



南京大學  
研究生畢業論文  
(申請博士學位)

論文題目: 塔姆等離激元表面波的  
色散調控與熱輻射應用

作者: 喬通

專業: 物理學

研究方向: 微納光子學

指導教師: 劉輝 教授

2022 年 3 月 25 日

南京大学博士学位论文  
塔姆等离激元表面波的色散调控与热辐射应用

作者：乔通

导师：刘辉 教授

南京大学物理学院  
固体微结构国家重点实验室

**Dispersion controlling of surface waves of Tamm plasmon  
and its applications in thermal radiation**

**by Tong Qiao**

**Supervised by Prof. Hui Liu**

**Department of Physics, Nanjing University  
National Laboratory of Solid State Microstructures**

## 目录

摘要 .....	1
Abstract.....	3
第一章 绪论 .....	6
1.1 表面等离激元研究简述.....	6
1.2 光学塔姆等离激元的研究.....	15
1.2.1 光学塔姆等离激元介绍 .....	15
1.2.2 光学塔姆等离激元的实现与调控 .....	20
1.2.3 光学塔姆等离激元的应用 .....	24
1.3 本论文研究思路和论文结构.....	30
参考文献.....	31
第二章 一维塔姆等离激元拓扑超晶格与超模调控 .....	35
2.1 引言.....	35
2.2 一维塔姆光子晶体的构造.....	37
2.3 塔姆光子晶体的制备与光学角分辨系统的测量.....	40
2.4 塔姆光子晶体带隙的调控.....	43
2.5 塔姆等离激元拓扑超晶格的实现和探测.....	45
2.5.1 塔姆拓扑界面态的实现 .....	45
2.5.2 塔姆拓扑界面态的耦合与超晶格中超模的实现.....	47
2.6 塔姆拓扑超晶格中超模带宽的调控与分析.....	51
2.7 其他塔姆拓扑超晶格中的超模色散.....	54
2.8 本章小结.....	55
参考文献.....	56
第三章 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制 .....	60
3.1 引言.....	60
3.2 二维塔姆等离激元光子晶体的设计.....	62
3.3 二维塔姆等离激元光子晶体的模式耦合与损耗抑制.....	65
3.4 二维塔姆等离激元光子晶体的制备与实验测量.....	70
3.5 二维塔姆等离激元光子晶体带隙色散的调控.....	74
3.6 本章小结.....	75
参考文献.....	76
第四章 塔姆等离激元窄带热光伏器件 .....	79
4.1 引言.....	79

4.2 塔姆等离子激元热光伏系统的设计.....	81
4.3 窄带塔姆热辐射体的制备与辐射谱的测量.....	88
4.4 光伏系统效率与损耗的调控.....	90
4.5 塔姆等离子激元热辐射与相干完美吸收的对比分析.....	93
4.6 本章小结.....	99
参考文献.....	100
第五章 总结与展望.....	104
已发表与待发表的论文.....	107
致谢.....	108

## 中文摘要

# 南京大学研究生毕业论文中文摘要首页用纸

毕业论文题目：塔姆等离激元表面波的色散调控与热辐射应用

物理学 专业 2016 级博士生姓名：乔通

指导教师（姓名、职称）：刘辉 教授

## 摘要

塔姆等离激元是微纳光子学的重要分支领域之一，近年来吸引了国内外研究者的关注。光学系统的塔姆等离激元作为光子晶体和金属层界面的局域态，继承了表面等离激元的诸多优秀特性，如场增强和局域化。但与普通金属表面等离激元不同的是，它的损耗要小得多，而且其色散位于光锥线之上，能够直接与自由空间光耦合，不需要借助耦合光栅或棱镜就可以激发，对于偏振没有特殊选择性。人们对塔姆等离激元的基本性质和相关应用进行了系统研究，塔姆等离激元在增强光-物质相互作用，调控光吸收、光发射和光探测等领域具有重要应用。虽然塔姆等离激元被人们广泛研究，但是目前研究主要集中在垂直于光子晶体/金属界面方向的局域性，而有关平行于界面方向的塔姆等离激元表面波的波矢量色散，以及界面内光场局域等特性还缺乏相关研究。本论文通过在金属表面引入周期的微纳结构，设计塔姆等离激元光子晶体与超晶格，调控平行于界面方向的塔姆等离激元表面波的传播特性，获得了塔姆等离激元光子带隙和拓扑界面态等。同时我们也展示了塔姆等离激元热辐射在热光伏系统中的应用。本论文主要取得如下成果：

1. 构造一维塔姆等离激元光子晶体超晶格，并进一步获得塔姆拓扑界面态，实现带宽可调的拓扑超模：利用双层金属光栅与光子晶体组成塔姆等离激元光子晶体，实现塔姆态色散在布里渊区带边的折叠，形成了位于光子晶体带隙内的塔姆光子带隙，改变双层结构的参数可实现对塔姆光子带隙大小的调控。进一步将两种不同拓扑性质的塔姆等离激元光子晶体交替堆叠形成超晶格结构，相邻晶体界面处存在受拓扑保护的塔姆界面态，不同界面态的相互耦合形成了具有拓扑性质的超晶格色散，称之为超模。调节相邻界面态之间的耦合强度，可实现对超模色

## 中文摘要

---

散带宽的调控，并最终得到一条近乎于平带的超模色散，其具备很强的场局域性质并与激发角度无关，所有超模色散的结果都可以用紧束缚模型进行解释。在实验中，我们通过角分辨反射实验观测到了塔姆光子带隙及带宽可调的拓扑超模色散。

2. 构造二维塔姆等离激元光子晶体，实现耦合光子带隙的调控与损耗抑制:在光子晶体与含圆形空气孔正方点阵的金属薄膜组成的结构中，塔姆等离激元与表面等离激元腔模式在光子晶体带隙中发生耦合，形成了杂化模式和耦合光子带隙，带隙的大小取决于耦合强度。改变孔结构的大小或周期，可实现不同大小的耦合光子带隙，同时高频杂化模式的损耗会被抑制。实验上，通过聚焦离子束加工和角分辨反射谱测量，我们直接观测到了不同等离激元色散耦合以及损耗抑制现象，并实现可调的光子带隙。

3. 利用塔姆等离激元实现热光伏系统效率的增强:我们设计了一种光子晶体微腔与金属薄膜的复合结构作为热辐射体，利用光学塔姆态吸收谱灵活可调的特性，使其吸收峰的波长与光伏电池带隙宽度对应的能量相匹配，从而实现了全新的基于光学塔姆态的热光伏系统。这种热光伏系统具有窄带辐射谱，较低的损耗和很高的系统效率，在特定聚光比条件下热光伏系统效率可达 33.7%。与基于宽带相干完美吸收的热光伏系统相比，塔姆热光伏系统效率在不同聚光比条件下得到了全面增强，因而可用于实现更高效的光伏电池。

**关键词：**塔姆等离激元、光子晶体、超晶格、拓扑界面态、等离激元热辐射

## 英文摘要

### 南京大学研究生毕业论文英文摘要首页用纸

THESIS: Dispersion controlling of surface waves of Tamm plasmon and its applications in thermal radiation

SPECIALIZATION: Physics

POSTGRADUATE: Tong Qiao

MENTOR: Prof. Hui Liu

### **Abstract**

Tamm plasmon is a significant topic in nanophotonics, which has attracted many researchers' attention in recent years. As a kind of optical state localized at the interface between a photonic crystal and a metal layer, optical Tamm plasmon inherits many advantages of surface plasmon, such as field enhancement and localization. However, unlike the surface plasmon, Tamm plasmon has lower intrinsic loss, and its dispersion is located above the light cone that allows it to be directly coupled to free-space light without the aid of coupling gratings or prisms. The basic physics behind Tamm plasmon and its novel applications, including in the realm of enhancing light-matter interactions and controlling light absorption, emitting or detection, has been widely studied. However, so far the research about Tamm plasmon mainly focused on the filed localization along the vertical direction of photonic crystal/metal interface. There are little work about the dispersion controlling of surface waves of Tamm plasmon and its filed localization in plane. In this thesis, by introducing periodical microstructures in a metal layer, we design Tamm plasmon photonic crystals and superlattices, exploring the new propagation phenomena along the parallel direction of the interface as well as tunable Tamm photonic bandgaps and topological interface states. We also show the application of Tamm plasmonic thermal emitter in solar thermophotovoltaic systems. The main contents are as follows:

1. Realizing Tamm topological supermodes with a tunable bandwidth in Tamm topological superlattices (TTS). We combine subwavelength double-layer metallic gratings with one dimensional photonic crystals (PCs) and . By ultlizing one dimensional Tamm plasmon photonic crystals (TPCs) composed of This complex

## 英文摘要

---

structure supporting Tamm photonic bandgaps analogous to the bandgap of PCs is called TPCs. Due to backfolding of the dispersion of Tamm modes induced by periodical structures, a photonic bandgap of TPC is formed at the edge of the first Brillouin zone, which is contained inside the bandgap of PC. Adjusting the geometric parameters of periodic structures endows us with the ability to tailor the width of the TPC's bandgap facilely. Furthermore, two kinds of TPCs which belong to different classes of topologies are stacked alternately to form a TTS. On the boundary between adjacent TPCs, there will be a Tamm topological interface state within the TPC's bandgap. Each Tamm topological interface state hybridizes with its nearest neighbor and forms hybrid collective modes, called supermodes. By adjusting the coupling strength between adjacent Tamm interface states, the bandwidth of the dispersion of supermodes can be controlled and finally a nearly flat dispersion of supermodes with strong localization is obtained, regardless of excitation angles. All the results can be fully described by a tight binding model. Experimentally, the dispersion of TPCs and TTS can be directly verified by angular-resolved reflectance spectra measurement.

2. Realizing a tunable bandgap induced by the coupling effects and loss suppression in the structure of two dimensional TPCs. We combine metallic hole square arrays and PCs to form two dimensional TPCs. Under certain polarization direction, the Tamm state localized at the interface between the metallic structure and PC will couple with surface plasmonic modes and thus forms a hybrid bandgap. The size of bandgap depends on the coupling strength. By changing the period of the hole arrays, the coupled photonic bandgaps with different sizes can be achieved. Meanwhile, the radiative loss of a specific plasmonic mode can be suppressed due to the coupling mechanism. In experiments, using focusd ion beam processing and angular-resolved reflection spectrum measurement, we can directly observe the coupling dispersion and the tunable photonic bandgap.

3. Enhancing the efficiency of solar thermophotovoltaic system by using Tamm plasmonic thermal emitter. We design a thermal emitter comprising of one dimensional photonic crystals and a cavity on a metal layer. Utilizing the adjustable characteristics of optical Tamm states, the sharp emission peak of Tamm plasmonic thermal emitter is designed to match the bandgap energy of photovoltaic cells, and thus a new Tamm thermalphotovoltaic device is achieved. This device has a narrow radiation bandwidth,

## 英文摘要

---

low loss and high system efficiency. Under certain concentration factor parameters, the simulated overall system efficiency can be up to 33.7%. Compared with the coherent perfect absorption (CPA) thermalphotovoltaic device based on the broadband absorption, Tamm thermalphotovoltaic efficiency can be comprehensively enhanced given different area ratios and concentration factors.

**Key Words:** Tamm plasmon, photonic crystal, superlattice, topological interface state, plasmonic thermal emitter

## 第一章 绪论

光学是一门古老的学科，从最早小孔成像对几何光学的探索，到双缝干涉实验对波动光学的研究，一直发展到近代的量子光学，每一时期光学领域都有诸多新奇物理现象被发现。近年来随着现代微纳加工技术的发展，人们得以在纳米尺度甚至原子层级上观察和研究物理过程，并发现了许多与超出传统经典理论的物理规律。在这个过程中，微纳光学领域的等离激元就是最受研究者关注的热门方向之一。一般当光照射到固体材料上会形成不同的激发，包含电子-空穴对的称为激子，而电子的集体振荡则是等离激元。等离激元作为固体中载流子振荡所形成的元激发，可以在传播的过程中传递能量与信息，因而有诸多实际应用。等离激元可以分为不同的种类，比如金属中的自由电子集体震荡与外界电磁波耦合可以形成表面等离极化激元，其在亚波长尺度上可以实现高局域性与场增强，但金属固有的欧姆损耗会造成表面等离激元能量快速衰减，限制了其应用范围。近十多年，人们在光子晶体与金属薄膜的复合结构中发现了塔姆等离激元，这是一种主要局域在光子晶体与金属界面上的光学模式。相较于表面等离激元，塔姆等离激元具有诸多优势和广泛的应用前景。本章我们先简要介绍表面等离激元学的研究历史，回顾其基本概念和定义。然后介绍光学塔姆等离激元的提出和实验验证，并着重介绍了塔姆等离激元在不同物理系统中的实现和应用。

### 1.1 表面等离激元研究简述

#### A. 表面等离激元介绍

表面等离极化激元 (Surface Plasmon Polaritons), 简称 SPPs, 是金属中的自由电子震荡与外界电磁波耦合后形成的一种电磁模式, 最早可以追溯到 1902 年 Wood 用光照射到金属光栅上所发现的反射光谱异常现象[1]。反射光谱出现的低谷意味着有新的模式存在, 1941 年法诺利用衍射理论解释了这种位于金属与空气界面上的局域电磁模式, 这是关于金属表面电磁模式的首个理论模型[2]。在实验中, 1957 年研究者用高能电子束流照射金属表面, 发现了金属的吸收现象, 验证了金属等离子的存在[3]。此后, 两位科学家们提出了表面等离离子体共振模式的概念, 并给出了其色散方程[4, 5]。在此基础上, 越来越多有关 SPPs 现象

## 绪论

被发现，人们也提出了耦合棱镜等激发 SPPs 的方式[6, 7]。近些年随着微纳加工技术的发展，人们可以设计各种金属微纳结构来对 SPPs 进行操控[8-12]。

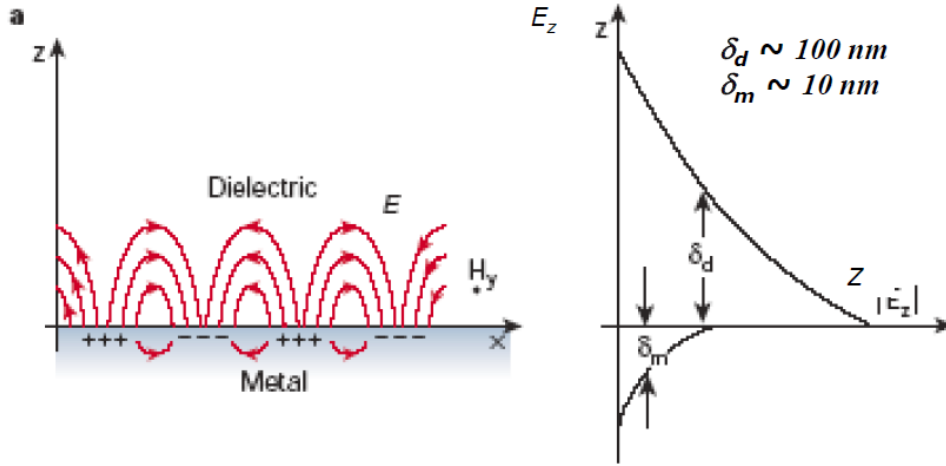


图 1.1 a 左图是 SPPs 模式分布与传播的示意图，右图是 SPPs 模式在金属与介质层中电场强度的衰减和对应的穿透深度[13]。

SPPs 是存在于金属表面的局域振荡模式，因此我们可以考虑金属与介质中的麦克斯韦方程，并利用金属与介质界面处的边界条件，推导出表面等离激元的存在条件及其色散方程。从麦克斯韦方程推导出的波动方程出发[14]：

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (1.1)$$

考虑半无限大金属与介质构成的二维平面，电磁场沿着  $x$  方向传播，对于 TE 模式，波动方程简化为：

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.2)$$

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (1.3)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \quad (1.4)$$

其中， $k_0$  是波矢，而  $\beta$  为传播常数。

此时我们设定在  $z$  小于 0 的方向是金属层，其介电常数  $\varepsilon_1 < 0$ ；而大于 0 的方向上是介质层，其介电常数  $\varepsilon_2 > 0$ 。

## 绪论



图 1.2 a SPPs 在金属和介质界面的结构示意图[15]。

对 1.2 式进行求解可得：

$z > 0$  的区域中：

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.5)$$

$$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.6)$$

$$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.7)$$

$z < 0$  的区域中：

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.8)$$

$$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.9)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.10)$$

为了满足界面上  $H_x$  和  $E_y$  的连续性边界条件：

$$A_1(k_1 + k_2) = 0 \quad (1.11)$$

如果要满足 1.11 式等于 0，而  $k_1$  和  $k_2$  是电磁波矢量在界面垂直方向上的分量不为 0，所以  $A_1 = 0$ 。类似推导可以得到  $A_2 = 0$ 。因此 SPPs 并不存在 TE 模式。

考虑类似推导过程，对于 TM 模式，波动方程简化为：

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (1.12)$$

## 绪论

---

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1.13)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y \quad (1.14)$$

$z > 0$  的区域中:

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.15)$$

$$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.16)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.17)$$

$z < 0$  的区域中:

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.18)$$

$$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.19)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.20)$$

为了满足界面上  $H_y$  和  $E_x$  的连续性边界条件:

$$A_1 = A_2 \quad (1.21)$$

$$\frac{k_1}{k_2} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (1.22)$$

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \quad (1.23)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \quad (1.24)$$

把 1.23 和 1.24 式带入到 1.22 中可得:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (1.25)$$

这就是 TM 偏振下金属表面等离子激元模式的色散关系。通过以上分析，我们可以看出不存在 TE 偏振的等离子激元，而只有 TM 模式。

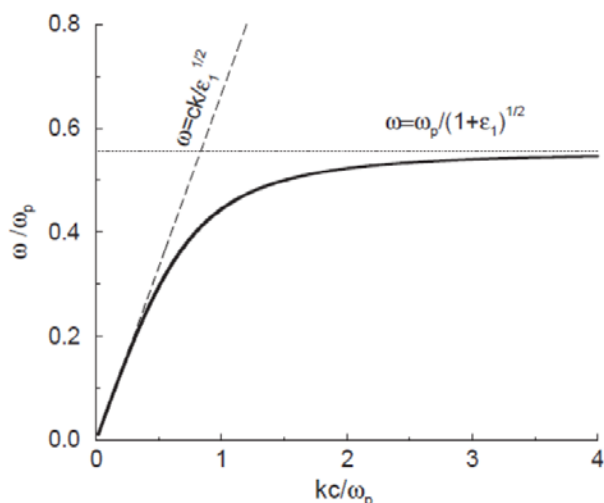


图 1.3 黑色实线是 Ag 与空气界面 SPPs 的色散关系，虚线为光锥线[16]。

## B. 表面等离子激元的实现与应用

从前文中我们得到了金属表面等离子激元的色散方程，图 1.3 给出了其色散曲线[15]。我们可以发现，相同频率下，SPPs 的波矢大于自由空间光的波矢，因为无法与自由空间光直接耦合。为了激发 SPPs 模式，我们必须引入特殊结构来进行波矢匹配。

补偿 SPPs 的波矢与自由空间光波矢差异有几种不同的方法[15]，例如耦合棱镜或者耦合光栅的方式。图 1.4 给出了两种不同棱镜耦合结构：左边是 Kretschmann 结构[6]，右边是 Otto 结构[7]。Kretschmann 结构是在棱镜表面镀一层金属膜，而 Otto 方式则是用耦合棱镜靠近金属膜，但棱镜与金属膜的距离非常近。两种方式都是利用光在全反射过程中，当入射角大于临界角度时，光被全反射，而垂直棱镜界面上会产生倏逝波，利用棱镜的高折射率提供更大的平行方向波矢，从而与 SPPs 的波矢相匹，从而激发金属与空气界面的 SPPs。

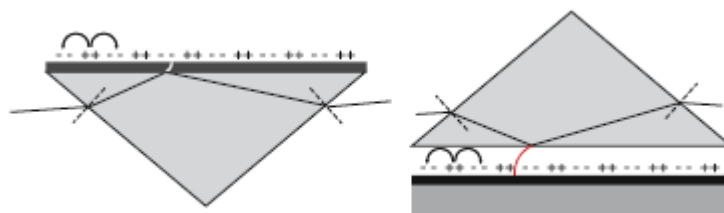


图 1.4 两种不同的棱镜耦合方式来激发 SPPs 模式[6, 7]。

## 绪论

此外，人们还发现利用微纳加工技术制备周期性的金属光栅来激发 SPPs，如图 1.5 所示。耦合光栅激发的原理是利用一维光栅的倒格矢提供波矢匹配，从而补偿 SPPs 的波矢与自由空间光波矢差异。这种激发方式的光栅结构周期参数可调，能够匹配不同波长 SPPs 的激发条件。同时光栅结构易于制备，可以应用于集成光学器件中，因而是应用最广的激发方式。在后续的研究中，人们也提出了周期阵列小孔等各种复杂的结构来实现对 SPPs 的激发和调控。

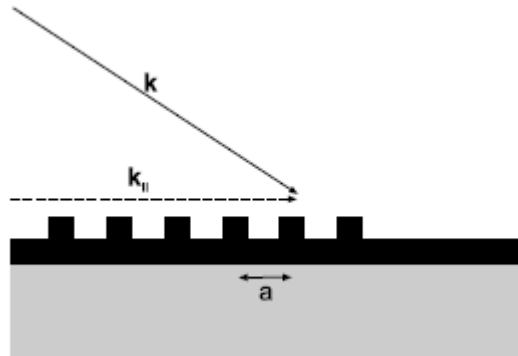
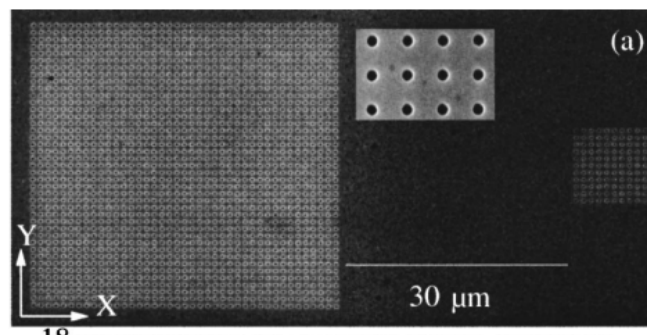


图 1.5 使用耦合光栅提供波矢匹配来激发 SPPs 模式[15]。

激发 SPPs 后如何进行观测也是一个重要的问题。因为 SPPs 的波矢与自由空间光波矢的不匹配，因此 SPPs 模式无法直接耦出自由空间，需要额外的辅助手段进行观测。常见的方式有利用近场光学显微镜，荧光方法或利用 Leaking 模式进行成像等。

比如在 2003 年，Devaux 等人利用近场光学显微镜对激发的 SPPs 模式进行了观测，如图 1.6 所示[17]。他们制备了在金属薄膜上制备了二维正方孔洞阵列来进行波矢补偿，激发 SPPs 模式，并使用近场光学显微镜进行收集。虽然 SPPs 无法直接与耦出，但近场光学显微镜可以对金属薄膜表面的经常光学信号进行扫描，从而观测 SPPs 的传播。



## 绪论

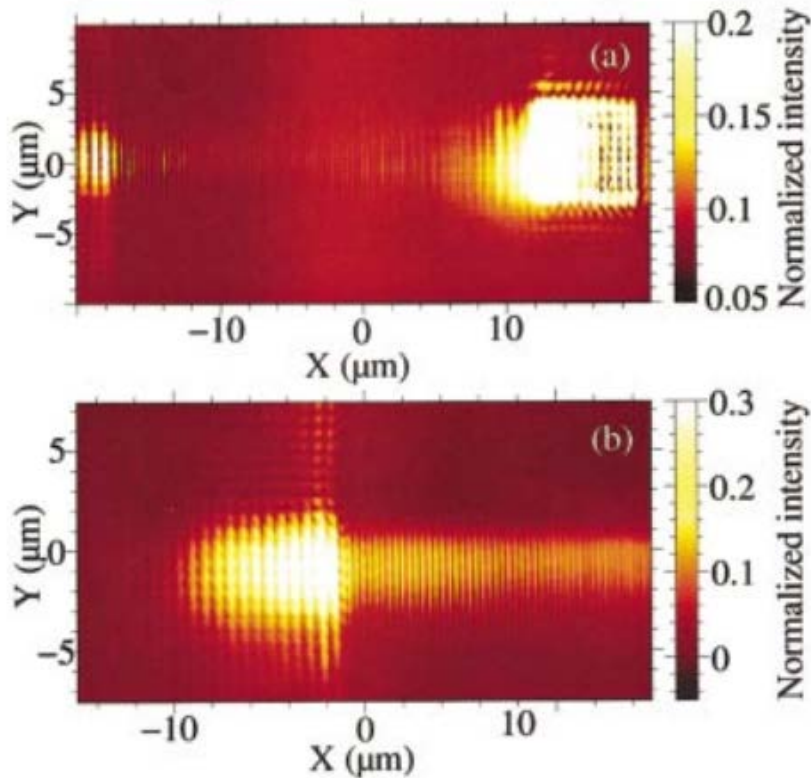


图 1.6 a 上图是二维金属孔阵列结构，左边为大面积耦出阵列，后边为小面积的耦入阵列；中图是特定波长激光垂直照射到耦入阵列上激发 SPPs，用近场光学显微镜观测到的 SPPs 传播过程；下图是耦出阵列附近的放大图，可以观察到 SPPs 模式[7]。

金属表面等离子激元在亚波长尺度上具备较强的场局域与场增强性质，因而可以用于增强光与物质的相互作用。众多研究者对设计了表面等离子激元器件，来实现不同的功能。比如最著名的例子之一就是表面等离子激元成像：伯克利张翔团队利用表面等离子激元实现超透镜成像[18]，如图 1.7 中左图所示。他们把银膜作为超透镜，在一层 35nm 厚的光刻胶上成像，并用原子力显微镜 AFM 读取，记录下近场图像。一个以“NANO”的形式的物体获得了约 65nm 的分辨率，这在传统光学系统中是不可能的。此外，其他研究者也独立地提出了其他表面等离子激元成像[19-24]，如图 1.7 中右图所示。这其中包括了表面等离子激元的亚波长成像与光刻系统[19]，利用表面等离子激元实现实现碳纳米管的近场拉曼成像[21]，观察晶体管结构的近场光学图像[20]以及制备 tip-on-aperture (TOA) 探针[22-23]等。

## 绪论

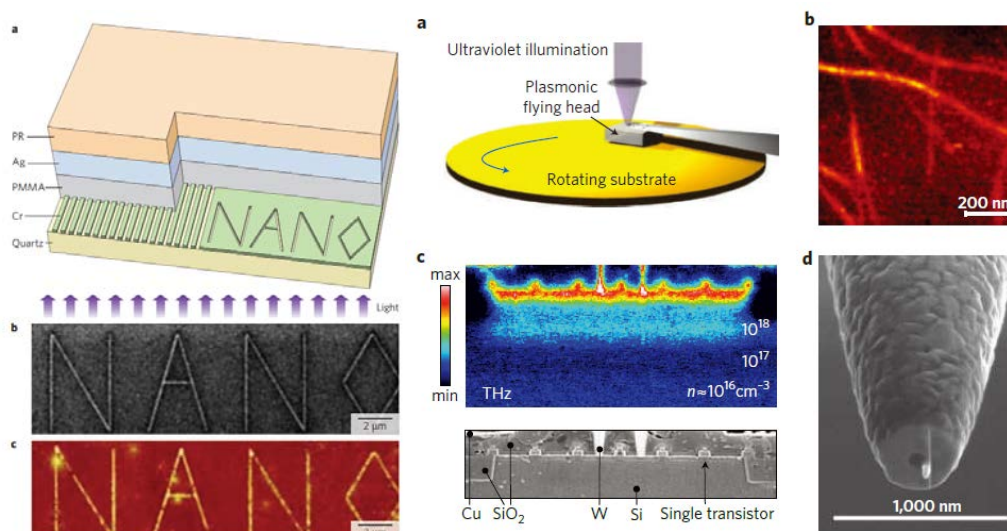


图 1.7 左图 **a-c** 图是利用表面等离子体进行亚波长超透镜成像[18]。利用聚焦离子束加工出 NANO 字母图案，通过 AFM 测量曝光后的光刻胶形貌还原图像。右图 **a-d** 展示了其他基于表面等离子体的亚波长成像系统[19-23]。**a** 是表面等离子体光刻系统示意图[19]，**b** 是几根碳纳米管的近场拉曼成像[21]，**c** 是晶体管结构的近场光学显微成像[20]，**d** 是 tip-on-aperture 探针的 SEM 图像[22-23]。

更重要的是，金属表面等离子体实现场增强的性质很自然地可以被应用于非线性光学领域[25-32]。研究者设计了各种等离子体天线来提高非线性光学过程的效率，在金属薄膜中设计各种图案阵列来增强二次谐波，通过与 SPPs 的耦合，可以使金属界面的二次谐波增强一个数量级以上。

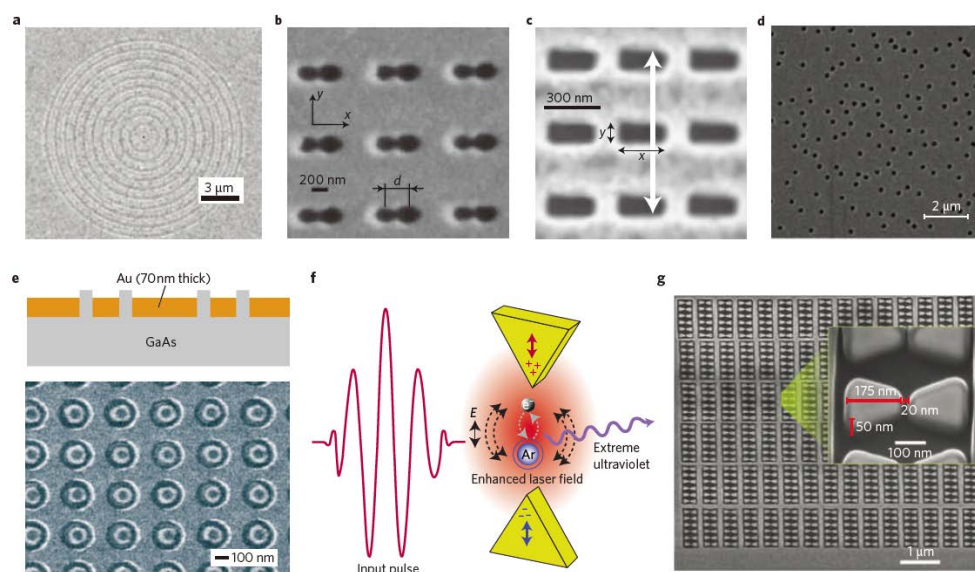


图 1.8 **a-d** 图是利用表面等离子体进行倍频增强。**a** 是牛眼结构[25]，**b-d** 分别是重叠双孔[26]、周期矩形孔[27]和无序孔径阵列[28]；**e** 是砷化镓中金属纳米图案[29]。**f** 和 **g** 分别是产生极

## 绪论

---

紫外辐射的示意图，以及蝴蝶结天线的 SEM 图像[30-32]。

如图 1.8a-d 所示，使用牛眼图案的金属薄膜提高局部透射率和倍频效率[25]，类似的增强效应在其他亚波长几何结构中也被观察到，包括重叠双孔[26]、周期矩形孔[27]和无序孔径阵列[28]。此外，等离子体结构可以直接嵌入非线性介质中来增强非线性效应[29]。在图 1.8e 中，砷化镓中纳米图案区域由于场增强效应，倍频效率可以比传统的体块状非线性材料(如 LiNbO<sub>3</sub>)大两个数量级[29]，金属孔阵列内的砷化镓，蝴蝶结天线产等也得到了类似的结果，如图 4f 和 4g 所示[30-31]。

总之，金属表面等离子激元的研究和发展为亚波长尺度下的光学提供了许多新思路，同时基于此发展出了一系列超越传统几何光学衍射极限的器件。尤其是随着微纳加工技术的发展，将金属表面等离子激元与超材料或超表面相结合，可以为集成光子学器件的设计提供新思路和新方法[9, 11-12, 24]。但是，金属表面等离子激元同时也受困于损耗过大的问题，这主要源于金属本身的欧姆损耗，因此接下来我们主要介绍另外一种损耗较低的等离子激元模式——塔姆等离子激元。

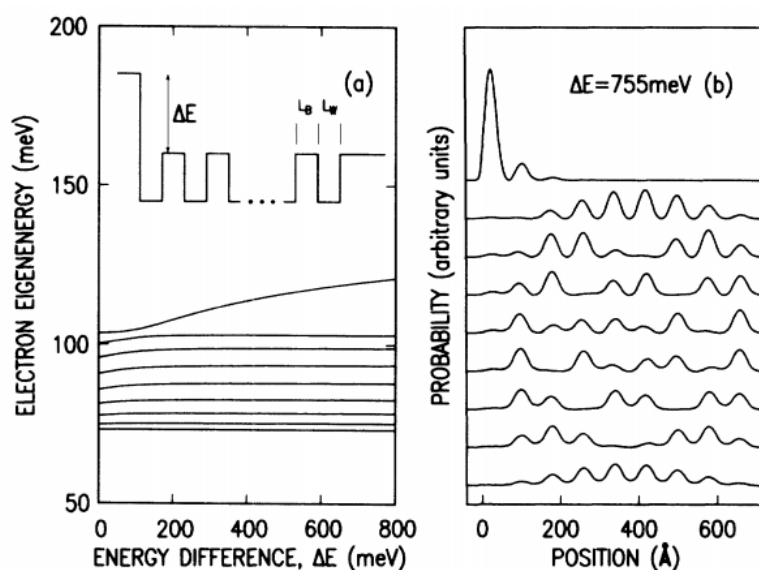
## 1.2 光学塔姆等离子激元的研究

### 1.2.1 光学塔姆等离子激元介绍

在固体物理中，一维体系因结构简单，最先被用于研究晶格振动的规律，最简单的模型就是一维单原子链与双原子链。一维周期结构中的晶格振动模式可以在紧束缚近似下得到求解，由此产生的布洛赫定理和能带理论是描述周期结构物理规律的有力工具。与此同时，自然界并不存在无限大的完美周期结构，因此一旦周期被打破，就会产生界面或各种各样的缺陷，对界面模式或缺陷态的研究是物理学中的重要课题。本节主要介绍一维体系中的光学塔姆等离子激元。

一维系统因为参数灵活可调，同时物理现象易于观测，因而广泛被应用于界面物理的研究。最早在 20 世纪 30 年代，物理学家塔姆(Tamm)最早提出在一维晶格的界面处，由于晶格中的周期势被打破，因此表面附近的局部电子态不同于固体能带，也不同于孤立的原子能级[33]。如图 1.9 所示，晶体布洛赫波函数在表面处 ( $Z=0$ ) 由于周期势能的变化，出现了额外的表面态，也就是塔姆态。表面态模式在边界上必须满足波函数及其一阶导数连续性质条件，基于此条件可以解出表面态模式的能量表达式。

但一直以来，塔姆态的实验观测非常困难，因为当时分子束外延生长异质结制备技术的限制，很难得到一维晶格的平整表面，不平整的表面物理效应很复杂，难以区分表面态与其他模式。



## 绪论

图 1.9 一维周期晶格中的表面态[33]。

后来，随着微纳加工技术的进步，制备平整的多层膜结构成为可能，尤其是在光学系统中，模仿固体物理周期结构的光子晶体概念被提出，人们有了新的手段来对光的传播进行调控。类比于固体物理中的塔姆态，2007 年法国课题组率先提出了光学塔姆态的概念[34]，他们把砷化镓和砷化铝超晶格系统作为一维布拉格反射器(DBR)，也就是一维光子晶体。在其表面覆盖上一层金属薄膜，由此得到了局域在光子晶体与金属薄膜界面上的电磁模式，这就是类似于电子体系塔姆态的光学塔姆态。由于一维光子晶体制备技术成熟，而光学塔姆态对应的能量吸收会反应在吸收光谱中，因而易于观测。自此之后，光学塔姆态成为了研究塔姆等离子激元激发的良好平台。

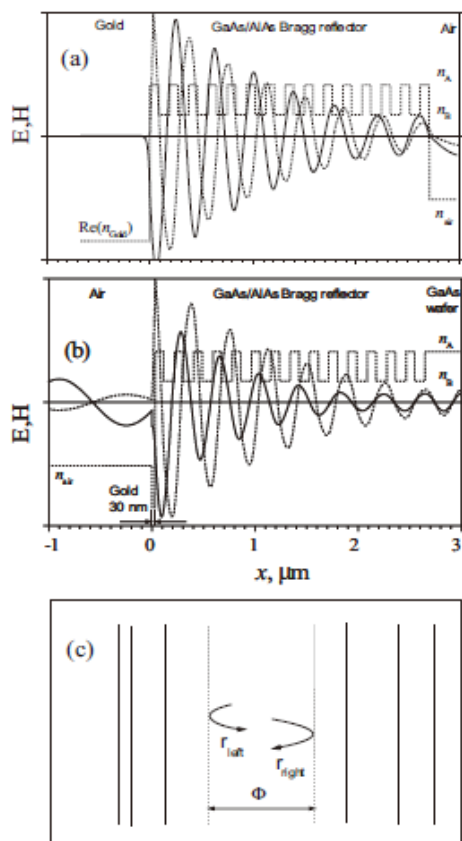


图 1.10 **a** 和 **b** 分别是在一维 DBR，以及其与多层膜复合系统中的电场分布。**c** 是界面附件的有限宽度的微腔中光的反射示意图[34]。

