

происходит через ее боковые поверхности. Вопрос о количественном определении расхода всей массы, эжектируемой струей, т. е. вопрос о зависимости эжекционной способности струи от соотношения скоростей струи и сносящего потока сложен и требует специального рассмотрения.

Поступила 11 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Шандоров Г. С. Истечение в сносящей поток из отверстий в стенке канала и распространение струй в сносящем потоке. Тр. ЦИАМ, 1955, № 263.
2. Иванов Ю. В. Эффективное сжигание надслойных горючих газов в топках. Таллин, Эстгосиздат, 1958.
3. Палатник И. Б., Темирбаев Д. Ж. Закономерности распространения осесимметричной воздушной струи в сносящем однородном потоке. В сб. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, вып. 4. Алма-Ата, «Наука», 1967.
4. Keffer J. F., Baines W. D. The round turbulent jet in a cross-wind. J. Fluid Mech., 1963, vol. 15, No 4.
5. Процессы переноса в турбулентных течениях со сдвигом. Таллин, АН ЭССР, 1973.
6. Кашафутдинов С. Т. Возмущения давления на плоской поверхности, обусловленные истечением из нее газовой струи в дозвуковой сносящий поток. Изв. СО АН СССР, 1971, № 8, Сер. техн. н., вып. 2.
7. Кашафутдинов С. Т. Об особенностях турбулентного смешения круглой струи с поперечным несжимаемым потоком. Изв. СО АН СССР, 1971, № 13, Сер. техн. н., вып. 3.
8. Bradbury L. J., Wood M. N. The static pressure distribution around a circular jet exhausting normal from a plane wall into an airstream. Aeronaut. Res. Council, Current Papers, 1968, No 822.
9. Кашафутдинов С. Т. Влияние поперечного потока на истечение из осесимметричного сопла. Изв. СО АН СССР, 1974, № 13, Сер. техн. н., вып. 3.

УДК 532.525.2:534.322.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРУИ

А. Н. АНТОНОВ, М. С. СЛАДКЕВИЧ

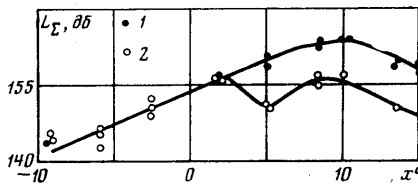
(Москва)

При истечении сверхзвуковой струи в спектре шума, излучаемого струей, может появиться дискретный тон определенной частоты, значительно превышающий спектральный уровень на соседних частотах. Впервые этот эффект описан в [1]. Долгое время считалось, что дискретный тон излучается только холодными струями. В [2] дается физическое объяснение отсутствия дискретного тона у горячих струй. Однако в последнее время появился ряд экспериментальных работ, в которых показано, что дискретный тон может существовать и у струй высокой температуры [3-5].

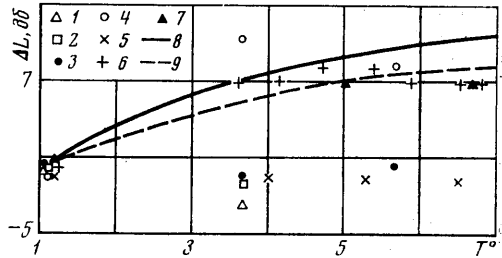
В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования влияния температуры газа и скорости спутного потока на частоту и уровень дискретной составляющей в спектре шума сверхзвуковой струи. На основе результатов [1] предполагается зависимость, позволяющая рассчитывать частоту дискретного тона при высокой температуре газа и наличии спутного потока.

1. Эксперименты проводились с охлаждаемыми водой сверхзвуковыми коническими и профилированными соплами, параметры которых приведены ниже:

№	1	2	3	4	5
M_a	2.56	2.28	2.4	3.53	3.2
d_a , мм	60	44	47	37	102.3
d_s , мм	35	30	30	14	45.3
θ , град	12	0	8	18	10



