

文章编号:1001-9014(2005)02-0097-03

# 量子阱红外探测器响应峰值波长的 Raman 散射测量

程兴奎<sup>1</sup>, 连洁<sup>2</sup>, 王青圃<sup>2</sup>, 周均铭<sup>3</sup>, 黄绮<sup>3</sup>, 闫循领<sup>4</sup>

(1. 山东大学 物理与微电子学院, 山东 济南 250100;

2. 山东大学 信息与工程学院, 山东 济南 250100;

3. 中国科学院物理研究所, 北京 100080;

4. 山东聊城大学 物理科学与信息工程学院, 山东 聊城 252059)

**摘要:**通过测量多量子阱材料的 Raman 散射谱,可以预测出:由该种材料制出的量子阱红外探测器的响应峰值波长.它既不需要实际制出量子阱红外探测器,也不需要多量子阱结构材料进行抛光处理,方法简便,结果可靠.

**关键词:**量子阱红外探测器;响应峰值波长;Raman 散射测量

**中图分类号:**0484.4+1 **文献标识码:**A

## MEASUREMENT OF RESPONSE PEAK WAVELENGTH OF QUANTUM WELL INFRARED DETECTORS BY RAMAN SCATTERING

CHENG Xing-kui<sup>1</sup>, LIAN Jie<sup>2</sup>, WANG Qing-Pu<sup>2</sup>,  
ZHOU Jun-Ming<sup>3</sup>, HUANG Qi<sup>3</sup>, YAN Xun-Ling<sup>4</sup>

(1. Institute of Physics and Microelectronics, Shandong University, Jinan 250100, China;

2. Institute of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China;

3. Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China;

4. Institute of Physics and Information Engineering, Liaocheng University, Liaocheng 252029, China)

**Abstract:**The response peak wavelength of a quantum well infrared detector was predicted directly by measuring Raman spectrum of multiquantum well materials. It no longer requires preparing infrared detector or polishing on the edge of sample. Therefore, this method is simple and reliable.

**Key words:**quantum well infrared detector; response peak wavelength; Raman scattering measurement

### 引言

量子阱红外探测器的研究近十多年来取得了迅速的发展,现在已由分立器件发展到二维焦平面阵列,并获得了应用.

量子阱红外探测器的响应峰值波长是器件设计中应首先考虑的一个重要参数.理论设计指出:量子阱红外探测器响应波长取决于量子阱材料结构参数.按设计要求生长出的多量子阱材料是否能制出预计响应波长的红外探测器,通常需要用该材料制出器件,然后进行测量,根据测量结果最终检验是否与理论设计一致.而器件制备需要采用有关器件工

艺,经过一定时间才能完成,这样既消耗原材料,又浪费时间,极不经济实用.用红外吸收测量可判断响应峰波长,同时也需要对材料样品的侧面进行抛光处理形成与表面为45°的斜角,如此作法仍是相当麻烦.因此,对MBE或MOCVD生长出的多量子阱结构材料,如何迅速预测出由该材料制备红外探测器的响应峰值波长是一个值得研究的重要课题.本文报导用Raman散射测量的方法,既不需要制出量子阱红外探测器,也不需要多量子阱结构材料进行抛光处理,却能迅速预测用某种多量子阱材料可制出的红外探测器的响应峰值波长.方法简便,节省时间,这在量子阱红外探测器设计及多量子阱结

收稿日期:2004-06-08,修回日期:2004-09-25

基金项目:国家自然科学基金资助项目(69976016)

作者简介:程兴奎(1943-),男,山东莘县人,教授,主要研究方向:超晶格材料及红外探测器器件.

Received date: 2004-06-08, revised date: 2004-09-25

构材料生长中可发挥应有的作用.

## 1 样品制备与测量结果

用 MBE 设备在半绝缘 CaAs 衬底 (001) 晶面上生长厚  $1\mu\text{m}$  掺 Si ( $n = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 的 CaAs 底层, 然后生长  $\text{CaAs}/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  超晶格多量子阱结构, CaAs 阱宽  $48\text{\AA}$ , 在其中心区  $24\text{\AA}$  范围掺 Si ( $n = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ),  $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  垒厚  $100\text{\AA}$ , 共 50 周期, 最后生长厚  $0.5\mu\text{m}$ , 掺 Si ( $n = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) 的顶层 GaAs.

将被测样品切割成矩形. 实验在英国 Renishaw 公司生产的 RM2000 型共聚焦显微拉曼光谱仪上进行. 仪器的分辨率为  $2\text{cm}^{-1}$ , 波长为  $782\text{nm}$ 、功率  $25\text{mW}$  的半导体激光器为激发光源, 入射激光聚焦成直径为  $1\mu\text{m}$  的光束, 从样品侧面沿着与量子阱层面平行方向照射, 在室温度下 ( $300\text{K}$ ) 采用背散射 (即散射角  $180^\circ$ ) 测量了样品的拉曼散射谱. 其测量获得的拉曼散射谱示于图 1, 从拉曼散射谱中观察到几个散射峰, 其中一个强峰的拉曼频移约为  $\Delta\tilde{\nu}_1 = 1240\text{cm}^{-1}$ .

