

上游太阳风中高能电子向 同步轨道区的传输

刘小龙¹ 赵 华² C. T. Russell³ 濮祖荫¹ 刘振兴²

¹(北京大学地球物理系 北京 100871)

²(中国科学院空间科学与应用研究中心)

³(Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles)

摘 要

通常认为, 同步轨道区的电子通量增加是由于磁暴或者上游太阳风高速流的扰动所引起. 近来的观测表明, 起源于太阳活动的行星际高能电子也是引起同步轨道电子通量增加的重要原因之一. Zhao 等在研究 2000 年 7 月 14 日太阳剧烈活动时发现, 同步轨道区相对论电子通量巨幅增加时没有观察到上游太阳风高速流的扰动, 并且磁暴发生在电子通量事件之后. 采用解析磁场模型和实际磁场模型 (T96 模型) 模拟来自太阳的相对论电子在磁尾中的运动特性. 计算结果表明, 当行星际磁场南向时, 进入到磁尾的行星际相对论电子可以从较远的磁尾区域运动到同步轨道区域. 这一研究结果从理论上论证了起源于太阳活动的高能电子可以对同步轨道区相对论电子通量的增加产生重要的作用.

关键词 上游太阳风; 地球同步轨道; 相对论电子; 数值模拟

1 引言

地球同步轨道区是许多应用卫星运行的重要区域, 大的太阳活动爆发会造成近地空间环境的剧烈扰动, 耀斑爆发及日冕物质抛射事件会引起地球磁层、电离层以及高层大气的较大扰动, 使许多科学探测卫星的工作及短波通信受到较大的干扰. 2000 年是太阳活动的高峰年, 期间不断有大的太阳活动爆发, 特别是 2000 年 7 月 14 日太阳发生了自 1989 年 3 月以来最强的一次耀斑爆发活动. 太阳耀斑爆发伴随的高能质子会造成航天器上的微电子器件产生总剂量效应、单粒子效应, 使卫星上的计算机产生错误指令或者使存储器锁定, 这会给卫星的安全运行带来极大的危害. 同样, 相对论电子也是造成同步轨道卫星计划失败或者发生故障的重要原因之一. 经过大量的观测和研究, 人们认识到同步轨道区相对论电子通量是多变的, 而且变化的动态范围也相当大, 经常出现几个量级的通量增加, 时间尺度可以持续一天等^[1]. 人们已提出两种机制来解释同步轨道区相对论电子的变化. 第一种是磁暴产生的相对论电子通量快速变化^[2]; 第二种是同步轨道区相对论电子通量的变化与一天前的太阳风流速有很好的相关性^[3], 这种相关性可能是由于太阳风流速的变化扰动磁层, 驱动内磁层辐射带的相对论电子沿径向扩散到同步轨道区.

近来一些观测结果则显示, 当行星际磁场南向时, 地球同步轨道区的相对论电子通量的增加与上游太阳风中的电子通量增加是直接相关的. 而在这一段时间里, 太阳风动压及

2002-04-26 收到原稿, 2003-03-12 收到修定稿

太阳风流速的扰动是很小的, 并且磁暴发生时间滞后于电子通量事件^[4]. 这表明除了磁暴和太阳风高速流扰动以外, 上游太阳风中相对论电子也是影响同步轨道区相对论电子通量增加的重要因素之一.

认识这一新机制, 对研究同步轨道区相对论电子通量变化的空间环境有着重要的科学意义及广泛的应用价值. 我们认为, 当行星际磁场南向时, 上游太阳风中的高能电子随着向阳面磁层顶磁场重联及磁通量传输而运动到磁尾中. 磁尾中的重联过程将形成含有相对论电子的闭合磁力线并朝着地球方向漂移^[5]. 磁尾电流片附近的相对论电子其回旋半径与此区域的磁力线曲率半径相当, 电子不再保持磁距 μ 守恒, 相对论电子在磁尾电流片附近的运动轨道具有一些随机 (stochastic) 特性^[6]. 相对论电子能够快速地从磁尾进入同步轨道区. 本文主要是通过理论计算和数值模拟, 研究相对论电子从较远的磁尾区域向同步轨道区的运动过程.

