

TR-O-0092

34

ワニエ・シュタルク局在効果を利用した  
半導体光素子、WSL-SEEDの動特性解析 [III]

細田 誠 富永 浩司 渡辺 敏英

1996. 1.17

ATR光電波通信研究所

ワニエ・シュタルク局在効果を利用した半導体光素子, WSL-SEEDの動特性解析 [ II ]  
WSL-SEEDにおける光吸収飽和特性、及びそれを利用した光微分器の実現

ATR光電波通信研究所 細田 誠, 富永 浩司, 渡辺 敏英

## 概要

本報告では、ワニエ・シュタルク局在効果型Self-Electro-optic Effect Device (SEED) 素子における、CW光入射時における光吸収飽和特性が述べられている。この光吸収飽和特性の解析はWSL-SEEDのみならず、種々のワニエ・シュタルク型の非線形電界吸収効果を有する半導体光変調器等の高い光強度下や高繰り返しレートの超高速動作時の動特性解析において重要である。また、光吸収飽和とキャリアー掃き出しに関する最近の研究動向も本報告中に付した。

上記に加え、その光吸収飽和特性を積極的に生かすことにより、ワニエ・シュタルク局在効果を利用したSEED素子を使用して全光型の光微分器を実現できることが初めて発見され、このような機能の実現もWSL-SEEDならではの多機能性である。本報告においては動作原理の解析、およびそれに関する静的な空間電荷遮蔽の物理が解説されている。また、このように単一のSEED素子を用いて透過光強度の状態をスイッチングできることはSEEDをメサエッチング等の工程無しにpixelizeできることを示しており、いわゆるnon-pixelized SEED素子として使用可能であり、かつ従来のこの型のものと比べ高いコントラスト比が得られるという特徴も持っている。

これらの静的な効果の他に、動的な空間電荷遮蔽効果もWSL-SEED内には生じ光吸収飽和にいたるが、それらについては引き続き刊行されるATR技術研究報告書（半導体光素子,WSL-SEEDの動特性解析 [ III ]）を参照されたい。

## 目次

第1章	はじめに	4
第2章	ワニエ、シュタルク局在効果型、自己電気光学効果素子 (SEED) の概要および動作原理の基礎	5
第3章	S-SEEDシステムにおけるスイッチング時間 と光吸収飽和特性との関係	7
3-1	応答時間制限要因としての光吸収飽和とcarrier sweep-out	7
3-2	QCSE-SEEDにおける光吸収飽和とcarrier sweep-out	10
3-3	S-SEEDシステムにおけるスイッチング時間の一般的考察	18
3-4	短周期超格子におけるcarrier sweep-out	22
第4章	WSL-SEEDにおける静的な光吸収飽和特性	25
4-1	CW光照射下における光吸収飽和特性	25
4-2	静的な光吸収飽和の原因：空間電荷遮蔽	32
4-3	短周期超格子における静的な光吸収飽和の物理 (クラッド部の作用)	35
4-4	全光型、光信号微分器の実現とその動作原理	40
第5章	まとめ	46
参考文献		46

## 第1章 はじめに

非線形電界吸収効果を利用したSelf-Electro-optic Effect Device (SEED) 素子<sup>1),2)</sup>は小型集積化可能、高感度、低スイッチング・パワーという特徴を持ち、全光型データ処理システムにおける主要素たる、ロジック・ゲート、ラッチ、メモリー等に使用されてゆく潜在能力を有している。<sup>3)</sup>その動作の基となっているのは電界吸収効果として知られている現象である。電界吸収効果としては、量子井戸中のエキシトン準位のシュタルク・シフトを使用したQCSE効果 (Quantum Confined Stark Effect)がよく知られているが、我々は薄いバリアーによる短周期超格子中に生じる電子のミニバンドが、電界によって各量子井戸の個別の準位に戻るワニエ・シュタルク局在効果<sup>5)-7)</sup> (Wannier Stark Localization effect, 以後、WSL効果と略。)を利用してSEED素子を実現し(WSL-SEED)、それらの特性、及び物性を研究している。<sup>8)-18)</sup>本報告においてはその光スイッチング特性を論じる上で重要なファクターである光吸収飽和特性について、その意義と併せ、主にそのCW光励起下でのふるまいについて述べる。

従来の研究においてはQCSE型SEED素子の光吸収飽和特性がExciton吸収のbleaching特性およびcarrier transportとの関係で非常に良く研究されて来た。<sup>19)-21)</sup>これに対し、ワニエ・シュタルク局在効果を利用したSEED素子, WSL-SEEDに関してはこれまでまったく研究報告が無かった。我々はWSL-SEEDに強い面密度を持つ光を照射することにより、従来のQCSE型SEEDとは大きく異なるWSL-SEEDに特徴的な光吸収飽和特性を発見した。このような飽和特性を利用することにより、単に1個のSEED素子を利用しただけで、後述されるように全光型の光信号微分処理素子の実現可能であることが実証された。<sup>22)</sup>

