草稿版本 2026年11月24日 使用 LATEX 默认样式
排版，采用 AASTeX7.0.1

arXiv:2611.29352v1 [physics.plasm-ph] 22 Nov 2026

# 相干射电辐射的新机制：粒子网格模拟

XiaoweiZhou [1] DejinWu [1] LingChen [1] 和ZongjunNing [1]

[1]中国科学院紫金山天文台，中华人民共和国南京 *210034*

摘要

已有研究证实，电子（相空间）洞，即电子洞，可由电子束不稳定性的非线性弛豫产生。然而，与电子洞相关的电磁波激发机制仍未得到充分理解。我们利用二维半粒子网格模拟，系统研究了弱、强磁化条件下电荷和电流中性等离子体中（中等相对论性）电子双流不稳定性的非线性演化。电子双流不稳定性是电子束不稳定性的一种特殊情形，其中两束反向传播的高能电子束密度相等。结果表明，背景磁场从根本上改变了实空间和相空间结构（即电势阱和电子洞），并影响后续的波激发。在弱磁化等离子体中，与电势阱相关的垂直 $\vec{E}_\perp \times \vec{B}_0$ 漂移打破了速度空间对称性，产生正梯度（$\partial f/\partial U_\perp > 0$），并显著增强垂直电流。这些局域电流作为自由能来源，激发垂直传播的静电伯恩斯坦波和电磁电子回旋谐波，最终使弱磁化等离子体中的电子加热更强且近乎各向同性。相比之下，强磁场抑制电子垂直漂移，并将动力学限制在平行方向。因此，波激发主要由平行电流驱动，导致平行静电波（例如朗缪尔波）和斜向传播的电磁波（例如哨声波、Z模和O模）占主导。此外，强磁化等离子体有利于形成振幅更大、空间范围更广的电势阱，使更多靠近电势阱边缘的电子能够通过波浪冲浪（surfatron）加速达到更高速度，从而产生相空间分岔和明显的高速尾部。这些发现为波激发、非线性波粒

相互作用、非麦克斯韦特征的形成，以及磁化等离子体中的各向异性电子加热，并可能对天体物理等离子体中的相干射电辐射产生影响（例如太阳斑马纹射电暴）。

关键词： 太阳日冕射电辐射 (1993)，射电暴 (1339)

## 1. 引言

电子相空间空穴（EH）是无碰撞等离子体中一种局域、自洽的静电相空间结构，由电子的相空间俘获形成。其特征包括：(1) 位置-速度相空间中，由俘获电子轨道环绕的局域空穴或涡旋；(2) 真实（时空）中局域的正静电势隆起，意味着其所在位置具有局域正净电荷（即$n_i > n_e$），并表明电子相空间空穴主要具有静电性质；以及 (3) 与正静电势隆起相对应的双极性平行电场（$E_\parallel$ 沿背景磁场 $B_0$）特征（I. H. Hutchinson 2017年）。需要指出的是，这一定义放宽了理想的一维稳态 Bernstein–Greene–Kruskal（BGK）解所受的约束，该解适用于定常 Vlasov–Poisson 方程（I. B. Bernstein 等，1957年），并允许存在非稳态、耗散、多维且不对称的电子相空间空穴；这类空穴已在 PIC/Vlasov 模拟和空间等离子体观测中被探测到。

人们已在地球磁层的多个区域观测到电子洞（EHs），例如磁尾、磁鞘、极光区、磁重联区、磁层顶和弓形激波处（H.Matsumotoetal.1994；R.E.Ergun et al. 1998；

通讯作者：Xiaowei Zhouzhouxw@pmo.ac.cn电子邮件：zhouxw@pmo.ac.cn

J. R. Franz 等，1998；H. Kojima 等，1994、1997；F. S. Mozer 等，1997；S. D. Bale 等，1998；C. Cattell 等，2002；J. S. Pickett 等，2004、2003），以及太阳风中（A. Mangeney 等，1999）；此外，在实验室实验中，例如激光产生的等离子体（G. Sarri 等，2010）和磁重联（W. Fox 等，2008）中也观测到了电子洞。电子洞的性质（例如振幅、空间尺度和空间结构）取决于其被探测到的区域。例如，在磁尾等离子体片边界层中，地球尾部号卫星观测到的大多数电子洞都呈现一维（1D）双极性 $E_{\parallel}$ 结构，其垂直于背景磁场的电场（$E_{\perp}$）变化很小。这些电子洞的 $E_{\parallel}$ 振幅也非常小（H. Matsumoto 等，1994；H. Kojima 等，1994、1997）。然而，在极光区，Polar卫星（例如 F. S. Mozer 等，1997）和 FAST卫星（例如 R. E. Ergun 等，1998）观测到了伴有强 $E_{\perp}$ 以及脉冲状磁场波动的双极性 $E_{\parallel}$ 。这表明，大振幅电子洞可能具有多维结构，并产生电磁辐射。

人们开展了各种粒子网格（PIC）模拟和理论研究，以探究地球磁层不同区域中电子洞的产生机制。通常，电子束不稳定性（例如电子/离子双流不稳定性或伯内曼不稳定性、电子尾隆不稳定性以及电子双流不稳定性）的非线性演化被认为是电子洞的主要产生机制；这些不稳定性在空间和天体物理等离子体环境中很常见（S. P. Gary 1993）（ Y. Omura et al. 1994；N. Singh et al. 2000, 2001b；T. Miyake et al. 1998；Q. M. Lu et al. 2005；R. L. Morse & C. W. Nielson 1969；T. Umeda et al. 2006；T. Miyake et al. 2000；Q. M. Lu et al. 2008；Y. Omura et al. 1996, 2001；T. Umeda et al. 2004；M. Wu et al. 2012, 2013）。根据这些粒子网格模拟研究，通常，双流不稳定性产生的电子洞振幅会大于尾隆不稳定性产生的电子洞。双流不稳定性导致的静电势隆起能够俘获两个电子束组分中的全部粒子。因此，电子双流不稳定性一直被认为是产生大振幅电子洞的一种机制（T. Umeda et al. 2006）。由于电子洞主要呈静电特性，上述大多数粒子网格模拟和理论研究都采用了静电近似。例如，T. Umeda et al. 2004 和 M. Wu et al. 2013 通过二维半电磁粒子网格模拟，研究了地球磁层中与电子洞相关的电磁场特征。这两项研究均证实，电子洞中电子的 $\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}_0$ 漂移所驱动的电流能够产生电磁辐射。然而，它们并未探讨受激电磁波的性质（例如波模、辐射各向异性）。

上述研究主要聚焦于地球磁层环境。然而，众所周知，高能电子束并非地球所独有。太阳、巨行星（例如土星）的磁层、超新星遗迹和脉冲星风云等多种天体物理环境中，都存在加速后的高能电子束。在这些系统中，电子通常能达到比地球磁层内电子更高的能量（A. Marcowith 等，2016年；S. W. Kahler，2007年；P. Kollmann 等，2018年）。由能量更高、密度更大的电子束驱动的电子洞（EH）的形成与演化，以及这些电子洞随后对电磁波激发的影响，仍有待全面阐明。

因此，本文聚焦于电子双流不稳定性（电子束不稳定性的一种特殊情形，其中两束反向传播的高能电子束密度相等），开展二维半（2.5D）全动理学（电磁）粒子网格模拟，研究磁化程度不同的等离子体中的以下四个方面：(1) 静电势（$\phi$）及其产生的电子洞（EH）的非线性演化，(2) 激发的静电波和电磁波的性质（例如波模和传播方向），(3) 这些 $\phi$ 结构在驱动波激发中的作用，以及 (4) 由此产生的电子加速和加热特性。本文结构如下：第 2 节介绍模拟模型和数值设置。第 3 节给出模拟结果。本文最后呈现结论（第3.4节）和讨论（第 3.5节）。

## 2. 模拟模型

我们使用全动力学 PIC 代码——ACRONYM（P. Kilian 等，2017年），这是一种全相对论电磁代码，专为研究动力学尺度等离子体波现象以及无碰撞等离子体中的相互作用而优化（例如参见 U. Ganse 等，2012年；A. Kempf 等，2016年；C. Schreiner 等，2017年；P. A. Mu˜noz & J. B¨uchner，2018年；X. Zhou 等，2020）。本研究使用其二维空间、三维速度以及电磁场分量的版本（即 2.5维或 2.5D）。模拟中的所有物理量均在实空间中采用 CGS单位制求解。

在本研究中，所有模拟均采用相同的空间分辨率和时间分辨率。具体而言，网格单元尺寸为 $\Delta x = \Delta y \approx 1$。（ $\lambda_{De}$ 为德拜长度），二维模拟区域的$N_x \times N_y = 2048 \times 2048$ 个网格点位于$x$–$y$ 平面内。场和粒子在两个方向上均采用周期性边界。这些模拟中的时间步长（$\Delta t$）由全动理学 PIC 代码固有的长度和时间尺度要求决定，即针对光速$c$的 Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) 条件。

对于（数值）粒子，采用两种粒子组分以维持整体电荷中性：高能电子束和热质子。质子与电子质量比选取为真实值$m_p/m_e = 1836$。在电子双流参考系中，高能电子束分为两个密度相等、沿背景磁场方向漂移速度相反的组分，其中$U_{de,0}/c = \pm 0.47$；这里$c$为光速，对应于$\gamma_0 = 1.1$。因此，整个等离子体系统在宏观上电荷中性且无电流。然而，这两束电子的初始温度设为不同：前向（后向）电子束的热速度为$U_{th,ef}/c = 0.03$（$U_{th,eb}/c = 0.015$）。质子的温度与后向电子束相同。上述 $\lambda_{De}$ 也用$U_{th,eb}/c = 0.015$ 来定义。总计每个网格单元有 2300 个粒子，均匀分布于整个（空间）模拟区域中；背景磁场沿 x轴方向保持恒定，即 $\vec{B}_0 = B_0 \vec{x}$。

