

稀磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 巨法拉第效应*

王学忠 王荣明 陈辰嘉

(北京大学物理系 北京 100871)

马可军

(中国科学院上海技术物理研究所 上海 200083)

摘要 在 70—300K 温度范围内测量研究了组分 x 为 0.01, 0.003 和 0.06 的稀磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的法拉第旋转与入射光子能量、温度和组分的关系. 首次用多振子模型拟合实验结果, 获得了布里渊区 Γ 点的激子能量 E_0 和 L 点的能隙 E_1 随组分 x 的变化规律和 E_0 的温度关系. 讨论了 Fe^{2+} 离子内部能级间跃迁对实验结果的影响.

PACC: 7820L, 7135, 7220

1 引言

稀磁半导体(DMS)或半磁半导体(SMSC)是由过渡族(或稀土)离子随机取代 II-IV 族化合物半导体中阳离子而形成的一类新型材料. 目前研究得较多和较深入的是含 Mn^{2+} 离子的 $\text{Al}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{I}}$ 稀磁半导体, 对含其它磁性离子如 Fe^{2+} 离子等的 DMS 的磁性研究虽较多, 但对其光学和磁光性质的研究还比较少. 在稀磁半导体中由于磁性离子 3d(或 4f) 电子与导带类 S 和价带类 P 电子间强的自旋-自旋交换作用(通常称 $sp-d$ 交换作用), 使这类新材料具有一系列与普通非磁半导体截然不同的新特性, 如巨激子分裂、巨法拉第效应、高的电光效率等等^[1]. 近年来由于用 MBE 等技术生长高质量的稀磁半导体薄膜和超晶格量子阱获得成功, 使这类新材料在光电子器件的应用上具有广阔的前景. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的法拉第旋转比通常的非磁半导体大 2—3 个数量级^[2], 并已在光隔离器, 传感器等方面获得应用. 1992 年 L. P. Fu 等首次报道了 $\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ 外延膜中的巨法拉第效应^[3], 在低温下获得比

王学忠 男, 副教授, 主要从事半导体材料和半导体光谱, 磁光效应等研究

陈辰嘉 女, 教授, 近年主要从事半导体物理, 固体光谱和磁光效应等研究

王荣明 男, 硕士, 从事稀磁半导体磁光效应研究

1994 年 7 月 21 日收到初稿, 1994 年 10 月 14 日收到修改稿

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料更大的 Verdet 常数. 1992 年 A. I. Savchuk 等首次报告了低组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 法拉第旋转的实验结果并用单振子模型的法拉第旋转公式估算出了 $sp-d$ 交换作用常数 $N_0(\alpha-\beta)$ ^[4], 但是, 单振子模型显然不能完整的描述他们的实验结果.

本文报道了 70—300K 温度范围组分 x 为 0.01, 0.03 和 0.06 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 法拉第旋转随入射光子能量变化的实验结果, 并首次用包括布里渊区 Γ 点激子跃迁和 L 点带间跃迁对法拉第效应贡献的多振子模型拟合实验结果, 获得了相应的激子能量和能隙随组分的变化规律和激子能量的温度关系. 讨论了 Fe^{++} 离子内部能级跃迁对法拉第效应的影响.

2 理论

当一束平面偏振光沿磁场 $\vec{B}$ 方向通过磁场中介质后其偏振面发生旋转的现象称为法拉第效应 (Faraday Effect). 当磁场不很强时, 偏振面转过的角度 θ (法拉第旋转角) 与介质厚度 l 和磁感应强度 B 成正比, 即

$$\theta_F = VB l \quad (1)$$

其中比例系数 V 称为 Verdet 常数 (单位为度/厘米·千高斯). Verdet 常数与入射光子能量、温度、介质的磁光特性有关, 对于稀磁半导体, 还与晶体的磁性有密切关系.

法拉第效应的唯象理解: 一束平面偏振光可以视为等幅的右旋和左旋圆偏振光的合成, 在磁场中, 右旋和左旋圆偏振光与载流子的相互作用不同而使右和左旋圆偏振光的折射率 n_R 和 n_L 不相等, 因此通过厚度为 l 的介质后, 平面偏振光的偏振面旋转了一定角度 θ_F , 可以表示为

$$\theta_F = \frac{El}{Zhc} (n_R - n_L), \quad (2)$$

其中 E 为光子能量, h 为普朗克常数, c 为真空中光速.

