

解析声能流 Capon 空间谱估计

徐海东, 梁国龙, 惠俊英

(哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

摘要: 文章中把解析函数理论用于声矢量信号分析, 提出了一个新概念“解析声能流”, 给出了单矢量传感器输出的解析声能流表达式。并将这个新概念用于描述声矢量阵输出, 得到了一种新的矢量阵输出模型“伪解析声能流”。利用该模型, 推导了声矢量阵的 Capon 空间谱估计的表达式。理论分析和计算机仿真表明: 1、解析声能流的实部和虚部具有正交的偶极子指向性, 并且可以用移相的方法来旋转其主极大方向; 2、在平面波和二维质点振速条件下, 解析声能流将矢量叠加统一描述在它的相位中, 从而可以综合描述声场的相位干涉和矢量结构; 3、基于“伪解析声能流”模型, 传统的 Capon 空间谱估计算法无需改动就可以直接用于声矢量信号处理, 与传统的 Capon 空间谱估计算法相比, 具有全空间无模糊定向能力、更低的旁瓣和对短时信号有更强的处理能力。

关键词: 解析声能流; 阵列信号处理; 空间谱估计

中图分类号: TB559 文献标识码: A 文章编号: 1000-3630(2004)03-0178-05

Capon spatial spectrum estimation based on analytic acoustic energy flux

XU Hai-dong, LIANG Guo-long, HUI Jun-ying

(Underwater Acoustic Engineering College, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: The theory of analytic function is applied to analyze acoustic vector signals, and a new concept of analytic acoustic energy flux (AAEF) is brought forward in this paper. The AAEF expression for a single hydrophone output is derived. By applying the new concept to describe the output of an acoustic vector array, a new model of pseudo analytic acoustic energy flux (PAAEF) is established. Using this model, an algorithm of Capon spatial estimation of the acoustic vector array is derived. The following conclusions can be drawn based on a theoretical analysis and computer simulations: (1) Real and imaginary parts of AAEF have mutually orthogonal dipole directivity, which can be rotated by shifting the phase of pressure. (2) Under the condition of plane wave incidence and two-dimensional particle vibration, AAEF describes both phase interference and vector addition of a sound field by only using its phase. (3) Based on the PAAEF model, the algorithms of Capon spatial spectral estimation can be directly used to process vector signals with unambiguous source azimuth finding capability, low side lobes and efficient processing power for short duration signals.

Key words: analytic acoustic energy flux; array signal processing; spatial spectral estimation

1 引言

矢量传感器是由声中心处在空间同一位置上的

一个声压传感器和三个振速传感器构成, 它可以同时测量声场空间同一点的声压和质点振速的三个正交分量, 因此矢量传感器比传统的声压水听器获得更多的声场信息。与单纯处理声压信息相比, 联合处理这些信息将得到更低的检测阈和更高的方位分辨能力, 因而声矢量信号处理正越来越多地受到重视。美国和俄罗斯等水声强国正在大力发展矢量传感器技术, 并进行了试验研究^[1-3]。近年来, 在国内外有一系列关于矢量传感器应用的文章发表, Nehor-

收稿日期: 2003-12-20; 修回日期: 2004-04-10
基金项目: 全国优秀博士论文基金项目(199939); 高等学校优秀青年教师基金资助项目
作者简介: 徐海东(1976), 男, 四川盐亭人, 博士研究生, 主要研究方向为声矢量阵列信号处理。

