



## 拓扑材料BaMnSb<sub>2</sub>的红外光谱学研究

邱子阳 陈岩 邱祥冈

### Infrared spectroscopic study of topological material BaMnSb<sub>2</sub>

Qiu Zi-Yang Chen Yan Qiu Xiang-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 107201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220011

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220011>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 拓扑半金属的红外光谱研究

Optical properties of topological semimetals

物理学报. 2019, 68(22): 227804 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191510>

#### 石墨烯等离子激元增强红外光谱

Graphene plasmon enhanced infrared spectroscopy

物理学报. 2019, 68(14): 148103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190903>

#### 拓扑材料中的超导

Superconductivity in topological materials

物理学报. 2020, 69(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191627>

#### 铁基超导体Li<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>ODFeSe的红外光谱研究

Infrared spectroscopy study of ironbased superconductor Li<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>ODFeSe

物理学报. 2018, 67(20): 207102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181401>

#### 周期与非周期传输线网络的物理与拓扑性质

Physics and topological properties of periodic and aperiodic transmission line networks

物理学报. 2020, 69(15): 150301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200258>

#### 拓扑节线与节面金属的研究进展

Progress on topological nodal line and nodal surface

物理学报. 2019, 68(22): 227101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191538>

# 拓扑材料 $\text{BaMnSb}_2$ 的红外光谱学研究

邱子阳<sup>1)</sup> 陈岩<sup>1)</sup> 邱祥冈<sup>2)3)4)†</sup>

1) (南京电子器件研究所, 南京 210016)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

3) (中国科学院大学物理学院, 北京 100049)

4) (量子物质科学协同创新中心, 北京 100084)

(2022 年 1 月 3 日收到; 2022 年 1 月 28 日收到修改稿)

对于新型拓扑材料  $\text{BaMnSb}_2$ , 研究了从 7 K 到常温下温度依赖的宽频红外光谱特性. 随着温度的降低, 绝对反射谱中等离子体极小值有着明显的蓝移, 表明载流子浓度存在随温度变化的行为. 在光电导谱的实部中存在两段随着频率线性增加的响应, 它们的线性外延不经过原点, 表明  $\text{BaMnSb}_2$  的费米能级附近有打开能隙的 Dirac 型色散. 此外, 在低温下还发现了一段不随频率变化的光电导, 且无法用传统的 Drude-Lorentz 模型拟合. 因此本文引入了一个恒定的光电导分量, 得到了满意的拟合结果. 通过计算和分析, 我们认为恒定光电导分量可能来自于拓扑材料  $\text{BaMnSb}_2$  的表面态响应.

**关键词:** 红外光谱, 拓扑材料, 恒定光电导

**PACS:** 72.15.-v, 78.20.-e, 78.30.-j

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220011

## 1 摘要

近几年, 拓扑材料因其丰富的物理性质, 在量子材料和凝聚态物理领域引起了广泛的关注. 根据动量空间中的能带是否存在能隙以及简并的情况, 可将拓扑材料大致分为拓扑绝缘体<sup>[1,2]</sup>、Dirac 半金属<sup>[3-6]</sup>和 Weyl 半金属<sup>[7,8]</sup>. 对于拓扑绝缘体, 体态在费米能级附近存在能隙, 表现为绝缘态, 而表面态在费米能级上是能带交叉的, 表现出金属态. 对于 Dirac 半金属, 费米能级附近的导带和价带具有线性色散并且交叉形成 Dirac 点, 在三维动量空间中形成 Dirac 锥状分布. 当 Dirac 半金属的时间反演或者空间反演被破坏时, Dirac 点会劈裂成一对具有相反手性的 Weyl 点, 材料演变成 Weyl 半金属. 由于拓扑材料有着丰富的量子特性<sup>[9-11]</sup>, 研究这类材料有助于进一步理解拓扑相变以及拓

相理论.

