

周期排列的电介质小球所诱发的金属-电介质表面上的表面等离子激元的光学性质

郑俊娟 孙 刚[†]

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2005 年 3 月 18 日收到 2005 年 4 月 5 日收到修改稿)

研究了金属板的上下表面附近各放置一层按周期排列的电介质小球的体系的光学性质. 用多重散射法计算的结果显示金属上侧的周期性排列的电介质小球可诱发金属-电介质表面上的表面等离子激元. 这些表面等离子激元的存在可通过非常尖锐的吸收峰反映出来. 对于无限厚的金属板, 这些吸收峰的峰值位置主要与电介质小球的周期有关, 且与解析理论符合得相当好. 在有限厚度的金属板中, 金属板的两侧表面会产生对称和反对称的两种表面等离子激元, 从而使原来在无限厚的金属表面上所出现的单一频率的表面等离子激元劈裂为双频率. 由于对称和反对称的表面等离子激元模式在金属板的两侧表面均有相当强的电磁场, 因而它们可导致强的电磁波穿透. 通过在金属板的下侧加入玻璃球层可将表面等离子激元的电磁场引导出金属, 并产生透射波. 用多重散射法计算的结果证实, 在此体系中由表面等离子激元所引起的透射可达到相当的强度. 对该体系中的物理机理进行了详细分析, 从而能够通过调节该体系中的一些参数来控制表面等离子激元出现的频率, 使强吸收峰或强透射峰出现在所希望的频率上.

关键词: 表面等离子激元, 吸收谱, 透射

PACC: 4270Q, 4225B

1. 引 言

自从 Ebbesen 等人发现周期性调制的光学厚度的金属板具有额外的光学穿透能力^[1]以后, 多种不同周期结构的金属板被用来研究这种特殊的光学现象^[2-5]. 这其中包括周期性圆洞、狭缝以及凹槽等. 这些体系中所展现的对光的强透射性质有着潜在的应用前景, 但是其物理机理至今并不完全清楚. 许多不同的物理机理被用来解释这些体系中所出现的强透射率, 包括表面等离子激元、孔或凹槽中的不同类型的波导模式, 以及它们之间不同的组合^[6-14]. 但大多数的研究均显示这些体系中所出现的强透射率与金属-电介质表面上的表面等离子激元有密切的关系.

表面等离子激元^[15, 16]是在金属-电介质表面上传播的表面电磁波, 它以 H 波的形式(磁场平行于表面)沿金属表面传播, 而在脱离表面的方向上(进入到电介质或金属中)以指数形式迅速衰减. 但当金

属的厚度有限时, 金属的两侧表面上均可产生表面等离子激元, 且它们会通过穿透金属的部分进行耦合, 最终在金属板的两侧表面形成对称和反对称的表面等离子激元^[17]. 这两种表面等离子激元在金属的两侧表面上的电磁场的强度是相同的, 因而它们会导致超常的光学穿透能力, 特别是当金属中的吸收可忽略时. 我们曾经引入一种利用吸收谱来研究与金属有关的光学模式的方法^[18, 19]. 这一方法对研究金属-电介质表面上的表面等离子激元模式是非常有效的. 本文利用这一方法专门对表面等离子激元模式进行系统和细致的研究.

我们研究的对象是金属板外侧周期性地排列一层电介质小球的体系(如图 1). 图 1 中的金属板为银制的, 厚度为 t . 金属板的上下表面外各放置一层以正三点阵周期排列的电介质玻璃小球(介电常数 $\epsilon_{\text{sph}} = 1.96$). 玻璃小球的半径为 r , 它们在空间排列的最小间距为 a , 小球的球心与金属板表面的距离为 h . 金属银和玻璃球以外是空气(介电常数 $\epsilon = 1$). 金属银的介电常数用 Drude 模型来近似, 即

[†]E-mail: gsun@aphy.iphy.ac.cn

$$\epsilon_{Ag}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\tau^{-1})}, \quad (1)$$

其中, 等离子体频率 $\omega_p/\hbar = 9.2\text{eV}$, 电子的弛豫时间 $(\omega_p\tau)^{-1} = 0.02^{[20]}$.

