

# 基于金属光栅近场衍射增强的结构光照明技术

余慕欣<sup>1</sup>, 周文超<sup>1</sup>, 周松<sup>1,2</sup>, 吴一辉<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033;

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 生命科学领域的研究需要对样本进行纳米量级的宽视场、实时动态观测。提出了一种基于金属光栅近场衍射增强的结构光照明技术, 该技术在传统 e- $\pi$  显微镜的基础上引入金属光栅和空间光调制器; 对该技术的亚波长成像性能进行了理论分析和数值分析。研究结果表明: 在波长为 520 nm、数值孔径为 1.3 的条件下, 该技术可以使半峰全宽的横向空间分辨率为 65 nm, 相比于宽场照明显微分辨率提升了约 3.7 倍; 该技术以其优异的亚波长成像性能在生命科学领域研究中具有潜在的应用价值。

**关键词** 显微; 荧光显微; 超分辨; 表面等离子体; 金属光学

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0318001

## Near-Field Diffraction Enhanced Structured Illumination Microscopy Based on Metallic Grating

Yu Muxin<sup>1</sup>, Zhou Wenchao<sup>1</sup>, Zhou Song<sup>1,2</sup>, Wu Yihui<sup>1</sup>

<sup>1</sup>State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** Biological research requires dynamic and wide-field optical microscopy with nanoscale resolution to study the biological process. To address this issue, a structured illumination microscopy based on near-field diffraction enhancement using metallic grating is proposed. The technique introduces spatial light modulator and metal grating on the basis of the conventional e- $\pi$  microscope. The sub-wavelength imaging performance of this technique is studied theoretically and numerically. The results show that the transverse spatial resolution of full width at half maximum is 65 nm at wavelength of 520 nm and numerical aperture of 1.3. Compared with the traditional wide-field microscopy, the resolution of the technology increases by about 3.7 times. This technology has potential application in biological research.

**Key words** microscopy; fluorescence microscopy; super-resolution; surface plasmons; metal optics

**OCIS codes** 180.2520; 100.6640; 240.6680; 260.3910

## 1 引 言

荧光显微镜是一种实时快速对比较高的成像器件, 它在生命科学研究, 特别是活体细胞观测上扮演着重要角色。然而受阿贝衍射极限约束<sup>[1]</sup>, 经典光学显微镜的分辨率被限制在照明波长的 1/2。生物

学领域的研究者希望能从亚细胞甚至是分子尺度上表征生命活动的过程, 这就需要光学显微镜具有纳米量级的成像分辨率。突破衍射极限代表性的技术包括受激发射损耗技术<sup>[2]</sup>、荧光蛋白光激活定位技术<sup>[3]</sup>、随机光场重构显微术<sup>[4]</sup>、结构光照明技术(SIM)<sup>[5-20]</sup>和超透镜<sup>[21]</sup>等。与传统显微镜采

收稿日期: 2017-08-29; 收到修改稿日期: 2017-10-30

基金项目: 吉林省科技发展计划项目(20150520110JH, 20160520097JH, 20170414015GH)、吉林省产业技术研究与开发专项项目(2015Y028)、国家自然科学基金(61504143)

作者简介: 余慕欣(1985—), 男, 博士研究生, 主要从事金属等离子体亚波长成像方面的研究。

E-mail: mxuyhit@hotmail.com

导师简介: 吴一辉(1965—), 女, 研究员, 博士生导师, 主要从事微光机电系统、光学传感器、声波传感器等方面的研究。

E-mail: yihuiwu@ciomp.ac.cn(通信联系人)

用均匀光场照明不同, SIM 利用双光束或三光束干涉形成的正弦型光场作为照明图案, 将位于光学传递函数响应频率之外的物质空间频率信息编码移频后转变为可探测信号, 使得描述物质微观尺度特征的高频信息贡献于成像, 最终通过后处理计算重构出超分辨图像, 具有宽视场、超分辨和快速成像等特点<sup>[22]</sup>。但是, 照明图案的空间频率仍会受到衍射极限的限制, 导致传统 SIM 的成像分辨率仅为经典光学显微镜的两倍<sup>[5-6]</sup>。

为进一步提高 SIM 的成像分辨率, 饱和和结构光照明技术 (SSIM)<sup>[13-15]</sup> 和表面等离子体结构光照明技术 (PSIM)<sup>[16-19]</sup> 相继被提出。SSIM 饱和激发出的荧光含有高阶谐波分量, 可以将物质更高空间频率信息移频成像, 达到提高成像分辨率的目的。然而, 饱和和激励荧光过程较慢, 一次有效的激励 (饱和因子大于 0.4) 需要花费毫秒量级的时间, 因而形成一帧超分辨图像需要  $0.5 \sim 2 \text{ s}$ <sup>[15]</sup>, 成像速度较低, 无法满足动态成像的需求。表面等离子体激元 (SPPs)<sup>[16-19]</sup> 具有强电场局域化、深亚波长传输以及电场增强等新颖的光学特性, 特别适用于超分辨率成像。PSIM 将 SPPs 和 SIM 结合起来, 将 SPPs 干涉获得的极高空间频率的干涉条纹作为照明图案, 该技术的成像分辨率是传统荧光显微镜的  $2.5 \sim 3$  倍<sup>[16-19]</sup>。PSIM 是一种线性荧光标记成像技术, 它不需要激励饱和和荧光, 可以获得极高的时间分辨率<sup>[16]</sup>。然而, 高损耗是 SPPs 的固有缺点<sup>[23]</sup>, SPPs 在传输中的衰减会导致视场受限, 同时导致照明图案畸变, 进而给图像后处理带来了困难。采用 PSIM 技术获得的点扩散函数常伴有较为严重的旁瓣<sup>[16-19]</sup>, 成像质量有待于进一步提高。

