

低密等离子体通道中的非共振激光直接加速

刘明伟 龚顺风 李劲 姜春蕾 张禹涛 周并举

Non-resonant direct laser acceleration in underdense plasma channels

Liu Ming-Wei Gong Shun-Feng Li Jin Jiang Chun-Lei Zhang Yu-Tao Zhou Bing-Ju

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 145201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.145201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I14>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超强圆偏振激光直接加速产生超高能量电子束

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

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

激光脉冲形状对弓形波电子俘获的影响

Effects of pulse temporal profile on electron bow-wave injection of electrons in laser-driven bubble acceleration

物理学报.2013, 62(20): 205203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.205203>

超短超强激光与薄膜靶相互作用中不同价态碳离子的来源

Origin of energetic carbon ions with different charge states in ultrashort laser-thin foil interactions

物理学报.2013, 62(16): 165201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.165201>

激光脉冲的横向波形对弓形波电子俘获的影响

Effects of pulse transverse profile on electron bow-wave injection of electrons in laser wakefield acceleration

物理学报.2013, 62(12): 125205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.125205>

实时离子探测器 -----塑料闪烁体性能的实验研究

Experimental studies of the characteristics of a real-time ion detector-plastic scintillator

物理学报.2012, 61(10): 105202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.105202>

低密等离子体通道中的非共振激光直接加速*

刘明伟[†] 龚顺风 李劲 姜春蕾 张禹涛 周并举

(湖南科技大学物理与电子科学学院, 湘潭 411201)

(2014年10月11日收到; 2015年2月11日收到修改稿)

在低密等离子体通道中, 横向有质动力可以有效调制电子的横向振荡过程. 一方面, 横向有质动力可以向外推动电子, 增大电子横向振荡振幅, 减小失相率, 使电子获得能量增益; 另一方面, 横向有质动力也可以通过对失相率的非线性调制来降低失相率, 在电子横向振荡振幅很小的情况下导致激光直接加速. 横向有质动力调制的大小由等离子体密度、激光强度和束宽共同决定. 三维模型结果也证实可以通过参数放大实现激光直接加速, 弥补了准二维模型的局限性.

关键词: 等离子体, 激光直接加速, 横向有质动力调制, 参数放大

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.38.Hb

DOI: 10.7498/aps.64.145201

1 引言

激光等离子体相互作用可以在极短的距离内加速电子或离子产生高能粒子束, 非常有利于肿瘤治疗^[1]和X射线源^[2-4]等应用. 通常, 产生相对论电子是激光粒子加速器的基础. 与低密等离子体中通常使用激光尾波场间接加速电子到GeV量级^[5-8]相比, 许多激光离子加速实验^[9-12]中热电子的产生常归因于近临界密度预等离子体中的激光直接加速机制(direct laser acceleration)^[13]. 在这些激光离子加速实验中, 激光预脉冲在固体靶表面产生近临界密度的预等离子体并向外扩散; 主脉冲前沿有质动力在预等离子体中沿横向排开电子, 产生等离子体通道. 激光直接加速机制的通常解释是激光场驱动电子在等离子体通道中可以产生共振振荡, 从而获得能量增益. 根据该共振加速解释, 热电子能谱呈玻尔兹曼分布^[10], 但以此标定的离子加速实验结果在离子能谱的高能部分出现非规则尾部^[9-12,14].

准二维模型也表明^[15], 当激光强度或等离子体密度超过一定阈值时, 由于激光场的非线性调

制, 等离子体通道中电子的横向振荡运动将出现参数不稳定性, 使电子获得明显能量增益出现激光直接加速, 即所谓参数放大. 虽然这两种解释方式分别强调激光场驱动电子产生共振振荡和电子振荡的参数不稳定性, 但根据所使用的理论模型, 都要求等离子体密度越小, 激光强度越大; 同时, 在相同等离子体参数条件下, 参数放大要求更大的激光强度^[13,15], 尽管其准二维模型中关于激光偏振角的依赖性不正确. 而且, 二者都假设平面激光场和近临界密度等离子体, 直接忽略了横向有质动力的作用. 但在文献^[15]中, 宣称其结果也适用于极低等离子体密度的情形. 横向有质动力的大小与激光束的具体形式有关, 对于高斯光束, 在低密等离子体中横向有质动力甚至可以远大于等离子体通道静电分离场对电子的束缚力. 据我们所知, 在低密等离子体通道中, 尚无横向有质动力影响激光直接加速的分析.

本文分析区别于共振解释的激光直接加速机理. 首先, 用三维模型分析准二维模型中依赖于激光偏振角的局限性, 以及三维情况下参数放大的可行性; 其次, 利用类似于共振振荡和参数放大的“试

* 国家自然科学基金(批准号: 11104068)和强场激光物理国家重点实验室开放基金资助课题.

[†] 通信作者. E-mail: mwliu@siom.ac.cn

探粒子”模型, 通过比较场横向有质动力和等离子体通道对电子的束缚力, 得到由横向有质动力调控的激光直接电子加速机制.

