

飞秒激光在锥形镀膜探针传输中相位奇异的研究

刘桂媛 宋洪胜 张宁玉 程传福

Phase singularities in femtosecond laser pulses transmitting through optical fiber probes

Liu Gui-Yuan Song Hong-Sheng Zhang Ning-Yu Cheng Chuan-Fu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 024203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.024203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于零折射磁性特异电磁介质的波前调控

Manipulation of electromagnetic wavefront based on zero index magnetic metamaterial

物理学报.2015, 64(3): 034203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034203>

小宽带光谱色散匀滑光束传输特性研究

Propagation characteristics of small-bandwidth pulsed beams with smoothing by spectral dispersion in high power laser system

物理学报.2014, 63(16): 164201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164201>

聚焦高斯涡旋光束焦区电场和磁场的偏振奇点

Electric and magnetic polarization singularities of focused Gaussian vortex beams in the focal region

物理学报.2014, 63(15): 154201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154201>

宽波段波状多层膜结构偏振分束器的设计与优化

Design and optimization of broadband polarization beam splitter made from a wave-structured multilayer film

物理学报.2014, 63(13): 134212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134212>

微波频段表面等离子激元波导滤波器的实验研究

Experimental studies of the surface plasmon polaritons waveguide filter in microwave band

物理学报.2013, 62(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184203>

飞秒激光在锥形镀膜探针传输中相位奇异的研究*

刘桂媛^{1)†} 宋洪胜¹⁾ 张宁玉¹⁾ 程传福²⁾

1)(山东建筑大学理学院, 济南 250101)

2)(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2014年5月20日收到; 2014年7月15日收到修改稿)

利用数值模拟的方法对飞秒激光脉冲中光波振荡一个周期内不同时刻的光场进行了计算、比较, 获得了输出端平面内各空间点处光场的最大值及达到最大值时对应的时刻, 得到了探针近场的振幅和相位分布. 在研究振幅分布的过程中发现, 在探针输出端的有些区域振幅始终为零, 即在光波振荡的一个周期内这些区域始终为相位奇异点; 通过分析相位分布得到了相位奇异随时间的演化及相位奇异的特点.

关键词: 时域有限差分法, 飞秒激光脉冲, 光纤探针, 相位奇异

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Fx, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.64.024203

1 引言

光波的相位涡旋又称为相位奇异, 是光波的实部零值线和虚部零值线相交点光场的相位不确定、周围的相位螺旋变化现象^[1]. 涡旋中心的光场强度为零, 光波的能量流涡旋绕着涡旋中心旋转. 相位奇异最早是在1974年Ney和Berry^[2]发表的“波列中的位错”的论文中首次提出的, 他们发现相干波在粗糙表面反射的过程中包含有相位缺陷, 这种缺陷被称为边螺和相位混乱, 它类似于晶体中的位错. 这一研究成果促进了人们对波场中相位奇异的认识. 由于相位奇异普遍存在于光学的众多领域之中, 引起了光波特性上新的规律及新的应用. 因此, 近年来相位奇异现象受到广泛关注, 逐渐形成了现代光学的一个新分支——奇异光学(singular optics)^[3]. 特别是在最近几年来形成了散斑涡旋的研究热潮^[4,5], 其中重要的结果包括涡旋连线的分形规律^[6]、散斑偏振奇点^[7]、拓扑荷的屏蔽效应^[8]和振幅曲率的奇异等^[9]; 最引人注目的是, Zhang等^[10,11]发现的散斑相位涡旋在某些特定频率突变和散斑相位随角度变化的统计特性, 展现出散斑

涡旋现象在地质冰层探测、医学检查和宇宙探索等领域的应用前景, 而被Physical Review Focus进行了焦点评述^[12].