本文研究了两种具有不同磁化程度的等离子体（案例1和案例2）。案例1和案例2的电子回旋频率与电子等离子体频率之比分别为 0.54 和 5.4。 $\omega_{pe}$ 在所有模拟中均保持固定，因此， $\vec{B}_0$ 根据频率比 $\omega_{ce}/\omega_{pe}$ 初始化。

第 3 节中给出的所有参数均为归一化量。本文所用的归一化方式如下：$\omega_{norm} = \omega_{pe}$ 是频率的归一化量。时间、动量和距离分别以 $1/\omega_{norm}$、$c$ 和$c/\omega_{norm}$归一化。$B_{norm}$ 是电场和磁场强度的归一化量，对应于背景磁场$\vec{B}_0$，当 $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 5$ 时为 4（案例2）。强度以案例2中的初始总磁场强度归一化，即 $\varepsilon_{norm}$。

## 3. 模拟结果

### 3.1. *EH*的形成与演化

图 1 展示了两种不同磁化程度的电子双流等离子体中若干关键参数的演化：电荷密度 $n_q$、（静电）电势 $\phi$、平行电场 $E_\parallel$以及电子相空间分布 $f(x、U_x)$，其中$\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.54$（即弱磁化等离子体，案例1）和5.4（即强磁化等离子体，案例2）。在这两种情况下，系统均从双流电子分布开始，经历线性不稳定性、非线性俘获，以及相空间涡旋的形成与演化。

在行 [d1] 和 [d2] 中，对于 $f(x、U_x)$，在早期时刻 $\omega_{norm}t \lesssim 33.6$可以看到两束彼此分离的电子束。根据上文给出的EH定义，此阶段尚未形成EH，尽管正 $\phi$ 凸起已经显著增强（见行 [b1] 和 [b2], 或面板 [e1] 和 [e2]）。还应注意，在整个模拟区域内，正、负 $\phi$结构交替出现，这是由全局电子数守恒导致的。由于正、负 $\phi$ 结构都能够俘获电子，以下将它们统称为 $\phi$ 势阱。

随着不稳定性发展（即在 $\omega_{norm}t \approx 42–58.8$ 期间），弱磁化和强磁化等离子体中的束流在速度空间中逐渐展宽，最终分别在 $\omega_{norm}t \approx 42$ 和 $\approx 58.8$ 附近形成清晰的低密度闭合等高线，即俘获电子相空间涡旋。与此同时，局域相干正 $\phi$ 隆起（第 [b1] 和 [b2] 行）达到最大值，并伴随着显著的电子密度耗尽和正 $n_q$ 峰值（第 [a1]和 [a2] 行），以及强烈的双极性 $E_\parallel$ 脉冲（第 [c1] 和 [c2] 行）。这四种特征共同构成电子洞（EH）的典型标志：电子密度亏损、局域正势、双极性平行电场以及俘获电子相空间涡旋。因此，充分发展的电子洞表现为成熟的正 $\phi$隆起。这些成熟正 $\phi$ 隆起（即电子洞）的空间形态强烈依赖于等离子体磁化强度。在弱磁化情形下，隆起呈斑块状，表现为二维结构，其垂直范围（沿 y 轴）通常大于平行范围。在强磁化等离子体中，它们则呈细长条带状，垂直于 $\vec{B}_0$, 排列，即呈现一维结构。此外，强磁化等离子体中这些正 $\phi$ 隆起（图 [e2]）沿各空间轴的尺度和振幅都更大，相应的电子洞涡旋在平行速度（$U_x$）空间中的延展范围也更大（呈现分叉结构）。

在较晚的时间（$\omega_{norm}t \gtrsim 75.5$），两种等离子体表现出截然不同的演化行为。在弱磁化等离子体中，$n_q$ 中的精细结构（第 [a1]行）、正 $\phi$ 隆起（第 [b1]行）和$E_\parallel$ （第 [c1]行）变得不规则，且 $\phi$ 势阱的振幅随时间减小（图 [e1]）。在相空间中（第 [d1]行），电子洞涡旋逐渐变得模糊，最终消失，在$U_x$方向上留下更宽、更弥散的分布。相比之下，在强磁化等离子体中，正 $\phi$隆起最终碎裂成二维斑块（第 [b2]行）。尽管这些斑块类似于弱磁化等离子体在 $\omega_{norm}t \sim 42$时形成良好的 $\phi$ 隆起，但其空间尺度更大。然而， $\phi$势阱的振幅（图 [e2]）几乎保持不变。 $\phi$ 势阱具有更大的振幅，意味着这些结构中储存了更多能量，因此其空间尺度更大，耗散时间也更长（即寿命更长）。$n_q$（第 [a2]行）和 $E_\parallel$ （第 [c2]行）也发生了碎裂，强度随时间略有下降。在相空间中（第 [d2]行），电子洞涡旋持续存在，并保留着清晰的闭合等高线。然而，电子洞的总数随时间减少，这可能

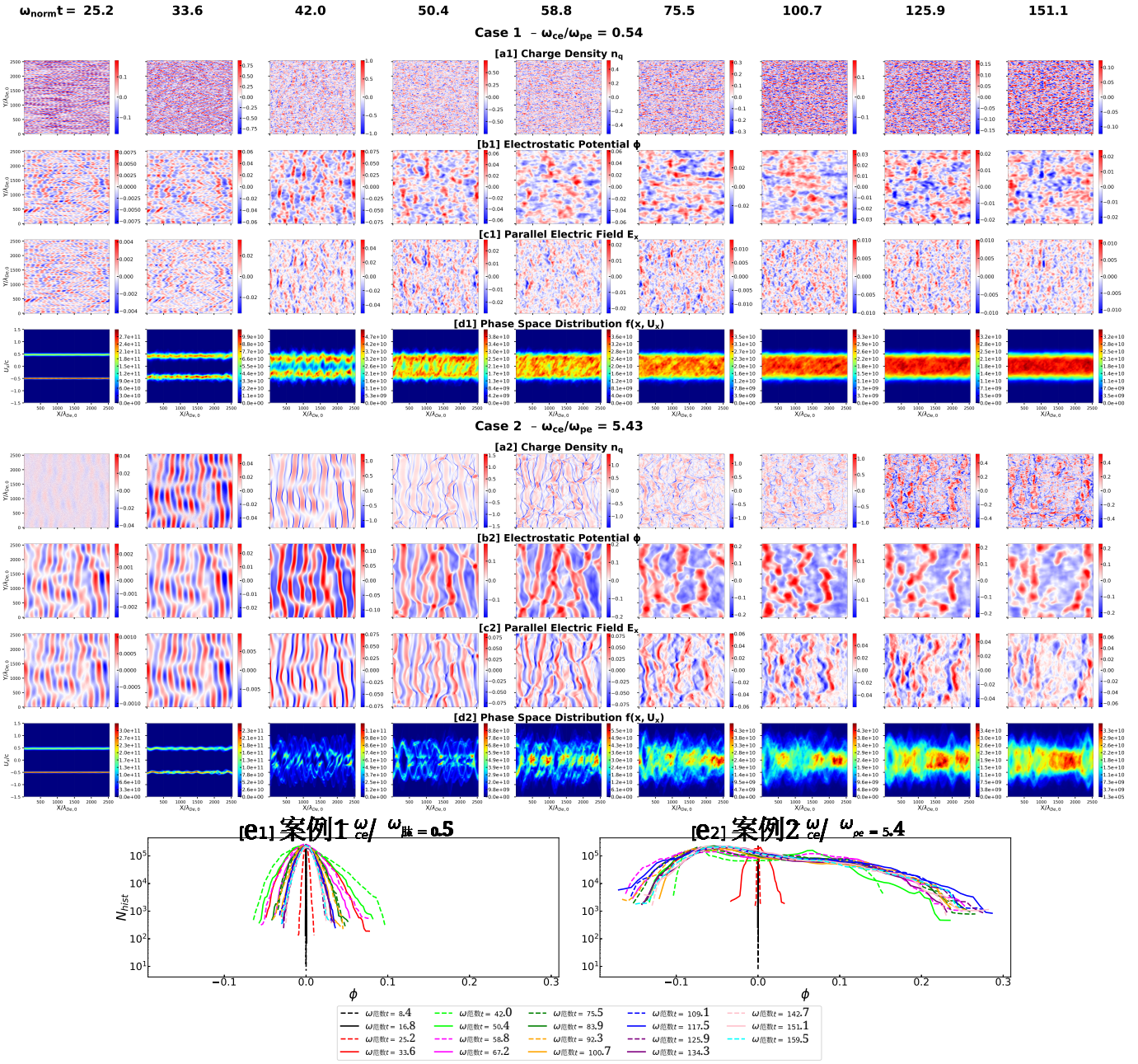



图1. 两种磁化程度不同的等离子体（案例1和案例2，分别对应 $\omega_{ce}/\omega_{pe}$ = 0.54 和 5.4）中各参数空间分布的时间演化：电荷密度 $n_q$（第 [a1] 和 [a2] 行）、电势 $\phi$（第 [b1] 和 [b2] 行）、平行电场 $E_x$（第 [c1] 和 [c2] 行），以及所有电子的相空间分布 f (x, $U_x$)（第 [d1] 和 [d2] 行）。每列对应一个时间快照，具体标注于顶部。请注意，每个面板中的位置坐标均以 $\lambda_{De}$ 归一化，且各面板使用不同的色标。面板 [e1] 和 [e2] 分别显示案例1和案例2在不同时间快照下的 $\phi$ 井值直方图。

是由于相邻涡旋之间发生合并。总体而言，强磁化条件下电子洞能够存续更长时间，这与此前相关的PIC研究结果一致（例如，N. Singh et al.2001b；M. Wu et al. 2013；I. H. Hutchinson 2017）。

