

通过表面等离激元远程激发局域表面等离激元的去相位时间的控制

刘波廷

长春理工大学物理学院, 吉林 长春

收稿日期: 2025年5月9日; 录用日期: 2025年6月23日; 发布日期: 2025年6月30日

摘 要

近年来, 传播表面等离激元(Surface Plasmon Polaritons, SPP)激发的局域表面等离激元(Localized Surface Plasma, LSP), 由位于金属膜上的纳米颗粒支持, 由于其非凡的性能, 例如在光催化剂和传感领域具有潜在的应用, 受到了越来越多的关注。然而, 对该系统的研究, 特别是对近场光谱和传感性能的进一步优化所必需的时间响应的研究仍然十分迫切。在本文中, 我们研究了在SPP的远程激发下, 能够产生LSP的金纳米球的局域近场光学响应。可以发现随着半径的增大, SPP激发的LSP近场强度也会增大, 并且在半径为70 nm时近场强度发生了突变, 这是由于此时的LSP和SPP的耦合作用更强导致的。此外, 发现SPP激发的LSP的去相时间比激光场直接激发的情况要长, 增幅近两倍(从3.8 fs延长至7.81 fs)并且随着金纳米球半径的增加而延长(从6.67 fs延长至7.57 fs)。本文的研究结果可用于定向调制局域表面等离激元的近场强度, 为延长共振场的去相位时间提供了新的途径。

关键词

等离激元动力学, 局域等离激元, 等离激元耦合, 去相位时间

Control of Dephasing Time of Localized Surface Plasmons Remotely Excited by Surface Plasmons

Boting Liu

School of Physics, Changchun University of Science and Technology, Changchun Jilin

Received: May 9th, 2025; accepted: Jun. 23rd, 2025; published: Jun. 30th, 2025

文章引用: 刘波廷. 通过表面等离激元远程激发局域表面等离激元的去相位时间的控制[J]. 应用物理, 2025, 15(6): 652-660. DOI: 10.12677/app.2025.156070

Abstract

In recent years, localized surface plasmons (LSPs) excited by propagating surface plasmon polaritons (SPPs), supported by nanoparticles located on metal films, have received increasing attention due to their extraordinary properties, such as potential applications in the fields of photocatalysis and sensing. However, the study of the system, especially the time response required for further optimization of near-field spectroscopy and sensing performance, is still very urgent. In this paper, we study the localized near-field optical response of gold nanospheres capable of generating LSP under the remote excitation of SPP. It can be found that as the radius increases, the LSP near-field intensity excited by SPP also increases, and the near-field intensity changes abruptly when the radius is 70 nm, which is due to the stronger coupling between LSP and SPP at this time. In addition, it is found that the dephasing time of LSP excited by SPP is longer than that excited by laser field directly, and the increase is nearly twice (from 3.8 fs to 7.81 fs) and increases with the increase of the radius of gold nanospheres (from 6.67 fs to 7.57 fs). The results of paper can be used to modulate the near-field intensity of localized surface plasmons, which provides a new way to extend the dephasing time of the resonance field.

Keywords

Plasmon Dynamics, Local Plasmons, Plasmon Coupling, Dephasing Time

Copyright © 2025 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

金属纳米结构的局域表面等离子激元(LSP)是导电电子与入射驱动场相互作用的集体振荡[1]。LSP 可以被激光场直接激发,也可以被传播表面等离子激元(SPP)间接激发[2]。激光脉冲直接激发 LSP 具有局域场增强效应和快速阻尼机制等特点,已被广泛应用于超分辨成像[3]、传感[4]、表面增强拉曼散射(Surface-enhanced Raman Scattering, SERS) [5]等领域。并且 LSP 的近场响应在频率演化[6]、消光时间的测量和控制[7]、飞秒场动力学[8]等方面得到了许多研究者的关注。可以激发产生 LSP 的纳米结构通过 LSP 耦合激发金属纳米结构的集体电子振荡,展现出场增强的独特优势,可用作接收和发射的耦合器件[9]。同时, SPP 和纳米天线 LSP 在金属膜上的耦合可以进一步增强电场。目前,利用 SPP 调控纳米结构激发 LSP 近场强度的研究严重不足。

本文利用时域有限差分(Finite-difference Time-domain, FDTD)方法研究了 SPP 和 LSP 共存的金膜上 SPP-LSP 纳米球的近场响应[10]。结果表明,随着金纳米球半径的增大, SPP-LSP 的近场强度呈现出共振峰位不变而峰值增大的现象。与传统的激光激发相比, SPP 激发的 LSP 可以在不改变共振峰的情况下调节近场强度。通过分析局域电场的频率和强度的演化,证明了 SPP 激发的 LSP 的光谱主要由 SPP 控制。此外,还发现与激光场直接激发的去相位情况相比, SPP 激发 LSP 的去相时间更长。

2. 结构参数和 FDTD 仿真设置

用于激发 SPP 的并在 Au 膜上形成 LSP 的金纳米球结构示意图如图 1 所示。以玻璃为基底,在其上覆盖一层厚度为 1.55 nm 的金膜,并在金膜上刻蚀一层厚度为 H (与金膜的厚度相同),宽度为 100 nm,

