

## 碲化钨薄膜的红外近场光学成像

代珍兵<sup>1,2</sup>, 罗国语<sup>2</sup>, 贺言<sup>2</sup>, 王冲<sup>3,4</sup>, 晏湖根<sup>3,4</sup>, 李志强<sup>2\*</sup>

(1. 四川师范大学 物理与电子工程学院, 四川 成都 610066;

2. 四川大学 物理学院, 四川 成都 610065;

3. 复旦大学 应用表面物理国家重点实验室, 上海 200438;

4. 复旦大学 物理学系, 上海 200438)

**摘要:**研究了过渡金属硫族化合物碲化钨的近场光学响应,通过 Drude-Lorentz 模型拟合得到其块材在室温下的介电常数,并利用有限偶极模型计算出碲化钨样品与金刚石基底的近场散射信号比。当样品边缘未出现散射信号增强时,实验结果与理论模型符合较好;当样品边缘出现信号增强现象时,理论模型与实验观测结果不符,说明这部分样品的光学性质并不能完全由块材所描述,从而推测样品表面具有与块材无耦合作用的碲化钨纳米薄层,同时对在样品边缘很强的近场散射信号给出了可能的解释。这个工作为今后对拓扑材料的光学研究提供了参考。

**关键词:**碲化钨薄膜;近场光学成像;介电常数;拓扑

中图分类号:O43 文献标识码:A

## Near-field imaging of WTe<sub>2</sub>

DAI Zhen-Bing<sup>1,2</sup>, LUO Guo-Yu<sup>2</sup>, HE Yan<sup>2</sup>, WANG Chong<sup>3,4</sup>, YAN Hu-Gen<sup>3,4</sup>, LI Zhi-Qiang<sup>2\*</sup>

(1. Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610066;

2. College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China;

3. State Key Laboratory of Applied Surface Physics, Fudan University, Shanghai 200438, China;

4. Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200438, China)

**Abstract:** Near-field optical response of WTe<sub>2</sub> thin films was studied by using scanning near-field optical microscopy (SNOM), we have observed bright fringes near the edge of the thin film sample and also a thickness dependence on optical contrast to the sample and substrate. To understand this behavior, first we obtain the dielectric function of WTe<sub>2</sub> at room temperature by Drude-Lorentz model via fitting the infrared radiation (IR) reflectance and conductivity spectra, then the near-field ratio of thin film sample to the diamond substrate is calculated by the Finite-dipole model. The experimental result reveals that the behavior of the sample cannot be fully described by the bulk properties. We assume that a decoupled thin layer exists on the surface of the bulk. There are two possible explanations for the observation of the near-field patterns of bright outside fringes. Firstly, a hot-spot field may be produced between the tip and the sample edge due to the enhancement of the local electric field under the IR illumination, a similar behavior has been revealed in surface-metallic black phosphorus. Another probability is that the topological edge states of top decoupled monolayer WTe<sub>2</sub> lead to an enhancement of the local optical conductivity. This work provides a reference from the optical research of topological materials in the future.

**Key words:** thin film of WTe<sub>2</sub>, near-field optical microscopy, dielectric function, topology

**PACS:**03.65.Vf, 78.20.-e, 07.79.Fc, 78.20.Ci

### 引言

新鲜解理后的层状材料表面可能会出现与其块材耦合作用极小的薄层,这时材料的物理性质将

由块材和此薄层共同决定,当此薄层的物理性质与其块材差异很大时会导致许多有趣的物理现象发生。过渡金属硫族化合物(TMD)是以MX<sub>2</sub>为化学式

收稿日期:2021-03-04,修回日期:2021-09-03

基金项目:国家自然科学基金(11874271)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China(11874271)

作者简介(Biography):代珍兵(1986-),男,重庆人,高级实验师,博士,主要从事为二维层状材料的近场光学研究。E-mail: daizbchina@aliyun.com