### 3.2. 波激发

图2展示了电子流漂移速度的时间演化（面板 [a]）和不同电能（面板 [b]）的概况，以及系统中激发波的色散关系功率谱（底部六行）。在面板[b], 中，总电能（ $\vec{E}_{tt} = [E_x(x, y, t), E_y(x, y, t), E_z(x, y, t)]$）、纵向电能（ $\hat{E}_l = \hat{\to}E(\vec{k}, t)\cdot\vec{k}/|k|$）和横向电能（ $\hat{\to}E_\tau = \hat{\to}E(\vec{k}, t)\times\vec{k}/|k|$）

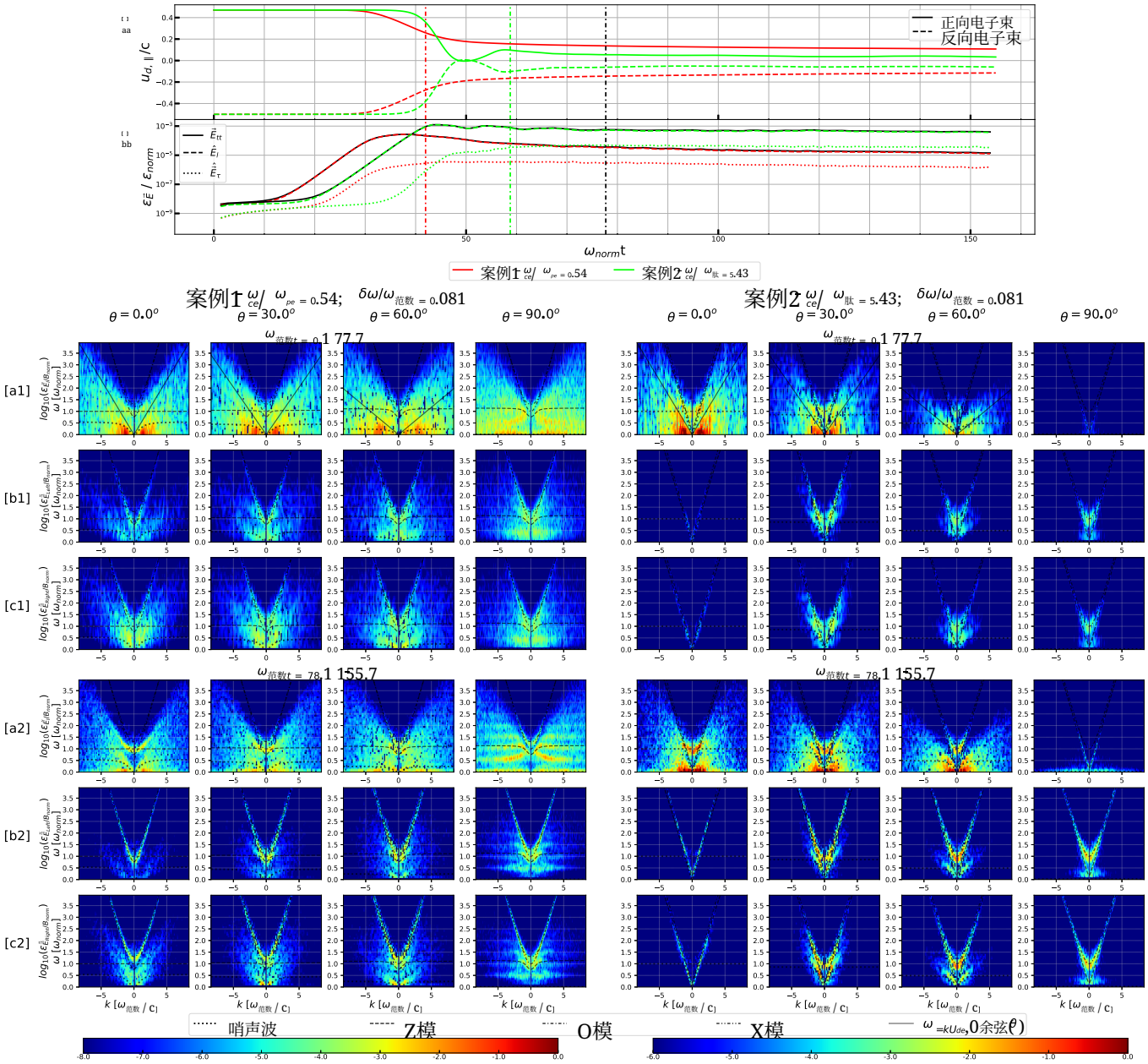



图2。面板 [a] 展示了电子双流漂移速度的时间演化。面板 [b] 展示了整个模拟区域内波的总电能（$\vec{E}_{tt}$，实线）、纵向电能（$\hat{E}_{l}$，虚线）和横向电能（$\vec{E}_{\tau}$，点线）的时间演化^。在面板 [a] 和 [b], 中，最左侧的两条竖直点划线分别标示了两种不同等离子体中电子洞充分形成时的时间快照；第三条竖直点划线为用于计算色散关系功率谱的两个时间窗口之间的边界。各面板中使用不同颜色来区分不同案例。下方六行展示了整个模拟区域内纵向电场（$\tilde{E}_{l}$，第 [a1], [a2]行）、左旋偏振横向电场（$\vec{E}_{Left}$，第 [b1], [b2]行）以及右旋偏振横向电场（$\vec{E}_{Right}$，第 [c1], [c2]行）的波矢-频率（$\vec{k}$–$\omega$ 或色散关系）功率谱。第1组（第 [a1], [b1] 行和 [c1]行）与第2组（第 [a2], [b2] 行和 [c2]行）分别对应时间段 $\omega_{norm}t$ = 0.1–77.7 和 78.1–155.7。同时，左侧和右侧的四列分别展示了案例1和案例2在四种不同波传播角 $\theta$ 下的 $\vec{k}$–$\omega$ 功率谱。在每个面板中，从下到上叠加的点线、虚线、点划线和双点划线分别表示磁化冷等离子体极限下哨声波、Z模、O模和X模的理论色散关系。第 [a1] 行中的实线对应束流模的色散关系。此外，在每个面板中，$|\mathbf{k}|^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$，且k的符号与其平行分量k∥的符号相同。这些谱的频率分辨率（即 $\delta\omega$）为$0.081\omega_{norm}$。

ˆ 能量分别用实线、虚线和点线表示。 $|\vec{E}_{tt}|^2 = E_x(x,y,t)^2 + E_y(x,y,t)^2 + E_z(x,y,t)^2 = \hat{E}_l^2 + |\vec{E}_\tau|^2$。请注意，本文分别将纵向和横向电场称为静电波和电磁波，尽管某些斜向传播电磁波（例如哨声波、Z模、O模和X模波；A. J. Willes 与 I. H. Cairns，2000年）也具有纵向电场分量。

如图 [*a*] 和 [*b*] 的面板所示，2，静电波和电磁波的能量均随电子流漂移速度的降低而增加。这与双流不稳定性的理论预测一致：漂移速度降低会延长波粒相互作用，将其能量传递给波。此外，与弱磁化等离子体相比，强磁化等离子体中漂移速度的降低以及静电波和电磁波能量的增加均有所延迟，但幅度更大。此外，图 [*b*] 的面板显示，2 在两种等离子体中，静电波的增长速度都更快，且更早达到饱和，其能量约比电磁波高一个数量级。这表明，无论背景磁化强度如何，减少的束流能量都会优先转化为静电波。

比较电子洞的时间演化（图1）与波的能量演化（图 2 的面板 [b] ）可知，两种等离子体中都呈现出明显的时间先后顺序：静电波在时刻 $t_{EHm}$ 之前达到饱和，此时 $\phi$ 势阱已形成，电子洞也已充分发展；具体而言，在弱磁化等离子体中为 $\omega_{norm}t_{EHm} \approx 42$ （图 2 的面板[b] 中的红色点划线），在强磁化等离子体中为 $\omega_{norm}t_{EHm} \approx 58.8$（图 2 的面板 [b] 中的黄绿色点划线），这是因为电子洞是静电波的非线性产物。对于电磁波，其激发早于 $t_{EHm}$开始，但达到饱和的时间略晚于 $t_{EHm}$。相比之下，电磁波能量显著增加的时刻，与弱磁化等离子体中正向 $\phi$ 波峰振幅显著增强的时刻 $\omega_{norm}t \approx 20$，以及强磁化等离子体中的对应时刻 $\omega_{norm}t \approx 30$，吻合良好（图1的面板 [e1] 和 [e2] ）。这表明电磁波的激发与 $\phi$ 势阱的关系远比与电子洞的关系密切。

为确定激发的静电波和电磁波的波模，图 2 的 [a1] 至 [c2] 行展示了沿不同方向传播的波的色散关系（$\vec{k}$–$\omega$）功率谱，这些方向为 $\theta = \arctan(k_\perp/k_\parallel)$，并分别显示在不同列中。这里，$k_\parallel = \vec{k} \cdot \vec{B}_0/|B_0|$，$k_\perp = |\vec{k} \times \vec{B}_0/|B_0|$。这些谱在整个模拟区域内按时间平均，涵盖两个时段：$\omega_{norm}t = 0.1$–$77.7$（ [a1], [b1], [c1]行）和 $\omega_{norm}t = 78.1$–$155.7$（ [a2], [b2], [c2]行）。时段 $\omega_{norm}t = 0.1$–$77.7$ 涵盖了所有激发波的线性增长阶段，而等离子体在 $\omega_{norm}t = 78$ 之后达到非线性准平衡态。 [a1] 和 [a2] 行显示静电波的纵向电场（$\tilde{E}_l = \vec{E} \cdot \vec{k}/|k|$）谱，其中 $\vec{E}$ 是实空间电场 $\vec{E}(x,y,t)$ 的傅里叶变换。 [b1]/[b2] 和 [c1]/[c2] 行分别显示电磁波相对于 $\vec{k}$ 的左旋（$\vec{E}_{Left}$）和右旋（$\vec{E}_{Right}$）偏振横向电场。注意，$\vec{E}_\tau = \vec{E} \times \vec{k}/|k| = 0.5$（$\vec{E}_{Left} + \vec{E}_{Right}$）（关于分离左旋和右旋偏振电磁波的方法，详见 X. Zhou 等，2020）。每个面板中叠加的线表示磁化冷等离子体极限下波的理论色散关系（例如，D. B. Melrose 1986；T. H. Stix 1992；A. J. Willes & I. H. Cairns 2000），作为参考。通过比较模拟谱与理论色散关系曲线，可以将激发波分类如下。

