

# 激光等离子体密度标长对高能质子加速的影响

阿不都热苏力 艾尔肯·扎克尔 帕尔哈提·吐尼亚孜

(新疆大学物理科学与技术学院, 新疆 乌鲁木齐 830046)

**摘要** 超短超强激光与等离子体相互作用中产生的高能质子在激光惯性约束核聚变、新型台面质子加速器以及医学等研究领域已成为广泛关注的热点。超强激光与等离子体相互作用中密度标长对超热电子或高能质子加速影响很大,所以为了确定超热电子或高能质子的加速机制,需要确定等离子体的密度标长。利用粒子模型(PIC)法得到的模拟结果研究了超强激光与等离子体相互作用中高能质子产生的物理机制以及前表面等离子体密度标长对超热电子或高能质子加速的影响。

**关键词** 超快光学;超强激光;高能质子;粒子模型方法;等离子体密度标长

**中图分类号** O437;O531 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP48.083201

## Effect of Plasma Density Scale Length on Energetic Protons Generation in Laser-Plasma Interaction

A. Abudurexiti A. Zaker P. Tuniyazi

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

**Abstract** Studies on the high energy ion beams generated in ultra-intense laser-plasma interactions have made considerable progress recently due to the development of high power laser technologies, such as fast ignition of inertial confinement fusion, tabletop proton accelerators, and medical applications. Now the research of energetic proton is one of the hotspots. During ultra-intense laser-plasma interaction, the effect of plasma density scale length on accelerated hot electrons and high energy proton is great. Therefore, in order to know the hot electrons or high-energy proton acceleration mechanisms, it is necessary to determine the density of the plasma density scale length. We discuss the generation mechanisms, beam characteristics, diagnostics, potential applications and recent studies of high energy particles, especially protons, produced by irradiating solid targets with ultra-intense laser pulses.

**Key words** ultrafast optics; ultra-intense laser; energetic proton; particle-in-cell simulation; plasma density scale length

**OCIS codes** 320.7090; 320.2250

## 1 引言

近几年来,随着激光核聚变研究和激光超短脉冲技术的不断发展,新型超短超强激光器可以产生脉冲宽度从几十飞秒到几皮秒,功率密度高达  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> 的脉冲。如此强的激光系统为实现惯性约束核聚变中的快点火提供了极其重要的实验平台,开辟了包括超强激光场与物质相互作用在内的激光核聚变、高能电子、高能质子、高次谐波和 X 射线激光器等新领域<sup>[1~3]</sup>。其中,高能电子束和高能质子束在激光核聚变中的快点火和质子治疗癌症等方面发挥着至关重要的作用,吸引了人们的广泛关注。在超强脉冲激光与等离子体相互作用的过程中,除了能够产生能量高达几千兆电子伏量级的高能超热电子,还能够产生能量为几百兆电子伏量级的高能质子束和高能离子束,这在理论模拟和实验研究中均已得到证实。由于激光与固体薄膜靶相互作用时产生的高能质子束具有能量高、方向性好以及转换效率高的特点,因此成为强场物理的一大研究热点<sup>[3,4]</sup>。最近,Kaluz 等<sup>[5]</sup>通过实验得到了预脉冲与最佳靶厚之间的线性关系。Esirkepov 等<sup>[6]</sup>采用超强脉

收稿日期: 2011-03-02; 收到修改稿日期: 2011-03-24; 网络出版日期: 2011-07-07

基金项目: 国家自然科学基金(10965008)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,维吾尔族,博士,副教授,主要从事等离子体物理方面的研究。

E-mail: abdrusul@sina.com

冲激光对不同厚度的靶进行模拟研究得到了产生最大能量的靶,并对产生的质子束进行不断优化。Fuchs 等<sup>[7]</sup>总结了质子加速方面的实验结果,并给出了靶背法向鞘层加速(TNSA)机制的理论分析模型,可以估算加速电场及质子截止能量。在多年的数值模拟研究过程中,用靶背上的鞘层加速机制来解释高能质子的加速现象。本文利用粒子模型(PIC)法得到的模拟结果来研究超强激光与等离子体相互作用中高能质子产生的物理机制以及前表面等离子体密度标长对超热电子或高能质子加速的影响。

