

托卡马克中天线与等离子体的耦合研究

刘柏青, 龚学余*, 黄千红

(南华大学 核科学技术学院, 湖南 衡阳 421001)

摘要:采用平板等离子体模型结合三维天线模型研究了托卡马克装置中离子回旋频段的天线与等离子体的耦合问题, 考虑等离子体中传播的快磁声被全部吸收, 通过数值求解快磁声波方程, 得到天线耦合功率谱和耦合电阻, 发现不同谱分量的耦合功率有很大差别, 天线的耦合效率主要取决于天线的机制及等离子体参数.

关键词:平板模型; 三维模型; 耦合

中图分类号: TN820

文献标识码: A

A Study of the Coupling of an Antenna to the Plasma in the Tokamak

LIU Bai-qing, GONG Xue-yu*, HUANG Qian-hong

(School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang, Hunan 421001, China)

Abstract: The coupling of an ICRF antenna to the plasma in the Tokamak is investigated by employing a slab geometry model combining with a 3-D antenna model. The power spectra and the coupling resistance of the antenna are obtained by numerically resolving the fast magnetosonic waves equations on the condition that fast magnetosonic waves are absorbed completely in the plasma. It shows that great differences exist in the radiation power of different spectra, and that the coupling efficiency of antenna is determined by its mechanism and the parameters of the plasma.

Key words: slab geometry model; 3-D model; coupling

在当前及未来的托卡马克核聚变装置研究中, 等离子体要在高性能状态下稳定运行, 必须用非感应电流驱动方式产生等离子体电流以维持等离子体平衡. 由于离子回旋波频段的射频波波长较长, 更适合目前托卡马克装置中的等离子体电流驱动, 因此开展离子回旋波频段的天线耦合研究具有重要意义. 人们在研究托卡马克装置中天线耦合时, 等离子体一般采用平板模型, 所采用的

天线模型主要有二维模型跟三维模型, 20 世纪 80 年代初期有人采用二维模型研究过天线耦合问题, 得到的结果跟实验观测结果差距很大. 20 世纪 80 年代中期以后的天线耦合研究更多的采用三维天线模型^[1-2], 得到的结果与实验所观察现象更为接近. 对于天线激发的波在等离子体中的传播问题, 人们通常采用的研究方法有几何光学方法和全波法, 几何光学方法常用来研究电子回

收稿日期: 2008-03-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10475039)

作者简介: 刘柏青(1975-), 男, 湖南衡阳人, 南华大学核科学技术学院硕士研究生. 主要研究方向: 核聚变与等离子体物理. * 通讯作者.

旋波和低混杂波在等离子体中的传播,由于离子回旋波频段的波长较长,尽管有人已经采用此方法来研究离子回旋波在等离子体中的传播问题,得到结果不是很理想^[3],但用全波法研究波的传播问题时要求解托卡马克装置中真空和等离子体区域的麦克斯韦方程组,由于等离子体的各向异性,不能得到在等离子体区域传播的快磁声波方程的解析解,只能采用数值计算方法,如果以装置内金属壁提供的边界条件朝外壁方向积分,积分区域将包括离子回旋共振区,积分过程将会很复杂.本文考虑波在等离子体中通过一次就被完全吸收情况,在靠近真空与等离子体边界选择某一区域以避免离子回旋共振区,在此区域采用 WKB 方法求解快磁声波方程,所得结果提供数值积分初始条件,简化快磁声波方程的数值积分过程.

1 物理模型

如图 1 所示,天线采用三维模型,考虑天线端口和终端的电流 $-J_x, J_x$ 对天线耦合的影响,天线中心导体上的电流 J_z 位于 $x = 0$ 处,天线上没有 Z 方向传播电流,即 $J_z = 0$. 托卡马克装置的金属壁分别位于 $x = d$ 及 $x = -w$ 处,法拉第屏与等离子体边界分别位于 $x = -s$ 及 $x = -a$ 处. 等离子体分布在 $-a > x > -w$ 区域,其密度为抛弧形分布, $n(x) = n_1 - (n_1 - n_2)(1 + (x - a)/r_0)^2$, n_1, n_2 分别为中心边缘等离子体密度,约束纵向磁场 $B(x) = B_0/[1 + (r_0 + s + x)/R_0]$, B_0 为装置中心磁场强度, r_0, R_0 为装置的小半径与大半径. d, s, a 分别为金属外壁、法拉第屏、等离子体边界到天线中心导体的距离.

