

气动声学 Lighthill 方程的 Kirchhoff 积分分解分析

蔡建程¹, 刘志宏², 曾向阳²

(1. 浙江师范大学工学院, 浙江金华 321004; 2. 西北工业大学航海学院, 陕西西安 710072)

摘要: Lighthill 的声类比(acoustic analogy)是目前气动声定量预测中应用最为广泛的一种方法。使用非齐次波动方程的 Kirchhoff 积分公式对 Lighthill 方程进行求解。Kirchhoff 公式中的延迟时间表示不同位置点声源对场点声压叠加时的相位作用, 推导时强调延迟时间函数的导数运算。基于 Kirchhoff 积分公式对于有物体存在于流场中的情况, 详细推导了 Curle 解, 并对 Curle 公式中的各声源项进行了分析。文章有助于气动声学初学者正确地认识声类比理论, 加深对 Curle 公式的理解。

关键词: 气动声学; 声类比; Lighthill 方程; Kirchhoff 积分公式; Curle 公式

中图分类号: TB533

文献标识码: A

文章编号: 1000-3630(2014)-02-099-05

DOI 编码: 10.3969/j.issn1000-3630.2014.02.001

An analysis of the Kirchhoff integral approach to the Lighthill equation in aeroacoustics

CAI Jian-cheng¹, LIU Zhi-hong², ZENG Xiang-yang²

(1. College of Engineering, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, Zhejiang, China;

2. College of Marine Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, Shaanxi, China)

Abstract: Lighthill's acoustic analogy is used extensively in predicting aerodynamic sound. In this paper, the Kirchhoff integral solution to the inhomogeneous wave equation is employed to solve the Lighthill equation. The retarded time in Kirchhoff's formula accounts for the phase interactions from different sources. Special attention is paid to the derivatives of functions with retarded times. Based on Kirchhoff's solution, the Curle formula which takes into account the effect of rigid surface boundary on aerodynamic sound emission is derived, and the sound sources are discussed. This paper can help practicing acousticians and young researchers better understand the acoustic analogy theory and Curle's equation.

Key words: aeroacoustics; acoustic analogy; Lighthill's equation; Kirchhoff's integral formula; Curle's formula

0 引言

从上世纪中叶起, 由于航空业的迅速发展, 气动噪声问题变得日益严重, 从而倍受重视。气动声作为一种流体运动现象, 受控于完整可压缩 Navier-Stokes(N-S)方程组, 理论上求解 N-S 方程, 气动声预测也随之得到。但 N-S 方程的精确(解析)解只有在少数简单情况才能得到。这些情况要求流动状态以及边界条件都较简单, 并且对流动状态作一定假设, 比如理想不可压缩流体的运动、粘性不可压缩流体的小 Reynolds 数流动等。几乎所有的精确解都已经被收集在文献[1, 2]中。所以想通过 N-S

方程解析解方法求解气动声是不现实的。

直到 1952 年, Lighthill 发表论文《On sound generated aerodynamically. I. General theory》^[3], 气动噪声的定量预测才有了突破性进展。人们把 Lighthill 的气动声预测方法形象地称为声类比(acoustic analogy)法, 因为其核心思想是: 考虑一个声传播模型(即选择一个波动方程算子), 把非线性流场和线性声场进行类比, 相异于声波方程的部分视为等价声源。它把流场的求解与声场的求解人为地分割开来, 得到流场后进行声场的求解。Lighthill 的声类比理论最初用于研究喷气噪声: 从射流中提取声源, 然后计算声源向自由空间辐射的噪声。

基于声类比的气动噪声预测方法目前应用最为广泛, 后来 Powell 和 Howe 发展的涡声理论^[4,5]也是沿用此思想。所以, 掌握声类比理论并理解各项声源的物理意义对于研究气动噪声至关重要。然而, Lighthill^[3]的原文并没有对积分解形式进行详细推导, 因为文中研究的是自由场声辐射, 在那里只

