

无碰撞等离子体中电子束流不稳定性的时空演化研究^{*}

郑春阳^{1)†} 刘占军¹⁾ 李纪伟²⁾ 张爱清¹⁾ 裴文兵¹⁾

¹⁾ (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

²⁾ (中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

(2004 年 7 月 9 日收到, 2004 年 9 月 8 日收到修改稿)

应用二、三维相对论电磁粒子模拟程序研究双电子束流在无碰撞等离子体中传播引起的横向电磁(Weibel 类型)不稳定性及纵向静电不稳定性的发展演化过程. 讨论了纯粹 Weibel 不稳定性的发生和非线性饱和过程, 观察到电流束合并、磁场重联等引起的电子横向加热现象. 研究了电流束传播方向激发的静电场对快电子束传播的影响, 观察到其导致的束的横向调制、磁场通道破坏现象. 对这些过程的细致研究对更好的理解快点火物理中自生磁场的产生、快电子输运等过程有重要意义.

关键词: 粒子模拟, Weibel 不稳定性, 静电不稳定性, 磁场重联, 快点火

PACC: 5235Q, 5240, 5665R

1. 引言

近年来随着各种激光技术特别是超短脉冲啁啾放大技术的发展, 产生的激光脉冲脉宽可处在亚皮秒甚至飞秒范围, 强度达到 10^{19} W/cm² 以上. 电子在如此高强度激光场作用下的行为是相对论性的, 在等离子体中会产生相对论超热电子流. 相对论超热电子流的存在会导致上亿高斯自生磁场的产生及其他丰富的非线性现象. 超强激光的出现打开了一些新的强场研究领域, 包括快点火^[1]物理研究. 快点火是激光聚变的另外一种可能的途径, 在快点火过程中, 强激光在冕区等离子体中传播到临界面附近时, 其部分能量会转化为相对论电子能量, 然后相对论电子流通过一段稠密等离子体区到达燃料压缩区沉积能量. 近十年来, 在激光的传播、电子离子加速和能谱分布等方面已有不少实验和数值模拟工作, 并取得了相当进展^[2]. 但其他一些关键问题, 如超热电子和离子的有效利用, 能否进入被压缩的热核燃料区并到达足够的深度沉积能量因涉及非常复杂的过程, 还没有明确的结论, 与此相关问题仍值得深入探索.

短脉冲强激光传播到不均匀等离子体临界面附

近, 或直接作用在真空-超临界等离子体界面时, 会驱动强的超热电子流进入稠密等离子体. 对典型激光等离子体参数, 在趋肤尺度等离子体层内产生的前向快电子电流往往超过 Alfvén 极限电流^[3], 必须在稠密等离子体中产生方向相反的中和回流使得总的净电流小于 Alfvén 极限电流, 快电子流才能在稠密等离子体中向前输运. 回流的产生使得稠密等离子体中总的净电流可以接近零, 但储存在电子束中的动能通过激发不稳定性, 包括横向电磁不稳定性及纵向静电不稳定性使电子束调制或成丝状结构, 部分动能会转化为电磁场能量^[4,5]. 不稳定性在非线性饱和后, 会通过电流丝的合并、磁场重联等过程将部分电磁场能量再转化为粒子能量, 表现为对背景等离子体的横向加热, 最终形成围绕传播电子束的磁通道. 在利用三维粒子模拟程序讨论线偏振激光或圆偏振激光与真空-稠密等离子体界面作用中相对论电子的产生及在稠密等离子体中的输运时, 我们观察到^[6], 与作用激光是圆偏振脉冲不同, 线偏振激光进入稠密等离子体中在垂直偏振方向有明显成丝现象, 前向电流在垂直激光传播方向截面上的分布是不对称的, 偏振方向的电子有效温度会明显大于垂直方向的, 这样当超热电子带着这样一种初始速度各向异性在稠密等离子体中传输时, Weibel 不

^{*} 国家高技术研究发展计划及国家自然科学基金(批准号:10375011, 10335020)资助的课题.

[†] E-mail: zheng_chunyang@iapcm.ac.cn

稳定性在垂直或平行偏振方向线性增长率是不同的,也会影响相对论电子流在传播过程中的非线性能量沉积. 这里也观察到这种横向温度不对称对 Weibel 不稳定性的影响. 另外,在实际电子束流的传输过程中,激发的纵向静电场的影响是不可忽略的,即发生在快电子束流纵向的静电双流不稳定性对电流通道会有明显的调制作用,在一定条件下会破坏磁通道的稳定,直接影响高能粒子流从激光吸收区到燃料压缩区的传播,是快点火物理研究中需要仔细探究但没有引起足够重视的问题. 本文也涉及到对此问题的探讨.

强激光与稠密等离子体相互作用中激光能量转化为相对论电子能量过程涉及复杂非线性过程,已有大量文章讨论这些问题^[7]. 本文主要考虑超热电子产生后在稠密等离子体中的传播问题,即由于粒子分布函数各向异性引起的束流不稳定性演化过程. 相对论电子束流体系中的 Weibel 不稳定性研究方面已有不少工作,主要是通过一维 Vlasov-Maxwell 模拟和粒子模拟给出 Weibel 不稳定性的线性增长和非线性饱和的物理图像^[8-14],但对过程的分析和认识是远远不够的. 本文通过分析和粒子模拟,得到了一些有意义的结果,如 Weibel 不稳定性线性增长率与背景温度的关系,模拟结果显示 Weibel 不稳定性模的扰动波矢会首先沿背景温度较低的方向发展,形成正负交替的磁层结构. 这种结构是不稳定的,会发生磁场重联,导致横向加热,在横向形成接近各向同性的速度分布,最后形成稳定的对称的电流和磁场通道. 本文还研究了在不同背景等离子体温度条件下,双流不稳定性产生的纵向静电场对电子束传输的影响. 这些结果是有新意的.

