0254-6124/2014/34(6)-794–08 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Meng Xuejie, Cao Jinbin, Wang Tieyan, Ma Yuduan. Nonadiabatic acceleration of protons in the near-earth magnetotail during substorm dipolarization (in Chinese). *Chin. J. Space Sci.*, 2014, **34**(6): 794-801, doi:10.11728/cjss2014.06.794

亚暴偶极化中近地磁尾质子的非绝热加速 *

孟雪洁 曹晋滨 王铁砚 马玉端

(北京航空航天大学宇航学院 北京 100191)

摘 要 亚暴偶极化过程中离子加速是亚暴粒子注入的重要产生机制. 通过试验粒子的方法模拟研究了亚暴偶极化期间磁尾等离子体片 $-8\,R_{\rm e}$～$-5\,R_{\rm e}$ 处超低频电磁波对质子的加速过程. 研究表明, 质子在大尺度偶极化电磁场的作用下向内磁层注入, 与质子回旋频率相近的超低频电磁波能够引起低能质子发生非绝热加速. 质子在偶极化前后的能量变化与质子的初始能量密切相关, 初始能量远小于截止能量的质子, 末能量要比初始能量显著增加, 其值与扰动波频率相关, 且量级与偶极化造成的低能氧离子能量增加量级基本相当; 初始能量在截止能量以上的质子受超低频电磁波影响不大, 注入过程能量基本保持不变.

关键词 亚暴, 磁场偶极化, 非绝热加速

中图分类号 P 352

Nonadiabatic Acceleration of Protons in the Near-earth Magnetotail during Substorm Dipolarization

MENG Xuejie CAO Jinbin WANG Tieyan MA Yuduan

(*School of Astronautics, Beihang University, Beijing* 100191)

Abstract Using test particle simulation, the acceleration of $-8\,R_{\rm e} \sim -5\,R_{\rm e}$ magnetotail protons is studied during substorm-associated dipolarization events. The effects of the ultra-low frequency waves on the proton acceleration process in the vicinity of equatorial plane are investigated. It is shown that particles are injected earthward during dipolarization. Protons with relatively low initial energies may not conserve their magnetic moment, and they are nonadiabatically accelerated by the electromagnetic wave whose frequency is close to the proton gyrofrequency. In addition, the final energies of the particles after the event are related to its initial energies at the dipolarization onset. For the protons whose initial energies are much lower than the cutoff energy, their energies are increased significantly after the event. The particles' energy increase have the same order of magnitude with the O^+ ions' in the dipolarization process, and it is related to the electromagnetic wave frequencies. However, for the protons whose initial energies are higher than the cutoff energy,

* 国家自然科学基金项目 (40931054, 41174141, 40904042) 和国家重点基础研究发展计划项目 (2011CB811404) 共同资助

2013-11-28 收到原稿, 2014-04-09 收到修定稿

E-mail: mxj1007@126.com

their final energy level is not influenced by the wave and the energies are stable during the injection.

Key words Substorm, Dipolarization, Nonadiabatic acceleration

0 引言

磁层亚暴是地球空间重要的能量释放和耗散过程, 会引起近地空间剧烈扰动, 对在轨运行的航天器和空间通信危害极大. 亚暴膨胀相期间, 近地磁尾 ($-10\,R_{\rm e}$ 附近) 等离子体片尾向拉伸的磁力线迅速向偶极子磁力线转变, 磁场径向分量减小, 垂直磁赤道面的 B_z 分量增大. 这种现象被称为磁场偶极化过程 (Dipolarization)[1]. 亚暴磁场偶极化时常常可以观测到较强的昏向电场, 强度为几到几十 $\rm mV{\cdot}m^{-1}$[2], 同时还观测到在超低频到甚低频频率范围内的电磁扰动, 磁尾离子在垂直磁场方向能量增加, 向内磁层注入, 并伴随有强烈的等离子体对流 [3−5]. 以往研究表明, 偶极化期间注入内磁层的粒子能量远超出对流注入的粒子能量 [6−8]. Reeves 等 [9−10] 的研究认为, 在偶极化几分钟或更短的时间内, 近地磁尾几十到几百 keV 范围内的能量离子通量突然增加几个数量级, 这种能量离子注入在一定角范围内是无色散的, 表明能量离子来源于近地磁尾等离子体片. 质子加速注入的主要机制是磁场偶极化和强电场的当地作用, 而不是远磁尾重联造成的中性线加速 [11].

