

## 低纬电离层人工调制所激发的 ELF 波射线追踪\*

汪枫<sup>1)2)†</sup> 赵正予<sup>2)</sup> 常珊珊<sup>2)</sup> 倪彬彬<sup>2)</sup> 顾旭东<sup>2)</sup>

1) (武汉纺织大学电子与电气工程学院光电信息系, 武汉 430200)

2) (武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430072)

(2011 年 11 月 25 日收到; 2012 年 3 月 20 日收到修改稿)

通过大功率极低频 (ELF)/甚低频 (VLF) 高频调幅波能有效地扰动低电离层电流, 形成等效的 ELF/VLF 电离层虚拟天线, 辐射 ELF/VLF 波, 所辐射出的低频信号能够传播进入到磁层, 对其传播特性的研究对于理解辐射带高能电子沉降具有重要意义. 本文基于磁层射线追踪理论, 通过数值模拟得到在低纬地区所激发出的 ELF 波在磁层中的射线路径, 并对其特征进行分析. 数值模拟结果表明, 从低纬激发的 ELF 波在南北半球来回弹跳, 并逐渐传播到更远处, 对于不同频率的 ELF 波, 频率越高, 传播距离越近, 频率越低, 传播距离越远, 在传播过程中, ELF 波会逐渐倾向于在一个固定的磁层区域附近来回反射, 在此过程中波法向角也逐渐变为  $90^\circ$ , 射线方向倾向于沿着背景磁场方向传播.

**关键词:** ELF 波, 射线追踪, 电离层人工调制, 低纬地区

**PACS:** 94.30.Tz

## 1 引言

利用地基大功率调幅波对电离层电流进行人工扰动能够激发出调制频率及其频谱上的波, 由于这种方法易解决低频发射天线占地面积庞大、架设困难等问题, 因此成为了激发极低频 (ELF) 和甚低频 (VLF) 波的重要手段之一. 所激发出的 ELF/VLF 波不仅可以用来研究电离层磁层中的各种物理现象, 而且还能通过这种空间激发出来的 ELF/VLF 波实现远距离对潜通信、地下目标探测以及人工沉降高能粒子、消除自然辐射带或者高空核爆所产生的人工辐射带等实际用途<sup>[1-5]</sup>.

由于这些低频信号的相折射指数远大于 1, 因此低频波波长在较高的电离层区域以及磁层中要比在自由空间中要短得多, 所以在这些区域可以运用射线追踪理论来处理低频波的传播问题. Haselgrove<sup>[6]</sup> 基于费马原理推导出三维射线方程. Budden<sup>[7]</sup> 利用程函概念也推导出了同样的方程. Kimura<sup>[8]</sup> 则给出了离子对哨声模射线追踪的影响.

Walter 等<sup>[9]</sup> 通过引入一个新的变量, 给出了一组新的二维射线追踪方程. 徐继生等<sup>[10]</sup> 通过射线追踪对低纬赤道异常区的非导管哨声进行了研究, 并建立了在国际地磁场参考模型 (IGRF) 下的哨声波模的三维射线追踪方程<sup>[11]</sup>, 随后还开展了一系列相关的工作<sup>[12,13]</sup>. Horne<sup>[14]</sup> 建立了低频信号在热等离子体中更加完备的射线追踪模型. 随着射线追踪理论技术的发展, 还有很多其他相应的实验观测都相继展开过<sup>[15-17]</sup>, 斯坦福大学的无线电科学实验室也一直在从事低频波的研究, 建立了低频波射线追踪模型, 并参与了美国 HAARP 计划, 在注入 ELF/VLF 波进入外层空间以及地球 - 电离层波导模的试验中都取得了成功. Platino 等<sup>[18]</sup> 和 Piddychiy 等<sup>[19]</sup> 分析了在 DEMETER 卫星上探测到的 HAARP 激发出的 ELF/VLF 波. Bortnik<sup>[20]</sup> 并通过射线追踪技术对 CRRES 上的数据进行分析发现了一种新的产生等离子体嘶声的源.

由于在极区上空存在着较大的自然电流, 所以这些工作主要集中在高纬地区和极区. 大量实验观测表明, 低纬地区由于赤道电急流的存在, 同样也

\* 国家自然科学基金 (批准号: 40774100) 资助的课题.

† E-mail: wangfeng.whu@yahoo.com.cn

可以通过高频调制加热激发 ELF/VLF 波. 由于采用 ELF 调幅高频无线电波能更有效地对电离层进行调制<sup>[21]</sup>, 并由相关研究人员以及 DEMETER 卫星重点采集并进行过研究分析<sup>[22-30]</sup>, 所以本文主要研究低纬地区所激发的 ELF 波在磁层中的传播, 通过模拟结果分析和了解它的传播路径及特性.

