等离子体加热　无碰撞激波中的磁重联与阿尔芬波

星野正宏，[1] 松清修一，[2] 和天野孝伸[1)]东京大学地球与行星科学系，日本东京 *113-0033*。[a)2)]九州大学地球系统科学与技术系，日本福冈 *816-8580*。

arXiv:2611.32287v1 [astro-ph.HE] 24 Nov 2026

在无碰撞激波中，离子和电子温度通常存在差异，而决定其能量分配的机制仍是激波物理中尚未解决的核心问题之一。尽管激波上游和下游产生的各种等离子体波都能传递能量，但在高马赫数激波中，尤其重要的是由激波前沿反射的离子激发的大振幅阿尔芬波。本研究聚焦于这些大振幅阿尔芬波，不仅考察通过常规波粒相互作用实现的等离子体加热，还研究由这类波列形成的电流片内磁重联驱动的离子优先加热。通过粒子网格（PIC）模拟，我们发现下游区域的离子加热与X型磁场结构相关，并提出这些电流片内的磁重联和磁场湮灭会影响离子与电子之间的能量分配。

Keyw词：无碰撞激波 — 磁重联 — 阿尔芬波

a)电子邮件：mhoshino@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

一、引言

无碰撞激波在大多数天体物理环境中，对等离子体加热和粒子加速发挥着核心作用；在这类激波中，粒子间的平均自由程远大于激波结构的尺度。当低熵、超音速的上游流遇到激波前沿时，非麦克斯韦速度分布函数会迅速形成。这些非麦克斯韦分布会激发宽频谱的波，涵盖从低频磁流体力学（MHD）模态到高频静电涨落和电磁涨落。与这些涨落相关的波粒相互作用会推动等离子体弛豫，使其趋向热麦克斯韦分布。然而，离子和电子温度通常并不相等，而两种粒子间的能量分配仍是激波物理中尚未解决的核心问题之一。

当上游离子流和电子流初次遇到激波前沿时，磁场和电场会发生突变，超声速等离子体迅速减速，单个粒子在相空间中受到强烈散射。在大多数情况下，离子的“有效”温度（反映速度空间随机化程度）会显著高于电子的“有效”温度。这种差异主要源于离子携带的整体动能远高于电子，这由二者的质量比所决定。

在更下游处，无碰撞激波的等离子体总温度可根据兰金–雨贡纽（R-H）跃变条件估算。然而，仅凭守恒定律的 R-H 关系无法确定离子和电子各自的温度；要理解它们，需要详细了解激波动力学及其背后的能量传递过程。在高马赫数激波中，当马赫数超过所谓的临界马赫数[1], 时，一部分入射上游离子会在激波前沿被反射[2,3]。这些反射离子形成束状成分，成为激波上游区域各种等离子体波的源头；行星弓形激波的航天器原位观测已充分记录了这些过程[4,5]。这类波粒相互作用构成了离子与电子之间能量传递的关键渠道之一。

大量数值模拟也极大地增进了我们对无碰撞激波动力学的理解[3,6], ，尤其是动力学粒子网格（PIC）模拟，它们对于通过考察广泛的激波参数来揭示激波动力学不可或缺——

。近期结合模拟与观测的研究特别关注离子与电子之间的能量分配，尤其是具有极高马赫数激波的超新星遗迹和具有较高马赫数激波的太阳风中的离子与电子温度比值[7–11]。这一研究方向得益于动理学模拟与原位观测或遥感观测的结合应用，从而提供了更为全面的视角，表明电子温度与离子温度的比值会随激波速度或阿尔芬马赫数的增加而下降。然而，要全面理解能量分配仍然困难重重，主要因为它取决于多种参数之间复杂的相互作用，包括马赫数、激波角、离子和电子等离子体 β，以及波和湍流等。

在本研究中，我们采用一维和二维粒子—网格（PIC）模拟，研究无碰撞平行激波中的能量分配机制，其中上游磁场与等离子体流方向一致。我们首先考察由激波前沿反射的离子激发的大振幅阿尔芬波的产生´。众所周知，等离子体加热不仅源于这些大振幅波[14]，还源于通过参量衰变和调制不稳定性产生的宽带涨落[15,16]。除了这类波-粒子和波-波相互作用之外，我们还特别强调由大振幅阿尔芬波列形成的电流片内磁重联所驱动的等离子体加热。近期卫星观测和动理学模拟表明，地球弓形激波中会发生磁重联[17–22]。此外，在与超新星遗迹相关的更高马赫数激波中，研究已表明，磁重联会在激波上游由魏贝尔不稳定性产生的电流片内发展[23–25]。与磁重联相关的加热构成了一条关键的能量耗散通道，即使在无碰撞激波环境中，也会影响离子—电子能量分配。

为量化磁重联在激波驱动的能量耗散中的作用，我们开展了一维和二维 PIC 模拟，并在模拟中有选择地抑制或启用磁重联。通过比较这两种配置，我们评估由此产生的离子与电子能量分配。结果表明，与一维系统相比，二维系统中的离子加热更强，这是因为电流片内磁场湮灭和磁重联的效率更高。

第二节基于 PIC 模拟结果介绍超临界平行激波的基本结构。第二节 A 和第二节 B 分别讨论一维和二维激波加热与粒子加速。第三节将第二节中介绍的能量分配案例研究扩展到更广泛的激波参数范围，并考察阿尔fv´én 波及相关磁重联的作用。第四节总结全文并展望未来。附录 A 和 B 分别给出激波区域中出现的离子回旋不稳定性和离子声不稳定性的等离子体线性不稳定性分析。

II. 平行激波波的基本结构

我们研究无碰撞平行激波中离子与电子之间的能量分配。部分上游离子在激波势和/或磁镜的作用下于激波前沿被反射，这些反射离子携带大量能量，驱动强烈的静电和电磁不稳定性。我们的分析重点关注反射离子产生的大振幅 Alfv´en 波，以及这些波在穿越激波过渡区时的进一步放大。这些波能有效散射离子和电子，促进宏观流动能迅速转化为热能。在高马赫数激波中发生的各种等离子体过程中，我们特别关注由非线性波动力学介导的等离子体加热，包括参数不稳定性，以及在大振幅 Alfv´en 波列形成的电流片中发生的磁重联[17]。

研究指出，下游可能形成许多电流片和磁岛结构，而磁重联/磁场湮灭可能在等离子体加热和粒子加速中发挥重要作用[19–22]。本文通过比较一维（1D）和二维（2D）粒子-网格（PIC）模拟的结果，研究等离子体加热机制。

A. 一维系统中大振幅阿尔fv´én波引起的激波加热

我们首先使用一维PIC模拟研究平行激波中的等离子体加热。本文的主要目的是理解电流片在

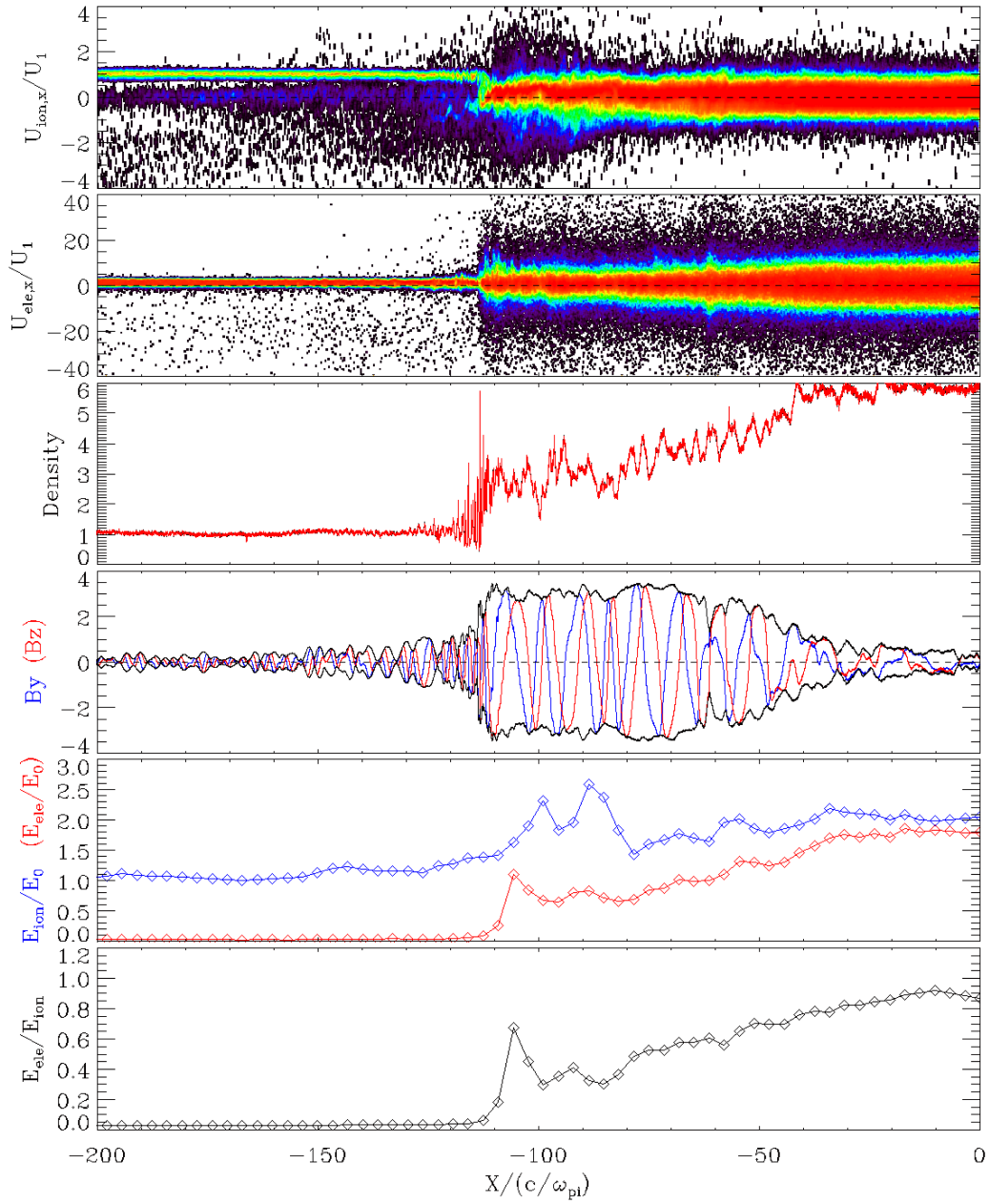

图 1. 具有 $u_0 = 0.4$ 非相对论性上游等离子体流的一维（1D）平行激波快照。从上到下依次为: (a) 离子相空间图（x, $U_{\mathrm{ion},\ x}$）；(b) 电子相空间图（x, $U_{\mathrm{ele},\ x}$）；(c) 等离子体密度（红色）；(d) 横向磁场 B_y（蓝色）、B_z（红色）及其包络（$B_y^2 + B_z^2$）（黑色）；(e) 离子（蓝色）和电子（红色）的动能；以及 (f) 离子与电子动能的比值。激波前沿位于图的中央附近，上游区域在左侧，下游区域在右侧。图中展示了模拟区域的一部分，从上游区域中的 $X/(c/\omega_{\mathrm{pi}}) = -200$ 延伸至下游边界处的 $X = 0$ 5

等离子体加热方面，首先了解电流片中不存在磁重联时的加热过程非常重要。

图1显示了平行激波的一个瞬时状态，其上游四速度为$u_0 = 0.4$，磁化参数为$\sigma = 0.0158$。具体而言，在下游等离子体静止系中，阿尔芬马赫数为$M_A = (u_0/\gamma_0)/\sqrt{\sigma/(\sigma+1)} \sim 3.06$（激波静止系中的阿尔芬马赫数为 $M'_A \sim 3.86$）。请注意，阿尔芬速度 V_A 和 σ 分别由 $V_A/c = \sqrt{\sigma/(\sigma+1)}$ 和 $\sigma = B_0^2/4\pi n_0(m_i+m_e)\gamma_0 c^2$给出，其中 B_0、 n_0和 γ_0 分别是上游磁场、等离子体密度和等离子体流的洛伦兹因子。在我们的模拟中，由电子和离子组成的低熵高速等离子体从左边界注入，并沿正 x方向运动。位于 $x = 0$ 的下游边界被建模为对粒子和波的反射壁。入射等离子体与该边界反射回来的粒子和波相互作用，从而产生激波，并使其沿负 x方向向后传播。图1显示，在时间 $t\Omega_{\rm ci} = 134$，激波前沿位于图的中心附近 $X/(c/\omega_{\rm pi}) = -110$ 。左侧和右侧区域分别为激波上游区和激波下游。在采用这种边界设置的模拟参考系中，下游区域的平均等离子体整体速度实际上为零。我们研究平行激波，即上游磁场与等离子体流平行；初始均匀磁场为 $\vec{B} = (B_0, 0, 0)$。离子与电子的质量比为 $m_i/m_e = 100$。我们考察上游等离子体流和磁化参数 σ对等离子体加热的影响。下游每个网格的平均粒子数为512，离子惯性长度 $c/\omega_{\rm pi}$ 为230个网格。

从上到下，在图1中，(X, U_{ix})中的离子相空间图、(X, U_{ex})中的电子相空间图、横向磁场 B_y (红色)和 B_z (蓝色)、等离子体密度、离子（蓝色）和电子（红色）的动能，以及电子动能与离子动能的比值。U_{ix} 和 U_{ex} 以 u_0归一化，磁场 B_y 和 B_z 以 B_0处的上游环境磁场归一化。X 坐标以离子惯性长度 $c/\omega_{\rm pi}$归一化。动能密度 E_j在每个分箱中通过对粒子能量求和计算得出，对于离子 $j = i$和电子 $j = e$，其形式为$\sum_{\#}(\gamma_{\#,j} - 1)m_j c^2$ ，其中 $\gamma_{\#,j}$ 是每个粒子的洛伦兹因子。它们以注入边界处离子的整体动能 E_0 归一化。

