

# 利用啁啾飞秒激光脉冲调控金薄膜中 传输表面等离激元的群延迟色散<sup>\*</sup>

宋寒冰<sup>1) #</sup> 郎鹏<sup>1)3) #</sup> 季博宇<sup>1)3)</sup> 徐洋<sup>1)2)3)</sup> 宋晓伟<sup>1)2)3)</sup> 林景全<sup>1)3)†</sup>

1) (长春理工大学物理学院, 超快与极紫外光学重点实验室, 长春 130022)

2) (长春理工大学重庆研究院, 重庆 401135)

3) (长春理工大学中山研究院, 中山 528400)

(2024年7月12日收到; 2024年8月12日收到修改稿)

准确评估与灵活调控表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 的传输特性对基于等离激元效应设计的高速-小型化器件具有重要意义。本文从理论上推导了 SPP 在不同厚度金膜表面传播的群速度色散。当金膜厚度小于 40 nm 时, 随着膜厚度的增大, SPP 的群速度色散显著减小; 金膜厚度为 40—60 nm 时, SPP 的群速度色散下降趋势变缓, 并在厚度大于 60 nm 后保持恒定。利用时域有限差分方法, 数值模拟了不同传播距离下 SPP 的电场时间演化。通过比较不同传播距离下 SPP 近场强度与入射光色散量的关系确定 SPP 的群速度色散, 并得到接近理论推导的结果, 进而提出利用负啁啾脉冲激发 SPP 来补偿传输中产生的群延迟色散, 实现不同传播距离 SPP 场振幅、脉宽的调控。此外, 利用定制的 SPP 激发金属纳米天线, 通过调控入射脉冲色散量与 SPP 在金膜中传播产生群延迟色散的传播特性相结合的手段, 实现在纳米信号接收器中热点位置的 fs 时间灵活时空相干控制。这对于利用等离激元效应设计和控制微型片上集成系统具有重要意义。

**关键词:** 传输表面等离激元, 飞秒激光脉冲, 群速度色散, 群延迟色散

**PACS:** 71.45.Gm, 73.20.Mf

**DOI:** [10.7498/aps.73.20240973](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240973)

## 1 引言

随着电子数据的通信带宽与处理速度达到瓶颈, 由超快激光脉冲激发产生的飞秒等离激元兼具半导体器件的亚波长尺寸、超快时间响应速率, 以及光子器件宽传输带宽的非凡性能<sup>[1-7]</sup>, 在近年来受到广泛关注。表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 是一种在金属与介质界面传播的电磁波, 具有亚波长的空间局域能力以及接近

光速度的传播速率。在光学传感<sup>[8]</sup>、多路复用<sup>[9-11]</sup>、开关<sup>[12-15]</sup>和表面增强拉曼散射 (SERS)<sup>[16,17]</sup>等领域具有重要的应用价值。了解并灵活控制 SPP 的传播特性是设计具有定制光学特性的高速-小型化器件的前提, 对于准确评估和优化等离激元器件性能至关重要。因此, 人们对其传播方向<sup>[18-20]</sup>、传播速度<sup>[21-22]</sup>, 以及传播过程中脉冲的衰减与相位偏移<sup>[23-26]</sup>等特性进行了深入研究。

值得注意的是, 超快 SPP 波包在金属-介质交界面传输过程中会产生不可忽略的群延迟色散

\* 科技部重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604304, 2022YFA1604303)、国家自然科学基金 (批准号: 12374341, 62005022, 12004052)、吉林省科技厅基金 (批准号: 20230508143RC)、中国“111”计划 (批准号: D17017)、重庆市自然科学基金 (批准号: CSTB2023NSCQ-MSX1026, CSTB2023NSCQ-MSX0302, CSTB2023NSCQ-MSX0708) 和国家资助博士后研究人员计划 (批准号: GZC20232234) 资助的课题。

# 同等贡献作者。

† 通信作者. E-mail: [linjingquan@cust.edu.cn](mailto:linjingquan@cust.edu.cn)

(group delay dispersion, GDD), 从而影响表面波在不同传输距离处电场的振幅、相位、脉冲宽度和瞬时频率分量等特性. 然而, 人们对于 SPP 传输中产生的色散行为研究较少. Yi 和 Hou<sup>[25]</sup> 使用光谱干涉测量法在时域中重建了 SPP 场, 揭示了传播对 SPP 波包的振幅和时间啁啾的影响, 并在可见光和近红外区域的宽频率范围内测量了 SPP 的群速度和群速度色散 (group velocity dispersion, GVD)<sup>[27]</sup>. 截至目前, 对于 SPP 传输特性的研究仅停留在百纳米厚度以上<sup>[17-25]</sup>, 近年来, 超薄金属薄膜在胶体合成与纳米加工等各种研究领域都具有重要意义, 可为等离激元传感、光电和电化学等领域提供高质量的金属基底<sup>[25]</sup>. 而对于超薄金属薄膜, 上、下表面激发的 SPP 会发生相互耦合, 极大改变 SPP 的传输特性. 因此揭示超薄金膜上 SPP 的 GVD、实现不同传输区域 SPP 场的主动调控, 对 fs-SPP 在纳米光子学、催化、传感等领域的进一步应用具有重要价值<sup>[28-30]</sup>.

本文利用理论分析与时域有限差分方法 (finite-difference time-domain, FDTD) 获得了 SPP 在金薄膜表面传输时产生的 GVD, 采用色散飞秒激光脉冲实现 SPP 波电场幅度、脉冲宽度的主动调控. 通过 SPP 在金属与电介质界面传播的色散关系求解  $k_{\text{spp}}$ , 并对  $k_{\text{spp}}$  进行二阶求导  $\partial^2 k_{\text{spp}} / \partial \omega^2$ , 得到了 SPP 在超薄金膜表面传输的群速度色散. 结果表明, 金薄膜厚度对 SPP 的 GVD 有显著影响. 通过 FDTD 计算了 SPP 在不同传输距离处的电场强度. 利用负色散脉冲激发 SPP, 能够补偿传输中产生的 GDD, 调控不同传输距离处 SPP 的电场强度并增强远程 SPP 的电场强度. 最后, 设计了一对不同高度的金纳米圆柱结构作为纳米天线, 通过调控

入射光色散与 SPP 传播色散相结合的手段, 实现纳米结构中局域近场切换顺序、切换时间的主动控制, 可用于基于 SPP 的片上互连电路的超快频率解调器.

## 2 结果与讨论

GDD 指电磁波在介质中传播时, 不同频率成分的群速度随时间分散. 群延迟色散指波包在色散介质中传输一定距离后, 不同频率成分随时间展宽的物理量. GVD 为波包经过单位长度的群延迟色散, 单位  $\text{fs}^2/\mu\text{m}$ . 为了获得 SPP 在超薄金膜上的传输特性, 通过计算波矢的二阶导数  $\partial^2 k_{\text{spp}} / \partial \omega^2$ <sup>[31]</sup>, 理论推导拟合了 SPP 的 GVD. SPP 沿着金属/电介质界面传输的色散关系为<sup>[32]</sup>

$$\tanh(S_2 h) (\varepsilon_1 \varepsilon_3 S_2^2 + \varepsilon_m^2 S_1 S_3) + [S_2 (\varepsilon_1 S_3 + \varepsilon_3 S_1) \varepsilon_m] = 0, \quad (1)$$

其中  $S_1^2 = k_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_1 k_0^2$ ,  $S_2^2 = k_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_m k_0^2$ ,  $S_3^2 = k_{\text{spp}}^2 - \varepsilon_3 k_0^2$ ,  $\varepsilon_m$  为金属的介电函数, 在本文理论推导中金的介电常数取自 Johnson 和 Christy<sup>[33]</sup> 实验测量结果.  $\varepsilon_1$  与  $\varepsilon_3$  为金膜上表面与下表面介质的介电常数, 在真空中  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ ;  $h$  为金膜厚度;  $k_0 = \omega/c$ ;  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ . 当  $h = 10 \text{ nm}$  时, 根据 (1) 式理论计算获得了 SPP 波矢实部与频率的关系, 并且进一步对其进行了多项式拟合, 如图 1(a) 所示. 对图 1(a) 中  $k_{\text{spp}}$  的多项式拟合方程进行二阶求导, 将得到不同波长下单位长度的群延迟色散, 最终计算结果如图 1(b) 所示.

