УДК 621.391.822

ГЕНЕРАЦИЯ ШУМА ДОЗВУКОВОЙ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ ВБЛИЗИ ЛОКАЛЬНО РЕАГИРУЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2006 В.Н. Калабухов, И.С. Загузов, А.Ф. Федечев

Самарский государственный университет

Из анализа звуковых полей реактивных струй показано, что вблизи земной поверхности звуковое поле дозвуковой реактивной струи определяется в основном наличием прямой, отраженной и поверхностной волн. В случае чистой упругости за счет возбуждения поверхностных волн шум реактивной струи в дальнем поле может существенно усиливаться. При создании методов расчета шума реактивной струи необходимо приводить экспериментальные матрицы шума к условиям свободного звукового поля.

Расширяющееся использование мощных газотурбинных установок (ГТУ) либо в качестве двигателя (ГТД) (авиация, морской, железнодорожный и речной транспорт), либо в качестве силового привода, например, газоперекачивающие станции, обусловлено высокой эффективностью таких установок. В тоже время ГТУ обладают и рядом недостатков. Наиболее существенный – высокий уровень шума.

Следует отметить, что, несмотря на имеющийся прогресс, физическая теория аэродинамического шума и по сей день не является основой практических инженерных расчетов. В современной отечественной практике для этой цели используются чисто эмпирические модели основных характеристик аэродинамического шума (спектральный состав, диаграмма направленности), полученные на основании большого количества экспериментальных исследований модельных и натурных газовых струй на открытых акустических стендах. Таким образом, достоверность эмпирических моделей обусловлена достоверностью экспериментальных данных.

Исследования последних лет [1,3] показали, что идентификация основных источников шума ГТД и других силовых установок затруднена из-за искажения звукового поля вследствие взаимодействия шума двигателя с поверхностью стенда. К основным источникам шума ГТД относятся: реактивная струя, вентилятор (компрессор), турбина, внутренний шум двигателя (шум камеры сгорания и др.). Каждый источник шума характеризуется своей направленностью излучения и согласно [1], влияние поверхности стенда на распространение звуковых волн от этих источников будет различным. Следовательно, частотные характеристики основных источников шума ГТД вблизи поверхности стенда будут отличаться от аналогичных характеристик в свободном пространстве.

Влияние поверхности земли на шум турбулентного газового потока, каким является реактивная струя, может проявляться двояким образом, во-первых, шум реактивной струи отражается и дифрагирует у поверхности земли как на акустической границе, во-вторых, за счет вязкости вблизи поверхности земли образуется пограничный слой, который является источником дополнительного шума.

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что шум излучаемый пограничным слоем вблизи больших плоских поверхностей мал, за исключением случая сверхзвуковых газовых потоков. Поэтому в случае дозвуковой реактивной струи поверхность только отражает падающую звуковую волну. Такое отражение согласно исследованиям, проведенным в [1,3], может существенно изменить характеристику направленности излучаемого звука и привести к образованию избыточного ослабления или усиления шума вблизи поверхности земли, что очень важно с точки зрения организации эффективного шумоглушения реактивной струи. Чтобы учесть явления отражения и дифракции воспользуемся подходом, основанным на аэроакустической теории Лайтхилла и методе функции Грина.

Пусть в некотором полупространстве D, ограниченном бесконечно-плоской поверхностью S_1, находится реактивная струя, занимающая объём V. Следуя упрощениям, принятым в [2], звуковое давление от реактивной струи удовлетворяет модельному, неоднородному волновому уравнению:

$$\frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial t^2} - \nabla^2 \tilde{P} = \frac{\partial^2 \tilde{T}_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial \tilde{F}_j}{\partial y_i}, \quad (1)$$

где $\frac{\partial^2 \tilde{T}_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} = \frac{\partial^2 \left(\overline{\rho_c u'_i u'_j}\right)}{\partial y_i \partial y_j}$ - источник “собственного“ шума;

$\frac{\partial \tilde{F}_j}{\partial y_i} = 2\frac{\partial \left(\overline{\rho_c u'_j}\right)}{\partial y_i}\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial y_j}$ - источник “сдвигового” шума.

