

$\text{SiO}_x\text{:H}$ ($0 < x < 2$) 薄膜光致发光的退火行为研究^{*}

马智训 廖显伯 何 杰 程文超¹⁾ 岳国珍 王永谦 刁宏伟 孔光临

(中国科学院半导体研究所, 凝聚态物理中心, 表面物理国家重点实验室, 北京 100083)

1)(中国科学院半导体研究所, 超晶格与微结构国家重点实验室, 北京 100083)

(1997 年 8 月 19 日收到; 1997 年 9 月 24 日收到修改稿)

采用退火后处理的方法, 使 $\text{SiO}_x\text{:H}$ ($0 < x < 2$) 形成纳米硅与二氧化硅的镶嵌结构. 利用红外透射谱、Raman 谱和光致发光谱, 系统地研究了不同退火温度对薄膜微结构及室温光致发光谱的影响. 发现发光谱均由两个 Gauss 线组成, 其中主峰随着退火温度的升高而红移, 而位于 835 nm 的伴峰不变. 指出退火前在 720—610 nm 的波长范围内强的主峰可能来源于膜中的非晶硅原子团, 随退火温度的升高主峰的红移是由于非晶硅原子团的长大. 而伴峰可能来自硅过剩或氧欠缺引入的某种发光缺陷. 1170 °C 退火后在 850 nm 附近出现强的谱带与纳米硅的析出有关, 支持了量子限制效应发光模型.

PACC: 7855; 7830; 6146

1 引 言

自从发现多孔硅的发光现象以来^[1], 已有大量的关于纳米硅(nc-Si)的结构以及其光学性质的研究报道. 由于这些纳米硅薄膜可望用于硅基光发射器件而受到国际上的关注. 近年来, 人们采用多种方法: 溅射、激光化学汽相沉积、离子注入、等离子增强化学汽相沉积(PECVD)等制备出了氢化纳米硅晶或镶嵌在介质(如氮化硅或氧化硅)中的纳米硅薄膜, 在红外光到紫外光的范围内观察到了强的发光^[2-5]. 到目前为止, 人们提出了不同的发光模型企图解释 nc-Si 各种不同的实验现象, 归纳起来不外乎有以下几种: 1) 量子限制模型^[1]. 由于量子限制效应使能隙增宽, 电子-空穴对或激子在允许的带边辐射复合. 2) 界面态模型^[6]. 量子限制效应增大了半导体颗粒内部的能隙, 载流子在颗粒内部吸收光子后热弛豫到相关的界面态, 进而辐射复合. 3) 化学结构模型. 发光是由膜中的某种化学结构产生的, 如硅六环(硅氧烯)^[7], 部分氧化的 $(\text{SiH}_2)_x$ ^[8], HSi-O_3 等^[9]. 4) 缺陷发光^[3, 10]. 发光与氧相关的缺陷有关. 以上这些模型只能解释部分实验结果, 因而关于 nc-Si 发光的起源仍有争论.

本文利用 PECVD 技术, 制备了一系列不同氧含量的 $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ 薄膜, 观测到强的室温光致发光(PL)谱, 研究了它们的退火行为. 我们发现了两个发光带: 一个红光带和一个

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

近红外光带.前者随 Si 含量和退火温度而红移,后者只有在 1170 °C 氮气氛中退火 30 min 后出现.结合红外(IR)透射谱和微区喇曼(micro-Raman)谱的分析,探讨了 $a\text{-SiO}_x\text{:H}$ 与多孔硅和 Si^+ 离子注入的 SiO_2 样品的光致发光特性的异同,提出 $a\text{-Si}_x\text{:H}$ 原子团或 $nc\text{-Si}$ 可能是这两个发光带的起源.