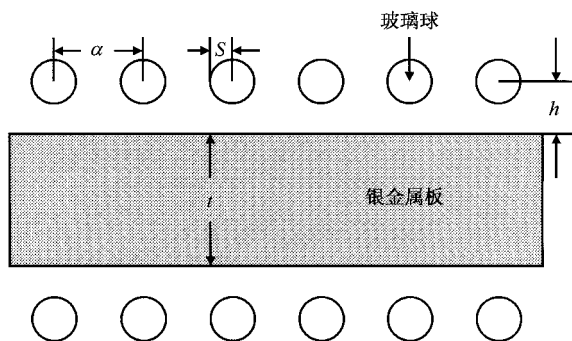


图1 金属板两侧周期性地排列有玻璃小球的体系的示意图

我们知道在平滑的金属表面上, 平面入射电磁波不能直接激发表面等离子激元. 但在我们的体系中, 当平面电磁波从金属板上方垂直入射到电介质小球上会发生强烈的散射. 这些散射波(特别是近场部分)入射到金属表面上后会诱导金属-空气表面上的表面等离子激元. 如果电介质小球的空间排列周期与金属的表面等离子激元的波长相匹配, 就可以在整个金属-空气表面上激发出强烈的表面等离子激元. 在本模型中所出现的表面等离子激元模式相对单一, 这非常有利于我们完整地理解表面等离子激元对金属板的光学性质所造成的影响. 这一点比周期性圆洞或凹槽的金属模型更有利, 在那里表面等离子激元与一些波导模式强烈地耦合在一起, 人们很难准确地判断其电磁场的行为及特征.

本文介绍金属-电介质表面上的表面等离子激元的一些性质, 以及在数值计算中使用的多重散射计算方法. 用多重散射法计算金属板足够厚时该体系的吸收性质, 研究金属板为有限厚度时该体系的光学性质. 将所得的数值计算的结果与解析理论进行了比较, 它们符合得很好.

2. 表面等离子激元及多重散射计算方法

在一个金属-电介质表面上可以存在表面等离子激元. 对于一个单一的(金属和电介质均为半无限大)完全平滑的金属-电介质(空气)表面, 表面等离子激元具有如下的色散关系:

$$k_{sp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\epsilon_{Ag}}{1 + \epsilon_{Ag}} \right), \quad (2)$$

其中 k_{sp} 是等离子激元在表平面内的波矢. 对于 Drude 金属, 这个表面模式能够在 $\omega = \left[0, \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \right]$ 的频率范围内存在. 在平滑的金属表面上, 平面的入射电磁波不能直接激发表面等离子激元. 但当表面不是理想情况, 而是具有一些散射中心, 如光栅、棱镜、褶皱甚至杂质时, 被散射的电磁波中将包括表面等离子激元的成分. 由于被不同散射中心散射出的表面等离子激元来自于同一平面电磁波, 因而它们有很强的位相关联. 当这些散射中心为周期排列时, 则只有在满足某些特定关系时被不同散射中心散射出的表面等离子激元才能相互增强, 否则将相互抵消而不能真正形成. 能形成表面等离子激元的频率需满足如下关系:

$$k_{sp} = k_0 \sin\theta_0 \pm p \frac{2\pi}{\alpha} u_1 \pm q \frac{2\pi}{\alpha} u_2, \quad (3)$$

其中, θ_0 是入射波的入射角度, u_1 和 u_2 是表面上二维晶格的倒格矢, 而 p 和 q 是任意整数. 在这些表面等离子激元中, 频率最低同时也是最强的表面等离子激元对应于 u_1 或 u_2 的表面倒格矢. 在正入射的情况下, 晶格长度为 α 的正三角格点的这个频率满足

$$\frac{2\pi}{\alpha} = \frac{\omega}{c} \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_{Ag}}{1 + \epsilon_{Ag}}}. \quad (4)$$

注意 ϵ_{Ag} 与 ω 有关, 因此上式 ω 与 $1/\alpha$ 不是线性关系. 但是这个频率只依赖于排列周期 α . 因而, 通过调节周期结构的间距 α 可控制金属的表面等离子激元出现的频率.

当金属不再是半无限大体系, 而是有一定厚度时, 金属的两侧表面上均可产生表面等离子激元. 且这两个表面等离子激元会穿透金属板进行耦合, 从而使其色散关系偏离(2)式. 精确的解析理论已经证明, 当金属板的厚度为 d (且 d 满足 $\exp(-dk_{sp}\sqrt{-\epsilon_{Ag}}) \ll 1$), 且金属的吸收可忽略时, 金属板的两侧表面存在两种不同对称性的表面等离子激元^[19], 它们的色散关系为

$$k_{1,2} = k_{sp} \left[1 \pm \frac{2\epsilon_{Ag}}{1 - \epsilon_{Ag}^2} \exp(-dk_{sp}\sqrt{-\epsilon_{Ag}}) \right], \quad (5)$$

其中, k_1 和 k_2 分别对应着对称和反对称的表面等离子激元. 对于这两种表面等离子激元, 其在两个表

面上的电磁场的强度是同样的.因而,如果忽略金属中的吸收,这些表面等离子激元将导致 100% 的透射.与单一金属-空气表面时的情况类似,从电介质方向入射的平面电磁波不能在完全平整的金属板上激发表面等离子激元.但当金属板的表面被某种周期结构调制后,表面等离子激元才能在如下的频率上出现:

$$k_{1,2} = k_0 \sin \theta_0 \pm p \frac{2\pi}{\alpha} u_1 \pm q \frac{2\pi}{\alpha} u_2. \quad (6)$$

由(6)和(5)式知道,在有限厚度的金属板中,单一表面时出现的表面等离子激元将会劈裂,并出现在两个频率上.