rai, Hochwald 以及 M. lwakes 推导了声矢量传感器在宽带噪声场中的自相关矩阵^[4], 建立了有关矢量传感器阵列的方位测量模型, 给出了方位测量误差的克拉美-罗下限及用单个矢量传感器进行方位测量的两种算法^[2]和声矢量阵的 Capon 空间谱估计算法^[5]。这些算法都是通过 Kronecker 积来描述声压传感器和矢量传感器的输出关系, 从而把用于声压阵的 Capon 空间谱估计算法扩展到矢量阵。和传统的 Capon 算法相比, 该算法有明显的优势, 即用一个声矢量阵列阵就可以同时得到目标的方位角和俯仰角, 还克服了声压阵固有的左右舷模糊问题。由于矢量传感器接收到的目标的声压信号和振速信号是相关的, 而环境噪声的声压信号和振速信号是不相关的, 所以矢量传感器阵能得到比声压阵更高的增益。国内也有众多的单位开展了对声矢量信号处理的研究, 文献[6]研究了矢量信号处理的一些基础问题, 从理论和实验两方面研究了声压和振速的相关性, 指出矢量传感器接收到的目标信号的声压和振速是相关的, 而环境噪声是不相关的。同时还证明了平均声强器具有和频率无关的偶极子指向性, 其主极大方向可以电子旋转。利用目标的声压和振速信号的相关性, 文献[7]利用自适应的方法对矢量传感器接收的实验数据进行了处理, 得到了低频恒束宽偶极子的指向性, 其锐化指向性的束宽小于 20° 。

声源的声压和质点振速是完全相关的, 各向同性噪声场的四个分量是互相独立的, 因而平均声强器具有很好的抗各向同性干扰的能力^[8]。从这种意义上讲, 声强可以成为声矢量信号处理的核心, 这是因为各向同性噪声场声强的期望值为零, 而目标信号的瞬时声强是相干信号, 从而对声强进行相干处理有很好的抗干扰能力。从阵列信号处理的角度来看, 其基本处理对象是基阵中各阵元接收到的信号的相位差, 如果能够把声矢量信号的矢量结构统一描述在相位中, 那么就可以很方便地将声矢量信号纳入到现代阵列信号处理理论的框架之下。为此, 本文将解析函数理论用于声矢量信号分析, 定义了“解析声能流”的概念, 把矢量传感器输出的声压信号和质点的二维振速信号统一到“解析声能流”中。然后通过引入“互解析声强流”, 把一个 M 元的矢量阵输出的声压信号和振速信号转化成 M^2 维的解析声能流向量。通过这一数学模型, 推广了经典的阵列信号处理理论“Capon 空间谱估计算法”, 使之

能处理声矢量阵列信号。

2 复解析振速

本文仅考虑二维问题, 即一个矢量传感器输出同一点的声压 p 和正交的二维质点振速 v_x, v_y 。声压和质点的振速在平面波条件下可写为:

$$p(t) = x(t) \quad (1)$$

$$\vec{V}(t, \theta) = x(t)[\vec{i} \cos \theta + \vec{k} \sin \theta] = \vec{i} v_x(t, \theta) + \vec{k} v_y(t, \theta) \quad (2)$$

式中 $x(t, \theta)$ 为声压信号的波形, θ 为平面波入射方向, $\vec{i}, \vec{k}$ 为正交的单位方向矢量。为书写简便, 式(2)中已取波阻抗 $\rho c = 1$, 这不会影响到分析的本质。

若 $x(t)$ 为CW信号, 式(2)可改写为:

$$\vec{V}(t, \theta) = e^{j(\omega_0 t + \varphi)}[\vec{i} \cos \theta + \vec{k} \sin \theta] \quad (3)$$

式中, $j = \sqrt{-1}$ 。 φ 为初相位, ω_0 为信号角频率。式(3)中的二维矢量可以用复平面上的复数来描述。将式(3)的矢量表达为复解析函数 $\hat{V}(t, \theta)$ 。于是定义CW信号的复解析振速为:

$$\hat{V}(t, \theta) = e^{j(\omega_0 t + \varphi_t)} \quad (4)$$

式(4)是质点振速的解析函数, 方位 θ 是该函数附加的“初始相位”。式(4)将相位和方位关联在一起, 将相位干涉和矢量叠加统一在一起。

一般说来, 若信号 $x(t)$ 是窄带信号, 那么它可以用解析信号 $\hat{x}(t)$ 表示:

$$\hat{x} = x(t) + jx'(t) \quad (5)$$

其中: $x(t)$ 和 $x'(t)$ 互为 Hilbert 变换。

定义信号 $\hat{x}(t)$ 的解析振速 $\hat{V}(v, \theta)$ 为:

$$\hat{V}(t, \theta) = \hat{x}(t) e^{j\theta} = [x(t) \cos \theta - x'(t) \sin \theta] + j[x'(t) \cos \theta + x(t) \sin \theta] = \quad (6)$$

$$v_x(t, \theta) - v'_y(t, \theta) + j[v'_x(t, \theta) + v_y(t, \theta)] \quad (7)$$