2 实验方法

我们以纯 SiH_4 , N_2O 和 H_2 为反应气体沉积成膜,在实验中控制不同的流量比 $R = [\text{N}_2\text{O}]/([\text{SiH}_4] + [\text{N}_2\text{O}])$,制备了一组样品($R = 0.47\text{—}0.71$).其中 $R = 0.71$ 的样品为浅白色,随 R 的减小颜色依次加深, $R = 0.47$ 时为深棕色.总流量 $([\text{SiH}_4] + [\text{N}_2\text{O}] + [\text{H}_2])$ 和气压分别保持在 35 sccm 和 1.06×10^2 Pa 左右,衬底温度为 300 °C,射频(13.56 MHz)功率为 0.10 W/cm^2 .衬底为单晶 Si(100)片和毛石英片.这些样品分别被切割成若干等分,用于不同的测量.每一等分在 N_2 气氛中不同温度下退火一次,时间为 30 min.

我们用 $3.045 \text{ MeV } ^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}(\text{He 离子束})$ 弹性共振散射方法对部分样品进行了组分测量,所用标样为石英,每个点的积分电荷为 $3 \mu\text{C}$,金硅表面势探测器位于 165° 的散射角上.对于 $R = 0.47, 0.62, 0.67$ 的 $\text{SiO}_x\text{:H}$ 样品,其中 x 的测量值分别为 0.7, 1.1, 1.5.

为了探测薄膜的微结构随制备条件和退火温度的变化,用 Perkin-Elmer 2000 型傅里叶变换红外光谱仪测量了衬底为单晶 Si 样品的室温红外光谱,范围为 $700\text{—}4000 \text{ cm}^{-1}$. Raman 谱也是一种无损伤的探测物质结构的有效手段,我们在 Renishaw 1000 型微区 Raman 谱仪上记录了 Raman 散射谱,激发光源为 He-Ne 激光器(632.8 nm),功率为 5 mW 的激光束聚焦在样品表面 $1 \mu\text{m}$ 直径的点上,用电荷耦合器件(CCD)探测器接收来自样品的散射光.室温光致发光谱(550—900 nm)用氩离子激光器的 488 nm 线激发测量,激光功率为 2 mW;来自样品的发光用 R982 型光电倍增管探测.为了消除光的干涉效应,选用在毛石英衬底上淀积的样品进行光致荧光测量.

3 实验结果

3.1 红外吸收谱

由于发光与薄膜的微结构密切相关,而红外吸收谱有助于了解原子的局域环境的变化,所以红外吸收谱有益于了解薄膜的发光机制.图 1(a)是刚制备的样品的红外透射谱.可以看出有三个主要的吸收峰,分别位于 $1040, 870$ 和 2100 cm^{-1} .它们^[11]分别是 Si—O—Si 的伸展模, Si—H 键的弯曲模, Si—H 键的伸展模. 2100 cm^{-1} 处具有双峰结构,峰位分别在 2140 和 2248 cm^{-1} ,前者是 HSi-SiO_2 中 Si—H 伸展模,而后者是 HSi-O_3 中 Si—H 的伸展模.随着流量比 R 的增大,前者消失,只有后者存在.同时 Si—H 键的弯曲模也从 868 cm^{-1} 蓝移到 877 cm^{-1} .理论分析表明,强的电负性原子(如 O 原子)键合到 SiH 基的其它三个位置将会使 Si—H 键的振动频率增大.因此以上结果说明,膜中 O 含量随

流量比 R 的增大而增多. 3387 cm^{-1} 处的 N—H 键伸展模^[12] 强度很小, 说明在我们制备的膜中 N 含量很少. 值得注意的是在我们的样品中不存在 O—H 键.

