文章编号：1006-1355(2015)04-0056-05

湍流进流诱发的二维水翼振动噪声特性研究

范国栋，谌 勇，华宏星

（上海交通大学 振动、冲击与噪声研究所，上海 200240）

摘 要：为研究螺旋桨流噪声，以螺旋桨的基本构型单位二维翼型为研究对象，研究其在不同工况下的振动噪声规律。以Lighthill声类比理论为基础，应用计算流体力学软件CFX和声学仿真软件LMS Virtual Lab分别模拟在不同工况下翼型的流场和声场分布。取翼型非定常脉动力作为声源，然后采用边界元方法分别求解翼型流噪声和振动噪声。结果表明，噪声水平随速度和翼型攻角的变化呈现较为明显的规律；相比考虑翼型振动时的振动噪声，忽略翼型振动影响的情况下流噪声水平偏大。

关键词：声学；流噪声；湍流；边界元；水翼

中图分类号：O422.2 **文献标识码**：A DOI编码：10.3969/j.issn.1006-1335.2015.04.013

Study on the 2D Hydrofoil Vibration and Noise Induced by Ingested Turbulence

FAN Guo-dong , CHEN Yong , HUA Hong-xing

(Institute of Vibration, Shock and Noise, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

Abstract : In order to study the flow noise of propellers, the rules of vibration and sound radiation of a 2D hydrofoil, which is the basic composition unit of the propeller, were investigated in different working conditions. Based on Lighthill's acoustics analogy, the flow field and acoustic field of the hydrofoil were simulated by means of the computational fluid dynamics software CFX and the acoustic software LMS Virtual Lab. Taking the unsteady fluctuating pressure induced by the fluid on the hydrofoil as the noise source, the boundary element method (BEM) was used to compute the flow noise and the vibration noise of the hydrofoil. The results show that the sound pressure change of the noise has distinct rules with the velocity and the incidence angle change. The sound level of the flow noise neglecting the influence of the hydrofoil vibration is higher than that of considering the influence of the vibration noise.

Key words : acoustics ; flow noise ; turbulence ; boundary element method ; hydrofoil

流体导致的振动及噪声是潜艇的三大噪声源之一。最典型的如螺旋桨噪声、附体及操纵面产生的噪声等。特别当航速比较高时，流体噪声更会成为潜艇的主要噪声源。

无论是螺旋桨，还是舵、鳍等操纵面，其基本的剖面形式都是典型的升力面。与普通平板等简单结构相比，升力面由于其形状比较复杂，通常无论是水动力还是声学特性都是各向异性的。其流体动力学特性也因为其沿着弦长方向存在不同的流态更加复杂，导边与随边的边缘效应通常会加强声辐射效应。从流体对升力面的激励源来看，非均匀进流、沿弦长方向的分离及边界层、随边涡脱落等都是典型的激励，其中边界层产生频率比较高的宽带激励，涡脱落则产生窄带高频激励。而在非均匀进流里，一部分可能由于空间不均匀产生周期的进流变化，更多的则是由于湍流进流引起的中低频宽带激励力[1]。

从辐射噪声源来看，升力面上通常会产生两种声辐射。一种是由于水动力的脉动以力源偶极子的形式辐射，另一种则当激励力激励升力面自身作弹性振动时，会以结构声的形式进行辐射。现有文献研究水下翼型声辐射时大多考虑翼型静止不动的情况，研究对象都是单一的流噪声，忽略了水动力与结构振动相互作用对声场的影响。实际上翼型结构和

收稿日期：2015－01－12

作者简介：范国栋（1989－），男，山东临沂市人，硕士生，主要研究方向：振动与噪声控制。
E-mail: fanguod@gmail.com

通讯作者：谌勇，男，硕士生导师。
E-mail: chenyong@sjtu.edu.cn

流场之间相互作用，是一个流固耦合问题。流体诱导翼型振动，流体经过翼型产生的噪声也通过翼型振动向外辐射，也属于声振耦合问题，所以本文研究声辐射时将结构振动的因素也考虑进来，进行对比研究。

