

飞秒激光诱导金属钨表面周期性自组织结构的研究

李 晨^{1,2,3} 程光华^{1,3} Stoian Razvan³

¹中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119

²中国科学院大学, 北京 100049

³Laboratoire Hubert Curien, UMR 5516 CNRS, Université de Lyon, Université Jean Monnet, Saint Etienne France 42000

摘要 飞秒激光诱导金属表面周期性自组织微纳米条纹结构,在调控热辐射源、摩擦、超亲水性、超疏水性和打标等方面具有广泛的应用前景。研究了 800 nm 飞秒激光诱导金属钨表面周期性自组织结构的形成规律和形成机理。采用 Sipe 干涉模型和有限时域差分法,仿真了第 1 个飞秒激光脉冲刻蚀后随机粗糙表面引起的激光电磁场能量表面分布和第 20 个脉冲后低空间频率条纹结构引起的激光电磁场能量表面分布。揭示了低空间频率条纹与高空间频率条纹的形成机理,考察了表面微观形貌的演化和条纹周期随着脉冲增多而递减的现象。

关键词 超快光学; 飞秒激光; 微加工; 钨; 有限时域差分法

中图分类号 TG66; O439 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0532001

Investigation of Femtosecond Laser-Induced Periodic Surface Structure on Tungsten

Li Chen^{1,2,3} Cheng Guanghua^{1,3} Stoian Razvan³

¹State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710119, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³Laboratory Hubert Curien, UMR 5516 CNRS, University de Lyon, University Jean Monnet, Saint Etienne 42000, France

Abstract Femtosecond laser-induced periodic surface structure (LIPSS) has the potential applications in tunable thermal source, tribology, super-hydrophilicity, super-hydrophobicity, marking and so on. LIPSS formation and mechanism on tungsten with a 800 nm femtosecond laser are investigated. The electromagnetic energy distribution on random rough surface after the first laser pulse and the energy distribution of electromagnetic field induced by low-spatial-frequency LIPSS after 20 pulses are simulated by Sipe interference model and finite-difference time-domain (FDTD) method. The formation mechanism of low-spatial-frequency and high-spatial-frequency LIPSS (HSFL) is disclosed. The evolution of surface morphology and the phenomena of spatial period decreasing with the increase of laser pulse number are also investigated.

Key words ultrafast optics; femtosecond laser; micromachining; tungsten; finite-difference time-domain method

OCIS codes 320.7130; 140.3390; 160.3900

1 引 言

激光诱导表面周期性自组织条纹结构(LIPSS)具有在调控热辐射源、摩擦、超亲水性、超疏水性、彩色打印和防伪等方面的应用前景。飞秒激光诱导表面周期性自组织结构显示出小于激光波长的微纳米周期和广

收稿日期: 2015-12-23; **收到修改稿日期:** 2016-01-20

基金项目: 国家自然科学基金(61223007,61378019)

作者简介: 李 晨(1985-),男,博士研究生,主要从事超短脉冲激光加工和超快诊断测量等方面的研究。

E-mail: 782969713@qq.com

导师简介: 程光华(1976-),男,博士,研究员,主要从事超短脉冲激光加工等方面的研究。E-mail: gcheng@opt.ac.cn (通信联系人)

