

# 亚波长金属梯形槽阵列光陷效应研究

曹英浩<sup>1</sup>, 张斯文<sup>1\*</sup>, 孙晓东<sup>2</sup>, 吴峰<sup>1</sup>

<sup>1</sup>天津理工大学理学院, 天津 300384;

<sup>2</sup>天津工业大学电子与信息工程院, 天津 300387

**摘要** 采用严格耦合波分析方法系统研究了平面波照明的亚波长梯形金属槽阵列的光学异常吸收现象。模拟了结构参数的改变对亚波长金属梯形槽阵列吸收效率的影响,并引入 Fabry-Perot 半解析模型对计算结果进行分析。研究表明,亚波长金属梯形槽阵列的吸收增强现象主要来自槽内模式的 Fabry-Perot 共振效应及阵列结构间表面等离子元的能量传导耦合作用。当槽深满足 Fabry-Perot 共振条件,且阵列周期满足表面等离子元激发条件时,金属梯形槽吸收率峰值接近 1。与矩形槽相比,选择适当的梯形槽斜边倾角可以在保证吸收率的同时,放宽槽深的加工容忍度,有助于降低器件加工难度,提升器件设计可行性。

**关键词** 表面光学; 表面等离子元; 光陷效应; 光学异常吸收; 严格耦合波分析; 亚波长金属梯形槽阵列; Fabry-Perot 模型

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.202416

## Light-Trapping Effect of Sub-Wavelength Metal Trapezoidal Groove Array

Cao Yinghao<sup>1</sup>, Zhang Siwen<sup>1\*</sup>, Sun Xiaodong<sup>2</sup>, Wu Feng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>College of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China;

<sup>2</sup>College of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China

**Abstract** In this paper, the abnormal optical absorption of subwavelength trapezoidal metal groove arrays illuminated by a plane wave was systematically studied by the rigorous coupled wave analysis method. The influences of structural parameters on the absorption efficiency of sub-wavelength metal trapezoidal groove arrays were simulated, and a semi-analytical Fabry-Perot model was introduced to analyze the calculation results. The results show that the absorption enhancement of the sub-wavelength metal trapezoidal groove arrays is mainly caused by the Fabry-Perot resonance effect of the in-groove mode and energy conduction coupling of surface plasmons between the arrays. The absorption peak value of the metal trapezoidal groove approaches 1 when the groove depth satisfies the Fabry-Perot resonance condition and the array period satisfies the surface plasmon excitation condition. By compared with the rectangular groove, the trapezoidal groove with an appropriate inclination angle can not only ensure the absorptivity but also relax the tolerance of the groove depth, which helps in reducing the difficulty of device processing and improves the feasibility of device design.

**Key words** optics at surfaces; surface plasma polaritons; light-trapping effect; abnormal optical absorption; rigorous coupled-wave analysis; subwavelength metal trapezoidal groove array; Fabry-Perot model

**OCIS codes** 240.6695; 050.6624; 260.2110; 260.3910

收稿日期: 2019-05-21; 修回日期: 2019-06-09; 录用日期: 2019-06-26

基金项目: 国家自然科学基金(61605144)、天津市应用基础与前沿技术研究计划(14JCQNJC01900, 17JCQNJC02000)、天津理工大学教学基金项目(ZD18-05)

\* E-mail: cheungseason@sina.com

# 1 引言

光陷效应又称异常光学吸收<sup>[1]</sup>(AOA),是表面等离子激元(SPP)研究的重要方向之一。利用这一现象人们可将入射光能量限制在指定区域中,从而实现表面增强拉曼散射、高灵敏度光学探测、高转化率太阳能电池等应用。亚波长金属槽阵列可以激发表面等离子激元等多种表面波<sup>[2]</sup>,通过对其各种几何参数进行人工设计便可以实现异常光学吸收。早在2007年刘德明课题组<sup>[3]</sup>便将其用于表面等离子共振(SPR)传感器。2012年,浙江大学 Cui 等<sup>[4]</sup>使用改良的类梯形槽阵列结构实现了宽频光学吸收,并展示了该结构在可见光波段的吸收谱。2015年,王玥等<sup>[5]</sup>利用有限积分法分析了不同金属类型的亚波长槽结构光学异常吸收效应,及其在薄膜太阳能电池应用中的器件性能,并指出在立方、半圆柱和三棱柱中,立方栅格具有最好的性能。虽然非周期性金属结构如金属颗粒、金属棒等,制备简单,却只能提供统计意义的研究数据;而周期性金属微结构不仅可提供重复性高的数据,还在物理机制研究中具有明显优势,故引起了众多研究者的兴趣<sup>[6-9]</sup>。

