第 54 卷第 2 期
2026 年 2 月

硅 酸 盐 学 报
JOURNAL OF THE CHINESE CERAMIC SOCIETY

Vol. 54，No. 2
February，2026

http://www.gxyb.cbpt.cnki.net

DOI：10.14062/j.issn.0454-5648.20250253

综 合 评 述

无机非金属类红外透明导电薄膜的研究进展

吴 彬[1,2]，段 超[1,2]，黄 易[1,2]，高 岗[1,2]，朱嘉琦[1,2]

(1. 哈尔滨工业大学航天学院，复合材料与结构研究所，哈尔滨 150001；2. 哈尔滨工业大学郑州研究院，郑州 450000)

摘 要：无论在军事领域还是民用领域，3~5 μm 和 8~12 μm 波段在红外探测成像、空间光通信以及红外传感等关乎国家发展、国防安全、民生改善等技术领域具有重要的应用前景。飞行器红外探测制导前端的整流罩既要高红外透过率又需要高电导以实现电磁屏蔽，同时红外光调制器需要低损耗导电薄膜以制备高效、低能耗且尺寸小的调制器单元，因此，发展红外波段的透明与导电薄膜材料具有重大意义。本文系统阐述了薄膜红外透明与导电性能之间的矛盾与协同原理，随后回顾了该领域具有代表性的研究进展，最后对这类功能薄膜材料的未来发展方向及应用前景进行了总结与展望。

关键词：红外；透明导电；电磁屏蔽
中图分类号：V19　　**文献标志码**：A　　**文章编号**：0454–5648(2026)02–0457–11
网络出版时间：2026–01–28

透明导电薄膜是指在目标光波段同时具有高透过性能和高导电性能的材料，现已被广泛应用于各类光电器件[1–3]，例如平板显示器、太阳能电池、发光二极管等[4–7]。但是，尽管在理论和实际应用方面，可见光波段的透明导电薄膜已经发展成熟，而红外波段透明导电薄膜的发展仍然还处于起步阶段，主要原因是薄膜在红外波段的透明与导电性能难以协同，这阻碍了这类功能材料的发展与应用[8, 9]，例如红外电磁屏蔽器、红外探测器、红外 LED 及其他光电器件。

众所周知，波长为 3~5 μm 波段以及 8~12 μm 波段是红外光的大气窗口，是民用及军用红外探测成像领域主要的目标波段[10–13]。在军事领域，以用作机载红外搜索系统及弹载红外精确制导系统的前端整流罩的红外光学材料为例，一方面为了实现武器装备对目标的搜索、定位和精准打击，整流罩红外光学材料应在探测器响应波段内具有高红外透射率[14]；另一方面，为了实现前端整流罩的强雷达隐身，整流罩红外光学材料还应具有高电导率，因此在其表面需要制备一层具备红外透明与导电功能的薄膜。

除上述军用需求外，目前自由空间的光通讯工作波长主要是集中在近红外 1550 nm 处[15–17]，而发展上述大气窗口内的高效光调制器将对自由空间通讯产生深远的影响[18, 19]。为发展上述两个大气窗口的高效光调制器，面临的问题之一是光在调制器传输过程中具有较高的损耗，这就需要低载流子浓度高迁移率的红外透明导电薄膜提供材料支撑[20–24]。但由于红外透明和导电性质难以兼容，关于薄膜红外透明与导电协同机理还没有被建立，至今尚未研制出综合性能理想的红外透明导电薄膜[25–29]。因此基于上述应用需求，需要进一步发展薄膜红外透明与导电性能的协同机制，设计并制备出性能更加优异的红外透明导电薄膜。然而，要实现这一目标，必须深入了解当前的研究现状，包括材料设计原理、性能优化策略以及尚存的挑战。

本文针对红外透明导电薄膜材料的最新研究进展进行了总结和回顾。首先对红外透明导电协同机理进行了讨论，其次，阐述了依据协同机理及设计准则开发的多类型红外透明导电薄膜材料，最后对红外透明导电薄膜材料的未来发展方向进行了展望。

收稿日期：2025–04–08。　修订日期：2025–05–12。
基金项目：国家自然科学基金项目(5203000545)。
第一作者：吴　彬(1997—)，男，博士研究生。
通信作者：高　岗(1990—)，男，副教授；
朱嘉琦(1974—)，男，教授。

Received date: 2025–04–08.　**Revised date:** 2025–05–12.
First author: WU Bin (1997–), male, Doctoral candidate.
E-mail: 23B936096@stu.hit.edu.cn
Correspondent author: GAO Gang (1990–), male, Ph.D., Associate Professor;
ZHU Jiaqi (1974–), male, Ph.D., Professor.
E-mail: gaogang@hit.edu.cn; zhujq@hit.edu.cn

1 薄膜红外透明导电性能之间的权衡

1.1 红外透明与导电性能基本物理原理

薄膜透明性能是指入射光在通过薄膜介质后剩余光强与入射光强的比值，描述光与物质相互作用的物理参数为复介电常数[$\varepsilon(\omega)$]，而 $\varepsilon(\omega)$主要受到材料的电子结构的影响，具体包括带内跃迁吸收，带间跃迁吸收等，这些因素共同决定了薄膜的红外透过性能[20, 30]。

带内跃迁吸收主要描述的是自由载流子与入射光的相互作用过程，从能带理论的角度可以表述为导带或价带内的电子吸收入射光子的能量并从低能级到高能级跃迁，从经典物理的角度采用 Drude 模型[31, 32]，在入射光为平面波的条件下写出自由电子的运动方程[式(1)]，从而可以解出复介电常数的实部 $\varepsilon_r(\omega)$与虚部 $\varepsilon_i(\omega)$，如式(2)所示。

$$m\ddot{\vec{x}}+m\gamma\dot{\vec{x}}=\mathrm{e}\vec{E}_0\exp(-i\omega t) \tag{1}$$

$$\begin{cases}\varepsilon_r(\omega)=\varepsilon_\infty-\dfrac{\omega_\mathrm{p}^2}{\omega^2+\gamma^2}\\ \varepsilon_i(\omega)=\dfrac{\omega_\mathrm{p}^2\gamma}{\omega(\omega^2+\gamma^2)}\end{cases} \tag{2}$$

式中：m 为电子的质量；x 为电子的位移；e 为电子的电荷量；E_0 为电场强度；i 为虚数单位；t 为时间；ε_∞为高频介电常数；ω 为入射光频率；ω_p 为等离子体频率；γ 为散射频率。ω_p 和 γ 由式(3)和式(4)可得。

$$\omega_\mathrm{p}=\sqrt{\frac{n\mathrm{e}^2}{m^*\varepsilon_0}} \tag{3}$$

$$\gamma=\frac{\mathrm{e}}{\mu m^*} \tag{4}$$

式中：n 为载流子浓度；m*为电子有效质量；μ 为载流子迁移率；ε_0 为真空介电常数。

令 $\varepsilon(\omega)$实部为 0 时，可以得到复介电常数实部由正实数转变为负实数的入射光频率(ω_0)，表达式为式(5)。

$$\omega_0=\sqrt{\frac{n\mathrm{e}^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{opt}}-\gamma^2}\approx\sqrt{\frac{n\mathrm{e}^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{opt}}} \tag{5}$$

式中：ε_opt 为光学介电常数，数值上和 ε_∞相同。

当入射光频率小于 ω_0 时，薄膜材料表现出金属反射性质。对于绝大多数材料而言，γ 相比于 $\sqrt{ne^2/m^*\varepsilon_0\varepsilon_\infty}$ 小 1 个数量级以上，因此可以忽略不计。在文献[70]中，也有将忽略 γ 后的 ω_0 称为 ω_p，其原因是在推导自由电子带内跃迁吸收条件下的 $\varepsilon(\omega)$时，令声子频率(ω_T)为 0 得到相应表达式，其复介电常数实部为 0 的表达式仍然为式(5)所示，这不免在 ω_p 这个概念上造成一定的混乱。为了避免引起歧义，本文中 ω_p 采用式(3)表述，复介电常数实部为 0 的点采用式(5)表述，当入射光频率小于 ω_0 时，薄膜对入射光表现出反射特性，薄膜的反射截止波长(λ_0)可由 $\lambda_0=2\pi c_0/\omega_0$ 得到，不同材料 λ_0 会有很大变化。例如，ITO、$CuScO_2$ 的 λ_0 分别为 1~2 μm[33]和 4~6 μm[34]。

