

金属 - 介质光栅结构表面等离子体耦合效率的模拟研究*

陈泳屹¹⁾²⁾ 秦莉^{1)†} 佟存柱¹⁾ 王立军¹⁾

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 发光学及其应用国家重点实验室, 长春 130089)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013年3月22日收到; 2013年4月23日收到修改稿)

表面等离子体可以将光子局域在金属表面附近, 并形成很强的近场能量密度, 可以大大提高金属表面附近分子的发光效率和光电转换吸收材料的利用率, 从而提高发光器件和光电转换器件的效率. 本文研究了在一维周期性金属 - 介质混合结构的光栅中表面等离子体激元的耦合条件, 给出了耦合效率随着结构和填充因子的变化, 并证明了在光栅的填充因子较高以至光栅的金属间隔较小时, 光子耦合成为表面等离子体的效率较高, 可以达到 94% 以上.

关键词: 表面等离子体激元, 填充因子, 光栅, 吸收光谱

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Dj, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.62.167301

1 引言

表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 是一种由于金属表面电子被外界电磁场激发而振荡, 并传播于金属 - 介质表面的二维电磁场模式^[1]. 由于其二维性质可以使得光子压缩在几百到数十个纳米的范围内, 从而突破衍射极限并获得较高的能量密度, 因而在发光器件和光电转换器件, 比如太阳能电池等领域中有着广阔的应用前景^[2-9]. 要想提高发光器件和光电转换器件的效率, 就需要最大限度地使得外来光子束缚并耦合成为 SPP. 利用光栅的周期性结构可以在光子耦合成为 SPP 时提供满足动量守恒的额外波矢^[10], 因而国际上对薄金属光栅结构 (光栅部分金属深度约 50 nm) 和一些金属光栅的具体形貌的研究已经有先例^[11-16], 但是对金属 - 介质混合的光栅中, SPP 的耦合现象研究还不充分. 本文主要研究了在金属 - 介质光栅结构中的表面等离子体耦合现象, 尤其

针对厚度 100 nm 的金 (Au) 和氧化硅 (SiO₂) 形成的混合光栅, 在垂直光子激发的情况下对耦合 SPP 的特性进行了理论计算, 给出了 SPP 耦合条件随着结构变化的关系, 并证明了在光栅的填充因子较高, 也就是光栅的金属间隔较小时, 光子耦合成为表面等离子体的效率较高, 可以达到 94% 以上. 该结构制作工艺简单, 表面等离子体耦合效率高, 可以应用于半导体激光器等窄光谱的光电子器件中.

2 理论模型

用于数值模拟的光栅结构为图 1 所示的 Au-SiO₂, 其中图 1(a) 表示 Au 具有光栅的周期性, SiO₂ 不具有周期性; 图 1(b) 的结构表示 Au 和 SiO₂ 均具有光栅的周期性. 为便于分析, 图 1(a) 和 (b) 的结构分别标记为 A 和 B. 由于 SPP 在传播的过程中不向外辐射光子而最终会被 Au 吸收, 因此可以通过研究模型的吸收光谱对 SPP 的耦合效率进行研究. 图中 Au 的厚度 h 固定为 100 nm. 结构 B 中 SiO₂ 作

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 61234004)、国家自然科学基金 (批准号: 61176045) 和自然科学基金青年基金 (批准号: 61106068) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qinl@ciomp.ac.cn

为光栅槽的厚度 H 固定为 $1\ \mu\text{m}$. 假定光栅周期为 Λ , 光源从正上方垂直入射, 入射光的偏振方向沿水平方向. 模拟中采用有限时域差分 (finite difference time domain, FDTD) 法对结构进行分析. 针对光栅的一维结构, 在周期方向上采用了周期性边界条件 (periodic boundary condition, PBC), 在非周期方向上采用完美匹配层 (perfectly matched layers, PML) 来吸收掉传输和反射的光子.

