

基于界面算子-同伦法对有损耗的金属光子晶体能带结构的分析

徐海龙, 张建成

广西大学材料科学与工程学院, 广西 南宁 530004

摘要 求解分析了有损耗情况下二维金属光子晶体的能带结构。在无损耗自由电子模型下,利用界面算子法得到了横磁模式和能带结构。考虑有损耗的 Drude 模型,并引入同伦法对本征频率进行修正,得到其相应的虚部。结果表明,损耗在表面等离子体频率处存在一个极大值;当频率改变时,损耗急剧减小,并随着倒格矢量值的变化而改变。即使考虑金属损耗,实部频率变化不明显。界面算子法与同伦法的结合为金属光子晶体的研究提供了较好的技术支持。

关键词 光电子学; 金属光子晶体; Drude 模型; 能带结构; 界面算子法; 同伦法

中图分类号 O734; 0485 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.072501

Energy Band Structure Analysis of Lossy Metallic Photonic Crystals Based on Interfacial-Operator-Homotopy Approach

Xu Hailong, Zhang Jiancheng

College of Material Science and Engineering, Guangxi University, Nanning, Guangxi 530004, China

Abstract The energy band structure of a lossy 2D metallic photonic crystal is solved and analysed. The transverse magnetic mode and energy band structure are obtained under the non-lossy free-electron model with the interfacial operator approach. When the Drude model with loss is considered and the homotopy method is employed to correct the eigen-frequency, the corresponding imaginary parts are obtained. The results show that the loss reaches the maximum value at the surface plasma frequency. When the frequency changes, the loss diminishes rapidly and varies with the change of reciprocal-lattice vector value. Even though the metal loss is considered, the real part of the eigen-frequency changes a little. The combination of the interfacial operator approach and the homotopy method provides an efficient technique support for the study of metallic photonic crystals.

Key words optoelectronics; metallic photonic crystal; Drude model; energy band structure; interfacial operator approach; homotopy method

OCIS codes 250.5403; 050.5298; 160.5293

1 引言

当光与金属亚波长结构相互作用时,电磁波与金属中电子相互作用能够产生表面等离子体激元(SPPs)^[1-2],并导致较宽的光子带隙^[3-4],从而产生广泛的应用^[5]。SPPs具有平坦的色散关系而被广泛应用于信息处理等领域中^[6]。而且,表面等离子体材料边缘附近可产生高的态密度(DOS),该现象已经被成功应用在生物化学传感、荧光和拉曼光谱学上^[7]。这个高DOS特性使表面等离子体的应用变得更加广泛^[8-16],因此,计算分析表面等离子体晶体材料的SPPs模式、能带结构和性质变得尤为重要。

收稿日期: 2017-03-10; **收到修改稿日期:** 2017-03-17

基金项目: 国家自然科学基金(11672077)、广西自然科学基金(2015jjDA60007)

作者简介: 徐海龙(1992—),男,硕士研究生,主要从事等离子体方面的研究。E-mail: xuhailong_gxu@163.com

导师简介: 张建成(1958—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事微纳米材料方面的研究。

E-mail: mechang@gxu.edu.cn(通信联系人)

Chang 等^[17]介绍并使用界面算子法,成功地计算了无损耗周期性金属材料的 SPPs 模式和能带结构,并将其推广到任意二维界面形状的无损耗模式结构中^[18],但是在使用 Drude 模型时,方程求解变为非线性特征值问题,求解遇到困难。本文在界面算子法的基础上,引入同伦法,进一步研究等离子体材料各个模式的损耗情况。利用由界面算子法计算得到的频率,求解各频率电磁波在该结构中的损耗。当然,也可以使用时域有限差分(FDTD)法或有限元法模拟分析金属光子晶体的光子能带性质,但本方法也不失为计算分析的另一种选择。本文利用界面算子法结合同伦法分别对正方柱、直三角柱结构的正方晶格二维金属/介质光子晶体进行了频带和损耗分析。

2 基本理论方法

2.1 界面算子法

根据麦克斯韦方程组,时谐横磁波 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\omega t)\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 的横磁(TM)模式在介质中满足

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{\epsilon} \nabla \mathbf{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}, \quad (1)$$

