

仪器与测量

红外调制光致发光光谱技术: 从宽波段
覆盖到微区高通量测量*邵军^{1)2)†} 陈熙仁¹⁾³⁾ 王嫚¹⁾⁴⁾ 陆卫^{1)2)‡}

1) (中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

2) (国科大杭州高等研究院, 物理与光电工程学院, 杭州 310024)

3) (中国科学院上海技术物理研究所, 红外探测全国重点实验室, 上海 200083)

4) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2024 年 10 月 24 日收到; 2024 年 11 月 11 日收到修改稿)

光致发光光谱能够揭示半导体材料带隙、杂质能级等电子结构信息, 还可以分析界面、载流子寿命、量子效率, 在紫外-近红外波段得到广泛应用. 在约 4 μm 以长红外波段, 由于热背景干扰强、光致发光信号弱、探测能力低, 光致发光光谱研究长期受限. 本文介绍了利用傅里叶变换光谱仪测量光致发光光谱的常规方法, 简述了为突破红外波段困境于 1989 年提出、历经 20 多年发展的连续扫描傅里叶变换双调制光致发光光谱方法及所受机理局限; 分析了 2006 年报道的基于步进扫描傅里叶变换光谱仪的红外调制光致发光光谱方法的抗干扰、灵敏度、信噪比优势, 列举了国际上诸多研究组对红外调制光致发光光谱方法有效性的例证和以此取得的应用研究进展; 总结了近年来宽波段、高通量扫描成像和空间微区分辨红外调制光致发光光谱测试方法发展以及从 0.56—20 μm 可见-远红外宽波段覆盖到千级通道光谱高通量检测、2—3 μm 微区分辨红外调制光致发光光谱技术进步, 列举了应用研究稀氮/稀铋量子阱、HgCdTe 外延膜、InAs/GaSb 超晶格等可见-远红外半导体材料阶段结果和合作研究典型进展. 本文展现了红外调制光致发光光谱方法先进性和宽波段、高通量扫描成像与空间微区分辨光谱测试方法有效性, 预见了未来进一步应用研究方向.

关键词: 光致发光, 傅里叶变换红外光谱仪, 步进扫描, 半导体**PACS:** 78.55.-m, 07.57.Ty, 74.25.nd, 61.72.uj**DOI:** 10.7498/aps.74.20241491**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241491

1 引言

光谱学是人类认识客观世界的少数几种重要途径之一. 光谱学及其技术发展一直备受关注, 并对不断增强物质科学认知发挥着决定性作用. 光致发光 (photoluminescence, PL) 光谱作为半导体材料无损检测的经典有效手段, 具有简单无损、只需

少量材料样品、主要提供有关少数载流子属性信息、对电学表征技术形成有效补充等优点, 广泛应用于 III-V 族等宽禁带半导体和碳纳米管等纳米材料的紫外-近红外波段光学性质研究. 它不但能揭示材料带隙、带边态等电子能带结构信息, 还能用于研究杂质、深能级缺陷、界面, 推断寿命、扩散长度、量子效率^[1-5]. 得益于傅里叶变换红外 (Fourier transform infrared, FTIR) 光谱仪的多通道和高

* 国家自然科学基金 (批准号: 12227901, 12393832, 10927404, 61675224, 60676063, 12274429)、中国科学院科研仪器设备研制项目 (批准号: YZ201334) 和上海市科委科技基金 (批准号: 20142201000, 08XD14047, 22QA1410600) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: so4178@163.com

‡ 通信作者. E-mail: luwei@mail.sitp.ac.cn

光通量优点, FTIR-PL 光谱在传统的色散分光测量几乎无法实施的领域取得成功应用^[6-8].

红外光电子材料与器件既蕴含基础物理问题又具有重要应用场景. 比如, 基于 HgCdTe, InAs/GaSb 超晶格等半导体材料的红外焦平面阵列 (infrared focal plane array, IRFPA) 探测器作为现代信息化装备核心器件, 其性能的提升受限于材料光电性质及其微米尺度均匀性^[9,10]; 基于量子调控和纳米结构的红外材料近年来引起高度关注, 相关半导体材料基础物理和单光子器件应用研究不断向量子/纳米线、量子点、单一点缺陷等方向发展^[11-13]. 这就要求 PL 光谱具备长波红外波段适用性和微米级空间分辨能力.

但是, PL 光谱适用范围向红外波段拓展受制于机理局限. 在约 4 μm 以长红外波段, 室温背景辐射远强于半导体材料 PL 信号, 可用光电检测器的探测灵敏度又有相对于可见波段的数量级降低, 这就使得在相当长时期内, 常规大光斑随机激发 PL 光谱的成功研究也非常有限. 为此, 1989 年以来发展了基于连续扫描 FTIR 光谱仪的双调制光致发光 (continuous-scan FTIR spectrometer-based double-modulated PL, csFTIR-DMPL) 光谱方法^[14-17], 并藉此对 HgCdTe 等窄禁带半导体进行了 PL 光谱分析^[18-20]. 遗憾的是, 由于 FTIR 光谱仪连续扫描方式本身妨碍傅里叶变换频率与激发光调制频率有效分离, csFTIR-DMPL 光谱方法存在根本性局限: 在光谱分辨率不高 (比如 8 cm^{-1}) 情况下, 单光谱测量时间即使以小时计, 也难以获得可量化线形分析的高信噪比 PL 光谱^[15], 这就严重限制了其适用范围.

针对空间分辨的实际需求, 微区光致发光 (micro-PL, μPL) 光谱技术受到广泛关注. 基于单色仪分光 and 单通道/线列/面阵探测器的商业化 μPL 光谱仪, 适用波段可覆盖紫外-近红外 (0.19—1.6 μm) 波段, 其激发光斑可小于 10 μm , 并在空间分辨能力、不同维度材料及其杂质/缺陷、光电子器件机理等方面取得重要进展^[21-24]. 遗憾的是, 由于单色仪自身局限, 以此为基础的 μPL 光谱技术基本局限于 1.6 μm 以短紫外-近红外、无法工作于约 3 μm 以长红外波段.

因应这些需求和困难, 我们发展了基于步进扫描 FTIR 光谱仪的红外调制光致发光 (step-scan

FTIR spectrometer-based modulated PL, ssFTIR-MPL) 光谱方法^[25], 显著提升光谱探测灵敏度和信噪比^[26-30]; 研究了宽波段 ssFTIR-MPL 光谱、高通量扫描成像 ssFTIR-MPL 光谱和空间微区分辨 ssFTIR-MPL 光谱测试方法, 拓展适用红外波段、增强高通量空间分辨与扫描成像能力. 光谱方法在诸多国际研究组得到成功复现, 测试方法在应用中展现出技术先进性, 发挥了积极作用. 本文将在简述 FTIR-PL 光谱测试原理基础上, 简介 ssFTIR-MPL 光谱方法和宽波段、微区高通量光谱测试方法, 概述典型应用案例, 展望未来应用发展前景.

2 FTIR-PL 光谱基础

FTIR-PL 光谱测试的仪器基础是 FTIR 光谱仪, 其原理如图 1(a) 所示. 外部激光泵浦样品产生 PL 信号, 光谱仪 (红色虚线框) 外部光路将部分 PL 信号馈入光谱仪, 使之因光谱仪核心部件即干涉仪的动镜扫描实现傅里叶调制, 之后被探测器接收, 探测器完成光电转换, 经由数据采集处理记录干涉图信号^[25]:

$$I_{\text{cs}}^{\text{d}}(\delta) = I_{\text{PL}}(\delta) + I_{\text{He-Ne}}(\delta) + I_{\text{thermal}}(\delta), \quad (1)$$

其中 δ 表示光程差 (cm), 是动镜运动速度 u 的时间函数, $\delta(t) = 2ut$; $I_{\text{PL}}(\delta)$ 表示待测 PL 信号, $I_{\text{He-Ne}}(\delta)$ 来自干涉仪自带 (He-Ne) 激光器干扰, $I_{\text{thermal}}(\delta)$ 源于环境热背景辐射.

因为重要信息反映在频域光谱中, 所以需要对于干涉图进行反傅里叶变换处理, 得到光谱图 $B(\tilde{\nu})$:

$$\begin{aligned} B_{\text{cs}}(\tilde{\nu}) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{cs}}^{\text{d}}(\delta) \cos(2\pi\tilde{\nu}\delta) d\delta \\ &= B_{\text{PL}}(\tilde{\nu}) + B_{\text{He-Ne}}(\tilde{\nu}) + B_{\text{thermal}}(\tilde{\nu}), \\ \tilde{\nu}\delta &= 2u\tilde{\nu}t = f_{\tilde{\nu}}^{\text{cs}}t, \end{aligned} \quad (2)$$

可见 PL 光谱将可能包含源于光谱仪内部 (He-Ne) 激光和环境热背景两种干扰; $\tilde{\nu}$ 表示能量 (cm^{-1}). 因光程差 δ 是动镜运动速度 u 的时间函数, 这里引入了傅里叶频率 $f_{\tilde{\nu}}^{\text{cs}} = 2u\tilde{\nu}$.

典型测试结果如图 1(b) 所示. 图中①是中红外波段 HgCdTe 外延膜 PL 光谱, 上部实线是实测结果, 约 0.12 eV 处有强峰状特征源于室温热背景辐射; 下部 (红色) 虚线是局部放大 50 倍的效果,

可见源于所测样品、信噪比很差的光谱信号. ②是近红外波段 InGaNaAs/GaAs 单量子阱样品 PL 光谱实测结果, 在所展示 0.95—1.20 eV 能量 (1.03—1.30 μm) 范围内, 仅有单一光谱特征. ③上部实线是红光波段 In_{0.48}Ga_{0.52}P/AlGaInP 量子阱 PL 光谱实测结果, 在 1.8—2.0 eV 之间有一个宽的光谱峰, 在其高能侧还有一个非常窄而高的特征; 下部 (红色) 虚线是局部放大 20 倍的效果. 结合样品与实验条件, 判明这个窄而高特征恰好对应于 He-Ne 激光谱线, 是源于光谱仪内部 He-Ne 激光器的干扰. 结果表明, 在内部激光 (600—700 nm) 和环境热背景辐射 (一般 5—15 μm) 波段, 常规方法会不可避免地受到干扰, 严重时甚至使得有效测试变得不可能 [24].

