



基于范阿伦卫星观测的槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性评估

朱琪 马新 曹兴 倪彬彬 项正 付松 顾旭东 张援农

Assessment of applicability of cold plasma dispersion relation of slot region hiss based on Van Allen Probes observations

Zhu Qi Ma Xin Cao Xing Ni Bin-Bin Xiang Zheng Fu Song Gu Xu-Dong Zhang Yuan-Nong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 051101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211671

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211671>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

冷等离子体强化制备金属催化剂研究进展

Research progress of metal catalysts enhanced synthesized by cold plasma

物理学报. 2018, 67(21): 215202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181451>

非热等离子体材料表面处理及功能化研究进展

Recent progress of non-thermal plasma material surface treatment and functionalization

物理学报. 2021, 70(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202233>

等离子体中X射线透过率分析及潜在通信应用研究

X-ray transmission characteristics and potential communication application in plasma region

物理学报. 2019, 68(4): 040401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181973>

三维数值模拟射频热等离子体的物理场分布

Three-dimensional numerical simulation of physical field distribution of radio frequency thermal plasma

物理学报. 2021, 70(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202135>

黑腔中等离子体相互作用的流体力学现象观测

Observation of hydrodynamic phenomena of plasma interaction in hohlraums

物理学报. 2018, 67(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181391>

中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波阻尼系数的研究

Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma

物理学报. 2020, 69(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200222>

基于范阿伦卫星观测的槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性评估*

朱琪¹⁾ 马新¹⁾ 曹兴^{1)†} 倪彬彬^{1)2)‡} 项正¹⁾
付松¹⁾ 顾旭东¹⁾ 张援农¹⁾

1) (武汉大学电子信息学院, 武汉 430072)

2) (中国科学院比较行星学卓越创新中心, 合肥 230026)

(2021 年 9 月 7 日收到; 2021 年 10 月 11 日收到修改稿)

等离子体层嘶声波对电子的散射损失是地球内外辐射带之间的槽区 ($1.8 \leq L \leq 3$) 形成的主要机制. 冷等离子体色散关系被广泛地运用于量化嘶声波对高能电子的散射效应研究中, 而在真实的磁层环境中, 热等离子体的存在会修正嘶声波的色散特性. 基于范阿伦双星的观测数据, 对比了利用磁场观测数据得到的槽区嘶声波观测幅值和反演幅值, 并研究了空间位置与地磁活动水平对嘶声波冷等离子体色散关系适用性的影响. 结果表明, 冷等离子体近似整体上高估了嘶声波的幅值, 观测幅值与反演幅值的差异有着很强的日夜不对称性, 而没有明显的地磁活动强度依赖性. 此外发现, 波动磁场的反演强度在低频(高频)处显著低于(高于)观测强度, 意味着冷等离子体近似整体上高估(低估)了嘶声波对槽区较低(较高)能量电子的散射强度. 研究证明, 槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用范围有很强的空间区域与频率局限性, 这对深入理解槽区电子的动态演化过程有非常重要的意义.

关键词: 范阿伦卫星, 槽区嘶声波, 冷等离子体色散关系, 热等离子体效应

PACS: 11.55.Fv, 94.05.Pt, 94.30.Xy

DOI: 10.7498/aps.71.20211671

1 引言

等离子体层嘶声是一种宽频无结构的哨声模波动, 频率约在 20 Hz—2 kHz 之间, 主要发生在地球等离子体层内或高密度羽流区^[1–8], 振幅范围从几 pT 到 100 pT 量级^[9,10]. 等离子体层嘶声传播角覆盖范围较宽, 在赤道附近主要沿着磁力线传播, 而当传播到高纬时, 其传播角越来越大^[11,12]. 通过回旋共振相互作用, 等离子体层嘶声可以将内

磁层中的高能电子散射到损失锥, 从而沉降到地球大气层. 嘶声对电子的投掷角散射作用是地球内磁层中一种重要的电子损失机制, 是形成内外辐射带之间槽区的主要因素^[13–25]. 等离子体层嘶声可以有效地散射外辐射带中的高能电子, 对应的特征损失时间从小于 1 小时到几百天不等^[26–31]. 由于嘶声波对电子的散射作用有着很强的能量依赖性, 它也是等离子体层中电子反转能谱现象的主要形成原因^[32–34].

准线性理论^[35]被广泛应用于研究嘶声波与磁

* 国家自然科学基金(批准号: 42025404, 41904143, 41904144)、中国科学院先导 B 计划(批准号: XDB41000000)和中国博士后科学基金(批准号: 2020M672405, 2019M662700)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cxing@whu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: bbni@whu.edu.cn

层高能电子的波粒相互作用过程^[36–40]. 前人在量化嘶声波对高能电子的散射效应时, 往往假设背景磁层等离子体环境是绝对冷的. 而在地磁活动较活跃时, 热等离子体频繁从磁尾注入并传输到内磁层, 冷等离子体环境假设将被破坏, 使得冷等离子体近似下的波动色散关系将不再适用^[41–50]. 文献^[51]根据 Van Allen Probes EMFISIS 观测的哨声波电场强度, 基于冷等离子体理论反演计算了波动的磁场强度, 并与 EMFISIS 观测的磁场强度对比, 结果表明冷等离子体近似法高估了嘶声波的磁场强度, 而低估了合声波的磁场强度. 文献^[52]指出, 热等离子体效应可以显著改变嘶声波的色散关系, 从而降低 ≤ 100 keV 电子的投掷角散射系数. 文献^[53]的工作发现嘶声波观测幅值与冷等离子体条件下反演幅值之间的差异有着很强的地磁活动依赖性, 并进一步从观测上证实了热等离子体对嘶声波色散关系及其对辐射带电子散射效应的显著影响.

由于嘶声波对槽区形成的重要贡献^[54,55], 嘶声波与槽区电子的相互作用过程一直受到人们的广泛关注. 为了研究槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性, 从而评估热等离子体效应对其散射槽区高能电子的影响, 本文利用范阿伦卫星探测的电场和磁场数据, 对比统计了槽区嘶声波观测强度和冷等离子体近似下的反演强度, 并研究了他们之间的差异对地磁活动、空间位置、波动频率的依赖性, 整体评估了冷等离子体近似的适用性. 本文的结构如下: 第 2 节介绍了研究采用的数据和方法; 第 3 节进行了观测结果与反演结果的对比分析; 第 4 节对结果进行总结和讨论.