本文在 PSIM 的基础上提出一种基于金属光栅近场衍射增强的结构光照明 (NDESIM) 技术。不同于 PSIM 技术利用长程 SPPs 模式激励荧光, NDESIM 技术利用亚波长金属光栅结构激励起的局域表面等离子体波作为照明图案, 可以避免长程 SPPs 传输损耗导致的视场受限和照明图案畸变。另外, 引入空间光调制器对入射光束的角度及初相位进行控制, 以保证金属光栅生成的照明条纹的各个谐波分量在  $k$  空间是固定的, 最终恢复得到物质  $k$  空间上的幅值和相位信息。本文通过理论分析和数值仿真分析了 NDESIM 技术的亚波长成像性能, 并对该技术的实现展开了讨论。

## 2 原 理

NDESIM 技术是通过在普通 e-pi 显微镜的基础上引入空间光调制器和金属光栅来实现的, 其原理如图 1 所示。在图 1 中, Ph1、Ph2、Ph3 均为光阑; M1、M2、M3 为反射镜; Pol. 表示偏振片; mask 为中心不透光的挡光平板。位于光栅上侧的物镜的数值孔径为 1.3, 位于光栅下侧的物镜的数值孔径为 1.7; 空间光调制器位于物镜的像平面上。一束波长为 520 nm 的激光经过整形、扩束和起偏后作用到空间光调制器上。空间光调制器的材质为硅上液晶, 简称 LCoS SLM 或 SLM。SLM 除了能对入射的偏振光进行幅值调制外, 还能通过独立控制 SLM 各个像素的开关对衍射光束的出射方向和初始相位进行精确控制<sup>[24]</sup>, 其中衍射光束的能量集中在 0 和  $\pm 1$  级次。挡光平板对衍射光束进行空间滤波, 它允许  $\pm 1$  级次衍射光束通过, 同时阻挡其它衍射级次通过。当  $\pm 1$  级光照明金属光栅时, 激励起的 SPPs 会干涉形成照明条纹。照明条纹和荧光分子作用激发出的荧光经过物镜传输到位于远处的科研级互补金属氧化物半导体 (sCMOS) 上成像。

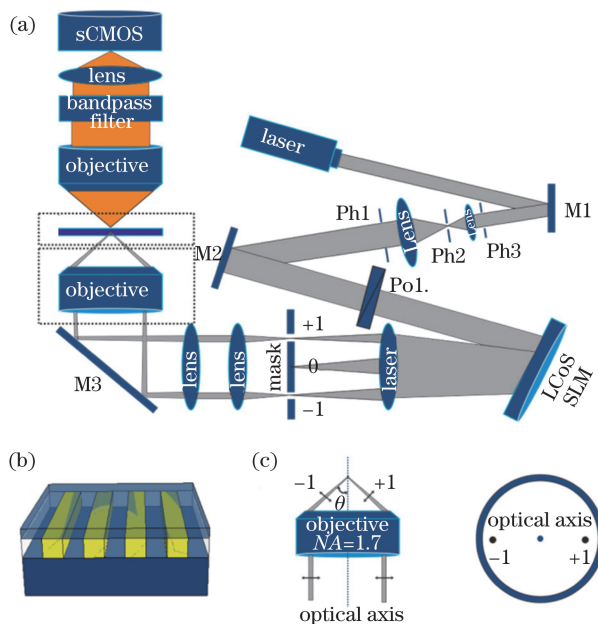


图 1 (a) 近场衍射增强结构光照明技术的原理示意图; (b) 金属光栅的结构; (c) 光束穿过物镜后波矢和偏振方向的变化

Fig. 1 (a) Principle diagram of near-field diffraction enhanced structure illumination microscopy; (b) structure of metal grating; (c) changes of wave vector and polarization after a light beam pass through the objective