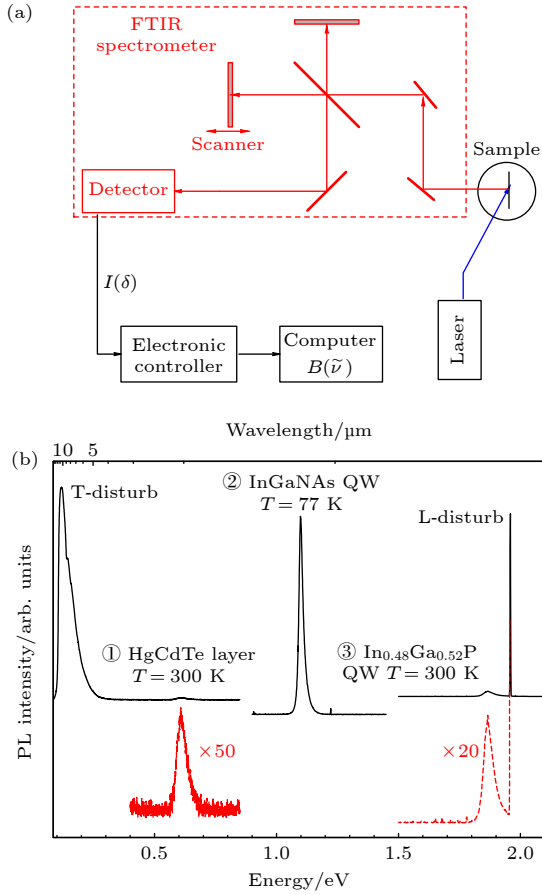


图 1 (a) FTIR-PL 光谱测试原理图. (b) 不同半导体材料 PL 光谱, 其中①为 HgCdTe 厚膜, ②为 InGaNaAs/GaAs 量子阱 (QW), ③为 InGaP/AlGaInP QW, 黑色实线为实测结果, 红色虚线是局部放大图

Fig. 1. (a) Schematic of a FTIR-PL spectroscopic system. (b) PL spectra in different spectral bands from semiconductors, where ① is the HgCdTe epilayer, ② is the InGaNaAs/GaAs quantum well (QW), and ③ is the InGaP/AlGaInP QW, black lines for measured data, red dashes for partially zoomed-in.

3 红外调制方法

3.1 ssFTIR-MPL 光谱方法

ssFTIR-MPL 光谱测试基本光路如图 2(a) 所示 [25]. FTIR 光谱仪动镜取步进扫描工作模式, 强度调制激光照射待测半导体样品产生的 PL 信号经干涉仪后被探测器检测输出 [25]:

$$I_{ss}^d(\delta) = I_{PL}(\delta) \sin(2\pi f_m t + \theta_{PL}) + I_{He-Ne}(\delta) + I_{thermal}(\delta). \quad (3)$$

对于步进扫描工作模式, 采样时光程差 δ 不是时变的, 相应的傅里叶频率为零, 即 $f_{\nu}^{ss} = 2u\tilde{\nu} \equiv 0$. 检测器输出信号经前置放大和锁相放大器 (lock-in amplifier, LIA) 相敏检测, 以滤除信号的所有 f_m

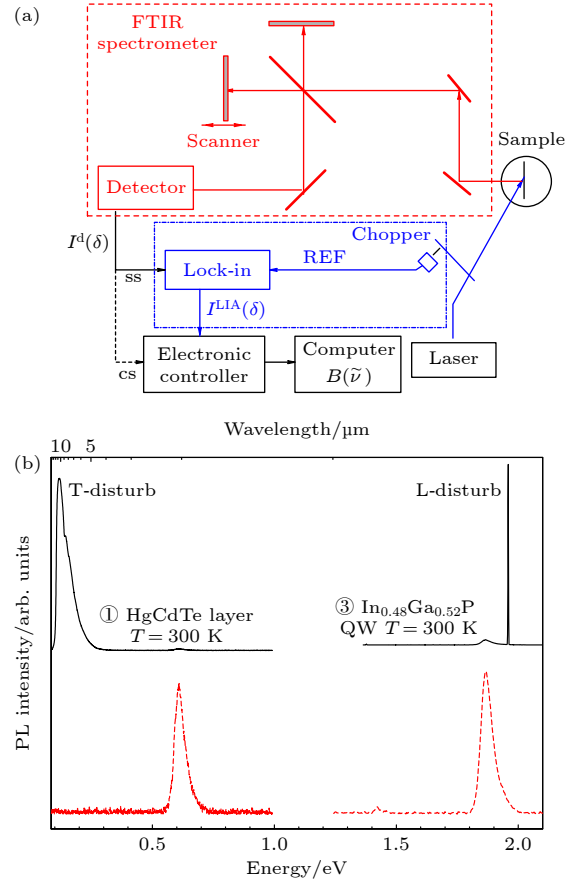


图 2 (a) ssFTIR-MPL 光谱测试原理图 [25]. (b) 不同半导体材料 PL 光谱, 其中①为 HgCdTe 外延膜, ③为 InGaP/AlGaInP 量子阱 (QW), 黑色实线为 FTIR-PL 结果, 红色虚线是 ssFTIR-MPL 结果

Fig. 2. (a) Schematic of the ssFTIR-MPL spectroscopic system [25]. (b) PL spectra in different spectral bands from semiconductors, where ① is HgCdTe epilayer, and ③ is InGaP/AlGaInP quantum well (QW), black lines by FTIR-PL, and red dashes by ssFTIR-MPL methods.

和 $2f_m$ 分量, 变为

$$I_{ss}^{LIA}(\delta) = \frac{v_{ref}K^{LIA}}{2} I_{PL}(\delta) \cos(\theta_{PL} - \theta_{ref}). \quad (4)$$

该式中不再含有系统内激光和环境热背景干扰项, 只有真实 PL 信号被放大. 这里 K^{LIA} 是 LIA 的传递函数, 在所考虑频率范围内可以视作常数. 经反傅里叶变换:

$$B_{ss}^x(\tilde{\nu}) = \frac{v_{ref}K^{LIA}}{2} B_{PL}(\tilde{\nu}) \cos(\theta_{PL} - \theta_{ref}). \quad (5)$$

利用这一调制方法测试半导体样品, 并与相同温度条件下常规方法光谱测试进行比较, 典型结果如图 2(b) 所示. 图中①是中红外波段 HgCdTe 样品 77 K 温度下的 PL 光谱, 其中实线是 FTIR-PL 光谱; 虚线是 ssFTIR-MPL 光谱, 常规测试所遭受环境热背景辐射的强压制干扰已不复存在, 代之以清晰可分辨的样品 PL 光谱特征. 在 $10\ \mu\text{m}$ 附近的强环境背景辐射波段, 背景抑制能力优于 2500:1. ③给出了红光波段 $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}/\text{AlGaInP}$ 量子阱样品室温下的 PL 光谱, 其中实线是 FTIR-PL 光谱; 虚线是 ssFTIR-MPL 光谱. 常规测试所遭受光谱仪内部 He-Ne 激光 ($632.8\ \text{nm}$, 约 $1.96\ \text{eV}$) 窄而高谱线干扰已不复存在, 干扰抑制能力优于 1750:1. 两个案例均表明, ssFTIR-MPL 光谱方法可以完全消除系统内激光干扰和环境热背景干扰 [25].

值得一提的是, Ullrich 和 Brown [16] 于 2012 年报道了 csFTIR-DMPL 光谱方法新发展. 但是, 其与 ssFTIR-MPL 方法的根本不同之处仍在于干涉仪动镜的连续扫描, 傅里叶频率 f_{ν}^s 不为 0, 没有改变早期 Fuchs 等 [14] 和 Reisinger 等 [15] 首次提出该方法时所受局限. 通过简单估算可知, 就可比光谱测试而言, ssFTIR-MPL 光谱信噪比相较于 csFTIR-DMPL 光谱信噪比高 15 倍以上. Zhang 等 [17] 比较了 csFTIR-DMPL 和 ssFTIR-MPL 光谱方法, 证明了后者有效消除热背景干扰、是弱 PL 信号高信噪比测试的明智之选.

ssFTIR-MPL 光谱方法为德国、俄罗斯、美国、波兰、乌克兰、以色列等国诸多研究组所复制, 在半导体材料器件研究中发挥了有效作用. Hempel 等 [31] 利用 ssFTIR-MPL 光谱方法记录和分析 $0.8\text{—}8.0\ \mu\text{m}$ 波长范围内 $980\ \text{nm}$ 单模高功率二极管激光器的红外发射以抑制整体热背景, 从而保证观察到完全来自激光器的中波红外发射, 确定最大

值为 $1.3\ \mu\text{m}$ 的明显短波红外发射带源自位于器件波导中的缺陷态. Morozov 等 [32] 确认了 ssFTIR-MPL 方法可以超过 2 个数量级地降低室温背景辐射的杂散信号, 在 $6\text{—}26\ \mu\text{m}$ 波段和 $18\text{—}200\ \text{K}$ 温度范围内观察到 HgCdTe 带间 PL 跃迁, 证明辐射跃迁是高激发水平下载流子复合的主要机制. Rumyantsev 等 [33,34] 利用 ssFTIR-MPL 方法研究了光泵介电导 HgCdTe 量子阱异质结构的长波红外受激发射和带间发射放大, 发现利用技术上可实现的外生结构厚度和 Reststrahlen 效应可以实现 $30\ \mu\text{m}$ 左右的连续波长调谐和高达 $40\ \mu\text{m}$ 的工作波长.

Fadeev 等 [35] 研究了热电冷却 HgTe/CdHgTe 量子阱异质结构在 $2.8\text{—}3.5\ \mu\text{m}$ 波长范围内的受激发射, 证明珀耳帖冷却在类似结构激光器中是可行的, 可望在 $3\text{—}5\ \mu\text{m}$ 大气透明窗口的光谱学中得到应用. Galeeva 等 [36] 确信 ssFTIR-MPL 方法能够抑制来自环境热辐射的杂散信号从而提高测量灵敏度, 因而有助于红外波段 PL 光谱测量; 以此研究拓扑相变混合 $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ 晶体, 证明使用太赫兹激光辐射测量光电电磁效应可以区分拓扑表面态和其他高导电表面电子态. Motyka 等 [37] 将 ssFTIR-MPL 光谱方法用于 II 型量子阱近 $5\ \mu\text{m}$ 光跃迁的研究; Smolka 等 [38] 确信 ssFTIR-PL 光谱方法是表征窄禁带半导体的有效工具, 以此在 $2.5\text{—}4.0\ \mu\text{m}$ 中红外波段内观察到三元 InAsSb 双异质结构的 PL 光谱.

Majkowycz 等 [39] 利用 ssFTIR-MPL 光谱方法确定了 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.17\text{—}0.60$) 材料缺陷能级位置, 发现缺陷能级均与价带有关, 且不随温度显著变化. Arad-Vosk 等 [40] 将硫化铅与钷和氧合金化的薄膜沉积在 GaAs 衬底上, 加工成光电二极管结构, 并利用 ssFTIR-MPL 光谱方法进行了研究. Jang 等 [41] 利用 ssFTIR-MPL 光谱方法以最大限度地降低 CO_2 强红外吸收的影响, 研究了敏化 PbSe 薄膜中高光响应的来源, 测量了 PbSe 带隙为 $0.29\ \text{eV}$. Chen 等 [42,43] 使用 ssFTIR-MPL 抑制热背景辐射噪声, 研究了厚度为 $4.5\text{—}46\ \text{nm}$ 的薄膜 BP 在 $80\text{—}300\ \text{K}$ 温度范围内的明亮 PL 光谱, 分析了六方氮化硼 (hBN)/BP/hBN 异质结构器件的可调谐中红外光发射, 发现在高达 $0.48\ \text{V/nm}$ 位移场下, 约 20 层 BP 薄片的 PL 光谱峰从 $3.7\ \mu\text{m}$ 连续可调谐到 $7.7\ \mu\text{m}$.

