

量子井戸構造における光学特性の電界変調
と高速光素子への応用

菅 康夫



目次

第1章 序論

§ 1.1 量子井戸構造の光学特性に対する電界効果に関する研究の歴史的経緯 . . .	1
§ 1.2 本研究の目的と各章の概要	3
§ 1.3 まとめ	5
参考文献	5

第2章 量子井戸構造における光学特性の電界変調

§ 2.1 序言	8
§ 2.2 電界による量子井戸構造の光学特性の変化	8
2.2.1 電界による量子状態の変化	8
2.2.2 電界印加状態における励起子のふるまい	12
2.2.3 電界効果による光学特性変調の速度を決定する要因	14
§ 2.3 発光の電界変調	16
2.3.1 はじめに	16
2.3.2 フォトルミネッセンススペクトルの印加電界による変化	16
2.3.3 キャリア寿命の印加電界依存性の測定	21
2.3.4 電界によるフォトルミネッセンス強度の高速変調	28
2.3.5 レーザ光の電界変調	32
§ 2.4 屈折率の電界変調	37
2.4.1 はじめに	37
2.4.2 エレクトロリフレクタンス測定による屈折率に対する電界効果の評価	37
2.4.3 電界効果による屈折率変化と光吸収変化の関係	44
2.4.4 量子井戸電界効果形光素子の動作検討	45
§ 2.5 まとめ	51
参考文献	53

第3章 量子井戸電界効果形高速変調発光素子

§ 3.1 序言	56
§ 3.2 量子井戸電界効果形発光素子の動作原理	56
§ 3.3 量子井戸電界効果形発光素子の素子構造	60
§ 3.4 量子井戸電界効果形発光素子の特性	66
3.4.1 静特性	66

3.4.2 動特性	73
3.4.3 実用面からの素子特性の検討	85
§3.5 まとめ	89
参考文献	90
第4章 電界スクリーニングを用いた光双安定素子	
§4.1 序言	92
§4.2 電界スクリーニングによる正帰還	93
4.2.1 正帰還機構の原理	93
4.2.2 正帰還動作の実験結果	94
§4.3 電界スクリーニングによる光双安定動作	99
4.3.1 光双安定動作の原理	99
4.3.2 光双安定動作の実験結果	102
§4.4 まとめ	107
参考文献	107
第5章 結言	109
謝辞	112
本研究に関する発表論文	113

第1章 序 論

§1.1 量子井戸構造の光学特性に対する電界効果に関する研究の歴史的経緯

量子井戸構造は1970年にEsakiとTsuにより、トンネル効果による負性抵抗を実現する手段として提案された。¹⁾ 1972年には分子線結晶成長法で成長したGaAs/GaAlAs超格子の電流電圧特性が測定され、²⁾ そこに見られた負性抵抗特性が量子効果によるものであると説明された。しかし、この量子井戸構造が電子の閉じ込めの結果として期待される特性をもつためには、この薄膜構造が設計どおりのポテンシャルプロファイルあるいは不純物分布をもち、欠陥がない高品質の結晶で形成される必要があり、この分野の研究の初期において得られた結果は満足のものではなかった。その後、分子線結晶成長(MBE)法や有機金属気相成長(MOCVD)法を中心として、薄膜結晶成長技術が急速な発展を遂げ、この技術が確立されると共に、量子井戸構造の研究は電子工学の分野のみならず、光学の分野においても大きな注目を集め、この特性を生かしたさまざまな光学素子の研究が活発に行われるようになった。

量子井戸構造の光学素子への応用においては、近年、大きく二つの流れがあるように思われる。一つは半導体レーザの活性層に量子井戸構造を用い、このレーザの高性能化をはかるものである。このいわゆる量子井戸レーザは、1975年にVan der ZielらによってMBE法によって初めて試みられた。³⁾ これが広く注目を集めるようになったのは、MBE成長技術の改良によって、 0.25 kA/cm^2 という、通常のダブルヘテロ半導体レーザの1/3以下の低いしきい値電流密度をもつ半導体レーザがTsangらによって実現されて⁴⁾ からである。現在までに、 0.95 mA の低いしきい値電流をもつ量子井戸レーザ、⁵⁾ 緩和振動周波数の増加による高周波化、⁶⁾ スペクトルライン幅の低下⁷⁾ など、量子井戸構造の導入による半導体レーザの高性能化が報告されている。

一方で、このような作り付けの閉じ込め構造に加えて、井戸面に垂直な電界を印加した場合に生じる光学特性の変化が注目を集め、その物性的な興味、高性能光素子実現の可能性から活発な研究が行われている。この分野の研究の発端となったのは、1982年後半から1983年にかけて、IBMのMendezらのグループと広島大学の山西らのグループによって独立に発表された、GaAs/AlGaAs量子井戸からのフォトルミネッセンスに対する電界効果の実験⁸⁾ および、電界効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子の提案⁹⁾ であった。この最初の実験においては、電界印加による発光スペクトルの長波長側へのシフト、並びに発光強度の減少が確認された。前者の特性については、量子井戸への電界効果の一つとして説明されたが、電界印加によるフォトルミネッセンス強度の減少の解釈を巡って、同様な静特性実験に加えて、パルス励起光に対するフォトルミネッセンスの減衰時間測定といった動特性実験が集中的に行われた。¹⁰⁾ 仮に発光スペクトル強度の減少が、電界印加による井戸内キャリアの分極効果による発光再結合レートの減少に基づくものであるなら、パル

ス励起光によるこの種の測定の結果得られるキャリア寿命は、キャリアの消滅過程において発光再結合が支配的であるかぎり、電界の印加によって長くなるはずである。しかし、そこで得られた結果はその逆で、電界印加によってキャリア寿命は短くなるというものであった。結局、一定励起レートのもとで直流電界印加によって観測されるフォトルミネッセンス強度の減少は、キャリアの井戸層から障壁層への漏れにより、キャリアの非発光消滅レートが増加する結果、量子井戸内のキャリア密度が減少するためであることが明らかとなった。^{10) 11)} 従って、当初から指摘されていた、量子井戸構造への電界印加による電子と正孔の波動関数の分極によって、発光再結合レートそのものが制御可能であることは、前述のキャリアリークに隠されて、この種のフォトルミネッセンス測定では実証されなかった。(後に示す我々のパルス電界による実験の後に、低温においてこのパルス励起法によっても確認された。¹²⁾)

一方、我々のグループは、この電界効果による量子井戸構造の発光レートの制御を、障壁層として Al 濃度の高い AlGaAs 層を用い、電界印加時のキャリアリークを極力抑えた⁹⁾ 上で、パルス印加電界に対するルミネッセンスの過渡応答特性を測定することにより実験的に確認した。¹³⁾ この実験におけるような発光再結合が優勢な条件のもとでは、発光強度の時間変化からキャリアの発光再結合寿命の伸びが明確に観測された。また、この実験においても、キャリアリークが顕著になると、電界印加によりキャリア寿命が短くなることが観測され、¹⁴⁾ 発光強度変化との対応と併せて、このようなルミネッセンス強度のふるまいがキャリアリークによるものであることを明確にした。さらに、このようなキャリアリークによる非発光過程が無視できる場合には、ルミネッセンススペクトルは電界印加によってもその定常的な強度変化を起こさずにピーク波長のみがシフトし、¹⁵⁾ 非発光過程の変化がかかわる場合^{8) 16)} との間に明確な違いがあることを示した。

発光に関する電界効果の研究の一つの目標は、これを用いた高速変調発光素子⁹⁾ の実現である。我々のグループではこれを念頭に置き、短パルス電界によるフォトルミネッセンス強度の変調実験を行い、理論的に予測されるような、キャリア寿命とは無関係な高速なスイッチング現象を確認した。^{14) 15) 17)} さらに、これらのフォトルミネッセンス実験で裏付けられた電界効果による発光の高速変調を、実際に素子として実現する研究を進め、1988年の低温での素子動作の確認^{17) 19)} を経て、1989年に室温でその動作を実現した。^{20) 21)} このように、この分野の研究において初めて提案された量子井戸電界効果形発光素子は、今や現実のものとなりつつある。

量子井戸構造の光学特性に対する電界効果が、最初に光学素子として実際に応用されたのは、それによる光吸収の変化を利用する吸収型光変調器においてであった。井戸面に垂直に光を入射する最初の試みにおいて、100psec 程度の高速な光強度スイッチングが観測された。^{22) 23)} 続いて、この試みは、より実用的なオンオフ比が得られる導波路構造^{24) 25)} で続けられ、10:1以上の十分なオンオフ比、54psec の高速動作²⁴⁾ が実現された。このよ

うな光吸収あるいは屈折率への電界効果を応用する場合には、量子井戸構造の特長である室温励起子の存在が素子特性に重要な役割を果たす。このような量子井戸構造の励起子に関する電界効果は量子閉じ込めシュタルク効果 (QCSE)^{26) 27)} と呼ばれ、吸収型光変調器に続いて、この効果を応用した SEED^{28) 29)} と呼ばれる光双安定素子が提案された。この素子では、双安定動作に必要な正帰還機構が極めて簡単な構造により実現されるという特長に加えて、非常に小さなスイッチングエネルギーでの動作が確認された。

このように、量子井戸構造の光学特性への電界効果が大きな注目を集める理由は、そこで用いられている現象そのものが非常に高速であり、励起子にからんだ光学特性の電界による急峻な変化と併せて、高速、高効率の光学素子を実現できるためである。これまでのところ、その場合素子に期待されるスイッチング時間は、CR 時定数によって制限を受けている。1987年に提案された、キャリアの仮想励起を利用した、電界下の量子井戸構造における超高速光非線形性は^{30) 31)} この壁をも打ち破るもので、フェムト秒領域でのこの分野の新たな展開を見せている。

§ 1. 2 本研究の目的と各章の概要

本論文は、量子井戸構造における光学特性に対する電界印加効果を、実験および実験結果の理論との対応を通して明確に理解し、この物理現象を光素子へ応用する場合の基礎を与えると共に、実際にこの効果を応用した高速光素子を実現することを目的とする研究の成果を述べたものである。

第1章においては、量子井戸構造を用いた光素子の研究の中で、井戸層への垂直電界印加によるその光学特性の変化が、物理現象として、および素子応用の面から注目を集めてきた歴史的な経緯を略説し、本研究の意義、および目的を述べている。

第2章においては、前半で、電界印加による量子井戸中での量子状態の変化とそれに伴う光学特性の変化について概説している。量子井戸における電界効果を素子として応用する場合、その動作を支配するこの物理現象を正確に把握することが重要であり、後半では、それを明確にするために行った実験結果について述べている。まず、章の始めに電界による量子状態の変化を理論的に評価するための方法を説明した後、この現象を光学特性の変調に用いる時、いかなる要因がその変調速度を決定するかを概説し、原理的には10ピコ秒程度におよぶ非常に高速な変化が期待できることを述べている。次いで、量子井戸構造からの発光特性に対する電界印加効果を検証するために行った、フォトルミネッセンス実験について述べている。その結果、次章で述べる量子井戸電界効果形発光素子の基本原理として不可欠な以下の現象を確認した。キャリア寿命の印加電界依存性を、パルス状電界変化に対する発光強度の過渡応答特性から評価し、その発光再結合寿命が量子井戸構造への印加電界の増加によって長くなる現象を、キャリアの消滅過程において非発光過程が無視できないような条件のもとでも初めて明確に捕らえた。また、実際にこの電界によるキャ

リアの発光再結合寿命の変化を用いて、キャリア寿命に制限されない100ピコ秒以下の自然放出光強度の高速変調が可能であることを実証した。また、同様な光励起で電界効果による誘導放出光の変調実験を行い、利得変調によってパルス幅 140psec のレーザ光パルスの発生を低温で確認した。さらに、この章では屈折率に対する電界効果について、エレクトロリフレクタンス測定によって励起子を含めて定量的にこれを明確にした実験について述べている。この組織的な実験の結果、以下の事項が明確になった。量子井戸構造への電界効果によりその屈折率はバルク結晶よりも大きく変化し、励起子遷移エネルギーの近傍の波長で、最大4%の屈折率変化が電界変化によって生じる。また、電界による屈折率変化がないと同時に光吸収係数変化は最大となる、あるいはその逆の関係になるような特定の波長領域が存在する。ここで得られた実験事実は、量子井戸構造の励起子に關与した光学遷移に対する電界効果で極めて正確に説明でき、室温、高電界印加下でも安定に励起子が存在する量子井戸構造特有の現象であることを示した。また、量子井戸構造における電界効果を応用した吸収型光変調器、交差型光スイッチの動作についてここで得られた知見をもとに考察し、いずれの素子においてもその量子井戸構造、動作波長が素子の動作特性に大きく影響することを示している。

第3章においては、量子井戸構造の発光に対する電界効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子に関する研究の成果を述べている。この発光素子は、従来の発光素子とは対照的に、活性層量子井戸内のキャリア密度を一切変えることなく、電界によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって発光強度を高速に変化させることを動作原理とするもので、その原理をまず説明している。この動作原理は、基礎実験として第2章で述べた光励起実験において実証されたものであるが、これを実際の素子として実現することのできる具体的な素子構造をここで与えている。すなわち本発光素子は、活性層量子井戸への電流注入と印加電界制御という二つの機能を同時に持ち合わせている。この素子の動作においては、量子井戸内のキャリア密度の変動を起こさせないことが本質的に重要であることを明示し、適度なキャリアリークによる非発光過程の増加を利用する、印加電界と注入電流を同時に変調するという二通りの方法によってこれを実現しうることを示している。ここで用いられるキャリアリーク、注入電流の変化は量子井戸内のキャリア密度の変動を起こさせないために補助的に利用されるもので、この素子の発光強度の変化はあくまで電界効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって起こるもので、これによって初めて高速な発光強度変調が可能となる。これについては、実際にこの素子の動特性を測定した結果、キャリア密度の変動の有無がその高速性、入力制御信号波形の再現性に大きく影響することを示している。また、この発光素子の高速性について、短パルス入力に対する発光強度変化の応答時間を測定し、300psec以下の、キャリア寿命には制限されない高速な発光強度変調特性を初めて発光素子の動作として確認した。この発光強度変化に要する時間は、現在のところ素子のCR時定数で制限されているが、これを低減化することによ

り、原理的には発生し得るパルス幅にして 30psec までの高速化が可能と思われる。また、この発光素子は本質的に低電流で動作させ、その場合にも十分な発光強度が得られることを要求されるが、ここでは、素子の発光効率を高めるために、超格子バッファ層を導入し、極めて高い発光効率をもつ発光素子を実現した（注入電流 $\sim 10\text{ A/cm}^2$ において外部効率片面1%、内部効率 $\sim 100\%$ ）。さらに、発光強度変調特性として重要な発光のオンオフ比も、実際の素子で 10:1 以上の十分な大きさであることを確認し、さらには量子井戸構造における電界効果の結果生じる発光波長のシフトもこの特性に対しては有利に作用することを指摘している。この章で述べている量子井戸電界効果形発光素子は、低電流、高効率、高速変調を特長とする半導体発光素子であり、多数個の発光素子を同一基板上に集積化する必要のある光集積回路の分野においては、極めて応用性の高い発光素子である。

第4章では、量子井戸への電界効果と、井戸内へ蓄積されたキャリアによる外部電界スクリーニングを用いた光双安定素子を実現するために行った研究の成果に関して述べている。この素子においては、その特長として、双安定動作を実現するために不可欠な正帰還作用を、直列抵抗などの外的援助は必要とせず、この素子内部の現象のみによって実現することを述べている。その場合には、素子の動作速度は、外的要因による回路のCR時定数によっては制限を受けず、キャリア寿命程度の、この種の素子としては従来の素子にない高速な動作を期待できることを示している。また、実際に、変形多重量子井戸構造を内蔵する素子において、この原理に基づく明確な光双安定動作を、 $\sim 3\text{ W/cm}^2$ の低い光入射強度で室温においても初めて実現したことを述べている。その実験結果に基づく理論的推測の結果として、この素子の特長として期待される、低いスイッチングエネルギー（数 $\text{f J}/\mu\text{ m}^2$ ）と比較的速い応答時間（100nsec）という特性を確認した。この章で述べる光素子もまた、外部抵抗を必要としない、低エネルギー、高速動作という特長から光スイッチング素子として極めて応用性の高い素子である。

第5章においては、以上の研究結果のまとめを行っている。

§ 1. 3 まとめ

本章では量子井戸構造の光学特性に対する電界効果に関する研究の歴史的背景を述べ、本研究の目的、各章の概要を述べた。

参考文献

- 1) L. Esaki and R. Tsu : IBM J. Res. & Dev. 14 (1970) 61.
- 2) L. Esaki, L. L. Chang, W. E. Howard and V. L. Rideout : Proc. of 11th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors, Warsaw, Poland, 1972, p. 431.
- 3) L. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann and W. A. Nordland Jr. : Appl. Phys. Lett. 26 (1975) 463.

- 4) W. T. Tsang : Appl. Phys. Lett. **39** (1981) 786.
- 5) P. L. Derry and A. Yariv : Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 1773.
- 6) K. Uomi, N. Chinone, T. Ohtoshi and T. Kajimura : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L539.
- 7) K. Kojima and K. Kyuma : Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 145.
- 8) E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoc and R. Fisher : Phys. Rev. **B26** (1982) 7101.
- 9) M. Yamanishi and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. **22** (1983) L22.
- 10) J. A. Kash, E. E. Mendez and H. Morkoc : Appl. Phys. Lett. **46** (1985) 173.
- 11) E. J. Austin and M. Jaros : Appl. Phys. Lett. **47** (1985) 274.
- 12) H. J. Polland, L. Schultheis, J. Kuhl, E. O. Göbel and C. W. Tu : Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2610.
- 13) M. Yamanishi, Y. Usami, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L586.
- 14) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. **26** (1987) L1313.
- 15) Y. Kan, M. Yamanishi, Y. Usami and I. Suemune : IEEE J. Quantum Electron. **QE-22** (1986) 1837.
- 16) Y. Kan, M. Yamanishi, I. Suemune, H. Yamamoto and T. Yao : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L589.
- 17) Y. Kan, M. Yamanishi, K. Mukaiyama, M. Okuda, T. Ohnishi, K. Obata, M. Kawamoto and I. Suemune : Technical Digest of the Quantum Wells for Optics and Optoelectronics Topical Meeting, 1989, Salt Lake City, p. 57.
- 18) Y. Kan, M. Kawamoto, M. Yamanishi, K. Mukaiyama, T. Ohnishi and I. Suemune : Extended Abstracts for Post-deadline papers of the 20th Conf. on Solid State Devices and Materials, 1988, Tokyo, p. 633.
- 19) Y. Kan, M. Yamanishi, M. Okuda, K. Mukaiyama, T. Ohnishi, M. Kawamoto and I. Suemune : Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 1149.
- 20) Y. Kan, M. Okuda, T. Ohnishi, M. Yamanishi, K. Mukaiyama and I. Suemune : Extended Abstracts for Late News Papers of the 21st Conf. on Solid State Devices and Materials, 1989, Tokyo, p. 553.
- 21) Y. Kan, M. Okuda, M. Yamanishi, T. Ohnishi, K. Mukaiyama and I. Suemune : to be published in Appl. Phys. Lett.
- 22) T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann : IEEE J. Quantum Electron. **QE-21** (1985) 117.

- 23) H. Iwamura, T. Saku and H. Okamoto : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) 104.
- 24) T. H. Wood, C. A. Burrus, R. S. Tucker, J. S. Weiner, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Electron. Lett. **21** (1985) 693.
- 25) S. Tarucha, H. Iwamura, T. Saku and H. Okamoto : Jpn. J. Appl. Phys. **24** (1985) L442.
- 26) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. **B32** (1985) 1043.
- 27) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2173.
- 28) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Appl. Phys. Lett. **45** (1984) 13.
- 29) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, T. H. Wood, C. A. Burrus, A. C. Gossard, and W. Wiegmann : IEEE J. Quantum Electron. **QE-21** (1985) 1462.
- 30) M. Yamanishi : Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1014.
- 31) D. S. Chemla, D. A. B. Miller and S. Schmitt-Rink : Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1018.

第2章 量子井戸構造における光学特性の電界変調

§ 2.1 序言

GaAs/Al_xGa_{1-x}As に代表される半導体量子井戸構造は、厚さがキャリアのド・ブロイ波長 (~100 Å) 程度の井戸層 (例えば GaAs) を、それよりエネルギーギャップの大きな障壁層 (例えば Al_xGa_{1-x}As) によって挟みこんで形成される。この構造においては、ヘテロ接合界面に生じるポテンシャル障壁によって、キャリアは薄い井戸層内に閉じ込められ、この方向の自由度が制限される結果、離散的な量子準位が形成されるといった量子効果が顕著に現れる。

この量子効果が光学特性に重要な役割を果たす量子井戸構造において、井戸面に垂直な電界を印加した場合に生じる光学特性の変化に着目し、これを高効率、高速光デバイスへ応用する研究が近年盛んに行われている。¹⁾ この種の研究を進めるにあたっては、その基礎となる、量子井戸構造における光学特性に対する電界印加効果を確実に把握し、デバイス応用の指針とすることが重要である。

本章では、最初に、電界印加による量子井戸中での量子状態の変化と、それに伴う光学特性の変化について概説する (第2.2節)。次いで、高速変調発光素子への応用を目的とした、量子井戸からの発光特性の電界変調実験の結果 (第2.3節)、エレクトロリフレクタンズ測定による屈折率の電界変調の評価と、それに基づく光・電子デバイス設計 (第2.4節) について述べ、量子井戸構造における光学特性の電界変調をデバイスに応用するための基礎とする。

§ 2.2 電界による量子井戸構造の光学特性の変化

2.2.1 電界による量子状態の変化

図2.1に示すような量子井戸構造中では、電子や正孔はヘテロ接合界面に形成されるポテンシャル障壁によって中央の井戸層内に閉じ込められ、量子井戸方向 (図中の z 方向) については量子効果のために束縛状態となる。その結果、井戸内には離散的な量子準位 (電子について E_{1e}、E_{2e}、⋯、重い正孔について E_{1hh}、E_{2hh}、⋯、軽い正孔について

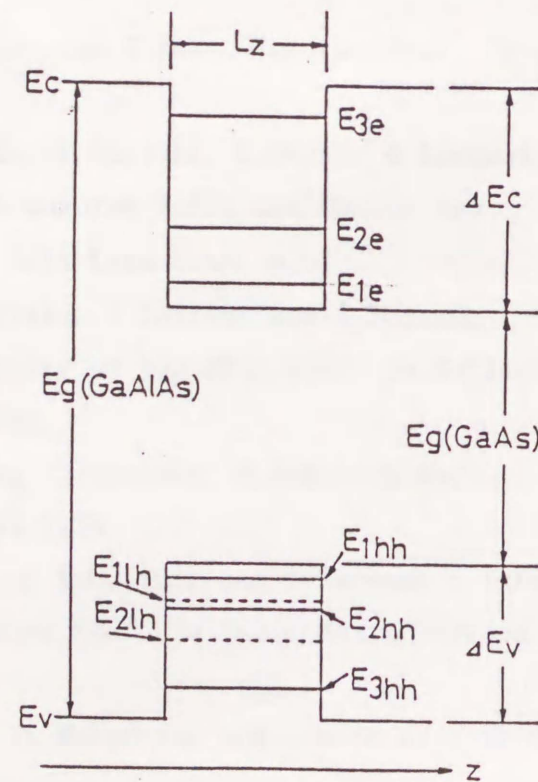


図2.1 GaAs/GaAlAs 量子井戸構造

E_{1hh}、E_{2hh}、⋯) が形成され、量子井戸構造の光学特性はこの量子準位間の遷移によって支配されるようになる。従って、電界による量子井戸構造の光学特性の変化について議論するためには、電界下での量子準位、遷移確率といった物理量を把握する必要がある。

電界印加下にある量子井戸構造におけるキャリアのふるまいを明確にするためには、有効質量近似のもとで、以下に示す1次元のシュレディンガー方程式を、適当な境界条件のもとで解けばよい。

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{m_{j\perp}(z)} \frac{\partial \phi_{ij}(z)}{\partial z} \right\} + \{V_j(z) + V_{Fj}(z)\} \phi_{ij}(z) = E_{ij} \phi_{ij}(z) \quad (2.1)$$

ここで、i は量子数 (i=1, 2, 3, ⋯)、m_{j⊥}(z)、E_{ij}、φ_{ij}(z) はキャリア (電子:j=e、重い正孔:j=hh、軽い正孔:j=lh) の井戸面に垂直な方向の有効質量、量子準位、波動関数をそれぞれ表し、ħ はプランク定数である。また、V_j(z) は量子井戸構造を構成する各層間のエネルギーギャップ差によって生じるポテンシャル変化を、また、V_{Fj}(z) は外部電界によるポテンシャルを表す。この時点では、励起子は考えないものとする、量子井戸面 (x-y 面) 内ではキャリアは自由に運動できるので、キャリアのもつ全エネルギーは、m_{j∥}を井戸面に平行な方向の有効質量として、

$$E_{ij}(k_x, k_y) = E_{ij} + \frac{\hbar^2}{2m_{j\parallel}} (k_x^2 + k_y^2) \quad (2.2)$$

となり、波動関数は、

$$\phi_{ij}(x, y, z) = \phi_{ij}(z) \exp[i(k_x \cdot x + k_y \cdot y)] u_{ij}(\mathbf{r}) \quad (2.3)$$

と書ける。ここで、u_{ij}(r) はブロッホの周期関数である。また、量子井戸面内でのキャリアの自由運動のため、状態密度関数は量子準位に付随して階段状関数となり、サブバンドを形成する。例えば、i 番目のサブバンドの状態密度は、L_zを井戸層の厚さとして、

$$D_i(E) = m_{j\parallel} / \pi \hbar^2 L_z \quad (E \geq E_{ij}) \\ = 0 \quad (E < E_{ij}) \quad (2.4)$$

で表され、量子井戸のポテンシャル形状や量子数には依存しない。この状態密度より、i 番目の量子準位にある電子 (正孔) の密度 N_{ie} (N_{ih}) は、フェルミ準位を E_{Fe} (E_{Fh}) として、

$$N_{ie} = \int_{E_{ie}}^{\infty} D_i(E) / \{1 + \exp(E - E_{Fe}) / k_B T\} dE \\ = \frac{m_{e\parallel}}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \cdot \ln \{1 + \exp(E_{Fe} - E_{ie}) / k_B T\} \\ N_{ih} = \frac{m_{h\parallel}}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \cdot \ln \{1 + \exp(E_{ih} - E_{Fh}) / k_B T\} \quad (2.5)$$

で与えられる。ここで、 k_B はボルツマン定数、 T は温度である。

一方、ある程度以上の数のキャリアが井戸内に存在する量子井戸構造に、電界が外部から印加された場合、互いに逆方向に局在化した電子と正孔の間に外部電界と反対方向に電界が生じ、これが外部電界を遮蔽する効果が無視できなくなる。例えば、量子井戸内でのキャリアの分極により、面電荷 eN_s が井戸層と障壁層の界面に生じた時、井戸層内の電界 E_w と障壁層に加わる外部電界 E_B とは電荷の連続性により、

$$eN_s + \epsilon_w E_w = \epsilon_B E_B \quad (2.6)$$

なる関係にある。ここで、 ϵ_w 、 ϵ_B はそれぞれ井戸層、障壁層の誘電率である。従って、井戸層と障壁層の界面でキャリアの面密度 N_s が $\epsilon_B E_B / e$ と同程度になると井戸層内へはもはや電界が印加されず ($E_w = 0$)、井戸層内で生じる量子状態の変化を期待できなくなる。数値例として、AlAs 障壁層 ($\epsilon_B = 10.1\epsilon_0$: ϵ_0 は真空の誘電率) を考え、これに対する絶縁破壊電界以下の外部電界 $E_B = 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ に対しては、 $N_s = 1.12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ の面密度のキャリアが分極により井戸層端に集められると、外部電界は完全にスクリーンされ、井戸層内の電界は 0 となる。このキャリアを外部電界を 0 にして厚さ 100 \AA の井戸層内に均一に分布させるとその体積密度は $1.12 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となる。このキャリアの局在化による外部電界のスクリーニング効果は、量子井戸内に多数個のキャリアを励起する発光素子での応用の際に、特に注意を払う必要があるが、以下に示すポアソン方程式によりこの効果を記述できる。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \epsilon(z) \frac{\partial V_{Ph}(z)}{\partial z} \right\} = - \{ Q(z) + eN_D(z) - eN_A(z) \}$$

$$Q(z) = \rho_e(z) + \rho_{hh}(z) + \rho_{lh}(z) \quad (2.7)$$

ここで、 $N_D(z)$ 、 $N_A(z)$ はそれぞれ、イオン化したドナー密度およびアクセプタ密度を表す。また、 $\rho_e(z)$ 、 $\rho_{hh}(z)$ 、 $\rho_{lh}(z)$ は、それぞれ電子、重い正孔および軽い正孔による電荷分布を表し、式(2.5)へ、波動関数を取り入れて以下のように表す。

$$\rho_e(z) = -e \sum_i \left[\frac{m_e^*}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \cdot \ln \{ 1 + \exp(E_{F0} - E_{ie}) / k_B T \} |\phi_{ie}(z)|^2 \right]$$

$$\rho_h(z) = e \sum_i \left[\frac{m_h^*}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \cdot \ln \{ 1 + \exp(E_{ih} - E_{Fh}) / k_B T \} |\phi_{ih}(z)|^2 \right]$$

($h = hh, lh$) (2.8)

以上の定式化により、電界印加状態にある量子井戸構造におけるキャリアの量子準位、並びに、波動関数は、式(2.1)のシュレディンガー方程式と、式(2.7)のポアソン方程式を連立し、次の境界条件のもとで解けば得られる。

$$-\phi_{ij}(-\infty) = \phi_{ij}(\infty) = 0$$

$$\frac{1}{m_i^*} \cdot \frac{\partial \phi_{ij}(z)}{\partial z} \text{ が境界 } z = z_0 \text{ の前後で連続。} \quad (2.9)$$

図2.2に、井戸幅 100 \AA の GaAs/AlAs 量子井戸構造について(a)無電界時と、(b) $1.1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界を印加した時の量子準位、波動関数を計算した結果を示す。図中の添字 e、hh、lh はそれぞれ電子、重い正孔、軽い正孔を意味し、各キャリアにつき第2準位まで計算した。この計算結果より、電界を印加したときの変化として次の現象が生じることがわかる。まず、電界によってポテンシャル形状が傾くことにより、伝導帯の量子準位は相対的に低下し、価電子帯の量子準位は上昇する。次に、無電界時には井戸の中心に関して対称性をもつ電子と正孔の各準位に伴う波動関数は、電界印加によってその対称性を失い、それぞれ逆方向に局在する。

こうした量子井戸構造における電界効果は、光吸収係数、屈折率、発光のスペクトル形状、強度に以下のような変化をもたらす。まず、印加電界の増加に伴って、量子準位間の

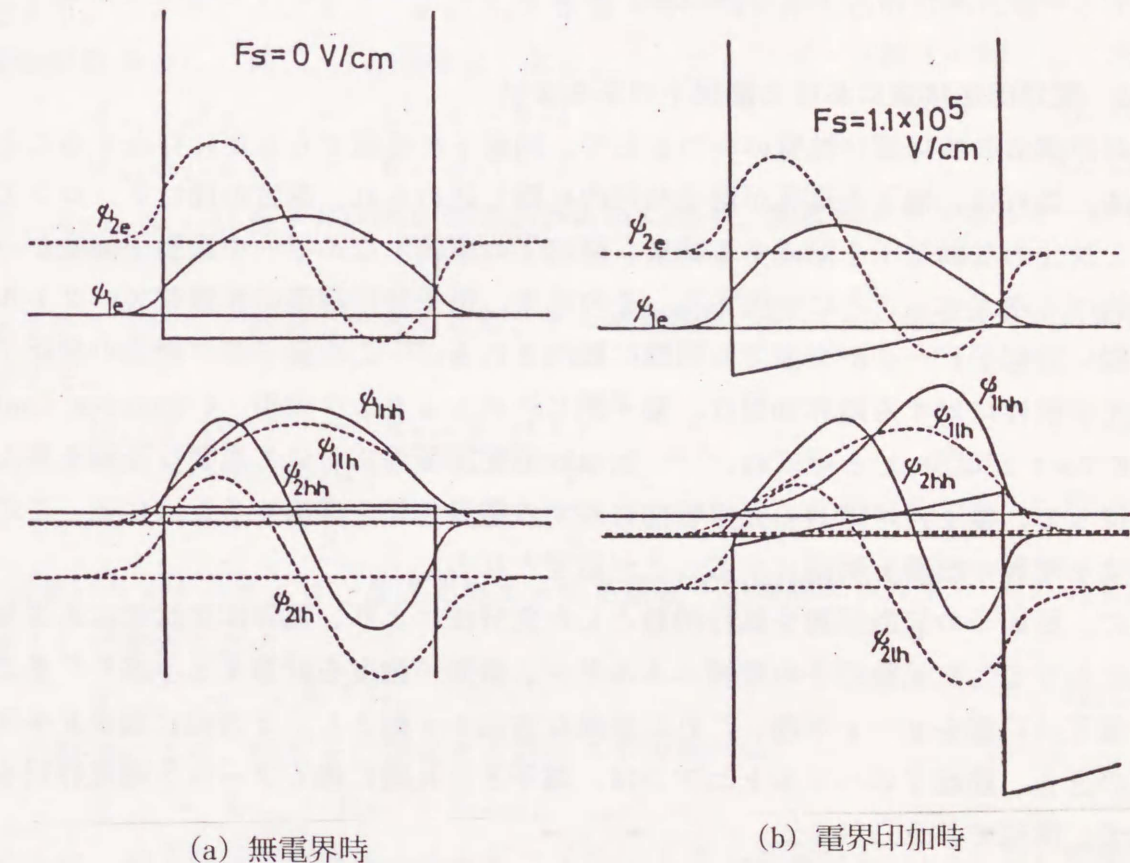


図2.2 GaAs(100Å)/AlAs 量子井戸構造における、(a)無電界時と(b)電界印加時の量子準位と波動関数の計算結果。電子、重い正孔、軽い正孔それぞれについて、第2準位まで示している。

エネルギーギャップは実効的に減少する。この結果として、吸収スペクトル、あるいは発光スペクトルにおいて、遷移エネルギーの電界印加によるレッドシフトが生じる。一方、波動関数の形状変化は、電子と正孔の量子準位間光学遷移に關与する振動子強度に変化をもたらす。この振動子強度は、次式に示すマトリックス要素に比例する。

$$|M_{i_0, k_n}|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{i_0}^*(z) \phi_{k_n}(z) dz \right|^2 \quad (2.10)$$

ここで、 $\phi_{i_0}(z)$ 、 $\phi_{k_n}(z)$ は、それぞれ電子の i 番目の量子準位の波動関数、正孔の k 番目の量子準位の波動関数であり、これを計算することにより振動子強度の電界による変化を定量的に評価することができる。定性的には、電界印加によって波動関数の対称性が失われる結果として、以下のような二通りの振動子強度の変化が現れる。まず、無電界時には波動関数の対称性のため式(2.10)の包絡積分値が最大となる、量子数の等しい準位間 ($\Delta n = i - k = 0$) の許容遷移の振動子強度は、電界印加と共に減少する。一方、量子数の異なる準位間 ($\Delta n \neq 0$) の遷移は、無電界時には包絡積分値が零となる禁止遷移であるが、電界印加によってこの積分値が値をもつようになり、許容遷移となる。

2.2.2 電界印加状態における励起子のふるまい

量子井戸構造の興味深い性質の一つとして、励起子が室温でも安定に存在することがあげられる。これは、電子と正孔が量子井戸内に閉じ込められ、両者の間にクーロン力が作用して二次元的な励起子を形成する結果、励起子の束縛エネルギーや振動子強度がバルク結晶に比べて増大することに起因する。その結果、量子井戸構造の光吸収スペクトルにおいては鋭い励起子ピークが室温でも明瞭に観測される。²⁾ この量子井戸構造の励起子にかかわる光学特性に対する電界効果は、量子閉じ込めシュタルク効果 (Quantum Confined Stark Effect: QCSE) と呼ばれ、^{3) 4)} 光吸収型変調器等において重要な役割を果たしている。従って、量子井戸構造の光学特性に対する電界効果を議論するためには、この励起子に対する電界の影響を明確にすることが重要となる。

以下に、励起子の波動関数を試行関数とした変分法により、電界印加状態にある量子井戸構造における二次元励起子の束縛エネルギー、振動子強度を計算する手法^{3) 4)}を述べる。いま、量子井戸面を $x - y$ 平面、これに垂直な方向を z 軸とし、 z 方向に電界 F を印加する。このとき、励起子のハミルトニアンは、電子と正孔間に働くクーロン相互作用を考慮に入れて、次式で与えられる。

$$H = H_{e_z} + H_{h_z} + H_{eh} \quad (2.11)$$

$$H_{e_z} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z_e} \left\{ \frac{1}{m_e^* \mu(z_e)} \frac{\partial}{\partial z_e} \right\} + V_e(z_e) + e F z_e \quad (2.12)$$

$$H_{h_z} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z_h} \left\{ \frac{1}{m_h^* \mu(z_h)} \frac{\partial}{\partial z_h} \right\} + V_h(z_h) - e F z_h \quad (2.13)$$

$$H_{eh} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_s \{(z_e - z_h)^2 + r^2\}^{1/2}} \quad (2.14)$$

ここで、 z_e, z_h はそれぞれ電子と正孔の z 軸座標、 r は $x - y$ 平面内での電子と正孔の相対座標を表す。また、 μ は電子と正孔の $x - y$ 平面方向での換算質量で、

$$1/\mu = 1/m_e^* + 1/m_h^* \quad (2.15)$$

で定義される。 $V_e(z_e)$ 、 $V_h(z_h)$ は井戸層と障壁層のエネルギーギャップ差によって生じるポテンシャル変化を表す。

シュレディンガー方程式、

$$H\Phi = E\Phi \quad (2.16)$$

の解、 Φ を

$$\Phi(z_e, z_h, \mathbf{r}) = \phi_e(z_e) \phi_h(z_h) \phi_{eh}(\mathbf{r}) \quad (2.17)$$

と仮定する。ここで、 $\phi_e(z_e)$ 、 $\phi_h(z_h)$ は量子井戸内に閉じ込められた電子、正孔個々の波動関数を表し、式(2.1)と同様な1次元シュレディンガー方程式の解として求まる。

$$H_{e_z} \phi_e(z_e) = E_{e_z} \phi_e(z_e) \quad (2.18)$$

$$H_{h_z} \phi_h(z_h) = E_{h_z} \phi_h(z_h) \quad (2.19)$$

ここに、 E_{e_z} 、 E_{h_z} は量子井戸内に閉じ込められた電子、正孔個々のエネルギーに相当する。

励起子を1sボア軌道モデルで考え、その波動関数 $\phi_{eh}(\mathbf{r})$ を次式の試行関数として仮定する。

$$H_{eh} \phi_{eh}(\mathbf{r}) = E_{exb} \phi_{eh}(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

$$\phi_{eh}(\mathbf{r}) = \frac{(2/\pi)^{1/2}}{\lambda} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \quad (2.21)$$

λ は可変パラメータであり、次式で与えられる励起子の束縛エネルギー E_{exb} を最小にする値として求められる。

$$E_{exb} = \langle \Phi | H_{eh} | \Phi \rangle \quad (2.22)$$

以上の計算により、励起子に關与する遷移エネルギーは、

$$E_{ex} = E_{e_z} + E_{h_z} + E_{exb} \quad (2.23)$$

で与えられ、量子準位間の遷移エネルギー ($E_{e_z} + E_{h_z}$) より E_{exb} (< 0) の絶対値分だけ小さくなる。また、励起子の振動子強度の変化は

$$|\phi_{eh}(0)|^2 \cdot \left| \int \phi_e^*(z) \phi_h(z) dz \right|^2 \quad (2.24)$$

の値によって見積もり得る。

以上述べた方法によって、励起子に關連した光学遷移への印加電界の影響を議論するこ

とができるが、2.2.1節で述べた自由キャリア（井戸面内では二次元の運動自由度をもつという意味で自由キャリアと呼ぶ）の光学遷移に対する電界効果に加えて、定性的には以下のような効果を期待できる。すなわち、図2.2のように、電界が印加されると励起子を構成する電子と正孔が分極し、両者の間に働くクーロン力が低下する。その結果、励起子の結合エネルギーは減少し、井戸面内でのボア半径が増大する。電界印加による結合エネルギーの減少は、量子準位間の実効エネルギーギャップの減少を打ち消すように働く。一方、ボア半径の増大は、振動子強度を低下させる方向に働き、電界印加による振動子強度の変化は、励起子を考慮しない場合よりも大きくなる。

井戸層の厚さが100ÅのGaAs/AlAs量子井戸構造について、励起子遷移エネルギー、および励起子遷移の振動子強度の印加電界依存性を計算した結果をそれぞれ図2.3、2.4に示す。図中の1e1hh、1e1lh、1e2hhはそれぞれ1次の電子と1次の重い正孔間、1次の電子と1次の軽い正孔間、1次の電子と2次の重い正孔間の遷移を表す。この内、1e1hh、1e1lhは無電界時の許容遷移、1e2hhは無電界時の禁止遷移である。

2.2.3 電界効果による光学特性変調の速度を決定する要因

これまでに述べた、量子井戸構造の光学特性に対する電界印加効果を整理すると次のようになる。

① 遷移に關与する量子準位間エネルギーの変化

印加電界の増加により減少する ⇒ 光吸収、発光スペクトルの電界印加によるレッドシフト

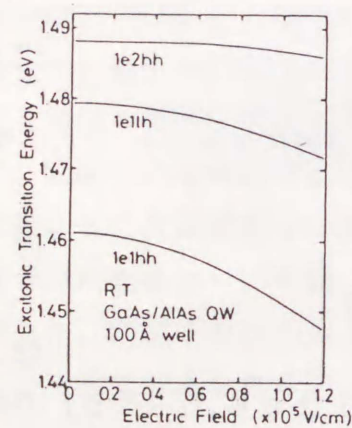


図2.3 GaAs(100Å)/AlAs量子井戸構造における励起子遷移エネルギーの電界依存性の計算結果。

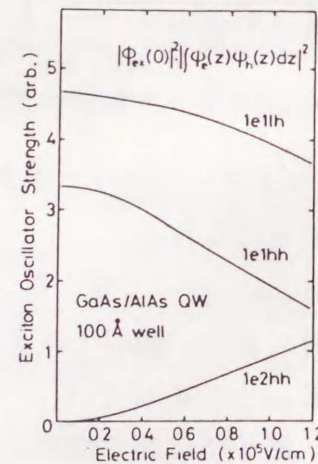


図2.4 GaAs(100Å)/AlAs量子井戸構造における励起子遷移振動子強度の電界依存性の計算結果(式2.24による)。

② 電子と正孔の波動関数の分極による振動子強度の変化

印加電界の増加により

無電界時の許容遷移は減少 ⇒ 発光、光吸収係数の強度変化

無電界時の禁止遷移は増加

③ 励起子に關与する光学特性に対する電界効果

①の変化を打ち消す方向に作用する

②の変化を増長する方向に作用する

このような電界効果によって、光吸収係数、発光等の光学特性を変調しようとする場合にその変調速度が何によって決定されるかを以下に概説する。外部から加える電界を変化させたとき、量子井戸構造の光学特性が変化するまでの過程を図2.5に示す。

i → iiの過程では、実際のデバイスで外部の電気回路を介して電極に加える電圧の大きさを变化させた時、実際にデバイス内の量子井戸構造へ加わる電界が変化するまでに遅れ時間が生じる。これはデバイスを含めた電気回路が、電極間容量Cと素子あるいは外部の直列抵抗RからなるC・R直列回路を形成するために、印加電界の変化に要する時間が、C・R時定数によって制限されるためである。

ii → iiiの過程では、量子井戸への印加電界が変化したとき、井戸内の波動関数が図2.2のように変化するために要する時間を考慮する必要がある。この時間は、これまで厳密には計算されていないが、仮に古典論的にキャリアを粒子と見なして、電界Fにより加速されて井戸内を走行する時間 t_T を考えると、井戸層厚 L_z に対して、

$$t_T = (2m^*L_z/eF)^{1/2} \quad (t=0 \text{ で 速度}=0 \text{ として}) \quad (2.25)$$

となり、例えば、 $L_z=100\text{\AA}$ 、 $F=1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ に対して、 t_T は 0.1psec 以下の極めて短い時間となる。

iii → ivの過程では、量子井戸内の量子状態が変化した後に、実際に光吸収係数などの光学特性が変化するまでに要する時間を考慮する必要がある。この時間は、波動関数の位相が衝突によって乱される横緩和時間 (T_2 タイム) 程度となり、¹⁾ これも 0.1psec 程度の極めて短い時間となる。

以上のように、図2.5のii → ivの過程に要する、現象そのものの究極的な時間は極めて短く、結局、電界効果による量子井戸構造の光学特性を変調するために要する時間は、i → iiの過程でのC・R時定数によって制限を受ける。C・R時定数は、デバイスの形状、大きさに依存するが、素子の微細化等による容量の低減によって、10psec程度に小さくすることは可能である。

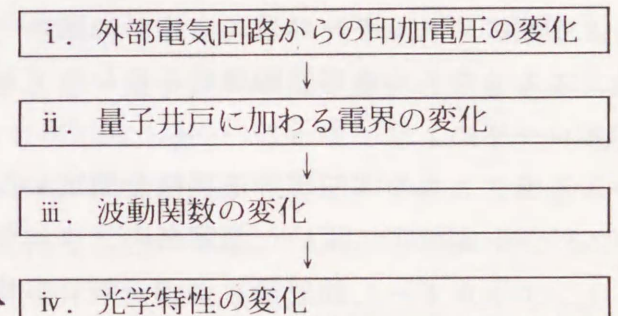


図2.5 電界効果により量子井戸構造の光学特性が変化する過程。

§ 2. 3. 発光の電界変調

2.3.1 はじめに

印加電界下にある量子井戸構造の光物性、および、その光デバイス応用の研究の発端となったのは、1982年後半から1983年にかけて、IBMの Mendez らのグループと広島大学の山西らのグループによって独立に発表された、GaAs/AlGaAs 量子井戸からのフォトルミネッセンスに対する電界効果の実験⁵⁾ および、電界効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子の提案⁶⁾ であった。その後、この最初の実験によって観測された、電界印加によるフォトルミネッセンス強度の減少の解釈を巡って、同様な静特性実験に加えて、パルス励起光に対するフォトルミネッセンス強度の減衰時間測定といった動特性実験が集中的に行われた。⁷⁾ その結果、この一定励起レートのもとで、直流電界印加によって観測されるフォトルミネッセンス強度の減少は、キャリアの井戸層から障壁層への漏れにより、キャリアの非発光消滅レートが増加する結果、量子井戸内のキャリア密度が減少するためであることが明らかとなった。^{7) 8)} 一方、当初から指摘されていた、量子井戸構造への電界印加による電子と正孔の波動関数の分極によって、発光再結合レートそのものが制御可能であることは、前述のキャリアリークにマスクされて、この種のフォトルミネッセンス測定では実証されなかった。この電界効果による量子井戸構造の発光レートの制御は、障壁層として Al 濃度の高い AlGaAs 層を用い、電界印加時のキャリアリークを極力抑えたうえで、パルス印加電界に対するフォトルミネッセンス強度の過渡応答特性を測定することにより初めて実験的に確認された。⁹⁾

本節では、量子井戸構造からの発光特性に対する電界印加効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子の基礎実験として、フォトルミネッセンス測定を行った結果について述べる。

2.3.2 フォトルミネッセンススペクトルの印加電界による変化

2.2 節で述べたように、量子井戸構造の光学特性に対する電界効果の一つに、電界印加による遷移エネルギーの低エネルギー側へのシフトがある。この効果は、フォトルミネッセンススペクトルの電界印加によるレッドシフトとして確認できる。ここではまず、CW ガスレーザにより、量子井戸内に一定のレートでキャリアを励起し、発生するルミネッセンススペクトルの印加電界依存性を測定した結果を示す。図2.6 にフォトルミネッセンスのスペクトル測定に用いた測定系のブロック図を示す。励起光源としては波長6328 Å (フォトンエネルギー1.96 eV) の He-Neレーザを用いた。このレーザ光に対しては、本研究のフォトルミネッセンス実験に際して一貫して用いた、Alのモル比が70%以上のAlGaAs障壁層(室温でのバンドギャップ2.05 eV以上)は透明であり、このレーザ光によって井戸層のみにキャリアが選択的に励起される。従って、実験結果の解釈に際しては、障