在存有激励电流的 $-a < x < d$ 真空区域,电磁场满足 Maxwell 方程组:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (2)$$

对方程(1)、(2)进行 laplace - Fourier 变换,根据托卡马克装置的特点,Fourier 变换时 Z, Y 方向周期分别取 $2\pi R_0, 2\pi r_0$, X 方向保持离散,并将电磁场分解为 TE 波与 TM 波有^[4]:

$$\begin{vmatrix} B_x \\ E_y \end{vmatrix} = \frac{1}{H^2} \begin{vmatrix} -i\omega/c^2 & ik_z \\ ik_z & -i\omega \end{vmatrix} \begin{vmatrix} ik_y E_z \\ dB_z/dx + \mu_0 j_y \end{vmatrix} \quad (3)$$

$$G_B(x, \rho) = \begin{cases} -\frac{1}{p} \frac{p \cosh[p(\rho + a)] + i\xi H^2 \sinh[p(\rho + a)]}{p \sinh[p(\rho + a)] + i\xi H^2 \cosh[p(\rho + a)]} \cosh[p(x - d)] & -a < x \leq \rho \\ -\frac{1}{p} \frac{p \cosh[p(x + a)] + i\xi H^2 \sinh[p(x + a)]}{p \sinh[p(\rho + a)] + i\xi H^2 \cosh[p(\rho + a)]} \cosh[p(\rho - d)] & \rho \leq x < d \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{vmatrix} E_x \\ B_y \end{vmatrix} = \frac{1}{H^2} \begin{vmatrix} -i\omega & ik_z \\ -ik_z & i\omega/c^2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -ik_y E_z + \mu_0 j_x \\ dE_z/dx \end{vmatrix} \quad (4)$$

B_z, E_z 满足微分方程组:

$$d^2\psi/dx - p^2 = \varphi \quad (5)$$

式中, $\psi = (cB_z, E_z), \varphi = (c\varphi_b, \varphi_e)$

$$\varphi_b = -\mu_0(dj_y/dx - ik_z j_x)$$

$$\varphi_e = (1/\omega\epsilon_0)(k_z dj_x/dx + ik_z k_y j_y)$$

其中, c 为真空中光速, $k_0 = \omega/c$ 是真空中波数,

$$H^2 = k_0^2 - k_z^2, p^2 = k_y^2 + k_z^2 - k_0^2.$$

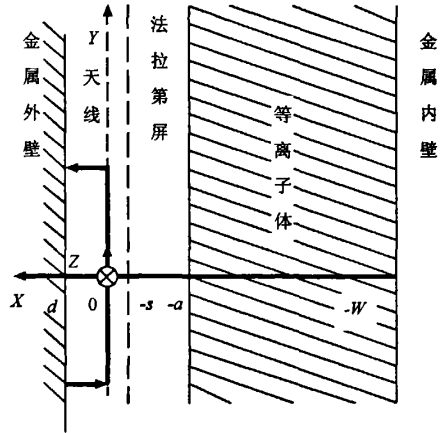


图 1 三维天线及等离子体示意图

Fig. 1 Sketch plan of the coupling of the 3-D antenna and the plasma

式(3)、(4)、(5)应满足的边界条件为:

1) 在装置金属壁处

$$E_y(x = d) = E_z(x = d) = 0 \quad (6)$$

2) Faraday 屏假定为理想情况($\sigma_{yy} = 0, \sigma_{xz} = \infty$),有:

$$E_z(x = -s) = 0 \quad (7)$$

及 E_y, B_z 在 Faraday 屏处连续.