式中 t 为时间; c 为光速; ω 为光角频率; \mathbf{r} 为空间位置矢量; $\epsilon = \epsilon(\mathbf{r})$ 为介电函数,在电介质中 $\epsilon = \epsilon_d$, ϵ_d 为电介质的介电常数。在金属中使用无损耗的自由电子气模型,即其介电函数 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, 其中 ω_p 为等离子体频率。界面算子法的主要技巧是将非线性方程组转换为线性方程组,即求解线性矩阵特征值。其中特征值 $\Lambda = k_0^2 = (\omega/c)^2$, 特征向量为 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, k_0 为电磁波波矢大小。对于各向同性非磁性介电材料的二维周期排列结构,磁场写为 $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \exp(i\beta z)\mathbf{H}(x, y)$, 其中 β 为 z 方向电磁波的传播常数。当磁场完全处在电介质内时,有

$$-\frac{1}{\epsilon_d}(\nabla^2 - \beta^2)\mathbf{H} = \Lambda\mathbf{H}. \quad (2)$$

电磁波完全在金属内部时,代入 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, 得到所满足的方程为

$$(-\nabla^2 + \Lambda_p + \beta^2)\mathbf{H} = \Lambda\mathbf{H}, \quad (3)$$

式中 $\Lambda_p = (\omega_p/c)^2$ 。横电(TE)模式具有类似(2)、(3)式的关系。把(1)式应用在金属与电介质界面的法向方向上,得到 TM 模式的界面关系为

$$\frac{1}{\epsilon_d} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_d = \frac{1}{\epsilon_m} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_m, \quad (4)$$

式中 \mathbf{n} 为点 B 处的法向量。代入 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, 得到

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_d = \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_d - \epsilon_d \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_m \right). \quad (5)$$

任一周期性单元内,将磁场 $\mathbf{H}(x, y)$ 在该单元上离散成 $N \times N$ 个区域后,满足 Bloch 条件:

$$H_{i,N} = \exp(ik_y a) H_{i,0}, \quad H_{N,j} = \exp(ik_x a) H_{0,j}, \quad (6)$$

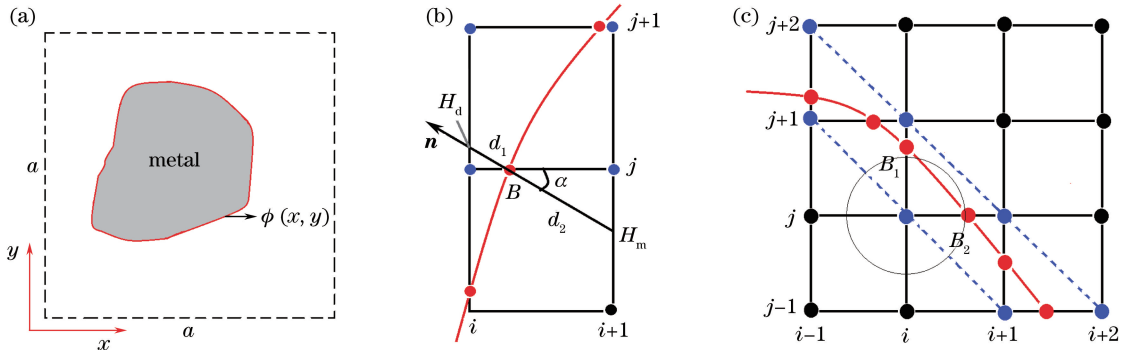


图1 (a)一个周期单元图;(b)界面点 B 处的位置关系;(c)邻近界面点 (i, j) 与界面点 B_1, B_2 间的位置关系

Fig. 1 (a) Image of one periodic unit; (b) position relationship of interfacial point B ;

(c) position relationship between point (i, j) closed to boundary and interfacial point B_1 and B_2