氧离子和质子是等离子体片中最主要的离子成分. 一些较早的观测研究认为, 偶极化期间等离子体片内氧离子通量及能量密度的增加比质子更为显著 [12−14]. Delcourt 等 [15] 根据近地磁尾偶极化磁场和感应电场, 模拟计算了氧离子在近地磁尾的运动. 研究表明, 由于磁场偶极化的时间尺度在几分钟左右, 与等离子体片 $-16\,R_{\rm e}\sim -6\,R_{\rm e}$ 处的氧离子回旋周期相当, 电磁场在氧离子回旋周期内变化显著, 离子的第一绝热不变量被破坏, 因而其运动是非绝热的. 这种非绝热过程能够造成氧离子能量的显著增加 (几十到几百 keV), 偶极化磁场产生的感应电场是造成氧离子非绝热加速的原因. 相比之下质子回旋周期较小, 注入过程是绝热的, 这解释了在一些观测结果中能量质子通量小于氧离子的现象. 在对赤道平面内不同初始相位的氧离子运动的模拟研究中, Delcourt 等 [16] 还发现氧离子注入过程中会发生相聚束 (Phase Bunching). 观测研究证实了上述氧离子加速的模拟结果. Nosé 等 [17] 对 1997 年 7 月 30 日一次亚暴期间 Geotail 卫星的磁尾氧离子能谱数据进行了分析, 发现观测数据与上述非绝热加速模拟结果相符. Jones 等 [18] 将亚暴时 IMAGE/HENA 的氧离子通量观测与 Delcourt 的模拟结果进行对比, 认为 Delcourt 等的方法能够很好给出偶极化期间氧离子的能量增加. Maha 等 [19] 以 THEMIS 卫星测量到的 2008 年 3 月 1 日亚暴期间磁尾 (x 为 $-15\,R_{\rm e}\sim -10\,R_{\rm e}$) 离子加速事件为基础, 利用 MHD 方法仿真研究了粒子在偶极化电场作用下的加速, 结果显示这次事件粒子加速可由磁尾赤道面内大尺度的磁场及电场与粒子发生的非绝热作用解释, 该结果与 Delcourt 等 [15] 的非绝热加速结论相同.

近年来随着可供研究的数据增多, 一些研究对更多的亚暴事件数据进行了统计 [20−21], 结果表明偶极化期间质子的非绝热加速也很明显. Ono 等 [20] 使用 Geotail 卫星 1995−2004 年的热离子谱仪 (STICS) 数据, 统计研究了偶极化时等离子体片内 9∼212 keV 的质子通量和氧离子通量, 与早期的结果不同, 研究表明在一些偶极化事件后质子能量密度大于氧离子能量密度. 文献 [20] 还研究了偶极化期间质子回旋频率附近磁场扰动强度与偶极化后质子能量密度的相关性, 认为前者产生的感应电场是造成质子加速的原因, 但质子经历的运动过程尚不清楚.

本文使用试验粒子的方法模拟偶极化期间近地磁尾质子在赤道平面附近加速注入的过程, 研究了质子能量增加机制, 重点对偶极化期间超低频波动对质子运动轨迹、磁矩、能量的影响进行分析, 给出了偶极化期间近地磁尾的电磁场模型及质子在赤道平面附近的运动情况并得到相应结果.

1 偶极化期间近地磁尾电磁场模型

为了模拟偶极化期间近地磁尾电磁场的变化过程, 本文在偶极化电磁场模型的基础上叠加了超低频电磁波动. 其中偶极化电磁场模型采用 Delcourt 等 [16] 建立的偶极化电磁场模型, 该模型能够给出亚暴膨胀相期间磁尾的偶极化磁场及其感应电场在偶

极化时间尺度上的变化. 该模型利用 Tsyganenko-89 (T-89) 地磁场模型计算偶极化开始及结束时空间各点的磁场, 假设偶极化过程是平稳发生的, 通过一个经验的五阶多项式描述磁场随时间的变化, 最终获得偶极化期间 t 时刻空间 $\boldsymbol{R}$ 处的磁场大小, 即

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{R},t)= \boldsymbol{B}(\boldsymbol{R})|_{t=t_0}+f(t)[\boldsymbol{B}(\boldsymbol{R})|_{t=t_1}-\boldsymbol{B}(\boldsymbol{R})|_{t=t_0}]. \quad (1)$$

其中, $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{R})|_{t=t_0}$ 为偶极化开始时任意一点磁场, 模拟计算时假设此时的磁场由 T-89 模型在 Kp 参数为 $(4_-,4_0,4_+)$ 下获得, $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{R})|_{t=t_1}$ 为偶极化结束时任一点磁场, 此时的磁场由 T-89 模型在 Kp 参数为 $(2_-,2_0,2_+)$ 下获得; $f(t)$ 为 t 的五阶多项式, 多项式系数由边界条件 $\boldsymbol{E}(0)=\boldsymbol{E}'(0)=\boldsymbol{E}(t)=\boldsymbol{E}'(t)=0$ 计算得出. 模型电场由时变磁场造成的感应电场及等离子体极化电场两部分组成, 偶极化期间 t 时刻空间 $\boldsymbol{R}$ 处的电场为

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{R},t)=\partial\boldsymbol{A}(\boldsymbol{R},t)/\partial t-\nabla\Phi_{\rm pol}(\boldsymbol{R}). \quad (2)$$

其中, $\boldsymbol{A}$ 为上述偶极化磁场矢势, $\Phi_{\rm pol}$ 为极化电场造成的电势降, 由磁场矢势对时间的偏导数沿着磁力线从空间任意一点 $\boldsymbol{R}$ 积分到电离层计算得出, 表达式如下:

$$\Phi_{\rm pol}(\boldsymbol{R},t)=-\int(\partial\boldsymbol{A}(\boldsymbol{R},t)/\partial t)\cdot\boldsymbol{b}\,{\rm d}s. \quad (3)$$

