

长程表面等离子体的增强效应

张凯 杜春光 高健存

Long-range surface plasmon polariton enhancement in double-electrode structure

Zhang Kai Du Chun-Guang Gao Jian-Cun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 227302 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.227302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.227302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Sr 掺杂对 $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ 界面电子结构的影响

Effect of Sr doping on electronic structure of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface

物理学报.2017, 66(18): 187301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.187301>

第一性原理的广义梯度近似 +U 方法的纤锌矿 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ 极化特性与 $\text{Zn}_{0.75}\text{Mg}_{0.25}\text{O}/\text{ZnO}$ 界面能带偏差研究

Polarization properties of wurtzite structure $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ and band offset at $\text{Zn}_{0.75}\text{Mg}_{0.25}\text{O}/\text{ZnO}$ interfaces: A GGA+U investigation

物理学报.2015, 64(18): 187304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.187304>

类特异材料半导体复合结构中的电子 Tamm 态

Electronic Tamm states of metamaterial-like semiconductor composite structures

物理学报.2015, 64(10): 107302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.107302>

基于混合周期栅网结构的频率选择表面设计研究

Design and study of frequency selective surface based on hybrid period metallic mesh

物理学报.2015, 64(6): 067302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067302>

具有 $\text{poly-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ 栅的应变 SiGe 型金属氧化物半导体场效应晶体管阈值电压漂移模型研究

Study on the strained SiGe p-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with polycrystalline silicon germanium gate threshold voltage

物理学报.2014, 63(23): 237302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.237302>

长程表面等离子体的增强效应*

张凯 杜春光[†] 高健存[‡]

(清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

(2017年5月17日收到; 2017年8月24日收到修改稿)

研究了双层金属薄膜构型中构型参数对长程表面等离子体的影响, 并发现了衰减全反射激发方法下长程表面等离子体的增强效应. 以特征矩阵算法为基础, 通过数值计算构型的反射谱, 研究构型参数的变化对反射谱的影响. 发现由于衰减全反射激发方法中耦合器的存在导致的非对称特性, 会使双层金属薄膜构型中的长程表面等离子体拥有本征模式特性以外的有趣特性, 如长程模式得到增强而另一支受到抑制, 从而使能量更为集中在希望被激发的一支. 研究结果对非对称激发构型中的长程表面等离子体研究具有启发意义.

关键词: 长程表面等离子体, 双层金属薄膜, 模式耦合

PACS: 73.20.-r, 78.67.Pt, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.66.227302

1 引言

表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPP) [1] 是沿着金属与电介质界面传播的横磁波的一种非辐射本征模式, 这种模式的场强在界面处最强, 向两边介质呈指数形式衰减, 高度局域化在界面处, 是由光与金属表面自由电子耦合形成的一种集体振荡模式. 研究发现, 基于表面等离子体 (SP) 光场分布的亚波长特性, 可以用来实现超越衍射极限的精细图案的光刻技术, 从而可以实现高密度光刻 [2,3]. 另一方面, SP 对介质光学参数极其敏感, 在传感器方面已获得重要的应用 [4-9]. SP 还具有非常显著的场增强效应, 可以用来增强拉曼散射, 例如可以应用于单个分子或纳米粒子的探测 [10].

单一界面 (金属与电介质) 的 SPP 有着非常有趣并且实用的特性, 但是 SPP 同时也是高衰减的, 这严重限制了 SPP 的应用范围. 而长程表面等离子体 (long range surface plasmon polaritons, LR-SPP) [11] 是 SPP 的一种耦合形式, 在这种耦合形式中, SPP 的衰减比在单一界面中的衰减低, 也就意

味着 SPP 能传输更远的距离.

LRSP 是在一系列研究工作的基础上发展而来的. 20 世纪初, Wood 首次发现 SPP [12], 1968 年由 Otto 提出解释 [13], 并于同年由 Kretschmann 和 Raether [14] 用衰减全反射 (attenuated total reflectance, ATR) 方法实现. 还有诸如 Abeles 和 Lopez-Rios 的工作 [15] 也起到了重要的作用. 之后, 有研究通过计算构型的色散关系, 就对称金属板的 SPP 的模式耦合进行了深入的研究, 如 Kliewer 和 Fuchs 的工作 [16], 但是并没有研究此构型下的阻尼和衰减效应, SPP 的传播距离也就无从谈起. 直到 Kovacs 等 [17] 计算了此构型下的传播常数, 奠定了 LRSP 的基础. 双层金属构型 (double-electrode structures) 在 1983 年被 Stegeman 和 Burke 首次利用在 LRSP 的研究中 [18], 而在此之前 Economou [19] 的工作曾计算过此构型中 SPP 的特性, Yoon 等 [20] 通过色散关系的计算, 对此构型中 LRSP 的本征模式进行了详细分析.

长程表面等离子体结构由于其低损耗特性, 在新型传感器方面具有很大优势, 已吸引了一些研究

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274197, 91636213) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ducg@mail.tsinghua.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: gaojc@mail.tsinghua.edu.cn

者的兴趣^[7,8]. 人们已经通过实验研究了基于长程表面等离子体的新型传感器, 例如可以通过Y型结构实现^[9]. 长程表面等离子体的低损耗特性还在光电集成结构方面有重要应用^[21].