式中 k_x, k_y 分别为倒格矢 \mathbf{k} 在 x, y 方向上的分量大小, 且 $|\mathbf{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, 如图 1(a) 所示。金属-电介质的界面点 B 满足界面函数:

$$\phi(x, y) = 0, \quad (7)$$

即 $y = f(x), x = f^{-1}(y)$ 。界面点的法向量大小则表示为

$$|\mathbf{n}| = -[\partial\phi(x, y)/\partial x]^{-1}. \quad (8)$$

如图 1(b) 所示, 则边界点 B 处磁场 H_B 满足(5)式, 得到

$$\Lambda_p(H_d - H_B)/d_2 = \Lambda[(H_d - H_B)/d_2 - \epsilon_d(H_B - H_m)/d_1], \quad (9)$$

式中 H_d, H_m 分别表示在介质、金属内格点处的磁场值。定义界面算子为

$$R_B = (H_d - H_B)/d_2 - \epsilon_d(H_B - H_m)/d_1, \quad (10)$$

式中 d_1, d_2 分别为点 B 到磁场为 H_d, H_m 的点之间的距离。由(10)式得到

$$H_B = \frac{1}{d_1 + \epsilon_d d_2} (d_1 H_d - d_1 d_2 R_B + \epsilon_d d_2 H_m). \quad (11)$$

(9)式写成与(2)、(3)式相同的形式:

$$\frac{\Lambda_p}{d_1 + \epsilon_d d_2} (\epsilon_d H_d + d_1 R_B - \epsilon_d H_m) = \Lambda R_B. \quad (12)$$

根据界面函数和关系式 $\tan \alpha = |\mathbf{n}|, \alpha \in [0, 2\pi]$, 得到 H_d, H_m 与格点的比例关系。界面附近格点的方程式需要改变, 如图 1(c) 所示, 当金属内点 (i, j) 有两个相邻界面点 B_1, B_2 时, 点 (i, j) 与点 B_1, B_2 之间的距离分别为 d_1, d_2 , 假设 $d_1 = \min(d_1, d_2)$, 得到 $H_{i,j}$ 的方程式为

$$-\frac{1}{(d_1 h)^2} \left\{ d_1 H_{i-1,j} + d_1 H_{i,j-1} - \left[h^2 (\beta^2 + \Lambda_p) + 1 + 2d_1 + \frac{d_1}{d_2} \right] H_{i,j} + H_{B_1} + \frac{d_1}{d_2} H_{B_2} \right\} = \Delta H_{i,j}. \quad (13)$$

将(11)式代入(13)式, 令(2)、(3)、(12)和(13)式左边的系数矩阵为 \mathbf{A} , 最终得到线性矩阵

$$\mathbf{A}\mathbf{H} = \Delta\mathbf{H}, \quad (14)$$

式中 $\mathbf{H} = [H_{1,1}, H_{1,2}, \dots, H_{1,N}, H_{2,1}, \dots, H_{2,N}, \dots, H_{N,1}, \dots, H_{N,N}]$ 。此时矩阵 \mathbf{A} 中不含有频率项。

2.2 同伦法

同伦法广泛应用于求解非线性方程, 其主要思想是: 1) 简化目标方程(组) $\mathbf{A}\mathbf{x} = \mathbf{0}$, 使其成为易于求解(与目标方程相似)的方程 $\mathbf{A}_0\mathbf{x}_0 = \mathbf{0}$, 并定义 $\mathbf{A}(s) = s\mathbf{A} + (1-s)\mathbf{A}_0$, 其中 $0 \leq s \leq 1$, 令 $s_0 \leq s_1 \leq \dots \leq s_i \leq \dots \leq s_N$; 2) 将 s_0 按照一定步长增加后得到 s_1 , 把 $s_0 = 0$ 时的解 \mathbf{x}_0 作为猜测解, 用牛顿法(或其他有效方法)求解 $\mathbf{A}(s_1)\mathbf{x} = \mathbf{0}$, 得到解 \mathbf{x}_1 ; 3) 以此类推, 第 i 次迭代时, 将 s_{i-1} 增大到 s_i , 将上一个方程的解 \mathbf{x}_{i-1} 作为猜测解, 解方程 $\mathbf{A}(s_i)\mathbf{x} = \mathbf{0}$ 得到 \mathbf{x}_i ; 4) 直到 $s_N = 1$ 时, 得到 $\mathbf{A}\mathbf{x} = \mathbf{0}$ 的解 \mathbf{x}_N 。

