

磁倾角对电离层 Alfvén 谐振器影响的初步研究*

石 润 赵正予

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430079)

(2008 年 7 月 15 日收到, 2008 年 11 月 5 日收到修改稿)

研究了在考虑磁场倾斜情况下, ULF 波(0.1—10 Hz)从磁层到地面的传播, 得到此情况下 ULF 波的解析解. 分析了倾斜磁场对电离层 Alfvén 谐振器各种参数如反射系数、谐振频率、衰减率的影响. 数值模拟分析结果表明, 磁倾角的变化导致标高以及电离层电导率的改变, 进而影响 IAR 的参数. 随着磁倾角的减小, 谐振频率与 IAR 的衰减降低, 并且衰减最大值对应的电离层电导率也减小.

关键词: ULF 波, 倾斜磁场, 电离层 Alfvén 谐振器

PACC: 9420L

1. 引 言

电离层上边界 Alfvén 速度随高度指数增大可以产生电离层 Alfvén 谐振器(IAR). IAR 的实验观测表现为谱谐振结构(SRS). Belyaev 等人在中纬度地区观测到 SRS^[1], 首先从实验上证实了 IAR 的存在. 随后, Belyaev 等人观测到高纬地区 SRS^[2]. 进一步实验表明, SRS 不仅存在于中高纬地区, 低纬地区同样可以被观测到^[3]. 然而, 不同地区的 SRS 有所区别, 例如, 磁静期间, 高纬地区除了地方时中午的 2 至 3 h 外, 可以连续观测到谱谐振结构, 中低纬地区的 SRS 都是明显的夜间现象, 而白天几乎没有; 此外, SRS 的谐振频率有从高纬向低纬减小的趋势, 其中低纬地区的谐振频率平均只有高纬地区的 1/2.

IAR 是几何光学近似失效的结果, Greifinger 等在研究磁流体波在电离层中的传播过程中暗示了电离层 Alfvén 谐振器的存在^[4]. 1981 年, Polyakov 等人明确提出了 IAR 的概念^[5]. 随后, Trakhtengertz 等^[6-8]与 Lysak^[9]进一步发展了这一理论, 分别在电离层处于绝缘与良导体条件下分析了 IAR 的特性, 两种条件下的谐振频率分别由一阶与零阶 Bessel 函数的零点确定. Lysak^[10]详细研究了 IAR 的谐振特性, 得到各种参数的变化对 IAR 的影响, 包括边界条件、电离层电导率、Alfvén 速度梯度以及波频率,

与以往的研究^[11]有所不同, Alfvén 波在电离层的反射系数与频率有关. Lysak 还结合以往工作^[9, 42]分析了 Alfvén 波在 IAR 中的反馈不稳定性, 结果表明, Alfvén 谐振器在适当的条件下能够激发反馈不稳定性, 进而导致极光的产生. Pokhotelov 等人在此基础上增加了 Hall 电导率对 Alfvén 波的影响^[13, 44], 即剪切模与压缩模的耦合对 IAR 的作用, 表明 Hall 效应可以提高 IAR 反馈不稳定性的增长率.

值得注意的是, 以上关于 IAR 的理论研究主要局限于极区附近. 在这里, 磁场几乎处于竖直方向, 从而使问题得到巨大简化. 中低纬电离层大都浸没在倾斜的磁场力线中, 因此, 对倾斜磁场的考虑将有助于中低纬地区地磁脉动以及次极区反馈不稳定性的研究. Sciffer 等^[15, 46]将 Alfvén 波的传播区域分为磁层、电离层、大气层三个部分, 在磁层中将介质视为理想冷等离子体, 电离层被视为薄层, 其特性由电离层高度积分电导率给出, 大气层则被视为绝缘, 在此模型基础上研究了磁流体波的传播, 但由于其研究的是 Pc3 型脉动的频率区域(1—100 mHz), Alfvén 速度变化的尺度远小于 Alfvén 波波长, 所以其研究结果是建筑在电离层以上 Alfvén 速度随高度均匀分布的假设基础上. 然而, 在 IAR 的谐振频率范围(0.1—1 Hz), 这种假设不再适用, Alfvén 速度的变化需要被重新考虑.

