

低能质子环束流与等离子体相互作用过程的一维混合模拟研究

金远伟 王娅冰 顾斌 赵蕾 张效信

Interaction between low energy proton ring-beam and plasma with one-dimensional hybrid simulations

Jin Yuan-Wei Wang Ya-Bing Gu Bin Zhao Lei Zhang Xiao-Xin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 105203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.105203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光聚变中受激布里渊散射的混合模拟研究

Hybrid simulation of stimulated Brillouin scattering in laser fusions

物理学报.2012, 61(11): 115202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.115202>

HL-2A 第一镜挡板防护效果模拟

Simulation of protective effect of the buffer on the first mirror in HL-2A tokamak

物理学报.2011, 60(8): 085204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085204>

低能质子环束流与等离子体相互作用过程的一维混合模拟研究*

金远伟¹⁾²⁾ 王娅冰¹⁾²⁾ 顾斌^{1)2)†} 赵蕾²⁾ 张效信²⁾³⁾

1)(南京信息工程大学物理系, 南京 210044)

2)(南京信息工程大学空间天气研究所, 南京 210044)

3)(国家空间天气监测预警中心, 北京 100081)

(2014年9月3日收到; 2014年12月4日收到修改稿)

运用一维混合模拟方法, 研究了垂直于等离子体磁场入射的低能质子环束流与等离子体的相互作用过程. 结果显示: 由质子环束流激发的等离子体波首先经历指数式快速增长的线性阶段, 随后出现饱和、衰减和相对稳定的非线性阶段. 在线性阶段, 质子束投掷角散射使波模共振作用迅速减弱, 波的增长很快出现饱和. 随后, 持续的投掷角散射, 使入射质子在速度空间从环状分布渐变为均匀分布, 同时初始阶段的右手共振不稳定性逐渐消失, 在最后相对稳定阶段只存在阿尔芬波. 研究发现, 背景等离子体的有效加热始于非线性阶段, 等离子体波的形成有助于将质子束动能转换为背景等离子体的热能.

关键词: 低能质子环束流, 等离子体波动, 等离子体加热, 一维混合模拟

PACS: 52.40.Mj, 52.65.Ww, 94.20.wf, 52.50.Gj

DOI: 10.7498/aps.64.105203

1 引言

离子束流与等离子体广泛存在于日地空间环境中. 不同种类、能段和运动方向的离子束与不同参数的等离子体之间相互作用, 是许多空间物理现象形成的重要环节^[1,2]. 早在1980年代, 线性理论就被运用于不同方向入射的离子束诱导的等离子体电磁不稳定的研究^[3-7]. 其中典型的研究包括 AMPTE 锂离子在地球激波前和 AMPTE 钡离子在地球磁鞘释放后的动力学问题^[3-5]、太阳风对新离化原子的同化作用等^[6,7]. 这些研究的主要结论是离子束流在等离子体中可以激发长波低频电磁不稳定性, 使离子束流投掷角散射, 导致离子束流在等离子体中趋于各向同性^[8,9]. 即在无碰撞的情况下, 波粒相互作用使离子束流与等离子体间发生动量和能量传递^[4,5,10], 这一过程被证明是空间物

理中重要的粒子加速机制^[11].

自20世纪80年代以来, 人们陆续发现在地球弓激波、彗星轨道和空间探测器轨道附近, 存在垂直于等离子体磁场(入射角度 $\alpha = 90^\circ$)的离子环束流; 在太阳表面, 一些与太阳耀斑和日冕物质抛射相关的重联区域, 也存在环状分布的离子束^[4,5,12-16]. 2008年10月NASA的星际边界探测器(Intergalactic Boundary Explorer, IBEX)成功发射, 星际边界探测器观测的第一个现象是在地球上空存在一个角宽约 20° 的近圆形中性原子增加带^[17-20]. 相关理论研究认为, 太阳风离子与内日鞘星际介质交换电荷形成的高能中性原子流入外日鞘层后, 会与星际冷离子交换电荷形成新生离子束流. 这些离子束与星际等离子体相互作用, 促进了被IBEX发现的中性原子增加带的产生^[21-23]. 因此, 离子环束流与等离子体间的作用一直是空间

* 国家自然科学基金(批准号: 11105075, 41274147)、江苏省高校青蓝工程(2012)、江苏省公派留学基金(批准号: JS2012-105)和江苏省普通高校研究生科研创新计划项目(批准号: CXZZ12-0509)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gubin@nuist.edu.cn

物理学关心的问题之一 [17-24].

在理论方面, 离子束与等离子体相互作用的研究多基于线性理论, 并以离子环束流投掷角散射为出发点 [22,23,25-27], 研究入射离子产生的不稳定性, 对离子束流激发等离子体波的非线性过程以及离子束流与等离子体能量变化过程讨论相对较少. 随着数值技术的发展, 计算模拟已经成为研究等离子体线性和非线性过程的有效手段. 由于在无碰撞空间等离子体中, 离子束流驱动的等离子体电磁不稳定性频率 ω 略小于或者相当于离子回旋频率 Ω_i , 而远小于电子回旋频率 ω_e , 在模拟离子束流与等离子体相互作用时, 可以把电子看作无质量流体, 将离子以粒子形式处理, 采用粒子-流体混合模拟的方法 [4,5,22,23,28,29].