在过去的几十年中, 具有纳米尺度分辨率的近场光学显微镜的发展是光学中最显著的成就之一. 而作为近场光学显微镜的关键部件之一的锥形镀膜光纤探针, 在近场扫描成像过程中具有重要的作用, 其几何形状及性能直接影响样品的成像质量和光学显微镜的分辨率, 因此近场光波特性的研究逐渐成为光学及相关科学技术领域所感兴趣的问题. 但在现有的文献中, 探针一般采用连续单频光照明, 研究也多集中在探针针尖附近的光场分布. 伴随着飞秒激光脉冲^[13,14]和近场光学显微镜^[15]的迅猛发展, 近年来飞秒激光在光纤探针中传输特性的研究受到越来越多的关注. 在近场光学显微镜中采用飞秒激光照明, 会将能量束缚在纳米范围内并在局部区域极快地积聚, 这种技术正在被探索性地应用在各种纳米尺度加工技术中, 成为高质量纳米微加工的重要先进手段.

近期, Burrese等^[16]报道了纳米尺度的偏振相位涡旋现象, 为相位涡旋新领域的建立和微纳光学

* 山东省优秀中青年科学家科研奖励基金(批准号: BS2013DX030)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lgy19989@163.com

操控的应用提供了可能的途径. 然而在国内外, 目前关于纳米尺度光学奇异的研究还不多见. 本文采用三维有限时域差分的方法数值模拟了沿 y 方向偏振的高斯型飞秒激光脉冲经探针传输时光场的演化分布, 通过对脉冲中光波振荡一个周期内不同时刻的光场进行的计算、比较, 获得了输出端平面内各空间点处光场的最大值以及达到最大值所需的时间, 得到了探针近场的振幅分布和相位分布图像. 在我们计算的振荡周期内发现了振幅的零值线, 并详细分析了与其相对应的相位分布. 由于探针的孔径是小于光波波长的, 光波在探针中传输由于受到探针孔径的限制就会产生相位奇异, 其中既有奇异点, 也有奇异线; 并且研究了奇异特点与自由空间传播的异同. 本文研究内容及结论对建立相位涡旋和微纳光学操控的应用都具有重要的意义.

2 计算模型

金属镀膜的锥形光纤探针结构如图 1 所示. 探针的折射率 n 为 1.5, 锥角 $\alpha = 30^\circ$, 高度 $h = 900$ nm, 针尖的圆孔直径 d 为 200 nm, 金属膜厚度为 100 nm. 计算中为了问题的简化并强调对超快激光脉冲在探针中传输的基本特性的研究, 我们将金属膜简化为理想导体处理, 因此金属膜的导电率 σ 为无限大. 沿 y 方向偏振的高斯飞秒激光脉冲由探针顶端入射到介质中沿 z 轴的正方向传播, 脉冲的振幅表达式为

$$E_y = \exp[-(t/\tau)^2] \exp(i\omega_0 t),$$

其中 $\tau = 5$ fs 是脉冲宽度, $\omega_0 = 2.36 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ 为载波频率 (相应的载波波长 $\lambda_0 = 800$ nm). 根据三维时域有限差分法 (3D-FDTD), 将整个所需要计算的三维空间划分为 $110 \times 110 \times 120$ 个网格单元阵列, 每个单元格在坐标方向的网格空间步长分别

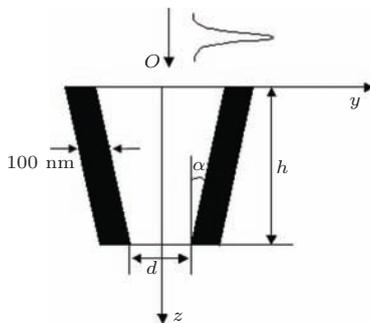


图 1 锥形光纤探针剖面图

为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 20.0$ nm, 时间步长 $\Delta t = \Delta x/(2c) = 0.03$ fs, 其中 c 为真空中的光速. 计算的时间步范围是从 -500 — 4000 , 运算的时间步是与脉冲从输入端 (即开始计时的零时刻) 到输出端的时间相对应.