式中, $\boldsymbol{b}$ 为磁场的单位矢量. 对于时间尺度小于偶极化时间的电磁场扰动, Lui 等 [22] 曾在研究中指出, 亚暴膨胀相期间磁场除了经历大尺度的偶极化之外, 在磁尾电流片附近还存在强烈的磁场扰动, 扰动幅度与磁场大小相当. Ohtani 等 [23] 通过对亚暴期间 AMPTE/CCE 及 SCATHA 卫星测量数据的分析, 认为偶极化期间的磁场扰动没有明显的极性, 但其在地心太阳磁层坐标系 (GSM) 中 z 方向的分量大于其他分量, 时间序列分析表明该扰动具有周期特性, 其扰动周期为质子回旋周期的数倍. 本文采用一个平面磁声波来模拟这种扰动, 假设该扰动的波矢 $\boldsymbol{k}$ 与磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 方向垂直, 波的相速度由近地磁尾等离子体磁声波速给出 (温度 $T=20\,{\rm MK}$, 密度 $N=0.2\times10^6\,{\rm m^{-3}}$ 时约为 $1.2\times10^3\,{\rm km\cdot s^{-1}}$). 扰动磁场

$$\boldsymbol{B}_1=k\boldsymbol{v}_1\boldsymbol{B}_0/(2\pi f). \quad (4)$$

其中, $\boldsymbol{v}_1$ 为等离子体扰动速度, $\boldsymbol{B}_0$ 为未扰动磁场, f 为波频率. 扰动电场

$$\boldsymbol{E}_1=-\boldsymbol{v}_1\times\boldsymbol{B}_0. \quad (5)$$

其中, $\boldsymbol{v}_1$ 为等离子体扰动速度, $\boldsymbol{B}_0$ 为未扰动磁场. 模拟计算中采用 GSM 坐标系, 在 xy 平面内扰动波磁场方向为 z 方向, 在给定的扰动磁场强度下可以推导出扰动波电场.

一次典型的偶极化过程期间, 磁尾电磁场构型及等离子体片内位于 $(-7.5,0,0)\,R_{\rm e}$ 处的 P 点的电磁场变化如图 1 和图 2 所示. 图 1 反映了地磁活动较强时 $(Kp=4_-,4_0,4_+)$, 向 $-x$ 方向拉伸的近地磁尾磁力线构型 (虚线) 转变为地磁活动较弱时 $(Kp=2_-,2_0,2_+)$ 偶极场磁力线构型 (实线). 图 2 给出了该点在 60 s 的偶极化时间内, 大尺度电磁场变化及叠加了磁场强度 2 nT、电场强度 $3\,{\rm mV\cdot m^{-1}}$、频率为 0.1 Hz 的电磁扰动后的结果. 由图 2 可以看出, 磁场 z 分量由 28 nT 上升到 40 nT, 发生了偶极化过程, 晨昏电场 E_y 先增大后减小, 最大值为 $21\,{\rm mV\cdot m^{-1}}$. 这与 Aggson 等 [2] 的观测结果相符合.

在上述电磁场模型基础上, 本文采用试验粒子方法对赤道平面附近质子的运动情况进行研究, 模拟计算投掷角为 90° 的质子在 xy 平面内的二维运动. 在该平面内磁场扰动为 z 方向, 电场扰动为 y 方向, 波动传播方向为 x 方向. 在 xy 平面内质子的运动方程见式 (6) 和式 (7).

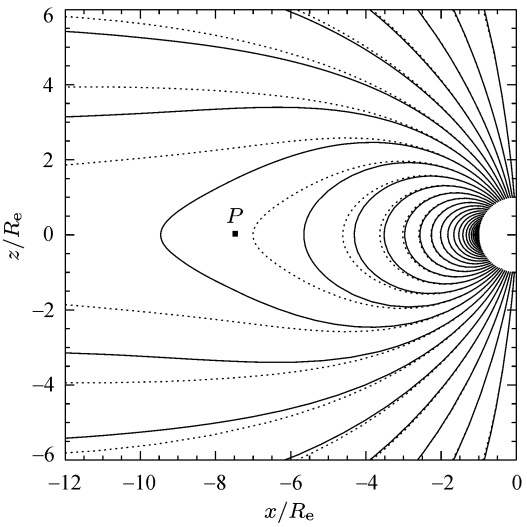


图 1 偶极化前 (虚线) 后 (实线)xz 平面磁力线构型

Fig. 1 Magnetic field lines in xz plane before dipolarization (dashed lines) and after dipolarization (solid lines)