收稿日期: 2013-11-05; 修回日期: 2014-02-01

基金项目: 国家自然科学基金(51306163)、浙江省自然科学基金(LQ13E06000)资助项目。

作者简介: 蔡建程(1980—), 男, 浙江人, 博士, 研究方向为流体机械内流及流动噪声。

通讯作者: 蔡建程, E-mail: cai_jiancheng@foxmail.com

需用波动方程基本解作为积分核对声源项进行体积分即可得到声辐射。波动方程的 Kirchhoff 积分公式解可以把声源及边界条件综合考虑进去,利用它可以得到 Lighthill 方程的完整积分形式解。Curle^[6]的文献推导中未加证明地引入非齐次波动方程的积分公式解,该解正是可以从 Kirchhoff 积分公式推导出来。由于 Curle 的推导相当的简洁,符号运用上没有区别对待延迟时间函数,并且推导中省去很多关键步骤,而这些步骤对初学者来说却是相当重要。若不能正确推导,例如文献[7]推导中存在的问题,将不仅使读者不能掌握其核心理论,甚至会误导气动声学的初学者。

鉴于此,本文从 Kirchhoff 积分公式出发完整地推导了 Lighthill 方程的积分形式解,分析了各源项的物理意义,并由此逐步推导出 Curle 公式。推导中特别注意延迟时间函数的求导运算,强调空间求导与声源类型之间的关系。这里指出,虽然利用现代数学中的 Dirac 单位冲激和 Heaviside 单位阶跃两个广义函数可以简洁地推导出 Curle 公式和 FW-H 方程^[8-10],但作者认为利用经典微积分方法可以更好地理解声类比中声源的物理意义。

1 Lighthill 的气动声理论

Lighthill 把流体运动的连续方程和动量方程进行数学运算后,组成非齐次波动方程形式,即把流场与声波方程进行类比,相异的部分视为声源。用笛卡尔张量形式表示的流体运动连续方程和动量方程如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial y_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j + p \delta_{ij} + \tau_{ij})}{\partial y_j} = 0 \quad (2)$$

式中: u_i 、 p 、 ρ 分别为流体的速度、压力和密度,而 t 指时间, δ_{ij} 为 Kronecker 符号。 τ_{ij} 为流体粘性应力张量,对于 Stokes 流体有

$$\tau_{ij} = \mu \left(-\frac{\partial u_i}{\partial y_j} - \frac{\partial u_j}{\partial y_i} + \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial y_k} \delta_{ij} \right) \quad (3)$$

式(3)中, μ 为流体动力粘度。

方程(1)对时间求偏导,减去方程(2)对空间求散度,得到

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2(\rho u_i u_j + p \delta_{ij} + \tau_{ij})}{\partial y_i \partial y_j} \quad (4)$$

两边同时减去 $c_0^2 \nabla^2 \rho$, 即成为非齐次波动方程,即 Lighthill 方程:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (5)$$

式中, T_{ij} 为 Lighthill 张量:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + p \delta_{ij} + \tau_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij} \quad (6)$$

对无粘等熵流体运动, $T_{ij} = \rho u_i u_j$ 。从方程(5)可以看出右端声源具有两阶空间导数,这是典型的四极子源^[9,11]。在推导经典线性声波方程时,非线性项 $\rho u_i u_j$ 被忽略,所以从某种意义上讲非线性项是声源。

Lighthill 方程(5)只是连续方程和动量方程的一个组合,它并没增加有用信息。因为 T_{ij} 事先不知道,所以方程(5)并不能求解。理论上只有求解了完整的 N-S 方程,才能得到 T_{ij} 。Lighthill 声类比的成功之处在于把流场与声场人为地分开来,即先得到湍流流场(可以用实验测量或用计算流体动力学等方法得到),再由非齐次方程(5)从流场中提取等价声源进行声辐射预测。需要注意的是: ρ 为密度扰动,而在湍流区域之外的远场即为声波。

2 Kirchhoff 公式及 Lighthill 方程的积分解

Lighthill 方程(5)形式上为非齐次波动方程,它表述了自由空间中某点的声压由湍流流场中的等效声源决定。由于声速有限,流场中各声源发射的声波到达空间场点的时间并不相同,物理上意味着不同声源的辐射声对场点有相位差,所以积分解必须考虑该相位作用。本节首先推导考虑相位作用的波动方程时间延迟解所满足的微分方程,进而得出非齐次波动方程的 Kirchhoff 积分公式解。

把非齐次波动方程记为

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \sigma(\mathbf{y}, t) \quad (7)$$

对于 Lighthill 声类比来说,声源 $\sigma = \partial^2 T_{ij} / \partial y_i \partial y_j$ 分布在 V_0 区域内。声辐射的示意图如图 1(a)所示。设场点 \mathbf{x} 由小球 S_x 包围,源点 \mathbf{y} 在声源 V_0 内,整个区域 V 由控制表面 Σ 包围。源点距场点的距离 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ 。