金属光栅的结构如图 1(b)所示,它由基底、金属光栅和隔离层三部分构成。考虑到材料的光学特性和工艺兼容性,选择氧化锌(ZnO)作为基底和隔离层材料,光学参数  $\epsilon_{\text{ZnO}} = 4^{[25]}$ ;金属银(Ag)作为金属光栅材料,光学参数  $\epsilon_{\text{Ag}} = -11 + 0.33i^{[26]}$ 。金属光栅是一维结构,周期  $\Lambda = 340 \text{ nm}$ ,占空比为 0.5,厚度为 60 nm;隔离层厚度为 30 nm,探测面到隔离层的距离为 10 nm<sup>[16]</sup>。引入隔离层是为了避免局域 SPPs 电场异常增强<sup>[23,27-28]</sup>而导致荧光分子光漂白,同时也能避免银与环境直接接触而发生氧化。 $\pm 1$ 级次衍射光束平行于光轴进入物镜的后焦面,它穿过物镜后波矢和偏振方向的变化如图 1(c)所示。入射光经过位于光栅下侧的物镜后重新会聚到焦平面上,改变入射光和光轴间的距离  $r$  可以控制出射光和光轴的夹角  $\theta$ ,理论上  $\theta$  的变化范围从垂直出射到掠出射。出射光束在  $x$ - $y$  平面上的波矢投影可表示为  $k_{\parallel} = k_0 NA \cdot \sin \theta$ , 式中  $k_0$  为真空波数,  $NA$  为会聚物镜的数值孔径,其位于光栅的下侧,  $NA = 1.7$ 。选择高  $NA$  物镜(Olympus APON 100XHOTIRF,  $NA = 1.7$ )确保了  $k_{\parallel}$  的取值范围满足设计要求。例如,选择  $k_{\parallel} = k_x \hat{e}_x + k_y \hat{e}_y$  ( $k_x = (2\pi/\Lambda)$ ,  $k_y = 0$ ,  $\hat{e}_x$  和  $\hat{e}_y$  为单位方向矢量),此时光束的出射角  $\theta$  约为  $65^\circ$ 。光束的偏振方向如图 1(b)中箭头方向所示,入射光束是线偏振光,偏振方向平行于光栅周期方向,经物镜折射后,出射光束是角向偏振。当光束直径足够小时,出射光束可简化成线偏振光,出射光束中含有的 P 波分量可以有效地激励起金属光栅的 SPPs。

光栅激励起的照明条纹的近场电场强度分布可由瑞利模型描述<sup>[29]</sup>:

$$I(r) = |\exp(ik_{\text{inc1}} \cdot r + i\Delta\varphi) + \exp(ik_{\text{inc2}} \cdot r - i\Delta\varphi)| \cdot \sum_{m \in \mathbb{Z}} A_m \exp(im\mathbf{k}_g \cdot r) \quad (1)$$

式中  $k_{\text{inc1}}$  和  $k_{\text{inc2}}$  分别对应  $\pm 1$  级次光束在  $x$ - $y$  平面上的波矢投影,  $k_{\text{inc1}} = k_x \hat{e}_x + k_y \hat{e}_y$ ,  $k_{\text{inc2}} = -k_x \hat{e}_x + k_y \hat{e}_y$ ;  $\mathbf{k}_g$  为金属光栅的倒格矢,  $\mathbf{k}_g = (2\pi/\Lambda) \hat{e}_x$ ;  $A_m$  为瑞利级数,  $\Delta\varphi$  为初始相位。调整  $k_x$ 、 $k_y$  和  $\Delta\varphi$  可以获得不同的干涉条纹。当  $k_x = |\mathbf{k}_g|$ ,  $k_y = 0$ ,  $\Delta\varphi = 0$  时,(1)式为

$$I(r) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} B_m \exp(im\mathbf{k}_g \cdot r), \quad (2)$$

或傅里叶形式:

$$F\{I(r)\} = \sum_{m \in \mathbb{Z}} B_m \delta(\mathbf{k} - m\mathbf{k}_g), \quad (3)$$

式中  $B_m$  为照明条纹光强的第  $m$  阶傅里叶级数,  $\delta$  为

狄拉克算符,  $\mathbf{k}$  为波矢。

在(2)式描述的照明条件下,可以得到像的傅里叶空间分布:

$$G(k) = \sum_{m \in \mathbb{Z}} B_m \text{Obj}(\mathbf{k} - m\mathbf{k}_g) H(\mathbf{k}), \quad (4)$$

式中  $H(\mathbf{k})$  为探测物镜的光学传递函数,其位于金属光栅的上侧,用于采集荧光信号,物镜数值孔径  $NA = 1.3$ ;  $\text{Obj}(\mathbf{k})$  为荧光标记样本的傅里叶空间分布。(4)式表明使用调制光照明物质,可以将物质位于  $H(\mathbf{k})$  截止频率之外的高频信息编码到传输区间,从而贡献于成像。在实际成像过程中,  $m$  的取值是有限的,设它的上限为  $M$ 。这样, NDESIM 的等效光学传递函数截止频率为

$$K_{\text{efft}} = 4\pi NA/\lambda + M\mathbf{k}_g. \quad (5)$$

这样,图像的分辨率为:

$$R_{\text{res}} = \frac{2\pi}{K_{\text{efft}}} = \frac{\lambda}{2NA + M(\lambda/\Lambda)}. \quad (6)$$

