Cd_{1-x}Mn_xTe 薄膜の励起子による磁気光学効果Faraday Effects Due to Excitons in Cd_{1-x}Mn_xTe Films

小柳 剛・中村公夫・山野浩司・松原覚衛

山口大学工学部電子工学科, 宇部市常盤台 2557 (〒755)

T. Koyanagi, K. Nakamura, K. Yamano and K. Matsubara

Dept. of Electronics, Fac. of Engng., Yamaguchi Univ., 2557, Tokiwadai, Ube, 755

Theoretical investigation has been performed on the Faraday effect of Cd_{1-x}Mn_xTe epitaxial films prepared by ionized-cluster beam deposition technique. Splitting energies and oscillator strengths of an exciton level are calculated by taking account of a nondegenerate second order perturbation. The wavelength dispersion of the calculated Faraday rotation spectra is compared with the experimental data of Cd_{1-x}Mn_xTe films. This suggests that the Faraday rotation is closely related to the magneto-optical transitions to Zeeman splitting levels of exciton.

1. はじめに

半磁性半導体である Cd_{1-x}Mn_xTe は磁界中で Mn²⁺ イオンの 3d 電子と伝導電子とのスピン交換相互作用のために、半導体的な性質のほかに磁性体的な性質を示す材料である¹⁾. この材料は Mn の組成によってバンドギャップなどのバンドパラメータが変化するという混晶半導体的性質の興味から、種々の方法で薄膜が作製され、研究が進んでいる^{2)~4)}. 一方、スピン交換相互作用による励起子準位の大きなゼーマン分裂により、室温で巨大なファラデー回転が観測され⁵⁾, これを利用して光アイソレータが試作されている⁶⁾.

筆者らはこれまでクラスタイオンビーム (ICB) 法によりサファイア基板上に作製した Cd_{1-x}Mn_xTe エピタキシャル薄膜、及び多層構造薄膜の磁気光学効果について研究を行ってきた^{7), 8)}. 得られた薄膜は基礎吸収端付近で大きなファラデー回転の分散を示し、その分散は組成や温度によって大きく変化した。この基礎吸収端での分散特性はバルク結晶では吸収が大きすぎて観測できず、この領域でのファラデー効果についての詳しい研究は進んでいない。

本研究では、摂動法により求めた励起子準位の分裂から、Cd_{1-x}Mn_xTe 薄膜のファラデー効果について理論的に計算を行い、実験結果との比較を行った。

2. Cd_{1-x}Mn_xTe のファラデー回転の理論計算

2.1 磁界中での励起子準位の分裂

Cd_{1-x}Mn_xTe のファラデー効果は励起子準位の大きなゼーマン分裂によるもので、このゼーマン分裂は摂動法によって求めることができる^{9)~14)}. 磁界中での励起子の有効ハミルトニアン H は

$$H = H_s + H_{Mn} + H' \quad (1)$$

で表される。ここで、 H_s は次式で与えられる球対称性をもつ励起子のハミルトニアンである。

$$H_s = p^2/2\mu_0 - e^2/\epsilon r \quad (2)$$

ただし、 p, r, e, ϵ はそれぞれ電子と正孔の相対運動に対する運動量と相対距離、電子の電荷量、誘電率であり、 μ_0 は電子と正孔の換算質量 ($\mu_0^{-1} = m_e^{*-1} + \gamma_1/m_0$, m_e^* : 電子の有効質量, m_0 : 電子の静止質量, γ_1 : Luttinger パラメータ) である。 H_{Mn} は Mn²⁺ イオンの 3d 電子と伝導電子や正孔とのスピン交換相互作用によるハミルトニアンであり、磁界を $\langle 111 \rangle$ 方向に印加した場合は、

$$H_{Mn} = (xN_0\langle S \rangle / \sqrt{3}) [(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)\alpha - (J_x + J_y + J_z)\beta/3] \quad (3)$$