2 理论模型

为简单起见, 我们假设沿 z 方向的均匀等离子体通道相应的静电分离场可以写为 $\mathbf{E}_{\text{ion}} = \omega_{\text{p}0}^2 m_e r \mathbf{e}_r / e$ [15], 其中 $\omega_{\text{p}0} = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_e}$ 是等离子体频率, m_e 和 e 分别是电子的静止质量和电量, n_0 是背景等离子体或等效离子密度, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 是相对于通道中心轴的横向距离, \mathbf{e}_r 是横向单位矢量. 则通道中电子的振荡运动满足方程

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \frac{e}{m_e c} \mathbf{E}_{\text{ion}} - \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{a}, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{p} = \gamma \mathbf{v} / c$ 是用 $m_e c$ 归一化的电子动量, \mathbf{v} 是电子速度, c 是真空中光速, $\gamma = \sqrt{1 + p^2}$ 是相对论因子, \mathbf{a} 是激光场归一化矢势. 在后续分析中, 方程 (1) 将使用如下归一化参数进行简化:

$$w = \omega_{\text{p}0} x / c, \quad u = \omega_{\text{p}0} y / c, \quad \zeta = \omega_0 (t - z / c), \quad (2)$$

其中 ω_0 是激光频率.

2.1 三维参数放大模型

在参数放大 (包括共振振荡) 的理论模型 [15] 中, 横向电子受到激光电场力和通道静电场力的共同作用. 该静电场力与等效离子密度大小成正比, 并随横向距离的增加而线性增大. 因此, 相应的物理图像可以简化为: 在通道所提供的势阱中, 电子在激光电场的驱动下振荡运动, 其振荡频率随时间变化. 当激光强度超过一定阈值时, 电子振荡将出现参数不稳定性, 其振幅快速增长, 电子将获得更大的能量增益 [15]. 该准二维理论模型分析电子在 y - z 平面的振荡运动, 激光沿 z 方向传播, 光轴和通道中心都与 z 轴重合, 相对于 y - z 平面, 定义激光场的偏振角 θ ; 但是, 却假定电子在 x 方向的动量分量 $p_x \equiv a \cos \theta$.

在上述准二维理论模型中, 电子在 y 方向的运动同时受到激光电场力和通道静电场力的共同作用, 而在 x 方向仅考虑激光电场力的驱动. 显然, 在轴对称等离子体通道中, 横向的各个方向都会受到通道静电场力的作用, 且形式相同. 因此, 文献 [15] 中分析参数放大导致的激光直接加速, 其结果仅当

$\theta = \pi/2$ 且电子初始静止在轴上时符合轴对称等离子体通道的真实情况.

为进一步说明上述分析结果, 并证明三维情况下参数放大机制的可行性, 我们引入三维理论模型. 同样定义激光场的偏振角 θ . 但是, 在轴对称等离子体通道中, 可以将任意横向选定为 y 方向 (从而确定 y - z 平面). 线偏振激光场写为如下平面波形式:

$$\mathbf{a} = (\mathbf{e}_x \cos \theta + \mathbf{e}_y \sin \theta) a(\zeta), \quad (3)$$

其中 $a(\zeta) = a_0 \sin \zeta$, a_0 是归一化矢势振幅, \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别是 x 方向和 y 方向的单位矢量. 利用方程 (2) 中的归一化参数, 把 (3) 式代入到方程 (1) 中, 得到

$$\ddot{w} + K_\mu^2 w = (\dot{w}^2 - \dot{u}^2) \frac{w}{2\mu} + \dot{w} \dot{u} \frac{u}{\mu} + \frac{K}{\mu} \dot{a} \cos \theta, \quad (4)$$

$$\ddot{u} + K_\mu^2 u = (\dot{u}^2 - \dot{w}^2) \frac{u}{2\mu} + \dot{w} \dot{u} \frac{w}{\mu} + \frac{K}{\mu} \dot{a} \sin \theta, \quad (5)$$

其中 $K = \omega_{\text{p}0} / \omega_0 = \sqrt{n_0 / n_c}$, n_c 是临界等离子体密度, $\mu = \gamma - p_z$ 是无量纲失相率, 并满足如下运动积分方程

$$\mu = C - (w^2 + u^2) / 2, \quad (6)$$

C 是与电子初始状态有关的积分常数 (对初始静止在轴上的电子, $C = 1$), $K_\mu^2 = K^2 (1 + \mu^2) / 2\mu^3$, “ $\dot{\cdot}$ ” 表示求导 $d/d\zeta$.

根据方程 (4) 和 (5), 电子沿 x, y 方向的振荡都受到激光电场力的驱动; 同时, 所受到的通道静电场力的调制方式相同. 当 y 方向的振荡被参数放大时, x 方向的振荡也可能同时被参数放大; 相应地, 电子动量分量 p_x 就会完全区别于 $a \cos \theta$ 的值. 因此, 文献 [15] 中关于参数放大也依赖于激光场偏振角 θ 的结论并不完全可信. 电子纵向加速是否可行可以用失相率 μ 来描述, 且 $\mu \in [0, C]$. 越小的失相率, 有利于电子更长时间处于加速相位, 从激光场获得有效能量增益. 通过参数放大, 增大电子振荡的振幅导致激光直接加速, 与对失相率的要求一致. 电子初始位置和速度影响了失相率方程中的常数 C 的大小, 不从根本上改变加速状态. 因此, 可以利用电子初始静止在轴上这一最简单情况来分析相应激光直接加速的可行性.