事实上, 磁层等离子体密度、电离层参数以及磁

* 国家自然科学基金(批准号: 40374059)资助的课题.

场方向都会对 Alfvén 波的传播产生很大影响. 本文结合前人工作, 利用直角坐标系条件, 研究在磁场倾斜条件下 ULF 波从磁层向地面的传播特性, 其中重点讨论和分析 ULF 波在 IAR 区域内的反射、谐振等特性.

2. 理论模型

与 Sciffer 相同^[15] 将 ULF 波的传播区域分为三层: 磁层、电离层 (视为薄层)、大气层, 而与其不同的是本文在磁层中将考虑 Alfvén 速度随高度的变化. 如图 1 所示, 磁场 B_0 在 XZ 平面内, 与水平方向成角度 I 即磁倾角, 所以 $B_0 = (B_0 \cos I, 0, B_0 \sin I)$, 这里将磁场视为常量.

假设介质在水平方向均匀分布, 并且只随高度变化, 这样 ULF 波可以写为 $e^{i(k_x x + k_y y)}$ 的平面波形式. 以下分别对各层波场求解.

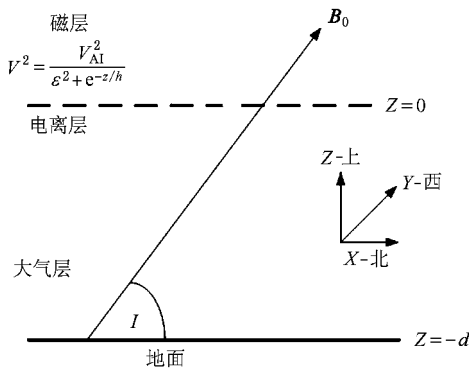


图 1 ULF 波传播区域示意图

2.1. 磁层

用理想 MHD 方程描述 ULF 波在磁层的传播^[17]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E}, \\ \frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial t} &= V^2 (\nabla \times \mathbf{B})_\perp, \end{aligned} \quad (1)$$

$V^2 = \frac{c^2 V_a^2}{c^2 + V_a^2}$ 为修正的 Alfvén 速度, 以使 Alfvén 速度低于光速. $V_a^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \rho}$ 为 Alfvén 速度, ρ 为等离子体密度, c 为光速.

Alfvén 速度由背景磁场强度与等离子体密度决定, 电离层以上等离子体密度呈指数迅速减少, 而磁场强度缓慢减小 (这里视为不变), 这导致 Alfvén 速度

随高度指数增加, 到达一定高度 (磁层外部) 以后, 等离子体密度趋于不变, 这时 Alfvén 速度也趋于定值, 所以可以将 Alfvén 速度写作

$$V^2 = V_{Al}^2 / (\epsilon^2 + e^{-z/h}), \quad (2)$$

其中 h 为标高, 典型值为 10^3 km. V_{Al} 是电离层 Alfvén 速度, $\epsilon = V_{Al} / V_{AM}$, V_{AM} 为磁层外部 Alfvén 速度. 由 (2) 式可以看出, ϵ 的值决定 Alfvén 速度梯度的大小, 进而影响 IAR 的谐振特性. 由于电离层以上等离子体浓度受各种条件如太阳活动强度、季节、昼夜、地理位置等的影响, ϵ 的值也将因各种条件而有所不同.

在理想 MHD 条件下 $E_{\parallel} = 0$, 所以有 $E_x \cos I + E_z \sin I = 0$, 又剪切模式与快波模式分别存在以下关系.

