

377.5

K-11

2-20-1

GaAs/AlAs超格子における
ワニエ・シュタルク局在と
光素子への応用に関する研究



平成6年2月

川島 健児

目 次

略字リスト	4
第1章 序論	
1-1 本研究の背景と動機	5
1-2 非線形電気光学効果の研究動向	5
1-3 非線形電気光学効果の光素子への応用についての 現状と課題	7
1-4 本論文の構成	8
参考文献	10
第2章 量子井戸の結合状態と電界効果	
2-1 はじめに	12
2-2 超格子におけるワニエ・シュタルク局在の概念	13
2-3 短周期、長周期および2重周期超格子構造における 電界効果	
2-3-1 試料構造	15
2-3-2 トランスフォーマトリックス法	19
2-3-3 フォトカレント法による電界効果の解析	
(a)長周期超格子	22
(b)短周期超格子	25
(c)2重周期超格子	28
2-4 まとめ	40
参考文献	40
第3章 ワニエ・シュタルク局在現象の超格子構造依存性	
3-1 はじめに	43
3-2 強結合理論によるシュタルク階段準位の記述	44

3-3	低温でのワニエ・シュタルク局在	
3-3-1	試料構造	4 5
3-3-2	シュタルク階段準位のエネルギー固有値	4 7
3-3-3	シュタルク階段準位の振動子強度	5 8
3-4	室温におけるワニエ・シュタルク局在	6 3
3-5	まとめ	6 8
	参考文献	6 9
第4章	ワニエ・シュタルク局在を利用した自己電気光学効果素子	
4-1	はじめに	7 1
4-2	自己電気光学効果素子 (self-electro-optic effect device : SEED) の原理	
4-2-1	SEEDの動作原理	7 3
4-2-2	SEED動作の電荷バランスに基づく解析	7 7
4-2-3	多重安定動作の原理	7 9
4-3	ワニエ・シュタルク局在を用いた低挿入損失SEED	
4-3-1	透過型素子構造	8 0
4-3-2	電気光学的吸収特性	8 1
4-3-3	低挿入損失SEEDの動作特性	8 5
4-4	シュタルク階段の光吸収に基づく多重安定SEED	
4-4-1	電気光学的吸収特性	9 0
4-4-2	多重安定SEEDの動作特性	9 2
4-5	まとめ	9 4
	参考文献	9 4
第5章	新機能自己電気光学効果素子	
5-1	はじめに	9 6
5-2	異種超格子構造を利用した2波長非対称SEED	9 8
5-2-1	InGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸ダイオードの構造	9 8
5-2-2	$\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	

歪多重量子井戸の電気光学特性	1 0 0
5 - 2 - 3 2 波長非対称SEEDの構造と動作原理	1 0 2
5 - 2 - 4 2 波長非対称SEEDの動作特性	1 0 4
5 - 3 動作特性選択機能を有する2波長対称SEED	1 0 9
5 - 3 - 1 素子の構成	1 0 9
5 - 3 - 2 動作原理および動作特性	1 1 0
5 - 4 準安定状態とパルス光励起SEED	1 1 6
5 - 4 - 1 パルス光励起対称SEED回路	1 1 6
5 - 4 - 2 準安定状態	1 1 7
5 - 4 - 3 準安定状態への励起	1 2 1
5 - 4 - 4 3安定状態間スイッチング	1 2 6
5 - 4 - 5 多安定状態間スイッチング	1 2 8
5 - 5 まとめ	1 3 0
参考文献	1 3 1
第6章 結論	1 3 3
謝辞	1 3 6
論文リスト	1 3 7

略字リスト

CDQW : coupled double quantum wells
D-SEED : diode-biased SEED
DW-A-SEED : dual wavelength asymmetric SEED
DW-S-SEED : dual wavelength symmetric SEED
M-SEED : multistate-SEED
MBE : molecular beam epitaxy
MQW : multiple quantum wells
QCSE : quantum confined Stark effect
QW : quantum well
R-SEED : resistor-biased SEED
S-SEED : symmetric-SEED
SEED : self-electro-optic effect device
SL : superlattice
TEM : transmission electron microscope
WSL : Wannier-Stark localization

第1章 序論

1-1 本研究の背景と動機

半導体は、現在の電子情報処理システムの基盤構成要素である電子デバイスの重要な材料であると共に、次世代の光情報処理システムにおいてもキーデバイスを生み出す素材として注目されている。さらに近年の半導体超薄膜作製技術の進展によって、高品質の半導体量子井戸あるいは超格子構造の作製が可能となり、半導体に新しい光物性も見出されるようになった。このような量子閉じ込め系における現象は、室温においても大きな非線形電気光学効果をもたらすために、半導体を用いた次世代光素子の実現への期待が高まっている。

1-2 非線形電気光学効果の研究動向

量子効果を新しいスケール領域で展開するために提唱された半導体超格子は[1]、その後の分子線エピタキシャル法 (molecular beam epitaxy: MBE) に代表される超薄膜およびヘテロ構造作製技術の成熟によって実現され、現在では半導体研究の中でも最も活性化された分野を構成している[2-4]。

通常バルク半導体のエネルギーバンド構造が、単位構成要素である原子の周期構造で決定されるのと同様に、量子閉じ込め系のエネルギーバンド構造は、薄膜異種材料の積層構造に基づいて決定される。そこで、MBEなどの超薄膜作製技術を用い、単位構成要素である超薄膜結晶の材料および膜厚を選択し、さらにこれらの周期性をも制御することで、任意のポテンシャル構造の作製が可能である。その結果、単一量子井戸構造[5]、有限個の結合井戸構造[6, 7]、2重障壁構造[8]、タイプI超格子あるいはタイプII超格子[2-4, 9]、さらにはn-i-p-i超格子[10]など、様々なポテンシャル構造を持った人工的結晶が作製され、従来のバルク結晶では観測できなかった現象や、新しい電気光学効果を見出せるようになった。

量子閉じ込め系を用いることで顕著になった光物性の一つとしては、バンドギャップの大きい半導体（障壁層）に挟まれた、厚さ $\sim 20\text{nm}$ 以下のバンドギャップの小さい半導体（井戸層）からなる量子井戸構造における励起子効果である。通常半導体バルク結晶においては、熱的な散乱が大きいために室温にて

励起子を観測することが困難であった。一方、量子井戸構造では、局部的にポテンシャルの低い領域に励起子を閉じ込めて、電子-正孔結合を強く保つことで、室温でも明確に励起子効果を観測できるようになった。このような、結合の強い励起子では、熱的散乱だけでなく電界に対しても比較的安定に励起子状態が維持される。その結果、電界が印加されると励起子の遷移エネルギーが減少する量子閉じ込めシュタルク効果 (quantum confined Stark effect: QCSE) が室温で検証された[11]。この電界効果は、室温において大きな光吸収係数の変化をもたらすために、光素子に応用できる重要な電気光学効果の一つとして広く研究されている[12]。

さて、多数の量子井戸が積層された構造において、障壁層あるいは井戸層をさらに薄くした構造、いわゆる超格子構造では、隣り合う井戸間が結合した結果、孤立量子井戸とは異なった新しい物性が現れる。厚さ数nmのオーダーの超薄膜量子井戸が周期的に積層された超格子構造では、個々の量子井戸の電子波動関数は薄い障壁層を透過して互いに重なり合い、各井戸の量子準位は共鳴トンネリングによってミニバンドを形成する。この超格子でのミニバンド構造が、バルクでのバンド構造と異なる大きな利点は、先に述べたように周期構造の設計で任意のバンド幅を得られる点である。この一つの成果が、1960年代にWannier[13]によって予言された、強電界下でのバンド状エネルギー固有状態から一次元的離散準位状態への局在化に由来する、シュタルク階段準位 (Stark ladder states) に関する研究の進展である。近年まで、シュタルク階段準位の存在をめぐる多くの議論がなされたが、バンド幅が大きなバルク半導体においては、局在に必要な電界強度が極めて大きいため検証が困難であった。任意のミニバンド幅が実現できる超格子は、このワニエ・シュタルク局在現象を検証する実験場として注目されている。1988年には、強結合理論に基づき、適度なミニバンド幅を持つ超格子において、シュタルク準位が検証できる可能性が議論された[14]。事実、その直後にシュタルク階段準位構造が、フォトルミネッセンス法[15]、エレクトロ・リフレクタンス法[16, 17] およびフォトカレント法[18]などの実験で検証された。

このワニエ・シュタルク局在に関する研究は、周期ポテンシャル内の井戸間の結合状態を知る上で物理的な興味がある。さらに、ワニエ・シュタルク局在では、

電界印加に伴い、エネルギーバンド構造がミニバンド状態から離散的準位状態に変化する。その結果、光吸収係数が大きく変調されるために、光素子への応用の面においても興味深い。

1-3 非線形電気光学効果の光素子への応用についての現状と課題

半導体電子素子の高性能化がもたらした高度情報化社会は、情報の処理、伝送、蓄積の各分野で、常に”より速く、大量に、遠くへ、正確に”と進展を続け、その要求はフィードバックされて、半導体電子素子のより高速化、大規模集積化を進めている。このような情報処理システムの高度化において”光”の高速性、並列性、波長多重性の利用が注目されている。既に情報伝送の領域では、超低損失（ $\sim 0.1\text{dB/km}$ ）光ファイバーケーブルを用いた長距離通信が実用化され、光の優位性が実証されている。さらに、光の特徴を活かして情報処理、情報蓄積分野への応用が研究され、様々な材料の非線形光学効果を利用した光素子が提案されている[19]。

各材料は、非線形光学効果の大きさ、応答速度など、それぞれ特徴を持っており、例えば、液晶は屈折率変化は大きく（ $10^{-5}\sim 10^{-3}\text{cm}^2/\text{W}$ ）、有機材料は高速性（ $< 10^{-14}\text{s}$ ）が優れている。半導体は、屈折率変化の大きさ（ $10^{-6}\sim 10^{-4}\text{cm}^2/\text{W}$ ）、応答速度（ $\sim 10^{-8}\text{s}$ ）で前者2種の材料の中間的な値を持っている。さらに半導体は、現在構築されている情報処理システムの基盤材料である半導体電子素子との整合性がある点や、何よりも光情報処理システムの信号源である光源が半導体レーザや発光ダイオードで実現できることから、半導体を用いた光素子の研究は特に活発である。

光をどのように情報処理技術に用いるかは、いまだ開発途上であり、光演算あるいは光インターコネクションに、多くの半導体光素子の提案がなされている[20, 21]。その中でも光双安定素子は、演算用の光スイッチング素子あるいは光メモリーとなる重要なキーデバイスと考えられている。半導体光双安定素子の代表例としては、ファブリ・ペロー共振器構造内の半導体の過飽和吸収特性を利用したエタロン[22]と、半導体多重量子井戸における電界による光吸収係数の変化を電氣的にフィードバックした自己電気光学効果素子（self-electro-optic effect device : SEED）[23]があげられる。エタロンは外部帰還回

路が不要な点で魅力があるが、ファブリ・ペロー共振器の形成や比較的強い光入力が要求される。一方、SEEDは外部帰還回路が必要とされるが、半導体での電子回路作製技術は既に十分成熟している点や、現在の情報処理において全光システムを組むことは難しく、光・電気融合型のシステムが妥当であることを考慮すれば、現実的な光素子と考えられ、多くの研究が進められている。

1985年にMillerらによって提案されたSEED[23]は、その後、外部帰還回路を改善した動作の安定化[24]や高速化[25, 26]、ファブリ・ペロー共振器構造を利用した反射型素子における消光比の向上[27, 28]、多重量子井戸構造を改良した素子における高速応答化[29, 30]などの個別素子特性の研究が進められると共に、光論理回路[31]や、2次元集積化[32]が実現されている。これらのSEEDは、半導体多重量子井戸における量子閉じ込めシュタルク効果に基づいた、電界による光吸収端の低エネルギー側へのシフト（レッドシフト）を利用している。従って、双安定特性のオン状態においても光吸収は残存し挿入損失となること、また、厚い量子障壁層は、電荷の掃き出しを妨げるために、素子応答速度の高速化への障害となるなどいくつかの課題を持っている。

これに対して、多重量子井戸の井戸層および障壁層が薄膜化された半導体超格子では、ワニエ・シュタルク局在現象に基づく光吸収係数の変調が得られる。この場合、電界印加と共に光吸収端は高エネルギー側へシフト（ブルーシフト）するために、双安定特性のオン状態において残留光吸収が少ないSEEDが期待される。また、シュタルク階段準位に起因して複雑に変調される光吸収特性を利用して、新奇な動作特性も可能と考えられる。さらに、量子障壁層を薄膜化することで、電荷の掃き出しが容易になり、素子の高速化が期待される。従って、超格子のワニエ・シュタルク局在性は、SEEDの新しい動作原理として利用が期待され、光素子への応用へ向けて、研究が始められている[33-35]。

1-4 本論文の構成

本研究は、半導体超格子における電界効果の一つである、ワニエ・シュタルク局在現象に主眼を置き、GaAs/AlAs超格子においてその基本的物性を解明し、この新奇な光変調機構の光素子への応用上の優位性を明らかにしたものである。

前半（第2章，第3章）では、まず物理的興味の面から、超格子構造における

ワニエ・シュタルク局在現象を詳細に調べ、様々な量子閉じ込め構造における井戸間の結合・分裂過程を解明した。後半（第4章，第5章）では、ワニエ・シュタルク局在性における、ブルーシフト機構やシュタルク階段準位に基づく光吸収機構の特徴を活かしたスイッチング素子の研究を行ない、光素子への応用面から、ワニエ・シュタルク局在性の有用性を示した。

第2章では、量子井戸の結合状態と電界効果の現れ方の関係について議論した。まず、本論文の主題の一つである、短周期GaAs/AlAs超格子構造におけるワニエ・シュタルク局在性に関して概略を示した。続いて、短周期，長周期および2重周期構造の超格子において、電界による結合状態の解離過程を、トランスフォーマトリックス法に基づき理論的に推察し、フォトカレントスペクトル法を用いて実験的に検証した。この結果、短周期超格子、つまり結合の強い量子井戸構造における電界効果は、電子（あるいは正孔）波動関数の各井戸への局在現象によって解釈できること、つまりワニエ・シュタルク局在現象に基づき解釈できることが明確になった。

第3章では、短周期超格子におけるワニエ・シュタルク局在現象について詳細に議論した。まず、種々の電界下での低温フォトカレントスペクトル測定を用いて、光吸収端の移動、シュタルク階段準位のエネルギーシフト、および振動子強度の変化を実験的に明らかにした。そして、強結合理論との比較を行い、各種のミニバンド幅を有する超格子における結合量子井戸の分裂機構が、ワニエ・シュタルク局在機構に基づいて説明されることを明らかにした。さらに、ワニエ・シュタルク局在性に基づく非線形電気光学効果は、室温でも明確に観察されることを示し、光素子への応用上の優位性を明らかにした。

第4章では、まず、従来から提案されているSEEDの動作原理を簡単にまとめ、ワニエ・シュタルク局在性をSEEDに応用した場合の利点を定性的に示した。続いて、ワニエ・シュタルク局在性の特徴を2つに大別し、光吸収端のブルーシフト機構を利用したSEEDの低挿入損失動作と、高次のシュタルク階段準位の存在を利用したSEEDの多重安定動作を実証した。

第5章では、SEED用超格子材料あるいはSEED駆動方法の面から検討を行い、ワニエ・シュタルク局在性の特徴を活かした新機能SEEDを提案した。まず、励起子共鳴波長の異なる2種類のp-i-nダイオードからなる2波長非対称SEEDを

提案し、信号光と制御光とのクロストークを解消できる可能性を示した。次に、2つの同種の超格子p-i-nダイオードを、2種類の波長で駆動する2波長対称SEEDを提案した。そして、電気光学特性の照射光波長依存性を利用して、制御光波長の調整により双安定動作あるいは3重安定動作が選択できる、動作特性選択機能を実証した。続いて、SEEDのスイッチングに要する電荷量を制御する短パルス光励起SEEDを提案し、従来観測されなかった準安定状態へのスイッチングを実現し、準安定状態を経由した3安定状態間のスイッチング動作を実証した。最後に、第6章では本研究の成果を総括した。

参考文献

- [1] L. Esaki and T. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
- [2] L. Esaki, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1611 (1986).
- [3] K. Fujiwara, Optical and Quantum Electronics **22**, S99 (1990).
- [4] E. O. Göbel and K. Ploog, Prog. Quant. Electr. **14**, 289 (1990).
- [5] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- [6] R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **34**, 1327 (1975).
- [7] Y. J. Chen, E. S. Koteles, B. S. Elman, and C. A. Armiento, Phys. Rev. **B36**, 4562 (1987).
- [8] M. Tsuchiya and H. Sakai, Jpn. J. Appl. Phys. **25** L185 (1986).
- [9] P. Dawson, Optical and Quantum Electronics **22**, S231 (1990).
- [10] G. H. Döhler, Optical and Quantum Electronics **22**, S121 (1990).
- [11] 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**, 1043 (1985).
- [12] D. A. B. Miller, Optical and Quantum Electronics **22**, S61 (1990).
- [13] G. H. Wannier, Rev. Mod. Phys. **34**, 645 (1962).
- [14] J. Bleuse, G. Bastard, and P. Voisin, Phys. Rev. Lett. **60**, 220 (1988).
- [15] E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988).
- [16] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny, Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
- [17] M. Nakayama, I. Tanaka, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, Phys. Rev. **B44**, 5935 (1991).
- [18] K. Fujiwara, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L1718 (1989).
- [19] 神谷 武志 編, 光情報材料, (1988), 丸善.

- [20] J. E. Midwinter, IEE Proceedings-J **139**, 1 (1992).
- [21] K. Kasahara, Optical and Quantum Electronics **24**, 783 (1992).
- [22] S. S. Thang, H. M. Gibbs, J. L. Jewell, N. Peyghambarian, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. **44**, 360 (1984).
- [23] 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**, 1462 (1985).
- [24] A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, Appl. Phys. Lett. **52**, 1419 (1988).
- [25] G. D. Boyd, A. M. Fox, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'Asaro, J. M. Kuo, R. F. Kopf, and A. L. Lentine, Appl. Phys. Lett. **57**, 1843 (1990).
- [26] A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, J. M. Freund, G. D. Guth, R. E. Leibenguth, G. J. Przybylek, and L. E. Smith, Appl. Phys. Lett. **60**, 1809 (1992).
- [27] B. Pezeshki, D. Thomas, and J. S. Harris, Jr., Appl. Phys. Lett. **58**, 813 (1991).
- [28] M. Whitehead, A. Rivers, G. Parry, and J. S. Roberts, Electron. Lett. **26**, 1589 (1990).
- [29] R. A. Morgan, M. T. Asom, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, K. G. Glogovsky, G. D. Guth, G. J. Przybylek, L. E. Smith, and K. W. Goossen, Appl. Phys. Lett. **59**, 1049 (1991).
- [30] R. A. Morgan, L. M. F. Chirovsky, and R. E. Leibenguth, IEEE J. Quantum Electron. **QE-28**, 670 (1992).
- [31] A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, IEEE J. Quantum Electron. **QE-25**, 1928 (1989).
- [32] F. B. McCormick, F. A. P. Tooley, J. M. Sasian, J. L. Brubaker, A. L. Lentine, T. J. Cloonan, R. L. Morrison, S. L. Walker, and R. J. Crisci, Electron. Lett. **27**, 1869 (1991).
- [33] I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, Appl. Phys. Lett. **55**, 340 (1989).
- [34] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K. Ploog, Appl. Phys. Lett. **56**, 605 (1990).
- [35] E. Bigan, M. Allovon, M. Carre, and P. Voisin, Appl. Phys. Lett. **57**, 327 (1990).

第2章 量子井戸の結合状態と電界効果

2-1 はじめに

EsakiとTsu[1]によって提唱された超格子の概念は、原子的スケールのポテンシャルエネルギーを薄膜結晶中で、人工的に制御しようとするものである。この考え方は、今日多くの実験において、その有用性が実証されている。例えば、原子のポテンシャル構造に対応する孤立量子井戸[2]、分子に対応する結合量子井戸[3, 4]、そして結晶に対応する量子井戸の周期的結合である超格子において[5]、離散的準位から連続的バンド（ミニバンド）状態まで様々なエネルギー状態が実現されている。これらの新しいポテンシャル構造、いわゆる人工超格子結晶は、原子レベルでの結晶周期構造の制御に留まらず、従来の自然結晶では見出せなかった新しい物性原理の探索の場としても興味を持って研究が進められている。このような量子物性の観測において、電界は、磁界、温度、圧力等と同様に、観測対象物を変調することで、これらの物性をより詳細に解析するための手段として用いることができる。この意味で、電界はその物性を制御するための手段として利用することが可能である。このような理由により、上述した各種の量子閉じ込め系についても、多くの電界効果が研究されている[6-11]。

孤立量子井戸においては、電子-正孔対で形成されている励起子は、これらの波動関数が井戸内に強く閉じ込められる結果として、束縛エネルギーが増大する。このために、励起子は温度や電界に対しても比較的安定に存在できる。例えば、量子井戸中の励起子共鳴光吸収に対する電界効果、いわゆる量子閉じ込めシュタルク効果（quantum-confined Stark effect: QCSE）[6]では、室温でも明確な光吸収端スペクトル構造の低エネルギー側への移動（レッドシフト）が観測され、比較的大きな光吸収係数の変化が得られる。この光吸収係数の電界効果は光素子への応用に役立つことから多くの研究がなされている[12]。また、2つの孤立井戸から構成される結合量子井戸構造は、井戸間の粒子のトンネリング過程を研究する実験場として、あるいは、QCSEより大きなレッドシフトを得るための素子構成要素の研究方法として、盛んに研究が進められている[8, 13, 14]。

一方、半導体超格子では、任意のミニバンド構造を作り出すことができるため、

従来のバルク結晶のバンド構造では観測が困難であった量子効果を、この超格子ミニバンドにおいて観測しようとする研究が進められている[5]。この一例が、電界印加による波動関数局在の結果生じる、階段状に離散化したエネルギー準位構造の検証[15]、つまりワニエ・シュタルク局在性 (Wannier-Stark localization) の検証である[16-18]。この現象に基づく新たな非線形電気光学効果は、素子応用面でも近年注目されている[19-22]。

本章では、まず本論文の主題であるワニエ・シュタルク局在の概略について、長周期および短周期超格子における多重量子井戸結合状態の比較に基づき定性的に述べる。続いて、結合状態の異なる量子井戸構造での電界効果を、トランスフォーマトリックス法を用い理論的に、フォトカレントスペクトル法を用い実験的に、明らかにする。

2-2 超格子におけるワニエ・シュタルク局在の概念

図2-1は、量子井戸の結合状態および電界効果による電子（あるいは正孔）固有状態の変化を示す模式図である。十分に厚く、かつ高いポテンシャル障壁に挟まれた量子井戸では、伝導帯 (c. b.) の電子および価電子帯 (v. b.) の正孔のエネルギー準位は、電界 (F) が無い場合は、図2-1の上部左図 (F=0) に示した線状の離散的な値を持つ。この時、伝導帯基底準位の電子に関しては、その存在確率は波動関数の2乗の曲線で示される。また、エネルギーバンドギャップは $E_g^{QW}(0)$ で与えられる。このような孤立量子井戸に電界をかけた場合、電子および正孔は共にポテンシャルの低い側へ引かれ、その結果、実効的なエネルギーバンドギャップは $E_g^{QW}(F)$ に減少する (図2-1上部右図)。これがQCSEと呼ばれる量子井戸における電界効果である[6]。

一方、個々の量子井戸を区切っていた障壁層が薄くなった場合 (図2-1下部左図)、いわゆる超格子構造では、電子および正孔はその障壁をすり抜けること (トンネリング) が可能になる[23]。障壁層 (厚さ L_B) および井戸層 (厚さ L_2) がそれぞれ均質で、周期 (D , $D=L_B+L_2$) も正確であれば、ある一つの量子井戸の基底準位 (E_0) に存在する電子および正孔は、トンネリングによって隣接した量子井戸に移った場合も、やはりエネルギー的に同じ量子準位に位置する。つまり、共鳴トンネリング現象が生じ、電子あるいは正孔の波動関数は超格子全

体に広がる。しかし、フェルミ粒子である電子や正孔は、超格子構造全体に量子状態が遍歴できる（エネルギー分散する）結果、それらのエネルギー状態はバルクの状態に似てミニバンド（下部左図斜線）を形成する。この時、超格子のエネルギーバンドギャップは $E_g^{SL}(0)$ で与えられる。

次に、この超格子の積層方向に電界が加えられた場合を考える。超格子が均質であれば、図2-1下部中図のように一様にポテンシャルが傾き、個々の量子井戸

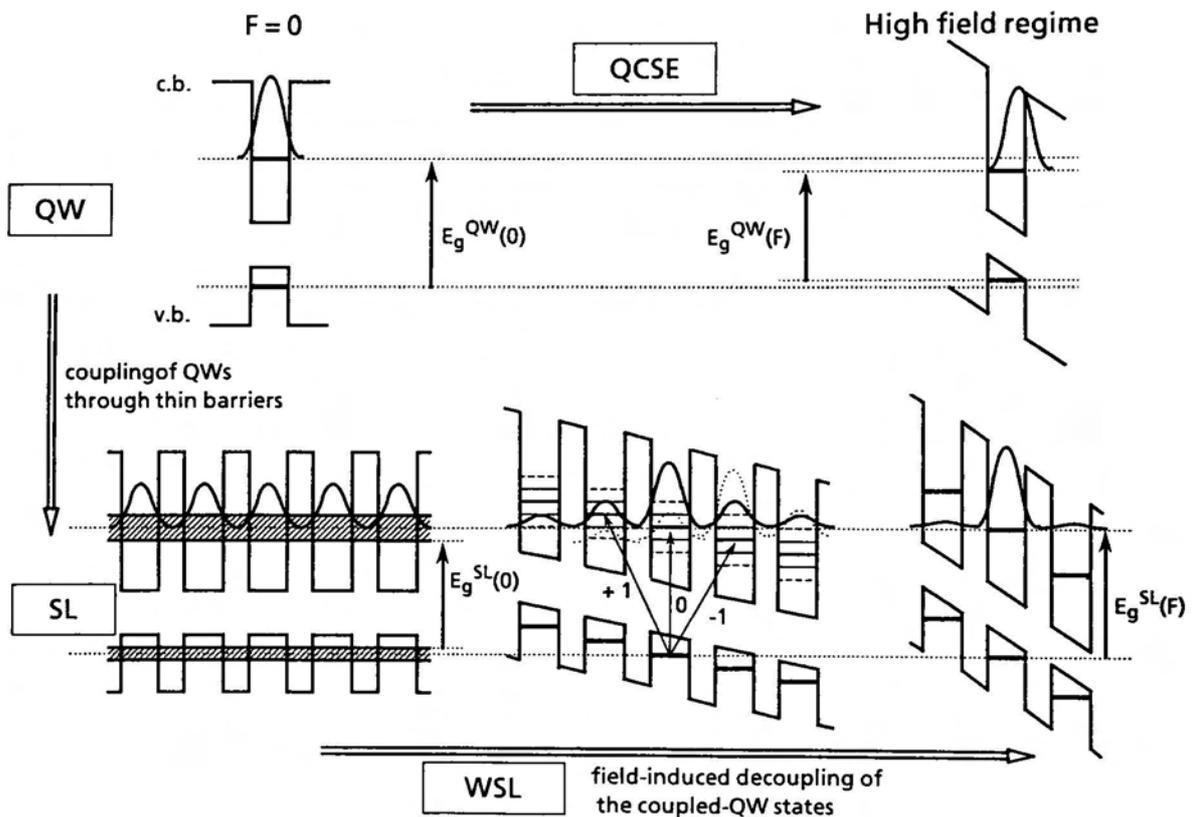


図2-1 孤立量子井戸と超格子における電界効果。上部左は、無電界状態での孤立量子井戸のポテンシャル構造（矩形線）と電子存在確率（波線）の模式図を示す。左側上部から下部へは、量子井戸（QW）の多重結合で形成される超格子（SL）化を示す。上段左から右へは、量子井戸における電界効果である量子閉じ込めシュタルク効果（QCSE）、また下段は、超格子におけるワニエ・シュタルク局在性（WSL）を示している。

の基底準位のエネルギーに差異が生じる。この場合、ある量子井戸から透過した基底準位の電子は、隣接した量子井戸においてはそのエネルギー準位はもはや固有状態ではなくなり、その波動関数はトンネリングと共に振幅が減少していく。ただし比較的電界の弱い領域では、隣接した井戸から透過して来た波動関数によって、各々の井戸には(2-1)式で表される等間隔に分離した階段状のエネルギー準位 (E_n) が生じる。これがシュタルク階段準位 (Stark ladder states) と呼ばれる離散的エネルギー準位構造である[15-17]。

$$E_n = E_0 + neFD \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2-1)$$

さらに電界が強くなると、波動関数は本来の各々の井戸に局在するようになり、孤立量子井戸状態に復元される (図2-1下部右図)。この結果、超格子のエネルギーバンドギャップは $E_g^{SL}(F)$ に増大する。

このような、電界印加における一連の量子井戸結合状態の分裂過程 (図2-1の下図) が、ワニエ・シュタルク局在性と呼ばれている。

2-3 短周期、長周期および2重周期超格子構造における電界効果

2-3-1 試料構造

超格子部分を除いては共通のp-i-n構造を有する試料、つまり結合状態の異なる量子井戸構造を持った3種類の試料を作製した。図2-2はこれらのp-i-nダイオード構造と超格子部分のポテンシャル構造を示したものである。結晶成長は、分子線エピタキシャル法を用いて、n-GaAs基板の上にn-GaAsバッファ層、0.8 μm のn-Al_{0.33}Ga_{0.67}Asクラッド層、アンドープGaAs/AlAs超格子層、0.8 μm のp-Al_{0.33}Ga_{0.67}Asクラッド層、0.03 μm のp-GaAsキャップ層の順に積層した。

3つの試料の超格子構造のパラメーターを表2-1に示す。これらの値は、小角X線回折測定において推定された成長速度を基にした設計値である。試料1はその超格子部分がGaAs/AlAs (6.4nm/0.9nm) 20周期からなる長周期超格子、試料2はGaAs/AlAs (3.2nm/0.9nm) 40周期の短周期超格子、試料3はGaAs/AlAs/GaAs/AlAs (3.2nm/0.9nm/3.2nm/0.45nm) 20周期からなる2重周期超格子である。

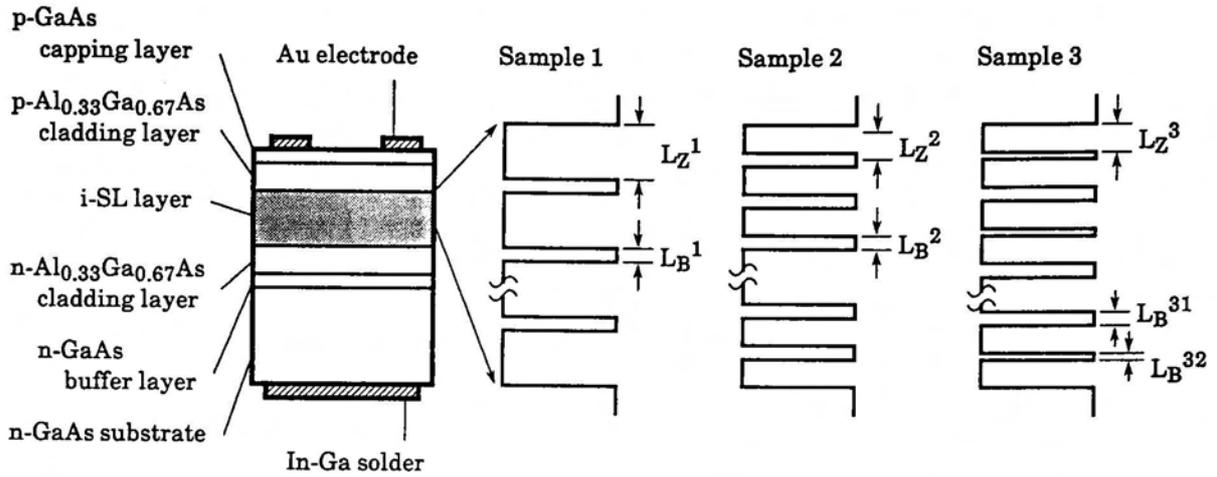


図2-2 試料構造および試料1, 2, 3の超格子 (SL) 部分のポテンシャル構造 (右側3図) の模式図。 L_Z^n および L_B^n ($n=1, 2, 3$) は、それぞれ試料 n の GaAs 井戸層幅および AlAs 障壁層幅。ただし、試料3には2種類の障壁層 (L_B^{31} , L_B^{32}) がある。

表2-1 超格子構造パラメーター

	GaAs well (L_Z) (nm)	AlAs barrier (L_B) (nm)
Sample 1	6.4	0.9
Sample 2	3.2	0.9
Sample 3	3.2	$L_B^{31}:0.9$ $L_B^{32}:0.45$

図2-3は、短周期超格子試料および2重周期超格子試料の断面の透過電子顕微鏡 (transmission electron microscope : TEM) による断面TEM格子像写真である。図2-3(b)の短周期試料では、11原子層程度 (3.1nm) のGaAs井戸層と3原子層程度 (0.85nm) のAlAs障壁層が、ほぼ均質に積層されており、X線解析による結果とほぼ一致する。一方、図(a)では、GaAs層に対応する部分は図(b)と同じであるが、AlAs層に対応する部分が一層おきにほぼ半分の厚みになっており、設計主旨に従って2重の周期構造が実現されていることが分かる。

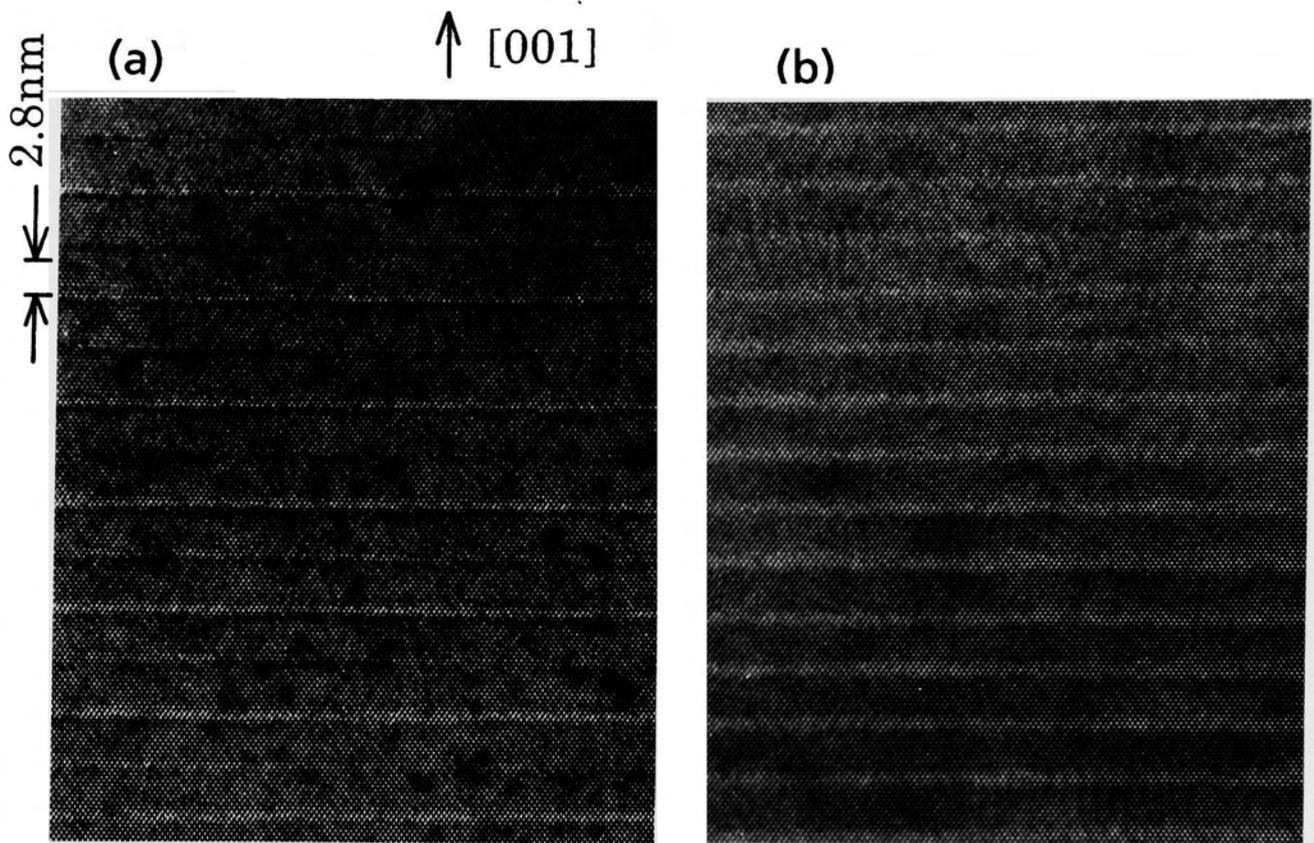


図2-3 超格子の断面TEM格子像
 (a) 2重周期超格子試料 (b) 短周期超格子試料

ダイオード構造を作製するために、p側はリフトオフ法を用い、光が透過できるように中抜き形状にAuを蒸着し、通常のフォトリソグラフィと化学エッチングを用いて $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ 、高さ $\sim 2 \mu\text{m}$ のメサを形成した。また、n側電極としてはIn-Gaを融着した。

各試料のエネルギー準位構造の電界依存性を調べるために、様々な電界下で低温フォトカレントスペクトルを測定した。フォトカレント法は、試料に電極を取り付けるだけで、簡単な光学系において、光吸収スペクトルとほぼ等価な信号を高感度に測定できる[24-26]。図2-4上図および下図に、実験に用いた測定系、およびバイアス電圧 (V_b) を印加した状態での試料内部の電界状態の模式図を示す。

試料の冷却にはHeガス冷凍器熱伝導型クライオスタット、光源には30cm分光器で分光されたハロゲンランプ光、フォトカレント信号の受信にはピコアンペア

メーターを用いた。分光器の分解能は、1nm以下に設定された。照射光強度は数 μW 程度、フォトカレントピーク信号強度は $1 \times 10^{-7}\text{A}$ 程度でノイズレベルは $1 \times 10^{-10}\text{A}$ 以下であった。また、光源の強度分散を補正するために、照射光の一部を波長感度の校正されたパワーメーターでモニターした。これらの測定システムは、コンピューターを用いて制御およびデータ処理が行われた。

試料はp-i-n構造をしているためにビルトイン電圧 (V_{bi}) が生じ、無バイアス状態 ($V_b=0$) でも真性領域の超格子部分には電界が印加されている。従って、超格子部分でフラットバンド状態 (下図左) に近い状態から、逆バイアス状態 (下図右) までを実現するために、順バイアス ($0 < V_b < V_{bi}$) あるいは逆バイアス ($V_b \leq 0$) の電圧を印加して測定を行った。

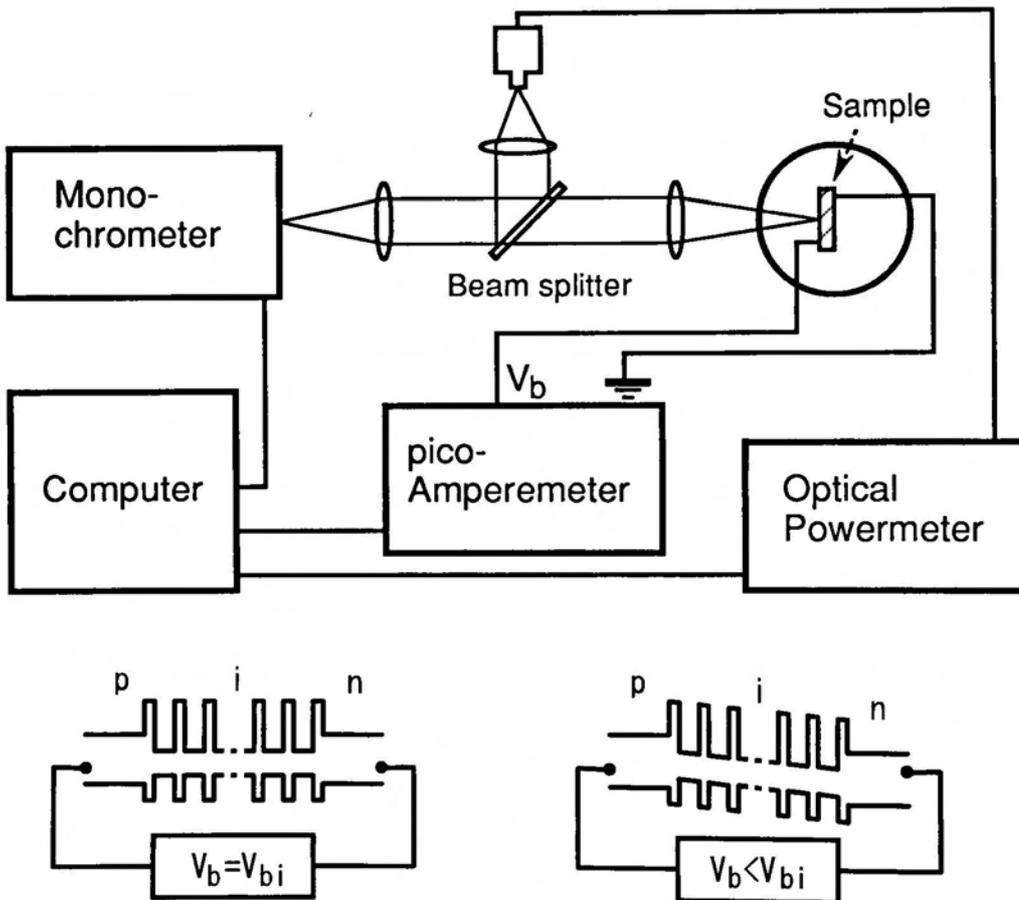


図2-4 上部の図は、低温フォトカレントスペクトル測定系を示す。下部の図は試料に印加されたバイアス (V_b) と試料内部の電界 (F) との対応を示す模式図 (左図: $F=0$ 、右図 $F>0$)。

2-3-2 トランスフォーマトリックス法

トランスフォーマトリックス法は、様々なポテンシャル構造をもつ系におけるエネルギー固有値を求めるためのシュレディンガー方程式の数値的解法の一つとして、既に多くの研究が報告されている[27-30]。ここではそれらの中で、ポテンシャルを細分化して、任意のポテンシャル形状の固有状態を計算する piecewise linear potential 手法を用いたトランスフォーマトリックス法の概略をまとめ、我々の超格子試料構造に適用した計算結果を示す。図2-5に、計算手法の概略を説明するためのポテンシャルモデルを示す。

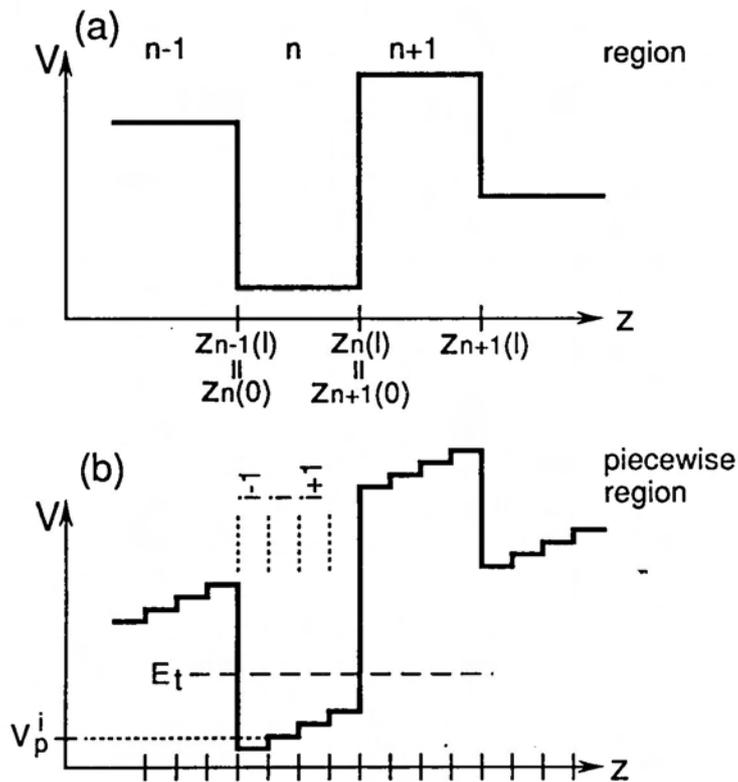


図2-5 (a)無電界ポテンシャルモデル, (b)電界下のポテンシャル構造を平坦な微小区間 (piecewise linear potential) の階段状の結合として計算するポテンシャルモデル

まず、無電界状態でのトランスフォーマトリックス法について述べる。図2-5において、 z 軸方向に形成されたポテンシャル井戸およびポテンシャル障壁中の電子の波動関数 Ψ は、包絡関数近似および有効質量近似においては、(2-2)式に示した1次元シュレディンガー方程式によって記述される。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{8\pi^2} \cdot \frac{d}{dz} \cdot \frac{1}{m^*(z)} \cdot \frac{d}{dz} + V(z)\right]\Psi(z) = E\Psi(z) \quad (2-2)$$

ここで、 \hbar はプランク定数、 m^* は有効質量、 V は粒子の受けるポテンシャル、 E はエネルギー固有値である。

いま、ポテンシャル領域 ($0 \leq z \leq L$) が m 個に分割されており、 n 番目の領域および $n+1$ 番目の領域での解をそれぞれ Ψ_n 、 Ψ_{n+1} とする (図2-5(a)) と、領域の境界ではこれらの波動関数は滑らかに接続されなければならない。ここで簡略化のために(2-3)式のベクトルを導入する。

$$\Gamma_n(z) = \begin{bmatrix} \Psi_n(z) \\ \frac{\Psi_n'(z)}{m^*(z)} \end{bmatrix} \quad (2-3)$$

このとき、波動関数接続の境界条件は(2-4)式と書ける。

$$\Gamma_{n+1}(z_{n+1}(0)) = \Gamma_n(z_n(L)) \quad (2-4)$$

ここで、 $z_{n+1}(0)$ は領域 $n+1$ での左端の位置、 $z_n(L)$ は領域 n での右端の位置、すなわち接続点を示している。

領域 n の波動関数はその領域の両端においては、接続境界条件を満足する行列 S_n (transfer matrix) を用いて記述すると、(2-5)式が成立する[28]。

$$\Gamma_{n+1}(z = z_{n+1}(0)) = S_n \cdot \Gamma_n(z = z_n(0)) \quad (2-5)$$

ポテンシャル系列の終端の全体の波動関数を $\Lambda(z)$ とすれば、両端での波動関数は、各領域間でのトランスフォーマトリックスの積によって関係付けられ

$$\Lambda(z = L) = S_m \cdot S_{m-1} \cdots S_1 \cdot \Lambda(z = 0) = S \cdot \Lambda(z = 0) \quad (2-6)$$

と表される。超格子構造のパラメーターが与えられたとき、人工的周期境界条件あるいは、両端での初期境界条件を満足するEが固有値を与える。

電界が無い場合、(2-2)式においてVは定数と見なせるために、解は比較的簡単に解け(2-7)式の形で表される。

$$\Psi(z) = C_1 \exp(\beta(E) \cdot z) + C_2 \exp(-\beta(E) \cdot z) \quad (2-7)$$

ここで、 $\beta(E)$ は次式である。

$$\beta(E) = i \frac{2\pi}{h} (2m^* \cdot (E - V))^{1/2} \quad (2-8)$$

電界が印加された場合、z方向にポテンシャル勾配が生じてVはzの関数V(z)となる。このため、(2-2)式は解析的に解くことができず、解は特殊関数であるAiry関数を用いて記述されなければならない。

さて、電界下における固有値を求めるためのもう一つの解法は、図2-5(b)に示したように、勾配のあるポテンシャル領域をポテンシャルの平坦な微小区間 (piecewise linear potential) の階段として近似計算する方法である。手順としては、①エネルギー固有値 E_t を仮定する、②ポテンシャルの平坦な微小区間 (領域i, ポテンシャル V_{pi}) で、 E_t と V_{pi} の高さからこの区間がポテンシャル井戸であるかポテンシャル障壁であるかを判定し、この微小区間でのトランスファーマトリックスを求める、③全微小区間においてトランスファーマトリックスを計算し、これが(2-6)式の解であるかを判定する。つまり、①～③の手順は、上述した無電界でのトランスファーマトリックス法を単純に細分化された領域に適用するだけでよい。

