**МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 2 • 1974**

УДК 533.6.011.5+534.2.21

СВЕРХЗВУКОВАЯ СТРУЯ ВО ВНЕШНЕМ АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М. Г. ЛЕБЕДЕВ, Г. Ф. ТЕЛЕНИН

(*Москва*)

Исследуется взаимодействие сверхзвуковых струй с внешними акустическими волнами применительно к проблеме излучения струями звука дискретной частоты. Возможная физическая схема, объясняющая возникновение и поддержание пульсаций сверхзвуковых струй с дискретной частотой, предложена в [1]. Там же решена модельная задача о воздействии на плоскую сверхзвуковую струю возмущений давления заданной частоты, бегущих по ее поверхности. Результаты решения этой задачи (в частности, наличие критических частот, при которых возмущения в струе неограниченно растут в направлении движения потока) подтверждают выдвинутую гипотезу о том, что сверхзвуковая струя в силу своей периодической (ячеистой) структуры обладает свойствами резонатора.

В [1] сформулирована также более общая задача о взаимодействии сверхзвуковой струи с внешним акустическим полем, полностью соответствующая разработанной физической схеме явления. В настоящей работе эта задача решена в полном объеме для плоских и цилиндрических струй, при симметричном и антисимметричном характере возмущений во внешнем акустическом поле, а также при наличии во внешней среде дозвукового спутного потока.

1. Постановка задачи и метод решения. Пусть сверхзвуковая цилиндрическая или плоская струя с числом Маха M истекает в затопленное пространство из жесткого цилиндра диаметра $2R$ либо из плоской щели ширины $2R$ (фиг. 1). Течение в невозмущенной струе равномерное; давление в струе и окружающей среде p. Задачу о взаимодействии струи с внешним акустическим полем будем решать в линейном приближении, основания к чему приводятся в [1].

В соответствии с моделируемым явлением излучения струей звука дискретной частоты считаем, что струя распадается на расстоянии x_0 от среза сопла и что область распада струи является источником излучения акустических волн с круговой частотой ω (фиг. 1). Это излучение назовем основным.

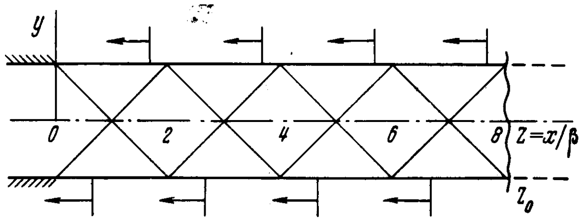
Акустические волны, соответствующие основному излучению, распространяясь по окружающему струю пространству, воздействуют на струю и приводят ее в возмущенное состояние. При этом имеет место излучение акустической энергии с поверхности возмущенной струи во внешнюю среду; это излучение назовем вторичным. Обозначим комплексные потенциалы, описывающие основное и вторичное излучение, через Ψ_0 и Ψ, а потенциал возмущенного течения в струе через Φ.

Целью работы является изучение амплитудно-частотной характеристики сверхзвуковой струи, взаимодействующей с внешним акустическим полем. При постановке задачи размыкается обратная связь в автоколебательной системе струя — внешние акустические волны, а вместо этого предполагается наличие генератора основного акустического излучения Ψ_0, независимого от струи.

Основное акустическое поле, источник которого лежит в области распада струи, в настоящее время экспериментально недостаточно изучено. Поэтому относительно его характера будут сделаны предположения, упрощающие выкладки и вместе с тем не противоречащие известным экспериментальным фактам. Считаем, что на поверхности струи ($y=R$) производная $\partial\Psi_0 / \partial y=0$, т. е. основное излучение воздействует на струю только через давление, а возмущения давления при $y=R$ представляют собой волну, бегущую в направлении к соплу

$$p'=pP\exp(-i\omega x / a_e) \tag{1.1}$$

Можно показать, что существует ряд решений волнового уравнения, точно или приближенно удовлетворяющих указанным условиям и условию ограниченности на бесконечности.