\*通讯作者(Corresponding author): E-mail: zhiqiangli@scu.edu.cn

Received date:2021-03-04, Revised date:2021-09-03

的一类层状半导体材料:  $M$  为过渡金属元素(如钨(W)、钼(Mo)),  $X$  为硫族元素(如硫(S)、硒(Se)、碲(Te)); 其单层结构一般有三种不同的堆叠方式:  $2H$ 、 $1T$  与  $1T'$ 。这种组合多样性和结构多样性使得 TMD 材料的物理性质十分丰富, 其具有直接带隙, 强自旋轨道耦合与优异的力学性能使得它们在拓扑学、自旋电子学、光电子器件<sup>[1-5]</sup>等领域有着良好的应用前景。而在众多 TMD 材料之中碲化钨( $WTe_2$ )因其优良的物理性质备受关注:  $WTe_2$  块材是一种非磁性的半金属材料, 2014 年普林斯顿大学 Cava 组<sup>[6]</sup>意外地发现在常压下  $WTe_2$  具有不饱和的大磁阻(LMR)特性, 随后中科院物理所在近邻 LMR 态中发现了由高压导致的超导现象<sup>[7]</sup>, 丰富了人们对超导态与其它量子态关联性的研究内容; 随着对拓扑材料研究的跟进,  $WTe_2$  块材被证实为第二类外尔半金属<sup>[8]</sup>, 2017 年南京大学陈延彬等人<sup>[9]</sup>对这种新颖的量子态进行了研究, 发现并论证了第二类外尔半金属在准经典条件下会出现各向异性的 Adler-Bell-Jackiw (ABJ) 效应, 深化了对这一类新的拓扑材料物理的认识。

当  $WTe_2$  降到单层厚度时, 表现出与块材不同的新奇物理性质: 2014 年理论预测了其单层  $1T'$  结构能够实现量子自旋霍尔效应<sup>[10]</sup>, 文章认为其单层  $1T'$  结构引起了  $p$  轨道和  $d$  轨道的能带反转形成两个 Dirac 锥, 在自旋轨道耦合作用下这两个 Dirac 锥处将打开能隙, 从而可以实现量子自旋霍尔效应; 2017 年南京大学李绍春组<sup>[11]</sup>和华盛顿大学 Xu Xiaodong 组<sup>[12]</sup>都测到单层  $WTe_2$  的边缘导电行为, 随后输运结果观察到其单层的量子自旋霍尔效应<sup>[13]</sup>, 并且它在 100 K 温度下都可以保持这种二维拓扑绝缘体的特征, 这归功于  $WTe_2$  强的自旋轨道耦合产生的大能隙。在此期间其他一些实验工作为上面的结果提供了有力的支持: Peng Lang<sup>[14]</sup>用扫描隧道显微镜 (STM) 研究了具有单层台阶的  $WTe_2$  样品, 在台阶处测到高于内部的局域电子态密度; Shi Yan-Meng<sup>[15]</sup>用微波阻抗显微镜也测到单层  $WTe_2$  的边缘电导, 并且这个电导随着费米能级在体能隙中的变化依然存在, 说明此电导的确是来自边缘态的贡献。2018 年 10 月, 李绍春课题组<sup>[16]</sup>在单层  $WTe_2$  的研究方面又取得了重要进展, 他们借助高分辨的扫描隧道显微谱 (STS) 和准粒子干涉技术精确地表征了单层  $1T'$  结构下  $WTe_2$  的能带结构, 在费米面附近观察到一个独特的能隙。这个能隙并不是一直以

来被人们认为的自旋轨道耦合带隙, 而是由于电子与电子的强关联作用而打开的库仑能隙。同年 11 月, Science 报道了  $WTe_2$  的单层可以在电场调控下实现超导<sup>[17-18]</sup>, 而且让它成为超导体所需要的载流子密度很低, 普通电场即可完成对超导态的诱导, 这在同时具有拓扑和超导性质的材料中找到马约拉纳费米子提供了研究平台。

实验上对  $WTe_2$  光学性质的研究工作较少: Cava R. J. 等人<sup>[19-20]</sup>研究了  $WTe_2$  块材在 6~295 K 温度下的红外吸收谱, 发现其块材在  $ab$  轴的各向异性, 这为对  $WTe_2$  的光学研究打下基础; 2018 年 Pablo Jarrillo-Herrero 等人<sup>[21]</sup>用测量圆偏振光电流的手段观察了单层  $WTe_2$  具有电场可调的贝里曲率偶极子现象, 这个特征可能会引发许多量子现象, 比如量子非线性霍尔效应<sup>[22-23]</sup>, 手性极化子效应<sup>[24-26]</sup>等。因此, 用光学实验手段去研究  $WTe_2$  有着重大的意义, 我们用散射式扫描近场光学<sup>[27]</sup>显微镜 (s-SNOM) 对  $WTe_2$  薄膜进行红外近场光学研究。

## 1 实验方法与结果

s-SNOM 是基于原子力显微镜 (AFM), 在探测样品形貌的同时可以探测其表面的光学响应的显微系统。图 1 是 s-SNOM 的示意图, 一束红外光由量子级联激光器 (QCL) 发射经抛物镜汇聚以  $60^\circ$  入射角入射到针尖和样品的间隙中, 其过程中被分光镜分出的另一束光经动镜反射以作为参考光, 参考光与被样品散射的光干涉调制后被探测器所接收。经过锁相放大器解调获得  $n$  倍于针尖共振频率下的高次谐波信号, 也就是实验获得的近场信号。

