

# 锥形镀膜光纤探针中飞秒激光脉冲的传输\*

刘桂媛<sup>1)2)</sup> 滕树云<sup>1)</sup> 程传福<sup>1)†</sup> 宋洪胜<sup>1)2)</sup> 刘 曼<sup>1)3)</sup>

1) 山东大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) 山东建筑大学理学院, 济南 250101)

3) 山东轻工业学院数理学院, 济南 250353)

(2009 年 1 月 12 日收到, 2009 年 2 月 1 日收到修改稿)

采用三维时域有限差分法对飞秒激光脉冲照明下锥形镀膜光纤探针内的光场进行了计算, 研究了飞秒脉冲在探针中传输时的时域、频谱和相位特性, 并分析了不同锥角和不同长度的探针对这些特性的影响. 研究发现飞秒脉冲在探针中传输时出现了脉冲展宽、幅值振荡以及频谱分裂等现象, 并且利用频谱和相位的变化特性初步解释了脉冲的展宽和脉冲振幅随时间周期性变化等现象.

关键词: 时域有限差分法, 飞秒脉冲, 光纤探针

PACC: 0760P, 4280W, 4110H, 4230K

## 1. 引 言

近场光学显微镜突破了光波聚焦和成像分辨率的衍射限制, 实现了纳米尺度上的光学分辨率. 作为近场光学显微镜的关键部件之一, 孔径为亚微米尺度的光纤探针决定了近场光学显微镜的分辨率、灵敏度 and 传输效率. 因此对光纤探针传输特性的研究引起了广泛关注. 周庆等<sup>[1]</sup>数值计算了单色连续光在光纤探针中的光强分布, 讨论了针尖结构对光强分布的影响, 并发现探针内的光强与光的偏振态有关. 刘秀梅等<sup>[2]</sup>采用时域有限差分方法计算了镀金属膜光纤探针和裸光纤探针内部场的传播与近场分布特性, 着重研究了分量电场的产生及分布特性.

采用超快激光照明的近场光学显微镜可对光波传输的演化进行时间和空间上的分辨, 进而研究光场在界面及其近场范围内的传播特性. 近年来超快激光照明下探针近场衍射的研究也受到了关注. Müller 等<sup>[3]</sup>理论分析了不同偏振态的超快激光脉冲经金属镀膜与无镀膜的光纤探针的传输, 无镀膜的探针可使其空间分辨率达到三分之一波长, 镀膜光纤探针能有效地提高空间分辨率但频谱与时域分布由于透射的波长选择性会产生变化. Baida 等<sup>[4]</sup>计算

了尖端带金属颗粒的光纤探针中超快脉冲的光强分布, 研究表明光纤探针中金属颗粒的引入能大大提高输出光强. Pack 等<sup>[5]</sup>对不同金属膜光纤探针中的超快脉冲的光场进行了计算比较, 讨论了表面等离子基元(SPPs)对脉冲光场的波形、频谱及振幅的影响, 发现金属覆层中由于表面等离子基元的影响出现了超光速现象. 这些研究为探索纳米探针中光波的近场特性奠定了有利的基础, 但对于探针内以及近场中光波的时域分布的演化过程以及形成机理还有待于进一步研究.

由于光纤探针亚波长的结构和较复杂的材料组成, 在已有的探针近场光波传输特性研究中大多采用数值分析方法进行模拟和计算, 其中常用的方法有多重多极子方法(MMP)<sup>[6]</sup>, 有限积分法<sup>[7]</sup>和时域有限差分法(FDTD)<sup>[8]</sup>. 鉴于时域有限差分法可方便地模拟各种复杂的电磁结构, 本文采用三维时域有限差分法(3D-FDTD)对飞秒激光脉冲在光纤探针不同位置中传输时的频谱特性和相位变化做了研究和分析, 讨论了不同锥角、不同长度的锥形镀膜探针对外飞秒脉冲的时域频域信号的影响, 对脉冲传输中出现的脉冲展宽、幅值振荡等现象进行了合理的解释.

\* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB806003), 国家自然科学基金(批准号: 10674085, 10874105), 山东省科技攻关项目(批准号: 2009GG10001005)和山东省优秀中青年科学家科研奖励基金(批准号: 2007BS04031)资助的课题.

