arXiv:2303.07799v1 [physics.space-ph] 14 Mar 2023

地球磁层中电磁离子回旋波的频率啁啾

预印本

Zeyu An
地球物理与行星科学系
中国科学技术大学
合肥，中国

Xin Tao *
地球物理与行星科学系
中国科学技术大学
合肥，中国

Fulvio Zonca
非线性等离子体科学中心和 C.R. ENEA Frascati
意大利弗拉斯卡蒂 00044，C.P. 65

Liu Chen
物理与天文学系
加州大学欧文分校
加利福尼亚州，USA
92697

2023年3月15日

摘要

众所周知，电磁离子回旋波会出现频率啁啾，从而导致高能粒子快速散射和加速。然而，啁啾的物理机制仍未明了。本文提出一种新模型来解释这种啁啾，并提供直接观测证据以验证该模型。我们的结果首次揭示，波的频率啁啾与波幅和磁场非均匀性均有关。该模型基本原理的普适性为理解其他波的频率啁啾开辟了新途径。

1 引言

频率啁啾是指频率随时间快速变化，这种现象已在地球磁层和实验室等离子体中的多种波模中观测到。在磁层中，出现频率啁啾的波包括哨声模合唱波 [Tsurutani and Smith、 1974], 电磁离子回旋（EMIC）波 [Mursula，2007年，Pickett 等、 2010], 磁声波 [Boardsen 等，2014年，Fu 等、 2014], 以及电子回旋谐波 [Shen 等，2021年，Teng 等 2021]。类似地，在聚变等离子体中，观测发现阿尔fvén模会在不同时间尺度上出现频率啁啾 [McGuire 等，1983年，Heidbrink 和 Sadler，1994年，Heidbrink 2008]。这些啁啾波通常由窄带、准相干的离散波包组成 [Tsurutani 等 2009]。与这些啁啾模的相互作用常会导致高能粒子在相空间中快速输运 [McGuire 等，1983年，Chen 和 Zonca，2007年，Artemyev 等，2016年，Zhang 等，2018年，Zonca 等，2005年，White 等 1983], ，进而影响空间天气或恶化聚变装置中的粒子约束。因此，空间等离子体和实验室等离子体领域都高度关注理解频率啁啾的物理机制。

在本短文中，我们聚焦于磁层中 EMIC 波的频率啁啾；对此现象的研究目前还仅处于初步阶段。据我们所知，唯一关于 EMIC 波啁啾的理论模型 [Omura 等， 2010] 基于非线性波粒相互作用，其预测的啁啾率与 EMIC 波幅成正比。在此，我们提出一种新的 EMIC 波啁啾模型，该模型基于 EMIC 波的非线性波粒相互作用理论，以及近期提出的“捕获-释放-放大”（TaRA）哨声模合唱波模型 [Tao 等， 2021] 的基本原理。我们的新模型首次将 EMIC 波的啁啾率不仅与非线性波粒相互作用所致的波幅联系起来，也与背景磁场非均匀性联系起来，从而更全面地理解 EMIC 波啁啾的基本机制。此外，我们还直接定量比较了

*通信邮箱：xtao@ustc.edu.cn。

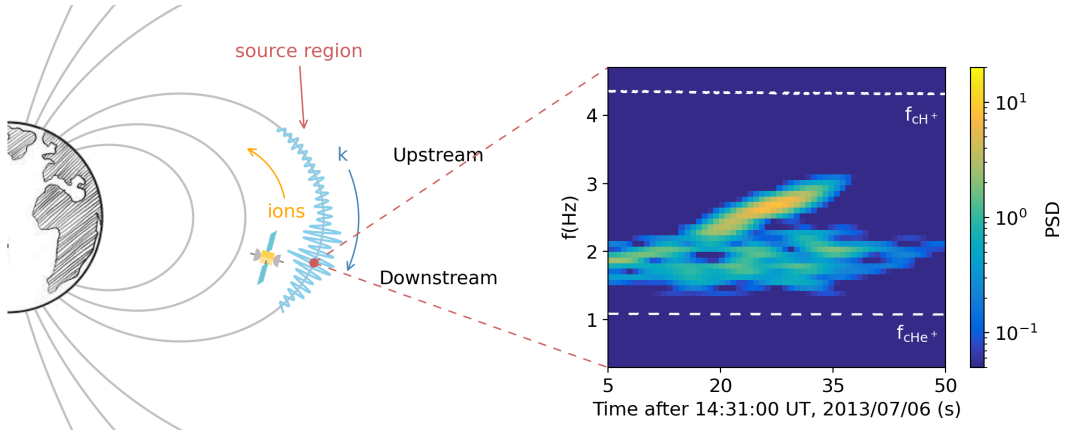


图1：EMIC波啁啾模型示意图。如卫星图标所示，啁啾元素通常在赤道下游观测到，并且此时已通过非线性波粒相互作用得到充分放大。右图所示的上升音调EMIC波元素由RBSP-A卫星于2013/07/06世界时14:31观测到。