本文首先给出电子双流体系束流不稳定性的线性增长率,然后利用粒子模拟程序研究束流不稳定性的产生和非线性饱和过程. 在近似一维情形,研究纯粹 Weibel 不稳定性的饱和机理,考察粒子在磁场中的俘获和受静电场作用这两种影响的竞争;针对空间变量变化限制在垂直流传播方向的二维平面构型,考察了初始电子横向背景速度分布各向异性导致的 Weibel 不稳定性模的不对称发展、磁场重联导致的横向加热效应;文章最后利用三维粒子模拟程序研究纵向静电场对电子束流传输稳定性的影响.

2. 物理模型

对真实的三维物理体系,纵向静电束流不稳定

性与横向电磁不稳定性交织在一起. 为易于分析起见,对这两种不稳定性分开讨论. 如果不考虑束流方向物理量的变化,只考虑垂直束流方向演化的纯粹的电磁不稳定性,对初始电流完全抵消体系,在垂直流方向对电磁场量或流的扰动会引起相反方向流的互相排斥,这种排斥在一定条件下会增强并发展起来,同时稳态磁场会在垂直扰动波矢和流的方向发展起来. 这种不稳定性(Weibel 不稳定性)在线性阶段的增长率可以通过一些简化模型给出. 增长率与快电子密度与背景等离子体密度比值、横向与纵向有效温度比值、流速度等因素有关^[8,9,11]. 在非线性和非线性阶段,会发生电流丝的融和、磁场重联,横向加热等过程,这些过程只能通过动力学模拟描述. 如果把电磁场量在电子束运动方向的变化考虑进来,单纯的横向电磁不稳定性是不存在的,纵向的静电作用直接影响丝的演化,我们通过粒子模拟来讨论这种影响.

电子束流体系的不稳定性线性增长率原则上可通过解下列 Vlasov 方程和 Maxwell 方程组的色散关系给出

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right] \mathcal{L}(\mathbf{p}, t, \mathbf{x}) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3)$$

速度分布函数 f 可分为快变和慢变两部分,对上述方程组线性化,可以得出如下关于电场的波动方程:

$$\left[\frac{k^2 c^2}{\omega^2} \tilde{\mathcal{I}} - \frac{\mathbf{k}\mathbf{k}c^2}{\omega^2} - \tilde{\epsilon} \right] \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4)$$

式中

$$\tilde{\epsilon} = \tilde{\mathcal{I}} + \frac{\omega_e^2 m_e}{\omega} \int \frac{\mathbf{p} \partial f / \partial \mathbf{p} d^3 \mathbf{p}}{\gamma m_e \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}$$

是二阶张量,它的各个分量为

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = & \delta_{ij} - \sum \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{\gamma} \left\{ \delta_{ij} + \frac{k_i v_j + k_j v_i}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right. \\ & \left. + \frac{(k^2 - \omega^2/c^2) v_i v_j}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2} \right\} \mathcal{L}(\mathbf{p}). \end{aligned} \quad (5)$$

这是关于电场 E 的齐次方程组,方程有非零解的条件是系数行列式为零. 假设电子分布函数为

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{n_1}{4\pi v_{\text{th}}^2} \delta(p_z - p_{z10}) \exp\left[-\frac{v_{\perp}^2}{2v_{\text{th}}^2}\right]$$

$$+ \frac{n_2}{4\pi v_{\text{eth}}^2} \delta(p_z - p_{z0}) \exp\left[-\frac{v_{\perp}^2}{2v_{\text{eth}}^2}\right], \quad (6)$$

z 为流传播方向, v_{\perp} 为垂直流方向速度 $v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$, v_{eth} 是电子热速度. 假定 $n_1 + n_2 = n_0$ ($\equiv \omega_{e0}^2$), $n_1 v_{z10} + n_2 v_{z20} = 0$. ω_{e0} 是电子等离子体频率. 不稳定性增长所对应波矢的方向原则上可以是任意的. 对应波矢 k 沿 z 方向的模, 介电函数是对角矩阵, 可以得出

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \epsilon_{xx} = 0, \quad \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \epsilon_{yy} = 0, \quad \epsilon_{zz} = 0. \quad (7)$$

只考虑静电部分

$$\epsilon_{zz} = 1 - \left[\frac{n_1}{\gamma_1^3 (\omega - kv_{z10})} + \frac{n_2}{\gamma_2^3 (\omega - kv_{z20})} \right] \quad (8)$$

式中 $\gamma_{1,2} = 1/\sqrt{1 - (v_{z1,20}/c)^2}$, c 是光速, 这是一个关于 ω 的 4 次方程. 在双流情形, $v_{z10} = -v_{z20} = v_{z0}$, 其解为

$$\omega = \pm \left[(kv_{z0})^2 + \frac{\omega_{e0}^2}{2\gamma_0^3} + \frac{\omega_{e0}^2}{2\gamma_0^3} \left(1 + \frac{4k^2 v_{z0}^2}{\omega_{e0}^2 / 2\gamma_0^3} \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

可看出, 如果 $\omega_{e0}^2 > \gamma_0^3 k^2 v_{z0}^2$ 成立, 那么该方程的解为两个实根、两个虚根, 其中一个解为增长解. 其最大增长率为

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{\omega_{e0}}{\sqrt{2}\gamma_0^3}. \quad (10)$$

可以看出在相对论情况下, 对于较短波长的波, 条件 $\omega_{e0}^2 > \gamma_0^3 k^2 v_{z0}^2$ 可能会不满足, 即静电不稳定性在一定尺度范围才能增长起来. 在一般情形 (8) 式的解会很复杂, 并且不存在纯增长解, 必须通过数值计算给出线性增长率.

