Draft version January 30, 2026年使用 LaTeX 双栏 样式，采用 AASTeX631 排版

arXiv:2601.21520v1 [astro-ph.SR] 29 Jan 2026

三维磁零点处通过振荡重联实现的波生成

Luiz A. C. A. Schiavo ,[1] Gert J. J. Botha ,[1] and James A. McLaughlin [1]

[1] *Northumbria University, Newcastle upon Tyne, NE1 8ST, UK*

摘要

本文开展三维（3D）非线性磁流体动力学（MHD）数值模拟，以研究磁零点附近产生波的时变重联。一个非周期性扰动（位于 xz平面内）在三维磁零点处触发振荡重联（振荡再连接），从而产生周期恒定为 P的自持振荡。我们使用三种不同的波代理量（可压缩平行、可压缩横向和不可压缩平行），并结合谱正交分解，对系统响应进行解耦并分析由此产生的磁流体力学波行为。我们发现，振荡再连接产生周期为 P 的慢磁声波，该波沿三维磁零点的脊线和扇面向各个方向向外传播。我们还发现产生了周期为 P的传播Alfv´en波，且仅沿扇面内的 y轴传播，即垂直于脊线运动的方向。这些发现为三维磁零点产生的波及其对日冕地震学的意义提供了新的认识。

关键词： 阿尔芬波（23）–太阳磁重联（1504）–太阳物理学（1476）–太阳日冕瞬变（312）–太阳日冕加热（1989）–磁流体力学（1964）

1. 引言

磁重联是一种关键机制，能够将磁能转化为热能、动能等其他形式，同时驱动粒子加速并改变磁拓扑（Pontin 与 Priest，2022；Browning 等，2024）。这一过程是许多太阳现象的基础，包括日冕物质抛射（Webb 与 Howard，2012）以及太阳耀斑相关的能量释放（Benz，2017）。在较小尺度上，对色球层海葵喷流的观测表明，太阳大气低层的局部重联事件在加热色球层和日冕方面发挥作用（Shibata 等，2007）。从光球层到上日冕，磁零点无处不在（R´egnier 等，2008），并构成磁重联发生的天然场所。

在各种重联机制中，振荡再连接（OR）是一种特殊的时间依赖性重联形式，其特点是磁连接性周期性变化。该现象最早由Craig& McClymont(1991) 报道，他们分析了二维（2D）X 点磁场构型的弛豫过程。振荡再连接的特征是周期性行为，这种行为自然源于系统内部的弛豫动力学，而非任何外部周期性驱动。这种自持振荡——使振荡再连接即使在初始扰动为非周期性的情况下，也能产生准周期性输出（McLaugh-linet al. 2009，2012）。

振荡再连接（OR）与波动过程之间的联系，在磁零点附近的区域尤其引人关注，因为那里可能发生磁流体动力学（MHD）模态转换。这种相互作用发生在阿尔fv´én速度与声速相近时，而零点附近往往满足这一条件。二维数值实验表明，快波波前如何绕过零点传播，从而导致能量聚焦和复杂的磁场行为（McLaughlin & Hood2006；Nakariakovet al. 2006；McLaughlinet al. 2011）。

零点附近快波能量的累积会增强波振幅，常导致波陡化、激波和电流密度增强（Nakari- akov 等人 2006）。Tarr 等人(2017) 的定量研究揭示了这类相互作用过程中的能量分配：约 70% 的入射波能量转化为慢磁声波，7% 转化为快磁声波，其余 23% 则滞留在零点处，最终耗散。近年来，数值模拟和观测方面的进展进一步证实了这些发现。Mondal 等人(2024) 模拟了外部扰动与二维日冕零点的相互作用，观测到电流片形成及随后的等离子体团动力学，并由此产生快磁声

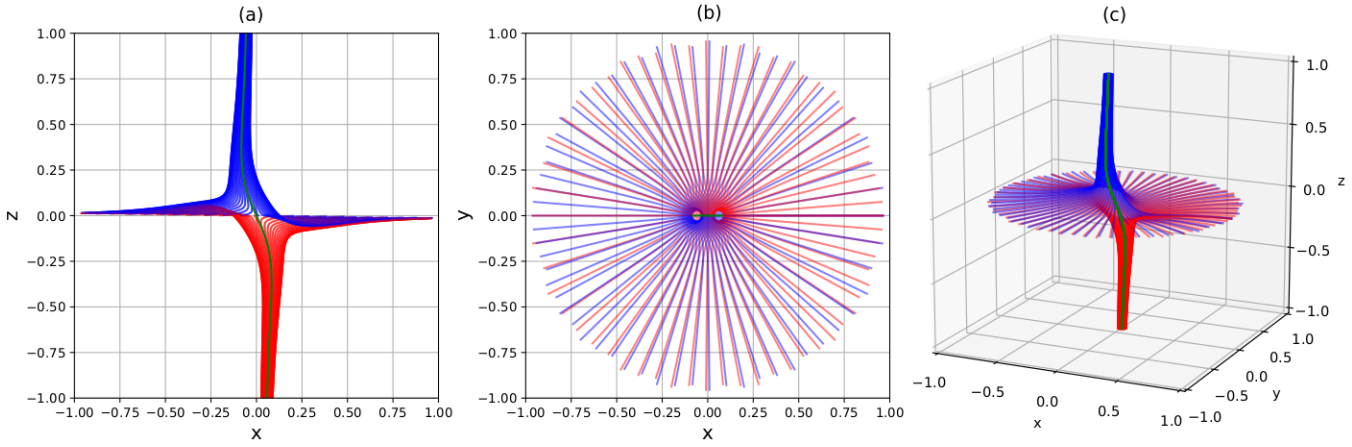

图1。 初始条件下描绘的磁力线，各面板展示了初始条件的不同视图：(a) xz–视图，(b) xy–视图，(c) 三维视图。绿色线表示零点脊线，蓝线和红线分别表示从上边界和下边界描绘的扇面。

波，而Kumar 等人(2024) 首次提供了观测证据，表明在伪流线结构中，三维磁零点处发生了快模向慢模转换，填补了理论预测与太阳观测之间的空白。

转向三维（3D）会引入额外的复杂性。在三维系统中，磁重联可以在包含或不包含零点的电流层中发展，磁力线通过连续滑移演化，而不是成对地发生离散重联（Priest等人 2003）。在三维零点处，重联可能以不同模态发生，例如脊线-扇面重联、扭转脊线重联或扭转扇面重联（Priest和Pontin 2009）。

尽管取得了这些进展，但我们对时间依赖的三维磁重联的理解仍存在重大空白。以往的三维研究主要集中于解析框架（Priest和Pontin 2009）、稳态模型（Wyper和Jain 2010、2011）或撕裂模数值模拟（Wyper和Pontin 2014；Huang和Bhattacharjee 2016）。Thurgood等人首次报道了三维中的振荡再连接数值模拟，他们使用垂直于脊线的驱动扰动三维零点，从而触发了振荡响应。Schiavo等人（2025）将这些分析扩展到更长的演化时间，证明振荡周期保持不变，且与驱动振幅无关。随后，Sabri等人（2021、2022）在类似设置中使用了阿尔芬驱动。在这些研究的基础上，本文考察了整个OR周期中产生的波动模式。

本文的组织结构如下：§2 介绍数值方法；§3 给出结果，分为对振荡再连接特征的分析和磁力线运动（§3.1）、§3.2中沿脊线的波研究，以及§3.3中扇面研究；结论见§4。

2. 方法与诊断

2.1. 磁流体力学模拟

使用 Lare3D 数值代码求解三维电阻磁流体力学方程（Arber等人 2001）。该代码采用拉格朗日预测-校正步，随后进行欧拉重映射，从而确保质量、动量和能量守恒。本研究模拟了局域球形磁声脉冲扰动下三维磁零点的响应，该脉冲触发了振荡再连接。

控制方程以无量纲拉格朗日形式写出，表示为

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla\cdot\mathbf{v}, \tag{1}$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{1}{\rho}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{1}{\rho}\mathbf{F}_{\rm visc}, \tag{2}$$

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{p}{\rho}\nabla\cdot\mathbf{v} + \frac{\eta}{\rho}|\mathbf{j}|^2 + \frac{1}{\rho}Q_{\rm visc}, \tag{3}$$

$$\frac{D\mathbf{B}}{Dt} = (\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{v} - \mathbf{B}(\nabla\cdot\mathbf{v}) - \nabla\times(\eta\nabla\times\mathbf{B}), \tag{4}$$

$$p = \rho e(\gamma-1), \tag{5}$$

其中 D/Dt 表示物质导数， ρ表示质量密度，$\mathbf{v}$ 表示速度场，$\mathbf{B}$ 表示磁场。电流密度表示为 $\mathbf{j} = \nabla\times\mathbf{B}$， p 表示热压， e表示比内能，η 表示磁扩散率， $\gamma = 5/3$ 表示绝热指数。黏性力 $\mathbf{F}_{\rm visc}$ 及其相关的加热项 $Q_{\rm visc}$ 用于提供数值稳定化，并表示人工黏性耗散（Caramana 等（1998））。

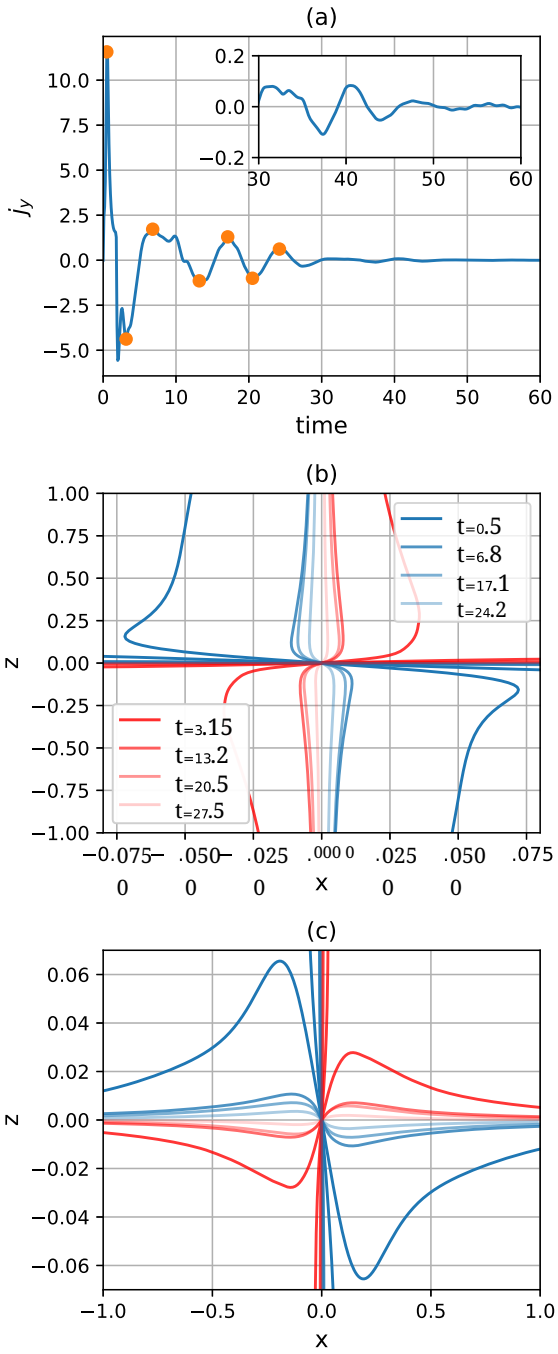

图2. （a）零点处的电流密度振荡，$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$显示了振荡重联的特征，其中蓝色曲线表示模拟的 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$，橙色圆点表示（b）–（c）面板以及图6、9 和11中展示的模拟时间。（b）重联周期中的脊线演化，蓝色和红色曲线对应于面板（a）中的 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 橙色圆点所示的时刻。（c）$y = 0$处的扇面演化，采用与面板（b）相同的配色方案表示振荡相位。（b）–（c）面板中的磁力线均从零点追踪绘制。