在无磁场时, 折射率的色散关系可用下式表示:

$$n^2 - 1 \propto \sum_{ij} \frac{f_{ij}}{E_{ij}^2 - E^2} \quad (3)$$

其中 E_{ij} 为能级 i 和 j 之间的跃迁能量 ($E_{ij} = E_i - E_j$), f_{ij} 为振子强度. 当对应于右和左旋圆偏振光跃迁之间的能量差 ΔE_{ij} 不是太大时, 按泰勒展开取一级近似可得:

$$(n_R - n_L) = \frac{\partial n}{\partial E} \Delta E_{ij} \quad (4)$$

因此

$$\theta_F = \frac{El}{Zhc} \cdot \frac{\partial n}{\partial E} \Delta E_{ij} \quad (5)$$

在稀磁半导体中, 除通常对法拉第效应有贡献的跃迁过程外, 由于 $sp-d$ 交换作用引起的 Zeeman 分裂对法拉第效应也有重要作用. 对于宽能隙稀磁半导体当组分较高时如 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0.05$) 和 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x > 0.1$), 已被证明, 只考虑 $sp-d$ 交换作用在布里渊区 Γ 点产生的巨塞曼分裂能级间激子跃迁对法拉第效应的贡献 (即单振子模型) 是一种很好的近似^[2,5]. 但对于较低组分时, 特别是离吸收边较远处, 法拉第旋转角随入射光子能量的变化由正变到负, 显然只考虑 $sp-d$ 交换作用对法拉第效应贡献的单振子模型已不能很好的描述实验结果, 还需要考虑其它能级间跃迁对法拉第效应的贡献. 1992 年 H. J. Jimenez 等

在研究 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的近红外法拉第旋转时提出了多振子模型^[6]. 在只考虑布里渊区 Γ 点和 L 点的能级间跃迁对法拉第效应的贡献而略去其它贡献时, 法拉第旋转角 θ 可表述为:

$$\theta_F = \frac{El}{Zhc} \left(\frac{\partial}{\partial E_0} \Delta E_0 + \frac{\partial}{\partial E_1} \Delta E_1 \right) \quad (6)$$

其中 E_0 和 E_1 分别为 Γ 点和 L 点的能隙, $\Delta E_0 = \Delta E_0^{(E)} + \Delta E_0^{(Z)}$, $\Delta E_1 = \Delta E_1^{(E)} + \Delta E_1^{(Z)}$, 角标 (E) 和 (Z) 分别代表 $sp-d$ 交换作用引起的分裂和通常的塞曼分裂. 在磁场不太高时, 无论 $\Delta E_0^{(E)}$ 还是 $\Delta E_0^{(Z)}$ 都与磁场强度 B 成正比, 因此可用下式表示:

$$\Delta E_0 = \gamma_0 \mu_B B \quad (7a)$$

$$\Delta E_1 = \gamma_1 \mu_B B \quad (7b)$$

其中 μ_B 为玻尔磁子, γ_0 和 γ_1 为二个包含了 $sp-d$ 交换作用贡献的有效 g 因子.

根据 Pikhtin 等推导的零场下多振子模型的折射率表达式^[7], 并只取 Γ 点和 L 点的贡献项, 则有:

$$n^2 = 1 + \frac{0.7}{\pi N E_0} \ln \frac{E_1^2 - E^2}{E_0^2 - E^2} + \frac{G_1}{E_1^2 - E^2} \quad (8)$$

其中 G_1 为相应于 L 点跃迁的振子强度. 将(8)和(7a)、(7b)式代入(6)式, 即可得多振子模型的法拉第旋转角 θ 的表达式:

$$\begin{aligned} \theta_F = A_0 \frac{El}{n} \{ E_0^{-3/2} [\frac{1}{4} \ln \left(\frac{E_1^2 - E^2}{E_0^2 - E^2} \right) + \frac{E_0^2}{E_0^2 - E^2}] \\ + A_1 \frac{E_1}{(E_1^2 - E^2)^2} [G_1 - \frac{0.7}{\pi E_0^{1/2}} (E_1^2 - E^2)] \} B \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $A_0 = \frac{0.35 \gamma_0 \mu_B}{\pi h c}$, $A_1 = \frac{\pi \gamma_1}{0.7 \gamma_0}$

