

强激光与亚临界密度等离子体相互作用中的 近前向散射驱动光子加速机制*

岳东宁^{1)†} 董全力^{1)‡} 陈民²⁾³⁾ 赵耀⁴⁾
耿盼飞²⁾³⁾ 远晓辉²⁾³⁾ 盛政明²⁾³⁾ 张杰²⁾³⁾

1) (哈尔滨工业大学威海校区理学院, 威海 264209)

2) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

3) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

4) (中山大学深圳校区理学院, 深圳 518107)

(2022 年 10 月 21 日收到; 2023 年 4 月 4 日收到修改稿)

通过二维粒子模拟 (particle-in-cell) 方法研究了强激光与亚临界密度等离子体相互作用中的近前向光子加速机制. 该机制利用强激光在亚临界密度气体传输过程中的电离效应产生在纵向和横向上密度分布不均匀的电子等离子体. 在纵向上, 入射激光电离氦气产生一个陡峭的电子密度前沿分布. 在密度前沿处, 入射激光与电子等离子体波作用发生近前向散射. 散射光频率较激光频率增大, 在频谱中产生了第一个特征峰. 在横向上, 密度不均匀造成电子等离子体波具有不同的相速度并与入射激光相互作用, 使入射激光发生近前向散射, 在频谱中产生了第 2 个特征峰. 由于密度分布的不均匀性较电子等离子体波的密度扰动大得多, 因此基于微扰理论的散射模型和色散关系, 如受激拉曼散射, 无法解释频谱中两个特征峰的出现. 进一步研究发现: 在密度不均匀的情况下, 入射激光、电子等离子体波和散射光三者之间仍满足动量和能量守恒的三波耦合关系. 这能够解释两个特征峰对应的频率和强度增长过程. 该研究对于强激光在亚临界密度气体传输过程中的频谱演化具有重要参考意义.

关键词: 强激光, 电子等离子体波, 近前向散射, 光子加速

PACS: 52.25.Jm, 52.35.Mw, 52.38.-r, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20222014

1 引言

20 世纪 80 年代以来, 随着啁啾脉冲放大技术 (chirped pulse amplification, CPA) 的发展^[1], 激光光强进入相对论领域, 驱动产生了一系列新的前沿应用. 这些应用主要基于激光驱动带电粒子加速. 由超短超强激光驱动的尾波场电子加速机制使

建造桌面式加速器和新型辐射源成为可能^[2-4].

近年来, 激光尾波场加速电子束品质获得显著提升, 这为台式化辐射源和 X 射线自由电子激光装置 (XFELs) 的研制奠定了基础^[5,6]. 强激光驱动的离子加速在惯性聚变快点火、离子束成像以及离子束肿瘤治疗等方面应用前景广阔^[7,8]. 激光离子加速机制主要有辐射压加速^[9,10]、靶后鞘层场加速^[11,12]以及无碰撞静电冲击波加速^[13,14]等. 近年来, 新的

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12204131)、中国科学院战略性科技先导专项 (批准号: XDA25030300, XDA25010100)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2019ZD44) 和广东省基础与应用基础研究基金 (批准号: 2023A1515011695) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ydn@hit.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

激光离子加速方案和机制也不断被提出来^[15], 如磁涡旋加速^[16,17]和波破加速^[18,19]等. 上述加速机制主要是针对带电粒子, 而在激光等离子体相互作用中也可以对不带电的激光光子进行加速. 光子加速现象是激光在与等离子体的相互作用中发生频率上移, 从而导致光子能量增大的现象. 光子加速的机制主要有两种: 一是利用以相对论速度传播的电离前沿^[20,21]; 二是在激光尾波场中利用调制不稳定性机制^[22,23]. 对上述光子加速机制的讨论主要集中在激光传输方向的一个维度上. 然而, 在更高维度的情况下, 比如二维情况下, 也可能存在新的光子加速机制.

本文主要提出了在二维情况下, 利用强激光与亚临界密度等离子体相互作用过程中的电离效应产生近前向散射 (near-forward scattering, NFS) 驱动光子加速的机制. 通过 PIC (particle-in-cell) 数值模拟方法验证了这一机制可以将散射光频率较原激光频率提高约 22%. 在模拟结果的激光频谱中发现两个特征峰. 由于电子密度的不均匀性远大于电子等离子体波的密度扰动幅度, 故无法用基于微扰理论的散射模型和色散关系对这两个特征峰进行解释. 通过入射激光、电子等离子体波和散射光三者之间的动量和能量匹配关系对两个特征峰的频率和强度增长过程进行了解释.

2 近前向散射驱动光子加速原理及三波耦合关系

二维情况下, 强激光在亚临界密度气体传输中利用近前向散射驱动光子加速的原理示意如图 1 所示. 一束入射强激光与亚临界密度的氦等离子体相互作用, 电子等离子体由入射激光电离氦气产生. 激光光强在空间中存在一个分布, 中心强度高可以将氦气完全电离, 获得的电子密度高. 激光传输方向两侧和最前沿部分的光强弱, 只能将氦气部分电离, 获得的电子密度低. 由入射激光激发的电子等离子体波, 其振荡频率 $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$. 其中, n_e 为电子密度, ε_0 为真空介电常数, e 和 m_e 分别为单电子所携带的电荷和质量. 电子等离子体波的相速度 $v_{ph} = \omega_p / k_p \propto \sqrt{n_e}$, 即在电子等离子体波数 k_p 一定的情况下, 电子密度越低, 电子等离子体波的相速度就越低. 如图 1(a) 所示, 其中红色实线表示的是电子等离子体密度波峰或者波谷的位置.