† E-mail: chengchuanfu@sdu.edu.cn

## 2. 3D-FDTD 方法和计算模型

基于 Yee 提出的时域有限差分法(FDTD),在 Yee 氏三维网格空间中,将含时间变量的 Maxwell 方程组中的旋度方程差分离散转化为差分方程<sup>[8]</sup>,即

$$\begin{aligned} & H_x^{m+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \\ &= H_x^{m-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \\ &+ C_D \cdot [E_y^m(i, j+1/2, k+1) \\ &- E_y^m(i, j+1/2, k) + E_z^m(i, j, k+1/2) \\ &- E_z^m(i, j+1, k+1/2)], \\ & E_x^{m+1}(i+1/2, j, k) \\ &= C_A(i+1/2, j, k)E_x^m(i+1/2, j, k) \\ &+ C_D \cdot C_B(i+1/2, j, k) \\ &\times [H_z^{m+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \\ &- H_z^{m+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) \\ &+ H_y^{m+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) \\ &- H_y^{m+1/2}(i+1/2, j, k+1/2)], \end{aligned}$$

上式括号内的  $i, j, k$  代表空间坐标,上标  $m$  为时间步,

$C_A = \frac{1-0.5\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t / \epsilon(i, j, k)}{1+0.5\sigma(i, j, k) \cdot \Delta t / \epsilon(i, j, k)}$ ,  $C_B = \frac{2\epsilon_0}{2 \cdot \epsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \cdot \Delta t}$  和  $C_D = \frac{\Delta t}{\Delta s} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$  为常数,  $\sigma, \epsilon$  分别为介质的电导率和介电常数,  $\mu_0$  为真空中的磁导率,  $\Delta s$  为空间步长,  $\Delta t$  为时间步长. 为了保证计算稳定性,时间步长  $\Delta t$  必须满足以下稳定性条件  $v_{\max} \Delta t \leq \left[ \frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \right]^{-1/2}$ , 其中  $v_{\max}$

为计算空间中电磁波的最大速度,并且  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ . 为了保证计算结果的精度,空间步长  $\Delta s$  远小于波长,通常取  $\Delta s \leq \lambda/10$ .  $H_y, E_y, H_z$  和  $E_z$  等电磁分量的迭代关系也有类似的公式. 本文实际计算中空间步长取  $\Delta s = 20 \text{ nm}$ , 时间步长  $\Delta t = \frac{\Delta s}{2c}$ ,  $c$  为真空中光的传播速度,采用完全匹配层(PML)<sup>[9]</sup>吸收边界条件消除网格截断引起的反射影响. 将空间划分为  $110 \times 110 \times 120$  个网格单元阵列.

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、锥角为  $\alpha$  和高度  $h$ ,针尖的圆孔直径  $d$  为 200 nm,金属膜厚度为 100 nm. 计算中将金属膜简化为理想导体处理,因此金属膜的导电率  $\sigma$  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  $\tau = 5 \text{ fs}$  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  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ).

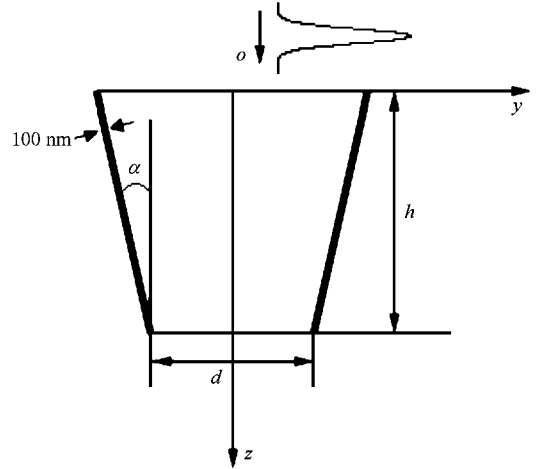


图 1 锥形光纤探针剖面图

## 3. 探针中脉冲传输的特性

利用 FDTD 法对上述探针模型中高度取  $h = 900 \text{ nm}$ 、锥角  $\alpha$  取  $30^\circ$  时高斯飞秒脉冲在  $z$  轴的不同位置处的光场  $E_y$  进行了数值计算,计算结果如图 2 所示. 为了清楚地与入射飞秒激光脉冲的振荡进行对照,我们在图中同时给出了用虚线表示的入射脉冲振荡波形,并将其向下平移. 图 2(a) 给出了  $z = 0 \text{ nm}$  处(即脉冲的入射点)随时间变化的光场,从图中可以看到该处光场与入射脉冲相比发生了明显变化.  $z = 0 \text{ nm}$  处即探针入口处的光场起振后较短的时间内每一次振荡的振幅比入射光场的振幅小,如图中星号标记处的三个波峰,此时振荡几乎是同步的,但之后光场的振荡比入射脉冲提前,这说明光场振动的周期变小、振动频率增加了. 随着时间推移,光场的振荡幅值逐渐增大,之后有所降低,随后再增大,最大幅值出现在入射光场过去后的  $t_1$  时刻,并且最大幅值比入射脉冲的极值要大. 在“1”标记的地方振荡出现畸变,振荡周期突然变大,随后振荡周期又恢复到“1”之前的情况. 在图中给出的时间范围内光场振荡持续存在,这说明该处脉冲展宽了. 此时脉冲的波包已经偏离了高斯分布. 图 2(b) 给出了  $z = 500 \text{ nm}$  即探针内部光场  $E_y$  随时间的变化. 与入射脉冲相比,该处光场的起振拖后了大约  $0.75 \text{ fs}$ . 随着