理论啁啾率与观测结果。比较结果显示二者吻合良好，表明我们的新模型有效，也说明 EMIC 波与合唱波的啁啾机制具有相同的基本原理。因此，我们的研究结果不仅加深了对 EMIC 波啁啾的理解，也为进一步研究空间和实验室等离子体中其他波模的啁啾机制开辟了新视角。

2 模型

图1展示了我们的EMIC波啁啾模型。每个啁啾EMIC波元素都由一个窄带准相干波包表示，其频率从 $\omega_{\min}$ 到 $\omega_{\max}$近乎连续地升高。我们进一步采用合唱波TaRA模型的基本原理，将EMIC波产生区域划分为赤道两侧的上游区域和下游区域。当产生的EMIC波包部分向赤道下游传播时，会不断遇到沿相反方向运动且满足回旋共振条件的新鲜离子。如果波具有足够大的幅度且呈准相干，这些离子就会被波包相位俘获并形成局域相空间空穴；Shoji和Omura [2011, 2013]通过计算机模拟证实了这一点。当离子穿过波包时，最终会在波幅较小的上游区域释放出来。然而，这些释放出的离子仍保留一定的相位相关性，从而产生电流，并选择性地放大背景EMIC波近乎连续频谱中的新发射。选择性放大的条件可用相位锁定条件$\mathrm{d}^2\zeta/\mathrm{d}t^2 = 0$在数学上表示。这里，$\zeta$ 是离子垂直速度 $\boldsymbol{v}_\perp$相对于背景磁场与波磁场 $\delta\boldsymbol{B}$之间的波粒相互作用相位角。这一选择规则通过尽可能长时间地维持共振条件$\mathrm{d}\zeta/\mathrm{d}t = 0$，确保离子向波传递最大能量。请注意，新鲜离子在下游区域不断被俘获，并在上游区域脱离俘获，从而使频率能够从 $\omega_{\min}$ 到 $\omega_{\max}$啁啾。

根据上述啁啾模型，可以推导出两种不同的啁啾率。根据平行传播 EMIC 波的非线性波粒相互作用理论，波粒相互作用相位角 ζ 的二阶时间导数可写为 [Omura 等， 2010]

$$\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}t^2} = \omega_{tr}^2 \sin\zeta + (R_1 + R_2), \tag{1}$$

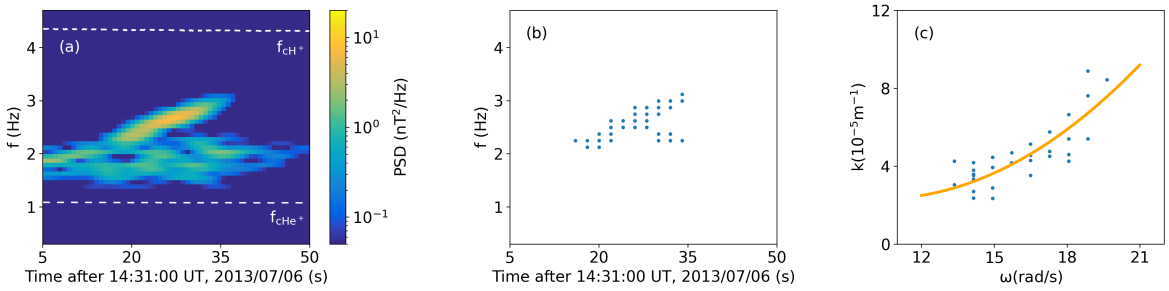


图2：波数估计方法示例。(a) 表1中啁啾元素事件10的频谱图。(b) 频谱图中满足文中所述所有筛选规则的点。(c) 使用奇异值分解方法求得的波数 k（蓝色圆点）及其关于频率 ω的二次拟合（橙色曲线）。