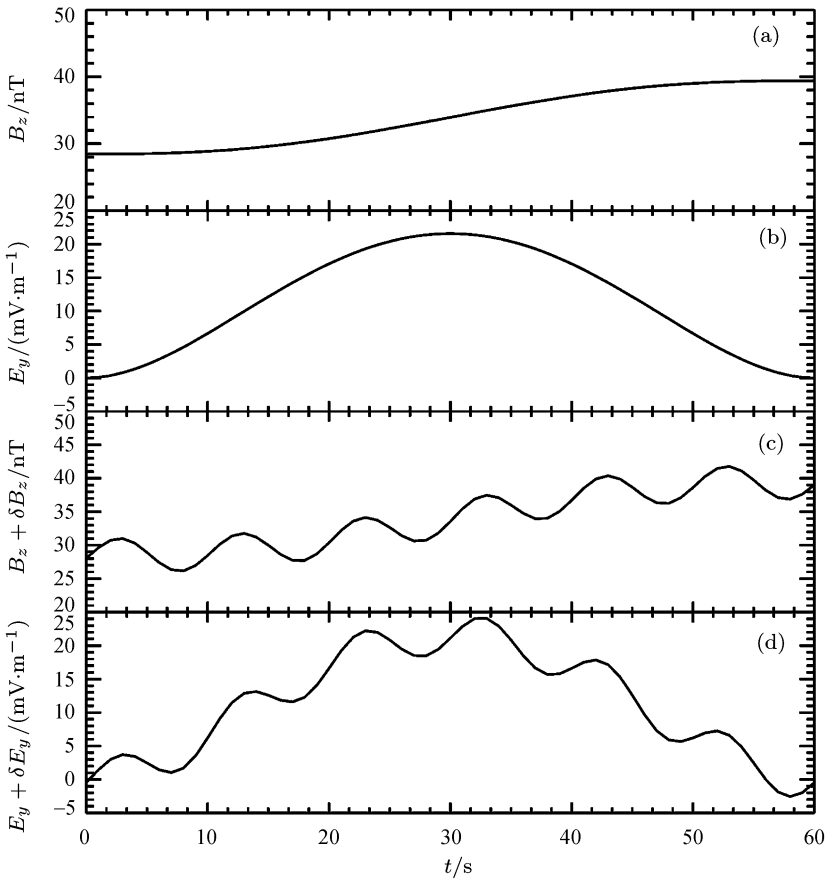


图 2　P 点 $(-7.5, 0, 0)\,R_\mathrm{e}$ 处电磁场随时间的变化. (a) (b) 为大尺度磁场 B_z 分量和电场 E_y 分量, (c) (d) 为叠加了超低频电磁波后的磁场 B_z 分量和电场 E_y 分量

Fig. 2　Electromagnetic field as a function of time at $P = (-7.5, 0, 0)\,R_\mathrm{e}$. (a) (b) B_z, E_y components of dipolarization timescale electromagnetic field, (c) (d) B_z, E_y components of dipolarization field with ultra-low frequency wave

$$\dot{V}_x = \omega_\mathrm{c} V_y, \tag{6}$$

$$\dot{V}_y = -qE/m - \omega_\mathrm{c} V_x. \tag{7}$$

其中, V_x, V_y 为离子速度的 x 和 y 分量; q, m 分别为质子电荷及质量; ω_c 为质子回旋角速度.

2　质子在偶极化期间的运动分析

2.1　大尺度偶极化电磁场作用下质子的运动

采用试验粒子方法, 这里首先分析没有超低频电磁波时, 在大尺度偶极化电磁场作用下质子的运动. 图 3 给出了初始能量为 1.0 keV 的质子在 xy 平面内的运动特征. 图 3(a) 为 xy 平面内质子运动轨迹. 偶极化开始前质子以 $(-7.5,\ 0,\ 0)\,R_\mathrm{e}$ 点为回旋中心在该平面内做回旋运动, 偶极化开始后 (0 s) 质子向内磁层快速注入, 同时向 y 方向漂移, 一分钟后注入到 $x = -5.8\,R_\mathrm{e}$ 附近, 随后质子在该处做回旋运动. 从图 3(b) (c) 可以看出, 在注入过程中质子的磁矩和能量随着其回旋运动不断震荡, 注入前后磁矩基本不变, 能量没有明显增加. 这与 Delcourt 等 [15] 的模拟结果是相符的. 近地磁尾质子的回旋周期为 1∼2 s, 与偶极化过程的时间尺度 (约一分钟) 相比小很多, 质子的注入过程是绝热的, 绝热运动中能量变化不大, 因此大尺度的偶极化电磁场不能解释该过程中质子能量的增加.

氧离子在大尺度偶极化电磁场作用下的运动与质子有明显区别. 图 4 给出了初始能量为 1.0 keV 的氧离子在 xy 平面内的运动特征. 偶极化开始前氧离子以 $(-7.5, 0, 0)\,R_\mathrm{e}$ 点为回旋中心在该平面内做回旋运动, 偶极化开始后氧离子迅速向内磁层注入, 第一

绝热不变量破坏, 磁矩发生明显变化, 最大值为初始磁矩的 10 倍以上. 氧离子能量变化明显, 偶极化后氧离子末能量在 3 keV 左右. Delcourt 等 [16] 的研究结果表明, 能量在 1 keV 以下, 初始回旋中心在 $x = -8\,R_e$ 附近的氧离子, 在与本文中相同强度的偶极化电磁场作用后末能量为几 keV 到十几 keV.

2.2 偶极化过程中电磁波对质子的加速作用

为研究扰动电磁波对质子的加速作用, 计算了波动磁场强度为 2 nT, 电场强度为 3 mV·m^{-1}, 频率分别在 0.1 Hz, 0.5 Hz, 1.0 Hz 的波动作用下, 初始能量为 0.1 keV 质子的运动过程. 如图 5(a)(b)(c) 所示, 偶极化开始前质子以 $(-7.5, 0, 0)\,R_e$ 点为引导中心在 xy 平面内做回旋运动, 偶极化后均注入到 $x = -5.8\,R_e$ 附近, 这是大尺度偶极化电磁场作用的结果. 如图 5(a)(d)(g) 所示, 对于频率为 0.1 Hz 的电磁场扰动, 质子在注入前后的磁矩和能量变化很小, 质子运动过程是绝热的. 频率为 0.5 Hz 的电磁场扰动能够使质子运动受到显著影响, 质子经历了非绝热加速过程. 如图 5(b)(e)(h) 所示, 偶极化开始后 10 s 内质子磁矩迅速上升并达到最大值, 约为初始磁矩的 31 倍, 最后稳定在初始磁矩的 10 倍, 同时其能量增加也很快, 偶极化结束时能量达到 6.0 keV. 在频率为 1.0 Hz 的电磁场扰动作用下, 质子也经历了非绝热加速, 末磁矩是初始磁矩的 10 倍左右, 末能量达到 3.0 keV 左右. 但磁矩和能量的增速较频率为 0.5 Hz 的情况小, 磁矩在偶极化开始后 25 s 才达到最大值, 如图 5(c)(f)(i) 所示.

