0254-6124/2026/46(5)-1291-10 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

WANG Ruohan, LIU Kaijun, MIN Kyungguk. Effects of Background Heavy Ions on Fast Magnetosonic Waves Excited by Proton-shell Velocity Distributions (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2026, **46**(5): 1291–1300. CSTR:32142.14.cjss.2025–0228. DOI:10.11728/cjss2026.05.2025–0228

背景重离子对质子壳速度分布激发的快磁声波的影响*

王若晗[1] 刘凯军[1] MIN Kyungguk[2]

1(南方科技大学地球与空间科学系 深圳 518000)

2(忠南国立大学天文与空间科学系 大田 34134)

摘 要 一般认为, 地球内磁层中的快磁声波由沿垂直速度方向有正梯度的质子速度分布所驱动的质子伯恩斯坦波不稳定性激发. 研究采用等离子体动理学线性理论, 分析质子壳速度分布激发的质子伯恩斯坦波不稳定性的增长率、波数及不稳定波模范围等特征, 受背景冷等离子体中氦离子、氧离子浓度变化的影响. 结果表明, 背景氦离子或氧离子占比升高, 均会造成不稳定波模波数增大 (波长变小), 整体增长率降低, 不稳定波模的谐波范围向低频移动; 相较于氦离子, 上述变化在氧离子占比升高时表现得更为显著. 对上述变化出现的物理原因进行分析与讨论, 研究结果不仅可以增进地球磁层中 MS 波激发机制的物理理解, 还对分析其他行星富含重离子磁层中类似波的激发机制具有重要意义.

关键词 地球辐射带, 快磁声波, 质子伯恩斯坦波不稳定性, 动理学线性理论

中图分类号 P354

Effects of Background Heavy Ions on Fast Magnetosonic Waves Excited by Proton-shell Velocity Distributions

WANG Ruohan[1] LIU Kaijun[1] MIN Kyungguk[2]

1(*Department of Earth and Space Sciences, Southern University of Science and Technology, Shenzhen* 518000)

2(*Department of Astronomy and Space Science, Chungnam National University, Daejeon* 34134)

Abstract Fast Magnetosonic (MS) waves are frequently observed in the Earth's inner magnetosphere and play a vital role in the acceleration of radiation belt electrons and the perpendicular heating of magnetospheric ions. They are generally believed to be generated via the proton Bernstein instability driven by proton velocity distributions with a positive gradient along the velocity component perpendicular to the background magnetic field. However, the effects of cool background heavy ions, such as helium ions

* 国家自然科学基金项目资助 (42530202)

2025-12-23 收到原稿, 2026-05-13 收到修定稿

©The Author(s) 2026. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

and oxygen ions, on the instability remain insufficiently explored. The present study employs linear kinetic plasma theory to investigate how the concentrations of cool background helium and oxygen ions affect the growth rate, wave number, and unstable harmonic range of the proton Bernstein instability driven by proton-shell velocity distributions. The results show that increasing the concentrations of these heavy ions shifts the unstable waves toward larger wave numbers (corresponding to shorter wavelengths), reduces their overall growth rate, and moves the unstable harmonic range toward lower frequencies. These modulations of the proton Bernstein instability are more pronounced with the increase of the oxygen ion concentration than with that of the helium ion concentration. The reasons for these modulations are also discussed. First, the unstable waves approximately follow the cold plasma dispersion relation of MS waves which moves to larger wave numbers with the addition of heavy ions, leading to the wave number increase of the unstable waves. This also explains the overall growth rate reduction, because the most unstable waves tend to occur with wave numbers determined by the first peak of the squared Bessel function of the first kind involved in the growth rate calculation. This peak becomes farther away from the MS wave dispersion relation when the heavy ion concentrations increase. Finally, the heavy ion concentration increase comes with the background proton concentration decrease. Fewer background protons mean less damping on the lower harmonic modes, producing the shift of the unstable harmonic range toward lower frequencies. These findings improve the physical understanding of the excitation of not only MS waves in the Earth's magnetosphere but also similar waves in heavy-ion-rich magnetospheres of other planets.

Key words Van Allen radiation belts, Fast magnetosonic waves, Proton Bernstein instability, Linear kinetic theory

0 引言

快磁声波是地球内磁层中经常观测到的一种等离子体电磁波动, 其频率在质子回旋频率与低混杂频率之间[1], 其显著特征是在质子回旋频率的整数倍处有频谱峰值, 并且传播方向几乎垂直于背景磁场[2,3]. 在 20 世纪 60 年代末 70 年代初, Russell 等[4] 利用卫星观测发现该波动经常出现在磁赤道附近, 因此将其称为赤道噪声. 之后的卫星观测研究显示,波动磁场由沿背景地磁场方向的分量主导[2], 且波动电场与磁场强度比和具有接近 90°传播角的快磁声波一致[5], 因此这类波动后来也被称为快磁声波. 快磁声波能够引起磁层中离子的垂向加热, 还可引起辐射带电子的投掷角散射与加速, 对地球内磁层动力学过程具有重要影响[6]. 近些年, 在火星电离层中也观测到该类波动, 并开展了研究[7,8].

目前研究认为, 快磁声波本质上属于等离子体动理学理论中的质子伯恩斯坦波, 由沿垂直速度分量具有正梯度的质子速度分布 $\left(\dfrac{\partial f\left(v_{\perp}, v_{\parallel}\right)}{\partial v_{\perp}}>0\right)$ 所驱动的质子伯恩斯坦波不稳定性而激发[9–14]. 在温度仅有几个 eV 的背景冷等离子体主导的内磁层中, 不稳定波模的色散关系接近磁流体力学中冷等离子体色散关系给出的快磁声波 (与哨声波) 色散曲线[15,16]; 但在更广泛的条件下, 该波动与冷等离子体理论中的快磁声波色散关系存在显著偏差[12]. 近年来已有多项卫星观测报道, 发现部分快磁声波并不满足磁流体力学冷等离子体色散关系的理论预期[17–19], 同时也开展了对应的粒子散射效应分析[20].

