基于 PIC 方法的离子温度各向异性驱动的离子回旋不稳定性

陈宗华[1]

（琼台师范学院，理学院[1]，海口 571127）

摘　要　为揭示离子温度各向异性对电磁离子回旋（EMIC）不稳定性非线性演化过程的影响，本文采用粒子模拟（PIC）方法，对均匀磁化等离子体中 EMIC 不稳定性过程进行了数值研究。通过改变离子垂直与平行热速度比，考察其对波动增长、能量输运及粒子加热的影响。结果表明：离子温度各向异性增强会显著提高 EMIC 不稳定性线性增长率，并促使波谱向低频、长波方向偏移；各向异性所蕴含的自由能通过波-粒子非线性相互作用驱动离子垂直能量向平行方向转移，同时激发静电波；此外，电子在平行方向上出现显著加热。本研究从微观动力学角度阐明了 EMIC 不稳定性在等离子体能量再分配与粒子加热中的关键作用，为理解空间及实验室等离子体中离子与电子的加热机制提供了数值依据。

关键词　离子回旋不稳定性；粒子模拟；温度各向异性；等离子体加热

中图法分类号　P353；P354；O534；O411；　　**文献标志码**　A

Ion Cyclotron Instability Driven by Ion Temperature Anisotropy Based on the PIC Method

CHEN Zong-Hua[1]

(College of science, Qiongtai Normal University[1], Haikou 571127, China)

Abstract　The electromagnetic ion cyclotron (EMIC) instability driven by ion temperature anisotropy plays a crucial role in energy transport and particle heating in magnetized plasmas. It is widely observed in environments such as Earth's magnetosheath, planetary magnetospheres, the solar wind, and fusion devices. This study employs a one-dimensional three-component particle-in-cell (PIC) simulation to investigate the nonlinear evolution of the EMIC instability under periodic boundary conditions. The Boris algorithm is used for particle pushing, while the Fast Fourier Transform (FFT) is applied for electromagnetic field spectrum analysis. We systematically vary the ratio of ion perpendicular to parallel thermal speeds from 1 to 6 to examine its impact on the growth, saturation, and wave-particle energy transfer of the instability.

Results indicate that an increase in ion temperature anisotropy significantly enhances the linear growth rate of the EMIC instability and alters the wave spectrum, shifting the dominant modes toward

[1] 基金项目：国家自然科学基金（No.11847144）；琼台师范学院教改项目（No. qtjg2023-6）
收稿日期：2025-09-26；清定日期：2026-02-07
E-mail: czhphysics@163.com.

最新录用

lower frequencies and longer wavelengths. Once the free energy associated with anisotropy surpasses the excitation threshold, EMIC waves are generated, driving the transfer of ion perpendicular energy to the parallel direction through complex wave-particle interactions. EMIC waves heat particles via various mechanisms, including resonant interactions and non-resonant wave-particle processes. Along with the propagation of EMIC waves, the resulting nonlinear potentials can trap some particles and heat the background plasma, while electrostatic waves excited along the magnetic field further facilitate energy redistribution. Moreover, electrons experience significant parallel heating, with efficiency positively correlated with the level of ion anisotropy. The overall evolution exhibits three distinct stages: a linear growth phase, a nonlinear phase dominated by turbulent scattering, and a quasi-steady state in which anisotropy is maintained near a dynamic equilibrium.

These findings provide detailed kinetic insight into how temperature anisotropy-driven EMIC instability regulates energy transport and mediates ion and electron heating in collisionless plasmas. This study highlights the importance of nonlinear PIC simulations in capturing the complex interactions between waves and particles, offering valuable references for interpreting space plasma observational data and for optimizing laboratory plasma experiments.

Key words ion cyclotron instability; particle in cell; temperature anisotropy; plasma heating

最新录用

0 引言

电磁离子回旋波（EMIC waves）是由离子温度各向异性（$T_\perp / T_\parallel > 1$）驱动的 EMIC 不稳定性产生的一类重要等离子体波动，在空间等离子体与受控核聚变等环境中均具有重要动力学作用[1]。通过波－粒子相互作用，该不稳定性能够调节等离子体的温度各向异性，并在离子加热与加速过程中发挥关键作用[2]。当离子垂直温度高于平行温度时，体系中的多余自由能可通过回旋共振转移至电磁波，从而触发不稳定性增长并反馈调制离子分布函数[1]。Gary[3]和 Liu 等人[4]对磁镜不稳定性（mirror instability）和离子回旋不稳定性的系统综述明确了二者主导条件的区分。研究表明，当离子垂直温度大于平行温度时，EMIC 波可被有效激发，并通过投掷角散射限制各向异性的进一步增长，形成自限机制。Maruca 等人进一步将研究扩展至氦离子，证明不同离子物种均受这类不稳定性的约束，其线性弗拉索夫分析与观测结果一致表明：离子回旋、磁镜以及水龙带不稳定性（firehose instability）共同构成了太阳风中调控温度各向异性的主要动力学机制[5]，其中 EMIC 和磁镜不稳定性是由垂直温度大于平行温度的离子驱动的，而磁镜不稳定性的增长率通常显著小于 EMIC 波，因此更难在观测中检出[6]；而水龙带不稳定性，李等人将其称为“火舌管”不稳定性[7]，则由平行温度大于垂直温度的离子驱动的。Matteini 等人基于 Ulysses 探测器数据，从观测角度证实了包括 EMIC 不稳定性在内的动理学不稳定性在塑造太阳风离子热特性方面的关键作用。他们发现，大量质子分布呈现与理论预测一致的迹象，表明此类不稳定性在限制各向异性和调节能量交换中具有核心作用[8]。Bourouaine 等人进一步揭示了阿尔文/离子回旋不稳定性对 α 粒子温度各向异性的限制效应，其结果显示

观测到的各向异性受限于理论阈值，强调了动理学不稳定性在维持太阳风离子群稳定性中的重要性[9]。除了线性与观测研究，Omidi 等人利用电磁模拟研究了 EMIC 波在不同分布函数条件下的非线性演化，其结果显示不稳定性的增长率与饱和特征对速度分布形态（如单麦克斯韦与双麦克斯韦分布）高度敏感[10]。Sironi 等人进一步将研究拓展至天体物理背景，发现 EMIC 不稳定性在无碰撞吸积流中能够激发强烈的阿尔文波，通过投掷角散射维持系统的临界稳定性，同时促进电子加热。这一结果表明，EMIC 不稳定性的影响远超太阳风环境[11,12]。进一步地，Sun 等人对由温度各向异性和离子束流驱动的多种动理学不稳定性进行了综合分析，系统揭示了其频率与电磁极化对法向角和波长的依赖关系，为区分和理解太阳风中的不同不稳定机制提供了重要参考[13]。

