

# 反应磁控溅射 ZnO/MgO 多量子阱的 光致荧光光谱分析\*

辛 萍<sup>1)</sup> 孙成伟<sup>1,2)</sup> 秦福文<sup>1)</sup> 文胜平<sup>3)</sup> 张庆瑜<sup>1,2)†</sup>

1) 大连理工大学三束材料改性国家重点实验室, 大连 116024)

2) 半导体材料科学重点实验室中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

3) 清华大学材料科学与工程系, 北京 100084)

(2006 年 6 月 16 日收到, 2006 年 7 月 27 日收到修改稿)

采用反应射频磁控溅射方法, 在 Si(001) 基片上制备了具有高  $c$  轴择优取向的 ZnO/MgO 多量子阱. 利用 X 射线反射、X 射线衍射、电子探针、光致荧光光谱等表征技术, 研究了 ZnO/MgO 多量子阱的结构、成份和光致荧光特性. 研究表明, 多量子阱的调制周期在 1.85—22.3 nm 之间, 所制备的多量子阱具有量子限域效应, 导致了室温光致荧光峰的蓝移, 并观测到了量子隧穿效应引起的荧光效率下降. 建立了基于多声子辅助激子复合跃迁理论的室温光致荧光光谱优化拟合方法, 通过室温光致荧光光谱拟合发现, ZnO/MgO 比 ZnO/ZnMgO 多量子阱具有更大的峰位蓝移, 探讨了导致光致荧光光谱展宽的可能因素.

关键词: ZnO/MgO, 多量子阱, 磁控溅射, 光致荧光, 量子限域效应

PACC: 7280E, 6855, 7855E

## 1. 引 言

ZnO 是一种具有纤锌矿结构的 II-VI 族宽带隙半导体材料, 其禁带宽度为 3.37 eV, 在蓝光及紫外光波段的发光器件方面具有潜在的应用前景. 同时, ZnO 的激子束缚能高达 60 meV, 可以实现室温下的受激发射. 自从 1998 年 Tang 等人<sup>[1]</sup>报导了 ZnO 薄膜的光抽运近紫外受激发射现象以来, ZnO 受到了半导体材料研究领域的广泛关注<sup>[2-4]</sup>. 但是, 作为以光电器件为目的的 ZnO 相关材料研究, 在高质量、低成本的 ZnO 薄膜的制备技术、高载流子浓度和高迁移率的 p 型 ZnO 材料以及 ZnO 异质结和相关的能带工程等诸多方面仍然存在一些亟待解决的问题<sup>[2]</sup>.

多量子阱作为一维人工超晶格结构, 由于量子限域效应的存在, 不仅可以通过阱层和垒层的变化调节能带的禁带宽度, 改变发射光的波长, 而且可以显著降低电子-声子及电子与其它势阱中载流子的相互作用, 从而提高激子密度及复合发光效率. 在

ZnO 多量子阱的研究方面, Ohtomo 等人<sup>[5]</sup>首先利用激光分子束外延方法, 在蓝宝石(0001)基片上制成了调制周期为 8—18 nm 的 ZnO(Mg, Zn)O 超晶格, 并观察到了量子限域效应. 随后, Makino 等人<sup>[6]</sup>利用同样的方法, 在 ScAlMgO<sub>4</sub> 基片上生长出质量较好的 ZnO(Mg, Zn)O 多量子阱, 观察到了室温下的自由激子发射, 研究了带隙宽度的量子尺寸效应. 对于这一多量子阱体系, Ohtomo 等人<sup>[7]</sup>所报道的最小室温受激发射阈值仅为 11 kW/cm<sup>2</sup>; 此外, Gruber 等人<sup>[8]</sup>利用金属氧化物气相外延技术, 采用 GaN 作过渡层, 在蓝宝石基片上制备了 ZnO(Mg, Zn)O 多量子阱; Makino 等人<sup>[9]</sup>研究了 (Cd, Zn)O(Mg, Zn)O 多量子阱的激子的辐射及非辐射复合过程; Makino 及其合作者<sup>[10-12]</sup>分析了多量子阱的阱宽、温度以及斯塔克效应和弗兰克-康登效应等对激子复合过程的影响.

