

# 用快波加热等离子体

李承跃<sup>1</sup>, 谢鸿全<sup>1</sup>, 黄林<sup>2</sup>, 鄢扬<sup>1</sup>, 刘盛纲<sup>1</sup>

(1. 电子科技大学高能所, 四川成都 610054; 2. 核工业西南物理研究院, 四川成都 610041)

**摘要:** 在把离子伯恩斯坦波处理成对快阿尔芬波的响应下, 导出了点火托卡马克等离子体的离子回旋混合共振的二阶方程. 数值求解这个二阶方程得到了快波电场  $E_y$  的结构和在共振区快波的转换和反射等. 结果与高阶方程的计算很好地一致. 计算还得到, 只有在弱阻尼的情况下, 粒子吸收的功率才是重要的.

**关键词:** 模转换; 快阿尔芬波; 离子伯恩斯坦波; 阻尼; 粒子

**中图分类号:** TN101, TN128 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 01-0078-04

## Heating Plasmas by Fast Alfvén Wave

LI Cheng-yue<sup>1</sup>, XIE Hong-quan<sup>1</sup>, HUANG Lin<sup>2</sup>, YAN Yang<sup>1</sup>, LIU Sheng-gang<sup>1</sup>

(1. Institute of High Energy Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China;

2. Southwestern Institute of Physics, Chengdu, Sichuan 610041, China)

**Abstract:** By treating the heavily-damped ion Bernstein wave as a driven response to the fast Alfvén wave, we have derived a second-order mode-conversion equation describing the wave-plasma interaction in ion cyclotron resonance heating in three-ion species plasma. The structure of fast wave electron field  $E_y$  is derived from this numerically analytical solution of this equation and the mode-conversion on the domain of resonance, and reflection is also obtained. The results are in good agreement with those obtained from higher order equations. The hot alpha particle power absorption is important only when the damping is weak.

**Key words:** mode conversion; fast Alfvén wave; ion Bernstein wave; damping; alpha particle

### 1 引言

核聚变研究的主要任务之一就是设法把等离子体加热到 10keV 以上. 这是实现聚变点火的基本条件之一. 现在, 用射频 (RF) 波功率耦合离子回旋频率范围的快阿尔芬波加热托卡马克等离子体已经是一种公认的好方法. 在托卡马克中, 环形磁场是沿等离子体径向变化的, 所以我们可以调节射频波使其在等离子体内部的某一点与离子回旋的某种谐频一致. 在共振点邻域, 入射波 (即快阿尔芬波) 将被模转换成离子伯恩斯坦波 (慢波) 而被吸收, 或被反射或发生透射. 这些现象既包括耦合成离子伯恩斯坦波 (慢波) 的模转换, 也包括通过各类离子的回旋阻尼和经过电子的朗道阻尼以及渡越时间阻尼的耗散. 这种静电离子伯恩斯坦波是强阻尼的, 因此不能传出共振区<sup>[1]</sup>.

当快波从低场一边入射时, 入射波功率部分地被反射, 一部分被透射到另一边, 其余的功率因模转换和电子朗道阻尼及离子回旋阻尼而耗散. 无论在等离子体芯部的哪一边, 快阿尔芬波都可以近似地用冷等离子体模型描述. 另一方面, 模转换和耗散发生在等离子体的芯部, 必须用更复杂的 Vlasov 动力学等离子体模型描述. 通常, 模转换可能要用四阶或更高阶 (六阶) 的波方程描述<sup>[2-4]</sup>. Swanson 已经求解了这样的高阶方程. 但是无论是解析上还是数值上所用的方法都过于复杂. 其次, 还必须限于对各种粒子, 其参量:

$$i = (1/2) k^2 \lambda_{Li}^2, i \text{ 为粒子种类}$$

必须小于 1 的情形. 其中  $\lambda_{Li} = v_i / \omega_i$  是拉摩尔半径,  $v_i$  和  $\omega_i =$

$q_i B / m_i c$  分别为粒子的热速度和回旋频率,  $k$  是波矢垂直于磁场的分量. 然而, 在点火托卡马克等离子体中, 高能粒子的温度达到 3.5MeV, 它的  $i$  不再是小量. 需要用简化的数学方法描述, 以便将高能热粒子的效应包括在物理模型中.