3) 真空与等离子体边界处, ξ 定义为面阻抗.

$$\frac{E_y(x = -a)}{\omega B_z(x = -a)} = \xi \quad (8)$$

式(3)、(4)、(5)加上边界条件(6)、(7)、(8)是一组完备的方程组,用 Green 函数方法求解可得到^[5]:

$$B_z(x, k, k_z) = \int_{-a}^d G_B(x, \rho) \varphi_b(\rho) d\rho \quad (9)$$

$$E_z(x, k_y, k_z) = \int_{-a}^d G_E(x, \rho) \varphi_z(\rho) d\rho \quad (11)$$

$$G_E(x, \rho) = \frac{1}{p \sinh[p(s+d)]} \begin{cases} \sinh[p(x+s)] \sinh[p(\rho-d)] & -s < x \leq \rho \\ \sinh[p(\rho+s)] \sinh[p(x-d)] & \rho \leq x < d \end{cases} \quad (12)$$

由于 J_y 为 x 的狄拉克分布, 而 J_z 为 x 的阶梯分布, 对(9)式进行分部积分变换^[4]可得:

$$B_z(x, k_y, k_z) = \int_{-a}^d \hat{G}_B(x, \rho) \varphi_b(\rho) d\rho - \frac{j\mu_0 k_y}{p^2} J_z(x, k_y, k_z) \quad (13)$$

这样 $\varphi'_b(\rho)$ 、 $\varphi_z(\rho)$ 均为径向坐标 ρ 的狄拉克分布, 其中

$$\varphi'_b(\rho) = J_y(k_y, k_z) \delta(\rho) - \frac{ik_y}{p^2} J_z(k_y, k_z) \delta(\rho) \quad (14.a)$$

$$\varphi_z(\rho) = ik_y J_y(k_y, k_z) \delta(\rho) + J_z(k_y, k_z) \delta(\rho) \quad (14.b)$$

只要天线电流分布给定, 求解出对应模量在等离子体与真空边界处的面阻抗 ξ 值就可立即得到(11)、(13)的积分。从(10)可看出等离子体对真空区域的电磁场影响通过 B_z 表达式中 ξ 引入。

在等离子体中只有快磁声波传播, 且在 $x < -s$ 区域有 $E_z = 0$ ^[6], 对此区域 Maxwell 方程组进行 Fourier 变换后, 可得快磁声波方程^[5]:

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} i\omega B_z \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\mu k_y & -k_z^2 \\ 1 & -\frac{k_y^2}{u} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i\omega B_z \\ E_y \end{bmatrix} \quad (15)$$

其中, $u = k_0^2 \varepsilon_1 - k_z^2$, $\mu = \varepsilon_2 k_0^2 / u$, $k_z^2 = u(1 - \mu^2)$; $\varepsilon_1, i\varepsilon_2$ 为冷等离子体介电张量分量^[7]。

$$\varepsilon_1 = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2}, \quad \varepsilon_2 = - \sum_s \frac{\omega_{cs}}{\omega} \times \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{cs}^2} \quad (16)$$

ω_{ps}, ω_{cs} 分别为 s 种粒子的等离子频率与回旋频率。方程(15)的系数矩阵在离子-离子混杂区和等离子体边界离子回旋共振区有两个奇异点, 为了简化数值积分过程, 避开两个奇异点, 采用文献[3]介绍的方法, 在等离子体内选定某一区间 ($x = -b$), 此区间靠近离子回旋共振区、粒子密度足够大且区间长度远小于离子回旋波长, 应用 WKB 近似方法求解方程:

$$\frac{d^2 B_z}{dx^2} + [k_z^2(x, k_z) - k_y^2] B_z = 0 \quad (17)$$

可得方程(15)的出射波解为:

$$B_z = A e^{-i\sqrt{k_z^2 - k_y^2} x} \quad (18)$$

$$E_y = -i \left(\frac{\mu k_y - i \sqrt{k_z^2 - k_y^2}}{k_z^2} \right) \omega B_z \quad (19)$$

