

用于超低损耗光纤通信化合物半导体材料

——IV-VI族半导体材料

史智盛 陈伟立 宋航 付义

(中国科学院长春物理研究所, 长春 130021)

本文综述了可用于超低损耗光纤通信的2—4 μm IV-VI族铅盐化合物半导体材料的最新进展及作者在此方面的一些工作。

随着红外光纤及激光器件制作工艺的不断改进,低损耗的光纤通信可望成为现实。理论预言的硫化物及氟化物玻璃光纤的最低损耗为 10^{-2} — 10^{-3} dB/km,波长范围在3.5—4.5 μm 附近,目前已达到的最低损耗为0.9dB/km(2.55 μm)^[1]。在2—2.5 μm 范围内,III-V族化合物半导体材料已取得了较好的进展^[2]。但在大于3 μm 的波段,从商业化实用工艺角度来说,IV-VI族铅盐化合物半导体材料是唯一可使用的材料^[3]。由于IV-VI族铅盐化合物半导体的材料体系多样化,而且具有激光谱线极窄和易调谐等优点,目前已越来越受到人们的重视。近年来IV-VI族化合物半导体器件及材料已取得了令人瞩目的进展。激光器已能在174K(4.4 μm)下连续工作,280K下脉冲工作(3.8 μm)^[4],最短工作波长已达2.6 μm ,这使得它在未来中远红外通信系统中将起主要作用。图1为IV-VI族铅盐化合物半导体材料的波长覆盖范围。

早期的IV-VI族材料如PbTe, PbSe等激光波长皆大于4 μm ,为使禁带宽度增加而研制的PbCdS材料取得了一定的成功,其最短工作波长可达2.5 μm ,但由于欧姆接触电极制作

三分量高 T_c SQUID地磁力仪,在野外试验成功后,生产几台样机供实地使用。如果野外定点使用这一技术取得成功,可进一步发展长距离(几百km)多点差分地磁测量,这对沙漠地区勘探石油等矿藏有重要意义。

国外常规的低 T_c SQUID已大量用于实验室精密测量中。研制实验室用高 T_c SQUID对于推动高 T_c SQUID技术的发展和

应用有重要意义。我国在抓好大地磁测的同时也要研制几种实验室精密测量仪器,但不宜面宽,在实验室研究的基础上,先小批量试制磁化率计、岩石磁力仪等,打破国外禁运,满足国内需要。在高 T_c 超导磁通变换器研究成功以后,可研制在生物医学上有重大价值的高 T_c SQUID生物磁力仪。

在推动高 T_c SQUID研制的同时,我们已注意到研制工作和实际应用的结合,并作了具体的安排。1989年底,我们组织了两个小组开始进行高 T_c SQUID大地磁测试验。初步试验结果令人鼓舞。

SQUID作为测量仪器使用时,往往需要某些特殊的配套技术,例如大地磁测和生物磁研究需要无磁性的玻璃钢液氮容器,生物磁研究和许多实验室测量仪器需要超导磁通变换器和超导磁屏蔽等。我们选取大地磁测作为高 T_c SQUID应用重点,技术上遇到的问题和所需要的配套技术较易解决,在大地磁测中所用磁通变换器技术困难较小,所需无磁玻璃钢液氮容器国内也能解决。我们设想第一步是完成定