## 2 理论方法和计算模型

### 2.1 背景磁场模型

在磁层内部 ( $L \leq 6$ ), 太阳风对地磁场线的扰动并不大, 地球背景磁场可以用偏离旋转轴中心  $11^\circ$  的倾斜的中心偶极子场背景模型. 磁场强度由下式给出:

$$B(L, \lambda) = \frac{B_0}{L^3} \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda}, \quad (1)$$

其中  $L$  是以地球半径为单位的磁赤道面上某点到地心的平均距离,  $\lambda$  为地磁纬度,  $B_0 = 3.12 \times 10^{-5}$  T. 计算中通常也可以取  $6.28 \times 10^{-5}$  T (在磁极) 和  $3.16 \times 10^{-5}$  T (在磁赤道). 偶极子场线为  $r(L, \lambda) = r_{\text{eq}} \cos^2 \lambda = LR_e \cos^2 \lambda$ , 其中  $r$  为磁力线某点到地心的距离,  $R_e = 6370$  km, 为地球半径.

### 2.2 冷等离子体背景模型

在磁层内部, 冷等离子体是由低于 eV (电子伏) 量级能量的粒子构成的, 电子的回旋半径为米量级. 在这样的条件下, 地心引力和地球重力作用于由电子和正离子 ( $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{O}^+$ ) 构成的电中性等温混合体, 形成沿磁力线的扩散平衡. 因此本文的背景粒子分布采用冷等离子体扩散模型, 模型中包括电离层和磁层顶<sup>[31]</sup>. 电子密度为

$$N_e = N_b N_{\text{de}} N_{\text{li}} N_{\text{pl}}, \quad (2)$$

其中  $N_b$  是参考点处  $R_b$  (距离地心的距离) 的电子密度,  $N_{\text{de}}$  是沿场线的电子密度,  $N_{\text{li}}$  是电离层电子密度,  $N_{\text{pl}}$  是等离子体层顶电子密度. 由扩散平衡 (DE) 模型<sup>[8]</sup> 可知

$$N_{\text{de}}(R) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \eta_i \exp(-G/H_i)}, \quad (3)$$

这是背景介质中所有离子的求和公式, 用来计算沿场线的电子密度的变化, 其中考虑了电子以及多个

离子成分,  $\eta_i$  是每个离子在参考点  $R = R_b$  处所占的成分比例,  $G$  是位势高度,

$$G = R_b \left(1 - \frac{R_b}{R}\right), \quad (4)$$

$H_i$  是每个离子的标高,

$$H_i = \frac{k_B T_{\text{DE}}}{M_i m_p g(R_b)}, \quad (5)$$

其中

$$g(R_b) = g(R = R_e) \left(\frac{R_e}{R_b}\right)^2 = 9.81 \left(\frac{R_e}{R_b}\right)^2, \quad (6)$$

$R_e = 6370$  km 为地球半径,  $T_{\text{DE}}$  模型的温度,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $m_p$  为质子质量,  $M_i$  为质子数. 这里所有的离子具有相同的温度. 而且这三个粒子成分满足下面的关系式:

$$N_{\text{de}}(R = R_b) = [\eta_{\text{H}^+} + \eta_{\text{He}^+} + \eta_{\text{O}^+}]^{1/2} = 1, \quad (7)$$

$\eta_{\text{H}^+}$ ,  $\eta_{\text{He}^+}$  和  $\eta_{\text{O}^+}$  分别代表各离子成分的百分比. 对于任意位置  $R$  处, 每个离子的成分为

$$Q_i = \frac{\eta_i \exp(-G/H_i)}{\sum_i \eta_i \exp(-G/H_i)} = \frac{\eta_i \exp(-G/H_i)}{N_{\text{de}}^2}, \quad (8)$$

对于  $R < R_b$ ,  $N_{\text{de}}$  可能会增大, 那么  $N_{\text{li}}$  可以构成一个电离层的分布, 它包括电子密度为零值和峰值的部分, 这个电离层部分可以表示为

$$N_{\text{li}} = 1 - \exp\left(-\frac{(R - R_0)^2}{H^2}\right), \quad (9)$$

其中  $R_0$  是电离层底的高度, 这里的电子密度降为零,  $H$  是电离层下边界的标高, 这里  $N_{\text{li}}$  对电离层底部有影响而对电离层上部没有影响. 为了表示等离子体层顶的密度梯度,  $N_{\text{pl}}$  的表示式为

$$N_{\text{pl}} = e^{-(L - L_p)^2/w^2} + \left(1 - e^{-(L - L_p)^2/w^2}\right) \times \left(\left(\frac{R_c}{R}\right)^a + \left(1 - \left(\frac{R_c}{R}\right)^a\right) e^{-(R - R_c)^2/H_s^2}\right), \quad (10)$$

$L_p$  是等离子体层顶的内边界处的  $L$  值,  $L$  值是以地球半径为单位的磁赤道面上某点到地心的平均距离. 这里给出的是当  $L \geq L_p$  的表达式, 当  $L < L_p$  时,  $N_{\text{pl}} = 1$ ,  $w$  是等离子体层顶边界的半宽度,  $R_c$  也是距离地心的距离, 在那里, 等离子体层顶场线外的密度刚好等于场线内的密度.  $a$  决定等离子体层顶外的密度是如何衰减的.  $H_s$  为  $R \geq R_c$  以及等离子体层外径向密度降低的标高.