で表される^{1), 10)}. ただし、 x は Mn 組成、 N_0 は単位体積当たりの単位胞数、 $\langle S \rangle$ は Mn²⁺ イオンのスピン演算子の熱的平均値、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ は伝導帯の底 (Γ_6) をつくる波動関数に対する有効スピン演算子 ($j=1/2$), J_x, J_y, J_z は価電子帯の頂上 (Γ_8) をつくる波動関数に対する有効スピン演算子 ($j=3/2$), α, β はそれぞれ Γ_6, Γ_8 バンドの伝導電子の交換積分の値である。この二つのハミルトニアン H_s, H_{Mn} が主に励起子準位のエネルギーを決定する H の非摂動項である。

一方、 H' は磁界中での励起子準位のエネルギーに影響を与える H の摂動項であり、次式で与えられるものとする¹⁰⁾.

$$H' = H_d + H_l + H_q + H_{exch} \quad (4)$$

ここで、 H_d は d 軌道対称性をもつ価電子帯の異方性を表すハミルトニアン、 H_l, H_q はそれぞれ磁界 H の一乗及

Fig. 1 Splitting pattern of conduction (Γ_6) and valence (Γ_8) bands of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ in a magnetic field.

び二乗に比例するスピン軌道相互作用によるハミルトニアン, H_{exch} は電子正孔交換相互作用によるハミルトニアンであり, 磁界 H を $\langle 111 \rangle$ 方向に印加した場合はそれぞれ次式で表される^{(11)~(13)}.

$$H_d = (1/\mu_1)[5p^2/4 - (p_x^2 J_x^2 + p_y^2 J_y^2 + p_z^2 J_z^2) - (1/\sqrt{3}\mu_2)(p_x p_y \{J_x J_y\} + p_x p_z \{J_x J_z\} + p_y p_z \{J_y J_z\})] \quad (5)$$

$$H_1 = (eH/2\sqrt{3}c)[1/m_e^* - \gamma_1/m_0 - 5/2\mu_1] \times [(z-y)p_x + (x-z)p_y + (y-x)p_z] + (eH/\sqrt{3}\mu_1 c)[(z-y)p_x J_x^2 + (x-z)p_y J_y^2 + (y-x)p_z J_z^2] + (eH/6\mu_2 c)[(x-z)p_x + (z-y)p_y]\{J_x J_y\} + [(y-x)p_y + (x-z)p_z]\{J_y J_z\} + [(z-y)p_z + (y-x)p_x]\{J_z J_x\} + (\mu_B H/\sqrt{3})[-2\kappa(J_x + J_y + J_z) - 2q(J_x^3 + J_y^3 + J_z^3) + g_c(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)] \quad (6)$$

$$H_q = (eH/2\sqrt{3}c)^2 \{(1/2\mu_0 + 5/4\mu_1) \times [(z-y)^2 + (x-z)^2 + (y-x)^2] - (1/\mu_1) \times [(z-y)^2 J_x^2 + (x-z)^2 J_y^2 + (y-x)^2 J_z^2] - (1/\sqrt{3}\mu_2)[(z-y)(x-z)\{J_x J_y\} + (x-z)(y-x)\{J_y J_z\} + (y-x)(z-y)\{J_z J_x\}]\} \quad (7)$$

$$H_{\text{exch}} = \Delta_0 + \Delta_1 \vec{J} \cdot \vec{\sigma} + \Delta_2 (\sigma_x J_x^3 + \sigma_y J_y^3 + \sigma_z J_z^3) \quad (8)$$

$$\mu_1^{-1} = \gamma_2/m_0$$

$$\mu_2^{-1} = 2\sqrt{3}\gamma_3/m_0$$

ここで, $\{J_x J_y\} = (J_x J_y + J_y J_x)/2$ であり, $\gamma_2, \gamma_3, \kappa, q$ は Luttinger パラメータ, c は光速, μ_B はボーア磁子, g_c は伝導帯の電子の g 因子である.