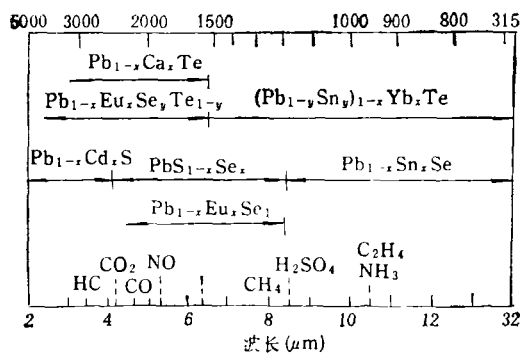


图 1

的困难, PbCdS 激光器的工作温度通常低于 120K, 输出功率也较小(小于 1mW), PbGeTe, PbMnTe 的禁带宽度也大于 PbTe 的禁带宽度, 其中 PbGeTe 最短激射波长可达 $3.5\mu\text{m}$. 但据我们所知, 尚没有激射波长短于 $4\mu\text{m}$ 的上述材料、器件的报道. 同上述 MnTe, GeTe 不同, 碱土金属的碲化物(除 MgTe 外)同 PbTe 一样具有面心立方结构, 晶格常数同 PbTe 相近, 且具有大的禁带宽度. 因此, PbMgTe, PbCaTe, PbSrTe, PbBaTe 可获得大的禁带宽度. 虽然有报道在体材料的生长中 CaTe 和 BaTe 不溶于 PbTe, 但 Partin 等人却成功地用分子束外延(MBE)的方法在 BaF₂ 衬底上进行了 PbCaTe, PbSrTe, PbBaTe 的生长^[5]. 而 PbMgTe 的主要问题是当 MgTe 含量达 6% 时, 将会发生结构相变, 这使得这种材料的应用受到了限制. 目前尚没有看到有关上述材料、器件的报道. 另外, 稀土元素 Eu, Yb 同 PbTe 或 PbSe 的固溶体如 PbYbTe, PbEuTe 及 PbEuSe, 可使禁带宽度增加. 现已用 MBE 方法生长出了 PbYbTe 材料^[6]. 而国外不同的研究小组分别在 Pb_{1-x}Eu_xTe, Pb_{1-x}Eu_xSe 材料方面取得了令人瞩目的成功.

80 年代中期, 由 D. L. Partin 等人研制的 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 及 Pb_{1-x}Eu_xSc_yTe_{1-y} 材料具有如下特点^[7]:

1. 禁带宽度随 Eu 含量增加而增加, 折射率随 Eu 含量增加下降. 室温下禁带宽度随组分的变化表示如下:

对 Pb_{1-x}Eu_xTe 材料:

$$E_g = E_g(\text{PbTe}) + 3.5x(\text{eV}) \quad (x < 0.05). \quad (1)$$

对 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 材料:

$$E_g = A + BT^2(1 - Cx)/(T + D) + Fx, \quad (2)$$

其中 $A = 187\text{meV}$, $B = 0.55\text{meVK}^{-2}$, $C = 9.0$, $D = 30\text{K}$, $F = 5800\text{meV}$, x 为组分值, T 为绝对温度(验证范围 $x < 0.046$, $y < 0.054$).

2. 为使 Pb_{1-x}Eu_xTe 同 PbTe 衬底晶格更加匹配而生长的 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 材料, 可形成态密度低的异质结.

晶格常数同 PbTe 晶格常数差 Δa 可表示为

$$\Delta a = \{[(B^2 + 4Ax)^{1/2} - B]/2A\} - Ky, \quad (3)$$

其中 $A = 3.73\text{nm}$, $B = 0.2\text{nm}$, $K = 0.0334\text{nm}$. 按上述公式调整 x , y 值而生长的 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 材料, 同 PbTe 衬底的晶格失配率小于 0.04%.

3. Eu 的扩散系数很低, 可形成突变异质结.

上述特点使得 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 材料成为理想的激光器材料. 目前使用 PbTe 单晶作衬底, 用 MBE 方法生长的 PbTe 作有源区, Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 作限制层材料的单量子阱激光器连续工作温度已达 174K($4.4\mu\text{m}$), 脉冲工作温度达 280K($3.8\mu\text{m}$), 单端单模的输出功率为 1mW(5mW, 多模)^[4]. 用 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 作有源区的激光器在 $x = 0.036$, $y = 0.035$ 时器件连续工作温度已达 157K. 为获得更短波长制作的 $x = 0.044$ 的激光器, 目前可在 80K 脉冲工作($2.6\mu\text{m}$). 激光器的工作温度随 Eu 组分的增加而下降是目前 Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 材料器件制作中遇到的一个问题. Partin 认为, 这是由于高 Eu 组分使得深能级复合变得更加重要以及导带-价带复合效率下降引起的. 另外, 由于 $x > 0.05$ 以后, Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 禁带宽度随 x 值的增加变得相对缓慢, 因此对电子及空穴起限制作用的势垒层高度变小. 目前解决这一问题的方法是提高器件的工作温度. 由于随温度的提高, Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y} 禁带宽度增加, 因此在温度较高时, 小的 x 值便可获得较短波长. 例如, 当工作温度为 270K, Eu 组分 x 为

0.031 时, $Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 的激光波长为 $2.55 \mu m$. 其他问题正在进一步研究中.