内半径为 1000 nm 的圆形凹槽，金膜的厚度远大于金的趋肤深度[11]。将半径为 70 nm 的金纳米球放置在石墨烯的中心。Au 的介电常数选自 Johnson 和 Christy [12]列出的实验数据。激光后入射到玻璃的一端，然后激发沿 Au 膜表面传播的 SPP，所用的激光源是总场散射场(total field scattered field, TFSF)。所用激光源的波长范围为 400~800 nm，脉冲长度为 2.65 fs，偏振方向沿 X 轴。记录近场响应的监视器放置在金膜与金纳米球之间的间隙处。仿真区域采用完美吸收层作为边界条件，仿真区域大小为 $9 \times 6 \times 2 \mu\text{m}^3$ 。收敛性检验结果表明，所设置的计算网格精度能够满足要求。为了准确表征金纳米球间隙空间中产生的 LSP，采用单元尺寸为 $2 \times 2 \times 2 \text{ nm}^3$ 的 3D 叠加网格覆盖面积为 $300 \times 300 \times 300 \text{ nm}^3$ 的纳米球结构，计算 LSP 的近场。网格的中心与纳米球的中心重叠，并进行了严格的收敛性测试。

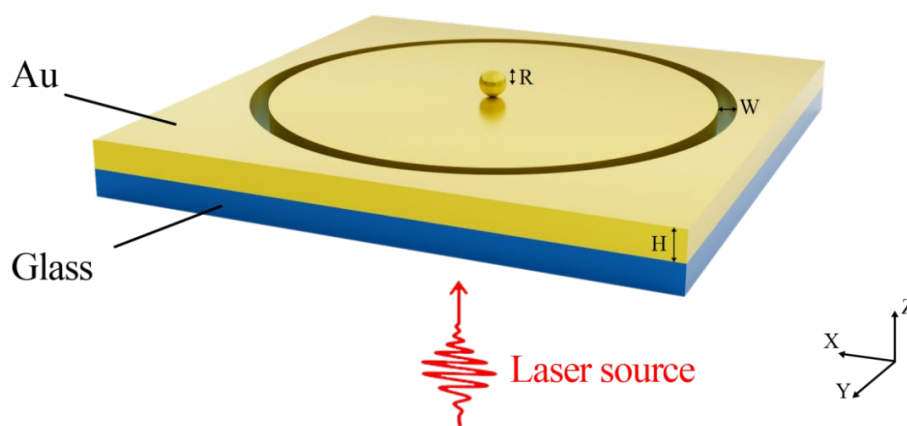


Figure 1. Schematic diagram of the composite structure of metal ring groove nano sphere
图 1. 金属圆环凹槽 - 纳米球复合结构的结构示意图

3. 金纳米球在不同激发条件下的动力学研究

3.1. 不同厚度下 SPP 的变化研究

为了寻找合适的结构产生 SPP 激发局域表面等离激元，我们利用激光激发研究了 SPP 的动力学演化。图 2(a)展示了激光激发 SPP 的结构。图 2(b)显示了 x-y 平面内的电场分布，可以看出当使用 S 偏振光且 SPP 向中间传播时，电场分布呈现左右对称和半圆形波纹，这是由于激光产生的 SPP 垂直于表面 [13]。图 2(c)显示了 x-z 平面内的电场分布。这是因为激光产生的 SPP 是垂直于电场表面的，图 2(c)显示了 x-z 平面内的电场分布，从中可以发现电场分布呈现波动，同时向中间传播，但是 SPP 的传播并没有随着传播距离的增加而减小，而是在中心的前方出现最大值，这是由于结构中的两个 SPP 向中间传播，并且中间的电场叠加。接下来，我们将研究金膜厚度对 SPP 强度的影响。图 2(d)显示了金膜厚度变化时的近场强度，虽然厚度不同，但所有的近场强度在整体趋势上都会保持一致。在金膜厚度为 155 nm 时，其共振波长分别为 538 nm、578 nm、635 nm 和 735 nm。而在厚度改变的时候，共振波长也会发生变化，但产生的变化不大。前两个共振峰的峰值随着金膜厚度的增加而减小，后两个共振峰的峰值随着金膜厚度的减小而增大。同时，后三个峰位出现了蓝移。从四个厚度的近场强度曲线我们可以发现在厚度 $H = 155 \text{ nm}$ 时使用光激发的 SPP 的共振波长正好与直接使用半径为 70 nm 的金纳米球被光直接激发的共振波长相同，他们的共振波长都是 635 nm。因为他们有相同的共振波长，并且在四个厚度的金膜中，其峰位也在中间，并不会是极值而导致会有其他的原因影响激发的 LSP。因此选择厚度为 155 nm 的结构参数进行进一步研究。

