

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

蔡怀鹏 高健 李博原 刘峰 陈黎明 远晓辉 陈民 盛政明 张杰

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

Cai Huai-Peng Gao Jian Li Bo-Yuan Liu Feng Chen Li-Ming Yuan Xiao-Hui Chen Min Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 214205 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181574

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于固体介质的倍频程连续光谱产生的研究进展](#)

Research progress on octave supercontinuum generation in solid medium

物理学报.2018, 67(12): 124203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180706>

[等离子体光栅靶的表面粗糙度对高次谐波产生的影响](#)

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation

物理学报.2017, 66(24): 244209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244209>

[基于半解析自洽理论研究相对论激光脉冲驱动下阿秒 X 射线源的产生](#)

Attosecond X-ray generation driven by the relativistic laser pulse based on the semi-analytical self-consistent theory

物理学报.2017, 66(20): 204205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204205>

[基于固体薄片超连续飞秒光源驱动的高次谐波产生实验](#)

High harmonic generation experiments based on solid-state supercontinuum

物理学报.2017, 66(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134207>

[吸收多个远紫外光子生成的高次谐波的多重截止结构](#)

Multiple cutoffs in high harmonic generation via multi-XUV-photon absorption

物理学报.2016, 65(22): 224206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224206>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波*

蔡怀鹏¹⁾²⁾ 高健¹⁾²⁾ 李博原¹⁾²⁾ 刘峰^{1)2)†} 陈黎明^{1)2)3)‡} 远晓辉¹⁾²⁾
陈民¹⁾²⁾ 盛政明¹⁾²⁾⁴⁾⁵⁾ 张杰¹⁾²⁾³⁾

1) (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)

2) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

3) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

4) (思克莱德大学物理系, 格拉斯哥 G40 NG)

5) (上海交通大学, 李政道研究所, 上海 200240)

(2018年8月22日收到; 2018年9月7日收到修改稿)

超短超强激光与固体靶表面等离子体相互作用可以通过高次谐波的方式产生从极紫外到软 X 射线波段的相关辐射, 获得飞秒甚至阿秒量级的超短脉冲, 可用于观测原子或分子中的电子运动等超快动力学过程. 本文实验研究了相对论圆偏振飞秒激光与固体靶相互作用的高次谐波产生过程, 实验结果表明, 在较大入射角下, 圆偏振激光也可以有效地产生高次谐波辐射. 通过预脉冲控制靶表面的预等离子体密度标长, 发现高次谐波的产生效率随密度标长的增加而单调下降. 进一步通过二维粒子模拟程序, 分析了激光的偏振以及预等离子体密度标长对高次谐波产生的影响, 很好地解释了实验观测结果.

关键词: 超强激光, 圆偏振, 高次谐波, 等离子体密度标长

PACS: 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.-r, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.67.20181574

1 引言

高亮度的相干极紫外/软 X 射线辐射由于波长短而具有广泛的应用, 例如: 产生阿秒脉冲观测原子内部电子超快动力学过程^[1]、用于纳米级高分辨成像^[2] 以及作为自由电子激光器的种子光^[3] 等. 相干圆偏振极紫外/软 X 射线光源由于其独特的偏振特性, 可应用于测量磁性材料的磁圆二色性^[4]、超快动力学过程^[5] 和手性现象^[6] 等. 现在最先进的产生相干圆偏振极紫外/软 X 射线光的方法是基于传统加速器的自由电子激光技术, 可以通过特殊设计的波荡器结构来控制输出光的偏振性^[7]. 但是这些装置规模巨大, 需要耗费巨资, 只有国家级的实验室才有能力建造, 因而限制了该方法的广泛

应用. 相干圆偏振极紫外/软 X 射线也能通过台面化的超短超强激光产生, 该方法可以减小光源的尺寸, 降低造价. 超短脉冲激光主要通过两种方法产生相干极紫外/软 X 射线光, 一种是中等强度激光与低密度气体原子/分子相互作用产生高次谐波辐射, 另一种是高强度激光与固体靶表面的高密度等离子体相互作用产生高次谐波辐射. 气体圆偏振高次谐波一般需要使用两束分别为左旋和右旋的圆偏振激光才能产生^[4,8], 这相应地增加了实验的难度. 另一方面, 驱动激光强度受到气体电离阈值的限制 ($<10^{16}$ W/cm²), 因而产生的高次谐波单脉冲光子数较低. 而超强激光与固体靶表面的高密度等离子体相互作用产生高次谐波, 可以突破对驱动激光强度的限制, 能够产生更强的相干极紫外/软 X 射线辐射.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CBA01504)、国家自然科学基金 (批准号: 11721091, 11305103, 11775144)、上海市自然科学基金 (批准号: 18ZR1419200, 13ZR1456300) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2017M621443) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuf001@sjtu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lmchen@iphy.ac.cn

