

典型甚低频电磁波对辐射带高能电子的散射损失效应

罗旭东 牛胜利 左应红

Diffusing loss effects of radiation belt energetic electrons caused by typical very low frequency electromagnetic wave

Luo Xu-Dong Niu Sheng-Li Zuo Ying-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 069401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.069401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.069401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

准线性扩散系数与空间高能电子特征物理量的关系研究

Relationship between the quasi-linear diffusion coefficients and the key parameters of spatial energetic electrons

物理学报.2014, 63(7): 079401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.079401>

基于试验粒子模拟的电离层人工调制激发的极低频和甚低频波对磁层高能电子的散射效应

Test particle simulation of resonant interaction between energetic electrons in the magnetosphere and ELF/VLF waves generated by ionospheric modification

物理学报.2014, 63(6): 069401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.069401>

地基人工 VLF 电波对辐射带电子的调制

Remediation of radiation belt electrons caused by ground based man-made VLF wave

物理学报.2011, 60(3): 039401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.039401>

典型甚低频电磁波对辐射带高能电子的散射损失效应

罗旭东[†] 牛胜利 左应红

(西北核技术研究所, 西安 710024)

(2014年7月18日收到; 2014年10月13日收到修改稿)

辐射带中高能电子与空间甚低频电磁波由于波粒共振相互作用发生投掷角散射, 进而沉降入稠密大气而损失. 为研究甚低频电磁波对辐射带中高能电子的散射作用机制, 本文基于准线性扩散理论, 利用库仑作用和波粒共振相互作用扩散系数的物理模型, 得到了两组典型甚低频电磁波与高能电子波粒共振相互作用的赤道投掷角弹跳周期平均扩散系数, 并分析了甚低频电磁波共振散射作用与大气库仑散射作用对不同磁壳及不同能量的辐射带电子扩散损失的影响规律. 以磁壳参数 $L = 2.2$, 能量 $E = 0.5$ MeV 的辐射带电子作为算例, 采用有限差分方法数值求解扩散方程, 计算分析了电子单向通量和全向通量随时间的沉降损失演化规律. 研究表明: 当电子能量大于 0.5 MeV, 磁壳参数大于 1.6 时, 甚低频电磁波的共振散射作用显著; 随着磁壳参数或电子能量的增大, 斜传播甚低频电磁波引起的高阶共振相互作用越来越大; 电子全向通量近似随时间呈指数函数形式衰减.

关键词: 辐射带, 波粒共振散射, 扩散系数, 甚低频电磁波

PACS: 94.30.Xy, 94.30.Ny, 94.20.Wj

DOI: 10.7498/aps.64.069401

1 引言

由大量高能质子和高能电子组成的地球辐射带是地球空间环境的重要组成部分, 这些粒子环绕地球运动. 地球辐射带分为内、外辐射带, 内辐射带区域相对稳定, 仅有长时间尺度的演化; 外辐射带则呈现出非常复杂和剧烈的动态演化特征; 内外辐射带之间粒子密度较弱的区域称为槽区. 内外辐射带中分布着能量范围在 100 keV 到几 MeV 的高能电子, 这些电子不仅能量高, 而且在磁暴等极端空间天气影响下, 其通量会变化几个数量级^[1], 这对空间飞行器及载人航天电子设备构成了潜在的安全威胁.

辐射带电子的加速与扩散损失机理一直是空间物理领域研究的热点之一. 磁层中磁场近似于偶极子磁场的部分被称为内磁层, 而空间甚低频 (very low frequency, VLF) 电磁波对内磁层辐射带

电子的散射损失作用尤其受到研究人员的关注. 人们正在研究通过卫星或地面设备向空间辐射 VLF 电磁波来清理空间高能电子威胁的技术^[2], 例如, 美国空军在 HAARP 计划中开展了 VLF 电磁波发射技术的研究, 目的是研究人类是否可以操控电离层^[3]. Graf 等^[4]通过人工控制的方式开展地基 VLF 信号对辐射带高能电子影响的实验. Kennel 和 Petschek^[5]对辐射带带电粒子扩散损失的研究表明, VLF 电磁波的波粒共振相互作用在辐射带电子动力学过程中发挥着重要作用. 有学者^[6,7]研究表明, 平行传播的哨声波引起的一阶电子共振扩散系数与计入 $0, \pm 1, \dots, \pm 5$ 谐波共振的斜传播哨声波得到的电子波粒共振相互作用扩散系数基本一致. 国内也有学者开展了相关的研究工作. 顾旭东等^[8]基于准线性扩散理论, 针对地基高频加热所激励的 VLF 电磁波对磁层中高能电子的散射研究表明, VLF 电磁波注入到内、外辐射带后, 其所导致的高能电子损失的时间尺度主要由冷等离子体参

[†] 通信作者. E-mail: luoxudong@nint.ac.cn

数、与波发生共振相互作用的粒子能量, 以及电磁波的频谱特征参数等所决定. 王平等^[9]假设波粒共振相互作用发生在赤道面上、并且 VLF 电磁波为平行传播, 同样基于准线性扩散理论, 研究讨论了人工注入 VLF 电磁波影响高能电子投掷角分布与电子能量及所处位置之间的关系, 并关注了人工注入 VLF 电磁波的效率问题. 张振霞等^[10]则研究了 VLF 电磁波的频率、带宽、电子能量 (0.1—50 MeV) 及磁壳参数 (1.1—3) 等物理参数对准线性投掷角扩散系数的影响规律.