## 2 高能质子加速机制

在超强激光与等离子体相互作用过程中,在激光主脉冲到达之前,激光预脉冲与靶物质相互作用将靶离子化,相应的等离子体温度为千电子伏量级。在这样的高温下,靶前表面的等离子体快速向真空膨胀,形成高温、低密度等离子体层。主脉冲到达后,与等离子体相互作用,在临界密度面附近,在有质动力的作用下,在靶前表面产生大量的超热电子,形成超热电子云(如图 1 所示)。如果靶足够薄,对于这些速度接近光速的超热电子来说是透明的,超热电子会穿越整个靶区,在靶背表面与含氢油污层中氢的壳层电子碰撞,使氢原子电离。超热电子在靶与真空的交界面的鞘层中形成一个很高的电荷分离静电场<sup>[2,8]</sup>。这个静电场在非常短的时间内使被电离的质子加速,加速的质子沿着靶背法线以一定的立体角发射出去<sup>[9,10]</sup>。这就是 TNSA 机制。在 TNSA 机制中获得加速的超热电子或高能质子的物理模型如图 1 所示。

在 TNSA 加速机制中,由于超热电子在靶背面产生了一个动态的 Debye 鞘层,在这个鞘层中所形成的电场满足以下的连续方程式:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

式中  $n_i, v_i$  分别表示质子密度和速度。在等离子体的鞘边处  $x = 0$ ,由于等离子体的电中性有  $n_e = n_i$ , (1) 式中的密度分布  $n_i$  可表示为

$$n_i = n_0 \exp\left(-\frac{x}{C_s t} - 1\right). \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式可得质子的速度,即

$$v_i = C_s + \frac{x}{t}. \quad (3)$$

式中  $n_0$  表示等离子体初始密度,  $x$  是到等离子体初始位置的距离,  $t$  是经历的时间。

当高强度超短脉冲激光加热固体靶时,激光能量沉积在表层区域,产生了反比于等离子体密度标长的热压力梯度,引起等离子体向真空的快速膨胀。膨胀速度可以近似认为是当地的离子声速,  $C_s = \sqrt{Zk_B T_e / m_i}$ , 其中  $Z$  为粒子的电荷态,  $k_B T_e$  为靶背超热电子的温度,  $m_i$  为质子质量。

当超强激光脉冲入射到等离子体靶上时,激光能量通过共振吸收、有质动力吸收等机制被等离子体吸收,产生速度接近光速的超热电子。超热电子建立的电荷分离静电场对等离子体内的质子进行加速。根据质子的运动方程,可写成

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = \frac{e}{M} E_b, \quad (4)$$

式中  $E_b$  表示电子与质子发生电荷分离时建立的静电场。将(3)式代入(4)式可得到其大小,即

$$E_b = \frac{M C_s}{e t} = \frac{\epsilon_{ch}}{e C_s t} = \frac{k_B T_e}{e \lambda_D} = \frac{k_B T_e}{e L_n}, \quad (5)$$

式中  $\epsilon_{ch} = (\sqrt{1 + I_L \lambda^2 / 1.37} - 1)$  (eV) 表示质子的动能,  $\lambda_D$  为 Debye 长度,即为屏蔽内部电场所需要的长度,  $e$  为粒子的电荷。由于等离子体屏蔽电势的能力很强,超热电子的自由程被限制在 Debye 长度内,因此 Debye 长度可代替等离子体密度标长  $L_n$ , 其大小为  $L_n = \lambda_D = \sqrt{\epsilon_{ch} k_B T_e / e^2 n_e}$ , 它是影响超强激光脉冲在等离子体中吸收机制的决定性因素。

