

光栅光谱仪前置和后置分光构型下光调制 反射谱应用的不同特征

詹嘉¹, 查访星^{1*}, 顾溢²

(1. 上海大学理学院物理系, 上海 200444;
2. 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083)

摘要: 光调制反射光谱因其高灵敏的特性而广泛的用于研究半导体及其表面与界面特性。基于光栅光谱仪其测量光路根据分光顺序的不同可以分为前置分光构型(暗构型)与后置分光构型(亮构型)。本文以 InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP 异质结外延结构为例, 阐述了两种光路构型的不同特点和适用条件。揭示前分光构型能很好地分离荧光谱线与调制谱线; 后分光构型则有利于采用较强调制激光而有效提取荧光较弱的电子结构信息。后分光构型实验中还观察到, 当使用低能量激光(1 064 nm)只调制激发窄带隙的 InGaAs 层时, 却观察到宽带隙 InP 的谱线形的反常现象。这起源于光生载流子的界面电场调制作用, 表明界面激发的后分光构型可作为一种非接触“电调制”方法而方便地应用于宽带半导体的异质外延结构的研究。

关键词: 光调制反射光谱; 半导体异质结; InGaAs/InP; 内建电场
中图分类号: O472+3 **文献标识码:** A

The different characteristics of dark and bright configurations of photoreflectance based on grating spectrometer

ZHAN Jia¹, ZHA Fang-Xing^{1*}, GU Yi²

(1. Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China;
2. Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: Photoreflectance (PR) has been widely used for the characterization of various semiconductors as well as their surface and interface properties due to its non-destructive and high sensitivity virtues. From the viewpoint of the employment of monochromator, the experimental setup may be classified into dark and bright configurations, which were applied to characterize the heterostructure of InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP grown by molecular beam epitaxy. It reveals that the front configuration well separates the luminescence from the modulation signal while the backside configuration benefits the extraction of weak modulation signals with the employment of high excitation power. Based on the backside configuration, we also observed a below band-gap excitation phenomenon, i. e. that the modulation signal of InP exhibits under the excitation of energetically low modulation light (1 064 nm laser). The result demonstrates that the backside configuration may be employed as a contactless electro-modulation technique for the characterization of wide band gap semiconductor heterostructures.

Key words: photoreflectance spectroscopy, semiconductor heterostructure, InGaAs/InP, internal electric field

引言

研究半导体异质结的界面电子结构特性对于材料生长与器件应用有着重要的意义^[1-3]。相较于传统的反射光谱, 调制反射光谱通过施加一定频率

的微扰来调制样品的介电函数, 配合相敏检测技术滤除了反射谱的背底, 凸显了与能带结构临界点对应的一系列尖锐谱线结构, 从而提高了对能带结构表征的准确性。常见的调制手段包括光调制^[4]、电

收稿日期: 2024-01-10, 修回日期: 2024-02-04
基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61874069)

Received date: 2024-01-10, Revised date: 2024-02-04

Foundation item: Supported by the General Program of National Natural Science Foundation of China (61874069)

作者简介(Biography): 詹嘉(1999—), 男, 上海人, 硕士研究生, 主要研究领域为半导体异质结的光谱表征. E-mail: 1147096806@qq.com

* 通讯作者(Corresponding author): E-mail: fxzha@shu.edu.cn

调制^[5]、温度调制^[6]以及空间调制^[7]等,其中光调制更是因为其非接触、无损与对电子能态结构的高灵敏度而广泛的应用于半导体禁带宽度^[1-3]、合金组分^[8]、表面费米能级钉扎^[9]与载流子浓度^[10]的研究。

光调制反射光谱通过在反射光谱测量的基础上引入外加的激光光源来产生光生载流子,进而诱导表面或界面的内建电场的变化而调制介电函数。测量方法上一般分为傅里叶光谱方法和光栅光谱仪方法。随着技术上对测量灵敏度的不断改进,前者在中长波红外光谱范围发挥着较大优势^[11]。尽管如此,基于传统光栅光谱仪实现的调制光谱测量,却在仪器成本和使用方便性上有着天然的优势。后者使用时,其光路根据分光构型的不同可以分为前分光构型(暗构型)与后分光构型(亮构型)^[4],两者主要区别在于对探测光的分光顺序不同:前分光构型中单色仪先对探测光进行分光即以单色光出射照射到样品上,进而对单色的反射光进行探测。而后分光构型中,白光直接照射到样品上,经样品反射的白光经单色仪分光后再被探测。虽然两种构型在半导体电子结构的研究中均有使用^[1-10],但对两种构型应用上的不同特点和优势尚未见专门的对比性阐述。阐明这一问题,有助于针对不同的研究需求和目标而恰当地选择光路构型,对于充分发挥PR表征功效无疑有着重要意义。