LRSP是在SPP构型的基础上加以改变, 实现了对SPP传输距离的延展, 而双层金属构型则是在LRSP的构型基础上再加以改进, 进一步增加SPP的传播距离. 与以往工作不同的是, 本文利用特征矩阵法, 深入地研究了这种双层金属构型中LRSP的反射谱, 并以此来指导构型的设计和研究; 另一方面, 本文通过ATR的方式, 利用耦合器来激发LRSP. 以往双层金属构型的研究, 主要是基于求解本征模式和计算色散关系的方法. 这种研究方法主要指导波导应用方向的激发构型设计, 而相应的激发方式为端射(end-firing)^[22]. 这种激发方法, 相比于ATR激发方法更为简单有效, 然而端射激发方法也有很大的弊端, 其中最大的问题是, 这种激发方法不是波矢选择的. 故ATR激发方法的研究是十分有必要的.

本文研究ATR方法激发的双层金属构型中的参数影响和设计. 从slab构型的色散关系的研究中可知^[20], slab构型中金属层的厚度直接影响了金属板两个界面的SPP的耦合强度, 一旦距离过大, 则耦合效应消失, 对称和反对称两个态的区别消失不见; 从SPP的研究中可知^[23], 由于ATR激发方法需要引入一个耦合器, 导致在给定的频率下, 只有金属层在临界厚度的情况下, 入射光才会被完全吸收. 也就是说, 用ATR方法激发LRSP的过程中, 金属层的厚度需要同时满足SPP耦合强度和ATR构型中的完全激发两个条件. 因此金属层厚度的设计和选取十分复杂而至关重要. 另外Sarid和Kovacs^[24,25]指出, 在LRSP激发构型中, 耦合器与金属间的电介质夹层厚度也十分重要, 如果夹层过薄, 则耦合器占主导作用, LRSP效应被抹去; 如果夹层过厚, LRSP的耦合效应则大大降低. 另外, 这个厚度还影响了ATR方法中金属层的临界厚度, 在构型设计时, 需要考虑这两者的相互影响.

综上, 在ATR激发方法中, 构型参数的选取和设计十分复杂而关键. 而在双层金属构型中, 除了金属与耦合器的间隙厚度, 两层金属厚度以及金属间距也都十分重要. 如何选取和设计这些参数是一个比较复杂的过程. 本文通过对构型参数的反复研究, 实现了用ATR方法激发双层金属构型中的LRSP, 并实现了对LRSP长程模的增强和对

另一支的抑制, 使能量更集中在希望被激发的一支上.

本文通过理论分析表明: 双层金属薄膜结构能够提高场增强效应并获得高灵敏度探测. 本文工作与通常关于LRSP本征模的研究不同, 主要关注激发机制和特性, 得到的反射率和场增强的数据为实验研究提供了重要参考(实验上直接测量反射率是很方便的, 场增强效应也能够被实验测量). 本文余下的部分介绍SPP与LRSP的基础以及用于实现数值计算的特征矩阵法, 并介绍双层金属构型中结构参数对SPP激发的影响规律, 以及在用ATR方法激发LRSP过程中的构型参数的设计和选取方法, 并讨论LRSP中的长程模的增强效应.

2 长程表面等离子体增强效应

2.1 长程表面等离子体

LRSP是SPP的一种特殊的耦合模式, 若要实现LRSP, 就要把至少两个单一界面的SPP耦合起来. 两个界面的耦合方式有两种, 第一种是电介质-金属-电介质构型, 也就是金属板(slab)构型; 另一种是金属-电介质-金属构型, 也就是金属包层(clad)构型.

通过求解构型的本征模式, 可以得到^[11]: clad构型中, 只有对称模, 由于对称模的排斥效应, 场更多地分布在中间介质层之外, 也就是金属介质中, 因此SPP会受到更强的衰减, 不存在长程模; 在slab构型中, 存在对称(symmetry bound, s_b)和反对称(asymmetry bound, a_b)两个模式, 而slab构型中, 中间的介质层是金属, 因此对称模的场更多地分布在电介质中, 从而受到金属的衰减也更少. 也就是说, LRSP是slab构型中的对称模 s_b .

用ATR方法激发LRSP的示意图见图1.

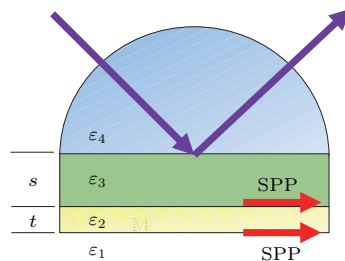


图1 (网刊彩色) LRSP的ATR激发构型示意图
Fig. 1. (color online) LRSP excitation structure with ATR method.

2.2 特征矩阵法

特征矩阵法(characteristic matrix technique, CMT)被广泛地应用于多层结构中SPP的研究中^[26], 可以通过数值计算的方法得到SPP的反射率、场增强及相位变化等信息.

考虑多层结构, 厚度为 h_j , 介电常数为 ε_j 的二维电介质层的特征矩阵 $\mathbf{M}_j(h_j)$ 的表达式为

$$\mathbf{M}_j(h_j) = \begin{bmatrix} \cos(\delta_j) & -i \times \sin(\delta_j)/\eta_j \\ -i \times \sin(\delta_j) \cdot \eta_j & \cos(\delta_j) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中, $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} h_j n_j$, 对TM波, $\eta_j = \frac{\varepsilon_j k_0}{k_{xj}}$; 对TE波, $\eta_j = \frac{\varepsilon_j k_0}{k_{xj}}$, k_{xj} 为 j 层波矢的切向分量. N 层膜结构的等效特征矩阵表达式为

$$\mathbf{M}(h) = \prod_{j=1}^N \mathbf{M}_j(h_j), \quad (2)$$

并由此得到反射率、相位变化等相关指标.

