

低杂波多结波导阵天线耦合特性的数值分析

贾 华, 秦永亮, 刘甫坤, 匡光力

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

摘 要: 通过数值模拟研究了低杂波多结波导阵天线的耦合特性。采用线型耦合理论, 用艾黎函数计算了等离子体阻抗, 推导出常规波导阵对等离子体的散射矩阵, 并利用它和天线自身的散射矩阵研究了 HT-7 装置低杂波多结波导阵天线的耦合特性; 计算了其平均功率反射系数、方向性系数和功率谱与等离子体边缘密度和主波导相位差等参数的关系。结果表明, 与常规波导阵相比, 由于多结波导阵天线存在自匹配特性, 其天线功率反射系数小, 且对相位不敏感。但由于存在多余副瓣, 驱动效率较低。

关键词: 低杂波电流驱动; 多结波导天线; 耦合; 功率谱; 散射矩阵

中图分类号: O532⁺.23; TL61⁺2.11

文献标识码: A

1 引言

在托卡马克物理实验中, 低混杂波常用来驱动等离子体电流和优化电流分布等, 发射天线如何将能量耦合进等离子体并提高驱动效率是低杂波电流驱动实验研究的关键问题。因此, 对低杂波天线在等离子体中的耦合特性进行数值分析是十分必要的, 可以为低杂波电流驱动实验以及天线的设计提供理论依据。

低杂波常用波导相控阵列天线将微波能量耦合到等离子体。常用的耦合分析方法是 Brambilla 在 1976 年最先提出的常规调相波导理论^[1], 该理论研究的是单行独立波导阵列, 采用的等离子体密度模型是从截至密度开始线型增长的。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^[2], 从而更接近托卡马克真实的实验情况。但是, 现在最常用的是多结波导阵列天线, 通过在主波导内插入一系列 E 面结形成子波导, 再并列成一行, 如 TourSupra、HT-7 等装置^[3, 4], 其模型和常规波导阵列明显不同。Litaudon 等计算了 JET 装置等多结波导天线的耦合特性^[5], 根据等离子体边缘密度分三种情况单独计算了等离子体阻抗, 这会影响到功率谱和反射系数的计算精度。Preinhaelter 和 Hurtak 计算了周期性和非周期性 E

面结波导天线的耦合^[6-8], 考虑了 E 面结长度相同的情况, 对于 E 面长度不同的多结波导, 其数学处理显的异常复杂。国内学者马中芳、焦一鸣等也对低杂波天线耦合做了研究^[9-11], 但只限于常规波导阵列。目前, 对于多结波导阵天线耦合的理论研究则很少, 对于常规波导阵和多结波导阵耦合的区别更很少报道。

本文结合 HT-7 装置低杂波多结波导阵天线, 采用二维线型耦合理论, 用标准艾黎函数计算等离子体阻抗, 推导出常规波导阵天线与等离子体耦合的散射矩阵, 并利用它和天线本身的散射矩阵研究了多结波导阵的耦合, 利用叠加原理计算了辐射功率谱分布。最后, 用不同的等离子体边缘密度和主波导相位等参数, 计算了 HT-7 天线的平均反射系数、方向性系数和功率谱分布, 并与常规波导阵做了比较。

2 理论模型和计算方法

2.1 等离子体散射矩阵

等离子体的散射矩阵是基于常规波导阵来考虑的。假定低杂波天线口一共有 N 个独立子波导组成, 用等离子体散射矩阵 S_0 来把子波导中的入射波和反射波联系起来, 假定子波导的入射波和反射波

收稿日期: 2008-12-15; 修订日期: 2009-08-04

作者简介: 贾华(1982-), 男, 河南省新乡市人, 博士研究生, 研究方向: 微波工程与等离子体物理。

电压列矩阵分别为 A 和 B 。则：

$$B = S_g A \quad (1)$$

式中， $A = [A_{01} \dots A_{0N} \dots A_{np} \dots A_{nN}]^t$ ； $B = [B_{01} \dots B_{0N} \dots B_{np} \dots B_{nN}]^t$ ，矩阵 A 和 B 的元素 A_{np} 和 B_{np} 为第 p 个子波导内第 n 次谐波的入射波和反射波的复振幅。 S_g 可以采用 Brambilla 的线型耦合理论^[1]来计算，方法如下。