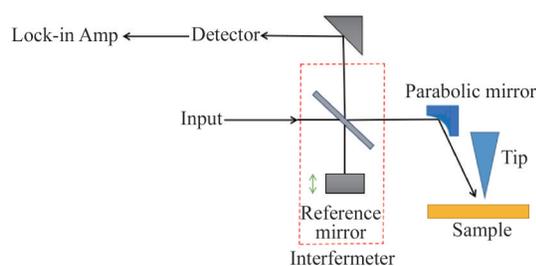


图 1 s-SNOM 的光路图

Fig. 1 Schematic of the set-up of s-SNOM

我们研究的  $WTe_2$  薄膜样品是通过解理得到并放在金刚石基底上。图 2 给出了部分不同厚度的样品在入射波数为  $910\text{ cm}^{-1}$  和  $1\,550\text{ cm}^{-1}$  下的 3 阶近场光学振幅信号: 可见样品与基底的信号比是非常明显的, 其中图 2(c-d) 图中样品边缘出现亮条纹, 而

图2(a-b)图中未出现这种边缘信号增强现象。

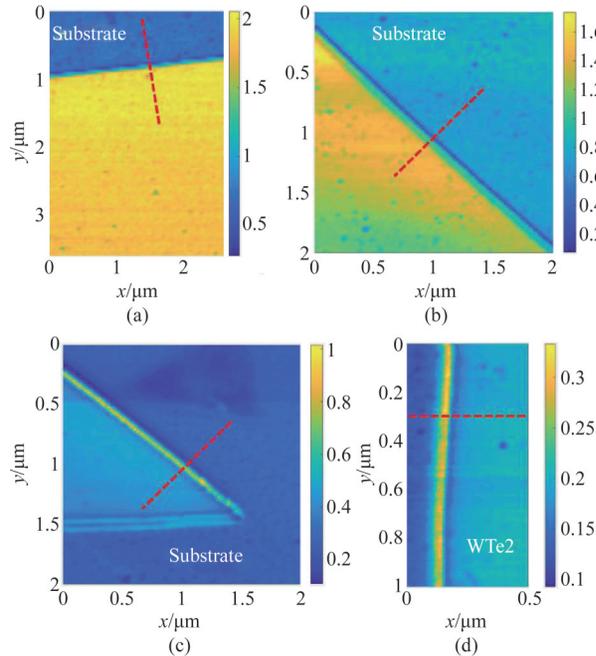


图2 不同厚度的WTe<sub>2</sub>薄膜样品在不同入射波数下的近场信号 (a) 70 nm, 910 cm<sup>-1</sup>; (b) 56 nm, 1 550 cm<sup>-1</sup>; (c) 52 nm, 910 cm<sup>-1</sup>; (d) 26 nm, 1 550 cm<sup>-1</sup>

Fig. 2 Near-field signal of WTe<sub>2</sub> thin film of different sample thickness at different incident light frequency (a) 70 nm, 910cm<sup>-1</sup>; (b) 56 nm, 1 550 cm<sup>-1</sup>; (c) 52 nm, 910 cm<sup>-1</sup>; (d) 26 nm, 1 550 cm<sup>-1</sup>

为了更好地揭示这种边缘亮条纹的物理特性,分别沿着图2中红色虚线对形貌和近场信号作了对应的切线图(图3),由此可以得到样品的厚度(20~80 nm),以及样品随着位置变化的3阶近场光学振幅信号大小。发现对于不同厚度的样品,其样品内部信号与基底信号之比大不相同。对于图3(c-d),距离样品边缘外侧约30 nm(约为AFM针尖的半径)处具有明显的信号峰,即产生了较强的近场散射信号。这种边缘散射信号增强现象在黑磷薄膜材料中也有所报道<sup>[28]</sup>,但是在WTe<sub>2</sub>中边缘信号的强度更大,亮纹信号相比于样品内部的信号强度高达1.5倍。

## 2 计算与讨论

为了解释观察到的实验现象,用Drude-Lorentz模型拟合室温下WTe<sub>2</sub>的红外反射谱和光电导率(数据取自参考文献[19])来得到其介电常数,模型的形式为:

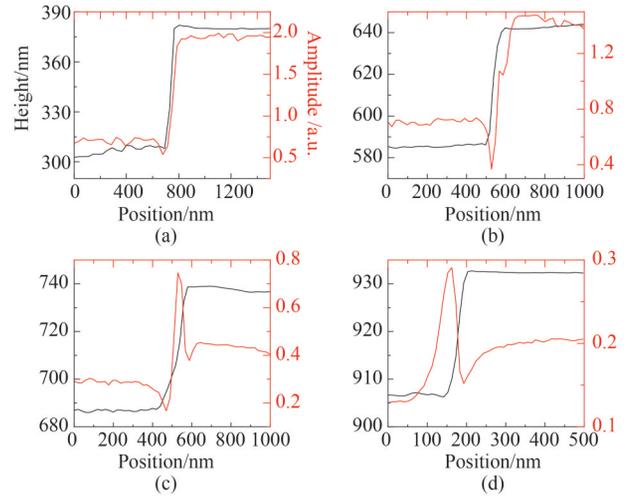


图3 (a)-(d)分别代表与图2对应的图中红色虚线上的切线数据,黑色曲线代表随位置变化的高度数据,红色曲线代表随位置变化的3阶近场光学振幅信号

Fig. 3 (a)-(d) correspond to the topography of WTe<sub>2</sub> (black curve) and its O3A profile (red curve) along red dash line in figure 2, respectively

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \sum_{j=1}^2 \frac{\omega_{p,j}^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_j} + \sum_k \frac{\Omega_k^2}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_k} \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_{\infty}$ 是高频下介电常数实部; $\omega_{p,j}$ 是等离子频率; $\tau_j$ 是第 $j$ 个Drude分量下的非局域载流子的弛豫时间。 $\Omega_k, \omega_k$ 和 $\gamma_k$ 分别是第 $k$ 个Lorentz分量下的束缚载流子的等离子频率,共振频率和阻尼系数。光电导率的复数形式为 $\sigma(\omega) = \sigma_1 + i\sigma_2 = -2\pi i\omega[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{\infty}]/Z_0$ ,其中 $Z_0$ 约为377  $\Omega$ ,代表自由空间的阻抗。

用该模型分别拟合了反射谱和光电导率谱(图4),随后得到WTe<sub>2</sub>的介电常数的实部和虚部,如图5所示,由此得到了在1550 cm<sup>-1</sup>波数下的介电常数大小 $\varepsilon_{\text{块体}} = 22.2 + i*6.7$ 。

基于WTe<sub>2</sub>块材的介电常数并利用有限偶极模型<sup>[29-30]</sup>去计算WTe<sub>2</sub>薄膜的近场光学信号,然后与测得的WTe<sub>2</sub>薄膜样品的SNOM信号进行比较。有限偶极模型将针尖看作一个椭球形的电偶极子 $P_{\text{eff}}$ ,进入针尖的场分别由入射场 $E_i$ 和样品反射场 $r_s E_i$ 组成(图6所示), $r_s$ 为样品反射率。针尖的散射场大小为 $\alpha_{\text{eff}}(1 + r_s)E_i$ ,该场一部分由样品再次反射,则最终散射场 $E_s$ 的大小则为:

$$E_s = \alpha_{\text{eff}}(1 + r_s)^2 E_i \quad (2)$$

其中 $\alpha_{\text{eff}}$ 代表有效极化率。对于在一个厚基底上的薄膜的反射率,有:

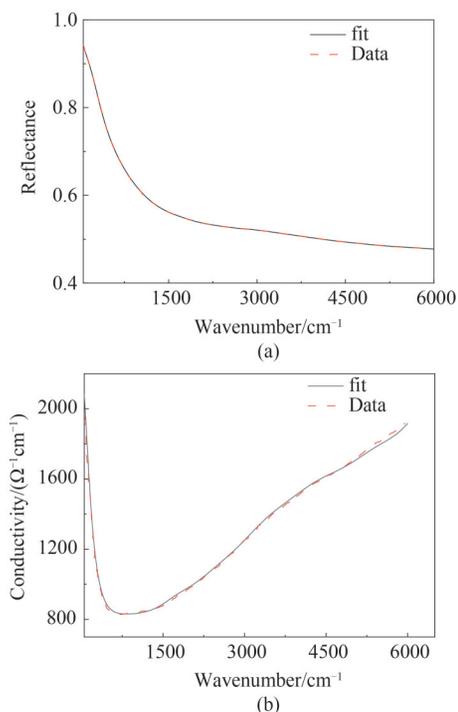


图4 Drude-Lorentz模型拟合得到的WTe<sub>2</sub>红外反射谱和光电导率 (a) WTe<sub>2</sub>在温度为295 K下拟合后的红外反射谱, (b)相同温度下拟合后的光电导率谱