剪切模式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0, (\nabla \times \mathbf{E})_{\parallel} = 0. \quad (3)$$

快波模式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, (\nabla \times \mathbf{E})_{\parallel} \neq 0. \quad (4)$$

将以上关系代入 (1) 式, 在图 1 所示的坐标系下可得

剪切模式

$$\begin{aligned} &\frac{\omega^2}{V_{Al}^2 \sin^2 I} (\epsilon^2 + e^{-z/h}) E_x^a + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_x^a \\ &+ 2i k_x \text{ctg} I \frac{\partial}{\partial z} E_x^a = 0, \\ &-i k_y E_x^a \text{csc}^2 I - \text{ctg} I \frac{\partial}{\partial z} E_y^a + i k_x E_y^a = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

快波模式

$$\begin{aligned} &\frac{\omega^2}{V_{Al}^2} (\epsilon^2 + e^{-z/h}) E_y^f + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y^f \\ &- k_x^2 E_y^f - k_y^2 E_y^f = 0, \\ &i k_x E_x^f + i k_y E_y^f + \text{ctg} I \frac{\partial}{\partial z} E_x^f = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

令 $\beta = \beta_0 e^{-z/2h}$, $\beta_0 = 2\omega h \text{csc} I / V_{Al}$, $\tilde{\beta} = \beta \sin I$, $\tilde{\beta}_0 = 2\omega h / V_{Al}$, 两种波模的解分别为剪切

$$\begin{aligned} E_x^a &= [C_+^a J_{i\tilde{\beta}_0 \epsilon}(\beta) + C_-^a J_{-i\tilde{\beta}_0 \epsilon}(\beta)] \\ &\times \beta^{2hk_x \text{ctg} I}, \\ E_y^a &= i2hk_y (\text{ctg} I + \text{tg} I) \beta^{-i2hk_x \text{ctg} I} \\ &\times \int E_x^a(\beta) \beta^{2hk_x (\text{ctg} I + \text{tg} I)^{-1}} d\beta. \end{aligned} \quad (7)$$

快波

$$\begin{aligned} E_y^f &= C_+^f J_v(\tilde{\beta}) + C_-^f J_{-v}(\tilde{\beta}), \\ E_x^f &= -i2hk_y \text{tg} I \int E_y^f(\tilde{\beta}) \tilde{\beta}^{2hk_x \text{tg} I - 1} d\tilde{\beta}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $C_{\pm}^{a,d}$ 分别为剪切与压缩模的系数, $v = \sqrt{4h^2(k_x^2 + k_y^2) - \tilde{\beta}^2 \epsilon^2}$, J 为 Bessel 函数. 在求解的过程中剪切模的 Y 分量和快波模的 X 分量分别由 (3)(4) 式求得, 从中可以看出在 $k_y = 0$ 时, 剪切波只有 X 分量, 快波只有 Y 分量. 在此条件下解的形式很容易理解, 剪切波沿磁力线传播, 其路径的等效标高(相对于磁场方向竖直的情况)可表示为 $h \cos I$, 当 $I = \pi/2$ 时, 剪切模的解退化为 Lysak 的形式^[10]. 而快波在理想 MHD 情况下是各向同性的, 解的形式与磁场方向无关. 剪切波的解中 $\beta^{2hk_x \text{ctg} I} = e^{-ik_x \text{ctg} I}$ 可以理解为波的斜入射引入的倾斜因子, 它在 $I = 90^\circ$ 情况下为 1, 在 $\beta \rightarrow 0$, 即 $z \rightarrow \infty$ 时, Bessel 函

数泰勒展开给出近似 $J_{\pm i\beta_0 \epsilon}(\beta) \approx \frac{\left(\frac{\beta_0}{2}\right)^{\pm i\beta_0 \epsilon}}{\Gamma(1 \pm i\beta_0 \epsilon)}$

$e^{\mp \frac{i\omega z}{v_{AM}}}$ 这是 $\mp z$ 方向平面波的形式, 而 $z \text{ctg} I = x$, 解中 $\beta^{2hk_x \text{ctg} I} = e^{-ik_x \text{ctg} I} = e^{ik_x x}$ 为水平向平面波, 所以 $J_{\pm i\beta_0 \epsilon}(\beta)$ 中 \pm 分别对应入射与反射波.

