

激光等离子体相互作用中的自生磁场和 超热电子热输运

阿不都热苏力 帕尔哈提

(新疆大学科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

摘要 应用相对论电磁粒子模拟程序,研究了线性极化强激光入射到无碰撞密度均匀等离子体时被加速的超热电子及电磁不稳定性机制。讨论了电磁不稳定性激发的自生磁场和超热电子热传导特性。用 Spitzer-Harm 理论分析了电子热传导中能量的运输情况,观察到由激光的非等方加热引起的电子纵向加热现象。结果表明,不稳定性激发的强电磁场使电子束在 $1 \mu\text{m}$ 的距离内沉积能量,同时对在激光有质动力推开电子时形成的电子热流产生抑制作用。

关键词 超热电子;自生磁场;热传导;能量输运;电子纵向加热

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201239.s102011

Self-Generated Magnetic Field and Hot Electron Energy Transport in the Interaction of Ultraintense Laser Pulse with Plasmas

A. Abudurexiti P. Mejid

(School of Physics and Technology, Xinjiang University, Urumqi, Xinjiang 830046, China)

Abstract Stimulated hot electron and its energy transport mechanism by a linearly-polarized laser interacting with a plasma are studied by using electromagnetic relativistic particle-in cell program simulation. The onset and nonlinear saturation process of electromagnetic instability are discussed. The state of transport of energy which is in the heat exchange with electron by the Spitzer-Harm theory is analyzed, electron's vertical pyrogenation phenomenon that resulted from anisotropic heating of laser is observed. The result of this research indicates that the strong magnetic field excited by instability makes the electron beam deposit the energy within very short distance, meanwhile, restrain the electron thermal current to form when the laser ponderomotive force burst through the electron.

Key words hot electron; self-generated magnetic field; heat conduction; energy transport; electron vertical heating

OCIS codes 190.5530; 350.5400; 350.5720

1 引 言

最近几年,有关超热电子输运和自生磁场的理论和实验研究取得了较大的进展^[1]。理论与实验研究表明,当超强激光与等离子体相互作用时,电子在激光传播方向被强烈加热,被加热的超热电子流在等离子体中输运时,产生很大的电流,这导致在等离子体中产生几百千特斯拉的准静态自生磁场。这个磁场呈环形分布并准直超热电子向靶内输运。由于超热电子输运过程中伴随着冷电子回流,会诱发各

种不稳定性,包括静电不稳定性和电磁不稳定性^[2]。有人把这种电磁不稳定性称作维泊耳(Weibel)不稳定性^[3],由温度的各项异性引发电磁不稳定性。在激光惯性约束核聚变中,超热电子在高密度等离子体中的输运和 Weibel 不稳定性所激发的自生磁场是一个复杂且至关重要的物理问题,已经引起人们很大的关注。Wilks 等^[4]的模拟发现超强激光与等离子体相互作用时,在稠密等离子体中会产生几百千特斯拉的准静态磁场;Manson 等^[5]首次对超强激光

收稿日期: 2012-01-20; **收到修改稿日期:** 2012-04-06

基金项目: 基金科学自然国家(10965008,11164030)和新疆大学博士科研启动基金(BS090115) 资助课题。

作者简介: 阿不都热苏力(1961—),男,博士,主要从事超强激光与等离子体相互作用等方面的研究。

E-mail: abdrusul@sina.com

* **通信联系人.** E-mail: fmejid@xju.edu.cn

脉冲下大密度范围(0.35-200 n_c)等离子体内的自生磁场进行了模拟,结果显示产生了 1.6~25.0 kT 的强磁场;Sentoku 等^[6]模拟发现,由于电子速度各向异性的激光成丝不稳定性 and Weibel 不稳定性,在等离子体薄靶表面形成层状的电流和准静态磁场。

Fonseca 等^[7]用三维粒子模拟程序研究了天体物理中 Weibel 不稳定性。郑春阳等^[8]研究了无碰撞等离子体中电子束流不稳定性的时空演化。李纪伟等^[9]研究了有导向磁场情况下的双束流 Weibel 不稳定性。

本文采用数值方法研究了超强激光与等离子体相互作用中 Weibel 不稳定性所激发的自生磁场和超热电子在高密度等离子体中的输运机制。用 Spitzer-Harm 理论^[10]分析了电子热传导中能量的

