

谱导数法在光谱研究 GaInAs/InP 和 GaInP/AlGaInP 多量子阱中的应用*

邵 军†

(4. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, D-70550 Stuttgart, Germany)
(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)
(2002 年 11 月 19 日收到, 2003 年 1 月 27 日收到修改稿)

在简要讨论谱导数法物理机理的基础上, 给出了其在光吸收谱和光反射谱方法研究张应变 GaInAs/InP 和 GaInP/AlGaInP 多量子阱中的成功应用实例. 比较了不同阶谱导数对测定激子跃迁能量的影响, 论及其与双调制谱方法、曲线拟合方法的区别. 指出了谱导数法在光谱研究 GaInAs/InP 和 GaInP/AlGaInP 多量子阱中的重要性和易行性.

关键词: 谱导数法, 吸收谱, 反射谱, 多量子阱, 激子

PACC: 7135, 7850, 7840, 7865

1. 引 言

近来, GaInAs/InP 和 GaInP/AlGaInP 多量子阱因在电-光器件上的重要应用而引起广泛关注^[1-10]. 为了指导、改进器件设计, 对材料特性的准确了解是非常必要的. 光谱方法在研究材料的特性方面发挥了举足轻重的作用^[1, 3, 8-15]. 其中光吸收谱和反射谱方法更因能可靠地揭示电子-轻/重空穴的激子跃迁从而测定诸如激子束缚能、有效质量等参数而备受重视, 并已在研究压应变 GaInAs/InP 量子阱中取得了成功的应用^[1, 3, 16]. 但在研究张应变 GaInAs/InP 量子阱和 GaInP/AlGaInP 量子阱过程中, 却遇到了很大的困难: 由于激子束缚能相对于压应变 GaInAs/InP 量子阱的为高, 导致吸收或反射跃迁谱线弱且宽; 再加上强背景吸收/反射的干扰, 无法准确测定跃迁能量^[3]. 这无论是对激子参数的确定还是对电子能带结构(带隙比等)的分析都导致不良影响, 严重时相关研究甚至无法展开. 谱导数法则具有消除或明显降低背景干扰, 显著减小与激子跃迁相关的谱线的宽度等优点^[17]. 借此可准确测定激子跃迁能量, 为研究激子参数等提供保障.

本文先简要分析谱导数法的物理机理, 然后给出其在吸收谱和反射谱方法研究 GaInAs/InP 和 GaInP/AlGaInP 多量子阱激子行为中的成功应用实例. 通过比较不同阶谱导数对测定激子跃迁能量的影响, 并讨论其与双调制谱方法以及曲线拟合方法的区别, 指出其在光谱法研究宽禁带多量子阱中的重要性和易行性.

2. 理论背景

由于红外或可见光光谱可以用数学函数来描述, 对其取导数(谱导数)便是可行的^[18]. 而且可以对光谱进行多次求导操作, 从而获得不同阶数的导数谱. 对于激子跃迁的谱线线型为洛伦兹函数的情形^[19], 可设定吸收谱或反射谱为一洛伦兹函数与用多项式表示的背景干扰的叠加

$$S(\nu) = \frac{AK}{1 + \pi^2 K^2 (\nu - \nu_0)^2} + \sum_{i=1}^n a_i \nu^i, \quad (1)$$

式中 ν 表示波数, ν_0 表示洛伦兹函数极大值的能量, $i \geq 1$, $K = 2(\pi\Delta\nu)$, $\Delta\nu$ 是洛伦兹函数的半高全宽. 很明显, 即使背景干扰是线性的($i = 1$), 谱线的峰值能量也将落在

* 上海市自然科学基金(批准号: 02ZA14114), 国家自然科学基金(批准号: 60276006)和国家重点基础研究专项经费(批准号: G001CB3095)资助的课题.