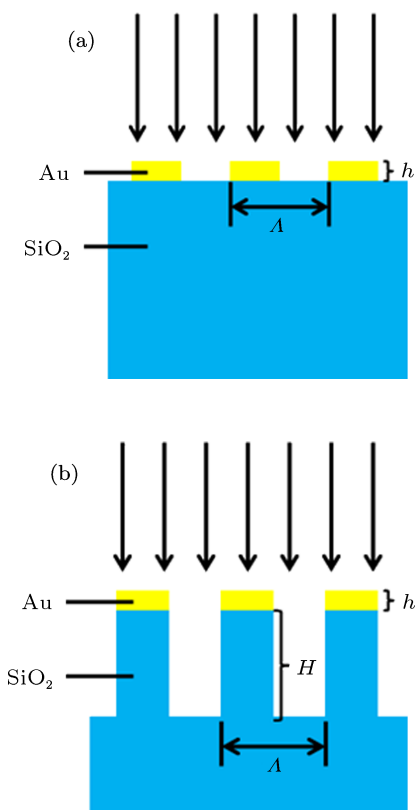


图1 理论模型示意图 (a) 结构 A; (b) 结构 B

针对 Au 的折射率, 采用经典的 Drude-Lorentz 模型:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{r,\infty} + \sum_{k=0}^K \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma_k}, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_{r,\infty}$ 是相对介电常数的高频极限, K 是共振的频率总数, 第 k 个共振模式对应的共振频率为 ω_k , 共振强度为 f_k , 衰减常数 Γ_k 为弛豫时间 [17], Au 的具体参数取自文献 [18], 可以得到其实部和虚部如图 2 所示. Au 部分的网格特别细化到 $2\ \text{nm}$, 远远小于金的趋肤深度 ($\sim 20\ \text{nm}$). 由于表面等离子体的波矢 k_{SPP} 和真空中的波矢满足如下关系 [19]:

$$k_{\text{SPP}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_m}{\varepsilon_1 + \varepsilon_m}}, \quad (2)$$

其中, ε_m 是 Au 介电常数的实部, ε_1 是周围介质的介电常数, 并且折射率的关系由 $\varepsilon = (n - ik)^2$ 给出. 由于 SiO_2 的折射率随波长变化很小, 因此在模拟中, 取 SiO_2 的折射率为 1.45, 取空气的折射率为 1. 根据 (2) 式, 由于波长在 $450\text{--}500\ \text{nm}$ 时, k_{SPP} 没有实数解, 因此这时候不存在 SPP 模式. 故后文考虑的均是波长从 $500\ \text{nm}$ 到 $2000\ \text{nm}$ 的情况.

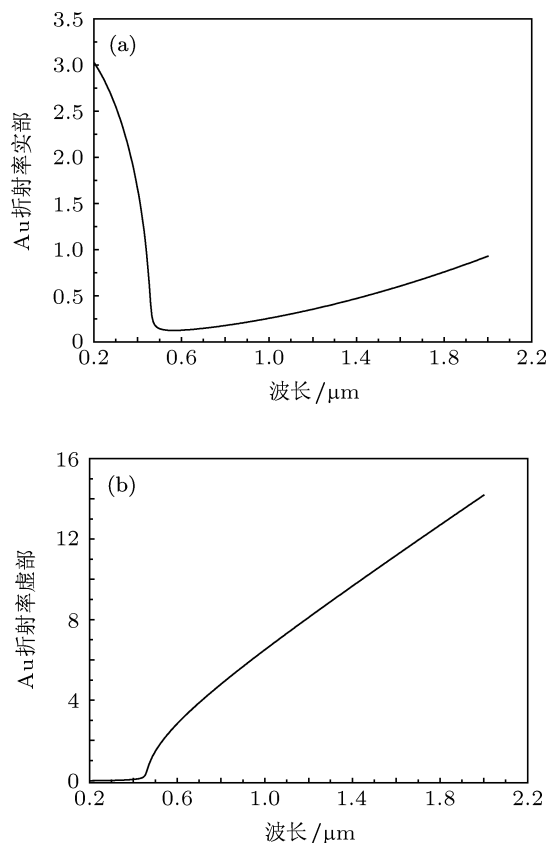


图2 Au 的 Drude-Lorentz 模型所对应的折射率 (a) 折射率的实部; (b) 折射率的虚部

3 理论模拟结果分析

3.1 改变周期 Λ

给定光栅的填充因子为 0.5, 当周期 Λ 改变时, 图 3 为图 1(a) 结构的吸收光谱. 由于 Au 和空气界面、Au 和 SiO_2 界面均可以引发光子转换成 SPP, 因此后文以 P_{airZ} 和 P_{silicaZ} 分别对应空气和 Au, SiO_2 和 Au 之间的各个级次的光谱吸收峰进行标记. 其中, 周期为 $0.5\ \mu\text{m}$ 的两个吸收峰从右到左依次代表 Au- SiO_2 表面和 Au-空气表面的一级峰 P_{silica1} 和 P_{air1} ; 周期为 $0.7\ \mu\text{m}$ 的 3 个吸收峰从右到左依次代表 P_{silica1} , P_{air1} 和 P_{silica2} , 周期为 $0.9\ \mu\text{m}$ 的

3 个吸收峰从右到左依次代表 P_{silica1} , P_{air1} 和 P_{silica2} .