记延迟时间函数 $[\rho(\mathbf{y}, t)] = \rho(\mathbf{y}, t - r/c_0)$, 即中括号表示函数值取延迟时刻 $t - r/c_0$ 上的值, r/c_0 等于源点发射的声波到过场点所经历的时间,可以推导出延迟时间解 $[\rho] = \rho(\mathbf{y}, t - r/c_0)$ 满足如下方程:

$$2r \left\{ \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{r_i}{r^2} \frac{\partial [\rho]}{\partial t} \right) \right\} + c_0^2 \nabla^2 [\rho] + [\sigma] = 0 \quad (8)$$

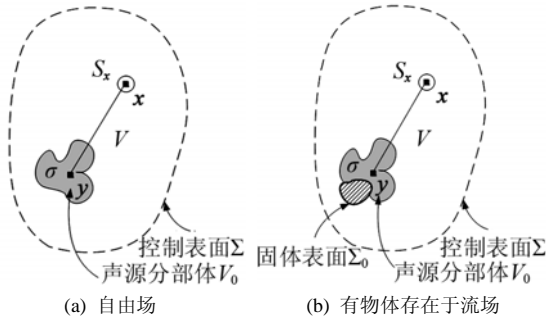


图1 声辐射示意图

Fig.1 Schematic of sound radiation

推导时需要注意如下延迟时间函数的导数：

$$\frac{\partial[\rho]}{\partial t} = \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right], \quad \frac{\partial[\rho]}{\partial y_i} = \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] - \frac{1}{c_0} \frac{\partial r}{\partial y_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]$$

$$\frac{\partial^2[\rho]}{\partial y_1 \partial y_1} = \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial y_1 \partial y_1} \right] - \frac{2}{c_0} \frac{\partial r}{\partial y_1} \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial y_1 \partial t} \right] - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 r}{\partial y_1 \partial y_1} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] + \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial r}{\partial y_1} \right)^2 \left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right]$$

并且 $[\partial^2 \rho / \partial t^2] - c_0^2 [\nabla^2 \rho] = [\sigma]$ 。

注意到 $1/4\pi r$ 是 Laplace 方程的基本解 $\nabla^2(1/4\pi r) = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ ，用 $1/r$ 乘以式(8)然后在控制体 V 内积分，得到

$$\iiint_V \frac{1}{r} \nabla^2[\rho] dV(\mathbf{y}) + \frac{2}{c_0} \iiint_V \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{r_i}{r^2} \frac{\partial[\rho]}{\partial t} \right) dV(\mathbf{y}) + \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \frac{[\sigma]}{r} dV(\mathbf{y}) = 0 \quad (9)$$

结合 Green 定理和 Gauss 散度定理，可以得到

$$\iiint_V \left\{ \frac{1}{r} \nabla^2[\rho] - [\rho] \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) \right\} dV(\mathbf{y}) = \iint_{\Sigma+S_x} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial[\rho]}{\partial n} - [\rho] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right\} dS(\mathbf{y}) = -\frac{2}{c_0} \iint_{\Sigma+S_x} n_i \frac{r_i}{r^2} \frac{\partial[\rho]}{\partial t} dS(\mathbf{y}) - \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \frac{[\sigma]}{r} dV(\mathbf{y}) \quad (10)$$

\mathbf{n} 为控制表面单位外法向， n_i 为其方向余弦。设观察点 \mathbf{x} 位于 V 内且由小球 S_x 包围，令小球 S_x 的半径趋于 0，有

$$\iint_{S_x} [\rho] \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS(\mathbf{y}) = \rho_x \lim_{r \rightarrow 0} 2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi \rho_x \quad (11)$$

上式考虑到当小球 S_x 的半径 $r \rightarrow 0$ 时， $\rho_x = \rho(\mathbf{x}, t) = [\rho(\mathbf{x}, t)]$ ，因为没有时间延迟。注意到 $\frac{\partial[\rho]}{\partial n} =$

$\left[\frac{\partial \rho}{\partial n} \right] - \frac{1}{c_0} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]$ ，最终得到 Kirchhoff 公式：

$$4\pi \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \frac{[\sigma]}{r} dV(\mathbf{y}) + \iint_\Sigma \left\{ \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] - [\rho] \frac{\partial(1/r)}{\partial n} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial n} \right] \right\} dS(\mathbf{y}) \quad (12)$$