时间推移,光场的振荡幅值逐渐增大再降低,随后再增大至最大幅值,该幅值也出现在入射光场过去后的 $t_1$ 时刻附近.在有“2”标记的地方出现了波形畸变,此时这一振荡周期上升较缓慢,相比之下下降显得较迅速.随后振荡减弱,拖尾现象明显比图2(a)中有所减弱.图2(c)给出了 $z=900\text{ nm}$ 处(即探针出口处)的脉冲.与入射脉冲相比,该处光场的起振拖后了大约 $1.35\text{ fs}$ .随着时间推移光场的振荡幅值逐渐增大至最大幅值,但峰值出现的时间在入射光场过去后但与 $z=0\text{ nm}$ 和 $z=500\text{ nm}$ 两处相比提前了.在“3”标记的地方振荡幅值突变为正,此时出现反转现象.比较图2(a)~(c)的结果可以看出,随着传输距离的增加,振荡的极值逐渐增大,脉冲的展宽效应减弱.

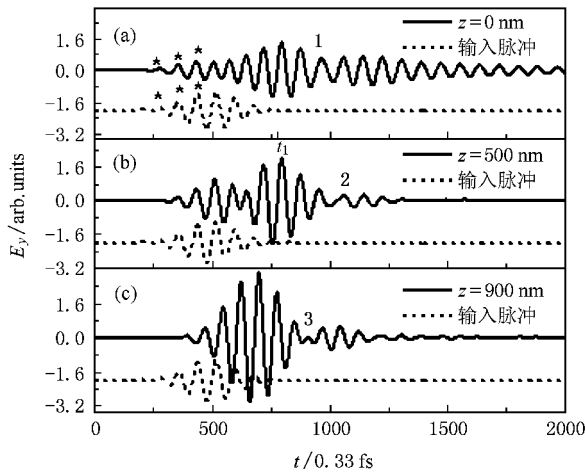


图2  $\alpha=30^\circ$ 时沿 $z$ 轴不同位置处的 $E_y$

为了更好的了解光场在探针中的时域传输特

性,我们对时间分布的光场 $E_y$ 进行了傅里叶变换,得出了其频谱分布.图3给出了由图2条件下时域分布光场的傅里叶变换的结果,其中实线给出了不同传播位置处的光场的频谱,图中的虚线为入射脉冲的频谱分布.由此可以看出,传输脉冲的频谱强度与入射脉冲相比几乎均有所增强,并且在脉冲传输过程中各频率的相对强度发生了变化,频谱出现了不同程度的分裂现象.由图3(a)可以看出,频谱分裂使频谱分布极大地偏离高斯分布,频谱分裂为三部分,中间部分峰值最大,我们称为主峰.当脉冲传输到探针中间位置附近时,如图3(b)所示,频谱可近似分裂为两部分,且两部分的幅值比较接近.图3(c)是探针输出端对应的脉冲频谱,频谱分裂减弱,仅仅在频谱的顶端出现分岔现象,此时频谱的形状类似于一个矩形函数.

由时域与频域信号的傅里叶变换关系可知,频谱中任意分裂部分分别对应着一定的时间脉冲信号,这些时间脉冲信号可在探针中相干叠加.我们知道如果两个频率相差不大的振荡叠加时,振幅随时间出现周期性变化的现象即拍,且两振荡的幅值越接近,振幅的振荡越明显.由于传输脉冲频谱分裂的各部分都有一定的谱宽,因此在时域中叠加后脉冲振幅的振荡周期性不易形成,但振幅随时间的变化仍然存在,这一现象可在图2给出的结果中明显观察到.对于图3(b)的结果,分裂谱的两振幅接近,因此合成振荡的幅值出现明显起伏,这一结果与图2(b)给出的结果一致.由于图3(c)中频谱类矩形函数分布,其逆傅里叶变换为sinc函数,因此时域振荡会在sinc函数零点处出现振荡的反转,此现象可见