从图 3 中可以得出如下结论: 当给定填充因子为 0.5, 周期分别 0.5, 0.7, 0.9 μm 时, 所有吸收峰随着周期 Λ 的增大而相应地红移, 并且吸收峰的强度逐渐降低.

在光子耦合成为 SPP 的时候, 光栅结构提供了额外的动量, 从而满足

$$k_{\text{SPP}} = k_0 \sin \theta + ZG, \quad (3)$$

其中 k_0 为真空中的波矢, θ 为入射角度, 在本文中为 0° , Z 为整数, $G = 2\pi/\Lambda$ 为光栅结构的布拉格波矢 [14,20]. 因为图中标记的几个吸收峰的波长均满足 (3) 式, 证明了这几个吸收峰是由于光子耦合成为 SPP 所引起的. 当周期增大时, 布拉格波矢 G 变小, 因而耦合的 SPP 波矢 k_{SPP} 变小, 从而吸收峰波长增大发生红移.

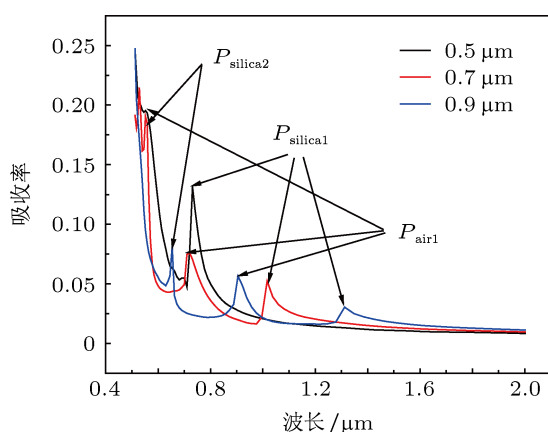


图 3 给定填充因子为 0.5, 吸收光谱随着周期 Λ 改变

吸收峰的强度随着周期 Λ 的增大而逐渐降低, 这是因为 Λ 增大的情况下, 储存在 SPP 中的能量会随着尺寸的增大而不容易继续保留在 Au 与 SiO_2 , 空气的表面, 反而在边界处重新释放出光子, 这部分放出的光子导致吸收峰的强度减弱.

3.2 改变填充因子

固定光栅周期 Λ 为 500 nm, 改变填充因子, 由 (3) 式给出如图 4 所示的 P_{silica1} 峰位于波长 766 nm 附近, P_{air1} 峰位于波长 555 nm 附近. 图 4(a) 给出了结构 A 的吸收光谱随着填充因子变化的规律, 图 4(b) 给出了结构 B 的吸收光谱随着填充因子变化的规律. 从图中可以看出, 两种结构对 P_{air1} 峰和

P_{MIM} 峰 (后文给出具体定义) 的体现几乎一致, 但是在 P_{silica1} 峰的形态上有着极大的差异.

