

激光入射双层等离子体靶产生的表面 等离子体波及应用*

李天成 章晓海 盛正卯†

(浙江大学, 聚变理论与模拟中心, 杭州 310058)

(2022 年 7 月 1 日收到; 2022 年 11 月 21 日收到修改稿)

表面等离子体波的存在可以显著改变激光与等离子体的耦合效率, 这在激光驱动粒子加速、强 X 射线产生、温稠密物质态等领域研究有重要应用. 本文利用二维粒子模拟程序, 研究了强激光入射双层等离子体靶激发的表面等离子体波. 模拟结果表明, 不同于单层靶情形, 大角度入射的强激光脉冲达到一定强度阈值后, 可驱动等离子体表面中的电子形成周期结构, 激发静电波, 其波长与入射波波长相近, 传播速度接近光速; 表明双层等离子体更有利于表面波的激发, 传播范围更大; 双层靶的表面波强度与入射激光强度的比值明显不同于单层靶的理论结果, 呈现非线性关系; 表面波的存在可以显著增强后续激光脉冲的透射, 使后续激光脉冲突破稠密等离子体形成的“黑障”, 在远高于临界密度的薄靶后被观察到.

关键词: 激光等离子体相互作用, 表面等离子体波, 透射增强, 数值模拟

PACS: 52.38.-r, 52.35.-g, 52.65.-y, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.72.20221305

1 引言

表面等离子体波 (surface plasma wave, SPW) 是一种只能在等离子体表面传播, 而在垂直表面方向快速衰减的静电波 (传播方向与电场振动方向平行). 对其的研究可以追溯到 60 多年前, 人们发现了金属表面电子密度扰动形成的静电模式, 被称为表面等离激元 (Surface plasmon). 而 SPW 是由电子密度扰动所激发的可传播的静电波, 可以通过电子束或电磁波激发, 其存在可以显著地减少电磁波的反射, 引起表面电场增强, 激发强辐射等等效应, 受到表面物理相关领域的重视^[1,2]. 1998 年 Ebbesen 等^[3], 2008 年 Liu 和 Lalanne^[4], 2010 年 Garcia-Vidal 等^[5], 2020 年 Florian 等^[6] 从实验上发现, 孔径为亚波长的金属薄板孔阵, 在满足 SPW 激发条件下, 具有显著的反常透射增强效应, 使得 SPW

相关的研究再次引起广泛关注^[3-6]. 强激光会瞬间使物质 (不限于金属) 电离成为等离子体; 在超强超短激光与等离子体相互作用领域, 高密度 (密度远高于临界密度) 等离子体靶表面的电子密度分布会显著影响激光与等离子体的耦合, 因此强激光驱动的 SPW 激发以及 SPW 与强激光的共振耦合, 在粒子加速^[7-10]、相干或非相干 x 射线产生^[11], 温稠密物质态的研究^[12] 等等均有重要的科学价值. 而探索如何利用强激光在高密度等离子体靶表面激发大振幅的 SPW 就有重要的研究意义和实际应用价值.

强激光与弱激光在激发表面波上有明显的区别. 激光强度 $I \propto E^2$, E 为激光的电场强度, 常用无量纲的振幅来描述, 即引入 $a_L = \frac{eE}{m_e c \omega} = \sqrt{\frac{I}{1.37 \times \frac{10^{18} \text{W}}{\text{cm}^2}} \left(\frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)}$, 其中激光强度 I 、波长 λ_L 的单位分别为 W/cm^2 和 μm , 式中 e 为单位电荷,

* 国家自然科学基金 (批准号: 61627901, 11875235) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zmsheg@zju.edu.cn

m_e 为电子静止质量, ω 为激光圆频率, c 为真空中的光速. 激光强度较弱 ($a_L \ll 1$) 时, 激光入射具有周期性结构的表面能激发表面波^[13,14], 其波矢 k_{SPW} 满足如下色散关系:

$$k_{\text{SPW}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}, \quad (1)$$

式中, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 是入射面两侧介质的相对介电常数. 对于一定波长的激光, 需要选择合适的入射角和表面周期结构参数才能有效激发表面波, 即需满足波矢匹配条件^[2]:

$$\frac{\omega}{c} \cdot \sin\theta = k_{\text{SPW}} - \frac{2\pi q}{\lambda_g}, \quad (2)$$

其中 θ 是入射角; q 是整数模因子; λ_g 是表面结构的周期参数. 对于真空和等离子体的交界面上的表面波, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 1 - (\omega_p/\omega)^2 = 1 - n_e/n_c = 1 - \eta$, ω_p 是等离子体频率, n_e 是电子密度, n_c 是等离子体临界密度, 则:

$$k_{\text{SPW}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1 - \eta}{2 - \eta}}. \quad (3)$$

对于稠密等离子体, $\eta \gg 1$, $\sqrt{\frac{1 - \eta}{2 - \eta}} \rightarrow 1$, 表面波的波长趋近于入射波波长.