### 3.2.1. 静电波

最初，在两种等离子体中，由双流电子驱动的电子束不稳定性（见 S. P. Gary 1993 的第 3.2.2 节）首先激发且激发效率最高的是静电束模波。这些波通过线性过程激发，能量主要集中在低频（$\omega < 0.5\omega_{pe}$）区域。在弱磁化等离子体中，这些激发的静电束模波具有较宽的传播角范围（见图 2 第 [a1] 行左侧的四个面板）；而在强磁化等离子体中，它们则近似平行传播（见图 2 第 [a1] 行右侧的四个面板）。在强磁化等离子体中，沿斜向传播的静电波激发较弱或未被激发，这可能是因为强背景磁场使横向不稳定性稳定下来（M. Wu et al. 2013）。在系统演化的初始阶段（即 $\omega_{norm}t < 33.6$，见图 1 第 [b1] 行和第 [b2] 行），这些静电束模波的波前对应于正负交替的 $\phi$ 势阱边缘。反映了束流模波的传播各向异性，在这一初始阶段，弱磁化等离子体中的 $\phi$ 势阱呈现蜿蜒通道，而强磁化等离子体中的势阱则呈现为垂直于 $\vec{B}_0$排列的细长条带。

在电子双流系统演化的早期阶段（即 $\omega_{norm}t = 0.1$–$77.7$）中，除静电束模波外，还可能存在被激发的静电哨声波，以及广泛传播的超低频静电波；这些波的频率接近或低于以下两种等离子体中 $\vec{k}$–$\omega$ 谱的频率分辨率，$\delta\omega/\omega_{norm} = 0.081$。基于先前对电子洞（EHs）的研究（Y. Omura 等，1996；N. Singh 等，2001b），静电哨声波和超低频波是电子洞的衰变产物。具体而言，超低频静电波可能是离子声波（Y.

Omura 等，1996）和/或下混合波（N. Singh 等，2001b）波。在下文中，我们将仅关注具有 $\omega > \delta\omega$ 的波。此外，在弱磁化等离子体中还存在垂直传播的静电伯恩斯坦谐波；本研究首次在电子流等离子体中报道了这种现象。

随着时间演进至非线性准平衡阶段（即，$\omega_{norm}t$ = 78。1–155。7，见第 [*a*2] 行，图 2），弱磁化等离子体中 $\omega < 0。5\omega_{pe}$ 的静电波，以及强磁化等离子体中准平行传播的束流模波能量下降的同时，两种等离子体中准平行传播的朗缪尔波和斜向传播的静电 Z 模波的（谱）能量均有所增加。此外，强磁化等离子体中斜向传播的静电哨声波，以及弱磁化等离子体中垂直传播的静电伯恩斯坦谐波，能量也有所增加。正如N. Singh 等，2001a指出的，强磁化等离子体中静电能量从准平行方向向斜向的转移，与 $\phi$ 势阱和电子洞的实空间结构转变（从初始的一维结构转变为二维结构）有关（见图 [*1*2] 中的第b行）。需要指出的是，由于谱能量是通过在特定时间段内对波能量积分（或平均）得到的，因此，较晚时间窗口中的谱能量较高，并不意味着波仍在被激发。波可能已在前一个窗口中完全激发（能量增长），随后仅在后续窗口中维持恒定的能量水平。

#### 3.2.2. 电磁波

首先需要注意的是，相对于波矢 $\vec{k}$，电磁波的偏振会随 $\theta$ (D. B. Melrose1986)而变化。例如，(1) 若 $\theta = 0°$，O模（哨声波和X模）波完全呈左旋（右旋）圆偏振；当其频率 $\omega <$ (>) $\omega_{pe}$时，Z模波完全呈左旋（右旋）圆偏振；(2) 若 $\theta = 90°$，哨声波的频率接近0，而Z模、O模和X模波均呈线偏振；(3) 这些电磁波在斜向传播时（即 $\theta$ 既不等于 0° 也不等于 90°），呈椭圆偏振，这表明这些电磁波含有纵向电场分量。因此，为了更容易地区分受激电磁波的各个模式，图2的色散谱中分别显示了左旋和右旋偏振分量。

与图 [*b*]面板一致，两种等离子体中受激电磁波的能量均低于静电波，而强磁化等离子体中的电磁激发更强。与受激静电波不同，两种等离子体中的电磁波能量大多位于不平行于 $\vec{B}_0$ 的方向上。此外，弱磁化等离子体中这些受激电磁波的传播范围通常比强磁化等离子体中更广。

沿着不垂直于 $\vec{B}_0$ 的传播方向（见图 $\theta \neq 90°$ 第 [*b*1], [*c*1], [*b*2], 和 [*c*2] 列，图2），受激电磁波主要是右旋偏振低频哨声波，以及等离子体频率 $\omega_{pe}$ 附近的Z、O和/或X模（在强磁化等离子体中，X模未被有效激发，其频率都远大于 $\omega_{pe}$）。在附近混合存在的Z、O和 $\omega_{pe}$ 或X模意味着 $\omega_{pe}$ 附近的电磁辐射可能是弱偏振的。

除了电磁波的激发强度外，两种磁化程度不同的等离子体之间另一个显著差异是：在垂直于 $\vec{B}_0$（即 $\theta = 90°$）的方向上，弱磁化等离子体中会出现能量增强的电磁谐波电子回旋波，这与其中静电伯恩斯坦谐波的激发相对应；而在强磁化等离子体中，受激电磁模仍主要是 $\omega_{pe}$ 附近的 O模（类似于沿 $\theta \neq 90°$ 传播的波）。

关于（谱）能量的时间演化，大多数受激电磁波在非线性准平衡阶段（即 $\omega_{norm}t$ = 78。1–155。7）的能量高于早期阶段，但弱磁化等离子体中频率为 $\delta\omega < \omega < \omega_{pe}$ 的波除外。如第 3.2.1节所述，弱磁化等离子体中频率为$\omega < 0。5\omega_{pe}$ 的受激静电波能量在非线性准平衡阶段也会降低。这些谱特征表明，这些低频波发生了能量损失。下文将重点讨论这些受激静电波和电磁波的激发机制。

### 3.3. 电磁波的激发机制

从经典电动力学（麦克斯韦方程组）的视角来看，等离子体中任何波模的激发，根本上都源于打破等离子体准中性平衡的扰动。具体而言，电荷分离（或密度扰动）是静电波的源。相比之下，电流扰动可以驱动静电波和/或电磁波；这些扰动包括线性传导电流（对扰动场的一阶响应，例如由非麦克斯韦粒子分布诱导的响应）以及非线性拍频电流（由波-