其中

$$R_1 = \left(1 - \frac{v_r}{v_g}\right)^2 \frac{\partial \omega}{\partial t}, \tag{2}$$

$$R_2 = \left[\left(\frac{v_\perp^2}{2v_p} + \frac{v_r^2}{v_g}\right)\frac{\omega}{\Omega_i} - v_r\right]\frac{\partial \Omega_i}{\partial s}, \tag{3}$$

假设沿磁力线的冷等离子体密度恒定。这里， R_1 和 R_2 分别表示频率啁啾和背景磁场非均匀性的影响， s 是沿磁力线从赤道起算的距离。其他研究广泛使用的参数 R [Vomvoridis和Denavit，1979年，Nunn， 1974], 等于 $(R_1 + R_2)/\omega_{tr}^2$。在上文的方程~~1中~~， $\omega_{tr} = \sqrt{k v_\perp \Omega_w}$ 是相位俘获频率，其中 k 为波数，$\Omega_w \equiv q_i \delta B / m_i c$。这里，$q_i$ 是离子电荷， m_i 是离子质量， c 是真空光速。在方程2和方程3中， $v_r = (\omega - \Omega_i)/k$是回旋共振速度，$v_g = \partial\omega/\partial k$ 是波群速度， $v_p = \omega/k$ 是波相速度，$\Omega_i \equiv q_i B / m_i c$是非相对论离子回旋频率。

第一个啁啾率是根据非线性波粒相互作用理论推导得出的，与先前 EMIC 波啁啾模型所得的结果相同。在赤道处， $R_2 \propto \partial\Omega_i/\partial z \sim 0$。随后，我们得到啁啾率与波幅之间的关系，如早期研究所示 [Vomvoridis 等，1982年，Omura 等，2008年、2010年，Zonca 等，2022]:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = R\left(1 - \frac{v_r}{v_g}\right)^{-2} \omega_{tr}^2 \propto \delta B. \tag{4}$$

研究发现，当 R 约为 0.5 [Vomvoridis 等，1982年，Omura 等，2008年，Zonca 等， 2021]时，会发生有效功率传输。此前已有研究得到这一啁啾率，为方便起见，称之为非线性啁啾率。

将合唱波 TaRA 模型的原理应用于 EMIC 波，可以得到啁啾率的新表达式。在源区，相位俘获离子从已有的热噪声谱中释放出来，以放大新波，这意味着在方程1中， δB 很小，或者 ω_{tr}^2 与 R_2 相比可以忽略。上游区域的相位锁定条件随后简化为

$$\frac{\mathrm{d}^2\zeta}{\mathrm{d}t^2} \approx R_1 + R_2 = 0, \tag{5}$$

从而导致

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\left(1 - \frac{v_r}{v_g}\right)^{-2}\left[\left(\frac{v_\perp^2}{2v_p} + \frac{v_r^2}{v_g}\right)\frac{\omega}{\Omega_i} - v_r\right]\frac{\partial \Omega_i}{\partial s}. \tag{6}$$

该方程表明啁啾率取决于背景磁场非均匀性，预计应在赤道上游的波源区进行计算。将此位置记为 s_0， s_0的量级估计为

表1：12次观测事件的详细信息。每次事件的发生时间为所关注啁啾元素前后各10分钟的时间段。

	发生时间（世界时）	L壳层	磁纬（度）	观测者	首次报告者
1	07:55-08:05，2002/03/30	4.45	-3.4	Cluster 4	Pickett 等 [Pickett 等， 2010]
2	00:10-00:20，2003/03/27	4.17	-1.78	Cluster 4	Grison 等人 [Grison 等人， 2013]
3	09:05-09:15，2008年4月16日	7.2	-8.82	THEMIS A	Nakamura、Omura、Shoji 等人 [Nakamura 等人， 2015]
4	17:40-17:50，2008年10月11日	6.93	0.2	THEMIS A	Nakamura、Omura、Shoji等人 [Nakamura等人， 2015]
5	18:30-18:40，2010年6月25日	8.03	0.08	THEMIS A	Nakamura、Omura、Shoji等人 [Nakamura等人， 2015]
6	17:35-17:45，2010年7月11日	7.82	3.68	THEMIS E	Nakamura、Omura、Machida 等人 [Nakamura 等人， 2014]
7	14:20-14:30，2010/09/09	8.33	4.83	THEMIS D	Nakamura、Omura、Machida 等人 [Nakamura 等人， 2014]
8	13:20-13:30，2010/09/24	8.27	4.8	THEMIS D	Nakamura、Omura、Shoji 等人 [Nakamura 等人， 2015]
9	08:35-08:45，2011/09/25	8.88	-2.89	THEMIS A	Nakamura、Omura、Shoji 等人 [Nakamura 等人， 2015]
10	14:25-14:35，2013/07/06	4.05	2.45	RBSP-A	Chen 等人 [Chen 等人， 2019]
11	10:15-10:25，2015/12/22	5.4	-8.02	RBSP-A	Sigsbee 等人 [Sigsbee 等人， 2020]
12	12:15-12:25，2017年9月7日	5.68	5.63	RBSP-A	Zhu 等人 [Zhu 等人， 2020]

