

等离子体光栅靶的表面粗糙度对高次谐波产生的影响

李夏至 邹德滨 周泓宇 张世杰 赵娜 余德尧 卓红斌

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation

Li Xia-Zhi Zou De-Bin Zhou Hong-Yu Zhang Shi-Jie Zhao Na Yu De-Yao Zhuo Hong-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 244209 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.244209

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244209>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

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>

不同核轴取向的 O₂ 的高次谐波

High-order harmonic generation of O₂ molecules with different nuclear axis orientations

物理学报.2016, 65(11): 114205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114205>

高次谐波的 Guo-Åberg-Crasemann 理论及其截断定律

Guo-Åberg-Crasemann theory for high harmonic generation and its cutoff law

物理学报.2015, 64(12): 124207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124207>

KTP 倍频器件温度适应性扩展研究

Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device

物理学报.2015, 64(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094205>

等离子体光栅靶的表面粗糙度 对高次谐波产生的影响*

李夏至¹⁾ 邹德滨^{1)†} 周泓宇¹⁾ 张世杰¹⁾ 赵娜¹⁾ 余德尧¹⁾ 卓红斌^{1)2)‡}

1)(国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

2)(上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2017年6月11日收到; 2017年7月13日收到修改稿)

极紫外光和软 X 射线由于其波长和脉冲持续时间极短, 可用于超快物理过程和物质微观结构的探测. 最近几年, 研究人员发现激光和等离子体相互作用可以产生持续时间极短(阿秒)且相干性较好的高次谐波辐射, 其波长可接近甚至达到水窗波段. 然而, 实验研究指出, 理论上应出现的一些谐波在实验中并没有出现. 本文针对超短超强激光与非理想条件下的等离子体光栅靶相互作用产生高次谐波的物理过程进行了理论分析和粒子模拟. 研究表明, 等离子体光栅的周期性结构对于高次谐波的频谱和辐射角分布存在显著调制效果. 光栅靶表面粗糙度直接影响光栅的光学调制效果, 改变高次谐波的频谱分布和辐射角分布. 理想光栅条件下, 满足光栅匹配条件的特定阶数谐波明显获得增强, 且辐射张角集中在平行靶面的方向. 靶表面粗糙度的出现, 导致光栅匹配条件失效, 高次谐波能量向各阶分散且辐射张角逐渐偏离靶表面方向. 研究结果较好地解释了实验中观测到的谐波频谱分布, 为进一步的研究提供了一定参考.

关键词: 高次谐波, 超强激光, 等离子体光栅, 表面电流模型

PACS: 42.65.Ky, 42.79.Dj, 28.52.Av, 28.52.-s

DOI: 10.7498/aps.66.244209

1 引言

极紫外到软 X 射线频段的辐射光源在诸多研究领域有着广泛应用. 在物质科学领域, 极紫外光可用于原子光谱和固体光谱的测量以及金属磁化动力学特性的探测^[1-3]. 此外, 由于极紫外光的波长远小于红外光, 将极紫外光脉冲用作瞬态表面声波研究中的探针, 可极大地提高系统的分辨率^[4]. 以往人们基于传统加速器利用同步辐射和自由电子激光来产生该频段的辐射^[5,6]. 然而, 巨大的体积和高昂的成本严重限制了其实际应用.

随着超短超强激光脉冲技术的发展, 研究人员发现超强激光与固体密度的等离子体靶相互作用

可有效激发高次谐波, 这推动了紧凑型 X 光源研究的不断发展. 基于超强激光驱动等离子体固体靶产生高次谐波这一物理机制, 国内外研究人员开展了大量的理论分析、数值模拟和实验研究, 相继提出了多种高次谐波的产生机制和理论模型^[7-12]. 其中, 针对相对论激光与普通平面靶相互作用, 研究人员提出了相对论振荡镜模型^[13-15]和相干尾波发射模型^[16]两种高次谐波激励机制. 最新的研究发现, 采用具有周期性表面结构的光栅靶取代平面靶, 可以对高次谐波进行频域和空间分布上的调制. 基于表面电流模型^[17], 我们分析并研究了线(P)极化^[18]和圆极化^[19]两种极化模式的超短超强激光脉冲垂直照射光栅靶激发高次谐波的物理机理及其辐射特性. 研究表明,