SPP 在传播过程中产生不可忽略的 GDD, 这将导致 SPP 在传播过程中脉宽与强度不断变化.

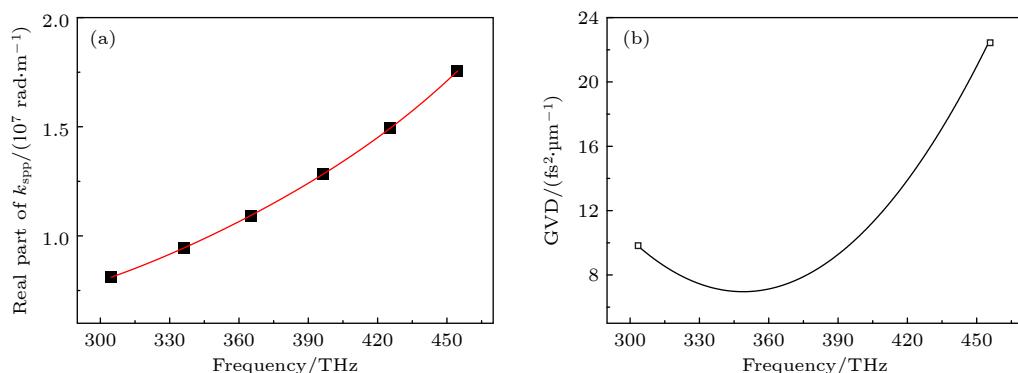


图 1 (a) SPP 波矢的实部与频率的多项式拟合; (b) 不同频率下 SPP 在 10 nm 金膜表面传播的群速度色散

Fig. 1. (a) Polynomial fitting of the real part of SPP wave vector versus frequency; (b) group velocity dispersion of SPP propagating on the surface of 10 nm gold film at different frequencies.

此外, 不同金膜厚度下 SPP 的群速色散有很大差异, 这主要是由于金膜上、下表面激发的 SPP 模式之间的耦合作用导致<sup>[32]</sup>.

采用 FDTD 方法计算 SPP 在不同传输距离下的电场演化曲线。图 2(a) 为 SPP 激发结构示意图, 其中 Au 薄膜表面存在宽度  $w = 350 \text{ nm}$  的穿透狭缝作为 SPP 的激发结构。在模拟过程中设定纳米结构周围介质为真空环境 ( $n = 1$ ), 采用全场散射场 (total field scattered-field, TFSF) 光源从金膜下部沿  $z$  轴正方向照射金膜狭缝以避免入射光与形成的 SPP 之间的干涉, 激光偏振沿  $x$  方向, 在金膜狭缝左、右两侧产生沿  $x$  轴正、负方向传输的 SPP 脉冲。飞秒激光脉冲光谱范围为 700—930 nm, 对应傅里叶变换极限脉冲宽度为 5 fs, 中心波长为 800 nm。

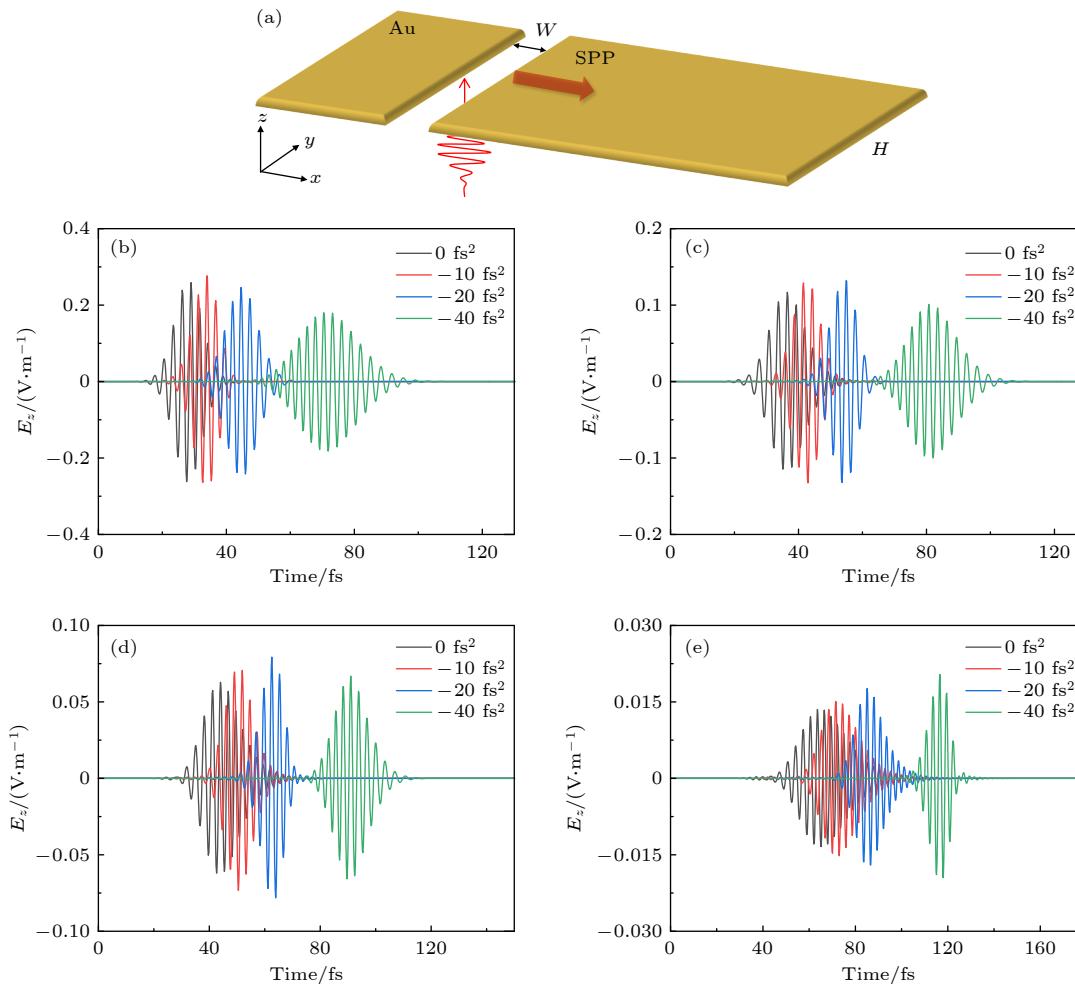


图 2 (a) 模拟设置示意图,  $W = 350 \text{ nm}$ ,  $H = 10 \text{ nm}$ ; 在色散量分别为 0 (黑色)、-10 (红色)、-20 (蓝色) 与  $-40 \text{ fs}^2$  (绿色) 的飞秒激光脉冲激发下, 传输距离分别为  $1 \mu\text{m}$  (b),  $2 \mu\text{m}$  (c),  $3 \mu\text{m}$  (d),  $6 \mu\text{m}$  (e) 的 SPP 电场演化曲线

Fig. 2. (a) Schematic diagram of the simulation setup,  $W = 350 \text{ nm}$ ,  $H = 10 \text{ nm}$ ; temporal evolution of electric field of SPP with the propagation distances of  $1 \mu\text{m}$  (b),  $2 \mu\text{m}$  (c),  $3 \mu\text{m}$  (d),  $6 \mu\text{m}$  (e) under the excitation of femtosecond laser pulse with the negative dispersion of 0 (black), -10 (red), -20 (blue),  $-40 \text{ fs}^2$  (green), respectively.

