

# 水下高速目标对转螺旋桨空化线谱频率理论预报

王顺杰<sup>†</sup> 程玉胜

(海军潜艇学院 青岛 266044)

**摘要** 水下高速目标对转螺旋桨常工作在空化状态,其噪声线谱由前后桨相互作用及前后桨与船舶尾流场的相互作用引起。通过 Goldstein 的声相似方程,将空泡看作螺旋桨的一部分,对空化条件下水下对转螺旋桨的线谱频率进行了理论预报。推导出了远场条件下单极子源性质的声源所产生的声压表达式,得到了其线谱预报频率。对实测水下高速目标进行了线谱预报,通过比较发现预报值与实测线谱频率具有较高的吻合度。

**关键词** 对转螺旋桨,空化,线谱频率,预报

**中图分类号:** TP3

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1000-310X(2012)06-0438-07

## Theoretical prediction on cavitation line-spectrum frequency of underwater high speed target contra-rotating propeller

WANG Shunjie CHENG Yusheng

(Navy Submarine Academy, Qingdao 266044)

**Abstract** Underwater high speed target counter-rotation propeller always works at cavitation condition, the cavitation noise line-spectrum is due to the interaction between fore and aft propeller, and the interaction between the fore or aft and wake of the ship. According to the acoustic analogy equation of Goldstein and making vacuole as one part of propeller, the academic prediction of counter-rotation propeller cavitation line-spectrum frequency is presented in this paper. The far field sound pressure expression of monopole sound source is derived, and the line-spectrum prediction frequency is gained. The agreement of predicted results compared with practical data is quite satisfied.

**Key words** Counter-rotation propeller, Cavitation, Line-spectrum frequency, Prediction

## 1 引言

被动声纳水中目标分类识别主要依赖于舰船辐射噪声各种线谱。对转螺旋桨具有前后桨螺旋方向相反,可回收旋转能量;易于力矩平衡;效率高

等特点,因此水下高速航行体普遍采用对转螺旋桨的推进方式。对转螺旋桨噪声含线谱和随机宽带噪声谱,线谱噪声产生的原因包括:航行体尾部的非均匀流场和前后桨相互作用产生的周期性不定常力。

2012-03-30 收稿;2012-09-10 定稿

作者简介:王顺杰(1984-),男,山东青岛人,博士生,研究方向:水声目标识别。

程玉胜(1963-),男,教授,博士,博士生导师。

<sup>†</sup>通讯作者:王顺杰, E-mail: xiaojie000@163.com

水下高速对转螺旋桨目标的 LOFAR 谱分析表明, 它比单桨舰船具有更多的线谱。目前国内针对水下高速航行体对转螺旋桨噪声的线谱预报已有一些相关工作<sup>[1]</sup>, 但是在非空化且叶片刚性条件下进行研究, 该状态下厚度噪声相对于负载噪声来讲是小量。其它有关螺旋桨噪声预报的研究也是常在忽略厚度噪声前提下进行<sup>[2-3]</sup>。国外公开发表的针对对转螺旋桨噪声的理论研究工作虽然考虑了单极子厚度噪声, 但主要都限于航空上的均匀流场情况<sup>[4-6]</sup>, 水中对转螺旋桨实际工作非均匀流场中, 而这种非均匀流场是影响螺旋桨噪声的主要因素之一。对于特定的水下高速航行体, 当航速很高或未在大深度航行时, 螺旋桨的局部空化常常不可避免, 文献[7]中指出非定常片空泡体积振动为单极子源, 而单极子源的辐射效率要高于偶极子性质的力源。因此当对转螺旋桨在水中工作在空化状态时, 非空化条件下的模型以及非均匀流场条件下的模型就均不再适用。为了更好地利用其低频线谱较为丰富这一特点来对目标进行分类识别, 有必要对空化状态下对转螺旋桨噪声的线谱进行预报研究。

