

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкадов В. Я. К образованию волн на поверхности вязкой тяжелой жидкости под действием касательного напряжения. Изв. АН СССР, МЖТ, 1970, № 3.
2. Рэлей. Теория звука, т. 1, М., Гостехиздат, 1955.
3. Jeffreys H. On the formation of water waves by wind. Proc. Roy. Soc. London, 1925, vol. 107, No. 742.
4. Lock R. C. The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams. Quart. J. Med. Appl. Math., 1951, vol. 4, pt 1.
5. Gupta A. K., Landahl M. T., Mollo Christensen E. L. Experimental and theoretical investigation of the stability of air flow over a water surface. J. Fluid. Mech., 1968, vol. 33, pt 4.
6. Майлс Д. В. Генерация поверхностных волн потоками с градиентом скорости. В сб. «Гидродинамическая неустойчивость». М., «Мир», 1964.
7. Phillips O. M. On the generation of waves by turbulent wind. J. Fluid. Mech., 1957, vol. 2, pt 5.
8. Stewaet R. W. Mechanics of the air-sea interface. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 9, pt 2.

УДК 532.525.2:534.24

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ДИСКРЕТНУЮ СОСТАВЛЯЮЩУЮ В СПЕКТРЕ ШУМА СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕРАСЧЕТНОЙ СТРУИ

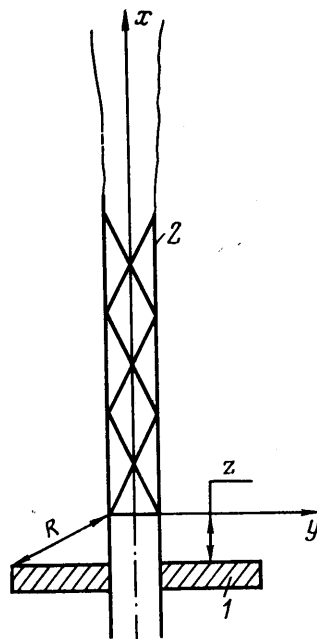
А. Н. АНТОНОВ, С. П. ШАЛАЕВ, М. Я. ЮДЕЛОВИЧ

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование дискретной составляющей в спектре шума осесимметричной нерасчетной струи, вытекающей из звукового или сверхзвукового сопла в затопленное пространство. Рассмотрено влияние диаметра отражателя, помещенного у среза сопла, на уровни, частоту и фазовую картину дискретной составляющей. Дискретная составляющая в спектре шумов струй изучалась в работах [1-7].

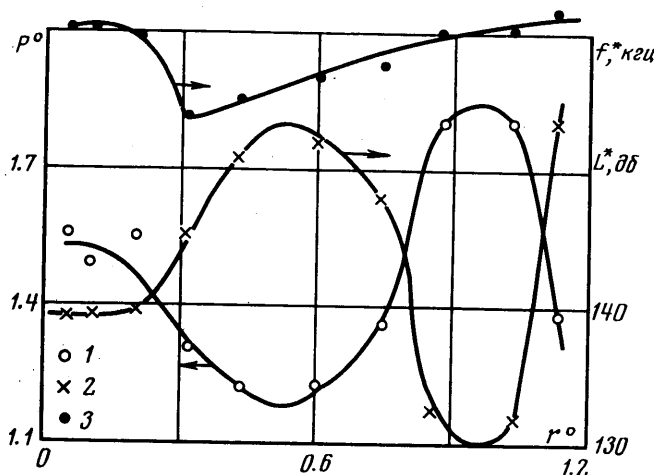
1. В настоящей работе, являющейся продолжением работ [2, 3, 7], эксперименты проводились на конических соплах диаметром $d_a=3-30$ мм и углом полураствора $\theta=0-10^\circ$. Расчетные значения числа Маха составляли $M_a=1-3$, диапазон нерасчетностей $n=r_a/r_H=0.1-16$. Здесь r_a и r_H — давления на срезе сопла и в затопленном пространстве. Внешняя поверхность ресивера и сопла покрывалась порошком. Для отражения акустических волн использовались металлические дисковые щитки 1 с внешним диаметром $D_1=12-120$ мм и внутренним $D_2=10-30$ мм, перемещаемым вдоль оси струи 2 (фиг. 1). Щитки одевались на сопло и устанавливались перпендикулярно оси струи, при этом внутренний диаметр D_2 щитка равнялся внешнему диаметру сопла. Эксперимент проводился с неподогретым воздухом ($T_0 \approx 300^\circ \text{K}$). В струе на ее оси измерялись полные давления p_0' , акустическое поле струи исследовалось с помощью аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер». При исследовании фазовой картины использовались два датчика, сигнал от которых подавался на двухлучевой осциллограф. Разность фаз акустических колебаний определялась по фигурам Лисажу.