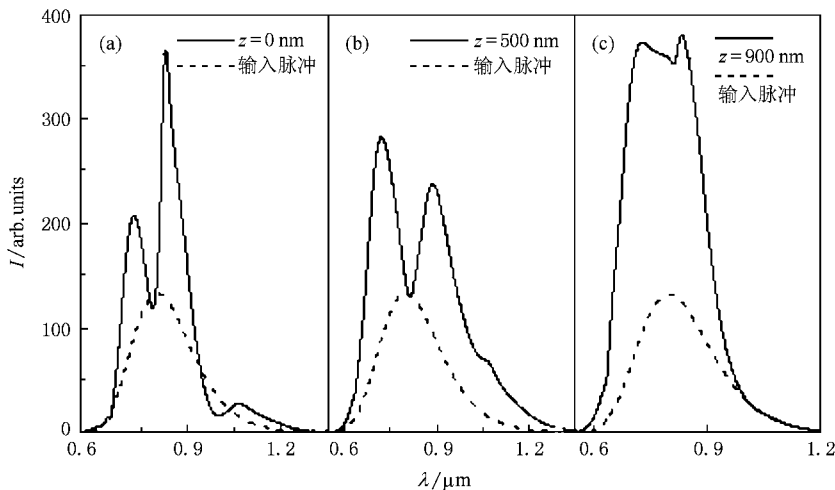
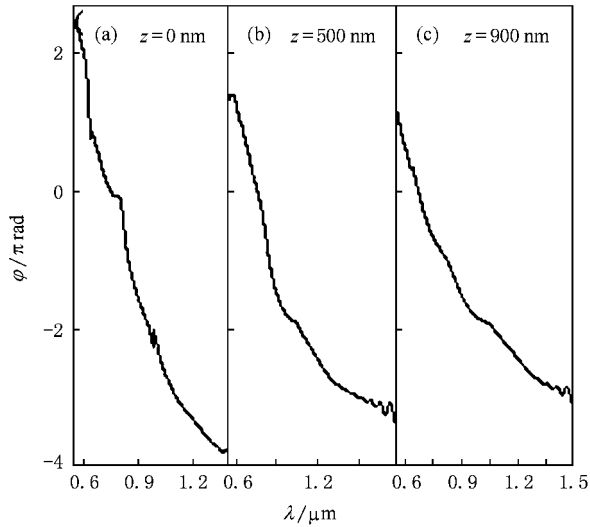


图3  $\alpha=30^\circ$ 时沿 $z$ 轴不同位置处的频谱

图 2(c) 3 标记处.

图 4  $\alpha = 30^\circ$  时沿  $z$  轴不同位置处不同波长光波的相位变化

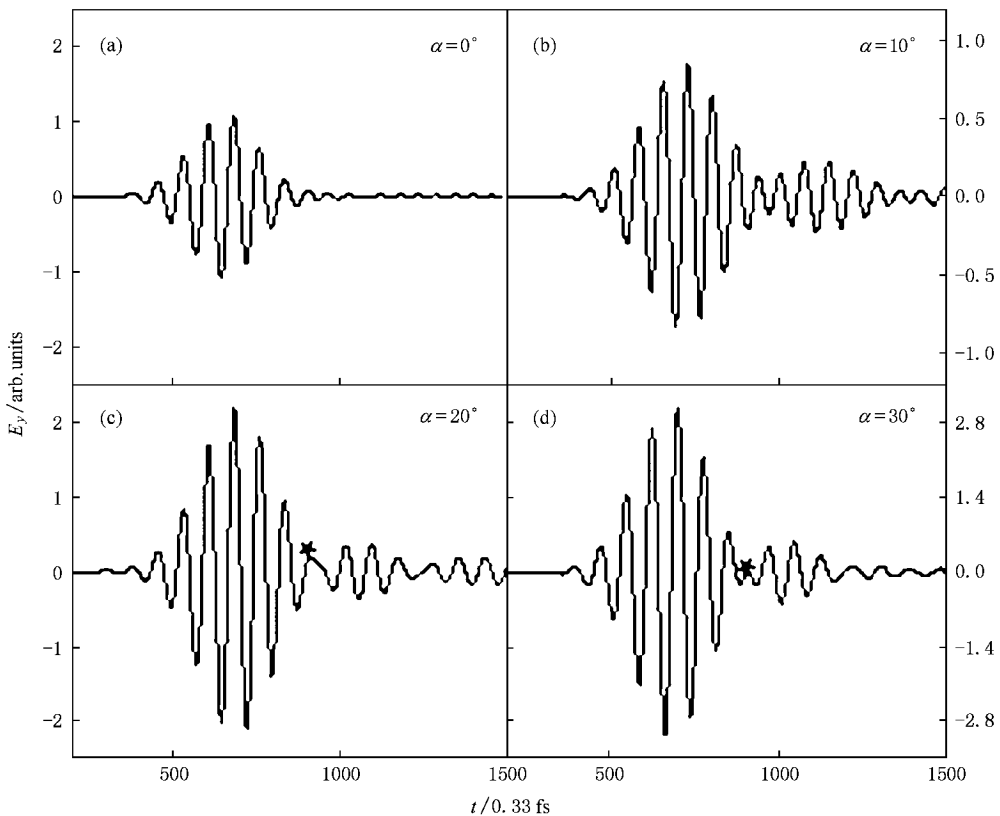
与入射脉冲相比,由于分裂谱的各部分宽度均变窄,因此傅里叶变换的时域信号宽度与入射脉冲相比有所增加.为了进一步分析脉冲传输过程中波包展宽效应,我们还计算了不同频率传播时相位  $\varphi$  随着波长  $\lambda$  的变化,如图 4 所示.可以看出在不同传

