

地基高频加热激励 ELF/VLF 波对辐射带 高能电子的准线性散射^{*}

顾旭东^{1)†} 赵正予¹⁾ 倪彬彬²⁾ 王翔¹⁾ 邓峰¹⁾

¹⁾ 武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430079)

²⁾ Department of Mathematics and Statistics, Memorial University, St. John's, A1C 5S7, NL, Canada)

(2007 年 10 月 23 日收到, 2008 年 3 月 20 日收到修改稿)

地球内、外辐射带电子通量的变化对于空间飞行器,尤其是中低轨卫星的防护有着非常重要的影响.基于回旋共振波粒相互作用的准线性理论,使用地基高频发射器发射电波调制低电离层背景电流可以人工激励 ELF/VLF 波,这些波能使辐射带相对论电子发生抛射角散射沉降进入大气层从而降低其生存期.为了定量地分析人工激励 ELF/VLF 波散射辐射带高能粒子的可行性,针对内、外辐射带,本文选取了两个典型区域: $L = 4.6$ 和 $L = 1.5$. 数值计算结果表明,在内、外辐射带由于 ELF/VLF 波的人工注入而造成的高能电子损失时间尺度很大程度上取决于冷等离子体参量 α^* ($\propto B^2/N_0$, 这里 B 是背景磁场, N_0 是电子数密度), 电波频谱特性和功率, 以及与波发生回旋共振的电子能量. 一般来讲, 在外辐射带人工 ELF/VLF 哨声波散射相对论电子使之沉降到大气层要容易得多, 低能量的高能电子(200 keV)要比高能量的相对论电子(500 keV)更有效地通过抛射角散射进入大气层. 考虑到高频电波加热电离层激励的 ELF/VLF 波可能会被捕获在磁层空腔中, 来回反射从而得到增强, 因此在适当的条件下, 地基高频加热装置发射足够的电波功率进入电离层诱导大幅度 ELF/VLF 波注入到内磁层, 能够在 1 至 3 天的时间尺度内快速散射外辐射带相对论电子使之沉降, 也能够在 10 天量级的时间尺度里散射生存周期一般为 100 天甚至更长的内辐射带相对论电子.

关键词: 地基高频加热电离层, ELF/VLF 波激励, 高能电子散射和沉降, 共振波粒相互作用

PACC: 9420R, 9430Q

1. 引言

地球辐射带高能粒子的运动在最近几十年一直得到强烈的关注. 地球辐射带有两个环绕地球的区域, 在这两个区域里高能粒子被地球磁场捕获于其中. 内辐射带是宇宙射线的产物, 一般大约处于 $L = 1.1$ — 2.5 之间, 这个区域显示出长期的稳定性^[1]. 外辐射带(3—7 R_E (R_E 是地球半径, 为 6371.2 km))源于紧随地球磁暴的高能粒子注入和热化, 与太阳活动密切相关, 比内辐射带更具动态性^[2-4]. 在内外辐射带中, 大部分是能量为 100 keV 到几个 MeV 的电子, 这就是众所周知的“相对论电子”^[5]. 一方面, 内辐射带相对论电子的生存周期非常长, 能持续对空间系统, 尤其是中低轨卫星产生不利影响^[6]; 另一方

面, 小的地磁活动增强可以使外辐射带的相对论电子通量增长达到 10 倍以上, 这将对与之遭遇的航天器极具破坏性^[7]. 随着对辐射带电子运动破坏性影响的更多关注, 各种加速和损失机理得以提出解释相对论电子通量的变化, 特别是在磁暴期间或者之后. Kennel 和 Petschek^[8]关于辐射带粒子抛射角散射的开创性研究表明, 回旋共振波粒相互作用可以在辐射带电子动力学过程中发挥重要的作用. 回旋共振相互作用和频率范围位于 $0.1\Omega_{O^+} < \omega < 0.8|\Omega_e|$ (Ω_{O^+} 是氧离子的回旋频率, $|\Omega_e|$ 是电子的回旋频率)的等离子体波有关系, 包括 VLF 哨声波, ELF 等离子体嘶声和电磁离子回旋波. Schulz 和 Lanzerotti^[9]认为径向(cross-L)扩散是辐射带高能粒子的主要输运机理. 径向扩散由磁暴期间增强的 ULF 波驱动, 进而产生相对论电子, 但是它并不能很

^{*} 国家自然科学基金(批准号:40774100)资助的课题.

[†] E-mail: guxd_2005@yahoo.com.cn

好解释同步地球轨道($L \approx 6.6$)以内区域的电子通量行为. Summers 等^[10-14]发展了波粒共振扩散相对论理论,并把它应用到了地球磁层.文献 15—17 指出,只有 VLF 哨声波能在磁暴期间引起辐射带高能电子的有效随机加速.在磁暴主相和/或者恢复相期间,上述三种模式的电磁波可以单独的或者共同作用于辐射带相对论电子,通过抛射角散射进后者扩散进入到损失锥,最终沉降到大气层得以损失.与波谱密度、背景电子数密度和磁场,以及地磁活动水平有关.辐射带高能电子(100 keV—1 MeV)与磁层等离子体波的回旋共振导致其生存周期以天为量级或者更少^[12, 14, 18].这与 CRRES 卫星对辐射带电子通量演变的实际观测可以很好吻合^[18].

Abel 和 Thorne^[19, 20]对能量在 100—1500 keV 的辐射带电子的损失率做了较全面的理论研究.他们发现,电波频率位于 17—23 kHz、遍布全球的 VLF 发射装置对内外辐射带电子生存期有着显著影响.基于以上结论,先后有人提出了利用卫星空中注入辐射功率在几千瓦、频率在几千赫兹的 ELF/VLF 哨声波沉降辐射带电子的构想^[6, 21].尽管当前空基 ELF/VLF 发射系统产生快速高能电子散射的研究还在进行中,但是通过地面发射高频电波在低电离层电流区域调制 D 区电导率人工激励 ELF/VLF 波,注入内磁层快速沉降高能电子的可行性研究已经得到很大发展^[22, 23].位于阿拉斯加($L = 4.9$)的 HAARP 发射器调制极区电集流产生的 ELF/VLF 波在南北半球的共轭位置和卫星上都可以被观测到^[24-26].另外,使用其他高频地基发射器调制电流产生 ELF/VLF 波,如使用 Tromsø 设施调制极区电集流,使用 Arecibo 设施调制中纬电离层电流系统,使用 Jicamarca 设施调制赤道电激流,都已经被报道过^[22].