而当激光强度较强即 $a_L > 1$ 时, 相对论效应和非线性效应显著. 在强激光作用下, 等离子体内电子和离子振荡产生等离子体波, 同时激光脉冲也会受到感生电流和极化电子的影响而发生显著变化^[15,16], 此时线性框架下的表面波色散关系, 即 (1) 式将不再适用. 根据刘全生 (Liu Q S) 教授等^[17] 的研究, 超强激光入射单层等离子体靶表面时, 界面处表面等离子体波的非线性的色散关系可由下式表示:

$$k_{\text{SPW}} = k_x = \left(\frac{\omega^2}{c^2} + \alpha^2 \right)^{\frac{1}{2}} \cong \frac{\omega}{c} + \frac{\alpha^2 c}{2\omega}, \quad (4)$$

$$\alpha \cong \frac{\omega^2 a_s}{2\omega_p c} \frac{(1 + a_s^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 + a_s^2/2)^{\frac{1}{2}} [(1 + a_s^2)^{\frac{1}{2}} - 1]^{\frac{1}{2}}}, \quad (5)$$

其中 a_s 是界面处的无量纲化的表面波强度, 因此表面波的波矢不仅依赖于激光频率和靶密度, 还依赖于表面波强度. 当 $a_s \ll 1$, $\omega_p \gg \omega$ 时, (4) 式退化为 (1) 式. 刘全生教授等^[17] 的理论研究表明 45° 斜入射高密度单层靶时激发的 SPW 最强, 入射角大于 45° 后, SPW 强度随入射角单调下降, 平行入射时不能激发表面波. 对于强激光驱动的非线性表面

波的研究还有待实验和模拟研究的相互印证.

最近的实验和模拟^[13,18] 表明双层等离子体靶激发的 SPW 可以显著地提高质子加速能量. 在稠密等离子体薄层前加上一层密度相对较低的等离子体层, 可以减少激光反射, 增强激光与等离子体的耦合, 更容易激发强的 SPW, 而且其传播范围更大.

本文利用全电磁的相对论性大规模粒子模拟程序 Opic2.0 模拟了强激光以较大的入射角斜入射表面平坦的双层等离子体靶激发表面波的过程, 研究了入射光强和入射角对表面波的影响, 最后探讨了表面波对后继强激光脉冲通过高密度等离子体鞘层的透射增强能力的影响. 我们发现一定入射角和强度的前置激光和增加低密度的等离子体层能明显增强后续激光的透射, 突破高密度等离子体带来的“黑障”.

2 强激光入射双层等离子体靶的数值模拟

2.1 基本参数设置

相对论的全电磁的等离子体粒子模拟方法在 PIC^[19] 基础上引入相对论效应, 是目前研究超强激光等离子体相互作用中动理学问题非常有力的工具. 本文所使用的粒子模拟程序 Opic2.0 是在张智猛博士等人开发^[20–23] 的 Opic 程序上修改而成, 可以使激光斜入射. Opic 结合了有限大小粒子云^[24] 概念、FDTD 方法^[25] 和 PML 技术^[26] 等, 有效地提高了模拟的计算速度.

整个模拟空间尺寸是 $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$, 分为 $2500(x) \times 2500(y)$ 个网格, $dx = dy = 0.02 \mu\text{m}$. 双层氢等离子体靶放置如图 1 所示 (为便于展示, 将示意图逆时针旋转了 90°), 以 $y = 40 \mu\text{m}$ 为分界, $y = 39.5\text{—}40 \mu\text{m}$ 区域的等离子体密度 $n_1 = 0.5n_c$, $y = 40\text{—}42 \mu\text{m}$ 区域的等离子体密度 $n_2 = 100n_c$. 在单束激光入射双层等离子体靶的模拟中, 激光强度取 $=2$, 波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 束腰宽度为 $w_0 = 4 \mu\text{m}$, 脉冲宽度为 $20T$, T 是激光周期; 激光是 p 偏振激光, 偏振方向在模拟平面内, 垂直于传播方向, 入射中心在 $x = 15 \mu\text{m}$, 入射点在模拟空间的左边界上, 具体位置由入射角决定, 即在距离靶表面 $d = 15 \cot\theta \mu\text{m}$ 处, 当 $\theta = 75^\circ$ 时, $d \approx 5 \mu\text{m}$.

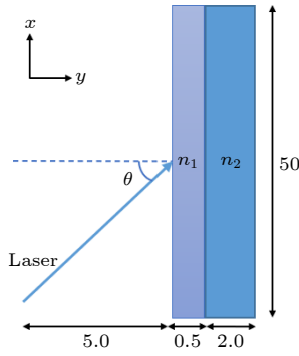

 图 1 模拟设置示意图 (长度单位: μm , 密度 $n_1 \ll n_2$)

Fig. 1. Schematic diagram of simulation settings (Length unit: μm , Density: $n_1 \ll n_2$).