在 2.1 节提到过, 界面算子法是将非线性方程组转化为线性矩阵特征值问题, 该方法只有在金属介电函数 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ 时才能完成变换。若考虑到电子的碰撞损耗, 金属介电函数变为 $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + i\gamma\omega)$, 其中 γ 为电子碰撞频率, 这时并不能将原方程组转化为线性方程组, 因为考虑到损耗模型时, 金属中的方程改变为

$$\left[(-\nabla^2 + \Lambda_p) - \Lambda_p \frac{i\gamma}{\omega + i\gamma} \right] \mathbf{H} = \Lambda^* \mathbf{H}, \quad (15)$$

式中 $\Lambda^* = \omega^2/c^2$ 。自由电子无损耗模型在界面点 $R_{i,j}$ 处满足的方程表示为 $\mathbf{L}\mathbf{H} = \Delta R_{i,j}$, 其中 \mathbf{L} 为方程系数向量; 而有损耗时, 存在

$$\mathbf{L}\mathbf{H}/(1 + i\gamma/\omega) R_{i,j} = \Lambda^* R_{i,j}, \quad (16)$$

(16)式左边含有频率 ω 项, 在电介质中, 两种模型方程是一样的。无损耗的自由电子模型与有损耗模型下的方程式只相差一个虚数项, 这与同伦法的使用场景吻合, 正好可以利用界面算子法的结果作为猜测解, 然后使用同伦法求解精确解。下面介绍使用同伦法求解的具体过程。采用 Drude 有损耗模型, 矩阵定义为 \mathbf{A}^* , 运用(15)、(16)式得到

$$\mathbf{A}^* \mathbf{H} = \Lambda^* \mathbf{H}. \quad (17)$$

在有损耗模型下的矩阵与频率相关,记为 $\mathbf{A}^*(\omega)$ 。定义矩阵

$$\mathbf{A}(\omega, s) = s\mathbf{A}^*(\omega) + (1-s)\mathbf{A}_0, \quad (18)$$

式中 \mathbf{A}_0 为用界面算子法得到的无频率项矩阵,且 $0 \leq s \leq 1$ 。步长 $\lambda = 1/n$, n 为正整数。

1) 令 $s=0$,得到自由电子无损耗模型时的矩阵,求解得到特征值频率 ω 为

$$\omega^{(i)} = c\sqrt{\Lambda^{(i)}}. \quad (19)$$

2) 任意选择一个目标特征值 $\Lambda^{(i)}$ 代入(19)式得到频率后,令 $s = s + \lambda$,得到 $\mathbf{A}(\omega^{(i)}, s)$ 。

3) 利用迭代法^[19]求解

$$[\mathbf{A}(\omega^{(i)}, s) - \Lambda^{(i)}\mathbf{I}]\mathbf{y} = \mathbf{b}, \quad (20)$$

式中 \mathbf{b} 为特征值 $\Lambda^{(i)}$ 对应的特征向量, $\Lambda^{(i)}$ 很接近 $\mathbf{A}(\omega^{(i)}, s)$ 的特征值,得到向量 \vec{y} 所对应的特征值为 $\Lambda^{(i+1)}$ 。

4) 令 $\Lambda^{(i)} = \Lambda^{(i+1)}$,通过(19)式得到频率 $\omega^{(i)}$,令 $s = s + \lambda$,得到 $\mathbf{A}(\omega^{(i)}, s)$ 。