准线性理论能够描述不稳定性初期的各向异性耗散过程[14-19]，但其忽略了非线性阶段的相干效应，难以解释观测到的波动饱和幅值。这一限制凸显了混合模拟（Hybrid simulation）与动理学粒子模拟（PIC）的必要性。混合模拟结合粒子与流体描述的优点，通过牺牲电子动力学细节换取对大尺度离子主导过程的高效模拟能力。相关研究表明，EMIC 波的激发与能量传递对离子组成、背景磁场结构及温度各向异性具有显著依赖性。例如，基于混合模拟的方法已揭示：（i）平行传播的正、反向 EMIC 波均可在氦回旋频率以下被激发，并伴随氦离子的平行加热[20]；（ii）氦离子在多离子组分中对 EMIC 波激发起关键作用[21]；（iii）在偶极磁场中，EMIC 波传播可能经历由左旋向线性极化的转变[22,23]；（iv）二维混合与混合 PIC 模型能够有效重现实验装置和近日太阳风中的 EMIC 波特性，并验证由质子束及核心组分各向异性驱动的反向 ICW 生成机制[24-26]。相比之下，PIC 方法通过完全动理学处理能够同时解析离子与电子的非线性动力学，是研究等离子体不稳定性和波粒耦合的重要工具。其方法体系由一系列奠基性工作发展而来[27-33]，并被广泛用于探索 EMIC 及 Alfvén 离子回旋（AIC）多种不稳定性的微观机制。研究已确认：（i）由质子温度各向异性驱动的 EMIC 波可有效加热重离子[34]；（ii）在高 β 等离子体中，较大的离子温度各向异性能够激发 AIC 模式，且模拟结果与线性和准线性理论兼容[35]；（iii）在无碰撞天体等离子体环境中，离子各向异性驱动的 EMIC 波会显著加热电子，特别是在电子－离子温度比低于临界阈值时[11]。此外，多项研究还显示，温度各向异性对能量输运与波谱特性具有关键影响。例如，太阳风中的热通量耗散、磁波动功率及其对碰撞性的依赖均与离子温度各向异性密切相关[36,37]。观测研究进一步证实了上述模拟结果。太阳风数据表明，最具增长性的模式通常是由质子温度各向异性驱动的 Alfvén–回旋类不稳定性，是磁波动的重要来源[38]；另外，EMIC 波通过与粒子的共振及非共振相互作用，对空间等离子体能量粒子群产生重要调节作用，例如导致相对论电子投掷角散射与沉降[39]。线性与 PIC 分析也显示，速度环和温度各向异性均可触发快速磁声波和 EMIC 波[40]。在多离子种类的条件下，混合模拟的结果同样揭示 EMIC 波的增长与饱和主要由热质子的温度各向异性驱动，而非线性效应在波饱和与能量传递过程中不可忽略[41]。综上，不同方法的理论、模拟与观测均一致指出：离子温度各向异性是 EMIC/AIC 类不稳定性的核心驱动源，对空间和天体物理等离子体中的波动增长、粒子加热和能量输运具有决定性作用。

基于上述研究背景，本文采用一维三分量 PIC 方法，系统地研究了不同离子垂直热速度条件下 EMIC 不稳定性的演化过程。与先前主要依赖理论分析或混合模拟的研究相比，本工作的

重点在于揭示非线性阶段中离子与电子之间的能量传递过程。定量地给出了粒子加热的具体效率，并结合色散分析，将数值模拟结果与理论预测进行了对比。本研究为深入理解空间等离子体中的能量输运机制提供了新的物理见解。

1 物理模型及基本方程

EMIC 不稳定性是由离子温度各向异性（$T_{\perp,i}/T_{\parallel,i}>1$，或等价成离子热速度关系 $v_{\perp,i}^2/v_{\parallel,i}^2>1$）驱动的等离子体波动，通常出现在均匀、磁化且无碰撞的等离子体中[1]。不稳定性的增长率与等离子体参数[31]（如 $\beta_{\parallel}$ 和温度各向异性 $A_T=T_\perp/T_\parallel=0.5\sum v_\perp^2/v_\parallel^2$）密切相关。根据准线性理论，EMIC 波能够通过波－粒子散射过程逐步削弱离子温度各向异性，其最大增长率可用 $\beta_{\parallel}$ 和 A_T 的幂律关系加以刻画[1]。为进一步研究 EMIC 波的非线性演化，需要借助粒子模拟（PIC）方法。该方法通过同时求解带电粒子的运动方程与麦克斯韦方程组，自洽模拟等离子体的微观动力学行为及电磁场的时空演化。对于带电粒子而言，EMIC 波的演化过程严格受控于麦克斯韦方程与粒子运动方程的耦合动力学。

$$\nabla\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{J}+\frac{1}{c^2}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t},$$ 11* MERGEFORMAT ()

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},$$ 22* MERGEFORMAT ()

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0},$$ 33* MERGEFORMAT ()

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0,$$ 44* MERGEFORMAT ()

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}=\boldsymbol{v},\qquad\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}=\frac{q\left(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}\right)}{m},$$ 55* MERGEFORMAT ()

其中 $\boldsymbol{B},\boldsymbol{E},\boldsymbol{J},\rho,\mu_0,\varepsilon_0,c$ 分别是磁感应强度矢量、电场强度矢量、电流密度矢量、电荷密度、

最新录用

磁导率、介电常数和光速。q 是粒子电荷，m 是粒子质量，t 是时间，$\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{v}$ 分别是粒子位置和速度矢量。在相对论情况下，运动方程做如下修正

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}t}=\frac{q}{m_0}\left(\boldsymbol{E}+\frac{c}{\sqrt{c^2+\boldsymbol{u}^2}}\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}\right),$$

66* MERGEFORMAT ()

其中 c 是光速，m_0 是静止时质量，及洛伦兹因子 $\gamma=c/\sqrt{c^2-v^2}$，则速度修正关系 $\boldsymbol{u}=\gamma\boldsymbol{v}$，质量修正关系 $m=\gamma m_0$。就离子和电子数密度而言，电荷密度记为 $\rho=e\left(Z_i n_i-n_e\right)$。下标 i 和 e 分别表示离子和电子，Z_i 是平均离子电荷数。

2 数值计算方法

本研究采用一维三分量（1D3V）粒子模拟框架，空间仅沿 $\boldsymbol{x}$ 方向离散，即 $\partial/\partial y\to 0$ 和 $\partial/\partial z\to 0$，而粒子速度与电磁场均保持三分量形式。由此，电场可写为 $\boldsymbol{E}=(E_x(x,t),E_y(x,t),E_z(x,t))$，磁场为 $\boldsymbol{B}=(B_x(x,t),B_y(x,t),B_z(x,t))$。由于磁场需要满足散度为零条件 $\nabla\cdot\boldsymbol{B}=\boldsymbol{0}$，在一维情况下可得 $\partial_x B_x=0$，因此 B_x 在整个模拟过程中保持常数。本文模拟中初始化 B_x=0，并在演化过程中保持不变；需要说明的是，此处的 $\boldsymbol{B}$ 表示自洽演化的感应磁场，不包含外加背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$。在这里 $\boldsymbol{B}$ 代表内建的自生磁场，不包含背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$。EMIC 不稳定性的非线性演化在周期性边界条件下进行。粒子推进采用 Boris 算法，该算法能够在磁化等离子体中稳定且准确地处理洛伦兹力，是 PIC 模拟中广泛使用的标准方法。关于 Boris 算法的详细推导与实现，可参考谢华生《计算等离子体物理导论》第 3 章 3.7.2 节[42]。电磁场的数值演化采用交错网格上的有限差分时域法（Finite-Difference Time-Domain, FDTD）求解麦克斯韦方程组，而泊松方程则通过快速傅里叶变换（FFT）谱方法进行求解。类似方法已在 Omura 开发的开源代码 KEMPO1 中得到应用[31,33]。在粒子与场的耦合过程中，电荷密度、电流密度及电磁场量通过一阶线性加权方式映射至网格点，从而保证粒子与场之间的自洽相互作用。

在一般情况下，可以通过假设单一平面波 $E(r,t)=E_0e^{i(kr-\omega t)}$ 并结合控制方程，导出电磁波的色散关系来分析稳定性条件，其中 E_0，i，k 和 ω 分别是波场的初始幅值、虚数单位、波数和频率。由于本文采用中心差分格式求解麦克斯韦方程组，真空中的解析色散关系