将式(7)重写为:

$$\hat{V}(t, \theta) = A(t) e^{j[\Psi(t) + \theta]} = V_R(t, \theta) + jv_m(t, \theta) \quad (8)$$

上式中 $A(t)$ 和 $\Psi(t)$ 为实函数, 分别为信号的幅度和质点振速的相位, 且有:

$$\Psi(t) = \operatorname{tg}^{-1} \frac{x'(t)}{x(t)} \quad (9)$$

$$A(t) = [x^2(t) + x'^2(t)]^{1/2} \quad (10)$$

解析振速的实部和虚部为:

$$\begin{aligned} V_R(t, \theta) &= v_x(t, \theta) - v'_y(t, \theta) \\ v_m(t, \theta) &= v'_x(t, \theta) + v_y(t, \theta) \end{aligned} \quad (11)$$

式(8)~(11)为解析振速的基本关系式,它是一个时间 t 的解析函数,目标的方位成为该函数的初相位。

2.1 解析声能流

解析声能流 $\hat{I}(t, Q)$ 定义为:

$$\begin{aligned} \hat{I}(t, \theta) &= \hat{p}^*(t) \hat{V}(t, \theta) = \\ &A(t) e^{-j\Psi(t)} A(t) e^{j[\Psi(t) + \theta]} = A^2(t) e^{j\theta} \end{aligned} \quad (12)$$

我们称式(12)所定义的声能流为“解析声能流”,式中的符号*表示取共轭。解析声能流的幅值为 $A^2(t)$, 且:

$$\overline{A^2(t)} = \sigma_A^2 \quad (13)$$

式中 σ_A^2 是目标信号的功率。上式表明,解析声能流的模的时间平均为声强度,它的相位为声源方位 θ 。

解析声能流的实部和虚部为:

$$I_R = p(v_x - v'_y) + p'(x'_x + v_y) \quad (14)$$

$$I_m = p(v'_x + v_y) - p'(v_x - v'_y) \quad (15)$$

为了书写的简便,式中略去了变量 t 和 θ 。声源的方位 θ 为解析声能流的幅角,即:

$$\theta(t) = \operatorname{tg}^{-1} \frac{p(v'_x + v_y) - p'(v_x - v'_y)}{p(v_x - v'_y) + p'(v'_x + v_y)} \quad (16)$$

由式(12)可知,解析声能流的幅度正比于声压瞬时值的平方,即信号的瞬时功率:

$$I(t) = (I_R^2(t, \theta) + I_m^2(t, \theta))^{1/2} = p^2(t) = A^2(t) \quad (17)$$

容易证明式(14)和式(15)也可以写成:

$$I_R(t, \theta) = A^2(t) \cos \theta \quad (18)$$

$$I_m(t, \theta) = A^2(t) \sin \theta \quad (19)$$

式(18)和式(19)表明,解析声能流的实部和虚部具有正交的偶极子指向性。式(14)~(17)是矢量信号处理的基本物理量。

2.2 移相旋转声能流指向性

解析声能流的实部和虚部具有偶极子指向性,而且只要对声压信号进行移相就可以旋转两个偶极子的指向性。

对于窄带解析声压信号 $\hat{p}(t)$ 移相 φ , 有:

$$\hat{p}(t, \varphi) = A(t) e^{j[\Psi(t) + \varphi]} \quad (20)$$

代入式(12)就得到:

$$\hat{I}(t, \theta, \varphi) = \hat{p}^*(t, \varphi) \hat{V}(t, \theta) = A^2(t) e^{j[\theta - \varphi]} \quad (21)$$