无啁啾高斯脉冲设置为

$$\begin{aligned} E(t) &= A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi(t)) \\ &= A_0 e^{-(t/\tau_G)^2} \cos(\omega_0 t + \varphi(t)), \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\omega_0$  为中心角频率,  $t = (t_0 - t_{\text{offset}})$ ,  $t_{\text{offset}}$  为入射光包络中心时刻,  $A(t)$  为高斯包络,  $A_0$  为电场振幅,  $\tau_G = \tau_P \sqrt{2 \ln 2}$ ,  $\tau_P$  为入射脉冲的持续时间,  $\varphi(t)$  为脉冲时域的相位. 当无啁啾高斯脉冲通过色散介质后转变为色散脉冲, 电场强度为<sup>[31]</sup>

$$\begin{aligned} E(t) &= A_0 (2\varphi'')^{-1/2} (\alpha^2 + \beta^2)^{-1/4} \\ &\times \exp \left\{ -i \left[ \omega_0 (t - \varphi') + \varphi_0 - \frac{\theta}{2} \right] \right\} \\ &\times \exp \left\{ -\alpha \beta^2 (\alpha^2 + \beta^2)^{-1} t^2 \right\} \\ &\times \exp \left\{ -i \alpha \beta^2 (\alpha^2 + \beta^2)^{-1} t^2 \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\alpha = (2\sqrt{\ln 2}/\tau_p)^2$ ,  $\beta = 1/(2\varphi'')$ ,  $\theta = \arctan(\beta/\alpha)$ ,  $\varphi''$  即为 GDD, 传播后脉宽展宽, 产生了线性色散.

图 2 显示了分别在 0, -10, -20 与 -40  $\text{fs}^2$  色散量的激光脉冲激发下, SPP 在 10 nm 金薄膜表面传输到不同距离处, 电场的演化曲线. 当 SPP 沿  $x$  轴传播距离为 1  $\mu\text{m}$  时, 在 -10  $\text{fs}^2$  色散量脉冲激发下, SPP 电场峰值强度达到最大值. 如图 2(b) 所示, 当传播长度为 1  $\mu\text{m}$  时, 电场峰值强度关系为  $E_{(-10 \text{ fs}^2)} > E_{(0 \text{ fs}^2)} > E_{(-20 \text{ fs}^2)} > E_{(-40 \text{ fs}^2)}$ ; 当传播长度为 2  $\mu\text{m}$  时 (图 2(c)), 电场峰值强度关系为  $E_{(-20 \text{ fs}^2)} > E_{(-10 \text{ fs}^2)} > E_{(0 \text{ fs}^2)} > E_{(-40 \text{ fs}^2)}$ ; 当传播长度为 3  $\mu\text{m}$  时 (图 2(d)), 电场峰值强度关系为  $E_{(-20 \text{ fs}^2)} > E_{(-10 \text{ fs}^2)} > E_{(-40 \text{ fs}^2)} > E_{(0 \text{ fs}^2)}$ ; 当传播长度为 6  $\mu\text{m}$  时 (图 2(e)),  $E_{(-40 \text{ fs}^2)} > E_{(-20 \text{ fs}^2)} > E_{(-10 \text{ fs}^2)} > E_{(0 \text{ fs}^2)}$ . 此外与图 2 中电场  $E_z$  分量峰值强度关系规律的结果相比, 电场  $E_z$  分量的峰值强度关系规律与其保持一致. 结果表明, SPP 在金薄膜表面传播过程中, 正色散呈线性积累, 而负色散激光脉冲激发可以补偿 SPP 传播中产生的正色散. 利用负色散激光脉冲可以优化和主动控制特定传播长度下的电场强度与 SPP 持续时间.

为实现灵活控制超薄金属薄膜上 SPP 的电场, 需要定量确定 SPP 的 GVD. 利用 FDTD 计算了 0, -10, -20, -30, -40 和 -60  $\text{fs}^2$  色散量的激光脉冲激发下, SPP 在 10 nm 金膜表面传输长度为 0.1—5.0  $\mu\text{m}$  (增量为 0.1  $\mu\text{m}$ ) 的 SPP 电场振幅. 发现负色散激光脉冲沿 10 nm 金膜表面传输时, 激发的 SPP 电场振幅可以超过无色散激光脉冲激发的 SPP 电场振幅. 表 1 列出了不同色散量的入射激光脉冲与无色散激光脉冲激发的 SPP 具有等效电场强度时的 SPP 传输长度. -10  $\text{fs}^2$  激光脉冲激发的 SPP 电场强度等于无色散激光脉冲激发的传输距离为 0.6  $\mu\text{m}$ ; -20  $\text{fs}^2$  为 1.3  $\mu\text{m}$ ; -30  $\text{fs}^2$  为 2.0  $\mu\text{m}$ ; -40  $\text{fs}^2$  为 2.7  $\mu\text{m}$ ; -60  $\text{fs}^2$  为 4.1  $\mu\text{m}$ . 如果传输距离相同的 SPP 电场强度相等, 则认为相应 SPP 的 GDD 绝对值近似相等. 结果表明, 增大 0.7  $\mu\text{m}$  的传输长度, 需要额外将入射激光脉冲增加 -10  $\text{fs}^2$  的负色散量, 使其与无色散激光脉冲激发具有绝对值相同的色散量. 设传播 0.7  $\mu\text{m}$  引入的正色散量为  $x \text{ fs}^2$ , 则  $|0+x| = |(-10)+x|$ , SPP 在 10 nm 金膜上传播每微米的色散量为  $5 \text{ fs}^2/0.7 \mu\text{m} \approx 7.2 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ . 则利用 FDTD 方法得到的 SPP 在 10 nm 金膜上

传播的 GVD 为  $7.2 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ , 与利用 (1) 式理论推导得到的  $7.8 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$  (图 1(b)) 结果一致性较好, 证明了该方法对计算 SPP 在 10 nm 厚度金膜表面传播的 GVD 的有效性. 其中数值模拟结果与理论推导结果之间的偏差, 可能是由于空间步长精度有限、网格设置等因素造成的. 基于此关系, 可以通过调节入射激光脉冲的色散量来实现对超薄金属薄膜上 SPP 电场的主动调制.

表 1 入射激光脉冲的色散量与 SPP 的传播长度  
Table 1. Dispersion of the incident laser pulse and propagation lengths of SPP.

入射激光脉冲的色散量/ $\text{fs}^2$	传播长度/ $\mu\text{m}$
-10	0.6
-20	1.3
-30	2.0
-40	2.7
-60	4.1

由 (1) 式可知, 传播常数  $k_{\text{spp}}$  随金膜厚度的变化而变化. 因此我们分别计算了  $z$  为 20 nm, 30 nm 与 40 nm 时 SPP 波矢的色散关系, 并对结果进行多项式拟合, 如图 3(a) 所示. 通过对  $k_{\text{spp}}$  进行二阶求导, 最终得到了 SPP 在不同厚度的金膜表面传播时的 GVD, 如图 3(b) 所示. 结果表明, 当金膜厚度小于 40 nm 时, 随着金膜厚度的增大, SPP 的 GVD 减小. 附录中给出了利用 FDTD 方法得到的 20—40 nm 厚度的超薄金膜上 SPP 传播的 GVD, 与理论拟合结果一致性较好.