本文通过模拟亚波长金属梯形槽结构参数以揭示光陷效应的物理机制。目前微纳金属槽结构的制备方法主要有等离子束聚焦技术及电子束光刻技术<sup>[10]</sup>两种,他们的一个共同缺陷是加工成品往往并非理想的矩形槽,而是具有一定侧边倾角的梯形槽。梯形槽相较于矩形槽具备更强的结构一般性,这意味着所有适用于梯形槽的结果对矩形槽同样适用。目前针对亚波长梯形槽光陷效应的研究尚少,其内在物理机制仍需深入探究。本文采用严格耦合波分析(RCWA)方法对梯形槽阵列槽深和结构周期进行了参数化扫描,并结合半解析的 Fabry-Perot (F-P)模型<sup>[11-13]</sup>明确了槽内局域模式 F-P 共振和表面等离子激元对吸收率的贡献。对梯形槽槽宽和侧边倾角的影响分析表明:一定的侧边倾角反而有利于提高光学吸收率,因此在实际应用中更易加工的梯形槽才是更好的选择。

# 2 基本原理

图 1(a)给出了亚波长金属梯形槽阵列的结构参数及选取的坐标系。波长为  $\lambda$  的单位平面波  $\psi_i(x, z)$  以 TM 偏振(磁场平行于  $y$  轴)正入射置于空气中(空气折射率  $n_a=1$ )的亚波长金基底梯形槽阵列,其中  $x, z$  为坐标位置,并由 Drude 模型计算

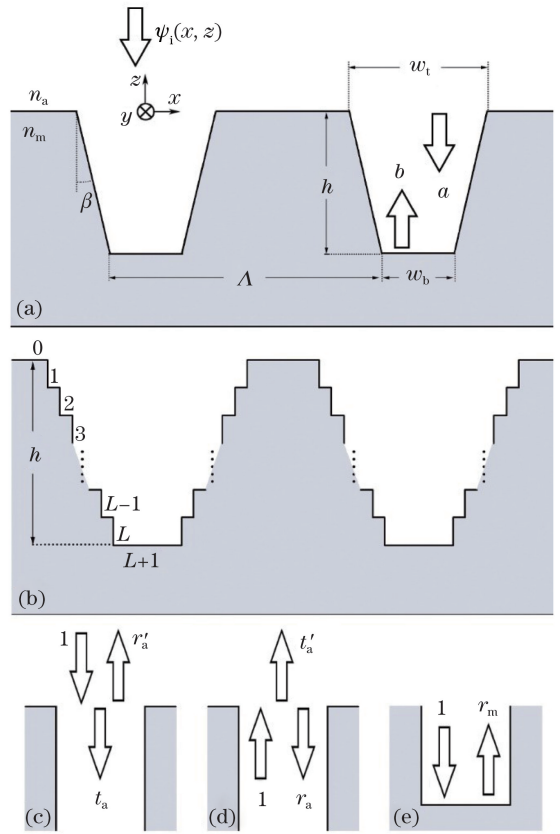


图 1 亚波长金属梯形槽阵列及坐标系示意图。(a)梯形槽阵列结构参数及槽内电磁场正负向传播系数示意图;(b)含有大量薄层光栅的亚波长梯形槽;(c)~(e)矩形光栅衍射系数  $r'_a$ 、 $t_a$ 、 $t'_a$ 、 $r_a$ 、 $r_m$  定义示意图

Fig. 1 Diagrams of subwavelength trapezoidal metal groove arrays and their coordinates. (a) Structural parameters of trapezoidal metal groove and positive and negative propagation coefficients of electromagnetic field in trapezoidal groove; (b) subwavelength trapezoidal groove containing a large number of thin gratings; (c)-(e) definitions of the scattering coefficients  $r'_a$ ,  $t_a$ ,  $t'_a$ ,  $r_a$ , and  $r_m$  of rectangular grating