† E-mail: jshao@mail.sitp.ac.cn

$$\nu \approx \nu_0 + \frac{a_1}{2A\pi^2 K^3}, \quad (2)$$

而非 $\nu = \nu_0$ 位置. 其中的能量差 $a_1/2A\pi^2 K^3$ 对于强背景干扰 (a_1 大) 弱谱线 (A 小) 或宽谱线 (K 小) 将表现得尤为突出. 但是通过对该谱取二阶谱导数, 这一能量差却能被完全消除. 在实际测量中, 吸收谱和反射谱中的背景干扰往往是非线性的. 但 $a_i (i > 1)$ 通常较 a_1 为小, 因而可通过取二阶或更高阶谱导数来降低背景对测量谱线能量带来的影响.

图 1 给出了一实际测量的吸收谱及其二、四阶导数谱. 在这里, 导数谱是用“点差分”法计算的, 确定相邻两点的强度 (y 值) 差并绘出其与波数间的函数关系. 作为一般性原则, 高阶导数谱是通过逐级取一阶谱导数获得的^[17]. 为保证偶数 ($2j$) 阶导数谱的极大与吸收谱的吸收峰相对应, 这里还对导数谱进行了 $(-1)^j$ 乘法操作. 另外, 为保证导数谱有足够高的信噪比, 需要对导数谱进行适当的平滑操作. 图中竖直虚线代表二阶导数谱峰线的能量位置. 可以直观地看出: 1) 导数谱的峰位置明显地向低能方相移动, 谱线相对加强并变窄, 其中四阶导数谱较二阶的更为明显. 2) 能量高于 0.94 eV 的极大值点对应着电子-轻/重空穴激子的不同 S 态的跃迁. 如图中箭头所示, 导数谱显示出更多的激子跃迁.

随外加磁场的升高, 更多的激子态将从连续态中分离出来, 激子跃迁能量也将增大, 即谱线峰位置表现出“退磁移动”. 在量子阱中, 这样的退磁移动可以用准二维激子有效质量方程来描述^[8]

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \right] + \frac{e^2}{8\mu} B^2 \rho^2 + V(\rho) \right\} R_n(\rho) = E_n R_n(\rho),$$

$$V(\rho) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{|Z_e(z_e)|^2 |Z_h(z_h)|^2}{\epsilon_r(z_e, z_h) \sqrt{\rho^2 + (z_e - z_h)^2}} dz_e dz_h, \quad (3)$$

式中 ρ 为构成激子的电子与空穴在垂直于量子阱生长方向的平面内的间距; μ 是激子的约合有效质量, 它与电子、空穴的阱平面内的有效质量 ($m_{e\phi}^*$, $m_{h\phi}^*$) 之间满足关系

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_{e\phi}^*} + \frac{1}{m_{h\phi}^*},$$

$Z_e(z_e)$ 和 $Z_h(z_h)$ 分别代表有限深方势阱中电子与空穴的束缚态波函数; ϵ_r, ϵ_0 是量子阱或势垒材料的

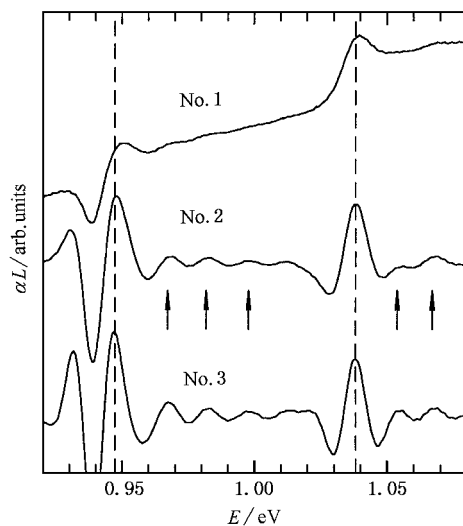


图 1 在一定外加磁场条件下, 实际测得的 GaInAs/InP 张应变量子阱光吸收谱 (No. 1) 及其二阶 (No. 2) 和四阶 (No. 3) 导数谱 (竖直虚线代表二阶导数谱峰线的能量位置. 能量高于 0.94 eV 的极大值点对应着不同 S 态的电子-轻/重空穴激子跃迁, 其中竖直箭头表示的跃迁在吸收谱中难于准确界定)