3 探针输出端平面内的振幅与相位分布

根据光波方程 $y = A \cos(\omega t + \varphi)$, 其中 $(\omega t + \varphi)$ 表示光波在某一时刻 t 的相位, 那么如果通过计算得到空间每一点光场达到最大值时对应的时刻, 这个时刻应该就代表着此位置处的初相位信息, 这就是我们得到的以飞秒激光脉冲作为照明方式的探针针尖周围近场的相位分布.

我们对探针模型中高斯飞秒脉冲在输出端平面内每一点的光场分量 E_x , E_y 及 E_z 进行了数值计算, 通过对脉冲中光波振荡一个周期内不同时刻的光场进行的计算、比较, 获得了输出端平面内各空间点处光场的最大值及达到最大值的时间, 得到了以激光脉冲作为照明方式的探针针尖周围近场的振幅分布图像和相位分布如图 2 所示. 这里我们选取的是 190—266 时间步这个光波周期来计算探针的振幅与相位分布. 此时, 在孔内传输的光场振荡的幅值开始达到最大值. 图 2(a)—(c) 分别对应着金属镀膜光纤探针中激光脉冲在探针输出端平面内各点光场的电场分量 E_x , E_y 和 E_z 的振幅分布, 图中黑色圆环为探针外侧所镀金属膜, 由于我们假定金属膜是理想导体, 环上各点光强大小为零. 从图中可以看出, 虽然输入的是沿 y 方向偏振的高斯飞秒激光脉冲, 但是在传输的过程中出现了 E_x 和 E_z 分量, 即出现了退极化现象^[17], 另外虽然探针模型是一个圆周对称的结构, 但是其振幅分布图像却不具有圆对称性, 并且三个分量的振幅分布图样各不相同. 从图 2(a) 和 (c) 中可以看出, E_x 和 E_z 分量的振幅分布在 x 轴上各点大小为零 (即包括探针内部和外部); y 轴是 E_x 分量振幅分布的零值线但并不包括探针内部的点. 这样的特点使 E_x 和 E_z 分量的振幅分布分别呈现出四个花瓣和两个花瓣的图样. 与图 2(a) 和 (c) 不同, 图 2(b) 中 E_y 分量在输出端平面内电场的振幅分布图中的振幅的零值线既不沿 x 轴也不沿 y 轴, 而是在图的上下两部分有两个沿纵向的半弧形区域内光强始终非常小,

即图 2(b) 中黑色弧线的部分, 小到可以认为是振幅的零值线. 这样从整体上来看, E_y 的振幅在蝴蝶状分布的图上, 上下部分对称地呈现出两条黑色的弧形条纹, 显得非常美丽; 此外, 这两条黑色的弧线开始和终止于探针孔的外侧不同两点处, 这些振幅的零值点和线在一定程度上暗示着这个区域存在着光学奇异^[18].

图 2(d)–(f) 是与图 2(a)–(c) 相对应的相位分布, 灰度等级标尺对应的相位为 $[0, 2\pi]$, 图中中心附近白色圆环为探针外侧所镀金属膜. 图 2(d) 是电场分量 E_x 的相位分布, 其图像被 x 轴和 y 轴明显地分成了 4 部分. 结合图 2 中的灰度色标可以看出, 在每一部分中, 与坐标原点距离相等的点具有相同的相位, 随着与坐标原点距离的增大, 各点相

位延迟; 每相邻的两部分出现了相位跳跃现象, 在其界面 x 轴和 y 轴上相位具有不连续性. 关于 x 轴或 y 轴对称的点达到电场最大值的时间间隔是 40 个时间步, 大约是半个周期. 这表明关于 x 轴或 y 轴对称的点的相位差为 π , 这些点的光场振动总是反向的. 图 2(f) 是 E_z 的相位分布, 我们发现与 E_x 的相位分布图像有许多相似性, 不同的是 E_z 的相位分布被 x 轴分成了两部分: x 轴上方的部分和 x 轴下方的部分. 在每一部分中, 与坐标原点距离相等的点具有相同的相位, 随着距离的增大各点相位延迟. 轴上相位分布呈现不连续性, 关于 x 轴对称的点的振动方向总是一个达到正的最大时, 而另一边对称的点则振动达到负的最大, 也就是振动方向总是相反的.