泛的应用,是目前飞秒激光与物质相互作用研究的热点之一^[1-4]。自组织条纹结构具有空间周期和方向等特征。空间周期可分为低频空间周期(空间周期接近于激光波长)和高频空间周期(空间周期小于激光波长的一半)^[5]。条纹方向主要分为垂直于激光线性偏振方向和平行于激光线性偏振方向。对于低频空间周期自组织条纹,目前被广泛接受的形成机理是 Sipe 等^[9-10]提出的激光与表面散射电磁波的干涉模型。Sipe 模型已经被用于解释金属^[11]、半导体^[12]和绝缘体材料^[13]的表面周期性自组织条纹的形成。Sipe 模型描述了材料的薄粗糙表层(表层厚度远小于入射光波长)引起的入射平面波在材料表面的电磁场能量的不均匀分布,电磁场能量分布决定了周期性自组织条纹的形成。虽然 Sipe 干涉模型能够解释大部分低空间频率条纹的形成,但是在 Sipe 干涉模型的推导过程中使用了近似和简化公式,降低了 Sipe 模型精度。例如:在 Sipe 干涉模型的推导中,粗糙表面的散射电磁波分为纵向分量和横向分量,纵向分量采用变分原理求得近似解,而横向分量采用微扰级数近似法求解^[8]。Sipe 干涉模型在解释半导体表面自组织条纹形成时采用辐射残余,而在解释金属表面自组织条纹形成时采用表面等离子激元^[8]理论。在大部分金属表面上可以用激光激发表面等离子激元,且产生的表面等离子激元的波长小于激发光波长,因此可以用来很好地解释大部分金属表面条纹的形成。然而某些材料常态下不支持表面等离子激元在其表面的传播,例如:钨作为一种特殊的过渡金属在 250~940 nm 光学波段内具有正的介电常数实部^[7],不满足表面等离子激元在金属平面传播的必要条件 $\epsilon < -1$ ^[8]。因此,表面等离子激元是否是金属钨表面周期性自组织条纹形成的必要条件是研究焦点^[8]。此外,对于高频空间周期自组织条纹的形成机理,目前仍没有统一的理论^[14-16]。为了克服经典 Sipe 干涉模型计算精度有限的问题,本文采用有限时域差分法(FDTD)^[17]研究了金属钨表面微纳米结构在周期性自组织条纹形成中的作用。

2 飞秒激光诱导钨表面条纹实验

实验中使用单面抛光的钨样品(Goodfellow 公司,尺寸为 25 mm×25 mm×1 mm)。采用磨粒尺寸为 0.1 μm 的抛光液进行机械式抛光。抛光后的表面粗糙度采用原子力显微镜(AFM)测量,局部区域测量的表面粗糙度为 5 nm。在激光刻蚀钨样品前后,钨样品都采用丙酮超声清洗 5 min。抛光后钨样品的光学折射率采用相位调制型椭圆光偏振光谱仪(Horba Jobin Yvon 公司产品 Uvisel)测量,波长为 800 nm 时的复折射率为 $N = 3.5 + 3.15i$ 。

实验中使用钛蓝宝石飞秒激光器,激光器输出波长 800 nm,脉宽 50 fs,重复频率 1000 Hz。线性偏振的激光通过焦距 $f = 100$ mm 的聚焦透镜后聚焦在样品表面。激光脉冲能量通过半波片和偏振器进行调节,通过激光功率计测量。脉冲数目通过电光调制器 Pockels 盒进行控制。钨样品固定在计算机控制的运动平台上,通过配有长焦距的显微物镜的 CCD 摄像机进行样品的定位和实时监测。在 20 °C 空气的环境中,飞秒激光脉冲垂直入射在钨样品表面,得到与激光脉冲数目相关的表面周期性自组织条纹。实验完成后,钨样品表面的微观形貌由扫描电子显微镜(SEM)和原子力显微镜进行测量。

3 实验结果分析与讨论

在能流密度 $\Phi = 0.38 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$,脉冲数量逐渐增加的飞秒激光刻蚀下,钨样品表面形成周期性自组织条纹结构,其表面微观形貌的扫描电子显微镜照片如图 1 所示。图 1(a1)是一个脉冲后的钨样品表面的微观形貌,显示表面出现不规则的微纳米结构,增加了表面粗糙度,图中用双箭头标出了激光的电场偏振方向;图 1(a2)是图 1(a1)的二维傅里叶变换(FT)后的空间频率分布图,呈正态分布的空间频率反映出一个脉冲后没有出现周期性条纹,图中彩色柱的幅值代表周期分布的强度。图 1(b1)显示 20 个脉冲后的钨样品表面出现垂直于激光偏振方向的低空间频率的周期性条纹;图 1(b2)是图 1(b1)的二维傅里叶变换后的空间频率分布图,显示出条纹的空间周期的峰值为 (625 ± 16) nm。相似的,图 1(c1~f1)分别是 40,100,200 和 500 个脉冲后的钨表面周期性自组织条纹结构,图 1(c2~f2)分别是图 1(c1~f1)的二维傅里叶变换后的空间频率分布图,显示出周期条纹的空间频率。

