

В. А. КРАСИЛЬНИКОВ, Р. Э. ШИХЛИНСКАЯ

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ОБЛАСТЬ СПЕКТРА ШУМООБРАЗОВАНИЯ СТРУИ

Исследуется спектр и характеристики направленности шума, излучаемого воздушной затопленной струей, вытекающей из сужающегося сопла под избыточным давлением, большим критического (равного $0,9 at$). Результаты измерений спектра и характеристик направленности, сопоставленные с фотографиями струи в различных режимах, позволяют считать, что в спектре излучения струи присутствуют дискретное излучение, связанное с «ячеистой» структурой струи, высокочастотный шум, который может быть связан с «вихревыми волнами Маха», и сравнительно низкочастотный шум турбулентного происхождения.

Введение

Шум дозвуковой воздушной турбулентной струи при числах Маха $M < 1$ и числе Рейнольдса $R \gg 1$ изучался как теоретически, так и экспериментально достаточно подробно [1—5]. Как следует из теоретического анализа, спектр шума широк и имеет максимум вблизи «пиковой» частоты $f_n = k \frac{u}{D}$ (где u — осевая скорость потока, D — диаметр сопла, k —

численный множитель, приближенно равный 0,5). Характер пространственного распределения шума зависит от частоты: при $f \gg f_n$ излучение в основном нормально к потоку, а при $f \ll f_n$ направлено под острым углом к направлению потока. Эксперименты с дозвуковыми струями дают удовлетворительное совпадение с теорией.

Шум струи, имеющий околосзвуковую осевую скорость, отличается от шума дозвуковой струи тем, что в спектре появляются дискретные частоты большой интенсивности. Экспериментально было получено интенсивное излучение в направлении против потока на длинах волн порядка

$$\lambda_1 = (2-3)s_1, \quad (1)$$

где s_1 — размер первой «ячейки». В некоторых случаях в направлении нормальном к потоку наблюдалось излучение на частоте, соответствующей второй гармонике [6, 7].

В случае сверхзвукового турбулентного потока механизм генерации шума, согласно [8], до некоторой степени аналогичен образованию волн Маха тонкими телами, движущимися со сверхзвуковыми скоростями. Источником вихревых волн Маха является «зона среза», для которой $M > 1$. Излучение обладает непрерывным высокочастотным

спектром и имеет направленный характер: максимум лежит под углом $\varphi \leq 90^\circ$ к потоку, причем φ растет с ростом M . С увеличением M описанный шум все более доминирует над шумом турбулентного происхождения. Экспериментально характер шума изучен пока недостаточно полно.

Представляет интерес экспериментальное исследование общего шума струи, имеющей «ячеистую» структуру. Осевая скорость такой струи вблизи сопла соответствует $M^*=1$, где $M^* = \frac{u^*}{c^*}$ — критическое значение числа Маха, а в «зоне среза» $M > 1$. Поэтому механизм излучения может иметь как «квадрупольный» характер, так и характер «вихревых волн Маха». Следует ожидать, что общий шум будет определяться этими двумя факторами и, кроме того, дискретным излучением, связанным с «ячеистой» структурой струи.

Некоторые замечания по газодинамике струи

В данной работе изучался шум воздушной струи, вытекающей из резервуара большой вместимости через круглое осесимметричное сужающееся сопло в атмосферу при избыточном давлении большем критического, равного 0,9 ат. В таком режиме струя имеет периодическую «ячеистую» структуру (рис. 1)* и осевую скорость, соответствующую

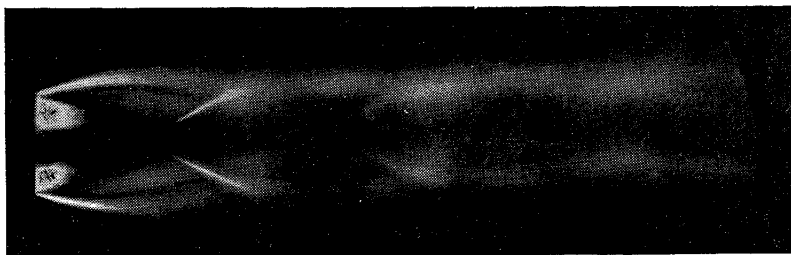


Рис. 1. Фотография струи, полученная методом Теплера, для сопла $D=10$ мм при $P_{изб}=11$ ат