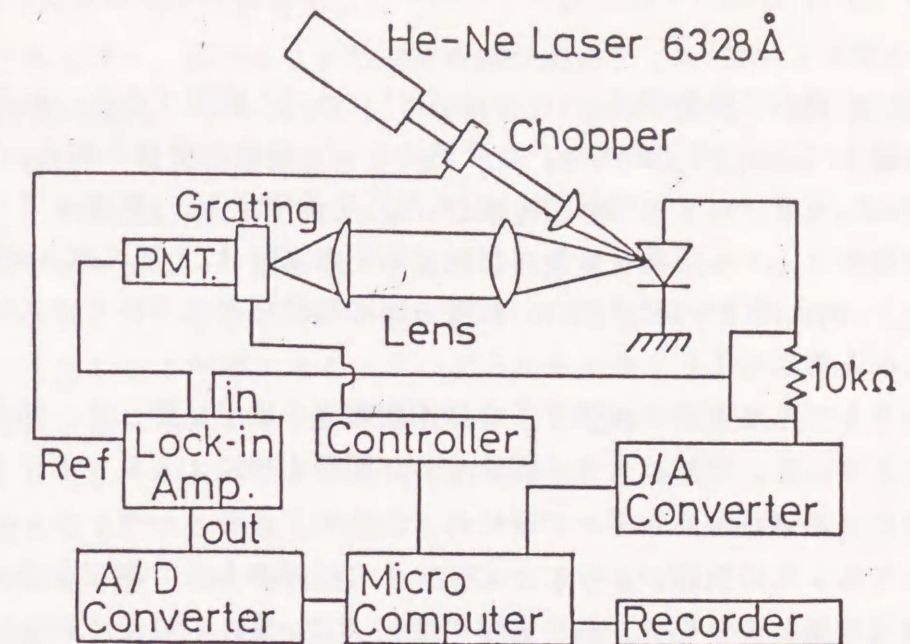


図2.6 フォトルミネッセンススペクトルの測定系。

壁層が励起される場合には考慮が必要となる、障壁層中に励起されたキャリアの井戸層内への注入効率といった不明瞭な要因を排除できる。一方、2.2 節で指摘したように、この実験を行う際には、井戸層内に励起されるキャリア密度に注意を払う必要がある。すなわち、井戸内のキャリア数が体積密度にして 10^{18} cm^{-3} 程度になると、電界が印加されたときに生じる、キャリアの分極による電界スクリーニングが無視できなくなる。本節で示すフォトルミネッセンス実験においてはすべて、井戸内のキャリア密度が 10^{17} cm^{-3} 程度になるような弱励起で測定を行った。

図2.7 に室温におけるフォトルミネッセンススペクトルの印加電界依存性の測定に用いた試料の構造と測定結果を示す。¹⁰⁾ 試料は、30周期の GaAs 井戸層(厚さ95 Å)と $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ 障壁層(厚さ160 Å)からなる多重量子井戸構造を i 層を含む p-i-n ダイオードを形成している。この多重量子井戸構造は、障壁層が厚く、そのポテンシャル障壁も十分高いことから、各井戸層間の結合は無視でき、単一量子井戸構造の集合と見なすことができる。p-i-n ダイオード構造の試料を用いるメリットは、これに加えるバイアス電圧 (V_b) を、ビルトイン電位に相当する順バイアス (V_0) 以下で変化させることによって、容易に量子井戸への印加電界 (F) を変化させ得ることにある。いま、i 層の厚さを T_i とし、i 層全体が空乏化しているとすると、量子井戸に加わる電界は、

$$F = (V_0 - V_b) / T_i \quad (2.26)$$

で見積もることができる。ここで、量子井戸構造を含む i 層が厚くなると、多重量子井戸構造全体に空乏層が伸びきらず、式(2.26)が適用できなくなるので注意を要する。片

側の不純物密度 (N_i) が他のそれに比べて十分小さい階段接合における空乏層幅 W は、

$$W = (2\epsilon V / e N_i)^{1/2} \quad (2.27)$$

で与えられるが、 i 層の不純物濃度を $N_i = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ と仮定すると、ビルトイン電位を含むバイアス電圧 V が 1.0 V のとき、空乏層は $1 \mu\text{m}$ 程度までひろがる。 i 層の厚さを $1 \mu\text{m}$ として、 $V_0 - V_b = 1 \text{ V}$ に対して式(2.26)を適用すると、電界は $1 \times 10^4 \text{ V/cm}$ となるが、本研究のフォトルミネッセンス実験で用いた試料は、 i 層の厚さがいずれも $0.8 \mu\text{m}$ 以下であり、例えば $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ 程度の印加電界以上については式(2.26)を適用しても問題はないと思われる。

観測したフォトルミネッセンススペクトルは印加電界の増加に伴って、顕著な低エネルギー側へのシフトを示し、同時に大きく減少する。電界印加によるレッドシフトは量子井戸への電界効果による遷移エネルギーの変化により説明できる。一方、ルミネッセンス強度の減少に関しては、この実験のように一定レートの励起のもとで測定を行う限り、量子井戸構造への電界効果により発光再結合確率の変化(言い換えれば発光再結合寿命の変化)が生じて、発光強度の減少の理由とはなり得ない。これは、キャリア密度 n に関するレート方程式の定常解 ($\partial/\partial t = 0$)、

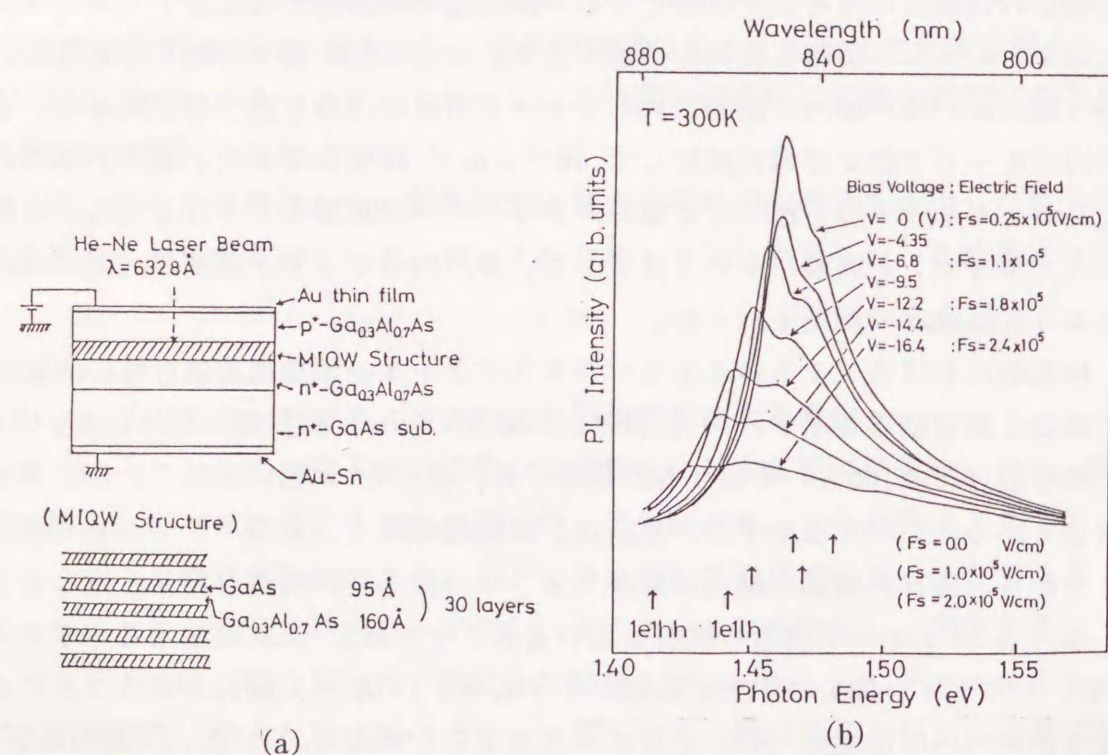


図2.7 室温におけるフォトルミネッセンススペクトルの電界依存性の (a)測定に用いた試料の構造と、(b)室温における測定結果。¹⁰⁾ (b) の図中の矢印は、各印加電界下での、1e1hh遷移と1e1lh遷移のエネルギーを計算した結果を示す。

$$P = n / \tau_r = G - n / \tau_{nr} \quad (2.28)$$

より明らかである (τ_r はキャリアの発光再結合寿命、 τ_{nr} はキャリアの非発光寿命、 G はキャリアの励起レートを表す)。すなわち、 G が一定のもとで、非発光過程 n / τ_{nr} に変化がなければ、電界効果によって τ_r が変化しても、発行量 P は常に一定となるはずである。この測定結果に見られるような電界印加による発光強度の減少は、井戸層から障壁層へのキャリアリーク量が増大するために非発光過程 n / τ_{nr} が増加して引き起こされる。実際、図2.7の測定に用いた試料では、印加電界の増加に伴って、キャリアリークによるフォトカレントが増大する。このようなキャリアリークとルミネッセンス強度の対応については、後に示すキャリアリークの少ない場合の測定結果でより詳しく述べる。

一方、図2.7で、そのスペクトル形状の電界印加による変化に着目すると、物性的に興味のある現象を見ることができる。測定したフォトルミネッセンススペクトルには、1次の電子と1次の重い正孔間の遷移(1e1hh遷移)による主ピークの高エネルギー側に1次の電子と1次の軽い正孔間の遷移(1e1lh遷移)による副ピークが見られる。電界印加による両者の強度の変化を見ると、印加電界の増加に伴って、前者の方が後者より相対的に減少の割合が大きいことがわかる。この二つのスペクトルピークのふるまいをより明確にするため、低温(77K)で同様な測定を行い、測定したスペクトルより、主ピークと副ピークの分離を行った結果を図2.8に示す。(a)は1e1lh遷移による発光、(b)が1e1hh遷移による発光である。図2.9(a)は、図2.8の二つのスペクトルのピークエネルギー差より求まる、二つの量子準位間遷移エネルギー間隔の印加電界による変化を示している。また、図2.9(b)は、図2.8の二つのピークの強度比から、それぞれの量子準位にあるキャリア密度の差を考慮に入れて、発光の振動子強度の比を計算し、その印加電界による変化を示している。1e1hh遷移と、1e1lh遷移のエネルギー間隔は、印加電界の増加に伴って大きくなり、その振動子強度は相対的に1e1hh遷移の方が減少する。これは電界印加によって、前者の方が後者より大きくシフトし、振動子強度の低下も大きいため、この違いは有効質量の大きい重い正孔の方が電界印加によって井戸層内で大き

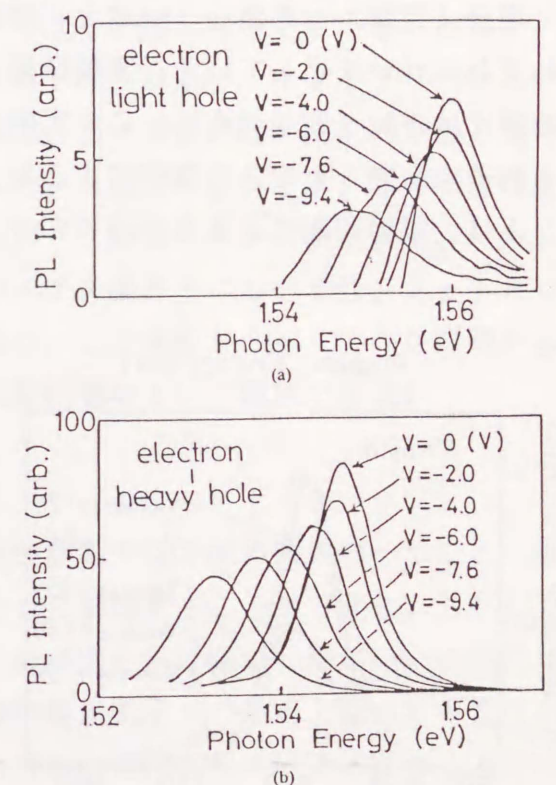


図2.8 (a)1e1lh遷移と(b)1e1hh遷移によるフォトルミネッセンススペクトルの電界依存性。77Kでのスペクトル測定結果をもとに分離した。¹⁰⁾

く局在化するためにもたらされる。^{10) 11)}

図2.10に、キャリアリークが少ない試料を用いた低温でのフォトルミネッセンス測定で得られた、スペクトルの印加電界依存性を示す。¹²⁾ 試料は前と同様に p-i-n 構造であるが i 層には厚さ120Å の単一量子井戸構造が含まれる。図2.7で示した測定結果と同様に、試料に加えるバイアスを逆方向に増加するに伴い、発光スペクトルは顕著に低エネルギー側へシフトする。試料に加えたバイアス電圧を式(2.26)により印加電界に換算し、それに対するスペクトルピークのシフト量の関係を図2.11に示す。図中には2.2節で述べた理論解析により求めた、発光に参与する遷移エネルギーの電界によるシフト量を励起子を考慮した場合(実線)、考慮しない場合(破線)それぞれについて示している。実験結果と理論の間にはよい一致が見られ、この実験的に得られるルミネッセンスの電界によるレッドシフトは、電界印加による井戸内でのキャリ

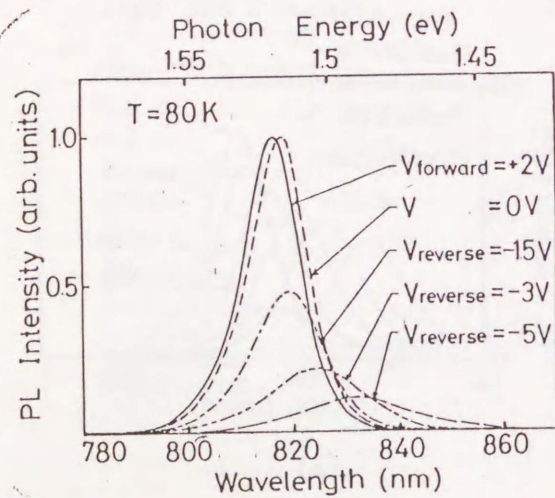


図2.10 80Kでのフォトルミネッセンススペクトルの電界依存性。¹²⁾ 試料のキャリアリークは0Vまで無視できる。

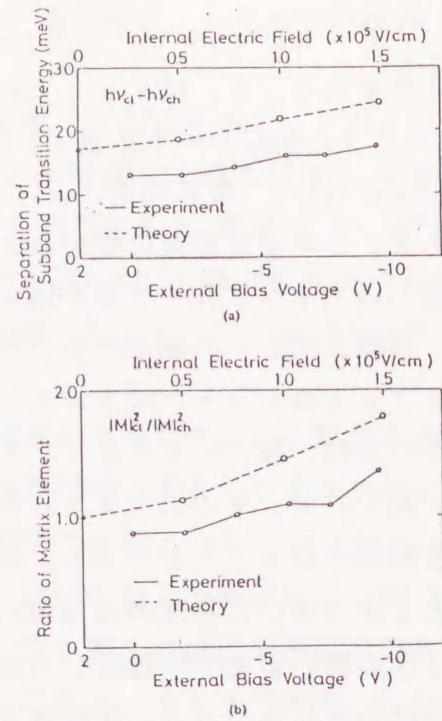


図2.9 1e1hh遷移と1e1lh遷移の(a)遷移エネルギー差、(b)振動子強度比それぞれの電界依存性。¹⁰⁾ (a)は図2.8の(a)、(b)二つのピーク波長差から、(b)はピーク強度比をもとにして算出した。¹⁰⁾

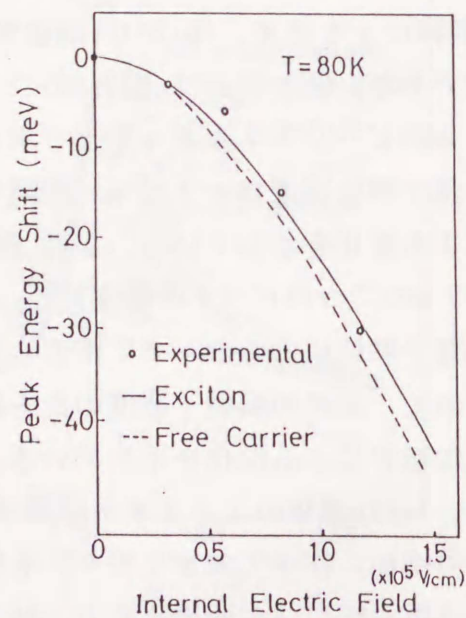


図2.11 電界によるフォトルミネッセンススペクトルのピーク波長シフトと、遷移エネルギーシフトの計算結果との対応。¹²⁾ 実線は励起子を考慮した場合、破線は励起子を無視した場合を示す。

ア分極モデルでの量子準位の変化により説明できることを示している。また、この実験結果の解釈の際に見積もった印加電界の大きさが妥当なものであり、これが有効に試料内の量子井戸構造に印加されていることが以上の実験結果により言える。

図2.12は、フォトカレントとダークカレントのバイアス電圧による変化を示している。このうちフォトカレントは励起されたキャリアが井戸層から障壁層へリークする結果生じるものである。この実験の場合、バイアス-1V以下でキャリアリークが無視できなくなり、逆バイアスするにつれてリーク量が増加する。これを踏まえて、図2.10で注目すべき点は、キャリアリークが無視できるバイアス-1V以上での測定結果である。発光スペクトルはその積分強度を変えないことなく、電界印加によりシフトしている。先の式(2.28)からも予測されるが、キャリアリークといった非発光過程が極めて小さく、キャリアの消滅過程として発光過程が支配的である場合には、このような一定励起レートでのフォトルミネッセンス測定においては、電界印加によっても定常的な発光量は変化せず、電界効果によりピーク波長のみがシフトする。一方、キャリアリークが無視できなくなる-1V以下のバイアス条件下においては、フォトカレントの増加に対応して、発光強度の減少が生じており、この現象がキャリアの井戸層から障壁層へのリークによるものであることが以上の実験結果によって確認できる。

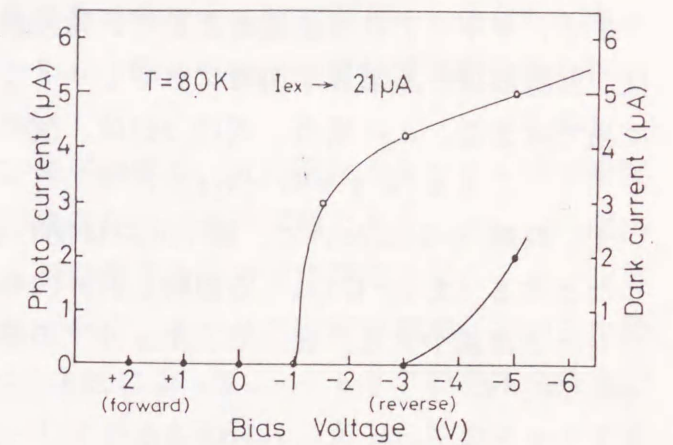


図2.12 フォトカレントとダークカレントのバイアス電圧による変化。

2.3.3 キャリア寿命の印加電界依存性の測定

2.3.2節で述べたフォトルミネッセンスの静特性測定では、電界効果の一つである遷移エネルギーの変化を、発光スペクトルのシフトとして確認することができた。しかし、電界による発光再結合レートそのものの変化は、この測定からは確認し得ない。この二つ目の電界効果を実証することは、量子井戸電界効果形発光素子への応用上極めて重要である。そこで、これを量子井戸内キャリアの発光再結合寿命の変化として以下に述べる方法によって確認した。

実験的には、CWレーザ光によりキャリアを一定のレートで励起し、パルス状の印加電界変化に対するフォトルミネッセンス強度の過渡応答特性を測定する。この特性は、次の量子井戸内キャリア密度 n の時間変化に対するレート方程式によって記述できる。

$$\partial n / \partial t = G - n / \tau_r - n / \tau_{nr} \quad (2.29)$$

ここで、 τ_r はキャリアの発光再結合寿命、 τ_{nr} はキャリアの非発光寿命、 G はキャリアの励起レート (G は一定値) を表す。

まず、キャリアの消滅過程として、発光過程が支配的である場合について考える。これは、実際には、高電界印加時にもキャリアリークが極めて小さいような試料を用いた実験に当てはまる。この場合、式(2.29)は、次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{n}{\tau_r} \quad (2.30)$$

いま、時刻 $t=0$ において、量子井戸に加わる電界が、 E_l から E_h にステップ状に増加したとする ($E_h > E_l$)。この時、井戸内の電子と正孔は分極の度合いを増し、発光再結合レートが減少する。従って、キャリアの発光再結合寿命 τ_r は長くなる。 $t=0$ の前後での τ_r を

$$\begin{aligned} \tau_r &= \tau_{rl} & (t < 0) \\ \tau_r &= \tau_{rh} & (t \geq 0) \end{aligned} \quad (2.31)$$

とすると ($\tau_{rh} > \tau_{rl}$)、キャリア密度 $n(t)$ の初期値は、

$$n(0) = G \tau_{rl} \quad (2.32)$$

となる。この条件のもとで式(2.30)を解くと、キャリア密度の時間変化は、

$$\begin{aligned} n(t) &= G \tau_{rh} - G(\tau_{rh} - \tau_{rl}) \\ &\quad \times \exp(-t/\tau_{rh}) \end{aligned} \quad (2.33)$$

で表され、結局、発光強度 $P = n/\tau_r$ は、

$$\begin{aligned} P(t) &= G & (t < 0) \\ &= G - G(1 - \tau_{rl}/\tau_{rh}) \\ &\quad \times \exp(-t/\tau_{rh}) & (t \geq 0) \end{aligned} \quad (2.34)$$

のようになる。図2.13に示すように、フォトルミネッセンス強度は、印加電界が変化した瞬間に、定常状態 G から $G\tau_{rl}/\tau_{rh}$ へとスイッチし、その後、 τ_{rh} の時定数でもって定常状態 G へと回復していく。 $t \geq 0$ での変化は、印加電界の変化によってキャリアの発光再結合寿命が $\tau_{rl} \rightarrow \tau_{rh}$ と長くなると、式(2.30)において、キャリアの消滅過程が減少し、再び生成と消滅のバランスを回復するまでキャリア密度が増加するために起きる。その際のキャリア密度の変化時間は、その印加電界時のキャリア寿命によって支配さ

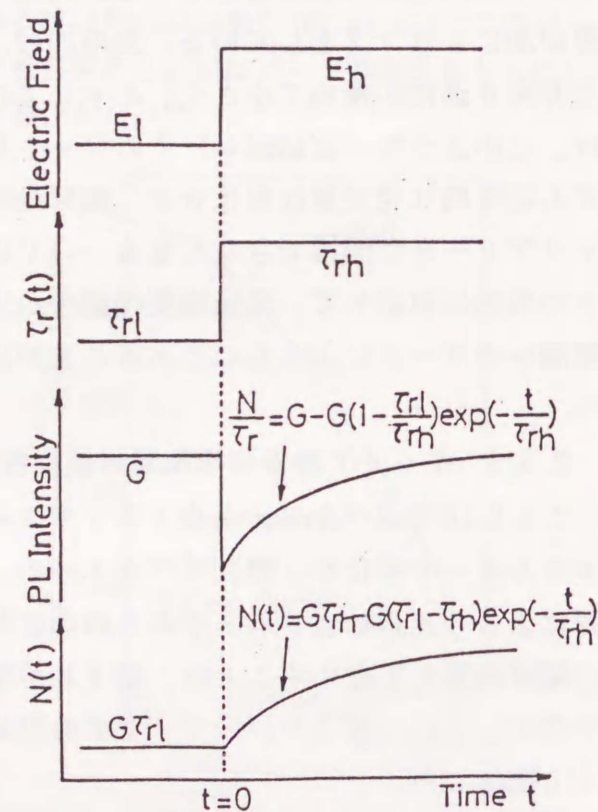


図2.13 ステップ状電界変化によるフォトルミネッセンス強度の変化。

れる。従って、印加電界 E_h を適当に選び、図2.13のような発光強度の回復の時定数を測定することにより、その印加電界時のキャリアの発光再結合寿命を知ることができる。

ここで注意を要するのは、キャリアの発光再結合寿命はキャリア密度にも依存し、キャリア密度が増加するにつれて短くなる。すなわち、一般にキャリアの発光再結合寿命は、

$$\tau_r = 1/B(p_0 + n_0 + n) \quad (2.35)$$

で与えられ (p_0, n_0 は熱平衡状態の正孔、電子密度を、 n は励起されたキャリア密度を、 B は発光再結合定数を表す)、量子井戸構造がアンドープ層であり、 p_0, n_0 が小さい場合には、励起された電子と正孔が互いに再結合する二分子再結合となり、 $\tau_r = 1/Bn$ となる。図2.13で言えば、発光強度の回復につれて、キャリア密度は増加しているため、回復のレートは速くなる。¹²⁾ 従って上に述べた方法によって、キャリアの再結合寿命の電界依存性を測定し、これを電界による変化として見るためには、ある一定のキャリア密度のもとでこの比較を行う必要がある。実際には、図2.13で、 $t=0$ におけるキャリア密度は、式(2.32)で表されるように E_h によらず一定であるので、発光強度の回復の初期の回復レートを求め、これを印加電界 E_h のもとでのキャリアの発光再結合寿命として、

印加電界に対する依存性を調べた。¹²⁾ また、キャリアの消滅過程として、非発光過程が発光過程と比べて無視できなくなると、発光の回復時間は非発光寿命を含んだ寿命となり、発光再結合寿命そのものの評価はできなくなるが、この場合の考え方については後で述べる。

ここまでは、ある時刻に印加電界が増加する場合について述べたが、逆に印加電界が減少する場合についても同様であり、印加電界をパルス状に変化させた場合には、図2.14に示すフォトルミネッセンスの過渡応答特性が期待できる。

以上述べた方法により、キャリアの発光再結合寿命の印加電界依存性を検討するために用いた測定系を図2.15に示す。フォトルミネッセンスは光電子増倍管(浜松ホトニクス社製R1894; 応答時間0.8nsec)で受光し、デジタルボックスカー積分器(NF Circuit Block

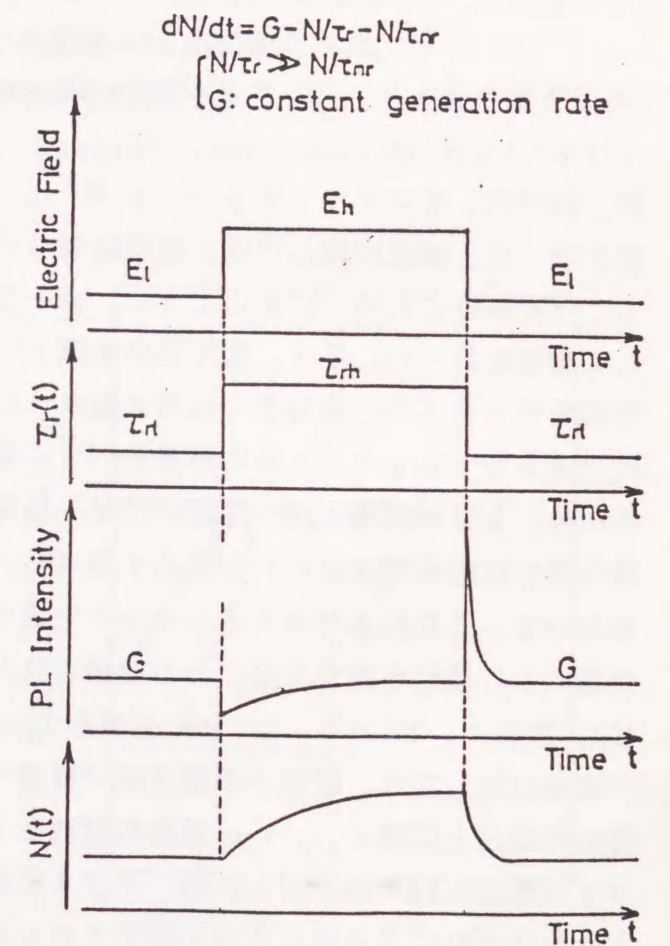


図2.14 パルス状の電界変化によるフォトルミネッセンス強度の変化。

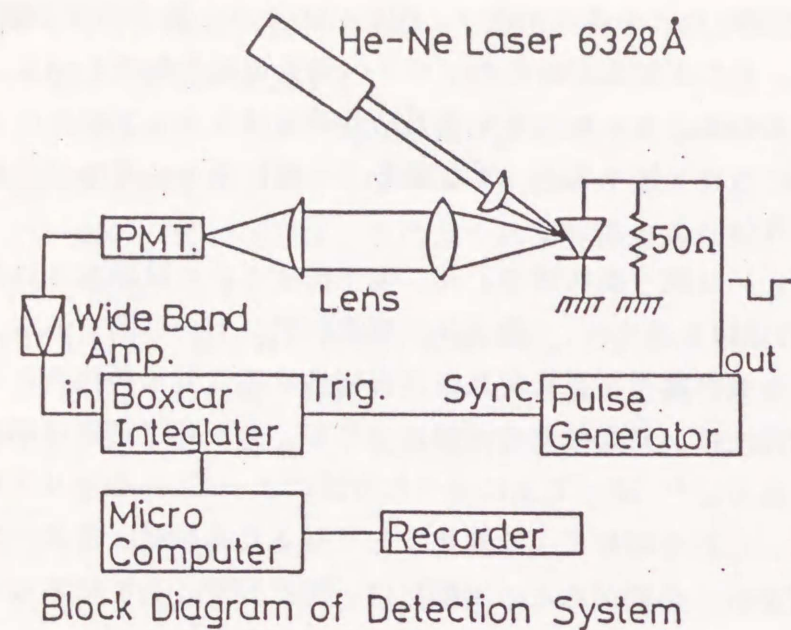


図2.15 パルス電界に対するフォトルミネッセンス強度の応答特性の測定系。

製、BX-531、サンプリングユニット BP-10；ゲート幅10nsec）によってノイズの低減化処理を行った。測定に際しては、測定結果にパルス発生器等からの電気ノイズ信号が混入することを避けるため、以下のように、ボックスカー積分器のメモリおよび計算機能を活用して測定を行った。まず、図2.15の配置でフォトルミネッセンス過渡応答信号を測定し、それをボックスカー積分器の信号メモリーに記憶させる。ここで得られた信号 S_1 は真のフォトルミネッセンスの応答波形 P に電気ノイズ N （印加パルスと同一周期で発生するため、トリガ信号と同一周期の信号を積算、平均化してノイズ処理をするボックスカー積分器では除去できない）が混入する（ $S_1 = P + N$ ）。次に、光電子増倍管の直前に厚紙をおいて、これによりルミネッセンスを遮り、それ以外は全く同じ条件でボックスカー積分器により信号を測定する。ここで得られた信号 S_2 が電気ノイズの信号である（ $S_2 = N$ ）。最後に、 $S_1 - S_2 (= P)$ をボックスカー積分器から取り出し記録する。

実験に際しては、試料中の量子井戸構造への印加電界を変化させるために、前に述べた静特性測定と同様に、p-i-n 構造の試料を用いた。この際、試料へのバイアス電圧がビルトイン電位を打ち消す以上に順バイアスになってしまうと、p-i-n 接合を介して電流が注入され、これによる発光信号が測定されてしまう。従って、フォトルミネッセンスの測定信号に、このような電流注入による発光信号が含まれていないことを確認しておく必要がある。これは、試料をレーザ光により励起しない状態で、同一のバイアス条件で測定を行えば確認できる。すなわち、電流注入による発光があれば、この測定によって、何らかの信号が得られるはずである。キャリア寿命の印加電界依存性の測定、および後で述べる電

界によるルミネッセンス強度のスイッチング実験においては、電流注入による発光信号の混入がないことは、すべての測定に際して確認した。

以上の測定方法によって、各種の量子井戸構造に対して印加電界によるキャリアの発光再結合寿命の変化を測定し、電界印加によりキャリアの発光再結合寿命が伸びることを実証した。図2.16に、GaAs/AlAs 多重量子井戸構造を有する試料で、パルス電界変化に対するフォトルミネッセンス強度の過渡応答特性^{9) 12) 13)}を測定した結果を示す。量子井戸への印加電界は、バイアス電圧 2V で試料のビルトイン電位が打ち消され 0 となり、これより逆方向にバイアスすることによって増加する。測定したルミネッセンス信号の波形は、レート方程式を解析して得られた、図2.14とよく一致する。電界印加時（バイアス1V、-3V）のルミネッセンスの回復時間は、無電界時（バイアス2V）の減衰時間より明らかに長く、キャリアの発光再結合寿命が電界印加によって伸びていることがわかる。図2.17にルミネッセンス強度の回復時間から求めた、キャリアの発光再結合寿命の印加電界依存性を示す。¹³⁾ 電界印加による発光再結合寿命の伸びが明確に得られており、量子井戸への電界効果による発光再結合レートの変化がこの測定により実証できた。

次に、通常の量子井戸構造よりも大きな電界効果を期待でき、キャリア寿命の電界依存性がより明確に得られる、分離閉じ込めヘテロ（Separate Confinement Hetero : SCH）

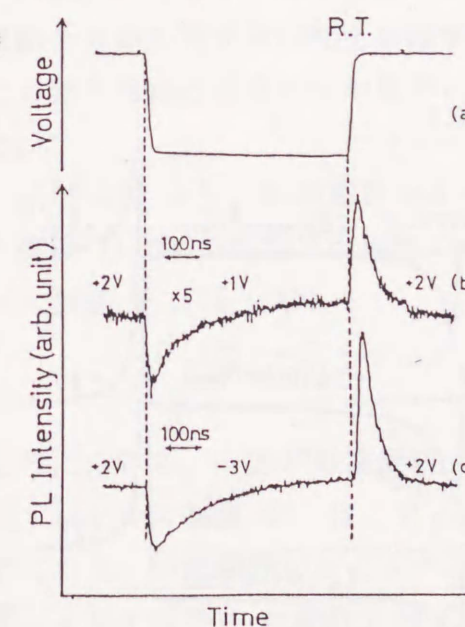


図2.16 パルス電圧に対するフォトルミネッセンス強度の過渡応答測定結果。

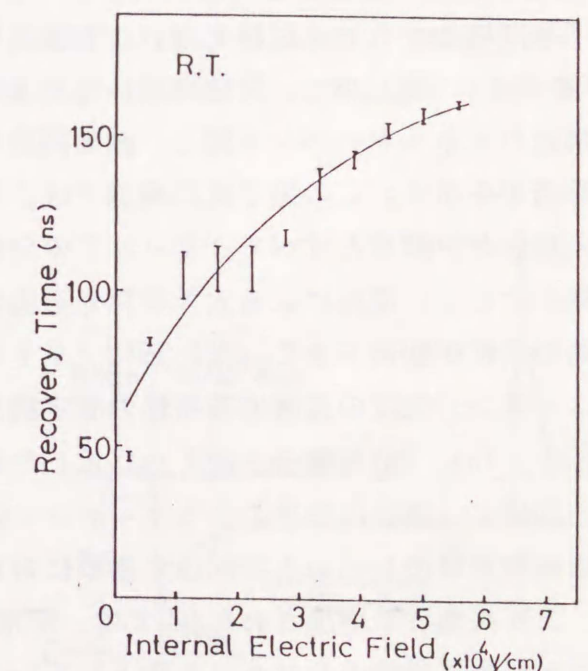


図2.17 フォトルミネッセンス強度の回復時間から求めた、キャリアの発光再結合寿命の電界依存性。¹³⁾

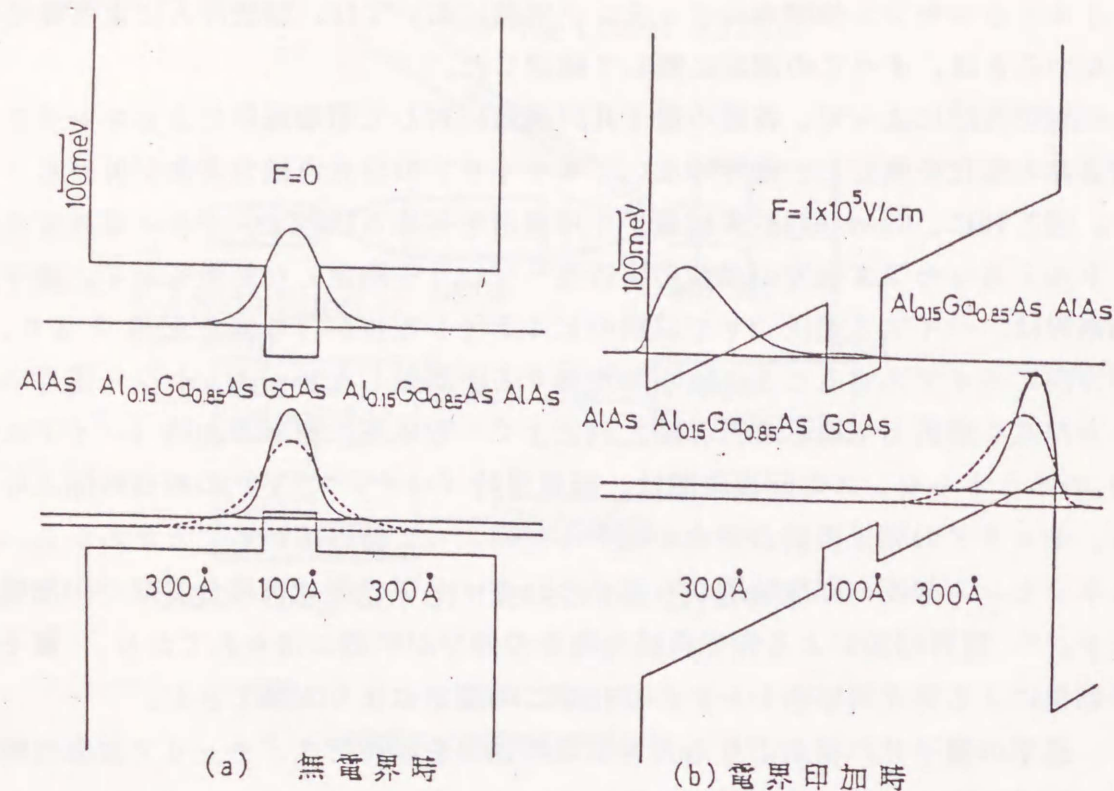


図2.18 分離閉じ込め量子井戸構造のバンド図と量子準位、波動関数の計算結果。

量子井戸構造を有する試料を用いた実験結果¹⁴⁾を示す。図2.18に、実験に用いた量子井戸構造のエネルギーバンド図と、波動関数の計算結果を示す。この量子井戸構造では、通常の量子井戸構造と比べて、キャリアの分極効果が大きく、電界による大きな発光再結合寿命の変化が期待できる。図2.19にフォトルミネッセンス強度の過渡応答特性の測定結果を示す。(a)、(b)の場合、図2.16に示した結果と同様に、電界印加時のルミネッセンス強度は無電界時のレベルまで回復するのに対して、より高電界が印加された(c)では、定常レベルが無電界時のレベルより低下している。これは、高電界印加時にキャリアリークによって非発光過程が増大し、その分だけ発光量が減少するためである(式(2.28)参照)。

このように非発光過程が発光過程に対して

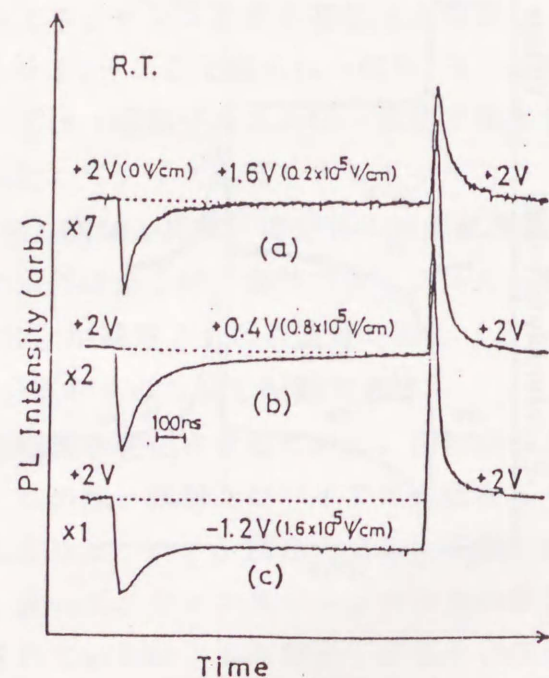


図2.19 SCH量子井戸構造におけるパルス電圧に対するフォトルミネッセンス強度の過渡応答¹⁴⁾

無視できなくなる場合のフォトルミネッセンスの過渡応答特性について、もう一度レート方程式(2.29)に立ち返って考える。前と同様に、時刻 $t=0$ において、量子井戸に加わる電界が、 E_1 から E_2 にステップ状に増加したとする ($E_2 > E_1$)。簡単のため、 $t < 0$ ではキャリアリークがなく、非発光過程は無視できるとする ($1/\tau_{nr1}=0$)。 $t=0$ の前後での τ_r 、 τ_{nr} を

$$\begin{aligned} \tau_r &= \tau_{r1}, & \tau_{nr} &= \infty, & (t < 0) \\ \tau_{rh}, & & & = \tau_{nrh}, & (t \geq 0) \end{aligned} \quad (2.36)$$

とすると ($\tau_{rh} > \tau_{r1}$)、発光強度 $P = n/\tau_r$ は、

$$\begin{aligned} P(t) &= G & (t < 0) \\ &= G \frac{\tau_{nrh}}{\tau_{rh} + \tau_{nrh}} \{1 - \exp(-t/\tau_{overall})\} \\ &\quad + G \frac{\tau_{r1}}{\tau_{rh}} \exp(-t/\tau_{overall}) & (t \geq 0) \end{aligned} \quad (2.37)$$

となる。ここに、ルミネッセンス強度が変化する時定数は、この場合発光再結合寿命ではなく、次式で表される発光再結合寿命 τ_r 、非発光寿命 τ_{nr} を含めた寿命となる。

$$1/\tau_{overall} = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr} \quad (2.38)$$

従って、高電界印加時でのルミネッセンスの回復時間から求まるキャリア寿命は、この $\tau_{overall}$ となり、非発光過程が無視できないような場合には、これまでの方法では発光再結合寿命の電界依存性を評価することはできなくなる。そこで、このような場合においても発光再結合寿命の印加電界による変化を評価する方法として、以下に示す手法を用いた。¹⁴⁾

式(2.37)より、印加電界がスイッチされた直後 ($t=0$) の高電界印加時のルミネッセンス強度 $P_h(0)$ は、

$$P_h(0) = G \cdot \tau_{r1} / \tau_{rh} \quad (2.39)$$

で与えられる。一方、低電界時 ($t < 0$) のルミネッセンス強度 P_l は、 $P_l = G$ である。すなわち、印加電界がスイッチされた瞬間にはキャリア密度 n は変化し得ず、発光強度は発光再結合寿命の変化のみによって n/τ_{r1} から n/τ_{rh} へ変化する。従って、図2.20のように、電界スイッチの直前と直後の発光強度の比を求めることにより、発光再結合寿

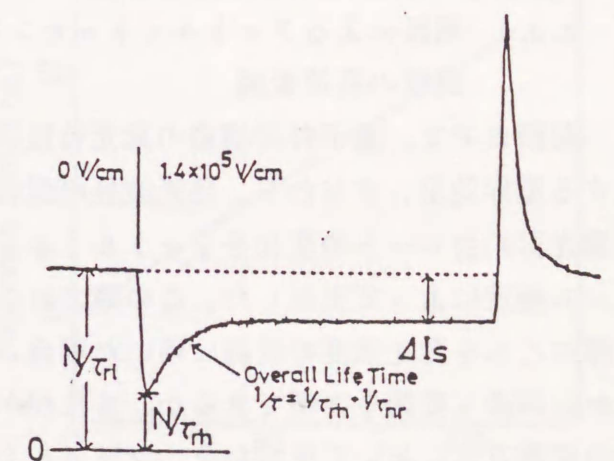


図2.20 キャリアの発光再結合寿命を求める原理図。

命の変化を知ることができる。

$$\tau_{rh} / \tau_{rl} = P_h(0) / P_l \quad (2.40)$$

ところで、この方法のみによっては、発光再結合寿命の相対的な変化がわかるだけで、その絶対値は評価できない。しかし、前に述べたように、キャリアリークのない(図2.19の場合では(a)、(b))比較的低い電界印加のもとでは、ルミネッセンス強度の回復時間から発光再結合寿命を定めることができるので、これを τ_{rl} の基準値とすることによって、それより大きな印加電界時においては式(2.40)より τ_{rh} を絶対評価できる。以上述べた、発光強度の比によって求めたキャリアの発光再結合寿命 τ_r と、発光の回復時間から求めたオーバーオール寿命 $\tau_{overall}$ の電界依存性を図2.21に示す。¹⁴⁾ 図中には、フォトカレントのデータも併せて示した。図のようにフォトカレントがほぼ無視できる 0.8×10^5 V/cm の電界までは、異なる方法で求めた τ_r と $\tau_{overall}$ の変化がよく一致し、ともに印加電界の増加に伴って長くなる。一方、フォトカレントが増加すると、 $\tau_{overall}$ は印加電界の増加に伴って減少し始める。これは、非発光過程であるキャリアリーク量の増大により、キャリアの非発光寿命が短くなるためである。これに対して、 τ_r の方は印加電界の増加と共に伸び続ける。このように、キャリアリークのような非発光過程がキャリアの消滅過程において支配的になるような条件のもとにおいても、この方法では発光再結合寿命の電界による変化を独立して評価できる。これは、パルス状の励起光を用いて、フォトルミネッセンス強度の減衰時間からキャリア寿命を評価する方法ではなし得ず、本研究で用いた方法は、発光再結合寿命の電界依存性を評価する極めて有効な手段である。

2.3.4 電界によるフォトルミネッセンス強度の高速変調

前節までで、量子井戸構造の発光特性に対する電界効果、すなわち、発光波長の変化と発光再結合レートの変化をフォトルミネッセンス測定によって実証した。この節では、実際にこれを発光強度の変調に用いた場合、いかに高速な変調を実現できるか、また何がこの変調方式において重要なかを、フォトルミネッセンス実験によって検証する。

まず、この方式の高速性について検討するため、キャリア寿命よりもパルス幅の短い、短パルス電界に対するフォトルミネッセンス

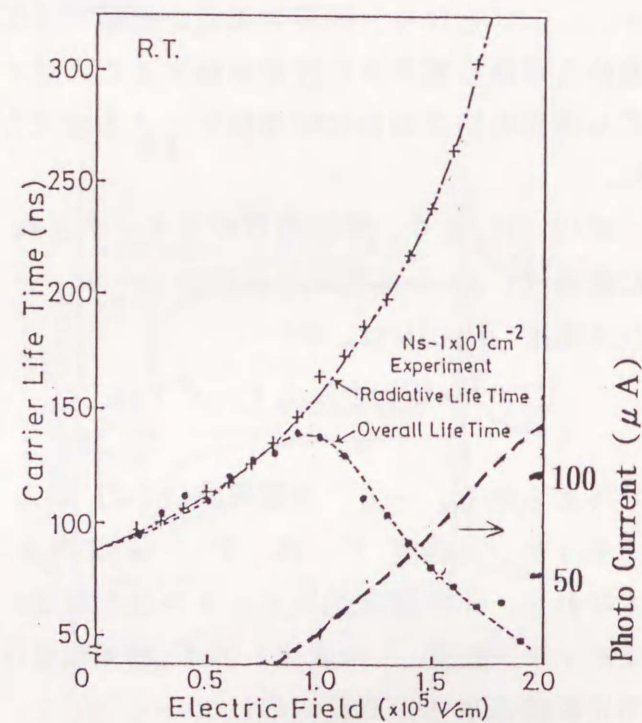


図2.21 電界による発光再結合寿命とオーバーオール寿命の変化。¹⁴⁾ キャリアリーク量を表すフォトカレントの変化も併せて示した。

強度の応答特性を測定した。¹²⁾⁻¹⁵⁾ この場合、パルス状の電界変化の間には、キャリア密度はほとんど変化せず、この間のルミネッセンス強度の変調特性は、電界変化によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって決まる。2.2.3節で述べたように、電界効果による発光の変調速度を決定するのは、C・R時定数と考えられる。そこで、まずこれを検証するために、試料の面積を変えることでその容量を変化させ、それぞれの試料について、電界パルスに対するフォトルミネッセンス強度の応答時間を測定した。試料は、面積の異なる数種類の電極パターンによって同一ウエハ上に Au 薄膜電極を形成し、電極以外の部分をメサエッチングにより掘り込んだ。また、ウエハは前節で用いたSCH量子井戸構造を有するものを用いた。測定には、図2.15と同様の測定系で、高分解能化のために、ボックスカー積分器のゲートユニットにゲート幅 75psec のものを用いた(測定系分解能 0.9nsec)。電界パルスを印加するために、試料には立ち上がり時間 100psec、立ち下がり時間 140psec、パルス幅 4nsec の短パルス電圧を加えた。ルミネッセンスの応答特性の一例を図2.22に示す。容量の小さな試料の方が、ルミネッセンスの応答時間は明らかに速い。試料の容量と、ルミネッセンスの応答波形の立ち下がり時定数から求めた応答時間の関係を図2.23に示す。容量の低減化による応答特性の高速化が明確に現れており、C・R時定数がこの方式の変調速度を決定する主要因であることが伺える。図2.23の応答時間