介电常数; n 代表第 n 激子态, $n = 1$ 为基态, $R_n(\rho)$ 表示 S 型激子包络波函数. 通过数值求解该方程并调整约合有效质量的取值, 使计算所得能量-磁场关系与实验测得的退磁移动相吻合, 就能够可靠地得出量子阱中激子的束缚能与约合有效质量.

3. 实验设置

实验测量了 $Ga_x In_{1-x} As/InP$ 多量子阱的光吸收谱和 $Ga_x In_{1-x} P/AlGaInP$ 多量子阱的光反射谱. 对于 $Ga_x In_{1-x} As/InP$ 多量子阱, Ga 组分 x 分别取为 0.30, 0.40, 0.60 和 0.70, 其中 $x < 0.47$ 为压应变量子阱, $x > 0.47$ 为张应变量子阱. 对于 $Ga_x In_{1-x} P/AlGaInP$ 量子阱, x 分别取为 0.40 (压应变量子阱) 和 0.5 (晶格匹配量子阱). 样品结构如图 2 所示. 两种样品均用低压金属有机化学气相外延制备, 生长温度分别是 620 °C 和 700 °C.

实验中用卤钨灯作激发光源, 用配置了石英分光镜的傅里叶变换红外光谱仪记录光谱. 在测量 $Ga_x In_{1-x} As/InP$ 多量子阱时使用了锗二极管探测器, 谱分辨率设定为 4 cm^{-1} (约 0.5 meV); 在测量 $Ga_x In_{1-x} P/AlGaInP$ 多量子阱时则使用了硅二极管探

测器, 谱分辨率设定为 6 cm^{-1} (约 0.7 meV). 实验中样品浸没在液氦里. 通过降低液氦表面的蒸气压使液氦达到超流态并将其温度控制在 1.8 K , 以消除液氦中气泡引入的谱测量噪声. 为了能更直观地显示出用吸收谱和反射谱测定激子跃迁能量可能遇到的困难, 实验中使用了 $0\text{--}6.8 \text{ T}$ 外加可变磁场. 在吸收谱法测量 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱时, 磁场的方向垂直于样品的表面并平行于通过样品的激发光束^[8]; 而在反射谱法测量 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{AlGaInP}$ 量子阱时, 外加磁场的方向与样品的表面成 45° 角并平行于由样品射出的光束^[9].

GaInP	2nm		
$(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_{0.52}\text{InP}$	50nm		
GaInP	10nm		
$(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_{0.52}\text{InP}$	4nm	9×	10×
GaInP	10nm		
$(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_{0.52}\text{InP}$	20nm		
GaInP	2nm		
GaAs	30nm		
GaAs:Si(001)			

InP	60nm		
InP	20nm	10×	
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	10nm		
InP	150nm		
InP:S			

图 2 (a) $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{AlGaInP}$ 和 (b) $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 多量子阱的样品结构

4. 结果与讨论

4.1. GaInAs/InP 多量子阱

图 3 给出了压应变 ($x = 0.3, 0.4$) 和张应变 ($x = 0.6, 0.7$) 量子阱在外加磁场 $B = 6.8 \text{ T}$ 状态下的吸收谱. 可以看出, 两压应变量子阱的吸收谱均显示出 8 个以上窄且强的吸收峰, 而张应变量子阱仅约略显露出 3—4 个宽而弱的峰. 根据模型-固体理论^[10, 20, 21]和激子有效质量方程 (3), 这些峰可以被界定为 $1e\text{-}1\text{hh}$ 激子的基态和激发态, 这里 1h 和 1h 分别表示轻空穴和重空穴. 另外, 随 x 的增加, 吸收峰向高能方向移动: $x = 0.3$ 样品的第一跃迁能量约为 0.72 eV , $x = 0.7$ 时能量已升高到约 0.96 eV . 这些都反映了应变导致的量子阱电子能带结构变化: 压应变使量子阱带隙减小, 这一方面导致激子跃迁能量的降低, 另一方面也降低激子的约合有效质量和束缚能; 而张应变使量子阱带隙增大, 因而导致激子跃迁能量、约合有效质量以及束缚能升