带间跃迁吸收主要描述的是电子吸收入射光子的能量从低能带跃迁到高能带的过程，此过程主要是用 Tauc-Lorentz 模型描述[35–37]，其复介电常数虚部 $\varepsilon_{i;T\text{-}L}(E)$与实部 $\varepsilon_r(E)$如式(6)和式(7)所示。

$$\varepsilon_{i;T-L}(E)=\varepsilon_{i;L}(E)\times\varepsilon_{i;T}(E)=\begin{cases}\dfrac{AE_0C(E-E_\mathrm{g})^2}{E\left(E^2-E_0^2\right)^2+C^2E^2} & E>E_\mathrm{g}\\ 0 & E\leqslant E_\mathrm{g}\end{cases} \tag{6}$$

$$\varepsilon_r(E)=\varepsilon_r(\infty)+\frac{2}{\pi}P\int_{E_\mathrm{g}}^{\infty}\frac{\xi\varepsilon_i(\xi)}{\xi^2-E^2}\mathrm{d}\xi \tag{7}$$

式中：E 为入射光能量；E_g 为带隙宽度；E_0 为振子中心能量；C 为展宽因子；A 为振子的振幅；$\varepsilon_r(\infty)$为高频介电常数；P 为柯西主值。在设计可见光透明导电材料时，主要是依据此色散模型，具体来说，对于在可见光波段的透明导电材料，要求其带隙宽度大于 3.2 eV(对应波长为 380 nm)，以保证在可见光波段复介电常数虚部接近于 0。因此从理论上来说，在可见光波段材料的消光系数(k)为 0，不存在对入射光的吸收；同时在对本征半导体进行掺杂时，选择浅能级施主或受主元素，以保证在室温情况下，电子能跃迁进入导带或进入受主能级，以此实现材料的导电性能。例如，常见的 N 型可见光透明导电材料 ITO(In_2O_3: Sn)，其带隙宽度为 3.7 eV[38]，P 型可见光透明导电材料 $CuScO_2$，其带隙宽度为 3.6 eV[34]。

材料的导电性能是指自由电子在外电场作用下的定向移动，电导率(σ)公式为式(8)所示。

$$\begin{cases}\sigma=\dfrac{n\mathrm{e}^2\tau}{m^*}=n\mathrm{e}\mu\\ \mu=\dfrac{\mathrm{e}\tau}{m^*}\end{cases} \tag{8}$$

式中：τ 是电子的弛豫时间。而材料的导电性能主要与材料的能带结构及散射机制有关。对于氧化物类的宽禁带半导体而言，其本征态的禁带宽度较大，

在室温情况下无法靠热激发形成自由电子或空穴，因此其电导率很低。为了在材料内部产生足够多的自由电子或空穴，需要在材料内部引入杂质或缺陷，以在禁带中引入浅施主能级或受主能级，从而形成足够多的载流子，提高材料的 σ。常见的 N 型可见光透明导电材料 ITO 的 σ 为 1500~5900 S/cm[39]，P 型可见光透明导电材料 $CuScO_2$ 的 σ 为 1~20 S/cm[34]。综上所述，对于宽禁带半导体，其带间跃迁吸收主要发生在紫外及可见光范围内，这与红外波段相去甚远，但是当入射光波长增大(即能量降低时)，自由载流子的带内跃迁过程显著影响薄膜材料的红外透过性能。在 Drude 色散模型中主要包含的变量有 m^*、μ，而 λ_0 由 m^*和 n 以及 ε_{opt} 所决定。另一方面，σ 也由 m^*、n 和 γ 所共同决定，如式(8)和式(9)所示。因此实现 n、m^*和 γ 的有效调控是提高薄膜红外透明与导电性能的关键[40]。

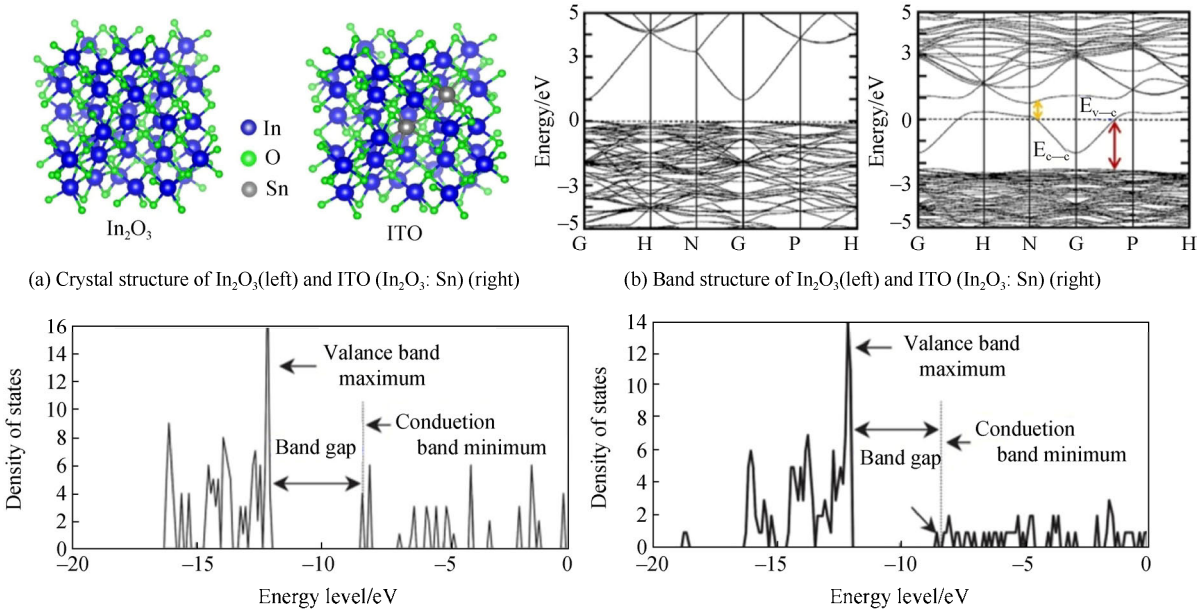
$$\lambda_0 = \frac{2\pi C_0}{\omega_0} = 2\pi C_0 \sqrt{\frac{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_{opt}}{ne^2}} \tag{9}$$

式中：C_0 为真空中的光速

1.2　关键物理参数的调控方法

从上述论述结论来看，n、m^*以及 γ 显著影响薄膜的红外透明性能以及导电性能。因此实现上述描述载流子状态参数的有效调控将有助于获得性能更加优异的红外透明导电薄膜。

载流子浓度 n 是指单位体积内的载流子数量。以掺杂氧化物半导体为例，其载流子主要来自于杂质或缺陷的电离[41]。如图 1 所示，例如对于 Sn 掺杂 In_2O_3 而言，会导致在 In_2O_3 导带最低端(CBM)形成浅能级掺杂，在费米能级的附近态密度(DOS)显著增大，因此会增大薄膜的 n。当 Sn 浓度进一步提高时，也会引起 Burstein–Moss 效应，此时费米能级进入导带内，会增大材料的带隙宽度，导致短波吸收边发生蓝移[42]。除了杂质浓度这一影响因素外，缺陷形成能、缺陷电离能以及缺陷的自补偿作用同样影响薄膜的载流子浓度[43–46]。缺陷的形成能及电离能可以表征形成缺陷和通过电离产生电荷的能力，形成能与电离能越低，则载流子浓度越高；而缺陷自补偿作用是指掺杂半导体中自发产生带相反电荷缺陷中心的现象，以补偿自由载流子。因此，为了提高薄膜的载流子浓度，需要降低缺陷的形成能及电离能和缺陷的自补偿作用。



(a) Crystal structure of In_2O_3(left) and ITO (In_2O_3: Sn) (right)

(b) Band structure of In_2O_3(left) and ITO (In_2O_3: Sn) (right)

(c) Density of state of In_2O_3 (left) and ITO (In_2O_3: Sn) (right)

图 1　In_2O_3 和 ITO (In_2O_3: Sn)的晶体结构与电子结构[47, 48]