Fig. 4 The IR reflectance and optical conductance of WTe<sub>2</sub> fitting by Drude-Lorentz model (a) IR reflectance fitting of WTe<sub>2</sub> at 295 K, (b) IR conductance fitting of WTe<sub>2</sub> at same temperature

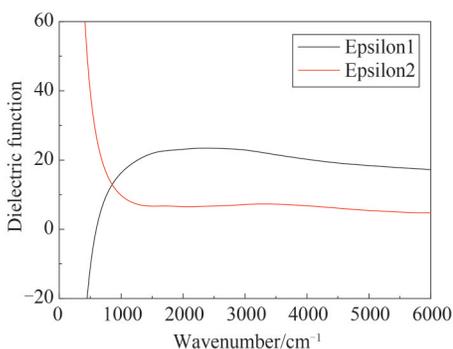


图5 拟合得到的WTe<sub>2</sub>介电常数的实部和虚部

Fig. 5 The real and imaginary part of dielectric function fitting of WTe<sub>2</sub>

$$r_s = \frac{r_{12} + r_{23} e^{2i\xi}}{1 + r_{12} r_{23} e^{2i\xi}}, \quad (3)$$

其中  $\xi = k_2 \Delta$  是光在薄膜两个表面产生的相位差,  $k_i = 2\pi \sqrt{\varepsilon_i - \sin^2 \theta} / \lambda$  是在第  $i$  个材料中沿针尖方向的波数 ( $\theta$  是入射角,  $i = 1, 2, 3$  分别代表空气, WTe<sub>2</sub> 和金刚石基底)。对于薄膜来说  $\xi \approx \Delta / \lambda \ll 1$ , 所以式(3)可简化为:

$$r_s = \frac{r_{12} + r_{23}}{1 + r_{12} r_{23}}, \quad (4)$$

$r_{ij}$  是两种材料  $i$  和  $j$  交界面的菲涅尔反射系数, 有:

$$r_{ij} = \frac{k_i \varepsilon_j / \varepsilon_i - k_j}{k_i \varepsilon_j / \varepsilon_i + k_j}. \quad (5)$$

在实验中, 为了抑制远场背景噪音, 针尖以略

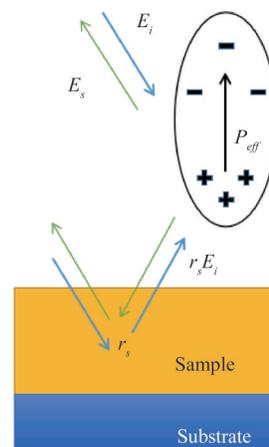


图6 有限偶极模型下的针尖样品散射示意图

Fig. 6 Illumination of tip-sample scattering in finite-dipole model

低于其共振频率  $\Omega$  的频率 (在实验中  $\Omega = 234$  KHz) 振动, 针尖与样品的距离可表示为  $H(t) = A(1 + \cos(\Omega t))$ , 远场背景噪音对于  $H(t)$  的变化比较敏感并且几乎呈线性关系, 相反近场信号对于  $H(t)$  的变化是非线性的, 所以散射信号在高次  $n \geq 2$  的谐波下 (对于实验  $n=3$ ) 主要由近场信号组成。记高次谐波信号为  $U_n$ ,  $U_n = s_n \exp(i\phi_n)$ , 其中  $s_n$  为振幅,  $\phi_n$  为相位。  $U_n$  应正比与散射场的  $n$  阶傅里叶级数, 即:

$$U_n \propto F_n[E_s(H(t))] = |E_s(H(t))| e^{in\Omega t}, \quad (6)$$

所以样品与基底的光学信号之比为:

$$\eta_n = \frac{s_n}{s_{n,\text{ref}}} e^{i(\phi_n - \phi_{n,\text{ref}})}, \quad (7)$$

角标 ref 代表基底的相应参数, 现在只需要知道  $\alpha_{\text{eff}}$  与  $\alpha_{\text{eff,ref}}$  就可以得到  $\eta_n$ 。对于一个薄膜系统,  $\alpha_{\text{eff}}$  可以近似表示为<sup>[28]</sup>:

$$\alpha_{\text{eff}} \approx C \left( 2 + \xi(\varepsilon_{\text{ref}}, d) + \xi(\varepsilon, 0) \right) - \xi(\varepsilon, d), \quad (8)$$

$$\alpha_{\text{eff,ref}} = C \left( 2 + \xi(\varepsilon_{\text{ref}}, 0) \right), \quad (9)$$

其中  $d$  代表薄膜样品的厚度,  $\xi$  的表达式为:

$$\xi(\varepsilon, d) = f_0(H+d) \beta(\varepsilon) [1 - f(H+d) \beta(\varepsilon)]^{-1}, \quad (10)$$