以波导宽边为 y 方向上建立坐标系，一排波导天线沿着 z 方向排列。对于波导内除基模 TE₁₀ 模外，高次模仅需考虑 TM 模式，便可保证波导口的边界条件。假定波导高度无限大。波导阵天线位于 $x=0$ 的位置，通过波导天线内，真空区，等离子体区域波动方程的求解，应用波导口和真空区边界电

$$K_{(mN+q), (nN+p)} = k_{mn}(q, p) = \frac{4\pi i \gamma_m}{b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_{mq}^*(k_{\parallel}) F_{np}(k_{\parallel})}{k_{\perp}} \frac{1+y(k_{\parallel})}{1-y(k_{\parallel})} dk_{\parallel} \quad m, n = 0, 1, \dots, M-1 \quad (5)$$

式中， k_{\parallel} 和 k_{\perp} 分别为平行和垂直于磁场的入射波波数； $y(k_{\parallel})$ 为由于真空和等离子体边界不匹配造成的波导外真空的电压反射系数。其余式子意义可参考文献^[9]。

从式(4)可以看出，当天线结构尺寸和工作频率固定后，等离子体散射矩阵 S_g 只与要考虑的模式数量 M 和有 $y(k_{\parallel})$ 关，而 $y(k_{\parallel})$ 是由等离子体的密度剖面模型决定。

2.2 等离子体的密度剖面模型

为了求出 $y(k_{\parallel})$ ，采用平板冷等离子体模型，只考虑慢波的耦合，快波的贡献很小。采用密度模型^[2]为：

$$\begin{cases} n(x) = 0 & 0 < x < x_p \\ n(x) = n_0 + n_c(x - x_p)/L & x \geq x_p \end{cases} \quad (6)$$

如图 1 所示， n_0 为波导外等离子体边缘密度， $x=x_p$ 为等离子体边界位置，特征长度 $L=n_c/\nabla n_c$ ，即截至密度和等离子体密度梯度 ∇n_c 的比值。当 $x > x_p$ 时，等离子体密度在 x 方向上递增分布，在 z 方向是均匀的。

波在等离子体中的传播可以由 Maxwell 波动方程描述，其电场方程为：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (7)$$

式中， \mathbf{K} 为等离子体介电张量。在耦合区内，因假定波导高度无限大，令 $E_y=0$ 并忽略 E_x ，代入等离

磁场连续性条件，得到线型方程组为^[9]：

$$\begin{aligned} \beta_{mq} + e^{-i\phi_q} \sum_{p=1}^N e^{-i\phi_p} \sum_{n=0}^{\infty} k_{mn}(q, p) \beta_{np} \\ = \alpha_{mq} - e^{-i\phi_q} \sum_{p=1}^N e^{-i\phi_p} \sum_{n=0}^{\infty} k_{mn}(q, p) \alpha_{np} \end{aligned} \quad (2)$$

式中， $\alpha_{np} e^{-i\phi_p} = A_{np}$ 和 $\beta_{np} e^{-i\phi_p} = B_{np}$ 为第 p 个子波导内第 n 个模式的入射波和反射波的复振幅。把式(2)写成矩阵形式，便可得到：

$$[\mathbf{I} + \mathbf{K}] \mathbf{B} = [\mathbf{I} - \mathbf{K}] \mathbf{A} \quad (3)$$

对比式(1)即可得出等离子体的散射矩阵为：

$$S_g = (\mathbf{I} + \mathbf{K})^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{K}) \quad (4)$$