到目前为止, 所有的 ZnO(Zn, Mg)O 多量子阱都是在 ScAlMgO<sub>4</sub> 或蓝宝石基片上生长的; 然而, 从光电子器件集成和工业应用的角度上看, 发展以 Si 基片为基础的低成本 ZnO 多量子阱制备方法, 对于 ZnO 光电子器件的应用具有重要的价值. 最近, 我们

\* 国家自然科学基金(批准号: 10605009)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: qy Zhang@dlut.edu.cn

采用反应射频磁控溅射方法,在 Si(001)基片上成功地生长了多达 180 个周期的 ZnO/MgO 多量子阱,观察到了室温光致荧光和量子限域效应<sup>[13]</sup>;本文根据声子辅助激子复合跃迁强度的相关理论,提出了一种室温光致荧光分析的优化拟合方法,研究了 ZnO/MgO 多量子阱的零声子辅助跃迁随阱层宽度的变化,探讨了量子阱周期的均匀性对荧光光谱的影响。

## 2. 实验方法

ZnO/MgO 超晶格是在 JGP450 型超高真空磁控溅射设备上,利用射频反应磁控溅射方法制备的。实验中用金属 Zn 和金属 Mg 作为溅射靶,直径均为 60 mm,厚 3 mm,纯度优于 99.99%。ZnO/MgO 超晶格的生长基片采用 n 型(001)取向的单晶 Si 片,厚度为 420  $\mu\text{m}$ ,电阻率为 2—4  $\Omega\cdot\text{cm}$ 。溅射前对 Si 基片进行清洗处理,将硅片分别放入丙酮、乙醇和去离子水中用超声波清洗 5 min,再将硅片放入  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_3\text{PO}_4 = 3:1$  (体积比)的溶液中浸泡 20 h;在 5% 的 HF 酸溶液中腐蚀 2 min,以便剥离 Si 基片表面的本征氧化层。经去离子水充分冲洗用干燥剂  $\text{N}_2$  吹干后,快速放入真空室。在超晶格的制备过程中,基片在两个溅射靶之间交替停留进行沉积,基片与靶的距离为 60 mm,设定基片温度为 750 $^\circ\text{C}$ 。为了使设计的样品的厚度相等,各样品具有不同的周期数,依次为 180、90、60、45、36 和 30。

ZnO/MgO 超晶格的周期性结构和相组成分别通过 X 射线反射 (XRR) 和 X 射线衍射 (XRD) 方法确定。X 射线源为  $\text{Cu K}\alpha$  辐射,波长  $\lambda = 0.154056 \text{ nm}$ ;不同调制周期下超晶格的 Zn/Mg 含量比例用 EPMA-1600 型电子探针 (EPMA) 进行测量。为了使成分分析的结果更加可靠,在超晶格的表面沉积了一金属银层,超晶格的光致发光光谱测量是在室温条件下完成的,采用波长为 325 nm 的 He-Cd 激光器作为激发源,发光光谱的波长扫描范围为 330—750 nm。

## 3. 结果与讨论

### 3.1. 结构表征与光致荧光特性分析

多量子阱的周期性结构是研究量子限域效应的关键,X 射线反射率测量是表征多量子阱周期的重要方法。图 1 是 90 个周期的 XRR 谱,从图中可以看

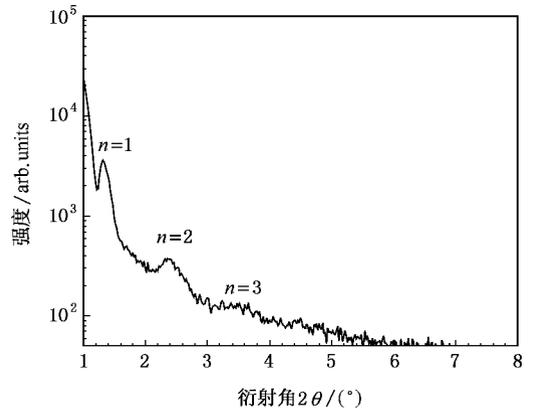


图 1 90 个周期的 ZnO/MgO 多量子阱

到 XRR 谱中出现了 3 个比较明显的 Bragg 衍射峰,表明多量子阱存在着较好的调制结构。根据 XRD 的运动学理论,超晶格调制周期的确定可以采用修正后的 Bragg 定律<sup>[14]</sup>来计算