为了简化, 我们将用慢波的局域性质, 把强阻尼的离子伯恩斯坦波作为对快波的驱动响应来处理, 我们就可以将描述模转换的高阶方程简化成一个低阶方程<sup>[5]</sup>. 这个方程的数值解是简单的, 并且可以避免 Swanson<sup>[2]</sup> 在解高阶方程中所遇到的增长解困难. 假定忽略慢波的传播将不会严重影响重要物理量的结果, 如反射系数和能量吸收分布等.

### 2 波传播方程的推导

我们考虑的磁场位型为  $B = (0, 0, B_0(x))$ . 波是接近垂直于磁场方向传播的. 波矢的小的平行分量给出阻尼 (因它引起离子热运动的共振被展宽), 并假定波矢在  $y$  方向无分量即  $k_y = 0$ . 于是波矢  $K$  为  $K = (k_x, 0, k_z)$ , 其中  $k_x \gg k_z$ ,  $k_x$  和  $k_z$  分别代表垂直和平行于外磁场  $B$ . 对于  $N$  次谐波加热, 定义  $B_0$  为共振点的磁场, 即:

$$B_0 = N B_0$$

其中  $q_i$  和  $m_i$  分别为共振粒子的电荷和质量,  $\omega_i$  是入射波的角频率,  $c$  是光速.

从麦克斯韦方程组中消除磁场和 Vlasov 方程 (假设平面波解) 给出:

$$k \times (k \times E) + \sum_i \frac{q_i^2}{c^2} N_i K \cdot E = 0 \quad (1)$$

在  $k_x \ll 1$  的粒子类型情况下 (符合托卡马克中多数粒子的

情况),我们用关于麦克斯韦速度分布函数的介电张量的标准公式,并采用各种近似,首先由于对快阿尔芬波来说,电场的 Z 分量  $E_z$  是可以忽略的,我们可以忽略介电张量元素  $K_{zz}^i$ ,  $K_{zx}^i$ ,  $K_{xz}^i$  和  $K_{zy}^i$ , 甚至在粒子存在下,这种忽略仍然成立,因为热 粒子引起的任何  $E_z$  场仍将是很小的. 因此,介电张量  $K$

$$T_n^{(i)} = \begin{bmatrix} \frac{n^2 I_n(-i) Z(\frac{(i)}{n})}{i} & in(I_n(-i) - I_n(i)) Z(\frac{(i)}{n}) & 0 \\ -in(I_n(-i) - I_n(i)) Z(\frac{(i)}{n}) & \frac{n^2 I_n(i) Z(\frac{(i)}{n})}{i} + 2i(I_n(-i) - I_n(i)) Z(\frac{(i)}{n}) & 0 \\ 0 & 0 & T_{zz}^i \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中没有包含  $K_{zz}^i$  的精确形式,是因为感兴趣的是非零的  $E_x$  和  $E_y$ , 其中,  $v_i = \sqrt{2kT_i/m_i}$  表示第  $i$  粒子的热速度,  $\omega_i = \sqrt{4\pi q_i n_i/m_i}$  是  $i$  粒子的等离子体频率,  $I_n$  是第一类修正的贝塞尔函数,  $Z(\frac{(i)}{n}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-z^2)}{z - \frac{(i)}{n}} dz$  是等离子体色散函数,它的宗量为:

$$\frac{(i)}{n} = \frac{(-n-i)}{k v_i}$$

(式中  $n$  为整数,  $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, i$  为离子种类)