本工作以分子束外延生长的InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP双异质结结构为具体研究对象,对上述问题加以阐述。应用上述两种不同分光构型的光调制反射光谱测量,发现了样品自身荧光信号与激光器散射信号在不同构型中的影响方式有所区别。对于荧光信号很强的InGaAs,荧光信号在前分光构型中只是一恒定信号背底而可利用锁相放大器的偏置功能加以消除,进而提取出被调制的光反射信号。后分光构型则同时对探测光与样品荧光进行分光,锁相采样信号来自荧光谱线与探测光谱线的叠加;尤其对应伴随强荧光谱线的调制信号,调制谱就变成了荧光谱主导的线形。而很难获得对调制谱线的准确解析。因此,应用PR表征异质结薄膜结构中具有强荧光信号的外延层时,更宜采用前分光构型光路。

对于InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP样品中InP层进行表征时,如果采用前置分光,探测器会无差别的收集全部荧光信号,过大的荧光背底明显降低了锁相放大器的检测灵敏度。而后分光构型能将存在于固

定波段的强荧光信号与被探测的弱信号波段由于光栅光谱仪的分光作用而自然地彼此隔离,即探测InP的信号时并不会受到InGaAs强荧光的影响。这一构型允许使用较强激光进行调制,对于多层异质结构这样的复合体系,能获得更丰富和更灵敏的光谱信息。基于这一构型我们观察到在使用1064 nm激光对InP/InGaAs/InP进行PR测量时,除了可获得窄带隙InGaAs的调制信号,还能够获得能量大于激发光的宽带隙InP的调制信号,表明利用界面调制可实现通过低能量激光激发获得宽带隙材料电子结构信息的光谱测量。

1 实验

图1给出了我们实验所使用的两种光路图,主要光学部件包括:150 W溴钨灯,光栅光谱仪(Zolix-λ3017),SR-830锁相放大器,制冷型InGaAs探测器,532 nm以及1 064 nm固体激光器,斩波器以及透镜等光学元件。前分光构型的调制光谱测量光路如图1(a)所示,溴钨灯出射的白光在经过单色仪分光与平行光管的准直后照射到样品上,反射后进入到探测器被探测,此路光通常称为探测光。与此同时,频率为 Ω 的斩波器所调制的激光作为调制光照射到样品的同一区域,实现对探测光的调制。受到调制进入探测器的探测光,包含了与样品反射率 R 成正比的直流信号和调制引起的反射率变化为 ΔR 的交流信号^[12]。由于在实际测量中,光源强度和探测器强度均是光波长的函数,探测光无法保持在不同波段内的强度不变,通常将受调制的反射光信号 ΔR 与未受调制的反射光信号 R 相除进行归一化来消除该影响。探测器将收集到的反射光信号转换为电流信号直接耦合进入锁相放大器,锁相放大器会筛选出频率为 Ω 的交流信号并由计算机输出。

实际测量的 ΔR 信号包含以下两种干扰:1、样品自身受到调制激光激发所产生的荧光信号;2、激光照射到样品后被透镜所收集的散射光信号。这两种信号对测量的影响具有如下的特点:样品的荧光信号往往存在于材料带隙 E_g 附近,其展宽与强度与样品质量和激光器的激发功率相关。在前分光的构型中,由于单色仪并不会对荧光信号分光,因此探测器所接收到的荧光信号并不随单色仪波长的改变而改变,因此对测量的影响表现为一恒定的荧光背底。这一背底会影响 ΔR 的信噪比,所以调制光功率不能过高,否则过大的背底信号将严重影响检测到检测灵敏度。在已有的报道中,有通过缩小探