如图 1.10 所示，研究者考虑一个 DBR 与金属组成的复合系统，在 DBR 与金属的界面上，假设有一个有限厚度的微腔，那么其传播方程为：

## 绪论

$$A \begin{pmatrix} 1 \\ r_{left} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \exp(i\Phi) & 0 \\ 0 & \exp(i\Phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{right} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

其中  $r_{left}$  是左侧界面的反射系数， $r_{right}$  是右侧侧界面的反射系数， $\Phi$  是宽度为  $x$  的微腔中的相位变化， $A$  是一个常数。化简 1.26 式可得：

$$r_{left} r_{right} \exp(2i\Phi) = 1 \quad (1.27)$$

此时，如果我们把微腔的宽度  $x$  逐渐缩小到 0，那么微腔消失，而 DBR 与金属薄膜直接接触，此时方程对应的传播模式就是塔姆态。对应的反射系数满足：

$$r_{left} r_{right} = 1 \quad (1.28)$$

因此，塔姆态存在满足的条件就是：金属薄膜的反射系数与光子晶体表面的反射系数乘积为 1。

另一方面，对于反射系数的求解可以用光学中的菲涅尔公式。对于金属薄膜，其反射系数为：

$$r_{Metal} = \frac{n_A - n_{Metal}}{n_A + n_{Metal}} \quad (1.28)$$

其中， $n_A$  是靠近金属的最近邻介质的折射率，而  $n_{Metal}$  是金属的折射率。 $n_{Metal}$  可以使用 Drude 模型得到。同时，DBR 的反射系数可以通过转移矩阵的方法得到，经过计算，最终得到的塔姆态可表示为[34]：

$$\omega = \frac{\omega_0}{(1 + 2n_A \omega_0 / \sqrt{\varepsilon_b} \beta \omega_p)} \quad (1.29)$$

其中， $\omega_p$  是金属的等离子体频率， $\varepsilon_b$  是 Drude 模型中背景的介电常数， $\beta$  是 DBR 结构中的传播常数。

此外，研究者给出了塔姆态在水平方向上的色散曲线，如图 1.11 所示。塔姆态在 TE 和 TM 两种偏振状态下，其色散曲线均位于光锥线之上，意味着其不需要耦合光栅就可以直接被自由空间光激发。而根据抛物线性色散，也可以求出塔姆态的等效质量。

## 绪论

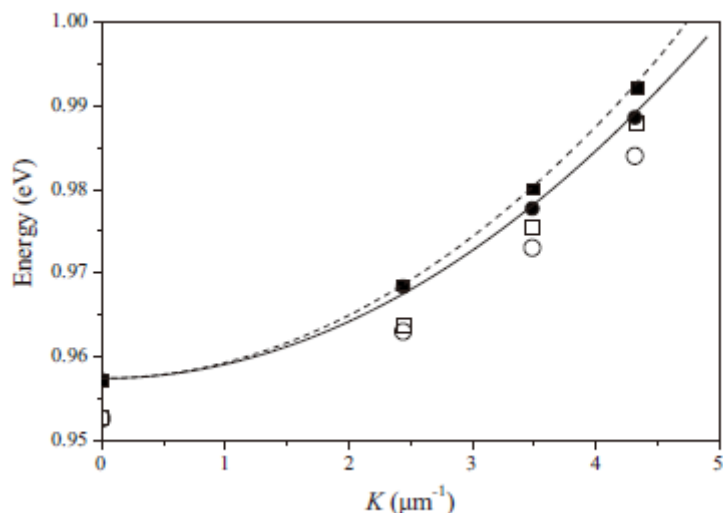


图 1.11 塔姆态在水平方向上的色散曲线，黑色实线是 TE 模式，黑色虚线是 TM 模式[34]。

在实验中，2008 年俄罗斯课题组 [35] 利用分子束外延生长制备了 GaAs/GaAlAs 光学超晶格，超晶格共有 19 个周期。他们在超晶格表面覆盖一层 30 纳米后续的金薄膜，然后测量了其反射和透射光谱，如图 1.12 所示。在光学超晶格的带隙中可以清晰地观察到一个透射峰与反射谷，对应了塔姆态模式的存在。同时，不同温度下塔姆态对应的频率会发生移动，这源于低温导致的超晶格材料介电常数的改变。此外，a-b 图只是垂直入射时的光谱，研究者进一步改变了不同的激发角度，塔姆态频率会发生移动，讲频率随入射角度的变化画在了 1.12 右图中，内嵌图是提取的色散曲线。可以发现实验结果与图 1.11 的结果保持一致。

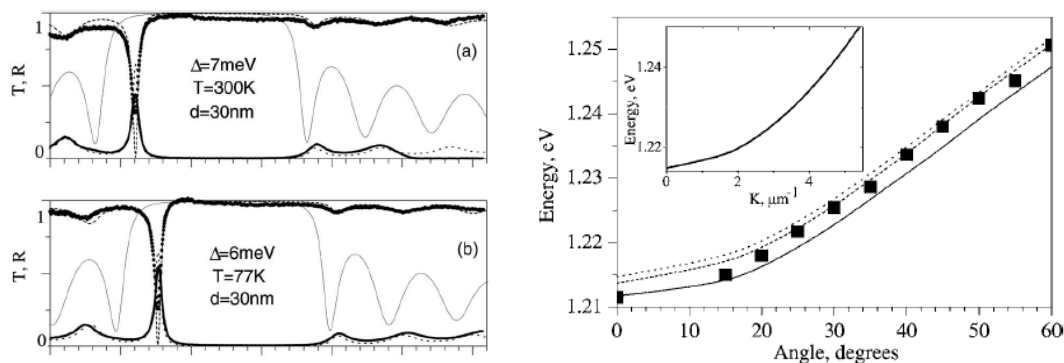


图 1.12 光学塔姆态的实验观测[35]。a-b 不同温度下超晶格与金薄膜系统的反射谱与透射谱。右图为反射和透射光谱随激发角度的变化。内嵌图为提取的横向色散曲线。

同一年，除了异质结超晶格系统，日本课题组利用纯介质光子晶体与磁性光

## 绪论

子晶体复合系统观测到了塔姆态的存在[36]。他们在二氧化硅与五氧化二钽组成的介质光子晶体图 1.13 所示，右侧拼接了一个磁性光子晶体。在两个光子晶体的界面上存在塔姆态模式，对应了透射谱带隙中间尖锐的透射峰。由于介质薄膜的制备可以使用电子束蒸镀工艺，相对门槛较低，此后大量研究者选择了易于制备的介质光子晶体系统来研究光学塔姆态，并设计出各种光学塔姆态器件[37-42]。

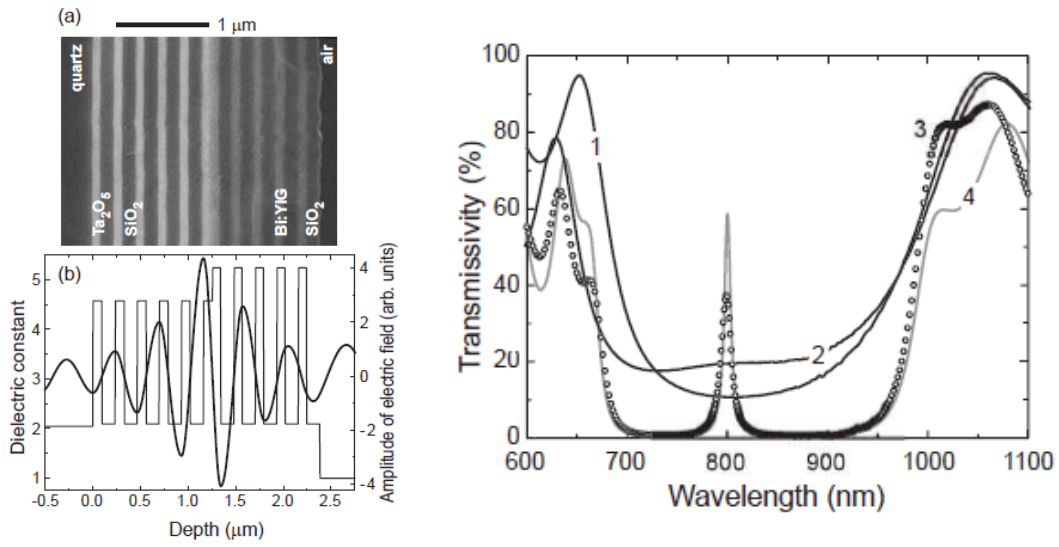


图 1.13 磁性光子晶体系统中塔姆态的实验观测[36]。**a-b** 介质光子晶体与磁性光子晶体组成的超晶格系统，以及其折射率分布曲线。右图为两种光子晶体的透射谱，以及复合结构的透射谱。

## 绪论

### 1.2.2 光学塔姆等离子激元的实现与调控

前文中我们介绍了塔姆态的起源，以及光学系统中塔姆态的理论提出和实验验证，人们发展出的利用光子晶体系统实现光学塔姆态为光学系统中表面态的研究提供了许多新思路。本节我们进一步回顾更多光学塔姆态的实现和调控方法，同时也介绍在拓扑物理学兴起后，从一维光子晶体反射相位和拓扑能带的角度对于光学塔姆态更本质的解释。

前文介绍了实现光学塔姆态的条件是一维光子晶体与金属薄膜的反射系数乘积为1。此时来自两个界面的光会发生相消干涉，从而出现一个窄带的吸收峰。虽然这与法布里-珀罗干涉（Fabry-Perot interference）的结构不同，但物理机制的内核是相同的。从另一个角度，塔姆态的反射同样与不同结构的反射相位有关。2014年香港科技大学陈子亭教授课题组[43]研究了一维光子晶体系统的反射相位和拓扑能带，如图 1.14 所示。一维光子晶体的反射可以用反射相位来表示：

$$r_R = e^{i\phi_R} \quad (1.30)$$

$r_R$ 是结构的反射系数， $\phi_R$ 是反射相位。

此时，为了满足光学塔姆态需要反射系数关系，把 1.30 式带回到 1.28 中，可得[44]：

$$\phi_{PC} + \phi_{Metal} = 2n\pi \quad (1.31)$$

这里的  $\phi_{PC}$  是一维光子晶体的反射相位， $\phi_{Metal}$  是金属层的反射相位， $n$  为正整数。所以，只要我们能够使得一维光子晶体与金属薄膜的反射相位之和为  $2\pi$  的整数倍，就可以构造出光学塔姆态。由于金属薄膜的反射相位一般为负值，所以只要光子晶体反射相位等于其相反数，满足反射相位之和  $0$  即可，这是最简单的光学塔姆态的构造方式。

沿着这个逻辑，一维光子晶体反射相位的正负非常重要，尤其是在光子带隙中。陈等人的工作[43]研究发现，可以用凝聚态物理中的一维系统的 Zak 相位来描述一维光子晶体的拓扑相位，Zak 相位结果可以从转移矩阵得到的本征波函数求得。计算结果如图 1.14 所示，由于选取的一维光子晶体结构具有中心对称的特征，因而其 Zak 相位只能为  $0$  或  $\pi$ ，b 图标记出了每一条能带的 Zak 相位。同时，

## 绪论

陈等人的工作也揭示了能带的 Zak 相位与带边模式对称性的关系，这点将在下边我们的工作中详述。

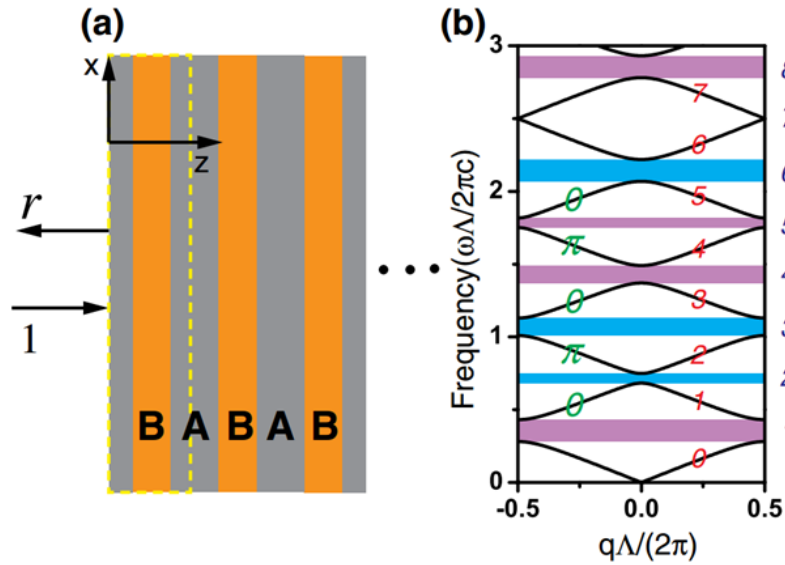
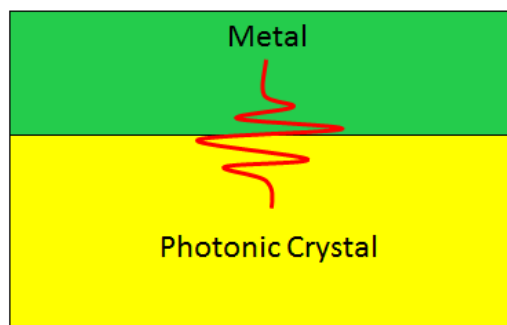


图 1.14 一维中心对称的光子晶体中的能带与拓扑相位[43]。a 一维中心对称的光子晶体示意图。b 光子晶体的能带结构图与对应能带的拓扑相位。

我们组在陈等人研究工作的基础上发现[44]，中心对称的一维光子晶体每一条能带的 Zak 相位都取决于带边模式的对称性。由于本征波函数的归一对角化，一维光子晶体每条能带的带边模式必然是对称模或反对称模。如图 1.15 所示，对称模用红色圆点表示，而反对称模用蓝色圆点表示。同时，每一条能带两端的带边模式的对称性如果相同，比如均为反对称模，那么其 Zak 相位就是  $0$ 。反之，如果带边模式的对称性相反，那么其 Zak 相位就是  $\pi$ 。更进一步，带边模式的对称性将进一步关联其反射相位：对于任一带隙，如果其带隙边缘，低频带边模式与高频带边模式的对称性组合是对称-反对称，如 Gap 3 和 4，此时带隙的反射相位就是从  $0$  到  $\pi$ ，反之反对称-对称对用从  $-\pi$  到  $0$ 。



## 绪论

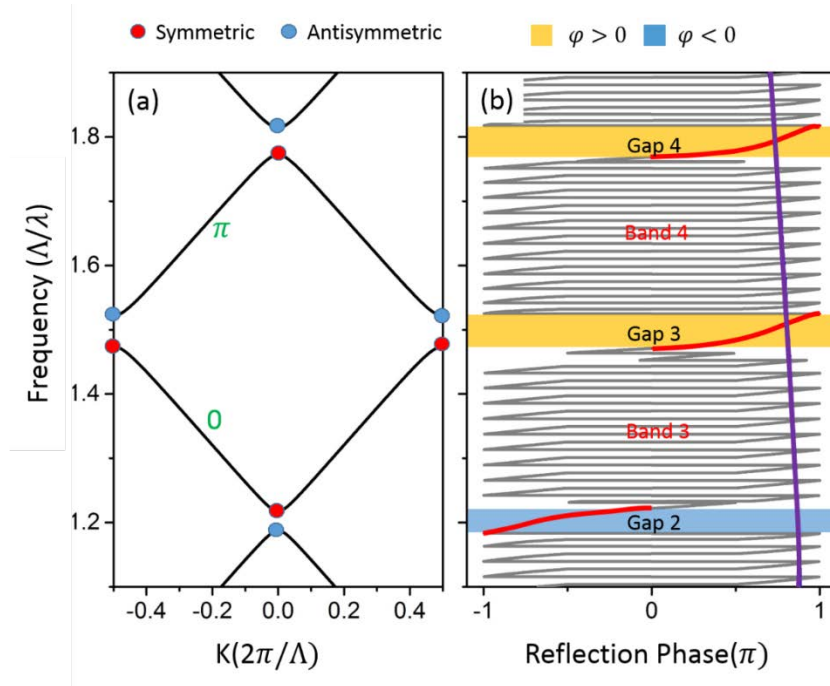


图 1.15 **a** 一维中心对称的光子晶体能带结构与拓扑相位[44]。 **b** 一维中心对称的光子晶体与金属薄膜的反射相位关系图，灰色和红色是光子晶体反射相位，紫色曲线是金属薄膜的反射相位。

至此，我们通过一维光子晶体能带的 Zak 相位，以及其带边模式的对称性可以得到带隙反射相位的正负，由此可以判断一维光子晶体覆盖了反射相位为负值的金属薄膜时，此带隙是否存在光学塔姆态。同时如果把这个逻辑反过来，通过实验光谱测试光学塔姆态是否存在，我们也可以反推带边模式的对称性，从而方便地判断一维光子晶体能带的 Zak 相位，这样可以避免求解每一个波矢所对应的本征态。

在关于光学塔姆态物理机制深入分析的基础上，我们对调控光学塔姆态就有了两种不同的思路，一是改变光子晶体结构，二是改变光子晶体表面的金属薄膜。我们组之前的工作中用一种由亚波长光栅和薄氮化硅组成超表面 Metasurface 替代金属薄膜，通过调控超表面的反射相位实现对光学塔姆态波长的调控。此外，由于超表面具有很强的各向异性，因此我们可以调控两种极化方向上的光学塔姆态的激发频率。如图 1.16 计算和实验结果所示，不同极化方向上塔姆态激发频率移动方向相反，这可能带来许许多多新颖有趣的应用[46-63]。

# 绪论

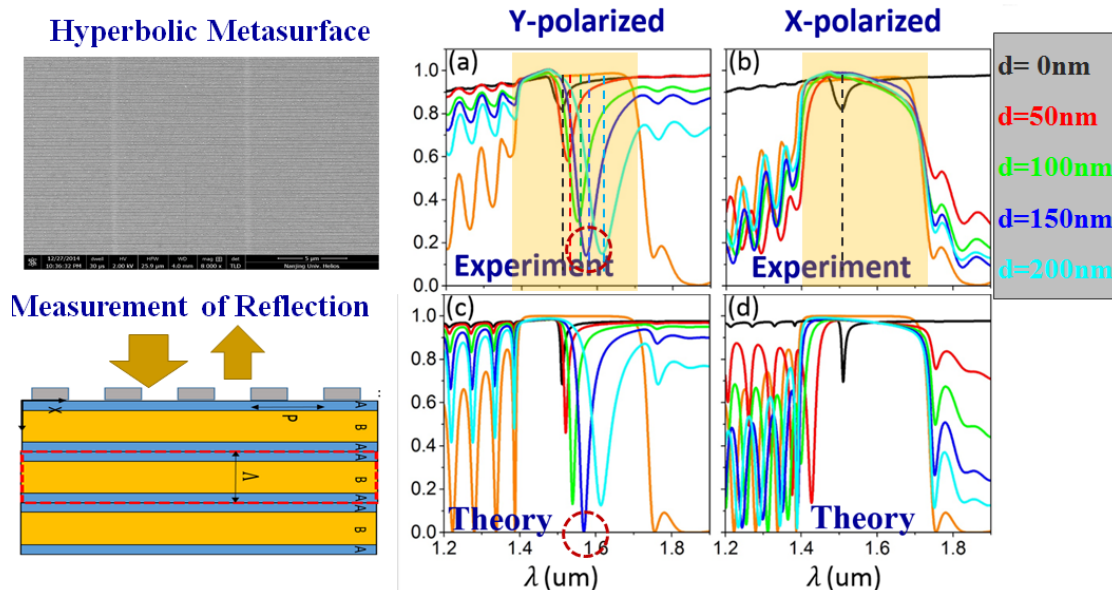


图 1.16 超表面结构对塔姆态的调控[44]。左上图为超表面结构 SEM 图，左下图为超表面实现塔姆态的结构示意图 **a-d** 不同偏振状态下，塔姆态的反射光谱的计算与实验结果。

除了改变光子晶体表面的金属结构实现对光学塔姆态的调控之外，另一种方法是改变光子晶体结构。如图 1.17 所示，来自东京大学的 Hirofumi Daiguji 等人 [45] 利用金属薄膜和双层光子晶体的组合构造出更复杂的光学塔姆态结构，模式能量可以存储在介质中因而降低原本金属中的损耗损失，有望应用于更高效率的窄带热辐射光源。

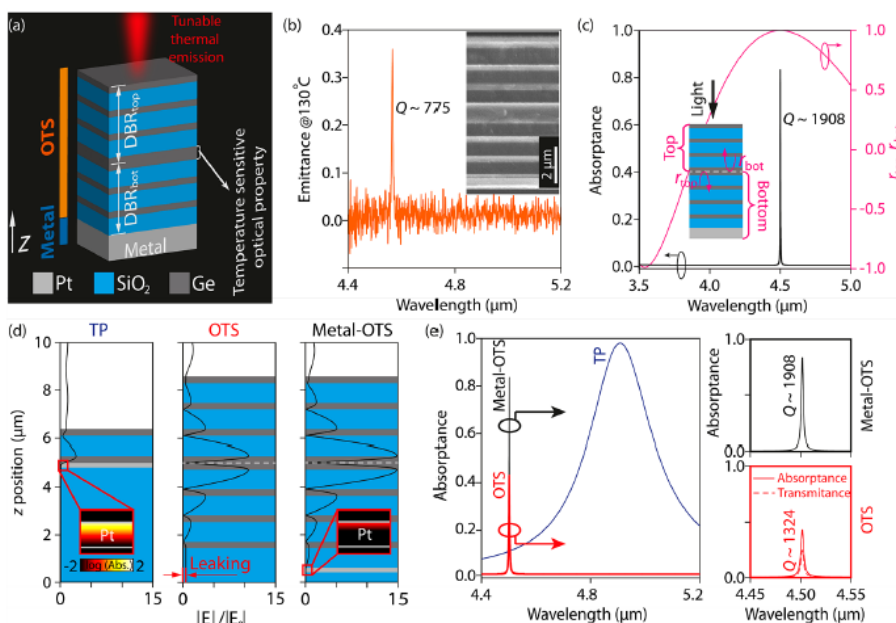


图 1.17 利用双层光子晶体实现更高品质因子的塔姆态结构[45]。

# 绪论

## 1.2.3 光学塔姆等离子激元的应用

光学塔姆态具有非常尖锐的反射或透射峰，同时因为光子晶体参数设计的灵活性，塔姆态模式的频率位置灵活可调，并且其可以不使用耦合光栅或棱镜直接激发，这些优秀特性使得光学塔姆态具备诸多应用。比如光学塔姆态的吸收峰可以用来实现完美吸收[64]，增强二维材料的吸收[65]等；还可以用来设计波长可调谐性额热辐射器件[66]，增强非线性过程的效率等等[67-69]。本节主要介绍塔姆态在光学系统中的各种应用。

### A. 完美吸收与热辐射

理论上，由于塔姆态模式的场分布主要集中于介质层中，在金属层较少，因而其相比于金属表面等离子激元具有更低的损耗。但如果特意设计结构参数，实现模式峰值主要集中于金属中，就可以实现更高的吸收率，甚至是完美吸收。如图 1.18 中 a 和 c 所示，Wang 等人[64]设计了介质波导-金属层-介质波导的三层结构，利用塔姆态实现了吸收率为高达 0.991 的完美吸收体。在另一项工作中，Xiang 等人[65]研究了石墨烯塔姆等离子激元系统，通过把单层石墨烯嵌入到光子晶体和金属薄膜之间，利用塔姆态实现将单层石墨烯的吸收率从 2.3% 提升到接近 100%，解决了单层石墨烯光学响应微弱的问题，为二维材料在光电器件中的应用开辟了新道路。

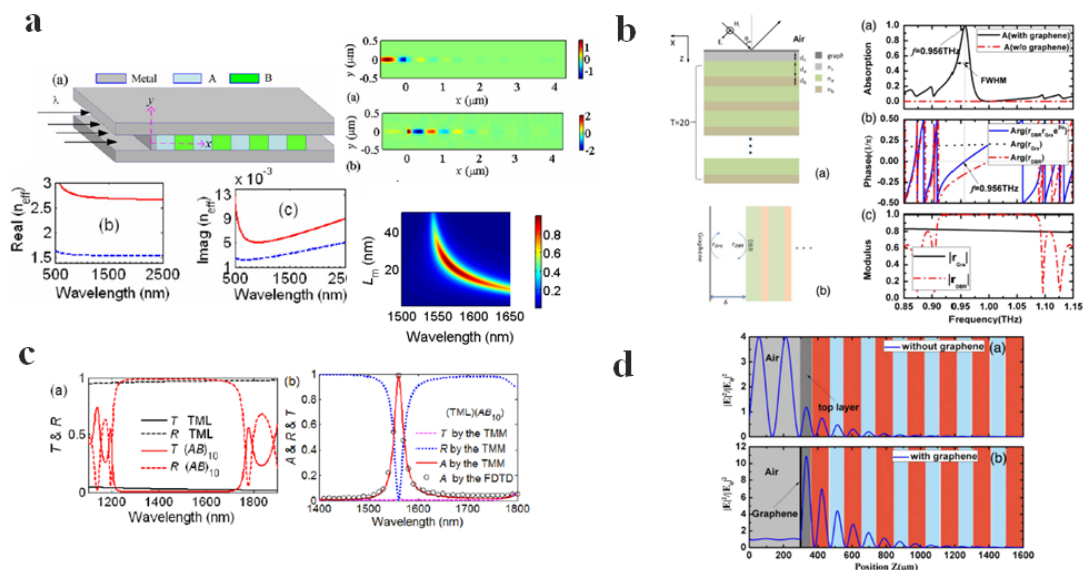


图 1.18 利用光学塔姆态实现波导结构与石墨烯的完美吸收[64-65]。a 光子晶体与金属复合结构嵌入平板波导的结构示意图[64]。b 塔姆态结构实现单层石墨烯的完美吸收[65]。c 光

# 绪论

子晶体与塔姆态波导结构的反射和透射光谱。**d** 塔姆态结构实现单层石墨烯的电场增强。

光学塔姆态的灵活可调的吸收峰同样可以被应用于热辐射与自发辐射增强器件中。Qiu 等人[66]设计了基于塔姆等离子激元的选择性热辐射器。如图 1.19 中 a 和 c 所示，他们在一维 DBR 结构和金属薄膜上面通过改变金属薄膜和 DBR 最后一层介质的厚度，可以实现灵活可调的窄带热辐射器件。同时由于结构是一维的，不需要微纳加工技术，因而可以被低成本、大面积的制造。另一项工作中，Voisin 等人[67]通过将一微米大小的金属圆盘沉积在一维半导体 DBR 结构上，通过 TE 偏振下塔姆态模式的强局域光场来与量子点相耦合，从而实现自发辐射增强，如图 1.16 中 b 和 d 所示。在实验中，他们改变圆盘区域的大小，调控塔姆态模式场局域的变化，实现了不同品质因子大小的谐振模式，从而可以控制自发辐射效率在 2 个数量级的范围内变化。

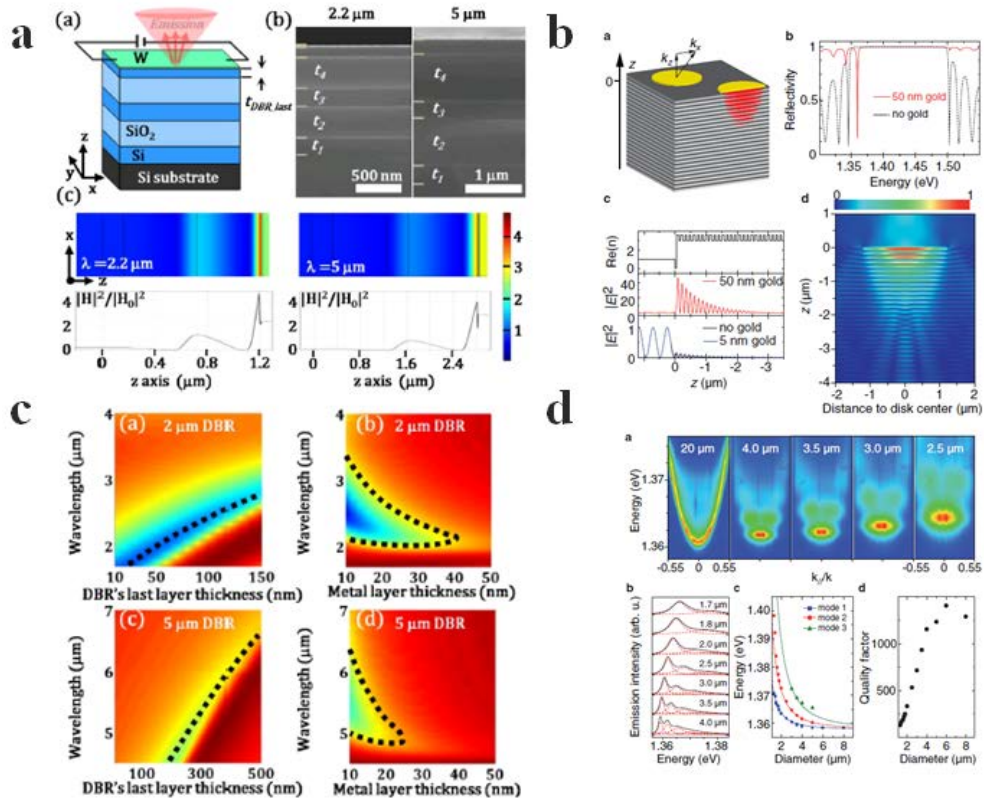


图 1.19 利用光学塔姆态实现等离子激元热辐射与自发辐射增强[66-67]。**a** 塔姆态热辐射器的设计与模式分布。**b** 圆形金属塔姆态结构的设计与电场模式分布。**c** 塔姆态模式在不同波段，不同金属和 DBR 结构参数下的变化。**d** 不同直径参数的圆形金属塔姆态结构实现自发辐射增强。

# 绪论

## B. 增强非线性效应

基于 1.2.3 节 A 中的讨论，可看出光学塔姆态具有显著的场增强效果，因此理所当然的考虑其可以应用于非线性光学过程中。Fedyanin 等人[68]利用光子晶体于金属薄膜结构，展示了在塔姆等离子体激元的存在下，场增强使得二次和三次谐波得到明显的增强。如图 1.20 中 a-b 和 d 所示，在光学塔姆态的激发波长附近，一旦基频辐射与塔姆模式重叠，二次谐波产生的效率相比裸金属薄膜提高了 2 倍。如果基频辐射与塔姆态波长不重叠，但二次谐波波长与塔姆等离子体模式频率重叠时，其效率提高一个数量级，类似过程的三次谐波同样得到增强。更进一步，如图 1.20 中 c 所示，Chen 等人[69]设计双共振的塔姆态模式，使得其与基频和三次谐波的波长同时重叠，此时相较于单独模式增强，谐波辐射效率可以再提高两个数量级。

光学塔姆态的另一个重要应用是塔姆态激光[70-73]。Bellessa 课题组利用粒子数反转的量子阱异质结作为光子晶体，人们设计出了各种不同的塔姆态激光。例如图 1.21 中 a-b 中利用塔姆态的场增强模式来实现塔姆态激光[70-71]，c 图中进一步改性结构设计来实现更低阈值的塔姆态激光[72]；在 d 图，他们进一步设计了 Super 塔姆态结构[73]，通过在光子晶体和金属薄膜之间添加低折射率层，减少了塔姆态模式在金属层中的能量损耗，从而实现了室温条件下的塔姆态激光。

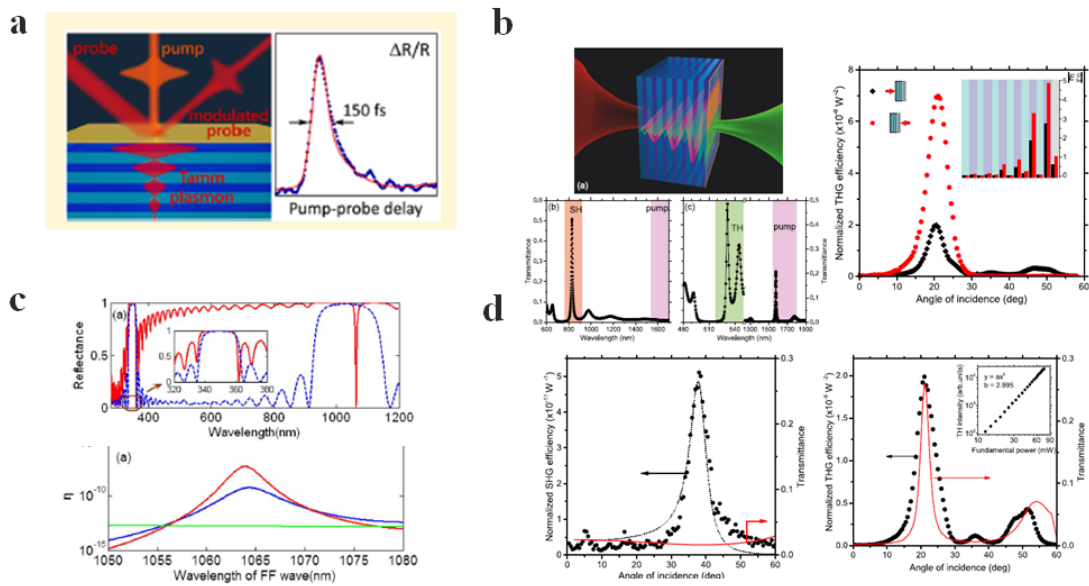


图 1.20 光学塔姆态增强非线性效应[68-69]。a 飞秒激光 Pump-Probe 系统测试塔姆态结构示意图。b 光学塔姆态的倍频与三倍频光谱。c 双共振塔姆态实现基频和倍频的同时增强。

# 绪论

d 塔姆态透射频的倍频效率随入射角度的变化。

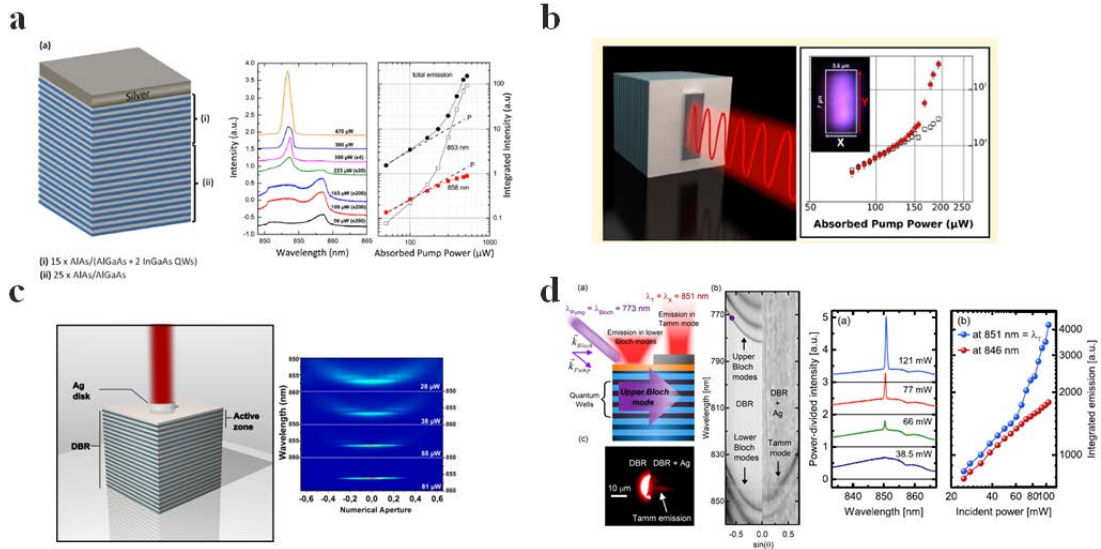


图 1.21 光学塔姆态激光[70-73]。a 利用量子阱实现塔姆态激光。b 利用塔姆态吸收的激光实验。c 利用微腔结构实现更效率的塔姆态激光。d 室温条件下塔姆态激光的实验结果。

## C. 拓扑系统中的塔姆态

近年来，拓扑光子学发展十分迅速，类比于电子体系的各种拓扑态，人们在光子体系中实现了发现了各种拓扑态行为，比如光学拓扑绝缘体和光学拓扑半金属，这些光学系统中的拓扑现象具有诸多新奇的物理性质，例如可以实现单向传播的光学器件，对杂质免疫的无背散射传播等等。在这中间，研究者也对等离激元系统中的拓扑现象进行了研究。

其中的一个代表性工作如图 1.22 所示：麻省理工研究小组设计了一维光子晶体与金属薄膜组成的塔姆态结构[74]，但从表面阻抗的角度新进行了研究，他们给出了塔姆态结构对应的等效电路模型，并计算了光子晶体与金属薄膜表面阻抗的实虚部，从陈等人的工作中[43]可知，当光子晶体与金属薄膜表面阻抗的实部相等，而虚部相反时才可以达到匹配条件，此时对应的波长即是光学塔姆态的中心波长，如图中的黑色虚线所示。支持拓扑保护金属和电介质界面上的光学状态材料，被称为光学塔姆态。这种光学塔姆态是受到光子晶体拓扑相位保护的，即使改变靠近金属薄膜的光子晶体介质层的厚度，只要光子晶体拓扑相位不发生反转，那么光学塔姆态就会稳定存在。在此基础上，他们利用光学塔姆态在接近完全吸收的情况下，窄带模式附近电磁场的相位会发生快速局部变化。他们从理