Фиг. 1

Задача определения возмущенного течения в струе и вторичного излучения от струи под воздействием заданных акустических волн с потенциалом Ψ_0 состоит в решении волновых уравнений для потенциалов Φ и Ψ

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}-\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}-\frac{m}{y}\frac{\partial\Phi}{\partial y}-i2\frac{M}{\beta}\frac{a_e}{a}\pi S\frac{\partial\Phi}{\partial z}+\left[\frac{mj^2}{y^2}-\left(\frac{a_e}{a}\pi S\right)^2\right]\Phi=0 \tag{1.2}$$

$$\frac{1}{\beta^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{m}{y}\frac{\partial\Psi}{\partial y}-\left[\frac{mj^2}{y^2}-(\pi S)^2-i\varepsilon\pi S\right]\Psi=0 \tag{1.3}$$

В уравнениях (1.2), (1.3) $m=0$ или 1 для плоского или цилиндрического случая, $j=0$ или 1 при симметричных или антисимметричных возмущениях, a и a_e — скорости звука в струе и во внешней среде, $S=\omega 2R/2\pi a_e$ — безразмерная частота (число Струхаля), $\beta^2=M^2-1$, координаты x, y отнесены к радиусу R, а потенциалы Φ и Ψ соответственно к величинам aR и a_eR. Поскольку характерным продольным размером в данной задаче является длина ячейки струи (фиг. 1), вместо переменной x используется переменная $z=x / \beta$.

Уравнение (1.3) отличается от обычного волнового уравнения наличием члена с малым параметром $\varepsilon>0$, описывающего рассеяние энергии. Введение этого члена дает преимущества при решении краевой задачи для волнового уравнения с помощью преобразования Фурье [2]. При решении аналитическими методами переходят к пределу $\varepsilon=0$ в окончательном решении. Решая задачу численно, положим ε малой, но отличной от нуля величиной, считая, что решение уравнения (1.3) при малом ε близко к решению волнового уравнения. Исследование зависимости численных решений от ε подтверждает это предположение.

Возмущения давлений и скоростей выражаются через потенциалы по формулам

$$\mathbf{V}'=a\,\mathrm{grad}\,\Phi,\qquad \mathbf{V}_e'=a_e\,\mathrm{grad}\,\Psi \tag{1.4}$$

$$p'=\gamma p\left(i\pi S\frac{a_e}{a}\Phi-\frac{M}{\beta}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right),\qquad p_e'=\gamma_e p i\pi S\Psi$$

где γ, γ_e — показатели адиабаты.

Граничные условия, единственным образом определяющие возмущенное течение в струе и внешнее акустическое поле, должны быть конкретизированы применительно к физическому характеру рассматриваемой задачи [1]. При излучении струей звука дискретной частоты взаимодействие между струей и внешней средой имеет место лишь на участке от среза сопла до области распада струи ($0\leqslant z\leqslant z_0$). Поэтому условия равенства давлений и смещений на поверхности раздела между струей и внешним акустическим полем следует наложить лишь при $0\leqslant z\leqslant z_0$, а при $z>z_0$ может быть выбрано условие быстрого затухания колебаний поверхности раздела с ростом z. При $z<0$ на поверхности жесткого цилиндра ставится обычное условие непротекания.

К этим условиям следует добавить условие излучения для внешнего акустического поля Ψ на бесконечности, а для возмущений в струе условие на оси и условие отсутствия возмущений на срезе сопла. С учетом сказанного граничные условия для рассматриваемой задачи имеют вид

$$\Phi=\operatorname{grad}\Phi=0 \quad (z=0,\, 0\leqslant y\leqslant 1) \tag{1.5}$$

$$\left.\begin{aligned}&\Phi=0, && j=1\\ &\partial\Phi/\partial y=0, && j=0\end{aligned}\right\} \quad y=0, \qquad 0\leqslant z\leqslant\infty \tag{1.6}$$

