arXiv:2601.08329v1 [physics.plasm-ph] 13 Jan 2026

离子声不稳定性的能量传递速度空间特征

Mahmoud Mahmoud Saad Afify[1,2,3], Kristopher G. Klein[2], Mihailo M. Martinovi´c[2], 和 Maria Elena Innocenti[1]

[1] 波鸿鲁尔大学理论物理学 I，波鸿，德国 [2] 月球与行星实验室，亚利桑那大学，图森，AZ85721，美国 [3] 物理系，理学院，贝尼苏韦夫大学，贝尼苏韦夫 13518，埃及，电子邮箱：Mahmoud.Ibrahim@ruhr-uni-bochum.de Mahmoud.Afify@fsc.bu.edu.eg

2026年1月14日

摘要

背景。 帕克太阳探测器（PSP）对静电波的观测表明，静电不稳定性——包括在内日球层中经常观测到的离子-离子声学不稳定性（IIAI）——在等离子体加热和粒子加速中发挥着重要作用。

目的。 我们的目标是探索将单航天器诊断应用于 IIAI，以期将其用于目前在内日球层运行的任务，例如帕克太阳探测器和太阳轨道器。

方法。 我们将场-粒子关联（FPC）技术应用于 IIAI 的全动理学模拟。我们刻画电场与不同粒子种类之间的能量转换，从而区分粒子与场之间的振荡性能量传递和长期能量传递，并突出共振能量交换的作用。随后，我们识别出质子和电子分布中具有特征性的 IIAI 特征，并将其与我们此前对 IIAI 起始及能量交换机制的认识联系起来。

结果。 将 FPC 技术应用于在符合太阳风条件的参数范围内运行的模拟后，我们识别出了有助于在观测中高效辨识 IIAI 的特征。由于 IIAI 特征形成的时间尺度远短于当前任务的采样速率所能捕捉的范围，这项工作将留待未来的任务完成。

关键词。So lar wind - 离子-离子声不稳定性 - 场-粒子相关技术 - 太阳风粒子热化

1。引言

静电波广泛存在于太阳风、行星磁层和电离层中（Hollweg 1975年；Stix 1992；Gary 1993年；Mangeney 等，1999年；Baumjohann 和 Treumann 2012年）。这些波是不稳定性的特征，通常由高能离子束和电子束驱动；这些束流可能源自多种不同过程，包括磁重联（Dai 等，2021年；Phan 等，2022年）、湍流（Marsch 1991年；Perrone 等，2011年；Valentini 等，2011年、2014年）以及参量衰变不稳定性（González 等，2023年）。离子声波（IAWs）是这类波的典型例子，已在太阳风中观测到四十余年（Gurnett 和 Anderson 1977年；Kurth 等，1979年；Gurnett 1991年；Píša 等，2021年；Graham 等，2021年），并且常见于无碰撞激波附近（Wilson III 等，2007年；Goodrich 等，2019年；Boldú 等，2024年；Graham 等，2025年b）以及磁重联区域（Liu 等，2024年；Graham 等，2025年a；Li 等，2025年）。

帕克太阳探测器（PSP，Fox 等人 （2016年））的观测表明，太阳风中的静电模可能与电磁模竞争，这尤其引发了人们对太阳风中静电模的新关注：在日球层距离较近处，哨声波等电磁模的出现频率较低（Cattell 等人 2022年；Nair 等人 2025年）。Cattell 等人 （2022年）认为，哨声波出现频率降低，可能是由于它们与阈值更低的静电不稳定性相竞争。

在 55 $R_\odot$处，帕克太阳探测器探测到多普勒频移离子声波，其特征是带宽宽、持续时间短、波矢与背景磁场对齐且呈线偏振（Mozer 等人 2020年）。质子速度分布函数（速度分布函数）呈现核心和束流群体，这表明离子-离子声不稳定性（IIAI）（Gary 和 Omidi 1987年；Gary 1993年）是该区域中驱动离子声波最可能的机制。在 35 $R_\odot$处，帕克太阳探测器在磁场反转边界附近观测到多种离子声模（Mozer 等人 2020年；Tenerani 等人 2021 年）。在非线性振幅下，离子声模被发现会形成电子洞和离子洞（Mozer 等人 2021年）。

帕克太阳探测器在 15 至 25 $R_\odot$范围内观测到了持续数小时的长寿命窄带静电波包。这些波包由几百赫兹和几赫兹的振荡成对耦合而成，已被确认为离子声波（Mozer 等人 2021年、2023年）。这些波的相速度大致与局部离子声速相符，而质子分布函数在该速度处呈现平台；这种分布可建模为由两个相对漂移的双麦克斯韦分布构成的核群与束流组合。此外，Malaspina 等人（2024年）在距离 $r < 60R_\odot$ 处观测到频率色散离子声波频繁出现，并将其与环境质子热速度附近的冷质子束流脉冲加速联系起来。离子声波的普遍存在促使我们研究这些不稳定性会对等离子体的热力学状态产生何种影响。

离子声波满足色散关系 $\omega_r \simeq k_\parallel c_s$ (Stix1992)，其中$c_s = \sqrt{(3k_B T_{\parallel i} + k_B T_{\parallel e})/m_i}$ 是离子声速，而

m_i 是离子质量，k_B 是玻尔兹曼常数。对于静电离子声波，波粒共振相互作用通过朗道共振条件 $v_\parallel = v_{res} = \omega/k$ 发生，其中 $v_\parallel$ 表示相对于平均磁场（若存在）的粒子平行速度，而 v_{res} 是波的共振（相）速度。能量交换方向取决于在共振速度处求得的分布函数速度空间梯度的符号。若在 v_{res}处 $\partial f/\partial v_\parallel > 0$，粒子便向波传递能量，从而驱动不稳定性。反之，若在 v_{res}处 $\partial f/\partial v_\parallel < 0$，粒子便从波中获得能量，导致朗道阻尼。当质子束群的 $\partial f/\partial v_\parallel > 0$ 区域包含离子声速时，系统会发生离子-离子声学不稳定性（这一条件取决于质子核心/束流漂移速度与共振速度的相对大小，而后者又关键地取决于电子温度），前提是电子朗道阻尼不显著（Gary 和 Omidi，1987年；Gurnett，1991年）。Afify 等人（2024年，2025年）详细研究了质子和电子热速度、漂移速度与离子-离子声学不稳定性阈值之间的关系。

在我们此前的研究中，Afify 等人（2024年），我们考察了与Mozer 等人（2021年）观测结果相近的参数范围内离子-离子声学不稳定性起始的情况。我们证明，Mozer 等人（2021年）报告的太阳风参数接近离子-离子声学不稳定性阈值，但并未进入不稳定区。具体而言，在对关键参数稍作调整后，我们成功复现了观测到的高频离子-离子声学不稳定性的增长时间（增长率的倒数）和电场幅值（$\tau \sim 10$ 毫秒和$E \sim 19$ 毫伏/米$^{-1}$，均来自重新归一化后的模拟），但这需要调整电子与核心温度比、平行方向束流与核心温度比，以及核质子和束质子之间的相对漂移等参数。在后续论文中，Afify 等人（2025年）研究了非热电子分布对离子-离子声学不稳定性起始的影响。我们表明，尽管非热电子分布（尤其是太阳风中常见的核-热流分布）会影响离子-离子声学不稳定性的起始及其增长率，但这种影响不足以使Mozer 等人（2021年）所述参数范围内的等离子体趋于发生离子-离子声学不稳定性。

表征无碰撞等离子体中的能量传递和耗散机制，对于理解各种天体物理和日球层现象至关重要（Howes 2024）。场-粒子相关技术（FPC）（Klein & Howes 2016；Howes 等，2017）提供了一种新方法，可通过空间中的单点测量直接测量等离子体中的无碰撞能量传递。这一特性对于当前的太阳风任务尤其重要，例如帕克太阳探测器和太阳轨道器，它们正在探测太阳附近较年轻的太阳风（Müller etal. 2020）。FPC 计算电场涨落与带电粒子速度分布函数（VDF）之间的相关性，从而揭示某一粒子种类在哪些速度下获得或损失能量。通过分离速度空间中粒子获得或损失能量的特定区域，该技术能够识别具体的阻尼和加速机制。这一方法已应用于朗道阻尼（Klein 等，2017）、渡越时间阻尼（Huang et al.2024）、回旋阻尼（Klein et al.2020）和激波漂移加速（Howes et al. 2025；Junoetal. 2023）的模拟，以及对无碰撞激波中离子尺度不稳定性的分析（Brown et al. 2023）。在上述所有研究中，FPC 技术均应用于模拟。然而，该技术同样可以应用于航天器观测，并已被用于识别电子朗道阻尼（Chen et al.2019；Afshari et al. 2021）、湍流中的离子回旋阻尼（Afshari et al. 2024），以及磁层多尺度任务（MMS）观测中的激波漂移加速特征（Montagetal. 2025）。Verniero 等（2021年）利用降采样的模拟结果，确定了哪些航天器可用于识别太阳风中的 FPC 离子朗道阻尼特征（Vernieroetal. 2021）。FPC 已应用于磁泵的解析模型（Montag&Howes 2022）。由于该方法既可应用于模拟，也可应用于观测，因此可以利用从模拟中推导出的特定机制特征（在模拟中，等离子体条件及其引发的波粒相互作用过程均受到充分控制），来识别航天器观测中的特定耗散和不稳定过程（Verniero et al.2021）。

本文旨在通过全动理学模拟识别 IIAI 特征性的 FPC 特征。本文结构如下：我们将在第2节回顾 IIAI 的线性不稳定性分析，并介绍全动理学 Vlasov 模拟。第3节将考察模拟中的能量演化，特别关注不同粒子种类的能量变化。第4节将采用场-粒子相关技术分析模拟，最后在第4 节讨论并总结本研究。

2. 线性不稳定性分析与数值模拟

我们简要回顾用于验证模拟的 IIAI 线性理论。我们考虑一个由三种物种组成的系统：核心质子、束流质子和背景电子。所有物种的速度分布函数均为麦克斯韦分布。对于无碰撞、无磁化的等离子体系统，一维一速度维度薛定谔方程写作：

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + v\frac{\partial f_s}{\partial x} - \frac{q_s}{m_s}\frac{\partial \varphi}{\partial x}\frac{\partial f_s}{\partial v} = 0. \tag{1}$$

电势 φ 可以通过泊松方程计算

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{1}{\epsilon_0}\sum_s q_s n_s. \tag{2}$$