图 1(b) 给出了红外谱随退火温度的变化趋势. 可以清楚地看出, 与 Si—H 键相关的模式随着退火温度的升高而逐渐减小, 最终当 $T_a > 900\text{ }^\circ\text{C}$ 时, 由于氢的逸出而消失; 同时, Si—O—Si 的伸展模从退火前的 1040 cm^{-1} 蓝移到 $T_a = 1000\text{ }^\circ\text{C}$ 时的 1072 cm^{-1} , 此时仍为 SiO_x ($0 < x < 2$), 没有完全形成 SiO_2 . 但当 $T_a = 1190\text{ }^\circ\text{C}$ 时 SiO 伸展模移到 1084 cm^{-1} , 这是 SiO_2 的特征^[13]. 这意味着, 在高温退火过程中 SiO_x 逐渐相分离为 SiO_2 和 Si . 这些析出的硅原子凝聚成原子团镶嵌于 SiO_2 网络中, 形成 nc-Si/SiO_2 量子点系统. 在 Si^+ 离子注入的 SiO_2 样品中用 X 射线光电子能谱 (XPS) 也曾观测到类似的结果^[4].

3.2 Raman 谱

为了证实存在未退火样品中是否存在硅原子团及其随退火温度的变化情况, 我们

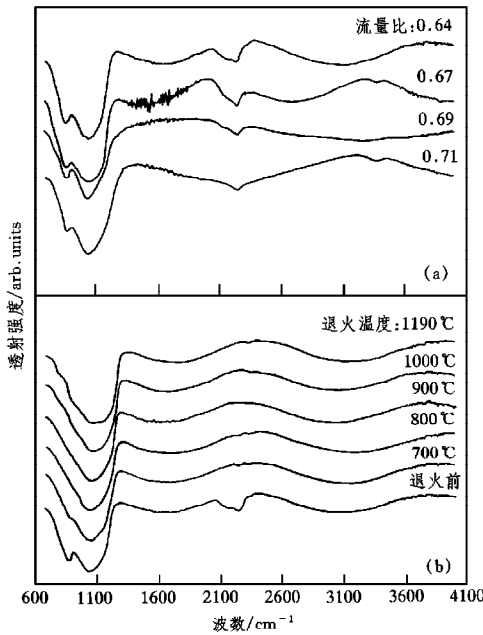


图 1 (a) 退火前 ($R = 0.64\text{—}0.71$) 和 (b) 氮气氛中不同温度退火 30 min 后 ($R = 0.64$) 样品的红外吸收谱

测量了所有样品的 Raman 谱. 图 2 是 $R = 0.64$ 的样品经不同温度退火后的 Raman 散射谱. 由于样品强的发光, Raman 信号和 PL 谱叠加在一起, 为了使 Raman 谱更清楚, 我们消除了 PL 谱的影响. 很明显, 未退火时在 484 cm^{-1} 处出现了典型的非晶硅宽的 Si—Si 一级 TO 声子峰, 170 cm^{-1} 则是非晶在布里渊区边界的 TA 模^[14]. 这是金刚石结构的 Si—Si 键的必然结果, 说明在未退火的样品中的确存在 a-Si 颗粒. 结合前面的红外谱, 退火前的 $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ 薄膜由富硅区 (主要是 a-Si:H 颗粒) 和富氧区 (主要是 HSi-SiO_2 和 HSi-O_3) 两相构成, 随着退火温度的升高 ($800\text{—}1000\text{ }^\circ\text{C}$) TO 峰和 TA 峰明显升高, 但峰位不变, 同时在 320 cm^{-1} 处出现了较弱的 LA 峰, 说明硅原子没有完全析出, 而且仍为非晶硅颗粒.

