

基于锥形等离子体通道的百拍瓦激光脉冲整形及重离子加速*

赵娜^{1) #} 欧阳建明^{2) #} 邹德滨²⁾ 张国博^{2) †} 甘龙飞¹⁾ 邵福球²⁾

1) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

2) (国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2024 年 5 月 16 日收到; 2024 年 6 月 28 日收到修改稿)

利用粒子模拟程序研究了百拍瓦极端光场条件下, 锥形等离子体通道对激光脉冲的整形和重离子加速的影响. 研究发现, 由于非线性干涉和聚焦效应, 锥形等离子体通道能够整形激光脉冲时空波形并增强激光强度. 对于强度为 5.46×10^{22} W/cm²、束腰半径为 10 μ m 的线偏振激光入射夹角 $\theta = 10^\circ$ 的锥形等离子体通道, 可获得紧聚焦 (束腰半径 $< 1 \mu$ m)、超高强度 (强度提高 6 倍) 的整形激光. 利用该激光加速通道末端的超薄平靶发现, 辐射反作用力能够有效地抑制由于电子加热和激光强度横向不均匀引起的超薄平靶横向膨胀, 延长超薄平靶透明时间, 使得金离子得到充分加速, 最终可获得截止能量高达约 240 GeV 的金离子. 研究结果有望为未来百 PW 激光重离子加速实验方案设计及在核-核碰撞中的应用研究提供理论参考.

关键词: 百拍瓦激光脉冲, 锥形等离子体通道, 脉冲整形, 重离子加速

PACS: 52.38.Kd, 52.38.-r, 52.50.Jm, 12.20.-m

DOI: 10.7498/aps.73.20240696

1 引言

重离子在核物理、天体物理、医学放疗、量子色动力学等领域有着广泛的应用^[1-4]. 传统获得高能重离子源的主要途径是大型射频粒子加速器, 加速的重离子能量甚至可以超过 GeV/u. 然而, 受限于加速梯度 ($\sim$ MV/cm), 这些加速器通常体积庞大、构造复杂、造价昂贵^[3]. 近年来, 随着超短超强激光技术的飞速发展, 基于超强激光的电子和离子加速技术已经取得了一系列重要进展^[5-11]. 大量基于百太瓦和拍瓦 (petawatt, PW) 级激光装置的实验已经验证了激光驱动重离子加速的可行性^[12-15], 例如 Jung 等^[12]采用靶破烧蚀加速

(breakout afterburner acceleration, BOA) 机制获得了截止能量为 80 MeV/u 的 C⁶⁺离子, Braenzel 等^[13]基于库仑爆炸加速机制获得了 1—2 MeV/u 的 Au 离子, Wang 等^[15]利用 fs 激光脉冲与超薄靶相互作用产生了能量为 6.1 MeV/u 的 Au 离子. 但是获得的重离子束能量较低, 仅为数十 MeV/u, 严重限制了其实际应用. 随着光参量啁啾脉冲放大技术 (optical parametric chirped pulse amplification, OPCPA) 的发展, 拍瓦和十拍瓦级高功率激光装置相继建成, 百拍瓦级激光装置也开始规划和筹建, 如上海极端光基础设施 SEL、欧洲极端光设施 ELI 等^[16-20]. 这些超高功率激光装置有望在实验室内产生峰值强度高达 10^{23} — 10^{25} W/cm² 的超强飞秒激光脉冲, 为激光驱动重离子加速研究带来了新

* 国家自然科学基金 (批准号: 12305268, 12175310, 12075014)、湖南省教育厅科学研究项目 (批准号: 22B0655, 22A0435)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2024JJ6184, 2022JJ20042, 2023JJ30195) 和国防科技大学科研计划 (批准号: ZK21-12) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: zgb830@163.com

的契机. 尽管前期模拟结果已证实百拍瓦激光轰击固体靶能够产生能量高达 GeV/u 的重离子束^[19,21], 但其对驱动激光强度和焦斑半径要求较高, 如激光强度 $I > 10^{23}$ W/cm²、激光焦斑半径 < 5 μm . 为了满足实际应用的需求, 如何在降低激光参数要求的同时优化重离子束的品质是亟需解决的重要问题. 近些年来, 等离子体作为非线性光学介质来实现强激光脉冲整形不断发展, 如利用等离子体透镜聚焦产生带有陡峭上升沿的高强度、高对比激光脉冲^[22], 基于相对论自诱导透明特性利用稠密等离子体缩短激光脉冲宽度和上升时间^[23], 通过等离子体超薄靶获得准单周期相对论激光脉冲^[24]等.

过去的十几年中, 研究人员采用了多种方法来提升质子/离子束的品质, 例如调制激光脉冲^[22–25], 或采用通道靶^[26]、锥靶^[27]等微结构靶. 在这些方案中, 利用锥形等离子体通道不仅能够引导激光传输, 还能对激光脉冲进行聚焦以增强锥末端附近的激光强度, 进而增强激光能量转换效率以及重离子束能量. 然而, 在百拍瓦激光参数条件下, 辐射主导的量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 效应将极大地影响电子的动力学行为^[28,29], 其在锥形等离子体通道引导激光传输和增强重离子加速中将起着至关重要的作用, 亟需针对百 PW 超强激光驱动的高能重离子加速开展研究.

本文利用粒子模拟方法, 研究了基于锥形等离子体通道的百拍瓦激光脉冲整形及重离子加速的细致物理过程. 研究发现, 由于锥形等离子体通道对激光脉冲的非线性干涉和聚焦, 超强激光的时空波形被整形, 且激光强度增强. 同时, 辐射反作用力能够有效地抑制由于电子加热和激光强度横向不均匀引起的通道末端超薄平靶的横向膨胀, 使金离子得到充分加速, 最终可获得能量高达约 240 GeV 的高能 Au⁷⁹⁺离子, 这样的能量已经达到中能重离子碰撞所要求的阈值能量.

2 物理模型

利用包含 QED 模块的二维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 程序 EPOCH^[30] 研究百 PW 线偏振激光脉冲与锥形等离子体通道相互作用的脉冲整形和重离子加速. 模拟参数如下: 一束 p 极化的激光脉冲沿 x 轴从左边界垂直入射, 激光归一化振幅表示为 $a = a_0 \exp[-(y - y_0)^2/\sigma_0^2 - (t - t_0)^2/\tau^2]$,

其中 $a_0 = eE_0/m_e\omega_0c = 200$ (e , m_e , ω_0 , E_0 和 c 分别为单位电荷、电子静止质量、激光频率、峰值电场和真空中光速), 对应的峰值激光强度为 5.46×10^{22} W/cm², 功率为 172 PW, 总能量 $\varepsilon_L = 14.15$ kJ. 激光脉冲宽度 $\tau = 25T_0$ (激光周期 $T_0 \approx 3.3$ fs), $\sigma_0 = 10\lambda_0$ 为激光脉冲束腰半径, $\lambda_0 = 1$ μm 是激光在真空中的波长. 壁厚为 $2\lambda_0$ 、轴向长度为 L 的锥形等离子体通道放置在 $x = 5\lambda_0$ 至 $x = (L+5)\lambda_0$ 之间, 末端开口半径为 r , 通道壁与激光传播轴夹角为 θ . 锥形等离子体通道设置为全电离金原子, 离子和电子密度分别为 $n_i = 33.5n_c$ 和 $n_e = Zn_i = 2646.5n_c$, 其中 $Z = 79$ 是离子电荷数, $n_c = 1.1 \times 10^{21}$ cm⁻³ 为等离子体临界密度. 同时, 在锥形等离子体通道末端放置超薄平靶, 设置为全电离金原子, 密度和厚度分别为 $n_i = 33.5n_c$ 和 $d = 0.1\lambda_0$. 模拟盒尺寸为 $x \times y = 70\lambda_0 \times 40\lambda_0$, 网格精度为 $\lambda_0/100 \times \lambda_0/100$, 每个网格内分别放置 36 个电子和离子, 场和粒子使用开放边界条件. 在模拟中, 由于激光等离子体相互作用进入 QED 区域^[28,31], 因此考虑了同步辐射和电子-正电子对产生.