0.5 Hz 和 1.0 Hz 的扰动波之所以能够引起质子能量快速增加, 是由于扰动波频率与质子在 xy 平面内的回旋频率相近, 质子运动的第一绝热不变量被破坏, 与波发生共振并加速. 0.1 Hz 的波由于与质子回旋频率相差太大, 在一个质子回旋周期内扰动场变化不大, 所以不能引起质子非绝热加速.

考虑质子初始能量对非绝热加速的影响, 模拟计

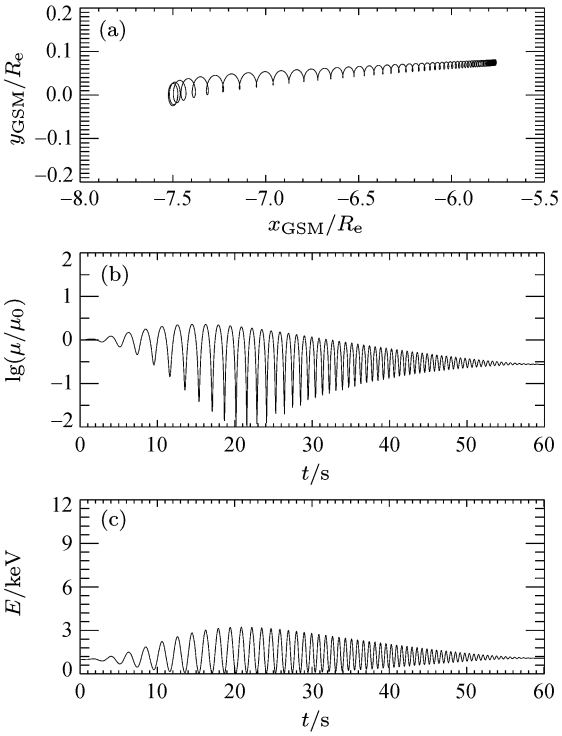


图 3 偶极化电磁场作用下初始能量为 1.0 keV 的质子运动过程. (a) xy 平面运动轨迹, (b) 磁矩与初始磁矩之比的对数值随时间的变化, (c) 能量随时间的变化

Fig. 3 Computed trajectory of proton with 1.0 keV initial energy in dipolarization timescale electromagnetic field. (a) trajectory in xy plane, (b) the logarithm ratio of magnetic moment and initial magnetic moment versus time, (c) energy versus time

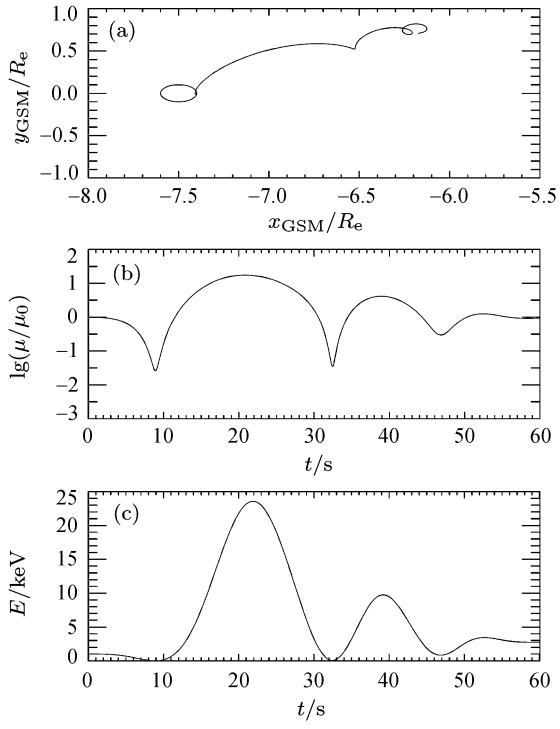


图 4 偶极化电磁场作用下初始能量为 1.0 keV 的氧离子运动过程. (a) xy 平面内运动轨迹, (b) 磁矩与初始磁矩之比的对数值随时间的变化, (c) 能量随时间的变化

Fig. 4 Computed trajectory of O^+ ion with 1.0 keV initial energy in dipolarization timescale electromagnetic field. (a) trajectory in xy plane, (b) the logarithm ratio of magnetic moment and initial magnetic moment versus time, (c) energy versus time