在地球磁层顶 [5]、弓激波 [5]、彗星 [4,25,28,30] 和日鞘等 [17,18,22,23] 空间环境中, 常有速度 v_b 较低, 数密度 n_b 小于背景等离子体密度的质子束垂直入射的情形. 2012年 Liu 等 [23] 运用混合模拟方法, 对低能质子入射等离子体过程中的质子加速和散射进行了模拟. 但未见低能质子导致的背景等离子体不稳定性状态演化和背景与入射粒子加速过程的全面分析. 本文针对上述情形, 运用混合模型, 对 $v_p = 10v_{A0}$ 的质子环束流垂直入射背景等离子体的过程进行模拟. 根据模拟结果, 全面讨论了质子环束流与等离子体相互作用的不稳定性演化的线性与非线性过程, 背景等离子体的加热以及入射质子的速度变化过程.

2 物理模型与方法

由于低能离子束导致的等离子体扰动频率远低于电子回旋频率, 在建立混合模拟的模型时, 电子被看作无质量流体, 离子以粒子形式处理. 电子质量为零, 可以瞬间响应, 因此系统可以时时处处维持准中性 [31,32]. 在准中性近似条件下, 混合模拟不需要求解泊松方程. 离子在电磁场中的运动遵循牛顿运动方程:

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q_i(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中, \mathbf{v}_i 是离子的速度, \mathbf{E} 是电场, \mathbf{B} 是磁场, m_i 是离子的质量, q_i 是离子的电荷量. 电场 \mathbf{E} 可以由电子的动量方程得到:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V}_e \times \mathbf{B} - (1/Nq_i)\nabla P_e, \quad (2)$$

其中, \mathbf{V}_e 和 P_e 分别表示电子流体的流速和热压, N 是离子的数密度. 根据安培定律得到电子的流速:

$$\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i - \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0 N q_i}, \quad (3)$$

其中, \mathbf{V}_i 是离子的宏观群速度. 根据法拉第定律, 由电场 \mathbf{E} 可以计算下一时刻的磁场:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}. \quad (4)$$

方程中的离子速度 \mathbf{V}_i , 电子流速 \mathbf{V}_e , 电场 \mathbf{E} , 磁场 \mathbf{B} 都是三维变量. 在实际模拟中, x 和 y 方向只设置一个网格, 三个方向均具有周期性边界. 虽然粒子在沿着 z 方向的一维网格中运动, 但是电场、磁场、离子的速度、由安培定律得到的电子流速以及离子、电子的加速度都是三维矢量. 程序是在质心坐标系中求解粒子运动方程.

与全空间三维混合模拟相比, 一维模拟虽然保留了环束流与等离子体相互作用的主要物理过程, 减小了计算规模, 但也牺牲了对波粒相互作用三维物理细节的识别. 三维模拟的优势在于: 一方面它可深入跟踪等离子体不稳定性空间动态演化细节, 识别更丰富的波模时空变化规律; 另一方面, 也可以从扰动源和背景粒子的三维轨迹及其能量演化的角度, 描述粒子的三维散射与加速过程. 将两者结合起来, 可更好地解释相关物理现象的动力学过程 [33-35].

本文在模拟和分析中均采用约化单位. 其中, 磁场单位是等离子体初始磁场 \mathbf{B}_0 ; 长度单位是背景等离子体离子惯性长度 c/ω_{pi} ; 时间单位为质子回旋周期 Ω_{p0}^{-1} , $\Omega_{p0} = e\mathbf{B}_0/m_p$ 是质子回旋频率, m_p 是质子质量; 速度单位是等离子体初始阿尔芬波速 v_{A0} ; 粒子数密度单位是初始背景离子数密度 n_0 ; 电场单位为 $v_{A0}\mathbf{B}_0$; 粒子能量单位是 $m_p v_{A0}^2$.

模拟的空间尺度 $L_z = 1500$, 网格的长度 $\Delta z = 0.5$. 背景等离子体的初始数密度 $n_0 = 200$ 每格点. 背景等离子体初始磁场 \mathbf{B}_0 沿着 z 正方向, 速度 v_p 垂直于磁场, 其大小为 $-0.91v_{A0}$ (质心坐标系). 背景电子流体的初速为零. 入射质子环束流的初速度垂直 z 方向, 大小为 $9.1v_{A0}$ (质心坐标系), 数密度 n_b 为 $0.1n_0$. 在实验室坐标系中, 对应的是速度为 $10v_{A0}$ 的低能质子环束流入射到背景等离子体的情形, 模拟时间步长为 $\Delta t = 0.005$. 背景等离子体、入射质子以及电子的初始 β 值都取 0.01.

3 模拟结果与讨论

3.1 作用过程分析

离子束入射到等离子体中, 会激发等离子体波动, 并影响等离子体磁场的能量. 本文首先以等离子体内磁场的波动和磁场能量分布不均匀性的演化为依据, 研究低能质子环束流与等离子体相互作用过程.

根据磁场能量密度公式 $w_m = \mathbf{B}^2/2\mu$, 注意到模拟过程中磁场 B_z 保持不变, 本文用 $W_B(t) = \delta B_x^2 + \delta B_y^2$ 表示磁场能量分布的不均匀性, 其中 $\delta B_x, \delta B_y$ 分别是 t 时刻磁场 \mathbf{B} 在 x, y 方向上的变化幅值. 图 1 (a) 给出了 W_B 随时间的演化. 如图所示, 在质子入射后的 $t = 0-5$ 区间内, 磁场能量分布不均匀性呈现指数式增长, 并在 $t = 15$ 时达到饱和. 随后 W_B 不断减小并趋于稳定. 等离子体磁场波动的产生与演化由图 1 (b) 中磁场横向分量 B_y 的时空等高图表示. 如图所示, 在质子注入前, B_y 在全空间均为 0. 质子注入后, 在 $t = 0-5$ 区间内, B_y 分量开始产生大量沿着 z 方向的波矢 k 和波长极短的高频波动. 随着时间的推移, B_y 振幅不断增大, 频率不断降低. 其振幅在 $t = 15$ 时达到极大值 1.656. 随后振幅缓慢减小, 波动频率进一步降低.

