

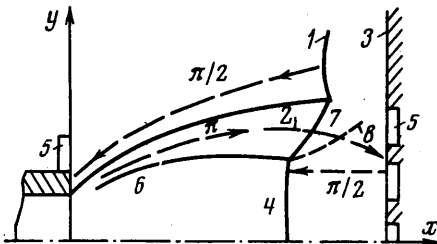
## ОБ АВТОКОЛЕБАНИЯХ В НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕ, НАТЕКАЮЩЕЙ НА ПРЕГРАДУ

В. Н. ГЛАЗНЕВ, В. С. ДЕМИН, А. М. ЯКУШЕВ

(Новосибирск)

В работе приведено полученное экспериментально распределение фаз и амплитуд пульсаций статического давления при автоколебаниях недорасширенной струи, натекающей на преграду. Показано распределение числа Маха в сжатом слое и в дозвуковом течении перед преградой. Приводится объяснение результатов измерения характеристик автоколебательного процесса.

1. При взаимодействии струи с преградой в зависимости от газодинамических параметров струи и конструкции преграды могут реализоваться различные виды неустойчивости течения. Для одного из них (натекание недорасширенной струи на плоскую преграду) авторами ранее [1] был предложен механизм возбуждения автоколебаний. Этот механизм имеет место, когда нерасчетность сверхзвуковой струи больше единицы, диаметр диска Маха соизмерим с диаметром струи, преграда располагается в пределах первой бочки струи в области дозвукового течения за диском Маха.



Фиг. 1

Утверждается, что автоколебания возникают вследствие потери устойчивости течения к малым возмущениям. При этом звуковая волна, излученная границей верхней струи 1 (фиг. 1), распространяется в сторону сопла, взаимодействует со струей

и порождает в ней возмущение. Последнее, двигаясь по сжатому слою 2 от среза сопла к преграде, нарастает по интенсивности. Отразившись от преграды 3 в виде звуковой волны, возмущение достигает центрального скачка уплотнения (маховского диска) 4. Движение маховского диска и границы верхней струи происходит с одинаковыми амплитудами и фазами. Реализуется фазовый путь движения возмущений, изображенный на фиг. 1 стрелками. Здесь же указаны приблизительные значения разностей фаз, характерные для основного тона колебаний.

Ниже представлены результаты изучения пространственной структуры амплитудно-фазового поля на частоте дискретного тона. Следует отметить, что в литературе практически не имеется данных по этому вопросу, хотя они необходимы для построения модели явления. Цель данной работы — частично восполнить указанный пробел и проверить основные предположения, на которых базируется изложенная модель.

2. В экспериментах использовались трубки полного напора, трубки статического давления, а также пьезокристаллические датчики пульсаций давления 5, установленные у среза сопла и по радиусу преграды. Были

изготовлены дискообразные датчики для измерения статического давления и пульсаций статического давления. Для измерения амплитуд и разности фаз пульсаций давления между парами точек измерения использовались анализатор спектра С5-3, два узкополосных (6%) фильтра, коррелятор ДИСА-55А06, осциллограф. Дискообразный датчик пульсаций статического давления перемещался вдоль и в радиальном направлении по сжатому слою и внешнему пространству вблизи струи, а также в сечениях, параллельных преграде и проходящих между маховским диском и преградой. При изучении фазовых соотношений за сигнал с нулевой фазой принимался сигнал датчика пульсаций давления, установленного у среза сопла.