目前, 高功率地基 VLF 通信信号遍布全球, 它们在电离层和地面之间以 10—30 kHz 的窄频信号进行传导, 其中内磁层两个功率最大的发射机群工作频率分别为 17.1 和 22.3 kHz. 为研究 VLF 电磁波对辐射带中高能电子的散射作用机理, 本文针对大气引起的辐射带电子库仑扩散, 以及辐射带电子与 VLF 电磁波共振相互作用引起的投掷角扩散损失效应, 利用库仑作用和波粒共振相互作用扩散系数的物理模型, 以及构建福克-普朗克扩散方程的有限差分求解格式, 考虑实际 VLF 电磁波为斜传播, 研究两组典型 VLF 电磁波对不同磁壳参数和不同能量电子的散射作用, 进而分析这些因素对内磁层辐射带电子扩散损失的影响.

2 物理模型及方法

在地球内磁层中的高能电子, 径向传输率很慢, 扩散源也很小, 因此投掷角扩散支配着内磁层中高能电子的分布. 引起电子投掷角扩散的作用机理有两种: 与大气各组分的库仑碰撞和与等离子体波的波粒共振相互作用. Walt 和 acDonald^[11]于 1964 年认识到当电子处于低磁壳位置时, 库仑碰撞是引起高能电子 (能量大于 100 keV) 散射损失的主要原因. 位于高磁壳位置的电子, 则是波粒共振相互作用引起的投掷角散射对辐射带电子的沉降起主导作用^[12]. 当电子感受到的多普勒频移后的电磁波频率接近于所处位置电子的回旋频率时, 与电子发生波粒共振相互作用, 导致电子磁矩不变量被破坏, 发生投掷角散射而掉入损失锥, 并与大气分子作用而沉降.

Kennel 和 Engelmann^[13]建立了准线性理论, 这种散射理论是描述波粒共振相互作用平均效果的一种有效方法. Lyons^[14]推导得到了计算波粒共振相互作用引起的扩散系数一般表达式. 粒子分布函数的非绝热变化用福克-普朗克方程描述, 对

整个弹跳周期平均的赤道投掷角准线性福克-普朗克扩散方程^[15]为

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{\sin 2\alpha_0 T(\alpha_0)} \frac{\partial}{\partial \alpha_0} \times \left[\sin 2\alpha_0 T(\alpha_0) D_{\alpha_0 \alpha_0}(\alpha_0) \frac{\partial f_0}{\partial \alpha_0} \right], \quad (1)$$

其中, t 是时间; α_0 是赤道投掷角, 即赤道面电子运动方向与磁场的夹角; L 为磁壳参数, 是给定磁力线与赤道面的交点到地球中心距离与地球半径之比; $f_0(E, L, \alpha_0, t)$ 表示电子赤道投掷角分布函数; $T(\alpha_0)$ 是电子弹跳周期函数; $D_{\alpha_0 \alpha_0}(\alpha_0)$ 是库仑碰撞和波粒共振相互作用引起的在弹跳周期内平均的赤道投掷角扩散系数.

计算波粒共振相互作用引起的扩散系数时, 先要确定关于频率和法线角的波谱分布. 通常假设等离子体波的频率分布为高斯分布^[16], 斜传播电磁波的法线角分布也假设为高斯分布^[16]; 再利用高能电子和电磁波的共振条件和色散关系计算共振频率; 最后确定波粒共振扩散系数的表达式.

共振频率 ω 和波矢 \mathbf{k} 满足共振条件

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = -n\Omega_e/\gamma, \quad (2)$$

其中, $k_{\parallel} = k \cos \theta$, $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ 分别是沿磁场方向的波矢分量和平行于背景磁场方向的电子速度, θ 为波矢与磁场方向的夹角, 投掷角 α 为电子运动方向与磁场方向的夹角; $\Omega_e = |e|B/m_e$ 是局域电子回旋频率; γ 是相对论因子; $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 是共振阶数. VLF 电磁波在实际传播过程中为斜传播, 包含 Landau 共振 ($n = 0$), 正负一阶共振以及高阶共振 ($|n| > 1$).

当等离子体频率与电子回旋频率 $|\Omega_e|$ 的比值平方远大于 1 时, 即满足高密度条件下, 电子-质子等离子体中斜传播的哨声模波的色散关系^[14]可以简化为

$$\mu^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{1+M}{M} \Phi^{-1}, \quad (3)$$

$$\Phi = 1 - \frac{\omega^2}{\Omega_p |\Omega_e|} - \frac{\sin^2 \theta}{2} + \left[\frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\omega^2}{\Omega_p^2} (1-M)^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2}, \quad (4)$$

其中, $M = m_e/m_p$ 为电子和质子静止质量之比, Ω_p 是质子的回旋频率, 电子等离子体频率 $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 N_e/m_e \epsilon_0}$.

由于 $\Omega_e \ll \omega_{pe}$, 平行传播的冷等离子体色散

关系 [17] 为

$$\mu^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \Omega_e)} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\Omega_e - \omega)}. \quad (5)$$

扩散系数是模拟计算高能电子在辐射带中空分布的重要参数, 它表征对电子的扩散能力, 该系数越大, 说明对电子的扩散能力越强. 对任何给定的磁壳参数 L , 能量 E 和赤道投掷角 α_0 计算扩散系数, 需要对俘获电子弹跳周期整个轨迹的散射过程进行平均. 弹跳周期平均的赤道投掷角扩散系数为

$$D_{\alpha_0\alpha_0}(\alpha_0) = \frac{1}{T(\alpha_0) \cos^2 \alpha_0} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha\alpha}(E, L, \alpha(\lambda)) \times \cos \alpha \cdot \cos^7 \lambda d\lambda, \quad (6)$$

其中, λ 和 α 分别是局域纬度和投掷角; λ_m 是电子镜像点纬度.