2 物理模型

为解析分析相对论电子在磁尾中的轨道特性, 我们采用依赖于 x 的解析磁场模型^[7]:

$$A_y(x, z) = -B_0 l \ln \left\{ \frac{\cosh \left[F(x) \frac{z}{l} \right]}{F(x)} \right\}, \quad A_x = A_z = 0. \quad (1)$$

$$F(x) = \left(1 - \frac{\varepsilon x}{l\alpha} \right)^{-\alpha}, \quad \alpha = 0.6, \varepsilon = 0.05, l = 0.5R_e.$$

$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$ 是磁矢势. $F(x)$ 是由 Zwingmann^[8] 通过数值拟合得到的平衡态磁尾模式. 磁尾磁场的形式为

$$B_x(x, z) = B_0 F(x) \tanh \left[F(x) \frac{z}{l} \right], \quad (2)$$

$$B_z(x, z) = -B_0 \frac{F'(x)l}{F(x)} \left\{ \left[F(x) \frac{z}{l} \right] \tanh \left[F(x) \frac{z}{l} \right] - 1 \right\}. \quad (3)$$

X, Y, Z 是 GSM 坐标系中的坐标. x, y, z 是相对于 GSM 做平移 ($x = X + 7, y = Y, z = Z$) 的坐标系. 这个磁场模型在电流片附近的磁尾磁力线位形如图 1 中线 2 所示. 在磁尾平面有

$$\begin{aligned} z &= 0, \\ B_x(x, 0) &= 0, \\ B_z(x, 0) &= B_0 \frac{F'(x)l}{F(x)} = \frac{B_0 \varepsilon}{1 - \varepsilon x / l\alpha}. \end{aligned} \quad (4)$$

相对论电子在磁尾磁场中哈密顿量为

$$H = \{ P_x^2 c^2 + P_z^2 c^2 + [P_y - qA_y(x, z)]^2 c^2 + m^2 c^4 \}^{1/2} + q\varphi(x, y, z). \quad (5)$$

$$\varphi(x, y, z) \equiv 0. \quad (6)$$

(6) 式可改写为

$$\frac{H^2 - m^2 c^4}{m^2 \gamma^2 c^2} = v_x^2 + v_z^2 + \frac{1}{m^2 \gamma^2} [P_y - q A_y(x, z)]^2.$$

$$P_x = m \gamma v_x, \quad P_z = m \gamma v_z, \quad P_y = m \gamma v_y.$$

相对论电子轨道的包络线由下面的方程所限定:

$$\frac{H^2 - m^2 c^4}{m^2 \gamma^2 c^2} - \frac{1}{m^2 \gamma^2} [P_y - q A_y(x, z)]^2 \geq 0, \quad (v_x^2 + v_z^2 \geq 0). \quad (7)$$

相对论电子在磁尾中 x - z 平面的运动范围为

$$\frac{H^2 - m^2 c^4}{c^2} - [P_y - q A_y(x, 0)]^2 \geq 0, \quad (8)$$

$$\frac{l\alpha}{\varepsilon} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{P_y - mc(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\alpha e B_0 l} \right] \right\} \geq x \geq \frac{l\alpha}{\varepsilon} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{P_y + mc(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\alpha e B_0 l} \right] \right\}. \quad (9)$$

相对论电子的运动方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} &= \frac{P_x}{m\gamma}, \\ \frac{\partial y}{\partial t} &= \frac{P_y - q A_y(x, z)}{m\gamma}, \\ \frac{\partial z}{\partial t} &= \frac{P_z}{m\gamma}, \\ \frac{\partial P_x}{\partial t} &= \frac{q}{m\gamma} \frac{\partial A_y(x, z)}{\partial x} [P_y - q A_y(x, z)], \\ \frac{\partial P_z}{\partial t} &= \frac{q}{m\gamma} \frac{\partial A_y(x, z)}{\partial z} [P_y - q A_y(x, z)], \\ \frac{\partial P_y}{\partial t} &= \text{const} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

