

三维洞穴环天线的耦合计算

朱学光

(电子工程学院空间电子对抗研究所,合肥 230037)

匡光力 谢纪康

(中国科学院等离子体物理研究所,合肥 230031)

(2000 年 3 月 7 日收到,2000 年 4 月 18 日收到修改稿)

在离子回旋共振加热中,对具有较复杂边界条件的洞穴环天线,通常为了简化计算忽略环天线水平分量的影响,按二维天线模型进行处理.给出了一种三维天线模型的详细计算过程,该模型与实际天线更加吻合,其计算结果可供洞穴环天线设计时参考.

关键词:洞穴环,波加热,三维模型

PACC:5250,5265

1 引 言

离子回旋共振加热是托卡马克中最有效的辅助加热手段之一,其优越的加热性能早已为人们所熟悉.但由于离子回旋波的波长较长,提高天线的耦合效率一直是人们十分关注的课题.就传统的离子回旋波加热使用的简单环天线而言,其边界条件很容易用平板模型^[1,2]来进行处理,它的耦合计算问题经过多年来很多学者的不断完善,目前已比较成熟.

简单环天线是将天线伸到真空室里面的,这就要求边界等离子体温度不能太高.然而随着技术的发展,加热手段的改进,加热功率的增大,托卡马克中等离子体温度正在逐年上升,同时其边界温度也在逐年提高.针对这一问题比较好的解决办法是采用洞穴环天线.

由于洞穴环天线是放置在真空室壁上所开的凹槽里面,使得天线与等离子体边界之间的距离增大,除限制器外真空室壁也进一步阻止了磁力线与天线的直接接触,这样将对天线起到很好的保护作用,因而更合适当今托卡马克中离子回旋共振加热的需要.于是洞穴环天线体制引起了人们的兴趣,其耦合计算问题也相应地受到人们的重视.

从天线的结构上可以明显看出,洞穴环天线的边界条件相对复杂,其耦合计算也相应较难.所以,洞穴环一般都是采用二维天线模型^[3,4]进行分析,即忽略天线馈线电流的 J_x 分量的影响.而实际使用

的洞穴环天线的 J_x 分量的影响,是不应该忽略的.因为如果忽略天线馈线电流的 J_x 分量的影响,不仅会带来明显的计算误差,而且使得电流连续性的条件无法满足.这说明按传统的二维天线模型计算洞穴环天线,其精度是很不理想的.本文给出了三维天线模型的详细计算方法,并给出了天线的辐射阻抗随天线尺度变化的关系曲线,供洞穴环天线的设计参考.

2 三维洞穴环天线的理论模型

三维洞穴环天线结构如图 1 所示,矩形凹槽的径向、极向及环向长度分别为 $\omega_a, s, \omega_y, \omega_z$, 其内壁假定为理想导体.带状天线水平和垂直长度及宽度分别为 $\omega_a, x_a, h_y, \omega_d$. 等离子体边界及法拉第屏蔽分别位于 $x=0$ 和 $x=-s$, 托卡马克中等离子体采用平板模型近似, x 是径向, y 是极向, z 是环向.假定采用快波加热方式(即天线激励电流的方向垂直于环向),法拉第屏蔽是理想的(即 E_y 分量可以顺利通过,而 E_z 分量完全被抑制).这样,在凹槽内由边界条件可以推断 $E_z=0$. 在天线和法拉第屏蔽之间横向场(E_y 和 H_z) 能由凹槽内各模式分量的线性组合来表示.即在凹槽中,在 $-x_a < x < -s$ 区域

$$\begin{aligned} E_y &= \sum_{mn} [A_{mn} \cosh\{\nu_{mn}(x+x_a)\} \\ &\quad + B_{mn} \sinh\{\nu_{mn}(x+x_a)\}] F_{mn}(y, z), \quad (1) \\ H_z &= \sum_{mn} (iD_{mn}^2 / \nu_{mn} \omega \mu) [A_{mn} \sinh\{\nu_{mn}(x+x_a)\} \end{aligned}$$