其中，数密度表示为$n_s = \int_{-\infty}^{\infty} f_s dv$，$f_s(v)$为速度分布函数，其中$s = c$代表核心质子，$b$ 代表束流质子，e代表电子；m_s 为质量，q_s 为电荷。静电势与电场的关系为$E = -\partial\varphi/\partial x$。在本研究中，所有模拟均将核心质子初始化为无漂移麦克斯韦分布$V_{D,c} = 0$，而束流质子和电子均采用漂移麦克斯韦分布，表示为：

$$f_{0,s}(v) = \frac{n_s}{\sqrt{2\pi}v_{th,s}} \exp\left(-\frac{(v - V_{D,s})^2}{2v_{th,s}^2}\right), \tag{3}$$

其中，$V_{D,s}$ 和 $v_{th,s} = \sqrt{T_s/m_s}$ 分别表示漂移速度和热速度，温度 T_s 以能量为单位。零电流条件要求 $n_b V_{D,b} - n_e V_{D,e} = 0$，这里将 $V_{D,c} = 0$ 视为参考系。长度、时间和速度分别以核心德拜长度 $\lambda_{Dc} = v_{th,c}/\omega_{pc}$、核心等离子体频率 ω_{pc} 和核心热速度 $v_{th,c}$归一化。我们采用现实的质量比 $m_i/m_e = 1836$，并令两种质子群体的温度相等，即 $T_b/T_c = 1$。在标准线性朗道理论框架下，通过考虑均匀平衡态附近的线性扰动，推导出该系统的色散关系。

对线性化系统应用如下形式的标准平面波扰动假设 $\sim e^{i(kx-\omega t)}$，可得以下静电色散关系（Gary 和 Omidi 1987年；Afify 等人 2024年）：

$$2k^2\lambda_{Dc}^2 - \alpha_e Z(\zeta_e) - \alpha_c Z(\zeta_c) - \alpha_b Z(\zeta_b) = 0, \quad (4)$$

其中，$\alpha_j = n_j/n_c T_c/T_j$，$Z(\zeta_j)$是等离子体色散函数（Fried & Conte 1961），$\zeta_j = \frac{\omega - kV_{D,j}}{\sqrt{2}kv_{th,j}}$，$\omega = \omega_r + i\gamma$ 是复频率，而k 是波数。

图1和图2展示了增长率对系统关键参数的依赖关系，分别给出了采用表1所列参数得到的IIAI线性理论和模拟结果。表中的模拟参数将我们此前关于稀薄束流的研究结果（Afify 等人 2024年）与受非热离子群体原位测量启发的新参数区间结合起来（Verniero 等人 2020年、2022年；Phan 等人 2022年）。基准运行保留了 Afify 等人（2024年）的核-束构型，但采用了更高的束-核漂移 $V_{D,b}/v_{th,c} = 5.7$，这与帕克太阳探测器对束质子的观测一致（Mozer 等人 2021年）；观测到的漂移速度 ~ 180 km/s 远高于 ~ 27 km/s 的离子热速度。系列1至3系统地考察了关键参数的依赖关系：系列1改变 T_e/T_c，以匹配离子声波活动期间测得的较高电子与核心温度比（$7 \lesssim T_e/T_c \lesssim 10$）（Píša 等人 2021年；Mozer 等人 2022年）；系列2考察 n_b/n_c 的取值（0.1–0.3），涵盖从宁静太阳风中的稀薄束流到磁重联区域中的稠密束流的转变（Phan 等人 2022年）；系列3则考察与 Graham 等人（2021年）的观测相符的 $V_{D,b}/v_{th,c}$ 变化。这一参数空间直接涵盖了这些研究报告的爆发性离子声波所处的条件（Mozer 等人 2021年；Píša 等人 2021年；Graham 等人 2021年；Mozer 等人 2022年），从而能够定量比较我们预测的不稳定性阈值和加热率与观测到的非热质子分布。

在图1中，分图 a、b 和 c 分别展示系列1、2 和 3；基准运行以灰色曲线表示。我们观察到，随着电子与核心温度比（分图 a）和束与核的密度比（分图 b）增大，增长率显著提高。在分图 c 中，我们观察到与Afify 等人（2024年）的图 1 中所述相同的规律：随着核-束漂移速度增大，增长率先增大后减小。

这些（已广为人知的）理论结果得到了模拟的证实。模拟采用一维一速度维 Vlasov 模拟框架（Afify 等人 2024年、2025年）。模拟区域的长度为 $L_x/\lambda_{Dc} = 50$，当区域内仅有一个振荡时，对应的波数为$k\lambda_{Dc} = 0.126$。选择这些数值是为了确保模拟能够解析出足够接近最大增长率对应波数的波数，这一选择依据线性理论分析。求解器采用有限体积法，在二维坐标-速度相空间网格上离散 Vlasov 方程。分布函数 f_s的单元平均值演化采用三阶 Runge-Kutta 格式（Shu 和 Osher，1988）。沿x轴施加周期边界条件，沿v轴施加零通量边界条件，从而确保区域内各物种的总粒子数守恒，但偶尔会将 f_s^α 中的负向欠冲值重置为零。积分时间步长设为 $\Delta t = 1/2500\omega_{pc}$，与Afify 等人（2024年）中的做法相同。初始粒子分布函数建模为

表1：所研究运行的关键参数。n_b/n_c、T_b/T_c 和 T_e/T_c 分别表示束与核的密度比、束与核的温度比以及电子与质子核心的温度比；$V_{D,b}/v_{th,c}$ 和 $V_{D,e}/v_{th,c}$ 分别表示质子束流和电子相对于质子核热速度归一化后的漂移速度。在系列 1、2 和 3 中，我们分别降低 T_e/T_c、n_b/n_c 和 $V_{D,b}/v_{th,c}$；未改变的参数以“–”表示。

Run	$\frac{n_b}{n_c}$	$\frac{T_b}{T_c}$	$\frac{T_e}{T_c}$	$\frac{V_{D,b}}{v_{th,c}}$	$\frac{V_{D,e}}{v_{th,c}}$
基准	0.05	1.0	10.0	5.7	0.285
1a	0.2	1.0	9.0	5.7	0.95
1b	-	-	8.0	-	-
1c	-	-	7.0	-	-
2a	0.3	1.0	10.0	5.7	1.32
2b	0.15	-	-	-	0.74
2c	0.1	-	-	-	0.52
3a	0.2	1.0	10.0	5.7	0.95
3b	-	-	-	5.0	0.83
3c	-	-	-	4.5	0.75

表2：表中对所列模拟的线性理论结果与模拟结果进行了比较，见表1。理论和模拟结果均对应波数 $k\lambda_{Dc} = 0.126$。

Run	线性理论			模拟
	$\frac{\omega}{\omega_{pc}}$	$\frac{\gamma}{\omega_{pc}}$	$\frac{v_{res}}{v_{th,c}}$	$\frac{\gamma}{\omega_{pc}}$
基准	0.42	0.0068	3.333	0.01
1a	0.309	0.0375	2.452	0.04
1b	0.301	0.0249	2.389	0.028
1c	0.292	0.00982	2.317	0.012
2a	0.255	0.061	2.024	0.0645
2b	0.349	0.0385	2.77	0.041
2c	0.385	0.0254	3.06	0.0283
3a	0.316	0.048	2.508	0.0537
3b	0.296	0.053	2.349	0.0599
3c	0.282	0.0483	2.238	0.0541

根据公式3所给出的漂移麦克斯韦分布。为利用表1中给出的参数激发基模，向束流漂移速度中加入扰动$\delta V = 0.01\sin((2\pi/L_x)x)$。

在图2 中，我们在分图 a、b 和 c 中分别展示了系列 1、2 和 3 运行中最大电场值随时间的演化，其中基准模拟以灰色曲线表示。根据这些图，我们计算出由模拟盒长度选定的波数$k\lambda_{Dc} = 0.126$，并将其与实频率一起同线性理论的结果进行比较，见表2。我们观察到理论结果与模拟结果之间具有良好的一致性。

3. 能量演化

本节重点讨论模拟中场与粒子之间的能量交换。将式 1 乘以 $\frac{1}{2}m_s v^2$，然后对所有坐标（1D）和所有速度（1V）空间积分，可得：

$$\int dx \int dv \frac{m_s v^2}{2}\frac{\partial f_s}{\partial t} + \int dx \int dv \frac{m_s v^2}{2} v \frac{\partial f_s}{\partial x} - \int dx \int dv \frac{m_s v^2}{2}\frac{q_s}{m_s}\frac{\partial \varphi}{\partial x}\frac{\partial f_s}{\partial v} = 0. \quad (5)$$

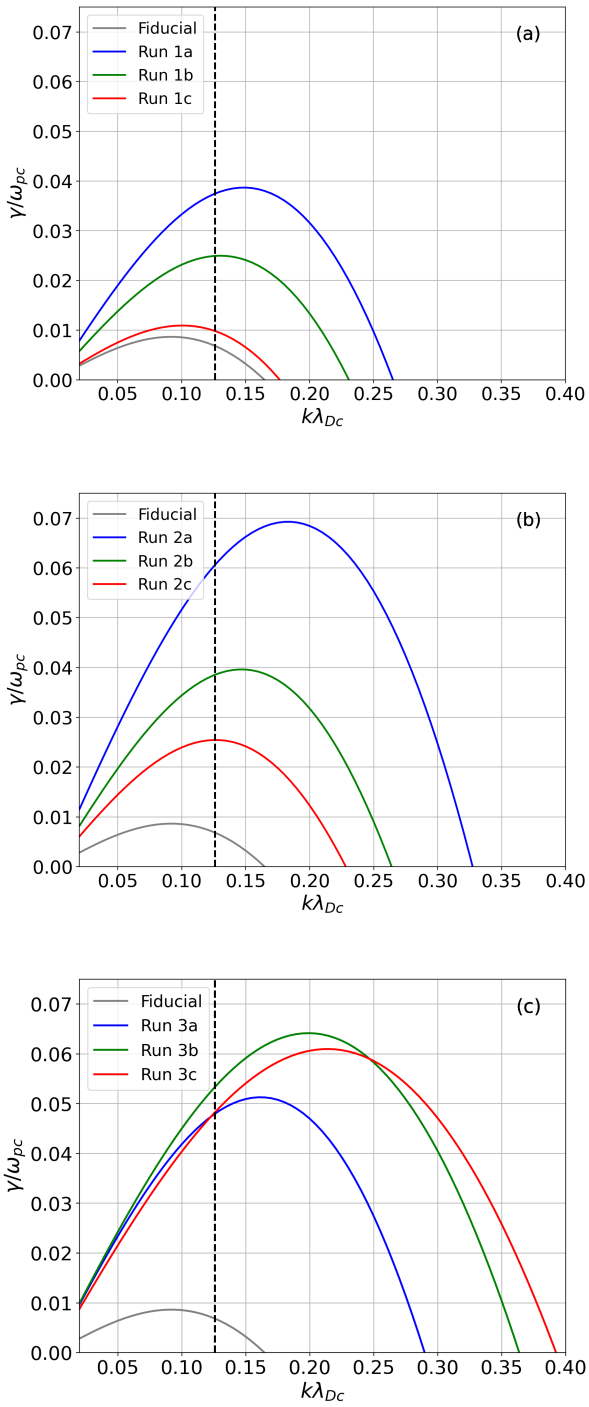

图1：归一化增长率 γ/ω_{pc} 与归一化波数 $k\lambda_{Dc}$ 根据公式 4 所得的 IIAI 结果，参数见表 1。分图 a、b 和 c 分别表示系列1、2 和 3，基准运行以灰色曲线表示。这些理论预期与表2中的模拟结果进行了比较。竖直虚线表示模拟波数（$k\lambda_{Dc} = 0。126$）。