该式是 Curle^[6] 推导的出发点，在文献[6]中 Curle 并没有给出该公式的由来。如果声源 $[\sigma]$ 集中在 V_0 内，那么右边的体积分只在 V_0 内进行。

Kirchhoff 公式(12)实际上是一个积分方程，它表明场点的声压由声源 $[\sigma]$ 和边界 Σ 上的声压 $[\rho]$ 及其导数共同确定。体积分项代表的是声源自由场辐射对场点的声贡献，时间延迟表示了各声源点到场点时的相位作用。面积分代表了边界对场点的声贡献，包括振动表面的声辐射(第 1 项和第 3 项)和表面对声波的散射作用(第 2 项)。当没有固体物体存在于声场时，假设初始扰动发生在 t_0 时刻，那么可以把边界 Σ 设在足够远的地方使得 $t - r/c_0 < t_0$ ，从而 $[\rho]$ 及其导数均为零，即边界 Σ 的返回声波在 t 时刻并未到达观察点 \mathbf{x} 。此时对于 Lighthill 声类比，式(12)的解简单化为

$$4\pi \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \frac{[\sigma]}{r} dV(\mathbf{y}) = \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV(\mathbf{y}) \quad (13)$$

式(13)的中括号表示其中的函数在延迟时刻 $t - r/c_0$ 取值。时间延迟代表各源点发射声波到达场点时的相位影响。由于方程(13)中源项包括两阶空间导数，所以是典型的四极子源。

注意到

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \iiint_V \frac{F(\mathbf{y}, t - r/c_0)}{r} dV(\mathbf{y}) = \iiint_V \left\{ \left[\frac{\partial F}{\partial t} \right] \frac{-1}{c_0} \frac{r_i}{r^2} - \frac{[F]}{r^2} \frac{r_i}{r^2} \right\} dV(\mathbf{y})$$

$$\text{和} \quad \iiint_V \frac{\partial}{\partial y_i} \left[\frac{F}{r} \right] dV(\mathbf{y}) = \iiint_V \left[\frac{\partial F}{\partial y_i} \right] \frac{1}{r} dV(\mathbf{y}) + \iiint_V \left\{ \left[\frac{\partial F}{\partial t} \right] \frac{1}{c_0} \frac{r_i}{r^2} + \frac{[F]}{r^2} \frac{r_i}{r^2} \right\} dV(\mathbf{y})$$

$$\text{有} \quad \iiint_V \frac{\partial}{\partial y_i} \left[\frac{F}{r} \right] dV(\mathbf{y}) = \iiint_V \left[\frac{\partial F}{\partial y_i} \right] \frac{1}{r} dV(\mathbf{y}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \iiint_V \frac{[F]}{r} dV(\mathbf{y}) \quad (14)$$

上式左边可以由 Gauss 散度公式化成面积分

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial y_i} \left[\frac{F}{r} \right] dV(\mathbf{y}) = \iint_\Sigma n_i \left[\frac{F}{r} \right] dS(\mathbf{y})$$

同样可以把边界 Σ 设在足够远的地方使得上式为 0。所以由式(14)可得

$$\iiint_V \left[\frac{\partial F}{\partial y_i} \right] \frac{1}{r} dV(\mathbf{y}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \iiint_V \frac{[F]}{r} dV(\mathbf{y}) \quad (15)$$

由此，式(13)可以化为

$$4\pi \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV(\mathbf{y}) \quad (16)$$

这就是 Lighthill 方程(5)的积分解。注意,在推导中假定无物体存在于流场。比较式(13)可以看出对于自由场辐射,源 $[T_{ij}]$ 对空间的两阶导数最后移到了积分号外面,成为了场点的导数。

3 Curle 公式

上节用 Kirchhoff 积分公式得到了 Lighthill 方程的积分形式解,在推导时假设了自由场辐射,即场中没有反射边界。当有物体存在于流场时,这一假设将不再成立,物体表面将对入射声产生散射,另外它局部干扰流场,从而改变了声源内的 Lighthill 张量。

