

# 杂化模式二聚体结构光电子发射研究

张涵博, 季博宇\*

长春理工大学超快光学实验室, 吉林 长春

收稿日期: 2024年2月26日; 录用日期: 2024年4月1日; 发布日期: 2024年4月7日

## 摘要

基于金属纳米结构中的等离激元效应可以将周围电场局域在纳米级空间尺度范围中, 并且有着出色的电场增强的能力, 在增强光传导效应、提高超快电子源亮度、提升太阳能电池转化效率等方面都有着出色的潜力。本文使用非对称金纳米二聚体结构进行模拟, 对等离激元杂化模式对光电子发射进行研究, 发现金纳米短棒占据二聚体结构场增强的主导, 当二聚体结构呈成键模式, 短棒的 $E_z$ 分量要强于长棒, 反键模式中长棒的 $E_z$ 分量要超过短棒, 并将金纳米二聚体结构的间隙增加至200 nm时, 在双棒的耦合作用足够小的情况下, 分别对二者的近场进行研究, 发现金纳米长棒中的 $E_z/E$ 约是短棒的4倍左右, 金纳米长棒的光电子产额是短棒的十倍左右。

## 关键词

等离激元模式, 光电子发射, 金纳米结构, 时域有限差分法

# Study of Photoelectron Emission in Hybrid Mode Dimer Structures

Hanbo Zhang, Boyu Ji\*

Ultrafast Optics Laboratory, Changchun University of Science and Technology, Changchun Jilin

Received: Feb. 26<sup>th</sup>, 2024; accepted: Apr. 1<sup>st</sup>, 2024; published: Apr. 7<sup>th</sup>, 2024

## Abstract

Based on the plasmon effect in metal nanostructures, the surrounding electric field can be localized within the nanometer-scale spatial range, with excellent field enhancement capabilities. This has great potential in enhancing light conduction effects, improving the brightness of ultrafast electron sources, and increasing the efficiency of solar cell conversion. In this study, asymmetric

\*通讯作者。

gold nanorod dimer structures were simulated to investigate the plasmon hybrid mode on photoelectron emission. It was found that the gold nanorod played a dominant role in the field enhancement of the dimer structure, with the short rod having a stronger  $E_z$  component than the long rod in the bonding mode, while in the anti-bonding mode, the  $E_z$  component of the long rod exceeded that of the short rod. When the gap between the gold nanorod dimer structures was increased to 200 nm, and the coupling effect between the two rods was sufficiently small, the near-field of each rod was studied. It was observed that the  $E_z/E$  ratio in the gold nanorod long rod was about four times that of the short rod, and the photoelectron yield of the gold nanorod long rod was approximately ten times that of the short rods.

## Keywords

Plasmon Mode, Photoelectron Emission, Gold Nanostructures, Finite Difference Time Domain

Copyright © 2024 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

局域等离激元(localized Surface Plasmon, LSPs)是一种在纳米尺度下产生的金属结构中的电磁激发模式。与传输型的表面等离极化激元(SPPs)不同,局域等离激元是一种能够与周围电磁场耦合的非传播场,其局域在远小于入射波长的微纳结构上。局域等离激元具有出色的局域性质和近场增强性质,当与周围电磁场共振时,拥有增强吸收和散射能力。因此,通过改变金属纳米结构的形状、尺寸等参数可以实现对光场的控制和调节。局域等离激元在增强表面拉曼散射光谱[1] [2]、超材料[2] [3]、高分辨率光学成像[4]、光电阴极[5]和光伏转换光电探测[6]等方面有着广阔的应用前景。

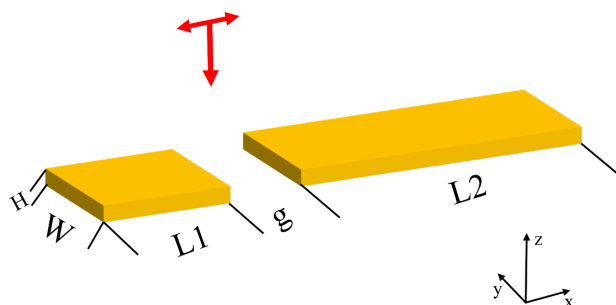
近些年通常使用金纳米二聚体作为激发局域等离激元的结构。金纳米二聚体是由两个金纳米粒子组合而成,相较于单个金纳米颗粒,金纳米二聚体可以通过调节两个纳米粒子的尺寸与间隙,实现对等离激元共振波长与电场增强甚至等离激元模式的灵活调控,这在传感、调控等方面有着重要意义。金纳米二聚体中两个纳米粒子相互作用会形成两种新型振荡模式的线性组合形式,即反键模式和成键模式[7] [8]。成键模式具有净偶极矩,可以与周围电磁场相耦合,更容易产生热点,因此为等离激元明模式;而在反键模式下的偶极矩消失,难以与周围空间进行能量交换,因此为等离激元暗模式。

在过去的研究中,人们已经对不同杂化模式下对应的等离激元去相位时间有了一定的进展,发现了成键模式下的去相位时间相比于反键模式要少很多[9]。同时研究了在斜入射条件下,等离激元四极模式的去相位时间要明显高于偶极模式[10]。但因为不同等离激元模式也有着不同的光学响应,它们对近场增强的大小亦不相同,进而在近场中对光电子发射的能力也有所差距[11]-[20],研究已经证明等离激元的阻尼、近场强度等条件会影响光电子产额[19] [21] [22] [23]。且有相同纳米结构四极模式下在不同偏振下的光电子产额有着明显差异,s偏振的光电子产额约高出p偏振的30% [24]。但针对不同等离激元模式对光电子发射影响的研究还尚未开展。本文通过使用模拟软件 FDTD solutions,对不同模式等离激元诱导光电子发射情况进行了仿真研究。

