

曲线网格下基于粘声分离方法的流噪声计算*

刘聪尉, 吴方良, 李环, 陈灿, 李鹏

(中国舰船研究设计中心, 武汉 430064)

摘要: 在曲线网格下基于粘声分离方法对流场中的静止圆柱同声波和涡波的相互作用进行研究. 首先推导了曲线坐标系下、适用于水流噪声的粘声分离方法(viscous acoustic splitting method, VASM)控制方程,并采用7点色散关系保持(dispersion-relation preserving, DRP)格式和四阶时间差分格式进行计算.然后将静止流场中圆柱壁面对声波反射的计算结果同理论值进行比较,验证了计算方法模拟水中物体对声波散射的准确性.进而模拟了旋涡行走发声的特性,并分析了流速等对声场特性的影响.

关键词: 不可压缩流; 曲线网格; 流噪声; 粘声分离方法; 水动力噪声

中图分类号: U661.1 **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2016.04.003

引言

水中流噪声属于水动力噪声的范畴,其研究大多涉及国防军事,国外公开发表的试验和数值计算文献报告较少.文献[1]分析归纳了水动力噪声发声机理,综述了流体动力噪声计算方法研究进展.噪声数值模拟策略主要包括混合计算和直接计算两种^[2].粘声分离方法属于混合计算方法,最初由 Hardin 和 Pope^[3]提出,用于低 Mach 数气动噪声的预报.该方法首先计算近场不可压缩流场由于压力变化引起的密度变化,称为水动力密度修正.水动力密度修正对时间的导数控制等熵压力(密度)脉动和速度脉动.声学变量通过数值求解扰动下可压缩非黏性方程获得.粘声分离方法被应用于计算二维空腔的声音产生^[4],以及一对旋转的涡产生的声辐射^[5-6].Shen 和 Sørensen^[7]进一步研究了该方程,通过稍微改变变量的基本分解形式来修正公式,并依此计算了球体在等熵流中的脉动和不等熵的圆柱绕流问题^[8].Slimon 等^[9]基于 Mach 数将可压缩 N-S 方程进行展开,忽略了关于 Mach 数的二阶及更高阶项,得到了相似形式的声场控制方程.Ewert 等^[10]采用分离源项的方法,将速度(势)分为3种:时均速度、无散有旋扰动速度和无旋声学扰动速度,即声学扰动和时均速度决定的第一种速度势,反映能量变化的第二种速度势和有旋速度和应力张量决定的第三种速度势.进而推导了一系列带源项的线性声扰动方程,源项由可压或不可压流动决定.对于低 Mach 数流动,建立了第三种速度势和不可压压力脉动的关系.Zhu 等^[11]比较了不同差分格式的精度.Zheng 等^[12]研究了旋转双涡发声和无粘涡同有限长弹性边界的耦合作用,计算结果与解析解吻合良好,证实了粘声分离方法适用于流固声弱耦合问题.

* 收稿日期: 2015-11-25; 修订日期: 2016-01-09

作者简介: 刘聪尉(1990—),男,硕士(通讯作者). E-mail:lew_csic2012@163.com).

国内学者多采用声类比理论预报水流噪声.通过把 N-S 方程改写成右端代表流场中提取的声源项,左端为经典声学理论的波动方程,分别代表流体运动中固有的非线性过程完成的声波能量的形成和转换,和近似为线性的无粘声传播过程.该方法基于线性化的波动方程,联合单极子、偶极子和四极子等声源分别表述移动表面的声辐射、噪声载荷和脉动 Reynolds 应力,将声波产生和传播进行耦合求解,方法简洁,源域计算精度要求不高,因而在实际问题中得到广泛应用.宋保维等^[13]运用 LES/Lighthill 混合方法求解了潜艇湍流边界层的声场.刘明静等^[14]使用 RANS $k-\varepsilon$ 模型结合 FW-H 公式,计算比较了潜艇艏部声呐结构形式对流噪声声压级的影响.刘聪尉等^[15-16]采用 LES/Lighthill 混合方法研究了不同形式空腔的流动特征和水动力噪声特性.

然而,随着对声类比理论研究的深入,发现其存在以下问题:一是流场和声场的解耦意味着声源是先验的,且不计及声场对流场的作用;二是齐次波动方程控制下的声波传播过程忽略了反射、绕射等效应,主要用于预测声场远场;三是该方法虽然在预测的实用性方面表现优越,但并不善于深入描绘和解释声波与流体相互作用的机制.

与声类比方法相比,粘声分离方法可以用不同的数值格式和网格实现流场和声场的耦合计算,并能清晰的表达声波的辐射和散射的过程,是进一步开展水流噪声的产生和传播机理、准确计算和有效控制等研究的突破口之一.此外,对具有复杂外形的水下航行体而言,采用曲线网格进行流场的精确计算是准确的流噪声计算的基础.

