

ШУМ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

Высокоскоростная турбулентная струя является одним из наиболее мощных искусственных источников шума. Задача о шуме турбулентной струи особенно актуальна для авиации и ракетной техники, т.к. турбулентные струи являются одним из основных источников шума турбореактивных и ракетных двигателей и создают интенсивный шум, достигающий болевого порога вблизи двигателей (до 150-170 дБ). Основы теории шума струи созданы английским акустиком М. Дж. Лайтхиллом (Michael James Lighthill) в 1952-54 гг. (в эти годы появились первые гражданские реактивные самолеты) и затем развиты многими авторами. Практическое применение теории шума струи связано с использованием эмпирических данных о характеристиках турбулентного потока в струе, в последнее время активно развиваются также численные методы, основанные на тех или иных моделях турбулентности в струе.



A310 а/п Шереметьево



A Pratt & Whitney F100 turbofan engine for the F-15 Eagle being tested in the hush house at Florida Air National Guard base

Основы теории шума свободной дозвуковой турбулентной струи

Шум турбулентной струи рассмотрим на основе уравнения Лайтхилла, которое для случая свободной струи приобретает вид ($\frac{\partial Q}{\partial t} = 0, \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = 0$):

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1)$$

где T_{ij} – тензор турбулентных напряжений Лайтхилла, приближенное выражение для которого может быть представлено в виде $T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j$, v_i и v_j – компоненты вектора скорости среды, которые в случае турбулентного потока представляют собой сумму средней скорости потока и пульсационной составляющей: $v_i = U_i + v'_i$ (U_i – средняя скорость, v'_i – пульсационная составляющая).

Можно показать, что в этом случае вторая пространственная производная тензора Лайтхилла $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ может быть представлена следующим образом:

$$\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i}, \quad (2)$$

где в первом слагаемом $\Pi_{ij} = \rho_0 v'_i v'_j$ – тензор, описывающий напряжения в среде, обусловленные взаимодействием турбулентных пульсаций между собой (взаимодействие «турбулентность – турбулентность»),

а второе слагаемое $\frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i}$ при некоторых предположениях может быть записано в виде

$$\frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i} = 2\rho_0 \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}.$$

В это выражение входят первые пространственные производные пульсационной скорости (турбулентных пульсаций скорости в струе) и средней скорости потока («градиент средней скорости»), это слагаемое описывает взаимодействие

«сдвиг – турбулентность» (сдвигом в гидродинамике и метеорологии называется зависимость скорости потока от поперечной координаты).

Шум, создаваемый взаимодействием «турбулентность – турбулентность», получил название «собственного» шума струи, а шум, обусловленный взаимодействием «сдвиг – турбулентность» – «сдвигового» шума струи.

Слагаемое $\frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ соответствует квадрупольному излучению шума, $\frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i}$ – дипольному.

Т.о. шум турбулентной струи в рассматриваемом приближении имеет 2 аддитивные составляющие:

- 1) **«собственный»** шум струи, обусловленный взаимодействием «турбулентность – турбулентность» и имеющий квадрупольный характер;
- 2) **«сдвиговый»** шум струи, обусловленный взаимодействием «сдвиг – турбулентность» и имеющий дипольный характер.

Дипольная природа сдвигового шума связана с динамикой турбулентных пульсаций в сдвиговом потоке: при попадании пульсирующего объема среды в область потока с другой средней скоростью этот объем замедляется или ускоряется, что связано с действием на него сил, а изменение сил в пространстве вызывает дипольное излучение (см. общее уравнение