研究发现, 在三维动量空间的电子态分布中, Bi 和 Sb 与 Mn 的化合物在费米能级附近容易形成各向异性的线性色散. 由于 Mn 元素具有反铁磁序, 科学家们对新型磁性拓扑材料  $\text{AMnBi}_2$  和  $\text{AMnSb}_2$  ( $A=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Eu}$  和  $\text{Yb}$ ) 进行了大量研究<sup>[12-26]</sup>, 希望能在其中发现新奇的拓扑特性. 文献<sup>[27]</sup>通过理论计算预言在  $\text{AMnSb}_2$  系列中, 只有当晶体空间群为  $I4/mmm$  时, 材料才会表现出 Dirac 费米子行为. 对于满足  $I4/mmm$  晶体群的  $\text{BaMnSb}_2$  材料, 戎洪涛等<sup>[28]</sup>报道了通过 ARPES 观测到了宽能量范围的连续 Dirac 费米子行为, 但理论计算 Dirac 点在费米能级附近有能隙打开, 与实验观测不同. 为了解决这一矛盾, 我们对拓扑材料  $\text{BaMnSb}_2$  进行了细致的红外光谱研究. 由于  $\text{BaMnSb}_2$  与  $\text{YbMnSb}_2$  结构相同, 利用红外光谱技术也将帮助我们判断在  $\text{BaMnSb}_2$  中是否也存

† 通信作者. E-mail: [xgqiu@iphy.ac.cn](mailto:xgqiu@iphy.ac.cn)

在 Dirac nodal-line 的行为.

不同的拓扑特性在红外光谱学中有不同的光学响应. 对于拓扑材料, 由于费米能级附近的特殊电子态分布, 会使得光电导的实部  $\sigma_1(\omega)$  在低频波段随着频率  $\omega$  出现特殊的线性分布:

$$\sigma_1(\omega) \propto \left(\frac{\hbar\omega}{2}\right)^{d-2},$$

其中  $d$  表示拓扑系统的维度 [29–31]. 对于二维拓扑材料 ( $d = 2$ ), 光电导的实部  $\sigma_1$  会表现出不随频率  $\omega$  变化的特性; 对于三维拓扑材料 ( $d = 3$ ),  $\sigma_1(\omega)$  会随着  $\omega$  线性增加, 且低频线性外延经过原点. 而对于具有 nodal-line 结构的 Dirac 半金属, 如 ZrSiS [32–34], NbAs<sub>2</sub> [35] 和 YbMnSb<sub>2</sub> [25], 由于具有特殊的 Dirac 点分布, 已经在红外光谱研究中发现了具有不随  $\omega$  变化的恒定光电导分量. 因此, 利用红外光谱学可以非常有效地帮助我们判断 BaMnSb<sub>1</sub> 的拓扑特性: 当线性外延通过原点时, 证明存在连续的 Dirac 费米子; 当线性外延不经过原点, 证明 Dirac 型色散有打开的能隙.

本文通过对 BaMnSb<sub>2</sub> 进行详细的红外光谱学研究, 发现在光电导的实部  $\sigma_1(\omega)$  中有两段随频率线性增加的  $\sigma_1(\omega)$ , 其线性外延均不经过原点, 证明费米能级附近有打开能隙的 Dirac 型色散. 与文献 [28] 对比, 发现两段线性光电导的起始频率与能带图中电子态的能隙大小一致, 进一步证明了第一性理论计算的正确. 此外, 在低频波段发现了一段恒定的  $\sigma_1(\omega)$  分量, 通过计算和分析, 猜想这段恒定组分可能来自 BaMnSb<sub>2</sub> 的表面态.

## 2 实验

利用自助熔的方法成功烧制出了高质量的层状单晶材料 BaMnSb<sub>2</sub> [28]. 借助原位镀金的技术 [36] 和 Bruker Vertex 80v 傅里叶红外光谱仪, 测得了 BaMnSb<sub>2</sub> 在  $ab$  面上不同温度下 (7–295 K 共 14 个温度点) 连续的反射谱  $R(\omega)$ , 频率从 50  $\text{cm}^{-1}$  到 15000  $\text{cm}^{-1}$ . 对于可见光和紫外波段 (15000–30000  $\text{cm}^{-1}$ ), 利用 Avaspec 2048  $\times$  14 光纤光谱仪测量室温下的绝对反射谱. 通过 Kramers–Kronig (KK) 变换, 由  $R(\omega)$  可以计算出描述联合态密度的实部光电导谱  $\sigma_1(\omega)$ . 在计算过程中, 对于  $\omega < 50 \text{ cm}^{-1}$  使用 Hagen–Rubens 模型进行外推; 30000  $\text{cm}^{-1} <$

$\omega < 12.4 \text{ eV}$  部分假设为恒定分量;  $\omega > 12.4 \text{ eV}$  部分则认为自由电子响应 ( $\omega^{-4}$ ).