最新录用

$\omega^2 = c^2k^2$ 将被修正后的数值色散关系所取代 $\omega'^2 = c^2k'^2$。在一维情况下，修正频率与修正波数分别为 $\omega' = \sin(\omega\Delta t/2)/(\Delta t/2)$，$k' = \sin(k\Delta x/2)/(\Delta x/2)$，其中 Δx 和 Δt 分别为空间步长和时间步长。计算中最大的波数为 $k_{\max} = \pi/\Delta x$，代入修正的色散关系可得时间步长与空间步长之间的 Courant 稳定性条件：$c\Delta t < \Delta x$，当不满足该条件时，频率将出现虚部，导致电磁场呈指数发散。在显式 PIC 中求解的最短波长（最大波数）尺度为 $|k| \sim 1/\lambda_D$，其中 $\lambda_D = v_{Te}/\omega_{pe}$ 是德拜长度。为方便分析不稳定性，用 k 换掉 k' 得到 $\Delta x/(2\lambda_D) \sim |\sin(k\Delta x/2)|$<1，则得到另外一个稳定性约束条件为 $\Delta x < 2\lambda_D$。若不满足上述条件，将引入非物理效应，例如系统总能量的非守恒与异常增长。为避免由网格尺度选择不当引起的数值不稳定，实际计算中通常取空间步长不超过德拜长度。

3 初始参数设定

本文模拟参数设定及物理量归一化参考了 Omura 等人的工作[33,31,43]，模拟系统包含电子与离子两种成份，整体保持准中性。为提高计算效率并突出研究的核心问题，选取参数如下[17,33,31,43]：电子和离子的等离子体频率分别为 ω_p =[4,1]，荷质比分别为 q/m =[-16,1]，粒子数均为 N =[16384, 16384]，电子和离子的回旋频率分别设为 Ω_e=16、Ω_i=1。计算网格点数为 n_x =128，模拟区域长度 $L_x = n_x \mathrm{d}x$，其中空间步长为 $\mathrm{d}x$=1，时间步长为 $\mathrm{d}t$ =0.1。真空介电常数取 $\varepsilon_0 = 1$，磁导率 $\mu_0 = 1/(\varepsilon_0 c^2)$。外加磁场由离子回旋频率与荷质比确定为 $B_0 = 1$，波矢平行于背景磁场，二者均取沿 *x* 方向。为纳入相对论效应，光速取有限值 *c*=7。所有频率与时间利用离子回旋频率 $\Omega_i = q_i B_0/m_i$ 进行归一化，速度利用离子平行热速度 $v_{T\parallel} = \sqrt{K_B T_{i\parallel}/m_i}$ 进行归一化，其中 K_B 是玻尔兹曼常数，$T_{i\parallel}$ 和 m_i 是离子的平行温度和质量。长度利用离子回旋螺距 $\rho_{ci} = v_{T\parallel}/\Omega_i$ 归一化。电子和离子的平行热速度分别为 $v_{T\parallel}$ =[4,1]，电子垂直热速度取 $v_{Te\perp}$ =4。离子垂直热速度 $v_{Ti\perp}$ 在[1,2,3,4,5,6]六个取值间变化，下面将着重分析不同的 $v_{Ti\perp}$ 对 EMIC

最新录用

不稳定性演化的影响。相应地，不同的离子温度各向异性决定了不同的等离子体比压β，其定义如下

$$\beta = 2\mu_0 n K_B T / B^2 = 2\left(\omega_p / \Omega\right)^2 \left(v_T / c\right)^2 . \quad (77)$$

在模拟初始化过程中，粒子在 x 方向上的位置采用均匀分布的随机函数生成，从而保证粒子在空间网格中均匀散布。粒子速度分布遵循麦克斯韦分布。对于离子速度，分别在平行和垂直方向上独立采样相应的麦克斯韦分布，以构建所需的各向异性速度分布。EMIC 不稳定性由离子温度各向异性（$T_{\perp i} / T_{\parallel i} > 1$）提供自由能，从而激发沿背景磁场传播的左旋偏振 EMIC 波。为体现这一驱动机制，初始条件中离子速度分布函数设置为双麦克斯韦分布[3,17]：

$$f_i(u_{i\perp}, u_{i\parallel}) \propto \exp\left(-\frac{u_{i\perp}^2}{2v_{Ti\perp}^2} - \frac{u_{i\parallel}^2}{2v_{Ti\parallel}^2}\right), \quad (88)$$

其中$u_{i\perp}$和$u_{i\parallel}$分别是离子的垂直和平行速度，$v_{Ti\perp}$和$v_{Ti\parallel}$分别是离子的垂直和平行热速度。

4 结果分析

本研究采用 PIC 方法对电子–离子等离子体中由离子温度各向异性驱动的 EMIC 不稳定性的非线性演化过程进行数值模拟，重点考察离子垂直热速度与平行热速度之比（$v_{Ti\perp}/v_{Ti\parallel}$）在 1 至 6 范围内变化时的参数依赖性。当该比值为 1 时，离子温度呈各向同性，其动能与电子相当，系统处于热平衡状态，未观察到明显的不稳定性及 EMIC 波激发。随着该比值增大至 2–6，离子温度各向异性逐渐增强，触发 EMIC 不稳定性并伴随电磁场能量的显著增长。

对于所研究的物理系统，能量守恒定律严格成立，即能量既不会凭空产生，也不会凭空消失。图 1（a）展示了离子垂直热速度$v_{Ti\perp}$=6 条件下系统能量随时间的演化过程，其中：上方黑色实线代表总能量 E_{total}，最下端黄色虚线代表电场能量 E_e，绿色点画线代表磁场能量 E_b，粉色点线代表总动能 K_{all}，红色与蓝色曲线分别对应电子动能（K_e）和离子动能（K_i）。数值计算结果表明，总动能占总能量的比例高达 98%以上，自生磁场能量占比约 1.5%，电场能量占比约 0.4%；在总动能中，离子动能占比达 94%。从演化趋势可见，总能量始终保持稳定，充分满足能量守恒的物理约束。图 1（b）为$v_{Ti\perp}$=6 时磁场 B_y 分量的时空波动分布图，从中可清晰观察到 EMIC 波的激发信号。

最新录用

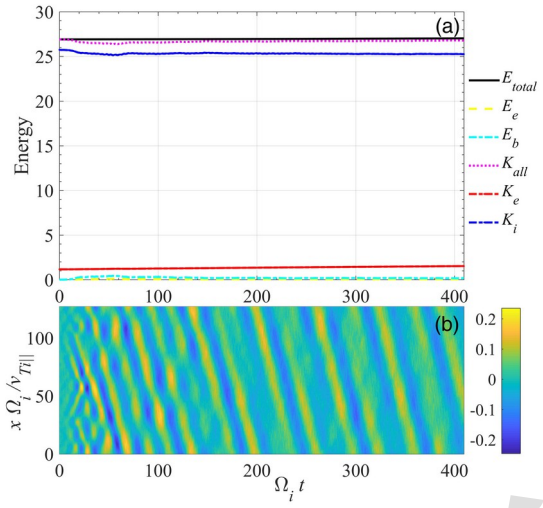


图 1 在 $v_{T\perp}$=6 情况下，（a）能量密度随时间演化，（b）磁场 B_y 分量时空演化

Fig. 1 At $v_{T\perp}$=6, (a) the evolution of energy density over time, (b) the spatiotemporal evolution of the B_y component of the magnetic field.