式中， \mathbf{I} 为 $MN \times MN$ 阶单位方阵， M 为波导内需要考虑的模式个数； \mathbf{K} 矩阵元素为：

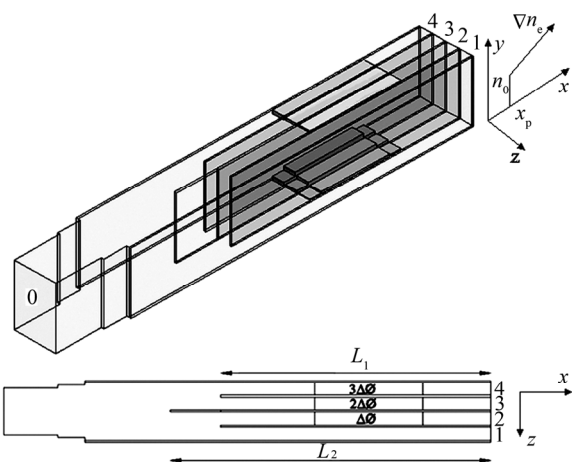


图 1 多结波导天线单元结构与俯视图和等离子体密度模型

子体的密度剖面表达式，得到耦合区内慢波传播的标准艾黎方程^[12]为：

$$\frac{\partial E_z}{\partial u^2} - u E_z = 0 \quad (8)$$

这里， $u(x) = \left(\frac{\omega^2 n_{\parallel}^2 - 1}{c^2 L} \right)^{1/3} [L(1-\mu) - x]$ ，其中， $\mu = \frac{n_0}{n_c}$ 。根据波在等离子体中的传播特性，它的解为艾黎函数，即：

$$E_z(u) = \begin{cases} C_1 Ai(u) & n_{\parallel} \leq 1 \\ C_2 [Ai(u) + iBi(u)] & n_{\parallel} > 1 \end{cases} \quad (9)$$

其中, $Ai(u)$ 和 $Bi(u)$ 分别为第一类和第二类艾黎函数。当 $n_{\parallel} \leq 1$ 时为非传播解, 当 $n_{\parallel} > 1$ 时为传播解。求解式(9)可以得出波在等离子体中的电场表达式, 从而得到真空与等离子体交界面 $x=x_p$ 处, 等离子体的归一化波阻抗为:

$$Z_p = -\frac{E_z(u)}{B_y(u)} \Big|_{x=x_p} = ik_{\perp} \frac{E_z}{E'_z} \Big|_{x=x_p} \quad (10)$$

再根据电磁波传输理论, 可以得到波导口外真空区的反射系数为:

$$r(k_{\parallel}) = e^{2ik_{\perp}x_p} \frac{1-Z_p}{1+Z_p} \quad (11)$$

代入式(5)并立式(4)可得到等离子体的散射矩阵 S_g 。

2.2 多结波导阵的散射矩阵

多结波导阵天线一般有 M 个相同单元排成一行组成。单元结构如图 1 所示, $N-1$ 个隔板组成的 E 面结把主波导功率等分在 N 个子波导。移相器采用改变波导高度来实现, 相邻子波导之间相位差为 $\Delta\Phi$ 。多结波导的输入和输出端口都只能传输 TE_{10} 模。因而, 在计算其散射矩阵时只考虑基模, 仅在辐射功率谱中考虑高次 TM 模。以第 m 个单元为例, 将天线单元看成一个 $N+1$ 端口微波网络, 则有 $\mathbf{b} = \mathbf{S}_m \mathbf{a}$ 。 \mathbf{S}_m 为第 m 个单元的网络散射矩阵, $\mathbf{b} = [b_0 \ b_1 \ \dots \ b_N]^T$ 、 $\mathbf{a} = [a_0 \ a_1 \ \dots \ a_N]^T$ 分别为各个端口的反射和入射电压矩阵。其中 \mathbf{S}_m 可以写为 $\mathbf{S}_m = \begin{bmatrix} S_{m0} & T_m \\ T_m & \Gamma_m \end{bmatrix}$ 。 S_{m0} 为网络的回波损耗, 理想情况下为 0。 T_{m0j} 为多节波导从端口 j 到端口 0 得传输系数, T_{mj0} 为其转置。 Γ_{mij} 为 N 个子波导之间从 j 口到 i 口的耦合系数。通过电磁场的数值解法, 如有限元法等可以得到单个多结波导单元的散射矩阵 \mathbf{S}_m 。

整个天线阵, 即一行 M 个相同单元的波导阵的散射矩阵也可以写为 $\mathbf{b} = \mathbf{S} \mathbf{a}$ 。其中,

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= [a_{10} \ \dots \ a_{M0} \ a_{11} \ \dots \ a_{1N} \ \dots \ a_{m1} \ \dots \ a_{mN} \ \dots \ a_{MN}]^T \\ \mathbf{b} &= [b_{10} \ \dots \ b_{M0} \ b_{11} \ \dots \ b_{1N} \ \dots \ b_{m1} \ \dots \ b_{mN} \ \dots \ b_{MN}]^T \\ \mathbf{S} &= \begin{bmatrix} S_0 & T \\ T & \Gamma \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (12)$$