从下一节开始,对图 1 的体系进行详细的数值计算,并与这些解析理论结果进行比较.我们采用的计算方法是多重散射方法^[21, 22].多重散射方法最基本的思想是将入射电磁波和被具有球对称物体所散射的电磁波用矢量球谐函数来展开.设散射体是一个半径为 S 的球体,在球体外面的总电磁波可写为

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ \frac{i}{q} a_{lm}^{0E} \nabla \times j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \right.$$

$$+ a_{lm}^{0H} j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + \frac{i}{q} T_l^E a_{lm}^{0E} \nabla \times h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + T_l^H a_{lm}^{0H} h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \left. \right\}, \quad (7)$$

$$H(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ a_{lm}^{0E} j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) - \frac{i}{q} a_{lm}^{0H} \nabla \times j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + T_l^E a_{lm}^{0E} h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) - \frac{i}{q} T_l^H a_{lm}^{0H} \nabla \times h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \right\}, \quad (8)$$

其中 ϵ 和 μ 分别是球体外面的介电常数和磁导率,而 $q = \sqrt{\mu\epsilon\omega}/c$ 是球体外面的波矢的绝对值.式中 $j_l(qr)$ 和 $h_l^+(qr)$ 分别是球面贝塞耳函数和球面汉克尔(向外的)函数, $X_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$ 是一个矢量球谐函数,其定义为

$$\sqrt{l(l+1)} H_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) = LY_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) = -i\mathbf{r} \times \nabla Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}). \quad (9)$$

在(7)和(8)式中,前两项对应入射平面波,而后两项对应被球体散射出的波.描写散射波与入射平面波的关系的系数 T_l^E 和 T_l^H 由下式计算:

$$T_l^E(\omega) = \frac{j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(qr)) \epsilon_s - j_l(qr) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \epsilon}{h_l^+(qr) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \epsilon - j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r h_l^+(qr)) \epsilon_s} \Bigg|_{r=S}, \quad (10)$$

$$T_l^H(\omega) = \frac{j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(qr)) \mu_s - j_l(qr) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \mu}{h_l^+(qr) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \mu - j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r h_l^+(qr)) \mu_s} \Bigg|_{r=S}, \quad (11)$$

其中 ϵ_s 和 μ_s 分别是球体内的介电常数和磁导率,而 $q_s = \sqrt{\mu_s \epsilon_s \omega}/c$ 是球体内的波矢的绝对值.当入射平面波被一层周期排列的这样的球体散射时,其总电磁场具有如下的形式:

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ \frac{i}{q} a_{lm}^{0E} \nabla \times j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + a_{lm}^{0H} j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + \frac{i}{q} b_{lm}^{+E} \nabla \times \sum_{R_n} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n) h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + b_{lm}^{+H} \sum_{R_n} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n) h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \right\}, \quad (12)$$

$$H(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ a_{lm}^{0E} j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \right.$$

$$- \frac{i}{q} a_{lm}^{0H} \nabla \times j_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + b_{lm}^{+E} \sum_{R_n} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n) h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) - \frac{i}{q} b_{lm}^{+H} \nabla \times \sum_{R_n} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n) \times h_l^+(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) \left. \right\}. \quad (13)$$

利用类似于在低能电子衍射理论(LEED)中所用的技巧^[23],系数 b_{lm}^{+E} 和 b_{lm}^{+H} 可用下式求出:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{I} - \mathbf{T}^E \boldsymbol{\Omega}^{EE} & \mathbf{T}^E \boldsymbol{\Omega}^{EH} \\ \mathbf{T}^H \boldsymbol{\Omega}^{EH} & \mathbf{I} - \mathbf{T}^H \boldsymbol{\Omega}^{HH} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{b}^{+E} \\ \mathbf{b}^{+H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}^E \mathbf{a}^{0E} \\ \mathbf{T}^H \mathbf{a}^{0H} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

这里 $\boldsymbol{\Omega}$ 是一个与球体所组成的平面的几何构造有关的矩阵.由(12)和(13)式所得到的电磁波可以被

转换为一系列的平面电磁波的叠加, 这样多个球体平面所散射的效果可通过转移矩阵方法最终地求出. 多重散射方法非常适用于对球对称的散射体所组成的层状晶格体系的计算. 在本文的计算中, 将散射波的角动量展开至 $L_{\max} = 19$, 而相应的平面波展开至 $R_{\max} = 36$. 在此条件下, 我们验证了所得到的结果不再与 L_{\max} 和 R_{\max} 有关, 表明计算已经收敛了.

