

球冠形辐射器远场指向特性的相控改进<sup>\*</sup>汤立国<sup>1\*\*</sup> 唐义政<sup>2</sup>

1. 厦门大学海洋与环境学院海洋学系, 水声通信与海洋信息技术教育部重点实验室, 厦门 361005;

2. 杭州应用声学研究所, 杭州 310012

**摘要** 球冠形辐射器是海底声学成像系统的重要组成部分, 在海底参数反演系统中亦有重要应用. 传统球冠形辐射器远场指向性函数往往在极轴附近出现较大波动, 使得对接收到的反射波进行处理以便对海底地貌进行精确成像或对海底参数进行反演变得复杂. 文中提出将球冠形辐射器分割成若干环及一相对较小球冠, 并适当控制各部分的相位延迟, 从而实现指向性函数在极轴附近波动的减弱.

**关键词** 球冠形辐射器 指向性 相位延迟

近数十年来, 世界各国对能源的需求持续增长, 从而使得陆上有限的资源越来越难以满足经济发展的需求, 于是很多国家逐步将目光转向蕴涵有各种丰富资源的海洋. 对海底资源进行勘探开发时, 首先必须对海底地貌有清晰了解, 目前其主要通过海底声学成像技术实现. 同时, 该技术在海洋作战中亦非常重要. 正是鉴于其在民用及军事上的重要性, 目前, 各海洋大国投入相当的人力物力进行高性能海底声学成像技术的研究. 海底声学成像设备主要包括3个部分: 发射机; 接收机; 信号处理及成像装置. 其原理是利用发射换能器向海底辐射声波, 然后在不同空间点处接收从海底反射回来的声波, 最后利用先进的信号处理方法对其分析处理, 从而得到海底地貌图像. 为了能够同时对一片海域海底进行成像, 发射机必须具有良好的大空间指向性, 其为整个设备的基础. 为了实现发射机的大空间指向性, 目前辐射器的形状多采用曲面状, 如球冠形、抛物面形及椭球面形等.

另外, 由于海底的密度、声速及衰减等参数对声传播有重要影响, 进一步会对水下声通讯与水下目标定位等产生影响, 因此海底参数反演问题是目

前水声领域的研究热点之一. 与海底采样直接测量相比, 利用声波可进行大范围的探测及反演, 显然后者比前者更为高效. 为了利用声波同时对一片海域海底的参数进行反演, 有时亦需要大空间指向性的弧形辐射器.

球冠形辐射器辐射声场最早由 Morse<sup>[1]</sup> 作了详细阐述. New 等<sup>[2]</sup> 从理论上证明了球冠形辐射器近场声压在  $a \rightarrow \infty$  时的极限即为无限大平面活塞所辐射声场的近场声压, 此处  $a$  为球半径. Hasheminejad 等<sup>[3]</sup> 利用镜像法分析了刚性及软界面附近的球冠形辐射器所辐射声场的特性. 实际应用中, 为了降低背向辐射, 一般需在换能器与刚性球障之间, 添加适当厚度的软材料层, 边界条件可用  $p=0$  表示, 此处  $p$  为声压. 添加软材料层的球冠形辐射器辐射声场, 目前无法获得其精确解析解, 因为其为混合边界问题, 即部分边界给定了声压, 其余边界给定了质点振速, 因此只能过数值近似的方法处理该问题, 如通用的边界元法. 另外, Karnovskii 等<sup>[4]</sup> 利用最小均方差法对添加软材料层的球冠形辐射器辐射声场的近似解作了理论探讨, Gerding 等<sup>[7]</sup> 利用 Karnovskii 等<sup>[6]</sup> 提出的最小均方差法给出了数值

2007-09-28 收稿, 2007-11-05 收修改稿

\* 福建省自然科学基金计划资助项目(项目编号: T0750014)

\*\* E-mail: liguotang@xmu.edu.cn

©1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

结果, 而 Butler<sup>[8]</sup> 利用边界配置 (boundary collocation) 法讨论了上述问题的近似解并给出了数值结果.