式(21)表明只要对解析声压信号移相 φ , 就可以把解析声能流的实部主极大和虚部零点旋转至 φ 方位, 相移量 φ 就是指向性旋转的角度。图 1 是 CW 信号被旋转 60° 后得到的偶极子指向性。

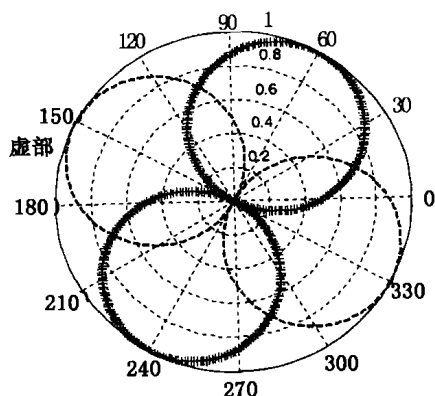


图 1 旋转后的偶极子指向性

3 解析声能流阵列信号输出模型

矢量传感器输出的振速可以通过电子旋转的方式旋转其偶极子指向性,使其主极大对准某一方向 φ , 旋转后的振速分量用 v_c 和 v_s 表示:

$$v_c(t, \theta, \varphi) = v_x(t, \theta) \cos \varphi + v_y(t, \theta) \sin \varphi \quad (22)$$

$$v_s(t, \theta, \varphi) = -v_x(t, \theta) \sin \varphi + v_y(t, \theta) \cos \varphi \quad (23)$$

其中, φ 是引导方位。用式(22)、(23)中的 v_c 和 v_s 分别代替式(7)中的 v_x 和 v_y 得到:

$$\begin{aligned} \hat{V}(t, \theta, \varphi) &= v_c(t, \theta, \varphi) - v'_s(t, \theta, \varphi) + \\ &j[v'_c(t, \theta, \varphi) + v_s(t, \theta, \varphi)] \end{aligned} \quad (24)$$

上式中, v_c 和 v'_c , v_s 和 v'_s 互为 Hilbert 变换。将式(8)重写为:

$$\begin{aligned} \hat{V}(t, \theta, \varphi) &= A(t) e^{j[\Psi(t) + (\theta - \varphi)]} \\ &= v_R(t, \theta, \varphi) + jv_m(t, \theta, \varphi) \end{aligned} \quad (25)$$

下面考察阵列信号的解析描述。设接收基阵为 M 元等间距等灵敏度直线阵, 阵元间距为 d , 目标辐射声场满足平面波条件, 声源方向与基阵的夹角为 θ , 背景干扰为各向同性噪声。假设以基阵的第一个阵元为参考点, 基阵的第 m 个阵元的声压和解析振速输出可以表示为:

$$\hat{p}_m(t) = \hat{x}(t) e^{j(m-1)\varphi} \quad (26)$$

$$\hat{V}_m(t, \theta, \varphi) = \hat{x}(t) e^{j(m-1)\varphi} e^{j(0-\varphi)} \quad (27)$$

其中 φ 是相邻两阵元接收信号的相位差, $\varphi = 2\pi d \cos \theta / \lambda$, λ 为信号波长。 φ 是旋转解析振速实部主极大的引导方位。如果用式(12)来描述基阵的输出, 那么各个阵元输出的解析声能流的相位相同, 丧失了阵元间的相位差信息。为了能利用各个阵元接收到的信号的相位差, 我们将式(12)改写为:

$$\begin{aligned} \hat{I}(t, \theta, \varphi) &= \hat{p}_m^*(t) \hat{V}_n(t, \theta, \varphi) \\ &= A^2(t) e^{j(n-m)\varphi} e^{j(0-\varphi)} \end{aligned} \quad (28)$$