在已有的快磁声波激发研究中, 质子环速度分布或壳速度被广泛用于驱动质子伯恩斯坦波不稳定性[10–12,21–23]. 二者沿垂直速度方向均存在正梯度, 可提供不稳定性增长所需的自由能. 不过, 质子环速度分布的垂直方向有效温度大于平行方向有效温度, 该分布具有温度各向异性, 可同时激发电磁离子回旋波[22,24]. 实际上, 电磁离子回旋波与快磁声波通常并不同时出现, 快磁声波激发所对应的速度分布应为接近各向同性的部分壳速度分布[3,25].

在地球内磁层中, 激发快磁声波的质子是能量约 10 keV 的环电流离子, 温度较低的背景等离子体对波动的激发也具有重要影响. 除质子之外, 内磁层中的背景冷等离子体有时含有相当比例的氧离子与氦

离子, 这些重离子对快磁声波的激发所产生的影响目前尚缺乏研究. 为此, 本文采用动理学线性理论分析, 通过改变背景冷等离子体中氦离子与氧离子的相对浓度, 评估背景重离子对质子伯恩斯坦波不稳定性的调制作用.

1 线性理论分析方法与等离子体参数

基于 Min 和 Liu[11] 前期开发的等离子体动理学色散关系求解器, 开展质子伯恩斯坦波不稳定性的线性分析. 对于给定粒子速度分布的等离子体, 该求解器对等离子体电磁波动的动理学色散关系进行数值求解, 得到不同波长、不同传播角下不稳定波模的频率与增长率. 与以往色散关系求解器不同, 该求解器基于环–束速度分布设计, 可通过多个环–束速度分布的线性叠加, 构建各类研究所需的任意粒子速度分布模型. 研究等离子体中包含了驱动不稳定性发生的较高能量质子 (占比 10%)、低温度背景离子 (占比 90%) 以及电子. 其中背景离子包含质子、氦离子和氧离子三种成分 (其相对密度根据需要进行调整). 在各粒子组分中, 假设驱动不稳定性的质子满足壳速度分布, 其余粒子均满足简单的麦克斯韦速度分布.

1.1 质子壳速度分布模型的构建

驱动质子伯恩斯坦波不稳定性的高能质子满足各向同性的壳速度分布, 其表达式为

$$f_{\rm s}(v)=\frac{n_{\rm s}}{C_{\rm s}}\exp\left[-\frac{(v-v_{\rm s})^2}{v_{\rm th}^2}\right]. \tag{1}$$

其中, $n_{\rm s}$为壳速度分布质子的数密度; $v_{\rm s}$为壳速度; $v_{\rm th}$为壳分布质子的热展宽速度; $C_{\rm s}$为归一化常数, 其表达式为

$$\begin{aligned}C_{\rm s}=&\pi v_{\rm th}^3\left[2\left(\frac{v_{\rm s}}{v_{\rm th}}\right)\exp\left(-\frac{v_{\rm s}^2}{v_{\rm th}^2}\right)+\right.\\&\left.\sqrt{\pi}\left(2\frac{v_{\rm s}^2}{v_{\rm th}^2}+1\right)e_{\rm erfc}\left(-\frac{v_{\rm s}}{v_{\rm th}}\right)\right].\end{aligned} \tag{2}$$

其中, $e_{\rm erfc}$为互补误差函数. 参照 Min 等[11] 的做法, 采用多个环–束分布叠加, 从而得到壳速度分布. 对于环–束分布, 其表达式为

$$\begin{aligned}f_{\rm r}(v_\perp,v_\parallel)=&\frac{n_{\rm r}}{\pi^{\frac{3}{2}}v_{\parallel{\rm th}}v_{\perp{\rm th}}^2C_{\rm r}}\exp\left[-\frac{(v_\perp-v_{\rm r})^2}{v_{\perp{\rm th}}^2}\right]\cdot\\&\exp\left[-\frac{(v_\parallel-v_{\rm d})^2}{v_{\parallel{\rm th}}^2}\right].\end{aligned} \tag{3}$$

其中, $n_{\rm r}$为环–束分布粒子的数密度; $v_{\rm d}$为平行漂移速度; $v_{\rm r}$为环速度; $v_{\parallel{\rm th}}$和$v_{\perp{\rm th}}$分别为环–束分布在平行和垂直于背景磁场的速度方向上的热展宽; 归一化常数

$$C_{\rm r}=\exp\left(-\frac{v_{\rm r}^2}{v_{\perp{\rm th}}^2}\right)+\sqrt{\pi}\left(\frac{v_{\rm r}}{v_{\perp{\rm th}}}\right)\cdot e_{\rm erfc}\left(-\frac{v_{\rm r}}{v_{\perp{\rm th}}}\right).$$

采用与 Min 等[11] 相同的方法, 选取 23 个环–束分布构建式 (1) 的壳速度分布. 这些环–束分布的$v_{\parallel{\rm th}}$与$v_{\perp{\rm th}}$均等于壳速度分布的热展宽速度, $v_{\rm d}=v_{\rm s}\cos\alpha_j$, $v_{\rm r}=v_{\rm s}\sin\alpha_j$, $\alpha_j=j\pi/18$, $j=-2,\,-1,\,0,\cdots,20$. 此外, 各环–束分布的数密度与其归一化常数成正比, 即

$$\frac{n_{{\rm r}j}}{n_{\rm s}}=C_{{\rm r}j}/\sum\nolimits_{j=-2}^{20}C_{{\rm r}j}.$$