出所选波长下金折射率为  $n_m=0.22+6.82i$ 。梯形槽上底及下底宽分别为  $w_t$  与  $w_b$ ,侧边倾角为  $\beta$ ,槽深为  $h$ ,阵列结构周期为  $\Lambda$ 。出于实际加工结果和数值计算精度的双重考量,限制梯形槽侧边倾角  $\beta < 10^\circ$ ,  $w_t < 0.5\lambda$ ,  $w_b > 0.05\lambda$ 。 $a$  和  $b$  分别为槽中沿  $z$  轴负方向和正方向传播电磁场的基模归一化强度系数。

## 2.1 亚波长梯形槽 RCWA 法

RCWA 法多用于严格求解周期型结构的衍射问题<sup>[14-15]</sup>,它将电磁场分解为空间谐波的线性组合,其精确度取决于所选取的最高谐波阶数。在阶数足

够高时,随着谐波阶数的提高,该阶次对衍射结果的贡献将趋向于零,此时结果将收敛于实际数值<sup>[12]</sup>。相较于其他数值方法,RCWA法可以更加直观地描绘物理图景,有利于分析光学异常吸收的机理。早期的RCWA方法仅要求对结构层介电率的横向空间分布进行傅里叶变换,因此仅适用于矩形槽结构。对于梯形槽或其他空占比随深度变化的结构,常规的做法是引入S矩阵算法<sup>[16-17]</sup>。首先,如图1(b)所示将梯形槽近似视作许多矩形薄层的组合并通过RCWA法计算第一层的散射结果,再应用边界条件

将第一层的散射结果作为第二层的入射条件从而计算出第二层的散射结果,以此类推直到遍历所有层数 $L$ 从而得到结构的最终衍射结果,即

$$\begin{bmatrix} \mathbf{u}_l \\ \mathbf{d}_0 \end{bmatrix} = \mathbf{S}^l \begin{bmatrix} \mathbf{u}_0 \\ \mathbf{d}_l \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: $\mathbf{u}_l$ 和 $\mathbf{d}_l$ 分别为 $u_p^{(l)}$ 和 $d_p^{(l)}$ 构成的列向量; $u_p^{(l)}$ 和 $d_p^{(l)}$ 分别为由RCWA算法得到的第 $l$ 层光栅结构中向上和向下传播的电磁场的第 $p$ 级分量; $\mathbf{u}_0$ 、 $\mathbf{d}_0$ 分别为 $u_p^{(0)}$ 和 $d_p^{(0)}$ 构成的列向量。由此,可以得到槽中电磁场分布为

$$\begin{cases} H_y^{(l)}(x, z) = \sum_m \sum_p W_{mp}^{(l)} \{u_p^{(l)} \exp[k_0 q_p^{(l)}(z - z_l)] + d_p^{(l)} \exp[-k_0 q_p^{(l)}(z - z_{l-1})]\} \exp(jk_{xm}x) \\ e_y^{(l)}(x, z) = \sum_m \sum_p V_{mp}^{(l)} \{u_p^{(l)} \exp[k_0 q_p^{(l)}(z - z_l)] - d_p^{(l)} \exp[-k_0 q_p^{(l)}(z - z_{l-1})]\} \exp(jk_{xm}x) \end{cases}, \quad z_{l-1} > z > z_l = -lh/L, \quad (2)$$

式中: $H_y^{(l)}(x, z)$ 和 $e_y^{(l)}(x, z)$ 分别为坐标 $(x, z)$ 处磁场和电场的归一化 $y$ 向分量; $k_{xm} = mk_0(\lambda/\Lambda)$ 为第 $m$ 级衍射波的等效波数大小,波数 $k_0 = 2\pi/\lambda$ , $m$ 为谐波数; $W_{mp}^{(l)}$ 、 $V_{mp}^{(l)}$ 和 $q_p^{(l)}$ 为RCWA算法求解所用到的中间变量,详见参考文献[15],可通过RCWA方法求解麦克斯韦方程组得到。类似于有限元方法中对结构突变处网格加密的原则,S矩阵对于层数的选择与结构随深度的变化率有关。就梯形槽而言,其侧边倾角 $\beta$ 越大,所需的分层也将越密集。本文所有数据统一选取层数 $L = 50$ 进行计算。

## 2.2 亚波长梯形槽的 Fabry-Perot 模型分析

Fabry-Perot半解析模型(以下简称F-P模型)被成功地应用于处理微纳金属槽结构的各种散射问题。它可以精确地判断反常光学吸收、表面增强拉曼散射<sup>[10]</sup>和异常光学透射(EOT)<sup>[18]</sup>的强度,在有效降低计算成本的同时还揭示了其背后的物理机制。F-P模型的适用条件为槽宽小于半波长,此时槽中传播模式只有基模。矩形槽基模等效折射率为

$$n_{\text{eff}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1-f}{n_m^2} + \frac{f}{n_a^2}}}, \quad (3)$$