上面结论得出的是冷的束流情形, 束的热展宽会降低静电束流不稳定性增长率^[15].

当扰动的方向垂直于流的方向时, 在均匀流体极限下, 并且电场之间没有耦合的情况下, 可以得到色散关系为

$$\omega^4 - \left(k^2 c^2 + \frac{n_1}{\gamma_1^3} + \frac{n_2}{\gamma_2^3} \right) \omega^2 + \left(\frac{n_1}{\gamma_1^3} + \frac{n_2}{\gamma_2^3} \right) k^2 v_{z10} v_{z20} = 0. \quad (11)$$

该方程的解为

$$\omega^2 = \frac{(k^2 c^2 + n_1/\gamma_1^3 + n_2/\gamma_2^3)}{2} \times \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4(n_1/\gamma_1 + n_2/\gamma_2)k^2 v_{z10} v_{z20}}{(k^2 c^2 + n_1/\gamma_1^3 + n_2/\gamma_2^3)^2}} \right) \quad (12)$$

当 $v_{z10} v_{z20} < 0$ 时有增长解. 在实际情形, 线性增长率与横向背景温度有关, 与温度的关系参见 Silva 的工作^[9], 高的背景温度会降低增长率. 下面数值模拟会利用这个特性, 人为的让不稳定性在特定方向优先增长易于讨论磁场的重联问题.

3. 束流不稳定性的发展和演化过程的数值模拟

3.1. Weibel 不稳定性的发生和饱和机理

首先用 2 $\frac{1}{2}$ 维相对论电磁粒子云 (PIC) 程序^[16]

研究 Weibel 不稳定性的发生和饱和机理. 模拟物理量的空间变化限制在垂直传播的二维平面 (x, y) 上, 但保留电磁场量和粒子速度的 z 方向分量. 为简化起见, 电子速度分布函数取在 z 方向有漂移速度的 Maxwell 速度分布, 在 x, y 方向为 Maxwell 分布

$$f_{e,j} = n_{e,j} A \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + (v_z - v_j)^2}{2v_{\text{eth}}^2}\right), \quad (13)$$

$$j = 1, 2$$

v_{eth} 是热速度, A 是归一化常数. 初始满足 $n_1 v_1 + n_2 v_2 \approx 0$, 这种构型发生的束流不稳定性主要是横向的电磁不稳定性.

为了易于分析 Weibel 不稳定性的发生和非线性饱和过程, 进一步把问题退化为近似一维问题, 在 x 方向模拟尺度取足够小 (周期边界条件), 不稳定性发展对应波矢限定在 y 方向. 初始给定一小的扰动磁场 $\delta B_x = -\delta B_0 \sin(ky)$, 受此小的、在 y 方向正负交替磁场的影响, 两束流中电子所受到的洛伦兹力 $e \frac{v_z}{c} \times \delta B_x$ 分别在正负 y 方向, 模拟开始后会引起初始几乎完全抵消的总电流在 y 方向小的分离, 这种分离在某些条件下会发展起来, 流的分离和磁场的增强是正反馈的, 这种不稳定性 (Weibel 不稳定性) 会一直增长, 直到非线性效应起作用, 达到饱和.

图 1—3 显示了 Weibel 不稳定性的线性发展和非线性饱和过程, 对应的模拟参数为 y 和 x 方向的网格数分别为 240 和 20, 每个网格中各有 200 个电子和离子, 离子和电子的质量比为 1836, 空间网格大小为 $0.1c/\omega_e$, 时间步长为 $0.05/\omega_e$, 所取的时空精度足以给出我们想要的结果. 背景等离子体热速度约为 $0.05c$. 初始电子分布由 (13) 式给出, 正 z 方向漂移速度取为 $0.6c$, 反方向 $0.15c$, c 是光速. 在模拟中长度和时间分别以 $c/\omega_e, 1/\omega_e$, 电场和磁场以

$mc\omega_e/e$ 归一化. 在模拟中, 考虑 $k=1$ 的扰动模, 只在 y 方向截取一个 $L=2\pi$ 区域. 初始扰动发生在此区域. 研究 Weibel 不稳定性的发生发展和饱和过程.

图 1 对应电磁场能量随时间的演化过程, 对 $k=1$ 扰动模, 模拟得出磁场的线性增长率为 0.21, 与 (12) 式得出的理论结果和文献 [8] 的 Vlasov 模拟结果基本一致. 从图 2(a) 可看出饱和磁场 B_x 大小约为 0.20. 从图 2(b) 和图 2(c) 可看出在此过程中, 离子基本不动, y 方向电子密度的变化引起 y 方向静电场的迅速发展, 最大振幅达到 $E_y \approx 0.13$, 这时电子受到的 y 方向最大洛伦兹力满足 $e \frac{v_z}{c} \times B \approx eE_y$. 在线性阶段由于磁场的快速增长, 由 Maxwell 方程组第 (2) 式, 在此阶段会产生 z 方向电场, 见图 2(d). 从图 2(e) 和图 2(f) 也可看出洛伦兹力会引起正负 z 方向运动电子向中心处 ($y=3.14$) 会聚或排开. 电子的最大回旋频率约为 0.2, 恰好对应线性增长率. 图 3(a,c) 和 (b,d) 分别对应 $t=15, 20$ 时刻束电子的相空间图 (a,b) 对应 (v_z, y) (c,d) 对应

(v_y, y) . 线性阶段产生 z 方向电场尽管强度不是很大但也会引起中心处 ($y=3.14$) 电子 z 方向速度 v_z 的整体的明显减小, 见图 3(a,b). 从图 3(c,d) 可看出电子的回旋半径与电流的横向分离尺寸相比拟. 这些是不稳定性非线性饱和的根本原因.