以 $|E_y / \omega B_z| = -i \frac{\mu k_y - i \sqrt{k_z^2 - k_y^2}}{k_z^2}$ 为初始

值从 $x = -b$ 向等离子体边界数值积分。引入矢量 ($V_1(x), V_2(x)$) 为满足方程(15)的解^[4], 则有 ($i\omega B_z, E_y$) = $A(V_1(x), V_2(x))$, A 为一常量, 其值可由真空与等离子体边界处 E_y, B_z 连续性确定, 则面阻抗 $\xi = iV_2(-a)/V_1(-a)$, 在等离子体内有:

$$\begin{bmatrix} i\omega B_z(x) \\ E_y(x) \end{bmatrix} = \frac{i\omega B_z^*(-a)}{V_1(-a)} \begin{bmatrix} V_1(x) \\ V_2(x) \end{bmatrix} \quad (20)$$

对应模数的 ($i\omega B_z, E_y$) 值一经确定, 对其进行傅立叶反变换就能求得快磁声波场在等离子体内分布。

2 天线耦合功率谱及耦合阻抗

根据传输理论^[8], 天线耦合功率可表示为:

$$P = -\frac{1}{2} \iint_V \vec{E} \cdot \vec{J}^* dv \\ = -\frac{1}{2} \int_{-a}^d \int_{-b}^b J_y^* E_y(0, y, z) dy dz - \frac{1}{2} \int_{-a}^d \int_{-b}^b J_z^* \left[\int_0^d E_z(x, y, z) dx \right] dy dz \quad (21)$$

根据 Parseval's 理论, 上式可变换为对电流与电场的傅立叶分量的积分:

$$P = -\frac{\omega \mu_0}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ g^* | \chi_l |^2 + i \frac{d}{p^2} | J_z |^2 + i h | \zeta_c |^2 \right\} dk_y dk_z \quad (22)$$

$$\chi_l = J_y(k_y, k_z) - \frac{ik_y}{p^2} J_z(k_y, k_z) \quad (23)$$

$$\zeta_c = ik_y J_y(k_y, k_z) + J_z(k_y, k_z) \quad (24)$$

$$g = -i \frac{P}{H^2} \times \frac{[p \sinh(pa) + i \xi H^2 \cosh(pa)] \times \sinh(pd)}{p \sinh[p(a+d)] + i \xi H^2 \cosh[p(a+d)]} \quad (25)$$

$$h = i \frac{k_z^2}{k_0^2 H^2} \frac{\sinh(ps) \sinh(pd)}{p \sinh[p(s+d)]} \quad (26)$$

耦合阻抗 $Z(k_y, k_z)$ 可表示为

$$Z(k_y, k_z) = \frac{2P(k_y, k_z)}{|J^2|} \quad (27)$$

其中 I 为总电流, $Z(k_y, k_z)$ 实部为天线的耦合电阻, 其值越大表明天线的耦合性能越好. 从式 (22) 可看出天线的耦合功率同样决定于天线上电流分布, 这里考虑实际天线与法拉第屏及金属外壁之间的电容效应^[9], 取电流的分布为:

$$J_y(x, y, z) = J_0 \delta(x) \cos(\beta y) \quad (28)$$

$$J_x = J_y(w_y, z) \delta(y - w_y) - J_y(-w_y, z) \delta(y + w_y) \quad (29)$$

w_y, w_z 分别天线的半长度和半宽度, β 为激励电流在天线上的传播常数^[10]:

$$\beta^2 = k_0^2 \frac{d + s}{s + dS} \quad (30)$$

$$S = \left\{ 1 - \frac{\sin(k_0 w_z) \sin[k_0 R_0 (\pi - w_z/R)]}{k_0 w_z \sin(k_0 \pi R)} \right\} \quad (31)$$

3 数值计算及分析

采用四阶变步长 Runge - Kutta 方法对方程 (15) 进行数值求解, 托卡马克装置大半径 $R_0 = 2.96 \text{ m}$, 小半径 $r_0 = 1.30 \text{ m}$, 氢氦等离子体中氢离子为少数粒子, $n_H/n_0 = 10\%$, 中心粒子密度 n_1 、边缘粒子密度 n_2 分别为 $5.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 等离子体中心磁场 $B_0 = 3.45 \text{ T}$, 波频率取 54 MHz (等离子体中心氖离子回旋频率的 2 倍).

