



电子辐射带形成和演化的 全球动力学模型

作者姓名:	苏振鹏
学科专业:	空间物理
导师姓名:	郑惠南 教授
	肖伏良 教授
完成时间:	二〇一一年九月

University of Science and Technology of China A dissertation for doctor degree



A Global Kinetic Model for Electron Radiation Belt Formation and Evolution

Author :	Zhenpeng Su
Speciality :	Space Physics
Supervisor :	Prof. Huinan Zheng
	Prof. Fuliang Xiao
Finished Time :	September, 2011

电子辐射带形成和演化的全球动力学模型	
地空学院	
苏振鹏	
中国科学技术大学	

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除己特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰 写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了 明确的说明。

作者签名: _____ 签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学 拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构 送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入 《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫 描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的 内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

□公开 □ 保密 _____ 年

作者签名: _____ 导师签名: _____

签字日期: _____ 签字日期: _____

摘要

辐射带自 1958 年被发现以来就受到广泛的研究,近年来它又成为空间物理 领域的研究热点。主要原因包含两个方面:第一是围绕电子辐射带复杂和剧烈 的动态过程存在着许多尚未解决的科学问题;第二是辐射带高能电子能够对在 轨航天系统产生重大危害。电子辐射带物理模型的建立能够分析不同机制对辐 射带动态过程的贡献,同时发展完善的计算模型能够预报电子辐射带的具体演 化过程,从而减低甚至避免其可能的空间天气灾害效应。辐射带物理模型的建 立主要基于两类方法:试验粒子法和动力学方法。本论文关注于电子辐射带动 力学模型的构建和应用,以及对各种物理机制所发挥作用的评估。

在第一章中,我们介绍了内磁层的基本结构,概述了电子辐射带的动态过 程和空间天气灾害效应,阐述了相关的基本理论,提出了论文的研究内容。

在第二章中,我们建立了一个描述多种波模(合声波、嘶声波和电磁离子 回旋波)回旋共振作用的电子辐射带局地扩散模型。数值实现的难点在于完整 求解包含投掷角、动量和交叉扩散三部分的局地扩散方程。我们构造了一种高 效、稳定和易于编程实现的数值格式——混杂有限差分法,它能够有效地克服 交叉扩散项的引入导致的计算不稳定性。首先,我们详细分析了各种波模回旋 共振在电子辐射带演化过程中所发挥的作用,以及交叉扩散项对模拟结果的影 响。接着,我们引入一个较为真实的背景等离子体密度模型,定量分析了沿磁 力线密度变化对合声波回旋共振效率的影响。最后,我们将该局地扩散模型推 广应用于其他研究领域,首次模拟得到了由合声波驱动的等离子体片电子相空 间密度的演化。

在第三章中,我们建立了一个包含径向扩散和回旋共振两个物理过程的电 子辐射带全球扩散模型 STEERB。数值实现的难点仍然在于完整和稳定求解包 含交叉项的回旋共振扩散方程。STEERB 模型是最先包含交叉扩散项的电子辐 射物理模型之一,它具有高效、稳定和易于并行化的特征。我们进行了若干理 想化的数值实验,重现了电子辐射带于地磁平静期和活动期的主要特征,对比

Ι

研究了径向扩散和各种回旋共振对磁暴时辐射带演化的贡献,以及交叉项对全 球扩散模型计算结果的影响。

在第四章中,我们采用了一个依赖于 Dst 指数的背景地磁场,在 STEERB 模型中自治地引入了绝热输运过程。STEERB 模型是最先准确引入绝热输运过 程的电子辐射带全球扩散模型。首先,我们进行了若干理想化的数值实验,分 析了绝热输运过程在其它非绝热过程消失和存在的两种情形下对电子辐射带演 化的贡献。其次,我们应用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了 1990 年 10 月 9 日磁暴主相期间外辐射带电子损失事件,判定了其主导的物理机制。过去 数十年,学界在辐射带电子加速的理论和模拟方面进展颇丰,而在辐射带电子 损失的研究上进展相对有限。我们当前的工作将会促进辐射带电子损失过程的 研究。

在第五章中,我们进一步将 STEERB 模型扩展为一个全面包含绝热输运、磁层对流、径向扩散和回旋共振四类物理过程的电子辐射带全球对流一扩散模型。当前的 STEERB 模型保持高效、稳定和易于并行化的特征,且具有较高时空分辨率和处理瞬变结构的能力。我们采用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了 1997 年 1 月 10 日亚暴注入事件,分析了亚暴注入过程对电子辐射带演化的贡献。

在第六章中,我们总结了电子辐射带动力学模型 STEERB 的构建过程和得到的物理结果,提出了 STEERB 模型未来的发展方向。

Π

ABSTRACT

The terrestrial radiation belt was discovered in 1958, and it has received a resurgence of interest in recent years. The main drivers are the fundamental science questions surrounding its complex and dramatic dynamics, and particularly its potential hazards posed to space-borne systems. The establishment of physics-based radiation belt models will be able to differentiate the contributions of various mechanisms, forecast the future radiation belt evolution, and then mitigate its adverse space weather effects. The test-particle and kinetic formulations are two commonly used approaches for radiation belt model. This dissertation concentrates on the construction and application of electron radiation belt kinetic model, as well as the evaluation of the effect of various physical mechanisms.

In the first chapter, we introduce the structure of inner magnetosphere, show the electron radiation belt dynamics and its space weather effects, describe the related basic theories, and propose the research contents of this dissertation.

In the second chapter, we develop an electron radiation belt local diffusion model treating the cyclotron resonance of various plasma waves (chorus, hiss and electromagnetic ion cyclotron waves). The numerical difficulty is how to fully solve the local diffusion equations (including the pitch-angle, momentum and cross diffusion terms). We construct an efficient, stable and easily-programmed numerical scheme, named hybrid finite difference scheme, which is found to be able to overcome the numerical instability when the cross terms are included. We detailedly evaluate the roles of various cyclotron resonance in radiation belt dynamics, and the effect of cross diffusion on the simulation results. Adopting a relatively realistic background density model, we quantify the influence of field-aligned density variation on the cyclotron resonance efficiency of chorus waves. We further generalize the current local diffusion model, and present the first numerical simulation of plasmasheet electron phase space density evolution driven by chorus waves.

In the third chapter, we develop a global electron radiation belt diffusion model STEERB treating the radial diffusion and cyclotron resonance. Numerical difficulty still lies in the full solution of local resonant diffusion equation with cross terms. STEERB model is one of the first radiation belt models including cross terms, which is found to be efficient, stable and easily-parallelizable. We conduct several idealized numerical simulations, reproduce the dominant characteristics of electron radiation belt during the quiet and geomagnetically active periods, and evaluate the contributions of radial diffusion and various cyclotron resonance to storm-time electron radiation belt dynamics, as well as the influence of cross terms on global simulation results.

In the fourth chapter, we adopt a *Dst*-dependent background magnetic field, and self-consistently introduce the adiabatic transport into STEERB model. The STEERB model is the first global electron radiation belt diffusion model including adiabatic transport. We perform several idealized simulations, and analyze the contribution of adiabatic transport to electron radiation belt dynamics in the presence or disappearance of other non-adiabatic processes. Using the data-driven STEERB model, we quantitatively simulate the electron radiation belt dropout event on 9 October 1990, and determine the dominant physical mechanisms in this specific event. Over the past decades, significant progress has been made in the theory and simulation for the enhancements of radiation belt electron fluxes, but relatively limited progress has been reported on the depletions. The current work improves our understanding on the electron radiation belt dropout process.

In the fifth chapter, we further improve the STEERB model into a global electron radiation belt convection-diffusion model, treating the adiabatic transport, magnetospheric convection, radial diffusion and cyclotron resonance. The current STEERB model keeps efficient, stable and easily parallelizable, possesses high temporal and spatial resolutions, and particularly has the capability of handling some transient process. Using the data-driven STEERB model, we quantitatively simulate the 10 January 1997 substorm injection event, and analyze the contribution of substorm injection to electron radiation belt dynamics.

In the sixth chapter, we review the developments of STEERB model and the obtained physical results, and finally propose the future improvements of STEERB model.

目 录

摘 要	Ι
ABSTRACT · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	Π
目 录····································	Π
第一章 绪论 ······	1
1.1 地球磁层	1
1.1.1 等离子体层	2
1.1.2 环电流	3
1.1.3 范艾伦辐射带	4
1.2 电子辐射带动态过程和空间天气灾害效应	6
1.2.1 电子辐射带对磁暴的响应	6
1.2.2 电子辐射带对亚暴的响应	9
1.2.3 电子辐射带的长周期变化	11
1.2.4 辐射带电子的空间天气灾害效应	12
1.3 基本理论	13
1.3.1 单粒子轨道理论	13
1.3.2 等离子体动力论	18
1.4 论文研究内容 ······	20
第二章 回旋共振作用 ······	23
2.1 引言 ······	23
2.2 电子辐射带局地扩散模型 2	26
2.2.1 背景电磁场 2	26
2.2.2 基本方程	26

2.2.3 扩散系数 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	28
2.2.4 计算方法	31
2.3 不同波模的作用和交叉扩散的影响	33
2.3.1 哨声模合声波	34
2.3.2 哨声模嘶声波	37
2.3.3 电磁离子回旋波	44
2.4 背景冷等离子体密度分布的影响	48
2.4.1 背景等离子体密度模型	49
2.4.2 扩散系数 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	62
2.4.3 微分通量的演化 ·····	62
2.5 推广应用	63
2.5.1 研究背景 ·····	63
2.5.2 改进的局地扩散模型	64
2.5.3 扩散系数 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	67
2.5.4 相空间密度的演化	70
2.6 结论和讨论	74
第三章 径向扩散过程 ······	77
3.1 引言	77
3.2 电子辐射带全球扩散模型 STEERB	80
3.2.1 背景电磁场	80
3.2.2 基本方程	80
3.2.3 扩散系数	82
3.2.4 计算方法	87
3.3 理想数值实验 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	88
3.3.1 稳态结构	89
3.3.2 磁暴时动态演化	90
3.4 结论和讨论 ······	96

第四章 绝热输运过程 ·······101
4.1 引言
4.2 改进的电子辐射带全球扩散模型 STEERB 103
4.2.1 背景电磁场 103
4.2.2 基本方程 103
4.2.3 扩散系数 104
4.2.4 计算方法105
4.3 理想数值实验 106
4.3.1 纯绝热过程 106
4.3.2 绝热和非绝热过程共存110
4.4 实际应用 118
4.4.1 研究背景 118
4.4.2 观测结果和分析120
4.4.3 模拟结果和分析 122
4.5 结论和讨论125
第五章 磁层对流过程 ······ 129
5.1 引言
5.2 电子辐射带全球对流一扩散模型 STEERB130
5.2.1 背景电磁场130
5.2.2 基本方程131
5.2.3 对流速度和扩散系数 132
5.2.4 计算方法132
5.3 实际应用134
5.3.1 研究背景134
5.3.2 模拟结果和分析134
5.4 结论和讨论

第六章	总结和讨论 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
6.1	电子辐射带动力学模型的构建过程和得到的物理结果
6.2	电子辐射带动力学模型的比较146
6.3	电子辐射带动力学模型的未来发展146
参考文	·献 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
致	谢 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
个人简	· 历······179

第一章 绪论

1.1 地球磁层

磁层是指被太阳风包裹的由地球磁场控制的广阔等离子体区域,如图 1.1 所示。太阳风等离子体和磁层等离子体的分界面称为磁层顶,其向阳侧约呈椭 球状,背阳侧约呈圆柱状。这个圆柱形的等离子体区域称为磁尾,它是磁层能 量存贮的重要区域。磁场较弱的中性片和等离子体片位于磁尾的赤道面附近, 其两侧为磁场极性相反的北瓣和南瓣。大量的带电粒子被地球闭合磁场捕获在 内磁层区域,它们具有相当巨大的能量差异,最低能量约为~eV,最高能量可 达 10⁸ eV。由于太阳风的变化和自身的各种不稳定性,这些带电粒子时时刻刻 处在动态演化的过程中 [Ebihara and Miyoshi, 2011]。 按照能量从低到高的顺



图 1.1 地球磁层的磁场位形和等离子体区域示意图 (http://space.rice.edu/IMAGE/livefrom/ sunearth.html)。

序,内磁层捕获粒子被划分为等离子体层(~eV),环电流(~1-100 keV)和 范艾伦辐射带(~>100 keV),其空间分布形态如图 1.2 所示。



图 1.2 内磁层带电粒子捕获区示意图 [Ebihara and Miyoshi, 2011]。

1.1.1 等离子体层

等离子体层是环绕地球的一团高密度冷等离子体。其主要成分是由电离层 逃逸的电子和离子,数密度在 L = 2 (L 为磁壳数)附近高达 10³ cm⁻³,随着 L 的增大数密度逐步下降 [Ebihara and Miyoshi, 2011]。它的外边界为等离子 层顶,跨越这个边界,冷等离子体数密度有一个数量级左右的下降 [Carpenter,



图 1.3 2001 年 6 月 18 日 IMAGE-EUV 观测到的等离子体层的演化(上)及其对应的理想 化模型示意图(下)[Goldstein, 2004]。

1963; Gringauz, 1963]。在地磁平静期,等离子层顶位于 L = 4 - 6;在地磁活动期,它能够向里收缩到 $L \approx 2$ 的位置 [Ebihara and Miyoshi, 2011]。通过分析 ISEE 卫星的观测数据, Carpenter and Anderson [1992] 得到了一个等离子体层 顶平均位置的经验公式

$$L_{pp} = 5.6 - 0.46K_p^*,\tag{1.1}$$

其中 K_p^* 为过去 24 小时之内 K_p 指数的最大值。基于 CRRES 卫星等离子体层 顶穿越的数据, O'Brien and Moldwin [2003] 也得到了一个类似的经验公式

$$L_{pp} = 5.9 - 0.43K_p^*,\tag{1.2}$$

其中 K_p*为过去 36 小时之内 K_p 指数的最大值。此外, O'Brien and Moldwin [2003] 进一步得出一个与磁当地时(MLT)相关的等离子体层顶位置经验公式

$$L_{pp} = -0.39 \left(1 - 0.34 \cos \phi_1\right) K_p^* + 5.6 \left(1 + 0.12 \cos \phi_2\right), \qquad (1.3)$$

$$\phi_1 = \frac{\text{MLT} - 16.6}{12}\pi, \quad \phi_2 = \frac{\text{MLT} - 3}{12}\pi.$$
 (1.4)

2000 年 3 月, IMAGE 卫星的成功发射和运行提供了一个极好的机会对等离子体层进行成像观测 [Burch, 2000; Burch et al., 2001]。如图 1.3 所示,在地磁活动期间,等离子体层的形态结构会发生显著的变化。增强的日向对流会侵蚀等离子体层,形成羽状结构。等离子体羽通常出现在向阳侧,由等离子体层主体延伸到外磁层。这种融蚀现象初期,等离子体羽通常具有较宽的经度分布范围,其后逐步变窄,并随着地球共转 [Goldstein et al., 2005]。

1.1.2 环电流

环电流是指分布在 L = 2 - 9 的空间区域内封闭或者半封闭的环形等离子体 区域,携带电流的主要粒子是 ~keV 到几百 keV 的正离子 [Daglis et al., 1999]。 环电流的增强和衰减会引起内磁层磁场位型结构的显著改变 [Gonzalez et al., 1994; Hilmer and Voigt, 1995; Tsyganenko and Sitnov, 2005]。环电流高能带电 粒子和地冕中的中性分子能够发生电荷交换,从而生成中性高能原子。这些中

 $\mathbf{3}$



图 1.4 IMAGE 卫星中性原子探测仪 HENA 在一个轨道周期内(2000 年 7 月 15 日到 16 日)观测到的 50 到 60 keV 中性原子通量 [Mitchell et al., 2001]。

性原子不受磁场束缚,环电流的成像便是基于对这类中性原子的探测。图 1.4 为 IMAGE 卫星在一个轨道周期内高能中性原子成像结果。在亚暴和磁暴主相 期间,大量粒子注入环电流区域,中性原子通量显著增强。在磁暴恢复相晚期, 环电流逐步减弱,中性原子通量也随之恢复到磁暴前的状态。

1.1.3 范艾伦辐射带

范艾伦辐射带主要包括 > 100 keV 的高能电子和质子,由 Van Allen and Frank [1959] 所发现。电子辐射带分布在内外两个区域,它们的中心位置分别为



图 1.5 SAMPEX 卫星于 1992 年 7 月 6 日至 2004 年底观测到的 2 – 6 MeV 电子的日平均 通量 [Zheng et al., 2006]。

 $L \approx 1.8$ 和 4.5,两者由电子通量较低的槽区所分割 [Lyons et al., 1972; Lyons and Thorne, 1973]。如图 1.5 所示,内辐射带相对稳定,仅有长时间尺度的演化, 而外辐射带呈现出非常复杂和剧烈的动态演化特征 [e.g., Paulikas and Blake, 1979; Baker et al., 1986]。外辐射带的内边界对地磁活动强度有显著的依赖性 [Tverskaya et al., 2003; Zheng et al., 2006],在一些极端情形下,它甚至能够深 入到内辐射带 [e.g., Baker et al., 2004]。在几分钟到几天的时间尺度内,外辐射 带电子通量能够变化一到三个数量级 [e.g., Baker et al., 1986, 1994a, 2004; Blake et al., 1992; Li et al., 1993, 1997; Selesnick and Blake, 1997; Onsager et al., 2002, 2007; Reeves et al., 2003; Bortnik et al., 2006; Baker and Kanekal, 2008; Zong et al., 2009; Morley et al., 2010; Su et al., 2011b]。质子辐射带为单带结构,分 布于 L = 1.3 - 5.0 区间。在 L < 2.0 的区域内,质子辐射带极为稳定 [Selesnick et al., 2007; Ebihara and Miyoshi, 2011];在 L > 2.0 的区域,目前的观测已经 发现质子辐射带能够发生一些显著变化,特别是在一些强行星际激波扰动的情

况下 [Blake et al., 1992; Looper et al., 2005; Ebihara and Miyoshi, 2011]。

1.2 电子辐射带动态过程和空间天气灾害效应

1.2.1 电子辐射带对磁暴的响应

外辐射带在磁暴期间演化的典型特征是:在主相,电子通量快速下降,而 在恢复相,则逐步增强 [e.g., Baker et al., 1989; Kim and Chan, 1997; Brautigam and Albert, 2000; Friedel et al., 2002; Bortnik et al., 2006; Albert et al., 2009; Su et al., 2011b]。



图 1.6 1998 年 3 月磁暴期间 *Dst* 指数的变化(上)和由 LANL 1994–084 卫星观测到的地 球同步轨道处高能电子通量的演化(下)[Friedel et al., 2002]。

图 1.6 展示了 1998 年 3 月磁暴期间 *Dst* 指数的变化和由 LANL 1994–084 卫星观测到的地球同步轨道处高能电子通量的演化 [Friedel et al., 2002]。磁暴 主相期间, 500–750 keV 和 0.75–1.1 MeV 两个能段的电子通量在 10 个小时内 下降了 1 到 2 个数量级;磁暴恢复相期间, 500 keV 到 6 MeV 多个能段的高能 电子通量在 2 到 3 天内上升到磁暴前的 10² 到 10³ 倍。



图 1.7 1990 年 10 月 8 日到 18 日磁暴期间外辐射带 0.42、0.78 和 1.42 MeV 电子通量的演 化 [Albert et al., 2009]。黑色线条表示对应的 *Dst* 指数。

图 1.7 为 1990 年 10 月 8 日到 18 日磁暴期间由 CRRES 卫星观测到的外辐

射带高能电子通量的演化 [Albert et al., 2009]。电子通量主相期间的快速下降和恢复相期间的逐步上升能够在整个外辐射带区域 L = 3.5 - 6.5 被观测到。



图 1.8 1997 年 1 月(左)、1999 年 5 月(中)和 1998 年 2 月(右)磁暴期间 Polar 卫星 观测到的 1.2 – 2.4 MeV 电子通量的演化(上)及其对应的 *Dst* 指数(下) [Reeves et al., 2003]。



图 1.9 1989 年至 2000 年间同步轨道附近磁暴前后 1.8 – 3.5 MeV 电子通量的关系(左)及 它们的比率(右) [Reeves et al., 2003]。

Reeves et al. [2003] 统计研究了外辐射带高能电子通量对磁暴的响应。他指出,磁暴前后高能电子通量呈现出三种变化特征: (1)净增加; (2)净衰减; (3)无明显变化。图 1.8 展示了辐射带电子通量对磁暴的这种三种典型反应: 1997 年 1 月 10 日磁暴期间,外辐射带电子通量于主相期间短暂下降,其后于恢复相间在 *L* = 4 – 8 空间区域内快速上升; 1999 年 5 月 13 日磁暴期间,高能电子通量同样于主相快速下降,但在恢复相电子通量却始终没有达到磁暴前

的水平; 1998 年 2 月 18 日磁暴期间,高能电子通量变化则相对较弱。Reeves et al. [2003] 进一步统计分析了 1989 年至 2000 年整个太阳活动周期内地球同步 轨道附近高能电子对磁暴的响应。在此时间段内,共发生 276 次中等以上磁暴。 图 1.9 展示了所有这些磁暴前后电子通量的关系。可以明显看出,磁暴前后电 子通量并无明显的相关性,高能电子通量能够近似随机地发生净增加、净衰减 或者微弱变化。所有 276 个磁暴中,145 个 (53%)导致同步轨道附近电子通量 净增加,53 个 (19%)引起通量净衰减,78 个 (28%)没有产生明显效果。这些 统计结果说明,辐射带中同时存在着各种损失和加速过程,高能电子通量的最 终变化决定于这两种过程相互竞争的结果。当加速过程占主导作用时,电子通 量表现为净增加;当损失过程占主导作用时,电子通量表现为净衰减;当损失 和加速过程强度相当时,电子通量则不会发现明显变化。

1.2.2 电子辐射带对亚暴的响应

在亚暴期间,等离子片电子能够快速注入内磁层,直接或者间接引起辐射 带高能电子通量的变化。众多同步轨道附近卫星观测已经揭示了这种亚暴注入



图 1.10 1997 年 1 月 10 日 LANL 1995-095 卫星于同步轨道观测到的高能电子通量的演化。

过程的基本特征,其表现为多个能段上电子通量在几分钟的时间尺度内快速上 升 [e.g., McIlwain, 1974; Mauk and McIlwain, 1974; Konradi et al., 1975; Mauk and Meng, 1983; Reeves et al., 1996]。图 1.10 展示了 LANL 1990–095 卫星于 1997 年 1 月 10 日观测到的一个典型的亚暴注入的事件。我们可以看到,在 3 分钟时间尺度内, 50 – 75 keV 电子通量上升了接近 100 倍,而 ~100 keV 电子 通量则上升了 10 倍以上。Friedel et al. [1996] 统计分析了 CRRES 卫星的观测 数据,发现这种亚暴注入最近可以到达 L = 4.3 附近。



图 1.11 磁暴前后高能电子积分通量的净变化 ΔJ_R 和磁暴的强度 (Dst_{min}) 及亚暴平均强度 (AE_m) 的关系 [Li et al., 2009a]。

基于 CRRES 卫星的观测, Li et al. [2009a] 认证了 CRRES 卫星运行期间 (1990 年 8 月至 1991 年 3 月)的 18 个磁暴,计算了磁暴前后高能电子积分通 量的总变化,统计分析了电子通量与磁暴强度以及磁暴期间亚暴平均强度的关 系,如图 1.11 所示。结果表明,连续较强(平均 AE > 200 nT)的亚暴活动能 够引起整个外辐射带高能电子通量的净增加。

1.2.3 电子辐射带的长周期变化

Chapman and Bartels [1940] 发现地磁活动展现出半年的周期变化,在春分和秋分点附近最为剧烈。目前的解释有三种 [Cliver et al., 2000; Li et al., 2001a]: (1) 日球层轴线效应,地球运行过程中所处日球层纬度的变化会产生太阳风的速度的变化; (2) 二分点效应,地球运行过程中地磁轴与日地连线的夹角变化会影响太阳风和磁层耦合的效率; (3) Russell-McPherron 效应 [Russell and McPherron, 1973],地球运行过程中所处日球层纬度的变化会产生南向行星际磁场的变化。

太阳活动能够直接调制地磁扰动的强度 [Richardson et al., 2000, 2002]。 在太阳活动低年,由冕洞发出的高速太阳风是地磁活动的主要行星际驱动 源 [Sheeley et al., 1976; Burlaga and Lepping, 1977; Baker et al., 2001; Miyoshi and Kataoka, 2008]。在太阳活动高年,地磁活动主要的驱动源是日冕物质抛射 [Richardson et al., 2002]。



图 1.12 1992 年至 2001 年间 SAMPEX 卫星观测到的 30 天平均的 2-6 MeV 电子通量及 其对应的 *Dst* 指数和太阳黑子数 [Li et al., 2001a]。

Li et al. [2001a] 基于 SAMPEX 卫星的观测,统计分析了 1992 年至 2001 年间辐射带高能电子通量的长周期变化。如图 1.12 所示,外辐射带电子通量呈 现出明显的半年周期变化和太阳周期变化。在每年的二分点附近,辐射带电子 通量达到最大值,此刻其内边界最为靠近地球。另外,外辐射带电子通量在太 阳活动下降期和上升期达到最大值,而在太阳活动极小年达到最小值。

Miyoshi et al. [2004] 基于 NOAA 卫星的观测,统计分析了 1979 年至 2003



第一章 绪论

图 1.13 1979 年至 2003 年间 NOAA 卫星观测到的 > 300 keV 和 > 1 MeV 电子通量,以及 对应的太阳 F10.7 通量 [Miyoshi et al., 2004]。

年间辐射带高能电子通量的长周期变化,如图 1.13 所示。 > 300 keV 电子通 量展示出清晰的外辐射带、槽区和内辐射带结构。 > 300 keV 和 > 1 MeV 两 个能段电子通量随太阳活动周期的变化具有相似的特征:在太阳活动增强时, *L* < 4 的区域内电子通量明显升高;在太阳活动较弱时, *L* < 4 区域内电子通 量有明显下降。

1.2.4 辐射带电子的空间天气灾害效应

Baker et al. [1994b]; Baker [2002] 总结了在轨卫星经常遇到的三种空间天 气灾害效应(图 1.14): (1) 单粒子翻转效应; (2) 深层充电效应; (3) 表面 充电效应。第一种效应主要由高能离子诱发,另外二种则主要由高能电子诱发

[Wrenn, 1995; Fennell et al., 2001; Wrenn et al., 2002]。高能离子轰击在轨卫星, 能够在微电子器件中产生电离轨迹,进一步导致卫星电子元器件电位状态跳变, 由"0"变成"1",或者由"1"变成"0"。相对论电子 (~MeV) 能够穿过卫星 的防护壳,嵌入绝缘器材内部。随着绝缘器材电荷的积累,最终的剧烈内部放 电过程能够导致卫星运行故障 [Wrenn, 1995; Baker, 1998; Fennell et al., 2001]。 较低能量 (10 – 100 keV) 的电子不能穿透卫星防护壳,只能累积在卫星表面, 最终的放电过程能够明显地干扰卫星探测信号 [Wrenn et al., 2002]。



图 1.14 引起在轨卫星异常的三种空间天气灾害效应 [Baker, 2002]: (1) 单粒子翻转效 应; (2) 深层充电效应; (3) 表面充电效应。

1.3 基本理论

1.3.1 单粒子轨道理论

带电粒子在电磁场中运动在基本方程是

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} = q\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right),\tag{1.5}$$

其中, **p** 为粒子相对论动量, q 为粒子电荷量, **v** 为粒子运动速度, **E** 和 **B** 为背景电场和磁场。在大多数情况下,这个微分方程没有解析解。如图 1.15 所

示,对于在内磁层中的捕获粒子,它们的运动可以近似地分解为三种周期性运动过程:围绕磁力线的回旋运动、沿着磁力线的弹跳运动和垂直于磁力线的漂移运动。



图 1.15 内磁层中捕获粒子周期运动的示意图 [Walt, 1994]。

在经典力学哈密顿理论下,捕获粒子的周期运动可以用一组正则坐标——作用量 $J = (J_1, J_2, J_3)$ 和角度 $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ 来描述 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Walt, 1994; Bourdarie et al., 1997]。这三个作用量坐标 J_1 、 J_2 和 J_3 定义 为

$$J_i = \frac{1}{2\pi} \oint_i (\boldsymbol{p} + q\boldsymbol{A}) \cdot d\boldsymbol{l}, \qquad (1.6)$$

其积分区间为三种周期运动的路径, A 为磁场的矢势。由这三个作用量表达式 出发,我们可以定义三种绝热不变量,它们在"缓慢变化"的背景场中近似是 守恒的 [Alfven, 1950; Northrop, 1963; Spitzer, 1965]。

第一种周期运动是围绕磁力线的回旋运动。这种回旋运动的半径 r_q 和周期

 τ_g 为

$$r_g = \frac{p\sin\alpha}{|q|B},\tag{1.7}$$

$$\tau_g = \frac{2\pi\gamma m_0}{|q|B},\tag{1.8}$$

其中, γ 为 Lorentz 因子, m_0 为粒子静止质量, α 为投掷角(粒子速度 v 和 磁场 B 的夹角)。第一作用量可以求得

$$J_1 = \frac{1}{2\pi} \oint (\boldsymbol{p} + q\boldsymbol{A}) \cdot d\boldsymbol{l} = \frac{p^2 \sin^2 \alpha}{2qB}.$$
 (1.9)

回旋运动对应的绝热不变量定义为

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \alpha}{2m_0 B}.\tag{1.10}$$

在非相对论极限下,它表示粒子回绕磁力线运动产生环形电流的磁矩。

粒子回旋运动的中心称为引导中心,它是刻画磁层中粒子运动重要概念 [Alfven, 1950; Spitzer, 1965; Northrop, 1963]。Northrop [1963] 给出了引导中心 运动的基本方程

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} = \frac{p_{\parallel}}{\gamma m_0} \boldsymbol{b} + \frac{\mu}{q\gamma} \frac{\boldsymbol{b} \times \nabla B}{B} + \frac{p_{\parallel}^2}{q\gamma m_0} \frac{\boldsymbol{b} \times (\boldsymbol{b} \cdot \nabla) \boldsymbol{b}}{B} + \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{b}}{B}, \qquad (1.11a)$$

$$\frac{\mathrm{d}p_{\parallel}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{b} \cdot \left(q\boldsymbol{E} - \frac{\mu}{\gamma} \nabla B \right), \qquad (1.11\mathrm{b})$$

其中, $p_{\parallel} = p \cos \alpha$ 为粒子的平行于磁场方向的相对论动量, b = B/B 为磁场 方向的单位矢量。方程 (1.11a) 中,第一项表示平行于磁力线方向的运动,剩余 三项依次表示垂直于磁场方向的梯度漂移、曲率漂移和电场漂移。 Brizard and Chan [1999] 给出了一组类似的引导中心运动方程

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} = \frac{p_{\parallel}}{\gamma m_0} \frac{\boldsymbol{B}^*}{B_{\parallel}^*} + \frac{\mu}{q\gamma} \frac{\boldsymbol{b} \times \nabla B}{B_{\parallel}^*} + \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{b}}{B_{\parallel}^*}, \qquad (1.12a)$$

$$\frac{\mathrm{d}p_{\parallel}}{\mathrm{d}t} = \frac{\boldsymbol{B}^*}{B_{\parallel}^*} \cdot \left(q\boldsymbol{E} - \frac{\mu}{\gamma}\nabla B\right),\tag{1.12b}$$

$$\boldsymbol{B}^* = \boldsymbol{B} + \frac{p_{\parallel}}{q} \nabla \times \boldsymbol{b}, \qquad (1.12c)$$

$$B_{\parallel}^{*} = \boldsymbol{b} \cdot \boldsymbol{B}^{*} = B\left(1 + \frac{p_{\parallel}}{qB}\boldsymbol{b} \cdot \nabla \times \boldsymbol{b}\right).$$
(1.12d)

方程 (1.12a) 中,第一项表示粒子平行于磁力线方向的运动和曲率漂移,另外两项表示垂直于磁场方向的梯度漂移和电场漂移。 Perry et al. [2005] 指出在研究 引导中心的三维运动过程中,方程组 (1.12) 能够更好地保持能量守恒性。

第二种周期运动是沿着磁力线的弹跳运动。如方程 (1.11b) 所示,由于平行 于磁场方向的磁场梯度的存在,引导中心会受到一个力

$$\boldsymbol{F} = -\mu/\gamma \nabla_{\parallel} B. \tag{1.13}$$

考虑到地球磁层中,赤道磁场较弱,极区磁场较强,这个力 **F**的方向平行于磁场而指向赤道。这种力会导致粒子引导中心在两极强磁场间做往返的弹跳运动。 弹跳运动过程中,粒子的第一绝热不变量守恒。假设粒子的初始投掷角为 α_i, 初始位置处的磁场为 B_i,那么粒子运动轨迹 s 上任意的点的投掷角 α(s) 和磁场 B(s) 满足如下关系式

$$\frac{\sin^2 \alpha(s)}{B(s)} = \frac{\sin^2 \alpha_i}{B_i}.$$
(1.14)

引导中心的反射点(磁镜点)处,投掷角为90°,其对应的磁场强度为

$$B_m = \frac{B_i}{\sin^2 \alpha_i}.\tag{1.15}$$

如果磁镜点进入地球大气层,带电粒子则会由于与中性大气的相互作用而沉降 损失。以地球偶极场为例,在同一个 L 处,磁镜点的位置随着赤道投掷角 α_e 的降低而靠近地球表面。临界的投掷角 α_L 满足

$$\sin \alpha_L = L^{-3/2} (4 - 3/L)^{-1/4}. \tag{1.16}$$

由于具有投掷角 $\alpha_e < \alpha_L$ 的粒子会发生沉降损失,故而以 α_L 为半顶角的圆锥体被称为损失锥, α_L 被称为损失锥角。粒子弹跳运动周期可以表示为

$$\tau_b = 2 \int_{s'_m}^{s_m} \frac{\mathrm{d}s}{v \cos \alpha} = \frac{2}{v} \int_{s'_m}^{s_m} \frac{\mathrm{d}s}{\left(1 - \frac{B(s)}{B_m}\right)^{\frac{1}{2}}},\tag{1.17}$$

其中, s_m 和 s'_m 表示磁镜点。在偶极场中,它可以近似表示为 [Hamlin et al., 1961; Roederer, 1970]

$$\tau_b = \frac{4LR_E}{\beta c} T(\alpha_e), \qquad (1.18)$$

其中, R_E 为地球半径, $\beta = v/c$, $T(\alpha_e)$ 为无量纲弹跳周期

$$T(\alpha_e) \approx 1.30 - 0.56 \sin \alpha_e. \tag{1.19}$$

第二作用量可以求得

$$J_2 = \frac{1}{2\pi} \oint (\boldsymbol{p} + q\boldsymbol{A}) \cdot d\boldsymbol{s} = \frac{1}{2\pi} \oint \boldsymbol{p} \cdot d\boldsymbol{s}.$$
(1.20)

弹跳运动对应的绝热不变量定义为

$$J = 2pI, (1.21)$$

$$I = \int_{s'_m}^{s_m} \cos \alpha ds = \int_{s'_m}^{s_m} \left(1 - \frac{B(s)}{B_m} \right)^{\frac{1}{2}} ds.$$
(1.22)

在偶极磁场中, I 数值积分的近似表达式为 [Schulz and Lanzerotti, 1974]

$$I = LR_E Y(\alpha_e), \tag{1.23}$$

$$Y(\alpha_e) = 2.760346 + 2.357194 \sin \alpha_e - 5.117540 \sin^{3/4} \alpha_e.$$
(1.24)

第三种周期运动是垂直于磁场的梯度漂移和曲率漂移运动。Roederer [1970] 给出了无外力场下粒子的弹跳平均漂移速度

$$\langle \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{d}} \rangle = \frac{2p}{q\tau_{b}B_{e}^{2}} \nabla_{e} I \times \boldsymbol{B}_{e}, \qquad (1.25)$$

其中,下标 e 表示在磁赤道处的值。在偶极场中,这个漂移速度仅有环向分量。 弹跳平均的漂移频率为 [Roederer, 1970; Schulz and Lanzerotti, 1974]

$$\omega_d = \frac{3m_0 c^2 \gamma \beta^2 L}{|q| B_0 R_E^2} \frac{D(\alpha_e)}{T(\alpha_e)},\tag{1.26}$$

其中, $B_0 = 31200 \text{ nT}$ 为地球表面赤道处的磁场强度, $D(\alpha_e)$ 为一个数值积分的近似函数

$$D(\alpha_e) = \frac{1}{12} \left(5.520692 - 2.357194 \sin \alpha_e + 1.279385 \sin^{3/4} \alpha_e \right).$$
(1.27)

漂移周期为

$$\tau_d = \frac{2\pi}{\omega_d} = \frac{2\pi |q| B_0 R_E^2}{3m_0 c^2 \gamma \beta^2 L} \frac{T(\alpha_e)}{D(\alpha_e)}.$$
 (1.28)

第三作用量可以求得

$$J_3 = \frac{1}{2\pi} \oint (\boldsymbol{p} + q\boldsymbol{A}) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} \approx \frac{q}{2\pi} \Phi, \qquad (1.29)$$

其中, Φ 为为漂移轨道所围绕面积的磁通量, 它被定义为第三绝热不变量。在 偶极子场中, 磁通量表示为(忽略正负号的差别)

$$\Phi = \frac{2\pi B_0 R_E^2}{L}.$$
 (1.30)

在任意地磁场结构下, Roederer [1970] 定义了一个广义的磁壳数 L*

$$L^* = \frac{2\pi B_0 R_E^2}{\Phi},$$
 (1.31)

它反比与磁通量 Φ, 也是一个绝热不变量。

1.3.2 等离子体动力论

等离子体中大量粒子的统计特征由六维相空间 (*r*, *p*) 中的分布函数(相空间密度) *f*(*t*, *r*, *p*) 来描述,其满足 Vlasov 方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{p}}{\mathrm{d}t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = 0.$$
(1.32)

 $f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ 定义为单位相空间粒子数密度 [Lyons and Williams, 1984]

$$f = \frac{\Delta N}{\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z}.$$
(1.33)
粒子的微分通量定义为单位时间内穿过与入射方向垂直的单位面积单位立体角 单位能量范围的粒子数 [Roederer, 1970]

$$j = \frac{\Delta N}{\Delta t \Delta A \Delta \Omega \Delta E_k}.$$
(1.34)

两者的关系可以直接证明为 [Lyons and Williams, 1984]

$$j = p^2 f. (1.35)$$

在作用量一角度坐标系下,描述相空间密度 $f(t, \mathbf{J}, \boldsymbol{\varphi})$ 演化的 Vlasov 方程 可以写为 [Boscher et al., 1996]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{J}}{\mathrm{d}t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{J}} + \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\varphi}}{\mathrm{d}t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\varphi}} = 0.$$
(1.36)

如果粒子保持三个作用量守恒 dJ/dt = 0,那么角度变量 φ 平均的相空间密度 函数 f(t, J) 满足方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0, \tag{1.37}$$

即粒子相空间密度守恒。磁层中存在着许多小尺度的破坏绝热不变量的随机 过程,它们可以描述为典型的扩散过程。描述这些随机过程驱动的相空间密 度 $f(t, \mathbf{J})$ 演化的扩散方程可以写为 [Beutier and Boscher, 1995; Boscher et al., 1996; Bourdarie et al., 1997]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right), \qquad (1.38)$$

扩散系数 $D_{i,j}$ 定义为 [Glauert and Horne, 2005]

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta J_i \Delta J_j}{\Delta t} \right\rangle, \tag{1.39}$$

其中, $\left\langle \frac{\Delta J_i \Delta J_j}{\Delta t} \right\rangle$ 表示相空间 **J** 处的电子在单位时间内变化量 $\Delta J_i \Delta J_j$ 的期望 值。

在任意相空间坐标 $\boldsymbol{\zeta} = (\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$ 下, 描述相空间密度 $f(t, \boldsymbol{\zeta})$ 演化的扩散 方程可以写为 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Walt, 1994]

$$\frac{\partial f(t,\boldsymbol{\zeta})}{\partial t} = \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{3} \frac{1}{\vartheta} \frac{\partial}{\partial \zeta_i} \left[D_{ij} \vartheta \frac{\partial f(t,\boldsymbol{\zeta})}{\partial \zeta_j} \right], \qquad (1.40)$$

其中, 3为空间坐标转换的雅可比行列式

$$\mathfrak{J} = \frac{\partial(J_1, J_2, J_3)}{\partial(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)},\tag{1.41}$$

此处扩散系数 D_{ij} 的定义和作用量空间中的类似

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta \zeta_i \Delta \zeta_j}{\Delta t} \right\rangle. \tag{1.42}$$

如果我们仅在前两个角度方向对相空间密度作平均,就得到描述相空间密度 $f(t, \mathbf{J}, \varphi_3)$ 演化的对流一扩散方程 [Boscher et al., 1996; Bourdarie et al., 1997]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathrm{d}J_3}{\mathrm{d}t}\frac{\partial f}{\partial J_3} + \frac{\mathrm{d}\varphi_3}{\mathrm{d}t}\frac{\partial f}{\partial \varphi_3} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij}\frac{\partial f}{\partial J_j} \right). \tag{1.43}$$