$s_0 = (2\pi|v_r|/\xi\Omega_{i0})^{1/3}$ [Helliwell, 1967], , 这相当于假设离子做线性运动时， ζ相对于赤道偏移 π 弧度。这里，我们将赤道附近的背景磁场 B 近似为 $B = B_0(1 + \xi s^2)$，而 ξ 是磁场非均匀性的度量。

迄今为止，已有两个啁啾率表达式：赤道处的公式4和源区的公式6。因此，新的 EMIC 波啁啾模型预测，EMIC 波的啁啾率不仅与赤道处的波幅有关，还与背景磁场的不均匀性有关。必须强调的是，尽管这两个公式看起来不同，且其物理机制来源不同，但二者彼此一致，并且在波激发的不同阶段都成立。

3 观测

现在，我们将上述两种 EMIC 波啁啾率与观测结果直接比较，以检验它们；比较涵盖了我们所知的所有已发表事件。与哨声模合唱波不同，已观测到的啁啾 EMIC 波事件并不多。我们采用的唯一选择规则是，事件的磁纬必须小于 5°（适用于公式4）或 10°（适用于公式6），以避免距离赤道源区过远。对于公式4，我们选择更靠近源区的事件，因为波从赤道传播至高纬度时，波幅可能发生显著变化。总计而言，公式6有十二个已观测到的啁啾 EMIC 波元素，公式4有九个；这些都是具有清晰频率啁啾元素的 EMIC 波原位观测。这些观测是在不同时间段、不同径向距离范围内，利用 Cluster [Escoubet 等人， 1997], 范艾伦探测器 [Mauk 等人， 2013], 以及亚暴期间事件时间历史与宏观相互作用（THEMIS，Angelopoulos [2008]）等不同航天器完成的。因此，这些入选事件应能很好地代表磁层中的 EMIC 波啁啾元素。表1总结了这些观测事件的详细信息。

在计算理论啁啾率之前，我们先介绍估算波数 k的方法。虽然通常根据冷等离子体色散关系求得波数，但对于接近离子回旋频率的频率，这种估算可能非常不准确。此外，重离子（He^+ 和 O^+）密度有时难以确定，甚至在卫星数据中缺失。在这里采用统计得到的重离子组成并不合适，因为不同事件可能对应截然不同的冷等离子体参数。为避免这个问题，我们采用 Chen 等人 [2019], 提出的波数分析方法，该方法可以直接根据观测到的波形确定 k 随 ω 的变化。对于类似图 2(a) 所示的啁啾元素，该方法包含三个步骤。首先，我们根据波谱图确定波频率随时间的演变。在这一步中，我们只选取功率谱密度足够大且波法线角足够小的数据点。具体而言，我们要求磁场功率谱密度 PSD $> 0.01\mathrm{PSD}_{\max}$，其中 $\mathrm{PSD}_{\max}$ 是啁啾元素中的最大 PSD，且波法线角 $\Psi < 45^\circ$。从波谱图中选取的数据点如图 2(b) 所示。其次，我们使用奇异值分解（SVD）方法 [Santolík 等人， 2003] 利用电磁场的五个分量（B_x、 B_y、 B_z、 E_y和 E_z），求解所选数据点处的 $\boldsymbol{k}$。图 2(c) 中绘出了所选数据点的波数与 ω 的关系。最后，我们用关于 ω的二次函数拟合数据：$k = a\omega^2 + b\omega + c$，从而得到单一的波数与频率之间的函数关系。估算给定元素的啁啾率时，我们用 $\omega_{mid} = (\omega_{\min} + \omega_{\max})/2$ 及对应的 k（ω_{mid}）表示整个元素的平均啁啾率。