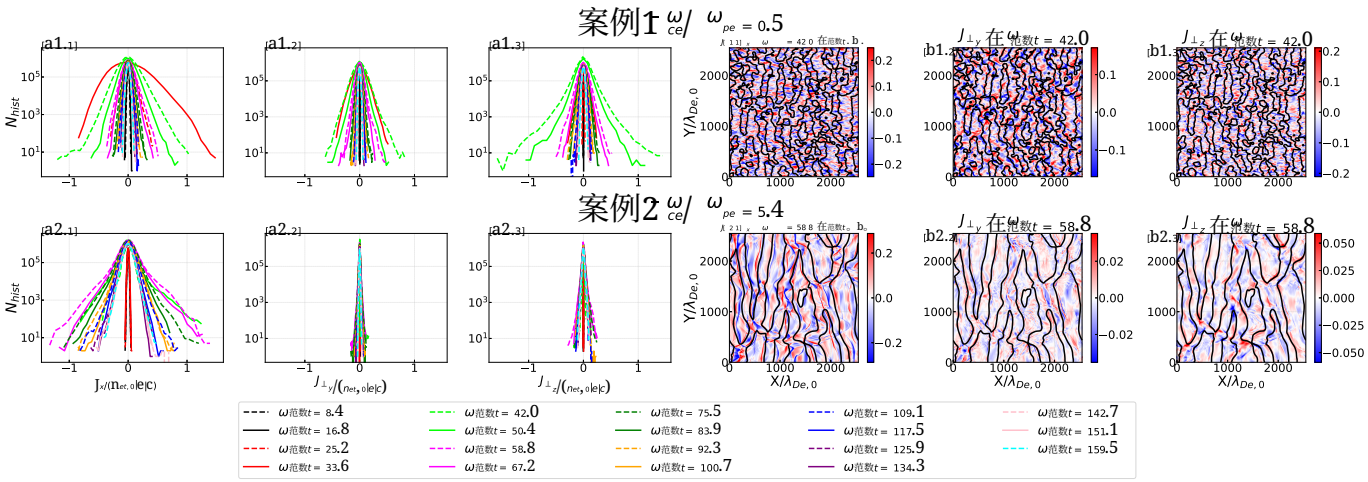


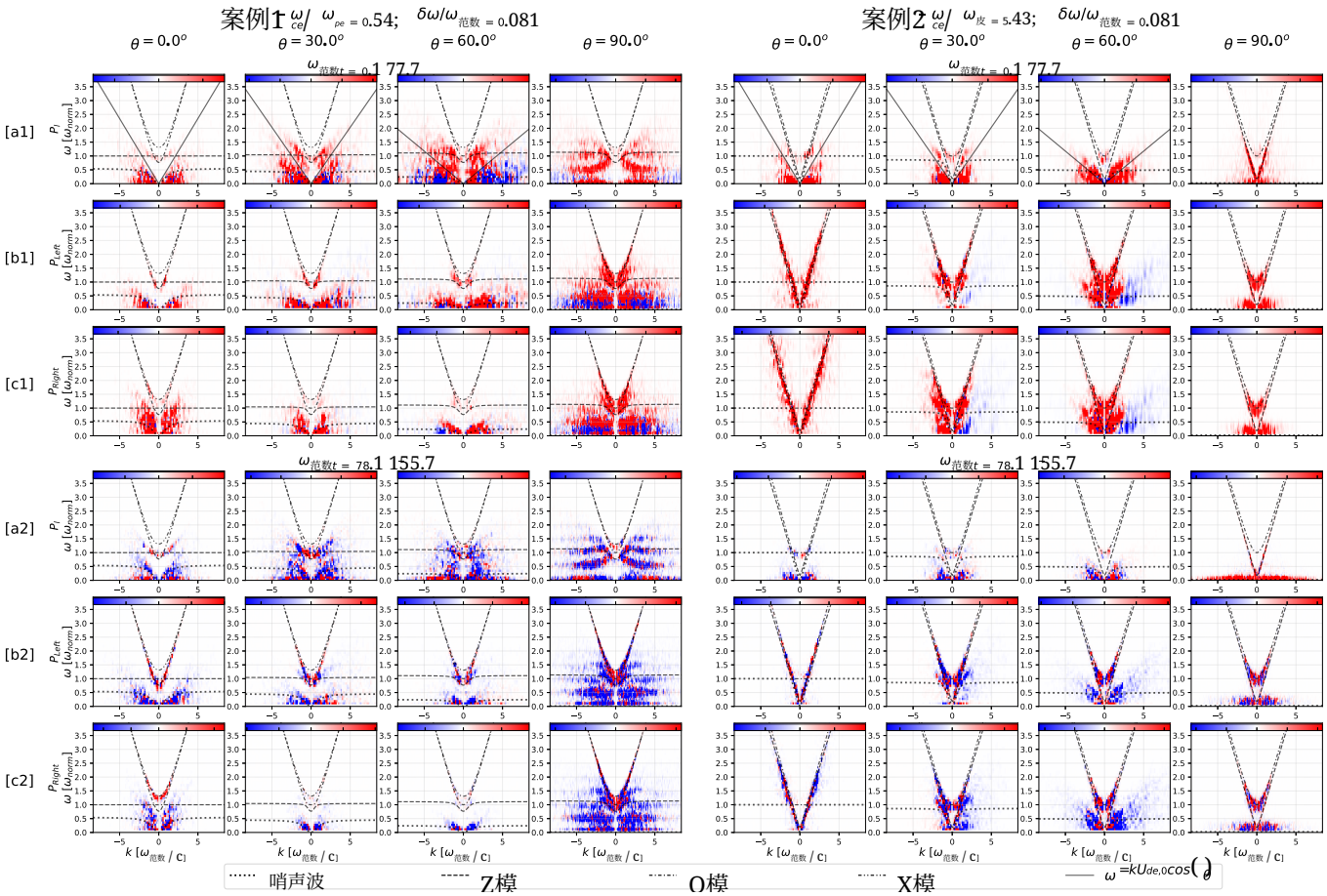

图3. 弱磁化和强磁化等离子体中电子洞充分发展阶段电流密度分量直方图及其空间分布的时间演化。 [a1.1]–[a1.3]: 弱磁化等离子体（案例1）中电流密度分量（$J_x$、$J_{\perp y}$和$J_{\perp z}$）直方图的时间演化，其中$n_{et,0}$为所有电子的初始数密度，e为元电荷（正值常数）。 [a2.1]–[a2.3]: 与 [a1.1]–[a1.3], 相同，但对应强磁化等离子体（案例2）。 [b1.1]–[b1.3]: 弱磁化等离子体中相应电流密度分量在 $\omega_{norm}t_{EHm} = 42.0$时的空间分布。黑色等高线表示零电势边界（$\phi = 0$）。 [b2.1]–[b2.3]: 与 [b1.1]–[b1.3], 相同，但对应强磁化等离子体在 $\omega_{norm}t_{EHm} = 58.8$时的情况。

波耦合驱动的二阶响应，例如由波-波相互作用产生的耦合电流）。最终，从动力学视角来看，各种电流扰动都源于带电粒子的相对漂移运动。

由于电子双流等离子体中存在（正负两种） $\phi$ 势阱（见图 [*b*1] 和 [*b*2]行的图1），电子可以在 $\phi$ 势阱内发生反弹振荡I. B. Bernstein 等， 1957 年，并产生垂直 $\vec{E}_\perp \times \vec{B}_0$ 漂移T. Umeda 等， 2004 年；M. Wu 等， 2013 年。由于两种等离子体中的总电能都由静电分量主导（见图*b*] 中的面板 2），垂直电场可近似表示为 $\vec{E}_\perp \approx E^y \hat{y} \approx -\frac{\partial \phi}{\partial y}\hat{y}$。这些运动进而会产生局域电流（以及其他局域分量，例如由随时间变化的局域电荷分布感应产生的感应电流，以及由 $\phi$ 势阱边界处的密度梯度驱动的抗磁电流），这些电流可作为源激发静电波和电磁波。

图3展示了弱磁化等离子体（上两行）和强磁化等离子体（下两行）中，整个模拟区域内电流密度直方图的时间演化及其空间分布。面板 [a1.1]–[a1.3] and[a2.1]–[a2.3] 展示了整个空间区域内三个电流密度分量 $\vec{J} = (J_x, J_{\perp y}, J_{\perp z})(x, y, t)$ 直方图的时间演化，分别对应 [a1.1]/[a2.1], [a1.2]/[a2.2], and [a1.3]/[a2.3], 。面板 [b1.1]–[b1.3]and [b2.1]–[b2.3] 展示了在电子洞充分形成时（即 $t_{EHm}$），弱磁化和强磁化等离子体中这些电流密度分量相应的空间分布。在这些空间分布面板中，黑色等高线表示 $\phi = 0$所在的区域。

图3的面板 [a1.1]–[a1.3] 和 [a2.1]–[a2.3] 显示，所有电流密度分量都在 $t_{EHm}$左右达到最大值。两种等离子体中的峰值平行电流密度（$J_x$）相当。显著差异在于横向电流密度（$J_{\perp y}$、$J_{\perp z}$）：它们在弱磁化等离子体中显著增强（甚至与$J_x$相当），但在强磁化情形中几乎为零。这种差异可能是由于强磁场抑制了电子的垂直运动。此外，与 $\phi$ 势阱的振幅演化相一致（见图1的面板 [e1] 和 [e2] ），在弱磁化等离子体中，随着 $\phi$势阱耗散，所有电流密度分量都衰减至零；而在强磁化等离子体中，由于 $\phi$ 势阱稳定存在，$J_x$持续保持相对较高的数值。最重要的是，在 $t_{EHm}$ 时，所有电流密度分量的空间分布都与 $\phi$势阱的结构高度吻合（由黑色等高线标示；见图3的面板 [b1.1]–[b1.3]和 [b2.1]–[b2.3]）。所有这些特征共同表明，这些局域电流源直接源自被 $\phi$ 势阱俘获的电子动力学。与通常具有显著空间相干性、周期性和有序结构，并在非线性准平衡阶段持续存在的波致电流不同，这些俘获电子电流是局域的、空间受限的，并在整个模拟时间段内随 $\phi$ 势阱持续演化。




~ ~图4. 与图 2 中的色散关系功率谱类似，这里展示了不同磁化等离子体中不同时段的能量传输率 P = –Re[ $\vec{J}^* \cdot \vec{E}$], 的谱，分别对应三种~ ~ ~偏振分量：纵向（$P_l$ = –Re[ $\vec{J}^* l \cdot \vec{E}_l$] 见第 [a1] 行和第 [a2]行）、左旋（$P_{Left}$ = −Re[ $\vec{J}^*$ Left · $\vec{E}_{Left}$] 见第 [b1] 行和第 [b2]行）~ ~以及右旋（$P_{Right}$ = −Re[ $\vec{J}^*$ Right · $\vec{E}_{Right}$] 见第 [c1] 行和第 [c2]行）。

根据坡印廷定理，有效的波激发要求电流源在时空上与目标波模的色散关系和偏振相匹配。电流与波之间的能量传输率在波矢–频率（$\vec{k}$、$\omega$）空间中表示为~ ~ ~ ~ $P$ = –Re[ $\vec{J}^* \cdot \vec{E}$]，其中 $\vec{J}$与 $\vec{E}$一样，是实空间中电流密度~ ~$\vec{J}$ 的傅里叶变换； $\vec{J}^*$ 是 $\vec{J}$的复共轭。$P$ 显著为正，表明电流有效地向波输送能量。然而，$P$为负则意味着波的能量损失。$P$ 的大小（即 $|P|$）反映了激发或阻尼的强度。

图4展示左旋的三种偏振分量谱，即纵向 $P_l$ = –Re[ ~ ~$P_{Left}$ = −Re[ $\vec{J}^*_{Left} \cdot \vec{E}_{Left}$], 和右旋 $P_{Right}$ = −Re[ $\vec{J}^*_{Right} \cdot \vec{E}_{Right}$] 分量，在不同等离子体中不同时间段 $\omega_{norm}t$ = 0.1–77.7 和 78.1–155.7 内覆盖整个模拟区域的分布。在两种等离子体中，早期阶段（即图 4 第 [a1], [b1], 和 [c1]行中的 $\omega_{norm}t$ = 0.1– 77.7）沿激发波的色散曲线呈现均匀为正的 P（见图 2 第 [a1] 至 [c2] 行）；而在非线性准平衡阶段（即图 4 第 [a2], [b2], 和 [c2] 行中的 $\omega_{norm}t$ = 78.1–155.7），正负号反转十分明显。正负 P 混杂的区域表明存在动态能量平衡：波不再整体得到放大，能量要么在不同模式之间发生非线性传递（例如从母波传递到子波），要么在波与电子之间振荡。除这些混杂区域外，非线性准平衡阶段仍有一些区域的 P > 0，例如弱磁化等离子体中的平行传播的右旋偏振X模（见图 4 第 [c2]行最左侧的面板）。考虑到 $\omega_{norm}t$ = 78 之后电流密度分量较弱（见图 3 中的面板 [a1.1]–[a1.3]），这一平行传播的X模在非线性