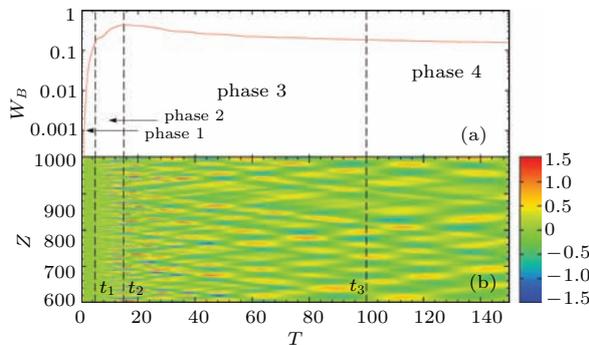


图 1 (网刊彩色) (a) 对数坐标磁场能量不均匀性 W_B 的演化曲线; (b) $z = 600-1000$ 空间内磁场横向分量 B_y 演化等高图, 图中 $t_1 = 5, t_2 = 15, t_3 = 100$ 是等离子体波动演化分区特征时间点

Fig. 1. (color online) (a) Time profile of the inhomogeneity of magnetic energy W_B with logarithmic coordinate; (b) time profile of the transverse component of the magnetic field B_y in the space from $z = 600$ to 1000 . $t_1 = 5, t_2 = 15, t_3 = 100$ are the cut-off points between neighboring evolution phases of the plasma waves.

比较图 1 (a) 和 (b) 发现, 磁场能量不均匀性 W_B 与磁场分量 B_y 波动变化相互对应. 对本文研

究的低能质子环束流与等离子体的相互作用而言, 我们根据 W_B 与 B_y 的时间演化特征, 取 $t_1 = 5, t_2 = 15, t_3 = 100$, 将相互作用过程分为四个阶段. 各阶段中典型时刻的背景离子和入射质子在 $v_{\parallel}-v_{\perp}$ ($v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$) 和 v_x-v_y 空间的散射状态分别如图 2 (左), (中) 两列所示; 等离子体波空间分布状态 (磁场分量 B_y 、总粒子密度 n 、总磁场 \mathbf{B} 和电场分量 E_z) 则在图 2 (右) 列给出.

在第一阶段 $[0-t_1]$ 区间, W_B 呈指数增长, 磁场分量 B_y 的波动开始在 z 方向形成, 这些现象与线性理论描述相似, 可称为线性阶段 [2-5, 22, 25, 29, 30, 36]. Wang 等 [29] 报道了粒子束平行入射激发等离子体波的过程, 其中包括类似的线性阶段. 但其线性过程的时长是本文模拟情形的 3 倍 (约 $t = 14$). 比较发现, 在垂直入射条件下, 粒子散射速度更快, 波模共振作用迅速减弱, 因此线性阶段历时更短.

当 $t = 2$ 时, 垂直入射的质子束流发生了一定的投掷角散射, 此时最大散射角约为 8° , 入射质子仍分布在较小的相空间区域, 环状分布未发生显著改变. 值得注意的是, 该阶段粒子散射发生较快, 在 $t = 5$ 时最大散射角度已经达到 19° . 在线性阶段末期, 投掷角变化方均根值 $\sqrt{\langle \Delta\alpha^2 \rangle}$ 达到 37.83° . 这与 Lin 等 [23] 报道的速度约 $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的太阳风质子在外日鞘中线性散射的投掷角方均根值 39.15° 相近. 在波动方面, $t = 2$ 时, B_y 是振幅为 0.2, 波长为 6 的短波. 此时, 总粒子密度分布 n 出现微小的波动, 而总磁场 B , 电场 E_z 变化还不明显.

在第二阶段 $[t_1-t_2]$ 区间, W_B 增速降低, 逐渐达到峰值; 磁场分量 B_y 的振幅不断增大, 并最终达到最大值 1.656. 该阶段可称为饱和阶段. 其中, $t = 14$ 时, 质子环束流的投掷散射角度继续增大. 磁场分量 B_y 的变化幅值达到 $\delta B_y \sim 2.5$, 粒子数密度 n 的变化达到 $\delta n \sim 2.5$. 同时, 电场强度 E_z 出现明显波动, 这使背景等离子体和入射质子束在平行背景磁场方向不断被加速, 增加了能量扩散和背景等离子体加热的效率.

在第三阶段 $[t_2-t_3]$ 区间, W_B 和 B_y 振幅开始衰减. 相对于 $t > t_3$ 的最后阶段而言, 该阶段衰减速度较快, 因此可称为快速衰减阶段. $t = 48$ 时, 入射质子束的角度分布趋向均匀. 同时 B_y, n 的变化幅值已经变小为 $\delta B_y \sim 1.8, \delta n \sim 1.2$. 在该阶段等离子体波长持续增大. 如下文 3.3 部分所示, 背景等离子体温度在该阶段被加热到最大值.