## 绪论

论上和实验上论证了这些剧烈的相位变化是如何提高光学传感器的灵敏度，其制作的平面状塔姆传感器，在温度传感的灵敏度提高了一个数量级以上。

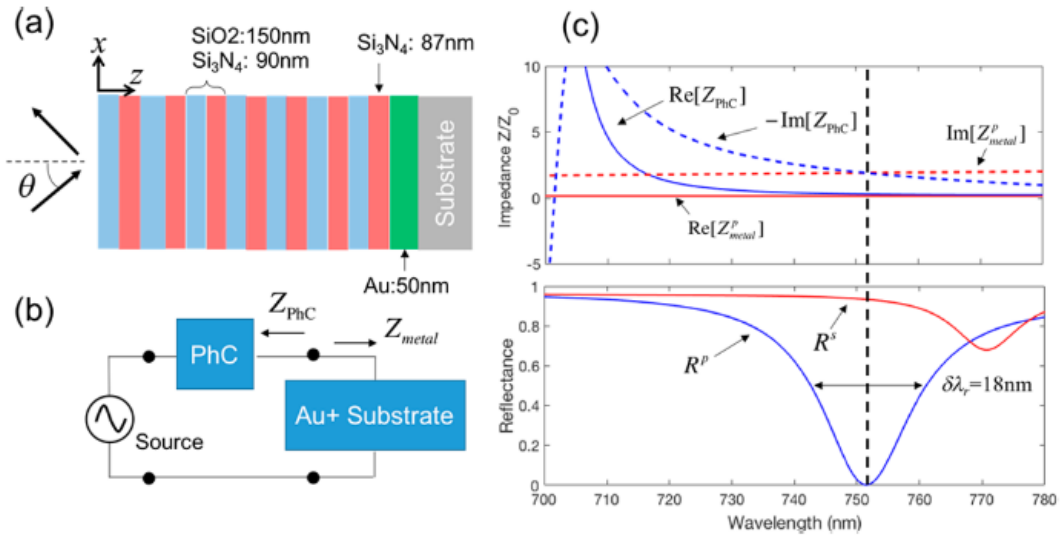


图 1.22 光学塔姆态的表面阻抗匹配[74]。a 一维光子晶体与金属薄膜组成的塔姆态结构。b 塔姆态结构等效电路模型。c 光子晶体与金属的表面阻抗的实虚部，实部和虚部均达到匹配条件对应的波长即是塔姆态的中心波长。

在另一个拓扑系统的研究中，传统外尔半金属存在于三维动量空间，所以其色散对应的光学结构往往十分复杂，尤其在可见光波段对制备工艺要求很高。因此，斯坦福大学范汕洄教授课题组引入了合成维度的概念[75]来代替动量空间的一个或两个分量，可以大大简化结构的设计。这里的合成维度可以用频率、几何参数等替代。在 2017 年，南京大学的 Wang 等人利用一维四层光子晶体系统实现了合成维度空间的外尔点[76]。图 1.23 给出了光子晶体结构单元设计，它额四层介质层中包含了  $p$  和  $q$  两个几何参数，与原本的布洛赫波矢构成一个三维合成维度空间，在合成维度空间存在着光学外尔点以及对应的反射相位涡旋。因此当我们镀一层金属薄膜在一维四层光子晶体表面时，必然存在光学塔姆态，如图 1.23 中 c-d 所示。这是因为光学外尔点出存在反射相位涡旋，因此反射相位是从  $-\pi$  到  $+\pi$  变化，必然能否满足光学塔姆态存在的反射相位要求。如果进一步画出  $p$  和  $q$  合成维度空间的光学塔姆态反射率，如图 1.23 中 e 所示，我们可以观察到一条从光学外尔点出发并向着边界延伸的弧状色散，这与凝聚态系统中连接不同外尔点的费米弧十分类似。

# 绪论

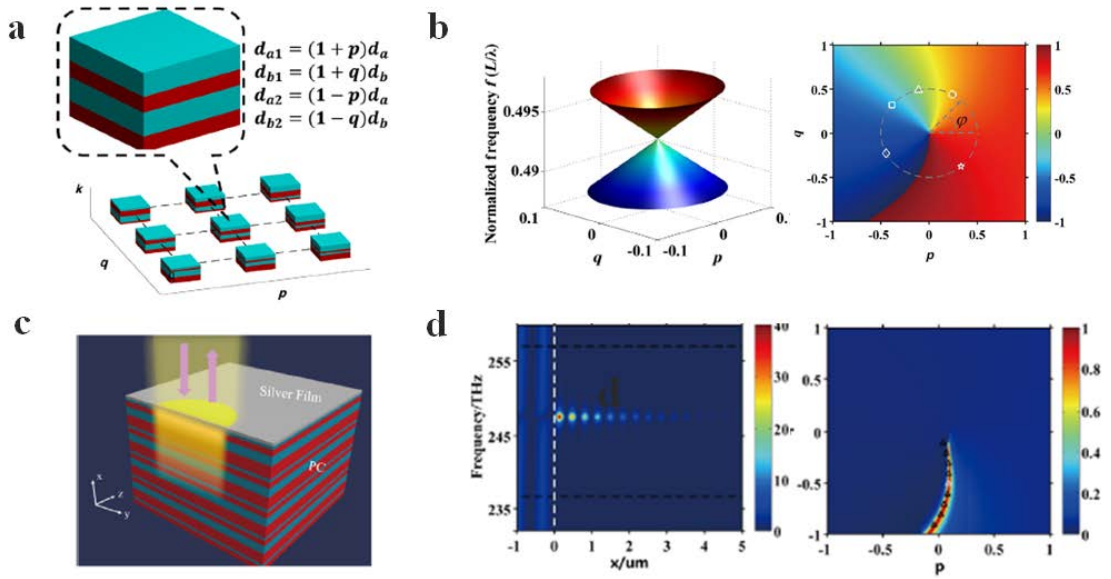


图 1.23 合成维度空间的光学外尔半金属与塔姆态[76]。**a** 一维四组元光子晶体结构，每层厚度参数  $p$  和  $q$  为两个人工维度[122]。**b** 合成维度空间的外尔点色散与反射相位涡旋。**c** 一维四组元光子晶体与金属薄膜结构。**d** 四组元光子晶体结构中的塔姆态。**d** 塔姆态在合成维度空间的轨迹类似于连接不同外尔点的费米弧。

总结来看，我们从表面等离激元领域的发展开始，系统介绍了光学塔姆等离激元的提出和实验实现，并进一步从光子晶体拓扑相和反射相位的角度深入挖掘了其物理本质。在此基础上，各种各样基于光学塔姆等离激元的器件被设计出来，人们实现了对光学塔姆等离激元多维度、全方位的调控。但同时也注意到，目前关于光学塔姆等离激元的研究主要集中在光子晶体与金属层界面的垂直方向上，对于平行于界面方向上场局域化的设计和调控则很少。少数基于金属微结构的工作也主要是分离的塔姆态模式，因此如何实现对界面平行方向上塔姆态场局域化分布，以及面内波矢色散的调控就成为了一个亟待解决的问题。

# 绪论

## 1.3 本论文研究思路和论文结构

本论文利用光子晶体与金属周期结构，系统研究了光学塔姆等离激元表面波中的色散调控，并设计了基于塔姆等离激元的热光伏器件。全文共分为五章，每章的主要内容为：

第一章为绪论部分，简述了塔姆等离激元的发展历程，尤其是光学系统中塔姆等离激元的提出和实验验证，并回顾了过去一些重要的塔姆等离激元器件的设计思路和应用进展。此外，我们也介绍了对塔姆等离激元系统中拓扑现象的研究。

第二章到第四章详细阐述了本论文的研究内容。

第二章中，我们通过双层金属光栅与光子晶体的组合，构造了一维塔姆等离激元光子晶体（TPCs），实现了塔姆光子带隙。改变双层结构的参数，可以灵活调节塔姆光子带隙的大小。在此基础上，我们通过周期拼接两种具有不同拓扑性质的 TPCs，构造出塔姆拓扑超晶格（TTS）。在每一组相邻 TPCs 的界面上，都存在受拓扑保护的塔姆界面态，相邻塔姆界面态的相互耦合形成了 TTS 的色散模式，称之为超模。调节相邻塔姆界面态的耦合系数可实现超模色散的带宽可调。最后，我们通过角分辨反射光谱实验验证了塔姆光子带隙与超模的色散。

第三章中，我们进一步在金属薄膜中刻蚀出圆孔的正方阵列，设计了二维塔姆等离激元光子晶体。在一定的偏振方向上，塔姆等离激元与表面等离激元腔模式发生耦合，并形成杂化模式。它们的色散曲线在光子晶体带隙发生交叠，从而出现了由于耦合导致的光子带隙。改变圆孔结构的周期，可实现不同大小的耦合光子带隙，同时高频的等离激元模式损耗由于耦合过程会被抑制。实验上，我们通过聚焦离子束加工和角分辨反射谱测量对结果进行了表征。

第四章中，我们将塔姆等离激元热辐射体引入到热光伏系统中，设计光学塔姆态窄带吸收（辐射）峰与光伏电池带隙宽度对应的能量相匹配，进而实现了更效率的塔姆热光伏系统。计算结果表明，在一定聚光比参数下，塔姆热光伏系统的效率可达 33.7%。这种热光伏系统具有窄带辐射谱和较低的损耗，与基于宽带辐射的相干完美吸收热光伏系统相比，其在不同几何聚光比和光学聚光比参数下的热光伏效率得到了全面增强。

第五章是我们对所做工作的总结，同时提出对今后工作方向的展望。

## 绪论

---

### 参考文献

- [1] R. W. Wood, "On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum," Proceedings of the Physical Society of London 18,269 (1902).
- [2] U. Fano, "The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves)," Journal of the Optical Society of America 31, 213-222 (1941).
- [3] R. H. Ritchie, "Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films," Physical Review 106,874-881 (1957).
- [4] C. J. Powell, J. B. Swan, "Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum," Physical Review 115, 869-875 (1959).
- [5] E. A. Stern, R. A. Ferrell, "Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas," Physical Review 120,130-136(1960).
- [6] A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection," Z. Physik 216,398-410 (1968).
- [7] E. Kretschmann, H. Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light," Z. Naturforsch. A 23,2135 (1968).
- [8] E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas, et al. A hybridization model for the plasmon response of complex nanostructures. Science, 302, 419-422(2003)..
- [9] E. Ozbay, "Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions," Science 311,189-193 (2006).
- [10] M. J. Koberinsky, B. A. Block, J. F. Zheng, "On-chip optical interconnects," Intel Technology Journal, 8, 129-142 (2004).
- [11] R. Zia, J. A. Schuller, A. Chandran, et al. "Plasmonics: the next chip-scale technology," Materials Today 9, 20-27 (2006).
- [12] M. L. Brongersma, V. M. Shalaev, "The Case for Plasmonics," Science 328 , 440-441(2010)
- [13] H. Raether, Surface plasmons on gratings. Springer, Berlin, Heidelberg, 91-116(1988).
- [14] M. Born, E. Wolf. "Principles of Optics," Cambridge: Cambridge Univ. Press (1999).
- [15] S. A. Maier, Plasmonics: fundamentals and applications. New York: springer, (2007).
- [16] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin. Nano-optics of surface plasmon polaritons. Physics reports, 408, 131-314(2005).
- [17] E. Devaux, T. W. Ebbesen, J. C. Weeber, et al. Launching and decoupling surface plasmons via micro-gratings. Applied Physics Letters 83(24), 4936-4938(2003).
- [18] N. Fang, H. Lee, C. Sun, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. Science 308, 534-537 (2005).
- [19] W. Srituravanich, L. Pan, Y. Wang, et al. Flying plasmonic lens in the near-field for high-speed nanolithography. Nature Nanotechnology 3, 733-737 (2008).
- [20] A. J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, et al. Terahertz near-field nanoscopy of mobile carriers in single semiconductor nanodevices. Nano Letter 8, 3766-3770 (2008).
- [21] A. Hartschuh, E. J. Hanche X. S. Xie, et al. High-resolution near-field Raman microscopy of

## 绪论

---

- single-walled carbon nanotubes. *Physical Review Letters* 90,095503 (2003).
- [22] T. Kalkbrenner, M. Ramstein, J. Mlynek, et al. A single gold particle as a probe for apertureless scanning near-field optical microscopy. *Journal of Microscopy* 202, 72-76 (2001).
- [23] T. H. Taminiau, R. J. Moerland, F. B. Segerink et al.  $\lambda/4$  resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence. *Nano Letter* 7, 28-33 (2007).
- [24] J. A. Schuller, E. S. Barnard, W. Cai, et al. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials*, 9(3), 193-204 (2010).
- [25] H. J. Simon, D. E. Mitchell, J. G. Watson. Optical second-harmonic generation with surface plasmons in silver films. *Physical Review Letters* 33, 1531-1534 (1974).
- [26] A. Nahata, R. A. Linke, T. Ishi, et al. Enhanced nonlinear optical conversion from a periodically nanostructured metal film. *Optics Letter* 28, 423-425 (2003).
- [27] A. Lesuffleur, L. Kumar, R. Gordon. Enhanced second harmonic generation from nanoscale double-hole arrays in a gold film. *Applied Physics Letters* 88, 261104 (2006).
- [28] Nieuwstadt Van, M. Sandtke, R. Harmsen et al. Strong modification of the nonlinear optical response of metallic subwavelength hole arrays. *Physical Review Letters* 97, 146102 (2006).
- [29] T. Xu, X. Jiao, G.-P. Zhang, et al. Second-harmonic emission from subwavelength apertures: Effects of aperture symmetry and lattice arrangement. *Optics Express* 15, 13894-13906 (2007).
- [30] W. Fan, S. Zhang, N. C. Panoiu, et al. Second harmonic generation from a nanopatterned isotropic nonlinear material. *Nano Letter* 6, 1027-1030 (2006).
- [31] W. Fan, S. Zhang, K. J. Malloy, et al. Second harmonic generation from patterned GaAs inside a subwavelength metallic hole array. *Optics Express* 14, 9570-9575 (2006).
- [32] J. A. Schuller, E. S. Barnard, W. Cai, et al. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials*, 9(3), 193-204 (2010).
- [33] I. Tamm. On the Possible Bound States of Electrons on a Crystal Surface. *Phys. Z. Sov. Union.* 1, 733 (1932).
- [34] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B* 76, 165415(2007).
- [35] M. Sasin, R. Seisyan, M. Kaliteevski, et al. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light. *Applied Physics Letters* 92, 251112(2008).
- [36] T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin, et al. Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures. *Physical Review Letters* 101(11), 113902. (2008).
- [37] O. Buchnev, A. Belosludtsev, V. Reshetnyak, et al. Observing and controlling a Tamm plasmon at the interface with a metasurface. *Nanophotonics* 9, 897(2020).
- [38] H. C. Cheng, C. Y. Kuo, Y. J. Hung, et al. Liquid-Crystal Active Tamm-Plasmon Devices. *Physical Review Applied* 9, 064034(2018).
- [39] SU. Rahman, T. Klein, S. Klemmt, et al. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons. *Scientific Reports.* 6, 34392(2016).
- [40] C. A. Downing, L. Martín-Moreno, Polaritonic Tamm states induced by cavity photons. *Nanophotonics* 10, 1, 513-521(2021).
- [41] R. Bruckner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, et al. Phase-locked coherent modes in a patterned metal-

## 绪论

---

- organic microcavity. *Nature Photonics* 6, 322(2012).
- [42] G. C. Dyer, G. R. Aizin, S. J. Allen, et al. Induced transparency by coupling of Tamm and defect states in tunable terahertz plasmonic crystals. *Nature Photonics* 7, 9205(2013)
- [43] M. Xiao, Z. Q. Zhang, C. T. Chan. Surface impedance and bulk band geometric phases in one-dimensional systems. *Physical Review X* 4(2), 021017(2014).
- [44] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. Measurement of the Zak phase of photonic bands through the interface states of a metasurface/photonic crystal. *Physical Review B* 93, 041415(2016).
- [45] Z. Wang, J. K. Clark, Y. L. Ho, et al. Ultranarrow and Wavelength-Tunable Thermal Emission in a Hybrid Metal–Optical Tamm State Structure. *ACS Photonics* 7,1569-1576(2018).
- [46] N. F. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction. *Science* 334,333 (2011).
- [47] X. Ni, N. K. Emani, A. V. Kildishev, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas. *Science* 335, 427 (2012).
- [48] A. Pors, O. Albrektsen, I. P. Radko, et al. Gap plasmon-based metasurfaces for total control of reflected light. *Scientific Reports* 3, 2155 (2013).
- [49] Y. Zhao A. Alù, Manipulating light polarization with ultrathin plasmonic metasurfaces. *Physical Review B* 84, 205428 (2011).
- [50] X. B. Yin, Z. L. Ye, J. Rho, et al. Photonic spin Hall effect at metasurfaces. *Science* 339,1405 (2013).
- [51] G. Li, M. Kang, S. Chen, et al. Spin-enabled plasmonic metasurfaces for manipulating orbital angular momentum of light. *Nano Letter* 13, 4148 (2013).
- [52] N. K. Grady, J. E. Heyes, D. R. Chowdhury, Y et al. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction. *Science* 340, 1304(2013).
- [53] C. Pfeiffer, C. Zhang, V. Ray, et al. High performance bianisotropic metasurfaces: asymmetric transmission of light. *Physical Review Letters* 113, 023902 (2014).
- [54] X. Cai, J. Wang, M. J. Strain, et al. Integrated compact optical vortex beam emitters. *Science* 338, 363 (2012).
- [55] S. Sun, Q. He, S. Xiao, et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves. *Nature Materials* 11,426 (2012).
- [56] N. Shitrit, I. Yulevich, E. Maguid, et al. Spin-optical metamaterial route to spin-controlled photonics. *Science* 340,724 (2013).
- [57] O. Y. Yermakov, A. I. Ovcharenko, M. Song, et al. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces. *Physical Review B* 91, 235423 (2015).
- [58] L. L. Huang. X. Chen, H. Mühlenbernd, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface. *Nature Communication* 4, 2808 (2013).
- [59] W. T. Chen, K. Y. Yang, C. M. Wang, et al. High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images. *Nano Letter* 14, 225 (2014).
- [60] M. Esfandyarpour, E. C. Garnett, Y. Cui, et al. Metamaterial mirrors in optoelectronic devices. *Nature Nanotechnology* 9, 542 (2014).
- [61] V. S. Asadchy, Y. Ra'di, J. Vehmas, et al. Functional metamirrors using bianisotropic elements.

## 绪论

---

- Physical Review Letters 114, 095503 (2015).
- [62] L. Zhang, T. Koschny, C. M. Soukoulis, Creating double negative index materials using the Babinet principle with one metasurface. *Physical Review B* 87, 045101 (2013).
- [63] M. Decker, C. Kremers, A. Minovich, et al. Electro-optical switching by liquid-crystal controlled metasurfaces. *Optics Express* 21, 8879 (2013).
- [64] Y. Gong, X. Liu, H. Lu, et al. Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide. *Optics Express* 2, 19, 18393(2011).
- [65] X. Wang, X. Jiang, Q. You, et al. Tunable and multichannel terahertz perfect absorber due to Tamm surface plasmons with graphene. *Photonics Research* 5, 536(2017).
- [66] H. Zhu, H. Luo, Q. Li, et al. Tunable narrowband mid-infrared thermal emitter with a bilayer cavity enhanced Tamm plasmon. *Optics Letter* 43, 5230(2018).
- [67] O. Gazzano, S. M. De Vasconcellos, K. Gauthron et al. Evidence for Confined Tamm Plasmon Modes under Metallic Microdisks and Application to the Control of Spontaneous Optical Emission. *Physical Review Letters* 107, 247402(2011).
- [68] B. Afinogenov, A. A. Popkova, V. O. Bessonov et al. Phase matching with Tamm plasmons for enhanced second- and third-harmonic generation. *Physical Review B* 97, 115438(2018).
- [69] C. H. Xue, H. T. Jiang, H. Lu, et al. Efficient third-harmonic generation based on Tamm plasmon polaritons. *Optics Letters* 38(6), 959-961(2013).
- [70] C. Symonds, A. Lemaître, P. Senellart, et al. Lasing in a hybrid GaAs/silver Tamm structure. *Applied Physics Letters* 100(12): 121122(2012).
- [71] G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds et al. Polarization-controlled confined Tamm plasmon lasers. *ACS Photonics* 2, 842-848(2015).
- [72] C. Symonds, G. Lheureux, J. Hugonin, et al. Confined Tamm Plasmon Lasers. *Nano Letter* 13, 3179-3184(2013).
- [73] V. Toanen, C. Symonds, J. Benoit, et al. Room-Temperature Lasing in a Low-Loss Tamm Plasmon Cavity. *ACS Photonics* 7, 2952-2957(2020).
- [74] Y. Tsurimaki, J. K. Tong, V. N. Boriskin, et al. Topological Engineering of Interfacial Optical Tamm States for Highly Sensitive Near-Singular-Phase Optical Detection. *ACS Photonics* 5 (3), 929-938(2018).
- [75] L. Yuan, Q. Lin, M. Xiao, et al. Synthetic dimension in photonics. *Optica* 5(11), 1396-1405(2018).
- [76] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. Optical interface states protected by synthetic weyl points. *Physical Review X* 7(3), 031032 (2017).

## 第二章 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

### 2.1 引言

近年来, 等离子激元成为微纳光学领域的一个研究热点, 其为在纳米尺度上实现对光的控制提供了一条新的方法[1, 2]。例如, 表面等离子激元(SPPs)具有很强的光场局域化和场增强特性, 而在集成光学、非线性光学、光学传感、分子检测和量子光学等领域得到了广泛的应用[2-4]。然而, SPPs 结构中金属的欧姆损耗会导致其能量迅速耗散和衰减, 阻碍了其实际应用的范围[5-6]。近年来, 位于一维布拉格反射器(DBR)与金属薄膜界面的塔姆等离子激元(TPPs)[7-8]等引起了人们的关注。与 SPPs 相比, TPPs 既继承了 SPPs 的诸多优点, 又具有更小的损耗。更重要的是, TPPs 同时具有 TE/TM 两种模式, 其色散曲线位于光锥线之上, 因此它可以被自由空间光直接激发, 而不需要耦合光栅或棱镜的帮助[7-19]。基于以上原因, 利用局域化的 TPPs 可以在各种纳米光子器件中可以灵活地实现场增强, 从而显著增强光与物质的相互作用。这些独特的特性带来了各种各样的应用, 如完美吸收[9-10], 塔姆等离子体激光器[11-13], 光学探测[14-15]和塔姆热辐射器[16-18], 非线性效应增强[19-20]等。此外, 除了传统使用金属膜来实现 TPPs 外, 研究人员还利用超表面[21-22]、液晶和微腔中激子[24-25]等结构来调控 TPPs, 但这些研究主要集中在对光子晶体与金属界面垂直方向上光场局域化的调控, 对于平行方向的研究则很少。

另一方面, 最近拓扑光子学[29-31]引起了研究者的极大兴趣, 特别是具备拓扑保护的光学模式具有很好的鲁棒性, 可以实现对杂质或缺陷的免疫, 已被广泛用于研究稳定的单向传输器件[32], 拓扑激光器[33-35], 集成和量子光子器件等。同时, 人们在不同的系统中开始探索各种拓扑光学现象, 包括等离子激元系统[38-47]。将拓扑概念引入到等离子激元系统中不仅为表面波的处理提供了新的途径, 而且与之前报道的结构相比, 具有拓扑性质的等离子激元系统为表面波的调控提供了新的路径, 而且可以大大简化等离子激元结构的设计[40-42]。目前, 人们已经在[33-35]系统中发现了许多有趣的拓扑现象, 比如磁化等离子体中的光

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

---

学 Weyl 点和费米弧[38-40]，表面等离子激元结构中的拓扑界面态[41-43]，拓扑超表面中 SPPs 的异常传播[44]等。此外，构建等离子激元链的相关内容也被广泛研究，比如金属纳米盘阵列结构中的拓扑相变[44-48]，其可利用拓扑界面态实现光场局域化。尤其是，Chen 等人的工作[49]报道了他们在光学诱导产生的半无限大光学超晶格中首次观测到了类肖克利型的表面态。同时通过晶格表面势能的调制，可以将肖克利型表面态转化为塔姆型表面态。然而截止到目前为止，很少有研究涉及到 TPPs 中的拓扑态，尤其是目前还没有关于 TPPs 链或超晶格实现方案的报道，所以构建一个灵活可调的 TPPs 拓扑结构，对于实验平行方向上场局域化的调控，以及研究塔姆等离子激元系统中的拓扑相有重要意义。

在本章中，我们建立了一个塔姆拓扑超晶格(TTS)，它由具有不同拓扑性质的塔姆光子晶体(TPCs)组成。通过精心设计，我们获得了位于相邻 TPCs 界面处塔姆拓扑界面态，同时它们之间的耦合会形成塔姆拓扑界面态集体振荡模式，称为超模[50-52]。基于对耦合强度的调控，我们实现了带宽可调的塔姆拓扑界面态超模。在实验中，我们通过角分辨反射系统观测到了 TTS 能带中的超模。

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

## 2.2 一维塔姆光子晶体的构造

光子晶体 (photonic crystals, 记作 PCs) 是一种类比电子系统中周期晶格, 由不同折射率材料周期排列形成的人工微结构, 其具备的光子带隙可以对光的传播进行调控。利用周期结构对布洛赫波进行调制的思路, 在本节中, 我们首先利用双层金属光栅结构来构造了一系列一维塔姆光子晶体, 实现塔姆光子带隙, 这是后续得到塔姆拓扑超晶格的基础。

前文 1.2.2 节中我们曾经介绍, 利用一种由亚波长光栅和薄氮化硅组成的超表面 Metasurface 替代传统塔姆等离子激元结构中的金属薄膜, 可以实现对光学塔姆态在不同偏振状态下的波长调控。但直接应用周期结构来实现塔姆态布洛赫波存在问题, 主要原因为亚波长光栅破坏了原本塔姆等离子激元结构中金属薄膜的完整性, 从而导致模式能量向空气中泄露。尤其是在可见光波段, 模式能量泄露会带来极高的损耗, 此时光子晶体与亚波长光栅界面无法束缚塔姆态模式。

此前在 SPPs 的研究中, 为了提高模式的传播效率, 降低损耗, 斯坦福大学研究组曾提出如图 2.1 所示的双层超表面结构[54]。双层结构的存在使得模式能量泄露被抑制, 同时他们改变光栅的垂直角度, 可以进一步通过波矢匹配提高 SPPs 单向传播的效率。这种双层超表面结构为我们解决塔姆等离子激元布洛赫波的损耗问题提供了新思路。

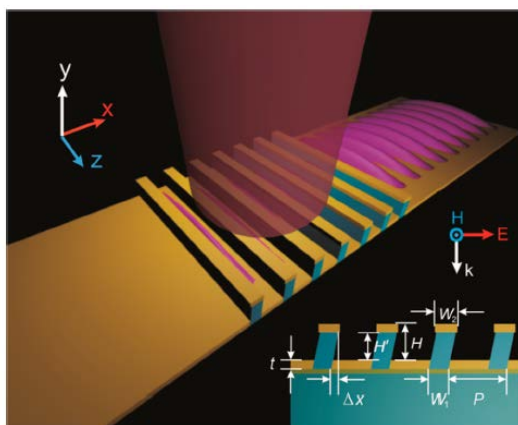


图 2.1 双层超表面结构实现 SPPs 模式高效率的单向传播[54], 黄色是双层金属超表面结构, 浅蓝色是介质层。

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

我们在塔姆等离子激元结构中同样引入双层金属光栅结构, 并通过有限时域有限差分法 (FDTD) 计算对比了单层超表面结构的反射光谱。如图 2.2 所示, **a** 和 **b** 分别是我们设计的单层与双层光栅结构的示意图, 可以看到, **a** 结构中有接近 50% 的区域没有被金属覆盖; 而在 **b** 结构我们把底层光栅嵌入到光子晶体的介质层中, 而光子晶体表面使用一层金属薄膜完整覆盖来抑制模式泄露。结构中对应的参数分别为: 周期  $L$  是 400nm, 银膜厚度为 50nm; ABA 型中心对称的光子晶体中蓝色介质 A 是  $\text{HfO}_2$ , 白色介质 B 是  $\text{SiO}_2$ , 两种介质每层完整厚度分别为 50.8nm 与 78.2nm,  $h=50\text{nm}$ 。 **c** 和 **d** 分别展示了是单层与双层光栅塔姆结构的反射率随着波长与光栅宽度  $d$  的变化, 在黑色虚线所标记出的光子晶体带隙内, 我们可以看到一条曲线, 这代表了塔姆态模式所对应的反射谷。随着光栅宽度  $d$  从 100nm 减小到 0, 塔姆态向长波长移动。对比 **c** 和 **d** 可以发现, 单层光栅结构中随着  $d$  的减小, 塔姆态损耗越来越大, 对应  $Q$  值越来越低, 因而曲线变得越来越粗, 最后直至消失; 双层结构的塔姆态则始终保持了较好的  $Q$  值。

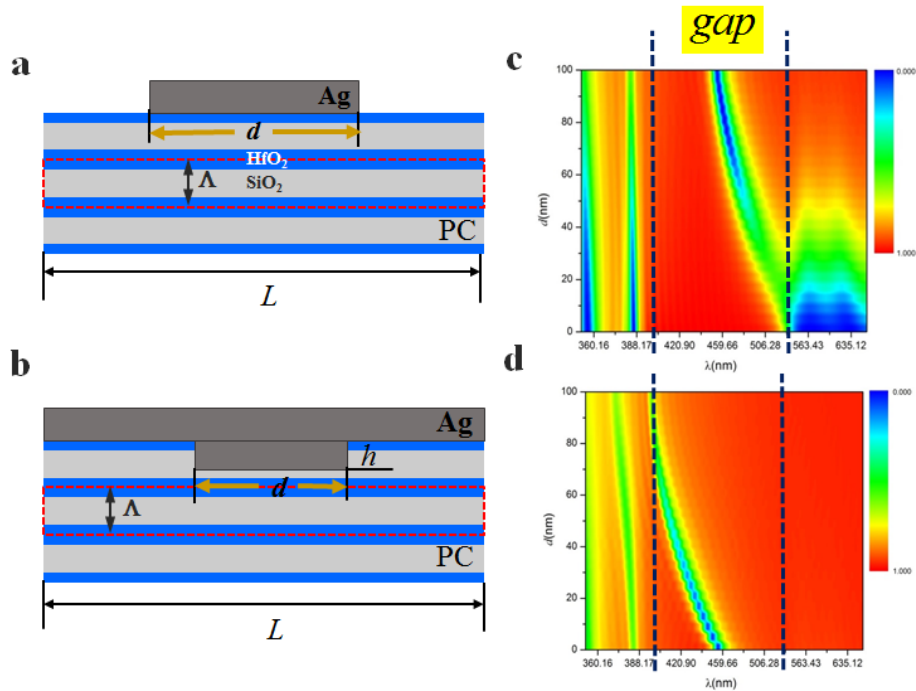


图 2.2 单层与双层金属光栅的塔姆等离子激元结构对比。**a** 和 **b** 分别是单层与双层金属光栅结构的元胞示意图。周期  $L$  是 400nm, 银膜厚度为 50nm; ABA 型光子晶体中蓝色介质 A 是  $\text{HfO}_2$ , 白色介质 B 是  $\text{SiO}_2$ , 厚度分别为 50.8nm 与 78.2nm,  $h=50\text{nm}$ 。 **c** 和 **d** 分别是单层与双层金属光栅结构的反射率随着波长与光栅宽度  $d$  的变化。

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

以上双层金属光栅结构是比较理想的情况，如果进一步考虑实际的加工刻蚀过程，图2.2b的结构实现较为困难。考虑到后续我们实验中采用聚焦离子束加工技术(FIB)进行样品制备，所以我们进一步使用COMSOL计算了双层结构中塔姆态的本征模式，如图2.3所示。结构参数与前文保持一致，光子晶体周期数为18。图2.3展示的是单层与双层结构的TPCs中塔姆态带边模式( $kL/(2\pi) = 0.5$ )的电场强度分布，其中左侧的“A Unit cell”表示双层结构元胞，而右侧“B Unit cell”表示单层结构元胞。从电场强度分布可以发现，双层结构中塔姆态模式主要局限在双层金属光栅与光子晶体的界面上（用黑色虚线标记），而双层结构中塔姆态模式基本全部从光栅的缝隙泄漏到了空气中。

综上分析可得到结论：双层金属光栅结构应用于塔姆态结构设计确实可以大大降低辐射损耗，是实现TPCs的必备条件。

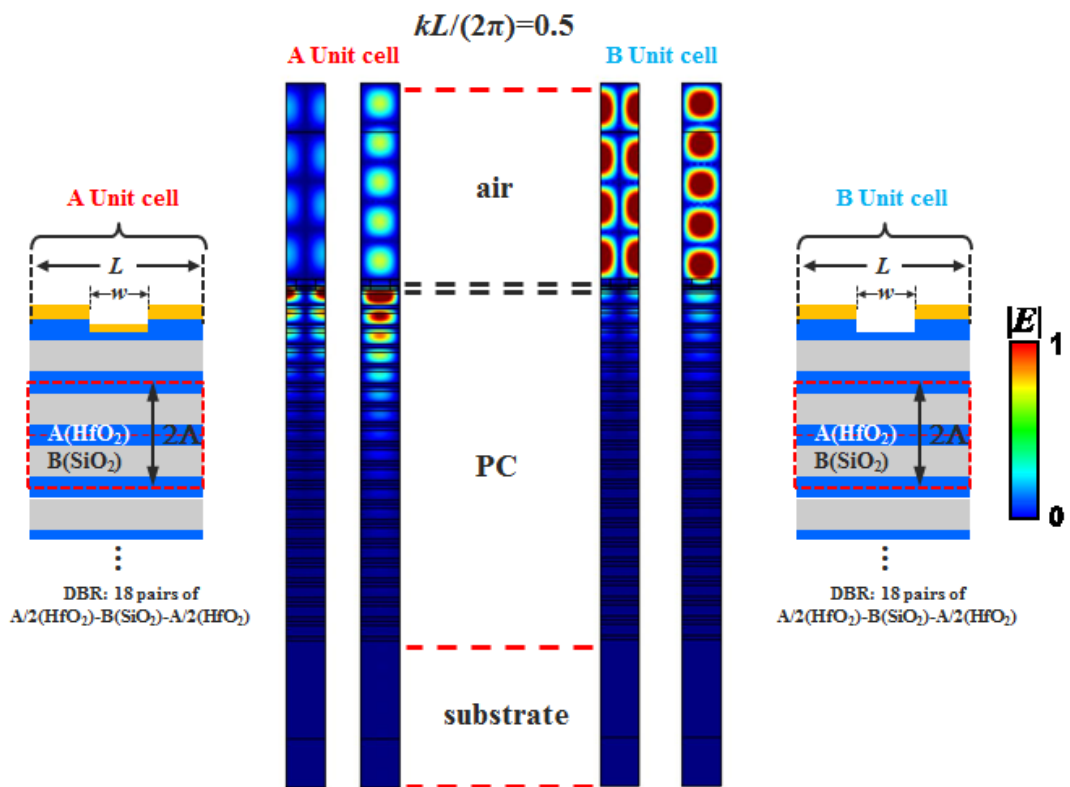


图 2.3 单层与双层结构的 TPCs 中塔姆态带边本征模式( $kL/(2\pi) = 0.5$ )的电场强度分布。左侧的“A Unit cell”表示双层金属光栅结构元胞，而右侧“B Unit cell”表示单层金属光栅结构元胞。两条黑色虚线中间表示金属光栅结构的位置。

## 2.3 塔姆光子晶体的制备与光学角分辨系统的测量

在 2.2 节中,我们介绍了将双层金属光栅应用于塔姆态结构来降低辐射损耗,为实现塔姆态布洛赫波奠定基础。本节主要介绍一维塔姆光子晶体 (TPCs) 的设计以及实验上对其色散曲线的测量。