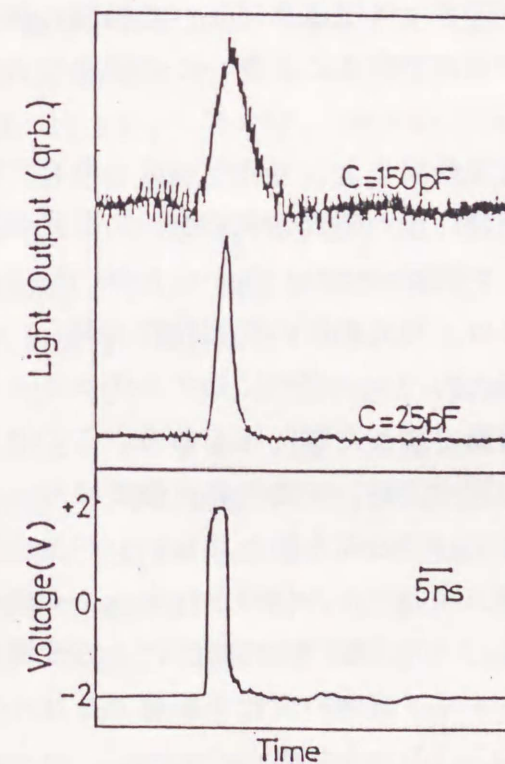


図2.22 短パルス電界変化によるフォトルミネッセンス強度の変調特性。試料容量Cを小さくすることにより、速い応答特性が得られる。

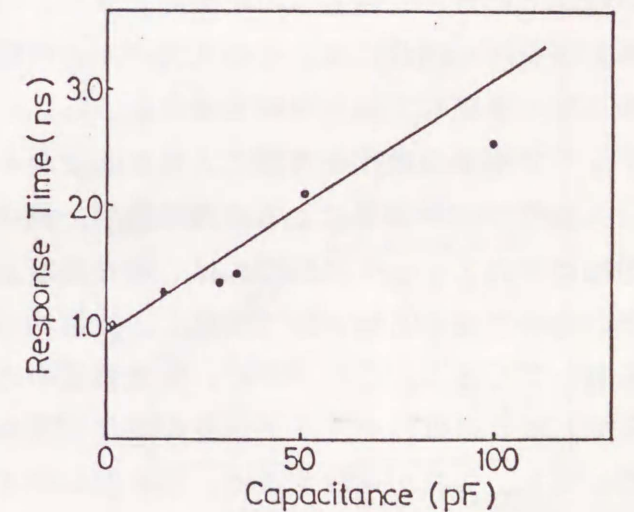


図2.23 試料の容量と、短パルス電界に対するフォトルミネッセンス強度応答時間の対応。

は、測定系の分解能と電圧パルス自体の立ち下がり時間を含み、このグラフを外捜して求めるC・R時定数に無関係な応答時間は、この測定にかかわる応答時間で制限を受ける。従って、C・R時定数を低減化しても現象そのものの正味の応答時間を評価することが困難となっている。

そこで、図2.15の測定系における受光器として、ピコ秒オーダの時間分解能をもつストリークカメラ（浜松ホトニクス：C2830）を用いて、フォトルミネッセンス強度の、電界効果による高速変調実験を行った。用いた試料の容量は2.3 pFである。半値幅約300 psecの電圧パルスを試料に加えたとき、図

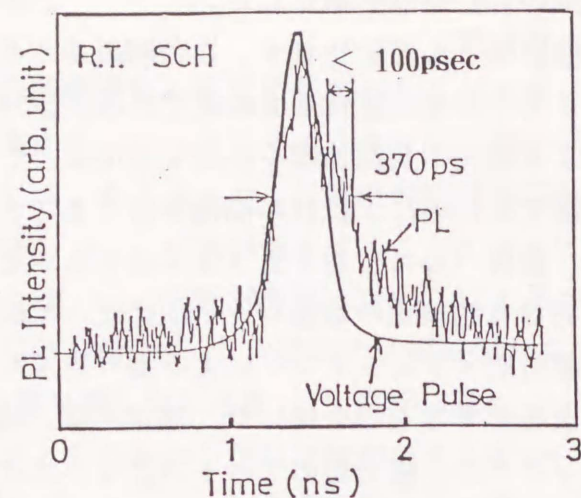


図2.24 電界効果によるフォトルミネッセンス強度の高速変調。¹⁵⁾ 試料に加えた電圧パルスに対する応答時間は100psec以下である。

2.24に示すフォトルミネッセンス強度の応答波形を観測した。¹⁵⁾ 試料中の量子井戸構造に加わる電界は、 $1 \times 10^5 \text{ V/cm} \rightarrow 0 \text{ V/cm} \rightarrow 1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ とスイッチされている。ルミネッセンス強度は、100psec以下の極めて短い時間で印加電圧パルスに反応している。この応答時間は、図2.21に測定結果を示したこの試料のキャリア寿命に比べて格段に速く、キャリアの再結合に制限されない、高速の発光変調が可能であることを、この実験によって実証した。

以上のように、単一な短パルス電界に対しては、電界効果によって発光強度を極めて短い時間で応答させ得ることが確認できた。一方で、実際にこの電界効果をもって発光強度の変調を行う場合には、その入力パルスの幅は（キャリア寿命より）長かったり、短いパルスでも連続して加えられる場合がある。この場合には、発光強度の変調特性に関して、キャリア密度の変化を考慮に入れる必要がある。長い入力パルス信号に対するルミネッセンス強度の電界効果による変調特性の一例は、既に前節で示した図2.16である。この場合、印加電界のスイッチの瞬間には、発光強度も高速に反応するが、その後発光強度はキャリアの寿命で決まる時定数で変化し、定常的には電界スイッチの前と変わらないレベルに落ち着いてしまう。このように、発光強度の応答波形が、入力パルス信号とはまったく異なってしまうのは、キャリア密度が変化するためである。一方、短パルス電界による変調に際しても、これが連続すると、図2.25に示すようにキャリア密度の変化が無視できなくなり、変調信号のレベルが徐々に変化する。¹³⁾ 従って、このような難点を解消し、高速性に加えて、いかなる入力パルス信号に対してもこれを忠実に再生する変調方式とするためには、キャリア密度が常に一定のもとで、電界効果による発光再結合寿命の変化のみによって発光量を変化させるような変調方式とする必要がある。

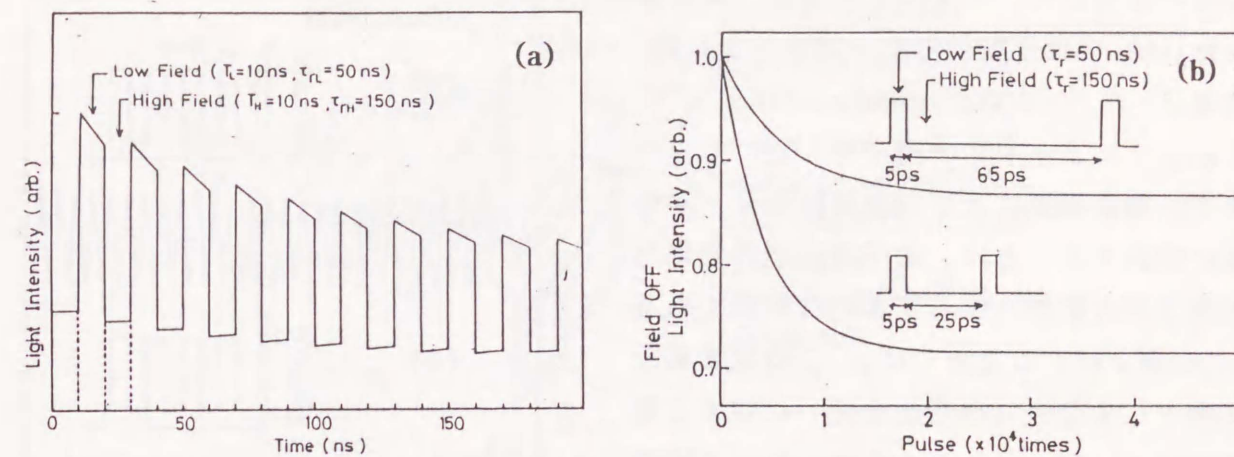


図2.25 (a) 連続パルス電界変化による発光の変調特性の計算結果。高電界時の τ_r を150nsec、低電界時の τ_r を50nsecとした。¹³⁾ (b) は発光オフの時の発光レベル、変調回数による変化を示す。¹³⁾

このようなキャリア密度一定のもとでの変調方式は、式(2.29)のレート方程式の右辺で示される、キャリアの生成と消滅のバランスを常に取ることに帰着する。すなわち、印加電界の変化によってキャリアの発光再結合寿命 τ_r が変化しても、常に、

$$G - n/\tau_r - n/\tau_{nr} = 0 \quad (2.41)$$

が満足されるよう、キャリアの生成レート G 、または、キャリアの非発光寿命 τ_{nr} を

同時に変化させ、キャリア密度 n を一定に保てばよい。例えば、後者の方法は、 τ_r と $\tau_{overall}$ ($1/\tau_{overall} = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$) の電界依存性を示す図2.26において、mode Bと示した電界振幅で変調を行えばよい。この場合、電界変化の前後で $\tau_{overall}$ は一定であり、キャリア密度は一定値 ($G \cdot \tau_{overall}$) のままで、 τ_r の変化によって発光量 n/τ_r が電界の変化に忠実に変化する。実際に、この "mode B" の電界振幅をもつ多数個の連続電界パルスによるフォトルミネッセンス強度の変調特性を測定した結果を図2.27の (b) に示す。¹⁴⁾ 図の (a) には比較のために、図2.26の "mode A" と示した電界振幅での同様な変調特性の測定結果を示した。(a) の場合、キャリア密度の変化が伴うためにルミネッセンスの変調信号はレベルが変

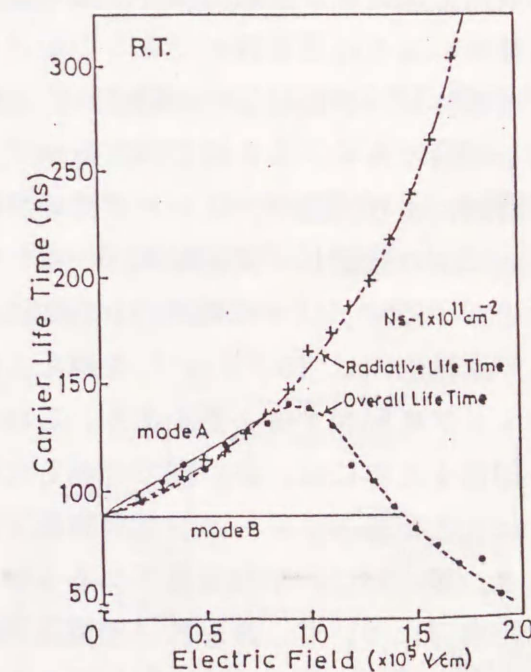


図2.26 キャリアリークを用いる一定電荷動作の説明図。キャリアのオーバール寿命に変化のない mode B の動作で一定電荷動作を実現できる。

化するのに対して、キャリア密度が一定に保たれた (b) では変調信号も一定レベルに保たれる。

このように、キャリア密度を一定に保ったままで、電界効果により発光再結合レートを高速に変調することは、量子井戸電界効果形発光素子の大前提となる基本的な思想である。⁶⁾ この節では、ここまで、この発光素子の基礎となる発光（自然放出光）に対する電界効果について、フォトルミネッセンス実験の結果を中心に述べた。ここで述べた光学特性をいかに発光デバイスに応用するか、そのデバイスがどのような特性を持つかについては、第3章において詳細に述べる。

2.3.5 レーザ光の電界変調

前節までに述べた発光に対する電界効果は、自然放出光を対称としたものであった。一方、誘導放出光に対して同様な電界印加効果、並びに電界による高速変調ができるのかどうかは、半導体レーザの高速化の観点からも興味のある事柄である。この節では、レーザ光の電界変調により、短パルスレーザ光の発生を光励起により確認した実験結果¹⁶⁾ について述べる。通常、レーザ発振のためには、量子井戸活性層内に 10^{18} cm^{-3} を越える密度でキャリアを励起する必要がある、これに電界を印加する際には、井戸内で分極したキャリアによる電界スクリーニングが無視できなくなる。図2.28に、印加電界下にある単一量子井戸構造について、井戸内に面電荷密度 $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ のキャリアを励起したときのバンド構造と、波動関数を計算した結果を示す。 $2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の比較的大きな電界が外部からは印加されているにもかかわらず、井戸の

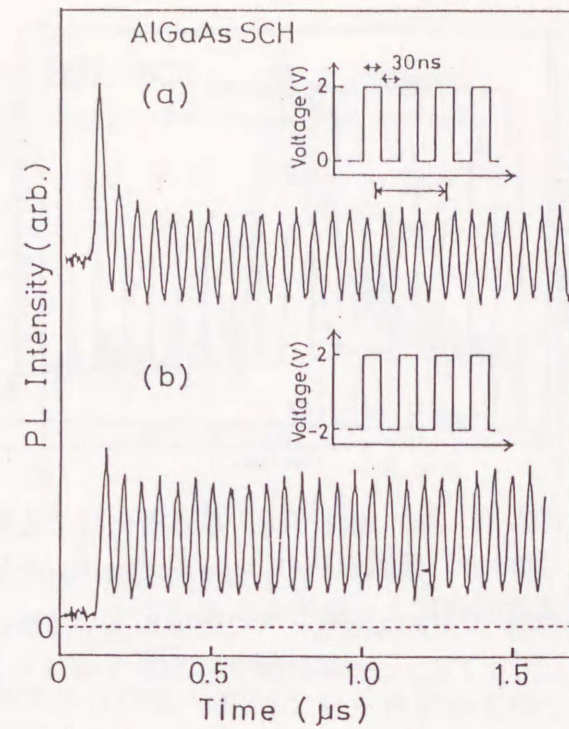


図2.27 連続電界パルス変化に対するフォトルミネッセンス強度の応答特性。¹⁴⁾ (a)は発光過程が支配的な場合、(b)はキャリアリークを用いた一定電荷動作。

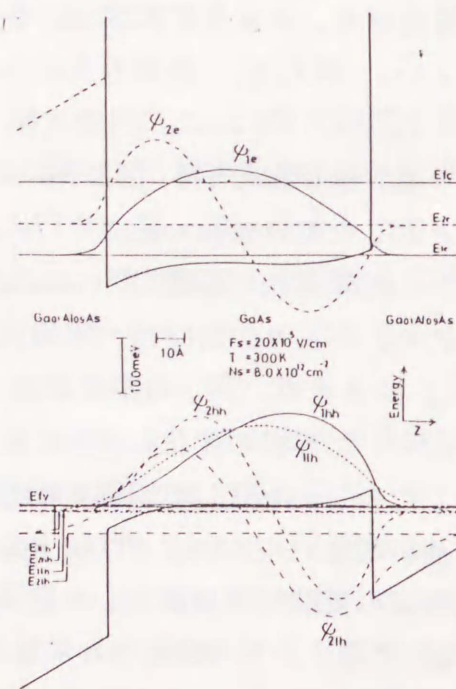


図2.28 キャリア密度 N_s が多い場合の、電界印加下の量子井戸構造のバンド構造、量子準位、波動関数の計算結果。電界スクリーニングが顕著に現れている。

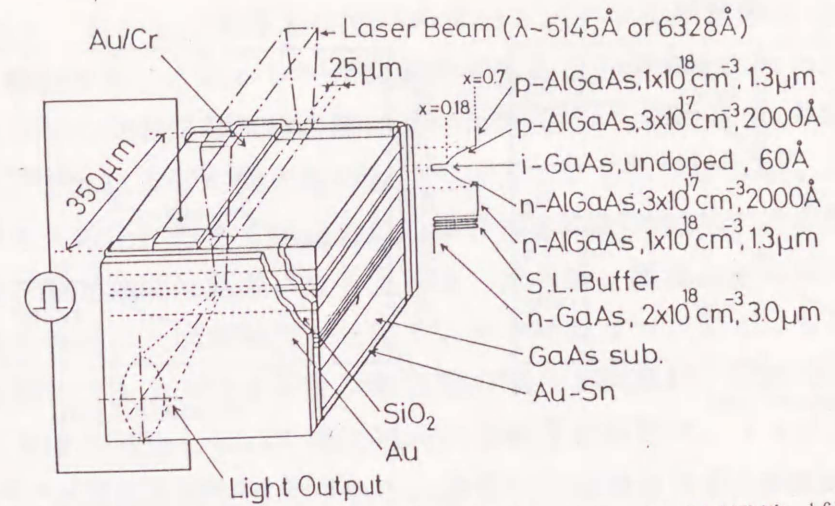


図2.29 レーザ光の電界による変調実験に用いた試料構造。¹⁶⁾

中央ではバンドがフラットであり、外部電界がほとんどスクリーニングされていることがわかる。このようなスクリーニングの効果を避けるために、以下に示す方法によってレーザ発振に必要なキャリア密度を少なくした。

- ① 超格子バッファ層を有する、GRIN-SCH 量子井戸構造をもつ量子井戸レーザ¹⁷⁾を試料として用いた。このレーザは室温で、 200 A/cm^2 の低しきい値で発振する。
- ② 試料自体の放射損失を減らすため、両側のへき開面に SiO_2/Au から成る高反射膜コーティングを施した。 SiO_2 膜は、発振波長の $1/4$ の厚さにスパッタ蒸着し、Au膜は、真空蒸着で形成した。反射率は、前面 70%、後面 90% である。
- ③ 42K の低温で測定を行った。

図2.29に試料の構造を、図2.30に測定系を示す。試料の励起には実験装置の都合上、Arレーザ光（波長5145 Å）または、He-Neレーザ光（波長6328 Å）を用いた。前者を用いた場合は、 $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ クラッド層も励起されるのに対して、後者の場合はこの層は励起されず、量子井戸層、グレーデッドバリア層の一部のみが励起されるといった違いがあるが、実験結果には大きな違いは見られなかった。試料からの発光はストリークカメラシステムを用いて検出した。量子井戸構造に加わる電界は、試料に加える電圧によって制御でき、順バイアス 2V で無電界状態に、バイアス 0V で試料のビルトイン電位による電界が印加される。定常状態でのしきい値励起強度は、42Kで 53 W/cm^2 であった。これは、実効的な電流に換算すると、 8.5 A/cm^2 と極めて小さな電流密度になり、この時、定常的に量子井戸内に存在するキャリア密度は 10^{17} cm^{-3} 程度と見積られる。実験

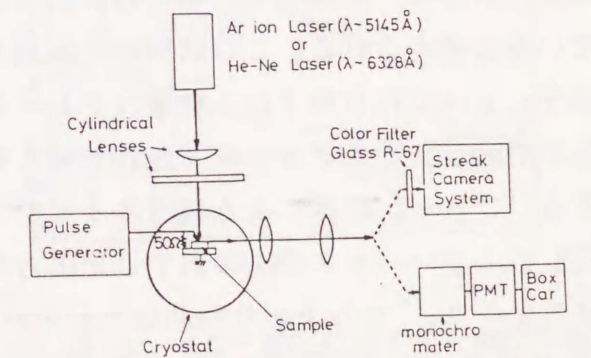
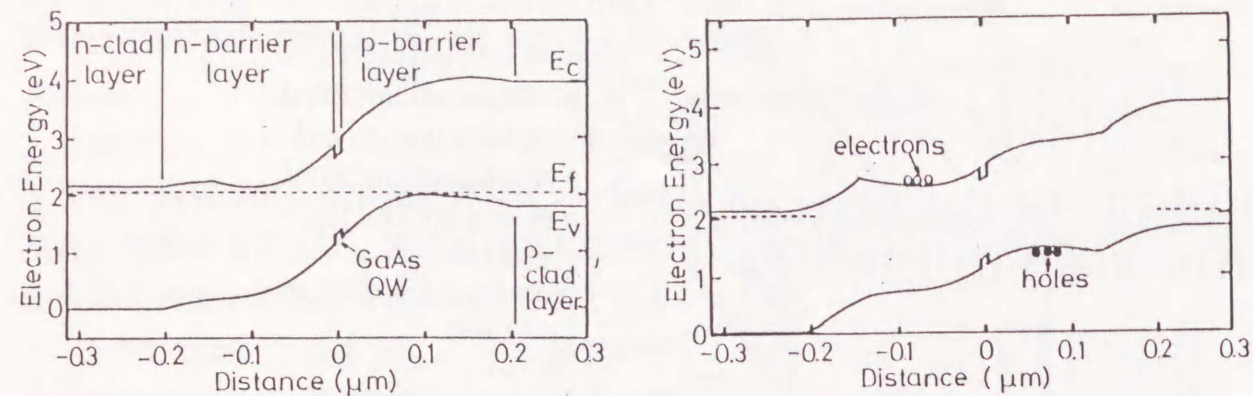


図2.30 レーザ光の電界による変調実験に用いた測定系。¹⁶⁾



(a) 励起光を照射しない場合

(b) 励起光を照射した場合

図2.31 電界によるレーザ利得変調の原理説明図。¹⁶⁾

結果の理解を容易にするため、まず、この試料の 0 バイアス時（電界印加時）におけるバンド図をもとにして、電界によるレーザ光のスイッチング動作を考えてみる。図2.31 (a) に、励起光を照射しない時のバンド構造を、完全空乏近似のもとでポアソン方程式により計算した結果を示す。計算では、AlGaAs層のバンドギャップとしてモル比 0.45 以下で直接ギャップを、0.45 以上で間接ギャップを考慮した。また、低温下でのキャリアのフリーズアウトの効果により、クラッド層でのフェルミレベルは、ドナー、アクセプタレベルの近傍にあると考え、n側では伝導帯の下 100meV、p側では価電子帯の上 250meVに仮定した。図のように、グレーデッドバリア層中にポテンシャルの谷が形成されている。ここに光を照射すると、古典論的にはこのポテンシャルの谷に、励起された電子と正孔がトラップされ、試料のビルトイン電界がスクリーンされて (b) のようなバンド構造になる。実際、0 バイアスで、定常状態での発振しきい値の強度で励起したとき、試料から流れ出すフォトカレントを測定すると、 $20\mu\text{A}$ であった。これは励起光強度を電流に換算した値、 $700\mu\text{A}$ と比べて無視できるほど小さく、励起されたキャリアは、図のようにある一定量は井戸層の近傍に蓄積された上で、井戸内で発光再結合により消滅していると考えられる。この状態から試料を順バイアスすると、ビルトイン電位がこの外部電圧によって打ち消される結果、グレーデッドバリア中に形成されていたポテンシャルの谷が消滅し、ここにトラップされていたキャリアがすべて井戸内に集結し、ここで再結合する。これが、電界による利得スイッチングの機構である。

図2.32に短いパルス電圧に対する光出力の応答特性を測定した結果を示す。電圧パルスの立ち上がり、立ち下がり時間はそれぞれ 100psec、135psec であり、パルス幅は 150psec である。この電圧パルスにより印加電界を無電界にしたとき、半値幅 140psec の極めて狭いパルス光を観測した。励起光の強度は、発振しきい値の 0.9倍であり、電界スイッチ前の定常状態においては、レーザ光は観測されない（定常状態での発光スペクトル

半値幅は 15nm)。しかし、発生した光パルスのスペクトル半値幅は 3nm 以下で、軸モードも明確に観測され、これがレーザ発振光であることが確認された。ここで、前のフォトルミネッセンスの電界変調実験の際に述べた方法で、この 2V の順バイアス時に、電流が注入され、それによって発光量の変化が生じているのではないことは確認した。幅 4nsec の長いパルス電圧に対する光出力の応答特性を図2.33に示す。印加電界が無電界にスイッチされると発光強度は急激に立ち上がり、その後、減衰して定常状態に近づく。この定常状態の発光強度は、励起強度が一定で、キャリアークのような非発光過程が無視できるので、前節のフォトルミネッセンス実験の場合と同様に、印加電界の違いによらず一定となる。光強度が減衰していく際に見られる顕著な振動は、光子密度と、キャリア密度の競合による緩和振動と考えられる。通常の半導体レーザにおける注入電流を変化させる直接変調方式では、この緩和振動周波数が変調周波数の上限を決めるが、注目すべき点は、図中に破線で示したように、加える電圧パルスを短くしたときには、この緩和振動よりも高速なスイッチングが行われていることである。従って、電界効果による利得スイッチによるレーザ光強度の変調では、緩和振動周波数で制限されないより高速なスイッチングが可能と考えられる。

この変調方式はもう一つ、非常に優れた特性を持ち合わせている。図2.34は、発光強度

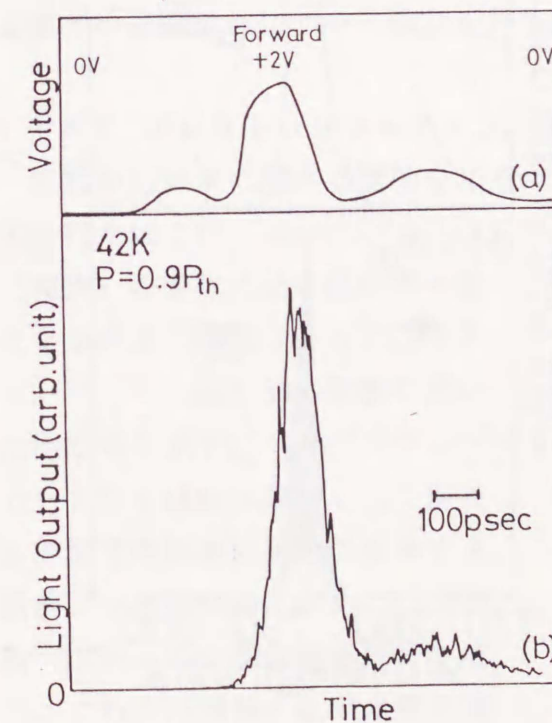


図2.32 短パルス電圧に対する光強度の応答特性。¹⁶⁾ 励起光強度 P は定常的な発振しきい値強度 P_{th} の 0.9倍である。

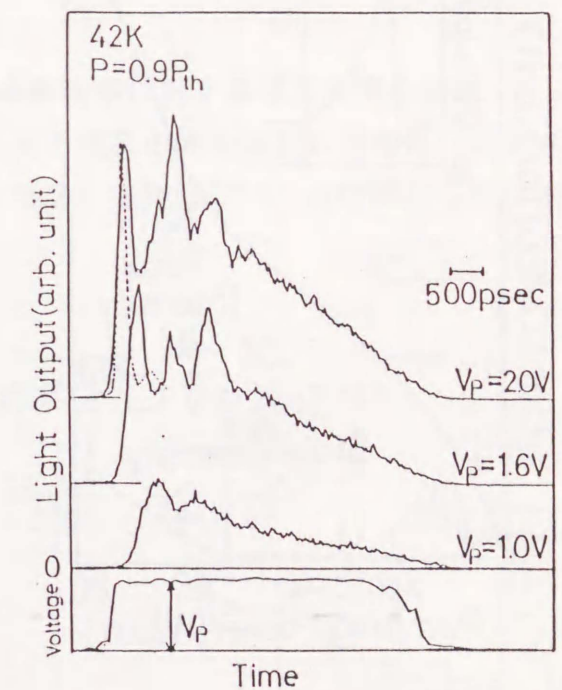


図2.33 長いパルス電圧に対する光強度の応答特性。¹⁶⁾ 励起光強度 P は定常的な発振しきい値強度 P_{th} の 0.9倍である。

の電圧パルスに対する時間応答波形から、定常状態の光強度 (a) と、パルス状応答のピーク強度 (b) を、それぞれ励起強度の関数として表したものである。図2.35に各動作状態 (I) ~ (III) におけるスペクトルを示す。(II)では励起強度が発振しきい値に達しておらず、スペクトル半値幅は 15nm 程度と広い。しかし、これと同じ励起強度での電界スイッチによって発生した光パルスのスペクトル (I) は 3nm 以下と狭く、定常的に発振状態にある (III) のスペクトルと同程度の半値幅である (I) は測定分解能が悪いため、軸モードは観測されていない)。このことは、この変調方式を用いると、定常状態では発振しないような小さな励起強度でも、印加電界のスイッチによって高速のレーザ光パルスを発生し得ることを示している。これは、同じ量子井戸への電界効果によるレーザ光の変調でも、共振器中の損失を変化させる方式¹⁸⁾には見られない、本方式の特長である。

以上述べた、レーザ光の電界による変調は、84Kまでの温度下で観測された。これを室温においても実現するためには、半導体レーザのいっそうの低しきい値化等により、スクリーニング効果が無視できるよう、井戸内キャリア数を少なくする手だてが必要と思われる。

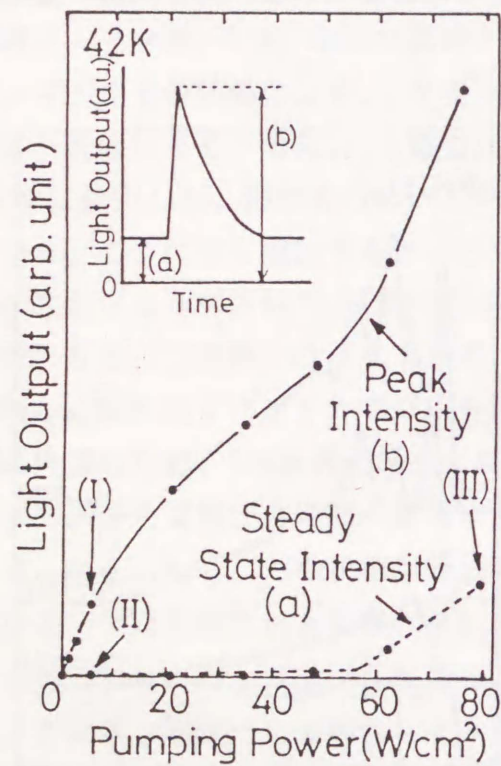


図2.34 (a)定常状態の発光強度、(b)発生光パルスピーク強度それぞれの励起強度依存性。¹⁶⁾

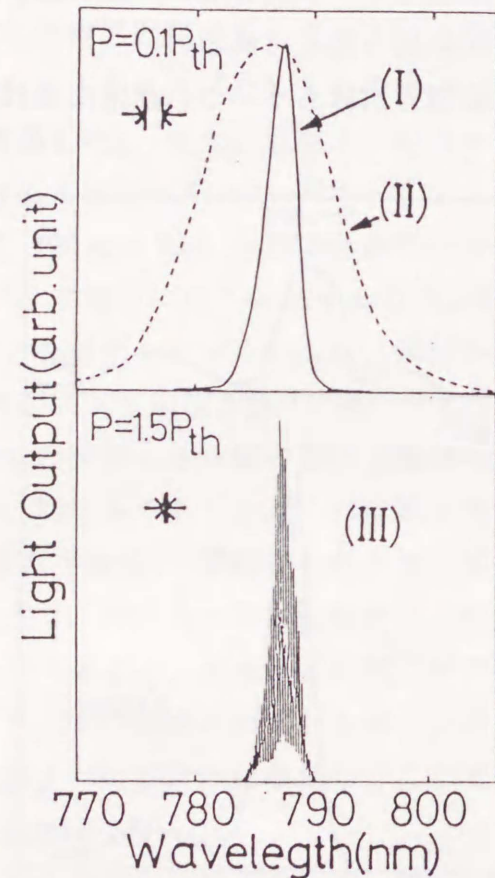


図2.35 図2.34の各動作点における発光スペクトル。¹⁶⁾ (III)の定常状態の測定のみ分解能は 1nm以下で、レーザ光の軸モードが観測される。

§ 2.4 屈折率の電界変調

2.4.1 はじめに

量子井戸構造の光学特性に対する電界効果の研究は、既に述べたようにルミネッセンスに対して始まった。^{5) 6)} その後、この電界効果は、光吸収係数の変調を利用した吸収型光変調器^{19) - 21)}で、初めて実際のデバイスとして応用され、100psec以下の高速な変調動作が確認された。²¹⁾ 一方、その光吸収とは密接な関係にある屈折率に対する電界効果についても、全反射型光スイッチの提案が成された。²²⁾ このような量子井戸構造の光吸収や屈折率に対する電界効果をデバイスに应用する場合、室温においても安定に存在する励起子に参与した光学遷移に、どのような電界効果が期待できるかを把握する必要がある。エレクトロリフレクタンス (ER) およびエレクトロアブソープション (EA) 測定は、励起子遷移を含む広い波長範囲で、屈折率、光吸収係数に対する電界効果を知るために有効な手段である。我々のグループでは、これを用いて、組織的にデータを取り、電界効果によってもたらされる屈折率変化の大きさ、屈折率変化と光吸収変化の関係などを明らかにすると共に、このような電界効果に対して励起子の存在が極めて大きく影響していることを明確にした。^{23) - 25)} 本節では、ER、EA測定の結果明らかになった、量子井戸の屈折率、光吸収に対する電界効果について述べ、これらを用いた二種類の電界効果型光変調素子の最適動作について検討を行う。

2.4.2 エレクトロリフレクタンス測定による屈折率に対する電界効果の評価

試料の屈折率に関する情報を知るためには、ある波長の光を試料に照射し、反射光の測定を行えばよい。エレクトロリフレクタンス (ER) 測定法^{26) 27)}は、試料への印加電圧 (電界) の変化による屈折率の変化を効率よく測定できる方法である。^{23) - 25)} 図2.36に実験に用いた測定系を示す。ハロゲンランプの分光光を試料に照射し、反射光を光電子増倍管によって受光する。試料には電界変調のために、周波数 200Hz の方形波電圧信号を加え、これと同周期の反射光受光信号の振幅をロックイン増幅器で測定することにより、試料の電界による屈折率変化 ΔR を反映した信号強度、 $S_1 = I_0 \Delta R$ が得ら

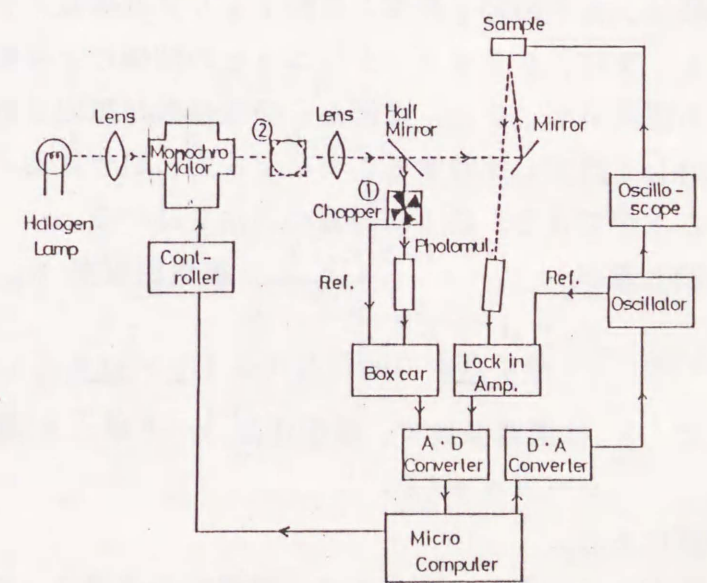


図2.36 ER測定の測定系。

れる。一方、チョッパを図の②に移動して反射光を測定し、チョッパの周波数と同期した信号の振幅を同様に測定することにより、試料の反射率 R を反映した信号強度、 $S_2 = I_0 R$ を測定できる。最後に S_1 を S_2 で割ることにより、電界による屈折率の変化率 $\Delta R/R$ を求めることができる。ここで、ロックイン増幅器の位相は、印加電圧が増加する（試料への印加電界が増加する）時と同相の信号振幅がプラスとなるよう設定した。

測定に用いた試料の構造を図2.37に示す。量子井戸構造は、20周期のGaAs(100Å)/AlAs(300Å)からなる多重量子井戸構造を持つ。この、井戸障壁が高く、厚い障壁層からなる構造は、隣合う量子井戸間の結合は無視でき、単一量子井戸の集合と見なすことができる。試料表面には、ショットキ接合を形成するため、Au薄膜（厚さ約200Å、照射光の透過率60%）を蒸着した。このショットキダイオード構造を逆バイアスすることによって、量子井戸へ電界が印加される。試料の容量-電圧(C-V)特性測定により、2V（ 3×10^4 V/cmの印加電界に相当）以上の逆バイアスを印加すると空乏層が多重量子井戸構造全体に広がることを確認した。試料に照射した分光光の強度は 1.5×10^{-4} W/cm² である。また、すべての測定は室温において行った。

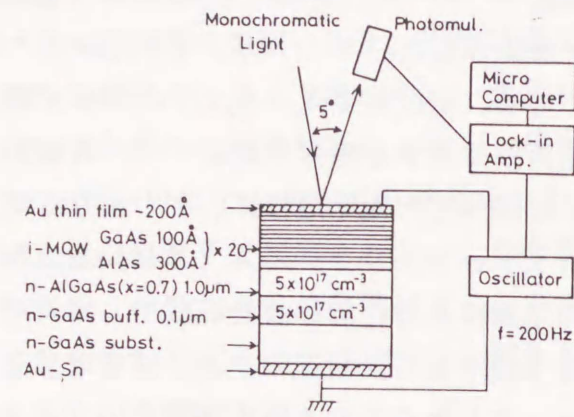


図2.37 E R測定に用いた試料の構造。^{23) 25)}

測定結果について述べる前に、測定の結果得られるERスペクトルの理解を容易にするため、理論解析によって電界による屈折率変化について検討を行った結果を示す。計算の手順は、まず励起子遷移と自由キャリア遷移双方を考慮に入れて、複素誘電率の虚部を求める。次に、クラマースクロニツヒの関係により複素誘電率の実部を計算する。この実部から屈折率が、また、虚部から吸収係数が算出され、これらを適当ないくつかの印加電界に対して計算し比較することによって、電界による屈折率変化あるいは吸収係数変化を知ることができる。以下に計算の方法を述べる。

複素誘電率 $\epsilon (= \epsilon_r + i \epsilon_i)$ と複素屈折率 $n_c (= n - i k)$ とは次の関係にある。

$$\epsilon_r = n^2 - k^2 \quad (2.42)$$

$$\epsilon_i = 2 n k \quad (2.43)$$

ここで、 k は消衰係数で、吸収係数 α とは、 λ を真空中の波長として、

$$\alpha = (4 \pi / \lambda) k \quad (2.44)$$

の関係にある。

自由キャリア遷移に関するこの誘電率の虚部は、運動量マトリックス要素にエネルギーと偏波面依存性を考慮し、ガウス型の線形状関数を用いて、次式のように与えられる。²⁵⁾

$$\epsilon_i(\hbar \omega) = \frac{e^2}{\epsilon_0 m_0^2 \omega^2 L_z} \frac{m_{eh}}{\pi \hbar^2} \sum_i \sum_j |M_b|^2 \cdot \left| \int \phi_{ie}(z) \phi_{jh}(z) dz \right|^2 \cdot \int M(E) F(E + E_g + E_{ie} + E_{jh} - \hbar \omega) dE \quad (2.45)$$

ここに、 L_z は井戸層の厚さ、 m_{eh} は還元質量で、井戸面に平行な方向の電子および正孔の質量をそれぞれ m_{e*} 、 m_{h*} とすると、

$$1/m_{eh} = 1/m_{e*} + 1/m_{h*} \quad (2.46)$$

で与えられる。 E_g 、 E_{ie} 、 E_{jh} はそれぞれ、井戸層 GaAs のエネルギーギャップ、 i 番目の準位の電子および、 j 番目の準位の正孔の量子化エネルギーを表し、 $\hbar \omega$ はフォトンのエネルギーを表す。エネルギー E_{ie} 、 E_{jh} および電子と正孔の波動関数 $\phi_{ie}(z)$ 、 $\phi_{jh}(z)$ は、一次元のシュレディンガー方程式(2.1)を解くことにより求まる。 $|M_b|^2$ はプロッホ関数に対する平均マトリックス要素で、

$$|M_b|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{12 m_e (E_g + (2/3) \Delta)} \quad (2.47)$$

で与えられる。²⁸⁾ ここで、 Δ はスピン軌道のスプリットオフエネルギーである。 $|M_b|^2$ の $k \cdot p$ 摂動論による理論値は、実験値と比べると2倍程度小さいことから、²⁸⁾ 本計算においては理論値の2倍の値を用いた。ガウス型の線形状関数 $F(E)$ は、 T_2 時間 τ を用いて、

$$F(\hbar \omega_0 - \hbar \omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \delta} \exp \{ -(\hbar \omega_0 - \hbar \omega)^2 / \delta^2 \} \quad (2.48)$$

$$\delta = (\hbar / \tau) \cdot (1 \ln 2)^{-1/2} \quad (2.49)$$

で与えられる。マトリックス要素のエネルギー依存性を表す $M(E)$ は、電子と重い正孔間の遷移に関して、

$$M(E) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) = \frac{3}{4} \left(1 + \frac{E_{ie} + E_{jh}}{E_{ie} + E_{jh} + E} \right) \quad (2.50)$$

電子と軽い正孔間の遷移に関して、

$$M(E) = \frac{1}{4} (5 - 3 \cos^2 \theta) = \frac{1}{4} \left(5 - 3 \frac{E_{ie} + E_{jh}}{E_{ie} + E_{jh} + E} \right) \quad (2.51)$$

で与えられる。²⁹⁾ ここで、 θ は電子の波数ベクトルの井戸面に垂直な軸からの傾き角で、偏波面の向きは井戸面に平行と考えた (TEモード)。

一方、励起子遷移に関しては、

$$\epsilon_i(\hbar\omega) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 m_0^2 \omega^2 L_z} M_{ex} \cdot |M_b|^2 |\phi_{eh}(0)|^2 \cdot \left| \int \phi_{ie}(z) \phi_{ih}(z) dz \right|^2 \cdot F(\hbar\omega_{ex} - \hbar\omega) dE \quad (2.52)$$

で与えられる。ここで、TEモードで、重い正孔の励起子については $M_{ex}=3/2$ 、軽い正孔の励起子については $M_{ex}=1/2$ となる。^{2.9)} また、 $\hbar\omega_{ex}$ は励起子遷移エネルギーを表し、これに含まれる励起子の結合エネルギーおよび励起子の振動子強度は、2.2.2節で述べた方法によって計算する。複素誘電率の実部と虚部は互いに次のクラマースクロニツヒの関係にあり、数値計算により $\epsilon_i(\hbar\omega)$ から $\epsilon_r(\hbar\omega)$ を求めることができる。

$$\epsilon_r(E) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_i(E')}{E' - E} dE' \quad (2.53)$$

ここで、P はコーシの主値積分を意味する。

図2.38に、電界による屈折率変化の計算結果を示す。量子井戸構造は図2.37に示した構造と同一のものとし、印加電界は、それぞれのバイアス電界を中心として、 $\pm 6.25 \times 10^3$ V/cm の大きさで変調した。図に示した波長範囲においては、1次の電子と1次の重い正孔の励起子遷移 (1e1hh遷移)、1次の電子と1次の軽い正孔の励起子遷移 (1e1lh遷移)、1次の電子と2次の重い正孔の励起子遷移 (1e2hh遷移)^{3.0)} が、屈折率の分散に関与する。図中にはおのおののバイアス電界における、この三つの励起子遷移エネルギーの計算結果を矢印で示してある。屈折率変化のスペクトルに見られる下向きのピークの波長は、それぞれ長波長側が1e1hh遷移、短波長側が1e1lh遷移の遷移エネルギーに相当する。

励起子遷移の近傍における図のような屈折率変化の分散は、電界効果による遷移エネルギーのシフトと、振動子強度の変化が組合わさって生じる。図2.39 (a) の実線は、励起子遷移エネルギーの近傍における屈折率の分散を示す。吸収スペクトルにおいて鋭い励起子ピークが現れるのに対して、これとクラマ

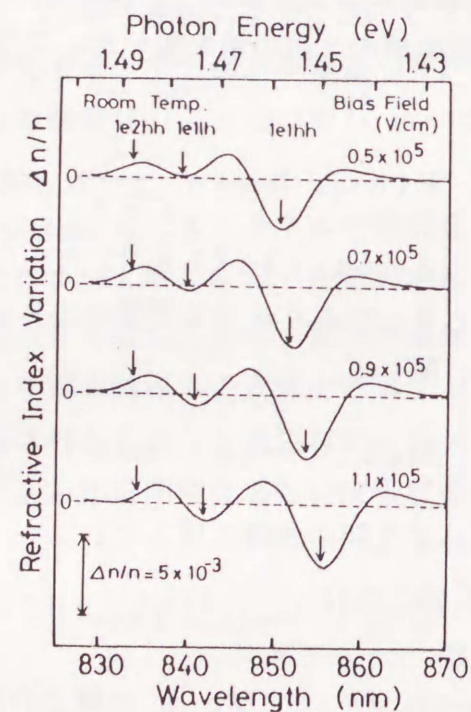


図2.38 微小電界変化による屈折率変化の計算結果。^{2.3) 2.5)} 電界は、各バイアス電界を中心として $\pm 6.25 \times 10^3$ V/cm 変化させた。図中の矢印は、各バイアス電界下における 1e1hh、1e1lh、1e2hh 遷移のエネルギーを示す。

スークロニツヒの関係にある屈折率も大きな変化を示す。量子井戸に電界が印加されると、この屈折率の分散曲線は、いわゆる量子閉じ込めシュタルク効果により、図の破線のように変化する。すなわち屈折率の分散曲線は印加電界の増加により長波長側にシフトし、その分散の振幅は小さくなる。屈折率変化のスペクトル Δn は、この直線から破線への変化量であり、図 (b) の実線ようになる。以上の変化は無電界印加時の許容遷移である 1e1hh遷移、1e1lh遷移に対するもので、無電界印加時の禁止遷移である 1e2hh遷移に関しては振動子強度の変化に違いがあるため、屈折率変化の分散曲線は (b) 図の一点鎖線のように異なったものとなる。

図2.40に先の計算と同じ 6.25×10^3 V/cm の弱電界変調により測定したERスペクトルを示す。この測定結果から直接得られるのは、反射率の変化率 $\Delta R/R$ である。厳密には、この反射率の変化には、屈折率の変化と同時に、光吸収係数の変化も寄与し、複素誘電率の実部と虚部の変化 $\Delta \epsilon_r$ 、 $\Delta \epsilon_i$ により、

$$\Delta R/R = \alpha \Delta \epsilon_r + \beta \Delta \epsilon_i \quad (2.54)$$

と表される。^{3.1)} ここで、 α と β は屈折率 n 、消衰係数 k を用いて、

$$\alpha = 2\gamma / (\gamma^2 + \delta^2) \quad (2.55)$$

$$\beta = 2\delta / (\gamma^2 + \delta^2) \quad (2.56)$$

$$\gamma = n(n^2 - 3k^2 - 1) \quad (2.57)$$

$$\delta = k(3n^2 - k^2 - 1) \quad (2.58)$$

と表される。消衰係数 k は光吸収係数と式 (2.44) の関係にある。いま、励起子遷移エネルギーの近傍で、吸収係数を 10^4 cm⁻¹、屈折率を 3.3 と仮定すると、 k は波長を 850 nm として 6.76×10^{-2} となり、式 (2.55) ~ 式 (2.58) の各変数はそれぞれ $\alpha = 6.11 \times 10^{-2}$ 、