高. 反映到谱线形状上, 相对小的激子束缚能对应于相对窄且强的吸收峰.

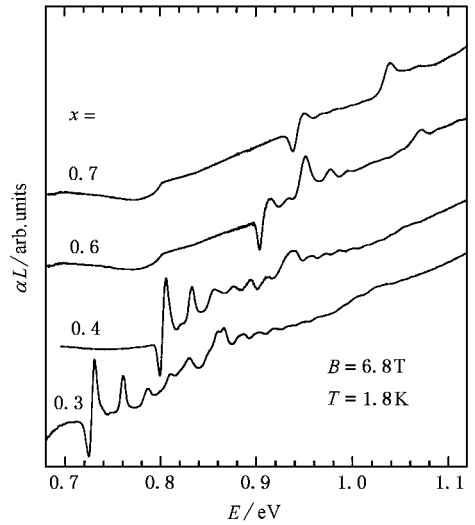


图 3 在 $B = 6.8 \text{ T}$ 外加磁场条件下, 具有不同应变的 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 多量子阱的吸收谱 (测量温度为 1.8 K)

图 4 给出了第一峰线 (激子基态) 能量随外加磁场的变化情况. 可以看出, 在吸收峰的能量测定上, 压、张应变量子阱的差异也是非常明显的: $x = 0.3$ 的压应变量子阱在 $B \geq 2 \text{ T}$ 的外加磁场下测定的能量与基于方程 (3) 的理论预期 (图 4(a) 中的实线) 吻合得很好, 表明能量的测定是可靠的. 由此拟合可获得激子的束缚能和约合有效质量分别为 5.29 meV 和 $0.0325 m_0$, 其中 m_0 表示自由电子质量. 在 $B < 2 \text{ T}$ 的区域, 实验值略高 ($\leq 0.2 \text{ meV}$) 于

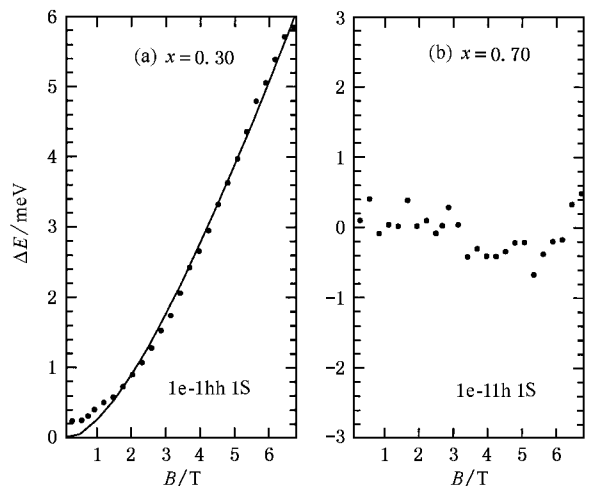


图 4 第一峰线 (激子基态) 的能量随外加磁场的变化关系: (a) 压应变 ($x = 0.3$) 量子阱, 其中实线是由磁场中激子有效质量方程给出的理论值. (b) 张应变 ($x = 0.7$) 量子阱

理论值. 随后的分析将表明, 这一偏差在二阶导数谱中将不复存在. 对于 $x = 0.7$ 的样品, 测定的能量却显示出超过 1 meV 的离散性, 且根本无法与理论