Рассмотрим влияние относительного размера отражателя $r^0=(R-z)/\lambda^*$ на уровень и частоту дискретного тона струи (фиг. 1, 2). Здесь z — расстояние от среза сопла до поверхности щитка, который перемещается от среза сопла в направлении против потока, R — расстояние от среза сопла до края щитка, λ^* — длина волны дискретной составляющей. Система координат выбрана следующим образом: ось x совпадает с осью струи и направлена по потоку, ось y перпендикулярна оси x , начало координат совпадает со срезом сопла.



Фиг. 1

Эксперименты проведены при $M_a=2$, $n=0.64$, $z^0=2x/d_a=1.25$, положение акустического датчика: $x^0=2x/d_a=0$, $y^0=2y/d_a=10$. Точки 1, 2, 3 соответствуют r^0 , L^* и f^* . С ростом r^0 уровень пульсаций L^* (∂b) увеличивается, достигая максимума при $r^0 \approx 0.5$, а затем снижается, проходя минимум в районе $r^0 \approx 1.0$. Измерения полного давления $p^0 = p_0'/p_H$ на оси основного участка струи при $x^0=2x/d_a=10$ показывают, что параметр p^0 при изменении r^0 меняется волнообразно, причем максимум p^0 соответствует минимуму L^* и наоборот. Аналогичные результаты поведения зависимостей L^* и p^0 от параметра r^0 были получены и при других числах M_a и n в области,



Фиг. 2

в которой существовала дискретная составляющая. С ростом параметра r^0 происходит слабое изменение частоты дискретного тона (на 5–6%), которая сначала падает, а затем возрастает, имея минимум при $r^0 \approx 0.33$ (фиг. 2).

Осевое перемещение (увеличение z) щитка постоянного размера (например, $D_1=120$ мм) приводит к большему изменению (до 10–12%) частоты дискретной составляющей. С ростом z частота дискретного тона изменяется пилообразно, имея максимальные значения при $z=k\lambda^*/2$ и минимальные при $z=\lambda^*/4+k\lambda^*/2$. При этих же значениях z наблюдаются максимальные и минимальные значения волнообразно изменяющегося уровня дискретной составляющей.

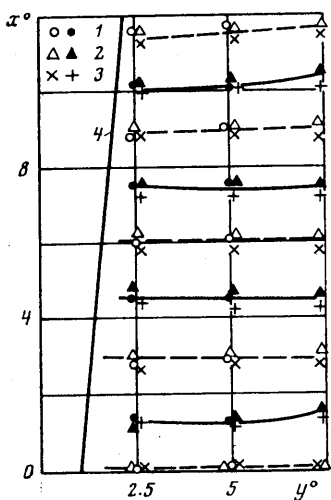
В [1] высказана гипотеза, что дискретная составляющая существует за счет возникновения обратной связи между источником дискретного излучения и началом струи. Мощность дискретной составляющей зависит от мощности акустической волны, падающей на начало струи. Переменяя щиток относительно среза сопла, можно изменять ее интенсивность [2, 3]. При небольших размерах отражателя, уровень звукового давления у начала струи зависит от дифракции звуковой волны на его поверхности. В соответствии с теорией Френеля [4] уровень звукового давления за щитком определяется числом зон Френеля на щитке. Предположим, что уровень звукового давления перед щитком (на срезе сопла) тоже зависит от числа этих зон на щитке. Если щиток имеет размеры $R=z+k\lambda^*/2$, то на нем укладывается целое число зон Френеля и относительный размер щитка r^0 равен $k/2$. Нечетным значениям k будет соответствовать максимальный уровень звукового давления, а четным — минимальный. Результаты экспериментов (фиг. 2) показывают, что действительно при $r^0=0.5$ ($k=1$) имеет место местный максимум, а при $r^0=1$ ($k=2$) — местный минимум функции $L^*=\varphi(r^0)$. Аналогичные результаты получены и при других значениях M_a и n .