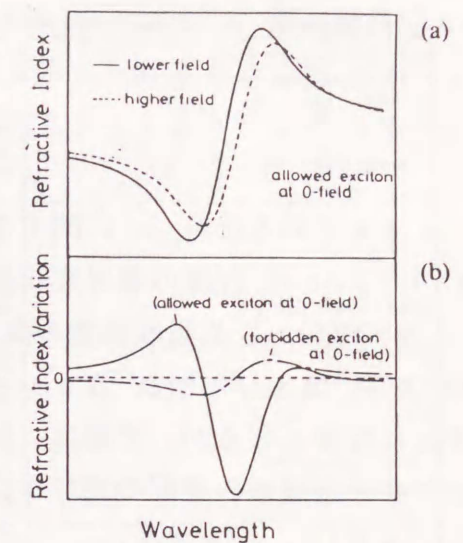


図2.39 電界による屈折率変化の説明図。^{2.5)} (a)は無電界時の許容遷移について、励起子遷移エネルギー近傍での低電界時(実線)と高電界時(破線)、それぞれの屈折率分散、(b)は無電界時の許容遷移(実線)と禁止遷移(一点鎖線)、それぞれの電界による屈折率変化を表す。

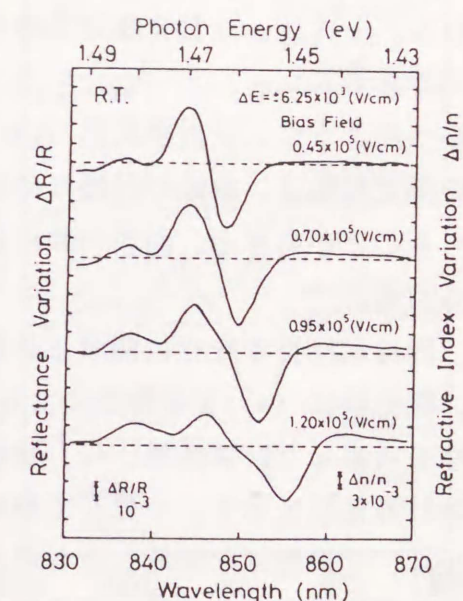


図2.40 ERスペクトルの室温における測定結果。^{2.3) 2.5)}

$\beta=4.02 \times 10^{-3}$ 、 $\gamma=32.6$ 、 $\delta=2.14$ となる。一方、複素誘電率の実部 ϵ_r 、虚部 ϵ_i と屈折率 n 、消衰係数 k とは式(2.42)、(2.43)の関係があり、 ϵ_r と ϵ_i の変化は、

$$\Delta \epsilon_r = 2(n \Delta n - k \Delta k) \approx 2n \Delta n \quad (2.59)$$

$$\Delta \epsilon_i = 2(n \Delta k + k \Delta n) \approx 2n \Delta k \\ = (\lambda n / 2\pi) \cdot \Delta \alpha \quad (2.60)$$

ここで、 $n \gg k$ であるため k に関する項は無視できるとした。例えば、理論計算の結果より、 $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$ 程度の電界変化に対して、励起子遷移エネルギーの近傍で、屈折率変化を $\Delta n = 0.01n$ 、光吸収係数の変化を $\Delta \alpha = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ と仮定すると、式(2.59)、(2.60)より、 $\Delta \epsilon_r = 0.218$ 、 $\Delta \epsilon_i = 0.223$ となる。このように複素誘電率の実部と虚部の変化は同程度となるが、実際は、係数 β が α の10分の1程度であるため、反射率の変化に対する誘電率の虚部の寄与は、実部の寄与の10%程度になる。従って、

$$\Delta R/R \approx \alpha \Delta \epsilon_r \quad (2.61)$$

と近似できる。また、上の条件のもとでは、 $\delta \ll \gamma$ であるので、式(2.55)、(2.57)より

$$\alpha \approx 2/\gamma \approx 2/\{n(n^2-1)\} \quad (2.62)$$

となる。式(2.59)、(2.61)、(2.62)より、屈折率 $n=3.3$ として、

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{2}{n(n^2-1)} 2n \Delta n \quad (2.63)$$

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{n^2-1}{4n} \frac{\Delta R}{R} \\ = 0.75 \cdot \Delta R/R \quad (2.64)$$

が得られる。上式によりER測定で得られる反射率の変化率から屈折率の変化率を見積もることができる。

以上述べたように、屈折率変化 $\Delta n/n$ と反射率変化 $\Delta R/R$ とは比例関係にあり、図2.40の測定結果は、縦軸の目盛りの取り方を変えるだけで、直接理論計算の結果、図2.38と比べることができる。両者の間には、その形状、変化の大きさに関して非常に良い一致が見られる。

一方、同様な屈折率変化に関する計算を、励起子遷移を考慮に入れない場合についても行った。図2.41に(a):ER測定により得られた屈折率変化スペクトルの実験値、(b):励起子遷移を考慮した計算結果、(c):励起子遷移を考慮せず、自由キャリア遷移のみを考えた場合の計算結果を示す。一見してわかるように、励起子を考慮しないと屈折率変化のスペクトルは、その形状が実測したものとは全く異なり、変化の振幅も小さい。このことは、図のような屈折率変化の分散が得られるのには、励起子の存在が大きく寄与していることを意味する。さらに、図2.40に示した測定結果から、バイアス電界を大きくしてもERスペクトルの形状自体には大きな変化はないことがわかる。すなわち、この量子井戸構造に

おいては室温で、 $1.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 程度の印加電界のもとでも励起子が壊れずに安定に存在していることを示唆している。このことは励起子遷移にかかわる電界効果を素子に応用する場合には極めて重要なことである。屈折率変化の実験結果と理論計算結果との間には、その変調の大きさに関して2倍程度の違いがある。この違いの理由は、理論計算に用いた線形状関数が実際のものとは必ずしも一致していないことが考えられる。^{3,2)} しかし、同様な計算を、従来使われてきたローレンツ型線形状関数を用いて行った場合、屈折率変化の大きさはガウス型を用いた場合に比べて小さく、まだこのガウス型関数を用いる方が実験事実を良く説明する。

ここまでは、まずはERスペクトルを理解するために、小振幅の電界変調による屈折率変化を見てきた。素子への応用上は、もっと大きな電界変調に対してどの程度の屈折率変化が得られるかといったことが重要となる。図2.42に無電界から各印加電界までの電界変化によって得られたERスペクトルを示す。この実験結果で、 $1.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ に電界を増加したとき、波長 852 nm で最大1.4%の反射率変化が得られている。式(2.64)からこれを屈折率変化に換算すると、1.1%となる。ところで、ここで得られた屈折率の変化は、図2.37の試料内の量子井戸構造において生じる屈折率変化の平均値と見なせる。しかし、このうち障壁層は、この波長範囲においては電界効果による屈折率変化には寄与しない。従って、井戸層の正味の屈折率変化は、井戸層の厚さ 100 \AA と障壁層の厚さ 300 \AA の比を考慮して、井戸層1層当たり、

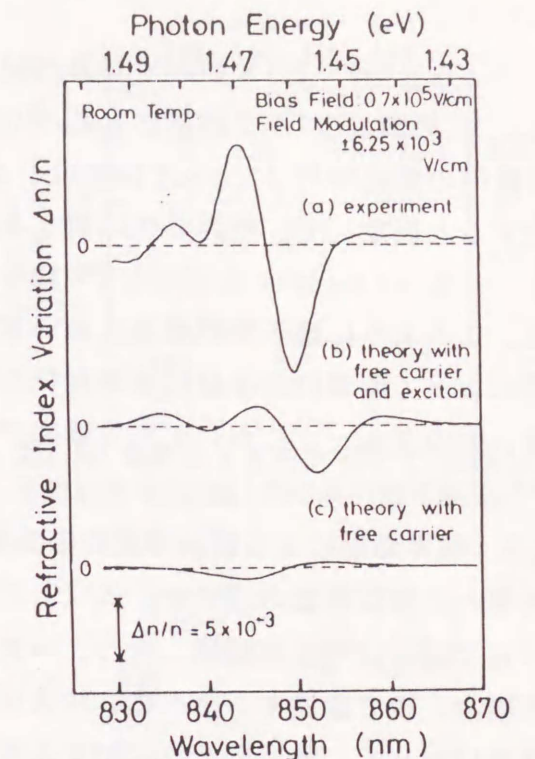


図2.41 電界による屈折率の変化：(a) ER測定によって得られた実験結果、(b)励起子を考慮した計算結果、(c)励起子を考慮しない計算結果。^{2,5)}

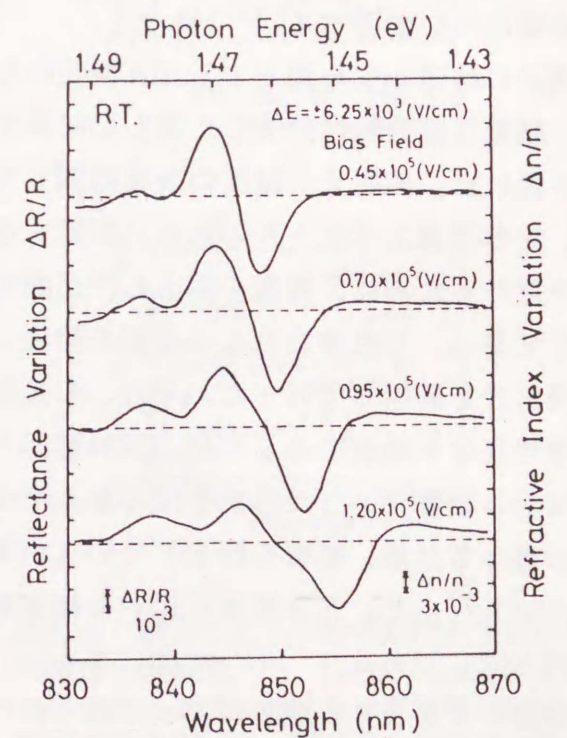


図2.42 大振幅電界変調による屈折率の変化。^{2,3) 2,5)}

$$\Delta n/n = 1.1 \times (100 + 300)/100 \approx 4.4\% \quad (2.65)$$

となる。この値は、バルク結晶はもちろん、量子井戸構造でも励起子の存在を無視した場合の屈折率の変化率²²⁾に比べて10倍以上大きい。この屈折率変化が電界に対してリニアに変化すると仮定して、電界変化に対する屈折率の変化率を求めると、

$$\Delta n/n/E = 0.044/1.2 \times 10^5 \approx 3.7 \times 10^{-9} \text{ m/V} \quad (2.66)$$

となる。このように量子井戸構造においては、励起子遷移エネルギーの近傍において、電界効果によって非常に大きな屈折率変化を得ることができる。ここで得られた実験事実は、その後、他のグループにおいても実験的^{33) 34)}、理論的³⁰⁾に確認された。

2.4.3 電界効果による屈折率変化と光吸収変化の関係

屈折率と光吸収係数の間には、式(2.53)のクラマースクロニヒの関係があり、この二つの光学特性は密接に関係し合う。一方、この光学特性に対する電界効果を光素子に応用する場合、後で議論するように、片方の光学特性に対する電界効果の利用による素子の動作特性に対して、他方のそれに対する電界効果が悪影響を与える。従って、光素子への応用の点からも、電界効果による屈折率の変化と、光吸収係数の変化がどのような関係にあるかを、注意深く検討しておく必要がある。ここでは、前節で述べたER測定に加えて、エレクトロアブソプション(EA)³⁵⁾測定を同一試料について行い、その関係を調べた結果について述べる。^{24) 25)}

測定には光吸収を測定するEA測定のために、基板を部分的に除去した図2.43に示す試料を用いた。照射光が試料の表裏面間で共振し、光の透過スペクトルの形状に影響することを避けるために、基板を除去した裏面を荒らしてある。EA測定はこの基板を除去した部分に光を照射して行った。一方、ER測定は信号自体が微弱であるため、試料裏面からの反射の影響といった外的要因の混入を少しでも避けるため、基板を除去していない部分について行った。EA測定に用いた測定系、照射光強度などは前の節で述べたER測定の場合と同じである。

室温のER、EA測定によって得られた、電界効果による屈折率変化と光吸収変化のスペクトルの関係を図2.44に示す。注目すべき点は、屈折率変化 Δn と光吸収変化 $\Delta \alpha$ のスペクトルは、互いに他方が0となる近傍の波長でピークをもつということである。この関係は、屈折率と光吸収係数の間にクラマースクロニヒの関係があることにより、

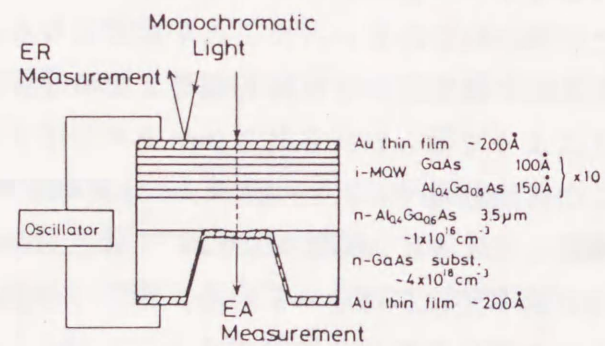


図2.43 ERとEA測定に用いた試料構造。^{24) 25)}

以下のように理解できる。図2.45(a)の実線は、無電界印加時の、1e1hh励起子遷移エネルギー近傍での、屈折率と光吸収係数の分散曲線を計算した結果である。電界を印加すると、遷移エネルギーの低エネルギー側へのシフト、振動子強度の減少により、それぞれのスペクトルは図の破線のように変化する。この実線から破線への変化量によって、屈折率と光吸収係数変化のスペクトルが図の(b)のように得られる。この結果は実験的に得られた、図2.44の関係をよく説明する。このように、量子井戸構造においては励起子が安定に存在し、励起子遷移エネルギーの近傍の波長領域においては、屈折率と光吸収係数が図2.45(a)のような関係にあるために、これに対する電界効果によってもたらされる両者の変化スペクトルの関係は、必然的に図2.44のようになる。このことは、屈折率あるいは光吸収係数に対する電界効果を利用する光素子の動作を検討する上で重要な概念である。

2.4.4 量子井戸電界効果形光素子の動作検討

ER、EA測定の結果、およびそれらに対する理論的な検証の結果、電界による量子井戸構造の屈折率と光吸収係数の変化について、以下の事実が明確となった。

- ① $1.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 程度の印加電界下でも室温で励起子が安定に存在し、その結果、励起子遷移エネルギーの近傍の波長において、この電界変化により最大4.4%の屈折率変化が得られる。
- ② 電界による光吸収の変化がないと同時に、屈折率変化が最大になる、あるいはその逆の関係になるような特定の波長領

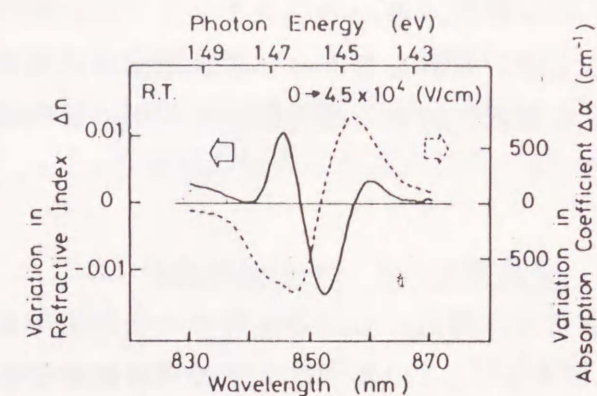


図2.44 電界による屈折率変化(実線)と、光吸収変化(破線)の関係の測定結果。²⁵⁾

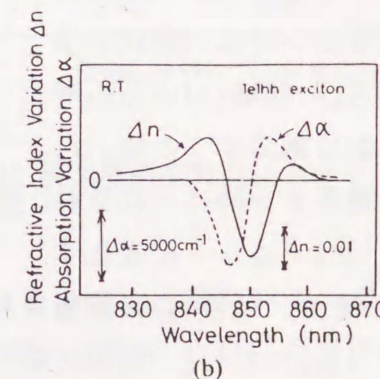
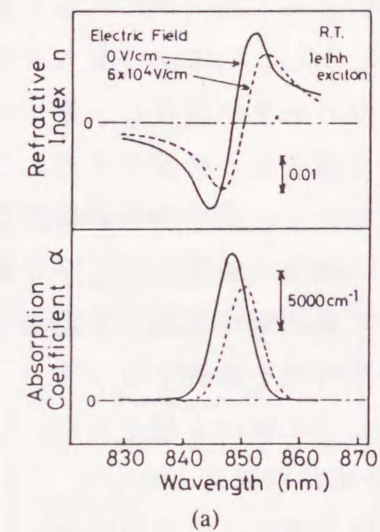


図2.45 電界による屈折率変化と光吸収変化の関係の説明図。²⁵⁾ (a)は1e1hh励起子遷移エネルギー近傍における無電界時(実線)と電界印加時(破線)の、屈折率と光吸収係数の分散を示す。(b)は(a)の実線から破線への変化量により求まる、屈折率変化 Δn (実線)と光吸収変化 $\Delta \alpha$ (破線)を表す。

域が存在する。

ここでは、これをもとにして、屈折率に対する電界効果を利用する交差型光スイッチ²²⁾と、光吸収に対する電界効果を利用する吸収型光変調器¹⁹⁾⁻²²⁾の動作特性について検討を行う。

i. 交差型光スイッチの動作検討

量子井戸構造における電界による屈折率変化を応用する素子としては交差型光スイッチ²²⁾がある。この素子は2本の導波路を交差し、交差部分での屈折率を変化させて、ここに全反射を起こす屈折率境界を形成することで光の導波方向をスイッチする。屈折率を変化させるために、量子井戸への電界効果を利用することで、高速なスイッチ動作を期待することができる。量子井戸構造を用いた場合には、励起子が存在するために、バルク結晶よりも電界によって屈折率が大きく変化し、一見するとこの素子の特性に対しては有利に思われる。しかし、このような大きな屈折率変化を期待し得る波長領域では、励起子による急峻な吸収ピークが存在し、素子の動作特性にはこれによる導波光の損失の影響についても十分な注意を払う必要がある。ここでは、この素子に量子井戸構造を用いた場合の損失に重点をおいて、素子特性の検討を行う。量子井戸構造としてはGaAlAs系を考え、電界によるこの構造の屈折率および光吸収係数の変化を理論計算し、電界オン、オフ時それぞれにおいて光が受ける損失を見積もった。計算にはすべて励起子を考慮してある。

素子の動作特性を検討するうえで、図2.46に示す構造を想定した。領域(I)を量子井戸構造とし、この領域における電界による屈折率変化で、電界オン時に入射光の全反射が生じる。領域(I)の屈折率と光吸収係数は電界オフの時、 n_1 、 α_1 とし、電界オン時にそれぞれ $n_1 + \Delta n$ 、 $\alpha_1 + \Delta \alpha$ に変化する

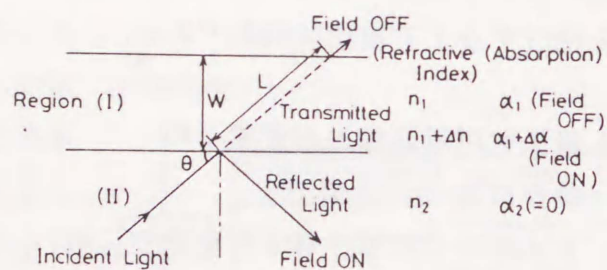


図2.46 交差型光スイッチの特性検討に用いた構造図。²⁵⁾

とした。また、領域(II)は無損失とし、屈折率 n_2 は無電界時の領域(I)の屈折率に等しいとした ($n_2 = n_1$)。電界がオフの時には、二つの領域の間に屈折率の差がないために、入射光は直進する。電界をオンにすると、領域(I)での屈折率が減少するため、屈折率の境界が形成され、入射光が反射される。このような素子の動作に対して、電界のオフ、オンそれぞれの時に以下のような損失を考慮する必要がある。電界がオフの場合、領域(I)を通過するとき光は吸収され損失となる。この時受ける損失量は、領域(I)中を光が通過する長さLと領域(I)の吸収係数 α_1 の積で評価でき、

$$\alpha_1 L = \alpha_1 (W / \sin \theta) \quad (2.67)$$

が素子からの出射光強度に直接影響する。この損失を小さくするためには、領域(I)の電界オフ時の吸収 α_1 を小さくし、角度 θ はなるべく直角方向に近づけ、領域(I)での光の光路長を短くすればよい。一方、電界がオンの場合には、屈折率界面での反射率に関連した損失を考える必要がある。電界がオンの時、二つの領域の境界における光のパワー反射率は、領域(I)の吸収を考慮して、

$$R = \frac{\left| (n_1 + \Delta n - ik_1) \cos \theta_i - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1 + \Delta n - ik_1} \right)^2 \sin^2 \theta_i} \right|^2}{\left| (n_1 + \Delta n - ik_1) \cos \theta_i + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1 + \Delta n - ik_1} \right)^2 \sin^2 \theta_i} \right|^2} \quad (2.68)$$

で表すことができる。ここで、 θ_i 、 k_1 は、

$$\theta_i = 90^\circ - \theta \quad (2.69)$$

$$k_1 = \lambda (\alpha_1 + \Delta \alpha) / 4\pi \quad (2.70)$$

で与えられる。図2.47に反射率の計算結果を示す。図の角度 θ はこの素子の寸法に直接影響し、これが小さくできることが望ましい。反射率を大きくし、反射の際の光損失を低減するためには、屈折率変化は大きく、領域(I)の吸収は小さく保つことが必要となる。また、光の入射角の捕角 θ は、この損失を小さくするためにはなるべく小さくすればよい。具体的に図2.46の領域(I)としてGaAs/AlAs量子井戸構造を考え、この二つの損失の検討を試みる。図2.48に井戸層の厚さ100Åの量子井戸構造について、(a)電界を0から各印加電界まで変化させたときの屈折率の変化、および(b)各印加電界下での光吸収係数それ

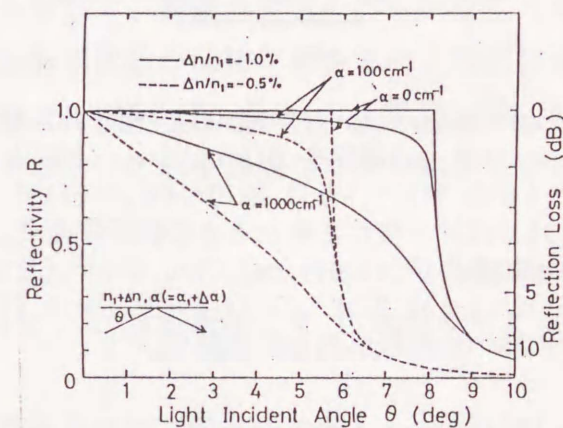


図2.47 複素屈折率界面における光のパワー反射率。²⁵⁾

ぞれのスペクトルを計算した結果を示す。この構造においては、電界を0から 1.2×10^5 V/cmに変化させたとき、波長853nm(実線の矢印)で最大1.8%の屈折率変化が得られる。しかし、この波長においては、電界オン、オフの場合双方について光吸収係数が 5000 cm^{-1} と非常に大きい。例えば、電界オンの場合に反射率Rが0.5(反射損失3dB)以上となるように角度 θ を 6.0° に選ぶと、電界オフの場合に光が受ける導波損失は10dBと非常に大きくなってしまふ(領域(I)の幅を $1 \mu\text{m}$ 、光閉じ込め係数 Γ を0.5と仮定した)。このような光吸収係数の影響は、動作波長を長波長側(無電界印加時の励起子ピークより低エネルギー側)に選ぶことにより、ある程度は避けることができる。

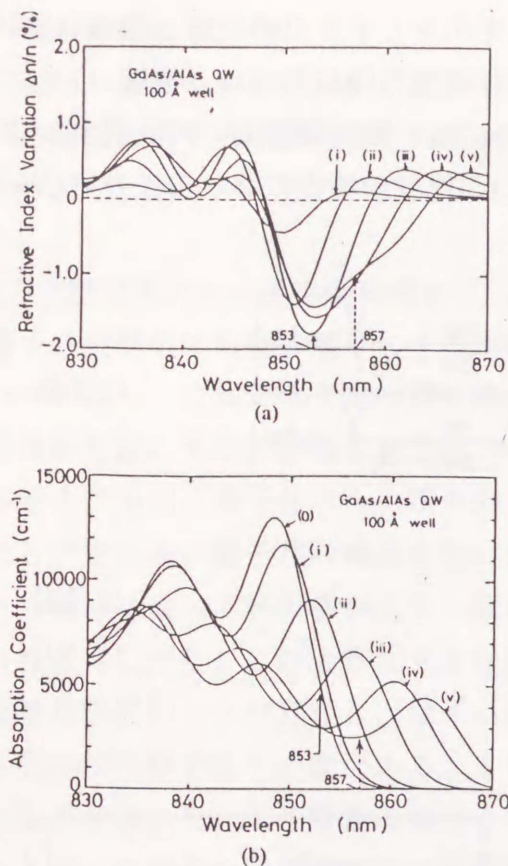


図2.48 GaAs/AlAs(井戸幅100 Å)量子井戸構造について、(a)電界を 0(V/cm)から (i) 0.4×10^5 、(ii) 0.8×10^5 、(iii) 1.2×10^5 、(iv) 1.5×10^5 、(v) 1.7×10^5 へ変化させたときの屈折率変化。(b)印加電界が、(0) 0(V/cm)、(i) 0.4×10^5 、(ii) 0.8×10^5 、(iii) 1.2×10^5 、(iv) 1.5×10^5 、(v) 1.7×10^5 の時の光吸収係数の計算結果。²⁵⁾

例えば、857 nm (破線の矢印) の波長を選ぶと、電界オフの場合の光吸収係数は 450 cm^{-1} 、 $0 \rightarrow 1.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$ の電界変化により、1.1% の屈折率変化が得られ、この電界印加時の光吸収係数は 2500 cm^{-1} となる。この場合には、反射損失を前と同じ 3 dB 程度にする角度 θ は 4° まで小さくでき、この場合の電界オフ時の導波損失も 1.4 dB と小さくできる。図2.49に、電界オフの場合の導波損失および電界オンの時の反射損失を、素子における二つの導波路の交差角度の半分当たる角度 θ に対する関数として計算した結果を示す。図の実線では、上で検討した井戸幅 100 Å の量子井戸構造で、動作波長を 857 nm に選択したときの場合を示す。また、破線では、同様に井戸幅 140 Å の量子井戸構造について最適な動作波長を検討し、この波長での屈折率変化、光吸収係数の値を用いて計算した結果を示した。井戸層を厚くすると、電界による量子状態の変化を大きくできるために、比較的小きな電界変化によって素子を動作させうる。この素子の導波路交差角 2θ は、素子の加工技術、素子寸法によって制限され、ある程度以上の角度は必要とな

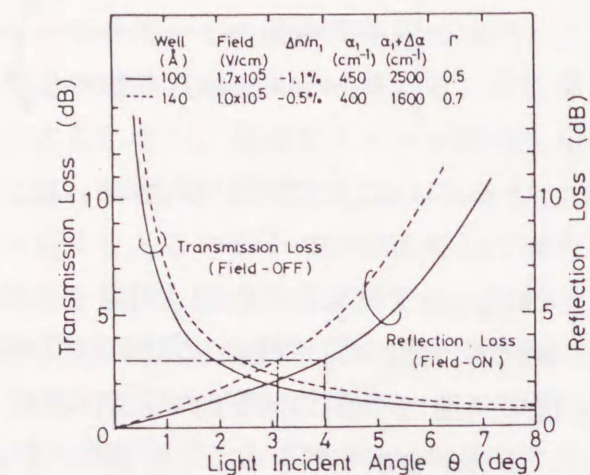


図2.49 交差型光スイッチにおける損失の導波路交差角度(2θ)依存性。²⁵⁾ 電界オフ時には透過損失が、電界オン時には反射損失が影響する。

る。図2.49の計算結果から、この素子の動作時における光損失を 3 dB 以下に抑えるためには、交差角度は $6 \sim 8^\circ$ 程度に選ぶ必要がある。この交差角は、例えばバルク結晶における電流注入による band Filling の効果を用いて実現された反射型スイッチ³⁶⁾ の交差角 8° と比較すると遜色はなく、量子井戸への電界効果を用いることで高速の光スイッチを実現し得ることは可能と思われる。

以上、ここでは電界効果による量子井戸構造の屈折率変化を用いる交差型光スイッチの動作について検討を行った。屈折率を変化させる手段として、量子井戸構造への電界効果を用いると、その高速性に加えて、大きな屈折率変化が得られるために、特性のよい素子動作を期待できる可能性はある。しかし、一方で大きな屈折率変化が得られる励起子遷移エネルギーの近傍を素子の動作波長に選ぶと、励起子遷移による大きな吸収ピークの影響が無視できなくなる。従って、この素子の特性を最適にするためには、その吸収による損失の影響に十分な注意を払ったうえで、量子井戸そのものの構造を含めた素子構造を決定することが必要である。

ii. 吸収型光変調器の動作検討

量子井戸構造の光吸収係数に対する電界効果を用いて、高速光変調を行う吸収型光変調器を動作される場合、2.4.2 節で示した大きな屈折率変化が同時に起きると、変調時の光出力に付加的な周波数チャージングがもたらされる。例えば、長さ L 、伝搬定数 β をもつ変調器に電界 $E_0 \exp(i\omega t)$ の光が入射すると、これを通過した光の電界 $E(t)$ は、 $\exp(-i\beta L)$ の振幅変調を受け、

$$E(t) = E_0 \exp\{i(\omega t - \beta L)\} \quad (2.71)$$

となる。ここで、 β は複素屈折率 $n_c (= n - ik)$; n は屈折率、 k は電界に対する消衰係数) により、

$$\beta = k_0 n_c = k_0 (n - ik) \quad (2.72)$$

で与えられ (k_0 は真空中の光の波数)、結局、電界は、

$$E(t) = E_0 \exp(-k_0 k L) \exp\{i(\omega t - k_0 n L)\} \quad (2.73)$$

となる。変調器内の光吸収係数が増加すると k の変化により電界の振幅項が変調を受け、透過する光強度が変化する。これが吸収型光変調器の動作原理である。このとき同時に屈折率 n が変化すると、電界の位相が変化し、等価的には光の振動数 ω ($\omega = 2\pi/\lambda$) が変調を受けることになる。このいわゆる周波数チャージングは、次の α パラメータによって定量的な議論ができる。³⁷⁾

$$\alpha_p = (4\pi/\lambda) \cdot \Delta n / \Delta \alpha \quad (2.74)$$

このチャージングは、ファイバによる大容量・長距離伝送の妨げとなるため低減する必要がある。そのためには、光吸収係数は変化させたい一方で、屈折率変化を抑えればよい。この観点に立って、2.4.3 節の図2.44 に示した量子井戸構造の電界による屈折率変化と光吸

収変化の関係をみると、波長 857 nm では光吸収係数が大きく変化するにもかかわらず、屈折率は変化しないことがわかる。従って、直感的にはこの波長を動作波長に設定し、電界による光吸収変調を行えば、周波数チャージングのない変調動作を実現できそうに思われる。実際には、印加電界の変化は瞬時に起きるものではなく、推移する時間が存在することを考慮に入れる必要がある。従って、時々刻々変化する電界の、各瞬間における屈折率変化と光吸収変化を評価することが重要となる。そこで、次式で定義される α パラメータ α' を理論的に計算し、吸収型光変調器の動作特性について検討を行った。

$$\alpha' = (4\pi/\lambda) \cdot (dn/dE) / (d\alpha/dE) \quad (2.75)$$

ここで、 dn/dE 、 $d\alpha/dE$ はそれぞれ微小電界変化に対する屈折率と光吸収係数の変化を表す。実用的な光変調器としては、変調に用いられる電界範囲でこの α' を小さく保ったままで、吸収係数の変化により大きな変調比を与えることが要求される。

GaAs/AlAs 量子井戸構造 (井戸幅 110 Å) について、各印加電界下における光吸収係数および、 α' を計算した結果をそれぞれ、図 2.50、2.51 に示す。図中の各波長は、印加電界が 0 のときの 1e1hh 励起子遷移エネルギーよりも低エネルギー側に選んでおり、この波長領域が光吸収型変調器を動作させるうえで有効と思われる。例えば、862 nm の波長を選んだ場合、電界を 0.3×10^5 V/cm から 0.9×10^5 V/cm に変化させたとき、式 (2.75) で定義される α' をこの電界変化の範囲でほぼ 1 以下に保ったまま、光吸収係数は

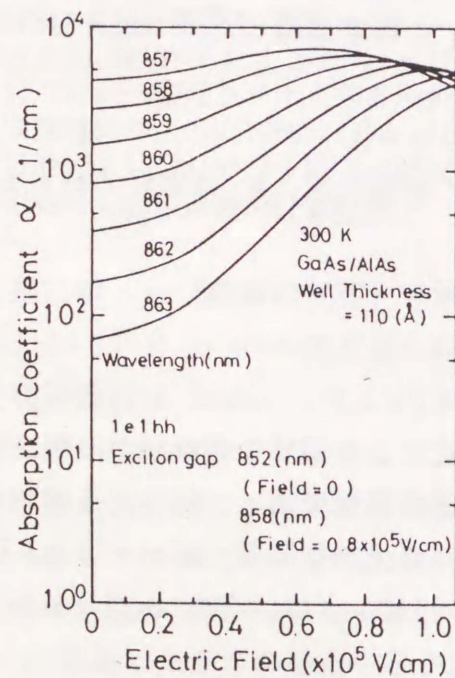


図2.50 GaAs/AlAs(井戸幅110 Å)量子井戸構造について、各波長における光吸収係数の電界依存性計算結果。²⁵⁾ 1e1hh励起子遷移エネルギーは無電界時に 852 nm にある。

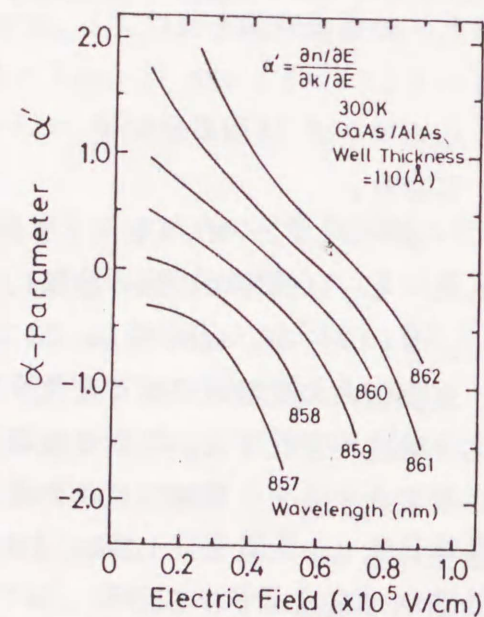


図2.51 GaAs/AlAs(井戸幅110 Å)量子井戸構造について、各波長における α パラメータの計算値。²⁵⁾

300 cm^{-1} から 3600 cm^{-1} へ変化させることができる。素子の実効長 ΓL (Γ : 光閉じ込め係数、 L : 変調器の長さ) を $10 \mu\text{m}$ と仮定すると、この電界変調により変調器内の吸収損失は 1.3 dB から 16 dB に変化し、十分な光の変調比 (12:1) が得られる。厳密に言えば、周波数チャージングのない理想的な変調器を実現するためには、この α' が全電界範囲で 0 になればよい。しかし、ここで得られた α' が 1 以下という値は、半導体レーザの直接変調時に測定される値 (約 3.0) に比べて小さく、実用上十分に小さな値と考えられる。さらに、電界変調における実効的な α パラメータ α_{eff} として、

$$\alpha_{\text{eff}} = \left\{ \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} |\alpha'(E)|^2 dE \right\}^{1/2} \quad (2.76)$$

で与えられる、 α' の平均を考えることができる。これを前に述べた例の場合について計算すると、実効 α パラメータは 0.7 となる。このように、吸収型光変調器においては最適な動作波長を選択することによって、チャージングの非常に小さな状態で素子を動作させることができると考えられる。この我々のグループの理論的な指摘の後に、実際に GaAlAs 系量子井戸光吸収変調器において、1 以下の小さな α パラメータで素子が動作することが実験的にも確認された。³⁹⁾

この節では、二種類の量子井戸電界効果型光素子の動作特性について理論的に検討した。その結果、いずれの素子に関しても、性能良く素子を動作させるために適切な波長領域が存在することが分かる。一方、その動作波長に対しては井戸幅など量子井戸構造そのものが直接関係する。図 2.52 は、GaAs/AlAs 量子井戸構造における 1e1hh 遷移エネルギー (励起子は考慮していない) の井戸幅による変化を各印加電界に対して計算したものである。例えば、井戸層の厚さに 1 原子層厚さ程度のゆらぎがあると、1e1hh 遷移エネルギーは 1 nm 程度変化し、当然これを用いた素子の最適動作波長にも同程度のゆらぎがあることになる。従って、素子に用いる量子井戸構造を製作する際にも、その構造を制度よく製作する技術⁴⁰⁾ が要求されると思われる。

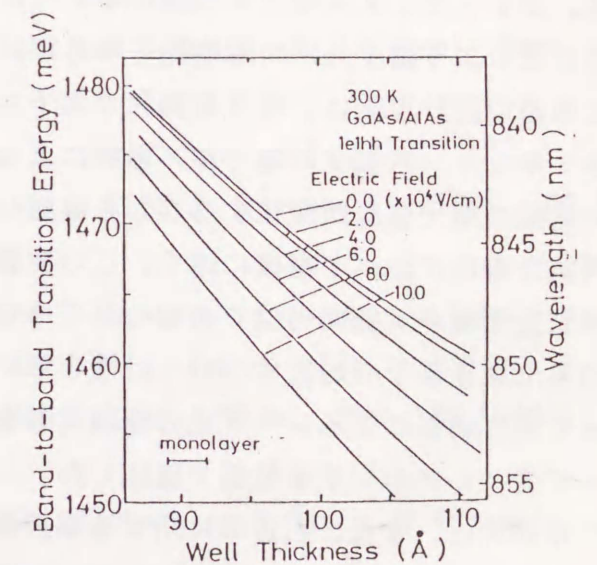


図2.52 GaAs/AlAs量子井戸構造について、各印加電界時の 1e1hh遷移エネルギーの井戸幅依存性の計算結果。励起子は考慮していない。

§ 2.5 まとめ

本章では、本研究の全体を通じて基礎となる、量子井戸構造における光学特性に対する

電界効果について述べた。まず、井戸内に閉じ込められたキャリアが電界印加によってその量子状態をどう変化させるのか概説し、定量的にこの変化を評価するための計算方法について説明した。量子井戸に電界が印加されると、光学遷移に關与する量子準位間のエネルギーが減少し、その結果、発光などのスペクトルのレッドシフトが起こる。一方、井戸内で電子と正孔の波動関数が分極することによる振動子強度の変化は、発光や光吸収係数の強度変化をもたらす。この光学特性に与える電界効果を理解するために、フォトルミネッセンス、エレクトロリフレクタンス測定により組織的に実験を行い、発光、屈折率に対する電界効果を明確にした。

発光に対しては、電界によるキャリアの発光再結合レートの変化について実験的に検証した。電界を印加するとキャリアの分極効果によって発光再結合レートは減少し、キャリアの発光再結合寿命は長くなる。パルス励起光に対するフォトルミネッセンス強度の減衰定数からキャリア寿命を測定する通常の方法では、キャリアが井戸層からリークし、この過程がキャリアの消滅過程を支配するようになると、発光再結合寿命を評価することは不可能であった。一方、ここではフォトルミネッセンス強度のパルス印加電界に対する過渡応答を測定し、その電界スイッチ時に生じる発光強度の変化比から、発光再結合寿命の電界による変化を独立に評価する手法を示し、発光過程が支配的な場合は勿論、キャリアリークがある場合においても電界印加によるキャリアの発光再結合寿命の伸びを実際に確認した。しかし、この発光に対する電界効果を高速変調発光素子として応用する場合には、このようなキャリアリークが井戸内のキャリア数の変化をもたらすことは避ける必要がある。フォトルミネッセンス実験においては、これに留意し、必要以上にキャリアリークが生じないよう量子井戸の障壁層をなるべく高くした試料を用いて測定を行った。このような構造の設計思想は、高速変調発光素子としての応用上重要となる。また、実際にフォトルミネッセンス強度の短パルス電界による変調実験をおこない、100psec以下の極めて短い時間で発光強度が変化することを確認した。この発光変調に要した時間は、キャリアの再結合寿命に比べて格段に速く、この変調方式によって、キャリア寿命に制限されない高速発光変調が実際に可能であることをはじめて実証した。この原理に基づく量子井戸電界効果形発光素子の研究については第3章で詳細に述べる。さらに、同様な光励起実験によって電界効果によるレーザ光の変調実験を行い、利得変調によりパルス幅140psecのレーザ光パルスの発生を低温で確認した。

本研究は、また、屈折率に対する電界効果を励起子効果を含めて定量的に検証し、これをはじめて明確にした。エレクトロリフレクタンス測定の結果、印加電界の変化により最大4.4%の屈折率変化が得られることがわかった。また、電界による屈折率変化と、吸収変化の關係についても検討し、電界による光吸収の変化がないと同時に、屈折率変化が最大になる、あるいはその逆の關係になるような特定の波長領域が存在することを示した。これらの特性は、量子井戸構造において安定に存在する励起子遷移に対する電界効果によ

って極めて良く説明できる。屈折率、光吸収係数に対する電界効果を議論する、あるいはこれを素子として応用する場合には、この励起子の存在を考慮したうえで、これに対する電界効果を理解することが重要である。

参考文献

- 1) 山西正道 : 応用物理 55 (1986) 210.
- 2) T. Ishibashi, S. Tarucha and H. Okamoto : Proc. Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Oiso, 1981, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 63 (1982) p. 587.
- 3) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. B32 (1985) 1043.
- 4) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2173.
- 5) E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morcoc and R. Fisher : Phys. Rev. B26 (1982) 7101.
- 6) M. Yamanishi and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) L22.
- 7) J. A. Kash, E. E. Mendez and H. Morkoc : Appl. Phys. Lett. 46 (1985) 173.
- 8) E. J. Austin and M. Jaros : Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 274.
- 9) M. Yamanishi, Y. Usami, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) L586
- 10) Y. Kan, M. Yamanishi, I. Suemune, H. Yamamoto and T. Yao : Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) L589.
- 11) H. Iwamura, T. Saku and H. Okamoto : Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 104.
- 12) Y. Kan, M. Yamanishi, Y. Usami and I. Suemune : IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 1837.
- 13) Y. Kan, M. Yamanishi, U. Usami, I. Ogura and I. Suemune : Extended Abstracts of Int. Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1986, p. 595.
- 14) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1313.
- 15) Y. Kan, M. Yamanishi, K. Mukaiyama, M. Okuda, T. Ohnishi, K. Obata, M. Kawamoto and I. Suemune : Technical Digest of the Quantum Wells for Optics and Optoelectronics Topical Meeting, 1989, Salt Lake City, p. 57.
- 16) T. Takeoka, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L117.

- 17) T. Fujii, S. Hiyamizu, S. Yamakoshi and T. Ishikawa : J. Vac. Sci. Technol. B3 (2) (1985) 776.
- 18) Y. Arakawa, A. Larsson, J. Paslaski and A. Yariv : Appl. Phys. Lett. 48 (1986) 561.
- 19) T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann : IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 117.
- 20) H. Iwamura, T. Saku and H. Okamoto : Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) 104.
- 21) T. H. Wood, C. A. Burrus, R. S. Tucker, J. S. Weiner, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Electron. Lett. 21 (1985) 693.
- 22) H. Yamamoto, M. Asada and Y. Suematsu : Electron. Lett. 21 (1985) 579.
- 23) H. Nagai, Y. Kan, M. Yamanishi and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) L640.
- 24) H. Nagai, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Electron. Lett. 22 (1986) 888.
- 25) Y. Kan, H. Nagai, M. Yamanishi and I. Suemune : IEEE J. Quantum Electron. QE-23 (1987) 2167.
- 26) M. Erman, J. B. Theeten, P. Frijlink, S. Gaillard, Fan Jia Hia and C. Alibert : J. Appl. Phys. 56 (1984) 3241.
- 27) C. Alibert, S. Gillard, J. A. Brum, G. Bastard, P. Frijlink and M. Erman : Solid State Comm. 53 (1985) 457.
- 28) H. C. Casey and M. B. Panish, Heterostructure Lasers Part A, New York: Academic, 1978.
- 29) M. Yamanishi and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) L35.
- 30) T. Hiroshima : Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 968.
- 31) B. O. Seraphin, Semiconductors and Semimetals New York: Academic, 1972.
- 32) M. Yamanishi and Y. Lee : IEEE J. Quantum Electron. QE-23 (1987) 4.
- 33) J. E. Zucker, T. L. Hendrikson, C. Burrus and A. C. Gossard : 1987 CLEO/IQEC post deadline paper PD-15.
- 34) J. S. Weiner, D. A. B. Miller and D. S. Chemla Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 842.
- 35) T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Appl. Phys. Lett. 44 (1984) 16.
- 36) S. Sakano, H. Inoue, H. Nakamura, T. Katsuyama and H. Matsumura : Electron. Lett. 22 (1986) 594.
- 37) F. Koyama and K. Iga : Electron. Lett. 21 (1985) 1065.
- 38) I. D. Henning and J. V. Collins : Electron. Lett. 19 (1983) 927.
- 39) T. H. Wood, R. W. Tkach and A. R. Craplyvy : Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 798.

- 40) 例えば、T. Sakamoto, H. Funabashi, K. Ohta, T. Nakagawa, N. J. Kawai and T. Kojima : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) L657.