H_{Mn} は半磁性半導体特有の項であり, この相互作用のために Fig. 1 に示すように, 伝導帯の底の Γ_6 バンドが

Table 1 Energies and selection rules of the unperturbed exciton states.

i	Transition	Energy	Polarization
1	$ 3/2\rangle_v \rightarrow 1/2\rangle_c$	$-R_0 - 3B + 3A$	σ^-
2	$ 3/2\rangle_v \rightarrow -1/2\rangle_c$	$-R_0 - 3B - 3A$	—
3	$ 1/2\rangle_v \rightarrow 1/2\rangle_c$	$-R_0 - B + 3A$	π
4	$ 1/2\rangle_v \rightarrow -1/2\rangle_c$	$-R_0 - B - 3A$	σ^+
5	$ -1/2\rangle_v \rightarrow 1/2\rangle_c$	$-R_0 + B + 3A$	σ^+
6	$ -1/2\rangle_v \rightarrow -1/2\rangle_c$	$-R_0 + B - 3A$	π
7	$ -3/2\rangle_v \rightarrow 1/2\rangle_c$	$-R_0 + 3B + 3A$	—
8	$ -3/2\rangle_v \rightarrow -1/2\rangle_c$	$-R_0 + 3B - 3A$	σ^+

$\pm 3A$, 価電子帯の頂上の Γ_8 バンドが $\pm B, \pm 3B$ とにゼーマン分裂する⁹⁾. ここで, A, B は

$$A = xN_0 \langle S \rangle \alpha / 6 = Ma / 6g_{\text{Mn}}\mu_B$$

$$B = xN_0 \langle S \rangle \beta / 6 = M\beta / 6g_{\text{Mn}}\mu_B \quad (9)$$

で表され, 磁化 M に比例する. この式で g_{Mn} は Mn^{2+} イオンの g 因子である. $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ は 40 K 以上では閃亜鉛構造をとるすべての組成範囲で常磁性体であり, 磁化 M は次のキュリー・ワイスの法則を満たす¹⁵⁾.

$$M = \chi H = \frac{C_0 x}{T + \Theta x} H \quad (10)$$

ただし, キュリー定数 $C_0 x$, キュリー温度 Θx は組成 x に比例する. したがって, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ の伝導帯及び価電子帯のゼーマン分裂は組成や温度によって変化する.

非摂動項による励起子のエネルギー準位と選択則を Table 1 に示す. この表で R_0 は励起子の有効リュドベリエネルギー ($=\mu_0 e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2, \hbar$: Plank 定数) であり, π はフォークト配置に対する磁気光学遷移, σ^+, σ^- はそれぞれファラデー配置での右, 左円偏光に対する磁気光学遷移, $-$ はこの遷移が禁止されていることを示している.

H_{Mn} により伝導帯 (Γ_6), 価電子帯 (Γ_8) の縮退は解けるために, 励起子の全ハミルトニアンの固有状態を非縮退の二次の摂動法により解くことができる. 磁界 H を $\langle 111 \rangle$ 方向に印加したとき, 電子正孔交換相互作用を考慮しないで求めた 1S 励起子準位への σ 偏光に対する磁気光学遷移のエネルギー E_i (添字の i は Table 1 の i 番目の励起子のエネルギー状態に対応する) は

$$E_1 = -R_0 - 3B + 3A + g\mu_B H / 2\sqrt{3} - \{[aS(0) + 4bS(2B) + 2cS(4B)] + \gamma[3\kappa\mu_0/m_0 - 4bM(2B) - dM(4B)]/\sqrt{3} + \gamma^2[-1/2 + aN(0)/2 + 2bN(2B) + cN(4B) + aW(0)/6 - 2bW(2B)/3 + cW(4B)/3]\}R_0$$

