

磁性半導体における 強磁性の制御とスピン源への応用

黒 田 眞 司*

1. は じ め に

エレクトロニクスに電子のスピン⁽¹⁾の性質を活用するスピントロニクスへの期待が高まりつつある。電子の電荷のみを利用する従来の半導体エレクトロニクスに近い将来迎えると予想される限界を打破し、さらなる高機能を目指す新しいテクノロジーの一つとして期待が持たれている⁽¹⁾。実用化の面では、磁性金属の多層膜における巨大磁気抵抗(GMR)やトンネル磁気抵抗効果(TMR)の発見⁽²⁾がハードディスクの読取りヘッドの微細化や磁気抵抗メモリ(MRAM)の実現に結びついた例に見るように、金属系の材料を用いた研究開発が大きな進展を見せている。その一方で、半導体においてもスピンに依存したさまざまな物性が明らかにされ、デバイスへの応用可能性が検討されている⁽³⁾。非磁性である普通の半導体中では電子のスピン⁽⁴⁾の向きはバラバラであり、スピンを利用した機能実現のためにはスピンを制御するための技術を新たに開拓しなければならない。特に半導体中でスピンの揃った伝導電子を生成するためには、強磁性を何らかの形で組み込むことが必要となる。すぐ思いつくのは、強磁性金属と半導体との接合構造を作製し、強磁性体から半導体にスピン偏極した電子を注入するという方法であるが、強磁性金属と半導体との間で電気伝導度が大きく異なることによりスピン注入効率が大幅に低下するという問題が指摘されている⁽⁴⁾。この伝導度ミスマッチの問題を克服するためのさまざまな工夫も考えられているが、そもそもスピン生成源として半導体を用いることができればこの問題は回避できる⁽⁵⁾。そのためには磁石となる半導体=強磁性半導体の材料を新たに開発する必要がある、現在その物質探索が世界中で活発に行われている。本稿では、そのような研究の現状⁽⁶⁾の概略を紹介し、その中での(Zn, Cr)Teにおける最近の我々の研究の成果⁽⁷⁾を詳しく述べる。

2. 強磁性半導体の物質探索

半導体の構成元素の一部を磁性の性質を持つ遷移元素あるいは希土類元素で置換した混晶は希薄磁性半導体(Diluted Magnetic Semiconductors-DMS)と呼ばれ、1980年頃からII-VI族半導体のII族元素をMn, Co, Feなどの遷移元素で置換した混晶を対象とした研究が盛んに行われた⁽⁸⁾。これらの物質は巨大ゼーマン分裂、ファラデー回転などの特異な磁気光学効果で注目を集めたものの、磁気的には常磁性またはスピングラスで強磁性にはならず、その後の応用に向けた研究の発展には繋がらなかった。DMSで強磁性を示すものとして最初に報告されたのはIV-VI族の(Pb, Sn, Mn)Te⁽⁹⁾であるが、その後III-V族の(In, Mn)As⁽¹⁰⁾, (Ga, Mn)As⁽¹¹⁾が強磁性となることが報告された。特にGaAsというポピュラーな化合物半導体をベースとしたDMSの合成と強磁性の発見は大きなインパクトを与え、この分野の発展の契機となった⁽¹²⁾。さらにその後、常磁性であったII-VI族DMSの(Cd, Mn)Te⁽¹³⁾などにおいてもアクセプター性不純物である窒素をドーピングすると強磁性になることが報告された。

これらのDMSで強磁性が発現するメカニズムは、キャリア(正孔)がMnの3d電子スピン間の相互作用を媒介してスピンの揃うというキャリア誘起の枠組みで概ね理解されている。すなわち、Mnの3d電子と価電子帯のp軌道の正孔との間のp-d交換相互作用によりd電子の局在スピンが有効磁場を感じ、正孔濃度が十分高い状況下では自発磁化が生じる(p-d Zenerモデル)⁽¹⁴⁾。このモデルに基づき、より高い転移温度 T_C の物質探索の手がかりとして、種々の半導体のMn混晶における T_C の理論的予測がなされた⁽¹⁴⁾。図1はその予測結果で、種々の半導体に組成比5%のMnと一定濃度の正孔を添加したDMSの T_C の計算値を示している。この予測によるとGaNやZnOなどのワイドギャップ半導体が高い T_C の実現に有利であることが示されている。この理論予測を契機として、室温を超える高い T_C の実現を目指し、種々の半導体とMnはじめ他の遷移元素、希土類元素とのさ