## 2. 计算设置

图 1 为非对称金纳米棒二聚体结构示意图。由于偶极子光源可以有效地激发出等离激元暗模式,当

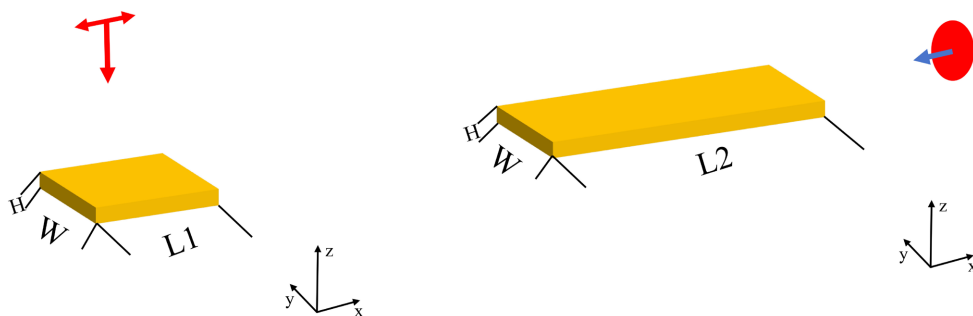
等离激元暗模式与等离激元明模式相互耦合时, 等离激元暗模式结构不会被入射光直接激发, 并且也不会向远场辐射[25]。因此我们在模拟中使用垂直入射的平面波激发非对称金纳米棒二聚体结构中的短棒, 使其产生等离激元偶极模式, 再由短棒来激发长棒使其产生四极模式, 进而对不同等离激元模式近场的进行研究在整个模拟中光源使用 4 fs 脉冲宽度的平面波, 光源沿负 z 轴垂直于二聚体的上表面传播, 偏振方向平行于二聚体长轴方向, 经过严格的收敛性测试后, 纳米结构周围的网格精度于 x, y, z 方向设定为  $2 \text{ nm} \times 1.3 \text{ nm} \times 1.2 \text{ nm}$ , 在模拟过程中设定纳米结构周围介质为真空环境( $n = 1$ ), 模拟区域为  $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ , 并选用完美匹配层(PML)作为边界条件。模拟所用的纳米材料选用金, 其介电常数参考 Johnson and Christy [26], 金纳米二聚体放置于氧化铟锡(ITO)基底上, ITO 的介电常数的实部与虚部分别为 1.44 与 0.1。



**Figure 1.** Asymmetric dimer structure of gold nanorods  
**图 1.** 非对称金纳米棒二聚体结构

### 3. 结果与讨论

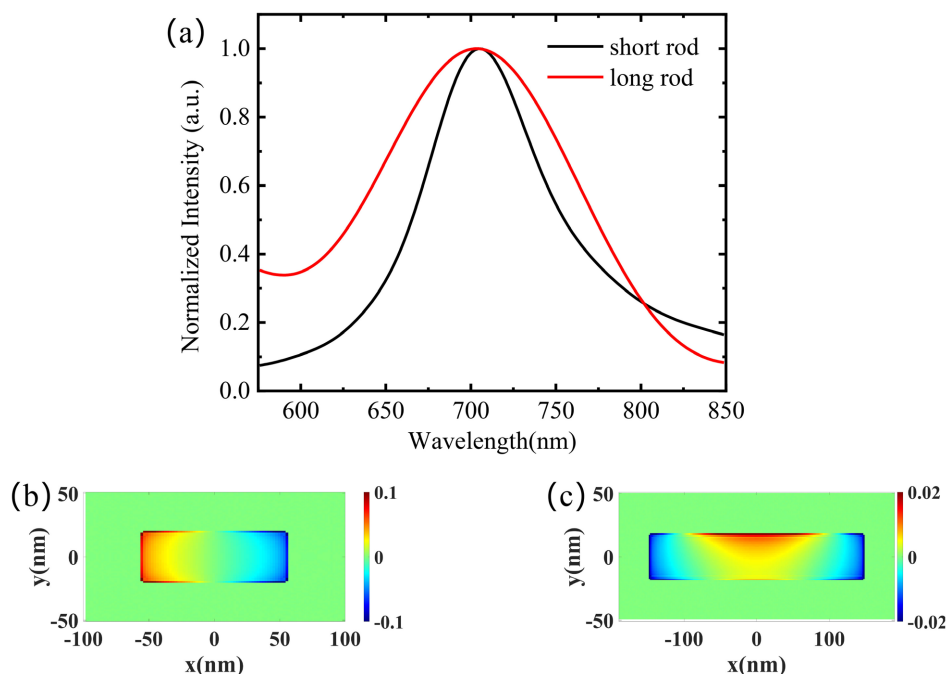
如图 2(a)、图 2(b)所示, 为了实现非对称金纳米二聚体中等离激元偶极模式和四极模式之间在同一共振波长下更好的耦合, 我们分别使用平面波照射金纳米短棒, 偶极子源照射金纳米长棒通过改变二者的结构尺寸参数, 使得它们的共振波长达到一致。



**Figure 2.** (a) Schematic diagram of gold nanorods excited by plane wave illumination; (b) Schematic diagram of gold nanorods excited by a dipole source