$M=1$. Размеры «ячеек» s уменьшаются с уменьшением $p_{изб}$. Эта зависимость проверялась нами на соплах с диаметрами 3, 5, 7, 10 мм для $p_{изб}$ от 2,1 до 11 ат. Значения s , полученные из фотографий струй, удовлетворительно согласуются со значениями, рассчитанными по формуле

$$\Lambda = 0,89D \sqrt{\frac{p_0 - 1,9p'}{p'}}$$

где Λ — длина волны сжатия (уплотнения) в струе, $p_0 = p' + p_{изб}$ и $p' = 1$ ат — противодавление [9]. Во всех случаях выполнялось отношение

$$\frac{\Lambda}{s} = 1 - 1,2.$$

Наличие области неподвижного воздуха, примыкающей к краю сопла, приводит к тому, что одновременно с волной разрежения, приводящей к образованию системы «ячеек», от края сопла отходит неустой-

* Пользуемся случаем выразить благодарность Макарову В. И. за ценные советы по методике фотографирования.

чивый тангенциальный разрыв, размывающийся в турбулентную область [10]. Оценка согласно [9, 10] показывает, что турбулентность, возникающая в пограничном слое струи, может характеризоваться числом Маха $M^* \ll M \leq 1,7$ и числом Рейнольдса $R \approx R^*$, где M^* , R^* — критические значения числа Маха и числа Рейнольдса; при p_0 порядка нескольких атмосфер и D порядка нескольких миллиметров $R \approx 10^5$. Можно считать [11], что для D от 3 до 10 мм и $R \approx 10^5$ в турбулентной области имеются вихри, масштабы которых l лежат в пределах от 0,01 до 1 мм; эти вихри образуют инерционную область в спектре турбулентности и движение их не зависит от характера сил, порождающих турбулентность.

Методика измерений

Блок-схема установки приведена на рис. 2.

В качестве приемника акустических колебаний использовались пластинки керамики титаната бария в режиме колебаний по толщине на частотах ниже основной собственной частоты (как колебаний по толщине, так и изгибных колебаний). Основная часть измерений про-

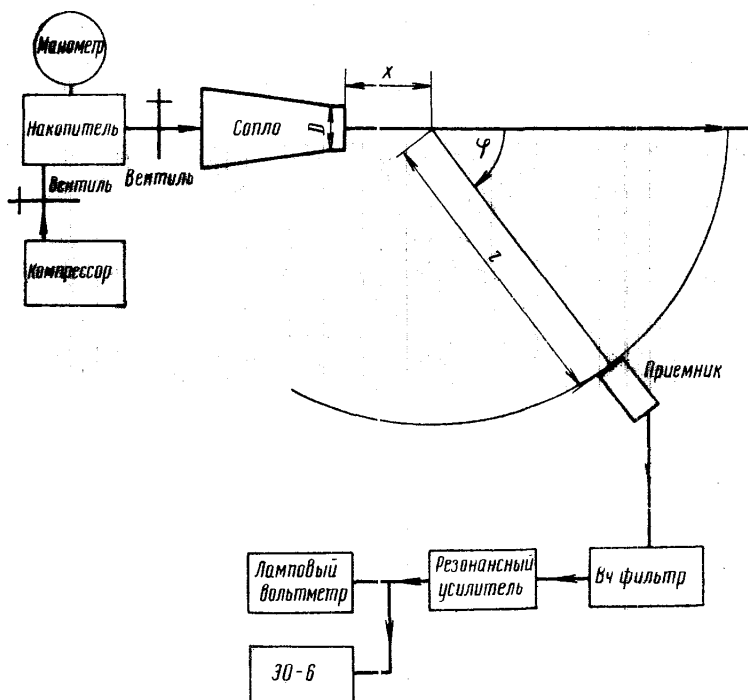


Рис. 2. Блок-схема установки

ведена с пластинками: диаметр $2R=6$ мм, толщина $d=2$ мм (равномерная частотная характеристика до ~ 300 кГц) и $2R=10$ мм, $d=4$ мм (равномерная частотная характеристика до ~ 180 кГц). Чувствительность приемных пластинок $E(f)$ порядка нескольких микровольт на бар*.

* Равномерность частотной характеристики определена путем относительной калибровки пластин. Абсолютные значения рассчитаны по известным формулам, например, см. [12].

Напряжение с обкладок приемной пластинки подавалось через катодный повторитель и систему фильтров высоких частот на перестраиваемый резонансный усилитель с коэффициентом усиления $K_{yc}=10^4$, добротностью $Q=20$ и двумя частотными диапазонами: 16—400 кГц и 400—1100 кГц.

