

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究

张晓辉 董克攻 华剑飞 朱斌 谭放 吴玉迟 鲁巍 谷渝秋

Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma

Zhang Xiao-Hui Dong Ke-Gong Hua Jian-Fei Zhu Bin Tan Fang Wu Yu-Chi Lu Wei Gu Yu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 195203 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20191106

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106>

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

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低密等离子体通道中的非共振激光直接加速

Non-resonant direct laser acceleration in underdense plasma channels

物理学报. 2015, 64(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.145201>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

纳秒激光烧蚀固体靶产生的等离子体在外加横向磁场中膨胀时的温度和密度参数演化

Temporal evolutions of the plasma density and temperature of laser-produced plasma expansion in an external transverse magnetic field

物理学报. 2015, 64(12): 125204 <https://doi.org/10.7498/aps.64.125204>

超强圆偏振激光直接加速产生超高能量电子束

Ultra-high-energy electron beam generated by ultra-intense circularly polarized laser pulses

物理学报. 2015, 64(14): 144102 <https://doi.org/10.7498/aps.64.144102>

激光与近相对论临界密度薄层相互作用产生大电量高能电子束

High energetic electron bunches from laser near critical density layer interaction

物理学报. 2017, 66(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075203>

基于带电粒子活化法开展的SG II-U皮秒激光质子加速实验研究

Picosecond laser-driven proton acceleration study of SG II-U device based on charged particle activation method

物理学报. 2018, 67(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181504>

# 相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究\*

张晓辉<sup>1)2)</sup> 董克攻<sup>2)</sup> 华剑飞<sup>1)</sup> 朱斌<sup>2)</sup> 谭放<sup>2)</sup>  
吴玉迟<sup>2)</sup> 鲁巍<sup>1)</sup> 谷渝秋<sup>2)3)†</sup>

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621000)

3) (深圳技术大学工程物理学院, 深圳 518118)

(2019年7月18日收到; 2019年8月23日收到修改稿)

相对论皮秒激光与低密度等离子体作用可以通过“激光直接加速”机制获得超有质动力定标率的高能电子, 且电荷量可以达到百 nC 级, 在伽马射线产生、正电子产生等方面具有重要应用. 然而激光直接加速电子束相比激光尾场加速电子束具有更大的发散角, 同时实验观测的横向束分布也不均匀, 但是其中的物理机制研究较少. 本文通过二维粒子模拟证明, 相对论皮秒激光在低密度等离子体中驱动的激光直接加速中, 高能电子束会在激光偏振方向分叉, 而且电子能量越高这种现象越明显. 文章通过细致的理论分析解释了这种高能电子横向分布产生“分叉”结构的内在原因. 在激光直接加速的过程中, 电子在纵向获得加速的时候, 它在激光偏振方向(横向) betatron 振荡的动能也会随之增加, 当电子的能量足够高时, 二者呈线性关系, 因此高能电子的横向速度的振幅近似相等, 这种相等的振幅最终导致了高能电子束在激光偏振方向的分叉.

**关键词:** 激光直接加速, 电子横向分布

**PACS:** 52.38.Kd, 52.38.-r, 96.50.Pw

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191106

## 1 引言

在过去的 40 多年里, 激光等离子体加速技术获得了快速的发展<sup>[1,2]</sup>, 使得廉价的、桌面型的加速器成为一种可能. 在 2004 年的三个里程碑式的工作<sup>[3-5]</sup>之后, 基于飞秒 (femtosecond, fs) 激光的激光尾场加速机制 (laser wakefield acceleration, LWFA) 逐渐成为激光等离子体加速中的主流. LWFA 可以获得更高能的电子, 同时具有良好的束流品质 (如能散、发散角等), 然而电子束的电荷量受限于空泡尺寸很难提升, 同时对激光参数与等离子体参数的匹配有很高要求<sup>[6]</sup>. 利用皮秒

(picosecond, ps) 激光在低密度等离子体中加速电子<sup>[7,8]</sup>, 则对等离子体参数与激光参数的匹配没有太多要求, 可以工作在较宽等离子体参数范围, 特别是在较高的等离子体密度条件下. 虽然电子能量很难被加速到数百 MeV 以上<sup>[8]</sup>, 但是可以在数十 MeV 的能量范围获得远高于 LWFA 机制的电荷量<sup>[9,10]</sup>(可以达到数十 nC 甚至数百 nC 以上), 因而在韧致辐射<sup>[11]</sup>、正电子<sup>[12]</sup>、光核中子产生<sup>[13,14]</sup>等方面具有独特的优势和潜在应用.