式中 m, n 分别表示阵元的序号, $m, n = 1, 2, \dots, M$ 。 $\hat{I}_{mn}(t, \theta, \varphi)$ 表示第 m 个阵元的声压 $\hat{p}_m(t)$ 的共轭与第 n 个阵元的解析振速 $\hat{V}_n(t, \theta, \varphi)$ 的乘积。为了与式(12)定义的解析声能流相区别, 称式(28)定义的解析声能流为互解析声能流。虽然(28)式携带了阵元间的相位差信息, 为了能在进行阵处理时有较强的左右舷分辨能力, 定义一个“伪解析声能流”(这里假定波阻抗 $\rho c = 1$):

$$\begin{aligned} \hat{I}_{pm}(t, \theta, \varphi) &= [\hat{p}_m(t) + \hat{V}_m(t, \theta, \varphi)]^* \hat{V}_n(t, \theta, \varphi) = \\ &= A(t) e^{j\psi(t)} e^{-j(m-1)\varphi} [1 + e^{j(0-\varphi)}]^* A(t) e^{j\psi(t) + (0-\varphi)} e^{j(n-1)\varphi} = \\ &= A^2(t) e^{j(n-m)\varphi} [1 + e^{j(0-\varphi)}] \end{aligned} \quad (29)$$

将 $\hat{I}_{pm}(t, \theta, \varphi)$ 排成一个列向量, 并用符号 $Z(t, \theta, \varphi)$ 表示:

$$\begin{aligned} Z(t, \theta, \varphi) &= [\hat{I}_{p11}, \hat{I}_{p12}, \dots, \hat{I}_{p1M}, \\ &\dots, \hat{I}_{pM1}, \hat{I}_{pM2}, \dots, \hat{I}_{pMM}]^T \end{aligned} \quad (30)$$

其中, 符号 T 表示转置。式(30)是阵列信号输出模型的解析描述, 对于 M 元阵, 它是 M^2 维向量。对应于式(30)的阵列输出模型的空间信号方向矢量为:

$$\begin{aligned} A(\theta) &= [1, e^{-j\varphi}, \dots, e^{-j(M-1)\varphi}; e^{j\varphi}, 1, \\ &\dots, e^{-j(M-2)\varphi}; \dots, e^{j(M-1)\varphi}, e^{j(M-2)\varphi}, \dots, 1]^T \end{aligned} \quad (31)$$

4 Capon 空间谱估计

Capon 波束形成器又称为最小方差无畸变(MVDR)响应波束形成器, 它试图使噪声以及来自非 θ 方向的任何干扰所贡献的功率为最小, 但又能保持在观测方向 θ 上的信号的功率不变。因此 Capon 波束形成器可以看成是一个尖锐的空间带通滤波器。

M 元等间距直线矢量阵输出的声压信号 $p(t)$

和二维振速信号 $v_x(t, \theta)$ 和 $v_y(t, \theta)$ 经过电子旋转等预处理后得到 M^2 维的伪解析声能流向量 $Z(t, \theta, \varphi)$, 把 $Z(t, \theta, \varphi)$ 作为波束形成的输入, 加权向量为 ω , 则波束形成的输出为:

$$P(\omega) = \omega^H (ZZ^H) \omega = \omega^H \hat{R} \omega \quad (32)$$

Capon 波束形成的优化问题可以描述为:

$$\theta = \arg \min_{\omega} P(\omega) \quad (33)$$

式(33)的约束条件为:

$$\omega^H A(\theta) = 1 \quad (34)$$

最优加权向量可以用 Lagrange 乘子法求解, 其结果用 ω_c 表示:

$$\omega_c = \frac{\hat{R}^{-1} A(\theta)}{A^H(\theta) \hat{R}^{-1} A(\theta)} \quad (35)$$