另外,(4)式中物质的各个频谱分量是叠加在一起的,为解离出各个频谱分量需要改变照明条件,以获得多幅初始图像。选择  $k_x = |\mathbf{k}_g|$ , 调整  $k_y$  和  $\Delta\varphi$ , 获得  $2M+1$  幅初始图像。约束  $k_x = |\mathbf{k}_g|$ , 以保证所有图像的各个频谱分量对应的频移分量  $m|\mathbf{k}_g|$  是相同的,将照明条纹和初始图像的频域信息代入(4)式,可以构造  $2M+1$  个方程,求解方程组可以得到物质各阶空间频谱分量  $\text{Obj}(\mathbf{k} - m\mathbf{k}_g)$ , 最后经维纳滤波和逆傅里叶变换得到超分辨图像,具体过程可参考文献[11]和文献[20]。

这里研究金属光栅的近场衍射特点。图 2(a)给出了物平面上照明条纹沿  $x$  方向上的光强分布 ( $|\mathbf{E}|^2$ )。为保证计算正确,采用有限元法(FEM, COMSOL Multiphysics 3.5)和严格耦合波算法(RCWA)<sup>[30-31]</sup>进行计算。对比图 2(a)给出的计算结果可以看出,两种方法取得了一致的结果。RCWA 相比于 FEM 在建模和计算速度上有明显优势,但 RCWA 计算金属材料的收敛较慢,需要选择较大的计算阶次。图 2(c)是金属光栅近场光强分布。得益于局域表面等离子体的电场增强效应,在整个近场区域,尤其是光栅棱角上的电场异常增强,这些增强的信号受周期结构的调制,会增强其离散傅里叶谐波信号。照明条纹的傅里叶分布如图 2(b)所示,其能量随级次的增加而逐渐减小,  $\pm 4$  级的归一化幅值为 4.5%,更高级次携带的能量远小于 1% ( $\pm 5$  级携带的能量约为 0.25%),可忽略不计。此时,照明条纹可利用的频率级数上限  $M = 4$ ,



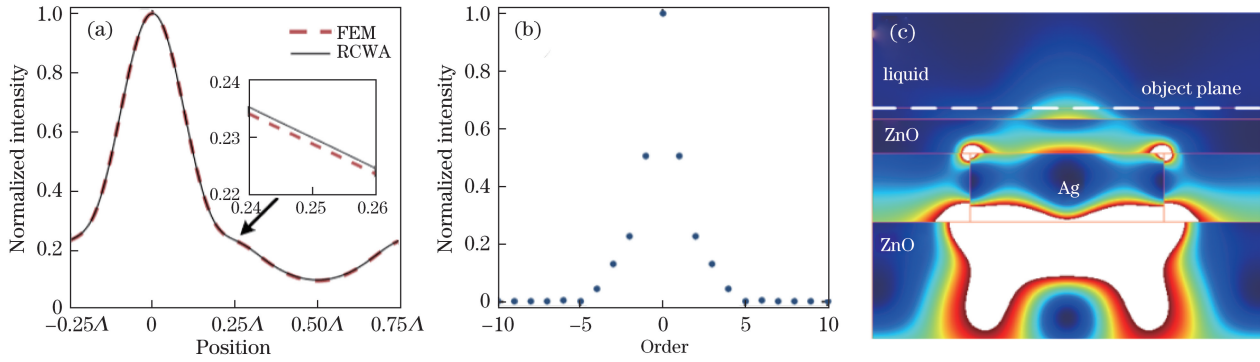


图 2 (a)  $k_x = |\mathbf{k}_g|$ ,  $k_y = 0, \Delta\varphi = 0$  条件下金属光栅激励起的照明条纹光强分布; (b) 照明条纹的傅里叶空间级数分布; (c) 有限元方法计算得到的金属光栅的近场光强分布

Fig. 2 (a) Spatial intensity distribution of illumination stripe excited by metallic grating under the condition of  $k_x = |\mathbf{k}_g|$ ,  $k_y = 0$ , and  $\Delta\varphi = 0$ ; (b) Fourier spatial order of illumination stripe; (c) near-field intensity distribution of metallic grating calculated by FEM