该系统通过长度 L_0、磁场强度 B_0和质量密度 ρ_0 等特征尺度进行无量纲化，其中 μ_0 表示自由空间的磁导率。这些尺度定义了派生单位 $v_0 = B_0/\sqrt{\mu_0\rho_0}$、$t_0 = L_0/v_0$、$j_0 = B_0/(\mu_0 L_0)$、$p_0 = B_0^2/\mu_0$和 $e_0 = v_0^2$。关于边界条件和该数值模拟设置的详细说明见Schiavo等人（2025）。

2.2. 初始磁场构型

计算域包含一个位于笛卡尔坐标系原点处的三维磁零点。平衡磁场对应于线性、势场、真零点构型（Parnell 等人（1996））。在此几何结构中，扇面与 $z = 0$平面重合，而脊线轴大致沿 z方向排列。该构型在形式上与Thurgood等人(2017）和Schiavo等人(2025）所用的构型相同；本文重点研究与之相关并由其产生的波动力学。

初始磁场分解为背景平衡场和扰动磁场，

$$\mathbf{B} = \overline{\mathbf{B}} + \mathbf{B}', \tag{6}$$

with

$$\overline{\mathbf{B}} = (x,\ y,\ -2z), \qquad \mathbf{B}' = \nabla \times \mathbf{A}', \tag{7}$$

and

$$\mathbf{A}' = \psi\ \exp\left[-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2\sigma^2}\right]\hat{\mathbf{y}}. \tag{8}$$

此处，上划线表示平衡量，撇号表示扰动。该分解是精确的，且扰动是非线性的。平衡等离子体参数均匀，其中 $\rho = 1$、$\mathbf{v} = 0$ 和$p = 0.005$，对应于距零点单位距离处等离子体β值为 $\beta = 0.01$。电阻率为常数，设为 $\eta = 10^{-3}$。

扰动振幅和空间范围分别由常数 ψ 和 σ控制。除非另有说明，均采用 $\sigma = 0.21$ 和 $\psi = 0.05$，遵循Thurgood等人(2017)的做法。扰动与Thurgood等人(2017)和Schiavo等人(2025)所用的相同，并经过选择，使脊线相对于扇面在 xz–平面内略微弯曲，旨在触发振荡脊-扇重联。数值模拟总共演化 $60\,t_0$。图1 展示了根据方程（6）–（8）得到的磁拓扑；扰动使脊磁力线明显弯曲，不再与 z轴完全对齐。

2.3. 三维中的*MHD*波代理

在均匀等离子体中，Alfv´én波不可压缩，且与涡量平行，而磁声波

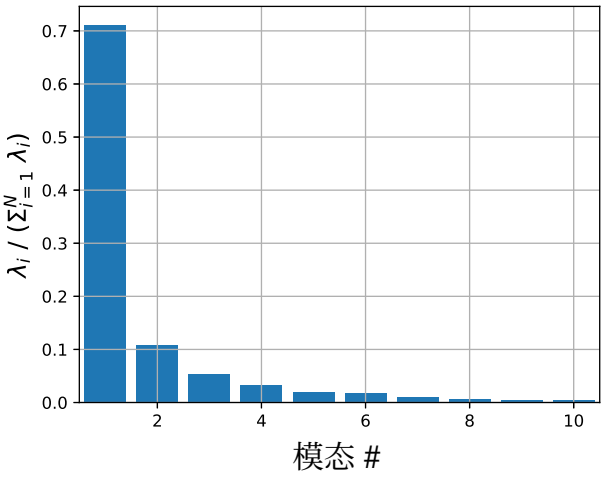

图3. SPOD能谱，其中模态能量 λ_i已按总扰动能量 $\sum_i^N \lambda_i$归一化。

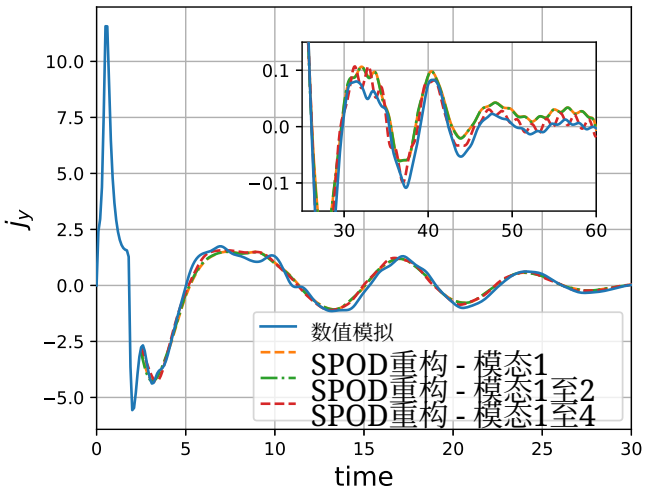

图4. 零点处测得的电流密度：数值模拟与 SPOD 的比较。

（快波和慢波）是可压缩波，通常具有平行于涡量的位移分量，但其传播方向并不与涡量平行（Goossens等（2019））。在非均匀等离子体中，磁流体动力学波相互耦合，可能呈现混合特性。在低β 等离子体中，例如太阳日冕，慢磁声波表现为沿磁场方向排列的纵向声波状扰动。相比之下，快波在垂直于磁场的方向上传播得最快。

这些波特性通过三个关键标识量进行量化。遵循Raboonik（2021）的形式体系，我们定义三个磁流体力学波代理：

$$\xi_A = (\nabla \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{e}_{\parallel}, \tag{9}$$

$$\xi_{\parallel} = \nabla \cdot (v_{\parallel} \mathbf{e}_{\parallel}), \tag{10}$$

$$\xi_{\perp} = \nabla \cdot \mathbf{v} - \xi_{\parallel} = \nabla \cdot (\mathbf{v} - v_{\parallel} \mathbf{e}_{\parallel}). \tag{11}$$

此处，$\mathbf{e}_{\parallel} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ 是平行于磁场的单位向量$\mathbf{B}$。变量 $v_{\parallel} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_{\parallel}$ 表示场向速度分量。这些量作为三种不同波分量的代理，并曾用于波识别（Raboonik 2021；Enerhaug等人2024，2025）。这些波代理具有物理意义，因为它们表示：不可压缩平行分量（ξ_A，式9），可压缩平行分量（$\xi_{\parallel}$，式10），以及可压缩横向分量（$\xi_{\perp}$，式11）。这些标识量并非三种基本磁流体力学波模态的精确表示，但它们概括了区分波行为的本质特征，因而可用于模态识别。

2.4. 谱正交分解（*SPOD*）

正交分解（POD）是一种强大的降维技术，能够从高维系统中提取相干结构。该方法最初由Lumley（1967）用于分析湍流流动，并在太阳物理学应用中取得了显著成功。它已被用于分析大尺度磁结构（太阳黑子和太阳孔），并首次在光球观测中识别出多个高阶特征模态（Albidah 等人 2021，2022；Jafarzadeh 等人 2025）。此处采用的 SPOD 来自Sieber 等人（2016），它是 POD 的一种发展；与 POD 相比，它提供了一种在统计上更为稳健的方法，用以在特定频带内分离相干结构。

SPOD 对分析具有非均匀结构的复杂非平稳系统尤其有价值。该方法的核心原理是将波动场的时间序列（通常表示为离散快照）分解为一系列层次化的正交空间模态。这些模态按照其对应的特征值排序，特征值定量表示各模态对系统总方差（或能量含量）的贡献。分解后，每个模态包含两个关键部分：揭示相干模式的空间结构（空间模态），以及描述模态演化的时间系数。

至关重要的是，特征值谱能立即提供物理洞见：特征值较大的模态对系统整体动力学的贡献更显著。通过仅保留能量上最重要的模态，同时捕捉流动或场演化的主要特征，这种排序有助于构建高效的低维表示。该

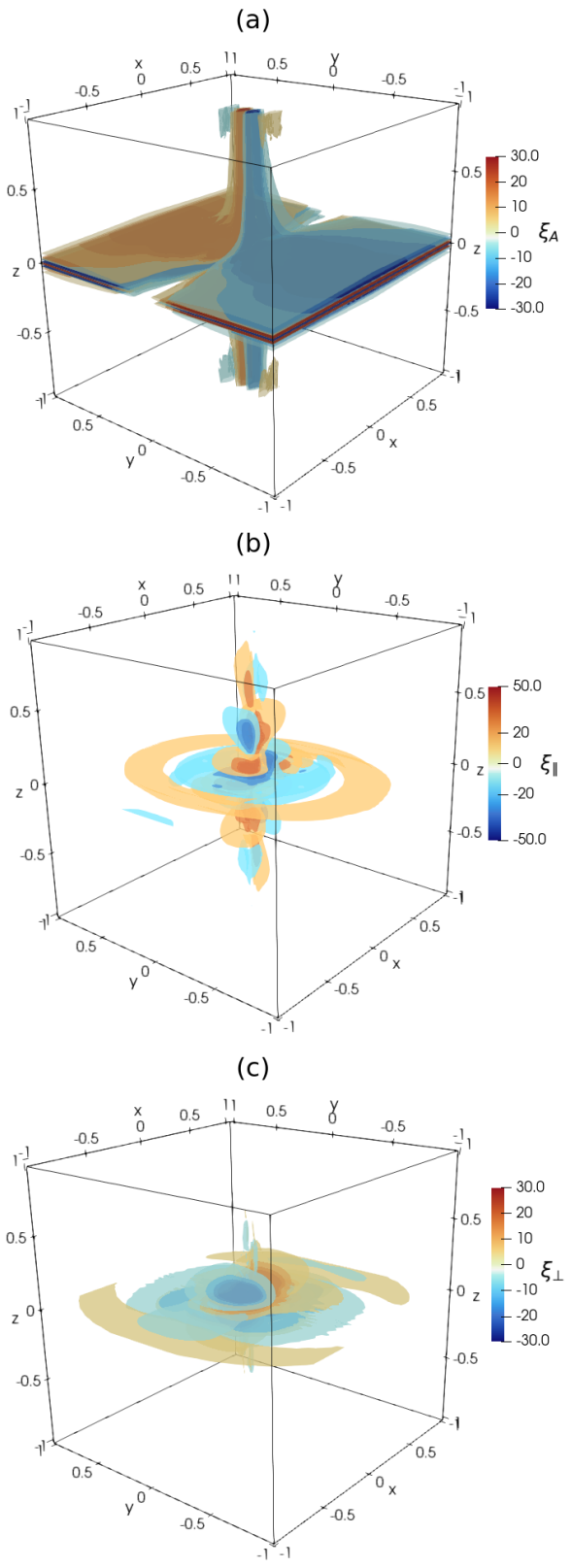

图5. MHD波代理量的SPOD主导空间模态 $\phi(\mathbf{x})$的等值面: (a) ξ_A、(b) $\xi_\parallel$ 和(c) $\xi_\perp$。

变量向量 $\mathbf{Q}$ 的分解如下:

$$\mathbf{Q}(\mathbf{x},t) = \langle \mathbf{Q}(\mathbf{x}) \rangle + \mathbf{Q}''(\mathbf{x},t), \tag{12}$$

$$\mathbf{Q}''(\mathbf{x},t) = \sum_{n=1}^{N} a^{(n)}(t)\,\boldsymbol{\phi}^{(n)}(\mathbf{x}) \ , \tag{13}$$

其中， $\boldsymbol{\phi}^{(n)}$ 表示一组依赖于空间的正交归一模态， $a^{(n)}$ 是依赖于时间的模态振幅， N是快照数， n 标识模态索引， $\langle\,\rangle$ 表示时间平均，双撇号表示脉动。重构脉动场$\frown$（由（ ）表示）可近似为:

$$\widetilde{\mathbf{Q}}''(\mathbf{x},t) \ \approx \ \sum_{n=1}^{M} a^{(n)}(t)\,\boldsymbol{\phi}^{(n)}(\mathbf{x}) \ , \tag{14}$$