## 3 结果

### 3.1 反射谱

图 1 给出了 BaMnSb<sub>2</sub> 在 5 个不同温度下频率 0–3000  $\text{cm}^{-1}$  的绝对反射率  $R(\omega)$ . 在  $\omega = 100200$ , 和 400  $\text{cm}^{-1}$  附近可以发现 3 个非常明显的红外活性声子 [37]. 当频率接近零频,  $R(\omega)$  迅速升高并接近 1; 在  $\omega = 700 \text{ cm}^{-1}$  附近存在非常陡峭的等离子边, 体现了材料的半金属特性. 随着温度降低, 等离子体边逐渐向高频移动. 此外, 在该波段  $R(\omega)$  的最低点——等离子极小值随着温度的降低有明显的蓝移行为. 对于  $\omega$  大于 3000  $\text{cm}^{-1}$  的高频波段,  $R(\omega)$  几乎完全重合, 且从图 1 的插图中可以观察到多个明显的鼓包, 表明 BaMnSb<sub>2</sub> 在高频存在带间跃迁.

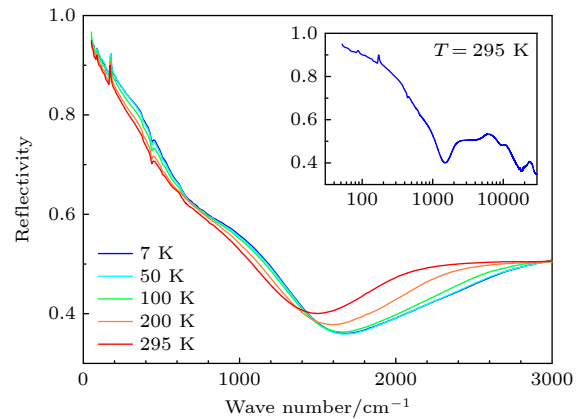


图 1 BaMnSb<sub>2</sub> 在 5 个温度点 50–3000  $\text{cm}^{-1}$  范围内的反射率. 插图显示室温下到 30000  $\text{cm}^{-1}$  的反射谱

Fig. 1. Reflectivity of BaMnSb<sub>2</sub> at five representative temperatures between 50–3000  $\text{cm}^{-1}$ . The inset displays the reflectivity up to 30000  $\text{cm}^{-1}$  at room temperature.

### 3.2 光电导谱

基于 KK 变换, 可以算出图 1 反射谱对应的光电导谱的实部  $\sigma_1(\omega)$ , 如图 2 所示. 可以看出, 在低频  $\sigma_1(\omega)$  有非常明显的 Drude 峰, 随着温度升高 Drude 峰逐渐变宽. 图 2 中的插图展现了直到  $\omega = 30000 \text{ cm}^{-1}$  的  $\sigma_1(\omega)$ , 可以发现 Drude 分量在整个光电导谱中占比很小, 说明 BaMnSb<sub>2</sub> 的载流子浓度低, 与  $R(\omega)$  中观察到的半金属特性一致.

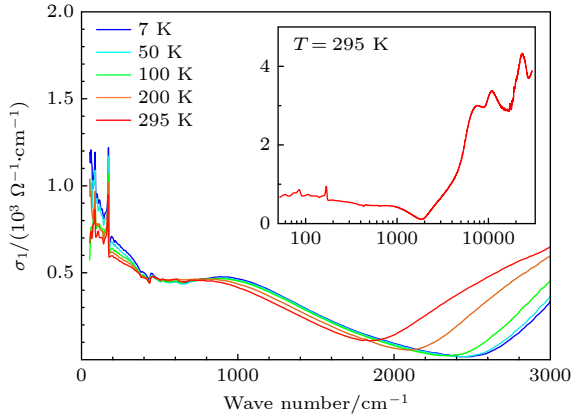


图2 通过 Kramers-Kronig 计算得到相应的光电导的实部. 插图为室温下到更高频率的光电导谱

Fig. 2. The corresponding real part of optical conductivity  $\sigma_1(\omega)$  is calculated through Kramers-Kronig transformation. The inset shows  $\sigma_1(\omega)$  over a broad frequency range at room temperature.