2.2. 电离层

将电离层视为薄层, 其内电流与电场的关系由下式给出^[15]:

$$\begin{bmatrix} J_x^I \\ J_y^I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^I \\ E_y^I \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{\sum_p \sum_d}{\sum_d \sin^2 I + \sum_p \cos^2 I}, \\ \sigma_{12} &= -\sigma_{21} = \frac{\sum_h \sum_d \sin I}{\sum_d \sin^2 I + \sum_p \cos^2 I}, \\ \sigma_{22} &= \frac{(\sum_p^2 + \sum_d^2) \cos^2 I + \sum_p \sum_d \sin^2 I}{\sum_d \sin^2 I + \sum_p \cos^2 I}, \end{aligned}$$

\sum_d, \sum_p, \sum_h 分别为电离层高度积分纵向、Pederson, Hall 电导率, 从中可以看出, 磁场的方向对电导率张量有很大影响.

2.3. 大气层

ULF 波在大气层中可用真空中 Maxwell 方程描述

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \nabla^2 \mathbf{E} = 0. \quad (10)$$

由于在大气层中, 介质可视为均匀分布的, 所以通过

Fourier 变换可得

$$k_z^{\text{atm}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)},$$

k_z^{atm} 为大气层中 Z 方向的波数. 假设地面是良导体, 则方程的解可写为

$$\begin{aligned} E_x^{\text{atm}} &= \gamma_x \frac{\sinh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}, \\ E_y^{\text{atm}} &= \gamma_y \frac{\sinh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}, \\ E_z^{\text{atm}} &= \gamma_z \frac{\cosh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}. \end{aligned} \quad (11)$$

因大气层中不存在静电荷, 所以有 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 则

$$\gamma_z = -\frac{k_x \gamma_x + k_y \gamma_y}{k_z^{\text{atm}}}.$$

2.4. 边界条件

各层电磁场由以下关系确定^[15]:

$$\begin{aligned} &\mu_0 (\sigma_{11} E_x^I + \sigma_{12} E_y^I) \\ &= \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial E_x^m}{\partial z} - \frac{\partial E_z^m}{\partial x} \right) \\ &\quad - \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial E_x^{\text{atm}}}{\partial z} - \frac{\partial E_z^{\text{atm}}}{\partial x} \right), \\ &\mu_0 (\sigma_{21} E_x^I + \sigma_{22} E_y^I) \\ &= \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial E_z^m}{\partial y} - \frac{\partial E_y^m}{\partial z} \right) \\ &\quad - \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial E_z^{\text{atm}}}{\partial y} - \frac{\partial E_y^{\text{atm}}}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

$$E_x^{\text{atm}}(0^-) = E_x^I(0) = E_x^m(0^+),$$

$$E_y^{\text{atm}}(0^-) = E_y^I(0) = E_y^m(0^+).$$

通过以上各层波场的解与边界条件可以研究 ULF 波从磁层到地面的传播.

3. IAR 分析

倾斜磁场不仅可以改变剪切 Alfvén 波的传播路径, 而且也可以改变电离层电导率张量, 这都对波的传播及反射产生影响, 以下讨论磁倾角对 IAR 的作用, 由于磁层解的形式非常复杂, 在讨论中假设 $k_y = 0$ 使计算得以简化, 这时剪切 Alfvén 波只有 x 分量, 压缩波只有 y 分量.

3.1. 反射系数

将 (7)(8)(11) 式代入 (12) 式, 可得

$$C_-^a (\alpha_{\text{eff}} J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta) + iJ'_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta)) + C_+^a (\alpha_{\text{eff}} J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta) + iJ'_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta)) = 0, \quad (13)$$

其中

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_{11} \sin I - \frac{i2hk_x}{\beta_0} [1 - \text{cth}(-k_x d)] + \frac{\alpha_{12}^2 \beta_0 \sin^2 I}{\alpha_{22} \beta_0 \sin I + i4hk_x}, \quad (14)$$

其中 $\alpha_{mn} = \mu_0 V_{Al} \sigma_{mn}$. 在推导过程中假设了 $(\frac{\omega}{c})^2 \ll k_x^2$, 并且在对压缩模的处理中采用了 Pokhotelov 等的方式^[13]. (14) 式中第一项为 Pederson 电导率作用, 第二项为大气层对 IAR 的影响, 第三项为由于 Hall 电导率而产生的相互耦合的作用. 若忽略 Hall 电导率与大气层的作用并假设纵向电导率 $\Sigma_d \gg \Sigma_p, \Sigma_h$, 可得反射系数

$$R = \frac{C_-}{C_+} = - \frac{iJ'_{i\beta_0 \epsilon} + \alpha_p / \sin I J_{i\beta_0 \epsilon}}{iJ'_{-i\beta_0 \epsilon} + \alpha_p / \sin I J_{-i\beta_0 \epsilon}}, \quad (15)$$

其中 $\alpha_p = \mu_0 V_{Al} \Sigma_p$, 在 $I = 90^\circ$ 时 (15) 式退化为 Lysak 的形式^[10].