1.2 等离子体参数

研究中低温背景离子与电子服从麦克斯韦分布. 首先假设所有背景离子均为质子, 然后将这些冷质子逐渐替换为相同温度的氦离子或氧离子, 以此评估背景重离子对质子伯恩斯坦波不稳定性的影响. 此外, 采用和 Min 等[11] 相同的做法, 将质子与电子质量比$m_{\rm p}/m_{\rm e}$以及光速与质子阿尔芬速度比$c/v_{\rm A}$分别设定为 100 和 15. 相关物理参数采用小于真实参数的取值, 可有效降低下混杂频率, 从而大幅削减质子伯恩斯坦不稳定波模的谐波数量, 进而简化不稳定性的线性求解过程. 此外, 该组参数保留了真实参数间的相对量级关系, 不会改变体系的基本物理特性. 速度参数均以质子阿尔芬速度$v_{\rm A}$为单位给出. 其中背景冷质子的热速度为 $0.045v_{\rm A}$; 背景电子的温度与背景质子相同, 由于$m_{\rm p}/m_{\rm e}=100$, 电子的热速度为 $0.45v_{\rm A}$; 壳分布的高能质子的壳速度为 $2v_{\rm A}$, 其热展宽速度为 $0.45v_{\rm A}$.

1.3 快磁声波的增长特征

图 1 给出了当所有背景离子均为质子时, 基于上述参数计算得到的质子伯恩斯坦波不稳定性的线性增长率γ随传播角ψ和波数k的变化. 图 1 中不稳定性增长率以质子回旋频率 ($\Omega_{\rm cp}$) 归一化, 波数以质子惯性长度 ($\lambda_{\rm p}=v_{\rm A}/\Omega_{\rm cp}$) 的倒数归一化. 此外, 不稳定波模可在多个不同频率上存在, 图 1 仅选取增长率最高的两个波模作为示例, 给出其增长率. 与 Min 等[11] 的结果相同, 图 1(a) 显示不稳定性的最大增长率 (绿色点) 出现在第三谐波处, 数值为$\gamma=0.081\Omega_{\rm cp}$, 位置

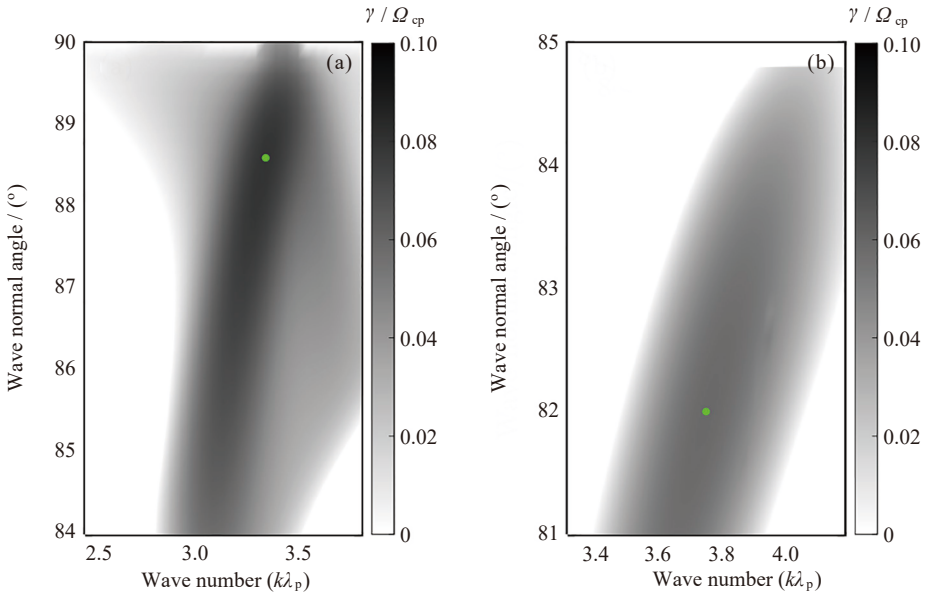


图 1 质子伯恩斯坦波不稳定性线性增长率γ随波数k和传播角ψ的变化. (a) 接近$3\Omega_{\rm cp}$的第三谐波模式, (b) 接近$3.5\Omega_{\rm cp}$时的半倍频波模

Fig. 1 Variation of the proton Bernstein instability linear growth rate (γ) with wave number (k) and wave normal angle (ψ). Left panel (a) Third-harmonic mode near $3\Omega_{\rm cp}$, (b) Half-harmonic wave mode near $3.5\Omega_{\rm cp}$

为$k\lambda_{\rm p}=3.35$, 传播角$\psi=88.6°$, 频率为$\omega=2.96\Omega_{\rm cp}$; 同时, 图 1(b) 显示第二大的增长率 (绿色点) 出现在传播角较小的地方, 数值为$\gamma=0.059\Omega_{\rm cp}$, 位置为$k\lambda_{\rm p}=3.75$, 传播角$\psi=82°$, 频率为$\omega=3.60\Omega_{\rm cp}$. 需要说明的是, 增长率第二大的波模不仅传播角相对较小, 频率也与质子回旋频率的整数倍相距较远, 属于壳分布质子激发的较特殊的半倍频波动[12]. 考虑到卫星观测得到的快磁声波频率大多位于质子回旋频率的整数倍附近, 后续分析仅关注更接近 90°传播、且位于质子回旋频率谐波附近的不稳定波模.