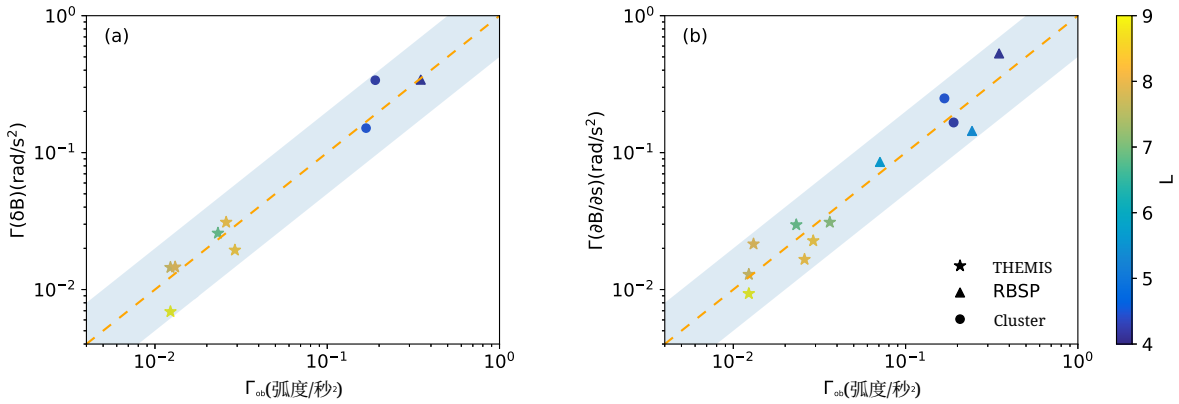


图3：观测到的啁啾率（Γ_{ob}）与使用（a）公式4（$\Gamma(\delta B)$）和（b）公式6（$\Gamma(\partial B/\partial s)$）计算的理论啁啾率之间的比较。不同的标记和颜色分别表示数据来源和各案例的L壳层值。阴影区域由两条线 $\Gamma(\partial B/\partial s)$（或 $\Gamma(\delta B)$）$= 0.5\Gamma_{ob}$ 和 $2\Gamma_{ob}$限定，而橙色虚线表示 $\Gamma(\partial B/\partial s)$（或 $\Gamma(\delta B)) = \Gamma_{ob}$。

图3展示了观测到的啁啾率（Γ_{ob}）与理论啁啾率之间的比较。图3(a)展示了 $\Gamma(\delta B)$与公式4的比较，图3(b)展示了 $\Gamma(\partial B/\partial s)$与公式6的比较。估算理论啁啾率时，我们通过对波功率谱密度积分来计算 δB 。背景磁场的赤道值 B_0 和非均匀性因子 ξ 通过使用抛物线函数 $B = B_0(1 + \xi s^2)$拟合数据，并结合T89磁场模型 [Tsyganenko， 1989] 得出。垂直速度 $v_\perp$ 根据共振速度 v_r 和 70°的俯仰角估算；按照 Inan等人 1978]的研究，俯仰角介于 65° 和 75° [之间时，最容易发生非线性相位俘获。对于观测到的啁啾率，我们直接使用 $\Gamma_{ob} = (\omega_{\max} - \omega_{\min})/\Delta t$，其中 Δt 为波包的持续时间。每个点代表表1中的一个事件，不同的标记和颜色分别表示对应的卫星任务和L壳层值。所有数据点均位于阴影区域内，这表明观测值与两种理论啁啾率之间的差异均小于两倍。相应地，图3中的直接比较表明，新模型的预测结果与观测结果非常吻合。此外，与合唱波类似（Tao 等，2012年、2014年；Xie等人，2021], ），我们可以看到，随着 L 增大，啁啾率会降低，这是因为磁场非均匀性较小。

观测结果与理论预测之间的差异主要源于某些参数的不确定性，例如波幅（δB）和源位置（s_0）。尽管我们在计算 δB时选取了满足 $|\lambda| < 5°$ 的事件，波幅仍可能不同于其赤道值。此外，我们用于确定源区位置的方程 $s_0 = （2\pi|v_r|/\xi\Omega_{i0}）^{1/3}$，是在假设离子绝热运动的前提下得到的最低阶近似估算；要精确确定释放位置，则需要将非线性波粒相互作用纳入考量。其他可能导致估算误差的因素包括假设冷等离子体密度沿磁力线保持恒定，以及对波 k（ω）的拟合。总的来说，考虑到这些可能的不确定性来源后，我们发现观测结果与两种不同但相互一致的理论啁啾率估算值吻合良好。因此，我们得出结论：第 2 节提出的模型能够很好地解释 EMIC 波的啁啾现象。

