

The 3D Model of Antenna Coupling in LHCD System*

Xueguang Zhu¹, Bojiang Ding², Guangli Kuang³, Jikang Xie³, Yanli Liu¹

¹The Institute of Mechanical & Electrical Engineering, Anhui Institute of Architecture & Industry, Hefei

²Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei

³Academy of Substance Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei

Email: zhuxg_00@126.com

Received: Mar. 22nd, 2012; revised: Jul. 3rd, 2012; accepted: Jul. 17th, 2012

Abstract: The coupling performance of grills for lower hybrid frequency is obtained by digital simulation. The three dimensional model is adopted, namely considering the finite poloidal and toroidal sizes of the grills and coupling between TE modes and TM modes. The plasma surface impedance is estimated by digital integral method, and this boundary condition and the electromagnetic field continuity at the grills' mouth are used. Under the main mode of 2.45 GHz lower hybrid frequency excited in the grills, the reflection factors of the TE and TM waveguide modes can be calculated. Then we obtain the lower hybrid frequency power spectrum distribution sent by the antennas.

Keywords: Grills; Wave Coupling; Power Spectrum Distribution; Reflection Eigenmodes

低杂波电流驱动天线耦合的三维模型*

朱学光¹, 丁伯江², 匡光力³, 谢纪康³, 刘艳丽¹

¹安徽建筑工业学院机电学院, 合肥

²中国科学院等离子体物理研究所, 合肥

³中科院合肥物质科学研究院, 合肥

Email: zhuxg_00@126.com

收稿日期: 2012年3月22日; 修回日期: 2012年7月3日; 录用日期: 2012年7月17日

摘要: 通过数值计算对低杂波波导阵天线的耦合特性进行了模拟。采用三维天线耦合模型, 考虑了波导沿环向及极向都为有限尺度, 以及 TE 与 TM 模式的相互耦合。用数值积分的方法计算等离子体表面阻抗, 利用此边界条件及波导口处电磁场的连续性。计算各波导在 TE₁₀ 主模 2.45 GHz 频率的低杂波信号的激励下, 各 TE 与 TM 波导模式的反射系数。然后计算天线辐射的低杂波频率的功率谱分布。

关键词: 波导阵; 波耦合; 功率谱分布; 反射特征模式

1. 引言

在托卡马克低混杂波加热及电流驱动^[1,2]物理实验中, 一般都是采用波导阵天线进行耦合, 低杂波频段常用波导相控阵列天线将微波能量耦合到等离子体, 目前很多装置上使用频率为 2.45 GHz 的大功率微波发射源。发射天线如何将能量耦合到等离子体区

域, 并提高耦合效率^[3]是问题的关键。在低混杂波加热物理实验中, 希望波能高效率地被等离子体吸收, 理论分析指出波能的吸收主要是通过电子的郎道阻尼。在低混杂波电流驱动物理实验中, 波能通过郎道阻尼转化为电子的动量^[4,5], 由相控波导阵天线激发不对称的环向波谱分量, 波通过与电子的相互作用使电子的平均动量得到增加。因此, 对波导阵天线激发的低杂波在等离子体中的耦合特性进行数值分析是十分必要的, 可以为低杂波加热及电流驱动实验以及天

*基金项目: 国家磁约束核聚变能研究 ITER 专项(2010GB105003); 资源节约型城市配电网优化算法研究(KJ2012B047)。

线的设计提供理论依据。早在 1976 年, 由 Brambilla 最先提出常规调相波导理论的耦合计算方法^[6], 该理论研究的是—行独立波导阵列, 采用线性型的等离子体边界密度模型。并且认为波导的极向尺度近似为无穷。即采用二维模型。在此基础上, Steven 将其推广为天线口有一个密度突变的 step + ramp 模型, 国内学者马中芳、焦一鸣等也对低杂波天线耦合做了一些研究, 用于常规波导阵列的二维线型慢波^[7]耦合理论。等离子体边缘密度分布对波能的耦合效率有关键性的影响, 有关文献也很多, 多数采用一个或两个参数来表征密度剖面。采用多结波导阵也有一些类似的算法^[8,9]。在诸多的算法中, 用冷等离子体介电张量^[10]来描述等离子体对波的响应, 这方面应该是合理的, 因为等离子体边缘温度一般相对较低, 而理论和计算都表明低杂波的耦合性能主要取决于等离子体边界的有关参数。本文中我们采用了三维耦合模型^[11]。考虑了波导沿环向及极向为有限尺度, 以及矩形波导的 TE 与 TM 模式的及其相互耦合。采用平板模型, 沿径向将等离子体分割为有限元, 用数值积分的方法计算等离子体中的各个谱分量的表面阻抗^[12], 因此对各种密度剖面分布均能适用。由等离子体中的各个谱分量的表面阻抗, 进一步计算等离子体表面对各个谱分量的反射系数。由波导口处电场与磁场的连续性, 计算各波导在主模 2.45 GHz 低杂波激励下, 各 TE 与 TM 波导模式的反射系数。从而能够得到入射波的二维波谱。

