

GaAs/AlGaAs 多量子阱室温光电流谱

段海龙 王启明 吴荣汉 曾一平 孔梅影

(中国科学院半导体研究所, 北京, 100083)

1990年7月6日收到, 1991年1月14日修改定稿

通过对室温光电流谱的测量, 研究了电场对多层量子阱结构中激子吸收行为的影响, 分析了不同 MQW 材料的吸收谱的电场效应及有关光电子器件对材料的要求。

一、引言

近年来, 超薄层异质外延技术已趋于成熟, 利用超晶格或量子阱材料制备实用化的器件成为可能。在量子阱材料中, 电子和空穴受到势垒的限制, 阵中二维自由激子束缚能增加, 使激子可在室温及强电场下 ($\sim 10^3 \text{ V/cm}$) 存在。当垂直于量子阱层方向有外加电场存在时, 由于量子限制 stark 效应 (QCSE)^[1], 激子吸收峰向长波方向移动, 激子吸收强度也相应减小。利用量子限制 stark 效应, 可制备一系列新颖的光功能器件。在本文中, 通过室温光电流谱的测量, 研究了电场对多层量子阱 (MQW) 结构中激子吸收行为的影响, 研究了不同 MQW 材料的吸收谱的电场效应以及利用 QCSE 效应的光电子器件对材料的要求, 并对某些实验结果进行了分析。

二、样品及测量装置

我们使用的样品是分子束外延生长 (MBE) 制备的 MQW 材料, 具有典型的 pin 结构, 衬底为 n^+ 型 GaAs, 外延层依次为 n^+ 型 GaAs 缓冲层, n 型 GaAlAs 层 ($\sim 2 \mu\text{m}$), 非掺杂生长 (即 i 型) GaAs/AlGaAs 多量子阱层, P 型 GaAlAs 层 ($\sim 1 \mu\text{m}$), P^+ 型超薄 GaAs 顶层。外延片经过衬底减薄, n 面蒸 AuGeNi 合金电极, P 面蒸 Cr-Au 电极, 并在 P 面光刻入射光窗口, 然后合金形成欧姆接触。做好电极的样品经过解理、烧结, 然后压焊引出电极并装在管座上, 完成一个用于光电流测试的器件。

图 1 为光电流谱测试装置方框图。我们用普通卤钨灯做为测试白光源, 经透镜聚焦至单色仪, 产生单色光, 照射在被测器件上产生光电流, 经电阻取样转变为电压信号送锁相放大器放大, 由 x-y 记录仪记录。测量时调整单色仪入光和出光狭缝使其分辨率达到 10 \AA 左右, 测量时

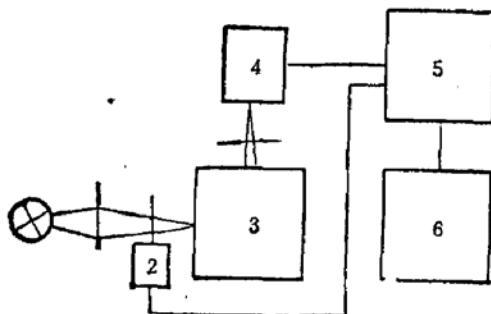


图 1 光电流谱测量装置图

1. 卤钨灯 2. 斩波器 3. 单色仪 4. 被测器件
5. 锁相放大 6. x-y 记录仪

光电流值约为 10^{-9} A 量级。

测量所用样品的编号与结构参数如表 1 所示。

表 1 样品参数

编 号	阱宽(Å)	势垒宽度(Å)及 Al 含量	周 期 数
1#	130	60 $x = 1$	100
2#	110	100 $x = 0.3$	40
3#	100	100 $x = 0.2$	10

三、光电流谱的测量结果与初步分析

图 2 为 1# 样品的光电流谱。

1# 样品为 GaAs/AlAs 结构, 其势垒厚度为 60 \AA , 势垒区和阱区禁带宽度差达到 1.6 eV , 因具有较高的势垒致使量子阱中有较多的子能级存在, 在不同反偏电压下的光电流谱中, 我们可以看到多个禁戒跃迁的出现, 下面对其进行详细说明。