$$\gamma\left(i\pi S\frac{a_e}{a}\Phi-\frac{M}{\beta}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)=\Pi(z)+P\exp(-i\pi S\beta z) \tag{1.7}$$

$$\Pi(z)=\gamma_e i\pi S\Psi(z,1) \qquad (y=1,\, 0\leqslant z\leqslant z_0)$$

$$\frac{\partial\Psi}{\partial y}=\begin{cases}0 & (y=1,\, z\leqslant 0)\\ -i\pi SY(z) & (y=1,\, 0\leqslant z\leqslant z_0)\\ \zeta(z) & (y=1,\, z>z_0)\end{cases} \tag{1.8}$$

$$|\Psi|<\infty \qquad (\sqrt{z^2+y^2}=\infty) \tag{1.9}$$

В условии (1.8) Y — смещение границы струи, отнесенное к R, которое определяется по известному потенциалу Φ с помощью дифференциального уравнения

$$\frac{M}{\beta}\frac{dY}{dz}-i\frac{a_e}{a}\pi SY=\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_{y=1} \tag{1.10}$$

с граничным условием $Y(0)=0$. Величина $\zeta(z)$ в (1.8) есть некоторая быстро убывающая с ростом z функция.

Решение описанной краевой задачи может быть сведено к решению операторного уравнения

$$\Pi(z)-L\{\Pi(z)\}=0 \tag{1.11}$$

где $\Pi(z)$ — возмущение давления на поверхности струи, обусловленное вторичным излучением (см. условие (1.7)), а L — оператор, позволяющий учесть условие равенства смещений.

Уравнение (1.11) решалось численно итерационным методом ложного положения [3]. В качестве начального приближения обычно задавалось $\Pi(x)=0$; для определения $L\{\Pi\}$ на каждой итерации при помощи преобразования Лапласа решалось уравнение (1.2) с условиями (1.5)—(1.7), а затем при помощи преобразования Фурье — уравнение (1.3) с условиями (1.8)—(1.10). Эти решения были сведены к квадратурам, которые выполнялись численно.

Отметим, что выбор того или иного закона затухания колебаний поверхности раздела за сечением $z=z_0$, т. е. функции $\zeta(z)$ в (1.8), а также выбор местоположения сечения $z=z_0$ не оказывает по крайней мере при $z_0\leqslant 12$

сильного влияния на решение задачи в области $z<z_0$. Так, влияние $\zeta(z)$ сказывается на решении для возмущений давления при $z<z_0$ лишь в окрестности точки $z=z_0$, имеющей длину порядка одной ячейки струи. Решение, описывающее колебания границы струи, практически не зависит от выбора z_0 и условия, поставленного при $z>z_0$. Большинство расчетов выполнено при $z_0=10$.

Серийные расчеты проведены при числах Маха струи $M=2$, 3 и 4 и $a_e/a=0.01$, 1 и $[1+M^2(\gamma-1)/2]^{1/2}$, что соответствует горячей струе, несильно нагретой струе и холодной струе, температура торможения которой равна температуре внешней среды. Для каждого из этих вариантов исследовалось взаимодействие струи с акустическими волнами (1.1) при частотах последних $0<S\leqslant0.4-0.6$. В ходе решения были получены распределения параметров возмущенного течения в струе и во внешней среде.

Заметим, что, если положить в (1.7) $\Pi(x)=0$, получим упрощенную постановку задачи, в которой пренебрегается вторичным излучением с поверхности возмущенной струи. Решение такой задачи можно получить аналитически, что было сделано для плоского случая в [1]. Выпишем здесь единое для плоского ($m=0$) и цилиндрического ($m=1$) случаев решение при антисимметричных возмущениях во внешних акустических волнах

$$\Phi(z,y)=ie^{i\eta z}\frac{P\beta}{\gamma M}\left\{\frac{1}{c-d}[f_m(y)e^{-idz}-g_m(y)e^{-icz}]+\right.$$