## 2 螺旋坐标系的建立

首先利用非空化条件下螺旋坐标系的建立方法, 建立螺旋坐标系  $(\gamma_0, r_0, \xi_0)$  用来描述声源点的位置。考虑产生空泡, 并将空泡看作为螺旋桨的一部分 (以下所指螺旋桨或叶片均考虑了空泡的厚度和长度), 以往在研究空化噪声时多从空泡的物理变化过程出发, 本文将空泡的变化过程看成螺旋桨厚度在变化, 此时螺旋桨附着面大量稳定空泡的周期性径向扩张与收缩受迫振动就相当于螺旋桨厚度在周期性振动, 因此可以尝试探索借助非空化条件下螺旋桨坐标系对问题进行分析。螺旋坐标系具体定义如下:

$r_0$  为螺旋桨径向,  $\xi_0, \gamma_0$  是定义在半径为  $r_0$  的圆柱面上的坐标系。  $\gamma_0$  方向与声源点的运动方向相反, 表示在螺旋方向上离开  $t = 0$  时刻螺旋桨母线位置的距离,  $\xi_0$  垂直于  $r_0$  和  $\gamma_0$ 。如图 1 所示为半径为  $r_0$  的螺旋桨剖面切片处  $\gamma_0, \xi_0$  坐标系及其相关变量的示意图。图中  $U$  为桨叶表面流体在螺旋方向上的切线速度。  $FA, MCA$  分别为描述叶片纵倾和横倾的几何描述量,  $h(\gamma_0, r_0)$  表示半径为  $r_0$  处螺旋桨局

部剖面的厚度分布。

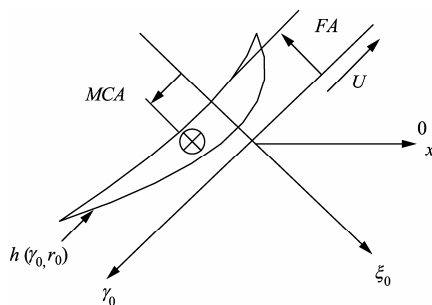


图 1 半径为  $r_0$  的螺旋桨剖面切片处  $\gamma_0, \xi_0$  坐标系及相关变量示意图

## 3 对转螺旋桨空化线谱噪声的理论预报

### 3.1 远场声压模型

螺旋桨的噪声场主要包括单极子源(厚度、振动噪声)、偶极子源和四极子源组成, Goldstein 的声相似方程为<sup>[8]</sup>:

$$P(x, t) = \int_{-T}^T \int_{S(\tau)} (\rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} + f_i \frac{\partial G}{\partial y_i}) dS(y) d\tau + \int_{-T}^T \int_{v(\tau)} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dy d\tau, \quad (1)$$

式中:  $dS(y) = d\gamma_0 dr_0$ ,  $G$  表示格林函数,  $\rho_0$  表示水中密度,  $V_n$  表示螺旋桨表面流体速度的法向分量。  $P(x, t)$  为场点  $x$  处在  $t$  时刻的声压, 右边第一项是单极子性质的脉动体积源, 与水中的马赫数  $M$  成正比, 右边第二项是偶极子性质的力源, 与水中马赫数  $M$  的 3 次方成正比, 右边第三项是四极子性质的 Lighthill 应力源, 与水中马赫数  $M$  的 5 次方成正比。由于水中的马赫数很小, 第三项可以忽略, 式(2)中右边第二项已在文献[1]中有详细的论述。本文是对空化条件下对对转螺旋桨线谱噪声进行预报研究, 此时偶极子性质的力源就不再是主要的噪声源, 因此这里主要针对右边第一项单极子源进行重点的讨论。即:

$$P(x, t) = \int_{-T}^T \int_{S(\tau)} \rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS(y) d\tau, \quad (2)$$

在  $\tau = 0$  时, 可以用下式表示:

$$V_n = Uh'(\gamma_0, r_0), \quad (3)$$

若令:

$$h(\gamma_0, r_0) = \int \bar{H}(\gamma_0, r_0, \xi_0) d\xi_0, \quad (4)$$

这里:

$$\bar{H}(\gamma_0, r_0, \xi_0) = h(\gamma_0, r_0) \delta(FA + \xi_0). \quad (5)$$