2 数据与方法

本文使用范阿伦卫星 2012 年 10 月 1 日至

2018 年 2 月 28 日期间的观测数据, 对地球辐射带槽区中的等离子体层嘶声进行统计研究. 范阿伦卫星包括 A, B 两颗运行轨道和携带仪器相同的卫星, 近地点约 1.1Re, 远地点约 5.8Re, 轨道倾角约 10° , 运行周期约 9 h. 本研究主要使用范阿伦卫星搭载的电磁场综合科学仪器套件 (electric and magnetic field instrument suite and integrated science, EMFISIS), 它能提供频率 10 Hz—400 kHz 范围内高精度的波动观测数据. 其中, 波形接收机 (waveform receiver, WFR) 可以同时测量电场和磁场功率谱密度, 频率范围为 10 Hz—12 kHz, 步长为 6 s; 高频接收机 (high-frequency receiver, HFR) 可测量 10 Hz—400 kHz 的电场信息, 通过其提供的上混杂波轨迹, 可以得到背景电子密度.

在冷等离子体色散关系下, 根据麦克斯韦方程中的法拉第定律, 可以从平行传播波动的电场功率谱密度推导出磁场功率谱密度, 公式如下^[10,18,19,56]:

$$S_B = \frac{1}{c^2} \left[1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f - f_{ce})} \right] S_E, \quad (1)$$

其中 S_B , S_E 分别表示磁场和电场功率谱密度, c 为光速, f 为波动频率, f_{pe} 为电子等离子体频率, f_{ce} 为电子回旋频率. 这种利用卫星观测的波动电场数据反演出波动磁场数据的方法已多次在前人的工作中被采用和证实^[10,18,19,56]. 然而研究表明, 等离子体层嘶声并不能一直保持平行于背景磁场传播, 波的传播角会随着地磁纬度的升高而逐渐增大^[27]. 在嘶声波是平面波的假设下, 其传播角信息可利用奇异值分解法 (singular value decomposition method, SVD) 计算得到. 基于文献^[51]的工作, 我们将传播角信息纳入 (1) 式的推导过程中, 则能将磁场数据更准确的转换出来, 公式如下:

$$S_B = \frac{n^2}{c^2} \frac{\left(\frac{D}{S - n^2} \right)^2 (P - n^2 \sin^2 \theta)^2 + P^2 \cos^2 \theta}{(P - n^2 \sin^2 \theta)^2 \left[\left(\frac{D}{S - n^2} \right)^2 + 1 \right] + (n^2 \cos \theta \sin \theta)^2} S_E, \quad (2)$$

$$n^2 = \frac{RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta) - \sqrt{(RL - PS)^2 \sin^4 \theta + 4P^2 D^2 \cos^2 \theta}}{2(S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta)}, \quad (3)$$

$$R = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f - f_{ce})}, \quad (4)$$

$$L = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f(f + f_{ce})}, \quad (5)$$

$$P = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2}, \quad (6)$$

$$D = \frac{1}{2} (R - L), \quad (7)$$

$$S = \frac{1}{2} (R + L), \quad (8)$$

其中, n 表示波动折射指数; θ 为波动传播角; 参量 R, L, P, D , 以及 S 为 Stix 参量^[57].

本研究中判定槽区嘶声波事件标准如下^[53,56,58]:

1) 波动频率在 20—2000 Hz 之间; 2) 等离子体层顶以内; 3) 右旋圆极化, 极化率 > 0.7 ; 4) 平面度 > 0.5 ; 5) $1.8 \leq L \leq 3.0$. 由于等离子体嘶声波通常在等离子体层顶以内被观测到, 利用静电电子回旋谐波 (electron cyclotron harmonic waves, ECH) 的电场振幅强度来判断卫星处于等离子体层顶以内或者以外^[59,60]. 为了避免背景噪声的影响, 剔除了磁场功率谱密度小于 10^{-9} nT²/Hz 数据点; 且由于 1261 Hz 以上的电场功率谱密度值异常升高, 本研究将不考虑该频段数据.

在冷等离子体假设下, 采用如上嘶声波判别和磁场强度反演方法, 通过观测的电场数据, 计算得到了 2012 年 10 月 1 日至 2018 年 2 月 28 日范阿伦卫星探测到的槽区所有嘶声波事件的反演幅值, 并与真实环境下嘶声波观测幅值进行对比. 图 1 给出了范阿伦 B 星在 2015 年 5 月 23 日 00:24—00:58 UT 穿越槽区 ($L = 1.8—3$) 时观测到的嘶声波事件. 图 1(a) 为由上混杂频率计算出的电子密度^[61], 数值在 1000 cm^{-3} 以上, 意味着该事件位于等离子体层顶以内. 图 1(b) 给出了亚暴指数 AE(蓝线) 和磁暴环电流指数 Dst(红线), 该事件中 AE 指数在 40—50 nT 之间, Dst 指数在 -1—0 nT 之间, 地磁活动较为平静期. 图 1(c) 和图 1(d) 分别给出了 WFR 仪器测量的电场和磁场功率谱密度, 品红曲线表示下混杂波频率. 在频率范围 30—1000 Hz, 卫星观测到一个清晰的槽区嘶声波事件, 其发生在夜侧区域 (MLT = 23—02), 地磁纬度约 12° . 图 1(f)—图 1(h) 分别给出了波动的传播角 (WNA)、椭圆极化率和平面度大小. 可以看

出, 该嘶声波事件对应的传播角基本在 30° 以内, 椭圆率极化接近 1, 平面度在 0.5 左右, 符合本文嘶声波判定标准. 图 1(e) 给出了基于 (2) 式, 利用观测的电场结合电子密度、波动传播角等信息反演得到的磁场功率谱密度. 图 1(e) 显示, 反演得到的磁场功率谱密度强于观测磁场, 表明采用冷等离子体近似下的色散关系与嘶声波真实的色散关系存在偏差. 图 1(i) 为观测的嘶声波幅值与冷等离子体近似下反演的嘶声波幅值之间的比较, 结果显示, 反演幅值普遍高于观测幅值, 特别是在较高的 L -shell 区域, 二者差异可以达到近 10 pT.