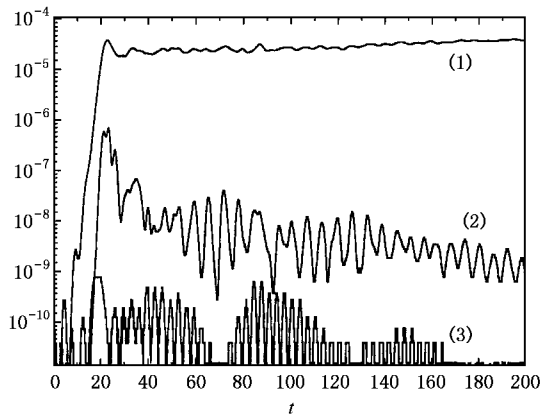


图 1 平均磁场能量(曲线 1)、电场能量 $|E_y|^2, |E_z|^2$ (分别对应曲线 2, 3) 随时间变化关系

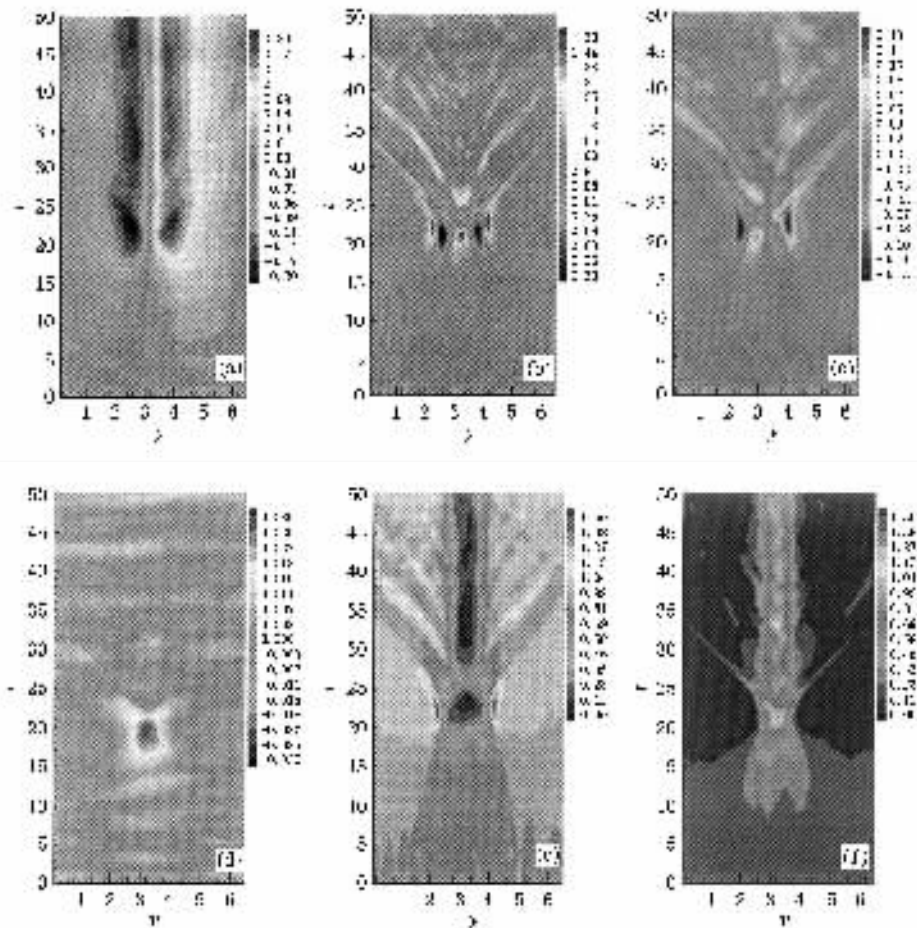


图 2 磁场 B_x (a)、等离子体密度(b)、静电场 E_y (c)、电场 E_z (d)、负 Z 方向和正 Z 方向运动束电子密度(e, f)的时空演化图



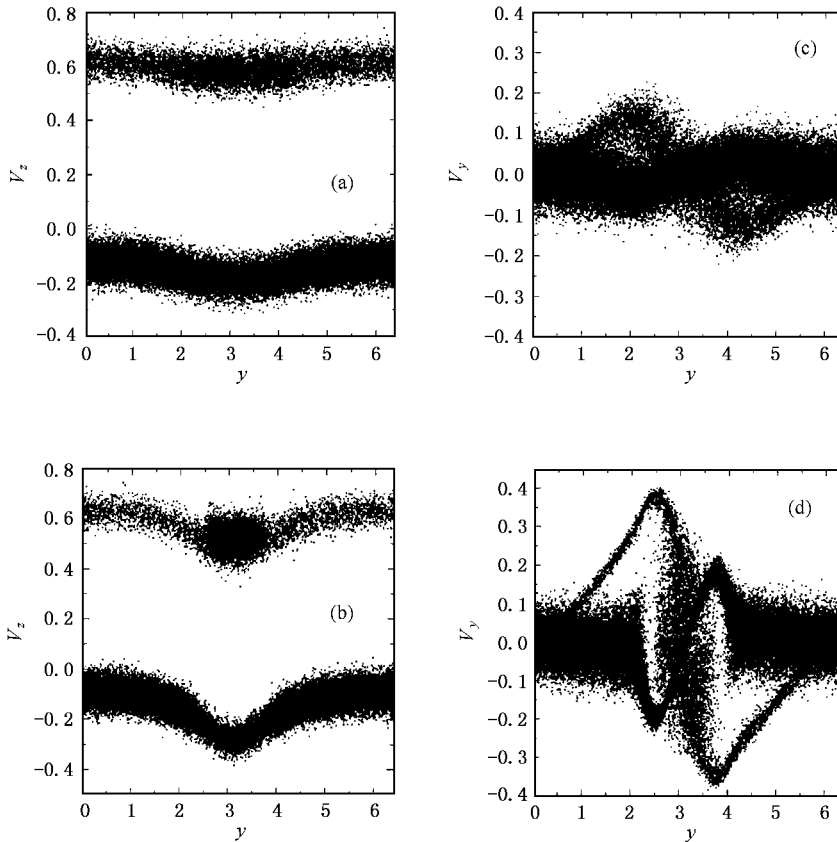


图3 $t=15$ (a,c) 20 (b,d)两个时刻电子的相空间图(a,b)对应 (v_z, y) (c,d)对应 (v_y, y)

3.2. 磁场重联

与上一节模拟条件相同,但模拟系统尺寸变为 $(y \times x) 240 \times 120$,为了使开始阶段激发的 Weibel 不稳定性调制发生在 y 方向,初始给出的小的扰动磁场为 $-\delta B_x \sin(ky)$ 。同时为了体现激光与稠密等离子体相互作用中激光偏振影响,即激光偏振方向的电子有效温度大于垂直偏振方向。模拟中取的背景等离子体热速度在 x 和 y 方向是不对称的, $v_{ey} = 0.05c$, $v_{ex} = 0.15c$,从图 4 得出 y 方向线性增长率约为 0.20,大于 x 方向增长率(≈ 0.14)。 B_x 首先发展起来,因此随后的电流融合主要发生在 y 方向,导致 y 方向较强的加热,从图 5 可清楚看出 $t = 65$ 左右, y 方向电子动能有一极大值。最后在横向形成接近各向同性的速度分布,形成稳定的对称的电流和磁场通道。从图 4 也可明显看到磁场重联会引起纵向磁场和电场的变化,这也是发生磁场重联的一个重要指标。