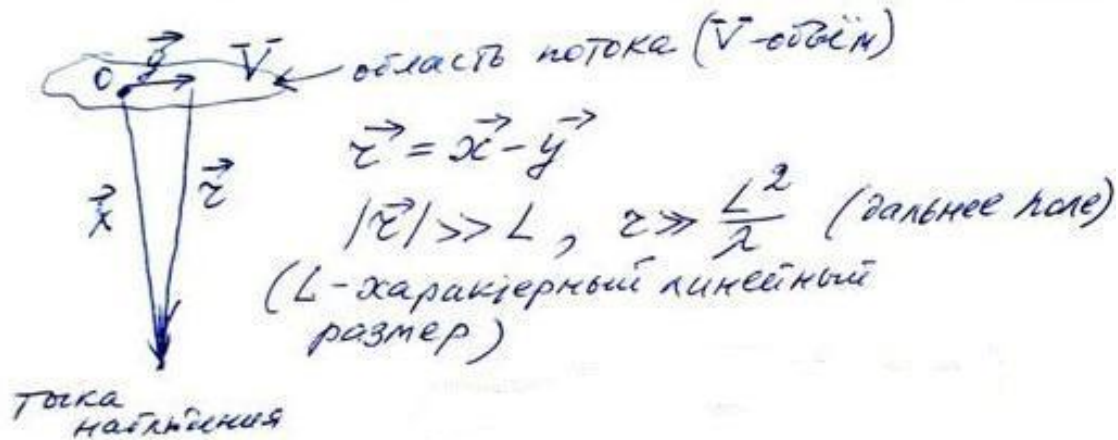
Лайтхилла, слагаемое $\frac{\partial F_i}{\partial x_i}$ в правой части).

При высоких дозвуковых скоростях струи ($M > 0,5$) преобладает собственный шум струи, при сравнительно невысоких ($M > 0,5$) – сдвиговый.

В рассматриваемом приближении источник звука в правой части уравнения Лайтхилла (1), описываемый соотношением (2), фактически может быть задан независимо от создаваемого им звукового поля, если средняя скорость струи и турбулентные пульсации в струе слабо зависят от создаваемого струей звукового поля. Другими словами, если полное поле скорости (включая турбулентные пульсации скорости) в турбулентной струе известно (например, из решения чисто гидродинамической задачи, или задано эмпирическими соотношениями), то шум, создаваемый струей в безграничном пространстве, может быть найден как решение волнового уравнения с известным источником:

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} dV = \frac{1}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|} \int_V \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} dV + \frac{1}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|} \int_V \frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i} dV, \quad (3)$$

где V – объем, занятый струей, \vec{x} – вектор, связывающий начало координат, расположенное в области струи, с точкой наблюдения.



Для дальнего поля ($|\vec{r}| \gg L^2/\lambda$) при условии $|\vec{r}| \gg L$ (\vec{r} – вектор, соединяющий элементарный объем, излучающий звук, и точку наблюдения, L – характерный линейный размер области излучения, т.е. струи, $|\vec{r}| \approx |\vec{x}|$) решение (3) с учетом соотношения $\frac{\partial}{\partial x_i} \approx -\frac{x_i}{c_0 |\vec{x}|} \frac{\partial}{\partial t}$, имеет вид:

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} dV = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^4 |\vec{x}|^3} \int_V \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial t^2} dV - \frac{x_i}{4\pi c_0^3 |\vec{x}|^2} \int_V \frac{\partial \sigma_i}{\partial t} dV,$$

где подинтегральные выражения берутся в момент времени $t - |\vec{x}|/c_0$ (запаздывающие потенциалы).

Поскольку теория турбулентности не даёт значений величин $\frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$ и $\frac{\partial \sigma_i}{\partial x_i}$, для расчета шума струи необходимо воспользоваться данными из экспериментов и эмпирическими соотношениями.

Основные характеристики турбулентной струи

Структура струи

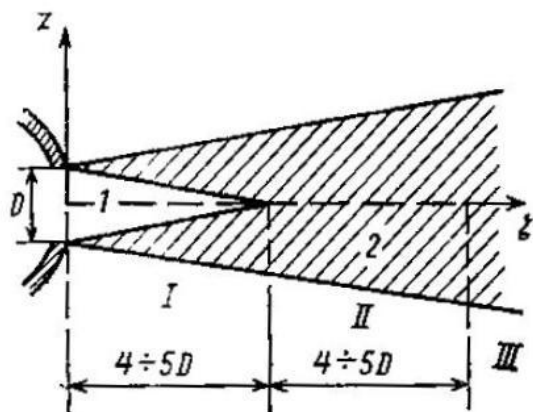
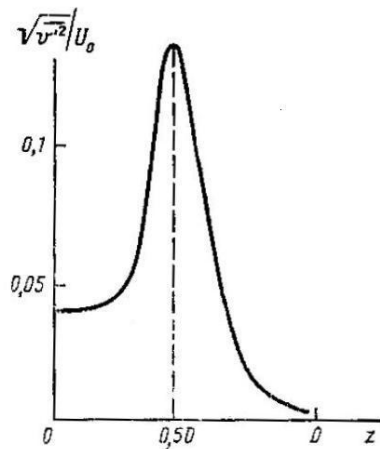


