ICB 法による $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 多重量子井戸構造の磁気光学特性

Magneto-Optical Properties of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ Multiple Quantum Wells
Prepared by the ICB Technique

阿武宏明・細木祐吾・三浦 研・小柳 剛・松原覚衛

山口大学工学部, 宇部市常盤台 2557 (〒755)

H. Anno, Y. Hosoki, K. Miura, T. Koyanagi and K. Matsubara

Faculty of Engineering, Yamaguchi Univ., 2557, Tokiwadai, Ube 755

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ multiple quantum well structures were successfully grown on a sapphire (0001) substrate by using the ionized-cluster beam technique, and their optical and magneto-optical properties were investigated. Transitions to the subband levels formed in wells were observed in the optical absorption and magneto-circular dichroism (MCD) spectra. The transition energies shifted widely toward higher energies as the well width decreased. The experimental results for subband energies agreed well with the results calculated by using the Kronig-Penney band model. The change in the MCD peak height with the well width can be explained by the Zeeman splitting of the subband levels and by the oscillator strength of transitions to the subband levels.

Key words: $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, zincblende MnTe, multiple quantum well, ionized-cluster beam, magneto-circular dichroism, quantum effect

1. はじめに

半磁性半導体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ は、 Mn^{2+} の $3d$ 電子とバンド電子との強いスピン交換相互作用により、大きなファラデー効果を示す材料として知られている^{1)~3)}。この $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ を用いた多重量子井戸 (MQW) や超格子などの2次元構造は、通常の半導体超格子で見られる量子サイズ効果を示すのに加え、磁性イオンが2次的に変調されているスピン・ドープ超格子という新しい概念の超格子となる⁴⁾。 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ は外部磁界によってそのバンド構造が変化するため、外部磁界によって超格子のタイプが制御されたり、マクロ的にバンド電子のスピン配列が可能となるなど、通常の半導体超格子では実現できない新物性が現れている^{5), 6)}。

本研究では、クラスターイオンビーム (ICB) 法により、サファイア (0001) 基板上に $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW を作製し、その光学特性および磁気光学特性につ

いて調べた。 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW では、閃亜鉛鉱型 MnTe のバンドギャップが室温で 2.92 eV と大きく⁷⁾、そのため深い量子井戸の形成が可能となる。その結果、電子の強い閉じ込めが実現でき、光学および磁気光学特性において顕著な量子効果が期待できる。

2. 実験方法

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW の成長は、ICB 法によりサファイア (0001) 基板上に行った^{8)~10)}。MQW は、サファイア基板上に CdTe バッファ層を $\sim 1000\text{\AA}$ 成長させ、さらに閃亜鉛鉱型 MnTe クラッド層を $\sim 2000\text{\AA}$ 成長させた上に作製した。井戸層として $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ ($E_g = 1.84\text{ eV}^{11)}$, 77 K), 障壁層として閃亜鉛鉱型 MnTe ($E_g = 3.17\text{ eV}^{11)}$, 77 K) を選び、それらを15層積層した。

MQW の周期構造は X 線回折測定 ($\text{Cu-K}\alpha$) により調べた。光学特性として、光吸収スペクトルと磁気円二色性 (MCD) スペクトルを液体窒素温度で測定した。MCD スペクトルの測定は、ファラデー配置で、外部磁界 4 kOe を印加して行った。

3. 実験結果と考察

MQW は閃亜鉛鉱型構造の (111) 面が成長しており、(111) 面の X 線回折ピークの両側に、高次のサテライトピークが観測され、良好な周期構造をもつことが確認された^{8), 9)}。これらのサテライトピークの位置から求めた MQW の周期 $L (=L_w + L_b)$, L_w : 井戸幅, L_b : 障壁幅) は、堆積速度から見積った周期とほぼ一致した。この結果に基づいて、各層の厚さを堆積速度から推定した。

Fig. 1 は、障壁幅 $L_b = 140\text{\AA}$ 一定とし、井戸幅 L_w を変化した場合の $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW の光吸収スペクトルである。1.56 eV 付近に見られる CdTe バッファ層の吸収端により高エネルギー側に、図中の $n=1, 2$ で示される位置に $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 井戸層でのサブバンド吸収による肩が見られる。これらの吸収は井戸

Fig. 1 Optical absorption spectra of $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}/\text{MnTe}$ multiple quantum well structures with different well widths.