本文从Lighthill声类比理论[3]出发，运用计算流体力学与边界元计算方法，计算翼型周围辐射噪声。首先应用大涡模拟求解非定常流动，提取翼型表面时域压力脉动信息，然后运用边界元方法计算声场。将翼型表面脉动压力作为声源，对比分析不考虑翼型振动与考虑翼型振动情况下的偶极子元辐射噪声级，进而分析结构振动对整个流动导致的噪声级的影响规律。

1　流场数值模拟

1.1　湍流模型

本文首先选择用标准 $k-\varepsilon$ 湍流模型，由RANS方法计算得到稳态流场，然后将其结果作为大涡模拟(LES)的初始场进行非稳态计算。

LES方法通过空间过滤运算将物理量分解为大尺度和小尺度两部分，小尺度量对大尺度量的影响通过亚格子模型模拟[4]。经空间滤波操作后的连续方程和不可压缩Navier-Stokes方程可以写为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho \overline{u_i}\right)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \overline{u_i}\right)+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \overline{u_i}\,\overline{u_j}\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}\right)-\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}-\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2}$$

式中 $i,j=1,2,3$；这里，u_i 表示与 x_i 相关联的速度分量，$\overline{u_i}$ 表示过滤后的平均速度分量；σ_{ij} 为分子黏性引起的应力张量，ρ 为流体的密度，ν 为流体的运动粘性系数；τ_{ij} 是亚格子应力

$$\tau_{ij}=\rho\overline{u_i u_j}-\rho\overline{u_i}\,\overline{u_j} \tag{3}$$

由滤波运算得到的亚格子雷诺应力 τ_{ij} 反应了大尺度涡与小尺度涡之间的作用，比如能量和动量变换、对大涡的反馈等。它是个未知量，需要建立模型进行模拟。Smagorinsky[5]在1963年首次提出了Smagorinsky模型。本模型中采用动力Smagorinsky模型进行模拟。

1.2　数值模型

流场模拟计算采用NACA0012翼型建立二维模型，水翼弦长 c=1 m，计算域如图1所示，翼型前半区采用半圆形，半径为翼型弦长10倍，翼型后半区域为矩形，外边界距离翼型尾缘10倍弦长。网格质量是流场数值模拟的关键，采用C型网格划分，计算域网格单元数量约为3万。对边界层网格进行加密处理，最小网格尺度 $y^+\approx1$。图1所示为计算域网格和翼型网格。

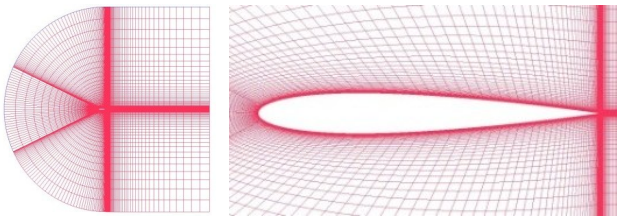


图1　C型网格

为研究来流速度、翼型攻角变化时翼型声辐射的规律，所以计算时设定几种工况：来流速度4、6、8 m/s，攻角0°、2°、5°、10°。在建立好模型后，将其导入CFX软件中进行流场数值模拟。数值模拟的计算步骤为：首先设定好模型边界条件和流体信息。再给定来流速度、攻角等信息，首先应用 $k-\varepsilon$ 湍流模型进行定常计算。为提高计算精度，计算时对动量、湍动能的处理采用了2阶迎风差分格式，压力速度耦合采用SIMPLE算法。设定收敛残差为 10^{-6}，待定常计算充分收敛之后，将定常解作为初始条件开始进行非定常计算。非定常计算设定计算时间步长为 1×10^{-4} s，根据定理，可以捕捉到的噪声的最高频率为5 000 Hz，但是在后续处理中只截取了低频的信息。数值计算过程中设置监测点以观察流场变化，当流场的周期性变化稳定后，结束计算，并输出每步的结构表面偶极子信息，为后续的声学计算准备数据。

图2为非定常计算过程中，翼型升力系数与阻力系数的变化曲线。可以看出，经过一定的过渡时间以后，翼型的升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 均周期性变化，反映了涡的周期性脱落。