3 结果分析

对比卫星观测的槽区嘶声波真实幅值和冷等离子体假设下反演的波动幅值, 为验证冷等离子体理论对嘶声波色散关系的适用性提供了一种直接有效的方法, 从而有助于评估热等离子体效应对嘶声波色散关系的影响. 通过定义观测幅值与反演幅值比值的对数 ($\text{ratio} = \log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$, 其中 B_{obs} 为观测幅值, B_{cvt} 为反演幅值, ratio 为比值), 可以量化真实幅值与反演幅值的差异. 比值大于 0 表示观测幅值大于反演幅值, 比值小于 0 表示反演幅值更大, 等于 0 则表示二者相当. 为了探究影响反演幅值与观测幅值间差异的因素, 图 2 和图 3 中进一步计算分析了比值的均值与方差的全球分布规律及其对地磁活动的依赖性.

图 2(a) 和图 2(b) 给出了观测幅值与反演幅值比值的均值和方差在 L -shell ($0.1L$)-MLT(1 h) 维度上的全球分布特性, 结果表明两者都有很强的 L -shell 和 MLT 依赖性. 图 2(a) 显示, 在槽区日侧比值的均值在 0 附近, 接近外边缘区域均值减小至约 -0.02, 说明槽区日侧反演幅值与观测幅值差异并不显著; 在槽区夜侧, 低 L -shell 处均值接近 0, 但在 $L > \sim 2.4$ 处, 均值大幅下降至 -0.06 附近, 说明在夜侧高 L 处反演幅值大于观测幅值. 图 2(b) 表明比值的方差分布有很强的日夜不对称性, 在日侧 9—15 MLT 之间, 方差普遍低于 0.005; 在晨昏侧方差在 0.01 左右; 而在夜侧 21—3 MLT 区间内, 方差基本高于 0.02, 在低 L 处, 方差接近 0.05. 在日侧, 方差随着 L 的增大而增大, 而在夜侧方差没有显示出明显的 L 依赖性. 图 2(c)—图 2(f) 展示了比值的均值与方差在不同 MLT 区间随 L -shell

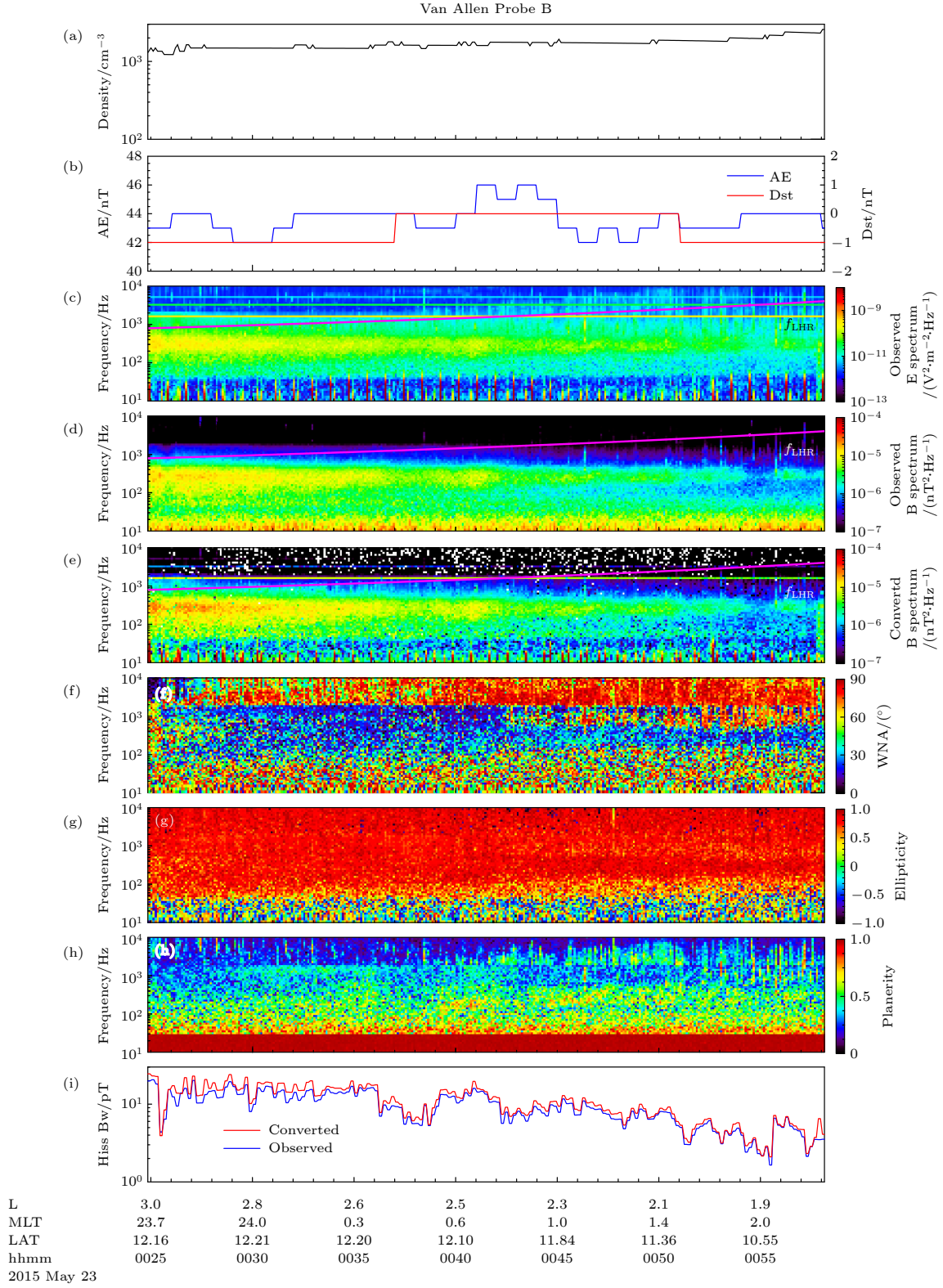


图 1 2015 年 5 月 23 日范阿伦 B 观测到的嘶声波事件 (a) 背景电子密度; (b) AE 和 Dst 指数; (c) 观测电场功率谱密度; (d) 观测磁场功率谱密度; (e) 基于冷等离子理论的反演磁场功率谱密度; (f) 传播角; (g) 极化率; (h) 平面度; (i) 嘶声波观测 (红色) 和反演 (蓝色) 幅值. 图 (c)–(e) 中的品红线条对应下混杂频率 f_{LHR}

Fig. 1. Overview of a plasmaspheric hiss event observed by Van Allen Probe B on 23 May 2015: (a) Ambient electron density; (b) AE index and SYM_H index; observed power spectral intensity of (c) electric field and (d) magnetic field; (e) converted power spectral intensity of magnetic field based on the cold plasma dispersion relation; (f) wave normal angle; (g) wave ellipticity; (h) wave planarity; (i) observed (red) and converted (blue) hiss wave amplitudes. The magenta lines in panels (c)–(e) correspond to the lower hybrid resonance frequency f_{LHR} .