上記に加え、WSL-SEEDの光吸収飽和時における光電流出力の減少 (degradation) とPhotoluminescence (PL)強度の印加電圧との関係を検討することによって、超格子内部の空間電荷遮蔽の状態が物理的に裏付けられ、これまでの研究例では定性的にしかわかっていなかった光吸収飽和時のstationalな超格子内部の電界配分の状態が、我々の研究によって初めて定量的に解き明かされた。この空間電荷遮蔽による光吸収飽和特性に関する知見はSEED系の他に、種々の非線形電界吸収効果を利用した半導体光変調器や半導体レーザーダイオードの動特性解析にも適用できる可能性を有しているが、本報告では紙面の関係からWSL-SEEDのみに限って話を進める。すなわち、この解析により、光吸収端のblue-shiftを利用したSEEDにおける静的な光吸収飽和特性の大部分はあきらかとなり、WSL-SEEDにおける時間応答特性においてun-knownであるものは短周期超格子内におけるキャリアー輸送の動的な問題が残るだけとなった。

## 第2章 ワニエ・シュタルク局在効果型、自己電気光学効果素子 (SEED) の概要 および動作原理の基礎

後の解説を容易にするために、まず、WSL-SEEDの非線形電界吸収効果について概説する。なお、その詳細については参考文献、8~11, 18, 23~26を参照されたい。ワニエ・シュタルク局在効果（以後、WSL効果と略。）による電界吸収効果はQCSE効果によるものとは、その電界吸収効果の成因が大きく異なっている。<sup>6),7),23)</sup> 図1に示すようにQCSEではバリア幅の厚い孤立した量子井戸の集合を用い、量子井戸中に閉じ込められたサブバンドにおけるエキシトンのシュタルク・シフトによるエキシトン・ピークのずれを印加電界によって生じさせる。<sup>4)</sup> これにより、図2に示すように光吸収端はレッド・シフトする。通常、光変調器ではこのずれた吸収端を利用するが、それと異なり、SEEDにおいては負性抵抗によって正帰還をかけて双安定特性を出すために、図2に示したような印加電界が弱くなった時に光吸収が増すといった波長でこのQCSE効果を利用する。<sup>1)</sup>

<sup>2)</sup> 以上のQCSE効果とは異なり、WSL効果においてはバリア幅の薄い量子井戸（結合量子井戸）の集合を用い、各、量子井戸中の互いのサブバンド・レベル間のトンネリングの干渉によるフェルミ粒子統計を持つ電子のパウリの排他律から、全体としてミニバンドと呼ばれるバンドができる。印加電界がない場合、光吸収は図1のようにこのバンド内の最低エネルギー準位集団に属する励起子によって起こり、単一の孤立した量子井戸のサブバンド・レベルよりも低いエネルギー（長波長側）で吸収端が生じる。電界をある程度かけると、各量子井戸のサブバンド・エネルギーは図1のように干渉しなくなるため、ミニバンドは破れて、もとの単一量子井戸のサブレベルに戻る。その時、波動関数は超格子全体に渡ってバンド中に分布していたものが、各量子井戸中へ局在していく。すなわち、これをワニエ・シュタルク・局在<sup>6),7)</sup>と呼ぶ。以上の物理的な原因により、WSL効果の場合は電界によってブルー・シフトが起こり、図2に示すように吸収端は短波長側にシフトする。

またWSL効果においては薄いバリアを使用しているため、サブバンド準位に分裂した後も各量子井戸内の各々の波動関数は図3に示すようにトンネリングによって近傍の量子井戸中へしみだしている。これらの準位は $eFD$  ( $e$ :電子の単位電荷、 $F$ :電界強度、

$D$ :超格子の基本周期)の等間隔をもった階段状の準位、シュタルク階段準位<sup>6)</sup>を形成する。これらの波動関数のしみだしに対し、下のホール準位（ヘビーホールは有効質量が重く、ほとんどトンネルせず井戸中に局在する。）から遷移が生じるため、エネルギーの低い側 (ex.  $n=-1, -2$  etc.) にも光吸収が生じる。従って特に非常に薄いバリアを用いた場合、各次数のシュタルク階段準位の吸収ピークが印加電界によって吸収波長を移動して現われるため、フォトカレントの波長依存性は印加電圧に対し複雑な変化を示すようになる。<sup>25)</sup> このような超格子をpinダイオード構造中のi層に埋め込んでSEEDを作製した場合、入射波長を適度を選択すると、これらの各 $n$ 次のシュタルク階段ピークが印加電圧によって次々とその波長を横切っていくため、多峰的 $i$ - $V$ カーブを示すSEED素子を得ることもできる。<sup>9),11),18)</sup> このように複数のピークを $i$ - $V$ 特性に持つということは、すなわち複数の負性抵抗領域を持っているということであり、単峰的 $i$ - $V$ カーブを持つQCSE型と異なり、WSL-SEEDにおいてはこれまで種々のバラエティーに富んだSEED動作が実証されてきた。<sup>9)-11),13)-18)</sup>