由于各阱之间耦合很弱, 我们可以用有限深单阱模型对方形量子阱中子能级随外电场的变化进行初步分析, 并忽略势垒区电场对计算的低子能带能级的影响。计算采用的参数如下: 阵宽 $l_w = 130\text{ \AA}$, 电子有效质量 $m_e^* = 0.0667 m_0$, 重空穴有效质量 $m_{hh}^* = 0.34 m_0$,

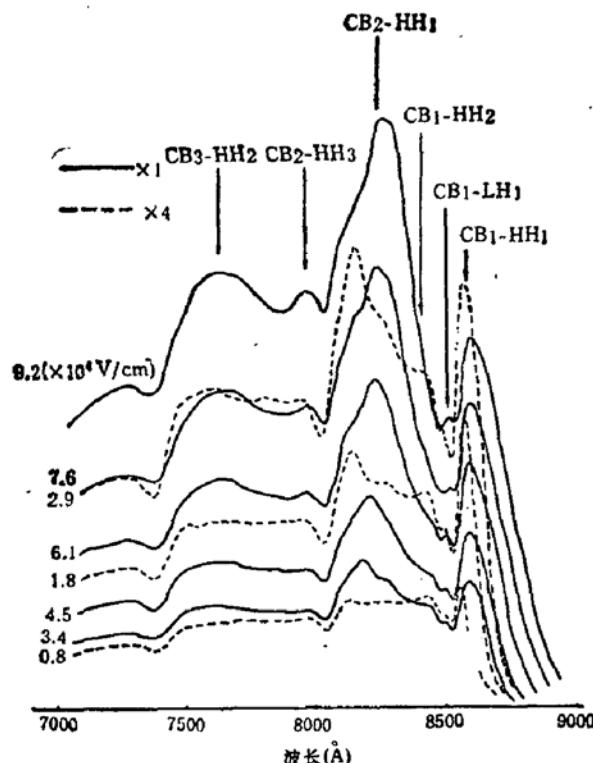


图 2 1# 样品在不同电场(10^4 V/cm)下的室温光电流谱

样品参数: GaAs/AlAs
MQW $130\text{ \AA}/60\text{ \AA}$ 100 周期
图中指出各子能级间的激子跃迁

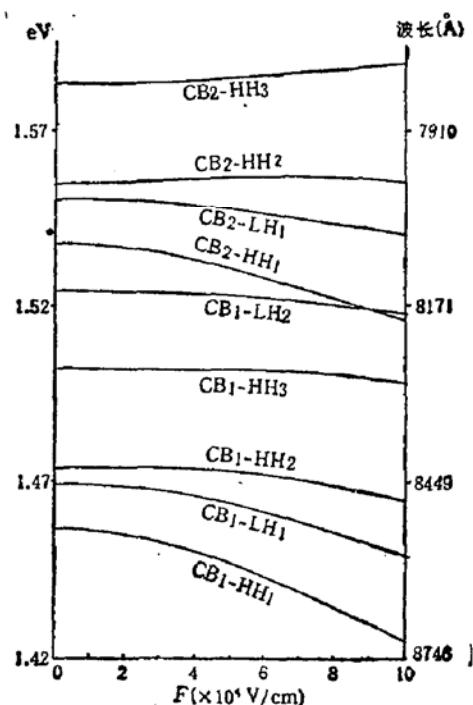


图 3 各子能级间跃迁

能量随外加电场变化
的计算结果
阱宽 $l_w = 130\text{ \AA}$

轻空穴有效质量 $m_{lh}^* = 0.094m_0$, 导带不连续 $\Delta V_c = 1.09\text{ eV}$, 价带不连续 $\Delta V_v = 0.5\text{ eV}$, 禁带宽度 $E_g(\text{GaAs}) = 1.424\text{ eV}$, $E_g(\text{AlAs}) = 3.018\text{ eV}$.