假定磁场在共振点邻域是线性变化的,于是:

$$B(x) = B_0(1 - x/R_0) \quad (4)$$

$B_0$  是恒定的,  $R_0$  为等离子体的大半径. 利用式(4)的磁场形式,得到:

$$\frac{(i)}{n} \cong \frac{Nk}{\sqrt{2} v_i^2 k} (1 - \frac{x}{N}), n = N \quad (5a)$$

$$\frac{(i)}{n} \cong \frac{Nk x}{\sqrt{2} v_i^2 k R_0}, n = N \quad (5b)$$

由于  $\sqrt{ik} / k \ll 1$ . 方程(5a)意味着  $n = N$  时,  $\frac{(i)}{n} \gg 1$ , 于是:

$$Z(\frac{(i)}{n}) \cong -\frac{1}{\frac{(i)}{n}} \ll 1$$

显然,共振是很窄的. 在这种情况下,我们仅在方程(2)的求和中只取  $n = N$  的单个共振项就足够了. 主要的非共振项可将介电张量元素按  $i$  展开得到. 由于按小宗量  $i$  的贝塞尔函数展开有  $I_{\pm n}(\frac{(i)}{n}) \cong \frac{n}{i}$ , 所以  $n = \pm 1$  的项是最主要的. 这些项假定与  $x$  无关.  $i$  和  $j$  按磁场的共振值  $B_0$  计算.

我们现在考虑点火等离子体的高次离子回旋频率的加热. 讨论含有氘、氦、氢和 粒子的情况. 则有  $\omega = \omega_0 = 2 \omega_D = 2 \omega_0 = 3 \omega_0$ , 即氢离子的基频等于氘离子的二次谐波等于氦离子的二次谐波等于氦的三次谐波.

从而可以得到氘、氦和氢粒子的介电张量/主要保留基频项( $n = \pm 1$ )和谐频项.(其中 粒子也只取到二阶谐振项时)进而得到:

$$K_{xx}^D = -\frac{1}{3} \frac{2pD}{2D} + \frac{2pDvD}{4k^2 2D^2} k^2 Z\left(\frac{(-2-D)}{k vD}\right) \quad (6a)$$

$$K_{xx}^T = -\frac{1}{8} \frac{2pT}{2T} + \frac{3}{64} \frac{2pTvT^3}{k^2 4T^4} k^4 Z\left(\frac{(-3-T)}{k vT}\right) \quad (6b)$$

可取成类似冷等离子体中波垂直传播的那种简单“块结构”形式:

$$K = \frac{2}{k} \frac{p_i}{v_i} e^{-i} T_n^{(i)} \quad (2)$$

其中:

$$K_{xx}^H = -\frac{1}{4} \frac{2pH}{2H} + \frac{2pH}{4k^2 vH} Z\left(\frac{(-H)}{k vH}\right) \quad (6c)$$

$$K_{xx} = -\frac{1}{3} \frac{2p}{2} + \frac{2p v}{4k^2 2k^2} Z\left(\frac{(-2)}{k v}\right) \quad (6d)$$

$$K_{xy}^D = -\frac{2i}{3} \frac{2pD}{2D} + \frac{i}{4} \frac{2pDvD}{k^2 2D} k^2 Z\left(\frac{(-2-D)}{k vD}\right) \quad (6e)$$

$$K_{xy}^T = -\frac{3i}{8} \frac{2pT}{2T} + \frac{i3}{64} \frac{2pTvT^3}{k^2 4T} k^4 Z\left(\frac{(-3-T)}{k vT}\right) \quad (6f)$$

$$K_{xy}^H = -\frac{3i}{4} \frac{2pH}{2H} + \frac{i}{2} \frac{2pH}{k^2 vH} Z\left(\frac{(-H)}{k vH}\right) \quad (6g)$$

$$K_{xy} = -\frac{2i}{3} \frac{2p}{2} + \frac{i}{4} \frac{2p v}{k^2 2k^2} Z\left(\frac{(-2)}{k v}\right) \quad (6h)$$

$$K_{xx}^D = K_{yy}^D, \quad K_{xx}^H = K_{yy}^H, \quad K_{xx}^T = K_{yy}^T,$$

$$K_{xx} = K_{yy}, \quad K_{xy}^D = -K_{yx}^D, \quad K_{xy}^T = -K_{yx}^T, \quad K_{xy}^H = -K_{yx}^H, \quad K_{xy} = -K_{yx} \quad (6i)$$