其中与针尖样品距离  $H$  无关的常数  $C$  和与  $H$  有关的

$f_0(H)$ 、 $f(H)$  (其详细形式参考引用文献[29])都是由针尖的几何构型与材料类型所决定的,而且特别的依赖于针尖尖端的半径以及它的有效长度,而这些参数在测量过程中都是不会改变的。

将以上方程联立可得:

$$\eta_n = \left( \frac{1 + r_s}{1 + r_{s,ref}} \right)^2 \frac{\int \alpha_{eff} e^{i\Omega t} dt}{\int \alpha_{eff,ref} e^{i\Omega t} dt} \quad (11)$$

样品的介电常数在前面已经用 Drude-Lorentz 模型拟合得到,而金刚石基底的介电常数可以查到为:  $\epsilon_{ref} = 5.61 + i \cdot 1.5 \times 10^{-4}$ ,这样就可以求得  $\eta_n$ 。

通过这个模型我们还可以用实验得到的  $\eta_n$  来反推样品的介电常数,方法如下:用准静态反射系数  $\beta = (\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$  将  $\alpha_{eff}$  进行泰勒级数展开:

$$\alpha_{eff} = \sum_{j=0}^{\infty} \alpha_j \beta_j \quad (12)$$

再通过式(5)和(6)可得:

$$\eta_n = \left( \frac{1 + r_s}{1 + r_{s,ref}} \right)^2 \frac{\sum_{j=0}^{\infty} \beta_j F_n[\alpha_j]}{F_n[\alpha_{eff,ref}]} \quad (13)$$

这样求得  $\beta_j$  即可求得介电常数  $\epsilon$ 。图7给出了不同厚度的  $WTe_2$  薄膜在  $910 \text{ cm}^{-1}$  和  $1550 \text{ cm}^{-1}$  波数下  $\eta_n$  的理论模型结果与实验观测结果的对比,其中理论模型是假设  $WTe_2$  薄膜的介电常数与  $WTe_2$  块材的介电常数相同而计算得到的结果。圆形和倒三角形数据点分别为在入射光为  $910 \text{ cm}^{-1}$  和  $1550 \text{ cm}^{-1}$  波数下的理论模型结果,方形和正三角形数据点为对应的实验结果。可以看出,当样品边缘未出现散射信号增强时(实心数据点),实验结果与理论模型符合较好,即样品光学信号和基底的比值随着样品厚度的增加而增大;当样品出现边缘信号增强现象时(空心数据点),理论模型与实验观测结果不符,即此时样品内部信号的强度有所减弱,信号比值随厚度的变化趋势出现反常。

为了解释这一现象,首先分析边缘亮纹的由来。在近场光学实验中,在样品边缘出现这种边缘信号增强的现象有两种较为普遍的原因,一种是由半导体材料的表面等离子激元<sup>[31]</sup>或介电材料的声子极化激元<sup>[32]</sup>导致的;另一种原因是由针尖和样品边缘的多个热点效应<sup>[33]</sup>,尖端效应使得导电样品边缘棱角处针尖和样品的耦合度增加,在光的照射下会产生局域的电场增强,比如在黑鳞上也观察到了这种边缘亮纹的现象<sup>[28]</sup>。材料中极化激元产生的条纹是由针尖激发的入射波和边界发射波干涉形成的,其亮纹位置应处于材料边界内侧而非外侧。因

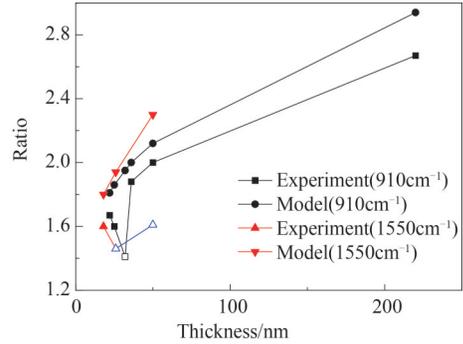


图7 不同样品厚度下的样品/基底光学信号之比.注:空心数据点为样品边缘出现信号增强时的结果

Fig. 7 The ratio of sample/substrate near field signal with different sample thickness at different incident frequency. Note: The hollow data point is the result of signal enhancement at the edge of the sample