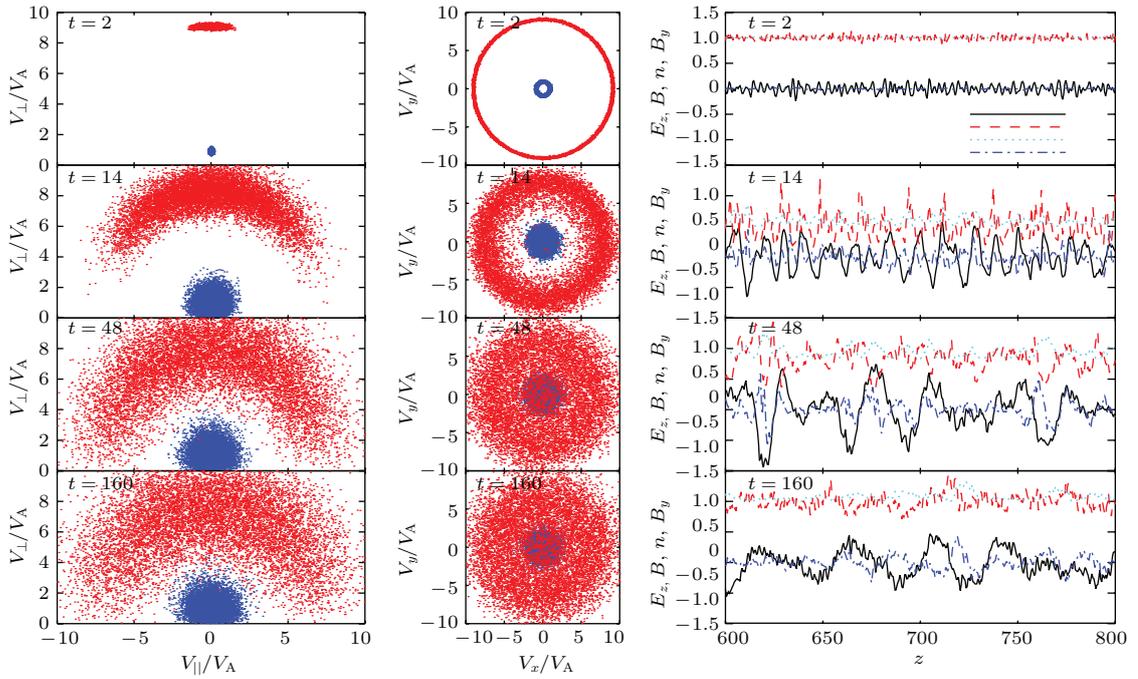


图2 (网刊彩色) $t = 2, 14, 48, 160$ 时粒子相空间分布状态和系统电磁场空间分布 (左) 背景离子 (蓝) 和环束流质子 (红) 在 $v_{\parallel}-v_{\perp}$ 相空间散射图; (中) 背景离子 (蓝) 和环束流质子 (红) 在 v_x-v_y 相空间分布; (右) $z = 600-800$ 区间磁场分量 B_y (黑实线)、总粒子密度 n (红短划线)、总磁场 B (绿点线) 和电场的 z 分量 E_z (蓝点划线) 的空间变化

Fig. 2. (color online) The distribution of particles in phase space and the spatial distribution of the electromagnetic field at $t = 2, 14, 48, 160$. (left) the scattering diagram of background ions (blue) and the ring beam of photons (red) in the $v_{\parallel}-v_{\perp}$ space; (middle) the distribution of background ions (blue) and the ring beam of photons (red) in the v_x-v_y space; (right) the variations of the magnetic field components B_y (solid black line), the total particle density n (red dashed line), the total magnetic field B (green dotted line) and z component of the electric field E_z (blue dash-dotted line) from $z = 600$ to 800 .

最后, 在 t_3 以后, W_B 与 B_y 的振幅都出现缓慢衰减, 可称为相对稳定阶段. $t = 160$ 时, 随着散射强度的降低, 入射质子束在 $v_{\parallel}-v_{\perp}$ ($v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$) 和 v_x-v_y 空间的分布更加均匀. B_y, n 变化幅值缓慢减小至 $\delta B_y \sim 1.2, \delta n \sim 0.6$. 在上述四个阶段中, 第一阶段为线性阶段, 其他阶段均为非线性阶段.

3.2 电磁不稳定性及其演变

在离子束与等离子体相互作用的研究中, 电磁不稳定性的性质研究十分重要 [2-5, 10, 22, 23, 26-30]. 根据线性理论, 离子束与等离子体相互作用会导致共振不稳定和非共振不稳定 [22, 29, 36]. 本文以磁场分量 B_y 为例, 首先分析低能质子导致等离子体在增长期的不稳定性及其演变.

图3给出了等离子体 B_y 波动快速增长阶段的复频率实部 ω_r 和增长率 γ 与波矢 k 的关系. 如图3所示, 实线所示的两个频率增长较高的分支, 为右手共振不稳定性. 其中, 低波数 ($k < 0.33$) 部

分主要是磁声波模, 高波数部分则主要是哨声波模 [22, 36]. 图中划线表示的低频分支是非共振不稳定性, 以阿芬波为主要特征. 因此, 低能质子环束流诱导的等离子体波在增长时期, 共振和非共振不稳定性共存, 与线性理论相符. 不稳定性增长率 γ 在低波数阶段随波数迅速增加, 在 $k = 0.47$ 达到最大值 0.59, 随着波数的增加不稳定性增长率先减小后增大再减小, 在波数 $k = 2.1$ 处达到次峰值 0.347.