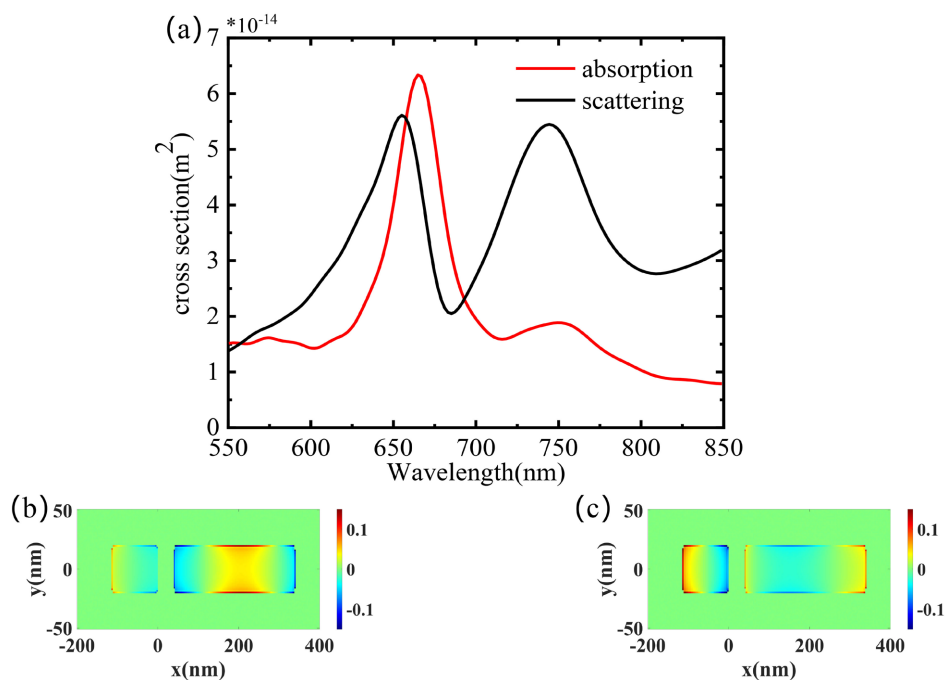
**图 2.** (a)平面波激发的金纳米短棒示意图; (b) 偶极子源激发的金纳米长棒示意图

图 3(a)为两个孤立的金纳米棒各自的近场光谱, 可以看出它们本征波长均在 700 nm 附近, 通过分析组测得金纳米双棒的电荷分布如图 3(b)所示, 金纳米短棒对应偶极模式, 金纳米长棒对应四极模式。从二者的近场谱线可以看出四极模式的金纳米长棒相对于偶极模式的短棒有着更为尖锐的共振峰, 线宽明显窄于偶极模式。此时, 非对称金纳米棒二聚体结构的尺寸参数为: 短棒棒长 L1 为 135 nm, 长棒棒长 L2 为 320 nm。两个棒的棒宽 W 皆为 60 nm, 厚度 H 均为 40 nm。



**Figure 3.** (a) Near-field response curves of individual gold nanorods with different aspect ratios, including a dipole-excited long rod (320 \* 60 \* 40 nm) in red and a plane wave-excited short rod (135 \* 60 \* 40 nm) in black; (b) and (c) Corresponding charge distributions of the long and short rods, respectively

**图 3.** (a) 独立的金纳米长棒与短棒的近场响应曲线, 红色曲线为偶极源激发的长棒(320 \* 60 \* 40 nm)的归一化近场谱线, 黑色曲线为平面波激发的短棒(135 \* 60 \* 40 nm)的平面波的归一化近场谱线以及(b) 长棒与(c) 短棒对应电荷分布



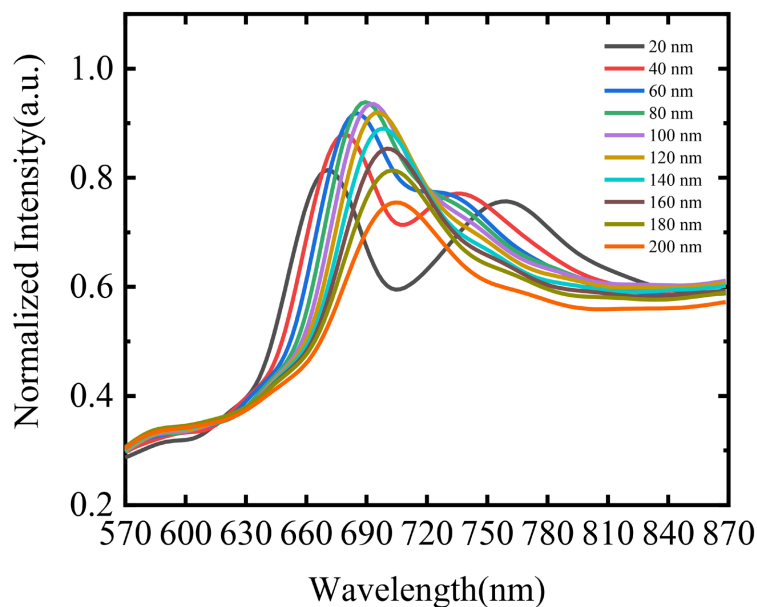
**Figure 4.** (a) Far-field response curves of gold nanorod dimers. The red curve corresponds to the absorption spectrum, and the black curve corresponds to the scattering spectrum. Charge distribution corresponding to the resonance peak at (b) 660 nm and (c) 750 nm

**图 4.** (a) 金纳米二聚体的远场响应曲线。红色曲线对应吸收谱线, 黑色曲线对应散射谱线(b) 660 nm 与(c) 750 nm 共振峰下对应的电荷分布



我们将金纳米长棒和短棒沿  $x$  轴方向水平放置, 以端到端的方式聚集在一起。如图 1 所示, 其中金二聚体结构的间距  $g$  大小为 20 nm, 对二聚体结构进行远场表征, 图 4(a) 为金纳米二聚体结构的远场谱线, 图中的红色曲线为吸收谱线, 黑色曲线为散射谱线。不论是吸收谱线还是散射谱线都在 660 nm 以及 750 nm 附近分别出现两个共振峰, 由此可以推断出该二聚体结构中由金纳米短棒形成的偶极模式与金纳米长棒形成的四极模式杂化出的成键模式与反键模式。而这两个共振峰对应金纳米二聚体的电荷分布如图 4(b), 图 4(c) 所示, 在 660 nm 附近激发出间隙两侧相同相位振荡的反键模式, 在 750 nm 附近激发了间隙两端相反相位振荡的成键模式。我们可以看出杂化模式中, 代表反键模式共振峰的线宽要小于成键模式共振峰的线宽, 这说明成键模式的损耗要高于反键模式。