较之于扩散方程 (1.38),当前的对流一扩散方程具有更高的空间和时间分辨率 [Boscher et al., 1996]。

1.4 论文研究内容

辐射带自 1958 年被发现以来就受到广泛的研究,近年来它又成为空间物 理领域的研究热点 [Friedel et al., 2002; Thorne, 2010]。这种研究热度的直接体 现就是未来几年众多的辐射带卫星计划,例如,美国的 RBSP [Reeves, 2007; Ukhorskiy et al., 2010]、加拿大的 ORBITALS [Mann et al., 2006]、日本的 ERG [Shiokawa et al., 2006] 和俄罗斯的 RESONANCE [Demekhov et al., 2010]。一 方面是科学价值的考虑: 围绕电子辐射带复杂而剧烈的动态过程,许多基本的 科学问题有待回答,例如,为什么电子辐射带对不同的磁暴会产生如此显著不 同的反应,驱动磁暴主相期间的电子通量下降的物理机制是什么,驱动磁暴恢

复相期间电子通量增强的物理机制是什么。另一方面是实际应用的考虑:这些辐射带高能电子能够对在轨航天系统产生显著危害 [Wrenn, 1995; Wrenn et al., 2002; Baker, 2002],各种空基系统所提供服务(例如,天气预报、通信和导航)的中断必然会严重影响现代人类的正常生产和生活。

电子辐射带物理模型的建立能够分析各种机制对辐射带动态过程的贡献, 同时发展完善的计算模型能够预报电子辐射带的具体演化过程,从而减低甚 至避免其可能的空间天气灾害效应。目前,辐射带物理模型的建立主要基于两 类方法:试验粒子法和动力学方法。考虑到辐射带电子极短的回旋周期,通常 的试验粒子模型 [e.g., Ukhorskiy et al., 2006a; Saito et al., 2010] 都采用引导中 心近似,以求得更为快速的计算。这类物理模型无法描述破坏第一绝热不变量 的物理过程,然而,这类物理过程(例如,回旋共振)被广泛认为是驱动电子 辐射带演化的主导机制之一 [Friedel et al., 2002; Thorne, 2010]。与之相反,动 力学方法则能够非常简便地处理这些微观的物理过程。因此,辐射带动力学 模型的构建吸引了众多学者的关注 [e.g., Beutier et al., 1995; Bourdarie et al., 1997; Jordanova and Miyoshi, 2005; Fok et al., 2008; Subbotin and Shprits, 2009; Subbotin et al., 2010; Su et al., 2010a, 2011c; Xiao et al., 2010a]。

本论文关注于电子辐射带动力学模型的构建和应用,以及对各种物理机制 所发挥作用的系统研究。

第二章 回旋共振作用

2.1 引言

内磁层捕获粒子具有三个绝热不变量(见第 1.3.1 节),分别对应于三种周 期性运动过程。磁层中一些等离子体波动(如图 2.1 所示)能够与辐射带电子发 生回旋共振相互作用,破坏其第一和第二绝热不变量,产生显著的局地加速和 损失效应 [Horne and Thorne, 1998, 2003; Summers et al., 1998; Roth et al., 1999; Summers and Ma, 2000; Albert, 2002, 2003, 2004, 2005; Horne et al., 2003a,b, 2005a; O'Brien et al., 2003; Albert and Young, 2005; Li et al., 2005; Varotsou et al., 2005, 2008; Shprits et al., 2006b, 2009c; Xiao and He, 2006; Xiao et al., 2007b,a, 2009a, 2010a,b; Li et al., 2007; Su and Zheng, 2008, 2009; Zheng et al., 2008; Albert and Bortnik, 2009; Albert et al., 2009; Su et al., 2009b,d, 2010a,d, 2011b,c,d; Thorne, 2010]。这种波粒回旋共振相互作用是电子辐射带演化的重要 机制。

哨声模合声波 (Chorus Wave) 具有典型频率 $0.05 - 0.8 |\Omega_e|$ ($|\Omega_e|$ 为电子回 旋频率), 主要分布在等离子体层顶外 2200-1300 MLT (MLT 为磁地方时)的 广泛空间 [Tsurutani and Smith, 1974, 1977; Koons and Roeder, 1990; Meredith et al., 2001; Santol*i*k et al., 2003, 2004]。合声波的典型强度为 1 – 100 pT [Burtis and Helliwell, 1975; Meredith et al., 2001, 2003a]。强地磁扰动期间,强度能 够达到 1 nT [Parrot and Gaye, 1994]。特别极端条件下,合声波波幅能超过 100 mV/m [Cattell et al., 2008; Cully et al., 2008]。现有的理论模型和数值计 算表明,这些合声波对辐射带电子的加速有显著贡献 [e.g., Horne and Thorne, 1998; Summers et al., 1998; Horne and Thorne, 2003]。

哨声模嘶声波 (Hiss Wave) 通常分布在等离子体层和等离子体羽等高密 度区域 [Russell et al., 1969; Thorne et al., 1973; Li et al., 2007; Bortnik et al., 2008b, 2009]。嘶声波频率范围为 ~100 Hz 到几个 kHz,磁平静期强度保持



图 2.1 内磁层中能够与辐射带电子发生回旋共振的主要等离子体波动的空间分布示意图 [Thorne, 2010]。

在 10 pT 左右,磁暴时强度能够上升到~100 pT [Smith et al., 1974; Meredith et al., 2004; Summers et al., 2008]。已有的理论模型和数值计算表明,嘶声波能够驱动外辐射带和槽区高能电子进入损失锥进而发生沉降 [Lyons and Thorne, 1973; Meredith et al., 2007; Su et al., 2010a, 2011b,c,d]。

电磁离子回旋波(Electromagnetic Ion Cyclotron Wave)主要分布在昏侧 的等离子体层顶和等离子体羽中 [Fraser et al., 1996]。电磁离子回旋波具有频 率 0.1 - 5.0 Hz,分布在三个分别低于氢 (H⁺),氦 (He⁺)和氧 (O⁺)离子回旋频 率的不同波段 [Summers et al., 2007a,b]。目前的理论模型和数值计算表明,电 磁离子回旋波能够在几个小时的时间尺度内驱动相对论电子进入损失锥进而产 生快速的沉降损失 [Meredith et al., 2003b; Summers and Thorne, 2003; Bortnik et al., 2006; Li et al., 2007; Summers et al., 2007b; Su et al., 2010a, 2011b,c]。

磁声波(Magnetosonic Wave) 是处在离子回旋频率和低混杂频率之间的 波段。其纬度分布集中在磁赤道附近 [Russell et al., 1970; Santol*i*k et al., 2002; Němec et al., 2005, 2006; Horne et al., 2007], MLT 分布主要位于下午侧和昏 侧 [Pokhotelov et al., 2008], 径向分布则较为分散(L = 2 - 7) [Gurnett, 1976; Laakso et al., 1990]。目前初步的计算表明,磁声波能够有效地加速辐射带电子, 其加速时间尺度与合声波相当 [Horne et al., 2007]。

准线性扩散方程是描述由回旋共振作用驱动的电子相空间密度演化的有 效工具 [e.g, Kennel and Engelmann, 1966; Schulz and Lanzerotti, 1974; Beutier et al., 1995; Bourdarie et al., 1997; Albert and Young, 2005; Xiao et al., 2009a; Su et al., 2010a, 2011c]。准线性理论的基本假设是波动具有小振幅非相干的 特征 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Shprits et al., 2008b,c]。Albert [2003, 2005]; Glauert and Horne [2005] 给出了斜传播的波与电子回旋共振的相对论准线性 扩散系数表达式。Summers [2005] 和 Albert [2008] 分别提出了平行传播近似 (Parallel Propagation Approximation, 简称 PPA)和平均值近似(Mean Value Approximation, 简称 MVA)两种方法来快速计算准线性扩散系数。

本章的内容包括以下四个方面:

- 在第 2.2 节,我们建立了一个由各种波模回旋共振作用所驱动的电子辐射 带局地扩散模型。数值实现的难点在于完整求解回旋共振扩散方程(包含 投掷角、动量和交叉扩散三部分)。我们构建了一种高效、稳定且易于编 程实现的数值格式——混杂有限差分法(Hybrid Finite Difference Method, 简称 HFD),它能够有效地克服交叉扩散项的引入导致的计算不稳定性。 这种方法得到我们 [Su et al., 2009b,c,d, 2010a,c,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b, 2011a] 和其他研究小组 [Fok et al., 2010b; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Zheng et al., 2011] 的广泛应用。
- 在第 2.3 节,我们应用该局地扩散模型详细分析了合声波、嘶声波及电磁 离子回旋波在电子辐射带动态过程中所发挥的作用,同时对比研究了交叉 扩散项对模拟结果的影响。
- 3. 前人的模拟工作简单地假设等离子体密度沿磁力线保持不变,这实际 上是与现有的观测结果相悖的 [e.g., Goldstein et al., 2001; Denton et al.,

2002a,b, 2004a,b; Tu et al., 2006]。在第 2.4 节,我们构建了一个较为真实的背景等离子体密度模型,以合声波为例,定量分析了沿磁力线密度变化对回旋共振效率的影响。

4. 当前的局地扩散模型可以推广应用在准线性理论成立的诸多领域,包括辐射带 [e.g., Su et al., 2009b,d; Xiao et al., 2009a]、环电流 [Xiao et al., 2011a] 和极光 [Su et al., 2009c, 2010c] 领域。在第 2.5 节,我们推广应用该模型分析合声波与亚暴注入的等离子体片电子回旋共振相互作用的过程。

2.2 电子辐射带局地扩散模型

2.2.1 背景电磁场

本章中我们采用偶极磁场来近似描述内磁层磁场位型,不考虑磁层内部的各种大尺度电场。需要说明的是,之前的众多定量计算回旋共振作用的研究工作 [e.g., Albert, 2003, 2005, 2008; Horne et al., 2003a, 2005a; Glauert and Horne, 2005; Summers, 2005] 都采用偶极磁场模型。最近,Orlova and Shprits [2010] 研究表明,在背阳侧较大 L 区域,偶极场和 T89 磁场模型 [Tsyganenko, 1989] 下计算得到的扩散系数存在比较明显的差别。

2.2.2 基本方程

在偶极磁场中,作用量空间 (*J*₁, *J*₂, *J*₃)和可观测量空间 (*α_e*, *p*, *L*)的雅可 比行列式为

$$\mathfrak{J} \propto \begin{vmatrix} \partial \mu / \partial \alpha_e & \partial \mu / \partial p & \partial \mu / \partial L \\ \partial J / \partial \alpha_e & \partial J / \partial p & \partial J / \partial L \\ 0 & 0 & \mathrm{d} \Phi / \mathrm{d} L \end{vmatrix} \\
\propto \frac{\mathrm{d} \Phi}{\mathrm{d} L} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \alpha_e} \frac{\partial J}{\partial p} - \frac{\partial \mu}{\partial p} \frac{\partial J}{\partial \alpha_e} \right) \\
\propto L p^2 \sin \alpha_e \cos \alpha_e \left(I - \frac{\sin \alpha_e}{\cos \alpha_e} \frac{\partial I}{\partial \alpha_e} \right).$$
(2.1)

根据方程 (1.22),我们可以求得

$$\frac{\partial I}{\partial \alpha_e} = -\int_{s'_m}^{s_m} \sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial \alpha_e} \mathrm{d}s + \cos \alpha (s_m) \frac{\partial s_m}{\partial \alpha_e} - \cos \alpha (s'_m) \frac{\partial s'_m}{\partial \alpha_e}.$$
 (2.2)

注意到在磁镜点处投掷角 $\alpha(s_m) = \alpha(s'_m) = 90^\circ$, 上式化简为

$$\frac{\partial I}{\partial \alpha_e} = -\int_{s'_m}^{s_m} \sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial \alpha_e} \mathrm{d}s.$$
(2.3)

考虑到第一绝热不变量在弹跳运动过程中守恒

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{\sin^2 \alpha_e}{B_e},\tag{2.4}$$

我们可以求得

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \alpha_e} = \frac{\tan \alpha}{\tan \alpha_e}.$$
(2.5)

将方程 (2.5) 代入方程 (2.3), 我们可以得到

$$I - \frac{\sin \alpha_e}{\cos \alpha_e} \frac{\partial I}{\partial \alpha_e} = \int_{s'_m}^{s_m} \cos \alpha \mathrm{d}s + \int_{s'_m}^{s_m} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \mathrm{d}s = \int_{s'_m}^{s_m} \frac{1}{\cos \alpha} \mathrm{d}s.$$
(2.6)

将方程 (2.6)、(1.17) 和 (1.19) 代入方程 (2.1), 雅可比行列式最终化简为

$$\mathfrak{J} \propto L^2 G,$$
 (2.7)

$$G = p^2 T(\alpha_e) \sin \alpha_e \cos \alpha_e. \tag{2.8}$$

辐射带电子与各种等离子体波动的回旋共振作用是发生在局部的物理过程,其破坏第一和第二绝热不变量 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Shprits et al., 2008b,c]。将雅可比行列式 (2.7) 代入方程 (1.40),并重新定义弹跳平均的投掷角、动量和交叉扩散系数 [Lyons and Williams, 1984; Glauert and Horne, 2005]

$$\langle D_{\alpha\alpha} \rangle = \frac{p^2}{2} \left\langle \frac{(\Delta \alpha_e)^2}{\Delta t} \right\rangle,$$
 (2.9)

$$\langle D_{\alpha p} \rangle = \frac{p}{2} \left\langle \frac{\Delta \alpha_e \Delta p}{\Delta t} \right\rangle,$$
 (2.10)

$$\langle D_{pp} \rangle = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta p)^2}{\Delta t} \right\rangle,$$
 (2.11)

我们可以得到描述赤道投掷角一动量 (α_e , p) 空间内分布函数 f 演化的准线性 扩散方程 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Lyons and Williams, 1984; Kozyra et al., 1994]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left[G\left(\langle D_{\alpha\alpha} \rangle \frac{1}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \langle D_{\alpha p} \rangle \frac{\partial f}{\partial p} \right) \right]
+ \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial p} \left[G\left(\langle D_{p\alpha} \rangle \frac{1}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \langle D_{pp} \rangle \frac{\partial f}{\partial p} \right) \right].$$
(2.12)

2.2.3 扩散系数

弹跳平均的扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 可以由相应的局地扩 散系数 $D_{\alpha\alpha}$ 、 D_{pp} 和 $D_{\alpha p} = D_{p\alpha}$ 沿磁力线积分平均得到。在偶极磁场中,它们 的表达式为 [Lyons and Williams, 1984]

$$\langle D_{\alpha\alpha} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha\alpha} \frac{\cos \alpha}{\cos^2 \alpha_e} \cos^7 \lambda d\lambda, \qquad (2.13)$$

$$\langle D_{pp} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{pp} \frac{(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}}{\cos\alpha} \cos\lambda d\lambda, \qquad (2.14)$$

$$\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha p} \frac{(1+3\sin^2 \lambda)^{1/4}}{\cos \alpha_e} \cos^4 \lambda d\lambda,$$
 (2.15)

其中, λ 为磁纬度, λ_m 表示赤道投掷角为 α_e 电子的磁镜点纬度。根据第一绝 热不变量守恒和偶极磁场的表达式,我们可以得到 α_e 和 λ_m 的关系式

$$\frac{1}{\sin^2 \alpha_e} = \frac{\sin^2 \alpha(\lambda_m)}{\sin^2 \alpha_e} = \frac{B(\lambda_m)}{B_e} = \frac{(1+3\sin^2 \lambda_m)^{1/2}}{\cos^6 \lambda_m},$$
(2.16)

$$\cos^{12}\lambda_m + 3\cos^2\lambda_m\sin^4\alpha_e - 4\sin^4\alpha_e = 0.$$
(2.17)

局地回旋共振扩散系数的计算包含以下三个步骤。

1. 确定波谱分布。等离子体波的频率分布通常假设为高斯分布 [e.g., Albert,

2003, 2005; Summers, 2005; Glauert and Horne, 2005]

$$B_{\omega}^{2} = \begin{cases} A^{2} \exp[-(\omega - \omega_{m})^{2}/(\delta\omega)^{2}], & \omega_{1} \leq \omega \leq \omega_{2} \\ 0, & \ddagger \& \end{cases}, \qquad (2.18)$$

$$A^{2} = \frac{2B_{t}^{2}}{\pi^{1/2}\delta\omega} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\omega_{2} - \omega_{m}}{\delta\omega}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\omega_{m} - \omega_{1}}{\delta\omega}\right) \right]^{-1}, \quad (2.19)$$

其中, ω_1 和 ω_2 为频率截止下限和上限, ω_m 为峰值频率, $\delta\omega$ 为频谱半 宽度, A^2 为归一化参数, B_t 为波幅。波法线分布有两类假设: 倾斜传 播和平行传播。斜传播波的波法线分布通常假设为高斯分布 [e.g., Albert, 2003, 2005; Summers, 2005; Glauert and Horne, 2005]

$$g(X) = \begin{cases} \exp[-(X - X_m)^2 / X_\omega^2], & X_1 \le X \le X_2 \\ 0, & \nexists \dot{\mathcal{E}} \end{cases}, \qquad (2.20)$$

其中, $X = \tan \theta$, θ 表示波矢 **k** 和背景磁场 **B** 的夹角, X_1 和 X_2 为 X 的下限和上限, X_m 和 X_ω 为 X 分布的峰值位置和半宽度。平行传播近 似 [Summers, 2005] 即是假定 $\theta = 0^\circ$ 和 180°。

 求解共振根。共振角频率 ω 和波矢 k 满足冷等离子体波动色散关系 [Stix, 1992] 和 n 阶共振条件

$$\omega - v_{\parallel}k_{\parallel} = -n|\Omega_e|/\gamma, \qquad (2.21)$$

其中, $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ 和 $k_{\parallel} = k \cos \theta$ 分别表示平行于背景磁场方向的速度和 波矢分量。在高密度条件下,即满足等离子频率 ω_{pe} 和电子回旋频率 $|\Omega_e|$ 比值的平方远大于 1 的条件,电子一质子等离子体中斜传播的哨声模波的 色散关系可以简化为 [Lyons, 1974c]

$$V^{2} = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^{2} = \frac{\omega_{pe}^{2}}{|\Omega_{e}|^{2}} \frac{1+M}{M} \Psi^{-1},$$
(2.22)

$$\Psi = 1 - \frac{\omega^2}{\Omega_p |\Omega_e|} - \frac{\sin^2 \theta}{2} + \left[\frac{\sin^4 \theta}{4} + \frac{\omega^2}{\Omega_p^2}(1-M)^2 \cos^2 \theta\right]^{1/2}, \qquad (2.23)$$

其中, $M = m_e/m_p = 1/1836$ 为电子和质子静止质量的比值, Ω_p 为质子 回旋频率。在多成分等离子体 (e⁻, H⁺, He⁺, O⁺) 中, 平行传播的电磁离 子回旋波色散关系为 [Summers and Thorne, 2003]

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + |\Omega_e|)} - \sum_{j=1}^3 \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega - \Omega_j)},\tag{2.24}$$

其中, $\Omega_j|_{j=1,2,3}$ 表示氢离子 H⁺、氦离子 He⁺ 和氧离子 O⁺ 回旋频率, ω_{pj} 表示第 *j* 种离子的振荡频率。考虑到完整色散关系的复杂性,我们将 使用这两组较为简单的色散关系 (2.22) 和 (2.24) 以提高求解共振根的效 率 [Albert, 2005; Lyons, 1974c; Summers and Thorne, 2003]。

 确定扩散系数表达式。回旋共振作用的准线性扩散描述最早由 Kennel and Engelmann [1966] 所确立。以 Kennel and Engelmann [1966] 的工作为出发 点, Lyons [1974a,b,c]; Lyons and Williams [1984]; Albert [1999, 2005] 确定 了相对论条件下由斜传播等离子体波所驱动的扩散系数表达式

$$\begin{pmatrix} D_{\alpha\alpha} & D_{\alpha p} \\ D_{p\alpha} & D_{pp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{D}_{\alpha\alpha} & \tilde{D}_{\alpha p} \\ \tilde{D}_{p\alpha} & \tilde{D}_{pp} \end{pmatrix} |\Omega_e|^2 \frac{B_\omega^2}{B^2} \frac{p^2}{\gamma^2}, \qquad (2.25)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{D}_{\alpha\alpha} & \tilde{D}_{\alpha p} \\ \tilde{D}_{p\alpha} & \tilde{D}_{pp} \end{pmatrix} = \sum_{n=n_1}^{n_2} \int_{X_1}^{X_2} X dX \begin{pmatrix} \tilde{D}_{\alpha\alpha}^{nX} & \tilde{D}_{\alpha p}^{nX} \\ \tilde{D}_{p\alpha}^{nX} & \tilde{D}_{pp}^{nX} \end{pmatrix}, \qquad (2.26)$$

$$\tilde{D}_{\alpha\alpha}^{nX} = \sum_{i} \left. \frac{\omega^2 (\sin^2 \alpha + n |\Omega_e| / \gamma \omega)^2}{4\pi v_{\parallel}^2 (1 + X^2) N(\omega)} \frac{g(X) |\Phi_{n,\mathbf{k}}|^2}{\left| v_{\parallel} - \partial \omega / \partial k_{\parallel} \right|_X} \right|_{\substack{\omega = \omega_i \\ k = k_i}},$$
(2.27)

$$N(\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty g(X) \left| J\left(\frac{k_\perp, k_\parallel}{\omega, X}\right) \right| k_\perp dX, \qquad (2.28)$$

$$J\left(\frac{k_{\perp},k_{\parallel}}{\omega,X}\right) = -k_{\parallel}\frac{\partial k_{\parallel}}{\partial \omega}\Big|_{X} = -k\cos^{2}\theta\frac{\partial k}{\partial \omega}\Big|_{X}, \qquad (2.29)$$

$$|\Phi_{n,k}|^{2} = \left[\left(\frac{2D}{V^{2} - S} \right)^{2} + \left(\frac{2P \cos \theta}{V^{2} \sin^{2} \theta - P} \right)^{2} \right]^{-1} \times \left[\left(\frac{V^{2} - L}{V^{2} - S} \right) J_{n+1} + \left(\frac{V^{2} - R}{V^{2} - S} \right) J_{n-1} + \frac{V^{2} \cot \alpha \sin 2\theta}{V^{2} \sin^{2} \theta - P} J_{n} \right]^{2}, \quad (2.30)$$

$$R = \frac{\omega_{pe}^2}{|\Omega_e|^2} \frac{|\Omega_e|}{\omega} \left[\frac{1+M}{1-M-(\omega/|\Omega_e|-\Omega_p/\omega)} \right],$$
(2.31)

$$L = -\frac{\omega_{pe}^2}{|\Omega_e|^2} \frac{|\Omega_e|}{\omega} \left[\frac{1+M}{1-M+(\omega/|\Omega_e|-\Omega_p/\omega)} \right], \qquad (2.32)$$

$$P = -\frac{\omega_{pe}^2}{|\Omega_e|^2} \frac{|\Omega_e|^2}{\omega^2} (1+M),$$
(2.33)

$$S = \frac{R+L}{2},\tag{2.34}$$

$$D = \frac{R-L}{2},\tag{2.35}$$

$$\tilde{D}_{\alpha p}^{nX} = \tilde{D}_{p\alpha}^{nX} = \tilde{D}_{\alpha\alpha}^{nX} \left[\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{-\sin^2\alpha - n|\Omega_e|/\gamma\omega} \right] \Big|_{\substack{\omega=\omega_i\\k=k_i}},$$
(2.36)

$$\tilde{D}_{pp}^{nX} = \tilde{D}_{\alpha\alpha}^{nX} \left[\frac{\sin\alpha\cos\alpha}{-\sin^2\alpha - n|\Omega_e|/\gamma\omega} \right]^2 \bigg|_{\substack{\omega=\omega_i\\k=k_i}}.$$
(2.37)

其中, n_1 和 n_2 表示谐共振阶数的下限和上限, ω_i 和 k_i 表示第 i个共振 角频率和波数,下标符号 \perp 和 || 表示垂直和平行于背景磁场的分量,第 n阶 Bessel 函数 J_n 的自变量为 $-k_{\perp}p_{\perp}/(m_e|\Omega_e|)$ 。以 Kennel and Engelmann [1966] 的工作为出发点, Summers [2005] 和 Tao et al. [2011a] 确定了相对 论条件下由平行传播等离子体波动所驱动的扩散系数表达式

$$D_{\alpha\alpha} = |\Omega_e|^2 \left(\frac{p^2}{\gamma^2} I_0 - 2\cos\alpha \frac{m_e cp}{\gamma} I_1 + \cos^2\alpha m_e^2 c^2 I_2\right), \qquad (2.38)$$

$$D_{pp} = m_e^2 c^2 |\Omega_e|^2 \sin^2 \alpha I_2, \qquad (2.39)$$

$$D_{\alpha p} = D_{p\alpha} = -m_e c p |\Omega_e|^2 \sin \alpha \left(\frac{I_1}{\gamma} - \frac{m_e c \cos \alpha}{p} I_2 \right), \qquad (2.40)$$

$$I_s = \frac{\pi}{4} \sum_{i} \left[\frac{B_{\omega}^2}{B^2} \left(\frac{\omega}{ck} \right)^s \left| 1 - \cos \alpha \frac{p}{\gamma m_e} \frac{dk}{d\omega} \right|^{-1} \right] \bigg|_{\substack{\omega = \omega_i \\ k = k_i}}, \quad s = 0, 1, 2.$$
(2.41)

2.2.4 计算方法

完整的准线性扩散方程包含投掷角、动量和交叉扩散三个部分。在运用通常的数值格式求解过程中,交叉扩散过程的引入常常会产生一些计算不稳定性 [Albert, 2004; Albert and Young, 2005]。 Albert and Young [2005] 提出了一种 坐标转换的技巧来对角化扩散系数矩阵。在该组特定坐标下,扩散方程不含有 交叉项,通常的数值格式(比如全隐格式)均可以来求解方程。显然,这种转 换坐标的选择依赖于特定的扩散系数,不同的扩散系数会产生不同的转换坐标。 在实际情况中,波模的变化、同一波模波谱参数的时空变化以及背景等离子体 密度的时空变化都会使得扩散系数发生改变,进而改变转换坐标。频繁的坐 标变换会浪费许多计算时间,而且容易产生较大的数值误差。Tao et al. [2008, 2009] 采用蒙特卡罗方法和层方法来完整求解该扩散方程,但正如作者所指出, 这些方法的效率与直接的有限差分法 [Albert and Young, 2005] 仍然有较大的差 距。我们构造了一种混杂有限差分法(Hybrid Finite Difference Method,简称 HFD) [Xiao et al., 2009a; Su et al., 2009d, 2011d] 来完整求解准线性扩散方程 (2.12)。它的基本思想是,基于算符分裂,首先将方程分解为对角扩散和非对 角扩散部分,然后分别应用纯隐格式和交替方向隐格式(Alternative Direction Implicit, 简称 ADI) 对其进行处理。在准线性理论成立的诸多领域(例如 辐射带、环电流和极光),这种方法得到我们 [Su et al., 2009b,c,d, 2010a,c,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b, 2011a] 和其他研究小组 [Fok et al., 2010b; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Zheng et al., 2011] 的广泛应用。最近, Subbotin et al. [2010] 构建了一种全隐格式完整求解该二维扩散方程,它涉及到 大矩阵求逆的过程,其内存消耗巨大。

本节中,我们将详细介绍混杂有限差分格式。引入变量

$$\xi = \ln \frac{p}{m_e c} \tag{2.42}$$

准线性扩散方程 (2.12) 化为

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left(\frac{G\langle D_{\alpha\alpha} \rangle}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right) + \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{G\langle D_{pp} \rangle}{p} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right)
+ \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left(\frac{G\langle D_{\alpha p} \rangle}{p} \right) \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{G\langle D_{\alpha p} \rangle}{p} \right) \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \frac{2\langle D_{\alpha p} \rangle}{p^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \alpha_e \partial \xi},$$
(2.43)

基于算符分裂技术 [Strang, 1968; Kim et al., 1999], 上述方程可以分解为:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left(\frac{G \langle D_{\alpha \alpha} \rangle}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right), \qquad (2.44)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{G \langle D_{pp} \rangle}{p} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right), \qquad (2.45)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{G\langle D_{\alpha p} \rangle}{p} \right) \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left(\frac{G\langle D_{\alpha p} \rangle}{p} \right) \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{2\langle D_{\alpha p} \rangle}{p^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \alpha_e \partial \xi}.$$
 (2.46)

方程 (2.43) 的求解过程可以转化为在每个时间步对上述方程 (2.44-2.46) 逐次 求解。方程 (2.44) 和 (2.45) 由纯隐格式求解,而方程 (2.46) 则由交替方向隐格 式求解 [Strang, 1968]。虽然隐格式和交替方向隐格式在理论上是绝对稳定的, 实际测试表明在应用混杂有限差分格式求解该扩散方程时仍然需要限制时间步 长来确保稳定。

2.3 不同波模的作用和交叉扩散的影响

由于完整求解准线性扩散方程的数值难度,前人的工作中常常忽略交叉扩 散项 [e.g., Varotsou et al., 2005, 2008; Li et al., 2007]。 Albert and Young [2005] 和 Tao et al. [2008, 2009] 只是完整求解了合声波和磁声波驱动的扩散过程,没 有涉及其他的波模。需要说明的是,磁声波通常具有较大的波法向角(接近 90°),准线性理论并不能完整描述磁声波和电子的共振相互作用过程 [Bortnik and Thorne, 2010]。在本节中,我们将系统地计算合声波、嘶声波和电磁离子 回旋波的扩散系数,并采用混杂有限差分格式完整求解扩散方程,更加完善地 考察不同波模对电子辐射带动态过程的贡献以及交叉扩散项对模拟结果的影响。

我们着重考虑外辐射带核心区 L = 4.5 的局地加速和损失过程,在 (α_e , E_k) 空间内取计算区域 [0°, 90°] × [0.2 MeV, 10.0 MeV],在 (α_e , ξ) 空间内均匀划分 91 × 81 网格,取时间步长 $\Delta t = 1$ s。需要说明的是,我们的绘图区域限制在 [0°, 90°] × [0.2 MeV, 5.0 MeV] 以便于能够更为清晰地看到 ~MeV 电子的演化 特征。

我们假设电子的初始相空间密度 f 为一种 Kappa 类型的分布函数 [Vasyliunas, 1968; Maksimovic et al., 1997a,b; Viñas et al., 2005; Xiao, 2006; Xiao et al., 2008b,a,c]

$$f(t=0,\alpha_e,p) = C\left(\frac{p\sin\alpha_e}{\theta_\kappa}\right)^{2l} \left[1 + \frac{p^2}{\kappa\theta_\kappa^2}\right]^{-(\kappa+l+1)}, \qquad (2.47)$$

$$C = \frac{N\Gamma(\kappa + l + 1)}{\pi^{3/2} \theta_{\kappa}^{3/2} \kappa^{(l+3/2)} \Gamma(l+1) \Gamma(\kappa - 1/2)},$$
(2.48)

其中, l为损失锥指数, θ_{κ}^2 为有效热指数, N为电子数密度, κ 为谱指数, Γ 为伽马函数。在当前的计算中,这些自由参数的取值为 $\theta_{\kappa}^2 = 0.15$, l = 0.5和 $\kappa = 6$ [Xiao et al., 2009a].

我们假定电子进入损失锥之后会快速沉降入大气层,在损失锥角处取边 界条件 $f(\alpha_e = \alpha_L) = 0$ 。在 $\alpha_e = \pi/2$ 处,我们取对称边界条件 $\partial f/\partial \alpha_e(\alpha_e = \pi/2) = 0$ 。在能量方向的上下边界 $E_k = 0.2$ 和 10.0 MeV,我们均取固定边界条 件,相当于假定极端高能电子和低能电子没有增加和损失。

2.3.1 哨声模合声波

基于前人的工作 [Meredith et al., 2001, 2002, 2003a; Horne et al., 2005a; Li et al., 2007], 我们在背阳侧和向阳侧选取不同的背景等离子体参数和合声波分布参数。我们假定沿磁力线冷等离子体数密度保持不变,背阳侧和向阳侧磁赤道处的冷等离子体频率 ω_{pe} 和电子回旋频率 $|\Omega_e|$ 的比值分别为 3.8 和 4.6 (对应于等离子体层顶外的低密度区域)。在背阳侧,合声波纬度分布为 $|\lambda| < 15^\circ$, 波谱参数为 $B_t = 50$ pT、 $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|$ 、 $\omega_2 = 0.65 |\Omega_e|$ 、 $\delta \omega = 0.15 |\Omega_e|$ 、 $\omega_m = 0.35 |\Omega_e|$ 、 $X_m = 0$ 、 $X_\omega = 0.577$ 、 $X_1 = 0$ 和 $X_2 = 1$ 。在向阳侧,合声波的纬度分布为 $\lambda \leq 35^\circ$,波谱参数为 $B_t = 10^{0.75+0.04\lambda}$ pT、 $\omega_1 = 0.1 |\Omega_e|$ 、 $\omega_2 = 0.3 |\Omega_e|$ 、 $\delta \omega = 0.1 |\Omega_e|$ 、 $\omega_m = 0.2 |\Omega_e|$ 、 $X_m = 0$ 、 $X_\omega = 0.577$ 、 $X_1 = 0$ 和 $X_2 = 1$ 。向阳侧和背阳侧,共振阶数均取为 $n = 0, \pm 1, \cdots, \pm 5$ 。需要说明的是,众多模拟工作 [e.g., Li et al., 2007; Shprits et al., 2009a, 2010a] 都采用类似的参数来研究磁暴时合声波驱动的电子辐射带演化。

计算得到的背阳侧和向阳侧合声波驱动的扩散系数在 (α_e , E_k) 空间内的 分布如图 2.2 所示。图 2.3 更为清楚地展示了两侧合声波所驱动的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子扩散系数剖面。三个扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle$ 均具有和 p^2/t 相同的量纲,我们在绘图时将扩散系数除以 p^2 得到以 s⁻¹ 为量纲的物理 量。需要注意的是,投掷角和动量扩散系数均为正值,它们的空间变化较为平



第二章 回旋共振作用

图 2.2 在二维空间 (α_e , E_k) 中由背阳侧 (左) 和向阳侧 (右) 合声波所驱动的扩散系数分 布。第一行和第二行代表投掷角和动量扩散系数,第三行代表交叉扩散系数的绝对值,第 四行表示交叉扩散系数的符号。



图 2.3 由背阳侧(左)和向阳侧(右)合声波所驱动的 0.5(蓝)、1.0(绿)和 2.0(红) MeV 电子扩散系数剖面图。

缓,而交叉扩散系数可正可负且具有较大的空间变化幅度和空间梯度(这是使得通常的数值格式产生不稳定性的主要原因 [Albert, 2004; Albert and Young, 2005])。显然,两侧合声波所驱动的扩散系数数值大小相当,但分布迥异。如图 2.3 所示,投掷角扩散系数的最大值约为动量扩散系数最大值的 10 倍,而 交叉和动量扩散系数的最大值大致相当,这个结果说明简单地略去交叉扩散项 是不合理的。对于固定能量的电子(例如 1 MeV),合声波能够与它们在很广

的投掷角范围内发生共振。背阳侧合声波集中低纬度区域 ($\lambda < 15^{\circ}$),与较小投 掷角的电子共振作用的时间较少,其驱动的扩散系数峰值位于大投掷角(接近 $\alpha_e = 90^{\circ}$)。向阳侧合声波具有较广的纬度分布 ($\lambda < 35^{\circ}$),且其强度随着纬度的 的增大而增大,与较小投掷角的电子共振作用的强度较大,其对应的扩散系数 峰值位于小投掷角(接近 $\alpha_e = \alpha_L$)。

如绪论所述,高能电子近似沿圆形轨道围绕地球旋转,周期性地经过不同的波模分布区域(如图 2.1 所示)。因此,我们假设背阳侧和向阳侧合声波各占 25% 的漂移轨道区域 [e.g., Li et al., 2007; Summers et al., 2007b; Su et al., 2009b; Xiao et al., 2009a],将漂移平均后的扩散系数带入扩散方程 (2.12),得到电子相空间密度 f 和微分通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化。

图 2.4 展示了电子通量 j 在 t = 0、8、16 和 48 小时的空间分布, 左右两 列分别为包含和去除交叉扩散项的计算结果。图 2.5 展示了对应的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量的剖面曲线。通过完整求解扩散方程,我们可以看到合声波 能够有效地加速辐射带电子,使得高能电子的通量显著增强。高能电子的微分 通量的增强主要出现在大投掷角 ($\alpha_e > 45^\circ$),而小投掷角处的通量变化则相对 较小。在两天的时间内,捕获在磁赤道附近 ($\alpha_e = 90^\circ$)的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量分别增加到原来的 3、30 和 60 倍左右。交叉项的忽略会导致合声波 的加速效应被严重高估。两天后,0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量在大投掷角附 近分别被高估大约 3、6 和 5 倍,而在小投掷角则分别被高估了大约 10、50 和 200 倍。这些计算结果表明交叉项在合声波和电子回旋共振扩散过程中发挥着 非常重要的作用,辐射带模型中必须完整包含交叉项才能够准确反应合声波驱 动的加速过程。

2.3.2 哨声模嘶声波

我们仍然假定沿磁力线背景等离体密度保持不变,磁赤道处 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 取值 为 15 [Li et al., 2007] (对应于高密度的等离子体羽区域)。嘶声波的纬度分 布区域为 $\lambda < 40^{\circ}$,波谱参数为 $B_t = 0.1 \text{ nT}$ 、 $\omega_1 = 0.01 |\Omega_e|$ 、 $\omega_2 = 0.21 |\Omega_e|$ 、 $\delta\omega = 0.03 |\Omega_e|$ 、 $\omega_m = 0.06 |\Omega_e|$ 、 $X_m = 0$ 、 $X_\omega = 0.577$ 、 $X_1 = 0$ 和 $X_2 = 1$ 。 与合声波情形一样,共振阶数取为 $n = 0, \pm 1, \dots, \pm 5$ 。这些典型参数常常被用



图 2.4 在二维空间 (α_e, E_k) 中合声波驱动的电子通量 $j = p^2 f$ (任意单位)的演化。左侧 和右侧分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。



图 2.5 由合声波所驱动的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 在 t = 0 (黑)、8(蓝)、16(绿)和 48(红)小时的剖面图。实线和虚线分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。

来研究磁暴时等离子体羽中嘶声波驱动的电子辐射带演化 [e.g., Li et al., 2007; Shprits et al., 2009c; Xiao et al., 2009a; Su et al., 2010a, 2011b,c,d]。



图 2.6 在二维空间 (α_e, E_k) 中由嘶声波所驱动的扩散系数分布。

计算得到的嘶声波驱动的扩散系数在 (α_e , E_k) 空间内的分布如图 2.6 所示, 对应的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子扩散系数剖面显示在图 2.7 中。我们可以看到 扩散系数的分布具有显著的不均匀性。扩散系数的最大值位于低能量大投掷角 附近,随着能量的增加同一投掷角对应的扩散系数呈现减少的趋势。对于固定 能量的电子,投掷角扩散系数和交叉扩散系数的最大值分别大约是动量扩散系 数最大值的 3 × 10³ 倍和 50 倍。这个结果表明,在嘶声波驱动的扩散过程中, 投掷角扩散起着相对主导的作用。

我们假定嘶声波分布于整个漂移轨道 15% 的区域 [Li et al., 2007],将漂移 平均后的扩散系数带入扩散方程 (2.12),得到电子相空间密度 f 和微分通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化。我们分别求解包含和忽略交叉项的扩散方程,得到的 电子通量 j 在 t = 0、8、16 和 48 小时的空间分布如图 2.8 所示,对应时刻的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量的剖面曲线显示在图 2.9 中。通过完整求解扩散 方程可以看出,嘶声波能够散射高能电子(特别是在大投掷角附近),驱动大 投掷角的电子向损失锥移动,产生电子通量的下降。由于扩散系数随着能量的 增大而呈下降趋势,嘶声波所驱动的损失效应随着能量的升高而减弱。两天后, 捕获在磁赤道附近的 0.1、0.5 和 2.0 MeV 电子通量大约分别下降到原来的 1/5、



图 2.7 由嘶声波所驱动的 0.5 (蓝)、1.0 (绿) 和 2.0 (红) MeV 电子扩散系数剖面图。

1/2 和 2/3。较之于包含交叉项的计算的结果,交叉项的忽略会导致高能电子的 通量被高估,即低估了嘶声波的损失效应。两天后,损失锥附近,0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量被高估 0.5 到 2 倍。这些结果说明,交叉项的忽略导致对嘶



图 2.8 在二维空间 (α_e, E_k) 中嘶声波驱动的电子通量 $j = p^2 f$ (任意单位)的演化。左侧 和右侧分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。



图 2.9 由嘶声波所驱动的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 在 t = 0 (黑)、8(蓝)、16(绿)和 48(红)小时的剖面图。实线和虚线分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。