运输情况,讨论了不稳定性激发的自生磁场对电子热流的抑制作用。

2 自生磁场的线性增长率

考虑高温,无磁化,无碰撞的电子等离子体,电磁波在等离子体中 $k = e_z$ 方向上传播的非相对论性色散关系满足用柱坐标表示的 Vlasov 方程^[11],即

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{pe}^2 + \pi \omega_{pe}^2 \left(\frac{k}{m} \right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_{\parallel}}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})} \int_0^{\infty} p_{\perp}^3 dp_{\perp} \left| \left(\frac{\partial f_0}{\partial p_{\parallel}} \right) \right| = 0, \quad (1)$$

在非相对论情况下,等离子体动量空间麦克斯韦分布函数 $f_0(p)$ 代入(1)式,可得

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{pe}^2 - \frac{2}{m^5 \sqrt{\pi}} \frac{\omega_{pe}^2}{\theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel}^3} \left(\frac{k}{m} \right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_{\parallel} dp_{\parallel}}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})} \int_0^{\infty} p_{\perp}^3 \exp \left[-\frac{1}{m^2} \left(\frac{p_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \frac{p_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} \right) \right] dp_{\perp} = 0, \quad (2)$$

式中脚标“ \perp ”和“ \parallel ”分别代表垂直和平行方向, $\theta_{\parallel, \perp} = (T_{\parallel, \perp}/m)$, 电子的垂直和平行热速度, T_{\parallel} 和 T_{\perp} 分别表示电子的平行和垂直温度, ω 为复数频率, $\omega = \omega_k + i\gamma_k$, \mathbf{k} 为 z 方向的波矢, c 为光速, p 为电子动量, ω_{pe} 为等离子体频率, m 为电子质量; v 为电子速度。

(2)式的右边积分项可简化为

$$\int_0^{\infty} p_{\perp}^3 \exp \left[-\frac{1}{m^2} \left(\frac{p_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \frac{p_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} \right) \right] dp_{\perp} = \frac{m^4 \theta_{\perp}^4}{2} \exp \left[-\frac{p_{\parallel}^2}{m^2 \theta_{\parallel}^2} \right], \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式可得以下色散关系:

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_{pe}^2 \theta_{\perp}^2}{\theta_{\parallel}^3} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_{\parallel}}{m(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})} \exp \left[-\frac{p_{\parallel}^2}{m^2 \theta_{\parallel}^2} \right] dp_{\parallel} = 0, \quad (4)$$

这里定义两个参数 $x = (p_{\parallel}/m\theta_{\parallel})$ 和 $\xi = \omega/\sqrt{2}k_{\parallel}\theta_{\parallel}$, (4)式改为

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{pe}^2 + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) + \frac{\omega_{pe}^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \times \xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-x^2]}{(x - \xi)} dx = 0, \quad (5)$$

$$\text{或: } \omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{pe}^2 + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \times \xi Z(\xi) = 0, \quad (6)$$

式中 $Z(\xi)$ 表示为等离子体函数

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-x^2]}{(x - \xi)} dx, \quad (7)$$

由于 $Z(\xi)$ 没有解析性的解法、所以当 $t \rightarrow 0$ 时的高次项 Ω_e^2 可以忽略,在 $Z(\xi)$ 的极限条件前提下,即当 $\xi \rightarrow 0$ 时,可以得 $i\sqrt{\pi}k_z/|k_z|$ 。将这个结果代入(6)式后,再求最大值可得到无碰撞等离子体中激发的自生磁场的最大增长率 γ_{\max} , 即

$$\gamma_{\max} = \sqrt{\frac{8}{27\pi}} \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{mc^2}} \frac{A^{3/2}}{A+1} \omega_{pe}, \quad (8)$$

式中 A 为各向异性参数,其大小 $A = (T_{\perp}/T_{\parallel}) - 1$ (仅当 $T_{\perp} > T_{\parallel}$ 时才又不稳定性) 来决定。(8)式表示自生磁场在非相对论条件下的最大增长率。

3 饱和自生磁场

假设电子在在磁场中的回旋频率和自生磁场的线性增长率变得相等时,不稳定性达到饱和,则可得为^[12,13]

$$\gamma_{\max} \approx \omega_B \equiv \sqrt{\frac{ek_z \theta_{\perp} B_{T(y)}}{mc}}, \quad (9)$$

式中 ω_B 为循环频率, B_y^T 为 y 方向的饱和自生磁场,

e 为电子电荷。把(8)式代入(9)式,对 k_z 取最大波数,即 $k_z = \sqrt{\frac{A}{3}} \frac{\omega_p}{c}$, 可得以下的自生磁场表达式:

$$\frac{e}{m\omega_p c} B_{T(y)} = \frac{8\sqrt{3}}{27\pi} \frac{\theta_{\perp}}{c} \frac{A^{5/2}}{(A+1)^3}, \quad (10)$$