式中, $\hat{R} \hat{R}^{-1} = I$ 。将式(35)代入式(32), 得到 Capon 空间谱, 用 $P_c(\theta)$ 表示:

$$P_c(\theta) = \frac{1}{A^H(\theta) \hat{R}^{-1} A(\theta)} \quad (36)$$

利用式(36)对基于伪解析声能流 Capon 空间谱估计作了计算机仿真, 仿真条件如下: 基阵为 5 元半波等间距、等灵敏度直线矢量阵, 信号为 CW 信号, 频率为 600Hz, 接收机带宽为 400Hz~800Hz。仿真结果如图 2、图 3 所示。信噪比和积分时间已在图中给出, 信噪比按谱级信噪比(1Hz 带宽)定义。目标的真方位在图中用竖线标出。作为对比, 计算机仿真同时给出了声压信号的 Capon 空间谱。图 2 是目标位于正横方向, 谱级信噪比为 15dB, 积分时间为 1s 时得到的声压和解析声能流的 Capon 空间谱。从图 2 中可以看出, 声压谱的主旁瓣的幅度差已不足 2dB, 但声能流谱的主旁瓣至少还相差 4dB。图 3 是目标位于 33°, 谱级信噪比为 15dB, 积分时间为 0.3s 时得到的声压和解析声能流 Capon 空间谱。从声压谱上已经不能检测到目标, 但是解析声能流谱却能明显分辨出目标的方位。同时, 在真方位的对称方位上的输出远小于真方位的输出, 因而基于互解析声能流的 Capon 空间谱估计算法具有左右舷分辨的能力。需要说明的是, 由于式(36)中的 $P_c(\theta)$ 是一个四阶量, 因而图 2、图 3 和图 5 的解析声能流的谱级是使用 $51\lg[P_c(\theta)]$ 而非 $10\lg[P_c(\theta)]$ 。

Hawkes 在文献[5]中利用 Kronecker 积把声压阵 Capon 算法推广到声矢量阵。该算法给出了矢量阵的三维 Capon 空间谱, 谱峰的位置给出了目标的方位角和俯仰角。同时该算法还具有左右舷分辨的能

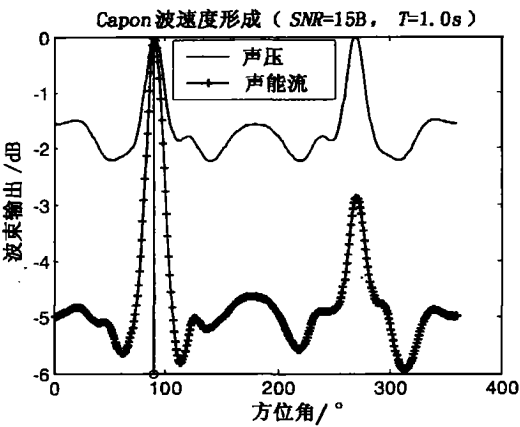


图2 Capon 空间谱(θ= 90°)

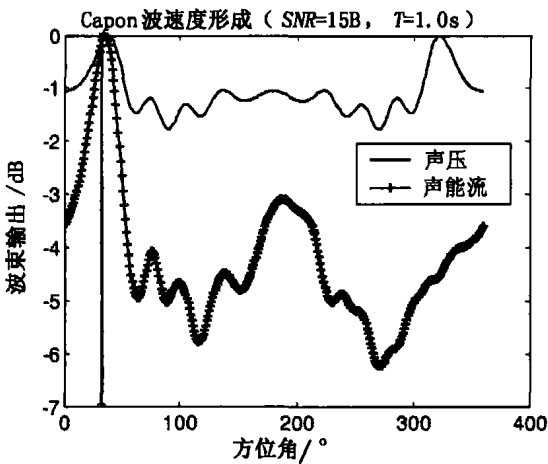


图3 Capon 空间谱(θ= 33°)