预期的激子退磁移动相对应, 因而无法用吸收谱法研究它的激子特性. 这样的困境却可以借助于谱导数法来摆脱. 图5给出了不同阶谱导数对压、张应

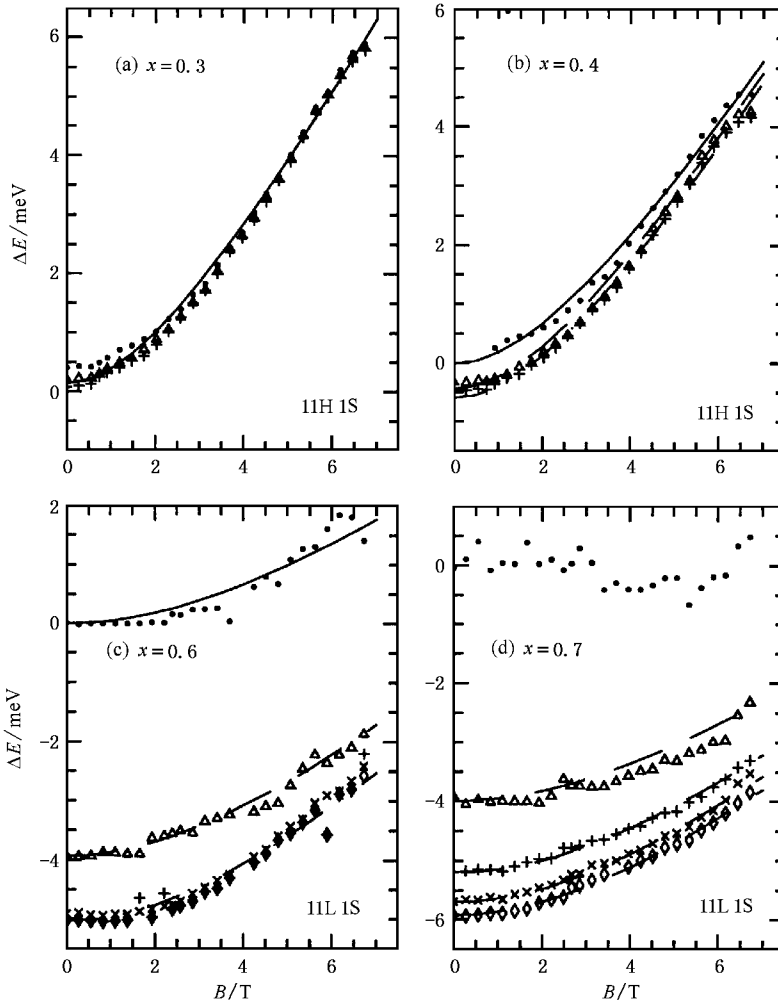


图5 不同阶谱导数对测定(a) $x = 0.3$, (b) $x = 0.4$ 压应变量子阱和(c) $x = 0.6$, (d) $x = 0.7$ 张应变量子阱的 $1e-1hh/1h$ 激子基态跃迁能量的影响. 图中●表示由吸收谱确定的能量值, \triangle , +, \times 和 \diamond 则分别表示由二、四、六、八阶谱导数得到的结果. 图中, 11H 表示 $1e-1hh$ 激子, 11L 表示 $1e-1lh$ 激子

变量子阱吸收谱带来的影响. 很明显: 1) 对于 $x = 0.3$ 的压应变量子阱, 高到四阶的谱导数对峰能量的确定均不构成明显影响, 且二阶和四阶谱导数的结果是重合的, 说明谱导数具有很好的稳定性. 而在 $B < 2T$ 低磁场区域, 谱导数引起能量的轻微红移恰好消除了基于吸收谱的退磁移动与理论预测的偏差. 对于 $x = 0.4$ 的量子阱, 二阶和四阶谱导数的结果在低磁场区域有一个相对于吸收谱约 0.5 meV 的红移, 而且二阶和四阶谱导数的结果是重合的. 值得指出的是, 对于以上两压应变量子阱, 谱导数的引入并不影响激子束缚能和约合有效质量的

