

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ УДАРНОМ СЛОЕ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ

УДК 532.526

А. А. Маслов, С. Г. Миронов, А. Н. Шиплюк

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск

Проблема устойчивости гиперзвуковых течений имеет важное значение при разработке систем тепловой защиты многоразовых космических кораблей и гиперзвуковых летательных аппаратов. В настоящее время проведено большое количество теоретических и экспериментальных исследований по устойчивости до- и сверхзвуковых течений. Однако результаты этих исследований не могут быть полностью применены для больших гиперзвуковых чисел Маха в силу качественных особенностей обтекания и развития возмущений в этих условиях [1]. С другой стороны, имеются лишь единичные работы по экспериментальному изучению характеристик возмущений для чисел Маха набегающего потока  $M_\infty > 8$  [2–7], в которых получены только отдельные характеристики возмущений, трудно сопоставимые друг с другом из-за существенных различий в условиях проведения измерений. Это связано с трудностью создания специальных гиперзвуковых установок и с проблемами использования традиционных для аэродинамики методов измерений возмущений в потоках с высокой температурой торможения и низкой плотностью, характерных для гиперзвуковых аэродинамических труб.

В этих условиях несомненные преимущества имеет метод электронного пучка [8, 9], позволяющий измерять плотность в разреженных потоках. На его основе проведены исследования пульсаций в пограничном слое на стенках рабочей части аэродинамической трубы [2, 3] и в сдвиговом слое в камере Эйфеля гиперзвуковой трубы [4].

В большинстве гиперзвуковых труб непрерывного действия не удается реализовать большие числа Рейнольдса, необходимые для изучения перехода. Тем не менее представляется важным изучение характеристик начальных возмущений вблизи переднего края тела, где имеет место ламинарное течение. Эти возмущения оказывают существенное влияние на процесс развития и спектр возмущений, предшествующих ламинарно-турбулентному переходу. В условиях низких единичных чисел Рейнольдса возможно подробное пространственное исследование характеристик этих начальных возмущений в относительно толстом гиперзвуковом пограничном слое.

В данной работе развит метод измерений плотности и пульсаций плотности в гиперзвуковых потоках с помощью электронно-пучковой флюоресценции азота, позволяющий получать спектры, фазовые скорости, пространственную корреляцию, углы распространения волн, коэффициенты нарастания естественных возмущений. Изучались характеристики пульсаций плотности в гиперзвуковом ударном слое на плоской пластине с острой кромкой под нулевым углом атаки для  $M_\infty = 21$ ,  $T_w/T_0 = 0,26 \div 0,29$  ( $T_w$  — температура поверхности модели,  $T_0$  — температура торможения) в диапазоне чисел Рейнольдса, рассчитанных по продольной координате  $x$  и параметрам набегающего потока,  $Re_x = 2,6 \cdot 10^4 \div 1,7 \cdot 10^5$ .

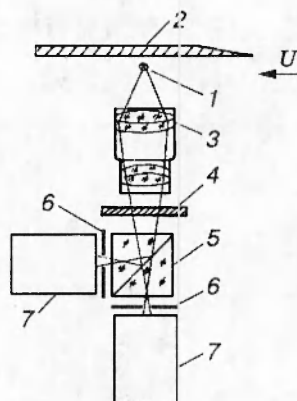


Рис. 1

**1. Экспериментальное оборудование.** Измерения выполнены в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327 ИТПМ СО РАН [10]. Труба имеет графитовый подогреватель газа в форкамере сопла, устройство ударного запуска и систему выхлопа газа в вакуумную емкость. Длительность работы трубы составляет 30 с. При измерениях давление и температура торможения поддерживались постоянными ( $P_0 = 8$  МПа,  $T_0 = 1100$  К). При этих условиях в рабочей секции установки реализуются следующие параметры:  $M_\infty = 21$ , абсолютное значение скорости  $U = 1500$  м/с, единичное число Рейнольдса  $Re_1 = 6 \cdot 10^5$  м<sup>-1</sup>, плотность газа  $n_\infty = 7 \cdot 10^{21}$  м<sup>-3</sup>. Радиус однородного ядра потока составляет  $5 \cdot 10^{-2}$  м. Вне ядра плотность существенно падает, достигая на расстоянии 0,1 м от оси  $\cong 6 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>.