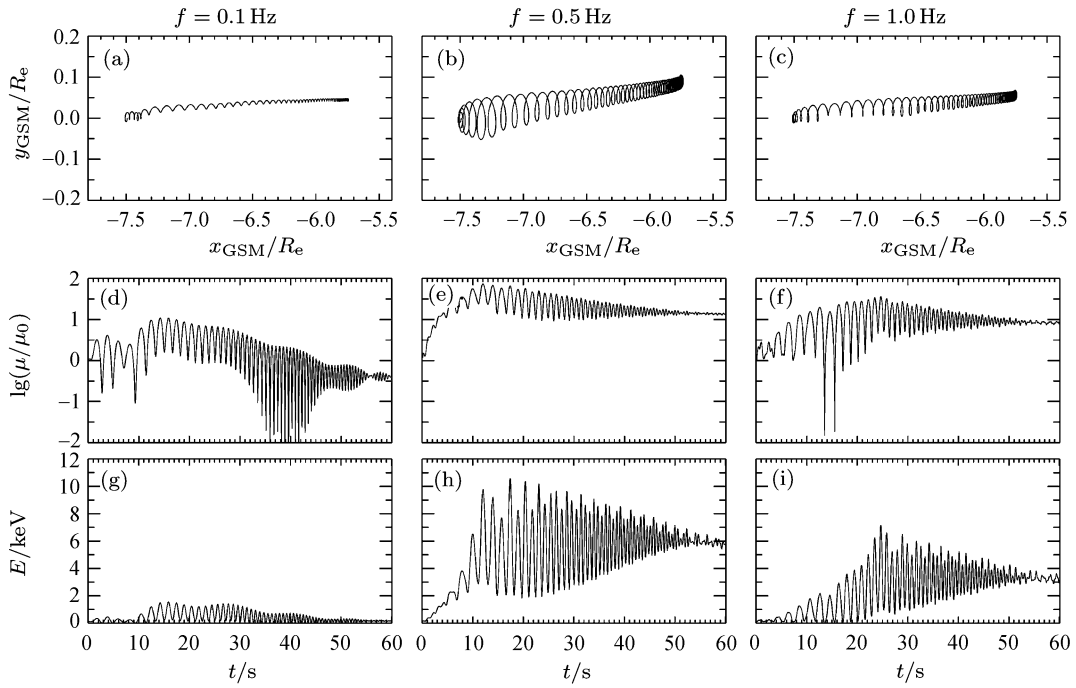


图 5 偶极化过程中大尺度电磁场及三种不同频率波动作用下初始能量为 0.1 keV 的质子运动过程. (a) (b) (c) xy 平面内运动轨迹, (d) (e) (f) 磁矩与初始磁矩之比对数值随时间的变化, (g) (h) (i) 能量随时间变化

Fig. 5 Computed proton trajectories of 0.1 keV initial energy in dipolarization field with ultra-low frequency wave of different frequencies. (a) (b) (c) trajectory in xy plane, (d) (e) (f) logarithm ratio of magnetic moment and initial magnetic moment versus time, (g) (h) (i) energy versus time

算频率为 0.1 Hz, 0.5 Hz, 1.0 Hz, 与图 5 相同强度的波动作用下, 初始能量分别为 1.0 keV, 10.0 keV 质子的加速情况, 结果如图 6 和图 7 所示. 从图中可以看到, 质子在初始时刻围绕 $(-7.5, 0, 0)\,R_e$ 做回旋运动. 偶极化后均注入到 $x = -5.8\,R_e$ 附近. 在相同频率波动作用下, 初始能量越大的质子在 y 方向漂移越大. 将图 5~7 对比可以看出, 在 0.1 Hz 波动作用下, 三种初始能量的质子磁矩在偶极化后均变化不大, 质子末能量与初始能量相比基本不变, 质子的运动是绝热的. 在 0.5 Hz 波动作用下, 质子磁矩及能量在偶极化开始前 10 s 内迅速变化并达到极值, 随后围绕一个定值上下波动. 初始能量为 0.1 keV 和 1.0 keV 的质子在偶极化后能量增加, 末能量分别为 6.0 keV, 8.0 keV; 初始能量为 10.0 keV 的质子在偶极化后能量减小, 末能量为 5.0 keV. 三种情况的质子末能量具有相同量级. 在 1.0 Hz 波动作用下, 初始能量为 0.1 keV 和 1.0 keV 的质子磁矩及能量在 25 s 时达到极值, 末能量分别为 3.0 keV 和 4.0 keV, 具有相同量级; 初始能量为 10.0 keV 的质子磁矩及能量在偶极化前后基本不变.

从上述结果可以看出, (1) 扰动波频率对质子运动的影响很大, 0.5 Hz, 1.0 Hz 扰动波由于其频率与质子回旋频率相近, 可以造成质子非绝热运动, 而在 0.1 Hz 扰动波作用下质子运动是绝热的; (2) 质子的非绝热运动存在一个截止能量 E_c, 初始能量低于 E_c 的质子更容易受到扰动波的作用而发生非绝热运动, 例如在 1.0 Hz 的扰动波作用下, 初始能量为 0.1 keV 和 1.0 keV 的质子发生非绝热加速, 而 10.0 keV 的质子运动是绝热的; (3) 非绝热运动后低能质子能量明显增大, 不同初始能量质子末能量相差不大. 质子末能量与扰动波频率有关, 例如 0.5 Hz 扰动波作用下质子末能量为 5.0~8.0 keV, 1.0 Hz 时为 3.0~4.0 keV; (4) 对于经历非绝热运动的质子来说, 根据时间可以将运动分为两个阶段. 在第一个阶段, 质子磁矩及能量迅速变化, 该阶段大约持续几个波动周期, 例如图 5~7 中扰动波频率为 0.5 Hz 时质子在前 10 s 内的运动以及扰动波频率为 1.0 Hz 时质子在前 25 s 内的运动, 期间电磁波动对质子的加速可直接影响其末能量的大小; 在第二个阶段, 质子磁矩及能量围绕一个定值波动, 直到偶极化结束.