计算量子阱结构造成的垂直方向的分离子能级, 求解下述 Schrödinger 方程:

$$\begin{cases} \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \Delta V \right) \psi = E\psi & z < 0 \quad (\text{势垒区}) \\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + eFz \right) \psi = E\psi & 0 \leq z \leq l_w \quad (\text{阱区}) \\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + eF \cdot l_w + \Delta V \right) \psi = E\psi & l_w < z \quad (\text{势垒区}) \end{cases} \quad (1)$$

其中 m^* 为有效质量, F 为电场强度, ΔV 为能带不连续值, 对电子 $\Delta V = \Delta V_c$, 对轻、重空穴 $\Delta V = \Delta V_v$. 采用数值方法求解.

图 3 为各子能级差随外加电场的变化 (CB1 表示 $n = 1$ 的电子子能级, HH1 表示 $n = 1$ 的重空穴子能级, LH1 表示 $n = 1$ 的轻空穴子能级), 从中我们可以看出, 多数低子能带间能级差(即跃迁能量)随外加电场的增强而减小, 即子能带吸收边向长波方向移动. 激子束缚能的变化在此未做计算, 考虑这一因素, 各子带间跃迁能量随电场的变化与图 3 相比最多能有几个 meV 的变化^[2], 以 CB1-HH1 为例, 激子束缚能随电场增加会减小几个 meV, 但其能级移动当电场达 10^5V/cm 时大于 30meV , 因此总的效果是使 $n = 1$ 的激子吸收峰向长波方向(即低能方向)移动(即量子限制 Stark 效应).

激子的吸收系数 $\alpha(F)$ 满足下式^[3]:

$$\alpha(F) \propto \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_e(z) \phi_h(z) dz \right|^2}{\alpha_B^2 l_w} \quad (2)$$

其中 F 为电场强度, α_B 为激子的玻尔半径, l_w 为阱宽, $\phi_e(z)$ 、 $\phi_h(z)$ 分别为电子和空穴的包络波函数. 当不存在外加电场时, 由于各不同 n 的子带间波函数的正交性, 跃迁只发生在 $\Delta n = 0$ 的子能级间; 随外加电场的增加, 电子和空穴的波函数分布分别向阱的两边移动, $\Delta n = 0$ 的波函数交叠积分减小, $\Delta n = 0$ 的跃迁几率减小, 而 $\Delta n \neq 0$ 的导带和价带子带之间的波函数交叠积分开始增加, 导致出现 $\Delta n \neq 0$ 的跃迁(即禁戒跃迁出现). 在一定电场强度下, $\Delta n = \pm 1$ 的跃迁超过 $\Delta n = 0$ 的跃迁, 发生这一转变所需的电场强度与阱宽有关, 阵宽越宽, 其电子和空穴的包络波函数分布受电场的影响大, 发生转变所需电场强度就低. 对于 150\AA 的阵, 转变发生在中等电场强度下 ($\sim 3-4 \times 10^4\text{V/cm}$)^[4]. 对于采用不同 X 值的势垒层来讲, 高 X 值即高势垒对阵中的载流子有较强的限制, 其电场效应比低势垒要弱一些, 但电场效应随势垒高度的变化远不如对阱宽的依赖敏感.

1# 样品的势垒材料为 AlAs, 具有较高的势垒, 这样使阵中存在较多的子能级, 在外电场下看到多个子能级间的激子跃迁, 在图 2 中标出了一些主要的跃迁.

值得说明的是在光电流谱中光电流随外加电压的增加而迅速增加, 向短波方向存在台阶状的减小, 并在对应 7400\AA , 8000\AA , 8500\AA 附近有光电流谷存在, 我们认为这主要是由以下原因造成的, 1# 样品量子阱层较厚 ($1.9\mu\text{m}$), 其本底剩余杂质为 P 型, 量子阱区只有靠近衬底边的一部分耗尽, 当光从 P 面入射时, 首先要经过无电场的 MQW 区被吸收掉一部分才到耗尽的 MQW 区, 只有耗尽区吸收对光电流有贡献 (这里我们忽略

了空间电荷区的扩散电流),这就造成光电流谱向短波方向的台阶状减小,并在与子带激子吸收峰对应的位置出现光电流谷(这些特征在低偏压的光电流谱中表现最为明显)。随外加电压增加,耗尽区扩展,光电流增加。此外量子阱区垂直方向复杂的输运过程也会对光电流谱产生影响,但目前这一因素尚不清楚。电场分布的不均匀性和非耗尽 MQW 区吸收对光电流谱形状产生影响,这样对各跃迁能级的跃迁行为进行定量比较分析是困难的,甚至很难给出在各个外加电压下较为准确的实际量子阱区电场值。图 2 中给出的电场强度值为粗略的估算值。

