

# CdTe:Sm 晶体的红外光谱

韩平\* 马可军 刘普霖 史国良 朱景兵 刘卫军 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海, 200083)

对掺 Sm 的 CdTe(CdTe:Sm)晶体的红外光谱( $400\sim 5000\text{ cm}^{-1}$ )研究表明其中存在  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$  两种价态的 Sm 离子,  $\text{Sm}^{2+}$  处于晶体的间隙位置, 周围为非立方对称的晶体场;  $\text{Sm}^{3+}$  可以取代 Cd 原子而位于晶格格点处(C中心), 也可以处于晶格间隙位置依其次近邻是否存在 Cd 空位而分别构成 A 中心和 B 中心。B 中心和 C 中心均处于立方对称的晶体场中, 经退火(Cd 气氛,  $\sim 600^\circ$ )A 中心消失。

关键词: 碲镉钐(CdTe:Sm), 红外光谱, 晶体场, 布里奇曼方法。

## 1 引言

稀土元素(RE)掺杂的 II-VI, III-V 晶体是令人感兴趣的发光材料, 因其 4f 壳层部份为电子占据导致的一系列自由 RE 离子能级间的跃迁可产生包括可见和近红外范围的光辐射, 有可能用于固态激光器, 磷光器件及多色显示器等方面<sup>[1, 4~7]</sup>。此外, 用 RE 掺杂 II-VI 族半导体可能构成新的半磁半导体<sup>[8]</sup>。近年来许多研究涉及的半磁半导体均是过渡族金属(TM)(如 Mn, Fe)取代 II-VI 化合物的部份晶格原子所构成, 其独特的物理现象部份源于局域磁性原子与能带电子间的自旋交换作用<sup>[9]</sup>。因 RE 原子的磁性起因(电子部份填充的 4f 轨道), 异于 TM 原子的磁性来源(电子部份占据的 3d 轨道), 可以设想 RE 掺杂的 II-VI 族半磁半导体材料可能具有独特的物理性质。

晶体中 RE 离子的 4f 能级间的跃迁可产生多组发射光, 每组发射光的不同波长辐射是由于自由 RE 离子的能级晶体场劈裂所致, 这种能级劈裂与 RE 离子和晶格的结合方式有关, 即取决 RE 离子在晶格中的位置。因 RE 离子在晶格中占据的位置一般不止一种类型, 故鉴别其位置类型及晶体场特性是晶体场分析的首要内容<sup>[1, 2]</sup>。这方面的研究可通过电子自旋共振谱, 发射及吸收光谱等进行, 因为这类谱线受 RE 所处晶体场对称性的影响。以往的测量多限于电子自旋共振谱和光致发光谱, 而高分辨率的吸收光谱可直接显示总电子自旋角动量相同而总自旋不同的能级间的跃迁, 因此是进行晶体场分析的有效方法。

本文报道了 CdTe:Sm 晶体的红外( $400\sim 5000\text{ cm}^{-1}$ )吸收光谱的观测结果, 通过分析 CdTe:Sm 晶体中 Sm 离子的 4f 能级间的跃迁特性和能级的晶体场劈裂现象, 确定 Sm 离

本文1990年12月25日收到, 修改稿1991年5月27日收到。

\* 南京大学物理系, 江苏, 南京, 210008。

子在晶格中的位置类型及周围的晶体场特性。

## 2 实 验

### 2.1 样品制备

CdTe:Sm 晶体采用立式布里奇曼方法制备。生长源为纯度 6N 的金属元素 Cd, Te 和 3N 的金属元素 Sm, 按  $Cd_{1-x}Sm_xTe$  的化学配比将三种元素混合后装入石英管, 在高于 0.0133Pa 的真空状态下将石英管密封。在最高温度  $\sim 1150^\circ\text{C}$ , 温度梯度为  $20^\circ\text{C}/\text{cm}$  的立式生长炉中, 以  $1.3\text{mm}/\text{h}$  的速率生长 CdTe:Sm 晶体。生长完毕后将密封于石英管内的晶体退火 ( $>12\text{h}$ ,  $600^\circ\text{C}$ ), 即得到 CdTe:Sm 晶体锭条。垂直于生长方向切割锭条, 经化学机械抛光得到 CdTe:Sm 双面抛光晶片, 作为测量用的非退火样品; 将上述晶片退火 (Cd 气氛,  $\sim 600^\circ\text{C}$ ,  $>72\text{h}$ ), 得到退火样品。