本文在曲线网格下基于粘声分离方法对流场中的静止圆柱同声波和涡波的相互作用进行研究.首先推导了曲线坐标系下、适用于水流噪声的粘声分离方法控制方程,并采用 7 点色散关系保持格式和四阶时间差分格式进行计算.首先将静止流场中圆柱壁面对声波反射的计算结果同理论值进行比较,验证了计算方法模拟水中物体对声波散射的准确性.进而模拟非均匀流动中运动的旋涡同圆柱表面作用的发声过程,并分析了流速等对声场特性的影响.

1 控制方程

本文直接推导水流场声学控制方程,并与 Shen 和 Sørensen^[7]提出的改进粘声分离计算公式进行比较.

在极坐标系 (r, θ) 下,非线性 Euler(欧拉)方程忽略黏性项后形式如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho u_r)}{r\partial r} + \frac{\partial(\rho u_\theta)}{r\partial \theta} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_r)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho u_r^2)}{r\partial r} + \frac{\partial(\rho u_r u_\theta)}{r\partial \theta} - \frac{\rho u_\theta^2}{r} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho u_\theta)}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho u_\theta u_r)}{r\partial r} + \frac{\partial(\rho u_\theta^2 + p)}{r\partial \theta} + \frac{\rho u_r u_\theta}{r} = 0, \quad (3)$$

其中可压缩物理量(包括流动径向速度 u_r 、切向速度 u_θ 、压强 p 和密度 ρ) 分别分解为不可压缩量和脉动量,即

$$u_i = U_i + u'_i, \quad p = P + p', \quad \rho = \rho_0 + \rho',$$

并设 $u_i^c = ru_r$, $U_i^c = rU_r$, $u_\theta^c = u_\theta$, $U_2^c = U_\theta$, 利用不可压缩流场满足的关系式化简可得

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial f_1^c}{r\partial r} + \frac{\partial f_2^c}{r\partial \theta} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial f_1^c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_1^c f_1^c + u_1^c \rho_0 U_1^c}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u_2^c f_1^c + u_2^c \rho_0 U_1^c}{r} \right) - \left(u_2^c f_2^c + u_2^c \rho_0 U_2^c + r \frac{\partial p'}{\partial r} \right) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial f_2^c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_1^c f_2^c + u_1^c \rho_0 U_2^c}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u_2^c f_2^c + u_2^c \rho_0 U_2^c}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + \frac{2}{r^2} (u_1^c f_2^c + u_1^c \rho_0 U_2^c) = 0, \quad (6)$$

其中 $f_i = (\rho' + \rho_0) u_i' + \rho' U_i$, $f_1^c = r f_r$, $f_2^c = f_\theta$.

式(4)~(6)需同能量方程联立,方能求解声学问题.计算声源结果集中体现在时变不可压缩压强 P 上.在声速不是无穷大时,压强变化同密度和熵变有关.这就导致不可压缩压强依赖于 ρ 和 S .黏性和热传导的影响是改变压力分布(即位置 x 的函数),而不是控制压力变化的幅度^[17],即:黏性和热传导的影响在声学时间尺度上很迟缓,在计算声场时,可将黏性机制的结果即压力分布视作与时间无关即时均的.推导出时均不可压缩压力分布:

$$\overline{P(\mathbf{x}, S)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T P(\mathbf{x}, S, t) dt.$$

仅这一项涉及能量损失,因此对于某一点的真实压强,可写成等熵和时均两部分:

$$p(\rho, S) = p^*(\rho) + \overline{P(S)},$$

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho dS = c^2 d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho dS.$$

定义当地声速 $c^2 = (\partial p / \partial \rho)_s$ 得

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p^*}{\partial t} = \frac{dp^*}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \frac{\partial \rho}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

利用可压缩物理量分解关系可得

$$\frac{\partial p'}{\partial t} - c^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (7)$$

以上式(4)~(7)与 Shen 和 Sørensen^[8]提出的改进粘声分离计算公式进行坐标变换后所得公式等价,而本文推导过程更为简洁.

计及可压缩性,水的状态方程式为

$$p = (p_0 + B) (\rho / \rho_0)^\gamma - B, \quad (8)$$

其中,常数 $\gamma = 7.15$, $B = 3.31 \times 10^8$ Pa, 标准大气压 $p_0 = 10^5$ Pa, 密度 $\rho_0 = 1 \times 10^3$ kg/m³.再由声速定义式可得

$$c^2 = \frac{\gamma(p + B)}{\rho_0 + \rho'}. \quad (9)$$

以不可压缩流场流动参数(速度和压强)作为输入量,采用声学控制方程(4)~(7)和(9)即可通过 VASM 计算等熵、无粘假设下的流噪声.