图 2.4a 显示了 TPCs 得到结构图, TPCs 由 PC 和双层金属光栅组成,设计的 PC 结构有 18 个单元,每个单元可以标记为 A/2-B-A/2 的三层组成。其中 A 层为  $\text{HfO}_2$ , B 层为  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{HfO}_2$  层厚度为  $84\text{nm}$ ,  $\text{SiO}_2$  厚度为  $115\text{nm}$ , 折射率分别为 2 和 1.46。如图 2.4a 中红色虚线所示, PC 的单元周期为  $\Lambda = 199\text{nm}$ 。设计了双层金属光栅的周期为  $L$ , 银膜上刻槽的宽度为  $w$ , 图 2.4a 中的刻蚀深度定义为  $h$ 。双层金属光栅(黄色)由两部分组成: 上面的光栅标记为‘a’, 下面的光栅标记为‘b’, TPCs 的元胞由‘b/2’, ‘a’和‘b/2’三部分组成。与之前报道的近红外区域的结构相比,利用双层金属光栅可以防止塔姆态能量泄漏到空气中,从而造成较大的辐射损失。因此,我们的 TPCs 在可见光波段的实验上可行的。在实验中,我们制作了周期为  $L = 400\text{nm}$ , 沿周期方向光栅槽宽度为  $w = 160\text{nm}$  的周期结构,刻蚀深度  $h$  为  $85\text{nm}$ 。样品俯视图的扫描电子显微镜(SEM)的如图 2.4b 所示。

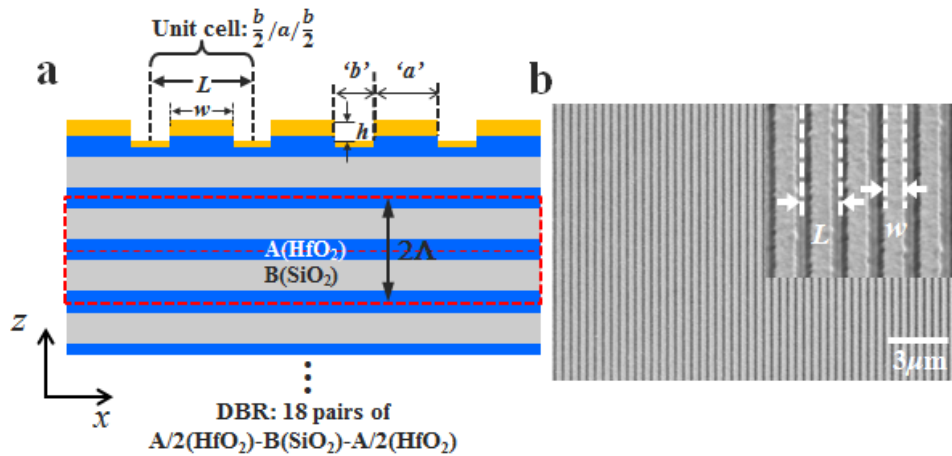


图 2.4 TPCs 结构示意图和实验样品。a TPCs 的结构示意图。双层 Ag 光栅(黄色)由两部分组成:上层光栅标为‘a’, 下层光栅标为‘b’。单元格由‘b/2’, ‘a’和‘b/2’三部分组成。底部 PC 由两种介质层交替堆叠组成,分别表示为 A( $\text{HfO}_2$ )和 B( $\text{SiO}_2$ ),PC 的两个周期用红色虚线标记。b TPCs 样品表面结构的 SEM 图像, 周期为  $L$ , 光栅宽度为  $w$ , 在插图中用白色虚线标记。

为了实验测试 TPCs 的能带结构, 我们引入了角度分辨光谱系统[56]来测

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

量 TPCs 样品的反射光谱，光路原理图如图 2.5 所示。在光路结构中，由于由于光谱仪接收光信号的角分辨平面与 100 倍物镜后焦平面共轭，因此样品在傅里叶空间或动量空间中的辐射场信息与物镜后焦面上的辐射场信息相同，所以我们可以得到傅里叶空间中每一点的光谱信息。同时，扫描光纤在入射平面和角度分辨平面都与物镜的后焦平面共轭，所以我们可以改变扫描光纤在入射平面和角度分辨平面上的位置，从而绘制出 TPCs 样品在不同角度下的反射光谱，最后得到其在整个第一布里渊区中的能带。

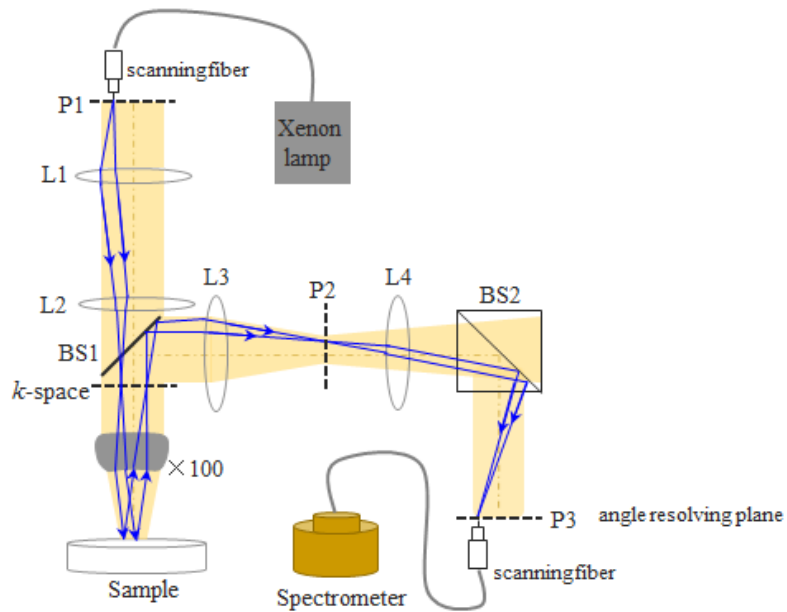


图 2.5 角度分辨反射谱测试系统。蓝色直线表示光线的轨迹，对应于入射(反射光)。BS，分束器；L，透镜；P，偏振器；A，光阑；P1，入射平面；P2，角分辨平面。

在计算中，为了得到上述 TPCs 样品的色散，我们利用 COMSOL Multiphysics 对 TPCs 的 TE 极化方向(图 2.4a 中的  $y$  方向)的能带结构进行了数值计算。计算的塔姆态能带如图 2.6a 中的黑色圆圈所示，其中灰色区域为 PC 的投影能带。白色区域对应 PC 的带隙，图 2.6a 中塔姆态所有的能带结构都在光锥线上方。由于周期性结构引起的塔姆态色散的折叠，所以 TPCs 在第一布里渊区边缘形成了一个光子带隙，该光子带隙包含在 PC 的带隙中。同时值得注意的是，由于周期条件同样会导致 PC 的体带发生折叠，其中一部分体带的折叠会覆盖了 PC 带隙的频率范围，甚至与塔姆态模式的色散相互重叠。因此，由于塔姆态模式与 PC

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

的折叠体带之间不可避免的相互作用，塔姆态模式的色散会有一些小的缝隙，这是模式耦合的典型特征。

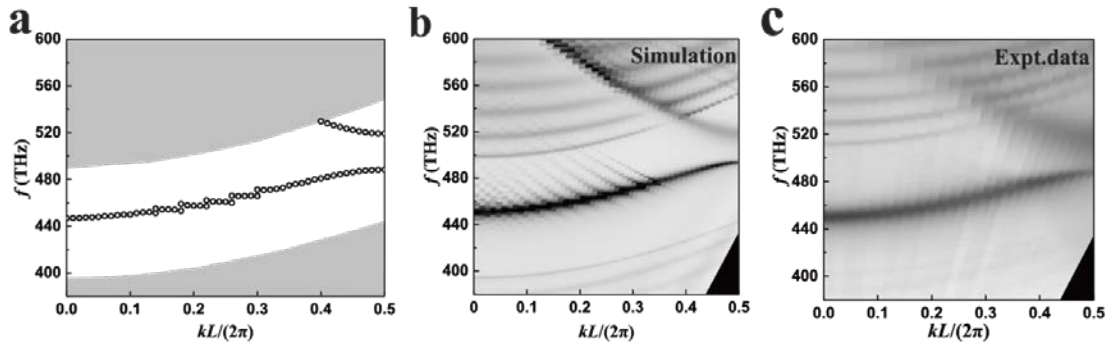


图 2.6 TPCs 能带的计算与实验测试结果。a TE 极化 TPCs 的能带结构。灰色区域为 PC 的投影能带。通过 COMSOL 计算得到的黑色圆圈代表了 PC 带隙内的塔姆态模式。b 角分辨反射谱计算得到 TPCs 的色散。塔姆态模式是由 PC 带隙黑色的反射谷所表示。c 用图 2.5 实验测得的角分辨反射光谱对应的色散曲线

此外，图 2.4a 中设计的 TPCs 中塔姆态的色散以及 TPCs 的带隙均位于光锥线上方，这意味着它们很容易通过角分辨反射光谱等远场测量得到。我们通过有限时域有限差分法(FDTD)模拟了 TPCs 的色散，其在 TE 极化下的色散结果如图 2.6b 所示，其中黑色的光子带隙验证了塔姆态布洛赫波的存在，与图 2.6a 中 TPCs 色散的计算曲线吻合较好。实验上，我们利用图 2.5 所示的系统测量 TPCs 的角分辨反射光谱，绘制出 TE 极化下的能带结果如图 2.6c 所示。TPCs 的禁带宽度为 27.4THz，相当于 PC 禁带宽度的 25%，与仿真结果吻合较好。此外，实验中刻蚀深度  $h$  的可调性使我们能够方便地调整 TPCs 光子带隙的宽度。

## 2.4 塔姆光子晶体带隙的调控

在 2.3 节中，我们通过计算与实验观测到了固定刻蚀深度  $h = 85\text{nm}$  条件下 TPCs 中的光子带隙。本节我们讨论改变  $h$  时，TPCs 光子带隙宽度的变化情况。

刻蚀深度  $h$  在我们的结构中表示上下两层金属光栅的高度差，调节  $h$  可以灵活地改变 TPCs 光子带隙的宽度。图 2.7 中 **a-d** 分别为  $h = 60\text{nm}$ ,  $70\text{nm}$ ,  $85\text{nm}$  和  $100\text{nm}$  时 TPCs 色散曲线的模拟结果，**e-h** 为相应的角分辨反射光谱测量结果。从模拟和实验中都可以看出，刻蚀深度  $h$  越大，TPCs 的带隙越宽。

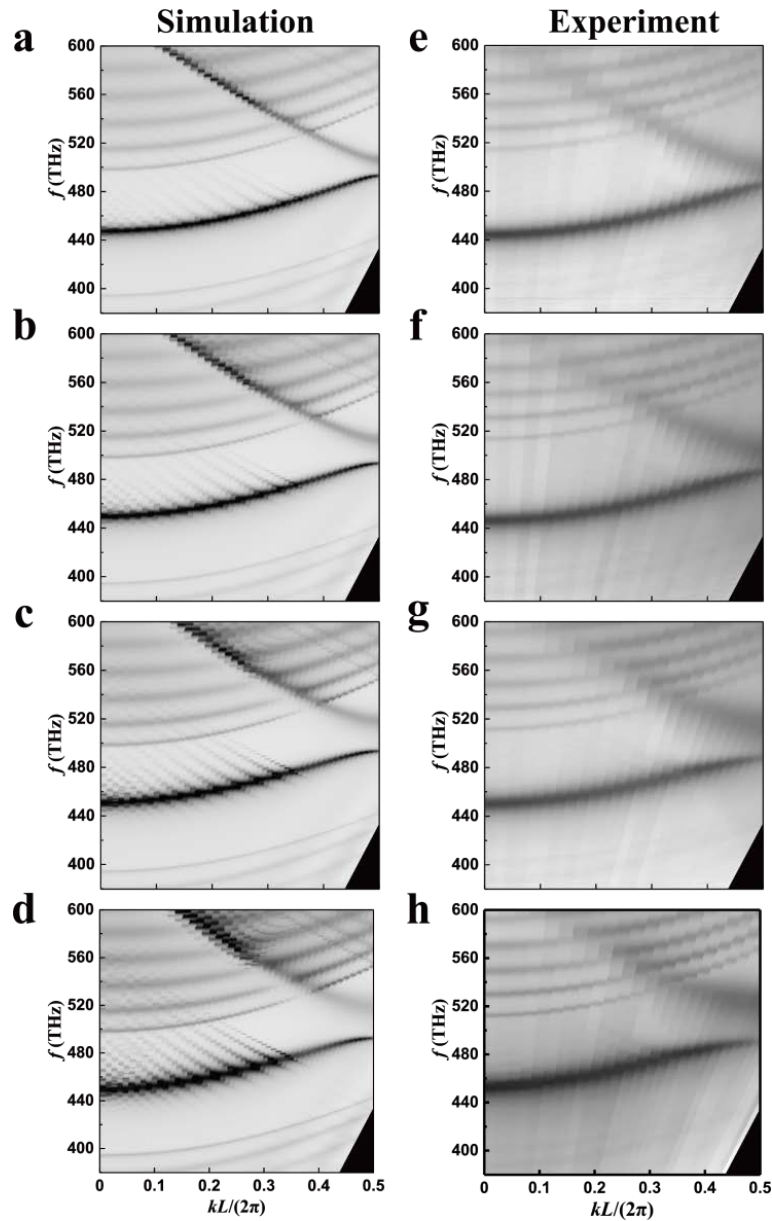


图 2.7 从上到下分别为不同刻蚀深度  $h = 60\text{nm}$ ,  $70\text{nm}$ ,  $85\text{nm}$  和  $100\text{nm}$  时，TPCs 结构的能带模拟计算(**a-d**)和实验测试(**e-h**)结果。

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

在图 2.8 中我们提取了与  $h$  相关的带隙宽度，从图中可以清楚地看出，当  $h$  从 60nm 增加到 100nm 时，带隙宽度从 11.9THz 增大到 34THz。这可以从等效折射率的角度进行解释：TPCs 光子带隙的宽度取决于‘ $a$ ’和‘ $b$ ’处两种塔姆态模式的等效折射率差值。 $h$  越大，相同波矢处两种塔姆态色散曲线的频率差就越大，所以导致了更大的等效折射率差值和更大的禁带宽度。

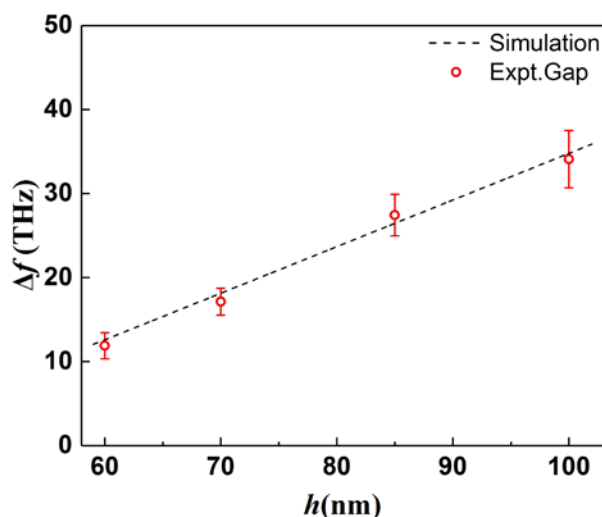


图 2.8 当刻蚀深度  $h$  从 60nm 增大到 100nm 时，塔姆光子带隙禁带宽度的模拟计算(虚线)与实验(红色圆点)结果，带隙宽度逐渐增大。数据提取自图 2.7。

## 2.5 塔姆等离子激元拓扑超晶格的实现和探测

基于前边几节讨论的 TPCs，本节中我们从具有不同拓扑性质的 TPCs 结构出发开始构建受拓扑保护的塔姆界面态，并通过塔姆拓扑超晶格（TTS）结构来研究它们之间的耦合和超模模式。

### 2.5.1 塔姆拓扑界面态的实现

构造稳定存在的塔姆等离子激元拓扑界面态（TIS）是实现 TTS 能带的基础，本节将详细介绍如何对构造 TIS 以及 TIS 的拓扑保护起源。图 2.9 展示了两种具有不同中心对称性的 TPCs 的元胞。其中，**a** 图中（‘ $a$ ’/2-‘ $b$ ’-‘ $a$ ’/2）元胞类型被标记为‘ $p$ ’，而 **b** 图中（‘ $b$ ’/2-‘ $a$ ’-‘ $b$ ’/2）元胞类型被标记为‘ $q$ ’。这里‘ $a$ ’和‘ $b$ ’与图 2.4 中所示的上下层金属光栅具有相同的结构参数。我们用  $p_n$  ( $q_n$ )来表示包含  $n$  个以  $p$  ( $q$ )为元胞的 TPCs，两种 TPCs 均为二元中心对称型，所有材料参数都相同，只是两种 TPCs 元胞对称中心不同，所以它们具有相同的能带结构，但能带的拓扑性质有区别。因此，当我们将两种 TPCs 拼接在一起时会形成一个边界，在 TPCs 光子带隙内会出现 TIS。

为了阐明 TIMs 的拓扑起源，我们先对一维 PC 中的拓扑性质进行简要的回顾。从 Chan 等人的工作[57]可知，不同光子晶体界面的间隙中是否存在拓扑界面态取决于光子晶体体带的拓扑性质。类比一维（1D）电子系统，PC 体带的拓扑相位可以用 Zak phase 来描述。对于 1D PC 中每条光子能带，其拓扑相位由等于  $\pi$  或 0 的 Zak phase ( $\theta_m^{\text{Zak}}$ ) 来决定，定义由下式给出[57]：

$$\theta_m^{\text{Zak}} = \int_{-\frac{\pi}{T}}^{\frac{\pi}{T}} \left[ i \int_{\text{unit cell}} \varepsilon(z) u_{m,K}^*(z) \partial_K u_{m,K}(z) dz \right] dK, \quad (2.1)$$

这里  $T$  指 1D PC 的周期单元长度， $\varepsilon(z)$  是 PC 周期方向（沿  $z$  轴）上的介电系数， $u_{m,K}(z)$  表示第  $m$  条能带处电场的布洛赫本征函数，布洛赫波矢为  $K$ 。

根据上述研究[57-59]，对于任意具有中心对称性的 1D PC 系统，我们都可

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

以通过找到第  $m$  个带隙以下的 Zak phase 的总和 ( $\sum_i^m \theta_i^{\text{Zak}}$ ) 来判断两个 1D PC 之间是否存在受拓扑保护的界面态模式。当 1D PC 某带隙以下 Zak phase 求和  $\sum_i^m \theta_i^{\text{Zak}}$  相差  $(2l+1)\pi$  时 (其中  $l$  是整数), 通过拼接它们所形成的界面就存在 TIS, 其频率位于这个带隙中。

在我们的系统中, 我们设计的两种具有不同中心对称性的 TPCs, 他们的能带和拓扑相位计算结果如图 2.9 所示。我们可以看到, 通过 COMSOL 计算得到的本征模式色散一模一样, 但拓扑相位不同。第一阶带隙的拓扑相位使用湛蓝色背景的黑丝字符标记, 可以看出, 在第一阶带隙以下的两个 TPCs 的 Zak phase 相位差为  $\pi$ , 满足上述第一个能隙中出现 TIS 的条件。所以从本质上讲, Zak phase 差异保证了带隙中塔姆 TIS 的存在, 也是 TIS 拓扑性质的起源。

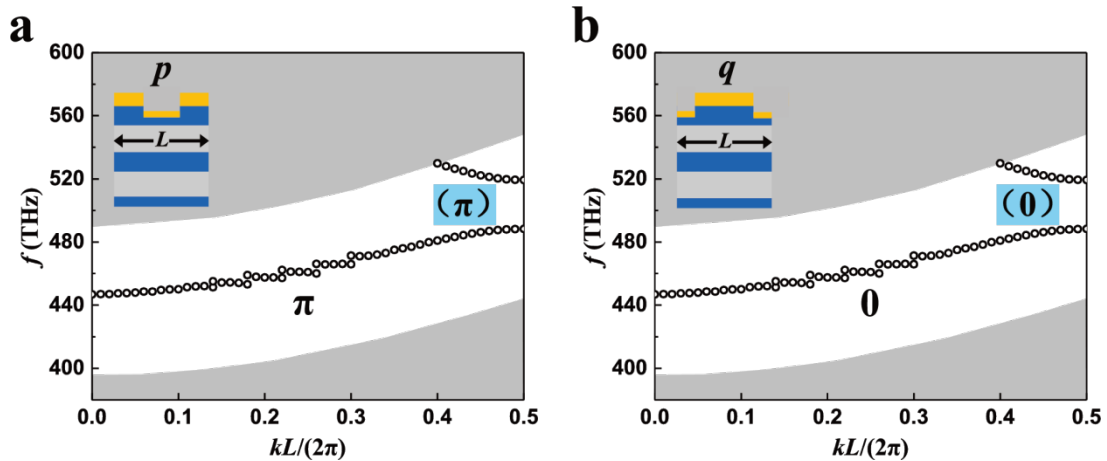


图 2.9 两种 TPCs 的能带结构及相关 Zak phase。a 和 b 分别是分别为  $p$  型和  $q$  型 TPCs 的能带结构。TPCs 能带的 Zak phase 标记在能带下方, 而第一阶 TPCs 带隙以下 Zak phase 的和显示在湛蓝色阴影区域的括号中。

我们计算了单个塔姆等离子激元拓扑界面态的电场分布, 如图 2.10a 所示。在 a 图中间灰色方框内, 我们可以看到当分别  $p_4$  和  $q_4$  的两种 TPCs 结构拼接到一起时候, 在拼接界面上存在局域的塔姆态模式。电场同时向在水平和垂直两个方向衰减。在 COMSOL 的辅助下, 可以得到的单个界面状态的本征频率为  $\hbar\omega = 2.07\text{eV}$ , 该本征频率位于两个 TPCs 带隙内。

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

## 2.5.2 塔姆拓扑界面态的耦合与超晶格中超模的实现

为了构造塔姆拓扑超晶格(TTS)，我们需要调控 TIS 之间的耦合。由于 TIS 的强局域性，这里我们只考虑两个相邻 TIS 模式之间的耦合。本节主要介绍两个相邻之间的耦合，以及 TTS 的构建，同时也理论和实验验证了 TTS 能带结构中超模的存在。

接下来，我们先研究两种相邻的 TIS 界面模式之间的耦合机制，这是后续构建 TTS 不可或缺的部分。这里我们考虑把三个 TPCs 拼接在一起，就有两种情况，如图 2.10a 所示：一是两个 TPCs ( $q_4$ ) 被一个 TPCs ( $p_4$ ) 隔开，另一种组合是两个 TPCs ( $p_4$ ) 被一个 TPCs ( $q_4$ ) 隔开。在三个 TPCs 拼接的情况下，我们将得到两个界面，对应了两个 TIS 模式，这两种 TIS 模式可以相互耦合。由于三个 TPCs 具有相同的能带，因此两个界面的 TIS 模式有相同的共振频率  $\omega_0$ ，它们波函数的相互重叠会形成两个杂化的 TIS 模式：一种为对称模式 (S)，另一种为反对称模式 (AS)，我们设定他们的本征频率分别为  $\omega_S$  和  $\omega_{AS}$ 。在这里，对称性类型是由以  $p_4$  和  $q_4$  中心为参考点的电场对称性来定义的。计算得到的杂化模式的本征电场分布如图 2.10a 的最下方灰色方框所示。相邻 TPCs 的边界用黑色虚线表示，点线则表示电场对称性的参考点。

利用紧束缚模型进行分析，我们可以得到两个 TIS 间的归一化耦合系数  $t'$ 。考虑图 2.10a 中两种 TPCs 组合的任意一种，哈密顿量可以写成：

$$H = \begin{pmatrix} \omega_0 & t \\ t & \omega_0 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

这里  $\omega_0$  是每个单一 TIS 的本征频率， $t$  是耦合项。

把式 (2.2) 的哈密顿矩阵对角化，我们可以得到两个本征态，其本征频率和波函数可以写成：

$$\omega = \begin{cases} \omega_S \equiv \omega_0 + t, & |\varphi^S\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}(|\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle) \\ \omega_{AS} \equiv \omega_0 - t, & |\varphi^{AS}\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2}(|\phi_1\rangle - |\phi_2\rangle) \end{cases}, \quad (2.3)$$

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

$|\phi_1\rangle$ 和 $|\phi_2\rangle$ 分别是两个界面上 TIS 的波函数。 $|\varphi^S\rangle$ 和 $|\varphi^{AS}\rangle$ 表示对称 (S) 和反对称 (AS) 模式的本征态。因此，归一化的耦合系数可定义为：

$$t' \equiv \frac{t}{\omega_0} = \frac{\omega_S - \omega_{AS}}{2\omega_0}, \quad (2.4)$$

对应到我们的系统参数中，分别计算了  $p_4$  型 TPCs 和  $q_4$  型 TPCs 分别作为两个 TIS 耦合中介结构的情况下的耦合系数。其中，耦合系数  $t'_{q_4}$  为-0.0041， $t'_{p_4}$  的耦合系数为 0.0054， $t'_{q_4}$  和  $t'_{p_4}$  的符号相反的原因是  $p_4$  和  $q_4$  耦合结构的累积相位不同，这与前人的研究结果是一致的[58-60]。

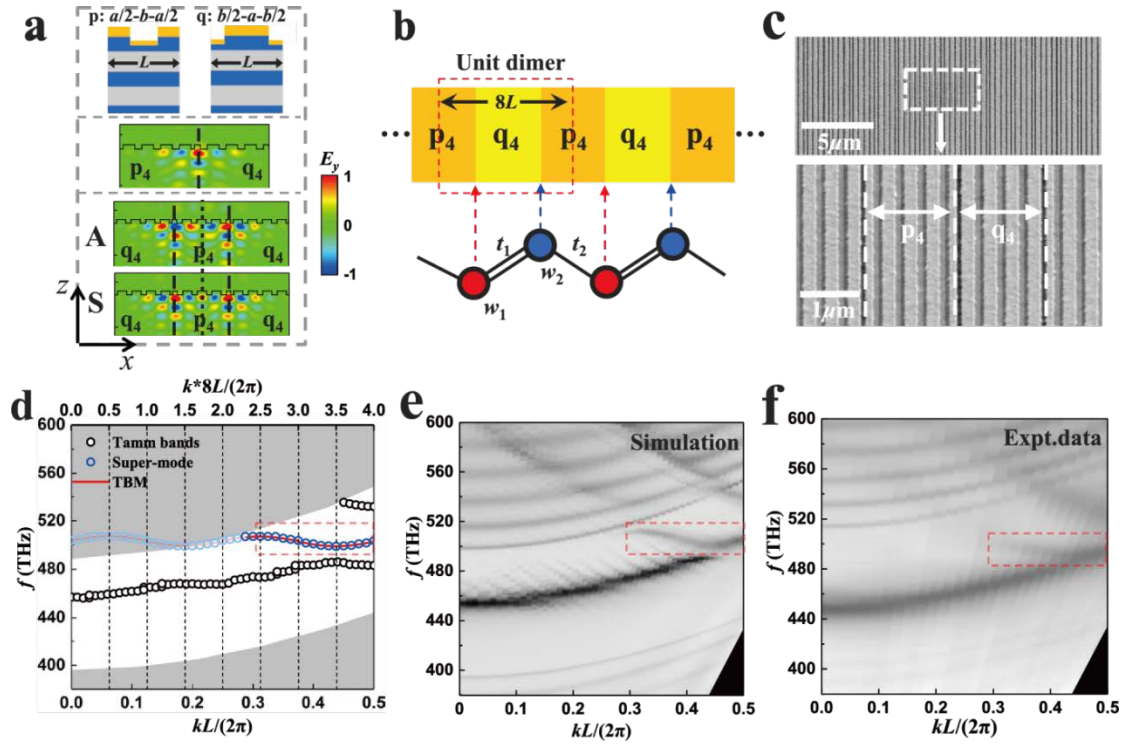


图 2.10 一维 TTS 的构造及其超模色散带宽的观测。a 上图：构造 TTS 的两种不同 TPCs 的元胞，分别标记为  $p$ :  $(a/2-b-a/2)$  和  $q$ :  $(b/2-a-b/2)$ ；中图： $p_4$  型和  $q_4$  型 TPCs 拼接结构支持的单个 TIS 的电场分布图；下图： $q_4-p_4-q_4$  型 TPCs 中两个相互耦合的 TIS 形成的杂化模式的电场分布图，上边是对称模式(S)，下边是反对称(AS)模式。黑色虚线表示相邻 TPCs 的边界，点线是结构中心位置，表示对称性参考点。b 上图：TTS 堆叠结构示意图，由  $p_4$  和  $q_4$  组成的 TTS 元胞周期长度为  $8L$ ；下图：TTS 等效双原子（二聚体）模型的示意图。c TTS 样品的 SEM 图，下边放大的图显示的是由  $p_4$  和  $q_4$  组成的 TTS 元胞。d TTS 在 TE 极化方向上的能带结构。蓝色圆圈表示 COMSOL 计算结果，红色曲线是紧束缚模型(Tight-Binding Model, TBM)给出的超模色散的数值结果。被折叠后的 PC 投影能带覆盖的部分超模色散位于红色

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

虚线矩形外,用浅色圆圈和曲线来表示。黑色虚线表示 TTS 中超模色散相对于原 TPCs 第一布里渊区平移扩展的边界。**e-f** 利用角度分辨反射计算模拟 (**e**) 和实验测量 (**f**) 的 TTS 在 TETE 极化方向上的色散。**d-f** 中的红色虚线矩形标记出了远场变角度反射实验可观测的 TPCs 光子带隙内的部分超模色散。

根据上面的分析,我们使用  $p_4$  型 TPCs 和  $q_4$  型 TPCs 作为基本单元交替拼接堆叠形成塔姆态拓扑超晶格结构 (TTS),如图 2.10b 中的上图所示。TTS 中每一个 TIS 都可以看作是一个人工原子,并与它最近的紧邻的原子耦合,所以 TTS 可以等效为类似于图 2.10b 中的下图所示的一维双原子链,因此 TTS 可以用一个紧束缚模型来描述。双原子链由具有相同本征频率的红色和蓝色原子交替连接而成,本征频率  $\omega_1 = \omega_2$  受我们系统的中心反演对称性保护。红色和蓝色原子分别表示  $p_4$  ( $q_4$ ) 型 TPCs 和  $q_4$  ( $p_4$ ) 型 TPCs 拼接后形成的 TIS 模式。原子间的耦合连接对应于耦合通道  $q_4$  或  $p_4$ 。这样的双原子链可以用 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 哈密顿量来描述:

$$H = \hbar\omega_1 \sum_i a_i^\dagger a_i + \hbar\omega_2 \sum_i b_i^\dagger b_i + \sum_i (t_1 a_i^\dagger b_i + t_2 a_{i+1}^\dagger b_i) + h.c. \quad (2.5)$$

这里  $t_1$  和  $t_2$  分别是超晶格元胞内 (二聚体内) 的耦合系数和元胞间 (二聚体间) 的耦合系数。 $a_i^\dagger$  和  $b_i^\dagger$  表示第  $i$ -th 元胞内 TIS 的产生和湮灭算子。因此,我们可以得到类似于双原子链色散的 TTS 色散,称为超模 (supermode),可以从式 (2.5) 中哈密顿量的对角化得到,结果如图 2.10d 中的红色曲线所示。而  $p_4$  ( $q_4$ ) 型 TPCs 的能带结构对应于图 2.10d 中的黑色圆圈,超模的色散位于 TPCs 的光子带隙内。为了验证我们的紧束缚理论结果,我们用蓝色圆圈表示 COMSOL 计算的超模色散。注意,由于 TTS 的元胞的长度为  $8L$ , TTS 相应的第一布里渊区成为 TPCs 的八分之一。因此,我们把超模色散扩展到整个 TPCs 的布里渊区,如图 2.10d 所示,垂直的黑色虚线标记了扩展布里渊区的边缘。一部分超模色散在图 2.10d 中用红色虚线矩形标记,红色虚线矩形之外的超模色散 ( $kL/(2\pi) < 0.3$ ) 位于 PC 的投影能带的频率范围内,因此在 FDTD 模拟计算和角分辨反射光谱实验中不能观测到此泄漏模式。

在实验中,我们利用角分辨反射光谱测试 TTS 的色散。TTS 光栅结构参数与前边 TPCs 相同。图 2.10c 中上图为 TTS 样品的 SEM 图,下图是和由  $p_4$  和  $q_4$

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

组成的 TTS 的元胞，称为 supercell 的放大图。图 2. 10e 和图 f 分别给出了 TE 偏振下 TTS 角分辨反射光谱的模拟和实验结果。在 TPCs 光子带隙内，我们观察到红色虚线矩形内清晰的超模色散曲线，正如紧束缚模型所预测的那样。

此外，前人的研究工作中虽然提出了一些方法，如改变金属层厚度或光子晶体周期数来实现了对塔姆态模式的调控。然而，如图 2. 11a 所示，这些塔姆态模式在界面水平面内是均匀的，平面内的电场分布控制仍然难以实现。作为对比，超模是一种新型的人工晶体中的集体振荡模式，不同于锯齿形或其他紧束缚晶格中的界面态，它揭示了 TTS 结构的拓扑特性，TTS 结构为实现对塔姆态的操控提供了一个新的平台。我们在图 2. 11b 所示中绘制了  $kL/(2\pi) = 0.3$  时的超模电场分布。TIS 局域在两个 TPCs 之间的界面上，并与相邻的 TIS 耦合，TIS 集体振荡形成了超模。通过对 TTS 系统耦合系数的控制，我们可以实现了塔姆态模式在界面水平面内的非均匀场分布控制，这些非均匀、可灵活调节的超模可以为塔姆等离子体激光器、光学传感或选择性热辐射体器件等领域的应用带来新的设计思路。

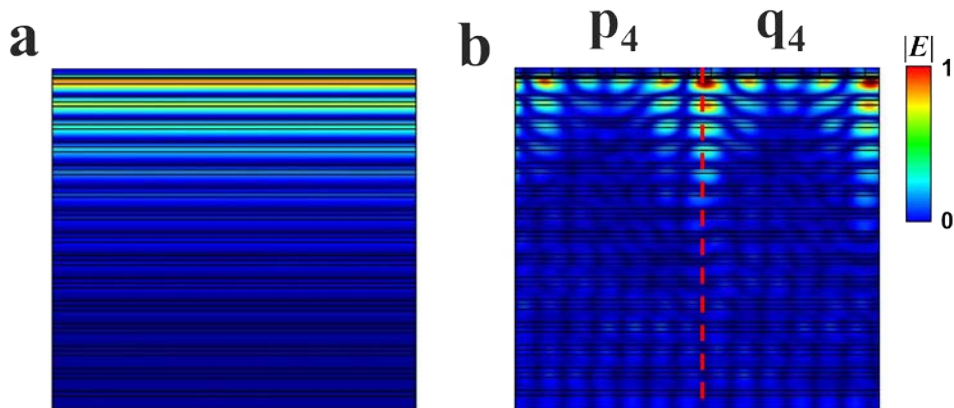
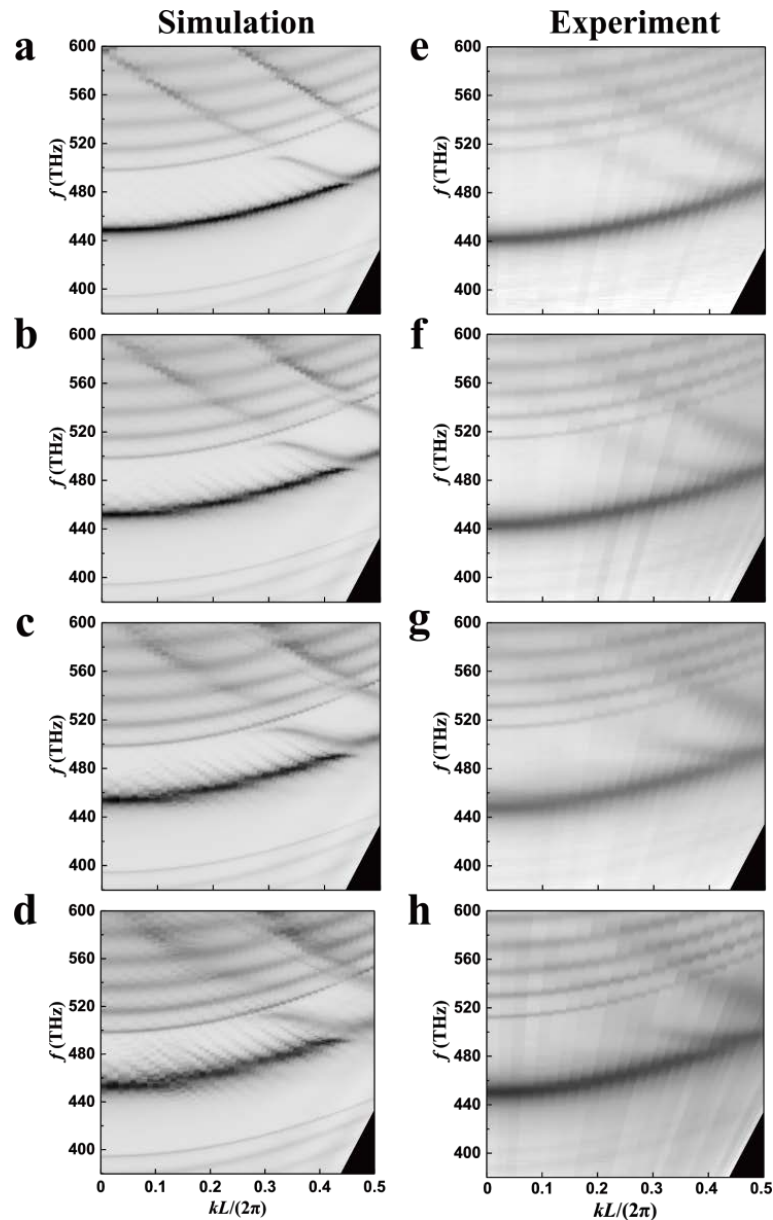