### 2.2 样品测量

用 Bruker-IFS-113 型傅里叶光谱仪测量 CdTe:Sm 晶片的红外 ( $400\sim 5000\text{cm}^{-1}$ ) 吸收光谱, 测量分辨率为  $4\text{cm}^{-1}$ 。实验测量了三种 Sm 浓度的未退火和退火样品, 样品浓度值分别为  $\sim 1\times 10^{18}$  (样品 I),  $1.16\times 10^{19}$  (样品 II) 和  $4\times 10^{19}$  (样品 III)  $\text{cm}^{-3}$ 。

## 3 结果与讨论

在 II-VI 族化合物半导体中, Sm 可能的离子态为  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$ , 它们的 4f 能级示于图 1<sup>[4,10]</sup>。图 2 给出了未退火 CdTe:Sm 样品的红外吸收光谱, 其中每条吸收谱线的局部放大曲线 (参见图 3) 清晰地显示了相应样品中的 Sm 离子的 4f 能级间的跃迁吸收, 各吸收

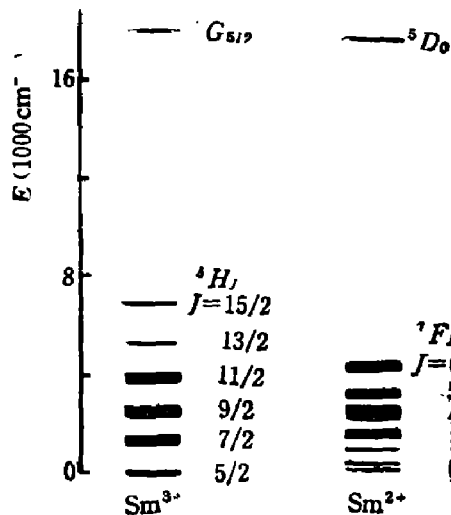


图 1  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$  的 4f 能级

Fig. 1 4f energy levels of  $\text{Sm}^{2+}$  and  $\text{Sm}^{3+}$

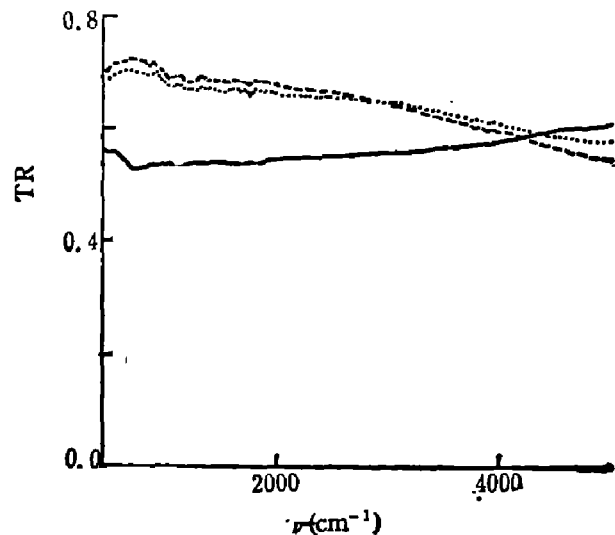


图 2 未退火 CdTe:Sm 晶体的红外吸收谱  
---为样品 I, ...为样品 II, ——为样品 III

Fig. 2 Infrared absorption spectra  
of non-annealed CdTe:Sm

---sample I, ...sample II, ——sample III

表 1 CdTe:Sm 晶体红外光谱中吸收峰的能量位置( $\text{cm}^{-1}$ )  
Table 1 Energy positions ( $\text{cm}^{-1}$ ) of absorption peaks in infrared spectra of CdTe:Sm crystals