磁尾中的电子能否到达同步轨道区, 主要决定于在 x - z 平面沿 x 方向的运动区域, 即

$$\frac{l\alpha}{\varepsilon} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{P_y - mc(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\alpha e B_0 l} \right] \right\} \geq x.$$

经过计算, 发现初始能量在 3 MeV 的电子从 $X = -18R_e$ 的磁尾电流片附近出发即可以到达距离地心 $X = -6.6R_e$ 范围内. 图 1 中①为轨道包络线, ②为磁尾磁力线, ③为电子运动的轨道 (在里外两条轨道包络线之间呈不规则螺线管状的曲线). 从图 1 中可以看出, 电子在依赖于 x 的磁尾磁场中主要是做沿磁力线的回旋和弹跳运动. 在 $z = 0$ 的附近电子轨道出现了一些混沌效应. 电子运动的包络线也大致是沿着磁力线. 根据 Burkhardt^[6] 的研究, 这种理论磁场模型适用于描述地球磁尾磁场的判据是 $\Delta \ll L_x$, $\rho_n \ll L_x$, (Δ 是电子在 x 方向的特征漂移尺度, ρ_n 是电子相对于磁场的 $B_n(B_z)$ 分量的回旋半径, L_x 是磁场在 x 方向的特征尺度), $L_x(x, z = 0) = B_0 l / 2 B_n(x)$, $L_x(x, |z| \rightarrow \infty) = F(x) / F'(x) = B_0 l / B_n(x)$, $B_n(x) = B_z(x, 0)$. 在 ρ_n 和 L_x 的比较中, 可以认为在整个电流片中

$$L_x \approx B_0 l / 2 B_n(x),$$

$$\rho_n = m\sqrt{v^2 - v_z^2}/eB_n(x),$$

$$\Delta \approx D_{ex1}L_z/2B_n.$$

对于我们的计算所采用的磁场, 将电子初始条件及磁场参数代入后发现满足 Burkhardt 判据^[6]. 所以, 这个磁场模型适于用来描述地球磁尾. 当然, 这只是用来比较粗略地描述电子运动的物理图像. 为了更加精确地说明问题, 我们用更加贴近实际的磁场模型——Tsyganenko^{[10]–[12]}的 T96 模型来模拟电子的运动.

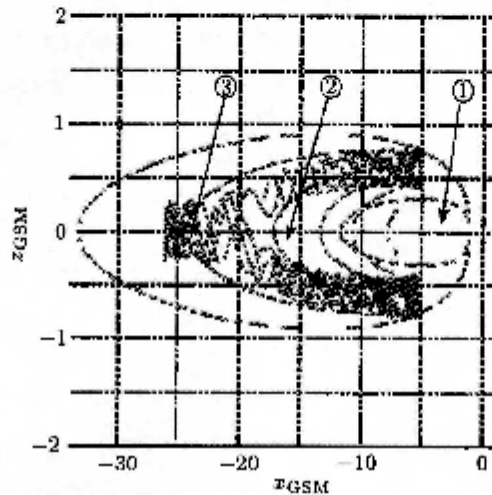


图 1 电子轨道在 $x-z$ 平面的投影以及运动轨道的包络线、磁力线

Fig.1 The line ① means the envelope of the orbits, and line ② (the group of six tint lines) for magnetic field lines in the tail. Relativistic electron orbit in $x-z$ plan is line ③

在这个磁场模型下电子的运动方程为

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{\partial X}{\partial t}, \quad V_y = \frac{\partial Y}{\partial t}, \quad V_z = \frac{\partial Z}{\partial t}, \\ m\gamma \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} &= e\mathbf{V} \times \mathbf{B}, \\ m\gamma \frac{\partial V_x}{\partial t} &= eV_y B_z - eV_z B_y, \\ m\gamma \frac{\partial V_y}{\partial t} &= eV_z B_x - eV_x B_z, \\ m\gamma \frac{\partial V_z}{\partial t} &= eV_x B_y - eV_y B_x, \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{aligned} \quad (11)$$