Florinski 等 [22] 运用线性理论研究了低密度 ($n_b = 1.8 \times 10^{-4} n_0$) 离子束垂直入射条件下等离子体扰动的色散关系, 其报道的共振不稳定性结构与本文相似, 但频率范围均不超过 1, 增长率 γ 则小于 0.2. 这说明增加入射粒子强度有利于更高频等离子体波的激发, 并能提高不稳定性的增长率. 将本文结果与 Wang 等 [29] 报道的相同强度 ($n_b = 0.1 n_0$) 平行束流诱发等离子体波的线性过程相比, 结果发现两者色散关系结构类似, 但也存在明显的差异. 一方面, 垂直束流激发的高波数

分支频率范围比低波数分支频率范围宽;而平行束流导致的结果与之相反.另一方面,垂直入射条件下,在波数 $k = 0-2.5$ 区间,不稳定性均出现了增长,增长率 γ 随波数 k 的变化存在明显的双峰结构;而平行入射条件下,不稳定性增长主要集中在 $k < 0.3$ 的低波数区间,增长率 γ 相对较小,且变化呈单峰特征.因此,束流的入射角度,不仅影响不稳定性的增长率,而且与等离子体波模密切相关.对于离子束流强度和入射方向影响等离子体不稳定性波模及其演变的具体定量关系,仍需进一步详细研究.

在波的增长阶段,入射环质子流发生快速投掷

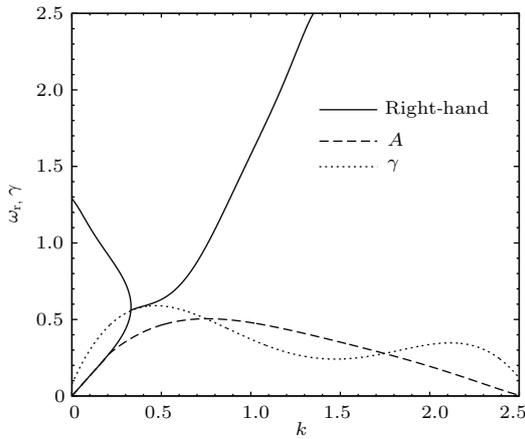


图3 磁场分量 B_y 衰减之前的复频率实部 ω_r 及其增长率 γ 与波矢 k 的关系 图中,实线表示右手共振不稳定性,以阿芬波为特征的非共振不稳定性用短划线表示,增长率用点线表示

Fig. 3. The variations of the real part of the frequency ω_r (solid and dash line) and its growth rate γ (dotted line) against the wave vector k , during the phase before the decay of B_y . The solid line represents the resonance instabilities, dashed line shows the non-resonant instabilities with Alfvén wave characters.

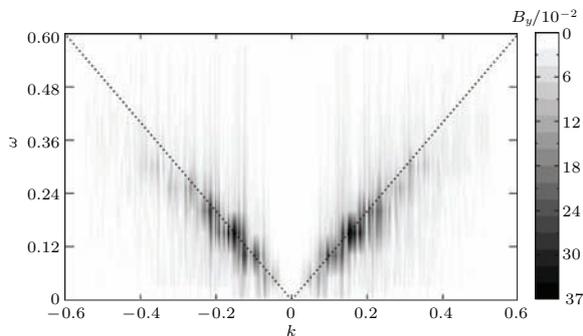


图4 等离子体磁场分量 B_y 在快速衰减后的色散关系,其中 $k > 0$ 表示波矢平行于 z 正方

Fig. 4. The dispersion relation of the magnetic field component B_y after the rapid decay, the wave vector with $k > 0$ is parallel to the z axis.

角散射,粒子激发与波模共振等相互作用逐渐减弱^[22],随着等离子体波动的非线性特征增强,其不稳定性的性质也逐渐变化.图4给出了快速衰减阶段之后磁场分量 B_y 在 (ω, k) 空间的色散关系.如图所示, ω 与 k 呈现较强的线性关系.波动相速度 $\omega/|k| \simeq v_A = B/\sqrt{n} = 1$,这是阿尔芬波的典型特征.因此,质子环束流激发的等离子体波在达到最大值以后,右手共振不稳定性逐渐消失,在模拟后期非线性特征相对稳定阶段,等离子体波模主要为阿尔芬波.

3.3 背景等离子体加热研究

已有研究表明,在离子束与等离子体相互作用过程中,等离子体会被加热,部分入射粒子也能被加速^[10,19-22,28,29].本文对低能质子环束流与等离子体间的能量传输导致的离子加速过程进行了初步研究.图5(a)给出背景等离子体中离子的热速度 v_{th} 及其平行 z 方向分量 $v_{th\parallel}$,和垂直 z 方向分量 $v_{th\perp}$ 的时间演化.在质心坐标系中,质子环束流垂直磁场入射,因此图中 $v_{th\perp}$ 明显大于 $v_{th\parallel}$.为了研究背景等离子体加热和等离子体磁场波动的关系,图5(b)给出了等离子体磁场 B 与其初始值 B_0 的幅值比的时间演化.

