



Title	ZnSe/MgS超格子の励起子発光特性
Author(s)	梨木, 裕之; 鈴木, 秀樹; 植杉, 克弘 他
Citation	電子科学研究, 4, 83-86
Issue Date	1997-02
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/24382">https://hdl.handle.net/2115/24382</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	4_P83-86.pdf



# ZnSe/MgS 超格子の励起子発光特性

光材料研究分野 梨木 裕之, 鈴木 秀樹, 植杉 克弘, 末宗 幾夫

ZnSe/MgS 超格子の光学特性を反射測定, フォトルミネッセンス (PL) 測定により評価した。反射スペクトルにおいて室温まで励起子構造が観測され, 励起子吸収ピークと励起子吸収線幅が, PL ピークと PL 線幅に室温までよく一致する。発光の起源が室温まで C1-HH1, C1-LH1 励起子によるものであることが確かめられた。線幅の温度依存性から, LO フォノン散乱による C1-HH1 励起子の線幅の広がりバルク ZnSe での広がり比べて低減している。C1-LH1 励起子の線幅の広がりファノ効果により C1-HH1 励起子に比べて大きくなっている。

## 1. はじめに

現在, 短波長半導体レーザーの研究開発が活発に進められている。その要因として, マルチメディアの進展に伴う情報量の増加に対処するため, 光ディスクなどの情報処理機器の記録密度向上があげられる。半導体結晶中の電子と正孔はクーロン相互作用により, 励起子という準安定状態を形成する。II-VI 族半導体では III-V 族半導体よりも励起子結合エネルギーが大きく, 超格子による量子閉じ込め効果を導入すると, 2次元系における励起子結合エネルギーと振動子強度の増大によって室温でも励起子がレーザー発振に関与するものと期待されている。このことは励起子の持つ大きな振動子強度を考慮すると, 発振しきい電流密度の低減化につながり, 室温安定動作という点から, 青色半導体レーザーの長寿命化にプラスの因子としてはたらく可能性がある。室温での励起子効果を増大させるには, 伝導帯ならびに価電子帯双方に大きなバンド不連続を持ったヘテロ構造が必要である。こうした観点から, II-VI 族半導体の中でバンドギャップ差が大きく GaAs 基板の格子定数に近い, 閃亜鉛鉱構造の ZnSe/MgS 超格子を提案し, その作製に成功した<sup>[1]</sup>。ここでは, 反射測定とフォトルミネッセンス (PL) 測定を用いて ZnSe/MgS 超格子の光学的評価を行い, この超格子における励起子特性を調べたので報告する。

## 2. 実験

ZnSe/MgS 超格子を半絶縁性 (001) GaAs 基板上に有機金属気相成長 (MOVPE) 法を用いて成長した<sup>[1]</sup>。ZnSe/MgS 超格子が閃亜鉛鉱構造であることは X 線回折測定により確かめられた。X 線回折測定のサテライトピーク, ならびに成長中の He-Ne レーザーによるその場観察から ZnSe と MgS それぞれの膜厚が得られる。

反射測定の光源にはハロゲンランプを, PL 測定の励起光には 325 nm の He-Cd レーザーを用いた。サンプルは, 冷却媒体に He ガスを使用したクライオスタット中で約 13 K まで冷却した。サンプル温度は温度コントローラにより制御され, 測定は 13.5 K から 300 K の温度範囲で行った。

## 3. 結果と考察

図 1 に ZnSe(56 Å)/MgS(25 Å) を 18 周期成長した超格子の 13.5 K における PL スペクトル (実線) と反射スペクトル (破線) を示す。反射スペクトルにおいて, 緩やかに変化する多重反射スペクトルの上に明瞭な励起子による寄与が 430 nm 付近に観測された。2つの矢印は, 量子井戸に閉じ込められた粒子のシュレディンガー方程式を計算することにより得られた C1-HH1, C1-LH1 励起子の遷移波長を表わす<sup>[2]</sup>。PL ピーク, 反射スペクトルの励起子構造とも 2つの

