磁尾等离子体团型结构的数值模拟*

杜　艰　金曙平

(中国科学技术大学地球与空间科学学院　合肥 230026)

摘　要

考虑横越磁尾不同区域的数密度与离子温度的分布特点，取宁静磁尾温度、密度呈同样形态的非均匀分布，作为模拟计算的初态，对初始 B_y 为不同分布的 3 个算例作模拟计算. 数值结果展示了 3 类磁结构的演化特征. 考察磁尾中性片一个给定点的磁场变化，做出 3 个算例典型事件的磁场矢端图. 它们从另一个侧面展示了磁尾通量绳型等离子体团、具有复杂闭合磁力线位形类似于 "闭合环" 的等离子体团，以及二维 "磁岛" 型等离子体团的特点. 观测表明，多数磁尾等离子体团为具有强核心场的通量绳结构. 通过跟踪一个通量绳型等离子体团的发展，作出等离子体团各方向速度与磁场强度随 x 演化的曲线. 其中，v_x 与磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 在近尾至中尾的计算值与 Geotail 卫星资料统计分析结果大致相符. 此外，与 Jin 等取初始温度为均匀分布的计算结果相比，本文给出的通量绳型等离子体团，其内温度较高、密度较低，与资料分析结果的偏离也随之减小.

关键词　初始温度和密度的非均匀分布；磁场矢端图；通量绳型等离子体团

1　引言

卫星观测表明 [1]–[3]，磁尾等离子团与地磁亚暴活动密切相关，亚暴事件中储存于磁尾的能量有时通过多重等离子体团的发射而逐渐释放. Ieda 等 [4] 估计一个亚暴事件大约包含 1.8 个尾向抛射的等离子体团. 尾向传播的等离子体团表现为 ± 双极事件，其中大部分 B_z 双极信号伴随着 B_y 分量的增强. 这种磁结构具有强的核心场，核心场方向通常与行星际磁场 (IMF) B_y 分量的方向相同，其强度可以超过尾瓣区磁场强度，是一种具有通量绳核心的磁结构或者称为通量绳型等离子体团 [2],[5]. 有时也能观测到具有很小 B_y 分量，或者同时具有双极 B_y 与双极 B_z 信号的等离子体团. 它们被称为 "磁岛型" (magnetic island) 等离子体团，或被视为是一种类似于 "闭合环" 的等离子体团型磁结构 [6],[7]. 观测还表明 [8],[9]，磁尾 B_y 分量正比于行星际磁场 B_y 分量，并且亚暴期间磁尾 B_y 分量变化很大.

根据上述观测事实，金曙平等 [10]–[12] 以 3 类磁静平衡解为初态，取磁尾等离子体的初始温度为均匀分布，对亚暴期间磁尾动力学过程作二维三分量 MHD 模拟. 3 类算例的数值结果分别展示了通量绳型、类似于 "闭合环" 型以及 "磁岛型"3 类等离子体团的主要观测特征. 上述模拟研究以磁静平衡解为初态，模拟计算给出的 3 类磁结构均为高温、高密度区. 由于初态取温度为均匀分布，等离子体团内的温度峰值大约为 0.41 keV (约 4.8×10^6 K)、比观测值低得太多，而密度峰值约为 $0.73\,\mathrm{cm}^{-3}$，却大大高于观测值.

* 国家自然科学基金项目 (40174042)，双星重大基金项目，中国科学技术大学创新工程研究基金共同资助
2003-08-18 收到原稿，2004-01-02 收到修定稿

以上述模拟研究为基础，根据磁尾下游 20—30 R_e 处，横越磁尾不同区域磁场强度、数密度与离子温度的分布特点 [13]，在磁静平衡解的基础上，重新设定初态，取初始温度与密度为相同形态的非均匀分布，以体现磁尾中性片区域等离子体数密度与离子温度最高，经等离子体片温度与密度逐渐降低，在等离子体片边界层，数密度与离子温度明显低于中性片区域的分布特点. 本文对初始 B_y 分量呈不同分布的 3 个算例做模拟计算，数值结果展示了上述 3 类磁结构的观测特征，并且 3 个算例典型事件的矢端图还从另一个侧面展示了 3 类磁结构的特点. 资料分析 [14],[4] 表明磁尾等离子体团多数为通量绳型结构. 本文关于通量绳型等离子体团的 x 方向速度 v_x 及磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 的计算值与观测大致相符，而且其温度、密度的计算值与观测结果的偏离也得以明显改善.

2 计算模型

考虑直角坐标系下的二维问题， x 轴指向反地球方向， z 轴垂直于等离子体片指向北， y 轴与 x, z 轴组成右手坐标系 (晨-昏方向)，引进磁通量函数 $A(t,x,z)$，磁场强度可表示为

$$\boldsymbol{B}=\nabla\times(A\boldsymbol{e}_y)+B_y\boldsymbol{e}_y=\Big(-\frac{\partial A}{\partial z},B_y,\frac{\partial A}{\partial x}\Big). \tag{1}$$

假设初始时磁尾处于磁静平衡态，由磁静平衡方程可得

$$B_y(x,z)=B_y(A),\quad P(x,z)=P(A),$$

(P 为压强) 以及

$$\nabla^2A=-4\pi\frac{\mathrm{d}P^*(A)}{\mathrm{d}A}. \tag{2}$$

式中， $P^*(A)=P(A)+B_y^2(A)/8\pi$. 满足式 (2) 的磁通量函数可表示为

$$A(x,z)=B_\infty L_c\Big[\ln\cosh\Big(\frac{H(x)z}{L_c}\Big)-\ln H(x)\Big]. \tag{3}$$

式中， B_∞ 为 $x=0$, $z=L_z$ 处 B_x 的初值； $H(x)$ 为 x 的缓变函数，

$$H(x)=\Big(1.0+\frac{bx}{\nu L_c}\Big)^{-\nu}. \tag{4}$$

本文取 $b=0.018$, $\nu=0.6$, $L_c=2R_e$.

考虑到横越磁尾离子数密度与温度的分布特点，本文假设初始时 $\rho(x,z)$, $T(x,z)$ 具有相同变化趋势，由此选取满足 (2)、(3) 两式， 3 种不同的等离子体密度 $\rho(x,z)$、温度 $T(x,z)$ 和磁场 $B_y(x,z)$ 的分布作为初始条件.