当有物体存在于流场时,区域 V 由控制表面 $\Sigma+\Sigma_0$ 包围,如图 1(b)所示。如同自由空间声辐射的推导,我们可以把 Σ 设置到足够远的地方,使得 t 时刻该边界上对场点 \mathbf{x} 的声贡献为 0,所以式(12)中的面积分只需考虑 Σ_0 上的部分。利用式(14)有

$$\iiint_V \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] \frac{1}{r} dV(\mathbf{y}) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V_0} \frac{[T_{ij}]}{r} dV(\mathbf{y}) + \iint_{\Sigma_0} n_i \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] \frac{dS(\mathbf{y})}{r} + \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma_0} n_j \frac{[T_{ij}]}{r} dS(\mathbf{y}) \quad (17)$$

将上式代入到式(13)中,并且注意到

$$\begin{aligned} \iint_{\Sigma_0} \left\{ \frac{n_i}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial y_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] - n_i [\rho] \frac{\partial(1/r)}{\partial y_i} + \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] \right\} dS(\mathbf{y}) = \\ \iint_{\Sigma_0} \left\{ \frac{-n_i}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] + n_i [\rho] \frac{\partial(1/r)}{\partial x_i} + \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] \right\} dS(\mathbf{y}) = \\ \iint_{\Sigma_0} n_i \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{[\rho]}{r} \right) + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial y_i} \right] \right\} dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (18)$$

最后可以得到 Curle 公式:

$$\begin{aligned} 4\pi c_0^2 \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V_0} \frac{[T_{ij}]}{r} dV(\mathbf{y}) + \\ \iint_{\Sigma_0} \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (\rho u_i u_j + \tau_{ij} + p \delta_{ij}) \right] dS(\mathbf{y}) + \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma_0} \frac{n_j}{r} [(\rho u_i u_j + \tau_{ij} + p \delta_{ij})] dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (19)$$

根据动量方程(2),上式可转化为

$$\begin{aligned} 4\pi c_0^2 \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V_0} \frac{[T_{ij}]}{r} dV(\mathbf{y}) - \\ \iint_{\Sigma_0} \frac{n_i}{r} \left[\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} \right] dS(\mathbf{y}) + \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma_0} \frac{n_j}{r} [(\rho u_i u_j + \tau_{ij} + p \delta_{ij})] dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (20)$$

如果物体固定不动,即物体表面速度为 0,则上式可简化为

$$\begin{aligned} 4\pi c_0^2 \rho(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V_0} \frac{[T_{ij}]}{r} dV(\mathbf{y}) + \\ \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma_0} \frac{n_j}{r} [\tau_{ij} + p \delta_{ij}] dS(\mathbf{y}) \end{aligned} \quad (21)$$

右边第一项代表 V_0 声源的自由场声辐射,为四极子源。第二项具有对空间的一阶导数,表明为偶极子源,即物体对声辐射的影响可以用等效表面偶极子源取代。这里应该指出, Curle 公式的面积分导出时,把 Kirchhoff 公式(12)中面积分中第 1 项(表面振动引起的声辐射)和第 2 项(表面声散射)组合在一起,并与体积分转换式(17)相应的面积进行了合并,所以理论上式(20)中右边第二项综合考虑了物体表面的声辐射以及声散射效果。 $-n_j(\tau_{ij} + p \delta_{ij})$ 为物体作用在流体单位表面上的 x_i 方向力,一般来说压力比粘性力大几个量级,所以等效面声偶极子源可以只考虑物体表面的压力波动。Curle^[6]对偶极子源和四极子源的效率进行了分析,表明它们之比与 $Ma=U_0/c_0$ 的平方成正比,所以对于低速流动的情况,偶极子产生的噪声是主要的。

4 结 论

本文从波动方程延迟时间解所满足的微分方程出发,利用 Green 定理和 Gauss 散度公式推导了非齐次波动方程的 Kirchhoff 积分公式解。Kirchhoff 积分解考虑了不同声源发出声波在场点叠加时的相位作用,以及边界对声场的影响。以此为基础,推出了 Lighthill 声类比的积分形式解,并对自由空间辐射的解形式进行了分析。对于自由场气动声辐射,当所研究区域 V 的控制表面 Σ 移到足够远时,其对场点无声贡献,这是因为根据声波传播速度的有限性,控制表面 Σ 发出的声波在所关心的时刻没有到达场点。

当有物体存在于流场时,物体表面 Σ_0 对气动声辐射的影响体现在两个方面,一是改变了附近的湍流场,另一方面它对声场产生散射作用。Curle 公式把物体对气动声的影响用表面偶极子源等效。对于低速流动情况,等效偶极子源的声辐射是主要的气动声。