图 1 给出了等离子体层电子密度的分布. 图 1(a) 是赤道面上的电子密度随  $L$  值的变化趋势, 图 1(b) 则是子午面上电子密度的分布情况, 其中红色区域部分就表示电离层区域.

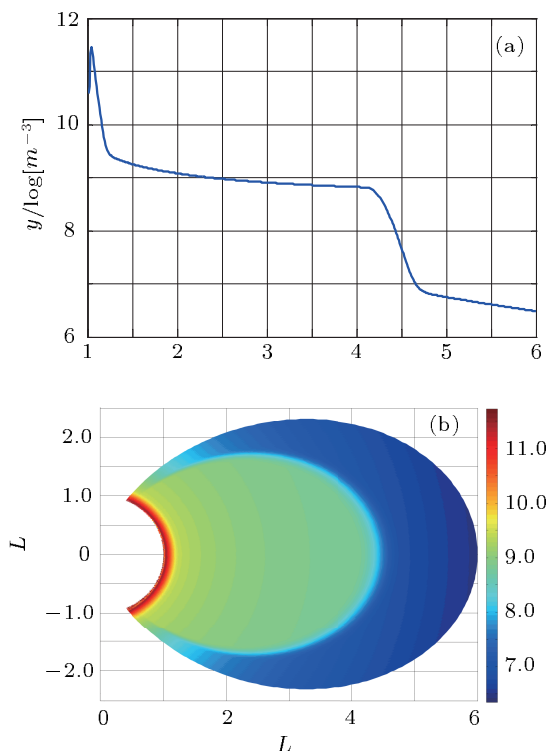


图 1 冷等离子体扩散平衡模型 (对电子密度取  $\log 10$ )  
(a) 赤道面上的电子密度; (b) 子午面上的电子密度

### 2.3 射线追踪方程

Haselgrove<sup>[32]</sup> 基于费马原理推导出了可用于数值积分的三维射线追踪方程. 本文只考虑二维的情况, 忽略了经度的变化. 方程如下所示:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{c}{\mu} \left( \frac{\rho_r}{\mu} - \frac{\partial \mu}{\partial \rho_r} \right), \quad (11)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{c}{r\mu} \left( \frac{\rho_\theta}{\mu} - \frac{\partial \mu}{\partial \rho_\theta} \right), \quad (12)$$

$$\frac{d\rho_r}{dt} = \frac{c}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial r} + \rho_\theta \frac{d\theta}{dt}, \quad (13)$$

$$\frac{d\rho_\theta}{dt} = \frac{1}{r} \left( \frac{c}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} - \rho_\theta \frac{dr}{dt} \right), \quad (14)$$

$$\frac{dT}{dt} = 1 + \frac{f}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial f}, \quad (15)$$

其中  $\rho_r = \mu \cos \delta$ ,  $\rho_\theta = \mu \sin \delta$ ,  $r, \theta$  分别为以地心为中心的距和余纬,  $f$  是波频率,  $\delta$  是波法线与径向的夹角,  $T$  是群时延,  $\mu$  为相折射指数, 这里只考虑冷等离子体的情况, 相折射指数可以从冷等离子体

色散方程解出<sup>[33]</sup>.

### 3 低纬地区激发的 ELF 波射线追踪模拟结果分析

本文根据 Horne<sup>[14]</sup> 磁层热等离子体射线追踪, 采用 Adams 预测校正方法对射线追踪方程进行数值积分, 并用 Runge-Kutta 方法计算 Adams 预测校正方法所需要的头几个点的值<sup>[9,11,34]</sup>, 将其简化为冷等离子体来研究低纬地区电离层所激发的 ELF 波的传播. 另外, 模拟中没有考虑方位角的变化, 将三维的射线追踪模型简化为二维的情况, 所以射线一直都在子午面内, 另外, Helliwell<sup>[35]</sup> 指出射线在开始阶段基本上是竖直向上的, 所以这里所有的射线都是从 120 km 处竖直向上出发, 当介质参数已知, 即知道每一点上的密度和磁场矢量, 然后通过射线追踪方程去得到波包的位置, 从而得到射线路径. 这些方程随坐标和波矢量的方向都是时变的.