假设水为理想流体并在远处以流速  $V_0$  流向桨叶, 此时压力为  $p_0$ 。通常认为当螺旋桨某点处压力降至该水温下水的汽化压力  $p_v$  时, 该点开始出现空泡, 令:

$$\sigma = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2} \rho U^2}, \quad (6)$$

$\sigma$  为空泡数, 用来衡量是否发生空泡。空泡数  $\sigma$  与来流速度  $U$ 、水的静压力  $p_0$  与汽化压力  $p_v$  差值 ( $p_0 - p_v$ ) 相关。当  $p_0 - p_v$  数值一定时, 来流速度  $V_0$  越大, 则空泡数越小, 越容易发生空泡。在忽略诱导速度的情况下, 相对于桨叶切面来说, 径向  $r_0$  处的来流速度  $U_r$  可以表示为:

$$U_r = \sqrt{(2\pi r_0 n)^2 + V_A^2}, \quad (7)$$

其中:  $r_0$  为螺旋桨径向半径;  $n$  为螺旋桨的转速;  $V_A$  为进速。螺旋桨的进速  $V_A$  为船速  $V$  减去伴流速度  $u$ , 即:

$$V_A = V - u. \quad (8)$$

将式(7)、(8)代入(6), 空泡数  $\sigma$  表示为

$$\sigma = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2} \rho [(2\pi r_0 n)^2 + (V - u)^2]}, \quad (9)$$

由上式可知, 伴流速度  $u$  越小, 螺旋桨进速  $V_A$  越大, 空泡数  $\sigma$  越小, 则越易发生空泡。因此当螺旋桨发生空化后, 伴流速度小的区域产生的空泡数目大于伴流速度大的区域, 由于螺旋桨处在非均匀尾流场中, 导致空泡体积成周期性变化, 因此螺旋桨厚度分布  $h(\gamma_0, r_0)$  也将周期性变化。

对于自由空间格林函数的表达式为<sup>[6]</sup>:

$$G = \frac{\delta(t - \tau - R/c_0)}{4\pi R}, \quad (10)$$

式中:  $R$  表示源点到声场接收点的距离,  $c_0$  表示水中声速。由于速度  $U$  是定义在  $-\gamma_0$  方向上的,

并且考虑到螺旋桨在水中转动由体积脉动而产生的脉动场, 假设脉动的角速度为  $\omega_0$ , 当  $\tau \neq 0$  时, 则:

$$P(x, t) = \int_{-T}^T \int_{r_H}^{r_r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\gamma_0 + U\tau, r_0, \xi_0) \times \exp(i\omega_0\tau) \frac{\delta(t - \tau - R/c_0)}{4\pi R} d\xi_0 d\gamma_0 dr_0 d\tau, \quad (11)$$

式中:  $g(\gamma_0 + U\tau, r_0, \xi_0) = \rho_0 U^2 h''(\gamma_0 + U\tau, r_0) \delta(FA + \xi_0)$ ,  $r_r, r_H$  分别表示螺旋桨的最大、最小半径。取 Fourier 变换:

$$\psi\left(\frac{\omega}{U}, r_0, \xi_0\right) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\gamma_0, r_0, \xi_0) \exp(i\frac{\omega}{U}\gamma_0) d\gamma_0, \quad (12)$$

$$g(\gamma_0, r_0, \xi_0) = \frac{1}{2\pi U} \int_{-\infty}^{\infty} \psi\left(\frac{\omega}{U}, r_0, \xi_0\right) \exp(-i\frac{\omega}{U}\gamma_0) d\omega. \quad (13)$$

根据  $\delta$  函数的性质, 可得式(11)为:

$$P(x, t) = \frac{1}{8\pi^2 UR} \int_{r_H}^{r_r} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi\left(\frac{\omega}{U}, r_0, \xi_0\right) \times \exp\{-i[(\omega_0 + \omega)t + \frac{\omega}{U}\gamma_0]\} \times \exp[i(\omega_0 + \omega)R/c_0] d\omega d\xi_0 d\gamma_0 dr_0. \quad (14)$$

若只考虑远场情况, 有<sup>[1]</sup>:

$$R \approx r - \frac{\Omega}{U} r_0 \xi_0 \cos\theta + \frac{V}{U} \gamma_0 \cos\theta - r_0 \sin\theta \cos(\Phi - \Phi_b + \frac{V\xi_0}{r_0 U_0} + \frac{\Omega\gamma_0}{U_0}), \quad (15)$$