声波损失效应的低估是相对有限的。

2.3.3 电磁离子回旋波

与前面的分析一样,我们假定沿磁力线背景等离体密度保持不变,磁赤道 处 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 取值为 15 [Li et al., 2007] (对应于高密度的等离子体羽区域)。需 要说明的是,电磁离子回旋波的统计特征并不是很清楚 [Shprits et al., 2009a]。 参照前人的研究工作 [Li et al., 2007; Summers et al., 2007b],我们这里主要考 察平行于磁力线传播的 He⁺ 带电磁离子回旋波与辐射带电子的回旋共振过程。 磁暴时离子组分假设为 70%H⁺+20%He⁺+10%O⁺。电磁离子回旋波的纬度分 布区域为 $\lambda < 15^{\circ}$,波谱参数为 $B_t = 1.0$ nT、 $\omega_1 = 3.45\Omega_{O^+}$ 、 $\omega_2 = 3.95\Omega_{O^+}$ 、 $\delta\omega = 0.25\Omega_{O^+}$ 和 $\omega_m = 3.70\Omega_{O^+}$ (其中 Ω_{O^+} 为氧离子 O⁺回旋频率)。对于当前 的平行传播的左旋电磁波,只有n = 1的共振阶数对扩散系数有贡献 [Summers, 2005]。



图 2.10 在二维空间 (α_e, E_k) 中由电磁离子回旋波所驱动的扩散系数分布。

计算得到的电磁离子回旋波驱动的扩散系数在 (α_e , E_k) 空间内的分布如 图 2.10 所示, 对应的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子扩散系数剖面显示在图 2.11 中。平行传播的电磁离子回旋波通常只能与较高能量的电子发生回旋共振相 互作用 [Summers, 2005; Summers et al., 2007a]。对于目前的参数,我们可以在



图 2.11 由电磁离子回旋波所驱动的 0.5(蓝)、1.0(绿)和 2.0(红) MeV 电子扩散系数 剖面图。

图 2.10 中看到下限截止能量 *E*_{kmin} 大约为 0.4 MeV,即能量小于 *E*_{kmin} 的电 子不能和电磁离子回旋波发生回旋共振作用。在当前的计算区域内,随着能量



图 2.12 在二维空间 (α_e, E_k) 中电磁离子回旋波所驱动的电子通量 $j = p^2 f$ (任意单位)的 演化。左侧和右侧分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。



图 2.13 由电磁离子回旋波所驱动的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 在 t = 0 (黑)、2(蓝)、4(绿)和12(红)小时的剖面图。实线和虚线分别代表求解包含和忽略交叉项的扩散方程得到的结果。在该算例中,实线和虚线完全重合在一起。

 $E_k > E_{kmin}$ 的增加,能够发生共振的电子的投掷角 α_e 区域由损失锥附近向 90° 扩展。如图 2.11 所示,对于固定能量的电子,投掷角扩散系数和交叉扩散系数 的最大值分别大约是动量扩散系数最大值的 2×10⁷ 和 4×10³ 倍。这个结果 表明,在电磁离子回旋波驱动的扩散过程中,投掷角扩散起着绝对主导的作用, 而动量扩散和交叉扩散过程的作用是可以忽略的。

我们假定电磁离子回旋波分布于整个漂移轨道 5% 的空间区域 [Li et al., 2007; Shprits et al., 2009c; Su et al., 2010a, 2011b,c,d],将漂移平均后的扩散系数带入扩散方程 (2.12),得到电子相空间密度 f 和微分通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化。我们分别求解包含和忽略交叉项的扩散方程,得到的电子通量 j 在 t = 0、8、16 和 48 小时的空间分布如图 2.12 所示,对应时刻的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量的剖面显示在图 2.13 中。如前所述,由于投掷角扩散过程起绝对主导作用,对于当前的算例,包含和忽略交叉扩散项的计算结果没有可察觉的差别。可以看出,电磁离子回旋波能够快速地散射电子进入损失锥进而发生沉降,引起电子通量的显著下降。12 小时后,损失锥附近,0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量分别下降到原来的 1/50、1/200 和 1/3000 左右。需要说明的是,由于共振区域的限制(如图 2.12 所示),电磁离子回旋波无法散射捕获在磁赤道附近(具有大投掷角)的高能电子,而嘶声波能够驱动高能电子由大投掷角向损失锥方向移动。因此,嘶声波和电磁离子回旋波的耦合作用能够有效地散射整个投掷角区域的高能电子,使得高能电子通量产生更为快速和剧烈的损失 [Li et al., 2007; Su et al., 2011d]。

2.4 背景冷等离子体密度分布的影响

前人许多工作都假设背景等离子体密度沿磁力线保持不变,这实际上与观测结果不符 [e.g., Goldstein et al., 2001; Denton et al., 2002a,b, 2004a,b; Tu et al., 2006]。背景等离子体密度的数值直接影响电子等离子体频率和回旋频率的比值 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 。这个背景等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 是决定局地波粒共振相互作用效率的 重要因素 [Horne and Thorne, 1998; Summers et al., 1998; Horne et al., 2003a; Li et al., 2007]。Horne et al. [2005a] 采用的参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 是在假设沿磁力线等离子 体密度不变的前提下拟合观测数据得到的,然而,我们可以看到拟合值与观测 值在向阳侧仍然有较大的差距。Summers and Ni [2008] 参数化地分析了场向密 度变化对于合声波、嘶声波和电磁离子回旋波回旋共振效率的影响。在本节中,

基于前人的统计研究 [Sheeley et al., 2001; Denton et al., 2002a, 2006], 我们构造了一个三维的更为真实的等离子体层顶外背景等离子体密度模型。通过计算扩散系数和完整求解扩散方程,我们定量分析了场向密度变化对合声波共振效率的影响。

前人的统计研究 [Meredith et al., 2003a] 表明地磁活动期间合声波加速辐射带电子最有效的区域位于 4 < L < 6 。在本节中,我们考虑两个空间位置 L = 4.5 和 6.0,采用的计算区域、时间步长、初始条件、边界条件和波的分布 参数与第 2.3.1 节完全相同。本节和第 2.3.1 节的差别在于所考虑的空间位置和 所采用的背景等离子体密度模型。



2.4.1 背景等离子体密度模型

图 2.14 参数 ν 在磁赤道面内的分布。左方为向阳侧,右方为背阳侧,下方为昏侧,上方为 晨侧。

基于 Polar 卫星的局地电子密度观测数据, Goldstein et al. [2001]; Denton et al. [2002a,b, 2004a,b] 研究了沿磁力线电子密度的平均分布。他们采用一种幂



图 2.15 电子数密度 n_e [cm⁻³] 在不同 MLT 面内的分布。

律函数来描述场向电子密度分布

$$n_e = n_{e0} \left(\frac{L_T R_E}{r}\right)^{\nu}, \qquad (2.49)$$

其中, r 表示磁力线上任意一点与地心的距离, $L_T R_E$ 代表在 T95 磁场模型 [Tsyganenko, 1995] 中计算得到 r 的最大值(在偶极磁场中, $L_T R_E$ 退化为 $L R_E$), n_{e0} 是磁力线上距离地心最远点的电子数密度。在偶极磁场中,考虑到磁力线表达式

$$r = LR_E \cos^2 \lambda, \tag{2.50}$$

方程 (2.49) 可以改写为

$$n_e = n_{e0} \left(\cos\lambda\right)^{-2\nu}.\tag{2.51}$$

这个密度模型 (2.51) 的基本形式与前人工作中 [Huang et al., 2004; Reinisch et al., 2004] 所采用的非常相似。基于 CRRES 卫星的观测数据, Sheeley et al. 50



图 2.16 背景等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 在不同 MLT 面内的分布。左列代表包含沿磁力线密度 变化得到的结果,右列代表假设沿磁力线密度不变得到的结果。



图 2.17 背景等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 在 L = 4.5 (a) 和 L = 6.0 (b) 壳层内的分布。左方为 向阳侧,右方为背阳侧,上方为晨侧。

[2001] 给出了磁赤道面内电子数密度 ne0 的分布

$$n_{e0} = 124 \left(\frac{3}{L}\right)^{4.0} + 36 \left(\frac{3}{L}\right)^{3.5} \cos\left(\frac{\text{MLT}^*}{12}\pi\right) \text{ [cm}^{-3}\text{]}, \qquad (2.52a)$$

$$MLT^* = MLT - \left[7.7 \left(\frac{3}{L}\right)^{2.0} + 12\right].$$
 (2.52b)

需要说明的是,如上式所示,赤道电子数密度 n_{e0} 不明显依赖于地磁活动强度 [Sheeley et al., 2001]。根据前人的工作 [Denton et al., 2002a],参数 ν 可以写为 如下形式

 $\nu = 8.0 - 3.0 \log_{10} n_{e0} + 0.28 \left(\log_{10} n_{e0}\right)^2 - 0.43L.$ (2.53)

它是 n_{e0} 和 L 的函数,而不明显依赖于地磁活动的强度 [Denton et al., 2004a]。 以上公式 (2.51)-(2.53) 构成了等离子层顶外的背景等离子体密度模型。等离子 体层顶的位置,依赖于地磁活动的强度和 MLT,参见第 1.1.1 节的说明。

参数 ν 在磁赤道面内的分布显示在图 2.14 中。我们可以看到, ν 在整个计 算区域内大于 1。Takahashi et al. [2004]; Denton et al. [2006] 指出, $\nu = 0 - 1$ 大致代表一种扩散平衡模型, $\nu \approx 3$ or 4 对应于所谓的无碰撞模型, $\nu \approx 2$ 表 示介于扩散平衡和无碰撞之间的模型。参数 ν 在整个赤道面内的分布具有显著 的不均匀性,大体上向阳侧的值较背阳侧的大,且在同一 MLT 方向随着 *L* 的 增大而增大。

等离子体层顶外电子数密度 n_e 和等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 在不同 MLT 平面



图 2.18 L = 4.5 (a) 和 6.0 (b) 处不同 MLT 平面内背景等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 沿纬度 λ 的 变化。实线和虚线分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。

内的分布分别显示在图 2.15 和 2.16 中。为了便于比较,假定沿磁力线密度保 持不变得到的等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的分布也绘制在图 2.16 中。明显地,沿 磁力线电子数密度可以变化几个数量级,前人 [Horne et al., 2005a; Albert and Young, 2005; Li et al., 2007] 所采用的恒定场向密度模型需要重新考虑。L = 4.5和 L = 6.0 壳层内等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的分布展示在图 2.17 中。我们可以 看到,向阳侧 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的值较背阳侧的大。L = 4.5磁赤道处向阳侧和背阳侧 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的平均值与我们在第 2.3.1 节采用的相当。对应的子夜 MLT=0 h 和



图 2.19 L = 4.5 处漂移平均后的扩散系数在 (α_e, E_k) 平面内的分布。左侧和右侧分别代表 包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。


图 2.20 L = 6.0 处漂移平均后的扩散系数在 (α_e, E_k) 平面内的分布。左侧和右侧分别代表 包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。



图 2.21 L = 4.5 处 1.0(蓝)、2.0(绿)和 3.0(红) MeV 电子漂移平均后的扩散系数剖面 图。实线和虚线分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。

正午 MLT=12 h 时刻的 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 沿纬度方向的剖面曲线显示在图 2.18 中。在 我们所采用的较为真实的密度模型中,电子数密度随着纬度的升高而增大。显 56



图 2.22 *L* = 6.0 处 1.0(蓝)、2.0(绿)和 3.0(红) MeV 电子漂移平均后的扩散系数剖面 图。实线和虚线分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。

然,恒定的场向密度模型会明显低估较高纬度处等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的值。前人参数化的研究 [Horne and Thorne, 1998, 2003; Horne et al., 2005a; Summers



第二章 回旋共振作用

图 2.23 L = 4.5 处 (α_e, E_k) 空间中电子通量 $j = p^2 f$ (任意单位)的演化。左侧和右侧分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。



图 2.24 L = 4.5 处 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子通量在 t = 0 (黑)、8 (蓝)、16 (绿) 和 48 (红) 小时的剖面图。实线和虚线分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。

et al., 1998] 表明,合声波在小 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 区域具有较高的加速效率。恒定场向密度模型产生的对等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的低估势必会导致对合声波加速效率的



第二章 回旋共振作用

图 2.25 L = 6.0 处 (α_e, E_k) 空间中电子通量 $j = p^2 f$ (任意单位)的演化。左侧和右侧分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。



图 2.26 L = 6.0 处 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子通量在 t = 0 (黑)、8(蓝)、16(绿)和48 (红)小时的剖面图。实线和虚线分别代表包含和忽略沿磁力线密度变化得到的结果。

高估。

2.4.2 扩散系数

我们在 12 个位置 MLT=0,1,…11 h 处计算弹跳平均的扩散系数,将它们 以 1/24 的权重平均相加后得到漂移平均后的扩散系数。我们同时计算了包含和 忽略场向密度变化的情形,得到的 L = 4.5 和 6.0 处 (α_e, E_k) 平面内扩散系数 的分布展示在图 2.19 和 2.20 中,对应的 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子扩散系数剖 面曲线显示在图 2.21 和 2.22 中。很明显,忽略场向密度的变化不会根本性地 改变扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle$ 的分布,但是大体上会导致对这些扩散 系数的高估。对比这些计算结果,可以发现,这种高估效应具有三个变化趋势: 第一,它随着赤道投掷角 α_e 的减小而增大,这个主要是由于小赤道投掷角的电 子磁镜反射点纬度较高,而较高纬度区域与赤道处的电子数密度相差较大;第 二,它随着 L 的增大而增大,这主要是由于参数 ν 随着 L 的增大而增大引起 的;第三,它在较高能段表现得更为显著,这与以前的参数化分析的结果相一 致 [Summers and Ni, 2008]。

2.4.3 微分通量的演化

图 2.23 展示了 L = 4.5 处包含和忽略场向密度变化计算得到的电子通量 $j = p^2 f$ 在 (α_e, E_k) 平面内的演化,对应的 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子通量的剖 面曲线显示在图 2.24 中。完整考虑场向密度的变化后,合声波仍然具有对辐射 带电子显著的加速效应。两天内, 1 - 2 MeV 电子通量大约上升了 1 到 2 个数 量级, > 2 MeV 电子通量增强相对较小(小于 5 倍)。通过比较图 2.23 和 2.24 中的计算结果,忽略场向密度的变化大体上会导致对高能电子通量的高估,这 种高估效应随着高能电子能量升高表现得更为突出。两天内,由于忽略场向密 度的变化,1.0、2.0 和 3.0 MeV 高能电子通量在整个投掷角范围内的最大高估 倍数分别为 1.5、2.1 和 4.7。

图 2.25 展示了 L = 6.0 处电子通量 $j = p^2 f$ 在 (α_e, E_k) 平面内的演化,对应的 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子通量的剖面曲线显示在图 2.26 中。由于 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 随着 L 的增大而增大, L = 6.0 处合声波对辐射带电子的加速效应的弱于 L = 4.5 处的。两天时间内, 1-2 MeV 电子通量上升了 10 到 50 倍, > 2 MeV 电子通量只有小于 3 倍的增强。场向密度变化的忽略会导致对电子通量的高

估,而且 L = 6.0 处的高估效应远大于在 L = 4.5 处的(特别是对于 > 1 MeV 电子通量)。两天内,场向密度变化的忽略能够使得 L = 6.0 处的 1.0、2.0 和 3.0 MeV 高能电子通量被高估达到 1.5、18 和 47 倍。

2.5 推广应用

波粒回旋共振相互作用是空间等离子体中广泛存在的一个基本的物理过程。 我们构建的这个二维局地扩散模型不仅可以应用于辐射带领域 [Su and Zheng, 2008, 2009; Su et al., 2009c,d, 2010a,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b; Fok et al., 2010b; Zheng et al., 2011],而且能够应用于环电流 [Xiao et al., 2011a] 和 极光领域 [Su et al., 2009c, 2010c; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b]。本节 中,我们将应用该数值模型研究合声波对亚暴注入后等离子体片电子投掷角分 布演化和弥散极光电子沉降的贡献。

2.5.1 研究背景

在等离子层顶外靠近磁赤道区域(磁纬度 $\lambda < 10^{\circ}$),卫星常常能够观测 到极度各项异性的的电子投掷角分布 [Gough et al., 1979; Wrenn et al., 1979; Horne et al., 1987; Meredith et al., 1999, 2000; Horne and Thorne, 2000; Horne et al., 2003c; Tao et al., 2011b]。这种分布表现为,电子相空间密度在投掷角 $\alpha_e = 90^{\circ}$ 达到最大值,随着投掷角的减小而快速下降。这类分布的能量范围覆 盖 50 eV 到几个 keV 区域 [Wrenn et al., 1979; Horne et al., 1987]。依据速度空 间的分布形态,这种分布函数称为"薄饼"(Pancake)分布。这种薄饼分布各向 异性的程度用薄饼指数 (Pancake Index,简称 *PI*)来衡量, *PI* 定义为投掷 角 90° 和 70°处电子相空间密度的比值 [Wrenn et al., 1979]。在地球同步轨道处 薄饼指数 *PI* 的最大值能够接近 10 [Gough et al., 1979]。观测 [Meredith et al., 1999, 2000] 表明,亚暴注入的等离子体片电子 (0.1 – 30 keV)分布初期近似为各 向同性的,其后在几个小时内它能够发展成为典型的薄饼分布。需要注意的是, 弥散极光通常在亚暴期间发生增亮现象,其直接源头正是 ~keV 电子的沉降量 的增加 [Meng et al., 1979; Lyons et al., 1999; Tanaka et al., 2006]。薄饼分布和 弥散极光可以看作是同一个物理问题的两个不同侧面,弥散极光是由于小投掷

角的电子被散射入损失锥沉降生成的,而由于小投掷角电子的损失接近磁赤道 区的电子分布便由各向同性变为极端各向异性。通过研究亚暴注入电子分布的 演化过程,我们可以理解弥散极光电子沉降的具体物理机制 [Meredith et al., 2000; Horne and Thorne, 2000]。

亚暴注入常常伴随着比较强的电子回旋谐波(Electron Cyclotron Harmonic, 简称 ECH) 和合声波 [Meredith et al., 1999]。观测结果 [Meredith et al., 2000]显示,两者波幅衰减的时间尺度和薄饼分布形成的时间尺度相当,说明薄 饼分布可能是由两种波模回旋共振散射形成的。 Horne and Thorne [2000] 参数 化地计算了电子回旋谐波的投掷角扩散系数,认为具有电场波幅 1 mV/m 的电 子回旋谐波能够驱动初始各向同性的投掷角分布在几个小时的时间尺度内演化 为典型的薄饼分布。这个时间尺度和波幅与观测到的结果相当 [Meredith et al., 1999, 2000]。 Horne et al. [2003c] 分析了一个特定的亚暴注入事件中等离子体 波动和投掷角分布的演化,得到与 Horne and Thorne [2000] 类似的结论。 Inan et al. [1992] 计算了下带和上带合声波* 的投掷角扩散系数,认为脉动极光电子 (10-50 keV)的沉降是由下带合声波引起的,而弥散极光电子 (1-10 keV)的 沉降则是由上带合声波引起的。 Ni et al. [2008] 采用 Glauert and Horne [2005] 的表达式更为全面地计算了下带和上带合声波的投掷角扩散系数,结果表明, 上带合声波在 < 5 keV 能段是主导的散射机制,而在较高能段下带合声波的散 射趋于主导(特别是在损失锥附近)。可以看到,薄饼分布和弥散极光的主导形 成机制仍然存在争议。 Horne and Thorne [2000] 和 Ni et al. [2008] 仅仅计算了 电子回旋谐波和合声波驱动的回旋共振扩散系数,而没有定量地考察由这两只 波模驱动的投掷角分布的演化,进而无法将观测和模拟结果进行直接比较。在 本节中,我们将采用已构建的回旋共振扩散模型考察亚暴注入后合声波驱动的 电子相空间密度的演化。关注的空间位置是L = 6,它传统上被认为是合声波 共振散射起主导作用的区域 [Meredith et al., 2000; Ni et al., 2008]。

2.5.2 改进的局地扩散模型

原来的局地扩散模型需要改进之处是对于损失锥内部相空间密度的处理。 当损失锥附近的投掷角扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle > D_{sd} \equiv 4\alpha_L^2/\tau_b$ (强扩散)时,即波能

^{*}频率 $\omega < 0.5 |\Omega_e|$ 和 $\omega > 0.5 |\Omega_e|$ 的合声波段分别称为下带和上带合声波。

够在 1/4 个弹跳周期内散射电子穿越损失锥,损失锥中电子不能及时沉降入大 气层,而充满整个损失锥空间 [Kennel, 1969];反之,当损失锥附近的投掷角扩 散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle < D_{sd}$ (弱扩散)时,损失锥内相空间密度可以近似为零 [Kennel, 1969]。合声波驱动的回旋共振过程可能会满足强扩散条件,因此,我们需要改 进原来的局地扩散模型。

描述相空间密度 f 演化的准线性扩散方程为 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Kozyra et al., 1994; Albert, 2004; Su et al., 2009c, 2010c]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \left[G\left(\langle D_{\alpha\alpha} \rangle \frac{1}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \langle D_{\alpha p} \rangle \frac{\partial f}{\partial p} \right) \right]
+ \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial p} \left[G\left(\langle D_{p\alpha} \rangle \frac{1}{p} \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} + \langle D_{pp} \rangle \frac{\partial f}{\partial p} \right) \right] - \frac{f}{\tau_L}$$
(2.54)

较之于方程 (2.12),当前的方程 (2.54) 增加了损失锥中显式的损失项 $-\frac{f}{\tau_L}$ 。 τ_L 代表损失的经验时间 [Shprits et al., 2009b],在损失锥内部为 1/4 个弹跳周期 τ_b ,在损失锥外部为无穷大。

我们仍然采用混杂有限差分格式 [Su et al., 2009c, 2010c, 2011d; Xiao et al., 2009a] 求解方程 (2.54)。数值模型的改进体现在投掷角方向的边界条件:在 $\alpha_e = 0^\circ$ 和 90° 处,边界条件均为 $\partial f / \partial \alpha_e = 0$ 。这种边界条件既适用于强扩散 情形,又适用于弱扩散情形 [Shprits et al., 2009b]。

在第 2.3 节和第 2.4 节中,我们关注于辐射带电子能段 (> 100 keV),当前 考察的电子能量范围为 [50 eV, 20 keV],覆盖弥散极光电子的能量区域。由于 合声波不能与 $E_k = 50$ eV 电子发生共振(参见第 2.5.3 节),下边界条件选取 为固定边界条件。考虑到有限的计算区域,我们在 $E_k = 20$ keV 采用线性外推 的边界条件,表示相空间密度的连续平滑变化。我们在 ($\alpha_e, \xi = \ln p/m_ec$)空间 中均匀划分 91 × 101 网格,取时间步长为 $\Delta t = 0.1$ s。由于亚暴注入的等离子 体片电子初始时刻近似是各向同性的 [Meredith et al., 1999, 2000],初始相空间 密度假定为一种各向同性的 Kappa 类型分布 [Maksimovic et al., 1997a,b; Xiao, 2006; Xiao et al., 2008a,b,c]

$$f_0 = \left[1 + \frac{E_k}{\kappa E_0}\right]^{-\kappa - 1},\tag{2.55}$$



图 2.27 初始时刻二维空间 (α_e, E_k) 中由上带合声波所驱动的扩散系数分布。



图 2.28 初始时刻二维空间 (α_e, E_k) 中由下带合声波所驱动的扩散系数分布。

其中,参数 $\kappa = 5$ 和 $E_0 = 5$ keV 与等离子体片中电子的特征参数相当 [Tsyganenko and Mukai, 2003]。



图 2.29 初始时刻由上带(左侧)和下带(右侧)合声波所驱动的 0.5(蓝)、1.0(绿)和 5.0(红)keV 电子扩散系数剖面图。

2.5.3 扩散系数

由于目前考察的合声波分布在低纬度区域,我们仍然假定沿磁力线背景等 离体密度保持不变, L = 6 区域磁赤道处 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 取值为 6.2 [Ni et al., 2008]。 上带合声波的纬度分布范围假设为 $|\lambda| < 10^\circ$,波谱参数为 $\omega_1 = 0.50|\Omega_e|$ 、 $\omega_2 = 0.70|\Omega_e|$ 、 $\delta\omega = 0.08|\Omega_e|$ 、 $\omega_m = 0.60|\Omega_e|$ 、 $X_m = 0$ 、 $X_{\omega} = 0.577$ 、 $X_1 = 0$ 和 $X_2 = 0.839$ 。下带合声波的纬度分布范围假设为 $|\lambda| < 15^\circ$,波谱参



图 2.30 在二维空间 (α_e, E_k) 中由上带合声波所驱动的电子相空间密度 f (任意单位) 的演 化。其中,虚线表示损失锥角 α_L 。

数为 $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|$ 、 $\omega_2 = 0.50 |\Omega_e|$ 、 $\delta \omega = 0.15 |\Omega_e|$ 、 $\omega_m = 0.35 |\Omega_e|$ 、 $X_m = 0$ 、 $X_\omega = 0.577$ 、 $X_1 = 0$ 和 $X_2 = 1$ 。这些参数的选取参考了前人的数值模拟研究工 作 [Horne et al., 2005a; Li et al., 2007; Ni et al., 2008]。前人的统计结果 [Meredith et al., 2000] 显示,伴随亚暴注入的合声波的电场幅度约为 0.07 – 0.3 mV/m,波 幅随着时间的增加而呈指数衰减,衰减时间尺度为 4.6 ± 0.7 小时。在本节中, 上带和下带合声波的磁场波幅均取为

$$B_t(t) = B_t(0) e^{-t/\tau}, (2.56)$$

其中, $\tau = 5$ h,峰值磁场波幅为 $B_t(0) = 12$ pT (基于麦克斯韦电磁感应 定律和合声波的色散关系,估算得到的电场波幅与观测结果相当 [Meredith et al., 2000])。与辐射带领域的研究一样,当前计算考察的共振阶数为 n = $0, \pm 1, \dots, \pm 5$ 。

由于扩散系数正比于波幅的平方(见公式 (2.25)),扩散系数随着时间的增加而衰减。初始时刻上带和下带合声波驱动的扩散系数在(α_e, E_k)空间中的分



图 2.31 在二维空间 (α_e, E_k) 中由下带合声波所驱动的电子相空间密度 f (任意单位) 的演 化。其中,虚线表示损失锥角 α_L 。

布如图 2.27 和 2.28 所示,对应的 0.5、1.0 和 5.0 keV 电子扩散系数剖面曲线 显示在图 2.29 中。需要说明的是,当前计算中采用的是高密度近似色散关系 (参见公式 (2.22)) [Lyons, 1974c],在采用相同参数的情况下得到的结果与 Ni et al. [2008] 采用完整色散关系得到的扩散系数基本一致。我们可以看到,上带 合声波能够与 > 0.1 keV 能量范围内的电子发生共振,而下带合声波的共振范 围则局限在较高能段 > 1 keV。对于两类合声波,投掷角扩散系数均较动量和 交叉扩散系数大 5 倍以上,而在 $\alpha_e = 90^\circ$ 附近,所有扩散系数基本接近于零。 在低能段 (0.1 – 2 keV),上带合声波驱动的投掷角扩散系数的峰值位于损失锥 附近,它表明上带合声波能够有效地散射低能段电子进入损失锥进而产生沉降 损失。类似地,在较高能段 (> 2 keV),下带合声波驱动的投掷角扩散系数的峰 值位于损失锥附近,它表明下带合声波能够有效地散射高能段电子进入损失锥 进而产生沉降损失。此外,在较高能段,上带合声波驱动的投掷角扩散系数的 峰值位于大投掷角,它表明上带合声波能够有效地将高能段电子向损失锥方向 输运。



图 2.32 在二维空间 (α_e, E_k) 中由上带和下带合声波所共同驱动的电子相空间密度 f (任意 单位)的演化。其中,虚线表示损失锥角 α_L 。

2.5.4 相空间密度的演化

由于所考察问题的时间尺度远小于等离子片电子 (~keV) 的漂移周期,我们 假定电子一直处在合声波分布区域,将所得到的扩散系数直接带入方程 (2.54) 进行求解。我们完成了三个数值实验,分别考察仅上带合声波、仅下带合声波 和两者共存条件下相空间密度的演化,如图 2.30、 2.31 和 2.32 所示。在上带 合声波的共振作用下 (图 2.30),损失锥附近, 0.1 – 2 keV 电子相空间密度 5 小时内下降了约 1 个数量级,而 > 2 keV 电子相空间密度变化则较为微弱。在 下带合声波的共振作用下 (图 2.31),电子相空间密度的下降只出现在较高能 段 (> 1 keV) 和较低投掷角 (< 65°) 区域。在上带和下带合声波共同共振作用 下 (图 2.32),电子相空间密度的下降出现在很宽的能量 (> 0.1 keV) 和投掷角 (< 90°) 区域, > 0.1 keV 电子投掷角分布由初始各向同性的分布逐步演化为极 度各向异性的薄饼分布。在这些模拟结果中,我们可以看到,由于初期合声波 的波幅较大,投掷角扩散达到强扩散的水平,损失锥内部相空间密度并不为零;



图 2.33 由上带和下带合声波所共同驱动的 0.5、1.0 和 5.0 keV 电子相空间密度 $f \neq t = 0$ (黑)、1(蓝)、2(绿)和5(红)小时的剖面图。

后期波幅逐步减小,投掷角扩散随之减弱到弱扩散水平,损失锥内部相空间密 度实质为零。



图 2.34 相空间密度在极坐标空间 (p, α_e) 中的分布: (a) 初始时刻; (b) 单独上带合声波、 (c) 单独下带合声波以及 (d) 上下带合声波共同作用 5 小时后。

图 2.33 更为清楚地展示了由上带和下带合声波共同作用下 0.5、1.0 和 5.0 keV 电子相空间密度 f 的演化曲线。明显的, $\alpha_e = 90^\circ$ 附近的电子空间密度没有减小,相空间密度在小投掷角区域下降非常显著。在 5 个小时之内,小投掷角 ($\alpha_e < 50^\circ$)区域~keV 电子的相空间密度下降了 1 个数量级以上,其直接原因是合声波散射电子进入损失锥而后发生沉降损失。

图 2.34 展示了极坐标 (*p*, *α*_e) 空间中初始时刻和上述三组数值实验 5 小时 后的电子投掷角分布。可以清楚地看到,只有在上带和下带合声波共同作用下, 电子投掷角分布才能由初始的各向同性的分布演化为前人观测到的典型薄饼分 布 [Meredith et al., 1999, Plate 3]。

图 2.35(a) 展示了上下带合声波共同作用下计算得到的薄饼指数 PI [Wrenn



图 2.35 (a) 薄饼指数 *PI* 在 (E_k , t) 空间中的分布; (b) 0.05 – 20 keV 能量区间内最大的薄饼指数 *PI* 随时间的演化。

et al., 1979] 在 (E_k , t) 空间中的分布,图 2.35(b) 展示了 0.05 – 20 keV 能段内 最大的薄饼指数 PI 随时间的演化。明显的, PI 指数的最大值位于 ~ 1.5 keV 附近(弥散极光电子能段),它能够在 5 小时内由 1 上升到 6。 PI 指数的变化 幅度和时间尺度与以前的统计观测结果 [Meredith et al., 1999, 2000] 相当。以上 这些这些结果说明,合声波共振散射作用对薄饼分布和弥散极光的形成具有实 质性的贡献。

2.6 结论和讨论

基于弹跳平均的二维扩散方程,我们建立了一个描述各种波模驱动的回旋 共振作用的电子辐射带局地扩散模型。完整的准线性扩散方程包含投掷角、动 量和交叉扩散三个部分。在运用通常的数值格式求解过程中,交叉扩散项的引 入常常会产生一些计算不稳定性 [Albert, 2004; Albert and Young, 2005]。我们 构建了一种完整求解准线性扩散方程的高效、稳定且易于编程实现的数值格式 ——混杂有限差分法 [Su et al., 2009d, 2011d; Xiao et al., 2009a]。这种方法得到 我们 [Su et al., 2009b,c,d, 2010a,c,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b, 2011a] 以及其他研究小组 [Fok et al., 2010b; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Zheng et al., 2011] 的广泛应用。

准线性理论的基本假设是波动具有小振幅非相干的特征 [Schulz and Lanzerotti, 1974; Shprits et al., 2008b,c]。实际上,一些学者 [Cattell et al., 2008; Cully et al., 2008] 已经报道了一些振幅达到甚至超过 1 nT 的合声波的观测。这种大振幅合声波和辐射带电子的相互作用的过程则不能用准线性理论来描述,试验粒子模拟 [Nunn, 1974; Albert, 2002; Summers and Omura, 2007; Bortnik et al., 2008a; Yoon, 2011] 已经揭示了这种相互作用的非线性特征。

我们应用该扩散模型详细分析了合声波、嘶声波及电磁离子回旋波在辐射 带电子动态演化过程中所发挥的作用,同时对比研究了交叉扩散项对模拟结果 的影响,得到如下结论:

 当前基于完整求解扩散方程得到的模拟结果支持前人对于不同波模所发挥 作用的传统观点。合声波能够有效地加速辐射带电子(特别是在大投掷角 区域):捕获在磁赤道附近的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量能够在两天的 时间内分别增加到原来的 3、30 和 60 倍左右。嘶声波能够散射辐射带电 子,驱动大投掷角的电子向损失锥移动:捕获在磁赤道附近的 0.1、0.5 和 2.0 MeV 电子通量能够在两天的时间内分别下降到原来的 1/5, 1/2 和 2/3 左右。电磁离子回旋波能够快速地散射相对论电子进入损失锥,引起相对 论电子的沉降损失:损失锥附近的 0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量能够在 12 小时内分别下降到原来的 1/50、1/200 和 1/3000 左右。

交叉项在不同波模回旋共振中发挥的作用不同,不能够简单地被忽略。交叉项的忽略会导致对合声波的加速效应被严重高估:在两天时间内,0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量在大投掷角附近分别被高估大约 3、6 和 5 倍,而在小投掷角则被高估了大约 10、50 和 200 倍。交叉项的忽略会导致对嘶声波损失效应的有限低估:在两天时间内,0.5、1.0 和 2.0 MeV 电子通量在损失锥附近被高估 0.5 到 2 倍。交叉项的忽略对电磁离子回旋波损失效应的评估没有明显的影响。

等离子体频率和电子回旋频率的比值 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 是控制共振效率的重要因素 [Summers et al., 1998]。在背景磁场确定的前提下,背景等离子体密度是确定 该参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的唯一因素。前人的模拟工作简单地假设沿磁力线等离子体密 度不变,这实际上是与现有的观测相悖的 [e.g., Goldstein et al., 2001; Denton et al., 2002a,b, 2004a,b; Tu et al., 2006]。我们构建了一个较为真实的背景等离 子体密度模型,应用当前的局地扩散模型定量分析了场向密度变化对 L = 4.5和 L = 6.0 处合声波回旋共振效率的影响。计算结果显示,场向密度变化的忽 略会低估非赤道区域等离子体参数 $\omega_{pe}/|\Omega_e|$ 的值,进而高估合声波的加速效应。 这种高估状况在较大的 L 区域和较高的能段表现得更为明显。在 L = 4.5 处, 1.0、2.0 和 3.0 MeV 电子通量能够分别在两天时间内最大被高估约 1.5、2.1 和 4.7 倍。而在 L = 6.0 处,对应能段的电子通量能够分别在两天时间内最大被高 估约 1.5、18 和 47 倍。这些模拟结果说明,场向密度的变化对于合声波的共振 效率有重要影响,准确的密度模型需要引入以后的辐射带模型中。

当前的局地扩散模型可以推广应用在准线性理论成立的诸多领域,包括辐射带 [e.g., Su et al., 2009b,d; Xiao et al., 2009a]、环电流 [Xiao et al., 2011a] 和极光 [Su et al., 2009c, 2010c] 领域。基于推广的局地扩散模型,我们主要讨论了合声波对亚暴注入后等离子体片电子投掷角分布演化和弥散极光电子沉降的贡献,得到如下结论:

 上带合声波能够有效地散射 (0.1-2 keV) 电子进入损失锥,并驱动 > 2 keV 电子向损失锥方向移动。下带合声波只能够有效地散射 > 1 keV 电子进入 损失锥。

 亚暴注入后,在上带和下带合声波共振作用下, > 0.1 keV 电子投掷角 分布能够在 5 个小时内由各向同性分布演化为极端各向异性的薄饼分布。
 0.05-20 keV 能段内最大的薄饼指数 PI 能够在 5 个小时内由 1 增大到 6, 这种变化幅度和时间尺度与以前的观测结果 [Meredith et al., 2000] 相当, 表明合声波共振作用是观测到的薄饼分布形成的重要机制。薄饼指数 PI 的最大值位于 1.5 keV 附近,表明合声波能够有效地散射 ~keV 电子进入 损失锥并产生弥散极光。这里特别说明的是,我们的工作 [Su et al., 2009c, 2010c] 最先定量研究了合声波回旋共振驱动的等离子片电子的相空间密度 的演化。最近的一些数值模拟 [Thorne et al., 2010; Ni et al., 2011b,c; Tao et al., 2011b] 同时考察了合声波和电子回旋谐波共振作用(波模的参数由 CRRES 卫星的观测数据统计分析得到),进一步确认了合声波是薄饼分 布和弥散极光形成的主导机制。

第三章 径向扩散过程

3.1 引言

内磁层捕获粒子具有三个绝热不变量(见绪论 1.3.1 节),分别对应于三种 周期性运动过程。磁层中电磁场的随机扰动能够破坏粒子的第三绝不变量,使 得粒子横越漂移轨道而径向扩散[Fälthammar, 1965, 1966; Falthammar, 1968; Cornwall, 1968; Schulz and Eviatar, 1969; Schulz and Lanzerotti, 1974]。如果粒 子在径向扩散过程中保持第一和第二绝热不变量守恒,那么所处空间位置磁 场强度的变化将导致粒子能量的变化。当粒子向地球方向扩散时,背景磁场强 度增强,粒子能量增加;反之,背景磁场强度减弱,粒子能量下降[Green and Kivelson, 2004]。这种径向扩散过程传统上一直被认为是电子辐射带演化的重要 机制[参考综述文献 Friedel et al., 2002; Shprits et al., 2008a,c; Thorne, 2010]。

近年来,众多研究关注于超低频 (Ultra-Low Frequency,简称 ULF)波漂 移共振作用驱动的径向扩散过程 [Elkington et al., 1999, 2003; Hudson et al., 2000]。磁层内部等离子体的不稳定性、磁层顶太阳风动压的振荡以及速度剪切 都能够激发超低频波 [Southwood, 1983; Southwood and Hughes, 1983; Ukhorskiy et al., 2006b; Claudepierre et al., 2008, 2009; Zong et al., 2009; Zhang et al., 2010]。 基于观测数据 [Jacobs et al., 1964; Anderson et al., 1990; Mathie et al., 1999; Mann et al., 2002; Liu et al., 2009, 2010] 和数值模拟 [Orr and Matthew, 1971; Singer et al., 1981; Elkington et al., 1999; Glassmeier et al., 1999; Fei et al., 2006; Kress et al., 2007],人们已经对地球磁层中超低频波的频谱特性进行了广泛研究。 早期的地面观测研究将这些超低频波划分为两大类: 连续脉动 (Continuous Pulsations,简称 Pc)和不规则脉动 (Irregular Pulsations,简称 Pi)。如表格 3.1 所示,按照频率范围,连续脉动 Pc 可以分为 Pc1、Pc2……Pc5 五个亚类, 不规则脉动可以分为 Pi1 和 Pi2 两个亚类。考虑到漂移共振条件 $\omega = m\omega_d$ (ω 和 *m* 为超低频波的频率和环向波数, ω_d 为粒子漂移频率) [Southwood and

频率 0.2 – 5 H	周期 0.2-5 s	Pc1	
z = 0.1 - 0.2 Hz	$5 - 10 \ s$	Pc2	
22 - 100 mHz	10 - 45 s	Pc3	连续脉动
$7-22 \mathrm{~mHz}$	45 - 150 s	Pc4	
$2-7 \mathrm{mHz}$	150 - 600 s	Pc5	
0.025 - 1 Hz	1 - 40 s	Pi1	不规贝
$2-25 \mathrm{~mHz}$	40 - 150 s	Pi2	则脉动

表 3.1 超低频波的分类 [Jacobs et al., 1964]。

Kivelson, 1981], Pc4 和 Pc5 频段的超低频波能够有效地与辐射带电子发生漂移共振。一些观测数据分析工作 [e.g., Zong et al., 2007, 2009] 已经直接反映了 超低频波通过漂移共振对高能电子通量的调制。

径向扩散过程和回旋共振作用(见第二章)是被频繁提及的两种辐射带电 子加速机制,二者谁起主导作用仍然是学界争论的焦点。基于径向扩散理论得 到的电子辐射带稳态空间结构和能谱与观测数据具有很好的一致性[Lyons and Thorne, 1973; Su et al., 2010a,b, 2011b,c]。Li et al. [2001b]研究表明径向扩散 理论(扩散系数依赖于太阳风参数)能够很好地预测地球同步轨道处的高能电 子通量的演化。然而,越来越多的实例研究[e.g., Brautigam and Albert, 2000; Horne et al., 2005b; Miyoshi et al., 2006; Shprits et al., 2006b; Albert et al., 2009] 表明,径向扩散过程不足以解释磁暴恢复相期间高能电子通量增强的速率和幅 度,只有局地加速过程(例如合声波回旋共振)的引入才能完整解释观测结果。 目前,辐射带电子于磁暴主相期间的损失过程也开始逐渐受到学界的重视[e.g., Green et al., 2004; Bortnik et al., 2006; Millan and Thorne, 2007; Morley et al., 2010; Su et al., 2010b, 2011b,c]。径向扩散过程和回旋共振作用也被认为对辐射 带电子的损失有贡献(其他损失机制的讨论见第四章),其中主导的损失机制也 有待进一步确定。

多维辐射带物理模型的建立有利于定量地考察这些物理过程,进而有可能 确定辐射带电子损失和加速的主导机制。 Beutier and Boscher [1995] 最先建立 了一个三维的电子辐射带扩散模型 Salammbô,其中包括由电磁场扰动驱动的 径向扩散过程和由嘶声波引发的投掷角扩散过程。 Varotsou et al. [2005, 2008] 将合声波诱发的投掷角和动量扩散过程引入了 Salammbô 模型中。 Subbotin and Shprits [2009]; Shprits et al. [2009c] 构建了一个类似于 Salammbô 的物理 模型 VERB (Versatile Electron Radiation Belt),其中的主要物理机制包括由 电磁场扰动驱动的的径向扩散过程和由多种波模(合声波、嘶声波和电磁离 子回旋波)引发的投掷角和动量扩散过程。Subbotin et al. [2010] 进一步在 VERB 模型中引入由回旋共振作用驱动的交叉扩散过程。Albert et al. [2009] 构 建了一个三维辐射带扩散模型(包含由电磁场扰动驱动径向扩散过程和由合 声波驱动的投掷角、动量和交叉扩散过程)来研究 1990 年 10 月 9 日磁暴期 间辐射带电子的动态演化过程。与上述研究同一时期,我们 [Su et al., 2010a;

Xiao et al., 2010a] 也构建了一个较为完善的三维辐射带电子扩散模型 STEERB (Storm-Time Evolution of Electron Radiation Belt),完整包括了径向扩散过程 和多种波模的回旋共振扩散过程。

本章的内容包括以下两个方面:

- 在第 3.2 节,我们详细介绍了电子辐射带全球扩散模型 STEERB 组成要素:背景电磁场、基本方程、扩散系数和计算方法。学界争论的焦点在于 径向扩散过程和回旋共振作用对电子辐射带演化贡献的相对重要性。数值 模拟研究两者重要性的前提是准确计算两种物理机制的贡献,难点仍然在 于完整求解包含交叉项的回旋共振扩散方程(参见第二章)。
- 在第 3.3 节,我们采用 STEERB 模型进行了若干理想化的数值实验,分析了电子辐射带的稳态结构,对比研究了径向扩散和回旋共振作用对电子辐射带演化的贡献以及交叉项对三维扩散模拟结果的影响。

3.2 电子辐射带全球扩散模型 STEERB

3.2.1 背景电磁场

地球磁层的磁场包括地球的内禀磁场和磁层中各种电流系统(例如,磁层 顶电流、环电流和越尾电流)产生的磁场。地球的内禀磁场是一个非常理想的 偶极场,偶极矩的强度和方向具有相当长时间尺度的演化,而磁层电流系统 (例如环电流)产生的磁场能够在磁暴期间发生显著的变化。尽管一些学者已 经建立了一些动态地磁场模型 [e.g., Hilmer and Voigt, 1995; Tsyganenko, 1995], 为了方便起见,我们在本章中仍然采用偶极场来近似描述辐射带区域磁场位型。 在第四章中,我们将考虑大尺度动态演化磁层背景磁场对辐射带电子动力学过 程的影响。磁层中各种大尺度电场对电子辐射带演化的贡献将在第五章中进行 分析。

3.2.2 基本方程

辐射带电子相空间密度 f 演化的三维扩散方程可以写为 [e.g., Schulz and Lanzerotti, 1974; Beutier and Boscher, 1995; Varotsou et al., 2005, 2008; Subbotin

and Shprits, 2009; Su et al., 2010a; Xiao et al., 2010a]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} \left[G\left(\left\langle D_{\alpha\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{\alpha p} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] \\
+ \frac{1}{G} \left. \frac{\partial}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \left[G\left(\left\langle D_{p\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{pp} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] \\
+ L^2 \left. \frac{\partial}{\partial L} \right|_{\mu,J} \left(\left. \frac{D_{LL}}{L^2} \left. \frac{\partial f}{\partial L} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_L} - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W} \right]$$
(3.1)

方程右边前两项表示在可观测量空间 (α_e , p, L) 中回旋共振作用引起的投掷角、 动量和交叉扩散过程(详细的说明见第二章), $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 为对应的投掷角、动量和交叉扩散系数。第三项表示绝热不变量空间 (μ , J, L) 中的径向扩散过程, D_{LL} 为对应的径向扩散系数。最后三项为损失锥内部、近 地区域 (L < 1.5) 和辐射带槽区的三种主要的经验损失项: τ_L 表示电子沉降损 失的生存时间, 在损失锥内为 1/4 个弹跳周期 [Shprits et al., 2009a], 在损失锥 外为无穷大; τ_C 表示电子库仑碰撞的生存时间 [Wentworth et al., 1959; Lyons and Thorne, 1973; Komatsu and Watanabe, 2008]

$$\tau_C = 3 \times 10^8 E_k [\text{MeV}] \left(\frac{L}{4}\right)^4 \quad [\text{s}]; \tag{3.2}$$

 τ_W 表示的是槽区电子与等离子体层嘶声波、闪电产生的哨声和甚低频发射发生 回旋共振的生存时间 [Abel and Thorne, 1998; Meredith et al., 2007]

$$\tau_W = \left(\frac{2}{K_p}\right)^2 10^{(L-3.5)^4 + 0.4} \quad [d] \quad (2.5 \le L \le L_{pp}), \tag{3.3}$$

等离子体层顶的位置 L_{pp} 由下式确定 [Carpenter and Anderson, 1992]

$$L_{pp} = 5.6 - 0.46K_p^*,\tag{1.1}$$

其中 K_p^* 是过去 24 小时内最大的 K_p 指数。需要说明的是,本章中仅仅考虑了 辐射带槽区电子的生存时间 τ_W 对空间位置 L 的依赖关系,没有严格考虑其对 能量的依赖特征。在 ~0.1 到 ~5 MeV 能量范围内,目前得到的生存时间 τ_W 与 前人根据观测数据准确计算得到的大致相当 [Abel and Thorne, 1998; Meredith et al., 2007].