根据(6)式可以得到约 60 nm 的空间分辨率。另外,整个过程不需要激励饱和荧光,相比于 SSIM 技术具有明显的时间优势。

### 3 结果和讨论

这里讨论 NDESIM 技术的亚波长成像性能。首先给出单荧光分子的成像结果,设定荧光分子的尺寸等于一个像素点  $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$ , 例如 FN3 荧光蛋白<sup>[22]</sup>。单个荧光分子可以看作是理想的点光源,重构可以得到宽场照明和 NDESIM 的点扩展函数,如图 3(a)、(b)所示。图 3(c)给出了点扩展函数沿  $x$  轴的光强分布,宽场照明条件下点扩展函数的半峰全宽 (FWHM) 约为 240 nm,与之对应, NDESIM 的 FWHM 约为 65 nm。仿真计算得到 NDESIM 的分辨率为 65 nm,与前述理论分析结果(60 nm)比较符合,微小的误差可能来源于图像重构中对超分辨图像的轻微切趾。图 3(d)、(e)分别为宽场照明和 NDESIM 的光学传递函数,对比后可知 NDESIM 可以有效恢复物质的高频信息。由于采用的是一维光栅,它仅可以获得沿光栅周期上的频谱拓展(如图 3(e)所示),因此只获得一维超分辨结果(如图 3(b)所示)。相比于文献[16-19],重构得到的点扩散函数的旁瓣很小, NDESIM 对复杂结构具有出色的成像性能。图 3(f)为被观测物的空间分布,它是一个变周期光栅,周期从 20 nm 到 300 nm;图 3(g)、(h)分别为宽场照明和 NDESIM 的成像结果;图 3(i)是两种方案成像结果的对比图,点划线对应宽场成像,实线对应 NDESIM。得益于对光学旁瓣的有效抑制, NDESIM 技术可以获得瑞利判据下 70 nm 的成像分辨率。

从(6)式可以看出,光波长、数值孔径、光栅周期和照明条纹的傅里叶级次决定了 NDESIM 的超分辨成像能力,减小光栅周期是进一步提高该技术分辨率的有效方法。将光栅周期减小到 240 nm,同时为了补偿高阶谐波分量沿  $z$  方向的传输损耗,将隔离层的厚度减小为 20 nm,其他条件不变。图 4(b)、(c)给出了系统的点扩散函数和光学传递函数,此时获得了 45 nm 的成像分辨率,相比于宽场照明分辨率约提升了 5 倍。需要注意的是,对比图 4(a)和图 2(b)可以看出,照明条纹的高阶傅里叶级次能量会降低( $\pm 4$  级归一化值从 4.5% 变为 3%)。受光栅衍射特性和倏逝波衰减的影响,照明条纹的高阶谐波分量携带的能量较低,现有成像设备能否探测高阶谐波分量是 NDESIM 技术实现的关键。文献[15]搭建的结构光照明成像系统可以实现谐波分量能量为 4% 的检出和恢复,为 NDESIM 实现提供了帮助。算例 1 中  $\pm 4$  级能量为 4.5%,高于检出限;而算例 2 中  $\pm 4$  级的能量为 3%,位于文献[15]的不确定区间(1%~4%),可能需要更高信噪比的成像系统。

将一维光栅拓展到二维可以实现 NDESIM 技术的二维亚波长成像。此时,干涉形成的照明条纹是二维的,含有复杂的谐波分量,经典的线性移频算法并不适用于此类问题的求解。为此,采用基于最大后验概率评估(MAP)图像恢复算法<sup>[32]</sup>求解该问题。图 5(a)是 MAP 算法直接计算得到的点扩散函数。直接计算得到的结果含有负旁瓣(如图 5(d)蓝色虚线所示),可以利用 Lukosz 函数作频域滤波后消除,最终得到的点扩散函数如图 5(b)所示。图 5(c)是 NDESIM 的光学传递函数,图中虚线对