$$\sin^2 \theta = (\frac{n\lambda}{2L})^2 + \sin^2 \theta_c, \quad (1)$$

其中,  $n$  是衍射级数,  $\lambda$  是 X 射线的波长,  $L$  是调制周期,  $\theta_c$  是临界反射角。图 2 是所测定的调制周期随每一单层 (ZnO 或 MgO) 沉积时间的变化。从图中可以看出,超晶格的调制周期随沉积时间呈单调增加趋势。同时,我们注意到量子阱的调制周期的增长速率随单层沉积时间的增加而逐渐减小,说明多量子阱的界面应力对薄膜的生长有一定的影响。界面应力的出现与阱层 ZnO 和垒层 MgO 的晶格失配及晶体结构的差异有关。当垒层比较薄时, MgO 可能以 ZnO 的纤锌矿结构生长<sup>[15]</sup>,但晶格常数略有不同。因此,此时的薄膜生长速率较大。当垒层达到一定厚度以后, MgO 层的结构转变为稳定的 NaCl 结构,从而导致 ZnO 与 MgO 之间的结构失配,进而影

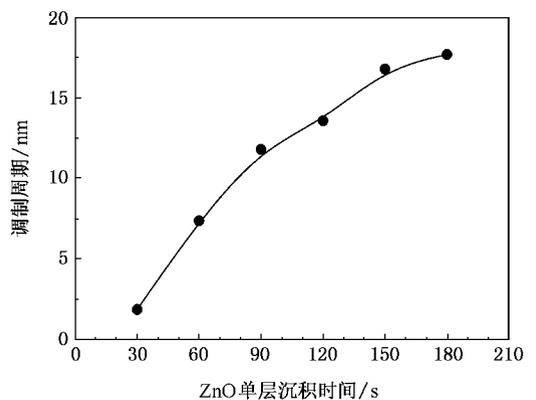


图 2 多量子阱周期随单层沉积时间的变化

响了薄膜的生长速率.

为了进一步确定 ZnO/MgO 多量子阱中 ZnO 阱层的宽度,从而探求阱层宽度对量子限域效应的影响,我们利用电子探针(EPMA)对不同周期的多量子阱进行了成分分析.由于 ZnO 和 MgO 之间的互溶度比较小,可以假设 ZnO 和 MgO 层间存在比较明锐的界面,进而根据多量子阱中 Mg/Zn 的原子比例估算出阱层 ZnO 的宽度.表 1 给出了调制周期  $L$  和由 EPMA 得到的 Mg/Zn 原子比例,以及所估算的 ZnO 阱层厚度  $L_w$ .由于界面处存在一定的扩散,因此,实际的  $L_w$  值要略小于估计值.可以看到, MgO 的含量并不是随周期数的变化而规律变化的,这是由于在磁控溅射过程中,等离子体放电的不均匀性、生长速率和界面等都会对此造成一定的影响.

表 1 ZnO/MgO 超晶格的调制周期、Mg/Zn 原子比及阱宽

周期数	$L/\text{nm}$	Mg/Zn 原子比	$L_w/\text{nm}$
180	1.85	0.170	1.58
90	7.37	0.107	6.66
60	11.81	0.091	10.83
45	13.60	0.207	11.26
36	16.82	0.151	14.61
30	17.72	0.170	15.15