在由离子温度各向异性驱动的 EMIC 不稳定性演化过程中，离子平行与垂直动能的变化最为显著。如图 2（a-b）所示，垂直温度下降而平行温度升高，这是由于波粒作用使垂直运动的离子发生投掷角散射并转移至平行方向所致[3,6,11,19,20]。当离子能量达到触发阈值后，EMIC 波被激发[19,44,45]，并通过投掷角散射与能量离子相互作用。EMIC 波可通过多种机制加热或加速离子：其一，斜传播 EMIC 波可通过共振在垂直方向加热或加速低能离子（如回旋共振和朗道共振，当离子的频率和平行速度满足共振条件 $\omega - kv_{\|} = n\Omega_i$，则可通过共振过程实现与波-粒之间能量的交换）；其二，EMIC 波形成的非线性势可捕获部分粒子并加热背景离子；其三，基于非共振波粒相互作用，即使能量低于共振条件的冷离子也能被加热，波电场先调制离子使其产生电相位聚束，随后这群聚束离子在与波磁场的共同旋转中持续从波场获取能量[46-49]。共振相互作用虽然在某些情境下具有重要意义，但在这些近期研究中[47-49]观察到的相互作用中并不占主导地位，两者在物理条件与效应上的不同，鉴于这些新发现，可能需要重新评估之前的模型。初始各向异性越大（ A_T ），离子在垂直与平行方向的能量差异越明显。随着波－粒相互作用持续进行，温度各向异性逐渐减弱，最终系统趋于动态平衡。对于 $v_{T\perp}$=6 的情况，离子动能相对变化范围 $\xi(t) = \left|[K_i(t) - K_i(0)]/K_i(0)\right|$ 小于 2.33%，离子动能表现相对稳定，能量主要表现为离子从垂直动能向平行动能的转化。图 2（c）展示了离子温度各向异性参数 $A_T(t) = T_{\perp i}(t)/T_{\|i}(t) = 0.5\sum v_{\perp i}^2(t)/v_{\|i}^2(t)$ 随时间的演化： A_T 值随时间逐渐下降，且初始各

向异性越大（A_T 初始值越高），其下降幅度也越大，最终演化至的稳态值反而越低。值得注意的是，在各向同性（A_T =1）条件下，系统未激发出 EMIC 不稳定性。随着初始离子热速度的增大，初始各向异性 A_T 也随之提高，其变化率亦更为显著。由于 EMIC 不稳定性及非线性势对冷离子的加热会持续消耗温度各向异性的自由能，离子各向异性随时间不断减弱。当自由能耗散至一定程度后，不稳定性进入饱和并逐渐趋向准稳态。整个过程涉及复杂的波－粒相互作用与能量转换机制[6]。图 2（d）显示，归一化离子动能 $K_i(t)/\max(K_i(t))$ 随时间呈现先下降后上升，最终趋于动态平衡的变化趋势。初始垂直热速度越高，离子动能幅度的下降速率越快；在达到最低点（对应于 $\Omega_i t$=50）后，其略有反弹回升并逐渐稳定。波-粒子散射持续削弱各向异性，直至系统达到动态平衡。

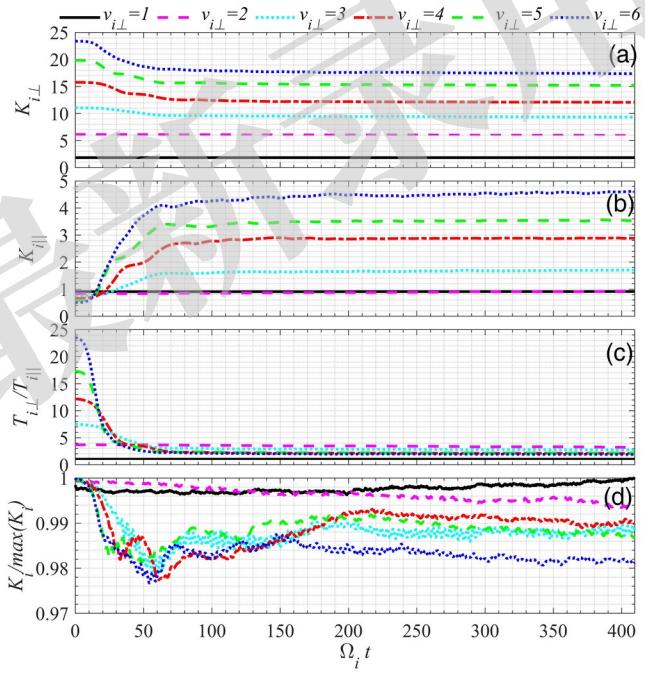


图 2（a）离子垂直动能，（b）离子平行动能，（c）离子温度各向异性，（d）离子归一化动能随时间的变化

Fig. 2 (a) perpendicular kinetic energy of ions, (b) parallel kinetic energy of ions, (c) anisotropy of ion temperature, (d) variation of normalized kinetic energy of ions over time

在 EMIC 不稳定性发展的过程中，电子动能约占总动能的 6%。相较于离子动能的变化，电子动能的变化幅值相对较小。由图 3（a-b）可知，电子垂直动能呈现先略微下降、而后回升的趋势，其降幅低于 5%，据此可认为电子的垂直温度变化并不显著。与此同时，电子平行动能大幅增加，在 $v_{T\perp}$=6 以及有限时间（$\Omega_i t$=400）的条件下，其增幅可达 50%，表明电子的

平行温度显著升高。从图 3（c）能够观察到，电子在初始时刻温度呈现各向同性，即初始时刻$T_{\perp e}/T_{\parallel e}$=1，可进一步明确为电子的垂直温度与平行温度在初始时具有各向同性特征。随着不稳定性的发展，$T_{\perp e}/T_{\parallel e}$逐渐小于 1，这表明电子的平行温度相较于垂直温度增加的幅度更大，即平行方向的电子受到了加热作用，并且加热效率与离子温度各向异性A_T呈正相关关系。由图 3（d）可见，电子总动能随时间呈增加趋势，且主要表现为电子平行方向温度的升高。这一现象说明，EMIC 波不仅能够消耗离子的各向异性，还能将能量耦合至电子的平行运动，从而自洽地解释了太阳风中观测到的电子平行加热现象[11]。

