

# Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 的巨大法拉第 旋转与激子跃迁\*

王学忠 陈辰嘉 王荣明 阎志成

(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)

W. Giriat

(Centro de Fisica, Instituto Venezolano de Investigaciones Cientificas, Apartado  
21827, Caracas 1020A, Venezuela)

**摘要** 在 80K—350K 温度范围内测量研究了组分  $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5, 0.6, 0.7$  的 Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 系列样品的法拉第旋转随入射光子能量、组分和温度的变化规律。用单振子模型拟合实验结果, 给出了激子能量随组分和温度的变化规律。本文还讨论了锰离子内能级间跃迁对高组分样品中法拉第效应的影响。

**PACC:** 7800, 7820L, 7135

## 1 引言

半磁半导体 (Semimagnetic Semiconductors——SMSC) 或稀磁半导体 (Diluted Magnetic Semiconductors——DMS) 是一类新型的半导体材料。在实验和理论方面目前研究得比较深入的是 Al<sup>II</sup><sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>B<sup>VI</sup> 型合金系统, Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 是其中一种典型的宽能隙半磁半导体材料。由于 Mn<sup>2+</sup> 离子的 3d 电子与导带类 s 电子及价带类 p 电子的自旋-自旋交换相互作用 (*sp-d* 交换作用), 使有效 g 因子增大了两个数量级, 形成了带边能级的显著塞曼分裂, Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 异常巨大的法拉第旋转就是 *sp-d* 交换作用的后果之一<sup>[1,2]</sup>。Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 的法拉第旋转比普通的非磁半导体大 2—3 个数量级。这种巨法拉第旋转在可见和近红外区域内的磁光器件中具有广阔的应用前景, 如调制器、隔离器、圆偏振器、磁场传感器和其它非倒易器件等<sup>[3,4]</sup>。

本文报道了在 80K—350K 下, 不同组分 ( $0.1 \leq x \leq 0.7$ ) Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 单晶样品的 Verdet 常数随入射光子能量的变化规律, 应用单振子模型拟合实验结果, 获得了激子能

\* 国家自然科学基金资助项目

1992 年 10 月 8 日收到初稿, 1993 年 1 月 14 日收到修改稿

量随组分和温度的变化规律。也讨论了实验研究中锰离子内能级间跃迁对实验结果的影响。

## 2 理论

法拉第效应 (Faraday effect), 是指一束平行于磁场  $\mathbf{H}$  方向传播的平面偏振光通过磁场中的某一介质时, 光的偏振面发生一定旋转的现象。在磁场不是非常强时, 旋转角的大小正比于样品的厚度  $l$  和介质中的磁感应强度  $B$ , 即

$$\theta_F = VBl, \quad (1)$$

其中,  $\theta_F$  为光通过介质后偏振面转过的角度, 即法拉第旋转角, 比例系数  $V$  称为费尔德 (Verdet) 常数, 其单位为度/厘米·特斯拉 (deg/cm · T)。通常, Verdet 常数与入射光子的能量、温度和样品的晶体结构有关, 对于半磁半导体, 还和晶体的磁性有密切的关系。

法拉第旋转产生原因的简单解释是: 一束平面偏振光总可以分解为左旋和右旋的圆偏振光, 由于存在磁场, 左旋和右旋圆偏振光和载流子的相互作用不同, 使左旋圆偏振光的折射率  $n_L$  和右旋圆偏振光的折射率  $n_R$  不相等, 于是通过厚度为  $l$  的介质后, 合成的平面偏振光的偏振面相对于原来的偏振方向转过了一定角度  $\theta_F$ , 法拉第旋转角可表为:

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

其中  $E$  为光子能量,  $\hbar$  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以下式表示:

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

其中  $E_{ij}$  为能级  $i$  和  $j$  之间的跃迁能量 ( $E_{ij} = E_j - E_i$ ),  $f_{ij}$  为振子强度。对应于左圆和右圆偏振光跃迁之间能量差  $\Delta E_{ij}$  与  $n_L$  和  $n_R$  之差 ( $n_R - n_L$ ) 的关系, 按泰勒展开并取一级近似下, 可用下式表示:

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

因此

$$\theta_F = \frac{El}{2\hbar c} \cdot \frac{\partial n}{\partial E} \cdot \Delta E_{ij}, \quad (5)$$