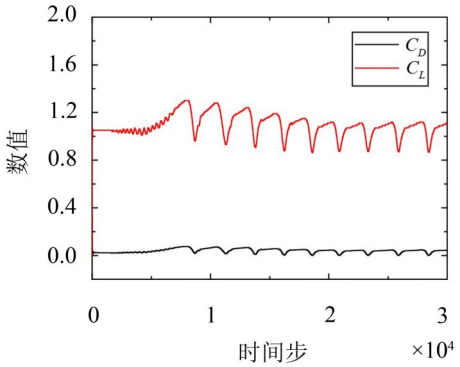


图2　$v=4$ m/s，$\alpha=10°$ 时升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 监测曲线

2　噪声计算

2.1　基本理论

按照Lighthill声学比拟理论，物体绕流产生的

流动噪声是由流场中的应力张量及流体作用于物体上的不定常力(声辐射源)造成的。所以可以将声场计算与流场计算结合在一起:第一步是声的产生,由连续介质中的流动诱发,其中声源项通过LES计算来获得;第二步是声在介质中的传播,需要求解K-FWH方程获得

$$\frac{1}{a_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2}-\nabla^2 p'=\frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}\left[T_{ij}H(f)\right]-\frac{1}{\partial x_i}\left\{\left[P_{ij}n_j+\rho u_i(u_n-v_n)\right]\delta(f)\right\}+\frac{\partial}{\partial t}\left\{\left[\rho_0 v_n+\rho(u_n-v_n)\right]\delta(f)\right\} \tag{4}$$

其中Lighthill应力张量

$$T_{ij}=\rho u_i u_j+P_{ij}-a_0^2(\rho-\rho_0)\delta_{ij} \tag{5}$$

压应力张量

$$P_{ij}=p\delta_{ij}-\mu\left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right] \tag{6}$$

式中 T_{ij} 称为 Lighthill 应力张量，P_{ij} 为可压缩应力张量，u_i 为流体速度在 x_i 方向的分量；u_n 为流体速度在壁面法向方向上的分量；v_i 为壁面运动速度在 x_i 方向的分量；v_n 为壁面法向速度分量；$\delta(f)$ 和 $H(f)$ 分别为狄拉克函数(Dirac delta function)和海维赛德函数(Heaviside function)；p' 为远场声压脉动量($p'=p-p_0$)，a_0 为远场声速。方程右端项分别代表具有不同特性的声源:方程第一项代表四极子声源项,第二项代表了偶极子声源项,第三项代表了单极子声源项。其中单极子声源与固体边界扫过的体积有关,也称为厚度噪声;壁面的脉动力产生偶极子声源。四极子声源主要是由尾流、剪切层流体相互作用的湍流波动产生的。在低马赫数流动中,四极子项贡献极小,本文忽略了四极子项,这种忽略几乎不影响计算精度[6]。

采用边界元(BEM)方法求解K-FWH方程,基本思想是引入自由空间格林函数进行求解量的变换,由此可将空间体积分问题,转化到对边界量的面积分上来,从而降低方程求解的维数。采用BEM方法求得任意点的声压[9]为

$$p_a(x,\omega)=-\rho_0\int_v(\omega\times u)(y,\omega)\cdot\nabla_y G(x,y,\omega)\mathrm{d}y \tag{7}$$

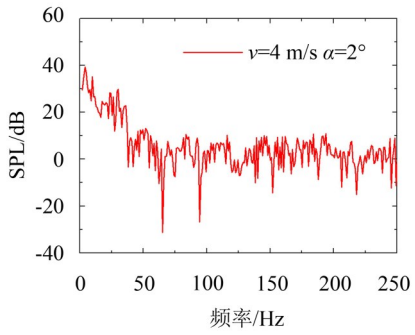
式中 p_a 为观测点频域声压；u 为速度矢量；y 为声源坐标向量；ω 为声频率；$G=e^{-jk\omega}/(4\pi r)$ 为自由空间声格林函数。