2.2 入射角为 75° 时的模拟结果

我们重点研究了在较大入射角 ($\theta > 45^\circ$) 时的模拟结果. 如图 2 所示, 强激光以入射角 $\theta = 75^\circ$ 入射双层等离子体靶时, 激光电场会驱动低密度层的电子, 在低密度等离子体靶表面形成周期性的电子扰动, 其周期与入射激光波长相近, 而我们以不同的入射角 ($\theta = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 85^\circ$) 入射时发现, 该周期与入射角没有明显的关联. 曲线峰谷的高度差约为 $0.2 \mu\text{m}$. 图 2(a) 和图 2(b) 分别为 $t = 30T$ 和 $t = 30.5T$ 时的电子密度分布, 两者在 x 轴上有半波长的差异, 如 $x = 12 \mu\text{m}$ 处的电子振荡高度在 $t = 30T$ 时处于波峰, 而在 $t = 30.5T$ 时处

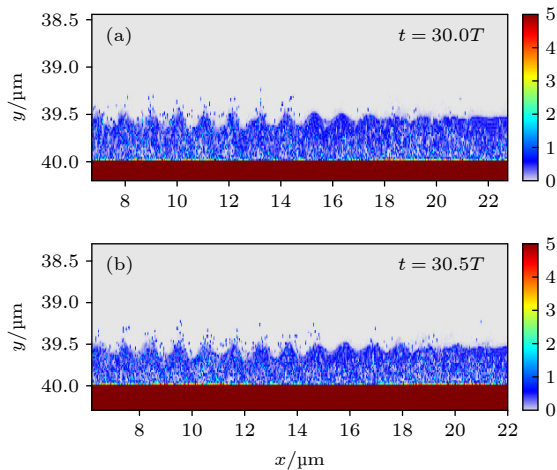


图 2 强激光斜入射双层等离子体靶后的电子密度分布, 密度单位: n_e , 入射角 $\theta = 75^\circ$, 入射光强 $a_L = 2$, 入射中心在 $x = 15 \mu\text{m}$ 处, 低密度层厚度为 $0.5 \mu\text{m}$

Fig. 2. Electron density distribution after intense laser pulse oblique incidence on double-layer plasma target, the unit of density: n_e , incident angle $\theta = 75^\circ$, laser intensity $a_L = 2$, incident center is at $x = 15 \mu\text{m}$, thickness of low-density layer is $0.5 \mu\text{m}$.

于波谷. 因此, 该电子振荡沿着等离子体表面以接近于光速的速度传播. 由于电子速度远小于光速, 前方 (x 较大) 的电子不是由后方 (x 较小) 的电子向前转运得到的, 只能是表面波电场向前传输所激发的局部的电子震荡. 结合表面波的形成原理, 我们可以初步确定该波就是表面静电波. 为了确认它就是 SPW, 还得考察电场在 x 方向的分量. 然而由激光电场和表面波电场叠加而成, 要提取表面波的, 需要确定电荷密度分布.

模拟结果表明, 强激光与靶作用的短时间内, 质子密度是均匀分布的, 静电场基本上由电子密度扰动产生. 假设当前时刻分界面处的扰动电子的密度分布为 $\rho = \rho_0 \cos(kx - \omega t)$, 由高斯定理:

$$\nabla \cdot E = \frac{-e\rho}{\epsilon_0}. \quad (6)$$

表面波在 y 方向上快速衰减, 简单起见, 假定只有 x 方向的分量, 由上式解得

$$E_x = \frac{-e\rho_0}{k\epsilon_0} \sin(kx - \omega t). \quad (7)$$

E_x 和电荷分布之间存在 $\pi/2$ 的相位差. $t = 30T$ 时的 E_x 的分布如图 3 所示.

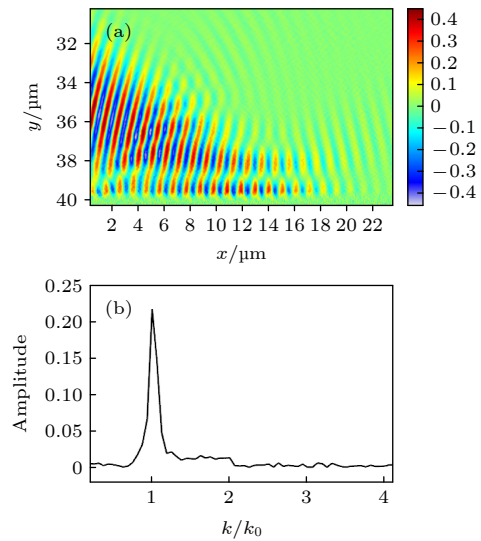


图 3 (a) 强激光斜入射双层等离子体靶 $t = 30T$ 时 E_x (归一化) 的分布; (b) $y = 39.6 \mu\text{m}$ 的直线上的 E_x 经傅里叶变换后幅度-波数域的结果, k_0 是入射光在 x 方向上的波数, 峰值在 $k/k_0 = 1.005$ 处, 表面波强度 $a_s = 0.22$

Fig. 3. (a) The distribution of E_x (normalized) when the intense laser pulse oblique incident on the double-layer plasma target at $t = 30T$; (b) the result of Fourier transformation of E_x on the line $y = 39.6 \mu\text{m}$ to the amplitude-wavenumber domain, k_0 is the incident laser wavenumber in the x direction. The peak value is at $k/k_0 = 1.005$. The amplitude of SPW $a_s = 0.22$.