$$\begin{aligned}
E_4 &= -R_0 - B - 3A - g\mu_B H / 2\sqrt{3} \\
&\quad - \{[aS(0) + 4bS(-2B) + 2cS(4B)] \\
&\quad + \gamma[\kappa\mu_0/m_0 + 4bM(-2B) - dM(4B)]/\sqrt{3} \\
&\quad + \gamma^2[-1/2 + aN(0)/2 + 2bN(-2B) \\
&\quad + cN(4B) + aW(0)/6 + 2bW(2B)/3 \\
&\quad + cW(4B)/3]\} R_0 \\
E_5 &= -R_0 + B + 3A + g\mu_B H / 2\sqrt{3} \\
&\quad - \{[aS(0) + 4bS(2B) + 2cS(-4B)] \\
&\quad + \gamma[-\kappa\mu_0/m_0 - 4bM(2B) \\
&\quad + dM(-4B)]/\sqrt{3} + \gamma^2[-1/2 + aN(0)/2 \\
&\quad + 2bN(2B) + cN(-4B) + aW(0)/6 \\
&\quad - 2bW(2B)/3 + cW(-4B)/3]\} R_0 \\
E_8 &= -R_0 + 3B - 3A - g\mu_B H / 2\sqrt{3} \\
&\quad - \{[aS(0) + 4bS(-2B) + 2cS(-4B)] \\
&\quad + \gamma[-3\kappa\mu_0/m_0 + 4bM(-2B) \\
&\quad + dM(-4B)]/\sqrt{3} + \gamma^2[-1/2 + aN(0)/2 \\
&\quad + 2bN(-2B) + cN(-4B) + aW(0)/6 \\
&\quad + 2bW(-2B)/3 + cW(-4B)/3]\} R_0 \quad (11) \\
a &= 16/5(\mu_0/\mu_1)^2 \\
b &= 2/15(\mu_0/\mu_2)^2 \\
c &= 2/5[4(\mu_0/\mu_1)^2 + 1/3(\mu_0/\mu_2)^2] \\
d &= 32\sqrt{3}/15(\mu_0^2/\mu_1\mu_2)
\end{aligned}$$

で表される。ただし、Luttinger パラメータ q を含む H_1 の項は無視した。ここで、 γ は境界の強さを表すパラメータ ($=e\hbar H/2\mu_0 R_0$) である。また、 S, M, N, W は次に示す関数である¹⁰⁾。

$$\begin{aligned}
S(y) &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{|I_n|^2}{y+1-1/n^2} + \int_0^{\infty} \frac{|I_k|^2}{y+1+k^2} dk \\
N(y) &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{|L_n|^2}{y+1-1/n^2} + \int_0^{\infty} \frac{|L_k|^2}{y+1+k^2} dk \\
M(y) &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{L_n I_n}{y+1-1/n^2} + \int_0^{\infty} \frac{L_k I_k}{y+1+k^2} dk \\
W(y) &= \sum_{n=3}^{\infty} \frac{I_n H_n}{y+1-1/n^2} + \int_0^{\infty} \frac{I_k H_k}{y+1+k^2} dk \quad (12)
\end{aligned}$$

ここで、 $I_n, I_k, L_n, L_k, H_n, H_k$ は r のべき乗と水素原子の波動関数の動径部分との積の積分と関係する値である^{11)~13)}。

低磁界または高温での励起子準位の分裂には、摂動項 H' に含まれる電子正孔交換相互作用の項 H_{exch} が重要になってくる。この項を含めて励起子の全ハミルトニアン H を対角化すると、励起子の全角運動量の量子数 $I = i$ ($i=1, 2$) と磁気量子数 $M = \pm 1$ をもつ $\sigma^\pm$ 偏光に対する磁気光学遷移のエネルギー $E_i^\pm$ (添字 $+$ は $M=+1$ で右回り円偏光、添字 $-$ は $M=-1$ で左回り円偏光の磁気光学遷移を表す) は次式で与えられる。

Table 2 Parameters used for the calculation.