其中 $M < N$ 是重构中使用的模态数。注意，时间平均脉动与初始基态脉动的关系为 $\mathbf{Q}' + \mathbf{Q} = \mathbf{Q}'' + \langle \mathbf{Q} \rangle$。使用Sirovich (1987)介绍的快照法，利用磁场脉动的协方差矩阵构建模态基，如下所示:

$$C_{t_1,t_2} \ = \ \frac{1}{N} \int_{\Omega} \mathbf{B}''(\mathbf{x},t_1) \cdot \mathbf{B}''(\mathbf{x},t_2)\, d\Omega \ . \tag{15}$$

Ω 是积分域，其选取为$-1 \le x, \ y, \ z \le 1$。此外，计算 SPOD 时，对协方差矩阵 C(Sieber 等， 2016) 应用了核滤波器。在我们的分析中，使用了带宽为 15 个快照的高斯滤波器。如果不对 C应用此滤波器，我们将得到 Lumley (1967) 所述的标准正交分解方法。

该矩阵是对称、正定且半正定的。因此，采用奇异值分解计算特征值和特征向量。求解特征值问题 $CF = \Lambda F$，其中 Λ 是对角特征值矩阵， F 表示协方差矩阵 C 的特征向量矩阵。因此，通过将快照线性组合为一组正交归一的基函数，计算得到 SPOD 空间模态:

$$\boldsymbol{\phi}^{(n)}(\mathbf{x}) \ = \ \frac{1}{\lambda_n N} \sum_{k=1}^{N} F_{k,n} \mathbf{Q}''(\mathbf{x},t_k) \ , \tag{16}$$

其中， λ_n 是对角特征值矩阵 Λ中的第 n个特征值。最后，随时间变化的模态振幅为:

$$a^{(n)}(t_k) \ = \ \sqrt{N\lambda_n} F_{k,n} \ . \tag{17}$$

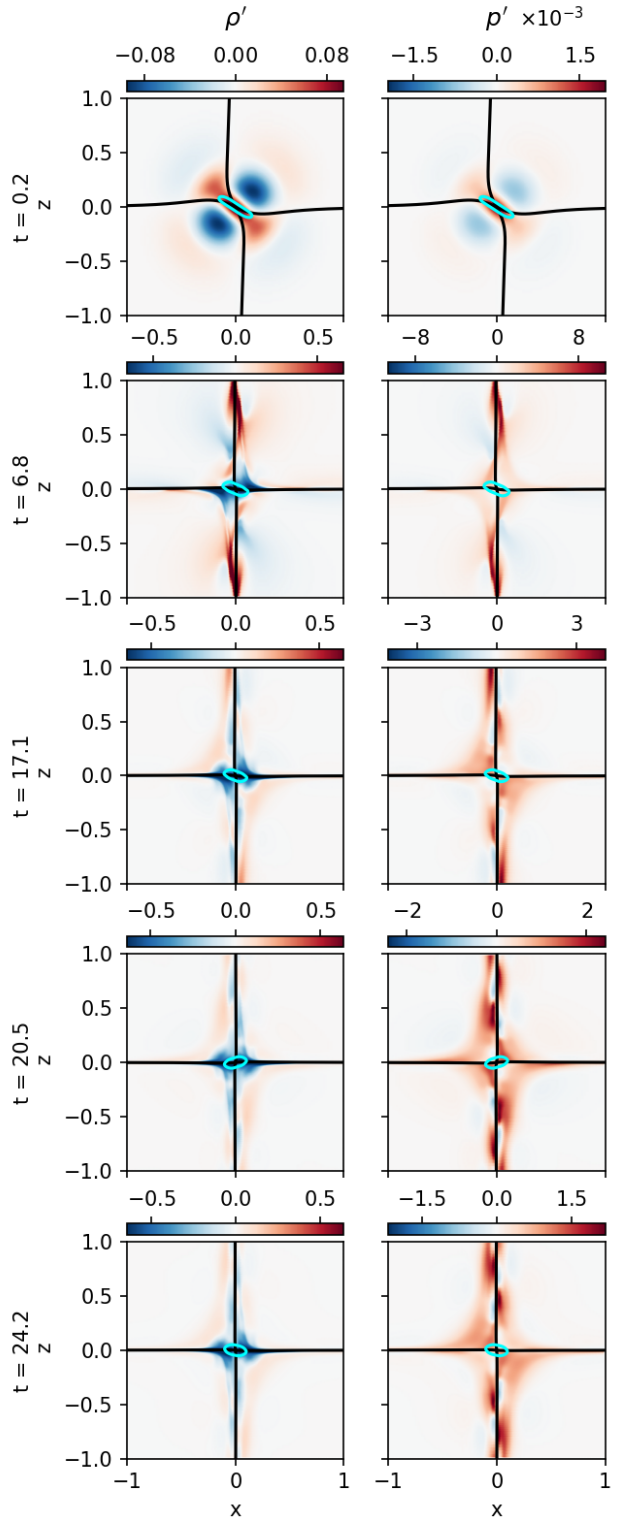

图6. 平面中的等值线图，展示了 $y = 0$ 的时间演化 ρ' 和 p'。青色线表示均分层，黑色磁力线表示磁骨架。所示模拟时间取自图2（a）中的橙色圆点。

2.5. 波路径追踪

为表征波传播，针对特定变量 $f(t,\ S)$绘制了时间—距离图，并在图上叠加了被动标量示踪粒子。被动标量示踪粒子有助于了解以给定参考速度 $v_{\mathrm{reference}}$传播的特定波的路径。

示踪线的轨迹通过四阶龙格–库塔积分计算，具体由下式描述：

$$\frac{dS}{dt} = v_{\mathrm{reference}}(t, S) \tag{18}$$

其中，变量 S 可以表示沿脊线、 x轴、 y轴或任何其他特定线的坐标。参考速度 $v_{\mathrm{reference}}$（t，S）取决于空间和时间，其计算采用完整解的局部属性。

参考速度 $v_{\mathrm{reference}}$ 可以是局部声速$v_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$、阿尔fv´恩速度 $v_A = |\mathbf{B}|/\sqrt{\mu_0\rho}$，也可以是快c$f$ 或慢c$_s$磁声速度。三维磁声速度的分量定义如下：

$$c_{f,i}^2 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - v_s^2\frac{B_i^2}{\mu\rho}}\,, \tag{19}$$

$$c_{s,i}^2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - v_s^2\frac{B_i^2}{\mu\rho}}\,, \tag{20}$$

其中 $\alpha = (v_s^2 + v_A^2)/2$ 以及 B_i 是沿以下方向的磁场矢量 i（见Raboonik等人（2024））。传播

3. 结果

3.1. *OR*特征与磁力线运动

OR特征表现为零点处电流密度的振荡行为。在本数值模拟中，发现零点保持静止，位于 $x = y = z = 0$，这由Haynes与Parnell（2007）中描述的零点识别算法确定。图2a展示了在 $t = 60$（其中 $t = 60$ 为无量纲单位）期间测得的OR特征。当 j_y 改变符号时，电流片重新定向，如McLaughlin等人（2009）所讨论。

数值模拟早期（在 $t = 0.4$），$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 出现了显著的过冲，这是由初始扰动引起的。经过一个完整的重联周期后，大约在 $t \approx 5$时，初始扰动的影响减弱。此时，$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 呈现出更规则的振荡行为，具有恒定频率和高斯衰减，这一点已被Schiavo等人（2025）指出。$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 的振荡周期 P约为

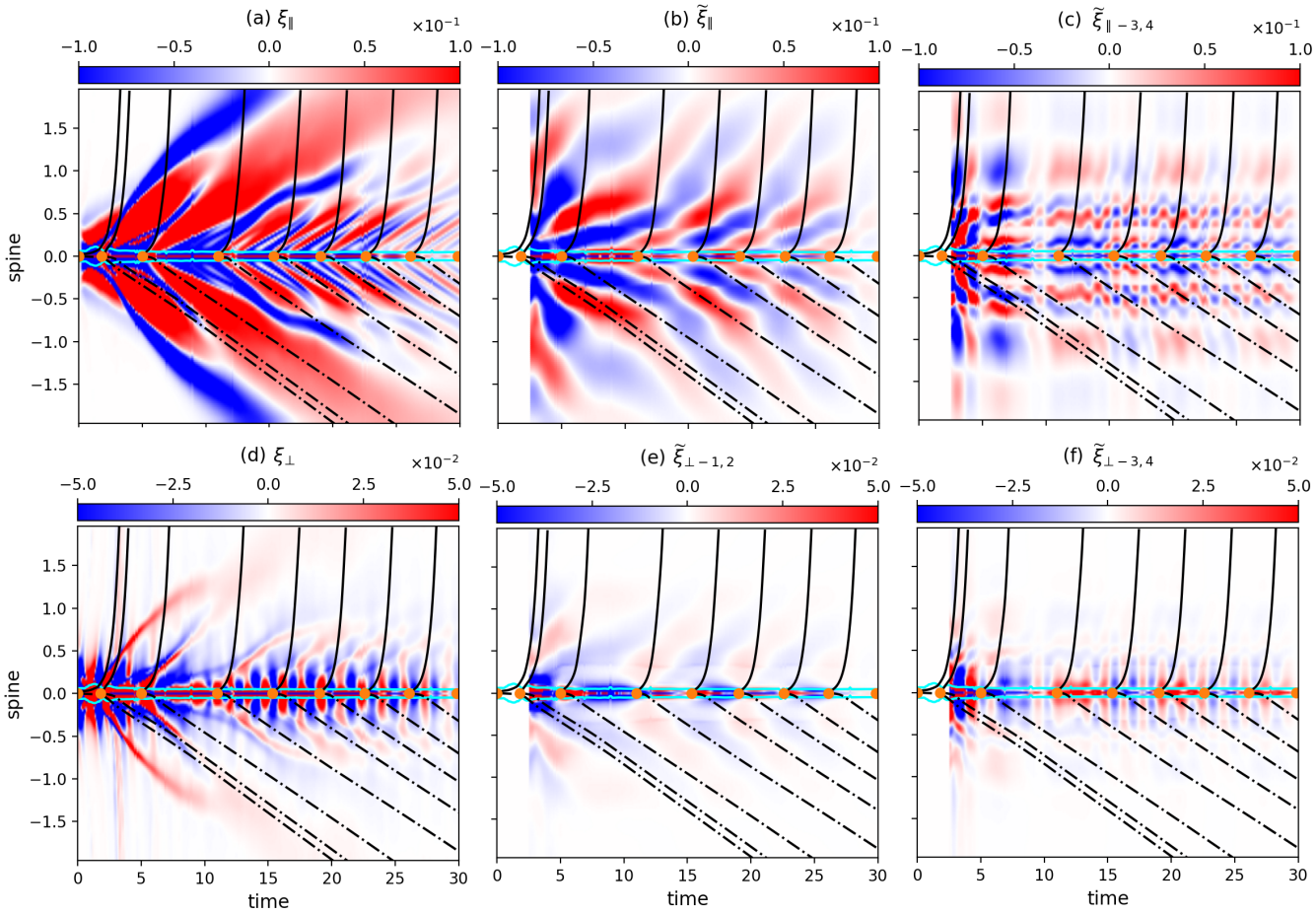

图 7. 沿脊线的 $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$ 及其 SPOD重构时距图。橙色圆点标出 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$的根，而青色线表示均分层。黑色点划线和黑色实线分别表示慢磁声波和快磁声波的轨迹。

为常数，其中Schiavo等人（2025）发现周期为 $P = （8.1 \pm 1.1）t_0$。

图 2b 和 2c 展示了重联周期中脊线和扇面的演化。这些图中显示的时间瞬间对应于图 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 的峰值和谷值，在图 2a 中以橙色圆点标出。图 2b 和图 2b 中，蓝线标示峰值，红线标示谷值。