相对论 ps 激光在等离子体里传播时, 电子会被激光的有质动力朝横向排开, 从而形成一条长长的等离子体通道<sup>[15]</sup>. 由于电荷分离场和纵向电流, 通道内部存在径向的准静态电场  $E_r$  和角向的准静

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100) 和科学挑战计划 (批准号: TZ2018005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqgu@caep.cn

态磁场  $B_\theta$ , 这些准静态场对电子施加横向的聚焦力 [8,16]. 电子在准静态场的作用下做横向 betatron 振荡. 由于通道内还同时存在着向前传播的激光场, 这种横向振荡就会通过  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  的机制引起纵向的加速或者减速. 在这个过程中电子直接从激光的横向电场获得能量, 因此这种加速机制被称作激光直接加速机制 (direct laser acceleration, DLA) [17]. 如果满足共振条件  $\omega_\beta = N\omega'_0$ , 电子就可以持续的被激光场加速, 其中  $\omega_\beta = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}\gamma}$  代表 betatron 振荡的频率,  $\omega'_0 = \frac{c - v_x}{v_{ph}}\omega_0$  代表电子感受到的多普勒频移之后的激光频率,  $\omega_p$  代表等离子体频率,  $\omega_0$  代表激光频率,  $\gamma$  代表电子的相对论因子,  $c$  代表真空中的光速,  $v_x$  代表电子的纵向速度 (激光传播方向),  $v_{ph}$  代表激光的相速度.

在 LWFA 中, 等离子体波内同样存在横向的准静态聚焦场. 如果激光脉宽长到足以覆盖被注入的电子, 电子就可能受到 LWFA-DLA 的共同作用 [18–20]. 实验表明, 无论是 ps 激光驱动的 DLA 加速还是 fs 激光驱动的 LWFA-DLA 混合加速, 激光偏振方向的电子散角都会更大一些 [11,21]. 此外, 在 LWFA-DLA 混合加速的实验中, 人们发现在垂直于激光偏振方向测量电子能谱的时候, 电子能谱上会出现叉子状的结构 [18,19]. 尽管粒子模拟 (particle in cell, PIC) 的结果已经证明这种分叉结构是由 DLA 引起的 [18], 但是 DLA 究竟如何导致电子束的分叉, 目前仍然没有一个很好的物理解释和定量分析. 本文通过二维 PIC 模拟表明, 在 ps 激光驱动的 DLA 中电子的能谱也会在激光偏振方向呈现叉子状分布. 我们通过进一步的理论分析获得了产生这种横向分布的原因: 在 DLA 的过程中, 电子在激光偏振方向的能量会随电子能量的增加而成比例地增加, 而垂直于偏振方向的能量则随着电子能量的增加而减小, 从而导致电子在激光偏振方向有更大的散角; 偏振方向能量的增加还会导致高能电子在偏振方向的速度具有相同的振幅, 这种相同的振幅进而导致了电子能谱的分叉结构. 本文第 2 部分为 PIC 数值模拟结果, 第 3 部分为解析模型分析及讨论, 最后为结论.

## 2 皮秒激光与低密度等离子体相互作用的 PIC 模拟

为理解激光直接加速的物理过程和高能电子

束的特性, 我们利用二维 PIC 程序 OSIRIS [22] 模拟了 ps 激光在低密度等离子体中驱动的激光直接加速的过程. 模拟选用全离化的 He 等离子体, 其密度分布由 500  $\mu\text{m}$  的上升沿, 2 mm 的平台和 500  $\mu\text{m}$  的下降沿组成, 最大电子密度为  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . 激光偏振方向在模拟平面内, 聚焦在等离子体上升沿的尽头. 激光波长为 1053 nm, 脉宽为 0.8 ps, 焦斑为 7.5  $\mu\text{m}$ , 激光无量纲化的矢量势  $\mathbf{a}_0 = 3$ . 模拟窗以光速移动, 大小为 700  $\mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ , 被分为  $22000 \times 1884$  个网格, 对应的单位激光波长内的网格数分别为 33 个和 6.28 个. 我们在每个网格里面放 2 个宏电子和 1 个宏 He<sup>2+</sup> 粒子. 模拟时间步尽量接近库朗条件 (Courant condition) 以避免数值噪声.