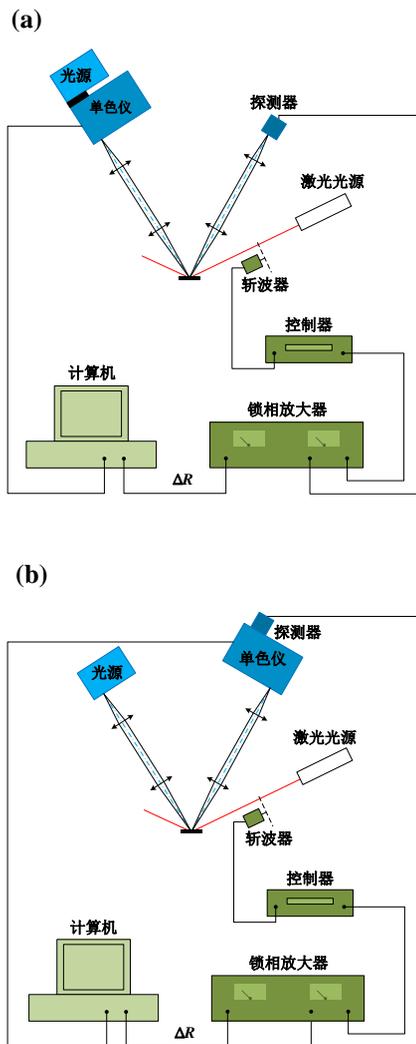


图1 前分光与后分光光调制反射光谱测量光路示意图:(a)为前分光构型,(b)为后分光构型

Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for the bright and dark configuration PR measurement. (a) Dark configuration; (b) Bright configuration

测光光斑大小并在反射光前增加光阑等方法以抑制样品荧光信号^[13];相较于荧光信号,激光的散射光具有线宽小而强度大的特点,由于其在前分光构型中也不随单色仪波长的变化而变化,因此谱线上也表现为一恒定背底,并且强度相较于荧光信号甚至会大一个数量级以上,因此测量中往往会在探测器前放置一个工作波长合适的长通滤波片将其过滤,但这也限制了在荧光的短波方向对 ΔR 信号进行测量。

后分光构型的调制光谱测量光路如图1(b)所示。与前分光构型不同,溴钨灯出射的白光直接照射到样品上,经由单色仪分光后被探测器接收,此

时锁相放大器中交流信号的组成与前分光相同,但其在谱线中的表现形式却截然不同:由于此时单色仪会对样品的荧光信号进行分光,因此其对谱线中不同波长的位置有不同的影响,总体上可以视为样品的荧光谱线与光调制反射谱线的叠加。这会导致在样品带隙附近的 ΔR 混入荧光信号而非单纯的探测光信号,这就为准确的定量分析带来困难。在已有的报道中,有通过使用两个不同激光器的双探测器测量^[14]与同时对探测光进行斩波的双调制^[15]等方法来消除其影响。对于激光器的散射光,由于其线宽小的特性,谱线中仅有几个特定波段会受到其影响,这使得后分光构型在在大部分波段测量时可以忽略激光散射光的影响,因此能够测量激光器短波方向的 ΔR 信号。不过后分光构型下照射至样品的白光相较于前分光的单色光具有较大的功率,其对样品的加热效应与表面光伏效应会影响 ΔR 信号的准确性。实验中我们控制白光的功率不超过2 mW来消除上述效应对 ΔR 信号的影响。

实验中使用的调制激光光源分别为532 nm和1 064 nm的半导体激光器。实验样品是在半绝缘InP(100)衬底上经由分子束外延技术(MBE)所生长的晶格近似匹配InP/InGaAs/InP样品^[16]。样品通过X射线衍射(XRD)得到In的组分为0.52,其中InP/InGaAs/InP双异质结构中的InGaAs外延层与InP帽层据生长时间标称的生长厚度为 (2 ± 0.2) μm 。