2 数值算法

如图 1 所示,计算域由壁面、主区域和声波传出的外边界构成.采用以下特征参数对极坐标系下声场控制方程进行无量纲化:圆柱半径 R_0 、声速 c_0 、水密度 ρ_0 .在计算域进行求解后,再将物理量转换到物理域(见图 2).数值求解算法如下.

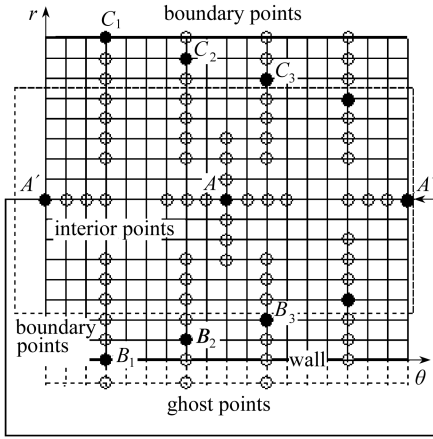


图1 计算域及差分格式示意图

Fig. 1 The computational domain and the difference scheme diagram

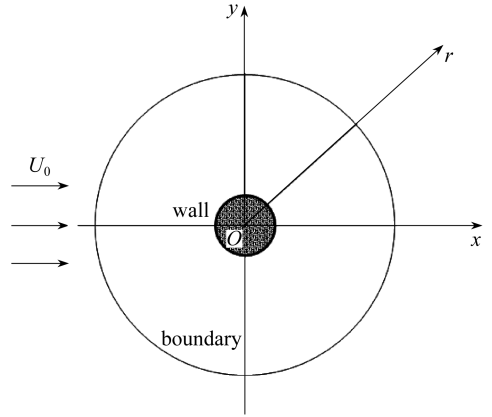


图2 物理域示意图

Fig. 2 The physical domain diagram

2.1 空间离散

在计算域 (r, θ) 平面内,用7点模板中心差分色散关系保持格式进行空间离散和差分计算(如图1所示)。

函数 F 对空间坐标 r 的一阶导数的离散表达式为

$$\left. \frac{\partial F}{\partial r} \right|_j \approx \frac{1}{\Delta r} \sum_{j=-N}^M a_j F(r + j\Delta r), \quad (10)$$

其中, F 为流量或声学量的函数,其对空间坐标 θ 的一阶导数计算式同理可得。当 $M = N$ 时,式(10)表示中心差分格式即对称模板;当 $M \neq N$ 时,式(10)表示单边差分格式即单边模板。图1中处于主区域中的点(如点 A 和 A')采用对称模板,壁面附近的点(如点 B_1, B_2 和 B_3)和外边界附近点(如点 C_1, C_2 和 C_3)使用单边模板,各类对称和单边差分系数 a_j 的选取见文献[18]。

2.2 时间推进

采用优化多步 Runge-Kutta(龙格-库塔)法进行时间推进。为了抑制杂散波的产生,使用人工阻尼。包含人工阻尼的时间推进格式如下:

$$F_{i,j}^{(n+1)} = F_{i,j}^{(n)} + \Delta t \sum_{m=0}^3 b_m K_{i,j+m}^{(n-m)}, \quad (11)$$

$$K_{i,j}^{(n)} = -\frac{\partial F_{i,j}^{(n)}}{\partial t} - \frac{1}{R_M} \left(\sum_{m=-3}^3 d_m F_{i+m,j}^{(n)} + \sum_{m=-3}^3 d_m F_{i,j+m}^{(n)} \right), \quad (12)$$

其中, $F_{i,j}^{(n)}$ 和 $K_{i,j}^{(n)}$ 分别为点 (i, j) 在第 n 时间步的流量或声学量的函数及其时间导数, b_m 和 d_m 分别为时间差分系数和阻尼差分系数, R_M 是人工网格 Reynolds 数。

主区域采用7点阻尼模板;壁面附近由于网格限制,可依情况用5点和3点阻尼模板;外边界附近不施加阻尼。各类阻尼模板见文献[19]。

2.3 边界条件

2.3.1 壁面边界条件

Tam 和 Dong^[20]提出满足 $\partial p'/\partial r = 0$ 的“虚点法”,以实现无粘固体壁面无穿透边界条件: $\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} = 0$ 。如图1所示,位于虚线边界上对应固壁下方一层的网格点,称为“虚点”,其压强满足

$$p_{l,-1}^{(n)} = -\frac{1}{a_{-1}^{51}} \sum_{j=0}^5 a_j^{51} p_{l,j}^{(n)}. \quad (13)$$

获得“虚点”的压强值后,通过单边模板计算壁面附近网格点(如点 B_1, B_2 和 B_3) 的压强值。壁面附近各点的速度、密度脉动则不采用“虚点法”,而用类似外边界附近点(如点 C_1, C_2 和 C_3) 的单边模板即可。