3 百拍瓦激光脉冲整形

为了详细地研究锥形等离子体通道对超强激光脉冲整形的影响, 图 1 给出了 $t = 50T_0$ 时刻, 百拍瓦激光与不同参数的锥形等离子体通道相互作用时横向电场 E_y 的空间分布, 靶的初始位置如图中黑框所示, 其与激光传播轴夹角为 θ , 末端开口半径为 r . 图 1(a), (c) 和 (e) 固定 $r = 3$ μm , θ 分别为 5° , 10° 和 20° , 可以看到, 随着夹角 θ 的增大, 通道内干涉条纹级数越多. 根据洛埃镜干涉系统的干涉条纹间距 $D = \lambda_0/(2\sin\theta)$ ^[32], D 同 $\sin\theta$ 成反比, 因而出现不同的干涉效果. 四种角度中, 最大的 $\theta = 20^\circ$ 对应着最小的 D , 因而干涉条纹宽度最窄. 紧挨着通道的暗条纹是由于半波损失造成的, 其宽度也同 $\sin\theta$ 成反比, 因而随着 θ 的增大干涉条纹离通道越近. 通道上下壁对超强激光的非线性干涉会在通道中心区域耦合叠加, 激光脉冲时空波形被整形. 图 1(b), (d) 和 (f) 给出了末端开口半径 r 不同对激光脉冲整形空间分布的影响, 固定 $\theta = 10^\circ$. 可以看到, 当 $r = 1$ μm 时, 通道外侧激光能量占比较大, 激光能量无法完全进入通道, 且锥形等离子体通道内的高密度电子和离子会在通道末

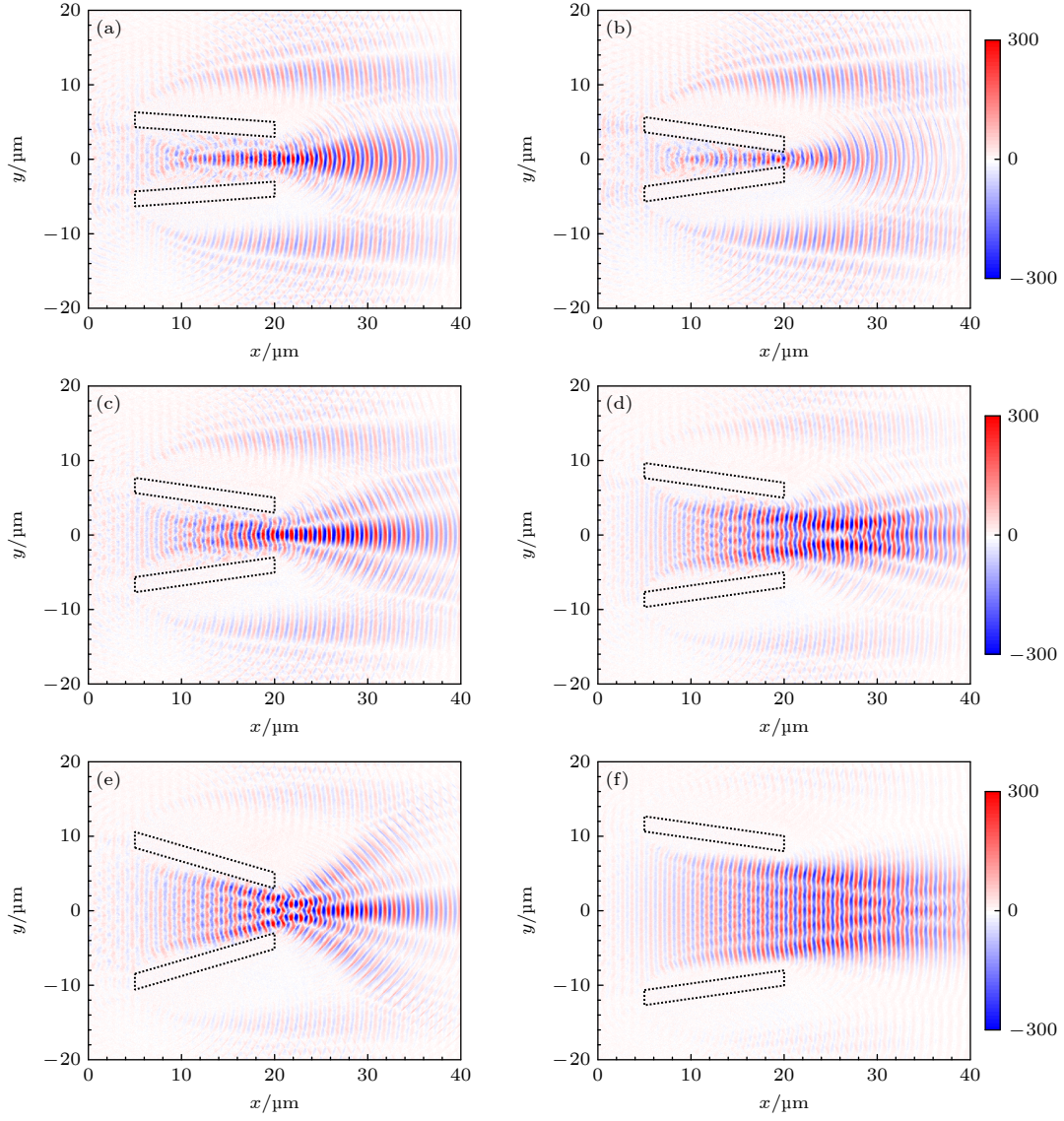


图 1 $t = 50T_0$ 时, 百拍瓦激光与不同参数的锥形等离子体通道相互作用时横向电场 E_y 的空间分布, 电场归一化到 $m_e\omega_0 c/e$. 图中黑框为初始时刻靶的位置 (a), (c), (e) 固定 $r = 3 \mu\text{m}$, θ 分别为 5° , 10° 和 20° ; (b), (d), (f) 固定 $\theta = 10^\circ$, r 分别为 1, 5 和 $8 \mu\text{m}$

Fig. 1. Spatial distributions of the transverse electric field E_y in the interactions of the hundreds-petawatt laser pulse with conical plasma channels of different parameters at $t = 50T_0$. Here, the electric fields E_y are normalized by $m_e\omega_0 c/e$. The black boxes in the figures show the positions of the targets at the initial moment: (a), (c), (e) Plasma channels with fixed end opening radius $r = 3 \mu\text{m}$ and θ are 5° , 10° , and 20° , respectively; (b), (d), (f) plasma channels with fixed $\theta = 10^\circ$ and r are 1, 5 and $8 \mu\text{m}$, respectively.

