

一种新的互耦补偿方法及其理论分析

伍裕江, 聂在平

(电子科技大学电子工程学院, 四川成都 610054)

摘要: 提出了一种新的互耦补偿方法并应用到偶极子天线阵, 该方法采用初次特征基函数作为每个阵元在阵列环境中的电流分布, 分别应用互易定理和感应电动势法计算互阻抗矩阵, 有效地修正了传统开路电压模型中的不足, 具有明显高于传统方法的补偿精度; 同时对近年提出的一种新互阻抗定义作了理论推导, 证明了该方法与本文方法是等效的, 而作者所宣称的新互阻抗定义并没有脱离传统框架。

关键词: 互耦; 特征基函数; 感应电动势法; 多天线; MUSIC 算法

中图分类号: TN828.6; TN911 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2007) 03-0492-05

A New Mutual Coupling Compensation Method and Its Theoretical Analysis

WU Yur-jiang, NIE Zai-ping

(School of Electrical Engineering, Univ. of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract: A mutual coupling compensation method is proposed and applied in the dipole array. The mutual impedance is calculated by the reciprocity formulation and EMF method respectively base on the current distribution obtained by the characteristic basis function method. Significant compensation performance can be obtained compared to conventional open-circuit model. Also a new definition of mutual impedance proposed recently is investigated theoretically. It is shown that this method is equivalent to our approach, which is derived from conventional method.

Key words: mutual coupling; characteristic basis function; induced EMF method; multiple-antenna; MUSIC algorithm

1 引言

天线间的互耦将显著地影响着阵列天线的工作性能, 故互耦修正是阵列信号处理的一个关键技术, 并因此产生了许多解决方法^[1~13]. 其中最直接的方法是采用低互耦的阵列单元^[1], 在许多应用场合中往往不易做到; 也可以将互耦作用融入到算法中, 如文献[2]通过修改空间谱估计算法来修正互耦的影响, 文献[3]在阵列综合中采用全局优化算法, 并在算法中考虑互耦作用; 另一大类常用在阵列接收的方法是通过耦合矩阵来联系着实际的接收信号和忽略互耦时的理想信号^[4~13]. 本文将重点研究接收阵列, 属于后一类方法。

耦合矩阵的求解方法中, 引用最多的是由文献[4]提出基于微波网络理论的互阻抗矩阵, 它将偶极子阵元的开路电压作为理想的无互耦信号, 文献[5]应用该方法改善了传统的空间谱估计精度. 但该模型存在以下不足: 首先是对偶极子阵元作了正弦的电流分布近似; 其次, 将发射模式下的自阻抗等同为接收模式下的自阻抗, 文献[15]中已证明了这两者存在差别; 最后, 该模型忽略了天线在端口开路时的影响, 实际上即使天线端口开路, 天线上仍存在电流继而产生散射. 文献[6]提出了利用方向图信息作傅立叶反变换求解耦合矩阵, 但该方法只有当天线间距大于半个波长时才能保证解的精度;

文献[7]采用了矩量法计算互耦, 但该方法得到的是一个欠定方程, 需要入射场的方向信息求解, 而这在实际的应用中往往不易获得, 而且当单元数目增大时, 采用矩量法的计算量也将急剧增加。

最近, Hui 提出了一种新的互阻抗定义 (以下简称 Hui 方法)^[8], 并分别应用到空间谱估计^[9,10]、自适应阵列^[11]、磁共振天线阵列的互耦校正^[12]以及多天线的相关性求解中^[13,14], 显示出很高的补偿精度. 相对传统方法, 它采用了不同于正弦函数的电流分布, 并通过求解被激励天线负载上的电压来计算互阻抗, 这也是该方法所宣称的创新点, 即放弃了传统的开路电压除以短路电流的互阻抗定义. 但文献[8~13]只给出了互阻抗的计算方法, 其中文献[11]利用“单模近似”给出了新互阻抗定义的推导思路, 但推导中使用了错误的矩量法矩阵; 文献[8~13]对性能的改善也只作了定性的分析, 而且对所采用的估计电流的有效性缺乏有力验证。

本文提出一种新的耦合矩阵计算方法, 它使用矩量法中的特征基函数作为天线在阵列环境中的电流分布, 分别应用互易原理或感应电动势 (EMF) 法计算互耦矩阵, 给出了显式的求解公式, 该方法不仅计算量小, 而且有效考虑了端口开路阵元的作用; 同时对 Hui 提出的新互阻抗定义作出理论推导, 证明了该方法与本文方法

是等效的,而作者所宣称的新互阻抗定义并没有脱离传统模式.