图 2 进一步给出了固定传播角为 88.6°时, 动理学色散关系求解器计算得到的质子伯恩斯坦波模的色散关系. 图 2 中黑色虚线代表动理学理论求解出的质子伯恩斯坦波模的色散关系曲线, 质子伯恩斯坦波的频率分布于质子回旋频率的整数倍附近, 标红部分代表增长率大于 0 的不稳定波模. 作为对比, 图中蓝色实线为磁流体力学中快磁声波对应的冷等离子体色散关系曲线. 等离子体以 90% 的冷等离子体成分为主导, 冷等离子体色散关系与动理学理论给出的色散关系具有较好的一致性, 不稳定波模基本沿冷等离子体色散关系分布.

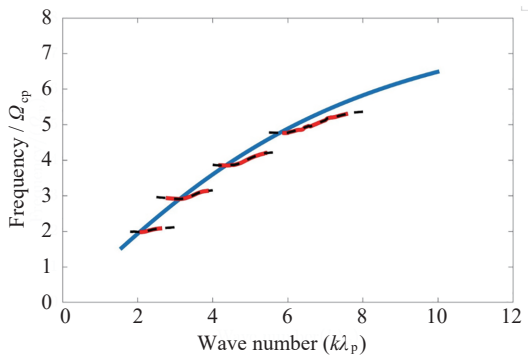


图 2 传播角为 88.6°时动理学色散关系求解器计算得到的质子伯恩斯坦波模的色散关系与磁流体力学中快磁声波对应的冷等离子体色散关系曲线对比

Fig. 2 Comparison between the proton Bernstein wave dispersion relation obtained from the kinetic dispersion relation solver and the cold plasma dispersion relation of fast magnetosonic waves in magnetohydrodynamics at the wave normal angle of 88.6°

2 背景重离子的影响

为了探究背景离子组分的变化对质子伯恩斯坦波不稳定性的影响, 将上述模型中的背景冷质子逐渐

替换为温度一样的氦离子或氧离子. 首先以 0.3 为步长将冷质子的占比$\eta_{\rm p}$逐渐从 0.9 减为 0, 相应地, 氦离子的占比$\eta_{\rm He^+}$从 0 逐渐增加至 0.9. 由于氦离子的质量是质子的 4 倍, 相同温度的氦离子的热速度是质子的 1/2, 即 0.0225$v_{\rm A}$.

针对不同的氦离子占比, 本研究使用上文所述的等离子体色散关系求解器计算出频率在质子回旋频率整数倍附近的质子伯恩斯坦波模的增长率随传播角ψ和波数k的变化. 图 3 给出了各波模的最大增长率所在传播角的变化情况, 图中不同颜色的折线对应不同的$\eta_{\rm He^+}$. 红、蓝、绿、紫 4 条折线分别代表背景离子中质子被逐渐替换为氦离子时, 各波模的最大增长率所在的传播角. 图 3 仅给出了最大增长率为正的不稳定波模. 从图 3 中可以看到, 随着$\eta_{\rm He^+}$的增加, 不稳定波模存在向低频移动的趋势: 当$\eta_{\rm He^+}=0.9$时, 第五谐波变得稳定, 而第一谐波变得不稳定. 另外, 各波模的最大增长率对应的传播角随$\eta_{\rm He^+}$的变化无明确的规律, 但均处于 86.4°～89.8°较窄区间. 图 3 中不同颜色的水平虚线标示了不同$\eta_{\rm He^+}$条件下各不稳定波模最大增长率所在传播角的平均值, 从$\eta_{\rm He^+}=0$到$\eta_{\rm He^+}=0.9$分别为 88.7°, 88.6°, 88.75°和 89.45°. 可以看到, 不同背景离子组分条件下, 各波模的最大增长率并非出现在同一传播角, 但这些传播角的变化比较有限. 因此, 为了便于描述, 本文后续线性不稳定性分析均采用固定传播角$\psi=89°$.

图 4 给出了不同氦离子占比条件下, 线性分析得

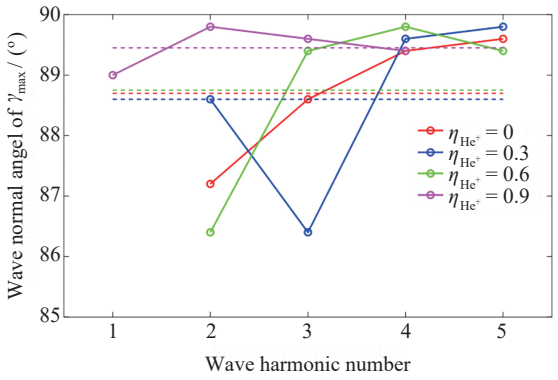


图 3 不同背景氦离子占比条件下质子伯恩斯坦波不稳定性各波模的最大增长率所在传播角的变化

Fig. 3 Wave normal angles of the most unstable proton Bernstein waves at various harmonics under different background helium ion concentrations

到的质子伯恩斯坦波动理学色散关系和快磁声波冷等离子体色散关系曲线的对比, 以及各不稳定波模增长率γ随频率ω的变化情况 ($\psi=89°$). 图 4 左列的格式与图 2 一致,黑色虚线代表质子伯恩斯坦波模的动理学色散关系曲线, 红色实线部分为增长率大于 0 的部分; 蓝色实线代表冷等离子体色散关系曲线. 此外, 从上到下不同的行代表不同背景氦离子占比条件下的结果.

从图 4 左列图可以看出, 随着氦离子占比的增加, 冷等离子体色散关系曲线 (蓝线) 在$\omega-k$空间中向右下方移动. 这是因为快磁声波的频率上限 (在垂直传播时) 等于该等离子体组分对应的下混杂频率, 该特征频率随氦离子浓度的升高而降低. 与冷等离子体色散关系的变化一致, 质子伯恩斯坦波的动理学色散关系也随氦离子占比的增加向右下方移动. 不过, 随着氦离子浓度的增加, 质子伯恩斯坦波的动理学色散关系开始整体性处于冷等离子色散关系曲线的下方, 二者之间开始出现较为明显的差异. 此外, 图 4 右列给出了质子伯恩斯坦波不稳定波模的增长率及出现谐波的位置随氦离子占比增加的变化. 从整体上看, 质子伯恩斯坦波的增长率随背景氦离子占比的增加而降低; 与此同时, 不稳定波模出现谐波的位置向低频转移, 导致低阶谐波的增长率反而增加. 如图 4(b) 中最大增长率出现在三次谐波处, 而图 4(d) 与 (f) 中的最大增长率出现在二次谐波处. 当全部背景质子被替换为氦离子时, 图 4(h) 显示最大增长率进一步向低频转移到一次谐波处, 而原本不稳定的五次谐波变得稳定.