При заданных значениях диаметра щитка D_1 , его положения z и числа M_a при увеличении нерасчетности истечения $n>1$ уровень дискретной составляющей возрастает, проходит через максимум и становится равным уровню белого шума L при некотором значении $n=n_0$. Например, при $M_a=2$, $D_1=80$ мм и $z=0$ максимум значения $\Delta L=L^*-L$ наблюдался при $n=1.1$, а при $n_0=1.4$ было получено $\Delta L=0$. Увеличению нерасчетности истечения струи соответствует увеличение длины волны дискретной составляющей [2], а следовательно, уменьшение относительного радиуса щитка r^0 . В данном эксперименте $r^0=1.44$ при $n=1.1$, а $r^0=0.98$ при $n=1.4$ и характер изменения $L^*=\varphi(r^0)$ аналогичен наблюдавшемуся на фиг. 2. Проведенный дополнительный эксперимент при числе $M_a=2$, в котором для каждого значения нерасчетности подбирался такой радиус щитка, чтобы на его поверхности укладывалось нечетное

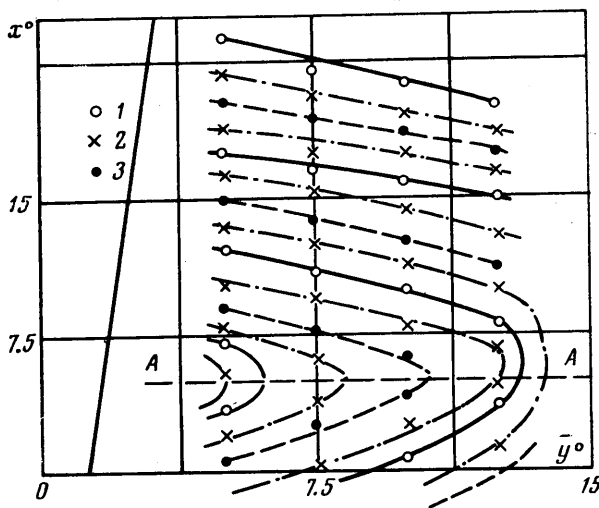
число зон Френеля, позволил получить заметную величину дискретной составляющей до нерасчетности $n_0=6$. Аналогичные результаты были получены для сопл с числами $M_0=1$ и 1.6 .

2. Акустическая интерференционная картина для щитков значительного размера ($r^0 \geq 3$) вблизи струи характеризуется последовательным чередованием линий максимального и минимального уровней дискретной составляющей, смещенных относительно друг друга на $k\lambda/4$ [2, 3]. Здесь рассматривается акустическая интерференционная картина для небольших щитков ($r^0 \leq 1$).

Эксперименты, проведенные при $M_0=2$, $n=0.64$, $z^0=1.38$ (индексы 1, 2, 3 соответствуют значениям r^0 , равным 0.08, 0.51 и 1.7), показывают, что для таких отражателей (так же как и для щитков большого размера) в ближнем звуковом поле ди-



Фиг. 3



Фиг. 4

скретной составляющей возникает интерференционная картина (Фиг. 3, 4 — граница струи). Линии максимума уровней дискретного тона (темные точки) чередуются с линиями минимума (светлые точки), причем вблизи струи первая линия минимума отстоит от щитка на расстоянии $\lambda^*/4$, затем по потоку вдоль струи на расстоянии $\lambda^*/4$ от линии минимума располагается линия максимума и т. д.

Изменение размера щитка не приводит к изменению расположений линий максимума и минимума, хотя уровень дискретной составляющей на этих линиях меняется. Осевое перемещение щитка небольшого размера (изменение z) приводит к смещению интерференционной картины, причем расстояние от линий максимума и минимума до поверхности щитка остается неизменным. Уровень дискретного тона при этом меняется, достигая максимального значения, когда линия максимума интерференционной картины приходит на начало струи. Таким образом, для щитков небольшого размера результаты экспериментов по интерференционной картине аналогичны результатам, полученным для щитков большого размера, и при определении положения отражателя относительно среза сопла (чтобы получить дискретную составляющую наибольшего или наименьшего уровня) можно использовать соотношения, предложенные в работе [2] для щитков большого размера.

Для исследования фазовой картины дискретной составляющей в ближнем акустическом поле струи использовались два акустических датчика. Один датчик закреплялся, а другой перемещался таким образом, чтобы оба датчика и ось струи лежали в одной плоскости. На Фиг. 4 нанесены линии равных фаз, причем разности фаз для акустических колебаний, приходящих на неподвижный датчик (координаты датчика: $x^0=2x/d_a=0$, $y^0=2y/d_a=5$) и подвижный датчик, здесь были равны $2k\lambda$, $\pi+2k\lambda$, $\pi/2+k\lambda$ соответственно для линий, обозначенных на фигуре индексами 1, 2, 3. Эксперименты, проведенные при $M_0=2$, $n=0.64$, $z^0=1.38$ (положение неподвижного датчика $x^0=0$ и $y^0=5$), показывают, что фазовая картина зависит от размера отражателя.

