

# 半磁半导体——一类新型的半导体

陈 辰 嘉

(北京大学物理系)

## 摘 要

本文主要介绍当存在交换相互作用时半磁半导体中的一些独特性质;描述交换相互作用对典型半磁半导体能带结构的影响,给出朗道能级和  $g$  因子的分析;讨论了半磁半导体中由于电子态的巨自旋分裂引起的一系列反常磁光效应。

半磁半导体 (semimagnetic semiconductors——SMSC) 或稀释磁性半导体 (Diluted magnetic semiconductors——DMSC) 是一类新型的半导体材料。这类材料由于存在顺磁离子,具有很强的局域自旋磁矩。局域顺磁离子与迁移载流子(电子或空穴)之间的自旋-自旋相互作用结果产生一种新的交换相互作用,使 SMSC 具有与普通半导体截然不同的性质。自 1978 年波兰 R. R. Galazka<sup>[1]</sup> 首次介绍 SMSC 的性质以后的近十年来,在这方面已开展了大量研究工作。

早在六十年代,就观察到 HgMnTe 中一些引人注目的反常效应,如巨负阻效应。七十年代后,大量的研究工作集中在含有过渡金属 Mn 的 II-VI 族半导体化合物,如窄禁带 SMSC HgMnTe 和宽禁带 CdMnTe。此外,对含有 Mn 的 IV-VI 族化合物 PbMnS, PbMnSe 和 PbMnTe 等也有不少报道,不过相当一部分作者对所观察的实验结果未能给出很满意的解释。

## 一、半磁半导体的独特性质

SMSC 是  $A_{1-x}M_xB$  型混晶,由组分为普通半导体化合物  $AB$  和组分为磁性半导体  $MB$  组成。典型的材料如窄禁带的  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  和宽禁带  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ 。SMSC 中有两个相互

作用的子系统:一个是与电性相联系的电子或空穴;一个是与磁性相联系的顺磁离子。由于它们之间自旋-自旋交换相互作用,使 SMSC 的载流子行为强烈地受温度和外磁场的影响。通常引入自旋在磁场方向的热平均  $\langle S_z \rangle$  正比于宏观磁化强度  $M$  来描述改变了的载流子行为。磁离子对外磁场有强烈的响应,如同外磁场的“放大器”,增强因子可高达  $\sim 300$ <sup>[2]</sup>。这使我们在一般中等适度磁场下就能在 SMSC 中观察到极大的磁光效应:激子带的巨塞曼分裂<sup>[3]</sup>、巨法拉第旋转<sup>[4]</sup>、自旋反转喇曼散射的巨斯托克斯移位<sup>[5]</sup>,还观察到一系列反常效应,例如窄禁带  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  的受主激活能与磁场的反常依赖关系<sup>[6]</sup>,有效  $g$  因子增强达两个量级,  $Pb_{1-x}Mn_xS$  和  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  零磁场下自旋自裂<sup>[7,8]</sup>等。

自旋热平均

$$\langle S_z \rangle = f(\mu_B H / k_B T),$$

它依赖于温度和磁场。温度变化的作用类似于磁场的改变,降低温度和增强磁场的效果均能使反映交换贡献的  $\langle S_z \rangle$  增强,SMSC 的量子振荡振幅就依赖于温度。温度的变化还能使 SMSC 的能级结构产生显著的改变。在低温下自旋分裂很大,超过朗道能级的分裂,甚至还发生价带、导带子能级的重叠。磁能级的位置也强烈地依赖于温度。能带参数,特别是有效  $g$  因子亦与温度有关,随着温度和磁场的变化,还

能改变符号。

SMSC 的性质还与局域电子和杂质态相联系,施主、受主态也受交换作用的强烈影响。在远红外磁透射实验中,观察到 CdMnSe 的 1s 施主基态自旋共振,有效  $g$  因子高达 110<sup>[9]</sup>。受主态在外磁场下变得有很强的各向异性,使 HgMnTe 中产生超过六个量级的巨负阻<sup>[10]</sup>。