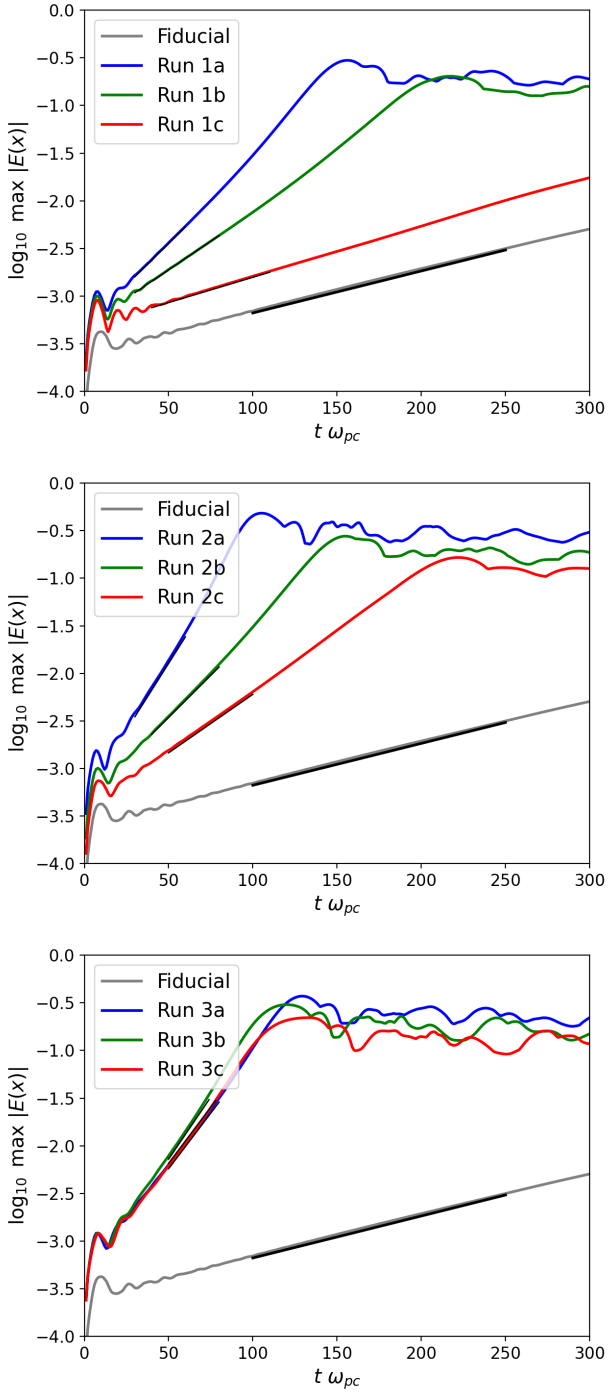

图2：表 1中所述模拟运行的电场振幅随时间的演化。在表 2中，我们将此处测得的增长率（以黑线表示）与线性理论进行了比较。

对于周期性边界条件以及在无穷远处衰减的分布函数，式 5 中的第二项为零，因为它仅通过边界项产生贡献。我们将物种 s 的相空间能量密度定义为 $\epsilon_s(x, v,t) = \frac{m_s}{2} v f_s(x, v,t)$，其表示一维一速度维沃拉索夫–泊松系统中单位长度、单位速度的能量密度（Howes 等，2017）。相空间能量密度 $\partial\epsilon_s$（x，v，t）/∂t的时间演化随后可由公式5得到，即

$$\frac{\partial \epsilon_s(x,v,t)}{\partial t} = -\frac{q_s v^2}{2}\frac{\partial f_s(v)}{\partial v}E(x,t), \tag{6}$$

因此，方程 6 给出了电场与粒子物种之间能量传递的瞬时速率，它导致粒子能量发生变化。

对空间、速度和时间进行积分，方程6 可得

$$\mathcal{E}_s = -\frac{1}{2}\int_0^t dt' \int dx \int dv\, q_s v^2 \times \left(\frac{\partial f_s(x,v,t')}{\partial v}\right) E(x,t'). \quad (7)$$

即非线性波粒相互作用项。电场能量 $W_\varphi = \int \mathrm{d}x \frac{E^2}{2}$ 以及微观粒子能量 $W_s = \int \mathrm{d}x \int \mathrm{d}v \frac{m_s v^2}{2} f_s$ 的演化见图 3（分图 a），对应基准模拟；其他模拟的结果见表4 中所列1的模拟。实线表示

$$\mathcal{P}_s = W_s - W_{s0}, \quad (8)$$

其中 s 分别代表核心、束流、电子、场和总能量，下标 0 表示初始时刻。这些数值直接取自常规模拟诊断。类似地，虚线表示 $\mathcal{E}_s$ 不同粒子群体按照方程7计算得出的值。

我们从图 3（分图 a）和图4 中观察到，粒子群体对应的实线和虚线彼此重合，这正如预期，因为它们代表了计算某一粒子种类能量交换的不同方法。青色曲线追踪模拟中的总能量变化（场与粒子之和），表明我们的运行具有出色的能量守恒。图 3显示，主要的能量交换发生在核心和束流群体之间：束流损失的能量大部分由核心质子获得，少部分由电子获得。与之相比，电场获得的能量很少，因为场主要充当粒子种类之间能量传输的媒介。在图 3（分图 b）中，我们绘出了质子（核心和束流）以及电子的能量变化，并分别以其初始能量归一化，$\mathcal{P}_s/\mathcal{P}_{s0}$：我们看到，与核心质子和束流质子相比，电子的相对能量变化极小：电子并未获得显著的动能。

在图 4 中可以看到，能量交换量直接取决于不稳定性的增长率，这符合预期：增长率越高，能量交换量越大。图 4 第一行显示，降低 T_e/T_c 会使增长率降低（表 2）：$\mathcal{P}$ 分量的绝对值随之减小。图4第二行显示，降低 n_b/n_c同样会使增长率降低（表 2）：种群之间的能量交换量也随之减小。图 4第三行显示，随着 $V_{D,b}/v_{th,c}$增大，能量交换量的变化很小，相比之下，第一行和第二行中的变化幅度要大得多。图2清楚地说明了原因：系列3中三次模拟之间的增长率差异远小于系列1和系列2。插图中的分图展示了场能演化，其变化趋势相同：不稳定性越弱，场能增幅越小，因此粒子能量化也越弱。此外，在这三组参数扫描中，降低T_e/T_c、n_b/n_c或$V_{D,b}/v_{th,c}$，都会使电子获得的能量相对于束流损失的能量减少。这表明，当不稳定性的作用减弱时，电子吸收的可用能量比例会降低，从而导致电子与束流之间的能量分配略有变化，同时总能量交换量也会减少。

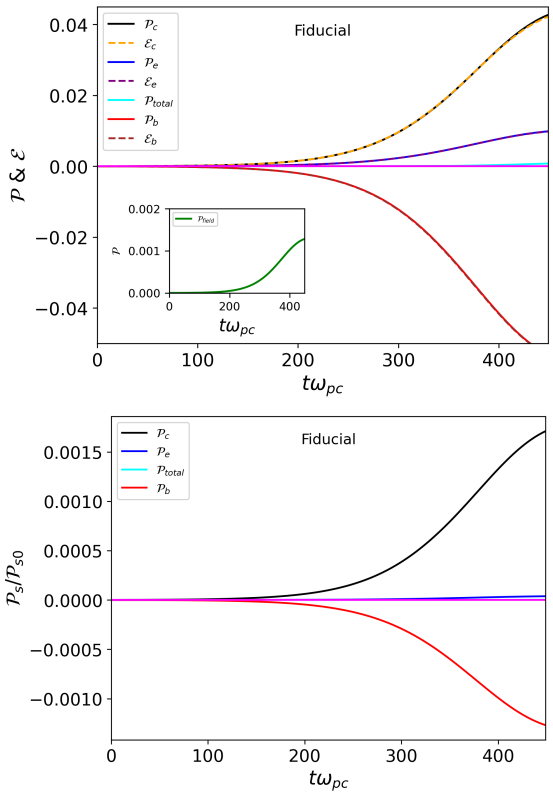

图3：基准运行中的能量演化。上方分图：（实线）不同粒子群体的能量变化、总能量以及电场能量（插图），按照式计算。（虚线）：粒子群体的能量变化，按照式8计算。下方分图：$\mathcal{P}_s/\mathcal{P}_{s0}$ 三个粒子群体以及总能量的变化。零处的水平洋红色实线分隔 $\mathcal{P}$和 $\mathcal{E}$的正值与负值。

4. 场-粒子关联

对速度分布函数和电磁场演化的研究，受到原位观测局限的制约——这类观测通常依赖单点测量。因此，式6 提出了一种量身定制的方法，利用电磁场和速度分布函数的单点时间序列测量，研究相空间能量密度而非总能量的变化率。场-粒子关联（FPC）技术通过将电场（唯有电场能够做功）与速度分布函数的速度导数相关联，量化能量传递。这种单点测量方法揭示了场-粒子能量交换的速度空间结构，可将其与特定的能量化和不稳定性过程联系起来。FPC 方法从根本上适用于航天器单点测量，为分析弱碰撞日球层等离子体中的粒子能量化机制提供了有力工具。

为了区分与波动相关的振荡性能量交换，以及由粒子与场之间净能量传递导致的世俗能量交换，FPC 方法会在一个超过线性波周期的时间间隔内进行时间平均 $\tau = N\Delta t$（即 $\tau > \frac{2\pi}{\omega}$ 针对主导振荡）。这会分离出能量传递的长期分量，同时消除代表可逆能量交换的振荡分量。在时间t_i和位置x_0，处计算的场-粒子相关性，在一个时间间隔内