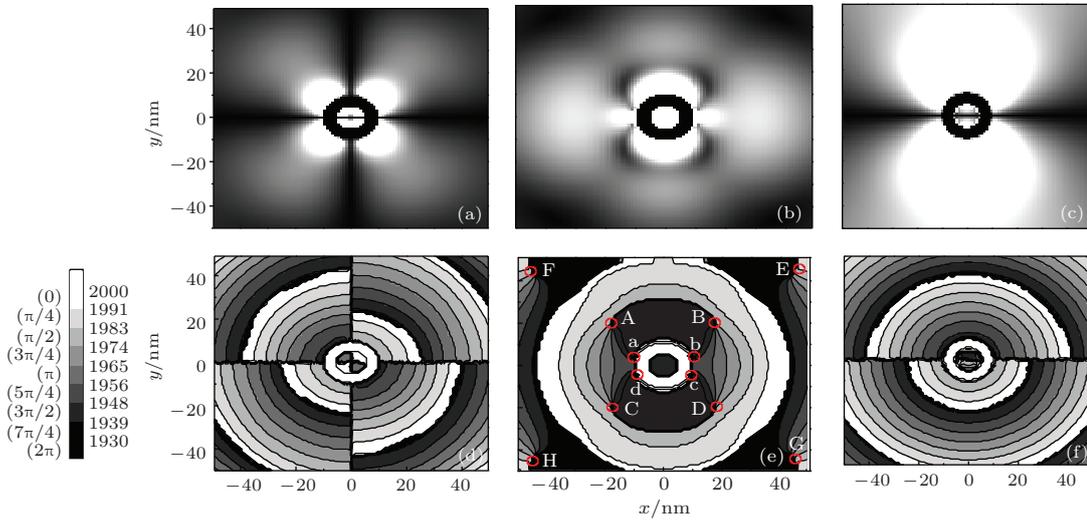


图 2 探针输出端平面内飞秒激光脉冲光场分布特性 (a)–(c) 电场分量 E_x , E_y 和 E_z 的振幅分布; (d)–(f) 190–266 时间步内空间各点处电场分量 E_x , E_y 和 E_z 到达最大值的时刻 (即相位分布)

为了突出分析飞秒激光脉冲在探针中传输的振幅和相位分布特点, 计算了连续光照明情况下通过探针传输时在探针输出端的振幅和相位分布, 如图 3 所示. 图 3 是沿 y 方向偏振, 波长为 633 nm 的均匀平面波经探针传输时在探针输出端面内空间各点的振幅和相位分布. 图 3(a)–(c) 分别对应着金属镀膜光纤探针中连续光照明情况下在探针输出端平面内各点光场的电场分量 E_x , E_y 和 E_z 的振幅分布, 图 3(d)–(f) 是与图 3(a)–(c) 相对应的相位分布, 灰度等级标尺对应的相位为 $[0, 2\pi]$. 与图 2(a)–(f) 飞秒激光脉冲照明下的振幅和相位分布相比较, 电场分量 E_x 和 E_z 的振幅分布和相位分布都是非常相似的. 这是因为无论连续光还是飞秒激光脉冲光场都是沿 y 方向偏振的.

下面我们重点对光场分量 E_y 的振幅和相位进行分析. 图 2(b), (e) 是飞秒激光脉冲照明下的振幅分布和相位分布, 而图 3(b), (e) 是连续光照明下的振幅和相位分布; 对照图 2(b) 和图 3(b) 的振幅分布图像, 发现图 3(b) 的振幅分布图像中虽然也有关于 x 轴对称的两部分光强减弱区, 但是光强并没有达到零; 而在图 2(b) 中看到的两条光强为零的零值线, 光强为零区对应的相位不确定, 这里存在着光学奇异. 在相位分布图中, 对比图 2(e) 与图 3(e), 从图 3(e) 可以看出, E_y 的相位分布是关于 x 轴和 y 轴对称的, 关于 x 轴或 y 轴对称的点具有相同的相位; 紧贴金属膜外侧, 左侧 (右侧) 空间点的相位与上侧 (下侧) 空间点的相位差为 π ; 相位等值线起始于金属膜上一点, 终止于金属膜上另一