一般情况下,当外加磁场  $H = 0$  或温度较高时,可以不考虑交换贡献,

$$\langle S_x \rangle \xrightarrow{H \rightarrow 0} 0,$$

SMSC 中载流子行为与普通三元半导体化合物的相类似。只有在外加磁场  $H \neq 0$  时或在低温下,SMSC 才表现其独特的性质。然而,最近在铅盐 SMSC 中发现的零场自旋分裂新效应,却是在外磁场  $H = 0$  时也表现其独特的性质。这充分说明 SMSC 具有一系列与通常半导体完全不同的新的物理现象,因而构成一类新型的半导体。

## 二、典型半磁半导体的能带结构

### 1. 零磁场 SMSC 的能带结构与磁组分的依赖关系

三元化合物 SMSC  $A_{1-x}M_xB$  中的  $AB$  和  $MB$  化合物由于结构的差别,晶体生长中的限制最大组分  $x_{\max}$  对不同化合物差别很大,例如  $Pb_{1-x}Fe_xTe$  的  $x_{\max} \approx 0.0013$ ,而  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  的  $x_{\max} \approx 0.7$ 。

现以窄禁带  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  为例说明。零磁场下,  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  的能带结构和其他半导体性质与普通半导体化合物  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  相类似。 $HgTe$  和  $CdTe$  晶体都具有闪锌矿结构,  $Hg$  的原子序数 ( $Z = 80$ ) 比  $Cd$  的 ( $Z = 48$ ) 大,增强了相对论效应,使  $HgTe$  的  $\Gamma_8$  和  $\Gamma_6$  能带反转,称为零禁带半导体。而  $CdTe$  的  $\Gamma_6$  与  $\Gamma_8$  能带有正常顺序:  $E(\Gamma_6) > E(\Gamma_8)$ 。可以预料,轻元素  $L$  ( $L$  代表  $Cd, Mn, Fe, Mg$  等) 取代  $Hg_{1-x}L_xTe$  中的  $Hg$ , 必将导致  $\Gamma_6$  与  $\Gamma_8$  能级位置连续从零禁带反转能带结构 ( $HgTe, x = 0$ ) 改变到通常窄禁带能带结构。图 1 为不

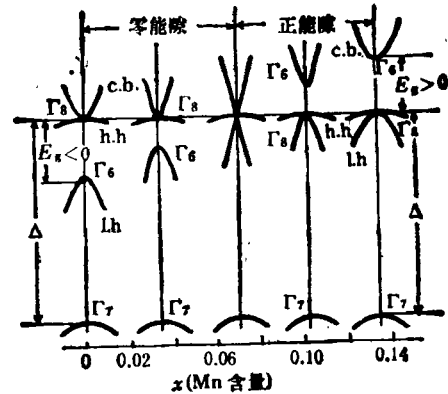


图 1 不同组分的  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  在布里渊区中心 ( $\Gamma$  点) 的能带结构 ( $\Delta$  表示自旋轨道分裂 c.b., h.h. 及 l.h. 分别为导带, 重空穴带及轻空穴带)

同组分时  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  的能带结构。  $x < 0.07$  时,  $E_g = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8) < 0$ ;  $x \geq 0.07$  时,  $E_g > 0$ , 具有禁带宽度随  $x$  组分而变化的直接能隙。  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  晶体亦为: 闪锌矿结构,  $Mn$  的组分直至 0.35 时均可生长形成高质量晶体, 其电子迁移率在液氮温度下超过  $10^6 \text{ cm}^2/\text{v.s.}$