第3章 量子井戸電界効果形高速変調発光素子

§ 3.1 序言

現在一般に光情報処理の分野で発光素子として用いられている半導体レーザ (LD)、発光ダイオード (LED) では、注入電流の増減により発光量を変える、いわゆる直接変調方式が用いられている。しかし、この方式は活性層内のキャリア数の変化に頼るものであるため、その変調に要する時間はキャリア寿命によって本質的に制限され、LEDで数 nsec、誘導放出によりキャリア寿命が短くなる LD においても数十 psec 程度である。一方、光電子集積回路におけるチップ内、あるいはチップ間光結合用発光素子として半導体発光素子の応用が考えられるが、同一チップ上の多数個の発光素子を同時に動作させるこの種の応用に対しては、最低限しきい値電流だけの電流は流さないと動作しない LD は、発熱の影響を考えると不向きと思われ、低電流で動作する高速変調が可能な発光素子の実現が望まれる。量子井戸電界効果形発光素子¹⁾は、その変調方式が従来の発光素子とはまったく異なり、キャリア数の変調は一切行わず、量子井戸構造への電界印加効果による発光再結合レートそのものを変えることにより発光量を変化させるもので、低電流で動作する高効率高速 LED である。

本章では、この素子の動作原理についてまず説明する (第3.2節)。ここで述べる動作原理は、前章で述べたフォトルミネッセンス測定によってその可能性が認められているが、実際に素子としてこれを実現するための素子構造を次いで示す (第3.3節)。そして、この素子の動作特性を、静特性、動特性、一定電荷動作の順で述べる (第3.4節)。

§ 3.2 量子井戸電界効果形発光素子の動作原理

LED の発光強度に関する動特性は、次に示すキャリア密度に対するレート方程式を解くことによって理解することができる。

$$dn(t)/dt = G(t) - \{n(t)/\tau_r(t) + n(t)/\tau_{nr}(t)\} \quad (3.1)$$

$$= \underbrace{G(t)}_{\text{①}} - \underbrace{n(t)/\tau_{\text{overall}}(t)}_{\text{②}} \quad (3.2)$$

ここで、 n はキャリア密度、 τ_r はキャリアの発光再結合寿命、 τ_{nr} はキャリアの非発光寿命を表し、ここではいずれも時間的に変化する量とする。また、 τ_{overall} は、発光、非発光を含めたキャリアの寿命で、

$$1/\tau_{\text{overall}} = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr} \quad (3.3)$$

で表される。このレート方程式は、キャリアの生成レート (①) と消滅レート (②) のバランスが崩れると、その差に応じてキャリア密度が変化し、定常的 ($d/dt = 0$) にはこの両者が釣りあうことを表現している。発光強度の時間変化 $P(t)$ は、

$$P(t) = n(t)/\tau_r(t) \quad (3.4)$$

で与えられる。ところで、厳密にはアンドープ活性層のように、熱平衡状態でのキャリア密度が極めて小さく、電流注入などによって生成するキャリア密度 n に比べて無視できる場合には、式(2.35)に示すように τ_r は n に逆比例し、キャリア密度が増加するに伴って短くなるが、量子井戸電界効果形発光素子の動作を考える上では、特に本質的なことではないので、ここでは簡単に τ_r は n に依存しないとして以下の議論を進める。また、 τ_{nr} に関して、活性層中のキャリア密度が増加すると、ホットなキャリアがヘテロ接合の障壁を越えて活性層からのリーク量が増加し、 τ_{nr} が短くなるような n への依存性が考えられるが、これについても同様な理由により特に考えない。

i. 直接変調方式による発光強度の変調

まず、比較のために通常の LED で発光強度を変化させる場合に用いられる、注入電流量の変化による直接変調方式について、その動特性を考えてみよう。この方式では、注入電流量を変えることにより、レート方程式 (3.1) の G を変化させる ($G=J/(ed)$ 、 J :電流密度、 d :活性層の厚さ、 e :電子電荷量)。一方、 τ_r 、 τ_{nr} は時間に依らず一定であり、一般に非発光過程は無視できて ($\tau_r \ll \tau_{nr}$)、 $\tau_{\text{overall}} \approx \tau_r$ である。

時刻 $t=0$ で電流増加により、 G が G_1 から G_h に瞬時に増加し、 $t=t_w$ で再び瞬時に G_1 にスイッチする時の発光強度の変化は、レート方程式を解いて、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} P(t) &= n(t)/\tau_r \\ &= G_1 && (t \leq 0) \\ &= G_h + (G_1 - G_h) \exp(-t/\tau_r) && (0 \leq t \leq t_w) \\ &= G_1 + (P(t_w) - G_1) \exp\{-(t-t_w)/\tau_r\} && (t_w \leq t) \end{aligned} \quad (3.5)$$

図3.1に示すように、発光強度は、注入電流のスイッチの後キャリア密度の変化によって、 τ_r の時定数で定常値へ向かって変化する。

従って、この方式では、いかに高速 (τ_r よりも高速) で注入電流を変化させようとも、発光強度の変化はそれに追従せず、変化に要する時間はキャリア寿命によって制限されてしまう。通常の LED での典型的な例として、キャリア密度 $n=1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度を考えると、 τ_r は 3nsec 程度となり、レート方程式の小信号解析より得られる遮断周波数 $f_c (f_c=1/(2\pi\tau_r))$ は、50MHz 程度となる。この方式での高速動作のための一つの

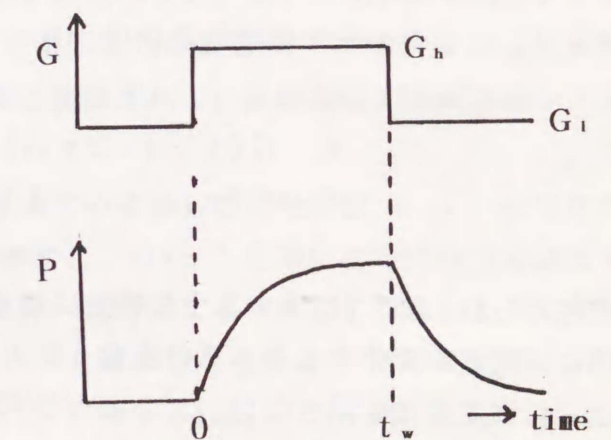


図3.1 直接変調方式によるLEDの発光強度の変調特性。

方策は、活性層を高濃度にドーピングし、式(2.5)

により τ_r を短くする²⁾ ことがある。しかし、活性層のドーブ量を増加すると、結晶性の劣化や自由キャリア吸収などによりキャリアの非発光再結合が増加し、発光効率を犠牲にする^{3) 4)} ため、これは得策ではない。また、例えば、発光をオフする際に、活性層へ電界を印加してキャリアを活性層から引き抜くことにより τ_{nr} を短くすれば、発光量をオフする場合の時間は短くできるが、再び発光量をオンする時は、キャリア数が増加するだけの時間（すなわち τ_r ）を必要とし、立ち上がり時間は依然として長い。

いずれにしても、このようなキャリア密度の変化に頼るような変調方式では、発光強度の変化に要する時間はキャリア寿命によって支配され、LED を高速動作させるためにはキャリア密度の変化に頼らない新たな変調方法を必要とする。

ii. 量子井戸電界効果形発光素子における発光強度の変調

量子井戸電界効果形発光素子においては、キャリア密度 n の変調に変えて、活性層となる量子井戸構造に電界を印加して、電子と正孔の波動関数の分極を制御し、これに伴う遷移レート（すなわちキャリアの発光再結合寿命 τ_r ）の変化を利用して発光量 n/τ_r を変調する。¹⁾ この方式での発光強度のスイッチ時間は、キャリア寿命の制限は受けず、量子井戸構造に印加する電界の変調に要する時間で決まり、原理的には、数10psec 以下の極めて高速な発光変調が可能となる。実際に、2.3.4節の図2.24に示したように、フォトルミネッセンス実験で、この原理により 100psec 以下の高速な発光強度変調が可能であることを実証した。

この方式で注意を要するのは、単に電界効果による τ_r の変化を用いるだけでは、変調された発光強度の信号は、電界の変調に用いた入力信号を忠実に再現しないことである。一つの例として、レート方程式(3.1)で、キャリアの励起レート G は一定で、非発光過程が発光過程に比べて無視できるとし ($n/\tau_{nr} \ll n/\tau_r$)、 τ_r が印加電界の変化によって、 $t=0$ で $\tau_{r1} \rightarrow \tau_{rh}$ 、 $t=t_w$ で $\tau_{rh} \rightarrow \tau_{r1}$ ($\tau_{rh} > \tau_{r1}$) と瞬時に変化する場合を考える。この時の発光強度の変化は、レート方程式を解くことにより、

$$\begin{aligned}
 p(t) &= G & (t \leq 0) \\
 &= G - G(1 - \tau_{r1}/\tau_{rh}) \exp(-t/\tau_{rh}) & (0 \leq t \leq t_w) \\
 &= G + G(\tau_{rh}/\tau_{r1} - 1) \exp\{- (t - t_w)/\tau_{r1}\} & (t_w \leq t)
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

で与えられ、図3.2に示すような特性になる。発光強度は、印加電界がスイッチされた瞬間には高速に変化するが、その後徐々にスイッチ前の定常レベルへと変化し、定常的にはなんら強度変化を示さない。このような不都合な応答を示す理由は、レート方程式から分かるように、印加電界の変化により τ_r が変化すると、その瞬間にキャリアの生成レート (G) と消滅のレート (n/τ_r) のバランスが崩れるため、このバランスを回復するためにキャリア数 n が変化し、定常的には発光量 n/τ_r は励起レート G に必ず等しく

なるためである。従って、このような難点を解決し、高速性に加えて、入力パルス信号を忠実に再生する変調方式とするためには、電界の変調の前後で、キャリアの生成と消滅のバランスが常に保たれ、キャリア数が常に一定のもとで、電界変調によって生じる τ_r の変化のみによって発光量 n/τ_r が変化するように工夫する必要がある。以下に、この一定電荷動作を実現する二つの方法を説明する。

第一の方法は、印加電界を低電界から高電界にスイッチした際に生じるキャリアの発光消滅レート n/τ_r の減少を、非発光過程 n/τ_{nr} の増加で相殺し、全体としてキャリア数の変化のバランスを保つものである。⁵⁾

具体的には、高電界印加時に井戸層から障壁層へ適度にキャリアがリークするよう量子井戸構造を設計する。電界を印加すると、電界効果でキャリアの発光再結合寿命 τ_r が長くなると同時に、キャリアリークによってキャリアの非発光寿命 τ_{nr} が短くなることを利用して、式(3.3)で定義される $\tau_{overall}$ が一定となるような印加電界間でスイッチングを行う。この場合、キャリア密度 n は、 $G \cdot \tau_{overall}$ で、励起レート G を一定としておけば、このような電界スイッチの前後で変化せず、発光強度 n/τ_r のみが τ_r の変化によって高速に変調できる。この方式は、2.3.4節で述べたフォトルミネッセンス実験で実証した。注意すべき点は、ここでの高電界印加時（発光強度オフ時）のキャリアリークは、キャリア密度を一定に保つために利用するというので、発光強度を減らすための手段ではない。発光強度の変化は、あくまで電界効果による τ_r の変化によるものであって、これによってはじめて、キャリア寿命に制限されない高速な発光強度変調が可能になる。

第二の方法は、印加電界を高電界から低電界にスイッチして発光強度 n/τ_r を増加させる際、同時にキャリアの生成レート G を増やし、 $G \cdot \tau_r$ を常に一定に保つ方法である。⁶⁾ 時刻 $t=0$ で印加電界が高電界から低電界へ瞬時にスイッチし、これによってキャリアの発光再結合寿命 τ_r が τ_{rh} から τ_{r1} へと減少したとする。この時同時に、 G を G_0 から $G_0 + \Delta G$ へ変化させるとすると、レート方程式(3.1)を解くことにより、発光強度の変化は以下のようなになる。

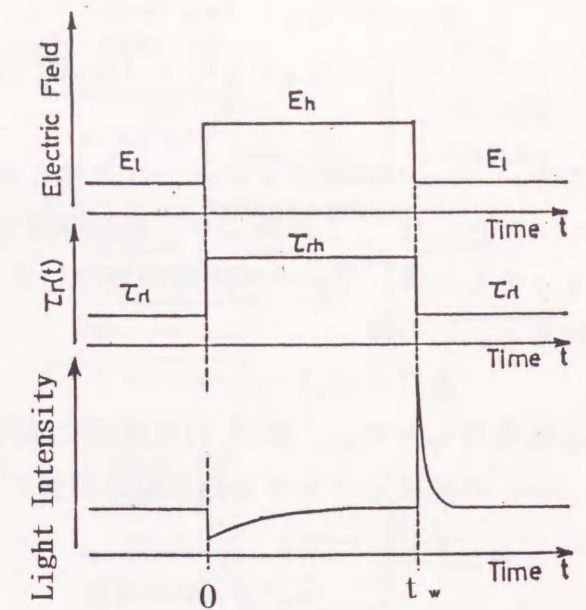


図3.2 電界効果のみによる発光強度変調特性。キャリアの生成レートは一定で、非発光過程は無視できるとした。

$$P(t) = G_0 \quad (t \leq 0)$$

$$G_0 + \Delta G + \{G_0(\tau_{rh}/\tau_{rl}) - 1\} \exp(-t/\tau_{rl}) \quad (0 \leq t)$$

(3.7)

ここで、キャリアリークのような非発光過程は発光過程に対して無視できる ($n/\tau_{nr} \ll n/\tau_r$) とした。この解より、発光強度は $t=0$ で G_0 から $G_0(\tau_{rh}/\tau_{rl})$ へ瞬時にスイッチした後、キャリア密度の変化によりキャリア寿命 τ_{rl} の時定数で定常状態へと変化する。この時、

$$\Delta G = G_0(\tau_{rh}/\tau_{rl} - 1) \quad (3.8)$$

なる条件のもとでは、式(3.7)の時間に依存する項は 0 となる。これはこの条件のもとでは、 $t=0$ の前後でキャリアの生成と消滅のレートがつりあっているため、発光強度は、

$$P(t) = G_0 \quad (t \leq 0)$$

$$G_0(\tau_{rh}/\tau_{rl}) \quad (0 \leq t) \quad (3.9)$$

とスイッチされる。この場合も、発光強度オンの時のキャリア生成レートの増加は、発光強度を増加させるための手段ではなく、キャリア密度を一定に保つためのもので、発光強度の変化は、電界効果によるキャリアの発光再結合寿命 τ_r の変化のみによって生じることを明記しておく。この印加電界とキャリア生成レート (注入電流量) を同時に、式(3.8)を満足するように変化させる方法は、量子井戸構造を内蔵する p-i-n ダイオードに加えるバイアスを逆バイアスから順バイアスへスイッチすることで、印加電界を無電界にすると同時に、これを介した電流注入によって G を増加させ実現することができる。

以上、この節では、量子井戸電界効果形発光素子の動作原理について説明した。これをまとめると、この素子は次の二つの原理により動作する。

- ① 量子井戸構造への電界効果により発光再結合寿命を変化させる。
- ② キャリア密度は一定に保つ (一定電荷動作)。

方式 1 : 高電界印加時にキャリアリークを利用する。

方式 2 : 印加電界と注入電流を同時に変調する。

これらの動作原理は、基礎実験として光を照射してキャリアを励起するフォトルミネッセンス実験によって、期待どおりの動作を実現できることを確認した。次の節では、この動作原理を、実際の素子として実現するために、いかなる素子構造を用いたかについて述べる。

§ 3.3 量子井戸電界効果形発光素子の素子構造

前の節で述べた動作原理を実際の素子で実現するためには、活性層である量子井戸中へのキャリアの生成を電流注入で行い、これと同時に量子井戸への印加電界を制御する機能を素子に持たせる必要がある。この、電流注入、電界制御、発光出力といういわゆる三端

子素子を実現するために、以下に述べるような素子構造を採用した。

図3.3に素子のバンド構造の概念図を示す。⁷⁾ 図の左側の p-n 接合 (エミッターベース) を順バイアスすることにより、活性層へ正孔が注入される。活性層となる GaAs 井戸層はアンドープであるが、n-AlGaAs 層 (ベース層) とで変調ドープ量子井戸構造を形成し、熱平衡状態においてもベース層から電子が供給されており、先のエミッタ層より注入された正孔とこの電子が再結合して発光する。一方、図の右側の p-n 接合 (コレクターベース) のバイアスによって、コレクタ層に近接する量子井戸構造への印加電界を制御する。この構造は一見すると、通常のヘテロバイポーラトランジスタ、あるいは発光素子であるレーザトランジスタ⁸⁾ とよく似た構造に見える。しかし、次の点でその設計思想が根本的に異なる。すなわち、それらの素子では、エミッタ層から注入されたキャリアをコレクタ層へ逃がすことを動作の主眼に置く (例えば、レーザトランジスタでは、エミッタから注入されたキャリアをベース層となる活性層で捕獲することなくコレクタ層へ逃がすことによって発光量をオフする) ために、コレクタ層とベース層の間のヘテロ接合障壁を高くするようには設計していない。一方、量子井戸電界効果形発光素子の場合、量子井戸内へ注入されたキャリアを逃がすことなく、ここで発光再結合させることが重要と考え、井戸層とコレクタ層側の障壁層の間のポテンシャルバリアが最も高くなるような構造としてある。ここで、この構造を n-p-n 構造ではなく、p-n-p 構造としてあるのも同じく注入キャリアの井戸内への閉じ込めを目的としたためである。GaAs/AlGaAs ヘテロ接合において界面に形成されるポテンシャル障壁の高さを比較すると、正孔に対して障壁となる価電子帯では GaAs/AlAs 接合で最も高く、0.5 eV となる。一方、電子に対する伝導帯の障壁は GaAs/Al_{0.43}Ga_{0.57}As の場合に最も高く、0.35 eV となるが、⁹⁾ 先の価電子帯の障壁よりは低い。また、電子は正孔よりも有効質量が小さいために運動エネルギーが大きく、同じ高さの障壁でも、電界印加時には正孔より電子のほうが井戸層から逃げやすい。従って、注入したキャリアを井戸層へ閉じ込め、電界印加時にも必要以上のリークは起こさないようにするために、正孔をエミッタ側から注入する p-n-p 構

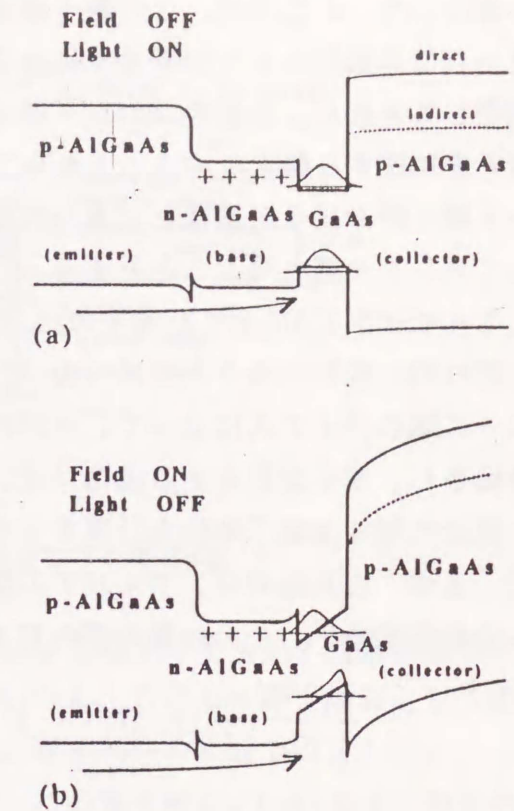


図3.3 素子のバンド構造の概念図。⁷⁾ (a) は量子井戸活性層には電界が印加されていない、発光オンの状態、(b) はこれに電界が印加された発光オフの状態を表す。

図3.3 素子のバンド構造の概念図。⁷⁾ (a) は量子井戸活性層には電界が印加されていない、発光オンの状態、(b) はこれに電界が印加された発光オフの状態を表す。

造を採用した。ところで、この素子構造の各層は、同様な p n p (あるいは n p n) 接合構造からなる通常のトランジスタにならって、エミッタ層、ベース層、コレクタ層と呼んで説明してきたが、最後のコレクタ層は、キャリアを集めるのではなく、量子井戸への印加電界を制御する働きをすることから、この層はむしろ電界効果トランジスタにならって、ゲート層と呼ぶほうが適切とも思われる。ここでは、この構造を連想しやすい慣例に従ってコレクタ層と呼ぶこととする。

ここまでは図3.3に示した素子のバンド構造の概念図を用いて説明してきた。素子の動作を定性的に説明するうえではこのバンド図で問題はないが、この構造で実際にコレクター-ベース間のバイアスによって、井戸内の量子準位がどれだけ変化するかといった定量的な評価をし、素子設計をする場合には、もう少し正確なバンド図を計算し、そのポテンシャル構造に対する量子準位を計算する必要がある。そこで以下の手順でその計算を行った。

① まず、古典論的に、キャリアの流体モデルにより電子、正孔密度の分布、ポテンシャル分布を求める。この計算の際の基本式を以下に示す。

$$-\frac{1}{e} \frac{d J_p}{d z} + G' - U = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{e} \frac{d J_n}{d z} + G' - U = 0 \quad (3.11)$$

$$J_p = -e D_p \frac{d p}{d z} - e \mu_{pp} \frac{d V_{po}}{d z} \quad (3.12)$$

$$J_n = e D_n \frac{d n}{d z} - e \mu_{nn} \frac{d V_{po}}{d z} \quad (3.13)$$

$$\frac{d^2 V_{po}}{d z^2} = -\frac{e}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n) \quad (3.14)$$

ここで、 J_p は正孔電流、 J_n は電子電流、 G' はキャリアの発生レート、 U はキャリアの消滅レート、 N_D 、 N_A はそれぞれドナ、アクセプタ密度を表す。また、 D_p 、 D_n はそれぞれ正孔、電子の拡散定数、 μ_n 、 μ_p はそれぞれ正孔、電子の移動度である。これを、境界条件としてエミッタ電極、コレクタ電極位置で空間電荷が存在せず、ここで熱平衡条件が成立しているとし、ベース電極位置の電位を基準として正孔密度 p 、電子密度 n 、電位 V_{po} の分布を数値解析した。計算の際には、 G' は 0、移動度は電界に対して一定とし、ヘテロ接合構造における界面でのバンド不連続、誘電率 ϵ など物質定数の変化を考慮して計算した。

② 次に、①で求めた電位分布をシュレディンガー方程式(2.1)の V_F に取り入れて、これを解析して量子準位、波動関数を計算した。

厳密な解を求めるためには、さらに②で求めた波動関数を反映した電荷分布を①へフ

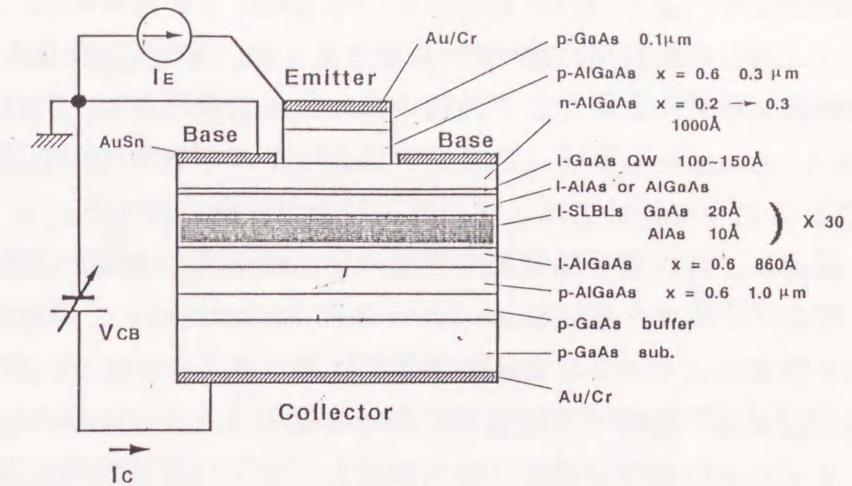


図3.4 量子井戸電界効果形発光素子の断面図。¹⁰⁾

ードバックする、および、①で井戸層からのキャリアのトンネリング効果を取り入れるといった別のモデルを用いた計算が必要となる。しかし、ここでは第1近似として①→②の解析でバンド構造、量子準位、波動関数を求め、素子動作の検討手段とした。

実際に製作した素子の断面図を図3.4に示す。¹⁰⁾ この素子構造についてまず説明を加えておく。井戸層の厚さは 100 Å ~ 150 Å の範囲に選んだ。ある電界を印加したとき、電界効果による発光特性の変化の大きさは、井戸層の厚さに依存する。2.4節の図2.52に示した電界効果による遷移エネルギーのシフト量でわかるように、井戸層の厚さが薄くなるほど、電界印加による井戸内でのキャリアの分極が起こりにくくなり、電界効果での十分な発光特性変化を期待できなくなる。一方、井戸層が厚くなると、より低い電界印加で、効果的に量子状態を変化させることができる。しかし、この場合には、量子準位間のエネルギー差が小さくなり、高次の準位との間の遷移による発光が関与してくる。仮に、電子、正孔ともに最低次の準位のみ励起されているとすると、発光はこの準位間の遷移のみを考えれば良く、電界印加による振動子強度の減少によって発光再結合レートの減少が期待できる。しかし、高次の準位が接近し、例えば、電子が第2準位にも励起されると、1次の正孔と2次の電子間の遷移に関しては、電界印加で振動子強度は増加し、この遷移による発光強度は増加する。従って、このような高次の遷移に関係するいわゆる禁止遷移が発光に寄与すると、許容遷移のみを考えた場合の電界印加による発光強度の変化が弱められる結果となる。数値計算結果の例を示すと、コレクター-ベース間にはビルトイン電位による電界のみが印加されている場合に、電子の第2準位と第1準位のエネルギー差は、井戸層の厚さが 100 Å の時 75 meV、200 Å の時 36 meV となり、後者の場合には発光に対する第2準位の寄与が無視できなくなる。これらのことを考慮して、井戸層の厚さは、図中に示した範囲に設定した。

コレクタ層側の量子井戸障壁層は、電界印加時にもエミッタ側から注入された正孔を、

井戸層からリークさせないよう AlAs を用いた。ただし、一定電荷動作で、適度なリークを起こさせるような場合の検討用には AlGaAs層とし、Al のモル比を変えることで障壁層の高さを変え、検討を行った。また、この層の厚さは、同様にキャリアリークを押さえる場合には、100 Å 以上に厚くし、トンネリングによるキャリアリークを利用する場合には 50 Å と薄くした。これらについては、次の素子特性で詳細に述べる。

この障壁層の直前に、井戸層と障壁層の界面の結晶性を向上させ、活性層の発光効率を高める目的で、超格子バッファ層 (Superlattice Buffer Layers : SLBLs)^{11) - 14)} を入れた。この発光素子の場合、キャリア密度の増加によるスクリーニングの効果を避けるために、電流密度 10 A/cm² 程度での低電流動作が必要となる。この場合に十分な発光量を得るためにも、キャリアの非発光過程は極力抑制し、素子の発光効率を高める必要がある。超格子バッファ層は、これを成長することによって、直後に成長した井戸層と障壁層界面の質が向上し、キャリアの界面再結合速度の減少、^{12) - 14)} 界面平坦化¹¹⁾ といった効果が報告されている。本研究においてもこれを導入することで、同様な効果により極めて大きな素子特性の改善がなされた。これについては次節の静特性のところ述べることにする。

ベース層は、Al のモル比を井戸層へ向けて、0.3 から 0.2 へと変化させたグレーデッド層とした。このポテンシャル変化によるドリフトで、エミッタから注入された正孔が井戸層へ入りやすくし、極力ベース層内での再結合消滅を減らすことを目的とした。

また、井戸層近傍のベース層にあった自由電子は井戸内へ供給され、残ったイオン化ドナーとでこの界面近傍に空間電荷層を形成し、ここに内部電界が生じる。従って、ベース層のドーパ量を増加するとこの内部電界によって、井戸層に加わる電界が固定されてしまい、外部のコレクターベース間のバイアスで印加電界を制御できなくなってしまう。これを考慮して、ドーパ量は $3 \sim 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ とした。一方、ベース層のドーパ量が少ないと、コンタクト抵抗、ベース層自体の抵抗が高くなってしまふ。このベース抵抗は図 3.4 の素子を実際に製作する際に生じるエミッタメサストライプとベース電極間の間隔が大きくなると、この部分の抵抗として問題となる。すなわち、素子の動作時には、発光として失われる分だけ電子がベース電極より供給され、ベース電流が流れるが、この抵抗があるところの部分で電圧降下が生じ、エミッターベース間、コレクターベース間のバイアスがこの分だけ無効となってしまう。従って、このベース抵抗は極力下げる必要がある。同様に、ベース層の厚さもこの抵抗を考慮して決定する必要がある。抵抗を下げるためにはベース層は厚いほうがよいが、これを厚くすると、エミッタから注入された正孔がベース層の走行途中で再結合し、井戸内へ十分なキャリアの供給が行われなくなる可能性がある。従って、この厚さは、ベース抵抗が高くない程度に薄くすることとし、ここでは 1000 Å に設定した。ベース層の抵抗率 ρ_b は、電子の移動度を μ_n 、ドーパ量を n として、

$$\rho_b = 1 / (e n \mu_n) \quad (3.15)$$

で与えられる。実際の素子でこれを見積もると、 $n = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、このキャリア濃度で

$\mu_n = 3000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$ として、 $\rho_b = 6.9 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ となり、ベース電極とエミッタ間の間隔を $5 \mu\text{m}$ 、素子の長さを $300 \mu\text{m}$ 、ベース層厚さを 1000 \AA として、この部分の横方向のベース抵抗は、 11.5Ω となる。ベース電流を仮に素子の動作電流 2 mA とすると、このベース抵抗による電圧降下は、 0.02 V 程度となり問題はない。

素子の製作は以下の手順で行った。

- ① 分子線エピタキシ (molecular beam epitaxy : MBE) 装置により、量子井戸構造を含む、図 3.4 の層構造を有するウエハを成長する。
- ② エミッタ層へのコンタクトを取るため、Au/Cr ストライプ電極をリフトオフ法によりウエハ表面に形成する。
- ③ ②で形成した Au/Cr ストライプ電極をマスクとして、選択エッチングによってエミッタ層を除去し、ベース層表面を露出させる。
- ④ Au-Sn ベース電極を、エミッタメサストライプの両側にリフトオフで形成する。
- ⑤ 裏面にコレクタ電極として Au/Cr を真空蒸着する。
- ⑥ 合金化により接触抵抗を低減するため、水素雰囲気中で、 500°C 、フラッシュランプアニールを行う。
- ⑦ チップに切り出す。

エミッタストライプの幅は $35 \mu\text{m}$ で、切り出したチップの大きさは $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ である。

ここで、①の分子線エピタキシ法による結晶成長に関して、補足しておく。装置は、成長室、分析 (真空バッファ) 室、基板交換室の 3 チャンバーからなる、Riber 社製 MBE 32 R&D を用いた。この結晶成長法は、 10^{-11} Torr の高真空中で材料を蒸発させ、これを分子線として過熱した基板上に供給し、ここに結晶膜を成長させるもので、成長膜の組成、膜厚の制御性に優れる。以下に、実際の成長の際に設定した成長の諸条件を示す。

到達真空度 $\sim 5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$

成長レート GaAs : $0.55 \mu\text{m}/\text{hr}$ (Ga 分子線量 : $3.0 \times 10^{-7} \text{ Torr}$)

As₄/Ga フラックス比 ~ 10

成長温度 600°C

量子井戸電界効果形発光素子では、Al モル比の高い AlGaAs 層を、活性層である量子井戸の障壁層として成長する必要があり、AlGaAs 層の結晶性が直接活性層の発光効率に影響する。このような活性な Al を高濃度に含む層の成長は、酸素などの残留不純物を極力低減化した高真空中で行う必要がある。ここで用いた装置は、液体窒素の流入時に、各材料を成長温度に昇温した状態で、上の真空度を達成できる。

成長レートおよび AlGaAs 層の Al 混晶比は、成長位置に配置した電離真空計によって、個々の分子線量を測定し、これを設定することで、精度よく制御することができる。ここで

は、Ga の分子線量を 3.0×10^{-7} Torr に設定し、これを基準として各条件の設定を行った。このときの GaAs 層の成長レート R_G は、反射高エネルギー電子線回折 (RHEED) 装置を用いて、スクリーン上の電子線鏡面反射点の強度が、1 原子層を成長する時間の周期で振動することを利用し、¹⁵⁾ この RHEED 振動周期によって求めた。上に示した成長レートでは、約 2 秒間に 1 原子層の成長が行われる。同様に、AlAs 層を成長したときの成長レート R_A を RHEED 振動周期より求めれば、これに Ga を同時に照射して得られる AlGaAs 層の Al 混晶比 x は $x = R_A / (R_A + R_G)$ によって定まる。実際には、こうして求めた Al 混晶比を Al の分子線量と対応づけ、この Al 分子線量で Al 混晶比の制御を行った。また、上の As_4/Ga フラックス比のもとでは、As 安定化面での成長が行われ、RHEED パターンはこれを示す (2x4) のリコンストラクションパターンとなる。

成長温度は、ここでは比較的低温の 600°C とした。半導体レーザの作成においては、 700°C 以上の高温での成長¹⁶⁾ がしばしばおこなわれているが、この温度になると、成長と同時に、GaAs の再蒸発が起こり、基板面内の温度分布や、設定温度、 As_4/Ga フラックス比の少しの違いで、表面モロロジーの悪化や組成、膜厚の変動を招きやすい。ここで実現しようとする発光素子は、量子井戸構造という極薄膜中の光物性を利用するもので、この量子井戸構造を平坦性よく、正確に作ることは極めて重要と考えられる。従って、ここでは、これに主眼を置き、再蒸発のように不正確さを増す要因がない温度で成長を行った。

次の節では、この素子の動作特性について述べる。素子の動作は図 3.4 に示すように、すべて、ベース接地で行なった。エミッタとベース間には定電流源を接続し、これによって一定の電流をエミッタから注入した。一方、コレクターベース間には定電圧源あるいはパルス電圧発生器を接続し、これによって、量子井戸への印加電界あるいはコレクタ側からの電流注入量を制御した。実験においては、井戸層からのキャリアーク量を監視するため、随時コレクタ電流を測定した。素子の発光特性はへき開面からの発光を受光し測定した。

§ 3.4 量子井戸電界効果形発光素子の特性

3.4.1 静特性

図 3.4 で示した構造の素子が意図する高速発光変調の動作をするためには、量子井戸構造に印加される電界が発光中に制御できることが不可欠な条件となる。また、本素子は基本的に低電流で動作させるために、その場合にも十分な発光量が得られるよう、高い発光効率が要求される。これらの特性をまず検討するために、素子の静特性の測定を行った。もしも、この素子において、印加電界の制御が成されているならば、発光スペクトルのピ

ーク波長は、印加電界の変化に応じて電界効果によりシフトするはずである。また、活性層内の非発光過程の大きさは、素子の発光効率に直接影響するが、これを低減化するために導入した超格子バッファ層の効果を、発光強度、電流-光出力特性から評価した。

i. 量子井戸への電界印加効果の確認

まず、量子井戸への電界印加効果をこの素子において確認するため、発光スペクトルのコレクターベース間のバイアス (V_{CB}) 依存性を測定した。この目的のためには、キャリアークといった非発光過程にかかわる発光特性の変化が測定結果に介入することは極力避ける必要がある。そのために、図 3.4 の素子構造で、障壁層は注入される正孔に対して最も高いポテンシャル障壁を与える AlAs 層とし、その厚さは 400 \AA と十分に厚くした。素子のコレクターベース間の電流-電圧特性を図 3.5 に、発光スペクトルの V_{CB} 依存性を図 3.6 に示す。¹⁰⁾ この測定結果においては、測定に用いた光電子増倍管の感度の波長依存性を考え、これを補正してある。ここでは、この測定結果においてまずスペクトルのピーク波長の変化に着目する。 V_{CB} を逆バイアス側に大きくするにつれて、発光スペクトルは顕著な長波長側へのシフトを示す。この特性は、フォトルミネッセンス実験で示した図 2.7、図 2.10 の特性とよく対応する。

ここで、発光スペクトルのピーク波長は、何らかの理由により V_{CB} によって素子温度が変わると変化する可能性はある。例えば、この測定結果におけるピーク波長の最大シフト量 $\sim 20 \text{ nm}$ は、エネルギーギャップの温度変化によるとすると、 70°C 程度の温度変化に対応する。しかし、発光素子におけるこの種の発熱の原因となる、注入電流にかかわ

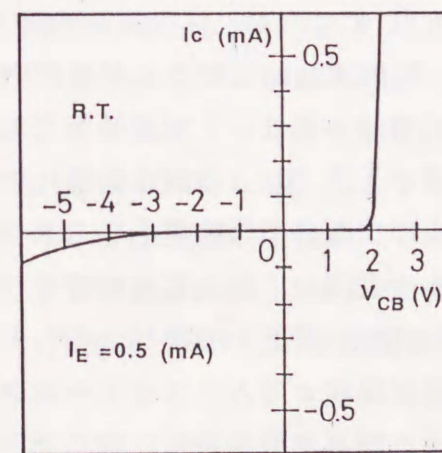


図 3.5 コレクターベース間の電流-電圧特性。¹⁰⁾ 試料の AlAs 障壁層の厚さは 400 \AA 、エミッタ電流は 0.5 mA である。

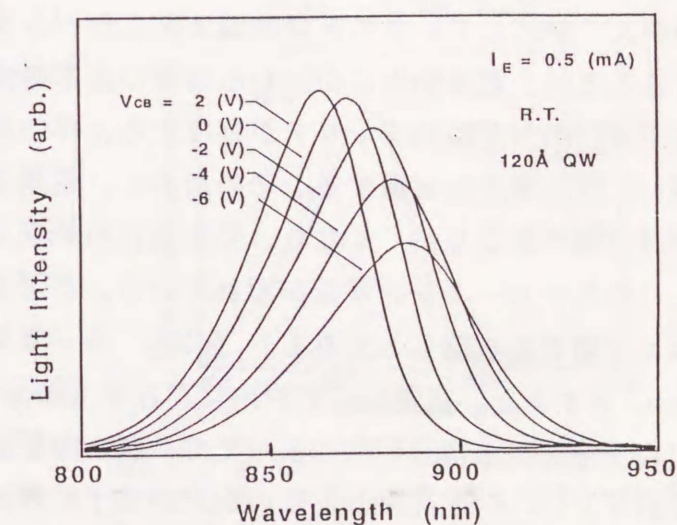


図 3.6 発光スペクトルの V_{CB} 依存性。¹⁰⁾ 試料の AlAs 障壁層の厚さは 400 \AA 、エミッタ電流は 0.5 mA である。測定に用いた光電子増倍管の感度の波長による違いを補正してある。

るジュール熱は、この素子の場合、注入電流量が非常に小さく ($0.5 \text{ mA} : \sim 4 \text{ A/cm}^2$)、これが原因とは考え難い。また、この電流注入による発熱の影響であるとすれば、注入電流量の増加によってスペクトルの長波長側へのシフトが観測されるはずであるが、このような変化は実際には起こらなかった。

従って、ここで得られた発光スペクトルのシフトは、電界効果による発光に関する遷移エネルギーの変化によって生じていると考えるのが極めて自然である。この妥当性について考えるため、電界効果による発光波長のシフトに関する計算結果と、ここで得られた測定結果の対応を図3.7に示す。計算は、図3.6の測定に用いた素子と同一の層構造に対して、3.3節で示した方法によって量子井戸内の量子準位を計算し、発光スペクトルのピーク波長に対応する、1次の電子と1次の重い正孔間の遷移エネルギーを、各 V_{CB} に対して求めた。図には、4通りのエミッタ電流量に対して、それぞれ理論と実験結果の対応を示してある。両者の間には極めてよい一致が見られる。特にシフト量、発光波長そのもの

がよく対応していることは勿論であるが、シフト量が注入電流量の増加に対して小さくなることは、電界効果にかかわる特有の素子特性である。すなわち、注入電流を増加し、量子井戸内へ多数のキャリアが存在するようになると、電界印加時にはこれが井戸内で分極し、外部電界を遮蔽する。そのために、電流注入量を増加するほど、電界効果そのものが井戸層で起こりにくくなり、発光波長のシフトが減少する。図3.7の測定結果にはまさにこのスクリーニング現象が現れている。ここで、キャリアの分極の結果生じるスクリーニング電界を見積もってみる。仮に、キャリア寿命を 10 ns 、注入電流密度を 10 A/cm^2 とすると、定常的に井戸内に存在するキャリアの面密度は $6.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ となる。このキャリアが電界印加によって井戸層と障壁層の界面に局在すると、スクリーニング電界 E_s は、

$$E_s = e N_s / \epsilon \quad (3.16)$$

で与えられる (e : 素電荷、 N_s : キャリア面密度、 ϵ : 誘電率)。従って、例えば外部から印加できる最大電圧を AlGaAs 層の絶縁破壊電界 $\sim 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 程度とすると、同様な見積りで、 30 A/cm^2 以上の注入電流量では、外部からの電界が完全にスクリーンされるこ

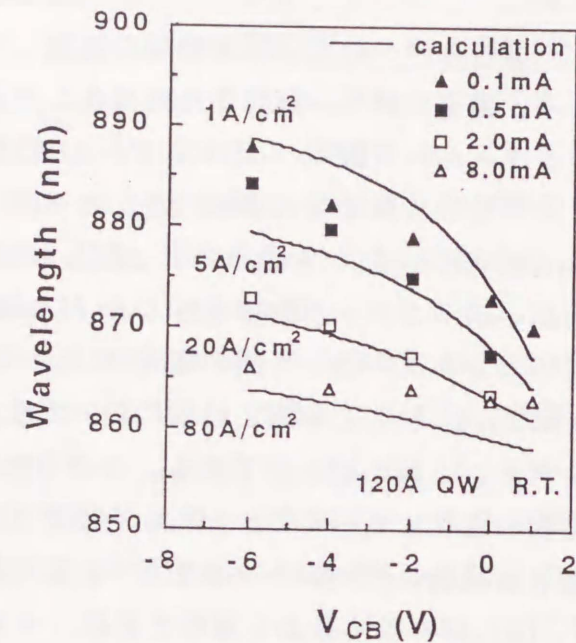


図3.7 発光スペクトルシフトの理論と実験結果との対応。理論計算の結果は1次の電子と1次の重い正孔間の遷移エネルギーの変化を示す。

とになり、電界効果を用いた素子の動作が不可能となる。図3.7の測定結果では、注入電流が 80 A/cm^2 の時には、 V_{CB} による発光波長の変化が非常に小さく、電界スクリーニングの考え方と定量的にもよく対応している。

以上の考察により、図3.6に示される発光波長のシフトは、電界効果によるものであると断定できる。このように、図3.4の素子構造で電流注入による発光と、量子井戸への印加電界の制御という二つの機能を併せ持つ素子を実現可能であることがここで確認された。

ii. 超格子バッファ層による発光効率の改善

ここでは、素子の発光効率の観点からキャリアの非発光消滅過程について議論し、これを改善するために導入した超格子バッファ層の効果を示す。素子の発光効率 η は、レート方程式(3.1)の定常解より、

$$\eta = 1 / (1 + \tau_r / \tau_{nr}) \quad (3.17)$$

で与えられ、キャリアの発光再結合寿命 τ_r と非発光寿命 τ_{nr} の競合で大小が決まる。キャリアの非発光過程としては、井戸層から障壁層へのキャリアリーク、井戸層内での非発光過程、井戸層と障壁層界面での非発光過程を考慮することができる。

まず、キャリアリークの素子特性への影響について考える。図3.8は、キャリアリークが大きい試料についての、素子のコレクターベース接合に関する電流-電圧 ($I-V$) 特性と、発光スペクトルの V_{CB} 依存性の測定結果である。⁷⁾ 逆バイアス印加によるコレクタ電流の増大と対応して、発光強度は激減している。この場合のように V_{CB} を変えたとき、キャリアリーク量の変化によって発光強度が大きく変わると、素子の発光強度変調特性はこの非発光過程の変化によって支配されてしまい、この素子で期待する発光過程に対する電界効果は、変調特性に対しては役割を果たさないことになってしまう。従って、量子井戸電界効果形発光素子としては、極力このキャリアリークを減らした状態で素子を動作させることが重要である (ただし、後に述べるようにキャリアリークを積極的に利用する場合もあるが、この場合も発光強度を変えるための手段として用いているのではない)。

そこで、図3.6に示した特性でその発光強度の変化に注目すると、 V_{CB} に対して発光強度自体は大きくは変化しない。これは、この試料の場合、障壁層が注入された正孔に対して

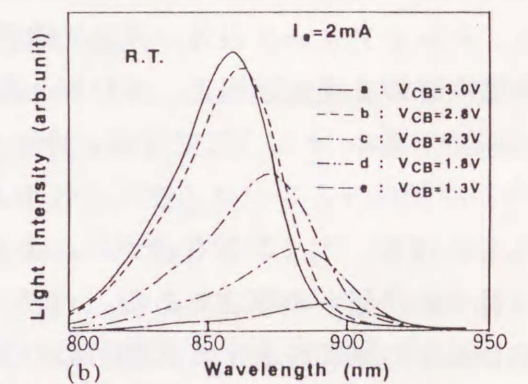
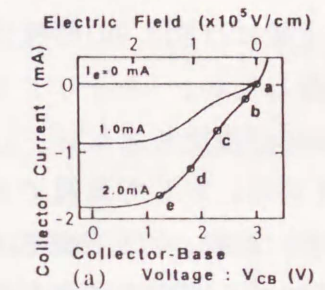


図3.8 キャリアリークが顕著な場合の (a)コレクターベース間の電流-電圧特性と (b)発光スペクトルの V_{CB} による変化。⁷⁾

有効に働き、キャリアリーク量が非常に小さいためである。キャリアリーク量と、発光強度（発光スペクトルを全波長について積分した値）の V_{CB} による変化とを対応づけると図3.9になる。I-V特性は、注入電流が 2.0mA の場合を示したが、井戸層から障壁層へのキャリアリークによって生じるコレクタ電流は 5Vの逆バイアス時にも、注入電流の 10% 程度と非常に少ない。同様に、発光強度の V_{CB} による変化も非常に小さく、 $V_{CB} = -5V$ で $V_{CB} = 2V$ の時の 10% 程度しか減少しない。図3.9の特性は素子を動作させるに満足していく特性で、活性層中でのキャリアの消滅過程からは、キャリアリークによる非発光過程は除外でき、電界による制御が可能な発光再結合が優勢であると考えられることができる。

一方、正確には図3.9の特性においては、まだ V_{CB} に依存しない、キャリアリーク以外の非発光過程の存在は否定できない。このような非発光過程が発光過程に対して無視できない程度にあれば、発光効率は著しく低下する。従って、このような可能性のある非発光過程を極力減らす必要がある。キャリアリーク以外の非発光過程としては、井戸層内での非発光過程と、井戸層と障壁層界面でのそれとを考慮することができ、キャリアの非発光寿命 τ_{nr} (ここでは、キャリアリークは含まない) は、

$$1/\tau_{nr} = 1/\tau_{nrw} + S/d \quad (3.18)$$

で与えられる。¹⁷⁾ ここで、 τ_{nrw} は GaAs井戸内でのキャリアの非発光寿命、 d は活性層（量子井戸層）の厚さである。また、 S は井戸層と障壁層の界面におけるキャリアの再結合速度の総和を表す。式(3.18)の第2項は、活性層の厚さが薄くなるほど、古典論的にはヘテロ障壁層の間を往復運動するキャリアが単位時間に障壁層に当たる回数が増え、ここでの非発光消滅の割合が増えることを表している。従って、 d の小さな量子井戸構造では通常のバルク活性層と比べて、これが非常に大きくなり非発光過程を支配すると考えられる。そこで、この界面再結合を低減化する有効な手段として、超格子バッファ層 (Superlattice Buffer Layers : SLBLs) を導入した。次に、これの効果について、発光強度、電流-光出力 (I-L) 特性により議論する。

この界面再結合速度 S は、パルス励起による発光の減衰時間により求められる^{12) 14)}

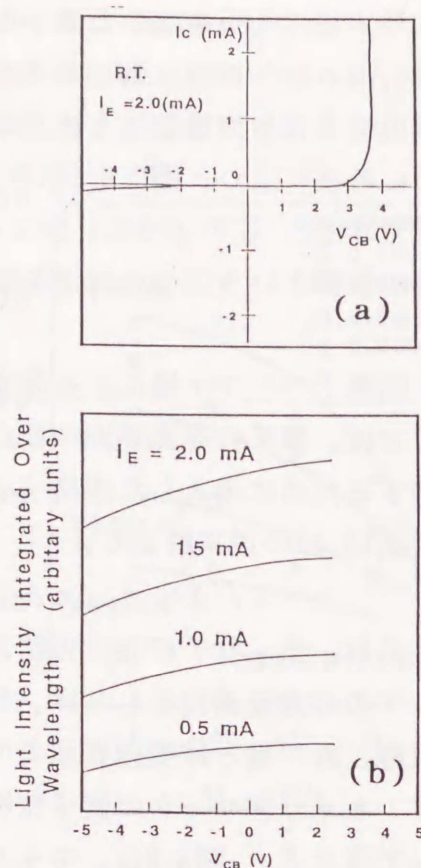


図3.9 V_{CB} による(a)キャリアリーク量の変化(エミッタ電流は 2 mA)と、(b)発光強度の変化。

が、次のように、素子の I-L 特性よりある程度の評価ができる。いま考えている図3.4の素子について、定常状態のレート方程式は、キャリアの発光再結合寿命にキャリア密度 n に対する依存性を考慮して、

$$G - \Delta p / \tau_r (n) - \Delta p / \tau_{nr} = 0 \quad (3.19)$$

と書ける。 Δp は、電流注入 G によって井戸内で増加する正孔の密度である。この素子の場合、正孔は熱平衡状態では井戸層に存在せず ($p_0=0$)、エミッター-ベース接合を順バイアスすることによって、エミッタから注入される (Δp)。一方、電子はベース層より熱平衡状態においても供給されており (n_0)、正孔が注入されると正孔の注入量だけ電子も増加し (Δn : 電荷中和則 $\Delta n = \Delta p$)、励起されたキャリアは、発光、非発光の過程で消滅する。この時、キャリアの発光再結合寿命は Δp に依存し、

$$\tau_r (n) = 1 / B (n_0 + \Delta p) \quad (3.20)$$

で与えられる。ここに、 B は発光再結合定数である。従って、式(3.19)は、

$$G - B (n_0 + \Delta p) \Delta p - \Delta p / \tau_{nr} = 0 \quad (3.21)$$

となる。これより、

$$\Delta p = \{ \sqrt{(B n_0 + 1/\tau_{nr})^2 + 4 B G} - (B n_0 + 1/\tau_{nr}) \} / (2 B) \quad (3.22)$$

が得られ、発光強度 P は

$$P = B (n_0 + \Delta p) \Delta p = G - \{ \sqrt{4 B G + (B n_0 + 1/\tau_{nr})^2} - (B n_0 + 1/\tau_{nr}) \} / (2 B \tau_{nr}) \quad (3.23)$$

で与えられる。これより、 τ_{nr} が十分長く非発光過程が無視できる場合には、発光効率 P/G は 1 となり I-L 特性は直線となるが、 τ_{nr} が τ_r と同程度以下になると、上式の第2項の効果によって、I-L 特性に曲がりが生じる。