如图 2b 和 2c 所示，首个重联周期后，电流片尺寸显著减小，电流密度振幅也随之降低（图 2a）。在 $t = 3.2$之后，这种减小尤为明显。在此之前，初始脉冲对动力学过程有很大影响（见 $t = 0.5$ 和 3.2）。首个周期结束后，$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 的振荡呈高斯衰减，如 Schiavo 等人 (2025) 所述。这些振荡会使扇面发生形变，进而沿扇面产生传播扰动。后续章节将对这些波进行更详细的分析。

采用 SPOD 将扰动动力学分解为相干模态。该分解使用了 275 个模拟快照，时间跨度为 t =2。5 至 30；明确选择这一初始时间，是为了避免初始脉冲污染 SPOD模态基。

图3 展示了能量最高的前 10 个 SPOD 模态对归一化能量的贡献，其中每个特征值代表该模态的能量占总涨落能量的比例。该结果通过对包围零点的立方体 $-1 \le x,\ y,\ z \le 1$内的区域积分得到。直方图揭示了三个关键发现：首先，模态 1 在系统中占主导地位，约占与 OR 动力学相对应的总涨落能量的 73%。其次，前四个模态合计约占系统脉动的 90%。第三，更高阶模态的能量贡献迅速下降，这表明它们在整体动力学中的作用较小。

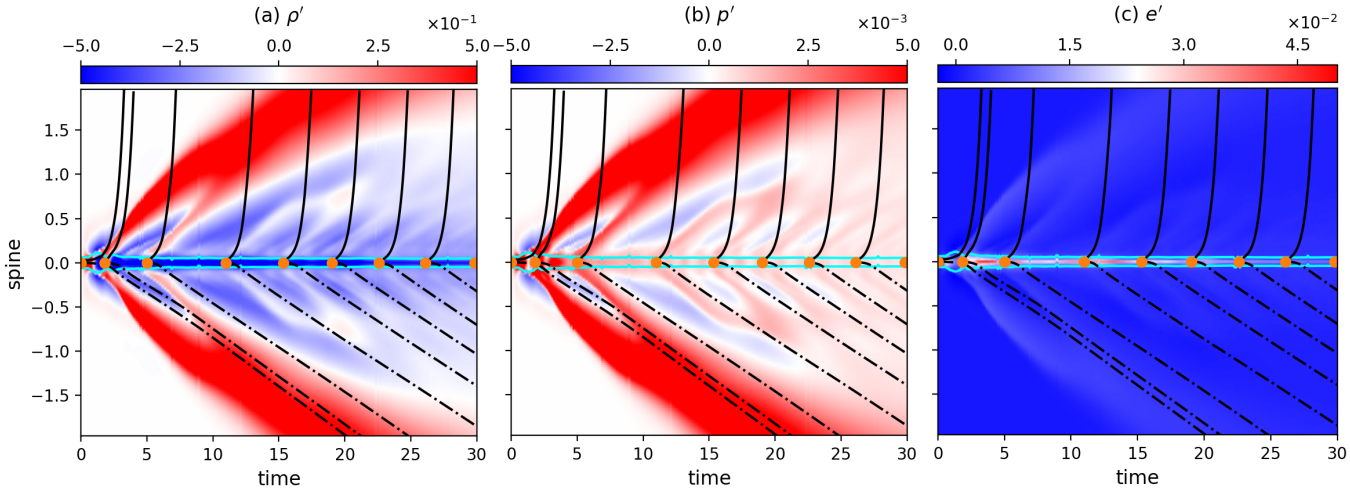

图8。 显示沿脊线的 (a) 密度、(b) 压力和 (c) 能量扰动的时距图。橙色圆点标记了图 $j_y(0,0,0,t)$ 中的根 2a，而青色线表示均分层。点划线表示以局部慢磁声速传播的轨迹，黑色实线表示快磁声速轨迹。

图4将 $j_y(0,0,0,t)$ 与 SPOD 重构结果 $j_y(0,0,0,t)$ 进行了比较，重构分别仅使用模态 1、模态 1 和 2，以及模态 1 至 4。仅使用模态 1 的重构结果与 $j_y(0,0,0,t)$ 的振荡模式十分接近，仅存在细微差异。这表明，模态 1 足以描述零点处的$\sim j_y(0,0,0,t)$ 特征。加入模态 2、3 和 4 后，对 $j_y(0,0,0,t)$ 的表征仅有轻微改善。

图 5 展示了每种磁流体动力学波代理量的主导 SPOD 模态（模态 1）的等值面可视化：ξ_A， $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$，由方程（9）-（11）描述。

对于 ξ_A （图 5a），与不可压缩波相关的扰动主要发生在扇面上，并关于 $y=0$对称分布。该模态在脊线周围呈现出两个非传播涡旋，这与 Schiavo等人（2025）的研究结果一致。他们发现，这些涡量涡旋由脊线运动产生，不沿 z 方向传播。 $\xi_\parallel$ 扰动（图 5b）呈现出两个特征：扇面中的圆形波形，以及沿脊线振荡的行为（z轴）。这种空间结构表明扇面与脊线动力学之间存在耦合，因为振荡出现在同一模态中。 $\xi_\perp$ 模态（图 5c）表现出更局域化的行为，集中在零点和扇面附近。与平行扰动 $\xi_\parallel$相比，横向扰动不会沿 z轴（脊线）延伸。

3.2. 脊线周围的波传播

图 6 展示了密度和压力扰动的等值线图，定义为 ρ' 和 p'。该图表示了沿 $y=0$ 平面的演化，该平面是一个对称面。

在 $t=0.2$，初始扰动产生压力和密度扰动，并向零点传播，扰动基态。到 $t=6.8$ 时，初始脉冲已到达零点，且一个重联周期已完成，较大的扰动沿脊线传播。在 $t=17.1$，第二个重联周期期间，脊线上形成了明显的波形，其波长比 $t=6.8$ 时观察到的更短。值得注意的是，在密度和压力中都观测到了这些脉冲，这表明它们是磁声波。 $t=20.5$ 和 $t=24.1$ 处的后续图板显示出与 $t=17.1$ 处观测到的相似发射模式，但振幅有所减小。请注意，初始瞬态之后密度扰动振幅保持相近（$t\leq 6.8$），而压力扰动在每个重联周期之后约减半（$t=6.8$、17.1 和 24.2）。

此外，值得注意的是，波发射（图6）与 j_y 中的振荡再连接指纹（图2a）同步，这表明这些波可能由振荡再连接产生，潜在原因是再连接喷流以周期性方式重新形成。

3.2.1. *Wave propagation along the spine*

在刻画了振荡再连接（j_y 零点处）以及沿脊线的波传播模式之后，我们将重点转向磁流体力学波的类型。我们采用两种互补的方法来识别这些波：一是利用时距图追踪波代理量沿特征磁力线的扰动演化；二是使用§2.5中讨论的波示踪量。

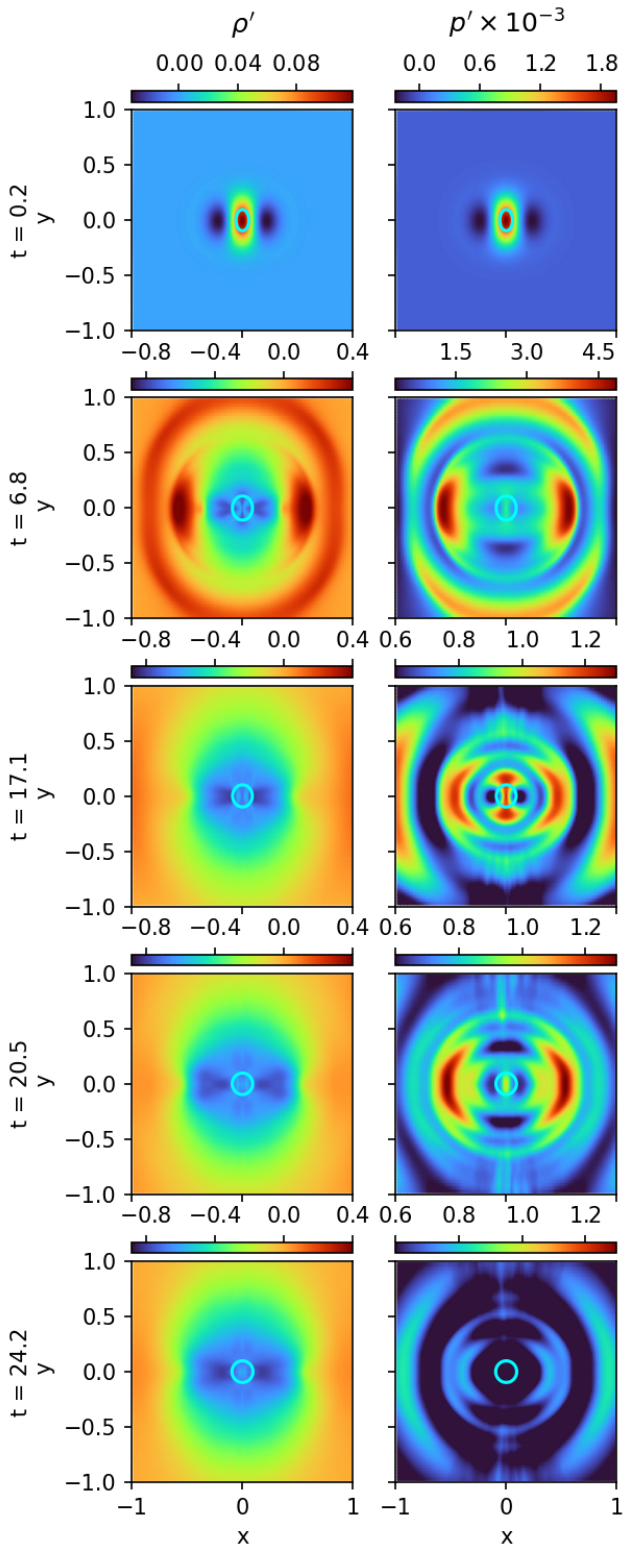

图 9。平面（扇面）中的等值线图，展示了 $z = 0$ 的演变 ρ' 和 p'。青色线表示均分层，所示模拟时间点选自图2a 中的橙色圆点。

关于磁流体力学波代理量的分析，图7 展示了可压缩平行和横向波代理量的当前时距图，$\xi_{\parallel}$ 和 $\xi_{\perp}$，$\tilde{\xi}_{\parallel}$ 和 $\tilde{\xi}_{\perp}$以及它们的 SPOD重构，$\xi_{\parallel}$ 和 $\xi_{\perp}$。ξ_A（不可压缩、类阿尔芬波）未纳入图7，因为没有发现信号沿脊线传播。这里我们使用成对的模态来重构传播波。根据（Taira 等，2017），实数 POD 和 SPOD 模态不包含波相位信息（因为不存在虚部）。因此，要描述任何传播波，都需要将一对存在相移的模态叠加。

图 $\xi_{\parallel}$ 中的第一个代理量7a 显示了平行于磁场的可压缩扰动。从 $t = 0$到 10 存在初始瞬态；大约在第二个重联周期过半之后，传播（位于第三个橙色圆点处）开始充分发展。此外，在 $\xi_{\parallel}$中没有以快速度传播的信息（黑色连续线）。

图7b 和7c 分别展示了使用模态 1-2 和模态 3-4 对 $\xi_{\parallel}$进行的 SPOD重构。模态 1-2 重构（图7b）显示了以慢速传播的波（点划线），其起始于$j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 根（以橙色圆点表示，即图2a 中的根），周期为 P。

模态 3-4 重构（图 7c）识别出此前未曾观测到的短周期波，其周期性 $P/2$，并具有显著的干涉图样效应（范围为 $z \approx \pm 0.5$）。由于干涉图样很强，目前尚不清楚这些波是驻波还是传播波。在 $z \approx \pm 0.5$之外，周期性变为 P，波以快磁声速度传播。这些特征在原始图示（图7a）中并未出现，体现了 SPOD 的实用性。