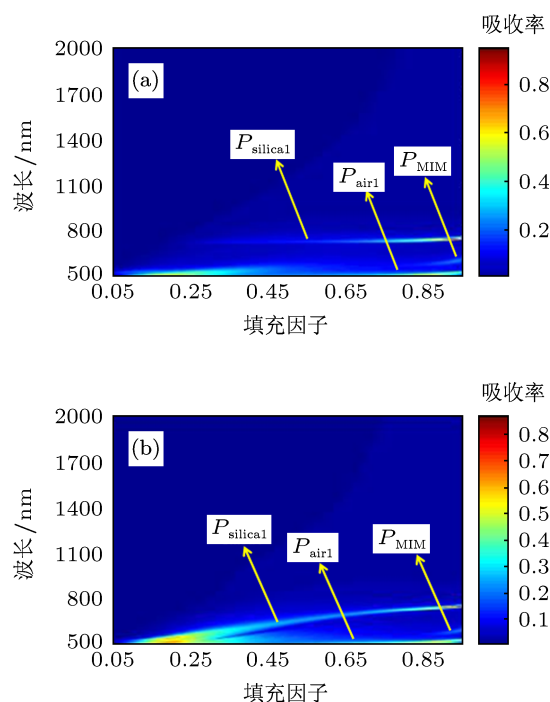


图 4 吸收光谱随着填充因子变化 (a) 吸收光谱对应结构 A; (b) 吸收光谱对应结构 B

3.2.1 P_{air1} 峰与填充因子之间的关系

在波长为 555 nm 时, 存在的吸收峰主要是 P_{air1} 峰. 这个峰的强度在填充因子为 0.5, 趋近于 1 和趋近于 0 时比较弱, 在填充因子为 0.8 和 0.2 时比较强, 并且 P_{air1} 峰无法达到很高的值. 这是因为尽管光栅结构提供了光子耦合成为 SPP 额外需要的波矢, 光子依然难以直接在空气和 Au 表面耦合成为 SPP, 同时, 在本文的结构中同时存在 Au 和空气表面传播的 SPP (记为 k_{SPPair}) 和 Au- SiO_2 表面传播的 SPP (记为 $k_{\text{SPPsilica}}$). k_{SPPair} 沿着 Au 和空气表面传播时会在 Au- SiO_2 表面重新耦合成 $k_{\text{SPPsilica}}$, 然而 $k_{\text{SPPsilica}}$ 因为不满足 (3) 式, 因而能量无法保存在光栅结构中, 只能向外辐射一部分光子, 因而吸收峰值不高. 再考虑到 k_{SPPair} 在传播过程中受到光栅结构的调制, 这一点与 DFB 激光器中光栅的衍射原理类似 [21]: 由 (3) 式, 其一级衍射的方向为沿着外界入射光方向原路返回, k_{SPPair} 重新耦合成为光子, 结构的反射率增强, 引入一级衍射系数 κ_1 , κ_1 的大小表示了 k_{SPPair} 重新耦合成为光子的效率. 由文献 [21] 可知, κ_1 在填充因子为 0.5 时取得极大值, 说明在填充因子为 0.5 时, k_{SPPair} 重新耦合成为光子的

效率较高, 这时结构的反射率增强, P_{air1} 峰减小. 由 (3) 式, 二级衍射方向与 k_{SPPair} 传播方向相反, 表现为 k_{SPPair} 在 Au- 空气表面传播时被光栅结构反射, 依旧以 k_{SPPair} 的方式沿着相反方向在 Au- 空气表面传播, 并很少向外辐射光子, 最终被金属损耗吸收掉. 引入二级衍射系数 κ_2 表示 k_{SPPair} 的反射情况, 由文献 [21] 可知, κ_2 在填充因子为 0.25 和 0.75 时取得极大值, 光栅对 k_{SPPair} 的反射最强, P_{air1} 峰有极大值. 然而 k_{SPPair} 在受到光栅结构反射的时候, 有一部分会变成 Au- 空气和 Au-SiO₂ 的混合模式, 因而极大值位置相对标准 0.25 和 0.75 有所偏移, 这就是为什么 P_{air1} 峰在填充因子 0.2 和 0.8 时呈现极大值.

3.2.2 P_{MIM} 峰与填充因子之间的关系

在图 4(a) 和图 4(b) 中都出现了一个终点在波长 621 nm 附近的吸收峰, 这个吸收峰位置不随着结构 A 和 B 变化, 仅仅受到填充因子的影响, 随着填充因子的减小而急剧减小, 最终消失. 这是因为, 如图 5(a) 所示, 在波长为 621 nm 时, 根据 (3) 式, 填充因子为 0.95 时, 光栅单元间 Au 的距离很小, 当 Au 的厚度足够厚时, 光栅结构的相邻单元 Au- 空气 -Au 形成了金属 - 介质 (空气)-金属 (metal-insulator(air)-metal, MIM) 的一种混合结构波导, 这种混合结构波导可以容许一个 MIM 的 SPP 模式存在, 因而这个 SPP 模式标记为 k_{SPPMIM} , 这个吸收峰标记为 P_{MIM} . k_{SPPMIM} 模式仅存在于 MIM 结构构成的波导之中, 并且在上表面处存在着很强的波导端面反射, 与底层的 SiO₂ 的关系不大, 因此不随着 SiO₂ 的变化而变化. 仅当填充因子变小的时候, 临近 Au 单元间的间距变大, k_{SPPMIM} 模式快速地衰减并向外辐射光子, 最终退化成为每个光栅单元上各自的 SPP 模式, 导致吸收峰的强度快速降低. 图 5(b) 给出了波长在 621 nm, 填充因子在 0.6 时的电场分布数值模拟, 可以清晰地看出 k_{SPPMIM} 模式已经退化成为两个光栅单元上各自的 SPP 模式. 另外, 621 nm 波长的时候, 对于外来入射光, 由布拉格公式: $\Lambda \sin \theta = N\lambda$, N 是整数, λ 为波长, 因为波长 λ 大于周期 Λ , 因而只存在 0 级衍射, 即透射; 由 (3) 式, 对于 k_{SPPair} , 还存在一级衍射, 部分 k_{SPPair} 重新耦合成为光子回到空气中, 表现为如图 5(a) 和 (b) 上半部分所示的, 入射光场和衍射光场叠加形成的强弱相间的干涉分布图样; 对于 $k_{\text{SPPsilica}}$ 则同时有一级衍射和二级衍射, 部分 $k_{\text{SPPsilica}}$ 重新耦合成为