2 特征基函数方法及互阻抗矩阵的计算

特征基函数(CBF)是为了解决电大尺寸目标结构的矩量法求解问题^[16],它能有效降低阻抗矩阵的尺度,非常适合于大型阵列的数值计算.CBF方法的出发点是将整个目标结构划分成 M 个子块,对于天线阵列,每个辐射单元即为一个子块.为了反映子块间的相互作用,在每个子块上又可构建 M 个 CBF.其中之一描述了初级场照射下本块的自作用,称为“初次基函数”(PCBF);另外 $M-1$ 个 CBF 则反映块间互作用,称为“二次基函数”(SCBF).当然,还可包括高次互耦作用形成的更高次的 CBF,但由于高次互耦作用通常较弱,一般取到二次基函数即可.此时,共有 M^2 个特征基函数来描述整个目标结构的电流分布.一般情况下,子块数 M 与传统矩量法的未知量相比要小得多,因此基于 CBF 的矩阵方程尺度远远小于全局矩阵尺度.

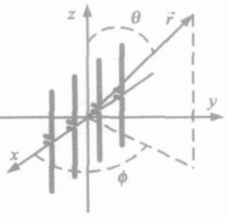


图1 偶极子天线阵的位置图

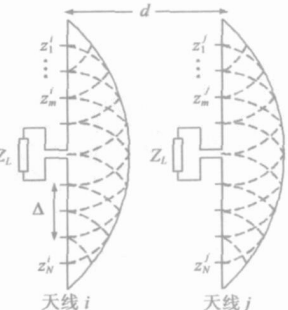


图2 偶极子天线上的正弦基函数

以下将求解 M 根半波偶极子天线组成的均匀线阵的接收问题,以考察特征基函数的选取对计算精度的影响.图1给出了阵列的位置坐标图,阵列沿 x 轴放置,阵元的极化方向为 z 向,每根天线接有相同的负载 Z_L ,并假定负载区的场可用 Delta 函数近似,阵元的中心位于 xoy 平面,半径取 $\Delta/200$,阵元间间距为 0.5λ ;图2给出了天线的剖分示意图,每根天线采用 N 个分段的正弦基函数并作伽略金匹配,每个基函数长为 Δ/N ,此时可得到全局的矩阵方程为

$$\begin{bmatrix} Z^{11} & Z^{12} & \dots & Z^{1n} \\ Z^{21} & Z^{22} & \dots & Z^{2n} \\ \dots & \dots & \ddots & \dots \\ Z^{n1} & Z^{n2} & \dots & Z^{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I^1 \\ I^2 \\ \dots \\ I^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V^1 \\ V^2 \\ \dots \\ V^n \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中,

$$Z^{ij} = \begin{bmatrix} Z_{i1}^j & \dots & Z_{i,(N+1)/2}^j & \dots & Z_{iN}^j \\ \dots & \ddots & \dots & \dots & \dots \\ Z_{(N+1)/2,1}^j & \dots & Z_{(N+1)/2,(N+1)/2}^j + Z_T & \dots & Z_{(N+1)/2,N}^j \\ \dots & \dots & \dots & \ddots & \dots \\ Z_{N1}^j & \dots & Z_{N,(N+1)/2}^j & \dots & Z_{NN}^j \end{bmatrix} \quad (2)$$

为描述阵元 i 与 j 的各基函数间相互作用的矩量法矩阵,其中当 $i = j$, $Z_T = Z_L$,否则 $Z_T = 0$ (需指出的是,文献[11]的式(2)中,即使 $i \neq j$ 仍取 $Z_T = Z_L$,这是不正确的); I^i 和 V^i 分别为阵元 i 上的电流系数矢量和激励电压矢量.此时,阵元 i 的 PCBF 可通过求解下式中的 I^i 而构建:

$$Z_{(N \times N)}^{ii} I_{(N \times 1)}^i = V_{(N \times 1)}^i, \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (3)$$