Система фильтров высоких частот исключала перегрузку входного каскада усилителя; каркасы из многослойного поглотителя предохраняли лампы приемника и резонансного усилителя от возникновения микрофонного эффекта. Помещение, в котором проводились измерения, было заглушено. Источником высокочастотного излучения считался начальный участок струи протяженностью около $4D$ и шириной порядка D^* ; на него и была ориентирована пластинка. Расстояние приемника от источника менялось в пределах $14D$ — $200D$; угол к направлению потока φ от 20° до 120° . Во всех случаях приемная пластинка находилась в волновой зоне.

Напряжение выходного сигнала, измеряемое с помощью лампового вольтметра (и контролируемое с помощью осциллографа), соответствовало определенной интенсивности шума источника в данном направлении на расстоянии r от источника в полосе частот, определяемой Q .

Интенсивность шума в полосе 1 кГц в данном направлении на расстоянии r от источника рассчитывалась по формуле

$$S_r(f) = \left(\frac{\sqrt{u^2} N}{K_{yc} K_n} \right)^2 \frac{1}{\Delta f E^2(f) \rho_0 c_0 G(f)} \left[\frac{эрг}{сек см^2 кГц} \right], \quad (2)$$

где $\sqrt{u^2}$ — напряжение выходного шумового сигнала в вольтах, измеряемое с помощью лампового вольтметра; N — значение делителя напряжения на входе усилителя; K_{yc} , K_n — коэффициенты усиления резонансного усилителя и катодного повторителя в блоке приемника; Δf — полоса пропускания усилителя в кГц по уровню 0,5; E_f — чувствительность приемной пластинки в $\frac{вольт}{бар}$; $\rho_0 c_0$ — акустическое сопротивление воздуха; $G(f)$ — коэффициент концентрации звуковой энергии.

Абсолютное значение звуковой мощности источника на полюсу 1 кГц в единице телесного угла может быть рассчитано по формуле

$$P_0(f) = S_r(f) e^{2\alpha r^2} \left[\frac{вт}{кГц стер} \right], \quad (3)$$

где $e^{2\alpha r^2}$ учитывает зависимость затухания интенсивности звука от частоты при распространении в невозмущенной среде (воздухе); $\alpha = 1,24 \cdot 10^{-13}$, f^2 — коэффициент затухания в $\frac{1}{см}$, если f в Гц.

Соотношение (3) дано в предположении, что источник излучения находится на оси приемника на расстоянии $r \gg 4D$. Пользуясь при обработке результатов измерений соотношениями (2), (3), можно судить об истинном распределении спектральной плотности шума струи.

Каждое значение $S_r(f)$, с учетом поправки на затухание, на приведенных ниже графиках является статистическим средним по нескольким измерениям.

* По экспериментальным данным ряда авторов и по данным наших предварительных измерений.

Результаты измерений спектра и характеристик направленности шума струи. Обсуждение результатов измерений Спектр шума

Чувствительность измерительной части установки позволила зафиксировать значительный уровень шума струи на частотах от 20 кГц до 1 мГц. Абсолютное значение мощности шума вблизи f_n имеет порядок $10^{-4} \frac{\text{вт}}{\text{кГц}}$ при $p_{\text{изб}}=8 \text{ ат}$ и $5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{вт}}{\text{кГц}}$ при $p_{\text{изб}}=2,1 \text{ ат}$ для $D=5 \text{ мм}$

(оценка производилась по формулам (2), (3) при $r \gg 4D$). С увеличением частоты $f > f_n$ уровень шума быстро падает. Например, для $D=5 \text{ мм}$, $p_{\text{изб}}=3,1 \text{ ат}$ спектральная интенсивность шума S_r^* падает от уровня 100 дБ** на частотах 20–30 кГц до 50 дБ на частоте 300 кГц (рис. 3). На частотах $f > 300 \text{ кГц}$ уровень шума мал и