图 2. 11 经典塔姆态模式模式与塔姆态超模场分布对比。a 光子晶体和金属平板系统中的塔姆态电场分布。b TTS 元胞内超模的电场分布 ( $kL/(2\pi) = 0.3$ )，红色虚线标记了两个 TPCs 的边界。

## 2.6 塔姆拓扑超晶格中超模带宽的调控与分析

在 2.5 节中，我们构造了一维塔姆拓扑超晶格，并讨论了其超模能带色散。在本节中，我们通过改变超晶格的刻蚀参数，灵活调节相邻塔姆拓扑界面态之间的耦合强度，从而实现超模带宽的可调。

在 2.4 节中，我们通过调节刻蚀深度  $h$ ，可以灵活地改变 TPCs 的能带带隙宽度。类似的思路，可以同样可以通过调节 TTS 结构的刻蚀深度  $h$  来控制超模色散。在实际实验中，我们制作了一系列  $h = 60\text{nm}$ ,  $70\text{nm}$ ,  $85\text{nm}$  和  $100\text{nm}$  的 TTS 结构，并进行了实验测试。



# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

图 2.12 从上到下分别为不同刻蚀深度  $h = 60\text{nm}$ ,  $70\text{nm}$ ,  $85\text{nm}$  和  $100\text{nm}$  时, TTS 结构的能带模拟计算(a-d)和实验测试(e-h)结果。

图 2.12a-d 展示了不同  $h$  的 TTS 能带的计算结果, e-h 是实验结果。从中可以发现,当  $h$  从  $60\text{nm}$  增加到  $100\text{nm}$  时,超模色散变得更平坦,相应的带宽缩小。特别是在  $h = 100\text{nm}$  的情况下,超模色散接近于一条平带,说明此时的光子态密度很大,我们可以充分利用这一特性来实现非线性效应。

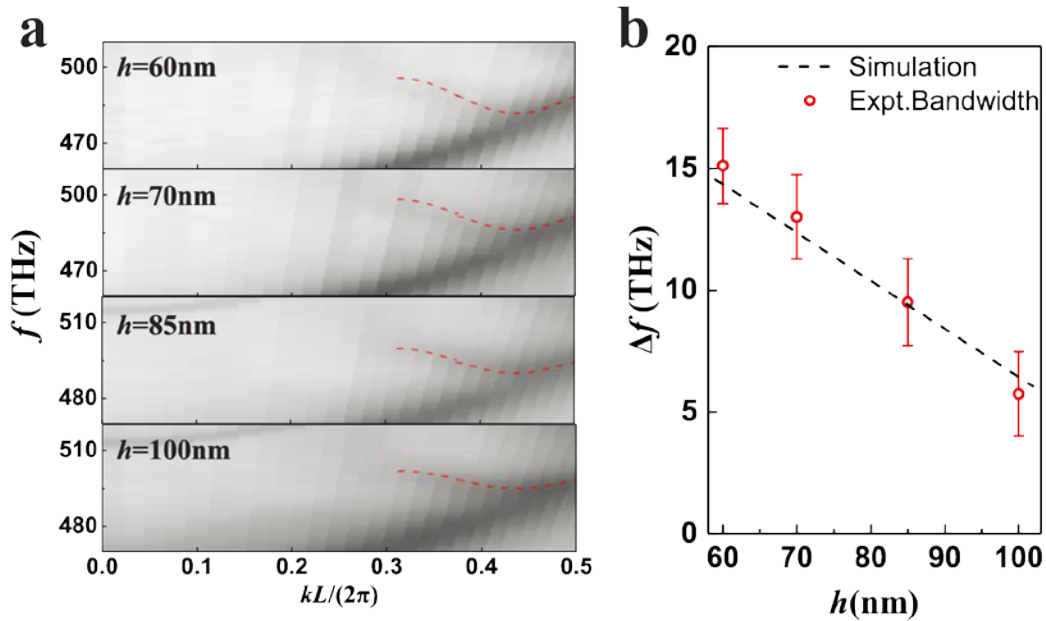


图 2.13 不同刻蚀下的 TTS 结构的超模色散结果, 以及与紧束缚模型计算结果的对比。  
**a** 是不同刻蚀下的 TTS 结构的超模色散结果, 从上到下分别对应了  $h = 60\text{nm}$ ,  $70\text{nm}$ ,  $85\text{nm}$  and  $100\text{nm}$  的超模色散。图中的红色虚线为紧束缚模型计算的色散结果, 可以发现其与黑色的超模色散吻合地很好。  
**b** 是从 **a** 中提取的不同刻蚀下的 TTS 结构中超模色散带宽的变化, 黑色虚线是模拟结果, 而红色圆点是实验中的带宽结果。误差条则表示测量数据正负标准偏差的范围。

最后, 我们利用紧束缚模型对超模色散带宽随  $h$  的变化进行了拟合, 如图 2.13a 中红色虚线所示, 可以发现二者吻合得很好。另外, 我们也提取了不同  $h$  下的超模色散带宽, 并绘制在图 2.13b 中, 结果显示当  $h$  从  $60\text{nm}$  增加到  $100\text{nm}$  时, 超模色散带宽从  $15.1\text{THz}$  减小到  $5.74\text{THz}$ 。这种负相关的变化是由于 TTS 中的耦合强度依赖于参数  $h$ 。随着  $h$  的增加, 每个界面处的 TIS 场分布变得更局

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

---

域，向相邻界面衰减地更快，从而导致耦合强度降低。从紧束缚模型可知，耦合强度降低会导致超模带宽的减小，其色散变平而与横向波矢（激发角度）基本无关，这为表明实现非角度依赖的塔姆态提供了新的设计思路，同时也有望应用于塔姆等离子体激光器[11-13, 33-35]或其他具有较高局域态密度的应用中[61-63]。

## 2.7 其他塔姆拓扑超晶格中的超模色散

本节中，我们主要讨论塔姆拓扑超晶格中其他的超模色散。众所周知，一位双原子系统的拓扑性质取决于超晶格元胞内（二聚体内）的耦合系数  $t_1$  和元胞间（二聚体间）的耦合系数  $t_2$  的相对大小:当 $|t_1| > |t_2|$ 时，系统对应拓扑平庸态；当 $|t_1| < |t_2|$ 时对应拓扑非平庸态；而 $|t_1| = |t_2|$ 则对应拓扑相变点。

在上一节中，耦合模型所对应地超晶格中超模色散只是一种情况，TTS中的两种耦合强度分别为 $t_1(q_4) = -0.0041$ 和 $t_2(p_4) = 0.0054$ ，因而使得超模带隙宽度接近于零(1.3THz)，此时十分接近拓扑相变点。如果我们选择其他TPCs组合来构建TTS，例如 $p_2-q_6$ 和 $p_6-q_2$ ，此时耦合强度分别为 $t_1(q_6)=-0.0016$ ,  $t_2(p_2)=0.0157$ ；和 $t_1(q_2)=-0.0109$ ,  $t_2(p_6) = 0.00208$ 。  $p_2-q_6$ 的组合对应于 $|t_1| > |t_2|$ 的情况。同时，  $p_6-q_2$ 则对应于 $|t_1| < |t_2|$ 的情况。  $t_1$ 和 $t_2$ 的绝对值大小明显不同，因此超模的色散将进一步打开带隙，如图2.14a和c中红色箭头所示。

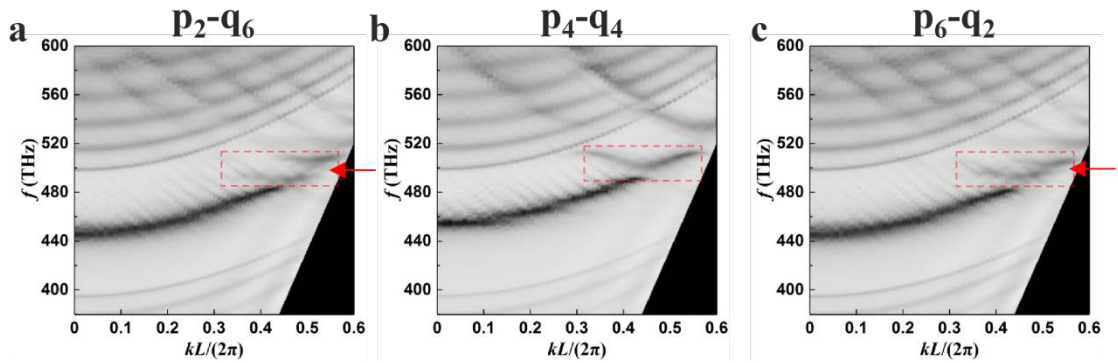


图 2.14 不同 TPCs 组合构建的 TTS 的超模色散。a  $p_2-q_6$  组合构建 TTS 的超模色散。b  $p_4-q_4$  组合构建 TTS 的超模色散。c  $p_6-q_2$  组合构建 TTS 的超模色散。红色箭头表示超模色散打开后形成的带隙。

## 2.8 本章小结

在本章中，我们把双层金属光栅结构引入到一维塔姆结构中，避免了传统超表面结构导致的塔姆态能量泄露，同时维持了结构参数的可调性，从而在可见光波段实现了一维塔姆光子晶体 (TPCs)。基于此设计，我们成功得到了得到了一维 TPCs 的塔姆光子带隙。此外，我们调整双层金属光栅结构上下层的深度差值，实现了不同宽度大小的塔姆光子带隙，并在实验中利用角分辨反射光谱测试了绘制出了一维 TPCs 的色散曲线，这为后续塔姆拓扑超晶格 (TTS) 设计奠定了基础。

接下来，我们通过拼接两种具有不同拓扑性质的一维 TPCs 构建出了塔姆拓扑界面态，并研究了相邻的塔姆拓扑界面态的耦合，然后交替堆叠 TPCs 进一步得到 TTS。在 TTS 的能带结构中存在塔姆拓扑界面态杂化耦合后形成塔姆态的集体模式，即超模 (supermodes)。更进一步，我们改变了双层金属光栅结构的刻蚀深度来对耦合强度进行调制，可以得到不同带宽的超模色散，最终可以实现一种与入射光激发角度无关的类似于平带的色散。模拟计算和角分辨反射光谱实验与紧束缚模型吻合很好。

在这个工作中，我们首次实现了塔姆等离子激元系统的人工超晶格，并研究了其能带结构的变化，超晶格结构设计的灵活性使得其可以成为一个非常理想的研究等离子激元系统中拓扑现象的平台。另外，超晶格中近乎于平带的超模可以用来实现局域场增强，有一定的应用潜力。同时展望未来，这个结果也可以进行拓展，比如利用损耗材料或者非线性折射率材料来构造超晶格系统，可以进一步去探索非厄米或非线性系统中的拓扑现象。

## 参考文献

- [1] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, New York, 2007. DOI: <http://dx.doi.org/10.1007/0-387-37825-1>.
- [2] J. A. Schuller, E. S. Barnard, W. Cai, et al. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials* 9, 193(2010).
- [3] M. Kauranen, A. V. Zayats, Nonlinear plasmonics. *Nature Photonics* 6, 737(2012).
- [4] M. S. Tame, K. R. McEnery, S. K. Özdemir, et al. Quantum plasmonics *Nature Physics* 9, 329(2013).
- [5] J. B. Khurgin, How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials. *Nature Nanotechnology* 10, 2-6(2015).
- [6] A. Boltasseva, H. A. Atwater. Low-loss plasmonic metamaterials. *Science* 331, 290-291(2011).
- [7] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B* 76, 165415(2007).
- [8] M. Sasin, R. Seisyan, M. Kalitchevski, et al. A. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light. *Applied Physics Letters* 92, 251112(2008).
- [9] Y. Gong, X. Liu, H. Lu, et al. G. Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide. *Optics Express* 19, 18393(2011).
- [10] X. Wang, X. Jiang, Q. You, et al. Tunable and multichannel terahertz perfect absorber due to Tamm surface plasmons with graphene. *Photonics Research* 5, 536(2017).
- [11] C. Symonds, G. Lheureux, J. Hugonin, et al. J. Confined Tamm Plasmon Lasers. *Nano Letter* 13, 3179-3184(2013).
- [12] G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds, et al. J. Polarization-controlled confined Tamm plasmon lasers. *ACS Photonics* 2, 842-848(2015).
- [13] V. Toanen, C. Symonds, J. M. Benoit, et al. Room-Temperature Lasing in a Low-Loss Tamm Plasmon Cavity. *ACS Photonics* 7, 2952-2957(2020).
- [14] B. Auguie, M. C. Fuertes, P. C. Angelomé, et al. Tamm Plasmon Resonance in Mesoporous Multilayers: Toward a Sensing Application. *ACS Photonics* 1 (9), 775-780(2014).
- [15] Y. Tsurimaki, J. K. Tong, V. N. Boriskin, et al. Topological Engineering of Interfacial Optical Tamm States for Highly Sensitive Near-Singular-Phase Optical Detection. *ACS Photonics* 5(3), 929-938(2018).
- [16] Z.-Y. Yang, S. Ishii, T. Yokoyama, et al. Narrowband Wavelength Selective Thermal Emitters by Confined Tamm Plasmon Polaritons. *ACS Photonics* 4, 2212-2219(2017).
- [17] H. Zhu, H. Luo, Q. Li, et al. Tunable narrowband mid-infrared thermal emitter with a bilayer cavity enhanced Tamm plasmon. *Optics Letter* 43, 5230(2018).
- [18] Z. Wang, J. K. Clark, Y. L. Ho, et al. Ultranarrow and Wavelength-Tunable Thermal Emission in a Hybrid Metal-Optical Tamm State Structure. *ACS Photonics* 7, 1569-1576(2018).
- [19] K. Lee, J. Wu, K. Kim, Enhanced nonlinear optical effects due to the excitation of optical Tamm plasmon polaritons in one-dimensional photonic crystal structures. *Optics Express* 21, 28817(2013).
- [20] B. Afinogenov, A. Popkova, V. Bessonov, et al. A. Phase matching with Tamm plasmons for

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

- enhanced second- and third-harmonic generation. *Physical Review B* 97, 115438(2018).
- [21] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. Measurement of the Zak phase of photonic bands through the interface states of a metasurface/photonic crystal. *Physical Review B* 93, 041415(2016).
- [22] O. Buchnev, A. Belosludtsev, V. Reshetnyak, Evans, et al. Observing and controlling a Tamm plasmon at the interface with a metasurface. *Nanophotonics* 9, 897(2020).
- [23] H. C. Cheng, C. Y. Kuo, Y. J. Hung, et al. Liquid-Crystal Active Tamm-Plasmon Devices. *Physical Review Applied* 9, 064034(2018).
- [24] SU. Rahman, T. Klein, S. Klemmt, et al. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons. *Scientific Reports* 6, 34392(2016).
- [25] C. A. Downing, L. Martín-Moreno, Polaritonic Tamm states induced by cavity photons. *Nanophotonics* 10, 1, 513-521(2021).
- [26] R. Bruckner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, et al. Phase-locked coherent modes in a patterned metal-organic microcavity. *Nature Photonics* 6, 322(2012).
- [27] C. Dyer, G. R. Aizin, S. J. Allen, et al. Induced transparency by coupling of Tamm and defect states in tunable terahertz plasmonic crystals. *Nature Photonics* 7, 9205(2013).
- [28] L. Ferrier, H. S. Nguyen, C. Jamois, et al. Tamm plasmon photonic crystals: From bandgap engineering to defect cavity. *APL Photonics* 4, 106101(2019)
- [29] L. Lu, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić, Topological photonics. *Nature Photonics* 8, 821(2014).
- [30] A. B. Khanikaev, G. Shvets, Two-dimensional topological photonics. *Nature Photonics* 11, 763–773(2017).
- [31] T. Ozawa, H. M. Price, A. Amo, et al. Topological photonics. *Review of Modern Physics* 91, 015006(2019).
- [32] Z. Wang, Y. Chong, J. Joannopoulos, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states. *Nature* 461, 772(2019).
- [33] P. St-Jean, V. Goblot, E. Galopin, et al. A. Lasing in topological edge states of a one-dimensional lattice. *Nature Photonics* 11, 651(2017).
- [34] M. A. Bandres, S. Wittek, G. Harari, et al. Topological insulator laser: Experiments. *Science* 359, 6381(2018).
- [35] Z.-K. Shao, H.-Z. Chen, S. Wang, et al. A high-performance topological bulk laser based on band-inversion-induced reflection. *Nature Nanotechnology* 15, 67(2019).
- [36] Y. Wu, C. Li, X. Hu, et al. Applications of Topological Photonics in Integrated Photonic Devices. *Advanced Optical Materials* 5, 1700357(2017).
- [37] S. Mittal, E. A. Goldschmidt, M. Hafezi, A topological source of quantum light. *Nature* 561, 502(2018).
- [38] W. Gao, B. Yang, M. Lawrence, et al. Photonic Weyl degeneracies in magnetized plasma. *Nature Communication* 7, 12435(2016).
- [39] D. Jin, L. Lu, Z. Wang, et al. Topological magnetoplasmon. *Nature Communication* 7, 13486(2016).
- [40] L. Xia, W. Gao, B. Yang, et al. Stretchable Photonic 'Fermi Arcs' in Twisted Magnetized Plasma. *Laser Photonics Review* 12, 1700226(2018).

# 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

- [41] F. Gao, Z. Gao, X. Shi, et al. Probing topological protection using a designer surface plasmon structure. *Nature Communication* 7, 11619(2016).
- [42] Y. Meng, H. Xiang, R. Y. Zhang, et al. Topological interface states in multiscale spoof-insulator-spoof waveguides. *Optics Letter* 41, 3698(2016).
- [43] X. Wu, Y. Meng, J. Tian, et al. Direct observation of valley-polarized topological edge states in designer surface plasmon crystals. *Nature Communication* 8, 1(2017).
- [44] Zheng, P.; Xu, Q.; Su, X.; Wang, D.; Xu, Y.; Zhang, X.; Li, Y.; Tian, Z.; Gu, J.; Liu, L.; Ou, C.; Han, J.; Zhang, W. Anomalous wave propagation in topological transition metasurfaces. *Advanced Optical Material* 2019, 7, 1801483.
- [45] A. Poddubny, A. Miroschnichenko, A. Slobozhanyuk, et al. Topological Majorana States in Zigzag Chains of Plasmonic Nanoparticles. *ACS Photonics* 1, 101101(2014).
- [46] S. Sinev, I. S. Mukhin, A. P. Slobozhanyuk, et al. Mapping plasmonic topological states at the nanoscale. *Nanoscale* 7, 11904(2015).
- [47] C. W. Ling, M. Xiao, C. T. Chan, et al. Topological edge plasmon modes between diatomic chains of plasmonic nanoparticles. *Optics Express* 23, 2021(2015).
- [48] C. A. Downing, G. Weick, Topological plasmons in dimerized chains of nanoparticles: robustness against long-range quasistatic interactions and retardation effects. *European Physical Journal B* 91, 253(2018).
- [49] N. Malkova, I. Hromada, X. Wang, et al. Observation of optical Shockley-like surface states in photonic superlattices. *Optics Letter* 34, 11, 1633-1635(2009).
- [50] S. Ke, B. Wang, H. Long, et al. Topological edge modes in non-Hermitian plasmonic waveguide arrays. *Optics Express*. 25, 10, 11132-11143(2017).
- [51] S. Longhi, Non-Hermitian gauged topological laser arrays. *Ann. Phys. (Berlin, Ger.)* 530, 7, 1800023(2018).
- [52] B. Midya, L. Feng, Topological multiband photonic superlattices. *Physical Review A* 98, 4, 043838(2018).
- [53] O. Gazzano, S. M. de Vasconcellos, K. Gauthron, et al. Evidence for Confined Tamm Plasmon Modes under Metallic Microdisks and Application to the Control of Spontaneous Optical Emission. *Physical Review Letters* 107, 247402(2011).
- [54] T. Liu, Y. Shen, W. Shin, et al. Jin, C. Dislocated Double-Layer Metal Gratings: An Efficient Unidirectional Coupler. *Nano Letter* 14, 3848-3854(2014).
- [55] P. Palik, *RefractiveIndex.INFO*, <http://refractiveindex.info>, 09, 2020.
- [56] Y. Zhang, A. Chen, W. Liu, et al. Observation of Polarization Vortices in Momentum Space. *Physical Review Letters* 120, 186103(2018).
- [57] M. Xiao, Z. Q. Zhang, C. T. Chan, Surface Impedance and Bulk Band Geometric Phases in One-Dimensional Systems. *Physical Review X* 4, 021017(2014).
- [58] H. Choi, C. W. Ling, K. F. Lee, et al. Simultaneous multi-frequency topological edge modes between one-dimensional photonic crystals. *Optics Letter* 41, 1644(2016).
- [59] M. Hu, K. Ding, T. Qiao, et al. Realization of photonic charge-2 Dirac point by engineering super-modes in topological superlattices. *Communications Physics* 3, 130(2020).

## 一维塔姆等离子激元拓扑超晶格与超模调控

---

- [60] J. M. Zeuner, M. C. Rechtsman, R. Keil, et al. Negative coupling between defects in waveguide arrays. *Optics Letter* 37, 533(2012).
- [61] M. B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, et al. Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides. *Optics Express* 17, 2944(2009).
- [62] N. Segal, S. N. Keren-Zur, Hendler, et al. Controlling light with metamaterial-based nonlinear photonic crystals. *Nature Photonics* 9, 180(2015).
- [63] Guillermo. A, Jordi. G. B, C. M. Sotomayor-Torres, et al. Quantifying the Robustness of Topological Slow Light. *Physical Review Letters* 126, 027403(2021).
- [64] M. Kim, Z. Jacob, J. Rho, Recent advances in 2D, 3D and higher-order topological photonics. *Light: Science and Applications*. 9, 1(2020).

### 第三章 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

#### 3.1 引言

自从光子晶体的概念被提出后,利用周期结构构造光子带隙,实现对光束传播的控制就成为了现代光子学研究中的重要课题[1-2]。类似的电子系统中的周期晶格,人工构建的周期介质材料或金属材料中,特定能量范围的光子不能在周期性方向上传播,类似于晶体中电子的禁带,被称之为光子带隙[2]。光子带隙最简单的例子就是一维布拉格反射镜[3],在布拉格镜反射镜禁带的边缘,光子的群速度接近于零,此时很高的态密度导致了光与物质的强相互作用。这种独特的特性已被广泛应用于各种纳米光子器件的设计,例如集成化的微型激光器[4]或增强非线性效应[5]。而依托于一维光子晶体体系的塔姆等离激元结构又是一个特别有吸引力的研究课题,因为光子晶体表面金属薄膜的存在,塔姆态的电磁场模式被束缚在金属薄膜与光子晶体之间的界面上,因此可以实现很强的场局域化和场增强[6-7]。

另一方面,在塔姆等离激元结构中,除了完整的金属薄膜之外,人们设计了各种金属结构来实现对塔姆等离激元的调控[8-15],并被应用到各种基于塔姆等离激元的光学器件中。到目前为止,研究者通过定义微小的金属结构,例如圆盘[8-10]或矩形[11],已经在实验上实现了对三维方向上分离塔姆态模式的电磁场局域化[12],同时有研究者利用各向异性的金属超表面结构来实现对塔姆态的偏振调控[13]。此外, Bruëckner 等人也对塔姆态布洛赫波进行了研究[14],其研究表明:周期为几微米的薄金属周期阵列在  $k$  空间的塔姆态模式为抛物线型色散,在布里渊区的边缘  $k=\pm m\pi/a$  ( $m$  为整数),由于色散曲线的交叉,光子局域态密度会大大增加。然而在 Bruëckner 等人的工作中,光栅的周期是  $7.4\mu\text{m}$ ,是系统中塔姆态模式波长的 10 倍以上(655 nm)。在这种情况下,该器件工作在布拉格散射区,布里渊区带边向前和向后传播的塔姆态模式相互耦合太弱而无法观察到任何色散曲线的带隙开口。即使存在的带隙,其宽度也远小于塔姆态模式的线宽,因此不可能实现塔姆态布洛赫波的光子带隙。所以,想要在塔姆等离激

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

---

元中构建光子带隙就需要设计新的金属纳米结构,以便实现光学塔姆态色散的折叠。Ferrier 等人[15]利用双周期光栅在近红外波段实现了塔姆态色散的折叠,并观测到了塔姆光子带隙。但双周期光栅结构复杂,同时塔姆态模式能量会从光栅缝隙中泄露出去,因而无法应用于可见光波段。在这些研究工作的基础上,我们第二章的工作引入双层金属光栅结构来抑制塔姆态的辐射损耗,实现了在可见光波段灵活可调的塔姆光子带隙,并进一步设计了更有趣的塔姆拓扑超晶格与可调带宽的超模色散。

在本章中,我们从理论和实验上进一步研究了二维塔姆等离激元光子晶体(TPCs)系统中的塔姆光子带隙。在二维 TPCs 中,除了周期结构散射导致的二维塔姆光子带隙外,还存在着塔姆等离激元与表面等离激元腔模式耦合而形成的新的光子带隙。具体来说,在光子晶体与刻蚀了二维空气孔阵的金属薄膜组成的复合结构中,不仅存在光子晶体与金属薄膜之间的塔姆态模式,而且还存在金属孔附件的表面等离激元局域腔模式,两种模式发生耦合,进而导致了塔姆态色散曲线与表面等离激元腔色散曲线在布里渊区中间的交叠,形成了新的光子带隙。带隙大小取决于两种模式的耦合强度,改变孔的大小或周期可以调节光子带隙的禁带宽度。同时由于耦合过程中两种模式的频率虚部发生了变化,其中一个明显变小,意味着其损耗被抑制,进而有望实现更高效率,更低损耗的等离激元模式,进一步提高光子器件的效率[16-24]。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

### 3.2 二维塔姆等离激元光子晶体的设计

在本节中，我们先介绍如何在金属薄膜上刻蚀二维空气孔组成的正方点阵来构造二维塔姆光子晶体（TPCs），实现塔姆等离激元模式与表面等离激元腔模式的耦合。然后从二维系统的色散曲线中，我们分析了模式耦合导致的光子带隙大小的变化，使用交叠积分理论进行了分析。

为了实现人工设计的二维 TPCs，类似于第二章的思路，我们同样需要在光子晶体表面的金属薄膜中引入周期性结构，以实现塔姆态类似于电子系统中布洛赫波行为的控制效果。这里我们设计的二维 TPCs 如图 3.1a 所示，我们画出了二维 TPCs 结构中部分  $5 \times 5$  阵列的示意图，周期结构我们选取了最简单的空气孔正方点阵，浅蓝色是挖孔后的银膜，覆盖在光子晶体之上。对于下方的光子晶体结构，为了方便起见，我们同样选用了中心对称的多层膜结构，与第 2 章中  $q$  型 PCs 结构保持一致（即都是由  $\text{HfO}_2$  和  $\text{SiO}_2$  两种介质材料交替堆叠而成。厚度为  $d_1/2 - d_2 - d_1/2$  的半层  $\text{HfO}_2$  和  $\text{SiO}_2$  介质层构成，单元周期都是  $T = d_1 + d_2$ ）。图 3.1b 展示了二维 TPCs 的元胞，孔洞直径为 200nm，周期为 400nm，此周期长度与塔姆态的波长可比拟。

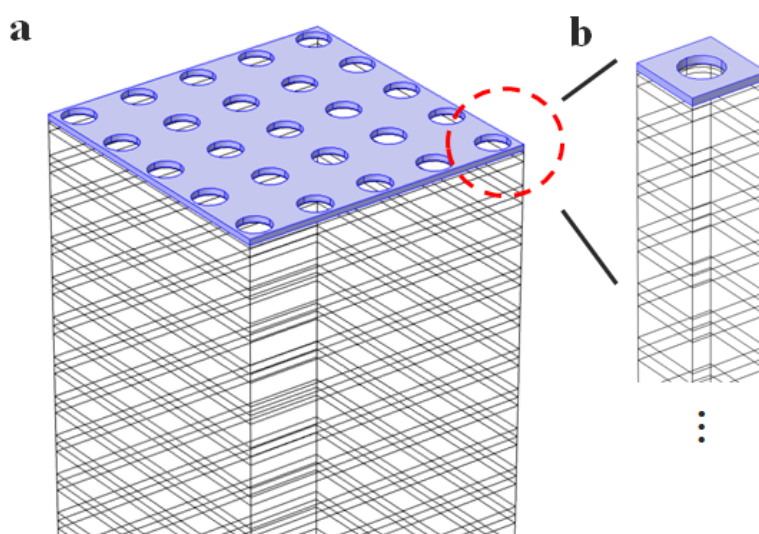
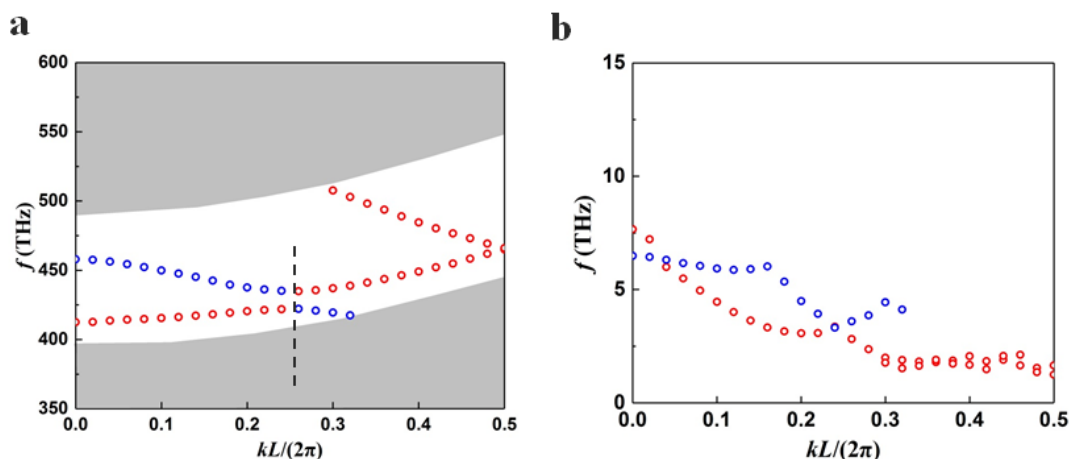


图 3.1 二维 TPCs 结构示意图。a 是二维 TPCs 结构中部分  $5 \times 5$  阵列示意图，蓝色是嵌入

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

了正方空气孔阵列的金属银薄膜。光子晶体结构采用中心对称结构，厚度为  $d_1/2 - d_2 - d_1/2$  的半层  $\text{HfO}_2$  和  $\text{SiO}_2$  介质层构成，厚度  $d_1=50.8\text{nm}$ ， $d_2=78.2\text{nm}$ 。**b** 是二维 TPCs 结构元胞，周期为  $400\text{nm}$ ，圆孔直径为  $200\text{nm}$ 。

同样，为了得到上述二维 TPCs 结构的色散，我们利用 COMSOL Multiphysics 对 TPCs 的类 TE 极化下  $k_x$  方向(面内方向)的能带结构进行了计算，结果如图 3.2 所示，其中 **a** 是能带的实部色散；而 **b** 是其虚部色散。图 3.2 中红色是塔姆态模式，而蓝色是表面等离激元腔模式的模式，这点在后续的模式分析和电场分布中会进行验证。图中的灰色区域为 PC 的投影能带，而白色区域对应 PC 的带隙。从图 3.2a 中可以看出，红色是塔姆态经典的抛物线型色散，由于二维周期结构的的存在，因此在布里渊区边缘形成了具有一定禁带宽度的光子带隙，该光子带隙与一维塔姆光子晶体的带隙类似，同样包含在 PC 的带隙中，这表明在二维 TPCs 中同样存在塔姆光子带隙。同时值得注意的是，除了红色的塔姆态模式之外，还有一条蓝色的色散曲线，其同样是因周期结构折叠进入 PC 带隙中的，只是其部分折叠能带在 PC 的体带中与体带耦合，因此我们只得到了 PC 带隙内的蓝色色散。无论是蓝色色散还是红色色散，其能带折叠都是连续的，但二者在布里渊区的中间位置，也就是黑色虚线标记的位置发生了耦合，因此我们看到了一个耦合形成的带隙，这是一维系统中所没有的。最后，从图 3.2b 中可以看出，在耦合点附件，两个模式的虚部接近相等，其中蓝色模式的虚部相比原来缓慢变化的趋势明显减小，而红色模式的虚部明显增大，这代表其中一支模式的损耗被抑制。



## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

---

图 3.2 二维 TPCs 结构的能带。**a** 类 TE 偏振下二维 TPCs 的实部色散，红色表示塔姆态模式，蓝色表示表面等离激元腔模式，黑色虚线代表两种模式耦合后出现光子带隙的位置，灰色区域是光子晶体的体带。**b** 塔姆模式与表面等离激元腔模式能带色散的虚部随  $k_x$  的变化关系。蓝色曲线在  $k_x = 0.32$  处终止是因为其进入了体带中，因此后续虚部色散没有画出。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

### 3.3 二维塔姆等离激元光子晶体的模式耦合与损耗抑制

接下来介绍对于两种模式耦合的研究，我们首先需要验证两种模式分别为塔姆态与表面等离激元腔模式。因此我们针对两种模式的特定进行了拟合计算。对于塔姆态模式，由于其是金属薄膜与光子晶体之间的界面模式，只是由于周期结构的引入导致能带发生了折叠，因此我们可以剥离二维正方孔阵的周期结构，只考虑一个单独的光子晶体与金属薄膜的色散来对塔姆态模式进行拟合，使用 FDTD 变角度反射光谱计算结果如图 3.3 所示。在计算中，我们考虑二维系统中单独的光子晶体（与图 3.1 中一致），其投影能带如图 3.3a 所示，我们可以清晰地看到体带与带隙。

然后，我们在单独的光子晶体上方覆盖一层金属薄膜，其厚度与图 3.1 中相同，得到的能带结果如图 3.3b 所示。与图 3.3a 相比，我们可以看到一条弧状的色散位于原本光子晶体带隙内，这就是塔姆态的色散。同时由于金属薄膜具有较高的反射率，因此在外有激励光源的条件下，光子晶体的投影能带基本观察不到。并且为了验证塔姆态的色散，我们使用抛物线型方程对塔姆态的色散进行了拟合，结果如红色虚线所示，抛物线型方程可以写作：

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \quad (3.1)$$

其中， $m$  是塔姆态的有效质量， $K$  为布洛赫波矢。同样的，我们使用相同的抛物线型拟合实际二维 TPCs 系统中的塔姆态，结果如图 3.3c 所示。我们可以看到，红色虚线代表的塔姆态的色散在  $k_x$  方向上与数值模拟结果完全重合，证明了二维 TPCs 系统中的色散的确是塔姆态。唯一的区别是图 3.3c 中，红色虚线色散是连续的，而二维 TPCs 中由于耦合的原因，所以塔姆态色散存在中断；同时，我们注意到，在组成耦合带隙的两支杂化模式色散中，不同模式的损耗发生了明显变化。其中较低频率模式的色散带宽变大，而较高频率色散带宽变小，尤其是在  $k_x = 0.35$  附近的高频模式变为一个暗态，这表面其辐射损耗被极大程度地抑制，因而与外界激励光源耦合很弱。同时通过模拟计算中对结构周期的微调，调整耦合对应波矢的位置以避免类似第二章图 2.6a 中 PC 折叠体带的影响。

## 二维塔姆等离子激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

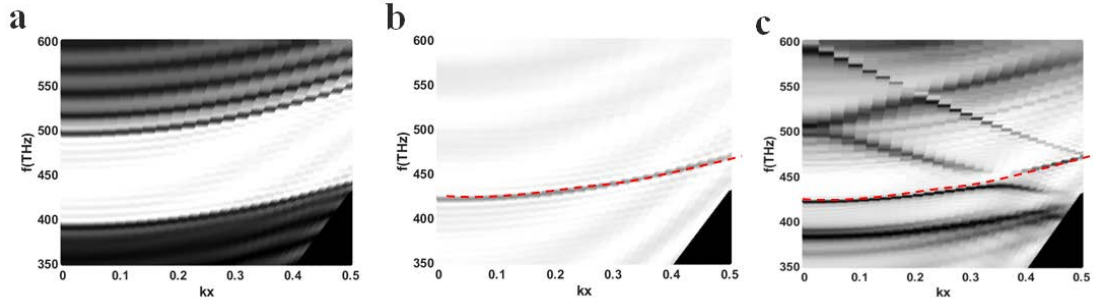


图 3.3 模拟二维 TPCs 系统中塔姆态色散。**a** 二维 TPCs 所用光子晶体的能带，黑色是投影能带，而白色是光子晶体的带隙。**b** 光子晶体加金属薄膜的能带，黑色曲线代表塔姆态的色散，红色虚线代表抛物线型方程的拟合结果。**c** 二维 TPCs 的能带，抛物线型方程拟合塔姆态的色散与二维 TPCs 的一条能带重合，只有布里渊区中间位置因耦合出现了断点，同时耦合带隙附近出现损耗抑制(暗态)。以上所有能带都是通过变角度反射光谱模拟计算得到。