由于数值模拟工具与超短超强激光技术的发展, 国内外对超强激光与固体靶相互作用产生高次谐波的物理机理开展了大量的理论研究、数值模拟以及实验研究^[9-17], 尤其在产生机制上有了较为明确的理论模型. 固体靶表面的高次谐波产生过程主要有两种机制: 相干尾波辐射 (coherent wake emission, CWE)^[14] 和相对论振荡镜 (relativistic oscillating mirror, ROM) 模型^[15,16]. 当激光强度较低, 归一化电场强度 $a_0 = eE_0/(m_e\omega_0c) < 1$ 时 (e 为电子电荷量, m_e 为电子静止质量, c 为真空中的光速, E_0 和 ω_0 为激光电场的幅度和中心频率), CWE 是主要的高次谐波产生机制. 靶表面的电子被激光电场拉出来并加速, 当激光的电场反向时, 这些电子又被反向加速后进入靶内激发出高密度等离子体尾波. 当靶表面等离子体有一定的密度梯度时, 这些等离子体波会通过线性模式转换的形式向外产生辐射^[17]. 当激光强度较高, $a_0 > 1$ 时, ROM 机制是主要的高次谐波产生机制. 靶表面在强激光场的作用下, 以接近光速的速度振荡. 当入射激光被高速振荡的表面反射时, 由于多普勒效应发生频率上转换, 从而产生较短波长的辐射. 这两种机制都是每个光周期辐射一次, 因此辐射的光谱为驱动激光的高次谐波. CWE 机制产生的高次谐波最高阶次 H_{\max} 受到靶内最大等离子体密度 n_{\max} 的限制 ($H_{\max} = (n_{\max}/n_c)^{1/2}$, 其中 $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$ 为等离子体临界密度). 根据 Baeva-Gordienko-Pukhov 理论^[16], ROM 机制能够产生更高阶的谐波, 并且产生效率可以更高, 因而引起了更广泛的研究.

此前大部分固体等离子体高次谐波产生的实验研究都是使用线偏振激光, 很少使用圆偏振激光. 理论研究表明, 当圆偏振激光正入射到固体靶表面时, 其垂直于靶面的有质动力没有快速振荡分量, 不能激起靶表面等离子体振荡, 无法产生高次谐波辐射^[16]. 实验方面, Easter 等^[18] 发现当入射角为 35° 时, 圆偏振激光的高次谐波产生效率比线偏振激光低大约 3 个数量级. Rykovanov 等^[19] 利用这个原理提出偏振门技术. 如果一束激光不同光周期的偏振状态不同, 从圆偏振变到线偏振再变回圆偏振, 由于只有线偏振激光可以产生高次谐波, 因此辐射过程可以限制在极短的时间窗口内从而产生单个阿秒脉冲. 随后 Yeung 等^[20] 在实验研究中间接验证了这一想法, 激光入射角为 22.5° 时, 圆偏振激光产生高次谐波的效率比线偏振激光低了

两个数量级以上.

最近, Chen 等^[21,22] 通过数值模拟研究发现, 当入射角较大时, 圆偏振激光垂直于靶表面的电场分量也可以驱动表面等离子体振荡, 能够有效地产生高次谐波辐射. 并进一步指出, 通过控制激光偏振态与等离子体参数, 可以获得圆偏振的极紫外辐射^[22]. 到目前为止, 还没有相关的实验研究报道. 本文通过实验研究了相对论圆偏振激光与固体靶相互作用的高次谐波产生过程, 发现当激光入射角较大时, 圆偏振激光的高次谐波产生效率略低于线偏振 (p 偏振) 激光, 也能有效地产生极紫外辐射.

2 实验装置

实验在上海交通大学激光等离子体实验室的 200 TW 钛宝石飞秒激光器上完成. 激光中心波长为 800 nm, 最大单脉冲能量为 5 J, 脉冲宽度为 25 fs, 重复频率为 10 Hz. 实验布置如图 1 所示, 线偏振激光经过 $1/4$ 波片后变为圆偏振激光, 再被 $F/4$ 的离轴抛物面镜 (OAP) 聚焦后与靶表面相互作用. 靶是精密抛光的熔融石英玻璃, 被激光完全电离为等离子体时电子密度 $n_{\max} = 400n_c$, 对应 CWE 机制截止谐波阶次为 20. 实验中使用的激光能量为 460 mJ, 焦斑大小为 $6 \mu\text{m}$ (半高全宽, FWHM), 焦斑内包含 25% 的激光能量, 计算可得激光焦点处的峰值强度为 $1.6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 对应圆偏振激光 $a_0 = 2.0$. 激光与靶相互作用产生的高次谐波沿激光反射方向出射, 被镀金的超环面镜 ($f = 245 \text{ mm}$) 收集后, 以 144° 的偏转角聚焦于一台极紫外波段平场光谱仪 (HORIBA JOBIN YVON, TGS300) 的狭缝上. 厚度为 250 nm 的超薄铝膜放置于光谱仪狭缝前用于阻挡反射激光直接进入平场光谱仪, 铝膜可以透过波长在 17.1—80 nm 范围内的高次谐波. 进入光谱仪后的高次谐波被镀金超环面平场光栅色散到软 X 射线电荷耦合器件 (charge coupled device, CCD) 像面上, 形成高次谐波光谱图像.