2.2 横向有质动力调制模型

实际上,除激光电场的驱动外,通道中的电子在横向还受到的横向有质动力 $\mathbf{F}_p = -m_e c^2 \nabla_{\perp} \gamma$ 和静电力 $\mathbf{F}_{\text{ion}} = -e\mathbf{E}_{\text{ion}}$ 的作用,二者的相对大小由等离子体密度、激光强度和束宽决定.如在近临界密度等离子体中,可以证明 $|\mathbf{F}_p| \ll |\mathbf{F}_{\text{ion}}|$,横向有质动力可以忽略.在共振振荡和参数放大的理论模型中都假设平面电磁波、激光场的横向梯度为零,电子运动方程中自动去掉了横向有质动力项.但当等离子体密度足够低时, $|\mathbf{F}_p|$ 甚至可以大于 $|\mathbf{F}_{\text{ion}}|$,横向有质动力对电子横向振荡的影响不可以忽略.

我们建立考虑横向有质动力调控电子横向振荡的理论模型.由于等离子体通道是轴对称,直接选定激光场在 y - z 平面偏振,并相对于通道中心和激光场的偏振面,用横向位移为 d_0 和方位角 φ 来定义电子的初始状态.为简单起见,考虑如下高斯光束:

$$\mathbf{a} = \mathbf{e}_y a(\zeta) \exp[-r^2/r_0^2], \quad (7)$$

其中 r_0 是光束束宽.把 \mathbf{E}_{ion} 的表达式和方程(7)代入到方程(1),并利用方程(2)中的归一化参数和关系式 $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$,得到

$$\mu \frac{dp_x}{d\zeta} = 2\sigma K a p_y w - K \gamma w, \quad (8)$$

$$\mu \frac{d}{d\zeta} (p_y - a) = 2\sigma K a p_y u - K \gamma u, \quad (9)$$

$$\mu \frac{dp_z}{d\zeta} = p_y \frac{\partial a}{\partial \zeta}, \quad (10)$$

$$\mu \frac{dw}{d\zeta} = K p_x, \quad (11)$$

$$\mu \frac{du}{d\zeta} = K p_y, \quad (12)$$

其中 $\sigma = (2\pi r_0 K/\lambda)^{-2}$.与参数放大模型中的失相率(6)式相比,方程(8)–(12)相应运动积分方程得到的失相率

$$\mu(\zeta) = \mu_0(\zeta) - (w^2 + u^2)/2 + \epsilon(\zeta), \quad (13)$$

其中 $\mu_0 = \mu(\zeta)|_{\hat{r}=0}$ (且简化为 C ,当忽略横向有质动力), $\hat{r} = \sqrt{w^2 + u^2}$,

$$\epsilon(\zeta) = 2\sigma \int_0^{\hat{r}} (a p_y / \gamma) \hat{r} d\hat{r} \quad (14)$$

是与横向有质动力相关的参数.

从方程(13)可以看出,失相率的表达式中不仅具有类似于参数放大和共振振荡的距离平方项,还

有横向有质动力引入的非线性调制项.因此,不仅可以类似于参数放大和共振振荡增大电子横向振荡振幅来降低失相率,也可以通过非线性调制来减小失相率.与通道静电场力总是线性变大相比,横向有质动力沿通道半径方向是先变大再变小.对于共振振荡和参数放大振荡,电子振荡的最大振幅为 $\hat{r}_{\text{max}} = \sqrt{2C}$.与之相比,由于横向有质动力的作用,只要通道足够宽能束缚电子再回到激光场中,可以有 $\hat{r}_{\text{max}} > \sqrt{2C}$,如方程(13)所示.因此,在一定的等离子体通道中,即使激光强度不符合共振振荡的条件和小于参数放大的阈值,也可以通过改变光束束宽调控横向有质动力的大小,使得在一定的通道半径范围内横向有质动力能有效往外排斥电子,处于更低失相率的区域;此外线性增长、方向相反的通道静电场力又能够有效束缚电子,电子将更长时间地处于加速相位,实现激光直接加速.

同时,当忽略横向有质动力,方程(13)退化为参数放大机制的运动积分方程(6).这意味着在 $\hat{r}^2 \ll 2$ 的区域内,电子应该感受到相同的失相率为 $\mu_0 = C$,非常类似于真空中的电子失相情况,即电子在激光场驱动下抖动,最大相对论因子(电子能量)为 $\gamma_{\text{vac}} = 1 + a_0^2/2$;但是,由于横向有质动力的非线性调制项,即使在 $\hat{r}^2 \ll 2$ 的区域内也可以出现激光直接加速.这一点完全不同于共振振荡和参数放大导致的激光直接加速中总是尽量增大电子振荡的振幅的情形.因此,横向有质动力的调制过程与势阱(通道)中通过共振或参数不稳定性增大电子振荡的振幅、从而减小电子失相率在机理上完全不同.