从图 6 可以观察到磁场重联过程与横向加热密切相关,最后会达到横向速度各向同性并形成稳定

的磁通道。

3.3. 纵向静电效应

3.1, 3.2 节的数值模拟空间构型是二维的,没能包括流方向电磁场量和等离子体密度变化。在快电子在稠密等离子体的运输过程中,束流方向的静电双流不稳定性可能非常重要,直接影响快电子束在稠密等离子体中的传输。和 3.1, 3.2 节模拟参数类似,我们利用三维并行 PIC 程序(LARED-P)研究双电子束流在无碰撞等离子体中传播时电磁不稳定性 and 静电不稳定性的耦合过程。假定初始系统不存在净电荷、电流及电磁场,即存在两群传播方向相反密度不同完全抵消电流: $V_{e1} = 0.6c$, $v_{e2} = -0.15c$,束流方向为 y 。系统尺度: $L_x = 64\Delta x$, $L_z = 20\Delta x$, $L_y = 160\Delta x$, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.1c/\omega_e$, $\Delta t = 0.05\omega_e^{-1}$ 。在 x, y, z 三个方向对粒子和场都取周期边界条件。离子和电子质量比: $m_i/m_e = 1836$,每个网格中分别有 500 个电子和离子。初始磁场有一个小扰动 $\delta B_z = -\delta B_0 \sin(kx)$,扰动波数 k 接近 1。最后形成的稳态

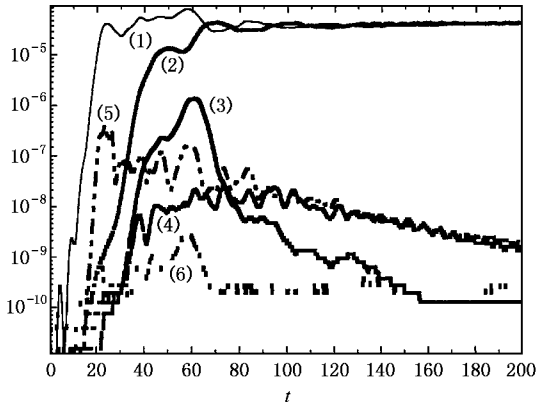


图4 平均磁场能量 $|B_x|^2$, $|B_y|^2$, $|B_z|^2$ (曲线 1—3) 电场能 $|E_x|^2$, $|E_y|^2$, $|E_z|^2$ (分别对应曲线 4—6) 随时间变化关系