球冠形辐射器远场指向特性同平面活塞远场指向特性具有显著差别, 如当  $ka$  较大时, 其中  $k$  为波数, 指向性函数往往在极轴附近出现较大波动, 其使得对接收到的反射波进行处理以便对海底进行精确成像或对海底参数进行反演变得复杂. 本研究提出将球冠形辐射器分割成若干环及一相对较小球冠, 并适当控制各部分的相位延迟, 从而实现指向性函数在极轴附近波动的减弱.

### 1 球冠形辐射器远场指向特性

图 1 为球冠形辐射器示意图. 其中面 I 上各点作同相等幅谐振动, 其余部分, 即面 II, 为刚性, 其上各点振速为零, 该辐射器所辐射声场在数学上可表征为

$$\begin{cases} \nabla^2 p - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \\ v|_{r=a} = v_0 e^{j\omega t}, \quad 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ v|_{r=a} = 0, \quad \theta_0 < \theta \leq \pi \end{cases} \quad (1)$$

其中  $p$  为声压,  $v$  为质点振速, 质点振速幅度  $v_0$  为常数,  $C$  为波速. 在球坐标下求解定解问题(1)可得远场声压近似为<sup>[1]</sup>

$$p(r, \theta, t) \approx p_A(r, \theta) e^{j(\omega t - kr)} \quad (2)$$

$$D_1(\theta) = \frac{\left| \frac{1 - \cos \theta_0}{dh_0^{(2)}(kr)} \Big|_{r=a} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[P_{l-1}(\cos \theta_0) - P_{l+1}(\cos \theta_0)]}{dh_l^{(2)}(kr)} \Big|_{r=a} e^{j\frac{l\pi}{2}} P_l(\cos \theta) \right|}{\left| \frac{1 - \cos \theta_0}{dh_0^{(2)}(kr)} \Big|_{r=a} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[P_{l-1}(\cos \theta_0) - P_{l+1}(\cos \theta_0)]}{dh_l^{(2)}(kr)} \Big|_{r=a} e^{j\frac{l\pi}{2}} \right|} \quad (5)$$

(5) 式表明球冠形辐射器远场指向性与半球冠张角  $\theta_0$  有关, 同时它还决定于球形障幕半径与波数乘积  $ka$ . 给定参数  $\theta_0$  与  $ka$  后, 球冠形辐射器远场指向性只是  $\theta$  的函数. 对(5)式进行数值计算可得不同  $ka$  及  $\theta_0$  时辐射器的指向性图. 以下各指向性图以 dB 为单位.

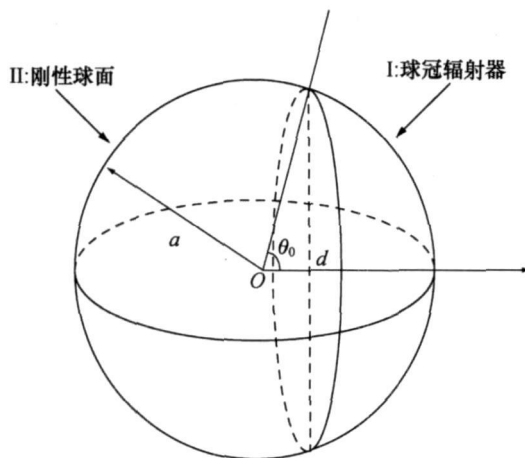


图 1 球冠形辐射器

其中

$$p_A(r, \theta) = \frac{\rho C v_0}{2kr \frac{dh_0^{(2)}(kr)}{d(kr)} \Big|_{r=a}} (1 - \cos \theta_0) + \frac{\rho C v_0}{2kr} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{[P_{l-1}(\cos \theta_0) - P_{l+1}(\cos \theta_0)]}{dh_l^{(2)}(kr)} \Big|_{r=a} e^{j\frac{l\pi}{2}} P_l(\cos \theta) \quad (3)$$

