

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2013.02.03

太阳大气中束流-回流系统的动力学

许 磊^{1,2}, 吴德金¹

(1. 中国科学院 紫金山天文台, 南京 210008; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要: 高能带电粒子束是各类天体活动现象中最常见的产物之一, 它们在宇宙等离子体中传播的动力学, 特别是基于电荷中性与电流中性 (净余电流为零, 即 $I_{\text{net}} = 0$) 的要求而伴随的回流以及束流-回流系统的动力学, 一直是天体物理研究中受到广泛关注的基本问题之一。近年来, 太阳活动现象的多波段高分辨率观测及太阳风和地球电离层的高分辨率观测为人们深入研究这一问题提供了丰富的观测资料和细致的理论依据, 并已经取得了一系列重要进展。在简要回顾太阳大气中束流-回流系统动力学的研究历史后, 再对这一研究领域近年来的最新进展进行综合评述, 内容包括回流及其成因的理论模型, 束流-回流系统中的不稳定性, 以及近来在数值模拟研究和观测分析研究方面的最新成果。同时, 也对该领域的未来发展趋势和前景进行了简要讨论。

关键词: 高能带电粒子束; 束流-回流系统; 等离子体不稳定性; 太阳活动现象; 太阳高能物理

中图分类号: P142.7

文献标识码: A

1 引 言

高能带电粒子形成的束流是各类天体活动现象中最常见的产物之一, 太阳硬 X 射线^[1-3]、射电 III 型暴^[4-6] 和微波尖峰暴^[7] 等太阳活动现象都由高能粒子束流直接产生。此外, 地球极光区电离层^[8-10] 等环境中也有束流存在的观测证据。由于束流在天体活动现象中的存在具有普遍性, 因此对束流的产生、输运和耗散等问题的研究一直是天体物理研究领域的前沿热点课题之一。

Alfvén^[11] 和 Lawson^[12] 在高能电子束流通过等离子体传播问题的研究中, 首先注意到电子束流本身产生的磁场对束流的运动将产生重要的影响。特别是, 当束流电子在束流磁场中的拉莫半径小于束流半径时, 束流的传播受到严重抑制^[12]。因此, 他们预言在等离子体中传播的带电粒子束流存在一个电流极限值, 称为“阿尔文-劳森极限”^[11-13], 超过这一极限电流的束流将不能在等离子体内顺利传播。

收稿日期: 2012-12-06; 修回日期: 2013-03-07

资助项目: 国家自然科学基金 (10973043, 41074107); 973 项目 (2011CB811402)

不过, 后来实验室进行的等离子体电流传播实验测得的电流^[14]和基于日冕观测得到的日冕束流电流^[15, 16]都明显大于阿尔文-劳森极限。这意味着当束流进入等离子体并传播时, 必定伴随存在某种抵消了束流磁场作用的过程。事实上, 当带电粒子束流进入等离子体时, 除了激发束流磁场外也会激发一个相应的静电场和感应电场^[17]。背景等离子体中的电子在束流电场作用下产生漂移运动, 从而形成回流 (return current)^[13, 17-21]。该回流与束流电流大小相等、方向相反, 因而能有效地抑制束流电流的磁场对束流传播的影响。

自回流概念被提出后, 在其形成过程中是静电场还是感应电场起主要作用的问题曾引起过激烈的讨论。一种观点是回流由静电场驱动产生^[19, 20, 22]: 束流进入等离子体时会在束流前端产生净余电荷, 这些净余电荷激发静电场使得背景等离子体电子重新分布以满足局部电荷中性条件, 并驱动背景电子运动形成回流。另一种观点是回流由感应电场驱动产生^[21]: 由于背景等离子体内的磁耗散时间远大于束流磁场的激发时间, 因此束流激发磁场过程中的磁场快速变化必将伴随产生感应电场, 并进而驱动背景等离子体电子运动形成回流, 以维持等离子体中的磁场在磁耗散时间内不发生明显变化。直到 1990 年, van den Oord^[17]认为之前的讨论忽略了麦克斯韦方程组中的某些项, 因而得到的是特殊物理环境下的不完整解。他从完整的麦克斯韦方程出发并得到结论: 静电场和感应电场在回流形成过程中起着不同的作用; 静电场驱动电流对应回流高频变化部分, 而感应电场对应回流的低频变化部分。

回流对理解束流的输运和耗散过程具有重要意义^[18, 19, 23-27]。当束流在等离子体中传播时, 其能量主要通过以下两种方式耗散: 一是通过同背景等离子体粒子直接的库仑碰撞^[1, 28]而耗散能量; 二是通过驱动等离子体不稳定性, 以激发等离子体波的形式而耗散束流的能量^[29-33]。而在束流-回流系统中, 视回流稳定与否, 束流能量还可以通过回流由下面两种方式耗散:

- (1) 回流是稳定的, 束流的能量通过“回流粒子”与背景等离子体粒子间的库仑碰撞^[19, 34]而耗散;
- (2) 回流是不稳定的, 此时回流激发离子声波^[35]或离子回旋波^[36], 并同时通过非库仑碰撞 (波-粒相互作用) 散射束流粒子而耗散束流能量。

近年来, 随着数值模拟技术的发展, 部分研究者通过粒子模拟对束流-回流系统进行了模拟研究工作^[27, 37, 38], 包括回流的形成和束流-回流系统的演化等。另一方面, 随着太阳观测资料空间和能谱分辨率的提高, 束流-回流理论也被逐步应用到解释太阳耀斑 EUV 和 X 射线谱的变化^[34, 39, 40]。

第 2 章简短介绍带电粒子束流传播的阿尔文-劳森极限及回流问题; 第 3 章重点介绍回流形成的主要理论模型; 第 4 章至第 6 章分别介绍束流-回流系统的不稳定性、数值模拟研究以及束流-回流系统在太阳物理中的应用; 最后, 第 7 章对束流-回流系统动力学研究的未来发展做一个简单的总结和展望。

2 束流传播的阿尔文-劳森极限及其回流问题

在各类天体活动现象中, 高能带电粒子形成的束流是最常见的产物之一, 因此束流问题

引起了众多天体物理学家和实验物理学家的研究兴趣。

Alfvén^[11] 在研究高能带电粒子 (宇宙线) 组成的束流在等离子体里传播问题时, 注意到束流本身产生的磁场会对束流电子的运动产生重要作用, 并研究了束流电子在束流磁场中的运动规律。根据安培环路定理可知, 半径为 r_0 、电流密度为 j_0 的高能带电粒子束流 ($I_0 = \pi r_0^2 j_0$) 在空间中产生的磁场为:

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_0^2} r = \frac{\mu_0 j_0}{2} r, \quad r < r_0; \quad (1)$$

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r} = \frac{\mu_0 j_0 r_0^2}{2r}, \quad r > r_0. \quad (2)$$

式 (1) 和 (2) 分别描述了在束流内部 ($r < r_0$) 和外部 ($r > r_0$) 的磁场分布。在 $r < r_0$ 的束流内部: 离对称轴越近, 磁场越小; 离对称轴越远, 磁场越大。而在 $r > r_0$ 的束流外部, 离对称轴越远, 磁场越小。在束流内部 ($r < r_0$), 初始速度为 v_b 的束流粒子在束流磁场作用下做回旋运动的回旋半径为:

$$\rho = \frac{\gamma m v_b}{qB} = \frac{2\gamma m v_b}{q\mu_0 j_0} \frac{1}{r}, \quad (3)$$

其中 γ 、 m 和 q 分别是高能带电粒子的洛伦兹因子、静止质量和电荷电量。式 (3) 描述了 $r < r_0$ 区域内高能带电粒子回旋半径的特征: 离对称轴越近, 回旋半径越大; 离对称轴越远, 回旋半径越小。离对称轴不同距离且遵循式 (3) 的束流电子的运动轨迹如图 1 所示。从图 1 可知, 当 $\rho \geq r_0$ 时, 高能带电粒子沿着类似 $aa'a''$ 、 $bb'b''$ 、 $cc'c''$ 和 $dd'd''$ 等路径运动, 此时它们的运动趋势没有发生改变且仍然是束流的组成部分; 当 $\rho \leq r_0$ 时, 高能带电粒子沿着类似 $ee'e''$ 和 $ff'f''$ 8 字形路径运动, 即沿着束流反方向运动, 此时束流的传播受到严重抑制。

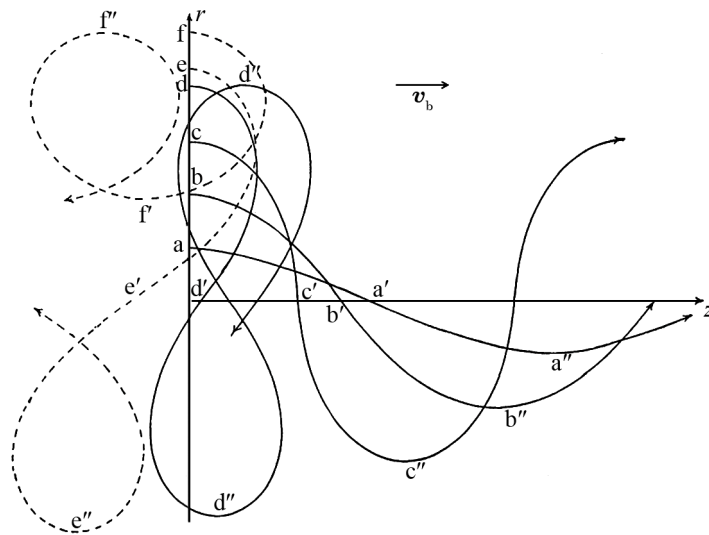


图 1 离对称轴不同距离且遵循式 (3) 的束流电子的运动轨迹^[11]

不久, Lawson^[12] 也注意到相对论性束流通过等离子体传播时存在一个电流极限值, 并指

出该结果可以从 Bennett^[41] 于 1934 年发表的关于束流受到磁自聚焦效应一文中的式 (12) 直接得到。后来, 研究者将这个在等离子体里传播的束流极限值称为“阿尔文-劳森极限”, 即

$$I_A \approx 17000\beta\gamma \text{ A}, \quad (4)$$

其中, $\beta = v_b/c$ 。

可是, 利用高压脉冲技术在实验室中产生的相对论性等离子体电流 ($I = 5 \times 10^4 \text{ A}$)^[14, 42-45] 和基于太阳光球层的矢量磁场观测得到的电流 ($I = 2 \times 10^{11} \text{ A}$)^[15] 都明显大于阿尔文-劳森极限 ($I_A = 17000 \text{ A}$)。另外, 太阳耀斑硬 X 射线通常被看作是通量为 $10^{34} \sim 10^{36} \text{ s}^{-1}$ ^[46-51] 的非热高能 ($\geq 20 \text{ keV}$) 电子通过同背景等离子体发生韧致辐射产生, 如此大通量的电子束流对应的电流值为 $10^{15} \sim 10^{17} \text{ A}$, 该值远远大于 $I_A \approx 5 \times 10^3 \text{ A}$ ($\beta \approx 1/3$)。这些实验和观测结果表明当束流在等离子体中传播时, 有某种其他抑制或抵消束流磁场作用的过程或机制存在。