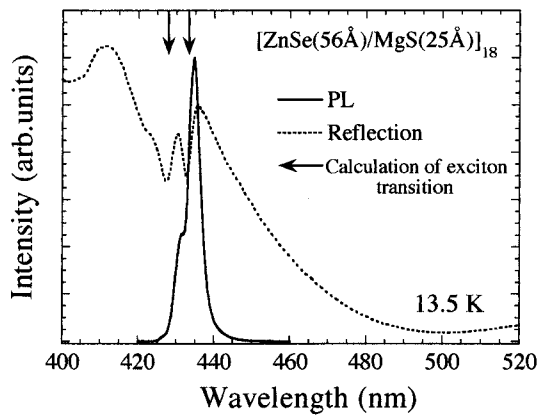


図1 [ZnSe(56Å)/MgS(25Å)]<sub>18</sub>の13.5 KにおけるPLスペクトル(実線)と反射スペクトル(破線)。2つの矢印はC1-HH1, C1-LH1励起子の理論的な遷移波長。

矢印に非常に近いことがわかる。

図2に測定された反射スペクトル(実線)の温度依存性を示す。後に議論する線幅の広がりにより、励起子構造の急峻性が高温で減少しているが、室温においても励起子による寄与が明瞭に観測された。このことから、ZnSe/MgS超格子において励起子効果が増大していることがわかる。13.5 Kと300 Kでの3点鎖線は、励起子吸収をローレンツ関数と仮定し、成長膜の多重反射を考慮した理論的な反射スペクトルであ

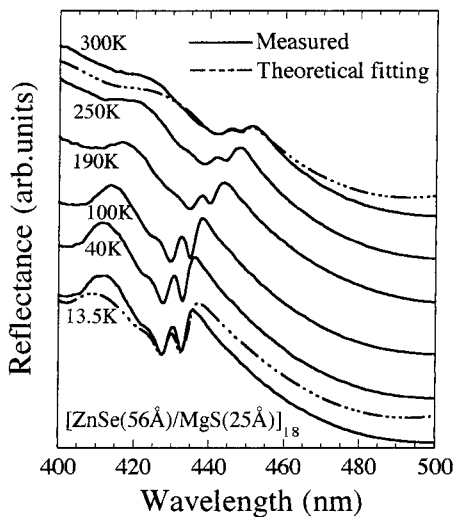


図2 [ZnSe(56Å)/MgS(25Å)]<sub>18</sub>の測定された反射スペクトル(実線)の温度依存性と、13.5 Kと300 Kでの理論的なフィッティング(3点鎖線)。反射スペクトルの計算では励起子吸収にローレンツ関数を仮定した。

る<sup>[2]</sup>。このフィッティングにより励起子吸収ピーク波長と半値全幅(FWHM)が得られる。

13.5 Kでの反射スペクトルのフィッティングにより得られた主な2つの励起子吸収ピークは、433.5 nm, 428.5 nmである。また、シュレディンガー方程式の計算から得られた遷移波長は、433.28 nm (C1-HH1), 427.92 nm (C1-LH1)である。これらの比較から2つの主な吸収ピークはC1-HH1, C1-LH1励起子によるものであり、図1でこの2つの励起子吸収ピークに近いPLピークもC1-HH1, C1-LH1励起子によるものである。

図3に100 Kで測定したPLスペクトル(実線)を示す。3本の1点鎖線は、測定されたPLスペクトルのフィッティングならびにC1-HH1とC1-LH1発光の寄与を表す。C1-HH1とC1-LH1スペクトルの計算にはローレンツ関数を仮定した。ローレンツ関数を用いて実験値をよく再現できることから、発光の起源は励起子によるものである。このフィッティングにより発光ピーク波長とFWHMが得られる。

図4にPLピークエネルギーと励起子吸収ピークエネルギーの温度依存性を示す。低温を除きPLピークと励起子吸収ピークはほぼ一致し、ZnSeエネルギーギャップと平行である。50 K以上での各々のピークの低エネルギー側へのシフトはZnSeエネルギーギャップの温度依存性によるものである。PLピークと励起子吸収ピークが平行にシフトしていることから、それ

