

Title	デルタドープ半導体構造における局在スピンの研究
Author(s)	岩崎, 晋
Citation	
Issue Date	2007-03
Type	Thesis or Dissertation
Text version	none
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10119/3669">http://hdl.handle.net/10119/3669</a>
Rights	
Description	Supervisor:大塚 信雄, 材料科学研究科, 修士

# デルタドープ半導体構造における局在スピンの研究

固体構造解析講座 大塚研究室 岩崎 晋

## 1 序論

III-V 族希薄磁性半導体は従来の半導体デバイスとの組み合わせも良く、超格子や量子井戸などの構造も作りやすいことなどからスピントロニクス分野での新しい材料として重要視されている。例えば GaAs は現在広く用いられている半導体であるが、Mn などを添加することで強磁性の発現が見出されている。しかしデバイスとして動作させるにはキュリー温度が低いことや、スピン電界効果トランジスタに利用するためのスピン注入において偏極度が小さいことなど、解決すべき問題がある。この原因には磁性元素の固溶度が低いことなどがある。今回の研究では Be と Si という通常のドーピングに使われている元素を用いて局在スピンの存在を見出すことを目的にした。ここでは Be と Si という非磁性元素を用いており、そこから局在スピンの存在の可能性があるとこころに新規性がある。また半導体エレクトロニクスでは成熟した技術となっているドナー、アクセプターのドーピングにより実現されるので、この研究の成果がデバイスの実現におおいに貢献する可能性がある。さらに新しい型の局在スピンによるスピン物性として基礎研究の必要も生じると考えられる。

## 2 研究の基礎的背景

半導体中ではドナーやアクセプターから供出されたキャリアは低温で水素原子状態となる。この水素原子状態ではイオン化エネルギーと有効ボーア半径はそれぞれ  $E = (e^4 m^*) / (2(4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar)^2)$ 、 $a_B^* = (4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2) / (m^* e^2)$  と表すことができる。半導体中では誘電率が大きくまた有効質量が小さいので真空中に比べてクーロン力は減少し、不純物に弱く束縛される。ボーア半径は格子定数よりも非常に大きく、一般にイオン化エネルギーは室温程度の熱エネルギーと同程度である。このため、この系では少量のドーピングによりは水素原子状態の波動関数の重なりを制御できる。このことを利用して Si 中に P をドーピングした系における金属絶縁体転移などの研究が理論的、実験的に行われた。

この系において不純物を高濃度に含む状態では、電子はフェルミ流体のように振舞う。しかし転移点の近くでは帯磁率や比熱がここで予想される値から大きくずれていることが見いだされた。Hirsch *et al.* [1] は金属相において遍歴する電子と局在電子が共存する二流体モデルにより、このずれを説明できると報告した。

## 3 実験

研究に用いる試料を分子線エピタキシー (MBE) 法によって成長した。この試料は対になった Be と Si のデルタドープ層を含む。GaAs 中では Be はアクセプター、Si はドナーとして働く。580°C で buffer 層の成長を行い、RHEED によって表面の構造を観察する。400°C で Be デルタドープ

層、GaAs spacer 層、Si デルタドープ層、GaAs cap 層の順番に成長する。その際、ドーピング濃度を変えた試料をいくつか成長した。成長した試料は van der Pauw 法によりホール効果測定を行い、抵抗と移動度の温度依存性を測定した。また PPMS 装置を用いてホール抵抗と磁気抵抗の温度依存性を測定した。磁気抵抗を測定する際、9T の磁場まで印加し、その方向はデルタドープ面に平行にした。

## 4 結果と考察

No. 2 から No. 6 の試料は Be と Si のデルタドープ構造を持っており、No. 1 は Be デルタドープ層だけを持つ。図 1 は 6 個の試料について van der Pauw 法によりシート抵抗を測定した結果である。抵抗の温度依存性からは約 200K よりも高温側では金属的な伝導が見られた。いずれの試料も伝導性正孔と局在正孔が共存した金属相となっていることが分かった。局在状態から移動度端に励起された正孔が伝導に寄与している。低温側での抵抗の増加は熱励起の減少により伝導性正孔の濃度が減少したことによる。200K から高温側に向かって抵抗が大きくなることはフォノン散乱の影響が強くなったためと考えられる。