* 筑波大学教授; 物質工学系(〒305-8573 つくば市天王台 1-1-1)

Control of Ferromagnetism in Magnetic Semiconductors and Application for Spin-polarized Electron Source; Shinji Kuroda (Institute of Materials Science, University of Tsukuba, Tsukuba)

Keywords: spintronics, magnetic semiconductors, ferromagnetism, molecular beam epitaxy (MBE), phase separation, half-metal

2010年8月30日受理

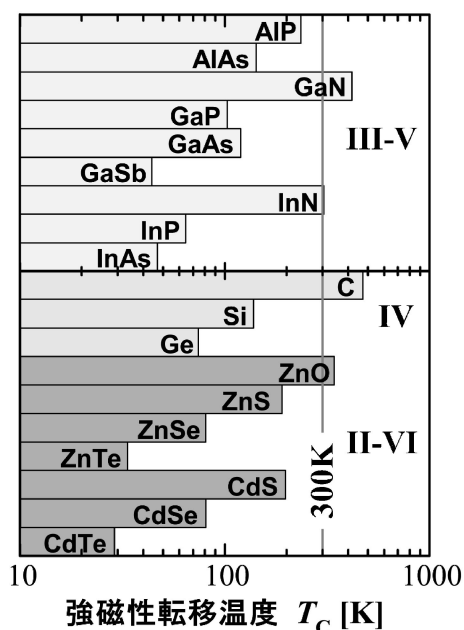


図1 種々の母体半導体に組成5%のMnと濃度 $3.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の正孔を添加したDMS混晶における強磁性転移温度 T_c の理論予測。文献(14)より引用。

さまざまな組み合わせから成る新種のDMSを対象とした物質探索が世界中で活発に行われた。その結果、これまでに多くの物質で室温以上で強磁性になるという実験結果が報告されている⁽¹⁵⁾。しかしながら、その一方で同じ物質に対して強磁性を否定する結果が報告される例もあり、強磁性の正否がはっきりしないケースが多いのが現状である。

同一物質であるにも係わらず相矛盾した結果が得られる原因は、個々の実験で合成された試料の「品質」の違いにあることが予想される⁽¹⁶⁾。強磁性の発現のためには磁性元素を高濃度に含む試料を作製しなければならないが、そのためには母体半導体への固溶度が低い磁性元素をなかば「無理やり」結晶中に取り込ませる必要があり、種々の結晶成長技術を駆使しても結晶にさまざまな欠陥が生じ易い。特に、母体結晶と異なる構造の磁性元素の化合物(または単体)の析出がよくあるケースで、析出した化合物(または金属単体)が強磁性の場合には、当然のことながら試料全体の磁化を測定すると強磁性のシグナルが得られることになる。その結果、強磁性がDMS固有の性質、すなわち磁性元素が母体半導体の構成元素を置換した純粋な希釈相の特性と誤認してしまいがちである⁽¹⁶⁾。上述の同一物質における異なる結果の報告は、個々の研究で作製された試料中の析出物の有無がその原因である可能性が高いと思われる。一方、母体結晶と同一の構造を保ったまま磁性元素の分布に偏りが生じるケースも考えられるが、この場合は単一相でありながら磁性元素の分布により結晶全体の磁性が大きく変化するという点が重要な鍵となる。この点について以下に節を改めて詳しく述べる。