在点火托卡马克中产生的 粒子有比等离子体中其它离子高得多的能量. 而且,它们的分布函数通常不是麦克斯韦的. 然而,作为一种粗糙的近似,我们仍假定 粒子是麦克斯韦分布的,但是,计算 粒子对介电张量的贡献时,不能用小的近似. 这意味着粒子的介电张量的求和必须包括相当多的项. 实际上,求和到  $n = \pm 12$  项就足够了. 于是, 粒子的介电张量元素可以写成下面的形式:

$$K_{xx} = \frac{2}{k} \frac{p}{v} \quad (7a)$$

$$K_{xy} = \frac{i}{k} \frac{2p}{v} \quad (7b)$$

$$K_{yy} = K_{xx} + \frac{2}{k} \frac{2p}{v} \quad (7c)$$

$$K_{yx} = -K_{xy} \quad (7d)$$

其中:

$$K_{xx} = \sum_{n=-12}^{12} n^2 e^{-n} A I_n(\frac{(i)}{n}) Z\left(\frac{-n}{k v}\right)$$

$$K_{xy} = \sum_{n=-12}^{12} n e^{-n} [I_n(\frac{(i)}{n}) - I_n(\frac{(i)}{n})] Z\left(\frac{-n}{k v}\right)$$

$$K_{yy} = \sum_{n=-12}^{12} e^{-n} [I_n(\frac{(i)}{n}) - I_n(\frac{(i)}{n})] Z\left(\frac{-n}{k v}\right)$$

利用方程(1)的  $x$  和  $y$  分量,得到色散关系:

$$\left(k^2 - \frac{2}{c^2} K_{xx}\right) \left(k^2 + k^2 - \frac{2}{c^2} K_{yy}\right) + \frac{4}{c^4} K_{xy}^2 = 0 \quad (8)$$

把式(6)、(7)代入色散关系式(8)并对其左边进行逆傅里叶变换,让  $k = id/(dx)$ ,用  $\mu/v_A$  代表全部共振项中的  $k$ . 则得

$$\frac{d^2 E_x}{dx^2} + \frac{\mu^2}{V_A^2} E_y = \left[ \frac{\mu^2}{V_A^2} \right] \frac{E_y}{C_1 - \left[ \frac{1}{4} \frac{\mu Z(\frac{1}{H})}{ph \frac{1}{H}} + \frac{1}{4} \frac{\mu^2 \frac{1}{2} Z(\frac{1}{H})}{ph} + \frac{81}{128} \frac{\mu^4 \frac{3}{2} Z(\frac{1}{H})}{ph} + \frac{a}{4 ph \mu^2 \frac{3}{2} D} \right]} \times \left\{ - \frac{1}{4} \frac{\mu^2 C_2}{ph C_3} \left[ \frac{1}{2} Z(\frac{1}{2} D) + \frac{\mu Z(\frac{1}{H})}{\mu^2 \frac{1}{2} H} + (81/32) \mu^2 \frac{3}{2} Z(\frac{1}{3} T) \right] \right. \\ \left. + \frac{\left[ - 2 ph \mu^2 - 4 ph C_1 + \mu^2 \frac{1}{2} Z(\frac{1}{2} D) + \frac{\mu Z(\frac{1}{H})}{\frac{1}{2} H} + (81/32) \mu^4 \frac{3}{2} Z(\frac{1}{3} T) \right]}{8 p^2 h^2 \mu^4 \frac{3}{2} D} \right. \\ \left. + \frac{\frac{1}{2} \left[ - 4 ph C_1 + \mu^2 \frac{1}{2} Z(\frac{1}{2} D) + \frac{\mu Z(\frac{1}{H})}{\frac{1}{2} H} + (81/32) \mu^4 \frac{3}{2} Z(\frac{1}{3} T) \right]}{2 p^2 h^2} \right. \\ \left. + \frac{\left[ - 2 ph (C_2 + C_3) - \mu^2 \frac{1}{2} Z(\frac{1}{2} D) - \frac{\mu Z(\frac{1}{H})}{\frac{1}{2} H} - (81/32) \mu^4 \frac{3}{2} Z(\frac{1}{3} T) \right]}{4 p^2 h^2 \mu^2 \frac{1}{2}} \right. \\ \left. + \frac{2}{16 p^2 h^2 \mu^6 \frac{3}{2}} \right\} \left[ 2 \frac{2}{xx} - \frac{2}{yy} - \frac{2}{xy} \right] \quad (9)$$