此,我们所观察到的现象应该属于第二种原因,即针尖位于边缘外侧时与样品的耦合最强而导致了边缘外侧散射信号峰的出现,这是样品边缘金属性的表现。

当边缘信号增强现象出现时,由模型得到的理论结果与实验结果不符。我们认为这种情况下的样品不能完全由其块材的光学性质所描述,此时样品表面很可能具有与块材无耦合作用的纳米薄层。这种纳米薄层并不罕见,比如在2009年E. Andrei组<sup>[34]</sup>就用扫描隧道谱仪(STS)证实了石墨样品上有与块材无耦合作用的石墨烯,这是由于其较弱的层间范德瓦尔斯力导致的;在另一篇文章<sup>[14]</sup>中作者用扫描隧道显微镜(STM)测量具有单层厚度台阶的  $WTe_2$  样品,间接指出了在样品块材上存在一层无耦合作用的单层  $WTe_2$ ,所以在新鲜解理的  $WTe_2$  样品表面通常也会存在与块材无耦合作用的薄层。这种纳米薄层具有更高的金属性,从而在边缘外侧形成亮纹,同时这个边缘亮纹的强度也反映了薄层材料的金属性强弱。例如,在实验中,边缘亮纹强度相比于  $WTe_2$  块体的信号更强,比值高达1.5,说明薄层材料的载流子浓度更大。令人不解的是,伴随着薄层的出现,样品内部的金属性相对降低。虽然拓扑绝缘体很符合这样的描述,但是单层  $WTe_2$  只有在低温下才被证实为拓扑绝缘体。

### 3 结论

本文用近场光学实验手段研究了  $WTe_2$  的纳米薄膜,发现当样品边缘未出现散射信号增强时,实验结果与理论模型符合较好;当样品出现边缘信号

增强现象时,理论模型与实验观测结果不符。经过分析表明,当样品边缘外侧出现亮纹时,样品的光学性质并不能完全由块材所描述,从而推测样品表面具有与块材无耦合作用的碲化钨纳米薄层,纳米薄层具有较强的金属性,从而使边缘的光学响应增强。这一工作为拓扑材料的光学研究提供了参考,同时为范德瓦尔斯材料体系提供了新的研究思路。