电子等离子体波与入射激光相互作用, 导致入射激光发生近前向散射. 这一过程满足三波耦合关系并导致散射波频率相较于激光频率上移, 即散射光发生光子加速. 第 1 类近前向散射是在纵向上入射激光与电离前沿部分的电子等离子体波 k_{p0} 作用, 是电子密度的纵向不均匀性导致的. 其三波波矢关系如图 1(b) 所示. 在此情况下, 三波耦合的波矢和频率关系可以表示为

$$\mathbf{k}_{s1} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_{p0}, \quad \omega_{s1} = \omega_0 + \omega_{p0}, \quad (1)$$

其中, \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}_{s1} 和 \mathbf{k}_{p0} 分别为入射激光、第 1 类近前向散射光和完全电离的电子等离子体波的波矢; ω_0 , ω_{s1} 和 ω_{p0} 分别为激光频率、第 1 类散射光频率和完全电离的电子等离子体波的频率.

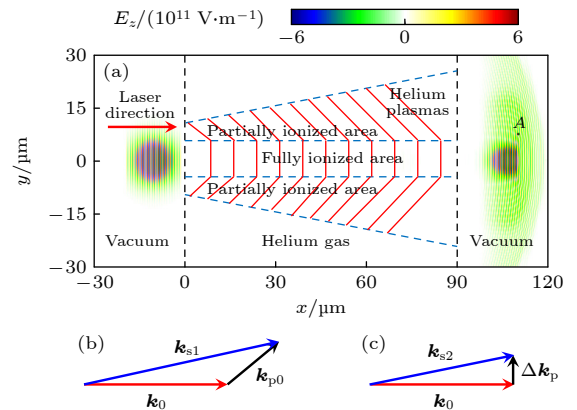


图 1 (a) 强激光在亚临界密度气体中传输时利用近前向散射驱动光子加速的原理示意图; (b), (c) 激光与电子等离子体波相互作用的三波耦合关系, 其中 (b) 第 1 类近前向散射, (c) 第 2 类近前向散射

Fig. 1. (a) Schematics of photon acceleration driven by the near-forward scattering when intense laser pulse propagates in under-dense gas. The three-wave matching conditions for the laser pulse and electron plasma waves: (b) The first kind of NFS; (c) the second kind of NFS.

第 2 类近前向散射是在横向上入射激光与电子等离子体波相互作用, 是电子密度的横向不均匀性导致的. 在此情况下, 三波耦合的波矢和频率关系则为

$$\mathbf{k}_{s2} = \mathbf{k}_0 + \Delta \mathbf{k}_p, \quad \omega_{s2} = \omega_0 + \Delta \omega_s, \quad (2)$$

其中, \mathbf{k}_{s2} 和 ω_{s2} 为第 2 类近前向散射光的波矢和频率, $\Delta \mathbf{k}_p$ 和 $\Delta \omega_s$ 分别为由横向上电子密度不均匀造成的电子等离子体波矢和散射光频率的变化量.

尽管 (1) 式中的三波耦合关系与受激拉曼散射过程中的反斯托克斯过程一致, 但由于电子密度不均匀性远大于电子等离子体波的密度扰动幅度,

因此无法用文献 [24] 中的散射模型和色散关系加以分析. 本文通过入射激光光压、电子等离子体波压和散射光光压三者之间的平衡关系对非均匀密度下的散射进行分析.

3 PIC 模拟验证

采用二维 PIC 程序 Osiris^[25] 对近前向散射驱动光子加速的原理进行验证. 模拟中, 初始激光等离子体条件设置如图 2 所示. 激光从左侧真空区域 ($-30 \mu\text{m} < x < 0 \mu\text{m}$) 入射到 $0.025n_c$ (n_c 为激光频率 ω_0 对应的临界密度) 均匀密度的氦气 ($0 \mu\text{m} < x < 90 \mu\text{m}$) 中. 入射激光光强在横向和纵向上呈高斯分布, 纵向上的光强半高全宽为 30 fs, 如图 2 中的插图所示. 激光波长设为 $0.8 \mu\text{m}$, 峰值强度为 $8.56 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 对应归一化强度为 $a_0 = 0.2$, 激光电场的振荡方向沿 z 方向. 该强度未达到相对论强度, 故不需要考虑相对论因子的影响. 右侧真空区域 ($90 \mu\text{m} < x < 120 \mu\text{m}$) 设置 A 点分析出射激光的频谱. 模拟盒子的大小为 $150 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$, 划分为 6000×2400 个网格. 激光在氦气中传输的电离模型选择 ADK 隧穿电离模型^[26]. 这个模拟过程中离子的运动可以忽略, 模拟结果如图 3 所示.