在偶极磁场中,绝热不变量和可观测量的映射关系为

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \alpha_e L^3}{2m_e B_0},$$
(3.4a)

$$J = 2pLR_E Y(\sin \alpha_e), \qquad (3.4b)$$

$$L = L, \tag{3.4c}$$

详细的解释参见第 1.3.1 节。

3.2.3 扩散系数

我们已经在第二章中建立了波粒回旋共振作用驱动的投掷角、动量和交 叉扩散系数的计算模型 [Xiao et al., 2009a; Su et al., 2011d]。本章中我们主要 考察分布于等离子体层顶外低密度区域的合声波、分布于高密度的等离子体 羽中的嘶声波和电磁离子回旋波。基于等离子体羽数密度模型 [Carpenter and Anderson, 1992]

$$N_e(L) = 10^{-0.3145L + 3.9043} \quad [\text{cm}^{-3}], \tag{3.5}$$

和等离子体层顶外低密度区域的数密度模型 [Sheeley et al., 2001]

$$N_e(L) = 124 \left(\frac{3}{L}\right)^4 \quad [\text{cm}^{-3}].$$
 (3.6)

以及地球偶极磁场模型,我们可以求得任意 L 处的背景等离子体参数 f_{pe}/f_{ce}。 其他的各种波模的分布参数列在表格 3.2 中,这些参数与 Shprits et al. [2009c] 所采用的基本一致。图 3.1 展示了 L = 4.5 处由合声波、嘶声波和电磁离子回 旋波驱动的弹跳平均的扩散系数。在第二章中,我们已经细致地分析了这些波 模在电子辐射带演化过程中所发挥的作用。向阳侧和背阳侧合声波能够显著地 加速辐射带电子(特别是捕获在磁赤道附近的电子)。嘶声波能够散射辐射带电 子并推动它们在相空间中由高投掷角区域向损失锥方向移动。电磁离子回旋波 能够快速散射高能电子,产生显著的沉降损失。

目前学界计算径向扩散系数的方法有两种:经验模型和物理模型。径向

电磁离子回旋波 ^a	1000	15	Q	$\omega_1/ \Omega_{O+} =3.45$	$\omega_2/ \Omega_{O+} =3.95$	$\omega_m/ \Omega_{O+} =3.70$	$\delta\omega/ \Omega_{O+} =0.25$	平行	传播	近似	(PPA)
嘶声波	$30 imes K_p/4$	40	15	$\omega_1 = 0.0628 \times 10^4 \text{ rad/s}$	$\omega_2 = 1.2500 \times 10^4 \text{ rad/s}$	$\omega_m=0.3580\times 10^4~{\rm rad/s}$	$\delta\omega = 0.1790 \times 10^4 \text{ rad/s}$	$X_1=0$	$X_2 = 1$	$X_m = 0$	$X_{\omega} = 0.577$
背阳侧合声波	$\frac{50 \times}{\left(\frac{2}{3391.2} 10^{2.5+0.18K_p}\right)^{0.5}}$	15	25	$\omega_1/ \Omega_e {=}0.05$	$\omega_2/ \Omega_e {=}0.65$	$\omega_m/ \Omega_e {=}0.35$	$\delta\omega/ \Omega_e {=}0.15$	$X_1=0$	$X_{2}=1$	$X_m=0$	$X_{\omega} = 0.577$
向阳侧合声波	$\frac{10^{0.75+0.04\lambda}}{\left(\frac{2}{3391.2}10^{2.5+0.18K_p}\right)^{0.5}}$	35	25	$\omega_1/ \Omega_e {=}0.10$	$\omega_2/ \Omega_e {=}0.30$	$\omega_m/ \Omega_e {=}0.20$	$\delta\omega/ \Omega_e {=}0.10$	$X_1=0$	$X_{2}=1$	$X_m = 0$	$X_{\omega} = 0.577$
波模	$B_t \ (\mathrm{pT})$	$\lambda_m ~({ m Deg})$	P (%)		声に、大学、光子	姚恒参致			谈 ≿ ₩	参致	

表 3.2 磁暴时各种波模的分布参数。

^a磁暴时离子组分假设为 70%H⁺+20%He⁺+10%O⁺。

$D_{LL} (\mathrm{d}^{-1})$	L	E_k 或 μ 适用范围	相关文献
$2.0 imes 10^{-7}$	L = 1.20	$E_k > 1.6 \text{ MeV}$	Newkirk and Walt [1968a]
$10^{-8}L^{(10\pm1)}$	$1.76 \le L \le 5.0$	$E_k > 1.6 { m ~MeV}$	Newkirk and Walt [1968b]
$4 - 8 \times 10^{-10} L^{10}$	$3.0 \le L \le 5.0$	$E_k > 0.5 { m ~MeV}$	Lanzerotti et al. [1970]
$2.7 imes 10^{-5} \mu^{-0.5} L^{7.9}$	$1.7 \le L \le 2.6$	$\mu = 13.3 - 27.4 \text{ MeV/G}$	Tomassian et al. [1972]
$10^{(0.75K_{FR}-10.2)}$	L=4	$\mu=350-750~{\rm MeV/G}$	Lanzerotti and Morgan [1973]
$(2.23 \pm 0.67) \omega_d^{-1.1 \pm 0.15}$	L = 6.0	$E_k = 0.05 - 1.2 \text{ MeV}$	Holzworth and Mozer [1979]
$\sim 0.2 - 5.0$	L = 5.3, 6.1	$E_k = 0.1 - 1.6 \text{ MeV}$	Chiu et al. $[1988]$
$2.1 \times 10^{-3} \left(\frac{L}{4}\right)^{11.7 \pm 1.3}$	$3.0 \le L \le 6.0$	$E_k = 3.0 - 8.0 \text{ MeV}$	Selesnick et al. [1997]

羕
ω ω
几种经验的径向扩
-散系数
[Elkington
et al.,
2003]
0



图 3.1 在二维赤道投掷角一能量 (α_e , E_k) 空间中弹跳平均扩散系数 [s⁻¹] 的分布。第一到 第四行分别代表背阳侧合声波、向阳侧合声波、嘶声波和电磁离子回旋波驱动的扩散系数。

扩散系数经验模型的发展具有较久的历史(如表格 3.3 所举事例),而根据观测或者模拟得到的超低频波谱来计算径向扩散系数的尝试近年来也逐步开展 [Elkington et al., 1999, 2003; Hudson et al., 2000; Brautigam et al., 2005; Perry et al., 2005; Ukhorskiy et al., 2005; Huang et al., 2010]。特别地,由 Brautigam and Albert [2000] 所发展的径向扩散系数经验模型已经运用在众多辐射带模型 中 [e.g., Varotsou et al., 2008; Albert et al., 2009; Su et al., 2010a; Subbotin and Shprits, 2009; Xiao et al., 2010a]。它包括由磁场扰动(国际单位制)

$$D_{LL}^{M} = 10^{0.506K_{p} - 9.325} L^{10} \quad [1/d], \tag{3.7}$$

和电场扰动(高斯单位制)

$$D_{LL}^{E} = \frac{c^{2} \dot{E}^{2}}{4R_{E}^{2} B_{0}^{2}} \frac{T_{d}}{1 + (\omega_{d} T_{d}/2)^{2}} L^{6}, \qquad (3.8)$$

$$\widetilde{E} = \widetilde{E}_0 + \widetilde{E}_1(K_p - 1), \qquad (3.9)$$

$$\tilde{E}_0 = 3.33 \times 10^{-9} \text{ statV/cm} = 0.10 \text{ mV/m},$$
 (3.10)

$$E_1 = 8.67 \times 10^{-9} \text{ statV/cm} = 0.26 \text{ mV/m},$$
 (3.11)

$$T_d = 2700 \text{ s},$$
 (3.12)

$$\omega_d = \frac{3m_e c^2 \gamma \beta^2 L}{eB_0 R_E^2} \frac{D(\alpha_e)}{T(\alpha_e)}$$

$$\approx 1.2 \times 10^{-3} \gamma \beta^2 L \frac{D(\alpha_e)}{T(\alpha_e)} \quad [rad/s],$$
(1.26)

诱发的两部分扩散系数。 图 3.2 展示了地磁平静期 $(K_p = 2)$ 径向扩散系数 D_{LL}^M



图 3.2 地磁平静期 ($K_p = 2$) 计算得到的捕获在磁赤道附近 1 MeV 电子的径向扩散系数和 生存时间的径向剖面曲线。

和 D_{LL}^{E} 以及电子的生存时间的倒数 $1/\tau_{C}$ 和 $1/\tau_{W}$ 。我们可以看到,这些扩散系数和生存时间的数值与前人采用的大致相当 [Beutier and Boscher, 1995]。实际上,由于超低频波的空间分布有许多未明确之处 [Fei et al., 2006; Sarris et al., 2006; Li et al., 2009b],径向扩散系数与 L 的准确函数关系仍然有待进一步确

定。在本章中,我们将采用一种参数化的径向扩散系数模型

$$D_{LL} = P_M D_{LL}^M + P_E D_{LL}^E, (3.13)$$

其中,自由参数 P_M 和 P_E 通过其他限制条件进一步确定。

3.2.4 计算方法

基于算符分裂技术 [Strang, 1968], 三维扩散方程 (3.1) 在每个时间步的推进可以分解为两个部分:可观测量空间中的回旋共振扩散部分

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} \left[G\left(\left\langle D_{\alpha\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{\alpha p} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] \\
+ \frac{1}{G} \left. \frac{\partial}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \left[G\left(\left\langle D_{p\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{pp} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] - \frac{f}{\tau_L}$$
(3.14)

和绝热不变量空间中的径向扩散部分

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \left. \frac{\partial}{\partial L} \right|_{\mu,J} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \left. \frac{\partial f}{\partial L} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W}. \tag{3.15}$$

电子辐射带三维扩散模型建立的难点仍然在于稳定完整求解回旋共振 扩散方程 (3.14)。Albert et al. [2009] 完成了第一个包含交叉项的三维扩散模 型,他们并没有采用原先发展的针对二维局地扩散的坐标转换的方法 [Albert and Young, 2005] (更多的细节见第二章),而是采用了一个显格式求解。我 们仍然采用已经受到大量数值实验检验的混杂有限差分法 (HFD) [Su et al., 2009b,c,d, 2010a,c,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b, 2011a; Fok et al., 2010b; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Zheng et al., 2011]。需要补充说 明的是, Subbotin et al. [2010] 采用全隐格式完成了第三个包含交叉扩散项的 三维辐射带扩散模型。在 (α_e , E_k , L) 空间内, STEERB 模型的计算区域为 [0°, 90°] × [0.1 MeV, 5 MeV] × [1, 8]。我们在 (α_e , $\xi = \ln \frac{P}{mec}$, L) 空间内三个方 向上均匀划分网格,对应的格点数为 91×81×71。基于以前的研究工作 [Albert and Young, 2005; Shprits et al., 2009a; Su et al., 2009c, 2010a,c, 2011b,c], 每个 L 格点处边界条件取为

 $\partial f / \partial \alpha_e(\alpha_e = 0^\circ) = 0,$ $\partial f / \partial \alpha_e(\alpha_e = 90^\circ) = 0,$ (3.16)

 $f(E_k = 0.1 \text{ MeV}) = f_l(t, \alpha_e, L),$ $f(E_k = 5 \text{ MeV}) = f_u(t, \alpha_e, L),$ (3.17)

其中, $f_l(t, \alpha_e, L)$ 和 $f_u(t, \alpha_e, L)$ 在每个时间步由 (μ, J, L) 空间中的相空间密度 插值得到。

径向扩散方程 (3.15) 的求解比较简单,这里我们直接采用绝对稳定的全隐格式。绝热不变量和可观测量空间中 *L* 方向的计算区域和格点划分完全一致。在外边界 *L* = 8 处, (μ , *J*) 计算空间映射在 (α_e , *E_k*) 空间的计算区域覆盖 [0°, 90°] × [0.1 keV, 5 MeV]。在这个计算区域内,我们沿 α_e 和 $\xi = \ln \frac{p}{m_{ec}}$ 方向 均匀划分网格 91 × 201。然后,根据绝热不变量 (μ , *J*) 守恒,我们可以确定其 他 *L* 值处的 (μ , *J*) 格点分布。径向扩散的内外边界条件取为

$$f(L=1) = 0, \qquad f(L=8) = f_o(t,\mu,J),$$
(3.18)

其中,外边界的具体形式 $f_o(t,\mu,J)$ 可以通过观测数据或者经验假设来确定。

当前的物理模型 STEERB 涉及到两个计算空间:可观测量空间 (α_e , p, L) 和绝热不变量空间 (μ , J, L)。在每个时间步,我们采用三次样条函数在两个 计算空间内对相空间密度 f 进行插值转换。前人的研究工作 [Subbotin and Shprits, 2009] 表明样条差值方法能够有效地保持相空间密度的形状,且在长时 间的计算中不产生明显的误差。

本章中所有数值实验的时间步长为 $\Delta t = 20$ s。在每一个时间步,数值实现由一系列相互独立三对角方程组的求解和计算空间的映射插值组成,最终的 STEERB 模型具有高效、稳定和易于并行化的特征。

3.3 理想数值实验

在本节中,我们采用 STEERB 模型进行若干理想数值实验,分析电子辐射带的稳态结构,对比研究回旋共振和径向扩散两个物理机制对电子辐射带动态 过程的贡献以及交叉项对三维扩散模拟结果的影响。

3.3.1 稳态结构



图 3.3 STEERB 模型求得的稳态辐射带电子通量的分布(实线), CREES 卫星观测到的地 磁平静期辐射带电子通量的分布(符号)。

在地磁平静期间 $(K_p = 2)$, 电子辐射带的稳态解满足方程 (忽略各种波模驱动的回旋共振扩散过程) [Lyons and Thorne, 1973; Varotsou et al., 2008; Su et al., 2010a,b, 2011b,c]

$$\frac{\partial f}{\partial t} \equiv 0 = L^2 \left. \frac{\partial}{\partial L} \right|_{\mu,J} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \left. \frac{\partial f}{\partial L} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W}. \tag{3.19}$$

外边界条件假设为一种 Kappa 类型的分布函数 [Vasyliunas, 1968; Maksimovic et al., 1997a,b; Viñas et al., 2005; Xiao, 2006; Xiao et al., 2008a,b,c]:

$$f_o(t=0,\mu,J) = f^{\kappa}(\alpha_e, E_k) \equiv c_{\kappa} \left[1 + \frac{E_k}{\kappa E_0}\right]^{-(\kappa+1)} \sin^q \alpha_e,$$
 (3.20)

其中, c_{κ} 为常数,投掷角分布各向异性参数 q = 0.2 [Thorne et al., 2005],参数 $E_0 = 2$ keV 和 $\kappa = 5$ 与等离子体片电子分布观测数据 [Christon et al., 1988] 大致相当。需要注意的是,径向扩散系数 D_{LL} 中有两个未确定的自由参数 P_M 和 P_E 。通过调节 P_M 和 P_E ,我们可以得到不同的稳态解。经过大量的测试,我们发现取参数 $P_M = 1.0$ 和 $P_E = 0.2$ 的 STEERB 模型能够给出与观测数据

[Thorne et al., 2007] "最为相似"的稳态结构。如图 4.7 所示,我们能够清晰地 分辨电子辐射带的基本结构:内辐射带、槽区和外辐射带。当前的径向扩散系 数中,磁场扰动贡献的部分 D_{LL}^{M} 在整个外射带起主导作用,而电场扰动贡献的 部分 D_{LL}^{E} 在槽区和内辐射带起主导作用。参数 P_{E} 数值的增大会使得槽区被高 能电子填充,同时使得内辐射带电子通量过分增强。

3.3.2 磁暴时动态演化

参考以前的研究工作 [Shprits and Thorne, 2004], 我们理想化地假定磁暴 期间 K_p 指数的时间变化为

$$K_p = \begin{cases} 4t + 2, & 0.0 \le t < 1.0 \text{ d} \\ (-4t + 22)/3, & 1.0 \le t < 4.0 \text{ d} \\ 2, & t \ge 4.0 \text{ d} \end{cases}$$
(3.21)

在第一天时间内, *K_p* 指数由 2 上升到 6, 代表磁暴主相的变化; 在第二到第 四天时间内, *K_p* 指数由 6 逐步下降到 2, 代表磁暴恢复相; 第四天之后, *K_p* 指数保持为 2, 代表地磁平静期。 *K_p* 指数的数值在当前的 STEERB 模型中能 够决定径向扩散强度和各种波模的波幅。

当前的 STEERB 模型包含三类物理机制: 径向扩散 (RD)、等离子体层外的合声波共振扩散 (CW) 以及等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波共振扩散 (PW)。我们逐一引入这三个物理机制进行三个对比实验: (A) RD; (B) RD+CW; (C) RD+CW+PW。在这三个数值实验中,外边界条件随时间变化, 其表达式假设为 [Shprits and Thorne, 2004; Su et al., 2010a,b, 2011c]

$$\overline{f}_o(t,\mu,J) = \overline{f}(t) f_o(t=0,\mu,J), \qquad (3.22)$$

$$\overline{f}(t) = \begin{cases} 1, & 0.0 \le t < 0.5 \text{ d} \\ (-18t+19)/10, & 0.5 \le t < 1.0 \text{ d} \\ (18t-17)/10, & 1.0 \le t < 1.5 \text{ d} \end{cases} \qquad (3.23)$$

在 0.5 d < t < 1.5 d 时间内, $\overline{f}(t)$ 的数值小于 1, 代表磁暴期间由其他物理 90
机制,例如磁层顶阴影效应*,引起的外边界通量的下降 [Shprits and Thorne, 2004; Shprits et al., 2006a]。第四个数值实验 (D) RD+CW+PW+CB 采用固定 外边界条件 (CB),其他所有参数与实验 (C) 完全一致。四个数值实验中,三种 波模的径向分布区域均假定为 $L_{pp} \leq L \leq 6.0$ 。在数值实验 (C) 和 (D) 中,等离 子体羽嘶声波和电磁离子回旋波只是在地磁活动最强的时间段 (t = 0.5 - 1.5 d) 引入 [Su et al., 2010a, 2011c]。所有数值实验的初始条件均为在第 3.3.1 节中求 得的稳态电子辐射带模型。

图 3.4 展示了这四个数值实验得到的捕获在赤道附近的 μ =450 和 900 MeV/G 的电子相空间密度 f 随时间的演化, 对应的主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻的相空间密度径向剖面曲线显示在图 3.5 中。对于 纯径向扩散过程(实验(A)),没有外边界损失时刻的电子相空间密度是 L 的 单调增函数,外边界损失的引入会使得相空间密度的峰值出现在外辐射带中心 (L = 4.5) 附近。合声波的引入(实验(B))会出现持续的有尖峰的相空间密 度,其峰值位于 L = 4 到 6 之间,这与以前的众多观测结果一致 [e.g., Green and Kivelson, 2004; Chen et al., 2007; Ni et al., 2009a,b, 2011a]。等离体羽嘶声 波和电磁离子回旋波的添加(实验(C))能够引起辐射带高能电子在主相期间 的显著损失。比较实验 (C) 和 (D) 的结果,可以发现,外边界损失引发的向外 的径向扩散也是辐射带电子损失的一个有效机制,特别是在较大的磁壳数区域 (L > 6)。向外的径向扩散的强度主要取决于外边界条件,不直接依赖于电子能 量。然而,等离体羽嘶声波和电磁离子回旋波共振作用则更容易引起具有相对 较高能量电子的损失。由于径向扩散过程能够有效地沿 L 方向平滑相空间密度 (使得辐射带电子能够在绝热不变量空间内沿 L 方向重新分布),这些局地引入 的加速和损失过程(合声波、嘶声波、电磁离子回旋波和外边界损失)最终能 够影响相空间密度的整体分布。

这四个数值实验得到的捕获在磁赤道附近的 $E_k = 1.0$ 和 2.0 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化展示在图 3.6 中,其对应的磁暴主相和恢复相期间的电 子通量径向剖面曲线显示在图 3.7 中。我们可以清晰地看到,地磁活动的增强 能够使得外辐射带内边界向地球方向移动到槽区。地磁活动期间增强的向内的 径向扩散过程(实验(A))能够在 2 < L < 5 区间内加强高能电子的通量。明

^{*}磁层顶阴影效应的解释见第 4.4.1 节。



径向扩散过程

第三章

图 3.4 捕获在赤道附近的 μ =450 (左) 和 900 (右) MeV/G 的电子相空间密度 f 随时间的演化。第一行到第四行依次代表数值实验 (A) 到 (D)。图中的白色线条代表等离子层顶的位置 L_{pp} 。

显地,合声波的引入(实验(B))能够在一个更广的 *L* 区间内更为快速和显著 地增大 ~MeV 高能电子的通量。等离子羽嘶声和电磁离子回旋波的引入(实验 (C))能够使得 4 < *L* < 6 区间内的高能电子在磁暴主相期间产生显著的损失。 对比实验(C)和(D)的结果,可以看到,外边界的损失诱发的向外径向扩散过 程是 *L* > 6 区域 ~MeV 电子损失的一个主要机制。特别地,在完整包含所有物 理机制(向内和向外径向扩散以及各种回旋共振扩散)的数值实验(C)中,外



图 3.5 捕获在赤道附近的 μ =450(上)和 900(下) MeV/G 的电子相空间密度 *f* 的径向 剖面曲线。左右两列彩色线条分别代表主相 (*t* =1.0 d)和恢复相 (*t* =4.0 d)时刻,蓝、绿、 红和青四种彩色线条分别代表数值实验 (A)、(B)、(C)和 (D)。黑色线条代表初始时刻。

辐射带核心区高能电子的通量能够在磁暴主相期间减少一到两个数量级,而在恢复相期间能够上涨到磁暴发生前的 10² 倍以上,这种变化的幅度大致与已有的观测相当 [e.g., Reeves et al., 2003; Green et al., 2004; Bortnik et al., 2006; Su et al., 2011b]。

在三维辐射带扩散模型构建过程中,完整地求解回旋共振扩散方程 (包含交叉扩散项)仍然是一个难点。这里我们进行第五个数值实验(C') RD+CW+PW,其与实验(C)的唯一差别就是忽略交叉项。通过比较两个数值 实验(C)和(C'),我们可以分析交叉项对于电子辐射带三维扩散模拟结果的影 响。需要说明的是,Albert et al. [2009]; Subbotin et al. [2010]完成的数值实验 未包含等离子体羽嘶声波和电磁离子回旋波,我们的数值实验[Su et al., 2010a] 则完整包含了合声波、等离子体羽嘶声波和电磁离子回旋波这三种波模。

图 3.8 展示了包含和忽略交叉扩散项计算得到的捕获在磁赤道附近的 μ = 450 和 900 MeV/G 电子相空间密度 *f* 随时间的演化,图 3.9 展示了对应的 相空间密度于磁暴主相和恢复相间的径向剖面曲线。我们可以看到,交叉项的



图 3.6 捕获在赤道附近的 $E_k = 1.0$ (左) 和 2.0 (右) MeV 的电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的 演化。第一行到第四行依次代表数值实验 (A) 到 (D)。图中的白色线条代表等离子层顶的 位置 L_{pp} 。

忽略使得外辐射带核心区的 $\mu = 450$ MeV/G 电子相空间密度在磁暴主相期间被 高估了 2 – 3 倍,而在恢复相期间这种高估的倍数能够达到 10。磁暴主相期间, 包含和忽略交叉项计算得到的 $\mu = 900$ MeV/G 电子相空间密度差别不大。这主 要是由于主相期间,对于相对高能电子(较大 μ 值),哨声波和嘶声波的扩散 系数远小于电磁离子回旋波的投掷角扩散系数,电磁离子回旋波的共振散射过 程起主导作用(参见第 2.3.3 节),交叉扩散项引入与否不产生明显的变化。磁



图 3.7 捕获在赤道附近的 $E_k = 1.0$ (上)和 2.0(下) MeV 的电子通量 $j = p^2 f$ 的径向剖 面曲线。左右两列彩色线条分别代表主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻, 蓝、绿、 红和青四种彩色线条分别代表数值实验 (A)、(B)、(C) 和 (D)。黑色线条代表初始时刻。

暴恢复相期间,交叉项的忽略使得外辐射带核心区的 μ = 900 MeV/G 电子相 空间密度被高估 5 – 10 倍。这主要是由于恢复相期间,合声波的回旋共振起主 导作用,三维扩散模型得到的高估倍数与合声波驱动的二维扩散模型得到的数 值基本一致 [Xiao et al., 2009a] (参见第 2.3.1 节)。另外,对于捕获在赤道附 近的电子,忽略和包含交叉项计算得到的相空间密度径向分布形状上非常类似, 这个结果表明忽略交叉项可能不会对三维扩散模拟结果产生本质性的改变。

包含和忽略交叉项计算得到的捕获在磁赤道附近的 $E_k = 1.0$ 和 2.0 MeV 电 子通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化展示在图 3.10 中,对应的磁暴主相和恢复相期 间的电子通量径向剖面曲线显示在图 3.11 中。由于主相期间电磁离子回旋波 的共振散射起主导作用,包含和忽略交叉项计算得到的电子通量差别较小。在 恢复相期间,合声波的共振作用占主导地位,与二维扩散模型得到的结果类似 [Albert and Young, 2005; Tao et al., 2008, 2009; Su et al., 2011d],交叉项的忽略 使得外辐射带核心区的 ~MeV 电子的通量被高估了 5 倍左右。



图 3.8 捕获在赤道附近的 μ =450 (左) 和 900 (右) MeV/G 的电子相空间密度 *f* 随时间 的演化。第一行和第二行分别代表数值实验 (C) (包含交叉项) 和 (C') (忽略交叉项)。图 中的白色线条代表等离子层项的位置 L_{pp} 。

3.4 结论和讨论

基于弹跳平均的三维扩散方程,我们建立了一个包含回旋共振和径向扩散 两个物理过程的电子辐射带全球扩散模型 STEERB (Storm-Time Evolution of Electron Radiation Belt)。STEERB 模型覆盖两个计算空间:可观测量空间和 绝热不变量空间。计算方法的基础为算符分裂技术,分裂生成的可观测量空间 中的回旋共振扩散方程和绝热不变量空间中的径向扩散方程分别采用混杂有限 差分格式 [Xiao et al., 2009a] 和全隐格式进行求解,两个计算空间相互映射采用 样条插值完成。STEERB 模型 [Su et al., 2010a; Xiao et al., 2010a] 是最先包含 交叉扩散项的辐射带物理模型之一,它具有高效、稳定和易于并行化的特征。

当前地磁场模型为固定的偶极场,未完整考虑其他磁层电流系统的产生的 时变磁场。我们将在第四章中分析大尺度动态演化磁层背景磁场驱动的绝热输



图 3.9 捕获在赤道附近的 $\mu = 450$ (上) 和 900 (下) MeV/G 的电子相空间密度 *f* 的径向 剖面曲线。上下两行彩色线条分别代表主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻, 蓝和红 色线条分别代表数值实验 (C) 和 (C')。黑色线条代表初始时刻。

运 [Dessler and Karplus, 1961; McIlwain, 1966; Kim and Chan, 1997; Kim et al., 2010; Su et al., 2010b, 2011b,c] 对电子辐射带演化的贡献。当前的辐射带扩散 模型 STEERB 只能描述时间尺度大于电子最大漂移周期的物理问题 [Boscher et al., 1996]。我们将在第五章中分析较小时间尺度的磁层对流(电子的电场漂移、磁场梯度漂移和曲率漂移) [e.g., Bourdarie et al., 1997; Fok et al., 2008] 对电子辐射带演化的贡献。

在 STEERB 模型中超低频波的漂移共振机制采用径向扩散过程来描述。 其基本假设是超低频波持续时间较长、幅度相对较小和频率范围相对较宽 [Elkington et al., 1999, 2003]。Degeling et al. [2008] 模拟结果表明有限持续时 间、大幅度、窄频带超低频波的漂移共振能够通过非扩散的输运过程有效地产



图 3.10 捕获在赤道附近的 $E_k = 1.0$ (左) 和 2.0 (右) MeV 的电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的 演化。第一行和第二行分别代表数值实验 (C) (包含交叉项) 和 (C') (忽略交叉项)。图中 的白色线条代表等离子层项的位置 L_{pp} 。

- 生相对论电子,这类输运过程可能也需要以后的辐射带模型引入和分析。 我们采用 STEERB 模型进行了若干理想化的数值实验,得到如下结论:
 - STEERB 模型能够在很大程度上重现电子辐射带于地磁平静期和活动期的主要特征。模拟得到的电子辐射带稳态结构(内带、外带和它们之间的槽区)与前人于磁平静期观测到的辐射带结构相当[Thorne et al., 2007]。在一个理想化的磁暴中,外辐射带核心区(4 < L < 6)~MeV 电子通量在主相期间能够下降一个数量级或者更甚,在恢复相期间能够上涨到磁暴前水平的100倍以上。这些变化幅度和时间尺度与前人的观测[Reeves et al., 2003; Green et al., 2004; Bortnik et al., 2006]和模拟结果[Varotsou et al., 2005, 2008; Shprits et al., 2009c]相当。需要说明的是,以前的统计结果[Reeves et al., 2003]表明,磁暴后高能电子通量发生净增加、净衰减和无明显改变的比例约为~50%、~25%和~25%。当前的理想化模拟结



图 3.11 捕获在赤道附近的 $E_k = 1.0$ (上)和 2.0 (下) MeV 的电子通量 j 的径向剖面曲 线。上下两行彩色线条分别代表主相 (t = 1.0 d)和恢复相 (t = 4.0 d)时刻,蓝和红色线条 分别代表数值实验 (C)和 (C')。黑色线条代表初始时刻。

果仅给出了净增加的情形,另外两种情形可以通过减弱加速机制的强度(例如,减低合声波的幅度)来得到[Li et al., 2007]。模拟得到的磁暴期间的相空间密度能够在 4 < L < 6 区域出现峰值,这也与众多观测结果一致 [e.g., Green and Kivelson, 2004; Chen et al., 2007; Ni et al., 2009a,b, 2011a]。

通过对照实验,我们考察了径向扩散和各种回旋共振作用对磁暴时电子辐射带演化的贡献。模拟结果支持辐射带领域的主流观点:等离子体羽嘶声波和电磁离子回旋波的回旋共振作用以及向外的径向扩散过程能够引起磁暴主相期间辐射带电子的损失,前者主要在外辐射带核心区发挥作用,而

后者主要在较大的 L 区域发挥作用; 合声波的回旋共振作用和向内的径向扩散过程能够引起磁暴恢复相期间辐射带电子的加速,前者的加速过程更为快速和显著; 合声波的回旋共振作用和外边界的损失能够产生具有峰值的相空间密度。需要说明的是,一些观测结果 [Zong et al., 2009] 表明行星际激波触发的超低频波通过漂移共振能够快速地增加相对论电子的通量,当前的 STEERB 模型无法重现这类情形。

3. 通过对照实验,我们考察了交叉项对电子辐射带三维扩散模拟结果的影响。交叉项的忽略对主相期间电子的损失过程影响较小,但是对恢复相期间电子加速过程影响显著。恢复相期间,交叉项的忽略会导致辐射带核心区捕获在磁赤道附近相对论电子的通量被高估大约 5 ~ 10 倍,这个数值与二维局地扩散模型中的相当 [e.g., Albert and Young, 2005; Tao et al., 2009, 2008; Xiao et al., 2009a; Su et al., 2011d]。包含和忽略交叉项得到的模拟结果形态类似,交叉项的忽略不会根本性地扭曲三维扩散模拟结果(特别是对于较大投掷角的电子)。需要说明的是,包含和忽略交叉项的准确差别依赖于许多因素,例如初始条件和外边界条件等,以后的研究工作需要完成更多的参数化模拟,进而对交叉扩散项的作用给出更为客观和全面的评价。

第四章 绝热输运过程

4.1 引言

内磁层捕获粒子具有三个绝热不变量(见绪论 1.3.1 节),分别对应于三种周期性运动过程。从是否破坏绝热不变量的角度,控制电子辐射带演化的物理机制可以分为两种类型: 非绝热过程和绝热过程。第二章和第三章已经介绍了回旋共振和径向扩散两种非绝热过程。实际上,磁暴期间地磁场位型能够发生显著的改变,其中较为突出的部分就是环电流增强和衰减引起磁场的改变 [Dessler and Karplus, 1961; McIlwain, 1966; Hilmer and Voigt, 1995; Tsyganenko, 1995; Ganushkina et al., 2002]。作为对这种大时间和空间尺度地磁场位型改变的响应,辐射带电子能够发生绝热输运过程(即保持三个绝热不变量守恒,而改变投掷角、能量和漂移壳 L)。如图 4.1 所示,我们以捕获在赤道处的电子



图 4.1 绝热输运过程示意图 [Kim and Chan, 1997]。

 $(\alpha_e = 90^\circ)$ 为例说明绝热输运的基本过程。磁暴时环电流增强,内磁层总磁场强度减弱,磁力线向外膨胀,为了保持第三绝热不变量守恒,电子的漂移轨道

亦向外扩张。由于局地的磁场强度下降,为了保持第一绝热不变量守恒,电子的能量下降。由于初始电子的第二绝热不变量为零,电子在绝热过程中保持投 掷角不变。可以看到,绝热输运过程仅仅决定于磁场的改变,不考虑其他非绝 热过程的情况下,它是一个可逆的物理过程。

Dessler and Karplus [1961] 和 McIlwain [1966] 最早开始分析辐射带对于环 电流磁场改变的绝热响应。 Kim and Chan [1997] 定量地分析了捕获在磁赤道 处电子的绝热输运过程,结果表明绝热输运过程能够在很大程度上解释同步轨 道处观测到的磁暴主相期间高能电子通量的下降。 Kim et al. [2010] 进一步分 析了整个辐射带区域任意投掷角电子通量于磁暴期间的绝热变化。现有的三维 电子辐射带全球扩散模型主要有四个: Salammbô [Beutier and Boscher, 1995; Varotsou et al., 2005, 2008], ALBERT* [Albert et al., 2009], VERB [Shprits et al., 2009c; Subbotin and Shprits, 2009; Subbotin et al., 2010] 和 STEERB [Su et al., 2010a; Xiao et al., 2010a]。到目前为止,前三个物理模型仍然采用偶极磁 场模型,没有考虑磁场位型改变引起的绝热输运过程。我们 [Su et al., 2010b, 2011b,c] 在 STEERB 模型中引入依赖于 *Dst* 指数的 Hilmer-Voigt 对称地磁场 模型 [Hilmer and Voigt, 1995],使其成为最先包含绝热输运过程的电子辐射带 全球扩散模型。

本章的内容包括以下三个方面:

- 在第 4.2 节,我们详细介绍了改进的辐射带扩散模型 STEERB 组成要素: 背景电磁场、基本方程、扩散系数和计算方法。当前的 STEERB 模型主 要包含回旋共振、径向扩散和绝热输运三类物理过程。
- 在第 4.3 节,我们采用 STEERB 模型进行了若干理想化的数值实验,分析了绝热输运过程在其它非绝热过程消失和存在两种情形下对电子辐射带 演化的贡献。
- 在第4.4节,我们分析了1990年10月9日磁暴主相期间外辐射带电子损失过程的基本特征,应用数据驱动的STEERB模型定量研究了该损失事件,判定了其主导的物理机制。