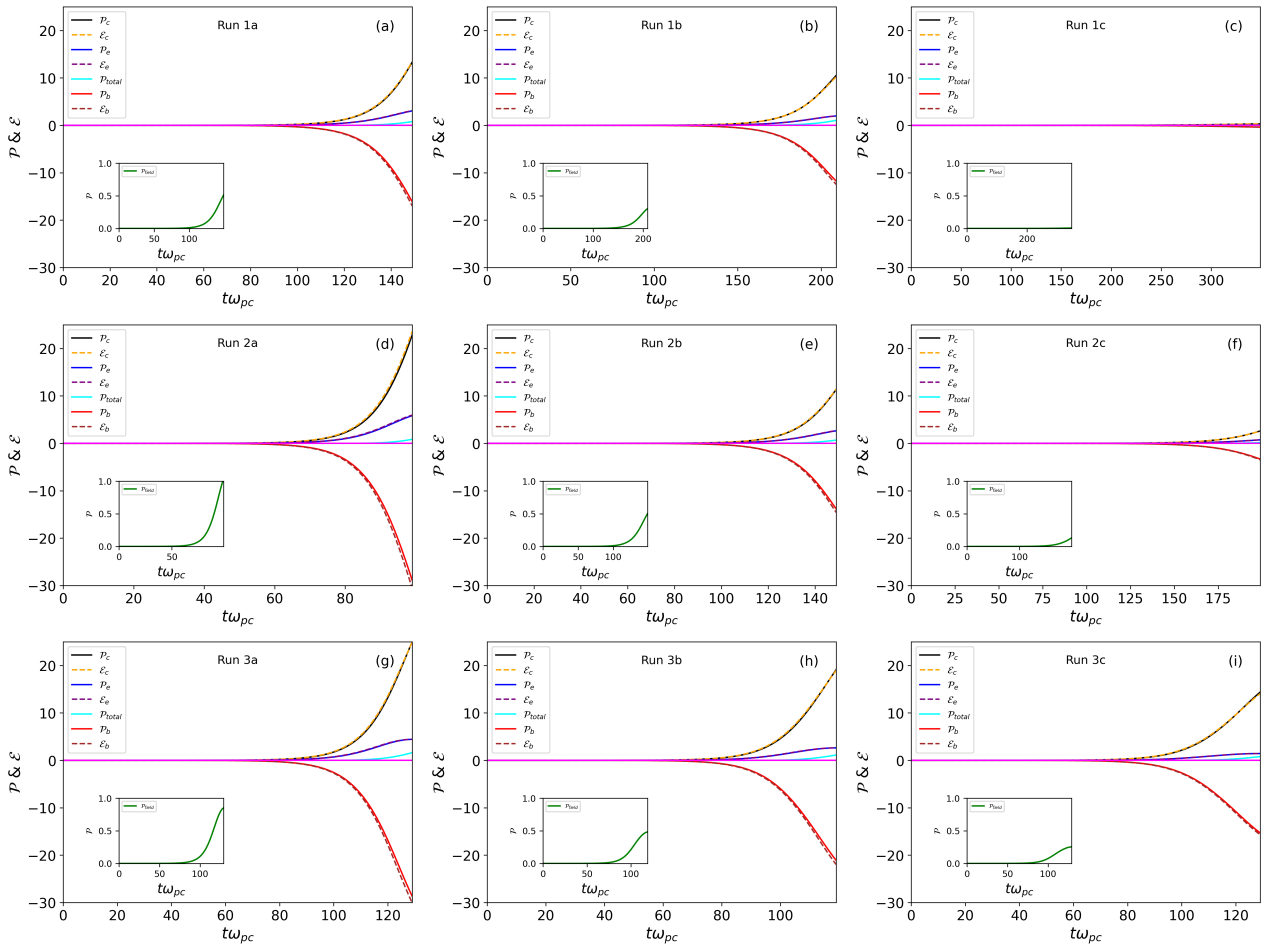

图4：粒子、场和总动能的变化（实线，$\mathcal{P}$），以及净能量交换率（虚线，$\mathcal{E}$），表1中系列1（第一行）、系列2（第二行）和系列3（第三行）模拟运行的结果。1。与图3相同，水平零线表示正值与负值之间的分界。

$\tau = N\Delta t$，由下式给出（Klein 等，2017）：

$$FPC(x_0, v, t_i, \tau) \equiv \frac{1}{N}\sum_{j=i}^{i+N} -q_s\frac{v^2}{2}\frac{\partial f_{s,j}(x_0, v, t_j)}{\partial v} \times E(x_0, t_j). \quad (9)$$

其中，参与求和的项是方程6 右侧在空间中的单点$x = x_0$处的取值。对所有空间位置进行积分后，我们便可以将 FPC 与给定时间7 处方程中物种能量的变化进行比较：t'。通过分析位置$x = x_0$ 处的单点测量，我们可以得到每种粒子s的 FPC 图谱，其随速度和时间变化。由此可以直接看出该物种在哪些速度下与电场发生能量交换、这种交换是世俗的还是由振荡造成的，以及该粒子种类获得（正号）还是失去（负号）能量。

在以下小节中，我们将考察 FPC 随速度的变化以及对速度积分后的 FPC，$\int dv FPC(x_0, v, t_i, \tau)$，并针对表1所列的每次模拟运行，寻找特定空间位置处的相空间特征。

4.1. 基准运行

在图5 中，我们绘制了 $\int dv FPC$，它量化了电场 E 与三种等离子体组分之间的相互作用，覆盖范围为相关区间 $\tau\omega_{pc} \in [0, 100]$。该量以归一化单位表示，这些单位源自第2节所述的代码归一化。我们的不稳定性实频范围为 $\omega_r/\omega_{pc} \sim 0.2 - 0.4$，因此最小相关区间处于 $\omega_{pc}\tau_{min} \sim 15 - 30$ 范围内。FPC 在 $x/\lambda_{Dc} = 0$ 处进行评估。在基准运行中，短相关时间（τ）下会发生显著的振荡性能量交换，但对于电子而言，没有任何单一的 τ值能完全消除振荡性能量传递。然而，束流质子（能量降低）和核心质子（能量增加）均呈现出长期能量传递的迹象。图6的分图a和b中的粒子场相关图显示，在很宽的速度范围内，核心和束流都以振荡模式与场交换能量：在固定速度下，正负特征随时间交替出现。在共振速度处观察到长期能量交换（虚线所示的垂直线；所有运行的共振速度见表2）：束流失去能量（负蓝色特征，方程9中的正 $\partial f_{pj}/\partial v$），从而驱动不稳定性。相反，核心获得能量（正红色特征，方程9中的负正 $\partial f_{pj}/\partial v$）。我们没有观察到电子存在长期能量交换（分图c），它们仅呈现振荡模式。在分图d中，我们在速度维度上对相同空间位置 $x/\lambda_{Dc} = 0$ 处不同粒子群体的能量交换进行积分，并使用 $\tau\omega_{pc} = 100$：我们观察到束流质子和电子呈现振荡行为，而核心质子没有。后续分析（图8、10、12和13）将显示，

当增长率较低时，电子和束流的能量演化中可以看到振荡。

4.2. 系列一：改变电子温度

图7 和8展示了系列一的模拟，其中我们降低电子与核心温度比。该比值（T_e/T_c）会显著改变 IIAI 增长率，进而影响能量交换动力学。这种依赖关系源于离子声相速度的变化，因此也使共振速度相对于质子速度分布发生偏移。尽管能量交换模式与基准运行一致（束流持续失去能量，核心获得能量），但随着T_e/T_c降低（第 1 至第 3 行），能量交换量显著减少，增长率也随之降低；这是因为共振速度移向束流分布中正斜率较弱的区域。 $\int dvFPC$ （图7）表明，随着 τ增大，振荡性能量交换逐渐减弱，并转向持续性能量传递：较长的相关区间会平均掉能量传递中的振荡。FPC图（图8）与基准运行的结果一致，证实质子动力学仍与发生在共振速度附近的离子声共振相关。当T_e/T_c较大、IIAI 增长率较高时，共振速度位于束流分布正斜率较大的区域，从而实现高效的持续性能量传递。在这种情况下，图v积分能量交换图中看不到振荡性能量交换，见图8d 分图。随着增长率降低，共振速度移出该区域，持续性能量交换减弱，此时振荡性能量交换便会显现。

4.3. 系列二：改变质子束流密度

图 9 和图 10 对应系列2模拟，其中我们降低了束与核心的密度比。随着束流密度降低，能量交换减弱，增长率也随之降低，因为可在共振速度处与离子声波发生共振的束流粒子减少。正如预期，束流和核心粒子的世俗能量交换都发生在共振速度处。在这里考察的三个案例中，IIAI 增长率始终足够高，因此世俗能量交换占主导，并掩盖了图 10的 d 分图中的振荡性能量交换行为。10。

4.4. 运行三：改变漂移速度

图 11 和 12 对应系列3，其中我们降低了束流漂移速度。观察到的行为与图 9 和11以及图 10 和 12所示一致。在此参数扫描中，漂移速度的变化主要改变共振速度相对于束流分布的位置，从而导致增长率和能量交换发生变化，其趋势与前几个系列中观察到的由共振控制的趋势相同。

4.5. 作为模拟位置函数的能量传递

到目前为止，我们一直在固定位置 $x/\lambda_{Dc} = 0$处评估 FPC。现在，我们希望考察在区域不同的域内，FPC 轨迹如何变化。对于这项分析，我们使用 Run 2b，其中物种之间的长期能量交换足够强，会掩盖振荡性能量交换。其他模拟也适用类似的考虑。在图 13 中，我们绘制了速度积分后的 FPC 随时间的变化，位置分别为 $x_0/\lambda_{Dc} = 0$、12.5、25 和 37.5。我们看到，核心质子特征随位置变化不大。不稳定性起始后，束流特征保持为负值；在固定时间，其数值会随采样点位置略有变化。电子特征在不稳定性起始后变化最为显著：在位置 $x_0/\lambda_{Dc} = 0$ 和 37.5 处为正，而在 $x_0/\lambda_{Dc} = 12.5$ 和 25 处接近于零。我们可以从图14理解这一行为，其中我们绘制了时间为 $\omega_{pc}t = 130$ 时束流、核心和电子的相空间；该时刻在图13中以水平线标出。为完整起见，我们在分图 d 中绘制了电场随空间的变化。图13中采样点的位置在图14中以竖直线标出。我们看到，在图14的分图 b 中，核心相空间随 x 的变化很小：正如 Afify等（2025）所强调的，至少在这些参数范围内，核心几乎不受 IIAI 影响。在分图 a 中，我们看到束流质子发展成离子空穴，而离子空穴显然具有空间依赖性；这就是图13中束流特征随空间略有变化的原因。电子对离子空穴及其对应的电场作出响应，在 $x/\lambda_{Dc} \sim 7.8$ 处电场为零的位置附近表现出相空间密度略微增加。这种空间变化反映在图13中。FPC 特征对位置的依赖性，以及在不稳定性的情况下它们与场的节点/腹部之间的关系，已在 Klein 2017 中得到强调。