4 总结

在本文中，我们提出了一种新的 EMIC 波啁啾模型，并将其与原位卫星观测直接进行比较。两种理论预测的啁啾率与观测结果吻合良好，这表明它们是在波包传播不同阶段同一底层过程的体现。新模型不仅将 EMIC 波啁啾与赤道处的波幅联系起来，还将其与背景磁场非均匀性联系起来，这是本研究的一项创新贡献。此外，我们的比较证实，最初为哨声模合唱波开发的 TaRA 模型原理同样适用于 EMIC 波啁啾。我们注意到，近期一项研究发现，TaRA 模型的某些组成部分，例如相位锁定和去俘获，也存在于聚变等离子体中的阿尔芬波啁啾中 [Wang 等， 2022]。综合这些发现，我们认为，有望建立一个统一理论框架，用以解释各种等离子体环境中不同波的非线性啁啾 [Chen 和 Zonca，2016，Zonca 等， 2022]。

5 致谢

我们感谢 Cluster、THEMIS 和 RBSP 团队提供卫星数据。本研究所用数据可从相应的数据档案库获取（Cluster，https://csa.esac.esa.int；THEMIS：http://themis.ssl.berkeley.edu；范艾伦探测器：http://www.space.umn.edu/rbspefw-data 和 https://emfisis.physics.uiowa.edu/data/index.）。本研究得到中国科学院B类战略性先导科技专项（项目编号：XDB41000000）、国家自然科学基金委员会项目（42174182 和 11235009）以及欧洲原子能共同体研究与培训计划（资助协议编号：101052200 — EUROfusion）的支持。本文所表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟或欧盟委员会的观点。

参考文献

B. T. Tsurutani 和 E. J. Smith。午夜后合声波：一种亚暴现象。地球物理研究杂志，79:118–127，1974年。doi:10.1029/JA079i001p00118。K. Mursula。Pc 1珍珠波的卫星观测：范式的变迁。*J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*，69: 1623–1634，2007。doi:10.1016/j.jastp.2007.02.013。J. S. Pickett、B. Grison、Y. Omura、M. J. Engebretson、I. Dandouras、A. Masson、M. L. Adrian、O. Santolík、P. M. E. Décréau、N. Cornilleau-Wehrlin 和 D. Constantinescu。Cluster观测到地球等离子体层顶附近与Pc1波相关的EMIC触发辐射。《地球物理研究快报》，37:L09104，2010年。doi:10.1029/2010GL042648。S. A. Boardsen、G. B. Hospodarsky、C. A. Kletzing、R. F. Pfaff、W. S. Kurth、J. R. Wygant 和 E. A. MacDonald。范艾伦探测器观测到快磁声模的周期性频率上升。《地球物理研究快报》，41: 8161–8168，2014年。doi:10.1002/2014GL062020。H. S. Fu、J. B. Cao、Z. Zhima、Y. V. Khotyaintsev、V. Angelopoulos、O. Santolík、Y. Omura、U. Taubenschuss、L. Chen 和 S. Y. Huang。首次观测到上升音调磁声波。*Geophysical ResearchLetters*，41(21): 7419–7426，2014年。doi:https://doi.org/10.1002/2014GL061867。X.-C. Shen、W. Li 和 Q. Ma。范艾伦探测器观测到的周期性上升和下降音调ECH波。*GeophysicalResearch Letters*，48(7):e2020GL091330，2021年。