2.2 流噪声计算

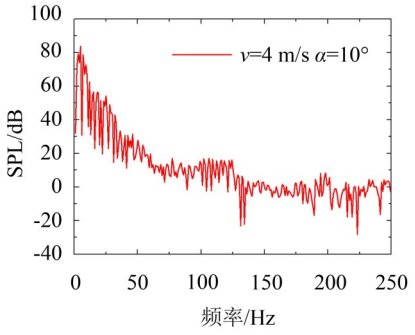
声学分析是应用Virtual lab Acoustics软件完成的。下面分别针对不考虑翼型振动与声振耦合两种情况,进行声辐射计算。

2.2.1 固定壁面流噪声

流噪声不是由结构振动产生的,而是来自流体内部由于流速不均匀或流体表面的压力脉动。计算噪声时,忽略翼型振动,设定翼型固定。在CFD流场仿真结果中,取一段流动平稳时间段内的偶极子声源数据,导入Virtual lab软件中,将其经过快速傅里叶变换之后在边界元声学网格上转换成偶极子声源边界条件,进行声场分布计算,得到边界元上的响应解。设定翼型前缘顶点为坐标原点,翼型尾缘坐标为(1,0),取翼型尾缘外坐标A(2,1)处的场点进行分析,得到该场点的声压级(SPL)。根据流场计算结果,流噪声同样分别针对来流速度4、6、8 m/s,攻角0°、2°、5°、10°来计算。图3所示为 $v=4$ m/s 时场点(2,1)处声压级频响曲线。图4给出了一个典型的声压指向性图。图5给出了流噪声声压级峰值随翼型攻角的变化图。



(a) $v=4$ m/s，$\alpha=2°$ 时 A 点



(b) $v=4$ m/s，$\alpha=10°$ 时 A 点

图 3 $v=4$ m/s 时场点(2,1)处流噪声声压级频响曲线

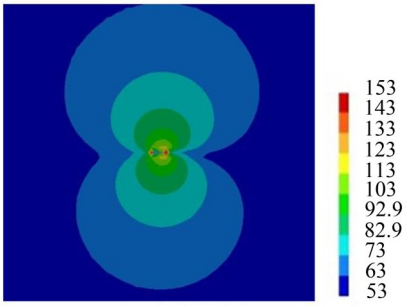


图 4 $v=4$ m/s，$\alpha=10°$ 时对应峰值频率(5.005 Hz)的声压云图

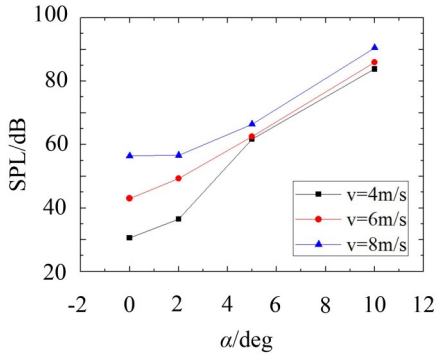


图 5　流噪声声压级峰值随攻角α变化图

从图3可以看出，声压级的频带较宽，没有明显的主频率。在低频时声压级频谱幅值较大，随着频率升高，频谱幅值持续下降。声压低频部分能量较大，高频部分的能量较小。

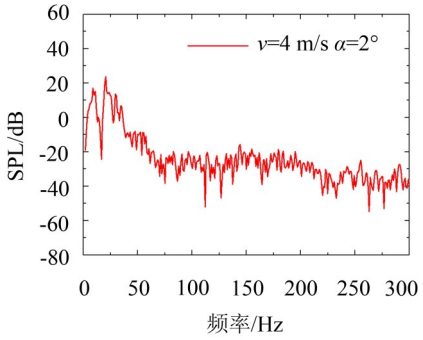
从图5可以看出，在0～10°内，随翼型攻角变大，同一场点声压级幅值也会随之变大。速度为4，6，8 m/s时，攻角从0°到10°声压级分别增大53.2 dB、42.8 dB、34.1 dB，变化有减小的趋势。攻角不变时，同一场点的声压级随来流速度变大而变大。