5. 总结与讨论

本文将FPC应用于年轻太阳风中经常观测到的IIAI的全动理学模拟。我们的目标是利用全动理学模拟识别具有特征性的IIAI FPC特征，从而使未来在观测中识别IIAI更加高效。因此，我们的模拟采用了与观测到的太阳风性质相符的参数范围。首先，在图3 和4中，我们考察了模拟中的能量传递，同时使用模拟中易于获得的两种诊断量（公式8）以及构成FPC基础的非线性波粒相互作用项（公式7）。两种方法得出了相同的结果，因为它们只是计算同一物理量的不同方式。这一分析证实，质子束流是主要不稳定性驱动源，即其能量驱动了不稳定性的粒子群体（见图3 和4）。束流粒子群体损失的能量大部分被核心粒子群体获得，并且能量传递随不稳定性的增长率增加而增强（图4）。电子粒子群体获得的能量在绝对值上并不可忽略（图3，上图），但相对于其初始能量而言较小（图3，下图）。

我们考察了在分析中采用不同 FPC 相关区间的影响（图5、7、9、11）。我们发现， $\tau = 100\omega_{pc}$（对应于 $\tau/T \sim 8$，其中 $T = 2\pi/\omega$）能够有效突出长期与振荡性能量传递。随后，我们针对不同粒子群体寻找其特征性的 FPC特征（图6、8、10、12）。在速度空间中对 FPC 进行积分（图6、8、10、12中每行的第四个分图）后，我们观察到，当 IIAI 增长率较高时，质子束流和电子特征中观测到的、与振荡性能量交换模式相关的振荡，主要由长期交换主导。在速度空间中考察 FPC特征随时间的变化（图6、8、10、12中的前三个分图）时，我们在 IA 共振速度处观察到长期和共振能量传递的迹象，这对于质子束流（第一个分图）和核心（第二个分图）均是如此：束流损失能量，而核心获得能量。相比之下，电子（第三个分图）

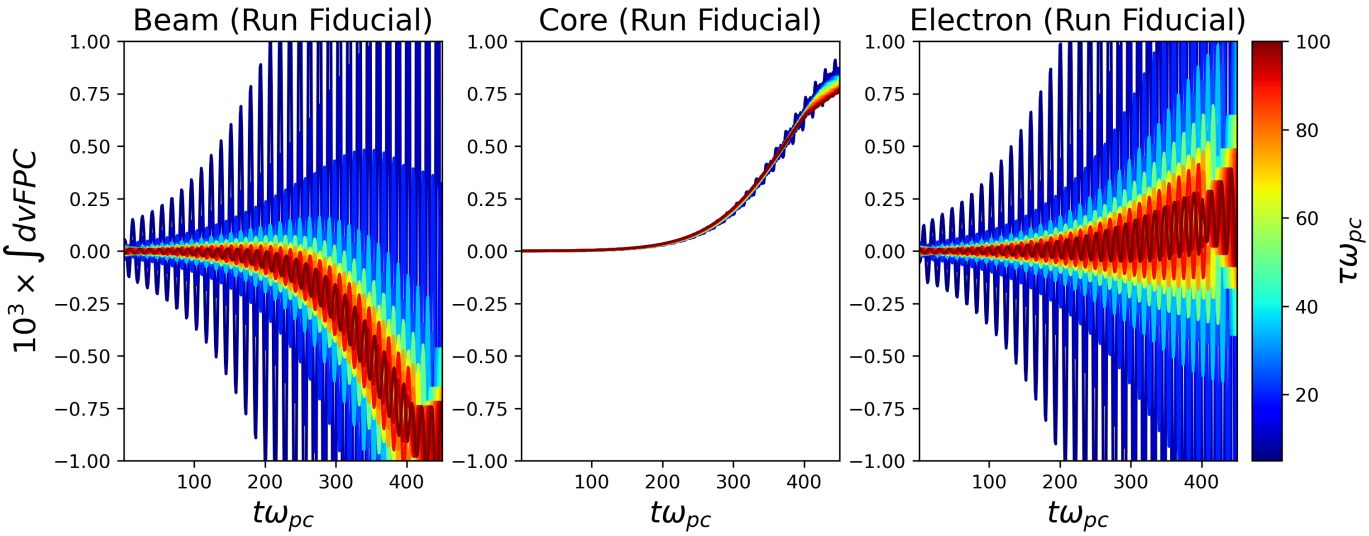

图5： ∫速度依赖的*FPC* RUN Fiducial 在 $x/\lambda_{Dc} = 0$ 下不同相关区间的情况。

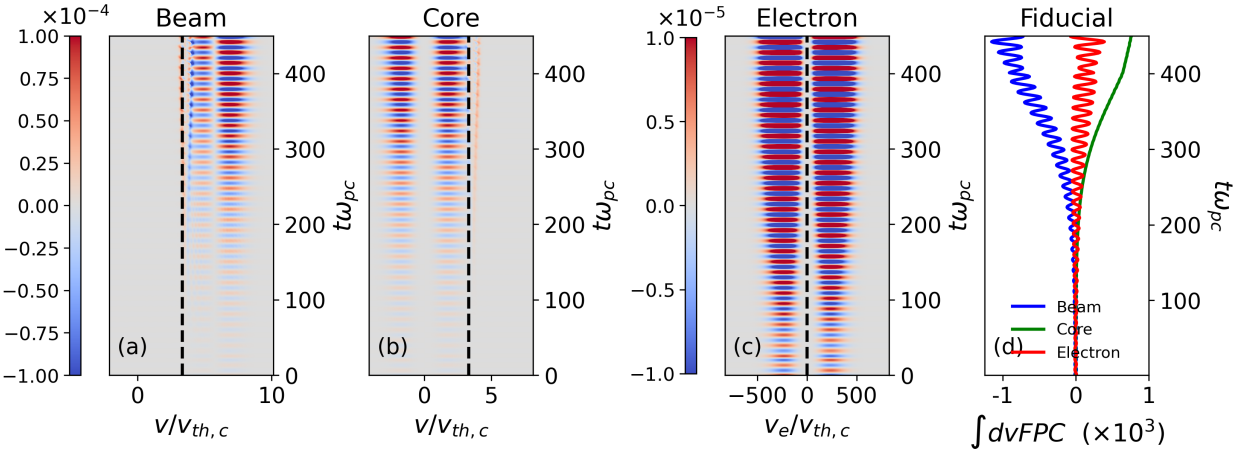

图6：RUN Fiducial 在 $x/\lambda_{Dc} = 0$ 下束流、核心和电子的速度依赖FPC（分图 a、b、c），相关区间为 $\tau\omega_{pc} = 30$。分图 d：∫速度依赖的*FPC* 相关区间 $\tau\omega_{pc}$ 设为 100。竖直虚线表示共振速度，其值为 3.333 $v_{th,\ c}$。

仅表现出场与粒子之间的振荡性能量交换模式。改变决定增长率的关键参数（T_e/Tc、n_b/n_c和$V_{D,\ b}/v_{th,\ c}$）后，我们观察到增长率与交换能量之间存在很强的正相关。不同粒子组分之间的能量交换比率在不同增长率下似乎保持一致。研究模拟中探针位置的影响得到了颇为有趣的结果（图13和14）。我们观察到，质子核心群体的能量传递不受探针位置影响，因为核心质子群体受到 IIAI 产生的离子空穴形成的影响极小。相比之下，质子束流和电子的结果表现出位置依赖性，因为质子束流和电子的速度分布都会受到离子空穴的影响：离子空穴由束流质子构成，但也会通过电场调制改变电子速度分布（图14）。

尽管本分析并非旨在模拟航天器采样效应，例如多普勒频移和采样频率，但其结果仍有助于解读单点测量。针对这些效应并专门应用于帕克太阳探测器和太阳轨道器测量的详细量化分析，将在未来的研究中展开。FPC 技术本质上是一种单航天器诊断方法，仅依赖电场和粒子速度分布函数的局部时间序列。因此，此处识别出的 IIAI 速度空间特征，为这类不稳定性在理想化单点测量中会产生何种表现提供了具有物理依据的参照。

这项研究未来一个自然的方向，是在年轻太阳风的观测中寻找此处识别出的 IIAI FPC特征。此任务将留待能够支持更高仪器采样频率的未来任务完成，因为帕克太阳探测器的 SPANi 最高采样频率为 0。87 秒（Livi 等人 2022年）。正如 Malaspina 等人 (2024 年) 所指出的，如果 IIAI 的时间尺度（增长率的倒数）约为数十毫秒，那么这一采样速度太慢，无法捕捉正在发生的 IIAI 动力学所留下的质子特征；本研究及先前研究（Afify 等人 2024年）在与观测相符的参数范围内得出了这一时间尺度。此外，若以约为

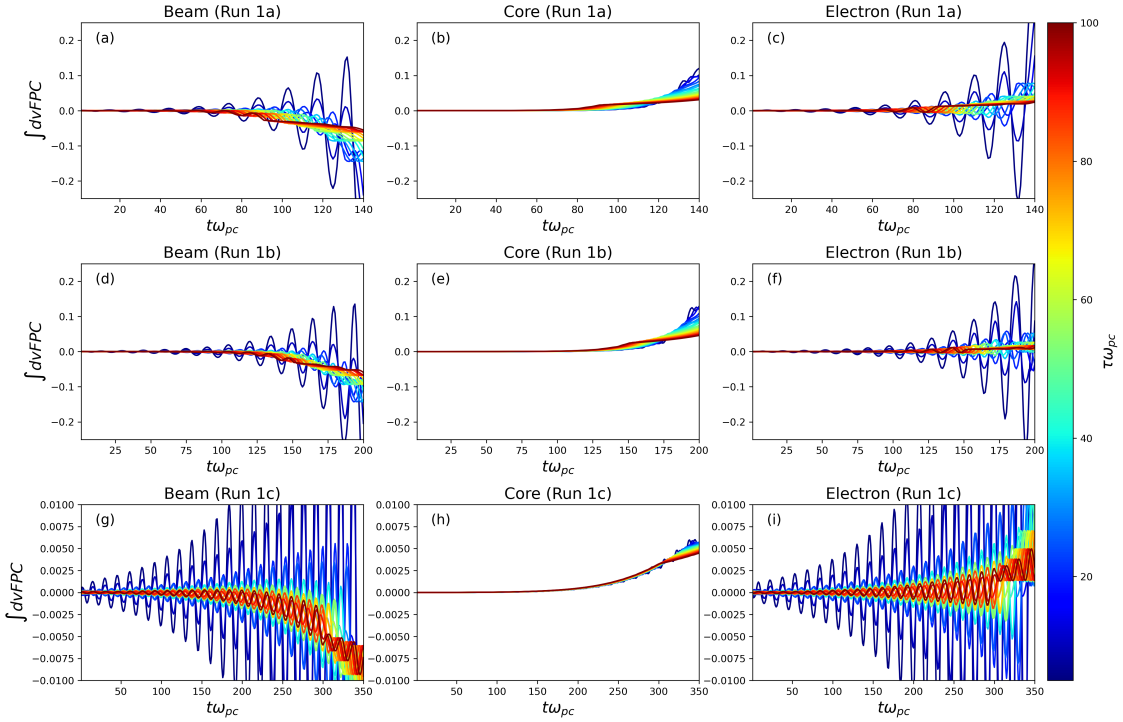

图 7： $\int dvFPC$ 系列1在$x/\lambda_{Dc} = 0$处运行时，不同相关区间对应的结果。运行 1、2、3 分别从上到下显示在三行中。