doi:https://doi.org/10.1029/2020GL091330。S. Teng、Y. Wu、R. Guo、Z. Yao 和 X. Tao。土星上周期性上升和下降音调ECH波的观测。*Geophysical Research Letters*，48(15):e2021GL094559，2021年。doi:https://doi.org/10.1029/2021GL094559。K. McGuire、R. Goldston、M. Bell、M. Bitter、K. Bol、K. Brau、D. Buchenauer、T. Crowley、S. Davis、F. Dylla、H. Eubank、H. Fishman、R. Fonck、B. Grek、R. Grimm、R. Hawryluk、H. Hsuan、R. Hulse、R. Izzo、R. Kaita、S. Kaye、H. Kugel、D. Johnson、J. Manickam、D. Manos、D. Mansfield、E. Mazzucato、R. McCann、D. McCune、D. Monticello、R. Motley、D. Mueller、K. Oasa、M. Okabayashi、K. Owens、W. Park、M. Reusch、N. Sauthoff、G. Schmidt、S. Sesnic、J. Strachan、C. Surko、R. Slusher、H. Takahashi、F. Tenney、P. Thomas、H. Towner、J. Valley 和 R. White。PDX中高β磁流体力学模和快离子损失的研究。*Phys. Rev. Lett.*，50: 891–895，1983年。doi:10.1103/PhysRevLett.50.891。W. W. Heidbrink 和 G. J. Sadler。托卡马克实验中快离子的行为。*Nucl. Fusion*，34(4):535，1994。doi:10.1088/0029-5515/34/4/I07。W. W. Heidbrink。环形约束等离子体中高能粒子驱动的阿尔fvén不稳定性的基础物理。《等离子体物理》，15:055501，2008年。doi:10.1063/1.2838239。B. T. Tsurutani、O. P. Verkhoglyadova、G. S. Lakhina 和 S. Yagitani。HILDCAA事件期间日侧外区合声波的特性：高能电子损失。地球物理研究杂志，114:A03207，2009。doi:10.1029/2008JA013353。L. Chen 和 F. Zonca。燃烧等离子体中的阿尔fvén波理论与高能粒子物理。*Nucl. Fusion*，47(10): S727，2007。doi:10.1088/0029-5515/47/10/S20。A. V. Artemyev、A. I. Neishtadt、A. A. Vasiliev 和 D. Mourenas。非线性共振波粒相互作用的动理学方程。《等离子体物理》，23(9):090701，2016。doi:10.1063/1.4962526。X.-J. Zhang、R. Thorne、A. Artemyev、D. Mourenas、V. Angelopoulos、J. Bortnik、C. A. Kletzing、W. S. Kurth 和 G. B. Hospodarsky。强场向低频带合声波的特性：对非线性波粒相互作用的启示。地球物理研究杂志：空间物理，123(7):5379–5393，2018年。doi:https://doi.org/10.1029/2018JA025390。F. Zonca、S. Briguglio、L. Chen、G. Fogaccia 和 G. Vlad。燃烧等离子体中高能离子输运从弱到强的转变。*Nucl.Fusion*，45(6):477，2005年。R. B. White、R. J. Goldston、K. McGuire、A. H. Boozer、D. A. Monticello 和 W. Park。托卡马克中模诱导的束粒子损失理论。*Phys. Fluids*，26:2958–2965，1983年。