Фиг. 1

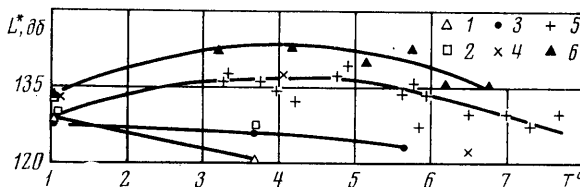


Фиг. 2

Здесь M_a — число Маха, на которое рассчитано сопло, d_a , d — диаметры выходного и критического сечений сопла, θ — угол раскрытия сопла. Сопла 2, 3, 4 профилированные, а 1, 5 — конические. Давление перед соплом измерялось образцовым манометром с классом точности 0.25. Температура торможения струи T_0 определялась расходом методом с точностью 5% и менялась в диапазоне от 300 до 2100° К. Акустическое поле измерялось при помощи электроакустической аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер». Для сопел 1–4 микрофон располагался на расстоянии $y^\circ = y/d_a = 3.17$ от оси струи. Эксперименты по исследованию влияния скорости слутного потока на частоту дискретного тона проводилось с соплом 5 в аэродинамической трубе при ее загрузке 2.4%. Микрофон располагался на расстоянии $x^\circ = -1.06$ от плоскости среза сопла и $y^\circ = 0.72$ от оси струи. Для всех сопел измерения велись в акустически заглушенном боксе на режимах истечения, когда в спектрах шума струй существовал дискретный тон. Точность акустических измерений составляла ~ 3 дБ.

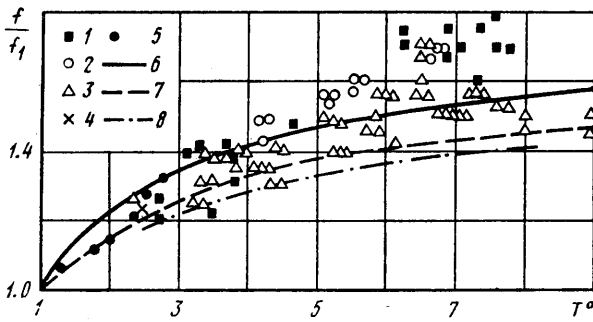
2. Известно, что для сверхзвуковой струи распределение суммарного уровня вдоль оси струи имеет максимум в районе конца начального участка струи. На фиг. 1 показано распределение суммарного уровня шума вдоль оси струи сопла 1 при $n=0.4$. Здесь $n = p_a/p_H$ — нерасчетность истечения струи, p_a и p_H — соответственно давления на срезе сопла и в окружающей струю пространстве. Точки 1 соответствуют $T_0=1700^\circ$ К, 2 — $T_0=300^\circ$ К. При $T_0=1700^\circ$ К максимальный уровень шума достигается на расстоянии $x^\circ = x/d_a \approx 10$ от среза сопла, что соответствует концу потенциального ядра данной струи. Для струи при $T_0=300^\circ$ К в распределении суммарного уровня наблюдается второй максимум при $x^\circ \approx 2$.

Изменение температуры газа T_0 оказывает неодинаковое влияние на уровень шума в различных точках ближнего акустического поля. На фиг. 2 и 3 представлена зависимость суммарного уровня шума и уровня дискретного тона в различных точках акустического поля от температуры газа $T^\circ = T_0/T_H$, где T_H — температура в окружающей среде. Точки 1–7 соответствуют значениям $x^\circ = -5.9, -2.5, 1.75, 15, 3.0, 3.62, 7.86$ (точки 1–4 соответствуют соплу 1 при $n=0.4$; 5 — соплу 2 при $n=0.6$; 6, 7 — соплу 3 при $n=0.5$).