【算例 1】

$$B_y=2\mathrm{nT},\quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}A}\Big(\frac{B_y^2}{2}\Big)=0. \tag{5}$$

$$\rho(x,z)=\rho_\infty\left\{1+\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{H(x)}{\cosh\Big(\dfrac{H(x)z}{L_c}\Big)}\right]^2\right\}^{1/2}. \tag{6}$$

$$T(x,z)=T_\infty\left\{1+\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{H(x)}{\cosh\left(\frac{H(x)z}{L_c}\right)}\right]^2\right\}^{1/2}. \tag{7}$$

【算例 2】

$$B_y(x,z)=\sqrt{(1-\alpha)}B_\infty\frac{H(x)}{\cosh\left(\frac{H(x)z}{L_c}\right)}. \tag{8}$$

$$\rho(x,z)=\rho_\infty\left\{1+\alpha\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{H(x)}{\cosh\left(\frac{H(x)z}{L_c}\right)}\right]^2\right\}^{1/2}. \tag{9}$$

$$T(x,z)=T_\infty\left\{1+\alpha\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{H(x)}{\cosh\left(\frac{H(x)z}{L_c}\right)}\right]^2\right\}^{1/2}. \tag{10}$$

α $(0<\alpha\leqslant 1)$ 为一常数因子，此算例中取 $\alpha=0.9$.

【算例 3】 引入磁场 B_y 分量的第 3 种分布，为了满足 $B_y(x,z)=B_y(A)$ 与 $P(x,z)=P(A)$ 的要求，假定有关的物理量仅是 z 的函数，亦即取 (4) 式的缓变函数 $H(x)=1$, 则此时磁通量函数 A、磁场 B_y 分量、等离子体密度 ρ 和温度 T 分别由下式给出：

$$A(x,z)=B_\infty L_c\left[\ln\cosh\left(\frac{z}{L_c}\right)\right], \tag{11}$$

$$B_y=\sqrt{\alpha}B_\infty\mathrm{th}\left(\frac{z}{L_c}\right), \tag{12}$$

$$\rho(x,z)=\rho_\infty\left\{1+\alpha\frac{P_c}{P_\infty}+\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{1}{\cosh\left(\frac{z}{L_c}\right)}\right]^2-\alpha\frac{P_c}{P_\infty}\mathrm{th}^2\left(\frac{z}{L_c}\right)\right\}^{1/2}, \tag{13}$$

$$T(x,z)=T_\infty\left\{1+\alpha\frac{P_c}{P_\infty}+\frac{P_c}{P_\infty}\left[\frac{1}{\cosh\left(\frac{z}{L_c}\right)}\right]^2-\alpha\frac{P_c}{P_\infty}\mathrm{th}^2\left(\frac{z}{L_c}\right)\right\}^{1/2}, \tag{14}$$

其中， α $(0<\alpha\leqslant 1)$ 为一常数因子，算例中取 $\alpha=0.04$.

在上述 3 个算例中， $P_\infty=RT_\infty\rho_\infty$, $P_c=RT_c\rho_c$, 且 $P_c=B_\infty^2/8\pi$. T_∞ 和 ρ_∞ 分别是初始时磁尾边界 ($z=L_z=20\,R_e$) 处的等离子体温度和密度， B_∞ 是 $x=0$, $z=L_z$ 处 B_x 的初值. 取 $T_\infty=3.32\times10^6\,\mathrm{K}$ (相当于 $0.286\,\mathrm{keV}$), $\rho_\infty=8.35\times10^{-26}\,\mathrm{g\cdot cm^{-3}}$(相当于离子数密度 $n_i=0.05\,\mathrm{cm^{-3}}$), $B_\infty=17.3\,\mathrm{nT}$, 特征速度 $v_0=\sqrt{RT_\infty}=234.3\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$. 对于算例 1 和 2, $B_c=0.578\,B_\infty=10\,\mathrm{nT}$ 为 $x=100\,R_e$, $z=L_z$ 处的初始磁场强度， Alfven 速度 $v_A=B_c/\sqrt{4\pi\rho_\infty}=976.2\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, 特征时间 $\tau_A=L_z/v_A=130.5\,\mathrm{s}$. 而在第 3 个算例中，由于 $H(x)=1$, 初始磁场仅是 z 的函数，故 $B_c=B_\infty=17.3\,\mathrm{nT}$, $v_A=1688.6\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, $\tau_A=75.4\,\mathrm{s}$.

数值研究的基本方程及边条件的选取详见文献 [10], [11]. 取磁雷诺数 $R_m=v_AL_z/\eta_m=16\,000$(式中 η_m 为磁黏滞系数，本文取 η_m 为均匀分布), 分别以上述 3 类平衡解为模拟计算的初始状态. 取计算域 z 方向长度 $L_z=20\,R_e$, x 方向长度 $L_x=110\,R_e$, 长度特征量

取为 $l_0 = L_z$. 由于底边界 ($z = 0$) 取为对称边界，因此仅在上半平面作计算. 将解域 $0 \leqslant x \leqslant L_x, 0 \leqslant z \leqslant L_z$ 划分为 56×23 个网格，为提高磁尾中性片内的空间分辨率，z方向格距按几何级数递增，x 方向格距均匀.

3 计算结果

假设晨昏电场 E 施加于磁尾边界，并在 $0 \leqslant x \leqslant 100\,R_e$ 的范围内，取电场 E 为均匀分布 (3 个算例中 E 分别取为 0.06, 0.094 和 0.0736)，然后线性下降，在 $x = L_x = 110\,R_e$ 处 $E = 0$. 无量纲电场 E 以 $E^* = v_A B_\infty / c$ 为单位，对于越尾宽度 $L_y = 40\,R_e$，与无量纲电场 $E_0 = 0.1$ 相对应的越尾电压降约为 300 kV. 受电场 E 与磁场 $\boldsymbol{B}$ 的共同作用，沿着顶边界 ($z = L_z$) 形成了等离子体入流 $v_z = -cEB_x/B^2$, $v_x = cEB_z/B^2$、其中 c 为光速. 受入流驱动，多重 x 线重联间歇性发生，3 个算例的磁场位形随时间的演化图，均展示了多重等离子体团的重复形成与依次排放，与参考文献 [10], [11] 给出的结果类似，此处不再赘述.

3.1 3 类磁结构及其矢端图

1. 算例 1 的分析

图 1(a) 给出了算例 1 在中性片中一点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$)，磁场 3 个分量 B_x, B_z, B_y，磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$、温度 T 以及密度 ρ 随时间的演化曲线. 在图 1(a) 中 $t \approx 29.7\,\tau_A$, $38.4\,\tau_A$、$44.3\,\tau_A$, $56.4\,\tau_A$、$66.8\,\tau_A$, $72.5\,\tau_A$, $79.8\,\tau_A$, $87.5\,\tau_A$, $94.5\,\tau_A$, $101.4\,\tau_A$、$108.4\,\tau_A$ 时，B_z 分量呈 (±) 双极型变化，表明重复形成的等离子体团在上述时刻相继通过中性片中的给定点. 图 1(a) 最显著的特点是，在每一个 B_z 双极信号由正到负的反射点，B_y 分量均达到峰值，这意味着在等离子体团的中心，B_y 分量取极大值，其值约为等离子体团外的 B_y 值的 2—2.5 倍，表明磁结构中心具有强的轴向场. 因此算例 1 与参考文献 [10] 中的 I 型算例类似，也展示了具有通量绳核心的磁结构的重要特征. 由图 1(a) 中温度 T 与密度 ρ 的曲线可以发现，重复出现的等离子体团为高温、高密度区，等离子体团内温度峰值约为 2.8—3.5 T_∞(相当于 0.8—1.0 keV)、而密度峰值约为 7—9 ρ_∞ 相当于数密度为 0.35—0.45 (cm^{-3}).

