

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.02.07

火星弓激波上游离子回旋波的观测研究

李家威^{1,2,3}, 杨磊^{1,2,3}, 吴德金^{1,2}, 戴存礼⁴, 李建平⁵,
向梁^{6,7}, 罗庆宇¹, 程征伟³

(1. 中国科学院 紫金山天文台 行星科学重点实验室, 南京 210023; 2. 中国科学技术大学 天文与空间科学学院, 合肥 230026; 3. 中国科学院 国家空间科学中心 空间天气学国家重点实验室, 北京 100190; 4. 南京农业大学 理学院, 南京 210095; 5. 中国科学院 紫金山天文台 暗物质与空间天文重点实验室, 南京 210023; 6. 洛阳师范学院 空间物理研究所, 洛阳 471934; 7. 洛阳师范学院 电磁变换与探测重点实验室, 洛阳 471934)

摘要: 离子回旋波广泛分布于火星弓激波上游, 在卫星坐标系下其频率接近当地质子回旋频率, 准平行于背景磁场方向传播, 与在火星外逸层太阳风抬起新生 H 离子有关。该文基于磁流体理论, 对 MAVEN 探测器观测到的离子回旋波进行事例分析, 通过对等离子体密度扰动、速度扰动以及磁场扰动的参数拟合, 发现该离子回旋波事件可用斜传播的快磁声波与平行传播的阿尔文波的叠加来解释。该文有助于进一步理解火星上游所观测到的离子回旋波相关扰动的物理本质, 对其中等离子体物理过程的重新建模和数值模拟具有指导意义。

关键词: 离子回旋波; 火星上游; 磁流体力学; 快磁声波; 阿尔文波; 慢磁声波

中图分类号: P185.3

文献标识码: A

1 引言

在火星弓激波上游探测到的各种等离子体波为火星近空环境中的物理过程提供了重要线索。火星与地球和金星的不同之处在于, 火星上游的波, 一部分由弓激波反射的粒子或通过弓激波向上游泄漏的粒子引起, 还有一部分由太阳风和外逸层之间的相互作用产生的^[1]。其中研究较多的是卫星坐标系下频率在质子回旋频率附近的波, 常称为离子回旋波^[2]。从行星大气中逃逸的粒子 (尤其是 H 原子) 为理解太阳系生命周期中大气组成和演化提供了重要信息。对于像火星这样无全球大尺度内秉磁场的行星^[3], 它的中性外逸层延伸到太阳风等离子体中, 其中的中性 H 在弓激波上游被电离形成的抬起离子, 在火星大气逃逸过程中起着重要作用^[4, 5]。离子回旋波是太阳风抬起离子时的副产物, 也是新生行星质子存在的间接

收稿日期: 2023-06-06; 修回日期: 2023-06-12

资助项目: 国家自然科学基金 (41874201, 12250014, 11790302, 42174195, 11873018); 国家重点实验室专项基金

通讯作者: 杨磊, ylei@pmo.ac.cn

标志^[6], 所以研究火星上游离子回旋波对研究火星大气逃逸过程具有重要意义。

许多卫星在火星附近观测到离子回旋波。Russell 等人^[7]用火卫一 2 号探测器首次分析了火星弓激波上游离子回旋波的观测结果, 他们提出了一种假设, 认为这些波与太阳风从火星外逸层中拾起的新电离 H 原子有关。之后研究人员利用火星全球勘测者探测器 (Mars Global Surveyor, MGS) 和火星大气与挥发物演化探测器 (Mars Atmosphere and Volatile Evolution, MAVEN) 的数据对上游离子回旋波做了进一步的研究, 观测到这些波的频率非常接近当地质子回旋频率, 振幅范围在 $0.1 \sim 1$ nT 之间^[8, 14], 最小方差分析方法结果表明, 在卫星参考系中这些离子回旋波呈现左旋圆极化, 沿准平行于行星际磁场方向传播 (传播角 $\theta \approx 20^\circ$), 并且近似为平面波^[9-13]。

火星上观测到的这些离子回旋波的振幅和发生频率随着离火星距离的增大而减小^[2, 8, 9, 11, 14]。研究人员认为很可能是太阳风与外逸层中性 H 电离所产生的拾起 H 离子的右旋共振相互作用产生了这些波。因为观测到的上游离子回旋波发生率的季节性变化^[11, 12]与外逸层中性 H 的季节性变化一致^[16-20], 支持了上述观点。通过对上游离子回旋波的统计分析, 已经确认在火星的每个近日点和北半球冬至点附近, 离子回旋波通常会更频繁地发生^[11, 12]。这一长期趋势与火星日心距离的变化有关, 其背后的原因可能是外逸层 H 密度的长期变化, 也可能是沙尘活动影响大气低层水汽浓度的变化。这一长期变化趋势与卫星的空间覆盖范围和离子回旋波选取标准的偏差无关^[14, 16, 17, 21-27]。研究还发现, 在中低行星际磁场锥角 ($20^\circ < \alpha < 45^\circ$) 范围内, 离子回旋波的发生率更高, 这种对行星际磁场锥角范围的偏好可能是相关线性波增长率、波饱和能量和拾起离子密度之间平衡的结果^[15]。研究还发现离子回旋波发生率对太阳风密度有一定的依赖关系, 表明电荷交换引起的 H 原子电离频率的增加导致了新生质子密度的增加, 从而引起线性波生长率的增加^[15]。

目前对火星上游离子回旋波的观测研究主要集中在离子回旋波的统计性质及其影响因素, 对事件的分析主要集中在对其中磁场扰动的分析^[1, 2, 12-14], 大多是对相关事件的统计研究, 对其中等离子体扰动的性质以及与磁场扰动之间的关联研究不足, 而且观测上的这些离子回旋波, 实际上并不一定是理论上所讲的离子回旋波模, 引起概念上的混乱^[15]。本研究将集中在离子回旋波相关的离子密度扰动和速度扰动的观测特征上, 与磁流体理论 (Magnetohydrodynamics, MHD) 中不同波模的磁场扰动与离子扰动之间的关系进行分析比较, 明确火星上游离子回旋波等离子体扰动的性质, 以阐明这类事件扰动的本质。

该文首先介绍了 MAVEN 探测器和研究火星上游离子回旋波所使用的数据; 然后运用快速傅里叶变换、最小方差分析 (Minimum Variance Analysis, MVA) 方法等分析了离子回旋波平行和垂直功率谱密度、极化和传播方向; 最后基于 MHD 理论推导出不同波模等离子体扰动与磁场扰动间的关系, 将观测的扰动值与理论预期值进行对比研究。