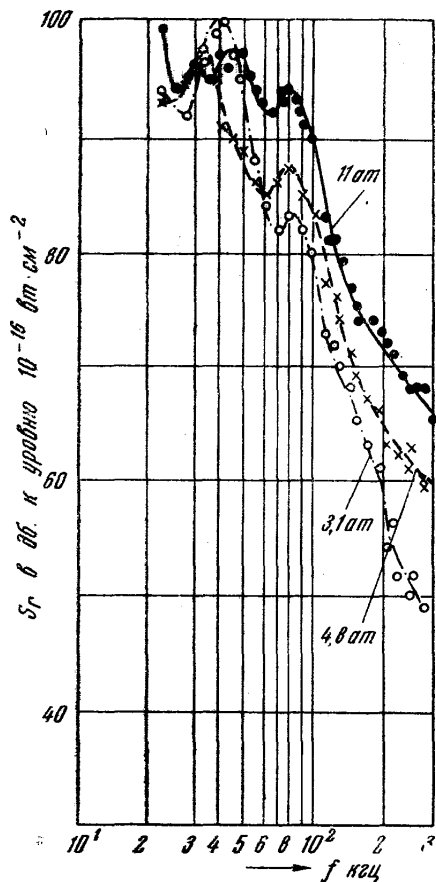


Рис. 3. Распределение спектральной интенсивности шума струи в диапазоне частот 24–300 кГц. $D=5 \text{ мм}$, $x=2D$, $r=14D$, $\varphi=90^\circ$, $P_{\text{изб}}=3,1, 4,8$ и 11 ат

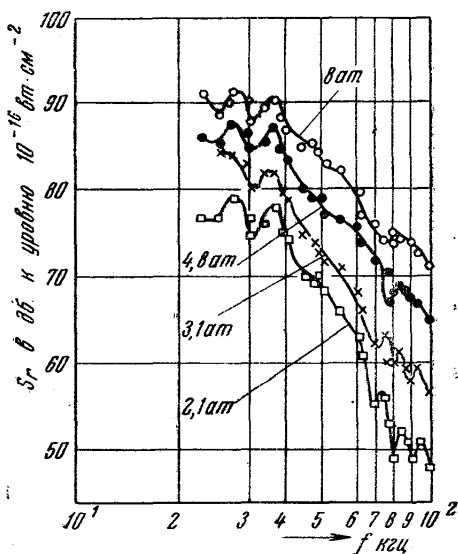


Рис. 4. Распределение спектральной интенсивности шума струи в диапазоне частот 24–100 кГц. $D=5 \text{ мм}$, $x=2D$, $r=50D$, $\varphi=35^\circ$, $P_{\text{изб}}=2,1, 3,1, 4,8, 8 \text{ ат}$

приемные пластинки приходилось использовать в режиме резонансных колебаний. Оценка величины S_r на этих частотах проводилась так же по формуле (2), но с учетом того, что $E(f)$ — чувствительность в резонансе, равная $(0,3-1) \frac{\text{мВ}}{\text{бар}}$ для использованных нами пластин. Для вышепри-

* S_r рассчитано по формуле (2) с учетом поправки на затухание.

** S_r в дБ относительно уровня $10^{-16} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$.

веденных условий эксперимента S_r на частоте 1 мгц составляет 20 дб/кГц.

Высокочастотная область спектра шума ($f \geq 20$ кГц) довольно широка и содержит около 6 октав.

С помощью приемной пластинки, обладающей равномерной частотной характеристикой до частоты 300 кГц, были проведены измерения формы спектра при различных ориентациях пластинки относительно струи и различных $p_{изб}$. Было замечено, что для каждого сопла на низких частотах (от 20 до 100 кГц) постоянно наблюдаются четкие максимумы, величина, положение и число которых зависят от ориентации пластинки и $p_{изб}$. На более высоких частотах уровень шума монотонно падает, причем быстрота падения слабо зависит от $p_{изб}$. Форма спектра шума для случая нормально ориентированной к направлению потока пластинки представлена на рис. 3. Оценка зависимости S_r от f на частотах от 80 до 300 кГц дает: $S_r \sim f^{-\sigma}$, где $5 \leq \sigma \leq 6$. Заметим, что для шума дозвуковых струй $2 \leq \sigma \leq 4$ [2, 4].

Форму спектра на сравнительно низких частотах (от 20 до 100 кГц) иллюстрируют графики на рис. 3 и 4. Как видно из рис. 4, на всех кривых присутствуют максимумы на частотах около 28 кГц и 36 кГц; в некоторых случаях эти максимумы сливаются в один, соответствующий частоте 30—40 кГц (см. рис. 3). Частота этого максимума близка к «пиковой» частоте турбулентного шума $f_n \approx 0,5 \frac{u}{D}$; для $u = c^*$ и $D = 5$ мм, $f_n \approx 31$ кГц. Так как в нашем случае $u = c^*$ для любых $p_{изб}$, то для данного сопла положение максимума не зависит от $p_{изб}$ в широких пределах.