X方向的系统尺寸并非固定；随着时间推移，左侧边界以光速扩展。图1仅显示模拟区域的一部分，范围从 $X/(c/\omega_{\rm pi}) = -200$到 $X = 0$。从离子相空间图的上方面板可以看出，部分入射粒子在激波前沿发生反射，位置约为 $X/(c/\omega_{\rm pi}) \sim -110$。激波前沿处反射离子的数密度约为 10% ∼30%。低熵入射离子与反射离子之间的相互作用通过离子束回旋不稳定性[26–28]在上游区域产生低频横向哨声波。

如顶部和第二个图板所示，离子和电子都在位于 $X/(c/\omega_{\rm pi}) \sim -110$ 的激波前沿附近迅速受热。在更下游，对于 $X/(c/\omega_{\rm pi}) > -60$，两种粒子仍随着等离子体密度压缩而逐渐受热（见从顶部数第三个图板）。动能显示在倒数第二个图板中：蓝色和红色曲线分别代表离子和电子的动能。在 $-70 < X/(c/\omega_{\rm pi}) < -30$ 区域，大振幅阿尔fv´én波逐渐衰减，电子加热变得显著，而离子加热仍然较弱。因此，底部图板所示的电子与离子动能密度之比，在下游区域趋近于 $E_{\rm ele}/E_{\rm ion} \sim 0.9$ 。

粗略地说，激波前沿处的离子加热源于整体流速的突然变化，相关的加热能量与上游离子流能量相当。相比之下，电子穿越激波后获得的能量远超上游电子整体流动能，这是因为激波前沿及其周围发生的各种等离子体过程将能量从离子传递给了电子。其中一种过程是由离子与电子之间的惯性差异所产生的跨激波电势；已知跨激波电势会将约 10% 的离子动能转化为电子加热[29] 。激波跃变区中的小尺度等离子体波和湍流也是电子加热[30–32]的另一重要过程。本文重点研究与激波前沿后方数十个离子惯性尺度范围内的大振幅阿尔fv´én波相关的渐进等离子体加热。

图 2 展示了波形的时间演化。横轴同时表示时间和相应的波形，绘图时波形的起点沿时间方向进行了平移。对 $B_y \pm iB_z$ 的原始波进行傅里叶变换，将横向波分解为右旋和左旋偏振模。上图

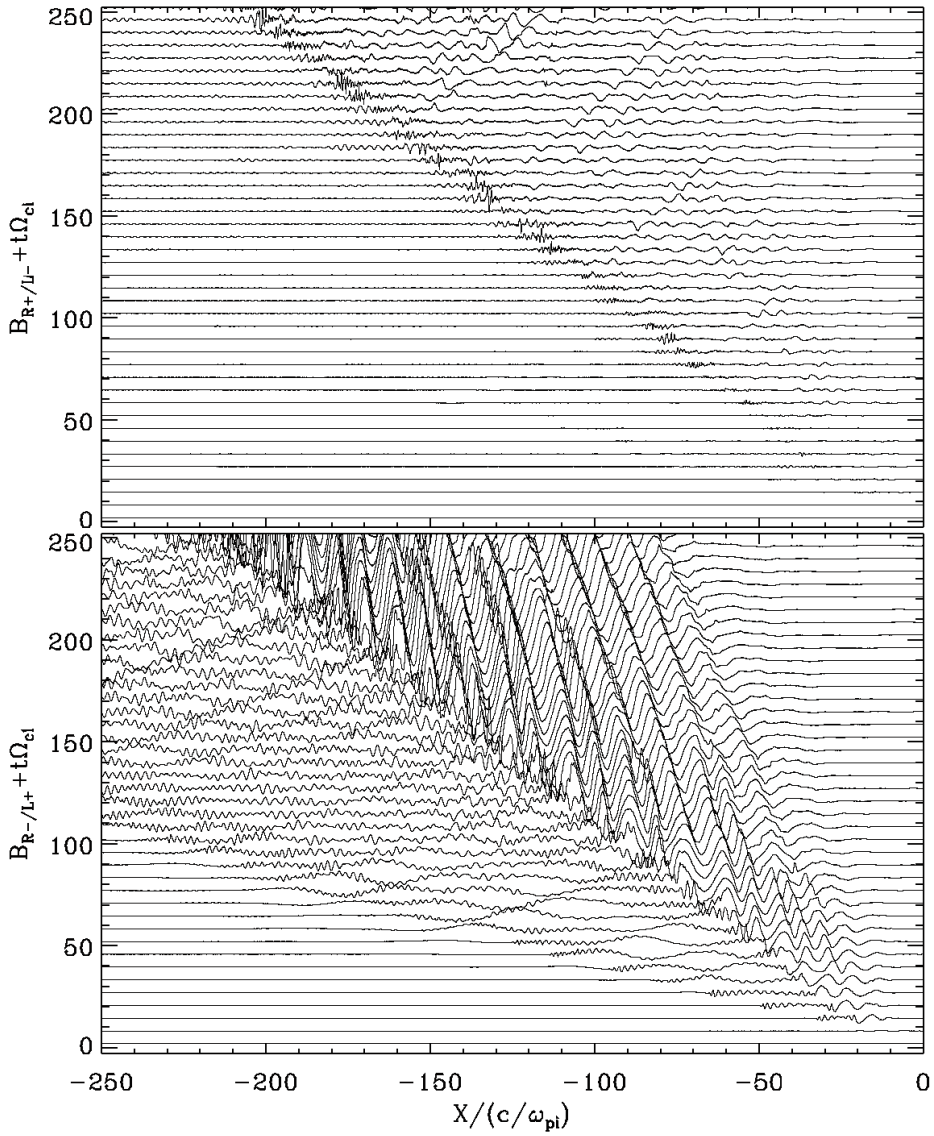

图 2. 从横向磁场$B_y \pm iB_z$得到的傅里叶分解波形堆叠图。上、下图板分别表示 R^+/L^- （正向传播、右旋偏振模/负向传播、左旋偏振模）和 R^-/L^+ （负向传播、右旋偏振模/正向传播、左旋偏振模）。

表示 R^+ （正向传播的右旋偏振模）或 L^- （负向传播的左旋偏振模），而下图则显示 R^- 或 L^+。横轴是以离子惯性长度 $c/\omega_{\rm pi}$ 归一化的 x 坐标，左侧和右侧区域分别对应上游和下游。

激波前沿正从（$X/(c/\omega_{\rm pi})\ B_{R/L}+t\Omega_{\rm ci}$）$=(-30,35)$传播至（$-210$，250），激波传播速度可粗略估算为 $v_{sh}\sim 0.84V_A\simeq 0.11c$。

在上游，我们发现 R^-/L^+ 模式的底部面板中产生了长波长波和短波长波。显然，长波长波正朝着激波前沿传播，也就是说，该波模是 L^+ 模式。根据波节点的斜率，可估算其传播速度约为 $1.9V_A\simeq 0.25c$ 。

我们认为，较长波长和较短波长的波都可以由离子束回旋不稳定性[27,28]产生。首先假设采用低频近似，满足 $\omega\ll\Omega_{\rm ci}$。在等离子体静止系中，离子束回旋不稳定性可以简单地理解为哨声波 $\omega=kV_A$ 与以超阿尔芬速度运动的离子所做的离子回旋运动之间的共振，其中 $\omega=kV_b-\Omega_{\rm ci}$；这里，$V_A$、$V_b$和 $\Omega_{\rm ci}$ 分别为阿尔芬速度、离子束速度和离子回旋频率。离子束能量转化为长波长低频哨声波的产生（即右旋偏振的磁流体/阿尔芬波），其波数为 $k=\Omega_{\rm ci}/(V_b-V_A)$，频率为 $\omega=V_A/(V_b-V_A)\Omega_{\rm ci}$。（此处使用“阿尔芬波”一词，指代低频磁流体波，不论其偏振方向如何。）然而，若考虑 $\omega^2=(1+\omega/\Omega_{\rm ci})(kV_A)^2$ 处哨声波的波色散，而非 $\omega=kV_A$，那么除了上述低频哨声波外，还可能出现另一种频率略高的不稳定哨声波（见附录 A）。

让我们确认长波长波是否与上述理论一致。理论上，在上游参考系中，长波长波以阿尔芬波速度 $V_A(=0.13c)$ 沿负 $x-$ 方向传播；而在模拟参考系中，该波受到上游等离子体流速 $v_0=u_0/\gamma_0=0.37c$ 的携带，因此波的传播速度变为 $(v_0-V_A)/(1-V_Av_0/c^2)=(0.37c-0.13c)/(1-0.13\times 0.37)\sim 0.25c\simeq 1.9V_A$，这与根据图 2 中斜率估算的模拟结果接近。

因此，尽管上游区域中横向波分量 B_y/B_0 和 B_z/B_0 的振幅小于 1，透射波在穿过激波前沿后会与下游的等离子体密度一起受到压缩，其振幅也会增大至上游区域中振幅的数倍。

高频哨声波的速度可能快于上游流速，这取决于来自激波前沿的反射束速度；而高频

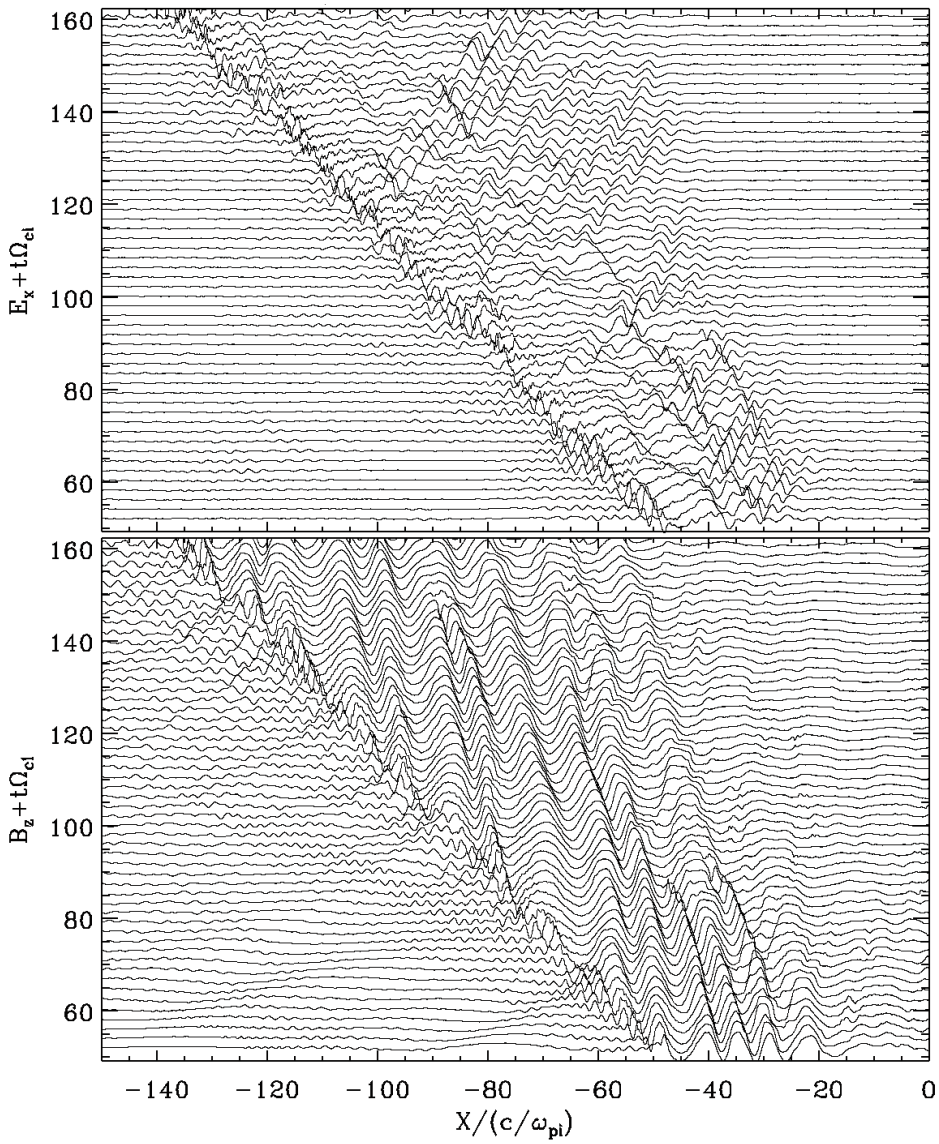

图 3. 电场波形的堆叠图 E_x （上）和磁场 B_z （下）。

哨声波可能向上游方向传播。如果束流速度接近阿尔芬速度，高频波也会被对流至下游方向。正如附录 A 中所讨论的，高频哨声波可能会被从下游逃逸的热电子阻尼。因此，其振幅不一定很大，等离子体加热效应可能较弱。

在右侧区域的下游，穿过激波前沿的透射波分解为 R^+ 模（上图）和 R^- 模（下图），且 R^-的振幅

向上游传播的模大于向下游传播的 R^+ 模。这与理论预测[33]一致。

对于具有 $M_A > 7$[34–37] 的高马赫数激波，当透射离子（相对较冷的组分）与下游热离子之间存在速度差时，下游磁流体力学波也可能在激波过渡区内局部产生。然而，对于较低或中等偏高的马赫数，可用的自由能不足以驱动离子回旋束不稳定性。下游波可能是由上游和过渡区内产生的波共同组成的混合波[36,37]。