Модель излучения шума струей, принятая при выводе уравнения (1), предполагает, что перемещающиеся с различной скоростью источники излучают шум (“сдвиговой” и “собственный”) в неподвижную среду (это равносильно пренебрежению явлениями рефракции и рассеяния звука при распространении в турбулентной среде). Предположим, что статистические процессы являются стационарными, и перейдем к уравнению для амплитудных спектральных плотностей:

$$\nabla^2 P + k_1^2 P = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial F_j}{\partial y_i}, \quad (2)$$

где P, T_{ij}, F_j - связаны преобразованием Фурье с $\tilde{P}, \tilde{T}_{ij}, \tilde{F}_j$. Так как генерация шума реактивной струей происходит в присутствии поверхности земли, необходимо, чтобы выполнялись граничные условия:
на поверхности S_1

$$P = -\frac{1}{ik_1\beta}\frac{\partial P}{\partial n}, \quad (3)$$

где β - удельный акустический адмитанс поверхности.

Кроме того, должно выполняться условие погашаемости:

$$\lim_{|\vec{x}|\to\infty} P(\vec{x}, k_1) = 0. \ Im k_1 \rangle 0. \quad (4)$$

Для решения уравнения (2) воспользуемся методом функции Грина. Для этого рассмотрим уравнение для звукового давления G от монопольного источника в верхней среде:

$$\nabla^2 G + k_1^2 G = -\delta(\bar{x} - \bar{y}). \quad (5)$$

Учитывая граничные условия (3), (4), решение (2) запишем в виде:

$$P(\bar{x}, \omega) = \int_V G\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV + \int_V G\frac{\partial F_j}{\partial y_i} dV, \quad (6)$$

где G – функция Грина удовлетворяющая (5) и граничным условиям (3), (4). Используя тождества:

$$G\frac{\partial F_j}{\partial y_i} = \frac{\partial}{\partial y_i} G F_j - F_j \frac{\partial G}{\partial y_i},$$

$$G\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} = T_{ij}\frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} - \frac{\partial}{\partial y_j} T_{ij}\frac{\partial G}{\partial y_i} + \frac{\partial}{\partial y_i} G\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j}$$

и теорему Остроградского-Гаусса, формула (6) принимает вид:

$$P(\bar{x}, \omega) = \int_V T_{ij}\frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV - \int_V F_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dV + \int_{S_0+S_1} n_i G\left\{F_j + \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j}\right\} dS - \int_{S_0+S_1} n_j T_{ij}\frac{\partial G}{\partial y_i} dS, \quad (7)$$

где n_i, n_j - составляющие внешней нормали к поверхности $S_0 + S_1$ окружающей объем V занимаемый струей. Нетрудно видеть, что интегралы по поверхности S_0 в правой части (7) равны нулю в силу условия погашаемости, а интегралом по плоской поверхности S_1 можно пренебречь, если предположить, что реактивная струя не касается поверхности. Действительно, в этом случае $F_j \approx 0, T_{ij} \approx 0$ на поверхности S_1 и формула (7) может быть записана в виде:

$$P(\bar{x}, \omega) = \int_V T_{ij}\frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV - \int_V F_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dV. \quad (8)$$