之前的实验发现, 激光的对比度对固体靶表面的高次谐波产生过程有重要影响, 当激光脉冲前沿产生的预等离子体密度标长较大时, 无法产生高次谐波^[23]. 为了控制预等离子体的膨胀, 使靶面在主脉冲到达时还能保持非常陡峭的等离子体密度分布, 使用等离子体镜技术将激光的自发辐射对比度提升至好于 10^{-10} ^[24].

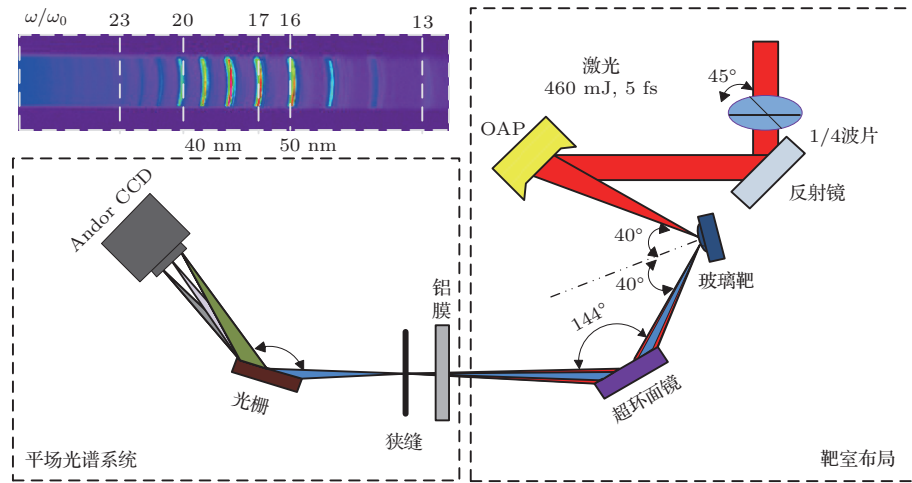


图1 激光与固体靶相互作用产生高次谐波实验布置图

Fig. 1. Experiment setup for high order harmonic generation by laser-solid target interaction.

3 实验结果与分析

理论与实验都表明, 当激光入射角较小时, 圆偏振的激光无法有效产生高次谐波 [18-20]. 我们之前的实验也表明, 即使用线偏振激光, 当激光的入射角较小, 为15°时, 得到的高次谐波光谱截止于21阶, 这是CWE机制产生高次谐波的典型特征 [23]. 由于靶室布局和可用于连接光谱仪的窗口对探测方向的限制, 同时参考Chen和Pukhov [22] 模拟不同入射角时圆偏振激光产生高次谐波的效率, 本文实验中选择激光入射角为40°. 实验中CCD记录的圆偏振激光产生辐射的典型原始图如图1左上方图像所示, 可以看到清晰的高次谐波光谱结构, 出现了高于21阶的ROM机制产生的高次谐波.

将原始光谱图沿垂直方向(空间维度)积分, 再考虑到超环面聚焦镜的反射率、铝膜的透过率、光栅的衍射效率和CCD的量子效率, 经修正后可得到光谱. 通过将1/4波片移出光路, 可以将激光切换回线偏振. 实验测得的线偏振(p偏振)激光与圆偏振激光产生的高次谐波光谱如图2(a)实线(绿色)和虚线(红色)所示. 可以看出, 圆偏振激光产生的高次谐波谱线更清晰. 在本文的实验条件下, 虽然圆偏振激光产生的高次谐波比线偏振激光弱, 但强度只低了50%, 并没有数量级上的差别, 使用圆偏振激光产生高次谐波的效率比之前的实验研究已经有了显著的提高 [18,20].

不同偏振激光产生的高次谐波强度有差别的

主要原因分析如下: ROM机制的高次谐波为激光

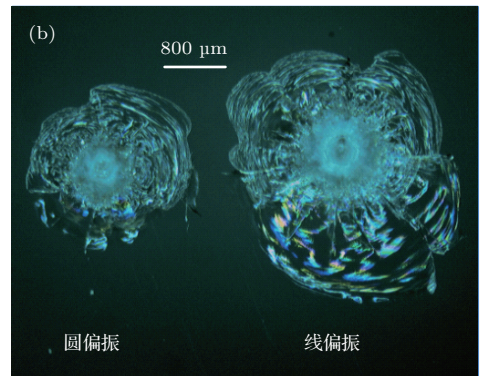
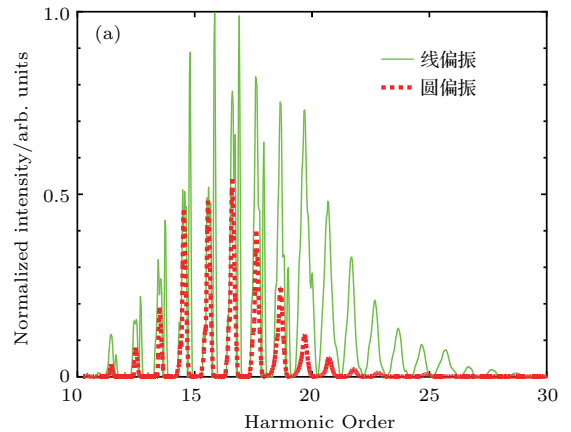