为了研究多量子阱的量子限域效应,我们采用激光波长为 325 nm 的 He-Cd 激光器作为激发源,测量了 ZnO/MgO 多量子阱的室温光致荧光(PL)光谱. PL 光谱测量结果表明,多量子阱的 PL 峰位存在明显的蓝移现象.图 3 中的实线给出了 PL 光谱的发光峰位  $E_{\text{peak}}$  与 ZnO 阱宽  $L_w$  的关系.对比同样条件下沉积的纯 ZnO 薄膜<sup>[16-18]</sup>可以发现,  $L_w = 6.66$  nm 多量子阱的室温紫外发光峰位蓝移达 230 meV,说明多量子阱存在明显的量子限域效应.对于  $L_w \geq 10.83$  nm 的量子阱,发光峰位蓝移变得不明显,说明此时的量子限域效应较弱.图 3 中的虚线给出了室温下 PL 光谱的强度随阱宽的变化.从图中可以看到,除了  $L_w \approx 1.58$  nm 外, PL 光谱强度随  $L_w$  的减小而增强. Chia 等人<sup>[19]</sup>的研究表明,量子阱光致荧光效率与激子局域效应有关,而局域化激子的寿命随  $L_w$  的增大而减小,这可以很好地解释我们所得到的 PL 光谱强度与阱宽的关系.对于  $L_w \approx 1.58$  nm 时 PL 光谱强度的减小,我们认为这是由于阱层电子波函数的隧穿效应所导致的激子离域产生了 PL 光谱强度的降低,因为此时的垒层(MgO)宽度仅为

0.27 nm.图 4 给出了 90 个周期下( $L_w = 6.66$  nm)的多量子阱的室温 PL 光谱.可以看到,在紫外至可见光波段,多量子阱只存在明显的带隙紫外发光,而没有明显的其他发光峰,这表明量子阱内部的缺陷数量较少,说明了制备出的 ZnO/MgO 多量子阱的结晶性较好.

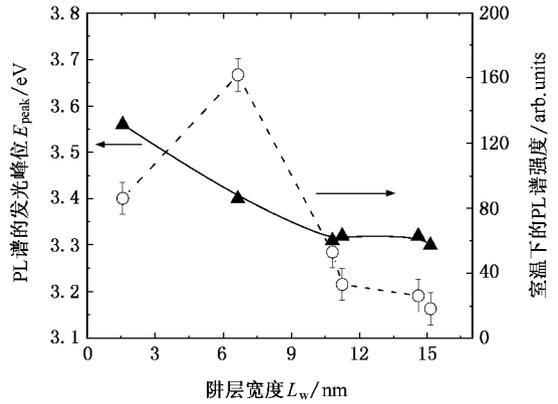


图 3 PL 谱的发光峰位  $E_{\text{peak}}$  和光强与 ZnO 阱层宽度  $L_w$  的关系

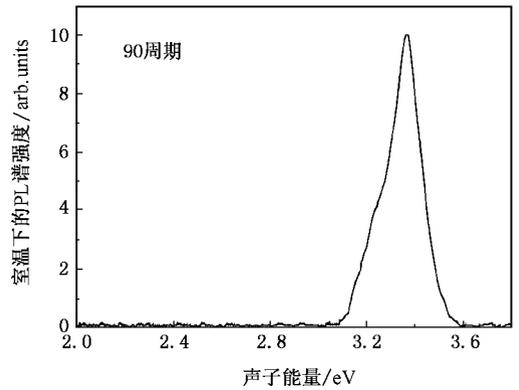


图 4 ZnO/MgO 多量子阱的室温 PL 光谱

### 3.2. 光致荧光光谱分析

受温度效应和多声子辅助跃迁的影响,室温 PL 光谱的峰位并不能代表多量子阱的禁带宽度.为了进一步分析阱层宽度对多量子阱激子能级的影响,我们根据多声子辅助跃迁理论,对多量子阱的室温 PL 光谱进行了分析,确定了激子的零声子辅助发光峰位.对于多声子辅助跃迁过程,初态  $i$  和末态  $j$  之间的声子辅助跃迁速率与对应能量  $E_i$  和  $E_j$  之间的关系为<sup>[20]</sup>

$$v_{ij} = v_0 \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\alpha} - \frac{(\epsilon_i - \epsilon_j + |\epsilon_i - \epsilon_j|)}{2kT}\right), \quad (2)$$

其中  $r_{ij}$  是局域态间的距离,  $\alpha$  是波函数的衰减长度,  $v_0$  是振动频率. 假设局域化能量的色散满足高斯线型分布, 即

$$g(\epsilon) \propto \exp\left[-\frac{(\epsilon - E_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (3)$$