本文利用已有的准线性粒子扩散相对论理论,研究利用高频调制电离层电流产生 ELF/VLF 波注入到辐射带,进而人工沉降辐射带相对论电子的可能性.本文将给出高频电波加热低电离层激励 ELF/VLF 波向上传播进入地球内、外辐射带的经验模型,同时对准线性抛射角扩散系数和电子损失时间尺度的计算模型做简要描述.针对特定电子能量,不同频谱分布的 ELF/VLF 波同电子发生共振相互作用产生的抛射角扩散系数,将得到计算,同时可以估计由此导致的地球辐射带高能粒子生存周期.最后讨论了获得的数值结果并给出结论.

2. 物理模型

2.1. 地基高频发射装置人工激励 ELF/VLF 波的经验模型

利用高能高频地基加热器产生 ELF/VLF 波的机理主要包括以下过程^[27]:首先,发射的高频电波到达低电离层加热 D 区电子,这些电子通过碰撞吸收产生温度变化,进而,这个温度变化能够产生电导率张量的变化,在相关的电离层电流中诱导产生从 ELF 到 VLF 频率的振荡电流.这个过程产生的 ELF/VLF 辐射在地面和空间都可以被观测到.产生的 ELF/VLF 信号一部分进入到了地球的电离层空腔,一部分能得以“泄漏”进入磁层,以哨声波传播.已发现通过地基高频发射器(如 HAARP)调制极区电集流,可以作为频率从 0.1 Hz 到 40 kHz 的 ELF/VLF 波的有效信号源^[28].

为了研究通过高频加热低电离层诱导 ELF/VLF 波注入内磁层使辐射带相对论电子发生沉降损失的可能性,我们将集中在两个 L 层,一个是 $L = 1.5$,典型的内辐射带区域;一个是 $L = 4.9$,和 HAARP 设施的位置一致,典型的外辐射带区域.为了方便起见,假设在上述两个区域高频电波加热激励的 ELF/VLF 波满足如下表述的高斯能谱分布:

$$W(\omega) = \frac{(\Delta B)^2}{8\pi} \frac{1}{\rho} \frac{1}{\delta\omega} \exp\left(-\frac{\omega - \omega_m}{\delta\omega}\right)^2, \quad (1)$$

和

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\omega_m - \omega_1}{\delta\omega}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\omega_2 - \omega_m}{\delta\omega}\right) \right], \quad (2)$$

这里 $W(\omega)$ 是波谱密度, ΔB 平均波振幅, ω 是波频率, ω_m 是中心频率, $\delta\omega$ 是半波带宽,下临界频率 $\omega_1 = \omega_m - \delta\omega$, 上临界频率 $\omega_2 = \omega_m + \delta\omega$, erf 是误差函数.利用现有的高频发射机调制低电离层产生 ELF/VLF 信号特性的卫星观测结果^[24-26],我们对每个 L 壳取两个 $f_m = \omega_m/2\pi$ 值,也就是: $L = 4.9$ 时,取 1 和 2 kHz; $L = 1.5$ 时,取 4 和 8 kHz.另外,由于人工 ELF/VLF 波的空间频谱分布受很多因素的影响,比如空间位置和中心频率,便于分析,对于文中考虑的 ELF/VLF 波,保持半波带宽为恒定值 200 Hz.这是一个可行但靠近极大端的选定,因为已经观测到频率宽度从几十到几百 Hz 的人工 ELF/VLF 信号^[19, 24, 26].由于 ELF/VLF 波对高能电子的散射系数大小与电

波频谱宽度($\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$)紧密联系,因此选取 200 Hz 的半波带宽有助于获取可能的最佳散射效果.

尽管 Keskinen 和 Rowland^[27]利用他们的时间相关电离层 ELF/VLF 波激励模型,估算在 $L = 4.9$ 的磁赤道上空高频加热诱导 VLF 波磁场幅度大约为 0.5 pT,但这并没有考虑与多重磁层反射以及地磁活动增强相关联的人工 ELF/VLF 波的增强^[27].为了估算人工 ELF/VLF 波可能造成的最佳辐射带高能电子的散射沉降,我们取平均波振幅 ΔB 在 $L = 4.9$ 和 $L = 1.5$ 均为 5 pT. 平均波振幅 ΔB 和波谱密度 $W(\omega)$ 满足关系

$$\frac{(\Delta B)^2}{8\pi} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} W(\omega) d\omega. \quad (3)$$

关于地球磁场模型,本文采用偶极子模型

$$B = \frac{B_{\text{eq}} f(\lambda)}{L^3}, \quad (4)$$

其中

$$f(\lambda) = \frac{(1 + 3\sin^2 \lambda)^2}{\cos^6 \lambda}, \quad (5)$$

式中 B_{eq} 是地球表面赤道磁场强度, λ 是地磁纬度. 另外,在 $L = 1.5$ 的赤道面,取电子数密度 N_0 为 $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$,这和 Abel 和 Thorne^[19]的结果是一致的.根据 Carpenter 和 Anderson^[29]电子密度模型,在 $L = 4.9$ 电子数密度取为 8 cm^{-3} .我们还假设电子数密度沿整个磁力线保持恒定,这是一个相对简单的假定,但迄今仍为很多研究采用^[10-14, 17-20, 30, 31]:一方面因为还没有关于电子密度随整条磁力线分布的完整观测数据;另一方面虽已有一些根据有限 RPI/IMAGE 卫星波动数据建立的电子密度纬度分布经验模型^[32-34],它们同时也基于 T89^[35]或者 T96^[36]磁场模型而非偶极子磁场模型,所以有待进行模型之间的转化及校正.关于计入电子密度纬度分布对辐射带电子散射效应的影响,将在后续工作中进行.

尽管在内辐射带电子和大气成分的库仑碰撞很重要,但是能否在这个区域居主导地位与电子能量有关.此外,本文讨论的在 $L = 1.5$ 和 ELF/VLF 波发生回旋共振作用的电子能量范围为 100 keV—1 MeV,远高于库仑碰撞起重要作用的电子能量,因此可以忽略它的影响.