在偶极子近似地磁场中, 弹跳周期函数 [12] 为

$$T(\alpha_0) = 1.3802 - 0.3198 \times (\sin \alpha_0 + \sin^{1/2} \alpha_0). \quad (7)$$

对于大气与电子相互作用引起的弹跳周期平均赤道投掷角库仑扩散系数表达式 [15] 为

$$(D_{\alpha_0\alpha_0}(\alpha_0))_{\text{coul}} = \frac{e^4 c (E + m_e c^2)}{8\pi \epsilon_0^2 E^{3/2} (E + 2m_e c^2)^{3/2}} \cdot \frac{1}{T(\alpha_0)} \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha_0} \times \int_0^{\lambda_m} \left[\left(\sum_i N_i z_i^2 \ln(2/\eta_{i,\min}) \right) \times \cos \alpha \cdot \cos^7 \lambda \right] d\lambda, \quad (8)$$

其中, N_i , z_i 及 $\eta_{i,\min}$ 分别是大气中第 i 种粒子的密度、原子序数和电子最小散射角.

对 Landau 共振, 高能电子同电磁波作用引起的弹跳周期平均的赤道投掷角扩散系数 [18] 为

$$(D_{\alpha_0\alpha_0}(\alpha_0))_{n=0} = \frac{A}{T(\alpha_0) \cos^2 \alpha_0} \times \int_0^{\lambda_m} \left[\frac{\sqrt{\pi} B_\omega^2}{2} \frac{\Omega_e^2}{B^2 \gamma^2 \omega_m} W_0 \sin^4 \alpha \times \cos \alpha \cdot \cos^7 \lambda \right] d\lambda, \quad (9)$$

其中, B 是局域磁感应强度, B_ω 是平均波振幅, ω_m 是中心频率, A 是归一化常数, W_0 是 Landau 共振

干扰的权重函数. A 和 W_0 的表达式参见文献 [19], 不在此赘述.

波粒共振相互作用 ($n \neq 0$) 引起的弹跳周期平均的赤道投掷角扩散系数 [19] 为

$$(D_{\alpha_0\alpha_0}(\alpha_0))_{n \neq 0} = \frac{A}{T(\alpha_0) \cos^2 \alpha_0} \int_0^{\lambda_m} \left(\frac{\sqrt{\pi} B_\omega^2}{2} \frac{\Omega_e}{B^2 \gamma} \frac{P_{\parallel,m}}{P_{\parallel}} W_n \times \cos \alpha \cdot \cos^7 \lambda \right) d\lambda, \quad (10)$$

其中, W_n 是 n 阶波粒共振相互作用的权重函数, 具体参见文献 [19]; $P_{\parallel,m}/P_{\parallel}$ [19] 为

$$\frac{P_{\parallel}}{P_{\parallel,m}} = \gamma \left(\frac{\omega_m}{\Omega_e} \right) \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^{1/2} \sec^{1/2} \theta, \quad (11)$$

其中, P_{\parallel} 是平行于磁力线的电子动量, $P_{\parallel,m}$ 是一阶电子平行动量.

在计算得到弹跳周期平均的扩散系数之后, 将扩散系数代入福克-普朗克扩散方程, 构建有限差分格式, 数值求解方程 (1) 可得到赤道面电子密度分布函数 f_0 、赤道面单向通量分布 j 以及全向通量时空分布 J . 赤道面单向通量随时间的变化由密度分布函数和单向通量间的关系式 $j = f_0/P^2$ 给出 [19]. 同一磁壳参数上空间任意一点 (用磁感应强度 B_R 表示) 的电子全向通量损失变化根据俘获粒子的 Liouville 理论 [15], 由该点电子全向通量与赤道面单向通量的关系 [20] 得到.

$$J(B_R) = \frac{4\pi B_R}{B_0} \times \int_{\sqrt{1-B_0/B_R}}^{x_c} \frac{j(x) \cdot x}{\sqrt{1 - \frac{B_R}{B_0} (1-x^2)}} dx, \quad (12)$$

其中, B_0 为赤道面磁感应强度, $x = \cos \alpha_0$, $x_c = \cos \alpha_{0,\text{Loss}}$ 为 L 壳赤道面损失锥角余弦值. 赤道面损失锥角由 (13) 式 [8] 计算得到

$$\sin(\alpha_{0,\text{Loss}}) = [L^5 (4L - 3)]^{-1/4}. \quad (13)$$

3 模拟结果与分析

根据文献 [21], 取 $0.2 \text{ MeV} \leq E \leq 5 \text{ MeV}$ 范围的初始赤道单向通量

$$j(t=0) = \exp[-(E-0.2)/0.1] \times [\sin(\alpha_0) - \sin(\alpha_{0,\text{Loss}})] \quad (14)$$

假设进入损失锥的辐射带高能电子会快速损失. 在赤道面损失锥角 $\alpha_{0,\text{Loss}}$ 处的边界条件为

$f_0(\alpha_0 = \alpha_{0, \text{Loss}}) = 0$, 在 $\alpha_0 = \pi/2$ 处对应的边界条件取 $\partial f_0(\alpha_0 = \pi/2) / \partial \alpha_0 = 0$.