$$\left.+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{h_{mn}(y)}{\Lambda_{mn}}\left[\frac{\exp(i\Lambda_{mn}z)}{(\Lambda_{mn}+c)(\Lambda_{mn}+d)}-\frac{\exp(-i\Lambda_{mn}z)}{(\Lambda_{mn}-c)(\Lambda_{mn}-d)}\right]\right\}$$

$$\lambda=\beta^{-1}a_e/a\pi S,\quad \eta=M\lambda,\quad d=\lambda/M,\quad c=M\lambda+\beta\pi S,\quad C=(c^2-\lambda^2)^{1/2}$$

$$D=(\lambda^2-d^2)^{1/2},\quad \Lambda_{0n}=(\lambda^2+\pi^2n^2)^{1/2},\quad \Lambda_{1n}=(\lambda^2+\mu_n^2)^{1/2}$$

$$f_0=\operatorname{sh}Dy/\operatorname{sh}D,\quad g_0=\sin Cy/\sin C,\quad h_{0n}=\pi n\sin\pi ny/\cos\pi n$$

$$f_1=I_1(Dy)/I_1(D),\quad g_1=J_1(Cy)/J_1(C),\quad h_{1n}=\mu_nJ_1(\mu_ny)/J_0(\mu_n)$$

$$J_1(\mu_n)=0 \tag{1.12}$$

2. Анализ результатов. Так же, как и в [1], исследуя особые точки решения (1.12), можно вывести формулу для критических частот внешних акустических волн

$$S_*\equiv\omega_*2R/2\pi a_e=\varphi_{mj}(n)[(a_e/a+M)^2-1]^{-1/2} \tag{2.1}$$

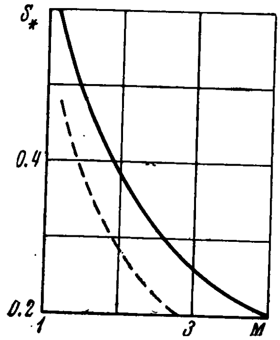
$$(\varphi_{00}=n-{}^1\!/_2,\quad \varphi_{01}=n,\quad \varphi_{10}=\mu_n^0/\pi,\quad \varphi_{11}=\mu_n^1/\pi,\quad n=1,2,3,\ldots)$$

где μ_n^0 и μ_n^1 — соответственно n-е корни функций Бесселя J_0 и J_1.

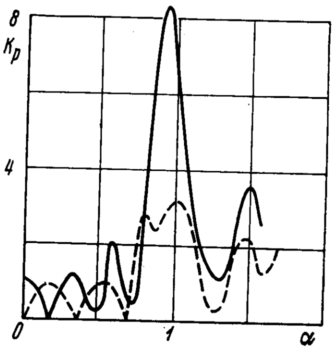
На фиг. 2 по (2.1) построена зависимость $S_*(M)$ при $n=1$ для холодной цилиндрической ($m=1$) струи в случае антисимметричного ($j=1$) акустического поля. Там же пунктиром нанесена полученная в [4] при обработке большого количества экспериментальных данных различных авторов зависимость частоты дискретной составляющей (первого тона) в спектре шума круглых струй от среднего числа Маха струи, определенного по перепаду давлений в ресивере и окружающей среде. Отличие теоретических и экспериментальных данных ~30% при всех M; заметим, что разброс экспериментальных данных относительно пунктирной кривой на фиг. 2 составляет 15—30%.

Для зависимостей величин возмущений, развивающихся в струе, от частоты внешних волн характерны пики в окрестностях критических частот (2.1). На фиг. 3 для точки $y=0.5$, $z=6$ при $M=3$, $a_e/a=1$ построены зависимости коэффициента усиления возмущений давления K_p, представляющего собой отношение амплитуды возмущений давления в той или иной точке к амплитуде внешних волн (1.1), от отношения α частоты S внешних волн к критической частоте S_*, вычисленной по (2.1) при $n=1$. (В дальнейшем всюду, где это не оговорено особо, исследуется антисимметричный случай.)