式中:

$$k_D^2 = 16 ph^2 / v_D v_A; k^2 = 2 / v_A / ph^3; k_T^4 = 32 \times 64 ph^4 / 81 v_T^3 v_A; \mu^2 = C_2 C_3 / C_1; C_1 = \frac{1}{3} (1 - \mu^2 / 8 h - 15 \mu^2 / 16 h - 2 \mu^2 / h) + p^2;$$

$$C_2 = \frac{1}{3} (1 + \mu^2 / 4 h - 3 \mu^2 / 8 h - 2 \mu^2 / h) - p^2; C_3 = 1 - 3 \mu^2 / 4 h - 2 \mu^2 / h + p^2 = 2 C_1 + C_2; P = \frac{k V_A}{h p D}; V_A = \frac{C_D}{h p D}$$

方程(9)是能量守恒方程.用  $E_y^*$  乘方程(9)减去方程(9)的复共扼与  $E_y$  的乘积,就能得到坡印廷流量的散度表达式  $dS_x/dx$ .

另一方面,等离子体的吸收功率:

$$P_{abs} = \text{Re } E \cdot \text{Re } J = \frac{1}{2} \text{Re } (J \cdot E^*) \quad (10)$$

其中电流密度:

$$J = -i \sigma (K - I) \quad (11)$$

方程(6)、(7)已给出了介电张量元素  $K_{ij}$ ,  $I$  是单位张量.即可求出:  $P_{abs} = -dS_x/dx$  也就是说,等离子体吸收的功率正好等于波所损失的功率.

$$P_{abs}(x) = \frac{0}{8 ph v_A^2 \mu^2 \frac{3}{2} D} \left[ \text{Im} \left( |E_x|^2 + |E_y|^2 \right) \right] + 8 \mu^4 |E_y|^2 \text{Im} \frac{2}{yy} + 2i \mu_2 (E_x^* E_y - E_x E_y^*) \text{Im} \frac{2}{xx} \quad (15)$$

其中  $E_+ = E_x + iE_y$ . 利用方程(1)的任一分量求出  $E_x$ ,再计算  $E_+$ . 由方程(13)、(14)和(15)看到,  $P_{abs}^D / P_{abs}^T \frac{3}{2} \frac{1}{D} \frac{1}{2}$ ,  $P_{abs}^H / P_{abs}^T \frac{1}{H} \frac{1}{2}$ , 因此氦、氢离子的吸收功率不是非常重要的.其次,由于  $\alpha$  粒子有很高的温度,它将在很宽范围内发生共振相互作用.于是  $\alpha$  粒子的吸收可能会延伸到几个波长.

总吸收功率的计算公式为

$$P_{abs}^D = \int_{x_1}^{x_2} P_{abs}^D(x) dx \quad (16a)$$

$$P_{abs}^T = \int_{x_1}^{x_2} P_{abs}^T(x) dx \quad (16b)$$

$$P_{abs} = \int_{x_1}^{x_2} P_{abs}(x) dx \quad (16c)$$

### 3 数值结果

二阶微分方程(9)不需要任何更精细分析就可以数值积

到  $\alpha$  粒子取到 12 阶谐频下的二阶波方程

用方程(6)、(10)和(11),可以导出每类粒子的功率表达式.关于氦离子的二次谐波加热,功率吸收剖面可写成:

$$P_{abs}^D(x) = \frac{0}{8 ph v_A^2 \mu^2 \frac{3}{2} D} \text{Im } Z(\frac{1}{2} D) |E_+|^2 \quad (12)$$