* 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: 11375265, 11475259, 11675264)和科学挑战计划(批准号: JCKY2016212A505)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: debinzou@126.com

‡ 通信作者. E-mail: hongbin.zhuo@gmail.com

由激光场作用下的相对论电子振荡所产生的沿靶表面定向发射的高次谐波, 在光栅的干涉作用下, 特定阶数的谐波被明显增强. Lavocat-Dubuis 和 Matte^[20] 利用粒子模拟方法验证了在相对论强度 ($I_0 \geq 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$) 的激光作用下固体密度的等离子体光栅靶对高次谐波具有明显的调制效果, 模拟结果表明强激光激发出的谐波其强度在空间上的分布并不均匀, 仅在特定方向存在特定阶数的谐波. 2013年, Cerchez 等^[21] 在实验上进一步验证了上述设想, 在实验中成功观测到具有一定发射特性的高次谐波以及光栅对特定阶数谐波的增强效果, 其后续的数据分析表明, 实验在平行于光栅表面方向上获得了高达45阶的高次谐波. 不过, 实验结果同时显示^[21], 高次谐波的频谱成分与理论预期结果存在一定差异. 其中, 制靶工艺精度、靶在光压下解体和激光的波前弯曲均可能影响理想光栅结构, 改变光栅的调制效果, 并最终导致理论和实验存在差异.

本文引入表面粗糙度这一概念来表征光栅靶结构固有的缺陷, 在此基础上对高次谐波的产生机理以及辐射特性进行了细致的分析和研究. 这里需要指出的是, 本文所研究之表面粗糙度是靶的固有属性, 和外加激光场无关, 这点和由激光脉冲波前弯曲以及光压导致的靶的解体有着本质区别. 研究表明, 光栅靶表面粗糙度明显改变光栅的光学调制效果, 直接影响高次谐波的频谱分布和辐射角分布. 随着靶表面粗糙程度的增大, 光栅匹配条件逐渐失效, 高次谐波能量向各阶分散, 且辐射张角逐渐偏离平行于靶表面的方向.

2 物理模型

等离子体光栅结构如图 1(a) 所示, 实线表示理想光栅, 虚线表示考虑表面粗糙度的光栅外包络. 理想光栅的周期为 l , 齿宽为 w , 齿高为 h , 总长度为 L . 为简化分析, 光栅靶的表面粗糙度采用高次正弦函数的表示形式, 即 $f = A\{[1 + \sin(y/l_b)/2]\}^a$, 其中 l_b 为包络周期, A 是衡量粗糙程度的振幅, a 是函数阶数, 简单起见其值在本文中恒取 2.

考虑一束 P 极化超短超强激光脉冲沿 y 方向垂直入射到固体密度的等离子体光栅靶表面, 激光的波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$. 利用表面电流模型^[17], 由超强激光驱动的等离子体表面电流所激发的 n 阶谐波

的单位固体角辐射功率可以表示为^[18]

$$\frac{dP_n}{d\Omega} = \left(\frac{\gamma m_e \omega_0 c}{2\pi e} \right)^2 F_n(\omega_0, \theta) K_n(\theta), \quad (1)$$

式中, γ 是相对论因子, m_e 是电子静止质量, ω_0 是入射激光频率, c 是真空中光速, e 是电子的带电量, θ 是出射方向和等离子体边界的夹角, $F_n(\omega_0, \theta)$ 是干涉系数, $K_n(\theta)$ 是单电子辐射角分布且满足^[18]

$$K_n(\theta) = \frac{n^2 e^2 \omega_0^2}{2\pi c} \tan^2 \theta J_n^2(n\beta \cos \theta), \quad (2)$$