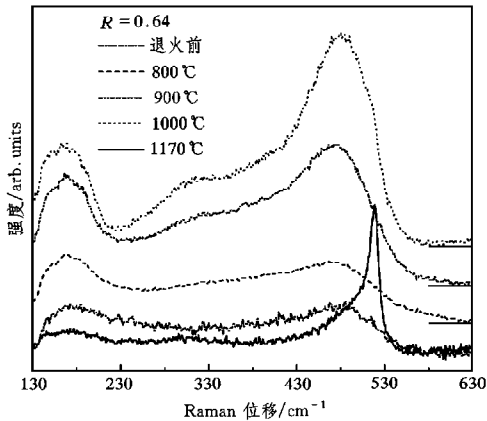


图 2 $R = 0.64$ 的样品经不同温度退火后的微区 Raman 散射谱

然而,当退火温度高达 $1170\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时,在 519 cm^{-1} 处出现了非对称的锐峰,相对于晶体 Si 的 TO 声子峰(522 cm^{-1})红移了 3 cm^{-1} ,这是纳米 Si 晶粒的标志^[15].而且,TA 和 LA 并没有完全消失,这可能与纳米硅界面的振动模式有关.与前面的红外谱比较, $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ 似乎是一个阈值,硅原子的完全析出(即形成 SiO_2)与硅颗粒的晶化几乎同时完成.这是我们用微区 Raman 技术证实了在未退火和高温退火后的 $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ 膜内分别存在 a-Si 和 nc-Si 颗粒.

3.3 光致发光谱

我们测量了未退火样品的室温光致发光,其光谱均在可见光范围内,其中 R 小于 0.67 的样品的发光非常强,在暗室中肉眼可见.图 3(a)是 $R=0.67$ 样品在退火前和在氮气气氛中不同温度退火后的光致发光谱.发现来自每一个未退火样品的 PL 谱均由一个主