С другой стороны, наблюдаемые в низкочастотной области спектра максимумы могут быть связаны с гармониками дискретного излучения «ячеек», первая гармоника которого удовлетворяет условию (1). Как

$p_{изб}$ (ат)	s (мм)	f_{max} (кГц)	$\frac{\lambda_{max}}{s}$	Номер гармоники согласно условию (1)
2,1	4,8	28	2,50	1
		36	1,97	1
		74	0,96	2; 3
		83	0,86	3
		93	0,77	3
3,1	7,2	26	1,27	2
		36	1,32	2
		40	1,18	2
		74	0,64	4
		80	0,59	4; 5
		83	0,57	4; 5
4,8	9,2	28	1,30	2
		36	1,03	2; 3
		80	0,47	5; 6
		85	0,44	5; 6
8	10,2	28	1,18	2
		36	0,93	2; 3
		80	0,42	5; 6

следует из таблицы, максимумы, наблюдаемые в низкочастотной области спектра, от 24 до 40 кГц, приблизительно соответствуют 1-й, 2-й и 3-й гармоникам дискретного излучения (согласно условию (1)); в более высокочастотной области, от 70 до 100 кГц — гармоникам более высоких порядков (4-я, 5-я, 6-я гармоники).

Таким образом, можно предположить, что шум в сравнительно низкочастотной области спектра излучения струи (20—100 кГц) обусловлен двумя факторами: шумом турбулентного происхождения (максимум этого шума лежит вблизи f_n) и излучением, связанным с «ячеистой» структурой струи, обладающим дискретным спектром.

Характеристики направленности излучения струи

Результаты измерений представлены на графиках рис. 5, 6. При измерениях в диапазоне частот от 16 до 180 кГц приемник помещался на расстояниях от 70 до 200 D от оси струи.

Характеристики направленности на частотах, близких к f_n (для $D=5$ мм, $f_n \approx 31$ кГц), имеют четко выраженный максимум под углом $\varphi=30-45^\circ$ к направлению потока независимо от $\rho_{изб}$ (рис. 5, а, б, в). Положение максимума хорошо согласуется с теоретическими и экспериментальными данными по характеристикам направленности «турбулентного» шума струи при $M < 1$ [2]. Второй лепесток, направленный назад, против потока ($\varphi \geq 100^\circ$), появляется на частотах около 25, 28 и 36 кГц при $\rho_{изб}=4,8$ ат и на частоте около 36 кГц при $\rho_{изб}=3,1$ и 2,1 ат (рис. 5, а, б, в). Как видно из таблицы, эти частоты при соответствующих $\rho_{изб}$ приблизительно совпадают с тремя первыми гармониками дискретного излучения «ячеек». Заметим, что авторы работ [6, 7] наблюдали 1-ю гармонику излучения «ячеек» в направлении против потока, 2-ю гармонику в направлении нормали к потоку.

Характеристики направленности на частотах, больших f_n (70 кГц и выше), имеют качественно иной характер. Для любых значений $\rho_{изб}$ наблюдается четкий максимум под углом $\varphi=60^\circ$; второй максимум под углом $\varphi=90^\circ$ наблюдается для частоты около 80 кГц при $\rho_{изб}=4,8$ ат и для частот около 80—95 кГц при $\rho_{изб}=3,1$ ат (рис. 5, б, в). Максимум под углом $\varphi=60^\circ$, впервые появляющийся на частотах около 80 кГц, повторяется затем вплоть до 180 кГц при $\rho_{изб}$ от 2,1 до 4,8 ат (рис. 5, б, в), причем на частотах от 120 кГц и выше становится доминирующим (рис. 5, г). Эта особенность характеристик направленности на сравнительно высоких частотах может быть объяснена излучением «вихревых волн Маха», частоты которых могут быть связаны с размерами мелкомасштабных вихрей так: $f \approx \frac{u_c}{l}$, где u_c — скорость данного слоя в области «турбулентного среза». Тогда нижняя граница спектра излучения «вихревых волн Маха» приблизительно соответствует частоте $f_n \approx \frac{u_{cmin}}{D} \approx \frac{c^*}{D} = 60$ кГц для $D=5$ мм. Так как в условиях нашего эксперимента максимальное значение u_c на границе турбулентной области может лежать в пределах $1,2c^*--1,7c^*$, то φ_{max} для «вихревых волн Маха» согласно [8] должен лежать в пределах: $60^\circ < \varphi_{max} < 70^\circ$. Приведенные здесь приближенные оценки хорошо согласуются с результатами измерений, что позволяет предположить, что высокочастотная область спектра шума струи (для $D=5$ мм от 100 кГц и выше) может быть обусловлена излучением «вихревых волн Маха». Заметим, что теоретические характеристики направленности для «вихревых волн Маха»