图 1 中钨表面条纹的空间周期与脉冲数目的关系如图 2 所示。钨表面存在低空间频率条纹(LSFL)和

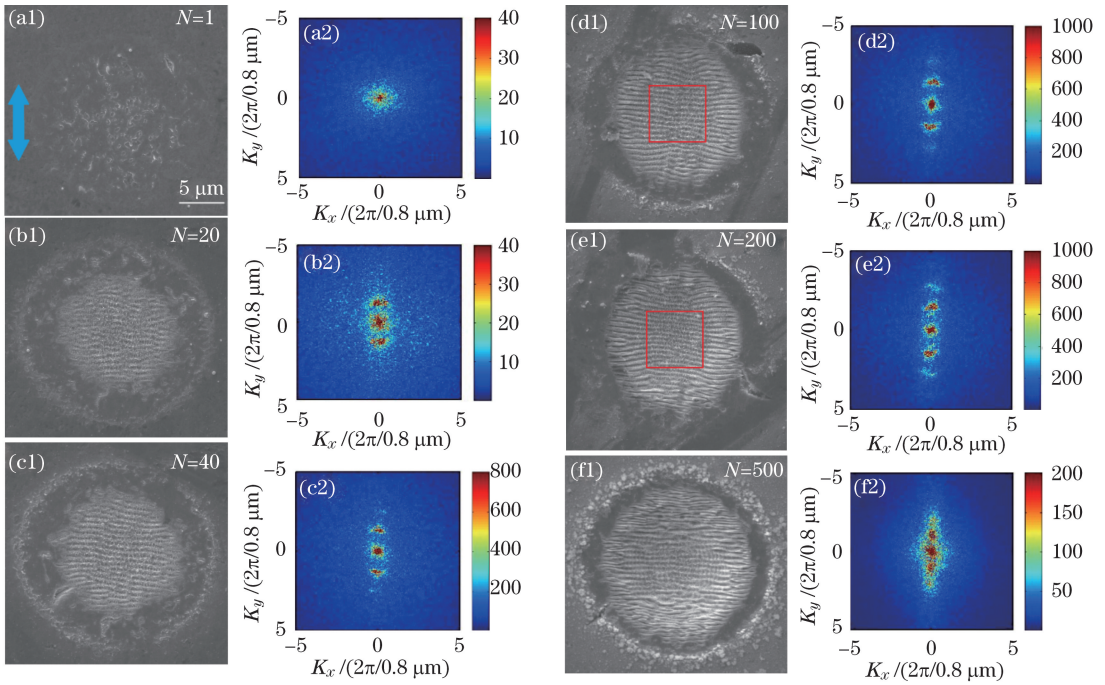


图 1 飞秒激光刻蚀后的钨样品表面微观形貌的电子扫描显微镜照片。(a1) $N=1$; (b1) $N=20$; (c1) $N=40$; (d1) $N=100$; (e1) $N=200$; (f1) $N=500$; (a2~f2) 分别是 (a1~f1) 的二维傅里叶变换后的空间频率分布图

Fig. 1 SEM images of tungsten surface after irradiation by fs laser pulses: (a1) $N=1$; (b1) $N=20$; (c1) $N=40$; (d1) $N=100$; (e1) $N=200$; (f1) $N=500$; (a2~f2) show the corresponding spatial frequency distribution after 2D-FT of (a1~f1), respectively

高空间频率条纹(HSFL),并且高空间频率条纹出现在低空间频率条纹形成之后[图 1(b2~c2)].对于低空间频率的条纹,图 2 显示空间周期随着脉冲数目的增加而减小,与参考文献[11]的实验结果一致.此外,当脉冲数目在 100~200 时,周期性结构的中心区域[图 1(d1,e1)的红框内区域]和边缘区域[图 1(d1,e1)的红框外区域]的条纹周期出现不一致的现象:中心区域的条纹周期高于边缘区域的条纹周期.对于高空间频率的条纹,空间周期随着脉冲数目的增加而略微减小,并且其空间周期约为相同脉冲数目时的低空间频率条纹的周期一半.最后在 500 个脉冲后,周期分布变得模糊,且空间周期分布的强度下降,意味着已经形成的周期性条纹结构被后续的激光脉冲破坏[图 1(f2)].

