CdTe/CdMnTe 量子井戸構造中自由励起子の磁気光発光に対する静 水圧効果

Hydrostatic Pressure Effect on Magneto-Photoluminescence of Free Excitons in CdTe/ CdMnTe Single Quantum Wells

橫井裕之* • 角舘洋三* • 藤原修三* • 嶽山正二郎** *物館 H. Yokoi,* Y. Kakudate,* S. Fujiwara* and S. Takeyama,** **Faculty of Science, Himeji Institute of Technology

*物質工学工業技術研究所・**姫路工業大学理学部

*National Institute of Materials and Chemical Technology, and

We measured the photoluminescence (PL) of free excitons in a CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) singlequantum-well (SQW) structure under high dc magnetic fields up to 30 T and high hydrostatic pressures up to 2.7 GPa. Precise analysis of the observed Zeeman shifts revealed weak or negative pressure dependence of the *sp-d* exchange constants for the structure's narrower quantum wells and barrier layer. We propose that pressure-induced relaxation of distortion in Mn-Te-Mn bonds weakens the exchange in the systems of high Mn concentration. The effect of pressure on the *d-d* exchange is discussed in the same framework.

Key words: $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$ single quantum well, diluted magnetic semiconductor, high Mn concentration, exciton, Zeeman shift, sp-d exchange interaction, d-d exchange interaction, high pressure, local distortion

1. はじめに

近年、伝導電子と磁性イオン間の交換相互作用を利用し て、伝導電子スピンを応用しようとする半導体スピン工学 と呼ばれる分野の開拓が盛んとなっている",半導体デバ イスで電子のスピンも制御することができれば、半導体ス ピン・メモリやスピン・トランジスタ²⁾,半導体光磁気メ モリなどへ応用する可能性が開かれる. そのような素子の 素材として希薄磁性半導体が候補に挙がっている。希薄磁 性半導体とは, 主に化合物半導体の陽イオンの一部を, MnやCoなどの磁性イオンで置き換えたものである. II-VI 族半導体を母体とする希薄磁性半導体の物性は 1970 年代後半から精力的に調べられて、巨大ファラデー回転な どの興味深い物性が見いだされてきた³⁾. さらに, その伝導 電子の示す磁気的性質の起源が sp バンド電子と磁性イオ ンの d 電子との間の交換相互作用に起因することが明ら かにされてきた⁴⁾. 最近では, MBE 法により III-V 族半導 体にも Mn をドープすることが可能となり、ホールを高濃 度に注入した系で強磁性が発現することが見いだされてい る⁵⁾、

希薄磁性半導体のデバイスへの応用に向けて、また、低 次元化により p-d 交換相互作用が増強される可能性が理 論的に示唆されていることから⁶,量子構造の形成や磁性 イオンの高濃度化などを図った試料合成が進められてい る. このような試料での電子スピン特性の基礎研究には, 強磁場や高圧が強力な手段となる. 前者は, より多くの磁 性スピンを飽和させることができ,後者は, sp-d 交換相互 作用のボンド長依存性などを明らかにできる. 特に圧力特 性の知見は、格子不整合による歪みがデバイスに与える影 響を知る上で重要である。また、量子井戸構造では井戸層 の厚みを変えることにより、励起子ボーア軌道に含まれる 磁性イオンの量をさまざまに調整することができる。我々 は、磁性イオン濃度の高い希薄磁性半導体を障壁層とする 量子井戸構造での sp-d 交換相互作用やその他の磁気的性 質の圧力特性を系統的に調べることを目的として、CdTe/ Cd1-xMnxTe (x=0.24) 単一量子井戸構造の各層からの自 由励起子発光スペクトルを強磁場・高圧下で測定した^{7).8)}.