^{*}由于该文章作者未给计算模型命名,方便起见,我们这里以文章第一作者作为计算模型的名字。以后类似的情况将采用同样的命名方法。

4.2 改进的电子辐射带全球扩散模型 STEERB

4.2.1 背景电磁场

我们采用依赖于 *Dst* 指数的对称 Hilmer-Voigt 地磁场模型 [Hilmer and Voigt, 1995] 来确定绝热不变量和可观测量的映射关系。在球坐标系 (r, θ, ϕ) 下,该磁场的表达式为

$$\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A} = \nabla \times (A_{\phi} \boldsymbol{e}_{\phi}), \qquad (4.1)$$

$$A_{\phi} = \left[-\frac{B_0}{r^2} + \frac{4B_+ r_+^3 r}{(r^2 + 4r_+^2)^{3/2}} + \frac{4B_- r_-^3 r}{(r^2 + 4r_-^2)^{3/2}} \right] \sin \theta, \tag{4.2}$$

其中, $B_0 = 31200 \text{ nT}$, r_+ 、 r_- 、 B_+ 和 B_- 为四个依赖于 Dst 指数的参数 [参见 Kim and Chan, 1997; Su et al., 2010b]。矢势 (4.2) 包含地球内禀偶极磁场 (第一项)和对称环电流产生的磁场(剩余两项)两个部分的贡献。

回旋共振扩散系数的计算需要消耗大量的时间,以第 2.3.1 节中合声波为 例,普通个人计算机的计算时间约为 4 个小时。如果考虑背景磁场随时间的变 化,整个物理问题的求解将会耗费极其多的时间。为了方便起见,在本章中我 们仍然采用偶极磁场模型来讨论回旋共振扩散过程。非偶极磁场效应对于电子 辐射带全球扩散模拟结果的影响需要以后的研究工作进一步考察。

本章中未考虑磁层中各种大尺度电场,它们对电子辐射带演化的贡献将在 第五章进行分析。

4.2.2 基本方程

辐射带电子相空间密度 *f* 演化的三维扩散方程可以写为 [e.g., Schulz and Lanzerotti, 1974; Su et al., 2010b, 2011b,c]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} \left[G\left(\left\langle D_{\alpha\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{\alpha p} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] \\
+ \frac{1}{G} \left. \frac{\partial}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \left[G\left(\left\langle D_{p\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L} + \left\langle D_{pp} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L} \right) \right] \\
+ L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \left(\left. \frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_L} - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W} \right]$$
(4.3)

当前的 STEERB 模型包含两个计算空间:绝热不变量空间 (μ , J, L^*) 和可观测 量空间 (α_e , p, L)。根据 Liouville 定理,绝热输运过程中绝热不变量空间中的 电子分布函数 f 保持不变。绝热不变量空间到可观测量空间分布函数 f 的映 射能够将绝热输运过程自洽引入。方程 (4.3) 右边前两项表示在可观测量空间 中回旋共振作用引起的投掷角、动量和交叉扩散过程(详细的说明见第二章), $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 为对应的投掷角、动量和交叉扩散系数。第三 项表示在绝热不变量空间中的径向扩散过程, $D_{L^*L^*}$ 为对应的径向扩散系数。 最后三项代表损失锥内部、近地区域 (L < 1.5)和辐射带槽区的三种主要经验损 失项,它们的表达式与第三章中的完全一致。

在对称 Hilmer-Voigt 地磁场模型 [Hilmer and Voigt, 1995] 中,绝热不变量和可观测量的映射关系为

$$\mu = \frac{p^2 \sin^2 \alpha_e}{2m_e B_e},\tag{4.4a}$$

$$J = 2pI = 2p \int_{s_m}^{s'_m} \sqrt{1 - \frac{B}{B_e} \sin^2 \alpha_e} ds, \qquad (4.4b)$$

$$L^* \equiv \frac{2\pi R_E^2 B_0}{\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}} = \frac{1}{L} - 4\frac{B_+}{B_0} \frac{r_+^3 L^2}{(L^2 + 4r_+^2)^{\frac{3}{2}}} - 4\frac{B_-}{B_0} \frac{r_-^3 L^2}{(L^2 + 4r_-^2)^{\frac{3}{2}}}.$$
 (4.4c)

其中, B_e 表示磁赤道处的磁场强度,其他参数和表达式的详细解释见第 1.3.1 节。图 4.2 给出了不同 Dst 指数条件下地磁场位型的分布以及绝热不变量和可 观测量之间的映射关系示例。

4.2.3 扩散系数

在每个 L 位置处,本章所采用的回旋共振扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 与第三章所采用的完全一致。径向扩散系数 $D_{L^*L^*}$ 的表达式为 [Brautigam and Albert, 2000; Albert et al., 2009]

$$D_{L^*L^*} = P_M D^M_{L^*L^*} + P_E D^E_{L^*L^*}, (4.5)$$

$$D_{L^*L^*}^M = 10^{0.506K_p - 9.325} L^{*10} \quad [1/d],$$
(4.6)

$$D_{L^*L^*}^E = \frac{c^2 E^2}{4R_E^2 B_0^2} \frac{T_d}{1 + (\omega_d T_d/2)^2} L^{*6},$$
(4.7)



图 4.2 (a) 子午面内的地球磁层磁力线分布; (b)–(j) 绝热不变量 (μ , J, L^*) 和可观测量 (α_e , E_k , L) 之间的映射关系示例。黑、蓝、绿、青和红色线条分别代表 Dst = -15, -30, -50, -100 和 -120 nT 时的情形。

参数 \tilde{E} 和 T_d 与第三章所采用的完全一致,可调参数 P_M 和 P_E 在以后各节中确定。

4.2.4 计算方法

与第三章类似,我们采用算符分裂技术,利用混杂有限差分 (HFD) 格式 [Su et al., 2009b,c,d, 2010c,d, 2011d; Xiao et al., 2009a, 2010a] 求解可观测量空 间中的回旋共振扩散方程,利用全隐格式求解绝热不变量空间中的径向扩散方

程,利用样条插值完成两个计算空间中分布函数 f 的相互映射。需要说明的是, 由于地磁场位型依赖于 Dst 指数,这两个计算空间的映射关系也随着 Dst 指数 的变化而变化。

本章的计算区域与第三章略有不同。在 (α_e, E_k, L) 空间内, 计算区域为 $[0^{\circ}, 90^{\circ}] \times [0.1 \text{ MeV}, 5 \text{ MeV}] \times [1, 7]$ 。我们在 ($\alpha_e, \xi = \ln \frac{p}{m_e c}, L$) 空间内三个方向 上均匀划分网格,对应的格点数为 91 × 81 × 61。在 (μ , J, L^*) 空间内, L^* 方向 上均匀划分的网格覆盖 [1, 7],其格点数目为 121。在外边界 $L^* = 7$ 处, (μ , J) 计算空间映射在 (α_e, E_k) 空间的计算区域覆盖 $[0^\circ, 90^\circ] \times [0.1 \text{ keV}, 5 \text{ MeV}]$ 。在 这个计算区域内,我们沿 α_e 和 $\xi = \ln \frac{p}{m_{ec}}$ 方向均匀划分网格 91×201。其他 L* 值处的 (μ, J) 格点分布可以根据绝热不变量 (μ, J) 守恒来确定。

与第三章类似,本章中所采用的边界条件为

$$\frac{\partial f}{\partial \alpha_{e}}(\alpha_{e} = 0^{\circ}) = 0, \qquad \qquad \frac{\partial f}{\partial \alpha_{e}}(\alpha_{e} = 90^{\circ}) = 0, \qquad (4.8)$$

$$f(E_{k} = 0.1 \text{ MeV}) = f_{l}(t, \alpha_{e}, L), \qquad f(E_{k} = 5 \text{ MeV}) = f_{u}(t, \alpha_{e}, L), \qquad (4.9)$$

$$f(L^{*} = 1) = 0, \qquad \qquad f(L^{*} = 7) = f_{o}(t, \mu, J), \qquad (4.10)$$

$$(L^* = 1) = 0,$$
 $f(L^* = 7) = f_o(t, \mu, J),$ (4.10)

其中, $f_l(t, \alpha_e, L)$ 和 $f_u(t, \alpha_e, L)$ 在每个时间步由 (μ, J, L^*) 空间中的相空间密度 插值得到, $f_o(t, \mu, J)$ 由观测数据或者经验函数确定。

计算初始条件采用稳态辐射带模型,具体细节在在以下各节中给出。

4.3 理想数值实验

4.3.1 纯绝热过程

本节数值实验采用稳态的径向扩散方程为

$$L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \left(\frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W} - \frac{f}{\tau_E} = 0.$$
(4.11)

与第 3.3.1 节有所不同的是, 方程 (4.11) 中加入了另外一个经验的损失项 $-f/\tau_E$ 。 τ_E 表示等离子层顶外电子的生存时间 [Shprits et al., 2006a]

$$\tau_E = 6/K_p \quad (L > L_{pp}) \quad [d].$$
 (4.12)



图 4.3 符号代表 CRRES 卫星于第 182 个轨道周期中远离地球方向运动时观测到的不同能 段的具有 90°投掷角的电子通量,实线表示模拟得到的捕获于磁赤道附近的稳态辐射带电 子通量。

地磁活动指数取为 $K_p = 2$ 和 Dst = -15 nT, 对应于地磁平静期。外边界条件 假定为

$$f_o(t = 0, \mu, J) = F(E_k) \sin^q \alpha_e,$$
 (4.13)

其中, $F(E_k) = 8222.6 \exp(-7.068E_k)/p^2$ 为 CRRES 和 Polar 卫星观测到的相空间密度平均值 [Shprits et al., 2006a], q = 0.852为 $L^* = 7$ 处(当 Dst = -15 nT 时, $L \approx 8$)投掷角各向异性参数 [Thorne et al., 2005]。

与第 3.3.1 节中的方法类似,我们调节径向扩散系数中的自由参数 *P_M* 和 *P_E* 使得模拟结果能够"最大程度地接近"观测结果。最终选取的"最佳"参数 为

$$P_M = 1.0,$$
 (4.14)

图 4.3 展示了模拟得到的捕获在磁赤道附近电子通量 *j* = *p*²*f* 的分布,以及由 CRRES 卫星于第 182 个轨道周期中远离地球方向运动时观测到对应能段的电子通量分布。明显地,模拟和观测结果具有很好的一致性,特别是在外辐射带区域。

本节中我们考察一个理想强磁暴期间辐射带电子的绝热输运过程。 Dst 指数假设为

$$Dst = \begin{cases} -105t - 15, & 0.0 \le t < 1.0 \text{ d} \\ 35t - 155, & 1.0 \le t < 4.0 \text{ d} \\ -15, & t \ge 4.0 \text{ d} \end{cases}$$
(4.16)

地磁平静期, Dst 指数为 -15 nT; 地磁活动最强的时期, Dst 指数为 -120 nT。



图 4.4 捕获在磁赤道附近的 1 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 的绝热演化。白色线条表示理想磁暴的 Dst 指数。

模拟得到的磁暴时捕获在磁赤道附近 1 MeV 电子通量 j 的绝热演化显示在 图 4.4 中,对应的磁平静期 (Dst = -15 nT) 和强磁活动期 (Dst = -120 nT)



图 4.5 磁平静期 (Dst = -15 nT) 和强磁活动期 (Dst = -120 nT) 捕获在磁赤道附近 1 MeV 电子通量 j 的径向剖面曲线。



图 4.6 磁平静期 (Dst = -15 nT) 和强磁活动期 (Dst = -120 nT) 捕获在磁赤道附近 1 MeV 电子在不同 L 位置的投掷角分布曲线。

的电子通量的径向剖面曲线展示在图 4.5 中。可以清楚看出,辐射带电子的绝热变化是可逆的。在磁暴主相期间,整个外辐射带电子通量下降到了磁暴前的

1/60 以下;在恢复相,电子通量又逐步回升到了磁暴前的状态。

图 4.6 展示了磁平静期 (Dst = -15 nT) 和强磁活动期 (Dst = -120 nT) L = 4、5、6 和 7 位置处 1 MeV 电子投掷角分布。磁平静期,所有电子的投掷 角分布为单调函数,其峰值位于 $\alpha_e = 90^\circ$ 。随着 Dst 指数的增大,外辐射带电 子投掷角分布逐步演化为蝶形分布(峰值从 $\alpha_e = 90^\circ$ 向小投掷角方向移动)。 这种投掷角分布的变化主要是由于绝热输运过程中电子能量的变化对初始投掷 角的依赖引起的,即最终具有相同能量不同投掷角的电子实际具有不同的初始 能量和投掷角 (见图 4.2)。这种投掷角分布的改变可能会影响各种回旋共振过 程的效率。

4.3.2 绝热和非绝热过程共存

与第 3.3.1 节类似,稳态径向扩散方程写为

$$L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \left(\frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W} = 0.$$
(4.17)

稳态的地磁活动指数为 $K_p = 2.0$ 和 Dst = -15 nT,外边界条件为

$$f_o(t=0,\mu,J) = f^{\kappa}(\alpha_e, E_k) \equiv c_{\kappa} \left[1 + \frac{E_k}{\kappa E_0}\right]^{-(\kappa+1)} \sin^q \alpha_e,$$
 (4.18)

除参数 $E_0 = 3$ keV 稍作调整外,其他参数 $\kappa = 5$ 、 q = 0.855、 $P_M = 1.0$ 和 $P_E = 0.2$ 均与第 3.3.1 节中所采用的完全一致。图 4.7 展示了求得的稳态辐射 带电子通量分布和不同 *L* 位置的电子投掷角分布。这个稳态解展现了辐射带的 基本空间结构:内辐射带、外辐射带以及两者之间的辐射带槽区 [e.g., Thorne et al., 2007]。另外,稳态投掷角分布的各向异性随 *L* 的减小而增大,这与以前 的观测结果基本一致 [Thorne et al., 2005]。

当前的 STEERB 模型包含四类物理机制:绝热输运 (AT)、径向扩散 (RD)、 合声波回旋共振 (CW) 以及等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波回旋共 振 (PW)。我们将进行四个理想数值实验: (A1) RD+CW; (A2) AT+RD+CW; (B1) RD+CW+PW; (B2) AT+RD+CW+PW。按照是否包含等离子体羽中的 嘶声波和电磁离子回旋波,这些实验可以分成两组 (A)={A1, A2} 和 (B)={B1, B2}。每个实验名中的下标"1"和"2"分别表示忽略和包含绝热输运过程。实



图 4.7 (a) 捕获在赤道附近的辐射带电子通量 $j = p^2 f$ 的径向剖面曲线; (b) 1.0 和 (c) 2.0 MeV 电子在不同 L 处的投掷角分布。



图 4.8 捕获在磁赤道附近的 $\mu = 500$ (左) 和 2000 MeV/G (右) 电子相空间密度 f 随时间 的演化。第一行到第四行分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1) 和 (B2)。

验 (A1) 和 (B1) 采用固定的磁场模型 (Dst = -15 nT),实验 (A2) 和 (B2) 采用 时变的磁场模型 (Dst 指数如方程 (4.16) 所示)。在所有四个数值实验中,合声 波、嘶声波和电磁离子回旋波均限制在空间区域 $L = \max(3, L_{pp})$ 到 7 之间,时 变 Kp 指数如方程 (3.21) 所示,时变外边界条件为

$$f_o(t,\mu,J) = \overline{f}(t)f_o(t=0,\mu,J),$$
 (4.19)



图 4.9 捕获在磁赤道附近的 μ =500 (左) 和 2000 MeV/G (右) 电子相空间密度 f 的径向 剖面曲线。左右两列彩色线条分别代表主相 (t =1.0 d) 和恢复相 (t =4.0 d) 时刻, 蓝、绿、 青和红四色线条分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1) 和 (B2)。黑色线条代表初始时刻。

其中,参数 $\overline{f}(t)$ 的表达式与第 3.3.2 节中采用的一致。与第三章类似,实验组 (B) 中嘶声波和电磁离子回旋波仅在地磁活动最强烈的时期 (t = 0.5 - 1.5 d) 引 入。

图 4.8 展示了这四个数值实验得到的捕获在磁赤道附近的 $\mu = 500$ 和 2000 MeV/G 电子相空间密度 f 随时间的演化,对应的主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻的相空间密度径向剖面曲线显示在图 4.9 中。在四个实验中,磁 暴后电子相空间密度在 4 < L* < 6 区域都有显著(20 – 50 倍)的增强,其主 要的机制是由合声波驱动的回旋共振加速过程 [e.g., Albert et al., 2009; Shprits et al., 2009c; Su et al., 2010a]。两个实验组 (A) 和 (B) 的比较说明,引入等离子 体羽中嘶声波和电磁离子回旋波的回旋共振作用能够有效地衰减主相期间相空 间密度,特别是在较大 μ 值 (对应与较高的能量)的区域,这与以前的二维模 拟结果一致 [e.g., Li et al., 2007; Shprits et al., 2009c; Su et al., 2010a]。每组中 两个实验的比较说明,绝热输运过程的忽略会导致在整个磁暴期间对电子相空 间密度的低估。磁暴主相时 (t = 1.0 d),两个实验组中绝热过程的忽略使得外



图 4.10 捕获在磁赤道附近的 $E_k = 1.0$ (左) 和 2.0 MeV (右) 电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的 演化。第一行到第四行分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1) 和 (B2)。

辐射带核心区 $\mu = 500$ 和 2000 MeV/G 电子相空间密度大约被低估了 20 – 100 倍。需要说明的是,由于实验 (A2) 和 (B2) 采用了时变的磁场模型,所以具有 相同绝热不变量的电子的能量随着 *Dst* 指数的下降而下降 (见图 4.2)。而在 磁暴恢复相时 (t = 4.0 d),两个实验组中绝热过程的忽略使得外辐射带核心区 $\mu = 500$ 和 2000 MeV/G 电子相空间密度大约分别被低估了 2 和 5 倍。根据 Liouville 定理,纯绝热过程 (不包含非绝热过程)不改变绝热不变量空间的电



图 4.11 捕获在磁赤道附近的 $E_k = 1.0$ (上) 和 2.0 MeV (下) 电子通量 j 的径向剖面曲线。 左右两列彩色线条分别代表主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻, 蓝、绿、青和红四 色线条分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1) 和 (B2)。黑色线条代表初始时刻。

子分布函数。当前的数值实验结果说明,绝热和非绝热过程是相互耦合在一起 的,绝热输运过程在各种非绝热过程(特别是回旋共振作用)的伴随下能够显 著地改变绝热不变量空间中的电子分布函数。绝热过程能够通过改变可观测量 空间中的电子分布函数而影响非绝热过程(回旋共振作用)的效率,反过来非 绝热过程能够通过改变绝热不变量空间的电子分布函数而影响绝热过程。时变 的磁场模型的引入能够通过影响非绝热过程(特别是回旋共振作用)的效率而 最终改变绝热不变量空间中电子分布函数。当前的数值模拟中,绝热和非绝热 过程的耦合是通过每个时间步中绝热不变量和可观测量空间中分布函数的相互 映射而实现的。

图 4.10 展示了这四个数值实验得到的捕获在磁赤道附近的 $E_k = 1.0$ 和 2.0 MeV 电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化,对应的主相 (t = 1.0 d) 和恢复相 (t = 4.0 d) 时刻的电子通量径向剖面曲线显示在图 4.11 中。在包含所有物理 机制(绝热输运、径向扩散、以及合声波、嘶声波和电磁离子回旋波驱动的回旋共振作用)的数值实验 (B2) 中,辐射带核心区 1 MeV 电子通量在主相期间



图 4.12 磁暴主相(左)和恢复相(右)期间不同 L 处 1.0 MeV 电子投掷角分布,蓝、绿、青和红四色线条分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1)和 (B2)。黑色线条代表初始时刻。

下降了 2 个数量级左右,在恢复相期间增加到了磁暴前水平的 100 倍左右,这 些变化幅度与以前的观测结果相当 [e.g., Reeves et al., 2003; Green et al., 2004; Bortnik et al., 2006; Su et al., 2011b]。在实验组 (A)中,主相期间电子通量仅 在 *L* > 5 区域有一个数量级以内的减低,其主要的损失机制是由外边界电子通 量下降诱发的向外径向扩散 [Brautigam and Albert, 2000; Miyoshi et al., 2006; Shprits et al., 2006a]。只有当等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波引入之 后 (实验组 (B)),外辐射带电子通量才在主相期间呈现出显著的损失。这个 结果表明,当合声波驱动的显著加速过程存在时,仅绝热输运过程不足以产生 主相期间辐射带电子通量的显著损失,等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋 波驱动的回旋共振作用对于磁暴主相期间的电子损失过程发挥着非常重要的作



图 4.13 磁暴主相(左)和恢复相(右)期间不同 L 处 2.0 MeV 电子投掷角分布,蓝、绿、 青和红四色线条分别代表数值实验 (A1)、(A2)、(B1)和 (B2)。黑色线条代表初始时刻。

用。每个实验组内部的比较说明,绝热输运过程的忽略会导致对外辐射带电子 通量于主相期间高估,而于恢复相期间低估。在实验组 (A)中,主相期间 1.0 和 2.0 MeV 电子通量在 3 < L < 4 区域大约被高估了 5 倍。较之于实验组 (A), 实验组 (B)中的主相高估效应表现更为显著,例如,2 MeV 电子通量高估倍数 在 4 < L < 5 区域能够达到 30 左右。在恢复相期间,实验组 (A)和 (B)中绝 热过程忽略引起的对电子通量的低估程度大致相当,外辐射带核心区 1.0 和 2.0 MeV 电子通量分别被低估了 2 倍和 2-5 倍。

上述数值实验得到的磁暴时辐射带核心区 $E_k = 1.0$ 和 2.0 MeV 电子投掷 角分布分别显示在图 4.12 和 4.13 中。实验 (A2) 中 $E_k = 2.0$ MeV 电子相空间 密度在主相时的峰值位于 $\alpha_e = 40^\circ$,其他所有的电子相空间密度的峰值均位于 $\alpha_e = 90^{\circ}$ 附近。在纯绝热过程中(见第 4.3.1 节),电子投掷角分布随着 *Dst* 指数的下降由峰值在 $\alpha_e = 90^{\circ}$ 的分布逐步向"蝶形"分布 [Lyons, 1977; Horne et al., 2003b; Ebihara et al., 2008] 转化。但目前包含绝热和非绝热过程的数值实验中,蝶形投掷角分布发现较少。其主要原因是,合声波通过回旋共振能够在高投掷角区域有效地加速电子,而等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波通过回旋共振能够在较小投掷角区域有效地散射电子(更多讨论见第二章)。非对称地磁场中磁层顶阴影效应(见第 4.4.1 节的说明)和漂移壳分裂过程* 的引入可能会在较大 *L* 区域产生蝶形投掷角分布 [Stone, 1963; Roederer, 1967; Horne et al., 2003b]。在所有的数值实验中,高能电子通量在恢复相期间的显著增强能够发生在损失锥以外的任意投掷角位置。只有在等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波驱动的回旋共振引入之后,高能电子通量才能够在磁暴主相期间展示出显著的损失。由于绝热输运过程的忽略,相对论电子通量能够于主相期间在损失锥外全部投掷角范围内被高估,而于恢复相期间在较大投掷角区域 ($\alpha_e > 50^{\circ}$)被低估。这种高估和低估效应在 2.0 MeV 能段均较在 1.0 MeV 能段的表现得更为显著。

4.4 实际应用

4.4.1 研究背景

外辐射带电子通量在磁暴期间能够发生剧烈的的变化。其典型特征是,主 相期间快速下降,而恢复相期间显著增强。过去数十年,学界在辐射带电子加 速的理论和模拟方面的进展颇丰,而在辐射带电子损失的研究上进展相对有限 [见综述文章 Friedel et al., 2002; Millan and Thorne, 2007]。实际上,辐射带电 子通量的净变化最终决定于各种加速和损失机制相互竞争的结果 [Reeves et al., 2003]。如果加速机制占主导,辐射带电子通量表现为净增加;如果损失机制占 主导,辐射带电子通量表现为净衰减;如果两种机制相当,辐射带电子通量则 不会有明显的变化 [Reeves et al., 2003]。如果我们要对电子辐射带的演化进行 预报,那么就必须同时对加速和损失机制有深入的理解 [Green et al., 2004]。在

^{*}在非对称地磁场中,初始沿着同一根磁力线于不同磁镜点间弹跳运动的粒子具有不同的漂移壳,这 种现象被称为漂移壳分裂。



本节中,我们将关注于磁暴主相期间辐射带电子的损失过程。

图 4.14 "磁层顶阴影"效应示意图 [Kim et al., 2010]。

前人研究工作中常常提及的辐射带电子损失机制有四种:"磁层顶阴影" 效应 [Desorgher et al., 2000], 背离地球的绝热输运过程 [e.g., Kim and Chan, 1997; Su et al., 2010b], 背离地球的径向扩散过程 [Shprits et al., 2006a] 以及各 种等离子体波动(例如嘶声波和电磁离子回旋波)驱动的回旋共振散射沉降 [e.g., Albert, 2003; Summers and Thorne, 2003; Glauert and Horne, 2005; Thorne et al., 2005; Summers et al., 2007a]。后面三种机制已经在前面的章节中分析过, 这里主要对"磁层顶阴影"效应做一个简要的说明。如图 4.14 所示,由于磁暴 时磁层顶向地球方向移动或者电子漂移轨道向外膨胀,原先闭合的漂移轨道与 磁层顶相交。具有开放轨道的电子无法被长期捕获,进而产生损失。这种物理 过程被称为磁层顶阴影效应。Green et al. [2004] 对 52 个地球同步轨道观测到 的 > 2 MeV 电子损失事件进行了一组时间序列叠加分析,认为增强的沉降过 程(沉降的具体诱导因素无法确定)是这些相对论电子损失的主要物理机制。 Bortnik et al. [2006] 对 2003 年 12 月 20 日磁暴主相期间辐射带电子损失事件进 行了研究,认为在较小和较大 L 区域的主导损失机制有所不同。另外,某些观 测到的非常快速的辐射带电子损失过程 [e.g., Morley et al., 2010] 似乎不能由以 上四种损失机制来解释。

在本节中,我们将基于观测数据和数值模拟研究 1990年 10月 9日磁暴

主相期间辐射带电子的损失过程。需要说明的是,该磁暴期间的辐射带区域观测数据(例如,电子通量和等离子体波动)比较丰富和完整,众多的学者已经从多个方面对该磁暴期间的电子辐射带动态过程作过研究 [e.g., Brautigam and Albert, 2000; Horne et al., 2003b; Thorne et al., 2007; Albert et al., 2009]。

4.4.2 观测结果和分析

图 4.15 展示了 1990 年 10 月 9 日磁暴期间的行星际和磁层参数(存在部 分数据缺失)。南向行星际磁场 B_z 、太阳风动压 DP 以及地磁活动指数 K_p 和 Dst 数据来源于 CDAweb-OMNI 数据库 (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/)。向阳 侧日下点磁层顶的位置 L_{mp} 可以根据经验公式 [Shue et al., 1998]

 $L_{mp} = \{10.22 + 1.29 \tanh\left[0.184 \left(B_z[nT] + 8.14\right)\right]\} \left(DP[nPa]\right)^{-\frac{1}{6.6}}$ (4.20)

由 B_z 和 DP 来确定,等离子体层顶的位置 L_{pp} 可以根据经验公式 (1.1) [Carpenter and Anderson, 1992] 由 K_p 指数来确定。图 4.15 中彩色区域标示 CRRES 卫星*第 181 到 186 个轨道周期中远离地球运动的时间段。我们主要关 注磁暴前(第 181 个轨道周期)到 Dst 指数最小期(第 186 个轨道周期)的时 间段。在这段时间内, K_p 指数由 1 上升到 6, Dst 指数由 0 下降到 –133 nT, 日下点磁层顶与地球的距离由 $12R_E$ 压缩到 $7R_E$,等离子层顶与地球的距离则 由 $5R_E$ 收缩到 $3R_E$ 。

图 4.16 展示了 CRRES 卫星观测到的不同能段投掷角平均的辐射带电子通 量 *j* 径向剖面曲线。明显地,在第 181 到 183 个轨道周期内,辐射带电子通量 没有明显的变化。在第 184 个轨道周期内, L > 6 区域 0.148 – 1.178 MeV 电 子通量下降了一到三个数量级。注意到此刻磁层顶的压缩(见图 4.15)以及电 子损失发生在从低到高多个能道的观测事实,由磁层顶阴影效应引起的向外径 向扩散过程可能是第 183 到 184 个轨道周期中电子损失主要的物理机制。在第 185 个轨道周期内, ≥ 0.2 MeV 电子通量的下降幅度由 L = 5 向外平缓地增强, 这可能是由持续的向外径向扩散和绝热输运过程引起的。在第 186 个轨道周期 内, 4.3 < L < 6.0 区域内 > 0.4 MeV 电子通量下降了一到两个数量级,这可

^{*}CRRES 卫星于 1990 年 7 月 25 日发射,其轨道为地球同步转移轨道(近地点 1.05 R_E ,远地点 6.26 R_E ,轨道倾角约为 18°,轨道周期约为 10 小时)。



图 4.15 (a) GSM 坐标系中南向行星际磁场强度 B_z ; (b) 太阳风动压 DP; (c) 地磁活动指数 K_p ; (d) 基于 B_z 和 DP 参数计算得到的向阳侧日下点磁层顶位置 L_{mp} [Shue et al., 1998], 以及基于 K_p 指数计算的等离子体层顶外置 L_{pp} [Carpenter and Anderson, 1992]; (e) 地磁 活动指数 Dst。彩色区域标注 CRRES 卫星的第 181 到 186 个轨道周期中远离地球方向运 动的时间段。第 181 个轨道周期处于磁暴前时间段,第 186 个轨道周期处于 Dst 指数最小的时间段。



图 4.16 搭载在 CRRES 卫星上的 MEA 仪器于第 181 到 186 个轨道周期观测到的不同能 段的投掷角平均电子通量 *j* 的径向剖面曲线。

能是由等离子体羽中的嘶声波和电磁离子回旋波共振散射沉降 [Bortnik et al., 2006] 引起的。

4.4.3 模拟结果和分析

我们采用数据驱动的 STEERB 模型来研究 1990 年 10 月 9 日磁暴主相期 间辐射带电子的损失过程。输入数据主要是南向行星际磁场 B_z 、太阳风动压 DP、 Dst 指数、 K_p 指数、各种等离子波分布参数、初始条件和外边界条件。 B_z 和 DP 实时确定日下点磁层顶的位置 L_{mp} 。 Dst 指数实时确定地球磁场位 型,磁场位型的改变能够自治地引入绝热输运过程。外边界 $L^* = 7$ 对应的 L值随着 Dst 指数的下降而增大 (见图 4.2)。在数值模拟的过程中, $L > L_{mp}$ 区 域中高能 (> 0.1 MeV) 电子相空间密度假设为零,相当于引入磁层顶阴影效应。 由于 CRRES 卫星等离子体波动的数据不易获取,我们仍然采用一些理想的经 验模型。合声波的径向分布范围假定为 $L_{pp} < L < 6.0$,嘶声波和电磁离子回旋 波的径向分布范围假定为 4.3 < L < 6.0(因为这个区间 > 0.4 MeV 电子有显著 损失)。电磁离子回旋波的 MLT 分布区域假定占整个电子漂移轨道区域的 6% (经过一些测试,这个参数能够更好地使得观测和模拟结果吻合)。其他所有的 等离子体波动的分布参数与表格 3.3中的完全一致。 K_p 指数用来实时确定等 离子体波动的幅度、径向扩散的强度以及等离子体层顶的位置 L_{pp} 。初始条件 与第 4.3.1节中采用的完全一致,如图 4.17所示。我们可以看到,模拟得到的 初始电子通量的分布在外辐射带区域与观测结果吻合得很好,而在槽区和内辐 射带区域,两者差别较为明显。我们认为初始条件在内辐射带和槽区的不准确 性不会显著影响外辐射带电子动态过程的模拟研究。外边界条件取为

$$f_o(t,\mu,J) = f_o(t=0,\mu,J), \qquad (4.21)$$

$$f_o(t = 0, \mu, J) = F(E_k) \sin^q \alpha_e,$$
 (4.22)

其中, $F(E_k)$ 和 q 与第 4.3.1 节中采用的完全一致。再次需要说明的是, 当外 边界在日下点磁层顶外时, 该处的 > 0.1 MeV 电子相空间密度为零。



图 4.17 符号代表 CRRES 卫星于第 181 个轨道周期中远离地球方向运动时观测到的不同能 段的投掷角平均电子通量,实线表示模拟得到的投掷角平均电子通量。

这里特别指出,本节中我们仅对模拟和观测得到的投掷角平均的电子通量



图 4.18 *Dst* 指数最小值期间 (第 186 个轨道周期) STEERB 模拟(实线)和 CRRES 观测(符号)得到的不同能段的投掷角平均电子通量。

进行比较,忽略卫星运行过程中磁纬度的变化,将模拟得到的投掷角平均的电 子通量定义为

$$j = \frac{\int_0^{\pi/2} p^2 f \sin \alpha_e d\alpha_e}{\int_0^{\pi/2} \sin \alpha_e d\alpha_e}.$$
(4.23)

当前 STEERB 模型中包含的物理机制有:磁层顶阴影效应 (MS)、绝热输 运 (AT)、径向扩散 (RD)、合声波回旋共振 (CW) 以及等离子体羽中的嘶声波 和电磁离子回旋波回旋共振 (PW)。我们利用数据驱动的 STEERB 模型进行了 四个数值实验: (A) MS+AT; (B) MS+AT+RD; (C) MS+AT+RD+PW; (D) MS+AT+RD+PW+CW。图 4.18 给出了这四个数值实验得到 Dst 指数最小时 期(第186个轨道周期)投掷角平均0.148,0.509和1.090 MeV 电子通量的径 向剖面曲线,为了方便比较,对应的 CRRES 观测数据也展示在该图中。在前 三个数值实验中,观测和模拟的结果的吻合度随着所包含物理机制数量的增加 而升高。磁层顶阴影效应和绝热输运联合模拟结果低估了 L < 5 区域高能电子 的通量,而高估了L > 5区域高能电子的通量。径向扩散过程的引入能够较 好地解释相对低能 (0.148 MeV) 电子通量的演化, 但是会高估整个外辐射带区 域中其他相对高能电子的通量。等离子体羽中嘶声波和电磁离子回旋波局地共 振的进一步引入能够使得观测和模拟得到的外射带电子通量在所有能段都有很 好的吻合度。需要说明的是,在L = 3.5附近(此区域无辐射带电子的显著损 失),模拟和观测得到的 0.509 MeV 电子通量具有较大的差距,这主要来源于 初始条件的不准确性(见图 4.17)。与实验(C)相比,合声波回旋共振的最后 引入没有明显地增强或者减弱模拟和观测结果的吻合度。这些数值实验结果说 明,所有这些物理机制的相互协作和竞争能够完整地解释此次辐射带电子损失 事件,特别地,前四种物理机制(MS、AT、RD 和 PW)在该事件中发挥着主 导作用。

4.5 结论和讨论

我们采用了一个依赖于 Dst 指数的对称 Hilmer-Voigt 地磁场模型 [Hilmer and Voigt, 1995],改进辐射带物理模型 STEERB 成为一个包含绝热输运、径向扩散和回旋共振三类物理过程的全球扩散模型。STEERB [Su et al., 2010b,

2011b,c] 模型是最先准确引入绝热输运过程的电子辐射带全球扩散模型。它完 全继承了原来在偶极地磁场中所建立模型(参见第三章 [Su et al., 2010a; Xiao et al., 2010a])的计算格式,保持了高效、稳定和易于并行化的特征。当然,作 为一个辐射带扩散模型,它所能描述问题的时间尺度必然大于电子最大漂移周 期 [Boscher et al., 1996]。我们将在第五章中将其改进成为具有更高时间和空间 分辨率的全球对流一扩散模型。

我们采用 STEERB 模型进行了若干理想化的数值实验,得到如下结论:

- 绝热输运过程是一个可逆过程。在理想化的强磁暴中,外辐射带的绝热响 应表现为:主相期间,相对论电子通量能够下降到磁暴前水平的 1/60 以 下,投掷角分布由峰值在 α_e = 90°的分布转化为蝶形分布;恢复相期间, 相对论电子通量和投掷角分布逐步返回到磁暴前的状态。
- 在合声波驱动的共振加速作用存在的情形下,仅绝热输运过程(没有等离 子羽中嘶声波和电磁离子回旋波的回旋共振散射)不足以解释磁暴主相期 间观测到的外辐射带电子通量下降的现象。
- 3. 绝热过程和非绝热过程是相互耦合的。在其它非绝热过程(径向扩散和各种回旋共振作用)存在的情况下,绝热输运过程对磁暴主相期间辐射带电子通量的下降和恢复相期间电子通量的上升均有显著贡献。绝热输运过程的忽略会导致相对论电子的通量于主相期间被高估,而于恢复相期间被低估。主相期间的高估效应能够发生在损失锥外的全部投掷角范围,高估幅度达到 5 30 倍(依赖于不同能段)。恢复相期间的低估效应则主要发生在较大投掷角范围(α_e > 50°),低估幅度也较小(约 2 5 倍)。这些结果表明,绝热输运过程在电子辐射带演化过程中发挥着重要的作用,未来空间天气学应用的辐射带模型应该将其纳入其中。需要说明的是,当前的这些结果明显依赖于其它参数,例如扩散系数模型、磁场模型、初始条件和外边界条件。这些辅助模型和计算条件的不准确性将必然会对当前定量的结果产生一定程度的影响。

我们分析了 1990 年 10 月 9 日磁暴主相期间外辐射带电子损失过程的基本 特征,应用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了该损失事件,得到如下结论:
- CRRES 卫星提供了对电子辐射带从磁平静期(第 181 个轨道周期)到 Dst 指数最小期(第 186 个轨道周期)演化的完整观测。观测结果显示, 辐射带电子的损失在不同的 L 区域展示出不同的特征:在 6.0 < L < 7.0 区域,~0.1-1.0 MeV 电子通量均展示出显著的损失;在 4.3 < L < 6.0 区 域,显著的损失局限在较高能段(> 0.4 MeV)的电子通量。这种损失特征 与由 Bortnik et al. [2006]所报道的 2003 年 11 月 20 日事件的非常类似。
- 2. 用以研究该辐射带损失事件的 STEERB 模型的输入数据包括: 行星际参 数、地磁活动指数、各种等离子体波(合声波、嘶声波和电磁离子回旋 波)特征参数、初始条件和外边界条件。在磁层顶阴影效应、绝热输运、 径向扩散、等离子体羽波和合声波回旋共振的共同作用下, STEERB 模 型能够很好地重现该事件中外辐射带 ~0.1-1.0 MeV 电子通量的衰减。这 个结果表明,所有这些物理机制的的相互协作和竞争能够完整地解释此次 辐射带电子的损失事件。更多的模拟结果也显示,前四种物理过程(MS、 AT、RD 和 PW)在该事件中发挥着主导的作用,合声波的回旋共振过程 所发挥的作用则非常有限(包含与否不会显著改变模拟和观测结果之间 的吻合度)。过去很长一段时间,较之于辐射带电子加速理论和模拟的巨 大进步,辐射带电子损失的研究上则进展有限 [见综述文章 Friedel et al., 2002; Millan and Thorne, 2007]。我们当前的工作将会促进辐射带电子损 失过程的研究。需要说明的是,当前模拟中所采用的等离子体波动特征 参数均采用一些理想化的模型, CRRES 卫星波谱数据的分析可能会对 当前的输入参数给出某些约束(在有限的轨道周期内仍然无法给出全球 的分布特征),同步轨道卫星 LANL 1989-046 观测数据或许也能够给出 一些关于等离子羽位置和大小的信息。当前的径向扩散系数表达形式由 Brautigam and Albert [2000] 所确定,一些新的不同的扩散系数模型 [e.g., Huang et al., 2010] 可能也需要进行测试以更为客观地评估径向扩散的作 用。

第五章 磁层对流过程

5.1 引言

内磁层捕获粒子具有三个绝热不变量(见绪论 1.3.1 节),分别对应于三种 周期性运动过程。从是否破坏绝热不变量的角度,控制电子辐射带演化的物理 机制可以分为两种类型:绝热过程和非绝热过程。第四章已经详细讨论了绝热 输运过程,第二章和第三章讨论了回旋共振和径向扩散两种非绝热过程。实际 上,辐射带电子存在着第三种非绝热过程——大尺度的对流(漂移)过程,其 时间尺度小于电子的漂移周期。众所周知,电子辐射带全球扩散模型只能描述 时间尺度大于电子最大漂移周期的物理问题 [Boscher et al., 1996]。本章中我们 在原先的电子辐射带全球扩散模型 STEERB 中引入磁层对流过程,建立一个较 为完善的描述电子辐射带形成和演化的全球对流一扩散模型 [Su et al., 2011a]。

Bourdarie et al. [1997] 建立了第一个电子辐射带对流一扩散模型,其中包含由回旋共振作用和库仑碰撞引发的投掷角散射过程以及磁层对流过程。近期的研究工作也报道了若干新的电子辐射带对流一扩散模型,例如,RAM (Ring current-Atmosphere interactions Model) [Jordanova and Miyoshi, 2005; Miyoshi et al., 2006] 和 RBE (Radiation Belt Environment) [Fok et al., 2008]。这两个辐射带模型 RAM 和 RBE 均由原先的环电流动力学模型 [Fok et al., 1995, 2010a, 2011; Fok and Moore, 1997; Jordanova et al., 1996, 1997, 2003, 2008, 2010b] 推广发展而来。