В цилиндрическом случае (сплошная кривая на фиг. 3) учет уноса акустической энергии с поверхности струи при решении задачи в полной по-



Фиг. 2



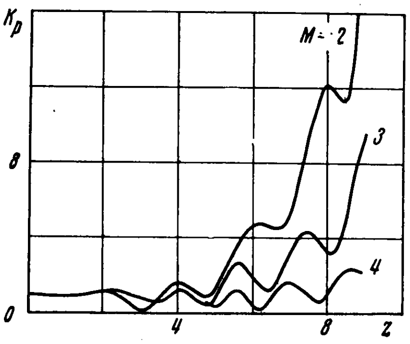
Фиг. 3

становке приводит, как это видно на фиг. 3, к некоторому уменьшению частоты, при которой достигается максимум K_p, по сравнению с критической частотой (2.1), полученной при решении в упрощенной постановке. Это отличие растет с увеличением температуры струи, не превышая, однако, 10% ни в одном из рассмотренных случаев. В плоском случае (пунктир на фиг. 3) вторичное излучение с поверхности струи приводит к появлению еще одной частоты, при которой в струе развиваются возмущения, сравнимые с возмущениями при критической частоте. Эта частота имеет значение $S_1 \approx 0.8 S_*$, независимо от значений параметров M, a_e / a.

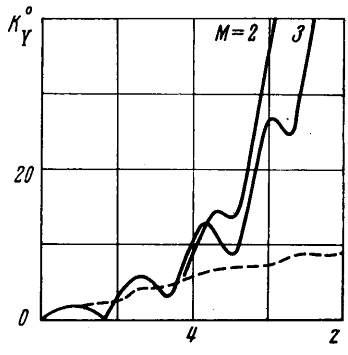
Как и при решении упрощенной задачи [1], возмущения в струе при критической частоте растут с удалением от среза сопла. Вторичное излучение с поверхности пульсирующей струи приводит в плоском случае к уменьшению амплитуды возмущений давления при критической частоте по сравнению с соответствующей величиной в упрощенном решении в 1.5—2 раза; для цилиндрической струи влияние вторичного излучения слабее и уменьшение величины K_p составляет 10—20%.

Учет вторичного излучения приводит к появлению одного эффекта, который не мог иметь места при решении упрощенной задачи. Рассмотрим поведение возмущений на поверхности струи ($y=1$). На небольших расстояниях от сопла вторичное излучение невелико и амплитуда суммарного излучения близка к амплитуде заданных внешних волн (1.1), т. е. $K_p \approx 1$. Однако на достаточном удалении от сопла при частотах порядка критической и превышающих ее амплитуда вторичного излучения может значительно превышать амплитуду заданных внешних волн. Это показывает фиг. 4, где приведены зависимости $K_p(z)$ на поверхности холодной цилиндрической струи при разных числах Маха струи и частоте внешних волн, равной критической. С удалением от сопла очень быстро растет и амплитуда K_Y колебаний границы струи. Это видно из фиг. 5, где для тех же условий, что и на фиг. 4, построены зависимости от z величины $K_Y{}^\circ = (\gamma M^2 / / \pi\beta^2) K_Y$. В упрощенном решении величина $K_Y{}^\circ$ при заданных z и $\alpha = S / S_*$ практически не зависит от параметров M, a_e / a [1]. Различия между полным и упрощенным решениями для K_Y° становятся существенными при $z>4$; при $z=6$ величина K_Y°, соответствующая полному решению, в несколько раз превышает ту же величину, полученную в упрощенном решении.