В работе приведены результаты измерений на одном режиме истечения струи. В качестве рабочего тела использовался холодный воздух с температурой торможения, равной температуре окружающего воздуха ( $T_0=280^\circ\text{K}$ ). Воздух истекал через коническое сопло с числом  $M=1.5$  и радиусом  $r^*=20$  мм. Полуугол сопла составлял  $8^\circ$ , полное давление в форкамере  $P_0=25.4$  кг/см<sup>2</sup>, нерасчетность струи  $n=6.73$ . Плоская преграда диаметром 300 мм помещалась на расстоянии  $x^*=141$  мм от среза сопла. В этом случае наблюдались сильные колебания с дискретной частотой  $f^*=1.46$  кГц. В спектре наблюдались также гармоники с малыми амплитудами колебаний давления. Частота колебаний определялась с погрешностью  $\pm 30$  гц, разность фаз  $\pm 15^\circ$ , отношение амплитуд  $\pm 10\%$ , число Маха  $\pm 0.05$ , статическое давление  $\pm 1\%$ .

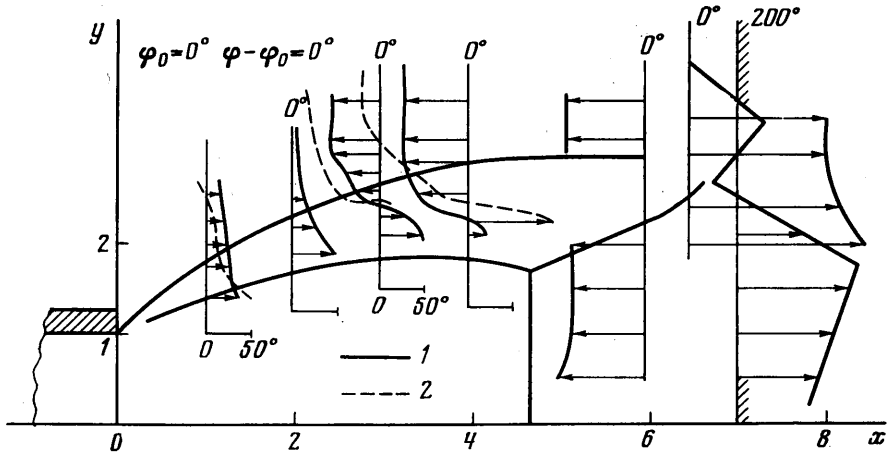
3. На фиг. 2 изображено измеренное распределение фазы колебаний статического давления в сжатом слое, во внешнем поле, по радиусу преграды и в дозвуковой области за маховским диском. Линейные размеры отнесены к радиусу сопла. Отрезок, отложенный от вертикальной линии  $\varphi=0$  влево, показывает, на сколько градусов фаза пульсаций статического давления в данном месте опережает фазу колебаний давления у среза сопла. Отрезок, расположенный правее линии  $\varphi=0$ , обозначает отставание по фазе.

Линиями 1 изображено распределение фаз, когда у среза сопла имеются отражающие звук металлические поверхности, размер которых сравним с длиной излучаемой звуковой волны. В этом случае излученная у преграды звуковая волна, достигнув сопла, отражается от него. Поэтому фазовая картина во внешнем поле определяется сложением этих волн. Линиями 2 обозначено распределение фаз в случае, когда металлические поверхности у среза сопла закрыты слоем поролона толщиной 2 см. Поролоновое покрытие ослабило отраженную от сопла волну, и суммарная волна стала ближе к бегущей в направлении от преграды к соплу, на что указывает монотонное уменьшение сдвига фаз при движении датчика от преграды к соплу во внешнем поле.

Следует отметить, что в последнем случае автоколебания стали несколько интенсивнее. Это произошло потому, что зона существования сильного дискретного тона для этих двух случаев различна. Без поролона сильные колебания существуют в диапазоне нерасчетностей  $n=6.7\div 10.9$ , с поролоном —  $n=4.9\div 8.0$ . Во втором случае исследуемый режим ( $n=6.73$ ) оказывается в середине зоны неустойчивости, где колебания максимальны. Частота колебаний в обоих случаях отличалась не более чем на 20 гц. Вышеизложенное подтверждает существенное значение для возникновения автоколебаний амплитудно-фазовой картины звуковых волн, определяемой «акустической загрузкой» окружающего струю пространства.