Проведем анализ поведения звукового поля реактивной струи вблизи локально реагирующей поверхности. Перепишем (8) в виде:

$$P(\bar{x}, \omega) = P_{сдв} + P_{соб}, \quad (9)$$

$$P_{сдв} = -\int_V F_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dV,$$

где

$$P_{соб} = \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV.$$

Согласно[1,3], для производных от функции Грина можем записать:

$$\frac{\partial G}{\partial y_j} = ik_1 \Phi_j^{(1)}(r_1) \frac{e^{ik_1 r_1}}{4\pi r_1} + ik_1 Q_j^{(1)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{4\pi r_2},$$

$$Q_j^{(1)} = \Gamma(\theta) \Phi_j^{(1)}(r_2) + \Psi_j^{(1)},$$

$$\Psi_2^{(1)} = \frac{\partial r_2}{\partial y_2} \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} \left(\frac{\sin^2\theta}{\cos\theta} - L \right) - A(\tau) b_{01} + \right.$$

$$\left. + O\left[\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right] \right\},$$

$$\Psi_n^{(1)} = \frac{\partial r_2}{\partial y_n} \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} (L + B\cos\theta) + A(\tau) b_{10} + \right.$$

$$\left. + O\left(\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right) \right\},$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} = -k_1^2 \Phi^{(2)}(r_2) \frac{e^{ik_1 r_1}}{4\pi r_1} - k_1^2 Q_{jL}^{(2)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{4\pi r_2},$$

$$Q_{jL}^{(2)} = \Gamma(\theta)\, \Phi_{jL}^{(2)}(r_2) + \Psi_{jL}^{(2)},$$

$$\Psi_{22}^{(2)} = \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2} \right)^2 \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} \left(2B \frac{\sin^2\theta}{\cos\theta} - L \right) - \right.$$

$$\left. - A(\tau) b_{02} + O\left[\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right] \right\},$$

$$\Psi_{n2}^{(2)} = -\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2} \right) \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_n} \right) \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} \left(L + \right. \right.$$

$$\left. \left. + B \frac{\cos 2\theta}{\cos\theta} \right) + A(\tau) b_{11} + O\left[\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right] \right\},$$

$$\Psi_{13}^{(2)} = -\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_1} \right) \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_3} \right) \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} \left(L + \right. \right.$$

$$\left. + 2B\cos\theta \right) + A(\tau) \left(b_{20} - \frac{b_{10}}{k_1^2 r_2} \right) +$$

$$\left. + O\left[\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right] \right\},$$

$$\Psi_{jj}^{(2)} = -\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j} \right)^2 \left\{ \frac{2\beta}{ik_1 r_2} (L + 2B\cos\theta) + \right.$$

$$+ A(\tau) \left[b_{20} - \frac{b_{10}}{k_1^2 r_2} \left(\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j} \right)^2 - 1 \right) \right] +$$

$$\left. + O\left[\frac{1}{(ik_1 r_2)^2} \right] \right\},$$

где

$$\Phi_j^{(1)}(r) = \frac{\partial r}{\partial y_j} \left(1 - \frac{1}{ik_1 r} \right);$$

$$\Phi_{ji}^{(2)}(r) = \frac{\partial r}{\partial y_j} \frac{\partial r}{\partial y_i} \left\{ \left[1 - \frac{3}{ik_1 r} - \frac{3}{(ik_1 r)^2} \right] + \right.$$

$$\left. + \delta_{ji} \left(\frac{\partial r}{\partial y_j} \right)^{-1} \left(\frac{\partial r}{\partial y_i} \right)^{-1} \left[\frac{1}{ik_1 r} - \frac{1}{(ik_1 r)^2} \right] \right\}$$

Предположим вначале, что ось струи параллельна поверхности. В этом случае для круглой реактивной струи можно принять:

$$\langle u_1(y_1, y_2, y_3) \rangle = \langle u_1(y_2) \rangle.$$

Находим:

$$P_{сд} = -\frac{ik_1}{4\pi} \int_V F_2 \Phi_1^{(1)}(r_1) \frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1} dV - $$
$$- \frac{ik_1}{4\pi} \int_V F_2 Q_1^{(1)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{r_2} dV, \qquad (10)$$

$$P_{соб} = -\frac{k_1^2}{4\pi} \int_V T_{ij} \Phi_{ij}^{(2)}(r_1) \frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1} dV -$$
$$- \frac{k_1^2}{4\pi} \int_V T_{ij} Q_{ij}^{(2)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{r_2} dV. \qquad (11)$$