図3.10に素子の I-L 特性の測定結果を示す (with SLBLs)。図には、比較のために、超格子バッファ層をもたない同様の素子における特性を併せて示した (without SLBLs)。この両者を比較すると、超格子バッファ層を導入することで、素子の I-L 特性は直線となり、発光効率も非常に高くなっていることがわかる (片面 1% 以上)。図3.11は、数値例として、 $n_0 = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (ベース層のドーピング量)、 $B = 2.0 \times 10^{10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 、とし、 $\tau_{nr} = 500 \text{ nsec}$ 、 0.5 nsec について式 (3.23) より I-L 特性を計算した結果である。 Δp は、 $G = 1 \times 10^{26} / \text{cm}^3 \text{ sec}$ ($J = 19.2 \text{ A/cm}^2$) で、 $\tau_{nr} = 500 \text{ nsec}$ の時 $6.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\tau_{nr} = 0.5 \text{ nsec}$ の時 $5.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ となり、 τ_r はそれぞれの時 9.4 nsec 、 105 nsec となる。 $\tau_{nr} = 500 \text{ nsec}$ の時、発光効率はほぼ 100% となり、I-L 特性も直線になる。一方、 $\tau_{nr} = 0.5 \text{ nsec}$ の時は、発光強度は前者の 0.5% 程度であり、I-L 特性も $J = 20 \text{ A/cm}^2$ あたりから上向きに曲がり、図3.10の測定結果とよく似た特性になっている。これより、実際の素子においても、超格子バッファ層の導入によって非発光過程がこの程度改善されていると推定される。これを界面再結合速度 S について見ると、超格子バッファ

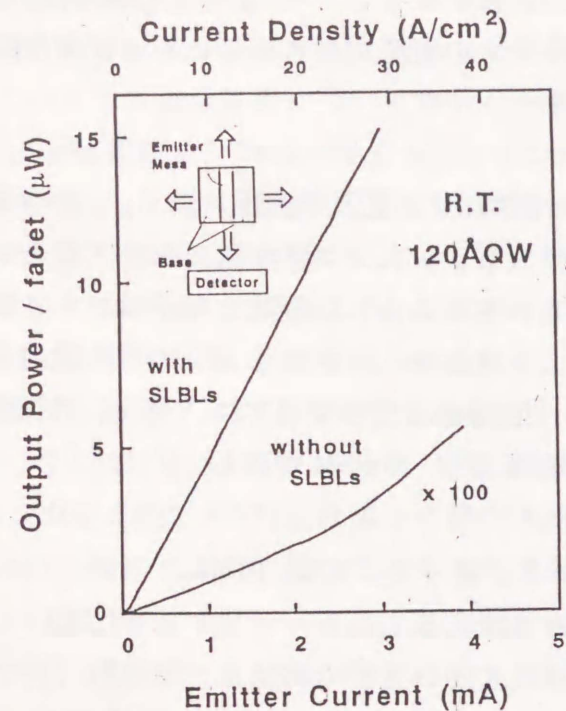


図3.10 電流-光出力特性。超格子バッファ層がない試料(without SLBLs)に対して、これがある試料(with SLBLs)では特性の直線性がよく、発光強度は100倍以上強い(外部効率~1%)。

層の導入により、 $2400 \text{ cm/sec} \rightarrow 2.4 \text{ cm/sec}$ 程度の改善がなされたと考えられる。

このように、超格子バッファ層の導入によって、極めて発光効率の高い素子を実現することができた。これの導入によって、直後に成長したヘテロ界面の結晶性が向上する理由は、不純物のトラップ効果¹¹⁾という報告もあるが、まだ明確ではない。図3.12は、素子の量子井戸構造付近の断面を透過電子顕微鏡により観察したものである。超格子バッファ層の導入によって、量子井戸界面が極めて平坦に成長されていることがわかる。このような平坦性の改善から考えると、界面の良質化にこの平坦性もかかわっていると考えられ、例えば、超格子バッファ層成長の後では、ある程度の膜厚まで、界面の大きな再結合中心

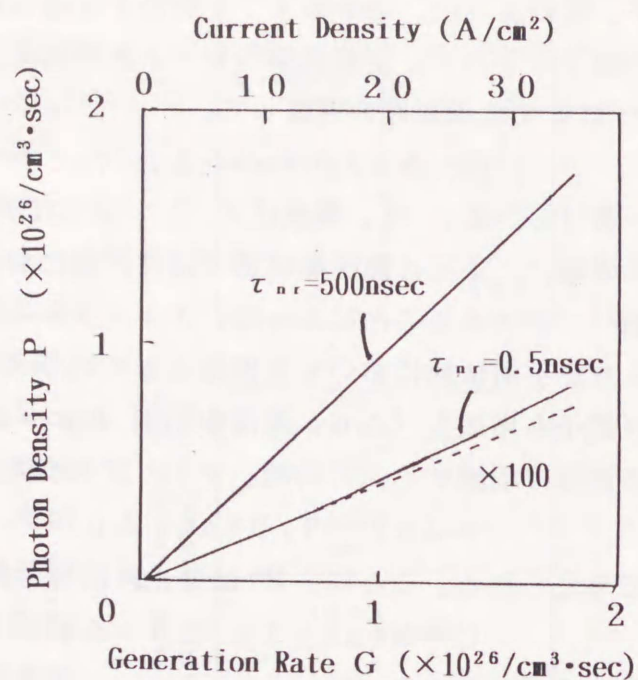


図3.11 電流-光出力特性の非発光寿命 τ_{nr} による違い(計算値)。

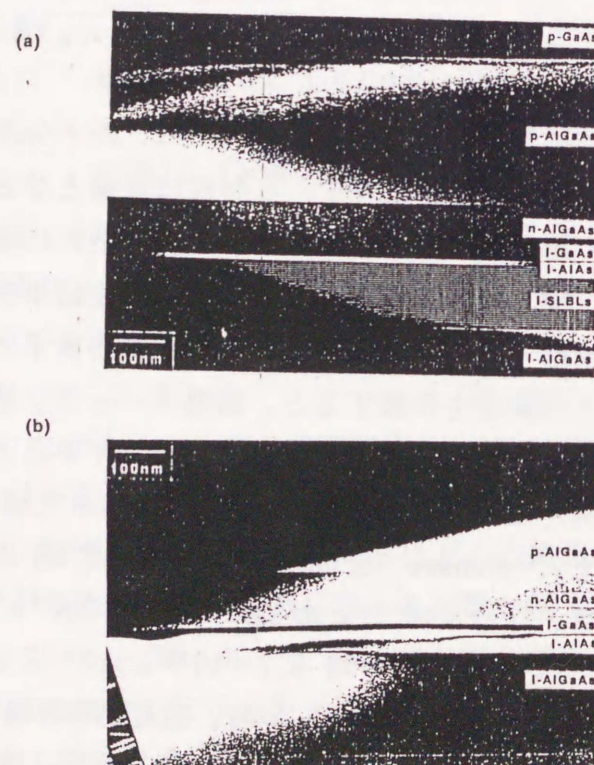


図3.12 (a)超格子バッファ層がある試料と、(b)これがない試料の断面透過電子顕微鏡写真。(a)はAlAs障壁層とGaAs量子井戸活性層の界面の平坦性に優れる。

となりうる原子空孔が作られることなく、成長が進んでいくような効果があると思われる。

この節で示した、素子の静特性の測定結果から、本素子は実際に量子井戸構造への印加電界制御によって発光特性を変化させる機能を持っており、高速変調実現の第一条件をまず、確認できた。また、この素子は超格子バッファ層の効果によって極めて発光効率が高いことも確認された。次の節では、この素子の動特性測定によって、高速変調動作の可能性について検討する。

3.4.2 動特性

この素子の最終目的は、キャリア寿命に制限されない高速変調動作を、低電流動作のLEDで実現することにある。ここでは、これを確認するために行った、量子井戸電界効果形発光素子の動特性測定の結果について述べる。測定には、図3.4の構造を基本とするが、実験の目的に応じて障壁層の構造が異なる三種類の試料を用いた。混乱を避けるために、まず、それぞれの実験の目的、要求される素子の特性および、障壁層の構造をあらかじめここにまとめておく。

- (i) 目的 : 電界効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化を確認する。
特性 : 高電界印加状態までキャリアリークを起こさない。
障壁層 : AlAs、厚さ400 Å
- (ii) 目的 : キャリアリークを用いた一定電荷動作を確認する。
特性 : 低電界印加時はキャリアリークを生じないが、高電界印加の際に適度のキャリアリークが生じる。
障壁層 : AlAs、厚さ50 Å
- (iii) 目的 : 印加電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作を確認する。
特性 : 高電界印加状態までキャリアリークを起こさない。
コレクタ側からの電流注入を妨げない。
障壁層 : AlAs、厚さ100 Å

以下に、この順序で、それぞれの実験結果について述べる。

i. 電界効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化

まず、キャリアリークの影響がなく、純粋に電界効果のみによる発光の変調特性を確認し、これより印加電界によるキャリアの発光再結合寿命の変化を確認することを目的とし、障壁層に400 Åと十分に厚いAlAsを用いた素子で実験を行った。なお、ここで用いた

素子は、前節で静特性を示した試料と同一であり、そこで示したように、キャリアリークは非常に少なく、発光効率が極めて高い特性をもっている。従って、井戸内のキャリアの消滅過程は、発光再結合過程が支配していると考えられる ($n/\tau_r \gg n/\tau_{nr}$)。

図3.13に動特性の測定結果を示す。¹⁰⁾ エミッタからの注入電流は 0.5mA で、常に一定である。この電流値では、図3.7で示すように電界印加による発光波長のシフトが顕著に得られ、スクリーニング効果の影響はない。コレクターベース間の電圧 V_{CB} を 0V から逆バイアスにパルス状に変化させ、発光強度の応答特性を測定した。 V_{CB} が逆方向に大きくなるほど、活性層量子井戸への印加電界が増加する。この測定結果は、第2章のフォトルミネッセンス実験において、発光過程が非発光過程に対して優勢である場合に、パルス状の印加電界変化に対して得られたルミネッセンス強度の応答特性^{18) 19)} (図2.16)

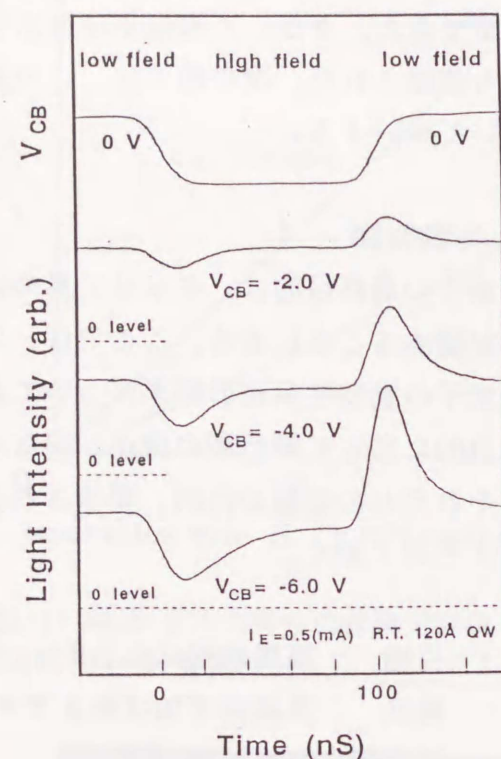


図3.13 パルス制御電圧による発光強度の変調特性。キャリアリークによる非発光過程は無視でき、印加電界の変化によるキャリアの発光再結合寿命の変化の後に、キャリア密度の変化に伴う。

ならびに、その理論的な予測 (図2.14) とよく一致する。ただし、ここでの測定結果では、逆バイアスが加わった高電界印加時の発光強度の定常レベルが、低電界印加時のそれより下がっている。本来、この場合のように、発光過程が優勢な場合には、励起レートが一定のもとでは発光強度の定常レベルは一定なはずである。定常レベルが下がる理由は、測定に用いた光電子増倍管の感度が波長依存性をもっているためと考えられる。すなわち、素子の発光波長範囲において、光電子増倍管の感度は長波長側ほど低下しており、そのために同じ発光強度でも、電界印加によって発光スペクトルが長波長側にシフトするとそれを受光して得られる信号強度は小さくなる。実際、この感度の波長依存性を補正した図3.6に示した発光スペクトルの積分強度より得られる定常的な発光強度は、キャリアリーク (コレクタ電流) が無視できる範囲において V_{CB} によってほとんど変化しない。

2.3.3節で述べたように、この発光強度の過渡応答特性において、逆バイアス時の発光強度の回復時間は、その印加電界下でのキャリアの発光再結合寿命 τ_r に対応する。図3.14に、この過渡応答特性から求めた τ_r の V_{CB} 依存性を示す。 V_{CB} を逆バイアスする (印加電界が増加する) につれて τ_r が大きくなる、^{18) 19)} 電界効果特有の特性となっており、これによって初めて実際の素子での τ_r の制御が確認された。

図3.13の特性をパルス状の入力信号に対する発光強度の変調特性として見ると、発光強度の変化は入力信号を忠実に再生してはいない。これは、励起レート一定で、発光過程が優勢であるという条件のもとでは、印加電界スイッチの瞬間に、キャリアの生成、消滅のバランスが崩れキャリア密度が変動するためである。この欠点を解消するために二通りの方式によって、キャリア密度一定のもとでの発光強度変調動作を実現する。これについては、次の(ii)、(iii)で順次述べる。

一方、図3.15はキャリア寿命よりは短いパルス幅の V_{CB} パルス信号に対する発光強度の変調特性である。¹⁰⁾ V_{CB} が、0V から 2V にスイッチされた時、発光強度は電界効果による τ_r の減少によって増加し、その後キャリア密度の減少によって $V_{CB}=2V$ での τ_r で決まる時定数をもって減少していく。この発光強度の減少の途中で再び V_{CB} を 2V → 0V とスイッチすると、発光強度は明らかにキャリア密度の変化による減少 (キャリア寿命に制限された変化) よりも速く減衰する。このように、電界効果による τ_r の変化によって、この素子ではキャリア寿命に制限されない高速な発光強度変調が可能となることをここで実証した。この変調に要する時間を、印加した V_{CB} の信号に対する応答時間として見ると、約0.8nsecとなる。この時間は今のところ実際に電界が変化するために要する時間、すなわち C · R 時定数で制限されていると考えられる (素子の容量 C = 20 pF)。従って、素子へのコンタクト抵抗を含めた全体の C · R 時定数を減少させることによって、より高速な発光強度変調を実現できると考えられる。この改善の実例については後で示す。

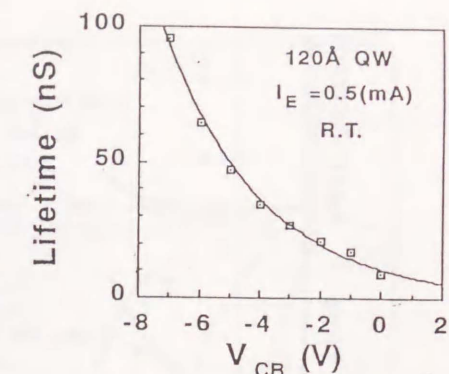


図3.14 図3.13に示した特性の "high field" の状態での発光強度の回復時間から求めた、キャリアの発光再結合寿命の V_{CB} による変化。

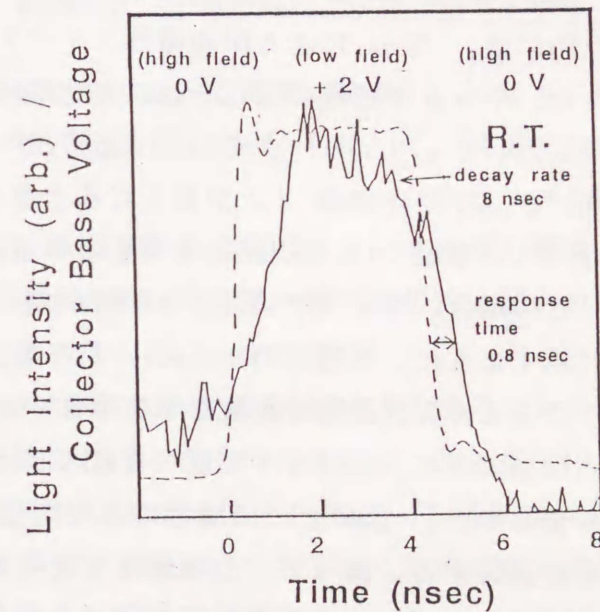


図3.15 短パルス電圧(破線)による発光強度の高速変調特性。¹⁰⁾ V_{CB} を2Vから0Vにスイッチした時の発光強度の減衰時間はキャリア寿命の制限を受けない。

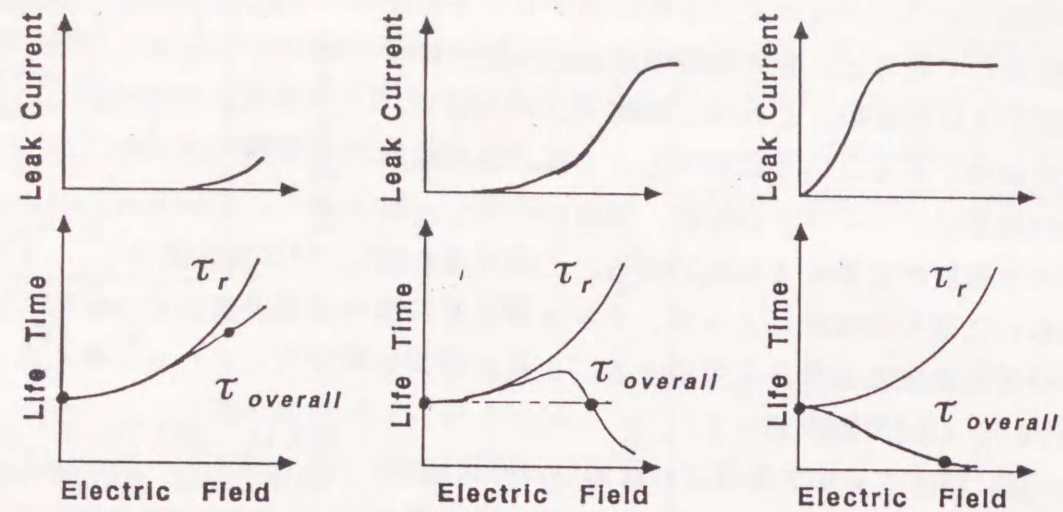


図3.16 キャリアリーク特性によるキャリア寿命の変化の違い。中央の特性の場合についてのみ、 $\tau_{overall}$ を一定にする印加電界間での一定電荷動作を実現できる。

ii. キャリアリークを用いた一定電荷動作

図3.13のような長いパルス信号に対しても忠実にこれを再生するような変調特性とするためには、 V_{CB} による印加電界スイッチの前後でキャリアの生成と消滅を常にバランスさせ、キャリア密度の変化を起こさせないようにする必要がある。ここでは、3.2節で説明した、キャリアリークを利用する方法⁵⁾によってこれを実現する。この方法は、電界印加によって発光寿命 τ_r が長くなると、キャリアをリークさせることにより非発光寿命 τ_{nr} を短くし、式(3.3)で定義される $\tau_{overall}$ を一定に保つ。

この場合、キャリアのリーク特性が素子を設計する上で重要となる。すなわち、図3.16に示すように、低電界時からキャリアリークが生じると、キャリアの消滅過程がこのリークによる非発光過程で支配されてしまい、結局のところ、電界効果による発光過程の変調とは無関係な、キャリア密度の変化による発光強度の変調が現れてしまう。一方、リークが少ないと、前の(i)の場合になり、電界効果による τ_r の変化の後キャリア密度の変化が追従する。従って、この動作を実現するためには、低電界印加時にはキャリアリークが抑えられ、ある程度の電界が印加された時にキャリアリークが生じるような特性をもたせる必要がある。(理想的には、 $\tau_{overall}$ がいかなる時も一定となるよう、 τ_r の変化に応じてリークによって τ_{nr} が変化するようにすればよいが、このようにキャリアリーク量が変化するように素子を設計することは困難である)

キャリアが井戸から障壁層へリークする要因としては、①熱的に高いエネルギーに分布するキャリアが障壁層を越える、②障壁層のトンネリングの二つが上げられる。①によるキャリアのリーク量は、ヘテロ接合障壁の高さを変えることによって制御できる。また、②は障壁層の厚さに依存する。そこで、これらを考慮して、障壁層のAl混晶比、およびそ

の厚さによる、キャリアリーク特性の違いを実験的に検討した。図3.17に障壁層の構造が異なる各素子のコレクターベース間の電流-電圧特性を示す。この結果において、素子の動作上、最も効果的と思われるのは、厚さ50ÅのAlAsを障壁層とする場合である。Al混晶比を変える場合においては、まだそれが0.7より大きい場合の検討の余地はあるが、このようなAlAsがほとんどを占めるAlGaAs層の成長を行うためには、Gaの分子線量に対して、Alの分子線量をかなり大きくする必要があり、そのためにはAlセルの温度をかなりの高温にするか、Gaセルの温度を下げる必要がある。前者は不純ガス放出の問題があり、後者は成長の緒条件を全て設定し直す必要が生じる。このような結晶成長上の問題に加えて、ヘテロ障壁の高さによって

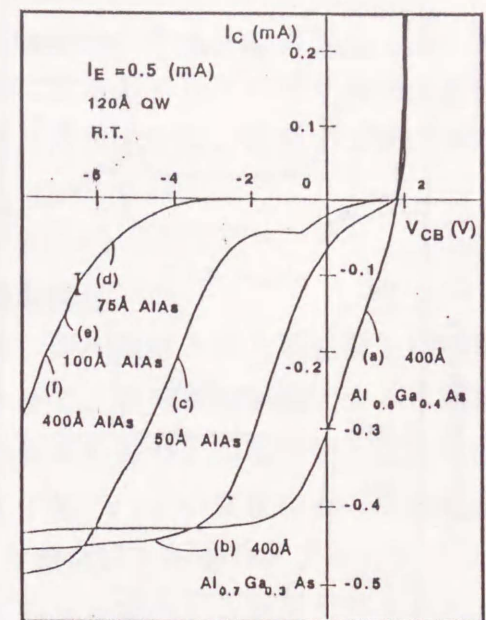


図3.17 障壁層の構造によるキャリアリーク特性の違い。(c)の特性がキャリアリークを利用する一定電荷動作の実現に最も適する。

リーク量を制御するのは、温度に対する特性の安定性の面から得策ではない。つまり、温度が変わるとキャリアのエネルギー分布が変わり、低温ではリークしにくく、高温ではリークしやすいといった温度による特性の違いが生じる。これに対して、トンネリングの場合はこのような温度依存性はない。従って、温度の影響のある熱的なリークは極力抑え、トンネリングによるリークを利用する、50Åの厚さのAlAs障壁層が最も効果的と思われる。そこで、この試料を用いて、一定電荷動作の実験を行った。

図3.18に、 V_{CB} をパルス状に変化させた時の発光強度の変調特性を、素子のコレクターベース接合の電流-電圧特性と併せて示す。図の(a)~(c)の各動作は、図3.19に示すキャリア寿命の V_{CB} (印加電界) 依存性の概念図と対応させることによって理解できる。まず、 V_{CB} パルスの高さが-2Vの場合、キャリアリークが小さすぎるために発光過程がまだ優勢で、前の(i)の場合と同様な変調特性となる。この場合には、キャリア密度の変動によって、発光強度の時間変化は V_{CB} の変化を再生しない。 V_{CB} を-7.8Vまで減少させると、キャリアリークによって非発光寿命が短くなり、これが印加電界の増加による発光寿命の増加を打ち消す($\tau_{overall}$ 一定)。この場合には、活性層内のキャリア密度は一定に保たれ、電界効果による発光再結合寿命の変化のみによって発光強度は変化し、 V_{CB} の変化を忠実に再生する発光強度変調特性が得られる。 V_{CB} をさらに減少させて-10Vにすると、今度はキャリアのリーク量が多すぎるために、このバイアスの間に活性層内のキャリア密度は減少する。その結果、再び V_{CB} を2Vにスイッチしても、

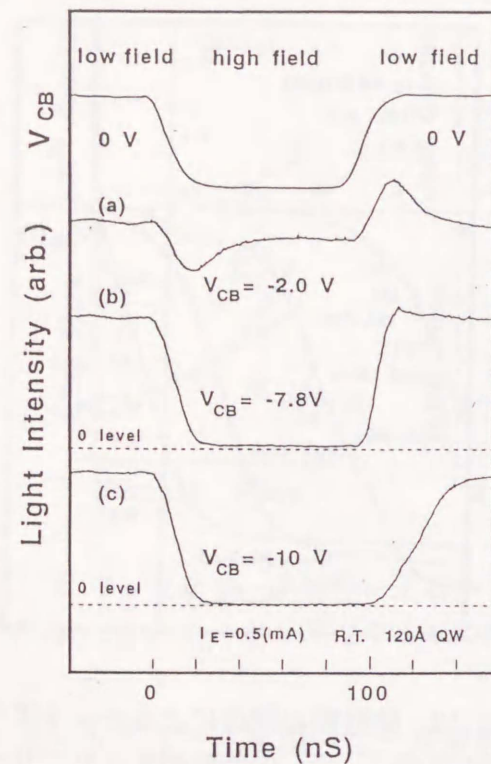


図3.18 パルス制御電圧 V_{CB} による発光強度変調特性。¹⁰⁾ (b)がキャリアリークを利用した一定電荷動作であり、(a)や(c)と比べて、高速性、制御電圧波形の再現性に優れる。

発光強度が前の $V_{CB}=0V$ の時のレベルまで回復するためには活性層内のキャリア密度が増加しなければならない。その結果、発光強度がもとのレベルまで増加するに要する時間は本質的にキャリア寿命によって制限されてしまう。図3.18の(b)と(c)を比較すれば、キャリア密度を一定に保つ手段としてキャリアリークを用い、発光強度の変化は電界効果のみによってもたらされる(b)と、キャリアリークがキャリア密度の変化をもたらす、発光強度の変化に直接関与する(c)とではその高速性に大きな差があることは明確である。

この一定電荷動作のバイアス条件で、短い V_{CB} パルスによる発光強度の高速変調を行った結果を図3.20に示す。発光強度の応答時間は 0.8nsec であり、この一定電荷動作のもとでも高速な発光強度変調特性が確認され

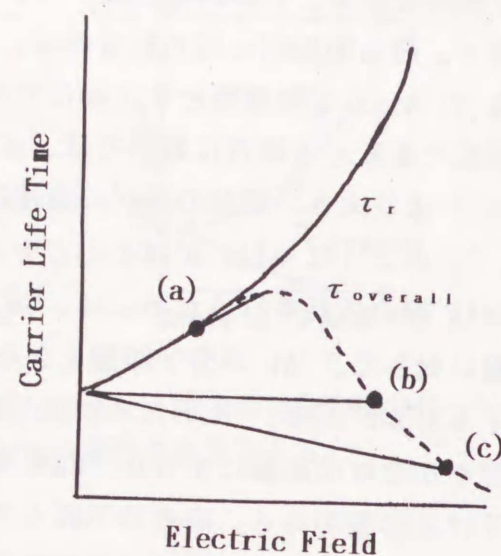


図3.19 図3.18の各動作の説明図。

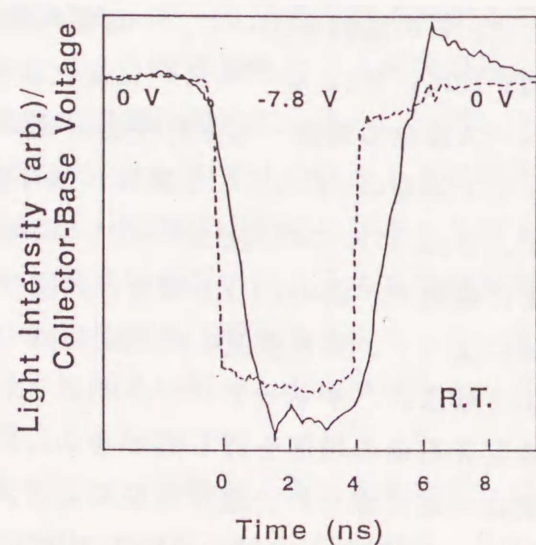


図3.20 キャリアリークを利用した一定電荷動作での高速発光変調特性。

た。

以上述べたように、キャリアリークを量子井戸活性層内のキャリア密度を一定に保つ手段として利用し、発光強度そのものは電界印加効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化で変調することによって、高速にしかも入力パルス信号を忠実に再現する動作を実際の素子において実現した。¹⁰⁾

iii. 印加電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作

一定電荷動作を実現するためのもう一つの方法は、印加電界と注入電流量を同時に変化させる方法である。⁶⁾ すなわち、印加電界を減少させて、発光過程が増大すると同時に、注入電流量を増やしてキャリアの生成と消滅のバランスを保つ。印加電界と注入電流の同時変調は、コレクターベース間の $p-n$ 接合へのバイアス V_{CB} の変化によって容易に実現できる。例えば、 V_{CB} を逆バイアスからビルトイン電位以上の順バイアスにスイッチすると、量子井戸への印加電界は減少し、同時に、この $p-n$ 接合から電流が注入される。一定電荷動作のための条件は、式(3.8)であるが、これはこのコレクタ側から注入される電流量を制御することによって実現できる。

この方法において素子に要求される条件は、高電界印加時にもキャリアリークが少ないこと。コレクタ側からのキャリア(正孔)の注入を妨げないことである。そこで、障壁層としては、トンネリングによるリークがない程度に薄い、 100Å の AlAs を用いた。

ここで、この方式で一定電荷動作を実現する際に注意を要するのは、定常的なキャリアの励起と、電界オフ時のキャリア励起の増加は同一空間で生じる必要があるという点である。この観点から、図3.4の素子の発光をそのまま測定して、その特性からこの一定電荷動作を議論することはできない。なぜなら、この素子構造ではエミッタ側からの定常的な電流注入によって発光するのは、エミッタメサストライプの下部にある量子井戸活性層のみであるが、コレクタ側から電流を注入すると、素子の全域に渡って量子井戸への電流注入が生じ発光する。ここで目的とする一定電荷動作では、キャリア励起レートの増加は定常的に井戸内に存在するキャリア密度の変動を抑えるための手段として用いられるもので、これによって素子のいかなる領域においても発光強度の変化を引き起こすものではない。しかし、エミッタストライプの下部以外では、これとは無関係にコレクタ側からの注入電流の変化による発光強度の変化が生じる。したがって、このような特性が測定結果に反映されると、ここで目的とする一定電荷動作の確認はできなくなる。そこで、測定に際しては、図3.21に示すように、エミッタメサの直下にある量子井戸活性層からの発光のみを観測できるよう、素子の端面の直前にスリットを置いた。図3.22はこのスリットを置いた状態で、エミッタ側とコレクタ側どちらか一方の側からのみ電流注入して、近視野像をそれぞれについて測定した結果である。これより、エミッタメサの下部以外からの発光は除外されていることがわかる。このようにして、エミッタから定常的にキャリアが供給されて

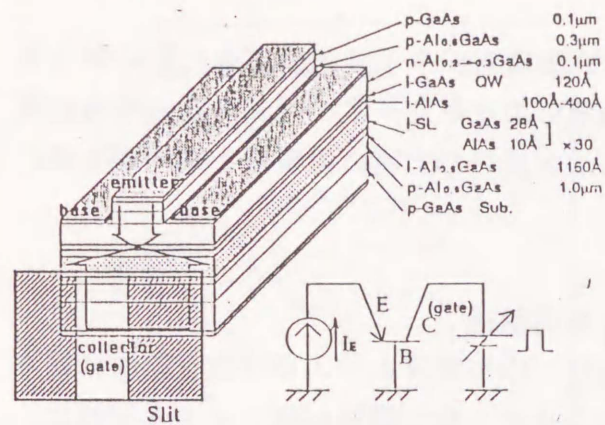


図3.21 印加電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作の測定法。定常的に電流が注入されているエミッタメサ直下の発光のみを観測できるように、試料の直前にスリットを置く。

いるメサの下部からの発光特性のみを測定することによって一定電荷動作の確認を行った。図3.23に、コレクターベース間の電流-電圧 ($I-V$) 特性と、コレクターベース間電圧 V_{CB} をパルス状に変化させた (図中の波形 V) 時の発光強度の変調特性を、 V_{CB} の変え方による三通りの変調動作に関して測定した結果を示す。測定に際しては、エミッタ電流は一定 ($I_E = 0.5$ mA) であり、井戸内にはエミッタ側から定常的に正孔が注入されている。図中の $I-V$ 特性に見られるように、この素子では量子井戸に 1×10^5 V/cm の電界が印加される -2 V の逆バイアス時にも、井戸内からのキャリアリークによるコレクタ電流はほとんど流れず、キャリアの消滅過程においては発光過程が支配的であると見なせる。 V_{CB} の変化のさせ方として、図中の F、I、F+I の三通りの電圧間でスイッチングを行い、発光強度の時間変化を測定した。それぞれの動作モードで得られた変調

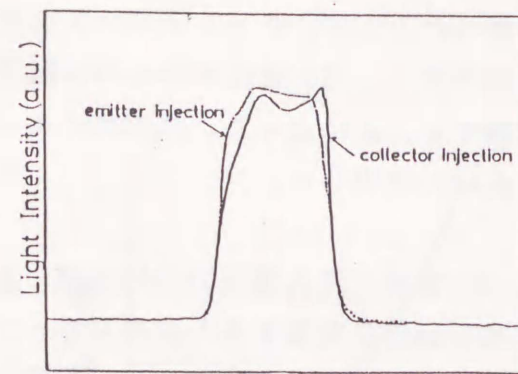


図3.22 スリットを置いて測定した近視野像。エミッタ側からのみ電流を注入した時 (破線) と、コレクタ側からのみ電流を注入した時 (実線) を示す。

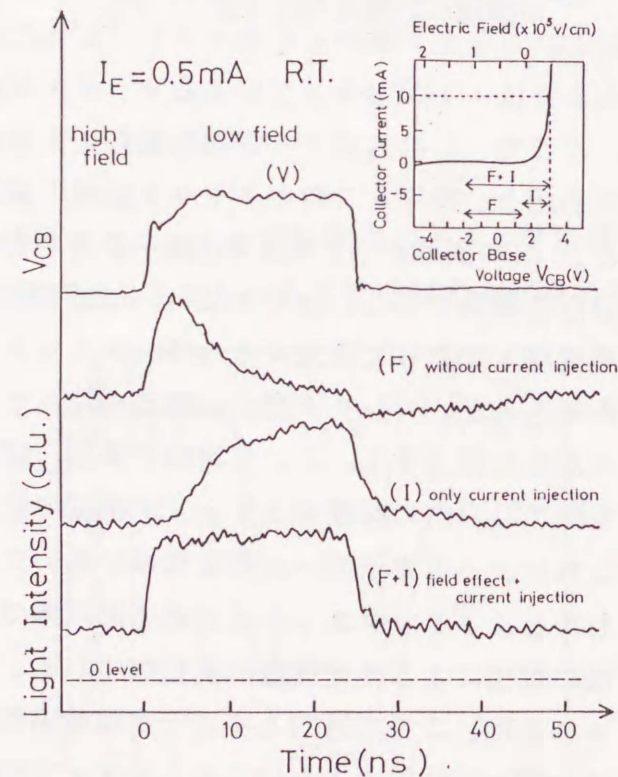


図3.23 V_{CB} パルス (V) による発光強度変調特性。(F) は電界効果のみによる発光変調、(I) は通常の直接変調方式、(F+I) は電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作。

特性には、その発光強度の変化を引き起こす要因の違いによって、次に述べるような顕著な差が見られる。

F の動作では、コレクタ側からの正孔の注入はなく、 V_{CB} のスイッチングは量子井戸に加わる電界の変化のみをもたらす。この動作は、この節の (i) の実験で述べた素子の動作であり、印加電界が変わることによるキャリアの発光再結合寿命の変化に応じて発光強度がスイッチした後に、キャリア密度の変動に伴う発光強度変化が追従する。この動作モードでは、 V_{CB} がスイッチした瞬間の発光強度の変化は速いが、 V_{CB} のパルス波形を忠実に再生した発光強度変調特性は得られない。

I の動作モードでは、F とは逆に、量子井戸への印加電界は変化せず、コレクタ側からの電流注入量が増加する。これは、通常の LED における直接変調方式の変調特性であり、発光強度の変化はキャリア密度の変化によってもたらされる。したがって、発光強度が変化する時間はキャリアの寿命によって制限を受ける。このような制限のない電界効果による発光強度の変化 (F、F+I) と比べると、その変化の遅さが明確に現れている。

F+I の動作モードが、一定電荷動作である。例えば、 V_{CB} を -2 V から 3 V にスイッチすると、量子井戸への印加電界が減少するために、キャリアの発光再結合寿命は短くなる。その結果、発光によるキャリアの消滅レートが増加するが、その分コレクタ側から正孔が注入されて、キャリア密度は V_{CB} スイッチの前後で一定に保たれる。発光強度の変化は、キャリアの発光再結合寿命の変化のみによってもたらされる。この結果、発光強度の変化は、素子に加えた V_{CB} パルス波形を忠実に再生し、しかもその変化に要する時間はキャリア密度の変化に頼る I の場合と対照的に、キャリア寿命の制限は受けず、高速となる。

この一定電荷動作 (F+I) について、以下に検討を加える。まず、この発光強度の変化に対して、印加電界の変化による電界効果に関わっていることは、その発光オンとオフの時の発光スペクトル図3.24で確認できる。発光オフの場合 ($V_{CB} = -2$ V) には発光スペクトルは長波長側にシフトしており、量子井戸への印加電界が発光オンの場合よりも増加していることを裏付けている。また、印加電界の変化はなく、コレクタ電流が 0 ($V_{CB} = 1.5$ V) から 10 mA ($V_{CB} = 3$ V) へ増加したときは同じ波長で発光しており、コレクタ側から注入された正孔が量子井戸内で発光再結合していることを裏付けている。

ここでの方式によって一定電荷動作を実現する場合に必要な、コレクタ側からの注入電流量は、式 (3.8) より、高電界印加時と低電

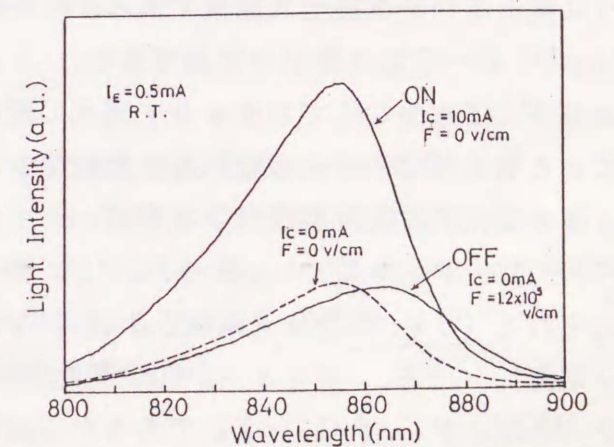


図3.24 一定電荷動作におけるオン、オフ時の発光スペクトル。

界印加時のキャリアの発光再結合寿命の比と、定常的にエミッタ側から注入されている電流量によって一意的に決まる。これを図3.23のF+Iの変調動作について検証してみる。式(3.8)で一定の励起レート G_0 はここではエミッタ電流密度 J_E 、励起レートの増加分 ΔG はコレクタ側からの注入電流密度 ΔJ_c に対応し、一定電荷動作の条件は、

$$\Delta J_c = J_E (\tau_{rh} / \tau_{rl} - 1) \quad (3.24)$$

となる。まず、エミッタ電流 $I_E = 0.5 \text{ mA}$ を電流密度に直すと $J_E = 4.8 \text{ A/cm}^2$ となる。キャリアの発光再結合寿命の比は、2.3.3節で述べたように、二通りの方法で見積もることができる。一つは、図3.23のFの電界効果のみによる発光強度変化でのキャリア密度の変化によって起こる発光強度の回復、または減衰時間よりそれぞれの印加電界時のキャリア寿命が求まる。¹⁸⁾ この素子のように発光過程が支配的な場合には、その寿命は発光再結合寿命に等しい。この方法で求めたキャリアの発光再結合寿命は、 $V_{CB} = -2 \text{ V}$ の高電界印加時に $\tau_{rh} = 22 \text{ nsec}$ 、 $V_{CB} = 2 \text{ V}$ の低電界印加時に $\tau_{rl} = 7 \text{ nsec}$ となり、その比は、 $\tau_{rh} / \tau_{rl} = 3.1$ となる。一方、電界変化による発光強度の変化のオン、オフ比は、その発光再結合寿命の比で決まり⁵⁾ 式(2.40)、図3.23の発光強度のオン、オフ比から求まる τ_{rh} / τ_{rl} は 3 となり、発光強度の応答波形から求めた先の値と一致する。従って、このとき一定電荷動作のために必要なコレクタ電流は、式(3.24)より、 $\Delta J_c = 10.3 \text{ A/cm}^2$ となる。実際に、図3.23のF+Iの動作を行う際、 $V_{CB} = 3 \text{ V}$ として流れたコレクタ電流 10 mA は電流密度に直すと、 11.1 A/cm^2 となり、先の ΔJ_c の計算値とよく一致する。このことから、確かに図3.23のF+Iの動作が、意図する一定電荷動作であることが確認できる。

このような一定電荷動作を実現する際に、コレクタ電流 (I_c) はどの程度正確に合わせる必要があるのだろうか。図3.25は、 V_{CB} の順バイアス値を変えて I_c が異なることで V_{CB} パルスによる発光変調特性がどのように変わるかを測定した結果である。 $I_c = 10 \text{ mA}$ が一定電荷動作の状態であり、それより多くても少なくともキャリア密度の変動による発光強度の変化が現れる。発光オンのときの定常的な発光強度は、式(3.7)で $t = \infty$ として $P_{ON} = G_0 + \Delta G = J_E + J_c$ で与えられる (J_E : エミッタ電流、 J_c : コレクタ電流)。一方、発光オフの時の発光強度 P_{OFF} は、 $P_{OFF} = G_0 = J_E$ であるから結局、定常的な発光強度の振幅 ΔP は、

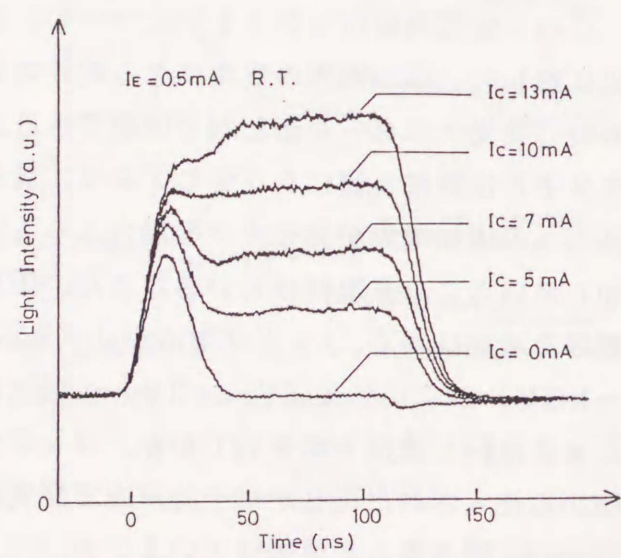


図3.25 コレクタ側からの電流注入量による発光変調特性の違い。Ic=10mAが一定電荷動作である。

$$\Delta P = P_{ON} - P_{OFF} = J_c \quad (3.25)$$

で与えられる。すなわち、コレクタ電流のゆらぎはこの ΔP のゆらぎに等しく、これを例えば 10% 程度許容するのであれば、コレクタ電流に許容されるゆらぎも 10% となる。

図3.26は、AlAs障壁層の厚さを 400 \AA と厚くした場合の素子の発光強度変調特性である。図中のFなどの記号は、図3.23と同じ意味を持つ。この特性とAlAs障壁の厚さが 100 \AA の図3.23との違いは、Iに示されるコレクタ側からの電流注入の遅れによって生じる。つまりこの場合には、 V_{CB} が順バイアスにスイッチされてもすぐにはコレクタ側からの電流注入量が増加せず、その間にキャリア密度が減少してしまう。従って、式(3.24)に示す一定電荷動作の条件にコレクタ電流を設定しても、図3.26のF+Iに示されるように、変調特性にはキャリア密度の変動に伴う“へこみ”が生じる。このような理由から、素子の構造はコレクタ側からの電流注入がスムーズに行われるよう設計する必要がある。

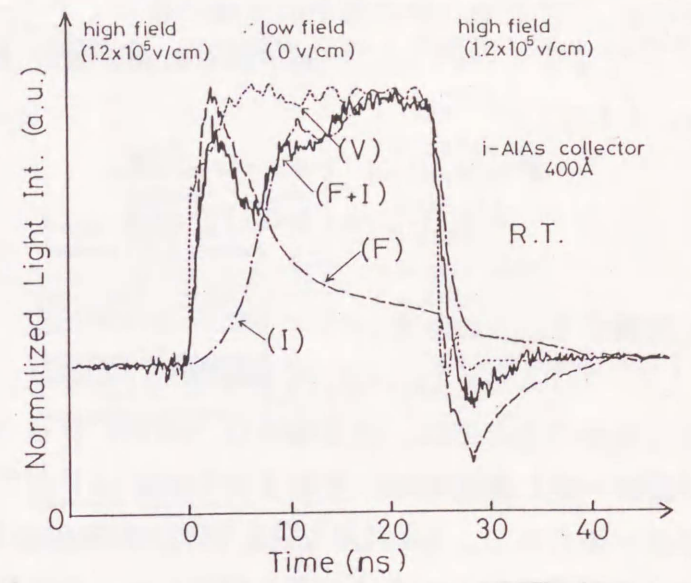


図3.26 障壁層の厚さが厚い場合の発光変調特性。

ここまでは示した測定結果は前に示した理由によって、すべて素子の直前にスリットを置いて、エミッタメサの下部からの発光のみを測定したものである。ところで、このスリットを取り除いた場合にはどのような発光強度変化がこの素子で観測されるであろうか。これを考えるためには、二つの領域(エミッタメサの直下とそれ以外)についてそれぞれレート方程式を用いて発光強度の変化を検討すればよい。それぞれの領域についてのレート方程式は、簡単のためキャリアの発光再結合寿命がキャリア密度に依存しないとして、

$$dn_e/dt = G_e - n_e/\tau_{re} \quad (3.26)$$

$$dn_c/dt = G_c - n_c/\tau_{rc} \quad (3.27)$$

と書ける。ここに、エミッタメサ直下のキャリア密度を n_e 、励起レートを G_e 、キャリアの発光再結合寿命を τ_{re} 、同様にそれぞれをエミッタメサの直下以外の領域で n_c 、 G_c 、 τ_{rc} とした。定常的な励起レートを G_0 、 $t=0$ で V_{CB} を逆バイアスからコレクタ電流が流れる順バイアスにスイッチし、励起レートの増加 ΔG 、 τ_r の変化 $\tau_{reh} \rightarrow \tau_{rel}$ 、 $\tau_{rch} \rightarrow \tau_{rc}$ が生じたとすると、キャリア密度の初期値は、

$$n_e = G_0 \tau_{reh} \quad (3.28)$$

$$n_c = 0 \quad (3.29)$$

となり、レート方程式の解から求まる、 $t > 0$ でのそれぞれの領域からの発光強度 P_e 、

P_e は、

$$P_e = G_0 + \Delta G + \{(\tau_{reh}/\tau_{rei} - 1)G_0 - \Delta G\} \exp(-t/\tau_{rei}) \quad (3.30)$$

$$P_c = \Delta G \{1 - \exp(-t/\tau_{rei})\} \quad (3.31)$$

となる。ここで、仮に素子の全域に渡ってキャリアの発光再結合寿命が等しいとすると ($\tau_{rei} = \tau_{rei} = \tau_{ri}$)、素子からの発光量は、エミッタメサの幅を w_e 、素子の全幅を w_c として、

$$\begin{aligned} P &= w_e P_e + (w_c - w_e) P_c \\ &= w_e G_0 + w_c \Delta G + \{w_e(\tau_{reh}/\tau_{ri} - 1)G_0 - w_c \Delta G\} \exp(-t/\tau_{ri}) \end{aligned} \quad (3.32)$$