基于以上研究，我们使用类似思路对在二维 TPCs 系统中另一支色散模式进行分析。由于表面等离子激元存在于金属表面，与附近的空气或介质折射率密切相关，因此推测此模式有可能是表面等离子激元腔模式。沿着这个思路，我们只需要破坏塔姆态的形成条件，只保留表面等离子激元腔模式存在的可能性即可。利用光子晶体结构塔姆态是必须的，而对于表面等离子激元腔模式非必备的特性，我们对于原图 3.1 中的光子晶体结构进行替换，保留与金属接触的 3 层介质(一个周期)不变，光子晶体其余介质层全部变为统一的二氧化钛介质层，含有空气孔正方点阵的金属结构同样不变。此时由于四层膜结构无法构成高反射率的介质系统，不满足 1.28 式的塔姆态存在条件，因此系统中将只有表面等离子激元腔模式的色散。

我们对此结构进行计算，得到的能带结果如图 3.4a 所示。与图 3.4b 中二维 TPCs 系统的能带相比，我们可以看到图 3.4b 中塔姆态的色散曲线及其折叠能带已经消失，只剩下了更低频率位置的色散曲线及其折叠能带。我们使用相同的红色曲线对图 3.4a 和 b 进行拟合观察，发现波矢空间中二者的色散基本保持一直，唯一的区别就是在图 3.4b 模式耦合位置，色散曲线变为两条，导致折叠能带的频率相比于图 3.4a 略有平移，这与图 3.3 的结果是类似的。至此，我们成功把二维 TPCs 系统分离为两个更简单的系统，对耦合模式的色散进行了模式分离和计算分析，证明了二维 TPCs 中的光子带隙的确是两个模式耦合造成的。

## 二维塔姆等离子光子晶体的带隙调控与损耗抑制

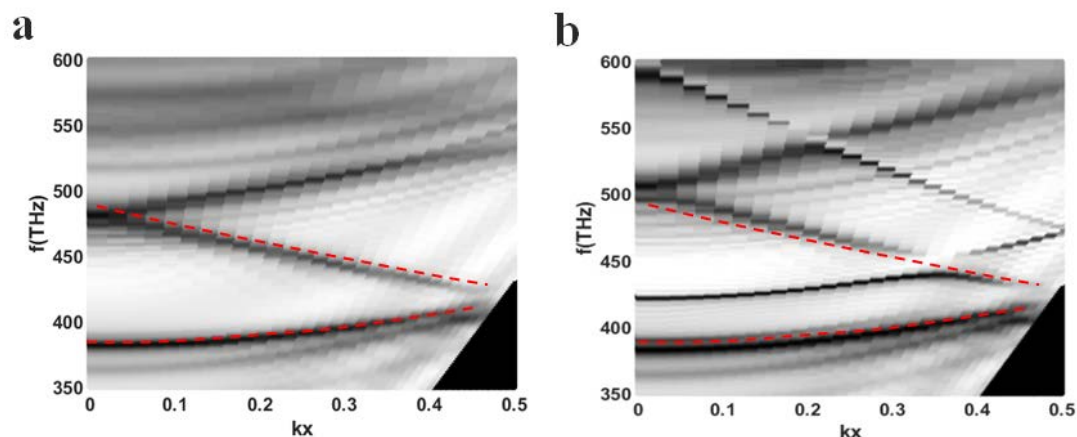


图 3.4 模拟二维 TPCs 系统中表面等离子腔模式的色散。**a** 四层介质（一个光子晶体周期+一层很厚的二氧化铪介质）与含空气孔正方点阵的金属薄膜复合结构的能带。**b** 二维 TPCs 系统的能带。红色虚线是帮助观察的拟合线，二者在 **a** 和 **b** 中保持一致。

接下来，为了进一步验证以上我们对于两种模式的分析和讨论，我们画出了图 3.3 和图 3.4 中两种模式的电场强度分布，展示在图 3.5 中。图 3.5a 中的结构是光子晶体加上完整的金属薄膜（没有空气孔阵列），我们画出图 3.3c 中  $k_x = 0$  处的塔姆态对应频率在  $y = 0$  垂直截面上的电场分布图，我们可以清晰地看到一个逐渐衰减的模式，其最强电场分布位于光子晶体与金属薄膜的界面上，这符合塔姆态模式场分布的典型特征[6]。

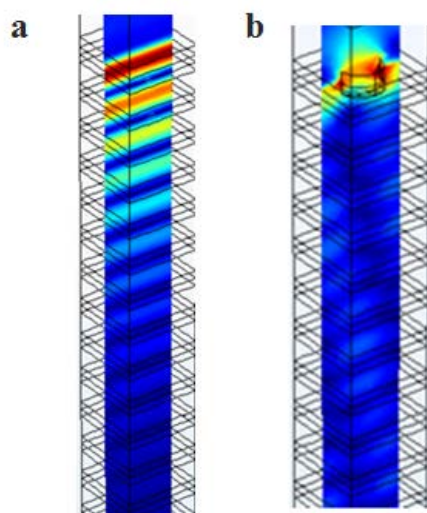


图 3.5 二维 TPCs 系统中两种分离模式在  $y = 0$  垂直截面上的电场分布。**a** 图 3.3c 中  $k_x = 0$  处的塔姆态模式的电场分布。**b** 图 3.4a 中  $k_x = 0$  处表面等离子腔模式的电场分布。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

图 3.5b 中的结构是简化的多层膜结构加上含有空气孔阵列的金属薄膜，此时多层膜结构中靠近金属结构的三层是原本光子晶体的一个完整周期，其余部分虽然图中画出了他们的层状分布，但材料我们统一设置为了二氧化钛介质。我们画出图 3.4a 中  $k_x = 0$  处的腔模式对应频率在  $y = 0$  垂直截面上的电场分布图，可以看到电场分布主要局域在多层膜与金属结构的界面上，并且位于空气孔附近，同时其向多层膜中衰减的速度明显快于图 3.5a 中的塔姆态模式，这符合表面等离激元腔模式的特征，因为其相较于塔姆态模式具有更高的损耗[6]。

最后，我们其实也可以考虑使用耦合模理论对上述耦合过程进行分析，基于模式耦合来源于其波函数交叠的本质规律，在以往紧束缚近似下的耦合模理论中，研究者可以对各种系统的耦合进行了计算，包括微腔系统[25-28]，石墨烯系统[28-31]等等。微腔系统中的耦合方程可以写作[25]：

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \omega_0 & t_{\text{NN}} \\ t_{\text{NN}} & \omega_0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

这里  $\omega_0$  是单一模式的本征频率， $t_{\text{NN}}$  是耦合项。进一步求解可得

$$\omega = \begin{cases} \omega_0 + t_{\text{NN}}, & |\psi^+\rangle = |\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle \\ \omega_0 - t_{\text{NN}}, & |\psi^-\rangle = |\phi_1\rangle - |\phi_2\rangle \end{cases} \quad (3.3)$$

这里  $\psi^+$  和  $\psi^-$  是求解得到的本征矢，而耦合系数可以表示为：

$$\begin{aligned} t_{j,l} &= \langle \phi_j | \hat{H} - (\hat{H}_0 + \hat{V}_l) | \phi_l \rangle / \langle \phi_l | \phi_l \rangle \\ &= \langle \phi_j | \sum_{i \neq l} \hat{V}_i | \phi_l \rangle / \langle \phi_l | \phi_l \rangle. \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$t_{\text{NN}} = \frac{1}{\langle \phi_1 | \phi_1 \rangle} (\epsilon_0 - \epsilon_{\text{in}}) \omega_0 \int_{\text{slab 1}} d\vec{r}^3 \vec{E}_1^* \cdot \vec{E}_2 \quad (3.5)$$

这里， $E_1$  和  $E_2$  分别表示两种不同的分离模式，而  $t_{\text{NN}}$  是耦合强度， $\epsilon_{\text{in}}$  表示电场分布对应的耦合介质中的介电系数分布，3.5 式表示的两种模式波函数的交叠积分计算公式。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

当然，以上理论基础仅为一维系统微腔的耦合，在我们的系统中，由于电场在  $xyz$  三个方向上都是变化的，同时局域在  $x$ - $y$  平面内，并向竖直方向衰减，因此我们可以选择元胞作为计算区域，而竖直方向取一定长度即可（电场在边界处衰减到接近于 0）。在计算中，我们可以把计算区域划分成很多足够小的正方体，假设每个小正方体内电场是均匀的，利用交叠理论理论三维系统中的交叠积分计算公式：

$$t_{NN} = \frac{\int dx dy dz E_1^*(x, y, z) \operatorname{Re} \left[ \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} \right] E_2(x, y, z) + \int dx dy dz E_2^*(x, y, z) \operatorname{Re} \left[ \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} \right] E_1(x, y, z)}{\int dx dy dz E_1^*(x, y, z) \operatorname{Re} \left[ \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} \right] E_1(x, y, z) + \int dx dy dz E_2^*(x, y, z) \operatorname{Re} \left[ \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} \right] E_2(x, y, z)} \quad (3.6)$$

这里， $E_1$  和  $E_2$  分别表示两种塔姆态模式与微腔模式的场分布， $\varepsilon$  表示空间中介质的介电系数分布。同时，值得注意的是，无论是一维系统还是我们在三维结构中计算交叠积分，其结果都只能定性表示耦合强度大小的变化趋势，而不直接与模式劈裂所对应的耦合强度严格相等[25, 26]，具体带隙大小的变化我们将在后续章节中进行讨论。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

### 3.4 二维塔姆等离激元光子晶体的制备与实验测量

在 3.2-3.3 节中,我们介绍了二维塔姆等离激元光子晶体的具体结构设计,同时对出现的模式耦合的现象进行了分析,得到了耦合后形成的新的光子带隙。本节主要介绍实验上样品的制备及色散曲线的测量。

在实验中,我们需要考虑等离激元的损耗问题,尤其是在可见光波段[16-20]。在一维塔姆等离激元光子晶体设计中,我们采用了双层结构抑制了模式辐射损耗,而二维 TPCs 系统的设计由于采用了在金属薄膜上刻蚀空气孔阵列,因此存在表面等离激元腔模式,其能带色散折叠到光锥线以上并可以将辐射场信息传递到远场,这是我们通过远场变角度光谱进行实验测试的基础。为了进一步降低二维 TPCs 中的模式损耗方便实验观测,我们选用了 1064nm 波段的光子晶体,设计的 PC 结构有 12 个单元,每个单元同样是中心对称结构,记为 A/2-B-A/2 三层。其中 A 层为  $\text{HfO}_2$ , B 层为  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{HfO}_2$  层厚度为 133nm,  $\text{SiO}_2$  厚度为 182nm, 折射率分别为 2 和 1.46, 周期为  $\Lambda = 315\text{nm}$ 。同时为了保护样品,我们在 PC 表面使用 PECVD 工艺(Oxford PE100)蒸镀一层 40nm 厚的  $\text{Si}_3\text{N}_4$  薄膜,然后再用磁控溅射蒸镀一层 55nm 的银膜。最后,使用聚焦离子束(Focused ion beam, FIB)刻蚀出周期为 500nm, 直径为 250nm 的小孔组成正方点阵,其表面结构的扫描电子显微镜(SEM)如图 3.6a 所示,刻蚀深度  $h$  为 95nm, 样本总面积为  $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ 。

为了实验测试二维 TPCs 的能带结构,我们这里依然采用角分辨反射光谱系统来测量 TPCs 样品在不同角度下的反射光谱,进而绘制出其能带结构。角分辨反射光谱系统的原理图与图 2.5 一致:氙灯光源的入射光通过耦合光纤进入光路系统,再经 100 倍物镜聚焦到样品表面,反射光通过系列透镜与扫描光纤收集进入光谱测量装置中,光路结构中光谱仪接收信号的角分辨平面与 100 倍物镜后焦平面共轭,因此可以得到样品在动量空间中的辐射场信息。样品中的两种模式均可以被平面波激发,并可通过测量反射谱被直接检测到。图 3.6b 显示了具体的测到的色散曲线。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

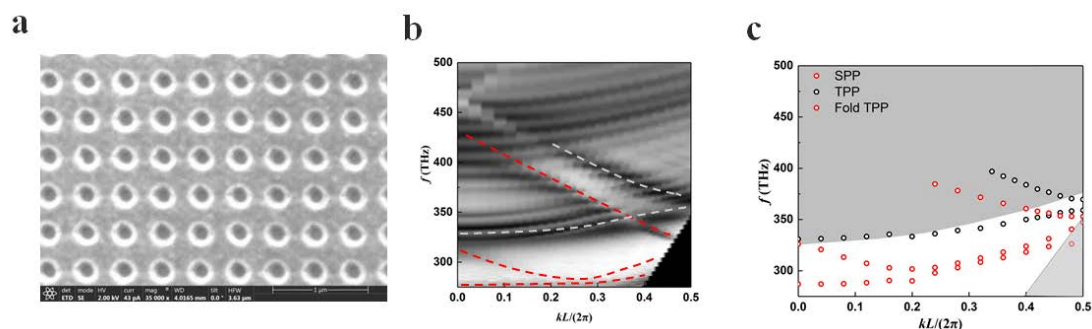


图 3.6 二维 TPCs 结构的样品制备与实验测量。a 二维 TPCs 样品表面金属周期结构的 SEM 图像，周期为 500nm，直径为 250nm。b 使用角分辨反射光谱系统测得的二维 TPCs 结构的色散曲线，白色虚线代表塔姆激元模式模式，红色虚线代表表面激元腔模式，靠近测试波段边缘（275THz）的模式是底部折叠上来的能带。c 二维 TPCs 结构能带计算结果，黑色圆点代表塔姆激元模式，红色圆点代表表面等离激元模式，最低频率色散是折叠底部上来的能带，右下角浅灰色区域表示实验系统的 60 度反射谱之外的盲区。

与此同时，我们也利用 COMSOL Multiphysics 对上述二维 TPCs 的能带结构进行了进行了计算，结果如图 3.6c 中所示。由于实验中光谱测量范围是 275THz 到 500THz，为了方便对实验与计算结果进行对比，我们在图 3.6b 中使用红色和白色虚线对不同模式做了简单标记，与图 3.6c 中的塔姆态模式和等离激元腔模式进行对应。此外，图 3.6c 中右下角浅灰色区域标记出了实验中无法测到的波段范围，而灰色区域为 PC 投影能带，大部分的能带结构都在光锥线上方。从图 3.6b 的结果中可以看到，在白色区域对应 PC 带隙中，存在类似于二维塔姆等离激元的塔姆态色散（白色虚线），同样因周期性结构引起了色散的折叠，并在带边形成了光子带隙，这表明二维 TPCs 中依然存在塔姆光子带隙，只是在实验中比较靠近 PC 带隙的上边缘。另外值得注意的是，红色所代表的等离激元腔模式由于周期的改变与前文有所区别，底部多了一条能带，这是从更低频段（未画出）折叠上来的色散，同时其与腔模式相互耦合导致了腔模式色散的弯曲（红色虚线）。在图 3.6c 中，最底部的能带代表更低频区间折叠上来的色散，而红色圆点和黑色圆点分别是等离激元腔模式与塔姆态的色散，两种模式耦合形成的带隙位于色散曲线交叉处，比较靠近 PC 带隙上边缘。实验中带隙对应波矢位置略有偏差，源于结构加工中的误差。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

在图 3.7a 中，我们对耦合附近的带隙色散做了放大图展示，可以看到带隙位于  $k_x=0.45$  附近，耦合强度较小因而带隙很小（较大带隙的讨论见 3.6 节）。此外，我们注意到实验中两种模式耦合后的色散带宽发生了变化，其中低频模式带宽明显变大，而高频模式带宽变小，导致其远场反射强度弱很多，呈现出类似于有损耗体系中连续体中束缚态的部分特征[32–35]。为了验证这一现象，我们在计算中提取了耦合色散附近的频率虚部变化，结果如图 3.7b 所示，其中红色对应耦合中的塔姆态模式，而蓝色对应等离激元腔模式，可以看到在  $k_x=0.45$  附近，高频模式的虚部确实出现了明显减小，而低频模式的虚部则变大，这与实验观测的趋势相互吻合。

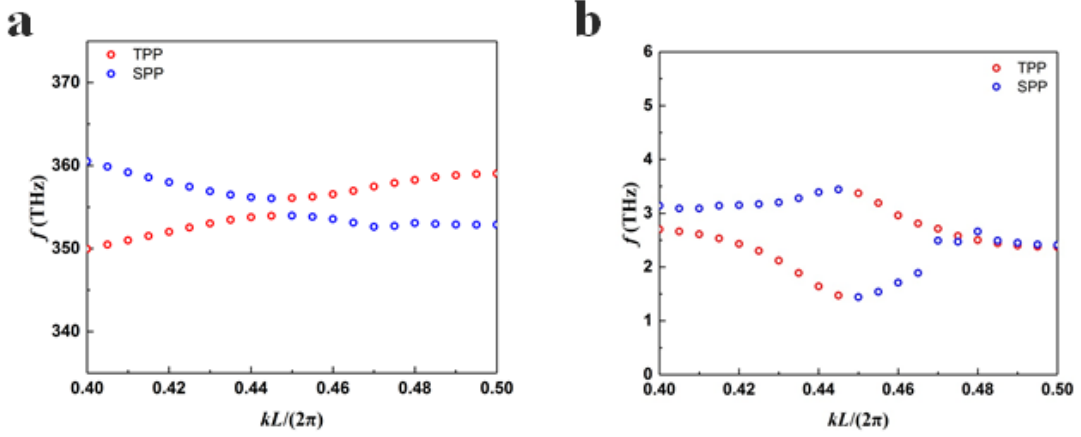


图 3.7 模式耦合附近的色散曲线。 **a** 图 3.6c 中耦合波矢附近能带的放大图，此时耦合产生的带隙很小。红色圆点代表塔姆激元模式，蓝色圆点代表等离激元腔模式。 **b** 与 **a** 图对应的虚部色散。

为了更好地理解实虚部色散的变化，我们考虑一个带有虚部的二元耦合模型：

$$H(k_x) = \begin{pmatrix} E_+(k_x) & U \\ U & E_-(k_x) \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} \Gamma_1 & \Gamma \\ \Gamma & \Gamma_2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$E_{\pm}(k_x) = E_0 \pm \alpha k_x \quad (3.8)$$

$$H_{\pm} = E_0 - i \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \pm \sqrt{(\alpha k - i \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2})^2 + (U - i \Gamma)^2} \quad (3.9)$$

其中， $E_+$ 和  $E_-$ 分别表示两种模式的本征能量，由于耦合附近色散曲线可以近似视为线性色散，因此设定  $\alpha$  为比例系数。此外， $U$  为耦合强度， $\Gamma_1$  和  $\Gamma_2$  分

## 二维塔姆等离子激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

别表示两种模式本身的损耗大小,  $\Gamma$  是由两种模式耦合所导致的辐射损耗的变化 [32]。经过对二元耦合模型哈密顿量 3-7 式的求解, 我们可以得到其本征值的表达式, 如 3-9 式所示。

选取合适的参数, 使用 3-9 式对图 3.7 的结果进行拟合, 得到的结果如图 3.8 所示。我们可以发现, 此时实部色散形成了较小的带隙 (3THz), 而耦合附近的虚部色散则呈现一支模式增大, 另一支减小的趋势, 与图 3.7 的计算结果相吻合。最后, 有两点需要说明: 一是图 3.8 的虚部色散在远离耦合点的区域与实际结构的计算结果有一定偏差, 这是因为耦合模型仅仅适用于耦合点附近一小段波矢范围, 远离耦合点色散的实虚部, 以及  $\alpha$  系数都会发生变化; 二是  $\Gamma$  的引入才能使得色散的实虚部均打开带隙, 这是由耦合机制所导致的。如果  $\Gamma$  等于 0, 那么耦合模型的实部或虚部色散至少有一个在耦合点是简并的。

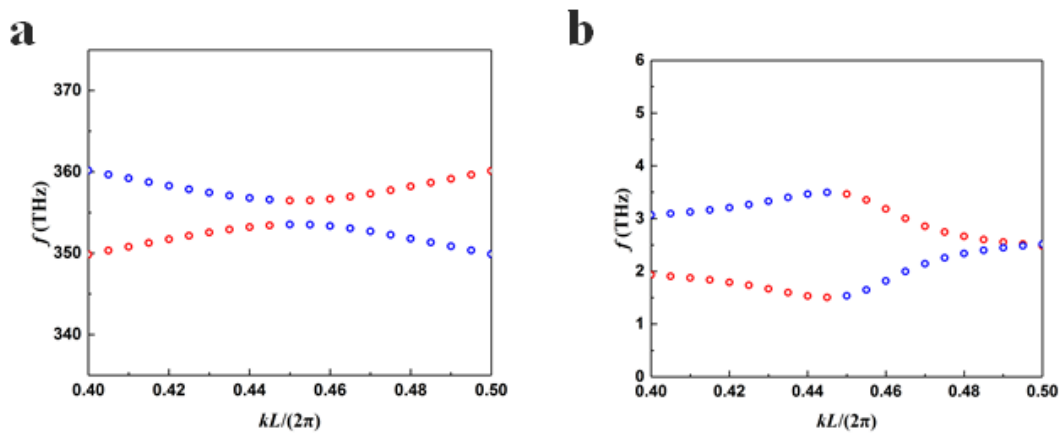


图 3.8 带有虚部的二元耦合模型的色散曲线。 **a** 式 3-9 拟合得到的耦合模式的实部色散曲线, 此时耦合产生的带隙很小 (3THz)。红色圆点代表塔姆激元模式, 蓝色圆点代表等离子激元腔模式。 **b** 与 **a** 图对应的虚部色散。

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

### 3.5 二维塔姆等离激元光子晶体带隙色散的调控

在 3.2-3.4 节中，我们介绍了二维塔姆等离激元光子晶体的结构设计，模式耦合的分析，并对其中的耦合后形成光子带隙进行了实验观测。在本节中，我们主要利用金属薄膜中孔结构周期的改变来实现对光子带隙大小的调控。

图 3.9 展示不同金属薄膜中孔结构周期的 TPCs 样品的能带结果，a-c 分别为周期 500nm，540nm 和 600nm 样品的能带，所有样品中圆孔直径占空比保持为二分之一。图 3.9a 中两种模式耦合强度较弱，形成的光子带隙较小，结果我们已经在上一节分析过；图 3.9b 是周期增大到 540nm 的能带，可以看到  $k_x=0.4$  附近同样发生了模式耦合，此时耦合强度较大，因而我们观察到了明显增大的光子带隙；然后，当我们进一步把周期增大到 600nm 时，可以看到此时光子带隙进一步打开，这意味着耦合强度进一步增大。从交叠积分的角度进行分析，更大周期结构中，塔姆态与表面等离激元腔模式的波函数在圆孔附近交叠区域增大，由此导致了耦合强度的增强。在图 3.9a-c 改变周期的实验中，我们同样可以观测到了耦合后高频率模式的损耗的变化，尤其是在 600nm 周期的样品中。a-b 高频模式带宽减小，同时反射信号减弱，而同一波矢位置的低频模式带宽明显增大。而 c 图中，高频模式带宽进一步减小导致其与外界电磁场耦合很弱，因此在变角度实验中，我们几乎已经无法观测到了高频率的色散。

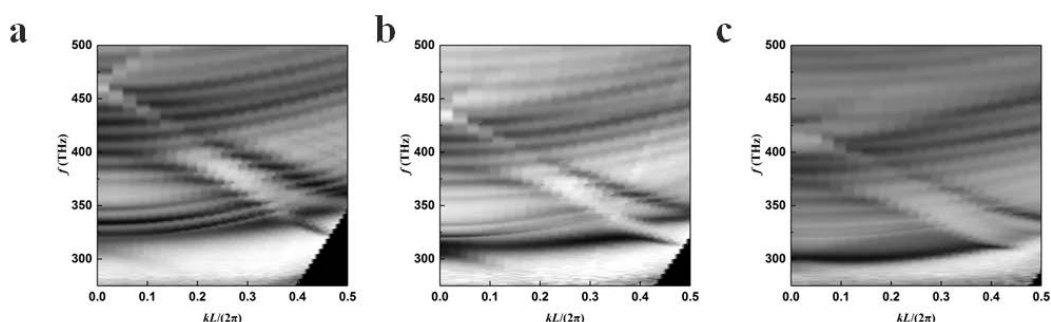


图 3.9 实验中不同周期下的二维 TPCs 系统的能带。a-c 周期分别为 500nm，540nm 和 600nm 时二维 TPCs 系统耦合带隙的变化，黑色阴影区域代表 60 度角所对应的光锥线之下无法观测到的区域。

### 3.6 本章小结

在本章中，我们从理论和实验上研究了二维塔姆等离激元光子晶体（TPCs）中的塔姆等离激元态与表面等离激元腔模式的耦合及其光子带隙。在二维 TPCs 中可以同时存在两种等离激元模式，一种是塔姆等离激元，另一种是局域的表面等离激元腔模式，这与第二章中一维系统中特定偏振方向上只有塔姆态模式是完全不同的。两种等离激元模式色散曲线的交叠导致了具有一定禁带宽度的光子带隙的形成，带隙大小取决于耦合强度，改变孔结构的周期可有效调节耦合光子带隙的宽度。我们还发现两种模式耦合后形成的杂化模式中，有一支的损耗会被抑制，这类似于有损耗系统中的连续体中束缚态[32-35]。当然，二维 TPCs 系统其实对应了二维布里渊区，因此考虑不同波矢方向其模式色散会是一个曲面，由于涉及到光子晶体的非全方向带隙、以及不同模式色散的折叠等较复杂情形，其中物理有待我们未来工作进一步探索。

# 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

---

## 参考文献

- [1] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23), 2486 (1987).
- [2] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20), 2059 (1987).
- [3] P. Yeh, *Phys. Today* 61, 146 (2005); *Optical Waves in Layered Media* (Wiley, New York, 2005), Vol. 95.
- [4] H.-Y. Ryu, S.-H. Kwon, Y.-J. Lee, et al. “Very-low-threshold photonic band-edge lasers from free-standing triangular photonic crystal slabs,” *Applied Physics Letters* 80, 3476–3478 (2002).
- [5] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, et al. “Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides,” *Optics Express* 17, 2944 (2009).
- [6] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et al. “Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror,” *Physical Review B* 76, 165415 (2007).
- [7] M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski, et al. “Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light,” *Applied Physics Letters* 92, 251112 (2008).
- [8] O. Gazzano, S. M. De Vasconcellos, K. Gauthron, et al. “Evidence for confined Tamm plasmon modes under metallic microdisks and application to the control of spontaneous optical emission,” *Physical Review Letters* 107, 247402 (2011);
- [9] C. Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin, et al. “Confined Tamm plasmon lasers,” *Nano Letter* 13, 3179–3184 (2013).
- [10] T. Braun, V. Baumann, O. Iff, et al. “Enhanced single photon emission from positioned InP/GaInP quantum dots coupled to a confined Tamm-plasmon mode,” *Applied Physics Letters* 106, 041113 (2015);
- [11] C. Symonds, S. Azzini, G. Lheureux, et al. “High quality factor confined Tamm modes,” *Scientific Reports* 7, 3859 (2017).
- [12] G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds, et al. “Polarization-controlled confined Tamm plasmon lasers,” *ACS Photonics* 2, 842–848 (2015).
- [13] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. Measurement of the Zak phase of photonic bands through the interface states of a metasurface/photonic crystal. *Physical Review B* 93, 041415(2016).

## 二维塔姆等离激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

---

- [14] R. Brückner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, et al. “Phase-locked coherent modes in a patterned metalorganic microcavity,” *Nature Photonics* 6, 322–326 (2012).
- [15] L. Ferrier, Nguyen, C. S. H. Jamois, L. Berguiga, et al. Tamm plasmon photonic crystals: From bandgap engineering to defect cavity. *APL Photonics* 4, 106101 (2019).
- [16] A. Hosseini, Y. Massoud A low-loss metal-insulator-metal plasmonic bragg reflector. *Optics Express* 14(23): 11318-11323(2006).
- [17] M. I. Stockman. Spaser action, loss compensation, and stability in plasmonic systems with gain. *Physical Review Letters* 106(15): 156802(2011).
- [18] A. Boltasseva, H. A. Atwater. Low-loss plasmonic metamaterials. *Science* 331(6015): 290-291(2011).
- [19] J. B. Khurgin, G. Sun Practicality of compensating the loss in the plasmonic waveguides using semiconductor gain medium. *Applied Physics Letters* 100(1): 011105(2012).
- [20] J. B. Khurgin. How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials. *Nature Nanotechnology* 10(1): 2-6(2015).
- [21] J. C. Ndukaiife, V. M. Shalaev, A. Boltasseva, Plasmonics—turning loss into gain. *Science* 351(6271): 334-335(2016).
- [22] Y. Yang, O. D. Miller, T. Christensen, et al. Low-loss plasmonic dielectric nanoresonators. *Nano Letters* 17(5): 3238-3245(2017).
- [23] C. Haffner, D. Chelladurai, Y. Fedoryshyn, et al. Low-loss plasmon-assisted electro-optic modulator. *Nature*, 556(7702): 483-486(2018).
- [24] S. L. Wang, S. Wang, X. K. Man, et al. Loss and gain in a plasmonic nanolaser. *Nanophotonics* 9(10): 3403-3408(2020).
- [25] H. Xu, Q. He, S. Xiao, et al. Tight-binding analysis of coupling effects in metamaterials. *Journal of Applied Physics* 109(2): 023103(2011).
- [26] B. Xi, H. Xu, S. Xiao, et al. Theory of coupling in dispersive photonic systems. *Physical Review B* 83(16): 165115( 2011).
- [27] R. Keil, C. Poli, M. Heinrich, et al. Universal sign control of coupling in tight-binding lattices. *Physical Review Letters* 116(21): 213901(2016).
- [28] M. Hu, K. Ding, T. Qiao, et al. Realization of photonic charge-2 Dirac point by engineering super-modes in topological superlattices. *Communications Physics* 3, 130(2020).

## 二维塔姆等离子激元光子晶体的带隙调控与损耗抑制

---

- [29] S. Konschuh, M. Gmitra, J. Fabian. Tight-binding theory of the spin-orbit coupling in graphene. *Physical Review B* 82(24): 245412(2010).
- [30] M. Bellec, U. Kuhl, G. Montambaux, et al. Tight-binding couplings in microwave artificial graphene. *Physical Review B* 88(11): 115437(2013).
- [31] J. Li, D. Golez, G. Mazza, et al. Electromagnetic coupling in tight-binding models for strongly correlated light and matter. *Physical Review B* 101(20): 205140(2020).
- [32] C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, et al. Bound states in the continuum. *Nature Reviews Materials* 1(9): 1-13(2016).
- [33] K. Koshelev, A. Bogdanov, Y. Kivshar, Meta-optics and bound states in the continuum. *Science Bulletin* 64(12): 836-842(2019).
- [34] S. I. Azzam, A. V. Kildishev. Photonic bound states in the continuum: from basics to applications. *Advanced Optical Materials* 9(1): 2001469(2021).
- [35] X. Wang, J. Duan, W. Chen, et al. Controlling light absorption of graphene at critical coupling through magnetic dipole quasi-bound states in the continuum resonance. *Physical Review B* 102(15): 155432(2020).

## 第四章 塔姆等离激元窄带热光伏器件

### 4.1 引言

近年来，随着越来越多的国家提出碳达峰与碳中和的双碳目标，如何实现更高效的清洁能源的利用成为物理学和材料科学领域的重要课题。在各种清洁能源中，光伏电池已经取得了商业化的成功，并具备进一步应用的潜力。目前，太阳能热光伏电池(STPV)最近引起了相当多研究者的关注[1-9]，因为其理论上潜在的高能量转换效率超过了单结太阳能光伏(PV)电池的 Shockley-Queisser (SQ) 极限(~ 30%)[10]。这种较低的太阳能利用效率主要是源于太阳辐射能量与 PV 电池带隙宽度对应的能量不匹配造成的。

在传统的 PV 电池中，通过精心设计的光谱转换器，STPV 系统可以将宽带太阳光谱转化为 PV 电池带隙宽度以上的热辐射，从而最大化地实现太阳能的利用。在此过程中，一个具有窄带辐射峰的理想热辐射器件的设计非常重要，辐射峰的波长需要与 PV 电池带隙宽度相匹配。基于此原理，人们在设计和制造各热辐射器件[4- 9, 11-31]方面付出了大量的努力，包括超材料器件[4, 21-23]、超表面器件[11, 20, 30, 31]和光子晶体器件等[5, 13, 16, 18, 25-28]。在这些体系中，一维光子晶体制备工艺简单，并且能在极端条件下稳定工作，因此是最有应用前景的一种器件，只是在实验实现上仍存在很大的挑战[32]。

目前，基于塔姆等离激元的一维光子晶体结构是目前最受关注的热辐射器件之一[33]。光学波段的塔姆态(OTS)存在于高反射的布拉格反射器(DBR)与金属的界面上。与相干完美吸收(CPA)[7,9]等双光束干涉系统相比，精心设计的 OTS 模式具有尖锐的辐射谱和更高的品质因子[34, 35]，已经被广泛应用于热电子光电探测器[36]，热传导器[37]，极化激子激光[38]和热辐射器件[39,40]等。此外，进一步设计超表面和复杂多层膜的复合结构，OTS 的吸收谱的光学性质可以被很好地控制[41, 42]，尤其是在机器学习工具的帮助下，Luo 实验室优化设计了基于 OTS 的高性能热光伏系统[40]。但到目前为止，依然缺乏将塔姆态作为热辐射体

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

---

引入到热光伏系统中的全面研究，尤其是对于提升热光伏系统效率的分析。

在本章中，我们设计了基于 OTS 的 STPV 系统，并在一定聚光比条件下实现了 33.7% 的工作效率。在 OTS 结构设计中，我们把多层  $\text{HfO}_2$  和  $\text{SiO}_2$  介质薄膜交替组成 DBR 结构堆叠在光学抛光的金属 Mo 衬底上。通过合理设计 DBR 结构的参数，并取一层  $\text{HfO}_2$  层作为腔体，可以得到中心波长在  $1.9\mu\text{m}$ ，最大热辐射率为 0.97，带宽为 48nm 的辐射峰，与 PV 电池带隙宽度实现较好的匹配。此外。我们通过计算比较了基于 OTS 和基于 CPA 的辐射体在同一 STPV 器件中的系统效率。计算结果表明，基于 OTS 的系统效率在一定聚光比条件下为 33.7%，相比之前工作中[9]基于 CPA 的系统提高了 8%，彰显了 OTS 作为热辐射体在 STPV 系统中的应用潜力。

# 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

## 4.2 塔姆等离子激元热光伏系统的设计

本节中我们将详细阐述如何利用塔姆等离子激元来设计热辐射器件，并将其应用于热光伏系统中来实现更高的系统辐射效率。

我们实现光学塔姆态的系统是一个双层 AB 型一维布拉格反射器(Distributed Bragg Reflector, 记作 DBR) 与 Mo 金属层组成的复合结构, 如图 4.1 (a) 所示。在 DBR 中, A 层材料为橙色的  $\text{HfO}_2$  ( $\epsilon_A \approx 2$ ), 厚度为  $d_A$ ; B 层材料为  $\text{SiO}_2$  ( $\epsilon_B \approx 1.46$ ), 厚度为  $d_B$ 。DBR 共有 4 个周期, 位于 Mo 金属层之上, 同时我们特意增加了一层与 Mo 金属层接触的  $\text{HfO}_2$  层, 构造了一个微腔, 改变这个微腔的厚度可以把帮助我们灵活调控塔姆态中心波长的位置。

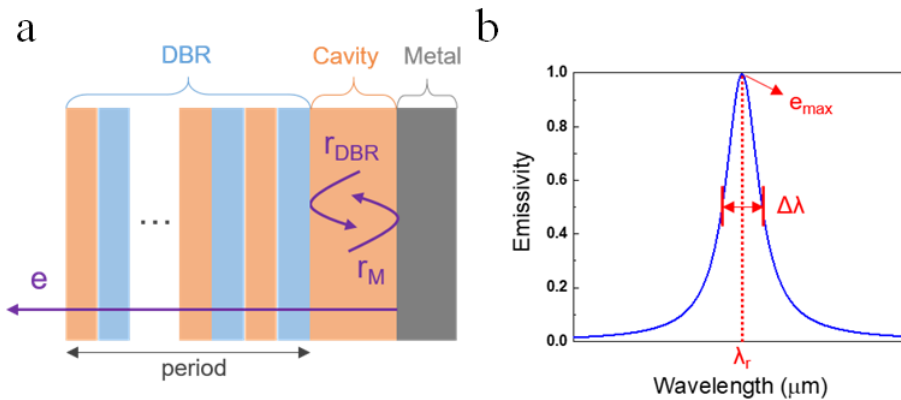


图 4.1 塔姆热光伏器件的设计。a 光学塔姆态结构。该结构由 N 个周期的一维布拉格反射器 (DBR) 与 Mo 金属层构成, 其中蓝色和橙色分别表示组成光子晶体  $\text{SiO}_2$  的和  $\text{HfO}_2$ , 灰色代表 Mo 金属层。  $r_{DBR}$  表示 DBR 结构的反射系数,  $r_M$  表示金属层的反射系数。b 设计的光学塔姆态的吸收 (辐射) 谱。  $\Delta\lambda_{FWHM}$  代表了辐射峰的半高宽;  $\epsilon_{max}$  代表最大辐射率;  $\lambda_r$  代表辐射峰的中心波长, 目标中心波长在  $2\mu\text{m}$  附近, 从而可以与光伏系统中理想辐射谱的波长范围相重叠。