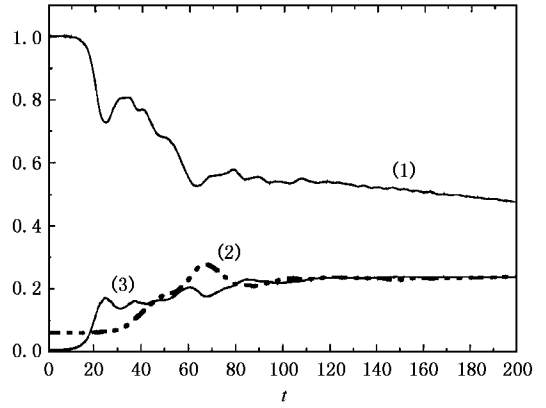


图5 曲线 1, 2, 3 分别对应 z, x, y 方向电子动能随时间变化

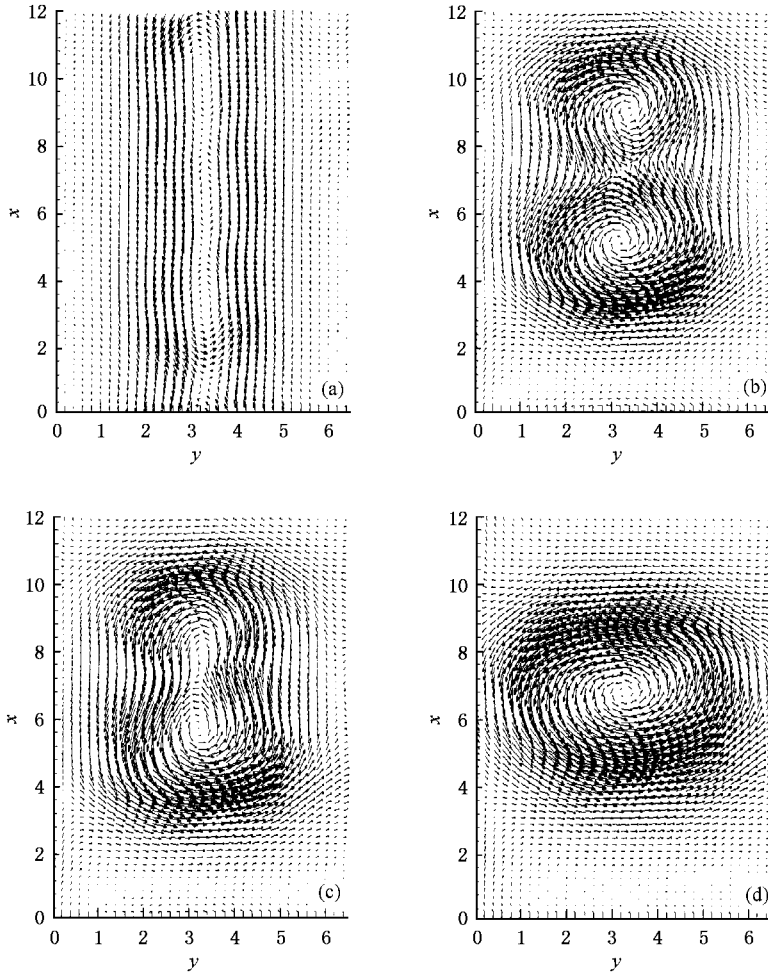


图6 为 $t = 25, 50, 55, 70$ 时刻横向磁场矢量图

磁场主要在 z 方向.背景等离子体温度对 Weibel 不稳定性 和静电束流不稳定性会有大的影响,在下面的数值模拟计算中,考虑三种不同情况:背景等离子体有效热速度分别取为 $v_{\text{eth}} = 0.05c, 0.1c, 0.2c$.

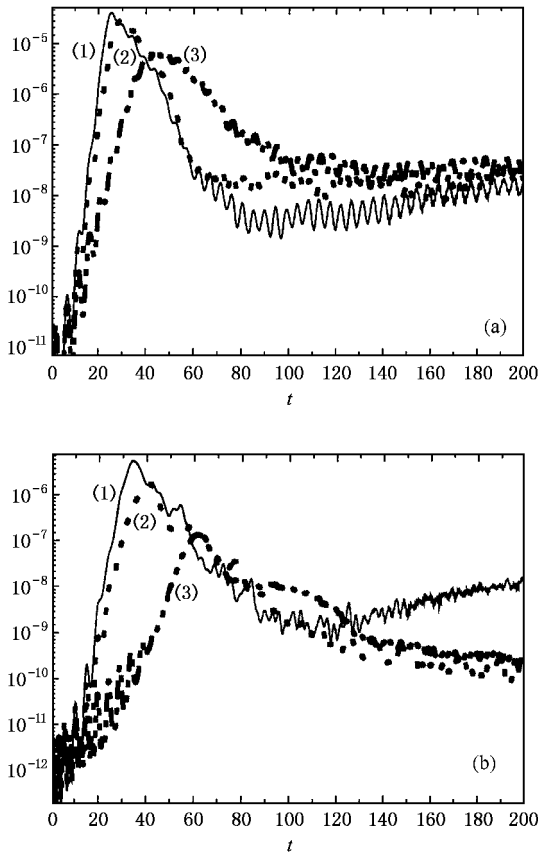


图 7 磁场能 (a) 纵向静电能 (b) 随时间变化 (曲线 (1) (2) (3) 对应的背景等离子体有效速度分别为 $v_{\text{eth}} = 0.05c, 0.1c, 0.2c$)