本章的内容包括以下两个方面:

 在第 5.2 节,我们详细介绍了电子辐射带全球对流一扩散模型 STEERB 组成要素:背景电磁场、基本方程、对流速度、扩散系数和计算方法。当 前的 STEERB 模型主要包含绝热输运、磁层对流、径向扩散和回旋共振 四类物理过程。

 在第 5.3 节,我们采用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了 1997 年 1 月 10 日亚暴注入事件,分析了亚暴注入过程对电子辐射带演化的贡献。

5.2 电子辐射带全球对流一扩散模型 STEERB

5.2.1 背景电磁场

与第四章完全一样,我们采用依赖于 Dst 指数的对称 Hilmer-Voigt 地磁场 模型 [Hilmer and Voigt, 1995] 来确定绝热不变量和可观测量的映射关系,而采 用偶极磁场模型来讨论回旋共振扩散过程以最大程度地节约计算时间。

在本章中,磁赤道区域电场 E_e 包含对流电场 E_{conv} 、共转电场 E_{cor} 和亚 暴相关脉冲电场 E_i 三部分。对流电场由 Volland-Maynard-Chen 势场 [Volland, 1973; Maynard and Chen, 1975] 近似描述

$$\boldsymbol{E_{conv}} = -\nabla\Phi,\tag{5.1}$$

$$\Phi = AL^2 \sin \phi, \tag{5.2}$$

$$A = \frac{45}{(1 - 0.159K_p + 0.0093K_p^2)^3}$$
 [V], (5.3)

其中, ϕ 代表经度, $\phi = 0$ 对应于子夜位置, $\phi = 90^{\circ}$ 对应于晨侧区域。在球 坐标系 (r, θ, ϕ) 下, 共转电场的表达式为

$$\boldsymbol{E_{cor}} = -\left(\boldsymbol{\omega_E} \times \boldsymbol{r}\right) \times \boldsymbol{B_e},\tag{5.4}$$

其中, ω_E 表示地球自转角速度, B_e 表示磁赤道地区的磁场强度。亚暴相关的电场由朝向地球传播的脉冲模型 [Sarris et al., 2002] 来描述

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{i}} = -\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{\phi}} E_0 \left[1 + c_1 \cos(\boldsymbol{\phi} - \boldsymbol{\phi}_0) \right]^{n_{\boldsymbol{\phi}}} \exp\left(-\xi^2\right), \qquad (5.5)$$

$$\xi = [r - r_i + v(r)(t - t_a)] / d, \qquad (5.6)$$

$$v(r) = a + br, \tag{5.7}$$

$$t_a = c_2 R_E / v_a \left[1 - \cos(\phi - \phi_0) \right], \tag{5.8}$$

其中, E₀调节脉冲的强度, ξ 决定脉冲电场幅值最大的位置, d 为脉冲的宽 130 度, v(r) 表示脉冲前沿的向速度, $c_1 \ \pi n_{\phi}$ 描述脉冲磁场对 ϕ 的依赖特征, t_a 代表经度方向的一种延迟效应, v_a 表示经度方向脉冲的传播速度, r_i 是调节脉冲到达时间的模拟参数。

5.2.2 基本方程

在当前对称磁场模型下,辐射带电子相空间密度 *f* 演化的四维对流一扩 散方程可以写为 [e.g., Schulz and Lanzerotti, 1974; Bourdarie et al., 1997; Fok et al., 2001; Su et al., 2010b, 2011b,c]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left\langle \frac{dL^*}{dt} \right\rangle \frac{\partial f}{\partial L^*} \Big|_{\mu,J,\phi} + \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle \frac{\partial f}{\partial \phi} \Big|_{\mu,J,L^*} \\
= \frac{1}{Gp} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} \left[G\left(\left\langle D_{\alpha\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} + \left\langle D_{\alpha p} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \right) \right] \\
+ \frac{1}{G} \left. \frac{\partial}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \left[G\left(\left\langle D_{p\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} + \left\langle D_{pp} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \right) \right] \\
+ L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \left(\frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \right) - \frac{f}{\tau_L} - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W}$$
(5.9)

STEERB 模型包含两个计算空间:作用量一角度空间 (μ , J, L^* , ϕ)和可观测量 空间 (α_e , p, L, ϕ)。与第四章类似,相空间密度 f 由作用量一角度空间向可观 测量空间的映射能够自治地引入绝热输运过程。方程 (5.9) 左边表示电子相空间 密度沿漂移轨道的变化率, $\langle dL^*/dt \rangle$ 和 $\langle d\phi/dt \rangle$ 分别表示 L^* 和 ϕ 方向的漂移 速率。方程右边前两项表示在可观测量空间中回旋共振作用引起的投掷角、动 量和交叉扩散过程(详细的说明见第二章), $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 为对应的投掷角、动量和交叉扩散系数。第三项表示在绝热不变量空间中的径 向扩散过程, $D_{L^*L^*}$ 为对应的径向扩散系数。最后三项代表损失锥内部、近地 区域 (L < 1.5)和辐射带槽区的三种主导的经验损失项,它们的表达式与第三章 中的完全一致。

由于当前的 STEERB 模型仍然采用对称的 Hilmer-Voigt 地磁场 [Hilmer and Voigt, 1995],作用量一角度空间和可观测量空间的映射关系比较简单。两 个空间中经度坐标 ϕ 相同,在固定的 ϕ 处,绝热不变量 (μ , J, L^*)和可观测量

 (α_e, E_k, L) 的映射关系见第四章中方程组 (4.4)。

5.2.3 对流速度和扩散系数

电子弹跳平均的漂移速度表达式为 [Roederer, 1970]

$$\langle \mathbf{V}_{e} \rangle = \frac{\mathbf{E}_{e} \times \mathbf{B}_{e}}{B_{e}^{2}} - \frac{2p}{e\tau_{B}B_{e}^{2}} \nabla_{e}I \times \mathbf{B}_{e}$$

$$\equiv \left\langle \frac{dL}{dt} \right\rangle R_{E} \mathbf{e}_{r} + \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle L R_{E} \mathbf{e}_{\phi}$$

$$= \frac{dL}{dL^{*}} \left\langle \frac{dL^{*}}{dt} \right\rangle R_{E} \mathbf{e}_{r} + \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle L R_{E} \mathbf{e}_{\phi}.$$

$$(5.10)$$

其中,第一项表示电场漂移,磁赤道区电场包含三个部分 $E_e = E_{conv} + E_{cor} + E_i$ 。第二项表示电子在地磁场中的曲率漂移和梯度漂移,更多讨论见第 1.3.1 节。

回旋共振扩散系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 、 $\langle D_{pp} \rangle$ 和 $\langle D_{\alpha p} \rangle = \langle D_{p\alpha} \rangle$ 以及径向扩散系数 $D_{L^*L^*}$ 与第四章所采用的完全一致。

5.2.4 计算方法

较之于原来的扩散模型,当前的四维对流一扩散模型增加了经度 φ 方向的 分辨率。在两个计算空间中,我们在 φ 方向 [0,360°] 计算范围内均匀剖分 48 个格点。两个计算空间中其他三个维度的计算区域和计算网格与第四章所采用 的完全一致。两个计算空间中分布函数 *f* 的相互映射利用样条插值来完成。

基于算符分裂技术 [Strang, 1968], 四维对流一扩散方程 (5.9) 在每个时间 步的推进可以分解为三个部分:可观测量空间中的回旋共振扩散部分

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{Gp} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} \left[G\left(\left\langle D_{\alpha\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} + \left\langle D_{\alpha p} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \right) \right] \\
+ \frac{1}{G} \left. \frac{\partial}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \left[G\left(\left\langle D_{p\alpha} \right\rangle \frac{1}{p} \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha_e} \right|_{p,L,\phi} + \left\langle D_{pp} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial p} \right|_{\alpha_e,L,\phi} \right) \right] - \frac{f}{\tau_L},$$
(5.11)

以及作用量一角度空间中的径向对流一扩散部分

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left\langle \frac{dL^*}{dt} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} = L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \left(\frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W}, \quad (5.12)$$

和环向对流部分

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle \left. \frac{\partial f}{\partial \phi} \right|_{\mu,J,L^*} = 0.$$
(5.13)

方程 (5.11) 仍然采用混杂有限差分格式 (HFD) 求解, 边界条件与第四章中所采 用的完全一致。方程 (5.12) 采用全隐格式求解, 边界条件为

$$f(L^* = 1) = 0, (5.14)$$

$$\begin{cases} f(L^* = 7) = f_o(t, \mu, J, \phi), & \stackrel{\text{\tiny def}}{=} \left\langle \frac{dL^*}{dt} \right\rangle \le 0\\ \frac{\partial f}{\partial L^*}(L^* = 7) = 0, & \stackrel{\text{\tiny def}}{=} \left\langle \frac{dL^*}{dt} \right\rangle > 0 \end{cases}$$
(5.15)

方程 (5.13) 采用五阶精度的加权本质无振荡格式 (Weighted Essentially Non-Oscillatory, 简称 WENO) [Shu and Osher, 1989] 求解,边界条件为

$$f(\phi = 0^{\circ}) = f(\phi = 360^{\circ}).$$
 (5.16)

需要说明的是,采用这种高精度显式"激波捕捉法"求解方程 (5.13) 的目的是 使得 STEERB 模型能够稳定计算一些快速的、容易产生较大空间梯度的物理过 程 (例如亚暴注入)。

当前模型对时间步长的最严格限制来源于求解环向对流方程的五阶精度的 加权本质无振荡格式。我们这里强制选取的时间步长为 $\Delta t = 1$ s。对于不满足 柯朗条件的能量区域 ($E_k \gtrsim 5$ MeV),我们假定电子相空间密度在 ϕ 方向均匀分 布,即在时间步 t^n 经度位置 ϕ_i 处的电子相空间密度为

$$f_{\mu,J,L^*,\phi_j}^n = \frac{1}{48} \sum_{i=1}^{48} f_{\mu,J,L^*,\phi_i}^{n*}, \qquad (5.17)$$

其中, $f_{\mu,J,L^*,\phi_i}^{n*}$ 表示同一时间步中方程 (5.12) 得到的电子相空间密度。

当前的 STEERB 模型覆盖两个计算空间、四个空间维度,具有较高的空间

分辨率。考虑到其巨大的计算量,目前的 STEERB 模型基于 OpenMP 并行化 后在个人电脑上运行。

5.3 实际应用

5.3.1 研究背景

亚暴注入过程能够在几分钟到小时时间尺度内快速增强辐射带电子的通量 [McIlwain, 1974; Friedel et al., 1996; Reeves et al., 1996]。目前部分学者已经完成一些成功的试验粒子模拟工作来重现能量高达几百 keV 电子于亚暴期间的注入过程 [Birn et al., 1998; Li et al., 1998; Zaharia et al., 2000, 2004; Sarris et al., 2002]。这些试验粒子模拟工作分别采用两类背景电磁场模型:动态的三维磁流体力学电磁场 [Birn et al., 1998] 和叠加了地向运动脉冲电磁场的定态地磁场 [Li et al., 1998; Zaharia et al., 2000, 2004; Sarris et al., 2002]。截至目前,相对较少的辐射带动力学模型能够定量地考察亚暴注入过程。Fok et al. [2001] 采用 T89 磁场模型 [Tsyganenko, 1989],同时自治考虑动态磁场产生的诱导电场,完成了一个理想化的亚暴注入过程的模拟,但其缺乏观测数据的直接比较。在本节中,我们将采用电子辐射带全球对流一扩散模型 STEERB 定量研究 1997 年 1 月 10 日的亚暴注入事件。由于所考察问题的时间尺度较小(几个小时),在模拟过程中,我们仅仅考虑绝热输运、磁层对流和径向扩散过程,未引入回旋共振过程。

5.3.2 模拟结果和分析

我们假设初始相空间密度沿经度方向为均匀分布,与第四章中的类似,它可以由定态径向扩散方程求得 [Su et al., 2010a, 2011c]

$$L^{*2} \left. \frac{\partial}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \left(\frac{D_{L^*L^*}}{L^{*2}} \left. \frac{\partial f}{\partial L^*} \right|_{\mu,J,\phi} \right) - \frac{f}{\tau_C} - \frac{f}{\tau_W} = 0.$$
(5.18)

稳态的地磁活动指数假设为 $K_p = 2.0$ 和 Dst = -15 nT, 稳态外边界条件为

$$f_o(t = 0, \mu, J, \phi) = f^{\kappa}(\alpha_e, E_k) \equiv c_{\kappa} \left[1 + \frac{E_k}{\kappa E_0} \right]^{-(\kappa+1)} \sin^q \alpha_e,$$
(5.19)

根据观测数据选取的"最佳"参数为 $\kappa = 3.0$ 、 $E_0 = 3$ keV、 q = 0.855、 $P_M = 1.0$ 和 $P_E = 0.2$ 。图 5.1(a) 展示了得到的捕获在磁赤道附近的不同能段的 辐射带电子通量的径向剖面曲线。图 5.1(b) 展示了模拟得到的地球同步轨道处 的初始电子能谱,其与搭载在 LANL 1990–095 卫星上的 SOPA 仪器观测到的 一致。

STEERB 模拟亚暴注入过程中采用时变的外边界条件

$$f_o(t,\mu,J,\phi) = f_o(t=0,\mu,J,\phi) \cdot f_r(t,\mu,J,\phi),$$
(5.20)

时变参数 f_r 与外边界 $L^* = 7$ 处的亚暴相关的脉冲电场 E_i 同调

$$f_r(t,\mu,J,\phi) = 1 + \left(\bar{f}_r(\mu,J) - 1\right) \cdot \frac{|E_i(t,L^*=7,\phi)|}{\max(|E_i(t,L^*,\phi)|)},\tag{5.21}$$

类似于前人的工作 [Brautigam and Albert, 2000], f_r 的最大值 $\bar{f}_r(\mu, J)$ 由同步 轨道处搭载于 LANL 1990–095 卫星上的 SOPA 仪器观测到的最强注入期和磁 平静期电子通量之比确定

$$\bar{f}_r(\mu, J) = \frac{j_2(E_k(\mu, J))}{j_1(E_k(\mu, J))}.$$
(5.22)

图 5.1(c) 展示了磁平静期和最强注入期外边界 L* = 7 处的电子能谱。

图 5.1(d) 展示了亚暴注入期间 SYM-H 和 K_p 指数随时间的演化。在本节中, SYM-H 指数(具有较高时间分辨率)将代替 Dst 指数来实时驱动 Hilmer-Voigt 对称地磁场模型。 K_p 指数则用来实时确定径向扩散系数和对流电场的强度。

参考前人的研究工作 [Sarris et al., 2002], 我们这里选取亚暴相关的脉冲 电场的参数为 $c_1 = 1$ 、 $c_2 = 0.5$ 、 a = 53.15 km/s、 b = 0.0093 s⁻¹、 $n_{\phi} = 3$ 、 $v_a = 20$ km/s、 $r_i = 150.2R_E$ 、 $d = 8 \times 10^7$ m, $E_0 = 2.5/2^{n_{\phi}}$ mV/m 和 $\phi_0 = 0$ 。 经过众多测试,这组参数能够给出与观测数据"最为吻合"的结果。

图 5.2 展示了捕获在磁赤道附近的 *E_k* =0.1 和 0.5 MeV 电子通量全球分布 的演化,以及对应的环向平均电子通量径向剖面曲线。在夜侧初始注入的电子 快速向地球方向漂移(主要的物理机制是由脉冲电场引起的电场漂移),同时朝



图 5.1 (a) 初始时刻捕获在磁赤道附近的不同能段电子通量 $j = p^2 f$ 的径向剖面曲线; (b) 初始时刻 L = 6.6 处由 STEERB 模拟(实线)和搭载在 LANL 1990–095 卫星上的 SOPA 仪器观测(符号)得到的电子能谱; (c) 平静期(黑色)和亚暴注入最强期(红色)外边界 $L^* = 7$ 处电子能谱; (d) 1997 年 1 月 10 日 0400 – 0700 UT 模拟时间段 SYM-H (黑色)和 K_p (红色)指数的演化。

向阳侧方向漂移(主要的物理机制磁场梯度和曲率漂移)并逐步在经度方向上 分散开来(电子能量越高,这个过程越快)。在环向平均的电子通量径向剖面 上,我们能够清晰地分辨亚暴注入的前沿。时间 *t* =0440UT 和 0500UT 时刻, 亚暴注入前沿分别位于 *L* = 5.5 和 3.5 附近。在 *t* =0500UT 时刻,外辐射带核 心区电子通量的增加幅度最大,0.1 和 0.5 MeV 电子通量分别增加到了原来的 10 倍和 2 倍左右。此时,脉冲电场已经运动到 *L* = 3.5 靠里的区域,将不会再 明显影响外辐射带电子通量的演化。之后,外辐射带电子通量呈现出逐步下降 的趋势,其主要物理机制是向外的绝热输运过程(参考图 5.1(d)中的 SYM-H 指数的变化)和向阳侧外边界增强的对流损失过程(参考图 5.1(d)中的 *K_p*指 数的变化)。实际上,在如此短的时间尺度内(几个小时),径向扩散过程所发 挥的作用非常有限。



第五章 磁层对流过程

图 5.2 不同时刻捕获在磁赤道附近的 $E_k = 0.1$ (a-f) 和 0.5 MeV (h-m) 电子通量在 (L, ϕ) 空间中的分布,以及对应的环向平均 $E_k = 0.1$ (g) 和 0.5 MeV (n) 电子通量径向剖面曲线。 在二维分布图中,磁正午位于左侧,磁黄昏位于下侧,磁子夜位于右侧,磁凌晨位于上侧。 二维分布图的四个黑色圆圈分别表示 L = 1、3、5 和 7 位置。



图 5.3 三个 LANL 卫星观测(左)和对应位置 STEERB 模拟(右)得到的电子通量随时间的演化。(a)和(d)对应于 LANL 1990-095 卫星位置 (LT=UT-0230),(b)和(e)对应于 LANL 1991-080 卫星位置 (LT=UT+0442),(c)和(f)对应于 LANL 1994-084 卫星位置 (LT=UT+0654)。

图 5.3 展示了地球同步轨道处三个不同的 LANL 卫星观测和对应位置 STEERB 模拟得到的电子通量 $j = p^2 f$ 随时间的演化。可以看到,同步轨道处 具有显著电子注入的能段局限在 $E_k < 500$ keV。部分注入的电子能够周期性地 被卫星观测到,这种现象被称为"漂移回声"。初始注入的电子在各个能段上大 体上是"无弥散的"(即在很广的能量范围内电子通量近乎同时出现上升),其



图 5.4 不同时刻捕获在磁赤道附近的 $\mu = 100$ (a-f) 和 500 MeV/G (h-m) 电子相空间密度 在 (L^* , ϕ) 空间中的分布,以及对应的环向平均 $\mu = 100$ (g) 和 500 MeV/G (n) 电子相空间 密度径向剖面曲线。在二维分布图中,磁正午位于左侧,磁黄昏位于下侧,磁子夜位于右 侧,磁凌晨位于上侧。二维分布图的四个黑色圆圈分别表示 $L^* = 1$ 、3、5 和 7 位置。

第五章 磁层对流过程

后由于漂移速度的偏差而逐渐弥散化。当前的 STEERB 模拟基本上能够重现亚 暴注入后 LANL 卫星观测到的电子通量增强幅度、漂移回声和弥散特征,特别 是在背阳侧区域(LANL 1990-095 卫星位置)。由于我们采用了一个对称的地 磁场模型,模拟得到的注入前沿较观测的更早到达向阳侧(LANL 1991-080 和 1994-084 卫星位置)。在一个较为真实的非对称磁场模型中,电子漂移轨道的 近地点位于背阳侧,远地点位于向阳侧。向阳侧的 LANL 卫星探测到的电子实 际具有离地球较近的漂移轨道,而背阳侧 LANL 卫星探测到的电子实际具有离 地球较远的漂移轨道。因此,在非对称磁场中,注入电子将花费更多的时间由 外漂移轨道向内穿越。

图 5.4 展示了捕获在磁赤道附近的 μ =100 和 500 MeV/G 电子相空间密度 f 全球分布的演化,以及对应的环向平均电子相空间密度径向剖面曲线。与图 5.2 类似,我们能够清晰地发现注入电子的地向对流和环向漂移。一个比较有趣 的特征是,亚暴注入之后,原来单调的 μ = 100 MeV/G 电子相空间密度在外辐 射带核心区出现峰值。其物理机制是,大量 ~ 50 keV 电子在外边界 $L^* = 7$ 处 注入(见图 5.2(c)),朝向地球漂移,同时被加速到 100 keV 左右,逐渐捕获在 $L^* = 5$ 附近,最终产生了这种在外辐射带核心区具有峰值的相空间密度。与之 形成鲜明对比的是, μ =500 MeV/G 电子相空间密度没有由单调分布稳定地演 化成具有峰值的分布,其原因是在外边界处较高能量(>250 keV)电子的注入非 常有限(见图 5.2(c))。

5.4 结论和讨论

基于弹跳平均的四维对流一扩散方程,我们进一步改进电子辐射带物理模型 STEERB,使之成为全面包含绝热输运、磁层对流、径向扩散和回旋共振四 类物理过程的全球对流一扩散模型。STEERB 模型覆盖两个计算空间:作用量 一角度空间和可观测量空间。计算方法的基础为算符分裂技术,分裂生成的可 观测量空间中的回旋共振扩散方程、作用量一角度空间中的径向输运方程和环 向输运方程分别采用混杂有限差分格式 [Xiao et al., 2009a]、全隐格式和加权本 质无振荡格式 [Shu and Osher, 1989] 进行求解,两个计算空间相互映射采用样 条插值完成。当前的 STEERB 模型保持高效、稳定和易于并行化的特征,且具

有较高时空分辨率和处理瞬变结构的能力。

STEERB 模型中采用的电磁场包括:对称的 Hilmer-Voigt 地磁场、典型的 对流和共转电场以及亚暴相关的脉冲电场。对称的 Hilmer-Voigt 地磁场模型仅 仅包含地球本体偶极磁场和对称的环电流产生的磁场,其他磁层电流系统(例 如,磁层顶电流)产生的磁场没有包含在其中。亚暴相关的脉冲电场本质是地 磁场变化产生的诱导电场,亚暴相关的磁场没有在当前的模型中考虑。所有 这些附加磁场的引入都会或多或少改变地磁场位型结构,它对于电子辐射带 模型计算结果的影响还需要以后的研究工作进一步考察。一些研究工作 [e.g., Khazanov et al., 2004a,b] 表明对流电场模型的改变对 ~100 keV 电子通量的演 化具有显著影响。我们也将在以后的研究工作中尝试采用一些高时间分辨率的 电场模型。

我们采用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了 1997 年 1 月 10 日亚暴注入事件,分析了亚暴注入过程对电子辐射带演化的贡献,得到如下结论:

- 数据驱动的 STEERB 模型基本上能够重现三个不同的 LANL 卫星观测到 的亚暴注入特征(电子通量增强幅度、漂移回声和弥散特征)。类似于前 人的工作 [Fok et al., 2001], 亚暴期间电子的注入通过时变的外边界条件 实现。模拟工作着重于分析亚暴注入过程对电子辐射带演化的贡献,不能 自洽解释注入电子的来源。实际上,对这个问题,不同的试验粒子模拟给 出不同的答案。Li et al. [1998] 认为同步轨道处 90% 注入电子来自于距离 地球 9*R_E* 以外的区域,而 Zaharia et al. [2000, 2004] 认为注入电子的初始 位置都在距离地球 9*R_E* 以内的区域。
- 2. 已有的观测数据 [e.g., Miyoshi et al., 2003] 表明, ~100 keV 种子电子的 累积对于辐射带相对论电子通量的增强具有重要作用。当前的模拟结果显示, 亚暴注入过程能够在几十分钟的时间内使得外辐射带核心区环向平均的 0.1 和 0.5 MeV 电子通量增强到原来的 10 倍和 2 倍左右。这个结果说明, 亚暴注入过程能够通过高效地提供种子电子在辐射带演化过程中发挥 重要作用。与此不同,以前的理想化模拟结果显示, 亚暴注入后电子通量 增强最为显著的区域在同步轨道附近,发生增强的电子能量高达 4 MeV, 增强的幅度高达 100 倍。

3. 在观测数据的分析中,相空间密度的形态常常被认为是判定主导物理机制的重要标识。具有峰值的相空间密度(区别于沿 L* 方向单调增加的相空间密度)常常能够在辐射带区域被观测到 [e.g., Green and Kivelson, 2004; Chen et al., 2007; Ni et al., 2009a,b, 2011a]。前人给出的三种可能的物理解释为:哨声波的回旋共振作用 [e.g., Summers et al., 1998; Horne et al., 2005b; Shprits et al., 2006b]、较大 L* 区域的损失过程 [e.g., Brautigam and Albert, 2000; Shprits et al., 2006a] 和大振幅窄频带超低频波的漂移共振过程 [Degeling et al., 2008]。这里,我们认证了具有峰值的 μ = 100 MeV/G 电子相空间密度形成的第四个可能的物理解释——亚暴注入过程。在外边界处注入的~50 keV 电子朝向地球漂移(主导的物理机制为脉冲电场漂移),随着 L* 的减小能量逐步增大。在 L* = 5 附近,电子能量达到 100 keV 左右,磁场的梯度和曲率漂移开始占主导作用。注入电子最终被 捕获在这个区域,产生具有峰值的相空间密度。

第六章 总结和讨论

电子辐射带是由捕获在地球磁场中的~100 keV 到 10 MeV 的高能电子 组成的。按照空间分布区域,它可以分为内辐射带 (L = 1.2 - 2.0) 和外辐射 带 (L = 3.0 - 8.0), 两者由高能电子通量较小的槽区所分割。内辐射带相对稳 定,而外辐射带呈现出非常复杂和剧烈的动态演化特征。在几分钟到几天的 时间尺度内,外辐射带电子通量能够变化一到三个数量级 [e.g., Baker et al., 1986, 1994a; Blake et al., 1992; Li et al., 1993, 1997; Selesnick and Blake, 1997; Onsager et al., 2002, 2007; Reeves et al., 2003; Bortnik et al., 2006; Baker and Kanekal, 2008; Zong et al., 2009; Morley et al., 2010; Su et al., 2011b]。辐射带 自 1958 年被发现以来就受到广泛的研究,近年来它又成为空间物理领域的研 究热点 [Friedel et al., 2002; Thorne, 2010]。一方面的原因是围绕电子辐射带的 动态过程存在着许多有待回答的科学问题;另一方面的原因是需要构建电子 辐射带的演化的预报体系以减低和避免其可能的空间天气灾害效应。辐射带 物理模型的建立有助于同时解决这两方面的问题,因此它得到了众多研究小 组的重视 [e.g., Li et al., 1993; Beutier et al., 1995; Bourdarie et al., 1997; Zheng et al., 2003; Jordanova and Miyoshi, 2005; Ukhorskiy et al., 2006a; Fok et al., 2008; Subbotin and Shprits, 2009; Subbotin et al., 2010; Su et al., 2010a, 2011c; Xiao et al., 2010a; Saito et al., 2010; Zheng et al., 2011].

6.1 电子辐射带动力学模型的构建过程和得到的物理结果

以下我们将总结电子辐射带动力学模型 STEERB 的构建过程以及在各个阶段得到的物理结果。

第一步,我们建立了一个描述多种波模回旋共振作用的电子辐射带局地扩 散模型。所采用的数值格式为我们构造的混杂有限差分法,它能够克服交叉扩 散项引起的计算不稳定性,具有高效、稳定和易于编程实现的特征,得到我们

[Su et al., 2009b,c,d, 2010a,c,d, 2011b,c,d; Xiao et al., 2009a, 2010a,b, 2011a] 和 其他研究小组 [Fok et al., 2010b; Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Zheng et al., 2011] 在准线性理论成立的诸多领域(例如辐射带、环电流和极光)的广 泛应用。通过完整求解准线性扩散方程,我们分析了不同波模回旋共振对于电 子辐射带演化的贡献,结果支持传统的观点:合声波能够有效加速电子,特别 是在大投掷角区域; 嘶声波能够散射辐射带电子, 驱动大投掷角的电子向损失 锥方向移动; 电磁离子回旋波能够快速地散射相对论电子进入损失锥, 引起相 对论电子的沉降损失。我们对比研究了交叉扩散项对模拟结果的影响,发现它 在不同波模回旋共振中所发挥的作用不同,不能简单忽略。采用一个较为真实 的背景等离子体密度模型,我们考察了场向密度变化对合声波共振效率的影响, 结果表明,场向密度变化的忽略会高估合声波的加速效应,特别是在较大的 L 区域和较高的能段表现得更为明显。我们将当前的局地扩散模型推广应用于研 究合声波与亚暴注入的等离子体片电子回旋共振相互作用的过程,结果显示, 合声波能够有效地散射注入电子进入损失锥进而沉降产生弥散极光,同时捕获 电子的投掷角分布由各向同性的分布演化为极端各向异性的薄饼分布。我们的 模拟工作 [Su et al., 2009c] 是最早的一个计算合声波回旋共振驱动的等离子体片 电子相空间密度演化的研究工作,相关结论得到后来的更多研究工作 [Thorne et al., 2010; Tao et al., 2011b; Ni et al., 2011c,d] 的支持。

第二步,我们建立了一个包含径向扩散和回旋共振两个物理过程的电子辐 射带全球扩散模型,并命名其为 STEERB (Storm-Time Evolution of Electron Radiation Belt)。它是最先包含交叉扩散项的电子辐射物理模型之一,具有高 效、稳定和易于并行化的特征,并能够重现电子辐射带于地磁平静期和活动期 的主要特征。我们对比研究了径向扩散和各种回旋共振对磁暴时辐射带演化的 贡献,结果支持辐射带领域的传统观点:等离子体羽嘶声波和电磁离子回旋波 的回旋共振作用以及向外的径向扩散过程能够引起磁暴主相期间辐射带电子的 损失,前者主要在外辐射带核心区发挥作用,而后者主要在较大的 L 区域发挥 作用;合声波的回旋共振作用和向内的径向扩散过程能够引起磁暴恢复相期间 辐射带电子的加速,前者的加速过程更为快速和显著;合声波的回旋共振作用 和外边界的损失能够产生具有峰值的相空间密度。特别地,我们考察了交叉项 对全球扩散模型计算结果的影响,发现交叉项的忽略对主相期间电子的损失过

程影响较小,但是对恢复相期间电子加速过程影响显著。

第三步,我们采用了一个依赖于 Dst 指数的背景地磁场,在 STEERB 模 型中自洽地引入了绝热输运过程。STEERB 模型是最先准确引入绝热输运过程 的电子辐射带全球扩散模型。我们进行了若干理想化的数值实验,分析了绝热 输运过程在其它非绝热过程消失和存在两种情形下对电子辐射带演化的贡献。 绝热输运过程是一个可逆过程。在理想化的强磁暴中,外辐射带的绝热响应表 现为: 主相期间, 相对论电子通量显著下降一到两个数量级, 投掷角分布由峰 值在 $\alpha_e = 90^\circ$ 的分布转化为蝶形分布;恢复相期间,相对论电子通量和投掷角 分布逐步返回到磁暴前的状态。在合声波驱动的共振加速作用存在的情形下, 仅绝热输运过程(没有等离子羽中嘶声波和电磁离子回旋波的回旋共振散射) 不足以解释磁暴主相期间观测到的外辐射带电子通量下降的现象。在其它非绝 热过程(径向扩散和各种回旋共振作用)存在的情况下,绝热过程和非绝热过 程是相互耦合的,绝热输运过程对磁暴主相期间辐射带电子通量的下降和恢复 相期间电子通量的上升均有显著贡献。过去数十年,学界在辐射带电子加速的 理论和模拟方面的进展颇丰,而在辐射带电子损失的研究上进展相对有限 [见 综述文章 Friedel et al., 2002; Millan and Thorne, 2007]。我们应用数据驱动的 STEERB 模型率先开展对外辐射带电子损失过程的定量模拟研究。我们选取的 研究对象为 1990 年 10 月 9 日磁暴主相期间外辐射带电子损失事件, 整个事件 中 CRRES 卫星提供了对电子辐射带演化的完整观测。在磁层顶阴影效应、绝 热输运、径向扩散、等离子体羽波和合声波回旋共振的共同作用下,STEERB 模型能够很好地重现该事件中外辐射带 ~0.1-1.0 MeV 电子通量的衰减。这个 结果表明,所有这些物理机制的的相互协作和竞争能够完整地解释此次辐射带 电子的损失事件。更多的模拟结果也显示,前四种物理过程在该事件中发挥着 主导的作用,合声波的回旋共振过程所发挥的作用则非常有限。

最后,我们将 STEERB 模型扩展为一个全面包含绝热输运、磁层对流、径向扩散和回旋共振四类物理过程的电子辐射带全球对流一扩散模型。当前的 STEERB 模型保持高效、稳定和易于并行化的特征,且具有较高时空分辨率和 处理瞬变结构的能力。我们采用数据驱动的 STEERB 模型定量研究了 1997 年 1 月 10 日亚暴注入事件。模拟结果能够重现三个不同的 LANL 卫星观测到的 亚暴注入特征(电子通量增强幅度、漂移回声和弥散特征)。特别地,我们发现

亚暴注入过程能够在外辐射带核心区快速提供种子电子 (~100 keV),同时使得 单调的 $\mu = 100 \text{ MeV/G}$ 附近电子相空间密度在外射带核心区出现峰值。

6.2 电子辐射带动力学模型的比较

试验粒子法和动力学法是辐射带物理模型构建的两种常用方法。我们这 里仅关注于几种常见的电子辐射带动力学模型,它们大体上可以分为两大类: 扩散模型和对流一扩散模型。最早的全球扩散模型 Salammbô 由 Beutier and Boscher [1995] 所创建, 其后由 Varotsou et al. [2005, 2008] 进一步改进和发 展。最近,出现了更多的扩散模型,例如 ALBERT [Albert et al., 2009]、VERB [Shprits et al., 2009c; Subbotin and Shprits, 2009; Subbotin et al., 2010] 和早期 的 STEERB [Su et al., 2010a, 2011c; Xiao et al., 2010a]。最早的对流一扩散模 型 BOURDARIE 由 Bourdarie et al. [1997] 所创建。其后一些环电流模型被推 广成为辐射带对流一扩散模型,例如 RAM [Jordanova and Miyoshi, 2005] 和 RBE [Fok et al., 2008]。近期, STEERB 模型也已经由扩散模型完整改进为对 流一扩散模型。这七种辐射带动力学模型的比较展示在表格 6.1 中, 比较的方 面是背景磁场、背景电场和所包含的物理过程。只有 RBE 和 STEERB 采用了 时变的背景地磁场,其他的模型均采用固定的背景磁场。扩散模型不需要背景 电场,采用的背景电场最为真实的模型是 RBE,其他模型采用的背景电场都比 较简单。所包含的物理过程最为全面的是 STEERB, 其他的模型在所罗列的物 理过程上或多或少总有欠缺。这些物理模型中普遍(但不是全部)包含合声波 的回旋共振和径向扩散。所有的扩散模型都不包含磁层对流过程。特别地,仅 STEERB 和 RBE 模型包含绝热输运过程。

6.3 电子辐射带动力学模型的未来发展

电子辐射带物理模型的构建是一个复杂的工程,当前的 STEERB 模型仍 然有许多可以改进之处。不同能段和种类的内磁层捕获粒子常常经历"类似" 的物理过程,因此,STEERB 模型亦可推广应用于描述其他捕获粒子的动态过 程。这里我们罗列若干 STEERB 模型的未来发展方向:

物理过程a	非绝热过程	MC	SC IC	N	Y	YN	Y	N	N	Y Y	由等离子体层 指电子的梯
		RD		Υ	Ζ	Υ	N e	Υ	Υ	Y	·类分别E 流 (SC),
		CR	PW	Υ	Ч	Υ	Z	Z	Υ	Y	为两个小 平稳对
			CW	ү	Z	Ν	Υ	Х	Х	Ч	旋共振分 近一个小类。 111日。
	绝热过程	Ľ	TV	Ν	Ν	Ν	Υ	Ν	Ν	Υ	对流 (MC)。回) (对流过程分为两 (等爆发式的对济
	背景电场			1	Volland-Maynard-Chen 对流电场 b和共转电场	Volland-Maynard-Chen 对流电场和共转电场	Weimer 电场 d 和诱导电场			Volland-Maynard-Chen 对流电场、共转电场和 亚暴相关脉冲由场 ⁸	
名称 背景磁场			偶极场	偏心偶极场	偶极场	TS05 地磁场 ^c	偶极场	偶极场	Hilmer-Viogt 对称地磁场 f	过程分为四大类:绝热输运 (AT)、回; 以及等离体层或等离子体羽中的嘶声波 及由传统的对流电场和共转电场驱动的! 1, 1973; Maynard and Chen, 1975]。 enko and Sitnov, 2005]。	
			Salammbô	BOURDARIE	RAM	RBE	ALBERT	VERB	STEERB	^a 参与比较的物理 顶外的合声波(CW) 度漂移、曲率漂移以J ^b 见文献[Volland ^c 见文献[Tsygane ^d 见文献[Weimer	

表61 七种由子辐射带动力学模型的比较(以时间顺序排列)。

번 금 伍 미 1 K 2 ġ 91. [2010U] W/ Ð F UK 。RLBE 模型甲开木显式地包括径回升 散坝, 散过程。 ^f见文献 [Hilmer and Voigt, 1995]。 ^g见文献 [Sarris et al., 2002]。

147

第六章 总结和讨论

- 1. STEERB 模型目前采用一些较为简单和理想化的背景电磁场模型,一些 更为真实的辅助模型需要被引入。
- 2. STEERB 模型的输入参数需要更多的观测数据进行约束。STEERB 模型 中输入参数众多,例如各种等离子体波的频谱和空间分布参数以及外边界 条件,这些参数的不确定性势必影响到模拟结果的准确性和可靠性。伴随 着 RBSP 等卫星计划的实施,这些输入参数与地磁活动或者行星际条件 的关系有望被确立,进而推动辐射带物理模型向前发展。
- 3. STEERB 模型需要引入更多的物理过程。在 STEERB 模型中超低频波的 漂移共振机制采用径向扩散过程来描述。其基本假设是超低频波持续时 间较长、幅度相对较小和频率范围相对较宽 [Elkington et al., 1999, 2003]。 Degeling et al. [2008] 试验粒子模拟结果表明有限持续时间、大幅度、窄 频带超低频波的漂移共振能够通过非扩散的输运过程有效地产生相对论电 子,这类输运过程可能也需要以后的辐射带模型引入和分析。近期,伴随 着一些大振幅等离子体波动观测结果的报道 [e.g., Cattell et al., 2008; Cully et al., 2008],许多学者开始研究辐射带电子与大振幅波动的非线性作用过 程 [e.g., Bortnik et al., 2008a; Albert and Bortnik, 2009; Yoon, 2011]。将这 类非线性过程引入动力学模型的方法需要进一步探讨。
- 4. 目前,辐射带模型 RBE 已经开始进行实时预报 (http://mcf.gsfc.nasa.gov/ RB_nowcast/now_cast.html)。STEERB 模型对电子辐射带演化的预报将 来也需要进行测试。
- 5. 环电流粒子的动力学模型可以在 STEERB 模型的基础上推广得到。它可 以在理论上分析等离子体波动的激发和分布,同时自洽地确定环电流磁场 [Jordanova et al., 2010a,b]。可见,环电流模型的构建反过来又可以推动辐 射带模型的发展。

参考文献

- Abel, B., and R. M. Thorne (1998), Electron scattering loss in Earth's inner magnetosphere 1. Dominant physical processes, J. Geophys. Res., 103, 2385–2396, doi: 10.1029/97JA02919.
- Albert, J. M. (1999), Analysis of quasi-linear diffusion coefficients, J. Geophys. Res., 104, 2429–2442, doi: 10.1029/1998JA900113.
- Albert, J. M. (2002), Nonlinear interaction of outer zone electrons with VLF waves, Geophys. Res. Lett., 29, 1275, doi: 10.1029/2001GL013941.
- Albert, J. M. (2003), Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for EMIC waves in a multispecies plasma, J. Geophys. Res., 108(A8), 1249, doi: 10.1029/2002JA009792.
- Albert, J. M. (2004), Using quasi-linear diffusion to model acceleration and loss from wave-particle interactions, Space Weather, 2, 9, doi: 10.1029/2004SW000069.
- Albert, J. M. (2005), Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for whistler mode waves in a plasma with arbitrary density ratio, J. Geophys. Res., 110(A9), A03,218, doi: 10.1029/2004JA010844.
- Albert, J. M. (2008), Efficient approximations of quasi-linear diffusion coefficients in the radiation belts, J. Geophys. Res., 113, A06,208, doi: 10.1029/2007JA012936.
- Albert, J. M., and J. Bortnik (2009), Nonlinear interaction of radiation belt electrons with electromagnetic ion cyclotron waves, Geophys. Res. Lett., 36, L12,110, doi: 10.1029/2009GL038904.
- Albert, J. M., and S. L. Young (2005), Multidimensional quasi-linear diffusion of radiation belt electrons, Geophys. Res. Lett., 32, L14,110, doi: 10.1029/2005GL023191.
- Albert, J. M., N. P. Meredith, and R. B. Horne (2009), Three-dimensional diffusion simulation of outer radiation belt electrons during the october 9, 1990, magnetic storm, J. Geophys. Res., 114, A09,214, doi: 10.1029/2009JA014336.
- Alfven, H. (1950), Cosmical electrodynamics, Oxford Univ. Press, London and New York.
- Anderson, B. J., M. J. Engebretson, S. P. Rounds, L. J. Zanetti, and T. A. Potemra (1990), A statistical study of Pc 3-5 pulsations observed by the AMPTE/CCE magnetic fields experiment. I - Occurrence distributions, J. Geophys. Res., 95, 10,495–10,523, doi: 10.1029/JA095iA07p10495.