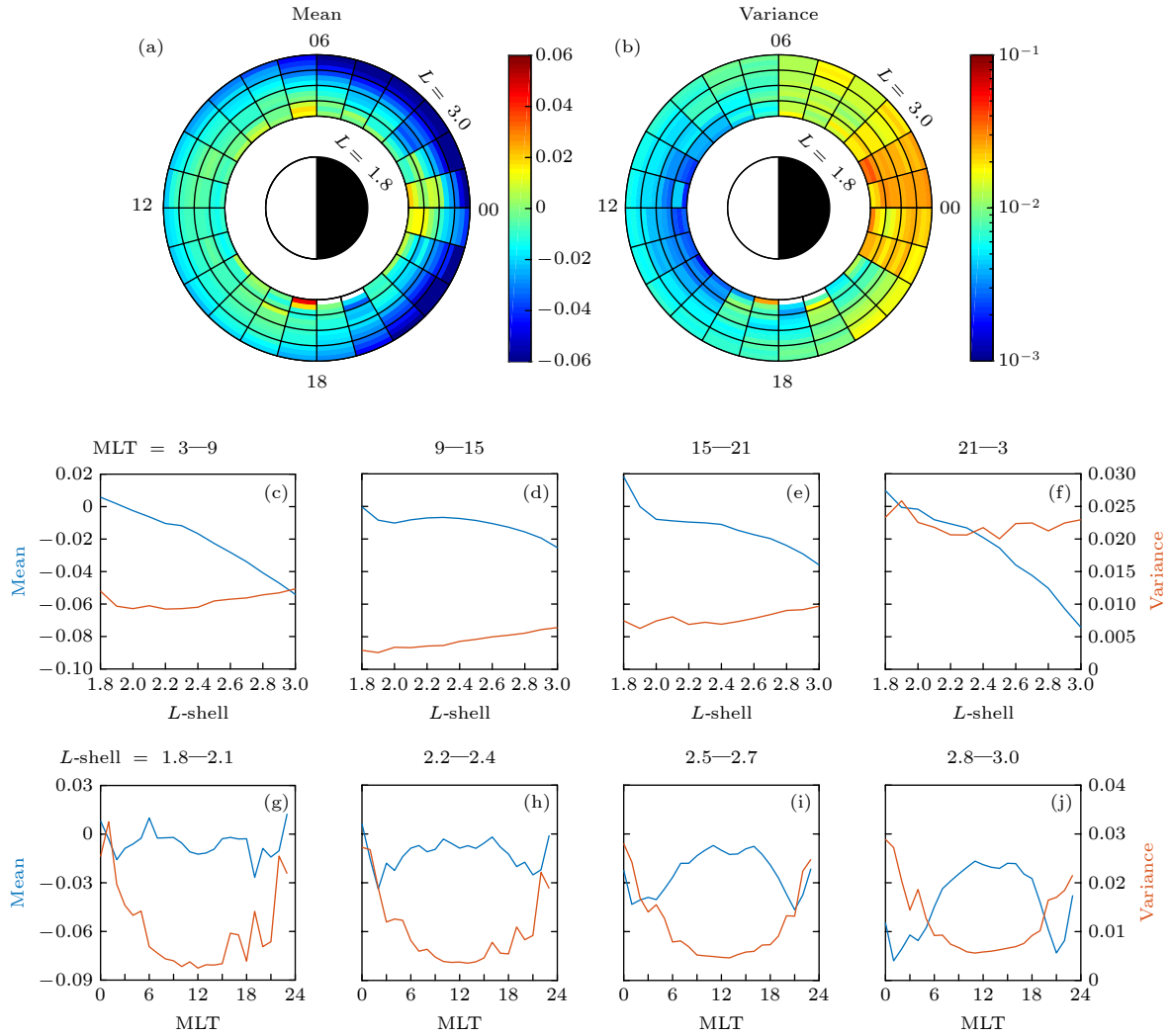


图 2 嘶声波观测幅值与反演幅值比值 ($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$) 的 (a) 均值与 (b) 方差随 L 和 MLT 的全球二维统计分布; (c)—(f) 比值的均值与方差在不同 MLT 区间随 L -shell 的一维统计分布; (g)—(j) 在不同 L -shell 区间随 MLT 的一维统计分布

Fig. 2. Global distribution of the (a) mean value and (b) variance of the ratio of observed hiss amplitudes and converted amplitudes ($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$) as a function of L -shell and MLT; (c)—(f) the mean value and variance of the ratio as a function of L -shell in different MLT sectors; (g)—(j) the mean value and variance of the ratio as a function of MLT in different L -shell ranges.