3 数值计算与结果分析

我们采用四阶标准龙格-库塔算法来解这个方程, 计算所用的时间步长是 10^{-5} s. 电子每行进一步, 用 T96 磁场模型计算一次磁场值, 再返回迭代. 计算结果表明, 能量为 4.6 MeV 的电子从距地心 $18 R_e$ 的中磁尾向地心运动, 在计算误差允许的范围内可以到达地球同步轨道区域. 如图 2(a), (b) 所示 (所有的计算参数都是宁静太阳无磁暴情况). 图 2(a), (b) 分别是不同的角度显示相对论电子在磁尾中的轨迹. 图中①平行于地球赤道平面的圆周线为地球同步轨道; ②为一组六条连接地球南北极的磁力线; 绕成一团呈不规则轨迹的线③为电子运动轨道. 为简单起见, 我们仅考虑电子在磁场中的运动, 而忽略越尾电场力对电子的作用, 如果计及电场力的作用, 则电子更容易到达同步轨道.

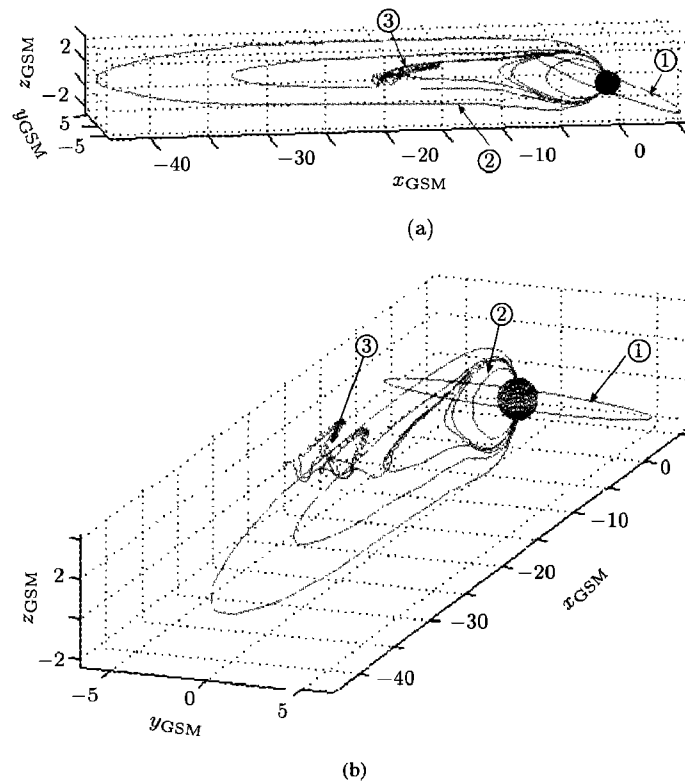


图 2 从不同的角度显示相对论电子在磁尾中的轨迹

Fig.2 The relativistic electron orbit presented in the magnetotail region from the different view angles

从图 2(a) 中可以看到, 在电流片以外电子沿磁力线回旋, 到达磁镜点开始反弹. 但是在电流片附近, 电子轨道出现混沌效应, 这是由于电子在电流片附近的回旋半径与闭合磁力线的曲率半径之比接近 1. 相对论电子的运动不再是绝热的, 电子磁矩不再守恒.

4 讨论与小结

无论是采用较简单的解析磁场还是更为实际的 T96 磁场模型, 我们都可以看出具有较高能量的相对论电子可以从地球的中磁尾直接运动到地球同步轨道区域。

注意到在发生相对论电子通量增加时行星际磁场是南向的。我们认为向阳面磁层顶磁场重联在电子传输过程中起到了重要的作用。当行星际磁场南向时, 地球磁尾处于开磁力线状态, 起源于日冕的电子则会注入到磁尾中。磁尾中的重联过程将形成含有相对论电子的闭合磁力线并向地球方向漂移, 相对论电子能够很快从磁尾进入地球同步轨道。