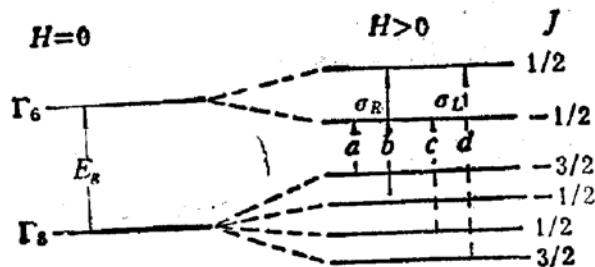


图 1  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  能带  $\Gamma$  点自旋分裂和法拉第位形下允许的光跃迁

磁场中  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  能带在  $\Gamma$  点的自旋分裂和法拉第位形下允许的光跃迁如图 1 所示。 $\Gamma_6$  导带极小分裂为  $E_g \pm 3A$ ,  $\Gamma_8$  价带极大分裂为  $\pm B$  和  $\pm 3B$ ,  $E_g$  为  $k = 0$  处的能隙 ( $H = 0$ ), 其中

$$A = \frac{1}{6} \alpha \frac{M}{g_{\text{Mn}} \mu_B},$$

$$B = \frac{1}{6} \beta \frac{M}{g_{\text{Mn}} \mu_B}.$$

$\alpha$  和  $\beta$  分别为导带和价带电子的交换积分,  $M$  为单位体积的磁化强度,  $g_{\text{Mn}} = 2$  为 Mn<sup>2+</sup> 的朗德  $g$  因子,  $\mu_B$  为玻尔磁子。

对于宽能隙半磁半导体 Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, 在我们的研究范围内, 实验表明对其巨大法拉第效应起主要作用的是激子跃迁, 并且对应于  $a$  和  $d$  的跃迁比  $b$  和  $c$  的跃迁至少要大 3 倍<sup>[4]</sup>, 只考虑  $a$  和  $d$  跃迁对法拉第效应贡献的单振子模型是一种较好的近似。 (4) 式中的  $\Delta E_{ij}$  即为:

$$\Delta E_{ij} = \Delta E_0 = E_a(\hat{\sigma}_R) - E_d(\hat{\sigma}_L) = \frac{\beta - \alpha}{g_{\text{Mn}} \mu_B} \cdot M.$$

因此,

$$\begin{aligned} \theta_F &= \frac{El}{2\hbar c} \cdot \frac{\partial n}{\partial E} \cdot \frac{\beta - \alpha}{g_{\text{Mn}} \mu_B} \cdot M \\ &= \left[ \left( \frac{\sqrt{F_0}}{2\hbar c} \cdot \frac{\beta - \alpha}{g_{\text{Mn}} \mu_B} M \right) \cdot \frac{1}{E_0} \cdot \frac{y^2}{(1 - y^2)^{3/2}} \right] l. \end{aligned} \quad (6)$$

Verdet 常数可以用下式表示

$$V = \left( \frac{\sqrt{F_0}}{2\hbar c} \cdot \frac{\beta - \alpha}{g_{\text{Mn}} \mu_B} \cdot \frac{\partial M}{\partial H} \right) \cdot \frac{1}{E_0} \cdot \frac{y^2}{(1 - y^2)^{3/2}} = \frac{D}{E_0} \cdot \frac{y^2}{(1 - y^2)^{3/2}}, \quad (7)$$

其中  $E_0$  为相应的激子跃迁能量,  $F_0$  为相应跃迁的振子强度,  $y = E/E_0$ 。由 (6) 式可见, 半磁半导体中法拉第效应与材料的磁化强度  $M$  和载流子的交换积分常数 ( $\beta - \alpha$ ) 有密切关系, 因此通过法拉第效应的实验还可以研究半磁半导体的磁特性及交换作用等。

### 3 实验

实验样品是用改进的 Bridgman 方法生长的 Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 单晶, 样品两面抛光成平行平面, 厚度约 1 毫米, 组分  $x$  分别为 0.1、0.2、0.3、0.4、0.45、0.5、0.6 和 0.7。

实验装置如文献 [2] 中所描述。卤钨灯经单色仪分光后的光束通过起偏器再由两个直角棱镜使入射光束平行于磁场方向并垂直样品表面, 出射光经检偏器后由探测器接收。变温测量由 DWT-702 型精密温度控制器完成。

实验测量了不同组分 ( $0.1 \leq x \leq 0.7$ ) 的 Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te 样品在 80K—350K 温度范围内的法拉第旋转角随入射光子能量的变化关系。根据(7)式, 以  $D$  和  $E_0$  为拟合参量, 用最小二乘法拟合实验结果, 获得激子能量  $E_0$  随组分和温度的变化规律。实验中所用磁场强度小于 0.5 特斯拉, 满足法拉第旋转角与磁场强度成正比关系的条件。