其中 $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$, $J_n(n\beta \cos \theta)$ 是第一类 n 阶贝塞尔函数. 干涉系数 $F_n(\omega_0, \theta)$ 与调制光栅光路的光程差相关. 参考图 1(b), 以左起第 1 个齿在远场的光程为基准, 则其余各齿在远场和基准的光程差可以表示为 $D = \delta y \cos \theta - \delta f_m(1 + \sin \theta)$, δy 是各齿和基准之间的横向距离, δf 是各齿齿顶高和齿顶高最大值的差值, δf_m 是 δf 的最大值. 由光程差导致的复振幅相位差为 $\varphi_m = 2\pi D/\lambda_n$, 其中 λ_n 是 n 阶谐波对应的波长. 这样, 对于具有一定表面粗糙度的光栅结构, 其干涉系数可以表示为

$$\begin{aligned} F_n(\omega_0, \theta) &= \left| \sum_{m=1}^{L/l} e^{-i\varphi_m} \right|^2 \\ &= \left| \sum_{m=1}^{L/l} e^{-i\left\{ \frac{2\pi}{\lambda_n} [\delta y \cos \theta - \delta f_m(1 + \sin \theta)] \right\}} \right|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

对于光滑的光栅结构, 表面粗糙度的振幅 A 取 0, (3) 式退化为理想状态下光栅的干涉系数

$$F_n(\omega_0, \theta)|_{A=0} = \frac{\sin^2(n\omega_0 L \cos \theta/2c)}{\sin^2(n\omega_0 l \cos \theta/2c)}. \quad (4)$$

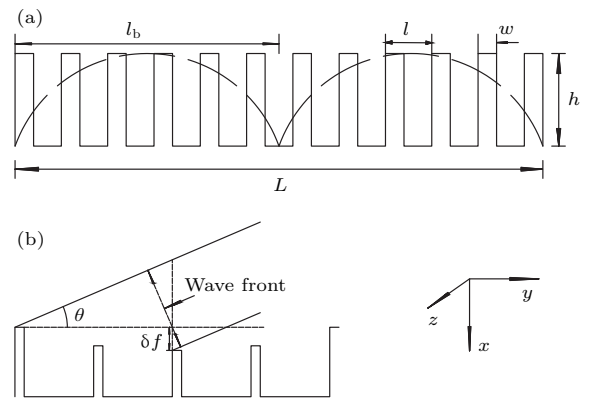


图 1 (a) 光栅结构示意图; (b) 光路示意图
Fig. 1. (a) System schematic of grating; (b) schematic of the light path.

若总长度 L 远远大于周期 l , (4) 式进一步退化为

$$F_n(\omega_0, \theta) \rightarrow \sum_{m \neq 0} \frac{n\omega_0 L}{|m|l} \delta(n\omega_0 - \omega_m), \quad (5)$$

其中 $\omega_m = 2\pi|m|c/l \cos \theta$, m 取整数. 可见, 若令 $\theta = 0$, 则仅在 $n\omega_0 = \omega_m$ 时, 干涉系数的值不为零且取极大值, 谐波阶数为 $m = n\lambda/l$. 这样, 可以推测, 对于周期为 $\lambda/4$ 的等离子体光栅, 仅谐波阶数为 $4n$ 的谐波才会在平行于靶表面的方向得到增强.