ここでの計算は、一つの piecewise potential (1 unit) の幅を 0.225nm とし、試料1のモデルとして、GaAs/AlAs = 28 units / 4 units; 5ペア からなる長周期超格子、試料2のモデルとして 14 units / 4 units; 9ペア からなる短周期超格子、試料3のモデルとして 14 units / 4 units / 14 units / 2 units; 5ペアからなる2重周期超格子の3つのモデルに対して行った。計算に用いた物性定数を表2-2に示す。

表2-2 計算に用いた物性定数[31, 32]。 m_e^* (m_{hh}^*) は電子 (正孔) の有効質量、 E_g はエネルギーバンドギャップ、 ΔE_c (ΔE_v) は伝導帯 (価電子帯) のバンドオフセット、 m_0 は電子静止質量。

	m_e^*	m_{hh}^*	E_g (at 4K)	$\Delta E_c : \Delta E_v$
GaAs	$m_e^* (E)$	$0.34 m_0$	1.519eV	64:36
AlAs	$0.15 m_0$	$0.4 m_0$	3.135eV	

$$m_e^* (E) = m_0 \times (0.0665 + 0.0436 \times E + 0.236 \times E^2 - 0.147 \times E^3)$$

2-3-3 フォトカレントスペクトル法による電界効果の解析

(a) 長周期超格子

図2-6は、GaAs/AlAs長周期超格子試料について、印加バイアス(V_b)をパラメーターとした時の16Kにおけるフォトカレントスペクトルを示す。 $V_b > 0$ は、バイアスが順方向に印加されていること、また $V_b < 0$ は、逆方向バイアスであることを示している。これらの試料では、フラットバンド状態にするための順方向バイアスの値から、ビルトインポテンシャル(V_{bi})は1.5V程度と推定される。

図2-6では、フラットバンドに近い状態 (低電界) で3つのピークが観測される。773nm付近の主ピークと、これに付随した短波長側のピークは、それぞれ電子と重い正孔 (heavy-hole, hh) および電子と軽い正孔 (light hole, lh) の励起子による共鳴吸収ピーク ($0(hh)$, $0(lh)$) と考えられる。これらの2つのピークは、逆バイアスが増加する (電界が強くなる) と長波長側 (低エネルギー側) へシフト (レッドシフト) する。これは、量子井戸におけるQCSEに基づくものである。また、この試料では、低電界領域においてのみ長波長側に、QCSEに基づいて大きなレッドシフトを示すピーク、すなわち、-1次のシュタルク階段準位に対応した光学遷移 ($1(hh)$) が観測されている。

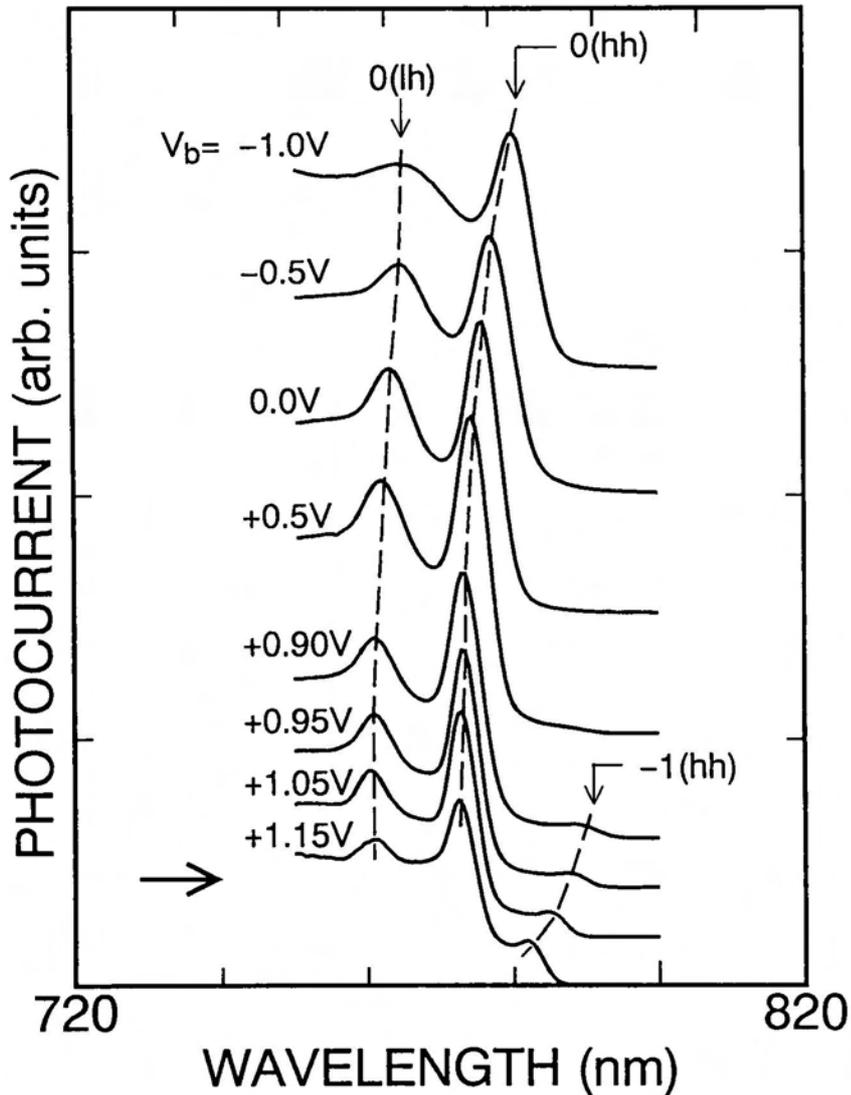


図2-6 GaAs/AlAs長周期超格子試料のフォトカレントスペクトルの電界依存性。各電界でのスペクトルは便宜上縦軸方向にシフトされている。破線はピークのシフトを示すための補助線である。

長周期超格子モデルについて、トランスフォーマトリックス法に基づいて計算した固有関数の計算結果の一例を、図2-7に示す。図2-7は、電界 $F=20\text{ kV/cm}$ での量子井戸列の中央部のエネルギー固有状態を示したものである。図上部は伝導帯のポテンシャル構造（矩形）と波動関数の2乗値を示している。また図下部は価電子帯に関するものである。このモデルでは、比較的低い電界で正孔波動関数は局在し、電子波動関数のみが変わらずに両隣の井戸に透過している。十分に繰り返し周期の多い超格子を考えると、すべての井戸の固有状態について、同様のことが生じていると考えられる。従って、主たるバンド間光吸収過程としては、

まず、電子および正孔波動関数の重なりが最も大きい直接遷移（図中0）が考えられる。この他に、主たる吸収ピークに対してエネルギーが $\pm eFD$ だけずれた実空間内における間接遷移（図中+1, -1）が考えられる。この+1および-1で示された光学遷移が1次のシュタルク階段準位に起因する光吸収過程に相当する。しかし、これよりわずかに強い電界において、電子波動関数も強く局在するため、この試料の場合は、ごく限られた低電界領域でしか、シュタルク階段準位は観測されなかった。

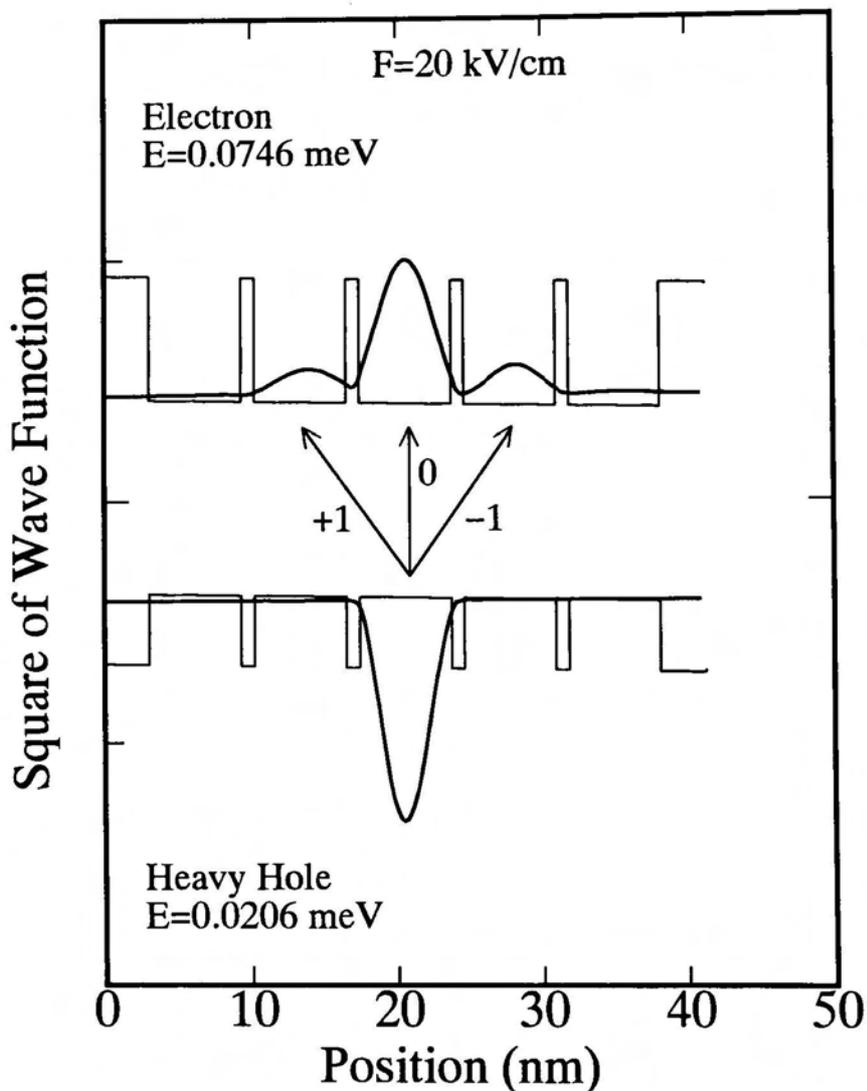


図2-7 GaAs/AlAs長周期超格子試料における波動関数(Ψ)の局在過程。波線は $|\Psi|^2$ 、矩形はポテンシャル形状を表す。何れも縦軸方向は任意スケール。数字+1, 0および-1が添えられている矢印は、それぞれ+1, 0および-1次のシュタルク階段準位に起因する光吸収過程を示す。

また、さらに高電界領域での計算では、波動関数の低ポテンシャル側への分極効果と共にエネルギー固有値の低下が確認された。つまり、この試料における主要な電界効果は、孤立量子井戸の場合と同様に、QCSEに基づくものであると解釈できることがトランスフォーマトリックス法で確かめられた。

$F=20\text{ kV/cm}$ ($V_b=+1.2\text{ V}$) に相当する電界領域を、図2-6の矢印で示した。フォトカレントスペクトルの主ピークより低エネルギー側の構造は、図2-7の電子波動関数の形状に類似しており、実験結果とトランスフォーマトリックス法による理論計算との間に良好な一致が得られている。

(b)短周期超格子

次にGaAs/AlAs短周期超格子についての電界下でのフォトカレントスペクトル測定結果を図2-8に示す。フラットバンドに近い状態（無電界状態）では、超格子試料に特有のミニバンド分散性を伴ったステップ状のスペクトル構造が観測されている。電界が印加されるに従い、複数のピークが観測されるようになり、これらは電界の増加と共に長波長側にレッドシフト ($-1(\text{hh})$, $-2(\text{hh})$) および $-3(\text{hh})$ あるいは短波長側にブルーシフト ($+1(\text{hh})$) を示す。また、 $V_b=0$ 以上の逆バイアス領域で現れ始める 798 nm 付近のピーク ($0(\text{hh})$) は、エネルギー的にはほとんどシフトせずに、高電界領域で主ピークとなる。これらのピークは、各電界でほぼ等間隔に分離していることから、図2-1で示したワニエ・シュタルク局在性に基づくシュタルク階段準位に起因するものであることが分かる。この点については、第3章で種々の超格子構造を有する試料について詳細に明らかにする。

図2-9は、短周期超格子を9個の結合量子井戸で近似したモデルにおける電界 $F=80\text{ kV/cm}$ ($V_b=0.2\text{ V}$) での固有状態の計算結果を示す。図2-7に比べて高い電界領域でも、電子波動関数は複数の井戸にまたがって強くトンネリングしている状況が確認できる。図2-8で、 0 , ± 1 , ± 2 で示した複数のシュタルク階段準位に基づく光学遷移が観測されたのは、このようなトンネリング確率の大きさにより説明できる。 $F=80\text{ kV/cm}$ の電界での光吸収特性は、図2-8の矢印付近のフォトカレントスペクトルに対応している。このように実験における光学遷移の電界効果は、計算で示された波動関数の局在過程に基づいて説明される。つまり、

短周期超格子試料における電界効果は、ワニエ・シュタルク局在に基づくものであることが確かめられる。

ここで、長周期および短周期超格子における多重量子井戸結合状態の比較に基づき、ワニエ・シュタルク局在性を定性的に理解するために、以下の2点について着目しておく。①超格子周期構造のみ（井戸層幅）を変えた2つの試料において、図2-6と図2-8に示されたフォトカレントスペクトルに大きな差異が生じることは、量子閉じ込め構造のエネルギーバンド構造が、量子井戸間の結合状態に強く依存していることを示している。②短周期超格子試料における高電界

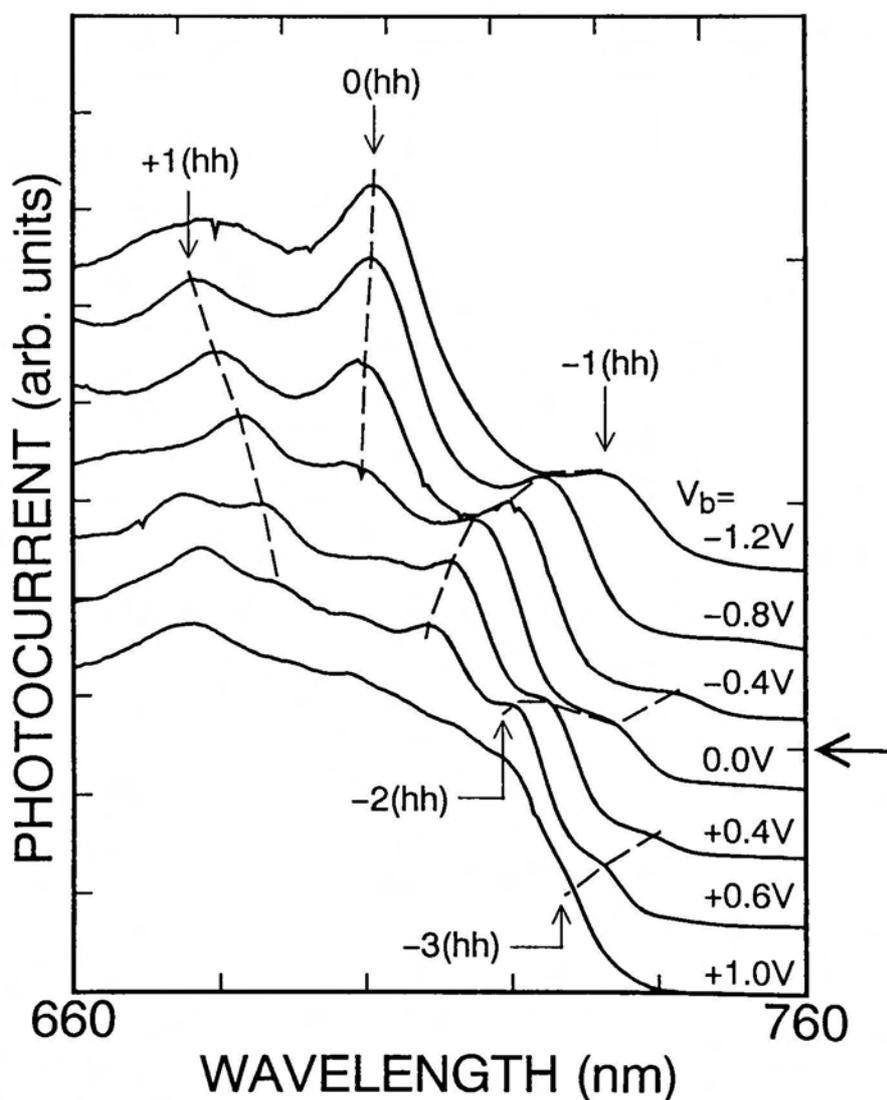


図2-8 GaAs/AlAs短周期超格子試料のフォトカレントスペクトルの電界依存性。破線はピークのシフトを示すための補助線である。

($V_b = -1.2\text{V}$)でのスペクトルを横軸方向に縮小したスペクトルが、長周期超格子試料の最も低電界 ($V_b = +1.15\text{V}$)でのフォトカレントスペクトルに類似している。このことは、電界が印加されることで、超格子のサブバンド構造が、ミニバンド状態から孤立量子井戸のレベル状態へ復元されることを表している。

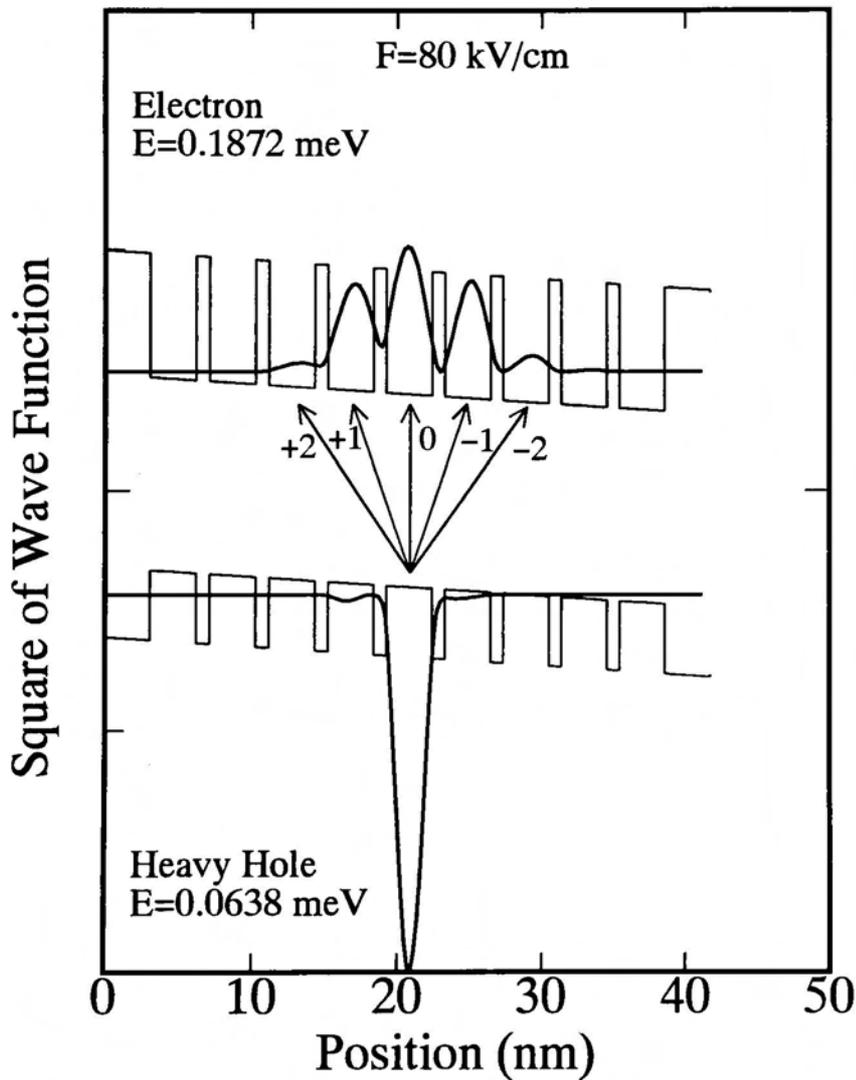


図2-9 GaAs/AlAs短周期超格子試料における波動関数(Ψ)の局在過程。波線は $|\Psi|^2$ 、矩形はポテンシャル形状。何れも縦軸方向は任意スケール。比較的明確に観測できると考えられるシュタルク階段準位の次数と光吸収過程を、矢印とその添字(+2, +1, 0, 1, -2)で示す。

以上に述べた結果は、量子井戸間の結合の弱い長周期超格子（井戸幅が広く波動関数のしみ出しが少ない構造）における電界効果は、一つの井戸内だけで取り扱うことができ、QCSEに基づいて解釈できることを示している。一方、井戸間の結合が強い短周期超格子（井戸層が狭く波動関数がしみ出し易い構造）における電界効果は、井戸間の結合を十分に考慮する必要がある、ワニエ・シュタルク局在性に基づいて解釈できることを明確に示している。

(c) 2重周期超格子

次に、結合の強い短周期超格子において、障壁層の厚みを交互に薄くした2重周期超格子について述べる[33, 34]。この試料には、薄い障壁層を挟んだ2つの2重量子井戸間の強い結合と、これらの結合2重量子井戸間の厚い障壁層を介した弱い結合の2種類の結合形態が存在する。以後、強く結合した2つの量子井戸の対を単位結合井戸と呼び、本来の個々の井戸を単位孤立井戸と呼ぶ。まず、2個の単位孤立井戸の強い結合を考えると、単位孤立井戸の伝導帯および価電子帯の固有エネルギー準位が、それぞれボンディング（結合）状態とアンチボンディング（反結合）状態に分裂することが予想される。さらに、単位結合井戸が多重結合する場合を考慮すると、それぞれの結合、反結合状態間で共鳴トンネリング現象が生じる。その結果、各々の準位は、“ボンディングミニバンド”および“アンチボンディングミニバンド”とも言うべき2種類のミニバンド状態を形成する。以下では、電子サブバンド状態におけるボンディング状態を S_e 、アンチボンディング状態を A_e で表し、正孔に関してはそれぞれ S_{hh} および A_{hh} と表記する。

図2-10(a)は、クローニッヒ・ペニーモデルを仮定して計算した、2重周期GaAs/AlAs超格子のフラットバンド条件下でのサブバンド構造を示す。また、同図(b)は比較のために計算した単純な短周期超格子のサブバンド構造を示す。2重周期超格子では、 S_e と A_e のミニバンド幅（ $2\Delta_{S_e}$ 、 $2\Delta_{A_e}$ ）はそれぞれ32meVと44meVであり、各ミニバンド中心間のエネルギー差（ $E_{A_e} - E_{S_e}$ ）は84meVである。

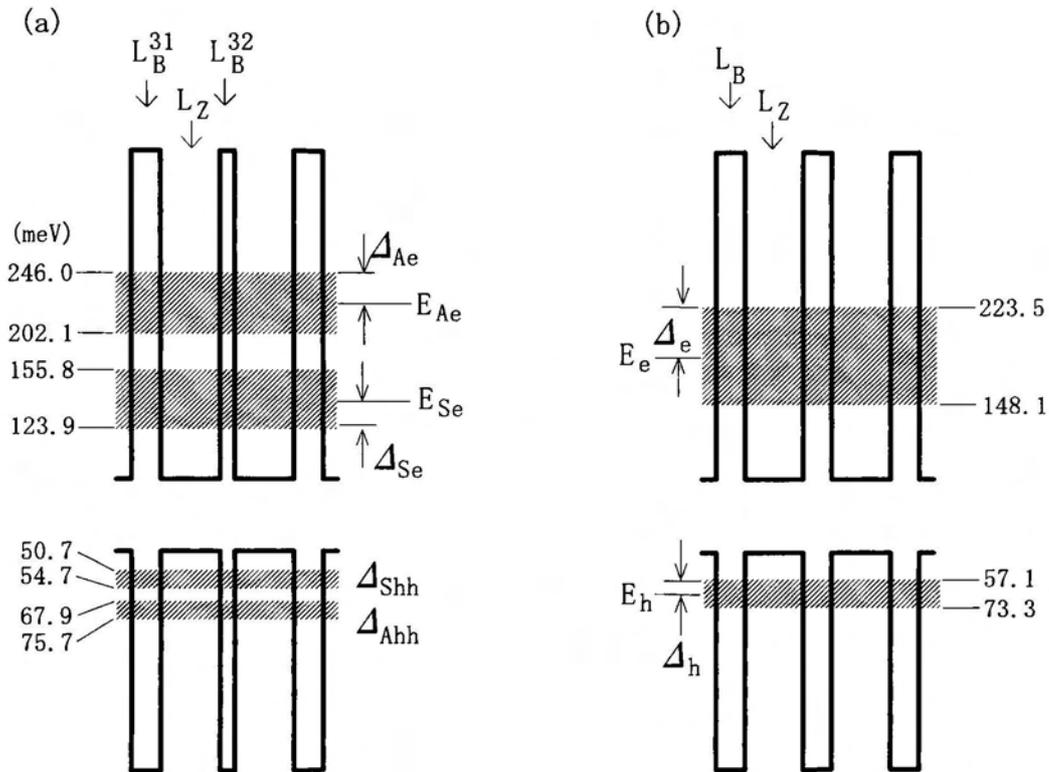


図2-10 クローニッチ・ペニーモデルを仮定して計算したフラットバンド条件下でのサブバンド構造。(a)2重周期超格子、(b)単純短周期超格子。GaAs井戸の幅は $L_Z=3.2\text{nm}$ 、AlAs障壁層の厚さは $L_B^{31}=L_B=0.9\text{nm}$ 、 $L_B^{32}=0.45\text{nm}$ 。 Δ はミニバンド半値幅、 E はミニバンド中心を表す。添え字SおよびAは、それぞれボンディング状態とアンチボンディング状態を示し、eおよびhhは、それぞれ電子と重い正孔サブバンド構造であることを示す。

この2重周期超格子に様々な電界を印加して測定した低温でのフォトカレントスペクトルを図2-11に示す。フラットバンド状態に近い $V_b=1.1\text{V}$ の時は、優勢なピークは 734.5nm (1.688eV)に観測される(図中0(1)で示されたピーク)。電界が強くなると、 1.69eV 付近の反交差現象(図中記号A)や、優勢なピーク群(0(0), $\pm 1(0)$)のエネルギーシフトが観測されている。さらに電界の高い領域($V_b < -1.2$)では、主ピークは 698nm (1.775eV)付近に認められる。

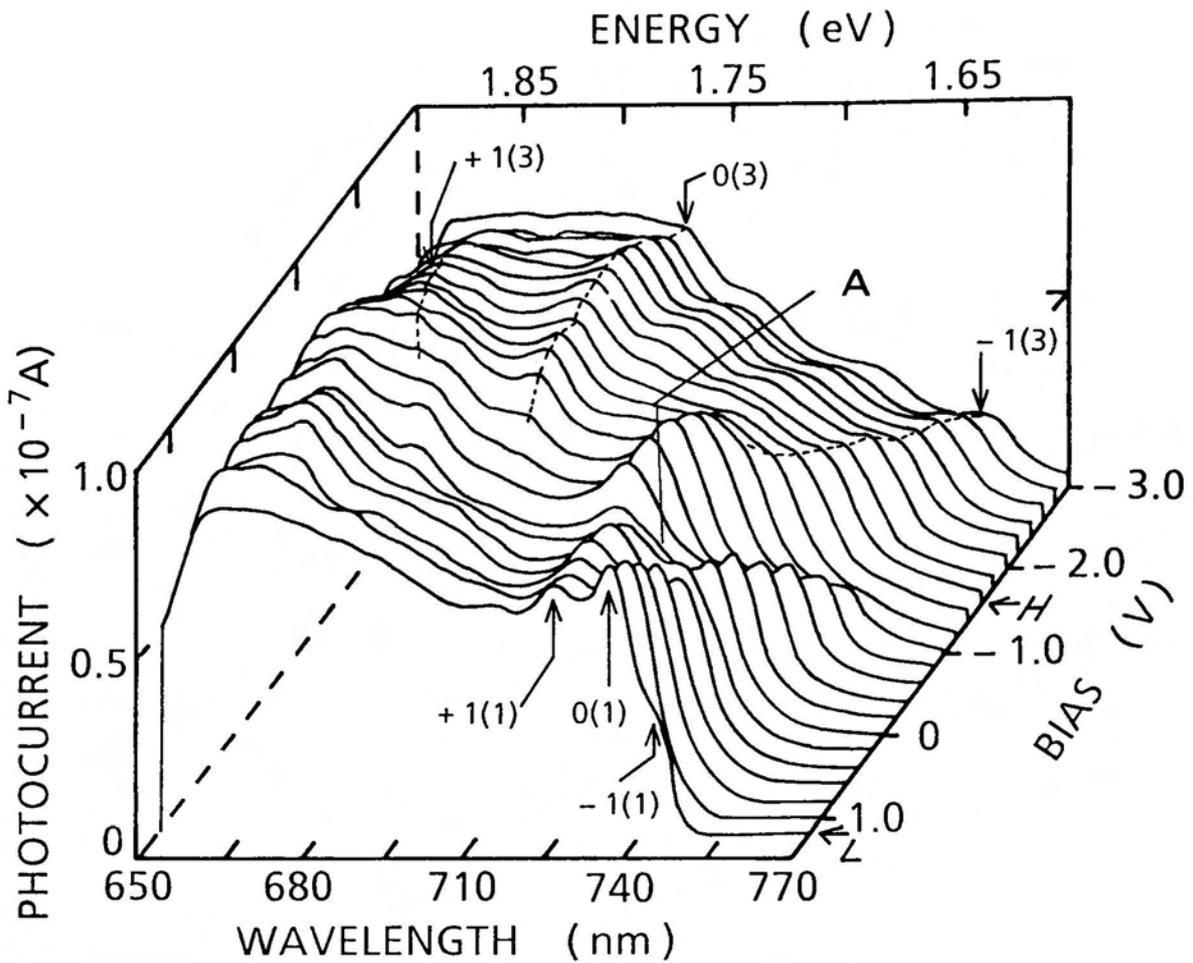


図2-11 2重周期超格子試料におけるフォトカレントスペクトルの電界依存性。破線はピークのシフトを示すための補助線。記号Aは比較的顕著に観測された反交差現象を示す。LおよびHは、それぞれ図2-13(a)および(b)の電界領域に対応している。

これらのピーク構造の変化を明確にするために、フォトカレントスペクトルに観測されるピークエネルギーを印加バイアスに対してプロットした扇状図を、図2-12(a)に示す。一方、図(b)には比較のために、前項(2-3-3(b))に示した単純な短周期超格子における扇状図を示す。各図において斜線で描かれた矩形は、図2-10で示したミニバンド幅の理論値に対応する。また、点線は実験値に対するフィッティング直線である。

低電界領域 ($< 50 \text{ kV/cm}$) では、ボンディングミニバンド付近に $0(0)$, $\pm 1(0)$

で記した扇状に広がるピーク群があり、 $-1(0)$ および $+1(0)$ の勾配はそれぞれ $0.75, +0.78 \text{ meV}/(\text{kV}/\text{cm})$ である。また(2-1)式において、超格子周期として単位結合井戸の周期 ($D=0.775 \text{ nm}$) を用いて計算される各勾配の理論値は ± 0.775 である。このように実験値と理論値が良好に一致することは、低電界領域でのミニバンド状態の破綻は、波動関数が各単位結合井戸に局在していくために生じることを示唆している。つまり、低電界では、ボンディングミニバンドのワニエ・シュタルク局在が観測されている。

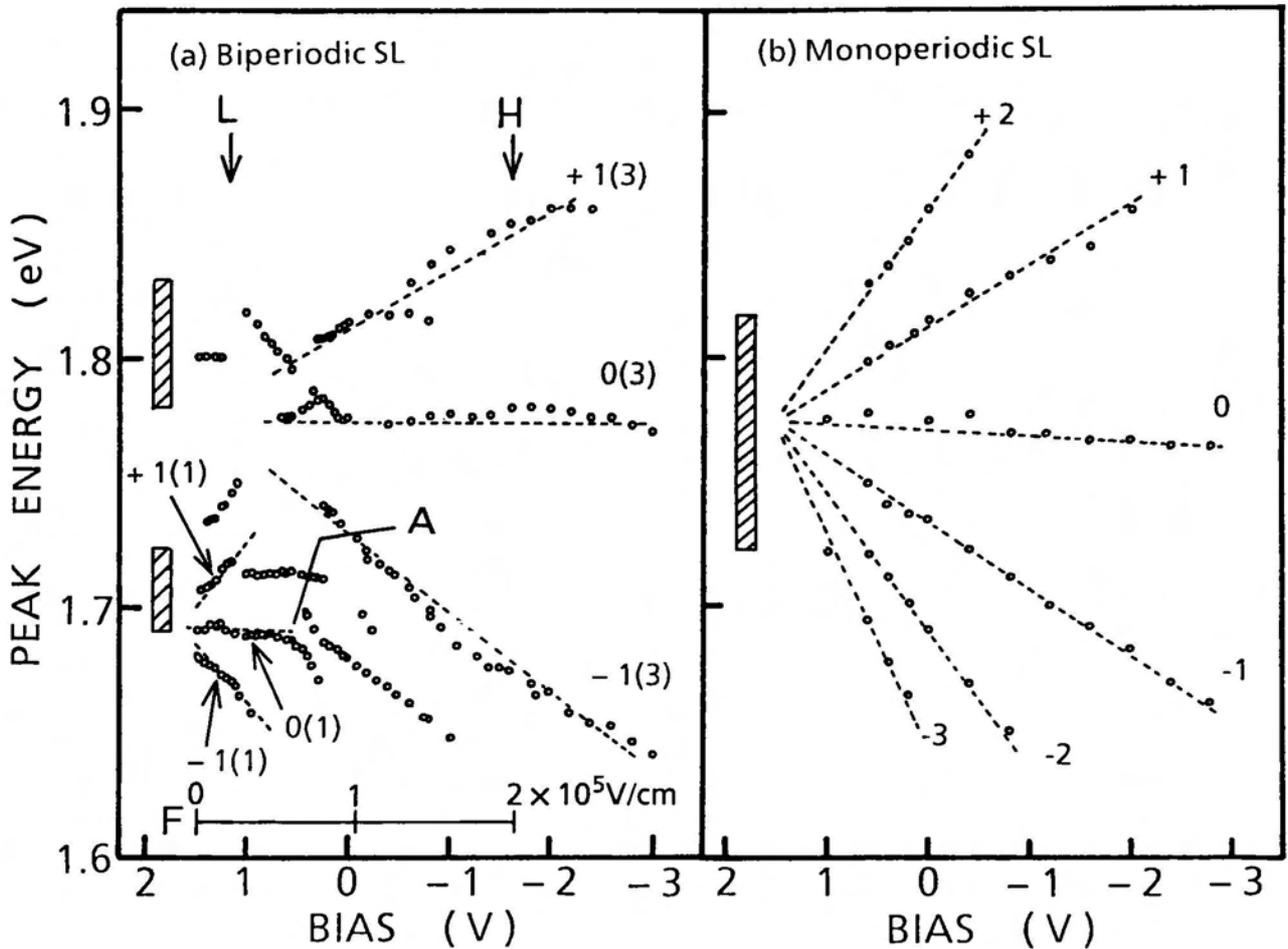


図2-12 ピークエネルギーの電界によるシフトを表す扇状図。(a)2重周期超格子試料、(b)短周期超格子試料。斜線で描かれた矩形の高さは、ミニバンド幅の理論値を示す。なお、ミニバンドの位置は実験結果にフィッティングした。点線は実験値に対するフィッティング直線。記号Aは比較的顕著に観測された反交差現象の位置を示す。また、記号LおよびHは、それぞれ図2-13(a)および(b)の電界領域に対応している。

電界が増加するに従い、 $F=50\sim 100\text{kV/cm}$ の領域ではピークシフトが複雑になるが、 $F>100\text{kV/cm}$ の高電界領域では再び明確な扇状シフト構造（図(a)の $0(3)$, $\pm 1(3)$ ）が現れている。このピークエネルギーのシフトと、図(b)の ± 1 で示したシフトは、ほぼ一致していることが分かる。また、図(a)の $+1(3)$ および $1(3)$ のエネルギー変化率の測定値 0.348 , $0.361\text{meV}/(\text{kV/cm})$ は、単位結合井戸の周期から単純平均した超格子周期（ $D=0.775/2$ ：つまり平均的な単位孤立井戸の周期）を用いて計算したエネルギーシフト量の理論値 $\pm 0.388\text{meV}/(\text{kV/cm})$ にほぼ一致する。この結果は、高電界領域では、波動関数が個々の単位孤立井戸に局在することで、ワニエ・シュタルク局在が生じていることを示している。

図2-13は、トランスフォーマトリックス法を用いて、波動関数の2乗（ $|\Psi|^2$ ）の局在過程を計算したものである。図(a)は $F=20\text{kV/cm}$ での計算結果であり、図2-11あるいは図2-12でLで記した低電界領域に対応している。この場合、電子および正孔に関する $|\Psi|^2$ 値、すなわち存在確率は図(a)の点線で示したように近似できると考えられる。つまり、波動関数は一对の量子井戸つまり単位結合井戸に局在しており、周期の2倍構造に対するワニエ・シュタルク局在性（図(a)の矢印 0 , ± 1 で示されたシュタルク階段準位に起因する光吸収過程）が生じる。このことは、先に述べたように、図2-12(a)の $\pm 1(1)$ で示したエネルギーピークの急峻なシフトとして観測されることに対応している。一方、図(b)は $F=200\text{kV/cm}$ での波動関数の様子を表しており、図2-11, 12のHで記した高電界領域に対応する。波動関数は一つ一つの量子井戸つまり単位孤立井戸に局在していることが分かる。つまり、単純な周期構造におけるワニエ・シュタルク局在と類似した結果を与えている。

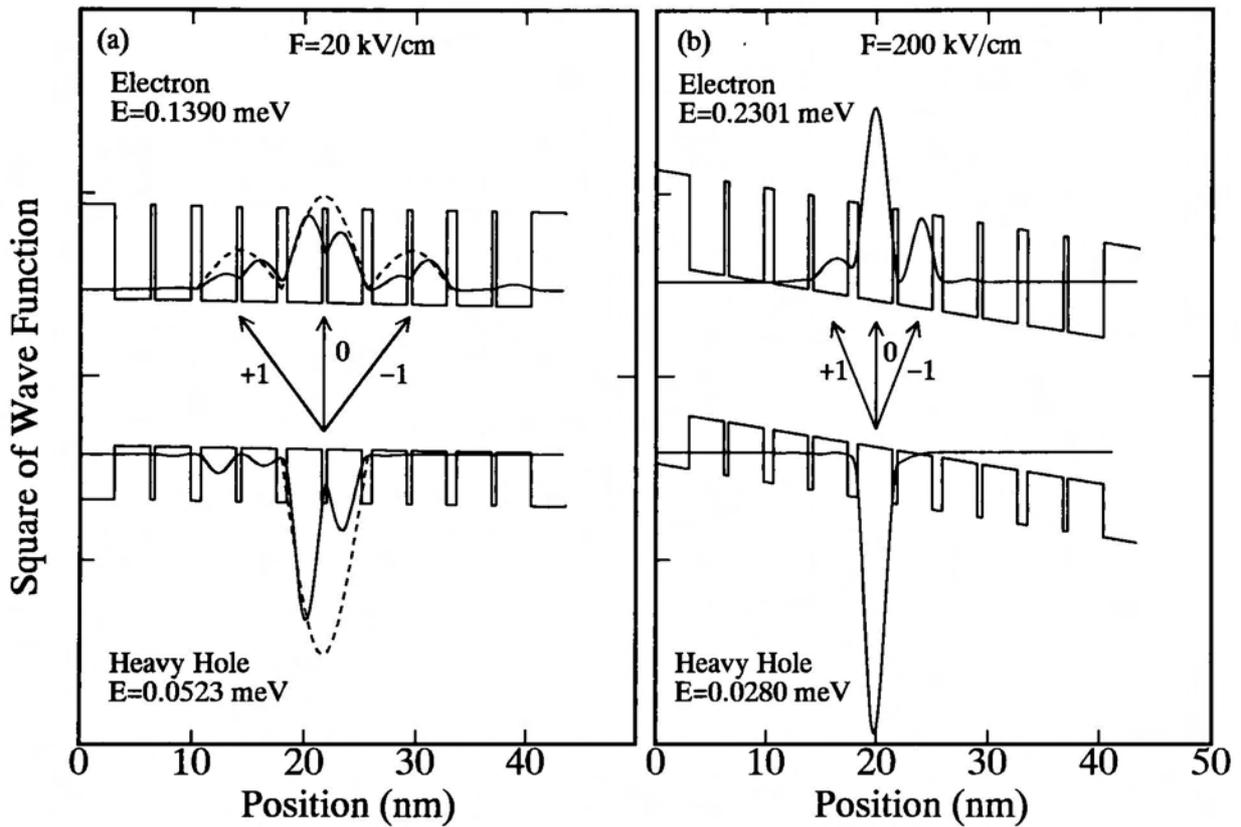


図 2-13 2重周期超格子試料における波動関数 (Ψ) の局在過程。
 (a) $F=20 \text{ kV/cm}$, (b) $F=200 \text{ kV/cm}$ 。実線の波線は $|\Psi|^2$ 計算値、点線の波線
 は $|\Psi|^2$ 計算値を視覚的に近似したもの、細い矩形はポテンシャル形状。何れ
 も縦軸方向は任意スケール。数字 +1, 0 および -1 が添えられている矢印は、
 それぞれ +1, 0 および -1 次のシュタルク階段準位に基づく光吸収過程を示す。

図2-11および図2-12(a)のスペクトル構造およびピークシフトの起因をさらに明確にするために、トランスフォーマトリックス法を用いて計算した電子-正孔間遷移エネルギーの変化との比較を行う。図2-14は、2重周期超格子の遷移エネルギーの計算に用いたポテンシャルモデル(図(a))と、計算結果(図(b),(c))を示す。伝導帯エネルギー固有値に関しては7ペアの単位結合井戸モデルに対して計算を行い、価電子帯エネルギー固有値に関しては低電界領域($F < 100 \text{ kV/cm}$)では5ペア、高電界領域($F > 100 \text{ kV/cm}$)では3ペアの単位結合井戸モデルに対して計算を行った。この扇状図は、境界領域の影響を除くために、伝導帯ポテンシャル構造の中央部5ペアの井戸の固有状態と、価電子帯の中央部1ペアの井戸の固有状態間の遷移エネルギーを示している。図2-14(b)の●点列で描かれた太い線は、単位結合井戸の高電界側の局在正孔準位と伝導帯シュタルク階段準位との遷移(図(a)においてnLで記されている遷移過程)を示している。また、×点列で描かれた破線は、単位結合井戸の低電界側の局在正孔準位と伝導帯シュタルク階段準位との遷移(図(a)においてnRで記されている遷移過程)を示している。図2-14(c)は、実験結果との対比を明確にするために、計算結果(図(b))から主要な遷移過程を抜粋した図である。

図2-14(c)の低電界領域($F < 100 \text{ kV/cm}$)では、遷移過程3L~8Lが示されている。これらの遷移を3Lと4L(3L&4L)、5Lと6L(5L&6L)、および7Lと8L(7L&8L)の3つの組に分類する。図(a)に示されているように、5L&6Lとは価電子帯および伝導帯ポテンシャルモデルの中央の単位結合井戸間の遷移過程であり、3L&4Lおよび7L&8Lは中央の価電子帯単位結合井戸に対して両隣に位置する伝導帯の単位結合井戸間との遷移過程である。これらのピークシフトは、それぞれ実験で観測されたピークシフト0(1)、+1(1)および-1(1)に良好に一致する。つまり、低電界では単位結合井戸を一つの量子井戸として波動関数が局在していく、2倍構造に対するワニエ・シュタルク局在性が生じることが確かめられた。

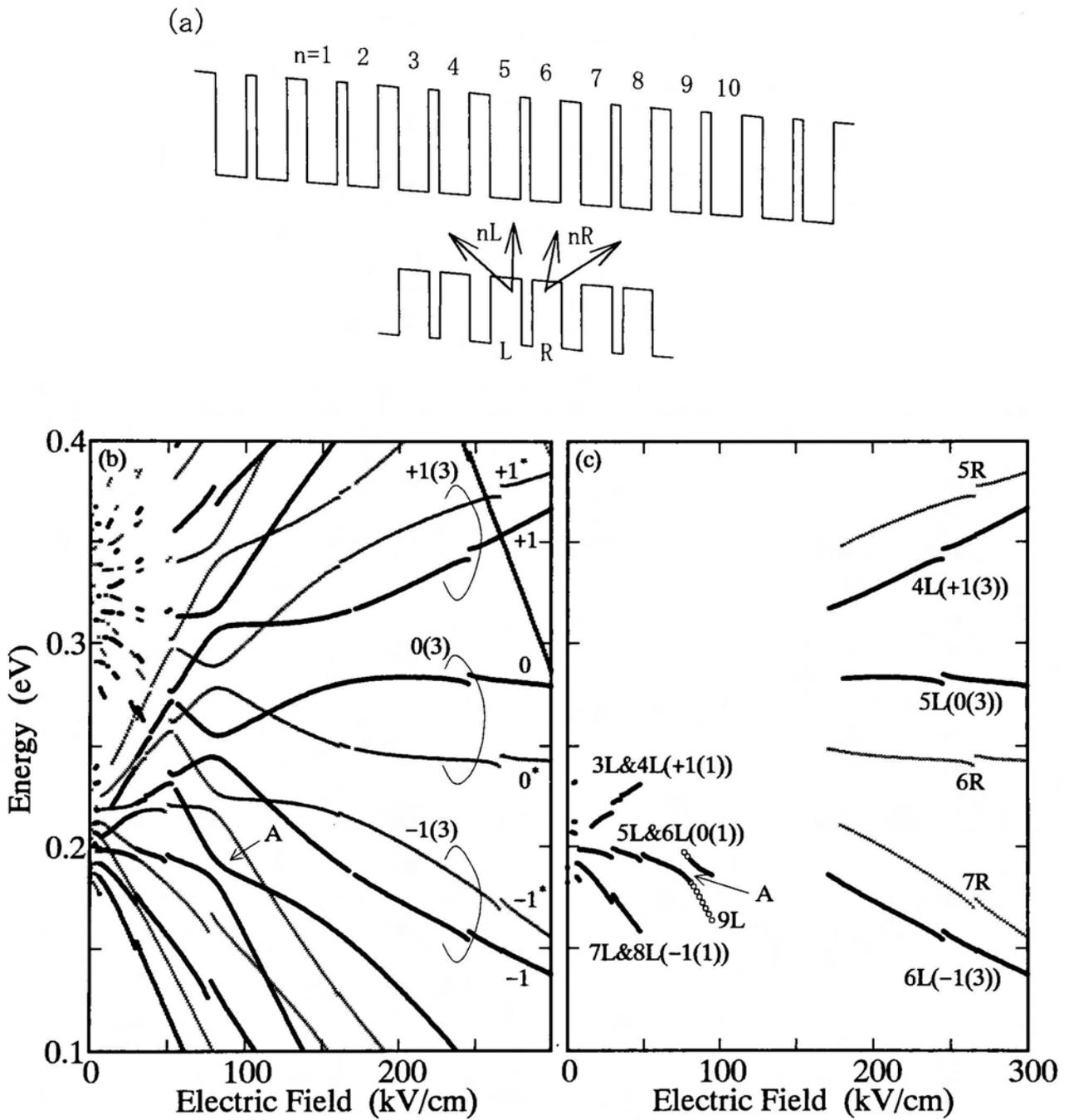


図2-14 トランスフォーマトリックス法で計算された2重周期超格子の遷移エネルギーの電界依存性(理論的扇状図)。(a)計算に用いた伝導帯および価電子帯ポテンシャルモデル。矢印 nL (あるいは nR) は n 番目の伝導帯量子井戸と価電子帯量子井戸 L (あるいは R)との遷移過程を示す。(b)理論的扇状図。●点列で描かれた太い線は遷移過程 nL を示し、×点列で描かれた破線は遷移過程 nR を示す。(c)計算結果の抜粋図。記号A、 $n(1)$ および $n(3)$ は実験結果(図2-11および図2-12)との対応を表す。