对于  $\omega > 2400 \text{ cm}^{-1}$  的高频波段, 有两段非常明显的随频率线性增加的  $\sigma_1(\omega)$ , 分别是  $2650\text{—}3500 \text{ cm}^{-1}$  和  $3500\text{—}5000 \text{ cm}^{-1}$ , 如图 3 的虚线所示, 说明电子态在费米能级附近存在 Dirac 型的色散. 对这两段线性光电导进行线性低频外延, 发现均不过原点, 证明  $\text{BaMnSb}_2$  的 Dirac 型色散存在能隙, 与理论计算的结果相符<sup>[28]</sup>. 两段线性部分的起始频率  $2650 \text{ cm}^{-1}$  和  $3500 \text{ cm}^{-1}$ , 分别对应  $0.33 \text{ eV}$  和  $0.434 \text{ eV}$  的带间跃迁.

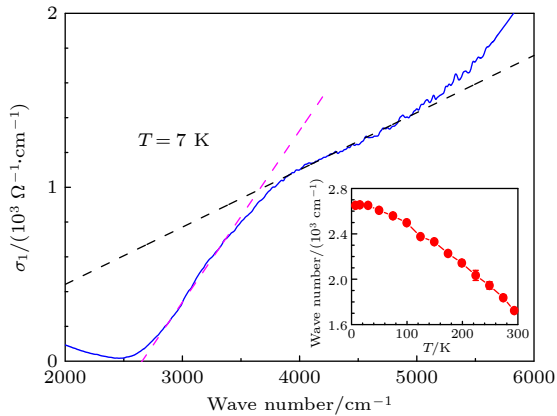


图3 蓝色实线为 7 K 时  $\text{BaMnSb}_2$  在高频波段的光电导谱, 粉色虚线和黑色虚线分别示意了两段线性增加的光电导. 插图是不同温度下粉色虚线线性外延与横坐标的交点, 对应了 Dirac 能隙随温度变化的关系

Fig. 3. The blue solid curve is  $\sigma_1(\omega)$  for  $\text{BaMnSb}_2$  at 7 K in high-frequency range. The pink and dark dashed lines denote two range of linearly-increased  $\sigma_1(\omega)$ . The inset exhibits extrapolation of the pink dashed line to zero conductivity at finite frequency, corresponding to the temperature-dependent Dirac gap.

在文献<sup>[28]</sup>的理论计算中,  $M\text{—}Y$  的方向上存在一个打开能隙的 Dirac 型电子态分布, 能隙大小约为  $0.38 \text{ eV}$ ; 而在  $\Gamma$  点处带隙的大小约为  $0.48 \text{ eV}$ , 由于  $\Gamma$  点附近导带和价带的分布是准线性的, 其带间跃迁在  $\sigma_1(\omega)$  中同样会贡献一段线性分量. 因此, 在合理的误差范围内,  $\sigma_1(\omega)$  中观测到的两段线性光电导与理论计算相符, 即  $2650\text{—}3500 \text{ cm}^{-1}$  的线性光电导响应对应了  $M\text{—}Y$  的 Dirac 型带间跃迁, 而  $3500\text{—}5000 \text{ cm}^{-1}$  的线性响应对应了  $\Gamma$  点附近的带间跃迁. 通过线性外延粉色虚线与横坐标的交点, 可以得到 Dirac 能隙随温度变化的依赖关系, 如图 3 中的插图所示.

为进一步分析  $\sigma_1(\omega)$  的低频部分 ( $0\text{—}2000 \text{ cm}^{-1}$ ), 引入经典的 Drude-Lorentz 模型:

$$\sigma_1(\omega) = \frac{2\pi}{Z_0} \left[ \sum_k \frac{\Omega_{p,k}^2}{\tau_k(\omega^2 + \tau_k^{-2})} + \sum_j \frac{\gamma_j \omega^2 \Omega_j^2}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \gamma_j^2 \omega^2} \right],$$

其中  $Z_0 = 377 \text{ }\Omega$  为真空阻抗. 括号内第一部分对应自由载流子的 Drude 响应, 其中  $1/\tau$  为载流子的散射速率,  $\Omega_p$  为等离子体频率, 与载流子浓度  $n$  和有效质量  $m^*$  的数量关系为  $\Omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m^*}$ . 括号内第二部分对应 Lorentz 振荡, 描述了带间的电子激发, 其中  $\omega_j$  为谐振频率,  $\gamma_j$  为谐振宽度,  $\Omega_j$  为谐振强度.