Рис. 33. Структура турбулентной струи:
 D — диаметр сопла; 1 — ядро постоянной скорости; 2 — зона смешения (заштрихована); I — начальный участок; II — переходный участок; III — основной участок



Ту-134А-3 а/п Пулково (на фото видны контуры турбулентной струи)

Зависимость турбулентных пульсаций скорости от поперечной координаты (z)



Максимум пульсаций - на границе зоны смешения и внешней среды в начальном участке. Характерное значение максимума скорости турбулентных пульсаций скорости на границе зоны смешения $\sim 0,15U_0$, где U_0 - скорость истечения струи из сопла.

Рис. 34. Характерная зависимость пульсаций скорости в струе от поперечной координаты

Скорость конвекции турбулентных вихрей в струе - определяется пространственно-временной корреляцией пульсаций скорости в струе ($U_k = \Delta z / \tau$).

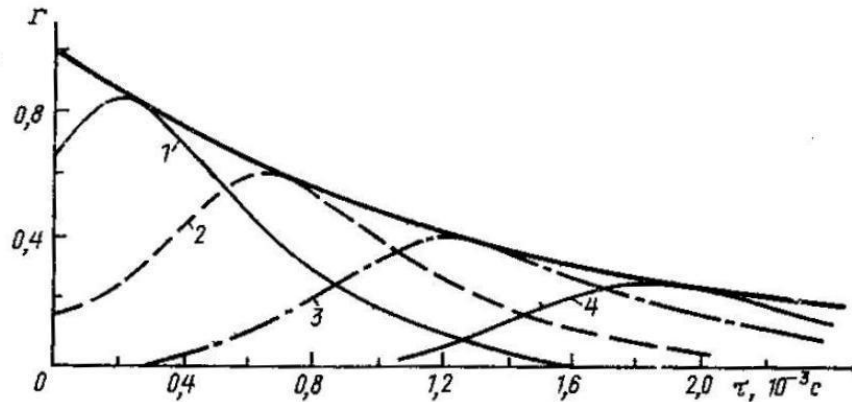


Рис. 35. Зависимость коэффициента пространственно-временной корреляции пульсаций скорости от времени задержки (для пространственных разделений 5 мм — кривая 1; 20 мм — кривая 2; 40 мм — кривая 3; 60 мм — кривая 4; $D=60$ мм, $U_0=62$ м/с, $z/0,5 D=1$)

Скорость конвекции турбулентных вихрей за пределами начального участка струи $U_k \approx 0,6U_0$. При $z=D/2$ скорость конвекции вихрей U_k мало отличается от средней скорости потока.

Изменение мощности акустического излучения вдоль струи

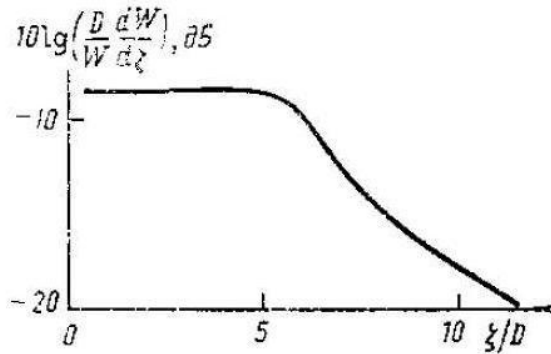


Рис. 36. Изменение акустической мощности единицы длины струи вдоль оси

Основной источник шума – зона смешения в начальном участке струи, где излучается примерно 65% акустической мощности струи.