2 卫星和数据

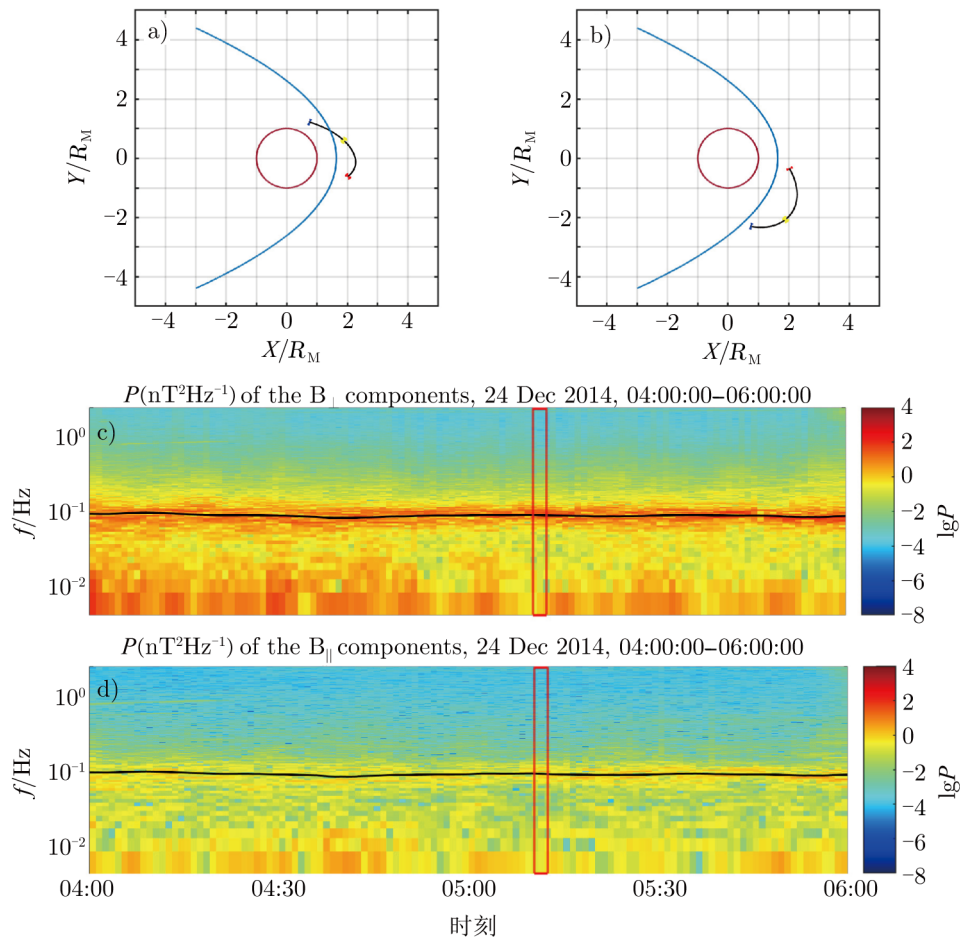
MAVEN 探测器于 2013 年 11 月发射, 2014 年 9 月抵达火星, 并于 2014 年 11 月完成调试后开始其第一个地球年的首要科学任务^[28]。MAVEN 的磁场测量仪器由两个独立的三轴磁通门磁强计 (Magnetometer, MAG) 组成, 每个磁强计采样频率为 32 Hz, 精度为 0.25 nT^[29]。在火星弓激波上游, 与 MAG 采样频率相比, 离子回旋波在卫星坐标系中的频率约 0.06 Hz, 远低于 MAG 采样频率^[12]。因此, 在本工作中, 这里从 32 Hz 的磁场数据中计算出 4 Hz 磁场平均值, 因为 Nyquist 频率 (2 Hz) 仍然远大于离子回旋频率约 0.06 Hz^[12], 已满足本研究对磁场时间分辨率的要求。MAVEN MAG 磁场分量以火星中心太阳轨道 (Mars-centered Solar Orbital, MSO) 坐标系表示, 其中 X 轴是从火星中心指向太阳, Z 轴垂直于火星轨道平面指向黄道北, Y 轴与其他两轴满足右手螺旋定则。

MAVEN 探测器上的太阳风离子分析仪 (Solar Wind Ion Analyzer, SWIA) 可以测量火星周围的太阳风离子。SWIA 利用带静电偏转板的环形能量分析仪在卫星的三个轴上提供 $360^\circ \times 90^\circ$ 的广泛视野, 并使用机械衰减器实现非常高的动态范围。SWIA 提供了高采样频率的离子速度分布测量, 具有 14.5% 的高能量分辨率、在向阳方向 $3.75^\circ \times 4.5^\circ$ 和在其他方向 $22.5^\circ \times 22.5^\circ$ 的角分辨率, 以及 5 ~ 25 keV 的能量范围^[30]。在该文的工作中, 我们使用了 SWIA 提供的 MSO 坐标下太阳风质子速度和质子数密度的数据, 其采样频率为 0.25 Hz。

3 火星上游离子回旋波的观测

图 1a)、b) 分别是 2014 年 12 月 24 日 04:00—06:00 期间, MAVEN 探测器轨道、火星弓激波及火星在 MSO 坐标系下 X - Y 平面和 X - Z 平面的示意图。红褐色圆圈代表火星, 浅蓝色曲线代表火星弓激波, 由 Vignes 等人 upcite2000GeoRL..27...49V 的模型得出。探测器从红色端点运动到蓝色端点, 其中黄色轨迹是 05:10:23—05:12:31 时期离子回旋波事件所在的空间位置, 大致位置为 $(2, 0.6, -2)R_M$, 表明离子回旋波事件发生在火星弓激波的上游。图 1c)、d) 分别是 2014 年 12 月 24 日 04:00—06:00 期间 MAG 磁场数据绘制的垂直磁场分量 B_\perp 和平行磁场分量 B_\parallel 的傅里叶动态谱。图中黑色曲线表示当地质子回旋频率, 当地磁场典型值为 (4.72 ± 0.17) nT。红色框选中的时间段 05:10:23—05:12:31 期间对应后文分析的离子回旋波事件。图 1c)、d) 表明在火星上游整个 2 h 内垂直功率谱密度 $P[B_\perp]$ 远大于平行功率谱密度 $P[B_\parallel]$, 在当地质子回旋频率附近 $P[B_\perp]$ 是 $P[B_\parallel]$ 的 10~100 倍, 并且无论是垂直还是平行磁场分量, 功率谱密度的峰值都在当地质子回旋频率附近。这些特征表明, 该事件是常见的火星上游离子回旋波事件^[12, 15]。