2.3.2 无反射边界条件

无反射边界条件使计算区域内的波和流动小扰动穿过边界时不产生任何反射或反射比较小。Tam 和 Dong^[21] 通过求解线性化 Euler 方程的渐进解,推导出适用于计算域外边界的无反射边界条件为

$$\frac{1}{V(r, \theta)} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho' \\ u'_x \\ u'_y \\ p' \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{bmatrix} \rho' \\ u'_x \\ u'_y \\ p' \end{bmatrix} + \frac{1}{2r} \begin{bmatrix} \rho' \\ u'_x \\ u'_y \\ p' \end{bmatrix} = 0, \quad (14)$$

其中, u'_x 和 u'_y 为脉动速度在 x 和 y 方向上的分量, 声波传播速度 $V(r, \theta) = \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_r + (c^2 - (\mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_\theta)^2)^{1/2}$, \mathbf{U} 为流动向量, \mathbf{e}_r 和 \mathbf{e}_θ 为 r 和 θ 方向的单位向量。利用坐标转换和变量代换化简得无量纲方程:

$$\frac{1}{V_r} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho' \\ f_1^c \\ f_2^c \\ p' \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{bmatrix} \rho' \\ f_1^c \\ f_2^c \\ p' \end{bmatrix} + \frac{1}{2r} \begin{bmatrix} \rho' \\ f_1^c \\ f_2^c \\ p' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho' \left(\frac{1}{V_r} \frac{\partial U_1^c}{\partial t} + \frac{\partial U_1^c}{\partial r} \right) + \frac{(2 + \rho') u_1^c}{2r} \\ \rho' \left(\frac{1}{V_r} \frac{\partial U_2^c}{\partial t} + \frac{\partial U_2^c}{\partial r} \right) - \frac{\rho' u_2^c}{2r} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

3 数值算例

3.1 圆柱对声波的反射

首先选择标准算例^[22] 验证前文推导的极坐标系下水流噪声计算方法的有效性。圆柱对声波的反射可视作流场中物体对自身流噪声的反射问题的简化。

如图 2 所示, 半径 $R_0 = 0.5$ 的圆柱位于计算域中心, 外边界为半径 $R = 10.5$ 的圆周。初始时刻 $t = 0$, 令脉动速度分量为 0, 在点 $(x, y) = (4, 0)$ 处设置如下声脉冲:

$$p(x, y) = A_0 \exp \left[- \ln 2 \frac{(x - 4)^2 + y^2}{(0.2)^2} \right], \quad (16)$$

其中取控制声波强度的常数 $A_0 = 0.01$ 。

计算域 (r, θ) 平面包含 $M_r \times N_\theta$ 个网格, 在径向和切向网格节点皆为均匀分布。首先进行网格独立性检验。每套网格 (G1 至 G3) 计算采用的时间步为 $\Delta t = C \Delta r$, 其中 C 为 Courant 数, 选用 $C = 0.25$, 网格尺寸如表 1 所示。壁面阻尼系数选取 0.25, 背景阻尼系数选取 0.02。对 $A(r = 5, \theta = \pi/2)$, $B(r = 5, \theta = 3\pi/4)$, $C(r = 5, \theta = \pi)$ 3 个点的脉动压力随时间变化曲线进行监测, 各监测点理论值和计算值之差定义为误差, 最大误差用 ε_{\max} 表示, 每种网格下最大误差见表 1。

表 1 网格参数和最大误差

Table 1 Grid parameters and maximum errors

	G1	G2	G3
dimension $M_T \times N_T$	101×151	201×151	401×301
Δr	0.10	0.05	0.025
$\Delta \theta$	0.042	0.042	0.021
Δt	0.025	0.012 5	0.006 25
\mathcal{E}_{\max}	8.4×10^{-6}	2.6×10^{-6}	1.8×10^{-6}

由表 1 误差可知,选用 G2 对应的网格参数进行计算是合适的.对网格 G2 的计算结果进行分析.声脉冲的传播过程如图 3 所示.

随着时间的推进,图中前后出现 3 个波.设置初始条件时产生的声波传播得最远,在 $T = 2$ 时到达壁面后反射形成第二个声波.第一个声波在 $T = 6$ 时达到外边界,之后能正常传出边界.最靠近圆柱壁面的声波是在初始声波在圆柱右端被阻隔分离后,在圆柱左边重新接触融合时产生的,其量级相对前二者要小.

将 A, B, C 这 3 点的计算结果同理论值进行比较如图 4 所示.

理论值和计算值符合良好,说明采用的数值算法是可靠的,而采用合适的壁面阻尼系数对于壁面边界条件十分重要,过大的阻尼系数会导致声波波峰能量向波谷转移.

3.2 圆柱同行走涡作用发声

水下航行体运动时,会同流场中各种尺度的涡旋产生相互作用诱发振动和噪声.刚性圆柱同行走涡作用算例是研究上述流噪声问题的简化模型.