に比例する。これより、

$$\Delta G = (w_e/w_c)(\tau_{reh}/\tau_{ri} - 1)G_0 \quad (3.33)$$

なる条件のもとでは、発光強度は $w_e G_0$ から $w_e G_0(\tau_{reh}/\tau_{ri})$ へ高速に変化し、その後は一定に保たれる、これまでのスリットがない場合の一定電荷動作と一見同じような変化が得られる。しかし、式(3.33)と式(3.8)を比較して分かるように、この場合の ΔG は一定電荷動作とするに必要な励起レートの増加分より小さく、エミッタメサの直下では電界スイッチによる発光強度の増加の後に、キャリア密度 n_e の減少により発光強度はキャリア寿命 τ_{rei} の時定数で減少している。一方で、それ以外の、 $t < 0$ では電流注入のなかった領域では、励起レートの ΔG なる増加でキャリア密度 n_e が増加し、発光強度は τ_{rei} の時定数で増加する。この二つの領域での発光量の減少と増加がちょうど打ち消しあって、見かけ上観測される発光強度は一定に保たれる。従って、これはキャリア密度の変動は一切なく、発光強度の変化は電界効果のみによって生じる一定電荷動作とは根本的に異なるものである。また、上の議論ではキャリアの発光再結合寿命 τ_r が素子の全域に渡って等しいとしたが、実際には、 τ_r はキャリア密度に依存するために、常にエミッタ側から一定の励起があるエミッタメサ直下とそれ以外とは τ_r は異なり、例えば $t=0$ では $\tau_{re} < \tau_{re}$ となる。図3.27は実際にスリットなしで、 V_{cb} パルスによる発光強度の変化を測定した結果である。スリットをいれて一定電荷動作を実現した状態で ($I_c = 10\text{mA}$) スリットをはずすと、式(3.30)で表されるエミッタメサの直下からの発光強度は一定であるが、それ以外

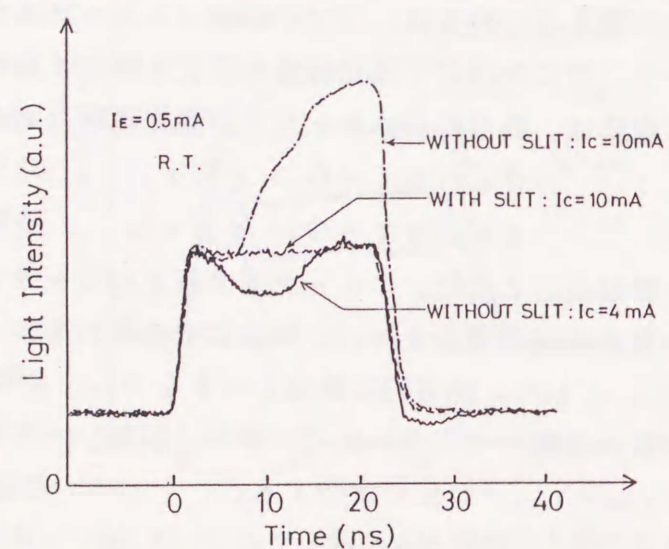


図3.27 図3.21のスリットをはずして測定した発光変調特性。

って増加するためにその和として観測される発光強度は図のように増加する。また、一定電荷動作条件よりも小さいコレクタ電流値 ($I_c = 4\text{mA}$) で見かけ上それに近い動作となるが、エミッタメサ直下とそれ以外の領域での発光再結合寿命の違いによって図のような変調特性のへこみが生じる。これからここで一定電荷動作の確認においてなぜスリットが必要かが理解できる。定常的な励起と同一空間で、印加電界の変化と励起レートの変化が同時に生じてはじめて、一定電荷動作を実現することができる。

スリットを用いることなく、この一定電荷動作を行う素子を実現するためには、図3.28に示すような、素子内部に電流ブロック層を設けた構造とする必要がある。また、この構造は、図のようにエミッタを基板側にし、コレクタをメサ構造とすることによって、印加電界の制御を行うコレクターベースのpn接合面積を容易に小さくすることができ、素子容量の低減化による発光強度変調の高速化が望める。この構造の製作は、MBE成長前の基板に選択イオン注入による高抵抗ブロック層形成、あるいはMOCVDによる埋め込み成長などで今後、実現可能と思われる。

この、印加電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作においても、図3.29に示す短い V_{cb} パルスに対する応答特性より、応答時間 0.8nsec の高速な発光強度変調が確認された。この高速性は、図中にIで示した、通常の直接変調方式による変調特性と比較すると明らかである。

3.4.3 実用面からの素子特性の検討

以上述べたように、量子井戸電界効果形発光素子は低電流で動作する、高発光効率、高速変調LEDという特性を持ち合わせている。¹⁰⁾ この節では、この素子を実際に用いる場合について、いくつかの特性の検討を行う。

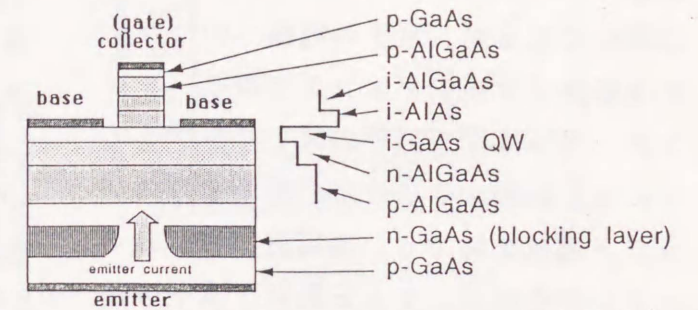


図3.28 電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作を実現する素子構造例。

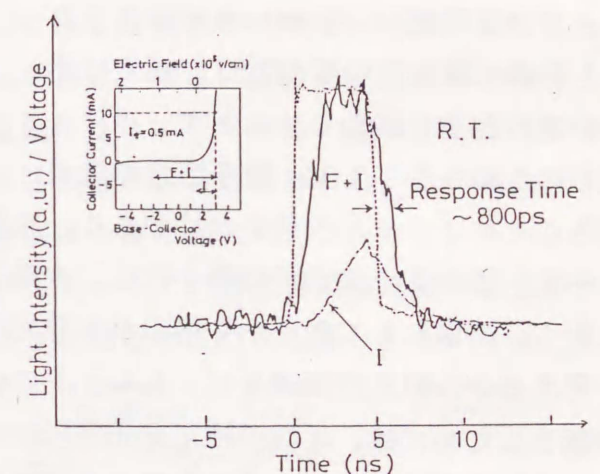


図3.29 電界と注入電流の同時変調による一定電荷動作での高速変調特性。直接変調方式(I)と比べて、この方式(F+I)の高速性が明確に現れている。

i. 発光強度変調の高速化

まず、実用上この発光素子をどの程度まで高速化できるかについて議論する。現在のところ、発光素子のスイッチングに要する時間を制限しているのはCR時定数である。図3.30は前節まと素子構造は同じであるが、素子の電極へのコンタクトをワイヤボンディングで取り、コレクターベース間を50Ωのストリップラインにより終端することで、素子へのコンタクト抵抗を減少し、高周波信号へのマッチングを確実にすると共に、素子の長さを半分にして素子容量を低減化 (<10 pF)した結果得られた、本素子の高速変調特性である。以上の改善によって、スイッチング時間は300psecまで短縮された。このスイッチング時間は、例えば素子の電界制御に携わるコレクターベース接合の面積を小さくし、素子容量を低減することによりまだ改善の余地があり、原理的には数psecまで減少できると思われる。

一方、このような素子の微小化は、本素子が本質的に高注入電流下では動作しにくいことから、結果として素子から得られる発光強度の減少につながる。実際のこの素子の応用を考えると、例えば高速なビットレートの信号処理に関わる場合、信号がオンかオフかを判断するためには、オンの時に発光信号中に含まれる光子数には下限がある。²⁰⁾ 従って、この発光素子の高速化を考えるに当たっては、1パルスの発光信号中にいくらの光子が含まれるかを考える必要がある。発光パルス幅を T とすると、そこに含まれる光子数 N_p は、

$$N_p = \eta_{ex} I T / e = \eta_{ex} J S_E T / e \quad (3.34)$$

で与えられる。ここに、 η_{ex} は外部効率、J は注入電流密度、 S_E は電流注入領域の面積、e は素電荷である。一方、発生できるパルス幅を素子のCR時定数に等しいとすると、

$$T = (\epsilon S_c / d) R \quad (3.35)$$

と書ける。ここに、 ϵ は誘電率、 S_c はコレクターベース接合面積、d はコレクターベース接合内の空乏層厚さ (ほぼアンドープ層の厚さに等しい)、R は素子の内部およびコンタクト抵抗を含めた電界制御用電気回路の直列抵抗である。例えば図3.28の素子構造のよ

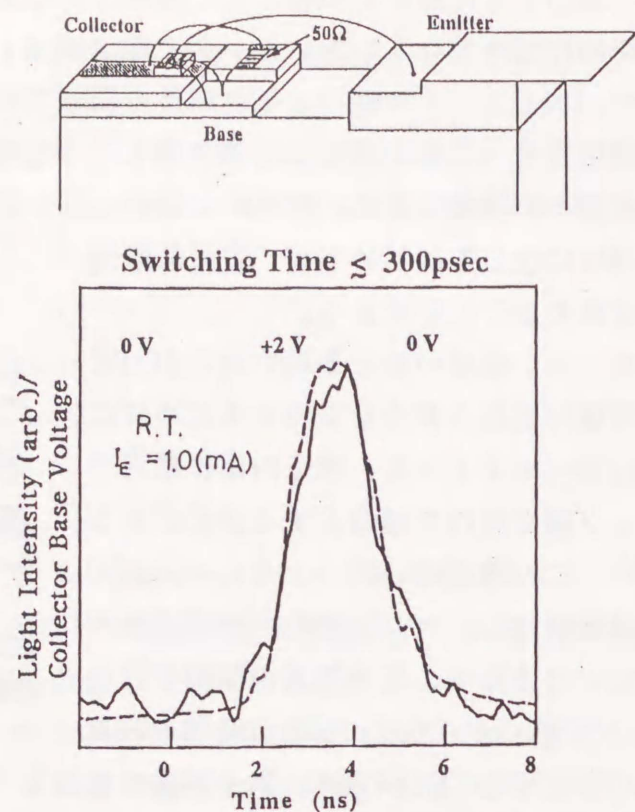


図3.30 素子へのコンタクトの改良による高速発光変調特性。

うに S_E と S_c が等しいとすると、式(3.34)、(3.35)より N_p は次式で表される。

$$N_p = \frac{\eta_{ex} J d T^2}{e R \epsilon} \quad (3.36)$$

図3.31に、 $J = 10 \text{ A/cm}^2$ 、 $R = 50 \Omega$ 、 $d = 2000 \text{ \AA}$ とした時の光子数とパルス幅の関係を示す。これまでに実験的には素子の外部効率は1%を得ており、1パルス内の最低光子数を100個とすると、30psecまでの高速化を実用上は可能と考えられる。この時間は、素子からの発光の取り出し効率の改善などによって素子の外部効率を改善できればさらに短縮できるはずである。

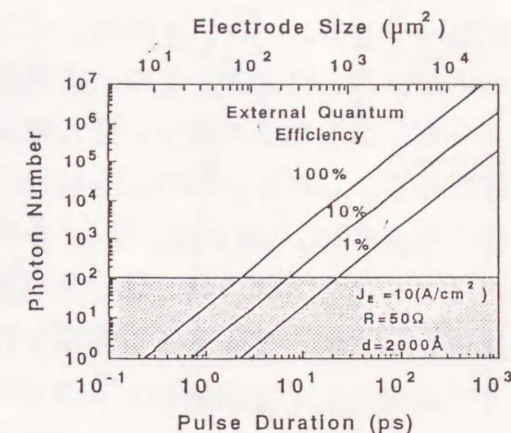


図3.31 発光出力1パルスあたりに含まれる光子数。

iii. 発光強度変調の周波数帯域

量子井戸電界効果形発光素子は、iで考察したように10GHzを越える高周波域の信号にも応答可能であり、一方で、図3.18、図3.23に示した特性で、定常レベルの変化にも追従することからDCを含む低周波域に対しても応答し、非常に広い周波数帯域で応答すると思われる。しかし、以下に述べるように、正確にはキャリア寿命に相当するような中間の周波数帯域以下ではいくらか応答特性が低下する領域があると思われる。この発光素子の理想的な動作は、いかなるときでもキャリア密度は一定に保たれ、コレクターベース間電圧により印加電界が変化したときに、それに伴うキャリアの発光再結合寿命の変化のみで発光強度が変化するというものである。このような動作が行われる限りにおいては、この素子の周波数特性はDCから(i)の考察による光子数の制限がかかる高周波域まで100%の応答特性を示す。⁵⁾ しかし、実際には、キャリアリークを利用する方法でも、注入電流の同時変調を行う方法でも、キャリア密度はいかなる時も一定に保たれている訳ではない。例えば、これを図3.32に示す、後者の方法で得られた発光強度の応答特性において説明しよう。ここに示した発光素子の変調特性は、図3.23に示したものと同様な測定を行ったものであるが、図3.23の場合と異なるのは、電圧パルス(波形V)のスイッチ時間が

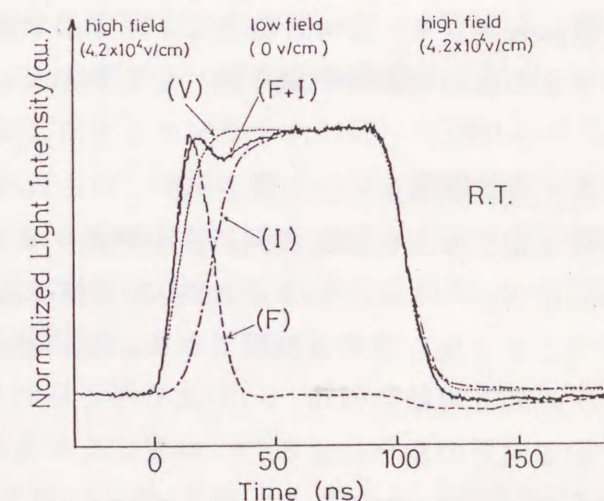


図3.32 立ち上がり時間の遅い電圧パルスを用いた時の発光変調特性。

長くキャリア寿命程度になっている。この場合、注入電流の変化を併用した（コレクタ電流は、一定電荷動作の条件式(3.24)に合わせてある）場合の発光強度信号(F+I)は完全には入力信号を再生せず、図のようにへこみが現れる。この理由は次のように、コレクタ-ベース間のバイアス V_{CB} が変化している間においては完全にはキャリア密度が一定に保たれていないことによる。この一定電荷動作の方式においては、 V_{CB} の瞬間的なスイッチによって、印加電界の減少と注入電流量の増加が同時に起こればキャリア密度は常に一定に保たれる。しかし、図のように V_{CB} が有限の時間で変化するときには、これが同時には起こり得ない。例えば、 V_{CB} を逆バイアスから順バイアスに変えるときを考えると、順バイアスになるにつれて量子井戸構造への印加電界は減少し、キャリアの発光再結合寿命は短くなるが、ビルトイン電位が打ち消されるまでは電流が注入されず、この間にはキャリアの発光による消滅レートの増大でキャリア密度は減少する。その後、コレクタ側から電流注入が始まるようなバイアスを越えると、今度は印加電界の変化がなくなり、励起レートの増加によってキャリア密度は増加に転じる。このように、 V_{CB} パルスが立ち上がりて行く過程においては、キャリア密度は減少した後増加するという変化を起こし、これが発光強度の変化にも反映されて図のようなへこみとなる。もう一つの一定電荷動作を実現するキャリアリークを利用する場合についても、 V_{CB} の変化時間が有限の場合にはその変化の間に $\tau_{overall}$ は一定ではなくキャリア密度の増減が生じる。このような電圧パルスの立ち上がりあるいは立ち下がり時間内でのキャリア密度変動の影響は、当然パルス電圧の変化に要する時間がキャリア寿命（短くて数nsec）に比べて十分短ければ問題とはならない。そのようなパルスを電氣的に発生することは極めて容易にできることであり実用上の問題はない。従って、本発光素子を用いて、パルス信号列によるデジタル信号処理を行うような場合には、その個々のパルス信号をキャリア寿命より十分に短い数10~数psecで立ち上がり、立ち下がるようにすれば、デジタル伝送としては DC ~ 数 10 GHz の広い周波数帯域を持つと思われる。

iii. 発光強度のオン、オフ比

発光素子の発光強度変調特性を評価する場合には、これまで議論したようにいかに高速に変化させるかという点と併に、どれだけの発光強度比が得られるかという、いわゆるオン、オフ比も重要な特性である。量子井戸電界効果形発光素子のオン、オフ比は、キャリアの発光再結合寿命 τ_r の比で与えられる。従って、オン、オフ比を大きくするためには印加電界の変化による τ_r の変化をなるべく大きくすればよい。図3.33は、 V_{CB} を大きく逆バイアスすることによって $4 \times 10^5 \text{ V/cm}^2$ 程度の電界を印加し、それから無電界状態にスイッチすることで大きく τ_r を変えた場合の発光強度変調特性である。発光のオン、オフ比として 10:1 以上の、実用上十分に満足に行く特性が得られている。

一方、量子井戸構造における光学特性に対する電界効果の一つである、発光波長のシフ

トは本発光素子からの発光信号を受光して得られる電気信号のオン、オフ比に対してはこれを向上するように作用する。例えば、図3.24のON、OFFは素子のオン、オフ時における発光スペクトルを示しているが、発光をオフにすると、発光強度の減少と共に、発光スペクトルの長波長側へのシフトが生じる。ところで、一般にフォトダイオードのような半導体受光素子では、バンドギャップよりも短いエネルギーになる吸収端の長波長側ではその感度が低下する。従って、例えば図3.24で 850nmあたりに吸収端のある半導体受光素子を用いてオン、オフ時の発光を受光すると、発光強度そのものの減少に、受光感度の低下が加わり受光信号としてはより大きなオン、オフ比が得られる。実際、図3.13に示した特性の、定常状態の発光強度の変化は、発光スペクトルのシフトと受光器の感度変化によるものと考えられる。

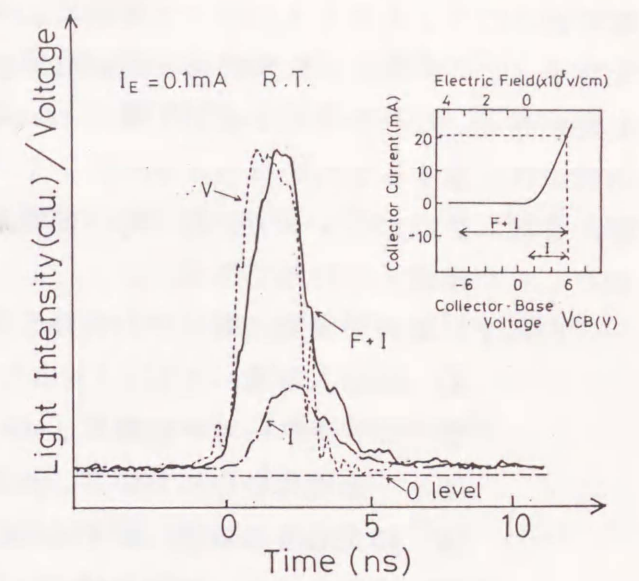


図3.33 十分なオン、オフ比が得られる発光強度変調の例。

iv. 一定電荷動作

発光強度の変調に際しては、その前後でキャリア密度の変動を起こさせない（一定電荷動作）ことが重要であり、そのために高電界印加時にのみ適度キャリアリークを起こさせ、これによる非発光過程の増加を利用する方法と、印加電界と注入電流を同時に変化させる二つの方法を示した。これを応用の面から比較すると次のような使い分けができると思われる。前者は、ここで示した素子構造でそのまま実現でき、構造上の簡単さに利点がある。また、発光オフの時のキャリアリークは、注入したキャリアがそれによって損なわれるものであるから素子の効率の点からは不利に思われるが、見方を変えれば、発光オフの時のみリーク電流が流れ出すという特性としてこれを活用することもできよう。一方、後者の方法は、内部電流ブロック層の導入など構造が複雑化するが、前者のようなリーク電流がなく、素子の動作効率の点からはこちらに長がある。

§ 3.5 まとめ

本章では、量子井戸構造の発光に対する電界印加効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子に関して述べた。この発光素子は、従来の発光素子とは対照的に、活性層量子井戸内のキャリア密度を一切変えることなく、電界によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって発光強度変化を高速に変化させることを動作原理とする。これらの原理は第2

章で述べたフォトルミネッセンス実験によって実証されたものであるが、これを実際の発光素子として実現するためには、印加電界の制御と併せて電流注入という機能を持たせる必要がある。これを實現する素子構造として、pn接合を二つ持つ素子構造を示した。この構造は一見するとヘテロバイポーラトランジスタと類似した構造に見えるが、エミッタ側から注入されたキャリアを井戸内へ捕獲するためにコレクタ障壁を十分に高く設計してありこれが構造上の長特である。

この素子において実際に得られた特性を要約すると以下のようになる。

- ① 低注入電流 ($\sim 10 \text{ A/cm}^2$) で片面1%の外部効率が得られる。
- ② コレクターベース間電圧 V_{CB} を変えると、発光スペクトルがシフトする。
- ③ 一定電荷動作において、入力パルス信号を忠実に再生する。
- ④ 発光強度の変調に要する時間はキャリア寿命に制限されない。
- ⑤ 発光のオン、オフ比は 10:1 以上得られる。

①は超格子バッファ層の導入による井戸層と障壁層界面の結晶性改善の結果得られたもので、その内部効率は 100% に近いと推測される。今後、素子構造を改良し発光の取り出し効率を上げればさらに高い外部効率が得られると思われる。②は本素子が V_{CB} によって確かに量子井戸への印加電界を制御できていることを証明するものである。この発光スペクトルのシフトはこの素子の変調動作としては特に利用していないが、発光素子としては興味のある特性であり、例えばグレーティングカップラを用いたビーム走査機能を有する発光素子²¹⁾としての応用などのような積極的な応用が今後期待される。③を實現するために、適度なキャリアリークによる非発光過程の増加を用いる、印加電界と注入電流の同時変調を行うという二通りの方法を用いた。ここで用いられるキャリアリーク、注入電流の変化は、量子井戸活性層内のキャリア密度の変動を起こさないために補助的に利用されるもので、それ自体が発光強度の変化をもたらすものではない。この素子における発光強度の変化は、あくまで電界効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって生じる。④は素子の発光スイッチング時間として、300psec の高速変調動作を實現している。この時間は、今のところCR時定数による制限をうけているが、原理的には実用性のある発光素子として 30psec までの高速化が見込まれる。

この章で實現した量子井戸電界効果形発光素子は、低電流で動作する高効率高速LEDであり、今後はこの特性をいかした光電子集積回路²²⁾の分野への応用など、極めて実用性の高い発光素子であると思われる。

参考文献

1) M. Yamanishi and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 23 (1984) L35.

- 2) H. C. Casey, Jr. : J. Appl. Phys. 47 (1976) 631.
- 3) T. P. Lee and A. D. Dentai : IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 150.
- 4) K. Ikeda, S. Horiuchi, T. Tanaka and W. Susaki : IEEE Trans. Electron Devices ED-24 (1977) 1001.
- 5) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1313.
- 6) M. Yamanishi, H. Yamamoto and I. Suemune : Superlattices and Microstructures 1 (1985) 335.
- 7) Y. Kan, M. Yamanishi, M. Okuda, K. Mukaiyama, T. Ohnishi, M. Kawamoto and I. Suemune : Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 1149.
- 8) Y. Mori, J. Shibata, Y. Sasai, H. Serizawa and T. Kajiwara : Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 649.
- 9) H. Kroemer : Surf. Sci. 174 (1986) 299.
- 10) Y. Kan, M. Okuda, M. Yamanishi, T. Ohnishi, K. Mukaiyama and I. Suemune : to be published in Appl. Phys. Lett.
- 11) P. M. Petroff, R. C. Miller, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Appl. Phys. Lett. 44 (1984) 217.
- 12) P. Dawson and K. Woodbridge : Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 1227.
- 13) K. Fujiwara, A. Nakamura, Y. Tokuda, T. Nakayama and M. Hirai : Appl. Phys. Lett. 49 (1986) 1193.
- 14) B. Sermage, F. Alexandre, L. Beerens and P. Trone : Superlattices and Microstructures 6 (1989) 373.
- 15) J. J. Harris and B. A. Joyce : Surf. Sci. 103 (1981) L90.
- 16) W. T. Tsang : Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 473.
- 17) R. J. Nelson and R. G. Sobers : Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 761.
- 18) M. Yamanishi, Y. Usami, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 24 (1985) L586.
- 19) Y. Kan, M. Yamanishi, Y. Usami and I. Suemune : IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 1837.
- 20) P. W. Smith : Bell Syst. Tech. J. 61 (1982) 1975.
- 21) Y. Kan, Y. Honda, I. Suemune and M. Yamanishi : Electron. Lett. 22 (1986) 1310.
- 22) M. Koyanagi, H. Tanaka, T. Maemoto and M. Hirose : Optoelectronics-Devices and Technologies 3 (1988) 83.

第4章 電界スクリーニングを用いた光双安定素子

§ 4.1 序言

光によって光を制御する光論理素子の開発は、電気信号への一時的な変換を行うことなく光信号のみによって高速、大容量の信号処理を行う光コンピュータなどの分野において重要な課題であり、その一つとして、光双安定素子の研究が活発に行われている。この光双安定動作を実現するためには、光学特性が大きな非線形性を示し、これに関わる正帰還機構が存在する必要がある。これまでに、この光双安定動作を実現するためにいくつかの方法が提案されているが、そのほとんどはファブリペロ共振器の利用¹⁾など、巨視的かつ複雑な正帰還機構をもつ極微小な非線形性の結合によってもたらされるために、素子サイズ、製作の困難さ、要求される光入力エネルギーなどの点で実用上問題であった。実用的な光双安定素子を実現するためには、より簡単な機構で、もっと低い入力光パワー、低い光入力エネルギーで動作する正帰還機構を持たせることが必要である。

一方、量子井戸構造における光吸収に対する電界印加効果を応用した光双安定素子が、ベル研究所より提案され、^{2) - 5)} 活発な研究が展開されている。この素子は、量子井戸構造の励起子吸収ピークの印加電界による急峻な変化(量子閉じ込めシュタルク効果: Q C S E^{5) - 7)})を正帰還機構として利用するもので、S E E D (Self Electro-Optic Effect Device) と称されている。この素子は、多重量子井戸構造を i 層に内蔵する $p-i-n$ ダイオードに直列抵抗を介して逆バイアス電圧を印加した極めて簡単な構造で、次のような正帰還機構によって光双安定動作を実現する。いま、素子へ入力する光の波長を、低電界印加時の最低次の励起子吸収ピークに設定する。この波長では、入力光が弱く外部の逆バイアスがすべて $p-i-n$ ダイオードに加わり、量子井戸へ高電界が印加された状態では、Q C S E により光吸収係数は小さくなっている。入力光のパワーを上げると、量子井戸内で光を吸収し励起されたキャリアが井戸層から効率よくリークアウトし、光電流として $p-i-n$ ダイオードから流れ出す。この光電流が外付けの直列抵抗を流れるとそこで電圧降下が生じ、その分 $p-i-n$ ダイオードへ加わる逆バイアス電圧は減少して、量子井戸への印加電界が減少する。量子井戸への印加電界の減少は、Q C S E による励起子吸収ピークの短波長側へのシフトとピーク強度の増加を引き起こし、結果として、光の吸収係数は増加して入射光の吸収による光電流がますます増加することになる。以上のような正帰還作用に伴って、 $p-i-n$ ダイオードは負性抵抗特性をもち、これと直列抵抗との組み合わせによって素子の電流-電圧特性には電氣的に双安定点が生じて、結果として入射光対出力光の特性に双安定性が生じる。この素子は以上のような簡単な機構によって、低い光入力エネルギーで動作するという特長をもつが、負性抵抗特性が弱いために、光双安定性の実現のためには大きな ($100\text{ k}\Omega$ 以上) 直列抵抗を必要とする。また、この素子のスイッチング時間は、直列抵抗での電圧降下の変化によって、素子内部の印加電界が変化するために要する時間

で決まり、この直列抵抗 R とダイオードの容量 C の積で決まる。従って、このような大きな直列抵抗は、素子の高速化あるいは多数個の素子の集積化の観点からは不利な要素となる。

この S E E D のもつ欠点を解消するために、同様に Q C S E を利用するが、直列抵抗のような外的援助を必要とはせず、素子内部の機構のみによって光双安定動作を実現する手法が提案された。⁸⁾ この素子は、光の照射によって生成されたキャリアが、電界が印加された量子井戸内で分極することによって発生するスクリーニング電界を利用する。本章では、この電界スクリーニングと量子井戸構造における光吸収に対する電界効果を用いた光双安定素子に関して述べる。まず、この素子における電界スクリーニングによる正帰還機構について説明し、その実験結果について述べる (第4.2節)。次いで、この正帰還作用に基づく光双安定動作の原理を述べ、その実験結果を示す (第4.3節)。

§ 4.2 電界スクリーニングによる正帰還

4.2.1 正帰還機構の原理

光双安定動作を実現するためには、まず正帰還機構が存在する必要がある。この電界スクリーニングを用いて、どのような機構によって正帰還が実現されるかを図4.1で説明する。この図は、量子井戸構造の光吸収係数の印加電界による変化を示している。図のように、量子井戸構造においては明確な励起子ピークが存在する。印加電界が大きくなると、第2章で述べた井戸内キャリアの分極効果により、励起子吸収ピークは長波長側へシフトし、ピーク強度は低下する。いま、光の波長を低電界印加時の1次の電子-重い正孔 ($1e1hh$) 励起子ピーク波長に設定して、量子井戸構造へ外部から高電界を印加した状態での光吸収係数の変化を考える。この波長では、量子井戸に十分な電界が印加された状態では、電界効果によって光吸収係数は小さくなっている。ここに光を照射すると、井戸内へ電子と

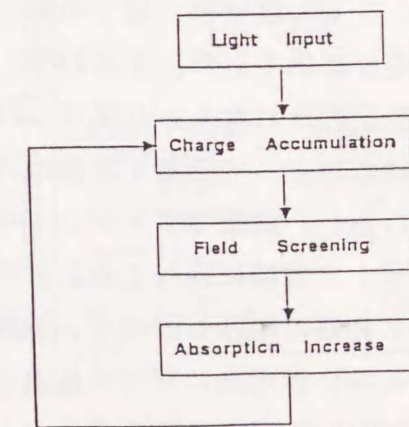
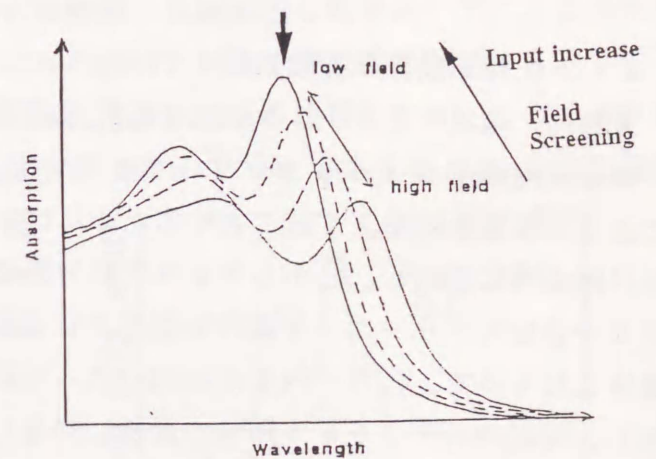


図4.1 電界スクリーニングによる正帰還機構の説明図。矢印で示す低電界時の励起子ピーク波長を動作波長として考える。

正孔が励起されるが、それらは電界によって互いに逆方向に井戸内で局在化する。このとき量子井戸の構造を、分極したキャリアが容易には障壁層にリークアウトしないように設計しておく、励起されたキャリアは井戸内へ蓄積され、ここに電気双極子を形成して、外部電界とは逆向きのいわゆるスクリーニング電界を発生させる。このスクリーニング電界は照射光強度を増加し、光励起されて蓄積されるキャリア密度が増加するにつれて増大し、その分量子井戸構造に印加される電界は減少する。印加電界の減少は図のように光吸収係数の増加を引き起こし、光励起されて井戸内へ蓄積するキャリアをますます増加させ、それがまた、電界スクリーニングによる印加電界の減少で、光吸収係数の増加を引き起こす。このような、光照射強度と光吸収係数の間に、量子井戸への印加電界の変化によってもたらされる正帰還作用は、SEEDでは外部の直列抵抗における電圧降下を利用するものであった。それに対して、ここでの正帰還は電界スクリーニングという、素子自体がもともと持ち合わせている特性を有効に利用するもので、外部抵抗という外的援助を必要としない。

4.2.2 正帰還動作の実験結果

実際に、電界スクリーニングによる正帰還機構を確認するために、図4.2に示す量子井戸構造を内蔵する p-i-n ダイオードを用いて実験を行った。⁹⁾ この電界スクリーニングによる正帰還を効率よく起こさせるためには、光照射によって励起されたキャリアを量子井戸構造内に蓄積し、しかもキャリアの分極による電気双極子を明確に形成して、これによる十分なスクリーニング電界を発生させる必要がある。図の構造は、この考えのもとに設計したもので、各井戸内で光励起によって作られたキャリアはすぐさま井戸層から抜け出し、両端のポテンシャル障壁の近傍に局在し、明確な電気双極子を形成する構造となっている。このためにまず、多重量子井戸構造内部の GaAs/AlGaAs へテロ接合界面に形成されるポテンシャル障壁は、量子効果を損なわない程度に低くした。すなわち、各井戸内に光励起されたキャリアは、井戸内での再結合によって消滅する前に井戸内から抜け出し、両端のポテンシャル障壁でのキャリア蓄積に寄与する。この考え方は SEED の場合も同様で、励起キャリアが有効に光電流に寄与するように Al 混晶比が 0.3 以下の低いポテンシャル障壁が用いられている。^{2) - 5)}

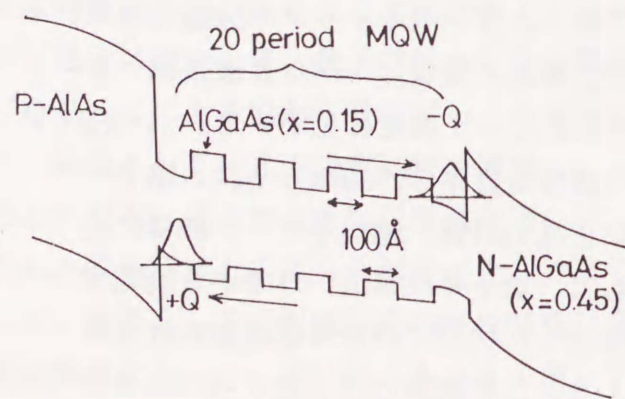


図4.2 正帰還動作の確認のために用いた試料の構造。⁹⁾

一方、図の量子井戸構造の両端に形成されるポテンシャル障壁は、これによ

てその内部に有効にキャリアを蓄積するために、電子および正孔それぞれに対して最も高くなるように設計してある。すなわち、価電子帯においては GaAs/AlGaAs へテロ界面のバンド不連続によって形成されるポテンシャル障壁は、Al 混晶比が大きくなる程高くなるため、正孔を蓄積する p 側の障壁層は AlAs とした。伝導帯については、Al 混晶比 0.45 以上になると間接遷移帯が最も低くなるために、Al 混晶比をそれ以上大きくするとポテンシャル障壁は逆に低くなる。そこで、電子を蓄積する n 側の障壁層は、Al 混晶比が 0.45 の AlGaAs とした。この設計思想は SEED とは決定的に異なり、それが光電流を利用するためにこの障壁層も低く設計してあるのと対照的で、ここでの正帰還作用を実現する素子の構造的特徴である。

この素子を用いて、電界スクリーニングによる正帰還で光吸収係数に現れる非線形性を測定した。試料の光吸収係数の変化を測定するためには、直接的には試料の透過光を測定すれば良いが、AlGaAs 系の試料において用いられる GaAs 基板は測定する波長域では不透明であるために、これを取り除くという手間や、その場合に残された薄膜中のストレスの影響が懸念される。そこで、ここでは両端の障壁層から漏れ出したキャリアによる光電流を測定した。この光電流は次節で示すように吸収係数の変化を間接的に反映する。^{10) 11)} この光電流を電圧として測定するために、試料には直列抵抗を接続したが、ここにおける電圧降下が測定結果に影響しないよう、抵抗値は 100 Ω 以下と小さくした。また、測定に際してはこの抵抗間に生じる電圧を常に監視し、これが試料に加わる電圧の変動をもたらしてはならないことを確認した。さらに、試料自体がもつ直列抵抗をダイオードの順方向電流-電圧特性によって測定し、これが 10 Ω 以下であることを確認した。以上のようにここで得られた測定結果からは SEED の基本原理の一つである、外部抵抗における電圧降下の影響は除外される。

光電流スペクトルの照射光強度依存性を測定した結果を図4.3に示す。光電流の大きさには、量子井戸の吸収係数の変化に加えて、障壁層への漏れ出しによる光電流への変換効率の変化が影響する。図では、測定結果を光吸収係数の変化として捕らえるように、励起子吸収端よりも十分に高い光子エネルギーでは電界効果による光吸収係数の変化はないと考えて、光電流の測定結果を波長 840 nm

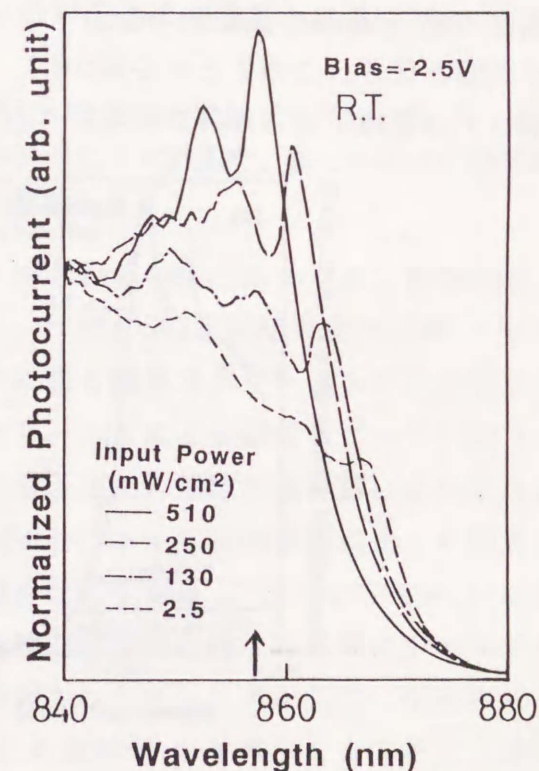


図4.3 光電流スペクトルの照射光強度依存性。⁹⁾ 840nm の値で規格化してある。

の値で規格化してある。試料へのバイアス電圧は -2.5V であり、スクリーニング電界がない場合、これによって $\sim 8 \times 10^4 \text{V/cm}$ の電界が量子井戸構造に印加される。この時、電界効果によって励起子吸収ピークは長波長側へシフトし、その強度は低下している。光照射強度が 2.5mW/cm^2 と弱い場合がその場合である。照射光の強度を増加させると、電界が印加された時とは逆に、励起子吸収ピークは短波長側にシフトし、その強度が増加する。これは、照射光強度の増加に連れて、量子井戸構造に加わる実質的な電界が減少することを示しており、4.2.1節で述べた蓄積キャリアによる電界スクリーニングによるものである。

ここで、図4.3に現れた特性に量子井戸構造中へのキャリアの蓄積が本質的に重要であることを明確にするために次の実験を行った。図4.4は同様な測定を、障壁層の構造のみが異なる二種類の試料について行った結果である。(a)は図4.3の場合と同じであり、励起されたキャリアが両端の障壁層近傍に蓄積されるよう、電子、正孔それぞれについてポテンシャル障壁が最も高くなるように設計した試料を用いた。(b)は障壁層のAl混晶比を両側とも0.7とし、電子、正孔ともに蓄積効率が下がる構造になっている。試料に加えたバイアス電圧はどちらも -1V であり、これによって光照射強度が小さい場合には無電界時よりも同じだけ吸収ピークが長波長側へシフトしている。これに光を照射し、内部電界の減少によって同じだけ短波長側に励起子ピークが戻されるに必要な光照射強度を比べると、キャリアの蓄積効果を下げた(b)の試料では、(a)の場合の10倍以上の光照射強度が必要となる。このことから確かに、ここで測定された光照射による内部電界の減少は、キャリアの蓄積による電界スクリーニングが有効に作用している結果と言える。なお、外

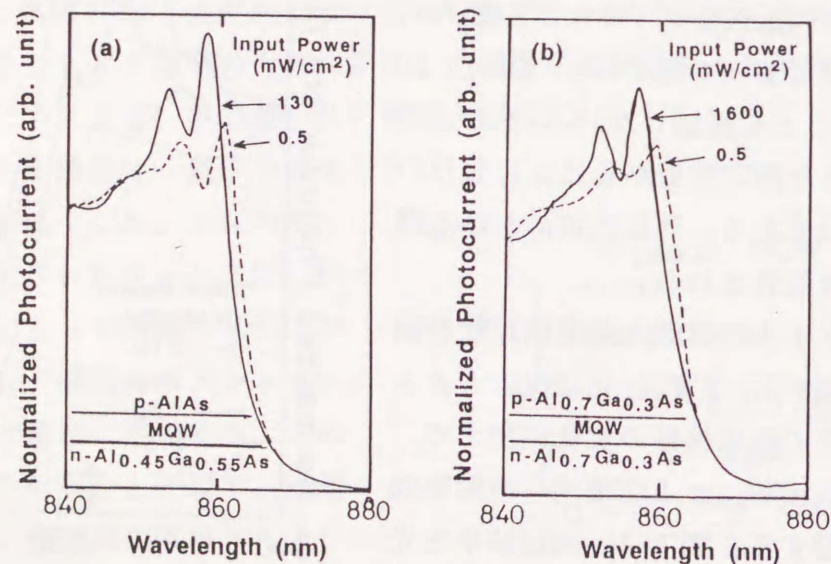


図4.4 障壁層の異なる試料での、電界スクリーニングの起こりやすさの違い。⁹⁾ 励起されたキャリアが最も量子井戸構造内に蓄積されるよう設計した(a)の場合に、(b)より少ない光照射強度で、同じスクリーニング電界が得られる。

部の直列抵抗での電圧効果についても一度検討しておく、例えば、図4.3の試料ではこの測定において光照射強度が 510mW/cm^2 と最大の時でも、光電流測定のために接続した直列抵抗における電圧降下は、バイアス電圧 -3.5V のとき 50mV と十分に小さく、この影響は無視できる。

この電界スクリーニングによる正帰還を確認するために、光電流の光照射強度に対する変化を測定した。図4.5にその結果を示す。照射光の波長は光照射がないときの低電界時の 1e1hh 励起子吸収ピーク (858nm ; 図4.3の矢印) の近傍に設定した。光照射強度を増加させると、それが約 1W/cm^2 を越えるところで、光電流が急激な増加を示す。これは、光吸収係数の変化としてみると、これが急激に増加することに対応するもので、4.2.1節で述べた電界スクリーニングによる正帰還がここで起こることによるものである。また、この正帰還の起こりやすさは入射光波長に依存し、低電界印加時の 1e1hh 励起子吸収ピークの波長で最も明確に起こる。

ここで得られた電界スクリーニングによる光吸収係数の急激な変化について、そのスイッチングエネルギーとこの現象のスイッチング時間を見積もってみる。まず、実験事実として得られるのは、スイッチング時の光入射強度 I_0 とスクリーニング電界 E_s である。 I_0 は図4.5の測定結果より 1W/cm^2 である。スクリーニング電界は、光照射強度が十分に弱く電界スクリーニングの影響がない状態で、試料へのバイアス電圧を下げ、電界スクリーニングによる励起子ピークのシフトと同じだけ励起子ピークを短波長側に戻すために減少させた外部印加電界値によって決まり、 $E_s = 5 \times 10^4 \text{V/cm}$ となる。ここで、注意しておく、キャリアの蓄積によって電界スクリーニングが起きても、量子井戸へ印加される電界は完全には0とはならない。なぜなら、電界スクリーニングを起こさせるためには両端の障壁層近傍に定常的にキャリアが蓄積されている必要があり、そのために各井戸で励起されたキャリアがここに供給される必要がある。しかし、仮に内部の各量子井戸に加わる電界が0になったとすると、井戸内で励起されたキャリアは両端の障壁へ速やかには移動せず、井戸内で消滅してしまい、電界スクリーニングに十分なだけのキャリアが供給されなくなる。例えば、ここでの測定結果では、電界スクリーニングによる光吸収係数のスイッチングが起こった後にも 3×10^4

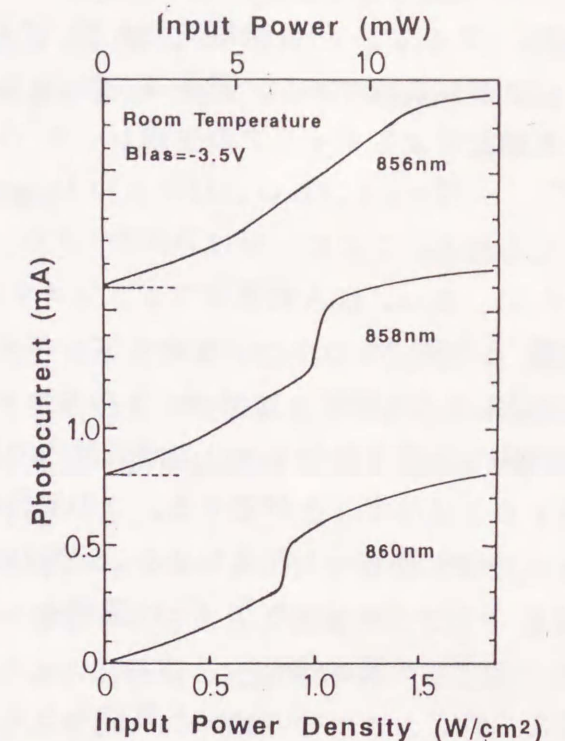


図4.5 光電流の照射光強度依存性。⁹⁾ 図4.3の矢印で示す波長で、最も明確な正帰還動作が観測される。

V/cm 程度の低電界が内部の量子井戸には加わっている。

このスクリーニング電界は、両端の障壁層近傍に蓄積されるキャリア面密度 N_s で決まり、量子井戸構造の平均誘電率を $\epsilon_0 \epsilon_s$ とし、

$$N_s = (\epsilon_0 \epsilon_s) E_s / e \quad (4.1)$$

になる。ここで、 e は素電荷である。これより実験結果でのスクリーニング電界を与えるのに必要な蓄積キャリア密度は、 $N_s = 3.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ となる。一方、量子井戸内部での光励起によるキャリアの生成レート G は、

$$G = (I_p / \hbar \omega_p) (1 - r) \{1 - \exp(-N \alpha L_z)\} \quad (4.2)$$

で与えられる。ここに、 N は井戸数 (=20)、 L_z は井戸の厚さ (=100 Å)、 r は入射光の反射率 (=0.3)、 $\hbar \omega_p$ は入射光の光子エネルギー (=1.45 eV) である。各井戸層での光吸収係数 α を $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ とし、スイッチングの際 ($I_p = 1 \text{ W/cm}^2$) の G を見積ると、 $7.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ のキャリア生成レートとなる。図4.2に示した構造では各井戸内で励起されたキャリアが井戸内で再結合することなくすべて、障壁層での蓄積に寄与すると見なすことができる。この場合には上で得られた G はそのまま、蓄積されるキャリアの生成レートと見なせる。定常状態ではこの生成レートと、蓄積キャリアの消滅レート N_s / τ が釣りあう (τ は蓄積キャリアの寿命)。従って、 τ は

$$\tau = N_s / G \quad (4.3)$$

で与えられ、 $\tau \sim 460 \text{ nsec}$ と見積もることができる。蓄積キャリアの消滅過程においては、障壁層へのキャリアリークによる非発光消滅過程が支配的であると思われる。ここで見積もられたキャリア寿命 τ を、第2章のフォトルミネッセンス測定で分離閉じ込め量子井戸構造を用いて得られたキャリア寿命の印加電界依存性¹²⁾ (図2.21) と比較すると、 $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$ でのキャリアの非発光寿命 ($1/\tau_{nr} = 1/\tau_{\text{overall}} - 1/\tau_r$) にほぼ相当し、矛盾のない値と思われる。