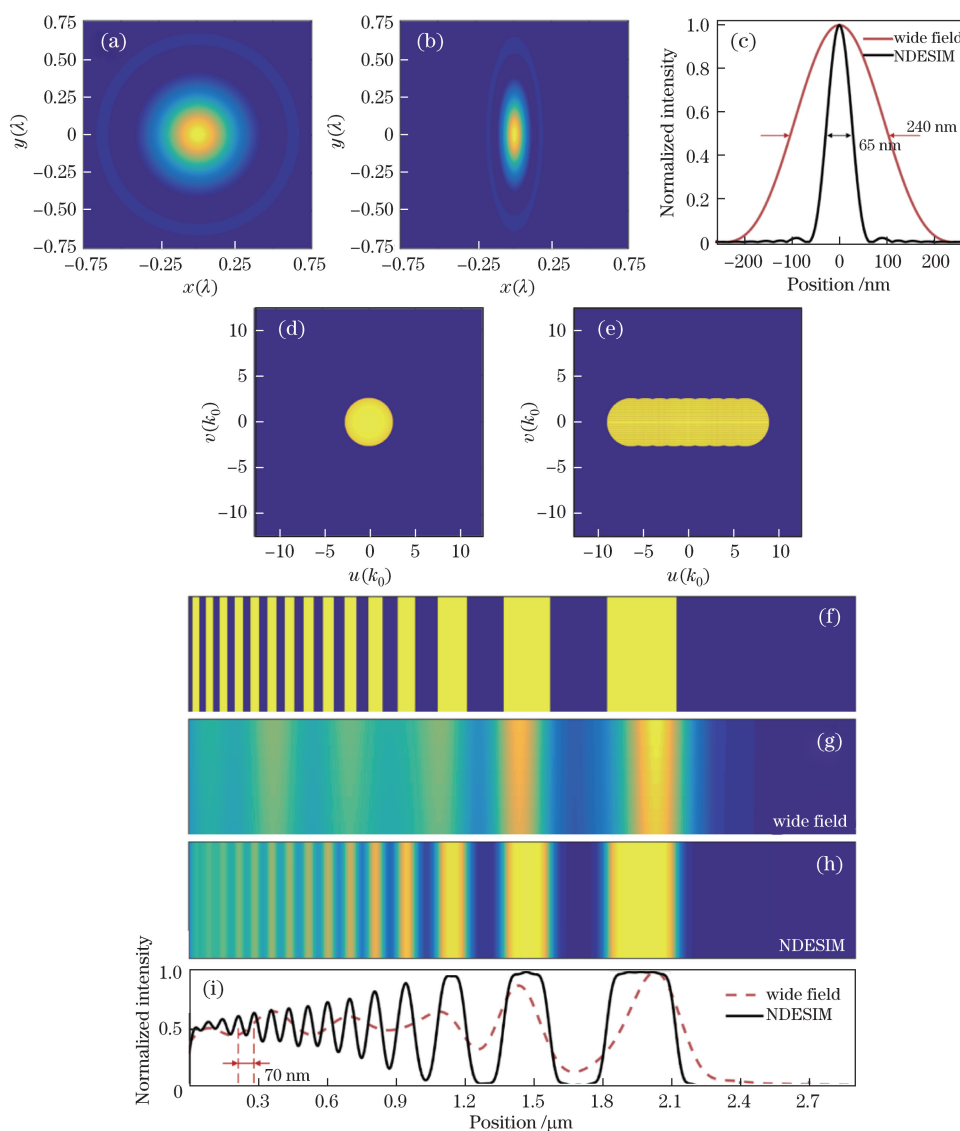


图 3 NDESIM 技术的亚波长成像性能。(a)经典宽场照明下的点扩展函数;(b) NDESIM 的点扩展函数;  
 (c)  $x$  轴上的光强分布;(d)宽场照明下的光学传递函数;(e) NDESIM 的光学传递函数;(f)被观测物的空间分布;  
 (g)宽场照明的像空间分布;(h) NDESIM 的像空间分布;(i)宽场显微和 NDESIM 成像性能对比

Fig. 3 Sub-wavelength imaging performance of NDESIM. (a) Point spread function (PSF) of classical wide-field imaging;  
 (b) PSF of NDESIM; (c) normalized intensity distribution on the  $x$  axis; (d) optical transfer function (OTF) of  
 wide-field imaging; (e) OTF of NDESIM; (f) spatial distribution of object; (g) spatial distribution of wide-field image;  
 (h) spatial distribution of NDESIM image; (i) imaging capability of wide-field imaging and NDESIM

应宽场照明条件下光学传递函数的截止频率。对比可知,NDESIM 技术可以有效恢复出物质的高频信息。图 5(d)给出了光强在  $x$  轴上的分布(点划线对应宽场照明条件,虚线对应滤波前的超分辨图像,实线对应滤波后的超分辨图像),点扩散函数的 FWHM 分别为 240,62,65 nm。在二维干涉条纹照明下,NDESIM 可以获得 65 nm 的横向分辨率,约为照明波长的 1/8。

讨论了 NDESIM 技术在 520 nm 波长下的成像

性能,考虑到 SPPs 广泛存在于金属/介质界面,可以根据实际需要灵活选择工作波长、材料和光栅结构,以获得超分辨图像。相比于快速傅里叶算法,基于 Chirp-Z 变换的离散傅里叶算法在实空间和  $k$  空间离散点的选择上更加灵活,为图像处理带来了便利。NDESIM 技术是一种全内反射荧光显微技术,该技术可以获得极高的分辨率,不过照明条纹被限制在光栅的近场区域,无法对生物样本进行三维成像。

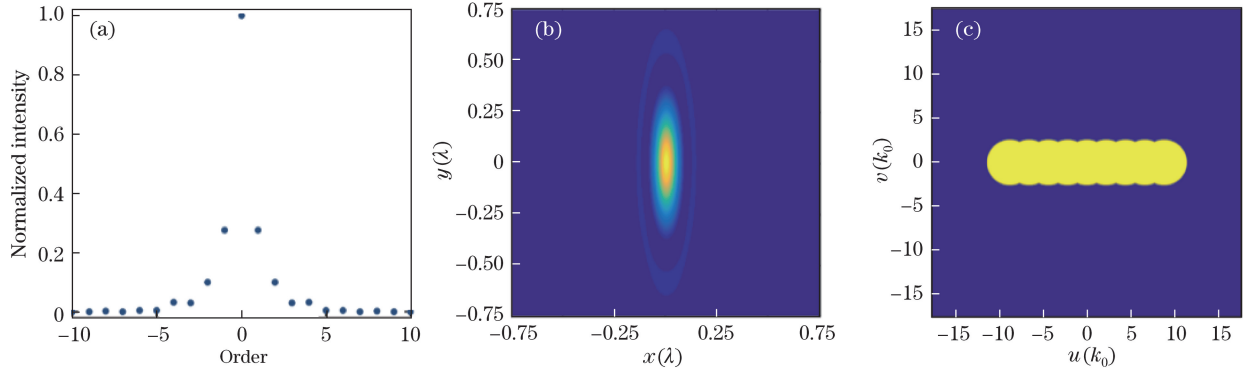


图 4 金属光栅周期为 240 nm 时 NDESIM 技术的亚波长成像性能。(a)照明条纹的傅里叶级数分布；  
(b) NDESIM 的点扩展函数；(c) NDESIM 的光学调制传递函数