3. 单层电介质小球所诱发的表面等离子激元的吸收

我们首先研究只在金属板上方放置一层周期性的玻璃小球, 而取金属板的厚度足够厚的体系(在实际计算中取为 200nm). 当金属板的厚度远远大于其趋肤深度(可见光范围内金属银的趋肤深度约为 12nm)时, 从金属板上方入射的电磁波不能穿透金属板, 因此金属板下方没有电磁波. 此时, 表面等离子激元将独立存在于金属板的上表面, 且其出现的频率可通过(4)式算出. 为了确保金属的表面等离子激元的频率位于可见光的范围内, 在计算中, 我们固定玻璃小球的间距 $\alpha = 500\text{nm}$. 此时, 由(4)式所计算出的(最低频率的)表面等离子激元的频率位于 $\lambda_{\text{sp}} = 455\text{nm}$. 在此, 我们用电磁波在真空中的波长来描述频率. 为使玻璃小球具有一定的散射强度, 所取的玻璃小球的半径相对较大($r = 100\text{nm}$). 而玻璃小球的球心距金属板上表面的距离 h 是可变化的(100—1000nm).

图 2 给出了用多重散射方法算出的不同距离 h ($h = 100\text{—}500\text{nm}$, $\Delta h = 10\text{nm}$)的吸收谱. 我们所画的频率范围位于由(4)式所计算出的 λ_{sp} 附近. 对于一个固定的 h , 在我们所画的范围内均会有一个非常尖锐的峰出现, 它对应于在金属-电介质表面上出现的表面等离子激元. 从图 2 中可以看出随着 h 的增加, 吸收峰的位置逐渐向左移动, 而其峰值则呈振荡性的变化. 例如, 在 $h = 100\text{nm}$ 的吸收谱中, 吸收峰的位置在 $\lambda = 473\text{nm}$, 其峰值约为 75%. 当距离增加至 $h = 140\text{nm}$ 时, 吸收峰的位置移动到 $\lambda = 467\text{nm}$, 而其峰值增大至约 99%. 进一步增加 h 的距离, 吸收峰的位置将进一步向短波方向移动, 但其峰值却会下降. 当距离增加至 $h = 190\text{nm}$ 时, 吸收峰的位置移动到 $\lambda = 463\text{nm}$, 峰值则下降至最低的 1.8%. 此后, 随着 h 的增加, 吸收峰会再次上升和下降, 最终呈振荡性的变化. 而吸收峰的位置则单调的向左移

动, 并逐渐趋向由(4)式给出的在金属-空气周期性表面上出现的最低表面等离子激元的频率 λ_{sp} .

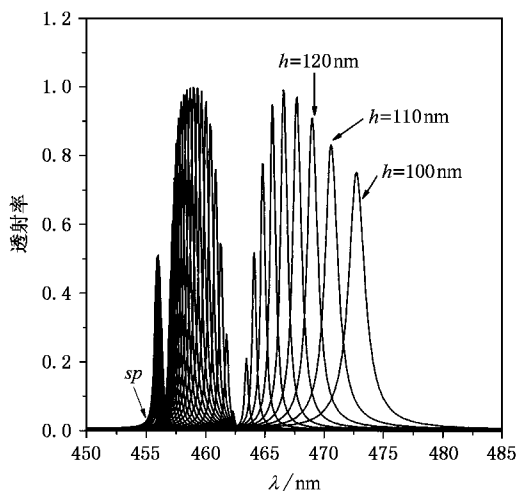


图 2 无限厚金属板上方周期性地排列有玻璃小球的体系的吸收谱(每一吸收峰对应不同的球心至金属表面的距离 h)

图 3 给出了吸收峰的峰值(a)和位置(b)随玻璃小球与金属板表面的距离 h 的变化关系. 从(a)中可以看出, 吸收峰的峰值随 h 呈振荡性变化. 在距离 $h = 140\text{nm}$, 290nm , 500nm 和 730nm 时, 吸收峰的峰值达到最高点, 而在距离为 $h = 190\text{nm}$, 420nm , 650nm 和 880nm 时, 吸收峰的峰值处于最低点. 在前两个振荡周期中吸收峰的峰值可接近 100%, 但此后随振荡周期的增加很快下降. 如第三个振荡周期