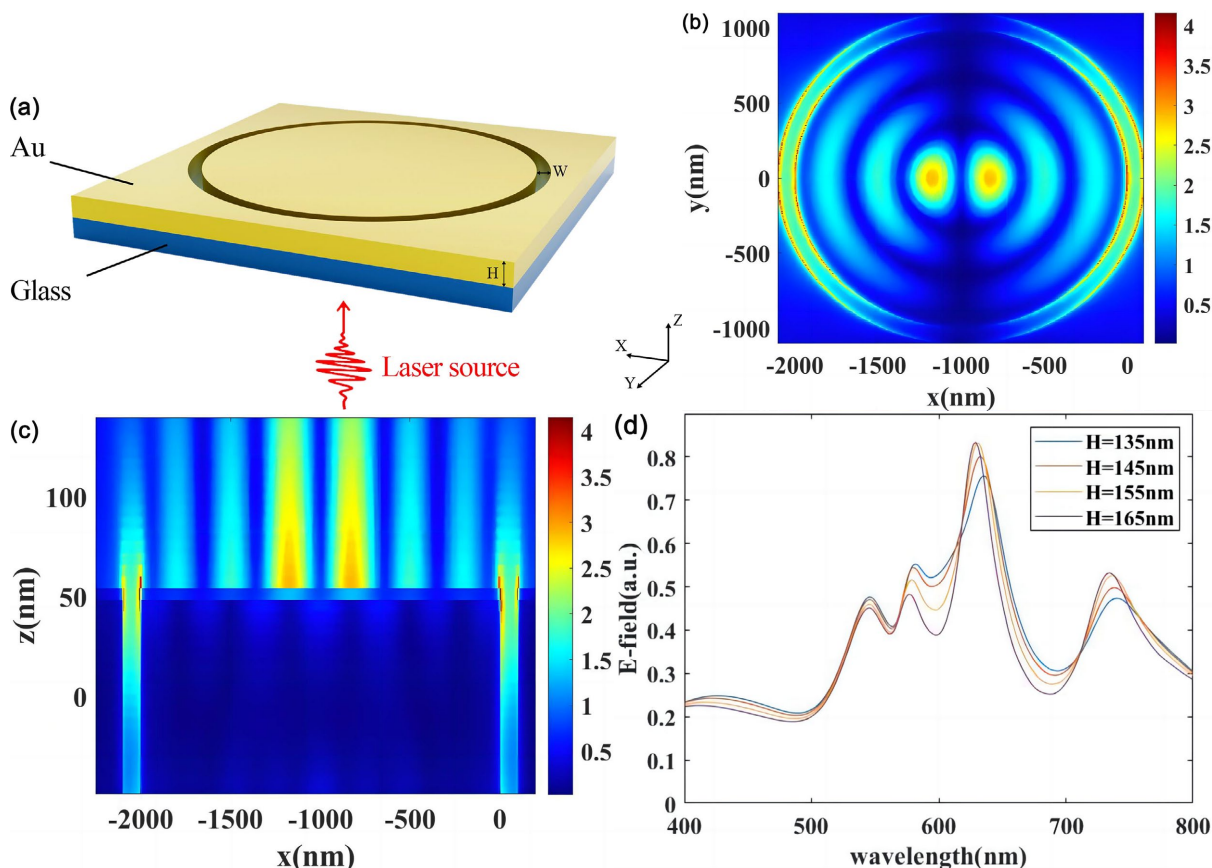


Figure 2. Plan view of metal ring groove structure and laser excited SPP near-field distribution, as well as the variation curve of near-field intensity. (a) Schematic diagram of photo excited SPP structure; (b) Plan view of x-y near-field distribution of SPP excited by laser; (c) Plan view of x-z near-field distribution of SPP excited by laser; (d) The variation curve of the influence of gold film thickness on near-field strength

图 2. 金属圆环凹槽结构和激光激发 SPP 近场分布平面图以及近场强度的变化曲线。(a) 光激发 SPP 结构示意图; (b) 激光激发 SPP 的 x-y 近场分布平面图; (c) 激光激发 SPP 的 x-z 近场分布平面; (d) 金膜厚度对近场强度影响的变化曲线

3.2. 不同激发方式下 LSP 的动力学分析

接下来, 将一个金纳米球放置在金膜上。使用全场散射场的激光来激发 SPP, 随后 SPP 传播到金纳米球来激发 LSP, 同时为了避免光直接激发 LSP, 我们将入射激光的入射方向改变为 Z 轴负方向。随着金纳米球半径的增大, 近场光强变化曲线如图 3(a)所示。可以看出, SPP 激发的 LSP 产生了 4 个共振峰, 这 4 个峰的共振波长与激发的 SPP 共振波长相同, 这是由于 SPP 在 SPP 激发 LSP 中占主导作用。538 nm 处的峰不是特别明显, 之后便不再考虑, 而 578 nm、635 nm 和 735 nm 处的峰较为明显。同时可以发现, 当小于 70 nm 时, LSP 共振波长与光激发 SPP 的共振波长并不完全一致。当纳米球的半径小于 70 nm 时, 共振峰位会随着半径的增大而红移。这是因为半径太小, LSP 本身产生的电场振荡太强, SPP 不能完全主导 LSP [14]。在 735 nm 处, 可以看出近场强度随着半径的增大而增大。并且在 635 nm 处我们也可以发现该现象, 但是在其中可以看出在半径为 70 nm 处, 其近场强度会大于半径为 80 nm 和 90 nm 处的近场强度。为了探究造成这种情况的原因, 下一步将单独对金纳米球进行研究。

当半径 R 以 10 nm 为步长从 50 nm 增加到 90 nm 时, 近场强度随波长的变化曲线如图 3(b)所示。当金纳米球的半径为 70 nm 时, 我们可以发现激光激发了两个共振峰, 并且当半径小于 70 nm 时, 金纳米