这里, a_{mn} 、 b_{mn} 表示第 m 个主波导内波导端口 n 的入射和反射电压; \mathbf{S} 矩阵中, S_0 、 T 、 Γ 分别为由 M

个相同的、对角元素为 S_{m0} 、 T_m 和 Γ_m 组成的矩阵, 其余元素为 0, 其中, Γ 为对角方阵。则:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_0 &= \begin{bmatrix} S_{10} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & S_{M0} \end{bmatrix} & \mathbf{T} &= \begin{bmatrix} T_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & T_M \end{bmatrix} \\ \mathbf{\Gamma} &= \begin{bmatrix} \Gamma_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \Gamma_M \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (13)$$

2.3 计算模型

主波导内的入射功率通过 E 面结在子波导内等分, 由于子波导口外等离子体阻抗的不匹配和波导结处的边界不连续性, 波功率在等离子体和 E 面结之间来回多次反射, 每次反射波都有一部分传输到主波导。

令主波导内入射波和反射波组成的列矩阵为 V 和 V' 。其元素 V_p 和 V'_p 为第 p 个主波导内的入射波和反射波复振幅。子波导内入射波和反射波列矩阵为 A 和 B , 其元素 A_{np} 和 B_{np} 为第 p 个子波导内第 n 次谐波的入射波和反射波的复振幅。根据其物理过程, 得到方程组为:

$$\begin{cases} V' = S_0 V + TB \\ A = TV + \Gamma B \end{cases} \quad (14)$$

将 $B = S_g A$ 代入式(14)得到:

$$\begin{aligned} V' &= S_0 V + TS_g (1 - \Gamma S_g)^{-1} TV \\ A &= TV + \Gamma S_g (1 - \Gamma S_g)^{-1} TV \end{aligned} \quad (15)$$

这样, 便得到了主波导内总的反射波幅度和子波导内的入射波幅度。为了理解其物理过程, 再把 V' 写为:

$$\begin{aligned} V' &= S_0 V + TS_g^{-1} TV + TS_g \Gamma S_g^{-1} TV \\ &\quad + TS_g \Gamma S_g \Gamma S_g^{-1} TV + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

可见, 主波导内的反射波可以分为两部分。第一项表示多结波导单元本身的回波损耗, 后面几项表明在子波导内, 由等离子体每次的反射波从 E 面结传输到主波导的叠加。由于常规波导阵没有波导结, 等离子体首次反射波即被负载吸收, 因此在上式中只有前两项。同理, A 也是直接传输和从波导结返回的入射波的叠加。多结波导主波导内的平均功率反射系数为:

$$R = \sum_{p=1}^M |V'_p|^2 / \sum_{p=1}^M |V_p|^2 \quad (17)$$

根据波导口外的电场连续性条件得:

$$\bar{E}_z(0, n_{\parallel}) = \sigma(k_{\parallel}) [1 - y(k_{\parallel})] = \sum_{p=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} (A_{np} + B_{np}) F_{np}(k_{\parallel}) \quad (18)$$

可以得到波导口所辐射的功率谱分布和 x 方向辐射的总功率 P_x 分别为^[3]:

$$\frac{dP(n_{\parallel})}{dn_{\parallel}} = Y_0 \frac{k_0}{2\pi} \operatorname{Re}[y_s(n_{\parallel})] |\bar{E}_z(n_{\parallel})|^2$$

$$P_x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP(n_{\parallel})}{dn_{\parallel}} dn_{\parallel} \quad (19)$$

其中，等 离子体表面归一化导纳 $y_s(n_{\parallel}) = -\frac{1}{Y_0} \left[\frac{H_y}{E_z} \right]_{x=0}$ ， $\operatorname{Re}[y_s(n_{\parallel})]$ 为其 实部， Y_0 为真空导纳。 $\bar{E}_z(0, n_{\parallel})$ 是在 $x=0$ 平面处真空内 z 方向上的电场幅度。