当金纳米二聚体之间的间隙  $g$  较小时, 双棒之间的耦合系数较强。通过调节金纳米长棒与短棒之间的间隔距离, 可以改变金二聚体结构耦合的强弱, 实现观察等离子体杂化模式强度变化的目的。我们将监视器放置整个金二聚体结构上方, 图 5 为间隙距离从 20 nm 至 200 nm, 步长为 20 nm 的近场光学响应曲线, 波长范围在 600 nm 到 870 nm。从光谱中可以看出, 随着金二聚体结构间隙的增加, 等离子体杂化模式的近场强度并不是呈线性趋势改变: 间隙从 20 nm 增加至 80 nm 时, 金二聚体结构的近场强度在不断增加; 当间隙从 80 nm 增加至 200 nm 时, 金二聚体结构的近场强度在不断减弱。这说明当金二聚体结构的耦合减弱时, 金纳米长棒与短棒的近场强度并非一致变化的, 而间隔在 80 nm 附近时, 金纳米长棒与金纳米短棒的近场强度达到最大值。



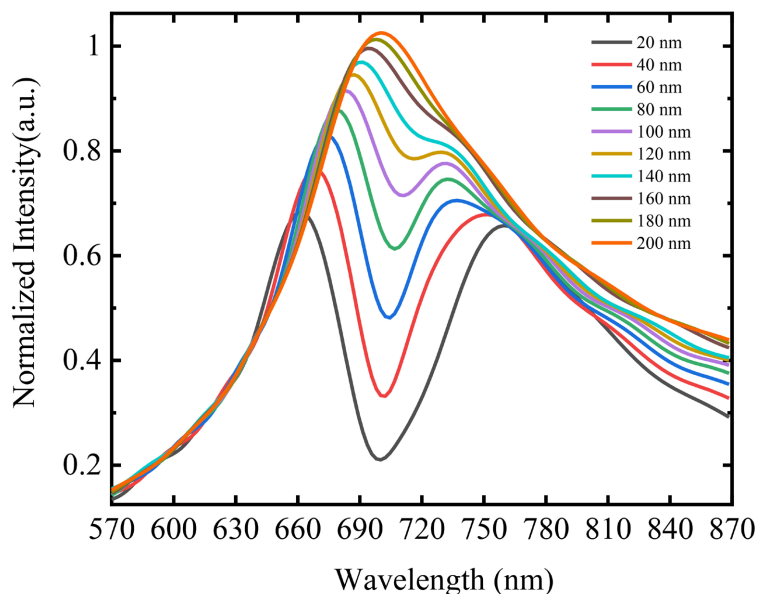
**Figure 5.** Near-field intensity response curves of asymmetric gold nanorod dimer structures at different separations

**图 5.** 不同间距下的非对称金纳米二聚体结构近场强度响应曲线

为了深入研究非对称金纳米二聚体结构的光学性质, 我们将监视器分别放置在金纳米长棒和金纳米短棒的上方, 并通过调整二者之间的间隔来观察近场强度的变化。图 6 展示了金纳米短棒的近场强度曲线。当双棒的间隙逐渐增大时, 金纳米二聚体中短棒的近场强度呈现单调递增的趋势。而在近场光谱中出现分别位于 680 nm 和 750 nm 附近的两个共振峰, 随着间隔的增大逐渐在 700 nm 附近成为一个共振峰。这种现象表明, 金纳米双棒之间的相互作用逐渐减弱导致共振现象发生变化。

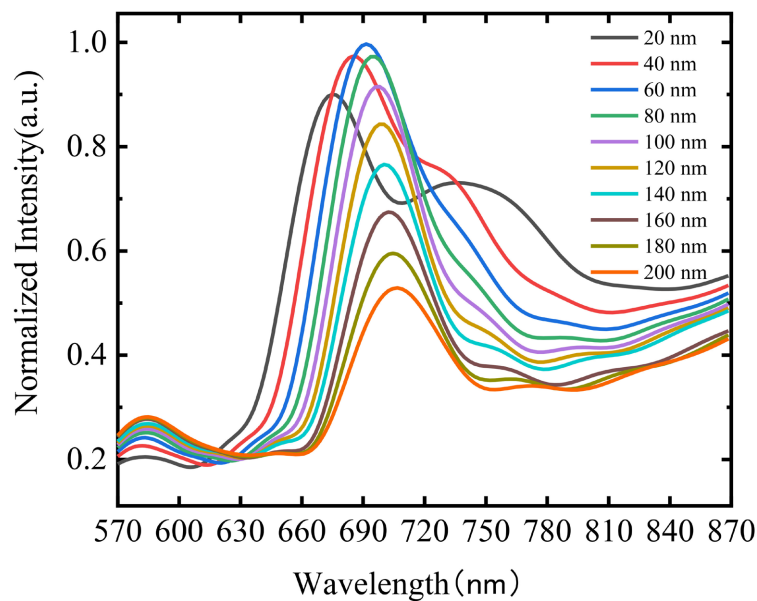
图 7 为非对称金纳米二聚体中长棒的近场强度变化曲线。与短棒相同, 在近场光谱中金纳米长棒的

两个共振峰也随着金纳米二聚体间距增加逐渐在 700 nm 处变成一个共振峰, 说明金纳米长棒随着间隙的增加与短棒的相互作用在不断减小, 而对于近场强度的变化从图中可以看到: 在间隔 20 nm 至 60 nm 时呈现上升趋势, 而间隔在 60 nm 至 200 nm 时, 近场强度随着间隔增大而降低。