(3) 式中  $p_l$  为  $l$  阶 Legendre 函数,  $h_l^{(2)}$  为  $l$  阶第二类球 Hankel 函数. 设指向性函数为  $D_1(\theta)$ , 则

$$D_1(\theta) = \left| \frac{p_A(r, \theta)}{p_A(r, 0)} \right| \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式得

辐射器远场指向性图, 其中,  $ka$  的值分别为 5.0 及 20.0,  $\theta_0$  的值分别为  $45^\circ$  及  $60^\circ$ . 比较图 2 与图 3 可发现, 随着  $ka$  的增加, 球冠形辐射器远场指向性并未变得越来越尖锐, 故其与无限大障板上平面活塞的指向特性有明显差别. 但由上述指向性图可看出, 随着  $ka$  的增加, 在  $\theta=0^\circ$  附近, 指向性曲线由平滑出现起伏, 图 3 中的起伏幅度甚至达到 1dB. 另由图

图 2, 3 为不同  $ka$  及半球冠张角  $\theta_0$  时的球冠形

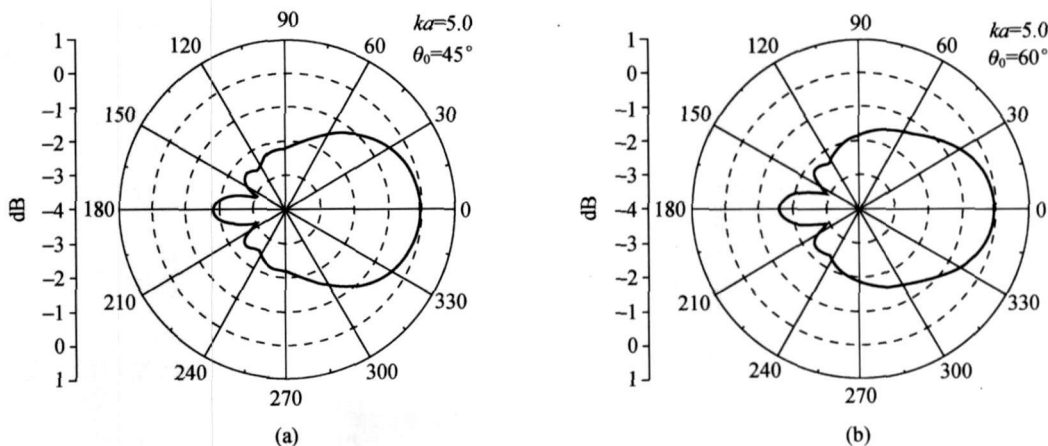


图 2  $ka=5.0$  时, 球冠形辐射器远场指向性曲线  
(a)  $\theta_0=45^\circ$ ; (b)  $\theta_0=60^\circ$

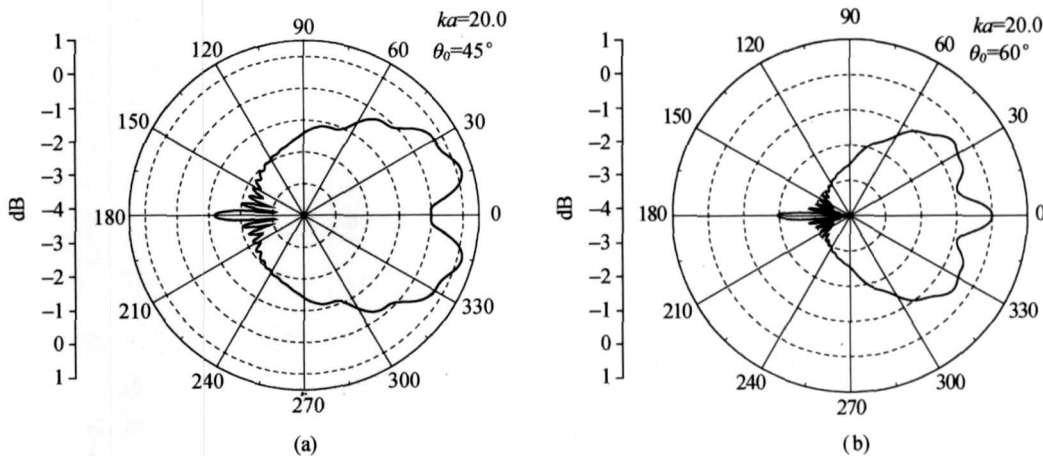


图 3  $ka=20.0$  时, 球冠形辐射器远场指向性曲线  
(a)  $\theta_0=45^\circ$ ; (b)  $\theta_0=60^\circ$