端造成堵孔. 当 $r = 5 \mu\text{m}$ 时, 通道内同时存在 3 条干涉条纹, 之后又变为 2 条干涉条纹, 且激光强度最大值没有出现在轴线上. 当进一步增大 $r = 8 \mu\text{m}$ 时, 通道内同时存在的干涉条纹增多至 6 条, 之后由于光场衍射, 干涉条纹逐渐减少.

为了定量地研究激光脉冲干涉和聚焦后的强度, 图 2 给出了百拍瓦激光与不同参数的锥形等离子体通道相互作用时横向电场 E_y 轴向分布和最大位置的径向分布 (与图 1 时刻相同). 图 2(a) 和图 2(c) 固定 $r = 3 \mu\text{m}$, θ 分别为 5° , 10° 和 20° , 作为

比较, 图中黑线为激光脉冲在真空中传播时的轴向和径向分布. 可以看到, 随着 θ 的增大, 峰值个数越多. 当 $\theta = 10^\circ$ 时, 横向电场 E_y 有最大值, 且其径向分布仅有一个峰. 此参数条件下, 调制后激光的焦斑半径仅为 $0.7\lambda_0$, 归一化激光强度最大值为 500, 对应激光强度变为 $3.4 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$, 即实现了 6 倍多的激光强度增强. 且 E_y 沿 $y = 0 \mu\text{m}$ 的轴向分布在 $x \approx 20 \mu\text{m}$ 处出现最大值, 说明此时的激光电场最强. 在固定夹角 $\theta = 10^\circ$ 的基础上, 图 2(b) 和图 2(d) 给出了不同末端开口半径 r 的横向电场

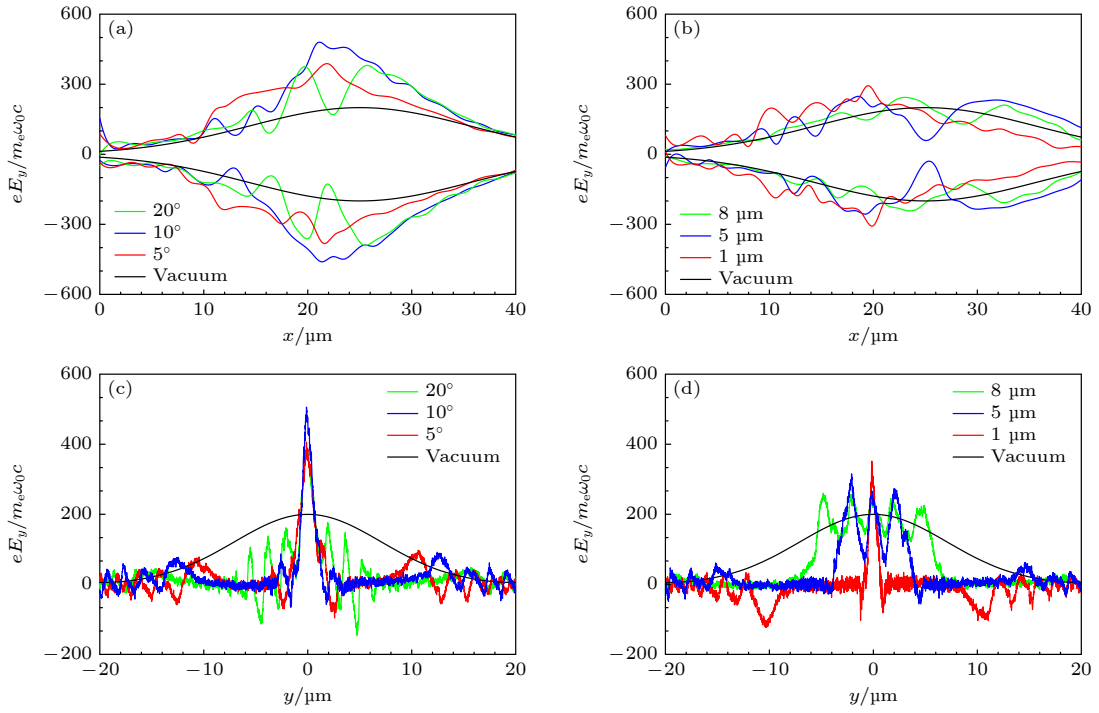


图 2 $t = 50T_0$ 时, 百拍瓦激光与不同参数的锥形等离子体通道相互作用时 $y = 0 \mu\text{m}$ 位置的横向电场 E_y 分布 (a), (b) 及其最大值位置的径向分布 (c), (d), 电场归一化到 $m_e\omega_0 c/e$ (a), (c) 固定 $r = 3 \mu\text{m}$, θ 分别为 5° , 10° 和 20° ; (b), (d) 固定 $\theta = 10^\circ$, r 分别为 $1, 5$ 和 $8 \mu\text{m}$. 作为比较, 图中黑线为激光脉冲在真空中传播时的情况

Fig. 2. Distributions of the transverse electric fields E_y along $y = 0 \mu\text{m}$ ((a), (b)) and radial distributions at the location of the maximum E_y ((c), (d)) when the hundreds-petawatt laser pulse interacts with conical plasma channels of different parameters at $t = 50T_0$. Here, the electric fields E_y are normalized by $m_e\omega_0 c/e$: (a), (c) Channels with fixed end opening radius $r = 3 \mu\text{m}$ and θ are 5° , 10° , and 20° , respectively; (b), (d) channels with fixed $\theta = 10^\circ$ and r are $1, 5$ and $8 \mu\text{m}$, respectively. For comparison, the black lines in the figures represent the propagation of the laser pulses in vacuum.

分布, 当 r 较大时, 通道中的干涉条纹较多. 如图 2(d) 绿线所示, 激光能量分布在多条干涉条纹上, 无法有效地实现激光强度增强. 当 r 较小时, 大部分注入通道的激光能量被局限在通道内, 如图 2(b) 红线所示, 锥外 $x > 20 \mu\text{m}$ 处 E_y 场急剧减小.

此外, 研究了锥形等离子体通道轴向长度 L 对激光脉冲聚焦的影响, 通过横向电场的最大值与锥末端位置的最佳匹配, 选取通道长度 $L = 15 \mu\text{m}$. 综合考虑调制激光强度和时空波形分布, 本文针对重离子加速的研究, 夹角选取 $\theta = 10^\circ$, 末端开口半径选取 $r = 3 \mu\text{m}$, 锥形等离子体通道轴向长度选取 $L = 15 \mu\text{m}$.

4 增强型激光离子加速研究

利用锥形等离子体通道整形聚焦后的增强型激光脉冲, 轰击放置在末端开口处的超薄平靶能够有效加速 Au^{79+} 离子. 为方便, 以下耦合锥形等离子体通道和通道末端超薄平靶的靶筒称为通道

靶, 传统超薄平板靶简称为平板靶. 图 3(a), (b) 和图 3(d), (e) 分别给出了通道靶和平板靶两种靶形下, 超强激光加速的 Au^{79+} 离子平均能量的空间分布. 从图 3(a) 与图 3(b) 可以看到, 通道靶情况加速的重离子横向发散和膨胀得到了有效的抑制, 一束高度局域化的离子团像“子弹”一样从通道末端推出, 并稳定传输较长的距离, 如图 3(a) 所示. 之后, 几乎所有高能 Au^{79+} 离子均集中在“子弹”的前端, 与平板靶情况相比, Au^{79+} 离子能被加速的距离更远, 且平均能量更高, 最大达到 $1.85 \times 10^{-8} \text{ J}$, 而平板靶情况下仅为 $4.42 \times 10^{-9} \text{ J}$, 如图 3(b) 所示. 此外, 由于锥形等离子体通道的紧聚焦效应, 重离子束的横向尺寸也得到了有效的控制, 束流形状与聚焦后的激光相一致, 这种束型在离子束驱动“快点火”研究领域尤其重要.