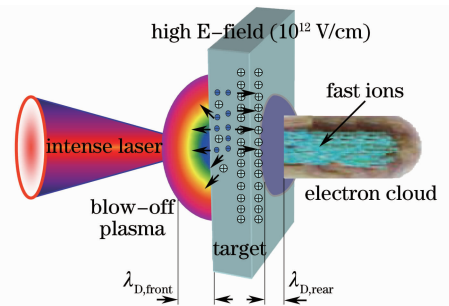


图 1 超热电子或高能质子在等离子体靶中的传播特性  
Fig. 1 Hot electron and energetic proton of plasma target direction

从(5)式可以看出,静电场与电子温度  $k_B T_e$  成正比,而与等离子体密度标长  $L_n$  成反比。在静电场的推动作用下,获得加速的质子沿着加速电场方向运动,加速电场的方向与超热电子运动方向相反。由于等离子体内产生的超热电子会向激光脉冲传输的方向以及逆激光脉冲传输的方向运动,因此在这两个方向的不同位置(靶的前表面和后表面)均会有质子获得加速。但在 TNSA 加速机制中阐述的靶背表面密度梯度比靶前表面更小,产生的加速电场更大,能对质子进行更有效的加速<sup>[11,12]</sup>。

### 3 等离子体模型

本文采用 PIC 模拟程序对超短脉冲超强激光与等离子体薄靶的相互作用进行了模拟。模拟系统的尺寸为  $118 \mu\text{m} \times 17 \mu\text{m}$  (如图 2 所示),分成  $3500 \times 500$  个网格。一个线偏振的激光脉冲从  $x$  方向左边垂直入射,入射激光的波矢量平行于  $x$  轴,激光电场矢量平行于  $y$  轴。激光波长  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,强度峰值为  $I_0 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ,激光束的直径为  $3 \mu\text{m}$ ,激光脉宽为  $40 \text{ fs}$ ,激光脉冲在  $y$  方向为高斯分布,等离子体密度标长分别为  $L_f = 2 \mu\text{m}$  和  $L_g = 0.6 \mu\text{m}$ ,其中  $L_f$  表示在区域  $(0 \times 118 \mu\text{m})$  内放置的一段均匀分布的高密度等离子体, $L_g$  表示在区域  $(0 \times 118 \mu\text{m})$  内放置的一段线性分布的低密度预等离子体,其密度梯度设计为  $n(x) = 4n_c x/L_g$ ,其余部分为真空。等离子体密度在  $y$  方向为均匀分布,最高电子密度分布为  $n_e = 4n_c$ 。此处  $n_c = 1.12 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  为与激光波长相对应的等离子体临界密度。初始时刻电子和质子速度均为麦克斯韦热分布,等离子体温度对电子为  $1 \text{ keV}$ ,对质子为  $0.8 \text{ keV}$ ,系统含有的粒子数为  $10^6$ 。电磁场在  $x$  方向为吸收边界,在  $y$  方向为周期边界。

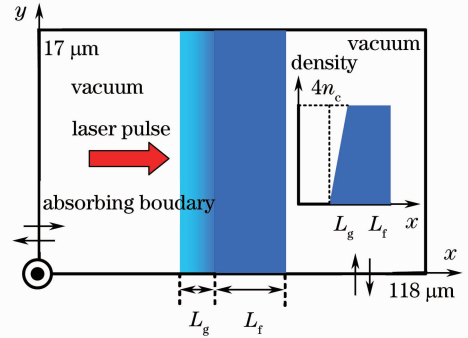


图 2 等离子体粒子密度在  $x$  方向的分布  
Fig. 2 Distribution of plasma density along  $x$ -direction

### 4 粒子模拟结果

在超强激光与等离子体相互作用过程中,在主脉冲到达等离子体表面之前,先照射到等离子体的预脉冲可以将靶离子化,且在靶前表面的等离子体以高速度向真空膨胀。主脉冲到达之后,与等离子体相互作用,在临界密度面附近产生大量的超热电子。这个超热电子的相空间分布如图 3 和图 4 所示。从图中可以看出,同一个时间  $\omega_L t = 200$  间隔内,具有线性分布密度标长 ( $L_g = 0.6 \mu\text{m}$ ) 的等离子体靶相对密度标长等于零的等离子体靶来说,激光能量的吸收率较多,产生的加速电场较大,超热电子数目也相当多,进而导致质子更有效的加速。因为相较于靶前表面和靶内,靶背表面的密度梯度更小,所以产生的加速电场更强,被加速的超热电子能量更高。