4. На фиг. 2 видно, что фаза колебаний статического давления изменяется вдоль всякого скачка уплотнения (6 на фиг. 1) от  $\varphi=0$  у среза сопла

до  $\varphi=165^\circ$  на преграде под сжатым слоем. Это показывает, что в сжатом слое имеется возмущение, распространяющееся от сопла к преграде. На фиг. 3 показано распределение числа Маха и статического давления в сжатом слое. Из этого распределения следует, что на границе струи нет тангенциального разрыва скоростей, который предполагается в модели течения при условии пренебрежения вязкостью газа, и граница струи в этих условиях становится неопределенной. Положение «границы» и висячего скачка, нанесенное на фиг. 2, взято из теневой фотографии струи.



Фиг. 2

Максимальное значение числа Маха  $M$  в сечении сжатого слоя наблюдается вблизи висячего скачка уплотнения и монотонно уменьшается при удалении от среза сопла. Осредненное по длине  $x^*$  значение  $M$  равно  $M_1$ , где

$$(4.1) \quad M_1 = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[ \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) n^{(k-1)/k} - 1 \right]}$$

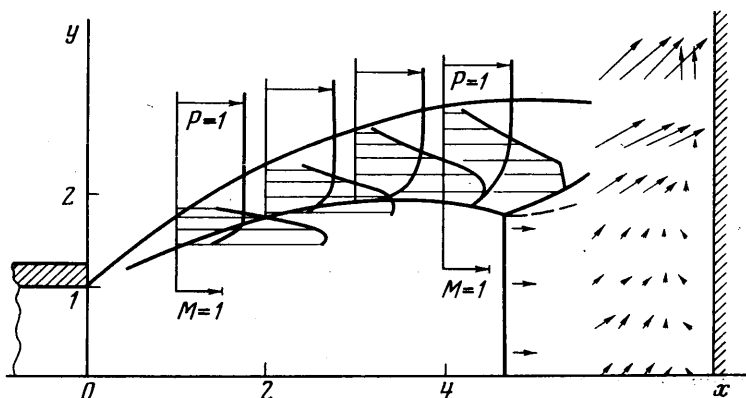
— значение числа Маха на границе невязкой струи.

Задача о законах развития возмущений в сжатом слое с учетом вязкости теоретически, по-видимому, пока не решена. Однако известно, что внешняя акустическая волна у границы струи может вызывать возмущения в струе, например, взаимодействуя с кромкой сопла (типа срыва вихря) [2]; может вызывать колебание границы струи (эквивалентно колебанию нерасчетности струи) [3]. Внешняя акустическая волна проникает в струю и в условиях течения с градиентом скорости порождает пульсации скорости типа вихрей. Поэтому в сжатом слое распространяется возмущение, которое, строго говоря, нельзя отнести ни к вихрям, ни к звуковым волнам. Эти возмущения при движении к преграде могут нарастать по интенсивности либо вследствие потери устойчивости течения в сжатом слое (аналогично потери устойчивости и переходу от ламинарного течения к турбулентному в пограничном слое), либо вследствие механизма, описанного в [4]. Усиливаются возмущения [3] и при переходе через отраженный скачок уплотнения (7 на фиг. 1). Полностью возмущение может быть описано параметрами пульсаций трех величин, например скорости, давления и плотности. При этом распределения фаз и амплитуд пульсаций названных величин как в радиальном, так и в продольном направлении могут отличаться.

На фиг. 4 точками 1 изображено распределение амплитуды пульсаций статического давления вдоль висячего скачка. Сплошная кривая построена по формуле [1]

$$(4.2) \quad P = \frac{p(x)}{p_1} = e^{\varphi r}, \quad \varphi r = 0.955 \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \frac{\omega^2}{M_1 L} l$$

Здесь  $\omega = 2\pi f^* L^*/a$  — безразмерная круговая частота,  $L = L^*/r^*$  — безразмерное расстояние между диском Маха и преградой,  $l = l^*/r^*$  — безразмерная длина вдоль висячего скачка от среза сопла до преграды,  $p_1$  —



Фиг. 3

амплитуда пульсаций давления во внешнем поле у среза сопла,  $a$  — скорость звука.