考察图 1(a) 中 t 为 86.0—88.0 τ_A 之间的典型事件，从图 1(a) 中可以看出 $t = 86.0\,\tau_A$ 时，$B_z \approx -0.1$, $B_y \approx 0.15$, $B_x \approx 0.6$, 接着 B_z 分量由南向变为北向，且逐渐增强，说明此时尾向传播等离子体团的前沿开始通过此选定点，随着等离子体团中心接近选定点，B_y 分量逐渐增强，并达到极大值. 当等离子体团中心掠过选定点时，B_z 分量突然反向，通过反射点后变为南向，表明等离子体团尾向运动，其后沿掠过选定点. B_z 由南向最大逐渐减小，B_y 分量也随之减小至背景值. 为了从另一个角度考察上述过程，图 1(b) 给出了算例 1 在上述特征事件中 (t 为 86.0—88.0 τ_A) 的磁场矢端图. 由图 1(b) 可见，当磁结构通过中性片中给定点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 时，B_z 分量由负变为正且逐渐增强，达极大值后向左旋转经反射点 ($B_z = 0$) 变为负值，达负向极大值后又恢复为背景值. 在 B_z 分量经历由正到负的双极变化过程中，B_y 分量从背景值迅速增大，达极大值后又恢复为背景值. 上述事件在 yz 平面的矢端图为一椭圆，展示了 yz 平面磁场矢端的大幅度旋转变化. 上述特征与 Zong 等 [7] 分析 Geotail 卫星资料，在主轴坐标系 (principal axis

coordinates) 中作出的通量绳结构的矢端图具有类似特征. Moldwin 和 Hughes[15] 根据 IMP8 卫星资料, 对通量绳结构做主轴分析, 所绘出的矢端图与图 1(b) 类似, 也具有大幅度旋转的特点.

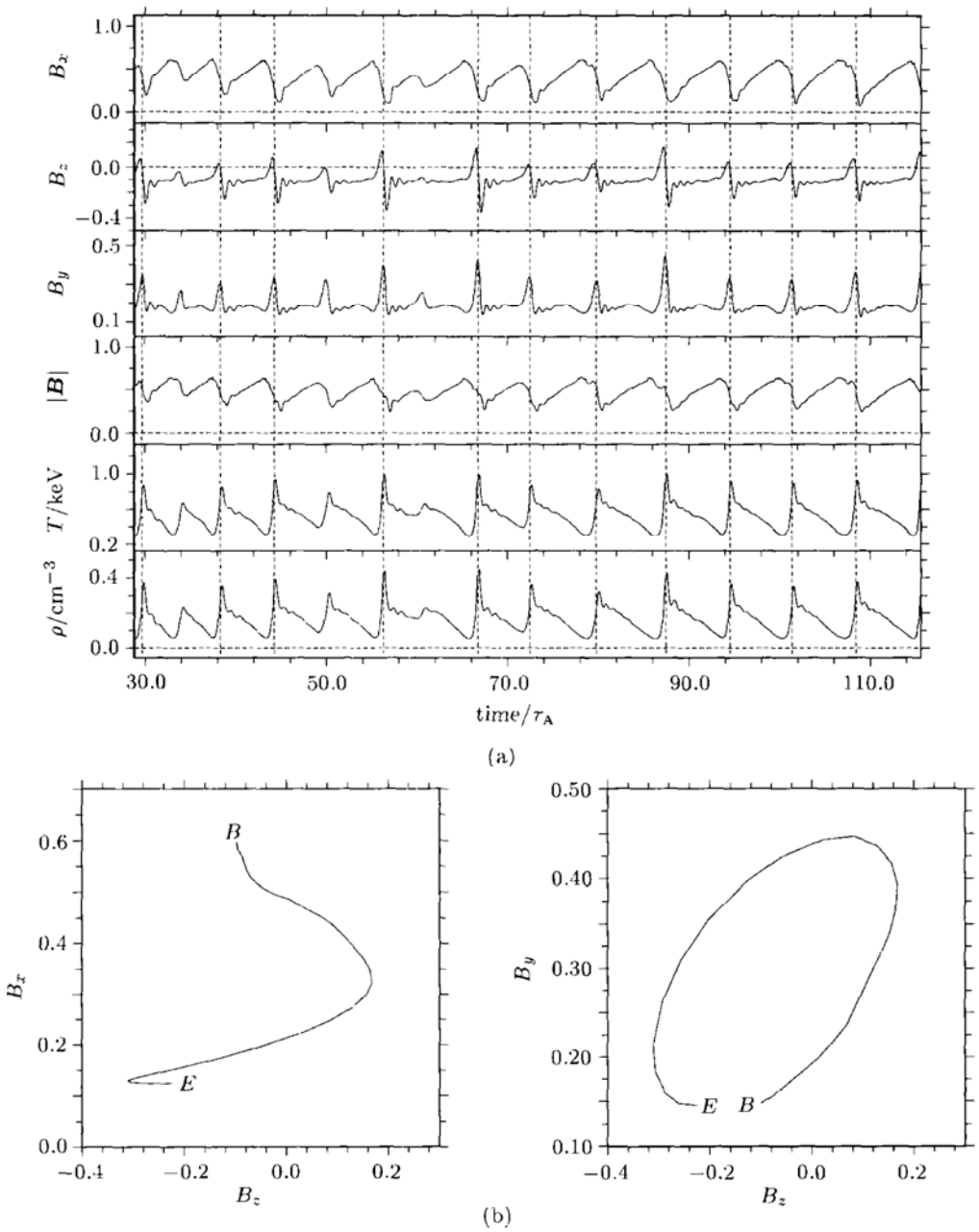

图 1　(a) 算例 1 中性片中一点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 磁场分量 B_x, B_z, B_y, 磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ (以 B_∞ 为单位)、温度 T 及密度 ρ 随时间的演化曲线
(b) 算例 1 中 t 为 86.0—88.0 τ_A 期间特征事件的磁场矢端图

Fig.1(a) Time history of magnetic field $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, the three components B_x, B_z, B_y, in unit of B_∞, temperature T and density ρ at a given point ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) in the neutral sheet for Case 1
(b) The hodogram of the representative event during t is 86.0—88.0 τ_A for Case 1

算例 2 的分析

图 2(a) 给出了算例 2 在电流片中一点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$), 磁场分量 B_x, B_z, B_y, 磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ 、温度 T 以及密度 ρ 随时间的演化曲线. 图 2(a)