这里假设各向异性参数 $A \gg 1$, 近似得

$$\frac{e}{m\omega_p c} B_{T(y)} \sim \frac{8\sqrt{3}}{27\pi} \frac{\theta_{\perp}}{c}, \quad (11)$$

利用 $\omega_{pe} = \sqrt{n_{ec}} \omega_L$ (n_{ec} 为等离子体的临界密度) 关系, 将(11)式可写为

$$\frac{B_{T(y)}}{B_0} \sim \frac{8}{27\pi} \frac{\sqrt{3n_{ec}}}{c} \frac{\theta_{\perp}}{c}, \quad (12)$$

式中 $B_0 = m\omega_L c/e = 10.1 \text{ kT}$ 为归一化磁场强度, $n_{ec} = 9.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 为临界密度。(12)式是计算饱和磁场的理论公式,与它来比较模拟计算结果。

4 超热电子热输运模型

电子热传导是激光等离子体相互作用中的一个重要的能量输运机制,主要发生在临界密度附近,它的作用是进一步加热和烧蚀高密度等离子体。

对电子热传导计算,过去一直沿用 Spitzer-Harm 热传导理论公式(以下简称 SH 公式)加上限流处理来计算。这种计算是“局域”的,即电子能量传输仅决定于当地的电子自由程和电子温度梯度标度长度。实际上,由于在激光等离子体的部分区域,参数分布非常陡峭,经典的热输运理论不成立,热流呈现非局域性,因此经典的 Spitzer-Harm 热传导近似已不适用,实际的电子热流远远小于 Spitzer-Harm 热传导近似给出的理论预计,也就是电子热传导受阻。导致电子热传导受阻的本质是电子分布函数偏离麦克斯韦分布,所以要正确计算电子热流需要采用动力学的方法。

在激光产生的等离子体中,由于电子的热速度通常都大于离子的热速度,所以电子的热传导占据着支配地位,能量输运的主要机制是电子的扩散热传导,因此这里仅仅讨论电子热流的计算。

一般,电子热流给出^[12~14]

$$Q = \frac{m}{2} \int v_x (\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_z^2) f dv = -\chi_s dT/dx, \quad (13)$$

式中 θ 为各方向的热速度, χ_s 为关注的等离子体热传导系数:

$$\chi_s = \sqrt{\frac{8}{\pi^3}} \frac{(k_B T_e)^{5/2}}{m^{1/2} Z^2 e^4 \ln \Lambda}, \quad (14)$$

式中 Z 为电荷数 $\ln \Lambda$ 为碰撞参数, Λ 定义为 $\Lambda =$

$\frac{\lambda_D}{r_0} \lambda_D$ 表示 Debye 距离, r_0 表示粒子间的距离, T_e 为电子温度, k_B 为玻尔兹曼常数。

由(13)式和(14)式可以看出,高强度的激光能量被电子吸收后,电子被强烈地加速,电子热流成正比于 $T_e^{5/2}$, 热流迅速增大。

如果电子热传导引起的电子携带能量沿温度梯度不受限地自由流动,则这个不受限的热流用“自由流限界热流 Q_f ”来表示,其大小为^[13]

$$Q_f = n_e k_B T_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}} = m n_e \theta^3, \quad (15)$$

这个自由流就是电子热流的上限。为评估 Q 值,一般用 Q/Q_f 的对数值。

5 模拟模型与结果分析

用 3 维超粒子 ZOHARPIC 编码程序使超短超强激光与靶相互作用,产生超热电子在稠密等离子体区域的能量分布及超热电子束,对引起的 weibel 不稳定性的精细结构做了模拟研究。程序没有考虑粒子间碰撞。整个模拟系统参量为:系统尺寸为 $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ (如图 1 所示),网格数为 $200 \times 80 \times 80$, 等离子体均匀布满整个模拟盒。等离子体长度在 x 方向为 $8 \mu\text{m}$, 左侧真空区域为 $2 \mu\text{m}$, 右侧真空区域为 $2 \mu\text{m}$ 。在 x 方向采用电磁场的吸收边界条件,在 y 方向采用周期边界条件。在模拟中,等离子体密度为 $2n_c$ (n_c 为临界等离子体密度), 初始等离子体密度是均匀的。p 偏振激光沿 x 方向从左侧正入射,通过一段真空区域作用到等离子体上。强度在 yz 方向上是高斯分布,激光电场矢量平行于 x 方向,总的粒子数约为 5×10^6 , 波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 频率为 $\omega_L = 1.78 \times 10^{15} \text{ rad/s}$, 激光束的直径为 $1.0 \mu\text{m}$, 强度峰值为 $I_L = 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 足以引起强的相对论电子振荡。激光脉宽为 40 fs。初始时刻粒子速度为 Maxwell 分布,离子作为电中性背景,总体电流