斜入射的 p 偏振激光在平行于表面即 x 方向也有较强的分量, 会与表面波叠加, 但在近表面处 ($y = 39\text{--}40\text{ }\mu\text{m}$) 的 E_x 与 $y > 39\text{ }\mu\text{m}$ 的部分分离, 该区域的电场主要由静电波构成. 比较图 3(a) 界面处的电场和图 2 的电子密度, 如 $x = 10\text{ }\mu\text{m}$ 处, $E_x \approx 0$, 而达到波峰, 恰好对应于 $\pi/2$ 的相位差, 即电场分布与表面波的性质相符. 事实上, 由于表面波是在等离子体表面传输的静电波, 表面电子振荡即扰动电子密度分布直接印证了表面波的存在, 电子振荡的幅度反映了表面波的强度. 表明强激光入射平坦的双层等离子体靶可以激发表面波. 图 3(b) 为 E_x 对空间的傅里叶变换, 峰值对应的波数在 $k/k_0 \approx 1.005$ 处, 接近但大于入射光波数, 即. 而由, (4) 式可以写为

$$k_{\text{SPW}}/k_0 = 1 + \beta/\eta, \quad (8)$$

其中 $\beta = \frac{a_s^2}{8(1+a_s^2/2)[(1+a_s^2)^{1/2}-1]}$, $\eta = (\omega_p/\omega)^2 = n_e/n_c$. 表面波强度 a_s 取图 3(b) 中峰值的幅度即 $a_s = 0.22$, $\eta = 100$, 则按照 (8) 式, $k_{\text{SPW}}/k_0 \approx 1.0025$, 与模拟得到的峰值较为接近. 事实上, 若 $a_s \ll 1$, $\beta \approx 0.25$, 在表面波强度较低时, (4) 式中的 α 很小, 近似地退化到 (1) 式, 表面波色散关系退化到线性关系.

a_s 与入射波强度相关, 计算了不同入射光强时的 a_s , 结果如图 4 所示. 在我们的模拟中 (图 4 红线), 入射光强 $a_L \leq 0.1$ 时, 无法激发表面电子结构, 此时激光绝大部分被反射, 只有极少部分被等离子体吸收, 不足以驱动电子; $a_L \geq 0.3$ 时, 随着入射激光强度的提高, 更多的电子重新分布, a_s 逐渐增大. 在 $0.1\text{--}0.3$ 时存在一个阈值, 但由于模拟的精度问题, 我们未能更进一步探究这个阈值. a_L 足够大时, 会导致所有低密度层的电子参与重构, 因此表面波的强度达到饱和, 从图 4(b) 中可以看到, 在 $a_L > 0.5$ 时 a_s/a_L 随着 a_L 逐渐增大有所下降的趋势. 作为对比, 我们也从理论上计算了强激光入射带有周期性表面结构即 $y = h\cos(qx)$ 的单层靶时的表面波强度, h 是表面结构的深度, q 是表面结构对应的波数. 根据文献 [17] 中的 (36) 式, 即:

$$\frac{a_s}{a_L} = \frac{\omega^2 h w_0 (\eta - 1)^{3/2}}{c^2 (\eta - 2)^2} \frac{1 + \sin\theta \left(\frac{\eta - 2}{\eta - 1} \right)^{1/2}}{\left[1 + \frac{(\eta - 1)^2}{\eta \sec^2\theta - 1} \right]^2} \cos\theta, \quad (9)$$

式中, w_0 是束腰宽度. 2.1 节给出 $w_0 = 4\text{ }\mu\text{m}$, h 则依照文献 [17] 取 $h = 50\text{ nm}$. 将 $\eta = 100$ 和 $\theta = 75^\circ$ 代入 (9) 式计算得到: $a_s/a_L \approx 0.139$, 在图 4 中用蓝线表示. 可见模拟结果在 $a_L > 1.5$ 时明显地偏离理论结果. 以上结果说明双层靶表面波的振幅不同于单层靶线性激发的结果, 特别是中等强度入射激光情形, 表面等离子体波的振幅与入射激光的振幅具有非线性关系. a_s/a_L 和 a_L 之间的函数关系尚需进一步研究.

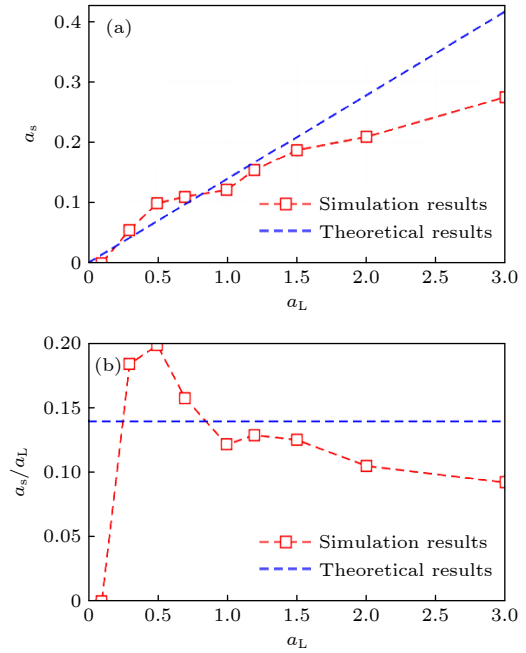


图 4 表面波强度随入射光强的变化曲线, $a_L \leq 0.1$ 时无法激发周期性的电子振荡. 红线是入射角 $\theta = 75^\circ$ 入射双层靶的模拟结果, 蓝线是在相同激光强度及等离子体密度的条件下使用有周期性表面结构的单层靶时的理论结果, 斜率 $a_s/a_L = 0.139$ (a) a_s - a_L 曲线; (b) a_s/a_L - a_L 曲线

Fig. 4. The curve of the amplitude of SPW with incident laser intensity. When $a_L \leq 0.1$, periodic electron oscillation cannot be excited. The red line is the simulation result of double-layer target with incident angle $\theta = 75^\circ$, and the blue line is the theoretical result when using single-layer target with ripped surface under the same laser intensity and plasma density, the slope $a_s/a_L = 0.139$: (a) The curve of a_s - a_L ; (b) the curve of a_s/a_L - a_L .