3. 半導体中の磁性元素分布の制御と強磁性特性の向上

(1) 半導体中の磁性元素分布の偏り

従来のDMSの研究では、磁性元素が母体半導体の構成元素をランダムに置換し一様に分布していることが暗黙の前提とされてきたが、最近になって磁性元素の分布に偏りが生じ磁性元素が高濃度に凝集した領域が存在した方が強磁性の発現にはむしろ有利であるという認識が広まりつつある⁽¹⁷⁾。実際のDMSにおける磁性元素の凝集は、(Al, Cr)N⁽¹⁸⁾、(Ge, Mn)⁽¹⁹⁾などで観察されている。これらの例では母体半導体と異なる構造の微結晶の析出ではなく、同一の構造を保ったまま磁性元素が凝集し[†]、そうした試料で高い転移温度での強磁性が観測されている。このように強磁性特性は磁性元素の分布の偏りと相関があり、かつ荷電不純物のドーピングにより制御できることを、(Zn, Cr)Teを対象とした我々の研究⁽⁷⁾を例に挙げて以下に紹介する。

(2) (Zn, Cr)TeにおけるCrの凝集と転移温度の上昇

II-VI族半導体ZnTeにCrを添加した(Zn, Cr)Teは室温強磁性半導体の有力な候補として注目されている。Cr組成比20%の混晶で強磁性転移温度が室温に達することが報告され、しかも磁気光学測定により強磁性はDMS固有の特性であることが確認されている⁽²¹⁾。この(Zn, Cr)Teにドナーまたはアクセプター性の荷電不純物をドーピングすると、結晶中のCr分布に変化が生じ、それに伴い結晶の強磁性特性が著しく変化する。図2(a)はドナーあるいはアクセプターのドーピングにより強磁性転移温度 T_c がどのように変化するかを示したグラフである。ドナーあるいはアクセプターをドーピングしていないアンドープの薄膜では T_c はCr組成 x の増加に伴い単調に上昇し、 $x \sim 0.2$ で室温に達する。これに対し、アクセプターとなる窒素をドーピングすると強磁性は消失し⁽²²⁾、逆にドナーとなるヨウ素をドーピングすると T_c は大幅に上昇する⁽²³⁾。特にCr組成が $x = 0.05$ と一定のとき、 T_c はアンドープ薄膜での30 Kからヨウ素ドーピングにより300 Kにまで上昇する。このような T_c の著しい上昇は、結晶中のCr分布の違いに起因することが、透過型電子顕微鏡(TEM)を用いた元素分析により明らかとなった。図2(b)に示すのは蛍光X線スペクトル測定により得られた薄膜試料断面のCr分布像であるが、アンドープ薄膜ではCr分布はほぼ一様であるのに対し、ヨウ素ドーピング薄膜ではCr分布に濃淡が生じ、Crが高濃度に凝集した領域が形成されている。詳しい分析ではCr凝集領域のサイズは20~40 nm程度で、領域内部のCr組成は10~40%という結果が得られている。ここで問題になるのはCr凝集領域の結晶構造であるが、

[†] 半導体中で磁性元素が凝集した状態の混晶の呼び名として、磁性元素が一様に分布している場合の“DMS”と対比させて、“CMS—Condensed Magnetic Semiconductors”という名称が提案されている⁽²⁰⁾。また母体と同一の結晶構造を保ったままの凝集という意味で「コヒーレント」な凝集と呼ぶことができる。