图 2 给出反射系数在不同倾角情况下的值, 图 2(a)(b)(c) 分别为反射系数的模, 实部与虚部. 实线、双划线、点划线分别为 $I = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ 的反射系数. 这里 $\alpha = 10$, 对应电离层为良导体. $\epsilon = 0.01$, 对应 Alfvén 速度随高度存在较大梯度. 在低频率处, 反射系数为 -1 , 这与平面剪切 Alfvén 波在均匀介质中入射到良导体的情况是一致的^[18]. 随着频率的升高, Alfvén 波的频率逐渐接近 IAR 谐振频率, 反射系数表现出谐振特性, 它的模降低, 这主要是由于部分 Alfvén 波被 IAR 俘获, 而从中反射出的波减少. 从图中可以明显看出, 磁场的倾斜改变了谐振器的谐振频率, 谐振频率随着磁倾角的减小逐渐降低, 以谐振基频为例, $I = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ 分别对应 $2\omega h / V_{Al} = 2.4, 2.1, 1.7$, 而谐振点处反射系数随磁倾角的减小逐渐增大, 这是等效电导率 $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_p / \sin I$ 的随倾角的变化造成的.

图 3 所示为 $\alpha = 0.1$ 时反射系数随频率的分布, 这时对应低电导率电离层的情况, 其他参数与图 2 相同. 其谐振频率随磁倾角的变化与高电导率时相同与高电导率时相同, 都随磁倾角的减小而减小, 而其谐振频率则不同, 这将在下节中得到解释. 另外一个不同点是谐振点处反射系数随磁倾角的变化, 两者的变化相反.

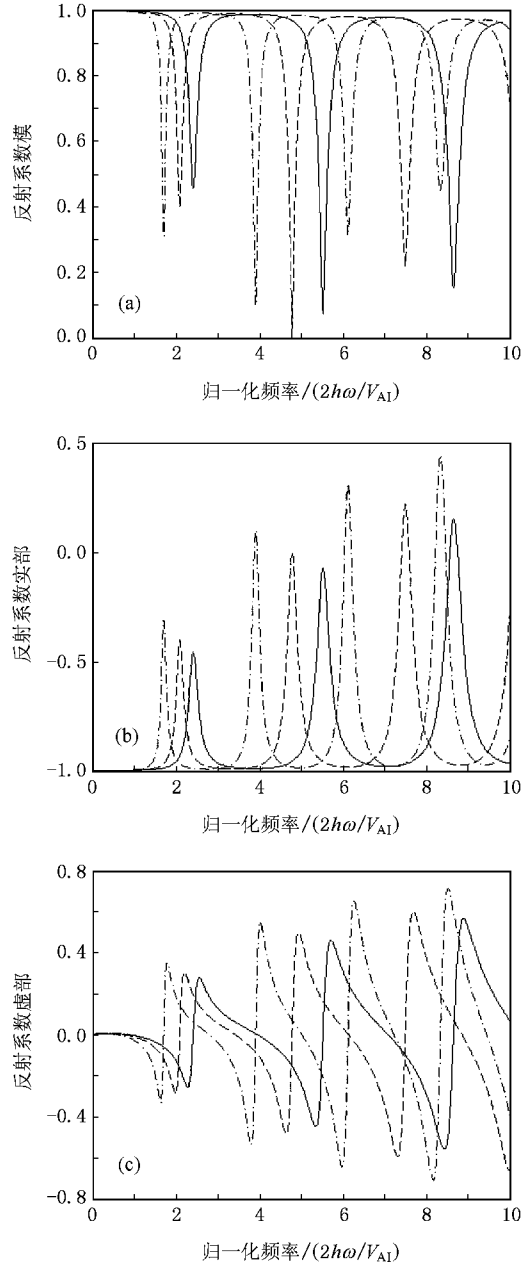


图 2 反射系数在不同倾角情况下的值 (a),(b),(c) 分别为反射系数的模, 实部与虚部. 实线、双划线、点划线分别为 $I = 90^\circ, 60^\circ, 45^\circ$ 的反射系数 ($\alpha = 10, \epsilon = 0.01$)