点. 随着与金属膜距离的增大, 相位等值线成闭合状态, 并且在紧贴金属镀层附近出现了4个奇异点. 由于飞秒激光脉冲光强中有零值线, 所以图2(e)在与振幅零值线区域对应的是一条奇异线, 在奇异线的起始与终止点处比连续光场相位分布图中多出现了4个相位奇异点, 如图中表示的A, B, C, D位置. 这样图2(e)中可看到到有8个奇异点A, B, C, D, a, b, c, d和四个奇异区域E, F, G, H. 由于相位的分布是关于 x 轴和 y 轴对称的, 我们仅分析A, a, F处的相位奇异现象. 在图2(e)中可以看到, A, B两奇异点的连线是一条奇异线, 在奇异线两端光场的相位不是连续的, 出现了 $\pi/2$ 的相位跃变, 此位置对应振幅分布图中的零值线. 对于奇异点A, 我们可以看到有5条等相线和一条奇异线在这儿相交, 其中有两终止于它相邻的奇异点a, 三条终止于另一相邻并关于 x 轴对称的奇异点C, 最

后还有一条奇异线是终止于奇异点B; 相位在A点周围呈涡旋状分布, 并且缺失了 $0-\pi/2$ 的相位, 这与奇异线两侧跃变的相位是相等的, 这与通常在自由空间相位发生涡旋时相位的缺失是 π 的现象不同. 对于奇异点a, 只有两条等相线终止于此, 周围缺失了 $0-3\pi/2$ 的相位, 因为这里贴近理想金属镀层, 理想镀层内光场为零, 所以不能用通常的涡旋理论进行分析. 为了详细描述F处的相位奇异特点, 我们把图2(e)中F点附近进行了局部放大, 如图4. 从中我们发现了非常有意思的相位奇异现象, 在图中用白色亮点标注的地方是一个奇异点, 有4条等相线从这儿起始, 在此奇异点的左上方是一条奇异线, 其他的等相线从奇异线上起始但并没有相交点, 并且此奇异线向上方我们没有计算的区域延伸.