3.2 宽波段 ssFTIR-MPL 光谱测试方法

长期以来, 可见-近红外 PL 光谱被广泛用于评估半导体材料质量、分析其中缺陷, 商业化衍射光栅 PL 光谱仪是该波段常用表征工具. 在 $5\ \mu\text{m}$ 以长的红外波段情况则大不相同, 不存在优化的商用 PL 光谱系统, 并且大多数窄禁带半导体材料表现出微弱的发光, 不适合用光栅光谱仪检测. 我们在 ssFTIR-MPL 光谱方法有效性验证应用基础上, 解决波段拓展、光谱噪声、虚假信号、激发/温度/磁场条件及其长时稳定性问题, 进一步发展了对弱发光和窄禁带半导体材料普适的变温、变激发、变磁场优化集成红外调制 PL 光谱测试方法. 既可保证 ssFTIR-MPL 光谱方法的红外波段性能优势, 又能兼顾可见/近红外波段的常规功能, 为高效开展红外光电子材料 PL 光谱特性及其调控测试提供基础保障.

图 3(a) 为宽波段红外调制 PL 光谱测试原理示意图. 硬件核心是具有步进扫描功能的 FTIR 光谱仪, 同时还包括泵浦激光控制、光学杜瓦、斩波器、LIA、电子控制器等组件. 通过配置低温光学磁体杜瓦, 可以实现不同温度条件下的变磁场 PL 光谱测试, 典型结果如图 3(b) 所示, 4.5 K 时, InGaAs/GaAs 和 InGaAs/GaAs 量子阱 PL 光谱随磁场增强显著蓝移. 通过可选波长 (比如 459 nm, 488 nm, 514.5 nm 等)/功率激光器组合, 可以实现变激发能量/功率系列 PL 光谱测试, 典型结果如图 3(c) 所示, 77 K 时, HgTe/HgCdTe 超晶格在 5—480 mW 激光泵浦下, PL 光谱峰位蓝移、峰宽增大、强度增大. 借助多个探测器/分束器组合, 结合合适光窗, 可以实现 $0.56\text{--}20\ \mu\text{m}$ 宽波段覆盖, 典型结果如图 3(d) 所示, 从可见光波段的 InGaP/AlGaInP 量子阱, 到近红外波段的 GaNAs/

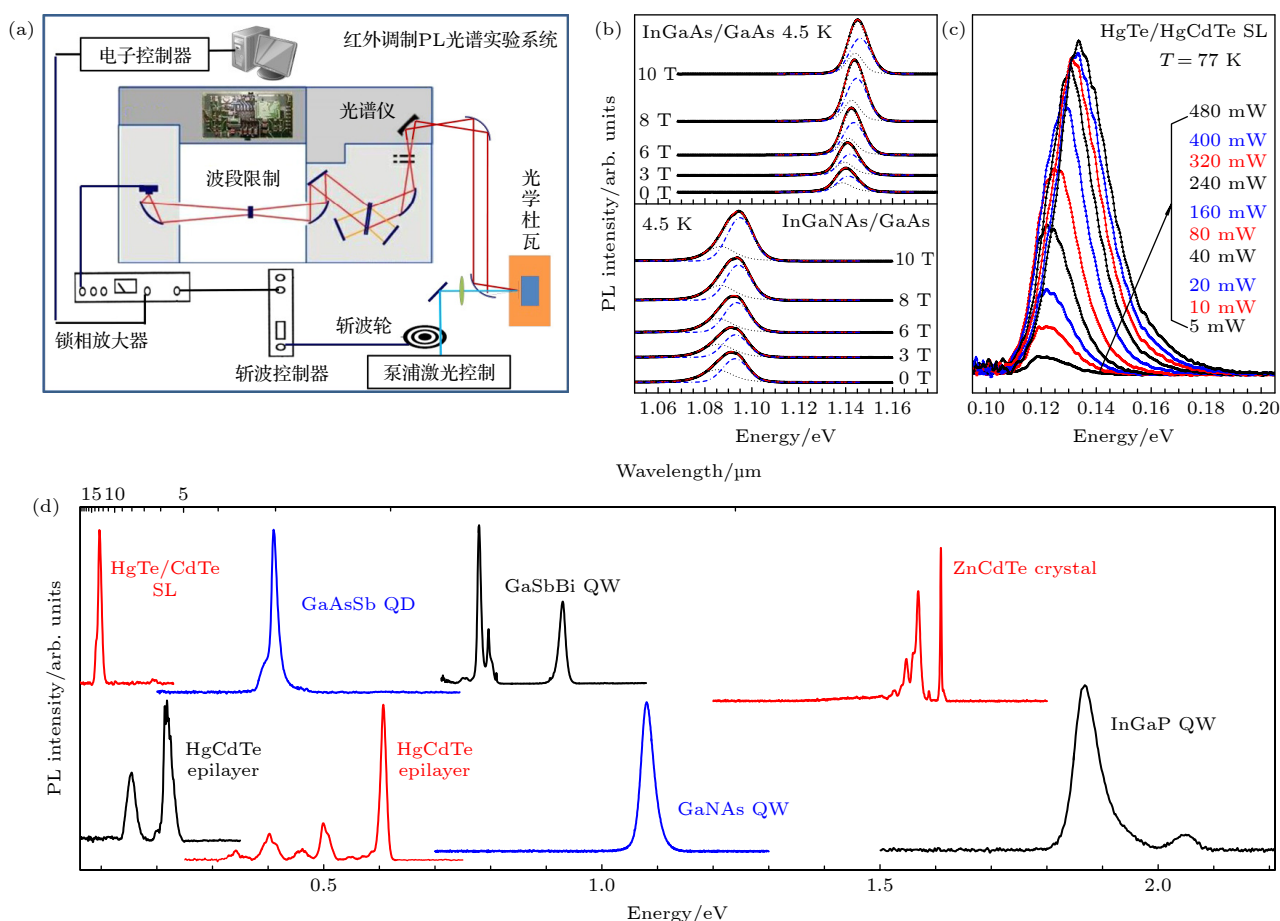


图 3 (a) 宽波段 ssFTIR-MPL 光谱测试原理图; (b) InGa(N)As/GaAs 量子阱 (QW) 低温磁光-PL 光谱; (c) HgTe/HgCdTe 超晶格变激发功率 PL 光谱; (d) $0.56\text{--}20\ \mu\text{m}$ 波段不同半导体 PL 光谱

Fig. 3. (a) Main components of wide-band ssFTIR-MPL spectroscopic experimental system; (b) low-temperature magneto-PL spectra of InGa(N)As/GaAs quantum wells (QW); (c) excitation power-dependent PL spectra of HgTe/HgCdTe superlattice (SL) at 77 K; (d) PL spectra of different semiconductors in a wide spectral range of $0.56\text{--}20\ \mu\text{m}$.

GaAs, GaSbBi/GaAs 量子阱, 中波红外的 HgCdTe 外延膜, 再到长波红外的 HgTe/HgCdTe 超晶格, PL 光谱都有可保证定量化线形拟合的信噪比, 为开展不同波段半导体材料光谱研究提供了实验保证.

在传统 PL 光谱方法可工作的可见-近中红外波段 (约 0.6—4.0 μm), 变条件集成红外调制 PL 光谱测试方法具有高信噪比和稳定控制条件优势, 保证了温度、激发、磁场多系列光谱获取和半导体光谱物理研究. 变温 PL 光谱研究 CuPt 型长程有序 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ 量子阱揭示压应变和衬底取向偏差影响长程有序度, 发现压应变与 6° 偏离 $[111]_A$ 取向显著竞争, 压应变不仅影响量子阱 x - y 平面内不同长程有序畴分布, 还引入长程有序沿量子阱 z 方向的涨落, 导致 PL 光谱峰的分裂^[44]. 温度和激发功率依赖性 PL 光谱研究 InGaAs/InAlAs 量子阱中俄歇复合的异常影响, 发现低温下俄歇复合的异常增强和随着温度升高从俄歇复合到 Shockley-Read-Hall 复合的明显转变. 表明激发功率相关 PL 光谱测量可以有效评估局域的不利影响, 因此可作为一种方便的合金量子阱评估程序^[45]. 激发、温度和磁场依赖 PL 光谱研究生长后快速退火对 InGa(N)As/GaAs 量子阱界面的影响, 发现 PL 光谱可以用两个 PL 分量拟合复现, 750 $^\circ\text{C}$ 退火缩小两个分量线宽并减小它们的能量间隔, 退火提高层内质量, 增强界面 In-Ga 的相互扩散, 并减少界面涨落, 表明不同条件下的 PL 光谱测试分析对探究量子阱界面演变是有效的^[46]. 低温变磁场条件 PL 光谱测试 GaSb/AlGaSb 和稀铋 GaSbBi/AlGaSb 量子阱, 在稀 Bi 样品中分辨出双峰 PL 特征和异常 PL 峰位蓝移, 揭示双峰 PL 特征均源于带间跃迁, 是界面大侧向尺度岛状结构与 Bi 掺入引起 Al/Ga 相互扩散共同作用的结果; 相互扩散为有效量子阱厚度引入约 1 个单层收缩, 这与界面岛的高度相似, 两者共同导致 GaSbBi 和 AlGaSb 之间不寻常的浅阶地状界面; 估算了 GaSbBi 样品的等电子掺入 Bi 含量和激子有效质量并给出约 21 meV/% 的 GaSbBi 带隙弯曲率建议值, 提出了一种有效确定稀 Bi 量子阱结构中 Bi 含量和界面处浅阶地深度方法^[47].

低温和温度相关 PL 光谱分析嵌入 GaSb 基体中的高拉伸应变 Ge 纳米结构, 在 Ge 沉积薄于临界厚度的样品中观察到拉伸应变 Ge 和 GaSb 相关

跃迁典型 PL 热淬灭, 但在 Ge 沉积超过临界厚度样品中 GaSb 带间跃迁却表现出负热淬灭, 分辨出直接带隙跃迁相关 PL 特征, 阐明 Ge 沉积厚度的影响和电子从拉伸应变 Ge 层到 GaSb 基体热注入的热淬灭机制^[48]. 低温激发功率和磁场相关 PL 光谱研究 Bi 掺入对 $\text{GaAs}_{1-x}\text{Bi}_x$ 带尾态的影响, 发现 PL 宽峰包含 3 个 PL 特征并随激发功率增大而单调蓝移; PL 特征都与单一 Bi 含量自由激子复合无关, 带尾填充是蓝移的原因; 带尾态密度随 Bi 掺入水平提高而增强, 并影响 Bi 诱导带隙减少的测定. 表明激发和磁光-PL 光谱联合分析可以有效探测半导体中带尾态^[49]. 变温 PL 光谱研究 $\text{InP}_{1-x}\text{Bi}_x$ 带隙以下电子-空穴复合和异常负热淬灭效应. 光谱拟合解析出 4 个 PL 特征, 其中两个高能特征积分强度随温度升高单调减小, 而两个低能特征积分强度在低于 180 K 时降低, 但在 180 K 以上异常增大; 通过现象学模型, PL 跃迁终态的残余电子通过热跳跃转变为非辐射态, 相应地, 热跳跃在终态下产生空穴, 进而显著增强辐射复合^[50]. 温度相关 PL 光谱研究 GaAs 衬底上分子束外延 InAsBi 薄膜, 发现与常见 Bi 等电子掺入或表面活性剂效应相反, 随着 Bi/As 通量比增大 PL 光谱峰蓝移并展宽. 基于线形分析和磁场中 PL 峰分裂, 可将反常现象归因于 Bi 通量诱导电子浓度增强; 随着 Bi/As 通量比从 0 上升到 1×10^{-3} , InAs 薄膜中电子浓度提高约 5 倍, 表明 InAs 薄膜中载流子重新分布增强, 而载流子-声子 Fröhlich 散射减弱^[51].