在透射哨声波和激波前沿受热电子具有大振幅的情况下，超热电子会发生回旋共振，并通过 $\omega + kv_{ele} = \Omega_{ce}/\gamma_e$ 的条件实现有效的电子加热，其中 v_{ele} 和 γ_e 分别为超热电子的速度及其洛伦兹因子。由反射离子产生的 Alfv´én 波的频率和波数分别为 $\omega = V_A/(V_b - V_A)\Omega_{\rm ci}$ 和 $k = \Omega_{\rm ci}/(V_b - V_A)$，因此，共振所需的超热电子速度可估算为 $v_{ele}\gamma_e \sim (V_b - V_A)(m_i/m_e)$。对于我们的模拟参数，当 $V_A/c \sim 10^{-1}$ 且质量比为 $m_i/m_e = 100$ 时，共振条件对于满足 $v_{ele}\gamma_e > 10c$ 的相对论性电子成立。然而，在真实环境中，通常有 $V_A/c \sim 10^{-3}$，即使是满足 $v_{ele}\gamma_e \sim c$ 的弱相对论性电子也能与低频哨声波发生共振。

此外，在高-β 等离子体中，传输的 R^- 波的大振幅会受到调制不稳定性的影响。图3展示了波形时间演化的放大视图；顶部和底部图板分别显示电场 E_x 和磁场 B_z 。我们观察到，阿尔芬´波衰变为波长更长的其他阿尔芬´波。例如，底部图板中的主导波长在 $t\Omega_{\rm ci} \sim 70$时为 $\lambda_0 \sim 6(c/\omega_{\rm pi})$，随后演化为在 $t\Omega_{ci} \sim 90$时的 $\lambda_1 \sim 10(c/\omega_{pi})$。与此同时，顶部图板中的压缩模 E_x 在$t\Omega_{ci} \sim 70$时的波长为 $\lambda_2 \sim 15(c/\omega_{\rm pi})$。粗略而言，相应的波数为 $k_0 = 2\pi/\lambda_0 \sim 1.04(\omega_{\rm pi}/c)$、$k_1 = 2\pi/\lambda_1 \sim 0.63\,(\omega_{pi}/c)$和 $k_2 = 2\pi/\lambda_2 \sim 0.41(\omega_{pi}/c)$，满足三波耦合条件 $k_0 = k_1 + k_2$。

图 4 显示了与图1中相同的 $t\Omega_{\rm ci} = 134$ 时刻，傅里叶波功率谱随波数 $k_x c/\omega_{\rm pi}$ 的变化。横轴和纵轴均采用对数刻度。左、中、右图板分别对应横向 R^+/L^-

模、横向 R^-/L^+ 模和 E_x的压缩模。 R^+/L^- 模的波功率通过对 $B_y + iB_Z$进行傅里叶变换得到，而 R^-/L^+ 的波功率则根据 $B_y - iB_z$计算得出。请注意，为便于观察， $E_x(k)^2$ 的波功率已乘以 10。我们选取激波前沿后方从 $X/(c/\omega_{\rm ci}) = -110$ 到 -50 的空间区域，以避免激波前沿处的突变。两端还应用了汉宁窗，以消除边界效应。横轴表示波数 $k_x c/\omega_{\rm ci}$，纵轴以对数刻度显示功率。在 R^- 模的谱（中间图板）中，峰值功率出现在 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 0.6$，且相近水平的波功率延伸至 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 1$。另一方面，压缩波 E_x 的谱呈现宽带分布，延伸至 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 2$，其低频截止出现在约 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 0.2$处。

在图3中，下游区域观测到的波列 $X/(c/\omega_{\rm pi}) = -80$ 至 -50 约为$t\Omega_{\rm ci} \sim 130$，对应于具有 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 2$的傅里叶模。我们可以假设， $kc/\omega_{\rm pi} > 0.2$ 的低频部分似乎参与了调制不稳定性，但高频部分无法用标准的调制不稳定性解释。相反，正如附录 B 中简要讨论的那样，离子声波作为一种压缩波，在存在双流离子和热电子群体[38]时可以产生。从理论上看，离子声不稳定性的最大增长率似乎出现在 $kv_{\rm df}/\omega_{\rm pi} \sim 1$附近，其中 $v_{\rm df}$ 是两种离子组分之间的速度差。粗略而言，图3中观测到的波形具有 $kc/\omega_{\rm pi} \sim 2$，与这一理论预期相符。

然而，图3中的压缩波出现在相对较深的下游区域，在那里两种离子组分之间的速度差未必很大。到目前为止，我们一直假设两种离子组分遵循麦克斯韦分布函数，尽管它们实际的速度分布未必是麦克斯韦分布。为了更好地理解离子声波的产生，需要进行更详细的分析，并考虑多组分离子和/或离子的非麦克斯韦行为。

在上述讨论中，我们简要考察了几种可能促成下游区域阿尔芬波产生的过程，即离子回旋束不稳定性、阿尔芬波的调制不稳定性，以及由双流离子驱动的离子声不稳定性。这些机制或许可以解释下游观测到的大振幅

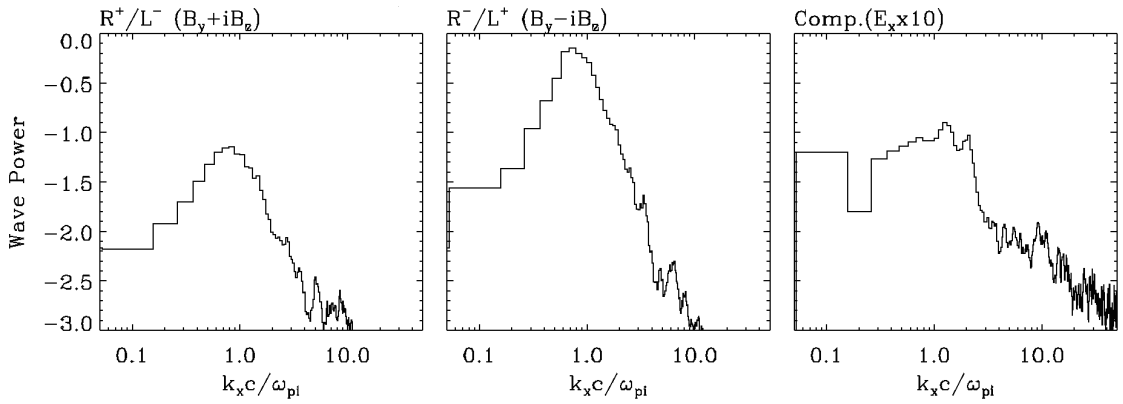

图4. 与图1同时刻下游区域中横向 R^+/L^- 模和 R^-/L^+ 模以及压缩模 E_x的傅里叶波功率谱。横轴和纵轴均采用对数刻度。

压缩波，但未必足以彻底阐明其起源。下游区域本质上处于湍流状态，并涉及复杂的非线性耦合过程。尽管如此，调制不稳定性和离子声不稳定性仍是促成等离子体加热的重要过程。

如附录 B 所述，热离子群可通过朗道阻尼吸收离子声波。此外，预计大振幅、右手圆偏振的阿尔芬波可在连续发生的参量不稳定性过程中优先加速电子[39,40]。事实上，虽然我们在图1中观察到电子动能 $E_{\rm ele}$ 从 $X/(c/\omega_p i) \sim -80$ 逐渐增加到 $X/(c/\omega_{\rm pi}) \sim -30$，但离子动能的增加却受到限制。因此， $E_{\rm ele}/E_{\rm ion}$ 的比值随着具有 B_y 和 B_z的阿尔芬波逐渐衰减而逐步增加。

B. Sho二维系统中包括磁重联过程的激波加热

虽然上一节研究了阿尔芬波衰减过程中的电子增能，但在本小节中，我们研究二维系统中的能量分配，其中磁重联导致的磁场能量耗散作为二维效应，预计会改变离子与电子之间的能量传递。图 5 展示了平行激波的一个快照，其物理参数与图1所示的相同，但以下游参数归一化的系统尺寸为 $L_y = 26c/\omega_{\rm pi}$，并具有 y，其中

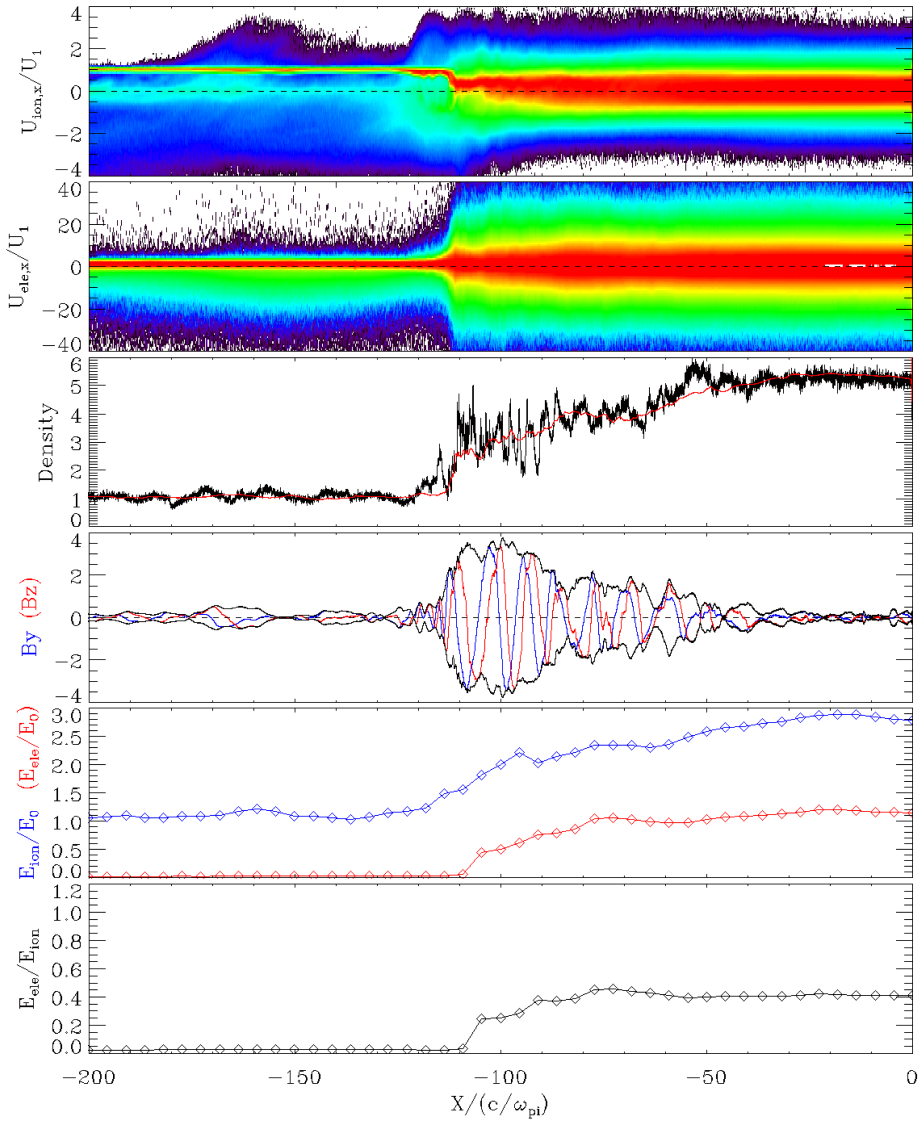

图5. 使用与图1相同的物理参数获得的二维平行激波快照。系统在 y 方向上的尺寸为26（$c/\omega_{\rm pi}$）。

周期性边界条件。（由于下游密度受到压缩， L_y 的有效下游系统尺寸变为上游区域中的两倍。）下游静止系中的阿尔芬马赫数为 $M_A \sim 3.06$ （激波静止系中为$M_A' \sim 3.95$ ）。下游每个网格的平均粒子数以及离子惯性长度 $c/\omega_{\rm pi}$ 分别为64个粒子和230个网格。