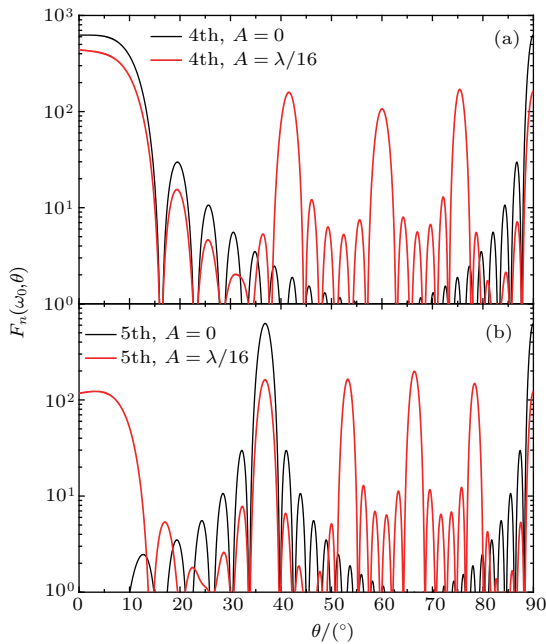


图2 不同阶数谐波干涉系数的角分布 (a) 4阶谐波的干涉系数; (b) 5阶谐波的干涉系数; 黑色曲线为理想光栅, 红色曲线为表面粗糙度取 $\lambda/16$

Fig. 2. Angle distribution of different orders harmonics interference factors: (a) and (b) stand for the 4th and 5th order harmonics, respectively. Black lines represent ideal grating while red lines stand for $A = \lambda/16$.

图2给出了4阶谐波和5阶谐波干涉系数的角分布, 光栅的周期取 $\lambda/4$, 其中黑色实线代表理想光栅, 红色实线代表表面粗糙度的振幅取 $\lambda/16$ 时的粗糙光栅. 从图2(a)可以看出, 对于4阶谐波, 两种光栅的干涉系数在平行于和垂直于靶表面方向均存在张角(半高全宽)分别为 11° 和 1° 的两个峰, 表面粗糙度的引入使得干涉系数的峰值降低30%. 对于理想光栅, 随着角度的增大, 干涉系数呈现先降低再升高的趋势. 而对于粗糙光栅, 干涉系数的角分布中几乎各个角度上都出现了若干个半高全宽均不等的峰. 与图2(b)比较发现, 对于满足光栅匹配条件的4阶谐波, 两种光栅干涉系数的峰主要集中在贴近于靶表面方向. 对于5阶谐波, 在 37° 方向满足理想光栅的匹配条件, 故在这个角

度出现了一个较强(约80)且半高全宽较窄(约 5°)的峰值. 然而, 引入表面粗糙度之后, 原本集中在 37° 处的干涉系数峰被分散到了许多不同的角度, 同时这些分散的峰强度明显降低, 相较理想光栅在 37° 处的峰值, 粗糙光栅的峰值大幅降低约90%.

根据表面电流模型^[17], 谐波可被近似描述为由存在于等离子体表面的电子在入射激光的作用下做简谐振荡而产生的辐射. 光栅齿顶的电子在激光场的作用下振荡, 进而激发次级辐射, 这一辐射特性由(2)式表征. 产生的辐射场在光栅的作用下被调制整形, 这一效应则由(3)式表征. 联立(1), (2)和(3)式, 可以获得受光栅调制形成的辐射远场空间分布 P_n .

图3给出了不同表面粗糙度情况下4阶谐波和5阶谐波的远场辐射分布 P_n , 其中图3(a)—(c)和图3(d)—(f)分别表示4阶谐波和5阶谐波, 图3(a)和图3(d)表示不考虑表面粗糙度也即 $A = 0$ 的情况, 图3(b)和图3(e)表示表面粗糙度振幅 $A = \lambda/16$ 的情况, 图3(c)和图3(f)则表示表面粗糙度振幅 $A = \lambda/8$ 的情况. 对于理想光栅调制后的4阶谐波, 其远场辐射分布具有明显的空间选择性, 辐射能量主要沿着靶表面的方向传播, 辐射张角约为 15° ; 而对于5阶谐波, 与图2(b)保持一致, 辐射方向偏离了靶的表面, 主要集中在 37° 的方向, 辐射张角约为 5° , 峰值强度提高了一个数量级. 随着光栅靶表面粗糙度的增加, 发现4阶谐波和5阶谐波在空间分布上均发生了较大的畸变. 此外, 辐射远场分布中均出现若干个相对独立的辐射功率峰, 沿表面发射的高次谐波逐渐偏离靶表面的方向而向激光反射方向靠拢, 且峰值远低于满足光栅匹配条件的情况. 这样, 理想光栅的辐射频谱中集中在靶表面和特定频段的能量在考虑表面粗糙度后被分散到各个频段以及远离靶表面的各个方向.