### 2. 磁场下 SMSC 的能谱和有效 $g$ 因子

在外磁场作用下, 半导体  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  的导带和价带分裂为朗道能级, 每一朗道能级又进一步分裂为子能级, 对应于电子两种可能的自旋取向。在窄禁带半导体中, 一般在 Luttinger 和 Koln 有效质量理论上用修改的 Pidgeon-Brown 模型来描述朗道能级与磁场的依赖关系, 相应的哈密顿量用  $H_0$  表示。  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  中局域的磁离子上的  $3d^5$  电子与能带中电子间自旋-自旋交换相互作用将影响电子的能量, 在哈密顿量中附加新的交换项  $H_{ex}$  后, 总哈密顿量由下式给出:

$$H = H_0 + H_{ex} = H_0 + \sum_{R_i} J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \hat{S}_i \cdot \hat{\sigma} \quad (1)$$

其中  $\hat{S}_i$  和  $\hat{\sigma}$  分别为第  $i$  个锰离子和电子的自旋算符,  $J$  是交换作用常数, 矢量  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{R}_i$  分别为电子和锰离子的坐标。式中对全部格点位置上的锰离子求和。为使问题简化, 用分子平均场近似, 以锰离子自旋热平均  $\langle S \rangle$  取代  $\hat{S}_i$ 。对于

顺磁系统,如果磁场沿  $z$  方向,则  $\langle S_z \rangle = \langle S_x \rangle$ . 用  $xJ(\mathbf{r} - \mathbf{R})$  取代  $J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ ,  $R$  表示 Mn-Hg 面心子格点每一个位置的坐标,对全部  $R$  求和. 交换项可表示为

$$H_{ex} = \alpha \langle S_x \rangle x \sum_R J(\mathbf{r} - \mathbf{R}). \quad (2)$$

(2)式的优点是具有晶格周期性,解总哈密顿量  $H$  时可用与  $H_0$  相同的一组布洛赫函数为基矢. 可以仅用两个非零矩阵元  $\alpha$  和  $\beta$  表征交换项  $H_{ex}$ .

$$\alpha = \langle S|J|S \rangle, \quad (3)$$

$$\beta = \langle X|J|X \rangle. \quad (4)$$

$\alpha$  是对  $\Gamma_6$  带类  $s$  电子的交换积分;  $\beta$  是对  $\Gamma_8$  带类  $p$  电子的交换积分.

引入自旋热平均  $\langle S_x \rangle$  后,宏观磁化强度  $M$  由下式给出:

$$M = -N_s g_{Mn} \mu_B \langle S_x \rangle, \quad (5)$$

$N_s$  是单位体积  $Mn^{2+}$  数. 孤立  $Mn^{2+}$  的  $g$  因子:  $g_{Mn} = 2$ ,  $\mu_B$  为玻尔磁子. 对孤立  $Mn^{2+}$ , 不考虑  $Mn^{2+}$  间相互作用.  $\langle S_x \rangle$  可用布里渊函数表示:

$$\langle S_x \rangle = -SB_s \left( \frac{g_{Mn} \mu_B S H}{k_B T} \right), \quad (6)$$

其中  $S = 5/2$ , 是  $Mn^{2+}$  总自旋,  $B_s(Z)$  是布里渊函数,

$$B_s(Z) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left( \frac{2S+1}{2S} Z \right) - \frac{1}{2S} \coth \left( \frac{Z}{2S} \right). \quad (7)$$

当  $x$  组分增加时,需考虑  $Mn^{2+}$  间相互作用;形成束缚 Mn 集团(离子对,三离子集团等). Dobrowolski 等人<sup>[11]</sup>给出实验上测量  $\langle S_x \rangle$  的结果,可表示为经验的类布里渊函数:

$$\langle S_x \rangle = -S_0 B_{5/2} \left[ 5/2 \frac{g \mu_B H}{k_B (T + T_0)} \right], \quad (8)$$

其中  $S_0$  为单位自旋有效磁矩,  $T + T_0$  为有效温度. 这些结果可以用来直接决定交换相互作用效应.