Для однородной изотропной турбулентности формула (11) перепишется:

$$P_{соб} = -\frac{k_1^2}{4\pi}\int_V T\frac{e^{ik_1r_1}}{r_1}dV -$$

$$-\frac{k_1^2}{4\pi}\int_V TQ^{(0)}\frac{e^{ik_1r_2}}{r_2}dV, \qquad (12)$$

где

$$Q^{(0)} = \Gamma(\theta) + \frac{2\beta(1+\beta cos\theta)}{ik_1r_2(cos\theta+\beta)^3} -$$

$$-A(\tau)b_{00} + O\left[\frac{1}{(ik_1r_2)^2}\right].$$

Откуда следует, что “собственный” шум однородной изотропной турбулентности вблизи поверхности земли распространяется как шум ненаправленного источника.

Проведем исследование распространения “собственного” и “сдвигового” шума реактивной струи вблизи локально реагирующей поверхности. При $|\tau| \gg 1$ (для всех точек излучения области V) формулы (10), (11) принимают вид:

$$P_{сдв} = P_{\Gamma сдв} - \frac{\beta}{2\pi}\int_V B_1^{(1)}F_2\frac{e^{ik_1r_2}}{r_2^2}dV -$$

$$-\int_V U(-Re\tau)\varphi_1^{(1)}P_2\,dV, \qquad (13)$$

$$P_{соб} = P_{\Gamma соб} + \frac{ik_1\beta}{2\pi}\int_V T_{ij}B_{ij}^{(2)}\frac{e^{ik_1r_2}}{r_2^2}dV +$$

$$+\int_V U(-Re\tau)T_{ij}\varphi_{ij}^{(2)}\,dV, \qquad (14)$$

где

$$B_1^{(1)} \approx \frac{\partial r_2}{\partial y_1}\beta(L + Bcos\theta),$$

$$B_{22}^{(2)} \approx \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)^2\beta\left(L - 2B\frac{sin^2\theta}{cos\theta}\right),$$

$$B_{j2}^{(2)} \approx \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_2}\right)\beta\left(L + B\frac{cos2\theta}{cos\theta}\right),$$

$$B_{jj}^{(2)} \approx \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)^2\beta(L + 2Bcos\theta),$$

$$B_{13}^{(2)} \approx \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_1}\right)\left(\frac{\partial r_2}{\partial y_3}\right)\beta(L + 2Bcos\theta).$$

Соотношения (13), (14) имеют простой физический смысл: звуковое поле реактивной струи есть суперпозиция геометрического поля, дифракционного поля, которое соответствует второму члену в выражениях (13), (14) и ПВ, описываемой в тех же формулах членом, в который входит функция Ханкеля.

Предполагая значительное удаление источника или приемника от импедансной границы, так что выполняется соотношение $k_1r_2cos^2\theta \gg 1$ (для всех точек излучения реактивной струи) звуковое поле реактивной струи вблизи импедансной границы полностью определяется геометрическим полем. Нетрудно видеть, что соотношение между интенсивностью “собственного” и “сдвигового” шумов в этом случае такое же, как и в свободном звуковом поле реактивной струи.

Перейдем к рассмотрению ситуации, когда точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера вблизи податливой границы $|\beta|^2k_1r_2 \gg 1$. Формулы (13), (14) принимают вид:

$$P_{сдв} \approx \frac{1}{2\pi}\int_V F_2B_1^{(1)}\frac{e^{ik_1r_1}}{r_1^2}dV -$$

$$-\int_V U(-Re\tau)\varphi_1^{(1)}F_2\,dV, \qquad (15)$$

$$P_{соб} \approx \frac{ik_1}{2\pi}\int_V T_{ij}B_{ij}^{(2)}\frac{e^{ik_1r_1}}{r_1^2}dV +$$