Модель пластины имела трапециевидную форму. Ширина передней кромки  $8 \cdot 10^{-2}$  м, задней  $6 \cdot 10^{-2}$  м, длина пластины  $L = 0,36$  м, толщина  $5 \cdot 10^{-3}$  м. Угол клина носовой части  $7^\circ$ , радиус закругления передней кромки не превосходил  $5 \cdot 10^{-5}$  м, что сравнимо с длиной пробега молекул в набегающем потоке. Пластина выполнена из зачерненного алюминия. В процессе эксперимента температура пластины  $T_w$  изменялась в пределах  $290 \div 320$  К.

Плотность газа в потоке определялась по интенсивности флюоресценции азота под действием электронов диагностического пучка. Энергия электронов 12 кэВ, ток пучка не превышал 1 мА, а его диаметр в условиях высокого вакуума составлял  $10^{-3}$  м. Схема оптических измерений представлена на рис. 1. Пучок электронов 1 распространялся поперек потока параллельно плоскости пластины 2. Сканирование поля течения на пластине осуществлялось либо перемещением пластины поперек потока в пределах  $-2 \cdot 10^{-2} \dots +3 \cdot 10^{-2}$  м относительно оси потока, либо отклонением электронного пучка магнитной системой, а вдоль пластины — комбинированием отклонения пучка и перемещением электронной пушки.

Оптическая система регистрации флюоресценции азота включала в себя светосильный объектив 3, стеклянный фильтр СС-8 4 с полосой пропускания  $360 \div 500$  нм, светоделительный кубик 5 и диафрагмы 6, ограничивающие поле зрения электронных фотоумножителей ФЭУ-79 7 в пределах  $1,7 \cdot 10^{-3}$  м поперек пучка и  $10^{-2}$  м вдоль пучка. Направление оси наблюдения совпадало с нормалью к поверхности пластины. Измерение состава излучения, приходящего на ФЭУ, с помощью спектрометра SPM-2 показало, что спектр соответствует излучению 1-й отрицательной и 2-й положительной полосы с отно-

шением суммарных интенсивностей 7:1.

Значения осредненной и пульсационной составляющих выходных сигналов ФЭУ увеличивались соответственно усилителями У7-5 и РУ11-12 и регистрировались отдельно с помощью многоканального магнитографа Н067. При этом из сигнала вырезались промышленные помехи на частотах до 500 Гц. Запись на магнитограф производилась в режиме частотной модуляции в диапазоне до 40 кГц. По другим каналам магнитографа одновременно регистрировались сигналы координатных устройств и ток электронов на коллектор.

Использование оптического диапазона и упрощенной схемы спектральной фильтрации излучения обусловлено необходимостью получения интенсивного светового потока для проведения измерений в широком диапазоне частот пульсаций плотности без применения процедуры накопления сигнала. Это дает возможность изучать естественные возмущения в потоке. Несмотря на принятые меры, световой поток из области наблюдения оказывается недостаточно интенсивным, и на сигнал, определяемый пульсациями плотности, накладывается интенсивный широкополосный «дробовой» шум, связанный с дискретной природой фототока. Для его исключения использован метод «кросскорреляции», когда ищется взаимный спектр сигналов двух ФЭУ, регистрирующих излучение из одной области флюоресценции. В результате во взаимном спектре остается часть сигнала, общая для обоих ФЭУ и связанная только с пульсациями плотности в точке наблюдения.

Оптическая система (рис. 1) позволяет проводить как одноточечные измерения плотности и пульсаций плотности, когда на оба ФЭУ поступает излучение из одной и той же области наблюдения, так и двухточечные, когда регистрируется флюоресценция из двух точек наблюдения. При этом электронный пучок расщепляется на два путем подачи на магнитную систему напряжения типа «меандра». Поворотом светоделительного кубика осуществляется наведение области наблюдения каждого ФЭУ на положение образованных таким образом двух пучков электронов. Частота колебаний пучка составляла 20 кГц. Расстояние между точками измерений изменялось напряжением развертки в пределах до  $1,7 \cdot 10^{-2}$  м.

Обработка сигналов, записанных на магнитограф, осуществлялась системой Камак-ПЭВМ IBM-486.