5) 重复步骤 3)、4),直到 $s=1$ 结束,得到特征值 Λ^* 。

6) 选择下一个目标特征值并重复步骤 1)~5)。

3 计算结果分析与讨论

图 2 展示了对不同二维周期性结构使用界面算子法计算无损耗模型得到的能带结构和色散关系,其中图 2(a)所示结构以银($\omega_p = 2\pi f_p = 2\pi \cdot 2180$ THz, $\gamma = 4.353$ THz, f_p 为频率)正方柱为周期单元,填充物为空气($\epsilon \approx 1$),周期常数取 $a = c/f_p$,银正方柱边长 d 与 a 有 $d/a = 0.6$, Γ, X, M 为正方晶格倒格矢空间高对称点;图 2(b)所示结构中间填充的是熔融石英($\epsilon = 2.25$);图 2(c)所示结构以银直角柱为周期单元。对比图 2(a)、(b)可以发现,填充物为熔融石英比为空气时增加了很多 TM 和 TE 频带分支,这是由于受到介电常数增加的影响。而且随着电介质介电常数的增大,频带变得更加平坦,不容易受到倒格矢量的影响,且 TM 模式产生了很多小的光子带隙;对于 TE 模式,介电常数的增大对 $\omega > \omega_p$ 频带的影响大于对低于 ω_p 频带的影响。如图 2(c)所示,在直角柱金属光子晶体最低分支下,TE 和 TM 模式都存在一个截止频率。但是对于正方柱结构金属光子晶体,只有 TE 模式存在最低截止频率,如图 2(a)、(b)所示。图 2(a)~(c)右图显示的是频率随着传播常数 β 的变化图,可以看出,在低于 SPPs 模式下方的 TM 模式分支,随着 β 的增大,

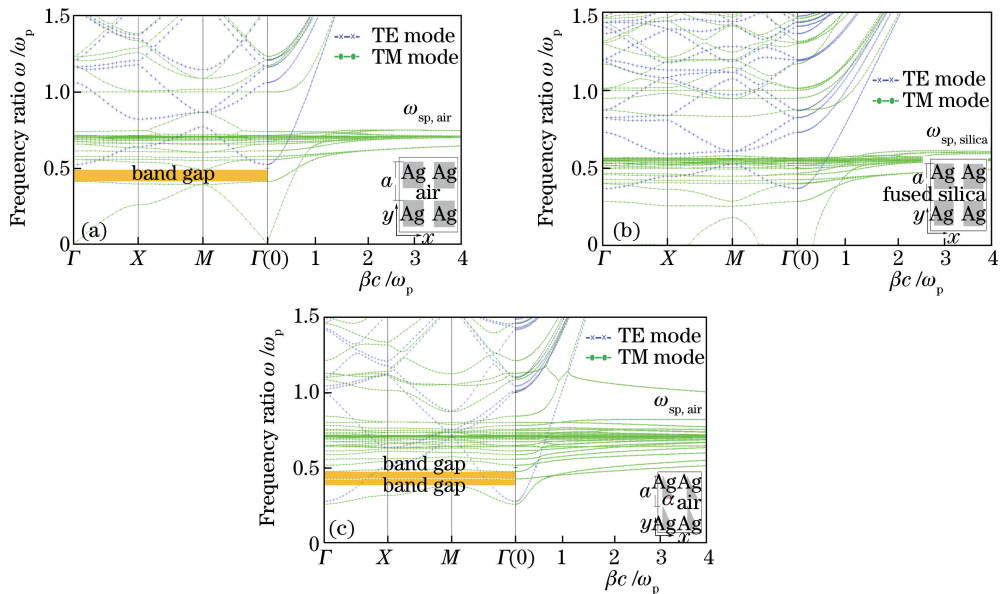


图 2 用界面算子法计算得到的能带结构(左)和 $\mathbf{k}=\mathbf{0}$ 处的色散关系(右)。

(a) Ag/air 和 (b) Ag/Si 正方柱金属光子晶体, $d/a=0.6$; (c) Ag/air 直角柱金属光子晶体, $\tan \alpha=2$

Fig. 2 Band structure (left) and dispersion relationship (right) at $\mathbf{k}=\mathbf{0}$ obtained by interfacial operator approach.

(a) Ag/air and (b) Ag/Si square cylinder metal photonic crystals with $d/a=0.6$;

(c) Ag/air right triangular prism metal photonic crystals with $\tan \alpha=2$

频率值趋近表面等离子体频率值。表面等离子体模式不存在于 TE 模式中,只存在于 TM 模式中。图 3 展示了计算结果中一些 SPPs 或高度局域模式。图 3(a)所示为正方柱结构的 TM 模式中极接近表面等离子体频率的一个模式。电磁波频率越接近表面等离子体频率,局域在金属表面的能量越多。图 3(b)、(f)所示分别为银正方柱/空气和直三角柱/空气周期性结构利用界面算法计算得到的在频率 $f = 1541.48$ THz 处产生的 SPPs。图 3(c)所示为银正方柱/熔融石英的 TM 模式在频率 $f_{sp} = 1209.25$ THz 处的磁场分布图,这时表面等离子体的共振频率低于以空气为电介质结构的。图 3(d)展示了该结构电磁波频率等于等离子体频率时的磁场分布情况,可以明显看到,此时磁场能量分布在银金属柱外。图 3(e)所示为直三角柱结构的 TM 模式中一个接近表面等离子体频率的模式,能量聚集在表面附近。