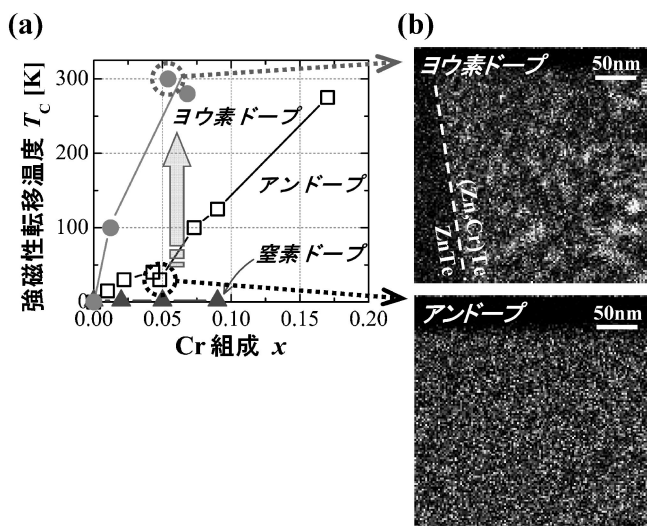


図2 (Zn, Cr)Teにおけるドーピングによる強磁性転移温度の変化と結晶中のCr分布との相関。(a) $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$ のCr組成 x と強磁性転移温度 T_c との関係。□はアンドープ、●はヨウ素(I)ドーピング、▲は窒素(N)ドーピング試料のデータを示す。(b) (a)でプロットしたアンドープおよびヨウ素ドーピング(Zn, Cr)Te薄膜断面のCr分布像。EDSによりCr原子からの蛍光X線の強度をマッピングした像で、白い領域がCr濃度の高い場所を示す。文献(7)のデータを再構成して示す。

TEMによる結晶構造観察によると、Cr凝集領域の結晶構造は基本的には母体結晶と同一の閃亜鉛鉱(ZB)型構造であり、コヒーレントな凝集であることが確認されている。

ここで明らかとなった磁性元素の分布と強磁性特性との相関は、強磁性の発現メカニズムと密接な関連がある。磁性スピン間の相互作用の及ぶ範囲が短距離であるようなメカニズム[†]である場合は、結晶全体の磁性は磁性元素の分布により大きく左右されると考えられる⁽²⁴⁾。結晶中の磁性元素の平均組成がパーコレーション限界以下である場合を想定すると、磁性元素の分布が一様である場合には磁性スピン間の平均距離は相互作用の及ぶ範囲外となり、強磁性の発現は期待できない。しかし磁性元素の分布に偏りが生じると、磁性元素が高濃度で凝集した領域の内部では磁性スピン間に強い相互作用がはたらき強磁性となる。そうすると、系全体は、磁性元素の濃度の小さい常磁性のマトリックス中に磁性元素が凝集した強磁性のクラスターが浮かんでいるという構造となり、これは磁気的には超常磁性としての性質を示す。個々のクラスターは大きな磁気モーメントを持つが、クラスター間の相互作用は弱く、基本的には外部磁場に応答して整列する「常磁性」的振舞いを示す。しかし個々のクラスターの磁気異方性のためその磁気モーメントは事実上「凍結」した状態となり(ブロッキング現象)、磁化曲線におけるヒステリシス

など見かけ上強磁性としての振舞いを示す⁽²⁵⁾。

(3) Cr凝集のメカニズムとドーピングによる変化

前述のように、半導体中の磁性元素のコヒーレントな凝集は実際にいくつかの物質で観測されており、DMSに共通の現象のようである。この凝集のメカニズムは何であろうか。もともと磁性元素の半導体への固溶度は、II-VI族中のMnのような例外を除き、非常に低いケースが多い。この限界を超えて磁性元素を高濃度に添加しようとする、磁性元素は母体結晶中に一様に固溶せず相分離が生じる。この相分離には、前節で挙げた異相化合物の析出という形をとる「構造的」なものと、単一相の中で磁性元素がコヒーレントに凝集する「化学的」なものの両方のケースがあり得る。後者の「化学的」相分離は、磁性半導体では磁性元素間の磁気的な相互作用により顕著に現れることが多い⁽²⁸⁾。その結果、(Zn, Cr)Teの場合で言うとZnとCrがカチオンサイトにランダムに配置するよりも、Znどうし、Crどうしを隣接サイトに配置した方がエネルギー的に安定となり、その結果Crの濃度が高い領域と低い領域への相分離が生じる^{††}。