2. 理论模型和计算方法

设波导阵天线的结构如图 1 所示, 采用笛卡尔坐标系, 其中 Y 为极向, Z 为环向, 波导口面与装置器壁平行。该图示中由四个主波导, 每个主波导有四个子波导。低杂波经前级和速调管两重放大后, 通过波导天线向外辐射, 其中各主波导之间的相位差可以调节。射频波由天线口, 经过一段真空区域后到达等离子体边界。其中波导中激发的为 TE₁₀ 基模。TE₁₀ 波的电场分量平行于环向。设波导口位于径向坐标为 $X = 0$, 第 p 个波导入射波的振幅的绝对值为 a_p , 相位为 φ_p , β_{mnp}^E 和 β_{mnp}^M 分别为待求的 TE 和 TM 反射波的复振幅。整数 m 和 n 分别对应矩形波导的相应的特征模式。假设波导阵中 TE 是仅有传播模式, 高阶模式均为消散波。对 TE 和 TM 波模式进行截断, 分别截取 M 和 $N + 1$ 个分量, 对真空中的麦克斯韦方程进行化简整理^[11]后, 在波导阵中各场分量可以表示为

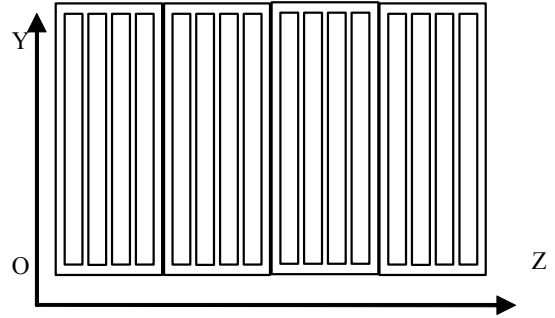


Figure 1. Plot: wave guide array structure
图 1. 波导阵天线的结构示意图

$$E_y = \sum_{p=1}^p \exp(i\varphi_p) \sigma_p(y) \theta_p(z) \times \left\{ \sum_{n=1}^N \left[-\beta_{0np}^E \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{0n}x) \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{m=1}^M \left(-\beta_{mnp}^E \frac{n\pi}{b} + \beta_{mnp}^M \frac{m\pi}{a} \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{mn}x) \right] \right\} \quad (1)$$

$$E_z = \sum_{p=1}^p \exp(i\varphi_p) \sigma_p(y) \theta_p(z) \times \left\{ \alpha_p \sin\left(\frac{\pi}{a}(y-y_p)\right) \exp(ih_{10}x) + \sum_{m=1}^M \left[\beta_{m0p}^E \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \exp(-ih_{m0}x) + \sum_{n=1}^N \left(\beta_{mnp}^E \frac{m\pi}{a} + \beta_{mnp}^M \frac{n\pi}{b} \right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{mn}x) \right] \right\} \quad (2)$$

$$B_y = \sum_{p=1}^p \exp(i\varphi_p) \sigma_p(y) \theta_p(z) \times \left\{ -\frac{h_{10}}{k_0 c} \alpha_p \sin\left(\frac{\pi}{a}(y-y_p)\right) \exp(ih_{10}x) + \sum_{m=1}^M \left[\beta_{m0p}^E \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \frac{k_0 c}{h_{m0}} \exp(-ih_{m0}x) + \sum_{n=1}^N \left(\beta_{mnp}^E \frac{k_0 c}{h_{mn}} \frac{m\pi}{a} + \beta_{mnp}^M \frac{h_{mn}}{k_0 c} \frac{n\pi}{b} \right) \sin\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{mn}x) \right] \right\} \quad (3)$$

$$B_z = \sum_{p=1}^p \exp(i\varphi_p) \sigma_p(y) \theta_p(z) \times \sum_{n=1}^N \left[\beta_{0np}^E \frac{k_0 c}{h_{0n}} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{0n}x) \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^M \left(-\beta_{mnp}^E \frac{k_0 c}{h_{mn}} \frac{n\pi}{b} + \beta_{mnp}^M \frac{h_{mn}}{k_0 c} \frac{m\pi}{a} \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}(y-y_p)\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}(z-z_p)\right) \exp(-ih_{mn}x) \right] \quad (4)$$