При отражателе малого размера $r^0=0.08$ линии равных фаз — монотонно растущие однозначные функции $x^0=\varphi(y^0)$. При большем размере отражателя ($r^0=0.52$, Фиг. 4) линии равных фаз — двухзначные функции $x^0=\varphi(y^0)$, причем при $x^0 < 5$ эти

функции монотонно возрастающие, а при $x^\circ > 5$ монотонно убывающие. Линия А—А (Фиг. 4), проведенная через точки, в которых кривые меняют свое направление, параллельна плоскости щитка и отстоит от него на расстоянии $l_1^\circ = 2l_1/d_a = 7.5$, являясь линией симметрии фазовой картины. Если увеличить диаметр отражателя до $r^\circ = 1.4$, то фазовая картина качественно сохраняется, но линия А—А приближается к щитку ($l_1^\circ = 3.7$). По-видимому, при $r^\circ = \infty$ имеет место $l_1^\circ = 0$ и линия симметрии сольется с положением щитка.

Была проведена серия экспериментов, когда подвижный датчик не лежал в плоскости, проведенной через ось струи и неподвижный датчик. В этом случае получены более сложные результаты. На экране осциллографа возникали движущиеся фигуры Лисажу. Чаще всего появлялись два эллипса разных размеров, главные оси которых были перпендикулярны одна другой, причем эти эллипсы вращались относительно центра и меняли свои размеры в течение времени. Иногда удавалось найти такое положение подвижного датчика, когда эллипсы переходили в одну прямую линию, которая вращалась вокруг центра по часовой или против часовой стрелки, причем через некоторое время направление вращения менялось на обратное.

По-видимому, описанное явление объясняется вращением плоскости «поляризации» акустического поля дискретной составляющей, замеченным в [3, 6]. Вследствие вращения плоскости поляризации амплитуда A акустической волны $s = A \cos(\omega t + \psi)$, действующей на датчик, меняется, достигая максимального значения, если датчик находится в плоскости, и минимального, если он лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации.

В случае, когда ось струи и оба датчика находятся в одной плоскости, результатом вращения плоскости поляризации будет одновременное увеличение или уменьшение амплитуд A_1 и A_2 акустических волн, действующих на датчики. Это должно привести к изменению размеров фигуры Лисажу на экране осциллографа. Действительно эксперимент показывает, что окружность на экране осциллографа меняет диаметр в течение времени. Меняют свои размеры также эллипс и прямая линия.

Если оба датчика и ось струи не лежат в одной плоскости, то при вращении плоскости поляризации не будет происходить одновременного нарастания или убывания амплитуд A_1 и A_2 , действующих на первый и второй акустические датчики. При некоторых положениях датчиков при росте амплитуды A_1 амплитуда A_2 может падать, что приведет к вращению линии равной фазы на экране осциллографа, например прямой линии, указывающей, что акустические колебания, действующие на датчики, находятся в фазе или противофазе. Как отмечалось выше, направление вращения фигур Лисажу через некоторое время меняется на обратное, что указывает на изменение направления вращения плоскости поляризации с течением времени.

Поступила 30 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Powell A. On the noise emanating from a two-dimensional jet above the critical pressure. *Aeronaut. Quart.*, 1953, vol. 4, pt 2.
2. Антонов А. Н., Шалаев С. П., Юделович М. Я. Влияние дискретной составляющей акустических колебаний на течение в нерасчетной сверхзвуковой струе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1973, № 4.
3. Антонов А. Н., Шалаев С. П., Юделович М. Я. Экспериментальное исследование дискретной составляющей в спектре шума сверхзвуковых струй. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1976, № 4.
4. Горелик Г. С. Колебания и волны. М., Физматгиз, 1959.
5. Merle M. Emissions acoustiques associees aux jets a'air supersoniques. *J. Mecanique*, 1965, vol. 4, No. 3.
6. Davies M. G., Oldfield D. E. Tones from choked axisymmetric jet. *Acustica*, 1962, vol. 12, No. 4.
7. Мамин В. М., Римский-Корсаков А. В. Некоторые экспериментальные исследования свиста сверхзвуковых воздушных струй. *Тр. Акуст. ин-та*, 1969, № 9.