(Zn, Cr)Teにおける今回の我々の実験結果の特徴は、このような化学的な相分離が荷電不純物のドーピングの影響を受け変化するという点である。このことを理解するためには、先に述べた磁性元素間の相互作用がイオンの価数に依存するということを考慮する必要がある⁽²⁹⁾。(Zn, Cr)Teの場合、Znサイトを置換したCrは2価のイオンとなり、Znと同じ価数で電気的に中性である。この場合にはCrイオン間には磁気的起源の引力相互作用がはたらき、Crの凝集が生じる。しかし、ドナーあるいはアクセプター不純物をドーピングすると、Crイオンの価数が変化する。これはCrイオンの3d電子がZnTeのバンドギャップ中に深い局在準位を形成しているというエネルギー構造に起因し、浅いドナー(アクセプター)準位が形成されると電子の移動により3d電子数は増加(減少)し、Crイオンの価数が2価からずれて1価(3価)に近づく(図3参照)。どちらの場合も、Crの荷電状態は電気的中性からずれるため、Crイオン間の静電的な斥力相互作用によりCrイオンの凝集が妨げられ、その結果一様なCr分布が得られる⁽⁷⁾⁽²⁹⁾。

以上のモデルで実験結果を説明するためには、実際のZnTeの結晶ではZnの欠損が生じ易いことがポイントとなる。このZn欠損は浅いアクセプター準位を形成し、従ってZnTeはp型の伝導性を示す傾向がある⁽³⁰⁾。(Zn, Cr)Teにおいても同様にZn欠損が生じるためCrの価数は2価より僅かに大きくなり、Crの凝集が妨げられる。それに対し、ドナー不純物のヨウ素をドーピングすると、Zn欠損は補償されCr価数は2価に戻る。その結果Crイオン間の凝集力が回復し、Crの凝集が生じるという訳である。

このようなメカニズムによる磁性元素の凝集は、(Zn, Cr)

[†] (Zn, Cr)Teにおける強磁性発現のメカニズムとしては、二重交換相互作用⁽²⁶⁾や超交換相互作用⁽²⁷⁾が提唱されているが、いずれの場合もCrスピン間の相互作用は短距離的であるとされる。

^{††} 合金などの2成分固溶体の急冷の際に生じる核形成を伴わない相分離と現象として類似していることから、スピノーダル分解の名で呼ばれることがある。

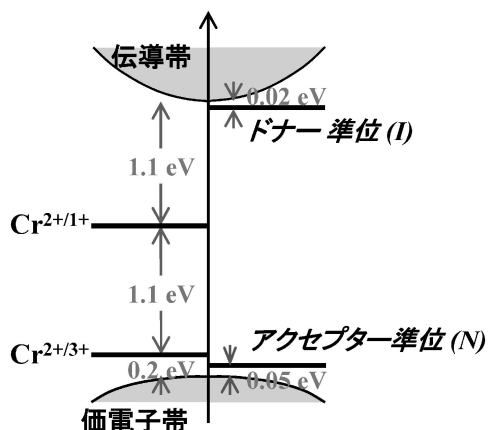


図3 ZnTeにCrおよびドナー(ヨウ素)またはアクセプター(窒素)をドーピングしたときのエネルギー準位の模式図. Cr イオンの 3d 電子は ZnTe のバンドギャップ中に局在準位を形成するが、フェルミ準位の位置によりイオンの価数が変化する.

Teに限らず同様のエネルギー構造を有するDMSに生じる普遍的な現象であると考えられる. 実際に(Ga, Fe)N⁽³¹⁾, (Zn, Co)O⁽³²⁾, TiO₂:Co⁽³³⁾などでドーピングの有無や成長条件の違いにより磁性元素分布に差異が生じ, それに伴い磁化特性も変化することが報告されている.