**Figure 6.** Near-field intensity variation curve of the short rod in the asymmetric gold nanorod dimer

**图 6.** 非对称金纳米二聚体中短棒的近场强度变化曲线

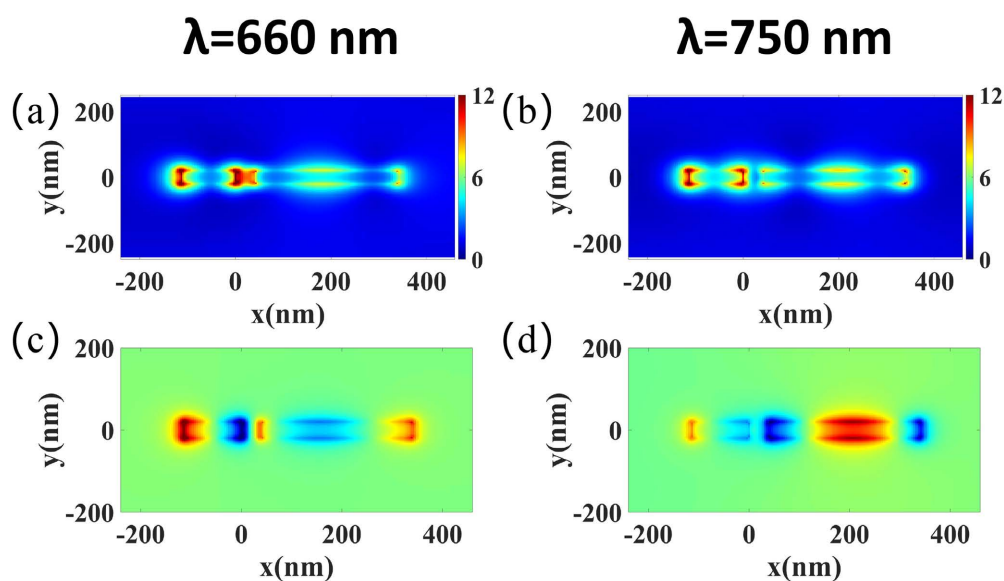


**Figure 7.** Near-field intensity variation curve of the long rod in the asymmetric gold nanorod dimer

**图 7.** 非对称金纳米二聚体中长棒的近场强度变化曲线

由于金纳米长棒是由代表等离激元偶极模式的短棒所激发的等离激元暗模式, 因此它不会直接与入射光场相互作用并向外界发生辐射作用, 而是与金纳米短棒相互耦合实现对能量的传输。当非对称金纳

米二聚体结构由于等离激元模式之间耦合而产生的杂化,在近场光谱中可以观察到反键模式与成键模式。反键模式的共振峰较窄,有着较小的辐射损耗;而成键模式中的共振峰线宽较长,有着较大的辐射损耗 [7] [27]。当增加金纳米二聚体结构之间的间隙尺寸时,反键模式的共振波长逐渐发生红移,而成键模式逐渐发生蓝移,双峰逐渐变为单峰,说明两个纳米棒的耦合强度减小。并且如图 8 所示,在非对称金纳米二聚体结构的间隙位置,成键模式有着较强的场增强效应,而反键模式在间隙处几乎没有场增强。这是由于成键模式具有净偶极矩,能够与自由空间辐射相互作用,呈等离激元明模式,而反键模式在间隙处没有偶极矩,不能轻易与外部电磁波耦合,因此呈等离激元暗模式。但不论是成键模式还是反键模式,从图中都可以看出金纳米短棒部分始终占据场增强  $E$  的主导,其热点强度明显要高于长棒部分,这种现象也恰恰说明了短棒是与入射光场相互作用,而长棒则是由偶极模式的短棒所激发并与其进行能量交换,因此强度要弱于短棒。而在  $z$  分量上,当等离激元模式呈成键模式时,金纳米长棒的场强会受到抑制,短棒会占据主导;而当呈反键模式时,金纳米短棒会受到抑制,而长棒会占据  $E_z$  方向强度的主导。



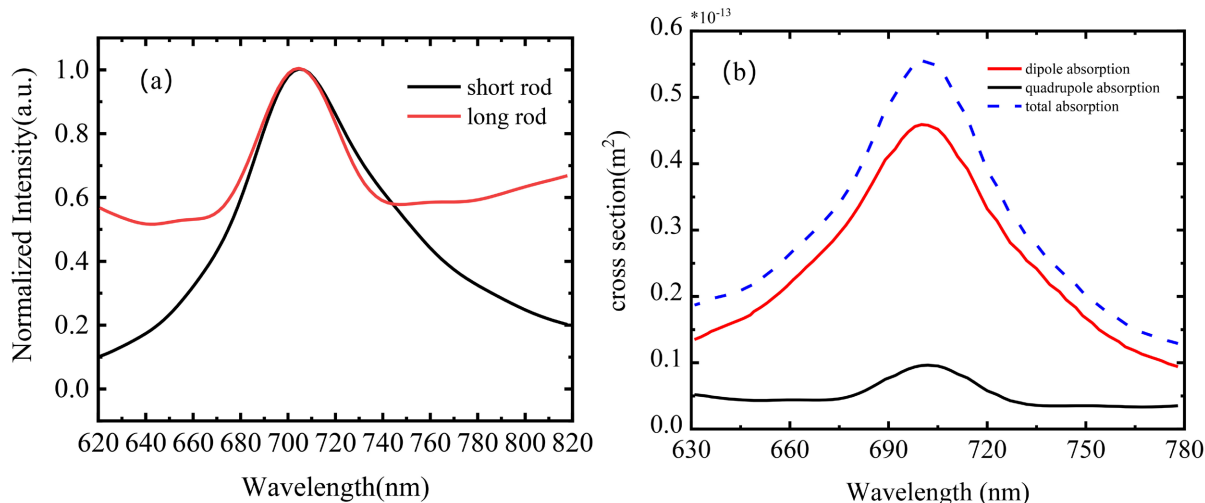
**Figure 8.** (a) Near-field distribution and (c)  $E_z$  distribution of the bonding mode, and (b) near-field distribution and (d)  $E_z$  distribution of the anti-bonding mode