我们观察到离子和电子具有相似的相空间结构，同时还观察到

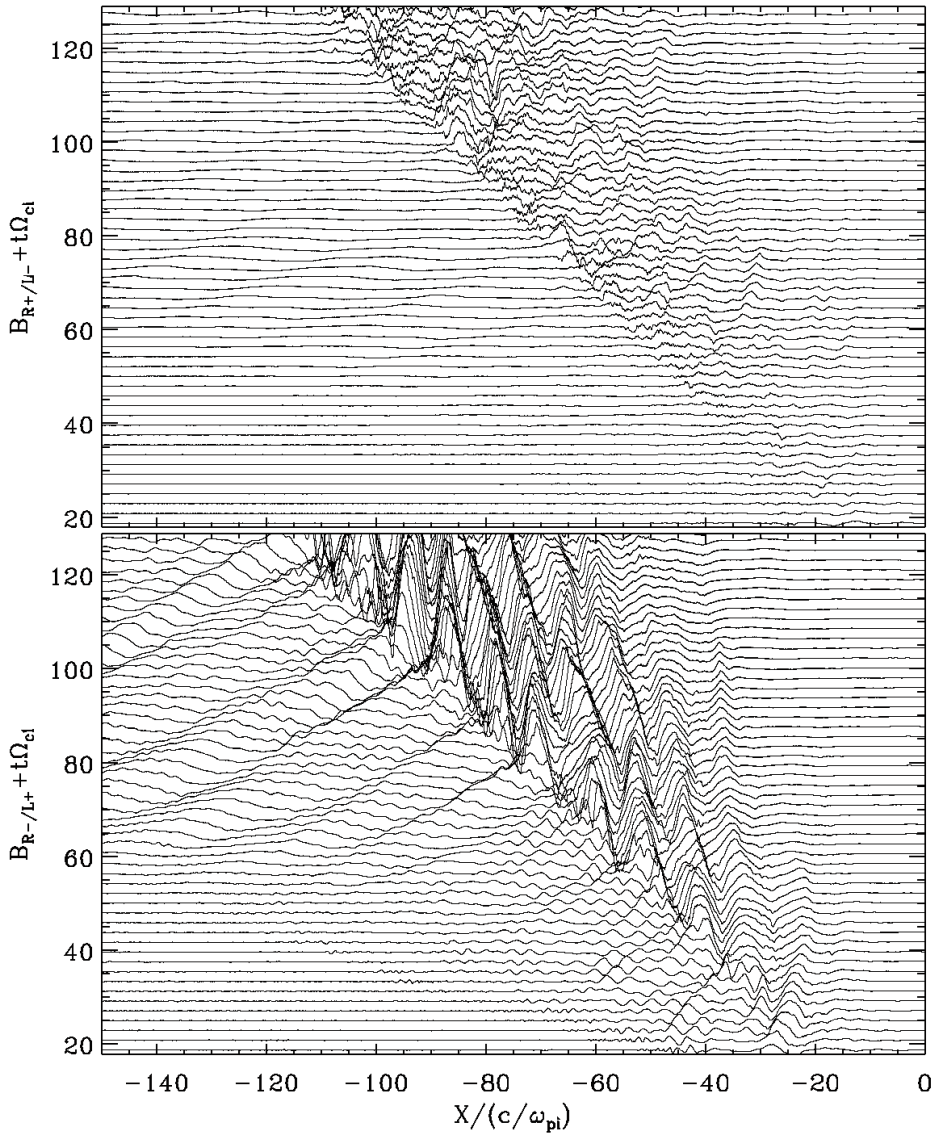

图6. 横向磁场$B_y \pm iB_z$ 在 $y = 0$处获得的傅里叶分解波形堆叠图。

上游产生了阿尔芬波，下游则产生了大振幅压缩波。图 5 中二维激波的压缩波振幅与图1中一维激波的观测结果几乎相同。然而，图 5 中的大振幅波在约 $20c/\omega_{\rm pi}$ 内迅速衰减，而图1中的波则能保持大振幅超过 $50c/\omega_{\rm pi}$。

正如我们所看到的，阿尔芬波的耗散取决于 y中的系统尺寸，并且

预计波能耗散的差异会导致离子和电子的优先加热。图1和图5底部的两个图板分别显示了一维激波和二维激波中的优先加热。显示一维激波的图1展示了 $E_{\rm ion}/E_0 \sim 2.3$ 和 $E_{\rm ele}/E_0 \sim 1.6$，随后在 $X/$（$c/\omega_{\rm ci}$）的下游出现 $E_{\rm ele}/E_{\rm ion} \sim 0.7$，此处波振幅变小；而显示二维激波的图 5展示了 $E_{\rm ion}/E_0 \sim 2.8$和 $E_{\rm ele}/E_0 \sim 1.15$，随后在 $X/$（$c/\omega_{\rm ci}$）的下游出现 $E_{\rm ele}/E_{\rm ion} \sim 0.4$。

图1中的一维激波情形表明，大振幅波区域内的电子动能 $E_{\rm ele}$ 增加，而离子动能 $E_{\rm ion}$ 似乎没有增加。此外，等离子体密度逐渐增加与大振幅波区域相关。另一方面，图5中的二维激波情形下，离子和电子动能都随等离子体密度增加、波振幅减小而增加。

为了解导致离子和电子加热的波特性，图 6展示了波形的时间演化：按照与图 2相同的格式，对原始波 $B_y \pm iB_z$ 进行傅里叶分析，将其分解为右旋和左旋偏振模。上图表示 R^+ 或 L^-，下图则表示 R^- 或 L^+。左侧或右侧区域分别对应上游或下游，激波前沿从（$X/$（$c/\omega_{\rm pi}$） $B_{R/L}+t\Omega_{\rm ci}$） $=$（-30，35）传播至（-120，140），激波传播速度约为 $v_{sh} \sim 0.84V_A \simeq 0.11c$。我们发现，在模拟参考系中，$L^+$ 波在上游占主导地位，根据波节点的斜率，其传播速度约为 $1.67V_A \simeq 0.22c$ 。这接近理论估计值 $0.25c$。二维情形下的这一结果与一维情形几乎相同。

在下游区域，我们可以在上面板中观察到类湍流波，但在 B_{R^-/L^+} 的下面板中可以看到大振幅波，并伴随负向传播，即 R^- 的波占主导。因此，热电子很容易与 R^-的哨声波满足回旋共振，并进一步获得能量。这与 B_y 和 B_z 的横向波衰减以及图1中所见的电子增能特性一致。

为阐明一维和二维激波之间的相似之处与差异，我们在图7中展示了二维激波的傅里叶谱。上方三个图板展示了二维波数空间（k_x， k_y）中的波谱。右侧色标以对数刻度显示波功率。我们选取了激波后方的空间区域

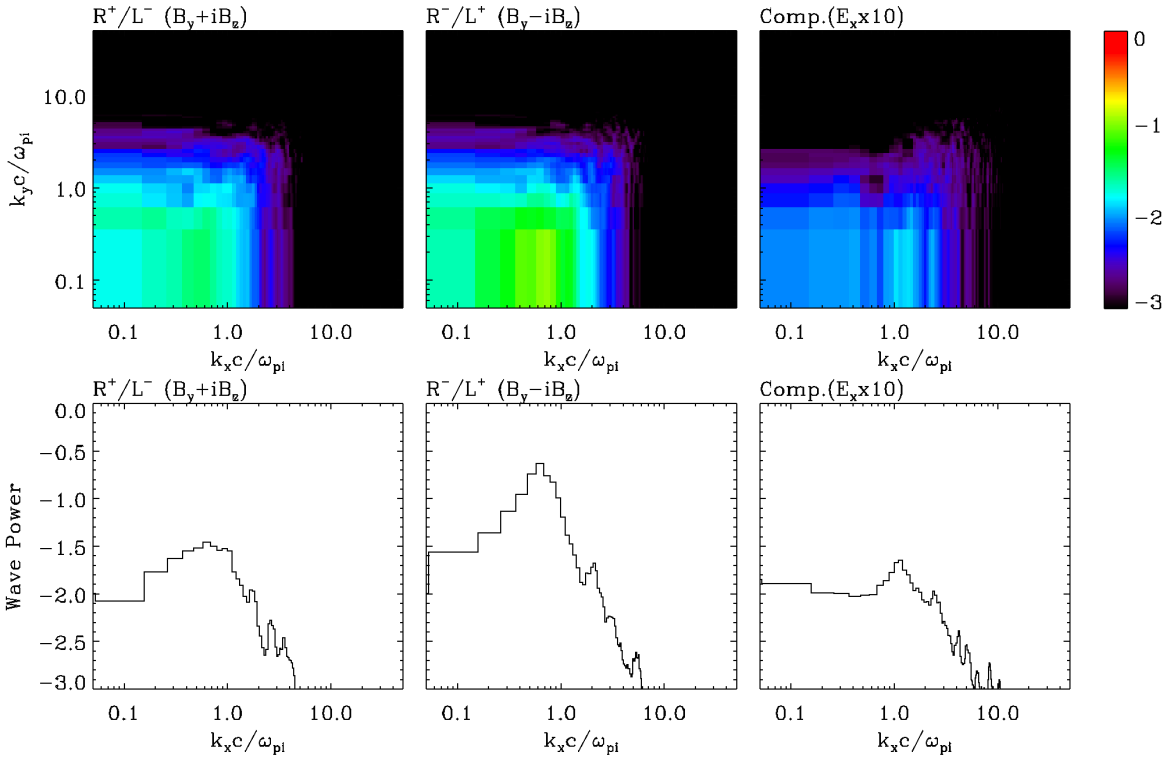

图 7. 与图 5 同一时刻的傅里叶波功率谱。（上）(k_x, k_y)空间中的二维谱。（下）沿 $k_y = 0$的一维切片。波数和波功率均以对数刻度显示。

前沿从 $X/(c/\omega_{\rm pi}) = -110$ 到 -50，与一维激波的波谱所选区域相同，并应用了汉宁窗。下方三个图板是在$k_y = 0$处的一维切片。格式与图 4 相同。请注意，在一维和二维图中，$E_x(k)^2$ 的波功率均乘以了 10。根据一维和二维傅里叶谱以及图 2 和图 6，我们确认占主导地位的阿尔芬波是波数为 $k_x c/\omega_{\rm pi} \sim 0.7$ 的 R^- 模。在一维和二维情形的右侧图板中，我们发现激发了长波长压缩模。压缩模的波数难以确定，但可以说其波数约为 $kc/\omega_{\rm pi} = 0.2 \sim 0.4$。这些特征与以下解释一致：调制不稳定性导致下游区域中的阿尔芬波衰减。

我们沿着 x–结构观察到几乎相似的性质，但正如预期，对于二维激波，我们发现波功率沿 y 方向延伸。因此，分析二维磁场结构非常重要。图8展示了

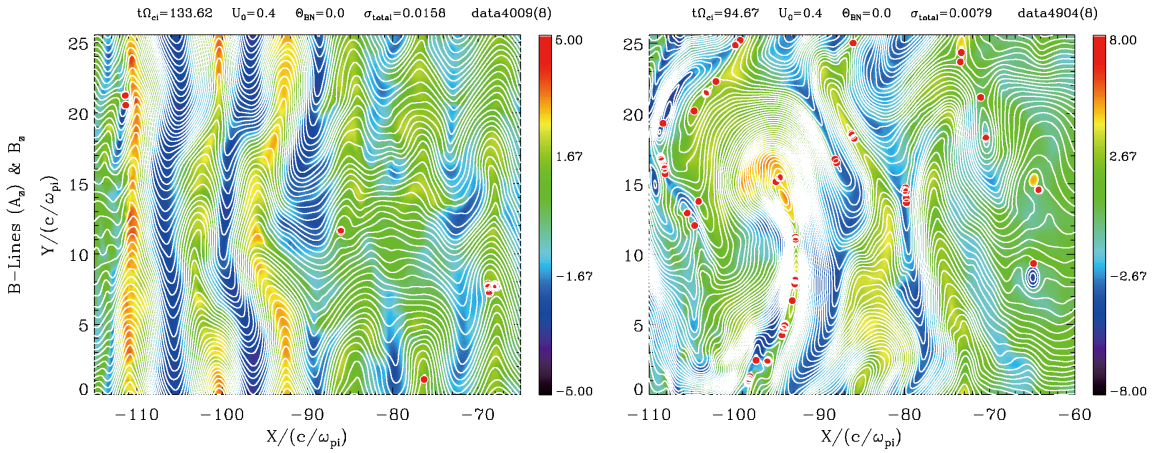

图 8. 激波前沿后方磁场结构的快照。白线表示 x–y 平面上的磁力线，彩色等值线表示 B_z/B_0 的振幅。左、右图板分别对应 $\sigma = 0.0158$ 和 $\sigma = 0.0079$ 的情况。

激波前沿后方区域中的磁力线，以矢量势 $A_z(x,\ y)$的等值线（白线）表示，并以颜色表示 B_z/B_0 的大小。左图和右图分别对应 $\sigma = 0.0158$ 为 $M_A \sim 3.06$ 以及0．0079、$M_A \sim 4.19$的情况。左图与图 5 中的模拟结果相同。红点表示矢量势 $A_z(x,\ y)$的局部鞍点，可能对应于磁重联的 X 点。

通过比较左图中 $\sigma = 0.0158$ 和右图中 $\sigma = 0.0079$ 的两种情况，我们发现，对于 $\sigma = 0.0079$，较低磁化参数下形成了许多电流片，并且变得更加湍流。还可以看到大量带有局部鞍点的 X 点。另一方面，对于左图中 $\sigma = 0.0158$ 的情况，鞍点（即磁场构型的 X 点）只能在（$X/(c/\omega_{\rm pi})$ $Y/(c/\omega_{\rm pi} = (-112,\ 21)$、$(-85,\ 11)$和$(-70,\ 8)$附近看到，但我们观察到 X 点的位置会随时间变化，并且 X 点区域会在广阔的下游区域中零星出现（此处未显示）。因此，稀疏或密集的磁力线可能表明，带有法向磁场[41–45] 的撕裂模可能会发生并

正在广阔的下游区域耗散磁场能量。

我们使用 $J \cdot E'$考察 X 点区域附近的欧姆耗散，其中 $E' = \vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}/c$和 $\vec{v}_e$分别表示电子参考系中的电场和电子速度。通过电子冻结条件[46–48]的破坏，这一量常被用作识别活跃磁扩散区的诊断指标。图9展示了图8中所示 $\sigma = 0.0079$情形下两个 X 型区域的放大图。上、下图板分别显示磁场结构以及根据 $J_z \cdot E'_z$估算的欧姆耗散。左、右两列分别对应位于 $(X,\ Y)/(c/\omega_{\rm pi}) \approx (-93,\ 11)$ 和 $(-102,\ 22。5)$ 的重联点。下方图板中的黑色箭头表示 x-y 平面内的电子流速度矢量，彩色等值线表示 $J_z \cdot E'_z$的数值，并以 en_0cB_0 归一化，其中 n_0 和 B_0 分别为上游等离子体密度和上游磁场。

我们的 X型区域可能对应于磁重联，但不一定是标准的孤立重联点，其流入和流出结构会受到激波下游发生的其他等离子体过程的影响。然而，如两个图板所示，在 X型区域内及其周围会出现具有正 $J_z \cdot E'_z$ 值的强欧姆耗散。X 点周围的流动模式也与导引场磁重联的流动模式相似[49]。尽管对 X型磁场结构周围等离子体流和 $J_z \cdot E'_z$ 特征的分析仅能为磁重联提供间接证据，且还可以利用基于速度分布函数的其他诊断方法（如非旋转对称/非陀螺分布[50,51] ）来识别扩散区，但我们的分析表明，磁重联是激波下游重要能量转换过程之一。