Спектр шума струи

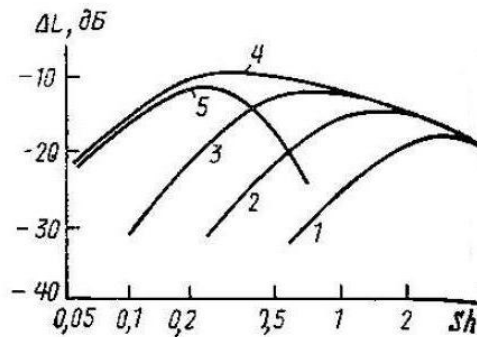


Рис. 37. Спектры акустической мощности участков струи
 1 — спектр излучения участка $0 \div 1D$; 2 — $0 \div 2D$; 3 — $0 \div 4D$;
 4 — $0 \div \infty$; 5 — $5D \div \infty$

Максимум спектра турбулентных пульсаций: $\frac{f_{\max} \zeta}{U} \cong 1,35$ (ζ – продольная координата вдоль оси струи)

Для турбулентности характерен каскадный характер передачи энергии по спектру («мельница Ричардсона»).

С уменьшением скорости струи по мере удаления от сопла («расплывания» струи) размер диссипируемых вихрей увеличивается, характерная частота излучения шума уменьшается.

Турбулентная струя – широкополосный источник шума.

$$Sh = f \cdot D / U$$

Диаграмма направленности шума струи

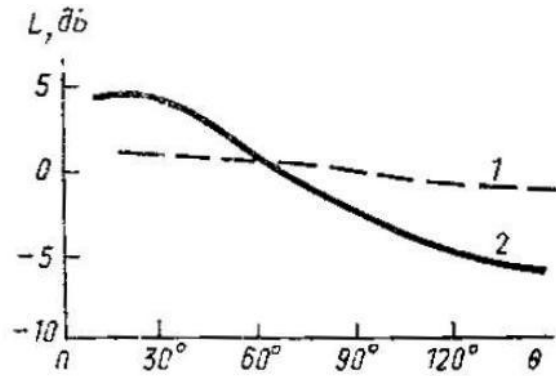


Рис. 38. Диаграммы направленности шума струи (1— $M=0,2$; 2— $M=0,7$)

Максимум излучения шума – в направлении истечения струи.

С увеличением скорости струи направленность шума усиливается.

ВЧ составляющие излучаются преимущественно в поперечных направлениях, НЧ составляющие – вдоль струи.

Зависимость интенсивности шума струи от скорости ее истечения

Для собственного шума струи, как было показано, $\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|^2} \int_V \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} dV$, где $\Pi_{ij} = \rho_0 v'_i v'_j$.

В дальнем поле струи для собственного шума $\rho - \rho_0 = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^4 |\vec{x}|^3} \int_V \frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial^2 t} dV$.

Интенсивность звукового поля: $I = | \langle p \vec{v} \rangle | = \langle (\rho - \rho_0)^2 \rangle c_0^3 / \rho_0$.

Оценим зависимость I от скорости струи.

Поскольку $\frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial^2 t} \sim \omega^2 \Pi_{ij}$, где ω – частота, связанная с числом Струхала $Sh = f \cdot D / U$, т.е. $\omega \sim U$, то $\frac{\partial^2 \Pi_{ij}}{\partial^2 t} \sim U^2 \Pi_{ij}$.

В тензоре $\Pi_{ij} = \rho_0 v'_i v'_j$ турбулентные пульсации v' в первом приближении можно считать пропорциональными U , следовательно, $\Pi_{ij} \sim U^2$.

Таким образом, в дальнем поле струи для собственного шума: $\rho - \rho_0 \sim U^4$.

В итоге для интенсивности собственного шума струи в дальнем поле на расстоянии R ($R = |\vec{x}|$) получаем:

$$I \sim U^8 / R^2,$$

т.е. интенсивность собственного шума турбулентной струи пропорциональна 8-й степени скорости струи (закон 8-й степени).

Суммарная акустическая мощность собственного шума струи: $W = k_0 \frac{\rho_c^2 U^8}{\rho_0 c_0^5} D^2$,

где ρ_c - плотность среды в струе, $k_0 \approx (2,5 \div 4,5) \cdot 10^{-5}$ при $M > 0,5$, D – диаметр сопла.

Закон 8-й степени выполняется в диапазоне чисел Маха струи от 0,5 до 2.

При меньших скоростях струи ($M < 0,5$) преобладает сдвиговой шум струи, интенсивность которого пропорциональна U^6 .