|                                       | 样 品 I<br>未 退 火 | 退 火  | 样 品 II<br>未 退 火 | 退 火  | 样 品 III<br>未 退 火 | 退 火  |
|---------------------------------------|----------------|------|-----------------|------|------------------|------|
| ${}^7F_2 \rightarrow {}^7F_0$         | 735            | 748  | 642             | 679  | 650              | 675  |
|                                       | 809            | 849  | 731             | 702  |                  | 675  |
|                                       |                |      | 804             | 756  | 702              | 752  |
|                                       |                |      | 833             | 804  | 752              | 808  |
|                                       |                |      |                 | 851  | 808              | 847  |
|                                       |                |      |                 |      | 876              | 858  |
|                                       |                |      |                 |      | 885              |      |
| ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$ | 1013           | 1103 | 1009            | 1083 | 1026             | 1038 |
|                                       | 1041           | 1161 | 1084            | 1109 | 1072             | 1072 |
|                                       | 1080           | 1188 | 1140            | 1167 | 1115             | 1105 |
|                                       | 1140           | 1273 | 1182            | 1191 | 1165             | 1132 |
|                                       | 1182           | 1319 | 1246            | 1273 | 1273             | 1165 |
|                                       | 1242           | 1336 | 1286            | 1313 | 1321             | 1191 |
|                                       | 1290           | 1337 | 1313            | 1328 | 1336             | 1273 |
|                                       | 1321           |      | 1367            | 1363 | 1369             | 1319 |
|                                       |                |      | 1371            |      |                  | 1336 |
|                                       |                |      |                 |      |                  | 1362 |
| ${}^7F_3 \rightarrow {}^7F_0$         | 1456           | 1516 | 1456            | 1516 | 1456             | 1515 |
|                                       | 1518           | 1560 | 1518            | 1582 | 1516             | 1580 |
|                                       | 1540           | 1631 | 1538            | 1627 | 1541             | 1627 |
|                                       | 1613           | 1668 | 1613            | 1670 | 1614             | 1669 |
|                                       | 1642           | 1701 | 1652            | 1705 | 1552             | 1702 |
|                                       | 1680           | 1762 | 1678            | 1762 | 1678             | 1763 |
|                                       | 1734           | 1819 | 1734            | 1819 | 1758             | 1819 |
| ${}^6H_{9/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$ | 2337           | 2360 | 2364            | 2322 | 2278             | 2278 |
|                                       | 2364           |      |                 | 2361 | 2320             | 2320 |
|                                       |                |      |                 |      | 2364             | 2364 |

峰(或台阶)的位置列于表 1。依据图 1 的能量位置, 未退火样品的红外透射谱显示  $\text{Sm}^{2+}$ :  ${}^7F_{2,3} \rightarrow {}^7F_0$  和  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2,9/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  的吸收带(参见图 3 和表 1)。图 4 是退火样品的红外透射谱的局部放大, 虽然吸收谱的图形与退火前相比有一定变化, 仍可以观察到  $\text{Sm}^{2+}$ :  ${}^7F_{2,3} \rightarrow {}^7F_0$  和  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2,9/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  的跃迁吸收带。因此, 用布里奇曼方法生长的 CdTe:Sm 晶体中存在  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$  两种价态的 Sm 离子。

处于 CdTe 晶格中的  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$  的自由离子能级因晶体场作用而发生能级劈裂, 此时能级间的跃迁即为若干吸收带(参见图 3, 4), 显然各吸收带的带宽比自由离子能级间隔(即  ${}^{2s+1}L_J$  与  ${}^{2s+1}L_{J'}$  的间隔)小得多, 这表明晶体场势的作用比自旋-轨道耦合和电子间库仑势的叠加作用弱得多。这是 RE 在晶体中共有的特性, 与 4f 电子受其外部电子壳层的屏蔽有关<sup>[2]</sup>。Sm 离子 4f 能级的晶体场劈裂情形受它在晶格中的位置类型(其周围晶体场对称性)影响, 表 2 给出了  ${}^7F_{0,2}$ ,  ${}^6H_{7/2,5/2}$  能级在不同对称性的晶体场作用下的劈裂情形<sup>[1]</sup>。