Fig. 4 Sub-wavelength imaging performance of NDESIM with period of metal grating of 240 nm.  
(a) Normalized Fourier order of illumination stripe; (b) point spread function of NDESIM;  
(c) optical modulation transfer function of NDESIM

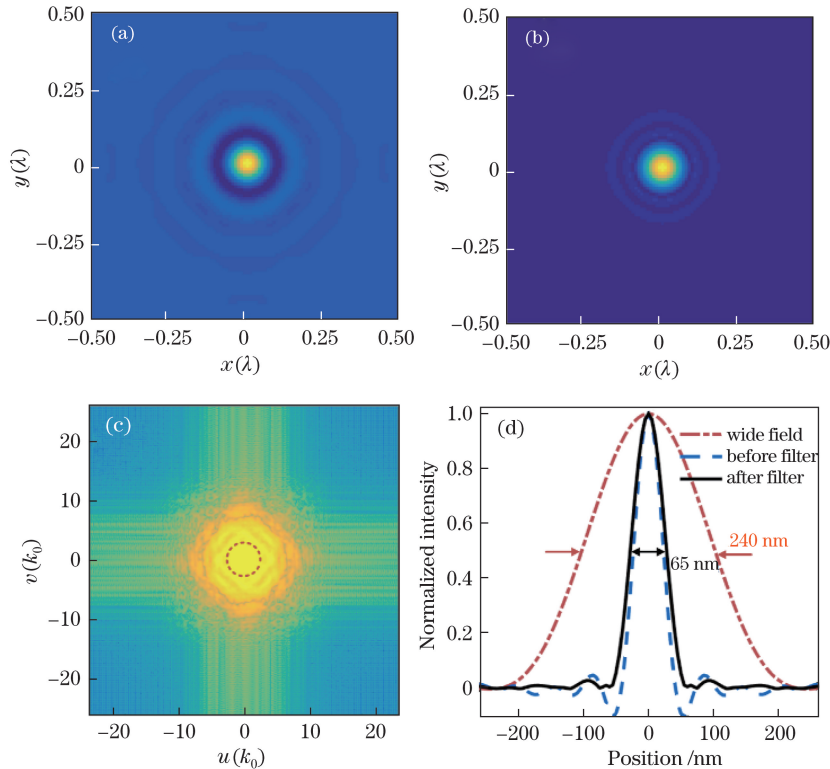


图 5 NDESIM 技术的二维亚波长成像性能。(a)最大后验概率评估算法直接得到的点扩散函数；  
(b) Lukosz 频率滤波后的点扩散函数；(c)光学调制传递函数；(d)沿  $x$  轴切线上的光强分布对比

Fig. 5 2-D sub-wavelength imaging capability of NDESIM. (a) Directed solved point spread function using MAP estimation method; (b) point spread function after Lukosz filtering; (c) optical modulation transfer function;  
(d) normalized intensity distributions along  $x$ -axis

## 4 结 论

提出了一种基于金属光栅近场衍射增强的结构光照明技术。该技术利用空间光调制器控制金属光栅的近场衍射信号,通过选择合适的人射角可以实现照明条纹各阶谐波分量的增强,最终恢复出物质

在  $k$  空间上的幅值和相位。系统地分析了 NDESIM 技术的亚波长成像性能,理论和仿真结果比较一致。研究表明:NDESIM 技术在 520 nm 波长和 1.3 数值孔径下,可以获得 65 nm 的空间分辨率,约为宽场照明显微分辨率的 3.7 倍。另外,NDESIM 技术恢复得到的超分辨图像旁瓣很小,在复杂物体