所以, Verdet 常数可表示成:

$$\begin{aligned} V = A_0 \frac{El}{n} \{ E_0^{-3/2} [\frac{1}{4} \ln \left(\frac{E_1^2 - E^2}{E_0^2 - E^2} \right) + \frac{E_0^2}{E_0^2 - E^2}] \\ + A_1 \frac{E_1}{(E_1^2 - E^2)^2} [G_1 - \frac{0.7}{\pi E_0^{1/2}} (E_1^2 - E^2)] \} \end{aligned} \quad (10)$$

3 实验

实验用样品是用改进的 Bridgman 方法生长的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 单晶, 样品两面抛光成平行平面, 厚度约 0.5 毫米, 组分 x 由密度法测定分别为 0.01、0.03 和 0.06. 为了比较, 也测量了 CdTe 的法拉第旋转. 实验装置如图 1 所示. 样品置于低温光学杜瓦内, 变温测量的温度控制由 DWT-702 型精密温度控制器完成; 实验中所用磁场强度小于 3 千高斯, 满足法拉第旋转角与磁场强度成正比关系的条件.

测量用交替磁场法进行: 置起偏器 P_1 和检偏器 P_2 互成 45° 角, 测量正, 负磁场时通过样品的光强 $I_{\pm}$, 法拉第旋转角 θ_F 为

$$\theta_F = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{|I_+ - I_-|}{I_+ + I_-} \frac{I_{\max} + I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} \right)$$

其中 $I_{\max}$ 和 $I_{\min}$ 分别是两个偏振器互相平行和垂直时的光强. 在现有实验条件下, 测量精度

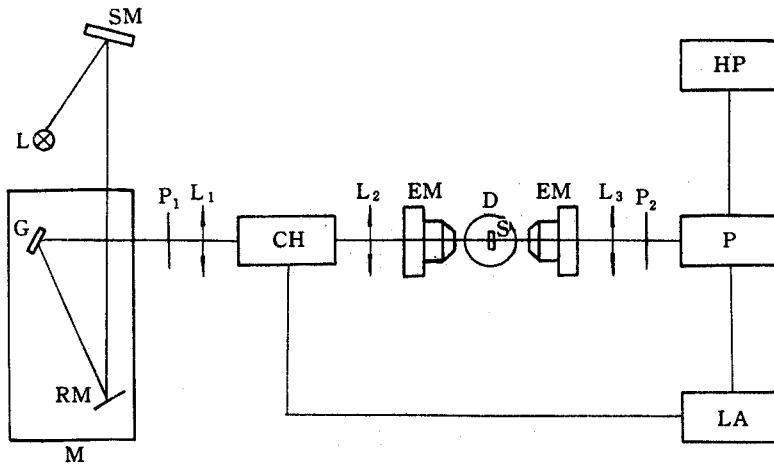


图1 法拉第旋转测量装置示意图

L 卤钨灯 SM 凹面镜 RM 反射镜 M 单色仪 G 光栅 P_1, P_2 偏振器 L_1, L_2, L_3 透镜

CH 斩波器 EM 电磁铁 S 样品 P 光电倍增管 HP 高压电源 LA 锁定放大器 D 低温杜瓦

为 ± 0.1 度。在70—300K温度范围内测量了不同组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 的法拉第旋转角 θ 随入射光子能量和温度的变化关系。

4 结果和讨论

4.1 法拉第效应与温度关系

图2和图3分别给出了组分为0.01和0.03的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 在300—70K温度

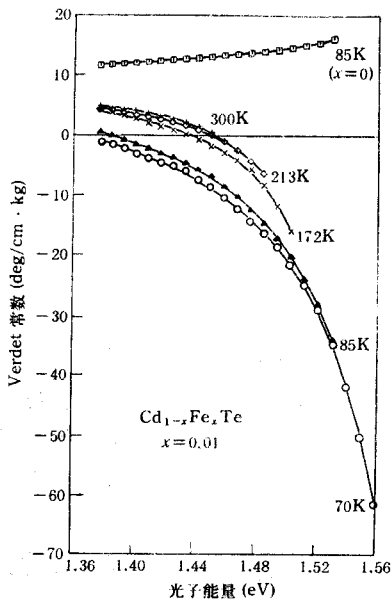


图2 在300—70K温度下，组分为0.01的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 的Verdet常数与光子能量的关系