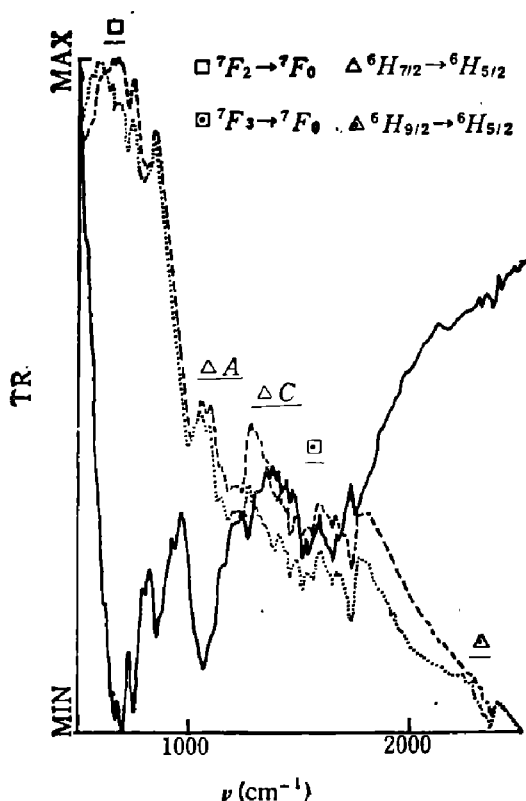


图3 未退火 CdTe:Sm 的红外吸收谱  
 ---样品 I: 最大值 0.725, 最小值 0.663;  
 .....样品 II: 最大值 0.700, 最小值 0.656;  
 ——样品 III: 最大值 0.559, 最小值 0.526

Fig. 3 Infrared absorption of non-annealed CdTe:Sm

---Sample I: max 0.725, min 0.663;  
 .....II: max 0.559, min 0.656;  
 ——III: max 0.559, min 0.526

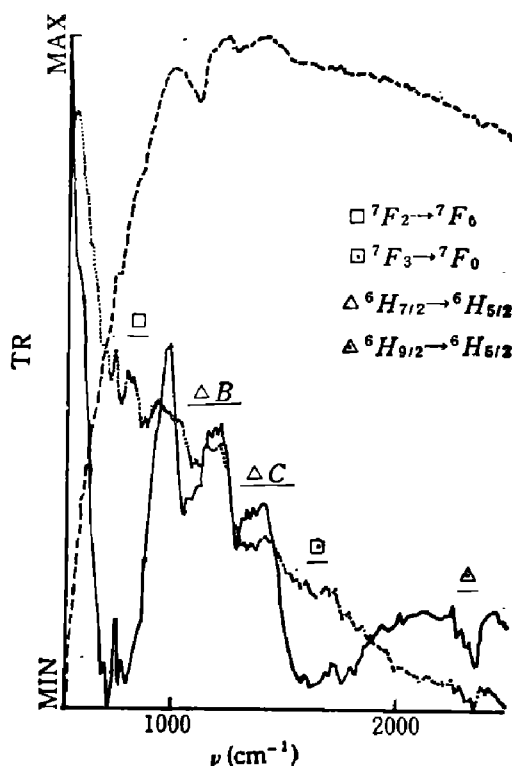


图4 退火 CdTe:Sm 的红外吸收谱  
 ---样品 I: 最大值 0.583, 最小值 0.419;  
 .....样品 II: 最大值 0.620, 最小值 0.565;  
 ——样品 III: 最大值 0.602, 最小值 0.567

Fig. 4 Infrared absorption spectra of annealed CdTe:Sm

---Sample I: max 0.583, min 0.419;  
 .....II: max 0.620, min 0.565;  
 ——III: max 0.602, min 0.567

表2 不同对称性的晶体场中  ${}^7F_0$ ,  ${}^7F_2$ ,  ${}^6H_{5/2}$  和  ${}^6H_{7/2}$  能级的劈裂<sup>[11]</sup>