球的共振峰会随着半径的增大而增大。这种趋势与 SPP 激发 LSP 不同：在 SPP 激发 LSP 的过程中，纳米球的峰位保持不变。这一发现进一步证实了在 SPP 激发下，LSP 的近场响应主要由 SPP 主导。同时可以看出半径为 70 nm 的近场强度最高，其共振波长为 635 nm，与光直接产生的 SPP 的共振波长相同。在此条件下，当 SPP 和 LSP 的共振频率匹配时，SPP 和 LSP 之间的耦合效果最好[15]。激光产生的 SPP 和 SPP 产生的 LSP 之间的高效耦合会导致它们的强度发生突变，耦合会增加其近场强度[16]。为了量化 LSP 和 SPP 之间的耦合程度，我们使用相互作用势公式[17]计算耦合强度：

$$\begin{pmatrix} E_{LSPR} - i\hbar\Gamma_{LSPR} & V \\ V & E_{SPP} - i\hbar\Gamma_{SPP} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

这里， E_{LSPR} (E_{SPP}) 是 LSPR 模式 (SPP-Bloch 波) 的能量， $\hbar\Gamma_{LSPR}$ ($\hbar\Gamma_{SPP}$) 是从实验线宽中提取的耗散，是相互作用势，和构造特征向量。我们计算了半径为 50 nm、60 nm、70 nm 和 80 nm 的金纳米结构的相互作用势 $V = 2.456$ 、 4.237 、 5.251 、 3.749 。可以发现在半径为 70 nm 处的相互作用势最大，由此我们可以得出在半径为 70 nm 处 SPP 与 LSP 的耦合作用最强，从而导致半径为 70 nm 的金纳米球在 635 nm 处的强度发生突变，我们也可以知道此时 SPP 与 LSP 是弱耦合的[18]，但仍然说明 SPP 与 LSP 的耦合作用会使近场强度增大。

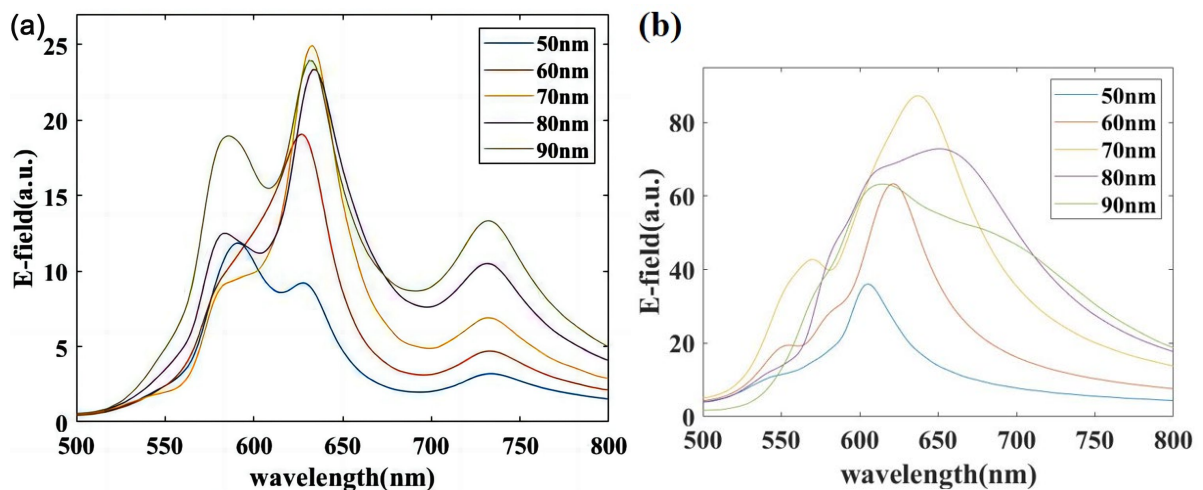


Figure 3. The near-field intensity variation curves of gold nanospheres under different excitation modes. (a) Near field intensity variation curves of different radii under SPP excitation; (b) Near field intensity variation curves of different radii under light excitation

图 3. 不同模式激发下的金纳米球近场强度变化曲线。(a) SPP 激发下不同半径的近场强度变化曲线；(b) 光激发下不同半径的近场强度变化曲线

本节我们将探究激发的 LSP 的模式情况，从图 3(a)中我们可以得知 SPP 激发下的 LSP 产生了三个共振峰，这对应了三种模式。而在光激发的 LSP 中只产生了两个峰，即两种模式，同时我们可以发现在金纳米球半径为 70 nm 的时候，光所激发出的共振峰和 SPP 激发出的其中两个共振峰的共振波长相同(都是 578 nm 和 635 nm)。所以光激发下 70 nm 的金纳米球产生了与 SPP 激发下产生的模式相同。

然后研究了激光场和 SPP 场激发的 LSP 的动力学演化。我们发现，在图 4(a)中，当激光作为激励场时，激光的电场振荡在 14 fs 后趋于零，而 LSP 的电场继续在其本征频率处振荡。然而，当使用 SPP 源作为驱动场时，SPP 和 LSP 在 15 fs 到 35 fs 范围内以几乎相同的频率振荡，如图 4(b)所示。在 45 fs 左右，SPP 场的振荡趋近于零，此后 LSP 信号也开始逐渐衰减。基于驱动激光脉冲场和等离激元场振荡的经典理论解释[19]，我们知道在激光场是等离激元场的激发源的情况下，当激光场消失时，LSP 以其本征