值. 2) 另一方面, 对于张应变量子阱, 二阶谱导数已使退磁移动得以显现, 激子参数的测定成为可能. 它也使测定的能量降低约 4 meV. 这样的能量差异在利用模型-固体理论预测量子阱的带隙比时将导致可观的影响. 3) 对于 $x = 0.6$ 的量子阱, 四阶及其以上谱导数给出几乎相同的能量值, 据此得到激子束缚能和约合有效质量分别为 7.8 meV 和 $0.056m_0$. 而对于 $x = 0.7$, 虽然六阶的谱导数才使峰能量“回归”到其真实位置, 此时相对于原始吸收谱, 能量的减小已达 6 meV, 但它与四阶谱导数给出的结果相差只有 0.5 meV, 而与八阶的差异更是只

有 0.2 meV. 由它们得出的激子束缚能和约有效质量也几乎相等: 四阶谱导数给出的激子束缚能和有效质量分别为 8.4 meV 和 $0.064m_0$, 而六、八阶谱导数给出的分别为 8.2 meV 和 $0.062m_0$. 这意味着, 在实际操作中, “无限”高阶谱导数并非必要, 四至六阶谱导数已能给出可靠的结果. 这一结果与方程 (2) 的预测是吻合的, 因此也表明在用吸收谱方法研究张应变量子阱时, 谱导数是非常有效的工具, 阶数则有赖于激子跃迁谱线的特征. 对于弱且平坦的情形, 高于二阶的谱导数是必要的.

值得指出的是, 在谱线形状分析中, 曲线拟合是一种很通用的分析方法, 借此可达到确定特征跃迁的峰值能量和半高全宽等目的. 但是要获得可靠的结果, 一个重要的前提是对谱线究竟包含有多少种跃迁有确切的了解, 而在实际测量中往往做不到这一点. 因此就可能得到完全超乎意料的结果. 另外, 在进行曲线拟合时, 所选取的谱范围大小对结果也有着相当大的影响. 另一方面, 为消除背景干扰, 双调制反射谱方法已有着成功的应用^[22-23]. 从物理机理上看, 它已经是常规反射谱的一阶或三阶导数, 因而当然具有前述论及的谱导数的优点. 但是最近有研究表明^[23], 因为该方法对态密度变化的敏感性, 材料的阱层厚度涨落、界面不均匀等因素会导致许多基本带间跃迁以外的附加峰, 给谱线的界定和

分析带来很大的困难. 只有在研究单量子阱时才能真正发挥其优势. 比较而言, 谱导数在研究多量子阱时更具有可靠性和易操作性.

4.2. GaInP/AlGaInP 多量子阱

图 6 (a) 给出了压应变 ($x = 0.4$) 和晶格匹配 ($x = 0.52$) $Ga_xIn_{1-x}P/AlGaInP$ 多量子阱的反射谱 (用实线表示), 和相应的二阶谱导数 (点划线). 为界定与激子相关的跃迁, 也同时给出了相应样品的光荧光谱 (虚线). 可以明显看出, 从反射谱无法确切地判断激子跃迁的能量位置, 只能在略高于相应荧光跃迁能量的区域观察到微弱的谱线强度起伏, 如图中竖直箭头所示. 根据模型-固体理论和有限深方势阱模型^[10], $1e-1hh$ 和 $1e-1lh$ 激子相关跃迁就落在这一区域. 而在其两侧出现的山包状宽而强的峰、谷则是由法布里-布罗干涉引起的. 显然, 对于该量子阱系统, 无论是压应变还是晶格匹配样品, 都无法直接通过反射谱测定激子跃迁能量. 但是, 相应的二阶谱导数 (点划线) 已使法布里-布罗干涉的影响明显降低, 图中竖直箭头所标区域的激子跃迁谱线因而清晰地显现出来. 因为峰线显著变窄, 峰能量的精确测定成为可能. 图 6 (b) 给出了压应变量子阱的 $1e-1lh/hh$ 激子基态跃迁能量随磁场的变化 (分别用 \star 和 \blacksquare 表示) 以及根据方程 (3) 所作的理论