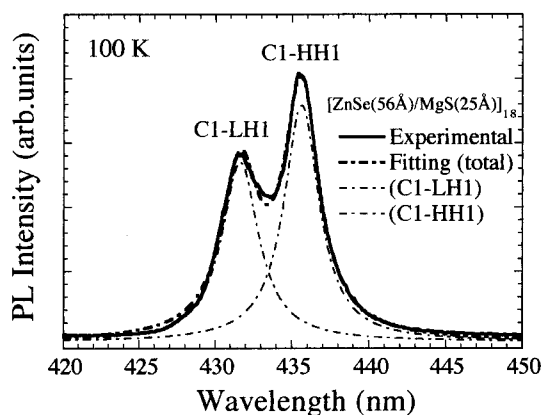


図3 [ZnSe(56Å)/MgS(25Å)]<sub>18</sub>の100 KにおけるPLスペクトル(実線)とそのフィッティング(1点鎖線)。フィッティングにおけるC1-HH1, C1-LH1発光スペクトルにはローレンツ関数を仮定した。

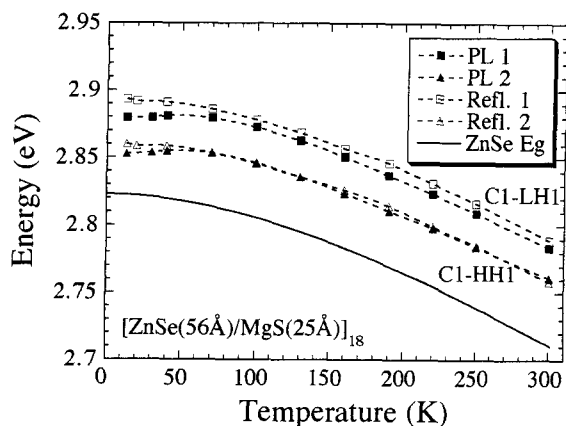


図4 PLピークエネルギーと励起子吸収ピークエネルギーの温度依存性。PLピークと励起子吸収ピークは室温までほぼ一致し、ZnSeエネルギーギャップと平行にシフトしている。

らの起源が室温まで同じ励起子であることがわかる。50 K以下の低温では、PL ピークは励起子吸収ピークよりレッドシフトしており、温度が上がるにつれブルーシフトする。同じ現象が  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  量子井戸でも観測され、局在励起子に起因している<sup>[3]</sup>。これは低温において界面揺らぎにより局在化していた励起子が、温度の上昇とともに自由励起子に活性化されるためと考えられる<sup>[4,5]</sup>。

図5(a)にC1-HH1励起子による励起子吸収線幅とPL線幅の温度依存性を示す。励起子吸収線幅は丸で、PL線幅は三角で表されており、破線はPL線幅の温

度変化をわかりやすくするためのものである。実線は図中に示した式で励起子吸収線幅を理論的にフィッティングしたものである。ここで  $\Gamma_0$  は量子井戸層の厚さの不均一に由来する不均一広がり、 $\Gamma_{LO}$  はLOフォノン散乱による均一広がり、 $\hbar\omega_{LO}$  はLOフォノンエネルギーを表す。フィッティングから得た  $\Gamma_{LO}$  は37.8 meVでありバルクZnSeでの値60 meVよりも小さいことから、ZnSe/MgS超格子での量子閉じ込め効果により励起子がLOフォノンによって散乱されにくくなっていることがわかる。PLで局在励起子による寄与が支配的な100 K以下の温度範囲を除き、PL線幅と励起子吸収線幅が室温までほぼ等しくなっている。低温を除きPLと励起子吸収のピークエネルギー、線幅ともに室温まで一致していることから、ZnSe/MgS超格子からの発光は励起子によるものである。これは大きなバンド不連続を有する量子閉じ込め効果が有効にはたらくしている結果である<sup>[1]</sup>。