频率振荡。激光场作为激发源，主导着 LSP 电场振荡的起始状态[20]。从图 4(b)中我们可以看到，相比之下，当 SPP 场作为激发源时，SPP 场激发的 LSP 与自身激发源的振荡具有相同的频率，同时在 SPP 场振荡趋于零后，LSP 场振荡也开始衰减。可以表明，利用 SPP 场激发的 LSP 将接收到 SPP 场的主导变化。

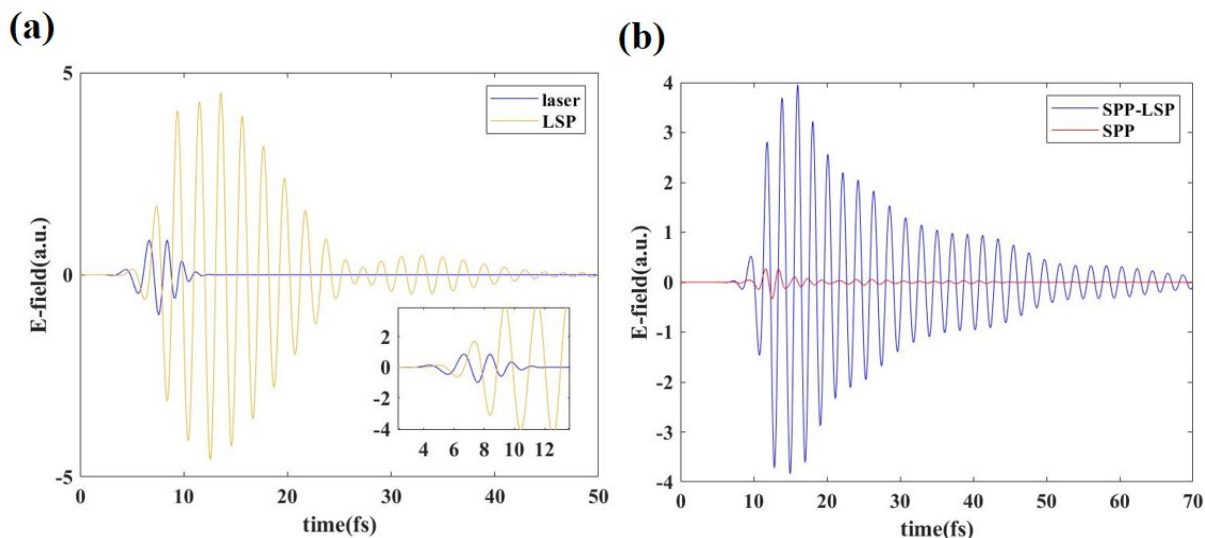


Figure 4. Time evolution of LSP electric field under different modes of excitation. (a) Time evolution of LSP electric field under laser excitation; (b) Time evolution of LSP electric field under SPP excitation

图 4. 不同模式激发下 LSP 电场的时演化。(a) 激光场激发下 LSP 电场的时演化；(b) SPP 场激发下 LSP 电场的时演化

接下来，我们表征了 LSP 被光激发和 LSP 被 SPP 激发时，等离激元模式在间隙位置的去相位时间。近场响应谱采用准正则模态(QNM)方法进行拟合[21]，QNM 建立了模拟纳米颗粒动力学的半解析模态形式，是麦克斯韦方程的本征解，即无源解。QNM 公式如下[22]：

$$\left| R_{fit}(\nu) \right|^2 = \left| \sum_0^n a_\mu A_\mu(\nu) e^{i\phi_\mu} \right|^2$$

其中 $\left| R_{fit}(\nu) \right|^2$ 对应于 FDTD 仿真得到的频域响应函数， a_μ 和 ϕ_μ 分别对应于模式振幅和整体相位， ϕ_μ 是唯一的自由拟合参数。响应函数的频率依赖性由洛伦兹展开系数控制：

$$A(\mu) = \frac{1}{2i\gamma_\mu \cdot 2\pi\nu - 4\pi^2\nu^2 + 4\pi^2\nu_\mu^2}$$

其中，QNM 的共振频率是 ν_μ ， γ_μ 是 QNM 的阻尼参数，它遵循 $\gamma_\mu = 1/2\tau_\mu$ ，其中 τ_μ 对应于第 μ 个 QNM 的去相位时间。从而，反映出纳米颗粒的本征属性。从而得到其去相位时间(图 5 中的红线为 FDTD 仿真得到的近场强度谱曲线，蓝线为 QNM 拟合曲线)。由图 5(a)可以看出，当光单独激发纳米球结构时，在 470 THz 和 510 THz (共振波长为 635 nm 和 578 nm)附近出现两个共振峰。通过 QNM 拟合得到该模式对应的去相位时间约为 3.8 fs 和 7.1 fs。聚焦 SPP 激发条件下的纳米棒结构(SPP-LSP)在 410 THz、470 THz 和 510 THz (相应的共振波长为 735 nm、635 nm、578 nm)附近存在三个共振峰。这些模式对应的去相位时间分别为 7.57 fs，7.81 fs 和 5.56 fs，如图 5(b)所示。调节金纳米棒的半径为 50 nm (最弱近场强度)，相应的结果如图 5(c)所示。可以看出，在约 410 THz、470 THz 和 510 THz 处存在 3 个共振峰，其对应的去相位时间分别为 6.67 fs、7.14 fs 和 5.56 fs。通过与图 5(a)对比可以发现，图 5(b)中 470 THz 峰对应的带隙位置处的去相位时间从 3.8 fs 延长到 7.81 fs。同时，图 5(b)、图 5(c)中 410 THz 峰值对应的去相位时间