式中:  $r$  是桨中心到场点的距离,  $\Phi$  是初始相位角,  $\Phi_b$  是任意时刻转过的相位,  $\theta$  如图 2 所示。

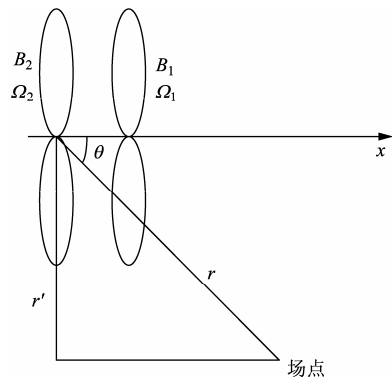


图2 场点坐标系中物理量示意图

由于是远场情况, 因此  $r \gg \gamma_0, r_0, \xi_0$ , 所以可以将式(14)中积分外的  $1/R$  用  $1/r$  来代替。对于积分

内的  $R$ ，将式(15)代入式(14)，利用贝塞尔函数的性质及  $\delta$  函数的性质，通过定义：

$$\Psi_H(K) = \int_{-1/2}^{1/2} H(x) \exp(iKx) dx,$$

式中： $H(X)$  是  $h(\gamma_0, r_0)$  的归一化的厚度分布，如图 3 所示。

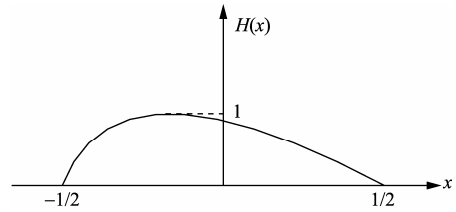


图 3 归一化的厚度分布

最终可将 (14) 式化简为：

$$P(x, t) = \frac{-\rho_0 c_0^2 \sin \theta}{8\pi \frac{r_1}{D} (1 - M_x \cos \theta)} \int_{\bar{r}}^1 M_r^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left\{ i\left[ n(\Phi - \Phi_b - \frac{\pi}{2}) + \left( \frac{n\Omega + \omega_0}{1 - M_x \cos \theta} \right) \left( \frac{r}{c_0} - t \right) + \phi_{MCA} + \phi_{FA} \right] \right\} \right. \\ \left. \times J_n \left[ \frac{(n + \frac{\omega_0}{\Omega}) Z_0 M_T \sin \theta}{1 - M_x \cos \theta} \right] t_b K^2 \Psi_H(K) \right\} dZ_0, \tag{16}$$

式中： $M_T = \frac{\Omega r_T}{c_0}$ ， $Z_0 = \frac{r_0}{r}$ ，

$$dZ_0 = \frac{1}{r_T} dr_0 = \frac{2}{D} dr_0, \quad \frac{\sin \theta}{r'} = \frac{1}{r}, \quad \bar{r} = \frac{r_H}{r_T}, \quad M_x = \frac{V}{c_0},$$

$$M_r = \frac{U}{c_0}, \quad M_x = \frac{V}{c_0},$$

$$\phi_{MCA} = \frac{2M_T}{M_r} \left( \frac{n + \frac{\omega_0}{\Omega}}{1 - M_x \cos \theta} - \frac{\omega_0}{\Omega} \right) \frac{MCA}{D}$$

表示由叶片侧倾引起的相位角；

$$\phi_{FA} = \frac{2}{M_r} \left( \frac{n + \frac{\omega_0}{\Omega}}{1 - M_x \cos \theta} Z_0 M_T^2 \cos \theta - \frac{nM_x}{Z_0} \right) \frac{FA}{D}$$