一维布拉格反射器与金属薄膜的组合是实现光学塔姆态的经典结构设计, 在这个结构中, 光学塔姆态模式位于 DBR 和 Mo 金属层的界面上。由于 DBR 与

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

Mo 金属层中禁带的存在，因此当空气中的光入射到 DBR 和金属层上时，都会具有很高的反射率。同时当入射光照射到二者的复合结构上，如果它们的反射率或反射相位满足一定的关系，就会发生相消干涉，从而出现一个较窄的吸收峰，这与法布里-珀罗干涉（Fabry-Perot interference）的物理机制本质上是相同的。我们使用  $r_{DBR}$  来表示 DBR 结构的反射系数，使用  $r_M$  来表示 Mo 金属层的反射系数，考虑到腔厚度的光程，光学塔姆态需要满足如下反射系数关系：

$$r_{DBR} \cdot r_M \cdot e^{i4\pi n_c t_c / \lambda} \sim 1 \quad (4.1)$$

其中， $n_c$  和  $t_c$  分别代表了  $\text{HfO}_2$  介质腔层的折射率和厚度， $\lambda$  则是入射光的波长。

从另一个角度，塔姆态的设计与反射相位关系密切[42]，从反射系数可以推导反射相位：

$$r_R = e^{i\phi_R} \quad (4.2)$$

$r_R$  是结构的反射系数， $\phi_R$  是反射相位。

因此，塔姆态需满足反射相位关系是：

$$\phi_{DBR} + \phi_{Mo} = 2\pi n \quad (4.3)$$

这里的  $\phi_{DBR}$  是包含了介质腔层的整个 DBR 结构的反射相位， $\phi_{Mo}$  是金属层的反射相位， $n$  为正整数。

由于干涉导致的光学塔姆态会表现为一个窄带吸收峰，其示意图如图 4.1 (b) 来表示， $\lambda_r$  是塔姆态的中心波长， $\Delta\lambda_{FWHM}$  代表塔姆态的半高宽， $\epsilon_{max}$  代表塔姆态的最高辐射率。这些参数都可以由公式 4.1 和 4.2 来决定。反射系数和反射相位既可以通过有限时域有限差分法（Finite-Different Time-Domain, FDTD）仿真得到，也可以通过转移矩阵的方法进行计算。

使用经典的转移矩阵方法，我们可以得到周期性光子晶体结构中的电场传播方程[43]：

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{ik\Lambda} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

其中  $ABCD$  是转移矩阵的系数，可以通过麦克斯韦方程边界条件得到。 $a_n$  和  $b_n$  组成的本征矢量则分别表示光子晶体结构中向前和向后传播的电场， $k$  为布洛赫波矢。对传播方程进行求解，并最终化简可得：

$$\cos(k\Lambda) = \cos(k_1 d_A) \cos(k_2 d_B) - \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_A + \varepsilon_B}{\varepsilon_B} + \frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_A} \right) \sin(k_1 d_A) \sin(k_2 d_B) \quad (4.5)$$

从 4-5 式可以得到光子晶体的色散曲线与禁带频率范围。同时，我们也可以计算得到 4-4 式的本征矢量[42, 43]：

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B \\ e^{ik\Lambda} - A \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

进而求得多层膜内电场和磁场的分布公式。然后，根据光子晶体表面阻抗的定义求出表面阻抗与反射系数：

$$Z_{DBR} = \frac{E_{(z=0)}}{H_{(z=0)}} \quad (4.7)$$

$Z_{DBR}$  为 DBR 结构的表面阻抗， $E_{(z=0)}$  和  $H_{(z=0)}$  分别表示 DBR 与空气界面处的电场和磁场。

$$r = \frac{Z_{PC} - Z_0}{Z_{PC} + Z_0} \quad (4.8)$$

$r$  为反射系数， $Z_{DBR}$  和  $Z_0$  分别表示 DBR 结构与真空中的表面阻抗。

通过计算，我们得到了不同腔厚度参数下光学塔姆态的辐射谱，如图 4.2 所示。图 4.2 (a) 展示了在不同腔厚度和波长参数下，塔姆态辐射率的变化结果。我们可以发现，随着腔厚度的增加，辐射峰的位置逐渐向长波移动，也就是红移。在图 4.2 (b) 中，我们提取辐射峰的中心波长和最大辐射率，分别用  $\lambda_r$  和  $\varepsilon_{max}$  来表示。观察可以发现，当腔厚度从 110nm 增大到 190nm 的过程中，红色曲线代表的  $\lambda_r$  从 1.87 $\mu\text{m}$  红移到接近 2.2 $\mu\text{m}$ ；而蓝色曲线代表的  $\varepsilon_{max}$  基本维持在接近于 1 的完美辐射状态，这表明在较宽的腔厚度范围内，塔姆态对应的窄带塔姆态的

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

$\epsilon_{max}$  维持得很好，而  $\lambda_r$  在近红外波段则灵活可调。

另一方面, DBR 的周期数  $N$  对塔姆态模式的  $\epsilon_{max}$  和半高宽  $\Delta\lambda$  也有重要影响, 改变  $N$  参数的计算结果如图 4.2 (c) 所示。对于给定的腔体参数,  $N$  的增加会显著降低  $\Delta\lambda$ , 而  $\epsilon_{max}$  则先增大后减小, 并在  $N = 4$  时达到最大值。其中物理机制是容易理解的:  $N$  的增加将会显著减小塔姆态模式能量向空气中的泄露, 因而其  $Q$  值变大,  $\Delta\lambda$  减小; 同时随着  $N$  的增加, 塔姆态模式场局域性增强, 对应的辐射率会增大, 但当  $N$  增大到一定程度, DBR 结构将会对入射光的能量造成明显衰减, 此时大部分入射光能量被 DBR 结构反射。因此塔姆态模式场局域化的增强与 DBR 结构对入射光能量的阻隔构成了一对相互制约的因素, 导致了图 4.2 (c) 的结果。

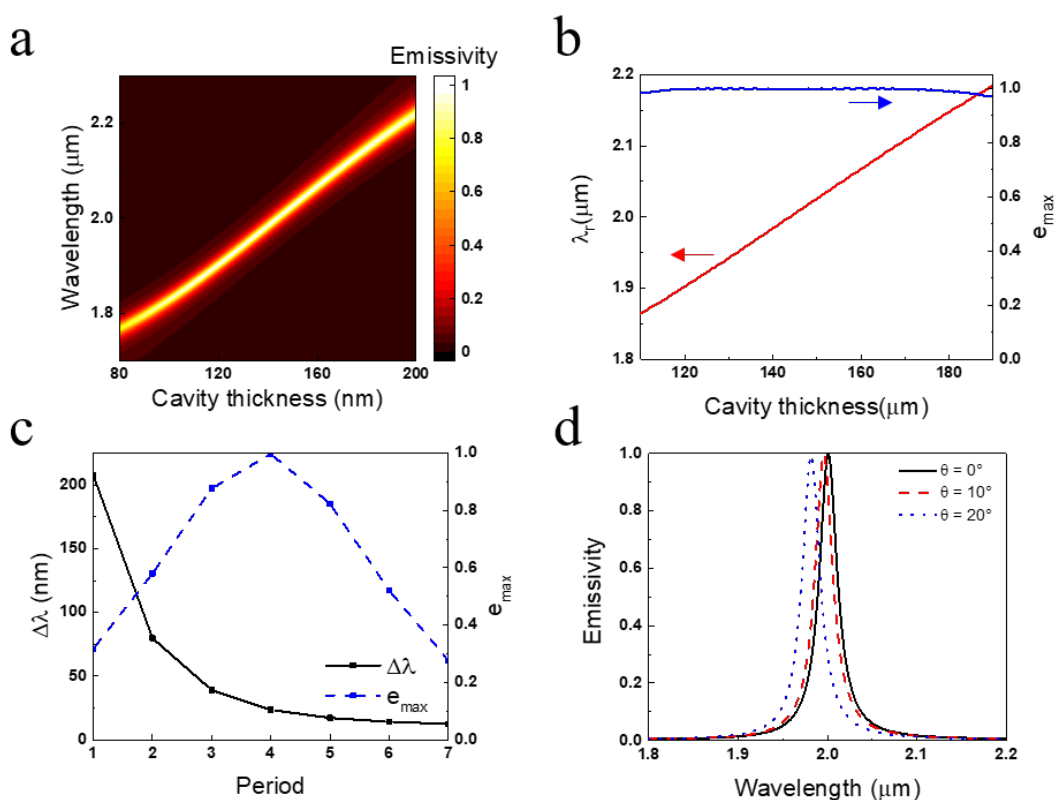


图 4.2 塔姆等离子激元热辐射器的光学性质。a 改变 DBR 与金属层之间腔的厚度, 光学塔姆态辐射峰波长与辐射率的变化情况。b 腔厚度从 110nm 增大到 190nm 的过程中, 红色曲线代表中心波长 ( $\lambda_r$ ) 的位置变化, 其从  $1.87\mu\text{m}$  移动到接近  $2.2\mu\text{m}$ ; 蓝色曲线代表最大辐射率 ( $\epsilon_{max}$ ) 的强度变化, 基本维持在接近于 1 的完美辐射状态。c 改变 DBR 结构的周期数  $N$ ,  $\epsilon_{max}$  (蓝色虚线) 与半高宽  $\Delta\lambda$  (黑色实线) 的变化情况。  $N=4$  时,  $\epsilon_{max}$  最大接近于 1。d 不

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

同激发角度下的塔姆态辐射谱。随着激发角度  $\theta$  的增大,  $\lambda_r$  向短波长移动,  $\epsilon_{max}$  则基本保持不变。

同时值得注意的是, 我们所考虑的热辐射效率的最大值都指的是 0 度的辐射谱。从第二章和第三章研究结果可知, 光学塔姆态本身具有抛物线型的色散曲线。因此, 当辐射角度从 0 度开始增大时, 其  $\lambda_r$  会向短波长移动。在图 4.2 (d) 中, 我们计算了 0 度, 10 度和 20 度的辐射谱, 分别用黑色实线、红色虚线和蓝色点线来表示。可以发现, 随着角度的增大,  $\lambda_r$  从  $2\mu\text{m}$  移动到  $1.98\mu\text{m}$  左右, 而  $\epsilon_{max}$  基本保持不变, 始终接近于 1。

为了简化系统的设计, 避免角度过大带来的影响。我们对塔姆态辐射谱对入射角度的依赖性进行了分析, 通过精细化的结构参数设计来实现一定范围内非角度依赖的光学塔姆态模式。经典光学塔姆态随角度变化的根本原因在于介质 DBR 结构周期性带来的色散现象。为了实现塔姆态模式对角度的不敏感性, 研究者提出了利用双曲超材料设计的塔姆态热辐射器[45]。在文献[45]中, 器件具有很高的热辐射率, 同时可以在 0 度到 60 度范围内实现与角度基本无关的窄带辐射, 如图 4.3 (a) 所示。

在图 4.3 (b) 中, 我们计算了不同角度下热辐射器件的平均热辐射率:

$$\epsilon_a = 2 \int_0^{\pi/2} \epsilon_\theta(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (4.9)$$

其中,  $\epsilon_a$  是平均热辐射率, 使用红色曲线表示。而  $\epsilon_\theta$  代表了不同角度下的热辐射率,  $\theta$  是辐射角度。从图 4.3 (b) 中可以看出, 平均热辐射率曲线基本与 0 度辐射曲线保持一致, 证实了此种角度不敏感设计的可行性。

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

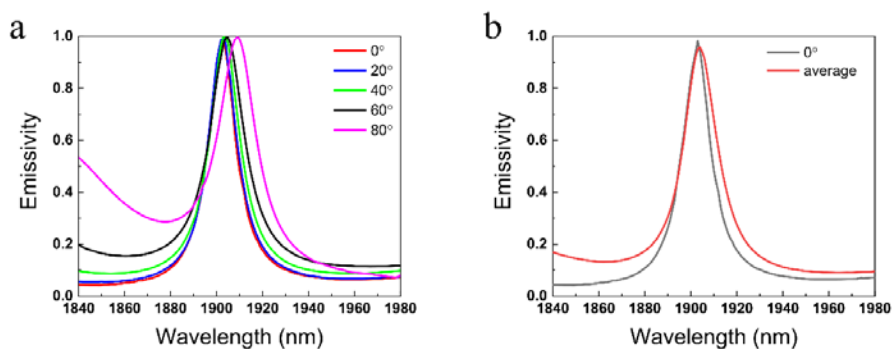


图 4.3 不同角度下的光学塔姆态热辐射谱。a 0 度到 60 度的塔姆态热辐射谱。b 0 度辐射谱与平均辐射谱的对比。

在光学塔姆态器件辐射率和中心波长优化设计的基础上，我们将其作为辐射体嵌入到热光伏系统（STPV）中，如图 4.4 (a) 所示。通过辐射体与传统的光伏电池系统的结合，可以将宽频的太阳辐射转换为高于光伏电池带隙的热辐射，最大限度利用太阳能的效率。图 4.4 (b) 展示了理想 STPV 系统的光谱分布，与光伏电池带隙匹配的理想热辐射模式应该是一个集中于  $2\mu\text{m}$  附近狭窄的辐射峰，类似于红色矩形方框所表示的阶跃光谱，与不同温度下的黑体辐射峰值位置相重叠。而理想吸收体的吸收谱应该如紫色方框所示，恰好对应浅红色区域所表示的 60 倍太阳光照强度下的光谱。综上所述，前文设计的  $2\mu\text{m}$  附近的窄带光学塔姆态可以作为一个比较理想的辐射体。

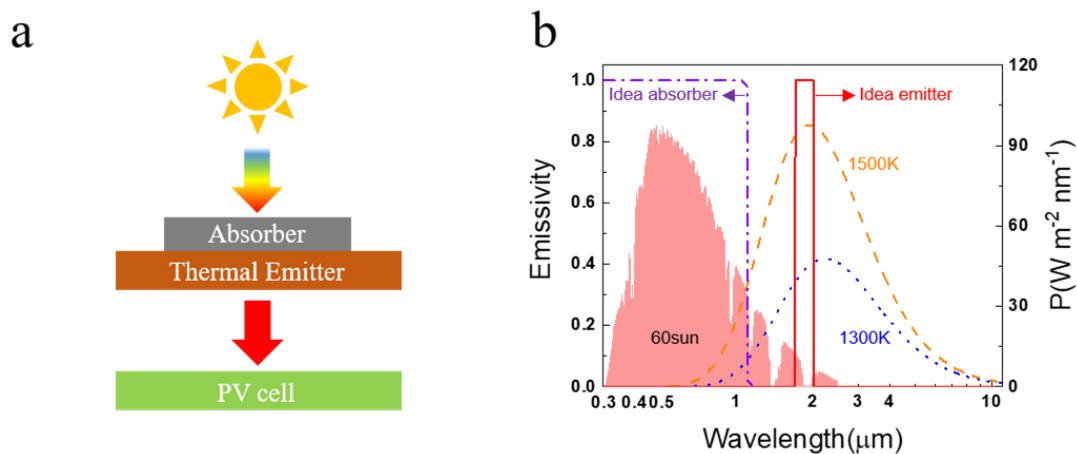


图 4.4 塔姆热光伏系统的设计。a 塔姆等离子激元结构作为热辐射器的热光伏系统结构示意图。b 理想热辐射器辐射光谱与太阳光谱、黑体辐射谱的波长匹配。浅红色区域代表 60 倍

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

---

太阳光强照度下的太阳光谱，橙色虚线带边 1500K 的黑体辐射谱，蓝色点线代表 1300K 的黑体辐射谱；红色矩形方框代表理想情况下的辐射体光谱；紫色点画线方框代表理想的吸收体光谱。

## 4.3 窄带塔姆热辐射体的制备与辐射谱的测量

在 4.2 节我们介绍了光学塔姆态的设计思路，并将其作为辐射体集成到热光伏系统（STPV）中，本节我们主要介绍热光伏器件的制备与辐射谱的测量。

在实验中，我们采用了标准的电子束蒸发工艺制作 DBR 与 Mo 金属层的复合结构，如图 4.5 所示。图 4.5 (a) 是光学塔姆态器件的示意图，橙色  $\text{HfO}_2$  和蓝色  $\text{SiO}_2$  周期排列组成了 DBR 结构；两种介质的折射率在  $1.9\mu\text{m}$  处分别为 2.06 和 1.44，它们较大的折射率差异是构建高度反射 DBR 结构的理想材料。此外， $\text{HfO}_2$  和  $\text{SiO}_2$  对应的厚度分别为 230nm 和 300nm，这主要取决于中心波长  $\lambda_r$ ，为了实现最大化的一阶光子带隙[43]，介质层厚度需要满足如下条件：

$$d = \frac{\lambda_r}{4n} \quad (4.10)$$

其中， $d$  是目标介质层的厚度， $n$  是目标介质的折射率。

DBR 结构一共有 4 个周期，这是图 4.2 中实现最大热辐射率所对应的周期数。对于金属基底，我们选择了钼（Mo），这是因为它同时具有较高的熔点和较强的表面反射率。而靠近 Mo 的腔体材料则选择了  $\text{HfO}_2$ ，因为其具备较高的折射率，因而厚度变化可以带来更大的光程变化，可以实现更灵敏的光学塔姆态中心波长的调控。实验中，我们设定腔体厚度为 200nm，从而实现辐射模式中心波长与 InGaAs 光伏器件带隙的匹配。

我们利用 FIB-SEM 双束系统的离子束流切开样品，得到其截面的 SEM 图像，如图 4.5 (b) 所示。在 SEM 二次电子图像下，导电性更好、具有更高折射率的是  $\text{HfO}_2$  层，而导电性较差，呈现黑色的则是  $\text{SiO}_2$  层，每一层都保持了较好的平整度。图 4.5 (c) 展示了实验样品红外辐射光谱的计算和测试结果，黑色的计算曲线与红色的测试曲线吻合地很好，计算得到的最大热辐射率为 0.97，实验中测得是 0.85。中心波长  $\lambda_r$  在  $1.9\mu\text{m}$  附近，计算中  $\Delta\lambda_{FWHM}$  为 48nm，实验中测得是 67nm，

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

这比目前大多数文献所报道的 STPV 中一维辐射体结构的辐射谱要窄得多[6 - 8、12、14]。同时，我们也画出了  $\lambda_r = 1.9\mu\text{m}$  处辐射模式的归一化（相比于入射光）的电场分布图，如图 4.5 (d) 所示。可以清晰地观察到：最大电场位于腔体中，其强度远高于 1，这意味着在腔内出现了明显的场增强效应。同时电场同时向 DBR 和金属层两侧呈指数衰减，这对应光学塔姆态模式的典型特征。

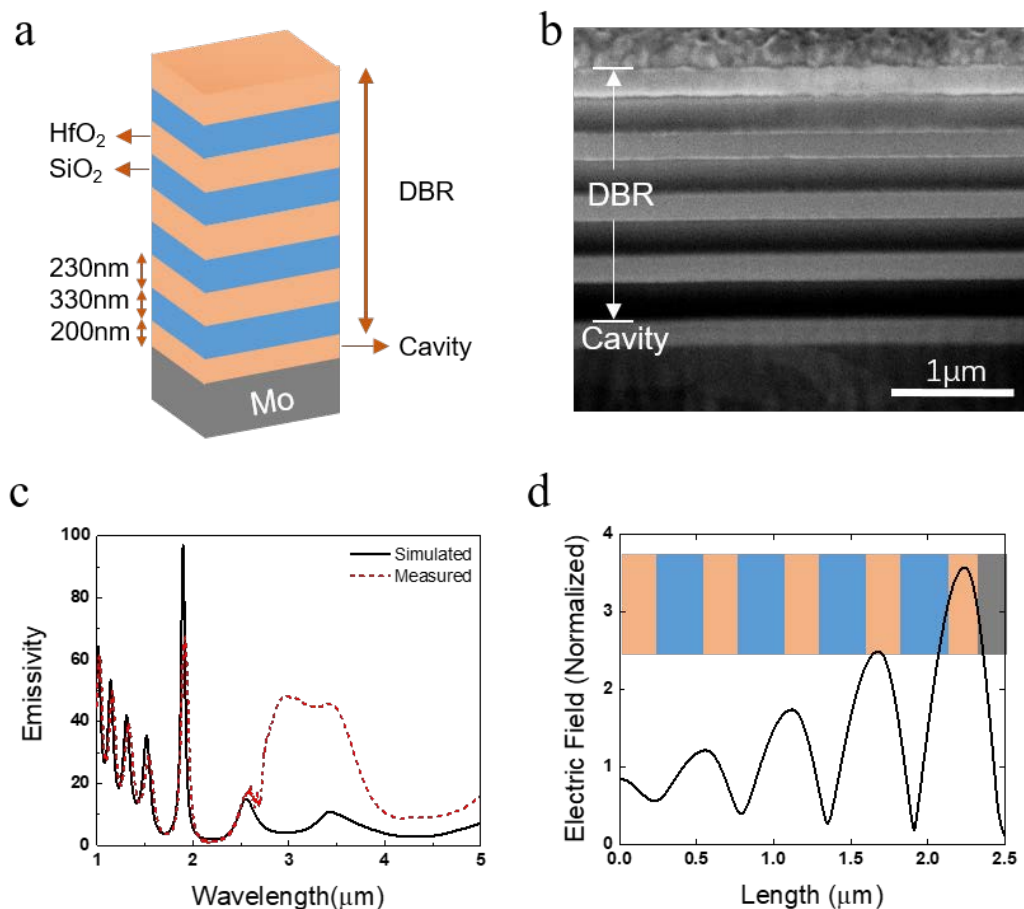


图 4.5 光学塔姆态热辐射器件的制备与测量。**a** 光学塔姆态热辐射器件多层膜结构示意图，一维布拉格反射器 (DBR) 共有 4 个周期，橙色是 230nm 的二氧化铪 ( $\text{HfO}_2$ )，蓝色是 330nm 的二氧化硅 ( $\text{SiO}_2$ )；DBR 与金属层之间的  $\text{HfO}_2$  腔的厚度为 200nm。**b** 塔姆态热辐射器件在 SEM 下的截面图像，坐标尺度为  $1\mu\text{m}$ 。**c** 黑色曲线代表塔姆态热辐射器件的计算辐射光谱，红色虚线代表其实验测试光谱，二者吻合地较好，长波段的辐射率偏差可能是材料色散导致的。**d** 光学塔姆态在多层膜周期方向上的归一化电场强度分布。最大场强主要位于腔体中，同时向 DBR 和金属层两侧衰减。

## 4.4 光伏系统效率与损耗的调控

在前两个小节中，我们详细介绍了光学塔姆态作为热光伏系统中辐射体的设计思路，并通过实验测试验证了设计的可行性。在本节中，我们将详细讨论塔姆热光伏系统的辐射效率，通过构建模型来计算光学塔姆态的半高宽 ( $\Delta\lambda_{FWHM}$ ) 和中心波长 ( $\lambda_c$ ) 对热光伏系统辐射效率 ( $\eta_{sp}$ )，热损耗 ( $\delta_1$ ) 和非吸收损耗 ( $\delta_2$ ) 等不同参数的影响。

基于前文所展示的理想窄带辐射情形，我们计算了基于塔姆态热辐射体的能量转换效率。能量转换效率由辐射极限下的光谱效率所决定[46]：

$$\eta_{sp} = \frac{\nu_g \int_{\nu_g}^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^2}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu}{\int_0^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu} \quad (4.11)$$

其中， $\varepsilon_e(\nu)$  和  $T$  分别代表了辐射体的辐射率和温度。 $\nu_g$  是与带隙宽度所对应的频率。每一个入射到光伏系统上的光子，只要其频率  $\nu$  高于  $\nu_g$  就可以激发处一个电子空穴对，对应的电压为  $V_g = h\nu_g / q$ ，其中  $q$  表示一个电子的电荷量[10]。而能量转换效率  $\eta_{sp}$  受到两种损耗机制的制约：一是超过带隙宽度的高能光子的热能化，二是子带隙 (sub-bandgap) 中非吸收光子的影响，理论上这两种机制在辐射极限处分别可以用  $\delta_1$  和  $\delta_2$  来表示：

$$\delta_1 = \frac{\int_{\nu_g}^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu - \nu_g \int_{\nu_g}^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^2}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu}{\int_0^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu} \quad (4.12)$$

$$\delta_2 = \frac{\int_0^{\nu_g} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu}{\int_0^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT)-1} d\nu} \quad (4.13)$$

## 塔姆等离激元窄带热光伏器件

---

为了计算光谱的效率，我们需要得到辐射体的辐射率和温度。在计算中，我们使用一个洛伦兹线性的辐射谱来拟合塔姆态，它与塔姆态在  $2\mu\text{m}$  附近的辐射峰保持完全一致，如图 4.6 (a) 所示。为了简便起见，我们从固定的  $1449\text{ K}$  辐射温度开始，其黑体辐射峰值波长在  $2\mu\text{m}$  处。值得注意的是，此处有两个非常重要的参数：辐射峰的中心波长  $\lambda_r$  和半高宽  $\Delta\lambda_{FWHM}$ ，它们在能量转换过程中起着关键作用。另一方面，光谱效率是无法达到最大值的，除非中心波长  $\lambda_r$  与带隙的宽度完全匹配。图 4.6 (b) 展示了当  $\lambda_r$  从  $1.7\mu\text{m}$  增大到  $2\mu\text{m}$  时，热化损耗  $\delta_1$  从  $14.7\%$  下降到  $1.3\%$ ，而非吸收损耗  $\delta_2$  则迅速从  $2.3\%$  增加到  $47.0\%$ 。这意味着当  $\lambda_r$  接近带隙宽度时，能量损耗会变得相当大。因此最优  $\lambda_r$  必须从系统层面予以考虑。另一方面， $\Delta\lambda_{FWHM}$  对  $\eta_{sp}$ 、 $\delta_1$  和  $\delta_2$  的影响结果见图 4.6 (c)。可以发现， $\Delta\lambda_{FWHM}$  的增大显著地降低  $\eta_{sp}$ 。当  $\Delta\lambda_{FWHM}$  从  $0.1\mu\text{m}$  增加到  $2\mu\text{m}$  时， $\eta_{sp}$  会急剧的从  $80.5\%$  下降到  $34.4\%$ ，这主要是由于  $\delta_2$  从  $13.8\%$  增加到  $57.4\%$  所致，而  $\delta_1$  基本不变。基于上述理论分析，我们计算了在不同  $\lambda_r$  和  $\Delta\lambda_{FWHM}$  参数下， $\eta_{sp}$  的变化情况，如图 4.6 (d) 所示。为了实现最大化的  $\eta_{sp}$ ，我们选择塔姆态辐射体的中心波长为  $1.9\mu\text{m}$ ，半高宽为  $48\text{ nm}$ ，此时计算结果显示最大的  $\eta_{sp}$  为  $87.5\%$ 。

值得注意的是，式 4.11 的光谱效率不仅由辐射光谱所决定，而且更本质上受辐射体的工作温度影响。因此在实际情况中，有必要同时考虑这两种因素的影响。辐射体的工作温度高度依赖于辐射体中的热供给通量( $E_e$ )和辐射通量之间的能量守恒定律，可以表示为：

$$E_e - \int_0^{\infty} \varepsilon_e(\nu) \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu = 0 \quad (4.14)$$

对于固定的热通量  $E_e$ ，工作温度随辐射率的变化而变化。图 4.6 (e) 展示的计算结果表明，随着带宽的增加，辐射体的平均辐射率也会增大，从而导致工作温度的降低。工作温度降低进一步导致了黑体辐射的红移，从而使得非吸收损耗  $\delta_2$  迅速增大，如图 4.6 (f) 所示。当  $\Delta\lambda_{FWHM} = 2\mu\text{m}$  时， $\delta_2$  值高达  $66.1\%$ ，这比图 4.6 (c) 中固定温度下的  $57.4\%$  的  $\delta_2$  值更高。

# 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

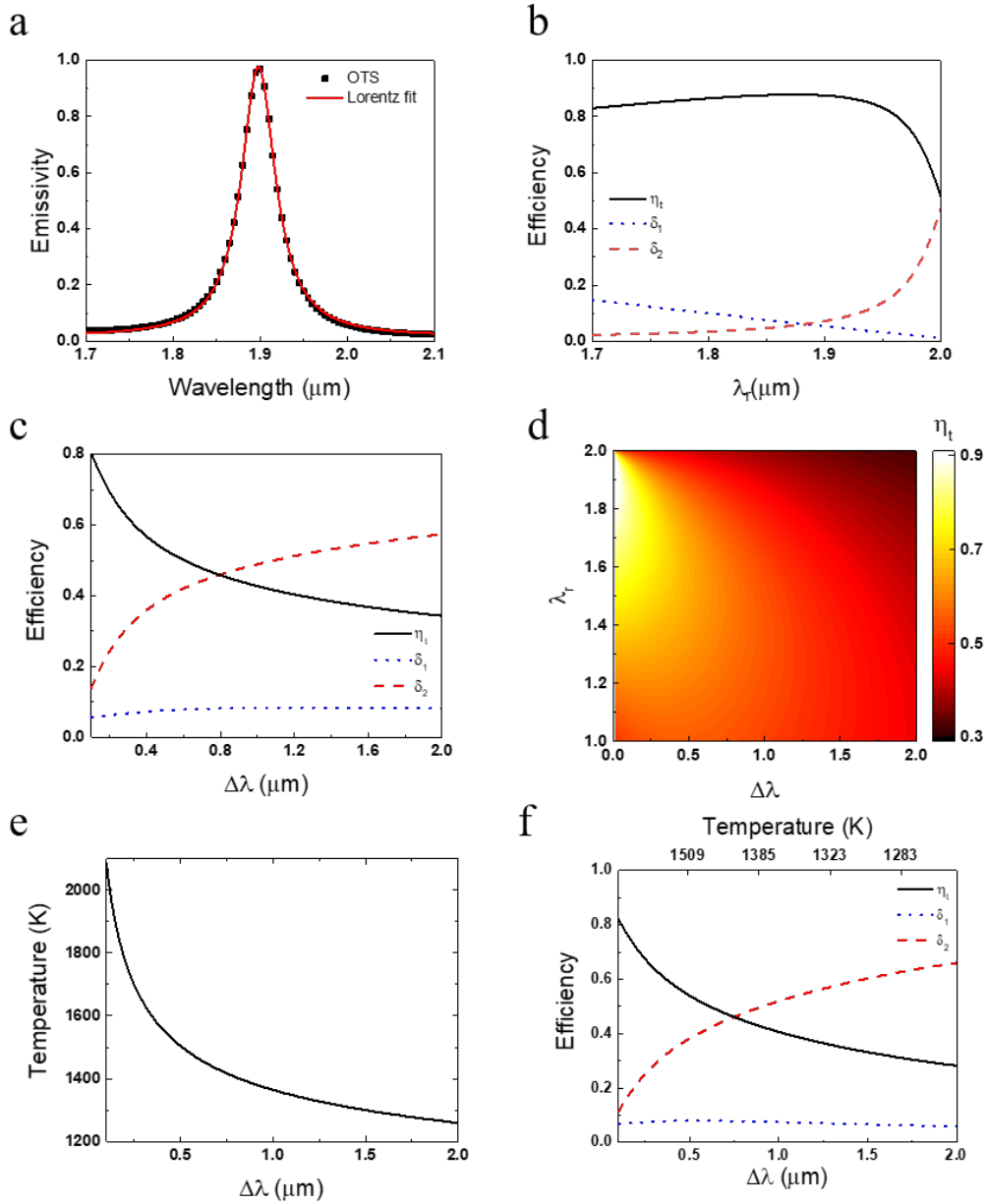


图 4.6 光学塔姆态热辐射光谱的半高宽 ( $\Delta\lambda_{FWHM}$ ) 和中心波长 ( $\lambda_r$ ) 对热光伏系统辐射效率 ( $\eta_{sp}$ ), 热损耗 ( $\delta_1$ ) 和非吸收损耗 ( $\delta_2$ ) 的影响。 **a** 使用洛伦兹模型拟合光学塔姆态辐射谱。 **b** 当  $\Delta\lambda_{FWHM}$  为 50nm 时,  $\eta_{sp}$ 、 $\delta_1$  和  $\delta_2$  随着  $\lambda_r$  的变化。 **c** 当  $\lambda_r$  为  $1.9\mu\text{m}$  时,  $\eta_{sp}$ 、 $\delta_1$  和  $\delta_2$  随着  $\Delta\lambda_{FWHM}$  的变化。 **d**  $\eta_{sp}$  随  $\lambda_r$  和  $\Delta\lambda_{FWHM}$  两个参数的变化, 从中可以提取得到最强辐射效率所对应的  $\lambda_r$  和  $\Delta\lambda_{FWHM}$ 。 **e** 系统工作温度随着  $\Delta\lambda_{FWHM}$  的变化。 **f**  $\eta_{sp}$ 、 $\delta_1$  和  $\delta_2$  随着  $\Delta\lambda_{FWHM}$  变化时对应的工作温度情况, 黑色曲线代表  $\eta_{sp}$ , 蓝色虚线代表  $\delta_1$ , 红色虚线代表  $\delta_2$ 。

## 4.5 塔姆等离子激元热辐射与相干完美吸收的对比分析

前文中，我们对于光学塔姆态（OTS）中心波长  $\lambda_r$  和半高宽  $\Delta\lambda_{FWHM}$  对系统效率  $\eta_{sp}$ ，热损耗  $\delta_1$  和非吸收损耗  $\delta_2$  的影响进行了全面分析。在本节中，我们将进一步对比讨论塔姆等离子激元热辐射与相干完美吸收这两种系统作为 STPV 辐射体的系统效率，证明基于窄带光学塔姆态的 STPV 系统相比于宽带相干完美吸收的 STPV 系统具有很大优势，可以实现不同聚光比条件下系统效率的全面提升。

为了进一步揭示基于窄带辐射的 STPV 系统的整体效率，下面我们对不同辐射体的系统效率进行了定量对比计算。系统效率定义为从光伏电池中产生的电能与入射汇聚的太阳光功率的比值。这包含了两个作用过程，一是吸收体对太阳能的吸收，二是从辐射体到电池的热辐射。纯吸收率  $\eta_{sol-abs}$  可通过求解下式得到：

$$\eta_{sol-abs} = \frac{C \int \varepsilon_a(\nu) E_{solar}(\nu) d\nu - \int \varepsilon_a(\nu) E_B(\nu, T) d\nu}{C \int E_{solar}(\nu) d\nu} \quad (4.15)$$

其中  $E_{solar}(\nu)$  是太阳的单位波长辐射通量，太阳的光谱光子通量， $E_B(\nu, T)$  是温度为  $T$  时黑体的单位波长光通量。

$E_B(\nu, T)$  可以表示为

$$E_B(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2(\exp(h\nu/kT) - 1)} \quad (4.16)$$

$\varepsilon_a(\nu)$  为频率  $\nu$  下吸收体的吸收率， $C$  为理想的光学聚光比因子。为了最大化  $\eta_{sol-abs}$ ，我们的计算模型中考虑了一个理想的太阳光吸收体，该吸收体具有阶跃式的吸收光谱，其截止波长根据吸收体的温度和光学聚光比因子进行了优化。从辐射体到电池的热辐射效率可由 SQ 极限导出，表示为[47]：

$$\eta_{emi-cell} = \eta_{sp} \cdot VF \cdot FF \quad (4.17)$$

其中， $\eta_{sp}$  为式 4.11 中定义的光谱效率， $VF$  是电压因子 ( $VF = V_{oc}/V_g$ ， $V_{oc}$  为开环电压， $V_g$  为带隙宽度对应的电压)， $FF$  是填充系数，它描述了生成功率与开路电压和短路电流密度的乘积之比。

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

因此，通过将  $\eta_{sol-abs}$  与  $\eta_{emi-cell}$  相乘，可以得到系统效率  $\eta_s$ 。在 STPV 系统中，为了提高  $\eta_s$ ，必须提高提高辐射体的温度和辐射功率，此时有两个关键因素分别是光学聚光比（Concentration）与几何聚光比（Area ratio，辐射体与吸收体面积比值）[48]。一般在 STPV 系统中，为了使输入功率密度最大化从而获得较高的辐射温度，通常采用较高的光学 Concentration。此外，为了减少吸收体的热辐射同时提高辐射体的辐射功率，一般采用较高的 Area ratio。在光学 Concentration 为 1000，Area ratio 为 16 的条件下，系统效率  $\eta_{sp}$ ，热损耗  $\delta_1$  和非吸收损耗  $\delta_2$  如图 4.7 (b) 所示。计算中使用的窄带光谱是 4.2 节中设计的 OTS 辐射光谱，而 CPA 辐射光谱则是之前工作[9]中  $HfO_2/Mo/HfO_2$  的结果，二者对比如图 4.7 (a) 所示。与前边的讨论一致，图 4.7 (b) 显示，OTS 系统的  $\delta_2$  是 31.0%，而 CPA 系统中则是 66.6%，窄带辐射确实极大地抑制了子带隙的  $\delta_2$ 。虽然由于 OTS 系统中高于光伏电池带隙宽度的不可避免的高频的谐振模式， $\delta_1$  和  $\delta_{sol-abs}$  等参数略有增大，但 OTS 系统的系统辐射效率仍比传统的 CPA 系统提高了接近 10%。