输距离处,各频率的相位随着波长的增加单调减小,即红光的相位比蓝光的相位小.由波动理论可知,此时红光的光程比蓝光的光程小,因此红光会先于蓝光到达给定位置.这与各频率同相的入射脉冲相比,脉冲宽度增加,因此脉冲展宽<sup>[10]</sup>.此外还可看出随着传输距离的增加,相位随着波长的变化率减小,因此脉冲展宽减弱.这些结论与图 2 给出的各位置处的传输脉冲与入射脉冲的结果一致.

#### 4. 探针结构对传输脉冲的影响

为了进一步分析飞秒脉冲的传输与探针结构的关系,我们分别计算了不同锥角、不同长度的探针内各位置的时域振荡,并对其谱分布进行了讨论.

图 5 给出了高度为 900 nm、锥角分别为  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  时探针输出端传输轴上的时域变化.从图中可以看出传输脉冲与锥角的大小有明显依赖关系.锥角越大,振荡幅值越大.锥角为  $0^\circ$  时,输出端脉冲波形与输入高斯脉冲的波形基本相似.随着锥角的增大,输出端脉冲波形与输入脉冲波形相比有较大的偏离,出现幅值振荡现象.当锥角增加为  $20^\circ$  时在图 5(c) 星号标记的地方振荡出现畸变;  $30^\circ$  时,在图

图 5  $z = 900 \text{ nm}$  处  $\alpha$  为不同角度时的  $E_y$

(d)中星号标记的地方光波出现了振荡反转.图6给出了上述时域分布的傅里叶频谱.由图6可以看出,锥角越大,频谱分布的幅值也越大.这是因为锥角越大,脉冲在探针中传输时遇到探针壁发生了多次反射并相干叠加的结果.由时域与频域信号的傅里叶变换关系可知,各频谱幅值随锥角的增大而增加,时域信号也会表现为相同规律.此外探针锥角不同,频谱分布的形状也不同.锥角为 $0^\circ$ 时,除了在波长为 $540\text{ nm}$ 处存在一小的峰值外,传输脉冲的频谱分布与入射脉冲的频谱分布接近.这一频谱分布也决定了传输脉冲与入射脉冲的相似性.锥角的增大引起传输脉冲的频谱畸变.当锥角为 $10^\circ$ 时,分裂频谱的极小波长约为 $780\text{ nm}$ ,当锥角增加为 $30^\circ$ 时这一波长增加变为 $810\text{ nm}$ .同时频谱分裂两部分的峰值差随着锥角的增加而减小.时域中相应的脉冲振荡干涉,合成信号的幅值随时间发生变化,出现振荡现象.

图7给出锥角为 $30^\circ$ 、长度不同的探针输出和输入端在传输轴上的脉冲随时间的变化曲线.图7(a)和(b)给出了探针长度分别为 $900\text{ nm}$ 、 $400\text{ nm}$ 时输入端光场 $E_y$ 的时域信号,从图中结果可以看出在

输入口处长探针的脉冲振荡持续时间明显比短探针的长.我们认为这是由于探针壁的反射作用引起的.入射脉冲遇到探针壁发生反射,随着脉冲向前传输,脉冲不断在探针壁的相应位置相继发生反射.经探针壁一次或多次反射的光波传输到观察点处,与入射脉冲一起形成该位置处的时域振荡信号.随着探针长度的增加,经探针壁多次反射的概率增加,经多次反射后的光波到达观察点时与入射脉冲相比滞后的时间相应增加,因此合成振荡的弛豫时间不断延长.图7(c)和(d)为探针长度分别为 $900\text{ nm}$ 、 $400\text{ nm}$ 时输出端光场的时域分布,可以看出探针越长,输出端脉冲振荡的幅值也越大.更多的计算结果印证了这一规律.这是因为长度越长,在输出孔直径不变的情况下探针上端的孔径就越大.于是探针内各点处的脉冲由探针壁更多次的反射脉冲与入射脉冲相干叠加而成,这等效于增加了入射的脉冲能量.因此在输出端的脉冲其振荡幅值随探针长度的增加振荡的幅值增大.