$\alpha N_0 = 0.22 \text{ eV}^{17)}$	$\beta N_0 = -0.88 \text{ eV}^{17)}$
$C_0/N_0 = 7.09 \times 10^{-24} \text{ K/cm}^3^{15)}$	$\Theta = 470 \text{ K}^{15)}$
$\Delta_0 = 0.23 \text{ meV}^{10)}$	$\Delta_1 = -0.30 \text{ meV}^{10)}$
$C = 1.7 \times 10^{-3}$	
$\Gamma_1 = 250 \text{ meV (300K)}$	$\Gamma_2 = 150 \text{ meV (300K)}$
$\Gamma_1 = 175 \text{ meV (100K)}$	$\Gamma_2 = 140 \text{ meV (100K)}$

Fig. 2 Magnetic field dependences of the splitting energies (solid line) and relative oscillator strengths (dashed line) of the exciton states in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

$$\begin{aligned}
E_1^- &= \frac{1}{2}[E_1 + E_4 + 2\Delta_0 + \Delta_1/2 \\
&\quad + \sqrt{(E_1 - E_4 + \Delta_1)^2 + 3\Delta_1^2}] + E_g \quad \sigma_1^- \\
E_1^+ &= \frac{1}{2}[E_5 + E_8 + 2\Delta_0 + \Delta_1/2 \\
&\quad + \sqrt{(E_8 - E_5 + \Delta_1)^2 + 3\Delta_1^2}] + E_g \quad \sigma_1^+ \\
E_2^- &= \frac{1}{2}[E_1 + E_4 + 2\Delta_0 + \Delta_1/2 \\
&\quad - \sqrt{(E_1 - E_4 + \Delta_1)^2 + 3\Delta_1^2}] + E_g \quad \sigma_2^- \\
E_2^+ &= \frac{1}{2}[E_5 + E_8 + 2\Delta_0 + \Delta_1/2 \\
&\quad - \sqrt{(E_8 - E_5 + \Delta_1)^2 + 3\Delta_1^2}] + E_g \quad \sigma_2^+ \quad (13)
\end{aligned}$$

ここで、 E_g はバンドギャップエネルギーであり、組成及び温度依存性をもつ¹⁶⁾。ただし、 H_{exch} の中で Δ_2 を含む含み項を小さいものとして無視した。

また、これらの磁気光学遷移の相対的な振動子強度 $W_i^\pm$ は次式で与えられる^{10), 14)}。

$$W_1^- = 8|p_0|^2 3[1/2 + 2b_1/\{3 + 4(1/2 + b_1)^2\}] \quad \sigma_1^-$$

Fig. 3 Manganese composition dependences of the splitting energies (solid line) and relative oscillator strengths (dashed line) of the exciton states in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

$$\begin{aligned} W_1^+ &= 8|p_0|^2 3[1/2 + 2b_2 / \{3 + 4(1/2 + b_2)^2\}] & \sigma_1^+ \\ W_2^- &= 8|p_0|^2 [1/2 - 6b_1 / \{3 + 4(1/2 + b_1)^2\}] & \sigma_2^- \\ W_2^+ &= 8|p_0|^2 [1/2 - 6b_2 / \{3 + 4(1/2 + b_2)^2\}] & \sigma_2^+ \end{aligned} \quad (14)$$

$$b_{1,2} = a_{1,2} + \sqrt{1 + a_{1,2}^2 + a_{1,2}^2}$$

$$a_1 = (E_1 - E_4) / 2 |A_1|$$

$$a_2 = (E_8 - E_5) / 2 |A_1|$$

ここで、 p_0 は Γ_6 バンドと Γ_8 バンド間遷移に関する電気双極子モーメントである。

これらの式から求めた σ 偏光の遷移エネルギーと振動子強度の磁界依存性の計算結果を Fig. 2 に示す。なお、遷移エネルギーは 1S 励起子の励起エネルギー ($E_g - R_0$) を基準にしてある。この計算に用いた $\alpha N_0, \beta N_0, C_0 / N_0, \Theta, A_0, A_1$ の値を Table 2 に示す。また、 p_0 と Luttinger パラメータなどのバンドパラメータの値は P. Lawaetz のモデル¹⁸⁾ により見積もった。この図から明らかに、磁界が増加するにつれて、電子正孔相互作用によって分裂した励起子準位がさらにゼーマン分裂して、その分裂が増加していくことが分かる。このゼーマン分裂の大きさは組成 $x=0.5$ 、温度 $T=300\text{K}$ 、印加磁界 $H=10\text{ kOe}$ で $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ の母結晶である CdTe に比べて、 σ_1 偏光に対して約 30 倍、 σ_2 偏光に対して約 40 倍大きい。また、磁界を印加していない状態では σ_2 偏光の遷移は禁止されているが、磁界を印加するとそれが許容されてくる。