通过定标率可以进一步分析导致激光直接加速的几种机理之间的差异.在共振振荡和参数放大的理论模型中,电子横向振荡取决于激光电场力和通道静电场力.因此,对于这两种机理,我们仅比较激光电场力和通道静电场力的大小.先利用相应理论模型模拟得到两种机理下出现激光直接加速的等离子体参数和激光参数,再把这些参数代入到激光电场力和通道静电场力的定标关系中,得到二者之间的比值.可以简单定标激光场的驱动力 $|\mathbf{F}_L| \propto \omega_0 m_e c a_0 / \gamma_{\text{vac}}$ 和通道束缚力 $|\mathbf{F}_{\text{ion}}| \propto \omega_{p0} m_e c \hat{r}_{\text{max}}$,发现当 $n_0/n_c < 0.04$ 时,可以由 $|\mathbf{F}_{\text{ion}}|/|\mathbf{F}_L|$ 得到激发共振或准共振电子振荡的经验公式 $K a_0 \approx 0.4$.相对地,该比值表明参数放大要求 $K a_0 > 0.7$,这与文献[15]的图2中

$\theta = \pi/2$ 时的结果一致, 即相同等离子体通道中, 参数放大比共振振荡要求更大的激光强度. 我们更感兴趣的是激光强度更低、小于共振振荡的情况. 为便于讨论, 假设电子初始静止在轴上. 因此, 电子将仅在 $y-z$ 平面内振荡, 即有 $p_x \equiv 0$. 在电子开始振荡的一段时间内, $p_y \simeq a$. 也就是说, 电子横向动量可以定标为 $p_y \propto a_0$, 而根据方程 (9), 相对论因子和纵向动量则可以分别定标为 $\gamma \propto 2\sigma a_0^2$ 和 $p_z \propto \sqrt{4\sigma^2 a_0^4 - (1 + a_0^2)}$. 为产生明显的电子能量增益, 需要满足条件 $\mu = \gamma - p_z < 1$, 即

$$(4\sigma - 1)a_0^2 > 2. \quad (15)$$

显然, 方程 (15) 并不是横向有质动力调制导致激光直接加速的优化条件. 但可以看出, 更大的激光强度或更小的激光束宽有利于满足方程 (15) 给出的条件. 这与增大横向有质动力推动电子到低失相率区域一致.

3 数值计算结果

根据方程 (4) 和 (5), 图 1 比较了三维和准二维参数放大的结果. 参数与文献 [15] 中的图 3 相同, 即电子初始静止在中心轴上, $a_0 = 10$, $K = 0.25/\pi$. 在参数放大的准二维模型中假设有电子 x 方向动量 $p_x \equiv a \cos \theta$, $\theta = \pi/6$, 如图 1 (a) 中虚线所示; 但是, 对比图 1 (a) 中实线所示的根据三维模型方程 (4) 和 (5) 得到的电子 x 方向相应动量 p_x , 二者在幅度和周期上存在明显区别. 图 1 (b) 中的各彩色虚线是根据准二维模型在不同激光偏振角情况下得到的结果, 尽管电子初始静止在轴上, 得到的结果还与激光偏振角有关, 显然, 不符合真实的物理情况. 图 1 (b) 中的黑线是相应三维模型结果, 表明对于初始静止在轴上的电子, 其加速结果与激光偏振角无关. 当 $\theta = \pi/2$ 时准二维模型结果与三维模型结果相同. 因此, 三维模型结果也表明区别于共振振荡、利用参数放大引起激光直接加速是可行的.

根据方程 (8)—(12), 分析区别于共振振荡、利用横向有质动力调制引起激光直接加速的情况. 需要说明的是, 等离子体中激光直接加速与等离子体通道对电子的束缚作用密切相关. 当去掉等离子体通道束缚项, 方程 (8)—(12) 可以简化为真空中激光场对电子的加速方程, 电子受到激光场电场力和

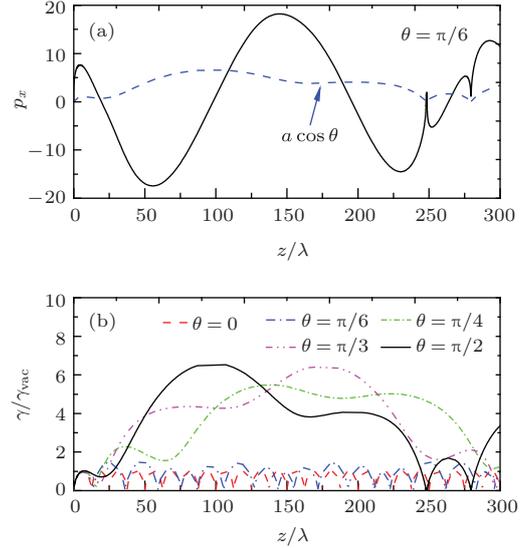


图 1 (网刊彩色) 三维和准二维参数放大模型的比较 (a) 归一化动量 p_x ; (b) 相对论因子 γ/γ_{vac} ; 黑色实线表示三维模型和 $\theta = \pi/2$ 时准二维模型结果, 彩色线表示其他偏振角时准二维模型结果; 电子初始静止在轴上, $a_0 = 10$, $K = 0.25/\pi$

Fig. 1. (color online) Comparison between the three- and the quasi-two-dimensional models for parametric amplification, with $a_0 = 10$ and $K = 0.25/\pi$: (a) normalized electron momentum p_x ; (b) relativistic factor γ/γ_{vac} ; the black-solid lines correspond to the three-dimensional results, which are equal to those of the quasi-two-dimensional model when $\theta = \pi/2$, while the color lines are related to the quasi-two-dimensional model results for other polarization angles.