表示由叶片纵倾引起的相位角。

对于对转螺旋桨，其在水中转动导致的体积脉动场主要包括两方面原因：一是前后螺旋桨相互作用引起的体积脉动；二是非均匀流场引起的体积脉动。

### 3.2 前后螺旋桨相互作用引起的体积脉动产生的远场声压

假设后桨只有一叶，并且静止不动，而前桨有  $B_1$  叶，旋转角速度为  $\Omega_1$ ，因此前桨叶片在通过后桨

静止叶片流场时，每  $1/B_1$  转就会在后桨静止叶片上产生一个干涉“脉冲”，即在后桨静止叶片上产生一个前桨叶片通过频率的单频声源。因此，当后桨的旋转角速度为  $\Omega_2$ ，并考虑谐波，则脉动的角速度为：

$$\omega_0 = kB_1(\Omega_1 + \Omega_2), \tag{17}$$

其中： $k$  为谐波阶数。考虑后桨上所有叶片上产生的远场声压，若后桨为  $B_2$  叶，则对于第  $b_2$  个桨叶，其相位应改变  $2\pi b_2 / B_2$ ，则：

$$\Phi \rightarrow \Phi + 2\pi b_2 / B_2, \tag{18}$$

另外，前桨上某一叶片对后桨第  $b_2$  桨叶上产生干涉“脉冲”的时间与第  $b_2 - 1$  个相比会延迟  $t'$ 。由于前桨在时间  $t'$  内的旋转相位为  $\Omega_1 t'$ ，后桨第  $b_2$  个叶片在时间  $t'$  内的旋转相位为  $\Omega_2 t'$ ，因此通过计算可得：

$$\exp(-i\omega_0 t') = \exp\left[ ik \frac{2\pi b_2 B_1}{B_2} \right]. \tag{19}$$

此时，可得由于前后桨相互作用在后桨上产生的远场声压为：

$$P_{21}(x, t) = \frac{-\rho_0 c_0^2 \sin \theta_2}{8\pi \frac{r_2}{D} (1 - M_{x2} \cos \theta_2)} \int_{\bar{r}_2}^1 M_{r2}^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{b_2=1}^{B_2} \left\{ \exp\left\{ i\left[ n(\Phi_2 - \Phi_{b_2} - \frac{\pi}{2}) + \frac{n\Omega_2 + kB_1(\Omega_1 + \Omega_2)}{1 - M_{x2} \cos \theta_2} \left( \frac{r_2}{c_0} - t \right) + \phi_{MCA2} + \phi_{FA2} \right] \right\} \right. \\ \left. \times \exp\left[ i \frac{2\pi b_2}{B_2} (n + kB_1) \right] J_n \left[ \frac{(n + \frac{kB_1(\Omega_1 + \Omega_2)}{\Omega_2}) Z_{02} M_{T2} \sin \theta_2}{1 - M_{x2} \cos \theta_2} \right] t_b K^2 \Psi_H(K) \right\} dZ_{02}, \tag{20}$$

又因为有:

$$\sum_{b_2=1}^{B_2} \exp[i \frac{2\pi b_2}{B_2} (n + kB_1)] = B_2 \delta(n - (mB_2 - kB_1)), \quad (21)$$

其中:  $m$  为阶数。所以前后桨相互作用时在后桨上产生的远场声压的表达式最终可写为:

$$P_{21}(x, t) = \frac{-\rho_0 c_0^2 \sin \theta_2 B_2}{8\pi \frac{r_2'}{D} (1 - M_{x2} \cos \theta_2)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left\{i[(mB_2 - kB_1)(\Phi_2 - \Phi_{b2} - \frac{\pi}{2}) + (\frac{mB_2 \Omega_2 + kB_1 \Omega_1}{1 - M_{x2} \cos \theta_2})(\frac{r_2}{c_0} - t)]\right\} \right. \\ \left. \times \int_{\frac{r_2}{2}}^1 M_{r2}^2 J_{mB_2 - kB_1} \left[ \frac{(mB_2 + kB_1 \frac{\Omega_1}{\Omega_2}) Z_{02} M_{T2} \sin \theta_2}{1 - M_{x2} \cos \theta_2} \right] \exp[i(\phi_{MCA2} + \phi_{FA2})] t_b K^2 \Psi_H(K) \right\} dZ_{02}. \quad (22)$$