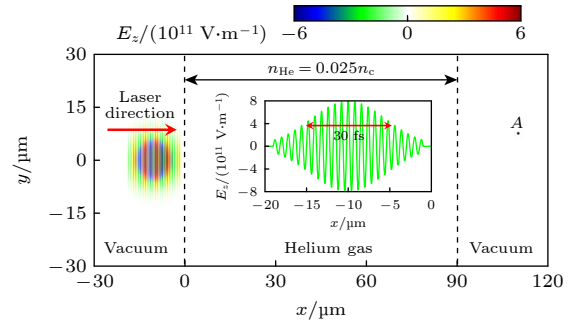


图 2 初始激光等离子体条件设置, 即真空-氦气-真空分布. 插图为初始时刻激光电场强度分布

Fig. 2. Setup of initial laser-plasma conditions, namely, vacuum-helium-gas-vacuum distribution. The inset is the initial distribution of laser electric field.

图 3 给出了不同时刻下, 激光电场 E_z 在空间 (x, y) 和波矢空间 (k_x, k_y) 内的演化. 对比有无电子等离子体两种情况 (图 3(a), (c), (e) 和图 3(g)), 可以发现激光脉冲在传输过程中发生了明显的散射. 在 $t = 62.5 T_0$ 时刻 (T_0 为 $0.8 \mu\text{m}$ 波长对应的激光周期), 图 3(b) 中可以观察到两类散射波 k_{s1} 和 k_{s2} . 散射光的强度随时间增大, 直到达到饱和. 如图 3(d) 所示, 在 $t = 93.8 T_0$ 时刻, 散射波 k_{s1} 的强度达到饱和, 并且在波矢空间中呈现一个弧状分布, 即具有小角度的发散. 此时, 散射波 k_{s2} 的强度

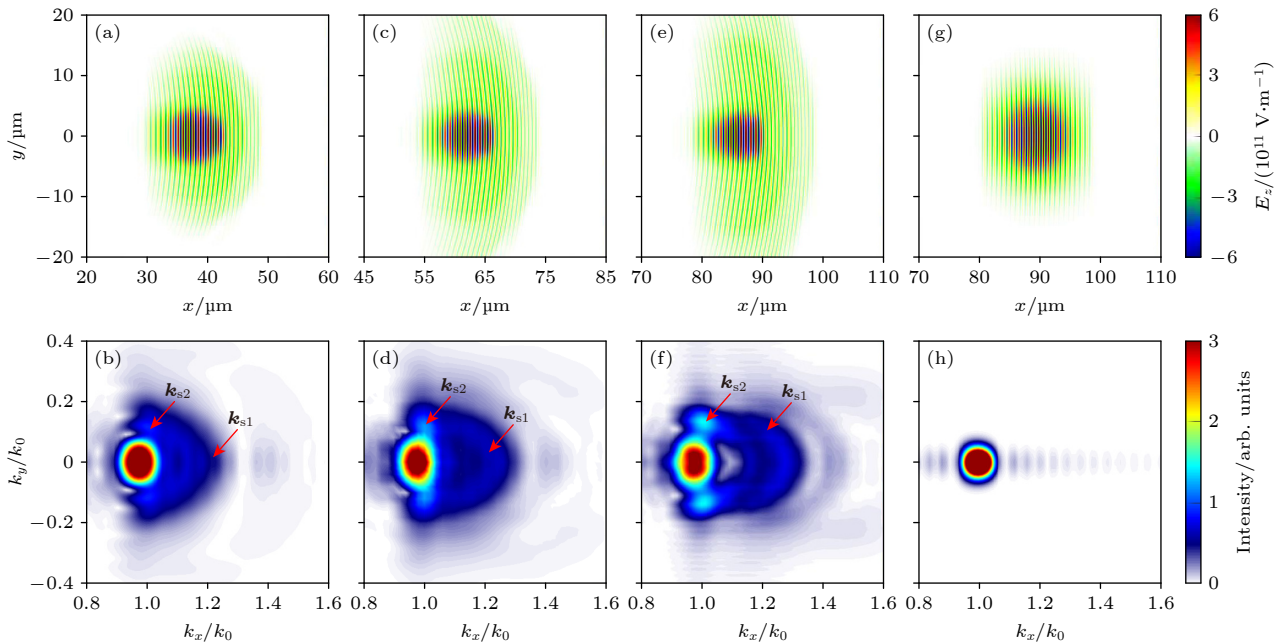


图 3 不同时刻, 激光电场 E_z 在 (a), (c), (e), (g) 空间 (x, y) 和 (b), (d), (f), (h) 波矢空间 (k_x, k_y) 中的分布 ((a)–(f) 有电子等离子体, (g), (h) 无电子等离子体; T_0 为激光周期) (a), (b) $t = 62.5 T_0$; (c), (d) $t = 93.8 T_0$; (e), (f), (g), (h) $t = 125.0 T_0$;

Fig. 3. Distributions of laser electric field E_z in (a), (c), (e), (g) spatial space (x, y) and (b), (d), (f), (h) wave vector space (k_x, k_y) at (a), (b) $t = 62.5 T_0$; (c), (d) $t = 93.8 T_0$; (e)–(h) $t = 125.0 T_0$. Panels (a)–(f) are with electron plasma (EP); panels (g), (h) are without (w/o) electron plasma (EP). T_0 is the laser period.

