

論文内容の要旨

論文題目 パルス超強磁場を用いたスピン半導体中の
二次元荷電励起子の磁気光学的研究

氏名 平山 康博

1. 研究背景と目的

半導体の結晶技術の急速な進歩は良質な半導体二次元電子系の作成を可能としてきた。その結果、様々な分野で精力的に二次元電子系の研究が行われ、数多くの興味深い報告がされてきた。光学測定分野では、主に遮蔽効果や多体効果が現れるような高電子濃度(電子のフェルミエネルギーが励起子の束縛エネルギーよりもずっと大きい場合)での研究や、強いクーロン相互作用が現れるような低電子濃度(電子のフェルミエネルギーが励起子束縛エネルギーよりもずっと小さい)領域での研究が現在も精力的に行われている。

低電子濃度の半導体二次元電子系では、電子(正孔)–励起子の励起子複合状態である荷電励起子が観測される。負の荷電励起子は、二つの電子と一つの正孔によって構成されている。そのため、荷電励起子のスピン状態は直接的に正孔と電子のスピン分裂の影響を受ける。閃亜鉛鉱型の結晶中では、二つのスピン一重項と六つのスピン三重項が存在する。磁場下ではゼーマン分裂と荷電励起子の束縛エネルギーの磁場依存性によって、それぞれの荷電励起子のエネルギー状態の縮退が解ける。しかし荷電励起子発光の終状態は伝導帯であり、直接的に発光ピークエネルギーの議論からスピン分裂を議論することができないため、発光強度や吸収強度とあわせて議論する必要がある。これまでの報告では、強磁場下での束縛エネルギーの変化を中心に議論されているが、伝導帯と価電子帯と荷電励起子のスピン分裂の関係についての実験での詳しい報告はない。

希薄磁性半導体である(Cd,Mn)Teは、磁場と温度によって電子や正孔のスピン制御を期待できる物質である。低温磁場下では、局在するMnイオンと自由電子の間に働くs,p-d交換相互作用により、伝導帯や価電子帯に大きなスピン分裂が現れる。そのため(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Teは非磁性の二次元電子系とはまったく異なる磁気発光スペクトルが現れ、強磁場下での伝導帯や荷電励起子のスピン分裂をより明確にする。しかしながら、これまでCdMnTeでの強磁場での荷電励起子発光の報告がまったくなかった。

そこで我々は、(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Teを用いて強磁場での荷電励起子のスピン分裂に関する知見を得ること、及び(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Teでの荷電励起子発光の振る舞いの統一的な知見を得ることを目的として、磁気発光及び吸収測定の温度依存性を測定した。

2. 実験方法

本研究で用いた試料および、実験について概略を述べる。試料はポーランド科学アカデ

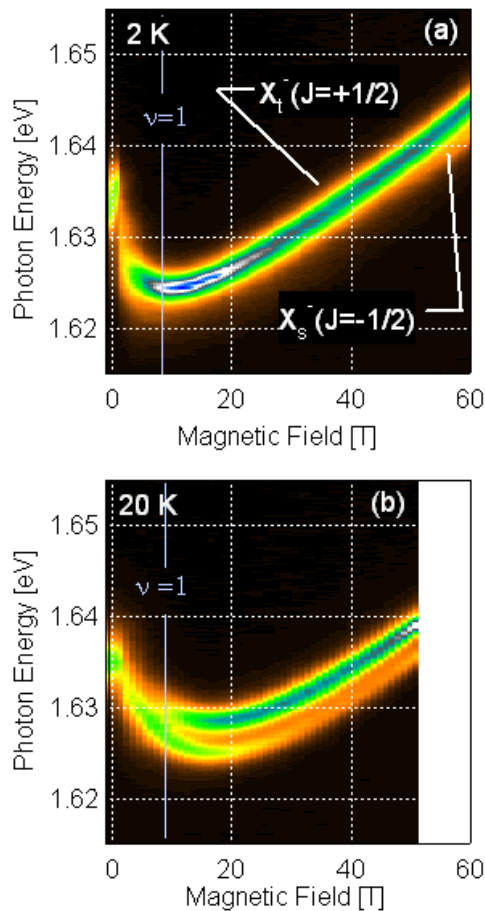


図 1. (a) 2 K, (b) 20 K における磁気発光のストリーク画像。励起強度は 5 W/cm^2 である。

子($X_t^-(J=+1/2)$)の光学遷移によるものである。一方で、50 T 付近から $X_t^-(J=+1/2)$ の低エネルギー側に現れる発光ピークは、一重項荷電励起子($X_s^-(J=+3/2)$)の光学遷移によるピークである。この二つの発光ピークのエネルギー差は約 3.5 meV であり、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ の束縛エネルギー差に相当する。

図 1(b) からわかるように、温度の増加に伴い $X_s^-(J=+3/2)$ の発光強度は増大し、また今まで観測されなかった磁場領域(10~50 T)でも観測されるようになる。これは、弱磁場(2 K で 7 T 以下、20 K では、13 T 前後)で $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のスピン交差が起きたことを示しており、2 K、20 K とともに、20~60 T までの磁場領域では $X_s^-(J=+3/2)$ のエネルギー状態は $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー状態よりも高エネルギー側にあることがわかった。