图 1(a) 和图 1(b) 分别为 PIC 模拟中  $t = 5965\omega_0^{-1}$  时刻的激光强度包络和电子的密度分布. 我们可以看到, 激光仅在其头部驱动出等离子体波, 同时在这个区域激光本身也被等离子体波调制, 遭受到严重的不稳定性. 随后, 大部分电子被激光排开形成一条长长的等离子体通道, 而激光则被很好地约束在这条通道里. 由于通道里面大部分低能电子都被排开了, 因此通道内没有明显的等离子体波. 图 1(c) 展示了通道内的聚焦场  $E_s = E_{ys} - cB_{zs}$

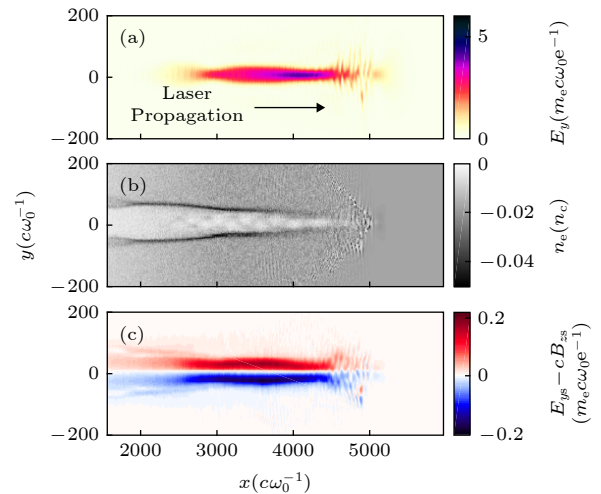


图 1 PIC 模拟中  $t = 5965\omega_0^{-1}$  时刻的 (a) 激光强度包络, (b) 电子的电荷密度分布与 (c) 通道内的聚焦场  $E_s = E_{ys} - cB_{zs}$ , 模拟中, 等离子体密度为  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 激光脉宽为 0.8 ps,  $\mathbf{a}_0 = 3$

Fig. 1. (a) The laser envelope; (b) electron density; (c) channel focusing force  $E_s = E_{ys} - cB_{zs}$  at  $t = 5965\omega_0^{-1}$  into the simulation, in which the plasma density is  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  and the laser have a duration 0.8 ps with  $\mathbf{a}_0 = 3$ .

$cB_{zs}$ . 在二维模拟中, 径向的准静态电场  $E_r$  退化为  $y$  方向的准静态电场  $E_{ys}$ , 而角向的准静态磁场  $B_\theta$  则退化为  $z$  方向的准静态磁场  $B_{zs}$ . 在轴线附近  $E_s$  与横坐标  $y$  近似为线性关系. 因为通道内同时存在聚焦场与激光场, 因此电子可以通过 DLA 获得加速. 同时, 由于通道内不存在等离子体波, 电子经历的是纯净的 DLA, 因此这个区域非常适合研究 DLA 产生电子束的特征.

图 2(a) 展示了  $t = 5965\omega_0^{-1}$  时刻电子在能量- $v_y$  相空间的分布 ( $v_y$  代表电子在  $y$  方向的速度), 对应的是实验中测量到的电子能谱. 从图中我们可以看到电子能量基本为连续分布, 最高能量在我们的模拟条件下可以达到 100 MeV 左右, 并且电子的横向分布出现了明显的分叉结构, 且越到高能端

越明显. 这种分布与之前 fs 激光驱动的 LWFA-DLA 混合加速实验中的观察到的电子能谱 [18,19] 非常相似. 为了更好地展示, 我们在图片的右侧用黑色实线画出了能量高于 60 MeV 的电子在横向的分布, 其计数值做了归一化处理. 从这个图可以更清晰地看到电子在激光偏振方向会分裂为两团, 电子大量聚集在  $\pm 0.15c$  的位置, 在  $\pm 0.15c$  之间则相对较少, 而在  $\pm 0.15c$  之外则几乎很少. 图 2(b) 展示了能量在 60—70 MeV 之间的电子在  $y-p_y$  相空间的分布, 其中  $p_y$  代表电子在  $y$  方向的动量. 我们可以看到, 这些电子组成了一个空心的圆环, 这暗示我们这些电子可能在  $y$  方向具有相同的振幅. 在第 3 节中我们将结合简化解析模型细致分析电子束产生这样结构的内在原因.