同理可计算前后桨相互作用时在前桨上产生的远场声压的表达式。

### 3.3 非均匀流场引起的体积脉动产生的远场声压

水流中的非均匀性对桨的线谱噪声也起到非常重要的作用, 前桨的非均匀来流为载体尾流, 而后桨的非均匀来流为前桨的尾流。下面主要分析由于非均匀流场而引起的体积脉动所产生的远场声压。假定非均匀流场具有周向调谐性质<sup>[1]</sup>, 对前桨调谐分量为  $W_1$ , 对后桨调谐分量为  $W_2$ 。以后桨为例, 此时:

$$\omega_0 = kW_2 \Omega_2, \quad (23)$$

$$\exp(-i\omega_0 t') = \exp\left(ik \frac{2\pi b_2 W_2}{B_2}\right), \quad (24)$$

可得后桨由于流的非均匀性所产生的远场声压为:

$$P_{22}(x, t) = \frac{-\rho_0 c_0^2 \sin \theta_2 B_2}{8\pi \frac{r_2'}{D} (1 - M_{x2} \cos \theta_2)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left\{i[(mB_2 - kW_2)(\Phi_2 - \Phi_{b2} - \frac{\pi}{2}) + (\frac{mB_2 \Omega_2}{1 - M_{x2} \cos \theta_2})(\frac{r_2}{c_0} - t)]\right\} \right. \\ \left. \times \int_{\frac{r_2}{2}}^1 M_{r2}^2 J_{mB_2 - kW_2} \left[ \frac{mB_2 Z_{02} M_{T2} \sin \theta_2}{1 - M_{x2} \cos \theta_2} \right] \exp[i(\phi_{MCA2} + \phi_{FA2})] t_b K^2 \Psi_H(K) \right\} dZ_{02}. \quad (25)$$

同理可计算前桨由于流的非均匀性所产生的远场声压。

## 4 模型分析及应用

本文用类比的方法对所得公式的正确性进行分析讨论。文献[6]中得出的均匀流场情况下单螺旋桨单极子声源和偶极子声源(升力)所产生的远场声压为:

$$\begin{cases} P_{Vm} \\ P_{Lm} \end{cases} = - \frac{\rho_0 c_0^2 B \sin \theta \exp\left\{imB \left[ \frac{\Omega r}{(1 - M_x \cos \theta) c_0} - \frac{\pi}{2} \right]\right\}}{8\pi \frac{y}{D} (1 - M_x \cos \theta)} \int M_r^2 J_{mB} \left[ \frac{mB Z M_T \sin \theta}{1 - M_x \cos \theta} \right] \exp[i(\phi_0 + \phi_s)] \begin{cases} k_x^2 t_b \Psi_V(k_x) \\ -ik_y \frac{C_L}{2} \Psi_L(k_x) \end{cases} dz. \quad (26)$$

式(26)中各项含义在文献[6]中有详细论述, 本文不再赘述。

通过分析可知, 由于式(26)中两式的声源不同, 因此公式推导的出发点不同, 但所得的各声源的远场声压表达式中分别有明确的物理量来表达这一不同之处, 如图4(a)所示。

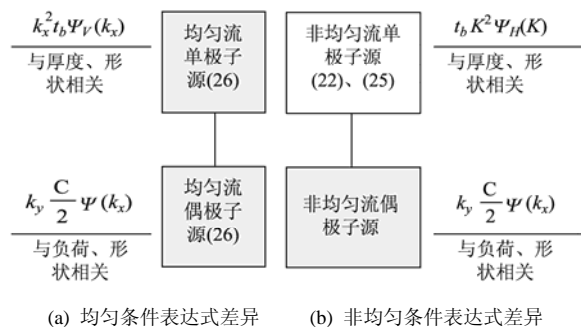


图 4 不同条件下声压表达式差异分析图

比较本文所得公式与已知的非均匀流偶极子声源声压公式<sup>[1]</sup>，两公式之间存在明确的不同之处，如图 4(b)所示。从物理意义上讲，该不同点主要是由于噪声源性质的不同所产生，其与均匀流场情况下的不同完全一致。因此，通过与已知的均匀流场情况进行类比可知本文所得非均匀流场中单极子远场声压表达式在表达形式上是正确的。