20 K の場合でも、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ 発光ピークのエネルギー差は 10 T~ 50 T の間で 3.5 meV 前後ではほぼ一定であるが、40 T を超えると $X_s^-(J=+3/2)$ の発光強度は磁場の増加に伴い増加していく事が確認される。これは 50 T 付近では、磁場の増加に伴い $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー差が減少しているためである。

ミーの G. Karczewski らが作成した、希薄磁性半導体二次元電子系 $n\text{-(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te}$ の単一量子井戸である。磁場は非破壊ロングパルスマグネット(50 T 前後)及び、一巻きコイル法(140 T)を用いて発生させ、各温度における発光スペクトル及び吸収スペクトルの磁場依存性を測定した。励起光源には Ar^+ レーザーを使用し、ファイバー光学系でクライオスタット内に設置した試料にレーザー光を導いている。

3. 実験結果

図 1 は Mn 濃度 1.8 %、電子濃度 $2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ の試料における、磁気発光のストリーク画像である。磁場の増加に伴い、 σ^- の発光ピークはゼーマン分裂により即座に消失し、 σ^+ の発光ピークだけが観測される。電子の充填率(ν)が 1 以上の磁場領域($B < 9.4 \text{ T}$)ではランダウ準位間遷移が観測され、高濃度の半導体二次元電子系と似た磁気発光スペクトルを示す。一方で、 $\nu < 1$ の強磁場領域では励起子的な振る舞いを示す発光スペクトルとなり、鋭く強い発光ピークが観測される。2 K において、5 T 前後から現れる発光ピークは、ゼーマン分裂量が最も大きい $J=+1/2$ のスピンを持つ三重項荷電励起

荷電励起子のスピン分裂は、ゼーマン分裂と束縛エネルギーの磁場変化によって決定する。我々の試料の場合 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ の束縛エネルギー差は、20~60 T の範囲で 3.5 meV でほぼ一定値を保っている。一方で、ゼーマン分裂は s,p-d 交換相互作用と半導体中の裸の電子（正孔）の g 因子によるゼーマン分裂 ($E_z(H)=g\mu_B H$) が存在する。これらを考慮した場合の荷電励起子と、伝導帯のスピン分裂の計算値を図 2. に示す。2 K では、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ は 3 T 前後でスピン交差を起こし、 $X_t^-(J=+1/2)$ が最低エネルギー状態になっているが、20 T を超えると、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー差が減少していき、65 T 前後で再びスピン交差が起きる事がわかる。また、温度の増加は、s,p-d 交換相互作用の減少を招き、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー差を減少させることも説明できた。この単純な計算モデルでは、伝導帯も 100 T 付近でスピン交差を起こすと考えられる。そこで一巻きコイル法での発光と吸収測定を行った。

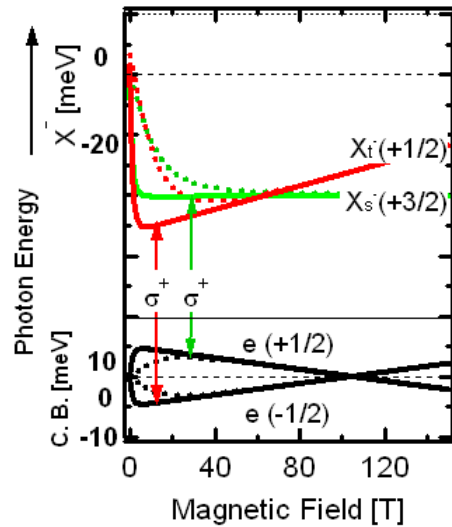


図 2. 荷電励起子及び、伝導帯のスピン分裂の単純モデルによる計算。実線は 2 K、点線は 20 K の場合を表している。

明できた。この単純な計算モデルでは、伝導帯も 100 T 付近でスピン交差を起こすと考えられる。そこで一巻きコイル法での発光と吸収測定を行った。

図 3 は 20 K における 60 T 以上での発光スペクトルを表している。60 T 以上の強磁場でも束縛エネルギー差の変化は観測できず、また 63 T と 82 T の間で $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ の発光強度が入れ替わることから、二度目のスピン交差が起きた事がわかった。図 4 (a) は、三重項荷電励起子の発光強度を、全発光強度で割ったものである。丸が実験値で実線が、図 2 で出した $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー分裂から得られる計算値を表している。60 T 付近までは、30 T 前後までは 2 K、20 K ともに、実験値と計算値がほぼ