沿着一级衍射和二级衍射的方向出射的光子, 表现为如图 5(a) 和 (b) 下半部分所示的, 透射光场和一级衍射以及二级衍射相互叠加, 呈现相互干涉的周期性图样.

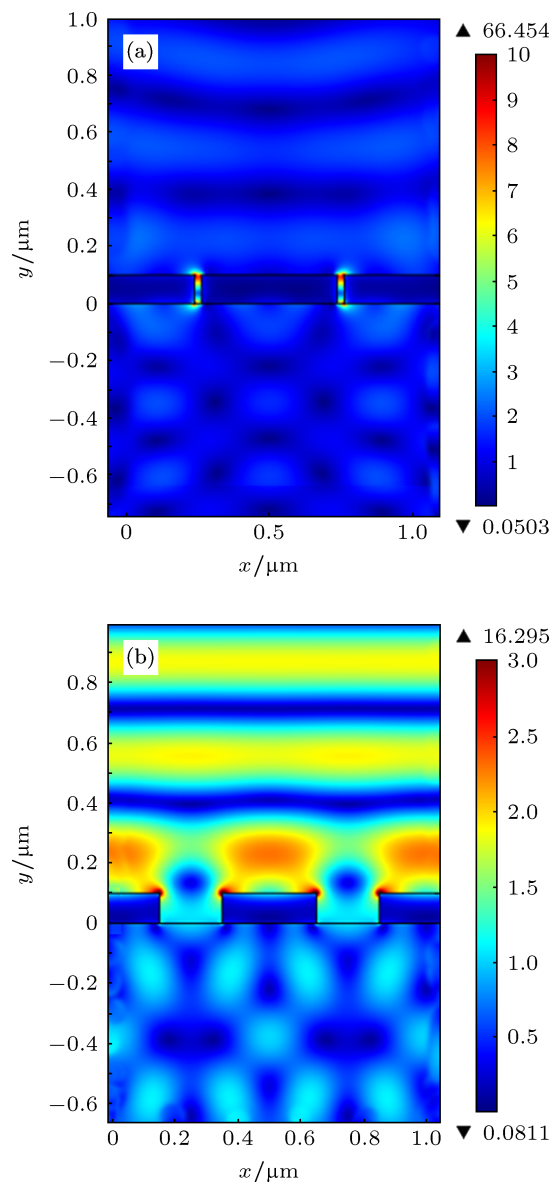


图 5 波长 621 nm, 填充因子分别为 0.95(a), 0.6(b) 时的电场强度分布数值模拟图

3.2.3 P_{silical} 吸收峰随着填充因子的变化

从图 4 所示还可以明显地看出, 随着填充因子的变化, 结构 A 对应的图 4(a) 的吸收光谱在 766 nm 波长附近的 P_{silical} 吸收峰随着填充因子的增加而增大, 在填充因子为 0.95 时, 最高吸收峰值高达 94.5%, 在图像上表现为一条平行于 766 nm 波长的一条随着填充因子增加而增强的亮线. 这说明入射光以极高的效率在 Au-SiO₂ 的表面上转化

成为 $k_{\text{SPPsilica}}$, 并且很少对外界辐射光子. 这是因为在周期为 500 nm 的光栅结构中, 当填充因子为 0.95 时, Au 的间距只有 25 nm, 一个光栅单元上的 $k_{\text{SPPsilica}}$ 引起的电子振荡很容易跨越窄小的间距引起临近的 Au 光栅单元上的电子一起振荡, 从而使得 $k_{\text{SPPsilica}}$ 继续沿着金属的表面传播下去, 尽管一部分 $k_{\text{SPPsilica}}$ 转化为 MIM 结构中的 k_{SPPMIM} , 然而 MIM 结构在上表面的强反射又保证了这部分 SPP 重新回到 Au-SiO₂ 表面转化成为 $k_{\text{SPPsilica}}$, 大大提