在以上的讨论中, 分析了4阶和5阶这两阶较低次的谐波, 而不是高次谐波. 这样做的原因主要有两点: 其一, 不管是高次谐波还是较低阶的谐波, 它们均来自自由激光驱动的表面电流所产生的次级辐射, 而且在频谱中各阶谐波的增强效果均取决于由光栅结构所决定的匹配条件; 其二, 高阶谐波的强度远低于低阶谐波的强度, 选取低阶谐波进行分析可以在揭示物理原理的基础上较好地避免谱强度过低带来的不便.

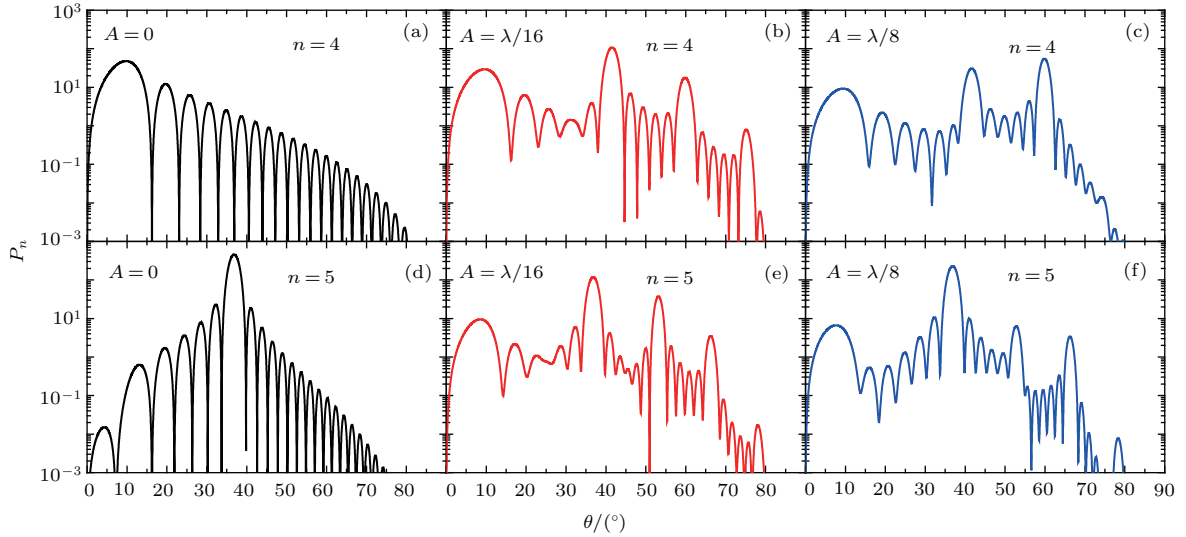


图3 不同靶型和谐波阶数下的辐射远场分布 (a)–(c)代表4阶谐波; (d)–(f)代表5阶谐波; 黑色曲线为理想光栅; 红色曲线为 $A = \lambda/16$; 蓝色线条为 $A = \lambda/8$

Fig. 3. Radiation distribution of different harmonic orders for the ideal and rough grating targets: (a)–(c) stand for the 4th order harmonic; (d)–(f) stand for the 5th harmonic. Black, red and blue curve lines represent ideal grating, $A = \lambda/16$ and $A = \lambda/8$, respectively.