还处于增长阶段,直到 $t = 125.0T_0$ 时刻达到饱和,如图 3(f) 所示. 其在波矢空间上半部分的中心位置约为 $\mathbf{k}_{s2} \approx (1.0k_0, 0.12k_0)$.

首先分析第一类散射波 \mathbf{k}_{s1} . 图 4(a) 给出了 $t = 93.8T_0$ 时刻的激光电场 E_z (绿线) 和电子密度 n_e (红线) 在激光轴上的分布. 从图 4(a) 可以发现, 激光前沿部分受到电子等离子体密度不均匀性的显著调制. 由于激光强度在传输轴上分布不均匀, 图 4(a) 中 B 点之前, 氦气中的电子被部分电离, B 点之后, 电子被全部电离. 因而存在一个明显的电离前沿对激光场进行调制. 从图 4(b) 可以发现, B 点之后才明显形成了电子等离子体波, 并且电子等离子体波的密度扰动约为 $10^{-4}n_e$ 的量级, 远小于电子密度的不均匀性. 由于电子等离子体波的存在, B 点左侧电磁波传播的相速度 $v_{\text{phL}} = c/\sqrt{1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0^2}} \approx c\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0^2}\right)$, 而 B 点右侧电磁波传播的相速度 $v_{\text{phR}} \approx c < v_{\text{phL}}$, c 为真空中的光速. 这种相速度的差异是造成光子加速的原因. B 点右侧激光光强可表示为 $I_{\text{BR}} = N_{\text{photon}}\hbar\omega \propto \omega$, N_{photon} 为单位面积上单位时间内通过 B 点的光子数目. 因为 $I_{\text{BR}} \propto \omega$, B 点左右两侧相速度差异造成的光子加速并不能使激光频率一直增大, 否则将违反能量守恒. 激光频率增大的上限由 B 点附近电子的平衡状态来确定. 由于激光场到来时, B 点处的电子是在原位置附近沿激光电场的方向振荡. 因此 B 点处的电子处于左侧激光场的光压和电子等离子体波的波压与右侧散射光光压共同作用下的平衡状态. 尽管 B 点左右两侧的激光光强分布不同会带来有质动力 $f_p \propto \nabla a_0^2$, 但由于激光归一化 a_0

本身较小, 因此有质动力可以忽略. 处于平衡状态的电子满足动量和能量守恒. 从量子力学的角度出发, 这也意味着入射激光、电子等离子体波和散射光三者之间满足动量和能量守恒^[27,28], 即:

$$\hbar\mathbf{k}_{s1} = \hbar\mathbf{k}_0 + \hbar\mathbf{k}_{p0}, \quad \hbar\omega_{s1} = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_{p0},$$

其中, \hbar 为约化普朗克常数, 上式等号两边约去 \hbar 即得到 (1) 式中的三波耦合关系.

根据 ADK 模型, 氦气在激光场中发生隧穿电离的概率随激光光强的升高而增大. 图 5(a) 给出了 $t = 93.8T_0$ 时刻的电子密度分布. 从图 5(a) 可以看出, 中心部分的氦气被激光全部电离, 而沿横向两侧是部分电离区域. 两侧由于电子密度较低, 电子等离子体波相速度变慢, 形成如图 5(b) 所示的纵向电场分布. 由于电子密度在横向上分布不均匀, 因而电离前沿的电子等离子体波矢沿侧向有一个小角度的偏转, 如图 5(a) 中的黑色箭头所示, 造成第一类散射光 \mathbf{k}_{s1} 沿侧向散射. 由于电子等离子体波在横向上的相速度不一致, 因此横向部分电离区域存在侧向电子等离子体波矢 \mathbf{k}_{p1} 与全电离区域沿 x 轴正向的电子等离子体波矢 \mathbf{k}_{p0} 成一定的夹角. 侧向最大角度的 \mathbf{k}_{p1} 与 \mathbf{k}_{p0} 的关系如图 5(b) 中的黑色箭头所示. 纵向电场在波矢空间 (k_x, k_y) 中的分布如图 5(c) 所示. 其中强度较强的波矢从 $\mathbf{k}_{p0} = (0.224k_0, 0)$ 到侧向最大角度的波矢 $\mathbf{k}_{p1} = (0.224k_0, 0.112k_0)$, 其余方向的波矢强度较弱, 属于可忽略的边缘效应.