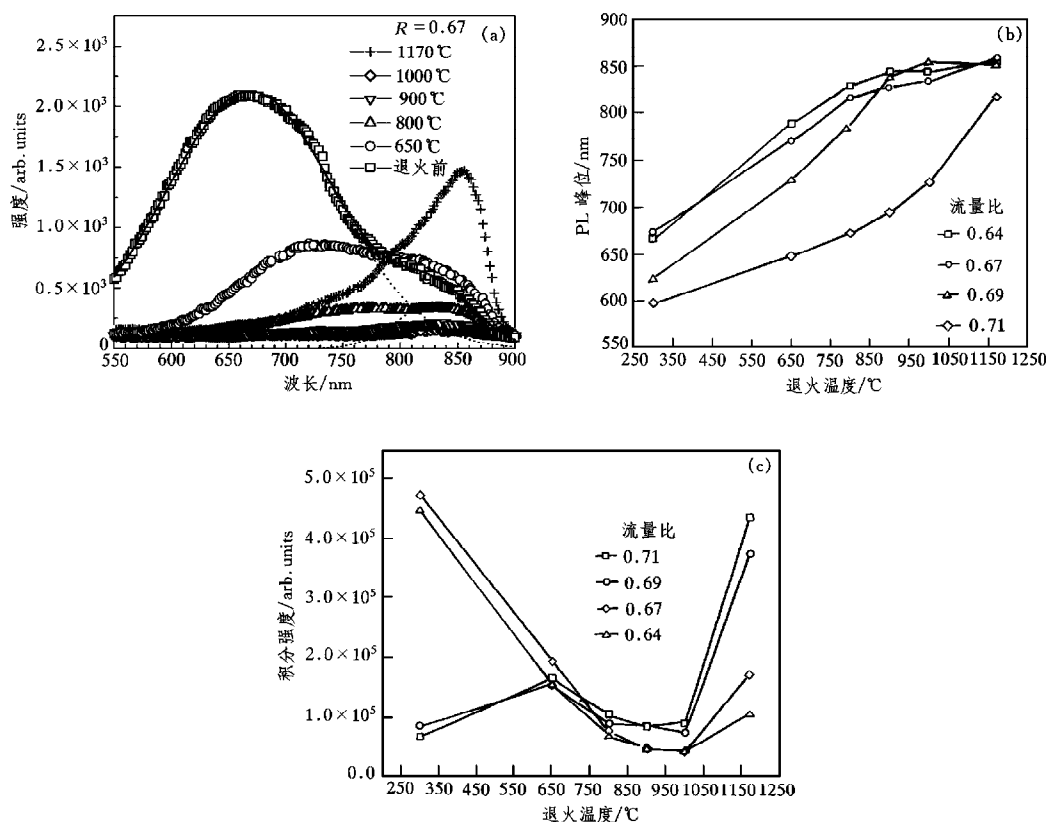


图 3 (a) $R=0.67$ 样品在退火前和在氮气气氛中不同温度退火后的光致发光谱,每一个样品退火前后的发光谱均可以用两个 Gauss 分量得到很好的拟合(如图中的虚线所示),退火后的样品的光致发光谱相对退火前的样品有明显的红移;(b)和(c)分别是 PL 谱的主峰峰位和积分强度与退火温度的依赖关系

峰和一个伴峰组成,可用两条 Gauss 线得到很好的拟合.可以看出,650 $^{\circ}\text{C}$ 退火后强度明显下降;1000 $^{\circ}\text{C}$ 退火后发光基本猝灭.同时,主峰峰位从未退火时的 670 nm 红移到

710 nm, 而伴峰基本保持在 850 nm 附近不变; 1170 °C 时突然在 850 nm 附近出现了一个强的发光带, 此发光带的出现可能与 nc-Si 的析出有关(如图 1(b) 和图 2 所示), 这将在后面讨论. PL 谱的这种奇异的退火行为尚未见报道. 图 3(b) 和 (c) 分别是四个样品 PL 谱的主峰峰位和积分强度与退火温度的依赖关系. 发现随着退火温度的升高, 所有样品 PL 谱的主峰都连续地发生红移. 发光强度随退火温度的变化呈现出较为复杂的关系. 在 300—1000 °C 的退火温度范围内, $R=0.64$ 和 0.67 样品的发光强度很快单调下降. 而对于 $R=0.69$ 和 0.71 的样品, 其强度缓慢增大, 在 $T_a=650$ °C 时达到一个最大值, 而后又缓慢减弱. 但是, 1170 °C 退火后, 这四个样品均在 850 nm 附近出现了强的发光带. 从前面的红外谱和 Raman 谱可知, 这可能与纳米硅的分凝有关. 需要指出的是 R 小于 0.64 或大于 0.73 的样品在任何温度退火后都不再发光.

我们把经 1170 °C 氮气气氛中退火 30 min 后样品的光致发光谱示于图 4 中, 与退火前相比这四个谱的峰位均发生了明显的红移, 分布在 700—900 nm 的范围内. 并且它们具有较窄的半高宽(均约为 90 nm), 这表明退火后的样品具有更为有序的微结构. 值得注意的是, 随氧含量的增大发光谱的峰位从 858 nm (1.45 eV) 蓝移到 817 nm (1.52 eV). 发光强度也随氧含量的不同发生了变化, 其中 $R=0.69$ 的样品的发光最强. 据我们所知, 在高温退火的 PECVD SiO_x 膜中观测到这一个发光带尚未见报道.