类似地,我们可得到氢离子的基频波加热和氦离子三次谐波加热的功率吸收公式:

$$P_{abs}^H(x) = \frac{H}{8 ph v_A^2 \frac{1}{H} \frac{1}{2}} \text{Im } Z(\frac{1}{H}) |E_+|^2 \quad (13)$$

$$P_{abs}^T(x) = \frac{81}{256 ph v_A^2 \frac{3}{2} T} \text{Im}(\frac{1}{3} T) |E_+|^2 \quad (14)$$

关于  $\alpha$  粒子的功率吸收剖面有下面的形式:

分.方程的积分通过共振区域,在远离共振的另一边,波场分解成入射波和反射波.

我们用点火等离子体参数进行数值计算.计算的波电场  $E_y$  示于图 1 上.快阿尔芬波从低场边(右边)入射.可以看到,快波通过共振区后,波的振幅明显减小了.这表明在共振区,快波已部分地被氦、氦、氢和  $\alpha$  粒子离子回旋共振阻尼,或部分地模转换成静电离子伯恩斯坦波被吸收.

各种离子回旋共振吸收都依赖于  $E_+$ .先用方程(1)的任一分量计算出  $E_x$ ,然后按  $E_+ = E_x + iE_y$  计算  $E_+$ .

结果给在图 2 中(从低场边入射).  $|E_+|$  的调制发生在共振区的右边,因为在这个区域内存在入射波与反射波之间的干涉.在左边,只有出去的波,调制是恒定的.

可以看到,在共振区模  $|E_+|$  出现极大,意味着离子回旋共振吸收将发生.由于多种离子效应,共振区  $|E_y|$  的结构远比文献[5]的结果复杂.利用积分方程式(9)可以获得电场

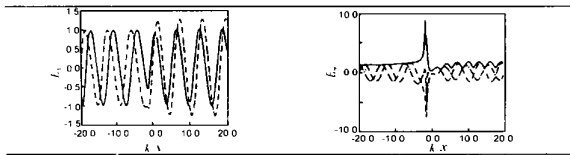


图 1 波电场  $E_+$  的分部  
实线—实部;虚线—虚部  
 $R_0 = 4.0\text{m}; B_0 = 3.0\text{T}$   
 $n_D = n_T = 4.8 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$   
 $n = n_H = 2.0 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$   
 $T_D = T_T = T_H = 4.0\text{keV}$

图 2  $E_+$  剖面  
实线—模;  
虚线—虚部;  
点划线—实部

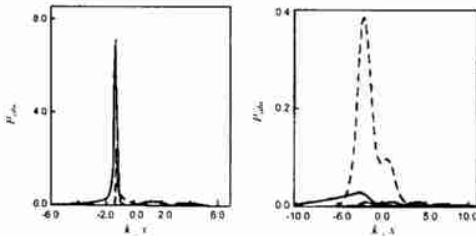


图 3 功率吸收剖面  
 $k/R_0 = 3.0$   
实线—粒子;  
虚线—D 离子

图 4 功率吸收剖面  
 $k/R_0 = 15.0$   
实线—粒子;  
虚线—D 离子;  
点划线—T 离子

$E_+$  再由式 (14)、(15) 和 (16) 计算功率吸收剖面. 用龙贝格 (Romberg) 算法分别计算  $k/R_0 = 3.0, 15.0, 30.0$  的情况. 图 3, 4, 5 表示出了相应的结果. 我们看到, 随着阻尼的增加, 吸收剖面变得越来越宽. 在低阻尼情况下, 吸收剖面有更复杂的结构. 这些结构的细节依赖于吸收区中  $|E_+|$  的严格形式. 除低阻尼外, 氘离子吸收能量为最多. 粒子与波共振的空间区域比氘离子共振宽许多. 即使在足够高的阻尼下, 氘离子吸收的能量也是很少的.