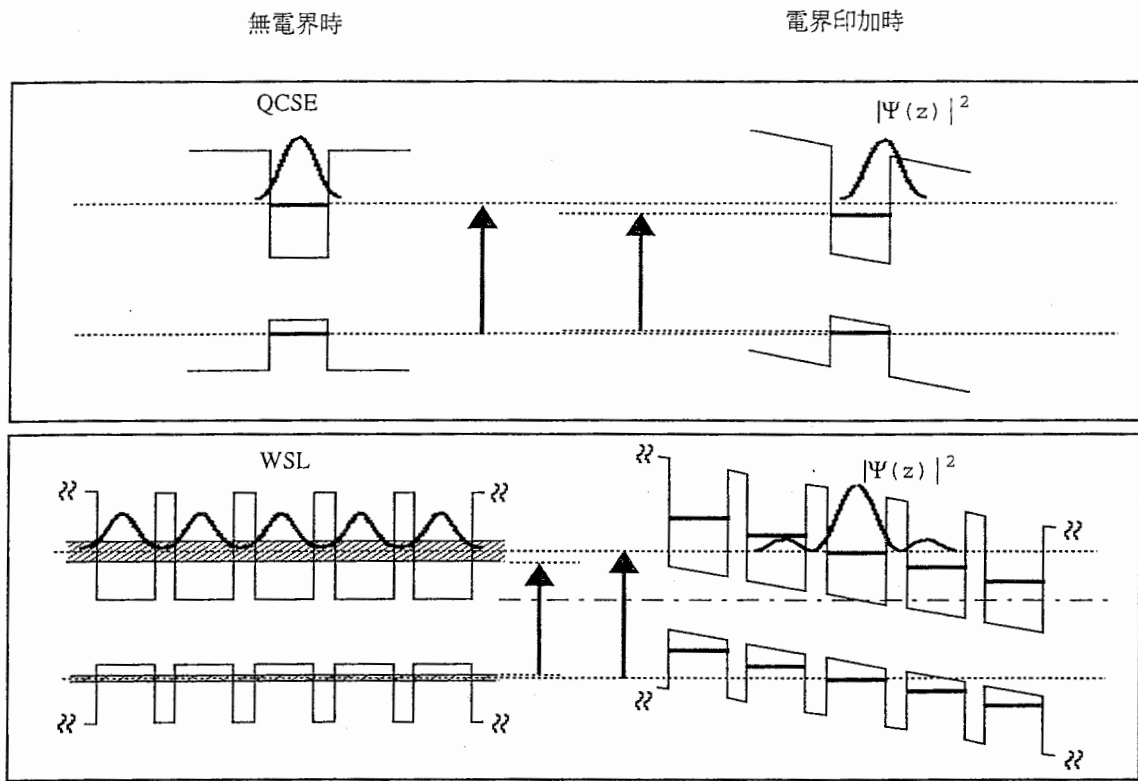


図1 電界吸収効果の成因

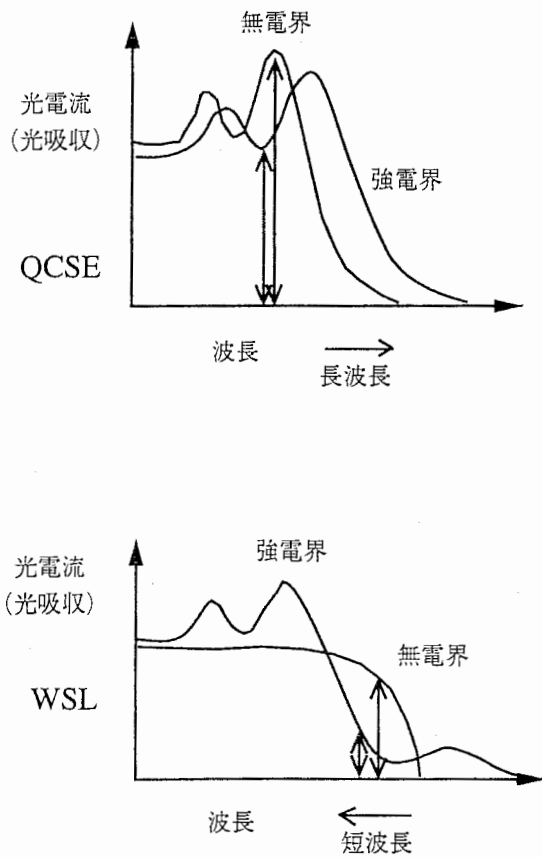


図2 電界吸収効果の差

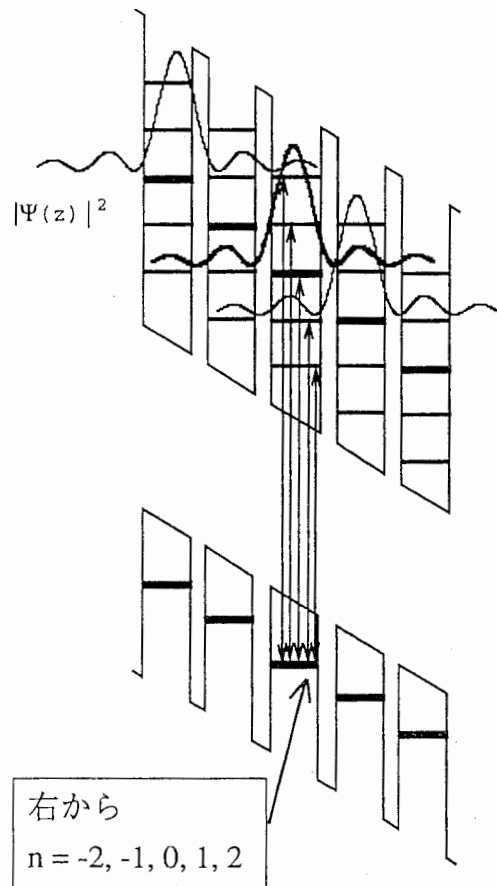


図3 シュタルク階段準位

以下においてはSEED素子におけるスイッチング時間の律定要因である光吸収飽和について、その重要性を述べる。

#### 3-1 応答時間制限要因としての光吸収飽和とcarrier sweep-out

S-SEED回路においては図4に示すように片側のSEED素子を一種のp-i-nフォトダイオードとして使用し、相手側のSEED素子を充放電してその両端の電圧を変えてやることにより、相手方のSEEDの光吸収率を変化させ、それによって光スイッチングを起こさせる。この際、S-SEEDを構成する各SEED素子のi-V特性は負性抵抗性を持っているので一種の正帰還がかかり、スイッチングは急激に起こる。<sup>2),3),18),27)</sup> 以下、素子内から電流が光入射とともに時間ゼロですぐ出力されて来るという、Carrier sweep-out time = 0、の極限について述べる。Carrier sweep-out timeが素子のCR時定数と比べて十分速い場合もこの近似が成り立つ。

図4において双安定特性を示すS-SEEDの場合、安定点においては片側の素子にかかる電圧は通常0 V付近まで行くため<sup>1),28)</sup>、この電圧を電源電圧 $V_0$ の所まで持って行くのに要する充放電電荷 $Q$ は $Q=CV_0$ となる。(各SEED diodeの静電容量を $C/2$ とすると、各々充電、放電をするため、トータル容量として $C$ となる。) この電荷を光電流 $i$ で充放電するのに必要な時間 $\tau$ は $i\tau=Q=CV_0$ より、 $\tau=CV_0/i$ となる。 $V_0$ は一定なので $i$ が大であるか $C$ が小であれば応答速度は速くなるという、単純なCR時定数に相当する話になる。すなわち、素子のサイズを小さくして素子容量を減らし、かつ、強い光をあてればよい。<sup>2),3),29)</sup>