的观测上具有明显优势。该技术以其出色的亚波长成像性能在生物成像上具有潜在的应用价值。

## 参 考 文 献

- [1] Abbe E. Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung[J]. Archiv Für Mikroskopische Anatomie, 1873, 9(1): 413-418.
- [2] Hell S W, Wichmann J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: Stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy[J]. Optics Letters, 1994, 19(11): 780-782.
- [3] Shroff H, Galbraith C G, Galbraith J A, *et al.* Live-cell photoactivated localization microscopy of nanoscale adhesion dynamics[J]. Nature Methods, 2008, 5(5): 417-423.
- [4] Rust M J, Bates M, Zhuang X. Stochastic optical reconstruction microscopy (STORM) provides sub-diffraction-limit image resolution[J]. Nature Methods, 2006, 3(10): 793.
- [5] Gustafsson M G L. Surpassing the lateral resolution limit by a factor of two using structured illumination microscopy[J]. Journal of Microscopy, 2000, 198(2): 82-87.
- [6] Heintzmann R, Cremer C. Laterally modulated excitation microscopy: Improvement of resolution by using a diffraction grating[C]. SPIE, 1999, 3568(185): 15.
- [7] Frohn J T, Knapp H F, Stemmer A. True optical resolution beyond the Rayleigh limit achieved by standing wave illumination[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2000, 97(13): 7232-7236.
- [8] Heintzmann R, Jovin T M, Cremer C. Saturated patterned excitation microscopy—a concept for optical resolution improvement[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2002, 19(8): 1599-1609.
- [9] Schermelleh L, Carlton P M, Haase S, *et al.* Subdiffraction multicolor imaging of the nuclear periphery with 3D structured illumination microscopy[J]. Science, 2008, 320(5881): 1332-1336.
- [10] Kner P, Chhun B B, Griffis E R, *et al.* Super-resolution video microscopy of live cells by structured illumination[J]. Nature Methods, 2009, 6(5): 339-342.
- [11] Zhou X, Dan D, Qian J, *et al.* Super-resolution reconstruction theory in structured illumination microscopy[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(3): 0318001.  
周兴, 但旦, 千佳, 等. 结构光照明显微中的超分辨图像重建研究[J]. 光学学报, 2017, 37(3): 0318001.
- [12] Wen G, Li S M, Yang X B, *et al.* Super-resolution fluorescence microscopy system by structured light illumination based on laser interference[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(3): 0318003.  
文刚, 李思颀, 杨西斌, 等. 基于激光干涉的结构光照明超分辨荧光显微镜系统[J]. 光学学报, 2017, 37(3): 0318003.
- [13] Heintzmann R, Jovin T M, Cremer C. Saturated patterned excitation microscopy—a concept for optical resolution improvement[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2002, 19(8): 1599-1609.
- [14] Gustafsson M G L. Nonlinear structured-illumination microscopy: Wide-field fluorescence imaging with theoretically unlimited resolution[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2005, 102(37): 13081-13086.
- [15] Li D, Shao L, Chen B C, *et al.* Extended-resolution structured illumination imaging of endocytic and cytoskeletal dynamics[J]. Science, 2015, 349(6251): aab3500.
- [16] Wei F, Liu Z. Plasmonic structured illumination microscopy[J]. Nano Letters, 2010, 10(7): 2531-2536.
- [17] Cao S, Wang T, Xu W, *et al.* Gradient permittivity meta-structure model for wide-field super-resolution imaging with a sub-45 nm resolution[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 23460.
- [18] Ponsetto J L, Wei F, Liu Z. Localized plasmon assisted structured illumination microscopy for wide-field high-speed dispersion-independent super resolution imaging[J]. Nanoscale, 2014, 6(11): 5807-5812.
- [19] Cao S, Wang T, Sun Q, *et al.* Meta-nanocavity model for dynamic super-resolution fluorescent imaging based on the plasmonic structure illumination microscopy method[J]. Optics Express, 2017, 25(4): 3863-3874.
- [20] Lal A, Shan C, Xi P. Structured illumination microscopy image reconstruction algorithm[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2016, 22(4): 50-63.
- [21] Fang N, Lee H, Sun C, *et al.* Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens[J]. Science, 2005, 308(5721): 534-537.
- [22] Fornasiero E F, Opazo F. Super-resolution imaging for cell biologists[J]. Bioessays, 2015, 37(4): 436-451.
- [23] Brongersma M L, Kik P G. Surface plasmon nanophotonics[M]. Dordrecht: Springer, 2007.
- [24] Chang B J, Chou L J, Chang Y C, *et al.* Isotropic image in structured illumination microscopy patterned with a spatial light modulator[J]. Optics Express, 2009, 17(17): 14710-14721.

- [25] Yoshikawa H, Adachi S. Optical constants of ZnO[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1997, 36(10): 6237-6243.
- [26] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. Physical Review B, 1972, 6(12): 4370.
- [27] Ma R K, Tang Y M, Wang J J, *et al.* One-way absorber based on coupling of magnetic surface plasmonic resonances[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(1): 0117001.  
马荣坤, 汤月明, 王纪俊, 等. 基于磁表面等离子体共振耦合的电磁波单向吸收器[J]. 中国激光, 2016, 43(1): 0117001.
- [28] Guo Q B, Liu X F, Qiu J R. Research progress of ultrafast nonlinear optics and applications of nanostructures with localized plasmon resonance[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(7): 0703005.
- 郭强兵, 刘小峰, 邱建荣. 局域表面等离子体纳米结构的超快非线性光学及其应用研究进展[J]. 中国激光, 2017, 44(7): 0703005.
- [29] Li L. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1997, 14(10): 2758-2767.
- [30] Moharam M G, Gaylord T K, Grann E B, *et al.* Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(5): 1068-1076.
- [31] Lalanne P, Morris G M. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1996, 13(4): 779-784.
- [32] Milanfar P. Super-resolution imaging[M]. Boca Raton: CRC Press, 2010.