2.2.2　声振耦合计算

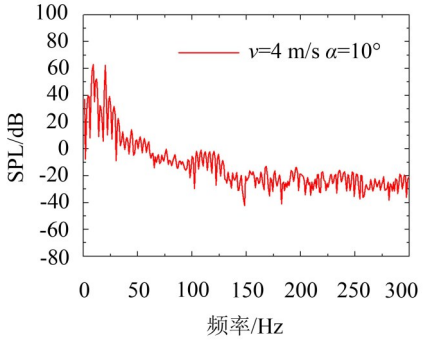
与单纯的流噪声计算不同，声振耦合计算，需要考虑流体激励翼型，翼型振动产生噪声这样一个过程。计算时，首先应用Ansys软件对振动翼型进行模态分析，然后将流场计算得到的翼型表面的非定常压力脉动数据和翼型结构模态导入LMS Virtual lab中，应用边界元方法进行声振耦合计算，模拟翼型周围声场分布。在计算时将压力脉动激励看作随机激励，用随机声学的方法对其进行分析。计算模型采用shell 181单元，两个弹簧刚度为1×10^4 N/m。计算得到水下翼型结构前两阶“干模态”频率分别为10.10 Hz、21.15 Hz，对应的前两阶“湿模态”频率分别为9.49 Hz、19.97 Hz，这两阶模态分别对应翼型振动的平动和扭转振动。可以看到在水与结构的耦合作用下，模态频率向低频方向偏移。

声场计算时，水中取参考声压为1×10^{-6} Pa。图6所示为$v=4$ m/s时翼型振动场点A在不同攻角下的声压级频响曲线，图7为对应两阶湿模态频率时的声压云图。图8给出了振动噪声声压级峰值随翼型攻角的变化图。

从图6可以看出，相比流噪声的声压级频响曲线，翼型振动时的声压级曲线有两个主要峰值，分别对应翼型振动的第1阶模态（平动）和第2阶模态（扭转振动）。说明翼型结构特性对振动噪声有影响明显。随着频率升高，声压级幅值同样持续下降，说明高频时振动能量较小。

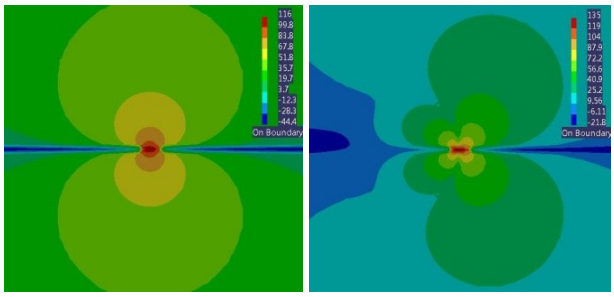


(a) $v=4$ m/s，$\alpha=2°$ 时A点



(b) $v=4$ m/s，$\alpha=10°$ 时A点

图 6　$v=4$ m/s时场点(2,1)处振动噪声声压级频响曲线



(a) 9.49 Hz　　(b) 19.97 Hz

图 7　$v=4$ m/s，$\alpha=10°$ 时，两阶湿模态频率对应的声压云图

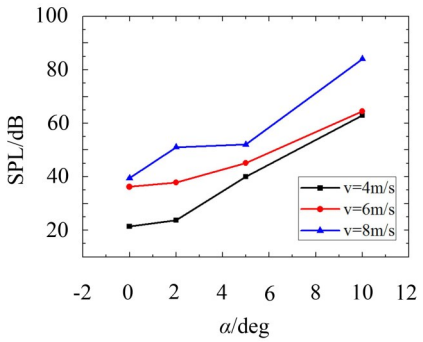


图 8　振动噪声声压级峰值随攻角α变化图

从图7中对应翼型模态频率的声压云图也可以看出，翼型平动以及扭转振动对声场分布的影响非常直观。声场分布和翼型本身的几何特性也关系密切。

从图8可以看出，在0～10°内，声压级峰值随着

流速增大而增大。当攻角变大时脉动也愈发明显。

2.2.3 两种噪声源比较

从图9可以看出，针对所研究的场点，在相同速度，相同攻角的情况下，考虑翼型振动时A点声压级相比不考虑振动时声压级降低范围在5 dB～20 dB之间。可见，对所研究的模型来说，相比振动噪声，流噪声对总的噪声水平影响更大。从对振动噪声的研究中也可发现，结构本身的振动特性（弹簧钢度、材料特性等）对振动噪声的影响非常明显，所以对流噪声和振动噪声比较时一定要考虑具体的结构振动特性。