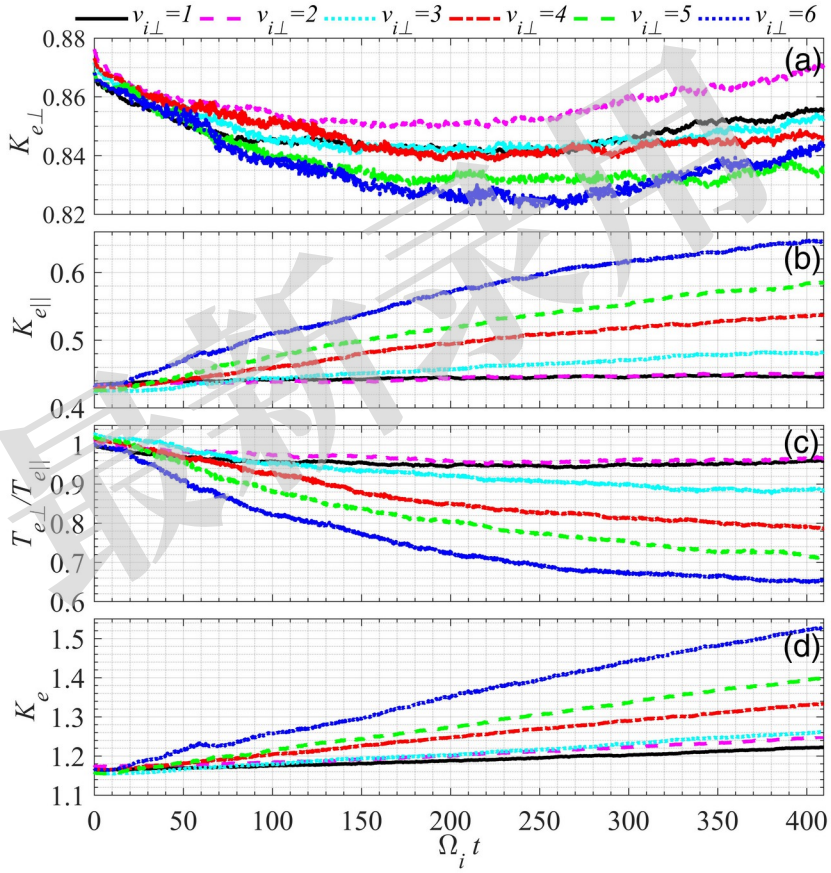


图 3（a）电子垂直动能，（b）电子平行动能，（c）电子温度各向异性，（d）电子总动能随时间的变化

Fig. 3 (a) Perpendicular kinetic energy of electrons, (b) Parallel kinetic energy of electrons, (c) Anisotropy of electron temperature, (d) Total kinetic energy of electrons as a function of time

离子温度各向异性是 EMIC 不稳定性激发及其后续演化的关键驱动因素。从微观机制看，EMIC 波主要通过波粒回旋共振激发。当离子的回旋运动与左旋圆极化波的相位满足共振条件$\omega - kv_{\parallel} = n\Omega_i$时，离子与波之间发生持续的能量交换。具有温度各项异性的离子分布存在自

由能，通过该共振过程可实现波-粒能量之间的转化。当粒子能量减少时，波动能量就会增加，从而激发波动。反之，若粒子从波动获取能量，波动则会衰减。当激发的沿相反方向传播的EMIC 波相互作用时，会形成静电势产生平行离子加速，并激发静电波[50]。整体上，EMIC 不稳定性的演化由一系列复杂的波－粒耦合过程主导，并伴随显著的能量转换。图 4（a-b）展示了被激发的电场和磁场随时间的变化：电磁场能量在（$\Omega_i t$=50）时逐渐增长至峰值，随后衰减并趋于饱和，且磁场能量峰值高于电场。此处 $\boldsymbol{B}$ 表示自生扰动磁场，不包括背景磁场 $\boldsymbol{B}_0$。从能量变化曲线图 2-图 4 可知，EMIC 不稳定性驱动的非线性演化过程，大致可以分为三个阶段：第一阶段为线性增长阶段（$\Omega_i t$<50），离子速度分布函数仍保持明显各向异性，模拟中的背景噪声被热离子的各向异性放大，导致波强度迅速增加，同时伴随着热离子垂直温度的减少，以及平行温度的增加，即各向异性逐渐减弱。第二阶段为非线性演化阶段（50<$\Omega_i t$<200），不同波动模式之间发生非线性相互作用，在这些非线性过程中，EMIC 波形成的非线性势捕获离子从而将能量传递给背景离子，EMIC 波会迅速失去能量。平行方向静电波与冷离子非线性相互作用使得冷离子逐渐加热和加速，这些现象发生在平行传播的波中，源自波粒相互作用引起的投掷角散射[11]和随机湍动加热[51-53]。第三阶段为准稳态阶段（$\Omega_i t$>200），系统经充分演化，接近能量均分后趋于饱和，离子分布函数接近各向同性，剩余各向异性维持在线性阈值附近。波能趋于稳定，但仍存在一定水平的残余湍流，对维持相对平衡的状态具有调节作用。

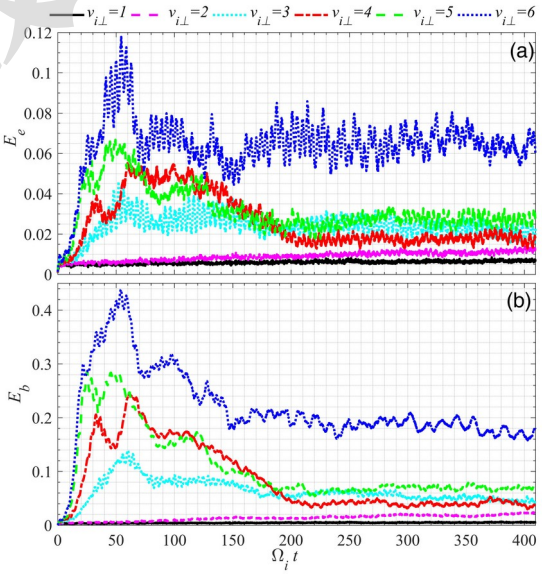


图 4（a）电场能量随时间变化，（b）磁场能量随时间变化

Fig. 4 (a) Electric field energy versus time, (b) Magnetic field energy versus time

为判断粒子运动的旋向特性，本研究提出一种直观简便的判断方法：选取单个粒子的速度

最新录用

空间轨迹随时间的演化过程进行分析。由图 5（a）可见，单个粒子的速度轨迹清晰显示（放大时间轴）：离子沿左旋轨道运动，电子沿右旋轨道运动；同时，离子轨道半径随时间逐渐减小，这一现象直接验证了离子垂直方向的能量损失过程。对于电磁场极化方向（左旋/右旋极化）的判断，可通过选取特定空间位置处电磁场随时间的演化特征实现。图 5（b）展示了空间中间位置处电磁场的时间演化规律，结果表明电场与磁场均呈现左旋螺旋状传播形态，即激发了左旋极化波。需说明的是，图 5（a）与（b）对应的模拟条件均为离子垂直热速度 $v_{Ti\perp}$ =6。

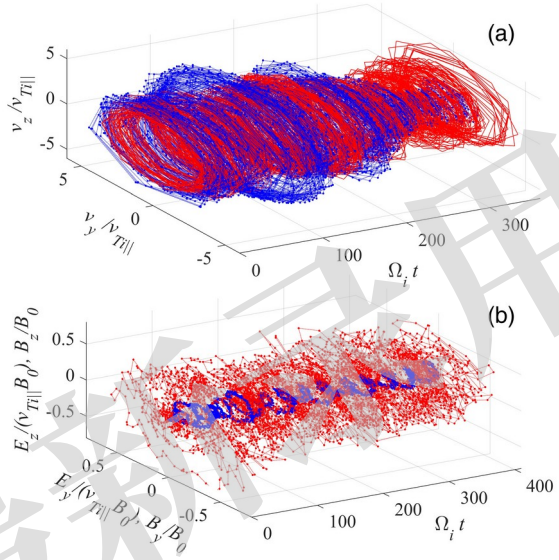


图 5（a）粒子速度随时间的变化（红色电子、蓝色离子），（b）电磁场随时间的变化（红色电场、蓝色磁场）

Fig. 5 (a) Time evolution of individual particle velocities (red: electrons, blue: ions), (b) Time evolution of electromagnetic fields (red: electric field, blue: magnetic field)