**2. Методика измерений плотности и пульсаций плотности.** Прямое количественное определение плотности методом электронно-пучковой флюоресценции возможно только при условии наличия линейной связи между интенсивностью свечения и плотностью газа. В этом случае для получения абсолютных значений плотности необходимо знать только угол наклона градуировочной прямой, зависящий от тока пучка и эффективности сбора излучения оптической системой. При нарушении линейности градуировочной зависимости интенсивность свечения в точке наблюдения будет определяться не только локальной плотностью газа, но и плотностью вверх по потоку электронов. Возможные причины нарушения линейности обсуждаются в [9]. Анализ тарировочных кривых, полученных в [4, 8, 11, 12] при относительно высоких давлениях азота, позволяет сделать вывод о доминирующем влиянии процесса рассеяния электронов диагностического пучка на нелинейность зависимости для плотностей менее  $\approx 2 \cdot 10^{22}$  м<sup>-3</sup>.

При нарушении линейности в общем случае задача нахождения плотности в точке по интенсивности флюоресценции не может быть решена. Однако количественные данные о плотности могут быть получены в следующих частных случаях.

А. Задача может быть решена для двумерных газовых объектов, однородных вдоль пучка электронов и неоднородных в поперечном направлении. Такими объектами являют-

ся, например, течения на плоской пластине, клине и т. п., которые ориентированы параллельно диагностическому пучку. При этом обдуваемая модель должна иметь поперечные размеры, близкие или больше размера набегающего потока (ядра потока). В данном случае плотность может быть определена с помощью градуировочной кривой  $I = \Psi(n)$ , полученной для свободного гиперзвукового потока аэродинамической трубы ( $I$  — сигнал на выходе оптической системы регистрации флюоресценции). Имеющее место различие статической температуры не оказывает заметного влияния на измерения плотности в нашем диапазоне температур торможения и плотности газа [12]. Так как градуировочная кривая зависит от точки наблюдения, то для однозначности, используя двумерность течения, точку наблюдения можно выбрать на оси потока. Для исключения влияния тока пучка на градуировочную зависимость она представляется в безразмерном виде  $I/I_\infty = \Psi(n/n_\infty)$ . Зависимость  $\Psi(n/n_\infty)$  удобно дать в виде произведения линейного и нелинейного члена  $\Psi(n/n_\infty) = A(n/n_\infty)\xi(n/n_\infty)$ , где  $A$  — коэффициент, определяющий наклон линейного участка; функция  $0 < \xi(n/n_\infty) \leq 1$  характеризует падение плотности тока в пучке из-за рассеяния в газе.

Если в потоке присутствуют двумерные пульсации плотности (двумерные волны), то их характеристики могут быть измерены. Связь переменной составляющей выходного сигнала  $I'/I_\infty$  с пульсациями плотности  $n'/n_\infty$  описывается соотношением

$$\frac{n'}{n_\infty} = \frac{I'}{I_\infty} / \frac{\partial \Psi}{\partial n} \quad (n' \ll n). \quad (2.1)$$

Из (2.1) следует, что пульсации плотности зависят не только от переменной составляющей сигнала, но и от средней плотности через зависимость  $\partial \Psi / \partial n$ .

Б. Задача может быть решена для трехмерных газовых неоднородностей, расположенных в однородном по плотности потоке и слабо возмущающих диагностический пучок. Определим условие для слабых возмущений диагностического пучка. Плотность тока электронов  $j(z)$ , прошедших в точку наблюдения  $z$  ( $z$  — трансверсальная координата), опишем соотношением

$$j(z) = j_0 \exp \left\{ -\sigma \int_0^z (n + n') dr \right\}, \quad (2.2)$$

где  $j_0$  — исходная плотность тока пучка;  $\sigma$  — сечение упругого и неупругого рассеяния электронов молекулами;  $n$  — средняя плотность в невозмущенном потоке;  $n'$  — возмущение плотности на масштабе  $l$  газовой неоднородности. Выражение (2.2) преобразуем к виду

$$j(z) = j_m \exp \left\{ -\sigma \int_0^z n' dr \right\}. \quad (2.3)$$

Здесь  $j_m(z) = j_0(z) \exp \left\{ -\sigma \int_0^z n dr \right\}$ ;  $j_m(z)$  — плотность тока пучка в точке  $z$  без неоднородности. В случае слабого возмущения  $j(z) \cong j_m(z)$ , что соответствует условию

$$\sigma \int_0^z n' dr \ll 1 \quad (2.4)$$

или

$$\sigma \int_0^l n' dr \ll 1. \quad (2.5)$$

Учитывая, что  $I(z) \approx j(z)n(z)$ , из (2.3) и (2.5) имеем  $I' \approx j_m(z)n'$ . Это означает, что на длине неоднородности  $l$  не происходит заметного дополнительного рассеяния пучка, что существует линейная связь между отклонением локальной плотности от средней и отклонением интенсивности свечения от его значения в невозмущенном потоке, и позволяет получать количественные данные об относительных значениях плотности в таких неоднородностях.