为了探究背景氧离子占比的变化对质子伯恩斯坦波不稳定性的影响, 将模型中的背景冷质子逐渐替换为温度相同的氧离子. 以 0.3 为步长将冷质子的占比$\eta_{\rm p}$逐渐从 0.9 减为 0, 相应地, 氧离子的占比$\eta_{\rm O^+}$从 0 逐渐增加至 0.9. 由于氧离子的质量是质子的 16 倍, 相同温度的氧离子的热速度是质子的 1/4, 即 0.01125 $v_{\rm A}$. 与图 4 类似, 图 5 给出了在固定传播角为 89°的情况下, 针对不同氧离子占比进行动理学色散关系求解得到的质子伯恩斯坦波动理学色散关系和快磁声波冷等离子体色散关系曲线的对比, 以及各不稳定波模增长率γ随频率ω的变化情况. 与图 4 中氦离子占比增加时的结果相同, 从图 5 左列可以看出, 随着氧离子浓度的增加, 冷等离子体色散关系与动理学色散

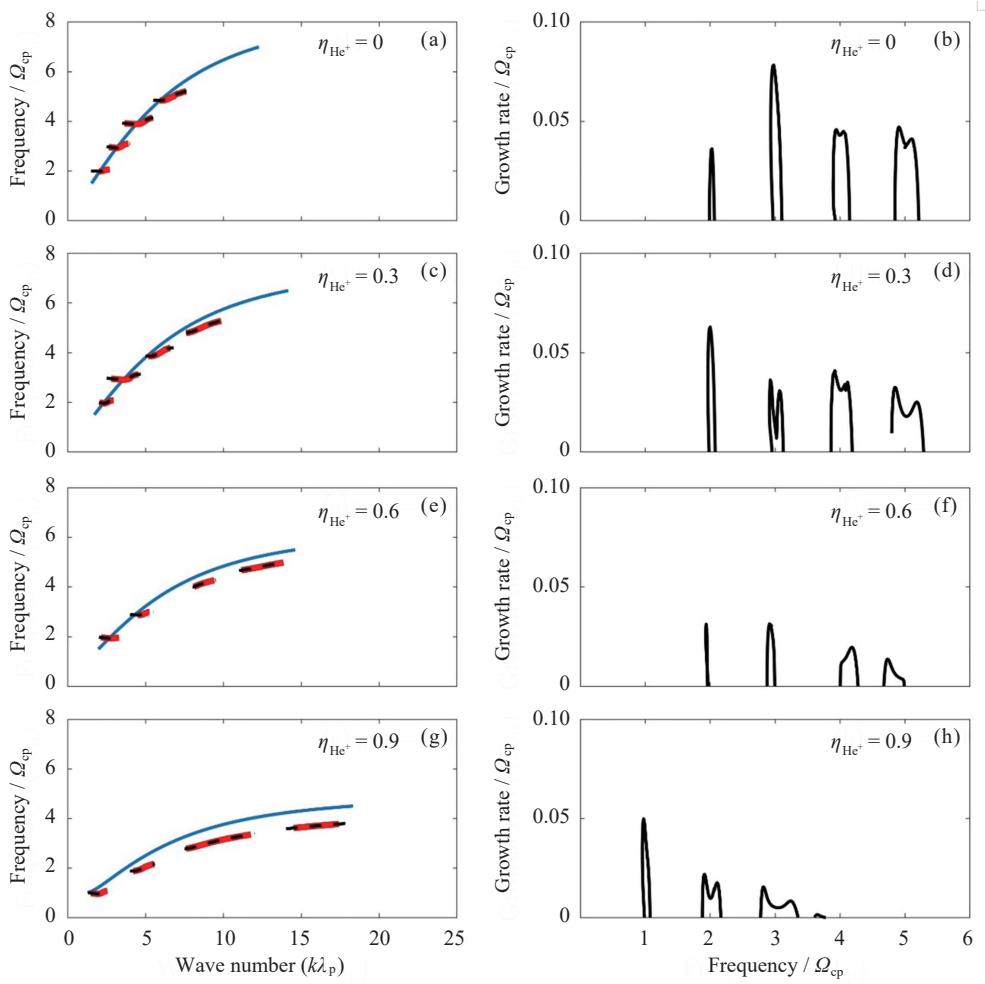


图 4 不同背景氦离子占比条件下固定传播角为 89°时, 动理学色散关系求解器计算出的质子伯恩斯坦波模的色散关系与磁流体力学中对应于快磁声波的冷等离子体色散关系曲线对比 (左列) 以及各不稳定波模增长率 γ 随频率 ω 的变化情况 (右列)

Fig. 4 Comparison between the proton Bernstein wave dispersion relation obtained from the kinetic dispersion relation solver and the cold plasma dispersion relation of fast magnetosonic waves in magnetohydrodynamics (left column) and the wave growth rate γ versus frequency ω (right column) under different background helium ion concentrations and at a fixed wave normal angle of 89°

关系曲线在$\omega - k$空间中向右下方移动, 且相比于增加氦离子占比时此变化更为显著. 这是因为下混杂频率随着氧离子浓度增加时的下降速度高于随着氦离子浓度增加时的下降速度. 图 5 右列给出了随着氧离子占比逐渐增长, 质子伯恩斯坦波不稳定性的增长率整体降低, 同时不稳定波模所在的谐波范围向低频转移. 如图 5(b) 中最大增长率出现在三次谐波处, 而图 5(d) 中的最大增长率出现在二次谐波处; 当全部背景质子被替换为氧离子时, 图 5(h) 显示最大增长率进一步转移至一次谐波处, 且三次谐波及更高阶的不稳定波模消失.