図2-11のスペクトルの高電界領域では、0(3)と1(3)で記された比較的明確なピーク列の間に、2列のショルダー状の構造が観測される。この2つのショルダー列は、それぞれ、0(3)あるいは1(3)と平行な2重構造をなしている。理論計算によって求められた図2-14(b)の高電界においても2重の扇状シフト0(3)および-1(3)が確認できる[34]。前述したように、2重周期超格子での波動関数は、高電界においては単位孤立井戸に局在していく。しかし厳密には、高ポテンシャル側の障壁層が厚い量子井戸と、低ポテンシャル側の障壁層が厚い量子井戸の、2種類の単位孤立井戸がある。従って、個々の井戸を独立に取り扱う電界領域では、隣り合う左右の井戸で固有状態に差異が生じる。その結果、計算結果の抜粋図(図(c))に示されるように、4L, 5L, 6Lと対になった5R, 6R, 7Rの遷移が生じる。4L, 5Lおよび6Lのエネルギーシフトは、それぞれ実験で観測されたのピークシフト+1(3), 0(3)および-1(3)(図2-11)に良好に一致しており、また、6Rおよび7Rのエネルギーシフトは、それぞれ0(3)の低エネルギー側に付随したピーク、および-1(3)の高エネルギー側に付随したピークに一致している。すなわち、実験結果に認められる遷移の2重性は、ワニエ・シュタルク局在の2重性に起因していることが明らかになった。

図2-11および図2-12には、 $V_b=0.4V$ ($F\sim 80kV/cm$)付近に符号Aで記された反交差現象が現れている。この反交差現象点は、理論的扇状図(図2-14(c))では遷移過程6L(5L&6L)と9L(○点列)との反交差点Aに対応すると考えられる。つまり、この反交差現象は、単位結合井戸のボンディング状態と、2つ隣の単位結合井戸のアンチボンディング状態の共鳴結合に起因するものであると考えられる。

図2-11に示した2重周期超格子のフォトカレントスペクトル構造では、従来の”孤立した結合量子井戸”(coupled double quantum wells: CDQW)[35]との間に差異が存在する。ここでは、その点について、図2-14に示した理論的扇状図と比較して説明を試みる。図2-15は、従来のCDQWの遷移過程の模式図を示す。従来のCDQWでは、無電界での基底電子-正孔間の対称許容遷移(S_e-S_{hh})は、電界下では電子および正孔波動関数が互いに反対の井戸に局在するため、空間的に間接型の異なる量子井戸間遷移となり、大きなレッドシフト(シュタルクシフト)を示しながら、しだいに振動子強度は減少する(図2-15の点線

矢印で示した遷移に対応する)。一方、電界下ではパリティ選択則が破られるために、フラットバンド状態では許容されていなかった $S_e - A_{hh}$ や $A_e - S_{hh}$ 遷移が観測されるようになる[7, 35]。

2重周期超格子(“結合したCDQW”)では、 $S_e - S_{hh}$ 遷移に相当する遷移過程は図2-14(c)に示されている5L&6Lである。図2-11に示されるように、この遷移過程に基づく吸収ピーク0(1)は、大きなシュタルクシフトは示さず、100kV/cm程度の電界まで観測されている。つまり、2重周期超格子における $S_e - S_{hh}$ 遷移(0(1))は、単位結合井戸における同一空間内の遷移として、ある程度の電界まで優勢なピークとして観測される。これらの差異は、先にも述べたように、2重周期超格子では、低電界においては単位結合井戸を一つの井戸として、波動関数が局在していくことに由来している。

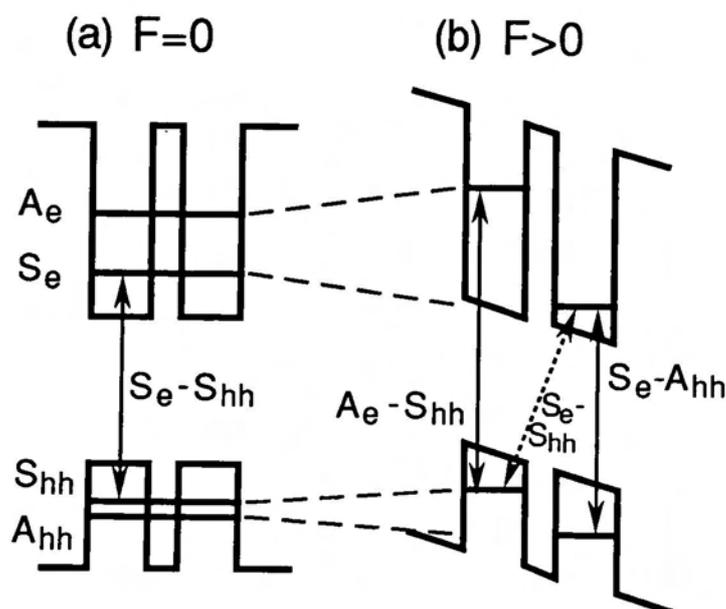
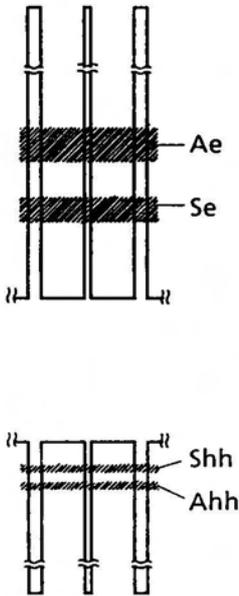


図2-15 結合量子井戸の遷移過程の電界による変化。(a)無電界状態、(b)電界印加状態(2つの井戸間の結合が保たれている電界領域)。

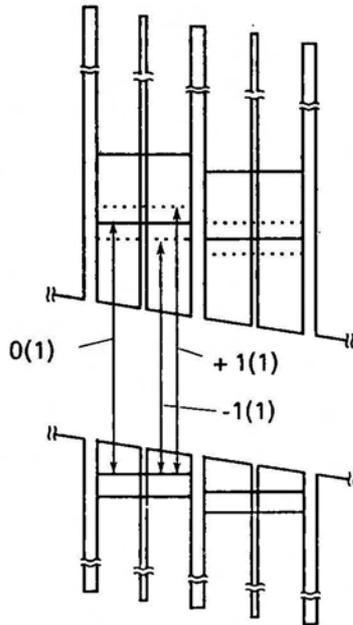
以上のように、2重周期超格子では、強さの異なる2種類の結合に起因して、2段階あるいは2重のワニエ・シュタルク局在過程が現れることが、実験および理論によって示された。図2-16および図2-17は、2重周期超格子におけるバンド間遷移過程の電界依存性をまとめた模式図である。無電界状態(図2-16(a))では、2種類の結合に起因してボンディングミニバンドおよびアンチボンディングミニバンドが形成される。電界が印加されると、弱い結合に関与したワニエ・シュタルク局在は低電界領域(図(b))でのみ観測されるが、強い結合に関与したワニエ・シュタルク局在は高い電界領域(図(c))でも観測される。つまり、2重周期超格子では第1次近似として、量子井戸間の結合の弱い場合と強い場合に依拠して、それぞれ低電界での局在現象および高電界での局在現象の、2段階のワニエ・シュタルク局在が生じる。このことは、前項(a)、(b)で示した長周期超格子と短周期超格子における電界効果の違い、つまり長周期超格子では極めて低い電界領域においてシュタルク階段準位が観測されるが、短周期超格子では比較的高い電界領域においてもシュタルク階段準位が観測されることに、一致している。

さらに詳細に高い電界領域での局在過程を調べると、強い結合が解かれた状態では、2種類の障壁層での閉じ込め効果の差に起因して、 $0, \pm 1$ と対になった $0^*, \pm 1^*$ 遷移が起こり得ることが分かる(図2-17)。すなわち、ワニエ・シュタルク局在に2重性が観測される。

(a) Flat band



(b) Low field regime



(c) High field regime

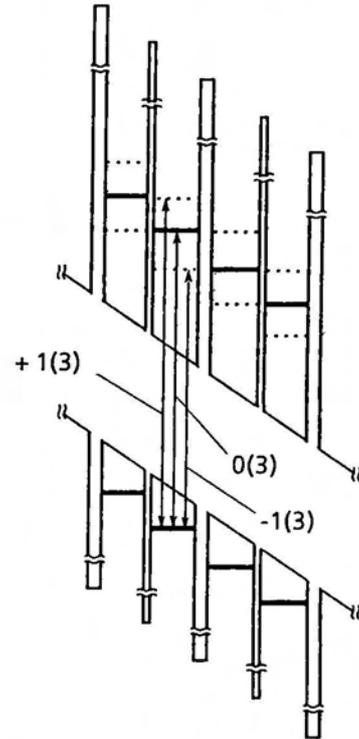


図2-16 2重周期超格子試料における遷移過程の電界による変化を示す模式図。
 (a)フラットバンド状態, Se(Shh)およびAe(Ahh)は、電子(正孔)サブバンド状態におけるボンディングおよびアンチボンディングミニバンド。(b)低電界, (c)高電界。実線および破線は、0次および±1次のシュタルク階段準位を示す。矢印 $n(1)$ および $n(3)$ ($n=+1, 0, -1$)は、低電界領域および高電界領域での n 次のシュタルク階段準位に基づく光吸収過程。なお、矢印は光吸収過程のエネルギー的な意味のみを表し、空間的な位置を意味するものではない。

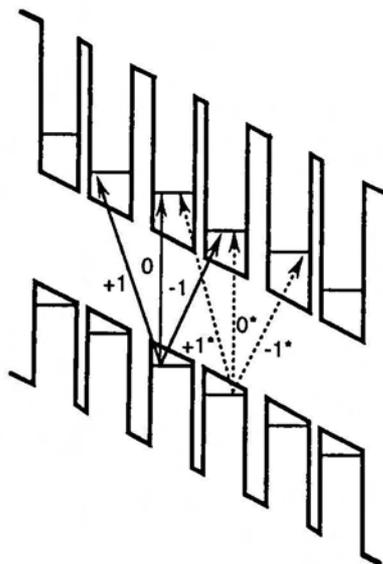


図2-17 2重のワニエ・シュタルク局在を表す模式図

2-4 まとめ

本章では、量子井戸間の結合形態に依存した、電界効果の現れ方の違いを調べた。まず、量子井戸間の結合が弱い長周期超格子と、結合の強い短周期超格子における電界効果を、フォトカレントスペクトル法を用い実験的に明らかにし、トランスフォーマトリックス法を用い理論的に説明した。その結果、長周期超格子におけるエネルギー状態の変化は、個々の井戸内の波動関数の分極、つまりQCSEに基づき解釈できることを検証した。一方、短周期超格子においては、井戸間の結合が破られる結果、そのエネルギー状態がミニバンド状態から離散的エネルギー準位状態に移る、ワニエ・シュタルク局在性に基づいて解釈できることが分かった。

次に、短周期超格子において障壁層の厚みを一つおきに薄くし、井戸間に2種類の結合を持たせた2重周期超格子における電界効果について研究した。その結果、2重周期超格子においては、結合が2段階のワニエ・シュタルク局在過程を経て分裂していくことが示された。つまり、弱く結合した井戸間では、低電界でワニエ・シュタルク局在が完結し、強く結合した井戸間では、より高い電界でもワニエ・シュタルク局在過程が持続されることが明らかになった。

これらの結果より、波動関数のしみ出しが少ない長周期超格子、つまり結合の弱い量子井戸では、電界効果は一つの井戸内だけで取り扱うことができ、QCSEに基づいて解釈できること、一方、電子波動関数が空間的に広がっている短周期超格子、つまり結合が強い量子井戸系では、電界効果はワニエ・シュタルク局在性に基づいて解釈できることが明確になった。

参考文献

- [1] L. Esaki and T. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
- [2] R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- [3] R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. **34**, 1327 (1975).
- [4] H. Kawai, J. Kaneko, and N. Watanabe, J. Appl. Phys. **58**, 1263 (1985).
- [5] L. Esaki, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1611 (1986).
- [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. **B32**, 1043

- (1985).
- [7] Y. J. Chen, E. S. Koteles, B. S. Elman, and C. A. Armiento, *Phys. Rev.* **B36**, 4562 (1987).
 - [8] M. N. Islam, R. L. Hillman, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, A. C. Gossard, and J. H. English, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1098 (1987).
 - [9] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).
 - [10] F. Capasso, K. Mohammed, and A. Y. Cho, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 1853 (1986).
 - [11] K. Fujiwara, *Optical and Quantum Electronics* **22**, S99 (1990).
 - [12] D. A. B. Miller, *Optical and Quantum Electronics* **22**, S61 (1990).
 - [13] S. R. Andrews, C. M. Murray, R. A. Davies, and T. M. Kerr, *Phys. Rev.* **B37**, 8198 (1988).
 - [14] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, *Phys. Rev.* **B44**, 6231 (1991).
 - [15] G. H. Wannier, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 645 (1962).
 - [16] E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2426 (1988).
 - [17] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1639 (1988).
 - [18] K. Fujiwara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1718 (1989).
 - [19] I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 340 (1989).
 - [20] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 605 (1990).
 - [21] K-K. Law, R. H. Yan, L. A. Coldren, and J. L. Merz, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1345 (1990).
 - [22] G. R. Olbright, T. E. Zipperian, J. Klem, and G. R. Hadley, *J. Opt. Soc. Am.* **B-8**, 346 (1991).
 - [23] R. Tsu and L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).
 - [24] R. T. Collins, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B33**, 4378 (1986).
 - [25] K. Fujiwara, N. Tsukada, and T. Nakayama, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 1832 (1988).
 - [26] T. H. Wood, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1413 (1986).
 - [27] M. O. Vassell, J. Lee, and H. F. Lockwood, *J. Appl. Phys.* **54**, 5206 (1983).
 - [28] P-F. Yuh and K. L. Wang, *Phys. Rev.* **B38**, 13307 (1988).
 - [29] A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. R. Shenoy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 1524 (1988).
 - [30] B. Jonsson and S. T. Eng, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-26**, 2025 (1990).

- [31] D. F. Nelson, R. C. Miller, C. W. Tu, and S. K. Sputz, Phys. Rev. **B36**, 8063 (1987).
- [32] U. Ekenberg, Phys. Rev. **B36**, 6152 (1987).
- [33] K. Kawashima, K. Fujiwara, and K. Katahama, Superlatt. Microstruct. **7**, 331 (1990).
- [34] H. Schneider, K. Kawashima, and K. Fujiwara, Phys. Rev. **B44**, 5943 (1991).
- [35] W. L. Bloss, J. Appl. Phys. **67**, 1421 (1990).

第3章 ワニエ・シュタルク局在現象の超格子構造依存性

3-1 はじめに

量子井戸が薄い障壁層を挟んで等間隔に並べられた構造では、電界が無ければ、個々の量子井戸のエネルギー準位は波動関数の共鳴トンネリングによってミニバンドを形成し、いわゆる超格子構造となる。逆に、この超格子の積層方向に電界を印加すると、共鳴トンネリング条件が崩れて、波動関数が個々の量子井戸に徐々に局在して行く。この局在過程における適度な電界強度では、波動関数は隣接した有限個の量子井戸に広がっている。このような状態では、個々の量子井戸において、近隣の複数の量子井戸から透過して来た波動関数に起因して、等間隔に分離した複数のエネルギーレベルが観測される。そして、十分に強い電界の下では、各量子井戸に属する波動関数は本来の個々の井戸に強く局在するようになる。つまり電界によって、エネルギーバンド構造が、超格子のミニバンド状態から、元々の孤立量子井戸の離散的な準位状態に復元されたことになる。このような電界による波動関数の局在化がワニエ・シュタルク局在 (Wannier-Stark localization) と呼ばれるものであり、この局在過程において出現する階段状のエネルギー準位はシュタルク階段 (Stark-ladders) と呼ばれている[1-5]。

このワニエ・シュタルク局在現象あるいはシュタルク階段準位の存在は、1960年代に Wannier[1] によって予言された。その後、1988年に Bleuseらが半導体超格子での存在を予測し[2]、これとほぼ同時期に、Mendezら[3]、Voisinら[4]、および Fujiwara[5]がその存在を実証した。シュタルク階段準位に関する研究は、超格子内の量子可干渉長の評価[6, 7]、弱電界で生じるバンド端のフランツ・ケルディシュ効果からの変遷[8, 9]、時間領域でのワニエ・シュタルク局在の観測に対応するブロッホ振動との関連[10, 11]など、多彩な物理的興味をもって多くの研究が進められている。

さて、ワニエ・シュタルク局在現象では、光学的吸収端が、ミニバンド端 (ミニバンド幅: 2Δ) から離散的量子準位に移る際に、高エネルギー側に Δ 移動するブルーシフトが観測される。ブルーシフトが観測される領域では、電界の増加に対して光電流が減少するために負性抵抗特性が得られる[12, 13]。また、光

吸収スペクトルには、シュタルク階段準位に起因する吸収ピークも現れるため、負性抵抗特性は多峰性を有する[14, 15]。このような負性抵抗特性は、非線形光素子への応用が期待されるため、室温でワニエ・シュタルク局在を明確に捕らえて研究することは、応用上からも有意義である。

以上のように、物性・応用の両面で興味あるワニエ・シュタルク局在の基本的概念は、結合した量子井戸で形成された超格子の、電界による孤立量子井戸状態への再分裂 (decoupling) 現象である、と捕らえることができる。従って、結合強度が異なる量子井戸列から作製された様々なミニバンド幅を有する超格子構造において、ワニエ・シュタルク局在の現れ方を調べることは、量子井戸の結合あるいは分裂機構を解明するという物理的興味と、光素子に応用可能な負性抵抗特性を得るというデバイス作製上の興味との両面において有意義なことである。

本章では、様々なミニバンド幅を有する複数の短周期超格子においてワニエ・シュタルク局在の現れ方を詳細に議論する。まず、試料構造を示す。次に、低温フォトカレントスペクトル法を用いて、シュタルク階段準位のエネルギーシフトおよび振動子強度の電界依存性を実験的に明らかにする。また、Bleuseらの強結合理論との比較を行い、各種のミニバンド構造における強結合理論の適合性を明らかにする。最後に、室温においてもワニエ・シュタルク局在現象が明瞭に観測されることを示し、光素子への応用上の優位性を検証する。

3-2 強結合理論によるシュタルク階段準位の記述

無電界下の超格子では、各量子井戸の伝導帯および価電子帯の固有エネルギー準位 (E_{e0} , E_{h0}) は、波動関数の強い重なりによってミニバンド (ミニバンド幅: $2\Delta_e$, $2\Delta_h$) を形成している。この超格子の積層方向に電界 (F) を印加すると、共鳴トンネリング条件が崩れ波動関数は個々の量子井戸に局在し始める。そして、適度な電界強度においては、波動関数は隣接した有限個の量子井戸に、広がっている。例えば、ある量子井戸 (QW_n) の固有準位が n 個隣の量子井戸 (QW_0) にしみ出すことで、 QW_0 には本来の固有準位 (E_0) の他に $neFD$ (D : 超格子周期) だけ分離したエネルギーレベルが形成される。量子井戸 QW_0 では、近隣の複数の井戸から透過して来た波動関数が観測されるため、(3-1)式に示すような等間隔に eFD だけ分離した複数のエネルギーレベル、いわゆるシュタルク階

段準位 (Stark ladder levels) が観測される。

$$E(n) = E_0 + neFD \quad (3-1)$$

Bleuseらによる強結合理論[2]では、十分に厚い超格子においては、光吸収強度は波動関数の透過強度の2乗に比例し、シュタルク階段準位に起因する光吸収の振動子強度は(3-2)式によって評価される。さらに、シュタルク階段準位が明確に観測できる強電界領域 ($neFD \gg \Delta$) では、(3-3)式で近似される。

$$I_n \approx J_n^2[-\Delta/(eFD)] \quad (3-2)$$

$$\propto \{[\Delta/(2eFD)]^n / (n!)\}^2 \quad (3-3)$$

ここで、 J_n はベッセル関数、 $\Delta = (2\Delta_e + 2\Delta_h)/2$ である。

3-3 低温でのワニエ・シュタルク局在

3-3-1 試料構造

様々なミニバンド幅を持った試料を作製するために、井戸幅あるいは障壁層幅を系統的に変えた6種類の超格子をMBEを用いて成長した。成長は、n-GaAs基板上に、 $0.2\mu\text{m}$ のn-GaAsバッファ層、 $1\mu\text{m}$ のn- $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ クラッド層、その上に50nmのアンドープ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ クラッド層で挟まれた100周期のアンドープGaAs/AlAs超格子層、 $0.2\mu\text{m}$ のp- $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ クラッド層、10nmのp-GaAsキャップ層の順に行った。超格子試料1, 2, 3および4は、井戸幅を一定の3.13nmとし、障壁層幅をそれぞれ0.57, 0.86, 1.14 および1.73nmとした。また試料5, 6は、障壁層幅を試料2と同一の0.86nmとし、井戸幅をそれぞれ2.61 および3.92nmとした。クローニッヒ・ペニーモデルを用いて有効質量近似で計算したミニバンド幅 ($2\Delta_{\text{cal}}$) は、試料1, 2, 3, 4, 5 および6の順に、それぞれ141, 84, 51, 17, 110 および58 meVである。図3-1に、これらの超格子試料の周期構造と、ミニバンド幅理論値の対応を示す。

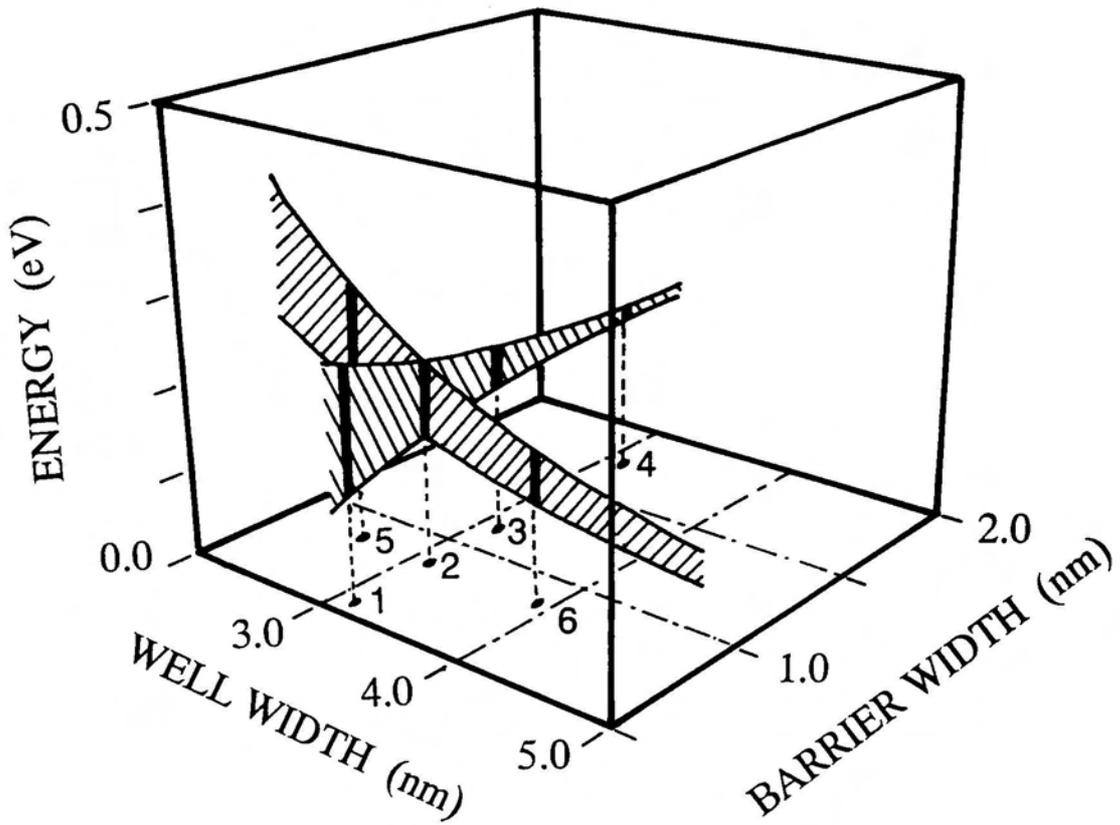


図3-1 各超格子試料の井戸幅、障壁幅、伝導帯ミニバンド幅

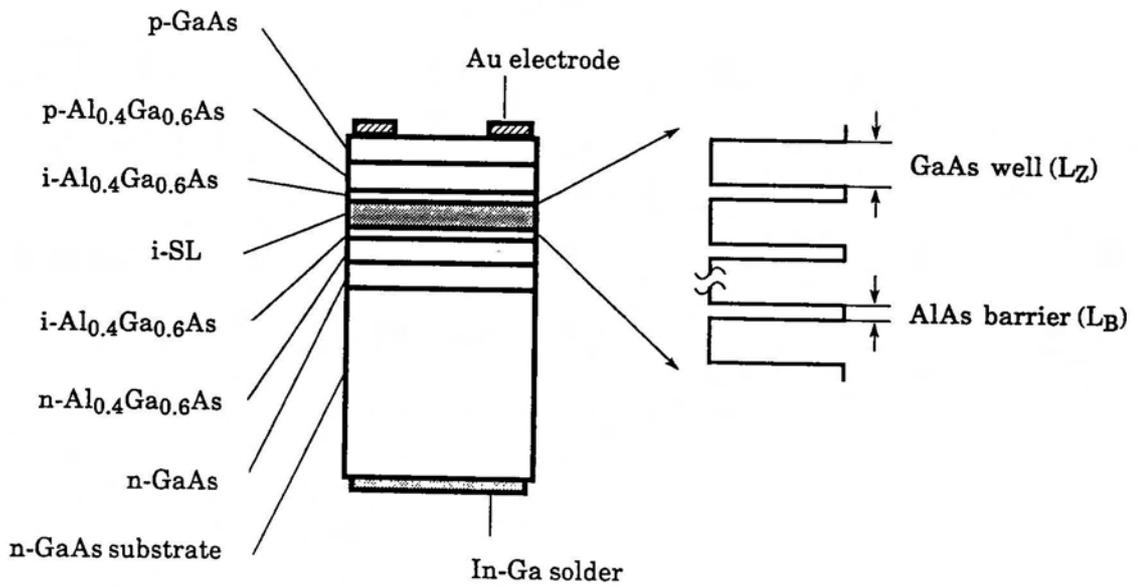


図3-2 超格子p-i-nダイオード構造

通常のフォトリソグラフィと化学エッチングを用いて $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ の矩形のメサ型p-i-nダイオードを作製した。図3-2に素子構造図を示す。

電界による固有状態の変化を評価するために、低温（16K）および室温にて各種電界下でのフォトカレントスペクトルを測定した。測定系は、第2章図2-4に示されている。なお、フォトカレント-電圧（PC-V）特性の測定には、光源として Ar^+ レーザ励起の波長可変チタンサファイアレーザも用いた。

3-3-2 シュタルク階段準位のエネルギー固有値

図3-3(a)~6(a)に、井戸幅が一定で障壁層幅を系統的に変えた試料（試料1, 2, 3, 4）について、様々なバイアス電圧が印加された状態における、低温でのフォトカレントスペクトルを示す。図中の $V_b < 0$ は、逆バイアスが印加されていることを示している。また、図3-3(b)~6(b)は、各試料についてフォトカレントスペクトルのピーク位置を電界に対してプロットした扇状図である。

また、障壁層幅が試料2と同じで井戸幅を系統的に変えた試料（試料5, 6）について、フォトカレントスペクトルの電界依存性および扇状図を図3-7, 8に示す。なお、図3-3(a)~8(a)において、各電界でのスペクトルは便宜上縦方向にシフトされている。また、ピークシフトは、目安として点線で表示されている。

図3-3(a)において、最も低電界状態（ $V_b + 1.2\text{V}$ ）では、 1.693eV に超格子励起子吸収に起因する鋭いピークがある。このピークを除けば、ミニバンド特有のステップ状の光吸収スペクトルが観測されている。一方、大きな逆バイアスが印加されている高電界領域では、 1.78eV 近傍に優勢なピークが観測されている。このピークは、空間的に同一の井戸に局在している電子-正孔励起子の共鳴吸収に基づくピークである。超格子状態と局在状態での励起子束縛エネルギーの違いを無視すれば、ミニバンド幅実験値（ $2\Delta_{\text{exp}}$ ）は、測定された超格子励起子ピークと局在励起子ピークのエネルギー差、つまりブルーシフト幅（ Δ_{exp} ）から見積ることができる。図3-3(a)から試料1では、 $2\Delta_{\text{exp}} = 186 \text{ meV}$ と見積られる。電界によって生じる類似したフォトカレントスペクトルの変化は、図3-4~6の各(a)においても観測されている。従って、試料1と同様に、試料2, 3および4に関しても、それぞれ $2\Delta_{\text{exp}} = 136, 70$ および 26 meV と見積ることができる。

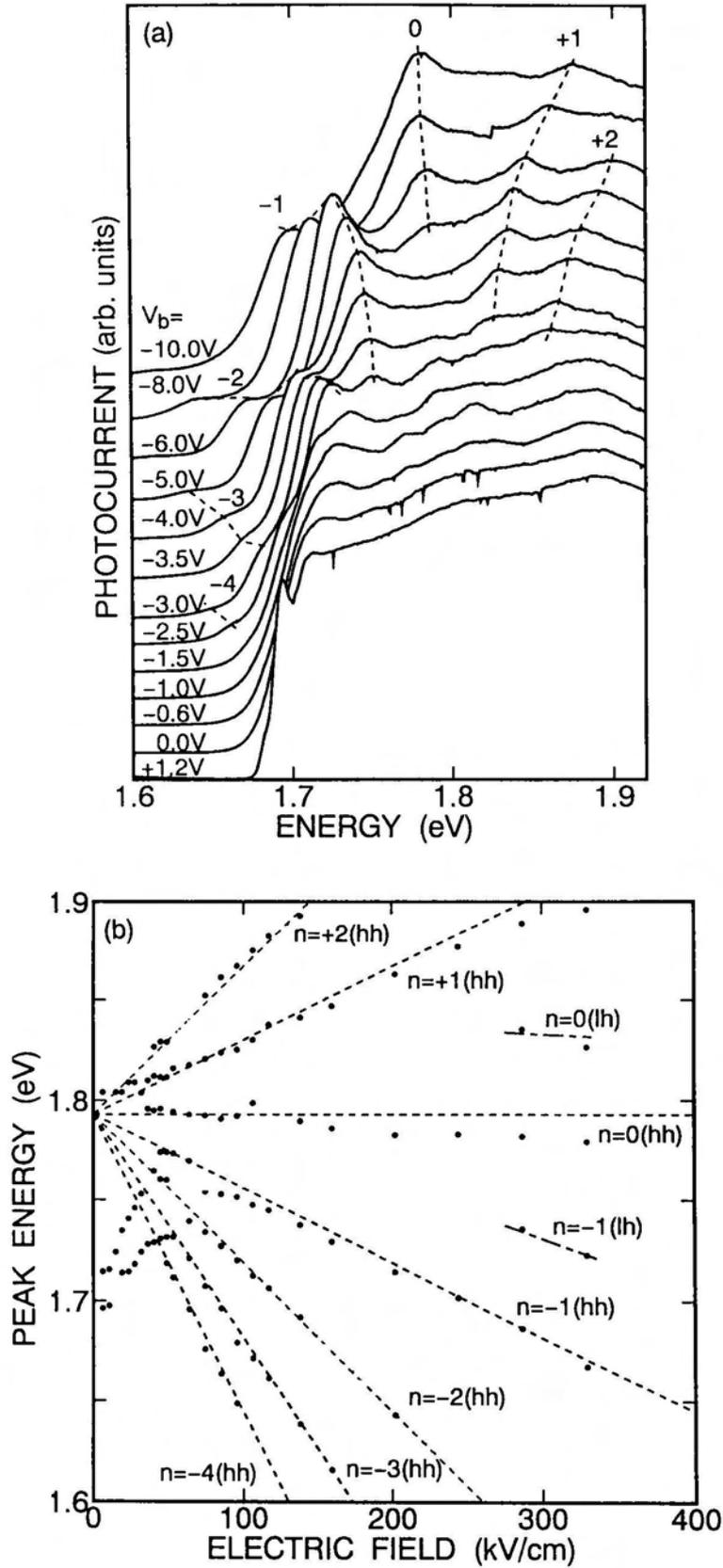


図3-3 (a)試料1 (GaAs/AlAs=3.13/0.57nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b)試料1のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

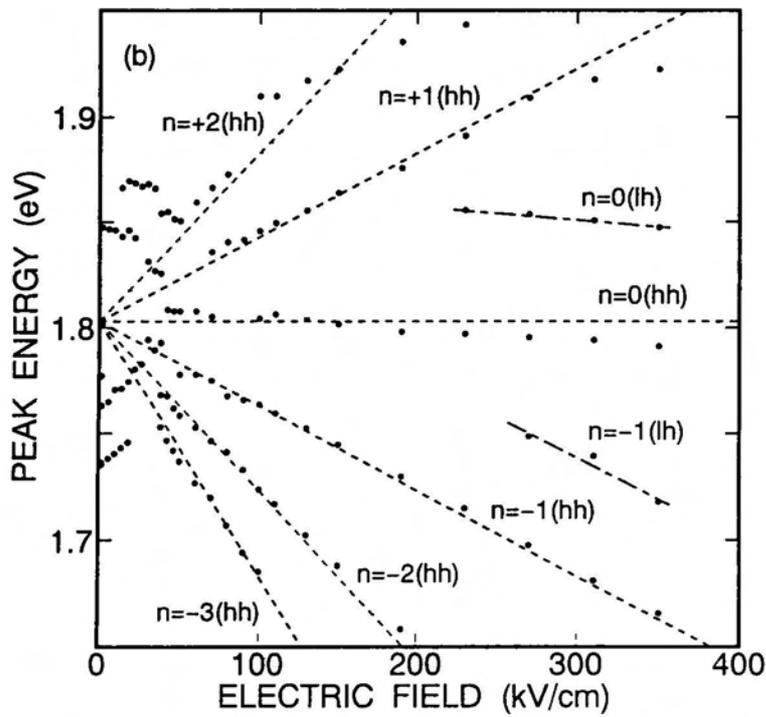
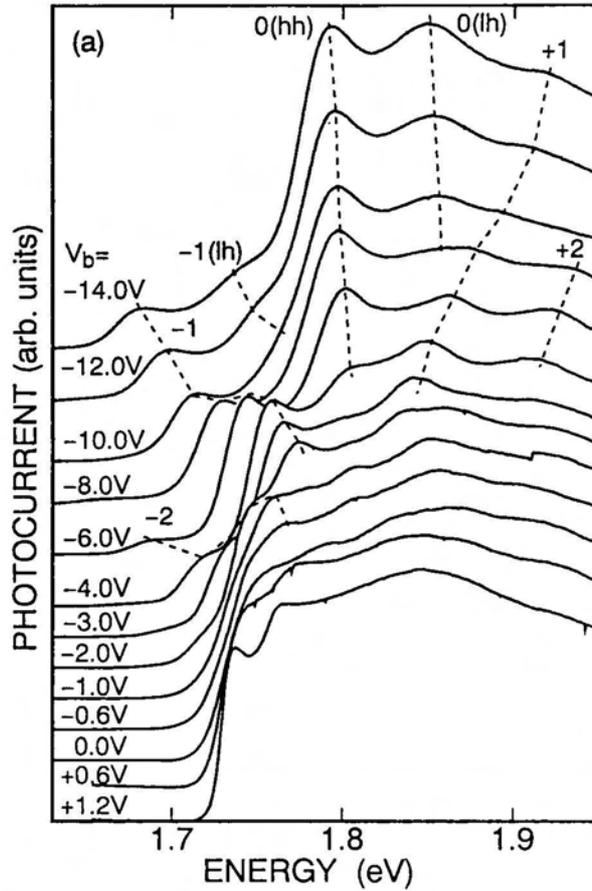


図3-4 (a) 試料2 (GaAs/AlAs = 3.13/0.86nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b) 試料2のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

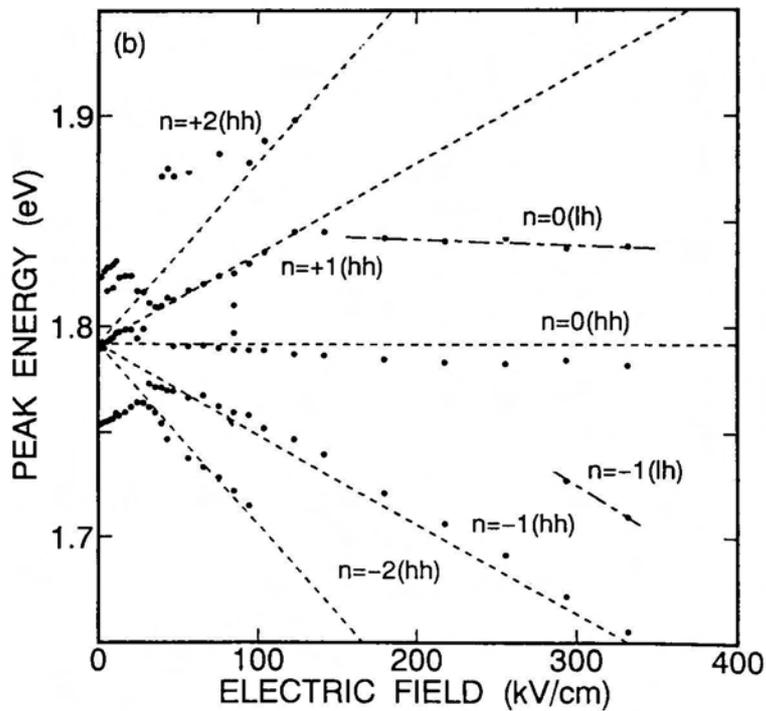
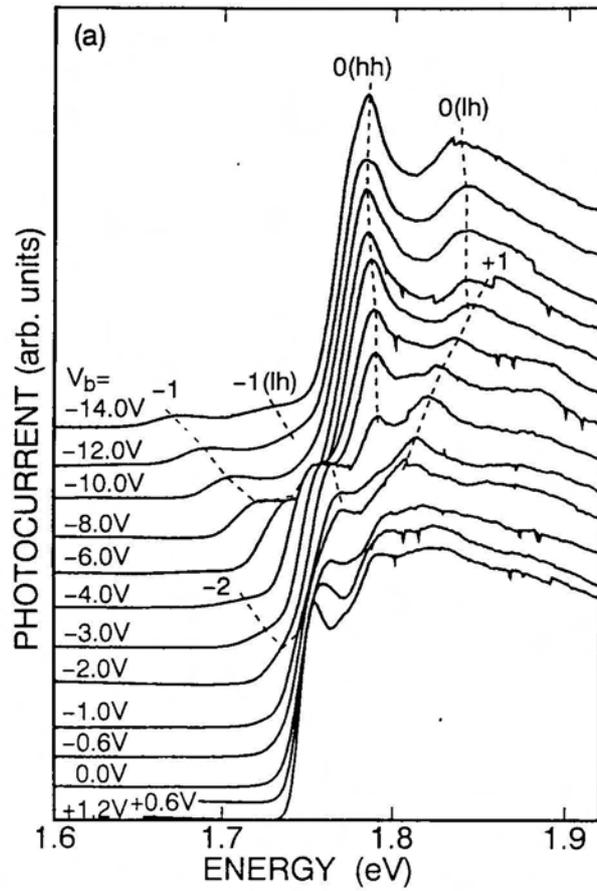


図3-5 (a)試料3 (GaAs/AlAs=3.13/14nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b)試料3のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

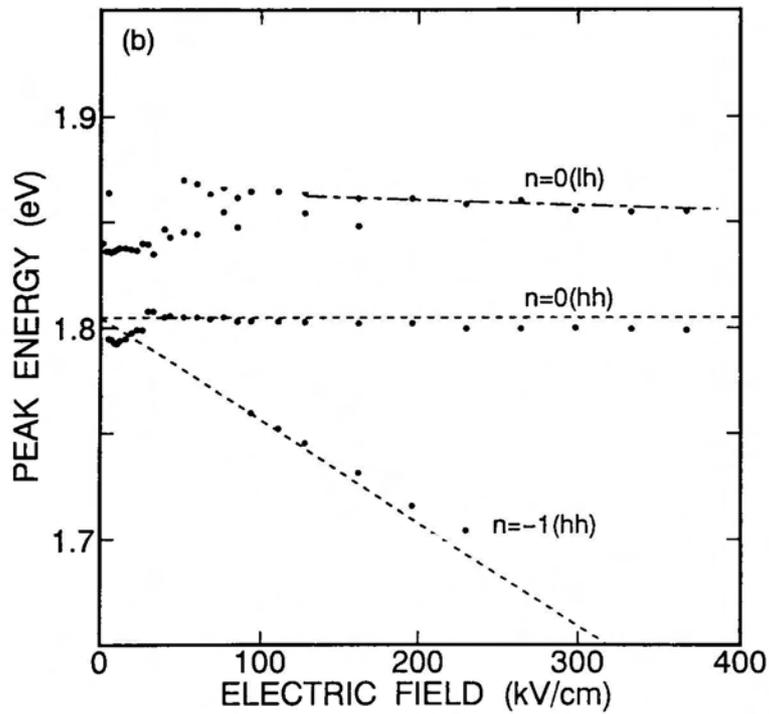
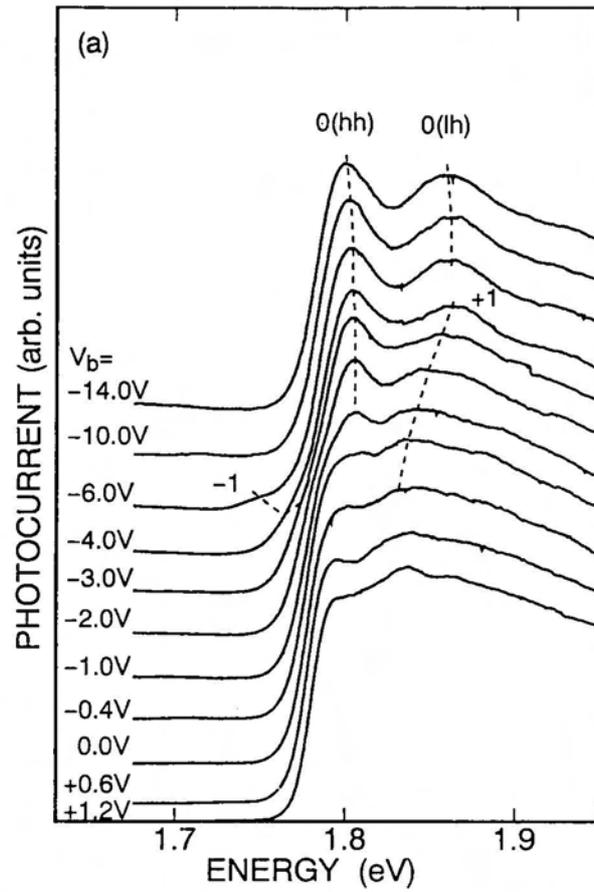


図3-6 (a)試料4 (GaAs/AlAs=3.13/1.73nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b)試料4のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

各試料において中間的な電界領域では、複数のピークが現れ、これらのうち負の数で記されたピークはレッドシフト、正の数で記されたピークではブルーシフトが観測されている。また、ミニバンド幅の広い試料では、より高次の指数を持つピークが観測されている。これらのピークのエネルギーシフトは、図3-3(b)~6(b)で示した扇状図において明確に表されている。なお、電界強度を計算するために、予めバイアス電圧に対する扇状図を描き、各ピークシフトを外挿した交点から、ビルトインポテンシャル (V_{bi}) を1.5Vと見積った。この値は、一般に用いられている値 $V_{bi} = 1.5 \sim 1.6V$ に一致している[6]。

図3-3(b)の破線は、 E_0 を1.79eVと仮定したときの、 n 次のシュタルク階段準位のエネルギーシフトの理論値を示している。同様に図3-4(b)~6(b)においては $E_0 = 1.805, 1.79, 1.805eV$ を仮定した。これらの E_0 の値は孤立した量子井戸におけるバンドギャップの理論値と同程度の値である。各試料において、シュタルク階段準位のエネルギーシフトの測定値と理論値に、良好な一致が得られている。このことは、フォトカレントスペクトルの変化が、ワニエ・シュタルク局在機構に基づいて説明できることを示している。

図3-3(b)~6(b)の $n=0(1h)$ および $1(1h)$ で記されたピークは、0次および1次のシュタルク階段電子準位と軽い正孔間の光吸収に基づくものである。図中の一点鎖線は、これらのピークシフトを示すための補助線である。図3-3(b)~6(b)においてミニバンド幅の狭い試料では、これらの軽い正孔に関連した吸収ピークが、比較的低電界領域から出現している。このことから、超格子内の結合が弱くなると、軽い正孔も低電界で局在していくことが分かる。

図3-7(a), 8(a)に示したように、障壁層幅を一定にして井戸幅を系統的に変えた試料5, 6に関しても、類似したフォトカレントスペクトルのピークシフトが観測される。試料1, 2, 3, 4では井戸幅は一定であったため、個々の井戸を孤立量子井戸として考えられる局在状態では吸収スペクトルの主ピークはほぼ同じ位置にある。一方、試料5, 2, 6では井戸幅が異なるため、個々の孤立井戸状態での基底準位は一致しない。このため試料5, 2, 6の順に、局在状態での主ピークは低エネルギー側に観測されるようになる。また、井戸幅が広くなる試料5, 2, 6の順に量子井戸内への閉じ込めが強くなり、図3-2に示したようにミニバンド幅も狭くなる。前述したように、フラットバンド状態の超格子励起子と局在状態での励

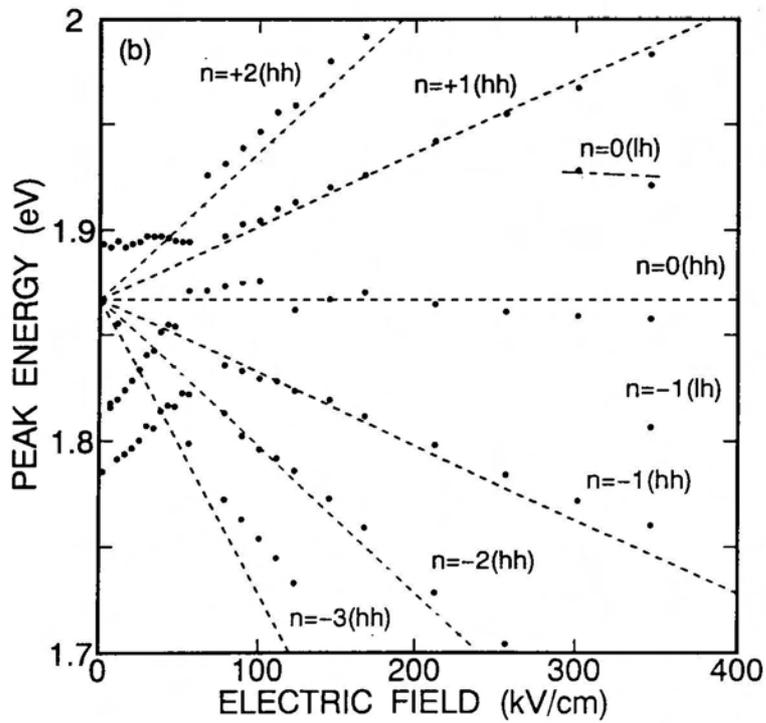
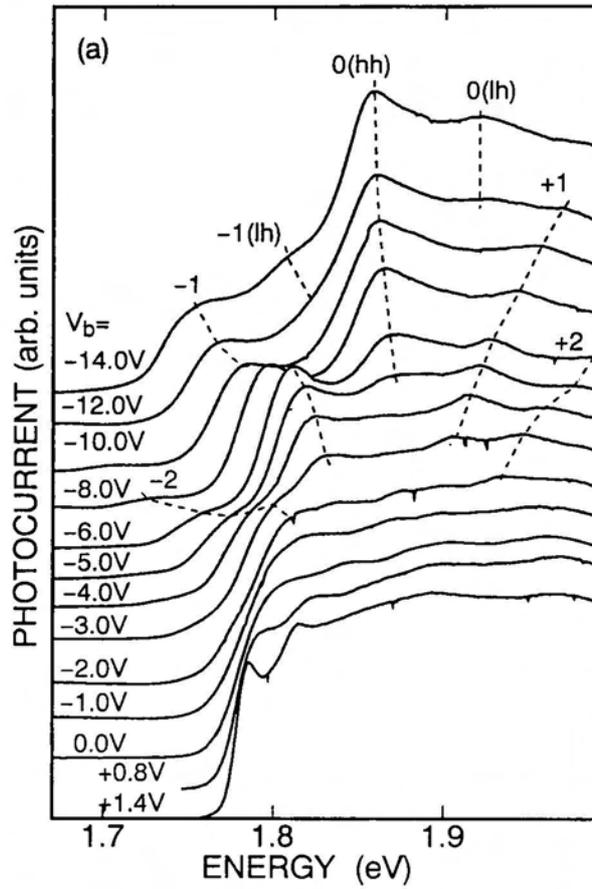