ところがここにsaturation (光吸収飽和) という問題が出る。<sup>20)</sup> すなわち、図5に示すようにある程度以上、光入射強度(PIn)を増やして行くと素子から出力される光電流( $i$ )が飽和してきてしまうという現象が起こる。(図では、ふたつのSaturation特性が示されている。早くSaturationするものと、より大きな入力までSaturationしないものである。Saturationがどれぐらいで起こるかはi-層にある超格子の構造に依存する。) 従って、Saturationが起こると、これにより充放電の電流が制限され、応答速度がこれ以上速くならない。また光電流は通常、光吸収率の反映なので光吸収率も図5と同様な飽和特性を示してくる。すなわち、saturationが起こると光吸収率が減ってくるため、光スイッチングのコントラスト比が劣化してきて、正常な動作が出来なくなってくる。

Saturationの原因は普通、高いキャリア密度による光吸収準位のfillingに起因する。バルク型の半導体材料においてはSate fillingやSpace charge どちらのCoulomb遮蔽であることが知られているが、量子井戸中のExciton stateにおいては後述されるように他にExclusion effect (一種の多体効果) が上記効果よりも大きな働きをする。<sup>30)-32)</sup> その要点のみを述べるなら、Excitonを生成する場合、Excitonの密度は最大で各隣り合うExcitonの直径以下にはパッキングできないということである。従って、単一量子井戸(SQW)におけるsaturation densityは量子井戸の構造によって決まるExciton直径およびその反映であるExcitonのbinding energyによって決まる。<sup>30),33)-36)</sup> 以上の検討からExciton準位に対しては