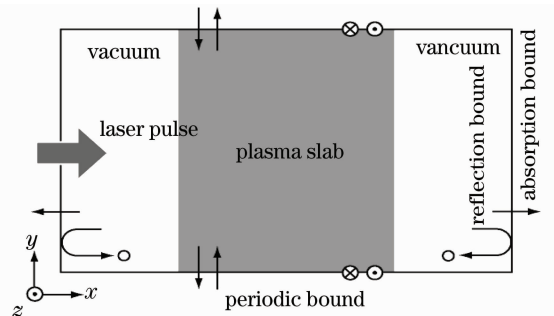


图 1 等离子体模拟模型

Fig. 1 Simulation model of plasma

为 0, 初始电子温度为 1 keV, 离子温度为 0.8 keV, 电子和离子的质量比为 1:1836. 系统参数的空间格距和时间步长分别 $0.3c/\omega_L$ 和 $0.1/\omega_L$.

超热电子热输运是激光与等离子体相互作用中的一个重要的物理问题. 在临界面附近, 电子受到激光加热, 一部分被加热的电子就携带热流向密度高而温度低的靶内传播, 这时由于等离子体表面的温度各向异性而产生自生磁场. 超热电子输运过程中, 自生磁场将减少超热电子的横向传播, 增加中等能量超热电子的穿透力. 由图 2 所示的超热电子能量分布曲线可见, 因为入射激光的功率密度非常高, 在临界面上反常表面吸收和 $J \times B$ 加热机制会起到

重要作用, 所以超热电子通过该加热机制所获得的能量随时间会发生变化. 数值模拟图 2(a) 中显示出的超热电子能量不同时刻是不同的, 这是由于初始时刻超热电子的能量吸收效率较低未被完全加速. 随着时间推移激光能量较大份额的吸收将导致 MeV 高能电子的产生. 数值模拟的曲线显示在约 3.2 MeV 等处有一个明显的凹陷, 这与 Wilks 等给出的结果相似^[1], 分析认为这是热电子和超热电子的分界线; 图 2(b) 为当时间 $\omega_L t = 250$ (140.5 fs) 时, Maxwell 分布进行线性拟合的超热电子能量分布图. 对分布曲线进行线性拟合获得超热电子的有效温度约为 1.15 MeV.

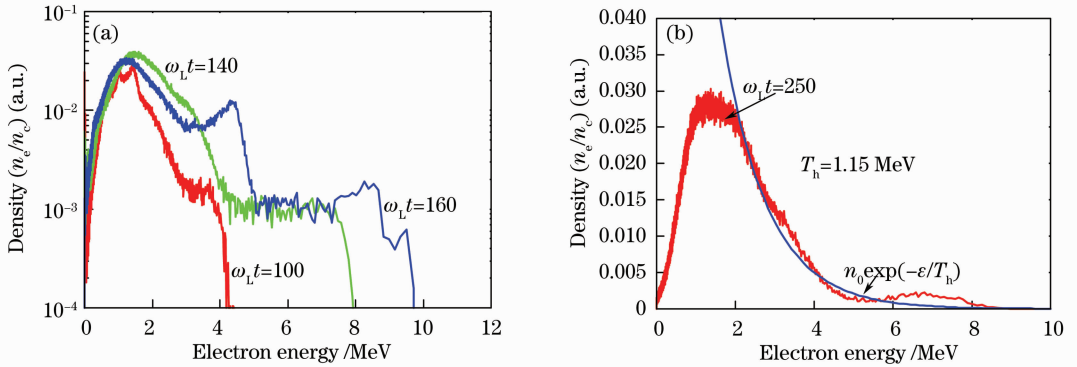


图 2 超热电子能量分布曲线(a)能量随时间的演化,(b) 能量分布曲线的线性拟合

Fig. 2 Hot electron energy spectrum. (a) Energy versus time; (b) linear fit of the energy distribution