Table 2 The splitting of energy levels of  ${}^7F_0$ ,  ${}^7F_2$ ,  ${}^6H_{5/2}$  and  ${}^6H_{7/2}$  in the crystal-fields with different symmetry <sup>[11]</sup>

|    | ${}^7F_0$ | ${}^7F_2$ | ${}^6H_{5/2}$ | ${}^6H_{7/2}$ |
|----|-----------|-----------|---------------|---------------|
| 立方 | 1         | 2         | 2             | 3             |
| 六角 | 1         | 3         | 3             | 4             |
| 三角 | 1         | 3         | 3             | 4             |
| 四方 | 1         | 4         | 3             | 4             |
| 正交 | 1         | 5         | 3             | 4             |
| 单斜 | 1         | 5         | 3             | 4             |
| 三斜 | 1         | 5         | 3             | 4             |

在立方晶体场中, 根据晶体场理论的分析结果(参见表 2),  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  的跃迁吸收窄带至多出现 6 个子吸收峰, 其中  $\Gamma_{6,7,8} \rightarrow \Gamma_8$  和  $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_7$  为 4 个光学跃迁选择定则允许的  $T_d$  电偶极子及磁偶极子跃迁,  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$  和  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_7$  则分别为选择定则允许的  $T_d$  电偶极子跃迁和

$T_d$  磁偶极子跃迁<sup>[3]</sup>. 当  $\text{Sm}^{3+}$  处于非立方对称场时, 由于  ${}^6H_{5/2}$  和  ${}^6H_{7/2}$  能级的劈裂数目均大于立方对称情形,  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁将产生多于 6 个子吸收峰的吸收窄带.  $\text{Sm}^{2+}$  的  ${}^7F_0$  能级的简并度为 1, 因而  ${}^7F_2 \rightarrow {}^7F_0$  跃迁吸收带所含的子吸收峰数与  ${}^7F_2$  能级的晶体劈裂数相同, 当  $\text{Sm}^{2+}$  处于立方晶体场时, 该数值为 2;  $\text{Sm}^{2+}$  周围的晶体场对称性降低时, 该数值大于 2. 因此, 由各跃迁引起的吸收带中的子吸收峰(台阶)数可判定  $\text{Sm}$  离子周围晶体场的对称性, 从而推断该离子在晶格中的位置类型.

图 3、4 表明退火和未退火样品中  $\text{Sm}^{2+}$  的吸收有一定程度的相似, 随着样品中总  $\text{Sm}$  浓度增加,  $\text{Sm}^{2+}$ :  ${}^7F_2 \rightarrow {}^7F_0$  跃迁吸收明显增强, 这表明 CdTe:Sm 样品中的  $\text{Sm}^{2+}$  含量随着总  $\text{Sm}$  浓度的增加而增加. 由图 3、4 和表 1 中还观察到  ${}^7F_2 \rightarrow {}^7F_0$  吸收窄带所含的子吸收峰的数目随总  $\text{Sm}$  浓度的增加而增加. 可见, 在 CdTe:Sm 晶体中随着总  $\text{Sm}$  浓度的增加,  $\text{Sm}^{2+}$  的含量也随之增加, 且使  $\text{Sm}^{2+}$  所处的晶体场的对称性降低, 因而使能级的晶体场劈裂数目增加.

如果在 CdTe 中  $\text{Sm}^{2+}$  取代 Cd 原子而位于晶格格点位置, 则  $\text{Sm}^{2+}$  所处的晶体场为立方对称, 5 度简并的  ${}^7F_2$  能级将分裂为  $\Gamma_2, \Gamma_3$  (简并度分别为 2, 3). 如果  $\text{Sm}^{2+}$  周围的晶体场的对称性降低, 能级简并度亦将降低, 则对应不同对称性的晶体场  ${}^7F_2$  能级的劈裂数将不小于 3 (参看表 2). 实验结果表明  ${}^7F_2 \rightarrow {}^7F_0$  吸收带中的子吸收峰数目大于 2, 即  $\text{Sm}^{2+}$  的  ${}^7F_2$  能级的劈裂数目大于 2 (参见图 3、4 和表 1). 因此,  $\text{Sm}^{2+}$  周围的晶体场为非立方对称的,  $\text{Sm}^{2+}$  在 CdTe 晶格中不是取代 Cd 原子位于格点位置, 而是处于晶格间隙<sup>[2]</sup>.

