

РАСЧЕТ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АВТОМОБИЛЬНЫХ ЗЕРКАЛ

К.Ю. Замотин

1. ВВЕДЕНИЕ

Автопроизводителям давно известно, что нерегулярная область потока за внешними боковыми зеркалами дальнего вида автомобиля является существенным источником шума как внутри, так и снаружи транспортного средства во время его движения. Собственно форма корпуса зеркального элемента, его положение в потоке, угол к поверхности боковой двери автомобиля – все эти факторы влияют на аэроакустические свойства автомобиля.

Методы решения задач акустики, возникающих при обтекании движущихся объектов (самолетов, автомобилей) потоком воздуха делятся на две категории: прямой и гибридный метод.

Прямой метод – уравнения Навье-Стокса решаются численно в области течения жидкости, включающей источники звука, а также часть ближнего акустического поля. При этом совместно определяются как параметры турбулентного течения так и излучаемого акустического поля.

Гибридный – основан на акустических аналогиях Лайтхилла. Расчет турбулентного потока жидкости, порождающего звук, производится в сравнительно небольшом конечном объеме. Далее по турбулентному полю вычисляется возникающий от этого поля звук (шум). В этой работе используется гибридный подход.

2. УРАВНЕНИЯ АКУСТИКИ

В данной работе рассматривается создаваемый аэродинамическим путем звук, который является продуктом воздушного потока, и отделен от звука, производимого вибрациями твердых тел. Воздушный поток может содержать флуктуации в результате неустойчивости, что дает при малых значениях чисел Рейнольдса правильную вихревую структуру. Шум, порожденный вихревой природой, называется вихревым.

Звуком будем называть малые колебания сжимаемого газа.

Уравнения распространения звука получаются из основных уравнений динамики сжимаемого газа, которые включают в себя:

уравнение неразрывности –

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

уравнения сохранения импульса (количества движения) –

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (T_{ij} + \rho v_i v_j) = 0, \quad (2.2)$$

где T_{ij} – тензор напряжений

$$T_{ij} = p \delta_{ij} + \mu \left(\frac{2}{3} \frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (2.3)$$

Исследования показали, что эффекты, вызванные вязкостью и теплопроводностью газа, сводятся в основном к поглощению газа средой, которое обычно невелико. Поэтому при анализе процессов распространения звука в области частот интервала слышимости пренебрегают вязкостью и теплопроводностью, рассматривая процесс как адиабатический.

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = const \quad (2.4)$$

Пусть в среде с параметрами $p_0, \rho_0, v_0=0$ распространяется звук. Положим

$$p = p_0 + \tilde{p}, \quad \rho = \rho_0 + \tilde{\rho}, \quad v = \tilde{v}, \quad (2.5)$$

где волной обозначены малые величины, характеризующие звук. Таким образом, звуковые колебания определяются только «избыточными» давлением и плотностью. Подставляя равенства (2.5) в уравнения (2.1), (2.2) (при $\mu=0$) и (2.4) и пренебрегая слагаемыми второго порядка малости, получим уравнения акустики

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial t} + \Delta \tilde{p} = 0 \quad (2.2)$$

$$\tilde{p} = c_0^2 \tilde{\rho} \quad (2.3)$$

Здесь $c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}$ – скорость звука в невозмущенной среде.

3. АКУСТИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ ЛАЙТХИЛЛА

Основы теории генерации звука потоком были заложены Лайтхиллом в работах [1], [2]. Пусть имеется некоторая пространственная область Ω , в которой происходит течение жидкости, описываемое уравнениями (2.1) – (2.3), а в остальном пространстве жидкость покоится и имеет параметры p_0 , ρ_0 . Продифференцируем уравнение (2.1) по t , а (2.2) умножим на (-1) и продифференцируем по x_i . Складывая полученные равенства, будем иметь

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij} + \rho v_i v_j) = 0$$

Вычитая здесь из обеих частей $c_0^2 \Delta \rho$, получим

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2 \tilde{T}_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (3.1)$$

где

$$\tilde{T}_{ij} = T_{ij} + \rho v_i v_j - c_0^2 \rho \delta_{ij} = (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} + \rho v_i v_j + \mu \left(\frac{2}{3} \frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.2)$$

– так называемый тензор Лайтхилла.

Сравнивая уравнения Ошибка: источник перекрестной ссылки не найден и (3.1), можно сформулировать аналогию Лайтхилла: флуктуации плотности в реальной сжимаемой жидкости, находящейся в произвольном движении, совпадают с флуктуациями плотности в однородной покоящейся среде, находящейся под действием внешнего силового поля (выражаемого правой частью уравнения (3.1)).

Другими словами, можно считать, что в области Ω генерируется звук источниками, определяемыми правой частью уравнения (3.1), и распространяется вовне Ω .