2014 年 12 月 24 日 05:10:23—05:12:31, MAVEN 探测器 MAG 和 SWIA 观测到火星弓激波上游的离子回旋波事件, 如图 2 所示。图 2a) 显示了 MAG 得到的磁场强度大小 (黑线) 和 SWIA 得到的太阳风质子数密度 (红线), 该时间段质子平均数密度为 $n_0 = 12.60 \text{ cm}^{-3}$ 。

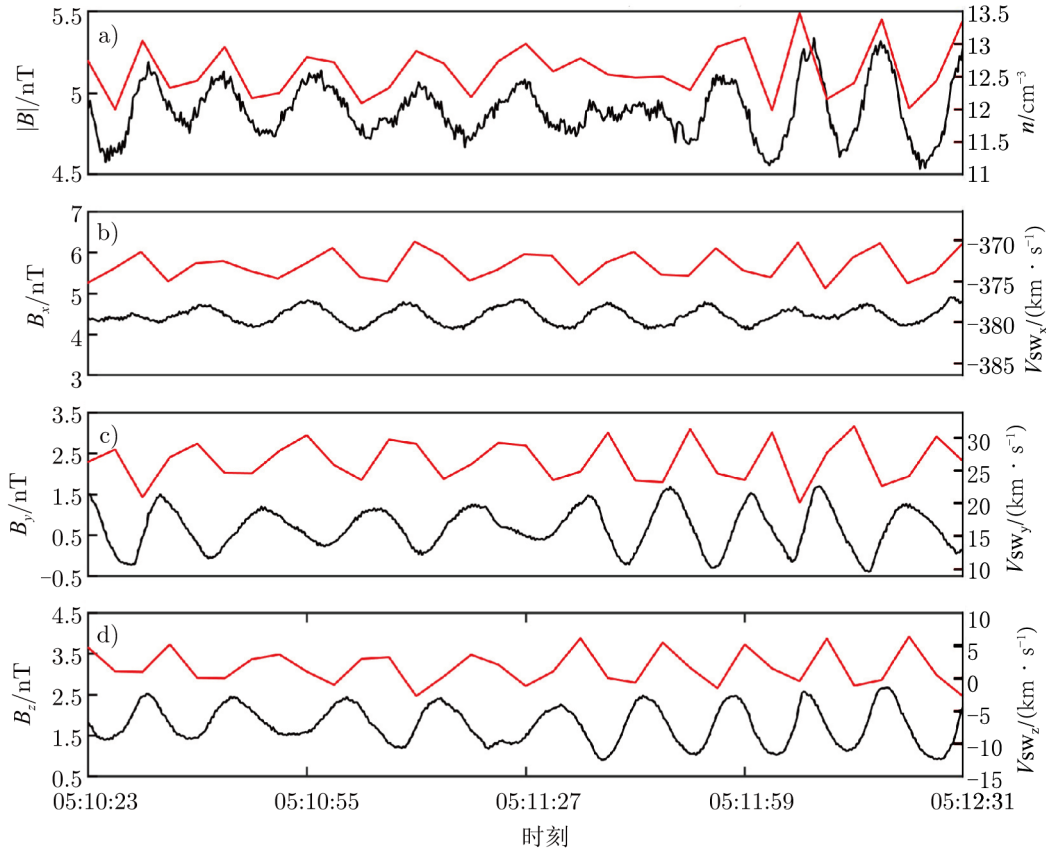


注: a) 和 b) 表示 MAVEN 探测器轨道、火星弓激波及火星在 MSO 坐标系下的示意图, R_M 为火星半径。c) 和 d) 表示垂直磁场分量 B_{\perp} 和平行磁场分量 B_{\parallel} 的傅里叶动态谱。从 MAG 数据中计算出的当地质子回旋频率用黑色曲线表示, P 表示功率谱密度。

图 1 2014 年 12 月 24 日 04:00—06:00 MAVEN 探测器轨道和磁场的傅里叶动态谱

因为密度的测量分辨率为 0.25 Hz, 远低于磁场的采样分辨率 4 Hz, 所以我们将磁场大小 $|B|$ 在密度的观测时间上进行插值 (该文所有插值统一采用三次样条插值算法), 获得磁场扰动与密度扰动之间的相关系数为 0.99, 两个量之间在零相位差时相关性最大, 符合 MHD 理论快磁声波的特征^[32]。图 2b)、c)、d) 显示了由 MAG 和 SWIA 测量得到磁场 (黑线) 和太阳风速度 (红线) 在 MSO 坐标下各分量随时间的变化。在这 128 s 的时间内, 观测到所有磁场分量有明显的振荡, 波动振幅约为 0.5 nT。对磁场各分量取平均值, 可得背景磁场为 $\mathbf{B}_0 = [4.46 \ 0.68 \ 1.79]$ nT, 平均太阳风速度为 $\mathbf{V}_{\text{sw}} = [-373.11 \ 26.47 \ 1.63]$ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, 行星际磁场锥角 $\alpha = 25.15^\circ$ 。太阳风速度扰动与磁场扰动存在着相关性, x 、 y 、 z 三个方向上的相关系数分别为 -0.99 、 0.86 、 0.64 , 表明其中可能存在沿背景磁场方向传播的阿尔文波 (详