图 2 和图 3 为 w_y, w_z 分别取 $0.4 \text{ m}, 0.1 \text{ m}$ 时等离子体内 10 cm 和 30 cm 处的 E_y 分布, 图 4 和图 5 为同样天线参数下等离子体内 30 cm 和 50 cm 处的能流密度 (S) 分布, 可看到 E_y, S 的幅值在波向等离子体中心传播的过程中逐渐变小, 能量在传播的过程中逐渐被吸收.

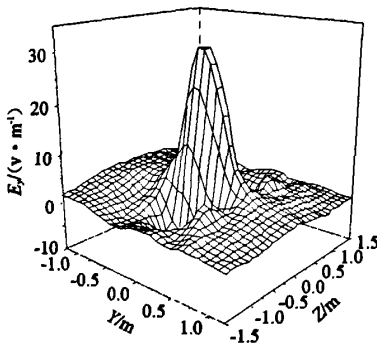


图 2 等离子体内 10 cm 处 $|E_y|$ 分布
Fig.2 Distribution of $|E_y|$ at 10 cm inside the plasma

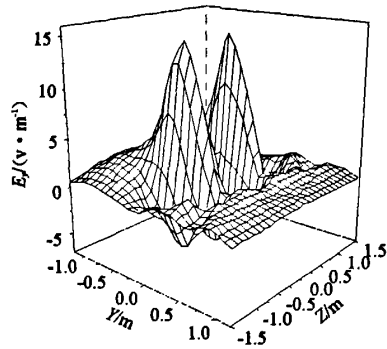


图 3 等离子体内 30 cm 处 $|E_y|$ 分布
Fig.3 Distribution of $|E_y|$ at 30 cm inside the plasma

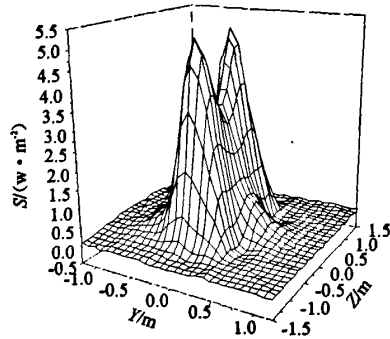


图 4 等离子体内 30 cm 能流密度分布
Fig.4 Distribution of the Poyting veter at 30 cm inside the plasma

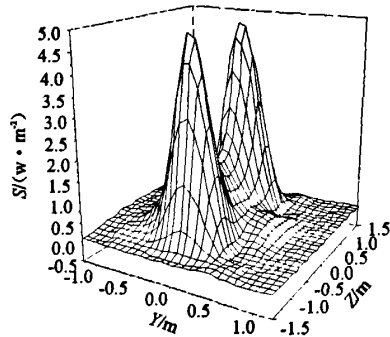


图 5 等离子体内 50 cm 处平面能流密度分布
Fig.5 Distribution of the Poyting veter at 50 cm inside the plasma

同样参数下的功率谱分布见图 6 (计算参数同图 2 ~ 图 5), 天线辐射功率主要分布在 $|k_z| <$

10 m^{-1} 区域,最大值出现在 $|k_z| \approx 3\text{ m}^{-1}$,而且计算结果显示随着 w_y/w_z 的增大,出现最大值的 $|k_z|$ 越小.图7和图8为天线参数与辐射总功率关系,相同宽度情况下长天线耦合电阻有较大实部,说明天线越长其耦合能力越强,计算结果也显示当天线长度相同时,窄天线耦合电阻也越大,但是天线过窄又会限制天线的载流能力,值得注意的是有些装置采用的环天线极向张角很大(如 HT-6M 上的 1/4 周环天线,张角为 90°),如采用平板模型进行计算将会带来较大的误差.