Далее преобразуем выражение (3.2) для \tilde{T}_{ij} , учитывая, что в процессах распространения звука пренебрегается вязкостью и теплопроводностью. Полагая $\mu=0$ и принимая во внимание (2.3), получим $\tilde{T}_{ij} = \rho v_i v_j$. Так как в адиабатическом (изэнтропическом) течении $\rho = \rho_0 + O(M^2)$, то при малых числах Маха можно принять $\tilde{T}_{ij} = \rho_0 v_i v_j$. Окончательно уравнение (3.1) запишется в виде

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \rho_0 \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.3)$$

Так как уравнение (3.3) теперь рассматривается как уравнение распространения звука (флуктуаций плотности), то ρ в левой части следует понимать как $\tilde{\rho} = \rho - \rho_0$. Звуковое давление в соответствии с (2.3) будет вычисляться по формуле

$$p - p_0 = c_0^2 (\rho - \rho_0) \quad (3.4)$$

4. ВЛИЯНИЕ ТВЕРДЫХ ГРАНИЦ НА ГЕНЕРАЦИЮ ЗВУКА ПОТОКОМ

Рассмотрим теперь, что произойдет, если в потоке имеются твердые границы. Используя общие методы решения неоднородного волнового уравнения, на основе теории Лайтхилла результат получил Керль [3]. Он исходил из общей формулы Кирхгофа, дающей решение волнового уравнения (3.1) для акустического давления в точке наблюдения в виде

$$\rho(x, t) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial n} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} [\rho] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right] dy + \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_{\Omega} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} [T_{ij}] \frac{dy}{r}$$

Здесь S – имеющаяся в потоке поверхность, n_i – составляющие вектора нормали, внешней по отношению к жидкости. В результате тождественных преобразований Керл получил следующую более удобную формулу

$$\tilde{\rho}(x, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_S \frac{\partial}{\partial t} [\rho v_i n_i] \frac{dy}{r} - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S [(\rho v_i v_j + T_{ij}) v_j] \frac{dy}{r} + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\Omega} [\tilde{T}_{ij}] \frac{dy}{r} \quad (4.1)$$

Здесь T_{ij} – тензор напряжений (2.3), \tilde{T}_{ij} – тензор Лайтхилла (3.2). Из (4.1) вытекает, что общее излучение звука состоит из трех частей.

Для акустически жестких поверхностей ($v_i n_i = 0$) монополи отсутствуют и формула упрощается. Как отмечено в [5], хотя вблизи твердых поверхностей влияние вязкости и теплопроводности газа возрастает, оно все же остается незначительным и им по-прежнему можно пренебречь.

5. РАСЧЕТ ЗЕРКАЛ

Имеются различные формы (рис. 7.1) боковых зеркал дальнего вида. Необходимо получить звуковые характеристики для каждого из них. Для зеркала А был проведен эксперимент по обдуванию его воздушным потоком с различными скоростями. С этими данными и будем сравнивать результаты наших расчетов.

Для расчета турбулентного потока за зеркалом использовались различные модели турбулентного течения: URANS, DES SST, LES Smagorinsky.

В ходе работы было сформулировано утверждение, что наиболее полно описывает процесс образования звуковых флуктуаций именно LES Smagorinsky.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Предоставленные экспериментальные данные включали в себя частотное распределение уровня звукового давления (SPL) в 6 позициях микрофонов, расположенных на высоте 18 дюймов от пола. (рис. 6.1. в).

Данные были представлены для одного зеркала (А), но для разных скоростей набегающего потока воздуха: 30, 50, 70 и 90 миль в час (13.4, 22.35, 31.3 и 40.2 метров в секунду соответственно). Измеренные звуковые характеристики были даны как в присутствии модели зеркала, так и без нее (т.е. шум установки).

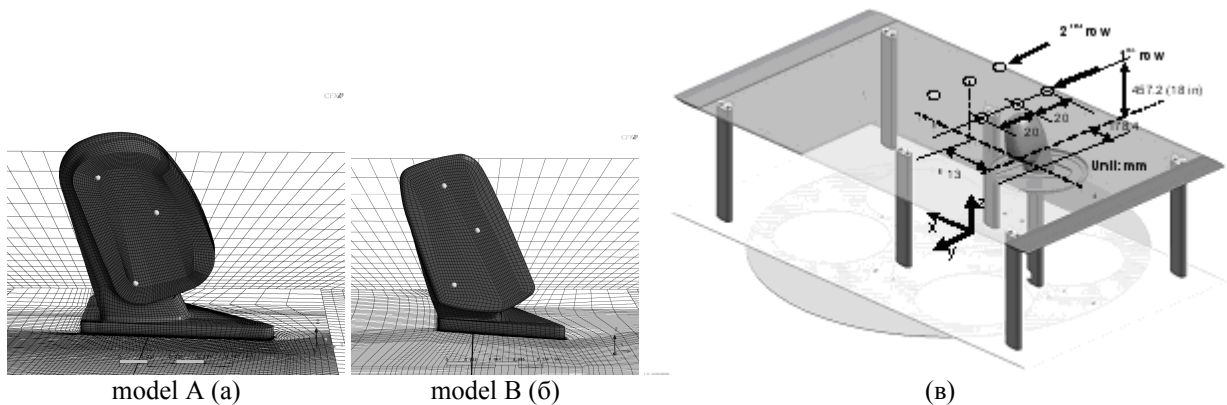


Рис. 6.1. форма зеркал, экспериментальная установка

Для разделения звука от зеркала и фонового шума можно воспользоваться формулой:

$$SPL_{eff}(f) = 10 \lg \left(10^{\frac{SPL_2(f)}{10}} - 10^{\frac{SPL_1(f)}{10}} + 1 \right) \quad (76.1)$$