图2 (a) 虚线(红色)和实线(绿色)分别为圆偏振激光和线偏振激光产生的高次谐波光谱; (b) 显微镜下激光烧蚀后的靶面形貌(左边图为圆偏振激光产生, 右边图为线偏振激光产生)

Fig. 2. (a) Dotted line (red) and full line (green) are the harmonic spectra produced by a circularly and linearly polarized laser, respectively; (b) the morphology of target surface after laser irradiation. The left image is the target irradiated by a circularly polarized laser, and the right image is the target irradiated by a linearly polarized laser.

被靶面高速振荡的电子层反射产生, 而靶面的振荡由激光电场垂直于靶面的分量和有质动力共同驱动. p 偏振激光有垂直于靶面的电场分量, 可以有效地激起靶面电子层的振荡而产生高次谐波辐射. 斜入射条件下, 虽然圆偏振激光也有垂直于靶面的电场分量, 然而电场矢量方向随时间旋转, 垂直于靶面的电场分量的振幅也随着时间变化, 等离子体表面电子的平均振荡能量较低. 另外, 线偏振激光的有质动力有振荡成分, 而圆偏振激光的有质动力只有稳定项. 因此, 圆偏振激光产生的等离子体表面的电子振荡强度较低, 产生的高次谐波辐射强度也较弱. 显微镜下测量的线偏振与圆偏振激光照射后靶面的烧蚀形貌如图 2(b) 所示. 可以看出, 线偏振激光对玻璃靶造成的烧蚀更严重, 这也间接反映了线偏振激光的吸收率更高, 更多的激光能量可以转换为靶面电子的能量.

为了研究圆偏振激光与固体靶相互作用产生高次谐波的效率与等离子体密度标长的关系, 引入一束能量为主脉冲能量 1% 的预脉冲产生预等离子体. 改变预脉冲与主脉冲之间的延时, 可以改变预等离子体的膨胀时间, 从而控制主脉冲与靶相互作用时等离子体的密度标长. 给定预脉冲的强度, 可以使用二维粒子模拟程序计算不同延迟时预等离子体的密度分布和密度标长. 将 15—25 阶的高次谐波强度积分获得总强度, 其与等离子体密度标长的变化关系如图 3 所示, 预脉冲的延迟及对应的预等离子体密度标长分别如上下横轴所示. 当密度标长从 0.08λ (λ 为激光波长) 增加到 0.17λ 时, 高次

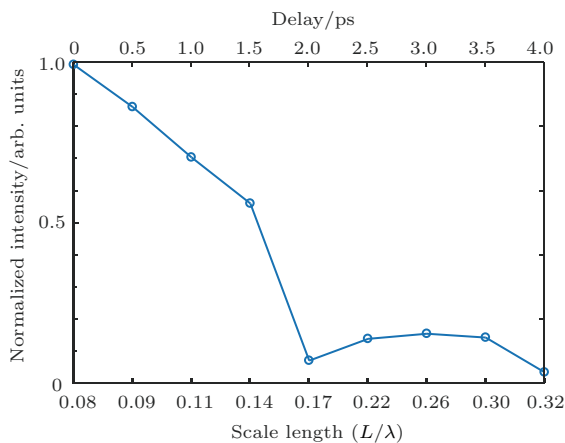


图 3 15—25 阶高次谐波积分强度随等离子体密度标长 (下轴) 和预脉冲延时量 (上轴) 的变化
Fig. 3. Dependence of harmonic intensity integrated from 15—25th order on preplasma scale length (bottom axis) and prepulse delay (top axis).

谐波强度快速下降. 当密度标长继续增加到 0.32λ 时, 高次谐波强度几乎保持不变.

4 数值模拟与分析

使用二维粒子模拟程序 Osiris 对激光与固体靶相互作用产生高次谐波过程进行计算. 设置激光中心波长 $\lambda = 800$ nm, 时间包络为高斯型. 使用的激光脉宽为 25 fs (FWHM), 到靶面的入射角为 40° . 为了保证激光的能量相同, 将线偏振和圆偏振激光的强度 a_0 分别设置为 2.8 和 2.0. 靶面等离子体密度按指数分布 $n = n_e \cdot e^{x/L_\lambda}$ 增加到 n_e , 然后保持不变, 其中 L_λ 为等离子体密度标长, 峰值密度 $n_e = 100n_c$. 图 4 给出了 $L_\lambda = 0.08\lambda$ 时模拟得到的线偏振和圆偏振激光产生的高次谐波光谱. 结果显示圆偏振激光产生的高次谐波强度略低于线偏振激光, 与图 2 中的实验结果符合得很好.