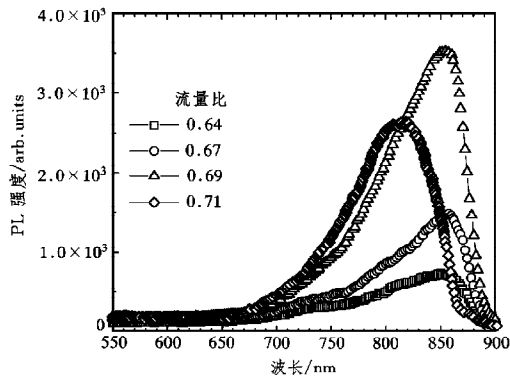


图 4 不同样品经 1170 °C 氮气气氛中 30 min 退火后的室温光致发光谱

4 讨 论

目前, 已有大量的关于次氧化硅、多孔硅和 Si^+ 注入的 SiO_2 光致发光及其退火特性的报道, 并提出了各种不同的发光模型来解释这类膜的发光现象. 有些作者认为发光源于某种化学结构. Zacharias 等^[7]把 880 cm^{-1} 的 SiH 弯曲模归因于 $(\text{SiO})_n$ 环状结构, 并推测 600—800 nm 之间的 PL 正是来源于这种结构. 与此不同的是, 在我们的红外谱中, 随着 R 从 0.71 减小到 0.47 , 这种 SiH 红外模式的吸收强度变化并不大 ($868\text{—}877\text{ cm}^{-1}$), 而未退火的样品 PL 谱的强度却增大了 15 倍. 也就是说, 在发光与这种 SiH 红外模式之间不一定存在一一对应的关系. 因此, 我们的红外谱结果不支持文献[7]提出的 Si_6 -环结构发光模型. 发光也不可能来自吸附在结构缺陷上的 OH 集团^[16], 因为在我们的红外谱中并未显示有 O—H 键. 虽然未退火样品的红外谱显示有 HSi-O_3 和 HSi-SiO_2 结构的存在, 由于缺乏足够的证据, 未必就能将发光归因于这种结构^[9].

Augustine 等^[5]采用 PECVD 法, 以 SiH_4 和 N_2O 为气源制备出氧化硅薄膜, 观测到了强的 PL 谱. 但是 XPS 的结果表明, 甚至在 1050 °C 氮气气氛中退火 30 min 也没有观测到 Si

原子团的相分凝, 所以将其发光归因于缺陷. 在我们的样品中, 一方面红外谱表明膜中含有大量的氢, 因而缺陷态密度较低, 另一方面 PL 谱的峰位均随膜中的硅含量和退火温度红移, 所以发光也似乎不可能主要来自诸如离子轰击引入的缺陷发光中心. 当然缺陷总是存在的, 835 nm 的伴峰峰位均不随氧含量和退火温度变化, 我们认为这个伴峰可能来自硅过剩或氧缺少引入的某种发光缺陷.

研究表明^[17], 非晶硅的类 TO 模的宽度对短程序很敏感, 并正比于键角分布, 而 TA 则反映了中程有序度. 从图 2 可以看出, 当退火温度增大到 1000 °C 时, TO 模强度增大的同时其宽度也增大, 而且 TA 和 LA 模也迅速增大. 其原因可能是在硅原子析出和氢的逸出过程中产生了大量的缺陷. Raman 谱强度的增大说明膜中富硅区的总体积增大, 大量缺陷的产生使硅颗粒的结构变得越来越无序. 这与 PL 谱的退火行为有极为一致的对应关系. 由于在退火过程中相邻 Si 颗粒连接或 Si 的析出使其尺寸增大, 所以主峰的红移可用量子尺寸效应来解释^[18]; 1000 °C 微弱的发光可能是由于退火引入了大量的 Si 悬键, 它是一种非辐射复合中心^[19]; $T_a = 1170$ °C 时, 硅颗粒已晶化 (如 Raman 谱), 同时有 SiO₂ 生成 (如红外谱), 形成了 nc-Si/SiO₂ 的镶嵌结构, 因而产生了图 4 所示的 850 nm 左右的强发光带. 此发光带随氧含量的变化从 858 nm (1.45 eV) 蓝移到 817 nm (1.52 eV). 我们认为此峰与纳米晶硅的形成有关. 特别应该注意的是 R 小于 0.64 或大于 0.73 的样品在任何温度退火后都不再发光, 其原因可能是硅颗粒太大或太小的缘故.