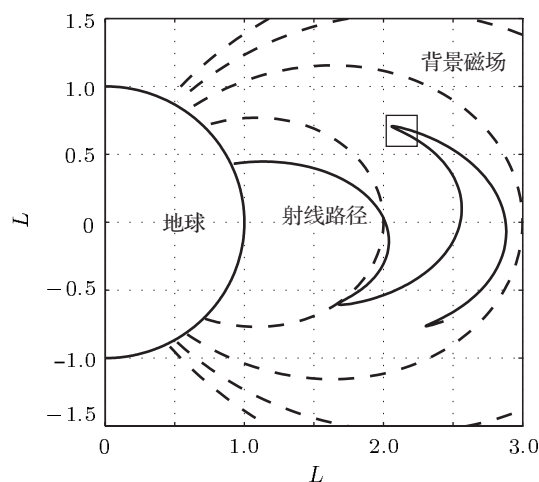


图 2 从磁纬 25° 激发出的 1 kHz 的低频信号在磁层中的传播

图 2 给出的是从磁纬 25°, 120 km 所激发的频率为 1 kHz 的电磁波在磁层中的射线路径. 从图中可以看出, 低纬电离层所激发的低频信号在磁层中来回弹跳, 并逐渐远离地球. 这类在磁层中弹跳的哨声模式的低频信号曾被 OGO-1 卫星第一次被观测到<sup>[36]</sup>. 根据低频波在磁层冷等离子体中的色散关系知道, 它的传播区域与下混杂频率  $\omega_{LH}$  有关, 通常情况下, 哨声模在  $\omega > \omega_{LH}$  和  $\omega < \omega_{LH}$  的情况下都存在. 对于  $\omega > \omega_{LH}$  的情况, 低频信号可以在满足该条件的区域内一直向某一方向进行传播, 波法向角不会超过 90° 而反向, 但是, 对

于  $\omega < \omega_{LH}$  的情况, 一般只有准纵波才可能在这个区域传播, 而对于准共振波, 即波法向角接近  $90^\circ$ , 这时低频波对下混杂频率十分敏感, 会使得低频波纵向的群速度反向, 从而形成反射 [37]. 通常情况下, 只要不是在赤道区域, 波都可以认为是准纵传播, 因此从低纬地区激发的低频信号会朝着  $L$  值增大的方向传播, 但是随着传播的进行, 传播方向逐渐倾向于沿着地磁场方向传播, 因此  $L$  值增大的趋势开始降低并逐渐趋于稳定, 波法向角在这个过程中也逐渐增大到  $90^\circ$ , 形成准共振波, 这样就更容易在磁层形成反射现象. 因此, 对于低纬地区所激发的 ELF 波在磁层中的基本传播规律就是在朝着  $L$  值增大的方向传播的过程中, 逐渐成为准共振波. 这个结论将在后面对各个不同频率的低频信号的射线路径模拟结果中都有体现.