Fig. 1　Crystal structure and electronic structure of In_2O_3 and ITO (In_2O_3: Sn)[47, 48]

m^*是指在晶体周期性结构中运动的电子所具有的质量，通常表示为电子的静止质量(m_e)乘一个常数。对于 N 型半导体和 P 型半导体而言，电子或空穴的有效质量与导带或者价带色散关系有关，其被描述为式(10)。

$$d^2E(k)/dk^2 = \hbar / m^* \tag{10}$$

式中：E 为电子的能量；k 为电子的波矢；$\hbar$ 为约化普朗克常量；m^*为有效质量。

通过调整元素组成，相结构和引入缺陷等手段可以增大导带或价带的色散程度，这可以有效降低载流子的有效质量。相比于 N 型氧化物半导体，P 型氧化物半导体的价带顶部(VBM)更加平坦，因此一般具有较大的 m^*。例如，$CuScO_2$ 的有效质量为 $2.6m_e$，而 ITO 的有效质量为 $0.3m_e$[49]，故 N 型氧化物半导体载流子的迁移率普遍高于 P 型氧化物半导体，相应的电导率也更高。

电子散射频率 γ 是指在单位时间内电子碰撞的次数，其倒数为弛豫时间 τ，即代表载流子在 2 次碰撞之间的平均时间间隔。一般在材料内部，存在着以下几种不同形式的散射机制。在掺杂氧化物半导体内，散射源主要是电离杂质散射和晶界散射，之前的研究[33, 41]表明，选择合适的具有单电荷的杂质可以显著降低散射频率，提高材料的弛豫时间。除此之外，对于薄膜材料而言，当膜层厚度逐渐减小，超过电子的平均自由程时，可能会引起新的散射机制，从而增大载流子的散射频率[50]。

1.3 薄膜红外透明与导电性能之间的矛盾

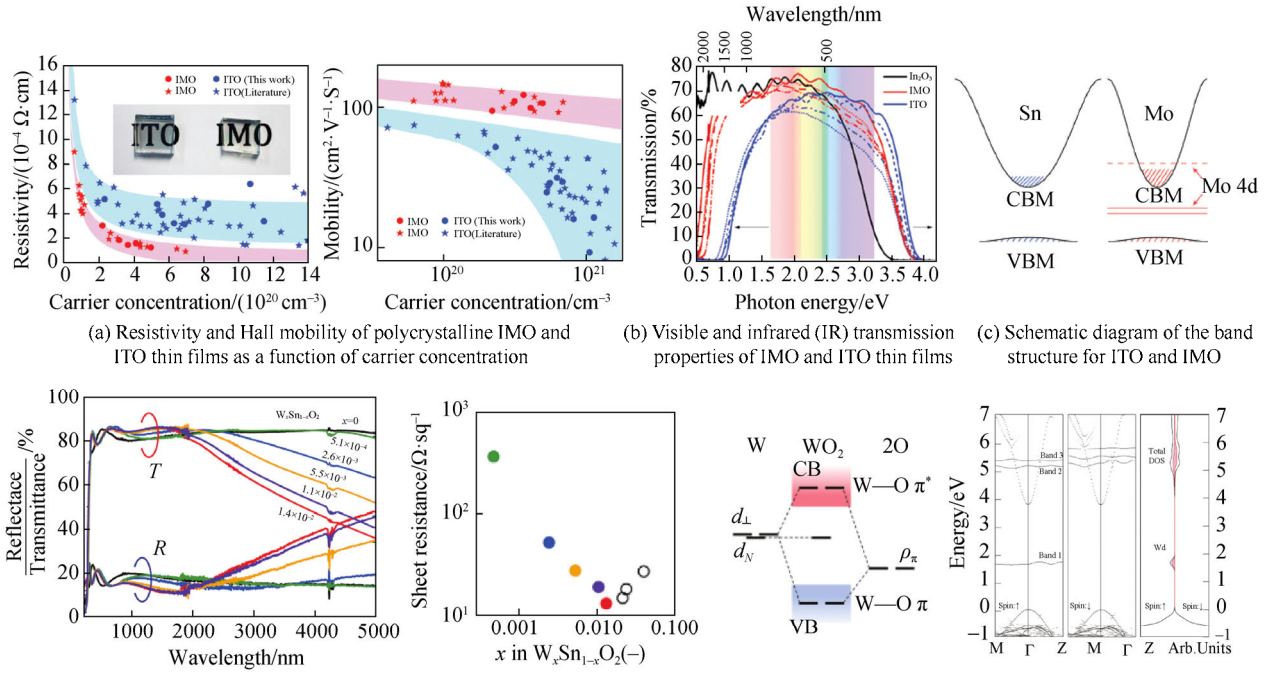
根据 1.1 和 1.2 的分析可知，与可见光透明导电薄膜不同的是，自由载流子的行为与状态同时显著影响薄膜的红外透过率与导电性能，根据式(8)和式(9)可知，薄膜的高 σ 和高红外透过性能彼此是矛盾的，σ 正比于 n/m^*，而 λ_0 反比于 n/m^*，这导致薄膜的红外透明与导电性能难以协同，限制了红外透明与导电薄膜的发展[51–54]。

2 红外透明导电薄膜的设计与开发

针对薄膜红外透明与导电性能之间的矛盾，各个研究团队和学者采用了不同的方法和路径来解决，以开发性能优异的红外波段的透明导电薄膜。正如上文所述，自由载流子的行为和状态显著影响薄膜的红外透过率与导电性能，为了同时获得高的电导率和更宽波段的透过范围，研究人员以氧化物半导体为母体，提出了高迁移率并同时具备适量载流子浓度的改性方法，此方法的目的是降低薄膜在红外波段的反射作用，增大透过范围[55]；除此之外，以 Bi_2Se_3 和 Bi_2Te_3 为代表的重金属硫族化合物，由于具有大的光学介电常数，在远红外波段表现出优异的红外透明与导电性能。

2.1 基于氧化物半导体的掺杂改性

基于氧化物半导体的可见光透明导电材料一直被广泛应用于商业的光电薄膜领域，一般其掺杂元素为 p 族元素，例如，Sn、F、Al 等元素，母体一般采用 In_2O_3、SnO_2、ZnO 等，这类光电薄膜的载流子浓度很高，但迁移率很低，因此其截止波长一般在近红外附近，波长进一步增大时表现出较高的反射率。如图 2 所示，Xu 等[56]和 Swallow 等[57]研究了过渡金属元素(d 族)掺杂 In_2O_3 的光电特性，理论计算和实验表明，相比于 Sn 元素掺杂(ITO)，Mo 掺杂 In_2O_3(IMO)具有较高的迁移率，原因是在 In_2O_3 中的 Mo 元素处在形如 Jahn-Teller 畸变的八面体配



(a) Resistivity and Hall mobility of polycrystalline IMO and ITO thin films as a function of carrier concentration