Hammer 和 Rostoker^[13] 提出电流值超过阿尔文-劳森极限的束流在以下两种情况下仍然可以传播:

- (1) 如果束流在等离子体传播时存在磁场强度远大于束流磁场的背景磁场, 此时背景磁场对束流电子的影响远大于束流磁场。
- (2) 如果背景等离子体形成同束流大小相等、方向相反的回流, 此时束流-回流系统达到电流中性, 净余电流为零, 即 $I_{\text{net}} = 0$ 。在电流中性状态下, 束流激发的磁场被回流产生的磁场所抵消, 此时束流传播不受束流磁场的抑制。

然而, 太阳耀斑爆发时产生的束流电子通量为 $10^{34} \sim 10^{36} \text{ s}^{-1}$ ^[46-51]、硬 X 射线足点面积为 $10^{13} \sim 10^{14} \text{ m}^2$ ^[34, 52, 53], 这些电子束流激发的磁场为 $360 \sim 11300 \text{ T}$, 远远大于日冕背景磁场 $10^{-2} \sim 0.1 \text{ T}$ ^[17, 54, 55], 因此, 条件 (1) 不适用于太阳耀斑环境。而在太阳耀斑环境和其他天体物理环境中, 背景等离子体形成回流这个条件更容易满足。

3 回流形成的主要理论模型

当高能带电粒子束流在等离子体里传播时, 会在等离子体内部激发电场。背景等离子体电子在束流电场作用下形成同束流大小相等、方向相反的背景等离子体电流, 即回流^[17-22, 56, 57]。但是, 在电场驱动回流形成过程中, 起主要作用的是静电场还是感应电场这个问题曾引起激烈的讨论。

Knight 和 Sturrock^[19] 及 Larosa 和 Emslie^[22] 用一维稳态模型研究回流形成并得出结论: 静电场驱动背景等离子体电子运动形成回流。随后, Spicer 和 Sudan^[21] 对这个结论提出质疑, 并且估算出束流-回流系统达到电荷中性只需要几个等离子体周期, 因此他们在研究回流形成时忽略了麦克斯韦方程组中的静电部分和位移电流, 并得出结论: 静电场和感应电场在驱动背景等离子体电子运动形成回流的过程中都起作用, 但在几个等离子体周期后感应电场起主要作用。同年, Brown 和 Bingham^[20] 通过分析 Miller^[58] 于 1982 年得到的解, 认为 Spicer 和 Sudan^[21] 的模型忽略了位移电流, 因此 Spicer 和 Sudan 得到的结论是错误的, 同时他们提出

束流头部堆积的空间电荷驱动背景等离子体电子运动形成回流的观点。van den Oord^[17] 认为之前的作者在研究回流形成的模型中各自忽略了麦克斯韦方程组中的某些项, 因此得到的结论都是特定物理情况下的结论, 没有完整地描述静电场和感应电场在驱动回流形成过程中所起的作用。下面将介绍 van den Oord^[17] 在保留麦克斯韦方程组所有项的情况下研究回流得到的理论结果, 并将其结果同其他作者的进行比较。

用数密度 n_b 和速度 \mathbf{v}_b 来描述电子束流, 此时束流电流密度为 $\mathbf{J}_b = -en_b\mathbf{v}_b$ 。背景等离子体包括电子和离子。假设背景离子数密度为 n_i 且静止不动 ($\mathbf{v}_i = 0$), 而背景电子数密度为 n_r 且具有定向运动速度 \mathbf{v}_r , 因此回流的电流密度为 $\mathbf{J}_r = -en_r\mathbf{v}_r$ 。

束流-回流系统应满足麦克斯韦方程组, 即

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = e(n_i - n_b - n_r) / \epsilon_0, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{J}_b + \mathbf{J}_r) + \epsilon_0\mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (8)$$

这里, 束流电流密度 \mathbf{j}_b 和电荷密度 n_b 可视为已知, 而回流的电子运动方程和电流密度方程可以写作:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial t} + (\mathbf{v}_r \cdot \nabla)\mathbf{v}_r = -\frac{e}{m_e}(\mathbf{E} + \mathbf{v}_r \times \mathbf{B}) - \nu_c \mathbf{v}_r, \quad (9)$$

和

$$\frac{\partial \mathbf{J}_r}{\partial t} + \mathbf{v}_r(\nabla \cdot \mathbf{J}_r) + (\mathbf{J}_r \cdot \nabla)\mathbf{v}_r = \epsilon_0\omega_{pe}^2\mathbf{E} - \frac{e}{m_e}\mathbf{J}_r \times \mathbf{B} - \nu_c\mathbf{J}_r, \quad (10)$$

其中, ν_c 是电子-离子碰撞频率, $\omega_{pe} = (n_r e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 是电子等离子体频率。式 (10) 也被称作广义欧姆定律。这样, 麦克斯韦方程组和回流方程构成了束流-回流系统的完备方程组。

在进一步计算之前, 先对回流方程进行分析。束流在等离子体里传播时被回流中和, 即束流-回流达到电流中性, 此时磁场 $\mathbf{B} \approx 0$, 因此可以忽略洛伦兹力 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ (或者 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) 项^[17, 20, 21]。为了估算电荷中性的时间, Spicer 和 Sudan^[21] 令回流方程左边的项全为零, 而在 Brown 和 Bingham^[20] 的模型中, 回流方程左边的项恒为零, 此时回流方程改写为:

$$\mathbf{v}_r = -\frac{e}{m_e \nu_c} \mathbf{E} \quad (11)$$

和

$$\mathbf{J}_r = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu_c} \mathbf{E} = \sigma_c \mathbf{E}, \quad (12)$$

其中 $\sigma_c = \epsilon_0 \omega_{pe}^2 / \nu_c$ 是电导率, 式 (12) 也是欧姆定律在稳态时的表达形式。然而, 在束流电场驱动回流形成, 束流-回流达到电流中性之前的这一段时间里, 束流-回流系统存在扰动, 此时束流-回流系统不能用 $\mathbf{J}_r = \sigma_c \mathbf{E}$ 描述, 同时回流方程中的惯性项 $m_e \partial \mathbf{v}_r / \partial t$ 或 $\partial \mathbf{J}_r / \partial t$ 不能被忽略^[17]。

为了研究惯性项 $m_e \partial \mathbf{v}_r / \partial t$ 和 $\partial \mathbf{J}_r / \partial t$ 的作用, 忽略回流方程中的非线性项 $(\mathbf{v}_r \cdot \nabla) \mathbf{v}_r$ 和 $\mathbf{v}_r (\nabla \cdot \mathbf{J}_r) + (\mathbf{J}_r \cdot \nabla) \mathbf{v}_r$, 此时回流方程 (9) 和 (10) 简化为

$$\frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} - \nu_c \mathbf{v}_r \quad (13)$$

和

$$\frac{\partial \mathbf{J}_r}{\partial t} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E} - \nu_c \mathbf{J}_r, \quad (14)$$

其解分别为

$$\mathbf{v}_r(x, t) = -\frac{e}{m_e} \int_{t_0}^t \mathbf{E}(x, s) e^{-(t-s)\nu_c} ds \quad (15)$$

和

$$\mathbf{J}_r(x, t) = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \int_{t_0}^t \mathbf{E}(x, s) e^{-(t-s)\nu_c} ds, \quad (16)$$

其中, 初始条件 $\mathbf{v}_r(x, t_0) = 0$ 和 $\mathbf{J}_r(x, t_0) = 0$ 已经使用。由式 (15) 和式 (16) 可知, 回流电子速度 \mathbf{v}_r 和回流电流密度 \mathbf{J}_r 均与电场 \mathbf{E} 在库仑碰撞周期 $\tau_c = 1/\nu_c$ 内的历史有关。

引入矢量 \mathbf{A} 和标量 φ , 它们与电磁场的关系为:

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (18)$$

在库仑规范 ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) 下, 麦克斯韦方程中的静电部分和感应部分可以分别写为:

$$\nabla^2 \varphi = -e(n_i - n_b - n_r) / \varepsilon_0, \quad (19)$$

$$\nabla \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{(\mathbf{J}_b + \mathbf{J}_r)_L}{\varepsilon_0}, \quad (20)$$

和

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad (21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 (\mathbf{J}_b + \mathbf{J}_r)_T, \quad (22)$$

其中

$$\mathbf{J}_{iL} = -\varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \int_{t_0}^t \nabla \varphi e^{-(t-s)\nu_c} ds, \quad (23)$$

$$\mathbf{J}_{iT} = -\varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \int_{t_0}^t \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial s} e^{-(t-s)\nu_c} ds, \quad (24)$$

右下角标 **L** 和 **T** 分别表示静电部分和感应部分。

下面将求解束流在等离子体中传播时所涉及的方程组, 并研究静电场和感应电场在回流形成过程中的作用。假设束流是刚性的且半径为 R , 它的径向数密度特性可以用

$n_b = n_B J_0(\lambda_1 r/R)$ 表示, 其中 n_B 是常数, J_0 是零阶贝塞尔函数, λ_1 是零阶贝塞尔函数的第一个零点 ($\lambda_1 \approx 2.405$)。同时假设等离子体电子和离子的径向数密度都正比于 $J_0(\lambda_1 r/R)$, 即

$$n_i, n_r \approx \sum_{i=1}^{\infty} c_i J_0(\lambda_i r/R), \quad (25)$$

其中 c_i 是常数。在实验室坐标系下束流电子以速度 v_b 沿着 z 方向运动^[17,20], 此时可以通过代换式 $u = \gamma(v_b t - z)$ 将实验室坐标系变换到束流头部坐标系。初始时刻 $t = 0$ 时, 束流头部位于边界 $z = 0$ 处, 此时 $u = 0$ 。在束流头部坐标系下, 束流数密度表示为:

$$n_b = n_B J_0(\lambda_1 \frac{r}{R}) H(u), \quad (26)$$

而束流电流密度为:

$$\mathbf{J}_b = -en_B v_b J_0(\lambda_1 \frac{r}{R}) H(u) \mathbf{e}_z = J_B J_0(\lambda_1 \frac{r}{R}) H(u) \mathbf{e}_z. \quad (27)$$

其中 $J_B = -en_B v_b$ 是常数, $H(u)$ 是亥维赛阶跃函数, \mathbf{e}_z 是沿着 z 方向的单位矢量。

由泊松方程式 (19) 可以看出电势 φ 描述了电场的静电特性且与电荷密度 $e(n_i - n_b - n_r)$ 有关。将式 (19) 对时间求两次导数, 在束流头部坐标系下可表示为:

$$\frac{\partial^2 n_r}{\partial u^2} + 2D \frac{\partial n_r}{\partial u} + (k_1^2 + D^2) n_r = (k_1^2 + D^2) (n_i - n_b), \quad (28)$$