图 3 给出了图 2 中用黑色方框标记出来的低频射线第二次反射时的放大图, 本文选取了其中

的 6 个样点, 并在图 4 中给出了它们折射指数面以

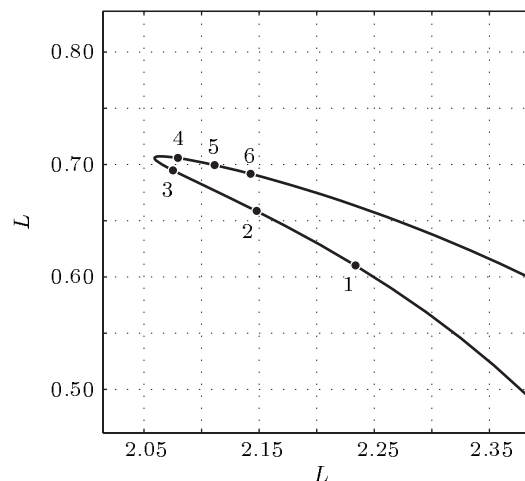


图 3 从磁纬  $25^\circ$  激发出的 1 kHz 的低频信号在磁层中的传播

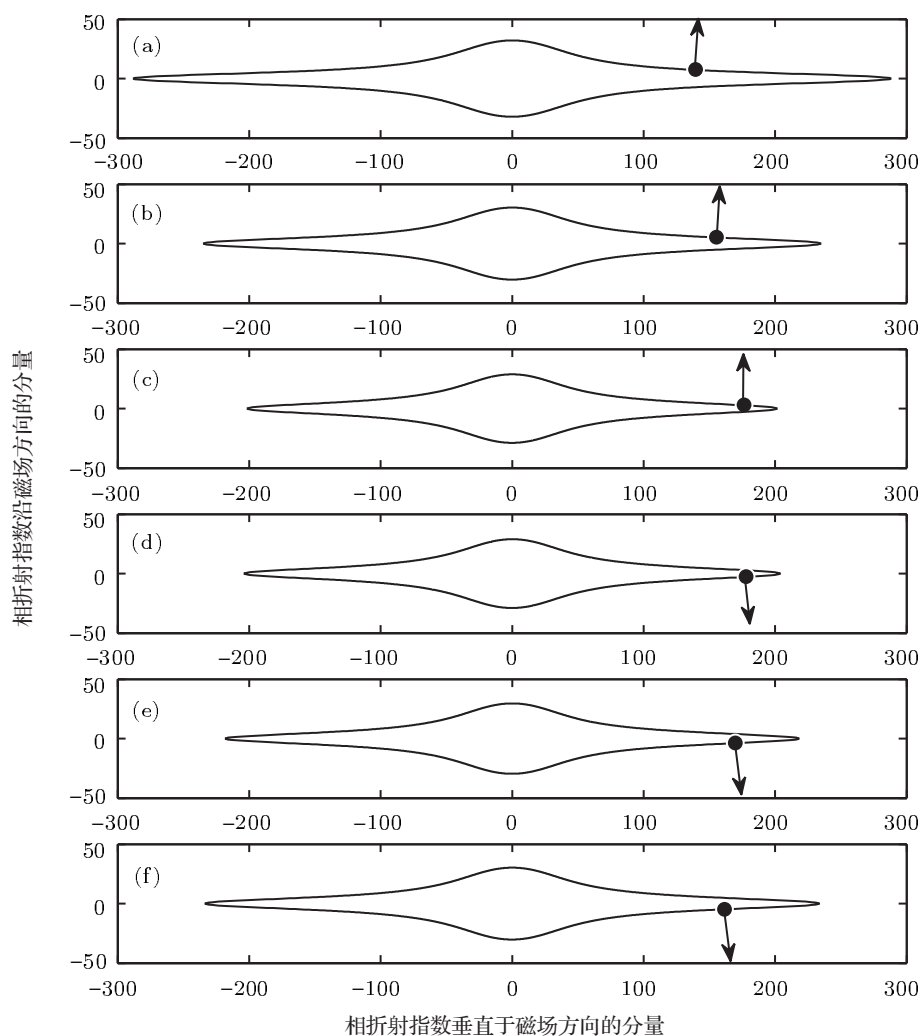


图 4 从磁纬  $25^\circ$  激发出的 1 kHz 的低频信号在磁层中的传播

及波法线和射线方向的变化,图 4(a)到(f)分别对应图 3 中的第 1 到 6 个点.从图中可以看到,在第一个点时,射线方向几乎与磁场的正方向平行,而到达第六个点的时候射线方向几乎与磁场方向呈  $180^\circ$ ,这说明在很小的空间尺度内低频波的传播方向完成了反向,类似一个锐边界的反射,这个我们称为磁层哨声波模的反射现象.从图中相折射指数面的变化不难发现,在接近反射点处,相折射指数面在逐渐变小,如图 4 中(c)和(d),而由于低频波在磁层中传播满足几何光学近似,所以通过 Snell 定律可知,低频信号的相折射指数在分层界面上的分量要保持常数,所以只有反向朝着相折射指数增大的方向传播才能保持不变,因此射线方向转过了  $90^\circ$ ,使得射线实现反向,可以看到,在图 4 后面几幅图中,射线的传播方向几乎与背景磁场方向呈  $180^\circ$ .

图 5 给出了从磁纬  $25^\circ$  出发,4 个不同频率 500 Hz, 1 kHz, 1.5 kHz 和 2 kHz 的 ELF 波的射线路径.从图 5 中可以看出,4 个不同频率的 ELF 波射线路径都在磁层中来回弹跳运动,它们的共同特点是,在传播初期,都会像更远的  $L$  值区域去传

播,而且这种向远处传播的趋势越来越小,所有频率的 ELF 波最后都趋向于在一定的  $L$  值区域内做磁层反射.根据低频信号的这个传播特性,如果选取合适频率的低频信号,就能够将其注入到地球空间环境中所需要清除高能粒子的区域内,使所注入的低频信号与高能粒子发生波粒相互作用,将高能粒子沉降进入大气层,达到消除它们的目的.例如,对于大约位于  $1.1R_e$ — $1.5R_e$  ( $R_e$  为地球半径)之间的内辐射带,可以选用调制频率较高的高频电波对电离层进行调制加热激发相应的低频波,因为从图中可以看到,频率较高,则越倾向于在低  $L$  值区域内运动.而对于在  $4R_e$ — $5R_e$  的外辐射带则可以考虑用比较低的频率,因为它们倾向于向更远处传播.这个特性也可以解释内外辐射带之间会形成一个高能粒子稀薄区域的原因.如文中所选取的 1 kHz 的 ELF 波最后稳定在 2—4 个地球半径的磁层区域内传播,正好处于狭槽区域,这个频率刚好属于嘶声频段,嘶声被认为是造成内外辐射带之间形成狭槽区域的主要原因之一,正是由于它以及其他低频信号的作用,使得内外辐射带之间形成高能粒子空洞.