Точками 2 обозначены данные, полученные при применении поролоновой драпировки. Видно, что имеется рост амплитуды колебаний статического давления, который удовлетворительно описывается формулой (4.2). На фиг. 5 линией изображено изменение фазы колебаний статического давления вдоль висячего скачка, рассчитанное по формуле [1]

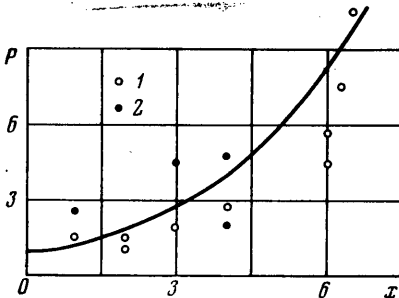
$$(4.3) \quad \varphi_i = 1.25 \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \frac{\omega}{M_1 L} \left[ 1 + \frac{\omega(M_1 - 1.2)}{\pi M_1 L} \right] l$$

Точками 1, 2 нанесены соответствующие измеренные значения сдвига фаз, 2 относятся к случаю с поролоновой драпировкой. Из графика следует, что фаза возмущения давления, достигшего преграды, может быть найдена с достаточной точностью по формуле (4.3).

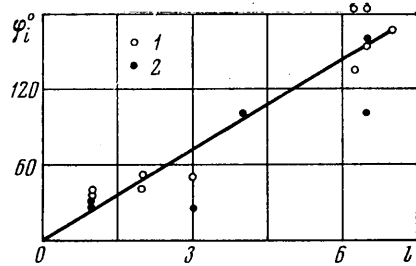
5. Из фиг. 2 видно, что на преграде и в сечении вблизи преграды в дозвуковой области течения за маховским диском имеется радиальное распределение фазы колебаний давления. Это стало возможным, так как диаметр дозвуковой области соизмерим с длиной волны давления, и объясняется следующим образом. Область сжатого слоя вблизи преграды представляет собой источник в форме кольца, излучающий звуковые волны. Если считать, что отраженных волн нет и нет распределения амплитуд и фаз по углу, звуковая волна, излучаемая в направлении к оси струи таким цилиндрическим источником, может быть описана функцией Ханкеля  $H_0^{(1)}$ .

На фиг. 6 представлено радиальное распределение фаз, а на фиг. 7 — амплитуд колебаний статического давления вблизи преграды. Линией проведено распределение в радиальном направлении фаз и амплитуд, рас-

считанных по функции Ханкеля  $H_0^{(1)}$ . При этом за начальное значение принято измеренное значение фазы в сжатом слое в соответствующем сечении. Заметное качественное расхождение измеренных и расчетных значений фаз и амплитуд вблизи оси струи, возможно, объясняется нелинейностью волн, которая проявляет себя сильнее вдали от источника. При удалении волны от источника начинают появляться гармоники, которые «отнимают» часть энергии у низкочастотной гармоники. Поэтому амплитуда последней уменьшается и фаза изменяется. Распределение фаз коле-



Фиг. 4



Фиг. 5

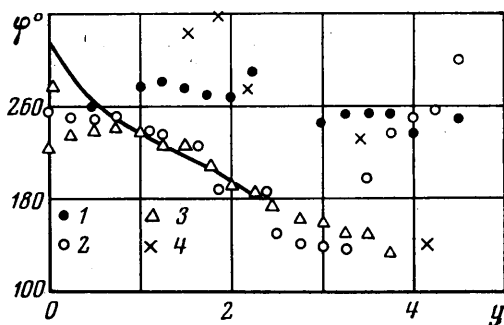
баний давления на преграде (точки 4) заметно отличается от распределения фаз в близком сечении  $x=6.5$  (точки 3).