(b) Visible and infrared (IR) transmission properties of IMO and ITO thin films

(c) Schematic diagram of the band structure for ITO and IMO

(d) Optical and electrical properties of WTO thin films

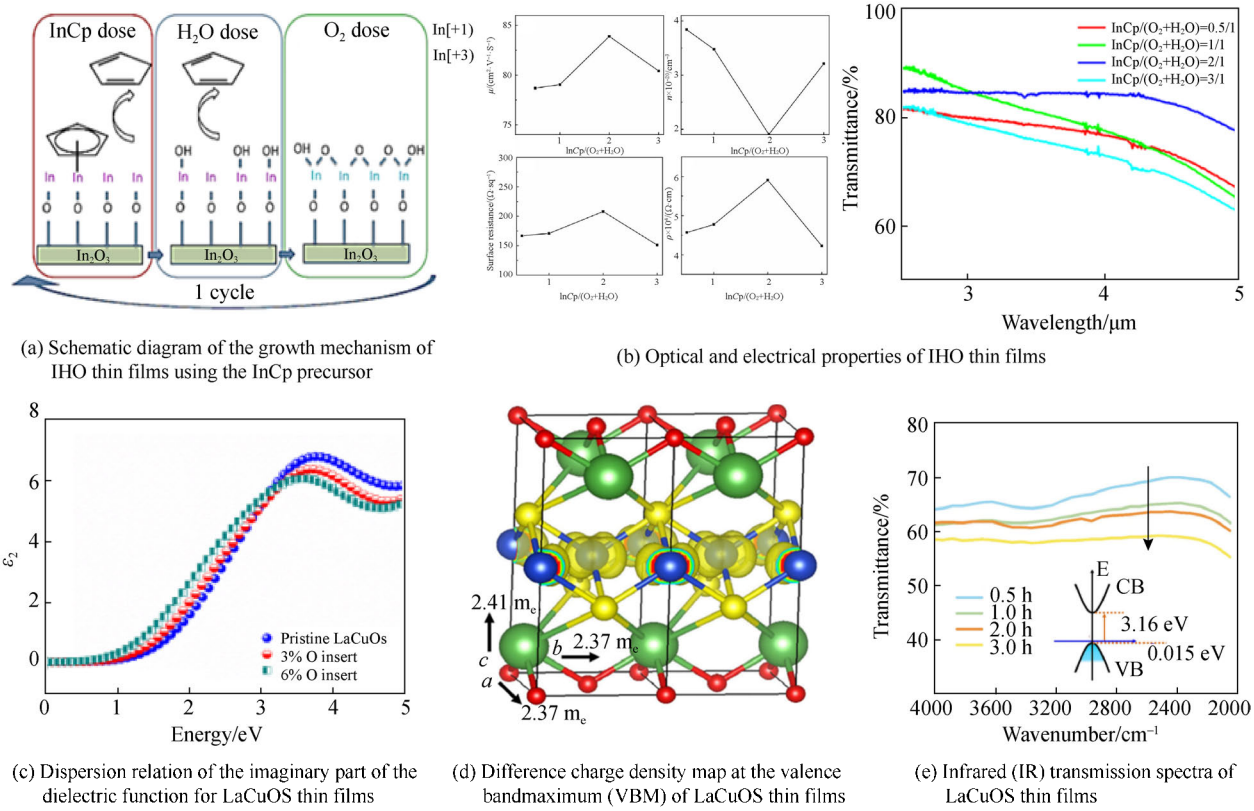
(e) Band structure and density of state for WTO thin films

图 2 IMO 和 WTO 薄膜的能带结构及光电性能[56–58]

Fig. 2 Band structure and optoelectronic properties of IMO and WTO thin films[56–58]

位中，这将导致 Mo 元素的 4d t_{2g} 态分裂为较高能级的 d_{xy} 态和较低能级的 d_{xz} 态和 d_{yz} 态，较高能级的 d_{xy} 态在导带底(CBM)之上，这会释放 1 个载流子进入导带中，相反 d_{xz} 态和 d_{yz} 态处于带隙中并捕获具有高自旋构形的 2 个电子。最终的结果是 Mo 元素的掺杂状态为单电荷态(即 Mo^{4+})，因此该元素的掺杂会降低杂质离子对自由载流子的散射作用，提高迁移率；除此之外，掺杂元素 Mo 的 d 态能级相对于 CBM 较高，这也会导致其和 CBM 的杂化作用较小，而 p 区元素掺杂时与 CBM 的杂化作用较强，这增大了载流子的有效质量，从而降低了载流子的迁移率。实验结果表明，IMO 比 ITO 在红外波段有更高的透过率和更宽的透过范围，其迁移率和电导率均高于 ITO。Fukumoto 等[58]在上述工作的基础上制备并研究了 W 掺杂 SnO_2 红外透明导电薄膜(WTO)，结果表明该薄膜在 300~2000 nm 具有优异的透过性能，且薄膜面电阻最小为 13.0 $\Omega\cdot sq^{-1}$ (1 $\Omega\cdot sq^{-1}$=1 $\Omega\cdot m^{-2}$)，分析载流子的输运性质并结合 DFT 计算表明 W 在 SnO_2 的掺杂状态为单电荷态(即 W^{5+})，因此对载流子具有较弱的散射作用，而 W 以单电荷存在同样也是由于 W 5d t_{2g} 态的分裂，但其原因除了有八面体晶体场的诱导外，还和掺杂元素与周围 O 2p 轨道杂化有关。

除了上述过渡族元素掺杂氧化物的方法外，笔者课题组也制备了 H 掺杂 In_2O_3(IHO)红外透明导电薄膜。H 元素为浅能级掺杂元素，容易电离产生自由电子；同时，H 原子电离后 H^+的散射作用较弱，载流子的迁移率相比于 ITO 有很大程度的提高。采用原子层沉积技术[59]，选用 InCp 作为前驱体，制备了氢掺杂氧化铟薄膜[60]，由于退火过程对 IHO 的光电性能有显著影响，因此通过调控退火温度、退火氛围、退火速度、退火时间等固相晶化工艺参数，建立了微结构的调控方法，揭示了工艺-结构-光电性能之间的系统规律[61]。制备的 IHO 薄膜迁移率达 80 $cm^2\cdot V^{-1}\cdot s^{-1}$,载流子浓度为 2×10^{20} cm^{-3},可见光波段透过率高达 85%，中红外波段透过率高达 80%[62]。除此之外，笔者课题组还制备并研究了 P 型的红外透明导电薄膜 LaCuOS，基于价带修饰理论[63, 64]，利用 S 元素的 p 轨道代替 O 元素的 p 轨道，此方法可以提高价带顶(VBM)的色散程度，即降低了空穴载流子的有效质量，提高了其迁移率。制备得到的 LaCuOS 薄膜电导率达到了 1.37×10^2 $S\cdot cm^{-1}$ 且具有 400~6000 nm 的极宽光学透明窗，透过率高达 60%[65]。IHO 和 LaCuOS 的实验结果如图 3 所示。



(a) Schematic diagram of the growth mechanism of IHO thin films using the InCp precursor

(b) Optical and electrical properties of IHO thin films

(c) Dispersion relation of the imaginary part of the dielectric function for LaCuOS thin films

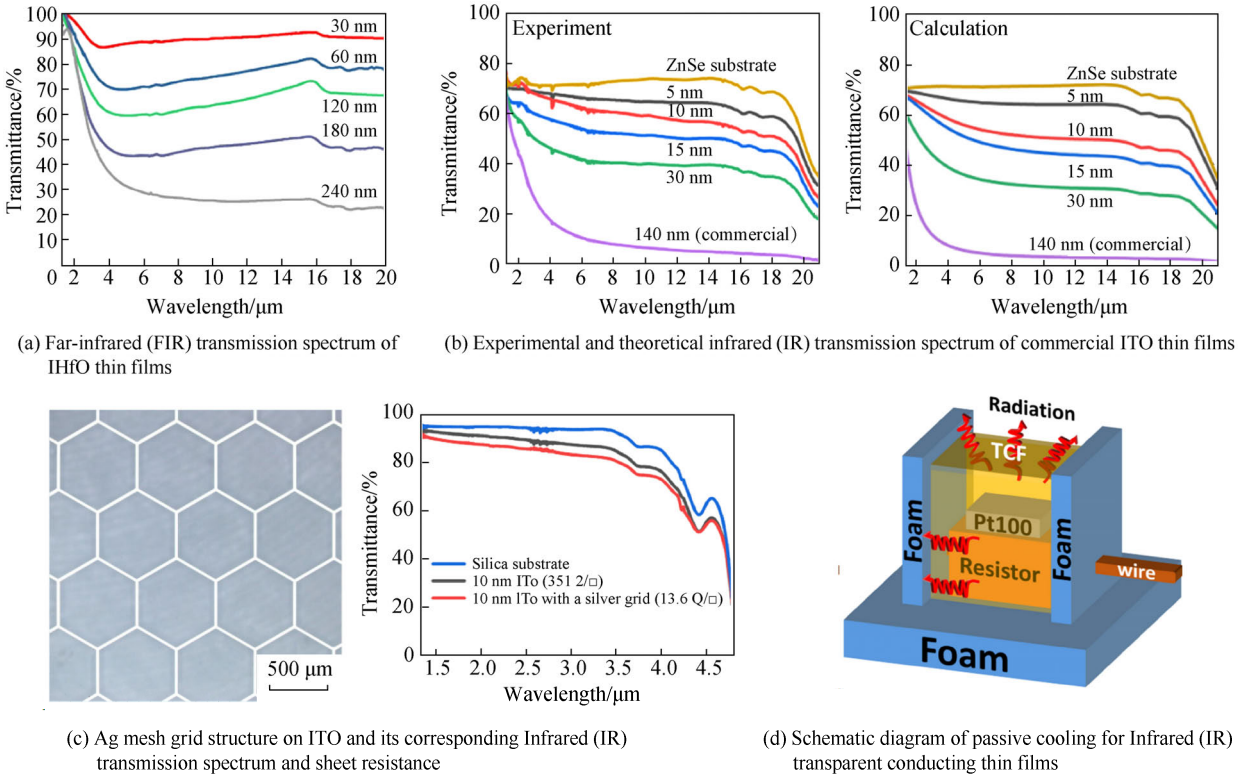
(d) Difference charge density map at the valence bandmaximum (VBM) of LaCuOS thin films