3(a)知, 球冠形辐射器远场指向性函数的极大值并不总是出现在  $\theta=0^\circ$  处。

## 2 球冠形辐射器远场指向特性的相控改进

由上述分析结果知, 当  $ka$  较大时, 球冠形辐射器指向性函数往往在极轴附近出现较大波动, 而无论是对海底进行成像还是对海底参数进行反演, 皆主要依赖于反射波的到达时间及其各频率成分的幅度, 因此在对不同空间点处接收到的反射波信号进行处理时, 必须同时考虑指向性函数的大幅度波动及海底的声学特性对幅度变化的影响, 显然, 球冠形辐射器指向性函数在极轴附近的较大波

动使得对接收到的反射波进行处理以便对海底进行精确成像或参数反演变得复杂. 综上所述, 采取一定的措施减弱指向性函数的大幅度波动非常必要.

一般, 通过控制换能器基阵各单元的时延及幅度能够有效控制声束形状和方向<sup>[4]</sup>, 受此启发, 本研究考虑将球冠形辐射器分割成若干环及一相对较小球冠, 通过控制各部分的相位延迟, 以求达到改善辐射器远场指向特性的目的.

图 4 为球冠形辐射器被分割成  $n-1$  个环及 1 个相对较小球冠组合的示意图, 其中各部分作等幅但不同相谐振动, 该辐射器辐射声场可表征为

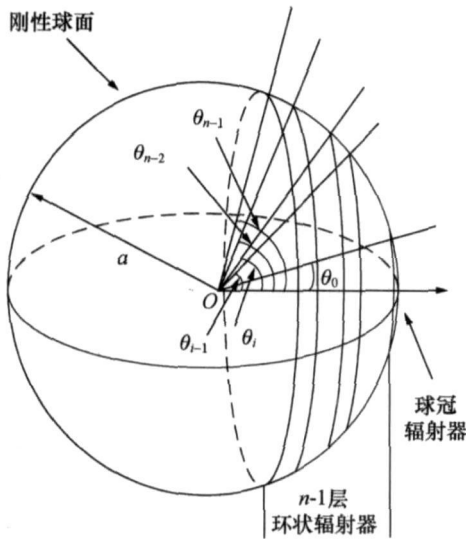


图 4 球冠形辐射器被分割成  $n-1$  个环及 1 个小球冠

$$\begin{cases} \Delta^2 p - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \\ v|_{r=a} = \begin{cases} v_0 e^{j\omega t}, & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ \dots \\ v_0 e^{j\alpha_i} e^{j\omega t}, & \theta_{i-1} \leq \theta \leq \theta_i \\ \dots \\ v_0 e^{j\alpha_{n-1}} e^{j\omega t}, & \theta_{n-2} \leq \theta \leq \theta_{n-1} \\ v|_{r=a} = 0, & \theta_{n-1} < \theta \leq \pi \end{cases} \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $\alpha_i (i=1, 2, \dots, n-1)$  为延迟相位. 该定解问题的解为

$$p(r, \theta, t) = -jA_0 h_0^{(2)}(kr) e^{j\omega t} - j \sum_{l=1}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta) h_l^{(2)}(kr) e^{j\omega t}, \quad (7)$$