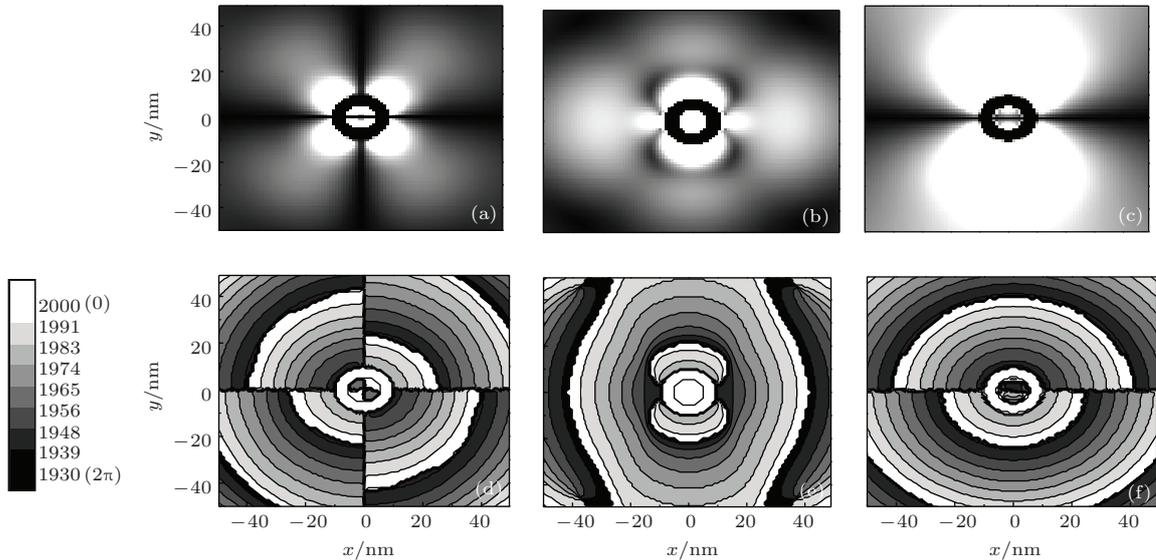


图3 探针输出端平面内连续光场分布特性 (a)–(c) 电场分量 E_x , E_y 和 E_z 的振幅分布; (d)–(f) 光场稳定时间步内空间各点处电场分量 E_x , E_y 和 E_z 到达最大值的时刻 (即相位分布)

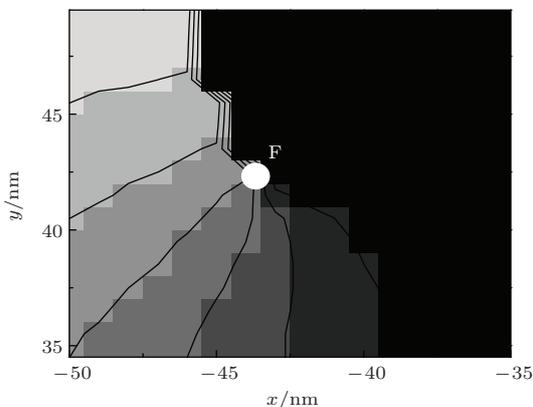


图4 图2中F点附近的局部放大

4 相位奇异随时间的演化及特点

为了得出相位奇异随时间的演化, 我们分别选取了连续三个光波振荡周期作为获得振幅和相位分布的光场计算时间, 得到如图5所示的结果. 图5(a)–(c)分别是199–266, 266–339及339–414时间步对应的振幅分布; 而图5(d)–(f)则分别是与图5(a)–(c)相对应的相位分布. 从振幅分布来看, 图5(a)至(b)的这段时间内, 光场的振幅分布没有发生明显的变化, 都有明显分布的光强零值线. 但从它们对应的相位分布可明显地看

出光场发生了演化, 图5(d)与图2(e)是同一幅相位分布图, 在上面我们已经进行了详细的描述. 对照图5(e)与图5(d), 从199—266时间步对应的振荡周期到266—339时间步对应的振荡周期光场相位分布随时间的演化可见: 1) 图5(e)中A, B两奇异点的连线同样是一条奇异线, 不同的是奇异线的下侧靠近探针孔的位置黑色的相位区域缩小并且在缩小的区域中出现了其他的相位分布, 这说明此时在奇异线的两侧相位的缺失范围也缩小了; 2) 图5(e)中F附近区域的局部放大情况如图6所示, 与图4相比, 奇异区域的位置向里靠近, 并且此处的奇异点与奇异线两者发生了互换, 266—339时间步内光学奇异点位于左上方, 同样有4条等相线在奇异点处相交, 与图4中不同的是, 该奇异线是向右下方延伸. 在之前描述的探针输出端面内沿y轴不同位置处的 E_y 随时间的分布中发现, 我

们所选的振荡周期内, 在零值线上对应的点在时域分布上光场均出现了波形畸变^[19], 而图3(c)对应的时间段内原零值线上点对应的时域信号的光波是正常分布的. 经过计算发现, 沿x轴方向探针孔外侧接近探针壁处的点在我们选取的339—414这个时间步间隔对应的振荡周期内波形是畸变的, 这正是我们之前分析的波形畸变的空间和时间特征^[19]. 将图5(c)与(a)和(b)相对照, 它的振幅分布是在沿x轴方向上有两个锤形的光强暗区, 对应的图5(f)的相位分布中, 离探针孔较近的区域出现了a, a', b, c, d, d', e, h 8个光学奇异点, 而且这8个奇异点构成了一个横向的奇异区域, 在这个奇异区域内出现了一些在自由空间传播中没有出现的奇异现象. 这些还有待于我们进一步的深入研究.