На поверхности преграды эпюра распределения амплитуды колебания давления отличается от изображенных на фиг. 7. Под сжатым слоем ( $y=-2.5$ ) и в центре преграды ( $y=0$ ) наблюдаются повышенные амплитуды пульсаций давления. Возможно, это связано с возвратным движением в центре преграды и гидродинамическими пульсациями давления под сжатым слоем (аналогично пульсациям давления на стенке в турбулентном пограничном слое). Сравнение распределения фаз в сечениях  $x=6.0$  (точки 1),  $x=6.25$  (точки 2) и  $x=6.5$  (точки 3) показывает, что волна движется к центральному скачку уплотнения. Следует заметить, что звуковую волну между центральным скачком и преградой можно считать бегущей, так как скачок отражает только десятую часть амплитуды давления падающей на него волны [5]. Поэтому отраженной волной можно пренебречь. Из фиг. 6 видно, что при движении к скачку фронт волны становится плоским (сечение  $x=6.0$ , точки 1) и фаза волны в верной струе не более чем на  $10^\circ$  отличается от фазы волны вблизи маховского диска. Выравнивание фронта бегущей к скачку волны может быть объяснено распределением числа Маха дозвукового течения к преграде.

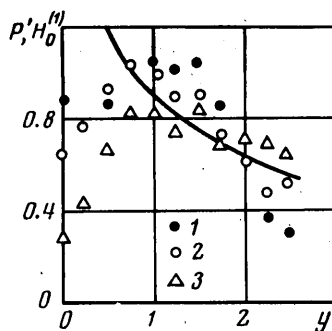
На фиг. 3, где стрелками изображено распределение чисел Маха, видно, что осевая скорость дозвукового течения вблизи тангенциального разрыва (8 на фиг. 1) больше, чем в осевой области. Поэтому центральные участки фронта волны, движущейся к скачку, догоняют периферийные и фронт волны выравнивается.

6. Причина отмеченного выше совпадения фаз и амплитуд колебаний центрального скачка и границы верной струи (излучателя внешних акустических волн) может быть легко понята с точки зрения квазистационарных представлений о колебаниях. Если под воздействием волны диск Маха передвинется, например, в сторону сопла, то за ним передвинется и отраженный скачок. Это следует из того, что точка ветвления (тройная точка), где пересекаются три скачка уплотнения и имеется тангенциальный разрыв, согласно условиям совместности решения уравнений, не рас-

падает [6]. Точка пересечения отраженного скачка с границей струи является местом поворота периферийных линий тока, т. е. началом границы веерной струи. Таким образом, смещение маховского диска по оси  $x$  вызывает смещение по оси  $x$  границы веерной струи. Фактически фаза колебаний границы веерной струи определяется фазой суммарного возму-



Фиг. 6



Фиг. 7

щения, полученного из возмущений, приходящих сюда вдоль отраженного скачка из области под диском Маха и непосредственно из сжатого слоя, а также приходящего от преграды.

Суммируя вышеизложенное, можно заключить, что картина реального течения сложнее, чем предполагалась в [1] при построении модели автоколебаний, однако основные допущения экспериментально подтвердились.

Поступила 28 II 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глазнев В. Н., Демин В. С. Полуэмпирическая теория генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду. ПМТФ, 1976, № 6.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966, стр. 436.
3. Седельников Т. Х. Об усилении возмущений при отражении от среза сопла для сверхзвуковой струи. В сб. «Вибрация и шумы (Физические исследования)». М., «Наука», 1969.
4. Седельников Т. Х. О дискретной составляющей частотного спектра шума свободной сверхзвуковой струи. В сб. «Физика аэродинамических шумов». М., «Наука», 1967.
5. Скабин А. П., Тарасюк В. А. Взаимодействие акустического возмущения с ударной волной. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, 1970, № 313.
6. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.