值得说明的是, 不同背景氧离子占比条件下, 质子伯恩斯坦波不稳定性各波模的最大增长率所在传播角也有类似图 3 中 (对应于不同背景氦离子占比) 的变化, 故文中不再重复展示. 此外, 图 4 与图 5 右列给出的质子伯恩斯坦波增长率随η_{He+}和η_{O+}的增加呈现整体降低并向低频转移的趋势, 且不受传播角固定为$\psi = 89°$影响. 也就是说, 即使在图 4 与图 5 右列给出不同η_{He+}和η_{O+}条件下各次谐波在不同传播角的最大增长率, 图中所揭示的不稳定波模的变化趋势也不会改变; 但这会使两图左列中色散关系曲线的对比分析变得更加复杂 (对各次谐波需绘制不同传播角

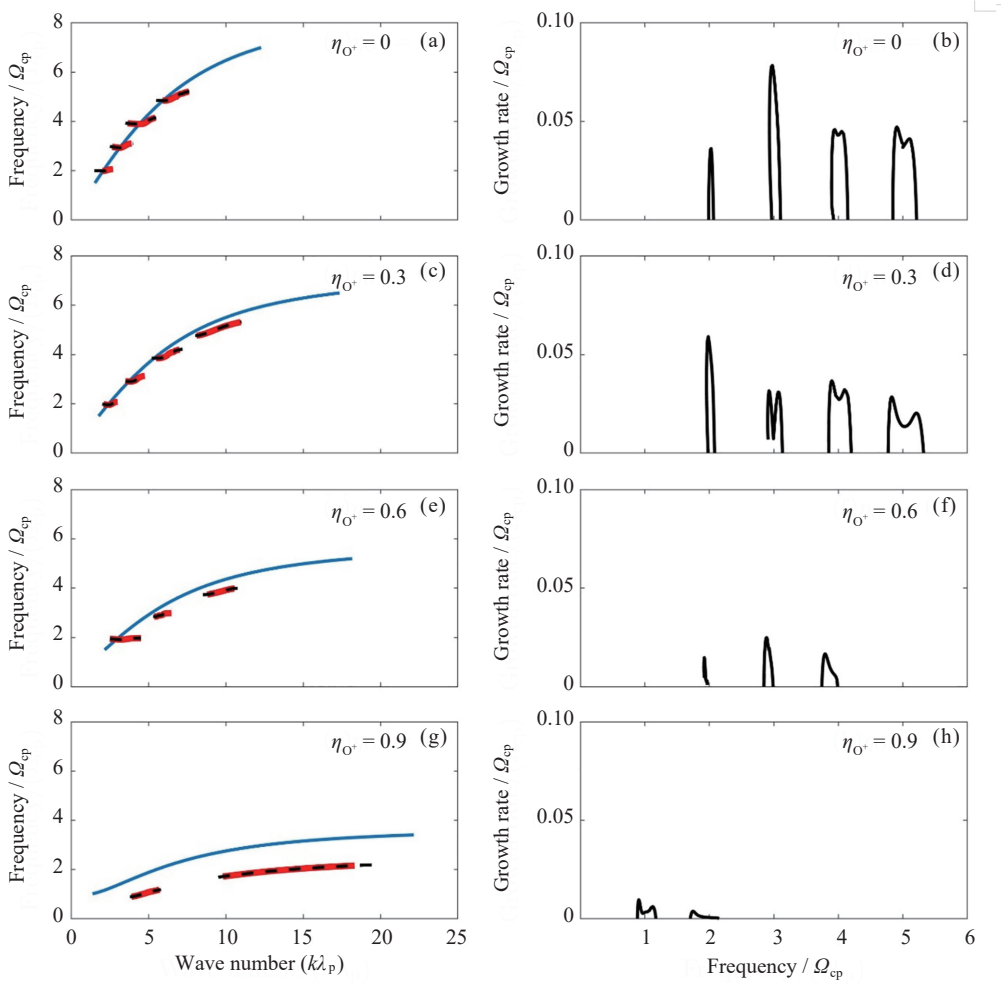


图 5 不同背景氧离子占比条件下固定传播角为 89°时, 动理学色散关系求解器给出的质子伯恩斯坦波模的色散关系与磁流体力学中对应于快磁声波的冷等离子体色散关系曲线对比 (左列)
以及各不稳定波模增长率 γ 随频率 ω 的变化情况 (右列)

Fig. 5 Comparison between the proton Bernstein wave dispersion relation obtained from the kinetic dispersion relation solver and the cold plasma dispersion relation of fast magnetosonic waves in magnetohydrodynamics (left column) and the wave growth rate γ versus frequency ω (right column) under different background oxygen ion concentrations and at a fixed wave normal angle of 89°

的色散关系曲线).