- Baker, D., and S. G. Kanekal (2008), Solar cycle changes, geomagnetic variations, and energetic particleproperties in the inner magnetosphere, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 70, 195–206, doi: 10.1016/j. jastp.2007.08.031.
- Baker, D. N. (1998), What is space weather?, Adv. Space Res., 22, 7–16, doi: 10.1016/S0273-1177(97) 01095-8.
- Baker, D. N. (2002), How to cope with space weather, Science, 297(5586), 1486.
- Baker, D. N., R. W. Klebesadel, P. R. Higbie, and J. B. Blake (1986), Highly relativistic electrons in the Earth's outer magnetosphere. I - Lifetimes and temporal history 1979-1984, J. Geophys. Res., 91, 4265–4276, doi: 10.1029/JA091iA04p04265.
- Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, R. D. Belian, and T. E. Cayton (1989), Relativistic electrons near geostationary orbit - Evidence for internal magnetospheric acceleration, Geophys. Res. Lett., 16, 559–562, doi: 10.1029/GL016i006p00559.
- Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecker, R. A. Mewaldt, and R. D. Zwickl (1994a), Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX, Geophys. Res. Lett., 21, 409–412, doi: 10.1029/93GL03532.
- Baker, D. N., S. Kanekal, J. B. Blake, B. Klecker, and G. Rostoker (1994b), Satellite anomalies linked to electron increase in the magnetosphere, EOS Transactions, 75, 401–405, doi: 10.1029/94EO01038.
- Baker, D. N., S. G. Kanekal, J. B. Blake, and T. I. Pulkkinen (2001), The global efficiency of relativistic electron production in the Earth's magnetosphere, J. Geophys. Res., 106, 19,169–19,178, doi: 10. 1029/2000JA003023.
- Baker, D. N., S. G. Kanekal, X. Li, S. P. Monk, J. Goldstein, and J. L. Burch (2004), An extreme distortion of the Van Allen belt arising from the 'Hallowe'en' solar storm in 2003, Nature, 432, 878–881, doi: 10.1038/nature03116.
- Beutier, T., and D. Boscher (1995), A three-dimensional analysis of the electron radiation belt by the salammbô code, J. Geophys. Res., 100, 14,853–14,862, doi: 10.1029/94JA03066.
- Beutier, T., D. Boscher, and M. France (1995), Salammbo: A three-dimensional simulation of the proton radiation belt, J. Geophys. Res., 100, 17,181–17,188, doi: 10.1029/94JA02728.
- Birn, J., M. F. Thomsen, J. E. Borovsky, G. D. Reeves, D. J. McComas, R. D. Belian, and M. Hesse (1998), Substorm electron injections: Geosynchronous observations and test particle simulations, J. Geophys. Res., 103, 9235–9248, doi: 10.1029/97JA02635.

- Blake, J. B., W. A. Kolasinski, R. W. Fillius, and E. G. Mullen (1992), Injection of electrons and protons with energies of tens of MeV into L less than 3 on 24 March 1991, Geophys. Res. Lett., 19, 821–824, doi: 10.1029/92GL00624.
- Bortnik, J., and R. M. Thorne (2010), Transit time scattering of energetic electrons due to equatorially confined magnetosonic waves, J. Geophys. Res., 115, A07,213, doi: 10.1029/2010JA015283.
- Bortnik, J., R. M. Thorne, T. P. O'Brien, J. C. Green, R. J. Strangeway, Y. Y. Shprits, and D. N. Baker (2006), Observation of two distinct, rapid loss mechanisms during the 20 November 2003 radiation belt dropout event, J. Geophys. Res., 111, A12,216, doi: 10.1029/2006JA011802.
- Bortnik, J., R. M. Thorne, and U. S. Inan (2008a), Nonlinear interaction of energetic electrons with large amplitude chorus, Geophys. Res. Lett., 35, L21,102, doi: 10.1029/2008GL035500.
- Bortnik, J., R. M. Thorne, and N. P. Meredith (2008b), The unexpected origin of plasmaspheric hiss from discrete chorus emissions, Nature, 452, 62–66, doi: 10.1038/nature06741.
- Bortnik, J., W. Li, R. M. Thorne, V. Angelopoulos, C. Cully, J. Bonnell, O. Le Contel, and A. Roux (2009), An observation linking the origin of plasmaspheric hiss to discrete chorus emissions, Science, 324, 775, doi: 10.1126/science.1171273.
- Boscher, D., S. Bourdarie, and T. Beutier (1996), Dynamic modeling of trapped particles, IEEE Trans. Nucl. Sci., 43, 416–425, doi: 10.1109/23.490890.
- Bourdarie, S., D. Boscher, T. Beutier, J. Sauvaud, and M. Blanc (1997), Electron and proton radiation belt dynamic simulations during storm periods: A new asymmetric convection-diffusion model, J. Geophys. Res., 102, 17,541–17,552, doi: 10.1029/97JA01305.
- Brautigam, D. H., and J. M. Albert (2000), Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, J. Geophys. Res., 105, 291–310, doi: 10.1029/1999JA900344.
- Brautigam, D. H., G. P. Ginet, J. M. Albert, J. R. Wygant, D. E. Rowland, A. Ling, and J. Bass (2005), CRRES electric field power spectra and radial diffusion coefficients, J. Geophys. Res., 110, A02,214, doi: 10.1029/2004JA010612.
- Brizard, A. J., and A. A. Chan (1999), Nonlinear relativistic gyrokinetic Vlasov-Maxwell equations, Phys. Plasmas, 6, 4548–4558, doi: 10.1063/1.873742.
- Burch, J. L. (2000), IMAGE mission overview, Space Sci. Rev., 91, 1-14.
- Burch, J. L., et al. (2001), Views of earth's magnetosphere with the image satellite, Science, 291, 619–624, doi: 10.1126/science.291.5504.619.

- Burlaga, L. F., and R. P. Lepping (1977), The causes of recurrent geomagnetic storms, Planet. Space Sci., 25, 1151–1160, doi: 10.1016/0032-0633(77)90090-3.
- Burtis, W. J., and R. A. Helliwell (1975), Magnetospheric chorus Amplitude and growth rate, J. Geophys. Res., 80, 3265–3270, doi: 10.1029/JA080i022p03265.
- Carpenter, D. L. (1963), Whistler evidence of a 'knee' in the magnetospheric ionization density profile, J. Geophys. Res., 68, 1675–1682, doi: 10.1029/JZ068i006p01675.
- Carpenter, D. L., and R. R. Anderson (1992), An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, J. Geophys. Res., 97, 1097–1108.
- Cattell, C., et al. (2008), Discovery of very large amplitude whistler-mode waves in Earth's radiation belts, Geophys. Res. Lett., 35, L01,105, doi: 10.1029/2007GL032009.
- Chapman, S., and J. Bartels (1940), Geomagnetism, Oxford Univ. Press, New York.
- Chen, Y., G. D. Reeves, and R. H. W. Friedel (2007), The energization of relativistic electrons in the outer Van Allen radiation belt, Nature Phys., 3, 614–617, doi: 10.1038/nphys655.
- Chiu, Y. T., R. W. Nightingale, and M. A. Rinaldi (1988), Simultaneous radial and pitch angle diffusion in the outer electron radiation belt, J. Geophys. Res., 93, 2619–2632, doi: 10.1029/JA093iA04p02619.
- Christon, S. P., D. G. Mitchell, D. J. Williams, L. A. Frank, C. Y. Huang, and T. E. Eastman (1988), Energy spectra of plasma sheet ions and electrons from about 50 eV/e to about 1 MeV during plamsa temperature transitions, J. Geophys. Res., 93, 2562–2572, doi: 10.1029/JA093iA04p02562.
- Claudepierre, S. G., S. R. Elkington, and M. Wiltberger (2008), Solar wind driving of magnetospheric ULF waves: Pulsations driven by velocity shear at the magnetopause, J. Geophys. Res., 113, A05,218, doi: 10.1029/2007JA012890.
- Claudepierre, S. G., M. Wiltberger, S. R. Elkington, W. Lotko, and M. K. Hudson (2009), Magnetospheric cavity modes driven by solar wind dynamic pressure fluctuations, Geophys. Res. Lett., 36, L13,101, doi: 10.1029/2009GL039045.
- Cliver, E. W., Y. Kamide, and A. G. Ling (2000), Mountains versus valleys: Semiannual variation of geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 105, 2413–2424, doi: 10.1029/1999JA900439.
- Cornwall, J. M. (1968), Diffusion processes influenced by conjugate-point wave phenomena, Radio Sci., 3, 740–744.

- Cully, C. M., J. W. Bonnell, and R. E. Ergun (2008), THEMIS observations of long-lived regions of large-amplitude whistler waves in the inner magnetosphere, Geophys. Res. Lett., 35, L17S16, doi: 10.1029/2008GL033643.
- Daglis, I. A., R. M. Thorne, W. Baumjohann, and S. Orsini (1999), The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay, Rev. Geophys., 37, 407–438, doi: 10.1029/1999RG900009.
- Degeling, A. W., L. G. Ozeke, R. Rankin, I. R. Mann, and K. Kabin (2008), Drift resonant generation of peaked relativistic electron distributions by Pc 5 ULF waves, J. Geophys. Res., 113, A02,208, doi: 10.1029/2007JA012411.
- Demekhov, A. G., M. M. Mogilevsky, and L. M. Zelenyi (2010), Project "Resonance": main scientific objectives and the experiment design, in European Planetary Science Congress 2010, p. 208.
- Denton, R. E., J. Goldstein, and J. D. Menietti (2002a), Field line dependence of magnetospheric electron density, Geophys. Res. Lett., 29(24), 2205, doi: 10.1029/2002GL015963.
- Denton, R. E., J. Goldstein, J. D. Menietti, and S. L. Young (2002b), Magnetospheric electron density model inferred from polar plasma wave data, J. Geophys. Res., 107, 1386, doi: 10.1029/2001JA009136.
- Denton, R. E., J. D. Menietti, J. Goldstein, S. L. Young, and R. R. Anderson (2004a), Electron density in the magnetosphere, J. Geophys. Res., 109, A09,215, doi: 10.1029/2003JA010245.
- Denton, R. E., K. Takahashi, R. R. Anderson, and M. P. Wuest (2004b), Magnetospheric toroidal alfvén wave harmonics and the field line distribution of mass density, J. Geophys. Res., 109, A06,202, doi: 10.1029/2003JA010201.
- Denton, R. E., K. Takahashi, I. A. Galkin, P. A. Nsumei, X. Huang, B. W. Reinisch, R. R. Anderson, M. K. Sleeper, and W. J. Hughes (2006), Distribution of density along magnetospheric field lines, J. Geophys. Res., 111, A04,213, doi: 10.1029/2005JA011414.
- Desorgher, L., P. Bühler, A. Zehnder, and E. O. Flückiger (2000), Simulation of the outer radiation belt electron flux decrease during the March 26, 1995, magnetic storm, J. Geophys. Res., 105, 21,211–21,224, doi: 10.1029/2000JA900060.
- Dessler, A. J., and R. Karplus (1961), Some effects of diamagnetic ring currents on Van Allen radiation, J. Geophys. Res., 66, 2289–2295, doi: 10.1029/JZ066i008p02289.
- Ebihara, Y., and Y. Miyoshi (2011), Dynamic magnetosphere, chap. Dynamic inner magnetosphere: A tutorial and recent advances, IAGA Special Sopron Book Series.

- Ebihara, Y., M. Fok, J. B. Blake, and J. F. Fennell (2008), Magnetic coupling of the ring current and the radiation belt, J. Geophys. Res., 113, A07,221, doi: 10.1029/2008JA013267.
- Elkington, S. R., M. K. Hudson, and A. A. Chan (1999), Acceleration of relativistic electrons via driftresonant interaction with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations, Geophys. Res. Lett., 26, 3273–3276, doi: 10.1029/1999GL003659.
- Elkington, S. R., M. K. Hudson, and A. A. Chan (2003), Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field, J. Geophys. Res., 108, 1116, doi: 10.1029/2001JA009202.
- Fälthammar, C.-G. (1965), Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation, J. Geophys. Res., 70, 2503–2516, doi: 10.1029/JZ070i011p02503.
- Fälthammar, C.-G. (1966), On the transport of trapped particles in the outer magnetosphere, J. Geophys. Res., 71, 1487 C1491.
- Falthammar, C.-G. (1968), Earth's Particles and Fields, chap. Radial diffusion by violation of the third adiabatic invariant, p. 157, Reinhold, New York.
- Fei, Y., A. A. Chan, S. R. Elkington, and M. J. Wiltberger (2006), Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the september 1998 storm, J. Geophys. Res., 111, A12,209, doi: 10.1029/2005JA011211.
- Fennell, J. F., H. C. Koons, J. L. Roeder, and J. B. Blake (2001), Spacecraft charging: Observations and relationship to satellite anomalies, in Spacecraft Charging Technology, ESA Special Publication, vol. 476, edited by R. A. Harris, p. 279.
- Fok, M.-C., and T. E. Moore (1997), Ring current modeling in a realistic magnetic field configuration, Geophys. Res. Lett., 24, 1775–1778, doi: 10.1029/97GL01255.
- Fok, M. C., T. E. Moore, J. U. Kozyra, G. C. Ho, and D. C. Hamilton (1995), Three-dimensional ring current decay model, J. Geophys. Res., 100, 9619–9632, doi: 10.1029/94JA03029.
- Fok, M.-C., T. E. Moore, and W. N. Spjeldvik (2001), Rapid enhancement of radiation belt electron fluxes due to substorm dipolarization of the geomagnetic field, J. Geophys. Res., 106, 3873–3882, doi: 10.1029/2000JA000150.
- Fok, M.-C., R. B. Horne, N. P. Meredith, and S. A. Glauert (2008), Radiation Belt Environment model: Application to space weather nowcasting, J. Geophys. Res., 113(A12), A03S08, doi: 10.1029/ 2007JA012558.

- Fok, M.-C., N. Buzulukova, S.-H. Chen, P. W. Valek, J. Goldstein, and D. J. McComas (2010a), Simulation and TWINS observations of the 22 July 2009 storm, J. Geophys. Res., 115, A12,231, doi: 10.1029/2010JA015443.
- Fok, M. C., A. Glocer, Q. Zheng, R. B. Horne, N. P. Meredith, J. M. Albert, and T. Nagai (2010b), Recent developments in the radiation belt environment model, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 1435–1443, doi: 10.1016/j.jastp.2010.09.033.
- Fok, M.-C., T. E. Moore, S. P. Slinker, J. A. Fedder, D. C. Delcourt, M. Nosé, and S.-H. Chen (2011), Modeling the superstorm in November 2003, J. Geophys. Res., 116, A00J17, doi: 10.1029/ 2010JA015720.
- Fraser, B. J., H. J. Singer, W. J. Hughes, J. R. Wygant, R. R. Anderson, and Y. D. Hu (1996), Crres poynting vector observations of electromagnetic ion cyclotron waves near the plasmapause, J. Geophys. Res., 101, 15,331–15,344, doi: 10.1029/95JA03480.
- Friedel, R. H. W., A. Korth, and G. Kremser (1996), Substorm onsets observed by CRRES: Determination of energetic particle source regions, J. Geophys. Res., 101, 13,137–13,154, doi: 10.1029/ 96JA00399.
- Friedel, R. H. W., G. D. Reeves, and T. Obara (2002), Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere - a review, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 64, 265–282, doi: 10.1016/S1364-6826(01) 00088-8.
- Ganushkina, N. Y., T. I. Pulkkinen, M. V. Kubyshkina, H. J. Singer, and C. T. Russell (2002), Modeling the ring current magnetic field during storms, J. Geophys. Res., 107, 1092, doi: 10.1029/ 2001JA900101.
- Glassmeier, K.-H., C. Othmer, R. Cramm, and et al. (1999), Magnetospheric field line resonances: A comparative planetology approach, Surv. Geophys., 20, 61–109, doi: 10.1023/A:1006659717963.
- Glauert, S. A., and R. B. Horne (2005), Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code, J. Geophys. Res., 110, A04,206, doi: 10.1029/2004JA010851.
- Goldstein, J. (2004), Studying inner magnetospheric dynamics, Tech. rep., ORBITALS workshop presentation.
- Goldstein, J., R. E. Denton, M. K. Hudson, E. G. Miftakhova, S. L. Young, J. D. Menietti, and D. L. Gallagher (2001), Latitudinal density dependence of magnetic field lines inferred from polar plasma wave data, J. Geophys. Res., 106, 6195–6202, doi: 10.1029/2000JA000068.

- Goldstein, J., B. R. Sandel, W. T. Forrester, M. F. Thomsen, and M. R. Hairston (2005), Global plasmasphere evolution 22-23 april 2001, J. Geophys. Res., 110, A12,218, doi: 10.1029/2005JA011282.
- Gonzalez, W. D., J. A. Joselyn, Y. Kamide, H. W. Kroehl, G. Rostoker, B. T. Tsurutani, and V. M. Vasyliunas (1994), What is a geomagnetic storm?, J. Geophys. Res., 99, 5771–5792.
- Gough, M. P., P. J. Christiansen, G. Martelli, and E. J. Gershuny (1979), Interaction of electrostatic waves with warm electrons at the geomagnetic equator., Nature, 279, 515–517, doi: 10.1038/279515a0.
- Green, J. C., and M. G. Kivelson (2004), Relativistic electrons in the outer radiation belt: Differentiating between acceleration mechanisms, J. Geophys. Res., 109, A03,213, doi: 10.1029/2003JA010153.
- Green, J. C., T. G. Onsager, T. P. O'Brien, and D. N. Baker (2004), Testing loss mechanisms capable of rapidly depleting relativistic electron flux in the Earth's outer radiation belt, J. Geophys. Res., 109, A12,211, doi: 10.1029/2004JA010579.
- Gringauz, K. I. (1963), The structure of the ionized gas envelope of earth from direct measurements in the U.S.S.R. of local charged particle concentrations, Planet. Space Sci., 11, 281–296, doi: 10.1016/ 0032-0633(63)90030-8.
- Gurnett, D. A. (1976), Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, J. Geophys. Res., 81, 2765–2770, doi: 10.1029/JA081i016p02765.
- Hamlin, D. A., R. Karplus, R. C. Vik, and K. M. Watson (1961), Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles, J. Geophys. Res., 66, 1–4, doi: 10.1029/JZ066i001p00001.
- Hilmer, R. V., and G. Voigt (1995), A magnetospheric magnetic field model with flexible current systems driven by independent physical parameters, J. Geophys. Res., 100, 5613–5626, doi: 10.1029/94JA03139.
- Holzworth, R. H., and F. S. Mozer (1979), Direct evaluation of the radial diffusion coefficient near L = 6 due to electric field fluctuations, J. Geophys. Res., 84, 2559–2566, doi: 10.1029/JA084iA06p02559.
- Horne, R. B., and R. M. Thorne (1998), Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms, Geophys. Res. Lett., 25, 3011–3014, doi: 10.1029/98GL01002.
- Horne, R. B., and R. M. Thorne (2000), Electron pitch angle diffusion by electrostatic electron cyclotron harmonic waves: The origin of pancake distributions, J. Geophys. Res., 105, 5391–5402, doi: 10.1029/ 1999JA900447.
- Horne, R. B., and R. M. Thorne (2003), Relativistic electron acceleration and precipitation during resonant interactions with whistler-mode chorus, Geophys. Res. Lett., 30, 1527, doi: 10.1029/ 2003GL016973.

- Horne, R. B., P. J. Christiansen, and M. P. Gough (1987), Weak electrostatic waves near the upper hybrid frequency - a comparison between theory and experiment, J. Geophys. Res., 92, 3243–3259, doi: 10.1029/JA092iA04p03243.
- Horne, R. B., S. A. Glauert, and R. M. Thorne (2003a), Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus, Geophys. Res. Lett., 30, 1493, doi: 10.1029/2003GL016963.
- Horne, R. B., N. P. Meredith, R. M. Thorne, D. Heynderickx, R. H. A. Iles, and R. R. Anderson (2003b), Evolution of energetic electron pitch angle distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies, J. Geophys. Res., 108, 1016, doi: 10.1029/2001JA009165.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, N. P. Meredith, and R. R. Anderson (2003c), Diffuse auroral electron scattering by electron cyclotron harmonic and whistler mode waves during an isolated substorm, J. Geophys. Res., 108, 1290, doi: 10.1029/2002JA009736.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, J. M. Albert, N. P. Meredith, and R. R. Anderson (2005a), Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves, J. Geophys. Res., 110, A03,225, doi: 10.1029/2004JA010811.
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, N. P. Meredith, D. Pokhotelov, and O. Santolík (2007), Electron acceleration in the Van Allen radiation belts by fast magnetosonic waves, Geophys. Res. Lett., 34, L17,107, doi: 10.1029/2007GL030267.
- Horne, R. B., et al. (2005b), Wave acceleration of electrons in the Van Allen radiation belts, Nature, 437, 227–230, doi: 10.1038/nature03939.
- Huang, C.-L., H. E. Spence, M. K. Hudson, and S. R. Elkington (2010), Modeling radiation belt radial diffusion in ULF wave fields: 2. Estimating rates of radial diffusion using combined MHD and particle codes, J. Geophys. Res., 115, A06,216, doi: 10.1029/2009JA014918.
- Huang, X., B. W. Reinisch, P. Song, J. L. Green, and D. L. Gallagher (2004), Developing an empirical density model of the plasmasphere using IMAGE/RPI observations, Adv. Space Res., 33, 829–832, doi: 10.1016/j.asr.2003.07.007.
- Hudson, M. K., S. R. Elkington, J. G. Lyon, and C. C. Goodrich (2000), Increase in relativistic electron flux in the inner magnetosphere: ULF wave mode structure, Adv. Space Res., 25, 2327–2337, doi: 10.1016/S0273-1177(99)00518-9.
- Inan, U. S., Y. T. Chiu, and G. T. Davidson (1992), Whistler-mode chorus and morningside aurorae, Geophys. Res. Lett., 19, 653–656.

- Jacobs, J. A., Y. Kato, S. Matsushita, and V. A. Troitskaya (1964), Classification of geomagnetic micropulsations, J. Geophys. Res., 69, 180–181, doi: 10.1029/JZ069i001p00180.
- Jordanova, V. K., and Y. Miyoshi (2005), Relativistic model of ring current and radiation belt ions and electrons: Initial results, Geophys. Res. Lett., 32, L14,104, doi: 10.1029/2005GL023020.
- Jordanova, V. K., L. M. Kistler, J. U. Kozyra, G. V. Khazanov, and A. F. Nagy (1996), Collisional losses of ring current ions, J. Geophys. Res., 101, 111–126, doi: 10.1029/95JA02000.
- Jordanova, V. K., J. U. Kozyra, A. F. Nagy, and G. V. Khazanov (1997), Kinetic model of the ring current-atmosphere interactions, J. Geophys. Res., 102, 14,279–14,292, doi: 10.1029/96JA03699.
- Jordanova, V. K., A. Boonsiriseth, R. M. Thorne, and Y. Dotan (2003), Ring current asymmetry from global simulations using a high-resolution electric field model, J. Geophys. Res., 108, 1443, doi: 10.1029/2003JA009993.
- Jordanova, V. K., J. Albert, and Y. Miyoshi (2008), Relativistic electron precipitation by EMIC waves from self-consistent global simulations, J. Geophys. Res., 113, A00A10, doi: 10.1029/2008JA013239.
- Jordanova, V. K., R. M. Thorne, W. Li, and Y. Miyoshi (2010a), Excitation of whistler mode chorus from global ring current simulations, J. Geophys. Res., 115, A00F10, doi: 10.1029/2009JA014810.
- Jordanova, V. K., S. Zaharia, and D. T. Welling (2010b), Comparative study of ring current development using empirical, dipolar, and self-consistent magnetic field simulations, J. Geophys. Res., 115, A00J11, doi: 10.1029/2010JA015671.
- Kennel, C. F. (1969), Consequences of a magnetospheric plasma, Rev. Geophys., 7, 379–419, doi: 10. 1029/RG007i001p00379.
- Kennel, C. F., and F. Engelmann (1966), Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field, Phys. Fluids, 9, 2377–2388, doi: 10.1063/1.1761629.
- Khazanov, G., M. Liemohn, T. Newman, M. Fok, and A. Ridley (2004a), Magnetospheric convection electric field dynamics and storm particle energization: case study of the magnetic storm of 4 May 1998, Ann. Geophys., 22, 497–510, doi: 10.5194/angeo-22-497-2004.
- Khazanov, G. V., M. W. Liemohn, M. Fok, T. S. Newman, and A. J. Ridley (2004b), Stormtime particle energization with high temporal resolution AMIE potentials, J. Geophys. Res., 109, A05,209, doi: 10.1029/2003JA010186.
- Kim, H.-J., and A. A. Chan (1997), Fully adiabatic changes in storm time relativistic electron fluxes, J. Geophys. Res., 102, 22,107–22,116, doi: 10.1029/97JA01814.

- Kim, J., D. Ryu, T. W. Jones, and S. S. Hong (1999), A multidimensional code for isothermal magnetohydrodynamic flows in astrophysics, Astrophys. J., 514, 506–519, doi: 10.1086/306915.
- Kim, K. C., D. Lee, H. Kim, E. S. Lee, and C. R. Choi (2010), Numerical estimates of drift loss and dst effect for outer radiation belt relativistic electrons with arbitrary pitch angle, J. Geophys. Res., 115, A03,208, doi: 10.1029/2009JA014523.
- Komatsu, K., and S. Watanabe (2008), Radial diffusion coefficient for the inner part of the Earth's electron radiation belt, Geophysical bulletin of Hokkaido University, 71, 61–70.
- Konradi, A., C. L. Semar, and T. A. Fritz (1975), Substorm-injected protons and electrons and the injection boundary model, J. Geophys. Res., 80, 543–552, doi: 10.1029/JA080i004p00543.
- Koons, H. C., and J. L. Roeder (1990), A survey of equatorial magnetospheric wave activity between 5 and 8 R_E, Planet. Space Sci., 38, 1335–1341, doi: 10.1016/0032-0633(90)90136-E.
- Kozyra, J. U., C. E. Rasmussen, R. H. Miller, and L. R. Lyons (1994), Interaction of ring current and radiation belt protons with ducted plasmaspheric hiss. 1: Diffusion coefficients and timescales, J. Geophys. Res., 99, 4069–4084, doi: 10.1029/93JA01532.
- Kress, B. T., M. K. Hudson, M. D. Looper, J. Albert, J. G. Lyon, and C. C. Goodrich (2007), Global MHD test particle simulations of >10 MeV radiation belt electrons during storm sudden commencement, J. Geophys. Res., 112, A09,215, doi: 10.1029/2006JA012218.
- Laakso, H., H. Junginger, R. Schmidt, A. Roux, and C. de Villedary (1990), Magnetosonic waves above fc(H+) at geostationary orbit - GEOS 2 results, J. Geophys. Res., 95, 10,609–10,621, doi: 10.1029/JA095iA07p10609.
- Lanzerotti, L. J., and C. G. Morgan (1973), ULF geomagnetic power near L = 4, 2. Temporal variation of the radial diffusion coefficient for relativistic electrons, J. Geophys. Res., 78, 4600–4610, doi: 10.1029/JA078i022p04600.
- Lanzerotti, L. J., C. G. Maclennan, and M. Schulz (1970), Radial diffusion of outer-zone electrons: An empirical approach to third-invariant violation, J. Geophys. Res., 75, 5351–5371, doi: 10.1029/ JA075i028p05351.
- Li, L., J. Cao, and G. Zhou (2005), Combined acceleration of electrons by whistler-mode and compressional ULF turbulences near the geosynchronous orbit, J. Geophys. Res., 110, A03,203, doi: 10.1029/2004JA010628.

- Li, L. Y., J. B. Cao, G. C. Zhou, and X. Li (2009a), Statistical roles of storms and substorms in changing the entire outer zone relativistic electron population, J. Geophys. Res., 114, A12,214, doi: 10.1029/2009JA014333.
- Li, W., Y. Y. Shprits, and R. M. Thorne (2007), Dynamic evolution of energetic outer zone electrons due to wave-particle interactions during storms, J. Geophys. Res., 112(A11), A10,220, doi: 10.1029/ 2007JA012368.
- Li, X., I. Roth, M. Temerin, J. R. Wygant, M. K. Hudson, and J. B. Blake (1993), Simulation of the prompt energization and transport of radiation belt particles during the March 24, 1991 SSC, Geophys. Res. Lett., 20, 2423–2426, doi: 10.1029/93GL02701.
- Li, X., D. N. Baker, M. Temerin, G. D. Reeves, and R. D. Belian (1998), Simulation of dispersionless injections and drift echoes of energetic electrons associated with substorms, Geophys. Res. Lett., 25, 3763–3766, doi: 10.1029/1998GL900001.
- Li, X., D. N. Baker, S. G. Kanekal, M. Looper, and M. Temerin (2001a), Long term measurements of radiation belts by SAMPEX and their variations, Geophys. Res. Lett., 28, 3827–3830, doi: 10.1029/ 2001GL013586.
- Li, X., M. Temerin, D. N. Baker, G. D. Reeves, and D. Larson (2001b), Quantitative prediction of radiation belt electrons at geostationary orbit based on solar wind measurements, Geophys. Res. Lett., 28, 1887–1890, doi: 10.1029/2000GL012681.
- Li, X., A. B. Barker, D. N. Baker, W. C. Tu, T. E. Sarris, R. S. Selesnick, R. Friedel, and C. Shen (2009b), Modeling the deep penetration of outer belt electrons during the "Halloween" magnetic storm in 2003, Space Weather, 7, S02,004, doi: 10.1029/2008SW000418.
- Li, X., et al. (1997), Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm, J. Geophys. Res., 102, 14,123–14,140, doi: 10.1029/97JA01101.
- Liu, W., T. E. Sarris, X. Li, S. R. Elkington, R. Ergun, V. Angelopoulos, J. Bonnell, and K. H. Glassmeier (2009), Electric and magnetic field observations of Pc4 and Pc5 pulsations in the inner magnetosphere: A statistical study, J. Geophys. Res., 114, A12,206, doi: 10.1029/2009JA014243.
- Liu, W., T. E. Sarris, X. Li, R. Ergun, V. Angelopoulos, J. Bonnell, and K. H. Glassmeier (2010), Solar wind influence on Pc4 and Pc5 ULF wave activity in the inner magnetosphere, J. Geophys. Res., 115, A12,201, doi: 10.1029/2010JA015299.
- Looper, M. D., J. B. Blake, and R. A. Mewaldt (2005), Response of the inner radiation belt to the violent Sun-Earth connection events of October-November 2003, Geophys. Res. Lett., 32, L03S06, doi: 10.1029/2004GL021502.

- Lyons, L. R. (1974a), Electron diffusion driven by magnetospheric electrostatic waves, J. Geophys. Res., 79, 575–580, doi: 10.1029/JA079i004p00575.
- Lyons, L. R. (1974b), General relations for resonant particle diffusion in pitch angle and energy, J. Plasma Phys., 12, 45, doi: 10.1017/S0022377800024910.
- Lyons, L. R. (1974c), Pitch angle and energy diffusion coefficients from resonant interactions with ioncyclotron and whistler waves, J. Plasma Phys., 12, 417–432.
- Lyons, L. R. (1977), Adiabatic evolution of trapped particle pitch angle distributions during a storm main phase, J. Geophys. Res., 82, 2428–2432, doi: 10.1029/JA082i016p02428.
- Lyons, L. R., and R. M. Thorne (1973), Equilibrium structure of radiation belt electrons, J. Geophys. Res., 78, 2142–2149, doi: 10.1029/JA078i013p02142.
- Lyons, L. R., and D. J. Williams (1984), Quantitative aspects of magnetospheric physics, Springer, New York.
- Lyons, L. R., R. M. Thorne, and C. F. Kennel (1972), Pitch-angle diffusion of radiation belt electrons within the plasmasphere., J. Geophys. Res., 77, 3455–3474, doi: 10.1029/JA077i019p03455.
- Lyons, L. R., H. E. J. Koskinen, J. B. Blake, A. Egeland, M. Hirahara, M. Øieroset, P. E. Sandholt, and K. Shiokawa (1999), Chapter 3-processes leading to plasma losses into the high-latitude atmosphere, Space Sci. Rev., 88, 85–135, doi: 10.1023/A:1005251700516.
- Maksimovic, M., V. Pierrard, and J. F. Lemaire (1997a), A kinetic model of the solar wind with Kappa distribution functions in the corona., Astron. Astrophys., 324, 725–734.
- Maksimovic, M., V. Pierrard, and P. Riley (1997b), Ulysses electron distributions fitted with Kappa functions, Geophys. Res. Lett., 24, 1151–1154, doi: 10.1029/97GL00992.
- Mann, I. R., et al. (2002), Coordinated ground-based and Cluster observations of large amplitude global magnetospheric oscillations during a fast solar wind speed interval, Ann. Geophys., 20, 405–426, doi: 10.5194/angeo-20-405-2002.
- Mann, I. R., et al. (2006), The outer radiation belt injection, transport, acceleration and loss satellite (ORBITALS): A canadian small satellite mission for ILWS, Adv. Space Res., 38, 1838–1860, doi: 10.1016/j.asr.2005.11.009.
- Mathie, R. A., F. W. Menk, I. R. Mann, and D. Orr (1999), Discrete field line resonances and the Alfvén continuum in the outer magnetosphere, Geophys. Res. Lett., 26, 659–662, doi: 10.1029/ 1999GL900104.

- Mauk, B. H., and C. E. McIlwain (1974), Correlation of K_p with the substorm-injected plasma boundary, J. Geophys. Res., 79, 3193–3196, doi: 10.1029/JA079i022p03193.
- Mauk, B. H., and C.-I. Meng (1983), Characterization of geostationary particle signatures based on the 'injection boundary' model, J. Geophys. Res., 88, 3055–3071, doi: 10.1029/JA088iA04p03055.
- Maynard, N. C., and A. J. Chen (1975), Isolated cold plasma regions Observations and their relation to possible production mechanisms, J. Geophys. Res., 80, 1009–1013, doi: 10.1029/JA080i007p01009.
- McIlwain, C. E. (1966), Ring current effects on trapped particles, J. Geophys. Res., 71, 3623–3628.
- McIlwain, C. E. (1974), Substorm injection boundaries, in Magnetospheric Physics, edited by B. M. Mc-Cormac, pp. 143–154.
- Meng, C.-I., B. Mauk, and C. E. McIlwain (1979), Electron precipitation of evening diffuse aurora and its conjugate electron fluxes near the magnetospheric equator, J. Geophys. Res., 84, 2545–2558, doi: 10.1029/JA084iA06p02545.
- Meredith, N. P., A. D. Johnstone, S. Szita, R. B. Horne, and R. R. Anderson (1999), "pancake" electron distributions in the outer radiation belts, J. Geophys. Res., 104, 12,431–12,444, doi: 10.1029/1998JA900083.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, A. D. Johnstone, and R. R. Anderson (2000), The temporal evolution of electron distributions and associated wave activity following substorm injections in the inner magnetosphere, J. Geophys. Res., 105, 12,907–12,918, doi: 10.1029/2000JA900010.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, and R. R. Anderson (2001), Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies, J. Geophys. Res., 106, 13,165–13,178, doi: 10.1029/2000JA900156.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. H. A. Iles, R. M. Thorne, D. Heynderickx, and R. R. Anderson (2002), Outer zone relativistic electron acceleration associated with substorm-enhanced whistler mode chorus, J. Geophys. Res., 107, 1144, doi: 10.1029/2001JA900146.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne, and R. R. Anderson (2003a), Favored regions for chorusdriven electron acceleration to relativistic energies in the earth's outer radiation belt, Geophys. Res. Lett., 30, 1871, doi: 10.1029/2003GL017698.
- Meredith, N. P., R. M. Thorne, R. B. Horne, D. Summers, B. J. Fraser, and R. R. Anderson (2003b), Statistical analysis of relativistic electron energies for cyclotron resonance with EMIC waves observed on CRRES, J. Geophys. Res., 108, 1250, doi: 10.1029/2002JA009700.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne, D. Summers, and R. R. Anderson (2004), Substorm dependence of plasmaspheric hiss, J. Geophys. Res., 109, A06,209, doi: 10.1029/2004JA010387.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, S. A. Glauert, and R. R. Anderson (2007), Slot region electron loss timescales due to plasmaspheric hiss and lightning-generated whistlers, J. Geophys. Res., 112, 8214, doi: 10.1029/2007JA012413.
- Millan, R. M., and R. M. Thorne (2007), Review of radiation belt relativistic electron losses, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 69, 362–377, doi: 10.1016/j.jastp.2006.06.019.
- Mitchell, D. G., K. C. Hsieh, C. C. Curtis, D. C. Hamilton, H. D. Voss, E. C. Roelof, and P. C:son-Brandt (2001), Imaging two geomagnetic storms in energetic neutral atoms, Geophys. Res. Lett., 28, 1151–1154, doi: 10.1029/2000GL012395.
- Miyoshi, Y., and R. Kataoka (2008), Flux enhancement of the outer radiation belt electrons after the arrival of stream interaction regions, J. Geophys. Res., 113, A03S09, doi: 10.1029/2007JA012506.
- Miyoshi, Y., A. Morioka, H. Misawa, T. Obara, T. Nagai, and Y. Kasahara (2003), Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and Exos-D observations, J. Geophys. Res., 108, 1004, doi: 10.1029/2001JA007542.
- Miyoshi, Y. S., V. K. Jordanova, A. Morioka, and D. S. Evans (2004), Solar cycle variations of the electron radiation belts: Observations and radial diffusion simulation, Space Weather, 2, S10S02, doi: 10.1029/2004SW000070.
- Miyoshi, Y. S., V. K. Jordanova, A. Morioka, M. F. Thomsen, G. D. Reeves, D. S. Evans, and J. C. Green (2006), Observations and modeling of energetic electron dynamics during the October 2001 storm, J. Geophys. Res., 111, A11S02, doi: 10.1029/2005JA011351.
- Morley, S. K., R. H. W. Friedel, T. E. Cayton, and E. Noveroske (2010), A rapid, global and prolonged electron radiation belt dropout observed with the Global Positioning System constellation, Geophys. Res. Lett., 37, L06,102, doi: 10.1029/2010GL042772.
- Newkirk, L. L., and M. Walt (1968a), Radial diffusion coefficient for electrons at low L values, J. Geophys. Res., 73, 1013–1017, doi: 10.1029/JA073i003p01013.
- Newkirk, L. L., and M. Walt (1968b), Radial diffusion coefficient for electrons at 1.76 < L < 5, J. Geophys. Res., 73, 7231–7236, doi: 10.1029/JA073i023p07231.
- Ni, B., R. M. Thorne, Y. Y. Shprits, and J. Bortnik (2008), Resonant scattering of plasma sheet electrons by whistler-mode chorus: Contribution to diffuse auroral precipitation, Geophys. Res. Lett., 35, L11,106, doi: 10.1029/2008GL034032.

- Ni, B., Y. Shprits, T. Nagai, R. Thorne, Y. Chen, D. Kondrashov, and H.-j. Kim (2009a), Reanalyses of the radiation belt electron phase space density using nearly equatorial CRRES and polar-orbiting Akebono satellite observations, J. Geophys. Res., 114, A05,208, doi: 10.1029/2008JA013933.
- Ni, B., Y. Shprits, R. Thorne, R. Friedel, and T. Nagai (2009b), Reanalysis of relativistic radiation belt electron phase space density using multisatellite observations: Sensitivity to empirical magnetic field models, J. Geophys. Res., 114, A12,208, doi: 10.1029/2009JA014438.
- Ni, B., Y. Shprits, M. Hartinger, V. Angelopoulos, X. Gu, and D. Larson (2011a), Analysis of radiation belt energetic electron phase space density using THEMIS SST measurements: Cross-satellite calibration and a case study, J. Geophys. Res., 116, A03,208, doi: 10.1029/2010JA016104.
- Ni, B., R. M. Thorne, R. B. Horne, N. P. Meredith, Y. Y. Shprits, L. Chen, and W. Li (2011b), Resonant scattering of plasma sheet electrons leading to diffuse auroral precipitation: 1. Evaluation for electrostatic electron cyclotron harmonic waves, J. Geophys. Res., 116, A04,218, doi: 10.1029/ 2010JA016232.
- Ni, B., R. M. Thorne, N. P. Meredith, R. B. Horne, and Y. Y. Shprits (2011c), Resonant scattering of plasma sheet electrons leading to diffuse auroral precipitation: 2. Evaluation for whistler mode chorus waves, J. Geophys. Res., 116, A04,219, doi: 10.1029/2010JA016233.
- Ni, B., R. M. Thorne, Y. Y. Shprits, K. G. Orlova, and N. P. Meredith (2011d), Chorus-driven resonant scattering of diffuse auroral electrons in nondipolar magnetic fields, J. Geophys. Res., 116, A06,225, doi: 10.1029/2011JA016453.
- Northrop, T. (1963), The Adiabatic motion of charged particles, Wiley (Interscience), New York.
- Nunn, D. (1974), A self-consistent theory of triggered VLF emissions, Planet. Space Sci., 22, 349–378, doi: 10.1016/0032-0633(74)90070-1.
- Němec, F., O. Santolík, K. Gereová, E. Macúšová, Y. de Conchy, and N. Cornilleau-Wehrlin (2005), Initial results of a survey of equatorial noise emissions observed by the Cluster spacecraft, Planet. Space Sci., 53, 291–298, doi: 10.1016/j.pss.2004.09.055.
- Němec, F., O. Santolık, K. Gereová, E. Macúšová, H. Laakso, Y. de Conchy, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrlin (2006), Equatorial noise: Statistical study of its localization and the derived number density, Adv. Space Res., 37, 610–616, doi: 10.1016/j.asr.2005.03.025.
- O'Brien, T. P., and M. B. Moldwin (2003), Empirical plasmapause models from magnetic indices, Geophys. Res. Lett., 30, 1152, doi: 10.1029/2002GL016007.