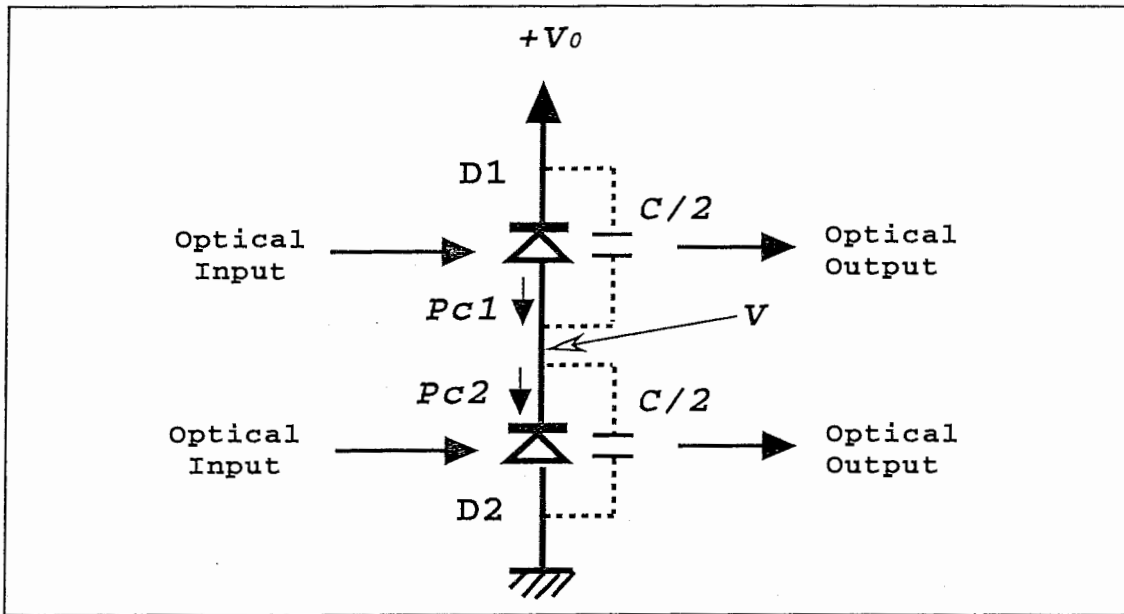


图4 S-SEED回路

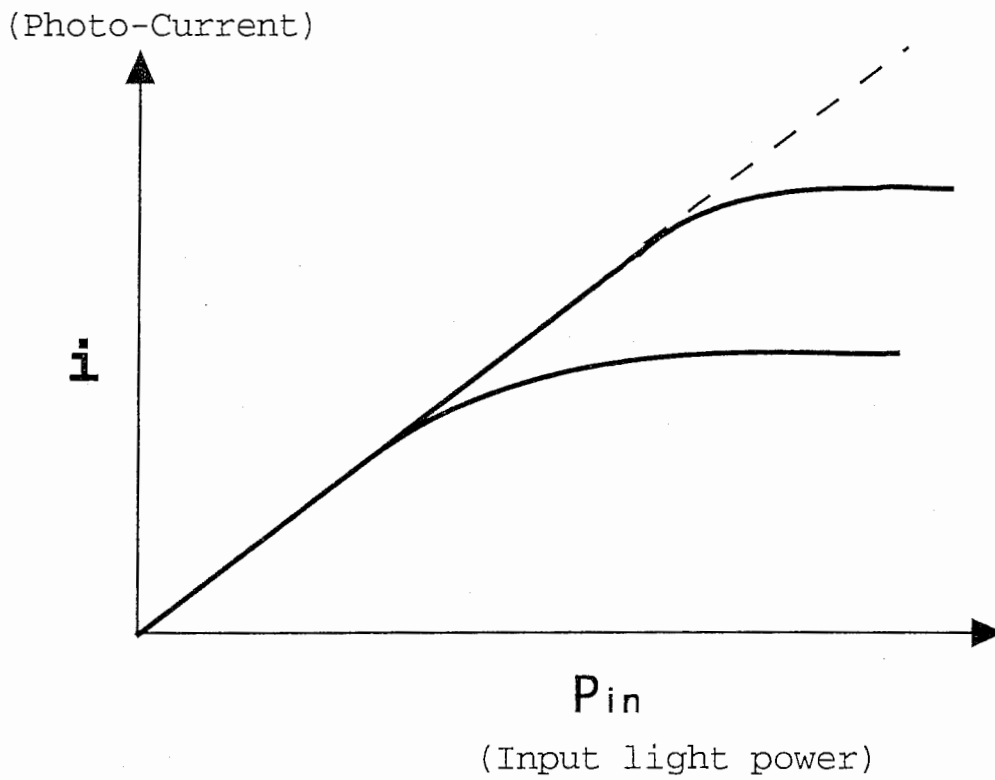


图5 光吸收飽和 (Absorption Saturation)

$10^{11-12}/\text{cm}^2$ のキャリアー密度のオーダーで光吸収飽和が起きることが導かれており、かつ実験的にも確かめられている。<sup>33),34)</sup>

以上のようにsaturation現象は電界吸収型の光スイッチング素子においては有害であるが、逆にこの光吸収飽和 (Bleachingとも言う。) を積極的に使って光処理素子を実現しようとする試みも過去にはあった。<sup>37),38)</sup> これらの素子の動作原理は強い光入射時にBleachingによって光が抜けてくるという一種の過飽和吸収体的な特性を利用し、図6に示すように吸収飽和が起こるよりも低い強度の二つの光パルスが2個同時に入って光強度が吸収飽和のスレッシュホールドを越えれば、透過光出力が大きく出るという一種の全光型AND gateを形成するものである。

前記で述べたように、うまく量子井戸の形状を設計すればExcitonの光吸収は比較的弱い入射光強度でも飽和するように出来るため、このような方式は主にGaAs系の量子井戸中におけるExciton準位のsaturationを利用して作成されていた。ところがこの方式は以下に述べるような欠点があり、最近ほとんど研究されなくなった。すなわち、Saturationさせてやるためには高いキャリアー密度を量子井戸内に発生させるが、それらのキャリアーが存在したままにしておく素子の状態はBleachingしたままであり、次の光制御が正常に行なえない。というのは、AND gateがONになったままで、次の光パルスが来てもOFF状態にはならなくなってしまう。従ってこの方式では発生した光キャリアーが無くなる時間、すなわちキャリアー寿命が素子の応答速度を決め、量子井戸系においてはnsオーダーの時間であるradiative recombination timeがそれを決めていた。<sup>36)</sup> このように全光型とはいえ遅く、かつ効率もよくないためにこの方式は滅んだが、最近、次章で詳細を述べるようにいくつかの文献で上記キャリアー寿命を短くする方法が検討されている。その方法としてはトンネリングで活性部の量子井戸からキャリアーを別の井戸に逃がすか、または欠陥準位をたくさん入れてnon-radiative recombinationによりtrapさせるといった方法である。しかしながら、キャリアーの逃げる速度が速くなるとsaturationの効率は落ち、より大きな入射光強度を必要とし、発熱等も問題となってくるため、このbleachingを利用した光処理素子で実用レベルに達したものを実現できた例は無い。