其中  $E_0$  是激子的平均能量,  $\sigma$  为色散参数. Makino 等人<sup>[20]</sup>认为, ZnO 的激子跃迁可以只考虑纵光学 (LO) 声子的贡献. 在电子-声子间的相互作用满足线性耦合的假设下, 发光光谱强度为<sup>[21]</sup>

$$I(\hbar\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{S_{LO}^m}{m!} e^{-S_{LO}} \times \exp\left[-\frac{(E_{ZPL} - \hbar\omega + m\hbar\omega_{LO})^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4)$$

其中  $E_{ZPL}$  是零声子能量, 对应着深能级的基态能量;  $\hbar\omega$  为发射的光子能量,  $m$  为辅助激子复合跃迁的 LO 声子数;  $S_{LO}$  是黄昆因子, 与半导体的离子特性和电荷分布有关;  $\hbar\omega_{LO} = 72 \text{ meV}$ , 是 ZnO LO 声子的能量<sup>[20]</sup>.

基于上述物理模型, 我们选取  $E_{ZPL}$ ,  $\sigma^2$ ,  $S_{LO}$  和与实验数据之间的比例因子作为拟合参数, 根据最小二乘原理, 对实验光谱进行了优化拟合. 光谱拟合考虑到 4 LO 声子辅助过程. 图 5 给出了 90 个周期的 ZnO/MgO 量子阱的室温 PL 光谱 (实线) 及优化拟合得到的多声子辅助跃迁 (虚线),  $E_{ZPL}$  随阱宽  $L_w$  的变化如图 6 所示. 拟合所得到的  $E_{ZPL}$  随阱宽  $L_w$  的变化与同时沉积在石英基片上的多量子阱的光学带隙宽度的实验结果非常吻合<sup>[13]</sup>. 为了进一步确认拟合结果的可靠性, 我们测量了 4 K 下的周期数为 90 的样品的 PL 光谱, 其发光峰位在 3.42 eV, 与拟合的  $E_{ZPL} = 3.40 \text{ eV}$  非常接近. 这些结果说明我们所建立的物理模型能够比较好地描述多声子辅助过程, 而且通过这种拟合方法确定的零声子辅助发光峰位是比较可信的. 表 2 给出了优化拟合所得到的量子阱参数. 从表 2 中可以看到,  $\sigma$  在 40—70 meV 之间, 黄昆因子均小于 1, 介于 0.5—0.94 之间. Makino 等人<sup>[20]</sup>利用 Monte Carlo 方法拟合了 Ga 掺杂 n 型 ZnO 薄膜的 PL 光谱. 他们发现, 当低载流子浓度较低时, 薄膜的  $\sigma$  值相对较小, 黄昆因子一般小于 1. 从零声子峰位上看, 与 Gruber 等人<sup>[8]</sup>和 Makino 等人<sup>[6]</sup>所报道的 ZnO/ZnMgO 多量子阱相比, 对于相同的量子阱宽度, ZnO/MgO 多量子阱具有更大的峰位蓝移. 这意味着 MgO 垒层可以产生比 ZnMgO 更大的能量偏移 (offset).

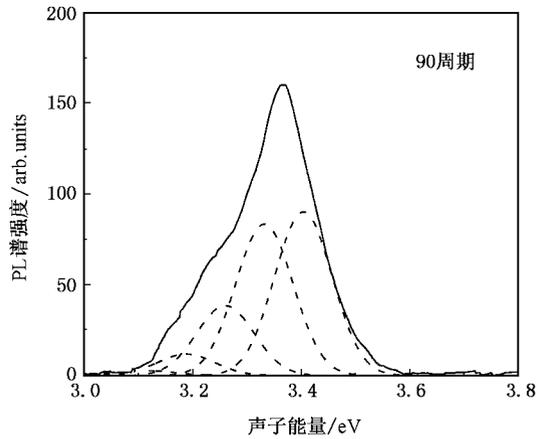


图 5 室温 PL 谱 (实线) 及优化拟合得到的多声子辅助跃迁 (虚线)