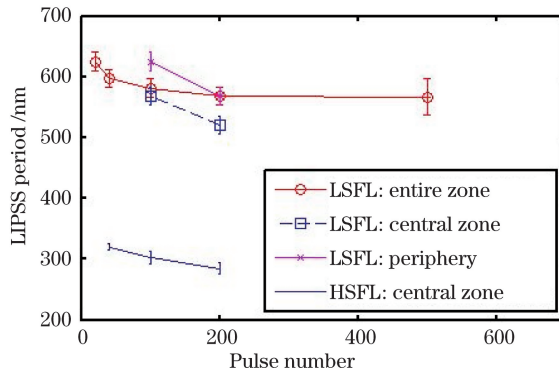


图 2 钨样品 LIPSS 的空间周期与脉冲数目的关系

Fig. 2 Relationship between LIPSS spatial period and pulse number for tungsten sample

4 低空间频率条纹形成机理的仿真与分析

为了模拟一个飞秒激光脉冲刻蚀后的随机分布的钨样品表面粗糙度[图 1(a1)],有限时域差分法建模时采用钨平面上随机分布的 1000 个钨纳米颗粒作为粗糙表层模型^[17].其中,钨平面的尺寸为 $25 \mu\text{m} \times$

25 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ (长度 \times 宽度 \times 厚度), 钨纳米颗粒的尺寸为 25 nm \times 25 nm \times 50 nm(长度 \times 宽度 \times 高度)。模型中, 钨平面定义在 XOY 平面上, 入射平面电磁波垂直于钨平面, 沿着 Z 轴入射到粗糙表面。入射平面波的波长为 800 nm, 电场偏振方向平行于 X 轴, 脉冲宽度为 50 fs, 电场幅值为 1 V/m。根据文献^[8]中钨的飞秒激光激发态的瞬态反射率的测量结果, 钨在 50 fs 内的光学性质改变很小, 因此模型中钨材料的复折射率选用常温常态下实验测量值 $N = 3.5 + 3.15i$ 。仿真时间为 400 fs。一个脉冲结束后, 粗糙表面上的时间平均的电磁场能量 E^2 分布如图 3(a)所示, 显示电磁场能量在纳米颗粒之间呈现出近似垂直于偏振方向的条纹状分布。图 3(b)是图 3(a)二维傅里叶变换后的空间频率分布图, 显示能量分布的空间周期为 (714 ± 20) nm, 条纹状能量分布方向垂直于电场偏振方向。

为了比较粗糙表层中纳米颗粒的密集程度和纳米颗粒尺寸对电磁场能量分布的影响, 分别由钨平面上 3000 个随机分布的钨纳米颗粒(颗粒尺寸: 25 nm \times 25 nm \times 50 nm)和钨平面上 400 个随机分布的钨纳米颗粒(颗粒尺寸: 250 nm \times 250 nm \times 100 nm)组成粗糙表层模型。在与图 3 相同的仿真条件下, 仿真结果显示条纹状能量分布的周期都是 (714 ± 20) nm。这是因为粗糙表层引起的条纹状电磁场能量分布主要来自表面散射电磁波与入射电磁波的干涉, 而仿真中的纳米颗粒的密集程度和纳米颗粒尺寸都不能显著地影响表面散射电磁波的波长, 因此都没有改变条纹状电磁场能量周期, 同时也意味着形成的低空间频率条纹的周期没有变化。

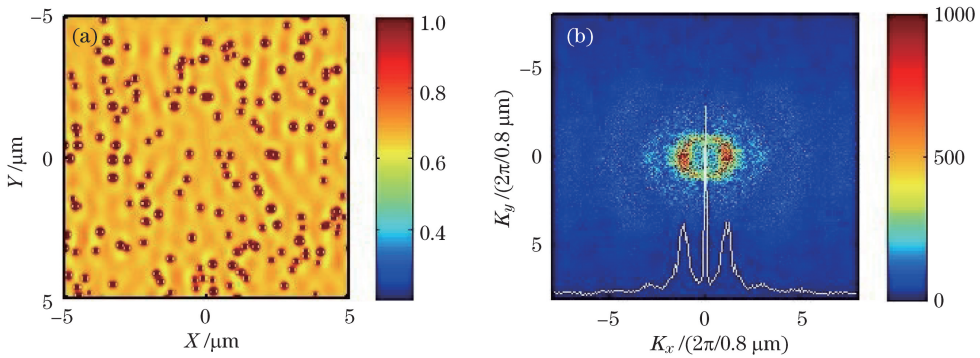


图 3 (a)粗糙表面上的时间平均的电磁场能量 E^2 分布, 能量值经过归一化处理; (b)(a)的二维傅里叶变换后的空间频率分布图, 在坐标轴 $K_y = 0$ 上的值绘制底部