图 3(c) 给出了通道靶和平板靶两种靶形下 Au^{79+} 离子的能谱演化, 可以看到, 同时刻通道靶的 Au^{79+} 离子截止能量始终大于平板靶情况. 在 $t = 100T_0$ 时刻, 通道靶的 Au^{79+} 离子截止能量高达约 240 GeV ,

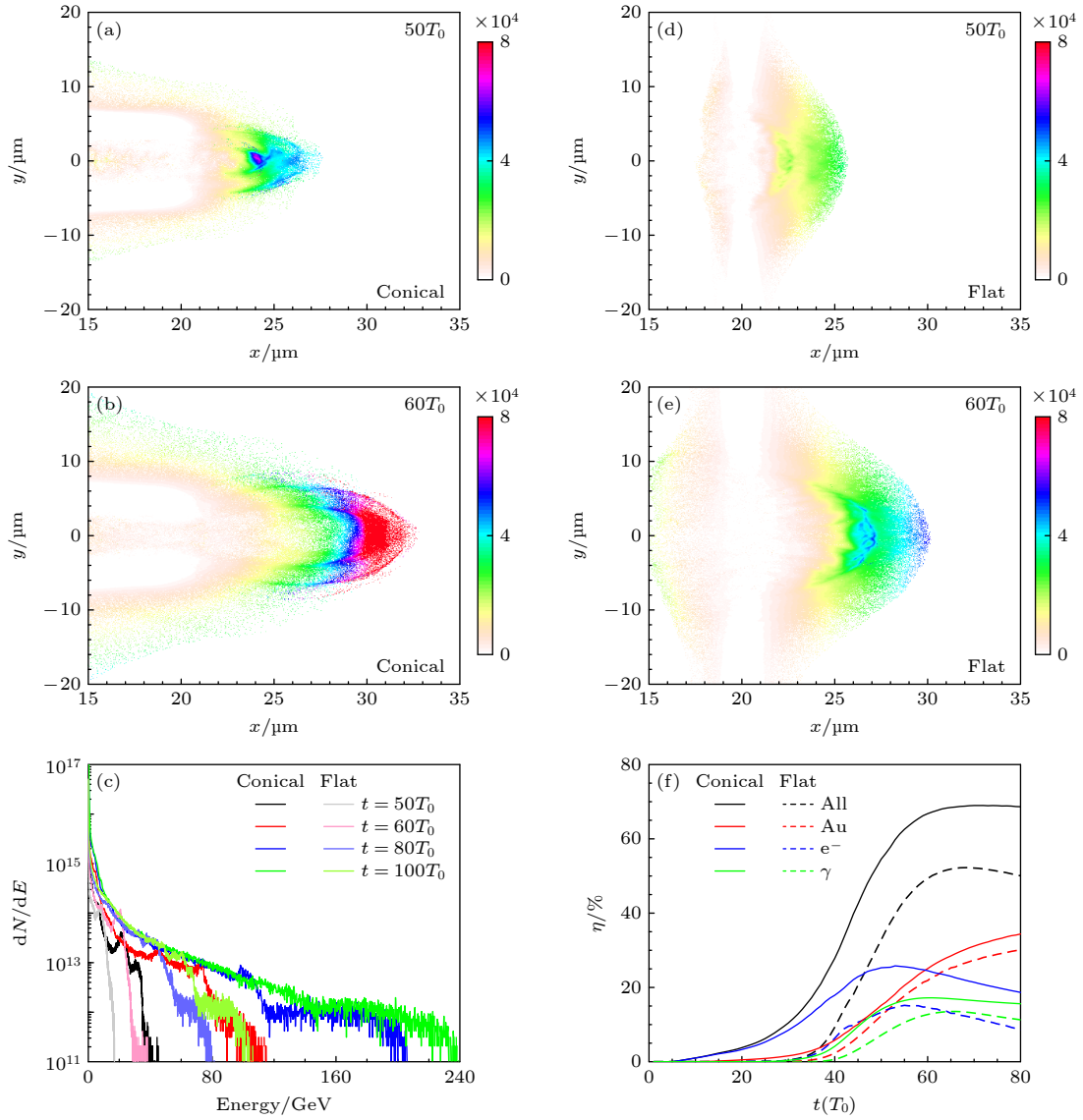


图 3 通道靶 (a), (b) 和平板靶 (d), (e) 的 Au^{79+} 离子平均能量的空间分布演化, 离子平均能量归一化到 $m_e c^2$. 通道靶和平板靶的 Au^{79+} 离子能谱演化 (c) 和能量转换效率 η 随时间的演化 (f)

Fig. 3. Evolutions of the spatial distribution of the average energy of Au^{79+} ions for the channel target ((a), (b)) and the flat target ((d), (e)). Here, the average energy of the ions is normalized by $m_e c^2$. Temporal evolutions of the energy spectra of Au^{79+} ions (c) and the energy conversion efficiencies η from laser to all the particles, Au ions, electrons and gamma photons (f) for the channel target and the flat target.

约为平板靶情况下的 2.1 倍 (平板靶情况约为 115 GeV). 同时, 在 $t = 100T_0$ 时刻, 通道靶的高能 (能量大于 150 GeV) 重离子数目与平板靶情况 (能量大于 70 GeV) 均处于 10^{12} 量级. 锥形等离子体通道的引入虽然减小了激光束腰半径, 但并没有降低高能 Au^{79+} 离子加速的数目. 但是低能 (通道靶约 120 GeV, 平板靶约 60 GeV) 重离子数目则相差了近一个数量级, 这是因为平板靶情况的激光焦斑较大, 更多的 Au^{79+} 离子获得了较低能量.

通道靶和平板靶两种靶形下激光的能量转换效率 η 随时间的演变如图 3(f) 所示, 包括激光能

量到所有粒子能量 (黑线)、Au 离子能量 (红线)、电子能量 (蓝线), 以及 γ 光子能量 (绿线) 的能量转换效率, 其中实线为通道靶的情况, 虚线为平板靶的情况. 模拟结果表明, 通道靶情况下激光到所有粒子的能量转换效率 η 高达近 70%, 且 η 值的变化出现的较早, 这是因为激光在到达末端超薄平板靶前就已经开始与通道的前端相互作用 (主要是与通道中的电子相互作用, 因而激光至金离子能量转换效率在早期并没有出现明显变化). 随后电子和离子之间的电荷分离场加速离子, 由于激光被限制在通道中, 激光可以得到充分的利用, 因而激光到

所有粒子的能量转换效率要明显高于平板靶的 52%. 但在百拍瓦的激光强度下, 激光等离子体相互作用进入了典型的以辐射为主导的近 QED 区域^[31], 辐射能量损失变得尤为重要, 高达约 17% 的激光能量以 γ 光子的形式辐射出来. 尽管如此, 仍然可以看到重离子的最高能量转换效率 η 值在通道靶的情况下为 35%, 高于平板靶的 30%.