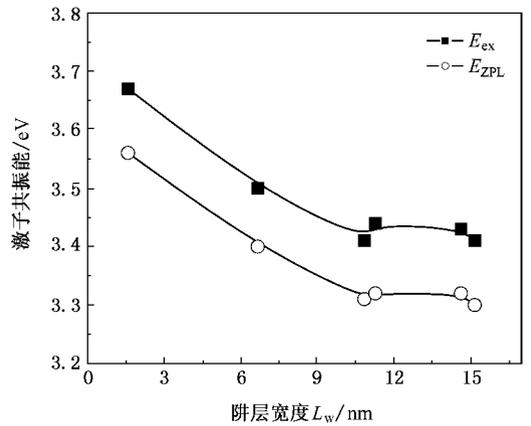


图 6  $E_{ZPL}$  及激子峰位随阱宽  $L_w$  的变化

表 2 ZnO/MgO 多量子阱的拟合结果

周期数	$E_{ZPL}/\text{eV}$	$\sigma/\text{meV}$	$S_{LO}$
180	3.56	72	0.615
90	3.40	53	0.925
60	3.31	45	0.518
45	3.32	60	0.940
36	3.32	60	0.895
30	3.30	42	0.716

从图 5 中可以看到, 所拟合的零声子发光峰和 LO 声子辅助跃迁发光峰 (replica) 具有比较宽的半峰宽. 传统理论认为, 零声子辅助跃迁的 PL 光谱展宽主要与 Stokes 漂移和温度的展宽效应有关<sup>[20]</sup>, 即

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{Stokes}}^2 + \sigma_T^2, \quad (5)$$

其中  $\sigma_{\text{Stokes}}$  是 Stokes 漂移对发光峰展宽的影响,  $\sigma_T = 0.75 kT$  ( $k$  是 Boltzman 常数,  $T$  是温度)<sup>[20]</sup>. 在足够高的温度下, 激子的 Stokes 漂移  $E_{\text{Stokes}}$  由  $\sigma^2$  决定<sup>[22]</sup>:

$$E_{\text{Stokes}} = -\sigma^2/kT. \quad (6)$$

然而,根据这一理论和拟合结果所计算出的 ZnO/MgO 多量子阱的 Stokes 漂移高达 100—120 meV,如图 6 中  $E_{\text{ex}}$  随阱宽  $L_{\text{W}}$  的变化所示.这一结果约是低温下 ZnO 薄膜的 Stokes 漂移(约 20 meV)的 5—6 倍.我们认为,ZnO/MgO 多量子阱产生如此大的 Stokes 漂移的可能性不大.实际上,Makino 等人<sup>[23]</sup>基于上述物理模型,在 10 个周期的量子阱中所确定的 Stokes 漂移在 30—40 meV 之间.

考虑到磁控溅射过程中存在比较大的等离子体放电不稳定性以及所制备的多量子阱的周期数较多,我们认为应该考虑多量子阱的周期不均匀性对发射光谱展宽的影响.实际上,公式(5)是基于理想超晶格结构所得到的光谱展宽.但是,对于一个实际的人工超晶格结构,多量子阱宽度在一定的范围内存在着涨落,即

$$L_{\text{W}} = L_{\text{W0}} + \Delta L, \quad (7)$$

其中, $L_{\text{W0}}$ 是阱宽的平均值, $\Delta L$ 是阱宽涨落幅值.根据量子阱的激子复合跃迁理论,处于基态的激子共振能  $E_{\text{ex}}$  与阱宽  $L_{\text{W}}$  的关系为<sup>[24]</sup>

$$E_{\text{ex}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \cdot \frac{1}{L_{\text{W}}} + E_{\text{g}}, \quad (8)$$

其中  $m^*$  是激子的有效质量, $\hbar$  为普朗克常数, $E_{\text{g}}$  是 ZnO 的禁带宽度.因此,多量子阱阱宽的涨落将导致发射光谱的展宽.所以,对于实际的人工超晶格结构,多量子阱发射光谱的展宽是 Stokes 漂移、温度展宽效应和阱宽涨落三者共同作用的结果,即