3 计算实例与结果分析

衡量天线耦合性能好坏的参数除反射系数外，还有一个重要参数是 n_{\parallel} 加权方向性系数 D_{cd} ，它是基于 Fisch 提出的电流驱动效率定义的， D_{cd} 定义^[5] 为：

$$D_{cd} = (1 - R) n_{\parallel \text{peak}}^2 \left(\int_1^{\infty} \frac{1}{n_{\parallel}^2} \frac{dP}{dn_{\parallel}} dn_{\parallel} - \int_{-\infty}^{-1} \frac{1}{n_{\parallel}^2} \frac{dP}{dn_{\parallel}} dn_{\parallel} \right) \quad (20)$$

式中， dP/dn_{\parallel} 为功率谱对总功率的归一化。 D_{cd} 越大，驱动效率越高。 D_{cd} 常用来粗略度量天线辐射功率谱主瓣内所占的功率，在匹配负载下，理想谱线 $\delta(n_{\parallel} - n_{\parallel \text{peak}})$ 的 D_{cd} 为 1。

结合 HT-7 装置低杂波多结波导阵天线来计算。以一行 4 个单元来建立模型，单元结构如图 1 所示。主波导内子波导间相位差 $\Delta\Phi = 90^\circ$ ，主波导间的相差 $\delta\Phi$ 可调。相邻子波导间壁厚为 1.5mm，相邻主波导间壁厚为 3mm。子波导宽度 b 为 10mm，波导高度为 109.2mm， $L_2=1185.5\text{mm}$ ， $L_1=1148.5\text{mm}$ 。工作频率为 2.45GHz，对应的截至密度 $n_c=7.45 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 。多结波导单元的散射矩阵是利用有限元方法得到的。所有的计算计入一个波导主模，一个消逝模。

3.1 反射系数、方向性系数与边缘密度和相位差的关系

反射系数太大，耦合到等离子体的能量越少，且波导内电场叠加易引起射频击穿而损坏微波器件。我们首先在边缘密度 n_0 从 $2n_c$ 到 $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 变

化时，保持 $n_0/\nabla n_c=1\text{cm}$ ，计算了多结波导阵天线和常规波导阵的反射系数、方向性系数，结果如图 2 所示。其中常规波导阵相位和多结波导输出相位一致。

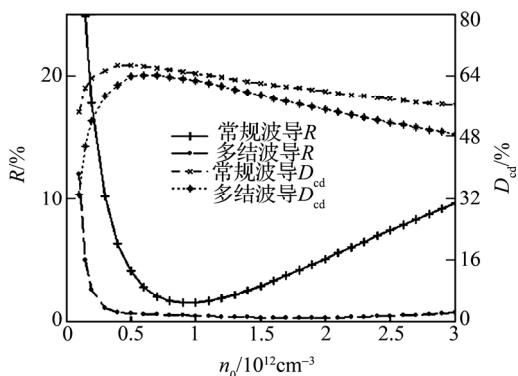


图 2 多结波导和常规波导阵的反射系数、方向性系数与边缘密度的关系 $x_p=0, \delta\Phi=0^\circ$ 。

可见，两种天线的反射系数在低密度区均较大，而多结波导天线的反射明显比常规波导小。常规波导存在最佳的耦合密度，而对于 HT-7 天线，反射系数在密度为 $0.35 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 和 $3 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 之间都可以保持在 1% 以下。这主要是由于 $(0, \pi/2)$ 移相器的自匹配特性导致的。如果不考虑子波导间的互耦，波从波导结入射到等离子体，首次返回波导结后，两次经过 $\pi/2$ 移相器，导致了在第二个 E 面结处，上下子波导内的电压波有 π 的相差，造成相消而返回。只有从等离子体偶数次返回的波才对主波导反射系数有贡献，造成主波导内反射系数很小。考虑到子波导间互耦后，自匹配特性仍然是存在的。对于方向性系数，多结波导比常规波导要小。原因将在后面讨论。

其次，在不同的密度条件下，计算了 HT-7 多结波导的主波导相位 $\delta\Phi$ 对耦合的影响，如图 3 所示。为了方便比较，图 4 给出了常规波导的结果。对于 HT-7 天线，在相位为 0° 可以获得最小的反射系数，且方向性系数较高，能获得较好的驱动效率。在同样的密度条件下，多结波导的反射系数和方向性系数随相位的变化没有常规波导敏感。这是由于多结波导中子波导相位差固定， $\delta\Phi$ 变化只能微调功率谱峰值对应的平行折射率 n_{\parallel} ，而常规波导功率