図3-7 (a)試料5 (GaAs/AlAs=2.61/0.86nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b)試料5のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

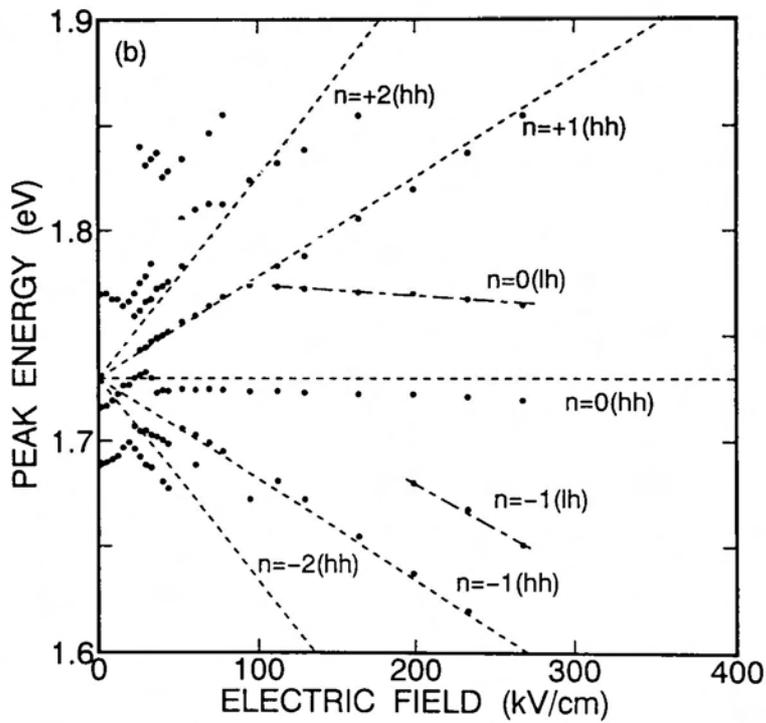
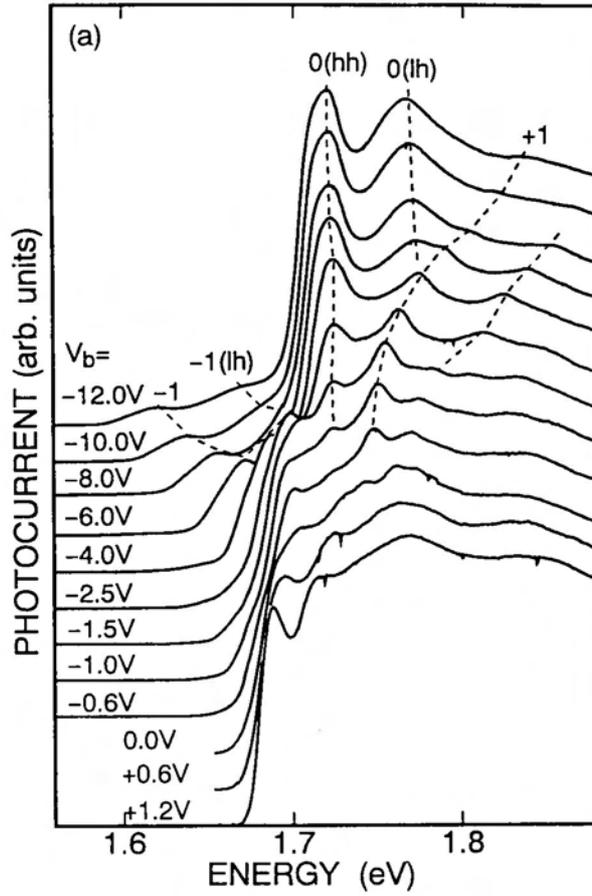


図3-8 (a)試料6 (GaAs/AlAs = 3.92/0.86nm) の低温フォトカレントスペクトルの電界による変化 (b)試料6のフォトカレントスペクトルのピーク位置の電界によるシフトを示す扇状図

起子吸収ピークのエネルギー差から、実験的なミニバンド幅 $2\Delta_{exp}$ を求めると、試料5, 6ではそれぞれ 146meV, 70meVとなる。

図3-7(a)に示された試料5のスペクトルと、試料1 (図3-3(a)) および試料2 (図3-4(a)) のスペクトルにおいて、局在過程における0および-1の相対的な強度を比較すると、試料2, 5, 1の順に局在化が早いことが分かる。この序列はミニバンド幅の狭い順に対応している。また、ミニバンド幅のほぼ等しい試料6 (図3-8(a)) と試料3 (図3-5(a)) では、局在ピークの位置は異なるが、各ピークのシフトの状況は極めて類似している。これらのことは、超格子の光学的特性は障壁層や井戸層の幅、およびポテンシャル高さなどの多くのパラメーターに依存しているが、ワニエ・シュタルク局在の現れ方を評価する上では、ミニバンド幅が有効なパラメーターと成り得ることを示している。

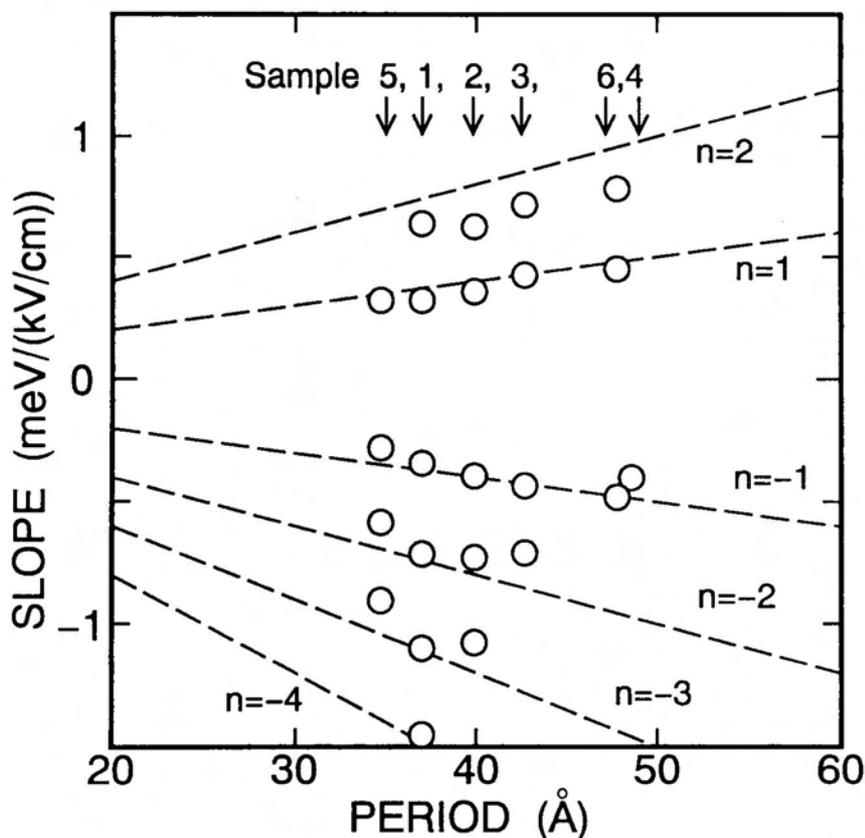


図3-9 シュタルク階段準位の電界によるエネルギーシフトの超格子周期依存性。○印は実験値、破線は理論値。

図3-9は、試料1から6において観測された、各次数のシュタルク階段準位のエネルギーシフトの勾配を、超格子周期に対してプロットしたものである。図中の破線は、(3-1)式から得られる理論値を示している。理論値と実験値は良好に一致しており、様々な周期構造において、ワニエ・シュタルク局在現象が観測されることが分かる。

井戸幅を一定にして障壁層幅を系統的に変えた試料1, 2, 3, 4、および障壁層幅を一定にして井戸幅を系統的に変えた試料5, 2, 6において、それぞれ超格子の周期Dが短くなるほど、より高次のシュタルク階段準位が観測されている。このことは、シュタルク階段準位の振動子強度の理論式((3-3)式)において、周期Dの減少と共に、振動子強度が増加する傾向と一致している。しかし、試料1と5では、Dの大きな試料1において、より高次のシュタルク階段準位が明確に観測されている。このことは、(3-3)式において、 Δ/D の値が試料1において最大となることに対応している。

図3-10(a)は、試料1に波長739nmの光を照射した時の光電流強度対印加電圧(PC-V)特性を示す。また、図(b)はビルトイン電圧を1.5Vと仮定した場合の電界Fを用いて、PC-Vスペクトルを $1/F$ に対してプロットした図である。

(3-1)式を変形すると、n次のシュタルク階段準位が照射光エネルギー(E_{in})に共鳴する電界は、次式で表される。

$$\frac{1}{F} = \frac{eD}{E_{in} - E_0} \times n \quad (3-4)$$

つまり、 $1/F = const. \times n$ であり、 $1/F$ のスケールでは、シュタルク階段準位に起因する共鳴ピークが等間隔に現れることを示している。図(b)では、ほぼ等間隔に10個のピークが識別でき、10次までのシュタルク階段準位が明瞭に観測されていることが分かる。このことは、試料1では少なくとも20周期にまたがって波動関数がコヒーレントに広がっていること、つまり量子可干渉長 (quantum coherence) [6, 7]が20以上であることを示している。

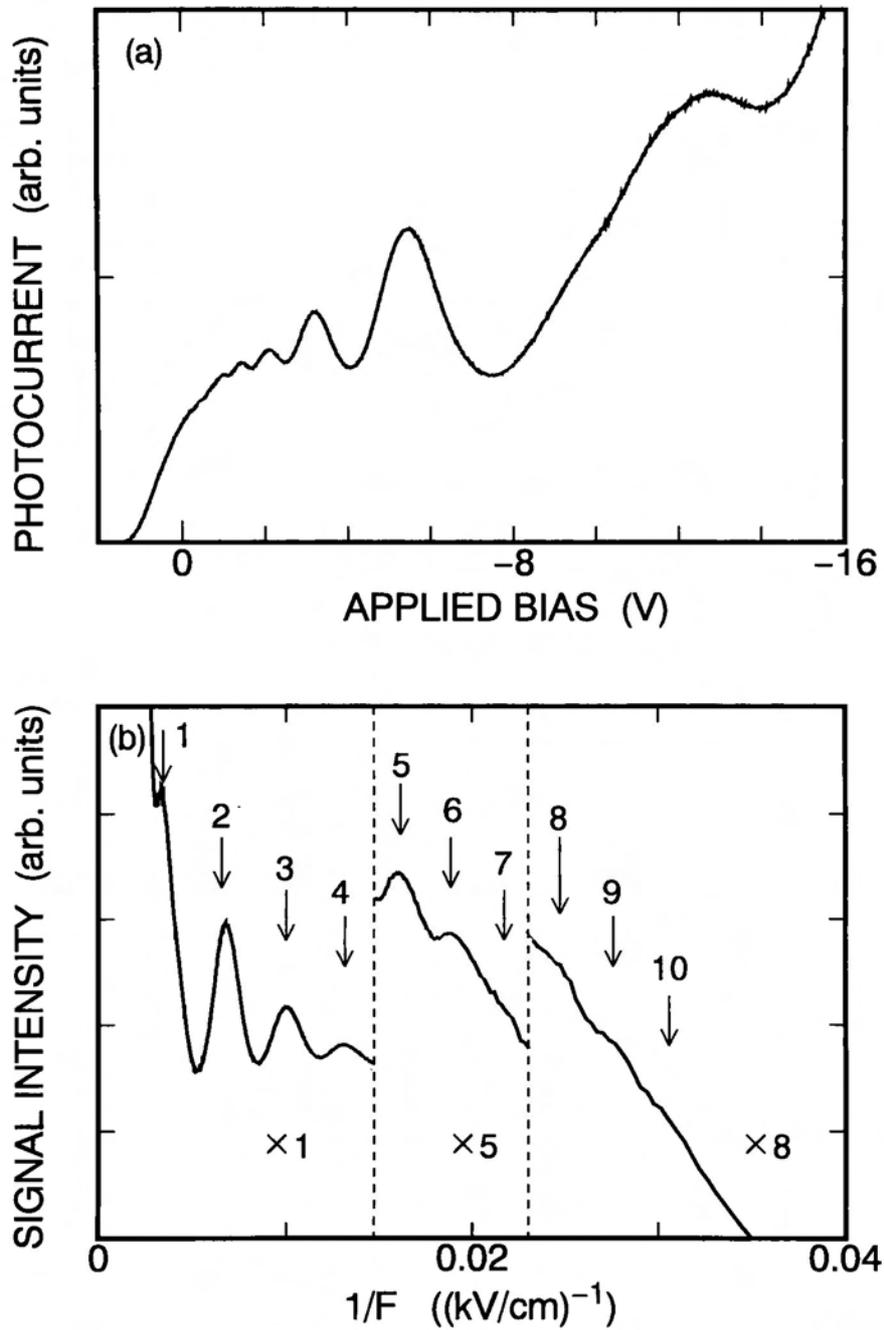


図3-10 (a)試料1のPC-V特性。照射波長739nm、測定温度16K。(b)PC-Vスペクトルの $1/F$ に対するプロット。図(b)では、見やすさのために3つの電界領域において、信号強度は拡大および縦方向にシフトされている。

3-3-3 シュタルク階段準位の振動子強度

試料1における負の指数を持つシュタルク階段準位光学遷移の、振動子強度の電界依存性を図3-11に示す。図3-11(a)は、0次のシュタルク階段準位の振動子強度(I_0)に対するn次の振動子強度(I_n)の相対強度(I_n/I_0)を片対数プロットしたものである。破線は(3-5)式で与えられる I_n/I_0 の理論値を示している。

$$I_n/I_0 = \beta_n (eFD)^{-2n} \quad (3-5)$$

ここで、 $\beta_n = \Delta^{2n}/[2^{2n}(n!)^2]$ である。

白ぬきまたは細い記号で記された測定点は、0次のシュタルク階段準位の振動子強度が過大に見積られていることを示している。黒または太い記号で記された測定点に関しては、振動子強度の電界依存性は強結合理論に基づいて予測された傾向と一致している。つまり、Fujiwaraら[16]の報告に一致する明確な F^{-2n} 依存性が確認された[17]。

図3-11(b)は、0次のシュタルク階段準位光学遷移の振動子強度の過大評価を取り除くために、n次の振動子強度に対する(n+1)次の相対強度を再評価し、プロットしたものである。破線は漸近的な(3-6)式で与えられる理論値を表している。

$$I_{n+1}/I_n = \eta_n (eFD)^{-2} \quad (3-6)$$

ここで、 $\eta_n = \Delta^2/[2(n+1)^2]$ である。

測定値と理論値は良く一致しており、このことから振動子強度の F^{-2n} 依存性が再確認できる。また、図3-11(b)の実線は、(3-2)式のベッセル関数を正確に数値計算した場合の振動子強度の理論値を示している。この場合、実験値と理論値は極めて良好に一致している。

試料2, 3, 4において測定できるシュタルク階段準位の相対振動子強度を 図3-12(a)~(c)に示す。これらの各試料においても、実験値と(3-6)式の近似理論値(破線)に、ほぼ良い一致が得られており、シュタルク階段準位の振動子強度が近似的に F^{-2n} 依存性を持つことが確認できる。さらに、前述したように(3-2)式を正確に計算した理論値(実線)は、実験値により良好に一致している。

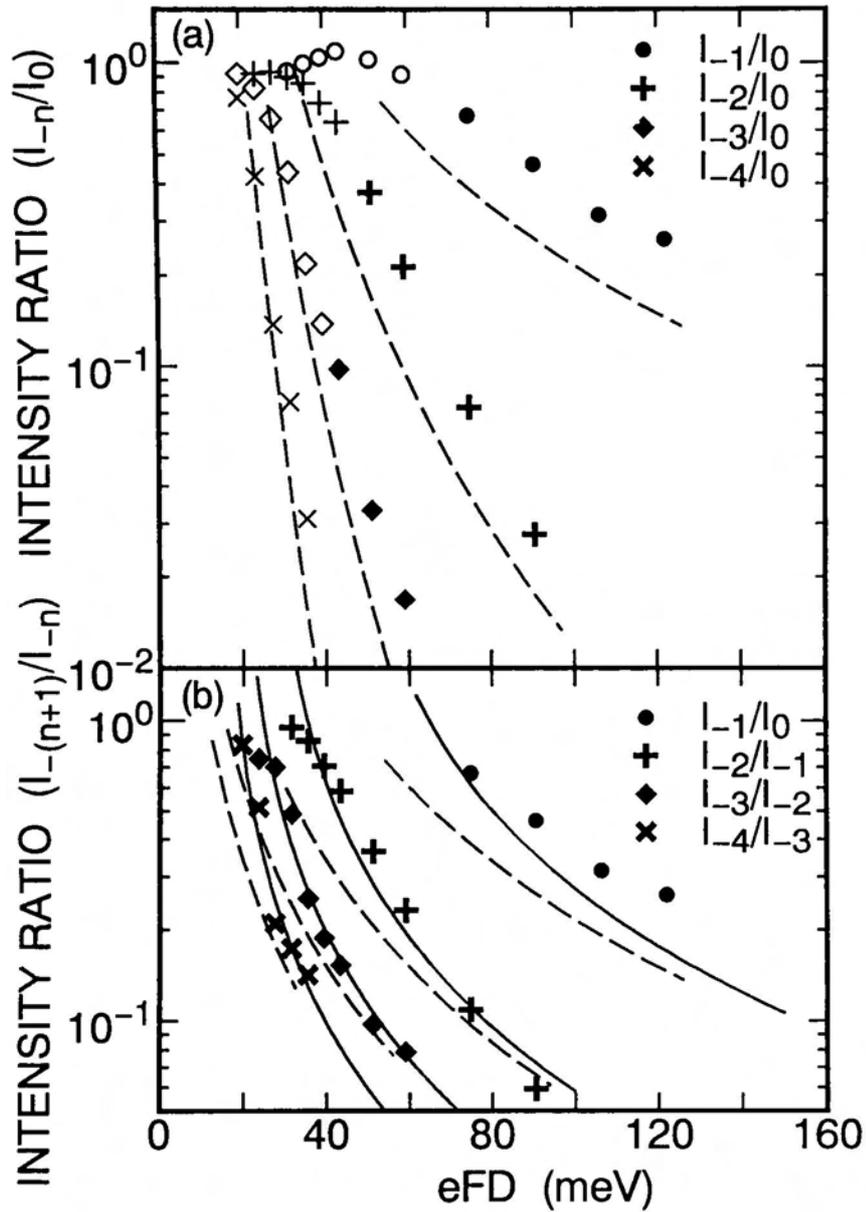


図3-11 (a) 試料1における0次のシュタルク階段準位の振動子強度に対する n 次
 の相対振動子強度 (I_n/I_0) の eFD 依存性。破線は(3-5)式による理論値。
 (b) 相対振動子強度 (I_{n+1}/I_n) の eFD 依存性。破線は漸近的な(3-6)式によ
 る理論値、実線は(3-2)式のベッセル関数を正確に計算した場合の理論値。

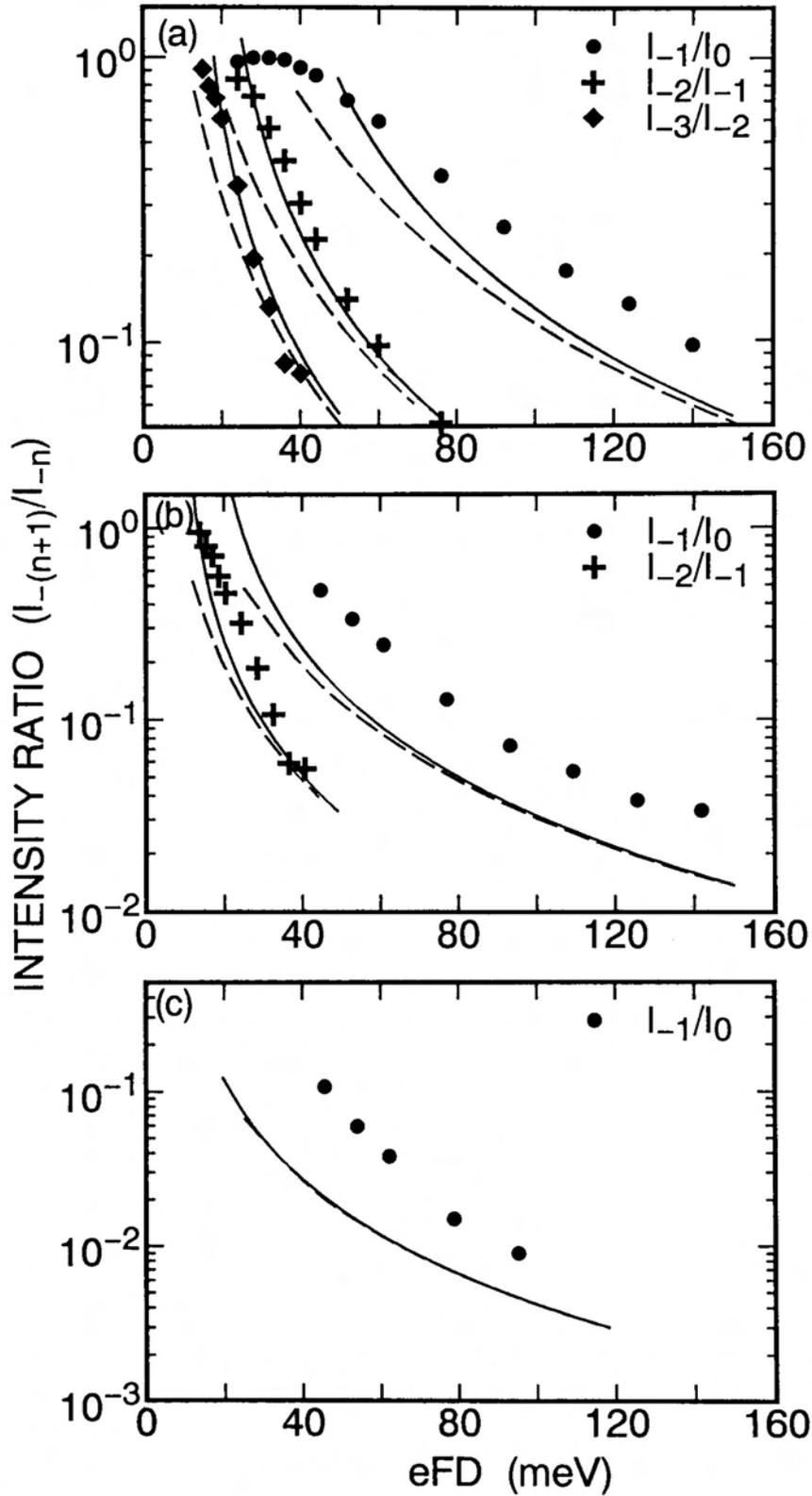


図3-12 n 次のシュタルク階段準位の振動子強度に対する $n+1$ 次の相対振動子強度 (I_{n+1}/I_n) の eFD 依存性。(a)試料2、(b)試料3、(c)試料4。破線は漸近的な(3-6)式による理論値、実線は(3-2)式のベッセル関数を正確に計算した場合の理論値。

(3-3)式に示されるように、振動子強度はFおよび Δ に依存している。図3-13は、試料1~4の測定値に関して、0次のシュタルク階段準位光学遷移と1次の強度との相対強度を、 $10^3/(eFD)^2$ に対してプロットしたものである。図中、低電界側の白ぬきの記号は、理論的に予想される F^{-2n} 依存性からかなりずれていることが分かる。これは、0次のシュタルク階段準位の振動子強度が、過大に見積られているためであると考えられる。この結果は、波動関数が十分局在していない低電界領域でのフォトカレントスペクトルでは、0次のピークは低エネルギー側にある-1次の吸収の裾によって底上げされ、過大に評価されているためであると

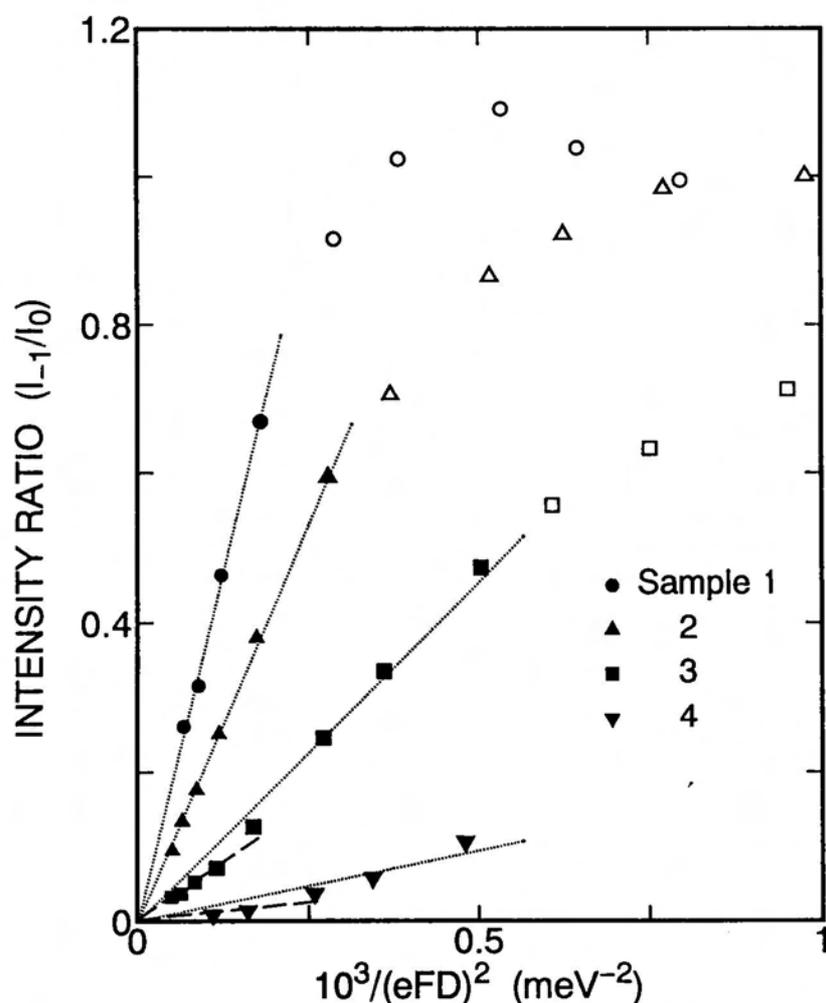


図3-13 試料1~4における0次のシュタルク階段準位の振動子強度に対する1次の相対振動子強度の $(eFD)^{-2}$ 依存性。点線は、黒い印で記された測定点に関する最小2乗法フィッティング直線、破線は、試料3および4における、最も高電界領域での数カ所の測定点に対する最小2乗法フィッティング直線。

考えられる。一方、ミニバンド幅の小さい試料では、低電界領域においても、0次の振動子強度の過大評価による誤差が少なくなっている。このことは、ミニバンド幅の小さい試料では、比較的低電界において容易に波動関数が局在することを示している。つまり、厚い障壁層においてはトンネリング強度が低下するために、低電界で0次のシュタルク階段準位が明確に観測されることを示している。

図3-13の点線は、黒い印で記された測定点に関する最小2乗法に基づいたフィッティング直線を示している。測定点はそれぞれ直線上に位置している。つまり、ミニバンド幅の異なる4つの試料において、相対振動子強度の F^2 依存性があることを意味している。図中の破線は、試料3および4における、最も高電界領域での数カ所の測定点に対する最小2乗法によるフィッティング直線を示している。これらの点線あるいは破線の傾きは、超格子試料のミニバンド幅が広くなるに従って増加している。

図3-14は、図3-13において得られた各直線の勾配を、 Δ に対してプロットした図である。試料3と4に関する誤差の上限あるいは下限は、図3-13の点線および破線の勾配に対応している。図中の実線は $\Delta^2/4$ で与えられる理論値である。実験値と理論値の傾向はほぼ一致しており、シュタルク階段準位の振動子強度のミニバンド幅依存性が、強結合理論に基づき説明できることを表している。ただし、これらの理論値はすべて実験値より小さくなっている。これは、ベッセル関数を多項式で近似して $\Delta^2/4$ 依存性を用いたことによるものである。ベッセル関数を正確に計算し勾配の理論値を求めると、図3-10の白丸に示されるように、理論値と実験値により良好な一致が得られ、強結合理論に基づいた記述の有効性が確認される。なお、この場合の理論計算の電界値としては、各試料の測定電界領域の中央の電界値を用いた。

以上のように、図3-11, 12および図3-14の結果は、様々なミニバンド幅の試料において、シュタルク階段準位の相対振動子強度の電界依存性、あるいはミニバンド幅依存性が、強結合理論に基づき明確に記述できることを示している。

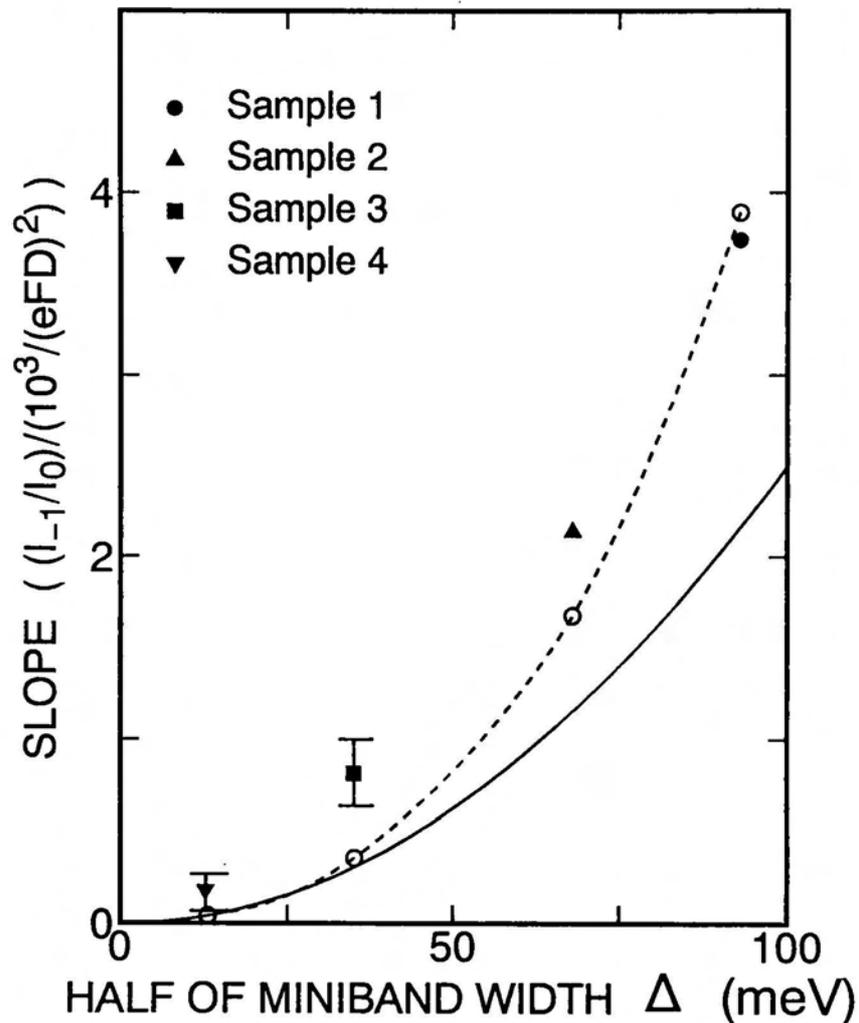


図3-14 シュタルク階段準位の相対振動子強度の電界依存性(slope)とミニバンド幅との関係。実線は(3-3)式によって求めた理論曲線、○印は(3-2)式でベッセル関数を正確に計算した場合の理論曲線。点線は実線との比較の目安として記されている。

3-4 室温におけるワニエ・シュタルク局在

図3-15は、試料1, 2, 3および4の室温でのフォトカレントスペクトル[18]を示している。実線は低電界 ($V_b = +0.6V$)、破線は高電界 ($V_b = 14V$) でのスペクトルを表している。図上部の横線は、ミニバンド幅の理論値を示している。

各試料とも高電界では、730nm付近に吸収スペクトルの肩が観測される。これらの試料は、何れも同一の井戸幅を持っているため、局在状態つまり孤立量子

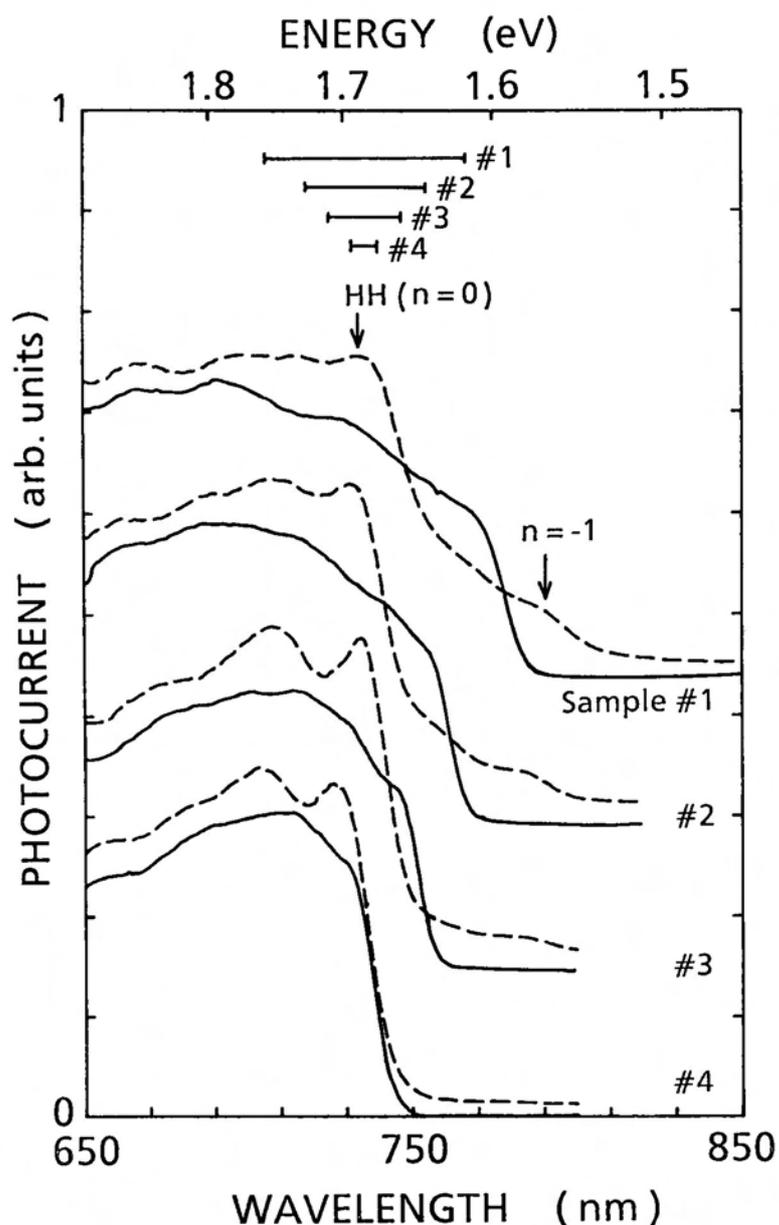


図3-15 試料1, 2, 3および4の室温でのフォトカレントスペクトル。実線は測定範囲において最もフラットバンドに近い状態 ($V_b = 0.6V$)、破線は測定範囲で最も高電界状態 ($V_b = -14V$) でのフォトカレントスペクトルを示す。

井戸状態では同等のエネルギー準位構造を持つと考えられる。事実、これらの光吸収ピークは、局在した電子-正孔励起子の共鳴吸収に対応している。低電界でのスペクトルと、高電界でのスペクトルを比較すると、試料1, 2, 3においては吸収端の明確なブルーシフトが確認できる。試料4では、量子閉じ込めシュタルク効果に基づくレッドシフト量に比較してブルーシフト量が小さいために、図3-

15にはブルーシフトが明確に現れていない。しかし、比較的低い電界領域での測定結果においては、わずかではあるがブルーシフトが確認されている。これらのブルーシフトの量は、ミニバンド幅が広い試料で大きくなっており、このことはワニエ・シュタルク局在の概念に一致している。

また、ミニバンド幅の広い試料においては、 $n=1$ のシュタルク階段準位に起因する遷移が明確に観測されている。図3-15には省略されているが、中間の電界領域でのフォトカレントスペクトルにおいて、シュタルク階段準位に基づく複数のピークが観測される。そして、これらのピークのエネルギー位置を電界に対してプロットすれば、前項図3-3(b)~6(b)と同様の扇状図が得られる。図3-16は、室温での扇状図から求めた、シュタルク階段準位に起因する吸収ピークの電界によるエネルギーシフト量を、超格子周期に対してプロットしたものである。

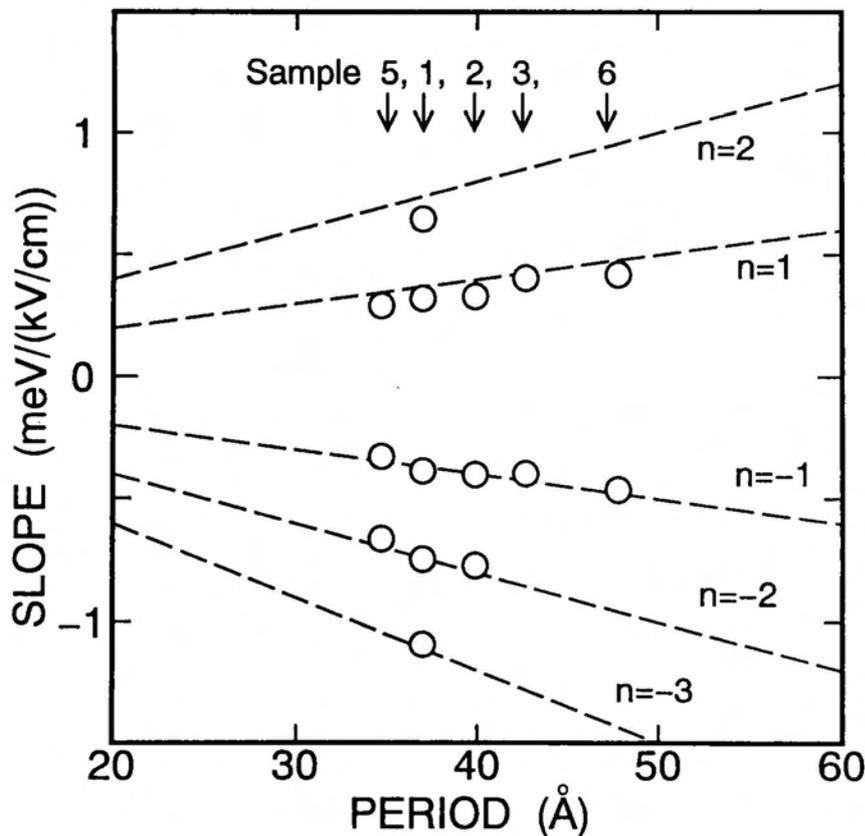


図3-16 室温でのシュタルク階段準位の電界によるエネルギーシフトの超格子周期依存性

図中の破線は、(3-1)式から求めた理論値を示している。各試料において、実験値は理論値 neD に良く一致している。また、試料1で最も高次のシュタルク階段準位が観測されているように、超格子周期の短い試料およびミニバンド幅の広い試料において、高次のシュタルク階段準位が観測されている。このように、室温にて測定されたシュタルク階段準位の勾配を示す図3-16と、低温での測定結果を示す図3-9は類似している。これは、シュタルク階段準位のエネルギー固有値を表す(3-1)式、および相対振動子強度を表す(3-5)式あるいは(3-6)式が、温度に依存しないことに対応している。これらのことは、室温においても、様々な超格子構造において、ワニエ・シュタルク局在が生じていることを示している。

図3-15において、ブルーシフトが観測されている波長領域では、照射波長および強度を一定として、バイアス電圧を増大させると、電流（フォトカレント）の減少が起こる。すなわち、負性抵抗特性が得られることが期待される。しかし、図3-15に示唆されているように、ブルーシフト機構やシュタルク階段準位に起因するフォトカレントの変調の深さは、超格子のミニバンド幅に依存して大きく異なっている。

図3-17は、代表的な超格子構造においてフォトカレント－電圧特性（PC-V特性）の照射波長依存性を示したものである。試料2においてブルーシフトが観測される領域中で、長波長の光（ $\lambda = 760\text{nm}$ ）を照射した場合、 -7.5V 、 -3V および 1.5V 付近に3つのピーク（それぞれ P_1 、 P_2 および P_3 とする）が観測される。ビルトイン電圧 $V_{bi} = 1.5\text{V}$ を仮定した場合、それぞれのピークが観測される電圧で、超格子内部にかかっている電圧は、 $V_1 = 9.0\text{V}$ 、 $V_2 = 4.5\text{V}$ 、および $V_3 = 3.0\text{V}$ である。これらの電圧値に対して、(3-4)式に対応して、 $1/V_n = (1/9.0) \times n$ 、($n = 1, 2, 3$)の関係が成り立っている。この結果は、ピーク P_1 、 P_2 、 P_3 はそれぞれ $n = -1$ 、 -2 、 3 のシュタルク階段準位に起因する吸収ピークであることを示している。また、 14V 付近のピークは $n = 1$ のシュタルク階段準位と局在した軽い正孔間の光学遷移に基づいたものと考えられる。

このように、高次のシュタルク階段準位光学遷移に起因する強い光吸収が観測される試料では、PC-V特性は多峰性を示し、その結果、複数の負性抵抗領域が形成される。試料2と同様にミニバンド幅の広い試料1あるいは5においても、類似したPC-V特性が観測されている。

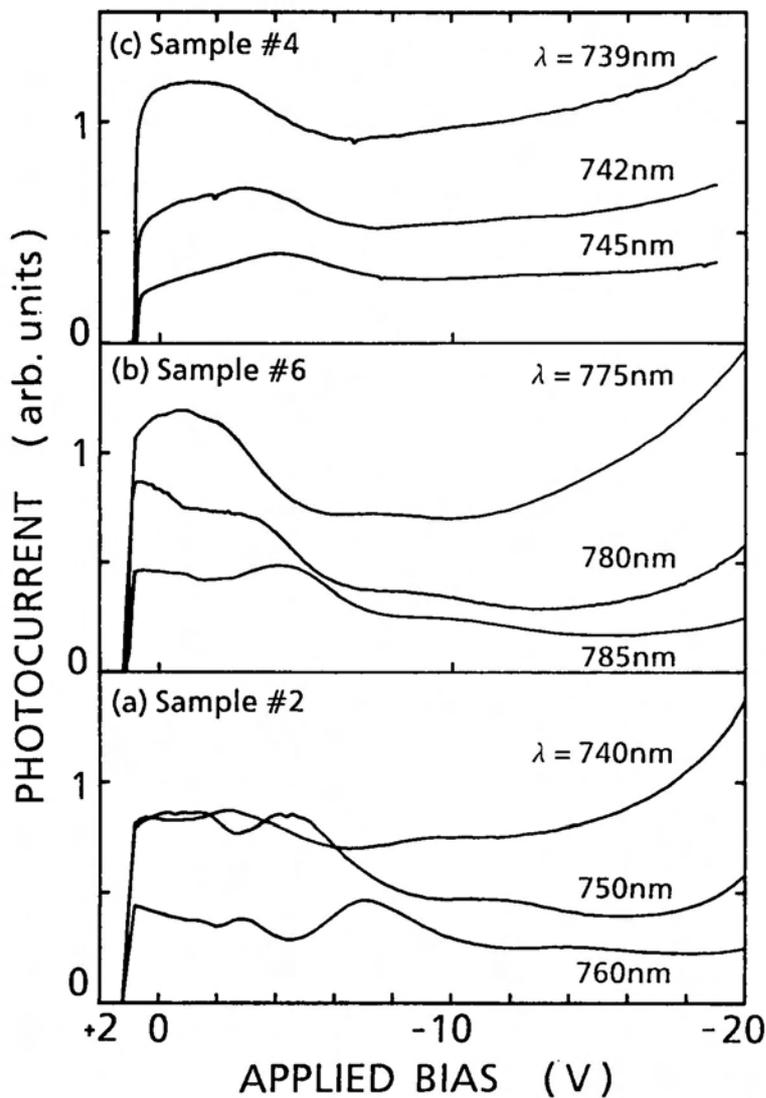


図3-17 ミニバンド幅の異なる試料における、フォトカレント-電圧特性の照射光波長依存性。(a) 試料2 ($2\Delta_{\text{exp}}=136\text{meV}$) (b) 試料6 ($2\Delta_{\text{exp}}=70\text{meV}$) (c) 試料4 ($2\Delta_{\text{exp}}=26\text{meV}$)

照射光波長が短くなると、各ピークは低バイアス側で観測されるようになり、また各ピークの間隔も狭くなる。これは、照射波長が局在励起子共鳴に近づけば、より低い電界においてシュタルク階段準位と共鳴することに対応している。つまり、(3-4)式において、 $(E_{\text{III}}-E_0)$ が小さくなることに従い、 F_n が減少することに対応している。測定試料の中で、中間のミニバンド幅を有する試料6では、試料2に比べて高次のシュタルク階段準位に基づくピーク強度は弱くなっている。

$\lambda = 780\text{nm}$ の場合、ブルーシフトに起因するフォトカレントの減少に比べて、 $n=-1$ のシュタルク階段準位に由来するフォトカレントの変調は小さい。その結果、一つの大きな負性抵抗領域が得られている。さらに 775nm の光で照射した場合、 $n=-1$ のシュタルク階段準位に由来するピークは明確ではなくなり、バイアス -3V から 5V にかけて、単純な負性抵抗特性が観測されている。

ミニバンド幅の狭い試料4においては、ごく限られた照射光波長と、限られたバイアス条件において、わずかな負性抵抗が観測される。照射光が短波長の場合、ブルーシフトに基づいて負性抵抗領域が出現するが、フォトカレントの減少は少ない。また、高次のシュタルク階段準位の振動子強度が弱いため、長波長の照射光($\lambda = 745\text{nm}$)においても、観測されるシュタルク階段準位は $n=-1$ のみである。そして、比較的バイアス電圧が低い状態から、フォトカレントが再び増加している。これは、ミニバンド幅の狭い試料では、局在後の励起子共鳴吸収ピークのスペクトル線幅よりブルーシフト量が小さいため、比較的低電界領域においても局在励起子の吸収スペクトルの裾による吸収が生じるためと考えられる。

以上のように、超格子構造を用いたp-i-nダイオードでは、室温において大きな負性抵抗あるいは複数の負性抵抗特性が得られることが分かった。そして、これらの負性抵抗特性と超格子構造との対応は、ワニエ・シュタルク局在機構に基づいて説明できることが明らかである。これらの負性抵抗特性の結果は、ワニエ・シュタルク局在が光素子への応用にとって有用であることを示唆している。

3-5 まとめ

本章では、様々なミニバンド幅を有する複数の短周期超格子においてワニエ・シュタルク局在の現れ方を詳細に議論した。

まず、低温フォトカレントスペクトル法を用いて、ワニエ・シュタルク局在機構における光吸収端のブルーシフト、シュタルク階段準位のエネルギー固有値および振動子強度の電界依存性を調べた。ブルーシフト幅は超格子ミニバンド幅の半値幅に一致し、また、シュタルク階段準位のエネルギー固有値は理論式 $neFD$ に良く一致することが確かめられた。さらに、シュタルク階段準位の振動子強度は、電界に対する F^{-2n} 依存性、およびミニバンド幅に対する Δ^2 依存性を示すこと

を実験的に明らかにした。これらの結果より、強結合理論に従って、ワニエ・シュタルク局在性が明確に記述されることが検証された。

また、これらのワニエ・シュタルク局在性に基づくスペクトル形状の変化は、試料のミニバンド幅と相関があり、ワニエ・シュタルク局在現象を評価する上でミニバンド幅が重要なパラメーターであることが分かった。

さらに、ワニエ・シュタルク局在が室温においても明確に観測できることを確認した。また、試料のミニバンド幅や照射波長に依存して、様々な形態の電界についての非線形効果が得られることを示した。このことは、ワニエ・シュタルク局在が光素子への応用にとって有用であることを示している。

参考文献

- [1] G. H. Wannier, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 645 (1962).
- [2] J. Bleuse, G. Bastard, and P. Voisin, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 220 (1988).
- [3] E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2426 (1988).
- [4] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1639 (1988).
- [5] K. Fujiwara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1718 (1989).
- [6] F. Agulló-Rueda, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev.* **B40**, 1357 (1989).
- [7] E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda, and J. M. Hong, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2545 (1990).
- [8] H. Schneider, A. Fischer, and K. Ploog, *Phys. Rev.* **B45**, 6329 (1992).
- [9] E. Ribeiro, F. Cerdeira, and A. P. Roth, *Phys. Rev.* **B46**, 12542 (1992).
- [10] J. Feldmann, K. Leo, J. Shah, D. A. B. Miller, J. E. Cunningham, T. Meier, G. v. Plessen, A. Schulze, P. Thomas, and S. Schmitt-Rink, *Phys. Rev.* **B46**, 7252 (1992).
- [11] K. Leo, P. H. Bolivar, F. Brüggemann, R. Schwedler, and K. Köhler, *Solid. State. Commun.* **84**, 943 (1992).
- [12] I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 340 (1989).
- [13] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2682 (1992).
- [14] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K.