电磁波不稳定性的研究通常涉及色散关系的定量分析。通过对磁场 B_y 分量进行傅里叶变换，我们获得了模拟色散关系，图 6（a）展示了当 $v_{Ti\perp}$ =2 时模拟得到的色散关系，可清晰观测到 EMIC 波的存在（黄色斑点）。图中蓝色虚线表示左旋极化的 EMIC 波理论[54]色散曲线 $4\omega_{pi}^2\omega^2 = c^2k^2\left(\Omega_i^2 - \omega^2\right)$，红色点画线则代表右旋极化的电子回旋波低频分支。图 6（b）进一步揭示了初始垂直离子热速度 $v_{Ti\perp}$ 的影响：通过对磁场 B_y 分量进行傅里叶变换，并识别出幅值强度最大的波模点（红色点）与理论 EMIC 波色散曲线（蓝色虚线）高度吻合[54]。蓝色虚线为理论 EMIC 波色散曲线，红色点则对应不同 $v_{Ti\perp}/v_{Ti\parallel}$ 下模拟中幅值最强的波模。傅里叶谱分析表明，随着 $v_{Ti\perp}/v_{Ti\parallel}$ 增大，主导模（幅值最大的波模）对应的频率和波数均呈现下降趋势。

最新资料

这说明更大的离子温度各向异性不仅提高 EMIC 波的增长率，也更易激发低频、长波长的波模。该趋势与太阳风观测中高离子温度各向异性对应更强低频波动的统计特征高度一致，进一步验证了模拟结果的物理合理性[13,55,56]。

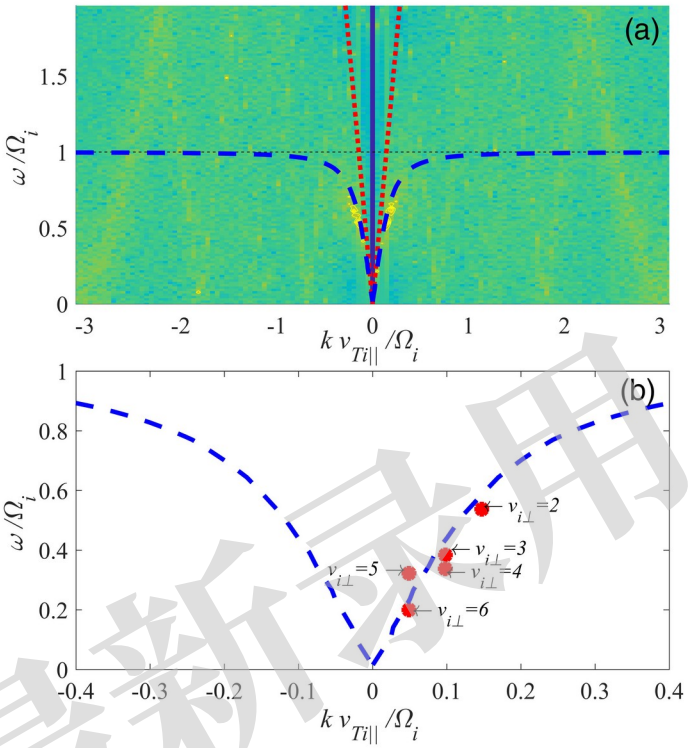


图 6 （a）磁场 B_y 分量的色散关系图（$v_{T\perp}$=2），（b）不同离子垂直热速度对应的粒子回旋波

Fig. 6 (a) Dispersion relation diagram for the magnetic field component B_y ($v_{T\perp}$=2), (b) Particle cyclotron waves corresponding to different ion perpendicular thermal velocities

表 1 不同垂直离子热速度对应的幅值最大波数、频率及增长率

Table 1 Maximum wavenumber, frequency, and growth rate corresponding to different perpendicular ion thermal velocities

$v_{T\perp}/v_{T\|\|}$	$\beta_{\perp}$	$k/(\Omega_i/v_{T\|\|})$	ω/Ω_i	$\overline{\gamma}/\Omega_i$
1	0.0408	-	-	-
2	0.1633	0.147261	0.53689	0.0043
3	0.3673	0.098175	0.38351	0.0387
4	0.6531	0.098002	0.33748	0.0517
5	1.0204	0.049087	0.32214	0.0815
6	1.4694	0.049001	0.19942	0.1046

最新录用

沿磁场方向，热压强梯度驱动朗缪尔波激发。图 7（a）显示电场分量 E_x 的色散关系呈典型朗缪尔波特征，表明在 x 方向成功激发出朗缪尔波（黄色斑点），但其截止频率低于理论值。这一偏差可能源于电子热速度 $v_{Te} \sim c$ 较高时，必须考虑相对论效应并进行相应修正。在相对论框架下，电子的惯性质量会转变为相对论质量 $m_{\mathrm{eff}} = \gamma m_e$，其中 $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ 为洛伦兹因子，导致等离子体频率修正为 $\omega_{pe,\mathrm{rel}} = \sqrt{n_e e^2/(\varepsilon_0 m_{\mathrm{eff}})} = \omega_{pe}/\sqrt{\gamma}$。据此得到的拟合色散关系为 $\omega^2 = 3.4^2 + 4.0225^2 \cdot k^2$（绿色点线）与修正色散关系 $\omega^2 = \omega_{pe,\mathrm{rel}}^2 + v_{Te}^2 k^2$（蓝色点画线）吻合较好。此外，截止频率偏低也可能来自数值误差，例如较小的离子-电子质量比放大了离子对色散特性的贡献。针对不同离子温度各向异性参数 A_T 下的 EMIC 不稳定性，需通过指数拟合法定量计算其线性增长率[42,56,57]，拟合公式为 $\overline{\gamma} = \mathrm{d}(\ln\sqrt{E_b})/\mathrm{d}t$，其中 $\overline{\gamma}$ 为线性增长率，E_b 为磁场能量。通过线性拟合的方法得到 EMIC 不稳定性的增长率 $\overline{\gamma}$，图 7（b）的拟合结果显示，线性增长率随离子垂直热速度呈线性递增趋势 $\overline{\gamma} \propto (v_{T\perp}/v_{T\parallel})\Omega_i$，这与 Davidson[58] 和 Winske[59]的线性理论研究结论 $\overline{\gamma}_{\max} \propto \sqrt{\beta_{i\perp}/2}\Omega_i$ 相符。

最新录用

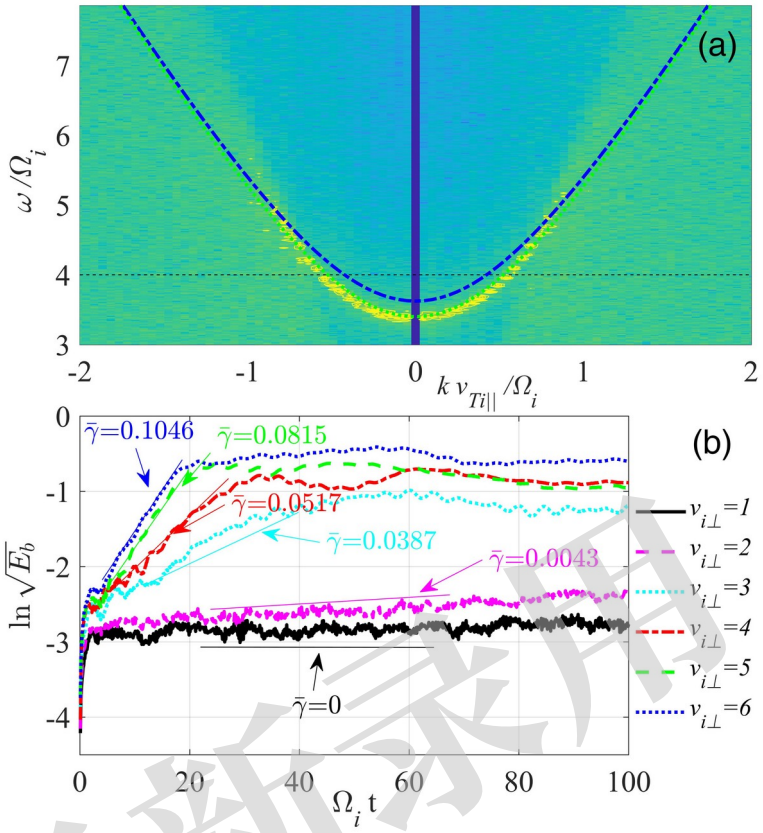


图 7 （a）电场 E_x 分量的色散关系图（$v_{T\perp}$=1），（b）磁场能量对数估算的增长率

Fig. 7 (a) Dispersion relation diagram of the electric field component E_x ($v_{T\perp}$=1), (b) Growth rate of the logarithm of magnetic field energy