图 3 给出了准静态饱和自生磁场 B_y/B_0 及其随空间的变化情况. 从图 3 可以看出, 准静态饱和自生磁场先经过一个缓慢的增加, 然后开始突然增加, 在达到一个过饱和状态后减小. 由于等离子体的对流和扩散, 温度各向异性和速度分布各向异性逐渐变缓, 磁场增长变慢, 时间到达 $\omega_L t = 90$ ($t = 56.6$ fs) 时, 磁场达到饱和, 也就是说, 这个饱和阶段磁场能量保持恒定, 在准静态饱和自生磁场空间分布的整个时间演化过程中获得的最大饱和值为

$B_{y,\max}^S = 0.38B_0 \approx 38.4 \times 10^2$ kT. 这个结果与从理论计算 (12) 式得到的最大磁场强度值 $B_{y,\max}^T = 0.49B_0 = 49.7 \times 10^2$ kT 大致一致, 上标 T 表示理论计算, S 表示模拟计算.

图 4 给出了自生磁场随时间的发展情况. 从图 4 可以看出, 自生磁场的演化基本上可分为两个阶段: 一是线性增长阶段, 此时自生磁场随时间指数

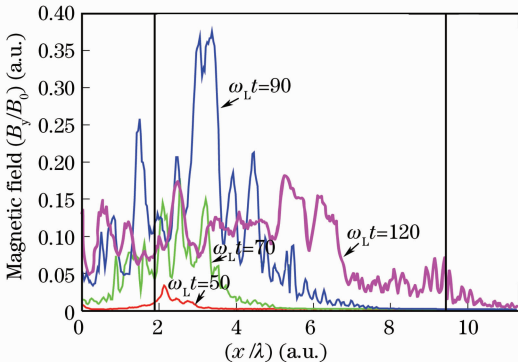


图 3 自生磁场在 x 方向分布的演化图

Fig. 3 Self-generated magnetic field along x-direction

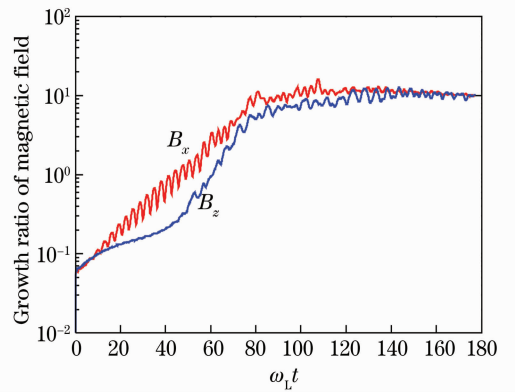


图 4 自生磁场在不同方向的增长率

Fig. 4 Growth ratio of self-magnetic field at different directions

增长;另一阶段为非线性过饱和阶段,系统大约经过对应于时间 $\omega_L t = 80$ ($t = 44.9$) 的线性增长阶段后,进入非线性过饱和阶段。此时自生磁场处于饱和状态。对 Weibel 不稳定性而言,线性增长时间非常快,即在 $\omega_L t = 20 \sim 80$ 时间内就基本上进入非线性过饱和阶段。由于激光在沿 x 方向传播,有质动力在 x 方向上对等离子体有加速加热的作用。因此,激光与等离子体相互作用的初始阶段, x 方向的热速度 θ_{\perp} 大于 z 方向热速度 θ_{\parallel} ,且形成速度的各向异性分布 ($\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$)。根据这个原因,产生的 Weibel 不稳定性会激发自生磁场 B_y 。但 x 方向的磁场饱和水平比 z 方向的饱和水平大一些。这说明 x 方向的磁场相对于 z 方向的磁场发展得快。

根据(13)式和(15)式模拟的电子热流和饱和自生磁场在热流流动方向上的演化图如图5表示。从图5可以看出,激光照射等离子体,经过时间 $\omega_L t = 290$ (162.9 fs) 后,由于热流在 x 方向上的延伸,出现速度分布各向异性情况,结果这种非等方性分布引起了自生磁场的产生,产生的自生磁场越大,对电子热传导的影响就越大,这使得限制了流动在 x 方向的热流,当然在激光入射初期阶段,热流也是随激光脉冲一起向等离子体内部流动,随着时间的推移,流动开始不久,自生磁场逐渐限制热流的运输。