其中

$$A_0 = \frac{\rho C v_0}{2 \left. \frac{dh_0^{(2)}(kr)}{d(kr)} \right|_{r=a}}.$$

$$\left[ (1 - \cos\theta_0) + \sum_{i=1}^{n-1} e^{j\alpha_i} (\cos\theta_{i-1} - \cos\theta_i) \right], \quad (8)$$

$$A_l = \frac{\rho C v_0}{2 \left. \frac{dh_l^{(2)}(kr)}{d(kr)} \right|_{r=a}} \{ [P_{l-1}(\cos\theta_0) - P_{l+1}(\cos\theta_0)] + \sum_{i=1}^{n-1} e^{j\alpha_i} [P_{l-1}(\cos\theta_i) - P_{l+1}(\cos\theta_i)] -$$

$$\sum_{i=1}^{n-1} e^{j\alpha_i} [P_{l-1}(\cos\theta_{i-1}) - P_{l+1}(\cos\theta_{i-1})] \}, \quad (l=1, 2, 3, \dots). \quad (9)$$

由球 Hankel 函数的性质知, 当  $kr \gg l + \frac{1}{2}$  时, 有<sup>[9]</sup>

$$h_l^{(2)}(kr) \approx j^{l+1} \frac{e^{-jkr}}{kr} = e^{j\frac{l+1}{2}\pi} \frac{e^{-jkr}}{kr}. \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (7) 式得远场声压近似为

$$p(r, \theta, t) \approx p'_A(r, \theta) e^{j(\omega t - kr)}, \quad (11)$$

其中

$$p'_A(r, \theta) = \frac{A_0}{kr} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{A_l}{kr} P_l(\cos\theta) e^{j\frac{l}{2}\pi}. \quad (12)$$

设指向性函数为  $D_2(\theta)$ , 则由其定义及 (12) 式可知

$$D_2(\theta) = \left| \frac{A_0 + \sum_{l=1}^{\infty} A_l P_l(\cos\theta) e^{j\frac{l}{2}\pi}}{A_0 + \sum_{l=1}^{\infty} A_l e^{j\frac{l}{2}\pi}} \right|, \quad (13)$$

其中,  $A_0$  与  $A_l$  分别如 (8) 及 (9) 式所示.

观察 (8), (9) 及 (13) 式可发现, 指向性函数同  $\theta_i (i=0, 1, 2, \dots)$  及各单元的相位延迟  $\alpha_i (i=1, 2, \dots, n-1)$  之间的函数关系非常复杂, 难以给出简单直观的分析, 因此本研究主要通过大量的数值实验以求获得比较满意的结果, 这也体现了数值实验相比于真实实验具有操作方便且实施代价低的优点, 当然最后的数值分析结果还必须经过真实实验的检验.

考虑  $ka=20.0$ , 半空间张角为  $45^\circ$  的球冠形辐射器的分割及各部分相位延迟. 将其均匀分割成 9 个环及 1 个小球冠, 则 (6) 式中  $\theta_i$  为

$$\theta_i = \frac{\pi}{4} \frac{i+1}{10}, \quad (i=0, 1, 2, \dots, 9), \quad (14)$$

同时, 选取各延迟相位为

$$\alpha_i = - \left( \frac{i}{10} \right)^{10} \pi, \quad (i=1, 2, \dots, 9) \quad (15)$$

以 (13) 式为基础, 利用上述参数经过数值计算可得

图 5 所示的指向形图。比较图 5 与图 3(a) 可发现, 该球冠形辐射器经过分割并适当控制各部分的相位延迟后, 指向特性明显改善, 原有的起伏显著减弱, 尤其在距极轴  $30^\circ$  的空间内, 指向性曲线相当均匀平滑。实际应用中, 不仅有助于提高海底成像或参数反演系统的整体性能, 而且能显著降低信号处理的复杂性。