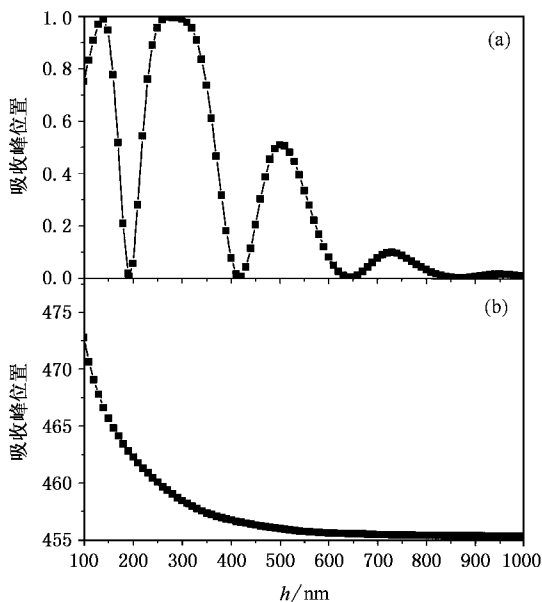


图 3 吸收峰的峰值(a)和位置(b)随球心距金属板的距离 h 的变化关系

的最高峰值(位于 $h = 500\text{nm}$)为 51%, 而第四个振荡周期的最高峰值(位于 $h = 730\text{nm}$)仅为 10%. 图 3 (b) 给出的是吸收峰所在的频率位置随 h 的变化关系. 从图中可以看出吸收峰的频率随 h 的变化是单调的, 并逐渐趋向于 λ_{sp} .

对吸收峰的频率随距离 h 的变化, 可作如下的解释. 当周期排列的玻璃小球被放置在金属板的上方时, 金属板上方的电介质不再是单纯的空气, 而是玻璃小球与空气的混合体系. 它的介电常数应该用玻璃小球与空气的混合体系的有效介电常数来代替. 这个有效介电常数由于玻璃球的存在会大于空气的介电常数 ($\epsilon = 1$). 因此, 这时分界面上的表面等离子激元的频率小于 (λ 为大于) 由 (4) 式所算出的表面等离子激元的频率. 这意味着吸收峰的位置会向 λ_{sp} 右漂移. 当玻璃小球逐渐远离金属板时, 它们对金属板附近的介电常数的影响将变小. 因此, 随着玻璃小球距金属板上表面的距离的增加, 吸收峰所产生的漂移也就越小, 最终逐渐趋向 λ_{sp} .

仔细地观察图 3(a) 可以发现, 吸收峰的峰值的振荡周期大约为 230nm . 此值恰好是与表面等离子激元同频率的平面电磁波在空气中的波长的一半. 因而, 图 3(a) 中吸收峰的振荡可以通过以下理由来解释. 当平面电磁波入射到金属表面上时, 由金属的边界条件知电场强度在此表面上为零. 这样, 入射电磁波与反射电磁波之间将有固定的位相关系. 因而, 入射波和反射波叠加后所合成的电磁场的强度在空间不再是均匀的, 而是随距离 h 呈周期性的变化, 其周期为波长的一半. 这个效果当入射波和反射波的振幅相等时最为明显, 此时形成的是驻波. 当玻璃小球的球心恰好位于波腹时, 所遇到的电场强度最强, 玻璃小球的散射效果也相应的较强, 因而所激发的表面等离子激元也就越强. 相反当玻璃小球的球心位于波节时, 所遇到的电场强度最弱, 玻璃小球的散射效果也就较弱, 所激发的表面等离子激元也就比较弱. 按照这一原理, 表面等离子激元所引起的吸收峰的强度将随 h 呈周期性的变化, 且周期约为电磁波在空气中的波长的一半. 但由于玻璃小球与空气的混合体系的有效介电常数并不严格可知, 因而, 具体的波腹与波节的位置难以简单地从理论上确定. 另外, 随着玻璃小球层逐渐远离金属表面, 散射波中能到达金属表面的只剩下不能激发表面等离子激元的平面波部分, 而可激发表面等离子激元的近场部分则随距离 h 的增加迅速减少, 这使得吸收峰

在后面的振荡周期中只能达到越来越小的极值.

4. 双层电介质小球所诱发的表面等离子激元的共振透射

当金属板的厚度有限时, 金属板的两侧表面可产生对称和反对称的两种表面等离子激元. 与上一节类似, 我们通过观察此体系的吸收和透射谱来研究这些表面等离子激元的性质. 图 4 给出了用多重散射法计算出的在金属板两侧均放置一层周期排列的玻璃小球的体系的吸收及透射谱. 这里, 我们固定玻璃小球的球心距金属板的上下表面的距离均为 $h = 100\text{nm}$ (玻璃球紧靠在金属表面), 其他参数与第二节的相同. 值得一提的是, 按照第二节的的结果, 选取 $h = 140\text{nm}$ 将会得到更强的效果. 但是, 在有限厚度的金属板中, 由于有透射波存在, 入射波和反射波的振幅将有较大的差异. 此时, 入射波和反射波的相干叠加所造成的电磁场强度在空间的不均匀性将被大幅度减弱. 按照第二节中所讨论的原理, 表面等离子激元的强度随 h 的振荡关系也将减弱. 我们的计算表明, $h = 100\text{nm}$ 的体系由于玻璃球距金属表面较近, 比 $h = 140\text{nm}$ 的体系可诱导更强的表面等离子激元.