VLF 电磁波采用如下参数^[21-24]: 中心频率 $\omega_m = 17.1$ kHz 和 22.3 kHz, 半波带宽 $\delta\omega = 50$ Hz, 中心法线角 θ_m 和半角宽 $\delta\theta$ 分别为 45° , 22.5° , 两组电磁波信号的发生率均取 9.6%, 波幅 10 pT. 磁感应强度大小由地磁场偶极子模型给出, 假设沿着同一条磁力线背景冷等离子体密度保持不变. 共振阶数取 $n = 0, \pm 1, \dots, \pm 5$.

首先对能量为 0.5 MeV 的高能电子, 选定四个不同磁壳参数 $L = 1.2, 1.6, 2.2, 3.5$, 分别计算对应库仑相互作用和不同 VLF 电磁波引起的弹跳周期平均赤道投掷角扩散系数, 计算结果如图 1 所示. 图 1 中 Coul 表示库仑作用引起的扩散系数, 17.1 和 22.3 分别表示 17.1 kHz 和 22.3 kHz 电磁波与高能电子发生波粒共振时对散射有贡献的各共振阶数对应扩散系数的叠加, VLF 曲线则是这两组 VLF 电磁波引起的扩散系数之和, 后文曲线中所涉及的不同标示含义与此相同. 从图 1(c)–(d) 三幅图可以明显看到赤道面损失锥角, 图 1(a) 中赤道

面损失锥角超出了图示范围, 其赤道面损失锥角 $\alpha_{0, \text{Loss}} \approx 43.42^\circ$. 在赤道面损失锥角附近运动的电子在快接近镜像点位置时, 大气密度急剧增长, 导致库仑扩散系数随之急剧增大. 对于小于赤道面损失锥角运动的高能电子, 很快会在弹跳运动过程中沉降到大气中. 在能量一定的条件下, 随磁壳大小不同, 波粒共振扩散系数曲线差异很大, 也更加复杂. 当 $L = 1.2$ 时, 由于电子运动经过的区域大气相对稠密, 此时的波粒共振相互作用系数比库仑扩散系数小一个数量级以上, 库仑扩散作用处于完全主导地位. 到 $L = 1.6$ 时, 波粒共振相互作用开始占据主要作用, Landau 共振的峰值位置出现在 $\alpha_0 \approx 78^\circ$. 当 $L = 2.0$ 时, 波粒共振相互作用扩散系数比库仑扩散系数大一百倍以上, 占据着绝对主导地位. 对于本文所研究的两组 VLF 电磁波, 到 $L = 3.5$ 时, 相比大气散射作用, 波粒共振扩散作用虽然还占据优势, 但作用限于小角度扩散. 随着磁壳参数变大, $\omega_m = 17.1$ kHz 电磁波相比 22.3 kHz 电磁波引起的波粒共振赤道投掷角扩散系数变大, 如图 1(c) 和 (d).

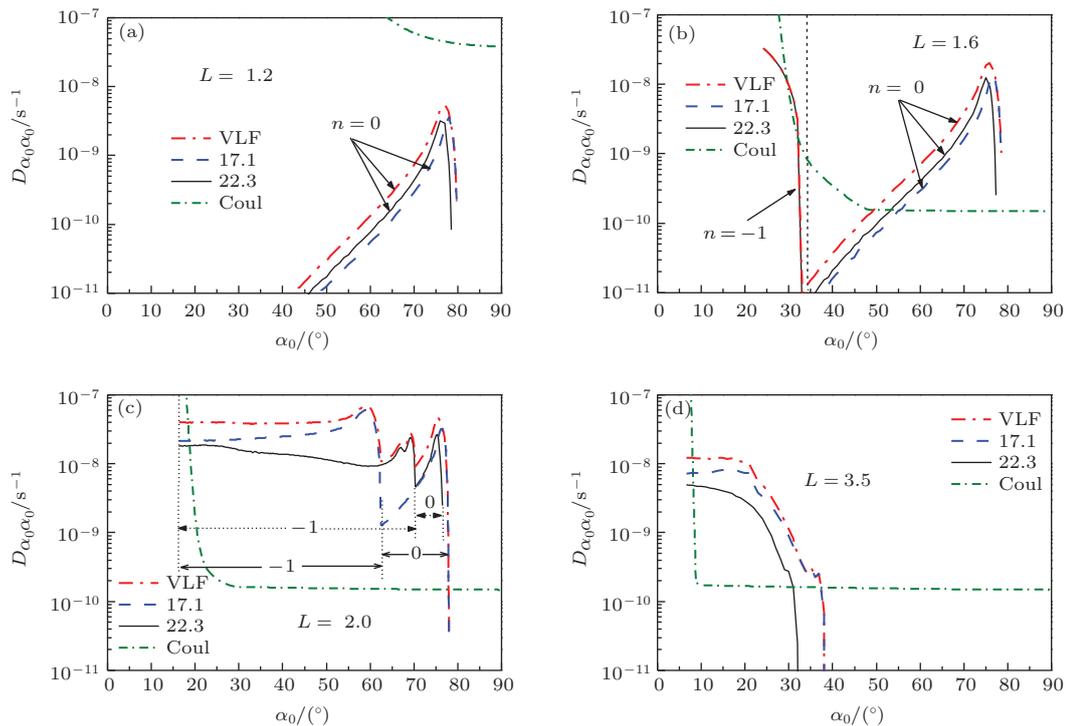


图 1 (网刊彩色) 当电子能量为 0.5 MeV 时的扩散系数 (a) $L = 1.2$; (b) $L = 1.6$; (c) $L = 2.0$; (d) $L = 3.5$