为了研究锥形等离子体通道对激光能量的调制, 图 4(a) 和图 4(d) 分别给出了通道靶和平板靶情况下 $t = 50 T_0$ 时刻的坡印亭矢量空间分布. 当激

光沿 x 轴传输时, 坡印亭矢量的 x 分量大小 S_x 即为光强, 表示单位时间内通过垂直单位面积的电磁波能量. 从图 4(a) 和图 4(d) 可以看到, 通道靶情况 S_x 出现高度局域化, 这将有利于激光的聚焦及强度的提升, S_x 最高可达 $6.41 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$. 而平板靶情况的 S_x 最大值仅为 $0.92 \times 10^{23} \text{ W/cm}^2$. 图 4(b) 和图 4(e) 分别给出了相同时刻 $y = 0 \text{ }\mu\text{m}$ 位置两种靶型的电子密度 n_e 、离子密度 n_i 和纵向电场 E_x 分布. 对于平板靶, 在 $x = 22.1\lambda_0$ 和 $x = 22.8\lambda_0$ 两个位置出现了两个不同的 E_x 峰值, 分别源于线偏

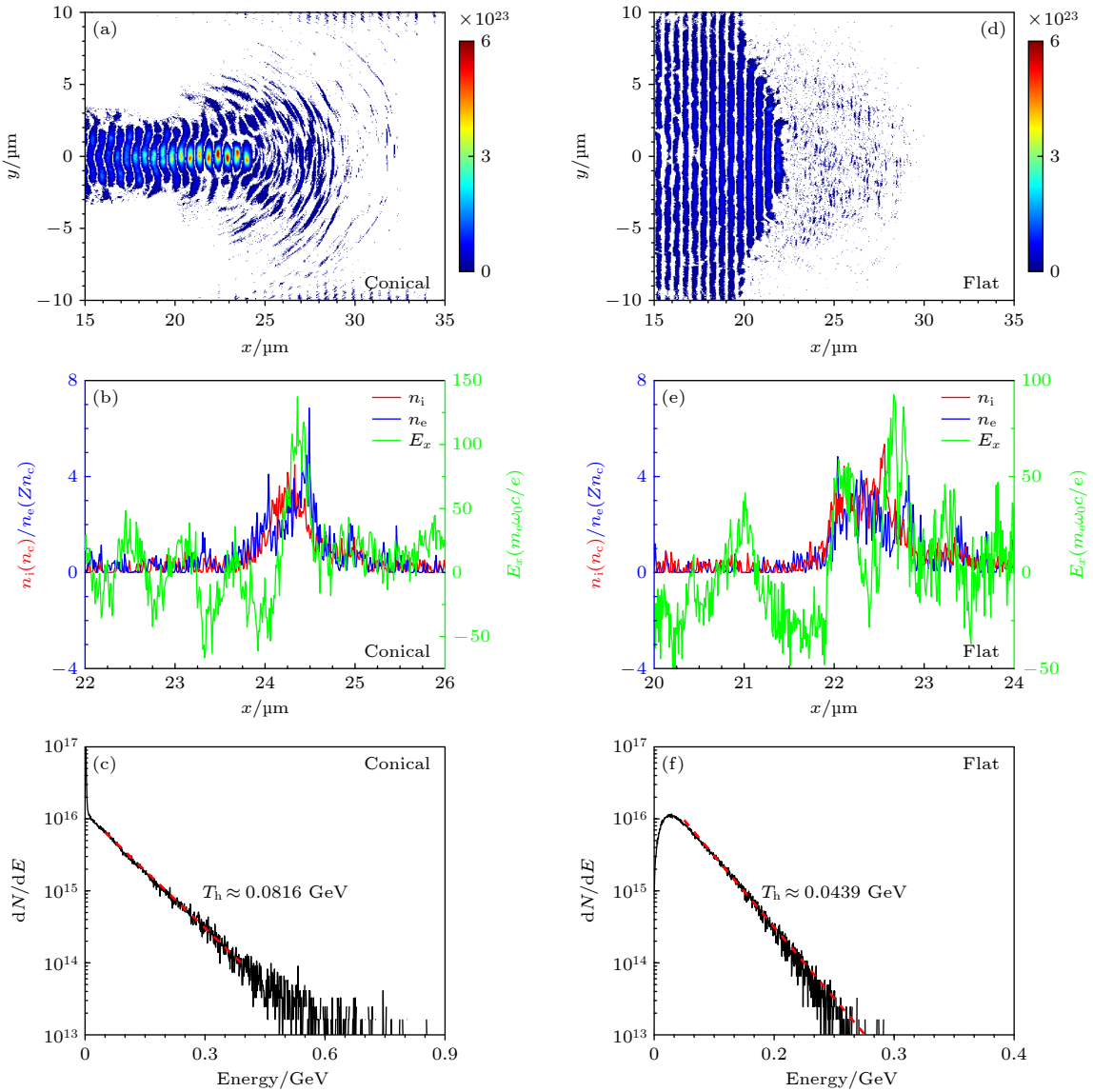


图 4 $t = 50 T_0$ 时刻, 通道靶和平板靶的 (a), (d) 坡印亭矢量分量 S_x 的空间分布; (b), (e) 离子密度 n_i 、电子密度 n_e 和纵向电场 E_x 在 $y = 0 \text{ }\mu\text{m}$ 位置的轴向分布; (c), (f) 电子能谱. 其中 S_x 的单位为 W/cm^2 , 离子密度 n_i 、电子密度 n_e 和纵向电场 E_x 分别归一化到 n_c , Zn_c 和 $m_e\omega_0 c/e$

Fig. 4. Spatial distribution of S_x (the x -direction component of the Poynting vector) (a), (d), axial distribution of ion density n_i , electron density n_e , and longitudinal electric field E_x along $y = 0 \text{ }\mu\text{m}$ (b), (e) and electron energy spectrum (c), (f) for the channel target (conical, (a)–(c)) and the flat target (flat, (d)–(f)) at $t = 50 T_0$. Here, the unit of S_x is W/cm^2 , and the ion density n_i , electron density n_e , and longitudinal electric field E_x are normalized by n_c , Zn_c and $m_e\omega_0 c/e$, respectively.

振激光有质动力的非振荡项 $-(e^2/4m_e\omega_0^2)\nabla E^2(x)$ 和振荡项 $-(e^2/4m_e\omega_0^2)\cos(2\omega_0 t)\nabla E^2(x)$, 加速机制为双峰静电加速, 且由于靶后静电场大于靶前静电场, 平板靶中的离子不能稳定地加速, 离子加速过程将很快结束 [33]. 同时, 电子和离子密度分布具有相似的双峰结构. 而对于通道靶情况, 电子和离子密度却是单峰结构, 且呈现更好的局域化堆积现象, 纵向电场 E_x 仅有一个峰, 但是其峰值强度明显高于平板靶情况, 因而离子加速能量更高. 图 4(c) 和图 4(f) 比较了同时刻两种情况的电子能谱分布. 通

道靶情况的超热电子截止能量和电子温度均约为平板靶情况的 2 倍, 且高能电子的数目更多, 进而增强了靶后纵向电场, 提高了离子加速的能量.

5 QED 效应对激光脉冲整形和重离子加速的影响

在百拍瓦激光脉冲与等离子体的相互作用过程中, 辐射阻尼力会抑制电子运动, 因此必须考虑 QED 效应对电子和离子动力学的影响.