见该文第4章的分析)^[33, 34]。

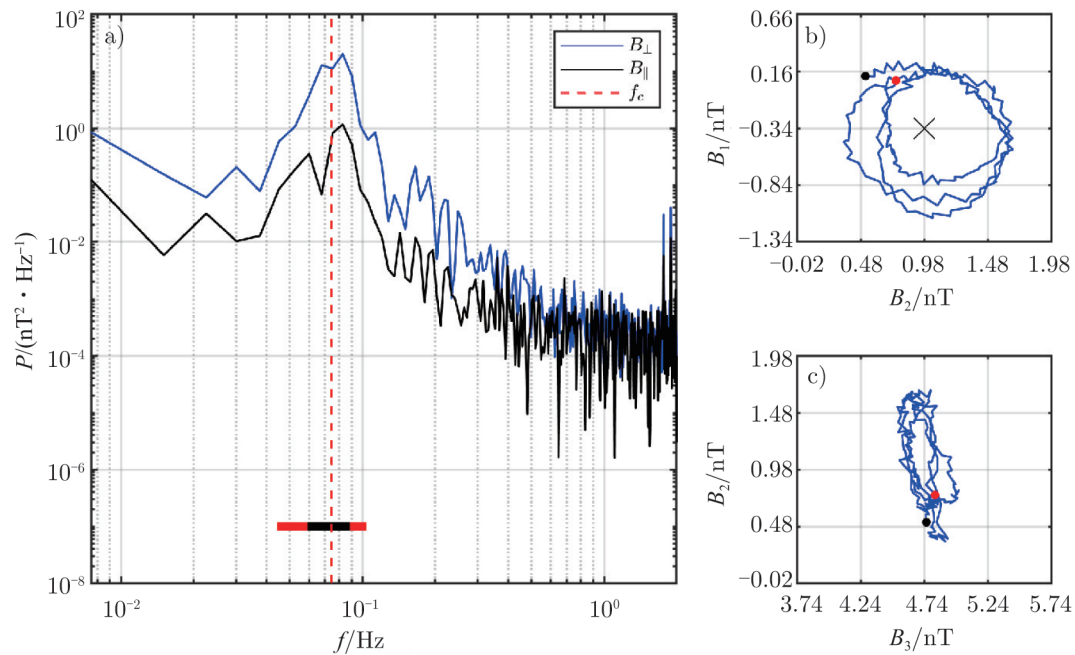


注: a) 表示磁场强度与太阳风质子数密度, b)、c)、d) 表示 MSO 坐标下的磁场(黑线)和太阳风速度(红线)分量。MSO 坐标系以火星为中心, X 轴指向太阳, Z 轴垂直于火星的轨道平面, 并以黄道北方向为正, Y 轴与其他两轴满足右手螺旋定则。MAG 表示磁强计, SWIA 表示太阳风离子分析仪。

图2 2014年12月24日05:10:23—05:12:31 MAVEN MAG 和 SWIA 仪器观测到火星弓激波上游的离子回旋波事件

图 3a) 为图 2 所示离子回旋波事件中, 相对于背景磁场 B_0 的垂直磁场分量和平行磁场分量的功率谱密度 P , 其中蓝色曲线表示垂直磁场分量, 黑色曲线表示平行磁场分量。当地质子回旋频率 f_c 为 0.0740 Hz, 在图中以橙色竖直虚线表示, 相应的质子回旋周期为 13.51 s, 128 s 的持续时间约为 9 倍质子回旋周期。磁场垂直分量的 P 峰值对应频率 $f_{\text{peak}} = 0.0827$ Hz ($1.117 f_c$) 的位置, 略大于当地质子回旋频率。磁场垂直分量的 P 峰值是该峰值频率下平行分量 P 的 17.28 倍。考虑到 MAG 仪器测量的不确定性, 图 3a) 黑色条段表示频率范围从 $0.8f_c \sim 1.2f_c$ 。图 2 所显示的磁场振荡频率非常接近当地质子回旋频率, 并且其扰动的功率主要在与 B_0 垂直的方向上。

利用 MVA^[35] 方法来研究上述观测到的离子回旋波的极化特征和传播方向。为此, 我们首先计算了所研究的 128 s 内磁场 MSO 分量协方差矩阵的特征值和特征向量, 特征值的平



注: a) 2014 年 12 月 24 日 05:10:23–05:12:31, 离子回旋波垂直 (蓝色) 和平行 (黑色) 磁场分量的功率谱密度 P 。b)、c) 分别表示 2014 年 12 月 24 日 05:10:35–05:11:20 最大-中间和中间-最小平面的磁矢端图。

图 3 离子回旋波磁场分量的功率谱密度和最小方差分析

方根是场沿这个方向磁场分量的标准差。最大、中间和最小特征值分别为 $\lambda_1 = 0.253$ 、 $\lambda_2 = 0.224$ 和 $\lambda_3 = 0.017$, 对应特征向量分别为 $\mathbf{e}_1 = [-0.25 \ 0.97 \ 0.07]$ 、 $\mathbf{e}_2 = [-0.16 \ -0.11 \ 0.98]$ 、 $\mathbf{e}_3 = [0.95 \ 0.24 \ 0.18]$ 。离子回旋波的圆极化特征可以通过 λ_1/λ_2 比值表征, 它是否是平面波可以通过 λ_2/λ_3 比值来表征, 一般而言, 对于平面波, λ_2/λ_3 比值较大。当 $\lambda_2/\lambda_3 \gg 1$ 时, 可将最小特征值对应的特征向量 \mathbf{e}_3 的方向近似视为波矢 \mathbf{k} 的方向^[35]。

MAV 的结果显示在图 3b) 和图 3c) 上, 分别是 05:10:35–05:11:20 最大-中间和中间-最小平面的磁矢端图。 B_1 、 B_2 、 B_3 分别表示磁场方差最大、中间、最小的磁场分量。用特征向量 \mathbf{e}_1 、 \mathbf{e}_2 、 \mathbf{e}_3 表示的平均磁场为 $\mathbf{B}_{0\text{MVA}} = [-0.34 \ 0.98 \ 4.74]$ nT, 指向最大-中间 ($\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2$) 平面内, 用 \times 号表示, 图 3b)、c) 中红色和黑色实心点分别表示子区间的起点和终点。图 3b) 表明, 离子回旋波在卫星坐标系中是左旋极化的。计算表明该离子回旋波事件几乎呈圆极化 ($\lambda_1/\lambda_2 = 1.13$) 和平面波 ($\lambda_2/\lambda_3 = 13.16$) 的特征, 通过表达式 $\delta B = \sqrt{\lambda_1 - \lambda_3}$ 确定波幅 $\delta B = 0.486$ nT^[15, 36], 离子回旋波传播方向 \mathbf{e}_3 与 \mathbf{B}_0 之间的夹角 $\theta = 12.37^\circ$, 表明这些离子回旋波的传播方向与背景磁场近似平行。从图 3 中得到的离子回旋波所有观测特征都与以前火星上游离子回旋波报道的性质完全一致^[1, 2, 8–14]。

4 观测事件的分析

4.1 等离子体扰动与磁场扰动的关系

选择背景磁场方向为 z 轴, 即 $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{e}_z$, 而波矢 \mathbf{k} 垂直于 z 轴的分量所在方向为 x 轴, 即 $\mathbf{k} = k_x \hat{e}_x + k_z \hat{e}_z$, $k_y = 0$, y 轴与其他两轴满足右手螺旋定则。为描述方便, 该坐标系称为场向坐标系。 θ 是 \mathbf{k} 与 \mathbf{B}_0 的夹角。在该坐标系下, MHD 波速度扰动 ($\delta v_x, \delta v_y, \delta v_z$) 可表示为^[37]:

$$\begin{bmatrix} \omega^2 - v_A^2 k_z^2 - c_{\text{ms}}^2 k_x^2 & 0 & -c_s^2 k_x k_z \\ 0 & \omega^2 - v_A^2 k_z^2 & 0 \\ -c_s^2 k_x k_z & 0 & \omega^2 - c_s^2 k_z^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta v_x \\ \delta v_y \\ \delta v_z \end{bmatrix} = 0, \quad (1)$$