须知道, 在利用 Drude-Lorentz 模型分析  $\sigma_1(\omega)$  时应尽量少地引入模型个数. 在拟合的过程中我们分别尝试了 (i) 1 个 Drude+2 个 Lorentz 分量; (ii) 2 个 Drude+1 个 Lorentz 分量, 但都无法很好地拟合出低温时  $400\text{—}1200 \text{ cm}^{-1}$  的光电导谱. 有趣的是, 我们意识到在低频波段存在一段恒定的  $\sigma_1(\omega)$ , 其值大约为  $450 \text{ }\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , 如图 4 的虚线所示. 计算 7 K 温度时光电导的谱重  $S(\omega) = \int_0^\omega \sigma_1(\omega') d\omega'$ , 如图 4 中的插图所示, 很明显, 在频率为  $350\text{—}1150 \text{ cm}^{-1}$  的范围内,  $\sigma_1(\omega)$  随着  $\omega$  线性增加, 这进一步证明了  $\sigma_1(\omega)$  在低频存在一段恒定的光电导, 与  $\text{YbMnSb}_2$  的红外光谱结果非常相似<sup>[25]</sup>.

根据以上的讨论, 我们尝试在 Drude-Lorentz 模型中引入一个恒定光电导分量, 并成功拟合出了所有温度下的  $\sigma_1(\omega)$ . 图 5 给出了 3 个温度下的拟合曲线, 如蓝色虚线所示, 证明了不同温度下  $\sigma_1(\omega)$

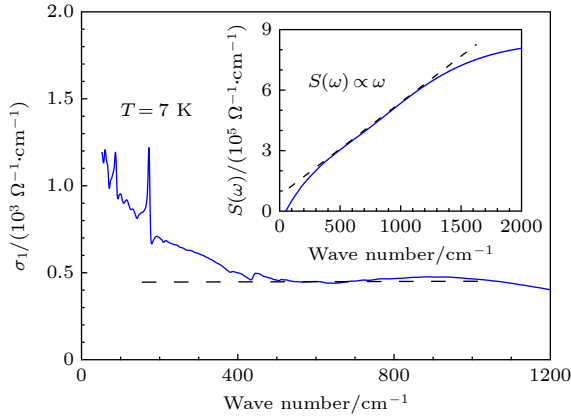


图4 BaMnSb<sub>2</sub>在7 K时的 $\sigma_1(\omega)$ ,其中黑色虚线注明了恒定光电导组分. 插图为 $\sigma_1(\omega)$ 的谱重随频率变化的关系,其中黑色虚线表明在350—1150  $\text{cm}^{-1}$ 范围内谱重随频率线性增加

Fig. 4.  $\sigma_1(\omega)$  for BaMnSb<sub>2</sub> at 7 K. The dark dashed line denotes the frequency-independent component. The inset portrays the spectral weight  $S(\omega)$  at 7 K, and the dark dashed line represents  $S(\omega)$  follows an  $\omega$  behavior in the range between 350–1150  $\text{cm}^{-1}$ .