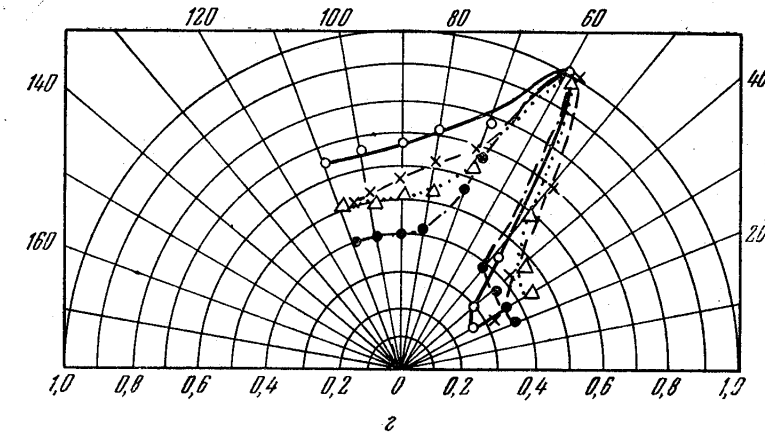
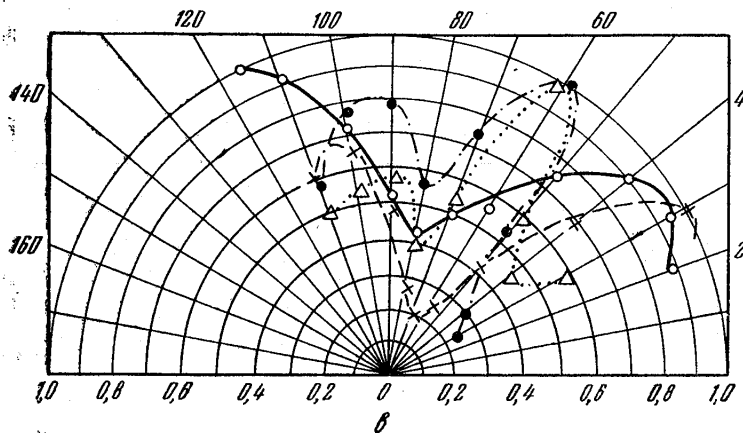
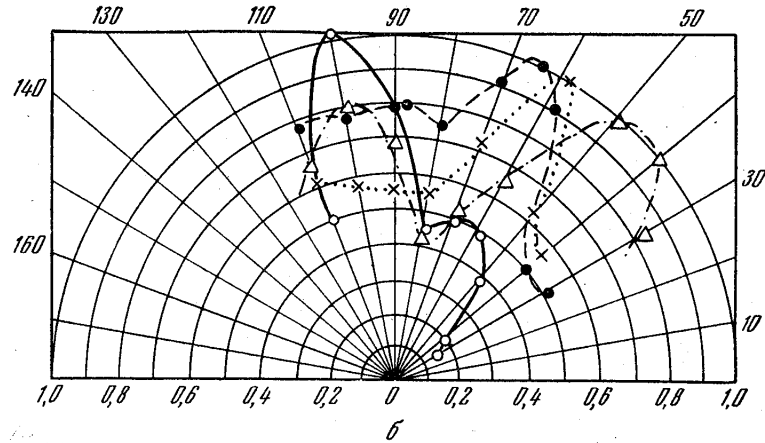
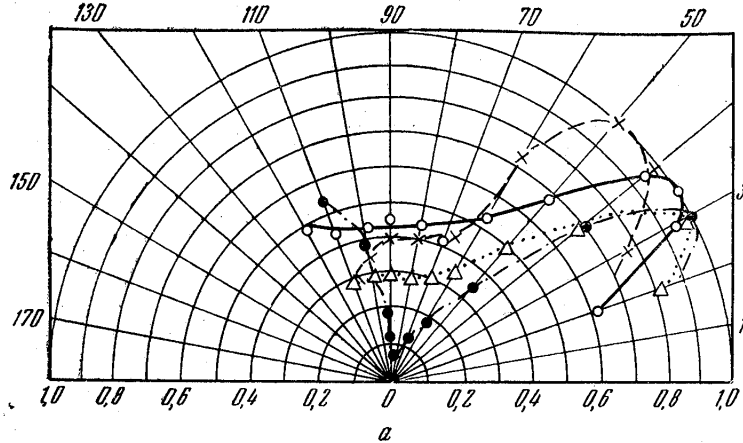