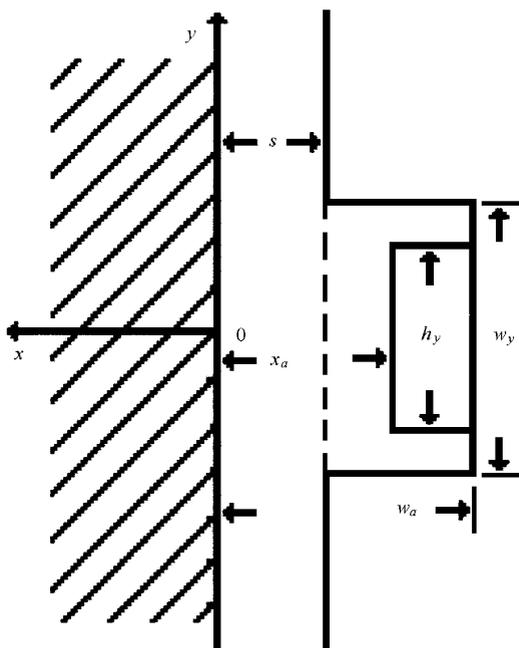


图1 托卡马克中三维洞穴环天线快波加热的平板模型示意图
(等离子的密度和温度均为典型的抛物型分布)

$$+ B_{mn} \cosh\{\nu_{mn}(x + x_a)\} F_{mn}(y, z), \quad (2)$$

$$F_{mn}(y, z) = \sin\left[\frac{m\pi}{\omega_y}(z + \omega_z/2)\right] \cdot \sin\left[\frac{n\pi}{\omega_y}(y + \omega_y/2)\right], \quad (3)$$

其中, $\nu_{mn} = (m\pi/\omega_y)^2 + (n\pi/\omega_z)^2 - (\omega/c)^2$, $F_{mn}(y, z)$ 是凹槽的特征函数, $D_{mn} = (m\pi/\omega_y)^2 - \nu_{mn}^2$. A_{mn} 和 B_{mn} 是待定系数.

在法拉第屏蔽处, 由 E_y 和 H_z 连续性边界条件可得

$$\begin{aligned} & (iD_{mn}^2/\nu_{mn}\omega\mu) [A_{mn} \sinh\{\nu_{mn}x_a\} + B_{mn} \cosh\{\nu_{mn}x_a\}] \\ & = \sum_{m'n'} L_{mn; m'n'} [A_{m'n'} \cosh\{\nu_{m'n'}x_a\} + B_{m'n'} \sinh\{\nu_{m'n'}x_a\}], \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $L_{mn; m'n'}$ 是变换导纳矩阵^[3]. 对任意整数 m, m' 上式成立.

$$L_{mn; m'n'} = \frac{1}{4\pi^2} \iint Y_{zy}(k_y, k_z) F_{mn}^*(k_y, k_z) \cdot F_{m'n'}(k_y, k_z) dk_y dk_z, \quad (5)$$

其中, $Y_{zy}(k_y, k_z) = H_z(k_y, k_z) \mathcal{Y} E_y(k_y, k_z)$ 是法拉第屏蔽处的横向导纳.

在等离子体区域, 将等离子体介电张量代入麦克斯韦方程化简后得

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} i\omega H_z \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\nu k_y & \frac{-k_{\perp}^2}{\mu} \\ \mu - \frac{\mu k_y^2}{u} & \nu k_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i\omega H_z \\ E_y \end{pmatrix} \quad (6)$$

其中 $u = k_0^2 \epsilon_1 - k_{\perp}^2$, $v = \epsilon_2 k_0^2 / u$, $k_{\perp}^2 = u(1 - v^2)$, ϵ_1, ϵ_2 是等离子体介电张量^[5-7]. 在等离子体区域内某处, 假定波的能量是完全向等离子体内部传输的行波. 利用 Airy 函数, 求得此处的行波解, 再对 (6) 式进行积分, 即可求得等离子体表面导纳. 类似地, 对等离子体边界和法拉第屏蔽之间的真空区域进行积分处理, 即可求出法拉第屏蔽处的导纳谱 $Y_{zy}(k_y, k_z)$. 在 $-\omega_a < x < -x_a$ 区域, 因为电场 E_y 在 $x = -x_a$ 处是连续的. 这样由 (1) 式及在 $x = -\omega_a$ 处电场 E_y 为零可知, 电场 E_y 可用特征模式表式为