幅が狭くなるにつれて高エネルギー側にシフトしており、井戸幅の減少に伴うサブバンド準位のブルーシフトに対応している。このことから、 $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 井戸層への良好な電子の閉じ込めが起こっているものと考えられる。

Fig. 2 に、障壁幅 $L_b=140\text{\AA}$ 一定として、井戸幅 L_w を変化させた $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW の MCD スペクトルを示す。また、図には井戸層である $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ と障壁層である閃亜鉛鉱型 MnTe の単層薄膜の MCD スペクトルも示してある。なお、MQW の MCD の値は、MCD ピークが現れている領域での MnTe 層の磁気光学効果が小さいので、 $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 井戸層全ての厚さで計算してある。

MQW の MCD スペクトルには、 $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 単層薄膜の MCD ピークより高エネルギー側に、 $n=1, 2$ で示されるピーク構造が現れている。その位置は光吸収スペクトルに観測されたエネルギー位置とほぼ一致しており、井戸幅が狭くなるにつれて高エネルギー側にシフトしている。このことから、これらの構造はサブバンド準位での磁気光学遷移によるものと考えられる。また、 $n=1$ のピークの高さは井戸幅の減少に伴って、いったん減少した後、再び増加する傾向がある。なお、2.5 eV 付近に現れているピークは Mn^{2+} の $d-d$ 遷移によるものである¹⁰⁾。

$n=1, 2$ で示される MCD ピークの位置を井戸幅に対

Fig. 2 MCD spectra of $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}/\text{MnTe}$ multiple quantum well structures with different well widths. MCD spectra of a $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ and a MnTe single layer are also shown.

してプロットしたものを Fig. 3 に示す。また、光吸収スペクトルに観測されたサブバンド吸収の位置も同様にプロットしてある。 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ では価電子帯の不連続が小さいため¹²⁾、伝導帯の井戸層の深さは井戸層と障壁層のバンドギャップの差にほぼ等しいと考えられる。閃亜鉛鉱型 MnTe と $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ では、そのバンドギャップの差は約 1.3 eV もあり、強い電子の閉じ込めが期待される。このため、井戸層の厚さがボーア半径 ($\sim 70\text{\AA}$) より薄くなると、量子サイズ効果が顕著になって、サブバンドエネルギーが急激に増加している。

図中の実線は、 $n=1, 2$ のサブバンドエネルギーについて、Kronig-Penney バンドモデルにより計算を行った結果である。この計算では、井戸層と障壁層の価電子帯の不連続がないものとし、伝導帯が放物線的でないことを仮定した電子の有効質量を用いてある¹³⁾。 $n=1$ のサブバンドについては、実験結果は計算結果と良好一致を示しており、良好な量子サイズ効果が現れていると考えられる。しかし、 $n=2$ については井戸幅が薄くなると計算結果と実験結果との不一致が大きくなっている。これは格子ひずみによる内部応力のために、バンド構造、

Fig. 3 Well width dependence of subband energies; solid lines indicate the theoretical curves.

特に価電子帯の構造が変化するために起こるものと考えられる¹³⁾.

Fig. 4 は、 $n=1$ の MCD ピークの大きさを、井戸幅に対してプロットしたものである。図中の矢印は、 $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ および閃亜鉛鉱型 MnTe の単層薄膜の MCD ピークの大きさを示している。MCD ピークの大きさは、井戸幅の減少に伴って $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 単層薄膜の値から徐々に減少し、井戸幅が $\sim 70\text{\AA}$ で最小となっている。しかし、井戸幅がこの値より薄くなると、MCD ピークの値は急激に増加している。