的一维统计分布. 可以看出, 比值的均值在各 MLT 区间内都随着 L 的增大而减小, 在晨侧 (图 2(c)) 和夜侧 (图 2(f)), 均值随 L 的增大下降较快, 从 $L = 1.8$ 处的约 0.01 降低至 $L = 3.0$ 处的约 -0.07, 而在日侧 (图 2(d)) 和昏侧 (图 2(e)) 均值的下降较为平缓. 结果表明, 在 $L > \sim 2$ 处, 反演幅值整体大于观测幅值 (均值 < 0), 这种偏差在高 L -shell 较为明显, 在晨侧和夜侧更加突出. 在日侧和晨昏侧, 比值的方差随 L -shell 的增大缓慢上升 0.005 左右, 日侧最低 (约 0.004), 夜侧方差最大, 且对 L -shell 的依赖性不明显, 说明嘶声波冷等离子体色散关系在日侧适用性较好, 晨昏侧次之, 在夜侧最差. 另外还分析了比值的均值与方差在不同 L -shell 区间

随 MLT 的一维统计分布. 如图 2(g)—图 2(j) 所示, 比值均值对 MLT 的依赖性随 L -shell 的增大而增强. 在低 L -shell (< 2.1), 其随 MLT 的变化并不明显, 在约 -0.01 附近波动, 随着 L -shell 升高, 夜侧的均值大幅下降, 从而表现出强烈的日夜侧不对称性. 比值方差呈现出日侧低夜侧高的趋势, 随着 L -shell 升高, 日侧方差略微增大, 夜侧方差一直保持在远大于日侧的水平, 说明在日侧, 嘶声波冷等离子体色散关系在低 L -shell 适用性较高 L -shell 更好, 在夜侧其与真实的色散关系差别较大.

为了探究嘶声波观测磁场强度与冷等离子体假设下电场反演的磁场强度之间的差异对地磁活动强度的依赖性, 研究了不同地磁活动条件下, 波

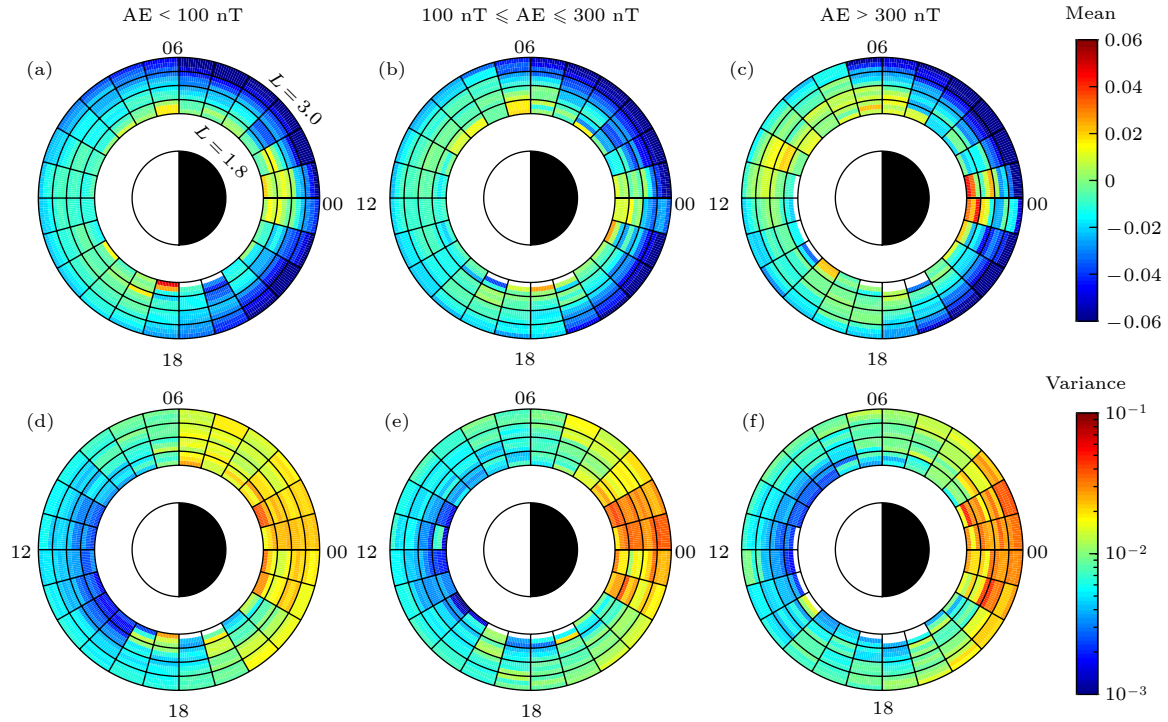


图3 不同地磁活动水平下, 嘶声波观测幅值与反演幅值比值 ($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$) 的均值和方差随 L 和 MLT 的全球统计分布 (a)–(c) 均值; (d)–(f) 方差

Fig. 3. From left to right, global distribution of the mean value and variance of the ratio of observed hiss amplitudes and converted amplitudes ($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$) as a function of L -shell and MLT, in different geomagnetic conditions: (a)–(c) mean value; (d)–(f) variance of the ratio.

动观测幅值与反演幅值比值均值和方差在 L -MLT 上的分布. 如图3所示, 从左到右分别对应地磁活动平静期 ($AE \leq 100$ nT)、中等期 (100 nT $< AE < 300$ nT) 以及活跃期 ($AE \geq 300$ nT). 图3(a)—图3(c)表明, 比值的均值对地磁活动变化的响应较弱, 但在地磁活跃期间, $MLT = 23-1$, $L < 2.1$ 区间内, 比值均值增长至约 0.5, 表明地磁活动的增强造成了此区间内反演幅值远小于观测幅值事件普遍发生. 图3(d)—图3(f)反映出在不同的地磁活动水平下, 比值方差都表现出强烈的日夜侧不对称性, 差异近两个数量级 (日侧约 10^{-3} , 夜侧约 10^{-1}), 在地磁活动较活跃时, 夜侧方差更大, 日夜侧不对称性更加显著, 说明在各种地磁活动水平下, 夜侧的冷等离子体近似适用性都远远低于日侧. 整体上看, 嘶声波冷等离子体色散关系的适用性对地磁活动的依赖性较小, 但仍存在着地磁活动的增强会加大嘶声波冷等离子体色散关系与真实的色散关系之间差异的趋势.