話をSEEDにおけるsaturationに戻すと、saturationを起こさないようにするためには、電界印加によりすみやかに光キャリアーを活性部の量子井戸領域から掃き出してやる (Sweep-outと言う。) ことが正攻法である。従って、ここにおいてsaturation問題とsweep-out問題とが関連づけられるようになる。SEEDや半導体光変調器を高繰り返し速度で使用する場合、各々の短い光パルス中に含まれるフォトン数は十分なS/N比を得るためにはある程度多くする必要がある。(例えば10 ps のパルス中に千個から一万個。) このような場合、素子内に発生するキャリアー数は時間積分として非常に大きなものとなる。このため、特に高繰り返しレート下においてはsweep-outの問題が重要になってくる。また、S-SEED構成を取る場合、相手側の素子をもう一方の側の素子から出る電流で充放電するためには光電流出力がどれだけ速く出てくるかが重要であり、ここにおいても速いsweep-out timeが高速スイッチングのためには必要となる。但し、この充放電に関するsweep-outにおいては、瞬間最大風速的なスイッチング速度を実現するのであれば、その光電流の立ち上がり時間のみが主に効いてきて、光電流応答の立ち下がり部は遅いすそ引き等があってもよい。すなわち、強い光パワーで瞬間的にたたき、光電流応答の立ち

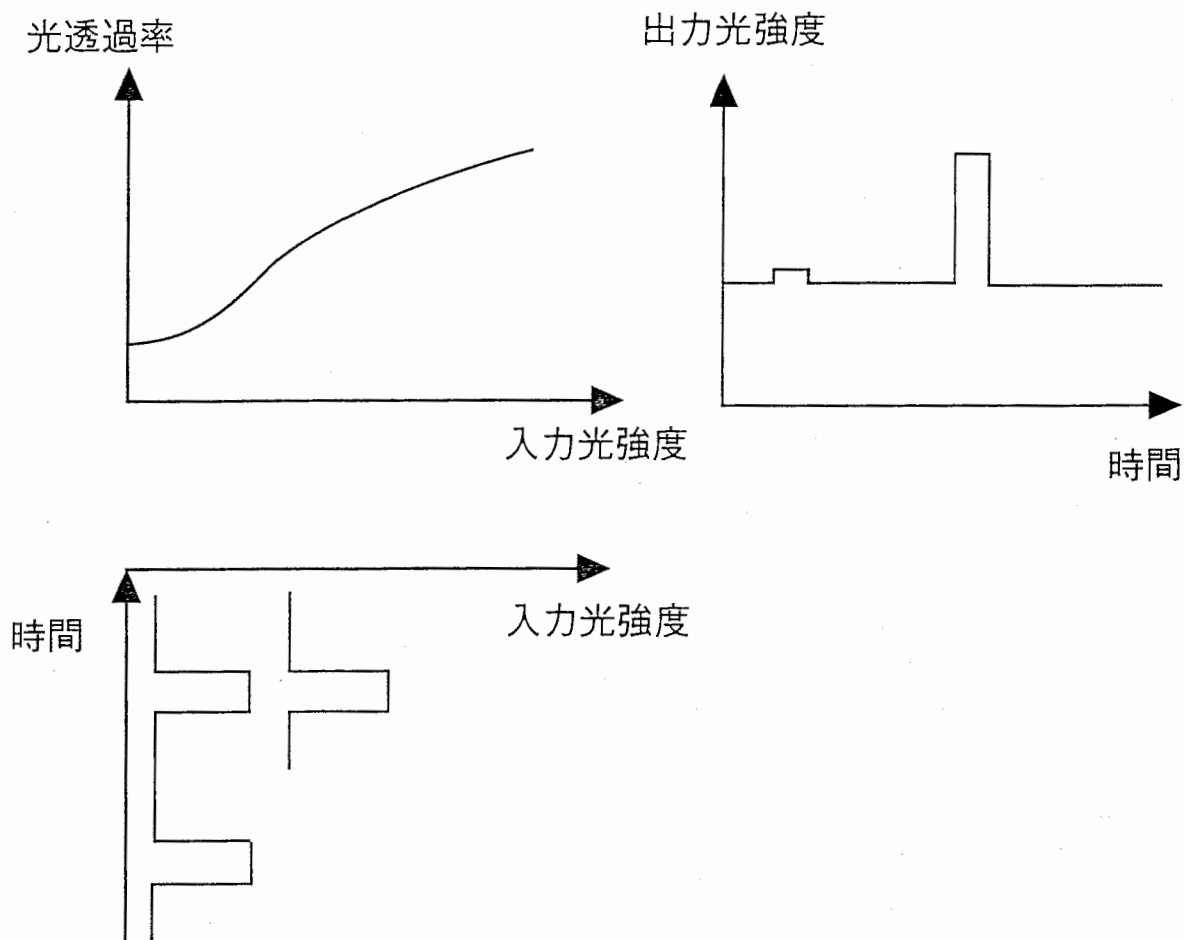


図6 Saturable absorber方式による光演算

上がり部分のみで相手側の素子を充放電できればよいため、立ち下がり部は効いてこない。但しこれはあくまでも瞬間最大風速的なスイッチング速度であり<sup>39)</sup>、高繰り返しを実現するためには光電流応答に遅い立ち下がり部が無いことが必要であることを注意しておく。