(4) 結晶成長条件によるCr凝集の変化

上述の磁性元素凝集のモデルにおいては, 磁性元素の凝集を支配するのは磁性イオン間の静電的相互作用であり, それがドーピングによるイオン価数のずれに応じて変化することで, 磁性元素の分布に違いが生じる. しかしMBEなどの実際の薄膜結晶成長においては, 磁性元素の凝集は成長表面で生じるため, 成長表面における吸着原子のマイグレーションなども重要な役割を果たすと考えられる. 従って, このような表面での吸着原子のキネティクスを左右する成長温度, 成長速度などの条件も磁性元素の凝集に影響を与えると予想される. そこでこれらの成長パラメーターによるCr分布の変化を調べたところ, 特に成長温度に対する依存性が顕著で, Cr凝集領域の形状に変化が生じることが明らかとなった⁽³⁴⁾. 図4に成長温度, 面方位の異なる条件で成長した平均Cr組成 $x \sim 0.2$ のヨウ素ドーピングZn_{1-x}Cr_xTe薄膜断面のCr分布像を示す. 成長時の基板温度 T_s が標準的な値の300°Cで成長した薄膜(図4(a))ではCr凝集領域は孤立したクラスターとなっているのに対し, $T_s = 360^\circ\text{C}$ (図4(b))ではCrの凝集領域は斜め方向に繋がったストライプ状となっており, 1次元の柱状領域を形成しているのがわかる. さらにCr凝集の柱状領域が形成される方向は, 成長面方位により変化し(図4(b), (c)), Cr原子はZB型構造の{111}面に沿って凝集する傾向があることがわかる. 成長温度による凝集領域の形状の変化は, 原子層が一層一層成長していく過程で, 温度上昇により表面原子のマイグレーションが促進され, 各層におけるCrの凝集領域が連続的に繋がった結果, このような

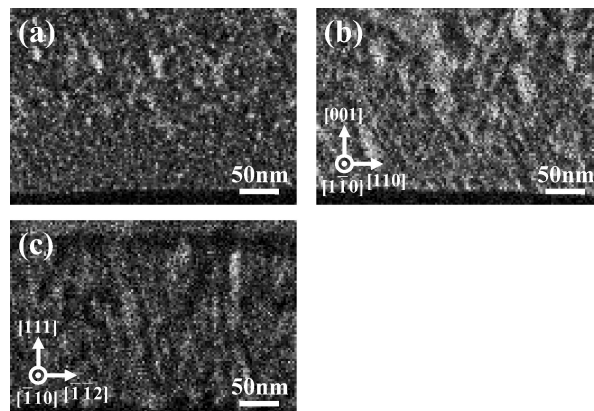


図4 EDSにより測定したヨウ素ドーピングZn_{1-x}Cr_xTe($x \sim 0.2$)薄膜断面のCr分布像. 各試料の成長条件は, (a)成長中の基板温度 $T_s = 300^\circ\text{C}$ で(001)面上に成長, (b) $T_s = 360^\circ\text{C}$ で(001)面上に成長, (c) $T_s = 360^\circ\text{C}$ で(111)面上に成長. 文献(34)より引用.

柱状の凝集領域が形成されたためと解釈される⁽³⁵⁾.

4. 今後の展望

(Zn, Cr)Teにおいて, 荷電不純物のドーピングによりCrの凝集した強磁性クラスターの形成を制御でき, それにより強磁性特性が大幅に向上することを示した. 今回の実験で見られたように, 母体結晶と同じ構造を保ったまま生じるコヒーレントな凝集の場合, 凝集領域内部はZB型構造の高Cr組成(Zn, Cr)Teとなっているが, これは同じくZB型構造の母体結晶に囲まれた微結晶としてのみ存在できる準安定相であると考えられる[†]. このZB型の高Cr組成の(Zn, Cr)TeあるいはCrTeは, 理論的にはハーフメタルの電子状態であることが示されており⁽³⁶⁾, 単に強磁性というだけでなくスピニ偏極率100%というスピン注入源としては理想的な特性を有している. 従ってCr凝集のクラスターや柱状領域を含む結晶は高効率のスピン注入源に適した系であると期待される.

今回紹介したドーピングによる磁性イオンの価数調整を通じて磁性元素の凝集を制御するという手法は, 他のDMSにも適用できる汎用性の高いもので, 今後この手法による磁性ナノ構造の作製がさまざまな目的に応用されることが期待される. そのためには, 磁性元素を単に凝集させるというだけでなく, 凝集領域のサイズ, 形状および配列を成長条件により精密に制御することが望ましい. そのためには, 種々の成長パラメーターにより磁性元素の凝集の様子がどのように変化するかを詳細に調べ, 凝集領域形成の「相図」を明らかにすると共に, 成長表面での吸着原子のキネティクスから磁性元素が凝集するプロセスを解明することが必要となろう.

[†] Cr組成100%の極限物質にあたるCrTeの安定相は六方晶のNiAs型構造である.