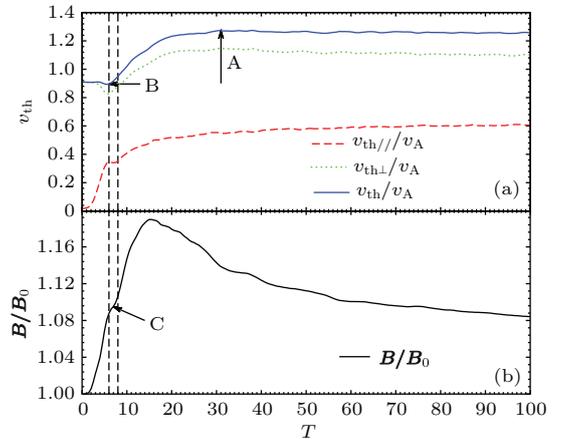


图5 (网刊彩色) 背景等离子体热速度 v_{th} 及其分量 (a) 和磁场大小 B/B_0 的演化 (b),其中红虚线为 $v_{th\parallel}$,绿点线为 $v_{th\perp}$,蓝实线为 v_{th}

Fig. 5. (color online) The resolution of the thermal velocity v_{th} and its components of the background plasma (a), and the strength of magnetic field B/B_0 (b). Red dashed line is $v_{th\parallel}$, green dotted line is $v_{th\perp}$, and blue solid line is v_{th} .

为便于了解粒子速度分布细节,图6给出了 $t = 0, 4, 14$ 和 160 四个时刻,入射质子束与背景等离子体的速度分布函数 $f(v)$ 在 x, y, z 坐标轴上的

投影. 图中, 在模拟初始, $t = 0$ 时, 质子束流速度垂直 z 方向, v_{bz} 的模几乎都为 0, v_{bx} 和 v_{by} 的模在 9.1 附近. 此时, 背景等离子体的 v_x 和 v_y 的模值在 0.91 左右, v_z 的模在 0 附近. 这些特征和模拟设置值一致.

如图 5(a) 所示, 在等离子体波的线性增长阶段 ($t = 0-5$) 等离子体粒子的平行热速度 $v_{th\parallel}$ 有所增加, 而垂直热速度 $v_{th\perp}$ 缓慢减小, 总热速度 v_{th} 变化并不明显. 相比而言, 在此期间, 由于波动的快速增强, 磁场强度不断增加. 这些刚建立起的等离子体波动, 并未有效改变背景等离子体的热速度. 值得注意的是, 该阶段等离子体的平行热速度 $v_{th\parallel}$ 上升, 同时 $v_{th\perp}$ 有所下降. 这说明其部分垂直运动的能量转化为平行方向热运动. 如图 6 所示, $t = 4$ 时, 质子束流 x 和 y 方向上的低速粒子不断增加, 速度范围扩大到 $(-10, 10)$ 区间, z 方向由于粒子散射速度有所增加. 背景等离子体粒子的 x, y, z 速度范围不断增大, 最大速度增大到 1.735.

当 $t > 5$, 系统相互作用进入非线性阶段后, 出现了时长约为 2 的磁场强度增速减缓过程 [图 5(a) C 处]. 在该过程中, 等离子体热速度出现微弱减

小 [图 5(a) B 处]. 随后迅速增加, 在 $t = 30.5$ 时 [图 5(a) A 点] 达到其峰值 1.272. 相比而言, 等离子体磁场在 $t = 15$ 达到最大值 1.19, 其后开始持续下降, 在 $t > 30.5$ 时已经减小到 1.138. 因此, 背景等离子体的加热滞后于等离子体波的变化, 是从等离子体波动变化的非线性过程出现才开始的. 其基本物理过程是: 质子环束流首先激发等离子体波动, 这些波动的能量通过波粒相互作用转化为背景等离子体的热能. 在无碰撞等离子体过程中, 波起着媒介的作用, 将质子环束流的动能转换成背景等离子体的热能.

如图 6 所示, 随着时间增加, 在 $t = 14$ 时, 入射质子速度的 x, y 分量进一步降低, z 分量继续增加; 背景等离子体粒子的最大速度则增加到 3.32. 当 $t = 160$ 时, 背景离子和质子束流速度的 x, y, z 分量均达到各向同性. 与初始时刻相比, 少量入射质子也出现了被加速的现象, 其最大速度达到了 14.82. 这也是波粒相互作用的结果.