这里采取Otto^[27]的一组参数, 用特征矩阵计算在这组参数下图1中ATR激发构型的反射谱, 其中入射光波长为546.1 nm, 入射介质折射率 $n_4 = 1.9018$, 出射电介质折射率 $n_1 = 1.392$, 棱镜与金属之间的电介质的折射率 $n_3 = n_1 = 1.392$. 金属为Ag, 其折射率 $n_2 = 0.055 + 3.28i$. 各层介质的相对介电常数 ε_j 与折射率 n_j 的关系为 $n_j = \sqrt{\varepsilon_j}$ ($j = 1, 2, 3, 4$). $s = 300$ nm, $t = 75$ nm. 计算结果如图2所示.

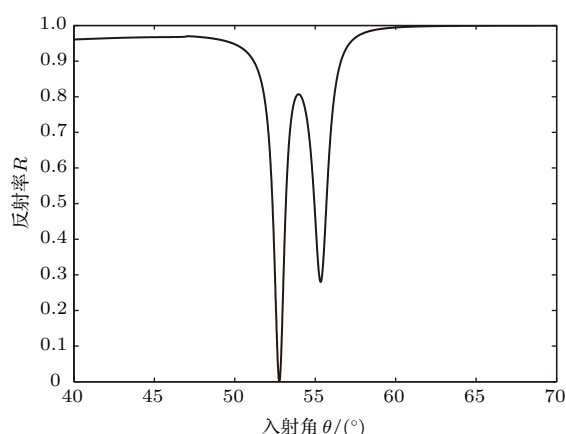


图2 LRSPP 反射谱

Fig. 2. Reflectivity spectra of LRSPP.

如所预期, 反射谱中出现了相互耦合的两个SPP所对应的共振峰. 由于 s_b 模波矢的实部(波矢

匹配条件)和虚部(衰减常数)都更小^[24], 因此在相应的LRSPP反射谱中^[11], s_b 对应着角度更低、激发波矢更小的那一支峰. 另外由LRSPP的色散关系^[19], 也可得到这个结论.

2.3 双层金属构型中的参数影响和选择

如图3所示, 设法线方向为 z . 双层金属构型是在LRSPP构型的基础上, 加入一层金属板, 在此构型下, 除了耦合器共有三种电介质和两种金属. 本文考虑对称结构, 也就是两层金属取同一种介质, 电介质1和电介质3取同一种介质. 本文以图2对应的构型参数为基础, 研究双层金属构型中参数的影响, 即图3构型对应的入射光波长仍为546.1 nm, 耦合器折射率仍为1.9018, 最底层电介质折射率 $n_3 = 1.392$, 且 $n_1 = n_3$, 金属为Ag, 折射率取 $0.055 + 3.28i$. 由于构型复杂, 为了简化, 将电介质2和电介质1取为同一种介质, 即 $n_2 = n_1$.

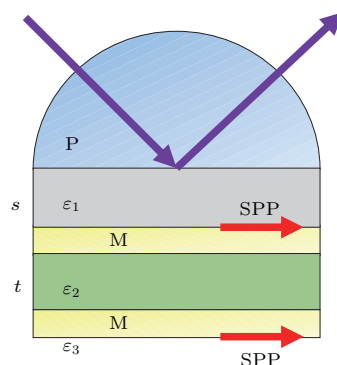


图3 (网刊彩色) 双层金属构型示意图

Fig. 3. (color online) LRSPP in double-electrode structures.

令图3中电介质1的厚度为 s , 而电介质2的厚度为 t . 在图2所对应的slab构型中, 金属临界厚度为75 nm. 根据作者的研究经验, 双层金属结构中的金属厚度应该取相同的值, 且该值为单层结构中金属层临界厚度的一半, 也就是37.5 nm.

首先研究 s 取值与图2所对应的slab构型相同, 即 $s = 300$ nm时, t 的变化带来的影响, 如图4所示.

由图4可以看到, 随着 t 的逐渐增加, a_b 模首先受到抑制, 甚至消失, 而随后则是被增强; 同时 s_b 模开始时变化不大, 在 a_b 模被增强后 s_b 模受到抑制, 直至消失不见. 这个结论与LRSPP的非对称激发结构^[24]有着比较接近的特点. 在LRSPP的非对称激发结构中, 随着金属层厚度的增加, a_b 模

最终演变为高折射率电介质所支持的SPP, 而 s_b 模最终演变为低折射率电介质所支持的SPP. 这种演变显然是由于结构的非对称性导致的, 虽然这里研究的双层金属构型是对称的, 但是由于ATR激发构型中耦合器的存在, 导致了这种非对称构型的演变特性, 这也是ATR激发方法的特点.

实际应用中, 显然更希望长程的 s_b 模被增强, 而另一支被抑制. 因此在上述研究的基础上, 选取

构型参数 $t = \lambda/4$. 选定了双层金属的厚度及夹层厚度 t , 下面来研究 s 变化带来的影响, 如图5所示.

由图5可以看到, 如前面所分析的, s 过小的情况下, 耦合器的影响会比较严重, 使得 s_b 模受到抑制而 a_b 模得到增强; 当 s 增大时, s_b 模得到增强而 a_b 模受到抑制, s 越大这种效应则越强. 另一方面也要考虑到 s 过大会使SPP激发效率降低, 故可以选取 $s = 350$ nm, 这是一个重要的设计参数.

