

分子束外延生长 p 型 ZnSe-ZnTe 超晶格

徐 梁 王海龙 沈爱东 崔 捷 陈云良 沈玉华

中国科学院上海光机所, 上海 201800

(1992年1月3日收到; 1992年4月1日收到修改稿)

一种 p 型应变层超晶格已用调制掺杂技术实现, 这种超晶格材料是由不掺杂的 ZnSe 层和掺 Sb 的 ZnTe 层交替生长组成的, 电学性质已由霍尔效应测量获得. p 型应变层超晶格的空穴迁移率为 $220\text{--}250\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 空穴浓度为 $3\text{--}5\times 10^{14}/\text{cm}^3$.

PACC: 7220, 6855, 6155

1. 引 言

Ⅲ-V 族半导体应变层超晶格, 如 ZnSe-ZnTe、ZnTe-ZnS、ZnTe-ZnSSe 是制作短波长可见光区段光电子器件的理想材料. 近几年这方面的工作已大量展开^[1-3], 尽管组成超晶格的两种材料之间晶格失配可高达 7% 左右, 但只要生长的各层足够薄, 仍可生长出无位错的优质超晶格材料^[4,5]. 我们已用分子束外延方法, 在 GaAs 和 InP 衬底上, 生长出了 ZnSe-ZnTe、ZnTe-ZnS 等应变层超晶格, 并对这些材料的电学和光学特性作了较好的研究^[6]. 然而要真正实现上述器件, 对材料本身还有许多问题需要解决, 其中一个比较重要的问题是生长出低电阻率的人为控制导电类型的材料. 一般认为 ZnSe 比较容易实现 n 型而不易做出 p 型; ZnTe 则比较实现 p 型而很难做出 n 型^[7]. 调制掺杂超晶格可能是一种制作 p-n 结的好方法, 因为在生长超晶格的过程中, 在不同的层中掺入不同的杂质就可改变所生长超晶格材料的导电类型, 从而生长各种结构的 p-n 结. 本文报道了我们采用调制掺杂技术, 在 GaAs 和 InP 衬底上生长出 p 型 ZnTe-ZnSe 应变层超晶格材料. 对所生长的材料进行了各种测量研究取得了一些重要进展.

2. 实 验

GaAs 和 InP 衬底的制备按常规方法进行. 在 MBE 系统达到所需的真空, 液氮套被冷却和泻流盒升温至所需要的温度后开始加热衬底. GaAs 衬底上的氧化层在 $580\text{--}600^\circ\text{C}$ 之间脱附, 而 InP 的氧化层约在 520°C 脱附^[8]. 在 (100)GaAs 衬底被加热稳定至 350°C 时, 先生长一层 $0.5\text{--}1\mu\text{m}$ 的 ZnSe 缓冲层, 再生长 ZnSe-ZnTe 应变层超晶格, 因为 ZnSe 的晶格常数比较接近 GaAs, 两者的失配仅为 0.25%. 对于 (100)InP 衬底, 由于 ZnSe、ZnTe 对 InP 的失配均为 3.5%, 则可不长缓冲层直接生长超晶格层, 且衬底温度要低一些, 约为 300°C . 生长室真空度应保持在 $1.3\times 10^{-7}\text{Pa}$ 以上, Zn、Se 及 Te 等采用单体高纯材料为源, 束流强度之比为 $1:1:1\text{--}1:2:2$. 生长过程用反射高能电子衍射 (RHEED) 原位监视质量. 超晶格材料各层厚度可根据已知的生长速率估算, 也可用 X 射

线衍射测定. 为保证超晶格各层界面分明, 各层间中断生长 5—10 秒. 样品结构如图 1 所示.