3.2. 谐振频率

在考察 IAR 谐振频率及衰减时不考虑能量的注入并在无穷远点稳定条件下, 磁层 ULF 波的解选择^[10]

$$\begin{aligned} E_x^a &= C^a J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta) \beta^{i2hk_x \text{ctg} I}, \\ E_y^f &= C^f J_v(\tilde{\beta}). \end{aligned} \quad (16)$$

将 (11)(16) 式代入 (12) 式, 经过简化得

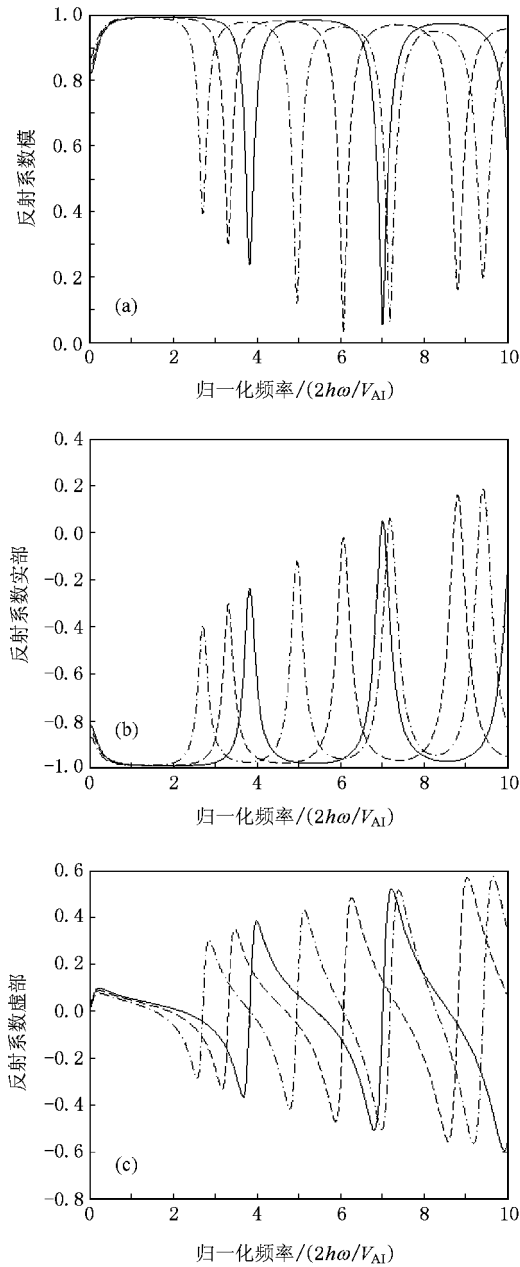


图3 $\alpha = 0.1$ 时反射系数随频率的分布(其他参数与图2中参数相同)

$$\alpha_{\text{eff}} J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta) + i J'_{-i\beta_0 \epsilon} = 0. \quad (17)$$

做与上节相同的假设,上式变为

$$\alpha_p J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta) / \sin I + i J'_{-i\beta_0 \epsilon} = 0, \quad (18)$$

与 Lysak 的结果对比^[10],增加了磁倾角对 IAR 色散关系的影响.电离层处于低电导率情况下即 $\alpha_p \rightarrow 0$, 解为 Bessel 函数 J_1 的零点,令 $\omega = \bar{\omega} + i\gamma$, 则 $\bar{\omega} = \frac{V_{A1} \sin I}{2h} \xi$, 增长率 $\gamma = \frac{V_{A1} \sin I}{2h} \epsilon \frac{\pi}{2} \frac{\xi Y_1(\xi)}{J_0(\xi)}$, 这里 ξ 表示 J_1 的零点,在这种情况下,磁倾角的影响主要体