式中: $f = \omega/\Lambda$ 为槽空占比; $\omega$ 为矩形槽槽宽。鉴于金属基底的特性使得透射能流可以忽略,定义光学吸收率为 $A = 1 - D_{\text{er}}$ ,其中 $D_{\text{er}}$ 为归一化反射强度。由矩形槽阵列的F-P模型<sup>[11-13]</sup>可知,矩形槽阵列的光学吸收率 $A$ 为

$$A = 1 - |r'_a|^2 - bt'_a = 1 - |r'_a|^2 - \left| \frac{t'_a t_a r_m \exp(2ik_0 n_{\text{eff}} h)}{1 - r_a r_m \exp(2ik_0 n_{\text{eff}} h)} \right|^2, \quad (4)$$

$$\begin{cases} a = t_a + br_a \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h) \\ b = ar_m \exp(ik_0 n_{\text{eff}} h) \end{cases}, \quad (5)$$

式中: $r'_a$ 和 $t_a$ 分别为入射光在槽口处的反射系数和激励槽内基模的透射系数,如图1(c)所示; $t'_a$ 与 $r_a$ 分别为槽内基模在槽口处的透射系数和反射系数,如图1(d)所示; $r_m$ 为槽内基模在槽底的反射系数,如图1(e)所示。梯形槽与矩形槽的差别在于其基模等效折射率是深度的函数,故只需将其传播过程变为积分形式便可得到梯形槽F-P模型表达式:

$$A = 1 - |r'_a|^2 - \left| \frac{t'_a t_a r_m \exp\left[2ik_0 \int_0^{-h} n_{\text{eff}}(z) dz\right]}{1 - r_a r_m \exp\left[2ik_0 \int_0^{-h} n_{\text{eff}}(z) dz\right]} \right|^2. \quad (6)$$

## 3 结果与分析

### 3.1 槽深对吸收率的影响

波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 的TM偏振平面波正入射金基底(折射率 $n_m = 0.22 + 6.82i$ )亚波长槽阵列时,结构吸收率 $A$ 与槽深 $h$ 的关系曲线如图2所示, $\omega_b = 0.3\lambda$ ,阵列结构周期 $\Lambda = 0.95\lambda$ 。图2(a)和(b)分别对应梯形槽上底宽 $\omega_t$ 为 $0.4\lambda$ 和 $0.3\lambda$ 的计算结果,图中实线和虚线分别对应侧边倾角 $\beta = 7.5^\circ$ 的梯形

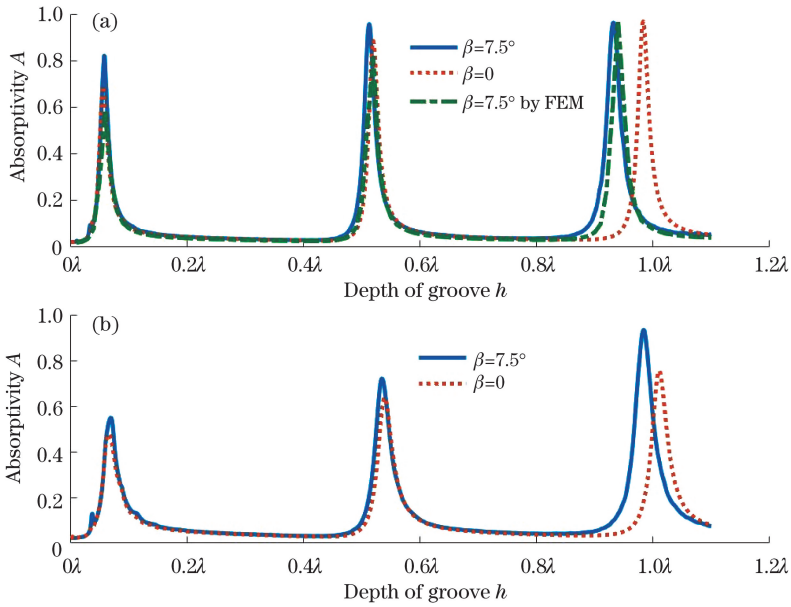


图2 不同侧边倾角和上底宽对应的吸收率  $A$  与槽深  $h$  的关系。(a)  $w_1 = 0.3\lambda$ ; (b)  $w_1 = 0.4\lambda$