除了研究波动观测强度与反演强度比值均值和方差的全球空间分布情况, 还研究了它们随频率的变化特征. 如图4所示, 嘶声波观测的磁场功率谱

密度与反演的磁场功率谱密度比值的均值随着频率的升高呈先减小, 继而保持稳定, 最后增大的趋势. 在 20—50 Hz, 随着频率增大比值从 0.4 逐渐减小至 0 左右, 表明在低频段, 嘶声波反演的磁场功率谱密度小于真实观测的值, 且频率越低差异越大. 而在高频段内, 波动反演的磁场功率谱密度整体大于观测值, 随着频率的升高, 两种磁场功率谱密度的比值先减小 ($f = 50-60$ Hz), 继而在 -0.15 附近维持稳定 ($f = 60-500$ Hz), 最后升高至 0 附近 ($f = 500-1261$ Hz), 在宽广的中间频段, 比值的均值较低且保持稳定, 是嘶声波反演幅值大于真实幅值的主要贡献部分. 图4表明, 反演的磁场功率谱密度在低频 (高频) 处显著低于 (高于) 观测的磁场功率谱密度, 意味着冷等离子体近似整体上高估 (低估) 了嘶声波对槽区较低 (较高) 能量电子的散射强度, 这与人关于热等离子体效应对嘶声波色散关系的影响的研究结果相符合 [52,53]. 在 20—100 Hz, 比值的方差随频率的增大从约 1.2 单调递减到约 0.2, 而随着频率继续升高, 方差基本保持稳定. 以上结果说明, 冷等离子体近似对 100 Hz 以下的低频嘶声波适用性偏低, 对高频嘶声波适用性较好.

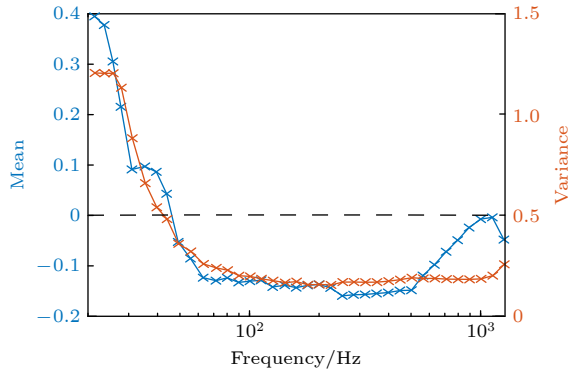


图4 嘶声波观测的磁场功率谱密度与反演的磁场功率谱密度比值($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$)的均值(蓝线)和方差(红线)随波动频率的变化

Fig. 4. Mean value (blue) and variance (red) of the ratio of observed and converted power spectral intensity ($\log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$) as a function of wave frequency.

4 总结与讨论

冷等离子体近似是分析和研究辐射带动力学过程的重要方法,建立冷等离子体理论下嘶声波引起的电子损失模型,是评估其对槽区影响的常用手段,而由地磁活动产生的热等离子体效应对于嘶声波与辐射带电子相互作用的影响不可忽视.前人研究发现^[52,53],由于热等离子体体的注入会改变嘶声波的色散关系(即(3)式),从而使通过(2)式计算得到的反演磁场强度结果出现偏差.为了评估槽区嘶声波冷等离子体色散关系的适用性,本文对比了在真实等离子体环境中观测的嘶声波幅值与冷等离子体近似下由电场数据反演的波动幅值,量化了两者间的差异并研究了其在空间分布和频率上的分布特性,从而证明了热等离子体对槽区嘶声波色散关系的影响.嘶声波观测幅值来源于范阿伦双星2012年10月1日至2018年2月28日的磁场数据,反演幅值是基于相同时段内卫星电场数据依照(2)式—(8)式计算得到的.用两者比值($\text{ratio} = \log_{10}(B_{\text{obs}}/B_{\text{cvt}})$)来表征它们之间的差异,比值方差越大,说明冷等离子体色散关系越不准确,热等离子体效应越强.

1) 槽区嘶声波观测幅值与反演幅值比值的均值有明显的 L -shell 和 MLT 依赖性,它随着 L -shell 的增加而降低,并呈现日侧远大于夜侧的不对称性.在槽区夜侧高 L -shell 处 ($L > \sim 2.4$),比值低至约-0.08,说明此区间内冷等离子体近似明显高估了嘶声波幅值.

2) 比值的方差在日侧和晨昏侧随着 L -shell 的增加而缓慢增大,而在夜侧没有明显的 L -shell 依赖性.它有很强的日夜侧不对称性,日侧方差较小,在 0.005 附近,夜侧增大到约 0.025,说明夜侧的嘶声波冷等离子体色散关系准确性远低于日侧,且在槽区日侧和晨昏, L -shell 越高其适用性越低.

3) 比值的均值和方差对波动频率都有很强的依赖性.随着频率升高,比值的均值呈先下降 ($f < \sim 50$ Hz),后保持稳定 ($f = \sim 50 \sim \sim 600$ Hz),最后上升的趋势 ($f = \sim 600 \sim \sim 1261$ Hz).在约 50 Hz 以下,波动观测强度高于反演强度,而在约 50 Hz 以上,反演强度高于观测强度.这意味着冷等离子体近似可能整体上高估(低估)了嘶声波对槽区较低能量(较高能量)电子的散射强度.比值的方差随频率升高而降低,最后在 0.2 附近保持稳定,说明冷等离子体理论对嘶声波低频分量 ($f < \sim 100$ Hz) 的适用性更低.

在这项研究中,通过对比嘶声波观测幅值与冷等离子体假设下的反演幅值之间的差异,研究了冷等离子体色散关系对槽区嘶声波的适用性.发现在槽区夜侧,反演结果的不准确性十分明显,这可能是由于磁尾热等离子体的注入,热等离子体效应较强导致的.因此建立考虑了热等离子体效应的嘶声波色散关系模型和电子损失模型对定量分析嘶声波对槽区形成的贡献作用有重要意义,这也将是我们下一步研究的重点.

同时,前人的研究表明,除了冷等离子体假设的不准确性之外,鞘层阻抗效应也可能是造成反演磁场强度偏大的原因之一^[62,63].研究这两种机制在造成波动观测幅值和反演幅值差异方面的相对贡献,以及它们对地磁活动水平和空间位置的依赖性,对深入理解辐射带动力学过程有重要意义.