- Ploog, Appl. Phys. Lett. **56**, 605 (1990).
- [15] K. Kawashima, M. Hosoda, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett. **62**, 184 (1993).
- [16] K. Fujiwara, H. Schneider, R. Cingolani, and K. Ploog, Solid. State. Commun. **72**, 935 (1989).
- [17] K. Kawashima, T. Yamamoto, K. Kobayashi, and K. Fujiwara, Phys. Rev. **B47**, 9921 (1993).
- [18] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Shigeta, and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L793 (1991).

第4章 ワニエ・シュタルク局在を利用した自己電気光学効果素子

4-1 はじめに

半導体多重量子井戸構造や超格子構造では、室温においても大きな電気光学的非線形性が得られるため、近年これらの量子構造を用いた光素子の研究が盛んに行われている[1-3]。その中でも、比較的早くから提案され、現在も盛んに研究が進められている素子に、自己電気光学効果素子 (self-electro-optic effect device: SEED) と呼ばれる光双安定素子がある[4]。

従来のSEEDに用いられている多重量子井戸では、電界が印加されると量子閉じ込めシュタルク効果 (quantum confined Stark effect: QCSE) に基づいて、励起子共鳴吸収ピークは低エネルギー側へ移動する (レッドシフト, 図4-1(a)参照) [5]。このため、無電界状態において励起子に共鳴する波長の光を照射すると、電界印加に伴い光吸収が減少する。つまり、電圧の増加に対して光電流が減少する負性抵抗特性が得られる。SEEDは低電界における低透過状態 (オフ状態) と高電界における高透過状態 (オン状態) という2つの安定状態間をスイッチングさせるものである。しかし、レッドシフト機構を用いると、照射光のエネルギーに対し光吸収端が低エネルギー側に移動するため、オン状態においても光吸収が残存し、信号光の損失となる (図4-1(a)の破線矢印) [6]。

一方、超格子構造におけるワニエ・シュタルク局在性 (Wannier-Stark localization) では、光吸収端は電界が印加されると高エネルギー側へ移動する (ブルーシフト, 図4-1(b)参照) [7]。このため光吸収端付近の光吸収は、理想的には高電界領域で消失する (図4-1(b)の破線矢印)。従って、このブルーシフト機構をSEEDに用いた場合、オン状態で極めて高い透過率を有する光双安定素子の実現が期待される[8]。

また、ワニエ・シュタルク局在に基づく光吸収特性は、単純に吸収端のブルーシフトによって決まるだけでなく、シュタルク階段準位によっても変調される。高次のシュタルク階段準位に起因する光吸収が大きい場合、負性抵抗特性は単純でなく複数の負性抵抗領域を持つようになる。このような特性をSEEDに応用した場合には多重安定動作が期待される[9]。

さらに、ワニエ・シュタルク局在を利用すると、電荷の掃き出し速度に関連し

た素子の応答速度の高速化の面でも興味を持たれている。このことは、従来のQCSEを用いたSEEDにおいて、量子井戸間の障壁層の薄膜化された素子において高速化が報告されていることから裏付けられる[10]。

本章では、まず自己電気光学効果素子の動作原理を簡単にまとめる。次にワニエ・シュタルク局在の特長を活かしたSEEDとして、ブルーシフト機構を利用した低挿入損失SEEDと、シュタルク階段準位を利用した多重安定SEEDについて述べる。

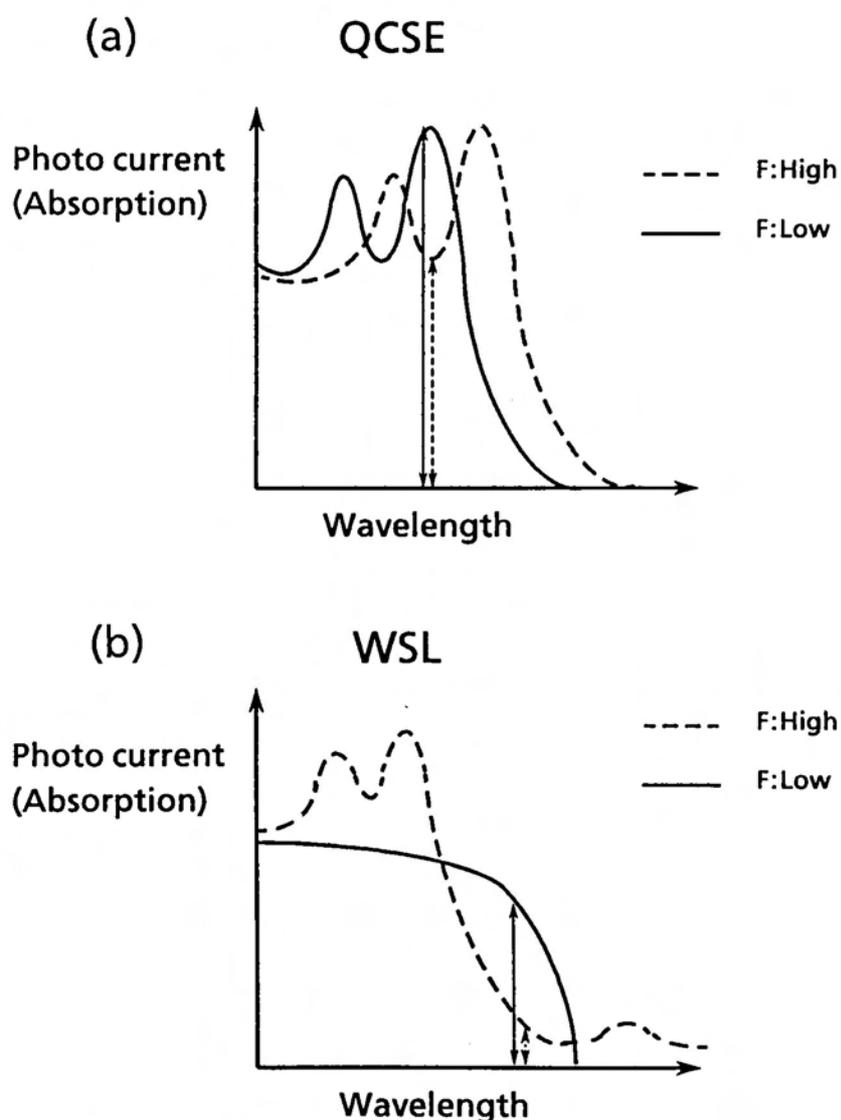


図4-1 (a)量子閉じ込めシュタルク効果、(b)ワニエ・シュタルク局在性に基づく光吸収スペクトルの変化の模式図。実線は低電界、破線は高電界でのフォトカレントスペクトル(光吸収スペクトルに対応)。実線矢印および破線矢印は、負性抵抗が得られる波長における光吸収の変化を示す。

4-2 自己電気光学効果素子 (self-electro-optic effect device :SEED) の原理

4-2-1 SEEDの動作原理

Millerらによって提案された、抵抗バイアスSEED (resistor-biased SEED:R-SEED) [4]の概略を述べる。R-SEEDの構造、動作原理を示す負荷線図、および動作特性を、模式的に図4-2(a), (b)および(c)に示す。

R-SEEDは、負性抵抗特性を有する多重量子井戸ダイオードと、これに直列に接続された抵抗とバイアス電源 (バイアス電圧 V_S) から構成される (図(a))。従来からのSEEDに用いられている多重量子井戸p-i-nダイオードでは、電界(F)が印加されると、QCSEに基づいて、光吸収スペクトルはレッドシフトする。図4-1(a)の実線矢印と破線矢印の差で示されるように、無電界状態において励起子に共鳴する波長(λ_0)の光を照射すると、電界印加に伴って光吸収 (および、これに等価なフォトカレント) は減少する。その結果、図4-2(b)の実線で示されるように、p-i-nダイオードのフォトカレント-電圧特性(PC-V特性)には負性抵抗特性が得られる。ダイオードに照射する光強度を変えると、図4-2(b)の P^1, P^2, P^3 で記されたような、3種類のPC-V特性曲線が得られる。ダイオードに照射する光強度が弱い場合 (P^1)、R-SEEDの動作点は、図4-2(b)の破線で表される抵抗の負荷線との交点Aであり、ダイオードの光吸収は弱い状態にある。光強度が増加していくと、動作点はAからBまで滑らかに移動するが、光強度が臨界値 P^3 を越えると動作点は交点Bを離れて、光吸収が強い状態 B' へ飛び移る。この時のダイオードからの光出力は、図4-2(c)に示されるように、AからBの連続的な変化とBから B' への不連続なスイッチングとして観測される。

逆にダイオードへの照射強度を減少させたときには、図4-2(b)の動作点は、最初は負荷線上を B' からCまで連続的に遷移し、次に照射強度が P^3 より低い臨界光強度 P^2 になるとCから C' に飛び移り、低光吸収状態に復帰する。この時のダイオードからの光出力は、図4-2(c)の B' からCへの連続的な変化とCから C' へのスイッチングとして観測される。このようにしてSEEDは、図4-2(c)に示されるように、光入力強度 P^2 から P^3 の領域において、低透過状態 (オフ状態) と、高透過状態 (オン状態) という2つの光出力安定状態を持ち、この2状態間でのスイッチング動作 (双安定動作) が得られる。

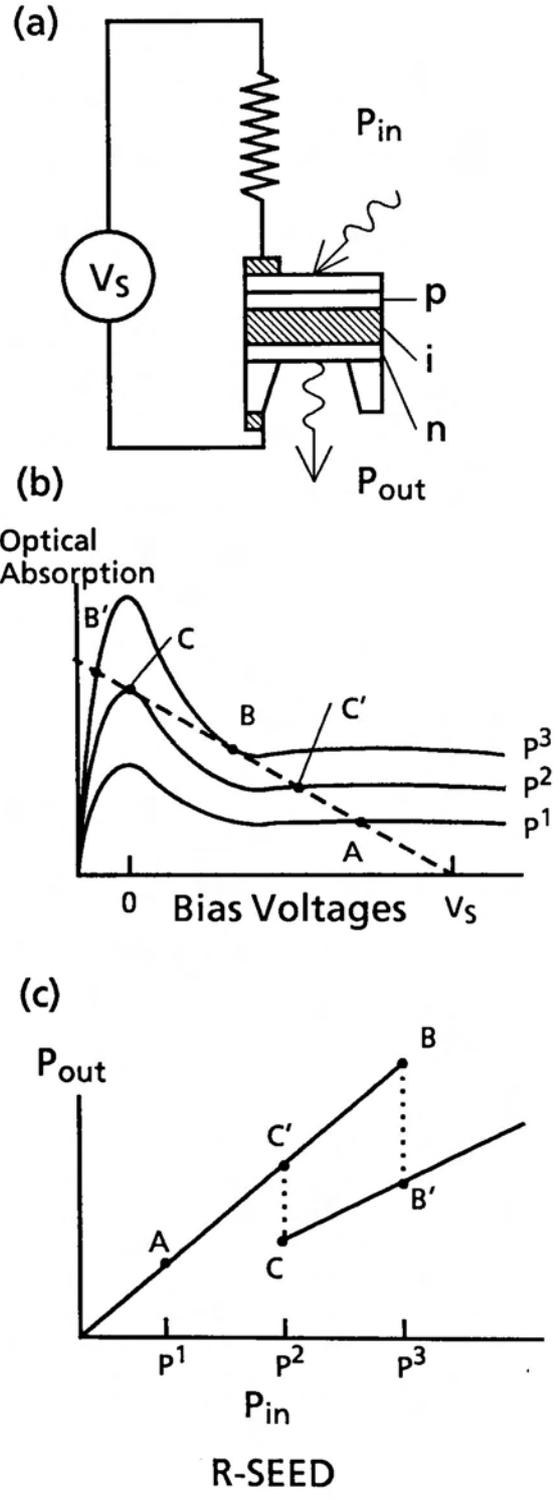


図4-2 抵抗バイアスSEED (a)回路構成、(b)動作原理、(c)動作特性

抵抗バイアスSEEDは、一組のダイオードと抵抗だけからなる極めて単純な構造であるが、図4-2(c)の動作特性に見られるように、低透過あるいは高透過の各状態において光出力強度が一定にならない。そこで、オン状態およびオフ状態の明確化、さらに集積化の容易性などの利点から、対称SEED (symmetric-SEED:S-SEED) が提案された[11]。S-SEEDの構造、負荷線図および動作特性を図4-3(a)、(b)および(c)に示す。

S-SEEDは、図4-3(a)に示されるように抵抗に代えて第2のダイオードを用い、個々のダイオードに同一光源から分割した2本の光をバイアス光として与え、一方のダイオードに照射する制御光強度 (P_{in}^C) を調整して、他方のダイオードの信号光出力 (P_{out}^S) をスイッチングさせるものである。動作原理は、図4-2(b)の破線で表されている抵抗の負荷線を、図4-3(b)の破線で表される制御用ダイオードのPC-V特性で置き換えることで同様に説明できる。制御用ダイオードの照射光 (P_{in}^C) の強度が弱い状態 (P^1) では、信号用ダイオードに比べ発生するフォトカレントが少ない (つまり光生成電荷量が少ない) ため制御用ダイオードは高インピーダンス状態となり、一方、信号用ダイオードは低インピーダンス状態になる。制御光の強度が増加し、発生するフォトカレントが図4-3(b)の破線 P^3 を越えると、光生成電荷量のバランスが逆転し、制御用ダイオードは低インピーダンス状態へ、信号用ダイオードは高インピーダンス状態へ移る。つまり動作点はBからB'へスイッチングする。

逆に、制御用ダイオードへの入力光が減少する時は、光強度が P^2 に達するまで信号用ダイオードは高インピーダンス状態を保持し (動作点B' ~ C)、 P^2 以下になると信号用ダイオードは低インピーダンス状態に復帰する (動作点C')。この結果、R-SEEDと同様に制御光のある強度範囲において双安定特性が得られる。特にS-SEEDでは、制御光の変調成分が信号光出力には重畳されないために、信号光出力は図4-3(c)で示されたように、オン状態およびオフ状態でそれぞれ一定の強度を持つ双安定特性が得られる。

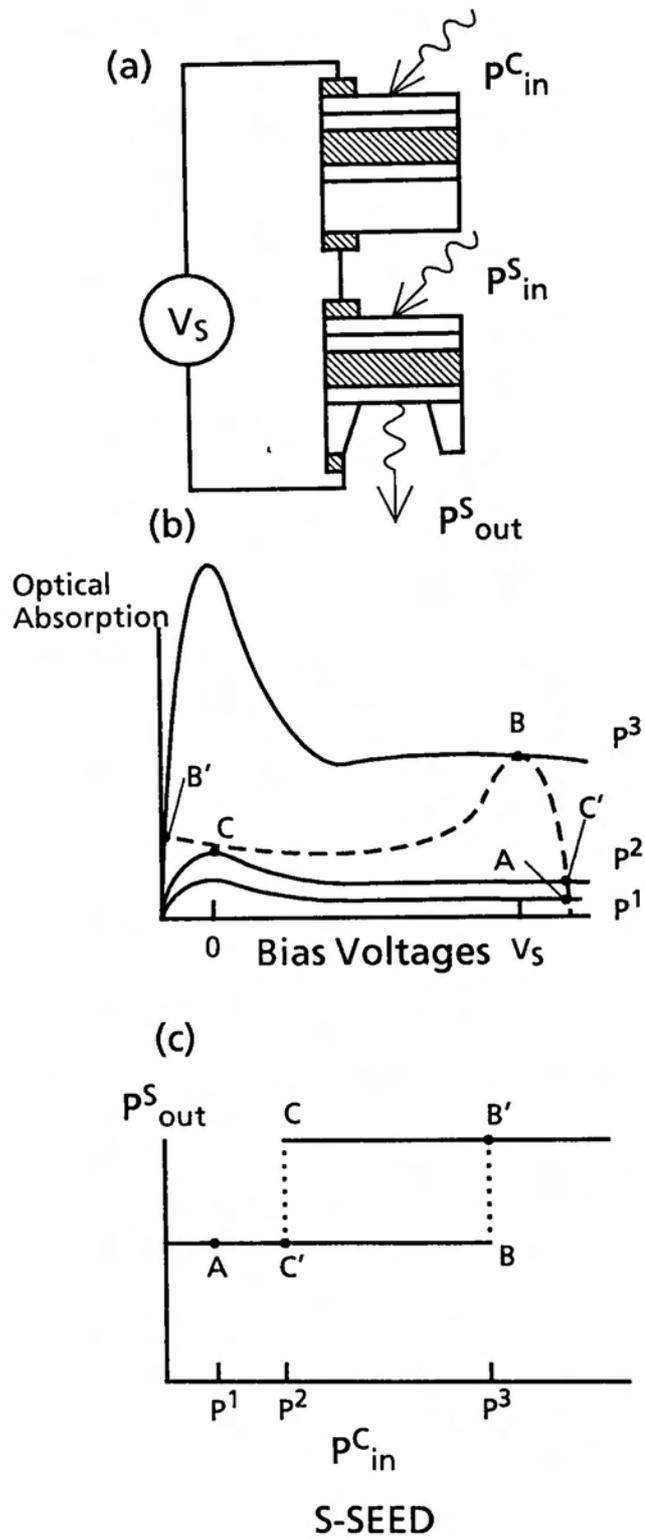


图 4-3 对称 SEED (a) 回路构成、(b) 动作原理、(c) 动作特性

4-2-2 SEED動作の電荷バランスに基づく解析

S-SEEDの等価回路を図4-4に示す。ダイオードで発生するフォトカレント(P_c)は一般には、(4-1)式に与えられるように光強度(P)、波長(λ)および印加電圧(V)の関数である。ここでは波長を一定とし、簡単のために各ダイオードは同じPC-V特性を持つと仮定し、さらにPC-V特性は強度に対して線形に変化すると仮定する。このとき、 P_c は(4-2)式で表される。

$$P_c = I(P, \lambda, V) \quad (4-1)$$

$$= P \cdot I(V) \quad (4-2)$$

各ダイオードで発生するフォトカレント(P_{c1}, P_{c2})および容量成分(C_1, C_2)に蓄積される電荷(Q_1, Q_2)には、電流の連続性より次式の関係が成立する。

$$P_{c1} + \frac{dQ_1}{dt} = P_{c2} + \frac{dQ_2}{dt} \quad (4-3)$$

上式は $Q=C \cdot V$ 、および各ダイオードに照射される光強度を P_1, P_2 として(4-2)式を用いると、次式の形に整理することができる。

$$C \frac{dV}{dt} = (P_1 \cdot I(V_s - V) - P_2 \cdot I(V)) \quad (4-4)$$
$$= D(V)$$

定常状態では、電圧は時間に対して不変であることから、

$$D(V) = 0 \quad (4-5)$$

が要求される。この(4-5)式の解は、負荷線図では2つのPC-V特性線の交点での電圧 V である。

Millerらは、安定あるいは不安定動作点を与える電圧 V の近傍で微小な電圧変動を仮定し、 $dD(V)/dV$ の符号から安定性を評価している[4]。この評価方法は、負荷線図上では、交点近傍で2つのダイオードの純抵抗成分と負性抵抗成分との比較を行うことに対応している。

一方、Hosodaらは、(4-6)式に示す一般化されたポテンシャル関数を導入して、(4-5)式の解の安定性をより明確に議論する方法を提案している[12]。

$$U(V) = \int_0^V [P_1 \cdot I(V_s - V) - P_2 \cdot I(V)] dV \quad (4.6)$$

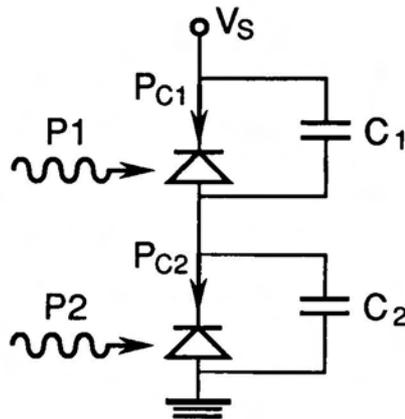


図4-4 S-SEEDの等価回路図

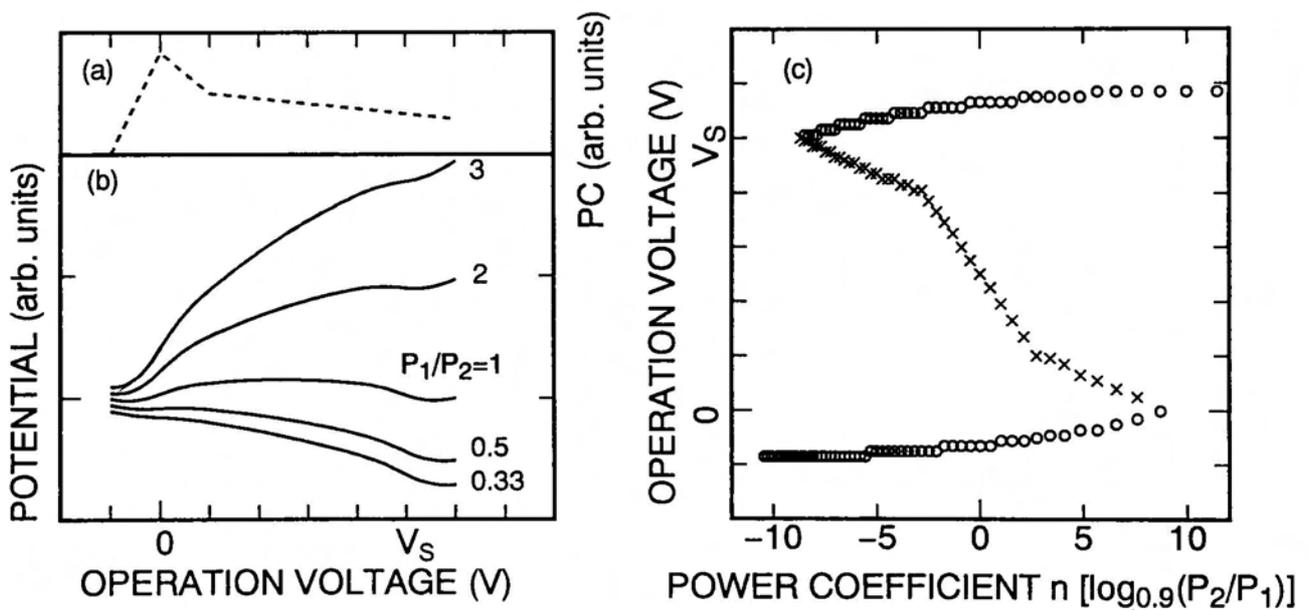


図4.5 (a)光電流対電圧(PC-V)特性のモデル特性 (b)種々の入力光強度比 (P_1/P_2)におけるポテンシャル関数の電圧依存性 (c)動作点の入力光強度係数(n)依存性。ここで、 $n = \log_{0.9}(P_2/P_1)$ 、対数の底は表示上 n が適当な大きさになるように選ばれている。○印は安定点、×印は不安定点を示す。

図4-5に、SEEDスイッチングの解析例を示す。図4-5(a)は、計算に用いたPC-V特性のモデル、図(b)はポテンシャル関数を用いた解析結果、また、図4-5(c)は(4-5)式の解で与えられる安定点(○印)と不安定点(×印)である。双安定性は、図4-5(b)では2つのダイオードへの光強度比が $P_2/P_1=0.5, 1$ および2で示されているポテンシャル曲線の2カ所の極小点として、また図4-5(c)では、 $|n| < 8.7$ の領域での2値関数として示されている。これら2つの図は、本質的には同じ現象を描画しているが、図4-5(b)は安定化の方向を容易に把握でき、一方、図4-5(c)は実際の動作特性を明確に知ることができる。

4-2-3 多重安定動作の原理

図4-2に示したように、p-i-nダイオードのPC-V特性に負性抵抗領域が一つ存在する場合、SEEDは双安定動作が可能である。このような単峰性の負性抵抗特性を用いて多重安定動作を得るため、Lentineらは多状態SEED(multistate-SEED: M-SEED)を提案した[13]。このM-SEEDでは、N重の安定状態を得るためには、N個のp-i-nダイオードが必要である。ところで、仮にダイオードのPC-V特性に複数の負性抵抗領域があれば、多重の安定動作が可能であることが容易に推察される。SchneiderらはGaAs/AlAs超格子を用いて、フォトカレント測定で3重安定動作を検証している[9]。

図4-6は、多峰性負性抵抗特性を有するp-i-nダイオードを用いた多重安定SEEDの原理を説明するための模式図を示している。図4-6(a)の挿入図で示されたR-SEEDの回路図は通常のR-SEEDと全く同じであるが、図4-6(a)の実線で示されたPC-V特性には2カ所の負性抵抗領域がある。4本の実線は、照射光強度が異なる場合のPC-V特性で、破線はバイアス V_B で直列に接続された抵抗 R_L の負荷線を示している。照射光強度が $P_1 \sim P_2$ の範囲で、まず、図4-2(b)で示した負荷線図と同じスイッチング特性が得られる。さらに照射光強度の強い $P_3 \sim P_4$ の範囲で、再び同様の機構に基づいてスイッチング特性が出現する。つまり、図4-6(b)に示したように照射光強度 $P_1 \sim P_2$ あるいは $P_3 \sim P_4$ の2つの領域において双安定特性が観測される。このように、多峰性の負性抵抗特性を持つ場合は、単一のp-i-n素子を用いることによって、簡単な回路構成において多重安定動作が可能となる。

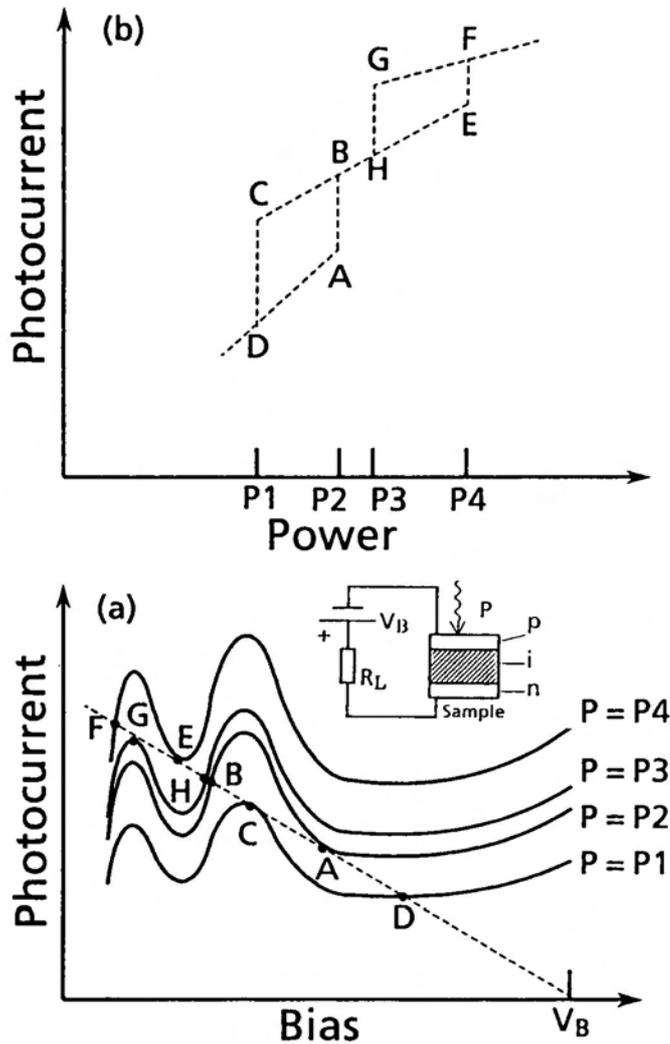


図4-6 多重安定SEEDの動作原理を示す模式図。(a)異なる照射光強度での多峰性負性抵抗特性(4本の実線)と外部抵抗特性(破線)から描かれた負荷線図。(b)多重安定動作特性。記号A~Hは負荷線図での動作点と多重安定動作特性でのスイッチング位置の対応を表している。

4-3 ワニエ・シュタルク局在を用いた低挿入損失SEED

4-3-1 透過型素子構造

図4-7に透過型SEEDに用いたp-i-nダイオードの構造を示す。アンドープ超格子層を含んだp-i-n構造および結晶作製方法は、既に第3章で説明した。低挿入損失型SEED作製のために用いた超格子構造は、100周期のGaAs/AlAs (3.92nm/0.86nm) 試料6で、ミニバンド幅の計算値 ($2\Delta_{cal}$) は約60meVである。

透過型素子のメサ型ダイオードを作製するために、まずリフトオフ法を用いて、

200 μm Φ の円形の窓を持つ $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ の矩形 Au 電極を形成し、その後フォトリソグラフィとウェットエッチングで、 $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ の矩形パターンを n クラッド層までエッチングした。続いて、ファブリ・ペロー干渉効果を低減するために、 $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ から成る無反射コーティングを行った。p 側プロセスの終了後、メサダイオードをエポキシ樹脂を用いてサファイア基板に張り付け、光学窓の下部の GaAs 基板を選択エッチングによって取り除いた。

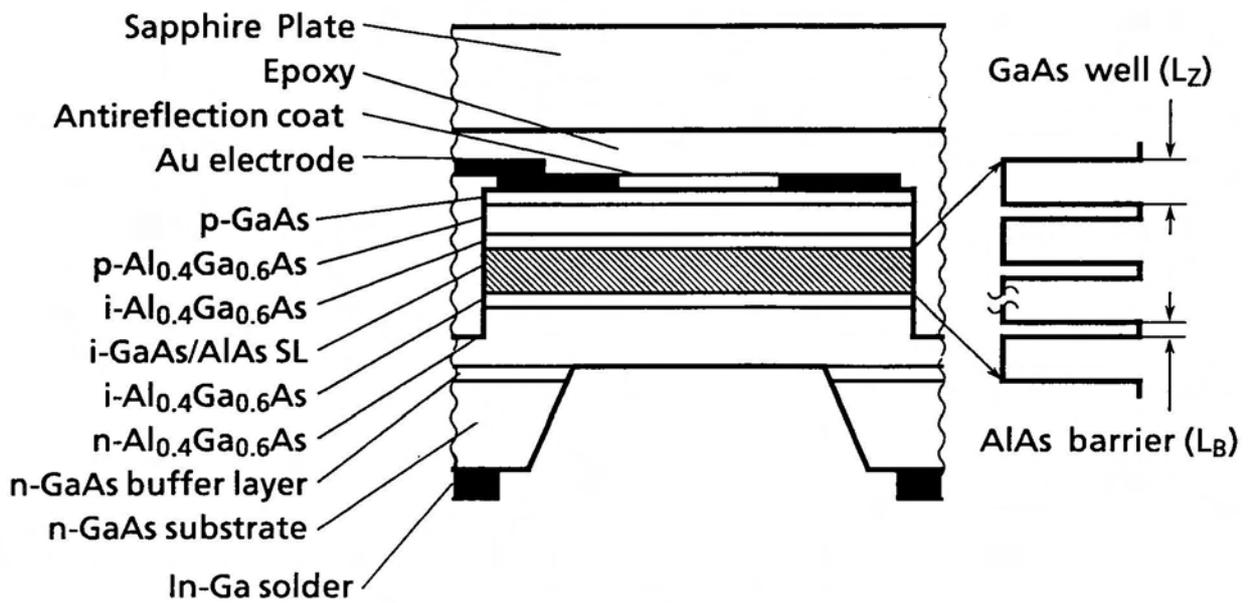


図4-7 透過型p-i-nダイオード構造

4-3-2 電気光学的吸収特性

図4-8に超格子p-i-nダイオードの各種印加電圧 (V_b) でのフォトカレントスペクトルを示す。ここで V_b の負の値は逆バイアス状態を示す。印加電界が弱い状態では優勢なピークは見られず、超格子ミニバンドに特有なステップ状の吸収スペクトルが観測される。逆バイアスが -8V 程度になると双峰性のピークが現れる。これらはワニエ・シュタルク局在後の重い正孔 ($0(hh)$) および軽い正孔 ($0(1h)$) に関与した励起子共鳴吸収に由来するものである。 -8V のバイアス電圧でのスペクトルと低電界状態 ($+0.4\text{V}$) でのスペクトルを比較すると、 25meV 程度の光吸収端のブルーシフトが観測される。この実験値は、ブルーシフト幅の

理論値（ミニバンド幅の半値幅 Δ_{ca1} ；この試料では30meV）にほぼ一致している。さらに逆バイアスが高くなると、励起子吸収ピークは低エネルギー側へシフトしていくが、これは孤立した量子井戸におけるQCSEに基づくものである。

また、中間の電界領域において電界印加に伴いレッドシフト（ $1(hh)$ ）あるいはブルーシフト（ $+1(hh)$ ）している吸収ピークは、第3章にて述べたようにシュタルク階段準位に基づく吸収ピークである。

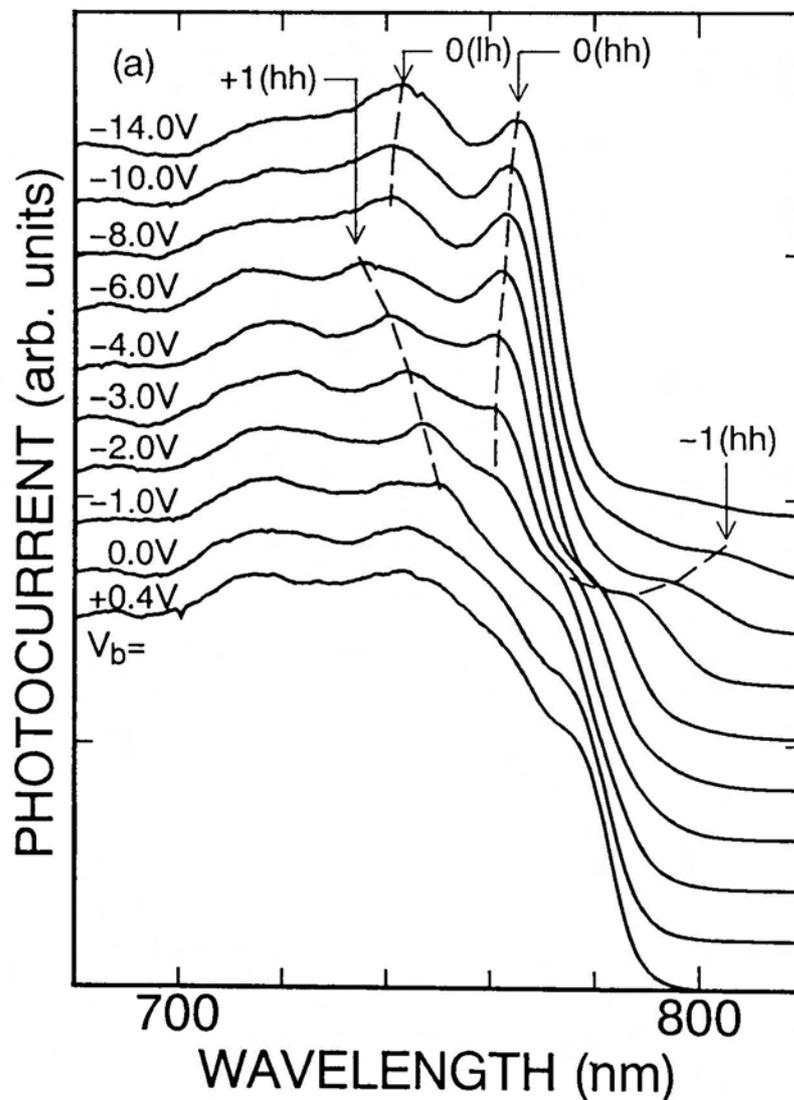


図4-8 p-i-nダイオード試料6（ミニバンド幅 $2\Delta_{ca1} = 60\text{meV}$ ）の室温フォトカレントスペクトルの電界依存性。各電界でのスペクトルは便宜上縦方向にシフトされている。破線は表示上の補助線である。

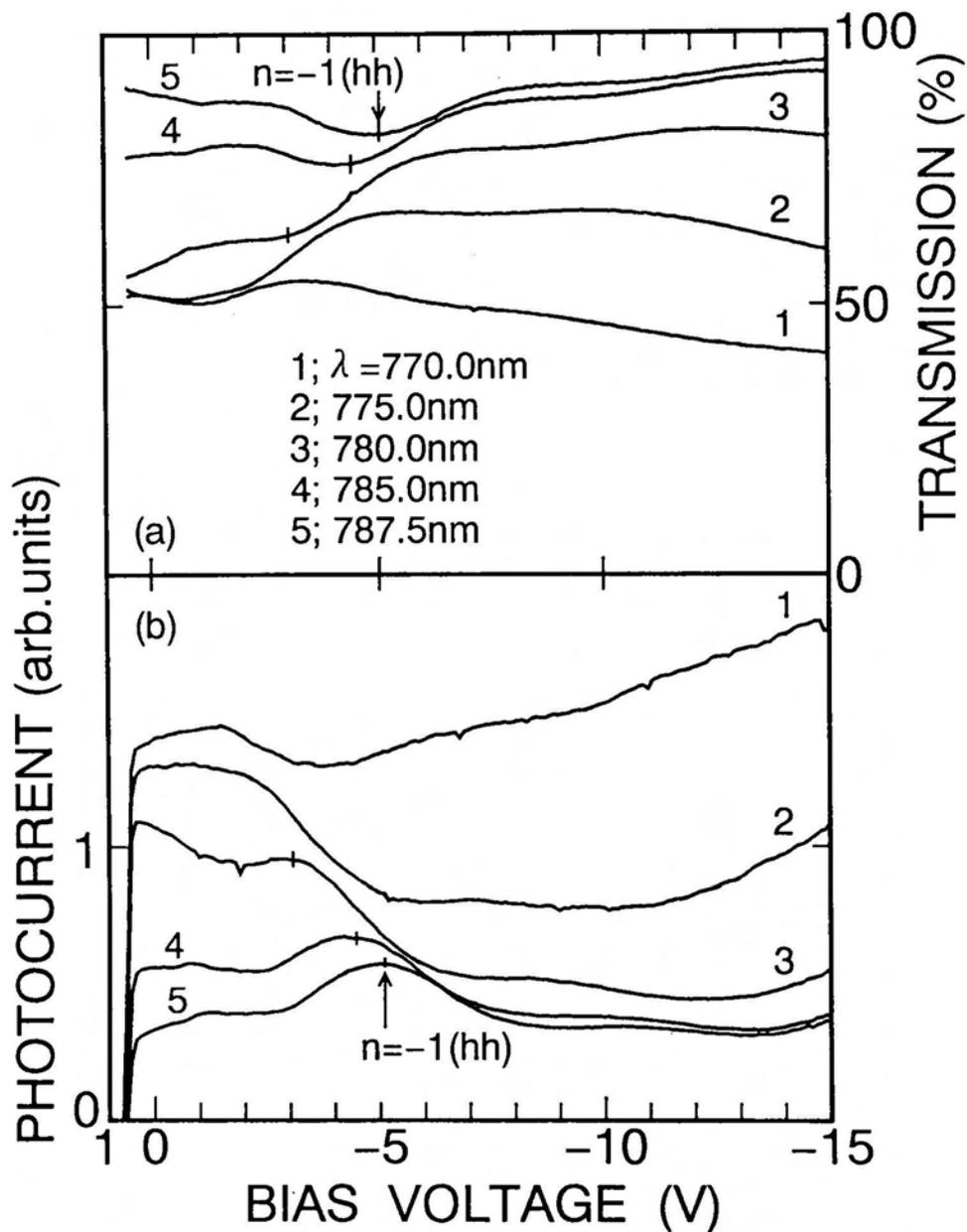


図4-9 p-i-nダイオード試料6の (a)T-V特性 および (b)PC-V特性の照射光波長依存性。

図4-9(a)および(b)は、図4-8においてブルーシフトが観測される波長領域での、透過光-電圧特性(T-V特性)およびPC-V特性である。透過率を見積るために、17Kで測定した光吸収スペクトルにおいて、光吸収端より十分長波長側での透過光信号レベルを透過率100%とした。ここで、試料表面の反射は無視した。なお、無反射コーティングによって除去できなかったわずかなファブリ・ペロー干渉パターンは、透過率100%レベルの設定の際に誤差を生じる。このため

本実験では、素子のオン状態での透過率の読み取り値が最小になるような信号レベルを選択した。

図4-9(a)あるいは(b)において照射光が長波長になると、超格子の光吸収振動子強度が弱くなるために透過光強度は強くなり(図(a))、逆にフォトカレント信号は弱くなる(図(b))。また、図4-9(a)のT-V特性における凹部(短い縦棒表示部分)は、図4-7(b)のPC-V特性における凸部に明確に対応している。これらのことは、フォトカレントスペクトルが光吸収特性を良く反映していることを示している。またT-V特性に見られる透過率の極小点(あるいはPC-V特性上の極大点)は、図4-8のフォトカレントスペクトルとの対応によって、 $n=-1$ 次のシュタルク階段準位に起因するものであることが分かる。

照射光波長が短い場合(図4-9の曲線1および2)は、逆バイアス電圧の増加に伴い、初期($0 > V_b > -2$)にはT-V曲線に平坦部が見られ、その後透過光信号強度は強くなり($V_b > -4$)、さらに高電界($V_b < -4$)では逆に透過率は減少していく。初期の平坦な特性は、ブルーシフトに基づく透過率の増加とシュタルク階段準位に起因する透過率の減少とが均衡するために生じている。逆バイアス電圧 $V_b < -4$ までの領域に見られる透過率の増加は、シュタルク階段準位に起因する共鳴状態を過ぎて、ブルーシフトの効果が優勢に現れたものである。さらに逆バイアスが高くなると、局在化した励起子に起因した吸収ピークがQCSEに従いレッドシフトする。このため、曲線1および2で示されたように、照射波長が局在励起子ピークに近い場合、比較的低電界領域において、光吸収の再増加が生じる。

一方、図4-9(a)の曲線3で示した780nmの照射波長では、ブルーシフトに基づく光吸収の減少が十分大きく、かつシュタルク階段準位に起因する光吸収変調が比較的少ないため、ほぼ単調に透過率が増加している。その結果、この試料において最も大きな透過率の変調深さ(～23%)が得られている。

また照射光波長が長い場合、T-V特性の曲線4,5で示されように、逆バイアス-5V付近でシュタルク階段準位との共鳴吸収によって透過率の極小点が現れる。さらに逆バイアスが強くなると、シュタルク階段準位との共鳴がずれると共に、シュタルク階段準位自身の振動子強度も小さくなるために、透過率は上昇する。その結果、照射波長785nm、逆バイアス-15Vにおいて、93%以上の高い透過率が得られている。

図4-9(a)と(b)に見られるように、T-V特性とPC-V特性とは、原理的には鏡面対称的な特性を示すが、極めて高い電界領域ではこの対称性がずれる。これは厳密には、フォトカレント信号強度が、光吸収と電荷伝導との2つの機構によって決定されるためである。例えば、極めて高電界では、取り出される電流成分のなかで拡散電流の寄与が比較的大きくなる。従って、図4-9の曲線4,5の高電界領域に見られるように、T-V特性における透過率の増加に反して、PC-V特性ではフォトカレントの増大が観測されている。

4-3-3 低挿入損失SEEDの動作特性

図4-10は、R-SEED動作特性の測定用の電気および光学装置系の配置図である。光源はAr⁺レーザ励起の波長可変チタン・サファイアレーザ、フォトカレント測定およびバイアス電源にはピコアンペアメータ、入力光および出力光の測定には光パワーメータを用いた。光源の波長設定、各測定器の制御およびデータ蓄積はコンピュータを用いて行った。

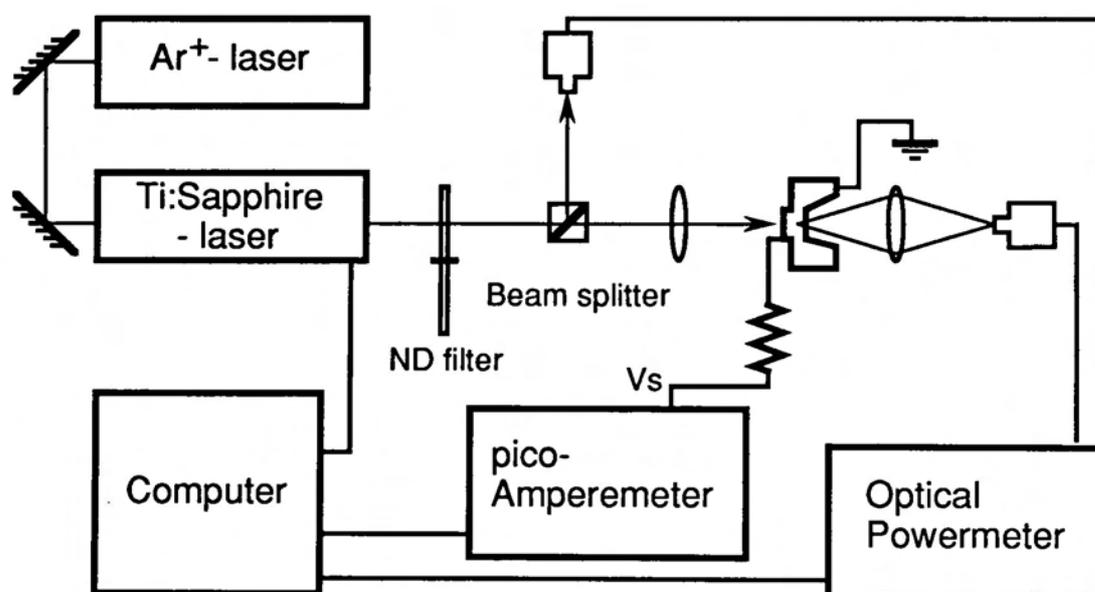


図4-10 R-SEED動作特性測定のための電気および光学実験系

図4-11は、負荷抵抗430k Ω 、逆バイアス電圧23Vを直列に接続したR-SEEDの双安定特性である。入力信号光の最大値は約0.2mWで、3種類の照射波長におけるスイッチング特性が示されている。図4-11(a)および(b)に示した透過光およびフォトカレント信号は、図4-10の実験系において同時に測定されたものである。それぞれの照射波長において、素子をオンおよびオフするためのスイッチングに必要な入力信号強度は、透過光双安定特性とフォトカレント双安定特性において明確に一致している。