本稿中の(Zn, Cr)Teに関する研究は、西沢 望、石川弘一郎、西尾陽太郎(筑波大学 大学院数理物質科学研究科)、三留正則、板東義雄(物質・材料研究機構)、トーマス=ディートル(ポーランド科学アカデミー)各氏との共同研究によるものである。この研究の遂行にあたっては科学研究費補助金特定領域研究「スピン流の創出と制御」ほかの援助を受け、また物質・材料研究機構における TEM 観察では文部科学省「先端研究施設共用イノベーション創出事業【ナノテクノロジー・ネットワーク】」の支援を受けた。ここに記して謝意を表したい。

- (1) 日本語の総説としては, 「スピンエレクトロニクスの基礎と材料・応用技術の最前線」高梨弘毅 監修(シーエムシー出版 2009年), さらに応用物理学会誌の特集号の記事(73巻4号(2004), 77巻3号(2008), 78巻3号(2009))などがある.
- (2) GMRを発見した A. Fert と P. Grünberg は2007年度のノーベル物理学賞を受賞したが, 発見の意義とその後の研究の進展はノーベル財団による解説記事“The Discovery of Giant Magnetoresistance”(Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2007): The Royal Swedish Academy of Sciences, 2007にわかりやすく纏められている.
- (3) 総説としては, 例えば S. A. Wolf *et al.*: Science, **294**(2001), 1488; I. Žutić, J. Fabian and S. Das Sarma: Rev. Mod. Phys., **76**(2004), 323; M. Tanaka: J. Cryst. Growth, **278**(2005), 25; Spintronics, eds. T. Dietl, D. D. Awschalom, M. Kamińska, H. Ohno, Semiconductors and Semimetals vol. 82, Elsevier, (2008)など.
- (4) G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip and B. J. van Wees: Phys. Rev. B, **62**(2000), R4790.
- (5) Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D. D. Awschalom: Nature, **402**(1999), 790.
- (6) 例えば A. H. MacDonald, P. Schiffer and N. Samarth: Nature Mater., **4**(2005), 195; T. Dietl and H. Ohno: Materials Today, **9**(2006), 18 など.
- (7) S. Kuroda, N. Nishizawa, K. Takita, M. Mitome, Y. Bando, K. Osuch and T. Dietl: Nature Mater., **6**(2007), 440.
- (8) Diluted Magnetic Semiconductors, eds. J. K. Furdyna, J. Kossut, Semiconductors and Semimetals vol. 25, Academic Press, (1988); J. K. Furdyna: J. Appl. Phys., **64**(1988), R29.
- (9) T. Story, R. R. Gałazka, R. B. Frankel and P. A. Wolff: Phys. Rev. Lett., **56**(1986), 777.
- (10) H. Ohno, H. Munekata, S. v. Molnár and L. L. Chang: J. Appl. Phys., **69**(1991), 6103.
- (11) H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye: Appl. Phys. Lett., **69**(1996), 363.
- (12) H. Ohno: Science, **281**(1998), 951; H. Ohno: J. Magn. Magn. Mater., **200**(1999), 110; T. Jungwirth, J. Sinova, J. Mašek, J. Kučera and A. H. MacDonald: Rev. Mod. Phys., **78**(2006), 809.
- (13) A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl and Y. Merle d'Aubigné: Phys. Rev. Lett., **79**(1997), 511.