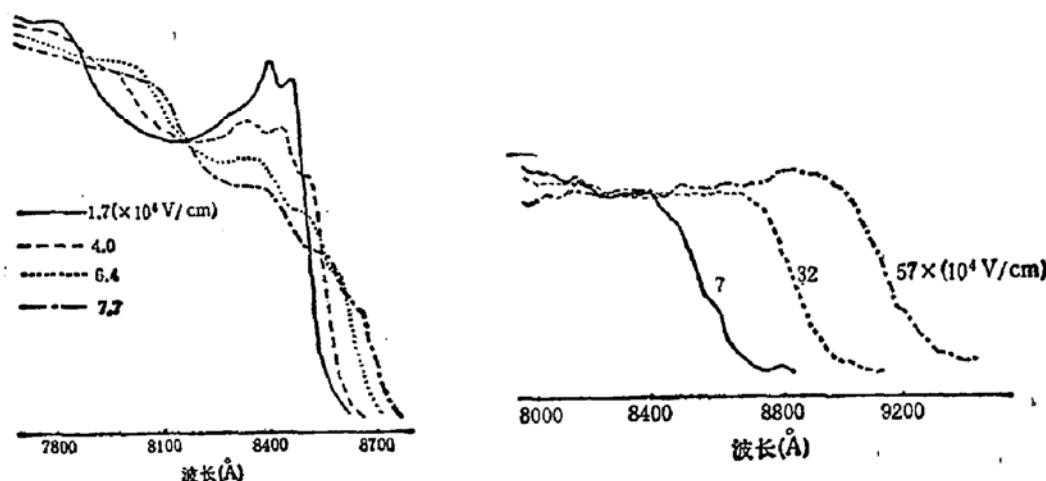


图 4 2# 样品在不同电场 (10^4 V/cm) 下的室温光电流谱

样品参数: GaAs/Ga_{0.8}Al_{0.2}As MQW
110 Å / 100 Å 40 周期

图 5 3# 样品在不同电场 (10^4 V/cm) 下的室温光电流谱

样品参数: GaAs/Ga_{0.8}Al_{0.2}As MQW
100 Å / 100 Å 10 周期

图 4 为 2# 样品的光电流谱实验结果,从中可看到,在短波部分,随电压增加,光电流值变化不大,在这里可以认为吸收系数随电场变化很小,光电流饱和表明在自建场作用下(即电场强度为 1.7×10^4 V/cm 时)量子阱区就已全部耗尽(量子阱区总厚度约 0.84 μm),这样在激子峰波长附近的光电流变化主要由吸收系数的改变引起,量子限制 Stark 效应起主要作用,从光电流谱中,我们可以看到随外加电压的增加,激子吸收峰向长波方向移动,-而且轻、重空穴吸收峰的高度降低(这表明此时的电场还不足以使激子完全离解)。外加电压主要加在 MQW 区,这时 MQW 区的电场强度等于自建势加外电压除以 MQW 区厚度。随外加电场的增加,也看到禁戒跃迁激子峰 CB1-HH2, CB2-HH1 出现。

图 5 为 3# 样品的光电流谱实验结果,在外加电压为 0V 时,看不到明显的激子峰,随外加电压增加,光电流值不变化,只是吸收边向长波方向移动。这表明由于势垒较低,量子阱区总厚度很小(~ 0.2 μm),而且本底剩余杂质浓度较高,导致自建场很强,因此使激子离解,吸收边的红移由最低子带能级随电场的变化决定。