Рис. 5. Характеристики направленности шума струи на частотах от 18 до 180 кгц при $P_{изб} = 2,1, 3,1, 4,8$ ат для сопла $D=5$ мм. Каждый график характеризует относительное распределение звукового давления по азимутальным углам от $\varphi=20^\circ$ до $\varphi=120^\circ$. а — 25 кгц, 3,1 ат, — — — 25 кгц, 4,8 ат, — — — 25 кгц, 2,1 ат, 18 кгц, 3,1 ат; б — 36 кгц, 3,1 ат, — — — 36 кгц, 4,8 ат, — — — 80 кгц, 3,1 ат, 80 кгц, 4,8 ат; в — 95 кгц, 2,1 ат, — — — 95 кгц, 3,1 ат, 95 кгц, 4,8 ат, — — — 36 кгц, 2,1 ат; г — 160 кгц, 3,1 ат; — — — 180 кгц, 3,1 ат; 160 кгц, 4,8 ат; — — — 120 кгц, 4,8 ат

[8] отличаются от приведенных на рис. 5 резким «обрывом» при $\varphi > \varphi_{\max}$. Экспериментально полученный некоторый уровень звукового давления в направлении, нормальном к струе, по-видимому, может быть обусловлен как «квадрупольным» излучением мелкомасштабных вихрей