### 3-2 QCSE-SEEDにおける光吸収飽和とcarrier sweep-out

ここで以後のWSL-SEEDでのsaturationの理解を容易にする意味でQCSE型SEEDにおけるsaturationに関し、その詳細を述べておく。また、本節では前節で述べたことをより詳しく補完して述べてある。以下に述べるのはExcitonによる光吸収に関して近年分かってきたSaturationの物理的原因である。QCSE型SEEDはExcitonの吸収ピークを動作上使用しているため、特にこの解析は重要であった。WSL-SEEDにおいては、一部Exciton吸収を使っているが、その他にミニバンド吸収を使用しているため、まだSaturationに対する物理はあまり分かっていない。以後の議論は参考文献 [30]による。

詳細は原論文にまかせることにして、概略を以下に示す。量子井戸中においては、光吸収によるエキシトンの発生は新たに発生しようとしているエキシトンのボーア半径、

$R_B$ の2倍の半径以内に他のエキシトンまたはFree-electron/hole pair があると阻害され、従って、エキシトンによる光吸収はsaturateする。その物理的機構はPhase Space Filling と二つのe-h pair間の交換相互作用に対するExclusion Principle (Pauliの排他原理) が原因となっている。通常、バルク中で問題となるCoulomb Screening(クーロン力による電場の遮蔽作用) は量子井戸のような2次元系ではExclusion効果に比べると影響が小さい。

以上がSchmitt-Rinkの論文の結論の概略である。そこで次に、Exciton のできるのを阻害するFree-electron/hole pair (以後Free e-h plasmaと呼ぶ。) はどのように出来てくるかを別の文献からみてみよう。図7におけるダイアグラムは光子, $h\nu$ が入射してexcitonを作り、そのexcitonがどのように崩壊していくかを示したものである。Excitonは室温では $\sim 300$ fsのdecay time でLO フォノンにより衝突(散乱)を受けて自由に動ける電子とホール(対Free e-h plasma) に解離していく。<sup>40)</sup>(その後、1988年になって、InGaAs系量子井戸においても、ほぼ同様にエキシトンの寿命が約200fsであることが観測された。<sup>41)</sup>それによると、Zimmermannによりその後発表された、より積分を厳密に行なうモデル<sup>42)</sup>のほうがSchmitt-Rinkの理論より実験によく合い、Cold-ExcitonのほうがFree-carrier-pairよりも若干Saturationに対する寄与が大きいことが解かっている。

このFree carrier は、その生じた量子井戸部に電界がかかっているならば、両端の電極まで、なんらかのSweep-out プロセスによって走り、吸い出される。(電極に到達した後は普通の電気伝導と同じで非常に移動スピードは速いため、今の議論においては関係してこないので無視できる。) ところが、もし、Sweep-outにかかる時間があまりに遅いと、エキシトンの崩壊によって生じたe-h plasmaがたまって、次のエキシトンのできるのを、前に述べたような過程で阻害する。従って、エキシトン吸収ピークを飽和させないためには、エキシトンの崩壊によってできたキャリアーをできるだけ速く掃き出す事が必要である。これがSaturationとSweep-out time との関係である。

SEEDとは直接関係無いが、ここで今述べた事柄に関係した幾つかのコメントをしておく。これらのコメントはその他の種々のエキシトン吸収や、その非線形性に関する研究に対し、より良いスコープを得るのに役立つと思われる。

1. Sweep-out time を300fsより短くするのはあまり意味が無い。ひとつには、エキシトンが300fsたたないと掃き出すべきキャリアーに崩壊してくれない事。もうひとつは、掃き出し機構があまりに強すぎて、エキシトンを構成している電子とホール自身に対しても影響を及ぼすようになると、かえってエキシトンそのものが安定に存在できなくなり、従って、エキシトンピークなどというものが無くなってしまう。

以上より、エキシトンを実際に生成する実励起においては300fsがひとつの時間的応答の限界である。

2. 量子井戸部に電界がかかっていなかった場合には、エキシトンの解離(崩壊)によってできたキャリアーは拡散(diffusion)によってどこかへ行くか、または数nsから10nsの時間で再結合により光子となって消滅するしかない。従って、電圧をかけていない量子井戸の場合、エキシトンがいったん出来てしまうと、その飽和は10ns程度は解消しないのが常であった。(これがよく、エキシトンを実励起すると遅い、という論点に