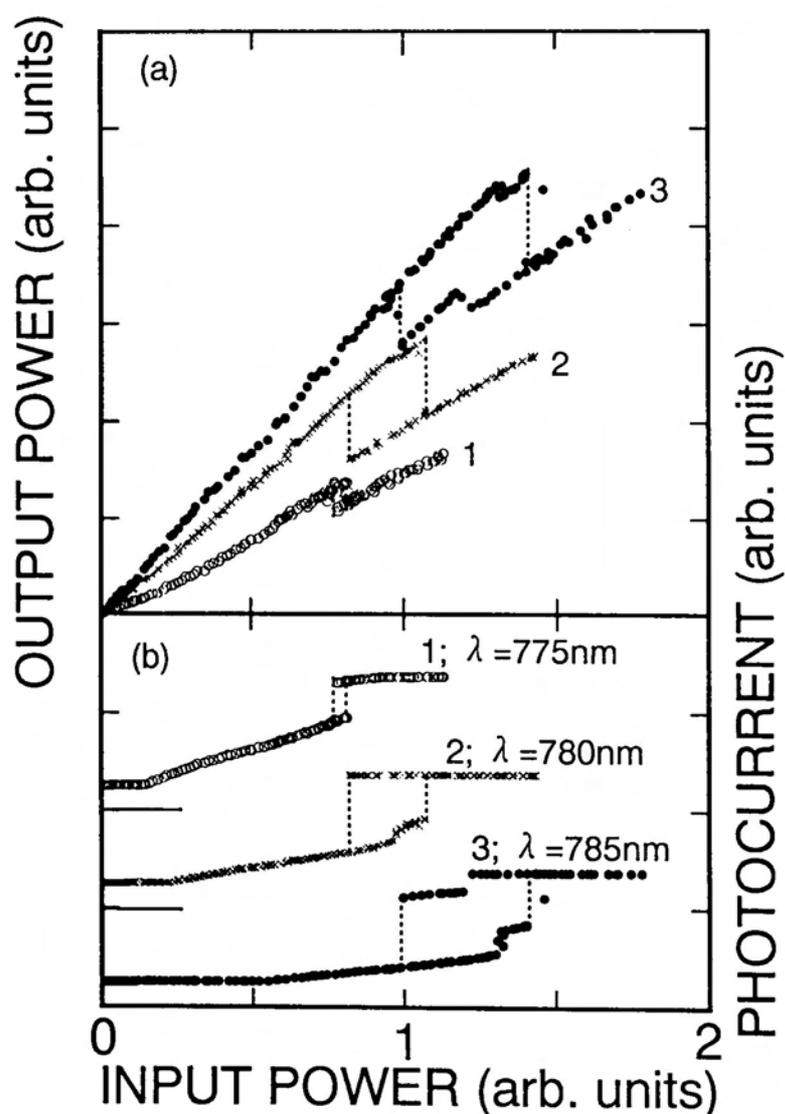


図4 11 抵抗バイアスSEEDの双安定特性。(a)光双安定特性、(b)フォトカレント双安定特性。図(b)では、各波長でのスイッチング特性は便宜上縦方向にシフトされている。

双安定特性の照射波長依存性は、図4-9に示したPC-V特性およびT-V特性に現れる負荷抵抗特性から解釈できる。図4-11において照射波長が長くなると、スイッチング（オンおよびオフ）に要する入力信号強度は増加している。これは長波長側では光吸収振動子強度が低下し、フォトカレント強度が減少するためである。785nmの照射波長においては、 $n=-1$ のシュタルク階段準位に起因する光吸収によってPC-V特性が多峰的形状を持つために、オン状態およびオフ状態にそれぞれステップ状のスイッチング特性が現れる。照射波長780nmでは、図4-9に示したPC-V特性の比較的単調で大きな負性抵抗に対応して、単純で大きなヒステリシス曲線が得られている。

R-SEEDにおける光双安定特性では、図4-2のR-SEED原理で説明したように出力光に常に制御光成分が重畳されている。このため、図4-11(a)に示されたように、入力光の強度に対応してオンおよびオフ状態の信号光強度は常に変化する。なお、図4-11(b)のフォトカレント双安定特性では、オフ状態においては制御光強度変化に対してもフォトカレント強度があまり変化しない。このことは、図4-2(b)に示されている低バイアス状態での動作点B'の動きから類推できる。つまり、順方向バイアス状態での光強度の増加は、ダイオードの順方向バイアス化を促進するために、フォトカレントは抑制されほぼ一定の値を示す。

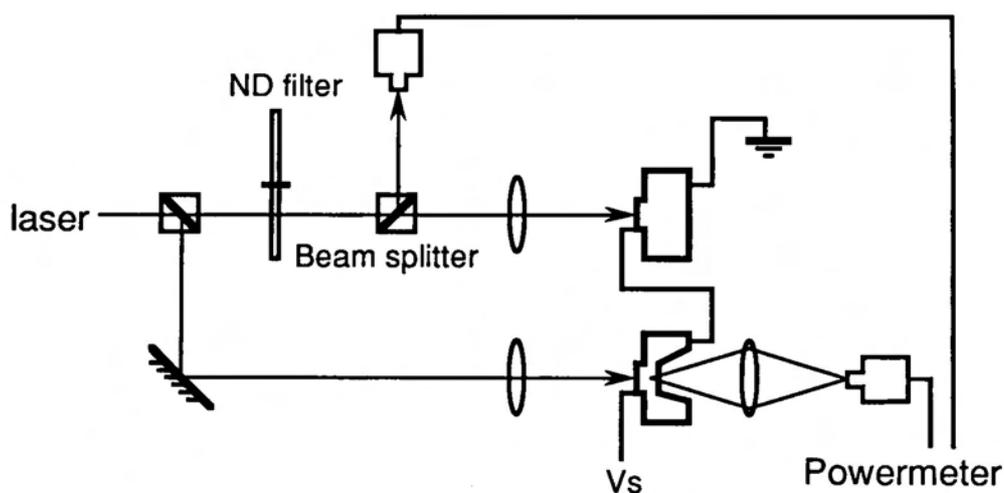


図4-12 S-SEED動作特性測定のための光学実験系

次に、2つのダイオードから構成されたS-SEEDスイッチング特性について述べる。図4-12に光学実験系の配置図を示す。光源あるいは各測定器は、図4-10と同じである。

図4-13はバイアス電圧 $V_S = -13V$ を印加したS-SEEDにおいて、信号光ダイオードからの透過光を、制御光ダイオードへの光強度に対してプロットした図である。波長が780nmの場合、オン状態で81%、オフ状態で58%の明確な双安定特性が得られている[14]。このように、透過率が高い状態で比較的大きな変調深さが得られるのは、ブルーシフト機構を利用したためである。さらに長波長の785nmの光を用いた場合は、図4-9 (a)のT-V特性に対応して、変調深さは小さくなって

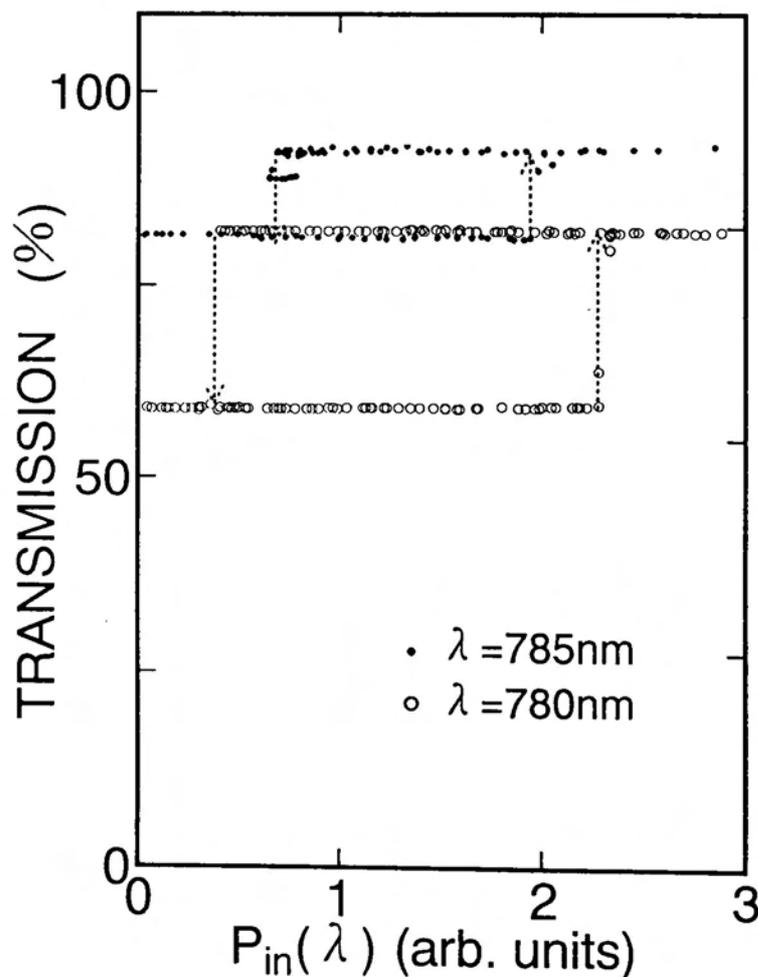


図4-13 S-SEEDの低挿入損失双安定特性。

いるが、より透過性の高いオン状態が得られている。また、この785nmの波長では素子がスイッチ・オフする付近で付加的な小さいヒステリシス曲線が見られる。これは図4-9(b)のPC-V特性に見られたように、長波長の光では、シュタルク階段準位に由来する光吸収変調が強くなったためである。このような付加的な光吸収変調を利用したSEEDに関しては次節において記述する。

双安定特性のオン状態とオフ状態の吸収係数 α は一般的な式、 $I/I_0 = \exp(-\alpha d)$ を用いて求めることができる。ここで d は超格子の厚み ($0.39 \mu\text{m}$)、 I/I_0 は反射による損失等を見無視した場合の透過率である。照射光波長が780nmの場合、オンおよびオフ状態での吸収係数はそれぞれ 5400cm^{-1} および 14100cm^{-1} と見積られる。また、785nmの場合は、 $\alpha = 1900 \text{cm}^{-1}$ (オン)、 $\alpha = 6300 \text{cm}^{-1}$ (オフ) となる。図4-14は透過率を超格子の厚みに対してプロットしたもので、2本の破線と2本の点線は、本実験で用いた超格子の厚みを変化させたときの透過率の計算値である。我々の超格子SEEDのオンおよびオフ状態での変調深さは、破線a (照射波長780nm) および点線b (785nm) で示されている。比較のために従来のQCSE型S-SEEDの変調特性[11]を一点鎖線cで示す。これによれば、本実験で用いた超格子p-i-nダイオードの膜厚を厚くすれば、従来のSEEDと同程度の変調深さをもちながら、より高い透過率を有するSEEDが実現できると考えられる。

Lentineらによれば、S-SEEDを用いて最適な論理回路を作製するためには、個々のダイオードのオン状態とオフ状態での吸収係数の変調比が5以上であることが望ましい[15]。しかし、QCSEに基づく光吸収端のレッドシフト機構を用いたSEEDでは、オン状態でも比較的大きな光吸収が残留し (例えば図4-14で示した $\alpha = 14000 \text{cm}^{-1}$)、2以上の吸収係数の変調比を得ることは困難である。一方、超格子を用いたSEEDでは、超格子の厚みと照射波長の調整によって高い透過率を保持してオン/オフ比を改善できることが期待できる。我々の実験においては、長波長領域にて3以上の光吸収変調比を実現している。このように、透過率の高い領域でスイッチングする特性は、ワニエ・シュタルク型SEEDがQCSE型SEEDに比べ低挿入損失のSEEDを与え得ることを示している。つまり、超格子SEEDはオン状態信号を少ない損失で次段の素子に伝達できることを示唆しており、SEEDを用いた縦方向集積化光論理回路の実現にとって、超格子のワニエ・シュタルク局在現象は有用な動作原理であると考えられる。

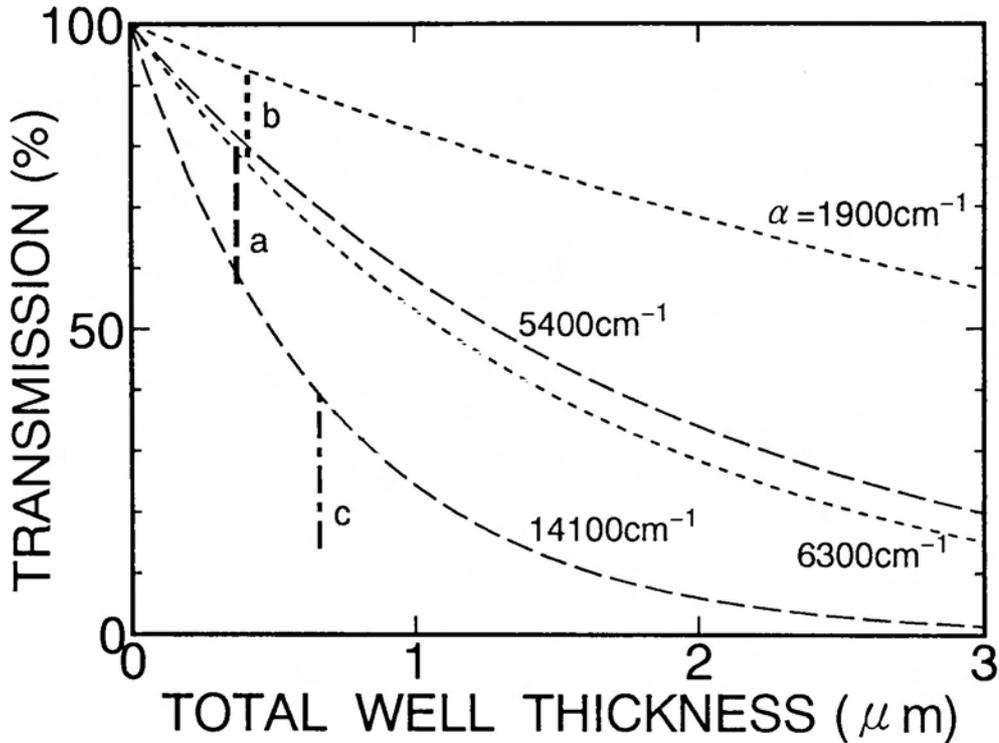


図4-14 透過光変調深さの超格子膜厚依存性。縦棒aおよびbは、波長780nmおよび785nmでのS-SEEDの変調深さの実験値を表す。破線および点線は、超格子層の厚みを変化させた場合の理論的変調深さを示す。縦棒cは、従来のQCSE型SEED[11]の変調深さである。

4-4 シュタルク階段準位の光吸収に基づく多重安定SEED

4-4-1 電気光学的吸収特性

第3章にて述べたように、ミニバンド幅の広い超格子から作製されたp-i-nダイオードでは、シュタルク階段準位に基づく光吸収が顕著になり、ダイオードのPC-V特性に複数の負性抵抗領域を得ることができる。図4-6において説明したように、p-i-nダイオードに複数の負性抵抗領域があれば、SEED構成において多重安定動作が可能である。そこで、薄いAlAs障壁層を用いた100周期のGaAs/AlAs (3.13nm/0.57nm) 超格子試料1を用いて、透過型のp-i-nダイオードを作製した。この試料のミニバンド幅計算値 ($2\Delta_{ca1}$) は、約140meVである。

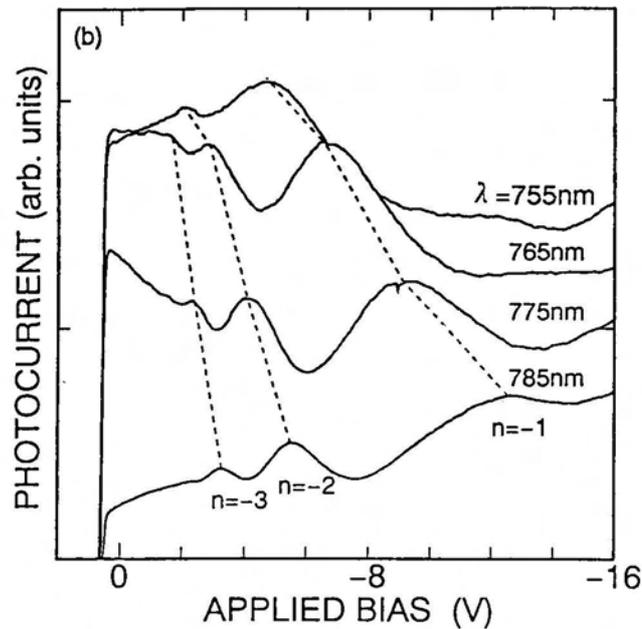
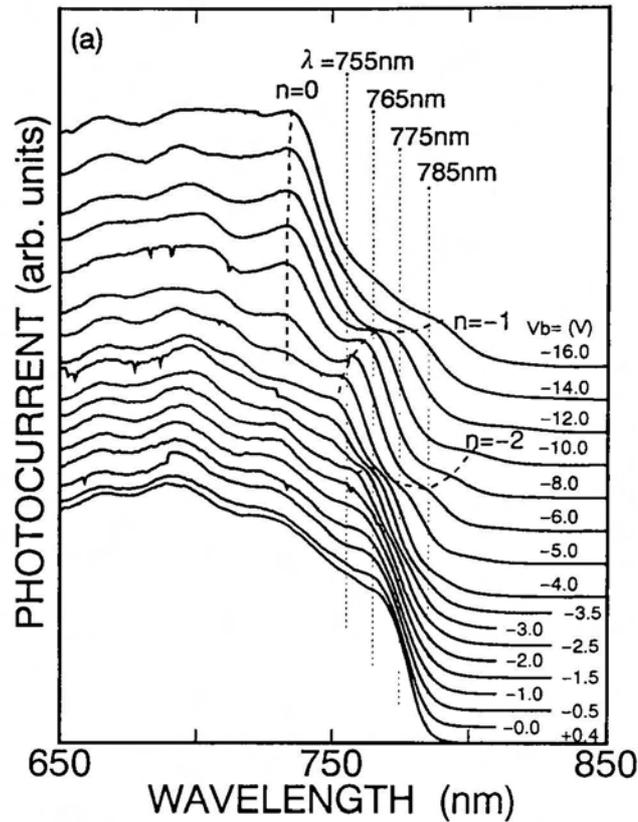


図4-15 超格子試料1を用いた透過型p-i-nダイオードの (a)フォトカレントスペクトルの電界依存性 (b)PC-V特性の照射波長依存性。図(a)では、各電界でのスペクトルは、見やすさのために便宜的にシフトしてある。

図4-15(a)は、この試料の室温でのフォトカレントスペクトルを様々な電界において測定したものである。第3章図3-3(a)に示した低温でのフォトカレントスペクトルと同様に、フラットバンドに近い状態ではステップ状の吸収スペクトルが観測されている。また、高電界領域では、光吸収端はブルーシフトを起こし、 $n=0$ で記されたピークを持つ吸収スペクトルが観測されている。その途中の局在過程において、高次のシュタルク階段準位に起因した吸収ピークも明確に観測されている。

図4-15(b)は、図(a)の4本の点線で示された、4種類の照射波長におけるPC-V特性である。図4-9で示したミニバンド幅($2\Delta_{ca1}$)が60meVの試料に比べて、高次のシュタルク階段準位に由来した吸収が強くなり、多峰性のPC-V特性が観測されている。これに伴って、複数の負性抵抗領域が得られている。

4-4-2 多重安定SEEDの動作特性

図4-16に、負荷抵抗 $R_L=5M\Omega$ 、逆バイアス $V_B=26V$ を接続したR-SEEDの動作特性例を示す。図4-16(a)において、実線は波長783nmの光を照射したときのダイオードのPC-V特性、破線は負荷直線を表している。図(b)はR-SEEDに流れるフォトカレント強度を、ダイオードに照射する光強度に対してプロットした図である。ダイオードのPC-V特性には、太い矢印で記されたように、少なくとも $n=-5$ までのシュタルク階段準位に起因する光吸収ピークが観測され、そのうち $n=-4$ までの各ピークの高電界側では負性抵抗特性が観測されている。ダイオードへの入射光強度が変化し、各負性抵抗領域と負荷抵抗特性線との交点が順次移り変わることに対応して、双安定特性が得られている。図4-16(b)では、4つ以上の双安定領域を持った多重安定動作が検証されている。図中の細い矢印で示されているように、双安定領域とその起因である負性抵抗領域との対応が明瞭に認められる[16]。

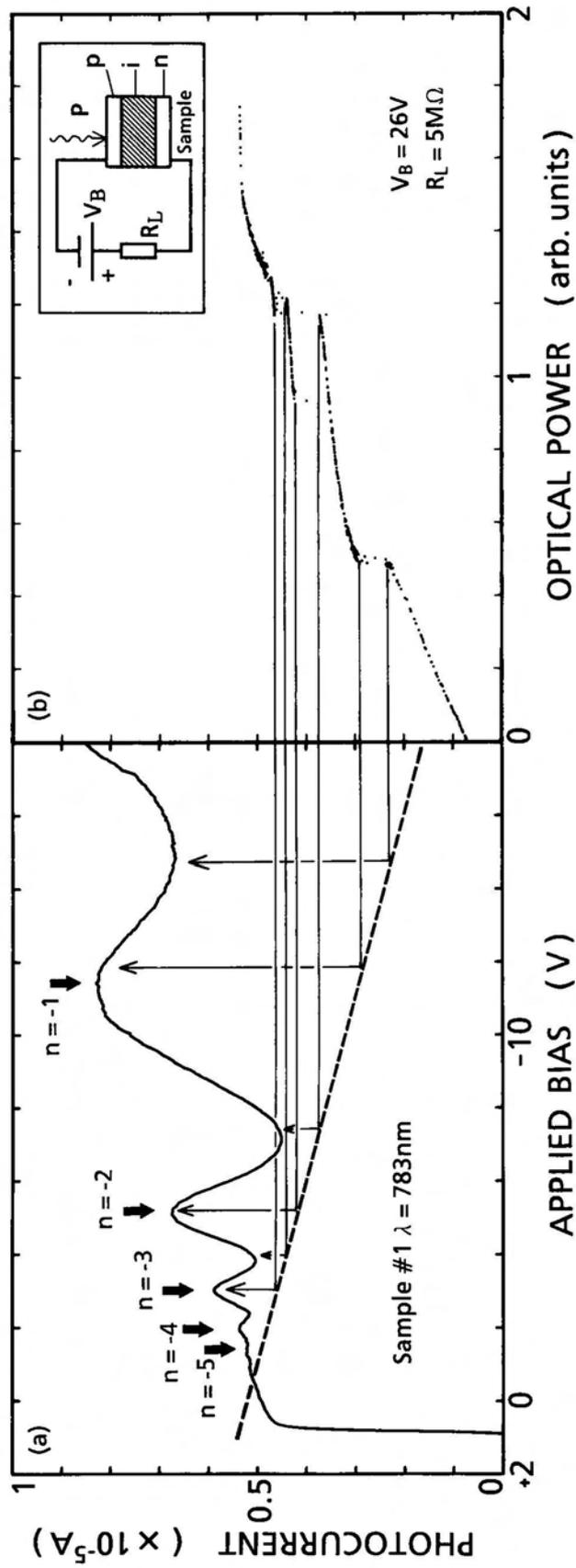


図4-16 R-SEEDにおける多重安定動作

4-5 まとめ

本章では、超格子構造におけるワニエ・シュタルク局在を利用したSEEDの動作特性を調べた。ワニエ・シュタルク局在性に基づく光吸収の変調特性は、光吸収端のブルーシフト量と、高次のシュタルク階段準位に由来する光吸収変調によって特徴付けられる。

まず、ブルーシフト機構を利用したSEEDとして、ミニバンド幅が60meV程度の超格子構造を有するp-i-nダイオードで構成されたSEEDを作製し、光双安定性におけるオン状態で極めて高い透過率を有する低伝搬損失光双安定動作特性を得た。この結果、ワニエ・シュタルク局在性のブルーシフト機構は、SEEDの縦型集積化において、優れた特性を持つことが分かった。

また、140meV程度の広いミニバンド幅を有する超格子から構成されたSEEDにおいて、シュタルク階段準位に由来する複数の負性抵抗領域を利用し、少なくとも4重の安定動作を実証した。このことはシュタルク階段準位に基づく光吸収機構が、多値論理SEEDあるいは光しきい値素子への応用に適していることを示唆している。

参考文献

- [1] D. A. B. Miller, *Optical and Quantum Electronics* **22**, S61 (1990).
- [2] K. Fujiwara, *Optical and Quantum Electronics* **22**, S99 (1990).
- [3] K. Kasahara, *Optical and Quantum Electronics* **24**, 783 (1992).
- [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**, 1462 (1985).
- [5] 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**, 1043 (1985).
- [6] B. Pezeshki, D. Thomas, and J. S. Harris, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 813 (1991).
- [7] K. Fujiwara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1718 (1989).
- [8] I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 340 (1989).
- [9] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 605 (1990).
- [10] G. D. Boyd, A. M. Fox, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, L. A.

- D'Asaro, J. M. Kuo, R. F. Kopf, and A. L. Lentine, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1843 (1990).
- [11] A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1419 (1988).
- [12] M. Hosoda, K. Kawashima, M. Inai, T. Yamamoto, and K. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2754 (1993).
- [13] A. L. Lentine, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 1921 (1989).
- [14] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2682 (1992).
- [15] A. L. Lentine, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, and L. A. D'Asaro, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-27**, 2431 (1991).
- [16] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta, and K. Kobayashi, *Surf. Sci.* **267**, 643 (1992).

第5章 新機能自己電気光学効果素子

5-1 はじめに

光双安定素子は、光情報処理システムのキーデバイスの一つとして、盛んに研究が進められている。光双安定性を実現する一つの方法として自己電気光学効果素子 (self-electro-optic effect device: SEED) を利用するアプローチがある。SEEDの光非線形性は、量子閉じ込めシュタルク効果 (quantum confined Stark effect: QCSE) を用いる方法[1]、および近年注目されているワニエ・シュタルク局在現象を利用する方法[2]に大別することができる。これらのSEEDにおける、基礎的研究課題として、透過型素子のオン/オフ比の改善[3]、スイッチング速度の高速化の研究[4-7]、また、GaAs量子閉じ込め系を用いる場合に問題となる基板除去を回避するために、ファブリ・ペロー型共振器構造を採用した反射型素子[8, 9]などが報告されている。さらに、このような個別素子特性の研究のほかに、QCSE型SEEDでは、各種の光ロジック回路[10]、64×32の集積型SEED[11]などのシステムへの応用を目指した研究も報告されている。さらにQCSE型SEEDでは、光発振現象[1]や、等価的に光利得機能を持たせたtime-sequential gain (光増幅) 動作[10]が可能であることが報告されている。また、多段に接続したmultistate-SEEDにおいて多重安定動作[12]が可能なのも報告されている。一方、ワニエ・シュタルク局在型SEEDにおいても、集積化の試み[13]や、多重安定動作原理[14]についても報告がなされている。

これらのSEED型光双安定素子の研究は、対称SEED (symmetric SEED: S-SEED) [3]を中心に進められている。これは、S-SEEDにおいては、制御光の変動成分が信号光のオン状態およびオフ状態に重畳されないため、スイッチング状態が従来の抵抗バイアスSEED (resistor-biased SEED: R-SEED) に比べ明確になるためであり、さらに、バイアス光強度の雑音的な揺らぎに対して、スイッチング特性が安定になるという利点を持っているためである。しかし、一方では、2つのダイオードに照射する同一波長の制御光と信号光とのクロストークを避けるために、偏光を用いた精巧な光学系が要求される欠点[4]がある。

また、従来から最も一般的な材料であるAlGaAs材料を用いたSEEDでは、透過

型素子を作製するためにはGaAs基板を除去する必要がある、素子の作製および構造上の改良が望まれている。

近年、光素子の研究において新しい材料が取り上げられるようになり、その一つとしてInGaAs系材料が注目されている[15, 16]。この材料は、エネルギーバンドギャップがGaAsよりも狭いため、InGaAs系の励起子共鳴波長はGaAs基板を透過できる特徴を持っている。従って、InGaAs系材料を活性層に用いれば、GaAs基板上に透過型素子を容易に作製できる。このことは、単に素子構造の単純化に意味があるだけでなく、GaAs基板に吸収されない $1\mu\text{m}$ 帯の光も利用できるようになった、と考えることができ、集積型素子を実現する上で2重の意義がある。例えば、S-SEEDにおいて2つのダイオードの応答波長を変えて、制御光と信号光に異なる波長の光を用いることが考えられる。このような2波長光スイッチング素子の利用を考えると、前述したクロストークの問題は大幅に低減できる可能性がある。このような多波長を用いた光素子の探求は、光情報処理の大きな長所である光の波長多重性を利用する上で大いに意義がある。

さらに、第4章に示したように、SEEDの新しい動作原理である超格子におけるワニエ・シュタルク局在性を利用すると、従来のQCSEに比べ、その電気光学特性を波長や電界に対して多様に変化させることができる。従って、照射波長を選択することで、超格子を用いたSEEDには新奇な動作特性を得ることが期待される。

そこで本章では、素子材料、波長の多重化あるいは制御方法の観点からSEED機能の拡張性に関して議論する。まず第2節では、InGaAs系多重量子井戸p-i-nダイオードとAlGaAs系超格子p-i-nダイオードを利用した混成型2波長駆動非対称SEEDについて述べる。第3節では、ワニエ・シュタルク局在のシュタルク階段準位光学遷移を利用し、波長による光スイッチング動作の選択機能を有する2波長駆動SEEDを示す。最後に第4節において、短パルス光励起SEEDの3状態間光スイッチング動作について述べ、パルス光列による加算・減算機能を検証する。

5 - 2 異種超格子構造を利用した2波長非対称SEED

GaAs基板上に作製された $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ あるいは $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 歪量子井戸は、実効的なサブバンドギャップ値がGaAsより小さくなるために、励起子共鳴波長がGaAs基板を透過する特性を持っている。このInGaAs歪量子井戸系の利点は、面型発光レーザなどの大規模集積化に大きな効果がある[17]。この基板透過性は、集積化面に垂直方向に光が伝搬する透過型の光素子を作製するとき大きな長所となる。しかし、GaAs基板とInGaAs歪層との間に格子定数の違い（格子不整合性）があるために、 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 歪層の結晶成長上の課題を残している。組成 x が大きくなると、格子不整合に起因するミスフィット転位が発生し易くなり、弾性的に歪んだ歪量子井戸を成長するための臨界膜厚値は薄くなる[18]。このために、現状では限られたポテンシャル構造しか得ることができていない。

そこで我々は、現在の結晶成長技術で可能な、無転移歪層を得るために、In組成比 $x=0.15$ を有する歪量子井戸構造を作製した。量子井戸層幅 (L_z 10nm) は転位を発生させないように臨界膜厚の範囲内に設定し、多重量子井戸層を真性層として含むp-i-nダイオード構造を作製した[19, 20]。

本節では、InGaAs系歪多重量子井戸とGaAs/AlAs系の超格子を組み合わせた、ハイブリッド型の2波長駆動非対称SEED (dual wavelength asymmetric SEED: DW-A-SEED) を提案し、GaAs基板透過光と不透過光の2波長で駆動させた場合の動作特性について議論する。

5 - 2 - 1 InGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸ダイオードの構造

MBE法を用いてGaAs基板上にInGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸を真性層として含むp-i-nダイオード構造を作製した。ダイオード構造の作製は、まず、n-GaAs基板に $1\mu\text{m}$ のn- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ クラッド層、続いて $0.1\mu\text{m}$ のアンドープの $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ で挟まれた5周期からなる $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (10.0nm/25.0nm) 多重量子井戸層を成長し、その上に $0.1\mu\text{m}$ のp- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ クラッド層、そして最上部に10nmのp⁺-GaAsキャップ層を成長した。

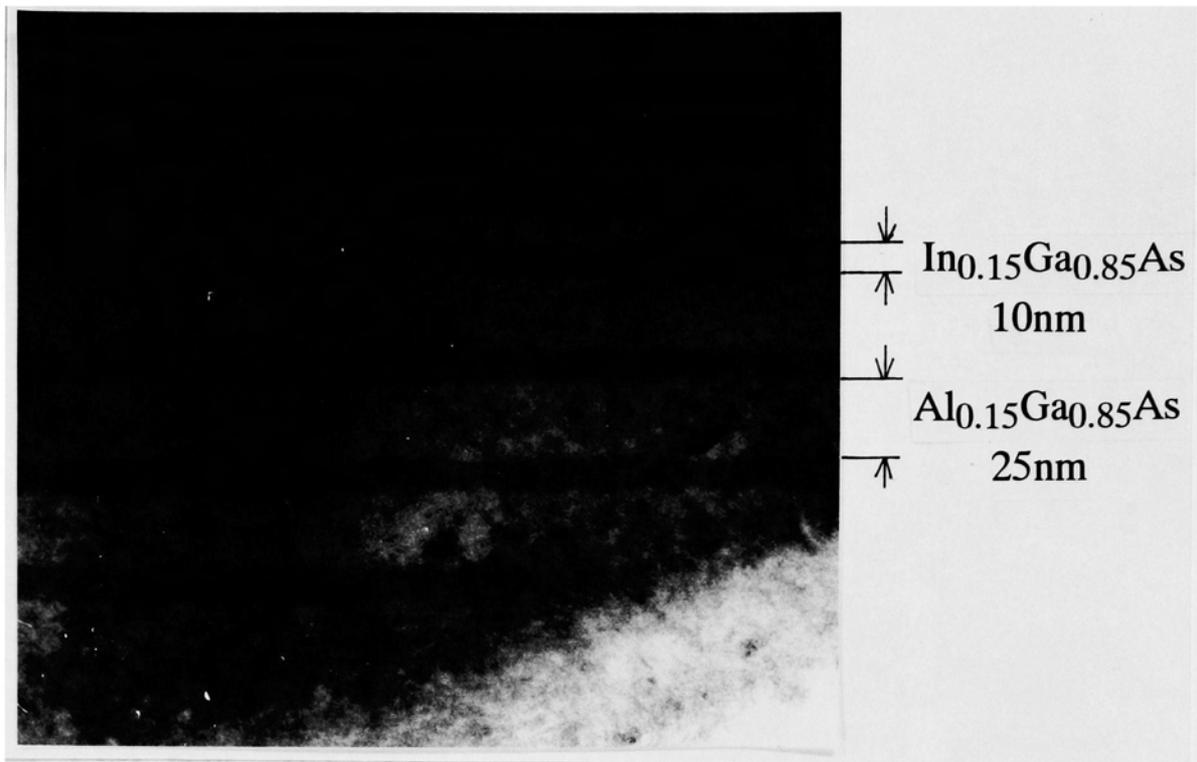


図5-1 多重量子井戸部分の断面TEM写真

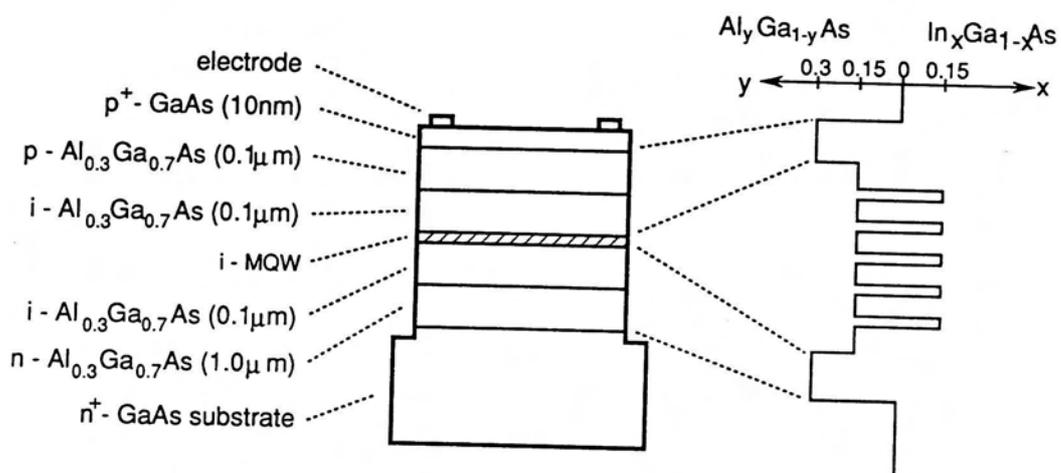


図5-2 InGaAs系多重量子井戸を用いた透過型p-i-nダイオード構造

図5-1は、多重量子井戸部分の、透過型電子顕微鏡（TEM）による断面写真を示す。写真では、転位は観測されておらず、歪が緩和されることなく弾性的に歪んだ均質な多重量子井戸構造が得られていることが分かる。

通常のリソグラフィと化学エッチングを用いメサ構造を形成し、その上面に光の透過性を考慮した窓構造を持つ電極を形成して、メサ型ダイオードを製作した。図5-2はp-i-nダイオード構造の模式図である。後述するように、 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 多重量子井戸では、励起子共鳴波長がGaAs基板を透過するため、基板の一部を除去する必要がなく、簡単な構造で透過型の素子が得られる利点がある。

5-2-2 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 歪多重量子井戸の電気光学特性

図5-3(a)に、室温で測定した $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 歪多重量子井戸試料のフォトカレントスペクトルの電界依存性を示す。GaAs基板のエネルギーバンドギャップ (E_g^{GaAs} : 図中矢印) より低エネルギー側で、量子井戸構造のサブバンドエネルギー準位に由来するいくつかの吸収ピークが観測されている。例えば、電子-重い正孔間の励起子 (1e-1h) に基づく吸収ピークが947nmに観測されている。これらの結果は、このInGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸の励起子共鳴波長が、GaAs基板を透過することを示している。

低電界領域でのスペクトルには、第1番目のサブバンド間遷移1e-1hの吸収に起因する鋭いピークが観測されている。また、その高エネルギー側には、第2サブバンド間での励起子遷移 (2e-2h) に基づく吸収ピークが観測されている。さらに、AlGaAsを障壁層に用いたことによって軽い正孔サブバンドもInGaAs井戸層内によく閉じ込められるために、電子-軽い正孔間の遷移 (1e-1l) に起因する吸収ピークも明瞭に観測されている。印加電界が高い領域では、スペクトルはパリティ-選択則が破れるために、無電界状態で禁制遷移であった光学遷移1e-2hおよび2e-1hが観測されている[21]。

ところで、バイアス電圧 $V_b = 0V$ のときに観測される947nmの主ピークは、逆バイアス電圧が高くなると、QCSEに基づいて長波長側へレッドシフトしていく傾向が明瞭に見られる。図5-3(b)は947nmの光を照射したときのフォトカレント-電圧(PC-V)特性を示す。印加電圧0~-4Vの領域に、QCSEに基づく負性抵抗特性が得られている。この特性は、GaAs基板を透過する光を用いたSEED型双安定素子が得られる可能性を示唆している。

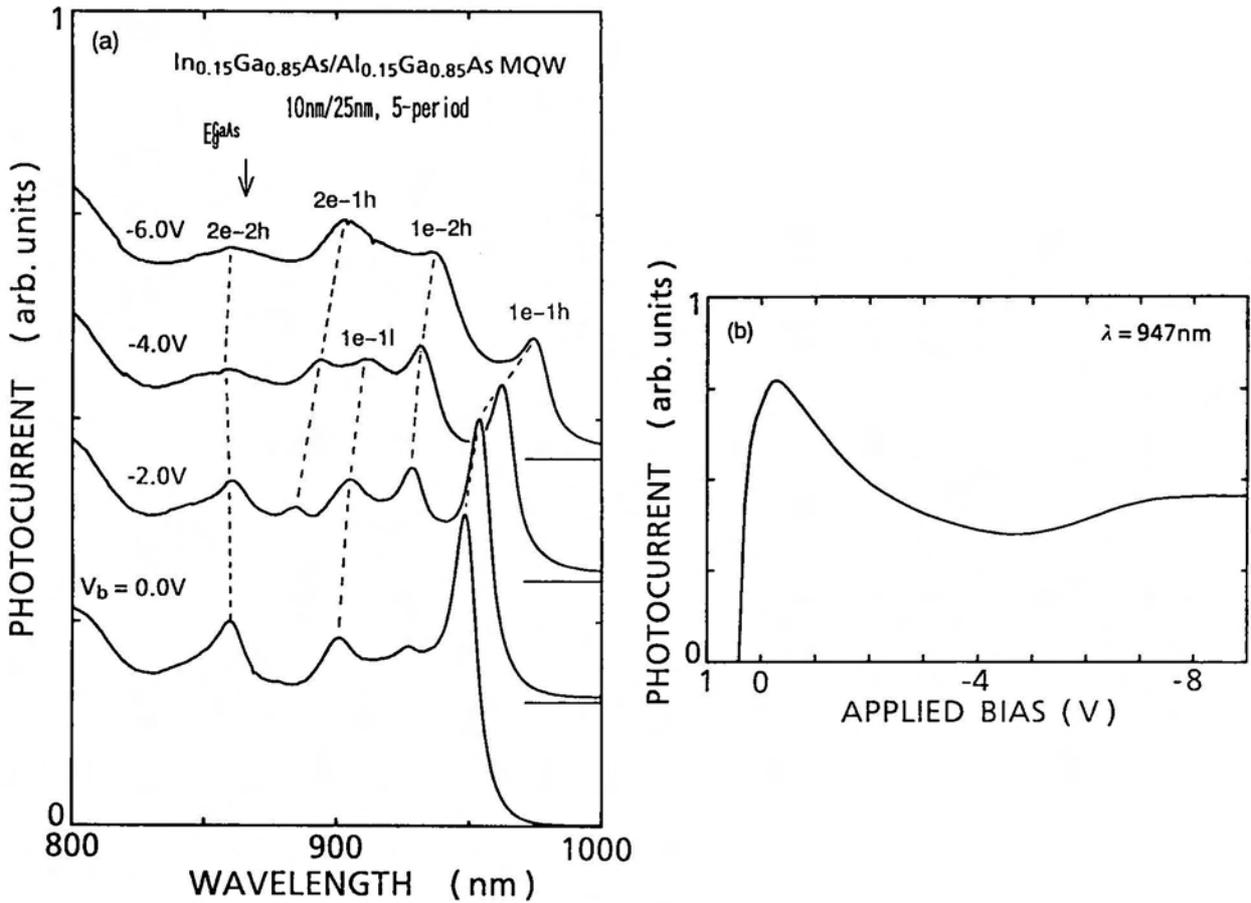


図5-3 $In_{0.15}Ga_{0.85}As/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ 歪多重量子井戸の光吸収特性。
 (a)電界によるフォトカレントスペクトルの変化 (b)PC-V特性

5-2-3 2波長非対称SEEDの構造と動作原理

量子閉じ込め構造の異なる2種類のp-i-nダイオードと一定のバイアス電源から構成されたDW-A-SEEDの回路、および各ダイオードの活性層のエネルギーバンド構造の模式図を図5-4に示す。DW-A-SEED[22]は、電気回路的にはS-SEEDと全く同じである。しかし光学的には、エネルギーバンド構造の違いによって個々のダイオードが異なる光に応答するため、2種類の光で駆動する特徴を持っている。さらに、本研究の実験系では、2種類の波長の一方はGaAs基板を透過し($P1(\lambda_1)$)、他方は透過しない($P2(\lambda_2)$)特徴を持っている。

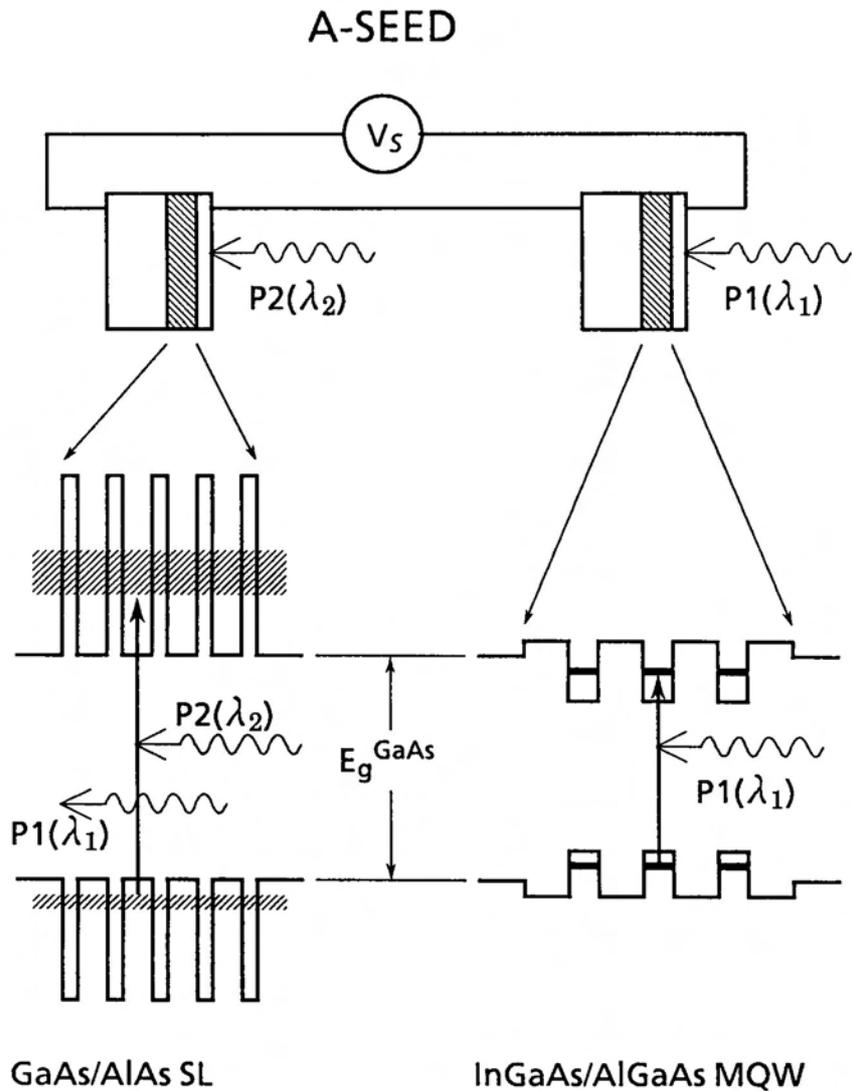


図5-4 DW-A-SEED回路構成とバンド構造

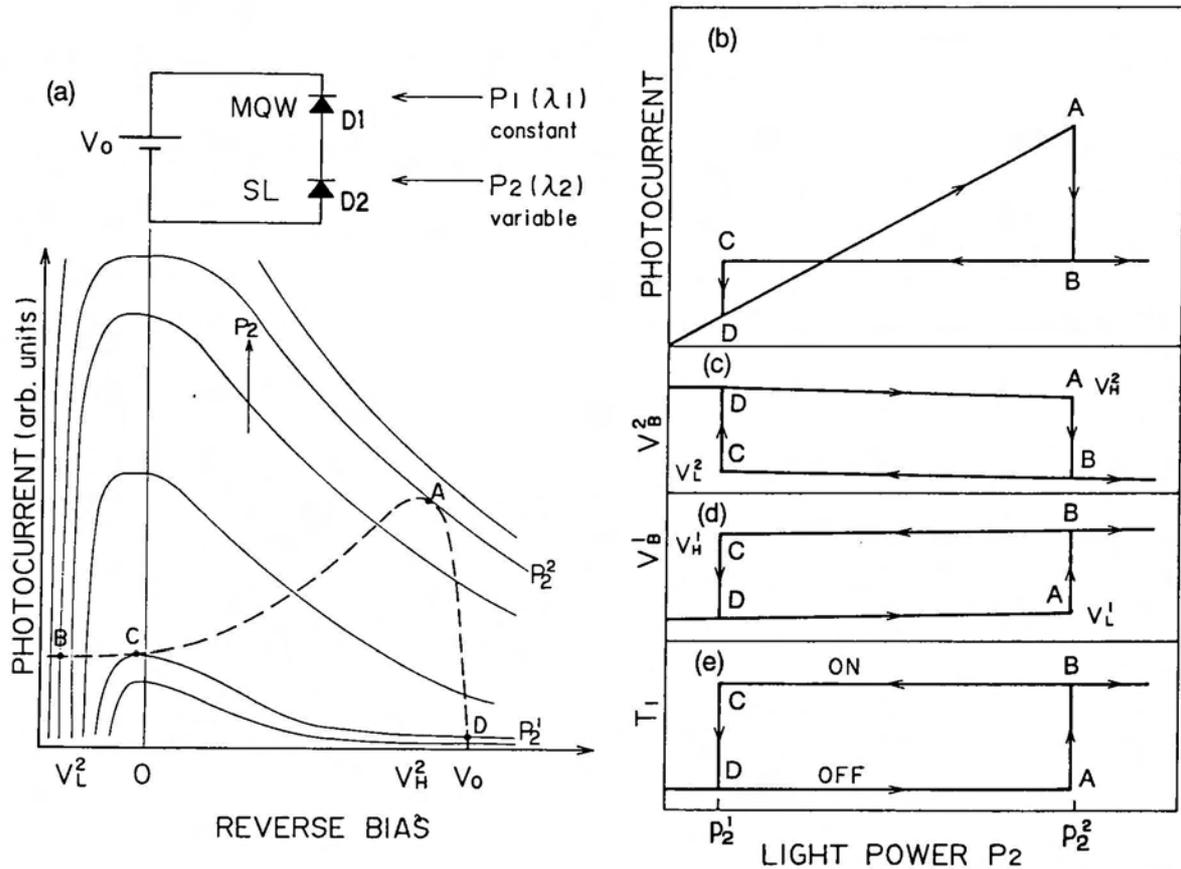


図5-5 フォトカレントによるDW-A-SEEDの双安定動作の検証原理 (a)DW-A-SEEDの負荷線図 (b)DW-A-SEED回路のフォトカレントスイッチング特性 (c),(d)ダイオードD2およびD1の電圧 (V_B^2, V_B^1) スwitching特性 (e)ダイオードD1の透過光 (T_1) 双安定特性。