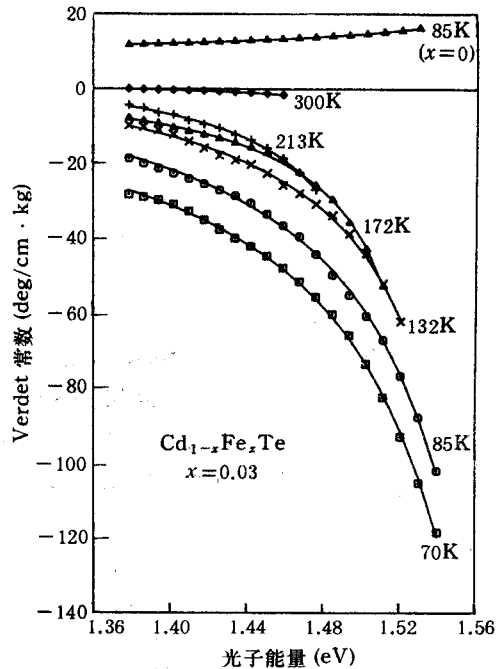


图3 在300—70K温度下，组分为0.03的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 的Verdet常数与光子能量的关系

范围内 Verdet 常数随入射光子能量变化的典型结果, 图中点为实验值, 曲线为多振子模型的最佳拟合. 由图中的实验结果可见, (1) 对于 CdTe , 即使在低温下, 整个测量波段范围内, Verdet 常数为正并随入射光子能量接近吸收边增大; (2) 而 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Verdet 常数在温度较高和离吸收边较远时为正, 当光子能量向吸收边靠近时减少并变为负的; (3) 并且随温度降低, Verdet 常数的零点移向长波; (4) 温度进一步降低, 在整个测量波段内, $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Verdet 常数均为负值; (5) 当入射光子能量向吸收边靠近时, $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Verdet 常数的绝对值比 CdTe 的增大得更快. 综上所述, 可见 Fe^{++} 离子的 $3d$ 电子与能带中运动载流子间的 $sp-d$ 交换作用对法拉第效应有重要贡献, 并且 $sp-d$ 交换作用引起的激子跃迁产生负的法拉第旋转; 低温下 $sp-d$ 交换作用的贡献显著增大. 在本实验的温度和组分范围内, 显然只考虑 $sp-d$ 交换作用对法拉第效应贡献的

单振子模型不能完整的描述法拉第效应的实验结果. 我们采用包括 Γ 点 $sp-d$ 交换作用引起的激子跃迁和 L 点带间跃迁贡献的多振子模型来描述实验结果, 图 2 和图 3 中的曲线为多振子模型与实验值的最佳拟合, 其中 A_0, A_1, E_0 和 E_1 为拟合参量 (E_0 和 E_1 的拟合误差均分别为 $\pm 5\text{meV}$ 和 $\pm 10\text{meV}$, A_0 和 A_1 的拟合误差均为 10%), G_1 取 CdTe 的数值^[6]. 由图可见, 理论和实验结果吻合得很好, 表明多振子模型是一种很好的近似. 由拟合首次获得了不同组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Γ 点激子能量 E_0 与温度的关系. 图 4 给出了 Γ 点激子能量 E_0 随组分变化的典型结果, 由图可见, 激子能量 E_0 随温度线性变化, 温度系数为 $-4.3 \times 10^{-4} \text{eV/K}$.

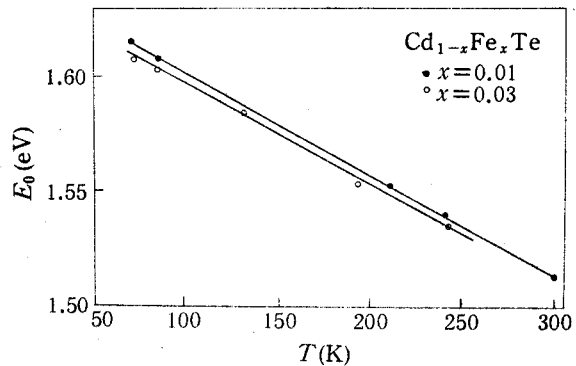


图 4 组分 x 为 0.01 和 0.03 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Γ 点激子能量 E_0 与温度的关系
图中点为用多振子模型拟合的结果