(e) Infrared (IR) transmission spectra of LaCuOS thin films

图 3　IHO 和 LaCuOS 的红外透明导电性能[61, 62, 65]

Fig. 3　Infrared (IR) transparent conductive performance of IHO and LaCuOS [61, 62, 65]

上述途径采用的是掺杂改性氧化物半导体以实现薄膜红外透过率与导电性能的提升，BI 等[66, 67]则是通过减少沉积 ITO 和 IHfO(In_2O_3: Hf)的厚度来实现薄膜红外波段的透明与导电协同，实验结果如图 4 所示，随着 ITO[66]和 IHfO[67]厚度的减少，红外透过性能显著提升，但同时也降低了薄膜的面电阻，其中 ITO 从商用级别的 18.64 $\Omega\cdot sq^{-1}$ 降到了 746.7 $\Omega\cdot sq^{-1}$。理论上，采用薄膜传输矩阵并代入制备薄膜的 n、m*等物理参数，计算了不同厚度 ITO 的红外透射率、反射率和吸收图谱，和实验结果完全符合，说明当 ITO 的厚度小于入射波的趋肤深度时，即使入射波小于 λ_0 时，仍然保持较高的透过强度，其原因是当膜层变薄时，降低了对入射波的反射作用。为了降低薄膜的面电阻，该课题组还在 10 nm 厚的 ITO 表面制备了 Ag 网栅，此时面电阻提升至 13.6 $\Omega\cdot sq^{-1}$。在应用方面，该课题组还将制备的红外透明导电薄膜应用于电路的被动散射领域。



(a) Far-infrared (FIR) transmission spectrum of IHfO thin films

(b) Experimental and theoretical infrared (IR) transmission spectrum of commercial ITO thin films

(c) Ag mesh grid structure on ITO and its corresponding Infrared (IR) transmission spectrum and sheet resistance

(d) Schematic diagram of passive cooling for Infrared (IR) transparent conducting thin films

图 4 不同厚度 IHfO 和 ITO 薄膜的红外透明导电性能及在被动散热方面的应用 [66, 67]

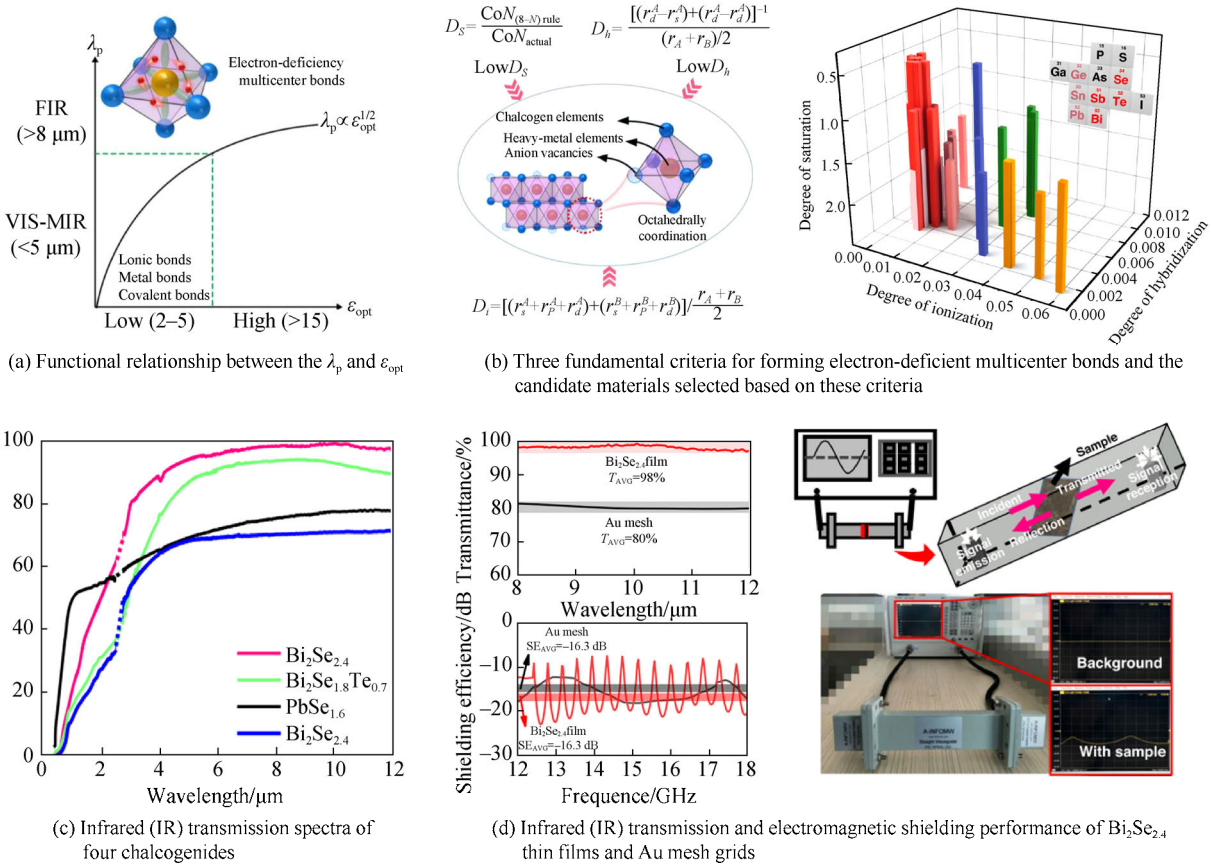
Fig. 4 Infrared (IR) transparent conducting properties of IHfO and ITO thin films with different thicknesses and their application in passive cooling [66, 67]

上述开展的研究仍然是以常用的可见光透明导电材料为研究对象，即宽禁带氧化物半导体。为了提高该类材料在红外波段的透过性能，对于 N 型半导体，研究人员将目光从 p 族元素的掺杂转向了 d 族元素(如 Mo、W 等)、H 元素等，其目的是降低掺杂元素对载流子的散射作用，提高其迁移率，从而增大薄膜的红外透过范围；而对于 P 型半导体，其红外透过范围较大但导电性能较差，因此为了提高薄膜的导电性能，研究人员基于价带修饰理论，掺杂与材料阴离子同族的其他元素，增大价带顶的色散程度，从而提高载流子的迁移率。除上述掺杂改性外，研究人员还发现可以通过降低 ITO 等常用可见光透明导电材料的厚度来提高红外波段的透过性能，但相应的薄膜的面电阻会显著升高，仍然需要借助制备 Ag 网栅等方法降低薄膜的面电阻。

2.2 具有远红外透明导电性能的重金属硫族化合物

由式(8)和式(9)可以看出，如果材料的 ε_{opt} 较大时，λ_0 将会发生红移，同时该参数的变化也不会引起电导率改变。ε_{opt} 是电子位移极化在紫外–可见–红外光学频率范围内的介电常数，此前，研究人员主要关注的是 n 和 m*以及 τ 对 λ_0 和 σ 的影响，而忽略了“常数”ε_{opt} 对 λ_0 增加的影响，其选择的材料主要是 ε_{opt} 较小(2~7)的金属氧化物/氧酸盐。虽然这些材料具有良好的导电性，但透明区的长波截止波长仅限