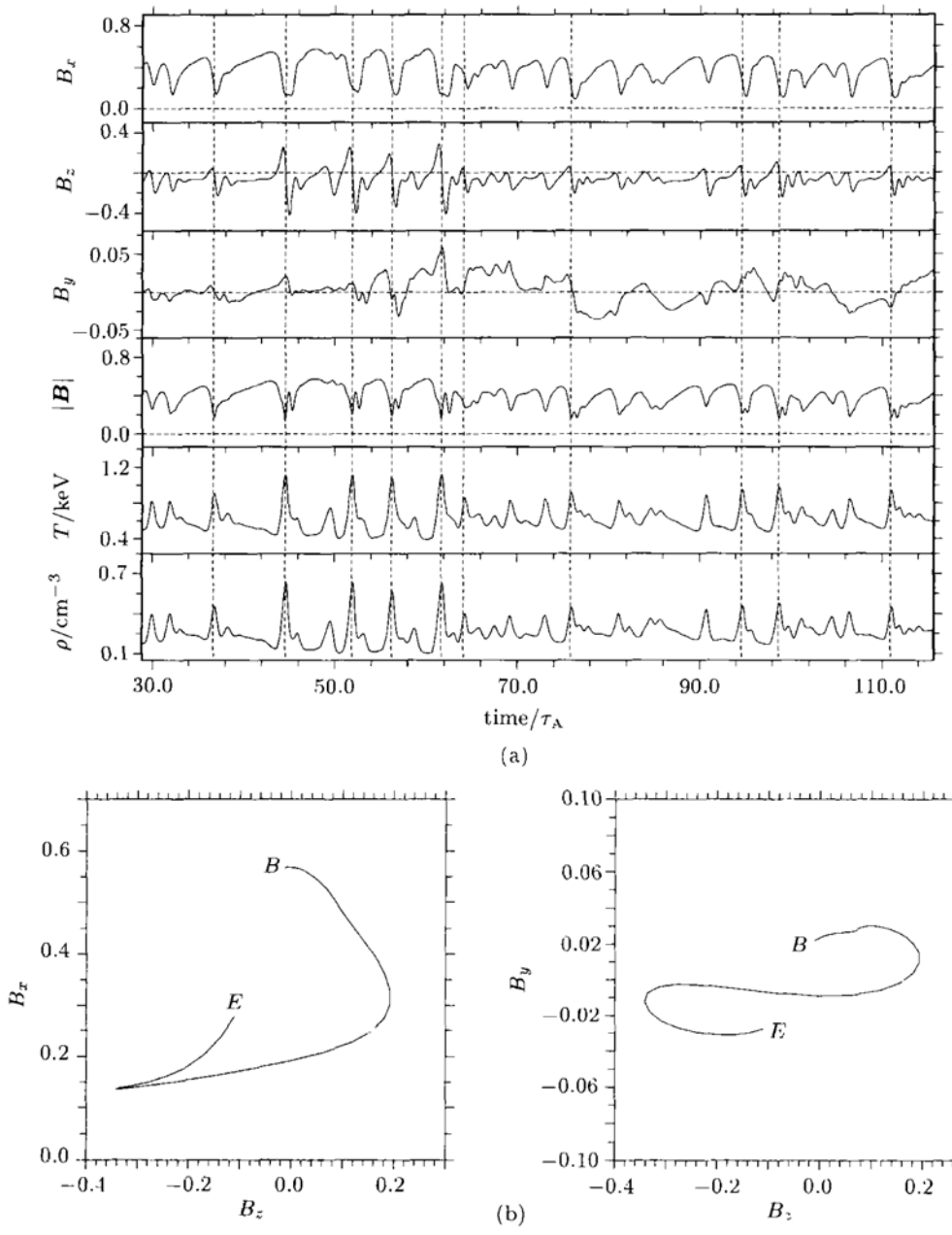

图 2 算例 2 中性片中一点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 磁场分量 B_x, B_z, B_y, 磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ (以 B_∞ 为单位)、温度 T 及密度 ρ 随时间的演化曲线
(b) 算例 2 中 t 为 54.6—57.1 τ_A 期间特征事件的磁场矢端图

Fig.2 (a) Time history of magnetic field $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, the three components B_x, B_z, B_y, in unit of B_∞, temperature T and density ρ at a given point ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) in the neutral sheet for Case 2
(b) The hodogram of the representative event during t is 54.6—57.1 τ_A for Case 2

中 B_z 分量呈多重 (±) 双极型变化，表明多重等离子体团相继通过磁尾中性片. 与 B_z 双极信号反射点相对应， B_x 与磁场 $|\boldsymbol{B}|$ 取较小的值，而 B_y 分量随时间的变化曲线却呈现出复杂的形式，在多数 B_z 双极信号的反射点 ($t \approx 36.5\,\tau_A$, $56\,\tau_A$, $75.5\,\tau_A$, $94.5\,\tau_A$, $98.5\,\tau_A$, $111\,\tau_A$) 附近， B_y 分量也出现双极型变化. 此外，在图 2(a) 中也存在 B_z 双极信号反射点与大的 B_y 值相对应的情况，如 $t \approx 44.5\,\tau_A$, $61.8\,\tau_A$. 其中 B_y, B_z 均呈双极变化的事件与 Geotail 卫星于 1994 年 1 月 15 日在亚暴事件中观测到的 P_2 事件 [7] 具有类似特征. 可以设想这是一种具有复杂闭合磁力线位形，类似于 "闭合环" 的等离子体团型磁结构通过了磁尾中性片给定点. 与 B_z 双极信号反射点相对应，温度 T 与密度 ρ 均呈极大值，表明此类磁结构亦为高温、高密度区.

图 2(b) 给出图 2(a) 中一个典型事件 (t 为 54.6—57.1 τ_A) 的磁场矢端图. 由图 2(b) 可见，当一个具有复杂闭合磁力线位形的磁结构通过磁尾中性片给定点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 时， B_z 分量正向增大，达正向极大值后开始减小，通过反射点 ($B_z = 0$) 变为负值，达负向极大值后 $|B_z|$ 减小，在事件终点 E 处 $B_z \approx -0.1$. 在 B_z 分量呈双极变化的过程中， B_y 分量也经历了由正到负的双极型变化. 事件的起点 B 处 $B_y \approx 0.025$, 从 B 点开始 B_y 正向增大，达极大值，然后 B_y 减小至 0 并变为负值，达负向极大值 ($B_y \approx -0.03$) 后， $|B_y|$ 减小，直至事件的终点 E. 上述事件在 yz 平面的矢端图为一反 S 型，它展示了 B_y, B_z 均呈双极型变化的特征.