Данные фиг. 4, 5 показывают, что при $M\leqslant3$ особенно резкий рост амплитуды возмущений давления на поверхности струи и размаха колебаний струи начинается при $z\approx6-8$, т. е. за третьей-четвертой ячейками струи. Уменьшение числа Маха струи приводит к более быстрому росту возмуще-



Фиг. 4

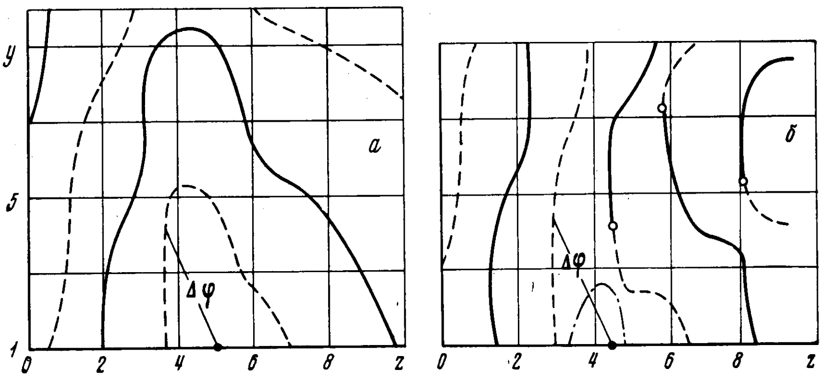


Фиг. 5

ний на поверхности струи; для струй с одинаковыми M и разными температурами различия невелики.

Сделанные выводы справедливы и для плоских струй, хотя в цилиндрическом случае отмеченные особенности вторичного излучения проявляются резче.

Рассмотрим еще картину возмущений во внешней среде, обусловленных вторичным излучением с поверхности пульсирующей струи. На фиг. 6, *а* построены линии равной фазы вторичного акустического излучения (для



Фиг. 6

давления) в плоском случае при $M=3$, $a_e/a=1$, $S=S_*=0.26$. Из графика видно, что возмущения давления во внешней среде, вызванные пульсациями в ней плоской струи, распространяются примерно как цилиндрические волны с центром в середине третьей ячейки струи (на фиг. 6 сплошным и пунктирным линиям соответствуют линии, на которых возмущения давления находятся в фазе и противофазе с возмущениями давления в эффективном источнике излучения).

В цилиндрическом случае (на фиг. 6, *б* для $M=3$, $a_e / a=1.67$, $S=S_*=$ $=0.26$) также имеется эффективный источник излучения, расположенный на поверхности струи в пределах ее третьей ячейки (при $z=4.5$). В окрестности точки $z=4.5$ линии равной фазы представляют собой замкнутые линии с полюсом в этой точке, например, как показанная штрихпунктиром на фиг. 6, *б* линия, на которой возмущения давления сдвинуты по фазе на 45° относительно эффективного источника. В дальнем акустическом поле картина более сложная. Здесь имеются точки, на которых амплитуда вторичного излучения обращается в нуль. Через каждую такую точку проходит некоторое множество фазовых линий, на каждой из которой при переходе через эту точку фаза меняется на 180° (фиг. 6, *б*).

Качественно тот же вид имеет картина фазовых линий и при других M, a_e / a. Положение эффективного источника слабо зависит от M; для нагретых струй источник сдвигается дальше от среза сопла, но остается в пределах третьей ячейки струи.

Сопоставим полученные результаты с данными экспериментов. Фотографии плоских и круглых струй, излучающих звук дискретной частоты, приводятся в работах [5–10]. На всех фотографиях отчетливо видны две первые ячейки струи, смещение которых относительно стационарного положения практически отсутствует. Это согласуется с данными настоящей работы, по которым амплитуда вторичного излучения и смещения границы струи в этой области малы. Две следующие ячейки также довольно четко видны на фотографиях; однако их колебания уже заметны; с поверхности струи в окружающую среду срываются вихри. Это снова находится в соответствии с настоящими результатами, согласно которым в пределах третьей-четвертой ячеек струи начинается заметный рост возмущений на ее поверхности. Этот рост в линейном решении становится исключительно быстрым за четвертой ячейкой струи. В натуре наличие нелинейных и диссипативных механизмов ограничивает рост пульсаций. Из фотографий видно, что за четвертой ячейкой начинается мощное образование вихрей и струя практически распадается. Следующие ячейки струи на фотографиях либо неразличимы, либо просматриваются с большим трудом.