Определим теперь условия для измерения характеристик пульсаций плотности типа трехмерных волн в двумерном потоке. Так как выходной сигнал оптической системы пропорционален произведению плотности газа на плотность тока пучка, то его переменная составляющая в первом приближении примет вид

$$I' \approx nj' + jn' \quad (2.6)$$

( $j, j'$  — среднее значение плотности тока и пульсаций плотности тока в точке наблюдения). Наличие пульсаций плотности тока обусловлено рассеянием диагностического пучка на пульсациях плотности волнового пакета, распространяющегося вверх по потоку электронов. Из (2.3) и (2.4) следует

$$j'(z) = j(z) \exp \left\{ -\sigma \int_0^z n' dr \right\}. \quad (2.7)$$

Представим  $n'$  в виде бегущей поперек двумерного течения волны:

$$n' \approx \exp(i\beta z) \exp(-i\omega t) \exp(i\varphi) \quad (2.8)$$

( $\beta = 2\pi/\lambda_z$  — поперечное волновое число,  $\omega$  — круговая частота,  $\varphi$  — фаза). Рассмотрим три возможных случая:

— в первом

$$l_c \cong z, \quad \lambda_z \ll z, \quad (2.9)$$

где  $l_c$  — характерная длина случайных изменений фазы волны (длина когерентности). Интеграл в (2.7) близок к нулю вследствие быстрых осцилляций первого сомножителя в (2.8), и членом с  $j'$  в (2.6) можно пренебречь;

— во втором

$$l_c \cong z, \quad \lambda_z \cong z. \quad (2.10)$$

В этом случае в (2.6) необходим учет всех членов и измерения пульсаций плотности теряют пространственную локальность;

— в третьем

$$l_c \ll z, \quad \lambda_z > l_c. \quad (2.11)$$

Здесь интеграл в (2.7) близок к нулю вследствие случайных осцилляций третьего сомножителя в (2.8) на длине, большей  $l_c$ , и членами с  $j'$  в (2.6) также можно пренебречь.

Выполнение условий (2.5), (2.9) или (2.11) позволяет вести локальные измерения трехмерных пульсаций плотности в двумерных потоках методом электронного пучка. В рам-

как такого подхода условия измерений чисто двумерных пульсаций плотности запишем следующим образом:  $l_c$  — любое число,  $\lambda_z \gg z$ .

Определим связь трехмерных пульсаций плотности и переменной составляющей выходного сигнала. Из (2.3), (2.5) имеем  $I' = kjn'$ ,  $I_\infty = kj_\infty n_\infty$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности, учитывающий светосилу оптической системы, эффективность возбуждения газа электронами, геометрию области наблюдения и т. п. Отсюда вытекает  $I'/I_\infty = (j/j_\infty)(n'/n_\infty) = (jj_0/j_0j_\infty)(n'/n_\infty)$ . В случае доминирования процесса рассеяния электронов в газе получим  $j/j_0 \approx \xi(n/n_\infty)$ ,  $j_\infty/j_0 \sim \xi(n_\infty/n_\infty) = \xi(1)$ , откуда

$$\frac{n'}{n_\infty} = \frac{\xi(1)}{\xi(n/n_\infty)} \frac{I'}{I_\infty}.$$

В односточечных измерениях определяются поперечные потоку распределения интегральных и спектральных характеристик пульсаций плотности (относительные уровни пульсаций  $n'/n_\infty$ , спектры пульсаций  $n'(\omega)/n_\infty$ ). Спектральные величины находятся путем создания массивов коэффициентов Фурье с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье и формирования спектральных функций с использованием следующих соотношений [13]:

взаимный спектр

$$I_{12}(\omega) = \sqrt{Q_{12}^2(\omega) + R_{12}^2(\omega)} = I', \quad Q_{12}^2(\omega) = A_1 A_2 + B_1 B_2, \quad R_{12}^2(\omega) = A_1 B_2 - B_1 A_2,$$

фазовый спектр

$$\varphi_{12} = \arctg(Q_{12}/R_{12}).$$

Здесь  $A_1, A_2$  — коэффициенты Фурье при реальных членах разложения;  $B_1, B_2$  — коэффициенты Фурье при мнимых членах разложения. Для односточечных измерений величина  $\varphi_{12}$  имеет смысл приборного фазового сдвига. Методика двухточечных измерений пульсаций плотности позволяет измерить фазовую скорость распространения возмущений и, кроме того, получить длину когерентности пульсаций плотности  $l_c$ .

Найдем связь сдвига фаз сигналов фотоумножителей и фазовой скорости. Так как диагностический пучок появляется поочередно в области наблюдения то одного, то другого ФЭУ, разность фаз  $\Delta\varphi$  двух гармонических волн с круговой частотой  $\omega$  имеет вид  $\Delta\varphi = \gamma(x + \Delta x) - \omega(t + \Delta t) - \gamma x + \omega t = \gamma\Delta x - \omega\Delta t$ , где  $\gamma = 2\pi/\lambda_x$  — волновой вектор;  $\Delta t$  — время, равное полупериоду качания электронного пучка;  $\Delta x$  — сдвиг в положениях точек наблюдения умножителей. Из определения фазовой скорости  $c_x(\omega)$  и выражения для  $\Delta\varphi$  следует  $c_x(\omega) = \omega/\gamma = \omega\Delta x/(\omega\Delta t + \Delta\varphi)$ . Здесь  $\Delta\varphi$  находится как разность значений фазовых спектров, полученных при  $\Delta x = 0$  и  $\Delta x \neq 0$ .

При проведении измерений пульсаций может происходить генерация высших гармоник в спектре выходных сигналов. Это обусловлено как нелинейностью функции  $\Psi(n/n_\infty)$ , так и наличием колебаний неоднородного профиля плотности в области измерений. Для достаточно малых значений пульсаций плотности нелинейностью  $\Psi(n/n_\infty)$  можно пренебречь. Существование резких изменений плотности в области ударной волны при колебаниях — основной источник генерации гармоник. Это легко можно показать. Интенсивность излучения из области диагностического пучка конечного размера описывается соотношением

$$I \approx \int_{-\infty}^{\infty} j(y)n(y)dy, \quad (2.12)$$

где  $j(y)$  — распределение тока в пучке;  $n(y)$  — профиль плотности ( $y$  — нормальная к поверхности пластины координата). При распространении гармонической волны в ударном слое профиль плотности будет испытывать колебания по координате  $y$ :

$$y' = y + a \sin(\omega t), \quad a \ll y.$$

Разлагая выражение (2.12) в ряд по малому параметру  $a \sin(\omega t)$ , получим для пульсационной составляющей сигнала выражение

$$I' \approx \left[ \int_{-\infty}^{\infty} j(y) \frac{\partial n(y)}{\partial y} dy \right] a \sin(\omega t) + \frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} j(y) \frac{\partial^2 n(y)}{\partial^2 y} dy \right] a^2 \sin^2(\omega t) + \dots,$$

или

$$I' \approx a \sin(\omega t) \left[ \int_{-\infty}^{\infty} j(y) \frac{\partial n(y)}{\partial y} dy \right] + \frac{a^2}{4} \cos \left( 2\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \left[ \int_{-\infty}^{\infty} j(y) \frac{\partial^2 n(y)}{\partial^2 y} dy \right] + \dots$$

Отсюда видно, что в областях, где первая производная  $\partial n / \partial y$  обращается в нуль (в максимуме распределения плотности, в области выхода распределения плотности на постоянное значение во внешнем потоке), вторые и более высокие производные отличны от нуля и порождают обертоны. При этом их интенсивность будет зависеть от ширины и формы пучка электронов и функциональной зависимости распределения плотности.