现在讨论  $H_{ex}$  交换项对  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  导带 ( $\Gamma_6$ ) 的影响. 当费米能量小时,能带近似为抛

物线型,第  $n$  个朗道能级两个自旋子能级的能量可以写为

$$E_a(n) = (n + 1/2) \hbar \omega_c + \frac{1}{2} g_0^* \mu_B H + \frac{1}{2} N_s \alpha \langle S_x \rangle, \quad (9a)$$

$$E_b(n) = (n + 1/2) \hbar \omega_c - \frac{1}{2} g_0^* \mu_B H - \frac{1}{2} N_s \alpha \langle S_x \rangle, \quad (9b)$$

其中  $\omega_c$  是回旋频率,  $g_0^*$  是不考虑  $H_{ex}$  项时的  $g$  因子,  $a$  和  $b$  分别对应自旋向上和向下的态.

考虑到 SMSC 中交换作用贡献,引入有效  $g$  因子 ( $g^*$ ) 的概念, (9) 式就可改写为

$$E_{a,b}(n) = (n + 1/2) \hbar \omega_c \pm 1/2 g^* \mu_B H, \quad (10)$$

$$g^* = g_0^* + \frac{N_s \alpha \langle S_x \rangle}{\mu_B H} = g_0^* - \frac{\alpha M}{g_{Mn} \mu_B^2 H}. \quad (11)$$

由上式可知, SMSC 的有效  $g$  因子通过宏观磁化强度  $M$  反映其与温度、组分和磁场的依赖关系. 如果能带为非抛物线型,也并不改变交换作用对朗道能级结构贡献的上述结果. 对零能隙  $\Gamma_8$  带,有效  $g$  因子同理可写为

$$g^* = g_0^* + \frac{N_s \beta \langle S_x \rangle}{3 \mu_B H} = g_0^* - \frac{\beta M}{3 g_{Mn} \mu_B^2 H}. \quad (12)$$

图 2 说明交换效应对  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  导带两个朗道能级的自旋分裂贡献. 当不存在  $Mn^{2+}$  自旋极化时,  $\langle S_x \rangle = 0$ . 对  $\Gamma_6$  导带,电子自旋的分裂由  $g_0^* \mu_B H$  决定. 因为  $g_0^*$  为负值,所以  $E_a(n) < E_b(n)$ . 当  $\langle S_x \rangle \approx 0$  时,由于  $\alpha < 0$ ,  $\beta > 0$ , 所以  $\Gamma_6$  带电子  $g$  因子减小[图 2(a)],甚至可使  $\Gamma_6$  带电子  $g$  因子反号[图 2(b)],使  $\Gamma_8$  带电子  $g$  因子增加[图 2(c)]. 当交换贡献强时,使通常朗道子能级次序发生变化[图 2(d)].

当  $g^* > 0$  时,  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  和  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  SMSC 的  $\Gamma_6$  带电子  $g^*$  因子可用下列简单公式表示:

$$g^* = g_0^* + \frac{35x^*(\alpha N_0)}{12k_B(T + T_{AF})} g_{Mn}. \quad (13)$$

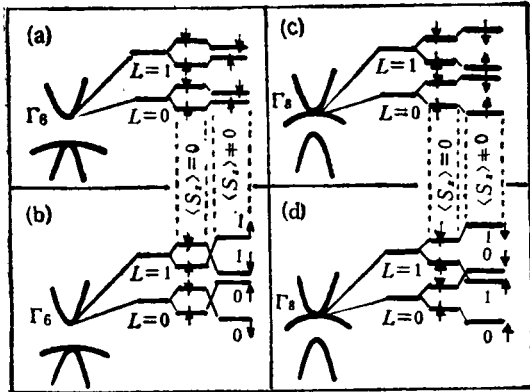


图2 在抛物线型限制下,导带头两个( $L=0$ 和 $L=1$ )朗道能级在不计及和计及自旋交换贡献时的自旋分裂图

式中  $x^*$  和  $T_{AF}$  参数是考虑到形成集团的可能性,  $N_0$  是单位体积的原胞数. 通常, 对于 CdSe,  $g_0^* \approx 0.5$ . 当加入 10% 的  $Mn^{2+}$  后,  $g^*(Cd_{0.9}Mn_{0.1}Se) \approx 170$ .  $g$  因子增强了两个量级<sup>[2]</sup>. 在 SMSC 中, 磁离子组分作用如同  $g$  因子的“放大器”.