由 6.67 fs 延长至 7.57 fs。图 5(d) 为在 410 THz 时去相位时间 T_0 与半径的曲线图，从图中我们可以发现去相位时间 T_0 随半径的增大而增大，从 6.67 fs 延长至 8.33 fs。我们将这些模式的去相位时间随金纳米球半径的变化归因于不同半径条件下 SPP 和 LSP 之间耦合强度的变化。此外，可以看出，无论是在近场强度较强($R = 70$ nm)还是在近场强度较弱($R = 50$ nm)的情况下，SPP 激发 LSP 的去相位时间均比直射光激发 LSP 的去相位时间长。以上结果表明，通过调节金纳米球的半径，可以定向调控 SPP 激发的 LSP 产生的去相位时间。这也为去相位时间调制提供了新的途径。

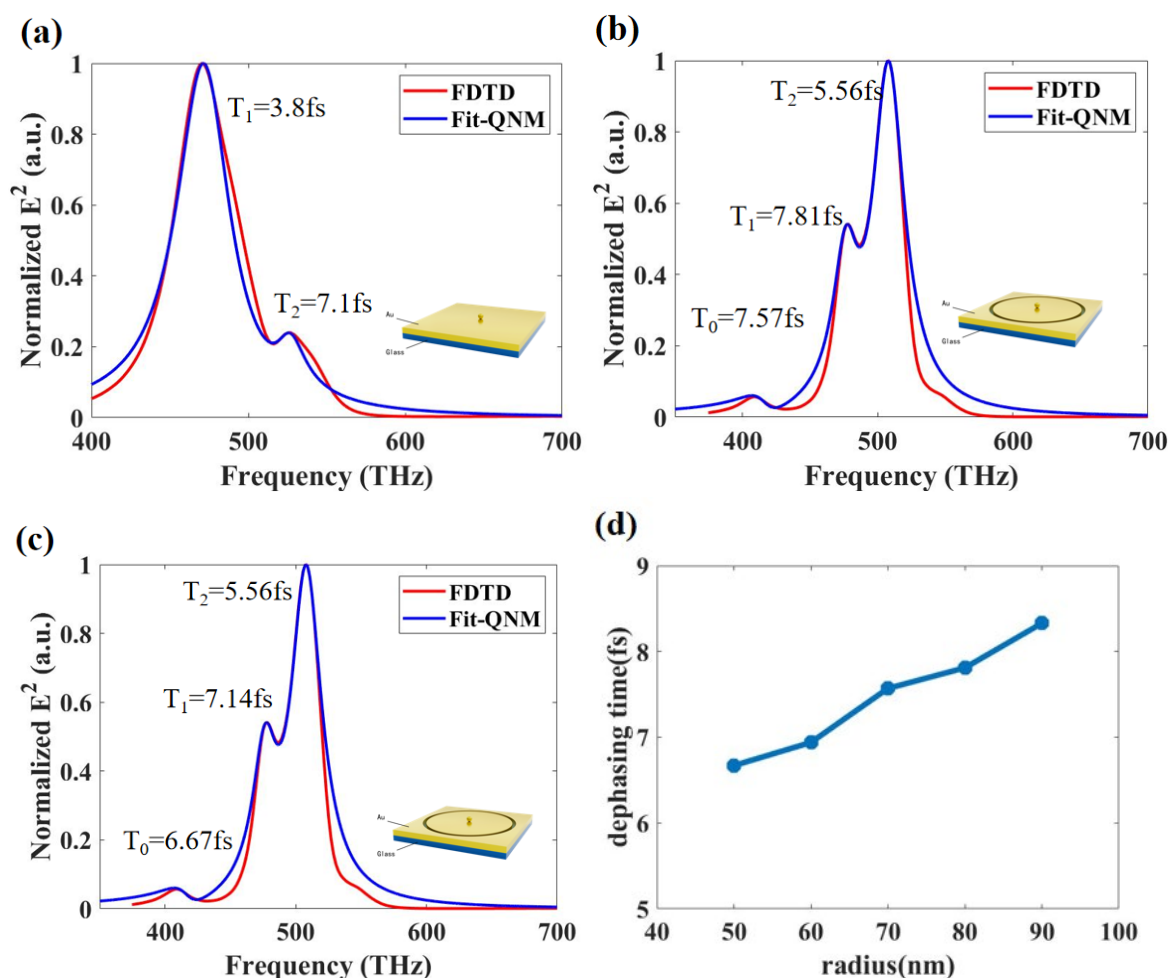


Figure 5. shows the variation of near-field spectra and dephase time with radius for QNM fitting of gap positions under different excitation conditions and radii. (a) QNM curve of 70 nm gold nanospheres excited by light; (b) QNM curve of 70 nm gold nanospheres excited by SPP; (c) QNM curve of 50 nm gold nanospheres excited by SPP; (d) Curve graph of phase time T_0 at different radii

图 5. 不同激发条件和半径下，间隙位置的 QNM 拟合的近场谱和去相位时间随半径的变化。(a) SPP 场激发下 LSP 电场的的时间演化；(b) SPP 场激发下 LSP 电场的的时间演化；(c) SPP 激发 50 nm 金纳米球的 QNM 曲线；(d) 不同半径下去相位时间 T_0 的曲线图