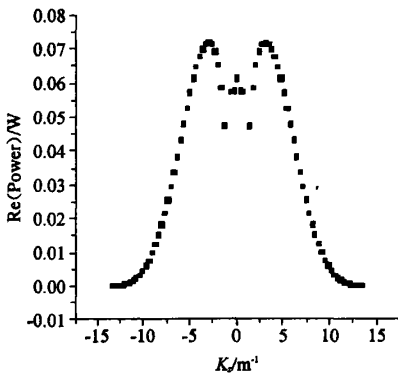


图6 天线辐射功率谱 $P(K_z)$

Fig. 6 Power spectrum (K_z) of the antenna

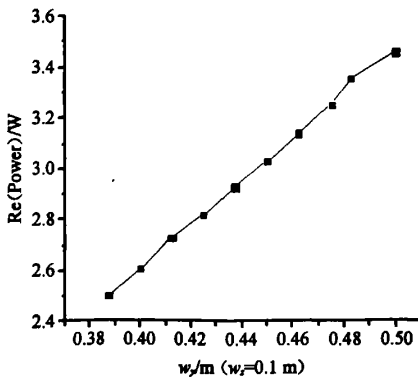


图7 天线耦合功率实部与天线长度的关系

Fig. 7 The real part of the antenna coupling power versus the length of a antenna

图9为天线耦合电阻与等离子体中心粒子密度的关系,数值计算结果显示当中心粒子密度 N_1 增大时, Z 的实部线性增大,与高参数等离子体实验观测现象相符;图10为天线中心导体到装置外壁的距离 $9 \sim 11.5\text{ cm}$ 内可调时耦合电阻变化情

况(d 为天线中心导体到 Tokamak 金属孔壁距离, s 为中心导体距离法拉第屏间距离),总的变化趋势为 s 值较小时(即中心导体距离法拉第屏越近),耦合电阻越大,天线与等离子体耦合效率越高,中心导体通过相同的电流时耦合到等离子体的功率越大,此趋势也与实验观测结果相符.但在托卡马克装置运行时,天线与等离子体耦合为近场耦合,天线与边缘等离子体的相互作用非常强烈^[11],高速粒子轰击天线组件时所溅射出来的重杂质粒子甚至会使等离子体放电破裂,所以中心导体也不是离等离子体边缘越近越好.

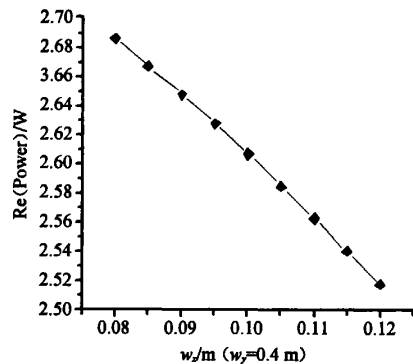


图8 天线耦合功率实部与天线宽度的关系

Fig. 8 The real part of the antenna coupling power versus the width of a antenna

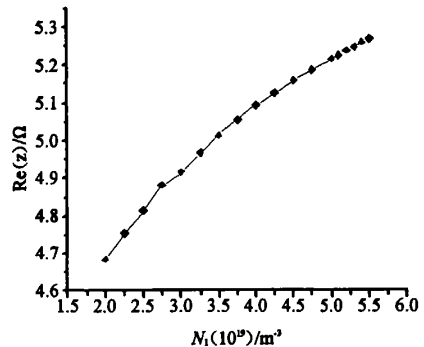


图9 天线耦合电阻与中心粒子密度关系

Fig. 9 The antenna coupling resistance versus center particle density

4 结论

利用平板等离子体模型结合三维天线模型,考虑电流传播参数影响,分别求解托卡马克装置真空区域的 Maxwell 方程与等离子体中的快磁声

波方程,从得到的数值计算结果来看,天线的耦合效率主要取决于天线的尺寸及等离子体参数,天线辐射能量时不同谱分量的能量有很大差别,天线激励电流的谱分布应与等离子体的功率吸收谱相匹配以获得更好的耦合效率。