的磁场值计算离子回旋频率$B = 200\ nT$，如与 IIAI 观测相对应的报告所述（Mozer 等人 2023年），表 1。

未来的工作将研究更真实的模拟情景，既考虑太阳风中经常观测到的不同粒子群体的各向异性，也考虑大尺度过程（例如磁重联）在产生导致 IIAI 的离子束中可能发挥的作用。

致谢

M. S. Afify 感谢亚历山大·冯·洪堡基金会（德国波恩 53173，参考编号 3.4-1229224-EGY-HFST-P）提供研究奖学金及经费支持。M.E.I. 感谢德国研究联合会（DFG）通过 SFB1491 协作研究中心和项目 497938371 提供支持。我们感谢 Jürgen Dreher 就本研究所用弗拉索夫代码的优化进行的有益讨论。

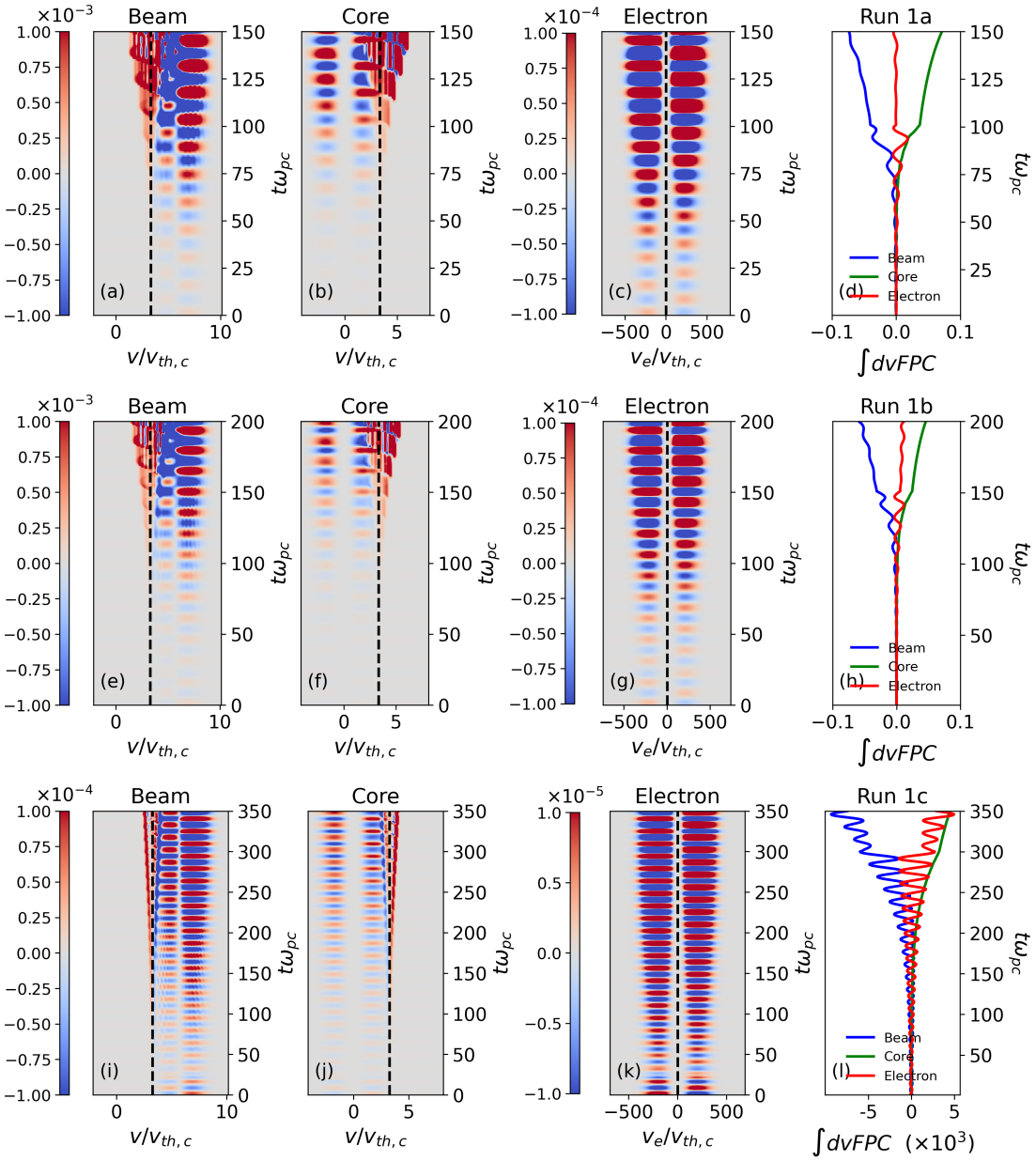

图8：系列1运行在$x/\lambda_{Dc} = 0$处的速度依赖的FPC。质子的相关区间 $\tau\omega_{pc}$ 设为100，电子设为10；但在情况1c中，质子和电子的相关区间均设为10。垂直虚线表示共振速度，从上到下分别为3.377、3.333和3.284。