通常のS-SEEDやDW-A-SEEDにおける光双安定動作は、フォトカレントスイッチング測定においても検証できる。図5-5は、フォトカレント、電圧および光での各スイッチング特性間の対応を示した動作原理図である。図(a)は、模式的なPC-V特性で、図(b)は、フォトカレントスイッチング、図(c),(d)は電圧スイッチング、図(e)は光双安定特性を示している。

DW-A-SEEDを構成する2つのダイオードは共に負性抵抗特性を持っているので、どちらのダイオードにおいても図5-5(a)の実線あるいは破線で示したPC-V特性が得られる。ここでは、多重量子井戸ダイオード(ダイオードD1)に一定強度の光を照射し(図(a)破線)、超格子ダイオード(ダイオードD2)に照射する光強度を変化させた場合を考えてみる(図(a)実線)。図5-5の負荷線図は、2種類のPC-V特性が波長の異なる光において得られている以外は、第4章で示したSEEDの動作原理を表す負荷線図と極めて類似している。従って、動作原理はS-SEEDで説明した電圧スイッチングの概念に基づいて説明できる。

信号光に一定の光(P_1)を照射した状態で、制御光強度(P_2)を低強度 P_2^1 から P_2^2 に増加していく場合、動作点は破線のPC-V特性上をDからAに移動する。この間は、図(c)および(d)で示されているようにダイオードD2およびD1の電圧は、それぞれ V_H^2 および V_L^1 でほぼ一定であり、ダイオードD2に照射される光強度の増加に比例してフォトカレントは増加する(図(b)D~A)。光強度 P_2 がさらに増加してダイオードD2で発生するフォトカレントがある臨界値を越えると、両ダイオードのインピーダンスは逆転し、ダイオードD2およびD1の電圧は、それぞれ V_H^2 から V_L^2 へ、および V_L^1 から V_H^1 へスイッチングする。この電圧スイッチングに伴って、各ダイオードの吸収係数は急激に変化する。この時、ダイオードD1の透過光強度(図(e)A~B)、および回路全体でのフォトカレントも急激に変化する(図(b)A~B)。

ダイオードD2が順方向にバイアスされた領域B~Cの間では、ダイオードD1のフラットなPC-V特性に由来して、DW-A-SEEDに流れるフォトカレントには大きな変化はない(図(b)B~C)。光強度 P_2 が減少して、発生するフォトカレントが臨界値 P_2^1 を下回ると、2つのダイオード間のインピーダンス逆転および印加電圧のスイッチングが生じる。この電圧スイッチングに伴うダイオードの吸収係数の変化に対応して、発生するフォトカレントおよびダイオードD1の透過光強度も急激に変化する(図(b)および(e)のC~D)。

5-2-4 2波長非対称SEEDの動作特性

図5-6は、DW A-SEEDにおいて、信号光および制御光の組み合わせとフォトカレントスイッチング特性についての実験結果を示している。実験では、GaAs

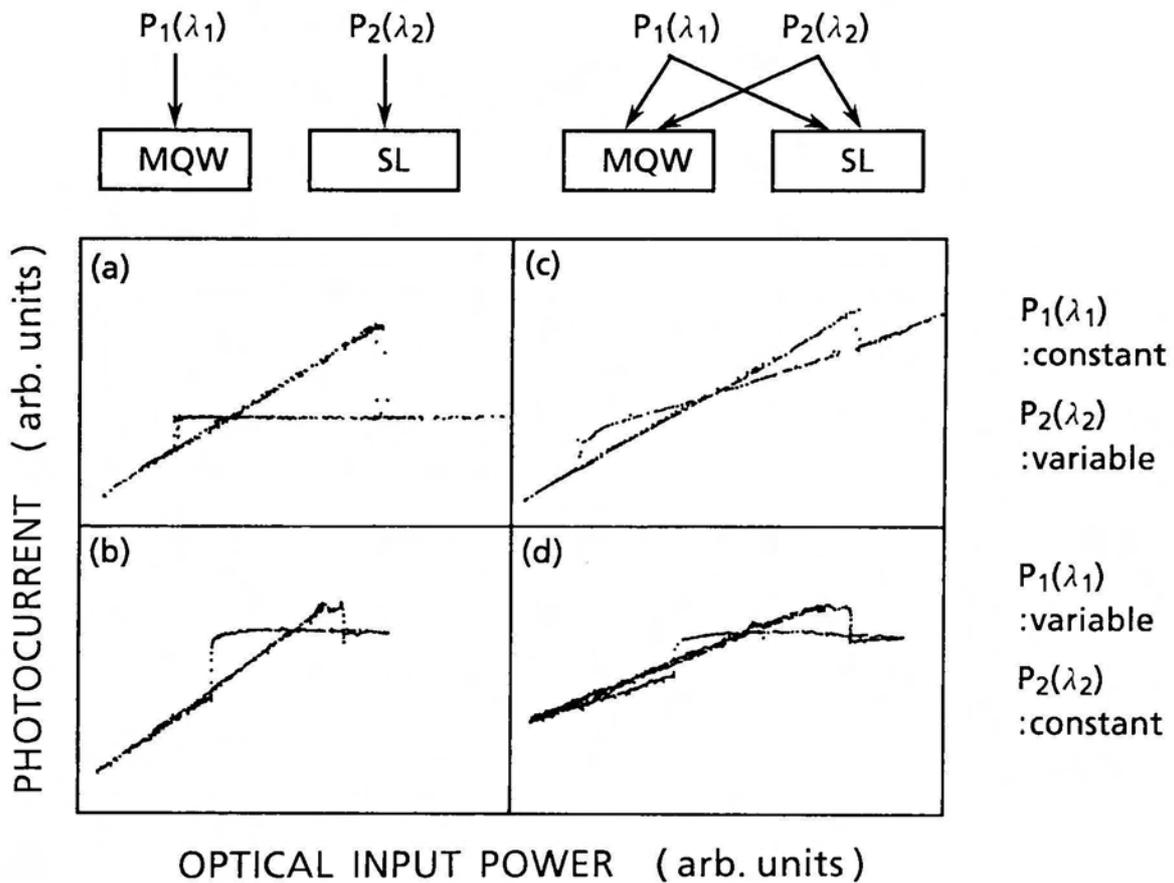


図5-6 様々な照射光条件におけるDW-A-SEEDのフォトカレントスイッチング特性。左側2図は信号光と制御光を空間的に分離した場合、右側2図はこれらを重畳した場合のスイッチング特性。それぞれ、上段の図は短波長の光を制御光にした場合、下段の図は長波長の光を制御光とした時のスイッチング特性。

基板を透過する長波長の光に対し応答するダイオードとして、前節で述べたInGaAs/AlGaAs多重量子井戸構造(MQWダイオード)を用いた。一方、GaAs基板の光吸収端より短波長の光に対し応答するダイオードとしては、第4章に述べた100周期のGaAs/AlAs(3.92/0.86nm)超格子構造(SLダイオード)を用いた。バイアス電圧は6Vとし、ダイオードのメサ側から $\lambda_1=948\text{nm}$ 、 $\lambda_2=780\text{nm}$ の2種類の光を照射した。図5-6の左図((a),(b))は、各々のダイオードに照射する光を分離した場合であり、一方、右図((c),(d))は2種類の光

を重畳してDW A-SEEDに照射した場合に対応する。また、上段の図((a),(c))は長波長の光を強度一定の信号光とした時、すなわちMQWダイオードを信号処理用ダイオードとした場合のフォトカレントスイッチング特性であり、下段の図((b),(d))は短波長の光を信号光とした時、つまりSLダイオードを信号処理に用いた場合のスイッチング特性である。

図5-6(a)のフォトカレントスイッチング特性は、図5-5で考察したDW A-SEEDと同じ駆動方法において得られたものであり、考察された特性と実験結果が一致していることから、DW-A-SEEDの動作原理が電圧スイッチング機構に基づいて解釈できることが確かめられる。図(b)は、図(a)とは逆にSLダイオードを信号光用ダイオードにした場合であり、ほぼ同様のスイッチング特性が得られている。このことは何れのダイオードも信号処理用ダイオードに成り得ることを示唆している。

2種類の光を空間的に分離せず照射した図5-6(c),(d)では、制御光の波長に依存してスイッチング特性に差異が見られる。制御光として短波長の光を用いた図5-6(c)では、図5-6(a)のBからCに対応する状態でフォトカレント特性に傾きが生じている。一方、図5-6(d)では、個々のダイオードに照射する光を分離した場合の図(a)及び(b)と同様のフォトカレントスイッチング特性が得られている。2種類の光を重畳して照射している場合、2つのダイオードのバンドギャップの関係から、短波長の光はSLダイオードだけでなくMQWダイオードにも吸収される。従って、短波長の光を制御光として用いた場合、その強度変化はSLダイオードおよびMQWダイオードの両方のフォトカレント強度を変化させる。つまり、図5-5のPC-V特性において、破線で示した信号光用ダイオードのPC-V特性も同時に変化させてしまう。仮に、S-SEEDにおいてこのような照射方法を用いれば、信号用ダイオードと制御用ダイオードではフォトカレントは同量だけ増減し、スイッチングが生じないことが容易に推察できる。一方、DW A-SEEDでは2波長を重畳して照射した図(c)の場合でも、2つのダイオードの波長感度が異なるために(図5-5の実線と破線で示したフォトカレント増量が異なるために)スイッチングが生じている。ただし、そのスイッチング特性には、本来フォトカレントの変化が少ない図5-5のB~C点の領域でも、フォトカレントの若干の変動が観測されている。

さて、同じく2波長を重畳して照射した場合でも、長波長の光を制御光として用いれば、長波長の光はSLダイオードに吸収されないために、制御光の強度変化はSLダイオードのフォトカレントには影響を与えない。つまり、図5-5(a)の実線で示された制御光ダイオードのPC-V特性には、信号光が重畳されたことで一定の増加が生じるが、信号光ダイオードのPC-V特性は制御光の増減に対して不変である。従って、図5-6(d)では、2種類の光が重畳されているにもかかわらず、図5-6(a)あるいは(b)と同様なスイッチング特性が得られる。つまり、図(d)のような駆動条件では、信号光と制御光間に重大なクロストークはないと言える。なお、図5-6(d)で制御光強度が弱い領域では、制御光の増加時あるいは減少時にフォトカレントの不一致が観測されているが、これは光強度が弱いために、制御光の変調に対して電荷の掃き出しおよび蓄積が遅れているためと考えられる。

上記の実験では、最も簡単な構成として、横方向にハイブリッドに並べられた2つのダイオードのメサ上部から信号光および制御光を照射した。しかし、これら2つのダイオードが共鳴する光は、GaAs基板を透過する波長と不透過性の波長という特徴も持っており、DW-A-SEEDの応用に際しては、実際の素子構造に適した駆動方法を組み合わせることで、さらに有効にDW-A-SEEDを機能させることができる。図5-7は、縦方向に集積した透過型DW A-SEEDの概念図を示す。

図5-7のように透過型素子として利用する場合は、制御光として上層のSLダイオードで吸収される短波長の光を用い、信号光としては下層のMQWダイオードで変調される長波長の光を用いる方法が考えられる。制御光はSLダイオードあるいは中間のGaAs領域で吸収されるために、制御光の増減は下層のMQWダイオードに伝搬しない。また、長波長の信号光は、SLダイオードおよびGaAs領域を透過するためInGaAs系のMQWダイオードのみで変調される。つまり、このような構造では、縦方向に集積した場合の、信号光と制御光のクロストークが無い素子を得ることができる。また、反射型として利用する場合は、上層のSLダイオードを信号処理ダイオードとし、下層のMQWダイオードを制御ダイオードとして用いるとクロストークの無い動作が可能である。

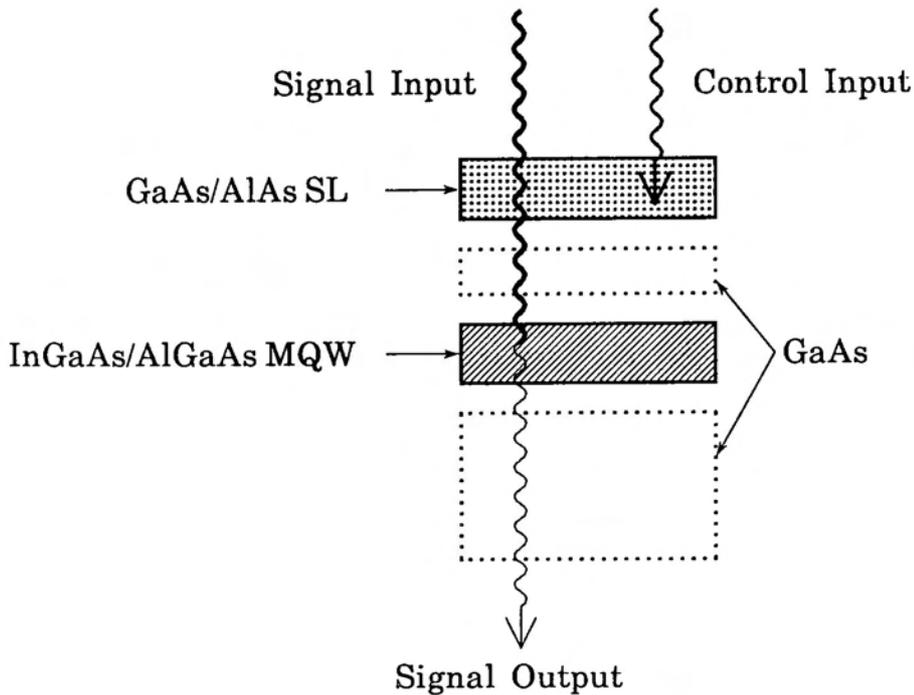


図5-7 モノリシック縦型DW-A-SEEDの概念

SEED研究の初期の開発段階において、負荷線特性を改善して明確な双安定スイッチング特性を得るためにダイオードバイアスSEED (diode-biased SEED: D-SEED) が提案されている[23]。しかし、本研究で示したDW A-SEEDでは、以下の点で従来のD-SEEDとは異なる大きな特徴を持っている。(i) InGaAs/AlGaAs多重量子井戸ダイオードに作用する光はGaAs基板を透過する。(ii) 超格子ダイオードおよびMQWダイオードの各構成要素はそれぞれ光双安定特性を持っており、何れのダイオードも信号処理ダイオードに成り得る。

本節では、DW-A-SEEDの特徴を活かした例として、信号光と制御光にクロストークが無い素子のフォトカレントスイッチング実験および透過型素子の概念図を示した。特に縦方向に積層されたDW A-SEEDでは、従来のS-SEEDに比べ集積度が向上すると共に、クロストークも解消され制御が簡単化される可能性を持っている。このようにDW A-SEEDは、光情報処理の一つの重要な利点である光の空間的多重性を利用した素子として、今後の発展が期待される。

5-3 動作特性選択機能を有する2波長対称SEED

超格子におけるワニエ・シュタルク局在性を利用したSEEDでは、吸収端のブルーシフト機構に基づいて低挿入損失の光双安定動作、あるいはシュタルク階段準位に起因する光吸収を利用した光多重安定動作が実現できる。第4章では、これらの動作特性が、超格子ミニバンド幅および照射波長に依存することを示した。この節では、波長による負性抵抗特性の変化をさらに有効に利用するために、S-SEEDを2種類の波長の光で駆動する2波長駆動対称SEED (dual wavelength symmetric SEED: DW-S-SEED) を提案する[24]。このDW-S-SEEDでは、個々のダイオードで独立にPC-V特性を選び(負性抵抗特性を選び)、SEEDの光スイッチング特性を選択することができる。

5-3-1 素子の構成

図5-8にDW-S-SEEDの構成を示す。2つのp-i-nダイオードは、共に100周期のGaAs/AlAs (3.13nm/0.57nm) 超格子からなり、一方のダイオードのみGaAs基板を除去して透過型の構造に加工されている。各p-i-nダイオードの詳細な構造は第4章で示されたものと同一である。電気回路的には、通常のS-SEEDと同様に、2つのダイオードは直列に接続され、バイアス電圧(V_S)が印加されている。光学的には従来のS-SEEDと異なり、このDW-S-SEEDでは、波長の異なる2種類の光を信号光(λ_1)および制御光(λ_2)として、それぞれのダイオードに照射している。従って、信号用ダイオード(SL_1)と制御用ダイオード(SL_2)は同一構造ではあるが、各ダイオードで異なる光吸収特性を得ることができる。信号光の光源としては、光強度が $4\mu\text{W}$ 程度の分光されたハロゲンランプ光、制御光の光源としては、同程度の光強度に調整された波長可変チタンサファイアレーザを用いた。

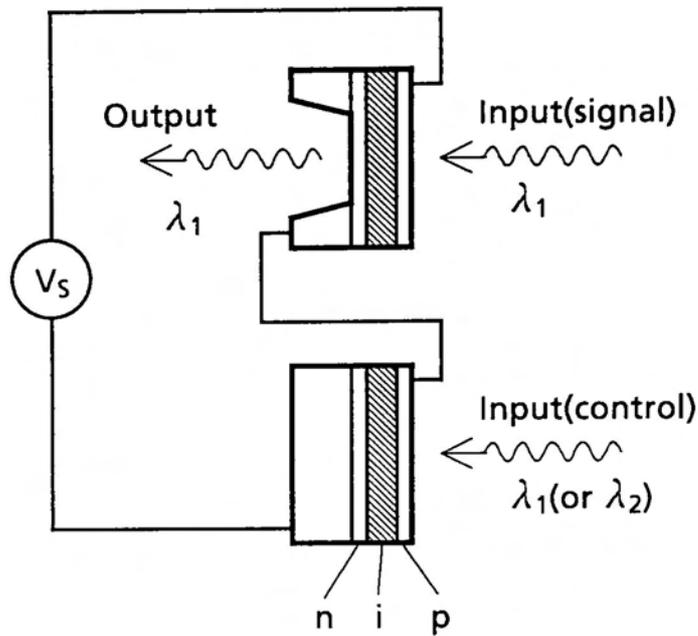


図5-8 2波長対称SEEDの構造

5-3-2 動作原理および動作特性

図5-9(a)および図5-10(a)は、DW-S-SEEDの動作を解析するための負荷線図を示している。バイアス電圧は $V_s = -15V$ 、信号光波長は $\lambda_1 = 770nm$ の場合について示す。図5-9は、制御光波長に信号光波長と同じ $\lambda_2 = 770nm$ の光を用いた特別の場合の負荷線図を、図5-10は制御光波長を $\lambda_2 = 781nm$ に設定したときの負荷線図を示す。それぞれの図において、実線は信号用ダイオードのPC-V特性を示している。また、破線は、制御用ダイオードのPC-V特性を表している。なお、図の横軸目盛りは信号用ダイオードにかかるバイアス電圧 ($V_{B1} : V_{B1} < 0$ はダイオードに逆バイアスが印加されていることを意味している) に対応しており、制御ダイオードにかかるバイアス電圧 (V_{B2}) は $V_s - V_{B1}$ で与えられる。また、図5-9(b)および図5-10(b)は、波長 $\lambda_1 = 770nm$ の光を用いた時の信号用ダイオードの透過光-電圧 (T-V) 特性を示している。信号用ダイオードのPC-V特性 (図中の実線) において、 $-8V$ 、 $3.5V$ および $-2V$ 付近のピーク (T-V特性では凹部) は、それぞれ $n = -1, -2$ および -3 のシュタルク階段準位に由来する共鳴吸収ピークである。

信号光と制御光波長が一致している場合 (図5-9) は、動作条件は通常のS-

SEEDと同一になる。従って、動作原理は通常のSEEDとまったく同様に理解することができる。ただし、図(a)のPC-V特性は、第4章図4-9で示したPC-V特性に比べ、振動的振舞いが大きい。これは、このSEEDに用いている超格子ではミニバンド幅が広く ($2\Delta_{ca1} 140\text{meV}$)、シュタルク階段準位に由来する光吸収の変調効果が強く現れているためである。

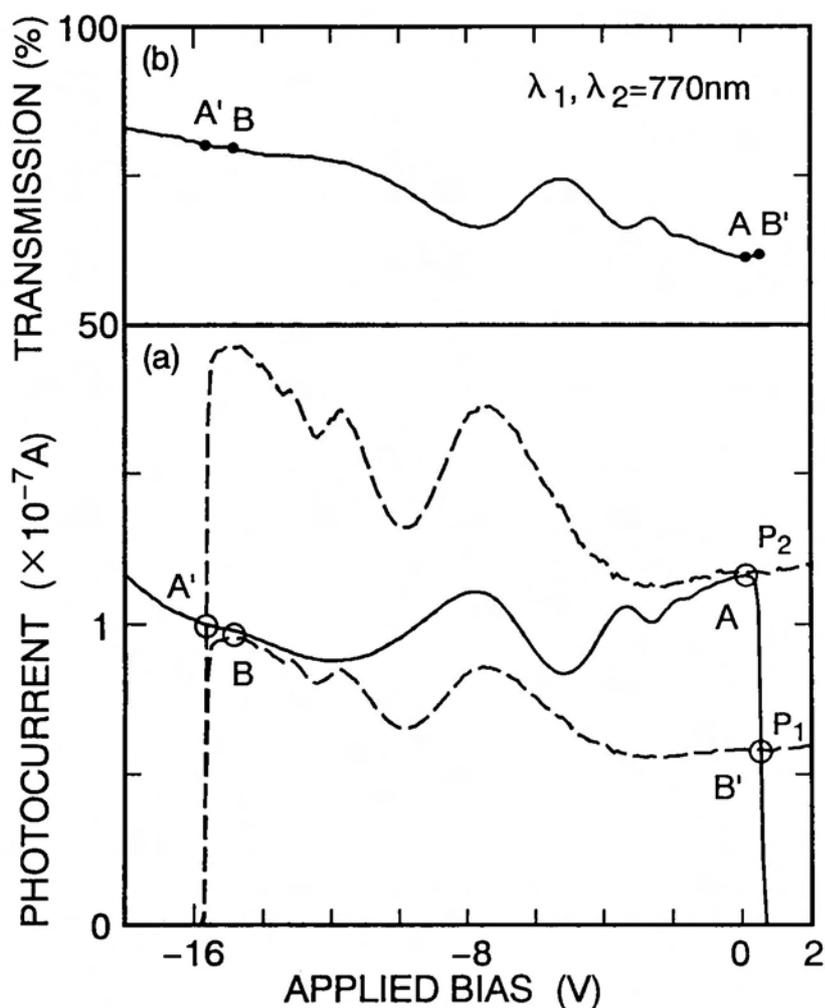


図5-9 信号光波長 $\lambda_1=770\text{nm}$ 、制御光波長 $\lambda_2=770\text{nm}$ のときの負荷線図。バイアス電圧 $V_S=-15\text{V}$ 。(a)実線および破線は、それぞれ信号用ダイオードおよび制御用ダイオードのPC-V特性 (b)信号用ダイオードのT-V特性

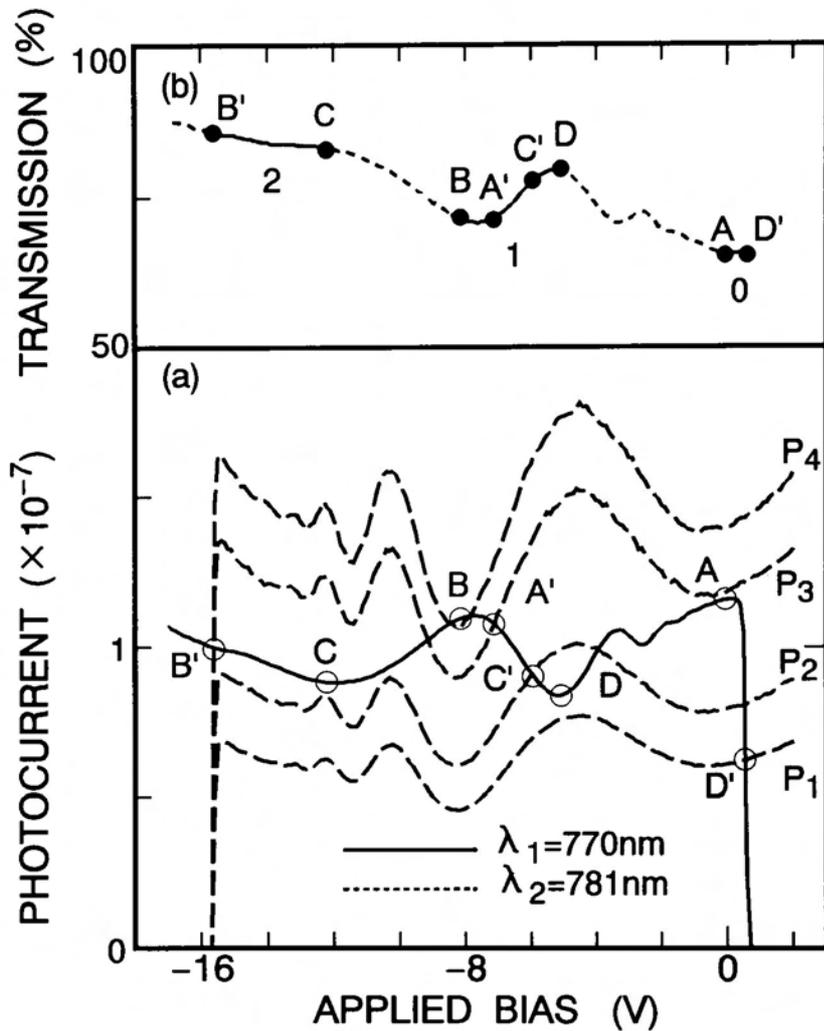


図5-10 信号光波長 $\lambda_1=770\text{nm}$ 、制御光波長 $\lambda_2=781\text{nm}$ のときの負荷線図。
 バイアス電圧 $V_S=-15\text{V}$ 。(a)実線および破線は、それぞれ信号用ダイオード
 および制御用ダイオードのPC-V特性 (b)信号用ダイオードのT-V特性

図5-9(a)に示した負荷線図において、制御光強度（破線）が P_2 レベルを越えると動作点は交点Aから新しい交点A'へジャンプする。つまり、信号光ダイオードは低電界状態から高電界状態にスイッチングする。逆に制御光強度を減少させると、強度が P_1 レベルを下回るときに動作点はBからB'へ移り、信号用ダイオードは高電界状態から低電界状態に復帰する。この時、信号用ダイオードの透過率も、バイアス電圧の変化に対応して、図(b)のA-B'およびA' Bの2つの領域間

でスイッチングする。従って、このような駆動条件では、図5-11(a)の実験結果に示すように、単純な光双安定特性が得られる。

制御光波長に信号光波長と異なる長波長の光を用いた場合（図5-10）は、シュタルク階段準位に起因する光吸収変調がさらに顕著になるために、破線で示した制御用ダイオードのPC-V特性の振動的振舞いは、図5-9よりも強く現れている。その結果、各制御光強度において負荷線上の交点は図5-9とは異なる振舞いを示している。

制御光強度が零から P_3 レベルまで増加する場合は、D'あるいはAで記された付近に動作点が存在する。すなわち、信号用ダイオードは低バイアス状態にあると言える。この時、信号用ダイオードからの透過光は図5-10(b)の領域"0"で示された低透過安定状態を保つ。制御光強度が P_3 を越えて交点Aが消失した時、負荷線上にはさらにA'およびB'で示された安定に動作可能な2つの交点が存在している（第4章第2節で議論したように、ポテンシャル関数の解析によると、図中に存在する3つの交点の内1つは不安定点である）。制御光強度が P_3 を越えると、まず中間の安定動作点A'に移動する。この状態で制御光強度がわずかに変調された場合、交点はB, A' C' Dで示された領域内を連続的に移っていく。この時、信号光は図(b)の領域"1"で示された中レベルの透過安定状態を保持する。一方、制御光強度が P_4 を越えると中間安定領域での交点も無くなり、動作点は残る唯一の交点B'で可能である。この場合、信号用ダイオードも領域"2"で示された高透過状態に移動する。制御光強度が減少していく場合も同様の議論によって、臨界強度 P_2 あるいは P_1 より弱くなると動作点はCからC'あるいはDからD'にジャンプする。

これらの負荷線上の交点の遷移に対応して、信号用ダイオードの透過状態は図(b)の"0", "1", "2"の3つの安定領域を移り変わる。従って、信号光出力には、制御光強度の連続的な変化に対して、図5-11(b)に示したように3安定状態間のスイッチング特性が得られる。高, 中, および低透過状態での透過強度比は約 1.3:1.15:1が得られている。

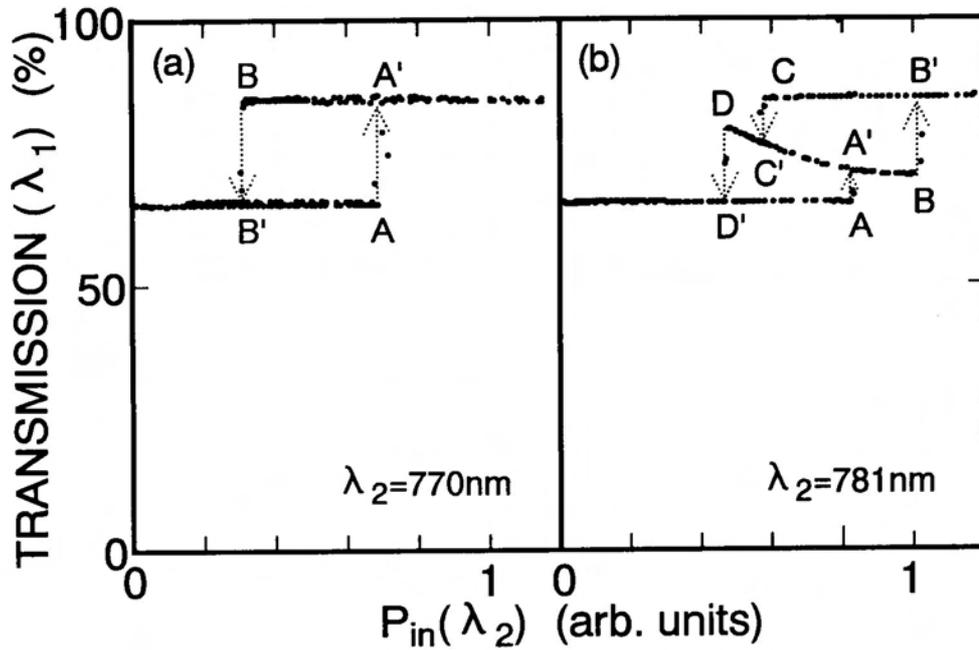


図5-11 2波長駆動対称SEEDの制御光波長の違いによるスイッチング特性の変化。信号光波長 λ_1 -770nm、バイアス電圧 $V_S = -15\text{V}$ 。(a)制御光波長 $\lambda_2 = 770\text{nm}$ 、(b)制御光波長 $\lambda_2 = 781\text{nm}$ 。各スイッチング点の記号は負荷線図(図5-10)における動作点の記号に対応している

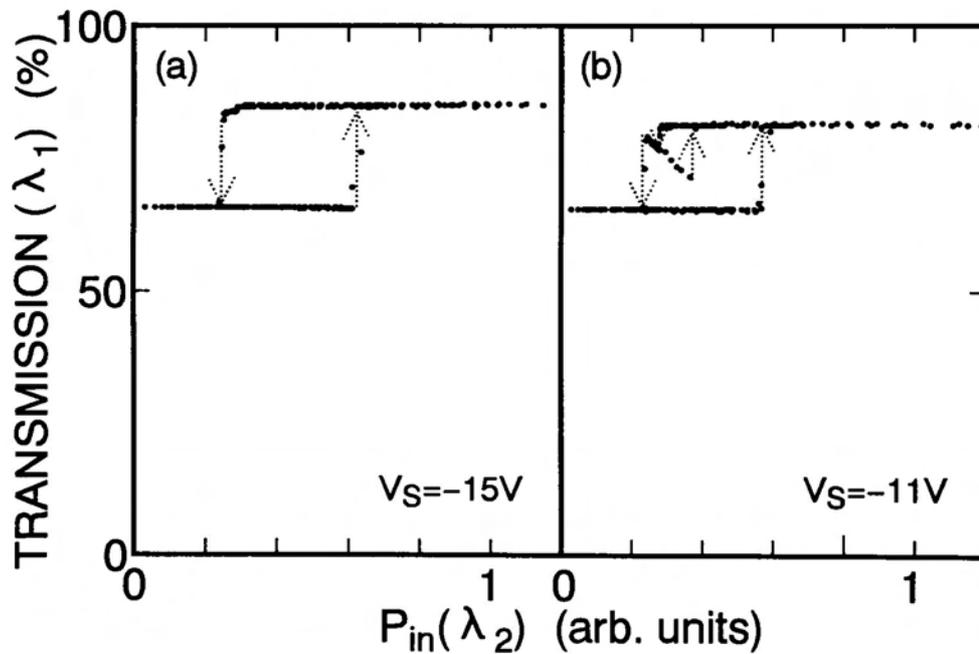


図5-12 2波長駆動対称SEEDのバイアス電圧の違いによるスイッチング特性の変化。信号光波長 λ_1 -770nm、制御光波長 $\lambda_2 = 760\text{nm}$ 。(a)バイアス電圧 $V_S = -15\text{V}$ 。(b)バイアス電圧 $V_S = -11\text{V}$ 。

図5-9および図5-10において示したように、スイッチング特性は負荷線図の交点の形態に依存している。このために、スイッチング特性はバイアス電圧の調整によっても変調させることができる。図5-12は、信号光波長を λ_1 -770nm, 制御光波長を λ_2 -760nmとし、バイアス電圧を V_S =-15Vあるいは11Vにしたときのスイッチング特性を示している。 V_S = -15Vでは単純な双安定動作、 V_S = 11Vでは一部の制御光強度に対して3重安定動作が得られている。なお、先に示した波長を変化させてスイッチング特性を選択する場合には、制御光波長を変えても高透過状態および低透過状態での各透過レベルはほぼ一定であるが、バイアス電圧を変えた場合は、高透過状態での透過度が増加している。これは、信号光ダイオードのI-V特性が傾斜を持っているためであり、比較的低い電圧領域でバイアス電圧を変えた場合に透過度の変化として現れるためである。

以上のように、超格子ダイオードを使用した2波長駆動対称SEEDの特徴は、波長あるいはバイアス電圧によって動作特性を選択できる自由度が得られることである。しかも、その回路構成は通常の対称SEEDと同じであり、従来の量子閉じ込めシュタルク効果を使った3重安定SEEDよりも簡単な構成で同一の機能が得られる。このような動作選択機能は、ワニエ・シュタルク局在性に基づいた負性抵抗特性に由来するものである。超格子におけるワニエ・シュタルク局在現象は、ここで例証したように、全く新しい機能をもった光素子への応用が大いに期待される。

5-4 準安定状態とパルス光励起SEED

前節において、ワニエ・シュタルク局在性を利用した超格子2波長駆動S-SEEDは、簡単な構造で光3重安定動作が得られ、さらにそのスイッチング特性は制御光波長によって選択できることを示した。これらの機能は、個々のダイオードのPC-V特性に、照射波長に依存して変化する多様な安定動作点が得られることに由来している。この節では、パルス化された制御光を用いると光生成される電荷量を制御できることに着目し、このような光パルス制御下で負荷線上の交点の遷移をさらに詳細に調べる。また、この光パルス制御を利用したパルス光励起対称SEED[25]では、任意の動作点へスイッチングが可能であることを検証する。前半では、従来の連続光照射では動作点として観測できなかつた”準安定状態”へのパルス光制御による光スイッチング現象について議論する。後半では、パルス光を利用した3安定状態間の光スイッチング特性を示し、光演算機能を検証する。

5-4-1 パルス光励起対称SEED回路

図5-13にパルス光励起対称SEEDの回路および測定光学系を示す。電気回路的には、通常のS-SEEDと同様に、2つのp-i-nダイオード(D_1, D_2)とバイアス電源(電圧 V_s)が直列に接続されている。各ダイオードは、前節で用いたダイ

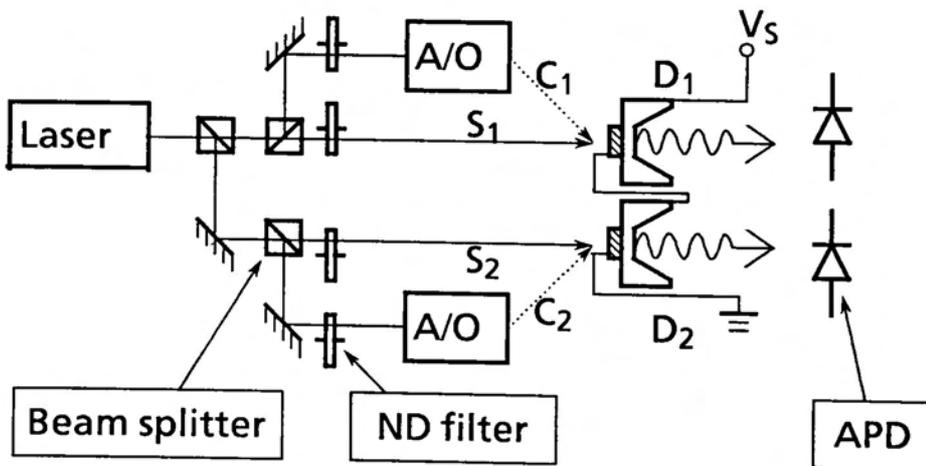


図5-13 パルス光励起S-SEEDの実験光学系

オードと同じ100周期のGaAs/AlAs (3.12/0.57nm) の超格子を含むp-i-nダイオードである。ダイオード D_1 (D_2) には連続光の信号光 S_1 (S_2) , パルス光の制御光 C_1 (C_2) が照射される。これらの4つの照射光は、波長可変のチタンサファイアレーザからの光を4分割し、減光フィルター (NDフィルター) を用い強度調節することによって得た。また、制御光は音響光学変調器 (A/O) を用いて10~1000 μ s 程度のパルスに整形した。各ダイオードからの出力はアバランシェフォトダイオード (APD) を用いて受光した。

5-4-2 準安定状態

図5-14は、バイアス電圧 $V_S = -12V$, 照射光波長 $\lambda = 767nm$ の条件で駆動されたパルス光励起S-SEEDの負荷線図である。図5-14(a)および(b)は、それぞれダイオード D_1 および D_2 のT-V特性を示している。図(c)の実線はダイオード D_1 に強度 P_1^0 の光を照射したときのPC-V特性である。また、2本の破線は照射光強度が P_2^0 あるいは $P_2^1 (> P_2^0)$ の時のダイオード D_2 のPC-V特性である。なお、図5-14の横軸はダイオード D_1 にかかるバイアス電圧 (V_1) を表示したものであり、ダイオード D_2 の電圧は $V_S - V_1$ で与えられる。各ダイオードのPC-V特性上のバイアス電圧-7.5, 3.5, -2V付近のピークは、それぞれ $n = -1, -2, -3$ のシュタルク階段準位との共鳴吸収に由来するものである。

ダイオード D_1 および D_2 にそれぞれ強度 P_1^0 および P_2^0 の信号光を照射した場合、2本のPC-V特性には5つの交点が存在するが、これらの中で2つは不安定点となる (第4章あるいは次項参照)。図中のA (A^1, A^2), B, Cで記された交点が安定動作点となる。

仮に、初期の動作点を A^1 とした場合、 A^1 から次の安定動作点へ移るためには、ダイオード D_2 に連続光あるいは十分に長いパルス光を照射して、 P_2^1 で示されたPC-V特性を得る必要がある。ところが、実際に動作点に移り変われる状態では、負荷線図において存在する安定動作点はBの一点だけであり、交点Cは安定な動作点ではなくなってしまう。しかし、以下のような簡単な考察から、交点CにおいてもSEEDは安定に動作し得ることが確認できる。まず交点Cで動作しているSEEDにおいて、わずかな入射光強度の揺らぎによってダイオード D_1 (D_2) にかかる電界が減少 (増加) したと仮定する。つまり、交点Cは図5-14のPC-V特性

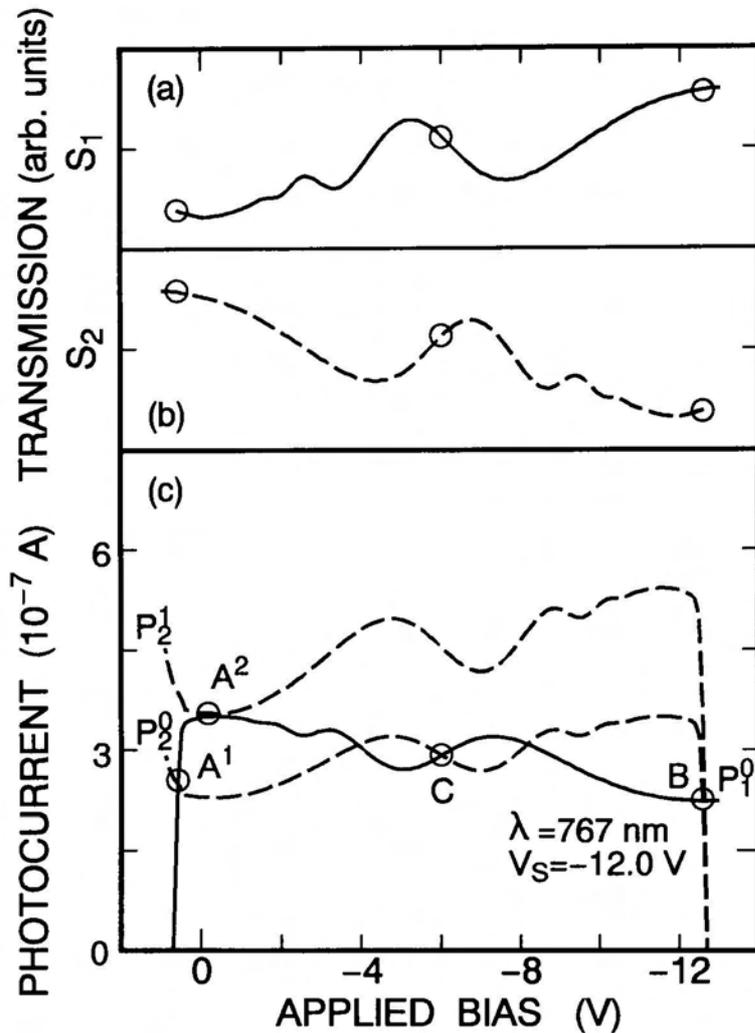


図5-14 パルス光励起S-SEEDの負荷線図。(a),(b)ダイオードD₁およびD₂のT-V特性。(c)実線はダイオードD₁のPC-V特性、破線は異なる光強度でのダイオードD₂のPC-V特性

上で左側に移動したと仮定する。この時、ダイオードD₁(D₂)では動作点はシュタルク階段準位との共鳴から離れる(近づく)ために、発生するフォトカレント強度は減少(増加)する。このような光生成電荷量の減少あるいは増加に対応して、ダイオードD₁およびD₂はそれぞれ高インピーダンス状態および低インピーダンス状態に移る。その結果、ダイオードD₁(D₂)にかかる電圧は増加(減少)し、最初の変動を打ち消すように働く。このような理由から、交点Cは安定動作点として存在し得る。このように中間の交点Cは、通常の連続光を用い

た制御では到達できないが、安定点としての特性を備えているため、今後、交点Cを”準安定点”あるいは”準安定状態(metastable state)”と呼ぶ。

なお、連続光照射条件下での中間の安定動作点の消失という現象は、前節の単純な双安定特性が得られた2波長S-SEEDの負荷線図(図5-9)においても生じている。一方、前節において3重安定が得られた場合の負荷線図(図5-10)では、最初の安定点を離れるような照射光強度においても、さらに2つの安定動作点を含む合計3つの安定動作点が存在している。

このような準安定状態を含んだSEED動作点の安定性は、Hosodaらによって示されたポテンシャル関数(第4章(4-6)式)を用いて、視覚的に明確に判定することができる。図5-15は、図5-14に示されている光強度 P_1^0 および P_2^0 でのPC-V特性から、数値積分によって求めたポテンシャル関数の相対光強度依存性

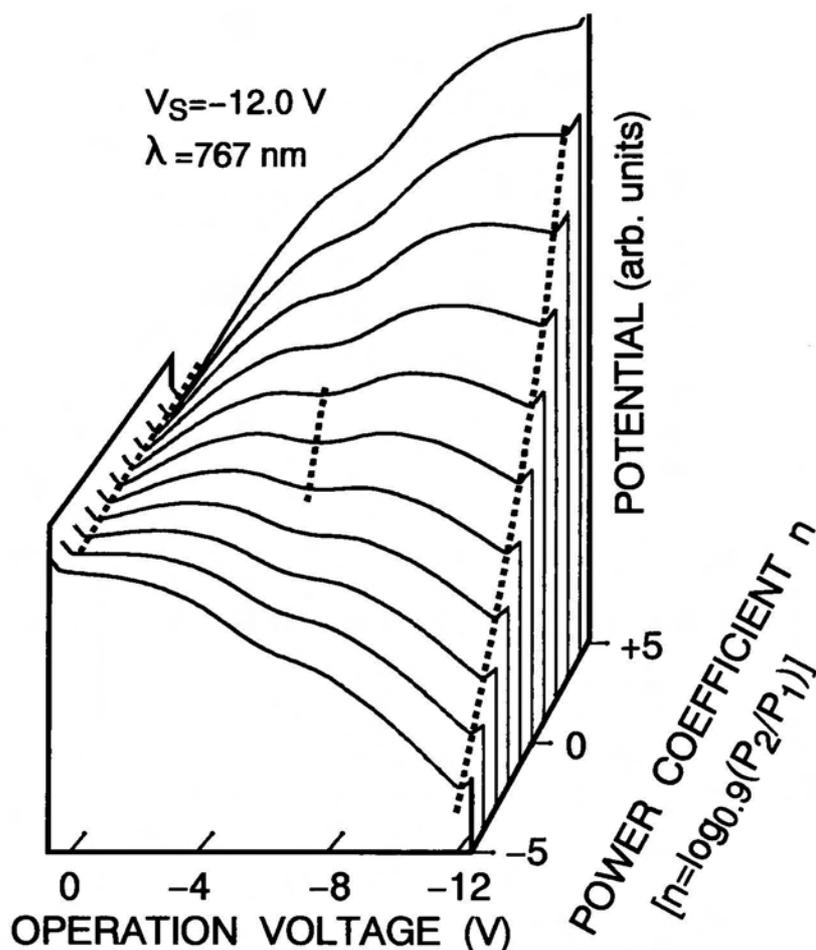


図5-15 準安定状態を持ったポテンシャル関数の相対光強度依存性

を示している。また、図5-16に、計算で求めたポテンシャルの極小点（○印）および極大点（×印）の相対光強度依存性を示す。

照射光強度係数 $n=0$ の時、すなわち、両ダイオードで生成し得る光電荷量が同程度の時は、ポテンシャル関数に3つの極小点が存在する。 $n>|2|$ では中間電界領域のポテンシャル極小点は無くなり、極小点は低電界および高電界領域の2カ所のみに見える。さらに $n>|4|$ では、極小点は低電界あるいは高電界領域のどちらか一方になる。図5-15の点線は、これらのポテンシャル極小点を便宜上表示したものである。仮に、両端の極小点のどちらかに動作点がある時に、この極小点の束縛から抜け出せるようにポテンシャルを歪めた状態（照射光強度 P_2 と P_1 に大きな不均衡がある状態）では、中央部には極小値は無いために、動作点は低電界および高電界領域の2つの安定点の間を移動する。つまり、中間の安定状態は大きなヒステリシスループの中に隠されてしまう（図5-16）。このために、従来の連続光を用いる制御では、単純な双安定性しか観測できないことが分かる。