从图 7 (a) 可以看出,在近似冷等离子体情形 $v_{\text{eth}} = 0.05$ (对应曲线 1) 电磁增长率约为 0.2,重复得到以上纯粹 Weibel 不稳定性结果.图 7 (b) 曲线 1 对应的静电不稳定性增长率约为 0.12.从方程 (8) 出发,利用现在模拟参数得出的增长率为 0.10,数值模拟和理论结果很接近.图 8 (c) 对应 $v_{\text{eth}} = 0.05$ 情形,不同时刻磁场空间分布图和电子密度的纵向截面图,静电相互作用导致的横向调制非常厉害,很短时间 (从 $t = 25$ 到 $t = 35$) 内磁场通道会被破坏,很难形成稳定的电流和磁场通道.图 9 (c) 对应 $v_{\text{eth}} = 0.2$ 情形,由于背景温度升高对静电不稳定性的抑制更严重,因此电流和磁场通道会维持较长时间.从方程 (8) 也可以得出如果两束相反方向流密度不同,纯增长解不存在,产生静电模式应该是传播的,这从图 9 (c-f) 可看出,在不同时刻,电子密度极大或极

小值在 y 方向是移动的,证实了静电传播模式的存在.在实际快点火构型中,快电子的分布函数是非常复杂的,应该有较大的温度展宽,会有利于快电子的运输.从 (10) 式,也可看出相对论效应会降低静电不稳定性,而目前讨论的只是弱相对论情形.强相对论条件下的束流不稳定性是值得进一步探索的问题.

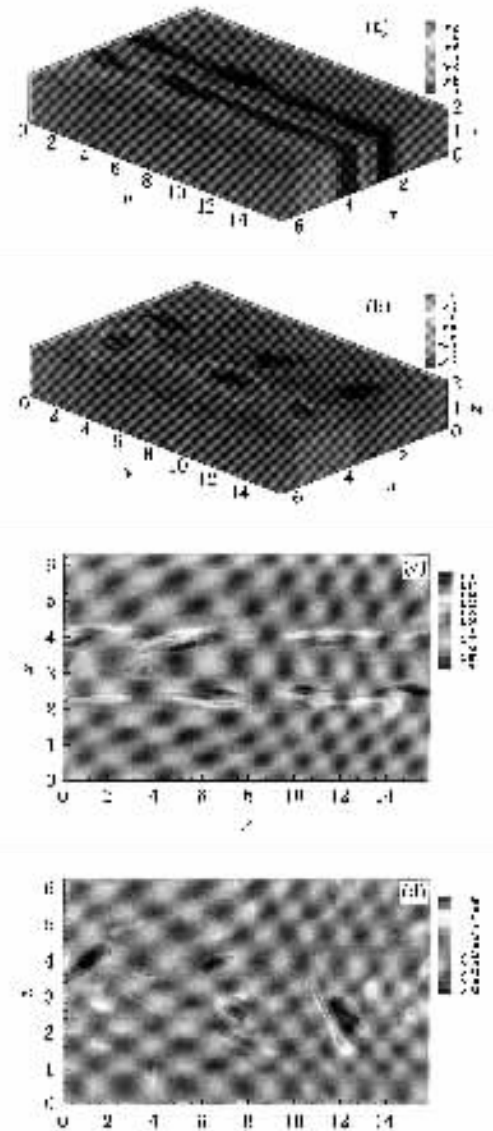


图 8 不同时刻 $t = 25$ (a, c), 35 (b, d), 磁场 (a, b) 和电子密度截面图 ($z = L_z/2$)

4. 结 论

本文利用相对论电磁粒子模拟程序研究了双电子束流在无碰撞等离子体中传播时引起的 Weibel 不稳定性 和静电不稳定性的发展和时空演化过程,讨论了 Weibel 不稳定性的发生和非线性饱和过程;