希薄磁性半導体の圧力下磁気光発光に関する詳細な 研究は、これまでバルクの $Cd_{1-x}Co_xSe$ (x = 0.012), $Cd_{1-x}Mn_xSe (x=0.05)^{9), 10} \ge CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.09)$ 単一量子井戸構造¹¹⁾といった, Mn 濃度が 10% よりも小 さな系について報告されている. 我々の試料のように磁性 イオン濃度のさらに大きな系では、 Fig. 1 に示したよう に、高次の磁性イオン・クラスタの割合が急増する. その 磁化過程を考慮に入れる必要があるために, sp-d 相互作 用の圧力依存性が詳細に調べられてこなかった、本研究で は、極低温・超高圧下の試料に30テスラまでの定常磁場 を印加できる複合極限場装置を活用することにより、高次 の磁性イオンクラスターの圧力下磁化過程をより精密に取 り扱うことが可能となり、量子井戸構造中の各自由励起子 に対して sp-d 交換定数や Mn-Mn 間の反磁性的結合の圧 力依存性を正確に議論することができた. その結果,磁性 イオン濃度の低い系とは異なる圧力依存性を見いだした. 本トピックスでは、その機構についての定性的な議論につ いても述べる.



Fig. 1 Probability of finding an Mn^{2+} spin in a single spin, pair of spins, or higher-order cluster of spins as a function of the Mn^{2+} concentration in a homogeneous alloy.

2. (Cd, Mn)Te における p-d 交換相互作用

Mn は、(Cd, Mn)Te 中の陽イオン・サイトに Mn²⁺ と して存在して、Te 原子と p-d 混成軌道を形成する. Mn の 5 個の 3d 軌道はフント則によりすべて平行な電子によっ て占有されている. したがって、動的交換相互作用によっ て結合する p 電子のスピンはそれと反平行であることが 要請される. このようにして、p バンド電子のスピン状態 は磁性イオンのスピン状態の影響を大きく受ける. また、 s バンド電子は d 電子と静的交換相互作用をする. s-d と p-d 交換相互作用定数をそれぞれ α, β とすると、平均場近 似により、結晶における sp-d 交換相互作用定数は、 $N_0(\alpha-\beta)$ と表される. ここで、 N_0 は陽イオン・サイト密度 である. Cd_{1-x}Mn_xTe の場合、 $N_0\alpha$ が 0.22 eV, $N_0\beta$ が -0.88 eV と報告されている¹²⁾. Mn イオン濃度 x の結晶 に磁場を印加した際に観測されるゼーマン・シフト (ΔE) は、磁化を $\langle S_2 \rangle_{Mn}$ として、

$$\Delta E = -\frac{1}{2} N_0 (\alpha - \beta) x \langle S_z \rangle_{Mn} \tag{1}$$

となる.

Mn イオン濃度が数%以下のときには、<math>Mn イオンは主に孤立している状態にあり、 $\langle S_2 \rangle_{Mn}$ は次のように表される¹².

p−*d* 交換相互作用の圧力依存性は、次のように理解されている. Larson ら¹³⁾ や Bhattacharjee¹⁴⁾ によれば、

$$N_0 \beta \propto -V_{pd}^2 \tag{3}$$

の関係がある.ここで、 V_{pd} は p-d 軌道間の電子の移動積 分である.Harrison によれば、さらに

$$V_{pd} \propto \frac{r_d^{3/2}}{a^{7/2}}$$
 (4)

となる¹⁵⁾. ここで, r_a はd電子殻の半径, aは磁性イオン-陰イオンのボンド長である. したがって, 圧力によりボン ド長aが短くなれば, $N_0\beta$ はその-7乗に比例して増強さ れることが予想される.

松田・黒田らは、 $Cd_{1-x}Mn_xSe(x=0.05)$ において、低 温・高圧・強磁場下フォト・ルミネッセンス測定を行い、 発光ピークのゼーマン・シフトを(1)式にスピン・ペアの 磁化も組み込んで詳細に解析し、 $N_0(\alpha-\beta)$ が上記の理論ど おり、正の圧力依存性を示すことを見いだした^{10]}.また、 磁化ステップの解析により、d-d相互作用が圧力により 増強されるのも報告した^{16]}. Meyerらは、CdTe/ Cd_{1-x}Mn_xTe(x=0.09)単一量子井戸構造において同様の 測定を行い、 $N_0(\alpha-\beta)$ が正の圧力依存性をもつことを報告 した^{11]}.