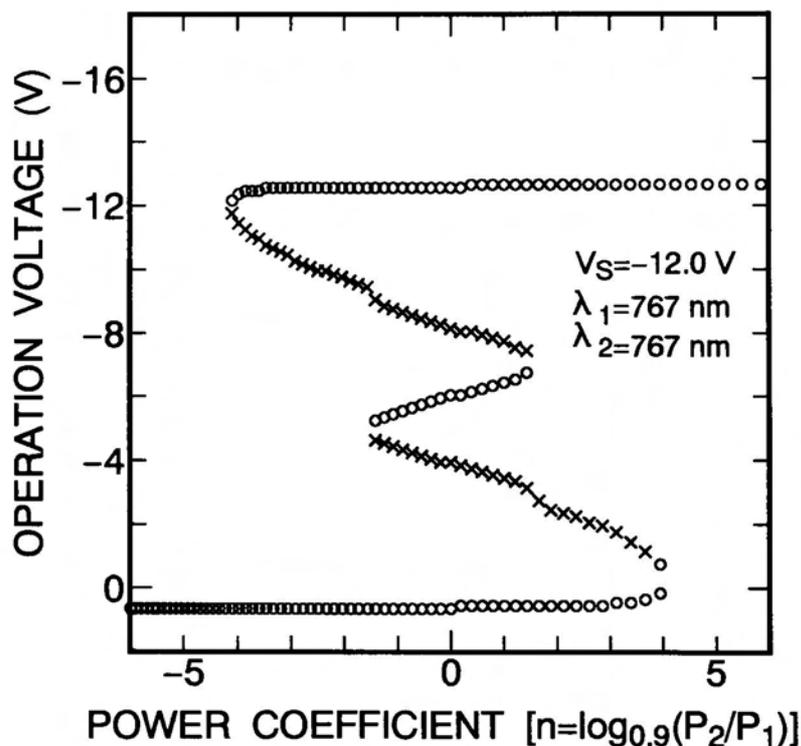


図5-16 $V_S = 12.0V$ ，照射光波長 $\lambda = 767nm$ の場合のポテンシャル 極小点（○印）および極大点（×印）の相対光強度依存性。

5-4-3 準安定状態への励起

前節の図5-15に示したように、SEEDの光スイッチング動作は、動作点が新しい安定点までポテンシャル面を転がることに対応している。このスイッチング動作は、電気的には2つのダイオード間で電圧分配状態のスイッチングを行うことに相当している。すなわち、光生成電荷量によりバイアス電圧のバランスを回復することに等価であると考えられる。従って、2つのダイオード間で電荷を移動させる必要がある。すなわち、スイッチングを起こすには有限のスイッチング時間を必要とする。図5-15においてポテンシャルを $n > |4|$ の状態にすることで、新しい安定動作点に移す過程を考えると、ある時刻 t_{\square} には、本来準安定状態であったポテンシャル領域を通過することになる。そこで、初期状態を離れた後、時刻 t_{\square} にポテンシャルを $n < |1|$ の状態に復帰させれば、動作点は中間の安定状態、つまり準安定状態に遷移させることが可能であると考えられる。

これを実験的に証明するために、図5-13に示した2つのダイオードのPC-V特性を互いにバランスした（図5-14で示した P_1^0 および P_2^0 の）状態に設定する。この時、一方のダイオードに照射する制御光（ C_1 あるいは C_2 ）に余剰の短パルス光量を加えてやると、準安定状態に対応する電圧再分配を生じるだけの光生成電荷量が発生する場合には、S-SEED回路は準安定な中間状態にスイッチングさせることが可能であると考えられる。

まず、従来の連続光制御を用いたスイッチング過程を検証するために、図5-14の動作点A¹の状態に初期設定されているSEEDを、低強度（ $\sim 10 \mu\text{W}$ ）で幅の長いパルス光 C_2 を用いて制御した場合の、SEEDのスイッチング過渡特性を図5-17に示す。図上段および中段の波形は、それぞれダイオード D_1 の光出力 S_1 および D_2 の光出力 S_2 である。下段は C_2 パルスの発生タイミングを表している。ダイオード D_1 (D_2) は制御光の照射に伴って低（高）透過状態から高（低）透過状態にスイッチングしている。ダイオード D_1 の光出力強度の変化を詳しく観測すると、 C_2 パルスの立ち上がり後100msまでは、光出力は緩やかにわずかに減少し、その後比較的急激に光出力が増加して高い透過状態に移っている。この後半の光出力波形では明らかに3つのピークが確認できる。そして各ピークの強度比は図5-14(a)のT-V特性に示されたピークの強度比に一致している。つまり、ダイオード D_1 からの光出力（図5-17の S_1 波形）は、図5-14(a)のT-V特性の電圧軸

を時間軸に変えたものに他ならない。同様の関係がダイオード D_2 に関しても成り立ち、図5-17の光出力 S_2 と図5-14(b)の $T-V$ 特性が対応する。また、図5-17における S_1 と S_2 での各ピークの位置関係は、図5-14(a)および(b)でのピークの位置関係とほぼ一致している。これらのことは、ダイオード D_1 および D_2 にかかるバイアス電圧は、それらの和を一定値に保ちながら、各電圧は連続的に滑らかに変化していることを示している。このような2つのダイオード間のバイアス電圧の再分配過程は、前述したように、その過程において必ず準安定状態に対応する電圧分配状態を通過している。

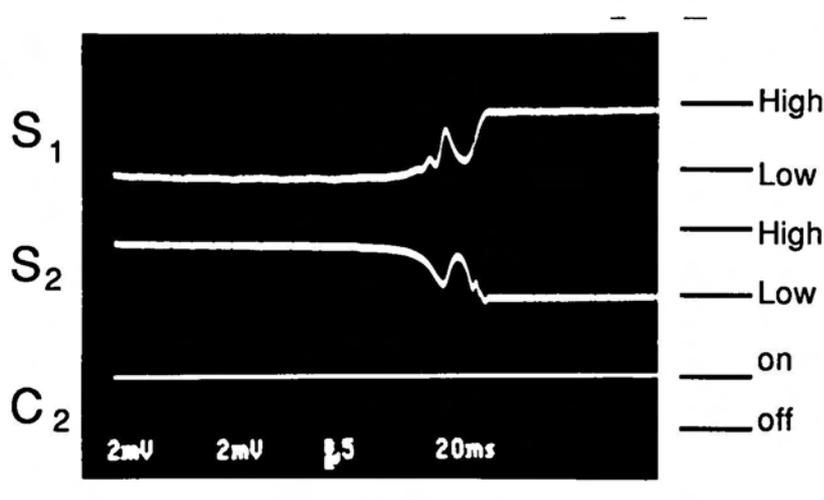


図5-17 低強度・長パルス光でのスイッチング過程（横軸 20ms/div.）。上段および中段のトレースはダイオード D_1 および D_2 からの出力光、下段は C_2 パルスの発生タイミング。

次に、短パルス光を用い、パルスの高さを変えたときのスイッチング過程を調べる。図5-18はパルス幅は $20\mu s$ 、強度の強いパルス（数10mW）でダイオード D_2 を励起した時のスイッチング特性を示す。図(a)と(b)は時間軸スケールを変えて測定したものである。各図において最も下段のトレースは C_2 パルス_いを生成するA/Oモジュレータ電源の駆動タイミングを示している。上部の2本のトレースはそれぞれダイオード D_1 , D_2 の出力 S_1 , S_2 である。図右側の"0", "1", "2"で示された透過光強度のレベルは、ダイオード D_1 のバイアス電圧がそれぞれ0, -6, -12Vの時のダイオード D_1 の透過光強度に対応している。つまり図5-14(a)の3つ

の○印で示された透過強度に対応している。

図5-18(a)では、制御光パルス C_2 の印加と共に、図5-17に比べて各ダイオードの透過状態は電荷供給量が大きいために高速で変化している。図5-18(a)で観測される信号光 S_1 と S_2 の状態遷移過程におけるピーク位置の対応関係は、図5-14(a)と異なっており、わずかなずれが認められる。これは、強度の強い C_2 パルスが照射された場合、過渡的応答状態では、2つのダイオードの電圧(V_{B1}, V_{B2})は必ずしも $V_S = V_{B1} + V_{B2}$ を満足していないためである。この意味において、スイッチング過程でのダイオード D_1 および D_2 にかかるバイアス電圧の和は、図5-17の場合と異なっており、必ずしも一定値に保たれていない。しかしながら、重要なことは、 C_2 パルスの照射されている間に、ダイオード D_2 のバイアス電圧は-2V程度の状態に、またダイオード D_1 では-8V程度の状態まで変化していることである。つまり、中間の安定状態に対応する電圧分配領域を通過するほど十分に電圧スイッチングが進んでいる。このために、ダイオード D_1 および D_2 の新しい最寄りの安定点は図5-14に記された交点Bになっている。従って、図5-18(b)に示されているように、制御光パルス C_2 の印加が無くなった後、各ダイオードの透過状態は、図5-14の交点Bに対応する透過状態まで変化している。なお、このようにパルス遮断後の電圧変化が遅くなるのは、先に示したように回路およびダイオードの容量、抵抗成分が大きいためである。

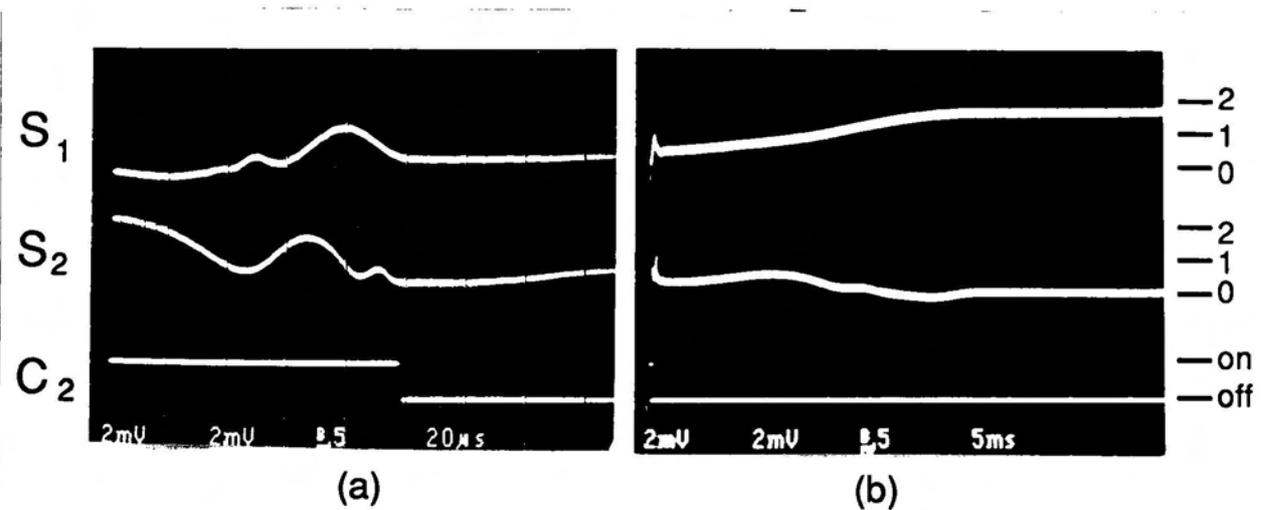


図5-18 強いパルスによる安定状態へのスイッチング (a) $20\mu\text{s}/\text{div}$.
(b) $5\text{ms}/\text{div}$.

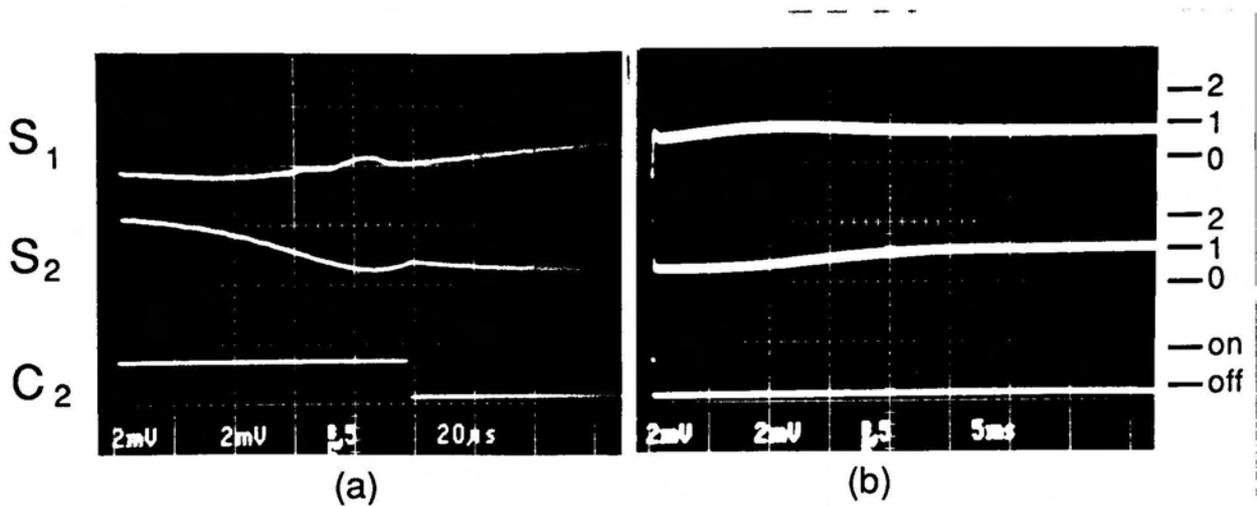


図5-19 適度な強度の1パルスによる準安定中間状態へのスイッチング
 (a) $20\ \mu\text{s}/\text{div}$. (b) $5\text{ms}/\text{div}$.

次に、制御光パルスとして、図5-18の場合と同じ幅でわずかに強度が低い C_2 パルスを用いた時のスイッチング過程を図5-19に示す。図の3本の出力波形は、図5-18と同様にそれぞれ下から、 C_2 パルスを生成するA/Oモデレータ電源の駆動タイミング、ダイオード D_2, D_1 の出力 S_2, S_1 である。また、図(b)は図(a)の時間軸スケールを拡大した図である。図5-19(a)では、 C_2 パルスが印加されている間に観測されるピークの数、図5-18(a)に比べて少なくなっている。これは照射強度が弱くなり、電荷の供給が遅くなったためである。また、図5-19(a)では S_1 の2つ目の小さなピークの後に、 S_2 出力の一つ目の谷が観測されている。この位置関係は、図5-18で示された位置関係とは異なり、図5-17に示した弱励起の場合の光出力の変化に似ている。つまり、2つのダイオードにかかるバイアス電圧の和は一定値に保たれながら各ダイオードの電圧が連続的に滑らかに変化する、理想的な状態変化過程に近づいたことを示している。

制御光パルス C_2 が立ち下がった時点での、各ダイオードのバイアス電圧は、 S_1 および S_2 に観測されているピーク位置から、ダイオード D_1 では7V程度、ダイオード D_2 では-4V以上と推定される。この電圧領域は図5-15で示したポテン

シャル関数の中間極小点の位置に対応している。そして、 C_2 パルス終了後、ダイオード D_1 および D_2 からは、図5-19(b)に示されているように”1”で記された中間の光強度の信号光が安定に観測されている。つまり、制御光パルス C_2 によってSEEDの動作点は、図5-14の交点Cで記された準安定動作点にスイッチングしたことを示している。

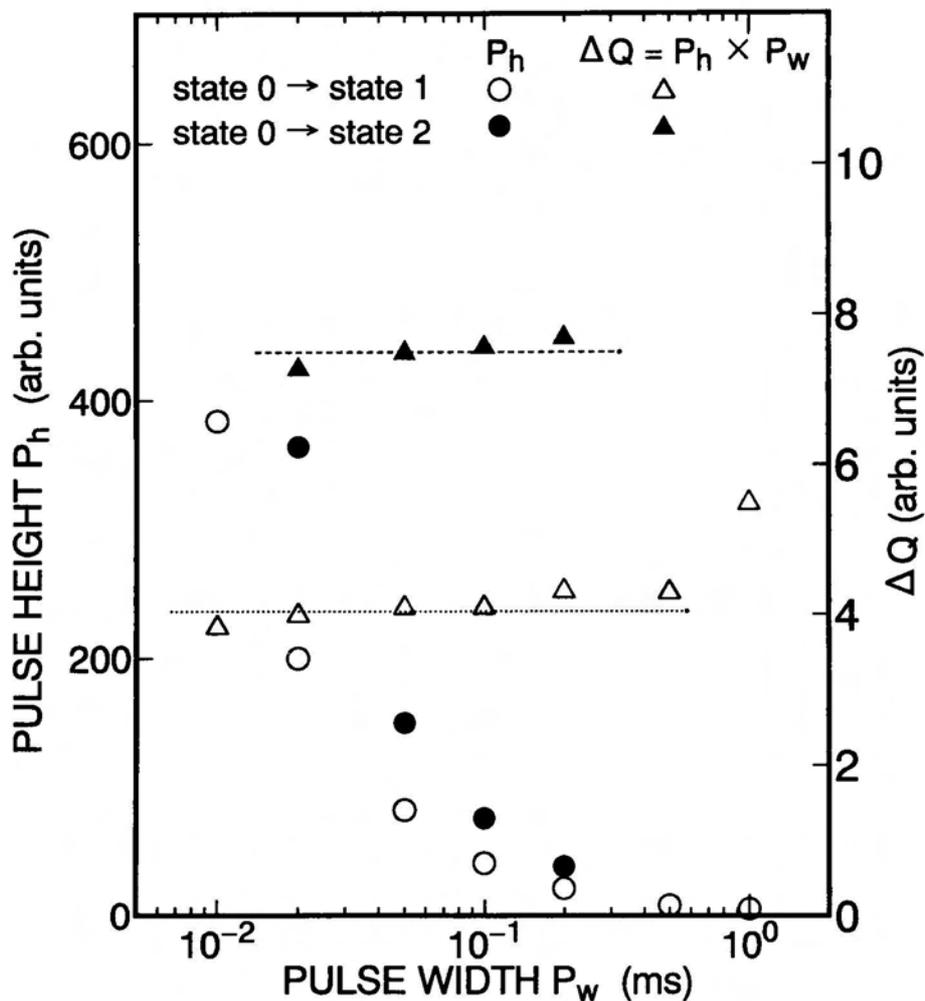


図5-20 スwitchングに要する光励起電荷量。○印および●印は、それぞれ1パルスで状態0から中間の状態1へ、および状態0から最終の状態2へスイッチングするために必要な、最小限のパルス幅とパルス高さの関係を示す。△印および▲印は、これらのパルスの幅と高さの積で見積もった、スイッチングに必要な電荷量。

図5-20は、制御光パルスの幅 (P_w) に対してスイッチングに必要な最小限のパルス高さ (P_h) を示す。図中○印および●印は、一つのパルスで、状態"0"からそれぞれ状態"1"および状態"2"へスイッチングするために必要なパルスの幅と高さを示している。パルスによって供給される電荷量 (ΔQ) は、近似的にパルスの幅と高さの積 ($P_w \times P_h$) に比例すると考えられる。図中△印および▲印は、それぞれ状態"0"から"1"へおよび状態"0"から"2"へのスイッチングに必要な電荷量を示したものである。それぞれのスイッチング過程に必要な電荷量は一定であることが分かる。つまり、この結果は、電荷量を制御してSEEDの2つのダイオードの電圧分配を制御する、パルス光励起S-SEEDの動作原理が正しいことを検証するものである。

5-4-4 3 安定状態間スイッチング

図5-20に示されたように、パルス光励起S-SEEDは、適度な光量の C_2 パルス光をダイオードに照射することで、S-SEEDを中間の安定状態にスイッチングさせることができた。つまり、図5-14において、強度 P_1^0 および P_2^0 の信号光で照射されたダイオード D_1 および D_2 の動作点を交点 A^1 から中間の動作点Cへスイッチングさせることができた。さて、動作点がCにあるとき、同じ強度の C_2 パルスが再度印加されたとすると、交点 A^1 および交点Cは最初の C_2 パルスが照射された時と同様に一時的に失われる。しかしこの場合は、初期状態がCであるため、 C_2 パルスによって生じる光生成電荷量が中間の安定動作領域Cを離れるのに十分であれば、SEEDの動作点は最終的な安定点Bにスイッチングすると考えられる。

図5-21は、適度な強度と幅を持った制御光パルス列を用いて、SEEDを駆動したときのスイッチング動作特性を示す。下段の2本のトレースは、制御光パルス C_1 あるいは C_2 を生成するA/Oモデレータ電源の駆動タイミングを示している。上部の2本のトレースはそれぞれダイオード D_1 , D_2 の出力 S_1^{OUT} , S_2^{OUT} である。図右側の"0", "1", "2"で示された透過光強度のレベルは、ダイオード D_1 あるいは D_2 のバイアス電圧がそれぞれ0, 6, -12Vの時の各ダイオードからの透過光強度に対応している。信号光波長, 強度およびバイアス電圧は図5-14と同じ条件である。制御光パルス幅は $20 \mu s$ 、高さは1パルスで中間の安定状態にスイッチングするように設定されている。

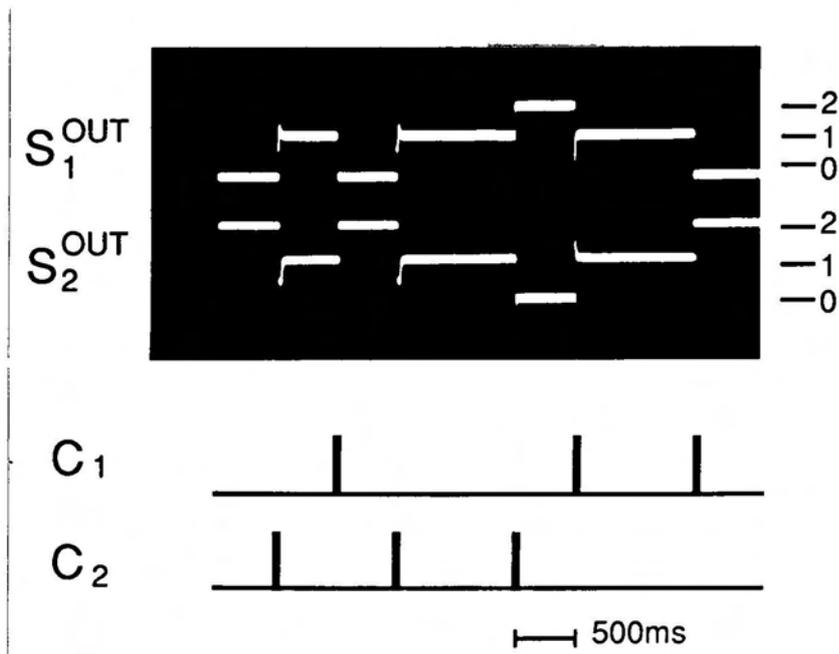


図5-21 光パルス列による3安定状態間のスイッチング

図5-21から明らかなように、 C_2 パルス列の2番目のパルスによって信号光 S_1 は状態"0"から中間の状態"1"にスイッチングしている。さらに、同じ C_2 パルス(3番目の C_2 パルス)が連続して加えられると信号光 S_1^{OUT} は状態"1"から状態"2"にスイッチングしている。つまり、同じパルスを加算することで、高透過状態に順次遷移させることができる。この時、 C_2 パルスが照射されたダイオード D_2 からの信号光 S_2^{OUT} の状態は、順次"2"から"1"、"1"から"0"へとスイッチングしている。つまり、ダイオード D_2 では、制御光パルス C_2 を加算することで、信号光は低透過状態に順次遷移している。

S-SEEDでは2つのダイオードは構造上全く対称な関係にあり、負荷線図の2本のT-V特性も対称である。従って、 C_1 パルスによってダイオード D_1 とダイオード D_2 で生じるスイッチング特性は、 C_2 パルスによってダイオード D_2 と D_1 に生じる特性と全く同じである。これは、図5-21の2番目および3番目の C_1 パルス列による、信号光 S_1^{OUT} の低透過状態への段階的なスイッチングと、信号光 S_2^{OUT}

の高透過状態への段階的なスイッチングに表れている。その結果、信号光 S_1^{OUT} では C_2 パルスによる加算機能と C_1 パルスによる減算機能が得られている。

5-4-5 多安定状態間スイッチング

図5-22は、上述した3状態間スイッチングSEEDと同じ構造においてバイアス電圧を $V_S = -10.3V$ に設定した時の、ポテンシャル関数の極小点および極大点の計算結果を示す。大きなヒステリシスループの中に、3つの準安定状態が隠されていることが分かる。2つのダイオードに照射する信号光の相対強度が $n=0.2$ の近傍では、2つの安定動作点と2つの準安定動作点が存在する。

図5-23は、これらの4安定状態間スイッチングの実施例を示す。図5-23(a), (b)および(c)は、セット用制御光 C_2 およびリセット用制御光 C_1 のパルス強度を変えた場合のスイッチング特性を示している。適切な制御光パルスの組み合わせを用いることで、“0”, “1”, “2”, “3”に対応した4つの安定状態間をスイッチングできることが示されている。

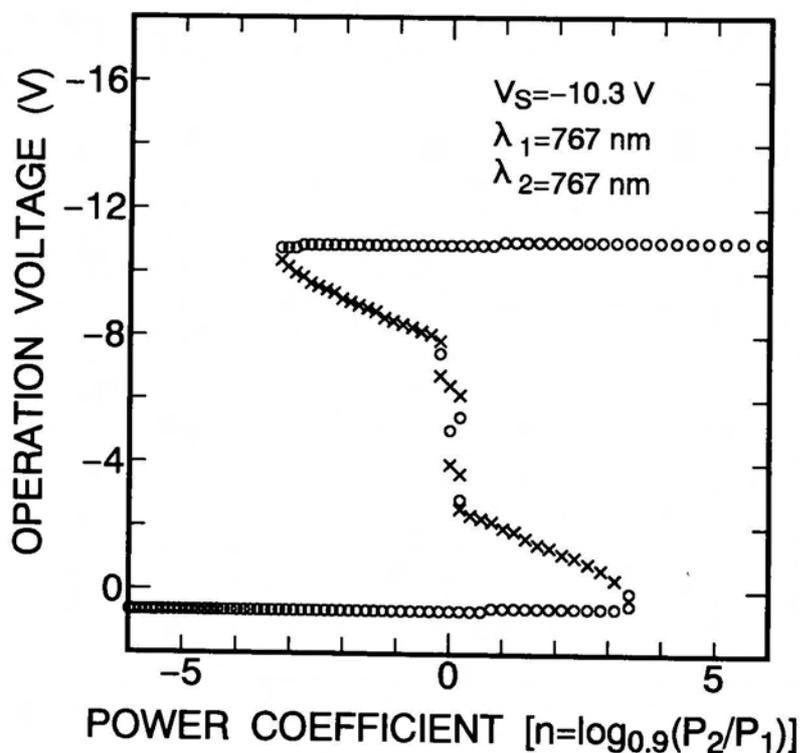


図5-22 バイアス電圧 $V_S = -10.3V$ 、照射光波長 $\lambda = 767nm$ の場合のポテンシャル極小点（○印）および極大点（×印）の相対光強度依存性。

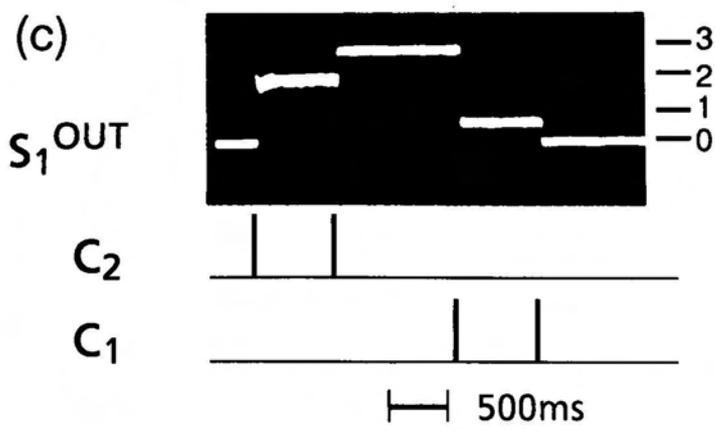
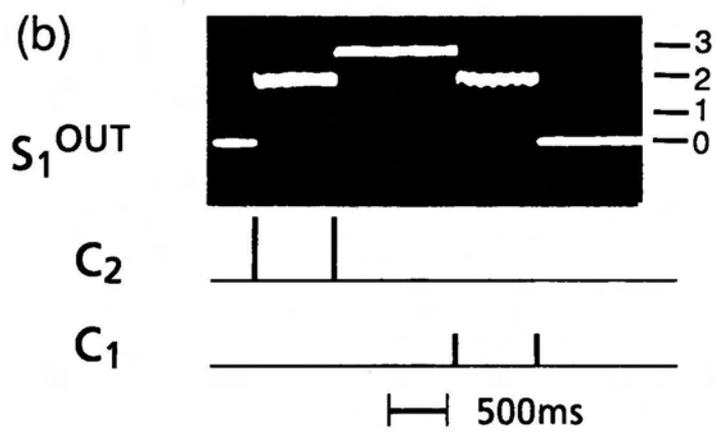
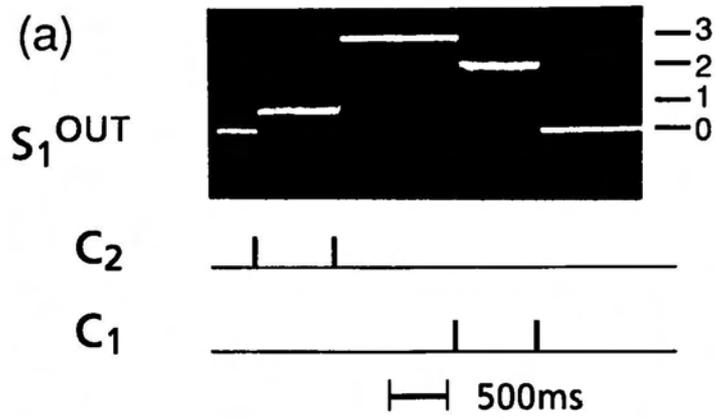


図5-23 光パルスによる電荷量を制御した4安定状態の検証

このように、パルス光励起S-SEEDでは、同じパルスである制御光 C_1 あるいは C_2 の組み合わせによって、状態"0", "1", "2"に対応した3つの安定状態間で加算あるいは減算機能を示すスイッチング特性が得られた。また、より多くの状態間のスイッチングの可能性も示されている。これらの特性は、簡単な素子構造でより高度な機能を持った光素子の実現を示すものであり、例えば光多値論理素子への応用が期待される。重要なことは、これらの高度な機能が回路の複雑な構成から生じるのではなく、ダイオードを形成している超格子構造の新奇な物理現象に由来していることである。このことは、ワニエ・シュタルク局在性は光双安定素子をはじめ、光しきい値素子や光多値論理素子などの高機能光素子への応用に適していることを示している。

5-5 まとめ

本章では、量子井戸や超格子の電界に対する非線形電気光学効果を利用した光機能素子の応用として、材料、駆動方法の面から新しい機能を持ったSEED素子について提案し、その基本機能を検証した。

まず、新しい材料であるInGaAs系を用いたSEEDとして、励起子共鳴波長がGaAs基板を透過するInGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸と、GaAs基板に対して透過性のないGaAs/AlAs超格子とを組み合わせた2波長駆動非対称SEED (DW A SEED) を提案した。このような波長の大きく異なる2つの光を用いたDW-A SEEDでは、従来の対称SEED (S-SEED) の課題であった信号光と制御光とのクロストークの問題を解消できることを明らかにした。そして、この特性は将来の縦型集積S-SEEDに応用できる可能性を示した。

また、ワニエ・シュタルク局在性を利用した新機能SEEDとしては、シュタルク階段準位に基づく光吸収特性が、照射光波長に依存して大きく変化することを利用して、動作特性が照射波長によって選択できる2波長駆動対称SEED (DW S-SEED) を提案した。この素子では、従来のS-SEEDと同じ構造でありながら、制御光の波長を変化させることで、双安定動作あるいは3重安定動作を選択できるため、新しい演算機能を持った光素子として応用できる。

さらに、ワニエ・シュタルク型SEEDの動作点を詳細に調べ、従来の双安定特

性（ヒステリシスループ）の中に、通常の制御方法では出現できない準安定状態が有ることを発見した。そこで、スイッチングに必要な光生成電荷量を制御できる短パルス光励起SEEDを提案し、準安定状態への遷移を実証した。このようなSEED動作特性は、多重安定状態を作り出せるため、多値論理素子や光しきい値素子への応用上、優れた特長を有することが実証された。

参考文献

- [1] 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**, 1462 (1985).
- [2] I. Bar-Joseph, K. W. Goossen, J. M. Kuo, R. F. Kopf, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 340 (1989).
- [3] A. L. Lentine, H. S. Hinton, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1419 (1988).
- [4] G. D. Boyd, A. M. Fox, D. A. B. Miller, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'Asaro, J. M. Kuo, R. F. Kopf, and A. L. Lentine, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1843 (1990).
- [5] A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, J. M. Freund, G. D. Guth, R. E. Leibenguth, G. J. Przybylek, and L. E. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1809 (1992).
- [6] R. A. Morgan, M. T. Asom, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, K. G. Glogovsky, G. D. Guth, G. J. Przybylek, L. E. Smith, and K. W. Goossen, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1049 (1991).
- [7] R. A. Morgan, L. M. F. Chirovsky, and R. E. Leibenguth, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28**, 670 (1992).
- [8] K-K. Law, R. H. Yan, L. A. Coldren, and J. L. Merz, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1345 (1990).
- [9] B. Pezeshki, D. Thomas, and J. S. Harris, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 813 (1991).
- [10] A. L. Lentine, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, L. M. F. Chirovsky, and L. A. D'Asaro, *Appl. Opt.* **29**, 2153 (1990).
- [11] F. B. McCormick, F. A. P. Tooley, J. M. Sasian, J. L. Brubaker, A. L. Lentine, T. J. Cloonan, R. L. Morrison, S. L. Walker, and R. J. Crisci, *Electron. Lett.* **27**, 1869 (1991).
- [12] A. L. Lentine, D. A. B. Miller, J. E. Henry, J. E. Cunningham, and L. M. F. Chirovsky, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-25**, 1921 (1989).

- [13] G. R. Olbright, T. E. Zipperian, J. Klem, and G. R. Hadley, *J. Opt. Soc. Am.* **B-8**, 346 (1991).
- [14] H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 605 (1990).
- [15] T. E. Van Eck, P. Chu, W. S. C. Chang, and H. H. Wieder, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 135 (1986).
- [16] W. Dobbelaere, S. Kalem, D. Huang, M. S. ÜnLü, and H. Morkoç, *Electron. Lett.* **24**, 294 (1988).
- [17] J. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-27**, 1332 (1991).
- [18] B. Elman, E. S. Koteles, P. Melmam, K. Ostreicher, and C. Sung, *J. Appl. Phys.* **70**, 2634 (1991).
- [19] K. Fujiwara, K. Kawashima, K. Kobayashi, and N. Sano, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2234 (1990).
- [20] S. Giugni, K. Kawashima, N. Sano, and K. Fujiwara, *J. Appl. Phys.* **72**, 5555 (1992).
- [21] K. Fujiwara, K. Kawashima, and K. Kobayashi, *Surf. Sci.* **267**, 643 (1992).
- [22] K. Kawashima, K. Fujiwara, K. Kobayashi, and N. Sano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L214 (1992).
- [23] D. A. B. Miller, J. E. Henry, A. C. Gossard, and J. H. English, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 821 (1986).
- [24] K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1679 (1992).
- [25] K. Kawashima, M. Hosoda, and K. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 184 (1993).

第6章 結論

本研究は、半導体超格子における新奇な電界効果であるワニエ・シュタルク局在現象について、その基本的物性を明らかにし、さらに、この新しい非線形電気光学効果が次世代光素子への応用上、優位性を有することを実証した。

まず第2章では、結合形態の異なる量子井戸における電界効果の現れ方の違いを調べた。量子井戸間の結合が弱い長周期超格子、結合の強い短周期超格子、およびこれら2種類の結合を同一超格子内に含んだ2重周期超格子における電界効果を、フォトカレントスペクトル法を用いて実験的に明らかにした。また、それらの結果をトランスフォーマトリックス法を用いて理論的に説明した。その結果、長周期超格子におけるエネルギー状態の変化は、個々の井戸内に局在している波動関数の分極によって説明できること、すなわち、いわゆる量子閉じ込めシュタルク効果に基づいて解釈できることを確認した。一方、短周期超格子においては、共鳴トンネリング効果によって空間的に広がっていた超格子の固有状態の、個々の井戸への局在化現象、すなわち、いわゆるワニエ・シュタルク局在性が現れることを示した。また、2重周期超格子においては、量子井戸間の弱い結合と強い結合がそれぞれ存在し、低電界および高電界領域で、2段階のワニエ・シュタルク局在性が生じることを明らかにした。

第3章では、種々のミニバンド幅 (2Δ) を有する超格子においてワニエ・シュタルク局在性の現れ方を詳細に議論した。まず、低温フォトカレントスペクトル法を用いて、ワニエ・シュタルク局在化に基づく光吸収端のブルーシフト機構、シュタルク階段準位のエネルギー固有値および振動子強度の電界依存性を調べた。ミニバンド状態から離散的なエネルギー準位に移る際に生じる、光吸収端の高エネルギー側へのブルーシフト量は、超格子ミニバンド幅の半値幅 (Δ) に良く一致することが確かめられた。また、この局在過程において観測される等間隔に分裂したシュタルク階段準位のエネルギー固有値は、理論式 $neFD$ (n : 整数, F : 電界, D : 超格子周期) に良く一致することを総合的に示した。さらに、シュタルク階段準位光学遷移の振動子強度は、強結合理論から予測される F^{-2n} 依存性および Δ^2 依存性を示すことを検証した。これらのワニエ・シュタルク局在性に基づく光吸収特性は、試料のミニバンド幅と強い相関があり、ワニエ・シュタルク

局在現象を評価する上でミニバンド幅が重要なパラメーターであることを検証した。

続いて、ワニエ・シュタルク局在が室温でも明確に観測できることを確認し、試料のミニバンド幅や照射波長に依存して、様々な形態の電界についての非線形効果が得られることを明らかにした。

第4章では、ワニエ・シュタルク局在を利用した自己電気光学効果素子(SEED)の動作特性を調べた。まず、ブルーシフト機構を利用したSEEDとして、ミニバンド幅($2\Delta_{ca1}$)が60meV程度の超格子構造を採用したSEEDにおいて、光双安定のオン状態で極めて高い透過率を有する低伝搬損失光双安定特性を実証した。この結果、光吸収端のブルーシフトを利用した光変調機構は、SEEDの縦型集積化において有利で優れた特性を持つことが分かった。また、 $2\Delta_{ca1}=140\text{meV}$ 程度の広いミニバンド幅を有する超格子を用いたSEEDにおいて、シュタルク階段準位に由来する複数の負性抵抗領域を利用して、少なくとも4重の安定点動作を実証した。つまり、シュタルク階段準位に起因する光吸収変調機構は、光多値論理素子や光しきい値素子への応用に適していることを示した。

第5章では、半導体量子井戸あるいは超格子構造を利用した光新機能素子への応用として、材料、駆動方法の面から新しい機能を持ったSEEDについて研究した。まず、GaAs基板を透過する光波長で応答するInGaAs/AlGaAs歪多重量子井戸と、GaAs基板を透過できない光波長に応答するGaAs/AlAs超格子とを組み合わせた2波長駆動非対称SEED(DW-A-SEED)を提案した。波長の大きく異なる2つの光を用いたDW-A-SEEDでは、従来の対称SEED(S-SEED)の課題であった信号光と制御光とのクロストークの問題を解消できることを明らかにした。そして、このような動作特性は、SEEDの縦型集積化において有効に活用できる可能性があることを実証した。

また、同一の超格子ダイオードで構成されたS-SEEDを波長可変の光で制御する2波長駆動対称SEED(DW-S-SEED)を提案した。この素子は、シュタルク階段準位に起因した光吸収特性が照射光波長によって大きく変化することを利用し、制御光波長を調整することで双安定動作あるいは3重安定動作を選択できる。このような特性は、光素子に新しい演算機能をもたらすことが期待できる。さらに、ワニエ・シュタルク型SEEDの双安定特性の中に、通常の制御方法では到達でき

ない準安定状態が存在する場合があることを発見した。そこで、光スイッチングに必要な光生成電荷量を制御できる短パルス光励起を用いて、双安定ヒステリシスループの中に隠されている準安定状態への遷移を実現した。このようなSEED動作特性は、多重安定状態を作り出せるため、光多値論理素子や光しきい値素子への応用上、優れた特長を有することが実証された。

以上のように本研究を通して、半導体超格子における量子状態間の結合効果を電界によって制御できるワニエ・シュタルク局在性は、種々の超格子構造パラメータの変化に対して、多様な量子物性、光電子物性が得られることが分かった。さらに、ワニエ・シュタルク局在に起因する非線形電気光学効果を利用すると、自由度の高い制御性を持った光スイッチング素子を実現できること、すなわち、光機能素子の新しい物性原理として、応用上、優れた特性が得られることが明らかになった。

謝辞

本研究の遂行に際しまして終始貴重な御指導と御鞭撻を賜りました九州工業大学工学部 藤原賢三教授に謹んで御礼申し上げます。また同大学工学部今崎正秀教授、上田隆三教授、野上暁一教授、並びに西垣敏教授より有益な御指導と御助言を賜りましたことに深く謝意を表します。

本研究は、著者が派遣されたATR光電波通信研究所において行われたものです。本研究の遂行に当たってはATR光電波通信研究所社長 古濱洋治博士より多大の御理解と御指導を賜りました。ここに深く感謝の意を表します。また、常に多くのご指導と幾多の便宜を図って戴きました通信デバイス研究室前室長 小林規矩男博士（現：NHK技術研究所）、並びに通信デバイス研究室室長 渡部敏英博士に深く感謝いたします。さらに、研究遂行の細部にわたり、多くのご協力と有益なご討論をいただきました Stephen Giugni博士（現：CSIRO Division of Radiophysics）、細田誠主任研究員、並びに山本悌二氏に厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行に際し幾多の便宜を図って戴きました関西学院大学理学部 佐野直克教授に深謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり有益な御助言を賜りました大阪市立大学工学部講師 中山正昭博士に深く感謝いたします。

三洋電機(株)マイクロエレクトロニクス研究所所長 新名達彦博士には、ATR光電波通信研究所での研究の機会を与您に与えていただくと共に、本研究遂行にあたりご指導戴き、本論文作成の機会と貴重な御助言を賜りました。ここに深く謝意を表します。また、マイクロエレクトロニクス研究所光エレクトロニクス研究部部長 山口隆夫博士、マイクロエレクトロニクス研究所光エレクトロニクス研究部マイクロオプティック基礎技術研究室室長 吉年慶一博士には多大な御指導と御支援を戴きました。ここに、心より感謝致します。

①. 主論文

1. K. Kawashima, K. Fujiwara, and K. Katahama, "Two-step decoupling of excitonic states in a biperiodic GaAs/AlAs short period superlattice under electric fields," *Superlatt. Microstruct.* **7**, 331 (1990).
2. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto M. Shigeta, and K. Kobayashi, "Room temperature Stark-ladder transitions in GaAs/AlAs superlattices with different miniband widths," *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L793 (1991).
3. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto M. Shigeta, and K. Kobayashi, "Electro-optical bistability and multistability in GaAs/AlAs superlattices with different miniband widths," *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1542 (1991).
4. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto M. Shigeta, and K. Kobayashi, "Electro-optical bistability in GaAs/AlAs superlattices with different miniband widths," *Surf. Sci.* **267**, 643 (1992).
5. K. Kawashima, K. Fujiwara, K. Kobayashi, and N. Sano, "Dual wavelength electro-optical bistability in an asymmetric self-electro-optic effect device," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L214 (1992).
6. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, "Dual wavelength optical bistability and multistability in a symmetric self-electro-optic effect device based on Wannier-Stark localization," *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1679 (1992).
7. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, "Transmission self-electro-optic effect devices based on Wannier-Stark localization in a GaAs/AlAs Superlattice," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2682 (1992).
8. K. Kawashima, T. Yamamoto, K. Kobayashi, and K. Fujiwara, "Stark-ladder transitions and their oscillator strengths in GaAs/AlAs superlattices," *Phys. Rev.* **B47**, 9921 (1993).
9. K. Kawashima, M. Hosoda, and K. Fujiwara, "Optical tri-state switching through a metastable state using short pulse excitation," *Appl. Phys. Lett.* **62**, 184 (1993).

②. 参考論文

10. A. Ibaraki, K. Kawashima, K. Furusawa, T. Ishikawa, T. Yamaguchi, and T. Nina, "Buried heterostructure GaAs/GaAlAs distributed Bragg reflector surface emitting laser with very low threshold (5.2mA) under room temperature cw conditions," Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L667 (1989).
11. K. Fujiwara, K. Kawashima, and K. Kobayashi, "Wannier-Stark localization and non-linear electro-optic device in GaAs/AlAs superlattice," Record of Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symposium, 305 (1990).
12. K. Fujiwara, K. Kawashima, K. Kobayashi, and N. Sano, "Electro-optical bistability in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ multiple quantum wells," Appl. Phys. Lett. **57**, 2234 (1990).
13. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto M. Shigeta, and K. Kobayashi, "Room temperature Stark-ladder transitions and electro-optic bistability in GaAs/AlAs superlattices with different miniband widths," Proc. Advanced Processing and Characterization Technologies, Florida, 1991, American Vacuum Society Series 10 (American Institute of Physics, New York, 1991) p. 206.
14. K. Kawashima, K. Fujiwara, K. Kobayashi, and N. Sano, "Room temperature excitonic transitions and electro-optical bistability in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ multiple quantum wells," Proc. Advanced Processing and Characterization Technologies, Florida, 1991, American Vacuum Society Series 10 (American Institute of Physics, New York, 1991) p. 214.
15. N. Nakayama, I. Tanaka, T. Doguchi, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, "High sensitivity of electroreflectance to Stark-ladder transitions in a GaAs/AlAs superlattice," Solid State Commun, **77**, 303 (1991).
16. K. Fujiwara, K. Kawashima, and K. Kobayashi, "Enhanced excitonic transitions in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ quantum well heterostructures," Surf. Sci. **267**, 331 (1992).
17. N. Nakayama, I. Tanaka, T. Doguchi, S. Koh, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, "Electroreflectance and transfer-matrix analysis of Stark ladder transitions in a GaAs/AlAs superlattice," Surf. Sci. **267**, 537 (1992).
18. H. Schneider, K. Kawashima, K. Fujiwara and K. Ploog, "Electric field-induced delocalization effects in GaAs/AlAs single- and double-period superlattices," Surf.

Sci. **267**, 497 (1992).

19. N. Nakayama, I. Tanaka, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, "Electroreflectance detection of resonant coupling between Wannier-Stark localization states in a GaAs/AlAs superlattice," Phys. Rev. **B44**, 5935 (1991).
20. H. Schneider, K. Kawashima, and K. Fujiwara, "Stark localization of a pair of coupled minibands in a GaAs/AlAs double-period superlattice," Phys. Rev. **B44**, 5943 (1991).
21. S. Giugni, K. Kawashima, K. Fujiwara, and N. Sano, "Novel dual wavelength electro-optical bistability in InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells," Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L313 (1992).
22. S. Giugni, K. Kawashima, K. Fujiwara, and N. Sano, "New self-electro-optic effect device using two wavelengths in InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells," Appl. Phys. Lett. **61**, 376 (1992).
23. K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, and K. Kobayashi, "Tunable multistability in a dual wavelength optical switch based on Wannier-Stark localization," Proc. Conference on Laser and Electro-Optics, Anaheim, 1992 (Optical Society of America, 1992) p. 474.
24. S. Giugni, K. Kawashima, N. Sano, and K. Fujiwara, "Light power dependence of electro-optical transmission in InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells," J. Appl. Phys. **72**, 5555 (1992).
25. I. Tanaka, N. Nakayama, H. Nishimura, K. Kawashima, and K. Fujiwara, "Electroreflectance intensity for resonant coupling between Wannier-Stark localization states in a GaAs/AlAs superlattice," Phys. Rev. **B46**, 7656 (1992).
26. K. Fujiwara, K. Kawashima, and T. Yamamoto, "Miniband edge optical transitions in photocurrent spectra of GaAs/AlAs superlattices," Jpn. J. Appl. Phys. **32**, L821 (1993).
27. M. Hosoda, K. Kawashima, M. Inai, T. Yamamoto, and K. Fujiwara, "Optical differentiator using symmetric self-electro-optic effect devices," Appl. Phys. Lett. **62**, 2754 (1993).