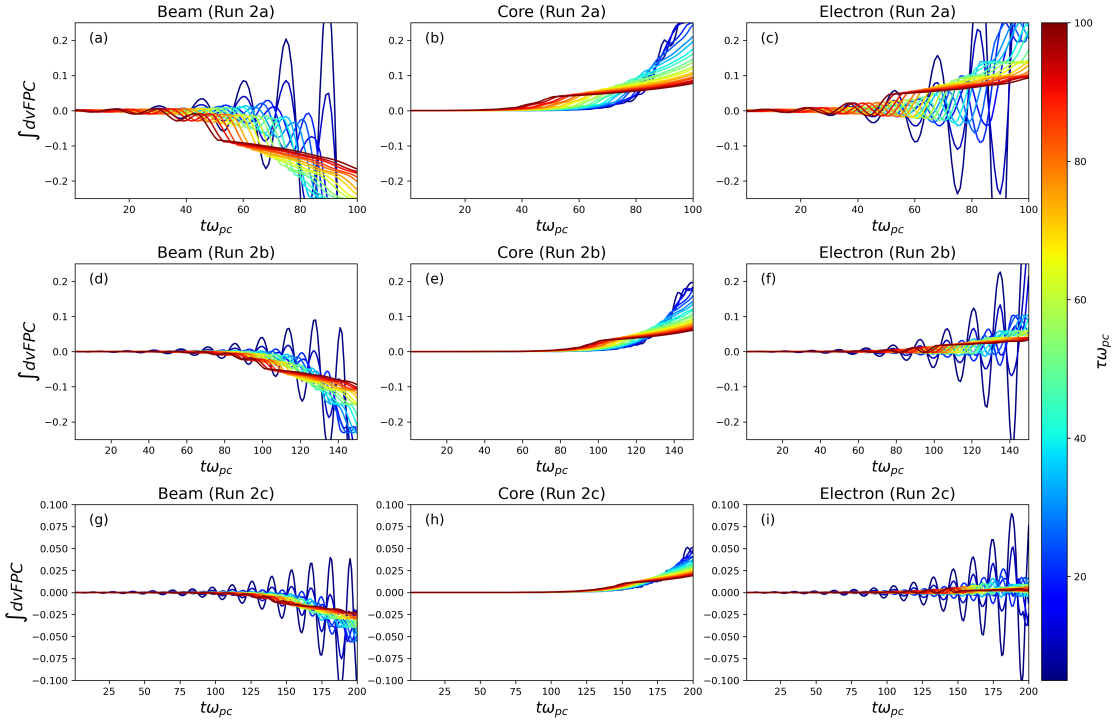

图 9：系列2 在一系列相关区间内的净能量传递率$x/\lambda_{Dc} = 0$，排列格式与图 7相同。

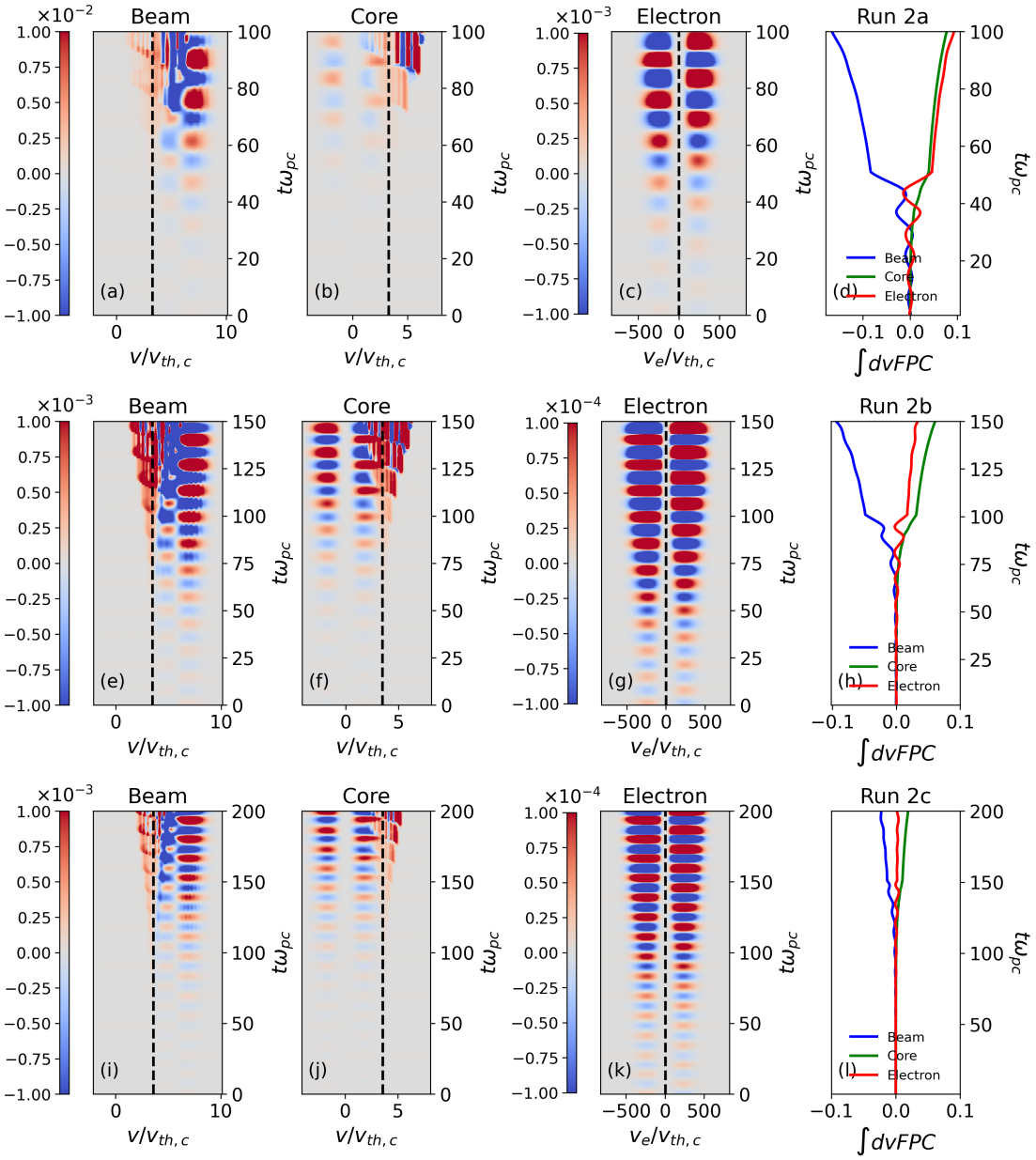

图 10：系列2在$x/\lambda_{Dc} = 0$处运行的速度依赖的FPC。相关区间 $\tau\omega_{pc}$ 设为 100。垂直虚线表示共振速度，从上到下分别为 3.295、3.481 和 3.583。

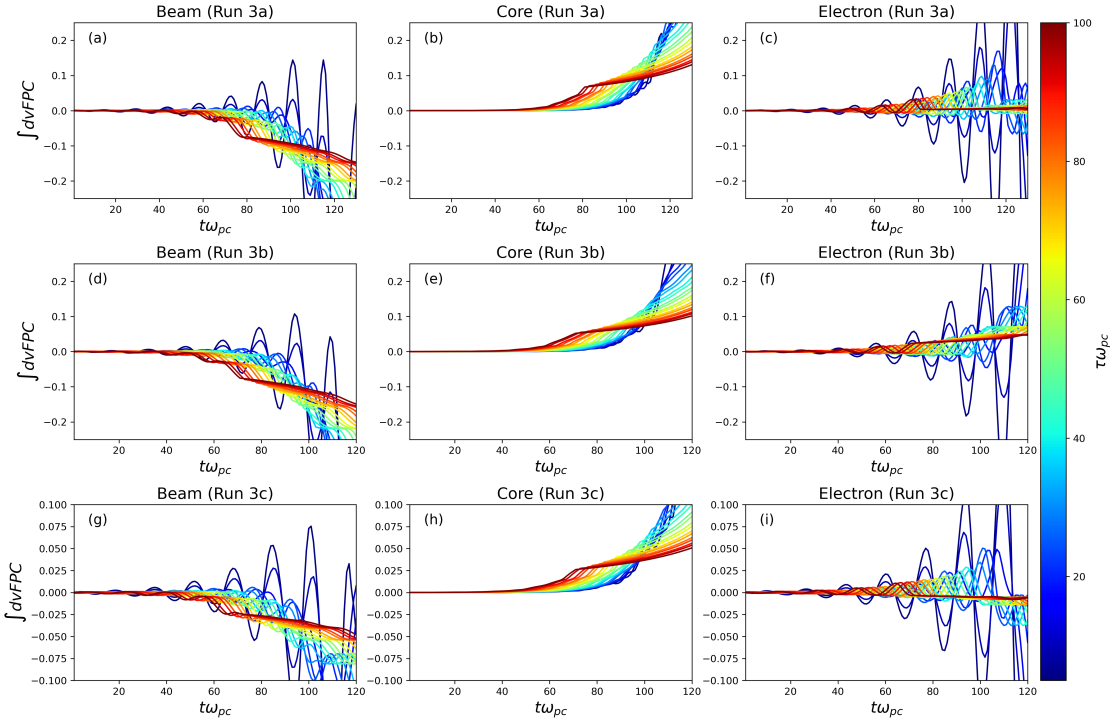

图 11： $\int dvFPC$ 对于 a 第3系列运行在$x/\lambda_{Dc} = 0$处的相关区间范围，排列格式与图 7相同

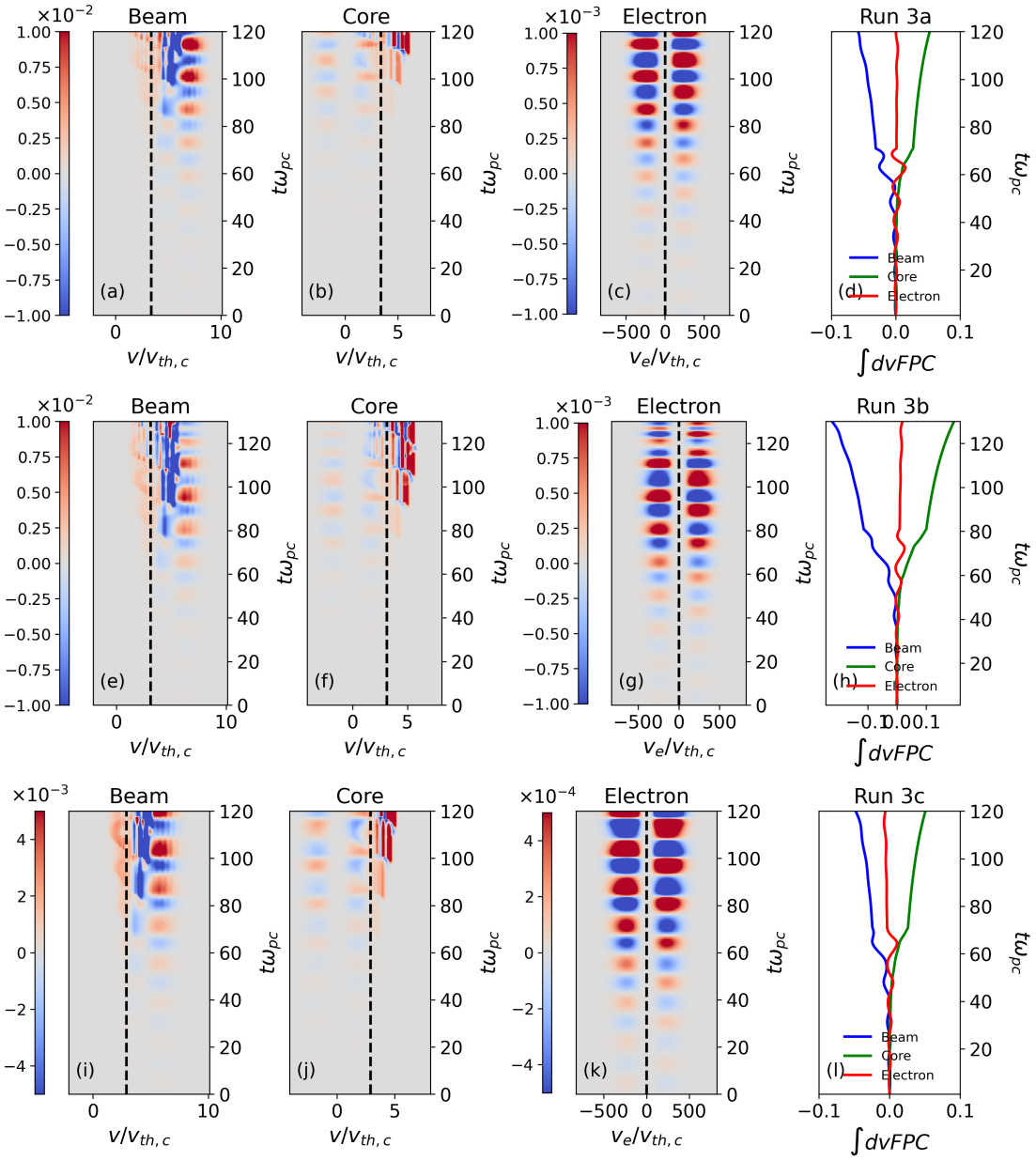

图12：系列3运行在$x/\lambda_{Dc}=0$处的速度依赖的FPC。相关区间 $\tau\omega_{pc}$ 设为100。竖直虚线表示共振速度，从上到下分别为3.408、3.114和2.909。

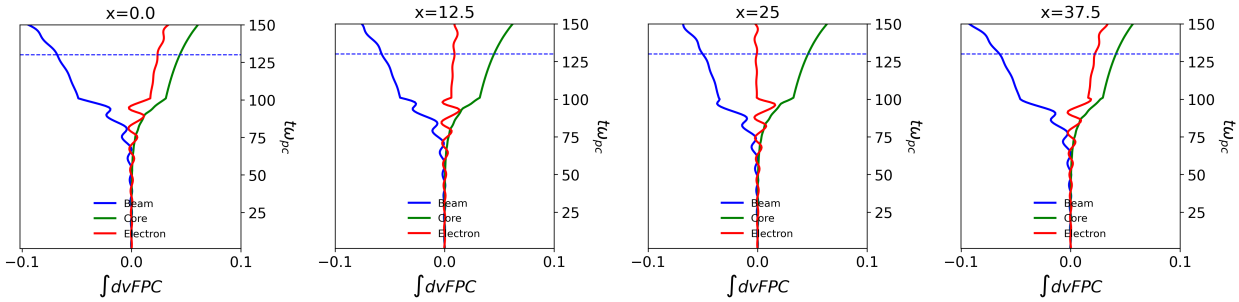

图13：速度积分后的F　　PC随时间的变化，针对Run 2b，在$x/\lambda_{dc}=0$、12.5、25、37.5处分别进行评估。Th　　e水平线表示 ω　　$_{pc}t$ = β0.