### 4 结果和讨论

#### 4.1 激子能量与组分的关系

不同组分 ( $0.1 \leq x \leq 0.7$ ) 样品在 300K 和 80K 下的 Verdet 常数随入射光子能量

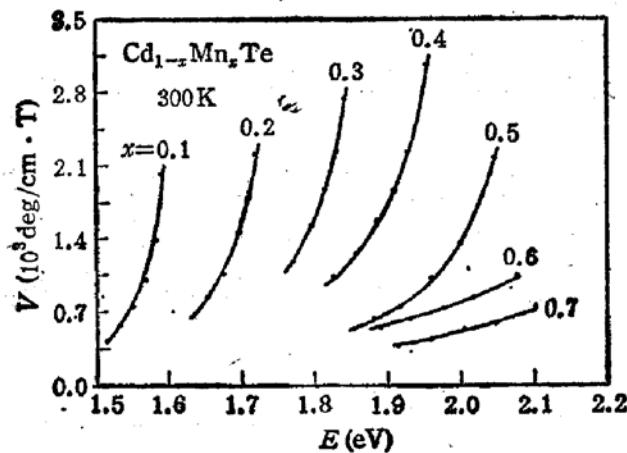


图 2 300K 下不同组分  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  样品的 Verdet 常数与入射光子能量关系 点为实验测量值, 曲线为理论拟合结果

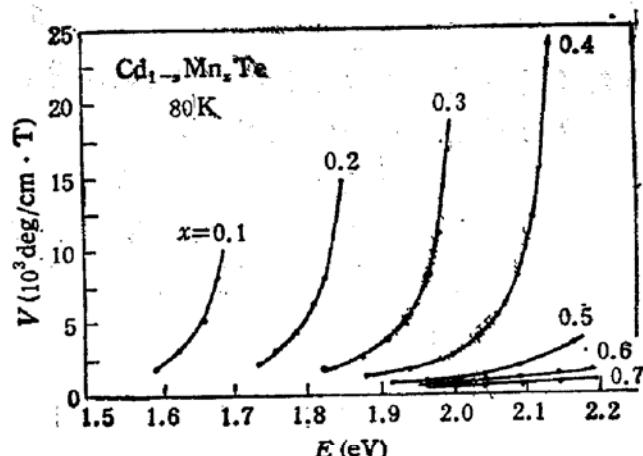


图 3 80K 下不同组分  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  样品的 Verdet 常数与入射光子能量关系 点为实验测量值, 曲线为理论拟合结果

变化关系分别如图 2 和图 3 所示。图中的点为实验测量值, 曲线为按(7)式的拟合结果。低组分样品 ( $x < 0.45$ ) 的实验误差为  $\pm 3\text{meV}$ , 高组分样品 ( $x > 0.45$ ) 中, 由于测得的实验数据离  $E_0$  较远, 其误差为  $\pm 10\text{meV}$ 。由图可见, 各种组分的  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  都显示出较大的法拉第效应, 当光子能量接近其能隙时, Verdet 常数急剧增大。随组分增大, 法拉第效应增强, 这是由于  $\text{Mn}^{2+}$  离子与能带电子间交换作用随组分增大所致。图 2 和图 3 中都显示出当组分  $x > 0.4$  时, Verdet 常数减小, 这是因为随组分增大,  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的能隙  $E_g$  亦增大, 当组分大于 0.4 时, 其能隙  $E_g$  将大于  $\text{Mn}^{2+}$  离子内  ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$  能级间的跃迁能量, 约 2.1 eV, 此时  $\text{Mn}^{2+}$  离子内  ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$  跃迁的强烈吸收, 致使法拉第旋转的测量不能测到接近该样品的能隙处, 而且组分越大, 测得的是离  $E_g$  越远的 Verdet 常数, 所以图中显示的 Verdet 常数随组分减小的现象并非反映  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  法拉第效应的真实本质。如果实验中使用薄膜样品<sup>[4]</sup> 或者用适当的光激发使  $\text{Mn}^{2+}$  离子内上能级  ${}^4T_1$  等被占据, 仍有可能测到高组分样品近带隙处的法拉第效应, 而获得较大的 Verdet 常数。