Fig. 3 (a) Time-averaged E^2 distribution on the rough surface after normalization treatment; (b) spatial frequency distribution after 2D-FT of (a) and its cross-section profile along $K_y = 0$ is also shown at the bottom

5 条纹周期递减的原因分析

图 2 中随着脉冲数目增加, 低空间频率条纹的空间周期逐渐减小。针对此现象, 文献^[18]采用激光与表面等离子体干涉模型, 利用表面周期结构辅助表面等离子体和激光耦合理论去解释。然而, 和文献^[18]中实验结果和理论推导结论“表面周期结构的中心区域的周期大于边缘区域的周期”不一致, 钨表面周期结构的中心区域的周期小于边缘区域的周期。为了分析条纹周期递减的原因, 对图 1(b1~f1)中的钨表面微观形貌进行原子力显微镜成像和分析, 成像结果如图 4 所示。图 4(a)是 20 个激光脉冲后的钨表面微观形貌的三维原子力显微镜照片, 图 4(b)是沿着图 4(a)中扫描线的激光辐射斑的横截面轮廓。在 40, 100, 200 和 500 个激光脉冲条件下, 沿着激光辐射圆斑直径且垂直于条纹方向扫描的横截面轮廓分别如图 4(c~f)所示, 从中看到激光辐射区域出现一个圆形坑, 圆坑边缘直径约为 20 μm 。随着脉冲数目增加, 圆坑的深度逐渐增加, 如表 1 所示。根据 Sipe 干涉模型^[9], 由线性偏振方向的激光诱导形成的条纹垂直于偏振方向, 且条纹周期为

$$\Lambda = \frac{\lambda}{1 \pm \sin \theta}, \quad (1)$$

式中 λ 为入射平面波的波长, θ 为入射平面波的入射角。例如: 波长为 800 nm 的激光垂直入射在金属钨平面, 产生条纹的周期为 800 nm。圆坑对坑内表面周期性条纹的影响主要有两个: 1) 圆坑深度已经能够显著

改变坑内表面的倾斜程度,使得入射激光与坑内局部表面的夹角变化,根据(1)式,随着圆坑深度增加,坑内局部倾斜平面上的入射角 θ 增大,小于入射光波长的条纹周期 $\Lambda = \lambda / (1 + \sin \theta)$ 会逐渐减小;2)因为坑内表面倾斜,扫描电子显微镜实际上拍摄到的是倾斜表面条纹在水平面的投影,所以扫描电子显微镜记录的条纹周期为

$$\Lambda' = \Lambda \times \cos \theta, \quad (2)$$

式中 θ 是入射平面波在坑内局部倾斜表面的入射角, Λ 是坑内局部倾斜表面上的条纹周期。根据(2)式,随着圆坑深度增加, θ 逐渐增大,扫描电子显微镜记录的条纹周期 Λ' 逐渐减小。