2.2. 电子抛射角扩散的准线性理论

尽管弱等离子准线性理论不适合解释非线性效应,但是它可以给回旋共振波粒相互作用一个综合

平均的描述. Summers 等^[10-14]发展的准线性粒子扩散相对论理论给出与任何模式、任何波谱分布的场向电磁波发生回旋共振的粒子的准线性(动量、混合、抛射角)扩散系数表达式.由于这是一组完全闭合且精确的表达式,而且利于计算,本文将利用文献[12]中的关于抛射角扩散系数的一般表达式来定量分析通地基高频电波诱导 ELF/VLF 波使辐射带相对论电子发生沉降的效果.当然,本文假定人工触发的 ELF/VLF 波沿场向传播,而且无波法向扩展,这意味着在波粒相互作用过程中只有一阶回旋共振存在.另外,假设波谱能量分布沿磁力线无变化.电子与高斯分布的 R 模式 ELF/VLF 哨声波回旋共振的当地抛射角扩散系数可以表示如下^[12]:

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{\pi}{2} \frac{|\Omega_e|}{\rho} \frac{1}{(E+1)^2} \times \sum_{j=1}^N \frac{R \left(1 - \frac{x_j \sin \alpha}{y_j \beta}\right)^2 |dx_j/dy_j|}{\delta x |\beta \cos \alpha - dx_j/dy_j|} \times \exp\left[-\left(\frac{x_j - x_m}{\delta x}\right)^2\right], \quad (6)$$

此处引入无量纲量

$$x_j = \frac{\omega_j}{|\Omega_e|}, y_j = \frac{ck_j}{|\Omega_e|}, \quad (7)$$

E 是无量纲粒子动能, $E = E_k / (m_e c^2) = \gamma - 1$, 这里 $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ 是洛伦兹因子(v 是粒子的速度, c 是光速), m_e 是电子的静止质量; $\beta = v/c = [E(E+2)]^{1/2} / (E+1)$, $|\Omega_e| = eB/m_e$ 是电子的回旋频率, e 是单位电荷; $R = (\Delta B/B)^2$ 是电磁波磁场能量密度与背景磁场能量密度的比值,也就是相对波能; α 是抛射角; $x_m = \omega_m / |\Omega_e|$, $\delta x = \delta \omega / |\Omega_e|$; dx_j/dy_j 能够从波的色散关系得到,或者由文献[12]中公式(C1)确定.波频 ω_j 和波数 k_j (这里 $j = 1, 2, \dots, N$) 满足回旋共振条件

$$\omega_j - vk_j \cos \alpha = \frac{|\Omega_e|}{\gamma} \quad (8)$$

和电子-质子等离子体中的 R 模式波色散关系

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{(1 + \epsilon) \gamma \alpha^*}{(\omega / |\Omega_e| - 1)(\omega / |\Omega_e| + \epsilon)}, \quad (9)$$

这里

$$\alpha^* = \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2} \quad (10)$$

是重要的冷等离子体参量; $\epsilon = m_e/m_p$, m_p 是质子静止质量; $\omega_{pe} = (N_0 e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 是等离子体频率,其中

ϵ_0 是自由空间介电常数.

为了能够应用方程(6),针对内磁层偶极子磁场模型,抛射角扩散系数必须考虑电子沿磁力线场向来回弹跳效应,也就是必须将沿着磁力线每点的局部抛射角散射系数经过电子跳跃时间平均.弹跳平均抛射角扩散率^[20]可以表示为

$$D_{\alpha} = \frac{1}{S(\alpha_{\text{eq}})} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha}(\alpha) \frac{\cos \alpha \cos^7 \lambda}{\cos^2 \alpha_{\text{eq}}} d\lambda, \quad (11)$$

这里

$$S(\alpha_{\text{eq}}) = 1.3 - 0.56 \sin \alpha_{\text{eq}}, \quad (12)$$

其中 α_{eq} 是电子的赤道抛射角, λ 是地球磁力线上的任意一点,电子抛射角为 α 对应的地磁纬度. α_{eq} , α 和 λ 满足

$$\sin^2 \alpha = f(\lambda) \sin^2 \alpha_{\text{eq}}, \quad (13)$$

这里 $f(\lambda)$ 由方程(5)给定; λ_m 是粒子弹跳镜像点的地磁纬度,它由

$$X^6 + (3 \sin^4 \alpha_{\text{eq}})X - 4 \sin^4 \alpha_{\text{eq}} = 0 \quad (14)$$

确定.其中, $X = \cos^2 \lambda_m$. (11) 式中的积分可以通过标准数值积分得到,它需要局部抛射角扩散系数对 λ 在 $0 < \lambda < \lambda_m$ 上任意一点上的值.进而,对于任何给定的赤道抛射角 α_{eq} ,电子动能 E_k 和 L 值,就能够对捕获电子经历的扩散在全轨道上做估算.

为了定量评价人工 ELF/VLF 波对辐射带高能电子的影响,电子损失时间尺度 τ_{loss} 是一个非常重要的参量,它标明在多长的时间尺度里电子能够被电磁波散射进而沉降到大气层损失掉.定义

$$\tau_{\text{loss}} = \frac{1}{D_{\alpha LC}}, \quad (15)$$

这里 $D_{\alpha LC}$ 是弹跳平均抛射角扩散系数在赤道面损失锥角 $(\alpha_{\text{eq}})_{LC}$ 下的计算值,而 $(\alpha_{\text{eq}})_{LC}$ 则由

$$\sin(\alpha_{\text{eq}})_{LC} = [L^5(4L-3)]^{-1/4} \quad (16)$$

给定.对于 $L=4.9$ 和 $L=1.5$ 赤道面损失锥角分别是 3.9° 和 27.2° .

3. 模拟结果

图 1 给出弹跳平均电子抛射角扩散系数 D_{α} (由(11)式给定),在图中所示的特定电子能量上,随赤道面抛射角 α_{eq} 的变化.图 1(a)和(b)所示的是 $L=4.9$ 时 ELF/VLF 波对外辐射带高能电子的散射系数,这里冷等离子体参量 $\alpha^* = 0.085$,对应于等离