При сверхзвуковых скоростях струи (как правило, $M > 2$) структура турбулентной струи изменяется (в струе появляются упорядоченные квазипериодические структуры – «бочки», обусловленные автоколебательными процессами в струе), механизм генерации шума струей также изменяется: помимо широкополосного шума в спектре появляются узкополосные (дискретные) составляющие значительной интенсивности. Обратная связь в автоколебательной системе сверхзвуковой струи, излучающей дискретную частоту, осуществляется звуковыми волнами, создаваемыми струей.

Интенсивность шума сверхзвуковой струи обычно пропорциональна U^3 .

Таким образом, при увеличении скорости струи мощность ее акустического излучения увеличивается сначала пропорционально 6-й степени скорости струи (при $M < 0,5$, доминирует сдвиговой шум), затем – пропорционально 8-й степени скорости ($0,5 < M < 2$, доминирует собственный шум) – закон 8-й степени, и далее при $M > 2$ (сверхзвуковые струи) – пропорционально 3-й степени скорости струи.

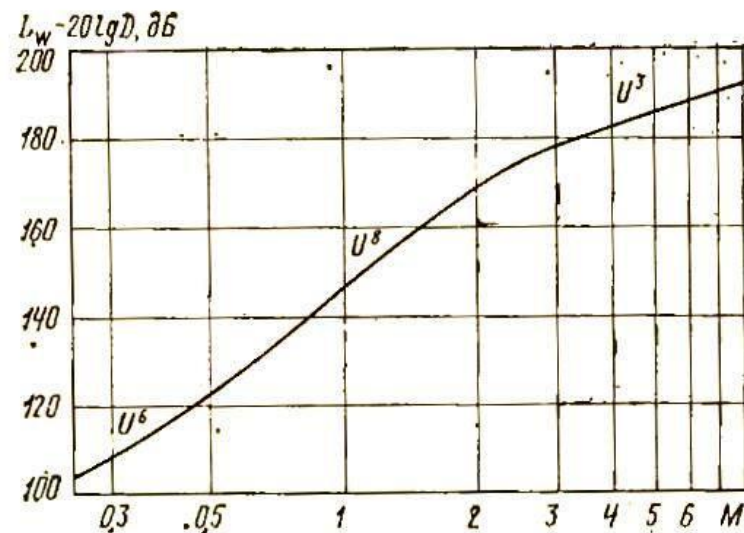
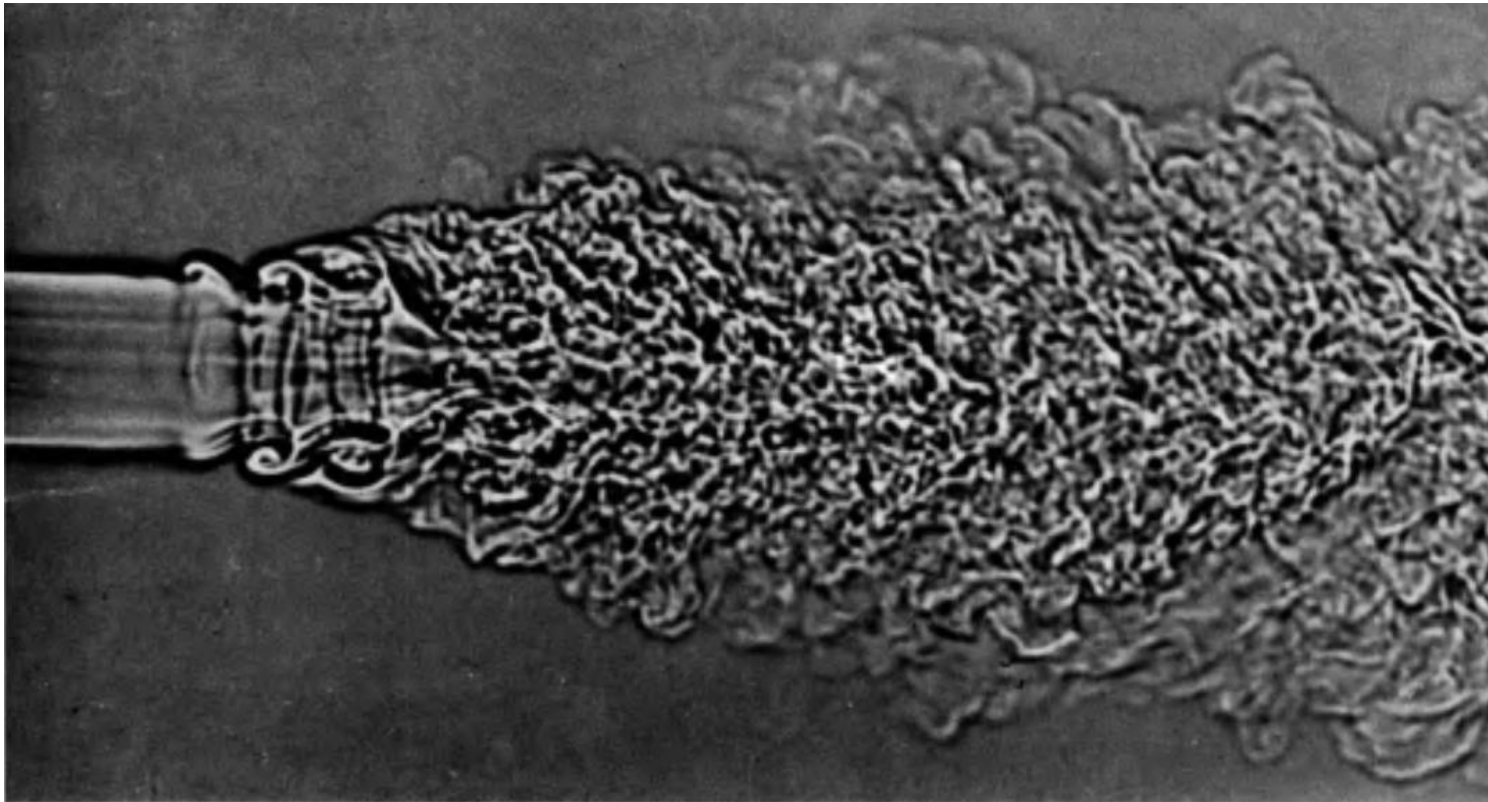