- O'Brien, T. P., K. R. Lorentzen, I. R. Mann, N. P. Meredith, J. B. Blake, J. F. Fennell, M. D. Looper, D. K. Milling, and R. R. Anderson (2003), Energization of relativistic electrons in the presence of ULF power and MeV microbursts: Evidence for dual ULF and VLF acceleration, J. Geophys. Res., 108, 1329, doi: 10.1029/2002JA009784.
- Onsager, T. G., G. Rostoker, H.-J. Kim, G. D. Reeves, T. Obara, H. J. Singer, and C. Smithtro (2002), Radiation belt electron flux dropouts: Local time, radial, and particle-energy dependence, J. Geophys. Res., 107, 1382, doi: 10.1029/2001JA000187.
- Onsager, T. G., J. C. Green, G. D. Reeves, and H. J. Singer (2007), Solar wind and magnetospheric conditions leading to the abrupt loss of outer radiation belt electrons, J. Geophys. Res., 112, A01,202, doi: 10.1029/2006JA011708.
- Orlova, K. G., and Y. Y. Shprits (2010), Dependence of pitch-angle scattering rates and loss timescales on the magnetic field model, Geophys. Res. Lett., 370, L05,105, doi: 10.1029/2009GL041639.
- Orr, D., and J. A. D. Matthew (1971), The variation of geomagnetic micropulsation periods with latitude and the plasmapause, Planet. Space Sci., 19, 897–905, doi: 10.1016/0032-0633(71)90141-3.
- Parrot, M., and C. A. Gaye (1994), A statistical survey of ELF waves in a geostationary orbit, Geophys. Res. Lett., 21, 2463–2466, doi: 10.1029/94GL01700.
- Paulikas, G. A., and J. B. Blake (1979), Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics Energetic electrons at the synchronous orbit, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, pp. 180–202.
- Perry, K. L., M. K. Hudson, and S. R. Elkington (2005), Incorporating spectral characteristics of Pc5 waves into three-dimensional radiation belt modeling and the diffusion of relativistic electrons, J. Geophys. Res., 110, A03,215, doi: 10.1029/2004JA010760.
- Pokhotelov, D., F. Lefeuvre, R. B. Horne, and N. Cornilleau-Wehrlin (2008), Survey of ELF-VLF plasma waves in outer radiation belt observed by Cluster STAFF-SA experiment, Ann. Geophys., 26, 3269–3277, doi: 10.5194/angeo-26-3269-2008.
- Reeves, G. D. (2007), Radiation belt storm probes: A new mission for space weather forecasting, Space Weather, 51, S11,002, doi: 10.1029/2007SW000341.
- Reeves, G. D., M. G. Henderson, P. S. McLachlan, R. D. Belian, R. H. W. Friedel, and A. Korth (1996), Radial propagation of substorm injections, in International Conference on Substorms, ESA Special Publication, vol. 389, edited by E. J. Rolfe & B. Kaldeich, pp. 579–584.

- Reeves, G. D., K. L. McAdams, R. H. W. Friedel, and T. P. O'Brien (2003), Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms, Geophys. Res. Lett., 30, 1529, doi: 10.1029/ 2002GL016513.
- Reinisch, B. W., X. Huang, P. Song, J. L. Green, S. F. Fung, V. M. Vasyliunas, D. L. Gallagher, and B. R. Sandel (2004), Plasmaspheric mass loss and refilling as a result of a magnetic storm, J. Geophys. Res., 109, 1202, doi: 10.1029/2003JA009948.
- Richardson, I. G., E. W. Cliver, and H. V. Cane (2000), Sources of geomagnetic activity over the solar cycle: Relative importance of coronal mass ejections, high-speed streams, and slow solar wind, J. Geophys. Res., 105, 18,203–18,214, doi: 10.1029/1999JA000400.
- Richardson, I. G., H. V. Cane, and E. W. Cliver (2002), Sources of geomagnetic activity during nearly three solar cycles (1972-2000), J. Geophys. Res., 107, 1187, doi: 10.1029/2001JA000504.
- Roederer, J. G. (1967), On the adiabatic motion of energetic particles in a model magnetosphere, J. Geophys. Res., 72, 981–992, doi: 10.1029/JZ072i003p00981.
- Roederer, J. G. (1970), Dynamics of geomagnetically trapped radiation, Springer-Verlag, New York.
- Roth, I., M. Temerin, and M. K. Hudson (1999), Resonant enhancement of relativistic electron fluxes during geomagnetically active periods, Ann. Geophys., 17, 631–638, doi: 10.1007/s00585-999-0631-2.
- Russell, C. T., and R. L. McPherron (1973), Semiannual variation of geomagnetic activity, J. Geophys. Res., 78, 92–108, doi: 10.1029/JA078i001p00092.
- Russell, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1969), OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere. 1. Spatial extent and frequency of occurrence, J. Geophys. Res., 74, 755–777, doi: 10.1029/JA074i003p00755.
- Russell, C. T., R. E. Holzer, and E. J. Smith (1970), OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere. 2. The nature of the equatorial noise., J. Geophys. Res., 75, 755–768, doi: 10.1029/ JA075i004p00755.
- Saito, S., Y. Miyoshi, and K. Seki (2010), A split in the outer radiation belt by magnetopause shadowing: Test particle simulations, J. Geophys. Res., 115, A08,210, doi: 10.1029/2009JA014738.
- Santolík, O., J. S. Pickett, D. A. Gurnett, M. Maksimovic, and N. Cornilleau-Wehrlin (2002), Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster, J. Geophys. Res., 107, 1495, doi: 10.1029/2001JA009159.

- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. S. Pickett, M. Parrot, and N. Cornilleau-Wehrlin (2003), Spatio-temporal structure of storm-time chorus, J. Geophys. Res., 108, 1278, doi: 10.1029/2002JA009791.
- Santolík, O., D. A. Gurnett, J. S. Pickett, M. Parrot, and N. Cornilleau-Wehrlin (2004), A microscopic and nanoscopic view of storm-time chorus on 31 March 2001, Geophys. Res. Lett., 31, L02,801, doi: 10.1029/2003GL018757.
- Sarris, T., X. Li, and M. Temerin (2006), Simulating radial diffusion of energetic (MeV) electrons through a model of fluctuating electric and magnetic fields, Ann. Geophys., 24, 2583–2598.
- Sarris, T. E., X. Li, N. Tsaggas, and N. Paschalidis (2002), Modeling energetic particle injections in dynamic pulse fields with varying propagation speeds, J. Geophys. Res., 107, 1033, doi: 10.1029/ 2001JA900166.
- Schulz, M., and A. Eviatar (1969), Diffusion of equatorial particles in the outer radiation zone, J. Geophys. Res., 74, 2182–2192, doi: 10.1029/JA074i009p02182.
- Schulz, M., and L. J. Lanzerotti (1974), Particle diffusion in the radiation belts, in Physics and Chemistry in Space, vol. 7, Springer-Verlag, New York.
- Selesnick, R. S., and J. B. Blake (1997), Dynamics of the outer radiation belt, Geophys. Res. Lett., 24, 1347–1350, doi: 10.1029/97GL51409.
- Selesnick, R. S., J. B. Blake, W. A. Kolasinski, and T. A. Fritz (1997), A quiescent state of 3 to 8 mev radiation belt electrons, Geophys. Res. Lett., 24, 1343–1346, doi: 10.1029/97GL51407.
- Selesnick, R. S., M. D. Looper, and R. A. Mewaldt (2007), A theoretical model of the inner proton radiation belt, Space Weather, 5, S04,003, doi: 10.1029/2006SW000275.
- Sheeley, B. W., M. B. Moldwin, H. K. Rassoul, and R. R. Anderson (2001), An empirical plasmasphere and trough density model: Crres observations, J. Geophys. Res., 106, 25,631–25,642, doi: 10.1029/ 2000JA000286.
- Sheeley, N. R., Jr., J. W. Harvey, and W. C. Feldman (1976), Coronal holes, solar wind streams, and recurrent geomagnetic disturbances - 1973-1976, Sol. Phys., 49, 271–278, doi: 10.1007/BF00162451.
- Shiokawa, K., et al. (2006), ERG A small-satellite mission to investigate the dynamics of the inner magnetosphere, Adv. Space Res., 38, 1861–1869, doi: 10.1016/j.asr.2005.05.089.
- Shprits, Y. Y., and R. M. Thorne (2004), Time dependent radial diffusion modeling of relativistic electrons with realistic loss rates, Geophys. Res. Lett., 31, L08,805, doi: 10.1029/2004GL019591.

- Shprits, Y. Y., R. M. Thorne, R. Friedel, G. D. Reeves, J. Fennell, D. N. Baker, and S. G. Kanekal (2006a), Outward radial diffusion driven by losses at magnetopause, J. Geophys. Res., 111, A11,214, doi: 10.1029/2006JA011657.
- Shprits, Y. Y., R. M. Thorne, R. B. Horne, S. A. Glauert, M. Cartwright, C. T. Russell, D. N. Baker, and S. G. Kanekal (2006b), Acceleration mechanism responsible for the formation of the new radiation belt during the 2003 halloween solar storm, Geophys. Res. Lett., 33, L05,104, doi: 10.1029/2005GL024256.
- Shprits, Y. Y., S. R. Elkington, N. P. Meredith, and D. A. Subbotin (2008a), Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt I: Radial transport, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 70, 1679–1693, doi: 10.1016/j.jastp.2008.06.008.
- Shprits, Y. Y., S. R. Elkington, N. P. Meredith, and D. A. Subbotin (2008b), Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt I: Radial transport, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 70, 1679–1693, doi: 10.1016/j.jastp.2008.06.008.
- Shprits, Y. Y., D. A. Subbotin, N. P. Meredith, and S. R. Elkington (2008c), Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt II: Local acceleration and loss, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 70, 1694–1713, doi: 10.1016/j.jastp.2008.06.014.
- Shprits, Y. Y., L. Chen, and R. M. Thorne (2009a), Simulations of pitch angle scattering of relativistic electrons with MLT-dependent diffusion coefficients, J. Geophys. Res., 114, A03,219, doi: 10.1029/ 2008JA013695.
- Shprits, Y. Y., L. Chen, A. Ukhorskiy, and R. Thorne (2009b), Simulations of pitch-angle scattering of relativistic electrons with mlt-dependent diffusion coefficients, J. Geophys. Res., 114, A03,219, doi: 10.1029/2008JA013695.
- Shprits, Y. Y., D. Subbotin, and B. Ni (2009c), Evolution of electron fluxes in the outer radiation belt computed with the VERB code, J. Geophys. Res., 114, A11,209, doi: 10.1029/2008JA013784.
- Shu, C.-W., and S. Osher (1989), Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, II, J. Comput. Phys., 83, 32, doi: 10.1016/0021-9991(89)90222-2.
- Shue, J., et al. (1998), Magnetopause location under extreme solar wind conditions, J. Geophys. Res., 103, 17,691–17,700, doi: 10.1029/98JA01103.
- Singer, H. J., D. J. Southwood, R. J. Walker, and M. G. Kivelson (1981), Alfven wave resonances in a realistic magnetospheric magnetic field geometry, J. Geophys. Res., 86, 4589–4596, doi: 10.1029/ JA086iA06p04589.

- Smith, E. J., A. M. A. Frandsen, B. T. Tsurutani, R. M. Thorne, and K. W. Chan (1974), Plasmaspheric hiss intensity variations during magnetic storms, J. Geophys. Res., 79, 2507–2510, doi: 10.1029/ JA079i016p02507.
- Southwood, D. J. (1983), Wave generation in the terrestrial magnetosphere, Space Sci. Rev., 34, 259–270.
- Southwood, D. J., and W. J. Hughes (1983), Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere, Space Sci. Rev., 35, 301–366, doi: 10.1007/BF00169231.
- Southwood, D. J., and M. G. Kivelson (1981), Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. I Transverse waves, J. Geophys. Res., 86, 5643–5655, doi: 10.1029/JA086iA07p05643.
- Spitzer, L. (1965), Physics of fully ionized gases, Wiley (Interscience), New York.
- Stix, T. H. (1992), Waves in Plasmas, American Institute of Physics, New York.
- Stone, E. C. (1963), The physical significance and application of l, B_0 , and R_0 to geomagnetically trapped particles, J. Geophys. Res., 68, 4157–4166.
- Strang, G. (1968), On the construction and comparison of difference schemes, SIAM J. Numer. Anal., 5, 506.
- Su, Z., and H. Zheng (2008), Simulation of resonant interaction between energetic electrons and whistlermode chorus in the outer radiation belt, Chinese Phys. Lett., 25, 4493–4496.
- Su, Z., and H. Zheng (2009), Resonant scattering of relativistic outer zone electrons by plasmaspheric plume electromagnetic ion cyclotron waves, Chinese Phys. Lett., 26, 129,401, doi: 10.1088/ 0256-307X/26/12/129401.
- Su, Z., M. Xiong, H. Zheng, and S. Wang (2009a), Propagation of interplanetary shock and its consequent geoeffectiveness, Chinese J. Geophys., 52, 292–300.
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2009b), Dynamic evolution of energetic outer zone electrons due to whistler-mode chorus based on a realistic density model, J. Geophys. Res., 114, A07,201, doi: 10. 1029/2008JA014013.
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2009c), Evolution of electron pitch angle distribution due to interactions with whistler-mode chorus following substorm injections, J. Geophys. Res., 114, A08,202, doi: 10. 1029/2009JA014269.
- Su, Z., H. Zheng, and M. Xiong (2009d), Dynamic evolution of outer radiation belt electrons due to whistler-mode chorus, Chinese Phys. Lett., 26, 039,401.

- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2010a), STEERB: A three-dimensional code for storm-time evolution of electron radiation belt, J. Geophys. Res., 115, A09,208, doi: 10.1029/2009JA015210.
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2010b), Combined radial diffusion and adiabatic transport of radiation belt electrons with arbitrary pitch-angles, J. Geophys. Res., 115, A10,249, doi: 10.1029/ 2010JA015903.
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2010c), A parametric study on the diffuse auroral precipitation by resonant interaction with whistler-mode chorus, J. Geophys. Res., 115, A05,219, doi: 10.1029/2009JA014759.
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2010d), Three dimensional simulations of energetic outer zone electron dynamics due to wave-particle interaction and azimuthal advection, J. Geophys. Res., 115, A06,203, doi: 10.1029/2009JA014980.
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, C. Shen, and S. Wang (2011a), STEERB simulation of electron radiation belt evolution driven by substorm injection, J. Geophys. Res., Under Review.
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2011b), CRRES observation and STEERB simulation of the 9 October 1990 electron radiation belt dropout event, Geophys. Res. Lett., 38, L06,106, doi: 10.1029/2011GL046873.
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2011c), Radiation belt electron dynamics driven by adiabatic transport, radial diffusion, and wave-particle interactions, J. Geophys. Res., 116, A04,205, doi: 10. 1029/2010JA016228.
- Su, Z., H. Zheng, L. Chen, and S. Wang (2011d), Numerical simulations of storm-time outer radiation belt dynamics by wave-particle interactions including cross diffusion, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 95–105, doi: 10.1016/j.jastp.2009.08.002.
- Su, Z., Q. Zong, C. Yue, Y. Wang, H. Zhang, and H. Zheng (2011e), Proton auroral intensification induced by interplanetary shock on 7 november 2004, J. Geophys. Res., 116, A08,223, doi: 10.1029/ 2010JA016239.
- Subbotin, D., Y. Shprits, and B. Ni (2010), Three-dimensional VERB radiation belt simulations including mixed diffusion, J. Geophys. Res., 115, A03,205, doi: 10.1029/2009JA015070.
- Subbotin, D. A., and Y. Y. Shprits (2009), Three-dimensional modeling of the radiation belts using the versatile electron radiation belt (VERB) code, Space Weather, 7, S10,001, doi: 10.1029/ 2008SW000452.

- Summers, D. (2005), Quasi-linear diffusion coefficients for field-aligned electromagnetic waves with applications to the magnetosphere, J. Geophys. Res., 110, A08,213, doi: 10.1029/2005JA011159.
- Summers, D., and C. Ma (2000), A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions, J. Geophys. Res., 105, 2625.
- Summers, D., and B. Ni (2008), Effects of latitudinal distributions of particle density and wave power on cyclotron resonant diffusion rates of radiation belt electrons, Earth Planets Space, 60, 763–771.
- Summers, D., and Y. Omura (2007), Ultra-relativistic acceleration of electrons in planetary magnetospheres, Geophys. Res. Lett., 34, L24,205, doi: 10.1029/2007GL032226.
- Summers, D., and R. M. Thorne (2003), Relativistic electron pitch-angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 108, 1143, doi: 10.1029/ 2002JA009489.
- Summers, D., R. M. Thorne, and F. Xiao (1998), Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere, J. Geophys. Res., 103, 20,487.
- Summers, D., B. Ni, and N. P. Meredith (2007a), Timescales for radiation belt electron acceleration and loss due to resonant wave-particle interactions: 1. Theory, J. Geophys. Res., 112, A04,206, doi: 10.1029/2006JA011801.
- Summers, D., B. Ni, and N. P. Meredith (2007b), Timescales for radiation belt electron acceleration and loss due to resonant wave-particle interactions: 2. Evaluation for VLF chorus, ELF hiss, and electromagnetic ion cyclotron waves, J. Geophys. Res., 112, A04,207, doi: 10.1029/2006JA011993.
- Summers, D., B. Ni, N. P. Meredith, R. B. Horne, R. M. Thorne, M. B. Moldwin, and R. R. Anderson (2008), Electron scattering by whistler-mode elf hiss in plasmaspheric plumes, J. Geophys. Res., 113, A04,219, doi: 10.1029/2007JA012678.
- Takahashi, K., R. E. Denton, R. R. Anderson, and W. J. Hughes (2004), Frequencies of standing alfvén wave harmonics and their implication for plasma mass distribution along geomagnetic field lines: Statistical analysis of crres data, J. Geophys. Res., 109, A08,202, doi: 10.1029/2003JA010345.
- Tanaka, Y.-M., M. Kubota, M. Ishii, Y. Monzen, Y. Murayama, H. Mori, and D. Lummerzheim (2006), Spectral type of auroral precipitating electrons estimated from optical and cosmic noise absorption measurements, J. Geophys. Res., 111, A11,207, doi: 10.1029/2006JA011744.
- Tao, X., A. A. Chan, J. M. Albert, and J. A. Miller (2008), Stochastic modeling of multidimensional diffusion in the radiation belts, J. Geophys. Res., 113, A07,212, doi: 10.1029/2007JA012985.

- Tao, X., J. M. Albert, and A. A. Chan (2009), Numerical modeling of multidimensional diffusion in the radiation belts using layer methods, J. Geophys. Res., 114, A02,215, doi: 10.1029/2008JA013826.
- Tao, X., J. Bortnik, J. M. Albert, K. Liu, and R. M. Thorne (2011a), Comparison of quasilinear diffusion coefficients for parallel propagating whistler mode waves with test particle simulations, Geophys. Res. Lett., 380, L06,105, doi: 10.1029/2011GL046787.
- Tao, X., R. M. Thorne, W. Li, B. Ni, N. P. Meredith, and R. B. Horne (2011b), Evolution of electron pitch angle distributions following injection from the plasma sheet, J. Geophys. Res., 116(A4), A04,229.
- Thorne, R. M. (2010), Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions, Geophys. Res. Lett., 37, L22,107, doi: 10.1029/2010GL044990.
- Thorne, R. M., E. J. Smith, R. K. Burton, and R. E. Holzer (1973), Plasmaspheric hiss, J. Geophys. Res., 78, 1581–1596, doi: 10.1029/JA078i010p01581.
- Thorne, R. M., T. P. O'Brien, Y. Y. Shprits, D. Summers, and R. B. Horne (2005), Timescale for MeV electron microburst loss during geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 110, A09,202, doi: 10.1029/ 2004JA010882.
- Thorne, R. M., Y. Y. Shprits, N. P. Meredith, R. B. Horne, W. Li, and L. R. Lyons (2007), Refilling of the slot region between the inner and outer electron radiation belts during geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 112, A06,203, doi: 10.1029/2006JA012176.
- Thorne, R. M., B. Ni, X. Tao, R. B. Horne, and N. P. Meredith (2010), Scattering by chorus waves as the dominant cause of diffuse auroral precipitation, Nature, 467, 943, doi: 10.1038/nature09467.
- Tomassian, A. D., T. A. Farley, and A. L. Vampola (1972), Inner-zone energetic-electron repopulation by radial diffusion., J. Geophys. Res., 77, 3441–3454, doi: 10.1029/JA077i019p03441.
- Tsurutani, B. T., and E. J. Smith (1974), Postmidnight Chorus: A Substorm Phenomenon, J. Geophys. Res., 79, 118–127, doi: 10.1029/JA079i001p00118.
- Tsurutani, B. T., and E. J. Smith (1977), Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependences, J. Geophys. Res., 82, 5112–5128, doi: 10.1029/JA082i032p05112.
- Tsyganenko, N. A. (1989), A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, Planet. Space Sci., 37, 5–20, doi: 10.1016/0032-0633(89)90066-4.
- Tsyganenko, N. A. (1995), Modeling the earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, J. Geophys. Res., 100, 5599–5612.

- Tsyganenko, N. A., and T. Mukai (2003), Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data, J. Geophys. Res., 108, 1136, doi: 10.1029/2002JA009707.
- Tsyganenko, N. A., and M. I. Sitnov (2005), Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 110, A03,208, doi: 10.1029/2004JA010798.
- Tu, J., P. Song, B. W. Reinisch, J. L. Green, and X. Huang (2006), Empirical specification of fieldaligned plasma density profiles for plasmasphere refilling, J. Geophys. Res., 111, A06,216, doi: 10. 1029/2005JA011582.
- Tverskaya, L. V., N. N. Pavlov, J. B. Blake, R. S. Selesnick, and J. F. Fennell (2003), Predicting the L-position of the storm-injected relativistic electron belt, Adv. Space Res., 31, 1039–1044, doi: 10.1016/S0273-1177(02)00785-8.
- Ukhorskiy, A. Y., K. Takahashi, B. J. Anderson, and H. Korth (2005), Impact of toroidal ULF waves on the outer radiation belt electrons, J. Geophys. Res., 110, A10,202, doi: 10.1029/2005JA011017.
- Ukhorskiy, A. Y., B. J. Anderson, P. C. Brandt, and N. A. Tsyganenko (2006a), Storm time evolution of the outer radiation belt: Transport and losses, J. Geophys. Res., 111, A11S03, doi: 10.1029/ 2006JA011690.
- Ukhorskiy, A. Y., B. J. Anderson, K. Takahashi, and N. A. Tsyganenko (2006b), Impact of ULF oscillations in solar wind dynamic pressure on the outer radiation belt electrons, Geophys. Res. Lett., 33, L06,111, doi: 10.1029/2005GL024380.
- Ukhorskiy, A. Y., B. H. Mauk, N. J. Fox, D. Sibeck, and J. M. Grebowsky (2010), Radiation belt storm probes: Resolving fundamental physics with practical consequences, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 1417–1424, doi: 10.1016/j.jastp.2010.12.005.
- Van Allen, J. A., and L. A. Frank (1959), Radiation around the Earth to a radial distance of 107,400 km, Nature, 183, 430–434, doi: 10.1038/183430a0.
- Varotsou, A., D. Boscher, S. Bourdarie, R. B. Horne, S. A. Glauert, and N. P. Meredith (2005), Simulation of the outer radiation belt electrons near geosynchronous orbit including both radial diffusion and resonant interaction with whistler-mode chorus waves, Geophys. Res. Lett., 32, L19,106, doi: 10.1029/2005GL023282.
- Varotsou, A., D. Boscher, S. Bourdarie, R. B. Horne, N. P. Meredith, S. A. Glauert, and R. H. Friedel (2008), Three-dimensional test simulations of the outer radiation belt electron dynamics including electron-chorus resonant interactions, J. Geophys. Res., 113, A12,212, doi: 10.1029/2007JA012862.

- Vasyliunas, V. M. (1968), A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3, J. Geophys. Res., 73, 2839.
- Viñas, A. F., R. L. Mace, and R. F. Benson (2005), Dispersion characteristics for plasma resonances of Maxwellian and Kappa distribution plasmas and their comparisons to the IMAGE/RPI observations, J. Geophys. Res., 110, A06,202, doi: 10.1029/2004JA010967.
- Volland, H. (1973), A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields, J. Geophys. Res., 78, 171–180, doi: 10.1029/JA078i001p00171.
- Walt, M. (1994), Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation, Cambridge University Press, Cambridge.
- Wang, C., Q. Zong, F. Xiao, Z. Su, Y. Wang, and C. Yue (2011), The relations between magnetospheric chorus and hiss inside and outside the plasmasphere boundary layer: Cluster observation, J. Geophys. Res., 116, A07,221, doi: 10.1029/2010JA016240.
- Weimer, D. R. (2001), An improved model of ionospheric electric potentials including substorm perturbations and application to the Geospace Environment Modeling November 24, 1996, event, J. Geophys. Res., 106, 407"C416, doi: 10.1029/2000JA000604.
- Wentworth, R. C., W. M. MacDonald, and S. F. Singer (1959), Lifetimes of trapped radiation belt particles determined by coulomb scattering, Phys. Fluids, 2, 499–509, doi: 10.1063/1.1705940.
- Wrenn, G. L. (1995), Conclusive evidence for internal dielectric charging anomalies on geosynchronous communications spacecraft, J. Spacecraft Rockets, 32, 514–520, doi: 10.2514/3.26645.
- Wrenn, G. L., J. F. E. Johnson, and J. J. Sojka (1979), Stable'pancake' distributions of low energy electrons in the plasma trough, Nature, 279(5713), 512.
- Wrenn, G. L., D. J. Rodgers, and K. A. Ryden (2002), A solar cycle of spacecraft anomalies due to internal charging, Ann. Geophys., 20, 953–956.
- Xiao, F. (2006), Modelling energetic particles by a relativistic kappa loss cone distribution function in plasmas, Plasma Phys. Controlled Fusion, 48, 203.
- Xiao, F., and H. Y. He (2006), Energetic electron pitch angle diffusion due to whistler wave during terrestrial storms, Chinese Phys. Lett., 23, 267–270, doi: 10.1088/0256-307X/23/1/077.
- Xiao, F., L. Chen, Q. Zhou, H. He, and Y. Wen (2007a), Bounce-averaged acceleration of energetic electrons by whistler mode chorus in the magnetosphere, Chinese Phys. Lett., 24, 294–297, doi: 10.1088/0256-307X/24/1/080.

- Xiao, F., R. M. Thorne, and D. Summers (2007b), Higher-order gyroresonant acceleration of electrons by superluminous (AKR) wave-modes, Planet. Space Sci., 55, 1257.
- Xiao, F., L. Chen, and J. Li (2008a), Energetic particles modeled by a generalized relativistic kappatype distribution function in plasmas, Plasma Phys. Controlled Fusion, 50, 105,002, doi: 10.1088/ 0741-3335/50/10/105002.
- Xiao, F., C. Shen, Y. Wang, H. Zheng, and S. Wang (2008b), Energetic electron distributions fitted with a relativistic kappa-type function at geosynchronous orbit, J. Geophys. Res., 113, A05,203, doi: 10.1029/2007JA012903.
- Xiao, F., Q. Zhou, C. Li, and A. Cai (2008c), Modeling solar energetic particle by a relativistic kappatype distribution, Plasma Phys. Controlled Fusion, 50, 062,001, doi: 10.1088/0741-3335/50/6/062001.
- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2009a), Modeling of outer radiation belt electrons by multidimensional diffusion process, J. Geophys. Res., 114, A03,201, doi: 10.1029/2008JA013580.
- Xiao, F., T. Tian, L. Chen, Z. Su, and H. Zheng (2009b), Evolution of ring current protons induced by electromagnetic ion cyclotron waves, Chinese Phys. Lett., 26, 119,401, doi: 10.1088/0256-307X/26/ 11/119401.
- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2010a), Three-dimensional simulations of outer radiation belt electron dynamics including cross diffusion terms, J. Geophys. Res., 115, A05,216, doi: 10.1029/ 2009JA014541.
- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2010b), A parametric study on outer radiation belt electron evolution by superluminous R-X mode waves, J. Geophys. Res., 115, A10,217, doi: 10.1029/ 2010JA015374.
- Xiao, F., Q. Zong, Z. Pu, Z. Su, J. Cao, J. He, Y. Wang, and H. Zheng (2010c), Electron acceleration by whistler-mode waves around the magnetic null during 3D reconnection, Plasma Phys. Control. Fusion, 52, 052,001, doi: 10.1088/0741-3335/52/5/052001.
- Xiao, F., Q. Zong, Z. Su, T. Tian, and H. Zheng (2010d), Latest progress on interactions between vlf/elf waves and energetic electrons in the inner magnetosphere, Sci. China Earth Sci., 53, 317–326.
- Xiao, F., L. Chen, Y. He, Z. Su, and H. Zheng (2011a), Modeling of precipitation loss of ring current protons by electromagnetic ion cyclotron waves, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 106–111, doi: 10. 1016/j.jastp.2010.01.007.

- Xiao, F., Z. He, S. Zhang, Z. Su, and L. Chen (2011b), Diffusion simulation of outer radiation belt electron dynamics induced by superluminous l-o mode waves, Chinese Phys. Lett., 28, 039,401, doi: 10.1088/0256-307X/28/3/039401.
- Xiao, F., Q. Zong, Z. Su, Z. He, and C. Wang (2011c), Correlated observations of intensified whistler waves and electron acceleration around the geostationary orbit, J. Geophys. Res., Under Review.
- Yoon, P. H. (2011), Large-amplitude whistler waves and electron acceleration, Geophys. Res. Lett., 381, L12,105, doi: 10.1029/2011GL047893.
- Zaharia, S., C. Z. Cheng, and J. R. Johnson (2000), Particle transport and energization associated with substorms, J. Geophys. Res., 105, 18,741–18,752, doi: 10.1029/1999JA000407.
- Zaharia, S., J. Birn, R. H. W. Friedel, G. D. Reeves, M. F. Thomsen, and C. Z. Cheng (2004), Substorm injection modeling with nondipolar, time-dependent background field, J. Geophys. Res., 109, A10,211, doi: 10.1029/2004JA010464.
- Zhang, X. Y., et al. (2010), ULF waves excited by negative/positive solar wind dynamic pressure impulses at geosynchronous orbit, J. Geophys. Res., 115, A10,221, doi: 10.1029/2009JA015016.
- Zheng, H., Z. Su, and M. Xiong (2008), Pitch angle distribution evolution of energetic electrons by whistler-mode chorus, Chinese Phys. Lett., 25, 3515–3518, doi: 10.1088/0256-307X/25/9/113.
- Zheng, Q., M. Fok, J. Albert, R. B. Horne, and N. P. Meredith (2011), Effects of energy and pitch angle mixed diffusion on radiation belt electrons, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 785–795, doi: 10.1016/j. jastp.2011.01.014.
- Zheng, Y., M.-C. Fok, and G. V. Khazanov (2003), A radiation belt-ring current forecasting model, Space Weather, 1, 1013, doi: 10.1029/2003SW000007.
- Zheng, Y., A. T. Y. Lui, X. Li, and M. Fok (2006), Characteristics of 2-6 MeV electrons in the slot region and inner radiation belt, J. Geophys. Res., 111, A10,204, doi: 10.1029/2006JA011748.
- Zong, Q., et al. (2007), Ultralow frequency modulation of energetic particles in the dayside magnetosphere, Geophys. Res. Lett., 34, L12,105, doi: 10.1029/2007GL029915.
- Zong, Q., et al. (2009), Energetic electron response to ULF waves induced by interplanetary shocks in the outer radiation belt, J. Geophys. Res., 114, A10,204, doi: 10.1029/2009JA014393.

致 谢

自 2003 年进入中国科技大学到现在即将博士毕业已八年有余。在学习和 研究工作上,我得到了众多老师和同学的指导和帮助。值此博士论文完成之际, 请容许我向他们表示诚挚的谢意。

感谢我的导师郑惠南教授。郑老师自从本科 2006 年开始便是我的指导老师。在郑老师的悉心指导下,我从事了行星际扰动传播、EIT 波动的射线追踪、 日冕物质抛射和电子辐射带动力学等多方面的模拟研究。在这些工作中,郑老师着重于我个人独立科研能力的培养,同时又能够在关键的时刻给予实质性的帮助。郑老师治学态度严谨,对我写的论文都逐字读过,从不放过任何不妥之处,即使只是一个小小的标点符号。

感谢我的导师肖伏良教授。自 2008 年春季开始,肖老师便直接参与到对我的指导工作中。肖老师在对我的指导工作上花费了大量的时间。我们几乎每天都有讨论,这能够高效地解决我在科研工作中遇到的困难,极大地加快了我的研究进度。肖老师不仅在科研课题上给予大量指导,而且在论文写作上也传授许多技巧,使得我在英文表述上进步不少。

感谢北京大学宗秋刚教授。在 2010 年 6 月至 8 月北京大学访问学习期间, 我得到了宗老师的耐心指导。其后,他也一直关心我的研究工作,给予了许多 有意义的指导意见。

感谢王水院士、汪毓明教授、陆全明教授、窦贤康教授、胡友秋教授、李 毅教授、王传兵教授、熊明博士、何兆国硕士以及其他老师和同学对我学习、 生活和工作的帮助。

最后感谢我的父母和其他长辈,他们的关心和期望一直都是我前进的动力!

苏振鹏

2011年9月22日

个人简历

2003 年进入中国科学技术大学空间物理专业学习,2007 年获理学学士 学位,随后直接攻读本校空间物理专业博士学位。在攻读博士学位期间,正 式发表 SCI 论文 24 篇。截至 2011 年 9 月 18 日,论文被引用总次数为 151, 其中他引次数为 67。曾获"2008 年光华奖学金"、"2009 年求是研究生奖学 金"、"2010 年朱李月华优秀博士生奖学金"、"2010 年教育部博士研究生学 术新人奖"、"2011 年中国科学院院长特别奖"和"第十三届全国日地空间物 理学术讨论会优秀论文奖"。曾于 2008 年至 2010 年两次获得中国科学技术 大学研究生创新研究基金支持。曾多次受邀为杂志 J. Geophys. Res. (稿件 号 2010JA015662、2010JA016005 和 2011JA016672)和 Adv. Geosci. (稿件号 ST-0041 和 ST-0048)评审稿件,以及为美国国家科学基金会评审项目计划(项 目号 1103064)。

已完成和发表论文列表:

- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, C. Shen, and S. Wang (2011a), STEERB simulation of electron radiation belt evolution driven by substorm injection, J. Geophys. Res., Under Review
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2011b), CRRES observation and STEERB simulation of the 9 October 1990 electron radiation belt dropout event, Geophys. Res. Lett., 38, L06,106, doi: 10.1029/2011GL046873
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2011c), Radiation belt electron dynamics driven by adiabatic transport, radial diffusion, and wave-particle interactions, J. Geophys. Res., 116, A04,205, doi: 10.1029/2010JA016228

- Su, Z., H. Zheng, L. Chen, and S. Wang (2011d), Numerical simulations of storm-time outer radiation belt dynamics by wave-particle interactions including cross diffusion, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 95–105, doi: 10. 1016/j.jastp.2009.08.002
- Su, Z., Q. Zong, C. Yue, Y. Wang, H. Zhang, and H. Zheng (2011e), Proton auroral intensification induced by interplanetary shock on 7 november 2004, J. Geophys. Res., 116, A08,223, doi: 10.1029/2010JA016239
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2010a), STEERB: A three-dimensional code for storm-time evolution of electron radiation belt, J. Geophys. Res., 115, A09,208, doi: 10.1029/2009JA015210
- Su, Z., F. Xiao, H. Zheng, and S. Wang (2010b), Combined radial diffusion and adiabatic transport of radiation belt electrons with arbitrary pitchangles, J. Geophys. Res., 115, A10,249, doi: 10.1029/2010JA015903
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2010c), A parametric study on the diffuse auroral precipitation by resonant interaction with whistler-mode chorus, J. Geophys. Res., 115, A05,219, doi: 10.1029/2009JA014759
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2010d), Three dimensional simulations of energetic outer zone electron dynamics due to wave-particle interaction and azimuthal advection, J. Geophys. Res., 115, A06,203, doi: 10.1029/ 2009JA014980
- Su, Z., M. Xiong, H. Zheng, and S. Wang (2009a), Propagation of interplanetary shock and its consequent geoeffectiveness, Chinese J. Geophys., 52, 292–300
- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2009b), Dynamic evolution of energetic outer zone electrons due to whistler-mode chorus based on a realistic density model, J. Geophys. Res., 114, A07,201, doi: 10.1029/2008JA014013

- Su, Z., H. Zheng, and S. Wang (2009c), Evolution of electron pitch angle distribution due to interactions with whistler-mode chorus following substorm injections, J. Geophys. Res., 114, A08,202, doi: 10.1029/2009JA014269
- Su, Z., H. Zheng, and M. Xiong (2009d), Dynamic evolution of outer radiation belt electrons due to whistler-mode chorus, Chinese Phys. Lett., 26, 039,401
- Su, Z., and H. Zheng (2009), Resonant scattering of relativistic outer zone electrons by plasmaspheric plume electromagnetic ion cyclotron waves, Chinese Phys. Lett., 26, 129,401, doi: 10.1088/0256-307X/26/12/129401
- Su, Z., and H. Zheng (2008), Simulation of resonant interaction between energetic electrons and whistler-mode chorus in the outer radiation belt, Chinese Phys. Lett., 25, 4493–4496
- 16. Wang, C., Q. Zong, F. Xiao, Z. Su, Y. Wang, and C. Yue (2011), The relations between magnetospheric chorus and hiss inside and outside the plasmasphere boundary layer: Cluster observation, J. Geophys. Res., 116, A07,221, doi: 10.1029/2010JA016240
- Xiao, F., L. Chen, Y. He, Z. Su, and H. Zheng (2011a), Modeling of precipitation loss of ring current protons by electromagnetic ion cyclotron waves, J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 73, 106–111, doi: 10.1016/j.jastp.2010.01.007
- Xiao, F., Z. He, S. Zhang, Z. Su, and L. Chen (2011b), Diffusion simulation of outer radiation belt electron dynamics induced by superluminous l-o mode waves, Chinese Phys. Lett., 28, 039,401, doi: 10.1088/0256-307X/28/3/039401
- Xiao, F., Q. Zong, Z. Su, Z. He, and C. Wang (2011c), Correlated observations of intensified whistler waves and electron acceleration around the geostationary orbit, J. Geophys. Res., Under Review

- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2010a), Three-dimensional simulations of outer radiation belt electron dynamics including cross diffusion terms, J. Geophys. Res., 115, A05,216, doi: 10.1029/2009JA014541
- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2010b), A parametric study on outer radiation belt electron evolution by superluminous R-X mode waves, J. Geophys. Res., 115, A10,217, doi: 10.1029/2010JA015374
- 22. Xiao, F., Q. Zong, Z. Pu, Z. Su, J. Cao, J. He, Y. Wang, and H. Zheng (2010c), Electron acceleration by whistler-mode waves around the magnetic null during 3D reconnection, Plasma Phys. Control. Fusion, 52, 052,001, doi: 10.1088/0741-3335/52/5/052001
- 23. Xiao, F., Q. Zong, Z. Su, T. Tian, and H. Zheng (2010d), Latest progress on interactions between vlf/elf waves and energetic electrons in the inner magnetosphere, Sci. China Earth Sci., 53, 317–326
- Xiao, F., Z. Su, H. Zheng, and S. Wang (2009a), Modeling of outer radiation belt electrons by multidimensional diffusion process, J. Geophys. Res., 114, A03,201, doi: 10.1029/2008JA013580
- Xiao, F., T. Tian, L. Chen, Z. Su, and H. Zheng (2009b), Evolution of ring current protons induced by electromagnetic ion cyclotron waves, Chinese Phys. Lett., 26, 119,401, doi: 10.1088/0256-307X/26/11/119401
- Zheng, H., Z. Su, and M. Xiong (2008), Pitch angle distribution evolution of energetic electrons by whistler-mode chorus, Chinese Phys. Lett., 25, 3515–3518, doi: 10.1088/0256-307X/25/9/113