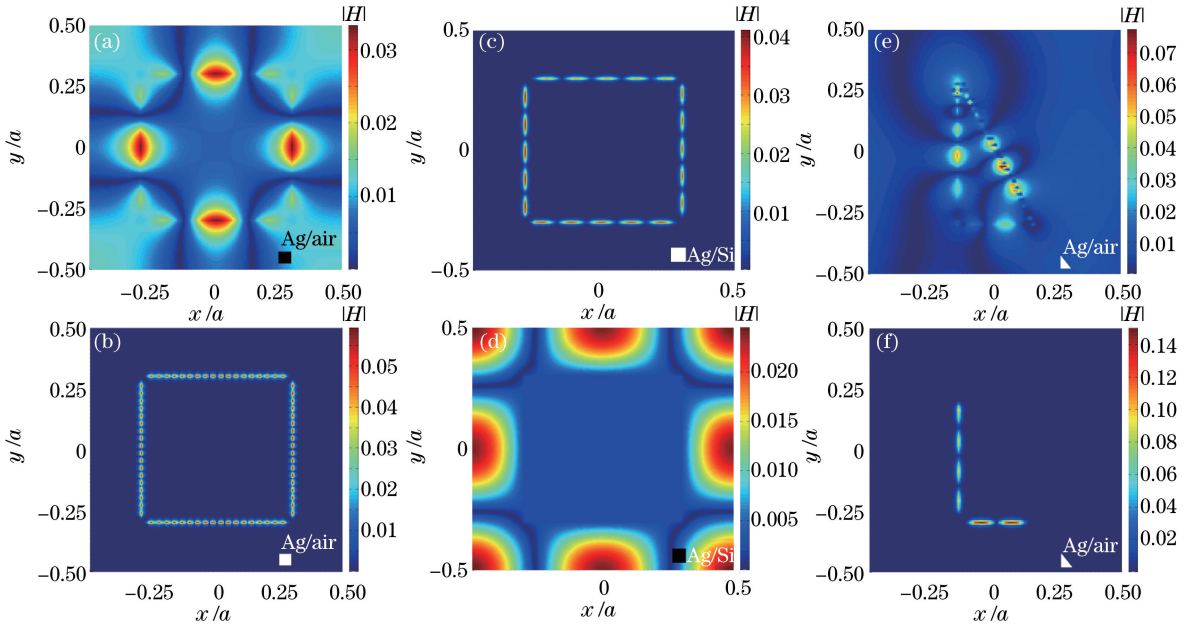


图 3 Γ 点处部分高度局域的 TM 模式。(a) $f = 1496.57$ THz; (b) $f = 1541.48$ THz; (c) $f = 1209.25$ THz; (d) $f = 2180$ THz; (e) $f = 1322.82$ THz; (f) $f = 1541.48$ THz

Fig. 3 Some highly localized TM modes at point Γ . (a) $f = 1496.57$ THz; (b) $f = 1541.48$ THz; (c) $f = 1209.25$ THz; (d) $f = 2180$ THz; (e) $f = 1322.82$ THz; (f) $f = 1541.48$ THz