Fig. 2 Relationship between absorptivity  $A$  and groove depth  $h$  at different side inclination angles and groove depths. (a)  $w_1 = 0.3\lambda$ ; (b)  $w_1 = 0.4\lambda$

槽和  $\beta = 0^\circ$  的矩形槽, 图 2(a) 中有限元法 (FEM) 得到的结果作为验证组 (本小节仅分析槽深对阵列吸收效率的影响, 槽宽的作用将在后面给出)。图 2 的模拟结果表明随着槽深的增大, 梯形槽阵列吸收率在某些槽深位置出现极大, 而后迅速衰减至零值。与吸收率峰值对应的槽深出现类似周期性变化, 且吸收率峰值随槽深增大逐渐增大直到趋近于 1.0。侧边倾角  $\beta = 7.5^\circ$  的梯形槽峰值略高于矩形槽 ( $\beta = 0^\circ$ ) 的吸收效率峰值, 而且对比实线与虚线峰值不难发现, 尽管二者在  $h$  接近  $0.06\lambda$  附近同时达到第一个吸收峰, 但梯形槽吸收效率峰值对应的槽深间距明显小于矩形槽吸收效率峰值对应的槽深间距。

这可以借助 F-P 模型得以解释。梯形槽中槽宽随深度增加而减小, 促使基模等效折射率  $n_{\text{eff}}$  随深度变大。根据 F-P 模型, 由 (5) ~ (6) 式不难得出, 当  $A$  取最大值时, 槽深满足相位匹配条件, 即

$$2k_0 \int_0^h \text{Re}[n_{\text{eff}}(z)] dz + \arg(r_a) + \arg(r_m) = (2\xi + 1)\pi, \quad (7)$$

式中:  $\arg(r_a)$  和  $\arg(r_m)$  分别表示槽内基模在槽口空气界面和槽底金属界面反射时产生的相位变化;  $\xi$  表示确保槽深为正值任意整数。槽深的增大将使基模等效折射率  $n_{\text{eff}}$  实部和虚部同时增大, 故满足共振效应的梯形槽金属阵列槽深会呈现准周期性变化 (峰间距随  $h$  增大而变小)。矩形槽基模等效折射率  $n_{\text{eff}}$  与深度无关, 因此其满足 F-P 共振条件的

槽宽呈标准周期性变化。此外矩形槽基模等效折射率实部和虚部除槽口处外均小于与其槽口宽度相等的梯形槽, 且该差值与深度呈正相关, 导致图 2 中  $\xi$  相同时的梯形槽峰相较于矩形槽峰存在偏移且随深度变大而更加显著。由于结构宽度较小, 槽中传播模式只有基模, 高阶模式能量在传播过程中几乎被全部吸收。更大的槽深意味着有更多的能量被散射到高阶模中被吸收, 因此吸收峰峰值随槽深的增加而变大。图 2 还显示出, 在  $\xi$  相同时梯形槽吸收率峰值比矩形槽更高, 这在图 2(a) 中由于吸收率接近 1 而不太明显, 但在图 2(b) 中非常显著。此外, 图 2(a) 中梯形槽吸收率在第二峰便达到接近 1 的水平, 矩形槽要第三峰才达到, 而图 2(b) 中矩形槽始终没有达到。可见相较于矩形槽, 梯形槽特殊的几何结构使得光波传播同样的距离时有更多的能量被散射到高阶模, 从而使梯形槽拥有更高的吸收率。

### 3.2 结构周期对吸收率的影响

图 3 给出了不同结构参数下,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  平面波正入射  $n_m = 0.22 + 6.82i$  的金基底梯形槽时, 其光学吸收率  $A$  与结构周期  $\Delta$  的关系曲线, 其中图 3(a) ~ (c) 槽深对应着图 2(a) 中梯形槽第二峰、梯形槽第一峰、矩形槽第一峰相应数值; 图 3(d) ~ (f) 槽深对应着图 2(b) 中梯形槽第二峰、梯形槽第一峰、矩形槽第一峰相应数值。图 3 的模拟结果表明, 随着阵列周期的增大, 吸收率  $A$  只在周期略小于波长整数倍的位置上出现明显的增强, 而在其他