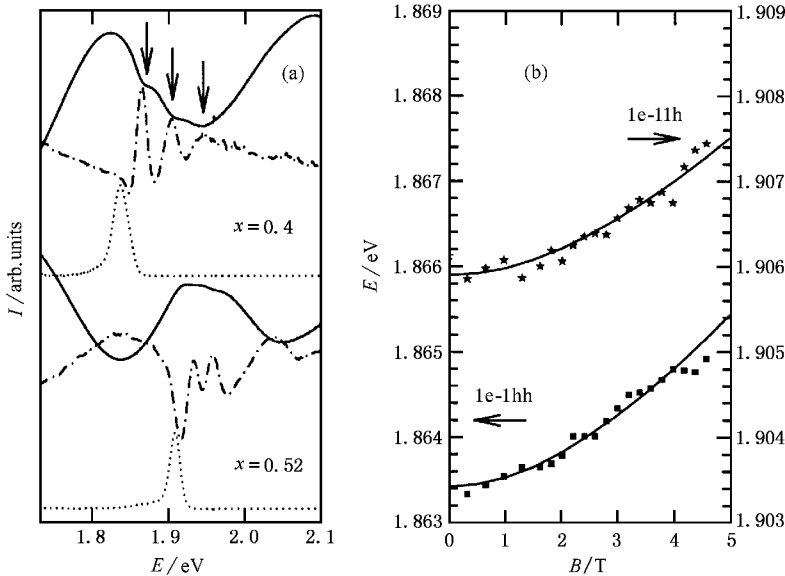


图 6 (a) 压应变 ($x = 0.4$) 和晶格匹配 ($x = 0.52$) $Ga_xIn_{1-x}P/AlGaInP$ 多量子阱的反射谱 (实线) 相应的二阶谱导数 (点划线) 及其光荧光谱 (虚线). 竖直箭头标出阱中激子相关跃迁. (b) 压应变量子阱的 $1e-1lh/hh$ 激子基态跃迁能量随外加磁场的变化 (分别用 \star 和 \blacksquare 表示), 图中实线代表用激子有效质量方程 (3) 所作的理论拟合

拟合,可以估计,依此测定的能量误差小于 ± 0.3 meV. 直接的益处,一是借此可获得量子阱的轻/重空穴、自旋分裂带激子的跃迁能量,从而为分析能带带隙比及其应变相关性奠定基础^[10];二是使通过测量跃迁能量随外加磁场变化情况确定激子的束缚能和约合有效质量成为可能^[9].

5. 结 论

基于简单数学模型的分析和对 $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{AlGaInP}$ 多量子阱的光吸收谱和反射谱的测量,本文讨论了谱导数法在研究张应变/宽禁带量

子阱中的实用性和可靠性. 发现为准确测定激子跃迁能量,谱导数阶数的选取依赖于吸收/反射谱线的相对强度和宽度,愈弱而宽,愈需要高阶操作. 足够高阶的谱导数将使跃迁峰能量回归到其真实位置. 但是四阶以上的差异已很小,因而实际中四到六阶谱导数已能满足要求. 通过简单比较谱导数法与曲线拟合、双调制谱法的区别,指出了它在研究多量子阱方面的优越性和可操作性.

感谢褚君浩和 A. Doernen 的有益讨论. 感谢 F. Scholz, V. Haerle, R. Winterhoff 等人提供样品. 在德期间得到德国大众汽车厂基金会 (Volkswagen-Stiftung) 的资助.