在本文所得远场声压计算公式(22)、(25)中，与时间相关的项分别为：

$$\exp\left\{i\left[\left(\frac{mB_2\Omega_2 + kB_1\Omega_1}{1 - M_{x2} \cos \theta_2}\right)\left(\frac{r_2}{c_0} - t\right)\right]\right\},$$

$$\exp\left\{i\left[\left(\frac{mB_2\Omega_2}{1 - M_{x2} \cos \theta_2}\right)\left(\frac{r_2}{c_0} - t\right)\right]\right\},$$

因此随时间的转速为  $kB_1\Omega_1 + mB_2\Omega_2$ ，故对转螺旋桨空化噪声线谱频率预报值为：

$$f_{k,m} = kB_1f_1 + mB_2f_2, \quad (27)$$

其中： $f_1$ 、 $f_2$  分别为前后桨转动频率，即：

$$f_1 = \Omega_1 / 2\pi, \quad f_2 = \Omega_2 / 2\pi.$$

图 5 为某实测水下高速目标 A 对转螺旋桨空化噪声功率谱历程图，航行体前后桨叶数均为 3，转速为 1830 转/分。从图中可以看出，该目标有较多线谱成分，且呈倍频关系。

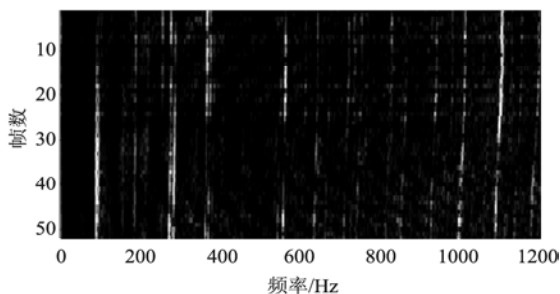


图 5 某水下高速目标 A 对转螺旋桨辐射噪声功率谱历程图

图 6 是根据式(27)进行的线谱频率预报值和目标 A 功率谱的比较图，通过比较可以看出预报值与目标 A 的线谱频率吻合度较高。因此，利用本文所得频率预报公式可以较好的对空化时水下对转螺旋桨噪声线谱频率进行预报。

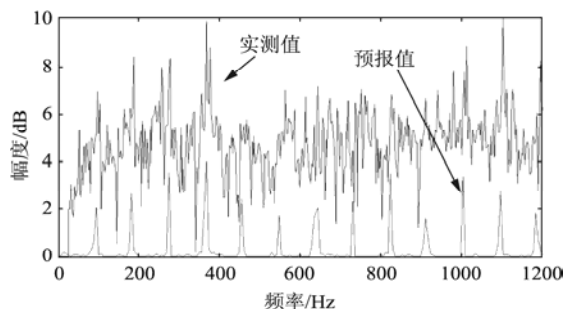


图 6 目标 A 功率谱及其线谱预报值比较图

图 7、图 8 分别为某实测非水下高速目标 B 和非水下高速目标 C 的辐射噪声功率谱历程图。从图中可以看出，非水下高速目标的线谱成份明显少于水下高速目标的线谱成份。图 9 为某实测水下高速目标 D 高速航行时辐射噪声的功率谱历程图，其具有丰富的线谱成份。因此，在对水下高速目标的判别过程中，若已知目标可能的工况，可根据预报值与实测值的匹配程度判别目标属性；若不知目标的具体工况条件，也可以根据线谱是否丰富这一特点对目标是否为水下高速目标进行判别。