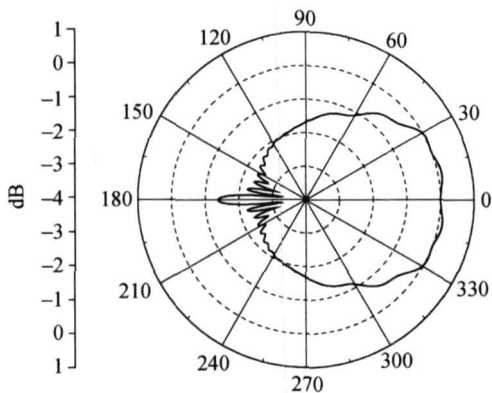


图 5  $ka=20.0$  半空间张角为  $45^\circ$  的球冠形辐射器被分割并作相位延迟后的远场指向性曲线

对于  $ka=20.0$ , 半空间张角为  $60^\circ$  的球冠形辐射器, 将其均匀分割成 3 个环及 1 个相对较小球冠, 则(6)式中  $\theta_i$  为

$$\theta_i = \frac{\pi}{3} \frac{i+1}{4}, \quad (i = 0, 1, 2, 3), \quad (16)$$

同时, 选取各延迟相位为

$$\alpha_i = \frac{i}{4}\pi, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (17)$$

以(13)式为基础, 利用上述参数经过数值计算可得图 6 所示的指向形图。同样, 比较图 6 与图 3(b) 可发现, 该球冠形辐射器经过分割并适当控制各部分的相位延迟后, 在极轴附近区域, 其指向特性明显改善, 原有幅度达 1dB 的不利起伏基本被消除。

### 3 结论

由以上理论及数值分析知, 对于某些特定参数的球冠形辐射器, 指向性曲线在极轴附近区域有较大不利起伏, 而经过分割球冠形辐射器并适当控制各部分相位延迟后, 指向特性明显改善, 原有处于

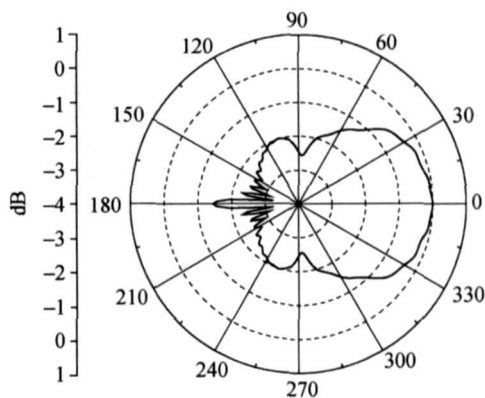


图 6  $ka=20.0$  半空间张角为  $60^\circ$  的球冠形辐射器被分割并作相位延迟后的远场指向性曲线

极轴附近区域的较大幅度不利起伏基本被消除, 因此本研究的思路是可行的。观察图 2—3 及 5—6 可发现, 分割前后, 球冠形辐射器的背向辐射都比较大, 显然, 为了提高换能器的辐射性能, 必须采取措施减弱该背向辐射。将球冠形辐射器分割成若干环及一相对较小球冠, 并适当控制各部分的相位延迟, 同时在换能器与刚性球障之间添加软材料层, 以求同时达到改善辐射器远场指向特性及降低背向辐射的目的, 是本研究下一步的目标。

### 参 考 文 献

- 1 Morse PM, Ingard KU. Theoretical Acoustics. New York: McGraw-Hill, 1986, 332—345
- 2 New R, Becker RL, Wilhelmij P. A limiting form for the nearfield of the baffled piston. J Acoust Soc Am, 1981, 70(5): 1518—1526
- 3 Hasheminejad SM, Azarpeyvand M. Acoustic radiation from a pulsating spherical cap set on a spherical baffle near a hard/soft flat surface. IEEE J Oceanic Eng, 2004, 29(1): 110—117
- 4 赖溥祥, 张碧星, 汪承灏. 环形相控阵换能器辐射和反射声场. 声学学报, 2007, 32(3): 212—220
- 5 Morse PM, Feshbach H. Methods of Theoretical Physics. New York: McGraw-Hill, 1953, 1465
- 6 Karnovskii MI, Lozovik VG. External acoustic field of a sphere mixed boundary conditions. Soviet Physics Acoustics, 1965, 11(2): 147—149
- 7 Gerding GC, Thompson Jr W. Axisymmetric spherical radiator with mixed boundary conditions. J Acoust Soc Am, 1977, 61(2): 313—317
- 8 Butter JL. Solution of acoustical radiation problems by boundary collocation. J Acoust Soc Am, 1970, 48(1): 325—336