对于圆柱绕流,层流边界层流动分离发生在圆柱中纬线稍靠近上游位置,湍流边界层分离发生在中纬线下游.因此,对于低 Mach 数,无粘流动模型可以准确描述圆柱前流动.

圆柱绕流的势流理论解为

$$U = U_0 \cos \theta \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2} \right), \quad V = -U_0 \sin \theta \left(1 + \frac{R_0^2}{r^2} \right), \quad (17)$$

其中, U_0 为无穷远处均匀来流, R_0 为圆柱半径, U, V 分别为极坐标系下径向速度和切向速度.

选取无量纲来流速度 $U_0 = 0.01, 0.2$.

对于涡的运动和发声,文献[18]直接采用点涡流场对旋转双涡进行研究.由于点涡中心的奇性,在涡核附近具有较强的数值不稳定性,可以通过涡核模型进行改善.

本文采用 Taylor 涡核模型.其切向速度分布为

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi R_c} r e^{[1-(r/R_c)^2]/2}, \quad (18)$$

其中, v_θ 为涡切向速度, Γ 为最大环量,是关于 r 的函数, r 是到涡核中心的距离, R_c 是涡核半径.

文献[23]采用线性化 Euler 方程对圆柱同行走涡作用发声问题进行了研究,仅给出了速度初始条件.本文则采用前文所推导的非线性声学控制方程,同时给出了压力和密度脉动的初始条件.涡核假设等熵条件下,水中涡核附近初始声压和密度脉动分布满足下列等式:

$$p/\rho^\gamma = \text{const}, \quad dp/dr = \rho u_\theta^2/r. \quad (19)$$

根据水的状态方程(8)并求解上式,可得声压和密度脉动分布分别为

$$p(r) = K \left[1 - \frac{\gamma-1}{\gamma K} \cdot v_{\theta\max}^2 \exp \left(1 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} - B, \quad (20)$$

$$\rho(r) = \left\{ \left[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma K} \cdot v_{\theta\max}^2 \exp\left(1 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} - \frac{B}{K} \right\}^{1/\gamma}, \quad (21)$$

其中常数 $K = (p_0 + B)$, 最大切向速度 $v_{\theta\max} = \Gamma/(2\pi)$ 。

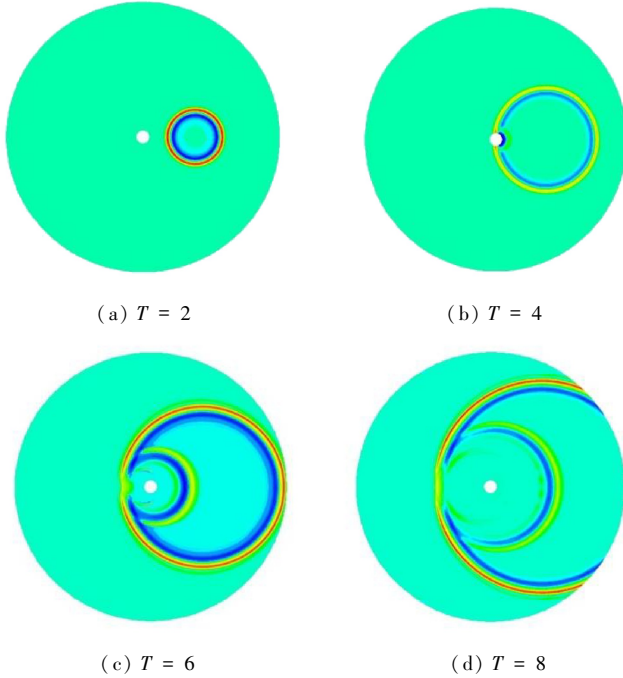


图3 不同时刻声压云图

Fig. 3 The sound pressure contours at different times

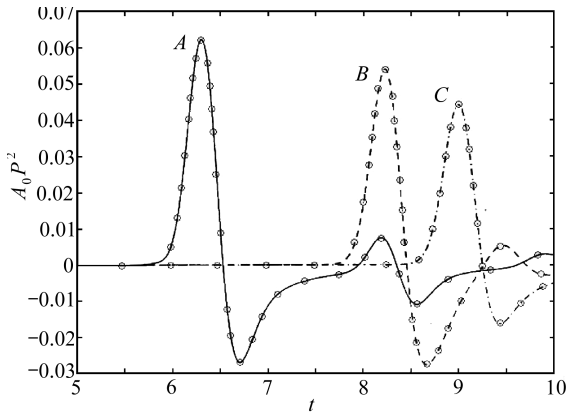


图4 圆柱壁面反射声波各监测点理论值(圆圈)和计算值(曲线)

Fig. 4 The theoretical values (circles) and calculated values (curves) at the monitoring points of cylindrical wall reflected sound waves