图 7d 通过监测 $\xi_{\perp}$展示了可压缩横向扰动；图 7e 和7f 分别展示了使用模态 1-2 和模态 3-4 对 $\xi_{\perp}$ 进行的 SPOD 重构。图 7d 显示，在初始瞬态期间，从 $t = 0$ 到 10，存在周期为 $P/2$ 的可压缩横波沿脊线以快速度传播（黑色连续线表示），而在 $t = 10$之后则观测不到这些波。

采用模态 1-2 进行的重构（见图 7e）显示了以慢速传播的传播波，其周期为 P，即与$j_y(0、0、0、t)$ 根同步（图 2a）。

相比之下，模态 3-4 重构（图7f）揭示了周期较短的 $P/2$驻波，它们在 $z \approx \pm 0.5$处迅速衰减。此范围之外的波被迅速阻尼，即在 $z \approx \pm 0.5$之外。

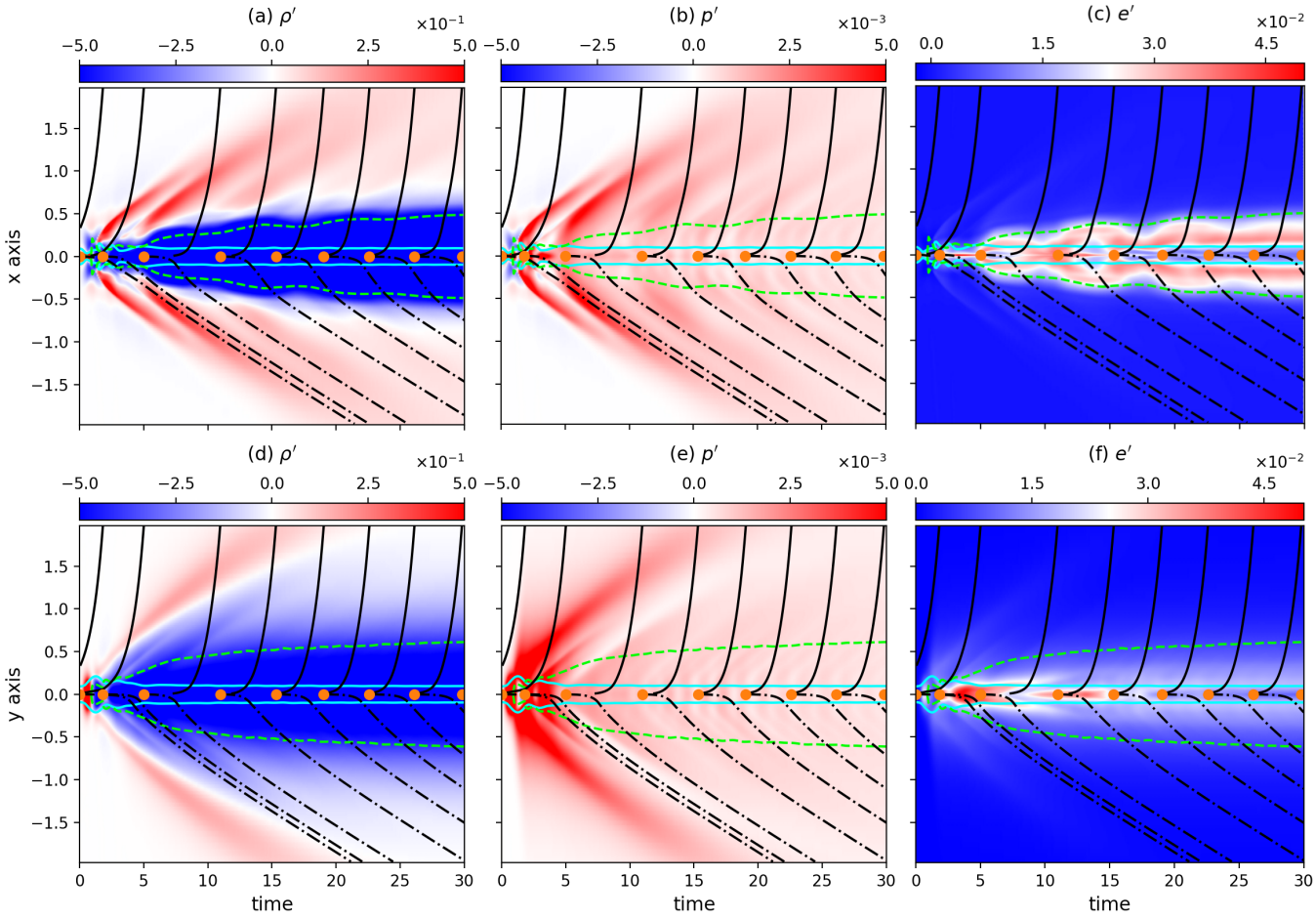

图10. 时距图显示沿 x轴和 y轴的 ρ'、 p'和 e'扰动。橙色圆点标出 $j_y(0,0,0,t)$的根，青色线表示均分层，绿色线表示空腔包络。黑色点划线和黑色实线分别表示慢磁声波轨迹和快磁声波轨迹。

为了解释图7c与7f中驻波的界限，图8 给出了沿脊线针对 ρ'、 p' 和 e'的时距图。

图 8a显示波以慢速传播。从 $t = 5$ 起形成密度亏损，并以慢速沿脊线移动至约± 1。随后，从 $t = 10$ 起，一系列亏损在零点形成并移动至 ± 0.5。图8b中 p'可见类似行为。请注意，图8c的扰动能量中没有这一特征。这些密度和压力亏损为等离子体介质提供了不均匀性，从而导致图7c和7f中所见的驻波，以及图7a和7b中以慢速传播的波。

3.3. 扇面中的波3.3.1. *The cavity*

现在我们将研究转向扇面，该扇面大致位于 $z = 0$ 附近，并围绕这一位置振荡（图 2c）。与脊线不同，扇面中的磁力线追踪更加复杂，因为磁力线在零点处分散，并且在系统演化过程中不会锚定于任何特定位置。

图 9 展示了 ρ' 和 p' 的等值线图，它们呈现了沿 $z = 0$ 平面的演化，该平面近似为扇面。在 $t = 0.2$时，初始瞬态会产生朝零点传播的压力和密度扰动。初始脉冲到达零点后，如 $t = 6.8$所示，扇面内会发出一个圆形波（xy-平面，$z = 0$）。与初始扰动相关的第一个波前沿 y方向最强，位置接近 $x = 0$、 $y = \pm 1$，而第二个波前位于$y = 0$， $x = \pm 0.5$，两个波都会扰动密度和压力。随后，在 $t = 17.1$时，可在 $x = \pm 0.5$附近观察到波前， $y = 0$ 它们在 p' 沿 x方向具有更大的振幅，并且也会扰动密度。

$t = 17.1$之后，扇面内的波形仍然存在，但现在主要沿 x方向传播。

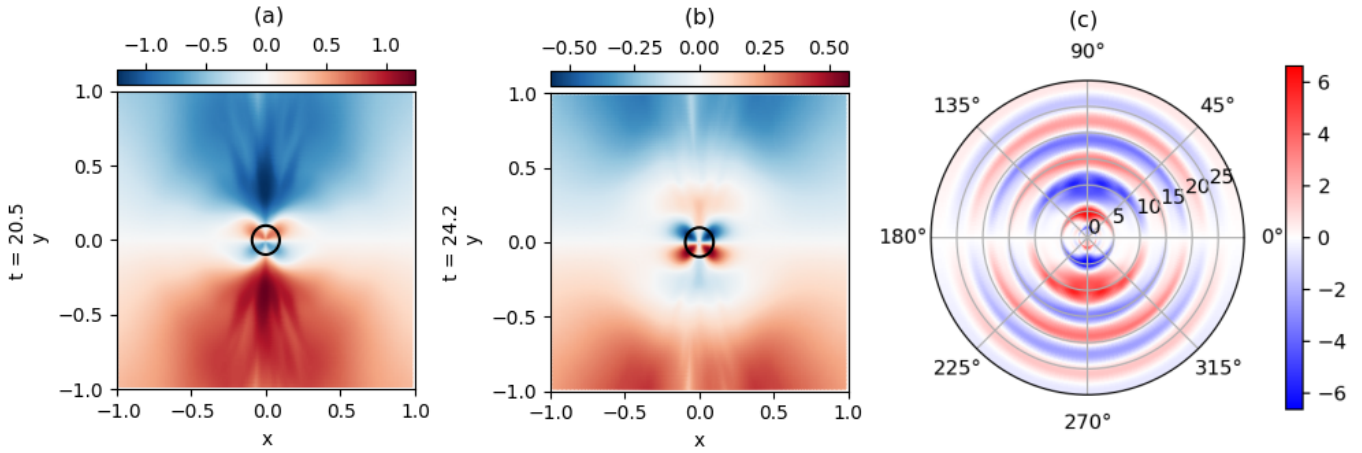

图11。（a）和（b）是 $z=0$ 平面上的等值线图，显示了 ξ_A的时间演化。黑色圆圈表示均分层。此处展示的模拟时间时刻选自图2中的橙色圆点。（c）为扇面内 ξ_A 的极坐标时距图，其中径向表示模拟时间。 ξ_A 在坐标为（$r=0.1$，θ，$z=0$，t）的圆形线上进行监测。

随后在 $t=20.5$ 和 $t=24.1$ 时刻拍摄的快照显示， p' 中出现了类似的模式，但振幅有所减小。 $t=6.8$ 之后压力扰动对密度的影响在 ρ' 等值线中不可见。 $t=6.8$ 之后，演化过程在扇面内产生了显著的密度亏损。该亏损局限在约 $\sqrt{x^2+y^2}<0.5$的区域内，且呈非轴对称，导致密度下降70–80%。这表明在$\sqrt{x^2+y^2<0.5}$时，扇面内部（$z=0$）形成了一个空腔。

图10中对扇面内热力学变量的演化进行了更详细的分析。图10中的点划线表示基于慢磁声速度的示踪线，而实线对应快磁声速度。绿色虚线表示演化中空腔的边界。空腔轮廓是通过在时距图的每个时间步对零点附近的密度分布进行高斯拟合确定的；空腔边界定义为高斯函数的标准差。

沿 x轴（图10a-10c），空腔区域内的密度扰动急剧下降（图10a），波生成发生在该空腔壳之外。相比之下，压强扰动图（图10b）显示扰动起源于零点。图10c表明，扰动内能主要局限在空腔内，从而加热零点周围的等离子体。图10d-10f沿 y轴表现出类似行为，但存在一些差异：密度廓线在穿越空腔边界时过渡得更为平缓（图10d），与 x轴（图10a）相比，这与图9中先前的分析一致。压强扰动（图10e）显示出与沿 x轴所观测到的相似模式。然而，内能扰动（图10f）揭示出显著对比。沿 y轴的加热强度较低，因为重联喷流与 $y=0$平面对齐，并在均分层内保持更强。它还在 $t=7$处出现热量峰值，即第一次重联周期之后。相比之下，沿 x轴的加热在整个空腔内分布得更为广泛。

3.3.2. 不可压缩波（ξA）

图 11a-b 展示了磁流体动力学阿尔芬波代理量 ξ_A 在扇面附近的时间演化，位置为 $z=0$，并展示了两个重联周期内的情况，时间分别为 $t=20.5$ 和 24.2，对应于j_y $(0,\ 0,\ 0,\ t)$时间序列中的最后两个橙色圆点（图 2a）。

的演化 ξ_A 表明，存在一种不可压缩的沿磁场方向涡度，它沿着 y轴在扇面内传播。这种波与脊线运动垂直，后者发生在 xz平面内，时间为 $y=0$（见图 2b）。在 $y=0$ 处扇面的弯曲（如图 2c 所示）会产生 ξ_A。 ξ_A 的振荡周期似乎与 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$同步，这支持了以下结论：ξ_A 源自扇面的弯曲。值得注意的是，波形似乎受到 $t=24.2$处空腔的影响，其形态局限在由$\sqrt{x^2+y^2}\approx 0.5$定义的边界内。