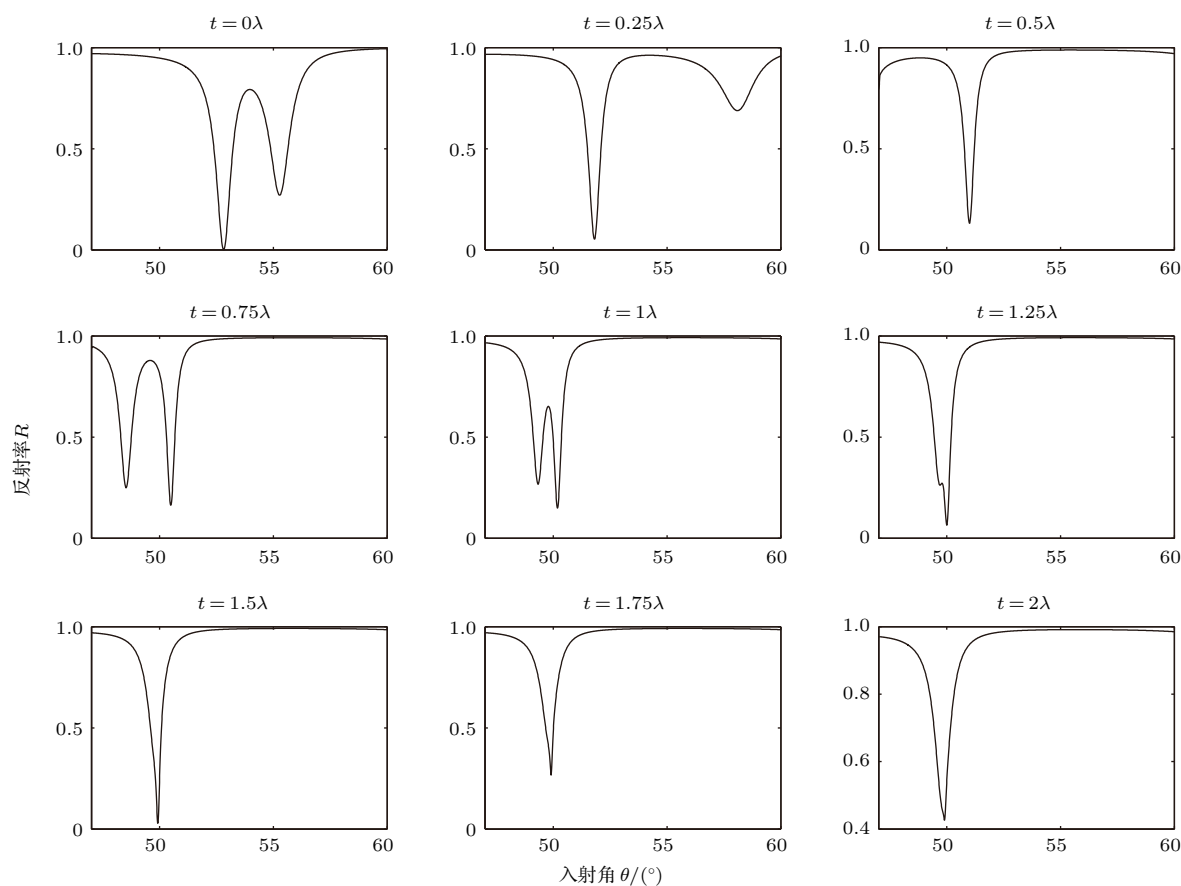


图4 不同 t 时的反射谱

Fig. 4. Reflectivity spectra for different t .

2.4 LRSP的增强效应

以上探讨了双层金属结构的ATR激发过程中参数的研究和选取原则. 如果仔细观察, 会发现图5中 $s = 350$ nm对应的 s_b 模的反射峰并没有完全到0. 通过同时减少两层金属的厚度, 可以使 s 增加导致的衰减增加得到弥补. 选取两层金属厚度为36 nm, 得到了该构型的LRSP反射谱(图6中实线)和场增强因子谱(图7中实线), 为形成对比, 还给出了原始(单层金属)的LRSP的反射谱(图6中虚线)和场增强因子(图7虚线). 此处

的场增强指的是介质3与金属界面处.

可以看到, 在这组构型参数下, 实现了对LR-SPP的长程模的加强, 以及对另一支的抑制, 使能量更为集中在希望被激发的一支上. 在共振角附近反射率达到最小, 场增强达到最大. 双层金属结构进一步增大了场增强因子. s_b 模电场增强因子由原来的约70(图7虚线左边峰值)增加到现在的约90(图7实线左边峰值), 而 a_b 模由原来的约16(图7虚线右边峰值)减小到现在的约2.5(图7实线右边峰值). 这些数据证明了长程模式被加强和另一支被抑制. 对于长程模式, 场增强因子的显著增