其中 $D = v_c / (2\gamma v_b)$, $k_1^2 = (\omega_{pe} / \gamma v_b)^2 - (v_c / 2\gamma v_b)^2$, 背景离子处于稳态 $\partial n_i / \partial u = 0$ 已经使用。其解为

$$n_r = n_i, \quad u \leq 0, \quad (29)$$

$$n_r = n_i - n_B + n_B e^{-Du} [\cos(k_1 u) + \frac{D}{k_1} \sin(k_1 u)], \quad u \geq 0. \quad (30)$$

由式 (30) 可知, 当束流头部在等离子体里离开某区域特征长度 $1/D$ 之后, 该区域达到电荷中性且所需的特征时间为 $\tau_{cn} = 2/\nu_c = 2\tau_c$ 。图 2 给出了在 3 个不同的电子-离子碰撞周期同等离子体周期比率下, 束流头部经过某区域后该区域背景等离子体电子数密度随时间的演化。从图 2 可以看出, 束流-等离子体系统达到电荷中性的特征时间约为 $2\tau_c$, 不同的比率只反应背景等离子体电子数密度振荡的快慢, 而与束流-等离子体系统达到电荷中性所需的特征时间无关。

在柱坐标系下描述标势 φ 的泊松方程式 (19) 表示为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial \varphi}{\partial r}) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -e(n_i - n_b - n_r) / \epsilon_0, \quad (31)$$

而矢势 \mathbf{A} 满足方程:

$$\nabla_r^2 \left(\frac{\partial \mathbf{J}_{rT}}{\partial u} + \frac{v_c}{\gamma v_b} \mathbf{J}_{rT} \right) + \frac{\partial^3 \mathbf{J}_{rT}}{\partial u^3} + \frac{v_c}{\gamma v_b} \frac{\partial^2 \mathbf{J}_{rT}}{\partial u^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}_{rT}}{\partial u} = \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{\partial \mathbf{J}_{bT}}{\partial u}. \quad (32)$$

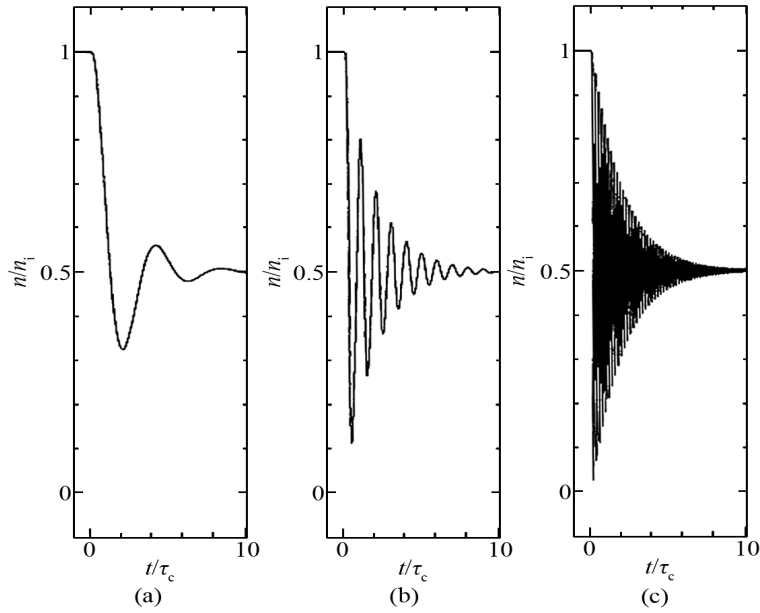


图 2 在 3 个不同的电子-离子碰撞周期同等离子体周期比率下电子等等离子体密度随时间的演化^[17]

(a) $\tau_c/\tau_p = 0.25$; (b) $\tau_c/\tau_p = 1$; (c) $\tau_c/\tau_p = 5$ 。束流数密度同背景等离子体离子数密度之比为 $n_b/n_i = 0.5$ 。

日冕等离子体环境下的参数一般可取为^[59]: $\omega_{pe} = 5.6 \times 10^9 n_{16}^{1/2}$, $\nu_c = 7.3 n_{16}/T_7^{3/2}$, 其中为了计算简便在得到电子-离子碰撞频率时选择库仑对数 $\ln \Lambda = 10$, 于是有 $\omega_{pe} \gg (\nu_c/\gamma\beta)$ 和 $(R/\lambda_1) \gg (c/\omega_{pe})$ 。在日冕环境下联立式 (17)、(18)、(28)、(31) 和 (32) 求解可得:

对 $t < 0$, 有

$$n_r = n_i, \quad J_{\text{net}}^z \approx 0, \quad E_z \approx 0, \quad B_\psi \approx 0; \quad (33)$$

对 $t > 0$, 有

$$n_r = n_i - n_B + n_B e^{-t/2\tau_c} \cos(\omega_{pe}t), \quad (34)$$

$$E_z = -J_B \frac{\mathcal{E}_0}{\omega_{pe}} \left[e^{-t/2\tau_c} \sin(\omega_{pe}t) + \left(\frac{\nu_c}{\omega_{pe}}\right) e^{-t/\tau_c} \right], \quad (35)$$

$$J_{\text{net}}^z = J_B \left[1 + e^{-t/\tau_c} \cos(\omega_{pe}t) - e^{-t/\tau_\perp} \right], \quad (36)$$

$$J_r = J_{\text{net}}^z - J_b^z = J_{\text{net}}^z - J_B = J_B \left[e^{-t/\tau_c} \cos(\omega_{pe}t) - e^{-t/\tau_\perp} \right], \quad (37)$$

$$B_\psi = \mu_0 J_B \left(\frac{R}{\lambda_1}\right) \left[1 - e^{-t/\tau_\perp} \right]. \quad (38)$$

其中 J_{net}^z 是束流-回流系统在 z 方向上的净电流密度, E_z 是电场在 z 方向上的分量, B_ψ 是系统中的总磁场, 磁场耗散时间是

$$\tau_\perp = \frac{1}{\nu_c} \left(\frac{\omega_{pe}}{c}\right)^2 \left(\frac{R}{\lambda_1}\right)^2. \quad (39)$$

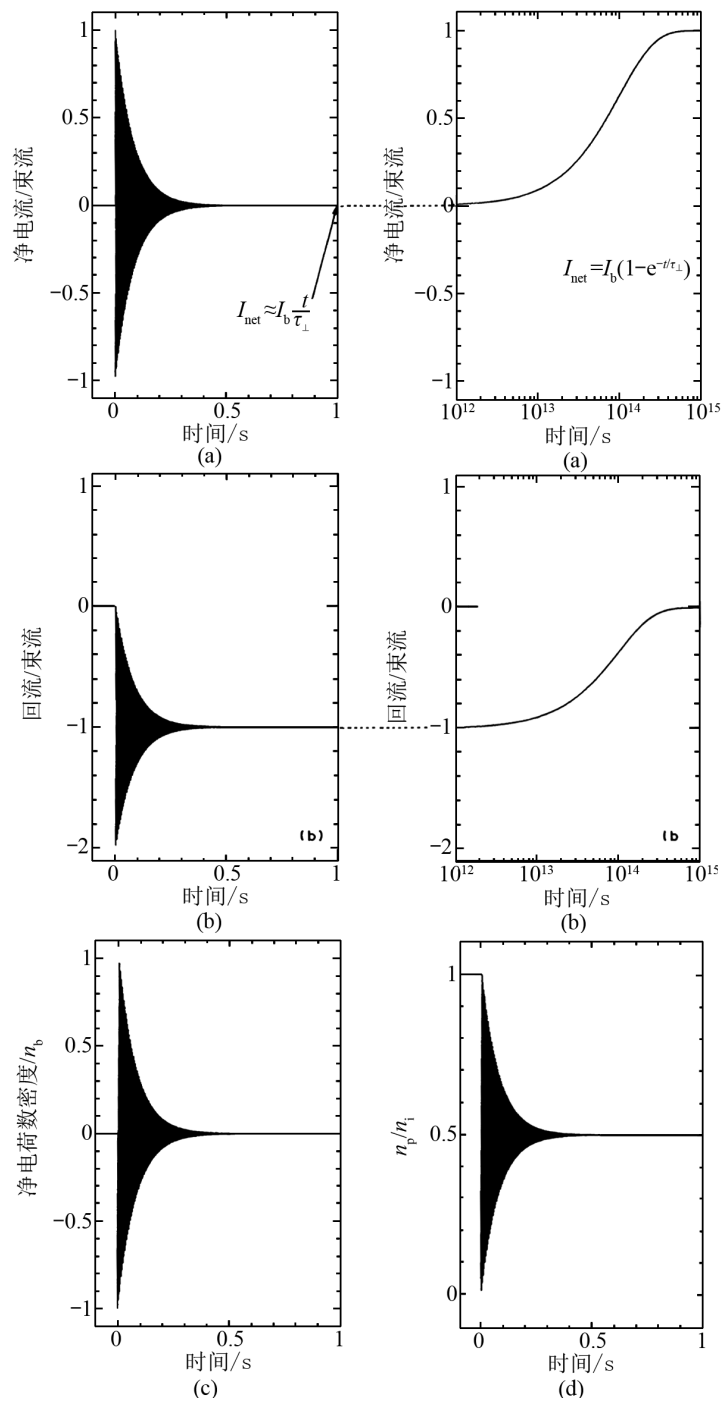


图3 刚性束流在等离子体中传播时, (a) 束流-回流系统净电流随时间演化; (b) 背景等离子体电子电流(回流)随时间演化; (c) 净电荷数密度随时间演化; (d) 等离子体电子数密度^[17]。

束流电子数密度同背景等离子体数密度之比为 $n_b/n_p = 0.5$, 磁场耗散时间 $\tau_\perp = 10^{14}$, 电子-离子碰撞周期 $\tau_c = 0.04$ s, 等离子体周期 $\tau_p = 0.004$ s。

式 (34)—(38) 描述了束流-回流系统中回流电子数密度、电场、净电流密度、回流电流密度等物理量随时间的演化规律。其中, 净电流密度、回流电流密度、净电荷数密度和等离子体电子数密度随时间的演化如图 3 所示。由图 3 可知, 束流-回流系统在几个库仑碰撞周期后达到电荷中性和电流中性, 并在磁场耗散时间 τ_{\perp} 内维持电流中性。通过比较电场式 (35) 和回流电流密度式 (36) 可得: 静电场 $e^{-t/2\tau_c} \sin(\omega_{pe}t)$ 对应回流静电部分 $e^{-t/2\tau_c} \cos(\omega_{pe}t)$, 而感应电场 $(v_c/\omega_{pe})e^{-t/\tau_{\perp}}$ 对应回流感应部分 $e^{-t/\tau_{\perp}}$ 。在 $t < \tau_c$ 时间内, 束流头部附近的净电荷密度和净电流密度围绕零点快速振荡并靠近零点, 且在该时间段内电流变化的频率大于电子-离子碰撞频率, 因此在该时间段内 $\partial J_r/\partial t$ 项不能忽略, 同时表明了静电场驱动电流对应回流高频变化部分; 而在 $\tau_c \ll t \ll \tau_{\perp}$ 时间内, 束流-回流系统处于电荷和电流中性, 此时欧姆定律满足 $J_r = \sigma_c E$ 形式, 同时也表明了感应电场驱动电流对应回流低频变化(缓慢变化)的部分。