接下来我们将对不同激发条件下的 LSP 的近场分布进行探究，从图 6(a) 中我们可以得知 SPP 激发下的 LSP 近场强度主要分布在金纳米球间隙的两侧，我们能够更加清晰地看到光激发出的传播表面等离子元的电场分布。从图中我们可以看出，光激发的 SPP 与金纳米球相接触，最后在间隙处激发出了局域表面等离子元。这是因为传播表面等离子元是沿金属表面传播的，相比于光直接激发，使用 SPP 激发的表

面传播等离子元能够直接在金纳米球与金膜的间隙完成激发, 这种方式能够更好地直接激发出等离子元模式。而图 6(b)中为光直接激发金纳米球产生 LSP, 从图中我们可以发现 LSP 的近场分布也主要在间隙两侧。

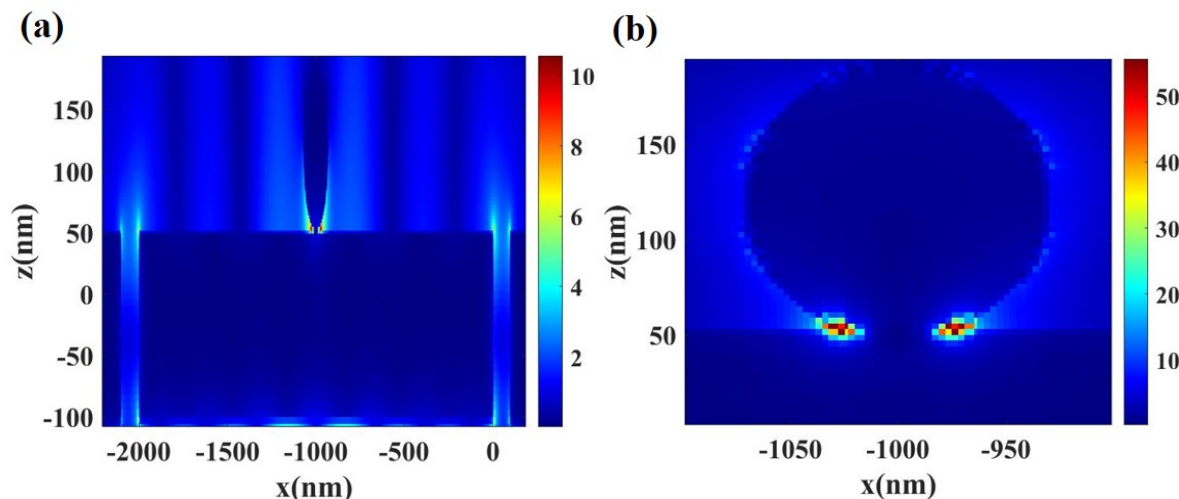


Figure 6. Near field distribution of gold nanospheres under different excitation conditions. (a) Near field distribution of 70 nm gold nanospheres excited by SPP; (b) Near field distribution of 70 nm gold nanospheres excited by light

图 6. 不同激发条件下, 金纳米球的近场分布。(a) SPP 激发 70 nm 金纳米球的近场分布; (b) 光激发 70 nm 金纳米球的近场分布

4. 结论

综上所述, FDTD 模拟结果表明, SPP 激发的金纳米球的局域近场光学响应可以通过 SPP 取向来控制, 这可以归因于 SPP 在 LSP 激发过程中起着主导作用, 并且可以通过改变金纳米球半径来调节近场强度。结果表明, SPP 激发的 LSP 的去相位时间(约 7.81 fs)长于激光激发的 LSP 的去相位时间(约 3.8 fs), 这种激发方法可用于控制和延长 LSP 的去相位时间。在这项工作中, LSP 近场强度可以在恒定波长下进行定向控制, 并且可以有效地延长去相位时间。

参考文献

- [1] Ritchie, R.H. (1957) Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films. *Physical Review*, **106**, 874-881. <https://doi.org/10.1103/physrev.106.874>
- [2] Agassi, D. and Eberly, J.H. (1985) Effect of Surface Dynamical Fluctuations on Light Scattering by a Nearby Dipole. *Physical Review Letters*, **54**, 34-37. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.54.34>
- [3] Sun, Q., Ueno, K., Yu, H., Kubo, A., Matsuo, Y. and Misawa, H. (2013) Direct Imaging of the Near Field and Dynamics of Surface Plasmon Resonance on Gold Nanostructures Using Photoemission Electron Microscopy. *Light: Science & Applications*, **2**, e118. <https://doi.org/10.1038/lsa.2013.74>
- [4] Yoo, S.Y., Kim, D., Park, T.J., Kim, E.K., Tamiya, E. and Lee, S.Y. (2010) Detection of the Most Common Corneal Dystrophies Caused by *biglycan* Gene Point Mutations Using a Multispot Gold-Capped Nanoparticle Array Chip. *Analytical Chemistry*, **82**, 1349-1357. <https://doi.org/10.1021/ac902410z>
- [5] Zhang, Y., Zhen, Y., Neumann, O., Day, J.K., Nordlander, P. and Halas, N.J. (2014) Coherent Anti-Stokes Raman Scattering with Single-Molecule Sensitivity Using a Plasmonic Fano Resonance. *Nature Communications*, **5**, Article No. 4424. <https://doi.org/10.1038/ncomms5424>
- [6] Mårssell, E., Losquin, A., Svård, R., Miranda, M., Guo, C., Harth, A., et al. (2015) Nanoscale Imaging of Local Few-Femtosecond Near-Field Dynamics within a Single Plasmonic Nanoantenna. *Nano Letters*, **15**, 6601-6608. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b02363>
- [7] Xu, Y., Qin, Y., Ji, B., Song, X. and Lin, J. (2020) Polarization Manipulated Femtosecond Localized Surface Plasmon