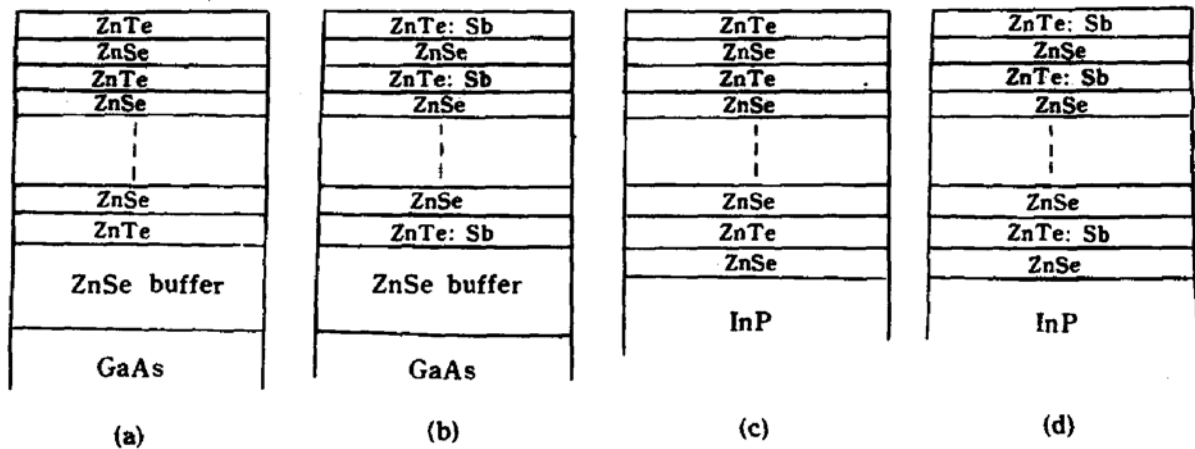


图 1 ZnSe-ZnTe 超晶格结构图

(a)、(c)不掺杂 (b)、(d)为调制掺杂

我们生长的超晶格结构参数列于表 1, 其中各层厚度由生长速率结合 X 射线衍射确定得到. 右边的 10、17、18、20 四个样品为调制掺杂的.

表 1 ZnTe-ZnSe 超晶格结构参数

样品号	层 厚(Å)		周期数	衬底	样品号	层 厚(Å)		周期数	衬底
	ZnTe	ZnSe				ZnTe	ZnSe		
ZST-5	25	25	60	GaAs	ZST-10	20	25	80	GaAs
ZST-6	20	20	100	GaAs	ZST-17	15	25	100	GaAs
ZST-7	11	20	200	InP	ZST-18	10	10	100	InP
ZST-8	29	27	100	InP	ZST-20	25	20	120	InP

3. 结果和讨论

外延片超晶格结构的存在已由 X 射线衍射测定, 测得的超晶格周期与由生长速率的估算值一致. 在 4.2K 测得的光致发光谱表明发射峰值在 675nm 附近, 半宽(FWHM)为 62.3meV, 在所有的样品中主峰位置随各层的厚度而变, 当增大 SLS 的周期时, 主峰位置向低能边移动, 这一特征也在其它超晶格中观察到^[9]. 我们注意到 FWHM 不是很小, 这是由于除了超晶格结构中量子阱尺寸的涨落会明显加宽谱线的宽度外, 晶体结构质量也会影响 FWHM 的宽度.

我们对调制掺 Sb 的 ZnTe : Sb-ZnSe 样品作了俄歇电子能谱分析(如图 2), 用以考察实际掺杂情况及界面结构, 得到了比较好的结果. 当灵敏度为 2.5mV, 时间常数 3 秒, 倍增器高压为 1286V 时, 俄歇谱分析清楚表明: 调制掺杂已获成功, 仅在 ZnTe 层中有 Sb 原子, 而且界面比较分明. 我们注意到, 尽管生长过程中 Zn 源的束流强度不变, 但实际粘附则与 Se 和 Te 的强度有关. 我们知道, 在 MBE 生长合金 $\text{ZnSe}_y\text{Te}_{1-y}$ 时当入射束流之比 $I_{\text{I}}/I_{\text{II}} > 1$ 时, ZnSe 总是优先结合. 尽管 Se 和 Te 的束流强度相等, 但组分 y 则接近于 1. 这在大的 $I_{\text{I}}/I_{\text{II}}$ 比时更是如此. 这似乎表明, 在同等条件下, Zn 比较容易和 Se 结合. 我们

的俄歇谱分析也表明了这一点.