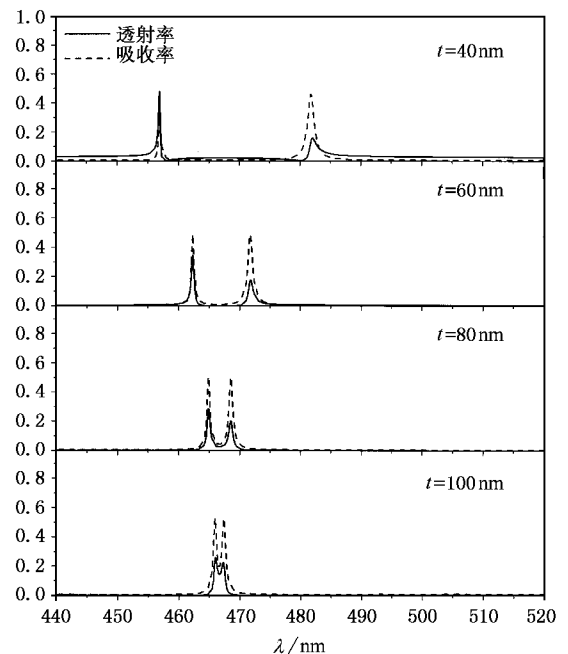


图 4 有限厚度的金属板两侧均周期性地排列有玻璃小球的体系的透射和吸收系数

图 4 分别给出了厚度 $t = 40\text{nm}$, 60nm , 80nm 和 100nm 的情况下的计算结果. 从图中可以看出, 当金属板的厚度有限时, 原来在厚金属板体系中所出现的单吸收峰将会出现在两个频率上, 形成双吸收峰结构. 此劈裂在金属板的厚度越小时越明显. 例如, 在厚度 $t = 40\text{nm}$ 的吸收谱上, 其值分别位于 $\lambda = 461\text{nm}$ 和 $\lambda = 490\text{nm}$ 处, 但随着金属板厚度的增加, 两个吸收峰逐渐靠近, 在 $t = 100\text{nm}$ 的吸收谱上, 最终两个吸收峰合并为一体, 难以用肉眼区分. 有限厚度的金属板体系的另一特征是, 体系在表面等离子激元出现的频率上会同时显示出非常强的透射系数. 在图 4 中我们可以看到在吸收峰的位置上同时出现透射峰. 透射峰的强度随金属板厚度的增加逐渐变弱, 最终完全消失. 值得注意的是, 由表面等离子激元所引起的透射是非常强的. 例如, 加入玻璃球层后, 100nm 厚的银板在可见光的范围内可有 57% 的透射系数, 远远超过同等厚度的纯银板的透射系数(基本上为零).

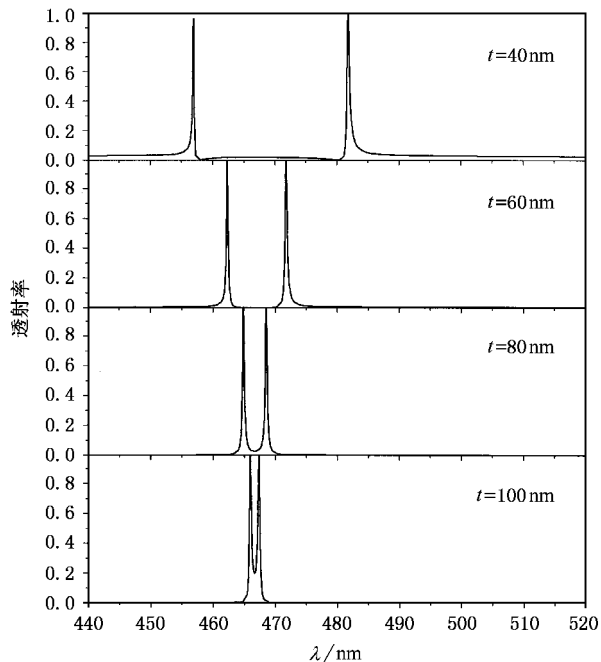


图 5 金属板中的吸收被设置为零后的透射系数(其他参数与图 4 相同)

有限厚度的金属板的表面等离子激元理论分析表明, 当金属中没有吸收时, 金属板两侧有同样强度的电磁场, 分别属于对称的和反对称的表面等离子激元. 由此推论, 如金属中没有吸收, 透射系数将与金属的厚度无关. 图 5 给出了去掉金属银中的吸收后, 由多重散射方法计算出的相应体系的透射谱. 从

图中可以看到, 透射峰不但有非常高的值, 而且不再随厚度的增加而减小.

