y/\delta)$) [1].

В [2] измерениями методом электронно-пучковой флюоресценции и численным расчетом в рамках модели полного вязкого ударного слоя для больших чисел Маха ($M_\infty = 21$) и умеренных чисел Рейнольдса набегающего потока ($\text{Re}_1 < 10^6 \text{ м}^{-1}$) было показано, что при обтекании пластины поле среднего течения имеет большую неоднородность по газодинамическим параметрам (плотность, скорость, температура) поперек слоя, ударная волна слабо отделена от пограничного слоя. При увеличении продольной координаты толщина ударного слоя Δ растет почти линейно ($\Delta \approx X$). При этом наблюдается падение величины плотности у поверхности, что говорит о продолжающемся процессе перехода в ударном слое от течения разреженного газа к течению сплошной среды и об отсутствии автомодельности поперечных распределений средних параметров. Следствием этого является существенная непараллельность линий тока в ударном слое, которая может приводить к сложной зависимости коэффициентов нарастания возмущений от поперечной координаты Y . В подобных течениях результаты и выводы измерений инкрементов возмущений в большой степени могут зависеть от процедуры проведения измерений.

Характеристики пульсаций в пограничном слое, как правило, измеряются термоанемометрическим методом. При этом нить термоанометра движется по линии равной скорости, соответствующей максимуму поперечного распределения пульсаций массового расхода, находящегося в критическом слое. Значения равной скорости соответствуют определенному уровню постоянной составляющей сигнала термоанометра. Однако известны измерения, выполненные и при $Y = \text{const}$. При умеренных числах Рейнольдса в гиперзвуковом пограничном слое пока нет достоверных данных о



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимости инкремента пульсаций плотности $-\alpha_i$ от частотного параметра F для $R = 540$: 1 – измерения по изохоре, $Y/\Delta \cong 0,83$; 2 – измерения по линии постоянной координаты $Y/\Delta = 0,81$

Фиг. 2. Зависимость $-\alpha_i(F)$ для $Y/\Delta \cong 0,6$ и $R = 540$: 1 – измерения по изохоре; 2 – измерения по линии $Y = \text{const}$; данные [5]: 3 – $R = 558$; 4 – $R = 600$

механизме генерации, типе волн возмущений и месте их возникновения в среднем течении. Это создает определенные трудности при проведении измерений коэффициентов нарастания возмущений в условиях гиперзвукового обтекания пластины.

Представляет интерес выявить влияние угла атаки пластины на распределение пульсаций плотности в ударном слое. С увеличением угла атаки на наветренную сторону за ударной волной падает число Маха, растет величина плотности и температуры, ударный слой прижимается к поверхности пластины [2]. Это существенно изменяет поле среднего течения и может сказаться на характеристиках пульсаций плотности.

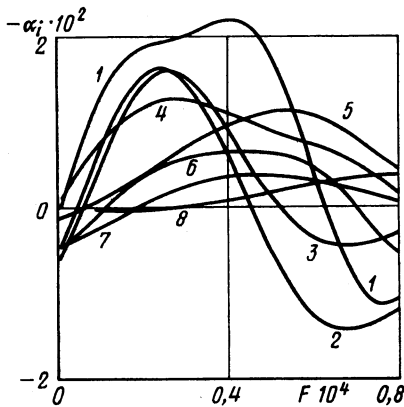
Цель настоящей работы – выявление зависимости величины инкремента пульсаций плотности от координаты поперек ударного слоя и влияния на него траектории движения точки измерения, получения данных о влиянии угла атаки на распределения пульсаций плотности в ударном слое.

1. Измерения были выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе открытого типа со свободной струей [3] для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 21$. Измерения инкрементов пульсаций были выполнены на пластине длиной $L = 0,35$ м, толщиной 0,008 м, шириной передней кромки 0,1 м, задней 0,08 м. Угол клина передней кромки пластины составлял 7° , радиус закругления кромки был менее 0,05 мм. Боковые кромки пластины были также клиновидными с углом клина 20° . Единичное число Рейнольдса в этих экспериментах составляло величину $Re_1 = 0,95 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Исследование влияния угла атаки было проведено для пластины меньшей длины ($L = 0,2$ м) и ширины (ширина передней кромки 0,08 м, задней кромки 0,06 м), так как была необходимость уменьшить загромождение потока для ненулевого угла атаки модели. Остальные геометрические параметры пластины были подобны предыдущей модели. Единичное число Рейнольдса в этих экспериментах составляло величину $Re_1 = 6 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$.