图 4 所示为根据同伦法得到的频率实部与虚部关系图。当频率为复数 $\omega = \omega_r + i\omega_i$ 时,给定的磁场 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \exp(\omega_i t) \exp(-i\omega_r t) \exp(i\beta z) \mathbf{H}(x, y)$,可知频率虚部的大小表征了衰减的快慢。如图 4 所示,两种结构的等离子体晶体在表面等离子体频率 ($\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_{air}}$) 处损耗都存在一个极大值,和 Ritchie^[1]所猜测的规律一样。当实部频率在表面等离子体频率附近变化时,损耗几乎呈现指数锐减。也就是说,图 3(a)模式中的损耗比图 3(b)模式的小很多,但它们的频率相差很小: $\Delta\omega = 0.0003 \cdot \omega_p$ 。从图 2(a)、(c)和图 4 中的能带带隙还可以看出,使用自由电子无损耗模型或者使用有损耗模型时,能带带隙的位置基本不会有很大变化,但会受倒格矢量 \mathbf{k} 的影响,带隙可能会减小,而虚部很难影响实部。这是因为在矩阵 \mathbf{A}^* 中,即使使用有损耗模型,矩阵中复数元素的虚部值与实部值也相差近 5 个数量级。若使用自由电子无损耗模型,得到正方柱结构的一个模式频率为 $\omega/\omega_p = 0.70710$,使用考虑损耗模式矫正得到的结果为 $\omega/\omega_p = 0.69260 - 0.00183i$ 。观察图 2(c)中 $\omega/\omega_p = 0.4234$ 处的频带分支,对比图 4(b)发现,随着倒格矢量 \mathbf{k} 的变化,虚部会发生变化,损耗发生变化,在其他频支也能观察到这一现象。在图 4(a)中频率大于 ω_{sp} 部分, $\text{Im}(\omega/\omega_p)$ 随着实频率的增大而减小,可能不呈单调递减,这种现象 Han 等^[20]也提到过。

4 结 论

求解分析了有损耗情况下二维金属光子晶体的能带结构,发现表面等离子体频率 ($\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_d}$) 处损耗存在极大值,但频率在附近变化时,损耗将急剧减少,这是电磁波频率与电子碰

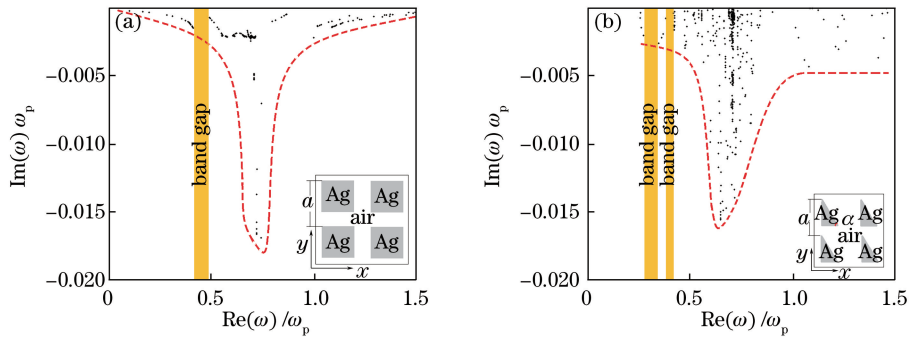


图4 $\beta=0$ 时,各个频率的实部 $\text{Re}(\omega)$ 与虚部 $\text{Im}(\omega)$ 的关系。(a)正方柱结构;(b)直三角柱结构
Fig. 4 Relationship between real part $\text{Re}(\omega)$ and imaginary part $\text{Im}(\omega)$ of frequency when $\beta=0$.

(a) Square cylinder structure; (b) right triangular prism structure

撞频率一致产生共振,急剧消耗能量所致。损耗也会随着倒格矢量的变化而发生改变。由于介电常数的虚部大小远小于实部大小,在自由电子无损耗模型和 Drude 有损耗模型下,相同结构的能带位置基本不会发生太大改变,考虑损耗的产生也几乎不改变能带带隙的位置。在分析金属光子晶体材料时,若使用界面算子法与同伦法作为计算研究方法,由于同伦法中间涉及收敛过程,计算全部频带损耗的耗时可能较长(与离散点数目 N 有关),可以优先使用界面算子法计算自由电子无损耗模型下的频带,然后求解目标范围内各个模式的损耗,从而大大缩短计算时间。界面算子法与同伦法结合使用,可以计算任意二维金属周期性结构物质的能带结构、色散关系、TM 模式以及损耗大小,参数设置快捷简便,但是对 C++ 或 MATLAB 编程水平有一定要求。两种方法的结合可为研究表面等离子体的频带性质提供有力的技术支持。