为了验证脉冲在时域上的振荡是由于脉冲遇到探针壁反射的结果,图8给出了高度为 $900\text{ nm}$ 、锥角

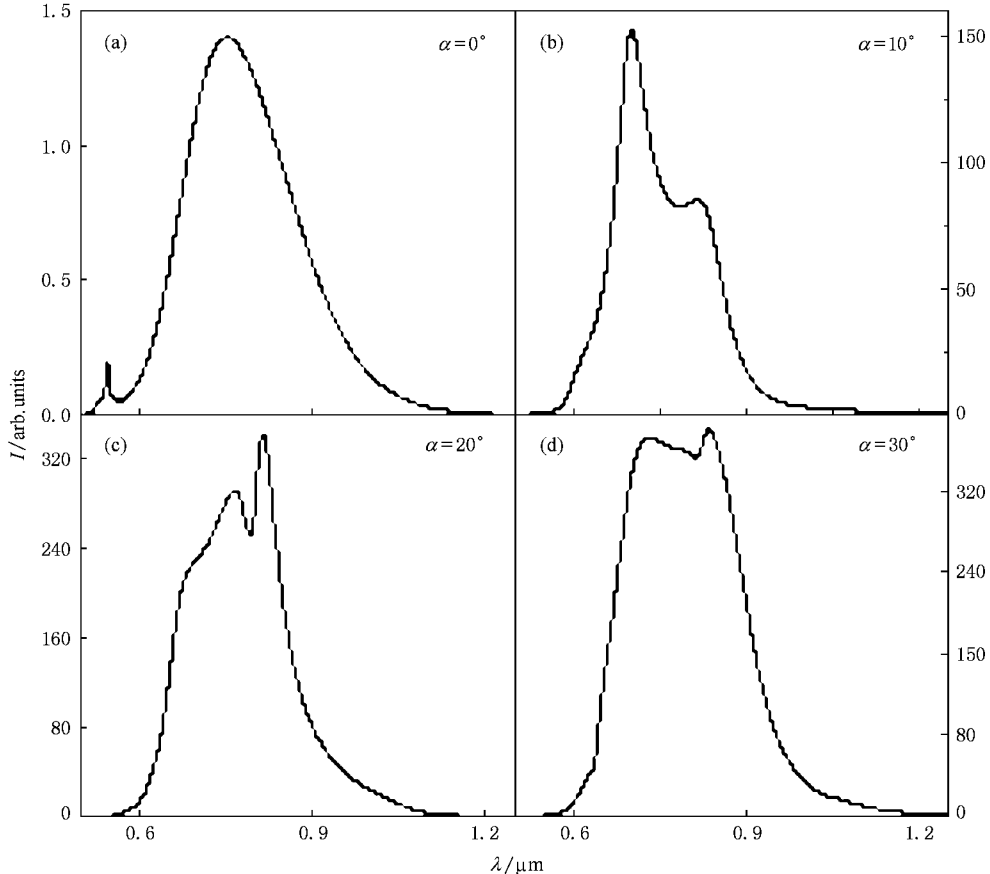


图6  $z = 900\text{ nm}$ 处 $\alpha$ 为不同角度时的频谱分布

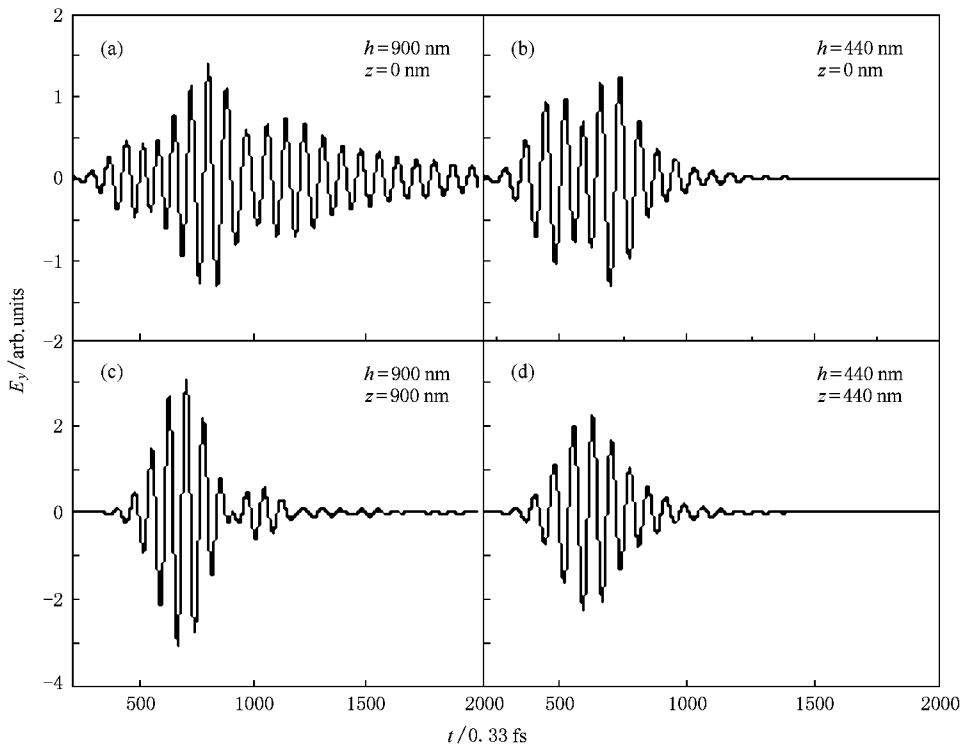


图 7  $\alpha = 30^\circ$  时不同长度探针中  $E_y$  随时间的变化特性

为  $30^\circ$  的探针内  $z = 500$  nm 平面上各位置处脉冲的频谱分布. 图中第一行自左向右分别为  $y = -200$  nm,  $-100$  nm,  $0$  nm,  $100$  nm,  $200$  nm 时频谱的分布. 可以看出, 当观察位置不同时, 频谱的相对强度发生

了明显的变化. 处在中心点的脉冲频谱相对强度最大, 其他点的相对强度随着向探针边缘的移动而逐渐减小, 对称位置处的频谱分布基本一致. 此外长波部分的幅值小于短波部分, 越靠近探针边缘处频谱