为了探究 SPP 的 GVD 与金膜厚度的关系, 利用 (1) 式计算了不同厚度金膜的 SPP 传输常数, 结果如图 4(a) 所示. 当金膜厚度小于 40 nm 时, 传播常数随金膜厚度的增大而明显减小, 当厚度大于 60 nm 时, 传播常数基本保持不变. 图 4(b) 为理论拟合与数值模拟计算得到的 SPP(375 THz) GVD 随金膜厚度的变化曲线, 两者一致性较好. 结果表明, 当金膜厚度小于 40 nm 时, GVD 随金膜厚度的增大而急剧下降, 当厚度从 40 nm 增至 60 nm 时, 下降趋势趋于平缓, 当厚度大于 60 nm 时, GVD 基本保持不变.

上述研究表明, 利用色散激光脉冲可以有效补偿 SPP 在传输过程中产生的 GDD. 通过调控入射激光脉冲的色散量, 能够控制 SPP 在不同传输距离处的电场强度和脉冲宽度, 从而实现远程激发和传输. 此外根据 SPP 在超薄金膜表面的传播特性,

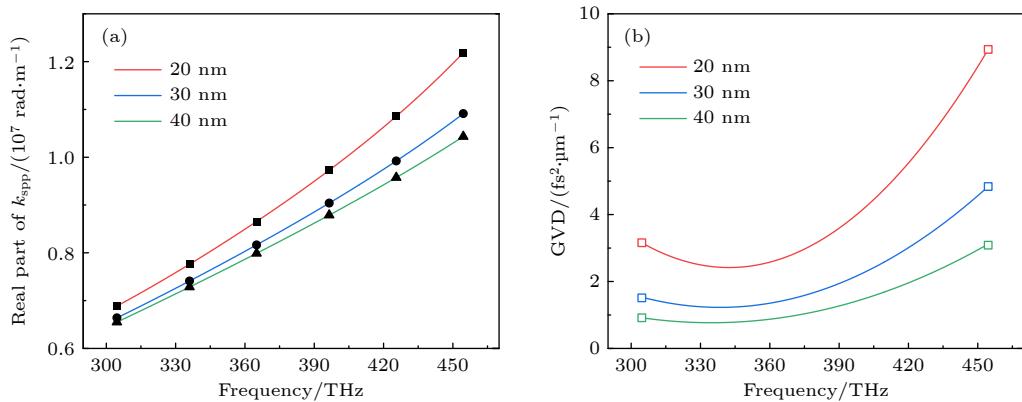


图 3 (a) SPP 在厚度分别为 20, 30 和 40 nm 的金膜上传播的波矢与频率的多项式拟合; (b) 不同频率下 SPP 在 20, 30 和 40 nm 金膜表面传播的群速度色散

Fig. 3. Dispersion relationship of GVD for SPP propagating on Au film with the thicknesses of 20, 30, and 40 nm; (b) group velocity dispersion of SPP propagating on the surface of 20, 30, and 40 nm gold film at different frequencies.

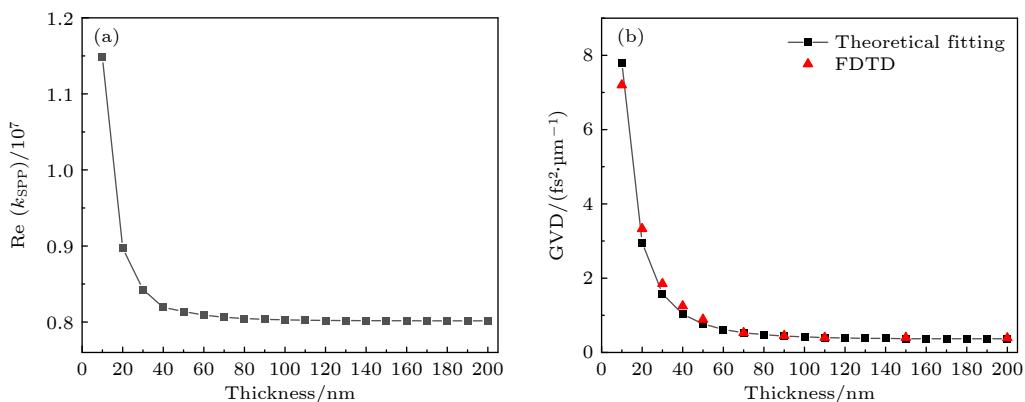


图 4 (a) 中心频率为 375 THz (800 nm) 时  $k_{\text{SPP}}$  的实部随金膜厚度的变化; (b) 中心波长为 800 nm 的入射光激发的 SPP, 在不同厚度的金膜表面传播产生的 GVD(黑色为理论拟合结果, 红色为 FDTD 模拟结果)

Fig. 4. (a) Real part of  $k_{\text{SPP}}$  versus the thickness of Au film at 375 THz (800 nm); (b) GVD versus the thickness of Au film obtained from theoretical calculation (black) and simulation calculation (red).

设计了一对不同高度的圆柱结构作为 SPP 的纳米接收器。图 5(a) 是 SPP 激发下的金圆柱结构示意图, 两个纳米圆柱结构的半径均为 25 nm, A1 和 A2 的高度分别为 90 nm 和 60 nm。图 5(b) 为利用 FDTD 方法模拟获得的纳米天线信号接收器中热点位置的近场谱, 共振频率为 315.8 THz 与 370.8 THz, 其中近场谱为位于的每个纳米圆柱结构中心  $y$  轴的左侧端点, 距离 Au 薄膜上表面 2 nm 处位置的点监视器在不同入射波长激发下的电场强度计算结果。对于 315.8 THz 的共振模式热点主要集中在 A1, 而 370.8 THz 的共振模式热点主要集中在 A2, 如图 5(c), (d) 所示。

图 6(a) 为在光谱范围为 750—1020 nm 的无色散超快激光脉冲激发下, A1 与 A2 热点处的电

场演化曲线。两个金纳米圆柱结构在 10 nm 金膜上被 SPP 激发, 其传播距离距凹槽边缘 6  $\mu\text{m}$ , 约 6.2 fs 后电场从 A1 切换到了 A2。然而, 此时的切换对比度相对较低。图 6(b) 为在 40  $\text{fs}^2$  色散量的激光脉冲激发下, A1 与 A2 的电场演化曲线。电场首先在 186.0 fs 时刻集中在 A1 中, 然后在 13.6 fs 后切换到 A2。当入射激光脉冲的色散量增大到 80  $\text{fs}^2$  时, 切换时间随之增加到 19.3 fs, 如图 6(c) 所示。而当用色散量为 -80  $\text{fs}^2$  的激光脉冲照射凹槽时, 经过 17.6 fs 后电场由 A2 切换到 A1, 如图 6(d) 所示, 色散脉冲激发下的切换对比度优于无色散激光脉冲激发的切换对比度。结果表明, 通过控制入射脉冲色散的符号和大小, 可以实现对金圆柱体结构中电场的切换顺序与切换时间的主动控制。