Микрофоны, смонтированные в основание площадки, фиксируют псевдозвук, т.е. флуктуации гидродинамического давления, а также звук, порождаемый самим корпусом зеркала. Модуль гидродинамического давления значительно больше акустического, а если еще учесть случайный характер образования вихрей, то для расположенного в турбулентной зоне микрофона, наблюдается более изрезанная кривая, по сравнению с позицией 5, в которой только акустическое давление. Кроме того, схемы со сглаживанием уменьшают амплитуду сигнала в пограничном слое, что в конечном итоге сказывается в виде более низкого уровня звукового давления.

Направление распространения звука можно предсказать только обладая определенным опытом или определить в результате расчета. По распределению интенсивности звука (рис. 6.2) можно заключить о направлении излучения каждым из зеркал. На приведенных рисунках в каждой точке сферы единичного радиуса, с центром в начале координат, рассчитана интенсивность звуковой волны. В направлении излучения интенсивность больше.

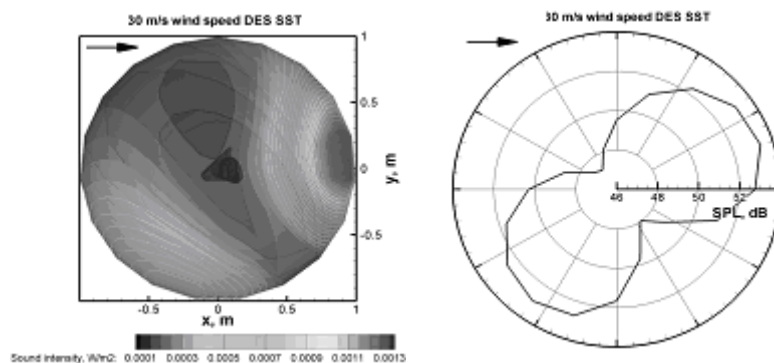


Рис. 6.2 Распределение звуковой энергии по сфере единичного радиуса (вид сверху) и диаграмма направленности (распределение полного уровня звукового давления)

Однако высчитать интенсивность звукового излучения по сфере - не единственный способ определить направление распространения звука. В этом также может помочь построение диаграммы направленности (рис. 6.2). Ее главный недостаток – она не может быть построена в пространстве, только в сечении, на плоскости. В этой работе она используется для подтверждения выводов, сделанных на основании распределения интенсивности

По данным рисункам можем судить о направлениях распространения звуковой энергии в пространстве – основная часть шума идет по направлению потока за зеркалом.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения данной работы был разработан инструмент, позволяющий определять самые разнообразные характеристики шума. Реализовано программное обеспечение с дружественным пользовательским интерфейсом и модулем визуализации полученных результатов.

Была проведена проверка программы на тестовой задаче – определение характеристик звука, излучаемого при колебаниях цилиндра в потоке воздуха. Определены причины возникновения звука. Исследованы методы нахождения состоятельной оценки спектральной плотности мощности звукового излучения.

Проведен сравнительный анализ гидродинамических моделей расчета турбулентного течения и их влияния на генерацию звука. Наиболее предпочтительной с точки зрения детализации акустического давления и количественного совпадения с экспериментом оказалась LES Smagorinsky модель.

С помощью разработанного инструмента были найдены уровни звукового давления, возникающего при обтекании двух автомобильных зеркал, проведено сравнение расчетных данных с экспериментом.

Помимо этого путем математического моделирования были получены данные, измерить экспериментально которые затруднительно. Такие, как поля акустических давлений для зеркал, по которым было сделано заключение о природе возникающего звука. Интенсивность излучения, по которой появилась возможность указать направление распространения звука. Рассчитана суммарная мощность излучения – параметр, по которому можно сравнивать различные, излучающие звук объекты. В конечном итоге были сделаны подробные выводы об акустических свойствах обоих зеркал.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Lighthill M. J. On sound generated aerodynamically. I. General theory. Proc. Roy. Soc. (London) A 211, 1952, pp. 564-587.
2. Lighthill M. J. On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound. Proc. Roy. Soc. (London) A 222, 1954, pp. 1-32.
3. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. – 520 с.
4. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. М.: Наука, 1981. –208 с.
5. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. –208 с.
6. Дж. В. Стретт Теория звука. II М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955. - 475 с.
7. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, 1982. – 428 с.
8. Дж. Бендат, А. Пирсол. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. – 540 с. (J. S. Bendat, A. G. Piersol. Random Data. Analysis and Measurement Procedures. Wiley, New York, 1986.)