此外，底部面板展示了以静止质量能量归一化的离子温度彩色等值线。由于离子分布函数呈现非旋转对称和各向异性特征，离子温度 T_{ion} 通过温度张量三个对角分量的平均值来计算，即 $T_{ion} = (T_{xx} + T_{yy} + T_{zz})/3$。我们发现，热离子产生于两个磁重联区域附近，它们位于 $(X,\ Y)/(c/\omega_{\rm pi}) \sim (-93,\ 11)$ 和 $(-102,\ 22。5)$。随后，这些受热离子被喷射至相应的 O 型区域。等离子体片内的离子温度高于等离子体片外。由 $(X,\ Y)/(c/\omega_{\rm pi}) \sim (-93,\ 11)$ 延伸至 $(-95,\ 14)$ 的热等离子体喷流略微偏向 O 型区域的左侧。重联喷流延伸

从 $(X,\ Y)/(c/\omega_{\mathrm{pi}})\ \sim(-102,\ 22。5)$ 延伸至 $(-100,\ 23)$，在到达相应 O 型区域中心之前便已终止。由于磁重联区域附近存在高度复杂的过程，离子加热模式不一定与标准孤立磁重联所预期的相同。尽管如此，这些结果进一步表明，激波下游的磁重联有助于离子加热。

我们注意到，一些呈现X型磁场构型的区域未必会在 $J_z \cdot E'_z$ 中表现出正能量耗散并产生高温等离子体。例如，图9右图中位于$(X,Y)/(c/\omega_{\mathrm{pi}})\ \sim(-100,25)$附近的X型区域，并未表现出正 $J_z \cdot E'_z$ 和高温等离子体产生。这表明，具有X型磁场几何结构的重联区域会受到湍流、波活动和局部等离子体条件之间复杂相互作用的强烈影响。磁岛合并也是导致下游区域[52]湍流的重要过程之一。因此，我们认为重联确实存在，并在下游动力学中发挥着重要作用，但它并不能解释一维模拟和二维模拟之间观测到的所有差异。

上游产生的阿尔芬波在穿过激波前沿时受到压缩，压缩后的磁场形成具有湍流磁场结构的电流片。多位作者已讨论过此类电流片的形成[17,20–22]。特别是，Bessho等人[20–22] 证明，离子和电子尺度上的磁重联有助于准平行激波中的等离子体加热和粒子加速。他们关注动理学重联行为，讨论了与重联喷流相关的详细加热和加速过程。研究还指出，在发生大量重联事件的多电流片系统中，粒子加速效率可能会提高[52]。

如果只关注磁重联过程中离子与电子之间的能量分配，那么已充分确立的是：在非相对论性重联中，阿尔fv´én速度远小于光速，大部分释放的磁能会转化为离子加热。对于具有充分发展重联喷流的大尺度重联，离子和电子在阿尔fv´én等离子体流出中具有相同的整体速度，因此整体动能主要由离子携带。此外，在磁扩散区中，离子通过非绝热欧姆加热[53]受到优先加热。这种离子优先加热现象已在地球磁尾[54,55] 和模拟研究[53, 56–59]中观测到。

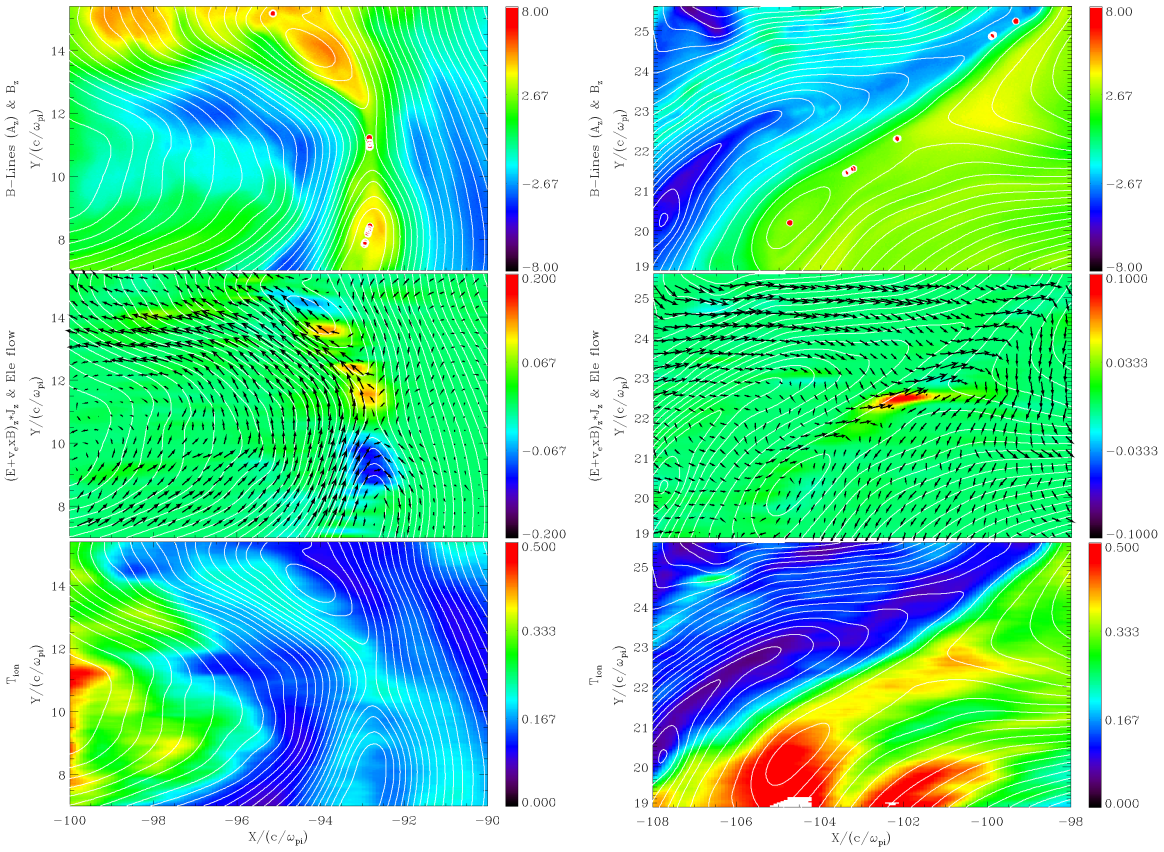

图9. 磁场结构（上）、欧姆耗散（中）和离子温度（下）的快照。上图中，白线表示 x–y平面内的磁力线，彩色等值线表示 B_z/B_0的振幅。中图中，黑色箭头表示 x-y 平面内的电子流动模式，彩色等值线表示$J_z \cdot E'_z$的欧姆耗散。下图中，彩色等值线与磁力线共同表示离子温度。左、右图板分别对应图8中的两个X型区域，位置为$(X,\ Y)/(c/\omega_{\rm pi}) \sim (-93,\ 11)$和$(-102,\ 22.5)$。

相比之下，在相对论性重联中，离子和电子都能在磁扩散区内及其周围得到有效加热，并且通常会产生充分发展的非热粒子群[60–63]。考虑到磁重联的这些已确立特性，下游区域观测到的离子优先加热——其与大振幅阿尔fv´énˊ波结构的衰减有关——可被解释为非相对论性重联所致能量耗散的自然结果。

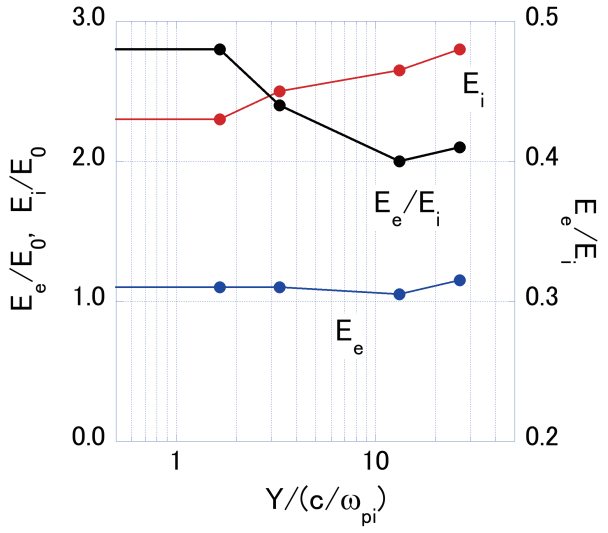

图 10. 在上游流速为 $u_0 = 0.4$ 、磁化参数为 $\sigma = 0.0158$ 时，离子（E_i，红色）和电子（E_e，蓝色）的下游动能，以及电子与离子动能比 E_e/E_i （黑色）随系统尺寸 $Y/$（$c/\omega_{\rm pi}$）的变化。动能 E_i 和 E_e 均以此处的上游动能 E_0 归一化。

通过对上游流速为 $u_0 = 0.4$、阿尔芬马赫数为 $M_A = 3.04$ 的情形进行案例研究，我们发现，在高马赫数激波涉及的各种等离子体加热过程中，二维激波与一维激波的主要差异在于离子加热，这可能由电流片及其磁重联/磁场湮灭所致。因此，二维激波下游离子与电子的“有效”温度比显著高于一维激波。

值得探究能量分配如何受到 y坐标尺寸的影响。图10展示了下游区域中离子和电子动能，以及电子动能与离子动能之比随系统尺寸 $Y/(c/\omega_{\rm pi})$的变化关系。一维结果得到的动能与情形 $Y/(c/\omega_{\rm pi}) = 1.57$几乎相同，相应的水平参考线绘制在 $Y/(c/\omega_{\rm pi}) = 1.57$下方。电子动能对 y 尺寸并无明显依赖，而离子动能则随$Y/(c/\omega_{\rm pi}) > 1.57$逐渐增加。电子动能与离子动能之比 E_e/E_i似乎趋于饱和

在0.4左右。

为了捕捉这样一种磁重联现象：在 X 点附近，磁重联电流片的厚度变得与离子惯性长度相当，系统尺寸必须至少比电流片厚度大一个数量级。上述结果与标准磁重联图景一致。

III. 参数扫描

在上一节讨论的案例中，我们展示了离子与电子之间的能量分配在一维激波和二维激波之间存在显著差异。具体而言，在由一列大振幅 Alfv´en 波形成的电流片中，通过磁能耗散，离子可以在二维激波中获得强烈增能。因此，有必要考察这种离子优先加热是否会在广泛的参数范围内发生。大振幅 Alfv´en 波的产生是一种普遍现象[1–3]，其振幅取决于反射离子的数密度以及磁化参数 σ 或 Alfv´en 马赫数 M_A。通过磁重联进行等离子体加热的相对重要性也可能取决于 σ。在本节中，我们研究能量分配的参数依赖性。

图11展示了离子（ E_i）和电子（ E_e）的下游动能随磁化参数 σ的变化。实线和虚线分别表示二维和一维结果。左右图板分别对应上游流速$u_0 = 0.4$ 和 $u_0 = 0.2$。

对于左图板中的 $u_0 = 0.4$ 情形， $\sigma = 4 \times 10^{-3}$ 对应的阿尔芬马赫数为 $M_A = v_0/V_A \sim 5.9$，其中 $v_0 = u_0/\sqrt{1+u_0^2}$ 且 $V_A = \sqrt{\sigma}/(1+\sigma)$。（在激波静止系中，一维和二维激波分别为$M'_A \sim 7.82$ 和7.06。） $\sigma = 6.4 \times 10^{-2}$ 和 $u_0 = 0.4$ 的情形对应于下游静止系中的 $M_A \sim 1.5$。（在激波静止系中，一维激波为$M'_A \sim 2.00$，二维激波为2.18。）

对于右侧面板中的 $u_0 = 0.2$， $\sigma = 1.25 \times 10^{-3}$ 给出 $M_A \sim 5.5$ （$M'_A \sim 7.01$对于一维激波， $M'_A \sim 6.39$对于二维激波），而 $\sigma = 10^{-2}$给出 $M_A \sim 2.0$ $M'_A \sim 2.75$对于一维激波，以及 $M'_A \sim 2.64$ 对于二维激波）。