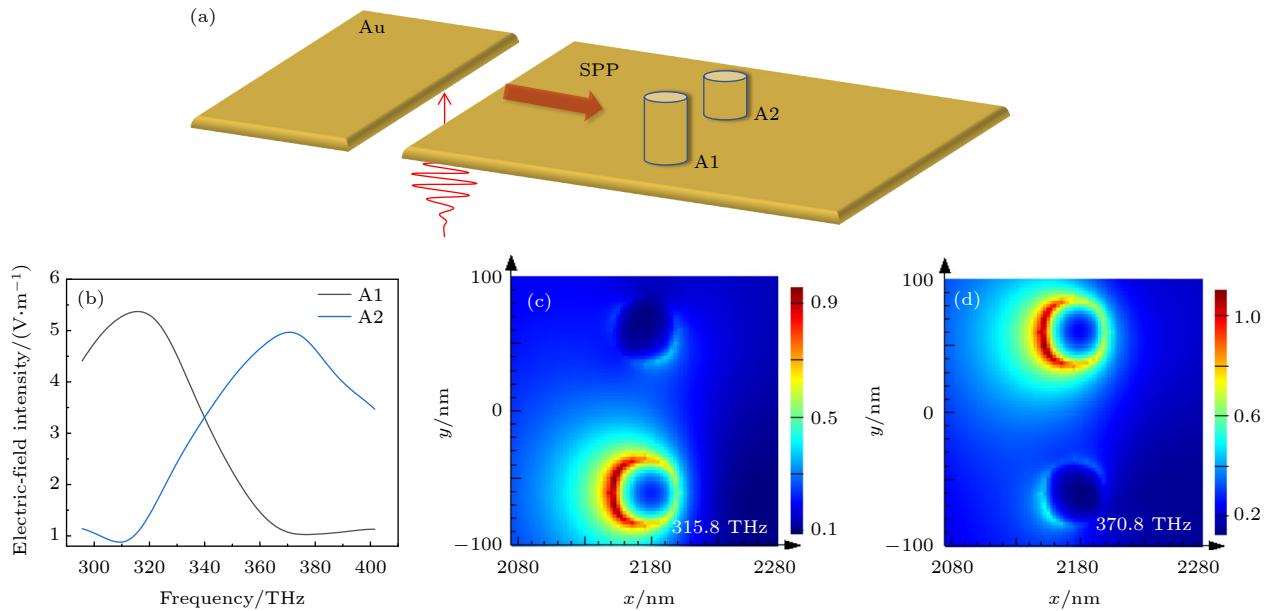


图 5 (a) SPP 激发下的金圆柱结构示意图; (b) 两个纳米圆柱结构热点位置的近场谱; (c) 315.8 THz 频率激发下金纳米圆柱结构的近场分布图; (d) 370.8 THz 频率激发下金纳米圆柱结构的近场分布图

Fig. 5. (a) Schematic diagram of Au cylinders with the excitation of SPP; (b) near-field spectrum at the hot spots of two Au nano-cylinders; field profiles of the two Au nano-cylinders at 315.8 THz (c) and 370.8 THz (d) of excitation frequency.

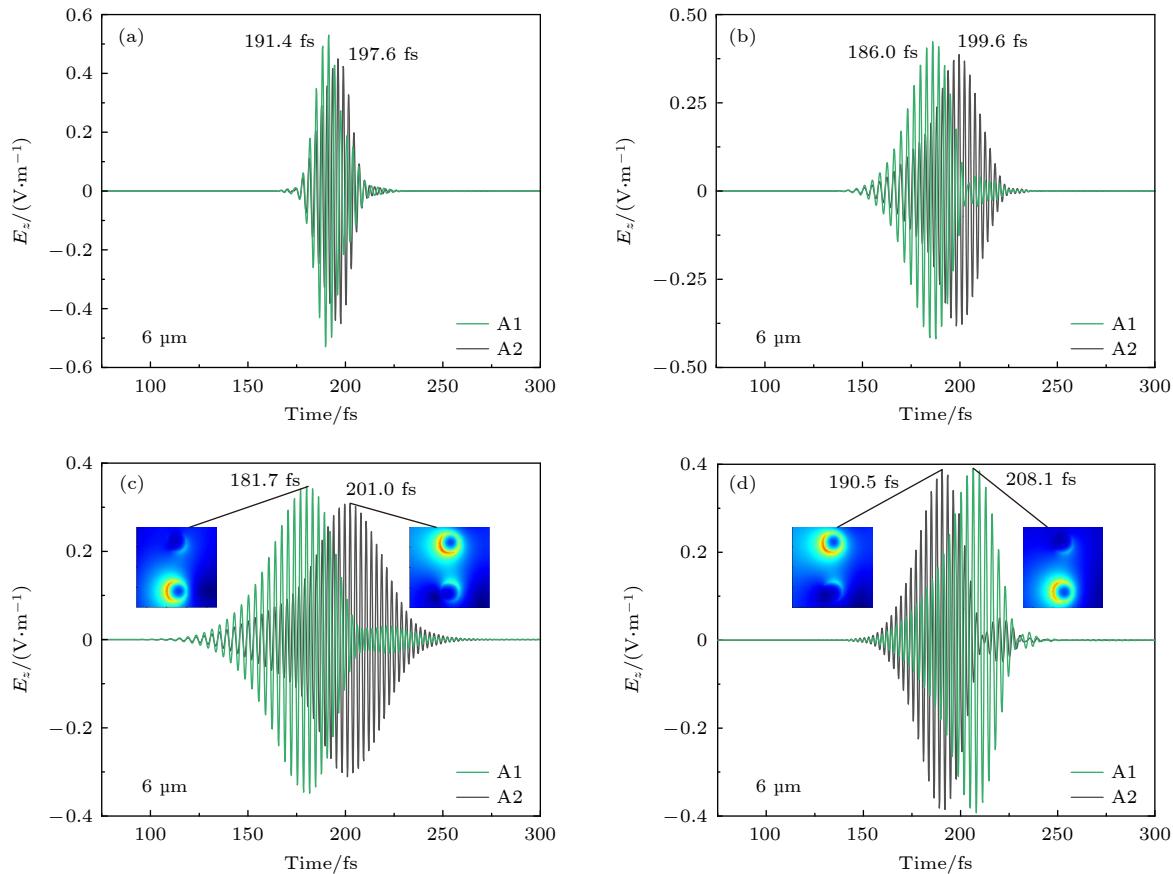


图 6 色散量分别为  $0 \text{ fs}^2$  (a),  $40 \text{ fs}^2$  (b),  $80 \text{ fs}^2$  (c) 与  $-80 \text{ fs}^2$  (d) 的激光脉冲激发下 A1 与 A2 纳米圆柱结构热点处的电场演化曲线

Fig. 6. Temporal evolution of electric field at the hotspot from A1 and A2 nano-cylinders excited by  $0 \text{ fs}^2$  (a),  $40 \text{ fs}^2$  (b),  $80 \text{ fs}^2$  (c) and  $-80 \text{ fs}^2$  (d) laser pulse.