磁场部分洛伦兹力(有质动力)的作用. 在真空中, 横向有质动力可以推斥电子使其获得横向加速, 但趋于把电子推出激光场, 且该横向有质动力一般小于激光电场力, 即电子在横向主要是跟随激光电场抖动, 对于初始近似静止的电子, 归一化横向动量可以近似为 $\mathbf{p}_\perp = p_x \mathbf{e}_x + p_y \mathbf{e}_y \approx \mathbf{a}$; 而电子感受到的激光场的纵向梯度方向不断变化, 电子在纵向有质动力作用下不断加速和减速(失相), 在纵向无显著加速效果. 但是在等离子体通道中, 可以由于横向有质动力的调制作用, 使得电子受到的纵向有质动力的作用长时间处于加速相位(同位), 导致显著的纵向激光直接加速、电子获得更大的能量增益. 相对于图 1 中所使用的参数, 图 2 中使用更低的等离子体密度, 避免由于共振振荡或参数放大导致激光直接加速. 电子初始静止在光轴上, $a_0 = 10$, $n_0/n_c = 0.001$ ($K \simeq 0.03$), 即当 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 时 $n_0 \simeq 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 通过变化激光束宽, 改变横向有质动力的大小, 可以导致不同的电子加速结果, 如图 2 (a) 所示. 此时, 若激光束宽

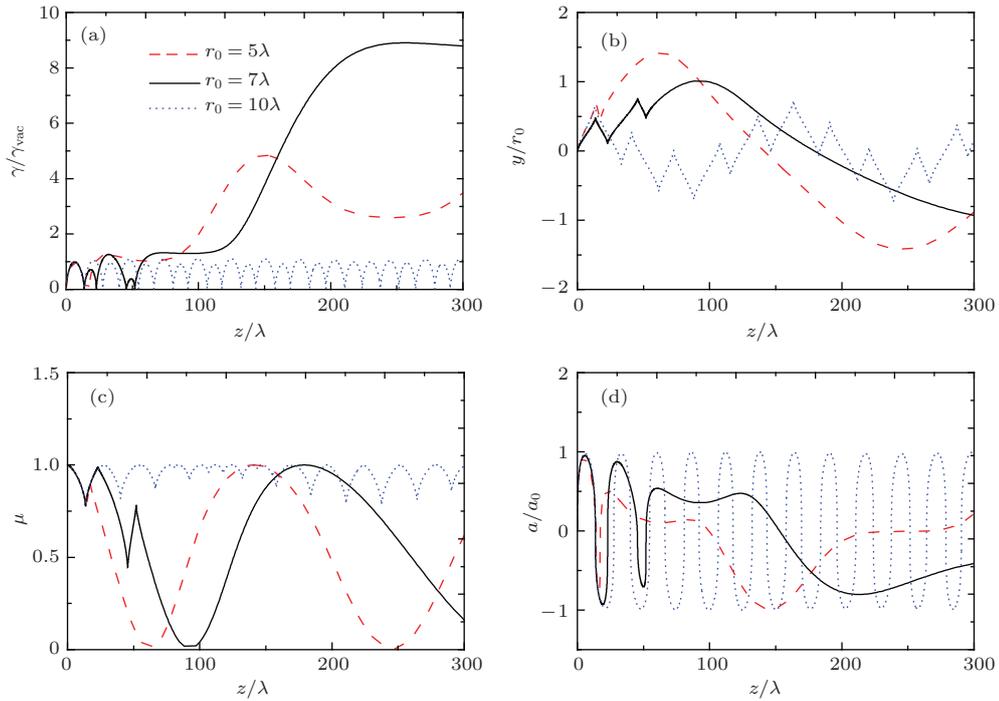


图2 (网刊彩色) 非共振情况下的横向有质动力调制结果 (a) 相对论因子 $\gamma/\gamma_{\text{vac}}$; (b) 电子横向振荡振幅 y/r_0 ; (c) 失相率 μ ; (d) 激光场 a/a_0 ; 电子初始静止在轴上, $a_0 = 10$, $n_0/n_c = 0.001$
 Fig. 2. (color online) Effects of transverse ponderomotive modulation in the non-resonant case, with $a_0 = 10$ and $n_0/n_c = 0.001$: (a) relativistic factor $\gamma/\gamma_{\text{vac}}$; (b) electron oscillation amplitude y/r_0 ; (c) dephasing rate μ ; (d) laser field a/a_0 . The electron is initially at rest and on the axis.

较大, 横向有质动力作用较弱, 如图 2(a) 点线所示, 没有明显加速现象; 若进一步减小束宽, 横向有质动力变大, 可以有效向外推斥电子, 电子的横向振荡振幅 y/r_0 增大, 失相率减小, 电子纵向振荡周期可以同样变大(如图 2(b) 中实线所示), 则电子可以更长地处于低失相率 μ (如图 2(c) 中实线所示), 相应地电子所感受到的激光场 a/a_0 足够有效(如图 2(d) 中实线所示), 电子就可以获得明显的能量增益. 如果太大的横向有质动力作用, 虽然电子可以被推斥到更低失相率的区域, 但所处的激光场将更小, 电子获得能量增益的效率反而降低, 如图 2(a)—图 2(d) 中的虚线所示.