其中, $h_{mn} = \sqrt{k_0^2 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2}$, 当 $z_p \leq z \leq z_p + b$ 时, $\theta_p(z) = 1$; 当 $y_p \leq y \leq y_p + a$ 时, $\sigma_p(y) = 1$ 。设波导口处的径向坐标为 $x = 0$, 经历一

段真空区域后到达等离子体边界 $x = x_p$ 处, 真空区域的电磁场可以表示为

$$E_y = \iint dk_y dk_z \exp(ik_y + ik_z) \left[E_y^+ (\exp(ik_{\perp}x) + r_{11} \exp(-ik_{\perp}x)) + E_z^+ r_{12} \exp(-ik_{\perp}x) \right] \quad (5)$$

$$E_z = \iint dk_y dk_z \exp(ik_y + ik_z) \left[E_y^+ r_{21} \exp(-ik_{\perp}x) + E_z^+ (\exp(ik_{\perp}x) + r_{22} \exp(-ik_{\perp}x)) \right] \quad (6)$$

$$B_y = \iint dk_y dk_z \exp(ik_y + ik_z) \left\{ \left[\frac{N_y N_z}{cN_x} (E_y^+ r_{11} + E_z^+ r_{12}) + \frac{1-N_y^2}{cN_x} (E_y^+ r_{21} + E_z^+ r_{22}) \right] \exp(-ik_{\perp}x) \right. \\ \left. - \left(\frac{N_y N_z}{cN_x} E_y^+ + \frac{1-N_y^2}{cN_x} E_z^+ \right) \exp(ik_{\perp}x) \right\} \quad (7)$$

$$B_z = \iint dk_y dk_z \exp(ik_y + ik_z) \left\{ \left(\frac{N_y N_z}{cN_x} E_z^+ + \frac{1-N_z^2}{cN_x} E_y^+ \right) \exp(ik_{\perp}x) \right. \\ \left. - \left[\frac{N_y N_z}{cN_x} (E_y^+ r_{21} + E_z^+ r_{22}) + \frac{1-N_z^2}{cN_x} (E_y^+ r_{11} + E_z^+ r_{12}) \right] \exp(-ik_{\perp}x) \right\} \quad (8)$$

其中, E_y^+ , E_z^+ 分别是波导口处入射波的极向和环向电场, r_{ij} 是波的反射系数。在本文中采用积分的方法计算等离子体表面的反射系数。按照 BRAMBILLA 提出的方法, 在波导中设入射波只有 TE10 模式, 忽略反射波的高阶模式, 即只取其有限个模式分量。由于波导口电场和磁场的连续性, 可以由(1)至(8)式列出一组自恰的方程组, 从而计算出各反射模式的反射系数。

3. 波的反射系数的计算

在研究低杂波耦合的时候, 由于其耦合性能很大程度上决定于等离子体表面的特性, 一般都采用冷等离子体模型, 即把等离子体看成的各向异性的吸收介质, 介电张量由冷等离子体模型给出。算法一般都是采用平板模型, IRZAK 采用有限元方法, 沿径向对等离子体进行有限分层。由麦克斯韦方程

$$\nabla \times E = i\omega B \quad (9)$$

$$\nabla \times B = -\frac{i\omega}{c^2} \parallel \varepsilon \parallel E \quad (10)$$

可以得到微分方程

$$\frac{dE_y}{dx} = i\omega B_z + ik_y E_x \quad (11)$$

$$\frac{dE_z}{dx} = -i\omega B_y + ik_z E_x \quad (12)$$

$$\frac{dB_y}{dx} = -\frac{i\omega}{c^2} \varepsilon_{//} E_z + ik_y B_x \quad (13)$$

$$\frac{dB_z}{dx} = \frac{i\omega}{c^2} \varepsilon_{\perp} E_y + \frac{\omega}{c^2} \varepsilon_x E_x + ik_z B_x \quad (14)$$

假定等离子体中某处波为行波, 由低杂波的色散关系得到该处的各电磁场分量, 把得到的电磁场分量作为初值对上述微分方程组进行积分, 即可求出等离子体的表面阻抗。进一步可以求出波导口处的反射系数。

4. 模拟结果

假设托卡马克的大半径为 1.22 m, 小截面为圆形半径为 0.3 m, 纵场为 2.9 T, 低杂波的频率为 2.45 GHz, 等离子体中心密度为 $3.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 边界密度为 $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 由中心至边界密度分布为准抛物型, 由边