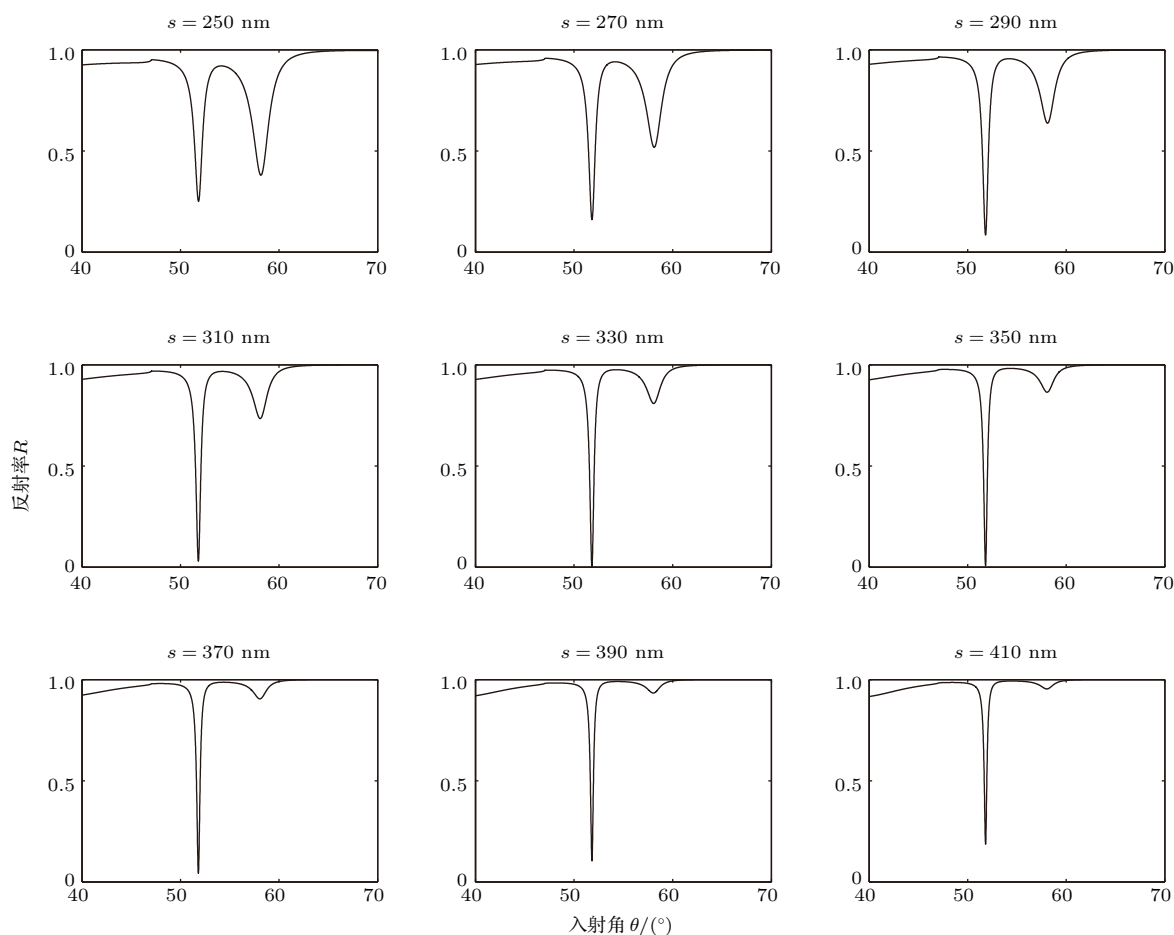

 图5 不同 s 情况下的反射谱

 Fig. 5. Reflectivity spectra for different s .

大也表明共振更加尖锐. 长程模式的SPP有重要的应用, 例如, 可应用于基于长程表面等离子体共振的新型生物传感器^[7]. LRSPP结构用于生物传感器具有高灵敏度、设计多样化等优势, 已在实验中被证实, 例如最近的实验研究表明, 波导型LRSPP结构可以应用于检测登革热NS1抗原的生物传感器^[4].

仔细观察可以发现, 双层金属构型能够进一步加强LRSPP的长程模本质上是在slab构型的金属板中间, 引入了一个clad构型. 如前所述, 由于在slab激发构型的中间一层内, 对称模式的场具有排斥的效应, 使得 s_b 模的场强更多地分布在中间金属层以外, 也就是电介质中, 从而使得SPP受到的衰减更小. 那么在slab激发构型的中间再加入一个clad构型, 使场进一步被排斥在金属之外的电介质中(图8), 从而使SPP受到的衰减进一步减小, 进而获得更高的场增强效应. 图8中, 电场增强因子定义为 $|\mathbf{E}|^2/|\mathbf{E}_0|^2$, 其中 \mathbf{E} 和 \mathbf{E}_0 分别是输入和输出端的电场强度. 类似地, 磁场增强因子定义为

$|\mathbf{H}|^2/|\mathbf{H}_0|^2$, 其中 \mathbf{H} 和 \mathbf{H}_0 分别是输入和输出端的磁场强度. 图8中横坐标 z 为法向位置坐标, 入射角的取值对应图6中LRSPP的共振角(约 52°). 可以看到, 场主要分布在双层金属薄膜以外的区域(金属内的场所占的比重远远小于金属外, 显著降低了金属引起的损耗), 与上面的分析一致.

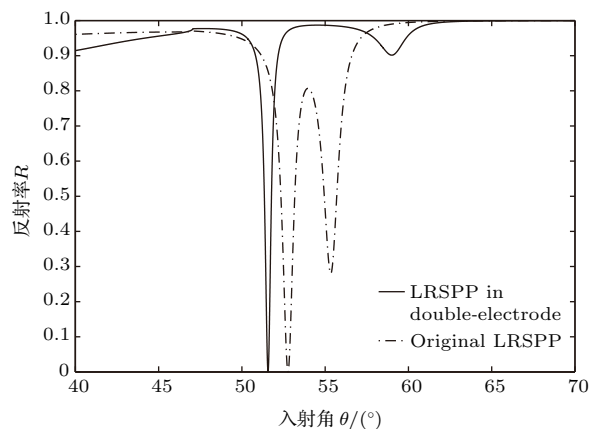


图6 反射谱对比

Fig. 6. Reflectivity spectra comparisons.

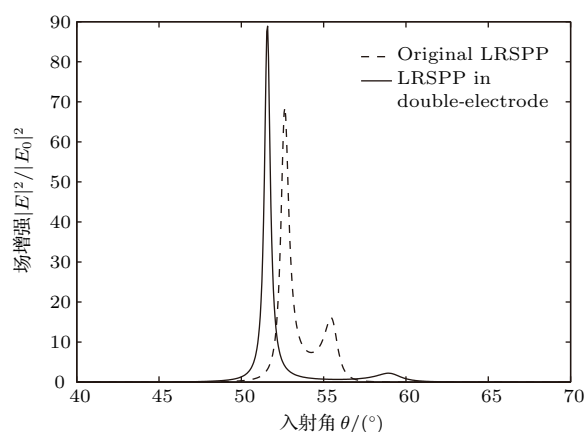


图7 场增强因子对比

Fig. 7. Field enhancement comparisons.