3 粒子模拟结果与讨论

为验证以上理论结果, 利用二维粒子模拟程序EPOCH对激光与光栅靶相互作用激发高次谐波的过程进行了数值模拟. 模拟中, 一束波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 的P极化激光垂直入射于具有不同表面粗糙度的等离子体光栅靶. 激光脉冲的时空分布为 $q(r, t) = q_0 \sin(2\pi t/t_0) \exp(-r^2/r_0^2)$, 其中 $q_0 = 3$ 为激光的归一化振幅, 所对应的强度为 $I_0 = 1.233 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 束腰半径 $r_0 = 3\lambda$, 脉冲持续时间为五倍激光周期即 $5T_0$, 同时 $t_0 = 10T_0$. 等离子体光栅靶的密度为 $600n_c$, 其中 $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ 是等离子体临界密度, e 和 m_e 分别为电子的电荷和静止质量, ω_0 为激光的中心频率. 对于 $A = 0$ 的理想光栅, 选取周期 $l = \lambda/4$, 齿宽 $w = \lambda/16$, 齿顶高 $h = \lambda/8$, 长度 $L = 6\lambda$; 对于粗糙度光栅靶情况, 表面粗糙度的振幅分别取 $A = \lambda/16$ 和 $A = \lambda/8$, 外包络的周期为 λ , 其他参数和理想光栅一致. 模拟盒子的尺寸为 $x \times y = 5\lambda \times 20\lambda$, 网格精度为 $400/\lambda \times 1000/\lambda$, 每个网格放置36个宏粒子, 初始设置为冷等离子体.

图4给出 $t_0 = 12.5T_0$ 时刻不同表面粗糙度情况下电场的 $\mathbf{k}_x \times \mathbf{k}_y$ 空间分布, 其中图4(a)中的靶

不考虑表面粗糙度的理想光栅, 图4(b)中的靶为表面粗糙度振幅取 $\lambda/16$ 的光栅, 图4(c)中的靶为表面粗糙度振幅取 $\lambda/8$ 的光栅, 图中的黑色曲线为 $k_x = 0$ 方向的一维谐波频谱分布. 从图4(a)可以看到, 对于理想光栅, 在平行于靶表面的方向上出现了较为明显的 $4n$ 阶谐波, 辐射强度在高次频段仍保持较高的水平, 辐射张角随着谐波阶数的上升变小; 对于特定阶数的谐波在远离靶表面的区域, 其强度变弱, 辐射张角变窄. 同时, 由于 $m \neq 4n$ 阶谐波在平行于靶表面的方向并不满足光栅的匹配条件, 所以在沿着靶表面的方向, 这些阶数的谐波强度相对于 $4n$ 阶谐波非常低, 因此在图4(a)中并未观察到明显的 m 阶谐波. 对于表面粗糙度分别为 $A = \lambda/16$ 和 $A = \lambda/8$ 的光栅, 比较图4(b)和图4(c), 发现在电场的二维傅里叶频谱中出现了几乎各个整数阶的谐波, 仅个别阶数的谐波从频谱中缺失. 如图4(c)中 $k_x = 0$ 方向, 在靶表面的区域内, 谐波的能量主要集中在较低的频段, 高次谐波的强度下降很快; 在远离靶表面的方向, 可以观察到明显偏离靶表面方向的辐射, 在 $0^\circ - 90^\circ$ 的空间范围内出现了许多辐射张角很小的谐波峰值点, 谐波被散射到整个空间. 以上模拟结果与表面电流模型所预测的结果符合较好, 且与Crèches等^[21]的实验结果基本一致.