5 结论

离子温度各向异性驱动的 EMIC 不稳定性是磁化等离子体中一类基础且关键的动理学过程。本文基于一维三分量 PIC 方法，系统探究了该不稳定性的微观演化机制与动力学特性。结果表明，温度各向异性经由复杂的波－粒相互作用激发 EMIC 波，并在平行方向伴生静电波。随着不稳定性的发展，非线性势对冷离子的加热以及 EMIC 波对各向异性自由能的消耗，使离子温度各向异性不断减弱，不稳定性最终进入饱和并达至准稳态。其演化呈现“线性增长—非线性作用—准稳态”三阶段过程，推动系统由各向异性向接近能量均分的各向同性状态演化。通过粒子运动旋向特性与电磁场极化方向的直观判断，实现了对 EMIC 波色散关系及线性增长率的定量表征。动力学结果进一步表明，随着离子垂直热速度比 $v_{T\perp}/v_{T||}$ 从 1 增至 6 时，EMIC 波的增长率与饱和振幅显著提高，并伴随等离子体平行方向的高效加热，表明 EMIC 波是磁化等离子体中的高效加热机制。这些结果为理解空间等离子体中离子与电子的加热和加速过程提供

最新录用

了重要的微观动力学支撑。未来的研究可进一步探讨不同离子组分与漂移速度对不稳定性演化的调制效应，将模型扩展至二维和三维以捕捉斜传播模式，并采用更高的离子－电子质量比以提升模拟的物理真实性。

参考文献

[1] GARY S P, YIN L, WINSKE D. Electromagnetic proton cyclotron anisotropy instability: wave-particle scattering rate[J]. *Geophysical Research Letters*, 2000, **27**(16): 2457-2459

[2] ANDERSON B J, FUSELIER S A, GARY S P, *et al.* Magnetic spectral signatures in the Earth's magnetosheath and Plasma depletion layer[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1994, **99**(A4): 5877-5891

[3] GARY S P. The mirror and ion cyclotron anisotropy instabilities[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1992, **97**(A6): 8519-8529

[4] LIU X M, YU J, CHEN Z Z, *et al.* Simultaneous observations of mirror mode structures and electromagnetic ion cyclotron waves in the earth's outer magnetosphere[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2024, **129**(11): e2024JA032951

[5] MARUCA B A, KASPER J C, GARY S P. Instability-driven limits on helium temperature anisotropy in the solar wind: observations and linear vlasov analysis[J]. *The Astrophysical Journal*, 2012, **748**(2): 137

[6] SHOJI M, OMURA Y, TSURUTANI B T, *et al.* Mirror instability and L-mode electromagnetic ion cyclotron instability: competition in the earth's magnetosheath[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2009, **114**(A10): 2008JA014038

[7] LI Qiuhuan, YANG Lei, XIANG Liang, *et al*. Advances in observation and theory of electromagnetic ion cyclotron waves in the solar wind[J]. *Acta Astronomica Sinica*, 2023, **64**(3): 28 (李秋幻, 杨磊, 向梁, 等. 太阳风中电磁离子回旋波的观测与理论研究进展[J]. 天文学报, 2023, **64**(3): 28)

[8] MATTEINI L, HELLINGER P, GOLDSTEIN B E, *et al.* Signatures of kinetic instabilities in the solar wind[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2013, **118**(6): 2771-2782

[9] BOUROUAINE S, VERSCHAREN D, CHANDRAN B D G, *et al.* Limits on alpha particle temperature anisotropy and differential flow from kinetic instabilities: solar wind observations[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2013, **777**(1): L3

[10] OMIDI N, ISENBERG P, RUSSELL C T, *et al.* Generation of ion cyclotron waves in the corona and solar wind[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014, **119**(3): 1442-1454

[11] SIRONI L, NARAYAN R. Electron heating by the ion cyclotron instability in collisionless accretion flows. I. Compression-driven instabilities and the electron heating mechanism[J]. *The Astrophysical Journal*, 2015, **800**(2): 88

[12] SUN Luyuan, WANG Hui, HE Yangfan. Local time differences in the ionospheric electromagnetic ion cyclotron waves during storm time[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2021, **41**(2): 250-260 (孙璐媛, 王慧, 何杨帆. 磁暴期间电离层电磁离子回旋波的地方时分布差异[J]. 空间科学学报, 2021, **41**(2): 250-260)

[13] SUN H Y, ZHAO J S, XIE H S, *et al.* On kinetic instabilities driven by ion temperature anisotropy and differential flow in the solar wind[J]. *The Astrophysical Journal*, 2019, **884**(1): 44

[14] YOON P H. Quasilinear evolution of Alfvén-ion-cyclotron and mirror instabilities driven by ion temperature anisotropy[J]. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 1992, **4**(11): 3627-3637

[15] HELLINGER P, TRÁVNÍČEK P, KASPER J C, *et al.* Solar wind proton temperature anisotropy: Linear theory and WIND/SWE observations[J]. *Geophysical Research Letters*, 2006, **33**(9): L09101

[16] SEOUGH J, YOON P H, KIM K H, *et al.* Solar-wind proton anisotropy versus beta relation[J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**(7): 071103

[17] SEOUGH J, YOON P H, HWANG J. Quasilinear theory and particle-in-cell simulation of proton cyclotron instability[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, **21**(6): 062118

[18] GARY S P, FU X R, COWEE M M, *et al.* Scalings for the Alfvén-cyclotron instability: linear dispersion theory and hybrid particle-in-cell simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(1): 464-474

[19] MA Q, LI W, YUE C, *et al.* Ion heating by electromagnetic ion cyclotron waves and magnetosonic waves in the earth's inner magnetosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2019, **46**(12): 6258-6267

[20] OMURA Y, USUI H, MATSUMOTO H. Parallel heating associated with interaction of forward and backward electromagnetic cyclotron waves[J]. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 1988, **40**(8): 949-961

[21] YAO J S, ZHAO Y K, LI Y, *et al.* A new excitation mechanism of He^{+} band electromagnetic ion cyclotron wave: hybrid simulation study[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, **28**(1): 012903

[22] HU Y, DENTON R E. Two-dimensional hybrid code simulation of electromagnetic ion cyclotron waves in a dipole magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2009, **114**(A12): A12217

[23] KANG N, LU Q M, GAO X L, *et al.* Propagation of electromagnetic ion cyclotron waves in a dipole magnetic field: a 2-D hybrid simulation[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2021, **126**(12): e2021JA029720