对于第 2 类散射光 \mathbf{k}_{s2} , 由于电子等离子体波矢 \mathbf{k}_{p1} 在垂直方向上存在一个分量 $\Delta\mathbf{k}_p = (0, 0.112k_0)$, 因而电子等离子体波在垂直方向上存在波压. 电子在激光场内的运动主要是在原位置附近沿激光电

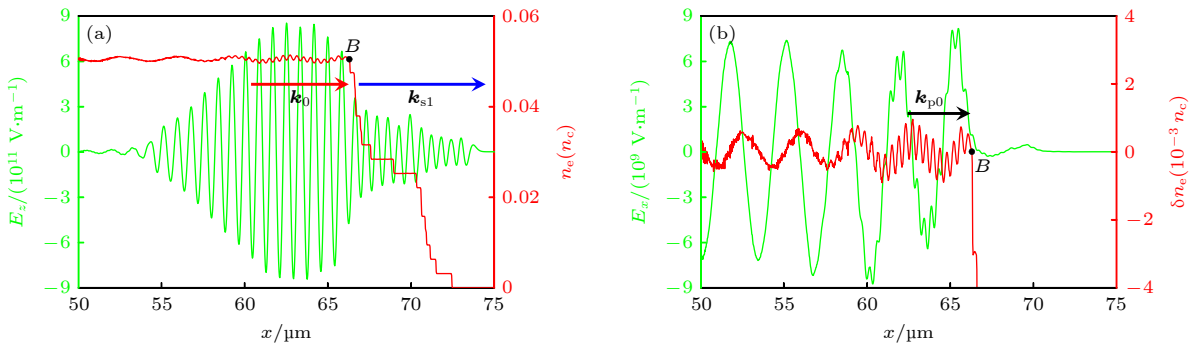


图 4 $t = 93.8T_0$ 时刻, (a) 激光电场 E_z (绿线) 和电子密度 n_e (红线); (b) 纵向电场 E_x (绿线) 和电子等离子体波密度扰动 $\delta n_e = (n_e - 0.05n_e)$ (红线) 在激光传输轴上的分布

Fig. 4. Distributions of (a) laser electric field E_z (green line) and electron density n_e (red line); (b) longitudinal electric field E_x (green line) and electron density perturbation of electron plasma wave $\delta n_e = (n_e - 0.05n_e)$ (red line) on laser axis at $t = 93.8T_0$.

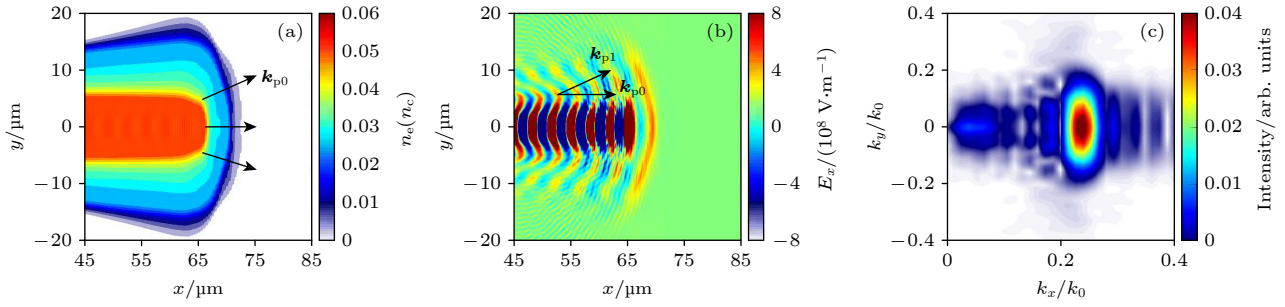


图 5 $t = 93.8T_0$ 时刻, (a) 电子密度 n_e 和 (b) 纵向电场 E_x 在空间 (x, y) 中的分布, (c) 纵向电场 E_x 在波矢空间 (k_x, k_y) 中的分布
Fig. 5. Distributions of (a) electron density n_e and (b) longitudinal electric field E_x in spatial space (x, y) , (c) distribution of longitudinal electric field E_x in wave vector space (k_x, k_y) at $t = 93.8T_0$.