3 讨论

综上所述, 背景重离子占比的增加会导致质子伯恩斯坦波不稳定性增长率整体性下降, 这一现象可以用图 6 中不同背景重离子占比条件下的冷等离子体色散关系曲线和$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置之间的距离来说明, 其中$J_n$表示第一类贝塞尔函数 ($n$阶), $k_\perp$为垂直方向的波数. 已有研究表明, 质子伯恩斯坦波不稳定性各阶谐波的增长率大体上与$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$成比例, 最大增长率倾向于发生在$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置附近, 这里贝塞尔函数的阶数 n 对应于波模的谐波数[10,22–23]. 对于一定阶数的$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$, 其第一峰值位置对应的$k_\perp$仅与$v_s$有关 (在$\Omega_{cp}$固定的情况下), 不随背景重离子占比的变化而改变. 图 6 中不同颜色的实线与虚线分别为不同背景氦离子与氧离子占比条件下的冷等离子体色散关系. 此外, 如图 4 与图 5 的左列所示, 在较冷的背景离子居于主导的情况下, 不稳

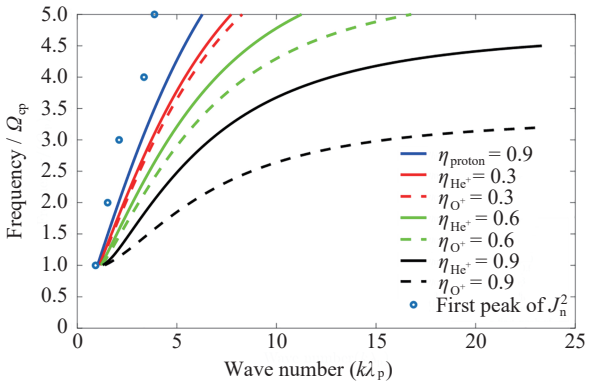


图 6 不同背景氦离子与氧离子占比条件下固定传播角为 89°时, 对应于快磁声波的冷等离子体色散关系曲线与第一类贝塞尔函数$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置 (圆圈) 对比

Fig. 6 Comparison between the cold plasma dispersion relations of fast magnetosonic waves and the locations of the first peaks of the squared Bessel function of the first kind, $J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$ (marked by circles), under different background helium and oxygen ion concentrations and at a fixed wave normal angle of 89°

定的质子伯恩斯坦波模发生在冷等离子体色散关系附近; 而背景重离子占比的增加使冷等离子体色散关系曲线向右下即k更大的方向移动, 从而使不稳定的质子伯恩斯坦波模与$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置之间距离越来越远, 最终导致最大增长率整体性下降. 相较于背景氦离子, 当背景氧离子占比增加时会导致下混杂频率更快速地下降, 从而使冷等离子体色散关系曲线更快地远离$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置, 因此氧离子占比的增多对于质子伯恩斯坦波不稳定性增长率的整体性抑制更为显著.

当背景重离子占比增加时, 不稳定的质子伯恩斯坦波模所在的谐波范围会向低频移动 (图 4 与图 5), 这与背景冷质子对低阶质子伯恩斯坦波的阻尼效应相关. 对于准垂直传播的质子伯恩斯坦波, 背景冷质子可通过回旋共振对该类波动产生阻尼; 该阻尼效应随回旋共振阶数升高而减弱, 对低阶质子伯恩斯坦波的阻尼作用更强. 因此, 当背景质子被替换为氦离子或氧离子时, 由于氦离子、氧离子的回旋频率分别为质子的 1/4 和 1/16, 对应于该给定谐波质子伯恩斯坦波的氦、氧粒子回旋共振阶数, 相比质子情形显著增加, 阻尼效果变弱, 从而导致低阶波模的增长率相对增大 (在增长率整体降低的情况下).

4 结语

利用线性动理学不稳定性分析, 通过改变背景冷等离子体中氦离子与氧离子的相对浓度, 评估了背景重离子对质子伯恩斯坦波不稳定性的影响. 结果表明, 在背景冷质子被逐渐替换为相同温度的氦离子或氧离子时, 不稳定波模向更大的波数 (对应于更小的波长) 偏移, 其色散关系与磁流体力学中对应于快磁声波的冷等离子体色散关系曲线整体趋势趋于吻合, 但波数偏大, 且该偏差逐渐变大; 与此同时, 不稳定性的整体增长率变小, 且不稳定波模出现的谐波位置向低频转移.

研究揭示的背景重离子占比对质子伯恩斯坦波不稳定性的改变可从冷等离子体色散关系受背景重离子占比的影响、冷等离子体色散关系与$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置间的距离, 以及背景冷质子对低阶质子伯恩斯坦波的回旋共振阻尼效应 3 个方面来说明. 首先, 背景重离子占比增加会降低下混杂频率, 从而使快磁声波冷等离子体色散关系向更大的波数移动, 引起不稳定质子伯恩斯坦波的波数增大. 其次, 质子伯恩斯坦波不稳定性的最大增长率倾向于发生在$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置附近, 背景重离子占比增加时, 不稳定波模色散关系向更大波数的移动使其与$J_n^2(\frac{k_\perp v_s}{\Omega_{cp}})$的第一峰值位置的距离变大, 进而导致不稳定性增长率整体减小. 最后, 基于其不同的回旋频率, 背景冷质子对低阶质子伯恩斯坦波的回旋共振衰减相较于背景氦离子或氧离子更为有效. 因此, 当背景冷质子被逐渐替换为相同温度的氦离子与氧离子时, 低阶波模的增长率增加, 导致不稳定波模的谐波范围向低频转移.

通过将等离子体中的冷质子逐渐替换为温度相同的氦离子或氧离子, 从而改变背景冷等离子体中氦离子与氧离子的相对浓度, 背景冷离子总的占比并未增加, 驱动不稳定性的壳分布质子的密度也未变化. 因此, 文中揭示的不稳定性的整体增长率变小与背景冷等离子体密度增加时导致驱动不稳定性质子占比变小, 从而使不稳定性增长率变小的情况不同. 此外,

提出背景冷等离子体中氦离子与氧离子的相对浓度改变的范围较大, 最高达 0.9, 而在地球内磁层中二者较难达到如此大的数值. 选取上述参数一方面为了使质子伯恩斯坦波不稳定性的变化特征更为显著; 另一方面, 该类参数条件也与部分特定行星的空间等离子体环境相关. 例如木星重离子辐射带以氧离子为主要离子成分, 分析结果可为木星内磁层中可能存在的质子回旋谐波的研究提供参考.