文中的推导强调时间延迟函数的导数,力求严谨详尽,旨在使读者特别是气动声学初学者对声类比理论有清晰正确的认识。

参 考 文 献

- [1] WANG C Y. Exact solutions of the unsteady Navier-Stokes equa-

- tions[J]. Applied Mechanics Reviews, 1989, 42(11): 269-282.
- [2] WANG C Y. Exact solutions of the steady-state Navier-Stokes equations[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1991, 23(1): 159-177.
- [3] Lighthill M. On sound generated aerodynamically. I. General theory[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1952, 211(1107): 564-587.
- [4] Powell A. Theory of vortex sound[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1964, 36(1): 177-195.
- [5] Howe M. Theory of vortex sound[M]. Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 2003.
- [6] Curle N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1955, 231(1187): 505-514.
- [7] Zinoviev A, Bies DA. On acoustic radiation by a rigid object in a fluid flow[J]. Journal of Sound and Vibration, 2004, 269(3-5): 535-548.
- [8] Farassat F. Discontinuities in aerodynamics and aeroacoustics: The concept and applications of generalized derivatives[J]. Journal of Sound and Vibration, 1977, 55(2): 165-193.
- [9] Wright M. Lecture notes on the mathematics of acoustics[M]: Imperial College Press, 2005.
- [10] Farassat F. Comments on the paper by Zinoviev and Bies "On acoustic radiation by a rigid object in a fluid flow"[J]. Journal of Sound and Vibration, 2005, 281(3-5): 1217-1223.
- [11] 张强. 气动声学基础[M]. 北京: 国防工业出版社, 2012.
ZHANG Qiang. Fundamentals of Aeroacoustics[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2012.

• 简讯 •

《声学技术》召开编委会会议

《声学技术》编委会 2013 年终工作总结会于 2014 年 3 月 13 日下午在中国科学院声学研究所东海研究站举行。主办单位领导孟昭文(上海市声学学会理事长、中国船舶重工集团公司第 726 研究所所长)、胡长青(上海市声学学会副理事长、中国科学院声学研究所东海研究站站长)、《声学技术》主编张叔英研究员、《声学技术》执行主编姚蓝研究员等上海地区的编委出席了会议。会议由胡长青副主编主持。

常务副主编丁玉薇编审汇报了 2013 年度期刊的基本工作, 从稿件状况, 发行、检索、引用, 编辑部情况, 编委审稿组稿情况, 我国期刊发展的相关信息等方面介绍了《声学技术》取得的成绩, 并针对目前存在的问题提出了 2014 年的工作重点。

执行主编姚蓝介绍了 2013 年 9 月 26 日~27 日在杭州召开的“第九届中国科技期刊发展论坛”的有关情况。本届论坛的主题为“创新驱动 服务科技——中国科技期刊的新挑战”。论坛提出: 要以国际化、数字化、集群化为重点, 加快提升我国科技期刊的质量和影响力, 让世界听到中国科学发展、科学发明的“好声音”。截至 2012 年, 我国已有科技期刊 5300 多种, 刊物数量和论文数量均居世界第二位, 仅次于美国。当前英文版科技期刊在国际学术交流和全球出版发行中具有天然优势, 但我国现有英文科技期刊仅 230 多种, 占科技期刊总量的 5% 左右。同时, 全世界有 5800 多种 SCI 收录的英文期刊, 中国大陆只有 119 种, 其中有国际影响力的 SCI 期刊, 仅有 5 种, 远远落后于美国、英国等国家。为了提升科技期刊的国际影响力, 国家将重点支持培育一批优秀的英文科技期刊, 推动拓展英文科技期刊的规模。由于国家的有关政策、体制等造成了大量优质稿件投到国外, 面对这样的机遇和挑战, 姚蓝主编提出了中文科技期刊如何可持续发展的相关建议, 对编委们提出了更高的要求。为了进一步提高《声学技术》的质量, 张叔英主编介绍了作者稿件中存在的有关问题, 对期刊的质量、英文摘要的审核修改等提出了更具体的要求。

各主办单位领导表示要多支持《声学技术》的工作, 也要求编委们要积极组稿, 把高质量的稿件投到《声学技术》期刊, 进一步提升期刊的影响力。



《声学技术》执行主编 姚蓝教授



《声学技术》常务副主编 丁玉薇编审