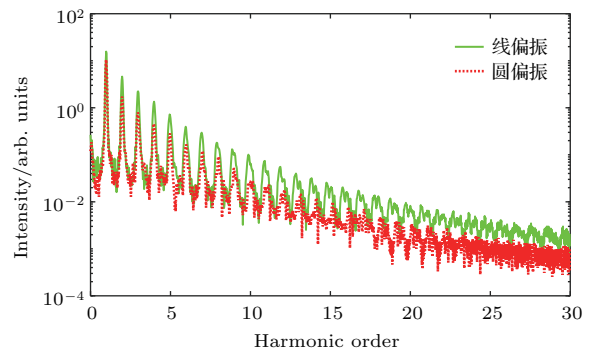


图 4 密度标长为 0.08λ 时的高次谐波光谱 (实线 (绿色) 和虚线 (红色) 分别对应线偏振激光和圆偏振激光条件)
Fig. 4. High order harmonic spectra with the scale length of 0.08λ . The full line (green) and dashed line (red) are obtained by a linearly and circularly polarized laser, respectively.

计算不同等离子体密度标长下圆偏振激光产生的高次谐波光谱, 结果如图 5 所示. 图 5(b) 为 15—25 阶谐波总强度随等离子体密度标长的变化. 当密度标长 $L_\lambda = 0.05\lambda$ 时, 高次谐波强度很弱. 当 L_λ 增加 0.08λ 时, 高次谐波强度快速增加到峰值, 然后随着 L_λ 增加至 0.2λ 而快速下降. 当 L_λ 从 0.2λ 增加 0.4λ 时, 高次谐波强度进一步缓慢降低. 从图 5 可以看出在本文模拟参数下, 高次谐波产生最佳密度标长 $L_{opt} = 0.08\lambda$. 虽然在实验中使用等离子体镜提高了激光自发辐射的对比度, 但是依然无法抑制靠近激光主脉冲 (< 5 ps) 的上升沿. 通过 PIC 模拟, 无预脉冲时最小等离子体密度标长为

0.08λ, 因此如图 3 所示, 在实验中只能观测到高次谐波产生效率随等离子体密度标长的增大而下降. 模拟结果和实验结果符合较好.

为了进一步分析等离子体密度标长对圆偏振激光产生高次谐波的影响, 选取密度标长 L_λ 分别为 0.05λ, 0.08λ 和 0.4λ 时的电子密度分布, 如图 6 所示. 图 6(a)–(c) 为电子密度分布随时间的变化, 可以看出, 靶面电子在激光场的作用下振荡,

振荡周期与激光周期相同. 图 6(d)–(f) 为辐射最强时电子在相空间的密度分布, 反映了振荡电子的能量分布和电子层厚度. 从图 6(a) 可以看出, 当等离子体密度标长较小 ($L_\lambda = 0.05\lambda$) 时, 靶面等离子体密度分布非常陡峭, 电子受到高密度等离子体内离子的静电回复力很大, 电子振荡幅度很小. 如图 6(d) 所示, 相应的电子动能较低, 高次谐波产生较弱. 当等离子体密度标长增大 ($L_\lambda = 0.08\lambda$) 时,

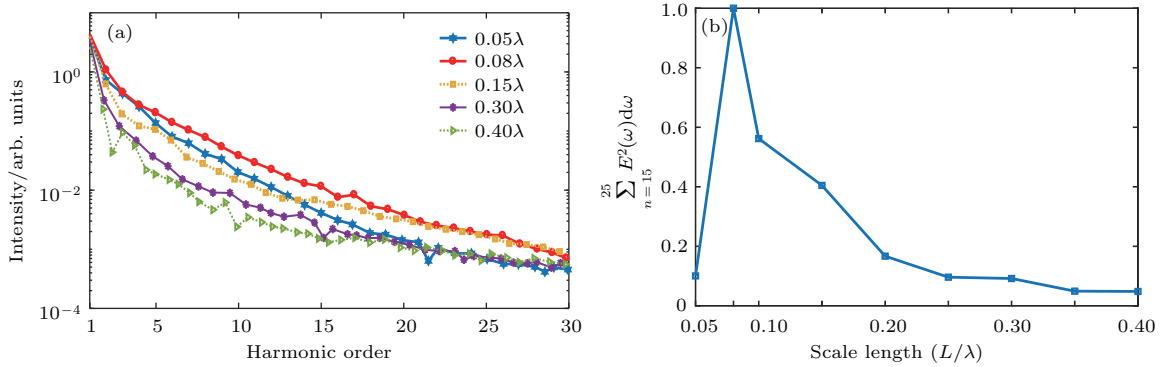


图 5 等离子体密度标长对高次谐波辐射的影响 (a) 不同密度标长下高次谐波强度; (b) 不同密度标长下 15—25 阶高次谐波总强度
Fig. 5. High order harmonic spectra with different plasma scale lengths: (a) Harmonic intensities with different scale lengths; (b) relative intensities of harmonics with different scale lengths.