比较 Spicer 和 Sudan^[21] 及 Brown 和 Bingham^[20] 同 van den Oord^[17] 的模型, 最大不同之处是 van den Oord 在广义欧姆定律中保留了惯性项 $\partial J_r/\partial t$ (或 $m_e \partial v_r/\partial t$)。Spicer 和 Sudan 忽略广义欧姆定律中的惯性项, 并联立泊松方程 (19)、电流连续性方程 (20) 及欧姆定律在稳态时的表达式 (12), 得到束流-回流系统达到电荷中性的时间满足:

$$\tau \gg \varepsilon_0 \eta_c \left(\frac{L}{R}\right)^2 = \left(\frac{L}{R}\right)^2 \frac{v_c}{\omega_{pe}^2}, \quad (40)$$

其中 L 是系统的长度, $\eta_c = \sigma_c^{-1}$ 是束流-回流系统达到稳态时的电阻率, 该结果远远小于 van den Oord 得到的结果 ($\tau_{cn} \approx 2\tau_c$)。Spicer 和 Sudan 假设电荷中性已经达到, 并忽略位移电流 ($\varepsilon_0 \mu_0 \partial E/\partial t$) 后得到感应部分的方程:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 (\mathbf{J}_b + \mathbf{J}_r)_{\Gamma} . \quad (41)$$

在稳态情况下 ($\mathbf{j}_{bt} = \sigma_c \mathbf{E} = -\sigma \partial \mathbf{A}/\partial t$), 通过求解式 (41) 得到磁场耗散时间:

$$\tau_D = \frac{\omega_{pe}^2}{v_c} \left(\frac{R}{c}\right)^2, \quad (42)$$

该结果同 van den Oord 的结果相同。由于 Spicer 和 Sudan^[21] 没有考虑静电部分, 仅求解了感应部分的方程, 因此他们得到的结论是: 几个等离子体周期后, 感应电场起主要作用。

忽略运动方程中惯性项的情况下, Brown 和 Bingham^[20] 分析和讨论了 Miller^[58] 联立麦克斯韦方程组和 $J_r = \sigma_c E$ 而得到的解:

$$E_z = \frac{1}{\sigma_c} (J_{net}^z - J_b^z) = -J_B (e^{-t'/\tau_B} - e^{-t'/\tau_E}) / \sigma_c, \quad (43)$$

$$J_{net}^z = J_B \left[1 - (e^{-t'/\tau_B} - e^{-t'/\tau_E}) \right], \quad (44)$$

其中, $t' = t - z/v_b$, $\tau_B = \mu_0 \sigma_c R^2 / \lambda^2 = (\omega_{pe}^2 / v_c) (R/c)^2$ 是磁场耗散时间, $\tau_E = \varepsilon_0 / \sigma_c = v_c / \omega_{pe}^2$ 是等离子体电子响应电场的特征时间。虽然 $\tau_E = v_c / \omega_{pe}^2 \ll \omega_{pe}^{-1}$, 但 Brown 和 Bingham^[20] 意识到在 $t' \leq \tau_{eff} = \omega_{pe}^{-1}$ 时间段内, dJ_r/dt 项不能忽略, 即在该时间段内稳态时欧姆定律的表达式

$J_r = \sigma_c E$ 是不满足的。Brown 和 Bingham^[20] 将此式 (43) 的电场看作是静电场, 因此认为感应电场在束流-回流达到稳态时不起主要作用。

Knight 和 Sturrock^[19] 建立的束流-回流模型比较特殊, 他们认为色球和日冕之间通过通量管连接, 而高能电子在通量管顶端被加速后沿着通量管到达色球层并在色球层产生电荷不均匀, 背景等离子体电子在由该电荷不均匀产生的静电场驱动作用下形成回流。由于他们讨论的是一维模型, 因此没有计入电磁效应, 仅描述了束流-回流系统在静电场作用下的演化。

4 束流-回流系统中的不稳定性

回流对理解束流的输运和耗散过程具有重要意义^[18, 19, 23-27]。在束流-回流系统中, 视回流稳定与否, 束流能量可以通过回流由下面两种方式耗散:

- (1) 回流是稳定的, 束流的能量通过“回流粒子”与背景等离子体粒子间的库仑碰撞^[19, 34]而耗散;
- (2) 回流是不稳定的, 此时回流激发离子声波^[35]或离子回旋波^[36], 并同时通过非库仑碰撞(波粒相互作用)散射束流粒子而耗散束流能量。

Aggarwal^[60] 在计入热运动和背景磁场的作用下, 通过三流体方程组(束流、回流和背景离子的连续性方程、动量方程和泊松定理)导出了非相对论下束流-回流系统产生的静电波的线性色散关系:

$$1 = \sum_j \frac{\omega_{pe}^2 [(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_j)^2 - \cos^2(\theta)\omega_{cj}^2]}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_j)[(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_j)^2 - \omega_{cj}^2] - V_{Tj}^2 [k^2(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_j)^2 - k_z^2 \omega_{cj}^2]}, \quad (45)$$

其中, θ 表示波矢 \mathbf{k} 同背景磁场之间的夹角, ω_{cj} 表示 j 成分的等离子体频率, \mathbf{v}_j 表示的是 j 成分的漂移速度, ω_{cj} 表示 j 成分的回旋频率, V_{Tj} 表示 j 成分的热速度, $j = b, e, i$ 分别表示束流, 回流和背景离子。

假设背景离子是静止不动的, 仅保留束流和回流成分, 同时忽略背景磁场 ($\omega_{cj} = 0$) 和热运动 ($V_{Tj} = 0$), 由式 (45) 可以简化得到双流不稳定性^[29]的色散关系:

$$1 = \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - kv_b)^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + kv_r)^2}, \quad (46)$$

其中 ω_{pb} 是束流电子等离子体频率, ω_{pe} 是背景电子等离子体频率, v_b 是束流电子运动速度, v_r 是回流电子的漂移速度。在弱束流物理环境下, 即 $n_b \ll n_e$, 回流电子的漂移速度很小, 因此 kv_r 项可以忽略掉, 此时式 (46) 可以改写为:

$$1 \approx \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - kv_b)^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (47)$$

当 $\omega_{pe} - kv_b = 0$ 时, 双流不稳定性具有最大增长率且该增长率为:

$$\gamma_{\max} = \sqrt{3} \left(\frac{n_b}{2n_0} \right)^{1/3} \omega_{pe}. \quad (48)$$

在太阳射电物理中, 电子束流可以通过激发双流不稳定性进而放大郎缪波, 这是解释各种射电爆发的等离子体辐射理论的基础^[51]。

若不考虑束流、背景磁场和热效应, 仅考虑回流电子和背景离子, 并且它们之间的相对运动速度为 v_r , 此时由式 (45) 可以得到 Buneman 不稳定性^[30] 的色散关系:

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - kv_r)^2} . \quad (49)$$

当 $\omega_{pe} \approx kv_r$ 时, Buneman 不稳定性具有最大增长率且该增长率为:

$$\gamma_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \frac{m_e}{m_i} \omega_{pe} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} R \omega_{pe} , \quad (50)$$

其中 $R = m_e/m_i$ 。在太阳耀斑^[61]、超星系遗迹激波^[62] 等环境中, Buneman 不稳定性能够有效预热电子。通过比较式 (48) 和式 (50) 可知, 当 $n_b/n_0 > (R/2)^3$ 时, 束流-回流系统中双流不稳定性的增长率大于 Buneman 不稳定性。

Hasegawa^[63] 对类似式 (47) 和 (49) 的色散关系, 即

$$1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{p2}^2}{(\omega - kv_d)^2} = 0 , \quad (51)$$

进行了解释, 认为此类不稳定性是由具有负能的电流中的波 W_2 同具有正能的等离子体中的波 W_1 发生耦合产生。根据 Landau 和 Lifshitz^[64] 的理论, 在弱耗散电介质中传播的波, 其电场能量密度可以写为

$$W = \frac{\partial[\omega\epsilon_0(1 + \epsilon)] \langle E^2 \rangle}{\partial\omega} = \omega\epsilon_0 \frac{\partial\epsilon \langle E^2 \rangle}{\partial\omega} , \quad (52)$$

式中的 $\langle E^2 \rangle$ 是电场振幅平方对时间的平均值。由式 (51) 可以计算出等离子体中波的能量 W_1 和电流中波的能量 W_2 分别为:

$$W_1 \propto \frac{\partial\omega(1 + \epsilon_1)}{\partial\omega} = \omega \frac{\partial\epsilon_1}{\partial\omega} = 2 \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2} , \quad (53)$$

和

$$W_2 \propto \frac{\partial\omega(1 + \epsilon_2)}{\partial\omega} = \omega \frac{\partial\epsilon_2}{\partial\omega} = \frac{2\omega\omega_{p2}^2}{(\omega - kv_d)^2} . \quad (54)$$

对于 W_1 而言, 总为正值; 而当 $\omega < kv_d$ 时, W_2 为负值。如果取 $\omega_{p1} = 0$, 则有:

$$\omega - kv_d = \pm\omega_{p2} . \quad (55)$$

式 (55) 中取负号的波动方式 (称作慢波) 满足关系式 $\omega < kv_d$, 故这种波动携带负能, 相应的波称为负能波; 同理, 取正号的波动方式 (称作快波) 满足关系式 $\omega > kv_d$, 故这种波动携带正能, 相应的波称为正能波。双流不稳定性可以解释为电子束流中的负能波同等离子体中的正能波之间的耦合所产生, 而 Buneman 不稳定性可以解释为回流中的负能波同背景等离子体离子中的正能波之间的耦合所产生。

在式 (49) 的基础上考虑回流电子和背景离子的热效应, 在低频极限 $\omega \ll \omega_{pi}$ 和长波长 $k^2 \lambda_{De}^2 \ll 1$ 近似下, 可得色散关系式:

$$\omega_s \approx kc_s, \quad (56)$$

其中 $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ 是离子声速, 该色散关系对应的是离子声波。离子声波对应的增长率为:

$$\gamma \approx -\frac{\pi^{1/2}}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pi}^2} \frac{\omega_s^3}{k^3 V_{Te}^3} (\omega_s - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_r) \exp\left[-\frac{(\omega_s - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_r)^2}{2k^2 V_{Te}^2}\right]. \quad (57)$$

由式 (57) 可得离子声波不稳定性激发的条件是:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_r > \omega_s. \quad (58)$$

当电子漂移速度与波矢方向相同时, 离子声波不稳定性激发的条件为 $v_r > c_s$ 。离子声波在地球极区电离层等物理环境下曾被观测到^[65,66]。

双流不稳定性, Buneman 不稳定性 and 离子声波不稳定性都是束流和回流沿着外磁场方向传播时产生的不稳定性。而电流横越外磁场时可能产生修正双流不稳定性 (低混杂漂移不稳定性)。