$$+\int_V U(-Re\tau)\varphi_{ij}^{(2)}T_{ij}\,dV, \qquad (16)$$

где

$$B_1^{(1)} = \frac{\partial r_2}{\partial y_1}\frac{(1 - ik_1r_2\beta cos\theta)}{\beta^2}, B_{22}^{(2)} = \frac{3(x_2+y_2)}{\beta r_2},$$

$$B_{j2}^{(2)} = \frac{\partial r_2}{\partial y_j}\frac{1}{\beta},$$

$$B_{13}^{(2)} = \frac{\partial r_2}{\partial y_1}\frac{\partial r_2}{\partial y_3}\frac{\left(1 - ik_1 r_2 \beta cos\theta\right)}{\beta^2},$$

$$B_{jj}^{(2)} = \left(\frac{\partial r_2}{\partial y_j}\right)^2 \frac{\left(1 - ik_1 r_2 \beta cos\theta\right)}{\beta^2}.$$

Если ПВ не возбуждаются или быстро затухают при удалении от источника, формулы (15), (16) упрощаются:

$$P_{сдв} = \frac{1}{2\pi}\int_V F_2 B_1^{(1)} \frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1^2} dV, \qquad (17)$$

$$P_{соб} = \frac{ik_1}{2\pi}\int_V T_{ij} B_{ij}^{(2)} \frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1^2} dV. \qquad (18)$$

Откуда следует, что “сдвиговой” и “собственный” шум экранируются импедансной поверхностью, и наблюдается избыточное ослабление звука.

Считаем, что ось струи параллельна поверхности. В этом случае после подстановки производных от функции Грина в (8) получим:

$$P_{сд} = -\frac{ik_1}{4\pi}\int_V F_2 \Phi_1^{(1)}\left(r_1\right)\frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1} dV - $$
$$-\frac{ik_1}{4\pi}\int_V F_2 Q_1^{(1)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{r_2} dV, \qquad (19)$$

$$P_{соб} = -\frac{k_1^2}{4\pi}\int_V T_{ij} \Phi_{ij}^{(2)}\left(r_1\right)\frac{e^{ik_1 r_1}}{r_1} dV - $$
$$-\frac{k_1^2}{4\pi}\int_V T_{ij} Q_{ij}^{(2)} \frac{e^{ik_1 r_2}}{r_2} dV. \qquad (20)$$

Анализ звукового поля реактивной струи, проведенный на основе соотношений (19), (20), показал, что звуковое поле дозвуковой реактивной струи вблизи земной поверхности определяется в основном наличием прямой, отраженной и поверхностной волны. В случае чистой упругости за счет возбуждения поверхностных волн шум реактивной струи в дальнем поле может существенно усиливаться.

Таким образом, при создании методов расчета шума реактивной струи необходимо приводить экспериментальные матрицы шума к условиям свободного звукового поля.

Список литературы

1. Загузов И.С., Калабухов В.Н. Математическая модель влияния поверхности открытого стенда на акустические характеристики реактивной струи ГТД // Математическое моделирование и краевые задачи: Тр. X межвуз. конф. / СамГТУ. Самара, 2000 . Ч. 1. С. 49-51.
2. Мунин А.Г., Кузнецов В.Н., Леонтьев Е.А. Аэродинамические источники шума. - М.: Машиностроение, 1981.
3. Загузов И.С., Калабухов В.Н., Федечев А.Ф. Особенности модели звукового поля реактивной струи вблизи поверхности земли.// XXIV Российская школа по проблемам науки и технологий. Краткие сообщения, Екатеринбург, 2004.

JET NOISE GENERATION NEAR A LOCALLY REACTING SURFACE

© 2006 V.N. Kalabuchov, I.S. Zaguzov, A.F. Fedechev

Samara State University

An investigation of subsonic jet noise far field near an impedanse boundary is carried out on the base of Lighthill acoustic analogy and Green function method. A significant effect of surface acoustic features on a generation and a propagation of a turbulent gas stream noise is shown.