结合图 1 及其对应的具体计算结果, 对各阶共振阶数的贡献进行描述分析. 在图 1(a) 中, 只有 Landau 共振起作用, 其他共振阶数对扩散没有贡献. 当 $L = 1.6$ 时, 除了发生 Landau 共振, $n = -1$

开始在赤道面损失锥角附近发生共振, 扩散系数变化如图 1(b). 图 1(c) 中分别用实线和虚线箭头标示范围标出了两组 VLF 电磁波主导共振的共振阶数; 当 $L = 2.0$ 时, $n = 0, \pm 1, -2$ 同时对共振散

射有贡献, 其中 $-1, -2$ 阶贡献较小, 没有在图中标示; 每个共振阶数发生共振的赤道投掷角最大截止位置不同, 引起赤道投掷角后段对应的扩散系数曲线急剧上下波动; 四个共振阶数共同作用下的扩散系数随赤道投掷角的变化如图 1(c). 在图 1(d) 中, 发生 Landau 共振的最大赤道投掷角小于 40° , 更多的高阶共振阶数参与了共振散射, 高阶共振贡献增大.

为研究不同共振阶数对 VLF 电磁波和辐射带高能电子发生波粒共振相互作用时引起的散射效应, 在图 1 基础上针对磁壳参数 $L = 2.0, 0.5$ MeV 的电子, 给出不同共振阶数对应的弹跳周期平均赤道投掷角扩散系数, 同时比较两个中心频率, 即 $\omega_m = 17.1$ kHz 和 22.3 kHz 条件下, 引起的不同共振阶数所对应的扩散系数, 如图 2. 结合对更高 L 的计算结果, VLF 电磁波引起的 $|n| > 1$ 共振不仅对扩散系数有贡献, 且随着磁壳参数增大, 高阶共振阶数会对扩散系数产生更大得影响. 分别比较 ± 1 和 ± 2 对扩散系数的贡献, 通过图 2 可以看出, -1 阶相比 $+1$ 阶对扩散系数的贡献要大得多, -2 阶对应的扩散系数虽然较小, 但 $+2$ 阶对扩散没有贡献. 分别比较 ± 1 和 ± 2 对扩散系数的贡献. 通过图 2 可以看出, -1 阶相比 $+1$ 阶对扩散系数的贡献要大得多; $+2$ 阶对扩散没有贡献, -2 阶对应的扩散系数较小. 因此, 与正值共振阶数总贡献相比, 负

共振阶数对扩散系数的总贡献对高能电子与 VLF 电磁波发生共振散射的影响更大, 其中 $n = -1$ 阶共振发挥的散射作用最显著, 该计算结果与文献 [6, 7] 得到的结论一致. 结合图 1 和图 2 可见, 对处于相同磁壳参数、相同能量的辐射带高能电子, 中心频率的大小对辐射带高能电子共振散射作用的影响不同, 不同共振阶数引起的扩散系数也不同.

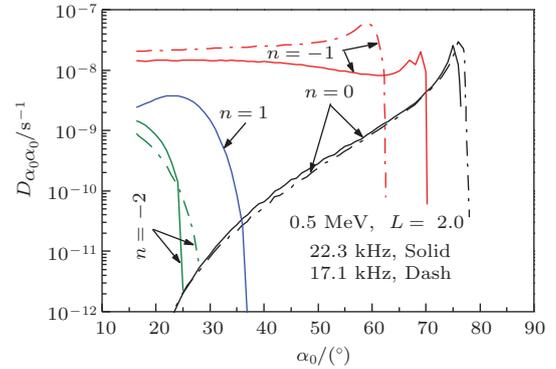


图 2 (网刊彩色) 0.5 MeV 电子在 $L = 2.0$, 两个不同中心频率在不同共振阶数时引起的扩散系数

高能电子与电磁波发生波粒共振相互作用引起的扩散系数不仅与所处磁壳参数关系很大, 而且会受其能量的影响. 对 $L = 1.6$, 电子能量分别取 $0.1, 0.5, 1.0, 1.5$ MeV, 计算库仑作用和波粒共振相互作用引起的弹跳周期平均赤道投掷角扩散系数, 计算结果如图 3 所示. 从图 3 可以看出, 当电子能