また、この電界スクリーニングによる正帰還で光吸収係数が変化する時間は、蓄積キャリア密度が変化するに要する時間すなわち蓄積キャリアの寿命によって決まる。これからこの正帰還によるスイッチングエネルギーを見積ると、

$$E_p = I_p \times \tau_r = 4.6 \text{ fJ}/\mu\text{m}^2 \quad (4.4)$$

となり、これまでにSEED⁴⁾で実現されたスイッチングエネルギー $5.3 \text{ fJ}/\mu\text{m}^2$ と比べて遜色はない。一方、上の面電荷を生成するために与えるべき光エネルギー E_{p0} は、

$$E_{p0} = (\hbar \omega_p) N_s \sim 0.83 \text{ fJ}/\mu\text{m}^2 \quad (4.5)$$

で与えられる。式(4.4)で与えられたスイッチングエネルギーは、電界スクリーニングを起こす蓄積キャリアを生成するために必要な正味のスイッチングエネルギー E_{p0} より大きい、照射光の散乱など光吸収に関する損失などの原因が考えられ、原理的には式(4.5)で与えられる E_{p0} 程度のスイッチングエネルギーが達成されるものと考えられる。また、この正帰還によるスイッチング速度を決定する蓄積キャリアの寿命は、460nsec と長い、

これはこの実験では、キャリアの蓄積による電界スクリーニングが明確に現れるよう、障壁層からのキャリアリークを極力押さえる構造を用いたため、障壁層を低く設計することによってキャリアリークをもっと起こさせればこのスイッチング速度を短くすることはできる。ただし、その場合には同じだけのキャリアを蓄積するために必要な照射光強度が大きくなり、結局スイッチングエネルギーが増加する。従って、このスイッチング速度と、スイッチングエネルギーの兼ね合いで試料の障壁層を設計することが必要と思われる。

§ 4.3 電界スクリーニングによる光双安定動作

4.3.1 光双安定動作の原理

ここでは、蓄積キャリアによる電界スクリーニングがどのように光双安定動作をもたらすかを理解するために、蓄積キャリア量に対して導かれる二つの式を示し、これを用いて光双安定動作の原理を説明する。また、どのような素子構造に設計すれば光双安定動作を得やすいかを定量的に検討を行った結果について述べる。

図4.2のような量子井戸構造を考え、内部の各井戸内へのキャリアの蓄積はなく、両端にある障壁層と井戸層の境界面のみキャリアが蓄積されるとし、蓄積されたキャリアの寿命は電子と正孔で同じと仮定する。誘電分極による面電荷と光励起によって生成した蓄積キャリアによる電荷は、素子の全領域で連続であり、

$$\epsilon_B E_B = \epsilon_W E_W + Q_1 \quad (4.6)$$

が成り立つ。ここで、 ϵ_W 、 E_W はそれぞれ多重量子井戸の平均誘電率、多重量子井戸へ印加される電界を表し、 ϵ_B 、 E_B は多重量子井戸構造を挟む障壁層の誘電率、ここに印加される電界を表す。また、 Q_1 は多重量子井戸構造と両端の障壁層の界面に蓄積される面電荷量である。光照射によって Q_1 が増加すると、その分だけ E_W が減少する電界スクリーニングが生じる。この式を Q_1 について書き直すと、

$$\begin{aligned} Q_1 &= \epsilon_B E_B - \epsilon_W E_W \\ &= \epsilon_B (V_{ox} - V_w) / L_B - \epsilon_W V_w / L_w \\ &= (\epsilon_B / L_B) V_{ox} - (\epsilon_B / L_B + \epsilon_W / L_w) V_w \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。ここで、 L_B 、 L_w はそれぞれ電界が印加される空乏化した障壁層の厚さ、多重量子井戸の全厚さを表す。また、 V_w 、 V_{ox} はそれぞれ多重量子井戸全体に加わる電圧、素子に接続した外部電圧を表す。

一方、光励起によって生成され、定常的に多重量子井戸構造と両端の障壁層の界面に蓄積される面電荷量 Q_2 は、

$$\begin{aligned} Q_2 &= e G_a \tau \\ &= e S [(I_p / \hbar \omega_p) (1 - r) \{1 - \exp(-N \alpha L_z)\}] \tau \end{aligned} \quad (4.8)$$

で与えられる。ここで、 G_a は蓄積キャリアの生成レートで、式(4.2)で与えられる井戸

内へのキャリアの生成レート G に供給関数 S をかけたものである。この供給関数 S は各井戸内に励起されたキャリアが蓄積キャリアに寄与する割合を表しており、井戸内での再結合がなく、励起されたキャリアが全て障壁層界面での蓄積に寄与する場合には1である。しかし、 E_w が小さくなり、井戸内からキャリアが抜け出す前にここでの再結合で消滅するようになると1より小さな値となる。この式の中で α は量子井戸に印加される電界 E_w の関数である。また、蓄積キャリアの寿命 τ も厳密には障壁層の電界 E_B に依存するが、ここではひとまず一定とする。

強度 I_p の光を照射したとき量子井戸に印加される正味の電界 E_w は、解析的には、式(4.7)と式(4.8)を同時に満足する解 V_w より、

$$E_w = V_w / L_w \quad (4.9)$$

で与えられる。その双安定動作を理解するために、蓄積電荷量 Q と多重量子井戸に加わる電圧 V_w の関係を表す式(4.7)と式(4.8)をグラフ上に表すと図4.6(a)、(b)になる。まず、式(4.7)は照射光強度には依存せず、障壁層を含む量子井戸構造および外部バイアス電圧によって決まる直線となる。 $Q_1=0$ の交点 V_{w0} は、

$$V_{w0} = V_{ex} / (1 + \epsilon_w L_B / \epsilon_B L_w) \quad (4.10)$$

で与えられ、これが光照射のないときの解となる。また、この直線の傾きは素子の障壁層と多重量子井戸構造それぞれの容量の和に対応する。式(4.8)で与えられる Q_2 は量子井戸構造の光吸収係数の E_w 依存性を反映し、照射光強度とともに増加する。この曲線には二つのピークが形成されるが、 V_w が小さい方のピークは、 S が1の時は重い正孔の励起子吸収ピークがその動作波長に一致する時の V_w となるが、 S が1より小さくなるとこの影響でピークの V_w が決まる。また、 V_w が大きいほうのピークは軽い正孔の励起子吸収ピークが動作波長に一致する V_w となる。このように二つのピークがあり、間に谷が形成されることが後で述べるように双安定動作の上で重要となる。

次に照射光強度を変えたときの V_w の変

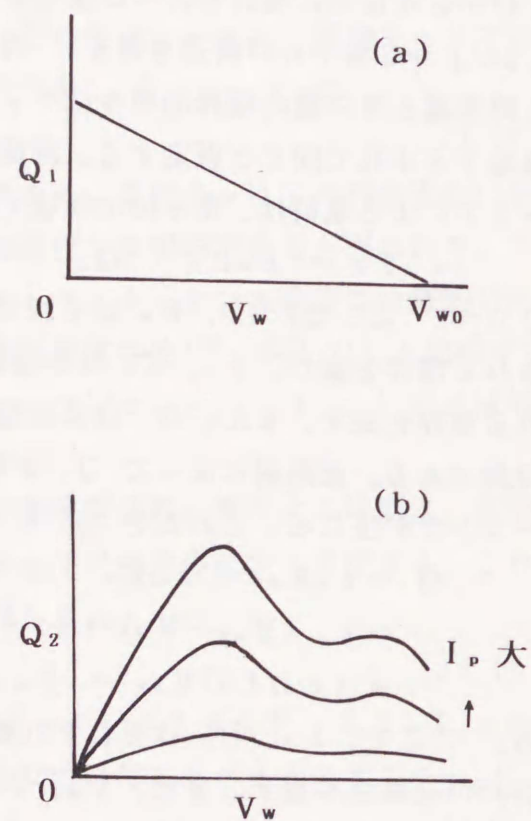


図4.6 (a):式(4.7)と、(b):式(4.8)でそれぞれ表される蓄積電荷量 Q_1 と Q_2 の井戸への印加電圧 V_w による変化。

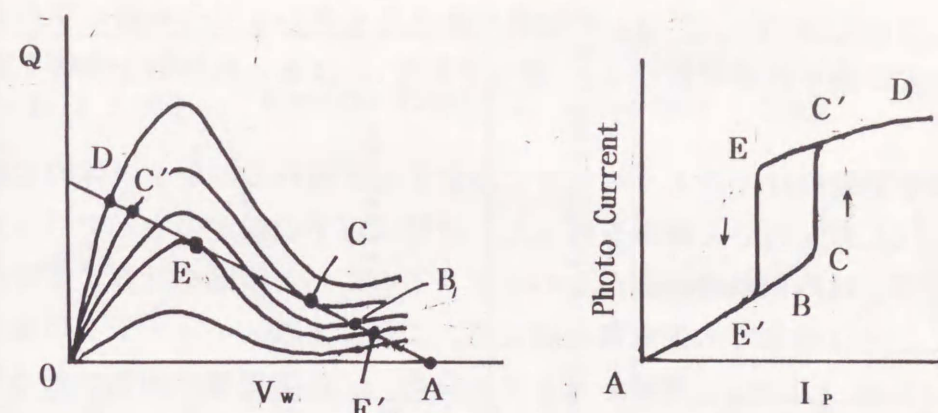


図4.7 電界スクリーニングによる光双安定動作の説明図。

化を図4.6(a)と(b)の二つの曲線の交点として図4.7で説明する。ここで、光電流 I は、

$$I = Q / \tau \quad (4.11)$$

で与えられるため、図4.7(a)の縦軸のスケールを適当に変えることで光電流の変化をこの図から推測できる。そこで、光電流の変化を図の(b)に示した。まず、光照射がないときは交点は $V_w = V_0$ にある(A)。入射光強度を増加すると Q_2 は大きくなり、それに伴って二つの線の交点は V_w が小さくなる方向にずれる。これは、キャリアが蓄積されるためにスクリーニングによって井戸層に加わる電界が小さくなるためである。さらに入射光強度を増加すると Q_1 と Q_2 二つの線は3点で交わるようになる。この三つの交点のうち安定点は両側の2点である。このような二つの安定点が存在することが双安定動作の原則となる。解析上はこの二点における V_w が式(4.7)、(4.8)ともに満足するが、照射光強度を増加していく過程においては、これまでの経緯から右側の安定点(B)がこの場合の解となる。さらに照射光強度を増加すると、ある時点で Q_2 の曲線は Q_1 の直線と接するようになり(C)、それより光強度が増加した瞬間に、前節で述べた正帰還が起こり、解はただ一つの交点となった小さい V_w を与える点(C')に移る。この時に V_w は V_{wc} から $V_{wc'}$ へ突然スイッチする。その後は V_w が小さい状態で電界スクリーニングによってわずかつ V_w は減少する。照射光強度を減少させていく場合も同様で、スクリーニング電界の減少につれて V_w は増加していくが、二つの安定点が存在する状態では今度は左側の安定点が解となる。従って、照射光強度が増加する過程と減少する過程ではこの二つの安定点が存在する範囲では V_w が異なる。以上が、電界スクリーニングによる光双安定動作であり、光電流は図の(b)のように変化する。

この双安定動作におけるスイッチングの大きさは、図4.7より二つの安定点がどれだけ離れているかに依存する。また、双安定動作の幅は、 Q_1 と Q_2 の二つの線が左側の交点で接してから右側の交点が離れるまで、あるいはその逆の照射光強度の変化量で決まる。従って、定性的には、双安定動作の高さを大きくし、その幅を広くするためには Q_1 の直線に対して Q_2 の曲線のピークの間を深くすることが必要と考えられる。また、

外部電圧 V_{ex} については V_0 が Q_2 の曲線の谷より小さいと二つの線の交点は常に左側の点となり、双安定動作は得られない。従って、 V_{ex} はある程度以上大きく取る必要がある。

このような光双安定動作はどのような条件に設定すると現れるのかを具体的な構造を仮定して、式(4.7)、(4.8)を用いて解析を行った。計算は以下の仮定のもとで行った。まず、供給関数 S は厳密には内部の井戸層からのキャリアのリーク時間を計算することにより見積もれるが、ここでは前節での正帰還の測定で、これによるスイッチングの後での低電界の値 3×10^4 V/cm とした。蓄積キャリアの寿命 τ は障壁層に印加される電界 E_B に依存する。蓄積キャリアが増加するほど、障壁層に電界が集中しこの結果 τ は減少することが考えられるが、ここでは簡単にこの効果は考えず一定とした。

計算は、第2章で述べた励起子に関する光学遷移に対する電界効果を考慮して、光吸収係数の電界依存性を種々の素子構造について計算し、光吸収係数 α の各波長での電界による変化を求めた。¹³⁾ これをもとにして、式(4.7)、(4.8)を同時に満足する V_w を求めた。この際、安定点が二つ存在する領域においては、照射光強度が増加する過程では V_w が大きい方の安定点を、照射光強度が減少する過程では V_w が小さい方の安定点をそれぞれ解とした。

計算例として、(a) 井戸幅 90 Å で、内部障壁層の Al 混晶比 0.20 の量子井戸構造と、(b) 井戸幅 100 Å で、内部障壁層の Al 混晶比 0.15 の量子井戸構造について、光吸収係数の電界依存性、並びに双安定動作の比較を行った結果を図4.8、図4.9に示す。図4.9の左に配置した図は、右の量子井戸構造に加わる電界の入射光強度依存性における各動作点における負荷曲線 Q_1 と Q_2 の関係を示している。既に指摘したように明確な双安定動作を得るためには、図4.6の曲線での”谷”を明確にする必要がある。そのためには光吸収係数のスペクトルにおいて重い正孔の励起子ピークと軽い正孔の励起子ピークが明確に分離していることが重要となる。そのためには、井戸層はなるべく薄くし、内部障壁層の Al 混晶比はなるべく高くし障壁層の波動関数の広がりを抑えればよい。ただし、前者の場合はあまり薄くし過ぎると電界効果そのものが起こりにくくなる。また、後者の場合には Al 混晶比を大きくし過ぎると井戸内からの励起キャリアの供給が起こりにくくなる。図4.8、4.9を比較するとその双安定動作の起こりやすさに明確な違いがあることが解る。

これらの計算の結果をもとにしてより光双安定動作の起こりやすい構造を設計した。この設計にもとづいて製作した素子を用いた実験の結果を次に示す。

4.3.2 光双安定動作の実験結果

図4.10に実験に用いた素子の構造を示す。図4.2の構造との変更点は次の通りである。井戸層の厚さ、および内部障壁層の Al 混晶比は前に述べた計算結果をもとに、光双安定動作の起こりやすい 90 Å、0.2 とした。また、光双安定動作のためにはある程度大きな

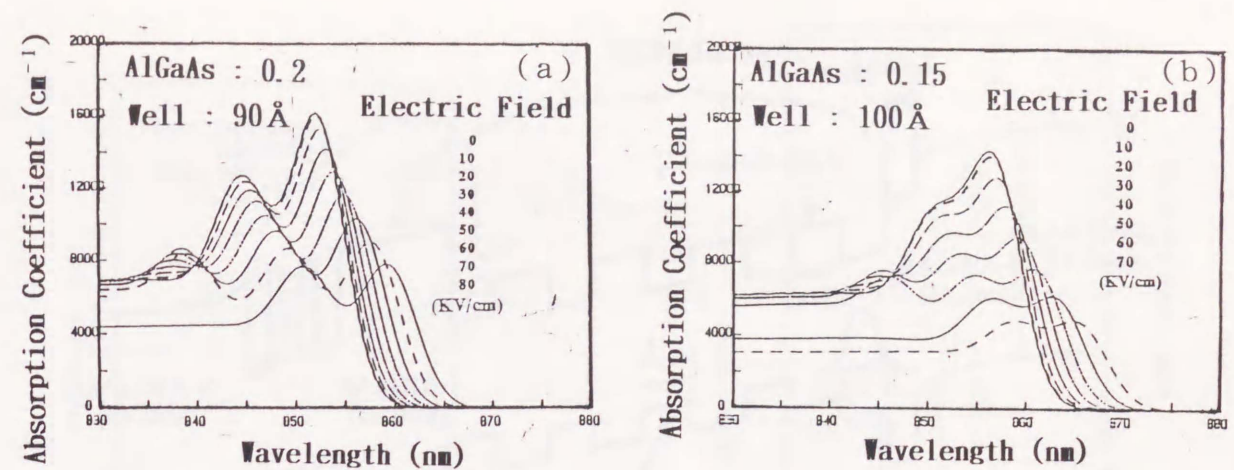


図4.8 光吸収スペクトルの電界依存性の計算結果。(a)井戸幅 90 Å、内部障壁Al混晶比 0.2、(b)井戸幅 100 Å、内部障壁Al混晶比 0.15。(a)の方が1e1hh励起子吸収ピークと1e1lh励起子吸収ピークが明確に分離されている。

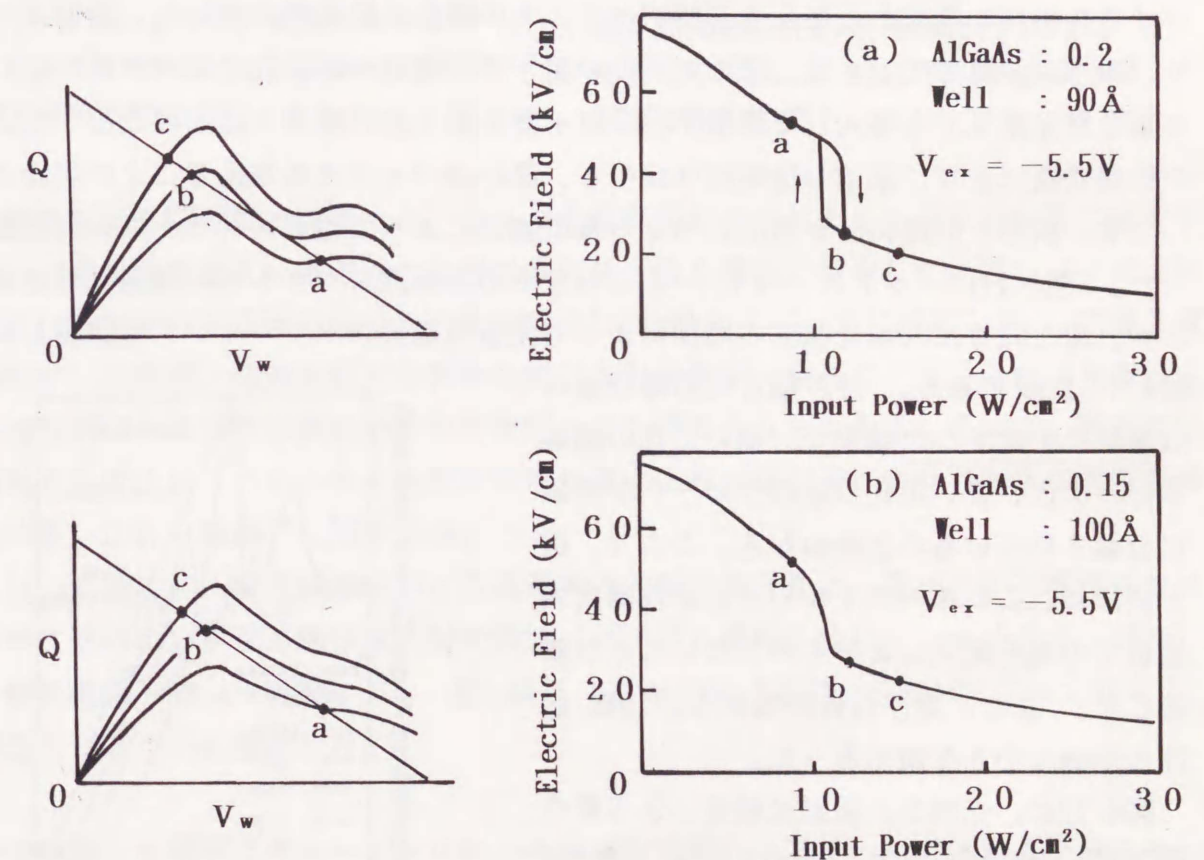


図4.9 図4.8の(a)と(b)に示した光吸収係数の印加電界依存性をもつ量子井戸構造での光双安定動作の起こりやすさの違い。(a)、(b)それぞれ右図は光照射強度に対する量子井戸構造へ加わる電界の変化を、左図は右図の各動作点での、量子井戸構造への印加電圧と蓄積電荷量の関係を示す。明確な励起子吸収ピークが存在する(a)の場合に、顕著な双安定動作が得られる。

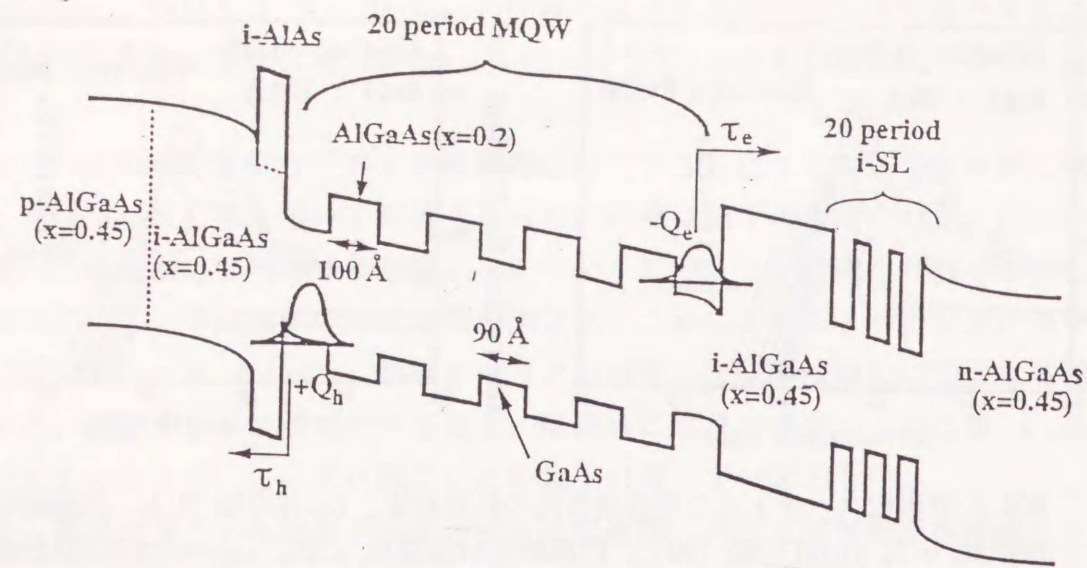


図4.10 光双安定動作の実験に用いた素子構造。

バイアス電圧を外部から加える必要がある。その場合に結晶性が悪いと、暗電流が流れたり、素子が破壊してしまう。そこで、この量子井戸構造の結晶性の改善を目的として、第3章の発光素子でも導入した超格子バッファ層を量子井戸構造の直前に成長した。実際この改善効果により、素子の暗電流は減少し、高い逆バイアスを加えることが可能となった。

まず、前節と同様に、光電流スペクトルの測定によって電界スクリーニングの確認を行った。図4.11にバイアス $-6V$ 一定のもとでの光電流スペクトルの照射光強度依存性を示す。前と同様に入射光強度の増加によって顕著な電界スクリーニングを観測した。また、

図4.3と比較すると、井戸幅と内部障壁層のAl混晶比を変更した効果で、重い正孔の励起子ピークと、軽い正孔の励起子ピークが明確に分離されていることがわかる。ここで、前と同様に、このスペクトルの変化が外部直列抵抗での電圧降下によるものでないことは確認した。また、素子自体の抵抗も、 15Ω 程度の十分に小さな値であった。

図4.12に、光電流の照射光強度による変化を測定した結果を示す。バイアスは $-8.5V$ で一定とした。照射光の波長を $853nm$ (図4.11の矢印) に設定したとき明確な双安定動作が室温で得られた。この双安定動作はこの波長を中心にして $852.5nm \sim 855.5nm$ の範囲で観測された。

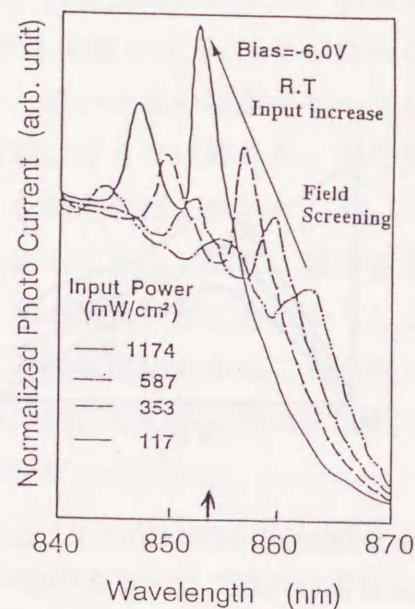


図4.11 光電流スペクトルの照射光強度依存性。830nm の値で規格化してある。

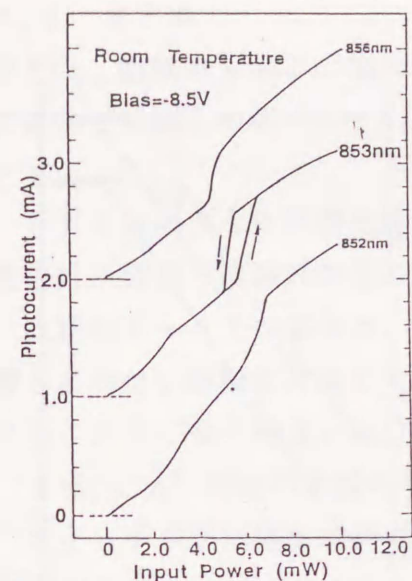


図4.12 室温における光電流の双安定特性。図4.11の矢印の波長(853nm)で最も明確な双安定特性が得られる。

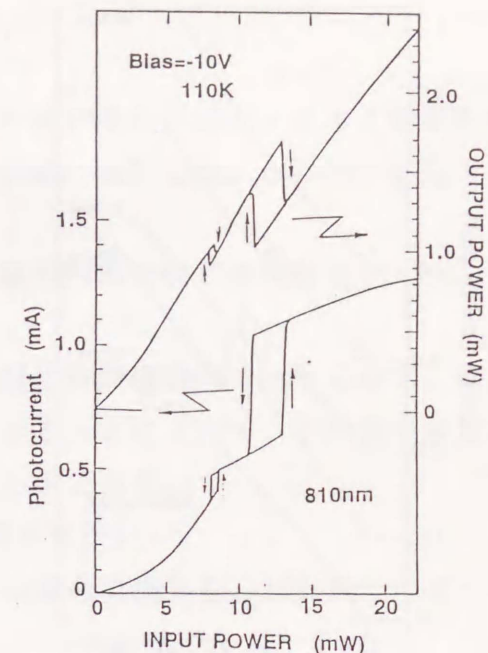


図4.13 透過光(上)と光電流(下)の双安定特性の対応。両者は、同じ光強度で双安定特性を示す。

この特性をより明確にするために、および光吸収係数の変化としてより直接的に観測するために、光電流に加えて透過光の入射光強度依存性を低温で測定した。図4.13に測定結果を示す。照射光の波長は低温での低電界時の $1e1hh$ 励起子ピークに設定した。明確な双安定動作が、光電流、透過光双方の特性に同じ入射光強度で現れている。これは光電流に現れる特性が確かに光吸収係数の変化を反映したものであることを示している。図の低い方の照射光強度で見られる小さな双安定特性は軽い正孔の励起子により、大きな双安定特性の方は重い正孔の励起子に關与する。

図4.14、4.15に各入射光波長における透過光の入射光依存性と、各バイアス電圧におけるその特性を示す。双安定動作は入射光波長、バイアス電圧に依存し、バイアス $-10V$ では、波長範囲 $808nm \sim 815nm$ で、また波長 $810nm$ では $7V$ 以上の逆バイアスで双安定動作が得られることを確認した。

ここで確認した電界スクリーニングによる光双安定動作を素子として用いる場合には、ある程度照射光スポットを離しておけば、特に分離することなく平面のまま、相互に独立な素子として動くという特長がある。そこで、どの程度の距離までこれを近づけることができるか検討を行った。多重量子井戸と外部障壁層の界面近傍に定常的に蓄積する電子と正孔は、相互に境界面に平行な方向に引き合い、ある広がり形成する。この蓄積電荷が広がることによる拡散長が、異なる入射ビームが相互に影響しあわない距離を決定する。

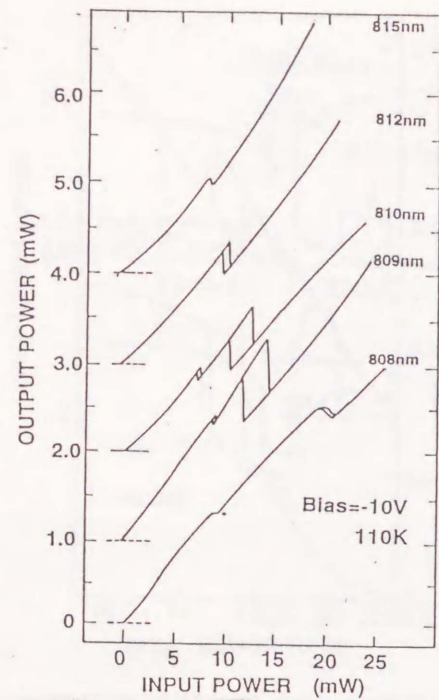


図4.14 照射光の波長による双安定動作の違い。

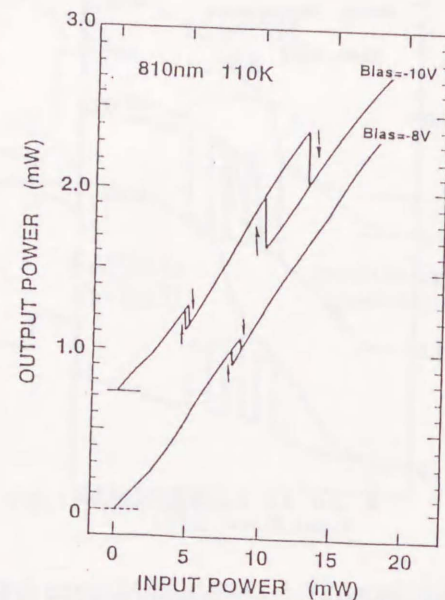


図4.15 外部バイアス電圧による双安定動作の違い。

この分解スポットサイズは、境界面に沿ってのキャリア拡散長、

$$L = (D_{eff} \cdot \tau)^{1/2} \quad (4.12)$$

によって決定される。ここで、 D_{eff} は有効拡散係数、 τ は蓄積電荷の寿命で4.2節での見積りより 100nsec のオーダーである。蓄積される正電荷と負電荷の距離、すなわち量子井戸構造の厚さがビームスポットサイズよりも十分に小さい場合、 D_{eff} はアンバイポーラ拡散係数 D_a と見なすことができ、¹⁴⁾

$$D_a = (D_e D_h (P + N)) / (N D_e + P D_h) \quad (4.13)$$

と表すことができる。ここで、 D_e 、 D_h はそれぞれ電子と正孔の拡散係数、 N 、 P は電子と正孔の電荷面密度を表す。 $D_e \gg D_h$ 、 $N = P$ なる関係のもとで、 D_a は

$$D_a \sim 2 D_h \quad (4.14)$$

となる。アインシュタインの関係式、

$$D_h = \mu_h k T / e \quad (4.15)$$

より、 $\mu_h = 400 \text{ cm}^2/\text{V sec}$ として、 $D_a \sim 2 D_h \sim 20 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。こうしてキャリアの拡散長 L は $\sim 14 \mu\text{m}$ と見積もられ、この程度以上にビームを離すことで、相互に独立な動作をさせることができると考えられる。この大きさは τ に依存するため、蓄積キャリアを逃がしやすい構造とすることでより小さくすることも可能である。しかし、その場合にはキャリア蓄積が効率良く行われなくなるために、ある程度スイッチングエネルギーが増加するので注意を有する。

§ 4.4 まとめ

本章では、蓄積キャリアの電界スクリーニングと量子閉じ込めシュタルク効果を用いた光双安定素子に関して述べ、その光双安定動作を実際に確認した。この素子は以下の特長を有する。

- ① SEEDのように外部抵抗は必要とせず、素子内部で生じる電界スクリーニングと量子井戸構造での電界効果のみを用いる。
- ② 光励起キャリアの蓄積は、真性領域の多重量子井戸構造内で起きるので、相互に影響しあわない距離だけ離して光ビームを照射することによって、平面状の素子を分離することなく全く相互に独立に動作させることができる。
- ③ $1 \text{ W}/\text{cm}^2$ 程度の比較的低い光入力で動作する。
- ④ スwitchingに要する時間は蓄積キャリアの寿命で決まり、100nsec のオーダーと見積もられる。
- ⑤ スwitchingエネルギーは十分に小さく、 $1 \text{ fJ}/\mu\text{m}^2$ のオーダーである。

このうち、特に①と②の特性はこの素子が二次元集積化に極めて有効なものであることを示唆するものである。この素子における光双安定動作は、明確な励起子ピークの存在と、これらの電界による急峻な変化に依存する。今後、量子井戸構造の最適化あるいは、より大きな電界効果が期待できるカップリング量子井戸構造^{8) 15) 16)}やグレーデッドギャップ量子井戸構造^{17) 18)}の導入などによって、より広い波長範囲で実用上十分な双安定動作の実現も可能と思われる。

参考文献

- 1) H. M. Gibbs, A. C. Gossard, S. L. Mc Call, A. Passner, W. Wiegmann and T. N. C. Venkatesan : Solid State Commun. 30 (1979) 271.
- 2) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 13.
- 3) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, T. H. Wood, C. A. Burrus, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Opt. Lett. 9 (1984) 567.
- 4) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, T. H. Wood, C. A. Burrus, A. C. Gossard and W. Wiegmann : IEEE J. Quantum Electron. QE-21 (1985) 1462.
- 5) D. A. B. Miller, J. S. Weiner and D. S. Chemla : IEEE J. Quantum Electron. QE-22 (1986) 1816.

- 6) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2173.
- 7) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus : Phys. Rev. B32 (1985) 1043.
- 8) M. Yamanishi, Y. Lee and I. Suemune : Optoelectronics Devices and Technologies 2 (1987) 45.
- 9) Y. Kan, K. Obata, M. Yamanishi, Y. Funahashi, Y. Sakata, Y. Yamaoka and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) L1585.
- 10) K. Yamanaka, T. Fukunaga, N. Tsukada, K. L. I. Kobayashi and M. Ishii : Appl. Phys. Lett. 48 (1986) 13.
- 11) R. T. Collins, K. von Klitzing and K. Ploog : Phys. Rev. B33 (1986) 4378.
- 12) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1313.
- 13) Y. Kan, H. Nagai, M. Yamanishi and I. Suemune : IEEE J. Quantum Electron. QE-23 (1987) 2167.
- 14) 例えば、S. M. SZE, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons Inc. (1969) p. 99.
- 15) E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda and J. M. Hong : Phys. Rev. Lett. 60 (1989) 2426.
- 16) Y. Tokuda, K. Kanamoto, N. Tsukuda : Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 166.
- 17) K. Nishi and T. Hiroshima : Appl. Phys. Lett. 51 (1987) 320.
- 18) T. Ishikawa and K. Tada : Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) L1982.

第5章 結言

本論文は、量子井戸構造の光学特性に対する電界印加効果を明確にし、これを応用した量子井戸電界効果形光素子の実現を目的とした研究に関して述べたもので、各章の要点を以下にまとめる。

第1章では、量子井戸構造への電界印加効果が注目を集め、物性および素子応用の両面から盛んに研究が行われるようになった歴史的経緯を概説し、本研究の目的ならびに各章の概要を述べた。

第2章では、この研究の全体を通じて基礎となる、量子井戸構造における電界効果について概説し、その定量的な評価方法を示した。量子井戸へ電界が印加されると、光学遷移に関与する量子準位間のエネルギーの変化、遷移の振動子強度の変化によって、光学特性に変化をもたらす。ここでは、発光に対する電界効果をフォトルミネッセンス測定で、また、屈折率に対する電界効果をエレクトロリフレクタンス測定によって検証し、以下の成果を上げた。

- ① フォトルミネッセンススペクトルの電界印加による明確なシフトを室温において確認した。これは、電界印加による発光に関与する遷移エネルギーの変化を裏付けたものである。
- ② 電界印加による発光スペクトル強度の減少は、これとフォトカレントの増加とよく対応し、キャリアリークによる非発光過程の増加によるものであることを明確にした。また、キャリアリークがなく、発光過程が優勢な場合には、電界印加によって発光スペクトルは、その強度を変えず、ピーク波長のみがシフトすることを実証した。
- ③ パルス電界印加によるフォトルミネッセンス強度の過渡応答特性によって、キャリア寿命の電界による変化を評価する方法を示した。実際に、この方法によって電界を印加した場合に、井戸内キャリアの分極効果の結果生じる、キャリアの発光再結合寿命ののびを確認した。特にここで述べた方法を用いると、キャリアリークが無視できないような場合でもそれによる非発光過程変化にじゃまされることなく、発光再結合寿命 τ_r のみの変化を明確に測定できることを示し、実際にこのような条件のもとでも τ_r の電界印加による顕著な増加を確認した。これは、通常キャリア寿命を見積もるために用いられるパルス光励起による発光の減衰時間の測定では得られないもので、ここで述べた方法の有利な点である。
- ④ 短パルス電界によって、フォトルミネッセンス強度の変調を行い、100ピコ秒以下の、自然放出光の変調特性としては極めて高速なスイッチングを実証した。このスイッチング時間は試料のキャリア寿命よりは短く、電界効果による発光強度変調を用いることで、キャリア寿命に制限されない高速な変調が実現できることを示した。また、この方法の変調に要する時間はCR積によって制限されていることを明確にした。

⑤ 同様な光励起実験によって電界効果によるレーザ光の変調実験を行い、利得変調によりパルス幅140psecのレーザ光パルスの発生を低温で確認した。

⑥ エレクトロリフレクタンス測定の結果、量子井戸構造の印加電界を変化させると、その励起子遷移エネルギーの近傍において、最大4.4%の屈折率変化が得られることを示した。

⑦ エレクトロリフレクタンス測定と、エレクトロアブソープション測定を同一の試料に対して行い、電界による屈折率変化と、光吸収変化の関係を明確にした。その結果、電界による光吸収の変化がないと同時に、屈折率変化が最大になる、あるいはその逆の関係になるような特定の波長領域が存在することを示した。

⑧ ⑥、⑦の特性は、量子井戸構造において安定に存在する励起子遷移に対する電界効果によって極めて良く説明できる。

⑨ 屈折率に対する電界効果を利用する交差型光スイッチと光吸収係数にたいする電界効果を用いる吸収型光変調器の動作について検討をおこない、ともに最適な動作を行うためにはその動作波長、量子井戸構造の設定に注意を払う必要があることを示した。

この章で明確にした発光あるいは屈折率、光吸収係数に対する電界効果は、これらを素子として応用する場合の基礎を与えるものである。素子応用の点では、発光素子に関しては、キャリアリークなどの他の要因によって発光特性が支配されないこと、また、屈折率、光吸収係数に対する電界効果をを応用する場合は、量子井戸構造において安定に存在する励起子を考慮したうえで素子動作を検討する必要がある。

第3章では、量子井戸構造の発光に対する電界印加効果を応用した量子井戸電界効果形発光素子の実現を目的とした研究の結果に関して述べた。この発光素子は、従来の発光素子とは対照的に、活性層量子井戸内のキャリア密度を一切変えることなく、電界によるキャリアの発光再結合寿命の変化のみによって発光強度変化を高速に変化させることを動作原理とする。この素子の要点および素子特性として得られた成果を以下にまとめる。

① 量子井戸活性層にキャリアを注入するための電流注入機能と、同時に量子井戸への印加電界を制御する機能をもつ。

② ①はpnヘテロ接合を二つもつ素子構造で実現した。この構造は一見、通常のヘテロバイポーラトランジスタ(HBT)と類似するが、注入されたキャリアを井戸内で捕獲するために井戸層と障壁層の間の界面ポテンシャルバリアが十分に高くなるよう設計しており、これがHBTと本質的に異なる。

③ 超格子バッファ層の導入による井戸層と障壁層界面の結晶性改善の結果、低注入電流($\sim 10\text{A}/\text{cm}^2$)で片面1%の外部効率が得られた。その内部効率は100%に近いと推測される。

④ 素子に加える制御電圧によって発光スペクトルがシフトする。これによって量子井戸への印加電界が制御可能であることを証明した。

⑤ キャリアリークのない素子で、パルス状の制御電圧に対する応答特性から、発光再結合寿命が制御電圧によって変化することを確認した。

⑥ 発光強度の変調は、活性層量子井戸内のキャリア密度を一定に保ったままで、電界効果による発光再結合寿命の変化のみによって起こさせる。(一定電荷動作)

⑦ 一定電荷動作を実現する方法として、量子井戸への高電界印加時のみに適度なキャリアリークを起こさせ、これによる非発光過程の増加を利用する方法と、印加電界の減少と同時に注入電流量を増加させる二つの方法がある。これらで用いられるキャリアリークや電流注入は、電界変調の前後でのキャリア密度の変動を抑えるために用いられるもので、発光強度の変化そのものはあくまでも電界効果によるキャリアの発光再結合寿命の変化でもたらされる。

⑧ 発光強度の変化に要する時間はキャリア寿命には制限されず、300psecの、発光ダイオードの動作としては極めて高速な動作を実現した。この時間は、今のところCR時定数による制限を受けているが、原理的には実用性のある発光素子として30psecまでの高速化が見込まれる。

⑨ 発光強度のオンオフ比は、10:1以上あり実用上十分である。

ここで実現した、量子井戸電界効果形発光素子は、低電流で動作する高効率高速LEDであり、多数の発光素子を集積するような用途には極めて適した特性を有しており、今後はこの特性をいかした光電子集積回路の分野への応用など、応用分野によっては半導体レーザに勝るとも劣らない発光素子であると言えよう。

第4章では、量子井戸構造における光吸収に対する電界効果と励起キャリアの蓄積による電界スクリーニングを応用した光双安定素子の研究成果について述べた。実際に以下の特性を確認した。

① SEEDのように外部抵抗は必要とせず、素子内部で生じる電界スクリーニングと量子井戸構造での電界効果のみを用いる。

② 光励起キャリアの蓄積は、真性領域の多重量子井戸構造内で起きるので、相互に影響しあわない距離だけ離して光ビームを照射することによって、平面状の素子を分離することなく全く相互に独立に動作させることができる。

③ $1\text{W}/\text{cm}^2$ 程度の比較的低い光入力で動作する。

④ スイッチングに要する時間は蓄積キャリアの寿命で決まり、100nsecのオーダーと見積もられる。

⑤ スイッチングエネルギーは十分に小さく $1\text{fJ}/\mu\text{m}^2$ のオーダーである。

このうち、特に①と②の特性はこの素子が二次元集積化に極めて有効なものであることを示唆するものである。

謝 辞

本研究は、広島大学工学部第2類光エレクトロニクス研究室において行われたものであり、終始御親切な御指導を賜りました広島大学工学部、山西正道教授に心より感謝致し、お礼申し上げます。

また、本研究の遂行にあたり、ご激励頂きました、広島大学工学部、大坂之雄教授、楠田哲三教授、広瀬全孝教授、福嶋美文教授、堀池靖浩教授に深く感謝致します。

本論文の第2章で述べた実験においては、量子井戸構造を有する試料を、電子技術総合研究所：八百隆文博士、富士通研究所：山腰茂伸博士、日本電気（株）：覧具博義博士、井手雄一博士、シャープ（株）：土方俊樹博士、早川利郎博士、富士通厚木研究所：藤井俊夫博士、冷水佐寿博士からご提供いただき、独自に結晶成長が行えるまでの間大きな成果を上げることができました。ここに記して深く感謝致します。また、量子井戸電界効果形発光素子の研究遂行にあたって、断面透過電子顕微鏡写真を撮影していただいた、パデュー大学：大塚信雄教授、ならびに素子のボンディングをしていただいた富士通研究所：石川浩博士に深く感謝致します。

最後に、本研究を進めるにあたり、助言、援助をいただいた広島大学工学部、末宗幾夫助教授、谷口弘技官、また、研究生としてご協力をいただいたキャノン（株）：奥田昌弘氏、大学院学生としてご協力いただいた、宇佐見雄一氏（現荏原製作所）、本多由明氏（現松下電工）、永井秀男氏（現松下電気）、竹岡忠士氏（現シャープ）、Yong Lee氏（現パデュー大学大学院生）、小倉一郎氏（現日本電気）、河本充雄氏（現特許庁）、舟橋陽一氏（現トヨタ自動車）、大西孝典氏、向山恵二氏、小畑勝弘氏、阪田康隆氏に心より感謝致します。

本研究に関する発表論文

主要論文

- 1) Y. Kan, M. Yamanishi, I. Suemune, H. Yamamoto and T. Yao : "Electric Field Effect on Subband State Transition Peaks in the Photoluminescence from a GaAlAs Quantum Well Structure", Jpn. J. Appl. Phys., 24 (1985) L589.
- 2) H. Nagai, Y. Kan, M. Yamanishi and I. Suemune : "Electroreflectance Spectra and Field-Induced Variation in Refractive Index of a GaAs/AlAs Quantum Well Structure at Room Temperature", Jpn. J. Appl. Phys., 25 (1986) L640.
- 3) Y. Kan, M. Yamanishi, Y. Usami and I. Suemune : "Switching of Photoluminescence by Pulsed Electric Field in GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As Single Quantum Well Structure", IEEE J. of Quantum Electron., QE-22 (1986) 1844.
- 4) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : "Dynamic Switching Characteristics of Photoluminescence by an Electric Field in AlGaAs Quantum Well Structures", Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1986) L1313.
- 5) Y. Kan, H. Nagai, M. Yamanishi and I. Suemune : "Field-Effects on the Refractive Index and Absorption Coefficient in AlGaAs Quantum Well Structures and Their Feasibility for Electrooptic Device Applications", IEEE J. of Quantum Electron., QE-23 (1987) 2167.
- 6) Y. Kan, M. Yamanishi, M. Okuda, K. Mukaiyama, T. Ohnishi, M. Kawamoto and I. Suemune : "Quantum-Confined Field-Effect Light Emitters with High-Speed Switching Capability", Appl. Phys. Lett., 55 (1989) 1149.
- 7) Y. Kan, K. Obata, M. Yamanishi, Y. Funahashi, Y. Sakata, Y. Yamaoka and I. Suemune : "Optical Nonlinearity Caused by Charge-Induced Field Screening in DC-Biased Quantum Well Structure", Jpn. J. Appl. Phys., 28 (1989) L1585.
- 8) Y. Kan, M. Okuda, M. Yamanishi, T. Ohnishi, K. Mukaiyama and I. Suemune : "Room Temperature Operation of Three-Terminal Quantum-Confined Field-Effect Light Emitters", to be published in Appl. Phys. Lett. (May 21, 1990).

学会発表

- 1) Y. Kan, M. Yamanishi, Y. Usami, I. Ogura and I. Suemune : "Life Time-Free Switching of Luminescence from MQW Structure by Electric Fields", Extended Abstracts of the 18th (1986 Int.) Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1986, p. 595.
- 2) Y. Kan, M. Yamanishi, H. Nagai and I. Suemune : "Electro-Optic Effect in a GaAs/AlGaAs Quantum Well Structure at Room Temperature", Proc. 13th Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Las Vegas, Nevada, 1986, p. 435.
- 3) I. Ogura, M. Yamanishi, Y. Kan and I. Suemune : "Switching Characteristics of Photoluminescence in AlGaAs SCH-QW Structure by Electric Field", Extended Abstracts of the 19th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1987, p. 367.
- 4) Y. Kan, M. Kawamoto, M. Yamanishi, K. Mukaiyama, T. Ohnishi and I. Suemune : "Three Terminal Light Emitting Device with Functions of Current Injection and of Field Control", Extended Abstracts of the 20th (1988 Int.) Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1988, p. 633.
- 5) Y. Kan, M. Yamanishi, K. Mukaiyama, M. Okuda, T. Ohnishi, K. Obata, M. Kawamoto and I. Suemune : "Dynamic Switching Characteristics of Light Emission in Quantum Confined Field-Effect Light Emitters", Technical Digest of the Quantum Wells for Optics and Optoelectronics Topical Meeting, Salt Lake City, 1989, p. 57.
- 6) K. Obata, M. Yamanishi, Y. Kan, Y. Sakata and I. Suemune : "Optical Nonlinearity Caused by Charge-Induced Field Screening in DC-Biased Quantum Well Structures", Extended Abstracts of the 21st Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1989, p. 309.
- 7) Y. Kan, M. Okuda, T. Ohnishi, M. Yamanishi, K. Mukaiyama and I. Suemune : "Room Temperature Operation of Quantum Confined Field Effect Light Emitters", Extended Abstracts of the 21st Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, 1989, p. 553.