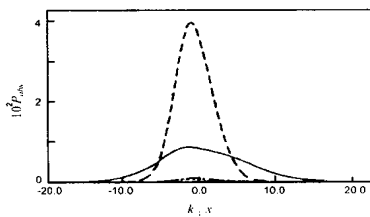


图 5 功率吸收剖面  $k/R_0 = 30.0$   
实线—粒子;虚线—D 离子;  
点划线—T 离子;细点划线—H 离子

#### 4 结论和讨论

在将强阻尼的离子伯恩斯坦波处理成快阿尔芬波的驱动响应下, 导出了描述 D-T 聚变等离子体离子回旋混合共振加热的波传播的二阶微分方程. 求解这个方程是没有任何困难的. 快波的透射、反射系数和等离子体吸收都可以从这个二阶方程得到. 无论从解析上还是数值上都能证明二阶方程是能量守恒的.

用波传播的二阶方程研究了聚变产物——高能 粒子对离子回旋谐波加热的影响. 假设高能 粒子具有麦克斯韦速度分布. 我们的结果表明, 在低阻尼的水平下, 粒子的吸

收是主要的, 而等离子体主体只吸收很少的能量. 这时的快波加热是不利的. 在高阻尼情况下, 氘离子吸收是主要的, 而粒子只吸收很少的能量. 我们也发现, 对波能的吸收与粒子的温度和密度有较复杂的关系. 尤其是在阻尼很小时, 功率吸收剖面呈现出迅速变化.

把描述快波模转换的高阶方程简化为二阶方程. 在相同的参数下, 我们的结果和 Swanson 求解高阶方程的结果很好地一致. 但是, 简化的二阶方程不能使我们知道有多少功率是因回旋共振而被局域阻尼的, 和多少功率是经伯恩斯坦波耗散的. 此外, 在这个研究中, 我们还假设了热 粒子是麦克斯韦分布的. 然而, 聚变产生的 粒子因于电子和离子碰撞而慢化. 因此慢化分布对 粒子是更加适合.

考虑了简并共振情形, 即 D-T 等离子体中氘离子的二次谐波和氘离子的三次谐波是相同的. 虽然, 氘离子只吸收很少的能量, 但是它们在决定波结构中起重要作用. 所以在能量沉积剖面发生了显著变化.

#### 参考文献:

- [1] Carins R A, Fuchs V. Mode conversion and dissipation of the fast Alfvén wave in ion cyclotron heating[J]. Phys Fluids B, 1989, 1(2): 350 - 367.
- [2] Swanson D G. The effects of localized absorption on the mode conversion process in the RF heating of plasmas[J]. Nuc Fusion, 1980, 20(8): 949 - 956.
- [3] Swanson D G. Wave heating at the third harmonic of ion-cyclotron frequency[J]. Phys fluids, 1985, 28(6): 1800 - 1815.
- [4] Swanson D G. Radio frequency heating in the ion-cyclotron range of frequencies[J]. Phys fluids, 1985, 28(6): 2645 - 2678.
- [5] Kay A, Cairns R A, Lashmore-Davies C N. Use of a simplified mode-conversion to investigate the effects of high-temperature fusion products on ion cyclotron resonance heating[J]. Plas Phys and Contr Fusion, 1988, 30(5): 471 - 489.
- [6] John Wesson. Tokomaks[M]. London: Clarendon Press Oxford, 1987.

#### 作者简介:



李承跃 男, 1969 年生于重庆梁平, 1991 年毕业于四川师范大学物理系, 1999 年获核能科学与工程硕士学位, 现正攻读物理电子学博士学位.



谢鸿全 男, 1973 年生于四川射洪, 1994 年毕业于四川师范大学物理系, 自 1998 年起在电子科技大学硕博连读, 现为西南科技大学讲师, 主要研究方向为高功率微波及等离子体.