医学伦理 研究不涉及人体或动物实验.

利益冲突 所有作者均声明不存在利益冲突.

参考文献

[1] SANTOLÍK O, PICKETT J S, GURNETT D A, *et al*. Spatiotemporal variability and propagation of equatorial noise observed by Cluster[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2002, **107**(A12): 1495

[2] PERRAUT S, ROUX A, ROBERT P, *et al*. A systematic study of ULF waves above F_{H+} from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distributions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1982, **87**(A8): 6219-6236.

[3] BALIKHIN M A, SHPRITS Y Y, WALKER S N, *et al*. Observations of discrete harmonics emerging from equatorial noise[J]. *Nature Communications*, 2015, **6**(1): 7703

[4] RUSSELL C T, HOLZER R E, SMITH E J. OGO 3 observations of ELF noise in the magnetosphere: 1. spatial extent and frequency of occurrence[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1969, **74**(3): 755-777

[5] BOARDSEN S A, GALLAGHER D L, GURNETT D A, *et al*. Funnel-shaped, low-frequency equatorial waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1992, **97**(A10): 14967-14976

[6] HORNE R B, WHEELER G V, ALLEYNE H S C K. Proton and electron heating by radially propagating fast magnetosonic waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2000, **105**(A12): 27597-27610

[7] WANG J, YU J, CHEN Z Z, *et al*. Local generation of magnetosonic waves by ring beam hot protons in the martian ionosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2023, **50**(9): e2023GL102911

[8] WANG J, YU J, CHEN Z Z, *et al*. A parametric study of locally generated magnetosonic waves by ring-beam hot protons in the Martian heavy ion-rich environment[J]. *Geophysical Research Letters*, 2024, **51**(15): e2024GL110084

[9] MCCLEMENTS K G, DENDY R O, LASHMORE-DAVIES C N. A model for the generation of obliquely propagating ULF waves near the magnetic equator[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1994, **99**(A12): 23685-23693

[10] CHEN L J, THORNE R M, JORDANOVA V K, *et al*. Global simulation of magnetosonic wave instability in the storm time magnetosphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2010, **115**(A11): A11222

[11] MIN K, LIU K J. Fast magnetosonic waves driven by shell velocity distributions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(4): 2739-2753

[12] MIN K, LIU K J. Regime transition of ion Bernstein instability driven by ion shell velocity distributions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(10): 8448-8454

[13] XIAO F L, ZHOU Q H, HE Z G, *et al*. Magnetosonic wave instability by proton ring distributions: simultaneous data and modeling[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2013, **118**(7): 4053-4058

[14] YUAN Z G, OUYANG Z H, YU X D, *et al*. Global distribution of proton rings and associated magnetosonic wave instability in the inner magnetosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2018, **45**(19): 10160-10166

[15] WALKER S N, BALIKHIN M A, SHKLYAR D R, *et al*. Experimental determination of the dispersion relation of magnetosonic waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015, **120**(11): 9632-9650

[16] YU X D, YUAN Z G, YAO F, *et al*. Electromagnetic characteristics of fast magnetosonic waves in the inner magnetosphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2021, **126**(9): e2021JA029759

[17] GAO Z L, LIU S, XIAO F L, *et al*. Observation and fully thermal simulation of quasi-electrostatic magnetosonic waves[J]. *Geophysical Research Letters*, 2021, **48**(24): e2021GL095757

[18] LIU S, WANG W Y, GAO Z L, *et al*. Dependence of quasi-electrostatic magnetosonic wave generation on plasma density and suprathermal protons[J]. *Geophysical Research Letters*, 2023, **50**(8): e2023GL103083

[19] GAO Z L, ZHOU Y X, YANG H M, *et al*. A statistical study of quasi-electrostatic magnetosonic waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2024, **129**(1): e2023JA032064

[20] YAO F, LIU K J, YU X D, *et al*. Scattering of radiation belt electrons by fast magnetosonic waves: considering the kinetic effects[J]. *Geophysical Research Letters*, 2023,

50(8): e2023GL103292

[21] LIU K J, GARY S P, WINSKE D. Excitation of magnetosonic waves in the terrestrial magnetosphere: particle-in-cell simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2011, **116**(A7): A07212

[22] MIN K, LIU K J. Understanding the growth rate patterns of ion Bernstein instabilities driven by ring-like proton velocity distributions[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(4): 3036-3049

[23] LIU X, CHEN L J, WANG X Y. Magnetosonic wave instability by proton ring and shell distributions[J]. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 2024, **11**: 1446194

[24] MIN K, LIU K J. Proton velocity ring-driven instabilities in the inner magnetosphere: linear theory and particle-in-cell simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(1): 475-491

[25] MIN K, LIU K J, WANG X Y, *et al*. Fast magnetosonic waves observed by Van Allen Probes: testing local wave excitation mechanism[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2018, **123**(1): 497-512

作者简介



王若晗 男, 2000 年 2 月出生于山东省青岛市, 现为南方科技大学地球与空间科学系地球物理学博士研究生, 主要研究方向为地球内磁层波动的动理学不稳定性分析和 PIC 模拟等.

E-mail: 12231203@mail.sustech.edu.cn



刘凯军（通信作者） 男, 1977 年 9 月出生于河南省洛阳市, 现为南方科技大学地球与空间科学系教授, 主要研究方向为空间等离子体中与动理学不稳定性相关的波动激发及粒子散射.

E-mail: liukj@sustech.edu.cn