求解式(3)便得到阵元 i 自作用下的电流分布 $I^i(z)$,即

$$I^i(z) = I_b^i \sum_{m=1}^N I_{mf}^i(z), \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (4)$$

其中 I_m^i 为 I^i 中的第 m 个系数,并以负载点处的电流系数作归一化; I_b^i 为负载点处的电流; $f_m^i(z)$ 为中心点在 z_m^i 处的正弦基函数.其中求和项定义为阵元 i 的 PCBF,可见 PCBF 是一种数值型的电流分布,正弦近似的电流分布只是当 N 为 1 时的特例.

上述分析表明 PCBF 由天线结构与激励共同决定,但实际的阵列信号处理中,来波方向,即激励条件,往往是未知的,这也是文献[7]中产生欠定方程的原因.为此我们作以下近似,采用沿 x 轴入射的平面波为激励,此时对不同的阵元,式(4)只相差一个常数项,故可任取一个阵元归一化的电流分布作为全部阵元的 PCBF.这种近似是由于当入射波没有严重偏离水平面时,偶极子天线上分布电流具有相对的稳定性^[15].

图3给出了沿 x 轴入射的平面波照射 100 个半波偶极子组成的均匀线阵时,每根天线上的负载电流幅度,其中 Z_L 为 50 欧姆.计算中分别采用了传统的矩量法、PCBF + SCBF(即选 PCBF 和 SCBF 作为基函数,下同)、PCBF 以及采用正弦电流分布四种方法,其中 PCBF 及 SCBF 的计算均采用上述激励条件.由图3看出, $\theta = 90^\circ$ 时,PCBF + SCBF 的结果与矩量法的结果是完全一致的,而只取 PCBF 时,其结果也已非常接近矩量法结果,而采用正弦分布电流时则误差较大;当入射场偏离 xoy 面至 $\theta = 70^\circ$ 时,两种特征基函数方法与矩量法仍有非常好的吻合.可见,虽然 PCBF 没有考虑阵元间的互作用,但将其作为阵元在阵列环境中真实电流分布的近似,不仅优于正弦的电流分布,且具有很高的精度.

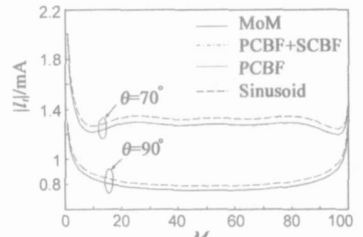


图3 不同计算方法下偶极子线阵各阵元的负载电流幅度,其中 PCBF+SCBF 的曲线与 MoM 的曲线是完全重合的

当天线的电流分布已知,可用互易原理或感应电动势法计算天线 i 与 j 间的互阻抗(其中当 $i = j$ 时为自

阻抗)^[17],其表达式分别如下

$$Z_{ij}^j = \frac{-1}{I_b^i I_b^j} \int_{-L/2}^{L/2} E_z^j(z) i^i(z) dz \quad (5a)$$

$$Z_{ij}^i = \frac{-1}{I_b^i I_b^j} \int_{-L/2}^{L/2} E_z^i(z) i^{i*}(z) dz \quad (5b)$$

其中 L 为偶极子天线的长度, $E_z^j(z)$ 是天线 j 激励的沿天线 i 轴向方向的电场分量; I_b^i 、 I_b^j 分别为两天线负载处电流,星号上标表取共轭。(5a)与(5b)的区别在文献[17]中已作了详细讨论,在以下的数值计算中,可看出这两种方法下的结果是非常接近的。

将 PCBF 的表达式(4)代入(5a),并将 $E_z^j(z)$ 分解为 N 个电流基函数的贡献,整理得

$$Z_{ij}^j = - \sum_{m=1}^N I_m^i \int_{z_m^-/2}^{z_m^+/2} E_{zn}^j(z) f_m^i(z) dz \quad (6)$$