2 实验结果与讨论

图2(a)和(b)分别展示了室温下InP/InGaAs/InP在0.62~1.42 eV能量范围内前分光(dark)与后分光(bright)构型下获得的光调制光谱。该光谱使用532 nm激光器获得。在进行图2(a)的测量时为滤除532 nm的杂散光干扰使用了截止波长为700 nm的长通滤波片。不同材料调制信号强弱不同。同功率激光调制时样品中InGaAs的信号数倍于InP。为了方便比较起见,图中在同一纵坐标下对InGaAs区的信号强度按0.2的比例因子进行了压缩。图中用虚线划分出三个光谱区域分别进行讨论。首先看在0.65~0.80 eV范围能量覆盖InGaAs材料带隙的光谱区,InGaAs材料根据In组分(0.52)所计算的室温带隙为0.75 eV。在该波段前分光构型谱线的表现类似于Franz-Keldysh振荡(FKO)^[1-3],其极值点与其序数的关系为^[5]:

$$E_m = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{8\mu} \right)^{1/3} \left[\left(\frac{3\pi}{2} \right) (m - 1/2) \right]^{2/3} + E_g, \quad (1)$$

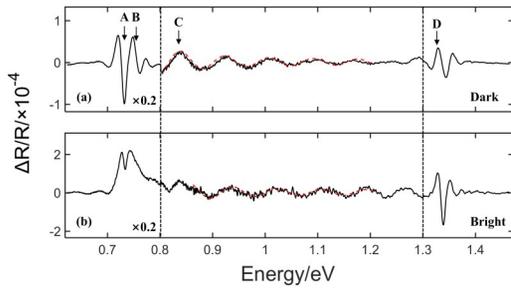


图2 室温下 InP/InGaAs/InP 前后分光光调制反射光谱;(a) 前分光构型;(b) 后分光构型

Fig. 2 Room temperature PR spectra measured by using dark and bright configurations for InP/InGaAs/InP heterostructure. (a) Dark configuration spectrum; (b) Bright configuration spectrum

其中 E_m 为极值点对应的能量, F 为电场强度, μ 为电子-空穴的约化有效质量, m 为对应极值点的序数, E_g 为跃迁能量。在 0.74~0.80 eV 能量区的振荡结构可基于 InGaAs 体材料的 FKO 振荡来解释。利用公式(1)拟合得到其跃迁能量为 0.75 eV, 如图中箭头 B 所示, 其能量位置恰为 InGaAs 体材料带隙值。需要指出的是, 我们这里观测的 InGaAs 是来自有约 2 μm 厚 InP 覆盖层的中间层, 产生 FKO 振荡的机制是光生载流子对界面电场的调制。据公式(1)可给出电场强度大小为 11.3 kV/cm。由于 FKO 振荡图应发生在带边的短波区, 2(a)中 0.65~0.74 eV 区间的结构并不能归因于 FKO 振荡线形。通常半导体异质结的窄能隙带边附近, 伴随界面二维电子气(2DEG)的束缚能级结构^[4]。通过 Aspnes 的三阶洛伦兹线形公式拟合^[17], 得到该结构的跃迁能量为 0.73 eV (如箭头 A 所示), 与光致发光实验数据较为一致^[18]。图 2(b) 的后分光构型并没有出现 InGaAs 的 FKO。前面分析指出, 图 2(a) 中 FKO 振荡的出现来自于界面电场的调制。后分光构型下由于是白光入射, 较强的光生载流子注入大大削弱了界面能带弯曲效应和削弱了调制激光产生的界面电场变化, 故此构型下未出现有图 2(a) 中的明显 FKO 效应。图 2(b) 显示的双峰结构来自 InP 带带跃迁和界面 2DEG 束缚能级以及界面荧光信号三组机制叠加产生。后者的贡献在较大调制激光功率时尤为明显, 见稍后结合图 3 的讨论。

其次, 在图 2(a) 和 (b) 中箭头 C 所指的结构位于 InGaAs 带隙与 InP 带隙中间的 0.80~1.30 eV 的光谱范围, 两组光谱中均观察到了周期较大的连续振荡结构。其形成有两种可能: 一种是 InGaAs 波段 FKO