在传统方法无效、csFTIR-DMPL 性能受限的中红外波段, ssFTIR-MPL 光谱测试方法的快捷稳定、高信噪比保证了定量化分析需要. 在 1.7—5.4 μm 波段, 对 p 型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 单晶 ($0.20 \leq x \leq 0.26$) 反射和透射几何构型温度和磁场相关红外 PL 光谱测量, 发现 PL 光谱特征的演变并确定了受主结合的磁极化子的零场自旋分裂, 获得了局部自发磁化的直接证据^[52]; 进一步地, 功率、偏振和温度相关 PL 光谱研究发现 PL 光谱的巨塞曼分裂和极化, 揭示了光致磁化的物理机制, 表明具有更高灵敏度和信噪比的红外 PL 光谱测量可以作为阐明半磁性半导体光致磁化效应的便捷实验分析途径^[53]. 在 2—5 μm 波段、高达 290 K 的宽温度变化范围内实现了竖直排列 InAs 纳米线红外 PL 光谱测量, 确定 PL 光谱特征主要来自闪锌矿和纤锌矿 InAs 之间界面的 II 型光学跃迁, 低温下的低能量特征

归因于与杂质相关的跃迁, 高温下的高能量特征源于铟砷矿 InAs 带间跃迁被热诱导电子转移激活. 结果表明宽温度范围红外 PL 光谱分析可以阐明竖直排列 InAs 纳米线晶相界面的光学特性和带边过程 [54].

在 csFTIR-DMPL 严重受限、定量分析难以保证的中远红外波段, ssFTIR-MPL 光谱测试方法高灵敏、高谱分辨、高信噪比保证了系列光谱分析需要. InAs/GaSb 超晶格的界面粗糙度是影响红外光电探测器性能的关键问题. 变温和变激发功率红外 PL 光谱研究 InSb 类界面 InAs/GaSb 超晶格生长后快速退火效应, PL 峰值能量、线宽和积分强度随温度的变化表明 PL 过程由类 InSb 界面及与其相邻的狭窄 InAs 层中电子-声子相互作用主导, 界面电子能级充当第一个微带电子的热逃逸通道并影响超晶格高温特性. 退火促进界面原子交换并改变电子热逃逸能, 优化的退火温度对通过生长后退火提高超晶格性能至关重要. 结果表明, 红外 PL 光谱可以作为材料优化的有效参考标准 [55]. 对相同标称周期 InAs/GaSb 超晶格红外磁光-PL 光谱线宽演化评估定量地解析了因晶格失配而加剧的长横向长度涨落和与界面原子交换有关的短横向长度涨落两种类型的界面粗糙度, 证明磁光-PL 光谱线宽可以作为评估超晶格微涨落势和界面粗糙度对电光性能影响的有效工具 [56]. 温度和磁场相关 PL 光谱研究具有典型 InSb 和 GaAs 界面 GaInSb/InAs/AlSb 量子阱, 发现随着温度升高, 在略低于 50 K 时 PL 能量蓝移、但在高于 50 K 时红移并迅速展宽, 其机制可关联到相当于约 9.5 meV 局域能的界面粗糙度相关层厚涨落; PL 光谱强度随磁场升高而单调减弱, 可归因于 II 型量子阱中界面粗糙度诱导的电子-空穴分离; 局域态和非局域态 PL 光谱能量的磁场依赖性均遵循典型的激子退磁移动, 以此导出的激子结合能、折合有效质量和平均波函数范围对界面类型不敏感, 界面类型对载流子局域和面内激子行为没有明显影响 [57].

在 3—18 μm 波段, 变温红外 PL 光谱研究原生和 p 型退火 As 掺杂 HgCdTe 外延膜, 发现导带到价带的跃迁在 77 K 时才能检测到、在高于约 200 K 增强为 PL 线形主导, 而低于 100 K 时, PL 跃迁主要与杂质有关; 确定了 V_{Hg} , As_{Te} 受主能级和 As_{Hg} , Te_{Hg} 施主能级分别位于价带上 12, 20 meV

和导带下 17, 26 meV, p 型退火去除仅在原生 HgCdTe 中观察到的深能级相关 PL 特征. 表明只有在高达近室温的宽广温度范围内都能够记录高信噪比 PL 光谱时, 红外调制 PL 光谱才能够用作表征窄禁带 HgCdTe 杂质的便捷可靠途径 [58]. 对 HgTe/Hg_{0.05}Cd_{0.95}Te 超晶格进行温度和激发功率相关红外 PL 光谱测量, 11 K 时整个 PL 光谱峰的线宽仅为约 7 meV, 但基于 PL 线形随温度的演变仍可分辨出低能、中能和高能 3 个 PL 分量, 并显示出能量、线宽和强度的不同变化, 发现中能分量电子-重空穴子带间跃迁、低能分量局域态相关、高能分量源于界面不均匀化学混合和布里渊区边界效应的不同机制; 低能和高能相关效应分别主导了超晶格在远低于和高于 77 K 时的 PL 强度 [59]. 在 1.3—17.7 μm 宽波段, 通过配置倾斜和平行激发几何构型实现对量子级联探测器结构 InGaAs/InAlAs 子带间跃迁的高信噪比 PL 光谱测量, 温度演化结果表明, 由纵向光学声子辅助散射引起的可依赖性跃迁在子带间跃迁中起重要作用, 表明宽波段红外调制 PL 光谱在量子级联探测器表征和性能诊断方面具有巨大潜力 [60].

宽波段红外调制 PL 光谱测试方法的先进可靠性也为合作研究与测试支持提供了便捷途径, 发挥了有效作用. Zha 等 [61] 利用红外调制 PL 光谱表征离子刻蚀形成 n-on-p HgCdTe 光电二极管, 发现 n 型转换区的发光峰向更高能量移动, 其值比 p 区多约 40 meV, 认为蓝移或源于与类型转换区高电子浓度相关的 Burstein-Moss 效应. Zhang 等 [62] 利用红外调制 PL 光谱和红外光调制反射光谱分析 BaF₂ (111) 衬底上外延生长 PbTe 薄膜的光学跃迁, 发现电子结构中本征缺陷能级具有共振性质. Deng 等 [63] 利用温度和激发功率相关 PL 光谱研究了 p 型 Be 掺杂对 GaAs 衬底上分子束外延生长 GaSb 层光学特性的影响. Zhuang 等 [64] 成功制备了光学高效的 InAsSb 纳米线, 获得了 InAs 纳米线室温 PL 发射并成功地将 InAsSb 纳米线的 PL 发射波长延展到 5.1 μm , 使硅基光电子器件能够在中波红外波段运行.

Huang 等 [65] 发现当生长温度从 380 $^{\circ}\text{C}$ 降低到 340 $^{\circ}\text{C}$ 时, InAs/GaSb 超晶格结构在 77 K 时 PL 光谱峰从 5.8 μm 移动到 4.0 μm , 认为增大结构中 GaSb 层厚度是达到 2—3 μm 检测波长的有效方法. Xing 等 [66] 利用激发功率和温度相关红外

调制 PL 光谱研究了 InAs/GaInSb 和 InAs/AlSb 界面对 AlSb/GaInSb/InAs 量子阱光学性质的影响, 分析了局域态和活化能并讨论了可能的热淬灭和非辐射复合机制. Pan 等^[67] 利用激发功率和温度相关 PL 光谱研究了 GaAs 衬底上分子束外延生长 InGaAs/GaAsBi/InGaAs 量子阱的 PL 性能, 发现热激发过程引起带弯曲松弛、II 型 PL 跃迁随温度升高而快速淬灭并红移. Chen 等^[68] 通过分子束外延在 InP 衬底上生长了不同尺寸高拉伸应变 Ge 量子点发射结构, 实现了峰值能量为 0.796 eV 的直接带隙跃迁 PL 光谱; 利用蚀刻深度、温度和激发功率相关 PL 光谱加以证实, 为高拉伸应变半导体纳米结构的未来光子学应用提供了证据. Xu 等^[69] 利用红外调制 PL 光谱等手段研究了 InAs/GaSb 超晶格结构分子束外延生长过程中 InSb 界面特性的优化和控制.

3.3 高通量扫描成像红外调制 PL 光谱测试方法

IRFPA 光电探测器像素级响应不均匀性限制红外成像系统性能. 半导体材料及工艺过程都会影响探测器响应均匀性, 对其准确检测和量化评估以确定不均匀性来源, 是提高 IRFPA 探测器成像性能的关键. 可见和近红外 PL 光谱成像理论上无损、快速易行, 是评估半导体材料空间均匀性非常有效的表征手段. 以光栅作为色散元件的近场 PL 光谱成像可提供亚微米级的空间分辨率, 却并不适合约 4 μm 以长波段. 为打破这一限制, 2004 年, Furstenberg 等^[70] 报道了中红外扫描成像 PL 光谱实验的初步结果. 他们采用 csFTIR-DMPL 光谱方法并设计共聚焦显微镜和扫描台, 实现了对 $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ 外延层 3—4 μm 红外辐射的 22 μm 空间分辨率和单点 PL 光谱 ≤ 3 信噪比的扫描成像. 2006 年, Furstenberg 等^[8] 进一步报道了一种能够以衍射极限分辨率测量弱红外 PL 光谱并进行空间成像的连续扫描 FTIR 光谱系统, 有效空间分辨率达到 10—15 μm , 光谱分辨率取 16 cm^{-1} 时典型 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 外延膜 PL 光谱 (室温、中心波长约 3.5 μm) 信噪比仅约 ≤ 2 . 2015 年, Dyksik 等^[71] 报道了采用 ssFTIR-MPL 光谱方法测量 2 in GaSb- 和 InAs-衬底 II 型 InAs/GaInSb 量子阱结构晶圆中红外空间分辨和扫描成像 PL 光谱研究的结果. 空间分辨率由泵浦光在样品

表面约 700 μm 直径定义, 中心波长约 6.4 μm 的红外 PL 光谱测试需要 5 min/谱、信噪比约为 10, 每个晶圆共收集约 360 个 PL 光谱, 共需 30 h 光谱测试时间. 2019 年, Pepper 等^[72] 使用 FTIR 光谱仪步进扫描模式、50 kHz 频率调制 643 nm 激光激发、信号由 LIA 读出的方式, 在 InAsSb 延展波段检测器材料样品表面步长 0.381 mm、总扫描面积为 3.81 mm $\times$ 3.81 mm 的 10 $\times$ 10 网格不同空间位置采集红外 PL 光谱, 观察到 PL 光谱峰值能量的 14 meV 蓝移和少数载流子寿命缩短局域效应的空间变化. 2021 年, Kwan 等^[73] 利用红外 PL 光谱和高分辨率 X 射线衍射比较研究了 GaAs 和 GaSb 不同衬底分子束外延生长 InAs/GaSb 超晶格的光学和结构特性. 使用 20 kHz 频率调制 785 nm 激光并使用锁相放大器减去背景信号, 使用配备液氮冷却碲镉汞探测器的 FTIR 光谱仪收集信号, 对样品表面 5 个不同位置进行 PL 光谱空间相关性测试以确认超晶格缺陷密度增加导致不均匀性.