为进一步分析横向有质动力调制与共振振荡的区别, 图 3 选用参数 $a_0 = 6$, $n_0/n_c = 0.004$, ($K \simeq 0.062$), 即不考虑横向有质动力(等价于束宽无穷大)时, 由于共振振荡将引起激光直接加速, 如图 3(a) 中实线所示; 相应地, 由图 3(a) 中实线也可以看出共振情况下, 电子横向振荡的振幅显著增大. 如果考虑有限的横向有质动力作用, 尽管相对于通道静电场力, 很小的横向有质动力效应也能破坏共振振荡条件, 此时, 电子横向振荡的

振幅很小, 如图 3(b) 中的蓝色虚线所示; 但是, 由于横向有质动力的非线性调制, 可以有效地降低失相率, 如图 3(c) 中的蓝色虚线所示, 电子也可以较长时间地与激光场处于同相, 获得有效能量增益, 如图 3(a) 和图 3(d) 中的蓝色虚线所示. 然而, 当进一步减小束宽, 增大横向有质动力, 使其与通道静电场力相比较, 激光直接加速现象消失, 如图 3 中各绿色点线所示. 若继续减小束宽, 增大横向有质动力, 使其在通道一定的环状半径内起主要作用, 则可以由于横向有质动力的推斥作用增大电子振荡振幅, 如图 3(b) 中的红色点划线所示; 相应地, 减小失相率(图 3(c) 中的红色点划线), 电子将较长时间地与激光场处于同相, 获得有效能量增益, 如图 3(a) 和图 3(d) 中的红色点划线所示. 因此, 横向有质动力调制与共振振荡和参数放大有本质上的区别, 后两者都要求较大的电子横向振荡幅度.

在上面的讨论中, 都是假设电子初始静止在光轴上. 可以用归一化横向位移为 $\delta = \omega_{p0}d_0/c$ 和方位角 φ 来进一步分析偏离光轴一定横向距离的电子加速情况, 即电子初始位置对横向有质动力调制的影响. 相对于图 2, 同样地考虑初始近似为静止的

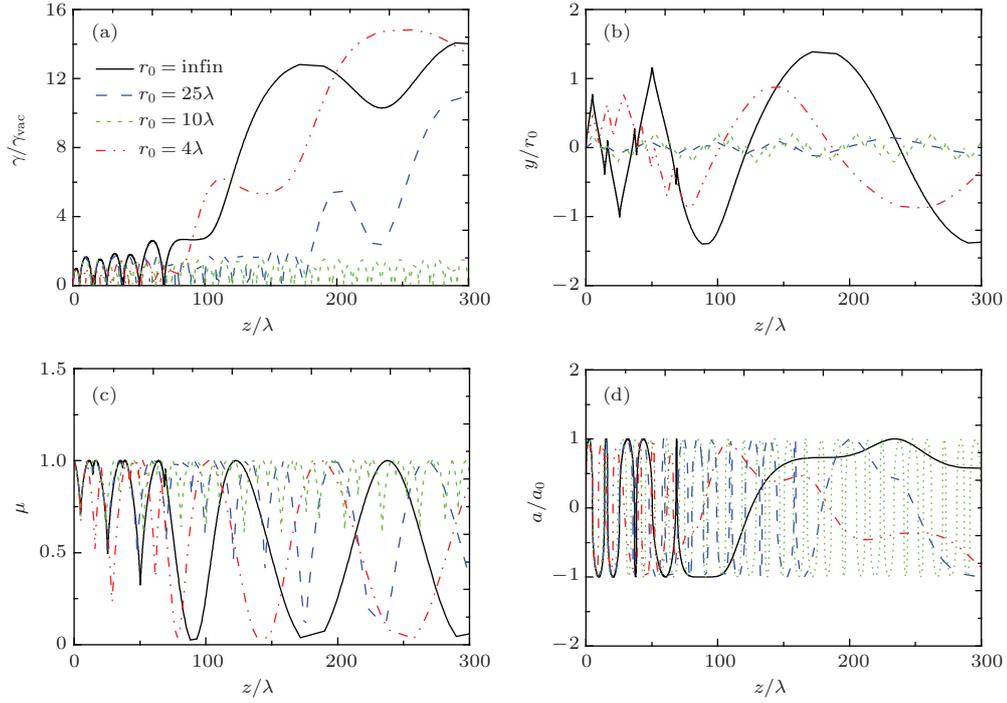


图3 (网刊彩色) 共振情况下的横向有质动力调制结果 (a) 相对论因子 γ/γ_{vac} ; (b) 电子横向振荡振幅 y/r_0 ; (c) 失相率 μ ; (d) 激光场 a/a_0 ; 电子初始静止在轴上, $a_0 = 6$, $n_0/n_c = 0.004$

Fig. 3. (color online) Effects of transverse ponderomotive modulation in the resonant case, with $a_0 = 6$ and $n_0/n_c = 0.004$: (a) relativistic factor γ/γ_{vac} ; (b) electron oscillation amplitude y/r_0 ; (c) dephasing rate μ ; (d) laser field a/a_0 . The electron is initially at rest and on the axis.