图 3、4 还显示了  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁吸收窄带. 在未退火和退火样品的透射曲线上各观察到两个窄吸收带, 它们分别起因于晶格中  $\text{Sm}^{3+}$  所处的不同中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁, 这些中心分别称为 A, B, C 中心. C 中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收带含 4 个子吸收峰(台阶), 其能量位置基本上不随退火和样品中总  $\text{Sm}$  浓度而变化, C 中心的可能构成

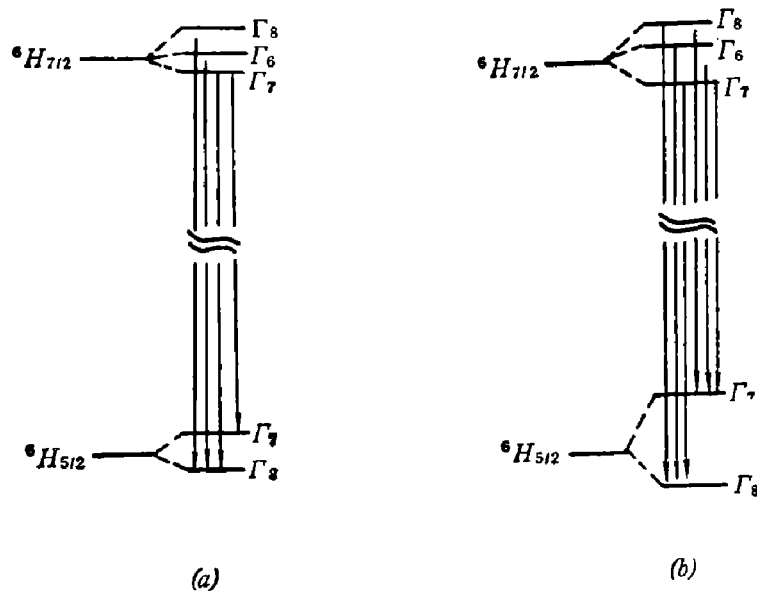


图 5 (a) C 中心和 (b) B 中心的  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁及  ${}^6H_{7/2}$  和  ${}^6H_{5/2}$  能级的晶体场劈裂

Fig. 5 Transition of  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$ , and crystal-field splitting of  ${}^6H_{7/2}$  and  ${}^6H_{5/2}$  of center C (a) and center B (b)

是:  $\text{Sm}^{3+}$  取代 Cd 原子而占据晶格格点, 其最近邻为 4 个 Te 原子, 次近邻是 12 个 Cd 原子, 此时  $\text{Sm}^{3+}$  周围为立方对称的晶体场<sup>[1]</sup>. C 中心的  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{5/2}$ ,  ${}^6H_{7/2}$  能级的晶体场劈裂和跃迁过程如图 5(a) 所示. 立方晶体场点电荷模型的理论计算值与实验吸收谱线所得的晶体场参数的比较, 证实了 C 中心上述结构的合理性<sup>[2]</sup>.

图 3, 4 表明样品 I 和 II 退火前的 A 中心  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收带显然不同于 B, C 中心相应的吸收带, 表现为吸收带宽度及谱线形状有显著的差别. 退火后, 样品 I, II 的透射吸收曲线上不再有对应于 A 中心的吸收, 出现的是与其不同的 B 中心  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收. 因此, A 中心的构成与  $\text{Sm}^{3+}$  和 Cd 空位 ( $V_{\text{Cd}}^{2+}$ ) 有关. 由图 4 和表 1 可知退火样品相应于 B 中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁吸收带随 Sm 浓度的增加而略有变化, 即该吸收带低能侧子吸收峰数增加, 但带内的子峰数不超过 6, 且吸收带的能量位置及谱线形状的变化不明显, 这表明该中心  $\text{Sm}^{3+}$  近邻的晶格原子排列不随样品中总 Sm 浓度的增加而显著改变.