## 2 理论分析

量子阱中电子的基态能级可用下式计算<sup>[1]</sup>

$$E_0 = \left( \frac{\pi a_c}{2L_w + \Delta L_w} \right)^2.$$

式中  $a_c = \frac{2\hbar}{\sqrt{2m_w^*}}$ ,  $\Delta L_w = \frac{a_c}{\sqrt{b_c \cdot \Delta E_c}}$ ,  $b_c = \frac{m_w^*}{m_b^*}$ , GaAs/

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  导带底能量差  $\Delta E_c = 0.65\Delta E_g^{(2)}$ , 两种材料的带隙差  $\Delta E_g = 1.247x$ , 阱层及势垒层中电子的有效质量分别为  $m_w^* = 0.067m_0$ ,  $m_b^* = (0.067 + 0.083x)m_0^{(3)}$ , 对  $x = 0.28$ ,  $L_w = 48\text{\AA}$ , 代入上式计算得,  $E_0 = 78\text{meV}$ , 即导带量子阱中电子的基态能级在

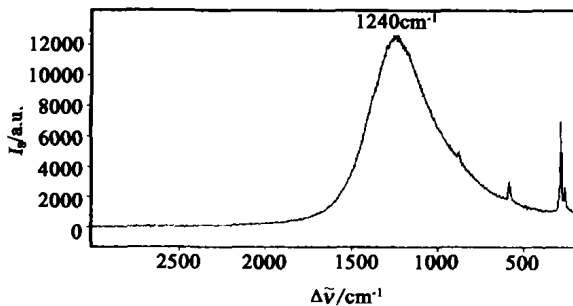


图 1 GaAs/AlGaAs 多量子阱结构的 Raman 散射谱  
Fig. 1 Raman scattering spectrum for GaAs/AlGaAs MQW structure

GaAs 导带底  $E_c$  以及  $78\text{meV}$ .

若取量子阱层及势垒层重空穴有效质量分别为  $m_{vw} = 0.62m_0$ ,  $m_{vb} = (0.62 + 0.14x)m_0^{(3)}$ ,  $\Delta E_v = 0.35\Delta E_g$ , 同样, 利用上式可计算出价带量子阱中空穴基态能级  $E_{h0} = 16\text{meV}$ , 即在 GaAs 价带顶  $E_v$  以下  $16\text{meV}$  处.

已知室温下 GaAs 的禁带宽度  $E_g = 1.428\text{eV}$ . 因此, 可以认为这种 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  量子阱结构材料的禁带宽度为  $E_c = 1.428 + (0.078 + 0.016) = 1.522\text{eV}$ . 该量也可写为  $\hbar\omega_c = 1.522\text{eV}$ ,  $\omega_c$  是价带量子阱中的电子向导带量子阱基态的跃迁频率.

理论计算指出: 该量子阱结构参数的阱口处, 即势垒顶附近存在第一激发态  $E_1$ , 而  $x = 0.28$  时, 阱深  $U_0 = \Delta E_c = 227\text{meV}$ , 相应的各能级如图 2 所示, 阱中  $E_0$  能级的电子跃迁到第一激发态需要的能量为:  $\Delta E = U_0 - E_0 = 227 - 78 = 149\text{meV}$ , 此能量亦可写为  $\hbar\omega_0 = 149\text{meV}$ ,  $\omega_0$  是量子阱基态电子向第一激发态的跃迁频率.

文献[4]指出, 当  $\omega_L = \omega_c + \frac{\omega_0}{2}$  时, 存在共振拉曼散射,  $\omega_L$  是入射光的频率,  $\omega_c$  是由材料禁带宽度决定的电子跃迁本征频率,  $\omega_0$  是元激发的频率, 已知入射激光波长为  $782\text{nm}$ , 即激发光子能量  $\hbar\omega_L = 1.586\text{eV}$ , 由前述可得

$$\hbar\omega_c + \frac{1}{2}\hbar\omega_0 = 1.596\text{eV}, \text{ 这与 } \hbar\omega_L = 1.586\text{eV}$$

比较, 仅差  $10\text{meV}$ . 可以认为满足共振拉曼散射条件, 应存在共振拉曼散射.