Mn 濃度がさらに高い系では, $N_0(\alpha - \beta)$ の圧力依存性が 十分に議論されてこなかった. その一つの要因は, 磁性イ オンが形成する高次のスピン・クラスターの磁化過程が従 来の研究では十分に考慮されていなかったことにある. Heiman らの磁化測定によれば, Cd_{1-x}Mn_xTe においてx が 0.1 より大きな系では, 磁化過程が修正ブリリュアン関 数と線形関数の和で表される¹⁷⁾. 前者は, xが小さい場合 には孤立スピンに起因するが, xが大きな場合にはフェリ 磁性的な揺動が徐々に飽和していく過程に起因している. 後者の磁場に比例する磁化の項は, 大きなクラスターや カップルしたスピンの無限ネットワークの内部磁化変化に 主に起因するものとされている. この項は, 前者が飽和す る 15 テスラ以上の磁場領域にならないと, 明瞭に現れな い. 我々は, (1) 式の磁化の項にこの項を導入した次式によ り, 30 テスラまでのゼーマン・シフトを精密に解析した.

$$\Delta E = -\frac{1}{2} N_0(\alpha - \beta) \mathbf{x} (S_0 B_{5/2} + M_l H)$$
(1')

3. 単一量子井戸構造におけるスピン交換相互作用の 圧力変化

我々の試料は、(001)GaAs 基板上に GaAs-CdTe ハイブ リッド・バッファー層を形成した上に、厚み 480 Åの Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) 障壁層で挟まれた 12, 6, 4 ML (1 ML は約 3.2Å) の CdTe 量子井戸層を積んだ単一量子井 戸構造をなしている (Fig. 2). Ar イオン・レーザーを用い て波長 488 nm の励起光を低温で照射すると、各井戸層と 障壁層のバンド端励起子からの発光と同定される発光ピー クが観測された. Fig. 3 に、磁場がゼロで温度が 4.2 K の とき、 2.68 GPa までのいくつかの圧力下で測定した発光 スペクトルを示す. ファラデー配置で磁場を 30 テスラま で印加すると、各発光ピークの位置は、Fig. 4 のような ゼーマン・シフトをした. 図には簡単のため、最低圧力の 時と最高圧力の時のデータのみ示した.

まず, 圧力が 0.08 GPa の場合のゼーマン・シフトに着

日本応用磁気学会誌 Vol. 22, No. 7, 1998



Fig. 2 Schematic view of our sample, a CdTe/ Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) single-quantum-well structure.



Fig. 3 Plots of the PL spectra of the CdTe/ Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) SQW structure under several pressures without magnetic fields.

目する. 12 ML については、シフト量が磁場によってブリ リュアン関数的に飽和するのが観測された. その他の層に ついては、18 テスラ以上でも飽和せず、磁場に比例してシ フト量が増大するのが観測された. この振舞は、障壁層中 の高次のスピン・クラスターの磁化に起因すると考えられ るが、4、6 ML の量子井戸層においても観測されるのは、 励起子波動関数が障壁層にしみ出しているためと理解でき る.

井戸層と障壁層の界面では、実質的な磁性イオン濃度が 大雑把に言って半分になっているとみなされ、孤立イオン の割合が障壁層内よりも増える.12 MLの井戸層では、ブ リリュアン関数的な振舞しか観測されなかったのは、励起 子ボーア軌道の大きさが井戸幅 38Å と同程度であり、障 壁層への波動関数の浸み出しがほとんどないからと解釈さ れる.4,6 MLの井戸層の励起子は、界面領域のスピンと 障壁層の高次のスピン・クラスターの両方と相互作用す る.

次に圧力をかけた場合のゼーマンシフトの変化に着目する. 12,6 ML の量子井戸については, ゼーマン・シフトが



Fig. 4 Zeeman shifts of the PL peak for each layer of the CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) SQW structure at the lowest pressure (open marks) and the highest pressure (2.68 GPa for the quantum wells and 2.08 GPa for the barrier, closed marks). The marks \diamondsuit , \blacklozenge ; \bigtriangledown , \blacktriangledown ; \square , \blacksquare : and \bigcirc , \bullet correspond to the data for the 12 ML, 6 ML, and 4 ML QWs and the barrier, respectively. The lines are the results of the least-square fitting of Eq. (1').

圧力により増加した. 4 ML の量子井戸と障壁層について は、逆に圧力によって減少した. Fig. 4 に示した実線と破 線は、式 (1')を最適にフィットした結果である. 12 ML の 量子井戸については、 $M_i=0$ とした. パラメーター M_i は、 従来のゼーマン・シフトの解析では考慮されてこなかった が、30 テスラまでの実験データにより正確に決定するこ とができた. フィッティングにより、 $N_0(\alpha-\beta)$ と T_0, M_i の 圧力依存性が求まった. それらを Fig. 5 (a)~(c) にそれぞ れ示す. 大気圧での $N_0(\alpha-\beta)$ の値は、いずれの層について も 1.1 を用い、ブリリュアン関数的磁化の飽和 S₀ は圧力 により変化しないと仮定した. 圧力によって原子の配列が 変わらない限り、この仮定は妥当であると考えられる.