其中 $E_{zn}^j(z)$ 是阵元 j 的第 n 个基函数激励的沿阵元 i 轴向方向的电场分量; z_m 为分段正弦基函数所在的中心位置,如图 2 所示;积分项部分为两个分段正弦基函数间的互阻抗,即式(2)中的阻抗元素,文献[18]已给出了其显式的求解公式。将式(6)写为矩阵形式:

$$Z_{ij}^j = - \mathbf{I}^T \mathbf{Z}^j \mathbf{I} \quad (7a)$$

其中上标 T 为共轭转置。用式(5b)作上述推导时,得

$$Z_{ij}^i = - \mathbf{I}^H \mathbf{Z}^j \mathbf{I} \quad (7b)$$

其中上标 H 表示共轭转置。需要说明的是,当 $i=j$,即计算自阻抗时,由于式(2)已将负载纳入矩量法矩阵,即计算中包含了天线自身与负载两部分压降,故采用式(7)得到的自阻抗是天线阻抗与负载阻抗之和。因为由 Z_{ij}^j 组成的互阻抗矩阵 Z_r 具有 Toeplitz 性质,故其计算方便,而且无需矩阵求逆,计算量小。对 Z_r 归一化即可得耦合矩阵 $C^{[4]}$,即

$$C = Z_r / Z_1^1 \quad (8)$$

其中 Z_1^1 为由式(5)求得的阵元自阻抗,式(8)已隐含了所有阵元自阻抗相等的条件。将式(7a)代入式(8),整理有

$$C = \begin{bmatrix} 1 & \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{12} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} & \cdots & \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{1n} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} \\ \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{21} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} & 1 & \cdots & \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{2n} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} \\ \cdots & \cdots & \ddots & \cdots \\ \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{m1} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} & \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{m2} \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^{11} \mathbf{I}} & \cdots & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

若采用 EMF 法,则只需将作用在 \mathbf{I} 上的转置改为共轭转置。此时,无互耦时的接收电压信号可由 C 左乘实际的接收信号向量 \mathbf{V}_{meas} 得到,即

$$\mathbf{V}_n = C \mathbf{V}_{\text{meas}} \quad (10)$$

经补偿后的信号向量 \mathbf{V}_n 便可直接应用到传统忽略互

耦的阵列信号处理算法中。

图 3 验证了在这个具体的例子中,阵列环境的影响可以忽略,因而用没有卷入阵列环境的基于 PCBF 的电流分布也能够得到足够精确的结果,故耦合矩阵的推导过程中无需再作忽略开路单元散射作用的近似。

3 Hui 方法的推导

文献[8~13]同样假定了每根天线具有相同的电流分布,从而求解互阻抗矩阵继而构造耦合矩阵。其假定的电流分布本质上也是 PCBF,但缺乏对该电流的有效性作论证,而且只给出了互阻抗计算方法的说明,缺乏理论的推导。其中电流分布的有效性已在第二节作了论证,本节将给出这种新阻抗定义的推导,从而与本文所提出的基于传统框架下的方法作比较。

设每个阵元的归一化电流分布均为 $i(z)$,其表达式为式(4)中的求和项。此时阵元 j 将在阵元 i 上激励如下电压矢量:

$$\mathbf{V}^i = - I_b^j \mathbf{Z}^j \mathbf{I} \quad (11)$$

其中 \mathbf{I} 为构建 $i(z)$ 的电流系数矢量, I_b^j 为第 j 个阵元负载点处的电流。在阵元 i 表面建立积分方程,有,

$$I_b^j \mathbf{Z}^j \mathbf{I} = - \mathbf{Z}^i \mathbf{I}^i \quad (12)$$

其中, Z^j 及 Z^i 的表达如式(2)。当求得 \mathbf{I}^i ,便可将负载电流乘 Z_r ,再除以 I_b^j ,即得到 Hui 所定义的互阻抗。