现在等效标高 $h_{\text{csc} I}$; 电离层处于高电导率情况下, 即 $\alpha_p \rightarrow \infty$, 解为 Bessel 函数 J_0 的零点, $\bar{\omega} = \frac{V_{A1} \sin I}{2h}$

ξ , 增长率 $\gamma = \frac{V_{A1} \sin I}{2h} \left[-\frac{\sin I}{\alpha_p} - \epsilon \frac{\pi}{2} \frac{\xi Y_0(\xi)}{J_1(\xi)} \right]$, 这里的 ξ 表示 J_0 的零点,括号内第一项的意义在于磁场倾斜改变了电离层电导率对 IAR 的影响.两者的比较可以看出良导体情况与绝缘情况的谐振频率明显不同,这就可以解释上节两种情况下谐振频率的区别.

图4在 $\epsilon = 0.1$, $I = 90, 60$ 和 45 条件下给出基波的谐振频率与增长率,从中可以看出谐振频率随着倾角的减小而减小.随着磁倾角的减小,谐振器的尺度变大,在波速一定的情况下,谐振频率减小.另外,衰减的最大值及其对应的 α_p 都随倾角的减小而减小.

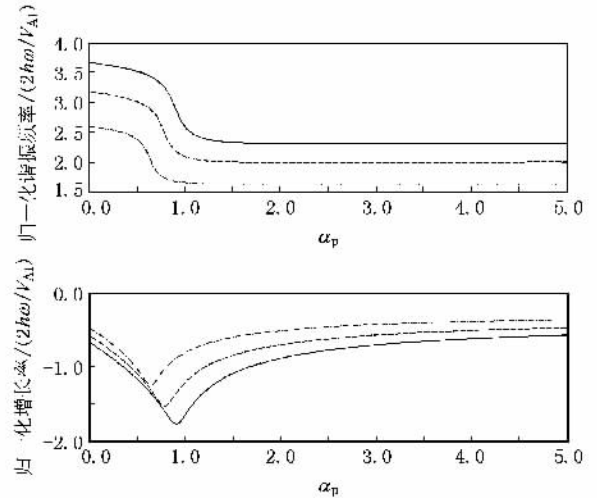


图4 IAR 谐振频率与增长率随 α_p 的变化(其中 $\epsilon = 0.1$, $I = 90$ (实线), 60 (双划线)与 45 (点划线))

4. 讨论与结论

磁倾角对 IAR 的影响体现在两个方面:

1. 等效标高的改变. 这是由剪切 Alfvén 波的各向异性所决定的, 剪切 Alfvén 波沿磁力线传播, 其在不均匀介质中的反射主要取决于沿磁力线的 Alfvén 速度分布, 所以沿磁力线的 Alfvén 速度的变化尺度由等效标高 $h_{\text{csc} I}$ 给出, 而速度的变化尺度决定了 IAR 谐振器的空间尺度, 所以磁倾角的变化可以改变 IAR 的谐振频率, 谐振频率随磁倾角的减小而增大. 实验观测结果表明, IAR 的谐振频率沿低纬向高纬地区逐渐升高^[3], 低纬地区的谐振频率平均只有

高纬地区的 1/2, 不同纬度主要的差别在于磁倾角的不同, 从高纬到低纬, 磁倾角减小, 谐振频率减小, 这与本文的结论相同.

2. 电离层电导率张量的改变. 这可以从(9)式中看出, 这导致磁倾角对反射系数以及 IAR 增长率的调制. 对于不同的电离层电导率 α_p , 磁倾角对反射系数的调制也有所不同, 在良导体情况下, 即 $\alpha_p \gg 1$, 随着磁倾角的降低, 谐振点反射系数增大, 而对于低电导率, 则恰好相反, 这表明磁倾角对不同电离层电导率情况 IAR 的反射系数的调制是不同的. 另外, 等效电导率 $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_p / \sin I$ 也会影响 IAR 的衰减, 随磁倾角的增大, IAR 最大衰减率对应的 α_p 也随之增大.