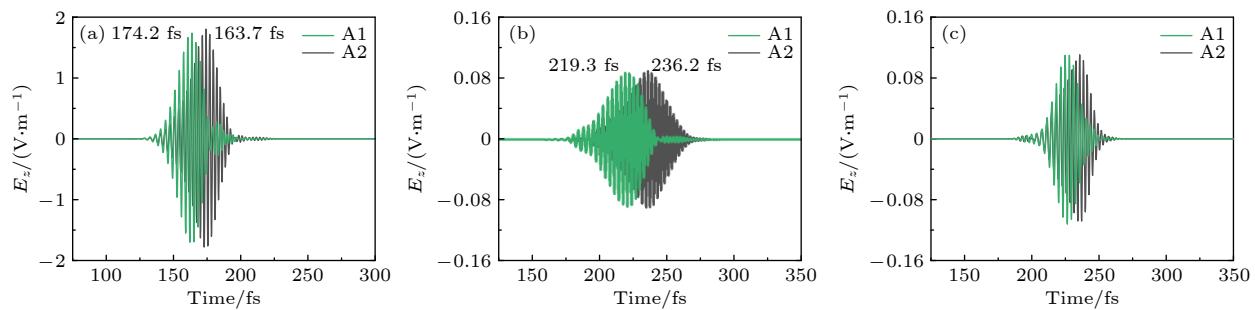


图 7 色散量为  $40 \text{ fs}^2$  的脉冲激发下, 传播距离距凹槽边缘  $2 \mu\text{m}$  (a) 与  $12 \mu\text{m}$  (b) 时, A1 与 A2 纳米圆柱结构热点处的电场演化曲线; (c) 色散量为  $0 \text{ fs}^2$  的脉冲激发下, 传播距离距凹槽边缘  $12 \mu\text{m}$  时, A1 与 A2 纳米圆柱结构热点处的电场演化曲线

Fig. 7. Temporal evolution of electric field at the hotspot from A1 and A2 nano-cylinders when the propagation distance is  $2 \mu\text{m}$  (a) and  $12 \mu\text{m}$  (b) from the edge of the groove under the excitation of the incident laser pulse with a dispersion of  $40 \text{ fs}^2$ ; (c) temporal evolution of electric field at the hotspot from A1 and A2 nano-cylinders when the propagation distance is  $12 \mu\text{m}$  from the edge of the groove under the excitation of the incident laser pulse with a dispersion of  $0 \text{ fs}^2$ .

与图 6(b) 中激发脉冲相同的情况下, 传播距

离距凹槽边缘  $2 \mu\text{m}$  时, A1 与 A2 热点处的电场演化曲线如图 7(a) 所示, 切换时间随之减小到  $10.5 \text{ fs}$ . 当传播距离增大到  $12 \mu\text{m}$  时, 切换时间随之增加到  $16.9 \text{ fs}$ . 此外如图 7(c) 所示, 无色散超快激光脉冲激发下, 当传播距离增大到  $12 \mu\text{m}$  时, 切换时间随之增加到  $10.2 \text{ fs}$ , 并且与传播距离  $6 \mu\text{m}$  (图 6(a)) 的结果相比, 优化了切换对比度. 结果表明, 通过控制 SPP 的传输距离, 可以实现对金圆柱体结构中场切换时间的主动控制. 为基于 SPP 的片上互连电路系统中信号的发送、接收与编码等功能提供了一种有前景的途径.

### 3 结 论

本文基于 (1) 式的理论推导与数值模拟计算得到了 SPP 在金属薄膜与真空界面处传播的 GVD. 采用色散激光脉冲激发可以减小 SPP 波在一定传播距离处产生的群延迟色散. 当金膜厚度小于  $40 \text{ nm}$  时, GVD 随金膜厚度的增大而明显减小, 当厚度大于  $60 \text{ nm}$  时, GVD 基本保持不变. 利用 FDTD 方法, 通过比较不同色散量的激光脉冲对电场强度的影响, 得到了 SPP 在金膜表面传播的 GVD, 结果与理论结果一致性较好. 结果表明, 可以利用负色散激光脉冲来补偿 SPP 在特定传输距离的群延迟色散. 此外, 设计了一对高度不同的金纳米圆柱结构作为基于 SPP 的超快频率接收器. 通过结合入射激光脉冲的色散和 SPP 传输产生的群延迟色散, 可以实现飞秒-纳米时空尺度内电场

的灵活控制.

### 附录 AFDTD 模拟方法计算 $20 \text{ nm}$ , $30 \text{ nm}$ , $40 \text{ nm}$ 厚金膜表面传输 SPP 的 GVD

利用 FDTD 方法对比相同激光脉冲激发不同厚度金膜 SPP 在传播相同距离后的电场演化情况. 对比图 A1(a) 中金膜厚度分别为  $10$ ,  $20$ ,  $30$ ,  $40 \text{ nm}$  时相同脉冲激发的 SPP 传播  $3 \mu\text{m}$  后的电场演化曲线, 此时对应的激发脉冲为无色散脉冲, 飞秒激光脉冲光谱范围为  $700$ — $930 \text{ nm}$ , 对应脉冲宽度为  $5 \text{ fs}$ , 中心波长为  $800 \text{ nm}$ . 不同膜厚的 SPP 具有不同的电场强度与持续时间, 这说明当金膜厚度不同时, 对应的群速度色散是不同的. 如图 A1(b)—(d) 所示, 当膜厚为  $20 \text{ nm}$  时,  $-10 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 在传播  $3 \mu\text{m}$  后电场强度强于  $0 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP:

$E_{z(-10 \text{ fs}^2)} > E_{z(0 \text{ fs}^2)}$ ; 当膜厚为  $30 \text{ nm}$  时,  $-10 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 在传播  $3 \mu\text{m}$  后电场强度与  $0 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 近似相等:  $E_{z(-10 \text{ fs}^2)} \approx E_{z(0 \text{ fs}^2)}$ ; 当膜厚为  $40 \text{ nm}$  时,  $-10 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 在传播  $3 \mu\text{m}$  后电场强度弱于  $0 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP:  $E_{z(-10 \text{ fs}^2)} < E_{z(0 \text{ fs}^2)}$ . 这进一步说明了对于在不同厚度的金膜-真空界面传播的 SPP, 群速度色散是不同的. 证明了不同膜厚的 SPP 具有不同的传播特性, 准确了解 SPP 的传播特性对于评估和优化等离激元器件的性能至关重要.

如正文所述, 当不同色散量的飞秒激光脉冲所激发的 SPP 在相同传输距离电场峰值强度相等时, 对应两个 SPP 脉冲色散量绝对值近似相同. 我们利用 FDTD 计算结果得到: 当金膜厚度为  $20 \text{ nm}$ ,  $30 \text{ nm}$  与  $40 \text{ nm}$  时, SPP 传输引起的群速度色散分别为  $3.33$ ,  $1.85$  与  $1.25 \text{ fs}^2/\mu\text{m}$ . 随着金膜厚度的增大, 群速度色散随之不断减小.