当等离子体中存在恒定的背景磁场 \mathbf{B}_0 , 并且假设离子是未磁化的 ($k\rho_i \gg 1$ 且 $\omega \gg \omega_{ci}$, 其中 ρ_i 是离子拉莫尔半径, ω_{ci} 是离子回旋频率), 而电子是磁化的 ($k\rho_e \ll 1$ 且 $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$, 其中 ρ_e 是电子拉莫尔半径, ω_{ce} 是电子回旋频率), 在 $k\rho_e \gg 1$, $kV_{Ti} \ll |\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{de}|$ 和 $k_z V_{Te} < \omega$ 近似下, 可以得到修正双流不稳定性在静电情况下的线性色散关系^[67,68]:

$$1 + \frac{k_z^2 \omega_{pe}^2}{k^2 \omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_r)^2} - \frac{k_z^2 \omega_{pe}^2}{k^2 \omega^2} = 0. \quad (59)$$

修正双流不稳定性的激发条件是电子-离子的相对运动速度大于背景离子热速度, 即 $v_r \geq V_{Ti}$ 。当 $k_{\max} = \sqrt{3}\omega_{LH}/v_{de}$ 时, 修正双流不稳定性具有最大增长率, 其为:

$$\gamma_{\max} = \omega_{LH}/2, \quad (60)$$

此时对应的实频 $\text{Re}(\omega)_{\max} = k_{\max} v_r/2 = \sqrt{3}\omega_{LH}/2$, 其中 $\omega_{LH} = \omega_{pi}^2/(1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2)^{1/2}$ 是低混杂频率。注意到 $\omega \approx kv_r/2$, 由于 $kV_{Ti} \ll |\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_r|$ 可得 $v_{de} \geq V_{Ti}$, 因此可以避免离子朗道阻尼作用。修正双流不稳定具有以下几个特征:

- (1) 修正双流不稳定的特征频率和最大增长率同低混杂频率相当;
- (2) 电子在垂直于磁场方向上被加热, 而离子在平行于磁场方向上被加热, 并且修正双流不稳定对电子和离子加热的效果相当;
- (3) 不稳定对电子-离子温度比敏感, 当电子-离子温度比增加时, 最大增长率减小。

修正双流不稳定性在太阳、行星间等离子体环境中的电流片中起着重要作用^[69]。

5 回流的模拟

当束流进入到等离子体里时会在等离子体内部产生回流, 以维持束流-回流系统的电荷和电流中性。第 3 章和第 4 章分别介绍了回流形成的基本模型和束流-回流系统中可能存在的不稳定性。为了进一步研究束流-回流系统随时间的演化, 部分研究者对束流-回流系统做了相关的数值模拟工作^[27, 37, 38, 70, 71]。

Karlický 等人^[37] 在 2008 年利用电磁模式粒子模拟程序模拟研究耀斑环境下回流的形成。在模拟的初始时刻, 他们通过在具有束流电子的网格处增加等量电荷离子的方式维持模拟过程中束流和背景等离子体满足电荷中性。同时, 回流由背景电子以速度 $v_r = -v_p n_b / n_e$ 漂移运动形成 (背景电子在速度空间相对于背景离子是漂移麦克斯韦分布), 即束流-回流满足电流中性。由于不存在电荷局域堆积, 因此模拟过程中不会有静电作用, 仅有电磁作用。

在模拟之初, 回流电子的漂移速度为 $v_r = 1.285 V_{Te}$, 因此双流不稳定性^[67] 和 Buneman 不稳定性^[30] 都能被激发。不稳定性通过等离子体波影响系统总电流演化, 同时也改变束流电子和回流电子的速度分布。图 4 给出了在不同模拟事例中回流端的速度分布函数。回流端的分布函数呈现主体部分和延展部分, 并且延展尾部随着束流数密度和背景电子数密度之比 n_b / n_e 的增加而增大。因此, Karlický 等人^[37] 认为回流是由缓慢漂移的主体部分和超热延展部分的电子共同构成。

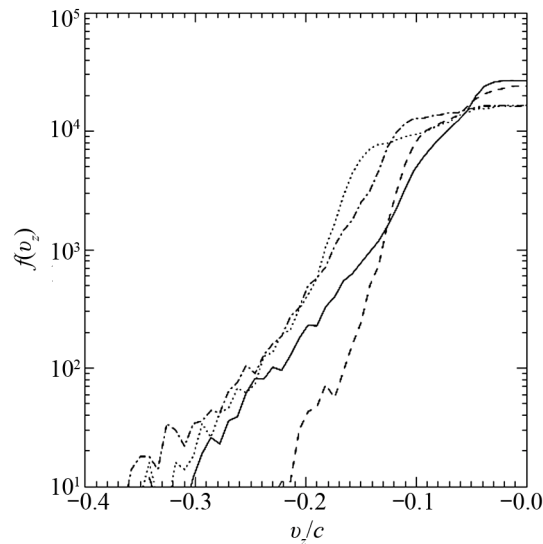


图 4 在 $\omega_{pe} t = 600$ 时, 回流超热延展尾部在不同模拟事例中的比较^[37]

全实线表示模拟事例 A ($n_b/n_e = 0.05$, $m_i/m_e = 16$), 虚线表示模拟事例 B ($n_b/n_e = 0.05$, $m_i/m_e = 100$), 点线表示模拟事例 C ($n_b/n_e = 0.1$, $m_i/m_e = 100$), 点虚线表示模拟事例 D ($n_b/n_e = 0.1$, $m_i/m_e = 16$)

由于之前的模拟工作是模拟一维的束流-回流系统, 并且没有考虑背景磁场的作用, Karlický^[27] 随后进行三维模拟工作并增加了背景磁场。图 5 描述了没有考虑背景磁场时的电子分布随时间的演化, 而图 6 描述的是增加背景磁场作用后的电子分部随时间的演化。

通过比较不计入背景磁场的三维模拟结果同一维模拟结果时发现：垂直于束流方向的背景电子被有效加热，这可能是由于 Weibel 不稳定性^[31]的作用；回流电子的速度分布由漂移麦克斯韦分布演变成具有一个宽广平台的最大值分布(如图 5(d) 所示)。增加背景磁场后，回流端不再是宽广平台分布而是由主体部分和超热延展尾部共同组成，这与一维模拟结果相同^[37]。

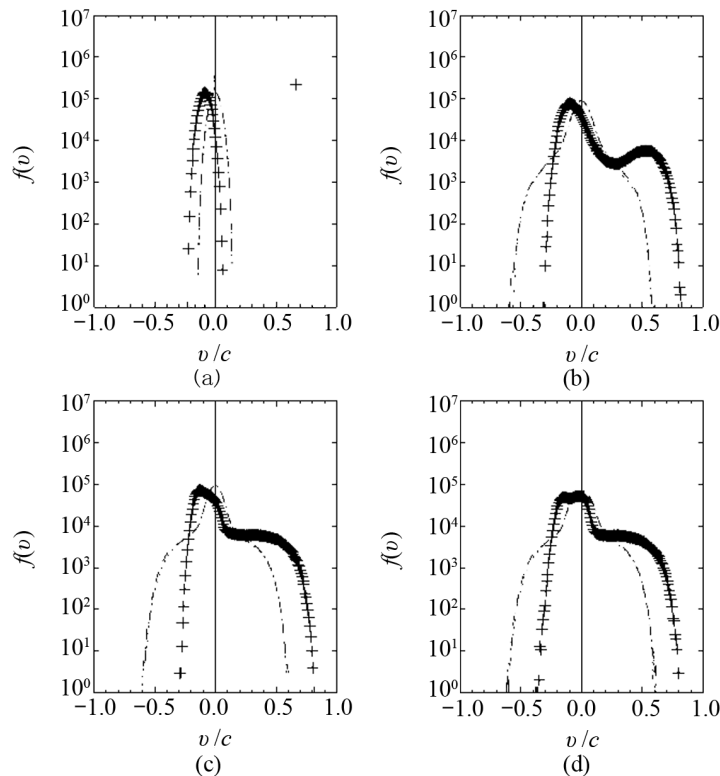


图 5 模拟事例 $C(n_b/n_e = 1/8, m_p/m_e = 16)$ 中的电子分布函数^[27]

(a) 初态; (b) $\omega_{pe}t = 40$; (c) $\omega_{pe}t = 100$; (d) $\omega_{pe}t = 200$ (十字表示 $f(v_z)$, 点虚线表示 $f(v_x)$ 或 $f(v_y)$)。 (a) 中在 $v/c = 0.666$ 处的单十字表示单能电子束流。

同年, Karlický 等人^[38,70]通过三维电磁模式粒子模拟程序模拟研究磁场大小对束流-回流系统中的电子速度分布的影响。图 7 给出了在不同强度的背景磁场下束流-回流系统达到稳定时的电子速度分布函数。由图 7 可知, 双流不稳定性在所有模拟事例中都起着重要的作用。当没有背景磁场时, Weibel 不稳定性^[31]能有效加热垂直束流方向上的电子; 但随着背景磁场的逐渐增大, Weibel 不稳定性逐渐受到抑制。同时, 随着背景磁场的增大, 束流端的速度分布变化不大, 而回流端的速度分布由显著的漂移分布逐步变成主体部分缓慢漂移和超热延展尾部共同组成的分布。Kong 等人^[71]用二维数值模拟研究电子热运动对相对论性束流-回流系统演化的影响时发现: 束流同背景等离子体温度不等且小于背景温度时, Weibel 不稳定性比双流不稳定性起着更为重要的作用; 然而, 随着束流电子的温度增加, Weibel 不稳定性开始受到抑制, 双流不稳定性逐渐起着重要作用。

Karlický 等人^[70]和 Kong 等人^[71]的模拟工作还表明: 由于不稳定性的增长, 束流的部分

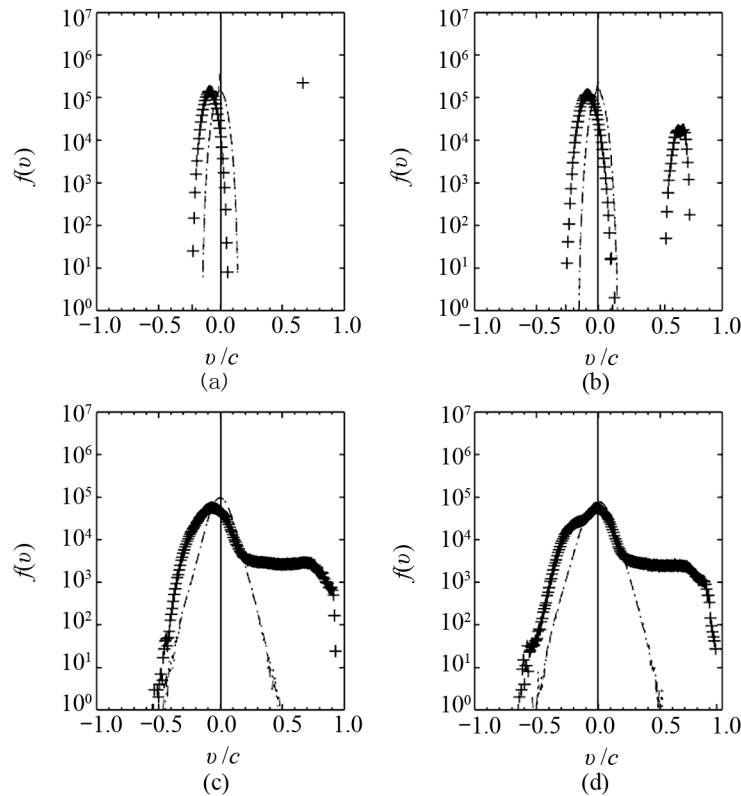


图6 模拟事例 $D(n_b/n_e = 1/8, m_p/m_e = 16, \omega_{ce}/\omega_{pe} = 1)$ 中的电子分布函数^[27]