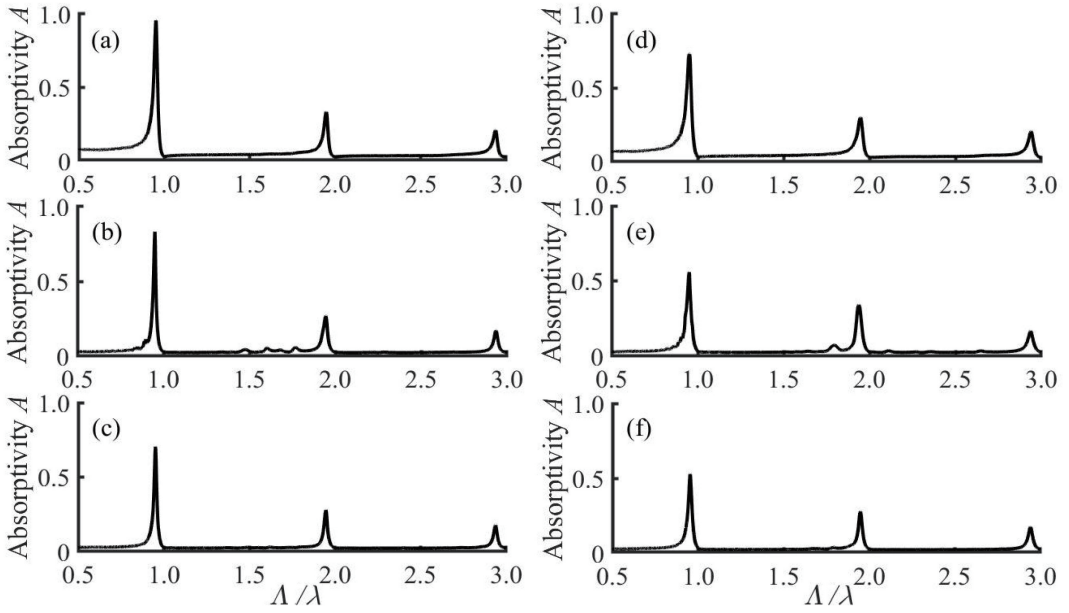


图 3 单位平面波(TM 偏振)正入射金基底梯形槽阵列时,吸收率  $A$  随周期  $\Delta$  的变化曲线。(a)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.515\lambda$ ; (b)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.057\lambda$ ; (c)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=0^\circ, h=0.056\lambda$ ; (d)  $\omega_t=0.4\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.534\lambda$ ; (e)  $\omega_t=0.4\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.063\lambda$ ; (f)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=0^\circ, h=0.065\lambda$

Fig. 3 Absorptivity  $A$  as a function of array period  $\Delta$  when trapezoidal groove array in metal substrate is irradiated by unit plane wave with normal incidence. (a)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.515\lambda$ ; (b)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.057\lambda$ ; (c)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=0^\circ, h=0.056\lambda$ ; (d)  $\omega_t=0.4\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.534\lambda$ ; (e)  $\omega_t=0.4\lambda, \beta=7.5^\circ, h=0.063\lambda$ ; (f)  $\omega_t=0.3\lambda, \beta=0^\circ, h=0.065\lambda$

位置吸收率迅速降为零,同时,吸收率峰值也随着周期的增大出现明显的衰减。仔细检查吸收率峰值对应的周期位置不难发现,吸收效率峰值位置对应 SPR 的激发条件,即

$$\Delta = \tau \lambda_{SP}, \quad (8)$$

式中:  $\lambda_{SP} = \lambda_0 \text{Re}\{[(n_a^2 + n_m^2)/n_a^2 n_m^2]^{1/2}\}$ ;  $\tau$  为任意正整数。尽管有研究表明小于表面等离激元波长的结构周期同样能产生异常光学吸收现象<sup>[1]</sup>,但其结构周期依旧与入射光波长有关,并要求其表面波满足特定的相位关系从而与槽内的纵向传播模式耦合,因此其结构周期  $\Delta$  依旧与吸收率  $A$  呈以  $\lambda_{sp}$  为周期的周期性关系。可见表面等离激元在阵列结构间的激发、传播和耦合过程是结构具有高吸收率的主要因素之一。根据表面等离激元的光栅耦合原理<sup>[19-21]</sup>,周期性的表面纹理将使布里渊区边界呈周期性变化,从而实现波矢匹配。而随着  $\Delta$  的增加,尽管每个峰值对应的结构周期  $\Delta$  均满足 SPR 条件,但其满足波矢匹配条件位置的密度将会降低,进而引起表面等离激元激发率降低,相应的吸收率峰值高度也会随之降低。