谱峰对应的 n_{\parallel} 随相位变化较大。一方面, n_{\parallel} 变化影响了方向性系数, 即改变了驱动效率。在满足可近性条件的前提下, n_{\parallel} 越大, 驱动效率越低。另一方面, 由文献[2]可知等离子体阻抗 $Z_p = \frac{(n_{\parallel}^2 - 1)^{1/2}}{(n_0/n_c - 1)^{1/2}}$ 。从式(11)来看, 当 x_p 和 n_0 不变时, 由于多结波导 n_{\parallel} 随相位变化较小, 等离子体阻抗变化小, 同时存在自适应特性, 因而反射系数变化不大, 但仍影响驱动效率。

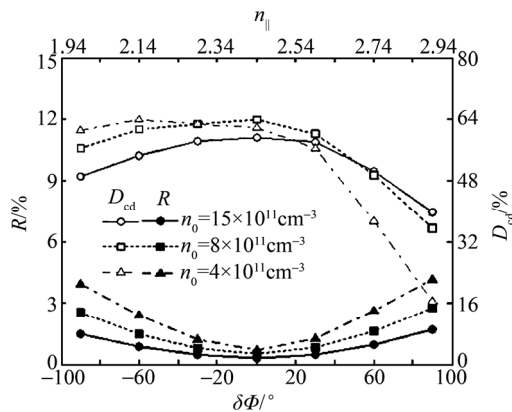


图3 多结波导阵天线反射系数、方向性系数与相位的关系
 $n_0/\nabla n_c = 1 \text{ cm}$ 。

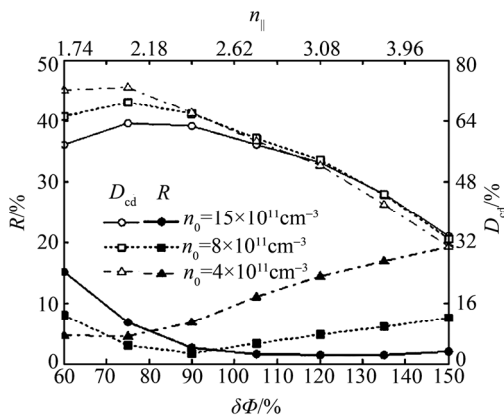


图4 常规波导阵天线反射系数、方向性系数与相位的关系
 $n_0/\nabla n_c = 1 \text{ cm}$ 。

计算了在不同的密度梯度 ∇n_c 下的耦合。计算表明, 较高的 ∇n_c 在低边缘密度区对耦合有利, 而在中等密度区虽然对反射影响不大, 但有可能降低方向性系数。最后分析了天线与等离子体不同距离, 即消散层厚度下耦合的变化, 在边缘密度

$n_0 = 0.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 保持 $n_0/\nabla n_c = 1 \text{ cm}$, $\delta\Phi = 0$, 在 x_p 为 1mm、3mm、5mm 时的反射系数分别为 3.34%、22.61%、42.73%, 方向性系数分别为 65.30%、37.58%、21.57%。可见, 消散层越厚, 耦合性能变得越差。

图2、4的结果与文献[13]对常规波导, 文献[5]对多结波导的计算及文献[3]对多结波导的实验结果趋势是一致的。但文献[5]采用对边缘密度分段计算等离子体阻抗的方法, 低密度区忽略边缘密度的影响, 而中等密度区忽略密度梯度的影响, 这会影

3.2 功率谱分布

波的平行折射率 n_{\parallel} , 只有满足可近性条件才能传输到等离子体中心并驱动等离子体电流。 n_{\parallel} 太小, 波不能到达等离子体中心; 太大, 则易与外围电子发生作用而将能量沉积在等离子体外围, 影响驱动效率。我们在低边缘密度 $n_0 = 2n_c$ 和中等边缘密度 $n_0 = 7n_c$ 下, 分别对 HT-7 多结波导阵和相同子波导个数的常规波导阵计算, 得到的辐射功率谱如图5。其中常规波导阵的相位设为和多结波导输出相位一致。