从能量角度分析, 根据公式

$$E = \int f(v_x)v_x^2 dv_x + \int f(v_y)v_y^2 dv_y + \int f(v_z)v_z^2 dv_z,$$

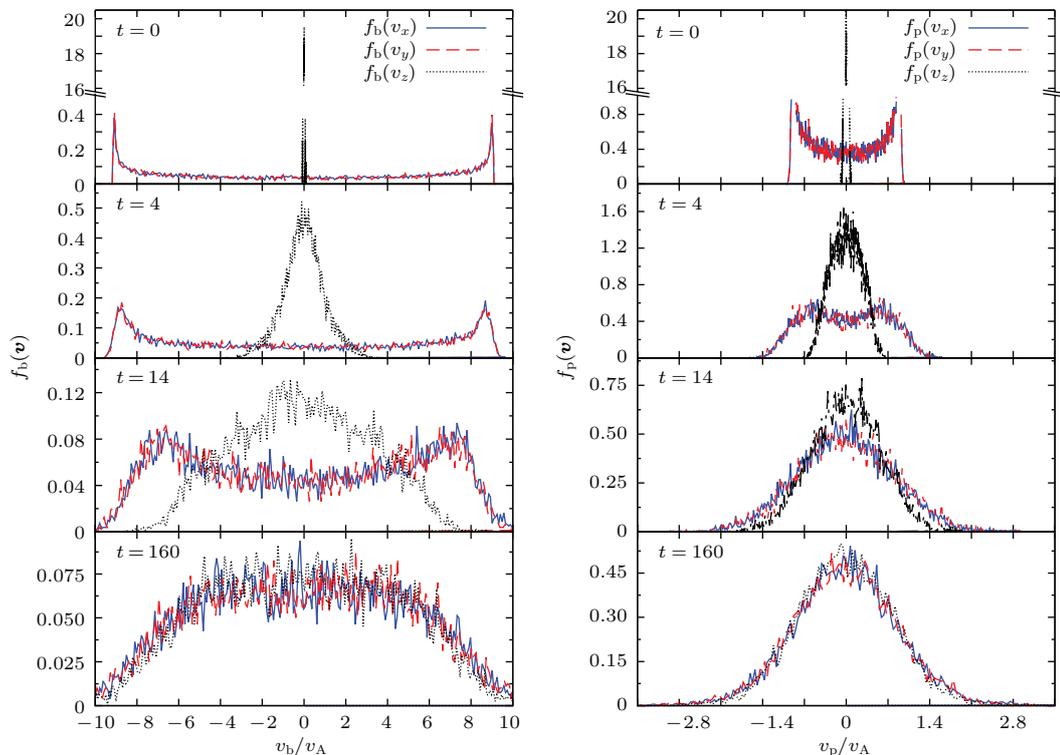


图 6 (网刊彩色) $t = 0, 4, 14$ 和 160 时, 入射质子束 (左) 与背景等离子体 (右) 的速度分布函数 $f(\mathbf{v})$ 在三个坐标轴上的投影. 其中, x 轴为蓝实线, y 轴为红划线, z 轴为黑点线.

Fig. 6. (color online) The projection of the velocity distribution function $f(\mathbf{v})$ of the incident proton beam (left) and the background plasma (right) on the three axis at $t = 0, 4, 14, 160$. The $x, y,$ and z axis are represented by blue solid, red dashed and black dotted lines, respectively.

计算可得: 在 $t = 0, 4, 14$ 和 160 时刻, 质子束流平均单粒子能量分别为 82.63, 80.78, 69.08, 63.43; 背景粒子的平均单粒子能量则分别为 0.83, 0.91, 1.66, 2.17. 正是由于入射质子动能转换成背景等离子体的热能, 所以背景等离子体的能量不断增大, 质子束流的能量不断减小.

4 总 结

本文通过一维混合模拟, 对低能质子束流与等离子体的相互作用过程进行了研究. 结果显示, 低能质子束流与等离子体相互作用激发的等离子体波的演变包括线性快速增长和非线性增长与衰减的过程.

在相互作用初期的 5 个质子回旋周期内, 等离子体波呈线性指数增长, 其振动波模为右手共振不稳定和阿尔芬波模共同控制, 符合线性理论. 质子束流投掷角在这个阶段迅速散射. 此后, 等离子体波动开始非线性增长并趋向饱和. 非线性阶段开始后, 等离子体通过波粒相互作用被有效加热. 等离子体波在 $t = 15$ 达到峰值, 随后开始快速衰减, 并逐渐放缓衰减速度, 进入相对稳定时期. 在波的衰减阶段, 背景等离子体的热速度则持续增加, 在 $t = 30.5$ 时达到峰值, 这正是波粒相互作用的结果. 对快速衰减后的磁场分量 B_y 的色散关系分析表明, 等离子体波中的右手共振不稳定性在非线性过程中逐渐消失, 阿尔芬波逐渐占据主导地位. 在整个模拟过程中, 波的频率不断减小, 由于投掷角散射, 质子束流的速度分布逐渐由环状趋于均匀. 同时, 少量入射质子也会由于波粒相互作用被加速至更高速度. 在日鞘层外边界附近存在类似的由波粒相互作用加速的粒子, 它们与星际粒子进一步交换电荷, 有助于中性粒子增加带的形成^[22,23].

为深入理解各类空间边界层中离子束与等离子体间能量交换与粒子加速过程, 我们目前正对不同流速的质子与等离子体的相互作用进行定量研究. 大尺度、全三维的细致混合模拟是我们下一步研究的目标.

作者感谢美国奥本大学 (Auburn University) 物理系汪学毅教授的有益讨论和帮助.

参考文献

[1] Wu C S, Davidson R C 1972 *J. Geophys. Res.* **77** 5399

[2] Akimoto K, Winske D, Gary S P, Thomsen M F 1993 *J. Geophys. Res.* **98** 1419

[3] Winske D, Gary S P 1986 *J. Geophys. Res.* **91** 6825

[4] Winske D, Wu C S, Li Y Y, Zhou G C 1984 *J. Geophys. Res.* **89** 7327

[5] Winske D, Wu C S, Li Y Y, Mou Z Z, Guo S Y 1985 *J. Geophys. Res.* **90** 2713

[6] Blum P W, Fahr H J 1970 *Astro. Astrophys.* **4** 280

[7] Holzer T E 1972 *Astro. Astrophys.* **77** 5407

[8] Wu C S, Winske D, Gaffey J D 1986 *Geophys. Res. Lett.* **13** 865

[9] Gary S P, Hinata S, Madland C D, Winske D 1986 *Geophys. Res. Lett.* **13** 1364

[10] Zhou G C, Li Y, Cao J B, Wang X Y 1998 *Chin. Phys. Lett.* **15** 895

[11] Wang X Y, Wu C S, Wang S, Chao J K, Lin Y, Yoon P H 2001 *Astrophys. J.* **547** 1159