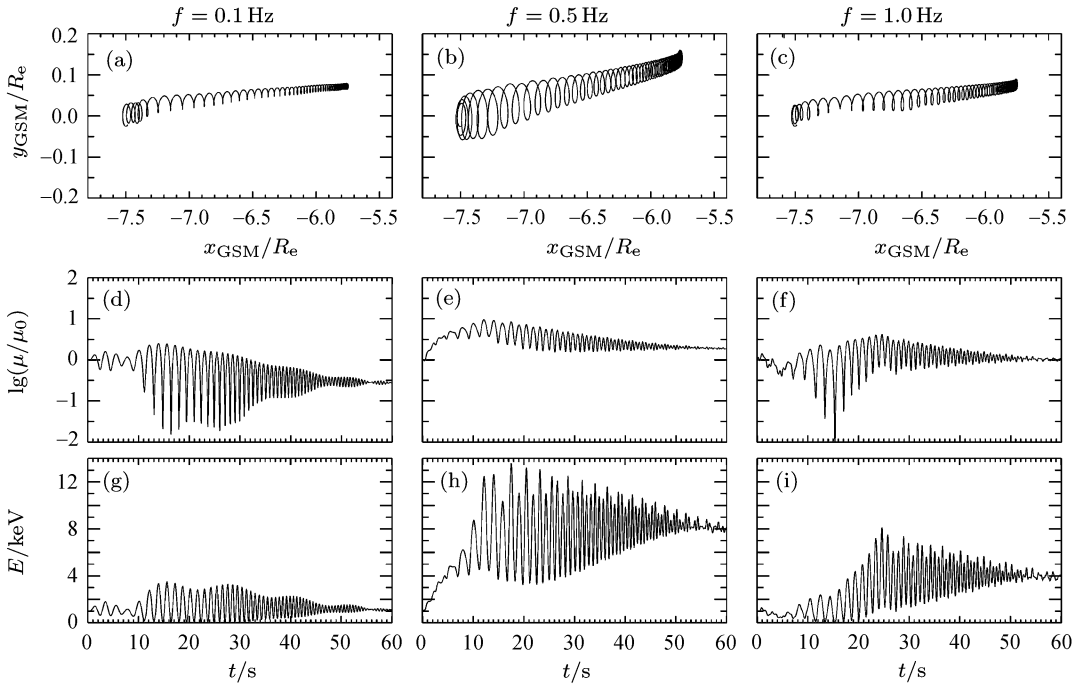


图 6 偶极化过程中大尺度电磁场及三种不同频率波动作用下初始能量为 1.0 keV 的质子运动过程. (a) (b) (c) xy 平面内运动轨迹, (d) (e) (f) 磁矩与初始磁矩之比对数值随时间的变化, (g) (h) (i) 能量随时间的变化

Fig. 6 Computed proton trajectories of 1.0 keV initial energy in dipolarization field with ultra-low frequency wave of different frequencies. (a) (b) (c) trajectory in xy plane, (d) (e) (f) logarithm ratio of magnetic moment and initial magnetic moment versus time, (g) (h) (i) energy versus time

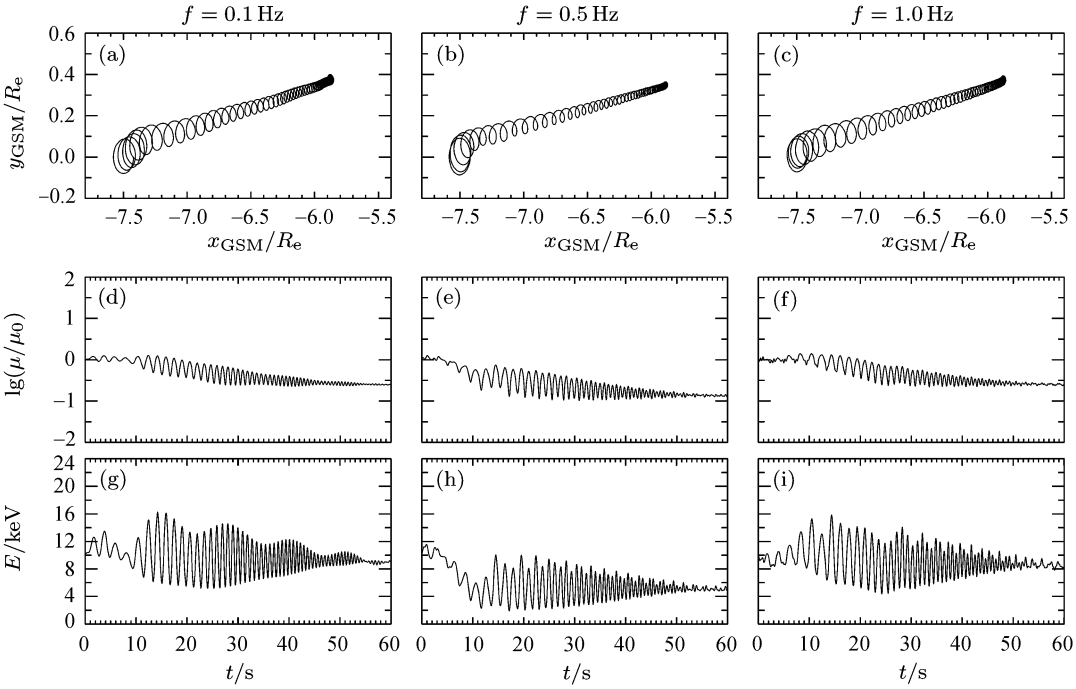


图 7 偶极化过程中大尺度电磁场及三种频率波动作用下初始能量为 10.0 keV 的质子运动过程. (a) (b) (c) xy 平面内运动轨迹, (d) (e) (f) 磁矩与初始磁矩之比的对数值随时间变化, (g) (h) (i) 能量随时间变化

Fig. 7 Computed proton trajectories of 10.0 keV initial energy in dipolarization field with ultra-low frequency wave of different frequencies. (a) (b) (c) trajectory in xy plane, (d) (e) (f) the logarithm ratio of magnetic moment and initial magnetic moment versus time, (g) (h) (i) energy versus time

3 结论

亚暴偶极化期间近地等离子体片中质子向内磁层注入, 与质子回旋频率相近的电磁扰动可以破坏质子的第一绝热不变量, 使其磁矩增加并发生非绝热加速. 通过对 xy 平面内投掷角 90° 质子运动的模拟计算, 可以得到以下结论.