界只真空区域密度分布线性过度至零。采用冷等离子体模型进行计算，当工作气体为氢氦混合气体，其氢氦比为 0.1。有四个主波导排成一排，如图 1 所示。每个主波导有四子波导；主波导外侧金属壁厚度为 0.15 cm；波导之间金属壁的厚度 0.3 cm；波导极向尺寸为 10.92 cm；子波导的宽度为 1.0 cm；相邻子波导之间相位差为 90°；主波导之间相位差可以设定；当主波导之间相位差为 0°时；功率谱分布如图 2 所示。图 2(a)为二维归一化的功率谱分布，图 2(b)为极向功率谱分布，图 2(c)为环向功率谱分布。极向功率谱集中在 0 附近，基本对称。

由于反射功率相对比较小，波导阵的辐射功率谱分布很大程度上取决于 TE₁₀ 波的激励谱，TE₁₀ 波的电场矢量平行于环向，与极向垂直。TE₁₀ 波在波导口 $y_p \leq y \leq y_p + a$ 处的电场分布正比与 $\sin\left(\frac{\pi}{a}(y - y_p)\right)$ ；对这个函数进行傅里叶变换得到激励谱的分布是关于 $N_y = 0$ 对称的，并且最大值位于 $N_y = 0$ 。当然由于反射波的影响，总的功率谱分布与激励谱有一定的偏

差。所以图 2(b)和图 3(b)中的极向功率谱基本对称。极向波数较大时，功率分量明显变小；环向功率谱明显不对称，同样模拟计算中由于相邻子波导之间相位差为 90°，主波 TE₁₀ 模式电场矢量平行于环向，由于各子波导辐射功率的叠加，由于波程差与相位差的影响，对某些特定的 N_z 值各个子波导的辐射的功率分量相互增强；而对于另一些特定的 N_z 值，各个子波导的辐射的功率分量可能总体上来说是相互削弱的，甚至相互抵消为零；这样使得图 2(c)和图 3(c)中的环向功率谱关于 $N_z = 0$ 并不对称。在电流驱动中需要这种不对称的谱分布。

当主波导之间相位差为 90°时；功率谱分布如图 3 所示。图 3(a)为二维归一化的功率谱分布，图 3(b)为极向功率谱分布，图 3(c)为环向功率谱分布。极向功率谱分布与图 2 基本相同；环向功率谱分布与图 2 明显不同。由于采用相控阵天线，主波导之间的相位差可调节。在电流驱动中正是通过调节主波导之间的相位差，来控制波辐射功率谱分布的形状来改善电流驱动效率的。

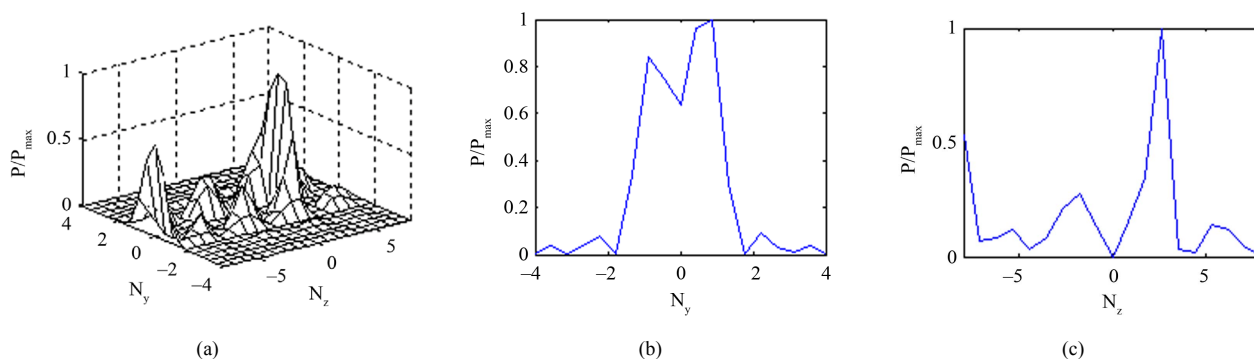


Figure 2. Curve: power spectrum distribution with phase difference of 90° for adjacent wave guide and 0° for adjacent main wave guide
图 2. 辐射功率谱分布，相邻子波导相位差为 90°，相邻主波导相位差为 0°