Градуировочная зависимость  $I/I_{\infty} = \Psi(n/n_{\infty})$  была получена экспериментально путем регистрации интенсивности флюоресценции при изменении плотности в точке наблюдения оптической системы. В неподвижном азоте плотность изменялась напуском газа в рабочую секцию и измерялась вакуумметром, в случае гиперзвукового потока плотность в точке наблюдения варьировалась изменением давления торможения и вычислялась по изэнтропическим соотношениям. Результаты измерений с точностью 6% обобщаются зависимостью

$$\Psi(n/n_{\infty}) = A(n/n_{\infty}) \xi(n/n_{\infty}) = 2A(n/n_{\infty}) \Phi(b/\sqrt{n/n_{\infty}}) \quad (A = 2,65, \quad b = 0,5), \quad (2.13)$$

полученной согласно модели [14] для рассеяния электронов в азоте с пуассоновским распределением тока в диагностическом пучке. Здесь  $b$  — параметр нелинейности;  $\Phi$  — интеграл вероятности. Зависимость (2.13) использовалась в работе в качестве градуировочной кривой при определении профилей плотности и пульсаций плотности в двумерном течении на пластине. Вычисление средней плотности осуществлялось путем решения уравнения (2.13) методом итераций для каждой точки наблюдения.

**3. Результаты измерений.** На рис. 2 приведены нормированные распределения средней плотности и суммарных пульсаций плотности (точки 1 и 2) по высоте ударного слоя  $y/\delta$  в сечении  $x/L = 0,81$  ( $\delta$  — толщина ударного слоя). Пульсации проинтегрированы в диапазоне 2 ÷ 16 кГц. На рис. 3 для того же сечения приведено распределение пульсаций по толщине ударного слоя в зависимости от безразмерной частоты  $F = 2\pi f / (Re_{1e} U_e)$  (разрешение по частоте 300 Гц). Индекс  $e$  указывает, что параметр соответствует значению на границе ударного слоя. Из рис. 2, 3 видно, что основная доля пульсаций сосредоточена в узком слое под скачком плотности, их интенсивность быстро падает по направлению к поверхности пластины. С другой стороны, основная доля пульсаций лежит в низкочастотной области спектра, и интенсивность пульсаций существенно снижается с ростом частоты.

Качественная картина амплитудно-частотных распределений пульсаций плотности по толщине ударного слоя сохраняется во всем исследованном диапазоне расстояний от но-

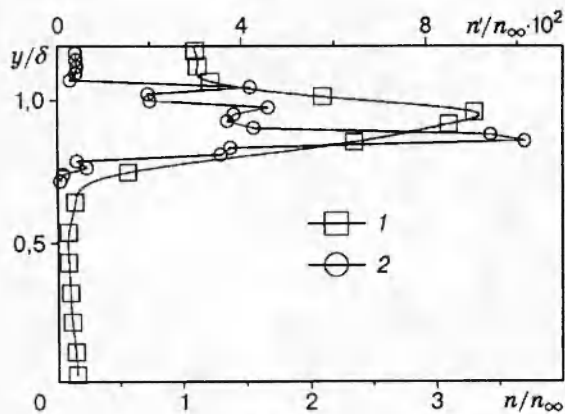


Рис. 2

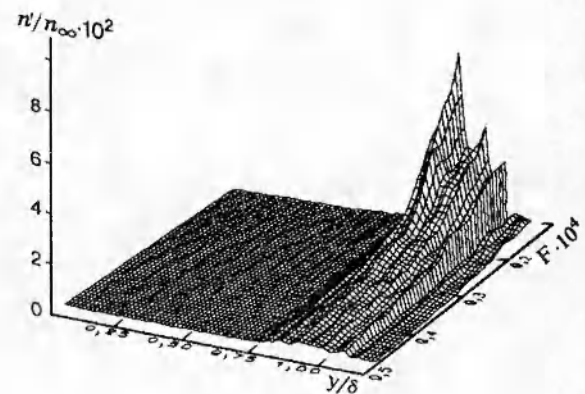


Рис. 3

сика пластины ( $x/L = 0,12 \div 0,81$ ). В распределении имеются два дополнительных пика, хорошо видных на графике. Положение одного из них совпадает с максимумом распределения плотности, другого — с областью внешнего склона распределения.