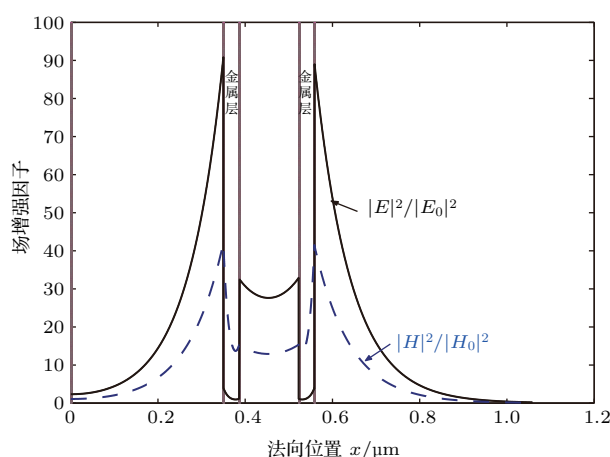


图8 场分布示意图

Fig. 8. Field distribution.

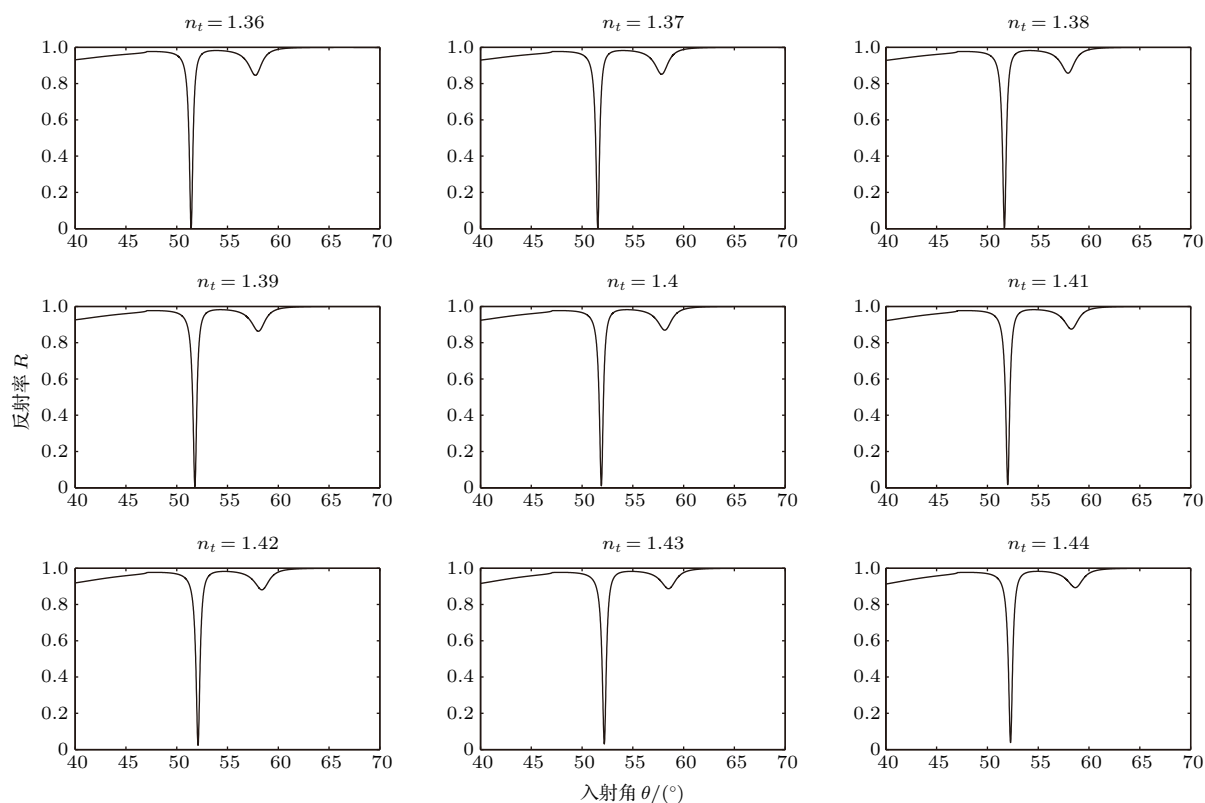
图8中, 黑色实线和蓝色虚线分别为电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 的增强因子. 从图8可以明显看出, 其场分布主要分布在两层金属薄膜之外的区域, 特别是电场 \mathbf{E} 的分布, 在金属内部的比重很小, 从而降低了金属引起的损耗, 这与文献[18]图1中的长程模式的空间分布具有类似的特征, 是长程模式的标志性特征. 图8还表明电场 \mathbf{E} 的增强效应远比磁场 \mathbf{H} 的增强效应显著, 这是因为耦合器的高介电常数与其余电介质的低介电常数的反差所致. 需要说明的是磁场 \mathbf{H} 在界面处是连续的(图8蓝色虚线), 而电场的法向分量不连续(图8黑色实线), 所以电场增强因子在界面处不连续, 在金属体内各处电场增强因子均不超过5, 而在金属外面处电场突然增强(接近90), 这正是金属SPP电荷密度波导致的场增强效应, 也反映了SPP主要集中在双金属层的外表面(即图3中上层金属的上表面和下层金属的下表面). 结构参数对SPP的调控可以这样理解: 一

方面, 通过将slab构型中的单层金属分为空间分离的两层金属, 增加了金属上下表面的距离, 便于耦合激发, 同时金属总厚度保持不变, 不额外增加损耗, 而且双层金属的耦合效应导致电场被进一步排斥在金属之外而降低了损耗, 获得了更加尖锐的共振激发, 另一方面, 通过增加金属与耦合器之间的距离, 实现了对LRSPP的长程模的加强, 及对另一支的极大抑制. 以上分析表明, 耦合器的引入会导致SPP本征模式[8,18]特性以外的一系列有趣特性, 以上设计参数和所得结论中的数据为实验提供了参考.