其中, ω 为波频率, $v_A = \sqrt{B_0^2 / \mu_0 m_i n_0}$ 为阿尔文速度, n_0 为背景离子数密度, m_i 为离子质量, μ_0 是真空磁导率; $c_s = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ 为声速, γ 为多方指数, P_0 为背景压强, ρ_0 为背景离子密度; $c_{\text{ms}} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2}$ 为磁声速。式 (1) 有 3 个解, 对应磁流体中的 3 支波: 阿尔文波、快磁声波和慢磁声波^[37]。阿尔文波的色散关系为:

$$\omega = \pm k_z v_A, \quad (2)$$

其中, $+/-$ 表示 k_z 平行/反平行于背景磁场 \mathbf{B}_0 , 由式 (1) 和 (2) 知, 阿尔文波的速度扰动在 y 方向上, 与磁场扰动有以下关系^[37]:

$$\delta v_y / v_A = \mp \delta B_y / B_0. \quad (3)$$

同时, 也没有背景磁场方向上的磁场扰动和密度扰动。

磁声波的色散关系^[37]为:

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2} \left\{ c_{\text{ms}}^2 \pm \left[(v_A^2 - c_s^2)^2 + 4v_A^2 c_s^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} \right\}, \quad (4)$$

其中, $+$ 代表快磁声波, $-$ 代表慢磁声波。联立 MHD 的连续性方程、动量方程以及式 (1), 可得速度扰动与磁场扰动间存在以下关系:

$$\delta v_x = -\frac{v_A^2}{v_{\text{ph}} \cos \theta} \frac{v_{\text{ph}}^2 - c_s^2 \cos^2 \theta}{v_{\text{ph}}^2 - c_s^2} \frac{\delta B_x}{B_0}, \quad (5)$$

和

$$\delta v_z = \frac{v_A^2}{v_{\text{ph}}} \frac{c_s^2 \cos \theta}{v_{\text{ph}}^2 - c_s^2} \frac{\delta B_z}{B_0}, \quad (6)$$

以及密度扰动:

$$\delta n = n_0 \frac{v_A^2}{v_{\text{ph}}^2 - c_s^2} \frac{\delta B_z}{B_0}. \quad (7)$$

式 (3)、(5)、(6) 表明磁流体这三支波的速度扰动大小与对应的磁场扰动之间成比例, 但比例系数不同, 并呈现正相关或负相关; 同时, 也可用磁场扰动的观测量来计算理论上的速度扰动和数密度扰动, 并直接与速度扰动和密度扰动的观测值进行比较, 用以证认其中的阿尔文波和快慢磁声波。

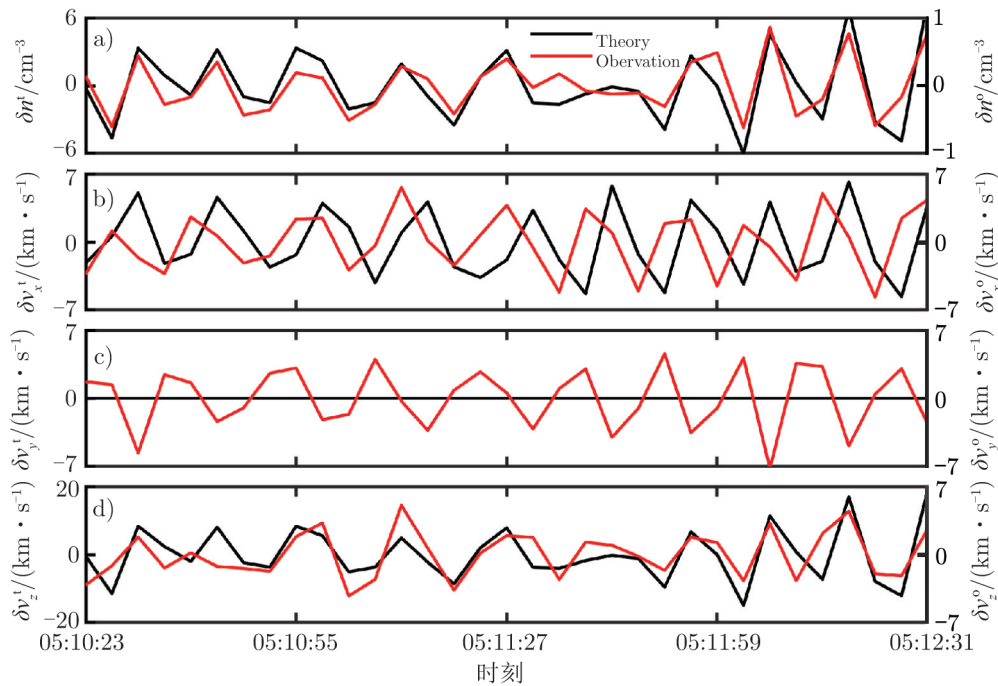
4.2 MHD 理论与观测的对比

为了便于把理论预期的密度和速度扰动与观测结果对比, 首先将 MAG 和 SWIA 仪器所测的 MSO 坐标系下的磁场和速度数据转换到场向坐标系。由于 SWIA 仪器测量分辨率与 MAG 的磁场数据分辨率不同, 离子速度和密度数据分辨率远低于磁场数据的分辨率, 我们将场向坐标系下的磁场各分量在速度数据的时间上进行插值, 计算理论扰动量所用到的等离子体背景物理参数如表 1 所示, 其中背景物理参数是由 MAVEN 探测器 2014 年 12 月 24 日 05:10:23–05:12:31 期间测量数据 (图 2 所示事件) 平均后得到。对于阿尔文波, 背景磁场越强, 背景质子数密度越小, 波的相速度越大 (见式 (2)); 而速度扰动随背景质子数密度的变小而增大, 与背景磁场无关 (见式 (3))。对于磁声波而言, 速度扰动和密度扰动与磁场扰动间的关系变得更加复杂, 速度和密度扰动理论值会受到背景的磁场、密度、温度的共同影响 (见式 (5)–(7))