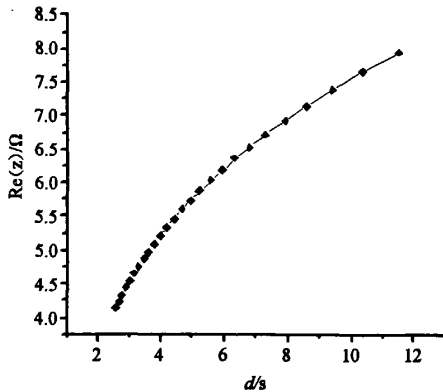


图 10 天线耦合电阻与 d/s 的关系

Fig. 10 The antenna coupling resistance versus the ratio of d/s

本文数值计算过程中所采用的冷等离子体介电张量,还不能全面描述要稳态运行实现能量正输出的高性能等离子体的特性,数值计算结果也不能得到中小型装置上观测到的场的驻波分布及耦合电阻的“谐振”特性,在随后的工作中将考虑采用能更实际的反映等离子体状态的热等离子体色散关系及介电张量来研究天线与等离子体耦合问题。

参考文献:

- [1] Messiaen A M, Koch, Bhatnagar V P, et al. Theoretical aspects of the coupling properties of ICRH antennae [C]//Invited paper Proc. 3rd Joint Varenna - Grenoble international Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble; edited by the Commission of the European Communities, 1982(1):243-257.
- [2] Bhatnagar V P, Koch R, Messiaen A M, et al. A 3-D Analysis of the Coupling Characteristics of Ion Cyclotron Resonance Heating Antennae[J]. Nucl Fusion, 1982, 22(2):280-288.
- [3] Brambilla M. Modelling Heating and Current Drive In the Ion Cyclotron Frequency Range[J]. Plasma Phys. Control. Fusion, 1993, 35:141-165.
- [4] Koch R, Bhatnagar V P, Messiaen A M, et al. 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[J]. Computer Physics communications, 1986, 40(1):1-22.
- [5] 沈学民. 托卡马克等离子体非完全吸收离子回旋波的耦合计算[J]. 物理学报, 1995, 44(4):570-580.
- [6] Ram A, Bers A. Coupling Theory for ICRF Heating of Large Tokamaks[J]. Nucl Fusion, 1984, 24(6):679-695.
- [7] Bhatnagar V P, Koch R, Geilfus P, et al. Ray-Tracing Modelling of the ICRF Heating of Large Tokamaks[J]. Nucl Fusion, 1984, 24(8):955-975.
- [8] Ramo S, Whinnery J, Duzer T Van. Fields and Waves in Communication Electronics[M]. New York: John Wiley & Sons, 1965.
- [9] Pecoul S, Heuraux S, Koch R, et al. Numerical modelling of the coupling of an ICRH antenna with a plasma with self-consistent antenna currents[J]. Computer Physics communications, 2002, 146(2):166-187.
- [10] Koch R. A study on the theory of coupling of radio-frequency power to large machines, and in particular ITER[R]. Brussels: LPP - ERM/KMS, 1996.
- [11] 赵培福. HL-1M 装置等离子体与 ICRH 发射天线的相互作用[J]. 核聚变与等离子体物理, 2003, 23(1):45-50.

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深, 让许多工程师望而却步, 然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上, 我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识, 借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养, 推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程, 化繁为简, 直观易学, 可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛, 让天线设计不再难...



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书, 课程从基础讲起, 内容由浅入深, 理论介绍和实际操作讲解相结合, 全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程, 可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计, 让天线设计不再难...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程, 由经验丰富的专家授课, 旨在帮助您从零开始, 全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程, 边操作边讲解, 直观易学; 购买套装同时赠送 3 个月在线答疑, 帮您解答学习中遇到的问题, 让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程, 培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合, 全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作, 同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习, 可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试...

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立,一直致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养;后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com),现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地,成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 ADS、HFSS 等专业软件使用培训课程,广受客户好评;并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书,帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司,以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年, 10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养,更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果,又能免除您舟车劳顿的辛苦,学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲,结合实际工程案例,直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>