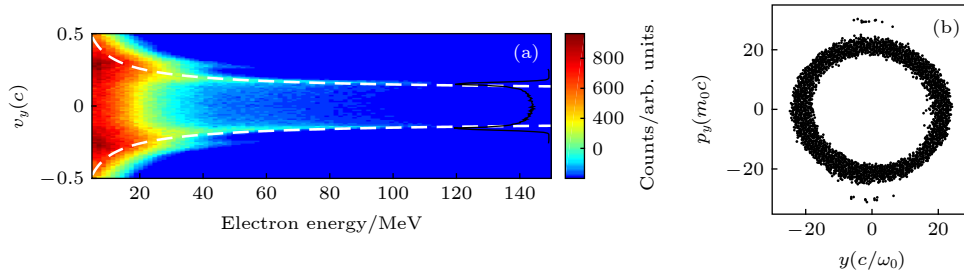


图 2  $t = 5965\omega_0^{-1}$  时刻电子在相空间的分布 (a) 电子在能量- $v_y$  相空间的分布, 白色虚线是电子横向速度振幅的理论值, 右侧的黑色实线代表着能量大于 60 MeV 的电子的  $v_y$  的分布, 为了更好地展示, 其计数值做了归一化处理; (b) 能量在 60—70 MeV 之间的电子在  $y-p_y$  相空间的分布

Fig. 2. Electron phase space at  $t = 5965\omega_0^{-1}$ : (a) Energy- $v_y$  phase space, the white dashed lines denote the amplitude of  $v_y$  from analytical solution, the black solid line denotes the  $v_y$  distribution of electrons above 60 MeV, the counts are normalized to achieve a better illustration; (b) the  $y-p_y$  phase space of electrons within energy range from 60 MeV to 70 MeV.

### 3 理论分析与讨论

在 DLA 中, 电子主要受到两种场的作用: 一个是向前传播的激光场, 另外一个通道内的准静态电场  $E_r$  和准静态磁场  $B_\theta$ . 为了推导电子的横向运动, 我们将激光场简化为无限长均匀平面波

$$E_y^l = E_0 \cos \omega_0(t - x/v_{ph}), \quad (1)$$

$$B_z = E_y^l/\eta, \quad (2)$$

其中  $\eta(> c)$  代表激光电场与磁场之间的比值, 激光沿  $+x$  方向传播,  $y$  为激光偏振方向. 为了简化模型, 我们将准静态场简化为线性的准静态电场  $E_s = \kappa r$ , 其中  $E_s = E_r - cB_\theta$  代表  $E_r$  和  $B_\theta$  的复合作用,  $r = y + z$  代表电子在横向的位置,  $\kappa$  是聚焦场强度的系数. 那么电子在横向所受的来自准静态场的力可以表示为  $F_y = -\kappa y$ ,  $F_z = -\kappa z$ , 进而

电子动力学方程可以写为

$$\frac{dp_x}{dt} = -ev_y \frac{E_y^l}{\eta}, \quad (3)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -e \left( E_y^l + \kappa y - v_x \frac{E_y^l}{\eta} \right), \quad (4)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -\kappa z, \quad (5)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} m_0 c^2 = -eE_y^l v_y - \kappa y v_y - \kappa z v_z. \quad (6)$$

根据图 1 可知, 准静态场远小于激光场, 因此等式 (6) 可以简化为

$$\frac{d\gamma}{dt} m_0 c^2 \simeq -eE_y^l v_y. \quad (7)$$

我们定义电子在  $y, z$  方向的总能量分别为



$$\epsilon_y = \frac{p_y^2}{2m_0\gamma} + \frac{e\kappa y^2}{2}, \quad (8)$$

$$\epsilon_z = \frac{p_z^2}{2m_0\gamma} + \frac{e\kappa z^2}{2}, \quad (9)$$

其中等式右边第一项为电子在该方向的动能, 后一项为电子在该方向的势能. 对  $\epsilon_y$  和  $\epsilon_z$  分别求导, 可以得到

$$\frac{d}{dt}\epsilon_y = v_y \frac{dp_y}{dt} - \frac{1}{2}m_0v_y^2 \frac{d\gamma}{dt} + e\kappa z v_y, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt}\epsilon_z = v_z \frac{dp_z}{dt} - \frac{1}{2}m_0v_z^2 \frac{d\gamma}{dt} + e\kappa z v_z, \quad (11)$$

将 (4) 和 (5) 式代入 (10) 和 (11) 式, 上面两式可以简化为

$$\frac{d}{dt}\epsilon_y = m_0c^2 \left(1 - \frac{v_x}{\eta}\right) \frac{d\gamma}{dt} - \frac{1}{2}m_0v_y^2 \frac{d\gamma}{dt}, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt}\epsilon_z = -\frac{1}{2}m_0v_z^2 \frac{d\gamma}{dt}, \quad (13)$$

而对高能电子而言,

$$1 - \frac{v_x}{\eta} \approx \frac{\Delta\eta}{c} + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{2} \frac{v_y^2 + v_z^2}{c^2}, \quad (14)$$

其中  $\Delta\eta = \eta - c$ , 可以当作常数来处理. 那么等式 (12) 可以进一步化简为

$$\frac{d}{dt}\epsilon_y = \left(\frac{\Delta\eta}{c} + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{2} \frac{v_z^2}{c^2}\right) m_0c^2 \frac{d\gamma}{dt}. \quad (15)$$