 $N_0(\alpha - \beta)$ の圧力依存性: 12 MLの井戸層についてが最 も大きな正の値となっている. これは,従来の実験報告と よく合っていて,前章で述べたp-d交換相互作用のボンド 長依存性に関する理論によって説明できる. ところが,井 戸幅が小さくなるにつれて傾きが小さくなり,4 ML の井 戸層ではほとんどゼロとなる. さらに障壁層では負の圧力 依存性を示している. この結果は,上記の理論では説明で きない.

 T_0 の圧力依存性:いずれの層についても、正の圧力依存 性を示している.この傾向は、孤立スピン間の反強磁性的 結合が圧力によって増強されていることを物語っており、



Fig. 5 (a) sp-d exchange constant $N_0(\alpha-\beta)$, (b) antiferromagnetic temperature T_0 , and (c) linear magnetization factor xM_l for each layer of the CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe (x=0.24) SQW structure as a function of the pressure.

従来の報告や理論と矛盾しない.

*M*₁の圧力依存性:いずれの層についても,負の圧力依存 性を示している.*M*₁の圧力依存性についての議論は従来 行われた例がないが,大きなスピン・クラスターやスピ ン・ネットワーク内の反強磁性的結合が圧力によって増強 されて,スピンが磁場の方向にそろいにくくなると解釈す ることができる.この傾向は,*T*₀の圧力依存性と矛盾しな い.

 $T_0 \ge M_i$ の圧力依存性は、従来の研究報告に矛盾してい ないが、その起源となる反強磁性的結合が sp-d 交換相互 作用にも依存していることに注意する必要がある。4 ML の井戸層や障壁層では sp-d 結合定数が圧力によってほと んど変わらないか減少する傾向にあるのに対して、d-d 相



Fig. 6 Movement of Te atoms in $Cd_{1-x}Mn_xTe$ alloy in the cases where (a) an Mn atom is isolated and (b) one of the nearest cation sites of an Mn atom is occupied by another Mn atom. Atoms *a* and *c* lie at a distance of a/4 in the positive *z*-direction from an atom *e*; *b* and *d* lie at the same distance in the negative *z*-direction; and *f* lies at a distance of a/2 in the positive *z*-direction where *a* is the lattice constant.

互作用は増強される.この結果は、一見矛盾している.

4. Mn 濃度が高い系における sp-d 交換相互作用の 圧力変化の機構

井戸層の励起子は井戸幅が小さいほど障壁層への波動関数の浸み出しが大きくなって、障壁層内のスピンをより多く軌道内に含む. Fig. 5(a) は、障壁層のスピンを多く含むほど、sp-d 結合定数の圧力依存性が負の方向に大きくなっていると見ることができる. 我々は、また、バルクのCd_{1-x}Mn_xTe (x=0.15) において、sp-d 結合定数の圧力依存性がほぼ0となることも見いだした¹⁸⁾. 過去の報告と我々の結果を系統的に眺めると、Mn 濃度が高くなるにつれて、このような異常が現れてくると考えられる.

Cd_{1-x}Mn_xTe は x \leq 0.77 の範囲で閃亜鉛鉱構造を有する が、EXAFS を用いた研究によれば、局所的な Cd-Te ボン ド長と Mn-Te ボンド長は広い Mn 組成領域でほぼ一定で あることがわかっている¹⁹. Mn 濃度が低くて、Mn イオン が孤立しているとき、周囲の 4 個の Te イオンは四面体配 位を保ちながら中心の Mn イオンの方へ引き寄せられる 形となる (Fig. 6(a)). Mn 濃度が高くなって Mn イオンの 最近接陽イオン・サイトも Mn イオンが占めると、Mn イ オンに挟まれた Te イオンは Mn-Te ボンド長を一定に保 つように Mn-Te-Mn のつくる角の二等分線上を移動する ことが予想される (Fig. 6(b)). この場合、Mn-Te-Mn の 結合角が歪むので、我々は、Harrison の手法²⁰⁾を用いて、 歪みによる *p*-*d*_o ボンドの結合強度変化を計算した. Mn²⁺ イオンは四面体配位をとるので、その結晶場の対称性は *T*_d 群に属し、*p*-*d*_o ボンドは *p*_o 軌道と *d*_x, *d*_{yz}, *d*_{zx} 軌道によ

日本応用磁気学会誌 Vol. 22, No. 7, 1998

り形成される. p_{σ} 軌道をx軸方向にずらした場合, この σ 結合は強まるという計算結果を得た.