图 11c 展示了扇面内ξ_A 沿恒定半径圆形路径的极坐标时距图， $\xi_A(r=0.1,\ \theta,\ z=0,\ t)$。等值线图表明，不可压缩波不会沿 x 轴传播（$\theta=0^o$ 和 180°）。

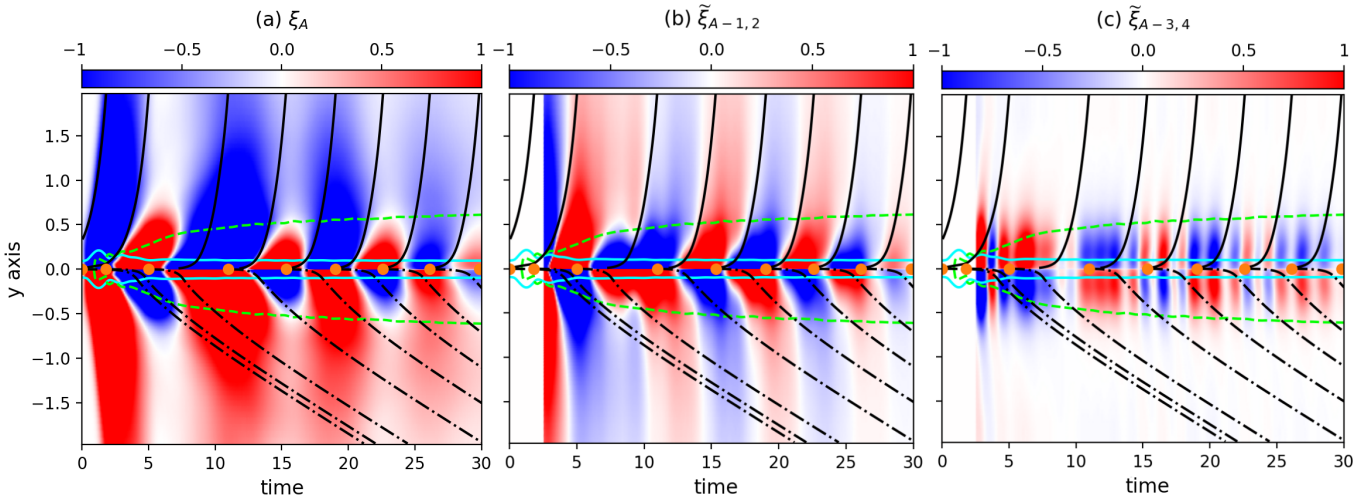

图12. 时距图显示了 (a) ξ_A 及其 (b) 和 (c) SPOD重构，$\widetilde{\xi}_A$沿 y轴的分布。橙色圆点标记了图 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 中的根，见图2a；青色线表示均分层，绿色线表示空腔包络。黑色点划线和黑色实线分别表示慢磁声波和快磁声波的轨迹。

相反，波主要沿 y轴传播（$\theta = 90^o$ 和 270°），这与零点处电流密度矢量的方向一致（$\mathbf{j} = (0,\ j_y,\ 0)$见图2a）。极坐标时距图呈现偶极子模式，与图 11a-b 中观察到的行为一致。请注意，图 $(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 中的量会随振荡再连接的演化而改变符号；如图 2a 所示，均分层内部的 ξ_A 也呈现出这一模式，见图 11a-b。

图12a–12c 展示了沿 y轴的 ξ_A时距图及其 SPOD重构$\widetilde{\ }$，针对 ξ_A，使用模态 1-2 和 3-4。这些 SPOD 模态用于研究波信号，并将复杂动力学分解为基本成分，从而有助于识别系统中各波模态的起源。在图12中，实线表示快速度轨迹，点划线表示慢速轨迹。

图 12a 显示，系统中存在一个波，主要沿 y方向以快速度传播。波信号源自零点，其周期与 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 相同，即周期为 P。磁重联使脊线在$y = 0$，xz平面内运动，从而导致扇面弯曲（图2c）。这种弯曲会产生不可压缩波，该波沿 y方向在扇面内传播，且传播方向与脊线运动方向垂直。此外，观察发现空腔内的不可压缩波更为强烈，且有些脉冲似乎被限制在空腔内。

图 12b 和 12c 展示了不可压缩波代理量的 SPOD重构。对比原始数据（图 12a）与模态 1-2 的重构（图 12b）可见此前被遮蔽的波传播现象延伸至空腔之外（绿色虚线所示），其周期为 P。这些波起源于零点，在空腔内达到最大振幅，并向外传播，强度逐渐减弱。模态 3-4 的重构（图12c）显示，空腔内存在周期为 $P/2$的驻波。这些驻波也会越过空腔边界向外传播，但随后振幅迅速衰减。

3.3.3. *Compressible waves in the fan plane*

$\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$ 用于研究扇面内的可压缩波运动。图13展示了 $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$ 在扇面附近的波形，具体而言是在 $z = 0$ 和 $t = 24.2$处，经过两个重联周期后的波形，以及这两个变量的极坐标时距图。

图13a 给出了 $\xi_\parallel(x,\ y,\ 0,\ t = 24.2)$ 的等值线图。该等值线图显示，在均分层之外（即 $\beta < 1$），存在圆形可压缩波。在此层之外，波形以 $z = 0$ 的速度沿径向穿过扇面传播。在这种情况下可以观察到三种不同的波形。尽管均分层内（其中$\sqrt{x^2 + y^2} \lesssim 0.1$）存在一些动力学过程，但等值线图中的波形并不清晰。在均分层内可以看到，$\xi_\parallel$ 与 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t = 24.2)$ 的符号相同（图 2a）。然而，在此层之外，会出现清晰的波形，波传播可达 $\sqrt{x^2 + y^2} \approx 0.5$，此处大致位于空腔边界；超过该边界后，波长会增大。

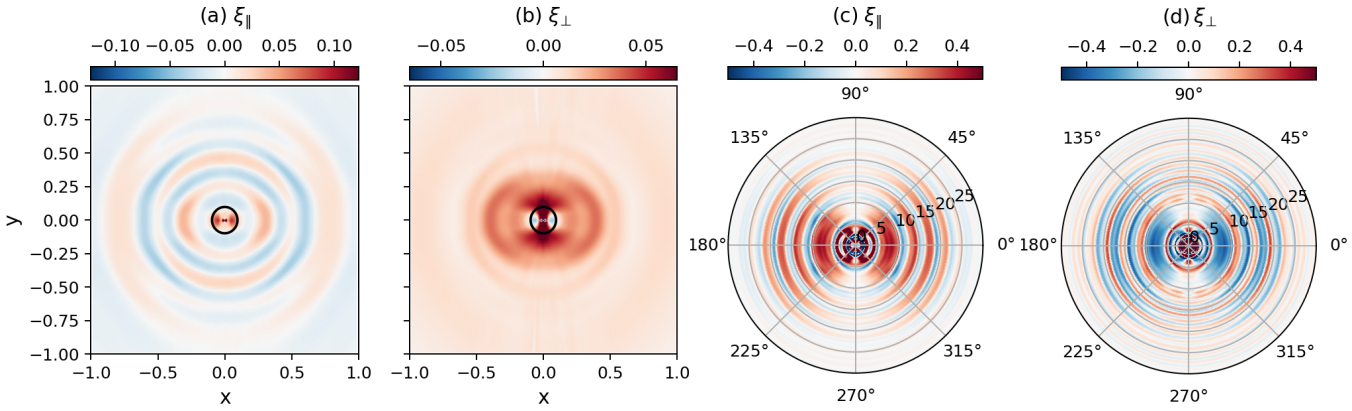

图13. 面板(a)和(b)显示了在 $t = 24.2$ 时扇面中的可压缩波代理量 $z = 0$。黑色圆圈表示均分层。面板(c)和(d)显示了在 $(r = 0.1, \theta, z = 0, t)$ 处获得的可压缩波代理量的极坐标时间-距离图，其中径向表示模拟时间。

这种行为主要由图 5b 所示扇面内的扰动引起。

图13b展示了 $\xi_\perp(x, y, z = 0, t = 24.2)$ 的等值线图。在这里， $\xi_\perp(x, y, 0, 24.2)$ 在均分层与空腔边界之间呈现出圆形波信号（其中$\sqrt{x^2 + y^2} \approx 0.5$），这可能归因于快磁声波。这些波的振幅小于 $\xi_\parallel$，且比 ξ_A 小 10 倍。从等值线图中也无法明确判断来自 $\xi_\perp$ 的波是否传播到空腔之外，还是其振幅减弱到无法探测的程度。在均分层内部，可以观察到 $\xi_\perp$ 与 $j_y(0, 0, 0, t = 24.2)$ 的符号相反（图 2a），而 $\xi_\parallel$ 在同一区域内的符号相同。

图13c和图13d展示了沿着位于均分层外、空腔内的直线$\sqrt{x^2 + y^2} = 0.1$上 $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$ 的极向时间—距离图，以及$z = 0$。图13c显示， $\xi_\parallel$ 呈现出极向上不均匀的圆形波；其振荡范围为 -0.5 至 0.5，而沿 $y-$轴（在 $\theta = 90^o$ 和 270^o处）的振幅减小，振荡范围为 -0.2 至 0.2。沿 $x-$ 轴（在 $\theta = 0^o$ 和180^o 处）的振荡振幅更高。在图13d中， $\xi_\perp$ 呈现圆形波形，沿 $x-$轴（在 $\theta = 0^o$ 和 180^o处）的波振幅更高。观测到沿 $y-$轴（在 $\theta = 90^o$ 和 270^o处）的传播，但强度较弱，仅表现为正值；沿 $x-$轴的振荡范围则为 -0.5 至 0.5。

3.3.4. 沿y轴的可压缩波

接下来的分析将转向沿扇面内y轴的演化。图14a 至14f 展示了可压缩平行波和横向波代理量随时间和距离的变化图，其中包括

波代理量， $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$，以及它们的 SPOD 重-$\tilde{}$ $\tilde{}$构结果， $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$。

图14a展示了扇面内沿 $\xi_\parallel$的可压缩平行扰动 y轴。在$t = 0$ 至10之间，出现了初始瞬态，并形成了低密度腔（绿色虚线）。初始瞬态之后，腔内的短周期振荡以慢速传播，周期约为 $P/2$，并在空腔边界处终止。腔外存在可压缩波，它们与图 j_y（0，0，0，t）中的根同步，周期为2a， P 并以慢速传播（沿点划线轨迹）。这证实了图13a中的结果。

图14b和14c分别给出了采用模态 1-2和模态 3-4得到的SPOD重构。模态 1-2重构（图14b）证实了与图 j_y（0，0，0，t）中的根同步，并验证了慢磁声波在空腔外的传播。2a

图 14c 展示了模态 3-4 的重构。在空腔内，可观察到周期性为 $P/2$的短周期波，其传播速度为局部慢速。在空腔外，这些波以快磁声速度传播，周期为 P。

图14d 展示了 $\xi_\perp$中的横向可压缩扰动。横向扰动的行为与沿脊线观察到的情况相似（如图 7d 所示）。在初始瞬态期间，即 $t = 0$ 至 $t = 10$，振荡周期短于 OR 周期，具体而言，在 $P/2$ 至 $y \pm 0.5$ 之间，周期为 2（沿快磁声速度黑线传播）。