-
- [1] Dalfors J, Lundström T, Holtz P O, Radamson H H, Monemar B, Wallin J and Landgren G 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 503
- [2] Oettinger K, Wimbauer T, Drechsler M and Meyer B K 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 1481
- [3] Sugawara M, Okazaki N, Fujii T and Yamazaki S 1993 *Phys. Rev. B* **48** 8102
- [4] Ogawa K and Matsui Y 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2569
- [5] Moritz A, Wirth R, Heppel S, Geng C, Kuhn J, Schweizer H, Scholz F and Hangleiter A 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 650
- [6] Herrick R W and Petroff P M 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 1799
- [7] Kowalski O P, Cockburn J W, Mowbray D J, Skolnick M S, Dawson M D, Duggan G and Kean A H 1996 *Phys. Rev. B* **53** 10830
- [8] Shao J, Haase D, Dörnen A, Härle V and Scholz F 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4303
- [9] Shao J, Dörnen A, Winterhoff R and Scholz F 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 2553
- [10] Shao J, Dörnen A, Winterhoff R and Scholz F 2002 *Phys. Rev. B* **66** 035109
- [11] Li Z F, Lu W, Ye H J, Yuan X Z and Shen X C 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1614 (in Chinese) [李志锋、陆卫、叶红娟、袁先璋、沈学础 2000 物理学报 **49** 1614]
- [12] Dawson M D, Duggan G and Arent D J 1995 *Phys. Rev. B* **51** 17660
- [13] Kinder D, Wong S L, Priest A N, Nicholas R J, Duggan G, Dawson M D, Najda S P and Kean A H 1996 *Solid-State Electronics* **40** 597
- [14] Dalfors J, Lundström T, Holtz P O, Radamson H H, Monemar B, Wallin J and Landgren G 1996 *J. Appl. Phys.* **80** 6855
- [15] Schneider J R P, Bryan R P, Jones E D and Lott J A 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 1240
- [16] Shao J, Dörnen A, Baars E, Härle V, Scholz F, Guo S L and Chu J H 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 951
- [17] Talsky G 1994 *Derivative Spectrophotometry* (Weinheim: VCH)
- [18] Perkampus H H 1992 *UV-VIS Spectroscopy and Its Applications* (Berlin: Springer-Verlag)
- [19] Similar discussions and conclusions are applicable to a Gaussian function [对高斯函数可作相似的讨论和结论]
- [20] Van de Walle C G 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1871
- [21] Wang T Y and Stringfellow G B 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 344
- [22] Luo J S, Olson J M, Kurtz S R, Arent D J, Bertness K A, Raikh M E and Tsiper E V 1995 *Phys. Rev. B* **51** 7603
- [23] Hasenkopf A 2001 *Master's thesis* (Germany, Universität Stuttgart)

Spectroscopic derivative in optical study of GaInAs/InP and GaInP/AlGaInP multiple quantum wells^{*}

Shao Jun[†]

(*4. Physikalisches Institut , Universität Stuttgart , D-70550 Stuttgart , Germany*)

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

(Received 19 November 2002 ; revised manuscript received 27 January 2003)

Abstract

With a brief discussion of the physical mechanism of spectroscopic derivative , the successful applications are given in optical absorption and reflectivity study of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ and $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/\text{AlGaInP}$ multiple quantum wells. The effects of different orders of the derivative are compared with each other , and the difference is pointed out between this method and the curve-fitting method as well as the double modulation method. A conclusion is reached that the method is practical and reliable in the optical study of wide band-gap quantum wells.

Keywords : spectroscopic derivative , absorption , reflectivity , multiple quantum wells , exciton

PACC : 7135 , 7850 , 7840 , 7865

^{*} Project supported by the Shanghai Natural Science Foundation (Grant No. 02ZA14114) , the National Natural Science Foundation (Grant No. 60276006) and the Special Funds for Major State Basic Research of China (Project No. G001CB3095).

[†]E-mail : jshao@mail.sitp.ac.cn