4.2 法拉第效应与组分关系

图 5 给出了 70K 下组分为 0.01, 0.03, 0.06 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 的 Verdet 常数随入射光子的量变化的典型结果. 图中点为实验值, 曲线为多振子模型对实验值的最佳拟合. 从图中可见, 当组分由 0.01 增加到 0.03 时, 法拉第效应显著增强, 组分进一步增大时其法拉第效应反而有所减少. 稀磁半导体的法拉第效应与 $sp-d$ 交换作用和样品的磁性有密切关系, 公式(6)中的 $\Delta E_0^{(E)}$ 可由下式表示:^[2]

$$\Delta E_0^{(E)} = \frac{\alpha - \beta}{g_m \mu_B} M$$

式中 α 和 β 分别为磁离子的 $3d$ 电子与导带和价带电子的交换作用积分, M 为样品的磁化强度, g_m 为磁离子的朗德 g 因子. 因此, $sp-d$ 交换作用引起的法拉第旋转正比于 $(\alpha - \beta)$ 和 M . 当组分 x 增大时磁化强度增大, $sp-d$ 交换作用增强, 但组分进一步增大时, 由于磁性离子间反铁磁相互作用增强, 使磁化强度减小和 $sp-d$ 交换作用减弱, 使法拉第旋转反而随组分进一步增加而减小, 对于含 Mn 的稀磁半导体如 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 和 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, 已在实验中观测到这种变化, 本实验中的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 在组分 x 仅为 0.06 时就观测到法拉第旋转的减小, 是否也是 Fe^{++} 离子间的反铁磁相互作用所致, 尚需作进一步的研究.

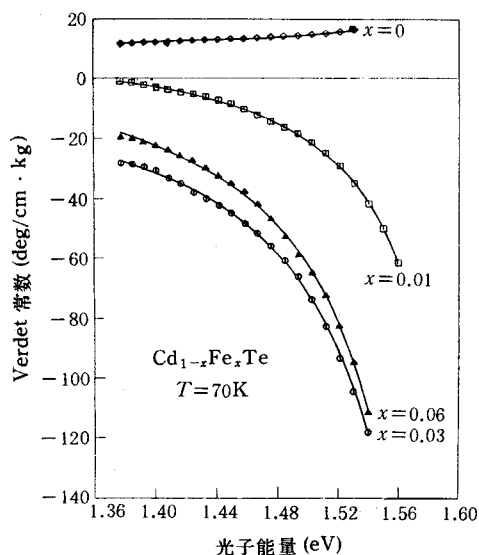


图5 70K下组分为0.01,0.03和0.06的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 和 CdTe 的Verdet常数与入射光子能量的关系.
点为实验值,曲线为多振子模型与实验值的最佳拟合

第旋转的影响.图6中首次给出了由法拉第效应测量获得的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Γ 点激子能量 E_0 和 L 点能隙 $E_L(E_L)$ 与组分的关系,图中点为多振子模型拟合的结果.由图可见,在研究的组分和温度范围内,激子能量 E_0 和 L 点能隙 E_L 随组分增加而红移,并线性减小.可用下述经验公式表示激子能量 E_0 :

$$77\text{K} \quad E_0 = 1.618 - 2.2x \quad (\text{eV})$$

$$300\text{K} \quad E_0 = 1.522 - 2.9x \quad (\text{eV})$$

室温下,我们用椭圆偏振光谱仪测量了 CdTe 和 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的复介电常数 $\epsilon = \epsilon_r + i\epsilon_i$,从而获得相应能隙值,与由法拉第旋转测量获得的结果完全一致(详细结果另文报道),这从另一面表明多振子模型描述实验结果的合理性.

5 结论

稀磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 由于 $sp-d$ 交换作用而具有巨法拉第效应.考虑布里渊区 Γ 点激子跃迁和 L 点带间跃迁的多振子模型能很好的描述 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的法拉第效应.

$\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的法拉第效应与相同组分的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 和 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 相比较, $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的法拉第效应强弱介于两者之间,如以300K下, $x=0.01$ 为例,在吸收边附近的Verdet常数分别为:

$$-13\text{deg/cm} \cdot \text{kGs} \quad (\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te})$$

$$-5\text{deg/cm} \cdot \text{kGs} \quad (\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te})$$

而 $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的Verdet常数仍为正值尚未达到反号.