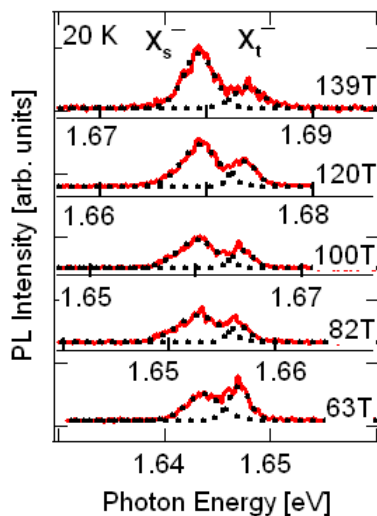


図 3. 強磁場での発光スペクトル

一致している。しかし 60 T を超えると、計算値と実験値は大きくずれていく。このずれは、磁場の増加に伴い伝導帯の g 因子が増加していることが原因であり、 $X_s^-(J=+3/2)$ と $X_t^-(J=+1/2)$ のエネルギー差が線形に変化しなくなるためである。図 4 (b) は、図 4 (a) からもたらされる、伝導帯のスピン分裂を表している。図 2 の単純モデルの計算とは異なり、down スピンと up スピンのスピン交差は 140 T でも起こらず、140 T での二つのスピン間のエネルギー差は 2 meV 前後存在することがわかった。図 4 (c) は伝導帯電子の g 因子の磁場依存性を示している。磁場の増加に伴い伝導帯電子の g 因子は増加していることがわか

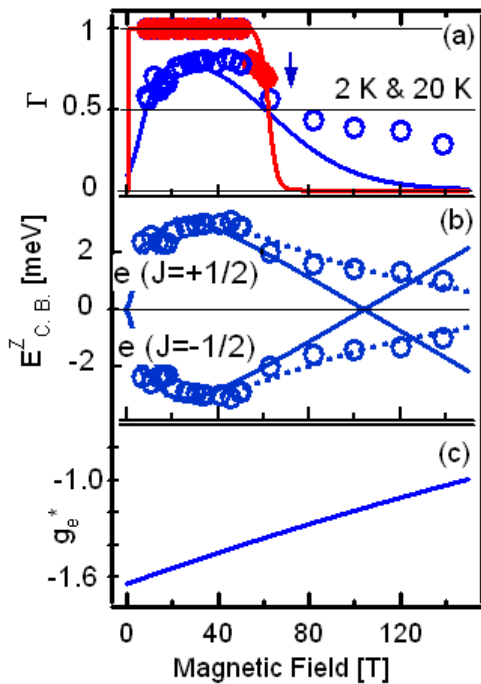


図 4. (a) $X_t^-(J=+1/2)$ の発光強度比の磁場依存性。(b)伝導電子のスピンスplit。(c) g 因子の磁場依存性。赤は 2 K、青が 20 K の場合を表している。
は定性的に説明することに成功した。

4. 総括

本論分では、希薄磁性半導体二次元電子系 $n\text{-(Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te}$ を用いて、強磁場下での発光測定及び吸収測定から荷電励起子および伝導帯のスピンスplitについて議論した。 $s,p\text{-}d$ 交換相互作用と裸の電子の g 因子を考慮し、伝導帯の電子及び価電子体の正孔によるスピンスplitの和で荷電励起子のスピンスplitを定量的に説明できることがわかり、強磁場での $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ における荷電励起子発光の振る舞いが解明された。また同時に、伝導帯電子の g 因子の磁場依存性を、荷電励起子の発光強度の磁場依存性から求めることに成功した。

った。Bulk の GaAs の場合、伝導帯電子の g 因子の増加量は 0~100 T で約 0.45 前後であり、我々の試料では伝導帯の裸の電子の g 因子の増加量は 100 T で 0.46 と似たような値を示している。

図 5. は、60 T 以上の強磁場での吸収スペクトルを表している。荷電励起子の吸収強度は伝導帯の電子数を反映するため、伝導帯電子のスピンスplitを知る手がかりとなる。図 5. からわかるように、強磁場下で三つの吸収ピークが観測される。発光ピークと照らし合わせた結果、 $X_t^-(J=+1/2)$ 、 $J=-3/2$ の一重項荷電励起子 X_s^- 、 $J=+1/2$ の軽い正孔の荷電励起子 X_{lh}^- の吸収ピークである。 $X_s^-(J=+3/2)$ の吸収ピークは 120 T でも観測されないことから、伝導帯の up スピンと $down$ スピンのエネルギー差は大きく、 up スピンの電子がほとんど存在しない事がわかった。

また以上の結果は、Mn 濃度が異なる試料でも同様の振る舞いが現れており、Mn 濃度 1~3 % の試料での強磁場下での荷電励起子発光を定量的、または

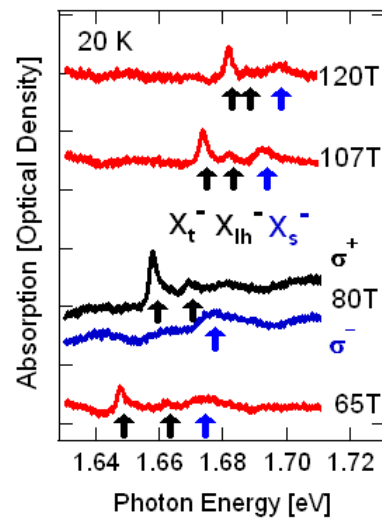


図 5. 強磁場での吸収スペクトル