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{Stokes}}^2 + \sigma_{\text{T}}^2 + \sigma_{\text{L}}^2, \quad (9)$$

其中  $\sigma_{\text{L}}$  是阱宽涨落的贡献.因此,在没有确定阱宽涨落的前提下,通过发射光谱的峰宽确定多量子阱的 Stokes 漂移是不合理的.相反,由于 ZnO 的 Stokes 漂移比较小,而且 Stokes 漂移随温度的增加逐渐减小.因此,在 ZnO/MgO 多量子阱与 ZnO 的 Stokes 漂移相等的假设下,可以根据发射光谱的峰宽估算多

量子阱的阱宽涨落.在一阶近似下,基态的激子共振能  $E_{\text{ex}}$  与阱宽  $L_{\text{W}}$  的关系为

$$E_{\text{ex}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L_{\text{W0}}^2} \left(1 - \frac{2\Delta L}{L_{\text{W0}}}\right) + E_{\text{g}}. \quad (10)$$

假设阱宽的相对涨落  $x = \Delta L/L_{\text{W0}}$  符合正态分布:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{W}}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{W}}^2}\right), \quad (11)$$

则阱宽涨落与发射光谱峰宽的关系为

$$\sigma_{\text{W}} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{\text{L}}}{E_{\text{ZPL}}}. \quad (12)$$

利用 ZnO 薄膜的 Stokes 漂移,并扣除温度效应所得到的阱宽涨落在 30%—50% 之间.我们认为,所制备的量子阱具有如此大的不均匀度,一方面与磁控溅射过程中的等离子体不稳定性有关;另一方面,公式(10)是一阶近似的结果,当阱宽涨落较大时,所估算的阱宽涨落明显偏高.需要指出的是,多量子阱的阱宽涨落是很难通过实验方法所测定的,建立一种简单的阱宽涨落估算方法,对于多量子阱生长过程控制是十分重要的.

## 4. 结 论

1. 利用射频反应磁控溅射技术,在 Si(001) 基片上生长具有  $c$  轴择优取向的 ZnO/MgO 多量子阱结构,观测到了量子限域效应导致的室温光致荧光峰的蓝移现象及量子隧穿效应引起的荧光效率下降.

2. 建立了基于多声子辅助激子复合跃迁理论的室温光致荧光光谱优化拟合方法,通过室温光致荧光光谱拟合发现,ZnO/MgO 比 ZnO/ZnMgO 多量子阱具有更大的峰位蓝移.

3. 讨论了多量子阱阱层宽度涨落对光致荧光光谱的影响,提出了利用零声子光致荧光峰的展宽估算 ZnO/MgO 多量子阱阱层宽度涨落的方法.

[1] Tang Z K, Wong G K L, Yu P, Kawasaki M, Ohtomo A, Koinuma H, Segawa Y 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 3270

[2] Özgür Ü, Alivov Y I, Liu C, Teke A, Reshchikov M A, Doğan S, Avrutin V, Cho S J, Morkoç H 2005 *J. Appl. Phys.* **99** 041301-1

[3] Wen X M, Ohno N, Zhang Z M 2001 *Chin. Phys.* **10** 874

[4] Wang Z J, Wang Z J, Li S C, Wang Z H, Lv Y M, Yuan J S 2004 *Chin. Phys.* **13** 750

[5] Ohtomo A, Kawasaki M, Ohkubo I, Koinuma H, Yasuda T, Segawa Y 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 980

[6] Makino T, Chia C H, Tuan N T, Sun H D, Segawa Y, Kawasaki M, Ohtomo A, Tamura K, Koinuma H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 975

[7] Ohtomo A, Tamura K, Kawasaki M, Makino T, Segawa Y, Tang Z K, Wong G K L, Matsumoto Y, Koinuma H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2204