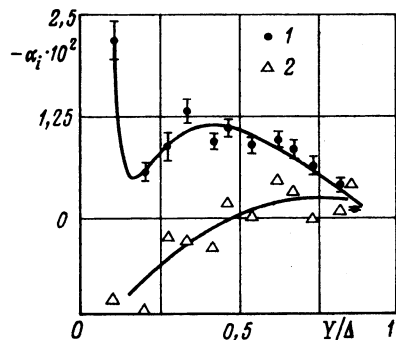
Для измерений характеристик возмущений при обтекании пластины гиперзвуковым потоком разреженного газа был развит метод электронно-пучковой флюоресценции [4]. Метод позволяет измерять распределения средней плотности, пульсаций плотности, спектры, фазовые скорости волн в ударном слое, вычислять инкременты возмущений.

2. На фиг. 1 (кривая 1) приведена спектральная зависимость инкремента пульсаций плотности $-\alpha_i(F)$ на пластине, обтекаемой под нулевым углом атаки ($M_\infty = 21$, $R = 540$)

$$\alpha_i = -0,5 \frac{\partial(\ln \langle A_f \rangle)}{\partial R}, \quad R = (Re_{xe})^{1/2}, \quad F = \frac{2\pi f}{Re_{1e} U_e}$$



Фиг. 3. Спектры инкремента пульсаций плотности $-\alpha_i(F)$ при $R = 540$ для $Y/\Delta = 0,115; 0,215; 0,285; 0,475; 0,63; 0,74; 0,825; 0,86$ (линии 1–8)



Фиг. 4. Зависимость $-\alpha_i(Y/\Delta)$ для $R = 540$: 1 – $F = 0,4 \cdot 10^{-4}$; 2 – $0,8 \cdot 10^{-4}$

Здесь $\langle A_f \rangle$ – среднеквадратичная величина пульсаций плотности на частоте f . Индекс "е" выделяет параметры за ударной волной. Данные получены для области максимума суммарных пульсаций плотности поперечных распределений. Инкременты пульсаций вычислялись по данным измерений в пяти поперечных сечениях по координате Y , на интервале 290–310 мм по координате X . Ширина области усреднения данных составляла $\Delta Y/\Delta = 0,05$ около линии положения максимумов на интервале измерений по координате X . Расстояние от поверхности до ударной волны Δ определялось экспериментально с помощью визуализации обтекания электронным пучком. Измерения показали, что положения максимумов пульсаций с точностью 5% соответствуют одинаковым значениям средней плотности, т.е. данные на фиг. 1 соответствуют перемещению по изохоре для высоты $Y/\Delta \cong 0,83$. Кривой 2 показана зависимость, полученная для условия постоянства координаты Y на высоте, равной 35 мм, что соответствует $Y/\Delta = 0,81$ для $R = 540$.

На фиг. 2 для тех же значений параметров M_∞ и R показаны частотные зависимости $-\alpha_i(F)$, полученные для $Y/\Delta \cong 0,6$ в точках равной плотности (усредненные в интервале $\Delta Y/\Delta = 0,05$) (кривая 1) и для высоты и интервала усреднения, соответствующих кривой 1, но при условии $Y = \text{const}$ на высоте, равной 26 мм, что соответствует $Y/\Delta = 0,6$ для $R = 540$. На фиг. 1, 2 видно хорошее качественное совпадение зависимостей на разных уровнях по Y при условии движения по изохоре и существенное различие при движении при постоянном Y , что можно объяснить влиянием непараллельности течения в ударном слое.

На фиг. 2 также приведены данные измерений инкрементов возмущений массового расхода на пластине термоанемометрическим методом из работы [5] для близких условий обтекания ($M_\infty = 21$, $R = 558$ (точки 3) и $R = 600$ (точки 4)). В [5] указано, что термоанемометр двигался по линии равной скорости несколько ниже обобщенной точки перегиба. Положение обобщенной точки перегиба вычислялось по координате X в рамках модели пограничного слоя в каждой точке измерения. С целью привязки данных работы [5] к параметрам среднего течения в ударном слое по модели вязкого ударного слоя [2] было вычислено положение обобщенной точки перегиба, которое оказалось близко к значению $Y/\Delta = 0,6$. Данные [5] занимают промежуточное положение между результатами измерений при постоянстве координаты Y и при постоянстве плотности, что можно объяснить не полным следованием изохоре во время измерений, так как точное значение распределения параметров среднего течения неизвестно. С другой стороны, в работе отсутствует методическое обоснование приме-

нимости метода термоанемометра для разреженных потоков с высокой температурой торможения, что может привести к систематической ошибке измерения.