四、讨 论

上面,我们讨论了三种典型的室温光电流谱随偏置电压(电场)及入射光波长变化的

关系。在 GaAs/AlAs 1#样品中,空间电荷区小于多量子阱区,按结构设计及实验分析,在所加电压范围内,电场为中等强度,不导致激子离解,并且势垒较高,使各跃迁特征明显。对 2# 样品,空间电荷区在相当电场范围都大于多量子阱区,阱区电场随外加偏压变化明显,加之电场尚不足以使激子离解,因此样品表现出明显的红移和吸收强度的变化(QCSE)。对于 3# 样品,内建场已基本上使激子离解,空间电荷区贯穿较薄的多量子阱区,因此在外加电场作用下,表现出很大的能级红移,根据实验结果,吸收边红移在 10V 电压下约 500 Å。因此通过光电流谱的测量,我们可以根据二维自由激子峰吸收来了解材料的生长质量及阱宽的信息;由光电流幅度随外加电压的变化获取量子阱区本底浓度的信息;在外电场作用下,禁戒与非禁戒跃迁的变化更包含着深刻的物理内容。但就目前光电子器件发展而言,具有实际意义的是通过光电流谱了解电场对量子阱能级及二维自由激子的作用,即量子限制 stark 效应(QCSE),根据电场光效应选取不同的材料制备所需的光功能器件。如自电光效应器件(SEED)^[5],需要在电场作用下,最低量子化能级有较强的红移和跃迁几率变化,2# 样品满足这一要求,采用这类材料,我们已制备出导通关断比较大的自电光效应光双稳器件;而 3# 样品带边移动明显,在吸收边附近,吸收系数及折射系数都有很大的电场调制,因此适于制备电光调制器(相位及强度调制)^[6],本底杂质的控制十分重要,它可使多量子阱区电场沿 Z 方向分布不均匀,各阱能级位置不同,导致吸收边电场效应梯度减小;另外当杂质浓度高时,需要有高电压来使 MQW 区全部耗尽,这样在电压增加过程中,耗尽区在 MQW 区扩展,使起吸收作用的区域增加(指对光电流有贡献的吸收),耗尽区的扩展作用大时会掩盖量子限制 stark 效应,使材料不能用来制备光功能器件。

此外,对于实际器件应用,势阱及势垒宽度也应考虑,对于通常制备的方形势阱, $n = 1$ 的子带激子吸收随外电场变化的效应(QCSE) 随阱宽的变化非常明显。阱宽宽时,激子峰随外电场的移动显著,但同时使电子、空穴的库仑作用减弱,使激子吸收峰变平缓;阱窄时则相反,激子吸收峰变尖锐,但随电场的移动变小。与阱宽相比,势垒宽度的影响相对来讲要小一些,由于器件利用量子阱部分工作,过宽的势垒会使工作部分所占比例减小,势垒太窄时,使各阱之间的隧穿几率增加,在一个阱内同时存在电子、空穴的几率减小,激子峰展宽,高度下降(势垒很窄的超晶格是另一种情况,在此未予讨论)。因此适当选取量子阱和势垒宽度在实际器件应用中很重要。

作者衷心感谢本所海特公司工艺线罗丽萍同志和其他同志对本工作的帮助,感谢双稳组和分子束外延组全体同志对本工作的帮助和支持。感谢江德生同志对本工作的帮助和支持。

参 考 文 献

- [1] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, *Phys. Rev. Lett.*, 53(22), 2173(1984).
- [2] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, *Phys. Rev.*, B32(2), 1043(1985).
- [3] S. Nojima and K. Wakita, *Appl. Phys. Lett.*, 53(20), 1958(1988).
- [4] 夏建白, 黄 昆, *物理学报*, 37(1), 1(1988).
- [5] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. C. Wood, and C. A. Burrus,

Appl. Phys. Lett., 45(1), 13(1984).

- [6] T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, 44(1), 16(1984).
- [7] J. E. Zucker, T. L. Hendrickson and G. A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.*, 52(12), 945(1988).

Room-temperature Photocurrent Spectroscopy of GaAs/GaAlAs Multiple Quantum Wells

Duan Hailong, Wang Qiming, Wu Ronghan, Zeng Yiping and Kong Meiyang

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing, 100083)

Abstract

By means of room-temperature photocurrent Spectroscopy, we have studied the effect of electric field on the exciton absorption in GaAs/GaAlAs multiple quantum wells and have discussed the effect of electric field on the photocurrent spectra for some kinds of MQW structures. The requirement of the related optoelectric devices for the MQW materials is also discussed.