算例 3 的分析

图 3(a) 给出了算例 3 在电流片中一点 ($x = 90\,R_e$, $z = -0.1\,R_e$), 磁场 3 分量 B_x, B_z, B_y, 磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$、温度 T 及密度 ρ 随时间的演化曲线. 图中 B_z 分量 (±) 双极型变化表明重复形成的等离子体团依次通过了给定点，在 B_z 双极信号的反射点， B_x 分量与 $\boldsymbol{B}$ 取极小值，并且 B_y-t 曲线呈微小的波形变化，在 B_z 分量的反射点处 $B_y \approx 0$. 因此算例 3 的数值结果展示了没有核心场的二维磁岛型等离子体团的特点. 与 B_z 双极信号反射点相对应，温度 T、密度 ρ 均取极大值，表明此类等离子体团亦为高温、高密度区.

图 3(b) 给出了图 3(a) 中在 t 为 42.4—43.9 τ_A 时间间隔内，典型事件的磁场矢端图. 由图 3(b) 可见， B_z 呈 (±) 双极变化的过程中， B_y 仅在 −0.01—0.01 之间变化，基本上保持在 0 值附近，因此上述特征事件在 yz 平面的矢端图近似为一维结构. 并且当 B_z 分量呈双极变化时， B_x 分量仅在 0.03—0.15 之间变化，变化幅度也比较小. 矢端图 3(b) 从另一个侧面展示了磁岛型等离子体团的特点，它与 Moldwin 和 Hughes[15] 分析 IMP8 卫星资料在主轴坐标系中，对无核心场的等离子体团事件绘出的矢端图具有类似的特征.

3.2　磁尾通量绳结构的方向速度与磁场强度

文献 [4], [14] 表明，多数磁尾等离子体团具有沿着 y 方向的强核心磁场，通常称之为磁尾通量绳结构或具有通量绳核心的磁结构. Ieda 等 [4] 应用 Geotail 卫星资料，对具有旋转磁场结构的通量绳型等离子体团作统计分析，给出了通量绳型等离子体团的特征量. 本文算例 1 重现了磁尾通量绳结构的主要特征，图 4 给出算例 1 中，在 t 为 60.7—69.1 τ_A 期间 x z 平面的磁力线位形. 由图 4 可见，在 $t = 60.7\,\tau_A$ 时，一个小的重联磁结构在 $x \approx 35\,R_e$ 处形成. 磁结构朝着尾向运动，并逐渐长大，直至 $t = 69.1\,\tau_A$ 时，从右边界撤离. 图 1(a) 表明该磁结构具有强的核心场 B_y, 属通量绳结构. 跟踪这个磁结构的发展，

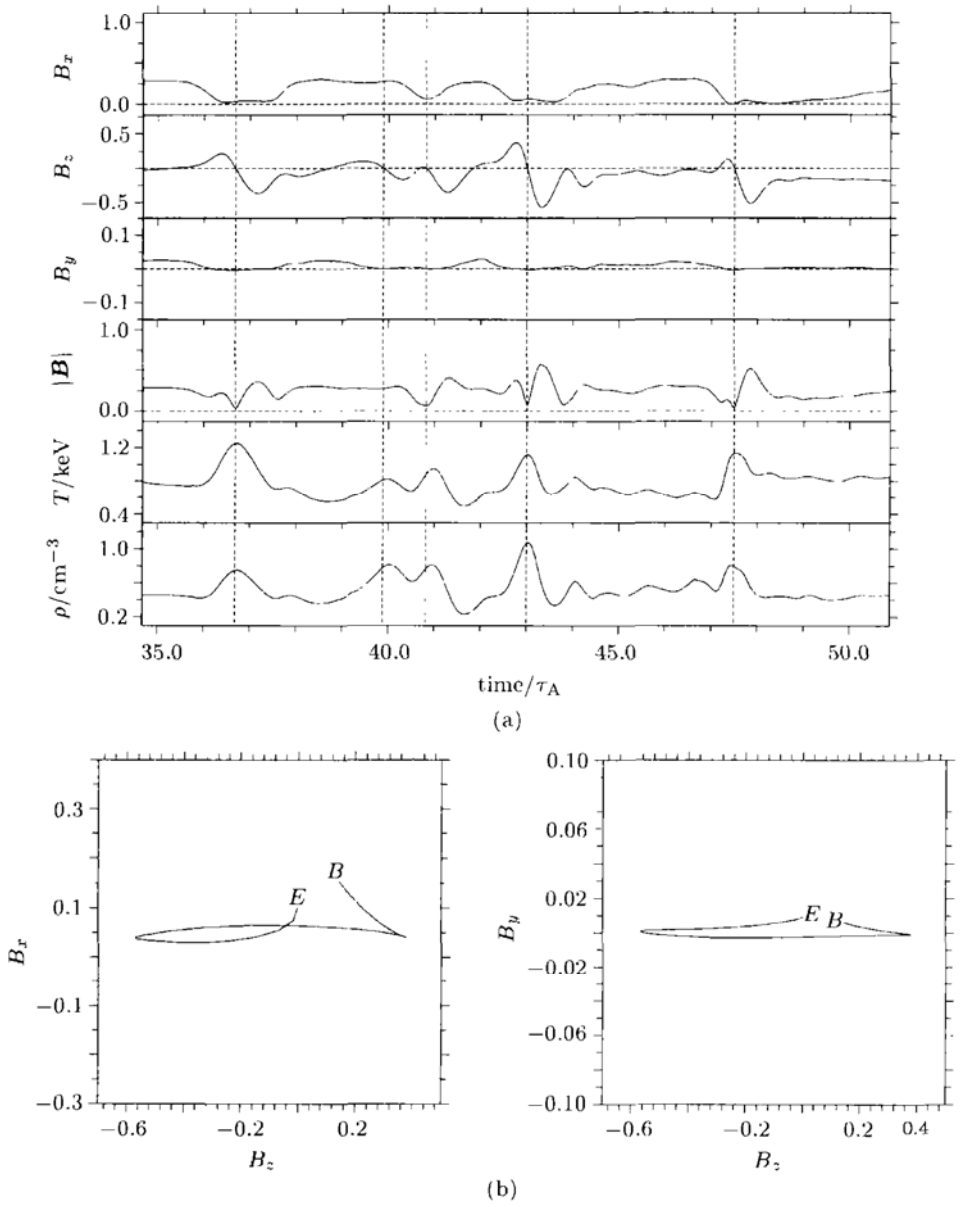

图 3 (a) 算例 3 中性片中一点 ($x = 90\,R_e$, $z = -0.1\,R_e$) 磁场分量 B_x, B_z, B_y、磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ (以 B_∞ 为单位)、温度 T 以及密度 ρ 随时间的演化曲线
(b) 算例 3 中 t 为 42.4—43.9 τ_A 期间特征事件的磁场矢端图

Fig.3 (a) Time history of magnetic field $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, the three components B_x, B_z, B_y, in unit of B_∞, temperature T and density ρ at a given point ($x = 90\,R_e$, $z = -0.1\,R_e$) in the neutral sheet for Case 3
(b) The hodogram of the representative event during t is 42.4—43.9 τ_A for Case 3

求出上述时间段内，磁通量函数取最小值处，即 O 型中性点 (磁结构中心) 处的方向速度与磁场强度，如图 5 所示. 在图 5 中，v_x 随 x 逐渐增大，在 $x \approx 105\,R_e$ 附近 v_x 达极大值，约为 $900\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, 这表明算例 1 所展示的通量绳型等离子体团从近尾向中尾运动中，其尾向速度逐渐增大. 图 5 中符号 × 为 Ieda 等 [4] 对 Geotail 卫星观测资料作统计分析，

在 GSM 坐标系中所给出的通量绳型等离子体团，沿 x 方向的速度 v_x 和磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$. 由图显见，本文关于等离子体团尾向运动速度的计算结果与 Geotail 卫星观测大致相符.