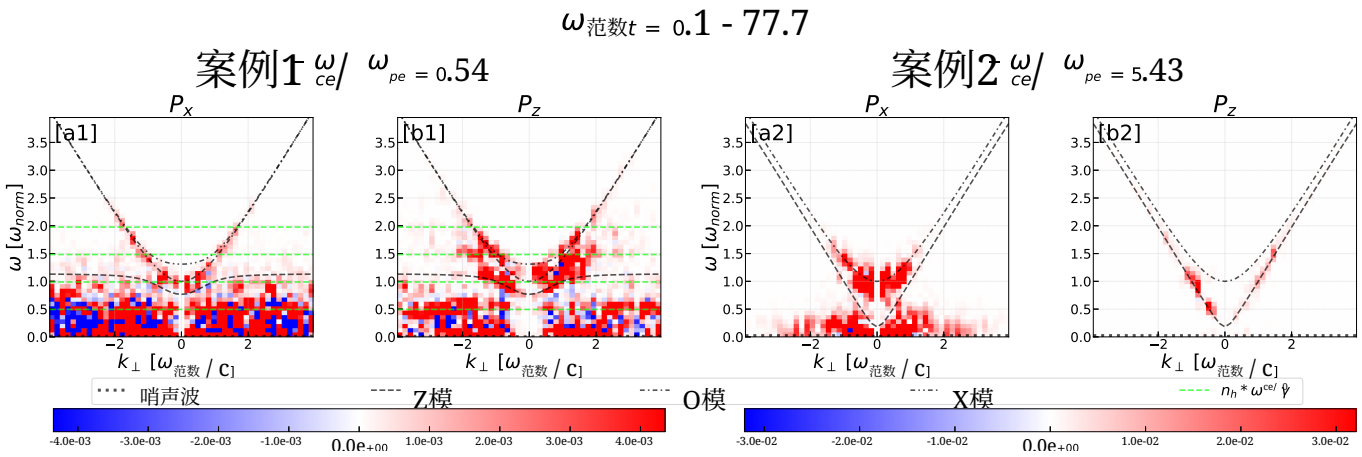



图5. 与图4类似，展示了不同磁化程度的等离子体中，$\omega_{norm}t$ = 0.1–77.7期间沿垂直方向的 $P_x$ = –Re[ $\tilde{J}_x^* \cdot \tilde{E}_x$]（面板 [a1] 和 [a2]）和 $P_z$ = –Re[ $\tilde{J}_z^* \cdot \tilde{E}_z$]（面板 [b1] 和 [b2]）谱。浅绿色虚水平线对应电子回旋频率的不同谐波，即 $n_h\omega_{ce}/\gamma_0$。

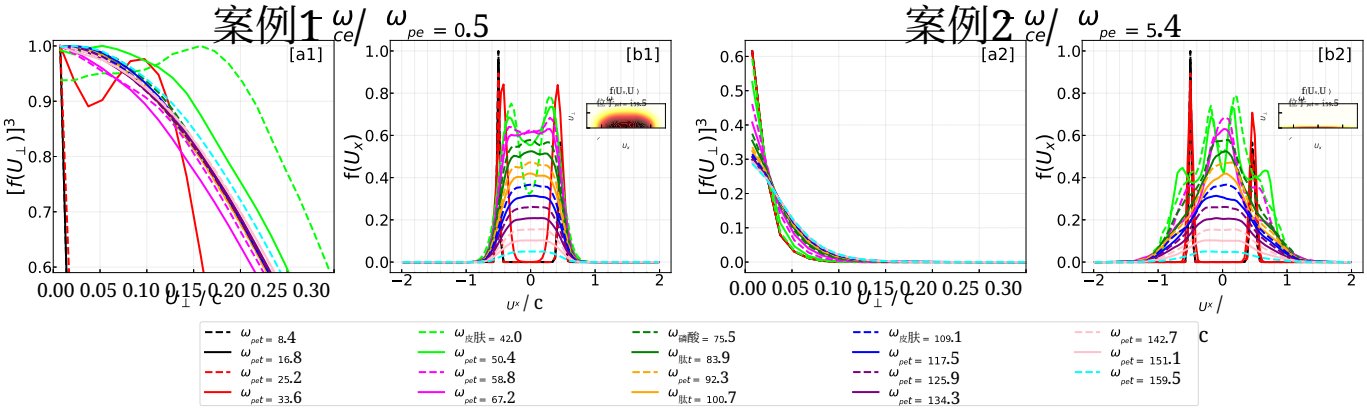



**图6.** 弱磁化和强磁化等离子体中所有电子速度分布的时间演化。 [*a*1] 和 [*a*2]: 垂直速度分布，以 $[f(U_\perp)]^3$表示。 [*b*1] 和 [*b*2]: 对应的平行速度分布 $f(U_x)$。面板 [*b*1] 和 [*b*2] 中的插图展示了各自模拟接近结束时的二维速度分布 $f(U_x, U_\perp)$，即在 $\omega_{norm}t$ = 159.5时。

准平衡阶段可能归因于波-波相互作用（例如，两列反向平行传播的哨声波，其中$P$ < 0）。

对于弱磁化等离子体中垂直传播的静电伯恩斯坦谐波和电磁电子回旋谐波的激发˜ ˜，基于坡印廷定理，可以推导出 $P_y$ = −Re[$J_y^* \cdot E_y$] 对静电伯恩斯坦谐波的˜ ˜ ˜ ˜激发有贡献，而 $P_x$ = –Re[$J_x^* \cdot E_x$] 和 $P_z$ = –Re[$J_z^* \cdot E_z$] 对电磁谐波电子回旋波有贡献。需要注意的是，对于垂直传播的电磁波，存在 $P_x + P_z = P_{Left} + P_{Right}$。图5分别展示了在不同等离子体中，$P_x$（面板 [a1] 和 [a2]）以及 $P_z$（面板 [b1] 和 [b2]）对这些垂直传播电磁波激发的贡献。如图5所示，对于频率较高的波，$P_x$ 有助于激发O模波，而 $P_z$ 主要负责激发Z模和X模波，以及电磁谐波电子回旋波。因此，弱磁化等离子体中的静电伯恩斯坦谐波和电磁电子回旋谐波的激发均源于垂直电流。这种由垂直电流驱动的激发机制（称为电子回旋漂移不稳定性）已得到先前理论研究的证实（例如，A. L. Brinca 等，2003年；L. Muschietti & B. Lemb`eGe 2013年；S. Janhunen 等，2018年）。

在等离子体动理学中，电流由粒子的速度分布决定，即 $\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_s q_s \int \vec{U} f_s(\vec{r}, \vec{U}, t)\, d^3\vec{U}$，其中 s 表示粒子种类，$q_s$ 是粒子种类 s 的电荷，$f_s(\vec{r}, \vec{U}, t)$ 是粒子种类 s 在位置 $\vec{r}$和时间 t 的速度分布。这里，$\int f_s(\vec{r}, \vec{U}, t)\, d^3\vec{U} = n_s(\vec{r}, t)$，以及 $\int n_s(\vec{r}, t)\, d^3\vec{r} = N_s$，其中 $N_s$ 是粒子种类 s 的粒子总数，在当前模拟中守恒。在所有模拟过程中，质子仍主要保持其初始的各向同性麦克斯韦分布。因此，上述分析的电流与电子的速度分布函数有关。

图6的面板 [a1] 和 [a2] 分别展示了弱磁化和强磁化等离子体中所有电子垂直速度分布的时间演化，其中分布取三次方（即 $[f(U_\perp)]^3$），以清晰显示其梯度。面板 [b1] 和 [b2] 展示了相应的平行速度分布 $f(U_x)$。请注意，垂直速度分布先分别按面板 [a1] 中的最大值和面板 [a2], 中的电子总数进行归一化，然后再取三次方；而面板 [b1]和 [b2] 中的平行速度分布则先按最大值归一化，再按时间顺序向下平移，以避免重叠并更清楚地呈现分布细节。

图 6 面板 [a1] 中取三次方后的曲线清晰凸显了垂直速度分布中的正梯度（即 $\partial f/\partial U_\perp > 0$）。从物理上讲，这种正梯度是电子垂直漂移（例如 $\vec{E}_\perp \times \vec{B}_0$ 漂移）在速度空间中引发对称性破缺的直接结果；与此同时，该过程还会产生足够大的垂直电流（如图3中弱磁化等离子体对应的面板 [a1.2] 和 [a1.3]所示）。因此，速度空间中的正梯度与实空间中的大垂直电流是同一物理过程的两个方面；这一过程是激发静电伯恩斯坦谐波（J. Ben´a˘cek & M. Karlick´y 2019）和电磁谐波电子回旋波（X. Zhou 等，2020）的典型自由能来源。相比之下，强磁化等离子体中的垂直速度分布没有这种正梯度，仅呈现略微热化的垂直麦克斯韦分布（图6面板 [a2] ）；这是因为强磁场抑制了电子的垂直漂移。因此，强磁化等离子体既没有强垂直电流（图3中的面板 [a2.2] 和 [a2.3] ），也无法有效激发静电伯恩斯坦谐波和电磁电子回旋谐波（见图2中的 $\vec{k}$–$\omega$功率谱）。