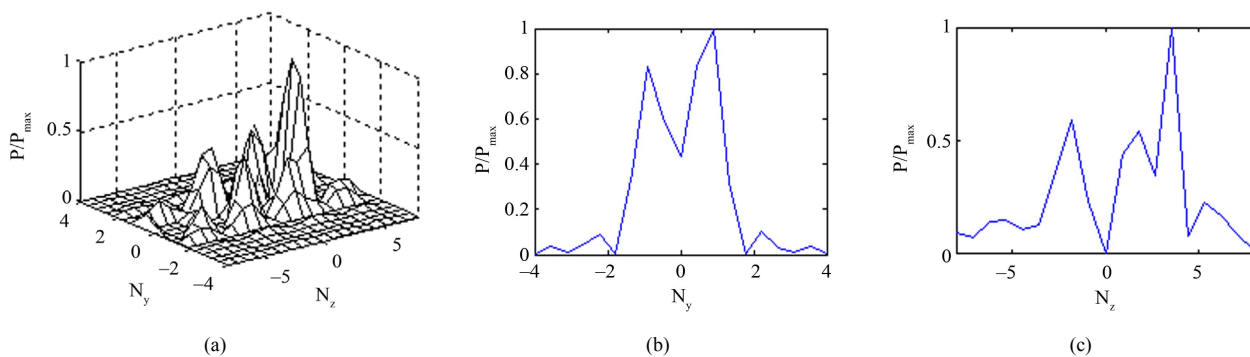


Figure 3. Curve: power spectrum distribution with phase difference of 90° for adjacent wave guide and 90° for adjacent main wave guide
图 3. 辐射功率谱分布，相邻子波导相位差为 90°，相邻主波导相位差为 90°

5. 讨论

对托卡马克中低杂波频段的的天线耦合问题, 模拟计算的基本原理都是基于 Brambilla 最先提出常规调相波导理论的耦合计算方法, 即利用波导口处的电磁场的连续性边界条件, 及真空区域与等离子体表面电磁场的连续性边界条件。本文采用了三维天线耦合模型, 考虑了波导沿环向及极向都为有限尺度。同时考虑了 TE 与 TM 模式的相互耦合。尽管用第一类和第二类艾黎函数计算等离子体阻抗方法比较简单, 单要求密度分布是线性的; 在本文中计算等离子体表面阻抗运用了数值积分的方法, 这样进行计算放宽了对等离子体密度分布的要求。在 2.45 GHz 频率低杂波 TE₁₀ 模式的激励下, 其反射分量包括 TE 与 TM 波导模式, TE 与 TM 波导模式是有相互耦合的, 采用三维天线耦合模型能够有效地对这种耦合进行数值模拟。

参考文献 (References)

- [1] Y. X. Wan, HT-7 Team and HT-7U Team. Overview of steady state operation of HT-7 and present status of the HT-7U project. Nuclear Fusion, 2000, 40(6): 1057.
- [2] Y. S. Bae, M. H. Cho and W. Namkung. Launch study for KSTAR 5 GHz LHCD System. Journal of the Korean Physics Society, 2006, 49(12): 314.
- [3] A. C. England, O. C. Eldridge and S. F. Knowlton. Power transmission and coupling for radiofrequency heating of plasmas. Nuclear Fusion, 1989, 29(9): 1527.
- [4] N. J. Fisch. Confining and heating a tokamak plasma with RF power. Physical Review Letters, 1978, 41(13): 873-876.
- [5] 朱学光, 匡光力, 谢纪康. 二维洞穴环天线的耦合计算[J]. 计算物理, 1999, 16: 524.
- [6] M. Brambilla. Slow-wave launching at the lower hybrid frequency using a phased waveguide array. Nuclear Fusion, 1976, 16: 47-54.
- [7] X. Litaudon, D. Moreau. Coupling of slow waves near the lower hybrid frequency in JET. Nuclear Fusion, 1990, 30(3): 471.
- [8] X. Limudon, G. Berger-By and P. Bibet. Lower hybrid wave coupling in Tore Supra through multijunction launchers. Nuclear Fusion, 1992, 32(11): 1883.
- [9] 朱学光, 匡光力, 谢纪康. D 型截面托卡马克的快波功率沉积[J]. 计算物理, 2002, 19: 317.
- [10] R. A. Cairns. Radiofrequency heating of plasma. Briston: Adam Hilger, 1991: 72.
- [11] M. A. Irzak, O. N. Shcherbinin and A. F. Ioffe. Theory of waveguide antennas for plasma heating and current drive. Nuclear Fusion, 1995, 35(11): 1341.
- [12] R. Koch. A global solution of the ICRH problem based on the combined use of a planar coupling model and hot-plasma ray-tracing in tokamak geometry. Computer Physics Communications, 1986, 40(1): 1-22.