实际上,对式(12)的求解还可作进一步的简化。由于所有阵元的电流分布均假定为 $i(z)$,可以预期式(12)中的 \mathbf{I}^i 也应该服从 $i(z)$ 的分布,即 $\mathbf{I}^i = \mathbf{I}$,其中为待求的负载点电流,后面给出的数值结果将可证明这点,这里只给出数学上并非严谨的证明:假定一个二元阵列被一个沿 x 轴入射的平面波激励,此时阵元 1 上的感应电流 i^1 可分解为由初次源产生的 i^s (即 PCBF 分布)和阵元 2 的散射场作为二次源产生的电流 i^2 ,即 $i^1 = i^s + i^2$;由于总电流也已假定为 PCBF 分布,即 $i^1 = i^s$,其中 α 为常复数,从而有 $i^2 = (\alpha - 1) i^s$,即阵元 2 的散射场作为二次源在阵元 1 上激励的电流也是 PCBF 分布的,上述证明中并没对间距作限定,而且由于假定了 $i(z)$ 服从阵列环境的边界条件,故即使阵元数大于 2,不同阵元间的相互作用也是独立求解的,故可证式(12)两边的电流系数具有相同的分布。此时,式(12)可写为:

$$I_b^j \mathbf{Z}^j \mathbf{I} = - \mathbf{Z}^i \mathbf{I} \quad (13)$$

式(13)是一个广义本征值问题,严格的求解应得到不同于 $i(z)$ 的电流分布,但由于假定了 \mathbf{I} 已知,此时方程两边同乘以 \mathbf{I}^T 或 \mathbf{I}^H ,可分别求解为

$$= - I_b^j \frac{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^j \mathbf{I}}{\mathbf{I}^T \mathbf{Z}^i \mathbf{I}} \quad (14a)$$

或

$$= - I_b \frac{I^H Z^j I}{I^H Z^i I} \quad (14b)$$

由下述分析将看出,式(14)分别对应着式(5)中的采用互易原理和 EMF 法得到的结果.

当已知,则文献[8]所定义的第 i 、 j 根天线间的互阻抗为

$$Z_i^j = Z_L / I_b \quad (15)$$

将式(15)代入耦合矩阵公式^[10]: $C = U - Z_L / Z_L$, 其中 U 为 $M \times M$ 的单位阵; Z_L 的对角元素则为零,非对角元素由 Z_i^j 组成. 当采用式(14a)时,有

$$C = \begin{bmatrix} 1 & \frac{I^T Z^{12} I}{I^T Z^{11} I} & \cdots & \frac{I^T Z^{1n} I}{I^T Z^{11} I} \\ \frac{I^T Z^{21} I}{I^T Z^{11} I} & 1 & \cdots & \frac{I^T Z^{2n} I}{I^T Z^{11} I} \\ \cdots & \cdots & \ddots & \cdots \\ \frac{I^T Z^{m1} I}{I^T Z^{11} I} & \frac{I^T Z^{m2} I}{I^T Z^{11} I} & \cdots & 1 \end{bmatrix} \quad (16)$$

当采用(14b)时,只需将式(16)中的转置改为共轭转置.

对比式(9)和式(16),可见在相同电流分布的假定下, Hui 所宣称的新互阻抗定义与本文基于传统框架下得到的结果是一致的,从这个角度看,该定义并没有脱离传统的互阻抗定义框架.

表 1 不同计算方法下的互阻抗比较

间距(λ)	$Z_i^j(\lambda)$ (7a)	$Z_i^j(\lambda)$ (7b)	$Z_i^j(\lambda)$ (12)	$Z_i^j(\lambda)$ [9]
0.5	8.54 + j9.73	8.48 + j9.75	8.46 + j9.73	8.53 + j9.77
1.0	-3.77 - j6.23	-3.75 - j6.22	-3.75 - j6.21	-3.77 - j6.25
1.5	2.27 + j4.44	2.26 + j4.43	2.26 + j4.43	2.27 + j4.45

表 1 给出了分别采用式(7a)、(7b)以及直接求表达式(12)时,不同天线间距下互阻抗的计算结果. 表 1 显示了这三种方法得到的结果很接近,与文献[9]给出的计算结果也很吻合;三种方法间的微小误差来源于作了所有阵元具有相同的 PCBF 电流分布的假定;表 1 的结果也再次验证了该电流分布的有效性.