**图 8.** 金纳米二聚体结构中成键模式的(a) 近场分布和(c)  $E_z$  分布与反键模式的(b) 近场分布与(d)  $E_z$  分布

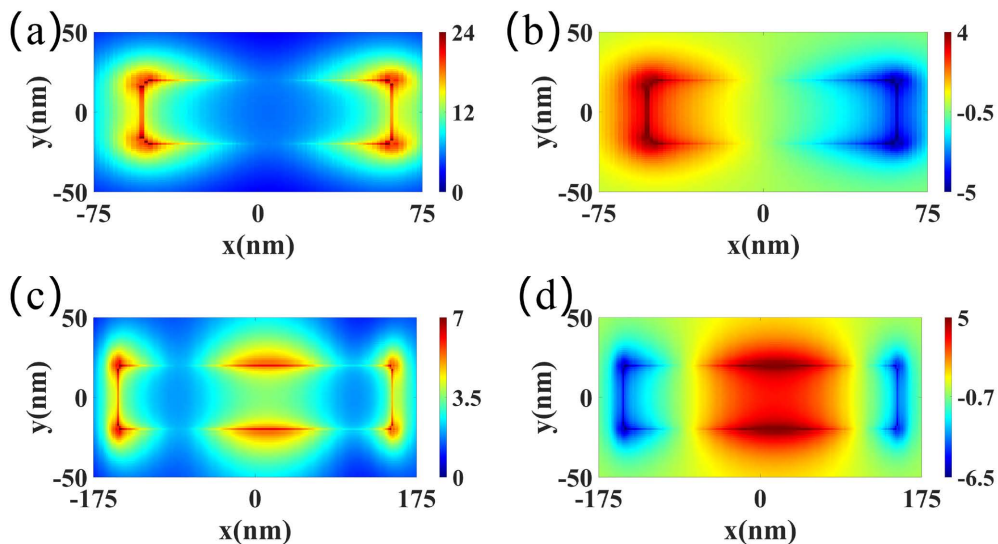
通过改变非对称金纳米二聚体结构的间隙可以实现对金纳米双棒耦合效应的调控。当间隙尺寸较大时,金纳米双棒之间的耦合强度就会非常小。此时,可以将金纳米长棒和短棒近似看作是两个孤立的纳米棒。在该情况下,金纳米短棒对应偶极模式,而长棒对应四极模式。图 9 为金纳米长棒与金纳米短棒在间隔 200 nm 时各自的近场响应曲线与远场吸收谱线。我们可以看到不论是金纳米长棒还是金纳米短棒,它们近场响应曲线中都仅有一个共振峰且在 700 nm 附近,这说明由于金纳米二聚体结构的间隙过大导致耦合效应减弱,使得金纳米长短棒的共振峰都移至各自的本征波长下,可以近似看作为两者各自的本征模式。而在远场谱线中,两个独立的纳米棒的吸收谱线相加的和等于整个非对称金纳米二聚体结构的吸收谱线,而代表四极模式的金纳米长棒吸收截面强度远小于偶极模式的短棒,这是因为金纳米长棒是由短棒所共振激发的,由于间隙过远导致与短棒的能量传输极小,因而其吸收强度也较小。

图 10 为在共振波长 700 nm 时,金纳米长棒与短棒各自近场  $E$  与其  $z$  分量的强度图。其中金纳米短棒对应等离激元偶极模式,金纳米长棒对应等离激元四极模式。尽管由于与入射光场相互作用使得金纳

米短棒有着较强的场增强, 但在  $z$  分量上的强度仍比金纳米长棒小。经过定量比较, 我们得到四极模式的  $E_z/E$  的值是偶极模式的 4 倍左右。通过准正则模型计算得到等离激元四极模式的去相位时间为 7 fs 左右, 而短棒中偶极模式的去相位时间则在 3 fs 左右, 可以看出四极模式比偶极模式有着更小的损耗。



**Figure 9.** Corresponding (a) near-field curve and (b) absorption spectrum of the gold nanorod dimer at a 200 nm separation  
**图 9.** 间隔 200 nm 时, 金纳米双棒对应的(a) 近场曲线与(b) 吸收谱线



**Figure 10.** (a) Electric field distribution and (b)  $E_z$  field strength of the gold short nanorod at 700 nm, and (c) electric field distribution and (d)  $E_z$  field strength of the gold nanorod  
**图 10.** 在 700 nm 处的金纳米长棒(a) 电场分布与(b)  $z$  分量场强与金纳米短棒(c) 电场分布与(d)  $z$  分量场强

根据 Fowler-DuBridge 理论可知, 在多光子光电发射的电子产额与入射光强  $n$  次幂成正比, 在一定程度上也可以通过电场强度  $E$  的  $z$  分量来表征。首先通过公式(1)算出材料金发射电子所需吸收光子数:

$$n = \frac{E}{\phi} = \frac{hw}{\phi} \tag{1}$$

其中,  $n$  为非线性光电子发射的阶数,  $E$  为光子能量,  $\phi$  为金属功函数,  $h$  为普朗克常数,  $w$  为光子频率。

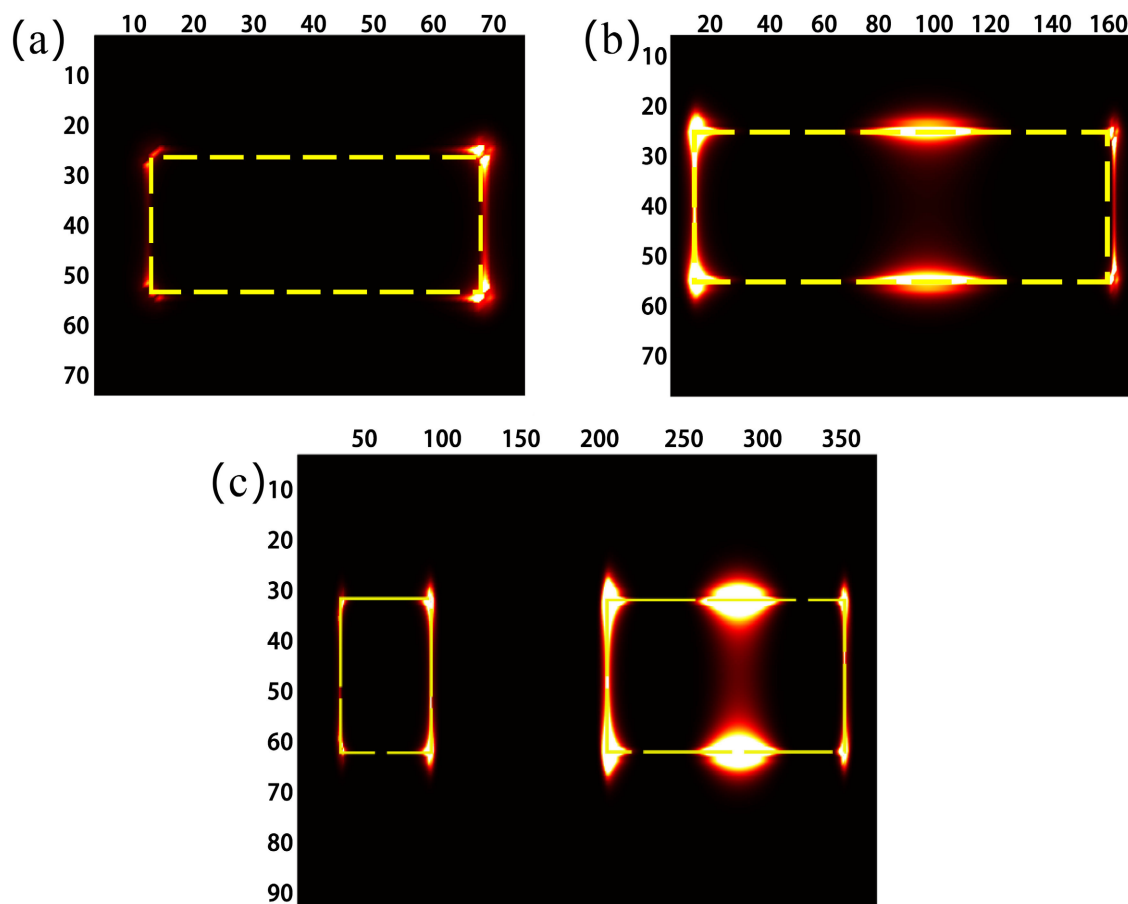
当波长为 700 nm 时, 根据金的功函数为 5.1 eV, 算出, 金纳米结构中的自由电子需要吸收约 4 个光子的能量从表面发射。

根据金纳米块垂直于金属表面的电场强度分量, 我们通过广义的 Fowler-DuBridge 理论得到公式:

$$P \propto \int E_z^{2n} dS \quad (2)$$

其中,  $E_z$  为垂直于金属纳米结构表面的电场强度分量,  $P$  为光电子产额,  $S$  为金属纳米结构上表面面积。该模型在以往的研究中得以证实, 基于此方法我们开展了光电子产额相关计算工作[28]。

图 11 为金纳米二聚体的光电子发射分布图, 图 11(a) 为金纳米二聚体中短棒光电子发射分布图, 我们可以看到光电子主要从靠近光源的直角边位置进行发射, 而远离光源的两个直角边的光电子产额则很少, 通过公式(2)计算得出非对称金纳米双棒中短棒的光电子产额增强因子为  $2.85 \times 10^7$ ; 图 11(b) 为长棒的光电子发射分布图, 与短棒不同的是, 长棒不单在近光端的直角边具有较高热点分布情况, 而且在长棒的上下两边的中点附近也具有明显的热点分布, 在远光端直角边的热点较弱, 整体呈明显的四极分布情况, 经过公式计算得到其光电子产额增强因子为  $3.35 \times 10^8$ 。我们对整个金纳米二聚体进行分析, 如图 11(c), 可以清楚看到在金纳米二聚体中长棒占据光电子发射的主导, 热点强度要明显高于短棒, 这是因为四极模式下等离激元的损耗要远小于偶极模式, 且在垂直于金属纳米结构表面的电场强度分量远高于偶极模式, 因此前者的光电子产额也会高于后者。



**Figure 11.** (a) Gold short nanorods, (b) long nanorods, and (c) asymmetric gold nanodimer structures' photoemission distribution

**图 11.** (a) 金纳米短棒、(b) 长棒以及(c) 非对称金纳米二聚体结构的光电子发射分布图



## 4. 结论

研究了等离子激元杂化模式对近场激发机制, 改变金纳米二聚体结构的间隙观察不同间距对等离子激元近场增强的影响, 发现金纳米二聚体结构的近场强度随着间隙的增大呈现先增强后减弱的趋势。对于  $E_z$  分量上, 当等离子激元模式呈成键模式时, 金纳米长棒的在  $z$  分量的场强会受到抑制, 短棒会占据主导; 而当呈反键模式时, 金纳米短棒会受到抑制, 而长棒会占据  $E_z$  方向强度的主导, 且不论是成键模式还是反键模式, 金纳米短棒部分始终占据场增强  $E$  的主导。当二聚体结构的间距足够大时, 可将其近似为两个独立的金纳米长短棒进行研究, 经过定量比较发现金纳米短棒的  $E_z/E$  要远小于金纳米长棒, 且金纳米短棒的等离子激元寿命也比金纳米长棒要短 2 倍左右, 而金纳米长棒的光电子产额高出短棒 10 倍左右。