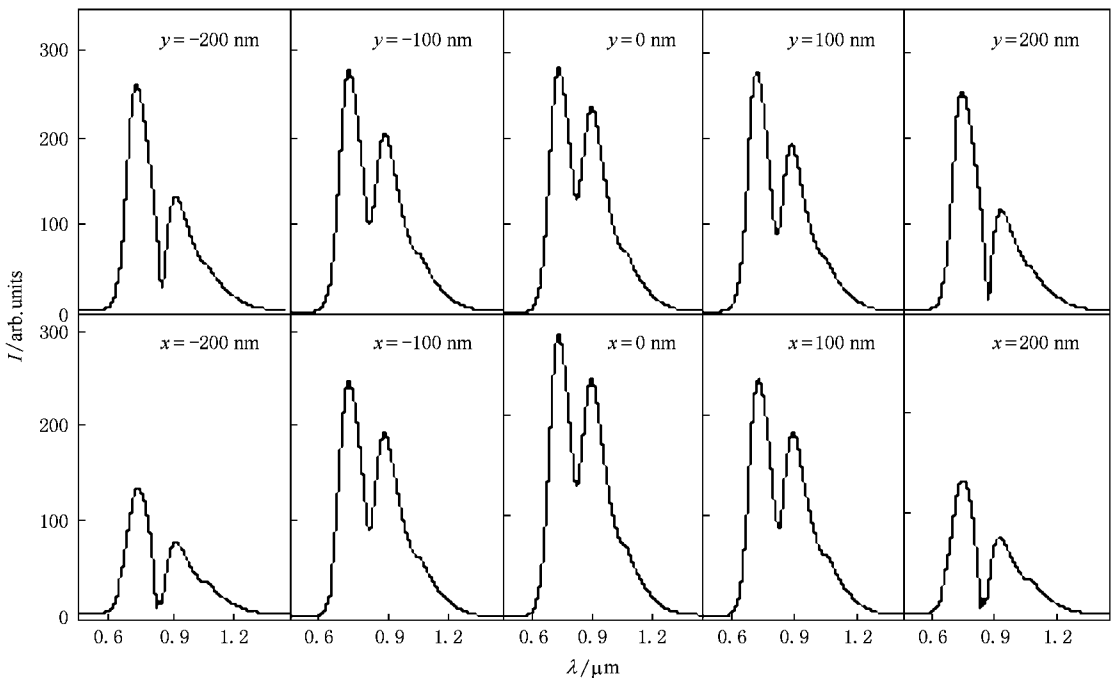


图 8  $\alpha = 30^\circ$  时当  $z = 500$  nm 时垂直  $z$  轴不同位置处的频谱分布

的长波部分的幅值越小.这是因为脉冲经探针壁两侧反射到达中心点的时间是同步的,所以相干叠加后幅值增强的概率大.随着观察点向边缘移近,脉冲经探针壁的两侧进行反射后到达观察点的时间有先后,相遇叠加幅值增强的概率降低,因此脉冲频谱随着向探针边缘的移动而逐渐减小.根据图 4 给出的相位分析,我们知道在探针中传播时,长波部分先于短波部分到达,而经过探针壁多次反射后到达此位置的脉冲时间上有一定的延迟,这时会与早些过来的脉冲短波部分相遇叠加,因此幅值短波部分明显大于长波部分,而越靠近边缘处这种情况越明显.第二行自左向右给出了  $x = -200 \text{ nm}$ ,  $-100 \text{ nm}$ ,  $0 \text{ nm}$ ,  $100 \text{ nm}$ ,  $200 \text{ nm}$  时频谱的分布.我们可以看出与上面相似的现象,但由于输入脉冲是  $y$  偏振的,所以频