参 考 文 献

- [1] Ritchie R H. Plasma losses by fast electrons in thin films[J]. Physical Review, 1957, 106(5): 874-881.
- [2] Pendry J B, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces[J]. Science, 2004, 305(5685): 847-848.
- [3] Kitson S C, Barnes W L, Sambles J R. Full photonic band gap for surface modes in the visible[J]. Physical Review Letters, 1996, 77(13): 2670-2673.
- [4] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [5] Boriskina S V, Ghasemi H, Chen G. Plasmonic materials for energy: From physics to applications[J]. Materials Today, 2013, 16(10): 379-390.
- [6] Schuller J A, Barnard E S, Cai W, *et al.* Plasmonics for extreme light concentration and manipulation[J]. Nature Materials, 2010, 9(3): 193-204.
- [7] Yan B, Boriskina S V, Reinhard B M. Design and implementation of noble metal nanoparticle cluster arrays for plasmon enhanced biosensing[J]. Journal of Physical Chemistry C, 2011, 115(50): 24437-24453.
- [8] Mokkaapati S, Beck F J, Polman A, *et al.* Designing periodic arrays of metal nanoparticles for light-trapping applications in solar cells[J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(5): 053115.
- [9] Laroche M, Carminati R, Greffet J J. Near-field thermophotovoltaic energy conversion[J]. Journal of Applied Physics, 2006, 100(6): 063704.
- [10] Gopinath A, Boriskina, *et al.* Enhancement of the $1.54 \mu\text{m}$ Er^{3+} emission from quasiperiodic plasmonic arrays[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(7): 071113.
- [11] Mubeen S, Hernandezsosa G, Moses D, *et al.* Plasmonic photosensitization of a wide band gap semiconductor: Converting plasmons to charge carriers[J]. Nano Letters, 2011, 11(12): 5548-5552.
- [12] Mukherjee S, Libisch F, Neumann O, *et al.* Hot electrons do the impossible: Plasmon-induced dissociation of H_2 on Au[J]. Nano Letters, 2013, 13(1): 240-247.
- [13] Zijlstra P, Chon J W M, Gu M. Five-dimensional optical recording mediated by surface plasmons in gold nanorods[J]. Nature, 2009, 459(7245): 410-413.
- [14] Shi Zhendong, Zhao Haifa, Liu Jianlong, *et al.* Design of a metallic waveguide all-optical switch based on surface

- plasmon polaritons[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(2): 0213001.
- 石振东, 赵海发, 刘建龙, 等. 基于表面等离子激元的金属波导全光开关设计[J]. 光学学报, 2015, 35(2): 0213001.
- [15] Shi Weihua, Wu Jing. Photonic crystal fiber sensor based on surface plasmonic and directional resonance coupling[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(2): 0206002.
- 施伟华, 吴 静. 基于表面等离子体共振和定向耦合的光子晶体光纤传感器[J]. 光学学报, 2015, 35(2): 0206002.
- [16] Wei Lai, Li Fang, Zhou Jianxin. Design of surface plasmon polariton nano-laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2016, 45(10): 1014004.
- 魏 来, 李 芳, 周剑心. 基于表面等离子体激元的纳米激光器设计[J]. 光子学报, 2016, 45(10): 1014004.
- [17] Chang C C, Chern R L, Chang C C, *et al.* Interfacial operator approach to computing modes of surface plasmon polaritons for periodic structures[J]. Physical Review B, 2005, 20(20): 205112.
- [18] Chang C C, Shu Y C, Chern I L. Solving guided wave modes in plasmonic crystals[J]. Physical Reviews B, 2008, 78(3): 035133.
- [19] Press W H, Teukolsky S A, Vetterling W T, *et al.* Numerical recipes[M]. 3rd Edition, New York: Cambridge University Press, 2007: 577-599.
- [20] Han V D L, Tip A, Moroz A. Band structure of absorptive two-dimensional photonic crystals[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2003, 20(6): 1334-1341.



根据国家新闻出版广电总局《新闻记者证管理办法》、《关于开展新闻记者证 2016 年度核验工作的通知》要求,我单位中国激光杂志社已对新闻记者证持证人员的资格进行了严格审核,现将我单位新闻记者证持证人员名单进行公示。

举报电话:021-64339117

新闻记者证持证人员:李洪丹