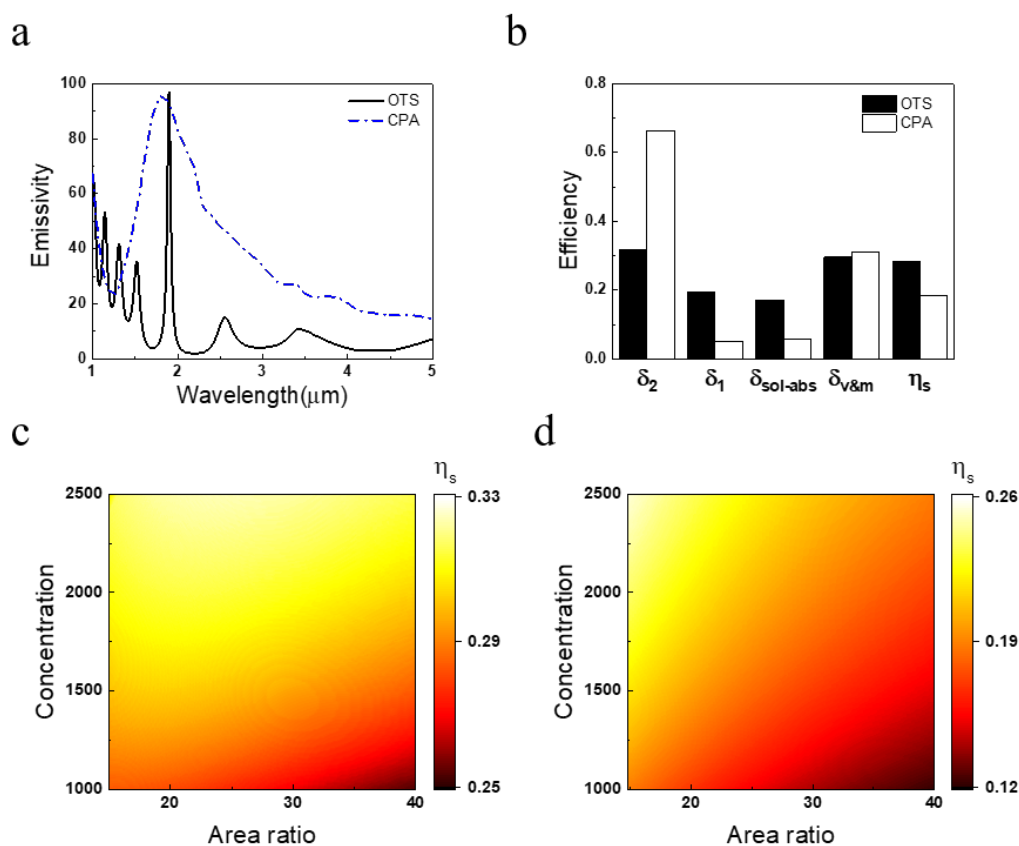


图 4.7 光学塔姆态 (OTS) 与相干完美吸收 (CPA) 辐射对热光伏系统效率的影响。a OTS

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

(黑色) 和 CPA (蓝色) 辐射谱对比。b OTS 和 CPA 两种系统中系统辐射效率 ( $\eta_s$ ), 热损耗 ( $\delta_1$ ) 和非吸收损耗 ( $\delta_2$ ) 对比。其中,  $\delta_{sol-abs} = 1 - \eta_{sol-abs}$  代表了太阳光谱与吸收光谱的不匹配度,  $\delta_{VF\&FF} = \eta_{sol-abs} \cdot \eta_{sp} \cdot (1 - v \cdot m)$  代表电压参数和填充系数对效率的影响。c-d 不同光照聚光比 (Concentration) 与几何聚光比 (Area ratio) 参数下 OTS 系统 (c) 与 CPA 系统 (d) 的  $\eta_s$  对比。

为了进一步提高 STPV 系统的效率, 可以考虑采用更高的光学 Concentration 和更大的 Area ratio。图 4.7 (c) 显示在光学 Concentration 为 2500、Area ratio 为 20 的情况下, OTS 系统的系统效率最高可达 33.7%。这里 2500 作为光学 Concentration 上限是因为这是菲涅耳透镜系统可实现的极限[2, 49]。对于 CPA 系统, 通过选择合适的光学 Concentration 和 Area ratio, 也可以提高系统效率的上限, 如图 4.7 (d) 所示。然而, 由于宽带辐射的缘故, CPA 系统的最大效率仅为 25.4%。这表明窄带辐射光谱对于提高系统效率的上限是有必要。

此外, 我们讨论了关于截止波长, 以及高于带隙宽度的吸收率对系统效率的影响。在理想情况下, 吸收体的吸收光谱应该是一个阶梯函数, 其截止波长应该在太阳光谱与黑体辐射光谱的交界处, 如图 4.8 (a) 中黑色虚线方框旁箭头所示。截止波长的存在保证了最大效率抑制太阳光谱的吸收, 同时实现高效率的辐射。同时, 截止波长与光学 Concentration 和吸收体的工作温度有关。而工作温度又取决于光学 Concentration 和 Area ratio, 这点在后边的图 4.10 中有展示。

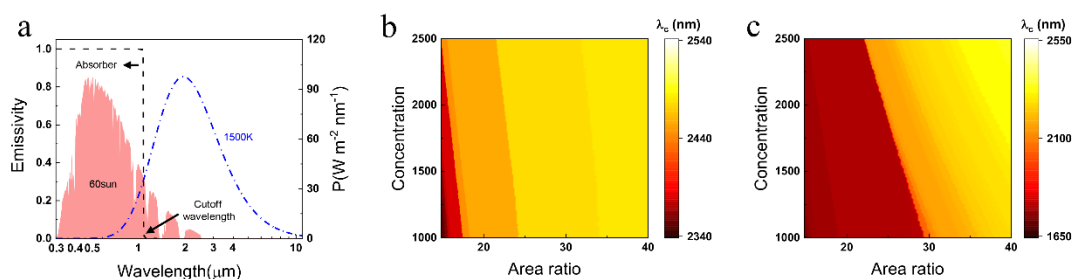


图 4.8 太阳能谱的优化设计。a 60 倍太阳光强下的辐射谱 (红色区域), 以及 1500K 的黑体辐射谱 (蓝色)。b-c CPA 系统 (b) 和 OTS 系统 (c) 的辐射效率计算中, 吸收谱的截止波长随着光学聚光比 (Concentration) 与几何聚光比 (Area ratio) 的变化。

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

在图 4.8 (b-c) 中, 我们画出了系统效率计算中截止波长与光学 Concentration 和 Area ratio 两个参数的关系图, b 和 c 分别对应了 CPA 系统和 OTS 系统的结果。当计算波长大于截止波长时, 我们设定吸收体的辐射率等于 0, 如果此时实际吸收体的辐射率不等于 0, 甚至为 1 的时候, 系统辐射效率 ( $\eta_s$ ) 会变得更高。另外, 一般 Area ratio 越小, 来自吸收体的效率损耗就越低。如图 4.9 所示, 我们画出两种不同 Area ratio 参数下, OTS 和 CPA 两种系统中  $\eta_s$  随着吸收率 ( $\epsilon_1$ ) 的变化。可以看到, OTS 系统会使得  $\eta_s$  相比 CPA 系统得到显著提高, 即使当 Area ratio 数值达到 16 (对应吸收体为黑体, 图 4.9(a))。但同时也要注意, 图 4.9(b) 中当吸收体面积增大, 也就是 Area ratio 等于 4 时, CPA 系统宽带热辐射对应的  $\eta_s$  会逐渐超过窄带热辐射, 这是源于超出截止波长部分光谱热辐射率 ( $\epsilon_1$ ) 的增长导致的。

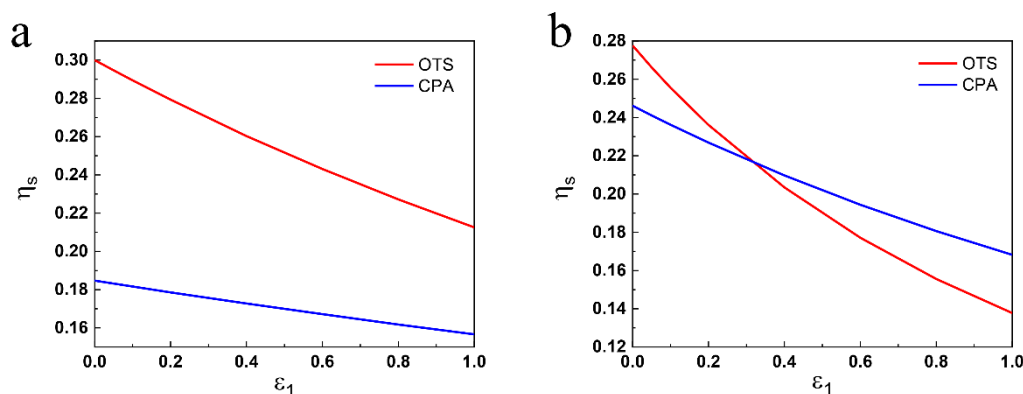


图 4.9 OTS 和 CPA 两种系统中辐射效率 ( $\eta_s$ ) 随着吸收率 ( $\epsilon_1$ ) 的变化。 **a** 当辐射体与吸收体面积比率 (Area ratio) 为 16 时, OTS 系统 (红色) 和 CPA 系统 (蓝色) 中  $\eta_s$  随着  $\epsilon_1$  的变化。 **B** 当 Area ratio 为 4 时, OTS 系统 (红色) 和 CPA 系统 (蓝色) 中  $\eta_s$  随着  $\epsilon_1$  的变化。

最后, 我们也研究了不同聚光比参数下 OTS 系统和 CPA 系统效率计算中工作温度的变化情况, 结果绘制在图 4.10 中。研究工作温度的目的是因为较大的热光学效率需要很高的工作温度, 我们需要保证材料在高温下不发生相变, 物理性质保持稳定以和我们设计参数保持一致。

首先, 我们对在辐射极限理想热光伏系统效率进行了计算分析: 系统效率  $\eta_s$

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

可以表示为:

$$\eta_s = \eta_{sol-abs} \cdot \eta_{sp} \cdot VF \cdot FF \quad (4.18)$$

其中,  $\eta_{sol-abs}$  和  $\eta_{sp}$  分别代表了太阳光谱与吸收光谱效率差异和系统的热光伏效率, 其前文公式保持一致。而  $VF$  指的是电压参数:

$$VF = \frac{kT_c}{qV_g} \ln \left( f \frac{\int_{v_g}^{\infty} \varepsilon_e \frac{v^2}{e^{hv/kT} - 1} dv}{\int_{v_g}^{\infty} \frac{v^2}{e^{hv/kT_c} - 1} dv} \right) \quad (4.19)$$

$FF$  是填充系数:

$$FF = \frac{z_m^2}{(1 + z_m - e^{-z_m})(z_m + \ln(1 + z_m))} \quad (4.20)$$

$$z_m + \ln(1 + z_m) = \frac{qV_{oc}}{kT} \quad (4.21)$$

在计算中, 温度  $T_c$  固定为 277K。

吸收体或辐射体的工作温度可以使用能量守恒定律进行计算:

$$\int_0^{\infty} q_{in} \varepsilon_a(v) A_a dv - \int_0^{\infty} \varepsilon_a(v) \frac{v^3}{\exp(hv/kT) - 1} A_a dv - \int_0^{\infty} \varepsilon_e(v) \frac{v^3}{\exp(hv/kT) - 1} A_e dv = 0 \quad (4.22)$$

其中,  $q_{in}$  是入射光的辐射通量,  $A_a$  是代表吸收体面积,  $A_e$  是辐射体面积, 而辐射体和吸收体的面积比值就是几何聚光比 (area ratio) 参数, 被定义为  $A_e$  和  $A_a$  的比值。

从图 4.10 中可以看到, 无论是 a 图的 OTS 系统还是 b 图的 CPA 系统, 随着 Area ratio 减小和光学 Concentration 的增大, 工作温度都逐渐升高。我们提取了两种系统中最高效率所对应的系统工作温度, 用红色五角星标记出来, 可以发现 OTS 系统最佳工作温度是 1892K, 而 CPA 系统则是 1607K。而在 STPV 系统所用材料中,  $\text{SiO}_2$  最低的熔点是 1986K, 高于系统的工作温度, 因而材料性质可以

# 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

保持稳定。

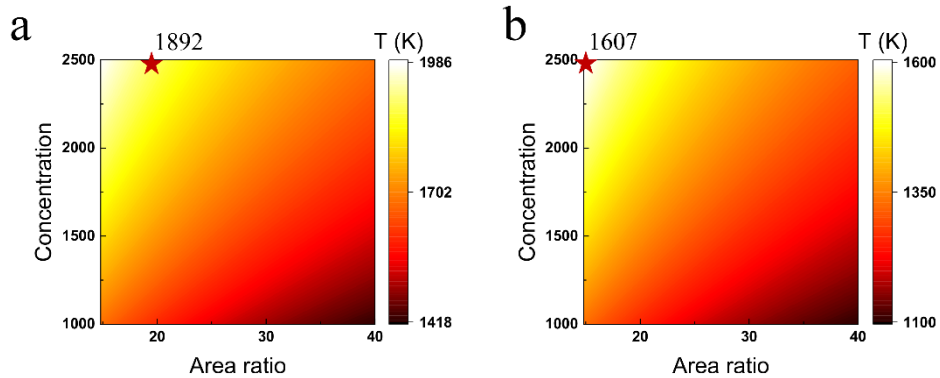


图 4.10 光学塔姆态 (OTS) 与相干完美吸收 (CPA) 的热光伏系统工作温度在不同聚光比参数下的变化。 **a** 光学塔姆态 (OTS) 系统工作温度随几何聚光比 (Area ratio) 的和光学聚光比 (Concentration) 的变化。 **b** 相干完美吸收 (CPA) 系统工作温度随几何聚光比 (Area ratio) 的和光学聚光比 (Concentration) 的变化。两个系统中最佳的系统效率所对应的工作温度使用红色五角星标记。

综上，我们设计的基于 OTS 的 STPV 系统相较于宽带吸收的 STPV 系统，其系统效率在不同聚光比参数下得到了全面增强。同时，我们采用的 OTS 系统结构有诸多参数，进一步优化参数设计可以保持窄带辐射模式的前提下，抑制高于光伏系统带隙宽度的辐射模式，从而进一步提高系统效率，这对于实现更高效的光伏电池具有潜在应用价值。

### 4.6 本章小结

在本章中，我们利用光学塔姆态作为热辐射体应用于热光伏（STPV）系统中，全面提高了 STPV 系统的效率。通过调节光学塔姆态腔的厚度，我们设计出与光伏电池带隙宽度相匹配的窄带热辐射模式，其辐射率可达 0.97 而半高宽只有 48nm。相较于传统 STPV 系统中的宽带辐射体，塔姆 STPV 系统可以显著降低子带隙的非吸收损耗，从而带来更高的系统效率。通过理论计算发现，在光学聚光比为 2500，几何聚光比为 20 的情况下，塔姆 STPV 系统效率最高可达 33.7%。

同时，我们也对基于宽带辐射模式的相干完美吸收(CPA) STPV 系统[9]的效率进行了对比分析，计算显示 CPA 热光伏系统的效率最高仅为 25.4%。而且在不同几何聚光比和光学聚光比的参数空间中，塔姆 STPV 系统效率相比 CPA 系统得到了全面增强。此外，塔姆等离激元具有灵活可调的结构参数[34, 39]，可以进一步优化窄带吸收光谱，同时抑制高于光伏电池带隙宽度的谐振模式，降低热化损耗，进一步提高 STPV 系统效率，为实现更高效的热光伏电池提供新的思路。

## 参考文献

- [1] N. Harder, P. Wurfel, "Theoretical limits of thermophotovoltaic solar energy conversion," *Semiconductor Science and Technology* 18(2003).
- [2] E. Rephaeli, S. Fan, "Absorber and emitter for solar thermo-photovoltaic systems to achieve efficiency exceeding the Shockley-Queisser limit," *Optics Express* 17, 15145-15159 (2009).
- [3] A. Datas, C. Algora, "Global optimization of solar thermophotovoltaic systems," *Progress in Photovoltaics* 21, 1040-1055 (2012).
- [4] C. Wu, B. Neuner III, J. John, et al. "Metamaterial-based integrated plasmonic absorber/emitter for solar thermo-photovoltaic systems," *Journal of Optics* 14, 024005 (2012).
- [5] Y. Nam, Y. X. Yeng, A. Lenert, et al. "Solar thermophotovoltaic energy conversion systems with two-dimensional tantalum photonic crystal absorbers and emitters," *Solar Energy Materials and Solar Cells* 122, 287-296 (2014).
- [6] A. Lenert, D. M. Bierman, Y. Nam, et al. "A nanophotonic solar thermophotovoltaic device," *Nature Nanotechnology* 9, 126-130 (2014).
- [7] A. Kohiyama, M. Shimizu, H. Yugami, "Unidirectional radiative heat transfer with a spectrally selective planar absorber/emitter for high-efficiency solar thermophotovoltaic systems," *Applied Physics Express* 9, 112302 (2016).
- [8] R. Bhatt, I. Kravchenko, M. Gupta, "High-efficiency solar thermophotovoltaic system using a nanostructure-based selective emitter," *Solar Energy* 197, 538-545 (2020).
- [9] Y. Wang, L. Zhou, Y. Zhang, et al. "Hybrid Solar Absorber - Emitter by Coherence - Enhanced Absorption for Improved Solar Thermophotovoltaic Conversion," *Advanced Optical Materials* 6, 1800813 (2018).
- [10] W. Shockley, H. J. Queisser, "Detailed Balance Limit of Efficiency of p - n Junction Solar Cells," *Journal of Applied Physics* 32, 510-519 (1961).
- [11] C. C. Chang, W. J. M. Kort-Kamp, J. Nogan, et al. "High-Temperature Refractory Metasurfaces for Solar Thermophotovoltaic Energy Harvesting," *Nano Letter* 18, 7665-7673 (2018).
- [12] J. J. Foley, C. Ungaro, K. Sun, et al. "Design of emitter structures based on resonant perfect absorption for thermophotovoltaic applications," *Optics Express* 23, A1373-1387 (2015).
- [13] Z. Zhou, O. Yehia, P. Bermel, "Integrated photonic crystal selective emitter for

- thermophotovoltaics," *Journal of Nanophotonics* 10, 016014-016014 (2016).
- [14] M. Shimizu, A. Kohiyama, H. Yugami, "High-efficiency solar-thermophotovoltaic system equipped with a monolithic planar selective absorber/emitter," *Journal of Photonics for Energy* 5, 053099-053099 (2015).
- [15] Q. Ni, R. McBurney, H. Alshehri, et al. "Theoretical analysis of solar thermophotovoltaic energy conversion with selective metafilm and cavity reflector," *Solar Energy* 191, 623-628 (2019).
- [16] I. Celanovic, N. Jovanovic, J. Kassakian, "Two-dimensional tungsten photonic crystals as selective thermal emitters," *Applied Physics Letters* 92, 193101 (2008).
- [17] P. Bermel, M. Ghebrebrhan, W. R. Chan, et al. "Design and global optimization of high-efficiency thermophotovoltaic systems," *Optics Express* 18(2010).
- [18] V. Rinnerbauer, A. Lenert, D. M. Bierman, et al. "Metallic Photonic Crystal Absorber-Emitter for Efficient Spectral Control in High-Temperature Solar Thermophotovoltaics," *Advanced Energy Materials* 4, 1400334 (2014).
- [19] H. Sai, Y. Kanamori, H. Yugami, "High-temperature resistive surface grating for spectral control of thermal radiation," *Applied Physics Letters* 82, 1685-1687 (2003).
- [20] J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, et al. "Coherent emission of light by thermal sources," *Nature* 416, 61-64 (2002).
- [21] B. Liu, W. Gong, B. Yu, et al. "Perfect Thermal Emission by Nanoscale Transmission Line Resonators," *Nano Letter* 17, 666-672 (2017).
- [22] Z. J. Coppens, I. I. Kravchenko, J. G. Valentine, "Lithography - Free Large - Area Metamaterials for Stable Thermophotovoltaic Energy Conversion," *Advanced Optical Materials* 4, 671-676 (2016).
- [23] D. N. Woolf, E. A. Kadlec, D. Bethke, et al. "High-efficiency thermophotovoltaic energy conversion enabled by a metamaterial selective emitter," *Optica* 5, 213 (2018).
- [24] C. Ungaro, S. K. Gray, M. C. Gupta, "Solar thermophotovoltaic system using nanostructures," *Optics Express* 23, A1149-1156 (2015).
- [25] M. U. Pralle, N. Moelders, M. P. McNeal, et al. "Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters," *Applied Physics Letters* 81, 4685-4687 (2002).
- [26] V. Mizeikis, K. K. Seet, S. Juodkazis, et al. "Three-dimensional woodpile photonic crystal templates for the infrared spectral range," *Optics Letters* 29, 2061-2063 (2004).
- [27] K. A. Arpin, M. D. Losego, A. N. Cloud, et al. "Three-dimensional self-assembled photonic

crystals with high temperature stability for thermal emission modification," *Nature Communications* 4, 2630 (2013).

[28] S. Y. Lin, J. Moreno, J. G. Fleming, "Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation," *Applied Physics Letters* 83, 380-382 (2003).

[29] D. M. Bierman, A. Lenert, W. R. Chan, et al. "Enhanced photovoltaic energy conversion using thermally based spectral shaping," *Nature Energy* 1(2016).

[30] X. Zhang, Z.-G. Zhang, Q. Wang, et al. "Controlling Thermal Emission by Parity-Symmetric Fano Resonance of Optical Absorbers in Metasurfaces," *ACS Photonics* 6, 2671-2676 (2019).

[31] F. Zhong, K. Ding, Y. Zhang, et al. "Angle-Resolved Thermal Emission Spectroscopy Characterization of Non-Hermitian Metacrystals," *Physical Review Applied* 13(2020).

[32] M. Chirumamilla, G. V. Krishnamurthy, S. S. Rout, et al. "Thermal stability of tungsten based metamaterial emitter under medium vacuum and inert gas conditions," *Scientific Reports* 10, 3605 (2020).

[33] M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et al. "Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror," *Physical Review B* 76(2007).

[34] Z. Wang, J. K. Clark, Y.-L. Ho, et al. "Narrowband Thermal Emission Realized through the Coupling of Cavity and Tamm Plasmon Resonances," *ACS Photonics* 5, 2446-2452 (2018).

[35] K. Zhou, L. Lu, J. Song, et al. "Ultra-narrow-band and highly efficient near-infrared absorption of a graphene-based Tamm plasmon polaritons structure," *Journal of Applied Physics* 124, 123102 (2018).

[36] C. Zhang, K. Wu, V. Giannini, et al. "Planar Hot-Electron Photodetection with Tamm Plasmons," *ACS Nano* 11, 1719-1727 (2017).

[37] R. Brückner, A. A. Zakhidov, R. Scholz, et al. "Phase-locked coherent modes in a patterned metal-organic microcavity," *Nature Photonics* 6, 322-326 (2012).

[38] A. Kavokin, I. Shelykh, G. Malpuech, "Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers," *Applied Physics Letters* 87, 261105 (2005).

[39] Z.-Y. Yang, S. Ishii, T. Yokoyama, et al. "Narrowband Wavelength Selective Thermal Emitters by Confined Tamm Plasmon Polaritons," *ACS Photonics* 4, 2212-2219 (2017).

[40] R. Hu, J. Song, Y. Liu, et al. "Machine learning-optimized Tamm emitter for high-performance thermophotovoltaic system with detailed balance analysis," *Nano Energy* 72, 104687 (2020).

[41] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. "Optical Interface States Protected by Synthetic Weyl Points,"

## 塔姆等离子激元窄带热光伏器件

---

Physical Review X 7, 031032 (2017).

[42] Q. Wang, M. Xiao, H. Liu, et al. "Measurement of the Zak phase of photonic bands through the interface states of a metasurface/photonic crystal," Physical Review B 93, 041415 (2016).

[43] M. Xiao, Z. Q. Zhang, C. T. Chan, Surface impedance and bulk band geometric phases in one-dimensional systems. Physical Review X 4, 031005 (2014).

[44] Z. M. Zhang, Z. M. Zhang, Luby, Nano/microscale heat transfer (Springer, 2007), Vol. 410.

[45] C. H. Xue, F. Wu, H. T. Jiang, et al. "Wide-angle Spectrally Selective Perfect Absorber by Utilizing Dispersionless Tamm Plasmon Polaritons," Scientific Reports 6, 39418 (2016).

[46] M. Tan, L. Ji, Y. Wu, et al. "Investigation of InGaAs thermophotovoltaic cells under blackbody radiation," Applied Physics Express 7, 096601 (2014).

[47] T. Burger, C. Sempere, B. Roy-Layinde, et al. "Present Efficiencies and Future Opportunities in Thermophotovoltaics," Joule 4, 1660-1680 (2020).

[48] A. Datas C. Algora, "Global optimization of solar thermophotovoltaic systems," Progress in Photovoltaics: Research and Applications 21, 1040-1055 (2013).

[49].K. Ryu, J.-G. Rhee, K.-M. Park, et al. "Concept and design of modular Fresnel lenses for concentration solar PV system," Solar Energy 80, 1580-1587 (2006).

## 第五章 总结与展望

表面等离子激元 (SPPs) 一直是微纳光学领域的研究热点, 其在亚波长尺度下有诸多新奇的物理现象, 同时其强烈的场局域效应也为增强光与物质相互作用提供了新方法。而光学系统中塔姆等离子激元 (TPPs) 的提出和发展则加深了人们对光子晶体界面模式的认知, 其相较于 SPPs 更低的模式损耗, 更易激发的特性也丰富了等离子激元领域的研究内容, 并拓展了相关器件和应用的设计思路。

本论文提出了塔姆等离子激元光子晶体 (TPCs) 的概念和设计思路, 并系统研究了一维和二维 TPCs 结构, 以及一维塔姆拓扑超晶格 (TTS) 系统, 同时也探索了它们新奇的物理特性, 包括塔姆拓扑界面态, 拓扑超模以及不同等离子激元模式的耦合带隙, 并初步展示了光学塔姆态作为热辐射体在热光伏系统中的应用。论文主要成果可以总结为以下三部分:

1. 我们使用双层金属光栅结构和光子晶体结构实现了一维 TPCs, 并进一步构建了 TTS 系统, 研究了其拓扑超模的变化。我们把传统 TPPs 结构中的金属薄膜替换为双层金属光栅结构, 该结构可以有效抑制塔姆态模式向空气中的辐射泄露, 同时维持了灵活的可调整性。基于此设计, 我们成功实现了一维 TPCs, 并得到了对应的塔姆光子带隙。通过计算和分析, 我们发现不同刻蚀深度的超表面结构对应了不同等效折射率的塔姆态模式, 因此可以实现不同大小的塔姆光子带隙。

TPCs 在结构参数上有很多自由度, 这些自由度为其带来了灵活可调的塔姆光子带隙, 因而可以成为一个非常理想的研究等离子激元中拓扑现象的平台。基于这个思路, 我们进一步设计出了 TTS: 通过交替堆叠了两种不同拓扑性质的一维 TPCs 而得到了超晶格结构, 这两种 TPCs 拥有相同的色散曲线和光子带隙, 但由于其结构中不同的中心对称性, 其色散曲线带边模式的对称性发生了反转。因此, 当我们把两种 TPCs 拼接在一起时, 在其界面处就会存在拓扑保护的塔姆界面模式。当两种 TPCs 被周期拼接成 TTS 时, 相邻的塔姆界面模式彼此相互杂化耦合形成塔姆态的集体振荡模式, 即 supermodes 超模, 从而我们就得到了全新

## 总结与展望

的塔姆拓扑超晶格的能带。更进一步，相邻塔姆界面模式之间的耦合系数是可调的，改变 TPCs 的堆叠周期或刻蚀深度会显著影响相邻塔姆界面模式的耦合强度。我们设计了不同刻蚀深度的 TTS 结构，通过计算和角分辨反射光谱实验发现不同耦合强度会导致不同带宽的超模色散。当刻蚀深度较大时，超模的带宽会变得非常小，最终成为一条类似于平带的色散。此时超模具有很大的光子态密度和场局域特性，并且与入射光的激发角度无关，因而具有良好的实际应用潜力。所有超模的色散及其带宽变化都可以通过紧束缚模型进行很好地解释。实验中，我们利用角分辨光谱系统测试了 TPCs 和 TTS 样品在不同角度下的反射谱，并绘制出相应的色散曲线，与计算结果吻合地很好。

2. 二维 TPCs 中塔姆态与表面等离激元腔模式的耦合和带隙调控。我们在光子晶体表面覆盖二维金属孔洞的正方阵列来构造出二维 TPCs，与一维系统不同的是，在一定的偏振方向上，同时存在塔姆态模式与表面等离激元模式，两种模式在光子晶体带隙中会发生耦合并形成杂化模式。在色散曲线上就表现为两条色散曲线发生了交叠，并形成了具有一定禁带宽度的光子带隙，带隙的大小取决于两种模式之间的耦合强度。同时改变孔结构的周期，可实现不同大小的耦合光子带隙。我们还发现由于耦合机制的原因，耦合后形成的杂化模式中有一支的损耗会被抑制。实验中，通过聚焦离子束加工或电子束曝光制备出二维 TPCs 样品，我们使用角分辨反射谱测量直接验证了不同等离激元色散的耦合及可调的光子带隙，标准的加工工艺与灵活可调的性质有望推动 TPCs 进一步应用于高集成度的纳米光学器件中。

3. 塔姆等离激元热辐射体实现热光伏系统效率的增强。由于光子晶体带隙的灵活可调性，我们设计一维光子晶体微腔与金属薄膜组成的复合结构作为热辐射体，其吸收（辐射）中心波长位于  $2\mu\text{m}$  附近，同时其他波段的辐射被光子晶体带隙所抑制，这恰恰与光伏电池带隙宽度所对应的能量需求相匹配。塔姆热光伏系统具有较高的热辐射率和较低的损耗，在 2500 光学聚光比和 20 几何聚光比参数下，热光伏系统效率可达到 33.7%。与基于宽带辐射的相干完美吸收(CPA)热光伏系统相比，在不同几何聚光比和光学聚光比参数下，塔姆热光伏系统效率得到了全

## 总结与展望

---

面增强。因此，塔姆等离激元热辐射可作为实现热光伏系统效率增强的理想平台。

总之，本论文系统研究了一维和二维塔姆等离激元光子晶体系统中新奇的物理现象，包括塔姆态色散曲线、光子带隙和拓扑界面态等。塔姆等离激元光子晶体具有丰富的物理内涵和几何自由度，可以成为一个实现对塔姆等离激元光场局部化的调控并应用于各种微纳光子学器件的良好平台。此外，我们也初步探索了光学塔姆态在热光伏系统中的应用，其灵活可调的窄带辐射特性可以显著提升热光伏系统的效率，对于将来实现更高效的光伏电池，甚至碳中和的目标都具有潜在应用价值。

展望未来，在一维塔姆光子晶体中，无论是塔姆拓扑界面态还是超模都存在本征损耗，这些损耗可以通过金属周期结构的设计来进行调节，并用来研究塔姆等离激元系统中的非厄米物理，这有望为等离激元系统中的损耗控制提供更多思路。而在二维塔姆光子晶体系统中，我们研究了特定波矢方向上模式色散的耦合，下面可以尝试二维塔姆超晶格的设计，并进一步探索更多具有拓扑性质的塔姆等离激元模式。最后，在热光伏系统的实际应用中，我们利用经典光学塔姆态结构做了初步探索，未来可以进一步把塔姆等离激元光子晶体引入到热光伏系统中来实现更高的系统效率。同时如何寻找耐高温的材料，如何改进结构设计来保证金属周期结构在高温条件下的稳定性都值得思考和探索。

## 致谢

---

### 已发表与待发表的论文

第一作者论文:

(1) **T. Qiao**, M. Hu, X. Jiang, Q. Wang, S. Zhu, H. Liu, Generation and Tunability of Supermodes in Tamm Plasmon Topological Superlattices. *ACS Photonics*, 8(7) 2095(2021).

(2) Z. Lin\*, H. Liu\*, **T. Qiao\***, G. Hou, H. Liu, J. Xu, J. Zhu, L. Zhou, Tamm plasmon enabled narrowband thermal emitter for solar thermophotovoltaics, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 238: 111589(2022).

(3) **T. Qiao**, M. Hu, Q. Wang, S. Zhu, H. Liu, Tunable bandgap and loss suppression induced by the coupling modes in two dimensional Tamm plasmon crystals. In Preparation(2022)

第二作者论文:

(1) Y. Fan, **T. Qiao**, F. Zhang, Q. Fu, J. Dong, B. Kong, H. Li, An electromagnetic modulator based on electrically controllable metamaterial analogue to electromagnetically induced transparency, *Scientific Reports*, 7(1): 1-7(2017).

(2) M. Hu\*, K. Ding\*, **T. Qiao**, X. Jiang, Q. Wang, S. Zhu, H. Liu, Realization of photonic charge-2 Dirac point by engineering super-modes in topological superlattices. *Communications Physics*, 3 130(2020).

# 致谢

---

## 致谢

光阴似箭岁月如梭，漫长的求学之路终走到了尽头，我即将踏上新的旅程。在读研究生的过程中，除了不断学习新的知识，培养解决问题的能力，我还收获了很多朋友，在性格上获得了成长。一开始我曾面临很多挑战和困难，但每次调整后都能够再出发，不断解决问题，最终完成整个研究工作。行文至此，我要向所有关心、帮助、支持我的人致以真诚的谢意。

首先我要感谢我的导师刘辉教授，从保送研究生面试的第一次交谈开始，我们相处多年。在我心中，刘老师是一个热爱科研，热爱物理，对工作富有激情，对自己和学生要求严格的人。他对我的学业倾注了大量心血，一步步帮助我从科研新人变得成熟起来。他拥有丰富的科研经验，极其敏锐的实验思维判断，每次讨论时都可以一针见血指出存在的问题，引发我的思考，促使我不断把工作做好。同时他对工作极富热情，追求卓越，这点深刻影响了我，促使我不断进步。感谢导师多年的培养，以人为镜，我将继续向前。

其次，我要感谢祝世宁院士，祝老师在科研、工作和为人等方面都给大家树立了榜样。他热爱科研，坚持工作，追求卓越，多年来给我留下深刻印象。他领导的介电体超晶格实验室提供了一个足够广阔的平台，让同学们去探索，去施展自己的才华。疫情之前坚持每周召开大组会，组会汇报的分析与讨论督促大家养成良好的科研习惯，让我受益匪浅。

接下来，我要感谢帮助过我的合作老师和同学：包括复旦大学丁鲲老师，丁老师理论功力深厚，且科研风格极为踏实和严谨，与他的讨论有助于我处理好每一个细节。感谢武汉大学肖孟教授，肖老师水平卓越，他的科研思路极为丰富，对我乃至我们课题组都帮助良多。感谢合作者工学院周林老师和林振辉同学，与他们的讨论和合作让我开阔了眼界。特别感谢我的师兄王强和张振国，王强师兄思维敏捷，对理论和实验细节的把握非常精准，每次与他讨论都让我茅塞顿开。张振国师兄教会了我如何做实验。最后也感谢我的本科导师樊元成教授，他带领我走入了科研的大门，给予了我美好的回忆。

此外，我还感谢本实验室的吕鹏老师、谢臻达老师、李涛老师、胡小鹏老师、吕新杰老师、赵刚老师、王漱明老师、龚彦晓老师、徐金龙老师等在科研上对我的指导与帮助。感谢李旭老师、丁小妹老师、杨文玲老师在生活上的帮助和关怀，

## 致谢

---

感谢物理学院鞠艳书记、金晓霞老师，徐四老师和郑生钧老师对我的帮助。感谢本课题组的各位老师和同学，他们是盛冲师兄、王强师兄、王向阳师兄、仲帆师兄、梁国华师兄、张振国师兄、严志伟师兄、胡梦莹、冯程、黄春雨、褚琼琼、张也、何润秋、刘志楠、陈景明、江西、于洋、葛惠、许晨敏、赵玉乐、宗心牧、孟经纬、彭韩、马晓飞、刘子怡、赵学谦、徐光耀、张丰源等。感谢他们这些年给予我的帮助，祝福他们学业有成，工作顺利。

然后，感谢我的室友孟琦，束方洲和唐志军，与他们的相处让我倍感温暖。感谢物理学院邹文琴老师，与她沟通和合作对我帮助甚多。最后一年期间，尤其要感谢邵阳老师的关心和帮助，感谢黄春雨同学的交流与讨论。此外，感谢刘佳毅博士，赵钰博士，王向阳博士，以及各种朋友对我的帮助，他们让我了解到生活的另一种可能性。

最后，感谢我的父母、姑姑，感谢他们多年来对我全力以赴的支持。感谢我的女朋友胡梦莹，我们都一同经历了许多时光。

定位决定地位，眼界决定境界，希望在未来的人生旅程中，我们可以去探索更多的可能性。

乔通

2022年3月于南京