谱的相对强度较  $y$  轴弱,这说明脉冲在传输过程中光场分布与偏振态有关.

## 5. 结 论

本文采用三维时域有限差分法(3D-FDTD)计算了高斯型飞秒激光脉冲在锥形镀膜光纤探针中传输时光场的时域分布,对不同角度、长度的锥形镀膜光纤探针进行了分析,发现飞秒脉冲在锥形镀膜光纤探针中传输时出现了脉冲展宽、脉冲呈现一定的周期性、频谱分裂等现象,并且这些现象随探针的锥角大小以及传输位置发生变化.这些结果对研究超快飞秒光场的建立、传播过程以及对探针结构的设计都有着重要的意义.

- [ 1 ] Zhou Q, Zhu X, Li H F 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 210 ( in Chinese )  
[ 周 庆、朱 星、李宏福 2000 物理学报 **49** 210 ]
- [ 2 ] Liu X M, Wang J 2001 *Actaopticasinica* **21** 1235 ( in Chinese ) [ 刘秀梅、王 佳 2001 光学学报 **21** 1235 ]
- [ 3 ] Müller R, Lienau C 2000 *Applied Physics Letters* **76** 3367
- [ 4 ] Baida F I, Labeke D Van, Pagani Y 2003 *Optics Communications* **225** 241
- [ 5 ] Pack A, Hietschold M, Wannemacher R 2002 *Ultramicroscopy* **92** 251

- [ 6 ] Novotny L, Pohl D W, Hecht B 1995 *Opt. Lett.* **20** 970
- [ 7 ] Wang X N, Fan Z Z, Zhang L, Tang T T 2004 *Acta Photonica Sinica* **33** 912 ( in chinese ) [ 王学恩、范兆忠、张 禄、唐天同 2004 光子学报 **33** 912 ]
- [ 8 ] Yee K S 1996 *IEEE Trans. Antennas and Propagation* **14** 302
- [ 9 ] Berenger J P 1994 *J. Computational Physics* **114** 185
- [ 10 ] Meng Sh X 1996 *Physics* **25** 36 ( in Chinese ) [ 孟绍贤 1996 物理 **25** 362 ]

# Propagation of femtosecond laser pulses through metal-coated tapered fibre probe<sup>\*</sup>

Liu Gui-Yuan<sup>1,2)</sup> Teng Shu-Yun<sup>1)</sup> Cheng Chuan-Fu<sup>1)†</sup> Song Hong-Sheng<sup>1,2)</sup> Liu Man<sup>1,3)</sup>

<sup>1</sup> *College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*

<sup>2</sup> *School of Science, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China*

<sup>3</sup> *School of Mathematical and Physical Sciences, Shandong Institute of Light Industry, Jinan 250353, China*

( Received 12 January 2009 ; revised manuscript received 1 February 2009 )

## Abstract

Using the three-dimensional finite difference time domain ( 3D-FDTD ) method , we calculate light field in metal-coated optical fiber probes with different taper angles and different lengths under illumination of femtosecond laser pulses . The transmission of temporal fields of the laser pulses propagating in the probes and the properties of their frequency spectrum and phases are studied . The influences of the taper angle and the length of the probe on these properties are analyzed . The calculation results show that the structure of probe leads to the broadening , amplitude oscillation and the spectrum splitting of the laser pulses . With the analysis of the spectrum and the phase variation , we give a preliminary explanation to the phenomena of the pulse broadening and the periodic variation of the pulse amplitude with time .

**Keywords** : finite difference time domain method , femtosecond laser pulses , fiber probe

**PACC** : 0760P , 4280W , 4110H , 4230K

<sup>\*</sup> Project supported by the National Basic Research Program of China ( Grant No. 2006CB806003 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10674085 , 10874105 ) , the Key Science and Technology Program of Shandong Province , China ( Grant No. 2009GG10001005 ) and the Shandong Distinguished Middle-aged and Young Scientist Encourage and Reward Foundation , China ( Grant No. 2007BS04031 ) .

<sup>†</sup> E-mail : chengchuanfu@sdu.edu.cn