于中红外波段(λ_0<5 μm)。此外，已有研究报道了掺杂和加热对提高介电材料 ε_{opt} 的影响，然而，配位数等结构参数对 ε_{opt} 的影响尚未得到很好的研究，如何在原子水平上设计高 ε_{opt} 材料仍不清楚。由此，笔者课题组首次提出了一种通过增加 ε_{opt} 来实现远红外透明和导电协同作用的设计策略，实验结果如图 5 所示。通过分析结晶 $Bi_2Se_{2.4}$ 的 ε_{opt} (29.6)大于非晶 $Bi_2Se_{2.4}$ 的 ε_{opt} (9.5)的现象，获得了在高配位数下形成的缺电子多中心键(EDMB)是获得高 ε_{opt} 的有效途径的基本规律，而高 ε_{opt} 产生的主要原因是 EDMD 增加了玻尔半径和电子离域，导致电子极化效应比典型的离子键、金属键和共价键更强，紧接着证明了低电离、低杂化和低饱和是形成缺电子多中心键的 3 个必要原则[68, 69]，最后依据这 3 个原则绘制了高 ε_{opt} 材料的谱，并发现高 ε_{opt} 材料主要是八面体配位的重金属硫族化合物及其固溶体[70]。在材料的导电性方面，基于缺陷能级调控的思想，在高 ε_{opt} 晶体中引入了阴离子空位等浅能级缺陷，实现了远红外透明和导电的一体化。实验方面，通过磁控溅射制备得到的 $Bi_2Se_{2.4}$ 的 σ>1000 S/cm，远红外透过率(8~12 μm)达 90%以上。应用方面，测试了其电磁屏蔽性能，并与 Au 网栅的性能做了对比，在提升红外透明性能的同时，保持了相当的电磁屏蔽性能，二者电磁屏蔽效率均为 –16.3 dB。



(a) Functional relationship between the λ_p and ε_{opt}

(b) Three fundamental criteria for forming electron-deficient multicenter bonds and the candidate materials selected based on these criteria

(c) Infrared (IR) transmission spectra of four chalcogenides

(d) Infrared (IR) transmission and electromagnetic shielding performance of $Bi_2Se_{2.4}$ thin films and Au mesh grids

图 5　远红外透明导电薄膜的设计准则及其在电磁屏蔽领域的应用[70]

Fig. 5　Design principles for far-infrared (FIR) transparent conducting thin films and their application in electromagnetic shielding[70]

文献[70] 提出了一种无机非金属类远红外透明导电薄膜材料的设计方法，其在 8~12 μm 波段的透过率可达 90%以上，同时电导率高达 1000 S/cm。相比该领域前人的研究，大多聚焦在载流子的浓度及迁移率调控等方面，而此研究则是建立了材料的成键方式与高频介电常数的关系，提出并制备了具有较大高频介电常数的远红外波段红外透明导电薄膜材料，其种类为重金属的硫族化合物，如 Bi_2Se_3、Bi_2Te_3 及 $PbSe_2$ 等。该研究为今后远红外透明导电薄膜材料的研究提供了新方向和新思路。

3　总结与展望

尽管可见光波段透明导电薄膜材料的发展已经趋于成熟，在红外波段薄膜材料的透明与导电协同

方面仍然存在急需解决的问题。文中讨论了 2 种实现薄膜材料红外透明与导电协同的机理及材料设计准则，并根据这 2 种协同机理及准则制备并实现了从可见光到中红外再到远红外的透明导电薄膜材料，初步描绘了红外透明导电薄膜材料家族。红外透明导电薄膜材料的研究尚处于起步阶段，未来，随着军事领域及民用领域对各类红外透明导电薄膜材料需求的增加，急需开发更多种类的此类功能薄膜，发展趋势可能包括以下几个方面：

1) 未来随着计算机运算能力的提高，高通量计算已经成为材料设计、筛选与预测的有效手段之一，高通量筛选模型的建立有助于加快红外透明导电材料的开发，其中针对红外透明性能及导电性能的高通量描述符的选取至关重要，同时为了获得精确度较高的筛选模型，需要设置合理的描述符门槛值。

2) 除此之外，限制红外光调制器发展的一个重要因素是缺乏低损耗的红外透明导电薄膜，这就需要薄膜材料具备低载流子浓度，高迁移率的性质，因此需要进一步深入研究载流子输运行为的内在机理，利用元素掺杂、能带调控等手段实现薄膜材料载流子行为的有效调控，开发出在中远红外低损耗的红外透明导电薄膜，这将对该波段光调制器的发展提供有力的材料支撑，进而对光通信领域、红外传感等方面产生深刻的影响。

参考文献:

[1] LI N, WANG Q Q, SHEN C, et al. Large-scale flexible and transparent electronics based on monolayer molybdenum disulfide field-effect transistors[J]. Nat Electron, 2020, 3(11): 711–717.

[2] HSU P C, WANG S, WU H, et al. Performance enhancement of metal nanowire transparent conducting electrodes by mesoscale metal wires[J]. Nat Commun, 2013, 4: 2522.

[3] WU H, KONG D S, RUAN Z C, et al. A transparent electrode based on a metal nanotrough network[J]. Nat Nanotechnol, 2013, 8(6): 421–425.

[4] SONG J K, SON D, KIM J, et al. Wearable force touch sensor array using a flexible and transparent electrode[J]. Adv Funct Mater, 2017, 27(6): 1605286.

[5] TAN Y J, GODABA H, CHEN G, et al. A transparent, self-healing and high-κ dielectric for low-field-emission stretchable optoelectronics[J]. Nat Mater, 2020, 19(2): 182–188.

[6] YU X G, MARKS T J, FACCHETTI A. Metal oxides for optoelectronic applications[J]. Nat Mater, 2016, 15(4): 383–396.

[7] LEI Z Y, ZHU W C, ZHANG X C, et al. Bio-inspired ionic skin for theranostics[J]. Adv Funct Mater, 2021, 31(8): 2008020.

[8] SHI J L, ZHANG J Y, YANG L, et al. Wide bandgap oxide semiconductors: From materials physics to optoelectronic devices[J]. Adv Mater, 2021, 33(50): 2006230.

[9] LI D D, LAI W Y, ZHANG Y Z, et al. Printable transparent conductive films for flexible electronics[J]. Adv Mater, 2018, 30(10): 1704738.

[10] CHITARA B, PANCHAKARLA L S, KRUPANIDHI S B, et al. Infrared photodetectors based on reduced graphene oxide and graphene nanoribbons[J]. Adv Mater, 2011, 23(45): 5419–5424.

[11] TORRISI G, LUIS J S, SANCHEZ-SOBRADO O, et al. Colloidal-structured metallic micro-grids: High performance transparent electrodes in the red and infrared range[J]. Sol Energy Mater Sol Cells, 2019, 197: 7–12.

[12] HE L X, CHIN T. Nanostructured transparent conductive films: Fabrication, characterization and applications[J]. Mater Sci Eng R Rep, 2016, 109: 1–101.

[13] ZHU T, YANG Y R, ZHENG L Y, et al. Solution-processed flexible broadband photodetectors with solution-processed transparent polymeric electrode[J]. Adv Funct Mater, 2020, 30(15): 1909487.

[14] PARK J S, LEE S S, Park I K. Visible and IR transparent Co-doped SnO_2 thin films with efficient electromagnetic shielding performance[J]. J Alloy Compd, 2019, 815:152480–152494.

[15] CAMPIONE S, WOOD M G, SERKLAND D K, et al. Submicrometer epsilon-near-zero electroabsorption modulators enabled by high-mobility cadmium oxide[J]. IEEE Photonics J, 2017, 9(4): 1–7.

[16] WOOD M G, CAMPIONE S, PARAMESWARAN S, et al. Gigahertz speed operation of epsilon-near-zero silicon photonic modulators[J]. Optica, 2018, 5(3): 233.

[17] PARRA J, OLIVARES I, RAMOS F, et al. Ultra-compact non-volatile Mach–Zehnder switch enabled by a high-mobility transparent conducting oxide[J]. Opt Lett, 2020, 45(6): 1503–1506.

[18] SU Y L, WANG W, HU X H, et al. 10 Gbps DPSK transmission over free-space link in the mid-infrared[J]. Opt Express, 2018, 26(26): 34515–34528.

[19] SOREF R. Mid-infrared photonics in silicon and germanium[J]. Nat Photonics, 2010, 4(8): 495–497.

[20] JAFFRAY W, SAHA S, SHALAEV V M, et al. Transparent conducting oxides: From all-dielectric plasmonics to a new paradigm in integrated photonics[J]. Adv Opt Photon, 2022, 14(2): 148–208.

[21] NAIK G V, SHALAEV V M, BOLTASSEVA A. Alternative plasmonic materials: Beyond gold and silver[J]. Adv Mater, 2013, 25(24): 3264–3294.

[22] REINES I C, WOOD M G, LUK T S, et al. Compact epsilon-near-zero silicon photonic phase modulators[J]. Opt Express, 2018, 26(17): 21594–21605.