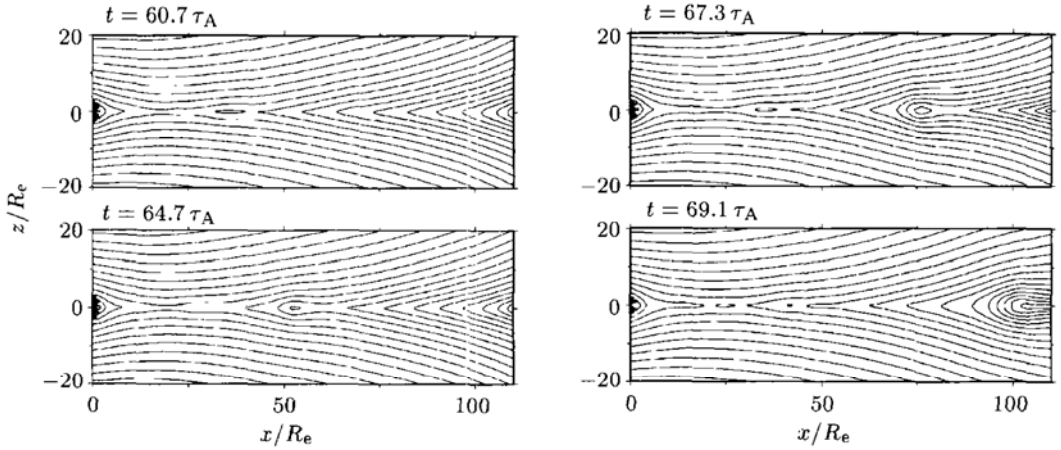

图 4　算例 1 在 t 为 60.7—69.1 τ_A 期间 (x, z) 平面的磁力线位形

Fig.4　Time evolution of magnetic field lines during t is 60.7—69.1 τ_A in Case 1

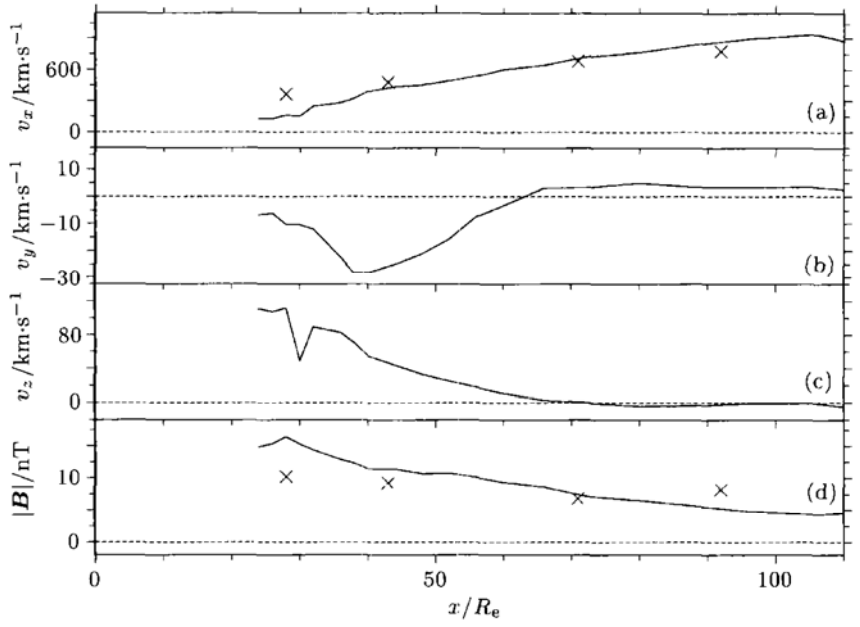

图 5　算例 1 在 t 为 60.7—69.1 τ_A 期间，通量绳型等离子体团的方向速度 v_x, v_y, v_z 和磁场强度 $\boldsymbol{B}$ 随 x 的演化

Fig.5　The directional velocity and magnetic field strength of flux rope like plasmoid (t is 60.7—69.1 τ_A) as a function of the distance x

图 5 还同时给出 t 为 60.7—69.1 τ_A时通量绳型等离子体团在 y 和 z 方向的速度分量. 由图可见，$|v_y| \leqslant 30\,\mathrm{km\cdot s^{-1}}$, 在 $x > 50\,R_e$ 之后 $|v_y|$ 迅速减小并维持在 0 值附近. Ieda 等给出等离子体团的方向速度 v_y 沿越尾方向 y 的分布. 由 Ieda 等给出的在 $-50\,R_e > x > -100\,R_e$ 范围内的 v_y-y 曲线 [4], 可以发现 v_y 值很小，与本文计算结果定性相符. 但是 Ieda 等给出

的是 v_y 沿越尾方向 y 的分布，受二维模拟限制，我们无法将资料分析的结果标注在计算图形中. 由图 5(c) 给出的 v_z-x 曲线可见，在近尾重联点附近 v_z 较大，$x > 50\,R_e$ 后 v_z 迅速减小并维持在 0 值附近. 图 5 给出的等离子体团的方向速度表明，在 $x > 40\,R_e$ 处，v_y、v_z 速度分量远小于 v_x 值，说明等离子体团沿 x 方向向远尾抛射.

图 5(d) 给出 O 型中性点的磁场强度 $|\boldsymbol{B}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ 随 x 的分布，它表示由图 4 所示等离子体团尾向运动时其内磁场强度缓慢减小的过程. 图中符号 × 为 Ieda 等 [4] 统计分析 Geotail 卫星资料，给出 $|y| \leqslant 10\,R_e$ 区域内处于不同尾向距离 x 处的等离子体团其内磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 的值. 由图显见，本文关于等离子体团磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 的计算结果与观测值比较接近.