- (14) T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert and D. Ferrand: Science, **287**(2000), 1019; T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura: Phys. Rev. B, **63**(2001), 195205.
- (15) 総説として S. J. Pearton *et al.*: J. Appl. Phys., **93**(2003), 1; W. Prellier, A. Fouchet and B. Mercey: J. Phys.: Condens. Matter, **15**(2003), R1583; C. Liu, F. Yun and H. Morkoç: J. Mater. Sci.: Mater. Electron., **16**(2005), 555; S. A. Chambers *et al.*: Materials Today, **9**(2006), 28; A. Bonanni: Semicond. Sci. Technol., **22**(2007), R41 など.
- (16) J. M. D. Coey: Curr. Opin. Solid State Mater. Sci., **10**(2006), 83.
- (17) H. Katayama-Yoshida, K. Sato, T. Fukushima, M. Toyoda, H. Kizaki, V. A. Dinh and P. H. Dederichs: phys. stat. sol. (a), **204**(2007), 15; T. Dietl: in Spintronics, eds T. Dietl, D. D. Awschalom, M. Kamińska and H. Ohno: Semiconductors and Semimetals 82, Academic Press, (2008), pp. 371-432; H. Katayama-Yoshida *et al.*: *ibid*, pp. 433-454.
- (18) L. Gu, S. Y. Wu, H. X. Liu, R. K. Singh, N. Newman and D. J. Smith: J. Magn. Magn. Mater., **290-291**(2005), 1395.
- (19) M. Jamet *et al.*: Nature Mater., **5**(2006), 653; D. Bougeard, S. Ahlers, A. Trampert, N. Sircar and G. Abstreiter: Phys. Rev. Lett., **97**(2006), 237202.
- (20) A. Bonanni and T. Dietl: Chem. Soc. Rev., **39**(2010), 528.
- (21) H. Saito, V. Zayets, S. Yamagata and K. Ando: Phys. Rev. Lett., **90**(2003), 207202.
- (22) N. Ozaki, I. Okabayashi, T. Kumekawa, N. Nishizawa, S. Marcet, S. Kuroda and K. Takita: Appl. Phys. Lett., **87**(2005), 192116.
- (23) N. Ozaki, N. Nishizawa, S. Marcet, S. Kuroda, O. Eryu and K. Takita: Phys. Rev. Lett., **97**(2006), 037201.
- (24) L. Bergqvist, O. Eriksson, J. Kudrnovský, V. Drchal, P. Korzhavyi and I. Turek: Phys. Rev. Lett., **93**(2004), 137202.
- (25) K. Sato, T. Fukushima and H. Katayama-Yoshida: Jpn. J. Appl. Phys., **46**(2007), L682.
- (26) K. Sato and H. Katayama-Yoshida: Semicond. Sci. Technol., **17**(2002), 367.
- (27) J. Blinowski, P. Kacman and J. A. Majewski: Phys. Rev. B, **53**(1996), 9524.
- (28) M. v. Schilfgaarde and O. N. Mryasov: Phys. Rev. B, **63**(2001), 233205.
- (29) T. Dietl: Nature Mater., **5**(2006), 673.
- (30) T. Baron, K. Saminadayar and N. Magnea: J. Appl. Phys., **83**(1998), 1354.
- (31) A. Bonanni *et al.*: Phys. Rev. Lett., **101**(2008), 135502.
- (32) T. Dietl, T. Andrearczyk, A. Lipińska, M. Kiecana, M. Tay and Y. Wu: Phys. Rev. B, **76**(2007), 155312.
- (33) S. Ogale *et al.*: Chem. Mater., **20**(2008), 1344.
- (34) Y. Nishio, K. Ishikawa, S. Kuroda, M. Mitome and Y. Bando: Mater. Res. Soc. Symp. Proc. vol. 1183, FF01-11 (2009).
- (35) T. Fukushima, K. Sato, H. Katayama-Yoshida and P. Dederichs: Jpn. J. Appl. Phys., **45**(2006), L416.
- (36) W. -H. Xie, Y. -Q. Xu, B. -G. Liu and D. G. Pettifor: Phys. Rev. Lett., **91**(2003), 037204.

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

1990年 3月 東京大学大学院理学系研究科博士課程修了

1990年 4月 筑波大学物質工学系助手

2002年 9月～2004年 1月 ジョゼフ＝フーリエ大学
(グルノーブル)研究員

2004年 6月 筑波大学物質工学系助教授

2008年11月 現職

専門分野：半導体物性工学

◎磁性元素を含む半導体の実験研究に従事。結晶成長、ナノ構造作製、物性研究を通して新機能の発現を探索し、スピントロニクスへの応用を目指す。最近は、強磁性半導体の物質探索、構造・物性の評価とデバイス応用を目指した研究に取り組んでいる。