$$E_y = \sum_{mn} A_{mn} \frac{\sinh\{\nu_{mn}(\omega_a + x)\}}{\sinh\{\nu_{mn}(\omega_a - x_a)\}} F_{mn}(y, z), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} H_z &= (iD_{mn}^2/\nu_{mn}^2\omega\mu) \frac{\partial}{\partial x} E_y - k_{jx} / \nu_{mn}^2 \\ &= \sum_{mn} (iD_{mn}^2/\nu_{mn}\omega\mu) A_{mn} \frac{\cosh\{\nu_{mn}(\omega_a + x)\}}{\sinh\{\nu_{mn}(\omega_a - x_a)\}} \\ &\quad \cdot F_{mn}(y, z) - k_{jx} / \nu_{mn}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

上式体现了天线激励电流的水平分量的影响. 传统的洞穴环天线采用二维天线模型时, 忽略了上式最后一项的存在, 这显然不够精确. 在这里, 采用了三维天线模型, 即保留了上式最后一项.

在天线垂直臂 ($x = -x_a$) 处激励电流的边界条件也应得到满足. 由于 (3) 式给出的特征模式并非完全相互独立, 因而, 用谱分解的方法不能满足这里的边界条件. 为使边界条件得到满足, 我们引用了安培环路定律. 假设天线电流为

$$I(x, y, z) = I_0(x, z) \cos(\beta_x x + \beta_y y + \phi_0), \quad (9)$$

其中 β_x, β_y 为天线沿径向及极向的有效传播常数. 在 $x = -x_a$ 处, 电流分布是 y, z 的函数. 假定忽略天线的厚度. 为了方便, 取积分回路 c 为矩形平面的边界, 沿回路积分, 有

$$\oint_c H dl = \Delta I, \quad (10)$$

其中 ΔI 为积分回路 c 所包围的电流.

对 $x = -x_a$ 来说, 取积分回路所在平面的法线平行于 y 轴. 则有

$$\begin{aligned} & \lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_a^d H_z(-x_a + \Delta, y, z) dz \\ & - \int_a^b H_z(-x_a - \Delta, y, z) dz \end{aligned}$$

$$= \int_a^b I(-x_a, y, z) dz, \quad (11)$$

其中 $(-w_y/2 < y < w_y/2, -w_z/2 \leq a < b \leq w_z/2)$, I_1 为电流线密度.

当 y 和 a 及 b 取一定的值时 (11) 式得到的是序列 A_{mn} 和 B_{mn} 的线性方程. 当 y 和 a 及 b 取适当的不同的值时 (11) 式给出的是序列 A_{mn} 和 B_{mn} 的线性方程组, 该方程组与 (6) 式一起即可构成满秩矩阵. 从而确定出序列 A_{mn} 和 B_{mn} 的值. 这样, 序列 A_{mn} 和 B_{mn} 求出以后, 整个凹槽内的所有点的电磁场量均可以求出.

关于天线的辐射阻抗计算: 天线的辐射阻抗可定义为天线的总辐射功率除以天线电流的平方. 而总辐射功率为

$$\frac{1}{2} \iint_s E \times H^* \cdot ds, \quad (12)$$

其中 s 为凹槽内包围天线的封闭曲面. 于是, 可以求出天线的辐射阻抗为

$$\iint_s E \times H^* \cdot ds / I_{\max}^2, \quad (13)$$

其中 I_{\max} 为天线辐射电流的最大值. 天线的辐射电阻为

$$R_a = \text{Re}\{ \iint_s E \times H^* \cdot ds / I_{\max}^2 \}. \quad (14)$$

3 计算结果

模拟计算是针对托卡马克使用离子回旋共振加热, 并采用如图 1 所示的洞穴环天线结构. 假定离子回旋波从低场侧注入, 使用快波加热的方式. 其中洞穴环天线的尺寸沿极向和环向的长度均为 0.4 m, 托卡马克及等离子体模型参数按图 2 所给定的值设