高了 SPP 的整体耦合效率. 图 6(a) 给出的就是图 1(a) 所对应的结构在波长为 766 nm、填充因子为 0.95 时, $k_{\text{SPPsilica}}$ 沿着 Au 和 SiO₂ 的表面传播并跨越光栅间隙的数值模拟. 当填充因子从 0.95 逐步减小时, 吸收峰的强度降低. 这是因为随着填充因子的降低, Au 单元间距变大, Au 光栅单元上的电子振荡, 已经不能跨越变大的单元间距引起临近的光栅单元上的 SPP 振荡, 同时由于光栅单元间距变大, MIM 结构退化, 波导上表面的强反射效果消失,

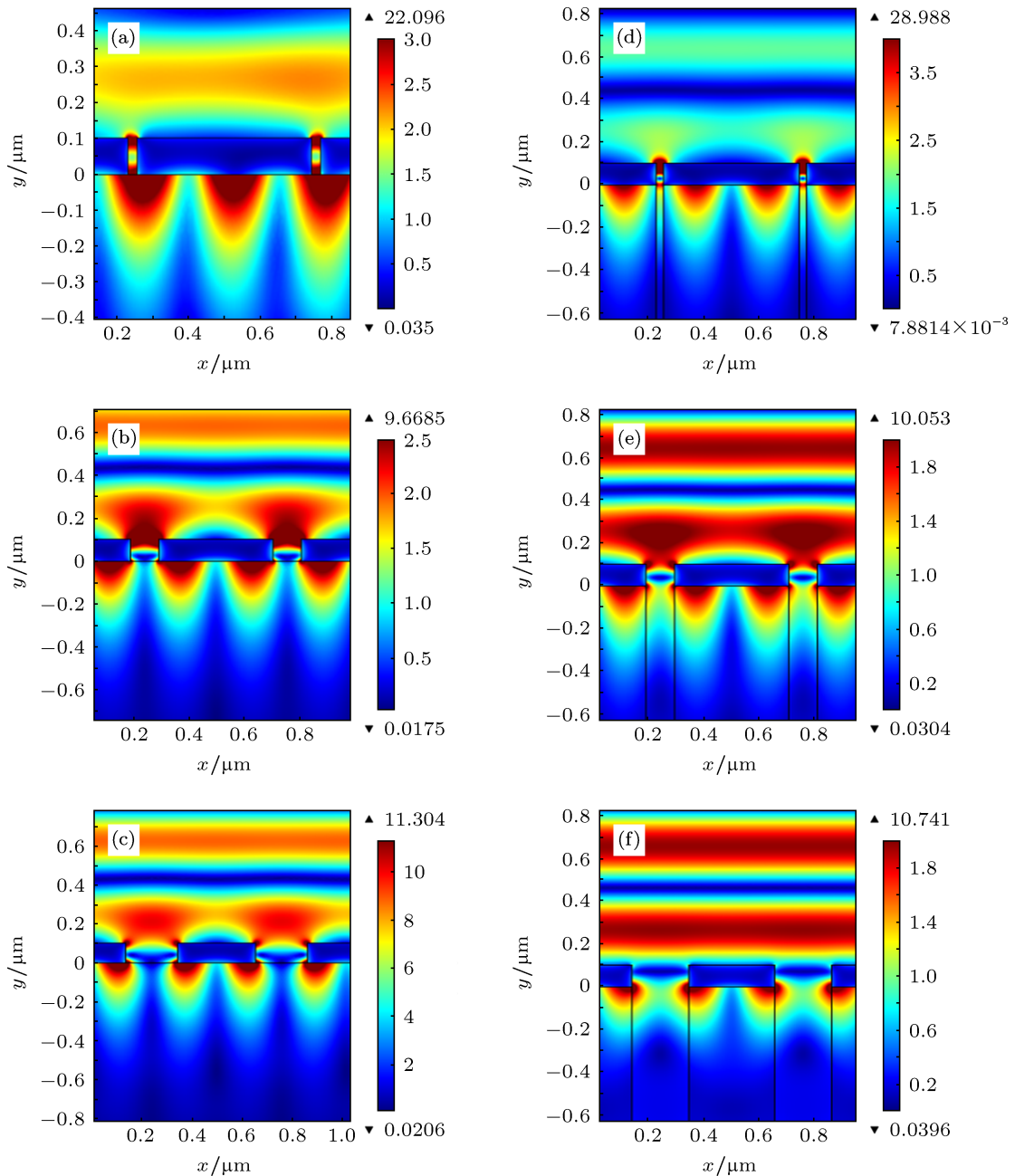


图 6 波长 766 nm 下光栅结构的电场强度分布数值模拟 (a), (b), (c) 分别对应为 A 结构下, 填充因子分别为 0.95, 0.8, 0.6 的电场强度分布数值模拟; (d), (e), (f) 分别对应为 B 结构下, 填充因子分别为 0.95, 0.8, 0.6 的电场强度分布数值模拟

最终 SPP 只能在光栅单元的边界破裂,从而将已经耦合成为 SPP 的能量重新释放成为光子,造成吸收峰强度的减弱.图 6(b), (c) 所示即为图 1(a) 所对应的结构在波长 766 nm 的情况下,填充因子分别为 0.8 和 0.6 时的理论模拟图.从图中可以清晰地看出,原来在 Au-SiO₂ 表面传输的 $k_{\text{SPPsilica}}$ 模式在光栅单元的间隙随着填充因子降低而变大时,因为无法跨越光栅间隙,只得耦合成为其他光学模式并且重新放出光子.

作为对比,结构 B 的吸收光谱如图 4(b) 所示. P_{silica1} 吸收峰在填充因子为 0.95 的时候尚在波长 766 nm 附近,然而随着填充因子的降低,吸收峰强度逐渐减弱,并且逐渐蓝移,在图像上表示为一条终点在波长 766 nm 附近的倾斜的亮线.图 6(d)—(f) 分别给出了结构 B 在波长为 766 nm,填充因子分别为 0.95, 0.8 和 0.6 时的电场强度分布数值模拟图.从图 6(d) 中可以清楚地看出,填充因子在 0.95 时,一个光栅单元上的 SPP 引起的电子振荡可以引起临近的光栅单元上的电子振荡, SPP 主要传播在 Au-SiO₂ 的表面,这种模式与结构 A 的分析结果类似,因而吸收峰的位置依然是在 766 nm 附近;但是当光栅间距增大时,原来在 Au-SiO₂ 表面的 $k_{\text{SPPsilica}}$ 模式无法跨越变大的光栅单元间距(图 6(e), (f)),因而只能耦合成为一种空气-Au-SiO₂ 的混合模式,并重新释放出光子,从而导致吸收峰强度降低.