3.3 等离子体团内的温度与密度

本文考虑横越磁尾不同区域数密度与离子温度的分布特点，在 Jin 等模拟计算 [10] 的基础上，改变初态，取初始温度与密度为同样形态的非均匀分布，适当选取 ρ_∞ 与 T_∞ 的值. 对于 B_y 呈不同分布形态的 3 个算例进行模拟计算，计算结果体现了 3 类磁结构的特征，这是本文与参考文献 [10] 类似之处. 观测表明磁尾等离子体团多数为通量绳型磁结构，因此我们侧重讨论算例 1 的结果.

图 6 为磁尾中性片中给定点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 温度与密度随时间演化的曲线，实线为本文算例 1 的计算值，虚线为参考文献 [10] 中 I 型算例的计算结果. 从 3.1 节的分析可知，B_z 双极信号反射点与温度、密度峰值相对应，表明等离子体团为高温、高密度区.

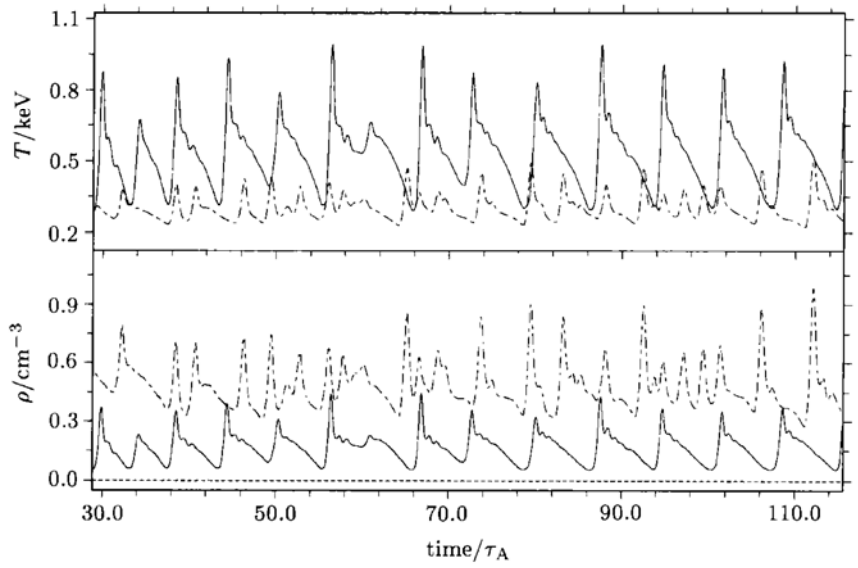

图 6 在中性片中一点 ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) 温度 T、密度 ρ 随时间的变化
(实线为本文算例 1 计算结果，虚线为参考文献 [10] I 型算例计算结果)

Fig.6 Time history of temperature T and density ρ at a given point ($x = 70\,R_e$, $z = -0.3\,R_e$) in the neutral sheet (The solid line represents the result of Case 1 in this paper, and the dotted line corresponds the result of Case I in reference [10])

图 6 清楚表明，本文取初始温度为非均匀分布，算例 1 的温度值明显高于参考文献

[10] 中，取初始温度为均匀分布的 I 型算例的温度值，并且实线峰值约为虚线峰值的 2 倍以上. 本文算例 1(实线) 温度 T 峰值平均值约为 0.84 keV(相当于 9.7×10^6 K), 而参考文献 [10] I 型算例 (虚线) 温度峰值平均值仅为 0.41 keV(相当于 4.8×10^6 K), 上述明显差别与不同形态的初始温度分布直接相关. Ieda 等 [4] 对 Geotail 卫星资料作统计分析，给出中磁尾 ($-50\,R_e > x > -100\,R_e$) 等离子体团的离子温度约为 4.5 keV, 电子温度约为离子温度的 1/5, 由此可见，本文给出的通量绳型等离子体团，其内温度值与参考文献 [10] 相比有了大幅度提高，与等离子体团内电子温度观测值相近，但是，仍明显低于等离子体团内离子温度的观测值.

图 6 中密度 ρ 随时间变化曲线恰与温度曲线相反，本文算例 1 密度计算曲线 (实线) 明显比参考文献 [10] 的密度曲线 (虚线) 低，实线峰值的平均值约为 $0.34\,\mathrm{cm}^{-3}$, 而虚线峰值平均值却为 $0.73\,\mathrm{cm}^{-3}$. 由于本文与参考文献 [10] 均取初始密度为均匀分布 (虽然分布形态略有差异), 因此本文算例 1 与参考文献 [10] I 型算例之间，密度计算值的差异没有温度计算值的差异那么大. Ieda 等对 Geotail 卫星资料进行统计分析，估计中磁尾 ($-50\,R_e > x > -100\,R_e$) 等离子体团内离子数密度约为 $0.1\,\mathrm{cm}^{-3}$, 图 6 实线峰值平均值虽然较虚线峰值平均值有所降低，但是仍旧高于等离子体团内离子数密度的观测值.

综上所述，本文关于等离子体团内密度的计算值显著低于 Jin 等的模拟计算结果 [10], 而温度计算值却有较大幅度提高，与观测结果的偏离也随之明显缩小. 这是本文与参考文献 [10] 相比明显改进之所在.

4　总结与讨论

本文以宁静磁尾平衡解为模拟计算的初态，考虑横越磁尾不同区域数密度与离子温度的分布特点，取初始时刻等离子体的温度与密度均为非均匀分布，并且具有与观测相类似的分布形态. 对初始 B_y 为不同分布的 3 个算例进行模拟计算，在由晨昏电场产生的边界入流的作用下，3 个算例均展示了高温、高密度等离子体团的重复形成与逐一排放，体现了强亚暴事件中储存于磁尾的能量通过多重等离子体团的抛射逐渐释放的进程，以及高能离子暴与等离子体团一一对应的特征. 并且，3 个算例的数值结果分别展示了 B_y 分量不同的演化特征，它们分别与具有通量绳核心的等离子体团，具有复杂闭合磁力线位形的等离子体团，以及 B_y 分量接近为零的二维磁岛结构相对应. 这些结果与参考文献 [10] 模拟研究类似.

本文应用 3 个算例磁尾中性片中，一个给定点磁场分量 B_x、B_y、B_z 的计算结果分别绘出了 3 个算例典型事件的矢端图. 一个通量绳型等离子体团的典型事件在 yz 平面的矢端图为一椭圆，展示了磁场矢端在 yz 平面大幅度的旋转变化. 分析卫星资料 [7],[15], 对通量绳结构作主轴分析所绘出的矢端图具有同样特点. 当一个具有复杂闭合磁力线位形的磁结构通过中性片给定点时，B_y、B_z 分量均呈双极变化. 算例 2 典型事件在 yz 平面的矢端图为 “反 S” 型，展示了 B_y、B_z 分量均呈双极变化的特点. 对于 $B_y\approx0$ 二维磁岛型等离子体团，算例 3 的典型事件在 yz 平面的矢端图近似为一维结构，与分析卫星资料 [15] 在主轴坐标系中绘出的无核心场等离子体团事件的矢端图具有类似特点.