综上所述, 在 SMSC 中考虑交换作用贡献后, 有效  $g$  因子是依赖于温度、磁场和磁离子组分的量,  $g^*(T, H)$  是  $Z = (g_{Mn} \mu_B SH / k_B T)$  的函数. 它可以解释一系列反常的新效应, 例如  $g^*$  在低温下急剧增强等现象.

$Hg_{1-x}Mn_xTe$  中最引人注目的新现象之一是 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡的振幅与温度的反常依赖关系. 当温度下降时, 振荡的振幅先是增加, 而后在一些点迅速下降到零. 这是由于 SdH 振荡的振幅含有  $\cos\left(\frac{\pi g^* m^*}{2m_0}\right)$  因子, 其中  $g^*$  具有很大值且随温度迅速改变. 在一定温度下, 余弦因子通过  $\pi/2$  的奇数倍时, SdH 振荡消失. 与标准的量子振荡 (保持恒定温度, 改变磁场) 相反, 如果保持恒定磁场, 改变温度, 则可观察到一类新型量子振荡, 这现象称为热振荡. 当温度变化使能级  $E_s(n, H_0)$  移动时, 具有高密度态的费米能级逐次地通过子能级底部, 这时就出现振荡. M. Dobrowolska 等人<sup>[12]</sup>报道了  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  的磁阻热振荡现象的首次实验. 他们观测到磁阻的两个峰, 分别对

应费米能级通过子能级  $a_v(-1)$  和  $b_v(-1)$  底部时出现的振荡.

### 三、半磁半导体的磁光效应

SMSC 具有反常磁光效应, 其振幅巨大, 比普通半导体中的磁光效应强  $10^2-10^3$  倍. 最为突出的有以下几个方面.

#### 1. 宽禁带 SMSC 的激子带塞曼分裂

在宽禁带 SMSC 中, 有效质量较大. 当内禀自旋分裂和两个相邻朗道能级差  $\hbar\omega_c$  比交换分裂小很多 [ $\Delta E_s, \hbar\omega_c \ll N_0 \alpha(\beta) x \langle S_x \rangle$ ] 时, 可以仅考虑交换分裂. 这时, 外磁场下  $\Gamma_6, \Gamma_8$  带的自旋简并解除, 导带  $\Gamma_6$  分裂为两个子能带, 间隔为  $6A$  ( $A = \frac{1}{6} N_0 \alpha \langle S_x \rangle$ ), 价带  $\Gamma_8$  分裂为四个子带, 间隔为  $2B$  ( $B = \frac{1}{6} N_0 \beta \langle S_x \rangle$ ). 图 3 标出导、价带电子态间不同偏振允许的磁光跃迁:  $\sigma^+, \sigma^-$  和  $\pi$ .

在  $Cd_{1-x}Mn_xTe, Cd_{1-x}Mn_xSe, Cd_{1-x}Mn_xS, Zn_{1-x}Mn_xTe$  等的实验中均发现了激子带的巨塞曼分裂. 图 4 为  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  在  $x = 0.02, H = 1.1T, T = 1.4K$  下典型的激子磁反射谱<sup>[3]</sup>. 观察到了六个反常大的圆偏振  $\sigma^+, \sigma^-$  和  $\pi$  偏振塞曼分量, 与图 3 分析的光学跃迁结构相一致. 当  $x \geq 0.02$  时, 偏离布里渊函数线型. 磁场增到 6T 时,  $\langle S_x \rangle$  趋于饱和. 对  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  极薄样品 ( $\sim 1 \mu m$ ), 在温度为 1.8K, 磁场为 4T,  $x = 0.005-0.10$  时, 实验