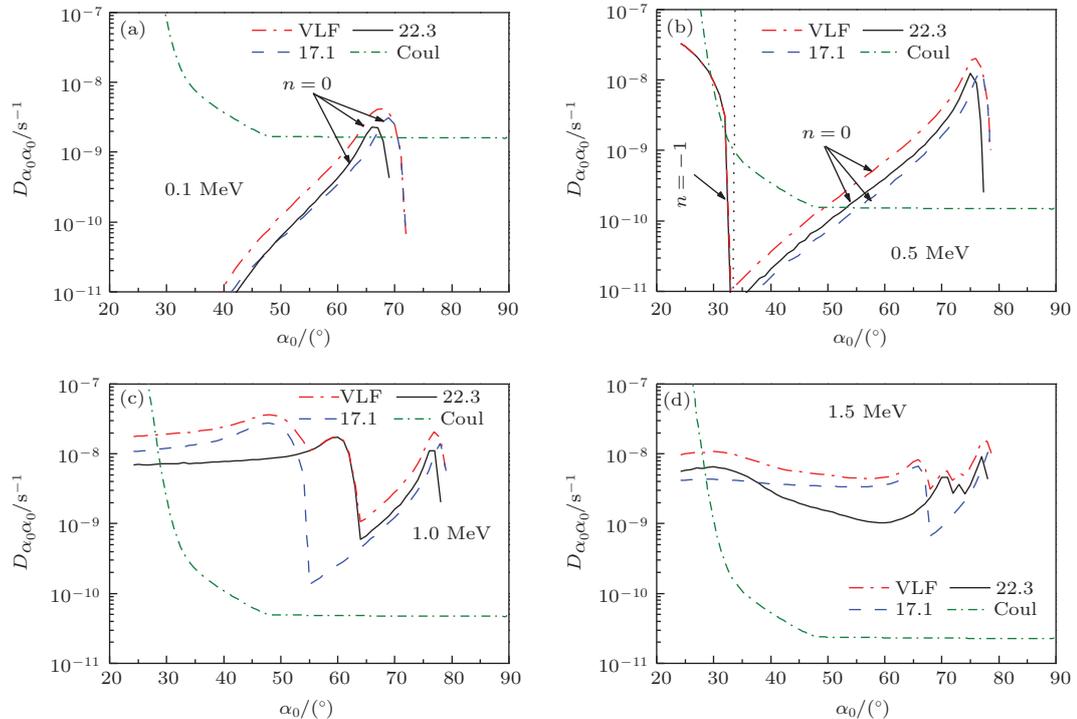


图 3 (网刊彩色) 当 $L = 1.6$, 电子能量分别为 (a) 0.1 MeV, (b) 0.5 MeV, (c) 1.0 MeV, (d) 15 MeV 时的扩散系数

量小于0.1 MeV时, 库仑相互作用主导着电子的散射, 其中Landau共振引起的扩散系数对电子的整体投掷角分布贡献很小. 当电子能量大于0.5 MeV以上时, 库仑散射作用逐渐变小, VLF电磁波引起的波粒共振相互作用逐渐支配着电子的扩散过程. 电子能量大于1 MeV时, 波粒共振相互作用已经处于绝对的主导地位. 随着电子能量的增大, Landau共振发生的位置向更高赤道投掷角移动, 高阶共振阶数对扩散做出更多贡献.

图4是考虑大气库仑散射以及波粒共振两种作用机理, 电子能量取0.5 MeV, L 分别取1.2, 1.6, 2.0, 3.5时对应的赤道投掷角扩散总系数. 从图4可以看出, 在赤道面损失锥角附近, 主要由库仑散射作用引起电子沉降进入大气, 波粒共振相互作用可忽略. 对 $L = 1.2$ 来说, 0.5 MeV电子受到的波粒共振相互作用很小, 库仑散射作用起主导作用. 随着 L 增大, 大气密度变得越来越稀薄, 波粒共振相互作用逐渐占据绝对主导位置. 由图4可知, VLF电磁波受波粒共振相互作用发生投掷角散射, 当电子的投掷角移动到接近赤道面损失锥角时, 受散射的辐射带高能电子的扩散率急剧增大, 进而导致辐射带电子沉降损失. 该结论表明可利用人工VLF电磁波清理辐射带高能电子.

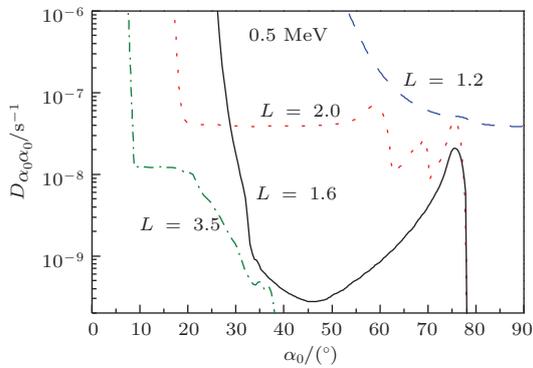


图4 (网刊彩色) 0.5 MeV电子在不同磁壳上的总扩散系数

取(14)式为初始单向通量条件, 由密度分布函数 f_0 和单向通量 j 之间的关系[19], 得到方程(1)的初始条件, 采用时间和空间均具有二阶精度、无条件稳定的Crank-Nicolson隐式格式[25], 模拟计算电子单向通量随赤道投掷角和时间的变化. 图5左纵轴表示0.5 MeV能量电子在 $L = 2.2$ 时不同时刻电子的单向通量, 右纵轴表示对应的赤道投掷角扩散系数. 从图5可以看出, 在赤道面损失锥角附近时, 高能电子受库仑作用很快沉降进入大气层; 随着赤道投掷角增大, 扩散损失系数趋于稳定, 到接

近 50° 附近时, 扩散系数急剧减小超过一个数量级, 表现在单向通量分布上, 电子损失明显变小; 随后到 60° 附近扩散损失开始增大, 到 78° 附近时, 扩散作用突然消失, 导致对应的电子损失也随之急剧减小. 通过以上分析发现, 电子单向通量分布与对应的投掷角扩散系数变化规律相一致. 辐射带电子受本文所述两组VLF电磁波波粒共振相互作用影响, 300天后的电子通量减小约100倍.