我们通过解决等距强聚焦、激发光方向与强度长时间稳定控制、共轴可见激发与红外探测、样品长时恒温控制等技术问题, 进一步提升测试灵敏度、缩短实验耗时, 达成高通量扫描成像红外调制 PL 光谱测试能力, 并在光谱信噪比和测量耗时等关键性能方面取得相对于已有报道结果数量级的提升^[74].

图 4(a) 为扫描成像红外调制 PL 光谱测试原理示意流程. 激光器输出光经长时稳定单元后由斩波器调制 (调制频率同时作为 LIA 的参考信号), 经分束器馈入共轴聚焦光路, 并最终在样品表面形成直径约 30 μm 光斑; 样品置于低温光学杜瓦中以实现不同温度长时稳定控制; 光学杜瓦安放在五维微米级调节/复位机械平台上以实现样品相对于激光光斑的 y, z 方向 20—30 μm (依相邻像元中心距取值设定) 的步进位置调节; 入射到样品表面激光部分反射并经由分束器进入到平行校正系统的激光定位单元, 确定五维调节平台的二维角度控制以保证扫描成像过程中光斑与样品表面相交空间位置恒定; 样品的红外 PL 信号经由偏轴抛物面反射镜系统馈入到 FTIR 光谱仪, 并经干涉仪、波段限制器后照射到探测器上; 探测器输出经 LIA 解调和相关电子控制系统后变换为最终 PL 光谱. FTIR 光谱仪等商业化组件从硬件上保证红外调

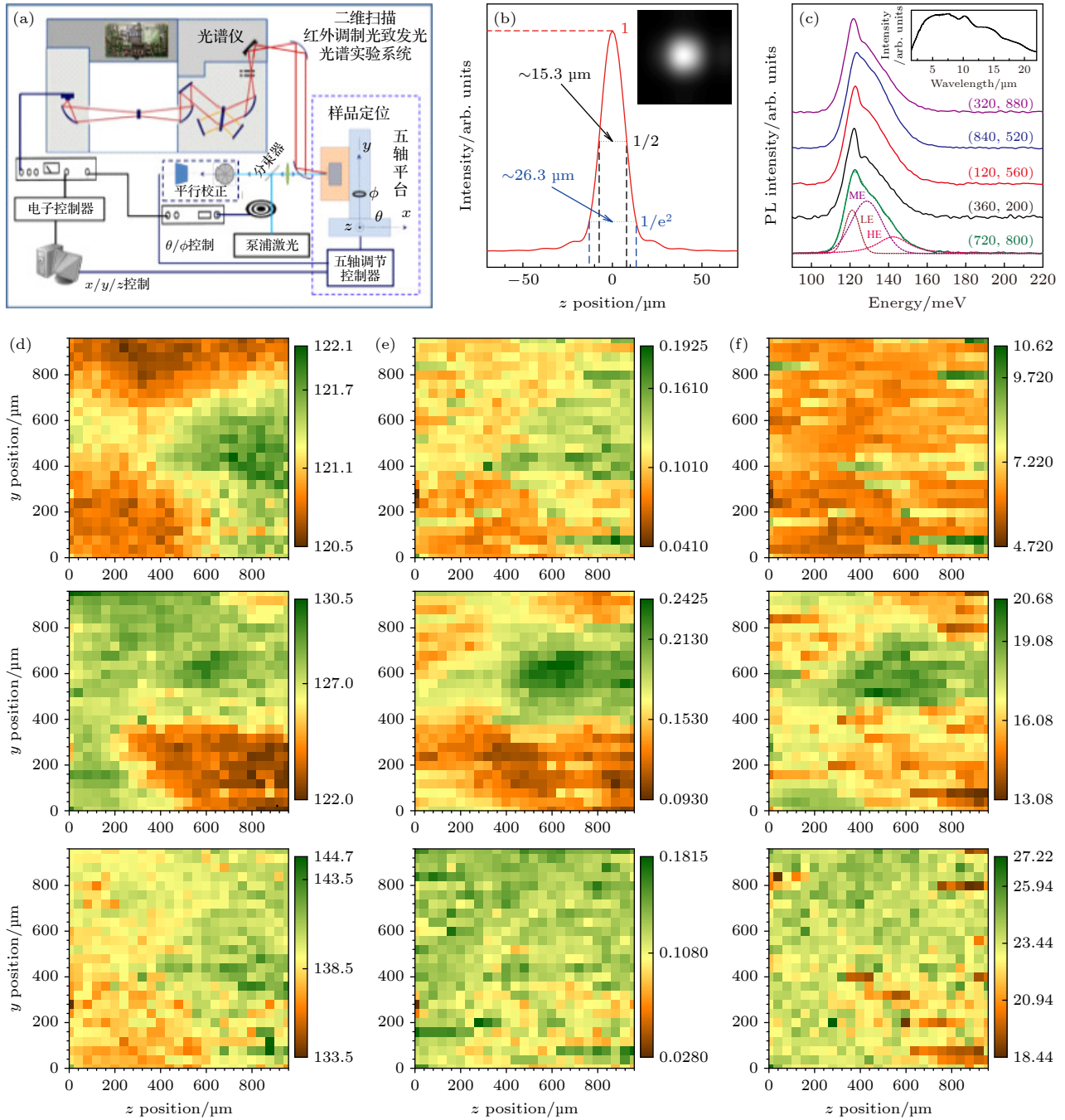


图 4 (a) 扫描成像红外调制 PL 光谱测试原理图; (b) 532 nm 泵浦光在会聚透镜和收集光抛物面反射镜公共焦点处的强度空间分布, 峰值强度 $1/2$ 和 $1/e^2$ 对应光斑直径分别为 15.3 和 26.3 μm , 插图为光斑图像^[74]; (c) HgTe/HgCdTe 超晶格表面 5 个不同 (y, z) 坐标位置的典型 PL 光谱, (720, 800) 位置处 PL 光谱可以 LE, ME 和 HE 三个特征拟合, 插图显示实验系统使用 Global 光源的响应波段范围^[74]; (d)–(f) HgTe/HgCdTe 超晶格样品 $960 \mu\text{m} \times 960 \mu\text{m}$ 区域内 25×25 像素 PL 光谱 LE, ME 和 HE 拟合特征的能量、强度和 FWHM 图像^[74]

Fig. 4. (a) Main components of scanning imaging IR-MPL spectroscopic system; (b) spatial profile of 532 nm pumping light intensity at the common focal point of the lens and parabolic mirror, $1/2$ and $1/e^2$ peak intensities correspond to spot diameters of 15.3 and 26.3 μm , respectively, insert for spot picture^[74]; (c) typical PL spectra of HgTe/HgCdTe superlattice at 5 different (y, z) coordinate positions, that at (720, 800) fitted with LE, ME and HE PL features, inset for system response with inner global source^[74]; (d)–(f) energy, intensity, and FWHM images of the LE, ME, and HE PL features of 25×25 -pixel PL spectra on a $960 \mu\text{m} \times 960 \mu\text{m}$ surface part of HgTe/HgCdTe superlattice^[74].

制 PL 光谱方法与系统实现的可能性, 自制光路等组件和系统集成则决定了实际二维空间分辨与扫

描成像红外 PL 光谱测试效果. 采用不同的分束器、探测器和波段限制器组合, 可以实现 2—20 μm

宽波段红外调制 PL 光谱扫描成像. 空间分辨能力主要受限于可达到的激发光斑的最小尺寸. 图 4(b) 为激发光斑直径实测结果, 根据基线半高和 $1/e^2$ 的不同定义, 最小光斑直径分别为 15.3 和 26.3 μm , 即若按半高全宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 常规定义, 该 PL 光谱扫描成像实验系统可及空间分辨能力优于 16 μm [74].

图 4(c) 展示了 77 K 时 HgTe/HgCdTe 超晶格扫描成像过程中 5 个不同 (y, z) 坐标位置的典型红外 PL 光谱, 插图显示实验系统使用内部 Globar 光源的响应波段范围. 光谱分辨率为 12 cm^{-1} , 中心波长大于 10 μm 的 PL 光谱测量时间 30 s、信噪比优于 30, 保证了可靠光谱线形拟合从而分辨能量紧邻不同发光过程 [72]. 对 (720, 800) 位置处 PL 光谱的三特征拟合以低能 (LE)、中能 (ME) 和高能 (HE) 标记, 分别源于局域态相关、子带间、界面混合和/或布里渊区边界效应相关跃迁 [59].

图 4(d)—(f) 给出了 HgTe/HgCdTe 超晶格样品 $960\text{ }\mu\text{m}\times 960\text{ }\mu\text{m}$ 面元上 25×25 像素 PL 光谱 LE, ME 和 HE 拟合特征的能量、强度和 FWHM 图像. 很显然, 3 个 PL 光谱特征的面内能量分布是不均匀的, 其中具有高 LE 能量的区域在一定程度上和具有高 ME 能量的区域相吻合, 或意味着局域态和相应区域的子带间跃迁之间存在某种内在联系. 强度图像揭示了辐射复合和光生载流子数, 而线宽图像反映了声子散射和微观结构对电子能级的影响 [74].

与 Furstenberg 等 [70] 的 csFTIR-DMPL 光谱方法相比, ssFTIR-MPL 光谱方法固有优势保证了更宽的光谱范围、更高的光谱分辨率和信噪比, 能够对红外 PL 光谱进行线形拟合进而对 PL 能量、强度和 FWHM 的面内分布进行定量分析. 与 Dyksik 等 [71] 同样采用 ssFTIR-MPL 光谱方法 [25] 的中红外空间分辨和扫描成像 PL 约 700 μm 的激光泵浦光斑、中心波长约 6.4 μm 的 PL 光谱测量 5 min 信噪比仅约为 10 的比较优势, 则是源于扫描成像红外调制 PL 光谱实验系统一体化设计、关键光路自制和系统集成优化, 可为 IRFPA 器件材料光电性能的面内分布、窄禁带半导体电子能带结构微观机制提供一条有效研究途径.