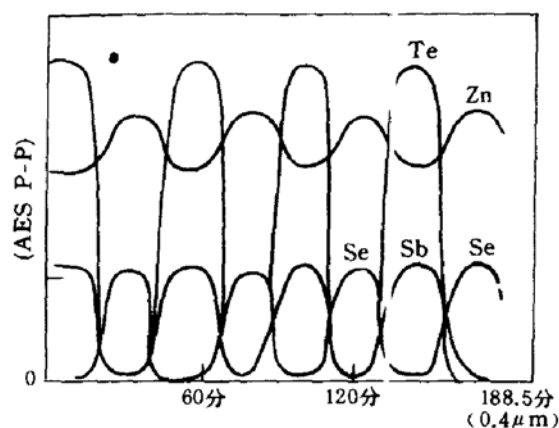


图 2 调制掺杂外延层的俄歇谱

我们在生长超晶格材料时均用半绝缘的衬底. 最上面一层是 ZnTe 或 ZnTe : Sb, 用纯金制作欧姆接触. 在 $6 \times 6 \text{ mm}$ 的外延层四角蒸上金, 再焊接金丝. 为减小误差, 电极应尽量小. 测量结果表明, 通常不掺杂的 ZnTe-ZnSe SLS 总是呈 n 型, 而调制掺杂可以控制电学特性, 我们得到 ZnTe : Sb-ZnSe 为 p 型导电材料. 表 2 列出了掺杂和不故意掺杂样品的测量结果.

表 2 室温下调制掺杂和不掺杂样品测试结果

掺杂剂	束源温度	导电类型	载流子浓度	霍尔迁移率 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
不掺杂	---	n	4×10^{13}	760
不掺杂	---	n	9.5×10^{13}	280
Sb	400	p	5×10^{14}	220
Sb	380	p	3×10^{14}	250
Sb	400	p	5×10^{14}	230

不调制掺杂的 ZnTe-ZnSe SLS 的电子迁移率为 $280-760 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, 电子浓度是 $4 \times 10^{13}-9.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$. 对调制掺杂 (Sb) 的情况, 这种 p 型材料的空穴迁移率为 $220-250 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, 空穴浓度是 $3 \times 10^{14}-5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$. Sb 源的温度约为 400°C .

我们获得的这种 p 型超晶格材料的空穴浓度离用来制作激光器还有一段距离, 这可以通过进一步优化生长条件和掺杂条件来提高其浓度. 实际上对 ZnTe : Sb 单层, 空穴浓度已做到 $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 以上, 因此, 在我们的超晶格材料中将载流子浓度再提高几个数量级是完全有可能的. 如果在超晶格的 ZnSe 层再掺杂来实现 p 型 ZnSe, 则会进一步提高空穴浓度. 而这种全新的 p 型超晶格材料, 对于实现蓝绿光激光器, 将有重要意义.

4. 结束语

我们用分子束外延法在 (100)GaAs 和 (100)InP 衬底材料上已成功地生长出 ZnSe-ZnTe 应变层超晶格材料, 并采用调制掺杂技术实现了这种宽带超晶格的 p 型导电. 我们获得的 p 型超晶格的室温载流子浓度的最好结果为 $5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$. 虽然这种材料的电学性质还不尽满意, 但完全可能通过优化生长条件和掺杂条件来改善其性质. 无疑这对于实现

室温蓝绿光激射有重要意义.

参 考 文 献

- [1] G. C. Osbourn, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**, 379(1983).
- [2] D. R. Myers, J. J. Wizer, T. E. Zipperian and R. M. Biefeld, *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-5**, 326 (1984).
- [3] M. C. Tamargo, R. Hull, L. H. Greene, J. R. Haye and A. Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 569(1985).
- [4] M. Kogayashi, N. Mino, M. Konagai and K. Takahashi, *Surface Science* **174**, 550(1986).
- [5] M. Kobayashi, S. Dosho, A. Imai, R. Kimura, M. Konagai and K. Takahashi, *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1602 (1987).
- [6] 沈爱东, 崔捷, 陈云良, 徐梁, 王海龙, 半导体学报, **12**, 583(1991).
- [7] K. Y. Cheng, A. Y. Cho, W. R. Wagner and W. A. Bonner, *J. Appl. Phys.*, **52**, 1015(1981).
- [8] L. L. Chang, A. Segunuller and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 39(1976).
- [9] T. Ishibashi, Y. Suzuki and H. Okamoto, *Jpn J. Appl. Phys. Lett.*, **20**, L623(1984).

p-Type ZnSe-ZnTe Strained-Layer Superlattices Grown by Molecular Beam Epitaxy

Xu Liang, Wang Hailong, Shen Aidong, Cui Jie, Chen Yunliang and Shen Yuhua

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 3 January 1992; revised manuscript received 19 April 1992)

Abstract

A p-type conductive strained-layer superlattice (SLS) consisted of undoped ZnSe layers and antimony(Sb) doped ZnTe layers has been realized by using the modulation doping technique. The electrical properties of the modulation-doped samples were evaluated by Hall-effect measurements. For this p-type SLS, the hole mobility varied from 220 to 250cm²/V·s, and the hole concentration from 3×10¹⁴ to 5×10¹⁴/cm³, respectively.

PACC: 7220, 6855, 6155