我们发现，在很宽的{v1}范围内，离子动能都高于电子动能

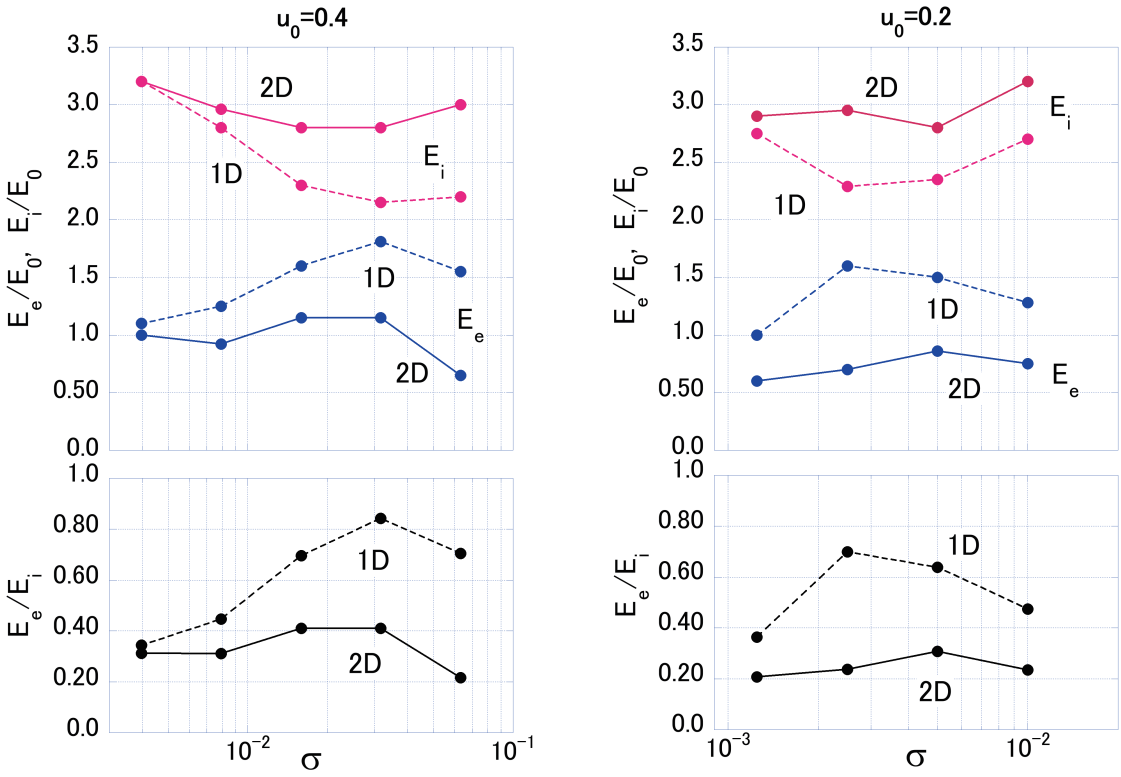

图 11. 离子动能和电子动能对磁化参数 σ的依赖关系。左侧图板显示上游流速为 $u_0 = 0.4$时的 E_i/E_0 和 E_e/E_0 （上图），以及电子动能与离子动能的比值E_e/E_i （下图）；右侧图板显示 $u_0 = 0.2$对应的结果。

对于 $u_0 = 0.2$ 和 0.4，两者皆是如此。然而，对于较小的 σ，比值 E_e/E_i（即电子与离子之间的能量分配）在一维和二维模拟中几乎相同。例如， $u_0 = 0.4$和 $\sigma = 4\times10^{-3}$时为 $E_e/E_i \sim 0.3$，而 $u_0 = 0.2$和 $\sigma = 1.25 \times 10^{-3}$时为 $E_e/E_i \sim 0.2-0.35$。对于较小的 σ，即 $u_0 = 0.4$ 时为 $\sigma < 4 \times 10^{-3}$、$u_0 = 0.2$时为 $\sigma < 10^{-3}$，会产生以环境磁场B_0 归一化后振幅较大的阿尔芬波′，同时也会观测到强湍流磁场。然而，在低-σ 激波中，阿尔芬波′的能量密度相较于宏观流动能量密度并不高，因此，下游区域中由受压阿尔芬波′产生的湍流电流片对离子加热的贡献也不显著。因此，离子与电子之间的能量分配并无差异

小 σ的一维和二维情形。

对于相对较大的 σ 激波，其阿尔fv´én 马赫数未必很高；与马赫数更高的激波相比，湍流水平适中，由压缩的阿尔fv´én 波形成的电流片也未必很强。如图8所示，左图中 $\sigma = 0.016$ 的电流片呈现出反平行磁场结构的偶极状结构，而右图中的电流片则呈现出细长结构。这表明，较大的 σ对应的磁重联活动减弱。众所周知，对于偶极状电流片，即具有有限法向磁场分量的准中性电流片，沿法向磁场磁化的绝热电子可能会抑制撕裂模[41–45]。在我们对含反射离子的超临界马赫数激波进行的参数扫描中，压缩的阿尔fv´én 波形成的电流片在二维系统中仍能提供更多离子加热。

IV. 总结与讨论

在无碰撞激波中，离子和电子的温度不一定相等；在高马赫数激波中，多种等离子体加热机制会作用于离子和电子。然而，支配它们能量分配的物理过程仍不清楚。本文旨在阐明平行激波中的这一问题，重点研究由一列 Alfv´én 波产生的电流片中与磁重联相关的能量耗散。我们认为，磁重联导致的离子加热是控制离子与电子之间能量分配的重要过程之一。

在超临界激波中[1,]，，入射离子可能被反射回上游区域，大振幅 Alfv´én 波由离子束回旋不稳定性[26,27]激发。这些波传播至下游区域，并因等离子体压缩而进一步增强。离子和电子可通过调制不稳定性被增强的 Alfv´én 波加热；电子还可通过电子回旋阻尼吸收相关的高频哨声波（见附录 A）。

然而，在多维系统中，磁重联可能在耗散激波下游增强的磁场方面发挥重要作用。在大振幅阿尔fv´én波压缩过程中，可能会形成大量具有反平行磁场构型的电流片。在磁场能量耗散过程中，

我们提出，磁重联有助于离子等离子体加热。事实上，已知在非相对论性等离子体中，离子在磁扩散区内及其周围会优先受热[53–55, 57]。在充分发展的磁重联中，阿尔fv´énen离子喷流能够携带大部分动能；预计在热化过程中，磁重联会优先加热离子。

我们并未针对任何特定的天体物理天体。从非相对论性激波的理论角度出发，我们采用相对较快的等离子体流，使用 $u_0 = 0.2$ 和 0.4的上游四速度开展了PIC模拟，以降低计算成本。地球弓形激波的等离子体流速通常为数百 km/s，其阿尔fv´én马赫数似乎处于本文所讨论的范围内。然而，对于超新星激波，典型激波速度为数千 km/s，其阿尔fv´én马赫数远高于本文所讨论的数值范围，因此，反射离子束激发阿尔fv´én波所产生的额外加热似乎不那么重要。另一个应用领域可能是与星系中心超大质量黑洞相关的超高速外流（UFOs），已知其速度可达到 0.1c–0.3c[64,65]。在本研究中，我们重点考察了非相对论性激波和温和相对论性激波中离子与电子之间的能量分配。

在本研究中，我们利用细胞内粒子（PIC）模拟，将二维激波中的离子加热和电子加热与一维激波中的情况进行比较，并指出阿尔芬´波耗散和磁重联驱动的离子加热在二维系统中的重要作用。然而，在具有较高阿尔芬´马赫数的弱磁化激波中，大振幅阿尔芬´波的自由能——以及由此形成电流片的磁场——较小，因此磁重联驱动的离子加热效率低下。只有在阿尔芬´马赫数相对较低的激波中，强离子加热才会变得显著。

我们研究了二维平行激波中的等离子体加热。若进行完全三维的激波模拟，我们预计，磁重联驱动的能量耗散会比二维情形更加有效，因为在完全三维磁场中，磁重联结构会更加湍流[66,67]。已有研究表明，与二维系统相比，正负电子对等离子体中的三维导引场磁重联会增强非热粒子产生[68]。尽管本文未讨论热粒子与非热粒子之间的能量分配，但这是另一个重要问题，我们将在未来的工作中进行研究

在未来的工作中。

在我们的模拟研究中，离子—电子质量比设为 100。正如附录 A 所述，在非相对论近似下，离子回旋共振分析的结果与采用真实质量比时基本相同。然而，在参量不稳定性、磁重联和湍流耗散的非线性演化过程中，离子与电子之间的定量能量分配是否取决于质量比，仍是一个尚未解决的问题。此外，我们迄今对能量分配的研究主要聚焦于平行激波，而准垂直激波可能呈现不同的能量分配特征。我们才刚刚开始探索支配无碰撞激波中能量分配的丰富结构。因此，有必要在更广泛的激波参数范围内开展系统研究。

致谢

本研究得到 JSPS 科学研究费补助金（KAKENHI）（项目编号：24K06987）的支持。作者（MH）谨向 S. Totorica、G. T. Paz 和 J. Niemiec 致以谢意，感谢他们进行的宝贵讨论。本研究使用了理化学研究所计算科学研究中心提供的富岳超级计算机计算资源（项目 ID：hp250048）。

数据可用性

支持本研究结论的数据可向通讯作者提出合理请求后获取。

附录 A：离子回旋束不稳定性

图12示意展示了离子束回旋不稳定性中涉及的一种基本波粒相互作用[26–28] 。实线表示低频磁流体波的色散关系，

$$\omega^2 = \left(1 + \frac{\omega}{\Omega_{\rm ci}}\right)(kV_A)^2, \tag{A1}$$

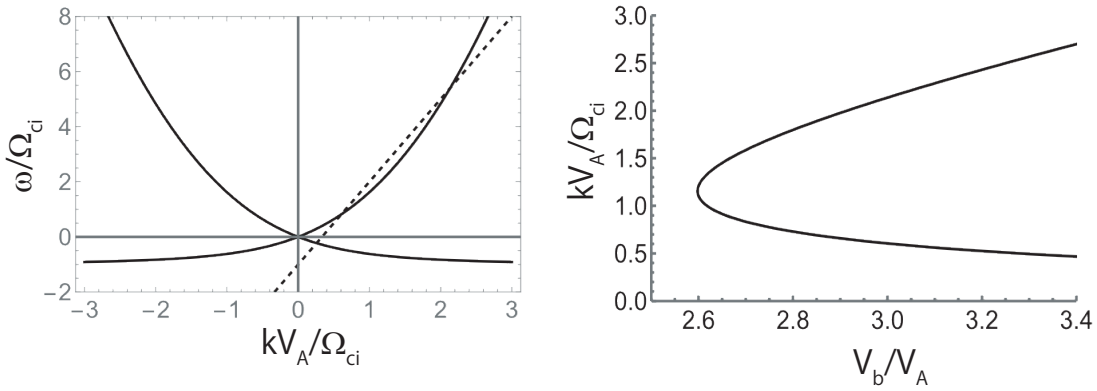

图 12。（左）离子束与磁流体力学波之间的波粒相互作用。图中展示了右旋偏振哨声波和左旋偏振离子回旋/Alfv´en 波在 ω–k 空间中的色散关系。虚线表示离子束分支。（右）共振波数 $kc/\omega_{\rm pi}$ 随束流速度 V_b/V_A 的变化。

其中， ω、 k、 V_A和 $\Omega_{\rm ci}$ 分别表示波频率、波数、阿尔fv´én速度和离子回旋频率[69]。右旋偏振的哨声模对应区域 $\omega > 0$，而左旋偏振的离子回旋模对应区域$\omega < 0$。在低频极限 $\omega \ll \Omega_{\rm ci}$下，右旋和左旋偏振模通常都简称为阿尔fv´én/磁流体波。虚线表示离子束模，

$$\omega = kV_b - \Omega_{\rm ci},$$

束流速度为 V_b。两个分支的交点表明波与束流等离子体之间可能发生动量交换。当束流速度超过约 $2.6\,V_A$ 时，Alfv´en 波分支与离子束分支之间会出现三个共振点。然而，在波和束流等离子体均满足动量守恒的条件下，只有具有 $\omega > 0$ 和 $k > 0$ 的右旋偏振哨声波能够随时间增长，而具有 $\omega < 0$ 和 $k > 0$ 的左旋偏振离子回旋波则保持稳定，无法被激发[26,27]。

基于对离子束回旋不稳定性的这一简单描述，我们现在估算模拟中激波上游区域产生的波数。使用第二节讨论的模拟参数 $V_A/c \sim \Omega_{\rm ci}/\omega_{\rm pi} \sim 0.13$和 $V_b/c \sim 0.37$，我们在上游静止系中得到 $k(c/\omega_{\rm pi}) \sim 0.54$ 。洛伦兹变换到

模拟参考系后，相应的数值变为 $k'(c/\omega_{\rm pi}) \sim 0.60$。这一估算与图 2 和图 6 中观测到的较长波长模一致。低频哨声波/MHD波主要沿反射离子束方向传播，但其群速度低于上游流速。因此，这些波被输运至下游区域，并随着等离子体密度一起压缩。

下面简要讨论在考虑有限离子和电子温度时，离子回旋束不稳定性的其他重要性质。等离子体色散关系为

$$1 - \frac{k^2c^2}{\omega^2} + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2}\zeta_j Z_0(\zeta_j^{\pm}) = 0, \tag{A2}$$

其中，Z 是等离子体色散函数，$\zeta_j = (\omega - kv_{b,\ j})/(kv_{th,\ j})$、$\zeta_j^{\pm} = (\omega - kv_{d,\ j} \pm \Omega_{cj})/(kv_{th,\ j})$以及$v_{d,\ j}$、$v_{th,\ j}$和 $\omega_{pj} = \sqrt{4\pi n_j e^2/m_j}$分别表示各组分的漂移速度、热速度和等离子体频率 j。

在分析激波区域的哨声波产生时，我们假设有两种离子组分和一种电子组分，下标 j 分别表示反射离子、入射离子和热电子对应的 ri、ii和 e 。我们在电子静止参考系中分析不稳定性，且两种离子组分满足无电流条件$n_{ii}v_{d,\ ii} + n_{ri}v_{d,\ ri} = 0$。

图13显示了增长率（橙色）和实频率（蓝色），二者均以离子回旋频率 $\Omega_{\rm ci}$ 归一化。图板 (a)–(c) 对应于离子和电子均采用冷等离子体近似的情况，而图板 (d)–(f) 则包含有限温度效应。束流（入射）离子密度固定为 10%。

图13(a)和(b)分别展示了束流/入射漂移速度为 $v_{d,\ ii}/V_A = 3$和 10 时的结果，它们是波数 $kV_A/\Omega_{\rm ci}$ （以离子惯性长度归一化）的函数。对于较低的束流速度，只有沿束流方向传播的共振模（$k > 0$）被激发；而对于较高的束流速度，共振模和非共振模都会出现，从而在两个方向上产生波。众所周知，当整体流动能量密度 $n_{ii}v_{d,\ ii}^2$ 足够大时，非共振模可以被激发[27]。如图13(c)所示，对于 $kV_A/\Omega_{\rm ci} = 0.5$，非共振模仅在束流/漂移速度满足 $v_{d,\ ii}/V_A > 6$ 时变得不稳定。