采用相同的模型对多孔硅 PL 谱的退火行为进行了很好的解释. 多孔硅的发光来自于被 Si—O 或 Si—H_n 所包围的非晶硅颗粒或微晶硅, 可用量子尺寸效应来解释. 但是由于多孔的特点, 在退火过程中很难使相邻的非晶硅颗粒或微晶硅连接起来. 所以, 多孔硅 PL 谱随退火温度的红移主要是由于界面 Si—H_n 中氢的逸出而减小了势垒高度^[20,21]; 而大量的悬键使发光强度单调下降. 这似乎与我们的结果有类似之处. 然而, 更高温度 (1170 °C) 退火后的 PL 又类似于 Si⁺ 注入的 SiO₂ 样品. 随着退火温度的升高, 离子注入的氧化硅发生相分离, 2.0 eV 左右由缺陷引起的发光消失而在 1.7—1.5 eV 的范围内出现发光带, 后者可用量子尺寸效应来解释^[4].

退火过程中发光强度的变化可能主要受 Si 悬键密度的支配. 如图 3(c) 所示, R = 0.64 和 0.67 样品的发光强度随退火温度很快单调下降, 而 R = 0.69 和 0.71 的样品的强度缓慢增大, 在 $T_a = 650$ °C 时达到一个最大值, 而后又缓慢减弱. 由于在前者中包含有相对较少的氧原子和大量的氢原子, 退火时很容易使氢逸出, 而导致硅悬键单调增加; 而后者包含的氧较多氢较少, 强的 Si—O 键对 Si—H 键有增强作用, 使氢开始时不易逸出, 而且, 退火使硅网络发生重构, 减少了悬键密度, 使 PL 强度在一定的退火温度 (650 °C) 时达到最大; 随着退火温度进一步升高, 最终氢将逸出, 导致膜中缺陷增多, 发光强度下降^[18]. 但是, 当退火温度达到 1170 °C 时, 在近红外区出现了强而尖锐的 PL 峰 (图 4), 这是由于高温退火使 Si 纳米晶粒和界面区中的悬键缺陷得到愈合的缘故. 在高温退火过程中纳米 Si 晶粒的产生, 一方面, 如前面所说, 是由于次氧化硅逐渐相分凝为 SiO₂ 和 Si 的结果. 另一方面是存在于膜中的 a-Si 原子团发生了固相晶化. 因此, 以上的分析表明, a-SiO_x:H 的 PL 谱随退火温度的升高而红移是由于在退火过程中 Si 颗粒逐渐长大, 而发光强度主要受悬键缺陷密度的支配. 高温退火后的 PL 谱可能来源于镶嵌于 SiO₂ 网络中的 nc-Si, 其

中的电子-空穴对或者激子在 nc-Si 中发生辐射复合, 其发光强度主要与纳米硅晶粒的尺寸有关。

5 结 论

综上所述, 我们采用 PECVD 技术制备了不同氧含量的系列 $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ 薄膜。观察到强的室温光致发光谱, 并发现每个样品的发光谱均可用两条 Gauss 线得到很好的拟合。发光谱的退火行为表明, 其中主峰随着退火温度的升高而红移, 而其伴峰保持在 835 nm 不动。借助于对红外谱和微区 Raman 谱的分析, 探讨了可能的发光机制。指出退火前在 720—610 nm 的波长范围内强的室温光致发光谱的主峰可能来源于膜中的非晶硅颗粒, 随退火温度升高主峰红移是由于非晶硅颗粒的长大。伴峰可能来自硅过剩或氧缺少引入的某种发光缺陷。硅悬键可能支配着退火过程中的发光强度。1170 °C 退火后在 850 nm 附近出现强的谱带与纳米硅的析出有关, 可用量子限制效应来解释。