Fig. 3, Fig. 4 は σ 偏光の遷移エネルギーと振動子強度

Fig. 4 Temperature dependences of the splitting energies (solid line) and relative oscillator strengths (dashed line) of the exciton states in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

の組成依存性、及び温度依存性の計算結果である。これらの組成依存性は磁界依存性と同様な傾向を示し、組成 x が増加するにつれて励起子準位の分裂は大きくなり、 σ_2 偏光の遷移が許容されてくる。温度依存性に関しては温度が低下するにつれて励起子準位の分裂は大きくなっている。これらの遷移に関する磁界、組成、温度依存性は H_{Mn} に関係している磁化 M の依存性を反映している。

2.2 励起子準位への磁気光学遷移によるファラデー回転

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ のファラデー回転 θ_F は励起子準位への磁気光学遷移による左回り及び右回り円偏光に対する屈折率 $n^\pm$ の差から求められる。

$$\theta_F(E) = \frac{E}{2\hbar c} [n^-(E) - n^+(E)] \quad (15)$$

この磁気光学遷移による複素誘電率 $\epsilon^\pm$ は次式のローレンツ型の分散を示すとする¹⁹⁾。

$$\epsilon^\pm(E) = \epsilon_\infty + \sum_i \frac{4\pi\beta_i^\pm}{E_i^{\pm 2} - E^2 + jE\Gamma_i} \quad (16)$$

ここで、 $4\pi\beta_i^\pm$ は振動子強度、 $E_i^\pm$ は励起子準位への遷移エネルギー、 Γ_i はこの分散のエネルギー幅を表す定数であり、 $4\pi\beta_i^\pm$ は (14) 式で求めた相対的な振動子強度 $W_i^\pm$ に比例する ($4\pi\beta_i^\pm = CW_i^\pm$)。この式から求める屈折率 $n^\pm$ から励起子によるファラデー回転が求められる。実際のファラデー回転は励起子による回転のほかに、バンド間遷移による回転も考慮する必要があるが、バンドギャップ

Fig. 5 Faraday rotation spectra of the $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ films with the different compositions at room temperature. Solid lines indicate the calculated spectra.

プ付近ではこの効果は励起子による効果に比べてはるかに小さいので、この効果は無視した。

3. 実験結果との比較

ファラデー回転の測定に用いた $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ エピタキシャル薄膜はクラスティオンビーム法により、 CdTe 及び MnTe の化合物を二つのるつばより同時に蒸着してサファイア基板上で反応させて作製した。作製した薄膜はサファイア (0001) 基板上に (111) 方位に成長しており、膜厚は約 $1\mu\text{m}$ である⁷⁾。ファラデー回転の測定は膜面に垂直に光を入射させ、印加磁界 5 kOe、室温と液体窒素温度で、800~450 nm の波長で行った。

Fig. 5 は $x=0.21, 0.45, 0.74$ の $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 薄膜の室温でのファラデー回転 θ_F の分散特性である (印加磁界 $H=5\text{ kOe}$)、この計算で用いた C 及び Γ_i はどの組成に対しても一定とし、Table 2 に示してある。この図から分かるように、得られた計算結果はどの組成に対してもかなりよく測定結果を説明できる。ただし、分散より低エネルギーでの不一致は干渉による測定値の誤差のためと考えられる。また、 $x=0.74$ の試料については、2.3 eV 付近に Mn^{2+} イオンの d-d 遷移²⁰⁾ のためと考えられる小さな分散が見られ、その効果のために計算結果が測定結果にあまり一致していないと考えられる。

Fig. 6 は $x=0.21$ の組成をもつ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 薄膜の $T=300, 100\text{ K}$ でのファラデー回転分散特性である。この場合、低温になるほど励起子準位への光学遷移が急峻になることから、 $T=100\text{ K}$ での Γ_i の値は $T=300\text{ K}$ に比べて小さくした。このファラデー回転の温度特性につい

Fig. 6 Faraday rotation spectra of the $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.21$) film at different temperatures. Solid lines indicate the calculated spectra.