那么, 这种增强效应对金属夹层的折射率是否敏感呢? 如果令夹层的折射率为 n_t , 保持其他参数不变的情况下, 反射率对 n_t 的遍历情况如图9所示.

由图9可以看到, 在 n_t 相当大的变化范围内, 反射谱线的整体特征几乎没有改变. 因此, 双层金属薄膜构型中LRSPP的增强效应有利于增强对夹层电介质折射率的鲁棒性.

通常SPR系统的被检测物质一般放在金属表面附近(例如如图1的构型中待测物质可以放在金属下表面附近). 本文考虑的是多层介质系统, 实际应用于传感器时, 被检测的物质可以放在不同的介质层中, 设计上具有灵活性和多样性. 这里为简单起见, 仍然只分析被检测物质是最底层介质的情况. 数值计算发现反射率 R 、共振处对应的入射角 θ 、场增强因子 T ($T = \frac{|E|^2}{|E_0|^2}$) 均对最底层介质的折射率 n_d 的变化敏感. 反射率 R 共振时的极小值随最底层介质折射率的变化灵敏度定义为共振处的 $\frac{dR}{dn_d}$, 数值计算发现以上考虑的双层金属的情况下 $\frac{dR}{dn_d} = 0.0684/\text{RIU}$ (RIU为相对折射率单位), 此灵敏度并不高, 因为略微偏离共振条件时 R 值仍然很接近于零. 然而, R 极小值对应的共振角 θ 随底层介质折射率变化非常敏感, 并且测量入射角非常方便, 实际中常用这种测量方式. 定义共振角灵敏度为 $\frac{d\theta}{dn_d}$, 以上双金属层情况下 $\frac{d\theta}{dn_d} = 25.0^\circ/\text{RIU}$. 这是一个很高的灵敏度. 另外, 定义电场增强因子 T 的灵敏度为 $\frac{dT}{dn_d}$, 数值计算发现共振处 $\frac{dT}{dn_d}$ 高达 $1266.2/\text{RIU}$. 虽然目前的SPR多采用测量反射率 R 的极小值的方法, 但场增强因子的高灵敏度显然具有很高的应用价值. 一个可能的应用是利用拉曼增强效应在拉曼光谱技术中获得新应用.

图9 不同 n_t 情况下的反射谱Fig. 9. Reflectivity spectra for different n_t .

以上分析主要针对长程SPP的激发特性, 这是本文的主要内容. 但为完整起见, 下面分析长程SPP的本征模式的传播距离(这里只分析没有耦合器时的传播距离). 实际中如果SPP传播距离较远, 则可以只在入射端口处放置耦合器, 其余部分受耦合器的影响较小, 可以忽略耦合器而假设金属放置在无限大的电介质中. 与文献[18]类似, 考虑对称构型, 根据电磁场边界条件(E, H 切向连续)容易导出如下方程:

$$\frac{1 - rS e^{2ik_3h}}{r - S e^{2ik_3h}} = r e^{2ik_2d}, \quad (3)$$

其中 $r = \frac{k_1\varepsilon_2 - k_2\varepsilon_1}{k_1\varepsilon_2 + k_2\varepsilon_1}$, $k_i = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}n_i^2 - k_{\text{spp}}^2}$, S 只能取1和-1, 分别对应两种束缚模式——对称和反对称模. n_i, ε_i 分别为各层的折射率和介电常数, $i = 1, 2, 3, 4, 5$, 依次标记为顶层电介质、上层金属、金属板夹层中的电介质、下层金属、和底层电介质(对应图3, 但没有最顶层的耦合器, 且最上面的电介质为无限大介质). 求解方程(3)可以求出表面等离子体的波数 k_{spp} , 于是传播距离 $L \sim 1/\text{Im}(k_{\text{spp}})$. 作为估算, 根据方程(3)数值求

解了对称模式($S = 1$), 发现本文参数对应的传播距离 $L \sim 0.5$ mm. 这与文献[18]给出的传播距离在同一个数量级. 通常的非长程SPP的传播距离很短, 对光源波长为微米的情况, 光源激发的SPP的传播距离通常只有微米量级(例如文献[18]中的图3给出的非长程模式的传播距离约 $3 \mu\text{m}$).

3 结 论

本文利用特征矩阵的方法, 通过数值计算构型的反射谱来研究和设计双层金属构型中的参数, 从而用ATR激发方式实现LRSP的激发.

前人的工作主要是基于求解本征模式的方法, 而相应端射激发却不是波矢选择的, 导致出射信号是一系列SPP模式的叠加. 因此本文尝试用ATR激发方式, 实现双层金属构型中LRSP的激发, 深入研究了带耦合器的双层金属构型中的参数对SPP激发的影响, 阐述了双层金属构型中参数选择的原则和方法. 实现了对LRSP的长程模的加强, 以及对另一支的抑制, 使能量更为集中在希望被激发的一支上. 本文得到的结论和数据为实验上观测

这类现象奠定了理论基础, 并为基于LRSPP的新型传感器的设计提供了参考和依据.

由于耦合器的存在导致的非对称特性, 使ATR激发方法中的双层金属构型拥有本征模式特性以外的有趣特性, 本文叙述的LRSPP的增强效应只是其中的一种, 仍有更多有意思的现象值得深入探究.