 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ に静水圧を加えた場合に、この歪みが緩和 されるかどうかを実験的に確認した報告は今のところ見当 たらない. しかしながら、 KDP^{21} や $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ (x = 0.15)²²⁾で、圧力による格子歪みの緩和が報告されており、 その類推から圧力により Mn-Te-Mn ボンドのひずみが緩 和される可能性があると思われる. これを仮定すると、 Mn 濃度が高い (Cd, Mn)Te では圧力により *p-d* 結合定数 が減少することが定性的に説明できる.

Spalek らは, (M, Mn)Se と (M, Mn)Te (M=Zn, Hg, Cd) において, Mn-X-Mn (X=Se, Te) ボンド角を θ とすると 超交換相互作用積分 J の実験値が,

 $J(\theta) = J(\pi/2) + [J(\pi) - J(\pi/2)]\cos^2\theta$ (5) という関係式²³⁾ によく合うことを見いだした²⁴⁾. すなわ ち,四面体配位の中心角 109.6°近傍では, θ の減少分にほ ぼ比例してJが増加する. したがって,圧力によって Mn-Te-Mn ボンドのひずみが緩和されれば,d-d結合が増強 されて, T_0 の増加と M_l の減少につながると考えられる. また, Cd_{1-x}Mn_xSe (x=0.05) において磁化ステップの観測 により導出されたd-d結合の圧力による増強とも矛盾し ない.

5. ま と め

量子井戸構造では一つの試料でスピン濃度を系統的に調 整できるという長所を利用して,希薄磁性 (Cd, Mn)Te に おけるスピン交換相互作用の圧力依存性を広い Mn 濃度 範囲で調べることができた。特に、従来深く議論されてこ なかった, Mn 濃度の高い系でのゼーマン・シフトの圧力 による抑制について、強磁場の利用により詳細な議論がで きるようになった.近年, GaAs や Si に高濃度の Mn を ドープしようとする試みが盛んに行われており、こういっ た高濃度の希薄磁性半導体におけるスピン物性の研究が今 後さらに重要になってくると思われる。また、量子構造に よるスピン特性の制御をねらう研究も進んでいる. 本研究 で得られた知見は、格子不整合による歪みを利用して量子 デバイスのスピン特性を制御することに応用できるかもし れない、このように新たな展開をみせる希薄磁性半導体の 基礎・応用研究の進展に、極低温・強磁場・超高圧などを 組み合わせた複合極限場が大きく貢献できるものと考えて いる.

謝辞本研究の実験を行わせていただいた,米国立強磁場研究所の T. Schmiedel 博士と S. Tozer 博士に感謝する. 試料は、ポーランド科学アカデミー・物理研究所の G. Karczewski 博士と T. Wojtowicz 博士, J. Kossut 博士から提供していただいた. また、本研究の一部は文部省科学研究費補助金重点領域研究「スピン制御半導体」(No.

09244216)を受けてなされた.