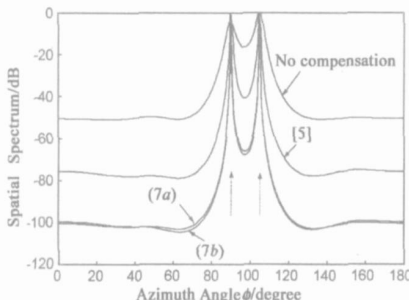


图 4 两个分别从 $(90^\circ, 90^\circ)$ 和 $(90^\circ, 105^\circ)$ 入射的非相干波的空间谱图

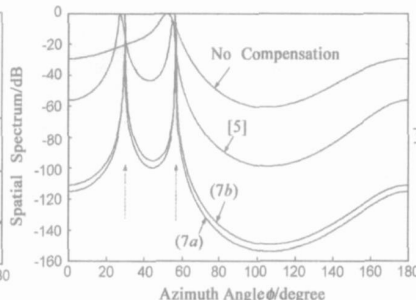


图 5 两个从 $(90^\circ, 30^\circ)$ 和 $(90^\circ, 57^\circ)$ 入射的相干波的空间谱图

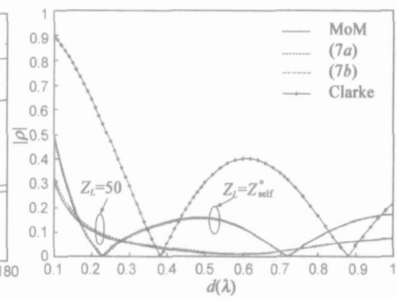


图 6 不同负载下两根偶极子天线的 $|\rho|$ 随间距的变化,其中(7b)与 MoM 方法的曲线接近重合

5 结论

天线互耦是天线近场间复杂的相互作用的结果,

4 在空间谱估计以及多天线通信中的应用

本节将应用 MUSIC 算法,考察不同的耦合矩阵计算方法下 DOA 估计性能. 以下算例中,样本数为 5000,入射波的极化方向位于入射方向与天线所在平面,入射方向以 (θ, ϕ) 表示. 图 4 给出了文献[5]中的一个算例,两个信噪比为 3dB 的非相干信号分别从 $(90^\circ, 90^\circ)$ 和 $(90^\circ, 105^\circ)$ 入射,采用 5 个阵元的偶极子线阵,阵元间距为半个波长, $Z_L = Z_L^{11}$. 可以看出,基于式(7a)和式(7b)的互耦补偿方法所得谱线是几乎重合,都较文献[5]方法更加尖锐和准确,估计性能有了明显的改善.

接着将考察对相干信号的估计性能,并采用空间平滑方法来解决信号相干所造成的协方差矩阵的秩亏缺^[19];但由于实际的接收信号经过互耦补偿后,同时影响了噪声子空间,故不能直接作空间平滑,这里采用文献[5]的处理方法,即先用补偿矩阵修正协方差矩阵再进行空间平滑. 图 5 给出了文献[9]中的一个算例,即两个相干信号分别从 $(90^\circ, 30^\circ)$ 和 $(90^\circ, 57^\circ)$ 入射,信噪比取为 10dB,采用 4 根间距为半个波长的偶极子天线, $Z_L = 50$. 从图 5 可看出基于式(7a)和式(7b)的方法都明显优于文献[5]方法,与上例一样,取共轭和不取共轭时的结果差别很小.

多天线在无线通信中的应用近年来受到广泛的关注^[13],多天线系统中,天线间接收信号的空域相关系数

是一个关键指标,在 Clarke 模型下,将服从零阶贝塞尔函数^[13],但互耦改变了这种规律. 图 6 给出了不同负载下,分别用式(7a)和式(7b)并采用文献[14]的公式计算的相关系数幅度,同时给出采用矩量法对接收方向图求相关的计算结果. 可见用式(7a)和式(7b)两种补偿方法得到的结果与方向图相关方法得到的曲线是非常吻合的,进一步证明本方法具有很高的补偿精度.

对其的精确求解一般只能借助数值方法,故互耦补偿问题是多天线系统的一个研究难题. 本文通过以 PCBF

作为天线在阵列环境中的真实电流分布,并通过与矩量法结果比较,验证了该近似具有很高的精度.利用该电流分布,分别应用互易原理和 EMF 法求出互阻抗矩阵,继而求得耦合矩阵.该方法不仅具有显式的计算表达式,运算量少;而且通过应用到空间谱估计及多天线的相关性求解中,证明该方法有优越的补偿精度.本文同时对 Hui 方法作了理论推导,指出了该方法与本文方法是等效的,作者所宣称的新互阻抗定义并没脱离传统的互阻抗定义框架.