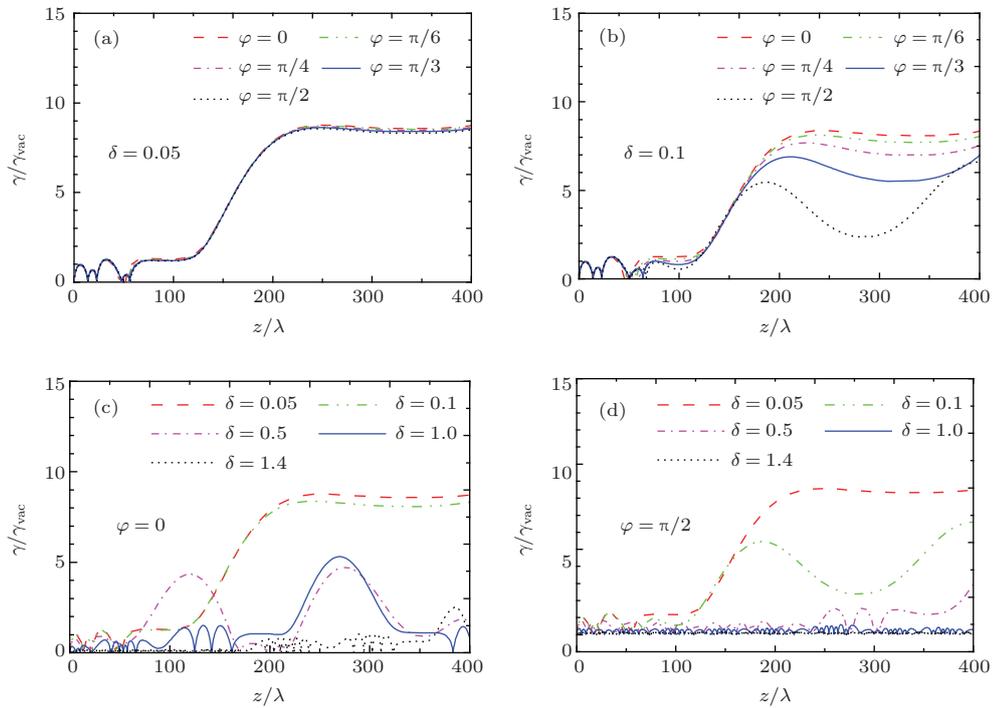


图4 (网刊彩色) 电子初始位置对横向有质动力调制的影响 (a) $\delta = 0.05$; (b) $\delta = 0.1$; (c) $\varphi = 0$; (d) $\varphi = \pi/2$; 电子初始静止, $a_0 = 10$, $r_0 = 7\lambda$, $n_0/n_c = 0.001$

Fig. 4. (color online) Influence of initial electron position on transverse ponderomotive modulation, with $a_0 = 10$, $r_0 = 7\lambda$, and $n_0/n_c = 0.001$: (a) $\delta = 0.05$; (b) $\delta = 0.1$; (c) $\varphi = 0$; (d) $\varphi = \pi/2$. The electron is initially at rest.

电子, 图4中的其他参数为 $a_0 = 10$, $r_0 = 7\lambda$, $n_0/n_c = 0.001$, 即有 $d_0 \approx 5\delta\lambda$. 对于初始靠近光轴的电子, 如图4(a)所示, $\delta = 0.05$ ($d_0 \approx 0.25\lambda$), 电子方位角 φ 对横向有质动力调制的影响可以忽略; 当电子初始位置进一步偏离光轴, 如图4(b)所示, $\delta = 0.1$ ($d_0 \approx 0.5\lambda$), 方位角 φ 对加速结果的影响将增大, 并随方位角 φ 的增大而更为明显. 但对于初始处于激光场偏振面的电子, 即 $\varphi = 0$, 如图4(c)所示, 初始位置处于激光束宽 r_0 ($\delta = 1.4$, 即 $d_0 \approx 7\lambda$)范围内的电子都可以得到较为显著的横向有质动力的调制而直接加速; 然而, 对于初始位置垂直于激光场偏振面的电子, 即 $\varphi = \pi/2$, 如图4(d)所示, 大约 d_0 处于 $r_0/3$ 范围内的电子可以得到显著直接加速. 图4结果表明, 初始位置越靠近光轴和激光场偏振面的电子得到的能量增益更为明显.

4 结 论

三维模型研究结果表明, 区别于共振振荡导致的激光直接加速, 也可以通过参数放大和横向有质动力调制在等离子体通道中实现对电子的激光直接加速. 但是, 参数放大的准二维模型结果在如激光偏振状态等方面有很大的缺陷性, 需要进一步分析. 相对于共振振荡和参数放大, 横向有质动力调制所需要的激光强度更低, 也可以在电子横向振荡振幅很小的情况下导致激光直接加速. 如对于许多激光离子加速实验, 后部区域预等离子体密度低于近临界密度, 通过横向有质动力调制, 可以在该低密区域中更易实现激光直接加速. 但在本文的横向有质动力调制模型中, 假设了等离子体通道纵向密度均匀且激光束宽为常数. 等离子体纵向密度梯度和激光传输效应等对横向有质动力调制的影响需要进一步分析.