根据文献[1], 设想 A 中心的结构为:  $\text{Sm}^{3+}$  处于 Te 间隙位置, 4 个 Te 原子为其近邻原子, Cd 原子及  $V_{\text{Cd}}^{2+}$  分布于次近邻的 6 个晶格格点位置, 再远处的 Te 间隙为  $\text{Sm}^{2+}$  所占据 (从电荷补偿原理考虑,  $\text{Sm}^{2+}$  趋向于邻近  $V_{\text{Cd}}^{2+}$  的 Te 间隙), 而在 B 中心位于间隙位置的  $\text{Sm}^{3+}$  周围的原子分布除了次近邻的  $V_{\text{Cd}}^{2+}$  经退火 (Cd 气氛,  $\sim 600^\circ\text{C}$ ) 发生慢扩散而该位置被 Cd 原子填充外, 与中心 A 是相同的.

依上述模型, B 中心的  $\text{Sm}^{3+}$  近邻的晶体场仍可以是立方对称的,  $\text{Sm}^{3+}$  的  ${}^7H_{5/2}$ ,  ${}^6H_{7/2}$  能级的晶体场劈裂状况应符合表 2. 此时根据选择定则, 在  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁吸收带中应较容易观察到  $\Gamma_{6,7,8} \rightarrow \Gamma_8$  和  $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_7$  4 个允许的  $T_d$  电偶极子和磁偶极子跃迁. 考虑到模型假定的 B 中心附近 Te 间隙处  $\text{Sm}^{2+}$  的影响 (如自旋交换作用), 还可能观察到  $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_7$  (允许的  $T_d$  电偶极子跃迁) 和  $\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_7$  (允许的  $T_d$  磁偶极子跃迁) 吸收跃迁 (参见图 5(b)), 随着 CdTe:Sm 晶体中总的 Sm 浓度的增加,  $\text{Sm}^{2+}$  的含量也增加, 出现这两个吸收跃迁的几率也增大. 由此, 图 4 给出的 B 中心  $\text{Sm}^{3+}$ :  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收窄带子吸收峰数随 Sm 浓度增加而在低能侧增加, 且子吸收峰总数不大于 6, 与我们给出的 B 中心的结构模型及中心内  $\text{Sm}^{3+}$  近邻仍为立方对称晶体场的假定是相符的. 根据 B 中心的结构模型所做的立方晶体场点电荷模型的理论计算表明, 能级的晶体场劈裂情形与实验较为相符<sup>[1,2]</sup>. B 中心内  $\text{Sm}^{3+}$  在 OdTe 晶格中的位置类型与 ZnS:Nd 晶体的研究结果相似<sup>[3]</sup>.

以上分析 A 中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收带时是以 Sm 浓度较低的样品 I, II 为例的, 在 Sm 浓度较高的样品 III 中可能同时存在 A, B 中心. 事实上, 退火前样品 III 的红外吸收谱显示了复杂的吸收带 (参见图 3), 而退火后该样品的吸收曲线上仅可观察到相应于 B, C 中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  吸收带 (参见图 4). 该实验结果可用上述的 A, B 中心的结构模型作如下解释: 由于 Sm 浓度的增加,  $\text{Sm}^{3+}$  除了位于晶格格点位置构成 C 中心及处于 Te 间隙位置 (其近邻为 4 个 Te, 次近邻为 Cd 和  $V_{\text{Cd}}^{2+}$ ) 而构成 A 中心之外, 还可以处于 Te 间隙位置而形成 B 中心 ( $\text{Sm}^{3+}$  的近邻为 4 个 Te, 次近邻为 6 个 Cd 原子). 因此, 该样品退火前的红外吸收谱上必然存在 A, B 中心的复合吸收带 ( ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$ ) 和 C 中心的相应吸收带; 而退火后, 由于 A 中心内  $\text{Sm}^{3+}$  次近邻位置的  $V_{\text{Cd}}^{2+}$  在退火过程中的迁移, 该位置被 Cd 原子占据, 因而使 A 中心消失, 此时样品的红外吸收谱上仅出现 B, C 中心的  ${}^6H_{7/2} \rightarrow {}^6H_{5/2}$  跃迁.