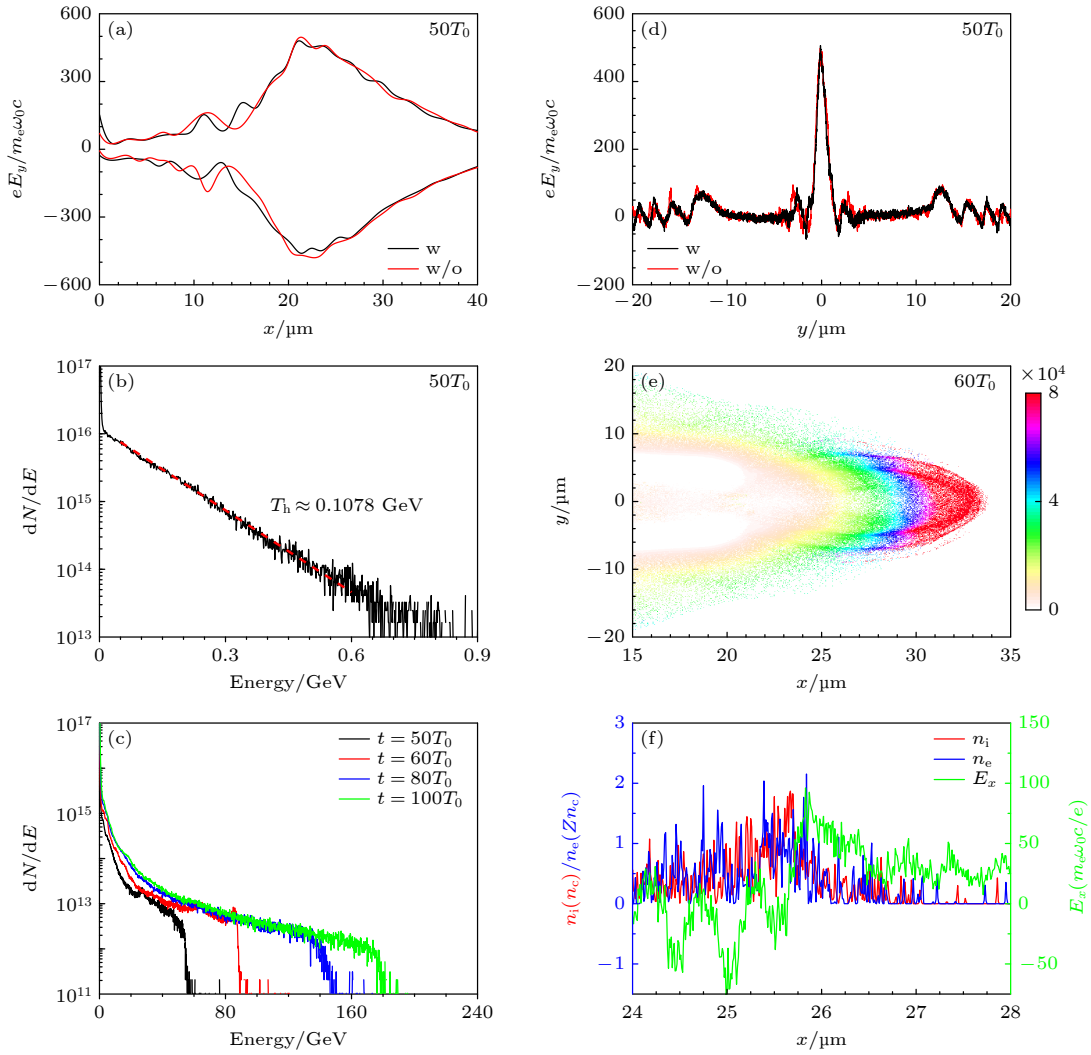


图 5 考虑 (w) 和不考虑 (w/o) QED 效应时, 百拍瓦激光脉冲与锥形等离子体通道相互作用时 $y = 0 \mu\text{m}$ 位置的横向电场 E_y (a) 及其最大值位置的径向分布 (d), 其中电场归一化到 $m_e\omega_0 c/e$. 不考虑 QED 效应时, 通道靶情况的电子能谱 (b)、 Au^{79+} 离子能谱 (c)、 Au^{79+} 离子平均能量分布 (e) 及离子密度 n_i 、电子密度 n_e 和纵向电场 E_x 在 $y = 0 \mu\text{m}$ 位置的分布 (f). 离子密度 n_i 、电子密度 n_e 、纵向电场 E_x 和离子平均能量分别归一化到 n_c , Zn_c , $m_e\omega_0 c/e$ 和 $m_e c^2$.

Fig. 5. With (w) and without (w/o) considering the QED effect, the distribution of the transverse electric field E_y along $y = 0 \mu\text{m}$ (a) and radial distribution at the location of the maximum E_y (d) when the hundreds-petawatt laser pulse interacts with conical channel target. Here, the electric field E_y are normalized by $m_e\omega_0 c/e$. Without considering the QED effect, the electron spectrum (b), Au^{79+} ion spectrum (c), the distribution of the average energy of Au^{79+} ion (e), and the distribution of ion density n_i , electron density n_e , and longitudinal electric field E_x along $y = 0 \mu\text{m}$ (f). Here, the ion density n_i , electron density n_e , longitudinal electric field E_x , and the average energy of Au^{79+} ion are normalized by n_c , Zn_c , $m_e\omega_0 c/e$ and $m_e c^2$, respectively.

为了说明 QED 效应对激光脉冲整形的影响, 图 5(a) 和图 5(d) 给出了考虑 (w) 和不考虑 (w/o) QED 效应时 $y = 0 \mu\text{m}$ 位置的横向电场 E_y 及其最大值位置的径向分布. 从图 5(a) 和图 5(d) 可以看到, 考虑和不考虑 QED 效应的电场分布和强度几乎一致, 说明 QED 效应对激光聚焦和整形的影响较小. 这是因为在本文的模拟工作中, 锥形等离子体通道采用高 Z 的金, 电子密度高达 $n_e = 2646.5n_c$. 因此在通道内大部分激光能量被反射, 产生非线性干涉现象. 图 5(b), (c) 和图 5(e), (f) 分别给出了不考虑 QED 效应时, 通道靶的电子能谱、 Au^{79+} 离子能谱、 Au^{79+} 离子平均能量分布及离子密度 n_i 、电子密度 n_e 和纵向电场 E_x 在 $y = 0 \mu\text{m}$ 位置的分布. 比较 $t = 50 T_0$ 时刻电子能谱发现 (图 4(c) 和图 5(b)), 考虑 QED 效应时的超热电子温度 (T_h 约为 0.0816 GeV) 小于不考虑 QED 效应情况 (0.1078 GeV), 且截止能量也略低. 这是因为不考虑 QED 效应时忽略了振荡电子的辐射损失. 比较 $t = 60 T_0$ 时刻的离子平均能量 (图 3(b) 和图 5(e)) 也发现前期的 Au^{79+} 离子束时空分布基本一致. 尽管前期不考虑 QED 效应时的离子截止能量也略高 (图 5(c) 黑线), 但随着时间的演化, 离子截止能量逐渐低于考虑 QED 效应情况 (图 3(c) 和图 5(c)), 在 $t = 100 T_0$ 时刻, 不考虑 QED 情况的离子截止能量大约仅为 180 GeV . 这是因为不考虑 QED 效应时, 通道末端超薄平靶相对于超强激光很快变得透明, 破坏了加速电场结构, 导致离子加速不充分. 而考虑 QED 效应时, 辐射反作用力能够有效地抑制由于电子加热和激光强度径向分布不均匀引起

的超薄平靶横向膨胀, 延长了超薄平靶透明时间, 使得 Au^{79+} 离子得到充分加速, 因而考虑 QED 效应时的离子截止能量略高. 从图 5(f) 可以看到, 离子密度和电子密度均没有明显的峰结构, 纵向电场强度也较低, 因而重离子加速效率较低.