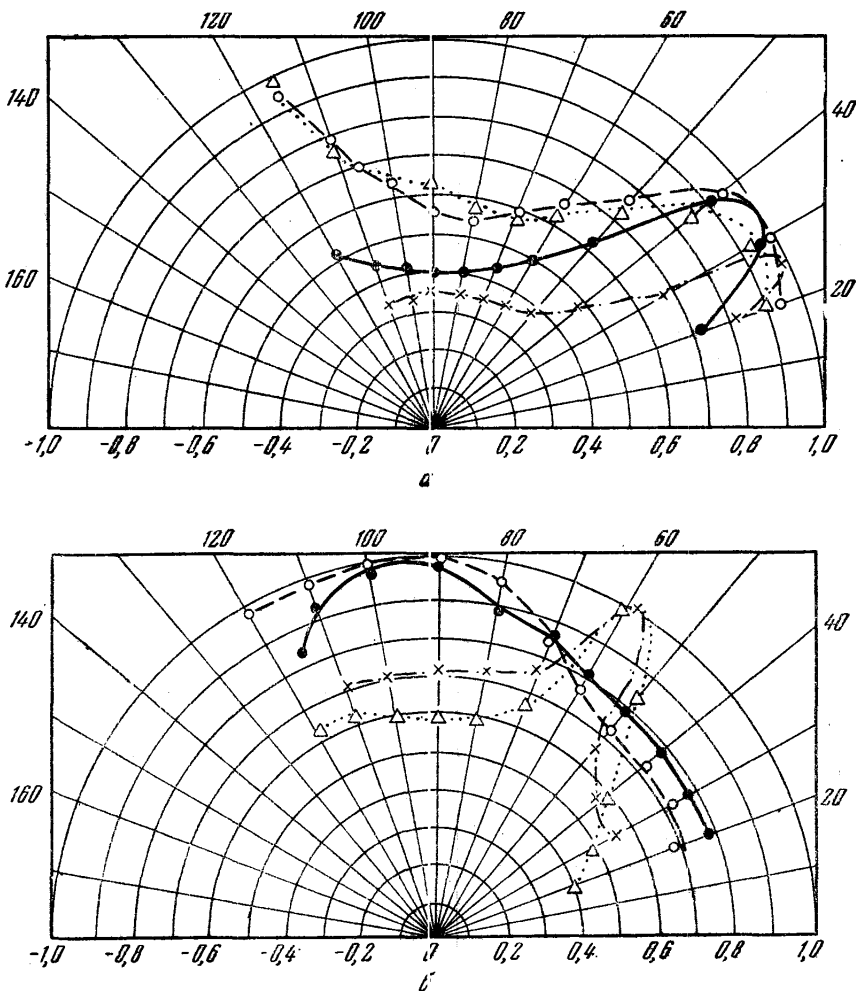


Рис. 6. Сравнительные характеристики направленности шума струи для сопел $D_1=5$ мм и $D_2=10$ мм при $P_{изб}=3,1$ ат; а — — — 28 кГц, 5 мм; — · — 16 кГц, 10 мм; — — — 35 кГц, 5 мм; ... 18 кГц, 10 мм; б — — — 35 кГц, 10 мм; — — — 70 кГц, 5 мм; — · — 120 кГц, 5 мм; 60 кГц, 10 мм

согласно [2], так и излучением «ячеек» (согласно таблице, гармониками 4-го, 5-го, 6-го порядков).

Из рис. 3 и 5 z видно, что спектр и особенно характеристики направленности на высоких частотах $f \geq 100$ кГц (при $f_n=31$ кГц) имеют самоподобный вид. Интересно отметить, что эти частоты соответствуют частотам вихрей, масштабы которых l образуют инерционную подобласть спектра турбулентности ($l \leq 1$ мм при $D=5$ мм), в которой согласно [11] движение вихрей имеет самоподобный характер и не зависит от условий возникновения турбулентности.

При увеличении диаметра сопла можно ожидать, что относительный вклад каждого из описанных факторов в общий уровень звуковой мощности струи сохранится, но спектр сдвинется в сторону низких частот, причем величина сдвига определится отношением $\frac{D_2}{D_1}$. Как видно из рис. 6, при переходе от сопла с $D_1=5$ мм к соплу с $D_2=10$ мм при прочих равных условиях f_n «турбулентного» шума, гармоники дискретного излучения и нижняя граница «вихревых волн Маха» уменьшаются приблизительно вдвое.

Выводы

Высокочастотная область спектра шумообразования струи ($f \gg \gg 20$ кгц), вытекающей из конфузора под избыточным давлением, большим критического, составляет около 6 октав; для $D=5$ мм излучение фиксировалось на частотах до 1 мгц.

Абсолютные значения звуковой мощности в максимуме составляют $5 \cdot 10^{-6} - 10^{-4} \frac{вт}{кгц}$ в единице телесного угла (при D порядка нескольких миллиметров, $\rho_{изб}$ — порядка нескольких атмосфер).

Вид характеристики направленности и формы спектра на частотах $f \gg f_n$ позволяет считать, что сравнительно высокочастотная область спектра шума струи обусловлена в основном «вихревыми волнами Маха» и в меньшей степени — шумом турбулентного происхождения.

Вид характеристик направленности и формы спектра на частотах, близких к f_n , позволяет считать, что сравнительно низкочастотная область спектра шума струи является в основном «турбулентным шумом», связанным с излучением вихрей, масштабы которых порядка D ; на турбулентный шум накладывается дискретное излучение, связанное с «ячейистой» структурой струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lighthill M. I. *Proc. Roy. Soc.*, **A 211**, 564—587, 1952.
2. Lighthill M. I. *Proc. Roy. Soc.*, **222**, 1—32, 1954.
3. Meecham W. C., Ford G. W. *The Journ. Acoust. Soc. of Am.*, **30**, No. 4, 318—322, 1958.
4. Powell A. *The Journ. Acoust. Soc. of Am.*, **31**, No. 6, 812—813, 1959.
5. Lighthill M. I. *Proc. Roy. Soc.*, **267**, 147—182, 1962.
6. Powell A. *The Proc. Phys. Soc.*, **B 66**, 12, 1953.
7. Davies M. G., Oldfield D. F. *S. Acoustica*, **12**, No. 4, 267—277, 1962.
8. Philips O. M. *Journ. of Fluid Mech.*, **9**, No. 1, 1, 1960.
9. Прандтль Л. *Гидроаэромеханика*. ИЛ, М., 1951.
10. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. *Механика сплошных сред*. ГИТТЛ, М., 1953, гл. XI.
11. Бэтчелор Дж. К. *Теория однородной турбулентности*. ИЛ, М., 1955.
12. Бергман Л. *Ультразвук и его применение в науке и технике*. ИЛ, М., 1956.

Поступила в редакцию
25.7 1963 г.

Кафедра
акустики