図 2 は磁気抵抗の温度依存性とホール移動度の温度依存性を測定したものである。磁気抵抗の測定からは負の磁気抵抗を示すことが分かった。負の磁気抵抗が大きくなる温度と移動度が変化する温度がほぼ同じである。低温側での値がどの試料も同じ値をとっている。これらの考察から本来のドリフト移動度を定める散乱機構はどれも同じだと考えられるので、高温側での温度変化はフォノン散乱などではなく、他の機構によるものと考えられる。

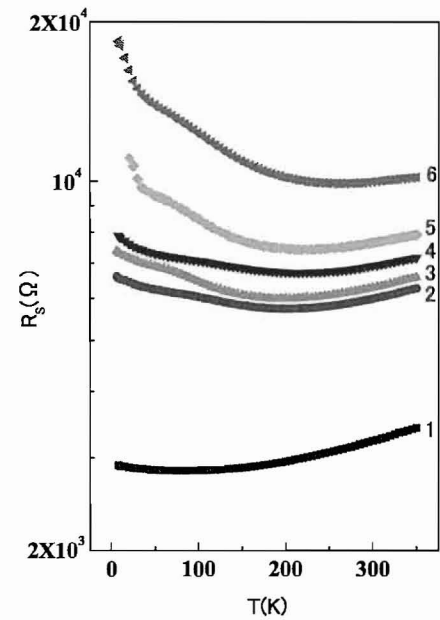


図 1: シート抵抗の温度依存性

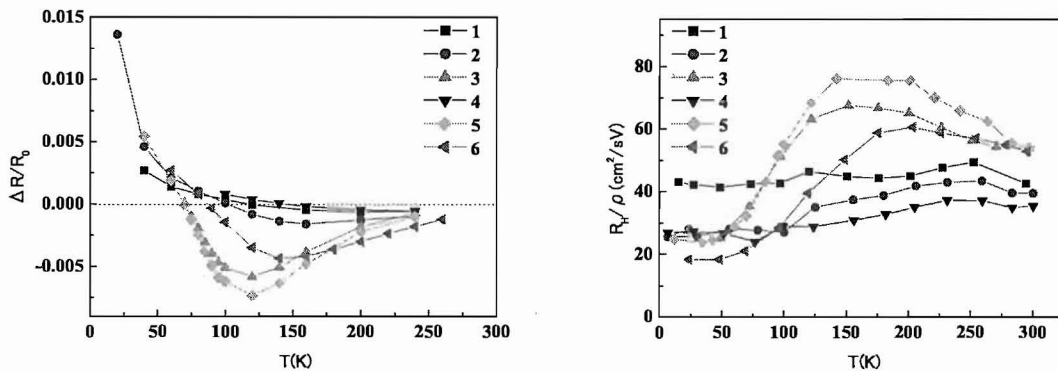


図 2: 左: 磁気抵抗の温度依存性 右: ホール移動度の温度依存性

図3は最も大きな負の磁気抵抗を示したNo.5の試料について行ったホール抵抗の結果である。高温側で磁場に比例する関係からのずれが見られる。すなわち異常ホール効果が観測されている。異常ホール効果は通常のホール効果に加えて試料の磁化に比例する項が現れ、ホール抵抗は次の式で表せる： $R_{Hall} = R_H^0 B + c\rho M$ 、ここで $R_H^0$ は正常のホール係数であり、一方、磁化に比例する項の係数は半導体などでは抵抗率に比例する[2]。