6 靶结构参数对重离子加速的影响

图 6(a) 给出 $t = 100 T_0$ 时考虑 (w) 和不考虑 (w/o) QED 效应情况下, 不同通道末端超薄平靶厚度 d 随 Au^{79+} 离子截止能量的演化. 可以看到, 考虑 QED 效应时, $d = 0.1 \mu\text{m}$ 是最优的靶厚, 且离子截止能量对参数 d 更为敏感. 而不考虑 QED 效应时, $d = 0.2 \mu\text{m}$ 是最优的靶厚, 即两种情况的厚度最优值不在同一厚度. 这说明 QED 效应调制了激光加速最优靶厚的选择, 且考虑 QED 效应时最优靶厚情况下的 Au^{79+} 离子截止能量 (约 240 GeV) 略高于不考虑 QED 效应的情况 (约 210 GeV).

图 6(b) 给出了 Au^{79+} 离子截止能量同锥型等离子体通道轴向长度 L 值的关系, 其中末端开口半径固定为 $r = 3 \mu\text{m}$, 通道壁与激光传播轴线夹角固定为 $\theta = 10^\circ$. 可以发现, L 值的设定对重离子加速效果的影响较大, $L = 15 \mu\text{m}$ 时的 Au^{79+} 离子截止能量最大, 正如前文所述这主要是因为 $L = 15 \mu\text{m}$ 时实现了 $E_{y, \text{max}}$ 位置和锥末端位置的最佳匹配. 比较图 2(a) 可以发现, 横向电场 E_y 沿 $y = 0 \mu\text{m}$ 的轴向分布在 $x \approx 20 \mu\text{m}$ 处出现最大值, 说明通道末端的超薄平靶放置在此处得到的离子加速效果最好.

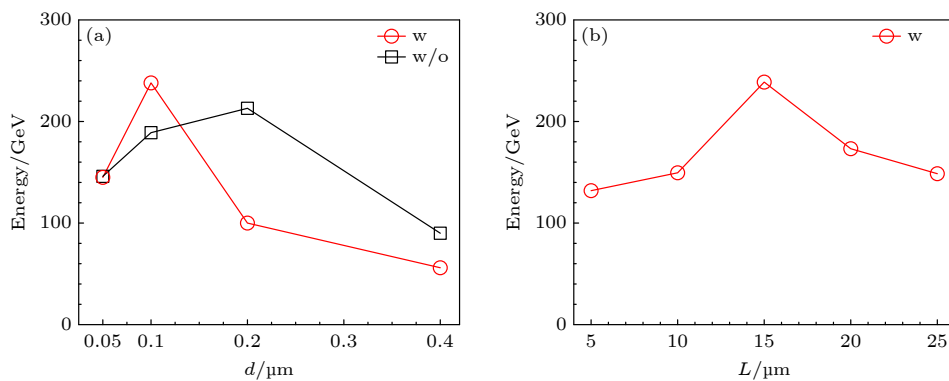


图 6 (a) 考虑 (w) 和不考虑 (w/o) QED 效应时 Au^{79+} 离子截止能量随通道末端超薄平靶厚度 d 的演化; (b) 考虑 (w) QED 效应时 Au^{79+} 离子截止能量同锥型等离子体通道轴向长度 L 值的关系

Fig. 6. (a) Relationship between the cutoff energy of Au^{79+} ions and the thickness d of the ultra-thin flat target at the end of the conical channel when considering (w) and not considering (w/o) the QED effect; (b) the relationship between the cutoff energy of Au^{79+} ions and the axial length L of the conical plasma channel when considering the QED effect.

7 结 论

利用粒子模拟方法研究了锥形等离子体通道的百拍瓦激光脉冲整形及重离子加速过程, 分析了锥形等离子体通道对入射激光时空波形和强度的影响规律, 给出了整形激光增强重离子加速的原因, 阐明了 QED 效应在加速过程中的作用. 结果表明, 对于强度为 $5.46 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ 、束腰半径为 $10 \mu\text{m}$ 的线偏振激光入射合适参数的锥型等离子体通道中, 可获得紧聚焦 (束腰半径 $< 1 \mu\text{m}$)、超高强度 (强度提高 6 倍多) 的整形激光. 利用该激光加速放置于通道末端的超薄平靶发现, 辐射反作用力能够有效地抑制由于电子加热和激光强度横向不均匀引起的超薄平靶横向膨胀, 降低超热电子温度的同时延长了靶透明时间, 使得金离子得到充分加速, 最终可获得截止能量高达约 240 GeV 的金离子, 这样的重离子束在中能重离子碰撞等领域具有一定的应用潜力. 研究结果为百拍瓦激光重离子加速实验方案设计及高品质离子源应用研究提供一定的理论参考.