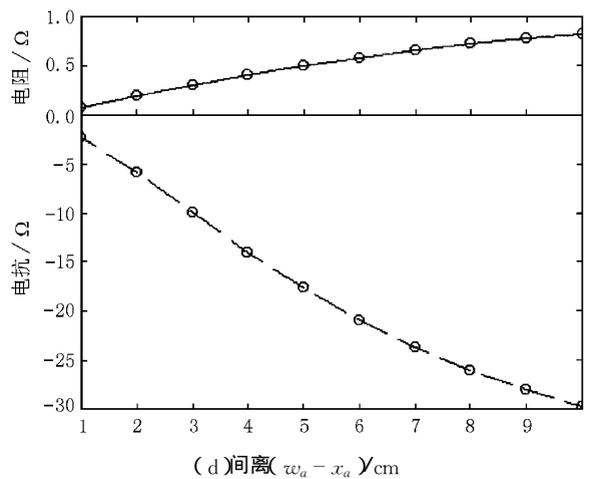
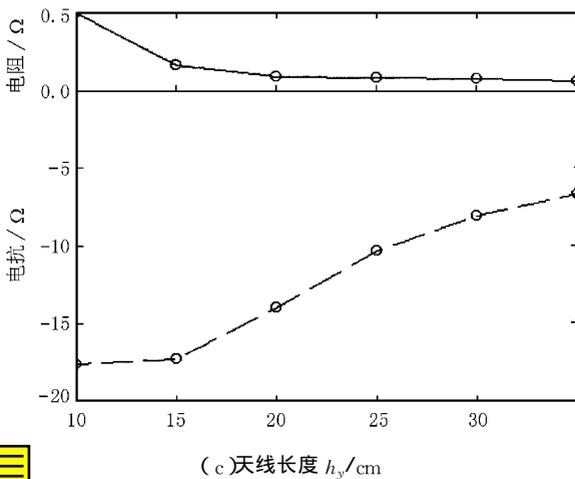
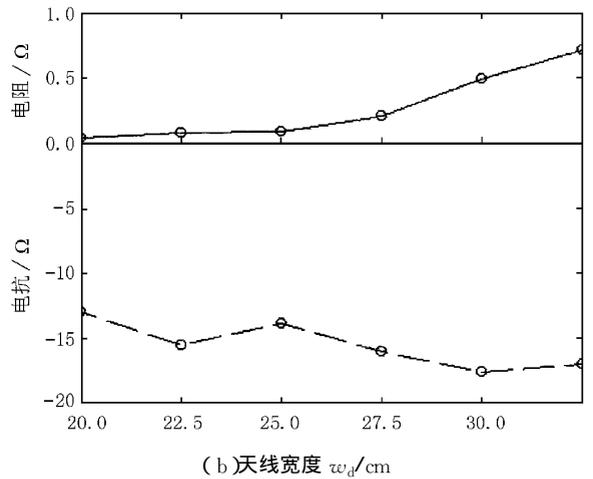
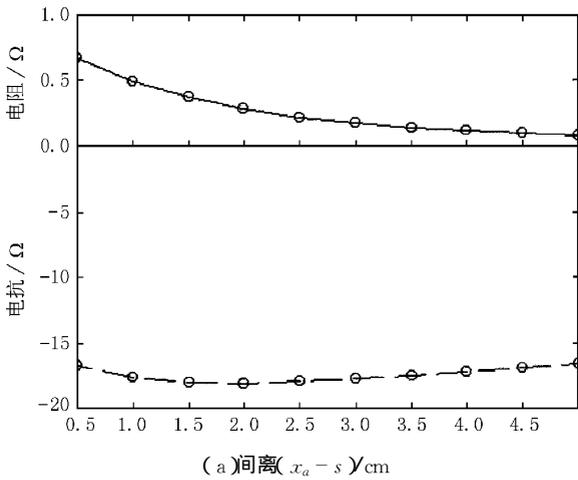