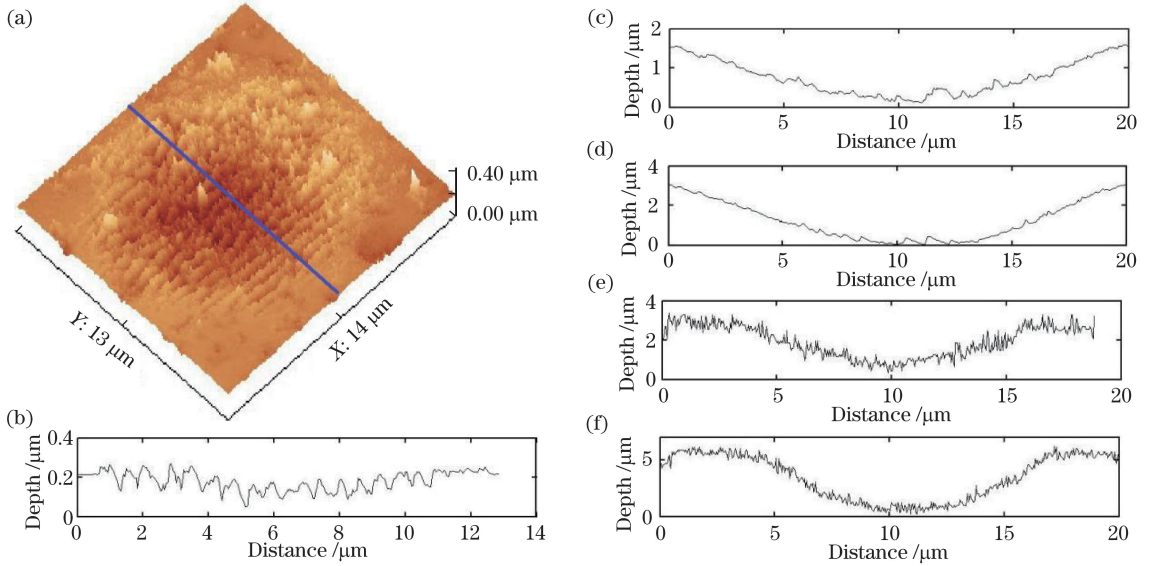


图 4 (a)20 个激光脉冲后的钨表面微观形貌的三维原子力显微镜照片;(b)沿着(a)中扫描线的横截面轮廓;在不同激光脉冲数目条件下的,沿着圆斑直径扫描的激光辐射斑的横截面轮廓:
(c) $N=40$; (d) $N=100$; (e) $N=200$; (f) $N=500$

Fig. 4 (a) AFM 3D-view on tungsten surface morphology after $N=20$ pulses; (b) cross-section profile of the irradiated spot along the scanned line in (a); cross-section profile of the irradiated spot along the diameter after different pulse numbers: (c) $N=40$; (d) $N=100$; (e) $N=200$; (f) $N=500$

表 1 圆坑内表面条纹周期的计算值和实测值

Table 1 Computed and measured periods in irradiated spots

Pulse number	Spot depth $d / \mu\text{m}$	Spot radius $R / \mu\text{m}$	Tilt angle $\theta = \arctan\left(\frac{d}{R}\right)$	Computed period /nm $\Lambda' = \frac{800 \times \cos \theta}{1 + \sin \theta}$	Measured period /nm
40	1.6	10	9.09°	682	597
100	3.1	10	17.22°	589	581
200	3.4	10	18.78°	573	568
500	5.9	10	30.54°	457	540

由图 4(c~f)中圆坑的深度和直径,计算得到圆坑内表面的近似平均倾角,然后根据(1)式和(2)式,计算得到圆坑内表面条纹的空间周期,计算结果与实验测量值如表 1 所示。由表 1 看到,随着激光脉冲增加,圆坑深度逐渐加深,圆坑内表面条纹周期的计算值逐渐减小,这个趋势与实验测量结果一致。然而,在圆坑较浅($d=1.6 \mu\text{m}$)和较深($d=5.9 \mu\text{m}$)时,计算值与实测值的偏差较大。这是因为圆坑较浅时,表面倾角较小,表面条纹空间周期主要由入射光与粗糙表面引起的表面散射波的干涉决定,如图 3 所示。随着坑深增加,表面倾角对坑内表面条纹空间周期的影响开始显现。圆坑较深时,因为圆坑的中心区域较平坦[图 4(f)],其倾角小于近似平均倾角,且中心区域的条纹周期在整体区域中占较大比重,所以得到的计算值比实测值小。因此,在一定的坑深范围内,由入射激光与坑内局部表面的夹角变化和倾斜表面的条纹在水平面上的投影这两个因素可以较好地解释条纹周期随着脉冲增多而递减的现象。