## 参考文献

- [1] Keathley, P.D., Sell, A., Putnam, W.P., *et al.* (2013) Strong-Field Photoemission from Silicon Field Emitter Arrays. *Annalen der Physik*, **525**, 144-150. <https://doi.org/10.1002/andp.201200189>
- [2] Musumeci, P., Cultrera, L., Ferrario, M., *et al.* (2010) Multiphoton Photoemission from a Copper Cathode Illuminated by Ultrashort Laser Pulses in an rf Photoinjector. *Physical Review Letters*, **104**, Article ID: 084801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.084801>
- [3] Dowell, D.H., Bazarov, I., Dunham, B., *et al.* (2010) Cathode R&D for Future Light Sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **622**, 685-697. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.104>
- [4] Orendorff, C.J., Sau, T.K. and Murphy, C.J. (2006) Shape-Dependent Plasmon-Resonant Gold Nanoparticles. *Small*, **2**, 636-639. <https://doi.org/10.1002/sml.200500299>
- [5] Sharma, V., Verma, D. and Okram, G.S. (2019) Influence of Surfactant, Particle Size and Dispersion Medium on Surface Plasmon Resonance of Silver Nanoparticles. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **32**, Article ID: 145302. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab601a>
- [6] Hommelhoff, P., Kling, M.F. (2015) Attosecond Nanophysics: From Basic Science to Applications. John Wiley & Sons, Hoboken. <https://doi.org/10.1002/9783527665624>
- [7] Nordlander, P., Oubre, C., Prodan, E., Li, K. and Stockman, M.I. (2004) Plasmon Hybridization in Nanoparticle Dimers. *Nano Letters*, **4**, 899-903. <https://doi.org/10.1021/nl049681c>
- [8] Prodan, E., Radloff, C., Halas, N.J. and Nordlander, P. (2003) Hybridization Model for the Plasmon Response of Complex Nanostructures. *Science*, **302**, 419-422. <https://doi.org/10.1126/science.1089171>
- [9] Wang, L., Ji, B., Xu, Y., *et al.* (2023) 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>
- [10] Sun, Q., Yu, H., Ueno, K., *et al.* (2016) Dissecting the Few-Femtosecond Dephasing Time of Dipole and Quadrupole Modes in Gold Nanoparticles Using Polarized Photoemission Electron Microscopy. *ACS Nano*, **10**, 3835-3842. <https://doi.org/10.1021/acs.nano.6b00715>
- [11] Biagioni, P., Huang, J.S., Duò, L., *et al.* (2009) Cross Resonant Optical Antenna. *Physical Review Letters*, **102**, Article ID: 256801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.256801>
- [12] Kim, S., Jin, J., Kim, Y.-J., *et al.* (2008) High-Harmonic Generation by Resonant Plasmon Field Enhancement. *Nature*, **453**, 757-760. <https://doi.org/10.1038/nature07012>
- [13] Hutter, E. and Fendler, J.H. (2004) Exploitation of Localized Surface Plasmon Resonance. *Advanced Materials*, **16**, 1685-1706. <https://doi.org/10.1002/adma.200400271>
- [14] Zhang, X., Chen, Y.L., Liu, R.S., *et al.* (2013) Plasmonic Photocatalysis. *Reports on Progress in Physics*, **76**, Article ID: 046401. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/4/046401>
- [15] Zhang, N., *et al.* (2015) Ultrabroadband Metasurface for Efficient Light Trapping and Localization: A Universal Surface-Enhanced Raman Spectroscopy Substrate for "All" Excitation Wavelengths. *Advanced Materials Interfaces*, **2**, Article ID: 1500142. <https://doi.org/10.1002/admi.201500142>
- [16] Wang, H., Brandl, D.W., *et al.* (2007) Plasmonic Nanostructures: Artificial Molecules. *Accounts of Chemical Research*, **40**, 53-62. <https://doi.org/10.1021/ar0401045>
- [17] Liu, Z., *et al.* (2015) Automatically Acquired Broadband Plasmonic-Metamaterial Black Absorber during the Metallic Film-Formation. *ACS Applied Materials & Interfaces*, **7**, 4962-4968. <https://doi.org/10.1021/acsami.5b00056>



- 
- [18] Rohmer, M., Bauer, M., Leissner, T., *et al.* (2010) Time Resolved Photoelectron Nano Spectroscopy of Individual Silver Particles: Perspectives and Limitations. *Physica Status Solidi B*, **247**, 1132-1138. <https://doi.org/10.1002/pssb.200945479>
- [19] Dombi, P.T., Hörl, A., Rácz, P.T., *et al.* (2013) Ultrafast Strong-Field Photoemission from Plasmonic Nanostructures. *Nano Letters*, **13**, 674-678. <https://doi.org/10.1021/nl304365e>
- [20] Nakamura, T., Hirata, N., Sekino, Y., *et al.* (2010) Photoemission Enhancement Induced by Near-Fields via Local Surface Plasmon Resonance of Silver Nanostructures on a Hydrogen-Terminated Si(111) Surface. *The Journal of Physical Chemistry C*, **114**, 16270-16277. <https://doi.org/10.1021/jp105515t>
- [21] Hobbs, R.G., Yang, Y., Fallahi, A., Keathley, P.D., De Leo, E., Kartner, F.X., Graves, W.S. and Berggren, K.K. (2014) *ACS Nano*, **8**, 11474-11482. <https://doi.org/10.1021/nn504594g>
- [22] Ropers, C., Solli, D.R., Schulz, C.P., Lienau, C. and Elsaesser, T. (2007) *Physical Review Letters*, **98**, Article ID: 043907. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.043907>
- [23] Schertz, F., Schmelzeisen, M., Mohammadi, R., Kreiter, M., Elmers, H.J. and Schonhense, G. (2012) Near Field of Strongly Coupled Plasmons: Uncovering Dark Modes. *Nano Letters*, **12**, 1885-1890. <https://doi.org/10.1021/nl204277y>
- [24] Li, Y., Peng, S., Wang, L., *et al.* (2023) Enhanced Photoelectron Emission from Dark Plasmon Mode in Gold Nanoring. *Chinese Journal of Physics*, **85**, 104-111. <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2023.06.017>
- [25] Tsai, C.-Y., Wu, C.-Y., Chang, K.-H., *et al.* (2013) Slab Thickness Dependence of Localized Surface Plasmon Resonance Behavior in Gold Nanorings. *Plasmonics*, **8**, 1011-1016. <https://doi.org/10.1007/s11468-013-9503-4>
- [26] 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>
- [27] Zhang, J., Xu, Y.-G., Zhang, J.-X., Guan, L.-L. and Li, Y.-F. (2020) Bright-Dark Mode Coupling Model of Plasmons. *Chinese Physics Letters*, **37**, Article ID: 037101. <https://doi.org/10.1088/0256-307X/37/3/037101>
- [28] 季博宇. 飞秒局域等离激元相干控制的研究[D]: [博士学位论文]. 长春: 长春理工大学, 2017.