参考文献

- [1] Thorne R M, Smith E J, Burton R. K, Holzer R E 1973 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **78** 1581
- [2] Thorne R M, Church S R, Gorney D J 1979 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **84** 5241
- [3] Ni B, Li W, Thorne R M, Bortnik J, Ma Q, Chen L, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Reeves G D, Spence H E, Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G 2014 *Geophys. Res. Lett.* **41** 1854
- [4] Shi R, Li W, Ma Q, Reeves G D, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Spence H E, Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G 2017 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 10263

- [5] Su Z, Liu N, Zheng H, Wang Y, Wang S 2018 *Geophys. Res. Lett.* **45** 565
- [6] Su Z, Liu N, Zheng H, Wang Y, Wang S 2018 *Geophys. Res. Lett.* **45** 10921
- [7] Zhang W, Fu S, Gu X, Ni B, Xiang Z, Summers D, Zou Z, Cao X, Lou Y, Hua M 2018 *Geophys. Res. Lett.* **45** 4618
- [8] Zhang W, Ni B, Huang H, Summers D, Fu S, Xiang Z, Gu X, Cao X, Lou Y, Hua M 2019 *Geophys. Res. Lett.* **46** 5670
- [9] Smith E J, Frandsen A, Tsurutani B T, Thorne R M, Chan K W 1974 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **79** 2507
- [10] Meredith N P, Horne R B, Thorne Richard M, Summers D, Anderson R R 2004 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **109** A06209
- [11] Santolík O, Parrot M, Storey L, Pickett J S, Gurnett D A 2001 *Geophys. Res. Lett.* **28** 1127
- [12] Bortnik J, Thorne R M, Meredith N P 2008 *Nature* **452** 62
- [13] Lyons L R, Thorne R M, Kennel C F 1972 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **77** 3455
- [14] Lyons L R, Thorne R M 1973 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **78** 2142
- [15] Albert J M 1994 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **99** 23741
- [16] Abel B, Thorne R M 1998a *J. Geophys. Res. Space Phys.* **103** 2385
- [17] Abel B, Thorne R M 1998b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **103** 2397
- [18] Meredith N P, Horne R B, Clilverd M A, Horsfall D, Thorne R M, Anderson R R 2006a *J. Geophys. Res. Space Phys.* **111** A09217
- [19] Meredith N P, Horne R B, Glauert S A, Thorne R M, Summers D, Albert J M, Anderson R R 2006b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **111** A05212
- [20] Li L Y, Cao J B, Zhou G C 2008 *Chin J. Geophys.* **51** 316 (in Chinese) [李柳元, 曹晋滨, 周国成 2008 *地球物理学报* **51** 316]
- [21] Zong Q G, Wang Y F, Yang B, Zhou X Z, Fu S Y, Pu Z Y, Xie L, Fritz T A 2009 *Science China: Earth Sciences* **39** 923 (in Chinese) [宗秋刚, 王永福, 杨彪, 周煦之, 傅绥燕, 濮祖荫, 谢伦, Fritz T A 2009 *中国科学: 技术科学* **39** 923]
- [22] Zong Q G, Yuan C J, Wang Y F, Su Z P 2013 *Science China: Earth Sciences* **56** 1118 (in Chinese) [宗秋刚, 袁憧憬, 王永福, 苏振鹏 2013 *中国科学: 地球科学* **56** 1118]
- [23] Ma X, Xiang Z, Ni B, Fu S, Cao X, Hua M, Guo D, Guo Y, Gu X, Liu Z, Zhu Q 2020 *Earth Planet. Phys.* **4** 598
- [24] Xiang Z, Li X, Ni B, Temerin M A, Zhao H, Zhang K, Khoo L Y 2020 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **125** 1127
- [25] Wang C Q, Zhang X G, Shen G H, Zhang K Y, Zhang X X, Huang C, Li X Y 2021 *Chin J. Geophys.* **64** 1831 (in Chinese) [王春琴, 张贤国, 沈国红, 张坤毅, 张效信, 黄聪, 李兴冀 2021 *地球物理学报* **64** 1831]
- [26] Summers D, Ni B B, Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **112** A04207
- [27] Ni B B, Bortnik J, Thorne R M, Ma Q, Chen L 2013 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 7740
- [28] Breneman A W, Halford A, Millan R, McCarthy M, Fennell J, Sample J, Woodger L, Hospodarsky G, Wygant J R, Cattell C A, Goldstein J, Malaspina D, Kletzing C A 2015 *Nature* **523** 193
- [29] Ma Q, Li W, Thorne R M, Ni B, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Reeves G D, Henderson M G, Spence H E, Baker D N, Blake J B, Fennell J F, Claudepierre S G, Angelopoulos V 2015 *Geophys. Res. Lett.* **42** 987
- [30] Cao X, Ni B B, Summers D, Zou Z, Fu S, Zhang W 2017 *Geophys. Res. Lett.* **44** 9547
- [31] Fu S, Yi J, Ni B, Zhou R, Hu Z, Cao X, Gu X, Guo D 2020 *Geophys. Res. Lett.* **47** e2020GL086963
- [32] Ni B, Huang H, Zhang W, Gu X, Zhao H, Li X, Baker D, Fu S, Xiang Z, Cao X 2019 *Geophys. Res. Lett.* **46** 4134
- [33] Zhao H, Ni B, Li X, Baker D N, Johnston W R, Zhang W, Xiang Z, Gu X, Jaynes A N, Kanekal S G, Blake J B, Claudepierre S G, Temerin M A, Funsten H O, Reeves G D, Boyd A J 2019 *Nat. Phys.* **15** 367
- [34] Claudepierre S G, Ma Q, Bortnik J, O'Brien T P, Fennell J F, Blake J B 2020 *Geophys. Res. Lett.* **47** e2019GL086056
- [35] Kennel C F, Engelmann F 1966 *Phys. Fluids* **9** 2377
- [36] Xiao F L, Su Z, Zheng H, Wang S 2009a *J. Geophys. Res. Space Phys.* **114** A03201
- [37] Xiao F L, Zong Q G, Chen L 2009b *J. Geophys. Res. Space Phys.* **114** A01215
- [38] Ma Q, Li W, Thorne R M, Nishimura Y, Zhang X J, Reeves G D, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Henderson M G, Spence H E, Baker D N, Blake J B, Fennell J F, Angelopoulos V 2016 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 4217
- [39] Hua M, Li W, Ni B, Ma Q, Reeves G D 2020 *Nat. Commun* **11**
- [40] Zhu Q, Cao X, Gu X, Ni B, Xiang Z, Fu S, Summers D, Hua M, Lou Y, Ma X, Guo Y, Guo D, Zhang W 2021 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **126** A029057
- [41] Reeves G D, Fritz T A, Cayton T E, Belian R D 1990 *Geophys. Res. Lett.* **17** 2015
- [42] Friedel R H W, Korth A, Kremser G 1996 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **101** A00399
- [43] Baker D N, Pulkkinen T I, Hesse M, McPherron R L 1997 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **102** A03961
- [44] Cao J B, Wei X H, Duan A Y, Fu H S, Zhang T L, Reme H, Dandouras I 2013 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 1659
- [45] Chen L, Thorne R M, Shprits Y, Ni B 2013 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 2185
- [46] Turner D L, Claudepierre S G, Fennell J F, O'Brien T P, Blake J B, Lemon C, Gkioulidou M, Takahashi K, Reeves G D, Thaller S, Breneman A, Wygant J R, Li W, Runov A, Angelopoulos V 2015 *Geophys. Res. Lett.* **42** 2079
- [47] Cao X, Shprits Y, Ni B, Zhelavskaya I S 2017 *Sci. Rep.* **7** 17719
- [48] Ni B, Cao X, Shprits Y Y, Summers D, Gu X, Fu S, Lou Y 2018 *Geophys. Res. Lett.* **45** 21
- [49] Yu J, Li L Y, Cui J, Cao J B, Wang J 2019 *Geophys. Res. Lett.* **46** 6306
- [50] Yu J, Li L Y, Cui J, Cao J B, Wang J, He Z, Yang J 2020 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **125**
- [51] Hartley D P, Kletzing C A, Kurth W S, Bounds S R, Averkamp T F, Hospodarsky G B, Wygant J R, Bonnell J W, Santolík O, Watt C E J 2016 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **121** 4590
- [52] Cao X, Ni B, Summers D, Fu S, Gu X, Shi R 2020 *Astrophys. J.* **896** 118
- [53] Ma X, Cao X, Ni B, Zhu Q, Xiang Z 2021 *Astrophys. J.* **916**
- [54] Selesnick R S, Blake J B, Mewaldt R A 2003 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **108** 1468
- [55] Kim K C, Shprits Y, Subbotin D, Ni B 2011 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **116** A10214
- [56] Meredith N P, Horne R B, Glauert S A, Anderson R R 2007 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **112** 8214
- [57] Stix T H 1992 *Waves in Plasmas* (America Institute Physics)
- [58] Li W, Ma Q, Thorne R M, Bortnik J, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Nishimura Y 2015 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 5
- [59] Gu X D, Yin Q, Ni B B, Xiang Z, Cao X, Zou Z Y, Zhou C, Fu S, Shi R, Zhao Z Y, Tan J Q, Wang H, Zhen C Y, He F