然而，在强磁化等离子体中，平行速度分布 $f(U_x)$（图6的面板 [b2] ）在 $\omega_{norm}t = 50.4$ 附近呈现出明显的四峰结构（浅绿色实线）。内侧的两个峰源自初始双流电子因释放自由能而向较低速度移动；外侧的两个峰则出现在高于初始漂移速度的速度处（即 $> U_{de}, 0/c = \pm 0.47$）。外侧两个峰的形成可能归因于强磁化等离子体中尺寸显著更大、振幅更高的 $\phi$ 势阱（尤其是在 $\omega_{norm}t = 42$ 之后；见图1的第 [b2] 行和面板[e2] ）。这些更大、更强的 $\phi$ 势阱意味着范围更广、强度更大的局域平行静电场（见图1第 [c2] 行的第五个面板），它们形成更宽、更陡峭的静电波前，进而加速势阱边缘附近更多的电子（即通过波冲浪或冲浪加速，T. Katsouleas & J. M. Dawson 1983；M. E. Dieckmann et al. 2004；A. Osmane & A. M. Hamza 2014）。随后，这四个峰共同为强磁化等离子体中波的进一步激发提供自由能。最终，随着自由能释放，两个等离子体中的 $f(U_x)$ 均逐渐演变为 $U_x = 0$ 附近的平台（即 $\partial f(U_x)/\partial U_x \approx 0$）。

相比之下，在弱磁化等离子体中，黎井较小且较弱，平行静电场也相应地局限于较小范围且较弱（见图 1 的第 [*b*1], [*c*1], 行和面板 [*e*1] ）。因此，弱磁化等离子体中的 $f(U_x)$ 仅平滑地热化，不会形成多个峰值（见图 6 的面板 [*b*1] ）。不同磁化等离子体中的 $f(U_x)$ 特征与图 1 的第 [*d*1] 行和 [*d*2] 行所示的相应相空间分布 $f(x, U_x)$ 十分吻合。这些 $f(x, U_x)$ 分布表明，强磁化等离子体中存在显著的相空间涡旋和分离轨道分岔；而在弱磁化等离子体中，相空间分岔受到抑制，且大多数电子的速度小于 $U_{de}$, 0。

总的来说，在系统演化结束时（即 $\omega_{norm}t = 159.5$），两种等离子体中的电子表现出截然不同的各向异性加热。在弱磁化等离子体中，电子几乎经历各向同性加热（见图 [*6*1] 中面板 b 的插图）。相比之下，在强磁化等离子体中，电子加热主要发生在平行方向（见图 [*6*2] 中面板 b 的插图）。尽管强磁化等离子体中的平行加热比弱磁化等离子体中的略强，但后者也存在显著的垂直加热。因此，弱磁化等离子体中的电子总体加热强度远高于强磁化等离子体。这表明，在弱磁化等离子体中，电子双流携带的大部分自由能最终转化为电子自身的热能，留给波的能量较少。因此，这与强磁化等离子体中激发波携带的能量高于弱磁化等离子体这一事实完全吻合。

### 3.4. 结论

本研究通过二维半（2.5D）粒子网格模拟，系统考察了弱磁化和强磁化条件下，中等相对论性电子双流所形成的电荷和电流中性等离子体中，动理学相空间结构（即 $\phi$阱和电子洞）的形成与演化、与 $\phi$ 阱相关的后续波激发，以及电子加速和加热。主要结论总结如下。

首先，在弱磁化和强磁化等离子体中，电子-电子双流不稳定性最初都会激发静电束流模波。这些波随后发生非线性演化，形成交替出现的正、负（静电势） $\phi$ 势阱，以及电子洞（EHs）。不过， $\phi$ 势阱的形成早于电子洞。电子洞以及随后激发的静电波和电磁波，其根源都在于 $\phi$ 势阱。就静电波和电磁波的激发而言，$\phi$ 势阱内的局域静电场（$\vec{E}_{es} = -\nabla\phi$）驱动电子发生反弹振荡和垂直 $\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}_0$ 漂移。这些运动与其他局域电流分量（例如感应电流和抗磁电流）共同构成局域电流源，负责~ ~波激发，这与坡印廷定理（$P = -\mathrm{Re}[\vec{J}^{*} \cdot \vec{E}] > 0$）的预测一致。值得注意的是，尽管存在强烈的局域电流和波激发，等离子体整体仍保持宏观电荷中性且无电流。总体而言，在这两种等离子体中，激发的静电波所携带的能量约为激发的电磁波能量的十倍。

其次，磁化背景从根本上改变了电流动力学和波激发。在弱磁化等离子体中，垂直漂移（例如 $\vec{E}_{\perp} \times \vec{B}_0$）在垂直速度空间中诱导出显著的对称性破缺，其特征是正梯度（$\partial f/\partial U_{\perp} > 0$）以及显著增强的垂直电流。这一非麦克斯韦特征充当自由能来源，激发沿垂直方向传播的静电伯恩斯坦波和电磁电子回旋谐波（例如 A. L. Brinca et al. 2003；L. Muschietti & B. Lemb`eGe 2013；S.Janhunen et al. 2018；J. Ben´a˘cek & M.Karlick´y 2019；X. Zhou et al. 2020）。在非垂直方向上，除了与 $\phi$ wells 和电子洞的生成相关、能量最高的静电束模波外，静电朗缪尔波以及电磁哨声波、Z模、O模和X模波也会由 $\phi$ wells 驱动的局域电流激发。此外，在弱磁化等离子体中电子双流系统的非线性准平衡阶段，波-波相互作用也促成了X模波的激发。

相比之下，强磁场会抑制强磁化等离子体中的垂直漂移，使垂直速度分布几乎呈麦克斯韦分布，从而抑制强垂直电流以及这些沿垂直方向传播的（伯恩斯坦和电子回旋）谐波的激发。因此，强磁化等离子体中的波激发主要由平行电流驱动（$J_x$）。反过来，受激发的静电（朗缪尔）波主要沿平行方向传播，而电磁波（哨声波、Z模和O模）的能量主要分布在较大的传播角 $\theta$（即斜传播）处。需要注意的是，强磁化等离子体中的X模激发可以忽略不计。

总体而言，受激发的静电波和电磁波在强磁化等离子体中携带的能量均约为弱磁化等离子体中的一个数量级，尽管强磁化等离子体中的垂直动力学受到限制。弱磁化等离子体中不受约束的垂直动力学可能为耗散 $\phi$ wells和电子洞中的能量提供了额外通道；因此， $\phi$ wells和电子洞的寿命比强磁化等离子体中的短得多。

第三，受限的垂直运动也会强烈影响强磁化等离子体中的平行相空间（$x$–$U_x$）动力学以及平行速度分布 $f(U_x)$。强磁化等离子体中的 $\phi$ 势阱通常面积更大（尤其沿垂直方向拉长，近似为一维结构），振幅也更大，因此能在 $\phi$ 势阱边缘附近较大的空间范围内维持更强的局域平行静电场（$E_{\parallel} = -\partial\phi/\partial x$）。$E_{\parallel}$ 场的振幅较大且空间范围较广，意味着静电波前更陡峭、覆盖范围更宽，从而使 $\phi$ 势阱边缘附近更多电子能够通过波冲浪加速达到更高速度。这些被加速的电子表现为（$x$–$U_x$）空间中的分岔，以及 $f(U_x)$ 中明显的四峰结构：内侧峰由初始双流电子热化形成，而外侧峰（速度超过初始漂移速度）与相空间分岔则由这些高度加速的电子形成。相比之下，弱磁化等离子体中的 $\phi$势阱呈碎片状，面积更小、振幅更弱，因此只有 $f(U_x)$ 平滑热化，不会出现相空间分岔。

最后，双流电子释放自由能后，在两种磁化程度不同的等离子体中，电子表现出明显不同的各向异性加热。与局域电流类似，在强磁化等离子体中，主要的静电波激发以及速度和相空间分布的演化，其变化主要

局限于平行方向；由于垂直方向的自由度受到限制，那里的电子加热也主要沿磁场方向发生。相比之下，弱磁化等离子体中的电子加热基本呈各向同性，这与其局域电流大多呈各向同性相对应；此外，该处的静电波和电磁波激发也涵盖了更广泛的传播角范围 $\theta$。

### 3.5. 讨论

本研究的发现不仅揭示了磁化双流等离子体中的基本动力学过程，还为若干尚未解决的天体物理现象提供了新见解，并提出了有待未来研究解答的问题。

首先，在弱磁化等离子体中，与 $\phi$ Wells相关的局域垂直电流会激发垂直传播的静电伯恩斯坦波和电磁电子回旋谐波，它们可能为斑马纹太阳射电暴提供一种新颖的产生机制。此外，在磁化程度不同的电子双流等离子体中，电磁 O 模波和 X模波的激发方式与经典相干辐射机制有显著差异，即等离子体辐射机制（依赖朗缪尔波的非线性转换）和电子回旋脉泽（ECM）不稳定性（要求特定的速度分布，且 $\partial f/\partial U_\perp > 0$）。这里的电磁 O 模波和 X模波由与 $\phi$ Wells相关的局域电流直接激发。这为在等离子体中产生电磁辐射提供了一种替代性的电流驱动机制。

值得注意的是，$\partial f/\partial U_\perp > 0$ 不仅是电子回旋脉泽不稳定性所必需的，也是斑马纹太阳射电暴经典机制（如双等离子体共振模型）所必需的。$\partial f/\partial U_\perp > 0$ 的形成机制仍存在争议，迄今已有多种假说被提出。然而，本研究表明，$\partial f/\partial U_\perp > 0$ 可由足够大的垂直电流自洽地产生，并与之相伴出现。

其次，我们的结果拓展了经典的波冲浪加速理论，例如（T. Katsouleas & J. M. Dawson 1983；M. E.Dieckmann et al. 2004；A. Osmane & A. M. Hamza 2014）。传统模型通常需要外部横向磁场或非均匀背景磁场，将电子约束在波前附近；而我们表明，强磁化等离子体中大振幅且空间延展范围广的 $\phi$势阱本身就能充当强大的空间约束结构。这使电子即使沿平行传播的静电波传播，也能高效地实现波冲浪加速；此前人们认为这种情形不太有利。