### 3.3 槽宽对吸收率的影响

图 2 和图 3 中不同槽宽的模拟结果表明,在槽

深满足共振条件时,  $\omega_t=0.4\lambda$  时的吸收率  $A$  峰值低于  $\omega_t=0.3\lambda$  时的情况。图 3(a)与图 3(d)倾角均为  $\beta=7.5^\circ$ ,槽深均为对  $h$  扫描图谱中的第二峰值,此时图 3(d)中实线对应的三个吸收峰均低于图 3(a)中相应数值。原因如下:一方面较小的槽宽意味着深度相同时基模等效折射率  $n_{eff}$  虚部更大,导致吸收更强;另一方面较小的槽宽有利于表面等离激元的激发从而提高吸收强度<sup>[21]</sup>。因此,在周期和槽深满足共振条件时,槽宽越小金属槽阵列的吸收率越高。

### 3.4 侧边倾角对吸收率的影响

图 4 为  $\lambda=1 \mu\text{m}$  的平面波正入射到底宽  $\omega_t=0.4\lambda$ ,结构周期  $\Delta=0.95\lambda$ ,基底折射率  $n_m=0.22+6.82i$  的金基底梯形槽,其吸收率  $A$  随侧边倾角  $\beta$  与槽深  $h$  的变化关系。图 4 中亮线随侧边倾角  $\beta$  增加向槽深  $h$  较小的方向略微偏移,且数值不断增大并不断加宽。图 4 结果验证了图 2 中得到的侧边倾角与吸收率  $A$  呈正相关的结论。此外,亮线宽度的增加意味着随着梯形槽斜边倾角的增加可在保障高吸收效率的同时,降低对槽深精度的要求,这非常有利于器件的加工应用。与同参数的矩形槽相比,梯形槽具有更高的吸收率,且加工难度更低,有助于实现光陷器件的应用。

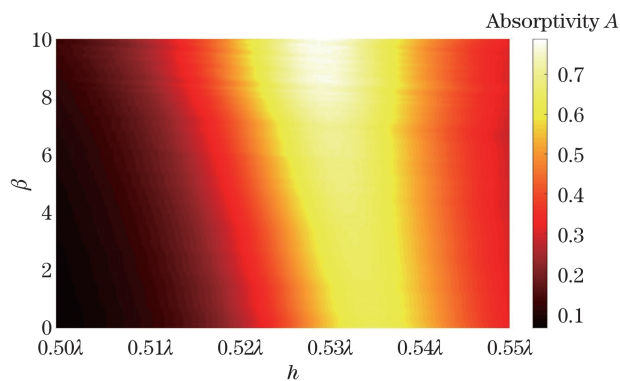


图4 不同侧边倾角 $\beta$ 和槽深 $h$ 处金属基底梯形槽吸收率 $A$ 分布图

Fig. 4 Absorptivity  $A$  of trapezoidal groove in metal as a function of side inclination angle  $\beta$  and groove depth  $h$

## 4 结 论

采用 RCWA 方法系统模拟了亚波长金属梯形槽阵列光吸收效率的变化关系,结合半解析的 F-P 模型对研究结果进行了分析。通过模拟亚波长金属梯形槽阵列的吸收率随槽深和阵列周期变化,明确了梯形槽阵列槽内局域模式 F-P 共振与表面模式表面等离子激元是结构具有高效光学吸收率的两个主导因素。然而,两种机制中任何一种被单独满足都不足以产生异常光学吸收。只有 F-P 共振条件与表面等离子激元激发条件同时被满足时才会产生显著的光陷效应。这是因为在表面等离子激元传播的过程中会有部分能量被耦合到槽内局域模式中<sup>[6]</sup>,相反的情况也会发生。这种能量交换使得两种机制同时存在时入射光能量进入结构区域后在结构表面和槽中反复振荡。同时无论表面等离子激元的传播过程还是槽内的散射过程都伴随着较强的吸收效应(这体现在表面等离子激元普遍很短的传播距离<sup>[2]</sup>和槽中可观的等效折射率虚部)。可以认为两种模式间的能量耦合才是亚波长金属槽阵列结构产生光陷效应的根本所在。拉曼散射要求入射光子吸收或放出一个声子从而产生塞曼效应,因而基于亚波长金属槽结构的表面等离子激元效应一定程度上验证了上述推测<sup>[10]</sup>。此外,数值结果还表明,与具有同样宽度的矩形槽相比,在槽深各自满足共振条件并处于同一级峰值时,梯形槽具有更高的光学吸收率,而梯形槽斜边倾角的存在,克服了矩形槽直角加工的困难,大大降低了结构的加工难度,提升了器件设计的可行性。本文的研究为以梯形槽为基本结构单元的微纳器件加工设计提供了重要的理论依据和数据指导,