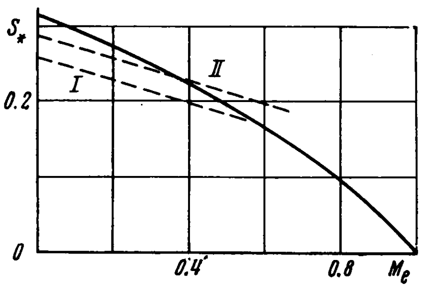
Таким образом, имеет место качественное соответствие между теоретическими результатами и данными экспериментов, причем быстрому росту возмущений на поверхости струи в линейном решении отвечает распад струи в эксперименте.

Картина акустических волн, излучаемых струей, может быть с хорошей точностью сведена к картине сферических волн, излучаемых некоторым источником, положение которого можно определить по фотографиям; он находится в области полностью распавшейся струи. Некоторые эксперименты (например, [8] с плоскими струями) указывают на наличие еще одного источника излучения, находящегося в области третьей-четвертой ячеек струи. Этот источник, по-видимому, можно сопоставить с эффективным источником вторичного излучения, о котором говорилось выше на основании результатов расчетов.

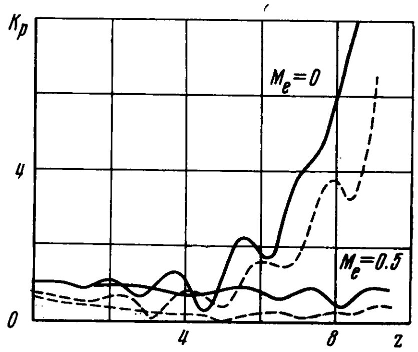
В случае симметричного акустического поля отмеченные выше эффекты не имеют места. В частности, амплитуда вторичного излучения на поверхности струи мала по сравнению с амплитудой заданных внешних волн (1.1) при любых частотах и на любом удалении от сопла. На фиг. 5 пунктиром нанесена зависимость $K_Y{}^\circ(z)$ для симметричного случая при $M=3$, $S=S_*$. Эта величина с удалением от сопла растет в среднем линейно, тогда как в антисимметричном случае при больших z размах колебаний резко нарастает.

Приведенные данные показывают, что струя в симметричном акустическом поле оказывается более стабильной, чем в антисимметричном. Этот результат находится в соответствии с тем фактом, что в эксперименте не наблюдается излучения звука дискретной частоты с симметричным характером акустического поля.

3. О влиянии спутного потока. Наличие во внешней среде дозвукового спутного потока с числом Маха $M_e<1$ приводит лишь к незначительному изменению уравнений и расчетных формул п. 1. Ниже приведены некоторые результаты для антисимметричного случая.



Фиг. 7



Фиг. 8

Привлекая упрощенную постановку задачи, можно вывести формулу для критических частот внешних акустических волн при наличии спутного потока

$$S_*=\frac{\omega_* 2R}{2\pi a_e}=\varphi_{mj}(n)\left[\left(\frac{a_e}{a}+\frac{M-1}{1-M_e}\right)\left(\frac{a_e}{a}+\frac{M+1}{1-M_e}\right)\right]^{-1/2} \tag{3.1}$$

где $\varphi_{mj}(n)$ определяется так же, как и в п. 2.

На фиг. 7 построена зависимость $S_*(M_e)$ для холодной цилиндрической струи с $M=2.5$. Там же приведены экспериментальные данные по частоте дискретной составляющей; в эксперименте дискретная составляющая была зарегистрирована при числах $M_e<0.6$—0.7 на двух близких частотах (*I* и *II* на фиг. 7). Совпадение теоретических результатов с данными эксперимента при $M_e<0.6$—0.7 удовлетворительное.