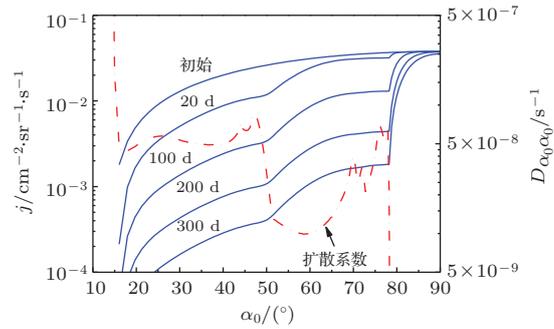


图5 (网刊彩色) $L = 2.2$, 0.5 MeV电子单向通量和对赤道投掷角扩散系数随赤道投掷角的变化

图6是计算得到的能量为0.5 MeV电子在磁壳参数 $L = 2.2$ 时, 在其对应磁力线上取不同位置的全向通量时空分布. 不同曲线对应磁力线不同位置的地磁纬度. 从图6中可以看出, 辐射带中的高能电子全向通量在初始阶段变化较快, 随着时间推移, 电子的沉降变慢, 变化曲线近似呈时间指数函数形式衰减. 根据图3得到的规律, 能量更高的辐射带电子衰减速度将更快.

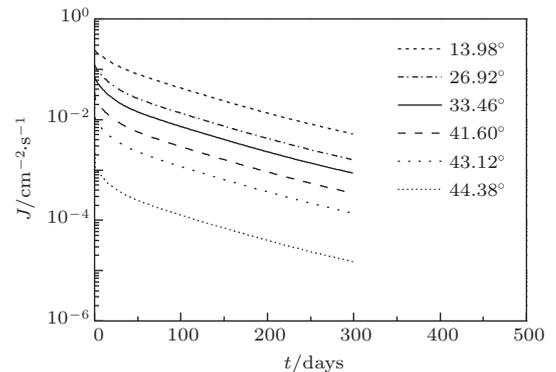


图6 $L = 2.2$, 0.5 MeV电子全向通量的时空变化

4 结 论

本文利用准线性扩散理论, 模型中不仅考虑了大气对辐射带高能电子的库仑散射作用, 而且还考虑了VLF电磁波引起的波粒共振相互作用. 另外

还同时计入了电子与VLF波发生的Landau共振、 $n = \pm 1$ 共振以及高阶波粒共振效应, 计算了不同磁壳参数、不同能量、不同共振阶数、不同赤道投掷角等条件下的弹跳周期平均的赤道投掷角扩散系数, 并分析了这些因素影响赤道投掷角扩散系数的变化规律. 在此基础上, 将扩散系数代入可以描述辐射带高能电子演化过程的福克-普朗克非线性扩散方程, 计算模拟了由库仑散射和波粒共振散射两种作用机理共同作用引起的不同时刻电子单向通量随赤道投掷角的分布, 以及相同磁壳磁力线上不同位置的高能电子全向通量随时间的演化. 通过本文的研究, 所得结论如下.

1) 对于辐射带中能量一定, 处于不同磁壳位置的高能电子, 导致其扩散损失的主要机理也可能不同. 比如, 当电子能量为0.5 MeV, $L < 1.2$ 时, 大气引起的库仑散射作用对电子的扩散损失起主导作用; 在 $1.2 < L < 1.6$ 区间, 库仑散射作用逐渐变小, 波粒共振相互作用的影响逐渐增大, 到 $L = 1.6$ 时已开始占据主要作用机理的位置; 当 $L > 1.6$ 时, VLF电磁波所引起的波粒共振相互作用在辐射带电子的扩散损失机理中起着决定性作用. 当 $L \geq 3.5$ 后, 针对本文所研究的两组VLF电磁波引起的波粒共振相互作用限于高能电子的赤道投掷角小角度扩散.

2) 通过比较各个共振阶数对扩散的影响, Landau共振主要发生于波粒共振最大赤道投掷角附近, 除库仑散射作用占优的情况, Landau共振的影响低于其他共振阶数. 共振阶数 $n = -1$ 所起的共振作用最显著. 随着磁壳参数增大, 由于VLF电磁波沿磁力线传播的倾斜角度变大, 高阶共振阶数对共振散射的贡献增大. 磁壳参数和电子能量一定时, 不同中心频率VLF电磁波引起的高能电子波粒共振散射作用不同.

3) 磁壳参数一定时, 辐射带中高能电子的能量大小直接影响其扩散损失. 当电子能量较低时, 由于电子的能量不足以与VLF电磁波产生波粒共振相互作用, 因而是大气的库仑散射作用占支配地位; 随着电子能量逐渐变大, 波粒共振相互作用开始起主导作用.

4) 电子单向通量随赤道投掷角和时间的变化计算结果表明, 辐射带电子单向通量的分布与相应扩散系数的变化规律相一致. 同一磁壳磁力线上不同位置的辐射带高能电子全向通量随时间近似呈指数规律下降.

空间VLF电磁波对辐射带高能电子的扩散损失及时空分布有不容忽视的影响, 本文的计算结果不仅可以为空间卫星观察到的高能电子沉降事件提供理论解释, 也可以给人类利用此效应人为发射VLF电磁波消除空间有害高能粒子提供参考.