参考文献

- 1) 例えば, Optronics (1998), No. 3, p. 115 に特集がある.
- 2) 新田淳作: 日本応用磁気学会誌, 22, 120 (1998).
- 3) A. V. Kamarov: Sov. Phys. JETP, 46, 318 (1977).
- 4) J. K. Furdyna: J. Appl. Phys., 64, R29 (1988).
- 5) H. Ohno, H. Munekata, T. Penny, S. von Molnar, and L. L. Chang: *Phys. Rev. Lett.*, 68, 2664 (1992). また, 腰原伸 也, 大岩 顕: 日本応用磁気学会誌, 21, 1121 (1997), お よびその参考文献
- H. Katayama-Yoshida: Semiconductor Physics, ed. by C.
 E. T. G. Da Silva, L. E. Oliveira, and J. R. Leite, p. 256 (World Scientific, Singapore, 1987).
- H. Yokoi, Y. Kakudate, T. Schmiedel, S. Tozer, E. D. Jones, S. Takeyama, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut: Proc. 23rd Int. Conf. on the Phys. of Semicond., ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann, Berlin, 1996, p. 2039 (World Scientific, Singapore, 1996).
- H. Yokoi, S. Takeyama, Y. Kakudate, S. Usuba, R. Katoh, S. Fujiwara, T. Schmiedel, S. Tozer, E. D. Jones, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut: *The Review of High Pressure Science and Technology*, 7, 766 (1998).
- Y. Matsuda, N. Kuroda, I. Mogi, G. Kido, Y. Nishina, Y. Nakagawa, J. R. Anderson, and W. Giriat: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32, 270 (1993).
- 10) Y. Matsuda and N. Kuroda: Phys. Rev. B, 53, 4471 (1996).
- R. Meyer, M. Dahl, G. Schaack, A. Waag, and R. Boehler: Solid State Commun., 96, 271 (1995).
- J. A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman: Solid State Commun., 29, 435 (1979).
- 13) B. E. Larson, K. C. Haas, H. Ehrenreigh, and A. E. Carlsson: *Phys. Rev. B*, 37, 4137 (1988).
- 14) A. K. Bhattacharjee: Phys. Rev. B, 46, 5266 (1992).
- W. A. Harrison: Electronic Structure and the Properties of Solids, p. 451 (Freeman, San Francisco, 1980).
- 16) N. Kuroda and Y. Matsuda: Phys. Rev. Lett., 77, 1111 (1996).
- 17) D. Heiman, E. D. Isaacs, P. Becla, and S. Foner: *Phys. Rev.* B, 35, 3307 (1987).
- H. Yokoi, Y. Kakudate, S. Fujiwara, S. Takeyama, H. Kunimatsu, K. Uchida, N. Miura, T. Schmiedel, S. Tozer, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut: to be published in *Physica B*.
- A. Balzarotti, M. Czyzyk, A. Kisiel, N. Motta, M. Pod gorny, and M. Zimnal-Starnawska: *Phys. Rev. B*, 30, 2293 (1984).
- 20) Ref. 15, p. 186.
- 21) T. Yasunori: J. Korean Phys. Soc., 27, S16 (1994).
- 22) M. Itoh, K. Nishi, JD. Yu, and Y. Inaguma: *Phys. Rev. B*, 55, 14408 (1997).
- 23) See, e.g., C. Boekema, F. Van der Waude, and G.A. Sawatzky: Int. J. Magn., 3, 341 (1972).
- 24) J. Spalek, A. Lewicki, Z. Tarnawski, J. K. Furdyna, R. R. Galazka, Z. Obuszko: *Phys. Rev. B*, 33, 3407 (1986).

(1998年4月10日受理)



横井裕之 よこい ひろゆき 昭 61 東大工学部物理工卒,平3 同大学 院工学系研究科物理工学専攻博士課程修 了,通産省工業技術院化学技術研究所入 所,現在に至る.



(工博)

藤原修三 ふじわら しゅうぞう

昭41 東大工学部応用化学卒,**昭46** 同 大学院工学系研究科応用化学専門課程博士 課程修了,通産省工業技術院東京工業試験 所入所,**平7** 同院物質工学工業技術研究 所極限反応部長,現在に至る. **専門** 応用化学 (工博)



角舘洋三 かくだて ようぞう 昭51 北大理学部物理卒,昭53 同大学

專門 半導体物理

端 51 北八理子師初建平, 第 53 尚八子 院理学研究科物理専攻修士課程修了, 通産 省工業技術院東京工業試験所入所, 平8 同院物質工学工業技術研究所極限反応部高 密度エネルギー研究室長, 現在に至る. 專門 固体物理 (理修)



嶽山正二郎 たけやま しょうじろう
昭55 京都工芸繊維大学工芸学研究科修
士課程修了,昭58 大阪大学基礎工学研
究科博士課程修了,東京大学物性研究所助
手,平3 姫路工業大学理学部助教授,現
在に至る。
専門 半導体光磁気物性 (工博)

日本応用磁気学会誌 Vol. 22, No. 7, 1998