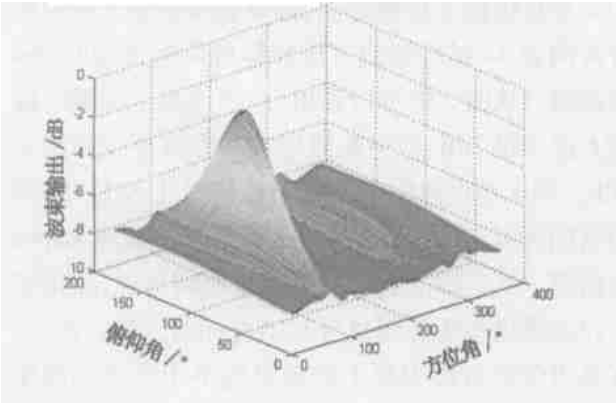


图4 Hawkes 的方法

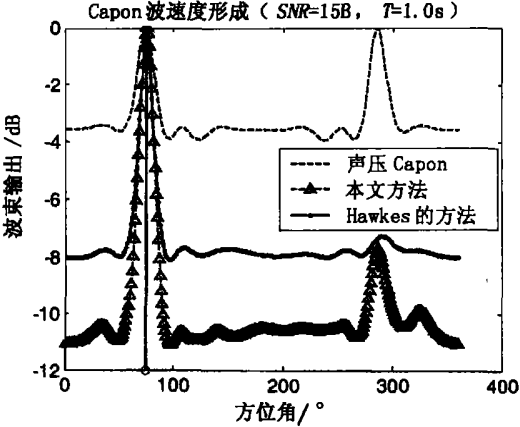


图5 解析声能流与 Hawkes 的方法对比结果

时的剖面图) 和声压 Capon 波束形成的对比结果。可以看出, 本文提出的基于伪解析声能流的 Capon 波束形成算法要优于声压 Capon 波束形成算法和 Hawkes 的方法。

5 结束语

本文把解析函数理论用于声矢量信号分析, 定义了一个新概念“解析声能流”, 并进一步把这一概念推广到声矢量阵, 提出了“互解析声能流”的概念, 使经典的 Capon 空间谱估计算法能直接用于声矢量阵列信号处理。从仿真的结果可以看出, 本文提出的基于互解析声能流的 Capon 空间谱估计算法具有以下优点: 1、互解析声能流波束形成器的输出具有更低的旁瓣, 因而有更好的信号检测能力。这是因为在生成互解析声能流的时候, 对每个矢量传感器输出的振速作了电子旋转处理, 使其偶极子指向性的主极大方向对准波束引导方位, 抑制了干扰; 2、解析声能流具有左右舷分辨能力; 3、由图 3 可以看出, 在 $SNR = 15\text{dB}$, 积分时间为 0.3s 的条件下, 互解析声能流的 Capon 谱的旁瓣比声压的 Capon 谱的旁瓣低大约 3dB , 这在只能使用短时积分的场合有重要的意义。

参 考 文 献

[1] Shchurov V A. A use of acoustics intensity measurement method in underwater acoustics (Modern Achievements and Prospects) [C]. Proc. Euro- Noise 98. Munchen. Germany. 1998

(下转第 192 页)

力。如果仅考虑二维情况, 即俯仰角为 90° 时, 该算法在检测能力上要优于声压 Capon 波束形成算法。图 4 是用 Hawkes 的方法得到的一个 5 元半波等间距矢量阵在谱级信噪比为 20dB , 积分时间长度为 1s , 目标的俯仰角为 90° , 方位角为 75° 时的 Capon 空间谱。图 5 是本文提出的基于解析声能流的 Capon 波束形成算法和 Hawkes 的方法(图 4 中俯仰角为 90°

$\alpha=12.4^\circ$), $a_2=40\text{mm}$ (开口角 $\alpha=16.6^\circ$), 由 6 个阵元组成, $\theta_i < 30^\circ$, 工作频率 $f=1\text{MHz}$, 用几何声学方法估算与 Rayleigh 积分所计算的数值相比较, 结果见表 2。

表 2 实际产品 1 的辐射力估算及比较($N=6$)

声轴倾斜角 θ_i	几何声学 求辐射力(P/c)		Rayleigh 积分 求辐射力(P/c)	
	$a_1=30\text{mm}$	$a_2=40\text{mm}$	$a_1=30\text{mm}$	$a_2=40\text{mm}$
10°	0.9736	0.9642	0.9743	0.9800
20°	0.9288	0.9200	0.9334	0.9426
30°	0.8561	0.8480	0.8687	0.8869