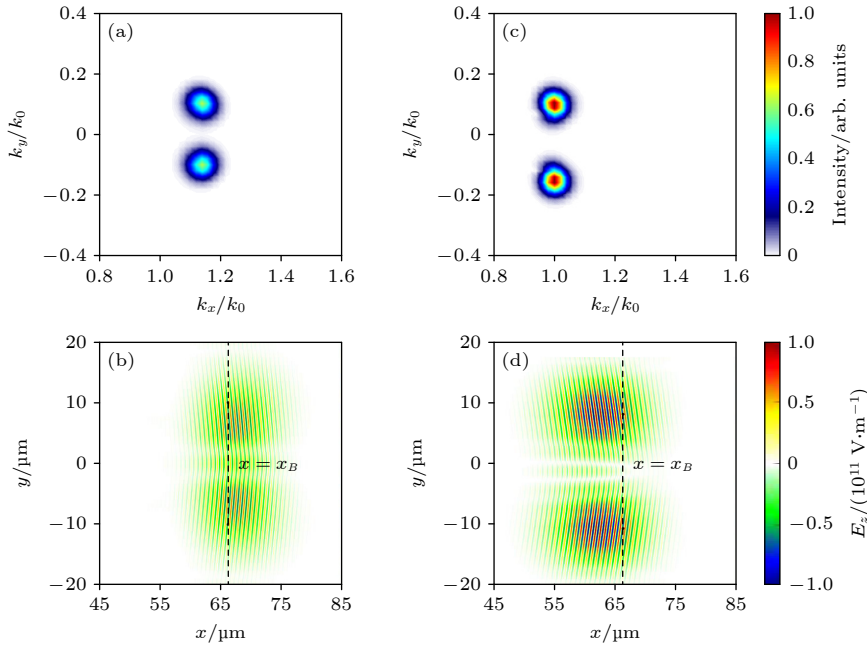


图 6 $t = 93.8T_0$ 时刻, (a) 第 1 类散射波滤波之后的效果, (b) 第 1 类散射波进行傅里叶逆变换后的结果, (c) 第 2 类散射波滤波之后的效果, (d) 第 2 类散射波进行傅里叶逆变换后的结果
Fig. 6. (a) Filter result of the first kind of NFS, (b) the result of the first kind of NFS after inverse fast Fourier transform, (c) the filter result of the second kind of NFS, (d) the result of the second kind of NFS after inverse fast Fourier transform at $t = 93.8T_0$.

场方向的振荡运动. 电子仍处于激光光压、电子等离子体波压和散射光光压三者共同作用下的平衡状态. 因此在横向上仍需要满足动量守恒和能量守恒条件, 即:

$$\hbar\mathbf{k}_{s2} = \hbar\mathbf{k}_0 + \hbar\Delta\mathbf{k}_p, \quad \hbar\omega_{s2} = \hbar\omega_0 + \hbar\Delta\omega_s,$$

上式等号两边约去 \hbar 即得到 (2) 式中的三波耦合关系.

从上述分析中不难发现, 第 1 类散射光 \mathbf{k}_{s1} 主要在电离前沿之前的位置产生. 第 2 类散射光 \mathbf{k}_{s2} 主要在电离前沿之后的位置产生. 为了进一步对这点进行验证, 对 $t = 93.8T_0$ 时刻的第 1 类和第 2 类散射波进行滤波, 滤波之后的效果如图 6(a) 和

图 6(c) 所示. 然后进行快速傅里叶逆变换 (iFFT), 得到第 1 类和第 2 类散射波的分布, 如图 6(b) 和图 6(d) 所示. 通过与图 3(c) 和图 5(a) 对比发现, 第 1 类散射波主要在电离前沿之前产生, 第 2 类散射波主要在电离前沿之后产生, 这与前面的分析保持一致.

图 7(a) 为图 2 中 A 点处电场的频谱分布, 并比较了有电子等离子体和无电子等离子体两种情况. 对比无电子等离子体的情况, 即在真空中传输, 在存在电子等离子体的情况下, 激光频谱明显发生上移并呈现出两个特征峰结构. 两个特征峰所对应的频率分别为 $\omega_{s1} \approx 1.24\omega_0$ 和 $\omega_{s2} \approx 1.11\omega_0$. 在全电离情况下, 电子等离子体波的频率 $\omega_p \approx 0.224\omega_0$.

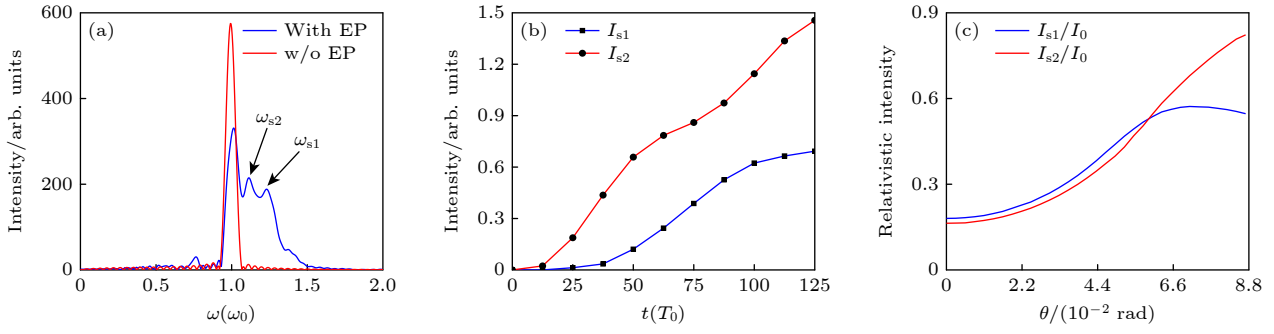


图 7 (a) 图 2 中 A 点处电场的频谱分布; (b) 两类近前向散射波的波矢强度 I_{s1} 和 I_{s2} 随时间的演化; (c) $x = 110 \mu\text{m}$ 处得到的两类散射波的相对强度 I_{s1}/I_0 和 I_{s2}/I_0 随散射角 θ 的演化, 其中, I_0 为激光频率 ω_0 对应的强度

Fig. 7. (a) Frequency spectrum at A point in Fig. 2; (b) the intensity of two kinds of NFS waves, I_{s1} and I_{s2} , evolve with simulation time; (c) the relativistic intensity of two kinds of NFS waves, I_{s1}/I_0 and I_{s2}/I_0 , change with the scattering angle θ at $x = 110 \mu\text{m}$, where I_0 is the intensity corresponding to the laser frequency ω_0 .