值得指出的是, 对于上述长波红外测试, 如果适当降低对光谱信噪比的要求, 比如降低到 15, 那么单谱测量时间可以缩短至 8 s, 8 h 可以完成高

达 50×50 像元 PL 光谱测量; 对于中波红外, 同样的测量时间可以实现不低于 25 的信噪比 [74], 达到了实用的“高通量”测试水平.

扫描成像红外调制 PL 光谱测试方法保障了初步应用并取得研究进展 [75–77]. InAs/GaSb 超晶格 IRFPA 像素均匀性受材料面内均匀性影响. 虽然层厚在单个原子单层水平上可控, 但受晶格失配、界面粗糙度等影响, InAs/GaSb 超晶格光电均匀性仍是挑战. 为此, 我们开展了空间分辨率为典型 IRFPA 像素尺寸的红外调制 PL 光谱扫描成像研究 [75]. 在 6–14 μm 波段内, 获得了 InAs/GaSb 超晶格在 77 K 温度条件下 30 μm 空间分辨率、 12 cm^{-1} 光谱分辨率、 16×16 像元 PL 光谱, 分析了峰值能量、线宽和积分强度的空间分布, 发现有效带隙的平面内均匀性很高, PL 峰值能量偏差仅约为 0.5%, PL 线宽的相对偏差也很低, 但辐射复合的波动较大, 相对偏差达 4.7%. 借助 PL 积分强度的泵浦功率依赖模型, 评估有效载流子寿命和 Shockley-Read-Hall 缺陷浓度的面内分布, 揭示了光电响应面内不均匀性或将限制以此材料制备 IRFPA 光电探测器的性能. 这表明扫描成像红外调制 PL 光谱测试方法, 可作为红外尤其是长波红外 IRFPA 材料均匀性分析有效的新途径.

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 作为高性能 IRFPA 的首选材料, As 掺杂是实现 p 型电导率有利方法, 却同时具有“两性”行为, 即在分子束外延过程中 As 原子倾向于充当 n 型掺杂剂. 对于 IRFPA 应用, 带边结构空间均匀性尤为重要. 仅见基于 csFTIR-DMPL 方法的扫描成像报道, 只得到近带边 PL 光谱轮廓而无法解析杂质跃迁 [70]. 为此我们开展分子束外延 As 掺杂 HgCdTe 红外调制 PL 光谱扫描成像研究 [76]. 在 3–6.5 μm 波段内获得了 77 K 样品温度条件下 30 μm 空间分辨率、 8 cm^{-1} 光谱分辨率、 21×10 像元 PL 光谱, 并分析光谱峰值能量、线宽和积分强度的空间分布. 发现虽然面内 PL 光谱峰值能量高度均匀、空间变化在 1 meV 以内, 但是光谱线形清晰显示多近带边跃迁特征, 且光谱线形像素间差异显著; PL 积分强度波动明显, 最大涨落高达 35%. 表明简单以 PL 光谱峰能量判断带隙均匀性 [70] 并不合理、可靠. 借助温度相关 PL 光谱线形演化分辨出与带隙、 V_{Hg} 、 As_{Hg} 、 $\text{As}_{\text{Hg}} - V_{\text{Hg}}$ 对相关 PL 跃迁, 估算了 Cd 组分的面内不均匀性和 V_{Hg} 、 As_{Hg} 、 $\text{As}_{\text{Hg}} - V_{\text{Hg}}$ 相对浓度的分布. 结果表

明 As 原子在完整晶格中直接取代 Hg 原子或占据已存 V_{Hg} 形成 As_{Hg} , 导致电导率空间波动进而可能损害 IRFPA 性能; 反映 Cd 成分分布的带间跃迁特征表现出最大能量不均匀性, 波动范围约为 3.7 meV. 这与以 PL 峰值能量作为带隙面内均匀性判据不同, 凸显了区分复杂跃迁并识别带间跃迁对评估 As 掺杂 HgCdTe 面内分布的重要性, 扫描成像红外调制 PL 光谱测试是有效的评估工具^[76].

3.4 空间分辨红外调制微区 PL 光谱测试方法

随着应用需求对 IRFPA 器件规模的不断扩大和像元尺寸的不断减小(可小至 3—5 μm), 微米级像元均匀性构成 IRFPA 性能进一步提升的瓶颈, 发展有效实验方法进行均匀性评价就变得格外重要而迫切. 基于量子调控和纳米结构的红外材料近年来引起高度关注, 相关半导体材料基础物理和单光子器件应用研究不断向量子/纳米线、量子点、单点缺陷(HgCdTe 中约为 10 μm 甚至更小) 等方向发展, 也对红外 PL 光谱的空间分辨能力与适用波段提出高要求.

空间分辨红外调制微区 PL (infrared modulated micro-PL, IRM- μPL) 光谱测试的新挑战在于, 为保证样品不被烧蚀且能够探测带边跃迁行为, 必须将激发光功率密度控制在合理低水平, 这就要求因应激发光斑尺寸的降低, 将激发光功率相对于 3.3 节所述扫描成像的降低 1—2 个数量级. 泵浦光子数的锐减, 必然使得检测能力受到进一步考验. 事实是, 早在 2006 年 Furstenberg 等^[8]就基于 csFTIR-DMPL 光谱方法尝试了中心波长约 3.5 μm 的 μPL 测试. 但是, 所得光谱信噪比仅约 ≤ 2 , 此后也未再见有进一步应用研究进展报道.

我们在宽波段红外调制 PL 光谱测试方法研

究基础上, 解决基于反射式物镜共轴可见激发与红外探测等技术问题, 实现了 2 μm 级空间分辨 IRM- μPL 光谱测试^[78].

图 5(a) 为 IRM- μPL 光谱测试原理示意流程. 根据优于 3 μm 空间分辨率控制需要, 选择反射式物镜放大倍率, 利用激光束准直扩束与反射式物镜在样品表面形成直径约 2 μm 的激发光斑, 利用二向色滤波器实现样品与激光光斑的可见光实时监测. 样品置于低温光学杜瓦中以实现不同温度长时稳定控制; 光学杜瓦安放在五维微米级调节机械平台上(坐标定义同图 4(a)), 以实现样品相对于激光光斑的 y, z 方向优于 0.5 μm 级定位精度的步进位置调节. 样品的 PL 信号经由同一反射物镜收集准直输出到前端分束器后被反射到近 FTIR 光谱仪入口的离轴抛物面反射镜组、馈入 FTIR 光谱仪, 经干涉仪、波段限制器后照射到探测器上; 探测器输出经高速低噪声前置放大后接入 LIA 解调, 经相关电子控制系统后变换为最终 PL 光谱. 采用不同的分束器、探测器和波段限制器组合, 可以实现 2—20 μm 宽波段 PL 光谱测试.

为了评估 IRM- μPL 光谱实际空间分辨率, 选择包含 2—3 μm 典型刻蚀槽宽度的 InAs/GaSb 超晶格样品并置于连续流液氮光学杜瓦中冷却至 77 K. 光谱分辨率设定为 16 cm^{-1} , 单谱测量时间约 35 s. 完成步长 2 μm 、样品表面 14 $\times$ 14 空间分辨成像总计约需 2 h.

激光焦点定位在 InAs/GaSb 超晶格不同台面和凹槽上的典型红外 μPL 光谱如图 5(b) 所示, 插图展示了由 CMOS 相机捕获 μPL 测试区域样品表面光学形态, 两个不同方向凹槽标记为凹槽 I 和 II, 4 个连续台面标记为 Mesa A, B, C 和 D. 可以看出, PL 光谱线形包括一个 220—290 meV (中心波长约为 5.2 μm , 光谱信噪比可达 20) 的低能量光谱分量和一个 290—370 meV 的高能量光

表 1 不同研究组扫描成像红外 PL 光谱空间分辨率等参数比较

Table 1. Comparison of spatial resolution and other parameters of scanning imaging infrared PL spectroscopy by different research groups.

文献	光谱方法	中心波长/ μm	空间分辨率/ μm	谱分辨率/ cm^{-1}	单谱时间/s	信噪比	成像规模
[8]	csFTIR-DMPL ^[14,15]	3—4	10—15	16	10	≤ 2	48 $\times$ 48
[71]	ssFTIR-MPL ^[25]	6.4	700	—	300	10	360
[72]	—	10	—	—	—	10	5
[73]	ssFTIR-MPL ^[25]	4.4	381	—	—	50	10 $\times$ 10
[74]	ssFTIR-MPL ^[25]	10	26	12	30	30	25 $\times$ 25
[78]	ssFTIR-MPL ^[25]	5.2	2—3	16	35	20	14 $\times$ 14

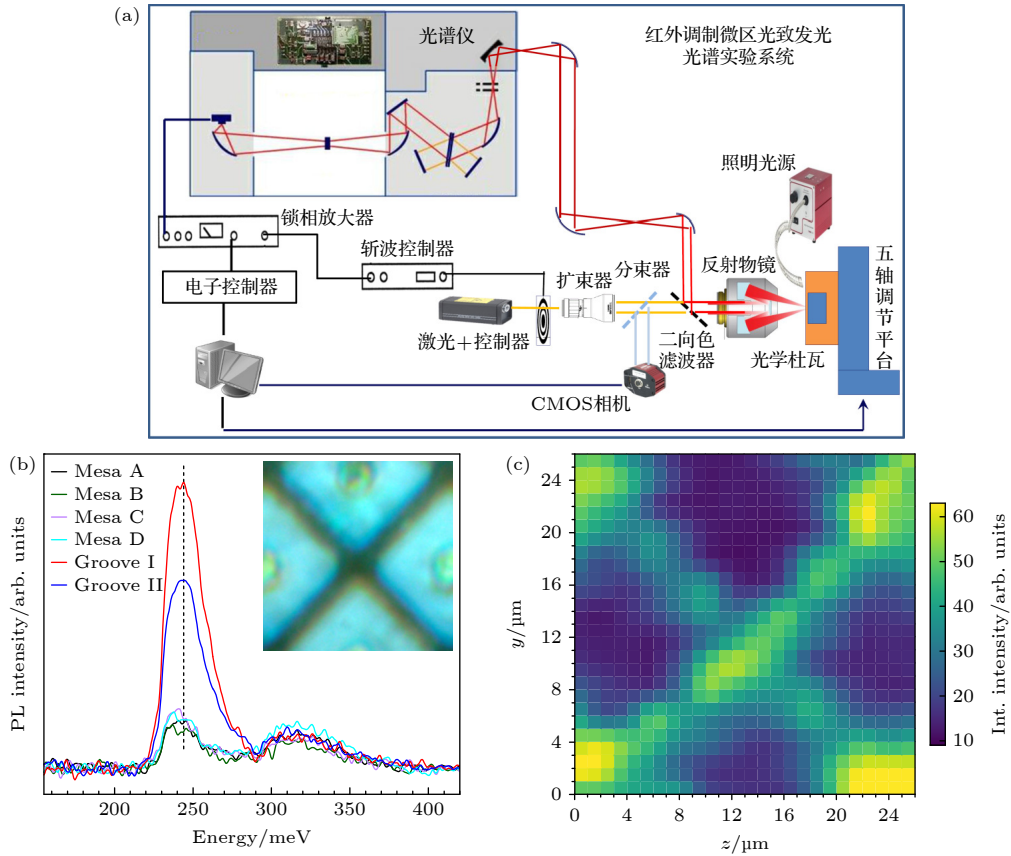


图 5 (a) IRM- μ PL 光谱测试原理图; (b) 激光定位在 InAs/GaSb 超晶格不同台面和凹槽上的代表性 μ PL 光谱, 竖直虚线显示低能 PL 光谱分量峰值能量变化, 插图所示样品 μ PL 测试区域的表面光学形态^[78]; (c) InAs/GaSb 超晶格测试区低能 PL 光谱分量积分强度微区空间分布^[78]

Fig. 5. (a) Main components of the IRM- μ PL spectroscopic system; (b) representative μ PL spectra recorded at different mesas and grooves, low- and high-energy PL components from infrared absorption layer and electron barrier layer of InAs/GaSb superlattice, vertical dashes for peak energy variation of the low-energy PL component, inset for optical morphology of the μ PL mapped area^[78]; (c) spatial distribution of integral intensity of the low-energy PL component in the measured area of InAs/GaSb superlattice^[78].