[23] NIU X X, HU X Y, CHU S S, et al. Epsilon-near-zero photonics: A new platform for integrated devices[J]. Adv Opt Mater, 2018, 6(10): 1701292.

[24] 聂立霞, 张燕, 鲜仕林, 等. 基于高迁移率透明导电氧化物的高速、低插入损耗硅基光波导移相器研究[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(15): 196–204.
NIE Lixia, ZHANG Yan, XIAN Shilin, et al. Laser Optoelectron Prog, 2019, 56(15): 196–204.

[25] HARADA T, FUJIWARA K, TSUKAZAKI A. Highly conductive $PdCoO_2$ ultrathin films for transparent electrodes[J]. APL Mater, 2018, 6(4): 046107.

[26] JI X Z, SONG J M, WU T T, et al. Fabrication of high-performance F and Al Co-doped ZnO transparent conductive films for use in perovskite solar cells[J]. Sol Energy Mater Sol Cells, 2019, 190: 6–11.

[27] HA V A, RICCI F, RIGNANESE G M, et al. Structural design principles for low hole effective mass s-orbital-based p-type oxides[J]. J Mater Chem C, 2017, 5(23): 5772–5779.

[28] CHENG K, LIU J J, JIN R R, et al. Surface microstructure evolution of highly transparent and conductive Al-doped ZnO thin films and its

application in CIGS solar cells[J]. Appl Surf Sci, 2017, 409: 124–131.

[29] EPHRAIM J, LANIGAN D, STALLER C, et al. Transparent conductive oxide nanocrystals coated with insulators by atomic layer deposition[J]. Chem Mater, 2016, 28(15): 5549–5553.

[30] LIU K, ZHANG S, RALCHENKO V, et al. Tailoring of typical color centers in diamond for photonics[J]. Adv Mater, 2021, 33(6): 2000891.

[31] HU C Q, LIU J, WANG J B, et al. New design for highly durable infrared-reflective coatings[J]. Light Sci Appl, 2018, 7: 17175.

[32] LI P F, MERZ K M Jr. Metal ion modeling using classical mechanics[J]. Chem Rev, 2017, 117(3): 1564–1686.

[33] ANANTHANARAYANAN D, DIAZ LEON J J, WONG J, et al. Mid-infrared characterization and modelling of transparent conductive oxides[J]. Sol Energy, 2020, 209: 424–430.

[34] CHUAI Y H, WANG X, ZHENG C T, et al. Highly infrared-transparent and p-type conductive $CuSc_{1-x}Sn_xO_2$ thin films and a p-$CuScO_2$: Sn/n-ZnO heterojunction fabricated by the polymer-assisted deposition method[J]. RSC Adv, 2016, 6(38): 31726–31731.

[35] HU C Q, YANG Z B, BI C B, et al. “All-crystalline” phase transition in nonmetal doped germanium–antimony–tellurium films for high-temperature non-volatile photonic applications[J]. Acta Mater, 2020, 188: 121–130.

[36] PARK J S, CHOI S, YAN Y, et al. Electronic structure and optical properties of α-$CH_3NH_3PbBr_3$ perovskite single crystal[J]. J Phys Chem Lett, 2015, 6(21): 4304–4308.

[37] BLIOKH K Y, NORI F. Transverse and longitudinal angular momenta of light[J]. Phys Rep, 2015, 592: 1–38.

[38] FERHATI H, DJEFFAL F. Performance assessment of TCO/metal/TCO multilayer transparent electrodes: From design concept to optimization[J]. J Comput Electron, 2020, 19(2): 815–824.

[39] FUJIWARA H, KONDO M. Effects of carrier concentration on the dielectric function of ZnO: Ga and In_2O_3: Sn studied by spectroscopic ellipsometry: Analysis of free-carrier and band-edge absorption[J]. Phys Rev B, 2005, 71(7): 075109.

[40] CUI C, DING Q M, YU S Y, et al. Strategies to break the trade-off between infrared transparency and conductivity[J]. Prog Mater Sci, 2023, 136: 101112.

[41] SWALLOW J E N, WILLIAMSON B A D, WHITTLES T J, et al. Self-compensation in transparent conducting F-doped SnO_2[J]. Adv Funct Mater, 2018, 28(4): 1701900.

[42] WANG Q, BRIER M, JOSHI S, et al. Defect-induced Burstein-Moss shift in reduced V_2O_5 nanostructures[J]. Phys Rev B, 2016, 94(24): 245305.

[43] ZHANG S B, WEI S H, ZUNGER A. Intrinsic n-type versus p-type doping asymmetry and the defect physics of ZnO[J]. Phys Rev B, 2001, 63(7): 075205.

[44] PARK C H, ZHANG S B, WEI S-H. Origin of p-type doping difficulty in ZnO: The impurity perspective[J]. Phys Rev B, 2002, 66(7): 073202.

[45] YAN Y F, LI J B, WEI S H, et al. Possible approach to overcome the doping asymmetry in wideband gap semiconductors[J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(13): 135506.

[46] LI H J, WANG Y R, GAO H, et al. Revealing the output power potential of bifacial monolithic all-perovskite tandem solar cells[J]. eLight, 2022, 2(1): 21.

[47] MRYASOV O, FREEMAN A. Electronic band structure of indium tin oxide and criteria for transparent conducting behavior[J]. Phys Rev B, 2001, 64(23): 233111.

[48] LV C, WANG X J, GOVINDASAMY A, et al. Tight-binding quantum chemical calculations of electronic structures of indium tin oxide[J]. Jpn J Appl Phys, 2005, 44(4S): 2806.

[49] CHEN C W, LIN Y C, CHANG C H, et al. Frequency-dependent complex conductivities and dielectric responses of indium tin oxide thin films from the visible to the far-infrared[J]. IEEE J Quantum Electron, 2010, 46(12): 1746–1754.

[50] ZHANG C, JI C G, PARK Y B, et al. Thin-metal-film-based transparent conductors: Material preparation, optical design, and device applications[J]. Adv Opt Mater, 2021, 9(3): 2001298.

[51] YANG L, GUO S, YANG Q, et al. Improved work function of preferentially oriented indium oxide films induced by the plasma exposure technique[J]. Electron Mater Lett, 2015, 11(6): 938–943.

[52] YANG L, HAN J C, ZHU J Q, et al. Chemical bonding and optoelectrical properties of ruthenium doped yttrium oxide thin films[J]. Mater Res Bull, 2013, 48(11): 4486–4490.

[53] HU C Q, GUO K Y, LI Y K, et al. Optical coatings of durability based on transition metal nitrides[J]. Thin Solid Films, 2019, 688: 137339.

[54] YANG L, ZHU J Q, BAI J, et al. Plasma exposure inducing crystallization of indium oxide film with improved electrical and mechanical properties at room temperature[J]. J Mater Sci, 2014, 49(17): 5955–5960.

[55] COUTTS T J, YOUNG D L, LI X N. Characterization of transparent conducting oxides[J]. MRS Bull, 2000, 25(8): 58–65.

[56] XU J, LIU J B, LIU B X, et al. Design of n-type transparent conducting oxides: The case of transition metal doping in In_2O_3[J]. Adv Electron Mater, 2018, 4(3): 1700553.

[57] SWALLOW J E N, WILLIAMSON B A D, SATHASIVAM S, et al. Resonant doping for high mobility transparent conductors: The case of Mo-doped In_2O_3[J]. Mater Horiz, 2020, 7(1): 236–243.

[58] FUKUMOTO M, HIROSE Y, WILLIAMSON B A D, et al. Ligand field-induced exotic dopant for infrared transparent electrode: W in rutile SnO_2[J]. Adv Funct Mater, 2022, 32(14): 2110832.

[59] ELAM J W, MARTINSON A B F, PELLIN M J, et al. Atomic layer deposition of In_2O_3 using cyclopentadienyl indium: A new synthetic route to transparent conducting oxide films[J]. ChemInform, 2006, 37(42): 200642207.

[60] LIBERA J A, HRYN J N, ELAM J W. Indium oxide atomic layer deposition facilitated by the synergy between oxygen and water[J]. Chem Mater, 2011, 23(8): 2150–2158.

[61] MACCO B, KNOOPS H C M, KESSELS W M M. Electron scattering and doping mechanisms in solid-phase-crystallized In_2O_3: H prepared by atomic layer deposition[J]. ACS Appl Mater Interfaces, 2015, 7(30): 16723–16729.