(a) 初态; (b) $\omega_{pe}t = 40$; (c) $\omega_{pe}t = 100$; (d) $\omega_{pe}t = 200$ (十字表示 $f(v_z)$, 点虚线表示 $f(v_x)$ 或 $f(v_y)$)。 (a) 中在 $v/c = 0.666$ 处的单十字表示单能电子束流。

能量用于加热束流电子和背景等离子体电子, 并且使背景电子呈现各向异性分布。这是由于 Weibel 不稳定性主要在垂直束流方向加热背景电子, 而双流不稳定性主要是在沿着束流方向加热背景电子。

6 回流的观测证据

在太阳物理中, 耀斑的产生引起了众多天文学家的研究。太阳耀斑爆发时产生的各个波段的射线对了解太阳耀斑爆发有着重要的作用。随着太阳观测资料空间分辨率和能谱分辨率的提高, 束流-回流理论逐步被应用到解释太阳耀斑 EUV 和 X 谱线变化^[34, 40]。

太阳硬 X 射线谱可以提供了解耀斑形成和耀斑爆发时高能电子加速机制的信息。在耀斑标准模型中, 日冕环顶上方某处加速产生的非热高能电子束流在日冕环顶产生薄靶韧致辐射, 这些高能电子沿着日冕环到达色球层产生厚靶韧致辐射。假设束流电子的能谱满足幂律

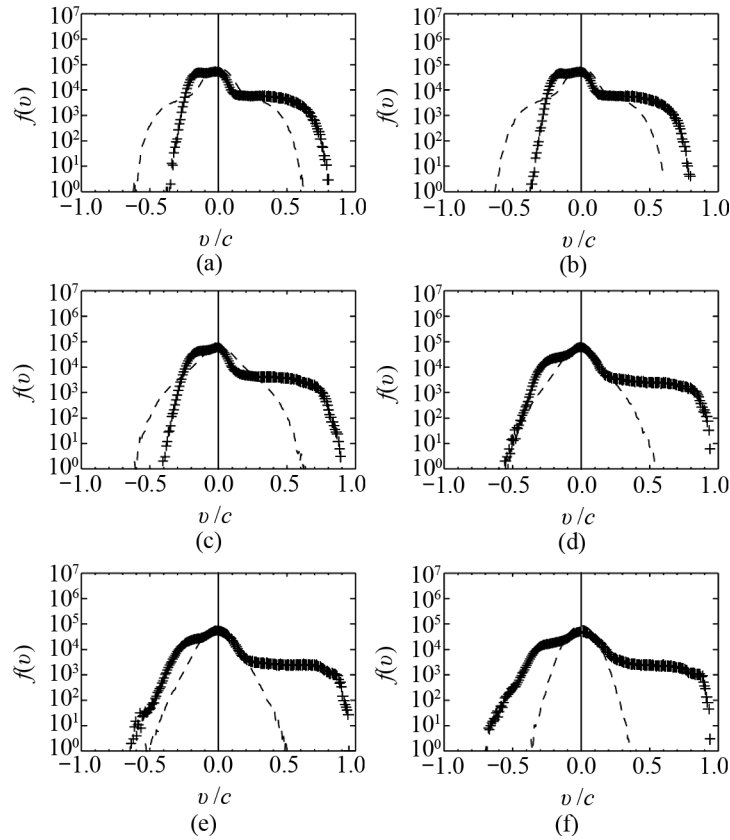


图7 当 $\omega_{pe}t = 200$ 时, 电子分布在不同的外磁场下的分布^[70]

十字表示 $f(v_z)$, 点虚线表示 $f(v_x)$ 或 $f(v_y)$ 。(a) $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.0$; (b) 0.1; (c) 0.5; (d) 0.7; (e) 1.0; (f) 1.3。 $n_b/n_e = 1/8$, $m_p/m_e = 16$ 。

谱分布:

$$F(E) = AE^{-\delta} \quad (61)$$

在非相对论的韧致辐射理论框架下, 这些非热高能电子同背景等离子体相互作用产生幂律光子谱为:

$$I(\epsilon) \propto \epsilon^{-\gamma} \quad (62)$$

其中 $\gamma = \gamma_{tp} = \delta + 1$ 表示薄靶韧致辐射^[72], $\gamma = \gamma_{ft} = \delta - 1$ 表示厚靶韧致辐射^[11], 因此环顶源和足点源的谱指数之差 $\Delta\gamma = \gamma_{tp} - \gamma_{ft} = 2$ 。

Battaglia 和 Benz^[73] 在分析 RHESSI 卫星对太阳耀斑的观测数据时发现: 在 2003 年 10 月 24 日和 2005 年 7 月 13 日观测到两个耀斑事件中, 环顶源和足点源的谱指数之差大于 2。这两个事件中的谱指数变化不能用束流电子同背景等离子体的库仑碰撞产生的能量损失解释, 一种可能的解释机制是日冕环中存在电场, 这个电场引起束流电子的非碰撞能量损失^[74]。

非热高能电子在日冕环中传播时产生电场 E_i , 该电场一方面加速背景电子形成回流, 使束流-回流系统达到电荷和电流中性; 另一方面减速束流电子, 使束流电子产生非库仑碰撞

损失 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 。假设 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 是与束流电子的初始能量无关的常量, 低能端的束流电子损失的能量比率大, 而高能端的束流电子损失能量比率较小, 因此谱指数将变硬。图 8 描述了束流电子的非碰撞能量损失 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 对光子谱的影响。由图 8 可知, 随着 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 的增大, 光子谱变得更硬, 即 $\gamma'_{\text{ft}} < \delta - 1$, 此时, 环顶源和足点源的谱指数之差 $\Delta\gamma' = \gamma'_{\text{tp}} - \gamma'_{\text{ft}} > 2$ 。

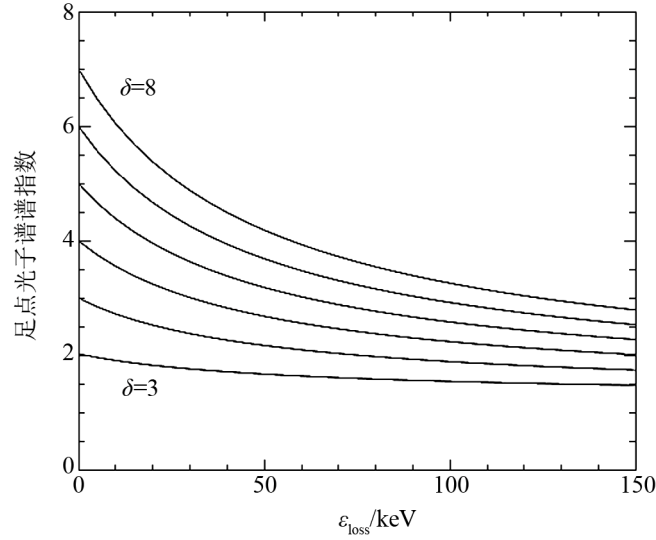


图 8 最初电子谱在加速区的谱指数为 $\delta = 3, 4, 5, 6, 7, 8$ 时, 能量损失 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 同厚靶光子幂律谱谱指数 γ'_{ft} 之间的联系^[34]。

束流在日冕环中激发的电场 E_i 可以用足点处束流电子的能量损失 $\varepsilon_{\text{loss}}$ 和半日冕环长度 L (环顶源和足点源之间的距离) 表示:

$$E_i = \frac{\varepsilon_{\text{loss}}}{eL}, \quad (63)$$

其中 e 是元电荷电量。此时, 回流电流密度可以由 Spitzer^[75] 电导率得到:

$$J_{\text{rc}} = \sigma_c E_i = 500T_e^{3/2} \frac{\varepsilon_{\text{loss}}}{eL}, \quad (64)$$

其中 $\sigma_c = \varepsilon_0 \omega_{\text{pe}}^2 / \nu_{\text{ei}}$ 是电导率, ω_{pe} 是背景电子等离子体频率, ν_{ei} 是电子-离子碰撞频率, T_e 是日冕环背景电子的热温度, 为了计算简便, 库仑对数 $\ln \Lambda \approx 20$ 已经使用。

另一方面, 束流电流密度可以通过电子谱得到:

$$J_b = \frac{F_{\text{tot}}}{A_{\text{fp}}} e = \frac{A e}{(\delta - 1) A_{\text{fp}}} E_{\text{cut}}^{-(\delta-1)}, \quad (65)$$

其中

$$F_{\text{tot}} = \int_{E_{\text{cut}}}^{\infty} F(E) dE = \frac{A}{\delta - 1} E_{\text{cut}}^{-(\delta-1)} \quad (66)$$

表示在截止能量 E_{cut} 之上单位时间内进入到日冕通量管中的电子数, A 是常数, A_{fp} 是足点源总面积, δ 是入射电子谱谱指数。

在稳态时,束流-回流系统应满足电流中性条件,即

$$J_b = J_{rc} \quad (67)$$

遗憾的是, Battaglia 和 Benz^[34] 计算得到的回流电流密度比观测导出的束流电流密度大了 1 个数量级。我们对此问题进行了进一步的研究并提出理论模型^[76]:束流进入到等离子体内部产生电场,同时激发朗缪波形成朗缪波湍流,仅有超热电子才能逃逸朗缪波的捕获并响应束流激发的电场形成回流。该回流是不稳定的并且激发离子声波产生离子声波湍流,离子声波湍流产生的反常电阻能有效降低电导率,进而减小由 Spitzer^[75] 电导率公式计算得到的回流电流密度 J_{rc} 。我们的模型很好地解决了 Battaglia 和 Benz^[34] 计算结果的困惑,并能很好地解释此类环顶源和足点源谱指数大于 2 的耀斑事件,因此这两个事件可以作为回流在太阳耀斑中存在的观测证据。

太阳耀斑谱通常由低能端的热谱和高能端的非热谱组成。耀斑的一些光子谱在观测上呈现软-硬-软特征,而另一些光子谱呈现软-硬-硬特征。软谱和硬谱分别对应于较大和较小的谱指数绝对值。RHESSI 卫星的分辨率可以分辨太阳硬 X 射线的不同能段^[77],同时 Object Spectral Executive 太阳软件^[78] 可以通过观测数据拟合能谱,因此可以对太阳耀斑硬 X 射线的不同能段进行研究。

Shao 和 Huang^[40] 分析了 2004 年 9 月 3 日耀斑硬 X 射线在 20 keV 至 85 keV 能段间谱指数的变化。他们将 20 keV 到 85 keV 能段分成 6 个小能段并研究各个能段谱指数的演化。6 个能段的谱指数随时间演化如图 9 所示。由图 9 可知,在低能段 (20 ~ 30 keV, (a), (b) 小图),谱指数满足软-硬-软的变化趋势,随着能量的增加 (30 ~ 60 keV, (c), (d) 小图),谱指数软-硬-软的趋势逐渐发生变化并在高能端 (60 ~ 85 keV, (e), (f) 小图) 呈现新的特征:硬-软-硬。