特征峰 ω_{s1} 对应的频率满足 (1) 式中的频率匹配关系. 在横向上, 可以求得侧向电子等离子体波矢的垂直分量 Δk_p 引起的第 2 类散射光的频率增大 $\Delta\omega_s = 0.112\omega_0$, 满足 (2) 式中频率匹配关系.

图 7(b) 给出了两类近前向散射波的波矢强度 I_{s1} 和 I_{s2} 随时间的演化. 电子等离子体密度前沿区域分布较小, 其所造成的第 1 类散射光强度较弱, 而横向电子密度不均匀区域较大, 相应地造成第 2 类散射光强度较强. 从第 2 类散射的增长曲线中发现: 在 $12.5T_0$ — $50.0T_0$ 的时间段内, 第 2 类散射波强度快速增长. 这主要是因为入射激光在发生明显的散射之前, 电离产生的横向电子密度的不均匀性较大. 随着激光传输过程中散射的增大, 横向电子密度的不均匀性减弱. 因此, 第 2 类散射光强度的增长随着散射的增强而逐渐放缓.

图 7(c) 给出了 $x = 110 \mu\text{m}$ 处, 两类散射波的相对强度 I_{s1}/I_0 和 I_{s2}/I_0 随散射角 θ 的演化. 其中, I_0 为激光频率 ω_0 对应的强度. 可以发现, 随着散射角 θ 的增大, 两类散射波的相对强度也不断增大. 通常存在最优角度 θ_1 和 θ_2 分别使得两类散射波的相对强度达到最大值. 最优角度大小通常与激光等离子体参数相关, 将在后续的工作中对此进行研究.

4 结论

本文主要研究了二维条件下强激光在亚临界密度等离子体传输过程中, 近前向散射驱动的光子加速机制. 该机制主要利用入射激光电离氦气产生纵向和横向上密度不均匀的电子等离子体. 由于电子密度的不均匀性远大于电子等离子体波的密度

扰动幅度, 因此基于微扰理论的散射模型和色散关系不再适用. 电子在激光场中的主要运动是在原位附近沿激光电场方向的振荡运动, 在纵向和横向上均处于入射激光光压、电子等离子体波压和散射光光压共同作用下的平衡状态, 满足动量守恒和能量守恒. 基于此, 分别给出纵向和横向上光子加速满足的三波耦合波矢和频率匹配关系, 解释了两类散射波对应的频谱特征和演化过程. 该研究结果对于强激光在亚临界密度气体传输过程中的频谱演化分析具有重要参考意义.

参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [2] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [3] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [4] Chen M, Liu F, Li B Y, Weng S M, Chen L M, Sheng Z M, Zhang J 2020 *High Power Laser Part. Beams* **32** 092001 (in Chinese) [陈民, 刘峰, 李博原, 翁苏明, 陈黎明, 盛政明, 张杰 2020 *强激光与粒子束* **32** 092001]
- [5] Ke L T, Feng K, Wang W T, Qin Z Y, Yu C H, Wu Y, Chen Y, Qi R, Zhang Z J, Xu Y, Yang X J, Leng Y X, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 214801
- [6] Wang W T, Feng K, Ke L T, Yu C H, Xu Y, Qi R, Chen Y, Qin Z Y, Zhang Z J, Fang M, Liu J Q, Jiang K N, Wang H, Wang C, Yang X J, Wu F X, Leng Y X, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2021 *Nature* **595** 516
- [7] Macchi A, Borghesi M, Passoni M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 751
- [8] Wu X Z, Shou Y R, Gong Z, Zhao Y Y, Zhu K, Yang G, Lu H Y, Lin C, Ma W J, Chen J E, Yan X Q 2020 *High Power Laser Part. Beams* **32** 092002 (in Chinese) [吴学志, 寿寅任, 弓正, 赵研英, 朱昆, 杨根, 卢海洋, 林晨, 马文君, 陈佳洱, 颜学庆 2020 *强激光与粒子束* **32** 092002]
- [9] Esirkepov T, Borghesi M, Bulanov S, Mourou G, Tajima T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 175003
- [10] Chen M, Pukhov A, Yu T, Sheng Z M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 024801