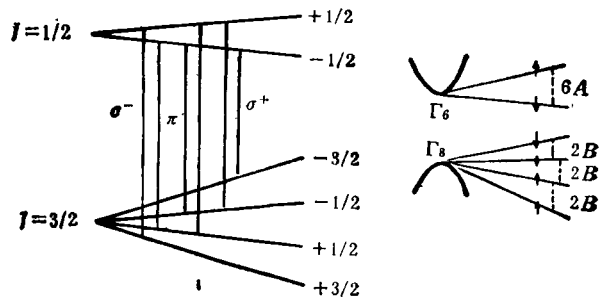


图3  $\langle S_x \rangle \neq 0$  时  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  型宽禁带 SMSC 的交换分裂及价带 ( $J=3/2$ ) 和导带 ( $J=1/2$ ) 电子态间不同磁光跃迁

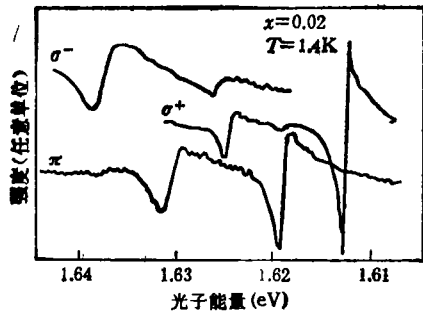


图4 磁场为1.1T时  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  激子反射谱的分裂结构<sup>[3]</sup>(在 $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ 和 $\pi$ 偏振下的反射率曲线)

上还发现  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  偏振相对地强的吸收峰和一系列附加的精细结构<sup>[3]</sup>, 它们分别对应于激子基态和激子激发态, 可以用简单的类氢原子模型来描述每一组中激子的能级。

### 2. 激子的法拉第旋转<sup>[4]</sup>

$Cd_{1-x}Mn_xTe$  在带间范围显示很强的法拉第旋转. 该材料若含有  $7.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  的  $Mn^{2+}$ , 则在温度为 1.7K 和磁场为 0.365T 下法拉第旋转角  $\theta$  值增强到 36000 度/cm·T, 而在同一条件下, CdTe 中  $\theta = 26$  度/cm·T. 实验证明法拉第效应对应的是带间激子跃迁. 当光子能量从激子吸收极大值移过时, 法拉第旋转急剧下降. 图 5 给出  $Cd_{0.95}Mn_{0.05}Te$  与 CdTe 在液氮温度, 磁场为 0.5T 时的法拉第旋转谱的比较. 法拉第旋转谱还强烈地依赖于温度变化. 温度降低时, 旋转角增大. 旋转角随着  $x$  组分近似线性地增加 ( $x \leq 0.3$ ), 然后趋于饱和. 实验上测定了磁场下相反圆偏振反射谱  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  间的能量位移  $\Delta E$ . 在磁场中激子的分裂可表示为  $g^* = \Delta E / \mu_B H$ ,  $g^*$  随  $x$  的增加而增加, 数值比自由电子大两个数量级. 这说明巨法拉第旋转是由于反常大的激子带塞曼分裂引起的. 同时测量法拉第旋转、磁反射谱与磁性(如磁化强度  $M$ ), 使我们能精确地决定交换积分参数  $\alpha$  和  $\beta$ . 激子带的分裂和磁化强度  $M$  成比例关系, 这使我们可用磁光方法研究 SMSC 的磁性质, 特别是研究不同组分  $x$  的宏观磁化强度  $M$  与温度、磁场的依赖关系,  $\alpha$ ,  $\beta$  参数随  $x$  的变化等。