- Dephasing Time in an Individual Bowtie Structure. *Optics Express*, **28**, 9310-9319. <https://doi.org/10.1364/oe.379429>
- [8] Hensen, M., Huber, B., Friedrich, D., Krauss, E., Pres, S., Grimm, P., *et al.* (2019) Spatial Variations in Femtosecond Field Dynamics within a Plasmonic Nanoresonator Mode. *Nano Letters*, **19**, 4651-4658. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b01672>
 - [9] Fernandez-Garcia, R., Rahmani, M., Hong, M., Maier, S.A. and Sonnefraud, Y. (2013) Use of a Gold Reflecting-Layer in Optical Antenna Substrates for Increase of Photoluminescence Enhancement. *Optics Express*, **21**, 12552-12561. <https://doi.org/10.1364/oe.21.012552>
 - [10] Evlyukhin, A.B., Bozhevolnyi, S.I., Stepanov, A.L., Kiyan, R., Reinhardt, C., Passinger, S., *et al.* (2007) Focusing and Directing of Surface Plasmon Polaritons by Curved Chains of Nanoparticles. *Optics Express*, **15**, 16667-16680. <https://doi.org/10.1364/oe.15.016667>
 - [11] Zhao, W., Eldaiki, O.M., Yang, R. and Lu, Z. (2010) Deep Subwavelength Waveguiding and Focusing Based on Designer Surface Plasmons. *Optics Express*, **18**, 21498-21503. <https://doi.org/10.1364/oe.18.021498>
 - [12] Cui, W., Peng, W., Yu, L., Luo, X., Gao, H., Chu, S., *et al.* (2019) Hybrid Nanodisk Film for Ultra-Narrowband Filtering, Near-Perfect Absorption and Wide Range Sensing. *Nanomaterials*, **9**, Article No. 334. <https://doi.org/10.3390/nano9030334>
 - [13] Lalanne, P., Hugonin, J.P., Liu, H.T. and Wang, B. (2009) A Microscopic View of the Electromagnetic Properties of Sub- λ Metallic Surfaces. *Surface Science Reports*, **64**, 453-469. <https://doi.org/10.1016/j.surfrep.2009.07.003>
 - [14] Johnson, P.B. and Christy, R.W. (1972) Optical Constants of the Noble Metals. *Physical Review B*, **6**, 4370-4379. <https://doi.org/10.1103/physrevb.6.4370>
 - [15] Barnes, W.L., Dereux, A. and Ebbesen, T.W. (2003) Surface Plasmon Subwavelength Optics. *Nature*, **424**, 824-830. <https://doi.org/10.1038/nature01937>
 - [16] Xia, M., Zhang, P., Qiao, K., Bai, Y. and Xie, Y. (2015) Coupling SPP with LSPR for Enhanced Field Confinement: A Simulation Study. *The Journal of Physical Chemistry C*, **120**, 527-533. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b08847>
 - [17] Farhang, A., Bigler, N. and Martin, O.J.F. (2013) Coupling of Multiple LSP and SPP Resonances: Interactions between an Elongated Nanoparticle and a Thin Metallic Film. *Optics Letters*, **38**, 4758-4761. <https://doi.org/10.1364/ol.38.004758>
 - [18] Zeng, P., Cadusch, J., Chakraborty, D., Smith, T.A., Roberts, A., Sader, J.E., *et al.* (2016) Photoinduced Electron Transfer in the Strong Coupling Regime: Waveguide-Plasmon Polaritons. *Nano Letters*, **16**, 2651-2656. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.6b00310>
 - [19] Yang, J., Sun, Q., Ueno, K., Shi, X., Oshikiri, T., Misawa, H., *et al.* (2018) Manipulation of the Dephasing Time by Strong Coupling between Localized and Propagating Surface Plasmon Modes. *Nature Communications*, **9**, Article No. 4858. <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07356-x>
 - [20] Wang, L., Ji, B., Xu, Y., Lang, P., Song, X. and Lin, J. (2022) Analysis of Dephasing Time of Plasmonic Hybridization Modes Using a Quasi-Normal Mode Method. *Journal of the Optical Society of America B*, **40**, 178-186. <https://doi.org/10.1364/josab.477505>
 - [21] Hensen, M., Huber, B., Friedrich, D., Krauss, E., Pres, S., Grimm, P., *et al.* (2019) Spatial Variations in Femtosecond Field Dynamics within a Plasmonic Nanoresonator Mode. *Nano Letters*, **19**, 4651-4658. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b01672>
 - [22] Ueno, K., Yang, J., Sun, Q., Aoyo, D., Yu, H., Oshikiri, T., *et al.* (2019) Control of Plasmon Dephasing Time Using Stacked Nanogap Gold Structures for Strong Near-Field Enhancement. *Applied Materials Today*, **14**, 159-165. <https://doi.org/10.1016/j.apmt.2018.12.004>