我们^[8]和N. V. Joshi等^[9]曾报道过 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 室温下吸收光谱的研究结果,由于 Fe^{++} 离内部 $5E \rightarrow {}^3T_1$ 的跃迁强吸收峰处于 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的吸收边附近,使得吸收光谱法不能正确测定 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的带隙 E_g ,只证实带隙 E_g 随组分 x 增大向低能方向移动,即随组分红移.由图2、3和5的结果可见,无论在室温和低温,实验中未观测到 Fe^{++} 离子内部能级的跃迁对法拉

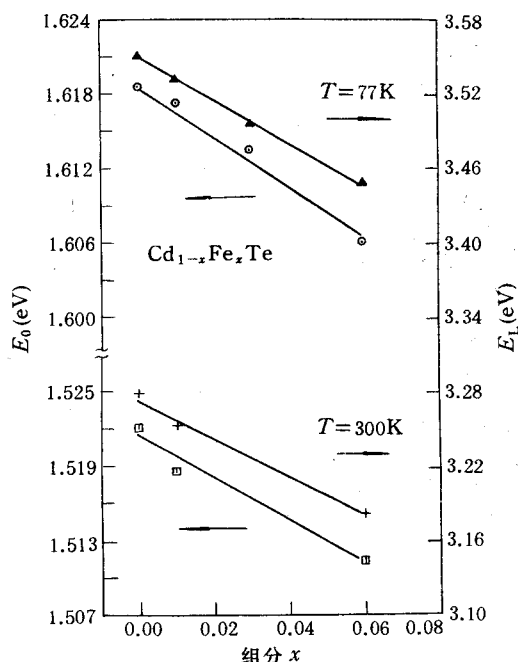


图6 300K和70K下 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 的 Γ 点激子能量 E_0 和 L 点能隙 $E_L(E_L)$ 随组分变化.

图中点为多振子模型拟合实验的结果

在实验研究的范围内, Γ 点激子能量 E_0 和 L 点能隙 E_1 随组分增加而线性减小. E_0 随温度线性变化. Fe^{++} 离子内部能级间跃迁对 $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ 法拉第效应无明显贡献.

参 考 文 献

- [1] J. K. Furdyna, J. Appl. Phys., 1988, **64**:R29.
- [2] 王学忠, 陈辰嘉, 王荣明, 阎志成, 马可军, W. Giriat, 半导体学报, 1994, **15**:333.
- [3] L. P. Fu, T. Schmiedel, A. Petrou, J. Warnock and B. T. Jonker, Appl. Phys. Lett., 1992, **60**:583.
- [4] A. I. Savchuk, B. E. Derkach, O. R. Klichuk, IEEE Transaction on Magnetics, 1992, **28**:3246.
- [5] D. U. Bartholomew, J. K. Furdyna and A. K. Randas, Phys. Rev., 1986, **34**:6943.
- [6] H. J. Jimenez, R. L. Aggarwal and P. Becla, Phys. Rev., 1992, **45B**:14001.
- [7] A. N. Pikhtin and A. D. Yas'kov, Sov. Phys. Semicond., 1978, **12**:622.
- [8] 陈辰嘉, 高 蔚, 郭晓峰, 刘卫军, 王学忠, 刘继周, 马可军, 红外研究, 1988, **7A**:419.
- [9] N. V. Joshi and Letica Mogollon, Prog. Cryst. Growth Charact., 1984, **10**:65.

Giant Faraday Effect in Diluted Magnetic Semiconductor $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$

Wang Xuezhong, Wang Rongming and Chen Chenjia

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Ma Kejun

(Shanghai Institute of Technical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083)

Received 21 July 1994, revised manuscript received 14 October 1994

Abstract Faraday effect as a function of photon energy, composition and temperature has been measured and studied for diluted magnetic semiconductor $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ with $x = 0.01, 0.03, 0.06$ in the temperature range of 70K—300K. Exciton energy E_0 at the Γ point and the band gap E_1 at L point in the Brillouin zone are obtained by using a multioscillator model fitting with experiment results for the first time. The multioscillator model explains the measured behavior of the Faraday effect. The observed change in the sign of the Verdet constant of $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Te}$ as a function of photon energy and the effect of the Fe^{++} ion intra-band transition on Faraday rotation are discussed.

PACC: 7820L, 7135, 7220