第三，虽然我们的研究聚焦于电子-电子双流不稳定性，但已有充分证据表明，由电子束不稳定性驱动的多种系统（例如电子/离子双流不稳定性或伯内曼不稳定性，以及电子尾隆不稳定性）都能产生 $\phi$ 电子洞和电子洞。一个自然的问题是：在这些不同的不稳定性情形下，$\phi$ 电子洞对波激发的贡献是否同样重要？激发波的特征又有何不同？这仍是有待未来比较研究探讨的开放问题。

最后，目前的模拟是 2.5维（2.5D）的。在完全三维的实际情形中，我们预计，垂直传播的伯恩斯坦波和电子回旋谐波将得到更强的激发。这是因为三维中的垂直电场会同时包含来自$y$ 和$z$ 方向的贡献：$\vec{E}_\perp = -(\partial\phi/\partial y + \partial\phi/\partial z)$。在 2.5维模拟中，假设$z$方向的梯度为零（$\partial\phi/\partial z = 0$），这可能低估垂直电流及由此产生的波激发。未来需要开展三维粒子网格模拟，以量化这一效应。


## 致谢

本研究由中国科学院战略性先导科技专项（项目编号：XDB0560000）、国家自然科学基金项目（项目编号：12003073、42174195、11873018 和 11790302）资助。Jan Ben´aˇcek 感谢德国科学基金会（DFG）项目 BE 7886/2-1 的支持。我们衷心感谢 ACRONYM代码的开发者、Verein zur F¨orderung kinetischer Plasmasimulationen e.V.，以及中国科学院紫金山天文台（中国南京）“Zimo”高性能计算集群提供的计算资源。


## 参考文献


Bale, S. D., Kellogg, P. J., Larsen, D. E., 等，1998，《地球物理研究快报》，25，2929，doi：10.1029/98GL02111

Ben´aˇcek, J., & Karlick´y, M. 2019，《天体物理学杂志》，881，21，doi: 10.3847/1538-4357/ab2bfc

伯恩斯坦，I.B.、格林，J. M. 和克鲁斯卡尔，M. D. 1957，《物理评论》，108，546，doi: 10.1103/PhysRev.108.546；布林卡，A.L.、罗梅拉斯，F. J. 和贡贝罗夫，L. 2003，《地球物理研究杂志》（空间物理），108，1038，doi: 10.1029/2002JA009375；卡特尔，C.、克拉姆利，J.、多姆贝克，J.、怀冈特，J. R. 和 Mozer，F. S. 2002，《地球物理研究快报》，29，1065，doi: 10.1029/2001GL014046；Dieckmann，M.E.、埃利亚松，B. 和舒克拉，P. K. 2004，《天体物理学杂志》，617，1361，doi: 10.1086/425568；Ergun，R. E.、卡尔森，C. W.、麦克法登，J. P. 等 1998，《地球物理研究快报》，25，2041，doi: 10.1029/98GL00636；福克斯，W.、波科拉布，M.、埃格达尔，J.、卡茨，N. 和黎，A. 2008，《物理评论快报》，101，255003，doi: 10.1103/PhysRevLett.101.255003；弗朗茨，J. R.、金特纳，P. M. 和 Pickett，J. S. 1998，《地球物理研究快报》，25，1277，doi: 10.1029/98GL50870；甘泽，U.、Kilian，P.、Spanier，F. 和维尼奥，R. 2012，《天体物理学杂志》，751，145，doi: 10.1088/0004-637X/751/2/145；Gary，S. P. 1993，《空间等离子体微观不稳定性理论》，193；哈钦森，I. H. 2017，《等离子体物理学》，24，055601，doi: 10.1063/1.4976854；扬胡宁，S.、斯莫利亚科夫，A.、西多连科，D. 等 2018，《等离子体物理学》，25，082308，doi: 10.1063/1.5033896；Kahler，S. W. 2007，SSRv，129，359，doi: 10.1007/s11214-007-9143-0；卡苏利亚斯，T. 和道森，J. M. 1983，《物理评论快报》，51，392，doi: 10.1103/PhysRevLett.51.392；肯普夫，A.、Kilian，P. 和 Spanier，F. 2016，A&A，585，A132，doi: 10.1051/0004-6361/201527521；Kilian，P.、Mu˜noz，P. A.、Schreiner，C. 和 Spanier，F. 2017，《等离子体物理学杂志》，83，707830101，doi: 10.1017/S0022377817000149；Kojima，H.、Matsumoto，H.、筑波，S. 等 1997，J. Geophys.Res.，102，14439，doi: 10.1029/97JA00684；Kojima，H.、Matsumoto，H.、Miyatake，T. 等 1994，《地球物理研究快报》，21，2919，doi: 10.1029/94GL02111；科尔曼，P.、鲁索斯，E.、帕拉尼卡斯，C. 等 2018，《地球物理研究杂志》（空间物理），123，9110，doi: 10.1029/2018JA025665；Lu，Q. M.、朗贝日，B.、陶，J. B. 和 Wang，S. 2008，《地球物理研究杂志》（空间物理），113，A11219，doi: 10.1029/2008JA013693；Lu，Q. M.、Wang，D. Y. 和 Wang，S. 2005，《地球物理研究杂志》（空间物理），110，A03223，doi: 10.1029/2004JA010739；芒热内，A.、萨利姆，C.、拉孔布，C. 等 1999，《地球物理年刊》，17，307，doi: 10.1007/s00585-999-0307-y；马尔科维特，A.、布雷，A.、贝科夫，A. 等 2016，《物理学进展报告》，79，046901，doi: 10.1088/0034-4885/79/4/046901 Matsumoto, H., Kojima, H., Miyatake, T., et al. 1994, 《地球物理研究快报》, 21, 2915, doi: 10.1029/94GL01284 Melrose, D. B. 1986, 《空间和实验室等离子体中的不稳定性》, 288 Miyake, T., Omura, Y., & Matsumoto, H. 2000, 《地球物理研究杂志》, 105, 23239, doi: 10.1029/2000JA000001 Miyake, T., Omura, Y., Matsumoto, H., & Kojima, H. 1998, 《地球物理研究杂志》, 103, 11841, doi: 10.1029/98JA00760 Morse, R. L., & Nielson, C. W. 1969, 《流体物理学》, 12, 2418, doi: 10.1063/1.1692361 Mozer, F. S., Ergun, R., Temerin, M., et al.1997, 《物理评论快报》, 79, 1281, doi: 10.1103/PhysRevLett.79.1281 Mu˜noz, P. A., & B¨uchner, J. 2018, 《物理评论E辑》, 98, 043205, doi: 10.1103/PhysRevE.98.043205 Muschietti, L., & Lemb`eGe, B. 2013, 《地球物理研究杂志》（空间物理），118, 2267, doi: 10.1002/jgra.50224 Omura, Y., Kojima, H., & Matsumoto, H. 1994, 《地球物理研究快报》, 21, 2923, doi: 10.1029/94GL01605 Omura, Y., Kojima, H., Umeda, T., & Matsumoto, H. 2001, 《天体物理与空间科学》, 277, 45, doi: 10.1023/A:1012272703298 Omura, Y., Matsumoto, H., Miyake, T., & Kojima, H. 1996, 《地球物理研究杂志》, 101, 2685, doi: 10.1029/95JA03145 Osmane, A., & Hamza, A. M. 2014, 《地球物理学中的非线性过程》, 21, 115, doi: 10.5194/npg-21-115-2014 Pickett, J. S., Menietti, J. D., Gurnett, D. A., et al. 2003, 《地球物理学中的非线性过程》, 10, 3, doi: 10.5194/npg-10-3-2003 Pickett, J. S., Kahler, S. W., Chen, L.-J., et al. 2004, 《地球物理学中的非线性过程》, 11, 183, doi: 10.5194/npg-11-183-2004 Sarri, G., Dieckmann, M. E., Brown, C. R. D., et al. 2010, 《等离子体物理学》, 17, 010701, doi: 10.1063/1.3286438 Schreiner, C., Kilian, P., & Spanier, F. 2017, 《天体物理学杂志》 , 834, 161, doi: 10.3847/1538-4357/834/2/161 Singh, N., Loo, S. M., & Wells, B. E. 2001a, 《地球物理研究快报》, 28, 1371, doi: 10.1029/2000GL012652 Singh, N., Loo, S. M., Wells, B. E., & Deverapalli, C. 2000, 《地球物理研究快报》, 27, 2469, doi: 10.1029/2000GL003766 Singh, N., Loo, S. M., & Wells, E. 2001b, 《地球物理研究杂志》, 106, 21183, doi: 10.1029/2001JA900056 Stix, T. H. 1992, 《等离子体中的波》 Umeda, T., Omura, Y., & Matsumoto, H. 2004, 《地球物理研究杂志》（空间物理）, 109, A02207, doi: 10.1029/2003JA010000 Umeda, T., Omura, Y., Miyake, T., Matsumoto, H., & Ashour-Abdalla, M. 2006, 《地球物理研究杂志》（空间物理）, 111, A10206, doi: 10.1029/2006JA011762 Willes, A. J., & Cairns, I. H. 2000, 《等离子体物理学》, 7, 3167, doi: 10.1063/1.874180 Wu, M., Lu, Q., Zhu, J., Du, A., & Wang, S. 2012, 《天体物理与空间科学》, 338, 81, doi: 10.1007/s10509-011-0913-5

Wu, M., 卢, Zhu, J., Wang, P., & Wang, S. 2013, 《等离子体科学与技术》, 15, 17, doi: 10.1088/1009-0630/15/1/04

Zhou,X.,Mu˜noz, P. A., B¨uchner, J., & Liu, S. 2020, 《天体物理学杂志》, 891, 92, doi: 10.3847/1538-4357/ab6a0d