图 4 给出了由法拉第效应测量获得的 300 K 和 80 K 下相应激子能量  $E_0$  和组分的关系。图中虚线为光吸收法测得的  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  在 80K 下能隙随组分的变化规律。由图可见, 在整个组分范围内, 激子能量都随组分近线性增大, 但光吸收法测量得的能隙  $E_g$ , 只是在低组分 ( $x < 0.4$ ) 时, 与组分成近线性关系, 而组分  $x > 0.4$  时, 不随组分改变, 这反映出在 80K 时, 组分  $x = 0.4$  的样品能隙  $E_g$  已接近  $\text{Mn}^{2+}$  离子内  ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$  跃迁的能量, 当组分进一步增大时, 光吸收法测得的吸收边完全由  $\text{Mn}^{2+}$  离子内  ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$  跃迁的强烈吸收决定, 因此测得的是  $\text{Mn}^{2+}$  离子内  ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$  跃迁的能量, 它不随组分变化。由此可见, 光吸收法不能测定高组分  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的真实能隙  $E_g$ , 但用法拉第效应的测量, 仍可获得整个组分范围内的激子能量  $E_0$ 。获得的激子能量  $E_0$  与组分关系可用经验公式表示:

$$T = 300\text{K} \quad E_0(x) = 1.54 + 1.31x(\text{eV})$$

$$T = 80\text{K} \quad E_0(x) = 1.585 + 1.51x(\text{eV})$$

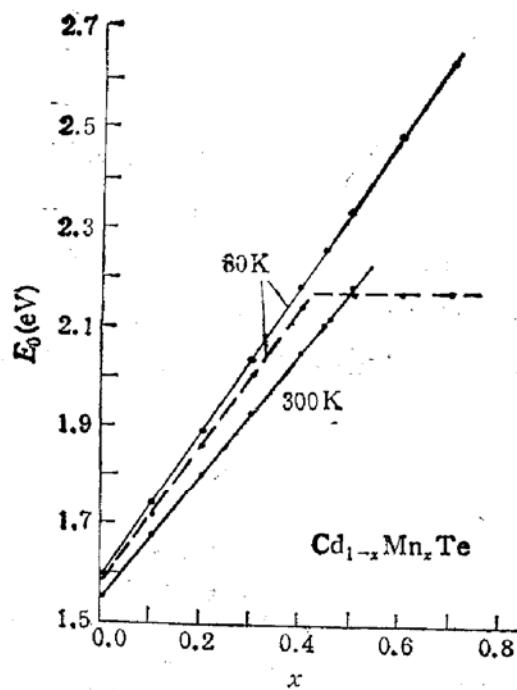


图4 300K 和 80K 下激子能量与组分的关系。虚线为光吸收法测得的样品能隙随组分的变化

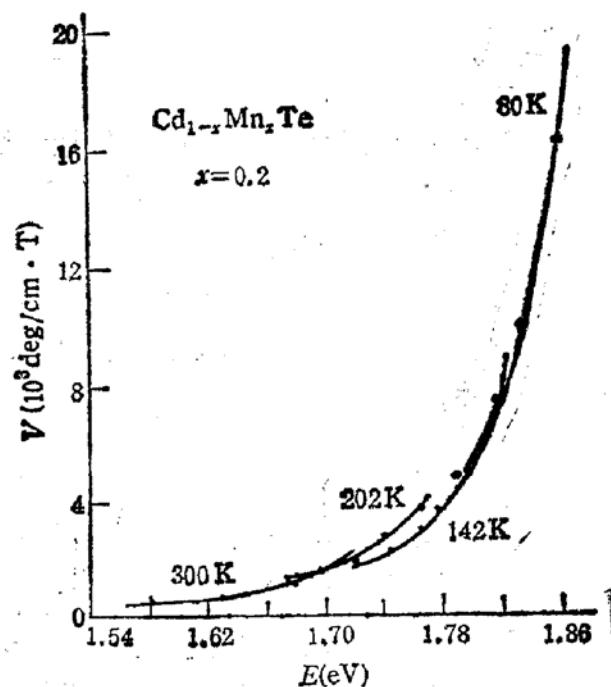


图5 在不同温度下  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(x=0.2)$  样品的 Verdet 常数与入射光子能量关系。点为实验值，曲线为理论拟合结果

## 4.2 激子能量与温度关系

图5是  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te} (x = 0.2)$  样品在不同温度下 Verdet 常数随入射光子能量的变化规律。图中点为实验结果，曲线是理论拟合结果。由图可见，随温度降低，Verdet 常数急剧增大，同时向高能方向移动，这种蓝移主要是  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的能隙随温度下降而增大所致。而 Verdet 常数随温度下降而急剧增大主要是  $\text{Mn}^{2+}$  离子和能带电子间交换作用及样品磁化强度  $M$  都随温度降低而增大的结果。