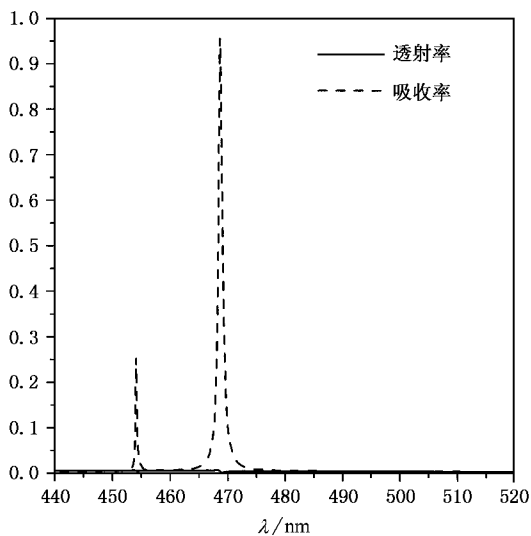


图 6 仅在上侧周期性地排列有玻璃小球的有限厚度的金属板体系的透射和吸收系数 ($t = 60\text{nm}$)

在本体系中, 金属板上侧的玻璃球所起的作用是将平面入射波散射到金属表面, 并在其上面产生表面等离子激元. 而金属板下侧的玻璃球所起的作用是将表面等离子激元引导出金属表面, 并产生平面透射波. 如果将金属板下方的玻璃球层去掉, 会发现金属中的对称和反对称两种表面等离子激元仍然存在(吸收双峰仍然存在), 但电磁场却不能透射过金属板(图 6).

在第二节中, 我们曾给出了计算周期结构中在

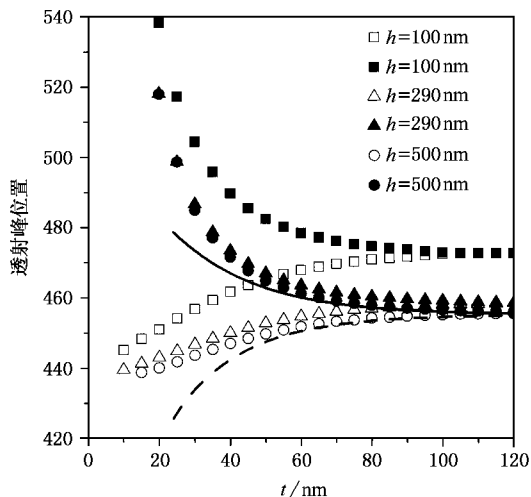


图 7 有限厚度的金属板两侧均周期性地排列有玻璃小球的体系的透射峰(或吸收峰)的位置随金属板厚度的变化关系(实(虚)线为由(6)式求得的解析结果)

有限厚度的金属板上可能出现的表面等离子激元的频率的公式(5)和(6)式).图7给出了由这一理论所计算出的表面等离子激元频率与金属厚度的关系(实线和虚线).图7还给出了用多重散射方法计算出的表面等离子激元的频率与金属厚度的关系.图7清楚地表明随着金属板厚度的增加,两个表面等离子激元的频率逐渐向中间靠拢,最终合并于在无限厚金属板的表面上的相应表面等离子激元频率.由(5)和(6)式计算出的理论结果与 $h = 500\text{nm}$ 时用多重散射方法计算出的结果在金属较厚的范围符合得非常好,而在其他条件下会有一定的偏差.这是由以下两个因素引起的,其一是由于(5)式仅适用于有一定厚度的金属,另一个是只有当玻璃球远离金属表面时,金属外侧的介电常数才可近似认为是1.

5. 结果与讨论

本文详细研究了金属板两侧表面附近各放置一层按正三角格点排列的玻璃小球的体系的光学性质.结果表明,金属板上侧的按周期排列的电介质小球可诱发金属-电介质表面上的表面等离子激元,而金属板下侧的玻璃球层可将表面等离子激元引导出金属,产生透射波.

当金属板很厚时,电磁波不能穿透金属板,金属板下面没有电磁模式.此时,所有的电磁模式都可以通过吸收谱反映出来,即在表面等离子激元出现的

频率上有相应的吸收峰.这些吸收峰的频率主要与格点的周期结构有关,但由于玻璃球的影响,电介质一侧的有效介电常数也会略有改变,使表面等离子激元出现的频率发生微小漂移.由电介质小球所诱发的表面等离子激元的效果与它们至金属表面的距离有关.我们的计算表明表面等离子激元的强度随电介质小球至金属表面的距离呈周期性振荡变化,其规律可用入射波与反射波的相干叠加的特性来解释.

当金属板的厚度有限时,金属板的两侧表面可产生对称和反对称的两种表面等离子激元,使原来在无限厚的金属表面上出现的单一频率的表面等离子激元劈裂为双频率.由于此时表面等离子激元在金属板的两侧表面均有相当强的电磁场,它特别有利于电磁波的穿透.我们的计算结果也证实,在此体系中由表面等离子激元所引起的透射是非常强的,远远超过同等厚度的纯银板的透射系数.