在等式 (13) 中  $-\frac{1}{2}m_0v_z^2$  恒小于 0, 也就是说电子在  $z$  方向的总能量会随着电子加速过程逐渐变小, 这也就是所谓的 acceleration damping. 而在等式 (15) 中  $\frac{\Delta\eta}{c} + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{2} \frac{v_z^2}{c^2}$  恒大于 0, 也就是说电子在  $y$  方向 (激光偏振方向) 的总能量会随着电子能量的增加而增加. 这就解释了在 DLA 中为什么激光偏振方向的电子散角往往比垂直于激光偏振方向的散角更大. 我们还可以看到, 由于激光的介入,  $z$  方向被阻尼掉的能量  $-\frac{1}{2}m_0v_z^2 \frac{d\gamma}{dt}$  被转到了  $y$  方向来.

当电子能量比较高的时候, 假设  $z$  方向的能量被完全阻尼掉,  $v_z = 0$ , 那么电子的运动就变成了二维的, 此时等式 (15) 可以简化为

$$\frac{d}{dt}\epsilon_y = \left(\frac{\Delta\eta}{c} + \frac{1}{2\gamma^2}\right) m_0c^2 \frac{d\gamma}{dt}. \quad (16)$$

对上式积分就可得到

$$\frac{\epsilon_y}{m_0c^2} = \left(\frac{\Delta\eta}{c}\gamma - \frac{1}{2\gamma}\right) + b, \quad (17)$$

其中  $b = \frac{\epsilon_{y0}}{m_0c^2} - \left(\frac{\Delta\eta}{c}\gamma_0 - \frac{1}{2\gamma_0}\right)$ , 是一个由初始条件决定的常数, 下标 0 代表着电子初始时刻的状态. 等式 (17) 可以解释图 2(b) 中圆环的成因. 根据等式 (17), 当电子能量比较高时, 初始状态的影响可以忽略, 这时能量相同的电子将具有相同的横向能量  $\epsilon_y$ . 根据等式 (8) 中  $\epsilon_y$  的定义, 这就意味着这些电子将在  $y$ - $p_y$  相空间形成一个圆环.

为了验证等式 (17) 是否成立, 我们在 PIC 模拟中追踪了 100 个获得 DLA 加速的电子的轨迹. 图 3 展示了这些电子在  $t = 4965\omega_0^{-1}$  到  $t = 6965\omega_0^{-1}$  这段时间内的能量  $\gamma$  与横向能量  $\epsilon_y$  的变化关系. 这段时间通道内的准静态场相对稳定, 且电子的能量比较高, 因此比较适合与我们的解析分析进行对比. 从图 3 可以看出, 尽管局部有些偏差, 但整体上电子横向能量  $\epsilon_y$  在模拟中随着电子能量的近乎线性地增加. 图中红色实线是根据等式 (17) 拟合得到的结果,  $\Delta\eta = 5.48 \times 10^{-3}c$ ,  $b = 1.11m_0c^2$ . 这说明我们对电子横向能量的分析是可信的.

当电子运动到轴线上时, 也就是  $y = 0$  的时,  $\epsilon_y = \frac{p_{yA}^2}{2m_0\gamma_A}$ , 其中下标 A 代表电子在轴线上的时刻, 那么我们就可以得到

$$\frac{p_{yA}^2}{m_0^2c^2} = \frac{2\Delta\eta}{c}\gamma_A^2 + 2b\gamma_A - 1, \quad (18)$$

进而电子在轴线上时的横向速度  $v_{yA}$  可以表示为

$$\frac{v_{yA}^2}{c^2} = \frac{2\Delta\eta}{c} + 2b \frac{1}{\gamma_A} - \frac{1}{\gamma_A^2}. \quad (19)$$

$y = 0$  的时刻往往也是其横向速度最大的时候. 等式 (19) 表明, 在 DLA 中电子的横向速度的振幅仅由电子的能量以及初始条件所决定. 当电子能量比较高的时候, 等式右边的后两项趋近于 0, 就可以进一步化简为

$$\frac{v_{yA}^2}{c^2} \approx \frac{2\Delta\eta}{c}. \quad (20)$$

$v_{yA}$  趋近于一个常数, 也就是说, 当电子的能量足够高以后, 它的横向速度的振幅是恒定的, 这个振幅主要由激光电场和磁场的比值决定. 等式 (20) 表明, 在 DLA 加速中, 高能电子在激光偏振方向具有相同的最大速度.