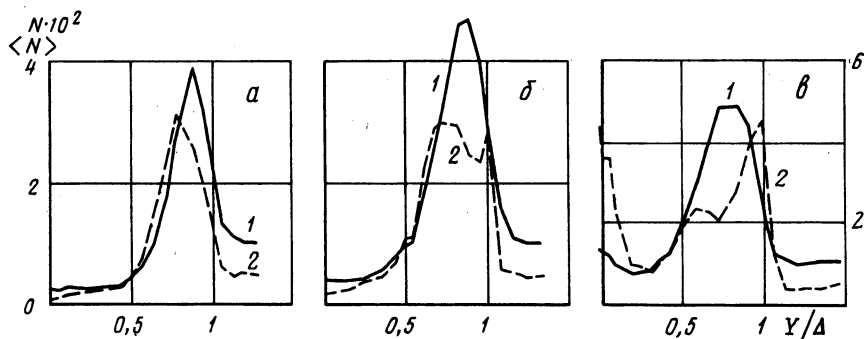
Существенную зависимость спектров инкрементов возмущений $-\alpha_i(F)$ от положения точки измерения по толщине ударного слоя демонстрирует фиг. 3 для $R = 540$. На графиках можно наблюдать смещение максимальных значений коэффициента $-\alpha_i$ в область более высоких частот при увеличении параметра Y/Δ при одновременном падении абсолютной величины инкремента. При вычислении инкрементов пульсаций для разных сечений по X выбирались данные по Y с одинаковыми значениями средней плотности. Вблизи поверхности пластины, где средняя плотность в пределах точности измерений постоянна, данные выбирались с использованием значений плотности, вычисленных по модели [2].

Процедура отбора данных вблизи поверхности состояла в следующем. В двух крайних положениях по координате X на интервале измерения инкремента пульсаций ($X = 290$ и 310 мм) рассчитывались профили плотности. Точки с одинаковым значением плотности соединялись линией, задающей направление изохоры. Шаг дискретизации при расчете задавался равным $Y/\Delta = 0,01$. Все экспериментальные точки со значениями плотности, попадающими в коридор с шириной, равной расстоянию между соседними расчетными точками, считались лежащими на этой линии и включались в процедуру вычисления инкремента. Если экспериментальных точек было менее двух, линия исключалась из расчетов. Далее все значения инкрементов усреднялись в пределах полосы $\Delta Y/\Delta = 0,05$ и полученное значение инкремента приписывалось среднему по полосе усреднения значению координаты Y/Δ .

На фиг. 4 приведены зависимости величины $-\alpha_i$ от положения в ударном слое для двух значений частотного параметра. Видно, что для низких частот величина инкремента пульсаций плотности максимальна у поверхности пластины и имеет место падение величины инкремента при приближении точки измерения к положению максимума суммарных пульсаций плотности в ударном слое. С другой стороны, для высокочастотных пульсаций величина инкремента у поверхности пластины минимальна и растет от отрицательных значений к положительным, что отражает упомянутую выше тенденцию изменений в спектрах $-\alpha_i$ на фиг. 3. На фиг. 3 и 4 можно отметить область около значения $Y/\Delta \cong 0,2$, где происходит качественное изменение формы спектров инкрементов и имеет место провал в зависимостях $-\alpha_i(Y/\Delta)$, особенно для $F = 0,8 \cdot 10^{-4}$. В этой области параметров Y/Δ , F близки величины продольной фазовой скорости распространения возмущений C_x ($C_x = 0,55-0,5$) и местной скорости потока U ($U/U_e \cong 0,4$) в ударном слое. Величина C_x была измерена по методике, описанной в [4], величина U вычислена по данным [2]. Согласно [6], здесь возникает зона молчания, разделяющая два волновода, где развиваются возмущения акустического типа.

3. При изменении угла атаки изменяются как интенсивность ударной волны, так и поле среднего течения в ударном слое [7]. На фиг. 5 для трех углов атаки β приведены данные измерений нормированных поперечных распределений средней плотности $N = n/n_\infty$ и нормированных суммарных пульсаций плотности $\langle N \rangle = \langle n \rangle/n_\infty$ для $Re_1 = 6 \cdot 10^5$ м⁻¹ и расстояния от носика пластины $X = 0,1$ м. Измерения выполнены согласно методике, описанной в [4]. С ростом β в области ударной волны (середина внешнего склона распределения плотности) возникает интенсивный пик пульсаций с одновременным снижением пика на внутренней стороне распределения. Как показали измерения, спектры пульсаций при этом не претерпевают заметных изменений во всех точках ударного слоя.