图 5c 和 13b 强调，扰动主要局限于空腔内。

图 14e 和 14f 比较了使用两种不同模态组合的 SP OD重构：模态 1-

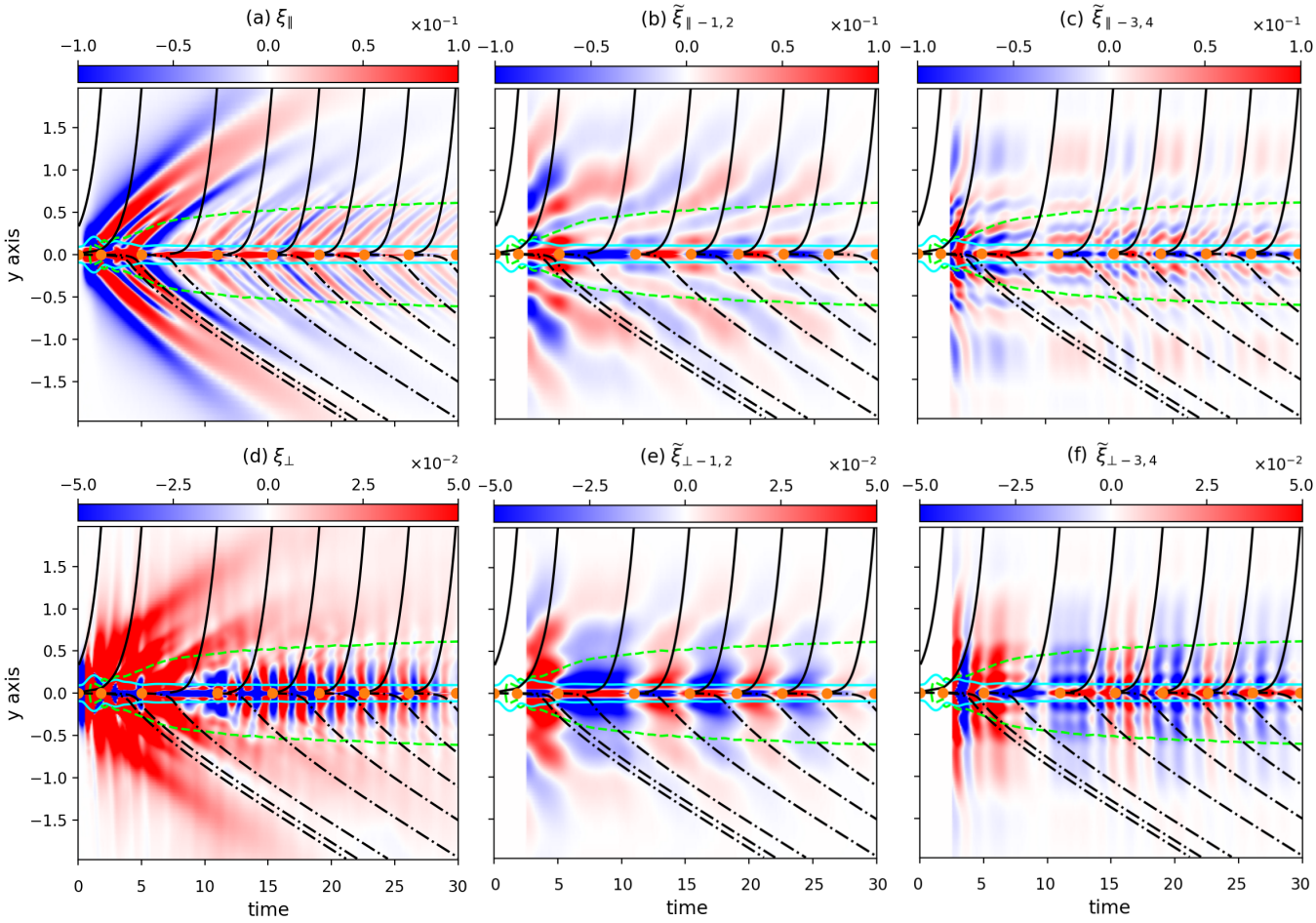

图14. 沿 y轴的 $\xi_\parallel$ 和 $\xi_\perp$ 及其SPOD重构的时距图。橙色圆点标出 $j_y(0,0,0,t)$的根，青色线表示均分层，绿色线表示空腔包络。黑色点划线与黑色实线分别表示慢磁声波轨迹和快磁声波轨迹。

2 和模态 3-4。使用模态 1-2 的重构（如图 14e 所示）揭示了与 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$ 根（图 2a）同步的传播波，这些传播波位于空腔内部及外部。

相比之下，模态 3-4重构（图14f）揭示了 $P/2$困于空腔的驻波振荡。空腔外（即 $y = \pm 0.5$之外）的波以快磁声速度传播（沿黑色实线），但迅速衰减。

3.3.5. *Compressible waves along the x-axis*

最后，我们研究了沿x–轴的可压缩波代理量。结果见图 15，其中展示了沿 $\xi_\parallel$和 $\xi_\perp$ 的时距图及其SPOD重构，方向为 x轴。结果与 §3.3.4中的结果非常相似，例如，图 15b 显示了一个以慢速传播的波（点划线），其周期为 P，因此其行为让人想起沿脊线观测到的同一变量（图 7b）以及沿 y–轴观测到的情况（图14b）。因此，这里不再重复图15 中结果的完整分析。

4. 结论

对三维磁零点处波生成的研究揭示了振荡重联（振荡再连接）与磁流体动力学（磁流体动力学）波动力学之间耦合的若干关键认识。分析表明，即使由单次非周期扰动触发，振荡再连接仍是产生自持振荡的稳健机制。零点处电流密度的周期性反转与扇面形变同步，在脊线和扇结构上驱动出丰富的磁流体力学波谱。

OR特征由 $j_y(0,0,0,t)$量化。其根（图2a）确定了系统中的特征周期 P。系统中观测到周期为 P 和 $P/2$ 的波动（见下文）。 $j_y(0,0,0,t)$呈现高斯衰减，正如Schiavo等人（2025）所讨论的那样。它通过 xz–平面上 $y = 0$处脊线与扇面的运动进行追踪。研究表明

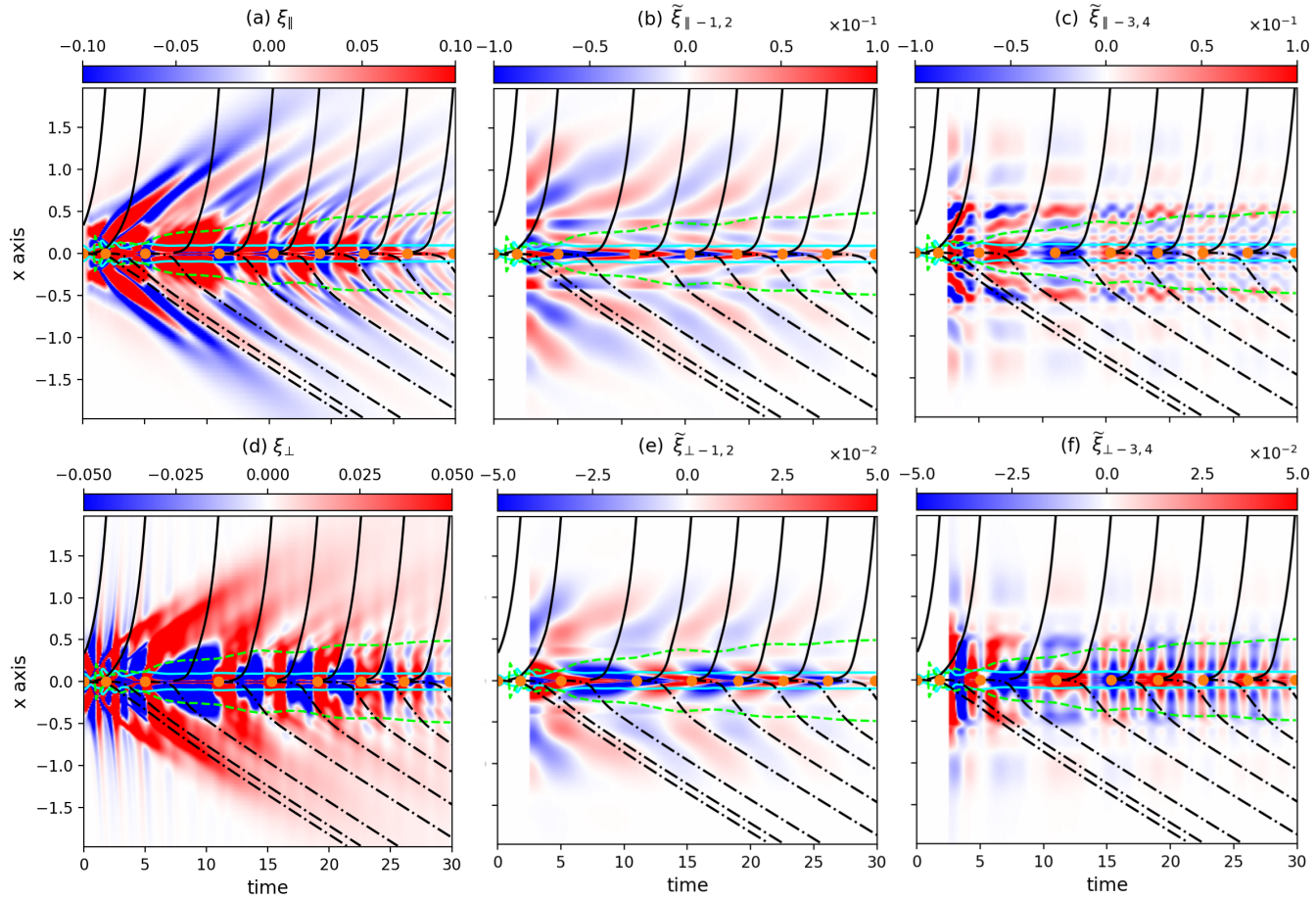

图15。 x轴上 $\xi_{\parallel}$ 和 $\xi_{\perp}$ 的时距图及其SPOD重构。橙色圆点标记 j_y(0，0，0，t)的根，青色线表示均分层，绿色线表示空腔包络。黑色点划线和黑色实线分别表示慢磁声波和快磁声波的轨迹。

脊线与扇面均发生形变，扰动振幅在第一个重联周期后显著衰减。最大振幅的下降出现在第一个OR周期，约为6倍，相当于六倍的减小（图2c）。此外，OR扰动持续使扇面发生形变。

本研究采用了Ra-boonik （2021）的方法，分离出不可压缩平行分量 ξ_A、可压缩平行分量 $\xi_{\parallel}$和可压缩横向分量 $\xi_{\perp}$。这些识别量并不能精确代表磁流体动力学的三种基本波模态，但涵盖了区分波行为的关键特征，因此有助于波模识别。本研究还采用谱正交分解（SPOD）分析波动。前四个 SPOD 模态捕获了系统约 90% 的涨落能量（图3）。模态 1 占约 73%，主要受振荡再连接周期的影响。研究发现，模态 1 和 2 合计包含约 80% 的涨落能量，足以描述周期相同的不可压缩和可压缩磁声波 P。相比之下，模态 3 和 4 占涨落能量约 10%，负责描述周期为振荡再连接周期一半的波（$P/2$），包括可压缩平行波、可压缩横向波和不可压缩波（图12和14）。

重联喷流产生的等离子体加热在扇面中形成了一个空腔，其特征是零点附近密度降低的区域（见图9、10a、10d）。该空腔在系统动力学中起着关键作用：它俘获热量，内部能量扰动即为其证据（见图10c、10f），并调制波传播。此外，沿脊线均分层中的密度亏损也有报道（图8）。这在 $z \approx \pm 0.5$ 处沿脊线形成了俘获波区域，从而使周期为 $P/2$的驻波得以显现。

沿脊线（z–轴）和扇面（$x-$ 和 y–轴）的波动得到了研究。在全部三个方向上，均报告了共同的波行为：

(i) $t=0$ 与$t=10$之间存在初始瞬态。沿脊线以及扇面内$\xi_{\perp}$和 $P/2$轴方向均观测到以快速度传播、周期为 $x-$ 的 y–可压缩横波（图7d、14d和15d）。

(ii) 在三个方向上，始终存在周期为 P 的波，以局部慢速传播（脊线等分区和扇腔的内外均如此）。这在 $\xi_{\parallel}$和 $\xi_{\perp}$中均有体现：沿脊线方向（图7b和7e）、沿 y–轴方向（图14b和14e），以及沿x–轴方向（图15b和15e）。此外，图13a和13b显示，在所有扇面方向上均存在传播的周期为 P的慢波。图13c显示，周期为 P的波在扇面内呈轴对称分布；与 y–方向（最大振幅为 ≈ 0.2）相比，这类慢波在 x–方向上的振幅更大（最大振幅为 ≈ 0.5）。