在高端的延续, 类似现象常见于 CER^[1] 与 SIN⁺ 结构的 PR 中^[5], 但是我们样品的衬底 InP 为半绝缘而非重掺杂, 并且该信号的周期与 InGaAs 波段的 FKO 有明显差别, 因此该信号并非来源于 InGaAs 的 FKO。另一种机制是探测光在样品间所产生的膜间干涉条纹^[19], 通过提取谱线中波峰波谷的位置进行了 InP 膜厚的计算^[20], 如采用 InP 层的厚度为 2.15 μm 则可以很好拟合该振荡结构, 计算如图 2 中红色虚线所示, 该拟合采用的 InP 层厚度与生长参数对膜厚的标定也较好吻合。因此该波段的振荡结构应为调制光的干涉条纹。另外对比前分光谱线和后分光谱线, 我们发现两者在此振荡结构的峰值位置有所不同, 但振荡周期基本一致。这是由于不同光路中探测光入射角度的有所不同所导致的。

最后, 我们讨论一下图 2 中箭头 D 所在光谱区的谱线结构, 即 1.30~1.46 eV 范围的谱线特征。该光谱区对应 InP 带隙。图 2(a) 和 (b) 在前分光与后分光构型的谱线中均观察到了显著的 FKO。此处 FKO 振荡与 InGaAs 信号附近的 FKO 振荡的机制有所不同, 即这里 InP 是样品表层, 其 FKO 振荡源于 InP 表面电场的调制效应。通过公式(1)拟合得到跃迁能量为 1.34 eV, 恰对应 InP 的室温能带带隙。其电场强度大小为 13.8 kV/cm。上述实验与分析表明在 InP/InGaAs/InP 一型异质结中, 对于荧光信号较弱的宽带隙 InP 材料, 不同分光构型对于 InP 的调制信号的线形影响不大; 而对于发光信号较强的窄带隙 InGaAs 材料, 只有在前分光构型下才能够较好地将荧光谱线的影响屏蔽而获得较准确的调制谱线线形。

上文关于前分光构型下 InGaAs 的光谱特征指出, 来自 InP 覆盖层之下的 InGaAs 调制线形呈现的明显的 FKO 振荡, 说明 532 nm 调制激光对界面电场具有较强的电场调制效应。不过值得注意的是 532 nm 激光在 InP 层的穿透深度只有约 200 nm, 而此处覆盖层厚度约 2.1 μm , 因此可以推论的是, 这一界面覆盖层厚度约 2.1 μm , 因此可以推论的是, 这一界面电场调制效应是由覆盖层表面层产生的光生载流子扩散至界面产生的。一个有意思的问题是, 如果采用较低能量光子只激发覆盖层之下的 InGaAs 层而不激发 InP 覆盖层情形又如何呢? 为此我们选取了波长为 1064 nm 的激光为调制激光激发。在较低功率下采用 1064 nm 调制激光时, 前分光构型对于 InGaAs 光谱波段所测量的结果与如图 2(a) 谱线形类似, 而后分光在 5 mW 调制光功率下所获得

的线形如图 3(a)中黑色实线所示。该结果也与图 2(b)非常类似,未观察到 FKO 振荡线形。因后分光混入较强 InGaAs 荧光信号,在采用较强调制光功率时整体谱线包络就愈接近光致发光(PL)谱线形,如图 3(a)中红色谱线所展示的结果;作为比较说明,图 3(a)中同时给出了 40 mW 激发条件下 PR 测量结果,如虚线所示。另外在此较强激发条件下低于 InP 带隙的光谱区膜间干涉效应也变得更加明显。

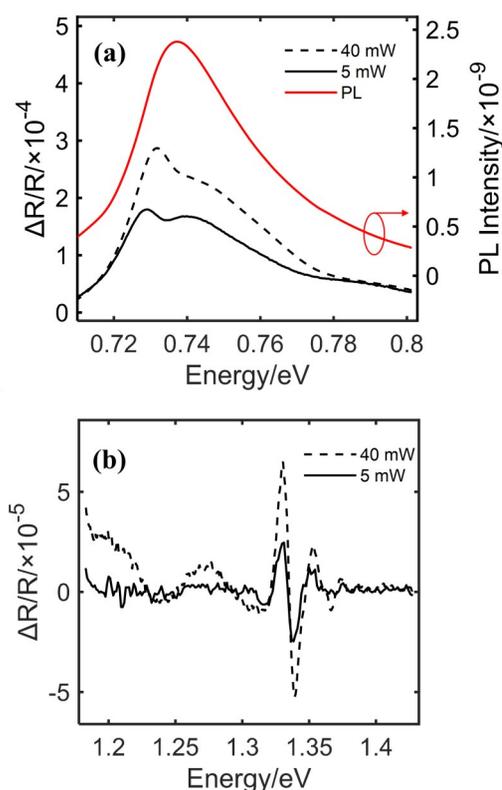


图3 室温下 InP/InGaAs/InP 使用 1 064 nm 激光激发的后分光光调制反射光谱与荧光光谱谱线:(a) 0.71~0.80 eV; (b) 1.15~1.45 eV