[62] MANE A U, ALLEN A J, KANJOLIA R K, et al. Indium oxide thin films by atomic layer deposition using trimethylindium and ozone[J]. J Phys Chem C, 2016, 120(18): 9874–9883.

[63] PARK S, KESZLER D A, VALENCIA M M, et al. Transparent *p*-type conducting $BaCu_2S_2$ films[J]. Appl Phys Lett, 2002, 80(23): 4393–4394.

[64] FRANTZ J A, NGUYEN V Q, MÄKINEN A J, et al. Low-temperature deposition of BaCuSF, a visible through mid-infrared p-type transparent conductor[J]. Opt Express, 2013, 21(25): 30674–30682.

[65] GAO G, LI K, YANG L, et al. 1.37×10^2 $S\cdot cm^{-1}$ p-type conductivity LaCuOS films with a very wide optical transparency window of 400–6000 nm[J]. Mater Today Phys, 2023, 35: 101089.

[66] BI R, ZHENG C T, YU W W, et al. Breaking through the plasma wavelength barrier to extend the transparency range of ultrathin indium

tin oxide films into the far infrared[J]. J Appl Phys, 2023, 134(16): 165301.
[67] BI R, LI Y D, WU Y H, et al. Visible and infrared transparent conductive films with passive cooling capabilities[J]. Infrared Phys Technol, 2023, 132: 104765.
[68] CHENG Y D, COJOCARU-MIRÉDIN O, KEUTGEN J, et al. Understanding the structure and properties of sesqui-chalcogenides (*i.e.*, V_2VI_3 or Pn_2Ch_3 (Pn = pnictogen, Ch = chalcogen) compounds) from a bonding perspective[J]. Adv Mater, 2019, 31(43): 1904316.
[69] SHPORTKO K, KREMERS S, WODA M, et al. Resonant bonding in crystalline phase-change materials[J]. Nat Mater, 2008, 7(8): 653–658.
[70] HU C Q, ZHOU Z J, ZHANG X Y, et al. Far-infrared transparent conductors[J]. Light Sci Appl, 2023, 12: 98.

Development on Inorganic Non-Metallic Infrared Transparent Conductive Films

WU Bin[1,2], *DUAN Chao*[1,2], *HUANG Yi*[1,2], *GAO Gang*[1,2], *ZHU Jiaqi*[1,2]
(1. National Key Laboratory of Special Environment of Composite Technology, School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China; 2. Zhengzhou Research Institute, Harbin Institute of Technology, Zhengzhou 450000, China)

Extended Abstract

Transparent conducting films (TCFs) as materials that uniquely combine high optical transmittance and high electrical conductivity within a target electromagnetic spectrum become indispensable components in a myriad of modern optoelectronic devices. The development of TCFs operating in the visible light spectrum is a mature field, both in fundamental understanding and in widespread commercial application. These materials being ubiquitous in flat-panel displays, touch screens, and photovoltaics are predominantly based on wide-bandgap oxide semiconductors. A degenerate semiconductor state is achieved *via* introducing a high concentration of dopants (heavy doping) into a host matrix such as tin-doped indium oxide (*i.e.*, ITO, In_2O_3: Sn), aluminum-doped zinc oxide (*i.e.*, AZO, ZnO: Al), or fluorine-doped tin oxide (*i.e.*, FTO, SnO_2: F), providing a substantial free-carrier conductivity, while maintaining the wide bandgap transparency to visible photons. Despite this success, the frontier of TCFs for the infrared (IR) spectrum remains in a nascent, exploratory stage. This stands in a stark contrast to the significant and urgent demand for such materials in critical military and civilian sectors. In military applications, the strategic advantage is twofold, *i.e.*, the forward-looking radomes of airborne IR search-and-track (IRST) systems and the windows of missile-borne IR precision guidance systems require a coating that is simultaneously transparent to incident IR radiation (for target acquisition) and electrically conductive. This conductivity provides an effective mechanism for radar cross-section reduction, conferring radar stealth capabilities. In the civilian domain, IR TCFs characterized by a challenging combination of low carrier concentrations and exceptionally high carrier mobility are a key enabling material for the next generation of high-efficiency optical modulators. Such components are essential for expanding the operational bandwidth of optical communications further into the mid- and far-infrared wavelengths. The primary obstacle hindering progress is the perceived incompatibility of infrared transparency and high electrical conductivity. These two properties are governed due to the free-carrier behavior, often leading to a detrimental trade-off: the very carriers required for conductivity tend to reflect IR photons *via* the free-carrier. Consequently, a comprehensive synergistic mechanism to co-optimize these properties is still unclear, and the fabrication of an IR TCF with ideal, well-rounded performance remains an elusive goal. In the aforementioned application demands, it is imperative to develop a deeper theoretical framework for the synergistic mechanisms governing IR transparency and conductivity, which can, in turn, guide the design and fabrication of superior IR TCFs.

This review firstly elucidates the fundamental solid-state physics governing infrared transparency and electrical conductivity in semiconductor materials. A detailed analysis of the Drude model reveals that the key material parameters affecting the performance are the plasma frequency (ω_p). A high conductivity ($\sigma=ne^2\tau/m^*$) demands a high carrier concentration (n) and a low effective mass (m^*). Conversely, IR transparency requires the plasma frequency ($\omega_p^2=ne^2/\varepsilon_0 m^*$) to be lower than the frequency of the incident IR light, which necessitates a low n and a high m^*. This review concludes that resolving this trade-off hinges on the effective modulation of three key variables, *i.e.*, carrier concentration (n), carrier m^*, and carrier scattering frequency (γ). Subsequently, the review systematically introduces the established and emerging methods for manipulating these physical parameters.

To address the inherent conflict between IR transparency and conductivity, this review analyzes two prevailing design strategies currently being pursued in the field. The first strategy retains the use of oxide semiconductors as a host material platform but introduces sophisticated modification methods designed to achieve exceptionally high carrier mobility, while maintaining a carefully optimized, moderate carrier concentration. This approach seeks to maximize conductivity *via* the mobility term rather than the concentration term, thereby mitigating free-carrier reflection. For N-type semiconductors, a research focus has pivoted from conventional p-block dopants (like Al, Sn, F) to d-block transition metal elements (*i.e.*, Mo, W) and interstitial hydrogen (H). These dopants show a promising potential in minimizing ionized impurity scattering and other defects, thus significantly enhancing carrier mobility. For P-type semiconductors that are notoriously difficult to realize as TCFs due to localized states and large hole effective masses, researchers leverage a valence band modification theory. The hybridization of orbitals at the valence band maximum (VBM) is altered *via* doping with elements in the same group as the material's anion. This modification aims to increase the VBM's dispersion

(*i.e.*, reduce its curvature), which directly translates to a smaller hole effective mass (m_h^*) and a substantial increase in hole mobility.

The second strategy represents a paradigm shift away from conventional oxides. It employs a design principle centered on achieving synergy between far-infrared (FIR) transparency and conductivity *via* increasing the material's high-frequency (optical) dielectric constant (ε_∞). A high ε_∞ effectively screens the free carriers, suppressing the plasma frequency and shifting the plasma edge to longer wavelengths, even at high carrier concentrations. This approach has identified a class of materials with an outstanding potential for IR TCF applications (*i.e.*, heavy metal chalcogenides and their solid solutions, particularly those exhibiting octahedral coordination (*i.e.*, Bi_2Se_3, Bi_2Te_3) *via* establishing a clear relationship between chemical bonding, crystal structure, and ε_∞. These materials possess highly polarizable bonds that yield the requisite high ε_∞, opening a promising avenue for circumventing the limitations of conventional oxides.

Summary and Prospects While visible-spectrum TCFs are mature, IR TCFs still face some challenges in reconciling transparency and conductivity. This review outlines two primary synergistic mechanisms that provide foundational design principles for a family of IR TCFs. However, this field remains nascent. Future development will likely be driven by two key thrusts, *i.e.*, 1) The acceleration of material discovery *via* high-throughput computational screening, which demands the identification of accurate descriptors, and 2) The development of novel low-loss IR TCFs, characterized by low carrier concentrations and high mobility, which requires a deeper mastery of carrier transport mechanisms. These advancements are critical for enabling next-generation IR modulators, optical communications, and sensing technologies.

Keywords infrared; transparent and conducting; electromagnetic shielding