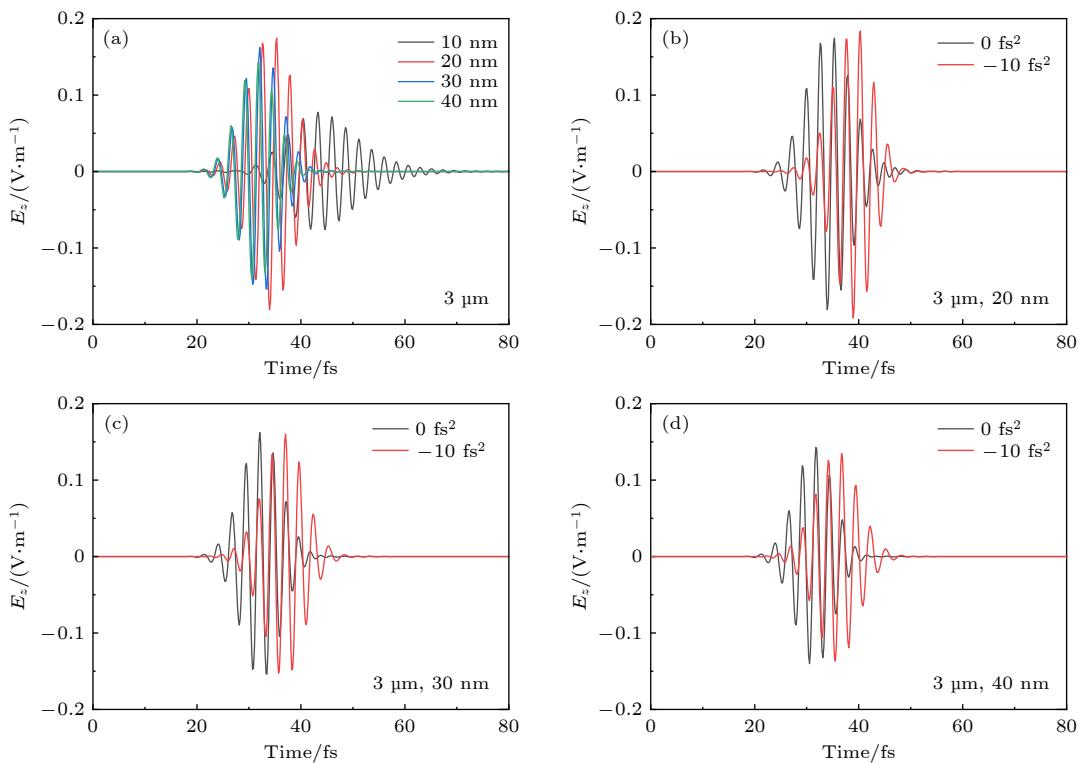


图 A1 (a) 金膜厚度分别为 10, 20, 30 与 40 nm 时相同变换极限脉冲激发的 SPP 传播 3  $\mu\text{m}$  的电场演化曲线. 当金膜厚度为 20 nm (b), 30 nm (c) 与 40 nm (d) 时,  $-10 \text{ fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 在传播 3  $\mu\text{m}$  后电场强度与 0  $\text{fs}^2$  飞秒激光脉冲激发的 SPP 传播 3  $\mu\text{m}$  后的电场演化曲线对比

Fig. A1. (a) Electric field evolution curves for SPP propagation 3  $\mu\text{m}$  excited by the same propagation limit pulse for Au film thicknesses of 10, 20, 30 and 40 nm. Comparison of the electric field strength of SPP excited by a  $-10 \text{ fs}^2$  femtosecond laser pulse after propagation of 3  $\mu\text{m}$  with the electric field evolution curves of SPP excited by a  $0 \text{ fs}^2$  femtosecond laser pulse after propagation of 3  $\mu\text{m}$  when the Au film thickness is 20 nm (b), 30 nm (c) and 40 nm (d).

## 参考文献

- [1] Komatsu K, Pápa Z 2024 *Nano Lett.* **24** 2637
- [2] Sandtke M 2007 *Ph. D. Dissertation* (Enschede: University of Twente)
- [3] Zayats A V, Smolyaninov I I 2003 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5** S16
- [4] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Vol. 1) (New York: Springer) pp39–50
- [5] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [6] Pitarka J M, Silkin V M, Chulkov E V, Echenique P M 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** 1
- [7] Song H B, Lang P S, Ji B Y, Xu Y, Peng S Y, Song X W, Lin J Q 2024 *J. Phys. Chem. Lett.* **15** 7924
- [8] Goerlitzer E S A, Mohammadi R, Nechayev S, Volk K, Rey M, Banzer P, Karg M, Vogel N 2020 *Adv. Mater.* **32** 2001330
- [9] Joly A G, Gong Y, El-Khoury P Z, Hess W P 2018 *J. Phys. Chem. Lett.* **9** 6164
- [10] Sumimura A, Ota M 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 2419
- [11] Razinskas G, Kilbane D, Melchior P, Geisler P, Krauss E, Mathias S, Hecht B, Aeschlimann M 2016 *Nano Lett.* **16** 6832
- [12] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photonics* **4** 83
- [13] Jin J J, Li X, Guo Y H, Pu M B, Gao P, Ma X L, Luo X G 2019 *Nanoscale* **11** 3952
- [14] Pors A, Nielsen M G, Bernardin T, Weeber J C, Bozhevolnyi S I 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e197
- [15] Lin J, Mueller J P B, Wang Q, Yuan G H, Antoniou N, Yuan X C, Capasso F 2013 *Science* **340** 331
- [16] Rockstuhl C, Herzig H P 2004 *Opt. Lett.* **29** 2181
- [17] Bernatová S, Donato M G, Ježek J, Pilát Z, Samek O, Magazzù A, Maragò O M, Zemánek P, Gucciardi P G 2019 *J. Phys. Chem. C* **123** 5608
- [18] Yao W J, Liu S, Liao H M, Li Z, Sun C W, Chen J J, Gong Q H 2015 *Nano Lett.* **15** 3115
- [19] Qin Y L, Song X W, Ji B Y, Xu Y, Lin J Q 2019 *Opt. Lett.* **44** 2935
- [20] Buckanie N M, Kirschbaum P, Sindermann S, Meyer zu Heringdorf F J 2013 *Ultramicroscopy* **130** 49
- [21] Weeber J C, Lacroute Y, Dereux A, Devaux E, Ebbesen T, Girard C, González M U, Baudrion A L 2004 *Phys. Rev. B* **70** 235406
- [22] Leißner T, Lemke C, Jauernik, Müller M, Fiutowski J, Tavares L, Thilsing-Hansen K, Kjelstrup-Hansen J, Magnussen O, Rubahn H G, Bauer M 2013 *Opt. Express* **21** 8251
- [23] Lepetit L, Chériaux G 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2467
- [24] Iaconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [25] Yi J M, Hou D 2017 *ACS Photonics* **4** 347
- [26] Yu H K, Liu B D, Wu W L, Li Z Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 149101 (in Chinese) [虞华康, 刘伯东, 吴婉玲, 李志远 2019 物理学报 **68** 149101]
- [27] Zhang W J, Gao L, Wei H, Xu H X 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 147302 (in Chinese) [张文君, 高龙, 魏红, 徐红星 2019 物理学报 **68** 147302]

- 报 68 147302]
- [28] Kiani F, Tagliabue G 2022 *Chem. Mater.* **34** 1278
- [29] Qin H L, Wang D, Huang Z L, Wu D M, Zeng Z C, Ren B, Xu K, Jin J 2013 *J. Am. Chem. Soc.* **135** 12544
- [30] Maniyara R A, Rodrigo D, Yu R W, Canet-Ferrer J, Ghosh D S, Yongsunthon R, Baker D E, Rezikyan A, de Abajo F J G, Pruneri V 2019 *Nat. Photonics* **13** 328
- [31] Zhang Z 2011 *Femtosecond Laser Technology* (Vol. 1) (Beijing: China Science Publishing & Media LTD) pp6–12
- [32] Burke J J, Stegeman G I, Tamir T 1986 *Phys. Rev. B* **33** 5186
- [33] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370

# Tailoring group delay dispersion of surface plasmon polaritons propagating on thin gold film by chirped femtosecond laser pulses\*

Song Han-Bing<sup>1) #</sup> Lang Peng<sup>1)3) #</sup> Ji Bo-Yu<sup>1)3)</sup> Xu Yang<sup>1)2)3)</sup>  
Song Xiao-Wei<sup>1)2)3)</sup> Lin Jing-Quan<sup>1)3) †</sup>

1) (*Key Laboratory of Ultrafast and Extreme Ultraviolet Optics, School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