ても、パラメータ C, Γ_i を調整することにより、計算結果を実験結果にかなりよく一致させることができる。なお、低温での分散が高エネルギー側にシフトしているのは、バンドギャップの温度依存性によるものであり、このシフト量はバルク結晶で報告されているバンドギャップの温度依存性¹⁶⁾ とよく一致している。

4. ま と め

クラスティオンビーム法により作製した $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 薄膜のファラデー回転の分散特性について、摂動法により求めた励起子準位の分裂から計算し、実験結果と比較した。励起子準位の分裂は組成 x が大きいほど、また温度が低いほど大きくなり、磁界を印加することにより2本の磁気光学遷移が許容されてくる。これらの励起子準位への遷移エネルギー及び振動子強度から計算したファラデー回転分散特性は実験結果によく一致し、 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ のファラデー効果は励起子準位への磁気光学遷移で説明できることが分かった。

文 献

- 1) J. K. Furdyna: *J. Appl. Phys.*, **53**, 7637 (1982).
- 2) L. A. Kolodziejewski, T. Sakamoto, R. L. Gunshor and S. Datta: *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 799 (1984).
- 3) R. N. Bicknell, R. W. Yanka, N. C. Giles-Taylor, D. K. Blanks, E. L. Buckland and J. F. Schetzina: *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 92 (1984).
- 4) M. Pessa and O. Jylhä: *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 646 (1984).

- 5) J. A. Gaj, R. R. Galazka and M. Nawrocki: *Solid State Commun.*, **25**, 193 (1978).
- 6) A. E. Turner, R. L. Gunshor and S. Datta: *Appl. Opt.*, **22**, 3152 (1983).
- 7) T. Koyanagi, K. Matsubara, H. Takaoka and T. Takagi: *J. Appl. Phys.*, **61**, 3020 (1987).
- 8) 渡辺, 山野, 小柳, 松原: 日本応用磁気学会誌, **11**, 317 (1987).
- 9) A. Twardowski, M. Nawrocki and J. Ginter: *Phys. Status Solidi b*, **96**, 497 (1979).
- 10) M. Z. Cieplak: *Phys. Status Solidi b*, **97**, 617 (1980).
- 11) A. Baldereschi and N. O. Lipari: *Phys. Rev. B*, **3**, 439 (1971).
- 12) M. Altarelli and N. O. Lipari: *Phys. Rev. B*, **7**, 3798 (1973).
- 13) K. Cho, S. Suga, W. Dreybrodt and F. Willmann: *Phys. Rev. B*, **11**, 1512 (1975).
- 14) L. Swierkowski: *Il Nuovo Chimento B*, **29**, 340 (1975).
- 15) J. Spalek, A. Lewicki, Z. Tarnawski, J. K. Furdyna, R. R. Galazka and Z. Obuszko: *Phys. Rev. B*, **33**, 3407 (1986).
- 16) B. Montegu, A. Laugier and R. Triboulet: *J. Appl. Phys.*, **56**, 3061 (1984).
- 17) J. A. Gaj, R. Planel and G. Fishman: *Solid State Commun.*, **29**, 435 (1979).
- 18) P. Lawaetz: *Phys. Rev. B*, **4**, 3460 (1971).
- 19) S. Suga, T. Koda and T. Mitani: *Phys. Status Solidi b*, **54**, 393 (1972).
- 20) N. T. Khoi and J. A. Gaj: *Phys. Status Solidi b*, **83**, K133 (1977).

1987年12月9日受理, 1988年2月12日採録