Taylor 涡模型是紧致涡,即切向速度于涡核外迅速衰减,在 $r > 4$ 范围内几乎为 0。当涡添加的位置距离圆柱壁面超过一倍圆柱半径时,涡添加的初始条件对发声的影响就十分小了。对于 Taylor 涡,速度为 2×10^{-4} ,与无量纲主流速度相比很小,因此可以将涡和新添加涡的诱导速度作为扰动速度。值得注意的是,涡在对流过程中发生的变形以及声音的产生和传播都是通过声学控制方程来描述的,虽然声学脉动量比涡的量级小,但二者都比主流场小得多。因此可将

添加的涡视作扰动流场的一部分,而不是主流场的一部分。

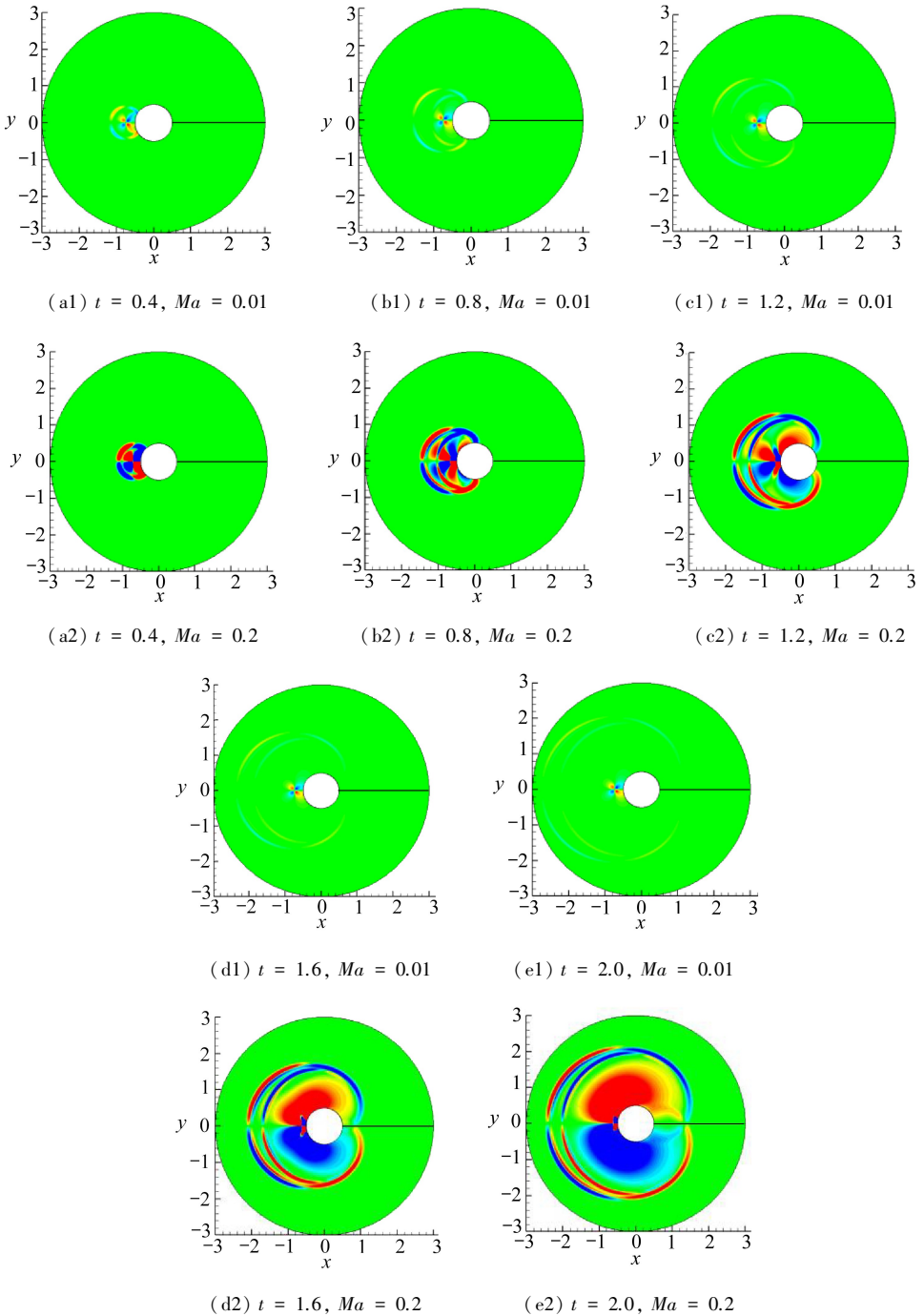


图5 单涡发声过程

Fig. 5 The process of flow noise generated by a single vortex

涡的环量 $\Gamma = 5.3 \times 10^{-5}$, 涡核半径 $R_c = 0.04$, 涡放置位置为 $(-1, 0)$, 距离圆柱表面一倍半径. 计算域为 $\Omega = [0.5 < r < 3.0] \times [-\pi < \theta < \pi]$, 分别采用均匀网格 501×501 和 641×641 进行计算。