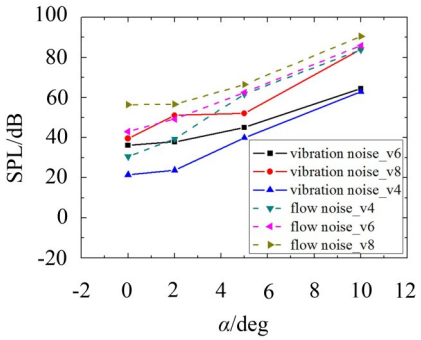


图9 流噪声与振动噪声声压级峰值比较

3 结 语

从Lighthill声类比理论出发，采用计算流体力学与边界元相结合的计算方法，分别应用CFX和Virtual Lab Acoustics软件对二维翼型的湍流脉动压力场和辐射声场进行了数值模拟。取翼型表面非定常脉动力作为声源，应用边界元方法，对比分析了考虑翼型振动和不考虑翼型振动时翼型声场分布的不同。得出以下结论：

（1）在0～10 °内，随翼型攻角变大，同一场点流噪声和振动噪声的声压级幅值都会随之变大。攻角不变时，随来流速度增加，同一场点流噪声和振动噪声的声压级也随之变大；

（2）流噪声并没有明显的主频率，在低频时声压级频谱幅值较大，随着频率升高，频谱幅值持续下降。声压低频部分能量较大，高频部分的能量较小。振动噪声有两个明显的峰值，分别对应翼型振动的两阶模态频率，随着频率升高，声压级幅值同样持续下降，高频时振动能量较小；

（3）通过对所研究模型两种噪声的对比，发现流噪声对总的噪声水平影响更大，振动噪声相比流噪声降低范围在5 dB～20 dB之间。结构振动受翼型本身振动特性影响较大，所以对流噪声和振动噪声比较时一定要考虑具体的结构振动特性。

参考文献：

[1] 何祚镛. 水下噪声及其控制技术进展和展望[J]. **应用声学**，2002，21(1)：26-34.

[2] Suzanne Ruth Hutchison. Numerical modelling of hydrofoil fluid- structure interaction[D]. University of Tasmania, 2012.

[3] Lighthill. M. J. On sound generated aerodynamically. I. general theory[J]. **Proc. R. Soc. Lond. 211A**, 1952, 1107: 564-587.

[4] 孟堃宇，基于大涡模拟的潜艇脉动压力与流噪声性能数值计算[D]. 上海：上海交通大学，2011.

[5] 龚京风，张文平. 螺旋桨低频流噪声模拟方法研究[J]. **中国舰船研究**，2012，7(5)：14-21.

[6] 卢云涛，张怀新，潘徐杰. 四种湍流模型计算回转体流噪声的对比研究[J]. **水动力学研究与进展**，2008，23(3)：348-355.

[7] 王豪，戴永强，谢荣，等. 基于LES和无限元耦合方法预报潜艇流噪声[J]. **噪声与振动控制**，2015，35(1)：1-6.

[8] Lily. D. K. A proposed modification of the Germano subgid-scale closure method[J]. **Physics of Fluids**, 1992, 4 (3):633-635.

[9] LMS International. Numerical acoustics[R]. LMS Virtual Lab Theoretical Manual, 2006.

[10] 王宏光，徐小龙. 轴流泵流动噪声数值模拟[J]. **排灌机械工程学报**，2011，29(3)：199-203.

[11] 张冬青，刘红光，吕志华. 高速车辆外气流噪声的数值模拟及分析[J]. **噪声与振动控制**，2010，30(6)：101-104.

[12] 李增刚，詹福良. Virtual. Lab Acoustics 声学仿真计算高级应用实例[M]. 北京：国防工业出版社，2010.