### 3. SMSC 中的自旋反转喇曼散射斯托克斯位

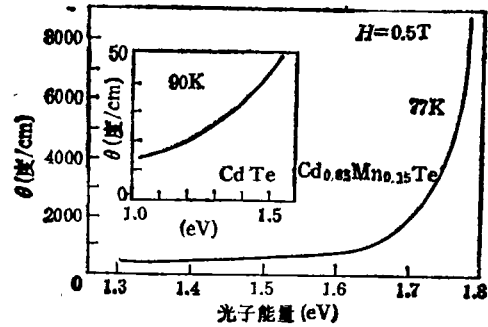


图 5

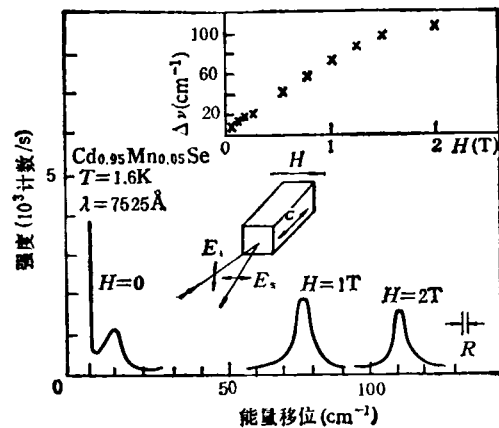


图6 在  $T = 1.6K$  时, 三个不同磁场下典型的自旋反转喇曼散射谱<sup>[5]</sup>

(零能量移位时弹性扩散峰位于  $13288 \text{cm}^{-1}$ . 内插图表示相同实验条件下斯托克斯移位与磁场的关系)

### 移

N. Nawrocki 等人报道他们首次在  $n-Cd_{0.95}Mn_{0.05}Se$  中发现了反常大的自旋反转喇曼散射斯托克斯位移<sup>[5]</sup>. 在温度为 1.6K, 磁场为 1T 时, 能量移位  $\sim 10 \text{meV}$  ( $75 \text{cm}^{-1}$ ), 较 CdSe 的大两个数量级. 如图 6 所示, 在一定条件下, 能量移位增大至 100—110  $\text{cm}^{-1}$ . 他们还发现零磁场下斯托克斯移位  $\sim 8 \text{cm}^{-1}$ . 图 6 内插图是相同条件下斯托克斯移位与磁场的关系. 斯托克斯移位还与温度有关。

喇曼光散射谱的斯托克斯移位对宽禁带  $\Gamma_6$  导带电子为  $6A$ , 对  $\Gamma_8$  价带为  $2B$ . 由于  $A, B$  正比于  $\langle S_z \rangle$ , 根据

$$\langle S_z \rangle = f(\mu_B H / k_B T),$$

改变磁场和温度, 可以调制反常大的斯托克斯

移位。预期它可以在设计自旋反转可调谐激光器方面得到应用。目前,已在  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  晶体中获得在磁场  $\leq 3T$  的激光发射,可调制范围为  $0-20\text{meV}$ 。

零场自旋反转喇曼散射斯托克斯移位的发现使人们很感兴趣。因为  $\langle S_x \rangle_{H \rightarrow 0} \rightarrow 0$ , 所以塞曼分裂应趋于零。可以这样来理解: 零场时斯托克斯移位不为零是对应于自旋反转电子束缚于施主, 束缚电子的局域半径约为  $5\text{nm}$ , 因此零场能量移位由微观自发磁化强度所决定。磁分子围绕杂质中心约在  $5\text{nm}$  范围内, 锰离子受到束缚电子自旋的可观的交换场的作用。这效应类似于束缚磁极化子 (BMP) 的形成。