图6给出了不同组分  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  样品的激子能量  $E_0$  随温度变化规律。在实验研究的范围内，激子能量  $E_0$  随温度升高而线性减小。这主要是因  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  能隙  $E_g$  和  $\text{Mn}^{2+}$  离子与能带电子间交换作用随温度变化所致。

在 80K—350K 范围内，激子能量  $E_0$  的温度系数  $\eta = (dE_0/dT) (10^{-4}\text{eV/K})$  为负，并明显与样品组分有关。表1给出了  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  激子能量的温度系数  $\eta$  与组分  $x$  的关系，从表中可见，当组分  $x$  由 0.1 增大到 0.45 时，其温度系数增大约 1.6 倍。

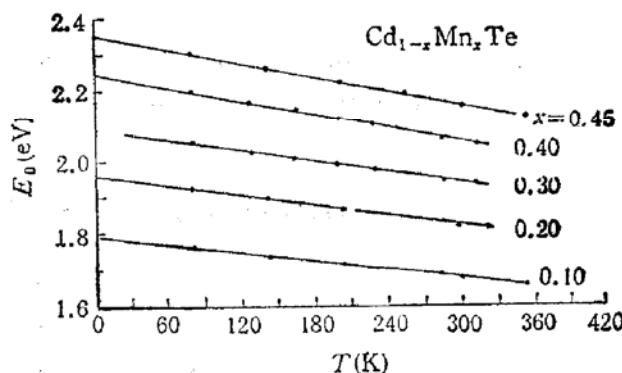


图6 不同组分  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的激子能量  $E_0$  与温度关系

表1  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  激子能量的温度系数  $\eta = (dE_0/dT) (10^{-4}\text{eV/K})$  与组分  $x$  关系

组分 $x$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.45
$\eta (10^{-4}\text{eV/K})$	-4.4	-4.8	-5.4	-6.2	-6.9

## 5 结论

宽带半磁半导体  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  的巨大法拉第效应是由于反常大的激子带塞曼分裂引起, 激子跃迁在其巨法拉第效应中起决定作用, 只考虑激子跃迁的单振子模型能很好地描述半磁半导体  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  的巨法拉第效应。与一般的非磁半导体相比较, 其 Verdet 常数要大 2—3 个数量级, 在室温下即可达  $10^3 \text{ deg/cm} \cdot \text{T}$ 。在本实验研究的范围内,  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  的激子能量  $E_*$  随组分  $x$  增大和温度降低而近线性地增大, 其温度系数与组分  $x$  有关。

## 参 考 文 献

- [1] D. U. Bartholomew, J. K. Furdyna and A. K. Ramdas, Phys. Rev., 1986, B34:6943.
- [2] 陈辰嘉, 王学忠, 刘继周, 高蔚, 徐灵戈, 马可军, 北京大学学报(自然科学版), 1992, 28: 101.
- [3] Noboru Mikami, Chie Negao, Takao Sawada, Hisamitsu Takahashi, Yoshinari Furukawa and Eiya Aikawa, J. Appl. Phys., 1991, 69:433.
- [4] J. F. Dillon, J. K. Furdyna, U. Debska and A. Mycielski, J. Appl. Phys., 1990, 67:4917.
- [5] A. Gaj, J. Ginter and R. Galazka, Phys. Status Solidi, 1978, B89:655.
- [6] L. P. Fu, T. Schmiedel, A. Petrou, J. Warnock and B. T. Jonker, Appl. Phys. Lett., 1992, 60: 583.

## Giant Faraday Rotation and Exciton Transition in Semimagnetic Semiconductor $Cd_{1-x}Mn_xTe$

Wang Xuezhong, Chen Chenjia, Wang Rongming and Yan Zhicheng

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Ma Kejun

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

W. Giriati

(Centro de Fisica, Instituto Venezolano de Investigaciones Cientificas,  
Apartado 21827, Caracas 1020A, Venezuela)

**Abstract** Faraday rotation as a function of photon energy, composition and temperature has been measured and studied for  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  with  $x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.45, 0.5, 0.6, 0.7$  in the temperature range of  $80\text{K} \leq T \leq 350\text{K}$ . Exciton energy as a function of composition and temperature is obtained by using a single oscillator model fitting with experiment results. For large  $x$ , the effects of the  $Mn^{2+}$  ions intraband transition on Faraday rotation are also discussed.

**PACC:** 7800, 7820L, 7135

Received 8 October 1992, revised manuscript received 14 January 1993