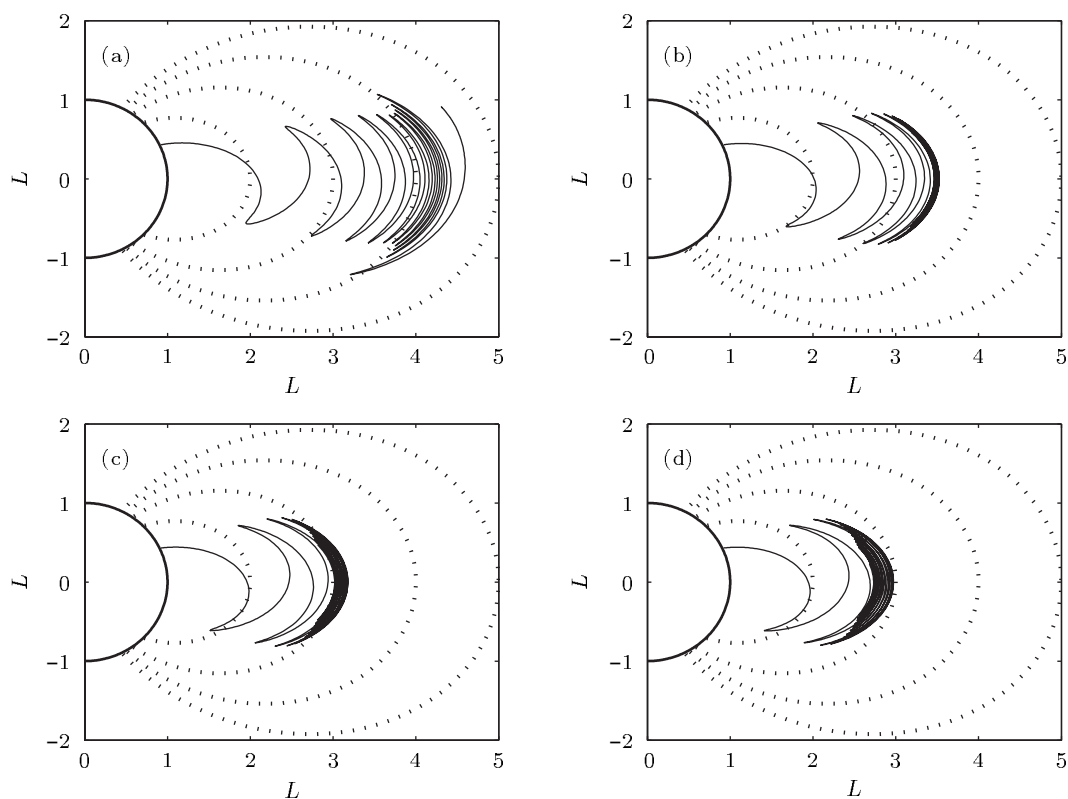


图 5 磁纬  $25^\circ$  处不同频率低频信号的传播路径 (a) 500 Hz; (b) 1 kHz; (c) 1.5 kHz; (d) 2 kHz

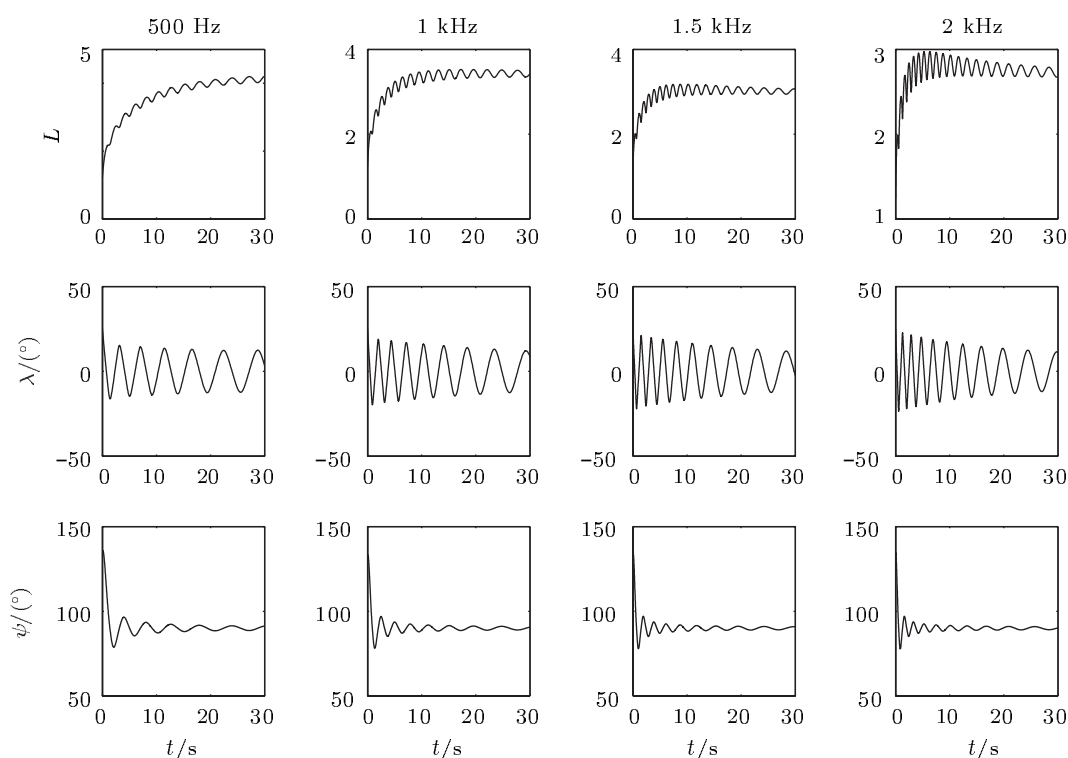


图6 磁纬 25° 处不同频率低频信号的传播特性

图 6 给出了图 5 中 4 个不同频率的 ELF 波在磁层中传播的更直观的特性. 图中分别给出了在 ELF 波传播过程中  $L$  值, 地磁纬度  $\lambda$ , 以及波法向角  $\psi$  随传播时间的变化. 从图中  $L$  值的变化可以看到, 4 个频率的电波在传播过程中  $L$  值的变化趋势逐渐变得平缓, 最后趋向于在一个固定的  $L$  值区域附近传播, 它们的区别在于, 频率不同, 所能传播到达的  $L$  值区域就不同, 可以看到, 500 Hz 的时候,  $L$  值最后趋近于 4 附近, 而到 2 kHz 的时候,  $L$  值稳定的位置还不到 3, 说明对于同一纬度出发的不同频率的 ELF 波, 频率越高, 传播的距离越近, 而频率越低, 所能达到的区域会更远. 从图中地磁纬度的变化可以看到, 电波很明显是在南北半球之间来回反射, 只不过弹跳幅度越来越小, 另外从图中还可以看出, 在相同的传播时间内, 频率越高的波, 在相同时间内所能完成的反射次数越多. 另外, 从图中波法向角在传播过程中的变化可以看出, 4 个不同频率的 ELF 波法向角最终都趋近于 90°, 从图 4 相折射指数面的变化也不难发现, 此时射线方向几乎与磁场方向平行, 这也证明了低频信号在磁层的传播过程中, 确实有逐渐倾向于沿着地磁场方向传播