当束流速度较高时，只有长波长模会被激发。如图 12 所示，高频模的频率随着 $v_{d,\ ii}$ 的增大而升高，最终

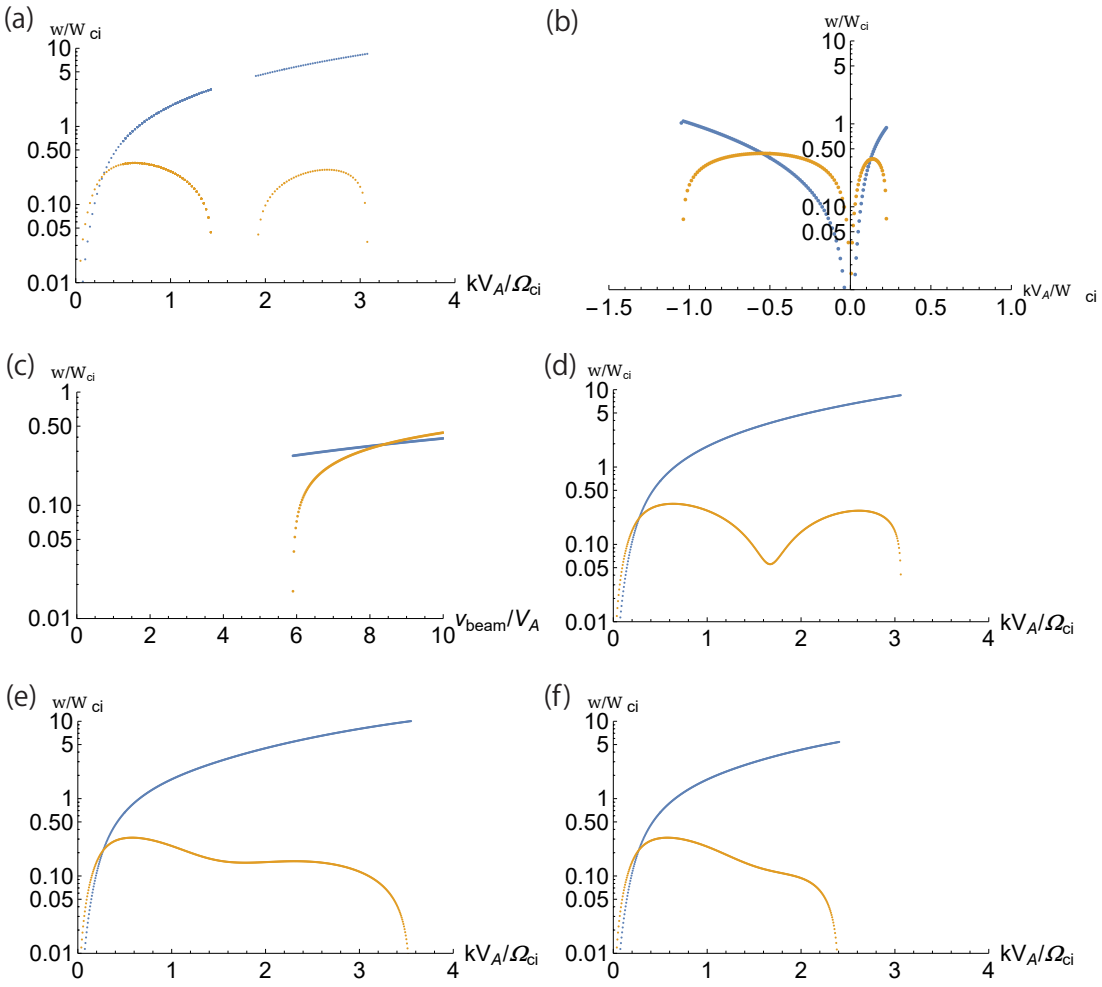

图13. 离子回旋波束不稳定性的增长率（Im(ω)/Ω_{ci}，橙色）和实频率（Re(ω)/Ω_{ci}，蓝色）。图板 (a)–(c) 展示了冷等离子体近似下的结果。图板 (a) 给出了束流速度为 $V_b/V_A = 3$ 时的共振模，而图板 (b) 展示了 $V_b/V_A = 10$ 时的共振模和非共振模。图板 (c) 展示了非共振模对束流速度 V_b的依赖关系。图板 (d)–(f) 纳入了$V_b/V_A = 3$的有限温度效应。反射离子温度固定为 $T_{ri} = m_i V_A^2/2$。图板 (d) 中，入射离子和电子均为冷态。图板 (e) 中，入射离子温度为 $T_{ii} = T_{ri}/10$，电子温度为 $T_e = T_{ri}$。图板 (f) 中，电子温度升高至 $T_e = 3T_{ri}$。

变得远大于离子回旋频率。此外，考虑哨声模的完整色散关系时，对于足够大的$v_{d,\ ii}$，在这一更高频率范围内不存在共振点。

图13(d)–(f)展示了束流/入射漂移速度为$v_{d,\ ii}/V_A = 3$ 、反射离子较热且热速度为$v_{th,\ ri}/V_A = 1$的情形，对应的温度为 $T_{ri} = m_i V_A^2/2$。在图13(d)中，入射离子和电子仍保持冷态，结果与冷反射离子的情形几乎相同，但在$kV_A/\Omega_{\rm ci} \sim 1.5$附近存在有限的增长率。假设入射离子温度为 $T_{ii} = T_{ri}/10$ ，且电子温度与反射离子相同（$T_e = T_{ri}$）时，增长率如图13(e)所示。由于离子束的速度展宽，可以激发频率稍高、满足 $kV_A/\Omega_{\rm ci} < 3.5$的波。在图13(f)中，假设电子温度更高，为 $T_e = 3T_{ri}$；我们发现，随着电子温度升高，波长较短的哨声波会因高能电子的回旋阻尼而受到阻尼。

为理解模拟结果，在上述分析中我们假设了 $m_i/m_e = 100$ 的质量比，但只要采用非相对论近似，其行为与真实质量比的情况基本相同。需要注意的是，考虑相对论效应后，电子的回旋共振条件可表示为

$$\omega = -kv_{th,e} + \Omega_{\rm ce}/\gamma_e,$$

其中$v_{th,\ e}$、$\Omega_{\rm ce}$和 γ_e 分别表示高能电子的特征速度、电子回旋频率和洛伦兹因子。在这种情况下，由于有效截止频率 Ω_{ce}/γ_e降低，高能电子能够更高效地吸收高频哨声波。

附录 B：离子声不稳定性

除了反射离子束产生的哨声波外，激波过渡区附近也可能激发离子声波[38]，，这是因为等离子体由反向流动离子和热电子组成。离子声波通常会因离子朗道阻尼而受到强烈阻尼，除非处于电子温度足够高的环境中。在激波前方，离子由相对较冷的入射离子组成

以及高温反向流动离子，而相应的电子也由温度升高的入射和反向流动群体组成。由于热电子会从激波前沿区域逸出，离子声波的相速度变得大于离子热速度，从而使反向流动离子能够作为自由能来源，激发离子声波。

为考察离子声波产生的可能性，我们简要分析等离子体色散关系，

$$1-\sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{th,j}^2} Z_j'(\zeta_j)=0, \tag{B1}$$

其中，$\zeta_j=(\omega-kv_{d,\ j})/(kv_{th,\ j})$以及 $Z'(\zeta_j)=-2\left[1+\zeta_j Z(\zeta_j)\right]$ 是等离子体色散函数的导数。为简便起见，我们假设只有一个热电子组分，而离子由两个组分构成：具有漂移速度$v_{d,\ ii}$ 的快速、较冷群体，以及具有漂移速度 $v_{d,\ ri}$的较慢、较热群体。下标 j 分别表示 ii、ri和 e ，即入射离子、反射离子和热电子。分析在电子静止参考系中进行，并满足离子电流为零条件 $n_{ii}v_{d,\ ii}+n_{ri}v_{d,\ ri}=0$。

从图1和图5所示的电子相空间图可以看出，电子在激波前方已经受到加热。因此，我们将其近似为单一热电子组分。即使假设存在双组分电子群体，离子声不稳定性的定性行为也不会改变。

图14展示了离子声不稳定性的增长率（橙色）和实频率（蓝色）。增长率和实频率均以离子等离子体频率$\omega_{\rm pi}$归一化。我们将参考温度定义为 $T_0=m_i v_0^2/3$，其中 v_0 为上游入射离子速度。为模拟上游激波条件，我们假设反射离子和入射离子的温度分别为 $T_{ri}=T_0/2$ 和 $T_{ii}=T_{ri}/10=T_0/20$，而热电子温度设为 $T_e=10T_0$。除图14(b)外，反射离子的密度取为10%。波数设为$kv_{d,\ ii}/\omega_{\rm pi}=1$，该值接近此处讨论的参数范围内的最大不稳定波数。

图14(a)展示了增长率（橙色）和实频率（蓝色）随入射离子速度的变化，我们发现最大增长率出现在约 $v_{d,ii}/v_0\sim 1$ 处。图14(b)展示了反射离子密度的影响，其中入射离子漂移速度固定为 $v_{d,ii}=v_0$。随着反射离子密度降低，增长率也随之下降，这反映出可用于激发离子声模的自由能减少。

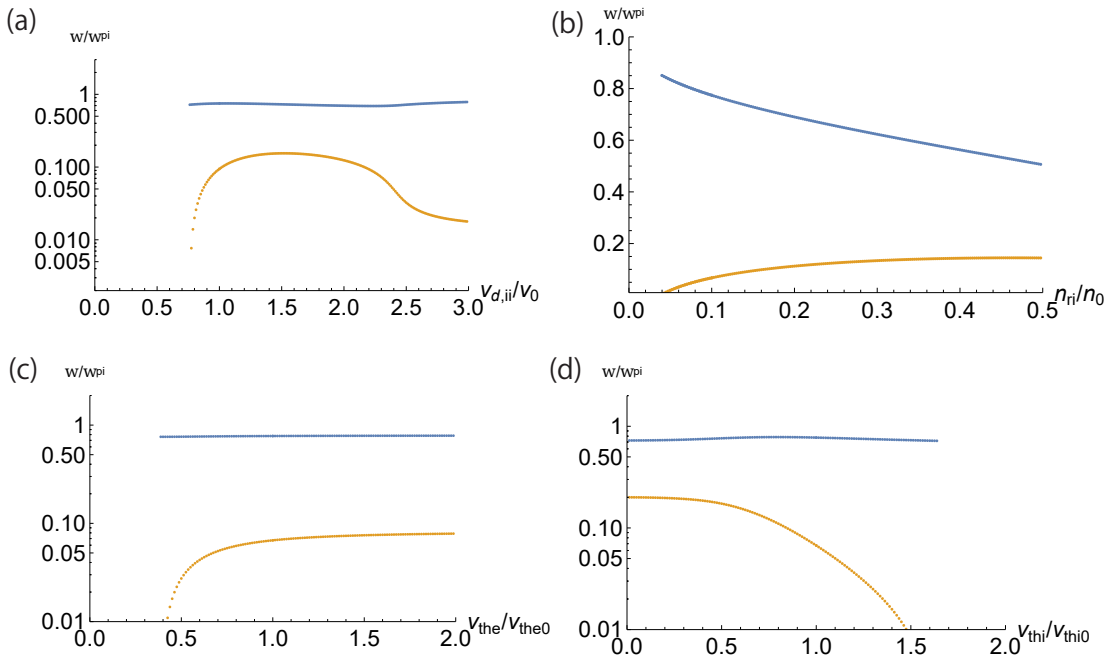

图14. 离子声不稳定性的增长率（Im(ω)/$\omega_{\rm pi}$，橙色）和实频率（Re(ω)/$\omega_{\rm pi}$，蓝色）。（a）图板展示入射离子漂移速度对其的影响，其中归一化速度 v_0 对应于激波上游区域中典型的入射离子速度。（b）图板展示反射离子密度 $n_{\rm ri}$ 相对于总离子密度 $n_0 = n_{\rm ri} + n_{\rm ii}$归一化后的影响。（c）和（d）图板分别展示电子温度（电子热速度 v_{the}）和反射离子温度（反射离子热速度v_{thi}）的影响。

图14(c)和(d)分别展示了电子热速度和反射离子热速度的影响，两者均以 $v_{the0} = \sqrt{2T_e/m_e} = \sqrt{20T_0/m_e}$ and $v_{thi0} = \sqrt{2T_{ri}/m_i} = \sqrt{T_0/m_i}$ 归一化。电子热速度降低时，增长率随之下降，这是因为离子声相速度接近离子热速度时，离子朗道阻尼会增强。出于同样的原因，离子热速度增加时，增长率也会下降。

这些结果展示了由两种离子组分和单一热电子组分构成的等离子体中离子声不稳定性的基本行为。激波正上游的区域对应于 $v_{\rm beam}/v_0 \sim 1$ 和

电子温度和离子温度均相对适中的条件。在该区域，反射离子可能具有足够的自由能来激发这种不稳定性，即使电子温度未必很高。相比之下，在激波前沿后方的区域，电子和离子都受到显著加热，反向流动离子速度也变小。尽管离子漂移作为自由能来源可能已不足以驱动这种不稳定性，但升高的电子温度有利于激发它。总体而言，结果表明离子声波的激发处于临界状态。