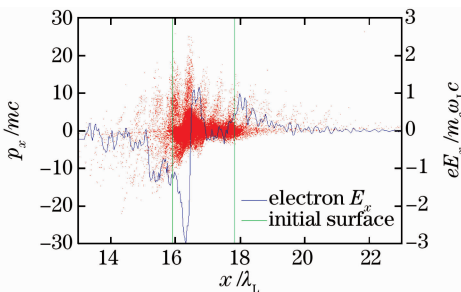


图 3 在  $L_g = 0$  时,电子相空间  $(x, p_x/mc)$  分布图  
Fig. 3 Electron distribution in phase space  $(x, p_x/mc)$   
at  $L_g = 0$

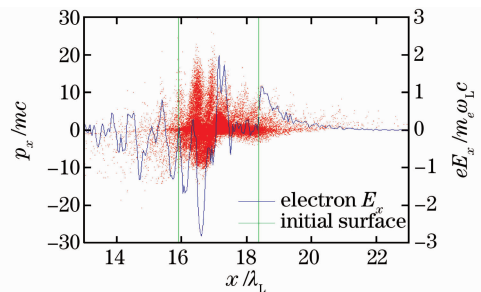


图 4 在  $L_g = 0.6 \mu\text{m}$  时,电子相空间  $(x, p_x/mc)$  分布图  
Fig. 4 Electron distribution in phase space  $(x, p_x/mc)$  at  
 $L_g = 0.6 \mu\text{m}$

图 5 和图 6 是密度标长  $L_g = 0$  和时间  $\omega_L t = 200, 350$  时质子的密度分布图。从图中可以看出,超强激光入射系统后,从等离子体靶的前方开始传播。在激光电场的巨大有质动力作用下电子首先得到加速。当时刻为  $\omega_L t \approx 200$  时,等离子体密度有明显变化,激光能量被等离子体吸收,电子将向质子传输能量;当时刻为

$\omega_L t \approx 350$  时,在激光束的波后会出现一个质子密度“凹坑”,随着时间的推移,质子密度“凹坑”逐渐增大,质子与电子之间的能量交换比较明显,靶表面处的质子被已穿透靶的超热电子所牵引并开始加速<sup>[12,13]</sup>。

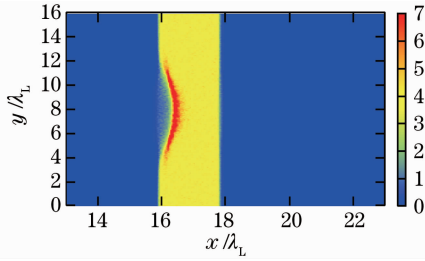


图 5  $\omega_L t = 200, L_g = 0$  时的质子密度分布

Fig. 5 Spatial distribution of proton density from a slab target at  $\omega_L t = 200, L_g = 0$

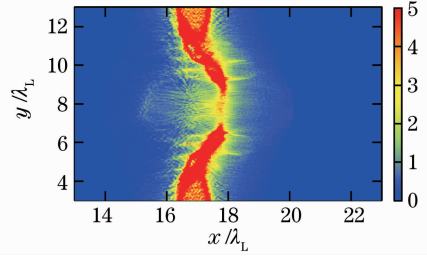


图 6  $\omega_L t = 350, L_g = 0$  时的质子密度分布

Fig. 6 Spatial distribution of proton density from a slab target at  $\omega_L t = 350, L_g = 0$