- M 2017 *Chin. J. Geophys.* **60** 1249 (in Chinese) [顾旭东, 殷倩, 倪彬彬, 项正, 曹兴, 邹正洋, 周晨, 付松, 石润, 赵正予, 谈家强, 王豪, 郑程耀, 贺丰明 2017 *地球物理学报* **60** 1249]
- [60] Xiang Z, Tan J Q, Ni B B, Gu X D, Cao X, Zou Z Y, Zhou C, Fu S, Shi R, Zhao Z Y, He F M, Zhen C Y, Yin Q, Wang H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 039401 (in Chinese) [项正, 谭家强, 倪彬彬, 顾旭东, 曹兴, 邹正洋, 周晨, 付松, 石润, 赵正予, 贺丰明, 郑程耀, 殷倩, 王豪 2017 *物理学报* **66** 039401]
- [61] Kurth W S, Pascuale S D, Faden J B, Kletzing C A, Hospodarsky G B, Thaller S, Wygant J R 2015 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 904
- [62] Hartley D P, Chen Y, Kletzing C A, Denton M H, Kurth W S 2015 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **120** 1144
- [63] Hartley D P, Kletzing C A, Kurth W S, Hospodarsky G B, Bounds S R, Averkamp T F, Bonnell J W, Santolík O, Wygant J R 2017 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **122** 4420

Assessment of applicability of cold plasma dispersion relation of slot region hiss based on Van Allen Probes observations^{*}

Zhu Qi¹⁾ Ma Xin¹⁾ Cao Xing^{1)†} Ni Bin-Bin^{1)2)‡} Xiang Zheng¹⁾
Fu Song¹⁾ Gu Xu-Dong¹⁾ Zhang Yuan-Nong¹⁾

1) (School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

2) (Center for Excellence in Comparative Planetology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China)

(Received 7 September 2021; revised manuscript received 11 October 2021)

Abstract

Electron scattering caused by plasmaspheric hiss is the dominant mechanism that is responsible for the formation of slot region ($1.8 \leq L \leq 3$) between the Earth's inner and outer radiation belts. The cold plasma dispersion relation of plasmaspheric hiss is widely used to quantify its scattering effect on energetic electrons. However, the existence of hot plasmas in the realistic magnetospheric environment will modify the dispersion properties of plasmaspheric hiss. According to Van Allen Probes observations, we select all hiss events in the slot region and compare the observed hiss wave amplitudes with the converted hiss wave amplitudes deduced from cold plasma dispersion relation and electric field observations, and then study the dependence of the applicability of cold plasma dispersion relation of slot region hiss on spatial position and geomagnetic activity. The results show that the cold plasma approximation tends to overestimate the amplitude of slot region hiss. The difference between the observed amplitude and the converted hiss wave amplitude has a strong day night asymmetry. However, it shows a slight dependence on the level of geomagnetic activities. In addition, we find that the converted wave magnetic field intensity is significantly lower (higher) than the observed magnetic field intensity at lower frequencies (higher frequencies), which indicates that the cold plasma approximation generally overestimates (underestimates) the scattering effects of hiss waves on the lower (higher) energy electrons in the slot region. Our study confirms that the application scope of the cold plasma dispersion relation of slot hiss has strong spatial and frequency limitations, which is of great importance in deepening our understanding of the dynamic evolution of electrons in the slot region.

Keywords: Van Allen Probes, slot region hiss, cold plasma dispersion relation, hot plasma effects

PACS: 11.55.Fv, 94.05.Pt, 94.30.Xy

DOI: 10.7498/aps.71.20211671

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 42025404, 41904143, 41904144), the B-type Strategic Priority Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB41000000), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. 2020M672405, 2019M662700).

[†] Corresponding author. E-mail: cxing@whu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: bbni@whu.edu.cn