6 高空间频率的表面周期条纹形成机理

为了研究高空间频率的表面周期条纹形成机理,在有限时域差分法仿真中,由图 4(a)所示的 20 个激光脉冲后的原子力显微镜三维数据构建钨表面条纹模型。此表面条纹模型仅存在空间周期为 (625 ± 16) nm 的低空间频率条纹。与图 3 相同的仿真条件下,得到粗糙表面上的时间平均的电磁场能量 E^2 分布,如图 5(a)所示,显示电磁场能量在已存在的表面周期条纹上分布的空间周期为 (625 ± 20) nm,且条纹状能量分布方向垂直于电场偏振方向,这个与模型中已存在的表面周期条纹的空间周期一致。因此,已存在的表面周期条纹决定了其表面上的电磁场能量分布。

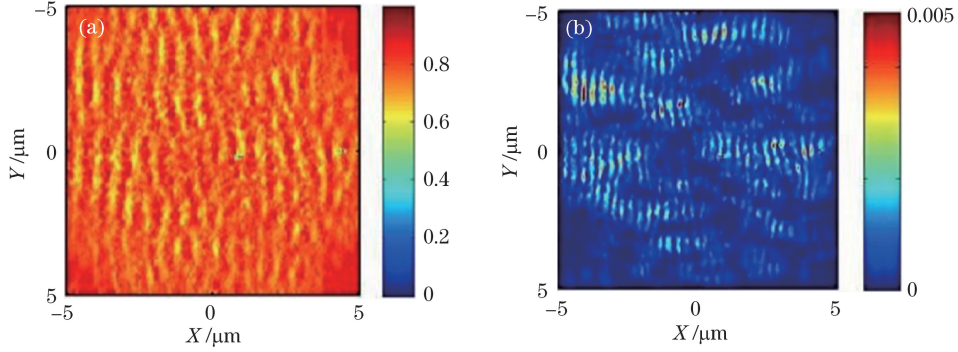


图 5 (a)LIPSS 时间平均的电磁场能量 E^2 分布;(b)LIPSS 时间平均的电磁场能量 E_z^2 分布

Fig. 5 (a) Time-averaged E^2 distribution based on LIPSS model; (b) time-averaged E_z^2 distribution based on LIPSS model

粗糙表面上的电磁场能量分布,除了由入射光与粗糙表面引起的表面散射波的干涉决定外,还会受到粗糙表面上不同散射体之间表面散射波的干涉作用。在图 5(a)的仿真中,入射平面波的电场偏振方向为 X 轴,表面散射电磁波的电场主要分布在坐标轴 X, Z 方向上,坐标轴 Y 方向上分布很少,可以忽略。因为入射平面波的电场只定义在坐标轴 X 方向,在 Z 轴方向上没有分布,所以可以通过分析 Z 轴方向上电磁场来分析表面散射电磁波^[19]。在相同的仿真中,仅分析 Z 轴方向上电磁场能量分布,如图 5(b)所示。图 5(b)显示表面散射电磁波之间干涉引起的条纹状能量分布,其方向垂直于入射平面波的电场偏振方向,并且能量分布的空间周期约为已存在表面条纹周期的一半。二维傅里叶变换后得到能量分布的空间周期为 (303 ± 10) nm,预测出此能量分布形成高频条纹的周期也为 (303 ± 10) nm,这个与图 1(c1)中 40 个脉冲后测量的高频条纹的空间周期 (320 ± 10) nm 接近。因此粗糙表面上不同散射体之间的表面散射波的干涉作用,可以解释垂直于激光电场偏振方向且空间周期约为低空间频率条纹周期一半的高空间频率的条纹形成。

7 结 论

采用波长 800 nm 飞秒激光在金属钨表面诱导形成周期性自组织微纳米结构,为了克服经典 Sipe 干涉模型计算精度有限的问题,采用有限时域差分法,模拟飞秒激光脉冲刻蚀后粗糙表面引起的电磁场能量分布,研究结果能够解释垂直于激光电场偏振方向的低空间频率条纹和高空间频率条纹的形成。根据经典 Sipe 干涉模型,由入射激光与坑内局部表面的夹角变化和倾斜表面条纹在水平面的投影这两个因素可以较好地解释条纹周期随着脉冲增多而递减的现象。