感谢张锦博士和于化忠博士在红外谱和 Raman 谱测量方面的帮助, 感谢谭春雨教授在弹性共振散射方面的帮助。

- [1] L. T. Canham, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 1046.
- [2] Shoji Furukawa and Tatsuro Miyasato, *Japn. J. Appl. Phys.*, **27**(1988), L2207.
- [3] Yoshihiko Kanemitsu, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 4883.
- [4] K. S. Min, K. V. Shcheglov, C. M. Yang, Harry A. Atwater, M. L. Brongersma, A. Polman, *Appl. Phys. Lett.*, **69**(1996), 2033.
- [5] B. H. Augustine, E. A. Irene, Y. J. He *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **78**(1995), 4020.
- [6] G. G. Qin, Y. Q. Jian, *Solid State Commun.*, **86**(1993), 559.
- [7] M. Zacharias, H. Freistedt, F. Stolze, T. P. Drüsedau, M. Rosenbauer, M. Stutzmann, *J. Non-Cryst. Solids*, **164—166**(1993), 1089.
- [8] J. F. Du, T. Wan, B. Zhou, *J. Non-Cryst. Solids*, **164—166**(1993), 945.
- [9] Y. Xiao, M. J. Heben, J. M. McCullough, Y. S. Tsuo, J. I. Pankove, S. K. Deb, *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 1152.
- [10] G. Ghisloti, B. Nielsen, P. Asoka-Kumar, K. G. Lynn, A. Gambhir, L. F. Di Mauro, C. E. Bottani, *J. Appl. Phys.*, **79**(1996), 8660.
- [11] D. V. Tsu, G. Lucovsky, B. N. Davidson, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 1795.
- [12] G. Lucovsky, J. Yang, S. S. Chao, J. E. Tyler, W. Czubyti, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 3234.
- [13] F. Rochet, G. Dufour, H. Roulet, B. Pelloie, J. Perriere, E. Fogarassy, A. Slaoui, M. Froment, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 6468.
- [14] M. H. Brodsky, Manuel Cardona, J. J. Cuomo, *Phys. Rev.*, **B16**(1977), 3556.
- [15] I. H. Cambell, P. M. Fauchet, *Solid State Commun.*, **58**(1986), 739.
- [16] H. Tamura, M. R. Ckschloss, Th. Wirschem, S. Veprek, *Appl. Phys. Lett.*, **65**(1994), 1537.
- [17] A. P. Sokolov, A. P. Shebanin, M. M. Mezdrogina, *J. Non-Cryst. Solids*, **137-138**(1991), 99.
- [18] Chi-Huei Lin, Si-Chen Lee, Yang-Fang Chen, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1993), 902.
- [19] M. Lannoo, C. Delerue, G. Allan, *J. Lumin.*, **57**(1993), 243.
- [20] M. B. Robison, A. C. Dillon, F. R. Haynes, S. M. George, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 1414.
- [21] N. Ookubu, H. Ono, Y. Ochiai, Y. Mochizuki, S. Matasui, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 940.

ANNEALING BEHAVIORS OF PHOTOLUMINESCENCE FROM $\text{SiO}_x\text{:H}$ FILMS^{*}

MA ZHI-XUN LIAO XIAN-BO HE JIE CHENG WEN-CHAO¹⁾ YUE GUO-ZHEN

WANG YONG-QIAN DIAO HONG-WEI KONG GUANG-LIN

(*State Key Laboratory for Surface Physics, Institute of Semiconductors, Center for Condensed
Matter Physics, Academia Sinica, Beijing 100083*)

1)(*State Key Laboratory of Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,
Academia Sinica, Beijing 100083*)

(Received 19 August 1997; revised manuscript received 24 September 1997)

ABSTRACT

The nanocrystalline silicon embedded in silicon dioxide has been successfully prepared by post heat treatment for $\text{SiO}_x\text{:H}$. We have found that each strong photoluminescence spectrum from a $\text{SiO}_x\text{:H}$ consists of two Gaussian components. One is a main broad peak which redshifts with the increase of annealing temperature and the other is a shoulder remaining at about 835 nm. In conjunction with infrared and micro-Raman spectra, the possible origins of the two bands are discussed. The peaks around 850 nm after annealing at 1170°C are associated with the precipitation of nanocrystalline silicon, and this supports the quantum confinement effect.

PACC: 7855; 7830; 6146

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China.