## 4 结 论

用红外吸收方法研究了布里奇曼法生长的 CdTe:Sm 晶体内 Sm 离子的 4f 能级间跃迁特性。结果表明 Sm 离子以  $\text{Sm}^{2+}$  和  $\text{Sm}^{3+}$  两种价态存在于 CdTe:Sm 晶体。  $\text{Sm}^{2+}$  处于晶格的间隙位置,其周围为非立方对称晶体场。  $\text{Sm}^{3+}$  可以处于晶格格点位置而构成 C 中心,也可以占据 Te 间隙位置而与其次近邻的 Cd 空位形成 A 中心。 CdTe:Sm 退火后 (Cd~气氛,  $\sim 600^\circ\text{C}$ ), A 中心因 Cd 空位的迁移而消失,仍处于 Te 间隙位置的  $\text{Sm}^{3+}$  则构成 B 中心。 B, C 中心内的  $\text{Sm}^{3+}$  处于立方对称的晶体场中,其 4f 能级的劈裂情形与晶体场理论的结果相符。

致谢: 感谢中国科学院上海技术物理研究所俞振中, 沈寿珍, 陈卫民等同志对本工作的支持和帮助。

## 参 考 文 献

- 1 Boyn R. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1988; **148**: 11
- 2 Watts R K, Holton W C. *Phys. Rev.*, 1968; **173**: 417
- 3 Brown M R, Cox A F J, Shand W A et al. *Advances in Quantum Electronics*, Vol. 2, Ed by Goodwin D W, London and New York: Academic Press, 1974: 69
- 4 Takahei K, Tagnchi A, Nakagone H et al. *J. Appl. Phys.*, 1989; **66**: 4941
- 5 Bryant F J, Hogg J H C, Jaffery P R. *J. Phys. Chem. Solids*, 1983; **44**: 595
- 6 Kobayashi H, Tanaka S, Shanker V et al. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1985; **88**: 713
- 7 Lobe K, Boyn R. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1988; **148**: 263
- 8 Averous M, Lombos B A, Fan C et al. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 1985; **131**: 263
- 9 Furdyna J K. *J. Appl. Phys.*, 1980; **64**: R29
- 10 Dupont A. *J. Opt. Soc. Am.*, 1967; **57**: 867
- 11 Kaminskii A. *Laser Crystal*, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1981
- 12 韩平, 马可军, 刘普霖 et al. 半导体学报, 待发表。

## INFRARED SPECTROSCOPY OF CdTe:Sm CRYSTALS

HAN PING,\* MA KEJUN, LIU PULIN, SHI GUOLIANG, ZU JINGBING,  
LIU WEIJUN, SHEN XUECHU (S. C. SHEN)

*(National Laboratory for Infrared Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)*

The investigation of infrared spectra of CdTe doped with Sm (CdTe:Sm) is reported. The results indicate that there are two kinds of Sm ions, i. e.  $\text{Sm}^{2+}$  and  $\text{Sm}^{3+}$  ions. In CdTe:Sm crystals,  $\text{Sm}^{2+}$  ions are located at the lattice interstitial sites surrounded by the non-cubic symmetry crystal-field.  $\text{Sm}^{3+}$  ions can substitute Cd atoms and occupy the lattice sites (center C).  $\text{Sm}^{3+}$  can also be located at the interstitial sites with and without the next-nearest-neighbors of Cd vacancies, being called centers A and B, respectively. Centers B and C are surrounded by the cubic symmetry crystal-field. Center A can be annealed off (Cd atmosphere,  $\sim 600^\circ\text{C}$ ).

**Key words:** cadmium telluride doped with samarium (CdTe:Sm), infrared spectroscopy, crystal field, Bridgman method.

---

\* Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu 210008, China.