#### 4. 零场自旋分裂<sup>[7,8]</sup>

在  $\text{Al}_x\text{M}_z\text{B}^{\text{VI}}$  SMSC 中观察到一个新现象: 在  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  的激光发射谱和  $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  的磁光跃迁中都发现了零磁场下的自旋分裂。随着  $x$  组分的线性增加, 在温度  $4\text{K}$  以下零场分裂约  $4\text{meV}$ , 比普通 IV-VI 族半导体化合物中典型塞曼分裂大很多, 用 SMSC 中微观交换作用与宏观磁矩成正比的平均场理论已不能解释这个新现象。理论上如果计入顺磁自旋算符的非对角部分, 则可用自由磁极化子 (FMP) 概念来解释零场分裂, 但这尚待进一步证明。微观交换作用已不再正比于宏观的磁化强度。

SMSC 具有很宽谱的能隙, 随组分的改变, 能隙连续从零变化直至  $2\text{eV}$  以上。近年来发展的四元晶体 (如  $\text{HgCdMnTe}$ ) 具有独立的能隙和交换贡献, 从而增加了 SMSC 在各类器件中应用的可能性。在红外的发射和探测方面, 由于

$\text{HgMnTe}$  和  $\text{CdHgMnTe}$  高质量外延层的产生和  $\text{CdMnTe}$  晶格常数与  $\text{HgCdTe}$  的匹配较  $\text{CdTe}$  好, 所以适宜于作外延层衬底;  $\text{HgMnTe}$  与  $\text{HgCdTe}$  相比, 产生相同能隙所需的 Mn 组分量仅为 Cd 的  $1/2$ , 因而明显地降低了  $x$  组分带来的无序散射。因此  $\text{HgMnTe}$  和  $\text{CdHgMnTe}$  至少是红外探测器的很好的材料。CdMnTe 中的巨法拉第旋转和低吸收系数使它成为很好的光调制器 (可见光区) 的材料。类似效应可望在  $\text{HgMnTe}$  晶体中获得, 这样就有可能在红外  $10\mu\text{m}$  波段与  $\text{CO}_2$  激光器连接使用。最近用  $\text{PbSnMnSe}$  已获得激光发射, 变化温度可十分显著地调谐激光的发射能量。

- [1] R. R. Galazka, Proc. 14th Intern. Conf. on Physics of Semiconductors Edinburgh, 1978, Inst. Phys. Conf. Ser. 43 Inst. Phys., London-Bristol, (1979), 133.
- [2] D. Heiman et al., Phys. Rev. B, 27(1983), 4848.
- [3] J. A. Gaj et al., ibid, 1113.
- [4] A. V. Komarov et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz., 73(1977), 608.
- [5] M. Nawrocki et al., J. Phys. Soc. Japan, 49(1980), Suppl. A 823.
- [6] C. Rigaux et al., ibid, 811.
- [7] C. Karczewski and L. Kowalczyk, Solid State Commun., 48 (1983) 653.
- [8] H. Pascher et al., ibid, 461.
- [9] M. Dobrowolska et al., Phys. Rev. B, 29(1984), 6652.
- [10] T. Wojtowicz and A. Mycielski, Physica, B 117/118 (1983), 476.
- [11] W. Dobrowolski et al., Proc. 4th Intern. Conf. on Physics of Narrow Gap Semiconductors, Linz, Austria, (1981).
- [12] M. Dobrowolska et al., Solid State Commun., 28(1977), 25.
- [13] A. Twardowski et al., Phys. Stat. Sol. (b), 96 (1979), 497.

(上接第 492 页)

随着微电子学以及材料科学的发展, 低温等离子体技术的应用日益发展, 从而也推动了新的、各种薄膜功能材料的研究, 它们的应用非常广泛。功能材料有电子功能材料、磁功能材料、光功能材料、热功能材料、机械功能材料以及与能源有关的功能材料等。但是, 对于低温

等离子体化学, 无论从理论上或者实验上均不成熟, 有待于进一步的深入研究。

- [1] 松本修, 化学教育, 33(1985), 5.
- [2] 麻蒔立男, 薄膜作成の基础, 日工工业新闻社, (1977), 89, 74.
- [3] 小沼光晴, プラズマと成膜の基础, 日工工业新闻社, (1986).