(1) 电磁波对质子非绝热加速的影响. 偶极化过程中, 质子回旋频率附近的电磁波动可以造成低能质子非绝热加速, 其能量在偶极化开始后迅速上升. 当波动的磁场强度为 2 nT, 电场强度为 3 mV·m^{-1}, 频率为 0.5 Hz 时, 初始能量为 0.1∼10.0 keV 的质子末能量大小相近, 最大值为 8.0 keV, 这与偶极化中低能氧离子的能量增加在同一量级 [15].

(2) 初始能量对质子非绝热加速的影响. 在回旋频率附近的电磁波作用下, 不同初始能量的质子是否经历非绝热运动, 与截止能量 E_c 的大小有关, E_c 大小受扰动波频率影响. 依据质子初始能量与 E_c 的大小关系, 其能量增加可以分为两种情况. 初始能量小于 E_c 时, 质子发生非绝热运动, 低能质子能量显著增加, 高能质子能量减小, 最终的末能量具有相同量级, 其大小与扰动波频率有关; 初始能量大于 E_c 时, 整个过程质子能量基本不变.

参考文献

[1] McPherron R L. Magnetospheric substorms [J]. *Rev. Geophys.*, 1979, **17**(4):657-681

[2] Aggson T L, Heppner J P, Maynard N C. Observations of large magnetospheric electric fields during the onset phase of a substorm [J]. *J. Geophys. Res.*, 1983, **88**(A5):3981-3990

[3] Lui A T Y, McEntire R W, Krimigis S M, *et al.* Acceleration of energetic oxygen ($E > 137$ keV) in the storm-time ring current [J]. *Geophys. Monogr. Ser.*, 1986, **38**:149-152

[4] Lui A T Y, Lopez R E, Krimigis S M, *et al.* A case study of magnetotail current sheet disruption and diversion [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1988, **15**(7):721-724

[5] Lopez R E, Lui A T Y, Sibeck D G, *et al.* On the relationship between the energetic particle flux morphology and the change in the magnetic field magnitude during substorms [J]. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**(A12):17 105-17 119

[6] Fälthammar C G. Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation [J]. *J. Geophys. Res.*, 1965, **70**(11):2503-2516

[7] Schulz M, Eviatar A. Diffusion of equatorial particles in the outer radiation zone [J]. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**(9):2182-2192

[8] Pellinen R J, Heikkila W J. Energization of charged particles to high energies by an induced substorm electric field within the magnetotail [J]. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**(A4):1544-1550

[9] Reeves G D, Belian R D, Fritz T A. Numerical tracing of energetic particle drifts in a model magnetosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A8):13 997-14 008

[10] Reeves G D. New perspectives on substorm injections [J]. *Astrophys. Space Sci. Libr.*, 1998, **238**:785-790

[11] Birn J, Thomsen M F, Borovsky J E, *et al.* Characteristic plasma properties of dispersionless substorm injections at geosynchronous orbit [J]. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**(A2):2309-2324

[12] Daglis I A, Paschalidis N P, Sarris E T, *et al.* Statistical features of the substorm expansion-phase as observed by the AMPTE/CCE spacecraft [J]. *Magnetosp. Subst.*, 1991, **64**:323-332

[13] Daglis I A, Livi S, Sarris E T, *et al.* Energy density of ionospheric and solar wind origin ions in the near-Earth magnetotail during substorms [J]. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**(A4):5691-5703

[14] Nosé M, Lui A T Y, Ohtani S, *et al.* Acceleration of oxygen ions of ionospheric origin in the near-Earth magnetotail during substorms [J]. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A4):7669-7677

[15] Delcourt D C, Sauvaud J A, Pedersen A. Dynamics of single-particle orbits during substorm expansion phase [J]. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**(A12):20 853-20 865

[16] Delcourt D C, Sauvaud J A, Moore T E. Phase bunching during substorm depolarization [J]. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**(A11):24 313-24 324

[17] Nosé M, Ohtani S, Lui A T Y, *et al.* Change of energetic ion composition in the plasma sheet during substorms [J]. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A10):23 277-23 286

[18] Jones S T, Fok M C, Brandt P C. Modeling global O^+ substorm injection using analytic magnetic field model [J]. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(A11), doi:10.1029/2006JA-011607

[19] Ashour Abdalla M. The study of non-linear acceleration of particles during substorms using multi-scale simulations [C]//AIP Conference Proceedings. Halkidiki, Greece: American Institute of Physics, 2011, **1320**:196

[20] Ono Y, Nosé M, Christon S P, *et al.* The role of magnetic field fluctuations in nonadiabatic acceleration of ions during depolarization [J]. *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**(A5), doi:10.1029/2008JA013918

[21] Nosé M, Ono Y, Christon S P, *et al.* Revisiting the role of magnetic field fluctuations in nonadiabatic acceleration of ions during depolarization [J]. *J. Geophys. Res.*, 2012, **117**(A2), doi:10.1029/2012JA017518

[22] Lui A T Y. Current disruption in the Earth's magnetosphere: Observations and models [J]. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**(A6):13 067-13 088

[23] Ohtani S, Takahashi K, Higuchi T, *et al.* AMPTE/CCE-SCATHA simultaneous observations of substorm-associated magnetic fluctuations [J]. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A3):4671-4682