本文在计算过程中作了关于 k_y 的重要假设. 在

Sciffer 的讨论中^[15], k_y 对 ULF 波的反射以及波模的转换起非常重要的作用, 而在本文的计算中将 k_y 取为 0, 这对应 ULF 波在磁子午面内传播的特殊情况, 由(7)(8)两式可看出对于 k_y 不为 0 的计算非常复杂, 并且引入 k_y 不会对本文的结论造成本质的影响, 所以在计算中将其视为 0 处理. 关于 k_y 不为 0 的情况将在以后的工作中讨论. 另外在讨论磁倾角对 IAR 的作用时忽略了大气层以及两种波模耦合的影响, 这些方面将在以后的研究中考查. 尽管如此, 本文还是初步给出了由于磁倾角的变化而引起的 IAR 对 ULF 波的调制的改变, 并且部分结论与观测结果相一致. 在未来的工作中会对 IAR 进行更加全面系统地研究.

- [1] Belyaev P P, Polyakov S V, Rapoport V O, Trakhtengerts V Y 1990 *J. Atmos. Terr. Phys.* **52** 781
- [2] Belyaev P P, Isaev S V, Kangas J 1999 *J. Geophys. Res.* **104** 4305
- [3] Bosinger T, Haldoupis C, Belyaev P P 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1281
- [4] Greifinger C, Greifinger P 1973 *J. Geophys. Res.* **78** 4611
- [5] Polyakov S V, Rapoport V O 1981 *Geomag. Aeronomy* **21** 816
- [6] Trakhtengertz V Yu, Feldstein A Y 1981 *Geomagnetism and Aeronomy* **21** 711
- [7] Trakhtengertz V Yu, Feldstein A Y 1984 *Planet. Space Sci.* **32** 127
- [8] Trakhtengertz V Y, Feldstein A Y 1991 *J. Geophys. Res.* **96** 19363
- [9] Lysak R L 1988 *J. Geophys. Res.* **93** 5942
- [10] Lysak R L 1991 *J. Geophys. Res.* **96** 1553

- [11] Mallinckrodt A J, Carlson C W 1978 *J. Geophys. Res.* **83** 1426
- [12] Sato T 1978 *J. Geophys. Res.* **83** 1042
- [13] Pokhotelov O D, Pokhotelov A, Streltsov, Khrushev V, M Parrot 2000 *J. Geophys. Res.* **105** 7737
- [14] Pokhotelov O A, Khrushev V, Parrot M, Senchenkov S, Pavlenko V P 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 25813
- [15] Sciffer M D, Waters C L 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 1297
- [16] Sciffer M D, Waters C L, Menk F W 2004 *Ann. Geophys.* **22** 1155
- [17] Lysak R L, Yoshikawa A 2006 *Magnetospheric ULF Waves*, K. Takahashi *et al.* (eds.), *AGU Monograph Series*, American Geophysical Union, Washington p289
- [18] Stasiewicz K, Bellan P, Chaston C, Kletzing C, Lysak R, Maggs J, Pokhotelov O, Seyler C, Shukla P, Stenflo L, Streltsov A, Wahlund J E 2000 *Space Science Reviews* **92** 423

Preliminary study of effects introduced by the dip angle on IAR^{*}

Shi Run Zhao Zheng-Yu

(School of Electronic Information , Wuhan University , Wuhan 430079 , China)

(Received 15 July 2008 ; revised manuscript received 5 November 2008)

Abstract

The propagation of ULF waves (0.1—10 Hz) from magnetosphere to the conductive ground is studied in the presence of oblique magnetic field and the analytical solution is obtained. The effects on the parameters of the IAR , such as reflection coefficient , eigenfrequency and attenuation , are analyzed. It is shown by simulation that the change of oblique field results in the corresponding change of the scale length and the ionospheric conductivities. Along with the decrease of dip angle , the eigenfrequency declines and so does the attenuation of IAR. The conductivity corresponding to the maximum attenuation also decreases .

Keywords : ULF waves , oblique magnetic field , ionospheric Alfvén resonator

PACC : 9420L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.40374059).