在主流的挟带作用下, 涡向壁面方向运动, 发生变形的同时作为四极子声源, 向四周辐射

声波并向外传播,501×501 和 641×641 两种网格的计算结果相差在 1%左右,因此在计算时采用 501×501 均匀网格,Courant 数,取 0.1,0.25 和 0.5,发现 3 种情况下均方根声压指向性图相互之间吻合很好,因此选用 $C = 0.25$ 。

整个作用发声过程如图 5 所示。

从图 5 中可以看到各时刻单涡发声,以及同圆柱壁面相互作用的过程。如图(a1)至(e1)所示,当 $Ma = 0.01$ 时,由于主流速度较小,涡运动也很缓慢, $t = 1.6$ 时刻仍然没有接触壁面。 $t = 0.4$ 时,涡像四极子一样向周围发出声波,声波的特点是在某个方向上,声能量集中在波峰上,则波谷能量相对较小(在云图上显示颜色较浅),呈现不对称的波形。涡向右传播的声波经过壁面发生反射向涡核方向传播,在 $t = 0.8$ 时可见反射声波越过涡核。当 $Ma = 0.2$ 时,由于主流速度较大,涡运动速度也大,在 $t = 0.8$ 时撞击到壁面上,产生新的脉动压强场。随着时间推移,新的脉动压强场不断发展扩张,在 $t = 1.6$ 时,具有上下大小对称、幅值相反的形态。由于 Mach 数增大,单涡由于四极子特性发出的声波,以及经过反射产生的声波能量量级为 10^{-8} , 约为 $Ma = 0.01$ 时的 10^{-9} 的 10 倍。而涡核撞击壁面后产生的脉动压强场量级也为 10^{-8} , 在撞击的核心区域比声波的最大幅值还要大,说明对于较大 Mach 数的流场,涡对壁面撞击也是重要的噪声源。

4 结 论

本文基于曲线网格实现了粘声分离计算方法研究水介质流噪声,首先通过将静止流场中圆柱壁面对声波反射的计算结果同理论值进行比较,验证了本文建立的粘声分离计算方法和自主编制的声场计算程序能有效描述水介质流噪声的产生、反射等机理。然后通过模拟旋涡行走发声的特性,比较了不同流速下涡核发声及同圆柱壁面作用的差异。在研究水介质流场中的静止圆柱同声波和涡波相互作用的基础上,进一步分析了不同网格尺寸对计算结果的影响,为精确计算回转体绕流噪声奠定了基础。

参考文献(References):

- [1] 李环,刘聪尉,吴方良,陈灿. 水动力噪声计算方法研究综述[J]. 中国舰船研究, 2016, **11**(2): 72-89. (LI Huan, LIU Cong-wei, WU Fang-liang, CHEN Can. A review of progress for computational methods of hydrodynamic noise[J]. *Chinese Journal of Ship Research*, 2016, **11**(2): 72-89. (in Chinese))
- [2] 李晓东,许影博,江旻. 风力机气动噪声研究现状与发展趋势[J]. 应用数学和力学, 2013, **34**(10): 1083-1090. (LI Xiao-dong, XU Ying-bo, JIANG Min. Research status and trend of wind turbine aerodynamic noise[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2013, **34**(10): 1083-1090. (in Chinese))
- [3] Hardin J C, Pope D S. An acoustic/viscous splitting technique for computational aeroacoustics[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1994, **6**(5/6): 323-340.
- [4] Hardin J C, Pope D S. Sound generation by flow over a two-dimensional cavity[J]. *AIAA Journal*, 1995, **33**(3): 407-412.
- [5] Lee D J, Koo S O. Numerical study of sound generation due to a spinning vortex pair[J]. *AIAA Journal*, 1995, **33**(1): 20-26.
- [6] Ekaterinaris J A. Upwind scheme for acoustic disturbances generated by low-speed flows[J]. *AIAA Journal*, 1997, **35**(9): 1448-1455.
- [7] SHEN Wen-zhong, Sørensen J N. Comment on the aeroacoustic formulation of Hardin and