接下来讨论相同的横向最大速度如何导致了

电子束的分叉. 我们先考察单个电子的横向速度的分布. 在 DLA 中, 电子的横向振荡近似为简谐振荡. 在此假设下, 电子的横向速度和加速度可以表示为:

$$v_y = v_m \cos(\omega_\beta t + \varphi_1), \quad (21)$$

$$a_y = -v_m \omega \cos(\omega_\beta t + \varphi_1), \quad (22)$$

其中  $v_m$  代表  $v_y$  的振幅, 根据前面的分析我们知道  $v_m \approx v_{yA}$ . 电子的速度和加速度满足关系

$$a_y = \pm \omega_\beta^2 \sqrt{v_m^2 - v_y^2}. \quad (23)$$

如果我们在足够长的一段时间内 (远大于电子振荡的周期) 统计这个电子  $v_y$  的概率分布  $\frac{dP}{dv_y}$ , 就会得到

$$\frac{dP}{dv_y} = \frac{dP/dt}{dv_y/dt} \propto \frac{1}{a_y} \propto \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_y^2}{v_m^2}}}. \quad (24)$$

根据等式 (24), 当  $v_y = \pm v_m$  时,  $\frac{dP}{dv_y}$  趋近于无穷大, 也就是说,  $v_y$  在它的极值处出现的概率最高. 等式 (24) 描述的是单个电子在一段时间内横向速度的概率分布, 对于一团电子束而言, 如果它们横向最大速度相同, 而且在各自振动的相位上均匀分布, 那么在某个时刻对这些电子的横向速度做统计, 它们的分布  $\frac{dN}{dv_y}$  就与单个电子在一段时间内横向速度的概率分布相同. 前面我们已经知道, 在 DLA 中高能电子横向速度具有相同的振幅, 因此它们横向速度的分布也可以用等式 (24) 描述. 根据等式 (24), 电子束会聚集在  $\pm v_m$  附近, 这点也在图 2(a) 中得到了验证. 图 2(a) 中的白色虚线是根据等式 (19) 得到的电子横向速度的振幅, 其中  $\Delta\eta$  和  $b$  的值是从图 3 拟合得到的. 可以看到, 电子出现概率最高的地方正是横向速度的最大值. 尽管在图 3 的拟合中

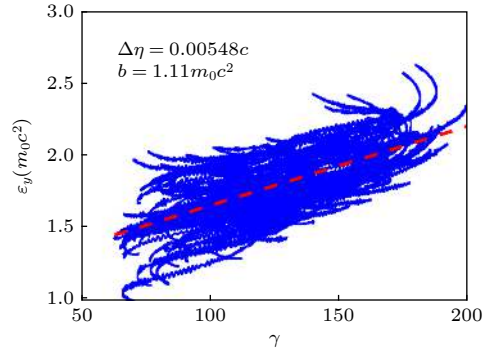


图 3 在  $t = 4965\omega_0^{-1}$  到  $t = 6965\omega_0^{-1}$  这段时间内 100 个被追踪的电子的能量  $\gamma$  以及横向能量  $\epsilon_y$  的变化, 图中红色实线是根据等式 (17) 拟合得到的结果

Fig. 3. The transverse energy  $\epsilon_y$  of 100 electrons as a function of  $\gamma$  from  $t = 4965\omega_0^{-1}$  to  $t = 6965\omega_0^{-1}$ . The red dashed line is the fitted result according to Eq. (17).

方差比较大, 但是在图 2(a) 中电子最大值却与理论值符合得非常好.

在实际情况下,  $v_y$  的振幅不可能完全相同. 假设  $v_y$  的振幅围绕  $v_m$  有一定的展宽  $\sigma$ , 我们在图 4 中通过数值计算展示了不同展宽下  $v_y$  的分布. 图 4(a) 展示的是三种不同的振幅展宽, 图 1(b) 展示了对应展宽下  $v_y$  的分布. 我们可以看出, 当  $\sigma$  比较小的时候,  $\frac{dN}{dv_y}$  呈现两边高中间低的近中空结构, 峰值的位置出现在  $\pm v_m$  处. 随着  $\sigma$  的增大,  $\pm v_m$  处的峰逐渐展宽, 峰值逐渐降低,  $\frac{dN}{dv_y}$  趋向于均匀分布. 图 2(b) 中的黑线具有与图 4(b) 中的蓝线相似的结构, 并且波峰与波谷的比值更大, 这说明在 PIC 模拟中,  $v_y$  的振幅的展宽很小. 以上 PIC 模拟、理论分析以及数值计算的结果足以说明, 我们对电子分叉的解释是正确的. 虽然我们的数值模拟和解析分析是针对皮秒激光直接加速开展的, 但是经过简单