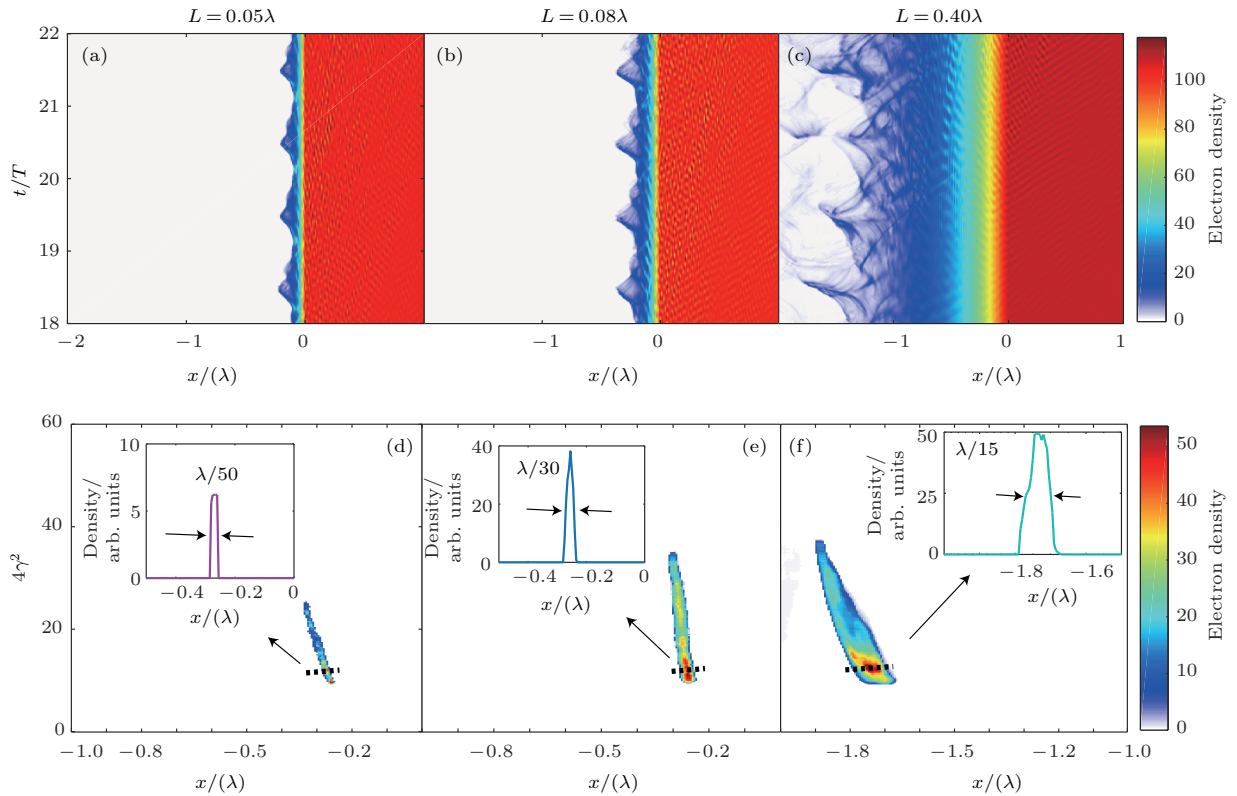


图 6 电子密度分布 (a)–(c) 电子密度分布随时间的变化; (d)–(f) 辐射最强时电子在相空间的密度分布; (a), (d); (b), (e) 和 (c), (f) 对应的密度标长分别是 0.05λ; 0.08λ 和 0.40λ; 插图为沿着虚线的电子密度分布

Fig. 6. Electron density distributions: (a)–(c) Temporal evolution of electron density; (d)–(f) electron density distributions in the phase space at the maximum radiation. The scale lengths of (a), (d); (b), (e); (c), (f) are 0.05λ, 0.08λ and 0.40λ, respectively. The insets show the density profiles along the dashed line in each figure.

电子受到的静电回复力变弱, 振荡幅度和动能都变大, 如图 6 (b) 和图 6 (e) 所示. 当等离子体密度标长较大 ($L_\lambda = 0.4\lambda$) 时, 虽然电子的振荡幅度和动能进一步增大, 但是如图 6 (c) 所示, 低密度等离子体区域太厚, 振荡结构不规则. 从图 6 (f) 也可以看出, 电子层的厚度增大到 $\lambda/15$, 无法相干产生 15 阶以上高次谐波. 在 ROM 机制中, 高次谐波由做相对论振荡的电子相干辐射产生, 其光谱结构和强度由靶表面电子的密度、能量和电子层厚度决定. 当等离子体密度标长 $L_\lambda = 0.08\lambda$ 时, 振荡电子的能量和密度较高, 同时电子层厚度较薄, 辐射的相干性最好, 因此, 这种条件下高次谐波的产生效率最高, 如图 5 (b) 所示.