谱分量, 分别来自红外吸收层和电子势垒层, 竖直虚线显示低能 PL 光谱分量峰值能量变化. 低能 PL 光谱分量强度的明显变化表明台面和凹槽之间的显著差异. 图 5(c) 为低能量 PL 光谱分量积分强度的面内分布图像^[78]. 虽然刻蚀槽宽度仅为 2—3 μm , 仍可清楚地识别出来, 证明 IRM- μ PL 具备 2—3 μm 的空间分辨率, 且兼具 10 倍于 csFTIR-DMPL 方法^[8] 的光谱信噪比. 为便于比较, 表 1 列出了已报道的扫描成像红外 PL 光谱空间分辨率等关键参数, 可以直观判断方法与测试效果优势.

4 结论与展望

红外波段半导体 PL 光谱信号通常很弱, 又受到环境热背景辐射强压制, 光谱测量长期以来严重受限. 2006 年报道的基于步进扫描 FTIR 光谱仪

的 ssFTIR-MPL 光谱方法完全消除了热背景辐射干扰, 破除了连续扫描傅里叶频率制约, 解决了连续扫描双调制 csFTIR-DMPL 光谱方法灵敏度低、适用范围有限的难题^[25]. 光谱方法有效性得到广泛验证, 被众多研究组采纳并应用于不同材料研究, 有效推动了 HgCdTe 外延膜、HgTe/HgCdTe 超晶格、InAs/GaSb 超晶格等窄禁带半导体电子能带、杂质/缺陷、界面研究. 同时也奠定了宽波段红外调制 PL 光谱测试、高通量扫描成像红外调制 PL 光谱测试、空间分辨 IRM- μ PL 光谱测试方法发展的基础, 使得 PL 光谱不仅能够有效覆盖到 20 μm 以长红外波段, 还可以开展大于 1000 像元级高通量扫描成像和 2 μm 级空间分辨 IRM- μ PL 的研究.

作为新近发展, 2019 年报道的高通量扫描成像红外调制 PL 光谱测试方法, 已经在分辨掺杂

HgCdTe 外延膜复杂跃迁并评估近带边跃迁面内分布均匀性、分析 InAs/GaSb 超晶格有效载流子寿命和缺陷浓度的面内分布并评估光电响应不均匀性等方面展现出前所未有的功能有效性^[74]. 空间分辨 IRM- μ PL 光谱测试方法的微米级空间分辨和光谱定量分析有效性也有了初步演示验证^[78]. 预期二者将在窄禁带半导体 IRFPA 材料面内像元级和亚像元级均匀性、单缺陷态、单纳米线、单量子点等研究方面发挥重要作用.

参考文献

- [1] Fonoberov V A, Pokatilov E P, Fomin V M, Devreese J T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 127402
- [2] Wang Q Q, Muller A, Cheng M T, Zhou H J, Bianucci P, Shih C K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 187404
- [3] Jho Y D, Wang X, Kono J, Reitze D H, Wei X, Belyanin A A, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy V I, Solomon G S 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 237401
- [4] Jones R E, Yu K M, Li S X, Walukiewicz W, Ager J W, Haller E E, Lu H, Schaff W J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 125505
- [5] Shao J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1743 (in Chinese) [邵军 2003 物理学报 **52** 1743]
- [6] Bignazzi A, Grilli E, Radice M, Guzzi M, Castiglioni E 1996 *Rev. Sci. Instrum.* **67** 666
- [7] Barbillat J, Barny P L, Divay L, Lallier E, Grisard A, Deun R Van, Fias P 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4954
- [8] Furstenberg R, Soares J A, White J O 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 073101
- [9] Liu M, Wang C, Zhou L Q 2019 *Chin. Phys. B* **28** 037804
- [10] Eich D, Schirmacher W, Hanna S, Mahlein K M, Fries P, Figgemeier H 2017 *J. Electron. Mater.* **46** 5448
- [11] Yang X L, Arita M, Kako S, Arakawa Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 113106
- [12] Deshpande S, Das A, Bhattacharya P 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 161114
- [13] Basnet R, Sun C, Wu H, Nguyen H T, Rougieux F E, Macdonald D 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 243101
- [14] Fuchs F, Lusson A, Wagner J, Koidl P 1989 *Proc. SPIE* **1145** 323
- [15] Reisinger A R, Roberts R N, Chinn S R, Myers II T H 1989 *Rev. Sci. Instrum.* **60** 82
- [16] Ullrich B, Brown G J 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 016105
- [17] Zhang Y G, Gu Y, Wang K, Fang X, Li A Z, Liu K H 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 053106
- [18] Tamm J W, Herrmann K H, Hoerstel W, Lindstaedt M, Kissel H, Fuchs F 1994 *J. Cryst. Growth* **138** 175
- [19] Lentz G, Magnea N, Mariette H, Tuffigo H, Feuillet G, Fontenille J, Ligeon E, Saminadayer K 1990 *J. Cryst. Growth* **101** 195
- [20] Fuchs F, Schneider H, Koidl P, Schwarz K, Walcher H, Triboulet R 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1310
- [21] Kasai J, Katayama Y 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 3738
- [22] Freeman J R, Brewer A, Beere H E, Ritchie D A 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 013103
- [23] Ikezawa M, Sakuma Y, Zhang L, Sone Y, Mori T, Hamano T, Watanabe M, Sakoda K, Masumoto Y 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 042106
- [24] Nguyen H T, Han Y, Ernst M, Fell A, Franklin E, Macdonald D 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 022101
- [25] Shao J, Lu W, Lü X, Yue F Y, Li Z F, Guo S L, Chu J H 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 063104
- [26] Shao J, Yue F Y, Lü X, Lu W, Huang W, Li Z F, Guo S L, Chu J H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 182121
- [27] Shao J, Lü X, Lu W, Yue F Y, Huang W, Li N, Wu J, He L, Chu J H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 171101
- [28] Shao J, Ma L L, Lü X, Lu W, Wu J, Zha F X, Wei Y F, Li Z F, Guo S L, Yang J R, He L, Chu J H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 131914
- [29] Shao J, Chen L, Lü X, Lu W, He L, Guo S L, Chu J H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 041908
- [30] Shao J, Chen L, Lu W, Lü X, Zhu L Q, Guo S L, He L, Chu J H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 121915
- [31] Hempel M, Tamm J W, Yue F Y, Bettinati M A, Elsaesser T 2014 *Laser Photonics Rev.* **8** L59
- [32] Morozov S V, Rumyantsev V V, Antonov A V, Maremyanin K V, Kudryavtsev K E, Krasnikova L V, Mikhailov N N, Dvoretckii S A, Gavrilenko V I 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 072102
- [33] Rumyantsev V V, Dubinov A A, Utochkin V V, Fadeev M A, Aleshkin V Y, Razova A A, Mikhailov N N, Dvoretckiy S A, Gavrilenko V I, Morozov S V 2022 *Appl. Phys. Lett.* **121** 182103
- [34] Rumyantsev V V, Mazhukina K A, Utochkin V V, Kudryavtsev K E, Dubinov A A, Aleshkin V Y, Razova A A, Kuritsin D I, Fadeev M A, Antonov A V, Mikhailov N N, Dvoretckiy S A, Gavrilenko V I, Teppe F, Morozov S V 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 161111
- [35] Fadeev M A, Rumyantsev V V, Kadykov A M, Dubinov A A, Antonov A V, Kudryavtsev K E, Dvoretckii S A, Mikhailov N N, Gavrilenko V I, Morozov S V 2018 *Opt. Express* **26** 12755
- [36] Galeeva A V, Egorova S G, Chernichkin V I, Tamm M E, Yashina L V, Rumyantsev V V, Morozov S V, Plank H, Danilov S N, Ryabova L I, Khokhlov D R 2016 *Semicond. Sci. Technol.* **31** 095010
- [37] Motyka M, Sek G, Misiewicz J, Bauer A, Dallner M, Hoffling S, Forchel A 2009 *Appl. Phys. Express* **2** 126505
- [38] Smolka T, Motyka M, Romanov V V, Moiseev K D 2022 *Materials* **15** 1419
- [39] Majkowycz K, Murawski K, Kopytko M 2024 *Infrared Phys. Technol.* **137** 105126
- [40] Arad-Vosk N, Beach R, Ron A, Templeman T, Golan Y, Sarusi G, Sa'ar A 2018 *Nanotechnol.* **29** 115202
- [41] Jang M, Litwin P M, Yoo S, McDonnell S J, Dhar N K, Gupta M C 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 105701
- [42] Chen C, Chen F, Chen X L, et al. 2019 *Nano Lett.* **19** 1488
- [43] Chen C, Lu X B, Deng B C, Chen X L, Guo Q S, Li C, Ma C, Yuan S F, Sung E, Watanabe K, Taniguchi T, Yang L, Xia F N 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay6134
- [44] Zhu L Q, Shao J, Lü X, Guo S L, Chu J H 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 013509
- [45] Zhu L Q, Song Y, Qi Z, Wang S M, Zhu L Q, Chen X, Zha F X, Guo S L, Shao J H 2016 *J. Lumin.* **169** 132
- [46] Shao J, Qi Z, Zhao H, Zhu L Q, Song Y, Chen X R, Zha F X, Guo S L, Wang S M 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 165305
- [47] Chen X R, Song Y, Zhu L Q, Wang S M, Lu W, Guo S L, Shao J 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 153505
- [48] Dou C, Chen X R, Chen Q M, Song Y X, Ma N, Zhu L Q, Tan C S, Han L, Yu D G, Wang S M, Shao J 2022 *Phys.*