图 7 和图 8 是密度标长  $L_g = 0.6 \mu\text{m}$  和时间  $\omega_L t = 200, 350$  时质子的密度分布图。从图中可以看到,同一个时间演化之内,随着密度标长的变化,大量高能电子向靶内输运,并携带质子向前运动,靶背上产生加倍加速的高能质子。但值得注意的是,当靶超过一定厚度时,质子的输运距离变长,质子在靶内损失的能量会随着靶厚度的增加而上升,结果质子束的能量反而会随着靶厚度的增加而下降。由加速电场  $E_b = k_B T_e / eL_n$  可知,当超热电子温度降低时,加速电场也会变小,靶厚度太薄则预脉冲将穿出靶背,从而破坏靶背表面的密度梯度,无法形成 TNSA 加速电场,因此无法得到能量更高的质子<sup>[2]</sup>。通过反复模拟找到了具有线性分布的最佳预等离子体密度梯度标长 ( $L_g = 0.6 \mu\text{m}$ )。通过比较图 6 和图 8 可以看出,具有线性密度标长的等离子体靶更有利于高能质子的产生。从能谱图图 9 和图 10 也可以看出,具有均匀密度标长时获得的能量比具有线性密度标长时所获得的能量低一些。这是因为在等离子体具有均匀密度标长时,激光有质动力所产生的高能电子在向等离子体靶内输运的过程中,会受到激光成丝不稳定性的影响,损失较多的能量,从而影响产生的高能质子能量<sup>[14]</sup>。

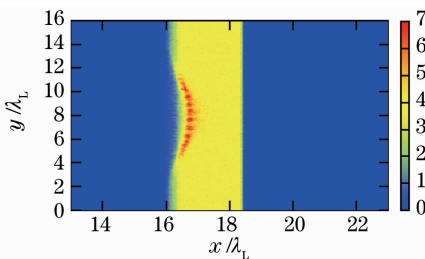


图 7  $\omega_L t = 200, L_g = 0.6 \mu\text{m}$  时的质子密度分布

Fig. 7 Spatial distribution of proton density from a slab target at  $\omega_L t = 200, L_g = 0.6 \mu\text{m}$

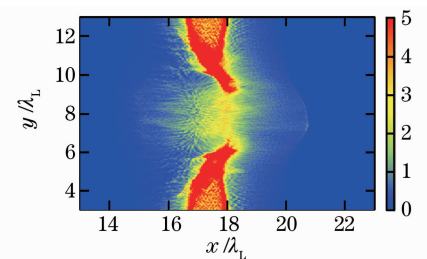


图 8  $\omega_L t = 350, L_g = 0.6 \mu\text{m}$  时的质子密度分布

Fig. 8 Spatial distribution of proton density from a slab target at  $\omega_L t = 350, L_g = 0.6 \mu\text{m}$

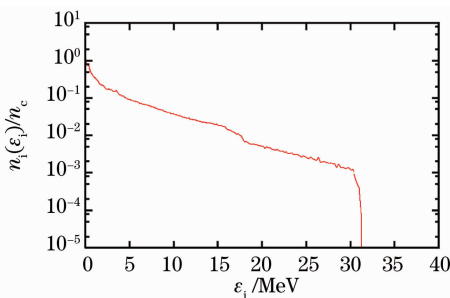


图 9 当  $\omega_L t = 800, L_g = 0$  时的高能质子的能谱图  
Fig. 9 Proton energy from rear surface at  $\omega_L t = 800,$   
 $L_g = 0$

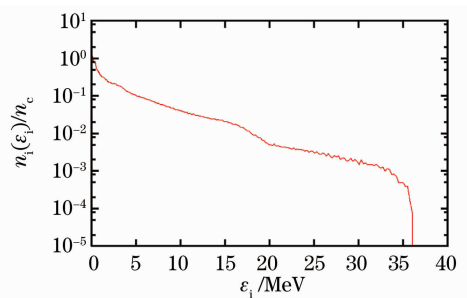


图 10  $\omega_L t = 800, L_g = 0.6 \mu\text{m}$  时的高能质子的能谱图  
Fig. 10 Proton energy from rear surface at  $\omega_L t = 800,$   
 $L_g = 0.6 \mu\text{m}$