的趋势, 说明背景磁场的方向对于低频信号在磁层中传播具有很大的影响.

#### 4 结论与讨论

本文根据磁层二维射线追踪理论, 结合磁层背景模型, 通过数值模拟得到低纬地区所激发的 ELF 波在磁层冷等离子体中传播的射线路径并对其传播特性进行了分析, 主要得到以下 3 个结论:

1. 对于同一纬度出发的不同频率的 ELF 波, 频率越高, 传播距离越近, 而频率越低, 则倾向于向更远处传播.
2. 低纬地区激发的低频信号都是在南北半球来回反射, 形成如 OGO1 卫星所观测到的磁层反射现象, 逐渐传播到更远处, 在传播过程中,  $L$  值的变化越来越缓慢, 最后 ELF 波趋向于在某一  $L$  值区域附近传播.
3. 传播过程中 ELF 波的波法向角逐渐趋于 90°, 形成准共振波, 射线方向基本与背景磁场平行, 即低频信号在磁层的传播过程中, 倾向于沿着背景磁场的方向传播.

本文通过数值模拟得到了低纬地区所激发的低频信号在磁层中的传播路径和特性,能够定量预测其所在的位置,对于了解人工沉降辐射带高能电子以及开展相关实验具有一定的理论意义和实际价值.不过本文的射线追踪只考虑了二维的情况,可以考虑三维的磁层射线追踪,并且本文采用的磁层背景介质只考虑了冷等离子体,实际上,磁层中存在热等离子体区域,如范阿伦辐射带,由于朗道衰减的作用,电波能量会有损失,因此实际上低频

信号在磁层的传播过程中由于与高能粒子发生波粒相互作用会被衰减,因此低频信号是否能到达高能粒子所在的区域,还需要考虑低纬地区所激发出的低频信号的能量大小,因此对电离层人工调制所产生的辐射源提出的进一步要求,并且还需要提高模型的计算能力,以模拟上千条不同频率的射线路径从而得到低频信号的时频图,另外,该模型还不能很好地给出高纬地区所激发出的低频波在磁层中的导管传播模式,有待进一步开发应用.