Fig. 3 Room temperature PR and PL spectra measured by using dark configuration with 1 064 nm laser for InP/InGaAs/InP heterostructure. (a) 0.71-0.80 eV; (b) 1.15-1.45 eV

如上文所分析, InP/InGaAs/InP 样品之所以观察到处于埋层构型下的 InGaAs 的光调制信号,源于光生载流子对界面电场的调制。上述结果表明,采用 1 064 nm 激光并未对表面 InP 层本身激发而是通过激发 InGaAs 层实现的界面电场调制效应。由此看来,是否可以通过这一在异质结构中低带隙材料激发所产生界面电场调制用以观察能量大于调制激光的宽带隙材料电子结构呢^[21]? 从实验构型上看,只有后分光测量构型有条件实现这一测量方

案。这是因为前分光光路下难以有效屏蔽低能量调制激光(1 064 nm)的激光杂散线和 InGaAs 的强荧光背底的影响。基于光栅光谱仪分光原理,后分光可将与探测光不同的波长自然隔离开来,故能方便地实现对能量高于调制光能量光谱区的测量。具有图 3(b)给出了后分光构型下 1 064 nm 激光采用 5 mW 和 40 mW 两种调制光功率获得的 InP 带边区的 PR 谱。可以看到在较高的 40 mW 激发功率下调制谱才呈现了明显的 FKO 振荡,而图 2 所示的前分光构型下,2 mW 调制光功率下就有较明显的 FKO 振荡信号。这一现象可如下解释。对于半导体异质结,光照引起的界面电场调制源于光生载流子会被界面势阱俘获而引起的界面电场变化。后分光构型下探测光是白光,它入射到样品上比前分光构型下以单色光照射样品所产生的光生载流子强度要大的多,在此较大的探测光产生的恒定载流子背景注入条件下,要通过调制光改变界面载流子浓度而引起界面电场可观的改变,就必须相应提高调制激光功率,这也就是为何图 3(b)的后分光构型 PR 谱比 2(a)的前分光构型 PR 谱要采用较大功率的调制激光才呈现明显 FKO 振荡。

3 结论

本文采用光栅光谱仪前分光与后分光构型对 InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP 样品进行了的光调制反射光谱测量,系统的比较了两种构型对测量结果产生的差异和特点;阐明前分光构型能够有效剥离材料荧光谱线对调制线形的干扰,而后分光构型能够将材料的荧光信号与激光器散射信号对调制信号的影响限制在某一特定波段,即使采用较强调制激光功率也不影响处于其它波段的弱调制信号的测量从而有助于提高弱调制信号的信噪比。另外,我们对 InP/In_{0.52}Ga_{0.48}As/InP 采用只激发窄带隙 InGaAs 层的 1 064 nm 激光为调制光的测量,实现了低能量调制光诱导宽带隙材料信号的测量,这归因于光生载流子对界面电场所产生的电调制效应。需要强调的是,上述结论并不只局限于此处所测量的样品而是具有更一般适用性的规律。简言之,后分光构型允许通过界面电场调制的方式自然形成一种非接触式“电场调制”,这种采用低能量的调制激光来获得对宽带隙外延层的调制谱测量的光谱表征方法对于如 GaN 或 SiC 等宽带隙异质结构电子结构的表征极具应用价值。