对 HT-7 天线而言, 当主波导相位在 $-90^\circ \sim 90^\circ$ 之间变化时, 功率谱峰值 n_{\parallel} 可以在 1.94 ~ 3.16 间调节。从图5可见, 和常规波导阵相比, 尤其在低密度区, 多结波导阵在主峰的反向附近存在一个副瓣, 分散了波的能量。由式(20)可知, 由于在主峰反向, 这个副瓣和 $n_{\parallel} = -7$ 附近的副瓣相比, 会极大地降低低杂波电流驱动的效率。多结波导阵天线的方向性系数低于常规波导的原因也在于此。

可以想见, 这个副瓣的出现是由于多结波导天线中波导口和 E 面结间的多次反射造成的, 即式(16)的后面几项造成的。当波首次入射到波导口后, 子波导内的相位分别是 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$, 其辐射峰值 n_{\parallel} 在 2.54 附近。假定各个子波导对等离子体反射系数相同 (实际不等), 波在波导口被反射回 E 面结, 又从波导结返回等离子后, 相位变为 $0, -\pi/2, \pi, \pi/2$, 与首次入射相位相反。因而, 辐射峰值 n_{\parallel} 在 -2.54 附近。

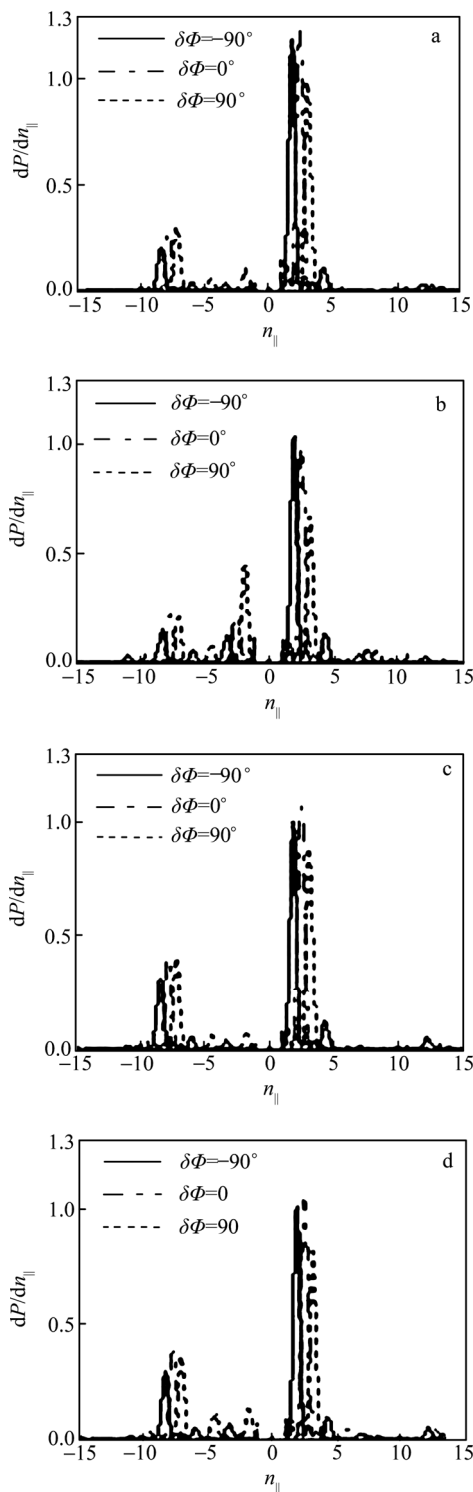


图5 辐射功率谱分布

a——常规天线 $n_0=2n_c$; b——多结波导 $n_0=2n_c$; c——常规天线 $n_0=7n_c$; d——多结波导 $n_0=7n_c$ 。 $x_p=0$, $n_0/\sqrt{n_c} = 1\text{cm}$ 。

在中等边缘密度区, 常规子波导的反射系数很小, 典型的在 5% 以下, 波与等离子体耦合较好,

在多结波导中多次反射造成的副瓣幅度很低, 与常规波导相比, 其影响可以忽略不计。而在低密度区, 子波导反射系数较大, 一般在 20% 以上, 多结波导阵形成副瓣的幅度较高, 明显降低驱动效率。天线设计时, 可以通过优化 E 面结长度, 即 L_1 、 L_2 的电长度, 来减小副瓣的幅度, 以提高方向性系数和驱动效率。