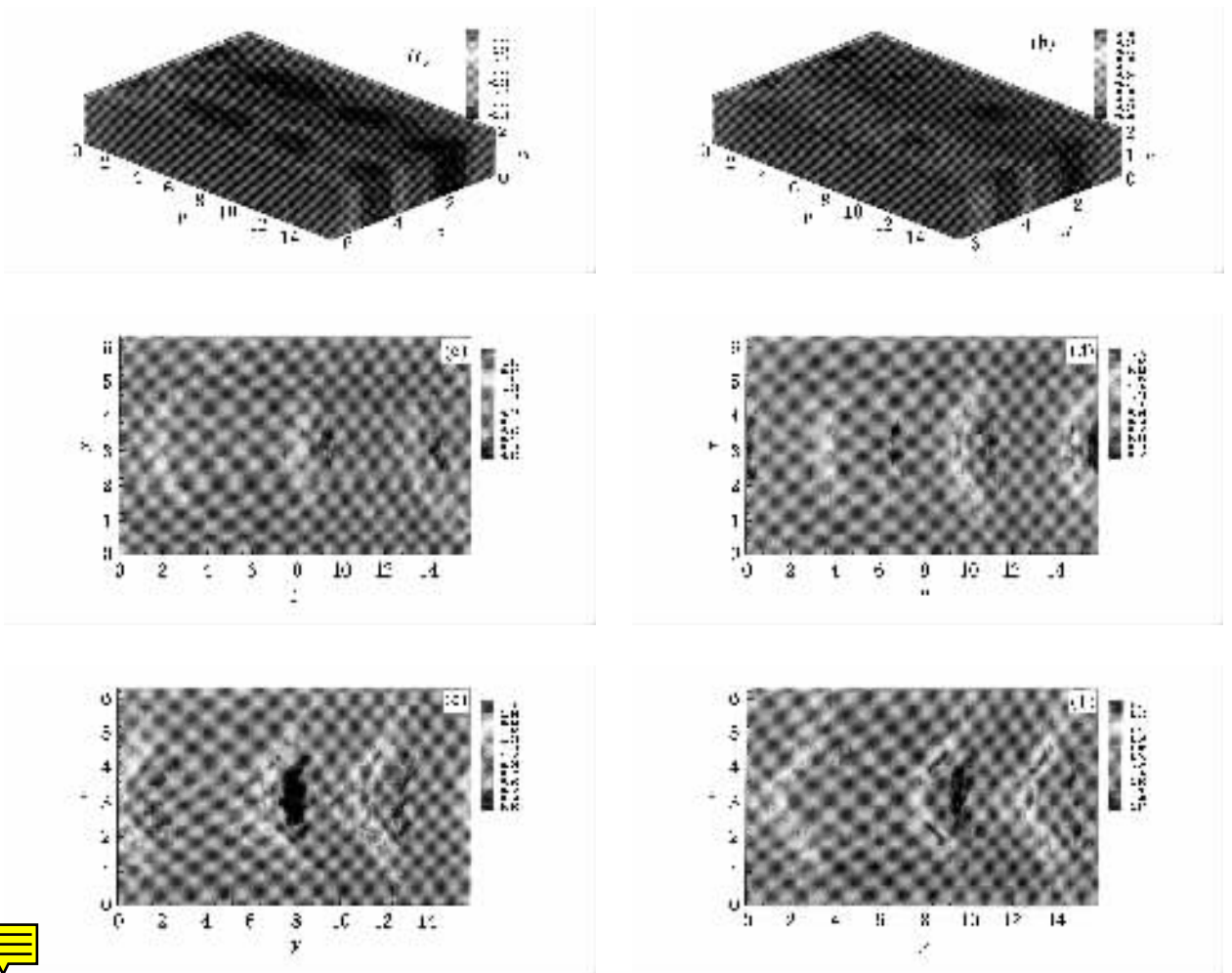


图9 (a) $t = 50$ (b) $t = 100$, 磁场 (c-f) $t = 50, 55, 60, 65$, x, y 平面电子密度截面图 ($z = L_z/2$)

电流束合并、磁场重联等对电子横向加热的影响,得到了一些有意思的结果,如 Weibel 不稳定性线性增长率与背景温度有关,观察到 Weibel 不稳定性模的调制波首先沿背景温度较低的方向发展,形成正负交替的磁层结构.这种结构是不稳定的,会发生磁场重联,导致横向加热,在横向形成接近各向同性的速度分布,最后形成稳定的对称的电流和磁场通道.本

文还研究了不同背景等离子体温度情形,双束不稳定性导致的纵向电场对束通道稳定性的影响,观察到横向调制效应对电流束的稳定传输的破坏.这些结果是有新意的.通过研究加深了对电子束流传播不稳定性问题的认识,对更好地理解快点火物理中自生磁场的产生、快电子输运等过程有重要意义.

[1] Tabak M *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626

[2] Wilks S C *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383

Kodama R *et al* 2002 *Nature* **418** 922

Tochitsky S Y *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2875

[3] Alfvén H 1939 *Phys. Rev.* **55** 425

[4] Weibel E S 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 83

[5] Sentoku Y *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046408

Sentoku Y *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 155001

[6] Zheng C Y *et al* 2004 *Relativistic electron beam instabilities in laser dense plasma interaction*, submission.

[7] Brunel 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 52

Pukhov A 2003 *Rep. Prog. Phys.* **66** 47

[8] Califano F, Cecchi T and Chiuderi C 2002 *Phys. Plasmas* **9** 451

[9] Silva L O, Fouseca R A, Tonge J W, Mori W B and Dawson J M 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2458

[10] Sakai J I *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2959

[11] Califano F, Pegoraro F and Bulanov S V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3602

[12] Honda M, Meyer-ter-Vehn J and Pukhov A M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2128

- [13] Honda M , Meyer-ter-Vehn J and Pukhov A M 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1302
- [14] Pukhov A and Meyer-ter-Vehn J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2686
- [15] Melrose D B 1986 *Instabilities in space and laboratory plasmas* (Cambridge University Press)
- [16] Zheng C Y *et al* 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 746

Spatio temporal evolution of electron beam instability in collisionless plasmas *

Zheng Chun-Yang^{1)†} Liu Zhan-Jun¹⁾ Li Ji-Wei²⁾

Zhang Ai-Qing¹⁾ Pei Wen-Bing¹⁾

¹⁾*(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics , Beijing 100088 , China)*

²⁾*(Graduate School , China Academy of Engineering Physics , Beijing 100088 , China)*

(Received 9 July 2004 ; revised manuscript received 8 September 2004)

Abstract

The spatio temporal evolution of electromagnetic(Weibel-type) and electrostatic(two-stream) instabilities of electron beams propagating in collisionless plasmas were investigated by using electromagnetic relativistic particle-in-cell simulations. The onset and nonlinear saturation of Weibel instability , the emergence of beams and magnetic field reconnection were discussed. The excitation of longitudinal electric field plays an important role for the stable propagation of electron beams , which can be destructed by the transverse modulation due to two-stream instability. These results may be important for understanding the static magnetic field generation and fast electron propagation in fast ignition physics.

Keywords : particle in cell , Weibel instability , electrostatic instability , magnetic field reconnection , fast ignition

PACC : 5235Q , 5240 , 5665R

* Project supposed by the National High-Tech. ICF program , and the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 10375011 ,10335020).

† E-mail zheng.chunyang@iapcm.ac.cn