図5(b)にC1-LH1励起子による励起子吸収線幅とPL線幅の温度依存性を示す。先程のC1-HH1励起子の線幅の広がり比べて、C1-LH1励起子の線幅の広がりの方が大きい。これはLOフォノン散乱のほかに、分離したC1-LH1励起子状態が、C1-HH1連続状態により共鳴的に散乱されるためと考えられる。これはファノ効果と呼ばれている<sup>[6]</sup>。

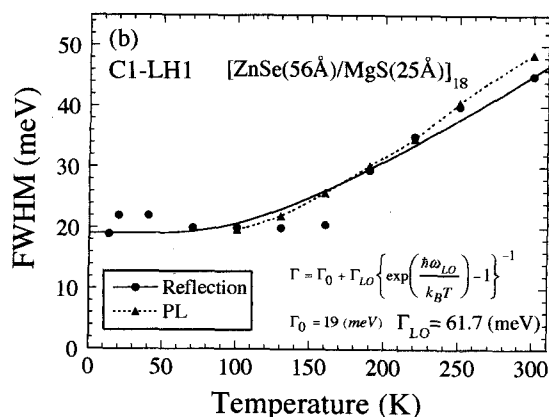
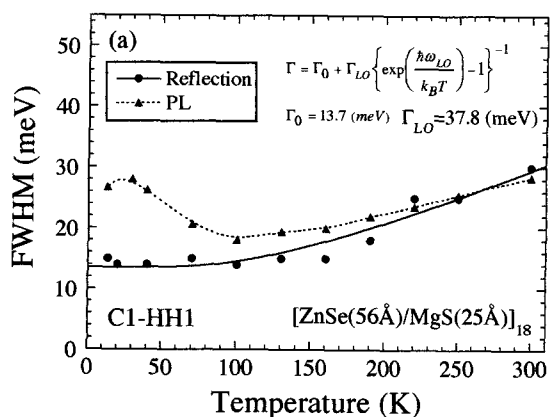


図5 励起子吸収線幅とPL線幅の温度依存性。実線は、LOフォノンによる励起子の散乱を考えた励起子吸収線幅のフィッティング。(a)C1-HH1励起子の場合。  $\Gamma_{LO}$  は37.8 meVとなりバルクZnSeでの値60 meVよりも低減している。(b) C1-LH1励起子の場合。100 K以下では、PL線幅の正確な値を見積もるのは、C1-HH1励起子との重なりと局在効果により難しくなっている。

#### 4. まとめ

ZnSe/MgS 超格子の励起子特性を評価した。反射スペクトルにおいて室温まで励起子構造が明瞭に観測された。励起子吸収のピークエネルギーと線幅が、PL のそれらと室温までよく一致し、PL がローレンツ関数

でフィットできることから、発光の起源は室温まで励起子によるものである。励起子-LO フォノン散乱は C 1-HH 1 励起子の場合、バルク ZnSe に比べて低減している。C 1-LH 1 励起子の場合にはファノタイプ散乱により C 1-HH 1 励起子に比べて線幅の広がりが大きくなっている。

---

#### 【参考文献】

- [1] K. Uesugi, T. Obinata, H. Kumano, J. Nakahara and I. Suemune: Appl. Phys. Lett. 68 844 (1996).
- [2] H. Kumano, H. Nashiki, I. Suemune, M. Arita, T. Obinata, H. Suzuki, K. Uesugi and J. Nakahara: Phys. Rev. B. (印刷中)
- [3] M. Sugawara: Phys. Rev. B51 10743 (1995).
- [4] Y. Kuroda, I. Suemune, Y. Fujii and M. Fujimoto: Appl. Phys. Lett. 61 1182 (1992).
- [5] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Trankle and G. Weimann: Appl. Phys. Lett. 64 3320 (1994).
- [6] D. A. Broido, Emil S. Koteles, C. Jagannath and J. Y. Chi: Phys. Rev. B37 2725 (1988).