由表 2 可知, 当 $a_1=30\text{mm}$ (开口角 $\alpha=12.4^\circ$) 时, 在声轴倾斜角 $\theta_i < 30^\circ$ 范围内用几何方法求得的辐射力估算值 F_n 与用 Rayleigh 积分法计算值偏差不超过 2%; 当 $a_1=40\text{mm}$ (开口角 $\alpha=16.6^\circ$) 时, 在声轴倾斜角 $\theta_i < 30^\circ$ 范围内, 偏差不超过 5%。

(2) 另一公司生产的 32 阵元的单元活塞阵元的离散发射阵列聚焦换能器尺寸为: $R=210\text{mm}$, $a=20\text{mm}$ (开口角 $\alpha=5.6^\circ$), 工作频率为 1MHz 分布情况及 θ_i 变化见表 3 ($ka=83.73$, $\text{corrA}=(1-J_1(2ka)/ka)/(1-j^2\hat{0}(ka)-\hat{J}_1(ka))=1.0078$)。

表 3 实际产品 2 的换能器分布情况及辐射力估算

声轴倾斜角 θ_i	阵元个数 N	几何声学 辐射力(P/c)	Rayleigh 积分 辐射力(P/c)
10.3°	5	0.9762	0.9510
21.4°	11	0.9238	0.8959
32.5°	16	0.8368	0.8076

由表 3 可知, 对于单个阵元, 在声轴倾斜角为 $\theta_i=10.3^\circ$ 、 21.4° 、 32.5° 时, 用几何方法求得的辐射力

估算值与用 Rayleigh 积分法计算值偏差分别为 1.2%、1.4%、1.6%, 并可求得整个换能器的偏差约为: 1.5%。

从这两种实际产品可以看出, 在其工作频率下, 单个聚焦阵元的几何公式所估算的辐射力值与 Rayleigh 积分值十分接近, 且由于几何公式计算远比 Rayleigh 积分简便、快速, 因此, 该方法对估计实际产品的声功率测量值具有指导意义。

6 结 论

本文分析了两种离散的聚焦超声换能器辐射力单个阵元计算公式, 由此得到离散阵列的辐射力计算公式。由比较可知, 一般满足 $ka \gg 1$ 时, 在一定范围内($f=1\text{MHz} \sim 2\text{MHz}$, $\theta_i + \alpha < 50^\circ$), 几何公式与 Rayleigh 积分所计算的数值比较接近(误差不超过 5%), 说明该公式可以适用于医学超声中使用的离散的聚焦超声换能器辐射力的近似估计。

参 考 文 献

[1] Beissner K. Radiation force calculations[J]. *Acustica*, 1986, **62**(4): 255-263.
[2] 寿文德, 王一抗, 钱德初. 聚焦超声辐射力计算与高强度聚焦超声功率测量实验[J]. *声学技术*, 1998, **17**(4): 145-147.
[3] 王鸿樟. 换能器与聚焦系统[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 1995. 169-171.
[4] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础[M]. 南京: 南京大学出版社, 2001. 190-193.

(上接第 182 页)

[2] Nickles J C. A vertical array of directional acoustic sensors [C]. in *Proc. Oceans' 92*, Newport, RI, Oct. 1992 340-345.
[3] D' Spain G L. Initial analysis of the data from the vertical D-FAR array [C]. in *Proc. Oceans' 92*, Newport, RI, Oct. 1992 346-351.
[4] Malcolm Hawkes, Arye Nehorai. Acoustic vector-sensor correlations in ambient noise[J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 2001, **26**(3): 337-347.
[5] Malcolm Hawkes, Arye Nehorai. Acoustic vector-sensor beam-

forming and capon direction estimation[J]. *IEEE Trans on Signal Processing*, 1998, **46**(9): 2291-2304.
[6] 惠俊英. 声压振速联合信息处理及其物理基础初探[J]. *声学学报*, 2000, **25**(4): 303-307.
[7] 余华兵. 小尺度传感器指向性锐化技术研究[J]. *声学学报*, 2000; **25**(4): 219-222.
[8] 惠俊英. 声压和振速联合信号处理抗相干干扰[J]. *声学学报*, 2000, **25**(5): 389-394.