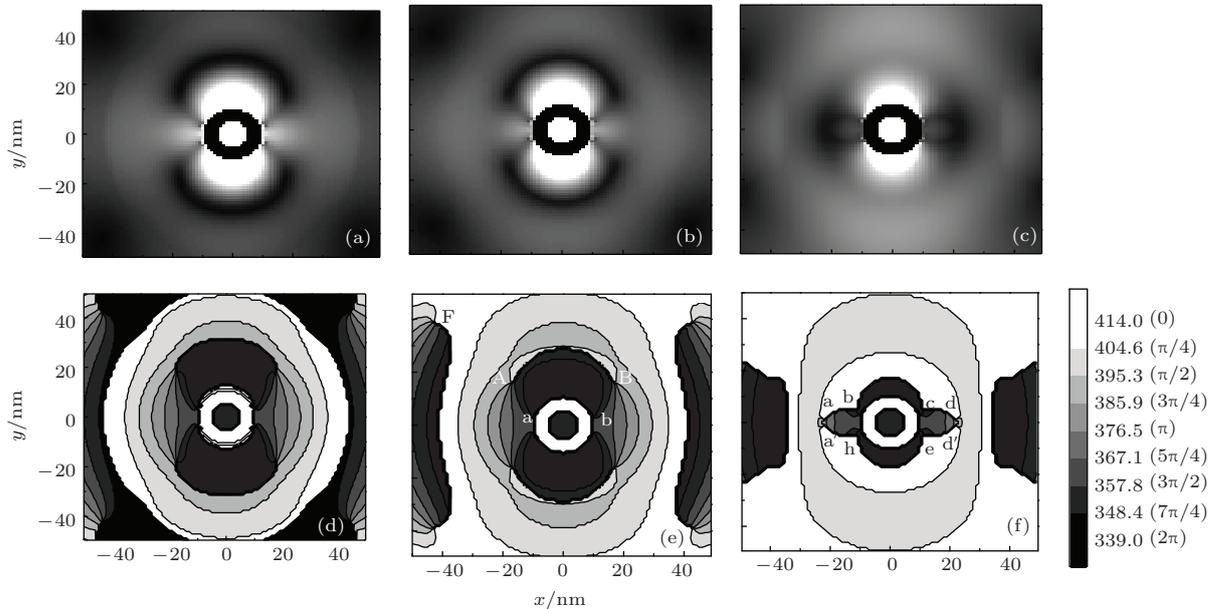


图5 探针输出端面内飞秒激光脉冲光场振幅分布和相位分布随时间的演化

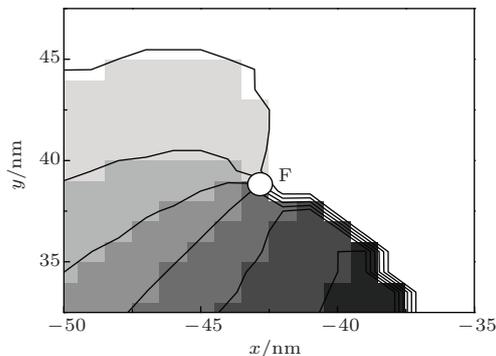


图6 图5中F点附近的局部放大

5 结 论

本文利用时域有限差分法模拟得到了飞秒激光脉冲经探针传输在探针输出端面内空间各点的振幅和相位的分布. 由于探针孔径对光波的限制作用而产生的倏逝波使探针输出端近场范围内出现了相位的奇异, 这种奇异是发生在近场区域, 其中除了自由空间传播的光波奇异点外, 还产生了相位奇异线. 我们重点对探针输出端相位分布中的光学奇异特性及相位奇异随时间的演化进行了研究. 另

外, 后续工作中在利用时域有限差分法时再考虑上极化电流, 应该可以得到镀真实金属膜探针中超快激光脉冲的传输特性. 因此本文的研究方法和计算结论对于建立相位涡旋和微纳光学操控的应用以及在高质量纳米微加工中都具有重要的理论参考价值, 而且也有助于超快激光脉冲的传输动力学的研究.