5 结 论

本文实验研究了相对论圆偏振飞秒激光与固体靶相互作用的高次谐波产生过程. 实验结果表明在激光入射角为 40° 时, 圆偏振激光也可以有效地产生高次谐波辐射. 虽然在相同的实验条件下, 圆偏振激光产生高次谐波的强度比线偏振激光低 50%, 但是比之前其他研究组的实验结果^[18,20]有了显著的提高. 同时通过实验和二维粒子模拟程序, 研究了预等离子体密度标长对圆偏振激光产生高次谐波的影响. 数值模拟发现, 存在最佳的密度标长 $L_{\text{opt}} = 0.08\lambda$, 此时高次谐波的产生效率最高. 实验中由于激光脉冲前沿的影响可以获得的最小密度标长为 0.08λ , 因而观测到高次谐波的产生效率随密度标长的增加而单调下降. 理论和数值模拟结果预测可以通过驱动激光的偏振性和等离子体参数控制高次谐波的偏振性, 甚至可以获得圆偏振的高次谐波辐射^[22]. Chen 等^[21]最近模拟研究发现, 提高激光强度并选择合适的条件, 圆偏振激光产生高次谐波的效率比线偏振激光更高, 从而可以实现偏振门控制辐射持续时间, 获得单个阿秒脉冲. 我们计划在未来的实验中进一步测量圆偏振激光与固体靶相互作用产生高次谐波的偏振特性, 有望实现小型化的圆偏振超快相干极紫外光源, 应用于研究磁性材料的超快动力学过程.

参考文献

[1] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M, Yakovlev V S, Gagnon J, Uiberacker M, Aquila A L, Gullikson E M,

Attwood D T, Kienberger R, Krausz F, Kleineberg U 2008 *Science* **320** 1614

[2] Ravasio A, Gauthier D, Maia F R, Billon M, Caumes J P, Garzella D, Géléoc M, Gobert O, Hergott J F, Pena A M, Perez H, Carré B, Bourhis E, Gierak J, Madouri A, Mailly D, Schiedt B, Fajardo M, Gauthier J, Zeitoun P, Bucksbaum P H, Hajdu J, Merdji H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 028104

[3] Shaw B H, Tilborg J V, Sokollik T, Schroeder C B, Mckinney W R, Artemiev N A, Yashchuk V V, Gullikson E M, Leemans W P 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 043106

[4] Fan T T, Grychtol P, Knut R, Carlos H G, Hickstein D D, Zusin D, Gentry C, Dollar F J, Mancuso C A, Hogle C W, Kfir O, Legut D, Carva K, Ellis J L, Dorney K M, Chen C, Shpyrko O G, Fullerton E E, Cohen O, Oppenheimer P M, Milošević D B, Becker A, Agnieszka A, Becker J, Popmintchev T, Murnane M M, Kapteyn H C 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 14206

[5] Kfir O, Grychtol P, Turgut E, Knut R, Zusin D, Popmintchev D, Popmintchev T, Nembach H, Justin M, Shaw, Fleischer A, Kapteyn H, Murnane M, Cohen O 2015 *Nat. Photon.* **9** 99

[6] Cireasa R, Boguslavskiy A E, Pons B, Wong M C H, Descamps D, Petit S, Ruf H, Thiré N, Ferré A, Suarez J, Higuier J, Schmidt B E, Alharbi A F, Légaré F, Blanchet V, Fabre B, Patchkovskii S, Smirnova O, Mairesse Y, Bhardwaj V R 2015 *Nat. Phys.* **11** 654

[7] Allaria E, Diviacco B, Callegari C, Finetti C, Mahieu B, Viefhaus J, Zangrando M, de Ninno G, Lambert G, Ferrari E, Buck J, Ilchen M, Vodungbo B, Mahne N, Svetina C, Spezzani C, Mitri S D, Penco G, Trovó M, Fawley W M, Rebernik P R, Gauthier D, Grazioli C, Coreno M, Ressel B, Kivimäki A, Mazza T, Glaser L, Scholz F, Seltmann J, Gessler P, Grünert J, de Fanis A, Meyer M, Knie A, Moeller S P, Raimondi L, Capotondi F, Pedersoli E, Plekan O, Danailov M B, Demidovich A, Nikolov I, Abrami A, Gautier J, Lüning J, Zeitoun P, Giannessi L 2014 *Phys. Rev. X* **4** 041040

[8] Kim I J, Kim C M, Kim H T, Lee G H, Lee Y S, Park J Y, Cho D J, Nam C H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 243901