我们定量计算了相对论电子从磁尾进入同步轨道的过程。计算结果表明, 在行星际磁场南向时从上游太阳风进入磁尾的高能电子, 能够从较远的磁尾区域进入到同步轨道区。这从理论上说明了起源于日冕活动的高能电子具有快速产生同步轨道区相对论电子通量巨幅增加的可能性。定性地论证了 Zhao 等^[4]提出的太阳风中高能电子进入同步轨道区的解释具有其合理性。在这项工作中, 我们只讨论了特定能量的相对论电子以特定的投射角在磁尾的运动轨道及向同步轨道区的漂移。电子的初始投射角在决定电子能否进入同步轨道区中并不起重要作用。电子的反弹运动使电子的投射角不断产生随机变化。对其他能量的情况, 我们将在今后的工作中详细论述。

参 考 文 献

- [1] Baker D N, Blake J B, Callis L B *et al.* Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX. *Geophys. Res. Lett.*, 1994, **21**:409—412
- [2] Li X, Baker D N, Temerin M *et al.* Are energetic electrons in the solar wind the source of the outer radiation belt. *Geophys. Res. Lett.*, 1997, **24**:923—926
- [3] Paulikas G A, Blake J B. Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the synchronous orbit, Quantitative Model of Magnetospheric Processes, 21 *Geophys. Monograph Series*, 1979
- [4] Zhao H, Zhu G W, Wang S J, Gao Y F, Liu Z X. Relativistic electron flux enhancement at synchronous orbit during SEP events. *Sci. China (Series C)*, 2002, **45**:399—408
- [5] Hughes W J. The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection. In: *Introduction to Space Physics*. Kivelson M G, Russell C T ed., Cambridge University Press, 1995
- [6] Burkhart, Grant R, James Chen. Particle motion in x-dependent Harris-like magnetotail models. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A1):89—97
- [7] Schindler K. A self-consistent theory of the tail of the magnetosphere. In: McCormac B M ed., *Earth's Magnetospheric Process*, Hingham Massachusetts: D. Reidel, 1972. 200—231
- [8] Zwingmann W. Self-consistent magnetotail theory: Equilibrium structures including arbitrary variation along the tail axis. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**:9 101—9 108
- [9] Tsyganenko N A, Stern D P. A new-generation global magnetosphere field model, based on spacecraft magnetometer data. *ISTP Newsletter*, 1996, **6**(1):21—24
- [10] Tsyganenko N A. Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 1995, **100**: 5 599—5 612
- [11] Tsyganenko N A, Peredo M. Analytical models of the magnetic field of disk-shaped current sheets. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:199—205

TRANSPORT OF RELATIVISTIC ELECTRONS FROM UPSTREAM SOLAR WIND INTO GEO-SYNCHRONOUS ORBIT

LIU Xiaolong¹ ZHAO Hua² C.T. Russell³ PU Zuyin¹ LIU Zhenxing²

¹(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

²(Center for Space and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences)

³(Institute of Geophysics and Planetary Physics, UCLA)

Abstract

A new mechanism is brought forward to explain the tremendous relativistic electron flux enhancement events at the geo-synchronous orbit. There have been two explanations advanced before. The first theory says that the magnetic storms cause the relativistic electron flux enhancement events; according to the second one, it is the disturbance of the higher velocity branch of the solar wind that results in the events. However, in the events starting on July 14, 2000, which were studied, there had no evident disturbance of the velocity of the solar wind and the magnetic storms lagged behind the relativistic electron flux enhancement. In the present paper, we separately simulate the motions of the relativistic electrons in the x -dependent Harris-like equilibrium model and a more realistic magnetic model—T96 Model of Tsyanenko. According to the results of numerical simulation, we suggest that: when the IMF directed southward, the magnetic re-connection occurred at the dayside magnetopause. Therefore, the relativistic electrons can move to the magnetotail from the dayside magnetopause, then the electrons reached the geo-synchronous orbit from the tail region by stochastic motion in the current sheet.

Key words Relativistic electron, Solar wind, Magnetic storm, IMF, Geo-synchronous orbit, Numerical simulation