Рис. 2.24. Влияние скорости U истечения на звуковую мощность L_w струи

Для снижения шума в авиации наиболее актуален диапазон скоростей турбулентной струи $0,5 < M < 2$, в котором выполняется закон 8-й степени.

Столь сильная зависимость шума струи от скорости приводит к выводу, что наиболее эффективным способом снижения шума струи могло бы стать снижение ее скорости. Однако, от скорости струи зависит тяга турбореактивных двигателей, и простое снижение скорости струи на практике в авиации используется лишь при острой необходимости («процедурные методы» снижения шума, обеспечиваемые дросселированием двигателей). Поэтому снижение шума турбулентной струи в авиации достигается несколько более сложными способами, приводящими к снижению скорости струи без потери тяги двигателей (при этом одновременно повышается и полётный к.п.д. двигателей).

В последние годы для расчета шума турбулентных струй, помимо эмпирических соотношений для характеристик струй, используются численные методы вычислительной механики жидкости (CFD), основанные на тех или иных моделях турбулентности (в частности, метод дискретных вихрей, вихреразрешающие модели – метод моделирования крупных вихрей LES – Large Eddy Simulation, и гибридные методы). В некоторых случаях такие методы требуют огромных вычислительных ресурсов. Когда турбулентность так или иначе описана, акустическое поле струи рассчитывается на основе методов, представляющих собой развитие метода Лайтхилла (например, метод Фокса-Вильямса, и др.).



Литература

1. Кравчун П.Н. Генерация и методы снижения шума и звуковой вибрации. – М.: Издательство Моск. ун-та, 1991.
2. Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А. Аэродинамические источники шума. – М.: Машиностроение, 1981.
3. Смольяков А.В. Шум турбулентных потоков. – СПб.: ЦНИИ им. акад. Крылова, 2005.
4. Кузнецов В.М. Основы теории турбулентных струй. – М.: Физматлит, 2008.
5. Самохин В.Ф., Картовицкий Л.Л. Турбулентные и акустические характеристики реактивных струй. – М.: МАИ-принт, 2009.
6. Blake W.K. Mechanics of flow-induced sound and vibration. V. 1, 2. – Orlando, Academic Press, 1986.