参考文献

- [1] Horne R B, Thorne R M, Shprits Y Y, Meredith N P, Glauert S A, Smith A J, Kanekal S G, Baker D N, Engbreton M J, Posch J L, Spasojevic M, Inan U S, Pickett J S, Decreau P M E 2005 *Nature* **437** 227
- [2] Chang S S, Ni B B, Zhao Z Y, Gu X D, Zhou C 2014 *Chin. Phys. B* **23** 089401
- [3] Dupont D G 2004 *Scientific American* **290** 100
- [4] Graf K L, Inan U S, Piddychiy D 2009 *J. Geophys. Res.* **38** 114
- [5] Kennel C F, Petschek H E 1966 *J. Geophys. Res.* **71**
- [6] Summers D 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** 08213
- [7] Shprits Y Y, Thorne R M, Horne R B, Summers D 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** 10225
- [8] Gu X D, Zhao Z Y, Ni B B, Wang X, Deng F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6673 (in Chinese) [顾旭东, 赵正予, 倪彬彬, 王翔, 邓峰 2008 物理学报 **57** 6673]
- [9] Wang P, Wang H Y, Ma Y Q, Li X Q, Lu H, Meng X C, Zhang J L, Wang H, Shi F, Xu Y B, Yu X X, Zhao X Y, Wu F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 039401 (in Chinese) [王平, 王焕玉, 马宇蓓, 李新乔, 卢红, 孟祥承, 张吉龙, 王辉, 石峰, 徐岩冰, 于晓霞, 赵小芸, 吴峰 2011 物理学报 **60** 039401]
- [10] Zhang Z X, Wang C Y, Li Q, Wu S G 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 079401 (in Chinese) [张振霞, 王辰宇, 李强, 吴书贵 2014 物理学报 **63** 079401]
- [11] Walt M, MacDonald W 1964 *Rev. Geophys.* **2** 543
- [12] Schulz M, Lanzerotti L J 1974 *Particle Diffusion in the Radiation Belts* (New York: Springer-Verlag Press) pp60
- [13] Kennel C F, Engelmann F 1966 *Phys. Fluids* **9** 2377
- [14] Lyons L R 1974 *J. Plasma Phys.* **12** 417
- [15] Walt M 1994 *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation* (London: Cambridge University Press) pp64, 115
- [16] Glauert S A, Horne R B 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** 04206
- [17] Chen F F (Translated by Lin G H) 1980 *Introduction to Plasma Physics* (Beijing: People's Education Press) p77 (in Chinese) [Chen F F 著 (林光海译) 1980 等离子体物理学导论 (北京: 人民教育出版社) 第77页]
- [18] Lyons L R, Thorne R M, Kennel C F 1971 *J. Plasma Phys.* **6** 589
- [19] Lyons L R, Thorne R M, Kennel C F 1972 *J. Geophys. Res.* **77** 3455
- [20] Niu S L, Luo X D, Wang J G, Qiao D J 2011 *Chin. J. Comput. Phys.* **28** 645 (in Chinese) [牛胜利, 罗旭东, 王建国, 乔登江 2011 计算物理 **28** 645]

- [21] Albert J M, Young S L 2005 *Geophys. Res. Lett.* **32**L14110
- [22] Abel B, Thorne R M 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 2385
- [23] Abel B, Thorne R M 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 2397
- [24] Shprits Y, Subbotin D, Ni B B, Horne R, Baker D, Cruce P 2011 *Pace Weather* **9** S08007
- [25] Lu J F, Guan Z 2004 *Numerical Methods for Partial Differential Equations* (2nd Ed.) (Beijing: Tsinghua University Press) pp83, 109 (in Chinese) [陆金甫, 关治 2004 偏微分方程数值解法 (第2版) (北京: 清华大学出版社) 第83, 109页]

Diffusing loss effects of radiation belt energetic electrons caused by typical very low frequency electromagnetic wave

Luo Xu-Dong[†] Niu Sheng-Li Zuo Ying-Hong

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

(Received 18 July 2014; revised manuscript received 13 October 2014)

Abstract

Radiation belt energetic electrons can interact with very low frequency (VLF) electromagnetic wave due to wave-particle resonance; then the particles are imposed to enter into the loss cone and sink to dense atmosphere resulting from changing of its pitch angle. To investigate the diffusion mechanism of interaction of VLF electromagnetic wave with radiation belt energetic electrons, according to quasi-linear diffusion theory, in this paper we use a physical model to calculate diffusion coefficients of Coulomb scattering and wave-particle resonance interaction. Bounce-averaged pitch angle diffusion coefficients of energetic electrons due to the interaction of wave-particle resonance with two groups of VLF electromagnetic waves are obtained. The influence of interaction caused by VLF electromagnetic wave and Coulomb scattering on diffusion of radiation belt energetic electrons for different L shells and various energies are analyzed. Take the case for example, where L equals 2.2 and electron energy E equals 0.5 MeV, the diffusion equation of energetic electrons are solved by using the finite difference method. The time evolutions of precipitation of directional particle flux and omnidirectional particle flux are analyzed. The results show that the resonance interaction caused by VLF electromagnetic wave plays a dominant role when $E > 0.5$ MeV and $L > 1.6$; the higher the L shell or electron energy value, the more significant the high order resonance interaction caused by the oblique propagation VLF electromagnetic wave will be; approximately, the omnidirectional particle flux of radiation belt energetic electrons decreases exponentially with time.

Keywords: radiation belt, wave-particle resonance diffusion, diffusion coefficient, very low frequency electromagnetic wave

PACS: 94.30.Xy, 94.30.Ny, 94.20.Wj

DOI: 10.7498/aps.64.069401

[†] Corresponding author. E-mail: luoxudong@nint.ac.cn