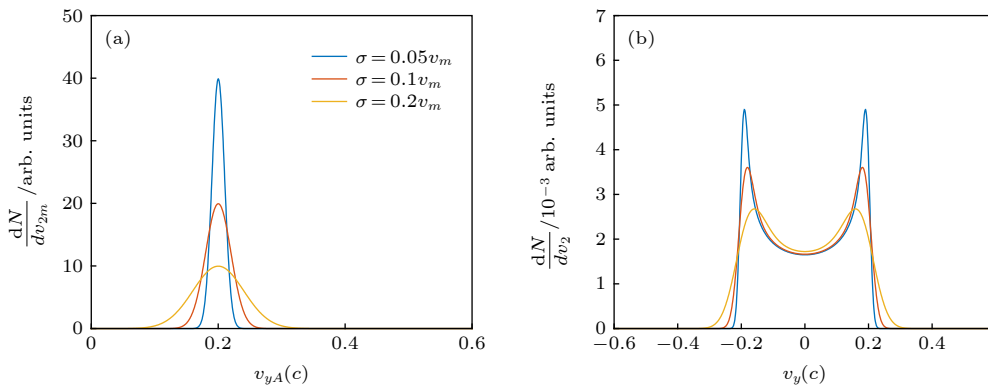


图 4 (a) 电子速度振幅  $v_m$  的三种不同展宽; (b) 三种展宽下对应的  $v_y$  的分布

Fig. 4. (a) Three distributions of  $v_m$ ; (b) the corresponding distributions of  $v_y$ .

的修正,也可以适用于飞秒激光直接加速的情况.

## 4 结 论

我们通过二维 PIC 模拟证明了相对论皮秒激光在低密度等离子体中驱动的激光直接加速中,电子能谱会在激光偏振方向分叉. 我们通过理论分析解释了电子束分叉的成因,并对分叉的程度进行了定量的分析. 在激光直接加速的过程中,电子在纵向获得加速的时候,它在激光偏振方向(横向) betatron 振荡的动能也会成随之增加. 当电子的能量足够高时,二者呈线性关系,因此高能电子的横向速度的振幅近似相等. 这种近似相等的振幅导致了电子束在激光偏振方向的分叉. 我们的推导还解释了在 DLA 中为什么电子的散角总在激光偏振方向更大. 这些解释虽然是针对皮秒激光直接加速研究的结果,但是经过简单修正后同样适用于飞秒激光直接加速的情形. 电子横向速度的定量推导具有重要意义,可以为很多场合进行指导. 比如在 LWFA-DLA 混合加速中,如果已知电子的横向速度,就可以通过调控等离子体密度来实现锁相加速,或者在 DLA 中通过调控  $\Delta\eta$  来控制 betatron 辐射的散角等.

## 参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [3] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F, Malka V 2004 *Nature* **431** 541
- [4] Geddes C, Toth C, van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W 2004 *Nature* **431** 538
- [5] Mangles S, Murphy C, Najmudin Z, Thomas A, Collier J, Dangor A, Dival E, Foster P, Gallacher J, Hooker C 2004 *Nature* **431** 535
- [6] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, Tsung F S, Mori W B, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2007 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 061301
- [7] Gahn C, Tsakiris G, Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J, Pretvlyer G, Thirolf P, Habs D, Witte K 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4772
- [8] Mangles S P D, Walton B R, Tzoufras M, Najmudin Z, Clarke R J, Dangor A E, Evans R G, Fritztler S, Gopal A, Hernandez-Gomez C, Mori W B, Rozmus W, Tatarakis M, Thomas A G R, Tsung F S, Wei M S, Krushelnick K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 245001
- [9] Willingale L, Thomas A G R, Nilson P M, Chen H, Cobble J, Craxton R S, Maksimchuk A, Norreys P A, Sangster T C, Scott R H H, Stoeckl C, Zolick C, Krushelnick K 2013 *New J. Phys.* **15** 025023
- [10] Albert F, Lemos N, Shaw J L, Pollock B B, Goyon C, Schumaker W, Saunders A M, Marsh K A, Pak A, Ralph J E, Martins J L, Amorim L D, Falcone R W, Glenzer S H, Moody J D, Joshi C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 134801
- [11] Lemos N, Albert F, Shaw J L, Papp D, Polanek R, King P, Milder A, Marsh K A, Pak A, Pollock B 2018 *Plasma Phys. Contr. F.* **60**
- [12] Sarri G, Poder K, Cole J M, Schumaker W, Piazza A D, Reville B, Dzelzainis T, Doria D, Gizzi L A, Grittani G 2015 *Nat. Commun.* **6** 6747
- [13] Ledingham K W D, Mckenna P, Singhal R P 2003 *Science* **300** 1107
- [14] Qi W, Zhang X, Zhang B, He S, Zhang F, Cui B, Yu M, Dai Z, Peng X, Gu Y 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043103
- [15] Nilson P M, Mangles S P D, Willingale L, Kaluza M C, Thomas A G R, Tatarakis M, Clarke R J, Lancaster K L, Karsch S, Schreiber J, Najmudin Z, Dangor A E, Krushelnick K 2010 *New J. Phys.* **12** 045014
- [16] Tsakiris G D, Gahn C, Tripathi V K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3017
- [17] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847
- [18] Shaw J L, Lemos N, Amorim L D, Vafaei-Najafabadi N, Marsh K A, Tsung F S, Mori W B, Joshi C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 064801
- [19] Gallardo González I, Ekerfelt H, Hansson M, Audet T L, Aurand B, Desforges F G, Dufrénoy S D, Persson A, Davoine X, Wahlström C G, Cros B, Lundh O 2018 *New J. Phys.* **20** 053011
- [20] Zhang X, Khudik V N, Shvets G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 184801
- [21] Shaw J L, Lemos N, Marsh K A, Froula D H, Joshi C 2018 *Plasma Phys. Contr. F.* **60** 044012
- [22] Fonseca R A, Silva L O, Tsung F S, Decyk V K, Lu W, Ren C, Mori W B, Deng S, Lee S, Katsouleas T 2002 *International Conference on Computational Science Amsterdam, The Netherlands, April 21–24, 2002* p342

# Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma\*

Zhang Xiao-Hui<sup>1)2)</sup> Dong Ke-Gong<sup>2)</sup> Hua Jian-Fei<sup>1)</sup> Zhu Bin<sup>2)</sup>  
 Tan Fang<sup>2)</sup> Wu Yu-Chi<sup>2)</sup> Lu Wei<sup>1)</sup> Gu Yu-Qiu<sup>2)3)†</sup>

1) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621000, China*)

3) (*Academy of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China*)

(Received 18 July 2019; revised manuscript received 23 August 2019)

## Abstract

Energetic electron beam can be generated through the direct laser acceleration (DLA) mechanism when high power picosecond laser propagates in underdense plasma, and the electron yield can reach several hundred nC, which has a great application in driving secondary radiations, such as bremsstrahlung radiation and betatron radiation. When a linearly polarized laser is used, the beam divergence is always larger in the laser polarization direction. What is more, the forked spectral-spatial distribution is observed in the experiments driven by femtosecond laser where DLA is combined with the laser wakefield acceleration (LWFA). The forked distribution is regarded as an important feature of DLA. However, an analytical explanation for both the bigger divergence and the forked spectral-spatial distribution is still lacking. Two-dimensional (2D) particle-in-cell simulations of picosecond laser propagating in underdense plasma are conducted in this paper to show how the fork is formed in DLA. The fork structure is a reflection of the distribution of electron transverse velocity. We find that when electrons are accelerated longitudinally, the transverse oscillation energy in the laser polarization direction increases correspondingly. If the electron energy is high enough, the transverse oscillation energy will increase linearly with the electron energy. As a result, the most energetic electrons will have an equal amplitude of  $v_y$ , where  $v_y$  denotes the velocity in the laser polarization direction. For a single electron, the distribution of its transverse velocity over a long period  $\frac{dP}{dv_y}$ , will peak at  $\pm v_m$  ( $v_m$  denotes the amplitude of  $v_y$ ). If all the electrons have the same  $v_m$ , the distribution of  $v_y$  at a given time will be the same as  $\frac{dP}{dv_y}$ . That means they will split transversely, leading to a forked spectral-spatial distribution. By using a simplified model, the analytical expression of  $v_m$  is derived, showing good agreement with  $v_m$  in the PIC simulation. However, the oscillation energy in the direction perpendicular to polarization will decrease when electrons are accelerated longitudinally (acceleration damping). As a consequence, the divergence perpendicular to the polarization direction will be smaller. Our research gives a quantitative explanation for the transverse distribution of electrons generated by DLA. With some modification, it can also be used in DLA combined LWFA to better control the dephasing length.

**Keywords:** direct laser acceleration, transverse distribution

**PACS:** 52.38.Kd, 52.38.-r, 96.50.Pw

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191106

\* Project supported by the National Key Program for S&T Research and Development, China (Grant No. 2016YFA0401100), and Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018005).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@caep.cn