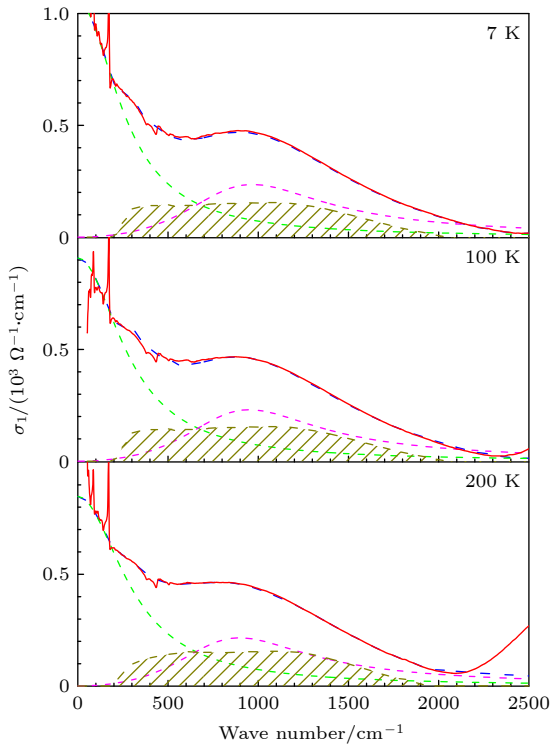


图5  $\sigma_1(\omega)$ 在0—2500  $\text{cm}^{-1}$ 范围内的拟合结果,拟合的组分为一个绿色的Drude分量,一个粉色的Lorentz分量,和一个深黄色的恒定分量. 对于100和200  $\text{cm}^{-1}$ 附近的红外活性声子暂不讨论

Fig. 5. Fitting results for  $\sigma_1(\omega)$  in 0–2500  $\text{cm}^{-1}$  frequency range, which is decomposed into one Drude term (green dashed line), one Lorentz term (pink dashed line), and a constant component (dark yellow dashed line). The infrared-active phonons near 100 and 200  $\text{cm}^{-1}$  are ignored.

在300—1200  $\text{cm}^{-1}$ 范围内,都有一段值为147  $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的恒定光电导分量. 这种不寻常的光电导响应通常出现在二维狄拉克系统中,如石墨烯<sup>[38–40]</sup>,但BaMnSb<sub>2</sub>是三维层状材料. 因此合理猜想BaMnSb<sub>2</sub>在费米能级附近可能存在 nodal-line 的 Dirac 分布,就像ZrSiS<sup>[32,41]</sup>和YbMnSb<sub>2</sub><sup>[25]</sup>.

### 3.3 讨论

文献<sup>[28]</sup>通过角分辨光电子能谱和理论计算,细致讨论了三维Dirac材料BaMnSb<sub>2</sub>. 在根据第一性原理计算的能带结构中,只观察到在M-Y的方向上存在一个Dirac型电子态分布. 此外,恒定的光电导分量起始频率为300  $\text{cm}^{-1}$ ,在能带结构中没有对应的带间跃迁. 因此从能带结构中,没有发现BaMnSb<sub>2</sub>材料在费米能级附近存在 nodal-line 型的Dirac分布.

关于产生恒定光电导分量的原因,排除了 nodal-line 型Dirac分布的可能性,另一个猜想是由BaMnSb<sub>2</sub>材料的表面态引入的. 在YbMnSb<sub>2</sub>中恒定光电导的 $\sigma_1(\omega) \approx 340 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ <sup>[25]</sup>,而BaMnSb<sub>2</sub>中只有147  $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,低于YbMnSb<sub>2</sub>中的值. 分别计算两种材料的恒定光电导谱重 $S(\omega_{\text{constant}})$ 与相应频率 $\sigma_1(\omega)$ 的谱重 $S(\omega)$ 的比值,发现YbMnSb<sub>2</sub>的恒定光电导分量占比为0.58,而BaMnSb<sub>2</sub>的占比只有0.3. 由于BaMnSb<sub>2</sub>的恒定光电导分量非常小,且在体能带中没有对应的带间跃迁,所以我们猜想该分量代表的电子激发可能来自于表面态. 我们知道三维Dirac材料的表面态是拓扑非平庸态,在费米能级上具有二维Dirac的电子态分布,表现在 $\sigma_1(\omega)$ 中为一段随频率恒定不变的光电导. 因此我们认为BaMnSb<sub>2</sub>的恒定光电导分量来自于表面态的二维Dirac分布.