- Pope[J]. *AIAA Journal*, 1999, **37**(1): 141-143.
- [8] SHEN Wen-zhong, Sørensen J N. Aeroacoustic modelling of low-speed flows[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1999, **13**(4): 271-289.
- [9] Slimon S A, Soteriou M C, Davis D W. Computational aeroacoustics simulations using the expansion about incompressible flow approach[J]. *AIAA Journal*, 1999, **37**(4): 409-416.
- [10] Ewert R, Schröder W. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering[J]. *Journal of Computational Physics*, 2003, **188**(2): 365-398.
- [11] ZHU Wei-jun, SHEN Wen-zhong, Sørensen J N. High-order numerical simulations of flow-induced noise[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2011, **66**(1): 17-37.
- [12] Zheng T H, Tang S K, Shen W Z. Simulation of vortex sound using the viscous/acoustic splitting approach[J]. *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, 2011, **35**(1): 39-56.
- [13] 宋保维, 马骥, 胡海豹, 陆翔, 刘占一. 水下航行器流噪声特性分析[J]. 鱼雷技术, 2009, **17**(2): 5-9. (SONG Bao-wei, MA Ji, HU Hai-bao, LU Xiang, LIU Zhan-yi. Numerical analysis of flow noise for underwater vehicle[J]. *Torpedo Technology*, 2009, **17**(2): 5-9. (in Chinese))
- [14] 刘明静, 马运义. 潜艇艏部声呐流噪声计算方法研究[J]. 船海工程, 2009, **38**(5): 46-49. (LIU Ming-jing, MA Yun-yi. Analysis on hydrodynamic noise simulation around submarine fore region[J]. *Ship & Ocean Engineering*, 2009, **38**(5): 46-49. (in Chinese))
- [15] 刘聪尉, 吴方良, 李环, 彭娅玲, 李万平. 空腔不可压缩流动特征及其声学特性研究[J]. 水动力学研究与进展(A辑), 2014, **29**(2): 218-224. (LIU Cong-wei, WU Fang-liang, LI Huan, PENG Ya-ling, LI Wan-ping. Investigation on the characteristics of incompressible flow and acoustic fields of cavity[J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics (Ser A)*, 2014, **29**(2): 218-224. (in Chinese))
- [16] 陈灿, 吴方良, 李环, 张志国, 刘聪尉. 不可压缩空腔流振荡模式和声学特性研究[J]. 水动力学研究与进展(A辑), 2015, **30**(3): 127-133. (CHEN Can, WU Fang-liang, LI Huan, ZHANG Zhi-guo, LIU Cong-wei. Investigation on the oscillation mode and the acoustic characteristics of incompressible cavity flow[J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics (Ser A)*, 2015, **30**(3): 127-133. (in Chinese))
- [17] Batchelor G K. *An Introduction to Fluid Dynamics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1967.
- [18] Tam C K W, Webb J C. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics[J]. *Journal of Computational Physics*, 1993, **107**(2): 262-281.
- [19] Tam C K W. *Computational Aeroacoustics: A Wave Number Approach*[M]. New York: Cambridge University Press, 2012.
- [20] Tam C K W, Dong Z. Wall boundary conditions for high-order finite-difference schemes for computational aeroacoustics[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 1994, **6**(5): 303-322.
- [21] Tam C K W, Dong Z. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow[J]. *Journal of Computational Acoustics*, 1996, **4**(2): 175-201.
- [22] Tam C K W, Hardin J C. Second computational aeroacoustics(CAA) workshop on benchmark problems[C]//*Proceedings of a Workshop Sponsored by the National Aeronautics and Space Administration*. NASA Conference Publication 3352. Tallahassee, Florida, 1997.

- [23] Povitsky A, Zheng T H, Vatistas G H. Effect of vortex profile on sound generation in a non-uniform flow[J]. *Mathematics and Computers in Simulation*, 2004, **65**(4/5): 447-468.

Flow Noise Calculation With the Viscous Acoustic Splitting Method on Curvilinear Meshes

LIU Cong-wei, WU Fang-liang, LI Huan, CHEN Can, LI Peng
(China Ship Development & Design Center, Wuhan 430064, P.R.China)

Abstract: The viscous acoustic splitting method on curvilinear meshes was developed for hydrodynamic noise calculation related to the interaction between a stationary cylinder and sound waves as well as vortex waves in flow field. The 7-point dispersion-relation-preserving (DRP) difference scheme coupled with the classical 4th-order Runge-Kutta scheme, was implemented to solve the governing equations for the simulation of hydroacoustic phenomena. The propagating acoustic pulse reflected by the stationary cylinder was computed and compared with the theoretical results to demonstrate the validity of the calculation strategy. The flow noise generated by the vortex in inhomogeneous water flow and the interaction between the vortex and the cylinder were studied to analyze the effects of the vortex core size and the incoming flow velocity on the acoustic field. The work lays a foundation for the precise calculation of hydrodynamic noise in flow past immersed bodies.

Key words: incompressible flow; curvilinear mesh; flow noise; viscous acoustic splitting method; hydrodynamic noise

引用本文/Cite this paper:

刘聪尉, 吴方良, 李环, 陈灿, 李鹏. 曲线网格下基于粘声分离方法的流噪声计算[J]. *应用数学和力学*, 2016, **37**(4): 352-362.

LIU Cong-wei, WU Fang-liang, LI Huan, CHEN Can, LI Peng. Flow noise calculation with the viscous acoustic splitting method on curvilinear meshes [J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2016, **37**(4): 352-362.