参考文献

- [1] Raether H 1988 *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag) pp8, 11
- [2] Luo X G, Teruya I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4780
- [3] Werayut S, Nicholas F, Sun C, Luo Q, Zhang X 2004 *Nano Lett.* **4** 1085
- [4] Wong W R, Sekaran S D, Adikan F R M, Berini P 2016 *Biosens. Bioelectron.* **78** 132
- [5] Hyungsoon I, Shao H L, Park Y 2014 *Nat. Biotechnol.* **32** 490
- [6] Zeng S W, Baillargeat D, Ho H P, Yong K T 2014 *Chem. Soc. Rev.* **43** 3426
- [7] Koji T, Jakub D, Wolfgang K 2011 *Opt. Express* **19** 11090
- [8] Zhang X L, Song J F, Lo G Q, Kwong D L 2010 *Opt. Express* **18** 22462
- [9] Wong W R, Faisal R M A, Pierre B 2015 *Opt. Express* **23** 031098
- [10] Nie S M, Emery S R 1997 *Science* **275** 1102
- [11] Berini P 2009 *Adv. Opt. Photon.* **1** 484
- [12] Wood R W 1902 *Philos. Mag.* **4** 396
- [13] Otto A 1968 *Zeits Phys.* **216** 398
- [14] Kretschmann E, Raether H 1968 *Z. Naturforsch* **23** 2135
- [15] Abeles F, Lopez-Rios T 1974 *Opt. Commun.* **11** 89
- [16] Kliewer K L, Fuchs R 1967 *Phys. Rev.* **153** 498
- [17] Kovacs G J 1979 *Thin Solid Films* **60** 33
- [18] Stegeman G I, Burke J J 1983 *Appl. Phys. Lett.* **43** 221
- [19] Economou E N 1969 *Phys. Rev.* **182** 539
- [20] Yoon J, Song S H, Park S 2007 *Opt. Express* **15** 17151
- [21] Charbonneau R, Lahoud N, Mattiussi G, Berini P 2005 *Opt. Express* **13** 977
- [22] Burke J J, Stegeman G I, Tamir T 1986 *Phys. Rev. B* **33** 5186
- [23] Homola J 2006 *Surface Plasmon Resonance Based Sensors* (Berlin Heidelberg: Springer) p3–44
- [24] Sarid D 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 1927
- [25] Kovacs G J, Scott G D 1978 *Can. J. Phys.* **56** 1235
- [26] Lin C W, Chen K P, Hsiao C N, Lin S, Lee C K 2006 *Sens Actuators B: Chem.* **113** 169
- [27] Otto A 1969 *Zeits. Phys. A: Hadrons and Nuclei* **219** 227

Long-range surface plasmon polariton enhancement in double-electrode structure*

Zhang Kai Du Chun-Guang[†] Gao Jian-Cun[‡]

(State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University,
Beijing 100084, China)

(Received 17 May 2017; revised manuscript received 24 August 2017)

Abstract

Surface plasmon polariton (SPP) is a kind of highly confined surface-wave mode associated with collective electron charge oscillation. A remarkable feature of the SPP is its highly sensitive response to change in permittivity or refractive index of the material in the vicinity of the metal surface, and it can be used as a high sensitive sensor. Long-range surface plasmon polariton (LRSP) is a low-loss surface wave supported by symmetric structure, such as symmetric insulator-metal-insulator (IMI) slab. In most of previous investigations, only the properties of the eigenmodes of LRSPs are analyzed. In this paper, however, we investigate the phenomena associated with the excitations of LRSPs which cannot be explained by the eigenmode theory. Double-electrode structures are studied in this paper. For simplicity, we assume that the structures are symmetric if no coupler is introduced. When the coupler is introduced, however, this system can have interesting new properties. The influence of the parameters of the structure on the LRSP is discussed in detail, and the enhancement effect of the LRSP excited by the attenuated total reflectance (ATR) method is found. The research on the parameters is based on the reflectivity and the field enhancement calculated by the characteristic matrix technique. Taking the coupler into consideration, there are six media in the double-electrode structure excited by ATR. It turns out that the LRSP can have new properties other than those of eigenmodes supported by symmetric structures without couplers. This is due to the asymmetry brought by the coupler in the ATR method, thus it is possible to enhance the wanted mode while suppress the other mode. The asymmetry brought by the coupler in the ATR method leads to new and interesting phenomena. If the distance between the coupler and the closer metal film (denoted by s) and that between the two metal films (denoted by t) are properly chosen, the long-range mode will be enhanced while the other mode will be suppressed. It should be emphasized that s is a crucial parameter. When s is small, the long-range mode is suppressed and the other mode is enhanced; when s is large, the energy focuses more on the long-range mode. However, when s is too large, the exciting efficiency is very low. It is found that the appropriate parameters in the ATR-method-exciting double electrode structure are $s = 350$ nm, $t = \frac{1}{4}\lambda$, where λ is the wavelength of the source light in vacuum and is taken to be 546.1 nm, and the thickness of each metal Ag film is taken to be 36 nm. These parameters are important for future experiments to observe this kind of phenomenon.

It is also found that both the field enhancement factor and its sensitivity to the refractivity of the output-end medium are very high in LRSP case, which is possible to be used as a biological or chemical sensor. The asymmetry brought by the coupler in the ATR method makes LRSP have new and interesting features, one of which is the enhancement of the long-range mode. The present research has heuristic significance for studying the long-range surface plasmon in asymmetric excitation configuration.

Keywords: long-rang surface plasmon resonance, double-electrode, mode coupling

PACS: 73.20.-r, 78.67.Pt, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.66.227302

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274197, 91636213).

[†] Corresponding author. E-mail: ducg@mail.tsinghua.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: gaojc@mail.tsinghua.edu.cn