При исследовании поля внешнего течения при нестационарном отбегании гиперзвуковым потоком полужамкнутой полости было показано [8], что возникновение пика на внешнем и внутреннем склоне распределения плотности связано с пульсациями положения ударной волны. Связь колебаний поперечного распределения



Фиг. 5. Поперечные распределения нормированных средней плотности $N = n/n_\infty$ (кривые 1) и суммарных пульсаций плотности $\langle N \rangle = \langle n \rangle/n_\infty$ (кривые 2) для трех углов атаки $\beta = 0; 5; 10^\circ$ (а-в).

параметров среднего течения и распределения пульсаций в гиперзвуковом пограничном слое также обсуждается в [9], где дана простейшая модель этого явления.

Таким образом, с ростом угла атаки изменения в поперечных распределениях пульсаций плотности связаны с усилением колебаний ударного слоя, что проявляется в колебаниях самой ударной волны. Снижение интенсивности внутреннего пика, возможно, связано с падением числа Маха и Рейнольдса при увеличении наклона ударной волны к направлению внешнего потока. При переходе от $\beta = 0^\circ$ к $\beta = 10^\circ$ наклон ударной волны к направлению внешнего потока увеличивается с 9 до 17° , число Маха за ударной волной падает с 12 до 7 , а величина R уменьшается с 240 до 185 . Отметим резкое возрастание уровня пульсаций в приповерхностном слое, где имеет место рост средней плотности.

Заключение. Показано значительное влияние непараллельности течения в гиперзвуковом ударном слое на пластине на спектры инкремента пульсаций плотности. Получены зависимости величины инкремента от координаты в поперечном ударному слою направлении при проведении измерений по линиям равной средней плотности. Показано существенное влияние угла атаки пластины к набегающему потоку на поперечные распределения пульсаций плотности в ударном слое. Обнаружено возникновение дополнительного интенсивного максимума пульсаций в области скачка уплотнения при обтекании пластины на наветренных углах атаки.

Авторы выражают благодарность Т.В. Поплавской за проведение численных расчетов и В.И. Лысенко за полезные дискуссии при подготовке работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01640).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С.А., Косинов А.Д., Маслов А.А., Семенов Н.В. Развитие малых возмущений в слабонепараллельном сверхзвуковом потоке // ПМТФ. 1982. № 3. С. 98–102.
2. Ветлуцкий В.Н., Маслов А.А., Миронов С.Г. и др. Гиперзвуковой поток на плоской пластине. Экспериментальные результаты и численное моделирование // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 6. С. 60–67.
3. Друкер И.Г., Жак В.Д., Сапогов Б.А., Сафронов Ю.А. Характеристики гиперзвуковой азотной трубы ИТПМ СО АН // Вопросы газодинамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. № 5. С. 294–295.
4. Маслов А.А., Миронов С.Г., Шиплюк А.Н. Экспериментальное исследование пульсаций плотности в гиперзвуковом ударном слое на плоской пластине // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 6. С. 51–60.

5. *Лысенко В.И.* Устойчивость высокоскоростного пограничного слоя // ПМТФ. 1988. № 6. С. 76–79.
6. *Гущин В.Р., Федоров А.В.* Качественные особенности неустойчивости пристенных течений при больших сверхзвуковых скоростях потока // Модели механики неоднородных систем. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1989. С. 93–116.
7. *Vetlitsky V.N., Mironov S.G., Poplavskaya T.V.* Hypersonic flow around a plate at incidence within the frames of the viscous shock layer model // Proc. 8th Intern. Conf. Methods of Aerophys. Research. Nobosibirsk: ITAM SB RAS, 1996. Pt 2. P. 221–226.
8. *Маслов А.А., Миронов С.Г.* Экспериментальное исследование обтекания полузамкнутой цилиндрической полости гиперзвуковым потоком низкой плотности // Изв. РАН. МЖТ. 1996. № 6. С. 155–160.
9. *Kimmel R.L., Kendall J.M.* Nonlinear disturbances in a hypersonic laminar boundary layer // AIAA Paper. 1991. № 91-0320.

Новосибирск

Поступила в редакцию
15.IX.1997