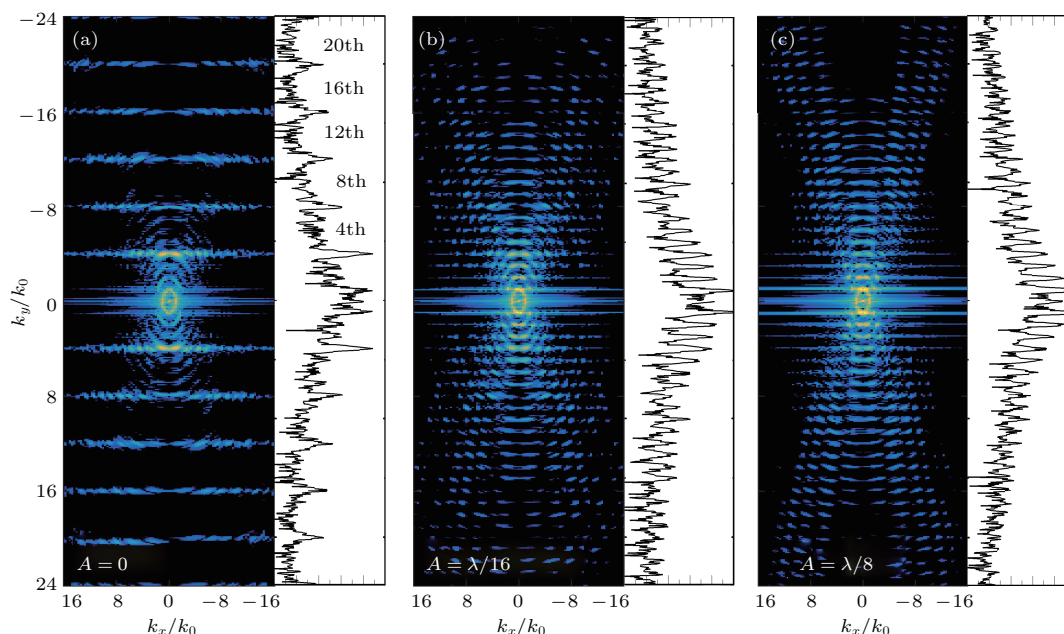


图4 不同表面粗糙度条件下谐波辐射场分量的二维傅里叶频谱 (a) $A = 0$; (b) $A = \lambda/16$; (c) $A = \lambda/8$; 图中一维黑色曲线为 $k_x = 0$ 方向的截线图

Fig. 4. Two-dimensional Fourier transformation to the radiation component of different target surface roughness: (a) $A = 0$; (b) $A = \lambda/16$; (c) $A = \lambda/8$. Curve line is the one-dimensional spectrum in the direction $k_x = 0$.

4 结 论

通过理论和数值模拟方法研究了超短超强激光与光栅靶相互作用过程中光栅靶的表面粗糙度对高次谐波发射特性的影响。研究发现,表面粗糙度对光栅靶的光学特性影响很大,改变了光栅的干涉系数,导致高次谐波辐射远场分布畸变。原本集中在靶表面传播的特定阶数的谐波逐渐分散到远离靶表面的各个方向以及各阶谐波,且高次谐波的频谱成分并不完整。上述结果与文献[21]中实验观察到的结果基本符合。

参考文献

- [1] Haight R, Seidler P F 1994 *Appl. Phys. Lett.* **65** 517
- [2] Cavalieri A L, Müller N, Uphues T, Yakovlev V S, Baltuska A, Horvath B, Schmidt B, Blümel L, Holzwarth R, Hendel S, Drescher M, Kleineberg U, Echenique P M, Kienberger R, Krausz F, Heinzmann U 2007 *Nature* **449** 1029
- [3] La-O-Vorakiat C, Siemens M, Murnane M M, Kapteyn H C, Mathias S, Aeschlimann M, Grychtol P, Adam R, Schneider C M, Shaw J M, Nembach H, Silva T J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 257402
- [4] Tobey R I, Siemens M E, Murnane M M, Kapteyn H C, Torchinsky D H, Nelson K A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 091108
- [5] Abo-Bakr M, Feikes J, Holldack K, Kuske P, Peatman W, Schade U, Wüstefeld G, Hübers H W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **90** 094801
- [6] Jeong Y U, Kazakevitch G M, Cha H J, Park S H, Lee B C 2003 *Nucl. Instrum. Meth.* **543** 90
- [7] 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]
- [8] Li X X, Xu Z Z, Tang Y 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 267 (in Chinese) [李学信, 徐至展, 汤燕 1997 物理学报 **46** 267]
- [9] Zhang Q J, Sheng Z M, Zhang J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2180 (in Chinese) [张秋菊, 盛正明, 张杰 2004 物理学报 **53** 2180]
- [10] Ge Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4091 (in Chinese) [葛愉成 2008 物理学报 **57** 4091]
- [11] Du H, Zhang H D, Zhang J, Liu H F, Pan X F, Guo J, Liu X S 2016 *Chin. Phys. B* **25** 113201
- [12] Luo X Y, Ben S, Ge X L, Wang Q, Guo J, Liu X S 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 123201 (in Chinese) [罗香怡, 贲帅, 葛鑫磊, 王群, 郭静, 刘学深 2016 物理学报 **65** 123201]
- [13] Grebogi C, Tripathi V K 1983 *Phys. Fluids* **26** 1904
- [14] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [15] Norreys P A, Zepf M, Moustazis S, Fews A P, Zhang J, Lee P, Bakarezos M, Danson C N, Dyson A, Gibbon P, Loukakos P, Neely D, Walsh F N, Wark J S, Dangor A E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1832
- [16] Thauray C, Quéré F, Geindre J P, Levy A, Ceccotti T, Monot P, Bougeard M, Réau F, D'Oliveira P, Audebert P 2007 *Nat. Phys.* **3** 424
- [17] Brownell J H, Walsh J 1998 *Phys. Rev. E* **57** 1075
- [18] Zhang S J, Zhuo H B, Zou D B, Gan L F, Zhou H Y, Li X Z, Yu M Y 2016 *Phys. Rev. E* **93** 053206