表 1 等离子体背景物理参数

参数	表达式	值
背景质子数密度	n_0	$(12.60 \pm 0.40) \text{ cm}^{-3}$
背景温度	T_0	$(1.38 \pm 0.07) \times 10^5 \text{ K}$
热压/磁压比	β	2.56 ± 0.03
压强	$P_0 = n_0 k T_0$	$(2.41 \pm 0.20) \times 10^{-11} \text{ Pa}$
阿尔文速度	$v_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$	$(29.86 \pm 0.57) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
声速	$c_s = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$	$(33.79 \pm 0.86) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$

首先利用快磁声波的理论关系, 将等离子体相关的背景物理参数和插值后的 MAG 磁场数据一并代入式 (5)–(7), 可得 MHD 理论上的数密度和速度扰动值, 与 SWIA 观测的密度和速度扰动值的对比如图 4 所示, 此时快磁声波的相速度 $v_{\text{ph}} = 35.59 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。其中黑线为理论值 (以上标 t 表示), 红线为对应的 SWIA 的观测值 (以上标 o 表示)。图 4a) 是密度扰动在场向坐标系下理论值与观测值的比较; 图 4b)、c)、d) 分别是速度扰动在场向坐标系下的 x 、 y 、 z 分量理论值与观测值的比较。从图 4a) 和 d) 可以看出密度扰动和 z 方向的速度扰动的理论值与观测值的变化趋势一致, 但是密度扰动观测值在 $\pm 1 \text{ cm}^{-3}$ 之间, 而理论值在 $\pm 6 \text{ cm}^{-3}$ 之间; 另外, z 方向速度扰动的观测值在 $\pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间, 而理论值在 $\pm 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间。密度扰动和 z 方向的速度扰动理论值与观测值在数值上偏差很大, 只是相位上符合得很好。从图 4b) 可以看出, 对于 x 方向的速度扰动, 理论值与观测值之间存在相位差。扰动相位差产生的原因, 除了仪器设备的测量误差外, 也可能是在将磁场数据按等离子体测量时间进行插值时产生的, 且相位差对应的时间非常接近 SWIA 仪器的分辨率, 很难进行更深入的分析。将来更高时间分辨率的等离子体原位探测仪可望有助于



注：黑线为理论值（以上标 t 表示），红线为对应的 SWIA 的观测值（以上标 o 表示），此时 $\theta = 12.37^\circ$ 。

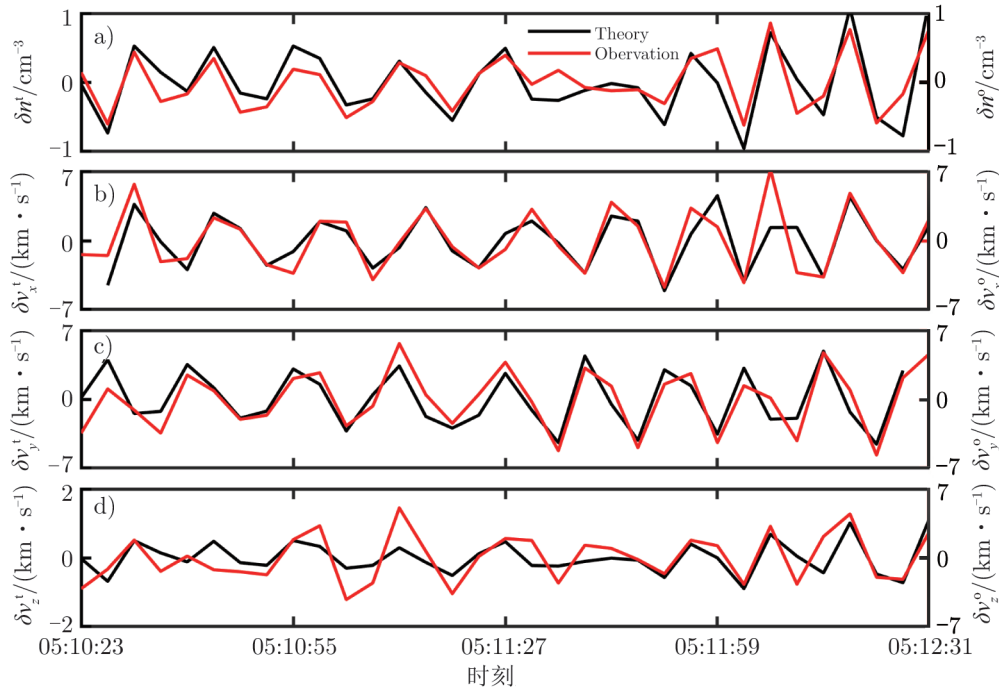
图 4 2014 年 12 月 24 日 05:10:23—05:12:31 SWIA 密度扰动和速度扰动观测值与快磁声波扰动理论值的对比

解决这个问题。将理论值与观测值做互相关分析发现，如果观测值向前移动一个采样间隔 (4 s)，理论值与观测值之间的线性相关系数为 0.844，两者高度相关。扰动振幅的理论值与观测值相差不大，都在 $\pm 7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间。从图 4c) 可以看出， y 方向速度扰动的观测值是 $\pm 7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ，但是在 MHD 快磁声波理论中， y 方向速度扰动为 0。

在 MHD 快磁声波理论模型下，密度扰动、 z 方向速度扰动理论值与观测值明显不相符 (见图 4)：一方面可能是由于 \mathbf{k} 方向的影响，另一方面结合速度扰动与磁场扰动都具有高相关性，表明可能夹杂有沿背景磁场方向传播的阿尔文波，而实际观测到有 y 方向速度扰动，也很可能由阿尔文波引起。

MVA 不仅常用来估计波的传播方向 \mathbf{k} ，也常用来估计间断的法向。Denskat 和 Burlaga^[38] 利用探索者 33 号和探索者 35 号的数据来估计间断的法向，与 MVA 方法得到的法向不一致。在太阳风旋转间断的观测研究方面，MVA 所给定的法向与其他方法给出的法向之间的夹角范围是 $0.8^\circ \sim 51.9^\circ$ ，可见 MVA 方法对波矢 \mathbf{k} 的估计具有较大的不确定性^[39]。为了寻找新的波矢方向，在垂直于 \mathbf{B}_0 (即 z 轴) 的平面上转动场向坐标系，新的场向坐标系相对于原来由 MVA 给定 \mathbf{k} 方向的旧场向坐标系旋转角度设为 ϕ ，同时改变 \mathbf{B}_0 与 \mathbf{k} 的夹角 θ ；另一方面考虑场向坐标系下 x 、 y 方向上混杂有占各方向上磁场扰动振幅不同比例的阿尔文波，通过参数搜索，再利用式 (2)–(6)，对扰动的理论值与观测值进行比较，