4 结论

通过数值模拟, 采用标准的艾黎函数计算等离子体阻抗, 并结合微波网络散射矩阵, 得到了 HT-7 低杂波多结波导阵天线的耦合特性。对于多结波导阵天线, 由于其自适应特性, 反射系数随等离子体边缘密度变化很小。对 HT-7 天线, 反射系数在主波导相位为 0° 时最小, 驱动效果较好。在低边缘密度情况下, 由于多结波导中波的多次反射, 在功率谱主峰反相产生了副瓣, 极大地降低了低杂波驱动效率。模拟结果为低杂波电流驱动实验提供了有力的工具。同时, 本文的工作为低杂波多结波导天线的设计提供了理论指导, 将来的天线设计可以优化其结构, 以提高耦合效果。

参考文献:

- [1] Brambilla M. Slow-wave launching at the lower hybrid frequency using a phased waveguide array [J]. Nucl. Fusion, 1976, 16(1): 47.
- [2] Stevens J, Ono M, Horton R, et al. Edge density profiles effects for lower hybrid waveguide coupling [J]. Nucl. Fusion, 1981, 21(10): 1259.
- [3] Litaudon X, Berger-By G, Bibet P, et al. Lower hybrid wave coupling in Tore Supra through multijunction launchers [J]. Nucl. Fusion, 1992, 32(11): 1883.
- [4] Ding B J, Shan J F, Liu F K, et al. Experimental characteristics of a lower hybrid wave multi-junction coupler in the HT-7 tokamak [J]. Chin. Phys., 2006, 15(12): 2989.
- [5] Litaudon X, Moreau D. Coupling of slow waves near the lower hybrid frequency in JET [J]. Nucl. Fusion, 1990, 30(3): 471.
- [6] Hurtak O. Aperiodically-phased multijunction sections as components of large launching structures for LHCD [J]. Plasma Phys. Contr. Fusion, 1990, 32(8): 623.
- [7] Preinhaelter J. Optimization of the multijunction grill for lower hybrid current drive [J]. Nucl. Fusion, 1989, 29(10): 1729.
- [8] Hurtak O, Preinhaelter J. The theory of long waveguide structures radiating lower hybrid waves into a plasma [J]. IEEE Trans. on Plasma Science, 1992, 20(4): 425.
- [9] 焦一鸣, 石秉仁. HL-1 装置低杂波电流驱动波导阵列优化设计 [J]. 核聚变与等离子体物理, 1991, 11(1): 16.

- [10] 马中芳, 李大丰, 陈激. 低杂波在托卡马克中的波导耦合特性 [J]. 物理学报, 1982, 31(2): 159.
- [11] 丁伯江, 匡光力, 刘岳修, 等. 低杂波电流驱动的数字模拟 [J]. 物理学报, 2002, 51(11): 2556.
- [12] England A C, Eldridge O C, Knowlton S F, et al. Power transmission and coupling for radiofrequency heating of Plasmas [J]. Nucl. Fusion, 1989, 29(9): 1544.
- [13] Bae Y S, Cho M H, Namkung W, et al. Launch study for KSTAR 5 GHz LHCD System [J]. Journal of the Korean Physical Society, 2006, 49(12): 314.

Numerical analysis on coupling properties of the LHCD multijunction launcher

JIA Hua, QIN Yong-liang, LIU Fu-kun, KUANG Guang-li
(Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031)

Abstract: The coupling properties of the Lower Hybrid Current Drive (LHCD) multijunction (MJ) launcher are investigated numerically. The Airy function is used to calculate the plasma impedance and the grill-plasma scattering matrix is deduced, then the coupling properties of the HT-7 LHCD MJ launcher are studied with the antenna scattering matrix and the grill-plasma scattering matrix based on the liner coupling theory. The average power reflection coefficient, directivity, power spectrum are obtained for different edge plasma densities and for different phasings between main waveguides. The results show that the power reflection coefficient of the MJ launcher is much lower and less sensitive to the phase difference than that of the conventional grill because of its self-matching characteristic. However, due to the excrescent side lobe, the current drive efficiency is lower.

Key words: Lower hybrid current drive; Multijunction launcher; Coupling; Power spectrum; Scattering matrix