在光陷器件设计应用领域有重要意义。

## 参 考 文 献

- [1] Le Perchec J, Qu  merais P, Barbara A, *et al.* Why metallic surfaces with grooves a few nanometers deep and wide may strongly absorb visible light [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(6): 066408.
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [3] Yang X Y, Liu D M. Sensitivity enhancement of surface plasmon resonance sensors through planar metallic film closely coupled to nanogratings [J]. *Chinese Optics Letters*, 2007, 5(10): 563-565.
- [4] Cui Y X, Fung K H, Xu J, *et al.* Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(3): 1443-1447.
- [5] Wang Y, Wang X, Li L W. Properties of light trapping of thin film solar cell based on surface plasmon polaritons [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 092401.  
王玥, 王暄, 李龙威. 基于表面等离子激元薄膜太阳能电池陷光特性的研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(9): 092401.
- [6] Liu H T, Lalanne P. General properties of the surface charge pattern of one-dimensional metallic gratings [J]. *Optics Express*, 2013, 21(14): 16753-16762.
- [7] Martins E R, Li J T, Liu Y K, *et al.* Engineering gratings for light trapping in photovoltaics: the supercell concept [J]. *Physical Review B*, 2012, 86(4): 041404.
- [8] Fan R H, Zhu L H, Peng R W, *et al.* Broadband antireflection and light-trapping enhancement of plasmonic solar cells [J]. *Physical Review B*, 2013, 87(19): 195444.
- [9] Dunbar R B, Hesse H C, Lembke D S, *et al.* Light-trapping plasmonic nanovoid arrays [J]. *Physical Review B*, 2012, 85(3): 035301.
- [10] Zhang S W, Liu H T, Mu G G. Electromagnetic enhancement by a periodic array of nanogrooves in a metallic substrate [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2011, 28(5): 879-886.
- [11] Zhang S W, Liu H T, Mu G G. Electromagnetic enhancement by a single nano-groove in metallic substrate [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2010, 27(7): 1555-1560.

- [12] Zhang S W, Liu H T, Mu G G. Electromagnetic enhancement by a single subwavelength groove in metallic substrate [J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(3): 0310002.  
张斯文, 刘海涛, 母国光. 亚波长单金属槽电磁场增强分析[J]. 中国激光, 2011, 38(3): 0310002.
- [13] Zhang K, Lin G, Liu G, *et al.* Principle of electron beam lithography and its application on the nanofabrication and nanodevice [J]. Journal of Chinese Electron Microscopy Society, 2006, 25(2): 97-103.  
张琨, 林罡, 刘刚, 等. 电子束光刻技术的原理及其在微纳加工与纳米器件制备中的应用[J]. 电子显微学报, 2006, 25(2): 97-103.
- [14] Peng S, Morris G M. Efficient implementation of rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(5): 1087-1096.
- [15] Moharam M G, Grann E B, Pommet D A, *et al.* Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(5): 1068-1076.
- [16] Li L F. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1996, 13(9): 1870-1876.
- [17] Li L F. Note on the S-matrix propagation algorithm [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2003, 20(4): 655-660.
- [18] Zhao B, Yang J J, Huang Z F. Anomalous transmission properties of two integrated metallic nanoslits under plasmonic cross talking coupling [J]. Acta Photonica Sinica, 2018, 47(3): 0324005.  
赵波, 杨建军, 黄振芬. 基于表面等离子体元交叉耦合作用的纳米金属双缝异常透射现象[J]. 光子学报, 2018, 47(3): 0324005.
- [19] Li L F. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1996, 13(5): 1024-1035.
- [20] Park S, Lee G, Song S H, *et al.* Resonant coupling of surface plasmons to radiation modes by use of dielectric gratings [J]. Optics Letters, 2003, 28(20): 1870-1872.
- [21] Hooper I R, Sambles J R. Surface plasmon polaritons on narrow-ridged short-pitch metal gratings [J]. Physical Review B, 2002, 66(20): 205408.