另外,由于我们所研究的体系与严格可解的体系比较接近,电磁波的模式相对单一,因而物理机理非常清晰.而其所带来的在特定频率上的强吸收或强透射的性质却有重要的应用背景.本文的研究使我们对表面等离子激元在这类强吸收或强透射的体系中所起的作用有了进一步的认识.根据这些知识,能够通过适当的调节该体系的某些参数来控制表面等离子激元出现的频率,从而使强吸收峰或强透射峰出现在我们所希望的频率上.

[1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T and Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667

[2] Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, Ebbesen T W and Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 6779

[3] Kim T J, Thio T, Ebbesen T W, Grupp D E and Lezec H J 1999 *Opt. Lett.* **24** 256

[4] Thio T, Ghaemi H F, Lezec H J, Wolff P A and Ebbesen T W 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1743

[5] Grupp D E, Lezec H J, Ebbesen T W, Pellerin K M and Thio T 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1569

[6] Schröter U and Heitmann D 1998 *Phys. Rev. B* **58** 15419

[7] Schröter U and Heitmann D 1999 *Phys. Rev. B* **60** 4992

[8] Porto J A, Garcia-Vidal F J and Pendry J B 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2845

[9] Popov E, Neviere M, Enoch S and Reinisch R 2000 *Phys. Rev. B* **62** 16100

[10] Tam W C, Preist T W and Sambles R J 2000 *Phys. Rev. B* **62** 11134

[11] Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Lezec H J, Pellerin K M, Thio T, Pendry J B and Ebbesen T W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1114

[12] Salomon L, Grillot F, Zayats A V and de Formel F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 1110

[13] Darmanyan S A and Zayats A V 2003 *Phys. Rev. B* **67** 035424

[14] Bonod N, Enoch S, Li P F, Popov E and Neviere M 2003 *Opt. Express* **11** 482

[15] Landua L D, Lifshitz E M and Pitaevskii L P 1993 *Electrodynamics of Continuous Media* 2nd Ed. (Oxford: Pergamon)

[16] *Electromagnetic Surface Modes*, edited by Boardman A D 1982 (Amsterdam: North-Holland)

[17] Dykhne A M, Sarychev A K and Shalaev V M 2003 *Phys. Rev. B* **67** 195402

[18] Sun G and Chan C T to be appeared in *Phys. Rev. E*

[19] Zheng J J and Sun G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 292 (in Chinese)

[20] *Handbook of Optical Constants of Solids*, edited by Palik E D 1985 (Academic Press)

- [21] Stefanou N , Yannopoulos V and Modinos A 1998 *Comput . Phys . Commun .* **113** 49
- [22] Stefanou N , Yannopoulos V and Modinos A 2000 *Comput . Phys . Commun .* **132** 189
- [23] Pendry J B 1974 *Low Energy Electron Diffraction* (London : Academic Press)
- Moodinos A 1984 *Thermionic and Secondary Electron Emission Spectroscopy* (New York : Plenum Press)

Optical properties of surface plasmons induced by the plan of a periodically arranged dielectric spheres on the metal slab

Zheng Jun-Juan Sun Gang[†]

(*Institute of Physics , Chinese Academy of Science , Beijing 100080 , China*)

(Received 18 March 2005 ; received manuscript received 5 April 2005)

Abstract

Optical properties of a system composed of a metal slab with two planes of periodically arranged dielectric spheres on the metal surface have been investigated. The results obtained from multiple scattering method show that the periodic dielectric spheres on the upper surface of the metal could induce surface plasmons on the metal-dielectric interface. For a very thick metal slab ,the existence of the surface plasmons can be observed by corresponding peaks in absorption spectrum. The position of the absorption peak is mainly determined by the periodicity of dielectric spheres ,and is consistent with the analytic theory very well. For the limited thickness of metal slab ,there exist two surface plasmon modes ,corresponding to symmetric and antisymmetric modes ,respectively ,and the absorption peak that occurs in the thick metal slab splits into a double-peak structure. For a symmetric or antisymmetric surface plasmon ,the magnitudes of the electric and magnetic fields are the same on both sides of the metal slab ,thus these surface plasmons can results in a strong transmittance. The plane of periodically arranged dielectric spheres beneath the metal slab can lead the surface field out of the metal ,and form a transmission plane wave. The results obtained from multiple scattering method show that the transmittance is fairly high when surface plasmons exist. The fundamental physical mechanism is studied in detail ,and the occurrence of the surface plasmons ,and hence the position of the peak of absorbance or transmittance ,can be controlled by adjusting corresponding parameters in the system.

Keywords : surface plasmons , absorption spectrum , transmittance

PACC : 4270Q , 4225B

[†]E-mail :gsun@aphy. iphy. ac. cn