子体外赤道面的典型电子数密度 8 cm^{-3} ; 图 1(c)和(d)则给出 $L=1.5$, $\alpha^* = 0.02$ 时 ELF/VLF 波对内辐射带高能电子的散射系数.图 1(a)中的扩散系数对应的 ELF/VLF 波中心频率为 1 kHz,而图 1(b)对应于中心频率为 2 kHz 的 ELF/VLF 波.针对每个给定的电子能量,具有小赤道面抛射角 ($\alpha_{\text{eq}} \leq 30^\circ$) 的电子可以通过镜像的弹跳运动沿着磁力线进入损失锥,比较图 1(a)和(b)的结果,也会发现低中心频率的弹跳平均抛射角扩散率要大于高中心频率的弹跳平均抛射角扩散率.比如,在 $\alpha_{\text{eq}} = 5^\circ$ 度时,对于 100 keV 外辐射带电子,中心频率为 1 kHz 时的抛射角扩散率是 $1.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,远大于中心频率为 2 kHz 时大小为 $4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 的扩散率.由此标明,利用高频加热电离层人工注入 ELF/VLF 波到辐射带区域散射高能电子的效果依赖于受激 ELF/VLF 波的频谱特性.另外,弹跳平均抛射角扩散率也随着与电波发生共振的电子能量的改变而不同.图 1(a)和(b)显示与人工 ELF/VLF 波回旋共振导致电子散射损失对较低能量电子(100 keV 和 300 keV)更有效,而对相对论电子(1 MeV)会变弱.类似的结论也可在图 1(c)和(d)中得到,这是计算 $L=1.5$ 内辐射带高能电子散射系数的结果,图 1(c)的中心频率设为 4 kHz,图 1(d)的中心频率设为 8 kHz.对照图 1(a)与 1(b),图 1(c)与 1(d)所示的电子抛射角扩散率大大降低.对能量为 500 keV 和 1 MeV 的相对论电子,减小因子至少为 10,表明 ELF/VLF 波注入到内辐射带使相对论电子发生散射比其注入到外辐射带使同能量电子发生散射相对要慢.另外,图 1(c)和(d)中选取的 ELF/VLF 波谱仅能从内辐射带散射损失较大大于 200 keV 的高能量电子,这意味着,能与给定的电波频谱发生回旋共振波粒相互作用的电子具有能量门限效应,即存在一个能与特定波谱发生作用的最小共振能量.仔细分析波粒回旋共振方程(8),可以推导得到电子的最小共振能量 $(E_k)_{\text{min}}$ 满足

$$(E_k)_{\text{min}} = m_e c^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{xy - (1 + y^2 - x^2)^2}{1 + y^2} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1 \right\}, \quad (17)$$

这里 x, y 是被方程(7)定义的无量纲量,它们由回旋共振方程(8)和波色散方程(9)共同给定.(17)式表明,对于给定的冷等离子体参量 α^* ,最小共振能量是波频和抛射角的函数.

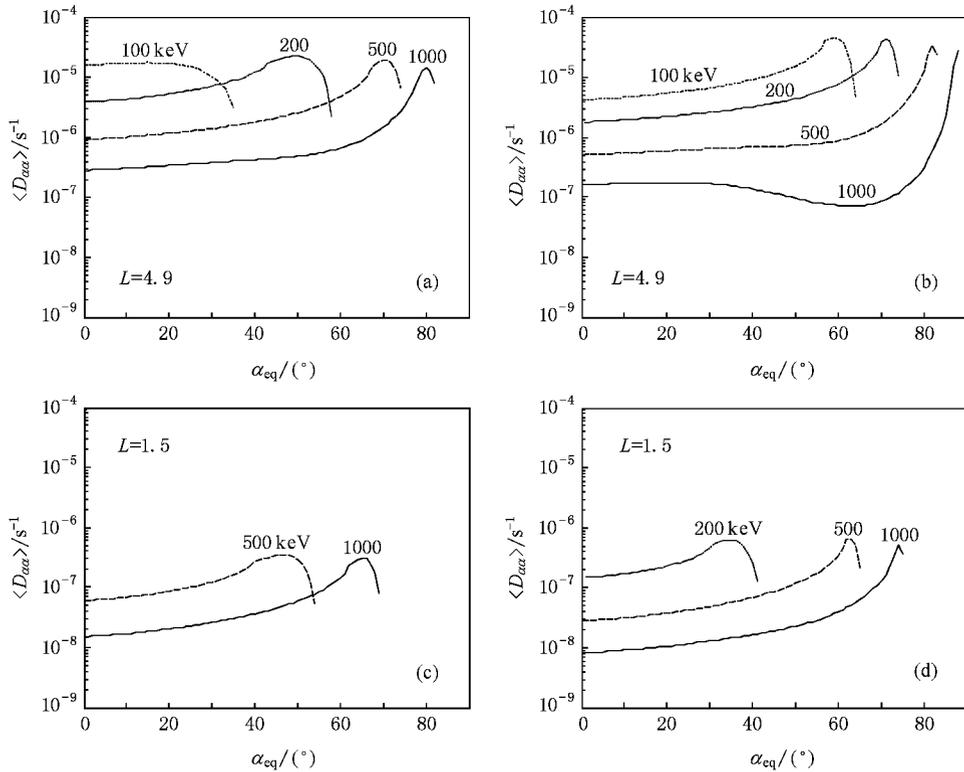


图 1 针对给定的电子能量,人工 ELF/VLF 波导致的弹跳平均抛射角扩散系数随赤道面抛射角的变化。外辐射带 ($L=4.9$) (a) 中心频率 $f_m=1$ kHz (b) 中心频率 $f_m=2$ kHz, 内辐射带 ($L=1.5$) (c) 中心频率 $f_m=4$ kHz (d) 中心频率 $f_m=8$ kHz (对于以上所有波,其半波带宽为 200 Hz,平均波振幅是 5 μ T)

因此,利用(17)式,图 2(a)与(b)分别给出了电子共振能量在固定抛射角为赤道面损失锥角情况下随波频的变化,以及固定电波频率时随电子运动抛射角的变化。由图 2(a)可以看出,电子共振能量随着波频的增大而减小;而在同一波频下, $L=1.5$ 时的电子共振能量比在 $L=4.9$ 时要大得多,前者可以达到 MeV,而后者一般大约为 100 keV,意味着内辐射带的相对论电子比外辐射带相对论电子更难被 ELF/VLF 波散射沉降,这和图 1 显示的结果一致。进一步分析图 2(a)中 $L=1.5$ 时的共振能量随频率的变化曲线显示,4 kHz 对应的电子共振能量高于 300 keV,而 8 kHz 对应的电子共振能量大约是 150 keV,这可以解释为什么 200 keV 的电子能被中心频率为 8 kHz 的 ELF/VLF 波散射(图 1(d)),但不能被中心频率为 4 kHz 的 ELF/VLF 波散射(图 1(c))。考虑到本文感兴趣的辐射带电子能量范围是从 100 keV 到几个 MeV,图 2(a)也反映出高频率的