[12] Eastman T E, Anderson R R, Frank L A, Parks G K 1981 *J. Geophys. Res.* **86** 4379

[13] Gurgiolo C, Parks G K, Mauk B H, Lin C S, Anderson K A, Lin R P, Reme H 1981 *J. Geophys. Res.* **86** 4415

[14] Cairns I H 1990 *J. Geophys. Res.* **95** 15167

[15] Coates A J, Johnstone A D, Wilken B, Neubauer F M 1993 *J. Geophys. Res.* **98** 20985

[16] Hardy D A, Hastings D E, Rivas D R, Burke W J, Cooke D L, Gentile L C 1996 *J. Geophys. Res.* **101** 19629

[17] McComas D J, Dayeh M A, Allegrini F, Bzowski M 2012 *Astrophys. J. Suppl. S* **203** 1

[18] McComas D J, Lewis W S, Schwadron N A 2014 *Rev. Geophys.* **52** 118

[19] McComas D J, Allegrini F, Bochsler P, Bzowski M, Christian E R 2009 *Science* **326** 959

[20] Fuselier S A, Allegrini F, Funsten H O, Ghielmetti A G 2009 *Science* **326** 962

[21] Heerikhuisen J, Pogorelov N V, Zank G P 2010 *Astrophys. J. Lett.* **710** L172

[22] Florinski V, Zank G P, Heerikhuisen J, Hu Q, Khazanov I 2010 *Astrophys. J.* **719** 1097

[23] Liu K J, Eberhard M, Peter G S, Dan W 2012 *J. Geophys. Res. A* **117** 10102

[24] Cao J B, Wang X Y 1998 *Chin. Phys. Lett.* **15** 38

[25] Gary S P, Madland C D 1988 *J. Geophys. Res.* **93** 235

[26] Cao J B, Zhou G C, Wang X Y 1998 *Geophys. Res. Lett.* **25** 9

[27] Cao J B, Zhou G C, Wang X Y, Wu J S 1999 *Chin. J. Space Sci.* **19** 28 (in Chinese) [曹晋滨, 周国成, 汪学毅, 吴京生 1999 空间科学学报 **19** 28]

[28] Li Y, Yoon P H, Wu C S, Weatherwax A T 1997 *Phys. Plasmas* **4** 4103

[29] Wang X Y, Lin Y 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3528

[30] Gary S P, Christian D M, Omid N, Winske D 1988 *J. Geophys. Res.* **93** 9584

[31] Fu Z F, Hu Y Q 1995 *Numerical Simulation of Space Plasma* (Hefei: Anhui Science and Technology Publishing House) p527 (in Chinese) [傅竹风, 胡友秋 1995 空间等离子体数值模拟 (合肥: 安徽科技出版社) 第 527 页]

[32] Swift D W, Lee L C 1983 *J. Geophys. Res.* **88** 111

- [33] Lin Y, Wang X Y 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** 12216
- [34] Pang Y, Lin Y, Deng X H, Wang X Y, Tan B 2010 *J. Geophys. Res.* **115** A0320
- [35] Tan B, Lin Y, Perez J D, Wang X Y 2012 *J. Geophys. Res. A* **117** 03217
- [36] Gary S P, Smith C W, Lee M A, Goldstein M L 1984 *Phys. Fluids* **27** 1852

Interaction between low energy proton ring-beam and plasma with one-dimensional hybrid simulations*

Jin Yuan-Wei¹⁾²⁾ Wang Ya-Bing¹⁾²⁾ Gu Bin^{1)2)†} Zhao Lei²⁾ Zhang Xiao-Xin²⁾³⁾

1) (*Department of Physics, Nanjing University of Information Science and Technology (NUIST), Nanjing 210044, China*)

2) (*Institute of Space Weather, NUIST, Nanjing 210044, China*)

3) (*National Center for Space Weather, Beijing 100081, China*)

(Received 3 September 2014; revised manuscript received 4 December 2014)

Abstract

In this paper, the interaction between the low energy proton ring-beam with an initial velocity perpendicular to the background magnetic field, and the background plasma is studied by one-dimensional (1D) hybrid simulations. In the initial stage, the excited plasma waves experience a fast growth exponentially, which is consistent with the linear theory. After that, three non-linear stages, including the saturation process, the fast damping process and the relatively stable stage, follow in sequence. In the linear stage, the mode-resonance damps with the pitch angle scattering of the injected protons, and the plasma oscillation reaches the peak quickly. The continuing pitch angle scattering makes the velocity distributions of the proton beam and the background ions uniformly distributed. Meanwhile, the initially excited right-handed resonant instability decreased, with only the Alfvén waves left in the stable stage. The results also show that the effective heating of the background plasma is achieved after the linear stage, instead from the very beginning of the injection of the protons. This demonstrates that the excited plasma waves lead to the energy transferring from the injected proton beams to the background plasma.

Keywords: low-energy proton ring-beam, plasma fluctuation, plasma heating, one-dimensional hybrid simulation

PACS: 52.40.Mj, 52.65.Ww, 94.20.wf, 52.50.Gj

DOI: 10.7498/aps.64.105203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105075, 41274147), the Qinlan Project of Jiangsu Province (2012), the Jiangsu Government Scholarship for Overseas Studies, China (Grant No. JS2012-105) and the Graduate Student Innovation Project of Jiangsu Province, China (Grant No. CXZZ12-0509).

† Corresponding author. E-mail: gubin@nuist.edu.cn