图 2 洞穴环天线的阻抗随尺度的变化曲线 (a) $w_d = 10 \text{ cm}$, $w_a - x_a = 5 \text{ cm}$, $h_y = 30 \text{ cm}$, 阻抗随 $x_a - s$ 的变化曲线 (b) $x_a - s = 1 \text{ cm}$, $w_a - x_a = 5 \text{ cm}$, $h_y = 30 \text{ cm}$, 阻抗随 w_d 的变化曲线 (c) $w_d = 10 \text{ cm}$, $w_a - x_a = 5 \text{ cm}$, $x_a - s = 1 \text{ cm}$, 阻抗随 h_y 的变化曲线 (d) $w_d = 10 \text{ cm}$, $x_a - s = 1 \text{ cm}$, $h_y = 30 \text{ cm}$, 阻抗随 $w_a - x_a$ 的变化曲线. 假定托卡马克参数为: $B_0 = 10 \text{ kG}$, $f_0 = 30.4 \text{ MHz}$, $H:D = 1:5$, $m_0 = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e0} = 600 \text{ eV}$, $R_0 = 0.65 \text{ m}$, $a_0 = 0.2 \text{ m}$. 洞穴尺寸: $w_y = 40 \text{ cm}$, $w_z = 40 \text{ cm}$.

定. 将这些参数代入三维天线模型的具体算法中进行计算, 得到如图 2 所示的模拟结果. 即图中给出了辐射阻抗随天线各尺度的变化关系, 其中实线表示辐射电阻, 虚线表示辐射电抗. 辐射阻抗中的电抗分量可以通过发射机调匹配来抵消. 实际应用中, 在同等的激励电流条件下, 为了使天线的辐射功率能够最大限度地耦合到等离子体中去, 通常希望天线的辐射阻抗的实部即辐射电阻越大越好. 由图 2(a) 可以看出, 天线的垂直面离法拉第屏蔽越近辐射电阻就越大. 由图 2(b) 可以看出, 天线的宽度越窄, 其辐射电阻就越大. 由图 2(c) 可以看出, 天线的垂直臂越长, 其辐射电阻就越大. 由图 2(d) 可以看出, 天线的水平臂越长, 其辐射电阻就越大. 为了使天线的辐射电阻尽可能大一些, 这就要求天线应与法拉第屏蔽适当靠近一些, 天线的宽度适当窄一些, 天线的垂直臂要尽量长一些, 天线的水平臂也应尽量长一些.

4 讨 论

从三维天线模型的模拟计算结果可以看出, 洞

穴环天线激励电流水平分量的长度越长, 其辐射电阻就越大. 如果忽略洞穴环天线激励电流的水平分量的影响, 则天线的水平臂越长, 其计算误差就必然越大. 与简单环天线相比, 在同等条件下, 洞穴环天线的辐射电阻较小, 不如简单环天线. 但随着托卡马克尺寸的增大, 天线长度的增加, 发射功率的加大, 把天线置于洞穴内对天线起很好的保护作用可能将更重要. 调匹配是为了中和电抗分量通过调整微波调配器件实现的, 两种体制的调匹配问题可能都是比较容易解决的.

- [1] M. Brambilla, *Nucl. Fusion* **28**(1988), 549.
- [2] R. Koch, *Computer Physics Communications* **40**(1986), North-Holland, Amsterdam, 1.
- [3] N. T. Lam *et al.*, *Nucl. Fusion* **31**(1991), 2141.
- [4] S. C. Chiu *et al.*, *Nucl. Fusion* **30**(1990), 2551.
- [5] T. Stix, *Waves in Plasma*(New York, 1992), 7.
- [6] V. P. Bhatnagar, R. Koch *et al.*, *Nucl. Fusion*, **22**(1982), 280.
- [7] A. M. Messiaen *et al.*, LPP-ERM/KMS Report No. 76, Brussels(1981).

THE COUPLING CALCULATION OF A 3-DIMENSION CAVITY LOOP ANTENNA

ZHU XUE-GUANG

(*Space Electronic Countermeasure Office, Electronic Engineering Institute, Hefei 230037, China*)

KUANG GUANG-LI XIE JI-KANG

(*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 7 March 2000; revised manuscript received 18 April 2000)

ABSTRACT

In ion cyclotron resonance heating, a 2-dimension antenna model is used for the cavity loop antenna with comparatively complex bounding conditions, neglecting the influence of loop antenna parallel component for simplicity. The detailed calculation process of a 3-dimension antenna model is given in this paper. This model is closer to the practical antenna, its calculation results can be used for the reference of antenna design.

Keywords: Cavity loop, Wave heating, 3-dimension model

PACC: 5250, 5265