Y. Omura、J. Pickett、B. Grison、O. Santolík、I. Dandouras、M. Engebretson、P. M. E. Décréau 和 A. Masson。磁层中电磁离子回旋触发辐射的理论与观测。地球物理研究杂志，115: A07234，2010年。doi:10.1029/2010JA015300。X. Tao、F. Zonca 和 L. Chen。合声波的“捕获-释放-放大”模型。地球物理研究杂志：空间物理，126(9):e2021JA029585，2021年。doi:10.1029/2021JA029585。M. Shoji 和 Y. Omura。地球内磁层中电磁离子回旋触发辐射的模拟。地球物理研究杂志，116:A05212，2011年。doi:10.1029/2010JA016351。M. Shoji 和 Y. Omura。内磁层中电磁离子回旋上升音调辐射的触发过程。地球物理研究杂志：空间物理，118:5553–5561，2013年。doi:10.1002/jgra.50523。J. L. Vomvoridis 和 J. Denavit。非均匀磁场中哨声波引起的试验粒子相关性。*Phys.Fluids*，22(2):367–377，1979年。doi:10.1063/1.862589。D. Nunn。触发甚低频辐射的自洽理论。*Planet. Space Sci.*，22(3):349–378，1974年。doi:10.1016/0032-0633(74)90070-1。J. L. Vomvoridis、T. L. Crystal 和 J. Denavit。磁层甚低频辐射的理论与计算机模拟。地球物理研究杂志，87(A3):1473–1489，1982年。doi:10.1029/JA087iA03p01473。Y. Omura、Y. Katoh 和 D. Summers。哨声模合声波产生的理论与模拟。地球物理研究杂志，113:A04223，2008年。doi:10.1029/2007JA012622。F. Zonca、X. Tao 和 L. Chen。合声波激发的理论框架。地球物理研究杂志：空间物理，127(2):e2021JA029760，2022年。doi:https://doi.org/10.1029/2021JA029760。F. Zonca、X. Tao 和 L. Chen。合声辐射引起的非线性动力学与相空间输运。现代等离子体物理评论，5(1):1–44，2021年。R. A. Helliwell。磁层离散甚低频辐射理论。地球物理研究杂志，72(19):4773–4790，1967年。doi:10.1029/JZ072i019p04773。C. P. Escoubet、R. Schmidt 和 M. L. Goldstein。Cluster——科学与任务概述。*SpaceSci.Rev.*，79:11–32，1997年。doi:10.1023/A:1004923124586。B. H. Mauk、N. J. Fox、S. G. Kanekal、R. L. Kessel、D. G. Sibeck 和 A. Ukhorskiy。辐射带风暴探测器任务的科学目标与依据。*Space Sci.Rev.*，179:3–27，2013年。doi:10.1007/s11214-012-9908-y。V. Angelopoulos。THEMIS任务。*Space Sci. Rev.*，141(5)，2008年。doi:10.1007/s11214-008-9336-1。B. Grison、O. Santolík、N. Cornilleau-Wehrlin、A. Masson、M. J. Engebretson、J. S. Pickett、Y. Omura、P. Robert 和 R. Nomura。Cluster卫星数据中的EMIC触发合唱辐射。地球物理研究杂志：空间物理，118:1159–1169，2013年。doi:10.1002/jgra.50178。S. Nakamura、Y. Omura、M. Shoji、M. Nosé、D. Summers 和 V. Angelopoulos。THEMIS探测器观测到的EMIC上升音调辐射中的子波包结构。地球物理研究杂志：空间物理，120:7318–7330，2015年。doi:10.1002/2014JA020764。S. Nakamura、Y. Omura、S. Machida、M. Shoji、M. Nosé 和 V. Angelopoulos。THEMIS探测器在等离子体层顶之外观测到的电磁离子回旋上升音调辐射。地球物理研究杂志，119:1874–1886，2014年。doi:10.1002/2013JA019146。L. Chen、H. Zhu 和 X. Zhang。EMIC波的波数分析。《地球物理研究快报》，46:5689–5697，2019年。doi:10.1029/2019GL082686。K. Sigsbee、C. A. Kletzing、J. B. Faden、A. N. Jaynes、G. D. Reeves 和 J.-M. Jahn。范艾伦探测器共轭观测期间对电磁离子回旋（EMIC）波和俯仰角散射的同步观测。地球物理研究杂志：空间物理，125:e2019JA027424，2020年。doi:10.1029/2019JA027424。H. Zhu、L. Chen、S. G. Claudepierre 和 L. Zheng。EMIC波引起相对论电子俯仰角散射的直接证据。《地球物理研究快报》，47:e2019GL085637，2020年。doi:10.1029/2019GL085637。O. Santolík、M. Parrot 和 F. Lefeuvre。波传播分析的奇异值分解方法。*Radio,Sci.*，38(1):1010，2003年。doi:10.1029/2000RS002523。N. A. Tsyganenko。具有翘曲尾部电流片的磁层磁场模型。*Planet.Space Sci.*，37(1): 5–20，1989年。doi:10.1016/0032-0633(89)90066-4。U. S. Inan、T. F. Bell 和 R. A. Helliwell。磁层中相干甚低频波引起的高能电子非线性俯仰角散射。地球物理研究杂志，83(A7):3235–3253，1978年。doi:10.1029/JA083iA07p03235。

X. Tao、W. Li、J. Bortnik、R. M. Thorne 和 V. Angelopoulos。赤道上升音调哨声波频率扫掠率的理论与观测比较。《地球物理研究快报》，39:L08106，2012年。doi:10.1029/2012GL051413。X. Tao、Q. Lu、S. Wang 和 L. Dai。磁场构型对哨声波发生率昼夜不对称性的影响：数值研究。《地球物理研究快报》，41:6577–6582，2014年。doi:10.1002/2014GL061493。Y. Xie、S. Teng、Y. Wu 和 X. Tao。下降音调哨声波持续时间和频率啁啾率的统计分析。《地球物理研究快报》，48:e2021GL095349，2021年。doi:10.1029/2021GL095349。X. Wang、S. Briguglio、C. Di Troia、M. Falessi、G. Fogaccia、V. Fusco、G. Vlad 和 F. Zonca。托卡马克平衡中啁啾频率阿尔芬模非线性动力学分析。《等离子体物理》，29:032512，2022年。doi:10.1063/5.0080785。L. Chen 和 F. Zonca。燃烧等离子体中阿尔fvén波与高能粒子的物理。《现代物理评论》，88:015008，2016年3月。doi:10.1103/RevModPhys.88.015008。