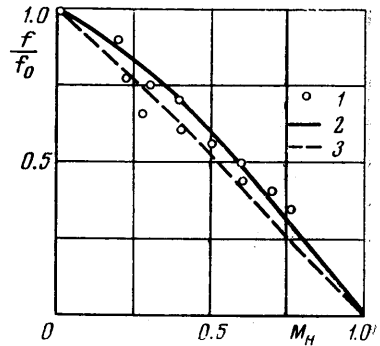


Фиг. 3

Можно видеть, что при $x^\circ \leq 3$ параметр T° практически не влияет на суммарный уровень шума $\Delta L = L_\Sigma - L_{\Sigma_0}$ (фиг. 2). Здесь L_{Σ_0} — суммарный уровень шума при $T^\circ = 1$. При $x^\circ > 3$ увеличение температуры газа приводит к возрастанию суммарного уровня шума, причем указанную зависимость можно приближенно аппроксимировать выражением $\sigma_\Sigma \sim V_a^\alpha$, где $\alpha = 1.0-1.3$. Здесь σ_Σ — среднеквадратичная величина пульсаций давления, V_a — скорость истечения газа из сопла. На фиг. 2 индексом 8 представлены результаты расчета, выполненные по предложенному выше соотношению при $\alpha = 1.3$, а индексом 9 — при $\alpha = 1$. Расчетная оценка, полученная по предложенной зависимости при изменении T° от 1 до 4, приводит к увеличению суммарного уровня шума на 7 дБ. Изменение суммарного уровня по результатам экспериментов при $T^\circ = 1-4$ (см. фиг. 2) 7–10 дБ. В области $T^\circ = 4-7$ расчетная оценка составляет ~ 2.5 дБ. Эксперименты, проведенные в этой области изменения T° ($T^\circ = 4-7$) не показывают влияния температуры на суммарный уровень шума, так как их точность ~ 3 дБ. Таким образом, предложенное выражение $\sigma_\Sigma \sim V_a^\alpha$ ($\alpha = 1-1.3$) дает возможность приближенно оценивать суммарные уровни пульсаций при изменении температуры T° во всем диапазоне от 1 до 7.



Фиг. 4



Фиг. 5

Влияние параметра T° на уровень дискретного тона также зависит от расположения точки измерения (Фиг. 3). В левой полуплоскости от среза сопла ($x^\circ \leq 0$) уровень дискретного тона с возрастанием T° убывает, а в правой при $T^\circ = 1-5$ возрастает. Такое поведение уровня дискретного тона в ближнем поле струи с ростом T° можно объяснить изменением угла направленности, под которым излучается дискретный тон. Во всех известных авторам работах измерение уровня дискретного тона проводилось вблизи плоскости среза сопла, т. е. в той области, где повышение температуры газа приводит к снижению уровня дискретного тона. Этим можно объяснить выводы многих исследователей об отсутствии дискретного тона у высокотемпературной струи. В действительности повышение температуры может приводить даже к увеличению уровня дискретного тона в определенных областях акустического поля. Из приведенных результатов следует, что с повышением температуры струи происходит изменение как суммарного уровня шума, так и уровня дискретного тона, причем воздействие T° на уровень пульсаций в каждой точке ближнего акустического поля различно. Интересно отметить, что для диапазона $T^\circ = 1-5$ изменения уровня дискретного тона и суммарного уровня взаимно связаны для всех точек ближнего поля. Эта связь характеризуется параметром $L = 20 \lg(\sigma'/\sigma_\Sigma) - 20 \lg(\sigma'/\sigma_\Sigma)_0$. Здесь σ' — спектральная плотность пульсаций на частоте дискретного тона, σ_Σ — среднеквадратичная величина пульсаций давления, $(\sigma'/\sigma_\Sigma)_0$ — при $T^\circ = 1$. Эксперименты показывают, что L практически не зависит от T° ($T^\circ = 1-5$) и от расположения точек измерения и равно $L \approx 0$.

3. Для определения частоты дискретного тона предложен ряд эмпирических выражений, в которых за характерный размер принимают диаметр выходного сечения сопла, диаметр критического сечения сопла, диаметр струи, длину периодической структуры струи. Ни одно из этих выражений не дает возможности с достаточной точностью рассчитывать частоту дискретного тона при высокой температуре струи и при наличии спутного потока. В работе [1] исходя из существования замкнутой цепи автоколебательного процесса было предложено простое соотношение для частоты дискретного тона $f = cV/l(c+V)$, где l — длина периодической структуры струи, V — скорость прохождения возмущения в струе, c — скорость звука в окружающем пространстве. Наличие акустической обратной связи было показано экспериментально во многих работах. Однако механизм прохождения возмущения по струе остается пока невыясненным. В данной работе проведены расчеты частоты дискретного тона исходя из существования автоколебательного процесса, при котором возмущения проходят по слою смещения струи со скоростью $V = kV_1$, где V — скорость вихря в слое смещения струи, V_1 — скорость потока, $k = 0.7-0.85$ — коэффициент пропорциональности, значение которого выбрано при сравнении результатов расчета с экспериментом. В результате получена следующая зависимость для частоты дискретного тона