随着能量的增加,谱指数演化趋势从软-硬-软过渡到硬-软-硬可能的原因是低能端的电子被捕获或存在加速机制,另一种可能的原因是由于回流的存在。耀斑脉冲相时光子通量的增加表明此时入射的束流电子通量增加,因此脉冲相时回流产生的电场比初相和缓变相时更强,这将使得低能端的电子变得平坦,而对高能端的电子影响较小。在初相和缓变相时,较小的束流产生较小的回流电场,因此不能有效地使低能端变平。回流电场的作用可以很好地解释谱线随时间演化的过程中在低能端出现软-硬-软特征,而在高能端出现硬-软-硬特征。

除了影响耀斑硬 X 射线谱指数变化外,束流电子和回流电子还可以通过对电离率起作用进而影响 EUV 和 X 射线辐射强度^[79]。同热分布相比较,束流或回流形成的非热分布使得离子的丰度峰值变得更窄和更高。利用 CHIANTI 软件和数据库计算激发平衡和合成谱^[80, 81], Dzifcakova 和 Karlicky^[79] 发现:在过渡区和色球层, EUV 谱线强度变化主要是由于电子束流产生的影响,而回流仅有微小作用;而在日冕区,回流能够显著增强伴线的强度。RESIK 观测到伴线 $\text{Si XIII}(5.56 \text{ \AA})$ 和 $\text{Si XIII}(5.82 \text{ \AA})$ ^[82] 的强度在太阳耀斑脉冲相时比宁静日冕时显著增强,如图 10 所示。这个高伴线强度不能用微分辐射测量的热分布假设来解释,只能用回流的非热分布假设来解释^[83]。但是回流电子的非热分布不能解释 $\text{Si XIII}(5.28 \text{ \AA})$ 和 $\text{Si XIII}(5.40 \text{ \AA})$ 的谱线^[83] 增强,这可能需要计入束流电子的效应。

在日冕区,回流电子对电离平衡的作用同束流电子相反。由于束流和回流电子能够解释

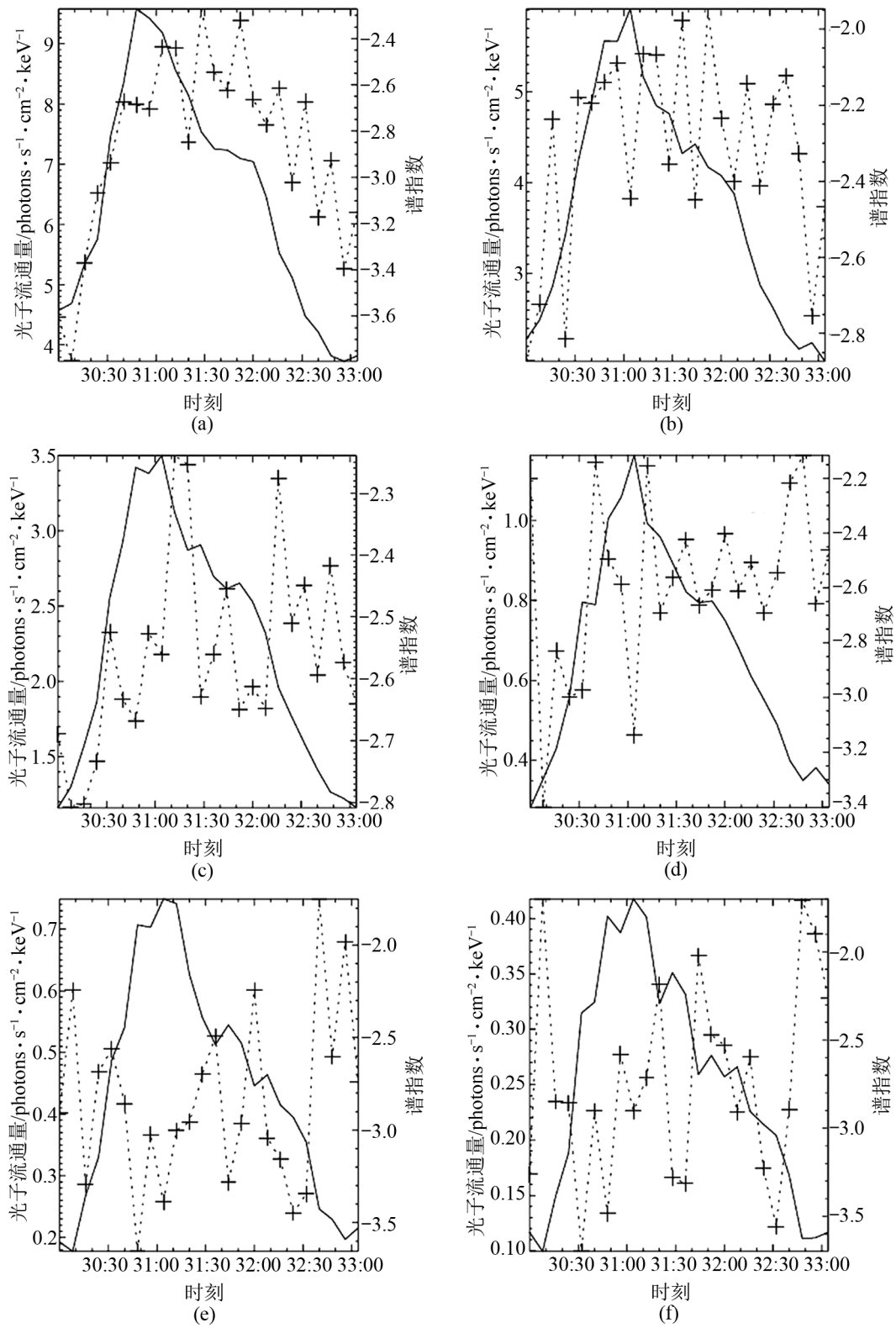


图9 谱指数(点线和十字)和光子流量(实线)从低能到高能随时间的演化^[40]

(a)22.5 keV 能段; (b) 27.5 keV 能段; (c) 34.5 keV 能段; (d) 54.5 keV 能段; (e) 64.5 keV 能段; (f) 77.5 keV 能段。

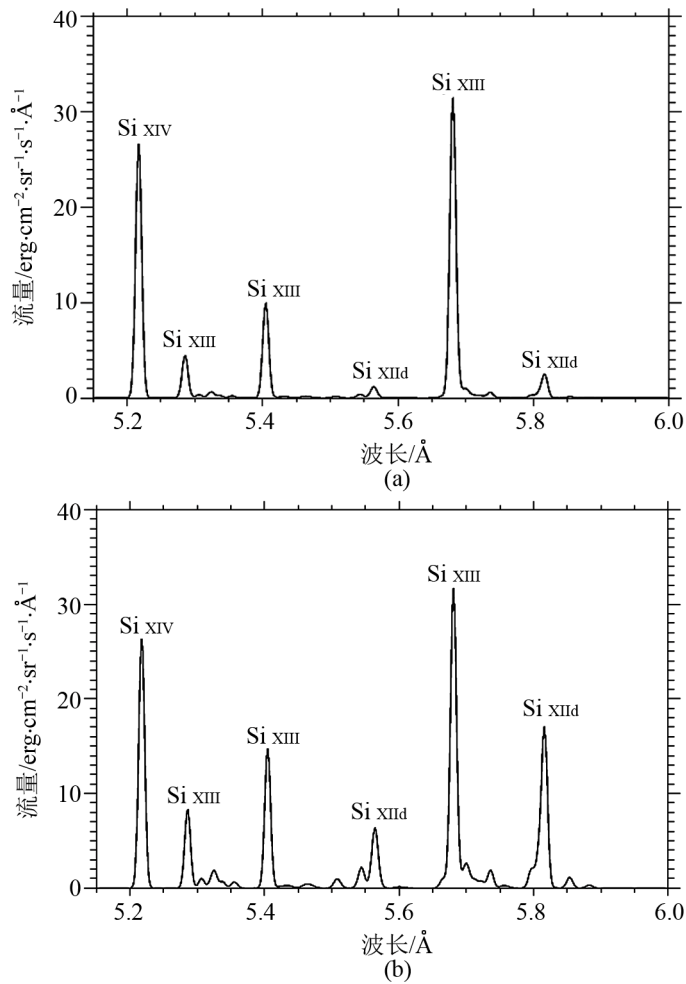


图 10 Si XIII和 Si XIIIa伴线辐射强度比较^[83]
(a) 宁静日冕; (b) 耀斑爆发。

耀斑脉冲相时观测到的 X 射线 Si XIII 线的相对强度, 并且回流和束流以不同的形式改变伴线的强度, 这提供了一种从 X 射线耀斑谱中诊断回流存在的方法。

7 总结和展望

高能带电粒子束流可以解释多种天体活动现象, 因此束流在等离子体里传播的过程一直是天体物理研究中的一个基本问题。

高能带电粒子束流在传播过程中会受到束流自身磁场的抑制作用, 可传播的束流电流值不能超过阿尔文-劳森极限。然而, 两种抑制和抵消束流磁场的机制被提出: 背景等离子体中

存在强磁场或同束流大小相等、方向相反的回流。可是, 观测测得的背景磁场难以达到抑制束流磁场要求的强度。而回流激发的磁场可以有效抵消束流磁场, 此时可传播的束流电流值不再受到阿尔文-劳森极限的限制。

为了分别研究静电场和感应电场在回流形成过程中所起的作用, 忽略了运动方程或广义欧姆定律中的非线性项。研究发现, 束流在等离子体里传播时激发的静电场和感应电场在回流的形成过程中起着不同的重要作用。一方面, 静电场同电荷分布相关; 束流头部产生的净余电荷激发静电场, 进而使得背景电子重新分布以满足局部电荷中性, 并驱动回流高频部分。另一方面, 感应电场同磁场相关; 由于背景磁场耗散时间远大于束流磁场激发的时间, 因此束流快速激发磁场必然会产生感应电场, 感应电场驱动回流低频部分。可是, 在 Spicer 和 Sudan^[21]、Brown 和 Bingham^[20] 及 van den Oord^[17] 的模型中, 没有考虑束流的扩散和背景电子的密度不均匀性。然而, 在实际的天体物理环境中, 例如耀斑爆发时束流电子在日冕环中传播可能发生投掷角散射, 同时日冕和色球层存在密度梯度, 因此可以在未来的模型中增加这些因素的影响。

在束流-回流系统中, 束流损失的能量主要用于加速背景电子形成回流。回流电子通过同背景等离子体粒子发生库仑碰撞作用或激发不稳定性, 并以波粒相互作用 (非库仑碰撞作用) 的形式耗散能量。当束流-回流沿着背景磁场传播时, 双流不稳定性和 Buneman 不稳定性被激发, 并且双流不稳定的增长率大于 Buneman 不稳定性。然而在强相对论情况下, 回流电子同背景离子激发产生的 Buneman 不稳定的增长率可以大于双流不稳定性^[84]。阿尔文波在太阳大气和日地空间中广泛存在, 束流-回流系统也具有普遍性, 因此束流-回流系统能否激发阿尔文波是一个值得研究的问题。