获得理论与观测值符合最优的参数组合, 即 $\theta = 63^\circ \pm 1^\circ$ 、 $\phi = 95^\circ \pm 1^\circ$, 此时在 x 方向上快磁声波振幅占比为 45%, 阿尔文波振幅占比为 55%, 在 y 方向上快磁声波振幅占比为 1%, 阿尔文波则占 99%, 参数拟合结果如图 5 所示。



注: 黑线为理论值 (以上标 t 表示), 红线为对应的 SWIA 的观测值 (以上标 o 表示)。此时快磁声波传播方向 $\theta = 63^\circ$ 、 $\phi = 95^\circ$, x 方向黑线向右移动 4 s, y 方向黑线向左移动 4 s。

图 5 2014 年 12 月 24 日 05:10:23—05:12:31 SWIA 密度扰动和速度扰动观测值与快磁声波和阿尔文波叠加后扰动理论值的对比

将 2014 年 12 月 24 日 05:10:23—05:12:31, SWIA 密度扰动和速度扰动观测值与快磁声波和阿尔文波叠加后扰动理论值进行对比, 结果如图 5 所示, 其中 $\theta = 63^\circ$ 、 $\phi = 95^\circ$, 此时快磁声波的相速度 $v_{\text{ph}} = 48.87 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。从图 5a)、d) 可以看出密度扰动和 z 方向速度扰动的理论与观测值无论是数值还是相位都符合得很好。图 5b) 中 x 方向速度扰动是快磁声波和阿尔文波的叠加, 将理论值 (黑色曲线) 向右移动 4 s, 无论是数值还是变化趋势都符合得很好。MVA 方法确定的 \mathbf{k} 与最优的快磁声波矢量 \mathbf{k}' 之间的夹角为 64.73° 。图 5c) 中 y 方向速度扰动主要由阿尔文波引起, 理论值与观测值之间的波形变化类似, 两者之间有相位差, 图中已将黑色曲线向左移动了 4 s, 其数值比图 4 符合得更好。

该文所研究的离子回旋波事件, 其相关的磁场扰动和等离子体参数扰动及其相对于背景参数的扰动见表 2 (扰动由计算标准差得到), 可见密度、磁场和速度的扰动相对各自背景参数来说都很小 (不大于 9.83%), 满足 MHD 理论所要求的线性近似条件。

表 2 离子回旋波事件中相关参数扰动及其相对扰动的观测值

参数	扰动 ^a	相对扰动 ^a	扰动 ^b	相对扰动 ^b
$\delta n / \text{cm}^{-3}$	0.404 9	0.032 1	0.404 9	0.032 1
$\delta B_x / \text{nT}$	0.470 1	0.096 7	0.477 6	0.098 3
$\delta B_y / \text{nT}$	0.477 6	0.098 3	0.470 1	0.096 7
$\delta B_z / \text{nT}$	0.169 7	0.034 9	0.169 7	0.034 9
$\delta v_x / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	3.060 7	0.008 2	3.113 5	0.008 3
$\delta v_y / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	3.096 0	0.008 3	3.042 9	0.008 1
$\delta v_z / (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	0.684 8	0.001 8	0.684 8	0.001 8

注：上标“a”为 $\theta = 12.37^\circ$ 和 $\phi = 0^\circ$ 时的场向坐标系；
上标“b”为 $\theta = 63^\circ$ 和 $\phi = 95^\circ$ 时的场向坐标系。

5 总结与讨论

MAVEN 探测器在火星弓激波上游观测的磁场扰动垂直分量的功率谱远大于其平行分量的功率谱，在卫星坐标系下功率谱峰值对应的频率在质子回旋频率附近（见图 3a），该事件中磁场扰动具有左旋偏振和近平面波的特征（见图 3b) 和 c)），为一典型的离子回旋波事件。在该事件中，MAVEN 探测器所观测的等离子体数密度与磁场强度成正相关（见图 2，相关系数为 0.99），太阳风速度扰动与磁场扰动在 x 、 y 、 z 三个方向上的相关系数分别为 -0.99 、 0.86 、 0.64 ，并存在相位差。

根据 MHD 快磁声波的理论，密度扰动和速度扰动可利用观测的磁场扰动通过式 (5)–(7) 来计算出理论值。MVA 方法得出 \mathbf{k} 方向准平行于背景磁场，两者之间的夹角 θ 为 12.37° 。基于 MVA 的场向坐标系中，纯快磁声波所得到的理论值与观测值存在较大差异，可能与波传播方向与背景磁场间的夹角 θ 以及场向坐标系的选择有关，这是因为 MVA 所给定的磁场变化最小的方向具有一定的不确定性，与其方法所定的方向差别在 $0.8^\circ \sim 51.9^\circ$ 之间^[39]。

为减小 3 个速度扰动量的理论值与观测值之间的差异，我们假设在垂直 \mathbf{B}_0 平面上的扰动是由快磁声波与阿尔文波叠加而成。通过改变波矢 \mathbf{k} 与 \mathbf{B}_0 夹角 θ 以及旋转场向坐标系的角度 ϕ ，利用参数搜索，得到一组最优的波矢 \mathbf{k}' 、转动角 ϕ 以及快磁声波和阿尔文波振幅占比的参数，即 $\theta = 63^\circ$ 、 $\phi = 95^\circ$ ，与 MVA 所定的场向坐标系时的情况相比，理论拟合的结果与观测结果符合得更好。这表明所观测的离子回旋波事件可以通过平行传播的阿尔文波和斜传播的快磁声波的叠加来解释，该阿尔文扰动波成分可能来源于太阳风中的阿尔文波^[33, 40]。

在本研究工作的基础上，将来的研究工作主要有两方面：一是对此类事件在火星不同空间的统计观测研究，目前，我们仅对一例离子回旋波事件开展了详细分析，该结果可能具有一定的特殊性，在火星弓激波下游、感应磁层以及磁鞘等不同地方这类事件是否有普遍性或特殊性质，都需要更多事件的详细分析和大样本的统计研究；另一方面，在所述火星不同空

间环境中离子回旋波事件的统计研究基础上, 从理论上对其中出现的波模和磁场以及等离子体扰动特征进行解释, 有助于了解其中波在火星不同空间环境下所呈现的磁场扰动和等离子体扰动特征, 也从波的角度加深对太阳风与火星相互作用的认识和理解。

参考文献:

- [1] Wei H Y, Russell C T, Zhang T L, et al. P&SS, 2011, 59: 1039
- [2] Wei H Y, Cowee M M, Russell C T, et al. JGRA, 2014, 119: 5244
- [3] Acuña M H, Connerney J E P, Wasilewski P, et al. JGR, 2001, 106: 403
- [4] Anderson D E, Hord C W. JGR, 1971, 76: 6666
- [5] Chaufray J Y, Bertaux J L, Leblanc F, et al. Icar, 2008, 195: 598
- [6] Yun X, Fu S, Ni B, et al., ApJ, 2022, 929: 105
- [7] Russell C T, Luhmann J G, Schwingenschuh K, et al. GRL, 1990, 897: 900
- [8] Brain D A, Bagenal F, Acuña M H, et al. JGRA, 2002, 107:1076
- [9] Liu D, Yao Z, Wei Y, et al. E&PP, 2020, 4: 51
- [10] Mazelle C, Winterhalter D, Sauer K, et al. SSRv, 2004, 111: 115
- [11] Romanelli N, Bertucci C, Gómez D, et al. P&SS, 2013, 76: 1
- [12] Romanelli N, Mazelle C, Chaufray J Y, et al. JGRA, 2016, 121: 11
- [13] Wei H Y, Russell C T, GeoRL, 2006, 33: 23103
- [14] Bertucci C, Romanelli N, Chaufray J Y, et al. GeoRL, 2013, 40: 3809
- [15] Romeo O M, Romanelli N, Espley J R, et al. JGRA, 2021, 126: 28616
- [16] Bhattacharyya D, Clarke J T, Bertaux J L, et al. GeoRL, 2015, 42: 8678
- [17] Chaffin M S, Chaufray J Y, Stewart I, et al. GeoRL, 2014, 41: 314
- [18] Halekas J S. JGRE, 2017, 122: 901
- [19] Rahmati A, Larson D E, Cravens T E, et al. JGRE, 2018, 123: 1192
- [20] Yamauchi M, Hara T, Lundin R, Dubinin E, et al. P&SS, 2015, 119: 54
- [21] Bhattacharyya D, Clarke J T, Chaufray J Y, et al. JGRA, 2017, 122: 11
- [22] Chaffin M S, Deighan J, Schneider N M, et al. NatGe, 2017, 10: 174
- [23] Clarke J T, Bertaux J L, Chaufray J Y, et al. GeoRL, 2014, 41: 8013
- [24] Clarke J T, Mayyasi M, Bhattacharyya D, et al. JGRA, 2017, 122: 2336
- [25] Fedorova A, Bertaux J L, Betsis D, et al. Icar, 2018, 300: 440
- [26] Fedorova A A, Montmessin F, Korablev O, et al. Sci, 2020, 367: 297
- [27] Heavens N G, Kleinböhl A, Chaffin M S, et al. NatAs, 2018, 2: 126
- [28] Jakosky B M, Lin R P, Grebowsky J M, et al. SSRv, 2015, 195: 3
- [29] Connerney J E P, Espley J, Lawton P, et al. SSRv, 2015, 195: 257
- [30] Halekas J S, Taylor E R, Dalton G, et al. SSRv, 2015, 195: 125
- [31] Vignes D, Mazelle C, Rme H, et al. GeoRL, 2000, 27: 49
- [32] Halekas J S, Ruhunusiri S, Vaisberg O L, et al. JGRA, 2020, 125: 28221
- [33] Belcher J W, Davis L. JGR, 1971, 76: 3534
- [34] Alfvén H. Natur, 1942, 150: 405
- [35] Sonnerup B U Ö, Scheible M. ISSIR, 1998, 1: 185
- [36] Song P, Russell C T. SSRv, 1999, 87: 387
- [37] Wolfgang B, Rudolf A T. Basic Space Plasma Physics, London: Imperial College Press, 1997: 220
- [38] Denskat K U, Burlaga L F, JGR, 1977, 82: 2693
- [39] Yang Y H, Chao J K, Yang L, et al. JGRA, 2019, 124: 7744
- [40] Bruno R, Carbone V. LRSP, 2013, 10: 2

Observations of Ion Cyclotron Waves Upstream from the Martian Bow Shock

LI Jia-wei^{1,2,3}, YANG Lei^{1,2,3}, WU De-jin^{1,2}, DAI Cun-li⁴, LI Jian-ping⁵,
XIANG Liang^{6,7}, LUO Qing-yu¹, CHENG Zheng-wei³

(1. Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, CAS, Nanjing 210023, China; 2. School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China; 3. State Key Laboratory of Space Weather, National Space Science Center, CAS, Beijing 100190, China; 4. College of Sciences, Nanjing Agricultural University, Nanjing 210095, China; 5. Key Laboratory of Dark Matter and Space Astronomy, Purple Mountain Observatory, CAS, Nanjing 210023, China; 6. Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934, China; 7. Henan Key Laboratory of Electromagnetic Transformation and Detection, Luoyang Normal University, Luoyang 471934, China)

Abstract: Ion cyclotron waves are widely present upstream from the Martian bow shock, with frequencies near the local proton cyclotron frequency in the spacecraft frame. The waves propagate quasi-parallel to the background magnetic field, and are associated with the Solar wind picking up newly-ionized hydrogen from the Martian exosphere. In this work, a typical ion cyclotron wave event was observed by MAVEN upstream from the Martian bow shock. The further MAV analysis results for this event show that the magnetic field perturbations are left-handed polarized and propagate quasi-parallel (the propagation angle $\theta = 12.37^\circ$) to the background magnetic field. The relationship between the plasma perturbations and magnetic field perturbations is theoretically derived for slow magnetosonic, Alfvén, and fast magnetosonic waves based on the magnetohydrodynamic theory. If we take the wave propagation angle $\theta = 12.37^\circ$ estimated from the MVA analysis, the theoretically expected density perturbation and velocity perturbation along the background magnetic field are in serious disagreement with the MAVEN data. Through fitting the plasma density fluctuation, velocity fluctuation and magnetic field fluctuation, it is found that the ion cyclotron wave event can be explained by the superposition of oblique fast magnetosonic waves with a propagation angle of 63° relative to the background magnetic field and parallel propagating Alfvén waves. The results are helpful to further understand the physical nature of the observed ion cyclotron wave-related perturbations upstream from the Martian bow shock and have guiding implications for the re-modeling and numerical simulation of the plasma physical processes therein.

Key words: ion cyclotron wave; upstream from Mars; magnetohydrodynamics (MHD); fast magnetosonic wave; Alfvén wave; slow magnetosonic wave