因此, 我们认为: 图 1 所示拉曼散射谱中频移约为  $\Delta\tilde{\nu}_1 = 1240\text{cm}^{-1}$  的强峰是入射光子能量与量子阱中电子态 (基态) 共振导致的共振拉曼散射引起的. 据此, 可以算得引起此种散射的元激发的能量为  $\hbar c \Delta\tilde{\nu}_1 = 154\text{meV}$ . 即,  $\hbar\omega_0 = 154\text{meV}$ . 该结果和理论计算出的量子阱基态能级与第一激发态能级之差值  $\Delta E = 149\text{meV}$  很好的一致. 显然, 这是量子阱中电子在基态与第一激发态之间跃迁形成了这个强散射峰. 因而, 由该散射峰可以预测: 给定多量子阱材料制出红外探测器的光响应峰值波长.

应当指出: 上述测量结果是对特定材料结构, 应用特定激发波长获得的. 如果对任意结构参数材料, 即  $\omega_c$  和  $\omega_0$  可任意改变, 仍可以预测由该材料制出的量子阱红外探测器的响应峰值波长, 则应该使入射激光的波长, 即  $\omega_L$ , 连续可调, 使其满足  $\omega_L = \omega_c + \frac{\omega_0}{2}$ , 以便形成共振拉曼散射, 即可实现上述预测.

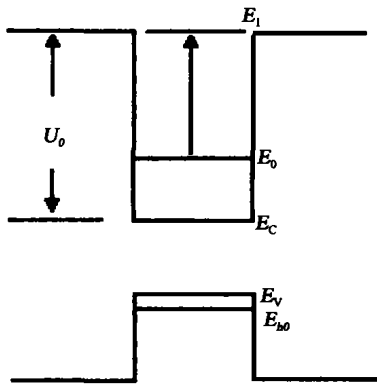


图2 量子阱中的电子能级  
Fig. 2 Electronic levels in the quantum well

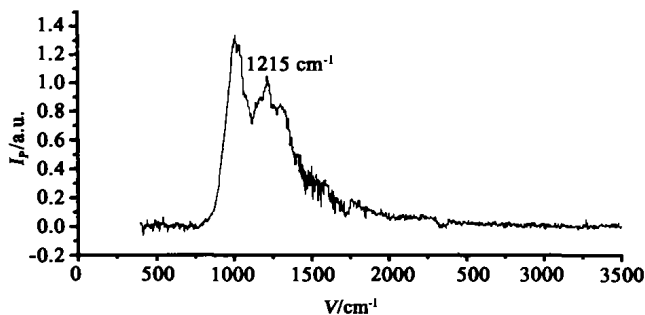


图3 测量出的量子阱红外探测器的光电流谱 ( $T = 77\text{K}$ )  
Fig. 3 Measured photocurrent spectrum for a quantum well infrared detector at  $T = 77\text{K}$

为了证明该测量方法的正确性,我们给出用类似结构材料(量子阱宽度,深度与上述情况相同,势垒宽度  $20\text{nm}$ )制成的红外探测器,在温度  $T = 77\text{K}$  测出器件的光电流谱,结果如图3所示。可以看出:光电流谱中显示出3个强峰,响应带宽中间的峰位置为  $121.5\text{cm}^{-1}$ 。若我们取该峰对应的波长为红外探测器响应的峰值波长,可以算出其大小为  $8.23\mu\text{m}$ ,

而由拉曼散射测出的峰值波长是  $8.06\mu\text{m}$ 。显然,二者有效好的一致。

### 3 结语

对多量子阱结构材料样品,入射光从侧面沿着与量子阱层面平行方向照射,在室温下,采用背散射(即散射角  $180^\circ$ )测量出样品的拉曼散射谱,并观察到一个强散射峰。根据散射峰的频移算出了引起该散射的元激发的能量,此能量值等于量子阱中基态电子跃迁到第一激发态所需的能量,即与由该材料制备的红外探测器响应峰值波长相对应。因此,对给定多量子阱结构参数的材料,不需制出红外探测器件,采用 Raman 散射,可预先测出:用该结构参数材料制出的量子阱红外探测器的响应峰值波长。我们认为:如果使入射激光的波长,即  $\omega_L$ ,连续可调,使其满足  $\omega_L = \omega_c + \frac{\omega_0}{2}$ ,以便形成共振拉曼散射,则对任意结构参数的材料都可以预测。此种测量方法简便,节省时间,结果可靠。

### REFERENCES

- [1] Toshihiko Makino. Analytical formulas for the optical gain of quantum well [J]. *IEEE Journal of quantum electronics*, 1996, **32**(3): 493—501.
- [2] Levine B F. Tunable long-wavelength detectors using graded barrier quantum well grown by electron beam source molecular beam epitaxy [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(4): 383—385.
- [3] Sadal Adachi. GaAs, AlAs and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  material parameters for use in research and device applications [J]. *J. Appl. Phys.*, 1985, **58**(3): 1—29.
- [4] SHEN Xue-Chu. *Spectra and Optical Properties of Semiconductor* [M]. Beijing: Science Press(沈学础. 半导体光谱和光学性质. 北京: 科学出版社出版), 2002, 575.