- [1] Xia M Y, Chen Z Y 1995 *Journal of Electronics* **17** 125 (in Chinese)[夏明耀, 陈志雨 1995 电子科学学刊 **17** 125]
- [2] Strangway D W, Swift C M, Holmer R C 1975 *Geophys. Res.* **38** 1159
- [3] Ni B B, Zhao Z Y, Gu X D, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7937 (in Chinese)[倪彬彬, 赵正予, 顾旭东, 汪枫 2008 物理学报 **57** 7937]
- [4] Li L Y, Cao J B, Zhou G C 2008 *Chinese J. Geophys.* **51** 316 (in Chinese)[李柳元, 曹晋滨, 周国成 2008 地球物理学报 **51** 316]
- [5] Gu X D, Zhao Z Y, Ni B B, Wang F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5871(in Chinese)[顾旭东, 赵正予, 倪彬彬, 汪枫 2009 物理学报 **58** 5871]
- [6] Haselgrove J 1954 *Report of the Physical Society Conference on Physics of the Ionosphere* Cambridge, England 1954 p355
- [7] Budden K G 1961 *Radio Waves in the Ionosphere* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [8] Kimura I 1966 *Radio Sci.* **1** 269
- [9] Walter F, Angerami J J 1969 *J. Geophys. Res.* **74** 6352
- [10] Xu J S, Bao Z T, Liang B X 1984 *Chinese J. Geophys.* **27** 407(in Chinese)[徐继生, 保宗悌, 梁百先 1984 地球物理学报 **27** 407]
- [11] Xu J S, Bao Z T, Liang B X 1985 *Chinese J. Geophys.* **28** 445 (in Chinese)[徐继生, 保宗悌, 梁百先 1985 地球物理学报 **28** 445]
- [12] Xu J S, Bao Z T, Liang B X 1985 *Chinese J. Geophys.* **5** 271 (in Chinese)[徐继生, 保宗悌, 梁百先 1985 地球物理学报 **5** 271]
- [13] Tian M, Xu J S 1992 *Chinese J. Geophys.* **35** 545(in Chinese)[田茂, 徐继生 1992 地球物理学报 **35** 545]
- [14] Horne R B 1989 *J. Geophys. Res.* **94** 8895
- [15] Angerami J J 1970 *J. Geophys. Res.* **75** 6115
- [16] Cerisier J C 1973 *J. Atmos. Terr. Phys.* **35** 77
- [17] JirŕoĀċĕk F, TrŕoĀska P 1998 *In NATO Adv. Res. Workshop, Interball Observations*, Kosŕice, Slovakia, 1998, 85
- [18] Platino M, Inan U S., Bell T F, Parrot M, Kennedy E J 2006 *Geophys. Res. Lett.* **33** L16101
- [19] Piddiyachiy D, Inan U S, Bell T F, Lehtinen N G, Parrot M 2008 *J. Geophys. Res.* **113** A10308
- [20] Bortnik J, Thorne R M, Meredith N P 2008 *Nature* **452** 62
- [21] Stubbe P, Kopka H, Dowden R L 1981 *J. Geophys. Res.* **86** 9073
- [22] James H G Dowden R L Rietveld M T, Stubbe P, Kopka H 1984 *J. Geophys. Res.* **89** 1655
- [23] Rietveld M T Stubbe P Kopka H 1989 *Radio Sci.* **24** 270
- [24] Papadopoulos K, Chang C L, Vitello P, Drobot A 1990 *Radio Sci.* **25** 1311
- [25] Barr R, Stubbe P 1991 *Geophys. Res. Lett.* **18** 1035
- [26] Barr R, Stubbe P 1993 *Geophys. Res. Lett.* **20** 2243
- [27] Barr R, Stubbe P 1984 *J. Atmos. Terr. Phys.* **46** 315
- [28] Barr R, Rietveld M T, Kopka H, Stubbe P, Nielsen E 1985 *Nature* **317** 155
- [29] Ferraro A J Lee H S Allshouse R, Carroll K, Lunnen R 1984 *J. Atmos. Terr. Phys.* **46** 855
- [30] Milikh G, Papadopoulos K, McCarrick M, Preston J 1999 *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved Radiofiz.* **42** 728
- [31] Inan U S, Bell T F 1977 *J. Geophys. Res.* **19** 2819
- [32] Haselgrove J 1954 *Report of the Physical Society Conference on Physics of the Ionosphere* Cambridge, England 355
- [33] Stix T H 1962 *The Theory of Plasma Waves* (New York: McGraw-Hill)
- [34] Deng F 2010 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Wuhan University) (in Chinese)[邓峰 2010 博士学位论文(武汉: 武汉大学)]
- [35] Helliwell R A 1965 *Whistler and Related Ionospheric Phenomena* (California: Stanford University Press)
- [36] Smith R L, Angerami J J 1968 *J. Geophys. Res.* **73** 1
- [37] Shklyar D R, JirŕoĀċĕk F 2000 *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **62** 347



# Raytracing of extremely low frequency waves radiated from ionospheric artificial modulation at low latitude\*

Wang Feng<sup>1)2)†</sup> Zhao Zheng-Yu<sup>2)</sup> Chang Shan-Shan<sup>2)</sup> Ni Bin-Bin<sup>2)</sup>  
Gu Xu-Dong<sup>2)</sup>

1) (*Department of Optoelectronic Information, School of Electronic and Electrical Engineering, Wuhan Textile University, Wuhan 430200, China*)

2) (*Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China*)

(Received 25 November 2011; revised manuscript received 20 March 2012)

## Abstract

Powerful high-frequency radio waves modulated at extremely low frequency (ELF) and very low frequency (VLF) can efficiently modify the lower ionospheric current which can act as an equivalent ionospheric antenna for the generation of ELF/VLF wave and these signals can propagate into the magnetosphere and the investigation of the propagation properties is of significance for understanding of radiation belt energetic electrons precipitation. In this paper, based on the raytracing theory, the ray paths of ELF waves in the magnetosphere are obtained using numerical modeling and the properties are analyzed. The results shows that the ELF waves generated from the low latitude reflect between the southern and northern hemisphere and propagate to the farther place gradually. For the signals with different frequencies, the higher their frequencies, the shorter their propagation distances are, the lower their frequencies, the longer their propagation distances are. In the process, ELF waves tend to reflect near a fixed region. The normal angle increases to  $90^\circ$  gradually and ray direction tends to propagate along the direction of geomagnetic field.

**Keywords:** ELF waves, raytracing, ionospheric artificial modulation, low latitude

**PACS:** 94.30.Tz

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.40774100).

† E-mail: wangfeng\_whu@yahoo.com.cn