参考文献:

- [1] Lindmark B, Lundgren S, et al. Dual polarized array for signal processing applications in wireless communications [J]. IEEE Trans. Antennas Propag, 1998, 46(6): 758 - 763.
- [2] Friedlander B, Weiss A J. Direction finding in the presence of mutual coupling [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1991, 39(3): 273 - 284.
- [3] Yang S, Nie Z, Wu Y. A practical array pattern synthesis approach including mutual coupling effects [J]. Electromagnetics, 2007, 27(1): 53 - 63.
- [4] Gupta I J, Ksienski A A. Effect of mutual coupling on the performance of adaptive arrays [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1983, 31(5): 785 - 791.
- [5] Yeh C C, et al. Bearing estimations with mutual coupling present [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1989, 37(10): 1332 - 1335.
- [6] Steyskal H, Herd J S. Mutual coupling compensation in small array antennas [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1990, 38(12): 1971 - 1975.
- [7] Adve R S, Sarkar T K. Compensation for the effects of mutual coupling on direct data domain adaptive algorithms [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 2000, 48(1): 86 - 94.
- [8] Hui H T. A new definition of mutual impedance for application in dipole receiving antenna arrays [J]. IEEE Antennas Wireless Propag Lett, 2004, 3(1): 364 - 367.
- [9] Hui H T. Improved compensation for the mutual coupling effect in a dipole array for direction finding [J]. IEEE Trans Antennas and Prog, 2003, 51(9): 2498 - 2503.
- [10] Zhang T T, Hui H T, et al. Compensation for the mutual coupling effect in the ESPRIT direction finding algorithm by using a more effective method [J]. IEEE Trans on Antennas Prog, 2005, 53(4): 1552 - 1555.
- [11] Hui H T. A practical approach to compensate for the mutual coupling effect of an adaptive dipole array [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2004, 52(5): 1262 - 1269.
- [12] Hui H T. An Effective Compensation Method for the Mutual Coupling Effect in Phased Arrays for Magnetic Resonance Imaging [J]. IEEE Trans on Antennas Prog, 2005, 53(11): 3576 - 3583.
- [13] Hui H T, et al. Signal correlation between two normal-mode helical antennas for diversity reception in a multipath environment [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2004, 52(2): 572 - 577.
- [14] Xin Li, Zaiping Nie. Comment on "Signal correlation between two normal-mode helical antennas for diversity reception in a multipath environment" [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005, 53(8): 2777 - 2777.
- [15] Su C C. On the equivalent generator voltage and generator internal impedance for receiving antennas [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 2003, 51(2): 279 - 285.
- [16] Prakash V V S, Mittra R. Characteristic basis function method: A new technique for fast solution and integral equations [J]. Microwave Optical Technol Lett, 2003, 36(2): 95 - 100.
- [17] Nauwelaers B K J, et al. Integrals for the mutual coupling between dipoles or between slots: with or without complex conjugate [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propag, 1988, 36(10): 1375 - 1381.
- [18] Hansen R C. Formulation of echelon dipole mutual impedance for computer [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1972, 20(6): 780 - 781.
- [19] Shan T J, et al. On spatial smoothing for estimation of coherent signals [J]. IEEE Trans Acoust, Speech, Signal Processing, 1985, 33(4): 806 - 811.

作者简介:



伍裕江 男, 1971 年 11 月生于广东省中山市, 93 年毕业于电子科技大学电磁场与微波专业, 现为电子科技大学电磁场与微波专业博士生, 主要研究方向为无线通信的信道建模、分集技术研究、新型天线的设计与数值计算以及阵列信号处理. E-mail: wuyurjiang@126.com

聂在平 男, 1946 年 10 月出生于陕西省西安市, 教授, 博士生导师, 中国电子学会会士, IEEE 高级会员, 1981 年获电子科技大学硕士学位; 1987 ~ 1989 年在美国伊利诺依大学电磁实验室从事研究工作; 先后获国家科技进步二等奖一项, 省、部级科技进步一、二、三等奖共五项, 在国内外发表学术论文 300 余篇, 主要研究兴趣: 计算电磁学、电磁散射与逆散射、非均匀介质中的场与波、新一代移动通信中的多天线技术等.