2.3 入射角为 85° 时的模拟结果

除了入射光强, 入射角也会影响表面波的性质. 根据文献 [17] 中图 4(b), 45° 入射单层靶激发的 SPW 最强, 而大角度入射时, SPW 强度显著下降 (金属表面激发的表面等离子激元也有类似性质 [2]), 但在我们的模拟中, 即双层靶的条件下, 大角度入

射的激光也能激发强表面波. 图 5 给出了激光以 $\theta = 85^\circ$ (接近于平行入射) 斜入射双层等离子体靶, $t = 25T$ 和 $t = 30T$ 时的模拟结果, 双层靶的初始结构与此前一致. $T = 25T$ 时, 脉冲宽度为 $20T$ 的激光脉冲已经通过的区域 ($x = 0-5 \mu\text{m}$ 范围), 电子振荡振幅较大, 但相应的密度较小, 周期性结构不稳定. 在 $t = 30T$ 时, 脉冲的尾部达到 $x = 10 \mu\text{m}$ 的位置. 可见在接近于平行入射双层靶条件下, 同样可以激发强的表面波, 表明双层靶更容易激发表面等离子体波.

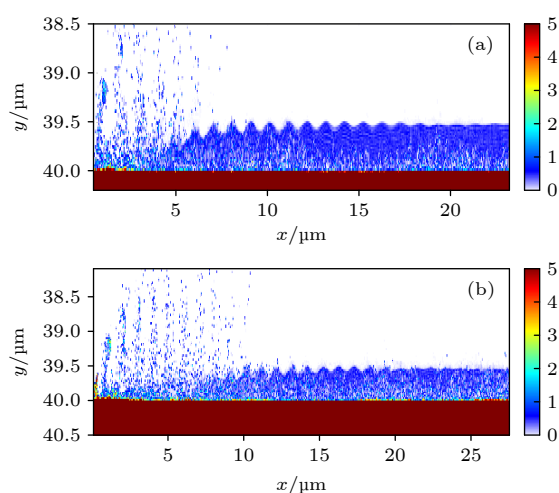


图 5 入射角 $\theta = 85^\circ$ 时表面电子密度分布 (a) $t = 25T$; (b) $t = 30T$, 密度单位: n_c

Fig. 5. The distribution of surface electron density when incidence angle $\theta = 85^\circ$: (a) $t = 25T$; (b) $t = 30T$, the unit of density: n_c .

本文采用了与文献 [18] 相似的双层靶结构, 强激光平行入射到双层靶的交界面处, 激发出与图 2 相似的电子结构, 产生很强的鞘层电场, 由表面等离子体波产生的鞘层电场加速质子, 其获得的最高能量可以比相同激光强度驱动的靶后法向鞘层加速 (target normal sheath acceleration, TNSA) 获得的能量高一个数量级以上, 可见激发的表面波电场对质子加速也有明显的增强. 而本节重点在于研究表面波本身的一些性质, 因此对质子加速不做深入讨论.

3 表面等离子体波对后继激光透射率的影响

3.1 基本参数设置

强激光入射双层等离子体靶产生的表面波会影响到后继激光与等离子体靶的相互作用, 从而影

响激光透射率. 模拟设置示意图如图 6 所示. 在第一束激光斜入射等离子体靶的基础上, 延迟一段合适的时间后, 将第二束激光正入射到表面波区域内, 通过计算靶后主轴上的电磁场振幅来研究透射率的变化. 为方便研究正入射时的透射率, 我们将等离子体靶逆旋转 90° (Opic 程序中只能从左右边界射入激光, 前文中将靶平行放置是为了更好地观察靶表面电子结构), 即改为在竖直方向上放置, $x = 4.5-5 \mu\text{m}$ 的范围内为低密度层, $n_1 = 2n_c$, $x = 5-7 \mu\text{m}$ 的范围内为高密度层, $n_2 = 100n_c$. 提高低密度层的密度是为了提高激发的电子周期结构的密度, 因为过低的电子密度无法对后续激光产生明显的影响, 继而无法起到增强透射的作用, 相应地为了在更高的密度下激发强度合适的表面波, 也提高了前置斜入射激光的强度, 取 $a_1 = 4$, 其余参数不变 $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 入射中心在 $y = 28 \mu\text{m}$ 处的靶上, 即坐标为 $(5, 28)$, 由模拟区域的左边界斜入射, $\theta = 75^\circ$. 后续激光强度略小于前置激光, 以减小对靶表面电子结构的破坏, 同时使用过于弱的激光 (如前文 $a_2 = 2$) 时无法观察到明显的透射, 故取 $a_2 = 3$, 其余相关参数为: $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 束腰 $w_0 = 15 \mu\text{m}$, 脉宽为 $10T$, 垂直于等离子体表面从模拟区域左边界正入射, 即 $\theta = 0^\circ$. 第二束激光在 $\Delta t_{\text{delay}} = 23T$ 后载入, 入射中心与第一束激光的入射中心相距 $3 \mu\text{m}$, 入射中心在 $y = 25 \mu\text{m}$ 的靶上, 即坐标为 $(5, 25)$.