[24] WU M Y, XU A D, XIAO C J. HYPIC: a fast hybrid EM PIC-MCC code for ion cyclotron resonance energization in cylindrical coordinate system[J]. *Computer Physics Communications*, 2024, **301**: 109207

[25] SHI C, ZHAO J S, LIU S, *et al.* Coexistence of antisunward and sunward ion cyclotron waves in the near-sun solar wind: excitation by the proton cyclotron instability[J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 2024, **971**(2): L41

[26] WU Y F, SHI C, TAO X, *et al.* Kinetic-hybrid simulations of counterpropagating ion cyclotron waves and proton scattering in the near-sun solar wind[J]. *The Astrophysical Journal*, 2025, **983**(2): 107

[27] DECYK V K, DAWSON J M. Computer model for bounded Plasma[J]. *Journal of Computational Physics*, 1979, **30**(3): 407-427

[28] DAWSON J M. Particle simulation of Plasmas[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1983, **55**(2): 403-447

[29] HOCKNEY R W, EASTWOOD J W. Computer Simulation Using Particles[M]. New York: Taylor & Francis, 1988

[30] BIRDSALL C K, LANGDON A B. Plasma Physics Via Computer Simulation[M]. Boca Raton: CRC Press, 1991

[31] OMURA Y, MATSUMOTO H. KEMPO1: technical guide to one-dimensional electromagnetic particle code[M]//MATSUMOTO H, OMURA Y. Computer Space Plasma Physics : Simulation Techniques and Software. Tokyo: Terra Scientific Publishing Company, 1993: 21-65

[32] UMEDA T, OMURA Y, TOMINAGA T, *et al.* A new charge conservation method in electromagnetic particle-in-cell simulations[J]. *Computer Physics Communications*, 2003, **156**(1): 73-85

[33] HORKÝ M, OMURA Y, SANTOLÍK O. Particle simulation of electromagnetic emissions from electrostatic instability driven by an electron ring beam on the density gradient[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, **25**(4): 042905

[34] TANAKA M. Simulations of heavy ion heating by electromagnetic ion cyclotron waves driven by proton temperature anisotropies[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1985, **90**(A7): 6459-6468

[35] AMBROSIANO J, BRECHT S H. A simulation study of the Alfvén ion-cyclotron instability in high-beta Plasmas[J]. *Physics of Fluids*, 1987, **30**(1): 108-114

[36] MARKOVSKII S A. The effect of proton temperature anisotropy on the electron heat flux dissipation in solar coronal holes[J]. *The Astrophysical Journal*, 2007, **666**(1): 486-490

[37] BALE S D, KASPER J C, HOWES G G, *et al*. Magnetic fluctuation power near proton temperature anisotropy instability thresholds in the solar wind[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(21): 211101

[38] GARY S P, JIAN L K, BROILES T W, *et al.* Ion-driven instabilities in the solar wind: wind observations of 19 march 2005[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(1): 30-41

[39] LI L Y, YU J, CAO J B, *et al.* Compression-amplified EMIC waves and their effects on relativistic electrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, **23**(6): 062116

[40] 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

[41] OFMAN L, DENTON R E, BORTNIK J, *et al.* Growth and nonlinear saturation of electromagnetic ion cyclotron waves in multi-ion species magnetospheric Plasma[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017, **122**(6): 6469-6484

[42] XIE Huasheng. Introduction to Computational Plasma Physics[M]. Beijing: Science Press, 2018 (谢华生. 计算等离子体物理导论[M]. 北京: 科学出版社, 2018)

[43] HORKÝ M, OMURA Y. Novel nonlinear mechanism of the generation of non-thermal continuum radiation[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, **26**(2): 022904

[44] ZHANG J C, KISTLER L M, MOUIKIS C G, *et al.* A statistical study of EMIC wave-associated He^+ energization in the outer magnetosphere: Cluster/CODIF observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2011, **116**(A11): A11201

[45] CAO X, NI B B, LIANG J, *et al.* Resonant scattering of central Plasma sheet protons by multiband EMIC waves and resultant proton loss timescales[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(2): 1219-1232

[46] CHEN L J, THORNE R M, BORTNIK J, *et al.* Nonresonant interactions of electromagnetic ion cyclotron waves with relativistic electrons[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2016, **121**(10): 9913-9925

[47] LI X M, WANG R S, GAO X L, *et al.* Observation of non-resonance interactions between cold protons and EMIC waves of different polarizations in the inner magnetosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2023, **50**(23): e2023GL104431

[48] AN X, ARTEMYEV A, ANGELOPOULOS V, *et al.* Nonresonant scattering of energetic electrons by electromagnetic ion cyclotron waves: spacecraft observations and theoretical framework[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2024, **129**(3): e2023JA031863

[49] GUO X D, ZHAO J S, KLEIN K G, *et al*. Free energy source of the mirror instability: nonresonant particles[J]. *Physical Review Letters*, 2025, **135**(18): 185201

[50] OMURA Y. Study on nonlinear wave-particle interactions in space plasmas via computer simulations[D]. *Kyoto, Kyoto University*, 1985.

[51] YANG Xiaosong, LIU Sanqiu, LIU Xiaolan, *et al*. The ultra -relativistic electron acceleration by Langmuir plasmons in laser Plasma[J]. *Journal of Nanchang University (Natural Science)*, 2006, **30**(6): 580-584 (杨小松, 刘三秋, 刘笑兰, 等. 激光等离子体中极端相对论性电子的朗缪尔湍动加速[J]. 南昌大学学报(理科版), 2006, **30**(6): 580-584)

[52] YANG X S, LIU S Q. Turbulence acceleration by strong Langmuir plasmons in a laser-Plasma[J]. *Journal of Plasma Physics*, 2007, **73**(5): 619-625

[53] LIU Xiaolan, LIU Sanqiu, YANG Xiaosong. The spectra of strong Langmuir turbulence in a laser-Plasma[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2008, **28**(2): 125-128 (刘笑兰, 刘三秋, 杨小松. 激光等离子体中的强朗缪尔湍动谱分析[J]. 核聚变与等离子体物理, 2008, **28**(2): 125-128)

[54] ZHAO Kaihua. The Basic Theory of Plasmas[M]. Beijing: Higher Education Press, 2013 (赵凯华. 电浆基本理论[M]. 北京: 高等教育出版社, 2013)

[55] ALI Z, SARFRAZ M, YOON P H. Combined electron firehose and electromagnetic ion cyclotron instabilities: Quasilinear approach[J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020, **499**(1): 659-667

[56] SHAABAN S M, LÓPEZ R A, LAZAR M, *et al.* Numerical simulations of temperature anisotropy instabilities stimulated by suprathermal protons[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2024, **691**: A86

[57] ZHAO Bingyan, CHEN Zonghua. Two-dimension electrostatic particle-in-cell simulation of two-stream instability[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2022, **42**(2): 257-263 (赵炳炎, 陈宗华. 二维双流不稳定性静电粒子模拟[J]. 核聚变与等离子体物理, 2022, **42**(2):

257-263)
[58] DAVIDSON R C, OGDEN J M. Electromagnetic ion cyclotron instability driven by ion energy anisotropy in high-beta plasmas[J]. *Physics of Fluids*, 1975, **18**(8): 1045-1050
[59] WINSKE D, OMIDI N. Electromagnetic ion/ion cyclotron instability: theory and simulations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1992, **97**(A10): 14779-14799

陈宗华 男，1988 年 8 月出生于海南省海口市，现为琼台师范学院理学院讲师，主要研究方向为等离子体中的波粒相互作用过程，并开展相关的粒子模拟工作。



最新录用