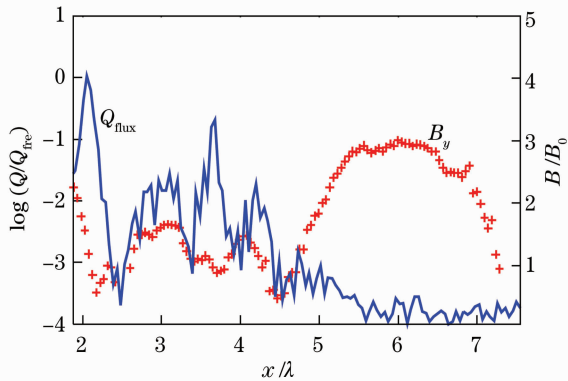


图5 热流 Q 和磁场在热流流动方向上的演化图

Fig. 5 Thermal flux Q and the total magnetic field in flow direction of thermal flux

6 结 论

论文利用电磁粒子模拟研究了超热电子在无碰撞等离子体中传播时引起的自生磁场和电子热流随时间变化的时空演化过程,讨论了自生磁场的发生机制和饱和过程。得到了自生磁场的线性增长率与背景等离子体热速度之间的函数关系。发现了自生磁场能使沿 x 方向运动的超热电子保持运动方向

的同时,在激光有质动力推开电子时形成对电子热流产生抑制作用。从上述的理论和模拟结果可以看出,由激光的各向异性加热导致 Weibel 不稳定性。在有质动力的作用下,虽然电子在 x 方向被加速,但在 z 方向没能得到加速,因而形成 $\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$ 的各向异性速度分布,并且激发自生磁场。这个自生磁场抑制制在 x 方向上电子的正常加速。

参 考 文 献

- Liu Zhanjun, Zhu Shaoping, Cao Lihua *et al.*. Study of laser plasma interactions using Vlasov and Maxwell equations [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(12): 7084~7089
刘占军, 朱少平, 曹莉华 等. 利用一维 Vlasov 和 Maxwell 方程模拟激光等离子体相互作用[J]. *物理学报*, 2007, **56**(12): 7084~7089
- Cai Dafeng, Wang Lijuan, Wang Jian *et al.*. Self-generation magnetic field in the ultrashort ultrahigh laser-produced plasma research [J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2009, **26**(3): 65~69
蔡达锋, 王利娟, 王 剑 等. 超短超强激光-等离子体中自生磁场的研究[J]. *原子与分子物理学报*, 2009, **26**(3): 65~69
- E. S. Weibel. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, **83**(2): 83~84
- S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*. Absorption of ultra-intense laser pulse[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9): 1383~1387
- R. J. Mason, M. Tabak. Magnetic field generation in high-intensity-laser-matter interactions [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(3): 524~527
- Y. Sentoku, K. Mima, Z. M. Sheng *et al.*. Three-dimensional particle-in-cell simulations of energetic electron generation and transport with relativistic laser pulses in overdense plasmas[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **65**(4): 046408~046415
- R. A. Fonseca, L. O. Silva, J. W. Tonge *et al.*. Three-dimensional Weibel instability in astrophysical scenarios[J]. *Phys. Plasmas*, 2003, **10**(5): 1979~1984
- Zheng Chunyang, Liu Zhanjun, Li Jiwei *et al.*. Spatio temporal evolution of electron beam instability in collisionless plasmas [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(5): 2138~2146
郑春阳, 刘占军, 李纪伟 等. 无碰撞等离子体中电子束流不稳定性的时空演化研究[J]. *物理学报*, 2005, **54**(5): 2138~2146
- Li Jiwei. The Study Two Electron Beam Electromagnetic Instability [D]. Mianyang: Chinese Academy of Engineering Physics. Master thesis, 2005
李纪伟. 关于双束流 Weibel 不稳定性的研究[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2005
- L. Spitzer, R. Harm. Transport phenomena in a completely ionized gas[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1953, **89**(2): 977~981
- S. Zheer, G. Murtaza. Weibel instability with non-Maxwellian distribution function [J]. *Phys. Plasmas*, 2007, **14**(2): 022108~022114
- K. Satou, T. Okada. Three-dimensional PIC simulation study of intense laser-irradiated targets [J]. *Fusion Engineering and Design*, 1999, **44**(1-4): 245~248
- T. Okada, K. Ogawa. Saturated magnetic field for Weibel instability in ultraintense laser-plasma interactions [J]. *J. Plasma Phys.*, 2007, **14**(7): 072702~072706
- M. Sugie, K. Ogawa, T. Okada. Weibel instability and thermal flux reduction by the instability in ultraintense laser-plasma interaction [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2006, **45**(49): L1034~L1037