В цилиндрическом случае формула (3.1) дает правильное значение частоты, при которой в струе развиваются максимальные возмущения, и при учете уноса акустической энергии с поверхности струи. Наличие спутного потока несильно меняет амплитуду возмущений давления K_p в струе. В плоском случае при увеличении числа M_e наблюдается перемещение основного максимума кривой $K_p(S)$ с критической частоты $S=S_*$ на частоту $S_1\approx 0.8S_*$.

На фиг. 8 приводятся зависимости $K_p(z)$ на границе цилиндрической (сплошные линии) и плоской (пунктир) струй при $M=3$, $a_e/a=1$, $M_e=0$ и 0.5. При наличии спутного потока вторичное излучение незначительно: на поверхности струи $K_p\approx 1$. Таким образом, спутный поток оказывает стабилизирующее влияние на струю. Эти данные соответствуют результатам эксперимента, согласно которым при достаточно больших числах M_e струи не излучают звука дискретной частоты.

Заметим еще, что при наличии спутного потока возмущения, вызванные во внешней среде пульсациями струи, распространяются в меридиональной плоскости как плоские волны, наклоненные к оси струи. Точно так же распространяются возмущения и в случае симметричного акустического поля. Таким образом, в этих двух случаях имеет место совершенно иной тип распространения возмущений во внешней среде, чем при антисимметричных пульсациях в затопленном пространстве (фиг. 6, *б*), когда вызванные колебаниями струи возмущения велики. Эти и вышеприведенные данные говорят о том, что как наличие спутного потока при антисимметричных возмущениях во внешнем акустическом поле, так и «симметризация» возмущений оказывают одинаковое, стабилизирующее влияние на струю.

4. При решении задачи о взаимодействии сверхзвуковой струи с внешним акустическим полем обнаружено, что существуют критические частоты, при которых имеет место максимальное усиление возмущений струей; возмущения в струе при этих частотах интенсивно растут с удалением от сопла. В соответствии с предложенной в [1] моделью явления излучение струей звука дискретной частоты должно происходить на этих частотах. Это подтверждается сопоставлением полученных в работе значений критических частот с экспериментальными данными по частоте дискретной составляющей в спектре шума сверхзвуковых струй.

Условия, при которых струя излучает звук дискретной частоты, зависят, вообще говоря, от нелинейных и диссипативных механизмов. Однако некоторые из этих условий могут быть получены и из линейных решений: необходимым условием для излучения струей звука дискретной частоты является быстрое развитие возмущений на поверхности струи в линейном решении. В тех случаях, когда такой быстрый рост не имеет места (при наличии спутного потока, в симметричном акустическом поле), дискретное излучение в экспериментах не обнаруживается.

Поступила 1 III 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лебедев М. Г., Теленин Г. Ф.* Исследование взаимодействия сверхзвуковой струи с акустическими волнами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 4.
2. *Нобл Б.* Метод Винера — Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
3. *Коллатц Л.* Функциональный анализ и вычислительная математика. М., «Мир», 1969.
4. *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.
5. *Мамин В. М., Римский-Корсаков А. В.* Сверхзвуковая воздушная струя как источник звука. Сб. «Физика аэродинамических шумов». М., «Наука», 1967.
6. *Powell A.* On the noise emanating from a two-dimensional jet above the critical pressure. Aeronaut. Quart., 1953, vol. 4, pt 2.
7. *Merle M.* Emissions acoustiques associées aux jets d'air supersoniques. J. Mécanique, 1965, vol. 4, No. 3.
8. *Hammitt A. G.* The oscillation and noise of an overpressure sonic jet. J. Aerospace Sci., 1961, vol. 28, No. 9.
9. *Poldervaart L. J., Vink A. T., Wijnands A. P. J.* The photografic evidence of the feedback loop of a two-dimensional screeching jet of air. The 6-th Internat. Congress on Acoustics, Tokyo, 1968, vol. 4.
10. *Laffiter W. L., Hubbard H. H.* The near noise field of static jets and some model devices for noise reduction. Nat. Adv. Comm. Aeronaut. Rept, 1956, No. 1261.