ELF/VLF 波在较低的 L 值处能够提供有效的散射,而低频率波应该在较高的 L 值处有效散射高能电子,这与文献 [19] 的结论一致。尽管图 2(a)显示在外辐射带 $L=4.9$ 的赤道面损失锥角处,半波带宽为 200 Hz,频率为 1 kHz 的波仅能与能量大约为 100 keV 的电子发生共振;半波带宽为 200 Hz,频率为 2 kHz 的波也只能与能量大约为 20 keV 的电子发生共振,图 2(b)表明外辐射带电子共振能量随赤道面抛射角的增大而上升,在非常高的投掷角,共振能量能超过 1 MeV。这能够从方程(8)得到直接解释:固定电波频率,当电子运动抛射角增加,方程(8)左边的第二项减小,同时方程(8)右边项也会减小;最终 $\chi = E_k / (m_e c^2 + 1)$ 值增加,导致电子共振所需的能量增加。虽然冷等离子体 α^* 的大小也是一个影响最小电子共振能量的重要参数,本文不讨论 $(E_k)_{\min}$ 随冷等离子体参量 α^* 的变化,可参阅文献 [19]。

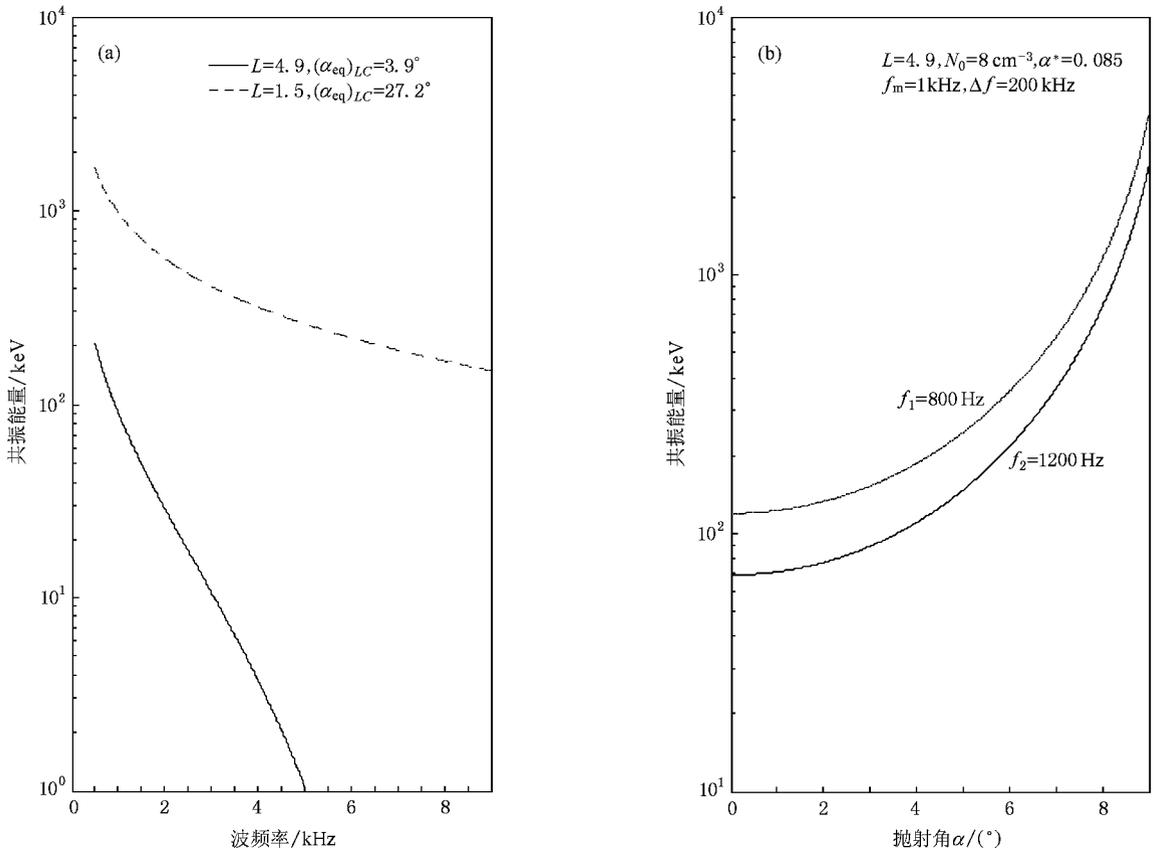


图 2 (a) 对应于 $L=4.9$ (实线) 和 $L=1.5$ (虚线) 的赤道面损失锥角, 电子共振能量随波频的变化 (b) 在外辐射带 $L=4.9$, 电子共振能量随电子运动抛射角的变化

为了定量分析利用地面发射高频电波加热低电离层激励 ELF/VLF 波人工沉降内、外辐射带相对论电子的效果 (15) 式提供了一个很好的方法去估算电子散射损失时间尺度或者电子沉降周期 τ_{loss} , 计算结果如图 3 所示, 并列在表 1. 这里, ELF/VLF 波的平均场强幅度仍均为 5 pT . 一般而言, 人工 ELF/VLF 信号在外辐射带散射相对论电子比在内辐射带散射相对论电子更有效. 例如, 对于 500 keV 的电子, 在内辐射带 ($L=1.5$) 的沉降期多于 100 天, 比在外辐射带 ($L=4.9$) 以 10 天为量级的沉降期长得多. 值得指出的是, 在外辐射带 100 keV 和 200 keV 电子的散射损失时间尺度以天为量级, 相当于带有延长型亚暴的地球磁暴的典型持续时间. 这意味着, 人工注入平均波振幅为 5 pT 的 ELF/VLF 波可以作为一个可行的理论机理去快速散射沉降磁暴期间能量为几百 keV 的高能电子. 由于这些较低能量的电子可以作为“种子电子”在磁暴期间被加速成 MeV 及以上能量的相对论电子, 因此人工 ELF/VLF 波注入到外辐射带可以间接地导致高危险性的相对论电子减少.