在对束流-回流系统演化的模拟中发现, 束流-回流系统中激发的不稳定性会对背景电子的分布函数产生重要作用。双流不稳定性在束流传播方向上加热背景电子, 而 Weibel 不稳定性主要加热垂直于束流方向上的电子, 因此背景等离子体电子分布呈现各向异性分布。在弱磁场作用下, 回流电子形成一个速度平台; 而在强磁场作用下, 回流由大部分背景电子以缓慢速度漂移运动和小部分超热电子共同形成。然而, 这些模拟文章缺少对回流电子的动力学和湍流输运的讨论, 因此未来的工作可以增加这些效应的讨论并研究其对硬 X 射线强度和偏振的影响。

太阳活动现象的多波段高分辨率观测为人们深入研究束流-回流问题提供了丰富的观测资料。耀斑爆发时环顶源和足点源的谱指数变化可以提供束流电子在日冕环中输运的信息。Battaglia 和 Benz^[34] 分析的两个耀斑事件中的谱指数之差大于标准模型的预期值, 这个现象可以用回流引起束流电子的非碰撞能量损失解释; 因此, Battaglia 和 Benz 将这两个事件作为首次观测到回流的证据。同时, 回流在日冕区对 EUV 和 X 射线产生影响^[79], 未来可以考虑回流电子激发的波和碰撞作用对耀斑大气的影响, 并提供一种从 X 射线谱中诊断回流存在的方式。

总之, 对束流-回流的研究在将来一段时间内仍然会是一个重要的研究方向。

参考文献:

- [1] Brown J C. *Solar Physics*, 1971, 18: 489
- [2] Brown J C, Turkmani R, Kontar E P, et al. *A&A*, 2009, 508: 993
- [3] Zharkova V V, Kuznetsov A A, and Siversky T V. *A&A*, 2010, 512: A8
- [4] Wild J P. *Australian J. Sci. Res.*, 1950, A3: 541
- [5] Ginzburg V L, Anderson R R. *Soviet Astron.*, 1958, 2: 653
- [6] Thejappa G, MacDowall R J, Bergamo M, et al. *ApJ*, 2012, 747: L1
- [7] Benz A O. *Solar Phys.*, 1986, 104: 99
- [8] Cerisier J C, Machard C, Pottellette R. *J. Geophys. Res.*, 1987, 92: 225
- [9] Lanchester B S, Rees M H, Lummerzheim D, et al. *J. Geophys. Res.*, 2001, 106: 1785
- [10] Knudsen D J, Kabirzadeh R, Burchill J K, et al. *J. Geophys. Res.*, 2012, 117: A02217
- [11] Alfvén H. *Phys. Rev.*, 1939, 55: 425
- [12] Lawson J D. *J. Electr. Contr.*, 1957, 3: 587
- [13] Hammer D A, Rostoker N. *Phys. Fluids.*, 1970, 13: 1831
- [14] Andrews M L, Davitian H E, Fleischmann H H, et al. *Appl. Phys. Letters*, 1970, 16: 98
- [15] Moreton G E, Severny A B. *Solar Phys.*, 1968, 3: 282
- [16] Melrose D B. *Solar Phys.*, 1990, 130: 3
- [17] van den Oord G H J. *A&A*, 1990, 234: 496
- [18] Hoyng P, Knight J W, Spicer D S. *Solar Physics*, 1978, 58: 139
- [19] Knight J W, Sturrock P A. *ApJ*, 1977, 218: 306
- [20] Brown J C, Bingham R. *A&A*, 1984, 131: L11
- [21] Spicer D S, Sudan R N. *ApJ*, 1984, 280: 448
- [22] Larosa T N, Emslie A G. *Solar Phys.*, 1989, 120: 343
- [23] Emslie A G. *ApJ*, 1980, 235: 1055
- [24] Diakonov S V, Somov B V. *Solar Phys.*, 1988, 116: 119
- [25] Zharkova V V, Brown J C, Syriavskii D V. *A&A*, 1995, 304: 284
- [26] Bret A. *ApJ*, 2009, 699: 990
- [27] Karlický M. *ApJ*, 2009, 690: 189
- [28] Brown J C, McClymont A N. *Solar Phys.*, 1975, 41: 135
- [29] Bohm D, Gross E P. *Phys. Rev.*, 1949, 75: 1851
- [30] Buneman O. *Phys. Rev.*, 1959, 115: 503
- [31] Weibel E S. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, 2: 83
- [32] Zharkova V V, Siversky T V. *ApJ*, 2011, 733: 33
- [33] Ziebell L F, Yoon P H, Pavan J, Gaelzer R. *JGR*, 2011: A03320
- [34] Battaglia M, Benz O. *A&A*, 2008, 487: 337
- [35] Cromwell D, McQuillan P, Brown J C. *Solar Physics.*, 1988, 115: 289
- [36] Kindell K W, Sturrock P A. *J. Geophys. J.*, 1971, 76: 3055
- [37] Karlický M, Nickeler D H, Bárta M. *A&A*, 2008, 486: 325
- [38] Karlický M, Kašparová J. *A&A*, 2009, 506: 1437
- [39] Karlický M, Kasparova J, Heinzel P. *A&A*, 2004, 416: L13
- [40] Shao C W, Huang G L. *ApJ*, 2009, 694: L162
- [41] Bennett W H. *Phys. Rev.*, 1934, 45: 483
- [42] Graybill S E, Nablo S V. *Appl. Phys. Letters*, 1966, 8: 18
- [43] Charbonnier F M, Barhous J L, Brewster J L, et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, 14: 789
- [44] Link W T. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, 14: 777
- [45] Clark J J, Ury M, Andrews M L, eds. Spence P. In *Proceedings of the Tenth Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology*. San Francisco: San Francisco Press, 1969: 117
- [46] Lin R P, Hudson H S. *Sol. Phys.*, 1971, 17: 412

- [47] Kane S R. *Sol. Phys.*, 1972, 27: 174
- [48] Saint-Hilaire P, Benz A O. *Sol. Phys.*, 2002, 210: 287
- [49] Schwartz R A, Emslie A G, Kontar E P, et al. *Sol. Phys.*, 2002, 210: 165
- [50] Holman G D, Sui L, Schwartz R A, Emslie A G. *ApJ*, 2003, 595: L97
- [51] Saint-Hilaire P, Krucker S, Christe S, Lin R P. *ApJ*, 2009, 696: 941
- [52] Veronig A M, Brown J C. *ApJ*, 2004, 603: L117
- [53] Veronig A M, Brown J C, Bone L. *Advances in Space Res.*, 2005, 35: 1683
- [54] Dulk G A, McLean D J. *Sol. Phys.*, 1978, 57: 279
- [55] Nakariakov V M, Ofman L. *A&A*, 2001, 372: L53
- [56] Hoyng P, Brown J C, van Beek H F. *Sol. Phys.*, 1976, 48: 197
- [57] Brown J C, Melrose D B. *Sol. Phys.*, 1977, 52: 117
- [58] Miller R B. *Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*. New York: Plenum Press, 1982: 140
- [59] Huba J D. *NRL Plasma Formulary*. Washington: Naval Research Laboratory, 2009: 28
- [60] Aggarwal S S. *Astrophys. Space Science.*, 1979, 66: 341
- [61] Wu G P, Huang G L, Ji H S. *ApJ*, 2010, 720: 771
- [62] Dieckmann M E, McClements K G, Chapman S C, et al. *A&A*, 2000, 356: 377
- [63] Hasegawa A. *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*. New York: Springer-Verlag, 1975: 17
- [64] Landau L D, Lifshitz E M. *Electrodynamics of continuous media*. Reading Mass.: Pergamon, 1960: 253
- [65] Foster J C, del Pozo C, Groves K. *Geophys. Res. Lett.*, 1988, 15: 160
- [66] Collis P N, Haggstrom L, Kaila K, et al. *Geophys. Res. Lett.*, 1991, 18: 1031
- [67] Drummond W E, Malmberg J H, O'Neil T M, Thompson J R. *Phys. Fluids*, 1970, 13: 2422
- [68] McBride J B, Ott E, Boris J P, Orens J H. *Phys. Fluids.*, 1972, 15: 2367
- [69] Yoon P H, Lui A T Y. *J. Geophys. Res.*, 2004, 109: A02210
- [70] Karlický M, Bárta M. *Nonlin. Processes Geophys.*, 2009, 16: 525
- [71] Kong X, Park J, Ren C, et al. *Phys. Plasma*, 2009, 16: 032107
- [72] Datlowe D W, Lin R P. *Solar Phys.*, 1973, 32: 459
- [73] Battaglia M, Benz O. *A&A*, 2006, 456: 751
- [74] Battaglia M, Benz O. *A&A*, 2007, 466: 713
- [75] Spitzer L. *Physics of fully ionized gases*, Interscience Tracts on Physics and Astronomy, New York: Interscience Publication, 1965: 17
- [76] Xu L, Chen L, Wu D J. *A&A*, 2013, 550: A63
- [77] Lin R P, Dennis B R, Hurford G J, et al. *Sol. Phys.*, 2002, 210: 3
- [78] Smith D M, Lin R P, Turin P, et al. *Sol. Phys.*, 2002, 210: 33
- [79] Dzirfakova E, Karlický M. *Solar Phys.*, 2008, 250: 329
- [80] Dzirfakova E. *Sol. Phys.*, 2006, 234: 243
- [81] Dzirfakova E, Mason H. *Sol. Phys.*, 2008, 247: 301
- [82] Sylwester J, Gaicki I, Kordylewski Z, et al. *Sol. Phys.*, 2005, 226: 45
- [83] Dzirfakova E, Kulínova A, Chifor C, et al. *A&A*, 2008, 488: 311
- [84] Bret A. *ApJ*, 2009, 699: 990

The Dynamics of Beam–return Current Systems in the Solar Atmosphere

XU Lei^{1,2}, WU De-jin¹

(1. Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Beams of energetic charged particles are a common product from a variety of astrophysical activities. These beams may be naturally accompanied by return currents to maintain charge neutrality and zero-current. Their propagation in cosmic plasmas in general, and the dynamics of the beam–return current system in particular, have been under intensive investigation as a fundamental problem in astrophysics. On the other hand, the multi-wavelength, high-resolution observations of solar activities, observations of the solar wind and of Earth’s ionosphere that have been routinely made recently offer a rich set of data on which theoretical studies can be built. After briefly reviewing the historical development of the investigations into the dynamics of the beam–return current system in a solar atmosphere, we present an overview of the recent developments in the theories on how the return current is generated, in examining the instabilities such a system may be subjected to, and in the numerical simulations as well as data analyses of such a system. We conclude by pointing out some possible directions that are worth pursuing in this field.

Key words: beams of energetic charged particles; beam–return current systems; plasma instabilities; solar activity phenomena; high energy solar physics