参考文献

- [1] Berry M V 1978 *J. Phys. A: Math. Gen.* **11** 0305
- [2] Nye J F, Berry M V 1974 *Proc. R. Soc. Lond. A* **336** 165
- [3] Soskin M S, Vasnetsov M V 2001 *Prog. Opt.* **42** 219
- [4] Chen X Y, Li Z H, Li H X, Zhang M N, Cheng C F 2012 *Opt. Express* **20** 17833
- [5] Song H S, Cheng C F, Liu M, Teng S Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 291 (in Chinese) [宋洪胜, 程传福, 刘曼, 滕树云, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 291]
- [6] O'Holleran K, Dennis M R, Flossmann F, Padgett M J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 053902
- [7] Flossmann F, O'Holleran K, Dennis M R, Padgett M J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 203902
- [8] Egorov R I, Soskin M S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103901
- [9] Soskin M S, Egorov R I, Freund I 2007 *Opt. Lett.* **32** 891
- [10] Zhang S, Hu B, Sebbah P, Genack A Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 063902
- [11] Zhang S, Genack A Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 203901
- [12] Wofsey M 2014 *Physical Review Focus* **20** July, Story5 (<http://focus.aps.org/story/v20/st5>) [2014.5.20]
- [13] Yao H B, Zheng Y J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 128201 (in Chinese) [姚洪斌, 郑雨军 2011 物理学报 **60** 128201]
- [14] Zhang N, Bao W X, Yang J H, Zhu X N 2013 *Chin. Phys. B* **22** 054209
- [15] Li Z, Zhang J S, Yang J, Gong Q H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3630 (in Chinese) [李智, 张家森, 杨景, 龚旗煌 2007 物理学报 **56** 3630]
- [16] Burrese M, Engelen R J P, Opheij A, van Oosten D, Mori D, Baba T, Kuipers L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 033902
- [17] Han J L, Zou Q, Teng S Y, Dong Q R, Cheng C F 2006 *J. Shandong Normal Univ. (Natural Science)* **21** 61 (in Chinese) [韩俊玲, 邹倩, 滕树云, 董庆瑞, 程传福 2006 山东师范大学学报(自然科学版) **21** 61]
- [18] Liu M, Song H S, Chen X Y, Liu G Y, Teng S Y, Cheng C F 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 034202
- [19] Liu G Y, Han J L, Liu M, Teng S Y, Cheng C F 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 067802

Phase singularities in femtosecond laser pulses transmitting through optical fiber probes*

Liu Gui-Yuan^{1)†} Song Hong-Sheng¹⁾ Zhang Ning-Yu¹⁾ Cheng Chuan-Fu²⁾

1) (School of Science, Shandong Jianzhu University, Ji'nan 250101, China)

2) (College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Ji'nan 250014, China)

(Received 20 May 2014; revised manuscript received 15 July 2014)

Abstract

The near-field distribution of a light wave in a metal-coated optical fiber probe under the illumination of femtosecond laser pulses is numerically simulated. By choosing the maximum of the calculated light field data and the time when the light field reaches the maximum in a time period of one light wave cycle at each spatial point, we obtain the amplitude and phase distributions of the light field near the probe. We find that the output amplitude distribution of y -polarization has roughly a circled-cross-like pattern with two arc-like zero-amplitude zones. The zeros of light intensity are the phase singularities at which the phase is undefined. By analyzing the output phase distribution of y -polarization, we obtain the temporal evolution of the phase singularities and their characteristics

Keywords: finite difference time domain, femtosecond laser pulse, fiber probe, phase singularities

PACS: 42.25.Bs, 42.25.Fx, 42.65.Re

DOI: [10.7498/aps.64.024203](https://doi.org/10.7498/aps.64.024203)

* Project supported by the Promotive Research Foundation for Excellent Young and Middle-aged Scientists of Shandong Province, China (Grant No. BS2013DX030)

† Corresponding author. E-mail: lgy19989@163.com