同时, $PbEuSe$ 材料的研究也取得了很大进展. 使用 $PbSe$ 单晶作衬底, $PbEuSe$ 材料作限制层, $PbSe$ 作有源区材料的双异质结激光器已研制成功^[8], 其连续工作温度达 $174K$. 使用 $PbEuSe$ 作有源区材料的双异质结激光器已能在 $100K$ 下连续工作 ($2.88 \mu m$). $PbEuSe$ 光伏型探测器的工作也时有报道^[9]. 而用 MBE 方法生长的晶格匹配的 $PbSe$ 作有源区, $PbCdSSe$ 作限制层的激光器也已在 $200K$ 下脉冲工作 ($3.27 \mu m$)^[10].

国内研究 $Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 及 $Pb_{1-x}Eu_xTe$ 材料的目前只有中国科学院长春物理研究所 MBE 组. 目前已初步用 MBE 方法生长出了 $Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 及 $Pb_{1-x}Eu_xTe$ 单晶材料, 并进行了 $Pb_{1-x}Eu_xTe$ 红外透射谱等方面的研究, 其折射率随光子能量的变化关系如图 2 所示. 禁带宽度在室温随组分的变化如图 3 所示. $290K$ 时,

$$E_g = E_g(PbTe) + 2.3x(eV). \quad (4)$$

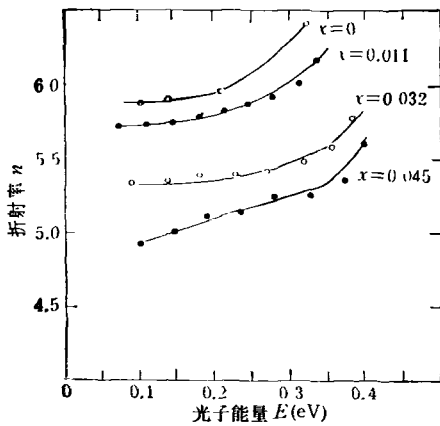


图 2 折射率随光子能量的变化关系

同 Partin 等人的公式比较, 我们所得到的 $dE_g/dx = 2.3eV$, 不同于(1)式中的 $dE_g/dx = 3.5eV$. 我们认为, 这可能是由于组分的确定方法不同而引起的. 文献[7]中的 x 值是根据各种束源在石英晶体上的沉积速率比确定的, 而我们实验室中的 x 值是用电子探针确定的. 我们的实验结果表明, 在与文献^[7]相同的条件下, x

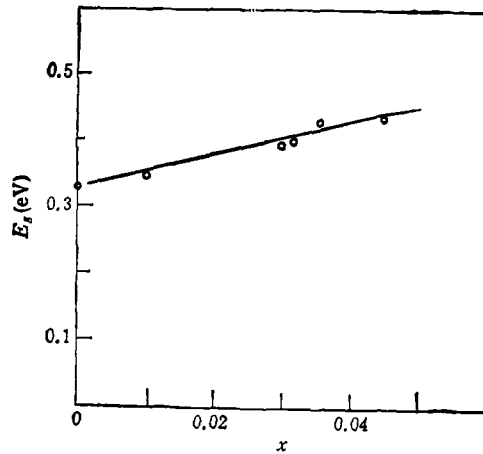


图 3 禁带宽度与组分的关系

(组分) $\sim 1.5 \times (Eu \text{ 束流}) / (PbTe \text{ 束流})$, 因此(4)式同(1)式是一致的.

有关上述材料的物理工作也取得了一定的进展. 其中, 同激光器制作有直接关系的是关于能带不连续值的工作. 文献[11]通过对 $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 量子阱(设定为 I 型)量子数为 1 的子能级导带至价带跃迁荧光光谱的研究, 推断导带能量不连续值的比 $\Delta E_c/\Delta E$ 为 0.9 或 0.1. Leyva^[12]用两带 Dimmock 模型计算了 $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 量子阱能带的不连续值, 指出由于实验所确定的载流子浓度及有效质量的不准确性, 理论计算值将有较大误差, 可同时求得两种符合实验数据的 ΔE_c 值. H Heinrich 等人通过对正向偏压下的电子束感生电流的测量^[13], 研究了 $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 及 $PbSe/PbEuSe$ 量子阱结构价带能量阶跃 ΔE_v 随温度的变化, 结果表明其 ΔE_v 明显随温度变化. 对 $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 量子阱材料, 温度越高, ΔE_v 越大, 且在 $77-300K$ 温度区间内为 I 型能带结构. 而对 $PbSe/PbEuSe$ 量子阱材料, $300K$ 时, $\Delta E_v = 7meV$ (I 型); $150K$ 时, $\Delta E_v = -79meV$ (I 型). 有关的物理工作还包括 $PbTe/Pb_{1-x}Eu_xSe, Te_{1-y}$ 电磁测量^[14]、磁光测量^[15]及分时光谱^[16]等方面的研究, $PbSe, PbEuSe$ 非线性光学等方面的研究^[17].