## References

- [1] Bruno F Y, Tamai A, Wu Q S, *et al.* Observation of large topologically trivial Fermi arcs in the candidate type-II Weyl semimetal  $\text{WTe}_2$  [J]. *Physical Review B*, 2016, **94** (12):121112R.
- [2] Tamai A, Wu Q S, Cucchi I, *et al.* Fermi arcs and their topological character in the candidate Type-II Weyl semimetal  $\text{MoTe}_2$  [J]. *Physical Review X*, 2016, **6**(3):031021.
- [3] Koppens F H L, Mueller T, Avouris P, *et al.* Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems [J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, **9** (10):780-793.
- [4] Xu X, Yao W, Xiao D, *et al.* Spin and pseudospins in layered transition metal dichalcogenides [J]. *Nature Physics*, 2014, **10**(5):343-350.
- [5] Mak K F, Shan J. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides [J]. *Nature Photonics*, 2016, **10**(4):216-226.
- [6] Ali M N, Xiong J, Flynn S, *et al.* Large, non-saturating magnetoresistance in  $\text{WTe}_2$  [J]. *Nature*, 2014, **514** (7521):205-208.
- [7] Kang D, Zhou Y, Yi W, *et al.* Superconductivity emerging from a suppressed large magnetoresistant state in tungsten ditelluride [J]. *Nature Communications*, 2015, **6**:7804.
- [8] Sante D D, Das P K, Bigi C, *et al.* Three-dimensional electronic structure of the Type-II Weyl semimetal  $\text{WTe}_2$  [J]. *Physical Review Letters*, 2017, **119**(2):026403.
- [9] Lv Y Y, Li X, Zhang B B, *et al.* Experimental observation of anisotropic Adler-Bell-Jackiw anomaly in Type-II Weyl semimetal  $\text{WTe}_{1.98}$  crystals at the quasi classical regime [J]. *Physical Review Letters*, 2017, **118**(9):096603.
- [10] Qian X, Liu J, Fu L, *et al.* Quantum spin Hall effect in two-dimensional transition metal dichalcogenides [J]. *Science*, 2014, **346**(6215):1344-1347.
- [11] Jia Z Y, Song Y H, Li X B, *et al.* Direct visualization of a two-dimensional topological insulator in the single-layer  $1\text{T}'\text{-WTe}_2$  [J]. *Physical Review B*, 2017, **96**(4):041108.
- [12] Fei Z, Palomaki T, Wu S, *et al.* Edge conduction in monolayer  $\text{WTe}_2$  [J]. *Nature Physics*, 2017, **13**:677.
- [13] Wu S, Fatemi V, Gibson Q D, *et al.* Observation of the quantum spin Hall effect up to 100 kelvin in a monolayer crystal [J]. *Science*, 2018, **359**(6371):76-79.
- [14] Peng L, Yuan Y, Li G, *et al.* Observation of topological states residing at step edges of  $\text{WTe}_2$  [J]. *Nature Communications*, 2017, **8**(1):659.
- [15] Shi Y M, Kahn J, Niu B, *et al.* Imaging quantum spin Hall edges in monolayer  $\text{WTe}_2$  [J]. *Science Advances*, 2019, **5**(2):eaat8799.
- [16] Song Y, Jia Z, Zhang D, *et al.* Observation of Coulomb gap in the quantum spin Hall candidate single-layer  $1\text{T}'\text{-WTe}_2$  [J]. *Nature Communications*, 2018, **9**(1):4071.
- [17] Sajadi E, Palomaki T, Fei Z, *et al.* Gate-induced superconductivity in a monolayer topological insulator [J]. *Science*, 2018, **362**(6417):922-925.
- [18] Fatemi V, Wu S, Cao Y, *et al.* Electrically tunable low-density superconductivity in a monolayer topological insulator [J]. *Science*, 2018, **362**(6417):926-929.
- [19] Homes C C, Ali M N, Cava R J. Optical properties of the perfectly compensated semimetal  $\text{WTe}_2$  [J]. *Physical Review B*, 2015, **92**(16):161109(R).
- [20] Frenzel A J, Homes C C, Gibson Q D, *et al.* Anisotropic electrodynamics of type-II Weyl semimetal candidate  $\text{WTe}_2$  [J]. *Physical Review B*, 2017, **95**(24):245140.
- [21] Xu S Y, Ma Q, Shen H, *et al.* Electrically switchable Berry curvature dipole in the monolayer topological insulator  $\text{WTe}_2$  [J]. *Nature Physics*, 2018, **14**:900-906.
- [22] Moore J E, Orenstein J. Confinement-induced berry phase and helicity-dependent photocurrents [J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**:026805.
- [23] Sodemann I, Fu L. Quantum nonlinear Hall effect induced by berry vature dipole in time-reversal invariant materials [J]. *Physical Review Letters*, 2015, **115**(21):216806.
- [24] Basov D N, Fogler M M, Abajo F J G de. Polaritons in van der Waals materials [J]. *Science*, 2016, **354**(6309):aag1992.
- [25] Low T, Chaves A, Caldwell J D, *et al.* Polaritons in layered two-dimensional materials [J]. *Nature Materials*, 2017, **16**:182-194.
- [26] Wang C, Huang S Y, Xing Q X, *et al.* Van der Waals thin films of  $\text{WTe}_2$  for natural hyperbolic plasmonic surfaces [J]. *Nature Communications*, 2020, **11**:1158.
- [27] YANG Zhong-Bo, WANG Hua-Bin, PENG Xiao-Yu, *et al.* Recent progress in scanning probe microscope based super-resolution near-field fingerprint microscopy [J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves* (杨忠波, 王化斌, 彭晓昱, 等. 基于扫描探针显微镜的近场超空间分辨指纹光谱技术研究现状. *红外与毫米波学报*), 2016, **35**(1):87-98.
- [28] Abate Y, Gamage S, Li Z, *et al.* Nanoscopy reveals surface-metallic black phosphorus [J]. *Light: Science & Applications*, 2016, **5**(10):e16162.
- [29] Goyadinov A A, Mastel S, Golmar F, *et al.* Recovery of permittivity and depth from near-field data as a step toward infrared nano tomography [J]. *ACS Nano*, 2014, **8** (7):6911-6912.
- [30] Goyadinov A A, Amenabar I, Huth F, *et al.* Quantitative measurement of local infrared absorption and dielectric function with tip-enhanced near-field microscopy [J]. *Journal of Physical Chemistry Letters*, 2013, **4**(9):1526-1531.
- [31] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, *et al.* Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging [J]. *Nature*, 2012, **487**(7405): 82-85.
- [32] Dai S, Fei Z, Ma Q, *et al.* Tunable phonon polaritons in atomically thin van der Waals crystals of boron nitride [J]. *Science*, 2014, **343**(6175): 1125-1129.
- [33] Babicheva V E, Gamage S, Stockman M I, *et al.* Near-field edge fringes at sharp material boundaries [J]. *Optics Express*, 2017, **25** (20): 23935-23944. (Li G, Luican A, Andrei E Y. Scanning tunneling spectroscopy of graphene on graphite [J]. *Physical Review Letters*), 2009, **102**(17):176804.
- [34] Li G, Luican A, Andrei E Y. Scanning tunneling spectroscopy of graphene on graphite [J]. *Physical Review Letters*, 2009, **102**(17):176804.