図3を見ると、高温では異常ホール効果が見られるが50Kでは直線である。これは高温では多数の正孔が励起しキャリアとなり、残った少数の局在した正孔に付随したスピンは周りとはほとんど相互作用をせずに常磁性状態を保っているが、低温になるにしたがって局在スピンは無秩序な常磁性からある秩序状態をとることになるためと考えられる。よって50Kでのこの直線の傾きから $R_H^0$ で求めることができる。

ここで常磁性状態の磁化はブリルアン関数で表すことができる。 $M = N_s \langle S \rangle = N_s \langle S_z \rangle = N_s S B_S(x)$ となる。ここで $\langle S \rangle$ は磁気モーメントの熱平均、 $N$ は局在した磁気モーメントの密度であり、 $S$ はその磁気モーメントのスピンの大きさである。スピン不規則散乱に依存した抵抗率[3] $\rho_s = 2\pi^2(k_F m^2 J_{ex}^2) / (pe^2 h^3) N_s [S(S+1) - \langle S^2 \rangle]$ と、ブリルアン関数による常磁性状態の磁化を考慮に入れると、これらの結果がよく説明できた。

図4は測定した磁気抵抗値にこの考察の結果を当てはめたものである。実験で得た値とこの議論から当てはめた式はほぼ合っている。違いはスピン不規則散乱における平均自由行程の効果によって説明される。したがって、デルタドープ構造において局在スピンの存在する可能性を見出すことができた結論できる。

またこの構造が見出されるための成長条件について調べた。ドーピング濃度を変更したものをいくつか成長を行った。しかし大きな異常ホール効果や負の磁気抵抗を示す試料を得ることができなかった。通常の半分のAs分子線強度で成長を行った場合には、高濃度の局在スピンの存在を示唆する大きな移動度の変化を示す試料が得られた。これらの成長条件が成長表面に影響を与え、さらにそれがこの構造により多くの局在スピンを形成し磁気輸送特性を変化させていると考えることができる。

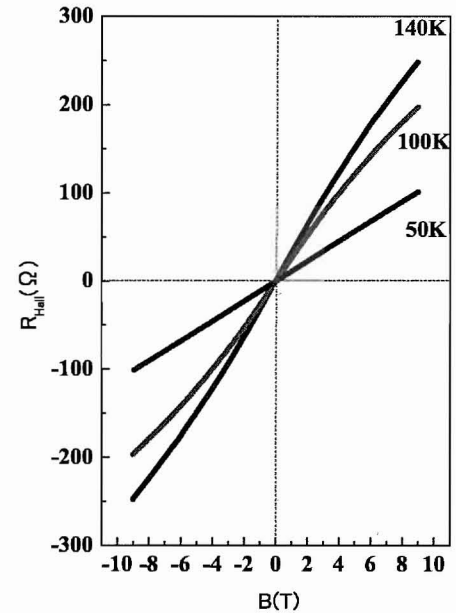


図3: No.5試料のホール抵抗

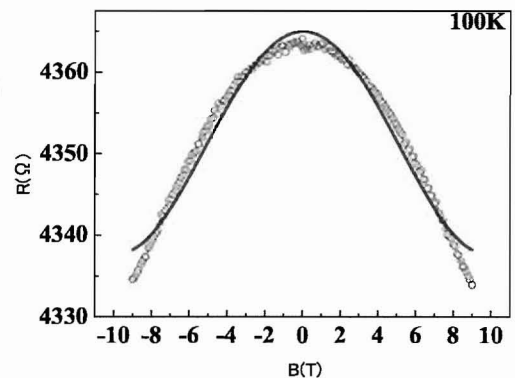


図4: No.5試料の磁気抵抗 ○ 測定値、— 計算値

## 参考文献

- [1] M. J. Hirsch, D. F. Holcomb, R. N. Bhatt, and M. A. Paalanen, Phys. Rev. Lett. **68**, 1418 (1992).
- [2] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara, Phys. Rev. B **57**, R2037 (1998).
- [3] P. G. de Gennes and J. Friedel, J. Phys. Chem. Solids **4**, 71 (1958).