Появление этих пиков может быть объяснено флуктуациями положения скачка уплотнения и связанного с ним распределения плотности под воздействием возмущений в набегающем потоке. При этом на склонах распределения плотности, где градиенты максимальны, возникают широкополосные пульсации интенсивности свечения из-за изменений плотности в области диагностического пучка. В то же время в максимуме распределения плотности и на внешней границе скачка происходит генерация гармоник, также имеющих широкополосный спектр. Большая величина максимума на внутреннем склоне распределения, где градиенты плотности меньше, не может быть объяснена только увеличением интенсивности пульсаций при сжатии набегающего газа в скачке из-за относительно низких уровней пульсаций во внешнем потоке. Скорее всего, имеется дополнительный источник возмущений, расположенный в области скачка первой производной скорости в ударном слое [15]. Оценки амплитуды колебаний скачка по значениям пика на внешнем склоне распределения дают  $0,2 \div 0,5\%$  от толщины ударного слоя, что совершенно не сказывается на распределении средних величин.

По результатам измерений среднеквадратичных пульсаций плотности  $n'_f$  в максимуме на внутреннем склоне распределения средней плотности вычислялись коэффициенты

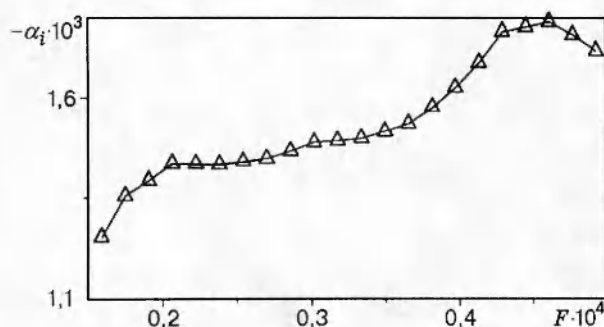


Рис. 4

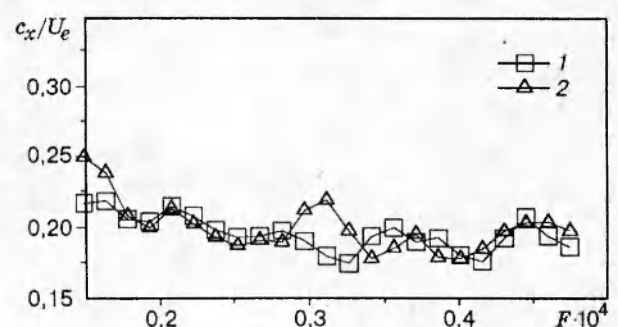


Рис. 5



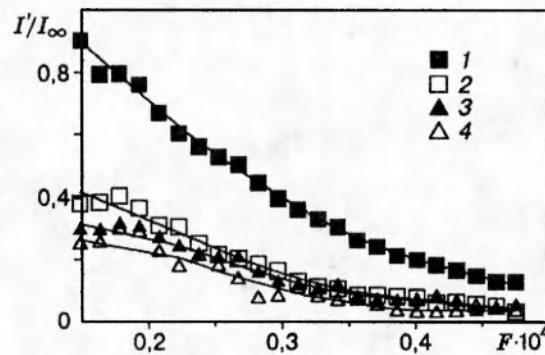


Рис. 6

нарастания возмущений  $-\alpha_i$  в диапазоне  $x/L = 0,12 \div 0,33$ :

$$-\alpha_i = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln n'_f}{\partial R}, \quad R = \sqrt{Re_{xe}}.$$

Для этого проводились измерения  $n'_f$  в пяти сечениях и по полученным значениям методом наименьших квадратов строилась аппроксимирующая кривая 2-го порядка, по которой определялись значения производной.

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость  $-\alpha_i$  для  $R = 210$ . Значения  $-\alpha_i$  отвечают росту возмущений, что для малых чисел Рейнольдса соответствует акустической моде возмущений [16].

Двухточечные измерения в сечении  $x/L = 0,33$  на базе  $\Delta x/L = 0,047$  позволили получить значения фазовой скорости возмущений  $c_x/U_e$  от безразмерной частоты  $F$  в различных точках ударного слоя и во внешнем потоке. На рис. 5 приведен график фазовой скорости в ударном слое и во внешнем потоке (кривые 1 и 2). Значения фазовой скорости лежат в пределах  $c_x/U_e = 0,25 \div 0,18$  и не зависят от точки измерения поперек потока. Значение фазовой скорости подтверждает предположение об акустической природе наблюдаемых возмущений [16], а близость кривых 1 и 2 в условиях больших чисел Маха потока говорит о генерации возмущений на стенках сопла вблизи критического сечения.