参 考 文 献

- Zhong Minlin, Fan Peixun. Applications of laser nano manufacturing technologies[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(6): 0601001.
钟敏霖, 范培迅. 激光纳米制造技术的应用[J]. 中国激光, 2011, 38(6): 0601001.
- Zhang Wei, Feng Qiang, Cheng Guanghua, *et al.*. Femtosecond laser-induced ablation regimes and thresholds in a nickel-based superalloy[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(12): 1232001.
张 伟, 冯 强, 程光华, 等. 飞秒激光对镍基合金的损伤机制和阈值行为[J]. 光学学报, 2014, 34(12): 1232001.
- Xue Jun, Yang Yong, Li Chen, *et al.*. Research on polarized scattering of self-organized nanogratings induced by

- femtosecond laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0432001.
- 薛 军, 杨 勇, 李 晨, 等. 飞秒激光诱导自组织纳米光栅偏振散射特性研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(4): 0432001.
- 4 Long Xuewen, Bai Jing, Liu Xin, *et al.*. Inscription of waveguides in terbium gallium garnet using femtosecond laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0432002.
- 龙学文, 白 晶, 刘 欣, 等. 飞秒激光在铽镓石榴石中的光刻光波导[J]. *光学学报*, 2014, 34(4): 0432002.
- 5 Höhm S, Rosenfeld A, Krüger J, *et al.*. Femtosecond laser-induced periodic surface structures on silica[J]. *J Appl Phys*, 2012, 112(1): 014901.
- 6 Sipe J E, Young J F, Preston J S, *et al.*. Laser-induced periodic surface structure. I. Theory[J]. *Phys Rev B*, 1983, 27(2): 1141-1154.
- 7 Young J F, Preston J S, Van-Driel H M, *et al.*. Laser-induced periodic surface structure. II. Experiments on Ge, Si, Al, and brass[J]. *Phys Rev B*, 1983, 27(2): 1155-1172.
- 8 Vorobyev A Y, Guo C. Femtosecond laser-induced periodic surface structure formation on tungsten[J]. *J Appl Phys*, 2008, 104(6): 063523.
- 9 Bonse J, Rosenfeld A, Krüger J. On the role of surface plasmon polaritons in the formation of laser-induced periodic surface structures upon irradiation of silicon by femtosecond-laser pulses[J]. *J Appl Phys*, 2009, 106(10): 104910.
- 10 Rohloff M, Das S K, Höhm S, *et al.*. Formation of laser-induced periodic surface structures on fused silica upon multiple cross-polarized double-femtosecond-laser-pulse irradiation sequences[J]. *J Appl Phys*, 2011, 110(1): 014910.
- 11 Zhang H, Li C, Colombier J P, *et al.*. Dynamics of optically excited tungsten and silicon for ripples formation[C]. *SPIE*, 2015, 9351:93510H.
- 12 Rakić A D, Djurišić A B, Elazar J M, *et al.*. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices[J]. *Appl Opt*, 1998, 37(22): 5271-5283.
- 13 Li X F, Zhang C Y, Li H, *et al.*. Formation of 100-nm periodic structures on a titanium surface by exploiting the oxidation and third harmonic generation induced by femtosecond laser pulses[J]. *Opt Express*, 2014, 22(23): 28086-28099.
- 14 Miyaji G, Miyazaki K, Zhang K, *et al.*. Mechanism of femtosecond-laser-induced periodic nanostructure formation on crystalline silicon surface immersed in water[J]. *Opt Express*, 2012, 20(14): 14848-14856.
- 15 Nathala C S R, Ajami A, Ionin A A, *et al.*. Experimental study of fs-laser induced sub-100-nm periodic surface structures on titanium[J]. *Opt Express*, 2015, 23(5): 5915-5925.
- 16 Skolski J Z P, Römer G, Obona J V, *et al.*. Laser-induced periodic surface structures: Fingerprints of light localization[J]. *Phys Rev B*, 2012, 85(7): 075320.
- 17 Huang M, Zhao F, Cheng Y, *et al.*. Origin of laser-induced near-subwavelength ripples: Interference between surface plasmons and incident laser[J]. *ACS Nano*, 2009, 3(12): 4062-4070.
- 18 Lévêque G, Martin O J F, Weiner J. Transient behavior of surface plasmon polaritons scattered at a subwavelength groove[J]. *Phys Rev B*, 2007, 76(15): 155418.