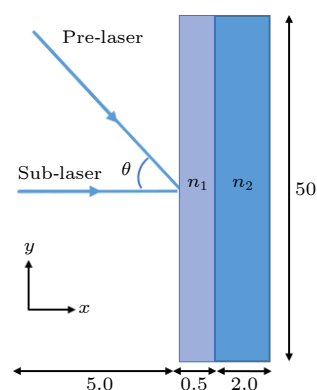


图 6 透射模拟设置示意图 (长度单位: μm , 密度 $n_1 \ll n_2$); 前置激光 (pre-laser) 以 $\theta = 75^\circ$ 先入射等离子体靶, 在延迟 $\Delta t = 23T$ 后正入射后续激光 (sub-laser)

Fig. 6. Schematic diagram of transmission simulation settings (Length unit: μm , Density $n_1 \ll n_2$); the pre-laser irradiates the plasma target at $\theta = 75^\circ$, and the subsequent laser (sub-laser) is normally incident after a delay of $\Delta t = 23T$.

3.2 模拟结果与讨论

作为对照,先模拟了单束激光正入射单层等离子体靶,入射激光参数与上述后续激光一致,在 $t = 0$ 时入射,等离子体靶 $n = 100n_c$. 模拟结果如图7(a)所示,可见靶后没有透射波,激光几乎被完全反射,即形成“黑障”现象,透射率 $\kappa_1 \approx 0$. 而加上前置激光和双层靶,即存在SPW时的模拟结果如图7(b)所示,在靶后 $x = 10\text{--}20\text{ }\mu\text{m}$ 范围内可以观察到较明显的透射波,透射振幅约为 $a = 0.2$,此时透射率为 $\kappa_2 = (a/a_2)^2 = (0.2/3)^2 \approx 0.44\%$. 在图8中继续比较了单束激光入射单层靶和两束激光入射双层靶时激光主轴上的电场 E_y 及其傅里叶变换的结果. 可以明显地看到,存在SPW时的

透射强度,显著高于无SPW时的透射强度,即 $\kappa_2 \gg \kappa_1$. 电场对空间的傅里叶变换在 $k \gtrsim k_0$ 处出现主极大值,表明出射电磁波不是直接透射,而是表面等离子体波激发了可传播的电磁波,而且基本保留了入射电磁波的波数频率.

以上通过加上前置激光和双层靶,使得后续正入射激光有明显的透射增强,这一方面是由于电子周期结构激发的表面波减少了激光反射,使更多的激光进入等离子体,并且将激光能量传输到后表面,再以透射光的形式传播出去,另一方面是由于前置激光加速靶内电子后,热电子也可以传输激光能量. 这个过程中,表面波起到了主要作用,这一点在图9模拟结果中可以得到印证. 图9中,先让

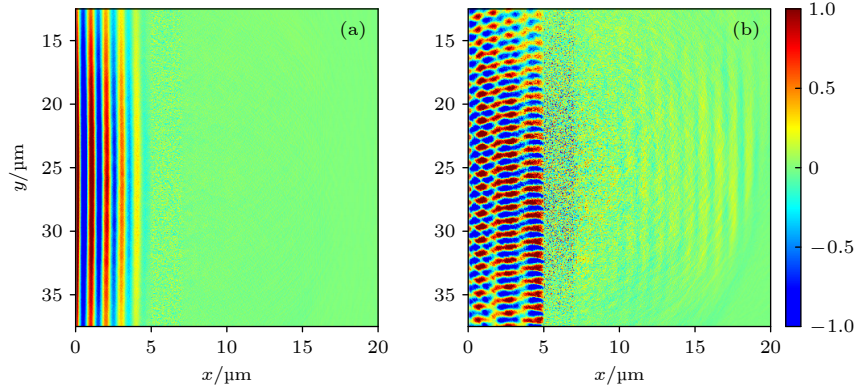


图7 (a) 单束激光正入射单层靶 $t = 30T$ 时 E_y (归一化)的分布, $a = 3$, $n = 100n_c$; (b) 两束激光先后射入双层等离子体靶 $t = 50T$ 时 E_y 的分布,前置激光 $a_1 = 4$, $\theta = 75^\circ$,后续激光 $a_2 = 3$, $\theta = 0^\circ$,延迟时间 $23T$,低密度层 $n_1 = 2n_c$,高密度层, $n_2 = 100n_c$. 为了使图(b)中靶后电场更明显,将强度绝对值超过1的电场都调整为1或-1

Fig. 7. (a) The distribution of E_y (normalized) when a single laser beam is normally incident on a single-layer target, $t = 30T$, $a = 3$, $n = 100n_c$; (b) the distribution of E_y when two laser beams successively shoot the double-layer plasma target, $t = 50T$, the pre-laser $a_1 = 4$, $\theta = 75^\circ$, subsequent laser $a_2 = 3$, $\theta = 0^\circ$, delay time $23T$, low density layer $n_1 = 2n_c$, high density layer $n_2 = 100n_c$. In order to make the electric field behind the target in Figure (b) more obvious, if the absolute intensity of E_y is more than 1, adjust the electric field to 1 or -1.