[9] Bocoum M, Thévenet M, Böhle F, Beaurepaire B, Vernier A, Jullien A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 185001

[10] Lavocat-Dubuis X, Matte J P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 093105

[11] Li K, Zhang J, Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1412 (in Chinese) [李昆, 张杰, 余玮 2003 物理学报 **52** 1412]

[12] Zhang Q J, Sheng Z M, Zhang J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2180 (in Chinese) [张秋菊, 盛证明, 张杰 2004 物理学报 **53** 2180]

[13] Cerchez M, Giesecke A L, Peth C, Toncian M, Albertazzi B, Fuchs J, Willi O, Toncian T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 065003

[14] Quéré F, Thauray C, Monot P, Dobosz S, Martin P, Geindre J P, Audebert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 125004

[15] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasma* **1** 745

- [16] Baeva T, Gordienko S, Pukhov A 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046404
- [17] Sheng Z M, Mima K, Zhang J, Sanuki H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 095003
- [18] Easter J H, Nees J A, Hou B X, Mordovanakis A, Mourou G, Thomas A G R, Krushelnick K 2013 *New J. Phys.* **15** 025035
- [19] Rykovanov S, Geissler M, Meyer-Ter-Vehn J, Tsakiris G 2008 *New J. Phys.* **10** 025025
- [20] Yeung M, Bierbach J, Eckner E, Rykovanov S, Kuschel S, Sävert A, Forster M, Rödel C, Paulus G G, Cousens S, Coughlan M, Dromey B, Zepf M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 193903
- [21] Chen Z Y, Li X Y, Li B Y, Chen M, Liu F 2018 *Opt. Express* **26** 4572
- [22] Chen Z Y, Pukhov A 2016 *Nat. Commun.* **7** 12515
- [23] Gao J, Liu F, Ge X L, Deng Y Q, Fang Y, Wei W Q, Yang S, Yuan X H, Chen M, Sheng Z M, Zhang J 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 081902
- [24] Ge X L, Fang Y, Yang S, Wei W Q, Liu F, Yuan P, Ma J G, Zhao L, Yuan X H, Zhang J 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 013201

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction*

Cai Huai-Peng¹⁾²⁾ Gao Jian¹⁾²⁾ Li Bo-Yuan¹⁾²⁾ Liu Feng^{1)2)†} Chen Li-Ming^{1)2)3)‡}
 Yuan Xiao-Hui¹⁾²⁾ Chen Min¹⁾²⁾ Sheng Zheng-Ming¹⁾²⁾⁴⁾⁵⁾ Zhang Jie¹⁾²⁾³⁾

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

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

3) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

4) (*Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow G4 0NG, UK*)

5) (*Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 22 August 2018; revised manuscript received 7 September 2018)

Abstract

Coherent extreme ultra-violet (XUV) and soft X-ray light with attosecond duration enable the time-resolved study of electron dynamics in a completely new regime. High order harmonic generation (HHG) from the highly nonlinear process of relativistically intense laser interactions with solid-density plasma offers a very new way to generate such a light source. In this paper, we study the HHG by a relativistically circularly polarized femtosecond laser interacting with solid-density plasma. The experiment is carried out by using a 200 TW Ti:sapphire laser system at the Laboratory for Laser Plasmas in Shanghai Jiao Tong University, China. The laser system can deliver laser pulses at 800 nm with a pulse duration (full width at half maximum, FWHM) of 25 fs and repetition rate of 10 Hz. The circularly polarized laser beam with an energy of 460 mJ is used in the experiment and focused by an $F/4$ off-axis parabolic mirror at an incidence angle of 40° with respect to the glass target. The focal spot diameter is 6 μm (FWHM) with 25% energy enclosed, giving a calculated peak intensity of 1.6×10^{19} W/cm². We detect high order harmonics by a flat-field spectrometer. The experimental results show that high order harmonic radiation can also be efficiently generated by a circularly polarized laser at a larger incidence angle, which provides a straightforward way to obtain a circularly polarized XUV light source. Different plasma density scale lengths are obtained by introducing a prepulse with different delays. We study the dependence of HHG efficiency on plasma density scale length by the circularly polarized laser, and find an optimal density scale length to exist. The influence of laser polarization and plasma density scale length on HHG are studied by two-dimensional (2D) PIC simulations. The good agreement is found between the 2D PIC simulations and experimental results. We plan to measure the polarization characteristics of high order harmonic produced by the interaction of circularly polarized lasers with solid target in the future. It is expected to obtain a compact coherent circularly polarized XUV light source, which can be used to study the ultra-fast dynamic process of magnetic materials.

Keywords: ultra-intense laser, circular polarization, high-order harmonics, density scale length

PACS: 42.65.Ky, 52.27.Ny, 52.38.-r, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.67.20181574

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01504), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11721091, 11305103, 11775144), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant Nos. 18ZR1419200, 13ZR1456300), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2017M621443).

† Corresponding author. E-mail: liuf001@sjtu.edu.cn

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