- Status Solidi B* **259** 2100418
- [49] Yan B, Chen X R, Zhu L Q, et al. 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 052104
- [50] Chen X R, Wu X Y, Yue L, Zhu L Q, Pan W W, Qi Z, Wang S M, Shao J 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 051903
- [51] Chen X R, Zhao H, Wu X Y, Wang L, Zhu L Q, Song Y, Wang S M, Shao J 2019 *Phys. Status Solidi B* **256** 1800694
- [52] Zhu L Q, Shao J, Zhu L, Chen X R, Qi Z, Lin T, Bai W, Tang X D, Chu J H 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 045707
- [53] Zhu L Q, Shao J, Chen X R, Li Y Q, Zhu L, Qi Z, Lin T, Bai W, Tang X D, Chu J H 2016 *Phys. Rev. B* **94** 155201
- [54] Chen X R, Zhuang Q, Alradhi H, Jin Z M, Zhu L Q, Chen X R, Shao J 2017 *Nano Lett.* **17** 1545
- [55] Chen X R, Zhou Y, Zhu L Q, Qi Z, Xu Q, Xu Z, Guo S L, Chen J X, He L, Shao J 2014 *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** 082201
- [56] Chen X R, Xu Z C, Zhou Y, Zhu L Q, Chen J X, Shao J 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 081104
- [57] Chen X R, Xing J, Zhu L Q, Zha F X, Niu Z, Guo S L, Shao J 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 175301
- [58] Zhang X H, Shao J, Chen L, Lu X, Guo S L, He L, Chu J H 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 043503
- [59] Shao J, Lu W, Tsen G K O, Guo S L, Dell J M 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 063512
- [60] Zhu L Q, Liu S, Shao J, Chen X, Liu F, Hu Z, Chu J H 2023 *Chin. Phys. Lett.* **40** 077503
- [61] Zha F X, Shao J, Jiang J, Yang W Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 201112
- [62] Zhang B P, Cai C F, Jin S Q, Ye Z Y, Wu H Z, Qi Z 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 022109
- [63] Deng Z, Chen B L, Chen X R, Shao J, Gong Q, Liu H Y, Wu J 2018 *Infrared Phys. Technol.* **90** 115
- [64] Zhuang Q D, Alradhi H, Jin Z M, et al. 2017 *Nanotechnol.* **28** 105710
- [65] Huang J L, Ma W Q, Wei Y, Zhang Y H, Cui K, Cao Y L, Guo X L, Shao J 2012 *IEEE J. Quant. Electron.* **48** 1322
- [66] Xing J L, Zhang Y, Liao Y P, Wang J, Xiang W, Hao H Y, Xu Y Q, Niu Z C 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 123107
- [67] Pan W W, Zhang L Y, Zhu L, Li Y Y, Chen X R, Wu X Y, Zhang F, Shao J, Wang S M 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 105702
- [68] Chen Q M, Zhang L Y, Song Y X, et al. 2021 *ACS Appl. Nano Mater.* **4** 897
- [69] Xu Z C, Chen J X, Wang F F, Zhou Y, Jin C, He L 2014 *J. Cryst. Growth* **386** 220
- [70] Furstenberg R, White J O, Dinan J H, Olson G L 2004 *J. Electron. Mater.* **33** 714
- [71] Dyksik M, Motyka M, Sęk G, Misiewicz J, Dallner M, Weih R, Kam M, Höfling S 2015 *Nanoscale Res. Lett.* **10** 402
- [72] Pepper B, Soibel A, Ting D, Hill C, Khoshakhlagh A, Fisher A, Keo S, Gunapala S 2019 *Infrared Phys. Technol.* **99** 64
- [73] Kwan D C M, Kesaria M, Anyebe E A, Alshahrani D O, Delmas M, Liang B L, Huffaker D L 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 203102
- [74] Chen X R, Zhu L Q, Shao J 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 093106
- [75] Chen X R, Zhu L Q, Zhang Y C, Zhang F, Wang S M, Shao J 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 044007
- [76] Chen X R, Wang M, Zhu L Q, Xie H, Chen L, Shao J 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 151105
- [77] Shi Z Y, Yan D Y, Zhang Y C, et al. 2023 *J. Alloys Compounds* **947** 169410
- [78] Chen X R, Shao J 2024 *Rev. Sci. Instrum.* **95** 123906

INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT

Infrared-modulated photoluminescence spectroscopy: From wide-band coverage to micro-area and high-throughput scanning imaging*

SHAO Jun^{1)2)†} CHEN Xiren¹⁾³⁾ WANG Man¹⁾⁴⁾ LU Wei^{1)2)‡}

1) (National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

2) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of
Sciences, Hangzhou 310024, China)

3) (National Key Laboratory of Infrared Detection Technologies, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

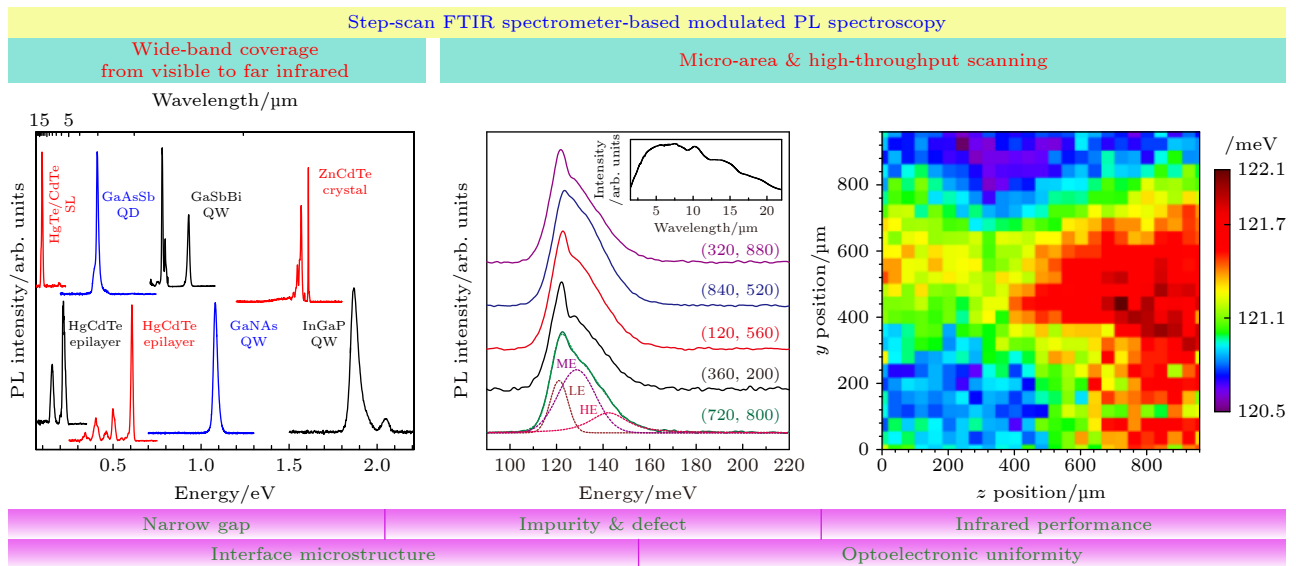
4) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 24 October 2024; revised manuscript received 11 November 2024)

Abstract

Photoluminescence (PL) spectroscopy has been widely used in the ultraviolet-near-infrared spectral range for over seventy years since its early reporting in the 1950's, because it not only reveals the electronic structure information about such as band gap and impurity energy levels of semiconductor materials, but also serves as

an efficient tool for analyzing interfacial structures, carrier lifetime, and quantum efficiency. However, in the infrared band beyond about 4 μm , the study of PL spectrum has been limited for decades due to strong thermal background interference, weak PL signals and low detection capability. In this review, a traditional PL method is introduced based on a Fourier transform infrared (FTIR) spectrometer, and a continuous-scan FTIR spectrometer-based double-modulation PL (csFTIR-DMPL) method is briefly described which was proposed in 1989 for breaking through the dilemma of the infrared band, and developed continuously in the later more than 20 years, with its limitations emphasized. Then, a step-scan FTIR spectrometer-based infrared modulated PL (ssFTIR-MPL) method reported in 2006 is analyzed with highlights on its advantages of anti-interference, sensitivity and signal-to-noise ratio. The effectiveness demonstration and application progress of this method in many research groups around the world are listed. Further developments in recent years are then summarized of wide-band, high-throughput scanning imaging and spatial micro-resolution infrared modulated PL spectroscopic experimental systems, and the technological progresses are demonstrated of infrared-modulated PL spectroscopy from 0.56–20 μm visible-far-infrared broadband coverage to >1000 high-throughput spectra imaging and $\leq 2\text{--}3\ \mu\text{m}$ spatial micro-resolution. Typical achievements of collaborative research are enumerated in the visible-far-infrared semiconductor materials of dilute nitrogen/dilute bismuth quantum wells, HgCdTe epitaxial films, and InAs/GaSb superlattices. The results presented demonstrate the advancement of infrared modulated PL spectroscopy and the effectiveness of the experimental systems, and foresee further application and development in the future.



Keywords: photoluminescence, Fourier transform infrared spectrometer, step scan, semiconductor

PACS: 78.55.-m, 07.57.Ty, 74.25.nd, 61.72.uj

DOI: [10.7498/aps.74.20241491](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241491)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241491](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241491)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12227901, 12393832, 10927404, 61675224, 60676063, 12274429), Chinese Academy of Sciences (Grant No. YZ201334), and the Shanghai Committee of Science and Technology, China (Grant Nos. 20142201000, 08XD14047, 22QA1410600).

† Corresponding author. E-mail: so4178@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: luwei@mail.sitp.ac.cn

红外调制光致发光光谱技术：从宽波段覆盖到微区高通量测量

邵军 陈熙仁 王嫒 陆卫

Infrared-modulated photoluminescence spectroscopy: From wide-band coverage to micro-area and high-throughput scanning imaging

SHAO Jun CHEN Xiren WANG Man LU Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 017801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241491

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241491>

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

用光致发光研究不同通量辐照磷酸二氢钾晶体的缺陷

Photoluminescence spectrum study of defects of potassium dihydrogen phosphate crystals irradiated by different laser fluences

物理学报. 2020, 69(17): 174208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200482>

本征富受主型ZnO微米管光致发光的温度调控机制

Thermal regulation mechanism of photoluminescence in intrinsic acceptor-rich ZnO microtube

物理学报. 2020, 69(19): 197701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200655>

β -Ga₂O₃纳米材料的尺寸调控与光致发光特性

Size Regulation and Photoluminescence Properties of β -Ga₂O₃ Nanomaterials

物理学报. 2020, 69(10): 108102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200158>

K_xNa_{1-x}NbO₃:Pr³⁺铁电体的光致发光和应力发光性能

Properties of Photoluminescence and mechanoluminescence of K_xNa_{1-x}NbO₃:Pr³⁺ ferroelectric

物理学报. 2022, 71(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220501>

钙钛矿型CeTaN₂O的高压制备及其磁性和电学性质

High-pressure synthesized perovskite-type CeTaN₂O and its magnetic and electrical properties

物理学报. 2024, 73(8): 080702 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240025>

太阳能电池材料缺陷的理论与计算研究

Theoretical and computational study on defects of solar cell materials

物理学报. 2020, 69(17): 177101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200656>