- [19] Yu W, Yu M Y, Zhang J, Xu Z 1998 *Phys. Rev. E* **57** R2531
 [20] Lavocat-Dubuis X, Matte J P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 093105

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

Effect of plasma grating roughness on high-order harmonic generation*

Li Xia-Zhi¹⁾ Zou De-Bin^{1)†} Zhou Hong-Yu¹⁾ Zhang Shi-Jie¹⁾ Zhao Na¹⁾
 Yu De-Yao¹⁾ Zhuo Hong-Bin^{1)2)‡}

1) (College of Science, National University of Defence Technology, Changsha 410073, China)

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

(Received 11 June 2017; revised manuscript received 13 July 2017)

Abstract

Extreme ultra-violet (XUV) light and soft X-ray are widely used to detect the microscopic structure and observe the ultra-fast physical process. It is found that high order harmonic with the frequency as high as that of the waterwindow waves and the pulse duration as short as attosecond can be obtained in the laser-plasma interaction. Due to these features, high order harmonic (HH) is a promising alternative to generating ultra-short XUV light and X-ray. Recently, HHs have been observed in the experiments. However, the frequency spectrum is not complete compared with the results predicted theoretically and numerically. It might relate to the damage of the grating target surface by a long laser repulse. In this article, the effect of target surface roughness on the high order generation (HHG) in the interaction between ultra-intense laser pulse and grating targets is investigated by surface current model and particle-in-cell simulations. We find that both the spatial and spectral domains of harmonics are modulated by the periodical structure of the grating due to the optical interference. The roughness on the surface significantly distorts the modulation effect and leads to different radiation angle and spectral distributions. For the ideal grating, only harmonics satisfying matching condition in a certain direction can be enhanced and the radiation power is restricted in the direction nearly parallel to the target surface. When the surface roughness of the grating target is considered, the matching condition is not valid and the harmonics are scattered into the direction away from the target surface. Comparing with the ideal grating target, most of the harmonic energy is concentrated in the low order harmonics and the intensities of the harmonics decrease rapidly with increasing HH order when surface roughness is considered. The results show good consistence with the phenomena observed in previous experiments and provide the technical reference for exploring the future applications of HHs and HHG.

Keywords: high-order harmonics, ultra-intense laser pulse, plasma grating target, surface current model

PACS: 42.65.Ky, 42.79.Dj, 28.52.Av, 28.52.-s

DOI: 10.7498/aps.66.244209

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01504), the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 11375265, 11475259, 11675264), and the Science Challenge Project, China (Grant No. JCKY2016212A505).

† Corresponding author. E-mail: debinzou@126.com

‡ Corresponding author. E-mail: hongbin.zhuo@gmail.com