## 5 结 论

介绍了靶背法向鞘层加速机制,说明了其主要物理过程,分析了激光加速质子束的特点,通过由 PIC 模拟得到的结果研究了平板等离子体薄靶前表面具有均匀和线性密度标长时的离子加速机制问题。这些研究在新型的粒子加速器、超快高能 X 射线光源和“快点火”惯性约束聚变等方面都有着广泛的应用前景。

尽管本文从理论和计算机模拟上研究了等离子体密度标长对超热电子或高能质子加速的影响,但由于超强激光与等离子体相互作用中的许多问题还没有解决,因此要建立更为完善的理论基础、发展更为精确的实验诊断技术,还有不少问题需要进一步研究。

## 参 考 文 献

- 1 Yin Yan, Yu Wei, Chang Wenwei *et al.*. Influence of a low-density pre-plasma on high energy electrons generation in ultra-short ultra-intense laser-solid interaction[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(1): 50~54  
银 燕, 余 玮, 常文蔚 等. 激光与固体靶相互作用中低密度预等离子体对高能电子产生的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2004, **16**(1): 50~54
- 2 Tang Cuiming, Gu Yuqiu, Zhou Weimin *et al.*. Measuring energy spectra of proton generated by 100 TW laser-plasma interaction at rear side of target[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2007, **19**(1): 5~8  
唐翠明, 谷渝秋, 周维民 等. 100 TW 激光与等离子体相互作用中质子背向发射的能谱测量[J]. *强激光与粒子束*, 2007, **19**(1): 5~8
- 3 Zheng Zhiyuan, Zhang Jie. Generation and collimation of hot electrons[J]. *Physics*, 2004, **33**(6): 424~429  
郑志远, 张 杰. 超热电子的产生与定向发射[J]. *物理*, 2004, **33**(6): 424~429
- 4 Ma Yanyun, Chang Wenwei, Yin Yan *et al.*. Particle simulation on plasma bubble and energetic ion generation produced by laser[J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2002, **16**(2): 147~151  
马燕云, 常文蔚, 银 燕 等. 激光导致等离子体空泡及高速离子产生的离子模拟研究[J]. *高压物理学报*, 2002, **16**(2): 147~151
- 5 Kaluz M., Schreiber J., Santala M. I. K. *et al.*. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(4): 045003
- 6 Esirkepov T., Yamagiwa M., Tajima T.. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(10): 105001
- 7 Fuchs J., Antici P., D'humieres E. *et al.*. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase[J]. *Nature Physics*, 2005, **2**(1): 48~54
- 8 Maksimchuk A., Gu S., Flippo K. *et al.*. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(18): 4108~4111
- 9 Zhang K., Zheng R.. The influence research of wake-wave to laser frequency under effect of super-strong and super-short pulse laser[J]. *Laser Journal*, 2005, **26**(3): 35~36  
张可言, 郑瑞伦. 超强短脉冲激光作用下尾波场对激光频率的影响研究[J]. *激光杂志*, 2005, **26**(3): 35~36
- 10 Li Yutong. Problem in a few frouitien of fast ignition of inortial confinement fusion and laboratory astrophysics[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(9): 093202  
李玉同. 快点火激光核聚变和实验室天体物理中的几个前沿问题[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(9): 093202
- 11 Li Y. T., Xu M. H., Zhang J.. Generation of high energy ions in ultraintense laser-plasma interactions[J]. *Physics*, 2007, **36**(1): 39~45  
李玉同, 徐妙华, 张 杰. 超强激光脉冲与等离子体相互作用中高能离子的产生[J]. *物理*, 2007, **36**(1): 39~45
- 12 T. Okada, Y. Mikado, T. Kitada *et al.*. Fast ion bunch generation laser pulse on plasma foil target[J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2005, **44**(3): 1431~1435
- 13 S. C. Wilks, W. L. Kruer, Tabak M. *et al.*. Absorption of ultra-intense laser pulse[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9): 1383~1386
- 14 A. A. Andreev, K. Yu. Platonov, T. Okada *et al.*. Nonlinear absorption of short intense laser pulse in a nonuniform plasma[J]. *Phys. Plasmas*, 2003, **10**(1): 220~226