На рис. 6 приведены нормированные взаимные спектры пульсаций плотности в сечении  $x/L = 0,33$  для одноточечных и двухточечных измерений ( $\Delta x/L = 0,047$ ) во внешнем потоке (точки 2, 4) и в ударном слое (точки 1, 3) соответственно. Видно, что корреляция пульсаций плотности быстро падает с ростом расстояния между точками измерения для всех частот: примерно в 2,5 раза в ударном слое и в 1,5 раза в набегающем потоке. Отсюда следует, что характерная длина когерентности  $l_c$  в ударном слое близка к  $1,7 \cdot 10^{-2}$  м. Это существенно меньше полуширины течения. Предполагая изотропность пространственных характеристик масштаба когерентности, учитывая значение фазовой скорости, в соответствии с (2.11) можно говорить о правомочности измерения пульсаций плотности для данной работы во всем диапазоне частот и направлений волнового вектора возмущений. Неравенство (2.5) также выполняется для полученных в работе значений масштаба и амплитуд пульсаций плотности.

Авторы выражают благодарность Б. А. Сапогову и Ю. А. Сафронову за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант RC9000, RC9300).

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Гущин В. Р., Федоров А. В.** Качественные особенности неустойчивости пристенных течений при больших сверхзвуковых скоростях потока // Модели механики неоднородных систем. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1989. С. 93–116.
2. **Smith J. A., Driscoll J. F.** The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. V. 72, N 4. P. 695–719.
3. **Wallace J. E.** Hypersonic turbulent boundary-layer measurements using electron beam // AIAA J. 1969. V. 7, N 4. P. 757–759.
4. **Bolton R. L., Harvey W. D.** Use of electron beam for measurements of mean and fluctuating density in hypersonic turbulent shear flow // Presentation at the 35th Semi-Annual Meeting of Supersonic Tunnel Association, Dallas, Texas, March 8–9, 1971.
5. **Лысенко В. И.** Устойчивость высокоскоростного пограничного слоя // ПМТФ. 1988. № 6. С. 76–78.
6. **Fisher M. C., Maddalon D. V., Weinstein L. M., Wagner R. D. Jr.** Boundary-layer pitot and hot-wire surveys at  $M = 20$  // AIAA J. 1971. V. 9, N 5. P. 826–834.
7. **Landerman A. J., Demetriades A.** Mean and fluctuating flow measurements in the hypersonic boundary layer over a cooled wall // J. Fluid Mech. 1974. V. 63, N 1. P. 121–144.
8. **Muntz E. P.** Measurement of density by analysis of electron beam excited radiation // Methods of Experimental Physics. Fluid Dynamics. 1981. V. 18, pt B. P. 434–455.
9. **Ребров А. К., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г., Ленгран Ж.-К.** Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы // ЖТФ. 1981. Т. 51, № 9. С. 1832–1840.
10. **Друкер И. Г., Жак В. Д., Сапогов Б. А., Сафронов Ю. А.** Характеристики гиперзвуковой азотной аэродинамической трубы Т-327 ИТПМ СО АН СССР // Вопросы газовой динамики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1975. № 5.
11. **Lengrand J.-C., Allegre J., Raffin M.** Electron beam fluorescence technique at relatively high density // Proc. of 14th Int. Conf. on Rarefied Gas Dynamics, Tsukuba, 16–20 July, 1984. P. 828–835.
12. **Harbur P. J., Lewis J. N.** Preliminary measurements of the hypersonic rarefied flow on a sharp flat plate using an electron beam probe // Rarefied Gas Dynamics / Ed. C. L. Brundin. 1967. V. 2. P. 1031–1046.
13. **Бендат Дж., Пирсол А.** Применение корреляционного и спектрального анализа. М.: Мир, 1983.
14. **Сухинин Г. И.** О пространственном распределении параметров электронов диагностического электронного пучка // Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по динамике разреженного газа. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979. С. 79–81.
15. **Maslov A. A., Mironov S. G., Safronov Yu. A.** Velocity measurements on a flat plate in the hypersonic flow by electron-beam fluorescence // Proc. of Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk: ITAM SB RAS, 1994. Pt 2. P. 178–182.
16. **Гапонов С. А., Маслов А. А.** Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 14/VIII 1995 г.*