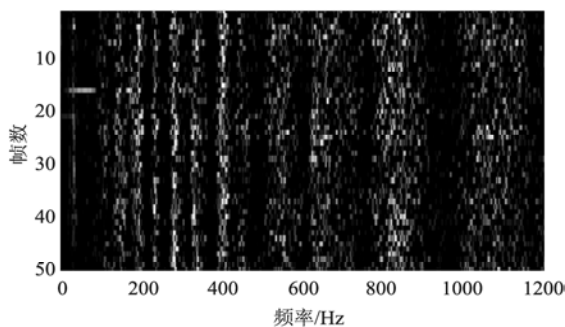


图 7 非水下高速目标 B 功率谱

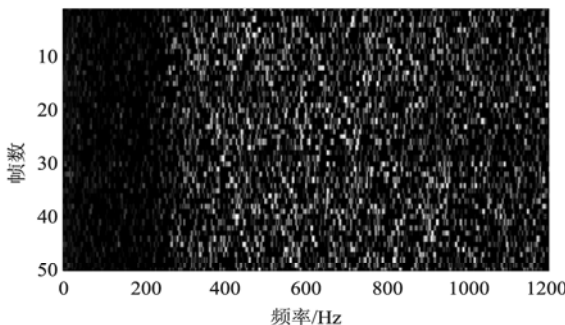


图 8 非水下高速目标 C 功率谱

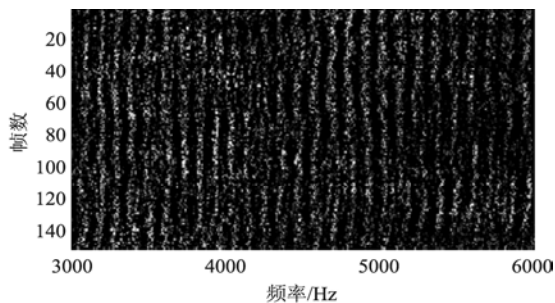


图9 水下高速目标D功率谱

另外, 由于线谱的幅度大小不仅与噪声源有关, 还与螺旋桨的参数等因素有关, 本文主要考虑的是对转螺旋桨噪声的线谱出现的频率, 对其各线谱的幅度还有待于进一步研究。

## 5 结论

在对单极子性质的厚度噪声预报的理论推导过程中, 只有  $r \gg \gamma_0, r_0, \xi_0$  这一条假设。另外, 实际过程中螺旋桨的相互作用会引起流场的不均匀性, 而流场的不均匀性也是相互作用的一个起因。但从根本上讲, 达到一种相对稳定状态时, 其并不会改变两种体积脉动的周期性, 对频率的产生不会有影响, 因此有以下结论:

(1) 单极子性质的振动噪声源线谱的预报频率为  $f_{k,m} = kB_1f_1 + mB_2f_2$ 。

(2) 式(25)相当于单桨的远场声压表达式, 式(22)是前后桨相互干扰的远场声压表达式。可见对

转螺旋桨空化线谱噪声之所以要比单个螺旋桨丰富, 前后螺旋桨之间的互相作用起了很重要的作用。线谱丰富这一特点可作为判别水下高速目标的依据之一。

由远场声压表达式可知, 螺旋桨的桨叶参数的不同会对线谱噪声级产生一定的影响。需要指出的是, 文中在建坐标系时将空泡看作螺旋桨一部分, 从广义上讲只是改变了螺旋桨的厚度参数, 而从公式上可以看出螺旋桨厚度参数改变并不影响以上得到的线谱频率值、线谱丰富程度等结论。

## 参 考 文 献

- [1] 朱锡清, 吴武生. 水下高速航行体对转螺旋桨线谱噪声预报研究[J]. 声学学报, 1998, 23(2): 123-133.
- [2] 朱锡清, 吴武生. 螺旋桨负荷噪声研究[J]. 声学学报, 1999, 24(3): 259-268.
- [3] 朱锡清, 李亚, 孙红星. 船舶螺旋桨叶片与艉部湍流场相互作用噪声的预报研究[J]. 声学技术, 2006, 25(4): 361-364.
- [4] HANSON D B. Noise of Counter-rotation propellers[J]. J. Aircraft, 1985, 22(7): 609-617.
- [5] HANSON D B. Compressible Helicoidal Surface Theory for Propeller Aerodynamics and Noise[J]. AIAA Journal, 1983, 21(6): 881-889.
- [6] HANSON D B. Helicoidal Surface Theory for Harmonic Noise of Propellers in the Far Field[J]. AIAA Journal, 1980, 18(10): 1213-1220.
- [7] 张永坤, 熊鹰. 船舶螺旋桨空泡噪声研究[J]. 舰船科学技术, 2008, 30(4): 54-59.
- [8] GOLDSTEIN M E. Aeroacoustics[M]. McGraw-Hill, New York, 1976.