このピークの大きさは、サブバンド準位のゼーマン分裂の大きさと、その準位への磁気光学遷移に対する振動子強度の積に比例すると考えられる。サブバンドのゼーマン分裂に関しては、主に井戸層に閉じ込められた電子と、その波動関数が及ぶ範囲内の Mn^{2+} の $3d$ 電子との間のスピン交換相互作用によって起こるものと思われる。したがって、サブバンドのゼーマン分裂は、井戸幅が十分広い場合には $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 単層薄膜のそれと等しいが、井戸幅が減少するにつれて井戸層に閉じ込められていた電子の波動関数が障壁層に滲み出して、障壁層でのスピン交換相互作用の影響を受けるものと考えられる。障壁層である閃亜鉛鉱型 MnTe は、Fig. 2 に示すように、MCD ピークは井戸層である $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ よりも小さく、 Mn^{2+} スピン同士の反強磁性的相互作用によりゼーマン分裂は小さくなっているものと考えられる。したがって、井戸幅の減少に伴い障壁層に滲み出した電子のスピン交換相互作用が小さくなるため、ゼーマン分裂が減少する。それに対して、振動子強度は、 $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ などの半導体超格子で、井戸幅がボーア半径程度まで薄くなると急激に増大することが報告されており¹⁴⁾、 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ -MQW においても、井戸幅の狭いところでは振動子強度が増大している

Fig. 4 Well width dependence of MCD peak height.

ものと考えられる。

以上のことから、井戸幅が $\sim 70\text{\AA}$ までは振動子強度の増加よりゼーマン分裂の減少が大きいために、MCD ピークの大きさが減少するが、井戸幅が $\sim 70\text{\AA}$ 以下になると振動子強度の急激な増大のために、MCD ピークの大きさも増大するものと推測される。

4. ま と め

ICB 法により $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{MnTe}$ 多重量子井戸構造 (MQW) を作製し、その光学および磁気光学特性について調べた。光吸収および MCD スペクトルには、サブバンド吸収およびそれに伴う磁気円二色性が観測された。これらのエネルギー位置は、Kronig-Penney バンドモデルによる計算と良く一致し、理論的な量子サイズ効果が起こっていることがわかった。さらに、MQW の磁気光学効果は、 $\text{Cd}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Te}$ 井戸層でのサブバンド準位におけるゼーマン分裂と、その準位の磁気光学遷移に対する振動子強度によって理解できることが示唆された。

文 献

- 1) J. K. Furdyna: *J. Appl. Phys.*, **64**, R29 (1988).
- 2) J. A. Gaj, R. R. Galazka and M. Nawrocki: *Solid State Commun.*, **25**, 193 (1978).
- 3) T. Koyanagi, K. Matsubara, H. Takaoka and T. Takagi: *J. Appl. Phys.*, **61**, 3020 (1987).
- 4) M. von Ortenberg: *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1041 (1982).
- 5) N. Dai, H. Luo, F. C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska and J. K. Furdyna: *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3824 (1991).

- 6) B. T. Jonker, X. Liu, W. C. Chou, A. Perou, J. Warnock, J. J. Krebs and G. A. Prinz: *J. Appl. Phys.*, **69**, 6097 (1991).
- 7) H. Anno, T. Koyanagi and K. Matsubara: *J. Cryst. Growth*, **117**, 816 (1992).
- 8) H. Anno, T. Koyanagi and K. Matsubara: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 90 (1993).
- 9) H. Anno, T. Koyanagi, Y. Hosoki and K. Matsubara: Proc. 6th Int. Conf. Ferrites, Kyoto (in press).
- 10) 小柳 剛, 阿武宏明, 松原覚衛: 応用物理, **62**, 147 (1993).
- 11) B. Montegu, A. Laugier and R. Triboulet: *J. Appl. Phys.*, **56**, 3061 (1984).
- 12) M. Pessa and O. Jylhä: *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 646 (1984).
- 13) D. K. Blanks, R. N. Bicknell, N. C. Giles-Taylor, J. F. Schetzina, A. Petrou and J. Warnock: *J. Vac. Sci. & Technol.*, **A4**, 2120 (1986).
- 14) Y. Masumoto, M. Matsuura, S. Tarucha and H. Okamoto: *Phys. Rev. B*, **32**, 4275 (1985).

1992 年 11 月 19 日受理, 1992 年 12 月 22 日採録