2) (*Chongqing Research Institute, Changchun University of Science and Technology, Chongqing 401135, China*)

3) (*Zhongshan Institute of Changchun University of Science and Technology, Zhongshan 528400, China*)

(Received 12 July 2024; revised manuscript received 12 August 2024)

## Abstract

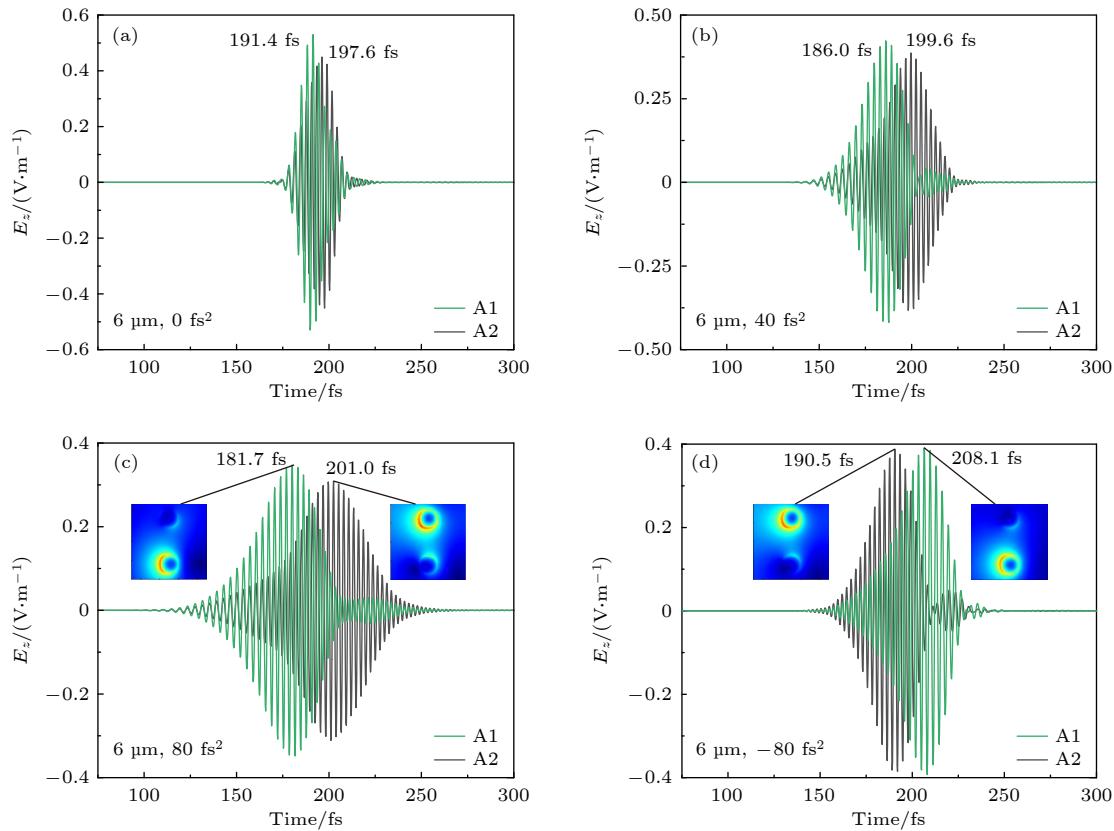
Understanding the propagation characteristics of surface plasmon polaritons (SPPs) is of great significance in designing and constructing on-chip integrated systems utilizing plasmonic effect. Accurately characterizing and flexibly controlling SPP on thin metal film are indispensable. Here, we theoretically derive the group velocity dispersion of SPP propagation on the surface of Au films with various thicknesses. The results obtained in this work indicate that when the thickness of the Au film is less than 40 nm, group velocity dispersion of SPP decreases significantly as the film thickness increases. The decrease of group velocity dispersion becomes mild with the thickness increasing from 40 nm to 60 nm, then the dispersion keeps a very low constant value for the film thicker than 60 nm. Using the finite-difference time-domain method, temporal evolution of localized electric field of SPP is numerically simulated for various propagation distances. By comparing the field amplitudes and the dispersions of SPP which are excited by incident light pulses with different dispersions, group velocity dispersions of SPP on the Au films are obtained, showing a good consistence with the theoretical results. Moreover, we demonstrate that by utilizing the tailored SPP to excite metal nanoantenna, selective excitations at different frequencies on a femtosecond temporal scale can be achieved through localized surface plasmonic resonant effect. Manipulating the sign and amount of the dispersion from the incident pulse, the active control of the switching sequence and switching time of electric field between the Au cylinders can be achieved. Manipulating the propagation distance of SPP, the active control of the switching time of electric field

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2022YFA1604304, 2022YFA1604303), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12374341, 62005022, 12004052), the Department of Science and Technology of the Jilin Province, China (Grant No. 20230508143RC), the “111” Project of China (Grant No. D17017), the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant Nos. CSTB2023NSCQ-MSX1026, CSTB2023NSCQ-MSX0302, CSTB2023NSCQ-MSX0708), and the Postdoctoral Fellowship Program of China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. GZC20232234).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: linjingquan@cust.edu.cn

between the Au cylinders can be achieved. Therefore, those results provide a promising avenue for realizing functions such as signal propagation, reception, adjustment, and encoding in on-chip interconnect circuit systems based on SPP. This work shows that the dispersion can be used as degree of freedom for controlling the amplitude, phase and pulse width of SPP propagating on thin film, and it is of great importance in designing and controlling on-chip integrated systems through utilizing plasmonic effect, such as ultrafast frequency demodulators and nanoantennas in on-chip interconnect optical circuits.



**Keywords:** surface plasmon polaritons, femtosecond laser pulse, group velocity dispersion, group delay dispersion

**PACS:** 71.45.Gm, 73.20.Mf

**DOI:** [10.7498/aps.73.20240973](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240973)



## 利用啁啾飞秒激光脉冲调控金薄膜中传输表面等离激元的群延迟色散

宋寒冰 郎鹏 季博宇 徐洋 宋晓伟 林景全

**Tailoring group delay dispersion of surface plasmon polaritons propagating on thin gold film by chirped femtosecond laser pulses**

Song Han-Bing Lang Peng Ji Bo-Yu Xu Yang Song Xiao-Wei Lin Jing-Quan

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 73, 177102 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240973

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240973>

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

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

飞秒传输表面等离激元的近场成像表征与激发效率的调控

Near-field imaging of femtosecond propagating surface plasmon and regulation of excitation efficiency

物理学报. 2021, 70(10): 107101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201827>

飞秒激光在空气中成丝诱导氮荧光发射的空间分布

Spatial distribution of nitrogen fluorescence emission induced by femtosecond laser filamentation in air

物理学报. 2021, 70(13): 134206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201704>

表面等离极化激元的散射及波前调控

Scatterings and wavefront manipulations of surface plasmon polaritons

物理学报. 2020, 69(15): 157804 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200614>

开口狭缝调制的耦合微腔中表面等离激元诱导透明特性

Surface plasmon induced transparency in coupled microcavities assisted by slits

物理学报. 2020, 69(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200369>

表面等离激元与入射光共同作用下的金纳米结构近场调控

Near-field control of gold nanostructure under joint action of surface plasmon polariton and incident light

物理学报. 2023, 72(17): 175202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230514>

基于等离激元纳米结构非线性响应的超快光开关及脉冲激光器

Ultrafast optical switches and pulse lasers based on strong nonlinear optical response of plasmon nanostructures

物理学报. 2020, 69(18): 189101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200456>