- [ 8 ] Gruber Th , Kirchner C , Kling R , Reuss F , Waag A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 5359
- [ 9 ] Makino T , Chia C H , Tuan N T , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Tamura K , Koinuma H 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 1632
- [ 10 ] Chia C H , Makino T , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Tamura K , Koinuma H 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 3650
- [ 11 ] Makino T , Tuan N T , Sun H D , Chia C H , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Tomura K , Suemoto T , Akiyama H , Baba M , Saito S , Tomita T , Koinuma H 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1979
- [ 12 ] Makino T , Tamura K , Chia C H , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Koinuma H 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2355
- [ 13 ] Sun C W , Xin P , Liu Z W , Zhang Q Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 221914
- [ 14 ] Yashar P C , Sproul W D 1999 *Vacuum* **55** 179
- [ 15 ] Tanaka H , Fujita S 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 192911
- [ 16 ] Sun C W , Liu Z W , Zhang Q Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0430 [ 孙成伟、刘志文、张庆瑜 2006 物理学报 **55** 0430 ]
- [ 17 ] Sun C W , Liu Z W , Qin F W , Zhang Q Y , Liu K , Wu S F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1390 [ 孙成伟、刘志文、秦福文、张庆瑜、刘 琨、吴世法 2006 物理学报 **55** 1390 ]
- [ 18 ] Li Y , Sun C W , Liu Z W , Zhang Q Y *Acta Phys. Sin.* ( to be published , in Chinese ) [ 李 勇、孙成伟、刘志文、张庆瑜 物理学报 待发表 ]
- [ 19 ] Chia C H , Makino T , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Tamura K , Koinuma H 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 3650
- [ 20 ] Makino T , Segawa Y , Yoshida S , Tsukazaki A , Ohtomo A , Kawasaki M , Koinuma H 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 093520-1
- [ 21 ] Shen X C 2002 *Semiconductor Spectroscopy and optical properties* ( Beijing : Science Press ) p332 [ 沈学础 2002 半导体光谱和光学性质 ( 北京 : 科学出版社 ) 第 332 页 ]
- [ 22 ] Zimmermann R , Grosse F , Runge E 1997 *Pure Appl. Chem.* **69** 1179
- [ 23 ] Makino T , Tamura K , Chia C H , Segawa Y , Kawasaki M , Ohtomo A , Koinuma H 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5929
- [ 24 ] Fang R C 2001 *Solid State Spectroscopy* ( Hefei : Press of University of Science and Technology of China ) p166 [ 方容川 2001 固体光谱学 ( 合肥 : 中国科学技术大学出版社 ) 第 166 页 ]

## Room-temperature photoluminescence of ZnO/MgO multiple quantum wells deposited by reactive magnetron sputtering \*

Xin Ping<sup>1)</sup> Sun Cheng-Wei<sup>1,2)</sup> Qin Fu-Wen<sup>1)</sup> Wen Sheng-Ping<sup>3)</sup> Zhang Qing-Yu<sup>1,2)†</sup>

1) *State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams , Dalian University of Technology , Dalian 116024 , China* )

2) *Key Laboratory of Semiconductor Materials Science Institute of Semiconductors , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100083 , China* )

3) *Laboratory of Advanced Materials , Department of Materials Science and Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 , China* )

( Received 16 June 2006 ; revised manuscript received 27 July 2006 )

### Abstract

Wurtzite ZnO/MgO superlattices were successfully grown on Si( 001 ) substrates at 750 °C using radio-frequency reactive magnetron sputtering method. X-ray reflection and diffraction , electronic probe and photoluminescence analysis were used to characterize the multiple quantum wells ( MQWs ). The results showed the periodic layer thickness of the MQWs to be 1.85 to 22.3 nm. The blueshift induced by quantum confinement was observed. Least square fitting method was used to deduce the zero phonon energy of the exciton from the room-temperature photoluminescence. It was found that the MgO barrier layers has a much larger offset than ZnMgO. The fluctuation of periodic layer thickness of the MQWs was suggested to be a possible reason causing the photoluminescence spectrum broadening.

**Keywords :** ZnO/MgO , multiple quantum wells , magnetron sputtering , photoluminescence , quantum confinement effect

**PACC :** 7280E , 6855 , 7855E

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10605009 ).

† Corresponding author. E-mail : qyzhang@dlut.edu.cn