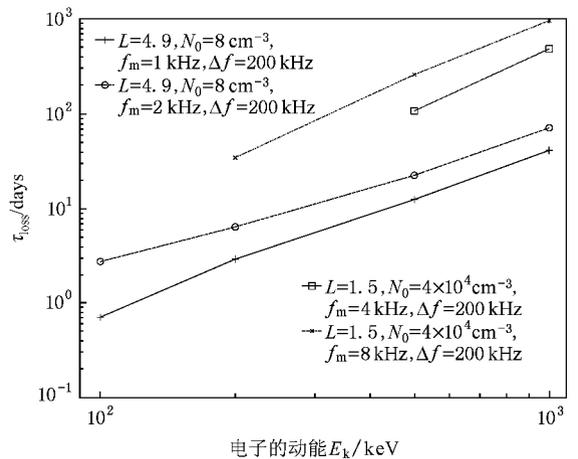


图 3 与人工 ELF/VLF 哨声波发生回旋共振引起的内、外辐射带电子散射损失时间尺度, 由 (15) 式确定

但是, 同样的 ELF/VLF 波不能显著散射沉降内、外辐射带高能量的相对论电子 ($\geq 500\text{ keV}$): 对于 1 MeV 电子, 在内辐射带电子的损失期会达到几年, 这对稳定存在的内辐射带相对论电子的影响基本上

可以忽略不计,在外辐射带,在一般持续为几天的磁暴期或者随后一段时间里,在低频波能够通过抛射角

散射把相对论电子沉降到大气层以前,外辐射带相对论电子通量已经很早得以补充并恢复到原态了。

表 1 人工 ELF/VLF 波通过回旋共振波粒相互作用导致的电子散射损失时间尺度

电子的能量 E_k/keV	τ_{loss} 对 $L=4.9$ (外辐射带)		τ_{loss} 对 $L=1.5$ (内辐射带)	
	$f_m=1\text{ kHz}, \Delta f=200\text{ Hz}$	$f_m=2\text{ kHz}, \Delta f=200\text{ Hz}$	$f_m=4\text{ kHz}, \Delta f=200\text{ Hz}$	$f_m=8\text{ kHz}, \Delta f=200\text{ Hz}$
100	0.7	2.7		
200	2.9	6.3		33.8
500	12.2	22.3	105.5	255.8
1000	40.4	70.5	480.5	946.5

虽然,这里不对影响电子沉降周期的各种潜在因素做进一步的研究,但是,做一些初步的分析是可行而且必要的.第一, α^* 作为重要的冷等离子体参量,它是决定最小电子共振能量的重要参数.只有当电子能量位于最小共振能量之上,电子和低频波才能够发生回旋共振相互作用.因为 $\alpha^* \propto B^2/N_0$, 作为一个背景磁场强度和电子数密度的函数, α^* 随 L 值的不同而不同,并且与密度变化紧密联系.一般地,随着 α^* 的增大,最小共振能量相应上升,这导致在低密度区域,比如大的 L 磁壳上,较高能量的电子更可能与 ELF/VLF 波发生相互作用.第二,由图 3 所示结果可知,被激励波的频谱特性(包括中心频率、带宽相应地,上、下边界频率),也明显影响能与之发生回旋共振波粒相互作用的电子能量范围.电波带宽越大,能够发生共振的电子能量范围相应变大.第三,由于弹跳平均过程包含沿整个磁力线所有纬度上波的整体效应,而不仅仅是在磁赤道面上的局部扩散,因此电子和电磁波发生回旋共振的物理图像在沿磁力线的任意两点差别很大.随着地磁纬度的增大,由于电子回旋频率增加,相对波频 $\omega/|\Omega_e|$ 减小,并且冷等离子体参数 α^* 增大,结果电子回旋共振能量上升,有时在较高地磁纬度上可以超过 1 MeV.而且在 1 MeV 电子能于 ELF/VLF 波发生回旋共振相互作用的不同地磁纬度,电波的频率和振幅也是不尽相同的.第四,方程 (6) 和 (11) 表明,弹跳平均高能电子抛射角扩散系数与平均波振幅的平方成正比,即电子散射损失周期与电波能量成反比,启示我们增强注入到内磁层的人工 ELF/VLF 波幅度可以提高快速沉降辐射带相对论电子的效率.

因为 α^* 值在给定的 L 磁壳上是固定的,并且主动调整调制低电离层电流系统激励的 ELF/VLF 波频谱是非常困难的,所以,目前看来,通过合理控制地基高频加热装置发射到电离层的辐射功率以及选

取适当的地理、地磁条件来激励大幅度 ELF/VLF 波是一个可取的选择.图 4 给出了 1 MeV 电子的散射损失时间尺度在给定的 L 层和电波波谱情形下随电磁波磁场强度的变化曲线.随着电波振幅的增大,内、外辐射带相对论电子的散射相应变快.假如波振幅仅增加一倍(从 5 pT 增长到 10 pT),外辐射带 ($L=4.9$) 的 1 MeV 电子能够在 10 天内被散射进损失锥进而沉降到大气层损失掉,而幅度为 5 pT 的 ELF/VLF 波则需要 40 天.为了使外辐射带的 1 MeV 电子在磁暴期间能在 1 到 3 天的时间内沉降到大气层,通过地基高频加热调制极区电集流辐射的 ELF/VLF 波振幅至少应该达到 30 pT.作一个初步的估计,取电波功率密度 P_w 与电波振幅 ΔB 的平方成正比, $P_w = (\Delta B)^2 / (2n\mu_0)$, 这里 n 是折射指数, μ_0 是自由空间磁导率;假设人工 ELF/VLF 波被局限在距磁力线 10 km 的范围内,并且在场向传播过程中均匀分布在这个区域,地基高频发射装置空间激励的 ELF/VLF 哨声波在 $L=4.9$ 上需要分别具有 3.4 和 4.8 W 的功率维持频率分别为 1 和 2 kHz, 幅度为

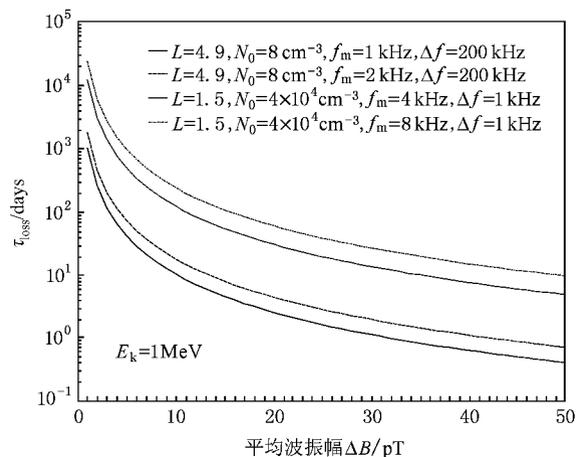


图 4 1 MeV 电子的散射损失时间尺度在给定的 L 层和电波波谱情形下随电磁波磁场强度的变化

30 pT 的 ELF/VLF 信号,它们均可以于磁暴期间在 3 天内快速散射损失外辐射带相对论电子.对于内辐射带相对论电子,需要大约 50 pT 更强的 ELF/VLF 波,才可能在 5 到 10 天内被散射进入损失锥,如果利用同 $L = 4.9$ 一样的波扩散假设,激励 4 kHz 的 ELF/VLF 波的功率为 1.7 W,激励 8 kHz 的 ELF/VLF 波的功率为 2.3 W,而一般而言,电波沿磁力线传播得越远,衰减越厉害,也需要更大的功率来维持它的强度.