(iii) 对于这3个方向中的每一个方向，始终存在第二种周期为 $P/2$的波，其特征是被沿脊线（图8a）以及扇腔内部（图10a和图10d）的密度亏损所俘获。这种波表现为 $\xi_{\parallel}$ 和 $\xi_{\perp}$中的驻波，沿脊线（图7c和图7f）、沿 y–轴（图14c和图14f）以及沿 x–轴（图15c和图15f）传播。在脊线和扇腔沿线的密度亏损之外，则呈现出不同的行为：在 $\xi_{\parallel}$ 中观察到周期为 P 的快波传播（图7c、图14c和图15c），而 $\xi_{\perp}$ 中的波振幅则迅速衰减（图7f、图14f和图15f）。

对于初始瞬态（周期为$P/2$的传播波），这些是以快速度传播的可压缩横波（$\xi_{\perp}$），因此我们将其解释为快磁声波。对于周期为 P 、沿脊线和整个扇面传播的波，这些是平行于磁力线传播、以慢速行进的可压缩波（$\xi_{\parallel}$），因此我们将其解释为慢磁声波。

这些结果也证明了 SPOD重构的实用性：SPOD 模态揭示了此前被掩盖的波传播现象，涵盖所有方向和全部三种磁流体力学波。请注意，结论（ii）源自模态 1 和 2，它们合计包含约 80%的涨落能量；结论（iii）则与从模态 3 和 4 得出的信息相关，这两个模态约占涨落能量的10%。

沿着脊线以及扇面 x方向（见图7 和15），仅发现会扰动密度的波，即磁声波；不可压缩波代理量 ξ_A 接近于零。仅在扇面内沿 y轴检测到不可压缩波，其传播方向垂直于包含脊线运动的平面（图11 和12）。其周期为P，与 $j_y(0,\ 0,\ 0,\ t)$的根同步，并以局部快速度在空腔内外传播（图12b）。该区域的局部快速度近似等于局部阿尔芬′速度，因此这些周期为 P 的不可压缩波以局部阿尔芬′速度传播。它们还会传播涡量（根据 ξ_A的形式体系，方程（9））， 因此我们将其解释为传播的阿尔芬′波。

SPOD 分析还揭示了低振幅的 ξ_A 驻波，其周期为 $P/2$ ，存在于空腔内。这些波在空腔外迅速衰减（图 12c）。

本研究表明，三维磁零点可以充当自激振荡波源，其波动特性与 j_y 零点处的振荡内在相关。非周期扰动会产生沿脊线和扇面传播的、周期为 P 的慢磁声波。对于发生振荡再连接（OR）的二维 X 型零点，Karampelas 等人（2023）已证明，OR 周期P 与磁场强度、密度和温度直接相关（即取决于局部阿尔芬速度和局部声速）。然而，目前尚未针对三维磁零点开展此类参数研究。不过，如果 Karampelas 等人 （2023）的二维研究结果也适用于三维情形，那么本文所报告的周期为 P 的传播慢磁声波，将带来一个引人入胜的机会，使我们能够间接推导局部磁场强度、密度和温度的信息，为日冕地震学开辟新的途径。

致谢

所有作者感谢英国研究与创新署（UKRI）科学技术设施委员会（STFC）通过资助项目 ST/X001008/1 提供支持，并感谢其提供 IDL 支持。本研究由 DynaSun 项目赞助，因此获得了欧盟地平线欧洲计划根据资助协议（编号：101131534）提供的资金。不过，本文表达的观点和意见仅代表作者本人，并不一定反映欧盟的观点，因此欧盟对此不承担任何责任。本研究还获得了

工程与物理科学研究委员会（EP/Y037464/1）通过“地平线欧洲”保障计划提供的支持。本研究使用了由诺森比亚大学（英国）运营的 Oswald 高性能计算设施，以及剑桥大学的 DiRAC 数据密集型服务（CSD3）。该服务由剑桥大学大学信息服务部代表 STFC DiRAC高性能计算设施管理（www.dirac.ac.uk）。剑桥 CSD3 中的 DiRAC 部分由商业、能源与产业战略部、英国研究与创新署以及 STFC资本资金和 STFC运营拨款资助。DiRAC 是英国研究与创新署数字研究基础设施的一部分。

使用 LARE3D 进行了数值模拟，该软件可从以下地址获取：https://github.com/Warwick-Plasma/Lare3d图表所依据的数据以及数值模拟的输入文件可在 Figshare 获取，数字对象标识符：https://doi.org/10.25398/rd.northumbria.30896033。支持本研究结论的其他数据可在合理请求后向通讯作者索取。

软件：LARE3D（Arber等人 2001）、NumPy（Harris 等人 2020）、SciPy（Virtanen 等人 2020）、Matplotlib（Hunter2007）、WaLSA工具（Jafarzadeh 等人 2025）。

参考文献

Albidah, A. B., Brevis, W., Fedun, V., 等人. 2021, 《伦敦皇家学会哲学汇刊A辑》, 379, 20200181, 数字对象标识符：10.1098/rsta.2020.0181Albidah, A. B., Fedun, V., Aldhafeeri, A. A., 等人. 2022, 《天体物理学杂志》, 927, 201, 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ac51d9Arber, T. D., Longbottom, A. W., Gerrard, C. L., & Milne, A. M. 2001, 《计算物理学杂志》, 171, 151, 数字对象标识符：10.1006/jcph.2001.6780Benz, A. O. 2017, 《太阳物理学生活评论》, 14, 2, 数字对象标识符：10.1007/s41116-016-0004-3Browning, P. K., Gordovskyy, M., Schiavo, L. A., & Stewart, J. 2024, 《基础等离子体物理学》, 10, 100049, 数字对象标识符：https://doi.org/10.1016/j.fpp.2024.100049Caramana, E. J., Shashkov, M. J., & Whalen, P. P. 1998, 《计算物理学杂志》, 144, 70 Craig, I. J., & McClymont, A. N. 1991, 《天体物理学杂志》；（美国）, 371, 数字对象标识符：10.1086/185997Enerhaug, E., Carlsson, M., Szydlarski, M., Gudiksen, B. V., & De Moortel, I. 2025, 《天文学与天体物理学》, 701, A137, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202554210Enerhaug, E., Howson, T. A., & De Moortel, I. 2024, 《天文学与天体物理学》, 681, L11, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/202347790Goossens, M. L., Arregui, I., & Van Doorsselaere, T. 2019, 《天文学与空间科学前沿》, 6, 20, 数字对象标识符：10.3389/fspas.2019.00020Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., 等人. 2020, 《自然》, 585, 357, 数字对象标识符：10.1038/s41586-020-2649-2Haynes, A. L., & Parnell, C. E. 2007, 《等离子体物理学》, 14, 082107, 数字对象标识符：10.1063/1.2756751Huang,Y.-M.,&Bhattacharjee, A. 2016, 《天体物理学杂志》, 818, 20, 数字对象标识符：10.3847/0004-637X/818/1/20Hunter, J. D. 2007, 《科学与工程计算》, 9, 90, 数字对象标识符：10.1109/MCSE.2007.55

Jafarzadeh, S., Jess, D. B., Stangalini, M., 等. 2025, 《自然评论：方法入门》, 5, 21, 数字对象标识符：10.1038/s43586-025-00392-0Karampelas, K., McLaughlin, J. A., J. Botha,G. J. J., &R´egnier, S. 2023, 《天体物理学杂志》, 943, 131, 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/acac90Kumar, P., Nakariakov, V. M., Karpen, J. T., & Cho, K.-S. 2024, 《自然通讯》, 15, 2667, 数字对象标识符：10.1038/s41467-024-46736-4Lumley, J. L. 1967, 载于《大气湍流与波传播》（莫斯科：Nauka）, 166 McLaughlin, J. A., De Moortel, I.and Hood, A. W., & Brady, C. S. 2009, A&A, 493, 227, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361:200810465McLaughlin, J. A., & Hood, A. W. 2006, 《天文学与天体物理学》, 459, 641, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361:20065558McLaughlin, J. A., Hood, A. W., & DeMoortel,I. 2011, 《空间科学评论》, 158, 205, 数字对象标识符：10.1007/s11214-010-9654-yMcLaughlin, J. A., Thurgood, J.,& MacTaggart, D. 2012, 《天文学与天体物理学》, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361/201220234Mondal, S., Srivastava, A. K., Pontin, D. I., 等. 2024, 《天体物理学杂志》, 977, 235, 数字对象标识符：10.3847/1538-4357/ad9022Nakariakov, V. M., Foullon,C., Verwichte, E., & Young, N. P. 2006, 《天文学与天体物理学》, 452, 343, 数字对象标识符：10.1051/0004-6361:20054608Parnell, C. E., Smith, J. M., Neukirch, T., & Priest,E. R. 1996, 《等离子体物理学》, 3, 759, 数字对象标识符：10.1063/1.871810Pontin, D. I., & Priest, E.R. 2022, 《太阳物理学综述》, 19, 1, 数字对象标识符：10.1007/s41116-022-00032-9Priest, E. R., Hornig, G., & Pontin, D. I. 2003, 《地球物理研究杂志：空间物理学》, 108, 2002JA009812, 数字对象标识符：10.1029/2002JA009812

Priest, E. R., & Pontin, D.I. 2009, 《等离子体物理学》, 16, 122101, 数字对象标识符: 10.1063/1.3257901Raboonik, A. 2021, 博士论文, 数字对象标识符: 10.26180/19233735.v1Raboonik, A., Tarr, L. A., & Pontin, D. I. 2024, 《天体物理学杂志》, 967, 80, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ad3bb6R´egnier, S., Parnell, C. E., & Haynes, A. L. 2008, 《天文学与天体物理学》, 484, L47, 数字对象标识符: 10.1051/0004-6361:200809826Sabri, S., Ebadi, H.,& Poedts,S. 2021, 《天体物理学杂志》, 922, 123, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ac242d—. 2022, 《天体物理学杂志》, 924, 126, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ac3b5fSchiavo, L. A. C. A.,Botha, G. J. J., & McLaughlin, J. A. 2025, 《天体物理学杂志》, 993, 239, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/ae09adShibata, K., Nakamura, T.,Matsumoto, T., 等. 2007, 《科学》, 数字对象标识符: 10.1126/science.1146708Sieber, M., Paschereit, C.O., & Oberleithner, K. 2016, 《流体力学杂志》, 792, 798–828, 数字对象标识符: 10.1017/jfm.2016.103 Sirovich, L. 1987, 《应用数学季刊》, 45, 561 Taira, K., Brunton, S. L., Dawson, S. T. M., 等. 2017, 《AIAA期刊》, 55, 4013, 数字对象标识符: 10.2514/1.J056060Tarr, L. A., Linton, M., & Leake, J. 2017, 《天体物理学杂志》, 837, 94, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/aa5e4eThurgood, J., Pontin, D. I., & McLaughlin, J. A. 2017, 《天体物理学杂志》, 数字对象标识符: 10.3847/1538-4357/aa79faVirtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., 等. 2020, 《自然方法》, 17, 261, 数字对象标识符: 10.1038/s41592-019-0686-2Webb, D. F., & Howard, T. A. 2012, 《太阳物理学生活评论》, 9, 3, 数字对象标识符: 10.12942/lrsp-2012-3Wyper, P., & Jain, R. 2010, 《等离子体物理学》, 17, 092902, 数字对象标识符: 10.1063/1.3480639Wyper, P. F., & Jain, R. 2011, 《等离子体物理学杂志》, 77, 843, 数字对象标识符: 10.1017/S0022377811000262Wyper, P. F., & Pontin, D. I. 2014, 《等离子体物理学》, 21, 102102, 数字对象标识符: 10.1063/1.4896060