观测表明[4],[14], 磁尾等离子体团多数为具有强核心场的通量绳结构, 因此本文侧重讨论算例 1 的结果. 我们跟踪一个通量绳型等离子体团的形成与发展过程, 绘出了这个通量绳结构尾向运动时, 等离子体团的方向速度 v_x、v_y、v_z 及磁场强度 $|\boldsymbol{B}|$ 随 x 变化曲线. 其中 v_x 随 x 缓慢增大, 展示了通量绳型等离子体团由近尾到中尾的加速过程, v_x 的计算值与 Ieda[4] 对 Geotail 卫星资料作统计分析得到磁尾通量绳沿 GSM 坐标系 x 方向的速度分量基本相符. 通量绳型等离子体团内磁场强度的计算也与资料分析结果大致相符.

本文与 Jin 等模拟研究相比最大的改进之处在于, 初始温度与数密度取为相同形态的非均匀分布, 并适当选取了 ρ_∞ 与 T_∞ 的值. 本文算例 1 对重复形成的通量绳型等离子体团的温度峰值求平均得到 $\overline{T}_{\rm peak} \approx 0.84\,{\rm keV}$ (相当于 $10^7\,{\rm K}$), 约为参考文献 [10] 通量绳结构内温度峰值平均值的 2 倍多, 而本文算例 1 通量绳型等离子体团密度峰值的平均值 $\bar{\rho}_{\rm peak} \approx 0.34\,{\rm cm}^{-3}$, 仅为参考文献 [10] 相应密度峰值的 0.47 倍. 本文关于温度计算值的提高与密度计算值的降低, 使得模拟计算结果与观测资料的偏离也随之减小. 但是, 由于 MHD 模拟的限制, 我们不能将 ρ_∞ 取得太小, 本文的计算值 $\overline{T}_{\rm peak}$ 仅与等离子体团的电子温度 $T_e\left(\approx \frac{1}{5}T_{\rm i}\right)$ 接近, 仍比中磁尾等离子体团内离子温度的观测值 $T_{\rm i} \approx 5\times 10^7\,{\rm K}$ 小得多, 并且 $\bar{\rho}_{\rm peak}$ 也明显高于资料分析结果[4]($\rho_{\rm i} \approx 0.1\,{\rm cm}^{-3}$).

参 考 文 献

[1] Hones E W Jr, Baker D N, Bame S J *et al.* Structure of the magnetotail at 220 $R_{\rm e}$ and its response to geomagnetic activity. *Geophys. Res. Lett.*, 1984, **11**:5—7

[2] Slavin J A, Baker D N, Craven J D *et al.* CDAWS observations of plasmoid signatures in the geomagnetic tail: an assessment. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**:15 153—15 175

[3] Nagai T, Takahashi K, Kawano H *et al.* Initial GEOTAIL survey of magnetic substorm signatures in the magnetotail. *Geophys. Res. Lett.*, 1994, **21**:2991—2994

[4] Ieda A *et al.* Statistical analysis of the plasmoid evolution with Geotail observations. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A3):4453—4465

[5] Moldwin M B, Hughes W. Plasmoids as magnetic flux ropes. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:14 051—14 064

[6] Moldwin M B, Hughes W. On the formation and evolution of plasmoids: A survey of ISEE 3 Geotail data. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:19 259—19 282

[7] Zong Q G, Wilken B, Reeves G D *et al.* Geotail observations of energetic ion species and magnetic field in plasmoid-like structure in the course of an isolated substorm event. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**(A6):11 409—11 428

[8] Fairfield D H. On the average configuration of the geomagnetic tail. *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**:1950—1953

[9] Lui A T Y. Characteristics of the cross-tail current in the earth's magnetotail. In: Potemra T A ed. Geophys. Monograph. Ser. **28**. Washington D C: AGU publishers, 1984. 158—170

[10] Jin Shuping, Hu Xianpeng, Zong Qiugang *et al.* A 2.5 dimensional MHD simulation of multiple-plasmoid-like structures in the course of a substorm, *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A12):29 807—29 830

[11] Jin Shuping, Hu Xianpeng, Cui Hailong *et al.* A preliminary exploration of the mechanism for the occurrence of two types of various magnetic structures in the magnetotail. *Chin. Sci. Bull.*, 2001, **46**(12):981—986

[12] Cui Hailong, Jin Shuping. The evolution of magnetic helicity of various magnetic structures in the magnetotail. *Chin. J. Geophys.*, 2002, **45**(2):141—153. in Chinese (崔海龙, 金曙平. 地球磁尾中不同类型磁结构的磁螺度演化特征. 地球物理学报, 2002, **45**(2):141—153)

[13] Lui A T Y. The spatial variation of the main parameters in the magnetotail. In: Ye Yongxun, Lu Baowei ed. Advances in Space physics I. Chendu: Publishing house of Science and Technology of

Sichuan. in Chinese (吕达贤. 磁尾基本量的空间变化. 见：叶永煊，吕保维主编，空间物理学进展 (卷一). 成都：四川科学技术出版社)

[14] Slavin J A, Owen C J, Kuznetsova M M, Hesse M. ISEE 3 observations of plasmoids with flux rope magnetic topologies. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:2 061—2 064

[15] Moldwin M B, Hughes W. Observations of earthward and tailward propagating flux rope plasmoids: Expanding the plasmoid model of geomagnetic substorms. *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**:183—198

NUMERICAL STUDY ON PLASMOID-LIKE STRUCTURES IN THE MAGNETOTAIL

DU Jian　　JIN Shuping

(*School of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026)

Abstract

In view of the distribution features of the temperature and density across the different regions of the quiet magnetotail, the same non-uniform distributions of the temperature and density are used as the initial state of the simulation study. In this report, three cases with the different distributions of initial B_y component are investigated. The numerical results illustrate the characteristic evolution of three kinds of magnetic structures. For the varying magnetic field at a given point in the neutral sheet, the hodograms of the typical events are performed. From another point of view, the hodograms of three cases show the features of flux rope structure, plasmoids with complex closed magnetic field lines and two-dimension "magnetic island", respectively. It was demonstrated from the observations that most plasmoids in the magnetotail are the flux rope structures with a large core field. Monitoring the development of a flux rope structure, the profiles of the directional velocity v_x, v_y, v_z and magnetic field strength B in it as a function of the distance x are given. The computing values of v_x and B are approximately consistent with the observed values in the near and middle tail by Geotail. Moreover, in comparison with Jin *et al.*'s simulation with a constant initial temperature, in the present work the temperature of plasmoids increases and the density of plasmoids decreases notably, and so the difference between the numerical results and observation is reduced.

Key words　Non-uniform distributions of the initial temperature and density, Hodograms of the magnetic vectors, Flux rope like plasmoid