4. 讨 论

本文在计算弹跳平均高能电子抛射角扩散系数以及估算辐射带电子沉降周期时,为了利用已有的粒子扩散准线性相对论理论,做了一些重要的假设,因此这里很有必要讨论这些假设的适用性及其可能带来的后果.

首先,对在内磁层高频加热低电离层人工产生的 ELF/VLF 波做了严格的场向传播假设,由此只需考虑电子与电磁波的一阶回旋共振效应来计算准线性散射系数.但是,由高频加热诱导 ELF/VLF 哨声波的地面即空间观测,更接近实际情况的是 ELF/VLF 波基本上沿磁力线传播,但是也会有小的波法线展宽或者一定的倾斜,这两者都要求考虑除了一阶共振之外的更高阶波粒共振效应.然而,本文采用的严格平行传播条件并不限制本文结果的有效性及其典型性.已经有很多研究表明,对应于场向传播波模的一阶谐波电子共振扩散率能够很好地近似对应于斜向传播波模的多阶(包括一阶和高阶)谐波电子共振扩散率.比如,Summers 等^[10-14]与 Thorne 等^[12,18]发现,磁层哨声波引起的一阶电子回旋共振散射率和计入 ± 5 谐波共振计算得到的电子回旋共振散射率基本一致;Meredith 等^[31]也发现在低地磁活动期间,CRRES 观测得到的等离子体层嘶声造成的电子损失时间周期数据和基于等离子体层嘶声场向传播或具有小的波法向扩展的模拟结果很好吻合.而且,Shprits 等^[30]通过比较计算得到的场向波和斜向波引起的高能电子弹跳平均散射系数,认为忽略倾斜波导致的电子高阶回旋共振带来的误差比输入不准确的背景电子数密度以及电磁波的纬度分布带来的误差要小.本文还假设人工激励的 ELF/VLF 沿整个磁力线分布,而且波谱密度随纬度保持不变,这是基于当前有限的地基高频加热装置在内磁层产生

ELF/VLF 哨声波注入的空间观测数据,而且很多文章做了类似的假设,因此我们认为利用本文表述的方法计算 D_{α} 和 τ_{loss} ,可以得到合理的结果来评估人工 ELF/VLF 波对内、外辐射带高能粒子的散射效果.

当然,也必须注意到,第 3 节中对当地波功率的估算非常简化.虽然以这些功率当地辐射的 ELF/VLF 波能使内辐射带($L = 1.5$)相对论电子和外辐射带($L = 4.9$)相对论电子分别在 10 天之内和 1—3 天内被散射沉降到大气层中,但这些功率值的估算基于 ELF/VLF 波在传播过程既不衰减也不增强的假设.但是 Inan 等^[21,25]研究发现,在适当的条件下,从空间注入(比如通过卫星上的 VLF 天线)的哨声波可以被磁层空腔捕获,从而导致哨声波幅度能达到 16 倍的增强,增强的幅度与电波频率以及发射的位置均有关.根据他们的研究,假定 $L = 2$ 赤道面附近天基发射的 ELF/VLF 波可以沿着磁力线在磁层来回多次反射,倾角为 70° ,频率为 2.4 kHz 的哨声波可以得到 8 倍的增强而 1kHz 电波得到 10 倍的增强,意味着 1 pT 的初始信号最终能够增长到大约 10 pT.相对而言,地基人工激励产生的 ELF/VLF 波在没有被磁层密度空腔捕获以前并不能得到类似强度的增强.HAARP 激励出的一跳甚至二跳 ELF/VLF 回波一般只有 0.01 pT 到 0.1 pT 的量级,但是也有观测发现 1—10 pT 的 HAARP 信号,可能源自地面人工激励的 ELF/VLF 沿着磁力线传播从而得到多次反射增强^[37].因此,考虑到这种 ELF/VLF 哨声波能量能贮存在磁层空穴中并得以增强的空间效应,可以期望,在适当的条件下,地基高频加热装置可以发射切实可行的电波功率进入电离层诱导大幅度 ELF/VLF 波注入到内磁层,从而实现内外辐射带相对论电子的快速沉降损失.

5. 结 论

本文工作表明,在内外辐射带由于 ELF/VLF 波的人工注入而造成的高能电子损失时间尺度很大程度上取决于冷等离子体参量 α^* ,电波频谱特性和功率,以及与波发生回旋共振的电子能量.一般来讲,在外辐射带人工 ELF/VLF 哨声波散射相对论电子使之沉降到大气层要容易得多;小于 200 keV 的低能量的高能电子要比大于 500 keV 的高能量的相对论电子更有效地通过抛射角散射进入大气层.考

虑到高频电波加热电离层激励的 ELF/VLF 波可能会捕获在磁层空腔中,来回反射从而得到增强,因此在适当的条件下,地基高频加热装置可以以切实可行的功率发射电波进入电离层诱导大幅度 ELF/VLF

波注入到内磁层,从而能够在 1—3 天的时间尺度内快速散射磁暴期间产生的外辐射带相对论电子使之沉降,也能够 10 天量级的时间尺度里散射生存周期一般为 100 天甚至更长的内辐射带相对论电子。