## 4 结论

本文从7 K到室温对拓扑材料BaMnSb<sub>2</sub>进行了细致的红外光谱学研究. 我们发现在反射谱中 $\omega = 700 \text{ cm}^{-1}$ 附近有非常陡的等离子边,且其随着温度降低逐渐向高频转移. 等离子体边极小值随着温度降低也明显蓝移. 基于KK关系,计算得到了对应的光电导谱的实部 $\sigma_1(\omega)$ ,发现在2650—3500  $\text{cm}^{-1}$ 和3500—5000  $\text{cm}^{-1}$ 存在两段随频率线性增加的 $\sigma_1(\omega)$ ,证明电子态在费米能级附近存在

Dirac 型色散; 由于其线性外延均不经过原点, 说明 Dirac 型色散存在能隙; 通过与理论计算对比, 我们发现两段线性光电导的起始频率与能带结构中的能隙大小一致, 进一步证明了第一性理论计算的正确. 最后, 在低频波段还发现了一段恒定的光电导分量, 通过计算和分析, 我们认为这段恒定光电导来自  $\text{BaMnSb}_2$  的表面态.

## 参考文献

- [1] Dziawa P, Kowalski B J, Dybko K, Buczek R, Szczerbakow A, Szot M, Lusakowska E, Balasubramanian T, Wojek B M, Berntsen M H 2012 *Nat. Mater.* **11** 1023
- [2] Zhang H, Liu C X, Qi X L, Dai X, Fang Z, Zhang S C 2009 *Nat. Phys.* **5** 438
- [3] Wang Z J, Sun Y, Chen X Q, Franchini C, Xu G, Weng H M, Dai X, Fang Z 2012 *Phys. Rev. B* **85** 195320
- [4] Ma X M, Zhao Y, Zhang K, Kumar S, Lu R, Li J, Yao Q, Shao J, Hou F, Wu X 2021 *Phys. Rev. B* **103** 121112
- [5] de Boer J C, Wielens D H, Voerman J A, de Ronde B, Huang Y, Golden M S, Li C, Brinkman A 2019 *Phys. Rev. B* **99** 085124
- [6] Hsieh D, Xia Y, Qian D, Wray L, Meier F, Dil J H, Osterwalder J, Patthey L, Fedorov A V, Lin H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 146401
- [7] Su Y H, Shi W, Felser C, Sun Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 155431
- [8] Singh S, Garcia-Castro A C, Valencia-Jaime I, Munoz F, Romero A H 2016 *Phys. Rev. B* **94** 161116
- [9] Bansil A, Lin H, Das T 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 021004
- [10] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [11] Qi X L, Zhang S C 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057
- [12] Park J, Lee G, Wolff-Fabris F, Koh Y Y, Eom M J, Kim Y K, Farhan M A, Jo Y J, Kim C, Shim J H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 126402
- [13] Wang K F, Graf D, Wang L M, Lei H C, Tozer S W, Petrovic C 2012 *Phys. Rev. B* **85** 041101
- [14] Li L J, Wang K F, Graf D, Wang L M, Wang A F, Petrovic C 2016 *Phys. Rev. B* **93** 115141
- [15] Wang A F, Zaliznyak I, Ren W J, Wu L J, Graf D, Garlea V O, Warren J B, Bozin E, Zhu Y M, Petrovic C 2016 *Phys. Rev. B* **94** 165161
- [16] Wang K F, Graf D, Lei H C, Tozer S W, Petrovic C 2011 *Phys. Rev. B* **84** 220401
- [17] May A F, McGuire M A, Sales B C 2014 *Phys. Rev. B* **90** 075109
- [18] Chinotti M, Pal A, Ren W J, Petrovic C, Degiorgi L 2016 *Phys. Rev. B* **94** 245101
- [19] Lee G, Farhan M A, Kim J S, Shim J H 2013 *Phys. Rev. B* **87** 245104
- [20] Liu J, Hu J, Cao H, Zhu Y, Chuang A, Graf D, Adams D J, Radmanesh S M A, Spimu L, Chiorescu I 2016 *Sci. Rep.* **6** 30525
- [21] Chaudhuri D, Cheng B, Yaresko A, Gibson Q D, Cava R J, Armitage N P 2017 *Phys. Rev. B* **96** 075151
- [22] Qiu Z Y, Le C C, Dai Y M, Xu B, He J B, Yang R, Chen G F, Hu J P, Qiu X G 2018 *Phys. Rev. B* **98** 115151
- [23] Kealhofer R, Jang S, Griffin S M, John C, Benavides K A, Doyle S, Helm T, Moll P J W, Neaton J B, Chan J Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 045109
- [24] Wang Y Y, Xu S, Sun L L, Xia T L 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 021201
- [25] Qiu Z Y, Le C C, Liao Z Y, Xu B, Yang R, Hu J P, Dai Y M, Qiu X G 2019 *Phys. Rev. B* **100** 125136
- [26] Qiu Z Y, Liao Z Y, Qiu X G 2019 *Chin. Phys. B* **28** 047801
- [27] Farhan M A, Lee G, Shim J H 2014 *J. Phys. Condens. Matter* **26** 042201
- [28] Rong H T, Zhou L Q, He J B, Song C Y, Xu Y, Cai Y Q, Li C, Wang Q Y, Zhao L, Liu G D, Xu Z Y, Chen G F, Weng H M, Zhou X J 2021 *Chin. Phys. B* **30** 067403
- [29] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90**
- [30] Carbotte J P 2017 *J. Phys. Condens. Matter* **29** 045301
- [31] Hosur P, Parameswaran S A, Vishwanath A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 046602
- [32] Schilling M B, Schoop L M, Lotsch B V, Dressel M, Pronin A V 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 187401
- [33] Topp A, Queiroz R, Grüneis A, Mütchler L, Rost A W, Varykhalov A, Marchenko D, Krivenkov M, Rodolakis F, McChesney J L 2017 *Phys. Rev. X* **7** 041073
- [34] Chen R Y, Zhang S J, Zhang M Y, Dong T, Wang N L 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 107402
- [35] Shao Y, Sun Z, Wang Y, Xu C, Sankar R, Breindel A J, Cao C, Fogler M M, Millis A J, Chou F 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **116** 1168
- [36] Homes C C, Reedyk M, Cradles D A, Timusk T 1993 *Appl. Opt.* **32** 2976
- [37] Li B W, Jiang W C, Chen G Y, Xiang Y, Xie W, Dai Y M, Zhu X Y, Yang H, Wen H H 2020 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **63** 117011
- [38] Kuzmenko A B, van Heumen E, Carbone F, van der Marel D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 117401
- [39] Mak K F, Sfeir M Y, Wu Y, Lui C H, Misewich J A, Heinz T F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 196405
- [40] Ando T, Zheng Y, Suzuura H 2002 *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** 1318
- [41] Habe T, Koshino M 2018 *Phys. Rev. B* **98** 125201