如上所述, IV-VI 族铅盐化合物半导体材

光学系统的保护装置——光学限制器

张光寅 田建国 张春平

(南开大学物理系, 天津 300071)

本文介绍了不同种类的光学限制器及其相应的机理, 着重地讨论了利用双光子吸收过程的半导体光学限制特性, 并对不同光波段可能的候选材料进行了讨论。

人们对激光与物质的相互作用已经进行了许多研究。随着高功率和高能量激光器的出现, 人们对激光给物质造成的损伤或破坏越来越关注, 对此的研究工作也在大量地增加。显然高功率和高能量激光很容易对光敏元件造成损伤或破坏, 因此保护光敏元件不受激光损伤或“致盲”是一项重要的实际研究课题。

自 1983 年以来, 有不少关于光学限制器的报道^[1-13]。理想的光学限制器特性如图 1 所示。它对低能量(E)或功率(P)的入射光具有高的线性透过特性, 而对高能量或高功率的入射光, 出射光的能流密度或光强被限制到某一较低的水平。而这两个参量决定光敏元件是否被损伤或破坏。光学限制器的这种特性是由光限制材

料与光强或功率有关的光学非线性产生的。这些非线性效应包括: 非线性吸收、自聚焦、自散焦、非线性散射和自弯曲等。

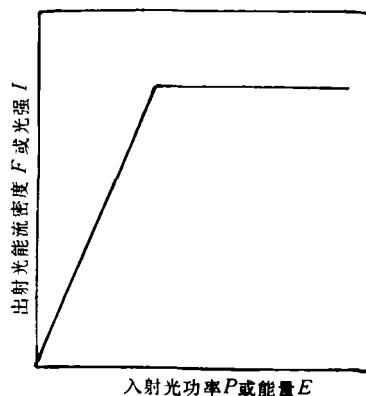


图 1 理想光学限制器的特性曲线

料在 $2-4\mu\text{m}$ 超低损耗光纤通信方面有着其它材料不可比拟的一系列优点, 并已取得了很大的进展。但在实用通信系统中仍有一些问题需要解决, 如对光学反馈的灵敏度^[18]及横模的不稳定性等^[19]。关于上述问题的研究已取得了一些进展, 如在 1GHz 量级使用铅盐半导体激光器所进行的光通信等^[20]。总之, 激光波长在 $2-4\mu\text{m}$ 的 IV-VI 族铅盐化合物半导体材料发展迅速, 在未来超低损耗光纤通信领域将起重要作用。

- [1] Y. Enomoto et al, *Electron. Lett.*, 21(1985), 219.
- [2] C. Caneau et al, *Electron. Lett.*, 21(1985), 815.
- [3] D. L. Wall, *SPIE*, 18(1986), 198.
- [4] D. L. Partin, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24(1988), 1716.
- [5] D. L. Partin et al, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 5(1987),

686

- [6] D. L. Partin, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1(1983), 174.
- [7] D. L. Partin, *J. Electr. Mater.*, 13(1984), 493.
- [8] M. Tacke et al, *Proceedings of the 1st. Laser Science Conf. ILSIII, Atlantic City, Nov., (1987)*.
- [9] P. Norton et al, *SPIE*, 659(1986), 195.
- [10] H. Prier et al, *Appl. Phys.*, 12(1977), 277.
- [11] W. Goltsov et al, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 1173
- [12] M. de Dois Leyva et al, *Solid State Commun.*, 66(1988), 549.
- [13] H. Heinrich et al, *Superlattices and Microstructures*, 5(1989), 175.
- [14] J. Heremans et al, *Appl. Phys. Lett.*, 48(1986), 928.
- [15] W. C. Goltsov et al, *Appl. Phys. Lett.*, 46(1985), 1173.
- [16] E. T. Heyen et al, *Appl. Phys. Lett.*, 54(1989), 653.
- [17] K. Dorbath et al, *Appl. Phys.*, A47(1988), 387.
- [18] C. N. Harward et al, *Appl. Opt.*, 18(1979), 3978.
- [19] H. J. Kimble, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-16(1980), 740.
- [20] T. Andersson et al, *Opt. Quantum Electron.*, 19(1987), 313.