参考文献

[1]C. F. Kennel、J. P. Edmiston 和 T. Hada，《地球物理学专著系列》，34，1。doi:10.1029/GM034p0001（1985年）。[2]G. Paschmann、N. Sckopke、I. Papamastorakis、J. R. Asbridge、S. J. Bame 和 J. T. Gosling，《地球物理研究杂志》，86，A6，4355。doi:10.1029/JA086iA06p04355（1981年）。[3]M. M. Leroy、C. C. Goodrich、D. Winske、C. S. Wu 和 K. Papadopoulos，《地球物理研究快报》，8，12，1269。doi:10.1029/GL008i012p01269（1981年）。[4]G. Paschmann、N. Sckopke、J. R. Asbridge、S. J. Bame 和 J. T. Gosling，《地球物理研究杂志》，85，A9，4689。doi:10.1029/JA085iA09p04689（1980年）。[5]S. J. Bame、J. W. Asbridge、W. C. Feldman、J. T.Gosling、G. Paschmann 和 N. Skopke，《地球物理研究杂志》，85，A6，2981。doi:10.1029/JA085iA06p02981（1980年）。[6]D. Burgess、E. M¨obius 和 M. Scholer，《空间科学评论》，173，1-4，5。doi:10.1007/s11214- 012-9901-5（2012年）。[7]P. Ghavamian、S. J. Schwartz、J. Mitchell、A. Masters 和 J. M. Laming，《空间科学评论》，178，2-4，633。doi:10.1007/s11214-013-9999-0（2013年）。[8]A. Bohdan、M. Pohl、J. Niemiec、S. Vafin、Y. Matsumoto、T. Amano 和 M. Hoshino，《天体物理学杂志》，893，1，6。doi:10.3847/1538-4357/ab7cd6（2020年）。[9]A. Bohdan、M. Pohl、J. Niemiec、P. J. Morris、Y. Matsumoto、T. Amano 和 M. Hoshino，《天体物理学杂志》，904，1，12。doi:10.3847/1538-4357/abbc19（2020年）。[10]A. Tran 和 L. Sironi，《天体物理学杂志快报》，900，2，L36。doi:10.3847/2041-8213/abb19c（2020年）。[11]J. C. Raymond、P. Ghavamian、A. Bohdan、D. Ryu、J. Niemiec、L. Sironi、A. Tran、E. Amato、M. Hoshino、M. Pohl、T. Amano 和 F. Fiuza，《天体物理学杂志》，949，2，50。

doi:10.3847/1538-4357/acc528（2023年）。[12]J. Giacalone、D. Burgess、S. J. Schwartz、D. C. Ellison 和 L. Bennett，《地球物理研究杂志》，102，A9，19789。doi:10.1029/97JA01529（1997年）。[13]D.Caprioli 和A.Spitkovsky，《天体物理学杂志》，783，2，91。doi:10.1088/0004-637X/783/2/91（2014年）。[14]F. Otsuka、S. Matsukiyo 和 T. Hada，高能量密度物理学，33，100709。doi:10.1016/j.hedp.2019.100709（2019年）。[15]M. L. Goldstein，《天体物理学杂志》，219，700。doi:10.1086/155829（1978年）。[16]M. Hoshino 和 M. L. Goldstein，流体物理学 B，1，7，1405。doi:10.1063/1.858971（1989年）。[17]H. Karimabadi、V. Roytershteyn、H. X. Vu、Y. A. Omelchenko、J. Scudder、W. Daughton、A. Dimmock、K. Nykyri、M. Wan、D. Sibeck 等，《等离子体物理学》，21，6，062308。doi:10.1063/1.4882875（2014年）。[18]I. Gingell、S. J. Schwartz、J. P. Eastwood、J. L. Burch、R. E. Ergun、S. Fuselier、D. J. Gershman、B. L. Giles、Y. V. Khotyaintsev、B. Lavraud 等，《地球物理研究快报》，46，3，1177。doi:10.1029/2018GL081804（2019年）。[19]I. Gingell、S. J. Schwartz、H. Kucharek、C. J. Farrugia、L. J. Fryer、J. Plank 和 L. J. Trattner，《等离子体物理学》，30，1，012902。doi:10.1063/5.0129084（2023年）。[20]N. Bessho、L. J. Chen、M. Hesse、J. Ng、L. B. Wilson 和 J. E. Stawarz，《天体物理学杂志》，954，1，25。doi:10.3847/1538-4357/ace321（2023年）。[21]N. Bessho、J. Ng、L. J. Chen、M. Hesse、L. B. Wilson III 和 J. E. Stawarz，《天体物理学杂志》，992，1，77。doi:10.3847/1538-4357/ae00c9（2025年）。[22]N. Bessho、L. J. Chen、M. Hesse、J. Ng、L. B. Wilson 和 J. E. Stawarz，《天体物理学杂志》，992，2，183。doi:10.3847/1538-4357/ae0327（2025年）。[23]Y. Matsumoto、T. Amano、T. N. Kato 和 M. Hoshino，《科学》，347，6225，974。doi:10.1126/science.1260168（2015年）。[24]Y. Matsumoto、T. Amano、T. N. Kato 和 M. Hoshino，《物理评论快报》，119，10，105101。doi:10.1103/PhysRevLett.119.105101（2017年）。[25]A. Bohdan、J. Niemiec、M. Pohl、Y. Matsumoto、T. Amano 和 M. Hoshino，《天体物理学杂志》，878，1，5。doi:10.3847/1538-4357/ab1b6d（2019年）。[26]S. P. Gary、J. T. Gosling 和 D. W. Forslund，《地球物理研究杂志》，86，A8，6691。doi:10.1029/JA086iA08p06691（1981年）。

[27]D. Winske, and M. M. Leroy, 《地球物理研究杂志》, 89, A5, 2673. doi:10.1029/JA089iA05p02673 (1984).[28]M. Hoshino, and T. Terasawa, 《地球物理研究杂志》, 90, 57. doi:10.1029/JA090iA01p00057 (1985).[29]B. Lembege, J. Giacalone, M. Scholer, T. Hada, M. Hoshino, V. Krasnosel- skikh, H. Kucharek, P. Savoini, and T. Terasawa, 《空间科学评论》, 110, 3, 161. doi:10.1023/B:SPAC.0000023372.12232.b7 (2004).[30]M. Oka, F. Otsuka, S. Matsukiyo, L. B. Wilson III, M. R. Argall, T. Amano, T. D. Phan, M. Hoshino, O. Le Contel, D. J. Gershman, et al., 《天体物理学杂志》, 886, 1, 53. doi:10.3847/1538-4357/ab4a81 (2019).[31]T. Amano, Y. Matsumoto, A. Bohdan, O. Kobzar, S. Matsukiyo, M. Oka, J. Niemiec, M. Pohl, and M. Hoshino, 《现代等离子体物理学评论》, 6, 1, 29. doi:10.1007/s41614- 022-00093-1 (2022).[32]A. Johlander, Y. V. Khotyaintsev, A. P. Dimmock, D. B. Graham, and A. Lalti, 《地球物理研究快报》, 50, 5, e2022GL100400. doi:10.1029/2022GL100400 (2023).[33]J. F. McKenzie, and K. O. Westphal, 《行星与空间科学》, 17, 5, 1029. doi:10.1016/0032- 0633(69)90107-X (1969).[34]D. Winske, N. Omidi, K. B. Quest, and V. A. Thomas, 《地球物理研究杂志》, 95, A11, 18821. doi:10.1029/JA095iA11p18821 (1990).[35]D. Krauss-Varban, 《空间研究进展》, 15, 8-9, 271. doi:10.1016/0273- 1177(94)00107-C (1995).[36]M. Scholer, H. Kucharek, and V. Jayanti, 《地球物理研究杂志》, 102, A5, 9821. doi:10.1029/97JA00345 (1997).[37]D. Burgess, and M. Scholer, 《空间科学评论》, 178, 2-4, 513. doi:10.1007/s11214-013-9969-6 (2013).[38]K. Akimoto, and D. Winske, 《地球物理研究杂志》, 90, A12, 12095. doi:10.1029/JA090iA12p12095 (1985).[39]S. Matsukiyo, and T. Hada, 《天体物理学杂志》, 692, 2, 1004. doi:10.1088/0004-637X/692/2/1004 (2009).[40]S. Isayama, K. Takahashi, S. Matsukiyo, and T. Sano, 《天体物理学杂志》, 946, 2, 68. doi:10.3847/1538-4357/acbb6d (2023).[41]A. A. Galeev, and L. M. Zeleny˘i, 《苏联实验与理论物理学杂志》,

43, 1113 (1976).[42]F. V. Coroniti, 《地球物理研究杂志》, 85, A12, 6719. doi:10.1029/JA085iA12p06719 (1980).[43]J. Buechner, and L. M. Zelenyi, 《地球物理研究杂志》, 94, A9, 11821. doi:10.1029/JA094iA09p11821 (1989).[44]L. Zelenyi, A. Artemiev, H. Malova, and V. Popov, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 70, 2-4, 325. doi:10.1016/j.jastp.2007.08.019 (2008).[45]Pritchett, P. L., 《地球物理研究杂志（空间物理）》, 115, A10, A10208. doi:10.1029/2010JA015371 (2010).[46]Vasyliunas, V. M., 《地球物理与空间物理评论》, 13, 303. doi:10.1029/RG013i001p00303 (1975).[47]Hesse, M., Schindler, K., Birn, J., and Kuzhetsova, M., 等离子体物理学, 6, 5, 1781. doi:10.1063/1.873436 (1999).[48] Zenitani, S., Hesse, M., Klimas, A., and Kuznetsova, M., 《物理评论快报》, 106, 19, 195003. doi:10.1103/PhysRevLett.106.195003 (2011).[49]Pritchett, P. L. & Coroniti, F. V., 《地球物理研究杂志（空间物理）》, 109, A1, A01220. doi:10.1029/2003JA009999 (2004).[50]Hoshino, M., Mukai, T., Yamamoto, T., and Kokubun, S., 《地球物理研究杂志》, 103, A3, 4509. doi:10.1029/97JA01785 (1998).[51]Scudder, J. D., Holdaway, R. D., Daughton, W. S., Karimabadi, H., Royter- shteyn, V., Russell, C. T., and Lopez, J. Y., 《物理评论快报》, 108, 22, 225005. doi:10.1103/PhysRevLett.108.225005 (2012).[52]M. Hoshino, 《物理评论快报》, 108, 13, 135003. doi:10.1103/PhysRevLett.108.135003 (2012).[53]M. Hoshino, 《天体物理学杂志快报》, 868, L18. doi:10.3847/2041-8213/aaef3a (2018).[54]J. P. Eastwood, T. D. Phan, M. Øieroset, and M. A. Shay, 《地球物理研究杂志（空间物理）》, 115, A8, A08215. doi:10.1029/2009JA014962 (2010).[55]S. Imada, M. Hirai, M. Hoshino, and T. Mukai, 《地球物理研究杂志（空间物理）》, 116, A8, A08217. doi:10.1029/2011JA016576 (2011).[56]J. F. Drake, and M. Swisdak, 《空间科学评论》, 172, 1-4, 227. doi:10.1007/s11214-012-9903-3 (2012).[57]C. C. Haggerty, M. A. Shay, J. F. Drake, T. D. Phan and C. T. McHugh, 《地球物理研究快报》, 42, 22, 9657. doi:10.1002/2015GL065961 (2015).

[58]M. A. Shay, C. C. Haggerty, W. H. Matthaeus, T. N. Parashar, M. Wan, and P. Wu, 等离子体物理学, 25, 1, 012304. doi:10.1063/1.4993423 (2018年).[59]Y.-H. Liu, M. Hesse, K. Genestreti, R. Nakamura, J. L. Burch, P. A. Cassak, N. Bessho, J. P. Eastwood, T. Phan, M. Swisdak, et al., 《空间科学评论》, 221, 1, 16. doi:10.1007/s11214-025-01142-0 (2025年).[60]M. Hoshino, 等离子体物理学, 29, 042902. doi:10.1063/5.0086316 (2022年).[61]M. Hoshino, 《天体物理学杂志》, 946, 77. doi:10.3847/1538-4357/acbfb5 (2023年).[62]F. Guo, Y.-H. Liu, S. Zenitani, and M. Hoshino, 《空间科学评论》, 220, 4, 43. doi:10.1007/s11214-024-01073-2 (2024年).[63]S. Totorica, M. Machida, A. Bhattacharjee, and M. Hoshino, 第45届国际空间研究委员会科学大会, 45, 1088. (2024年).[64]M. L. Parker, C. Pinto, A. C. Fabian, A. Lohfink, D. J. K. Buisson, W. N. Alston, E. Kara, E. M. Cackett, C.-Y. Chiang, T. Dauser, et al., 《自然》（伦敦版）, 543, 7643, 83. doi:10.1038/nature21385 (2017年).[65]L. Gu, K. Fukumura, J. Kaastra, M. Eckart, R. Ballhausen, E. Behar, C. Diez, M. Guainazzi, T. Kallman, E. Kara, et al., 《天文学与天体物理学》, 704, A146. doi:10.1051/0004-6361/202557189 (2025年).[66]W. Daughton, V. Roytershteyn, H. Karimabadi, L. Yin, B. J. Albright, B. Bergen, and K. J. Bowers, 《自然·物理》, 7, 7, 539. doi:10.1038/nphys1965 (2011年).[67]Karimabadi, H., Roytershteyn, V., Daughton, W., and Y.-H. Liu, 《空间科学评论》, 178, 2-4, 307. doi:10.1007/s11214-013-0021-7 (2013年).[68]M. Hoshino, 等离子体物理学, 31, 5, 052901. doi:10.1063/5.0201845 (2024年).[69]T. H. Stix, 等离子体中的波, 美国物理联合会, ISBN:978-0-88318-859-0 (1992年).