References

- [1] Pollak F H, Shen H. Modulation spectroscopy of semiconductors: bulk/thin film, microstructures, surfaces/interfaces and devices [J]. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 1993, **10**(7): xv-374.
- [2] Aspnes D E. Third-derivative modulation spectroscopy with low-field electroreflectance [J]. *Surface Science*, 1973, **37**(1): 418-442.
- [3] Komkov O S. Infrared Photoreflectance of III - V Semiconductor Materials (Review) [J]. *Physics of the Solid State*, 2021, **63**(8): 1181-1204.
- [4] Kudrawiec R, Walukiewicz W. Electromodulation spectroscopy of highly mismatched alloys [J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, **126**(14): 141102.
- [5] Shen H, Dutta M. Franz - Keldysh oscillations in modulation spectroscopy [J]. *Journal of Applied Physics*, 1995, **78**(4): 2151-2176.
- [6] Dai N, Feng J F, Chen L Y, *et al.* Differential reflectance spectroscopy of GaAlAs thin films and GaAs bulk under externally applied temperature gradient [J]. *Applied Physics Letters*, 1997, **70**(17): 2271-2273.
- [7] Zha F X, Shen S C, Huang X L. *et al.* Differential reflectance spectroscopy using sample rotation [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1999, **70**(3): 1798-1800.
- [8] Glembocki O J, Shanabrook B V. Chapter 4 Photoreflectance Spectroscopy of Microstructures [J]. *Semiconductors & Semimetals*, 1992, **36**: 221-292.
- [9] Hwang J S. GaAsSb bandgap, surface fermi level, and surface state density studied by photoreflectance modulation spectroscopy [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, **100**(22): 8396.
- [10] Cortes-Mestizo I E, Briones E, Yee-Rendón C M, *et al.* Optical spectroscopy analysis of the near surface depletion layer in AlGaAs/GaAs heterostructures grown by MBE [J]. *Journal of Crystal Growth*, 2017, **477**: 59-64.
- [11] Shao J, Lu W. Photoreflectance spectroscopy with a Fourier-transform infrared spectrometer: From visible to far infrared [C]. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. IEEE, 2010.
- [12] Zendejas-Leal B E, Casallas-Moreno Y L, Yee-Rendon C M, *et al.* Interference and electro-optical effects in cubic GaN/GaAs heterostructures prepared by molecular beam epitaxy [J]. *Journal of Applied Physics*, 2020, **128**(12): 125706.
- [13] Zhang B, Wang X J. Note: A modified optics based technique for suppressing spurious signals in photoreflectance spectra [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2017, **88**(10): 106103.
- [14] Sydor M, Badakhshan A. Differential photoreflectance from a high-mobility and highly luminescent two-dimensional electron gas [J]. *Journal of Applied Physics*, 1991, **70**(4): 2322-2325.
- [15] Ghosh S, Arora B M. Photoreflectance spectroscopy with white light pump beam [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1998, **69**(3): 1261-1266.
- [16] Dai H G, Zha F X, Chen P P. Theoretical explanation of scanning tunneling spectrum of cleaved (110) surface of InGaAs [J]. *Acta Physica Sinica* (戴昊光, 查访星, 陈平平. InGaAs(110)解理面的扫描隧道谱的理论诠释 [J]. *物理学报*), 2021, **70**(19): 196801-1-196801-8.
- [17] Aspnes D E, Studna A A. Schottky-Barrier Electroreflectance: Application to GaAs [J]. *Physical Review B*, 1973, **7**(10): 4605-4625.
- [18] Buyanova I A, T. Lundström, Buyanov A V, *et al.* Strong effects of carrier concentration on the Fermi-edge singularity in modulation-doped InP/In_xGa_{1-x}As heterostructures [J]. *Physical Review B*, 1997, **55**(11): 7052-7058.
- [19] Kallergi N, Roughani B, Auel J, *et al.* Correlation of interference effects in photoreflectance spectra with GaAs homolayer thickness [J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, **68**(9): 4656-4661.
- [20] Zendejas-Leal B E, Casallas-Moreno Y L, Yee-Rendon C M, *et al.* Interference and electro-optical effects in cubic GaN/GaAs heterostructures prepared by molecular beam epitaxy [J]. *Journal of Applied Physics*, 2020, **128**(12): 125706.
- [21] Klar P J, Townsley C M, Wolverson D, *et al.* Photomodulated reflectivity of Zn_{1-x}Mn_xTe/ZnTe multiple-quantum wells with below-bandgap excitation [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1999, **10**(12): 1568.