如果把下半层的空气和 SiO₂ 看作一种等效介质的话,随着填充因子的降低,空气所占的成分增大,因而等效介质的折射率 n_{eff} 降低,从而等效介电常数 ϵ_{eff} 也将减小.根据(2)式,定义等效的表面等离子体波矢 $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$:

$$k_{\text{SPP}}^{\text{eff}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}} \epsilon_m}{\epsilon_{\text{eff}} + \epsilon_m}}, \quad (4)$$

因为 $|\epsilon_m| \gg \epsilon_{\text{eff}}$, 因而填充因子的降低事实上减小了耦合等效 SPP 模式的波矢长度 $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$, 因此根据(3)式,当光栅周期固定的时候,需要更大的 k_0 才能使得发生等效 SPP 耦合,这意味着吸收峰随着填充因子的增加而红移.当填充因子接近于 0 时, $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$ 趋近于空气和 Au 界面的 SPP 波矢,当填充因子接近 1 时,意味着 $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$ 趋近于 SiO₂ 和 Au 界面的 SPP 波矢.当填充因子在 0 和 1 之间变化时,等效的 $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$ 也在二者之间连续变化,因而在图 4(b) 中看到的是一条端点位于波长 555 nm 附近,填充因子趋近于 0 和波长位于 766 nm,填充因子趋近于 1 的吸收峰轨迹.