- [1] Kivelson M G , Russell C T 1995 *Introduction to Space Physics* (Cambridge : Cambridge Uni. Press)
- [2] Baker D N , Li X , Turner N , Allen J H , Bargatze L F , Blake J B , Sheldon R B , Spence H E , Belian R D , Reeves G D , Kanekal S G , Klecher B , Lepping R P , Ogilvie K W , Mewaldt R A , Onsager T , Singer H J , Rostoker G 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 14141
- [3] Li X , Baker D N , Temerin M , Cayton T E , Reeves G D , Christiansen R A , Blake J B , Looper M D , Nakamura R , Kanekal S G 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 14123
- [4] Reeves G D , Friedel R H W , Belian R D , Meiet M M , Henderson M G , Onsager T , Singer H J , Baker D N , Li X , Blake J B 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 17559
- [5] Baker D N 2002 *Science* **297** 1486
- [6] Song P , Reinisch B , Sales G , Paznukhov V , Huang X , Ginet G , Albert J 2003 *EOS Trans. AGU* **84**(46) Fall Meet. Suppl. Abstract SM42C-0620
- [7] Baker D N , Allen J H , Kanekal S G , Reeves G D 1998 *Amer. Geophys. Union.* **79** 477
- [8] Kennel C F , Petschek H E 1966 *J. Geophys. Res.* **71** 1
- [9] Schulz M , Lanzerotti L J 1974 *Particle Diffusion in the Radiation Belt* (New York : Springer)
- [10] Summers D , Thorne R M , Xiao F 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 20487
- [11] Summers D , Thorne R M , Xiao F 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 10853
- [12] Summers D 2005 *J. Geophys. Res.* **110** A08214
- [13] Summers D , Ni B , Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res.* **112** A04206
- [14] Summers D , Ni B , Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res.* **112** A04207
- [15] Li X , and Temerin M A 2001 *Space Sci. Rev.* **95** 569
- [16] Friedel R H W , Reeves G D , Obara T 2002 *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **64** 265
- [17] Thorne R M , Horne R B , Glauert S A , Meredith N P , Shprits Y , Summers D , Anderson R R 2005 *Geophys. Monogr. Ser.* **159**
- [18] Thorne R M , O'Brien T P , Shprits Y Y , Summers D , Horne R B 2005 *J. Geophys. Res.* **110** A09202
- [19] Abel B , Thorne R M 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 2385
- [20] Abel B , Thorne R M 1998 *J. Geophys. Res.* **103** 2397
- [21] Inan U S , Bell T F , Bortnik J , Albert J M 2003 *J. Geophys. Res.* **108**(A5) 1186
- [22] Barr R 1998 *Adv. Space Res.* **21** 677
- [23] Barr R , and Stubbe P 1997 *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* **59** 2265
- [24] Bell T F , Inan U S , Platino M , Pickett J S , Kosseg P A , Kennedy E J 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** L06811
- [25] Inan U S , Golbowski M , Carpenter D L , Reddell N , Moore R C , Bell T F , Paschal E , Kossey P , Kennedy E , Meth S Z 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** L24805
- [26] Platino M , Inan U S , Bell T F , Pickett J , Kennedy E J , Trotignon J G , Ranch J L , Canu P 2004 *Ann. Geophys.* **22** 2643
- [27] Keskinen M J and Rowland H L 2006 *Radio Sci.* **41** RS1006
- [28] Papadopoulos K , Chang C L , Vitello P , Drobot A 1990 *Radio Sci.* **25** 1311
- [29] Carpenter D L and Anderson R R 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 1097
- [30] Shprits Y Y , Thorne R M , Summers D 2006 *J. Geophys. Res.* **111** A10225
- [31] Meredith N P , Horne R B , Glauert S A , Thorne R M , Summers D , Albert J M , Anderson R R 2006 *J. Geophys. Res.* **111** A05212
- [32] Reinisch B W , Huang X , Song P , Sales G S , Fung S F , Green J L , Gallagher D L , Vasyliunas V M 2001 *Geophys. Res. Lett.* **28** 4521
- [33] Huang X , Reinisch B W , Song P , Green J L , Gallagher D L 2004 *Adv. Space Res.* **33** 829
- [34] Denton R E , Takahashi K , Galkin I A , Nsumei P A , Huang X , Reinisch B W , Anderson R R , Sleeper M K , Hughes W J 2006 *J. Geophys. Res.* **111** A04213
- [35] Tsyganenko N A 1989 *Planet. Space Sci.* **37** 5
- [36] Tsyganenko N A 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 5599
- [37] Moore R C , Inan U S , Bell T F , Kennedy E J 2007 , *J. Geophys. Res.* **112** A05309

Quasi-linear diffusion of the radiation belt energetic electrons by ground-based HF heater-induced ELF/VLF emissions^{*}

Gu Xu-Dong¹⁾ Zhao Zheng-Yu¹⁾ Ni Bin-Bin²⁾ Wang Xiang¹⁾ Deng Feng¹⁾

¹⁾ *Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China*

²⁾ *Department of Mathematics and Statistics, Memorial University, St. John's, A1C 5S7, NL, Canada*

(Received 23 October 2007; revised manuscript received 20 March 2008)

Abstract

The dynamics of energetic electron fluxes in both the inner and the outer radiation belts is very important with respect to satellite protection, in particular for low and middle-orbit satellites. Based on the quasi-linear theory of gyroresonant wave-particle interaction, we compute the diffusion coefficients and loss timescales for radiation belt energetic electrons due to cyclotron resonance with artificial ELF/VLF emissions that are radiated through modulating the currents in the lower ionosphere by ground-based powerful high-frequency (HF) transmitter. We test the electron pitch-angle scattering in the outer zone, typically at $L = 4.6$ (where the HAARP facility is located) and in the inner zone, typically at $L = 1.5$. The results indicate that the electron loss timescales due to artificial injection of ELF/VLF waves in the inner and the outer radiation belts depend largely on the value of the cold-plasma parameter α^* ($\propto B^2/N_0$, where B is the ambient magnetic field and N_0 the electron number density), the properties of wave frequency spectrum, the wave power and the electron energy in resonance with the waves. Generally, relativistic electrons in the outer zone are much easier to be precipitated into the atmosphere by artificial ELF/VLF whistler waves and lower-energy electrons (≤ 200 keV) can undergo pitch-angle scattering more efficiently than higher-energy electrons (≥ 500 keV). Since ELF/VLF waves can experience in situ amplification due to multiple magnetospheric reflections within the magnetospheric cavity, it can be reasonably expected that, under suitable situations, ground-based HF transmitters can provide feasible radiation power into the ionosphere to induce the injection of ELF/VLF waves into the inner magnetosphere, and consequently account for potential rapid removal of outer belt relativistic electrons in a timescale of from 1 to 3 days and of inner belt relativistic electrons that generally have a lifetime of 100 days or more in a timescale of the order of 10 days.

Keywords : ground-based ionospheric modification, ELF/VLF wave generation, energetic electron scattering and precipitation, resonant wave-particle interactions

PACC : 9420R, 9430Q

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

[†] E-mail: guxd_2005@yahoo.com.cn