参考文献

- [1] Gonoskov A, Blackburn T G, Marklund M, Bulanov S S 2022 *Rev. Mod. Phys.* **94** 045001
- [2] Domański J, Badziak J 2024 *Phys. Plasmas* **31** 023110
- [3] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401
- [4] Badziak J, Domański J 2023 *Phys. Plasmas* **30** 053107
- [5] Danson C N, Haefner C, Bromage J, Butcher T, Chanteloup J C F, Chowdhury E A, Galvanauskas A, Gizzi L A, Hein J, Hillier D I, Hopps N W, Kato Y, Khazanov E A, Kodama R, Korn G, Li R X, Li Y T, Limpert J, Ma J G, Nam C H, Neely D, Papadopoulos D, Penman R R, Qian L J, Rocca J J, Shaykin A A, Siders C W, Spindloe C, Szatmári S, Trines R M G M, Zhu J Q, Zhu P, Zuegel J D 2019 *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54
- [6] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [7] 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
- [8] Wang Y F, Lu W 2022 *Chin. Sci. Bull.* **67** 805 (in Chinese) [王贻芳, 鲁巍 2022 科学通报 **67** 805]
- [9] 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]
- [10] Zhang P D, Wang W Q, Li Z M, Zhang Z X, Wang Y C, Zhou H Y, Yin Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 184103 (in Chinese) [张普渡, 王伟权, 李哲民, 张资旋, 王叶晨, 周泓宇, 银燕 2023 物理学报 **72** 184103]
- [11] Jiang K N, Feng K, Ke L T, Yu C H, Zhang Z J, Qin Z Y, Liu J S, Wang W T, Li R X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084103 (in Chinese) [蒋康男, 冯珂, 柯林佟, 余昌海, 张志钧, 秦志勇, 刘建胜, 王文涛, 李儒新 2021 物理学报 **70** 084103]
- [12] Jung D, Yin L, Gautier D C, Wu H C, Letzring S, Dromey B, Shah R, Palaniyappan S, Shimada T, Johnson R P, Schreiber J, Habs D, Fernández J C, Hegelich B M, Albright B J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 083103
- [13] Braenzel J, Andreev A A, Platonov K, Klingsporn M, Ehrentraut L, Sandner W, Schnurer M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 124801
- [14] Lindner F H, McCary E, Jiao X, Ostermayr T M, Roycroft R, Tiwari G, Hegelich B M, Schreiber J, Thirolf P G 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 055002
- [15] Wang P, Gong Z, Lee S G, Shou Y, Geng Y, Jeon C, Kim I J, Lee H W, Yoon J W, Sung J H, Lee S K, Kong D, Liu J, Mei Z, Cao Z, Pan Z, Choi I W, Yan X, Nam C H, Ma W 2021 *Phys. Rev. X* **11** 021049
- [16] Li R X 2020 *High Power Laser Part. Beams* **32** 011002 (in Chinese) [李儒新 2020 强激光与粒子束 **32** 011002]
- [17] Shao B, Li Y, Peng Y, Wang P, Qian J, Leng Y, Li R 2020 *Opt. Lett.* **45** 2215
- [18] Extreme Light Infrastructure <https://eli-laser.eu/>
- [19] Zhao N, Zou D B, Jiang X R, Yu T P, Yu M Y, Liu K, Huang T W, Zhang H, Wu S Z, Hu L X, Zhang G B, Yin Y, Shao F Q, Zhuo H B, Zhou C T 2021 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **63** 035009
- [20] Zhang D C, Ge H X, Ba Y L, Wen W Q, Zhang Y, Chen D Y, Wang H B, Ma X W 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 193201 (in Chinese) [张大成, 葛韩星, 巴雨璐, 汶伟强, 张怡, 陈冬阳, 汪寒冰, 马新文 2023 物理学报 **72** 193201]
- [21] Wu D, Qiao B, He X T 2015 *Phys. Plasmas* **22** 093108
- [22] Wang H Y, Lin C, Sheng Z M, Liu B, Zhao S, Guo Z Y, Lu Y R, He X T, Chen J E, Yan X Q 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 265002
- [23] Vshivkov V A, Naumova N M, Pegoraro F, Bulanov S V 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2727
- [24] Ji L L, Shen B F, Zhang X M, Wang F C, Jin Z Y, Xia C Q, Wen M, Wang W P, Xu J C, Yu M Y 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 215005
- [25] Mackenroth F, Bulanov S S 2019 *Phys. Plasmas* **26** 023103
- [26] Liu P, Qu J F, Liu X Y, Li X F, Cai L, Tang J Y, Kong Q 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 011303
- [27] Zou D B, Zhuo H B, Yang X H, Yu T P, Shao F Q, Pukhov A 2015 *Phys. Plasmas* **22** 063103
- [28] Ji L L, Geng X S, Wu Y T, Shen B F, Li R X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 085203 (in Chinese) [吉亮亮, 耿学松, 伍艺通, 沈百飞, 李儒新 2021 物理学报 **70** 085203]
- [29] Zhu X L, Wang W M, Yu T P, He F, Chen M, Weng S M, Chen L M, Li Y T, Sheng Z M, Zhang J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 085202 (in Chinese) [朱兴龙, 王伟民, 余同普, 何峰, 陈民, 翁苏明, 陈黎明, 李玉同, 盛政明, 张杰 2021 物理学报 **70** 085202]
- [30] Open Source Code EPOCH <https://github.com/Warwick-Plasma/epoch>
- [31] Ridgers C P, Brady C S, Ducloux R, Kirk J G, Bennett K, Arber T D, Robinson A P L, Bell A R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 165006
- [32] Bijoy Krishna Das 2003 *Ph. D. Thesis* (Paderborn: Universität de Paderborn)
- [33] Zhuo H B, Chen Z L, Yu W, Sheng Z M, Yu M Y, Jin Z, Kodama R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065003

Hundreds-petawatt laser pulses shaping and heavy ion acceleration based on conical plasma channels^{*}

Zhao Na^{1) #} Ou-yang Jian-Ming^{2) #} Zou De-Bin²⁾
 Zhang Guo-Bo^{2) †} Gan Long-Fei¹⁾ Shao Fu-Qiu²⁾

1) (*School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*)

2) (*College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 16 May 2024; revised manuscript received 28 June 2024)

Abstract

In this work, the effects of conical plasma channels on the laser pulses shaping and the heavy ion acceleration under the extreme light field conditions of hundreds-petawatt are investigated by using a particle simulation method. The law of influence of the conical plasma channel on the spatio-temporal waveform and intensity of the incident laser is analyzed, when the quantum electrodynamics (QED) effect is taken into account. The reason for the shaping laser-enhanced heavy ion acceleration is given, and the role of the QED effect in the acceleration process is explained.

It is found that due to the non-linear interference and focusing effects, the conical plasma channel can shape the spatio-temporal waveform of the laser pulse and enhance the laser intensity. A tightly focused (beam waist radius $< 1 \mu\text{m}$) and ultra-high intensity (enhanced 6 times) shaping laser is obtained for a linearly polarized laser with an intensity of $5.46 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ and a waist radius of $10 \mu\text{m}$ at an incident angle of $\theta = 10^\circ$. In the simulation, the conical plasma channel is filled by fully ionized high- Z gold plasma with an electron density up to $n_e = 2626.5n_c$. Therefore most of the laser energy in the channel is reflected by the channel wall, and the QED effect has less influence on laser focusing and shaping. This laser is used to accelerate an ultra-thin flat target placed at the end of the channel. It is found that the radiation reaction force can effectively suppress the transverse expansion of the ultra-thin flat target, caused by the electron heating and the transverse non-uniform of the laser intensity. The transparency time of the ultra-thin flat target is prolonged, which will allow the gold ions to be fully accelerated. Ultimately, the gold ions can reach up to about 240 GeV in cutoff energy. These results are expected to provide theoretical reference and technical support for designing the future experiments on hundreds-petawatt laser heavy ion acceleration and their applications in high-quality ion source, such as nucleus-nucleus collisions.

Keywords: hundreds-petawatts laser pulses, conical plasma channel, pulse shaping, heavy ion acceleration

PACS: 52.38.Kd, 52.38.-r, 52.50.Jm, 12.20.-m

DOI: 10.7498/aps.73.20240696

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12305268, 12175310, 12075014), the Scientific Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant Nos. 22B0655, 22A0435), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 2024JJ6184, 2022JJ20042, 2023JJ30195), and the Research Projects of National University of Defense Technology, China (Grant No. ZK21-12).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: zgb830@163.com



基于锥形等离子体通道的百拍瓦激光脉冲整形及重离子加速

赵娜 欧阳建明 邹德滨 张国博 甘龙飞 邵福球

Hundreds-petawatt laser pulses shaping and heavy ion acceleration based on conical plasma channels

Zhao Na Ou-yang Jian-Ming Zou De-Bin Zhang Guo-Bo Gan Long-Fei Shao Fu-Qiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 165202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240696

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240696>

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

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>

利用均匀密度等离子体通道加速质子的辐射压力增强方案

An enhanced radiation pressure acceleration scheme for accelerating protons using the uniform density plasma channel

物理学报. 2024, 73(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240032>

基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦激光系统光谱整形

Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate birefringent crystal

物理学报. 2021, 70(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201719>

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>

强激光与固体密度等离子体作用产生孤立阿秒脉冲的研究进展

Isolated attosecond pulse generation from the interaction of intense laser pulse with solid density plasma

物理学报. 2023, 72(5): 054207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222262>

激光入射双层等离子体靶产生的表面等离子体波及应用

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

物理学报. 2023, 72(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221305>