# Infrared spectroscopic study of topological material BaMnSb<sub>2</sub>

Qiu Zi-Yang<sup>1)</sup> Chen Yan<sup>1)</sup> Qiu Xiang-Gang<sup>2)3)4)†</sup>

1) (*Nanjing Electronic Device Institute, Nanjing 210016, China*)

2) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

4) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100084, China*)

( Received 3 January 2022; revised manuscript received 28 January 2022 )

## Abstract

A detailed infrared optical spectrum of the new topological material BaMnSb<sub>2</sub> has been measured at temperatures ranging from 7 K to 295 K. As the temperature decreases, the plasma minimum has a clear blue shift in reflectivity spectrum, indicating that the carrier density changes with temperature. In the real part of the optical conductivity  $\sigma_1(\omega)$ , two linearly-increased components can be identified, but neither of their extrapolation pass through the origin, which proves that BaMnSb<sub>2</sub> has a gapped Dirac dispersion near the Fermi level. Comparing with the theoretical calculation by using first-principles methods, the onset of these two linearly-increased components are in good agreement with the band structures. In addition, a range of constant optical conductivity is found in  $\sigma_1(\omega)$ , which cannot be described well by the Drude-Lorentz model. Therefore, we introduce a frequency-independent component to fit  $\sigma_1(\omega)$  successfully. However, different from the Dirac nodal-line semimetal YbMnSb<sub>2</sub> which shares same fitting results as well as crystal structure, the constant component in BaMnSb<sub>2</sub> has a small proportion of  $\sigma_1(\omega)$ . Through calculation and analysis, we attribute the constant component to the surface state of BaMnSb<sub>2</sub>.

**Keywords:** infrared spectroscopy, topological material, frequency-independent optical conductivity

**PACS:** 72.15.-v, 78.20.-e, 78.30.-j

**DOI:** [10.7498/aps.71.20220011](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220011)

† Corresponding author. E-mail: [xgqiu@iphy.ac.cn](mailto:xgqiu@iphy.ac.cn)