$$(3.1) \quad \text{sh}_1 = \frac{fl}{c} = \frac{kM_1}{kM_1(1-M_H) + c/a_1}$$

где a_1 , M_1 — скорость звука и число Маха струи. Для практического использования зависимости (3.1) необходимо знать выражение длины периодической структуры струи через ее газодинамические параметры. При $M_a > 1$ и $n < 1$ длина периодической структуры удовлетворительно описывается выражением $l = d_a \sqrt{n(M_a^2 - 1)}$. При подстановке выражения для l в (3.1) получили

$$(3.2) \quad sh = \frac{fd_a}{c} = \frac{kM_1}{\sqrt{n(M_a^2-1)} [kM_1/(1-M_H) + c/a_1]}$$

Соотношение (3.2) дает возможность рассчитывать частоту дискретного тона сверхзвуковой струи при высокой температуре T° и при наличии спутного потока M_H .

Результаты расчета, выполненные при $T^\circ=1$ и $M_H=0$, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, полученными в работах [6, 7], а также в настоящей работе. При расчетах показано, что в качестве параметра для определения частоты дискретного тона и числа sh удобно выбирать параметр $n = \sqrt{n(M_a^2-1)}$.

На фиг. 4 приведены результаты сравнения расчета по соотношению (3.2) с экспериментальными данными при $M_H=0$ и $T^\circ=1-9$. Здесь f_1 — значение частоты при $T^\circ=1$. Точки 1-3 соответствуют соплу 1 при $n=0.4$, соплу 2 при $n=0.6$, соплу 3 при $n=0.5$; точки 4 — данные работы [7], 5 — данные, представленные В. А. Куприяновым (сопло $M_a=1.87$, $n=0.75$, $d_a=19.8$ мм, $d_s=16$ мм, $\theta=5^\circ$ коническое). Индексами 6 и 7 обозначены результаты расчета по (3.2) при $k=0.7$ и 0.8 , 8 — расчет по соотношению работы [7].

Было проведено экспериментальное исследование влияния числа M_H спутного потока на частоту дискретной составляющей в спектре шума сверхзвуковой струи, вытекающей из сопла 5 при $T^\circ=1$, $n=0.3$ (фиг. 5). С увеличением M_H частота дискретного тона уменьшается (на фигуре f_0 — частота при $M_H=0$). Эксперименты также показали, что при $M_H \geq 1$ дискретная составляющая отсутствует. Расчеты по соотношению (3.2) на фиг. 5 указаны индексами 2 ($k=0.7$) и 3 ($k=0.8$), а результаты экспериментов — точками 1. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Поступила 28 VI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Powell A. On the mechanism of choked jet noise. Proc. Phys. Soc., 1953, vol. B66, № 12.
2. Седелников Т. Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М., «Наука», 1971.
3. Купцов В. М. Исследование пульсаций давления на стенке сверхзвукового сопла при отрыве потока. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 1.
4. Belleval J.-F. de, Perulli M., Richter G., Schmidt C. Résultats préliminaires de l'étude de l'émission infrarouge d'un jet chaud. Rech. Aerosp., 1972, № 1.
5. 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.
6. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
7. Антонов А. Н., Горбунов В. Н., Шалаев С. П. О дискретной составляющей в спектре шума сверхзвуковой струи. Акуст. ж., 1977, т. 23, вып. 2.

УДК 532.529

К ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ГОМОГЕННЫХ СМЕСЕЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

НГУЕН ВАН ДЪЕП

(Ханой — Москва)

В [1] предложена обобщенно-диффузионная теория гомогенных смесей при отсутствии электромагнитного поля. В данной работе рассматривается движение гомогенных смесей с учетом взаимодействия с электромагнитным полем при отсутствии поляризации намагнитченности и физико-химических превращений. Кроме системы уравнений для определения некоторой характерной скорости смеси \bar{u}_s , диффузионных потоков J_k^a и других механических параметров смеси получены уравнения для зарядов, электрических токов и напряженностей электромагнитного поля. Выполнен