4 结论

本文主要研究了在金属-介质光栅结构中的表面等离子体耦合现象,尤其针对厚度 100 nm 的 Au 和 SiO₂ 形成的混合光栅,在垂直光源激发的情况下对耦合 SPP 的特性进行了理论计算,揭示了金属-介质光栅结构引发 SPP 耦合产生吸收峰 P_{silicaZ} 和 P_{airZ} 的条件,并具体阐述了 SPP 引发光谱吸收峰随着填充因子的变化: P_{silica1} 峰在填充因子较高时光子主要耦合成为 $k_{\text{SPPsilica}}$ 沿着 Au 和 SiO₂ 的表面传播.当填充因子降低的时候,结构 A 中有一部分 $k_{\text{SPPsilica}}$ 重新耦合成为光子使得 P_{silica1} 峰降低;结构 B 中有一部分 $k_{\text{SPPsilica}}$ 耦合 $k_{\text{SPP}}^{\text{eff}}$ 模式并向外辐射光子,从而导致吸收峰随着填充因子降低而蓝移并且强度减弱.在数值计算中,此种结构对于 766 nm 波长,在填充因子为 0.95 时,由 P_{silica1} 峰引起的光谱的吸收峰最高值达到了 94.5%,也就是说有超过 94% 的能量转换成为 SPP.该结构对于某一波长的 SPP 耦合效率高,可以满足半导体激光器要求模式选择性强、光谱线宽窄的应用;且该结构制作工艺简单.

- [1] Cottam M G, Tilley D R 1989 *Introduction to Surface and Superlattice Excitations* (New York: Cambridge University Press)
- [2] Schaadt D M, Feng B, Yu E T 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 063106
- [3] Derkas D, Lim S H, Matheu P, Mar W, Yu E T 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 093103
- [4] Lim S H, Mar W, Matheu P, Derkacs D, Yu E T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **101** 104309
- [5] Pillai S, Catchpole K R, Trupke T, Green M A 2007 *J. Appl. Phys.* **101**

093105

- [6] Lare M V, Lenzmann F, Verschuuren M A, Polman A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 221110
- [7] Okamoto D, Fujikata J, Nishi, Ohashi K 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 2921
- [8] Yi Y X, Wang G P, Tan C L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1063 (in Chinese) [易永祥, 汪国平, 谈春雷 2002 物理学报 **51** 1063]
- [9] Fu Z P, Lin F, Zhu X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114213 (in Chinese) [傅

- 正平, 林峰, 朱星 2011 物理学报 **60** 114213]
- [10] Raethe H 1988 *Surface Plasmons* (Berlin: Springer-Verlag)
- [11] Tan W C, Preist T W, Sambles J R, Wanstall N P 1999 *Phys. Rev. B* **59** 12661
- [12] Giannattasio A, Hooper I R, Barnes W L 2006 *Opt. Commun.* **261** 291
- [13] Lévêque G, Martin O J F 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 124301
- [14] Ditlbacher H, Krenn J R, Hohenau A, Leitner A, Aussenegg F R 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3665
- [15] Meng L, Zhao D, Li Q, Qiu M 2013 *Opt. Express* **21** A111
- [16] Anttu N, Guan Z Q, Håkanson U, Xu H X, Xu H Q 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 091111
- [17] Ung B, Sheng Y 2007 *Opt. Express* **15** 1182
- [18] Rakić A D, Djurišić A B, Elazar J M, Majewski M L 1998 *Appl. Opt.* **37** 5271
- [19] Barnes W L, Dereu A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [20] Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, Ebbesen T W, Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779
- [21] Jang S J, Yeo C I, Yu J S, Lee Y T 2010 *Phys. Status Solidi A* **207** 1982

Numerical study of surface plasmon polariton coupling on the metal-insulator hybrid gratings*

Chen Yong-Yi¹⁾²⁾ Qin Li^{1)†} Tong Cun-Zhu¹⁾ Wang Li-Jun¹⁾

1) (State Key Laboratory of Luminescence and Application, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130089, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 22 March 2013; revised manuscript received 23 April 2013)

Abstract

Surface plasmon polaritons can localize the photons near the metal surface, forming a strong near-field energy density, which affects the efficiency of illumination for molecules and the coefficient of utilization for optical-voltage materials near the metal surface. We analyze the absorption spectrum for the metal-insulator hybrid structure grating and give out the surface plasmon coupling condition according to structure and filling factor. We prove that when filling factor is high enough to form a tiny gap between grating elements, the efficiency for photons to be coupled into surface plasmon polaritons can reach above 94%.

Keywords: surface plasmon polariton, filling factor, grating, absorption spectrum

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Dj, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.62.167301

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61234004), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61176045), and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61106068).

† Corresponding author. E-mail: qinl@ciomp.ac.cn