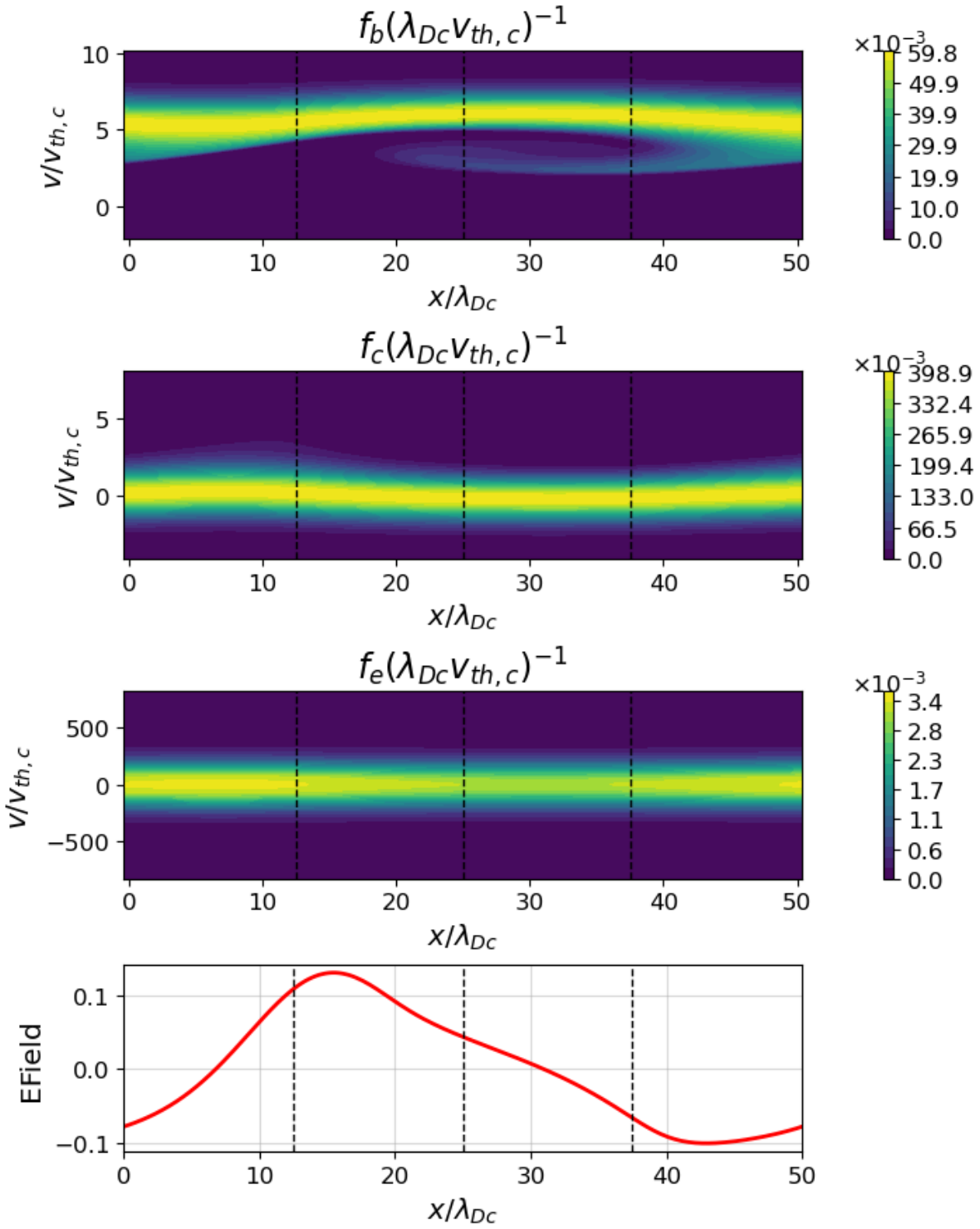

图14：2b 运行中束流、核心、电子（分图 a 至 c）和电场（分图 d）的相空间，$\omega_{pc}t = 130$。竖线标记 $x/\lambda_{Dc} = 0$、12.5、25、37.5。

参考文献

Afify, M. S., Dreher, J., O'Neill, S., & Innocenti, M. E. 2025年，《天文学与天体物理学》 Afify, M. S., Dreher, J., Schoeffler, K., Micera, A., & Innocenti, M. E. 2024年，《天体物理学杂志》，971，93 Afshari, A., Howes, G., Kletzing, C., Hartley, D., & Boardsen, S. 2021年，《地球物理研究杂志：空间物理》，126，e2021JA029578 Afshari, A., Howes, G., Shuster, J., et al. 2024年，《自然·通讯》，15，7870 Baumjohann, W., & Treumann, R. A. 2012年，（世界科学出版社） Boldú, J. J., Graham, D., Morooka, M., et al. 2024年，《地球物理研究快报》，51，e2024GL109956. Brown, C. R., Juno, J., Howes, G. G., Haggerty, C. C., & Constantinou, S. 2023年，《等离子体物理学杂志》，89，905890308 Cattell, C., Breneman, A., Dombeck, J., et al. 2022年，《天体物理学杂志快报》，924，L33. Chen, C., Klein, K., & Howes, G. G. 2019年，《自然·通讯》，10，740 Dai, L., Wang, C., & Lavraud, B. 2021年，《天体物理学杂志》，919，15 Fox, N. J., Velli, M. C., Bale, S. D., et al. 2016年，《空间科学评论》，204，7 Fried, B. D., & Conte, S. D. 1961年，等离子体色散函数：高斯函数的希尔伯特变换（爱思唯尔公司） Gary, S. P. 1993年，空间等离子体微观不稳定性理论（纽约：剑桥大学出版社） Gary, S. P., & Omidi, N. 1987年，《等离子体物理学杂志》，37，45-61. González, C., Innocenti, M. E., & Tenerani, A. 2023年，《等离子体物理学杂志》，89，905890208 Goodrich, K. A., Ergun, R., Schwartz, S. J., et al. 2019年，《地球物理研究杂志：空间物理》124，1855-1865. Graham, D., Cozzani, G., Khotyaintsev, Y. V., et al. 2025年 221，20 a，《空间科学评论》，. Graham, D. B., Khotyaintsev, Y. V., & Lalti, A. 2025年，arXiv预印本 arXiv:2502.07953 Graham, D. B., Khotyaintsev, Y. V., Sorriso-Valvo, L., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》，656，A23 Gurnett, D. A. 1991年，载于《波与不稳定性》，编者：R. Schwenn, & E. Marsch（柏林，海德堡：施普林格出版社），135 Gurnett, D. A., & Anderson, R. R. 1977年，《地球物理研究杂志》82，632–650 Hollweg, J. V. 1975年，《地球物理评论》，13，263-289 Howes, G. G. 2024年，《等离子体物理学杂志》，90，905900504. Howes, G. G., Felix, A., Brown, C. R., et al. 2025年，《等离子体物理学》，32，6. Howes, G. G., Klein, K. G., & Li, T. C. 2017年，《等离子体物理学杂志》，83，705830102. Huang, R., Howes, G. G., & McCubbin, A. J. 2024年，90，535900401 《等离子体物理学杂志》，. Juno, J., Brown, C. R., Howes, G. G., et al. 2023年，《天体物理学杂志》，944，15 Klein, K. G. 2017年，《等离子体物理学》，24，5 Klein, K. G., & Howes, G. G. 2016年，《天体物理学杂志快报》，826，L30 Klein, K. G., Howes, G. G., & TenBarge, J. M. 2017年，JPlPh，83，535830401 Klein, K. G., Howes, G. G., TenBarge, J. M., & Valentini, F. 2020年，《等离子体物理学杂志》，86，905860402. Kurth, W., Gurnett, D., & Scarf, F. 1979年，《地球物理研究杂志》82，632–650 Li, D., Liu, Z., & Loureiro, N. F. 2025年，arXiv预印本 arXiv:2505.08983 Liu, Z., White, R., Francisquez, M., Milanese, L. M., & Loureiro, N. F. 2024年，《等离子体物理学杂志》，90，965900101 Livi, R., Larson, D. E., Kasper, J. C., et al. 2022年，《天体物理学杂志》938，138. Malaspina, D. M., Ergun, R. E., Cairns, I. H., et al. 2024年，《天体物理学杂志》，969，60. Mangeney, A., Salem, C., Lacombe, C., et al. 1999年，《地球物理年鉴》，17，307-320 Marsch, E. 1991年，载于《内日球层物理学 II：粒子、波与湍流》（施普林格），45–133 Montag, P., Howes, G., McGinnis, D., et al. 2025年，《天体物理学杂志快报》，980，L23 Montag, P., & Howes, G. G. 2022年，《等离子体物理学》，29 Mozer, F., Bale, S., Kellogg, P., et al. 2023年，《等离子体物理学》，062111，30 Mozer, F. S., Agapitov, O. V., Kasper, J. C., et al. 2023年，《天文学与天体物理学》673，L3. Mozer, F. S., Bale, S. D., Cattell, C. A., et al. 2022年，AJL 927，L15. Mozer, F. S., Bonnell, J. W., Bowen, T. A., Schumm, G., & Vasko, I. Y. 2020年，《天体物理学杂志》，901，107 Mozer, F. S., Bonnell, J. W., Hanson, E. L. M., Gasque, L. C., & Vasko, I. Y. 2021年，《天体物理学杂志》，911，89. Mozer, F. S., Vasko, I. Y., & Verniero, J. L. 2021年，《天体物理学杂志快报》，919，L2. Müller, D., Cyr, O. S., Zouganelis, I., et al. 2020年，《天文学与天体物理学》，642，A1. Nair, R., Halekas, J. S., Cattell, C., et al. 2025年，《天体物理学杂志》，984，14. Perrone, D., Valentini, F., & Veltri, P. 2011年，《天体物理学杂志》，741，43 Phan, T. D., Verniero, J. L., Larson, D., et al. 2022年，《地球物理研究快报》，49，e2021GL096986. Píša, D., Soucek, J., Santolík, O., et al. 2021年，《天文学与天体物理学》656，A14. Shu, C.-W., & Osher, S. 1988年，《计算物理学杂志》，77，439-471. Stix, T. 1992年，《等离子体中的波》（纽约：美国物理联合会） Tenerani, A., Sioulas, N., Matteini, L., et al. 2021年，《天体物理学杂志快报》，919，L31. Valentini, F., Perrone, D., & Veltri, P. 2011年，《天体物理学杂志》739，54. Valentini, F., Vecchio, A., Donato1, S., et al. 2014年，AJL 788，L16. Verniero, J., Howes, G., Stewart, D., & Klein, K. 2021年，JGRA，126，e2020JA028361 Verniero, J. L., Chandran, B. D. G., Larson, D. E., et al. 2022年，《天体物理学杂志》，924，112 Verniero, J. L., Larson, D., Bowen, T. A., et al. 2020年，《天体物理学杂志增刊》，248，5 Wilson III, L., Cattell, C., Kellogg, P., et al. 2007年，《物理评论快报》，99，041101