- [11] Pukhov A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3562
- [12] Wilks S, Langdon A, Cowan T, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [13] Silva L O, Marti M, Davies J R, Fonseca R A, Ren C, Tsung F S, Mori W B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [14] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, Gong C, Fonseca R A, Silva L O, Mori W B, Joshi C 2012 *Nat. Phys.* **8** 95
- [15] Ma W J, Liu Z P, Wang P J, Zhao J R, Yan X Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084102 (in Chinese) [马文君, 刘志鹏, 王鹏杰, 赵家瑞, 颜学庆 2021 物理学报 **70** 084102]
- [16] Bulanov S V, Dyllov D V, Esirkepov T Z, Kamenets F F, Sokolov D V 2005 *Plasma Phys. Rep.* **31** 369
- [17] Park J, Bulanov S S, Bin J, Ji Q, Steinke S, Vay J L, Geddes C G R, Schroeder C B, Leemans W P, Schenkel T, Esarey E 2019 *Phys. Plasmas* **26** 103108
- [18] Liu B, Meyer-Ter-Vehn J, Bamberg K U, Ma W J, Liu J, He X T, Yan X Q, Ruhl H 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 073401
- [19] Liu B, Meyer-Ter-Vehn J, Ruhl H 2018 *Phys. Plasmas* **25** 103117
- [20] Savage Jr R L, Joshi C, Mori W B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 946
- [21] Dias J M, Stenz C, Lopes N, Badiche X, Blasco F, Santos A D, Silva L O, Mysyrowicz A, Antonetti A, Mendonça J T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4773
- [22] Murphy C D, Trines R, Vieira J, Reitsma A J W, Bingham R, Collier J L, Dival E J, Foster P S, Hooker C J, Langley A J, Norreys P A, Fonseca R A, Fiuza F, Silva L O, Mendonça J T, Mori W B, Gallacher J G, Viskup R, Jaroszynski D A, Mangles S P D, Thomas A G R, Krushelnick K, Najmudin Z 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033108
- [23] Trines R M G M, Murphy C D, Lancaster K L, Chekhlov O, Norreys P A, Bingham R, Mendonça J T, Silva L O, Mangles S P D, Kamperidis C, Thomas A, Krushelnick K, Najmudin Z 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 024008
- [24] Zhao Y, Zheng J, Chen M, Yu L L, Weng S M, Ren C, Liu C S, Sheng Z M 2014 *Phys. Plasmas* **21** 112114
- [25] 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, Adam J C 2002 *Lect. Notes Comput. Sci.* **2331** 342
- [26] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P 1986 *Proc. SPIE* **664** 138
- [27] Yü S H, Li X F, Weng S M, Zhao Y, Ma H H, Chen M, Sheng Z M 2021 *High Power Laser Part. Beams* **33** 012006 (in Chinese) [余诗瀚, 李晓峰, 翁苏明, 赵耀, 马行行, 陈民, 盛政明 2021 强激光与粒子束 **33** 012006]
- [28] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055601

Mechanism of near-forward scattering driven photon acceleration in the interaction between an intense laser and under-dense plasmas*

Yue Dong-Ning^{1)†} Dong Quan-Li^{1)‡} Chen Min²⁾³⁾ Zhao Yao⁴⁾
Geng Pan-Fei²⁾³⁾ Yuan Xiao-Hui²⁾³⁾ Sheng Zheng-Ming²⁾³⁾ Zhang Jie²⁾³⁾

1) (*School of Science, Harbin Institute of Technology at Weihai, Weihai 264209, China*)

2) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

4) (*School of Science, Shenzhen Campus of Sun Yat-sen University, Shenzhen 518107, China*)

(Received 21 October 2022; revised manuscript received 4 April 2023)

Abstract

The mechanism of photon acceleration driven by the near-forward scattering (NFS) in the interaction between an intense laser and under-dense plasmas is studied by particle-in-cell (PIC) simulation. This mechanism utilizes tunneling ionization effect to stimulate electron plasma waves when the intense laser pulse propagates in under-dense plasmas. The electron plasma density is inhomogeneous both in longitudinal and transverse direction. In the longitudinal direction, a steep ionized electron density front is generated by incident laser ionizing the helium gas. Around the ionization front, the incident laser interacts with electron plasma waves, thus generating the first kind of NFS waves. Compared with the frequency of laser, the frequency of NFS wave increases. This is the first characteristic peak in the frequency spectrum. In the transverse direction, the electron plasma waves have different phase velocities, which makes the incident laser pulse undergo NFS process and upshift its frequency. This is the second characteristic peak in the frequency spectrum. Owing to the fact that the electron density inhomogeneity is much larger than the electron density perturbation of electron plasma wave, the scattering model and dispersion relationships, which are based on perturbation theory like stimulated Raman scattering, are no longer applicable to this case. Our further study shows that the incident laser, electron density plasma waves and NFS waves still satisfy the energy conservation and momentum conservation that is, they still satisfy the three-wave coupling relationship of momentum and energy conservation under the condition of heterogeneous density, thus explaining the appearance of two characteristic peaks in the frequency spectrum and their growth in the wave-vector space. This study has significant reference to the spectrum evolution when the intense laser pulse propagates in under-dense plasma.

Keywords: intense laser, electron plasma wave, near-forward scattering, photon acceleration

PACS: 52.25.Jm, 52.35.Mw, 52.38.-r, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20222014

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12204131), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant Nos. XDA25030300, XDA25010100), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2019ZD44), and the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2023A1515011695).

† Corresponding author. E-mail: ydn@hit.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

强激光与亚临界密度等离子体相互作用中的近前向散射驱动光子加速机制

岳东宁 董全力 陈民 赵耀 耿盼飞 远晓辉 盛政明 张杰

Mechanism of near-forward scattering driven photon acceleration in the interaction between an intense laser and under-dense plasmas

Yue Dong-Ning Dong Quan-Li Chen Min Zhao Yao Geng Pan-Fei Yuan Xiao-Hui Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 125201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222014

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222014>

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

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

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>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration

物理学报. 2022, 71(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>

高功率激光辐照平面靶后辐射冷却效应对等离子体成丝的影响

Influence of radiative cooling effect on the plasma filamentations in the interaction of high-power laser with planar targets

物理学报. 2022, 71(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220870>