参考文献

[1] Bulanov S, Chvykov V, Kalinchenko G, Matsuoka T, Rousseau P, Reed S, Yanovsky V, Krushelnick K, Maksimchuk A 2008 *Med. Phys.* **35** 1770

[2] Blumenfeld I, Clayton C E, Decker F J, Hogan M J, Huang C, Ischebeck R, Iverson R, Joshi C, Katsouleas T, Kirby N, Lu W, Marsh K A, Mori W B, Muggli P, Oz E, Siemann R H, Walz D, Zhou M 2007 *Nature* **445** 741

[3] Nakajima K 2008 *Nature Phys.* **4** 92

[4] Tan F, Zhu B, Han D, Xin J T, Zhao Z Q, Cao L F, Gu Y Q, Zhang B H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034104

[5] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, Toth Cs, Nakamura K, Geddes C G R, Esarey E, Schroeder C B, Hooker S M 2006 *Nature Phys.* **2** 696

[6] Lu H Y, Liu M W, Wang W T, Wang C, Liu J S, Deng A H, Xu J C, Xia C Q, Li W T, Zhang H, Lu X M, Wang C, Wang J Z, Liang X Y, Len Y X, Shen B F, Nakajima K, Li R X, Xu Z Z 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 091502

[7] Zhang G B, Zou D B, Ma Y Y, Zhuo H B, Shao F Q, Yang X H, Ge Z Y, Yin Y, Yu T P, Tian C L, Gan L F, Ouyang J M, Zhao N 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 205203 (in Chinese) [张国博, 邹德滨, 马燕云, 卓红斌, 邵福球, 杨晓虎, 葛哲屹, 银燕, 余同普, 田成林, 甘龙飞, 欧阳建明, 赵娜 2013 物理学报 **62** 205203]

[8] Zhang G B, Ma Y Y, Zou D B, Zhuo H B, Shao F Q, Yang X H, Ge Z Y, Yu T P, Tian C L, Ouyang J M, Zhao N 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125205 (in Chinese) [张国博, 马燕云, 邹德滨, 卓红斌, 邵福球, 杨晓虎, 葛哲屹, 余同普, 田成林, 欧阳建明, 赵娜 2013 物理学报 **62** 125205]

[9] Fuchs J, Cecchetti C A, Borghesi M, Grismayer T, d'Humières E, Antici P, Atzeni S, Mora P, Pipahl A, Romagnani L, Schiavi A, Sentoku Y, Toncian T, Audebert P, Willi O 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 015002

[10] Liu M, Su L N, Zheng Y, Li Y T, Wang W M, Sheng Z M, Chen L M, Ma J L, Lu X, Wang Z H, Wei Z Y, Hu B T, Zhang J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 165201 (in Chinese) [刘梦, 苏鲁宁, 郑轶, 李玉同, 王伟民, 盛政明, 陈黎明, 马景龙, 鲁欣, 王兆华, 魏志义, 胡碧涛, 张杰 2013 物理学报 **62** 165201]

[11] Fuchs J, Antici P, d'Humières E, Lefebvre E, Borghesi M, Brambrink E, Cecchetti C A, Kaluza M, Malka V, Manclossi M, Meyroneinc S, Mora P, Schreiber J, Toncian T, Pépin H, Audebert P 2006 *Nature Phys.* **2** 48

[12] Ping Y, Kemp A J, Divol L, Key M H, Patel P K, AkliK U, Beg F N, Chawla S, Chen C D, Freeman R R, Hey D, Higginson D P, Jarrott L C, Kemp G E, Link A, McLean H S, Sawada H, Stephens R B, Turnbull D, Westover B, Wilks S C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 145006

[13] Pukhov A, Sheng Z M, Meyer-ter-Vehn J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2847

[14] Huang Y S, Bi J Y, Duan X J, Lan X J, Wang N Y, Tang X Z, He Y X 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 141504

[15] Arefiev A V, Breizman B N, Schollmeier M, Khudik V N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 145004

Non-resonant direct laser acceleration in underdense plasma channels *

Liu Ming-Wei[†] Gong Shun-Feng Li Jin Jiang Chun-Lei Zhang Yu-Tao Zhou Bing-Ju

(School of Physics and Electric Science, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China)

(Received 11 October 2014; revised manuscript received 11 February 2015)

Abstract

Mechanisms that electrons are directly accelerated by the laser-plasma interaction in non-resonant cases are studied. First, by use of a linearly polarized Gaussian laser beam, a three-dimensional model is presented to demonstrate that the frequency and the amplitude of electron oscillations can be significantly modulated by the transverse ponderomotive force, within the confinement of an underdense plasma channel. On the one hand, the transverse ponderomotive force can felicitously make electrons to experience the large amplitude oscillations and push them to the regions at a low dephasing rate. On the other hand, when the electrons oscillate across the channel with small amplitudes, the dephasing rate also can be effectively reduced by the nonlinear modulation arising from the transverse ponderomotive force. These kinds of modulations can lead electrons to stay in phase with the laser field for a longer time and thus enhance their energy gain, which also enables the mechanism of transverse ponderomotive modulation being in direct laser acceleration. This mechanism is determined by the plasma density and the laser intensity and radius. Detailed numerical results are also given which show that the electron acceleration induced by this ponderomotive modulation quite distinguishes from the parametric instability and the resonance from a driving force. Moreover, a theoretical model for the parametric amplification, which makes up the restriction of the quasi-two-dimensional model, is provided to verify that non-resonant direct laser acceleration can come from the parametric instability in the three-dimensional case.

Keywords: plasma, direct laser acceleration, transverse ponderomotive modulation, parametric amplification

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.38.Hb

DOI: [10.7498/aps.64.145201](https://doi.org/10.7498/aps.64.145201)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11104068), and the Open Fund of the State Key Laboratory of High Field Laser Physics, China (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics).

[†] Corresponding author. E-mail: mwliu@siom.ac.cn