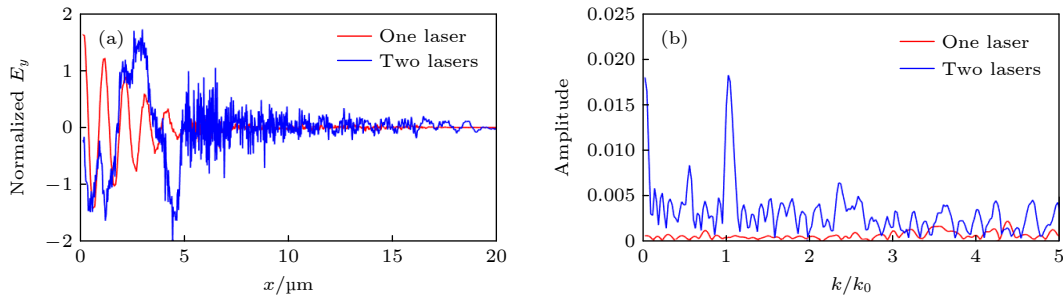


图8 (a) 激光主轴上电场的空间分布,红线:单束激光正入射单层靶,蓝线:两束激光先后入射双层靶; (b) 靶后即 $x > 7\text{ }\mu\text{m}$ 的电场经傅里叶变换转换到幅度-波数域的结果, k_0 是入射光波数

Fig. 8. (a) The spatial distribution of electric field on the main axis of laser. The red line: a single laser normally incident on a single-layer target, and the blue line: two laser beams successively incident on a double-layer target; (b) behind the target, $x > 7\text{ }\mu\text{m}$, the result of electric field converted to the amplitude wavenumber domain by Fourier transform, k_0 is the incident light wavenumber.

前置激光以入射角 $\theta = 75^\circ$ 入射表面光滑的单层靶, 随后再正入射一束激光. 在该条件下, 表面波强度较弱, 靶上只有热电子, 而在靶后无法观察到明显的透射波. 这个对比再一次证明, 双层靶有利于强激光在大角度入射时激发表面等离子体波.

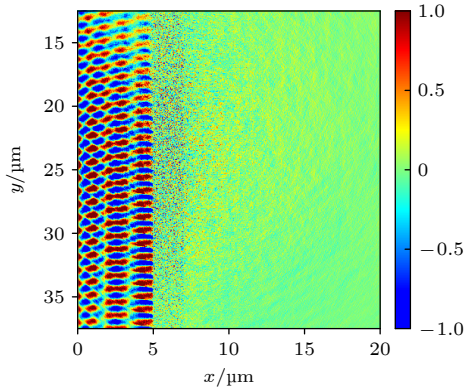


图 9 两束激光先后入射单层靶 $t = 50T$ 时 E_y (归一化) 的分布

Fig. 9. The distribution of E_y (normalized) when two laser beams successively incident on single-layer target, $t = 50T$.

4 总 结

本文利用粒子模拟程序 Opic2.0 首先证实了激光以大角度斜入射 (接近平行入射) 表面光滑无周期结构的双层等离子体靶时也可以激发表面等离子体波. 模拟发现, 强度为 $a_L = 2$ 的强激光以入射角 $\theta = 75^\circ$ 入射该等离子体靶, 可以产生具有周期性的电子密度分布. 该电子密度能以近似光速的传播速度沿着表面方向传播, 且平行于表面的电场分量 E_x 与电子密度分布有 $\pi/2$ 的相位差, 以及表面电场波矢接近但大于入射光波矢, 数值上也较为接近理论结果, 符合表面静电波的性质, 由此证实表面等离子体波的存在; 其振幅与入射激光的振幅具有单调递增的非线性关系, 两者比值在中高强度的激光时随着激光强度变大有下降的趋势, 且存在一定的激发阈值; 具体函数关系、阈值与靶参数间的关系等有待后续进一步的研究. 在研究表面波的实际应用的过程中, 发现表面波的存在可以显著增强后继激光脉冲的透射, 使得激光可以透过原本不能透过的高密度等离子体层, 突破“黑障”. 使用 $a_1 = 4$, $\theta = 75^\circ$ 的前置激光照射密度为 $n_1 = 2n_c$, $n_2 = 100n_c$ 的双层靶, 激发出较强表面等离子体波, 可以使后续 $a_2 = 3$ 的正入射激光获得明显的透射增

强, 在靶后观察到波长与入射光相近的透射波. 由于模拟过程中我们采用了无量纲参量, 因此模拟结果对于探讨雷达或微波通讯信号如何突破近地空间超高速飞行器表面的高密度等离子鞘套 (密度远大于微波对应的临界密度, 厚度波长量级) 形成的“黑障”有重要参考价值.

参考文献

- [1] Otto A 1968 *Z. Physik* **216** 398
- [2] Raether H 1988 *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer)
- [3] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [4] Liu H T, Lalanne P 2008 *Nature* **452** 0672
- [5] Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L, Ebbesen T W 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 729
- [6] Florian C, Kirner S V, Kruger J, Bouse J 2020 *J. Laser Appl.* **32** 022063
- [7] Ceccotti T, Floquet V, Sgattoni A, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 185001
- [8] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, et al. 2006 *Phys. Plasma* **96** 670
- [9] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, et al. 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [10] Xu H, Yu W, Lu P X, Senecha V K, He F, Shen B F, Qian L J, Li R X, Xu Z Z 2005 *Phys. Plasmas* **12** 013105
- [11] Chen L M, Kando M, Xu M H, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 045004
- [12] Dobosz S, Doumy G, Stabile H, D'Oliveira P, Monot P, Réau F, Hüller S, Martin Ph 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 025001
- [13] Zhu X M, Prasad R, Swantuschl M, Aurand B, Andreev A A, Willi O, Cerchez M 2020 *High Power Laser Sci. Eng.* **8** e15
- [14] Marini S, Kleij P S, Amiranoff F, Grech M, Raynaud M 2021 *Phys. Plasmas* **28** 073104
- [15] Hu X W 2003 *Theoretical foundation of plasma* (Vol. 2) (Beijing: Peking University Press) p270 (in Chinese) [胡希伟 2003 等离子体理论基础 (第二版) (北京: 北京大学出版社) 第 270 页]
- [16] Rulliere C 2007 *Femtosecond Laser Pulse Principles and Experiments* (2nd Ed.) (Beijing: Science Press)
- [17] Liu C S, Tripath V K, Shao X, Liu T C 2015 *Phys. Plasma* **22** 412
- [18] Haider M M, Sheng Z M 2021 *AIP Adv.* **11** 035221
- [19] Dawson J M 1962 *Phys. Fluids* **5** 445
- [20] Zhang Z M 2011 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [张智猛 2011 博士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [21] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, Yu M Y 2010 *Phys. Plasma* **17** 043110
- [22] Zhang Z M, He X T, Sheng Z M, Yu M Y 2011 *Phys. Plasma* **18** 023110
- [23] Sheng Z M, Zhu L W, Yu M Y, Zhang Z M 2010 *New J. Phys.* **12** 013001
- [24] Birdsall C K, Fuss D 1969 *Comput. Phys.* **3** 494
- [25] Yee K S 1966 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** 302
- [26] Fan G X, Liu Q H 1998 *Wiley Subscription Services, Inc. A Wiley Company* **19** 258

Surface plasma wave excited by laser pulse obliquely incident on a double-layer plasma target and its application^{*}

Li Tian-Cheng Zhang Xiao-Hai Sheng Zheng-Mao[†]

(*Institute for Fusion Theory and Simulation, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China*)

(Received 1 July 2022; revised manuscript received 21 November 2022)

Abstract

Surface plasma wave (SPW) will significantly affect the subsequent mutual coupling between laser and plasma, so there are many important applications such as particle acceleration driven by laser pulses and transmission enhancement. In this work, the properties of the SPW produced by an ultra-short and ultra-intensity laser pulse incident on a double-layer plasma target are studied by using the all-electromagnetic large-scale two-dimensional particle in cell (PIC) simulations. It is shown that the high-intensity laser incident with a large angle, $\theta = 75^\circ$, can drive the electrons of the low-density layer to form a transportable periodic structure with the propagation speed close to light speed, and excite electrostatic wave whose wavelength is similar to that of the incident laser and is numerically close to the theoretical result according to previous theory. In order to excite the SPW, the laser intensity needs to reach a certain threshold. Besides, the ratio of the surface wave intensity to the incident laser intensity in the double-layer target case obviously deviates from the theoretical result of the single-layer target case, showing a nonlinear relationship. In the second part of the simulation, it is found that the SPW can significantly enhance the transmission of subsequent laser pulse, allowing the subsequent laser to break through the "black barrier" due to the dense plasma. A pre-laser irradiates the double-layer plasma target at $\theta = 75^\circ$, and then the subsequent laser is normally incident after a delay of $\Delta t = 23T$. As a result, an obvious electromagnetic wave with the same direction as the sub-laser can be observed behind the target, which indicates that the sub-laser absolutely transmits the dense plasma. In comparison, when a single laser is normally incident on the target without pre-laser while other conditions keep unchanged, no obvious wave can be distinguished behind the target, that is, the field is nearly zero. Another simulation where a single-layer target is injected by pre-laser and sub-laser in order but the wave behind the target is also unobservable, proves that it is SPW that plays the main role in transmission enhancement instead of accelerated hot electrons on the target which can also transport the laser energy.

Keywords: laser-plasma interaction, surface plasma wave, transmission enhancement, numerical simulation

PACS: 52.38.-r, 52.35.-g, 52.65.-y, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.72.20221305

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61627901, 11875235).

[†] Corresponding author. E-mail: zmsheng@zju.edu.cn

激光入射双层等离子体靶产生的表面等离子体波及应用

李天成 章晓海 盛正卯

Surface plasma wave excited by laser pulse obliquely incident on a double-layer plasma target and its application

Li Tian-Cheng Zhang Xiao-Hai Sheng Zheng-Mao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 045201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221305

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221305>

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

化学复合率对激发赤道等离子体泡影响的数值模拟

Numerical simulation of recombination rate effect on development of equatorial plasma bubbles

物理学报. 2019, 68(19): 199401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190173>

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

大功率热平衡感应耦合等离子体数值模拟及实验研究

Numerical simulation and experimental study of high-power thermal equilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201610>

环形磁场金属等离子体源冷却流场的数值模拟与优化

Numerical simulation and optimization of cooling flow field of cylindrical cathode with annular magnetic field

物理学报. 2021, 70(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201368>

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>

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

物理学报. 2021, 70(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>