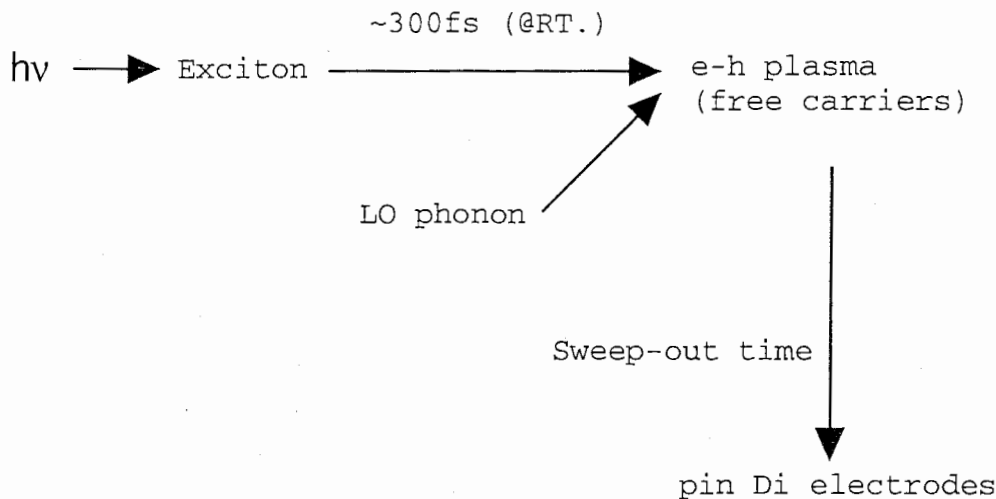


図7 GaAs量子井戸中のExcitonのdecay

なっている。) 通常、エキシトンを使った光非線形を利用する場合、外部電圧はかけないので、何らかの手段でキャリアを消滅させるしかない。その方法として、近年提案されているものに、以下の様なものがある。

TBQ (Tunneling Bi-Quantum well) は富士通のグループから発表されたもので、<sup>43)</sup> キャリアをトンネリングにより隣の広い井戸に掃き出すものである。但し、ホールが掃き出せず残るので、空間電荷が出来てしまうという問題点がある。

Quantum Well Wireは同じグループによるもので、量子井戸平面をエッチングしてワイヤー (線状) にし、その側壁によってキャリアの非発光再結合を行なうものである。<sup>44)</sup> 側壁までのキャリアのDiffusionは速いので130nm幅のWireで11psの値が得られている。但し、キャリアの漏れやリークが多いので、exciton吸収自身のピークが小さくなったりブロードになったりするという欠点がある。

Type-II Quantum Wellは量子井戸そのものにType-II 型のものを使う方法で、<sup>45)</sup> 井戸部で生成されたキャリアのうち、電子はバリアー部のX点のエネルギー準位が井戸部の $\Gamma$ 点の準位より低いエネルギーにあるため、そこへpsオーダーで緩和する。しかし、キャリアの内、ホールが残ってしまう。それと、バリアー中のX点にトラップされた電子をどうやって無くすか等、難しい問題がある。(X点の電子はある時間の後に再び $\Gamma$ 点に戻ってくる。) 従って、回復時間が遅いため高繰り返しレートの応用には向かないと思われる。

3. 仮想遷移<sup>46)</sup> に関しても、非常に高い光パワーがいる他に、1次の準位 (基底状態) と2次の準位に共鳴しないようにその少し下のエネルギーを与えても、強い光を入れたために、1次と3次の間の2光子吸収が誘発されてしまい、実際にはうまくいかない、といった、実験サイドからの指摘がなされている。

4. エキシトンの実励起、仮想励起に関係なく、もしエキシトン吸収帯に理想的に電界

をステップ-ファンクショナルにかけられたら、どの程度の応答速度が得られるかは Schmitt-Rink等によって以下の文献によって、時間依存シュレディンガー方程式を解いて得られており、50 fs という結果がでている。<sup>47)</sup>

つぎに、QCSE-SEEDのような厚いバリアーを持ったMQW構造におけるSweep-out Timeと量子井戸構造との関係について解説する。但し、以下に述べるMiller等の研究<sup>20)</sup>に基づいた解説においては以下のことに注意せねばならない。通常、QCSE型SEEDでの exciton bleachingは量子井戸内キャリアーによって起こるので量子井戸内からキャリアーが抜け出せれば（通常、これをEscape from Quantum Wellと呼ぶ。）光吸収飽和が減じられるため、以下に細述する時間はSweep-out time（i層全体から光キャリアーが抜け出す時間でi層を走り去るtransit timeを含む。）とは異なる。従って、QCSE型SEEDにおけるEscape from QW timeの観測値はSweep-out timeよりは短かめに出るのが通例であり、空間電荷遮蔽によるsaturation効果を考えるともっと長い時間を考える必要があり、必ずしもescape timeがWSL-SEEDにおける実験的なsweep-out timeよりも短いからといって単純には比較の対象にはならないことを注意されたい。

光励起によって量子井戸中にできた光キャリアーは井戸面に垂直方向にかかった電場により、その方向に掃き出される（Vertical transport）。従って、通常の伝導現象とは異なる伝導機構となる。（もし、水平方向の伝導なら、バンド内、または2次元ガス中のキャリアーのモビリティの問題となる。）超格子部はi層なので、井戸中で生じたキャリアーは超格子部をはさんだP層、N層のどちらかに達するまでなんらかのルートをとって、垂直方向に走らねばならない。従って、そのキャリアーは井戸中の励起準位から何らかのプロセスを経て抜け出さねばならない。

Bell研のMiller等はQCSE型SEEDの量子井戸に関し、CarrierのSweep-out 機構を調べ、以下の3つの要素がきいていることを確認した。<sup>20)</sup>

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_T}$$

ここで

- $\tau$  : Carrier lifetime
- $\tau_R$  : Recombination lifetime
- $\tau_E$  : Thermionic emission time
- $\tau_T$  : Tunneling time

である。

これらのプロセスは図8のように模式的に表わせる。

光励起された電子とそれによって生じたホールは、

1. 再結合(recombination)して消滅する。
2. 熱的に励起されて、上にある連続体バンド（図中、斜線部）まで上がり（Thermionic emission<sup>48)</sup>）、そこから通常の伝導機構で流れて掃き出される。
3. バリアーをトンネルして隣の井戸に抜ける。（Tunneling）

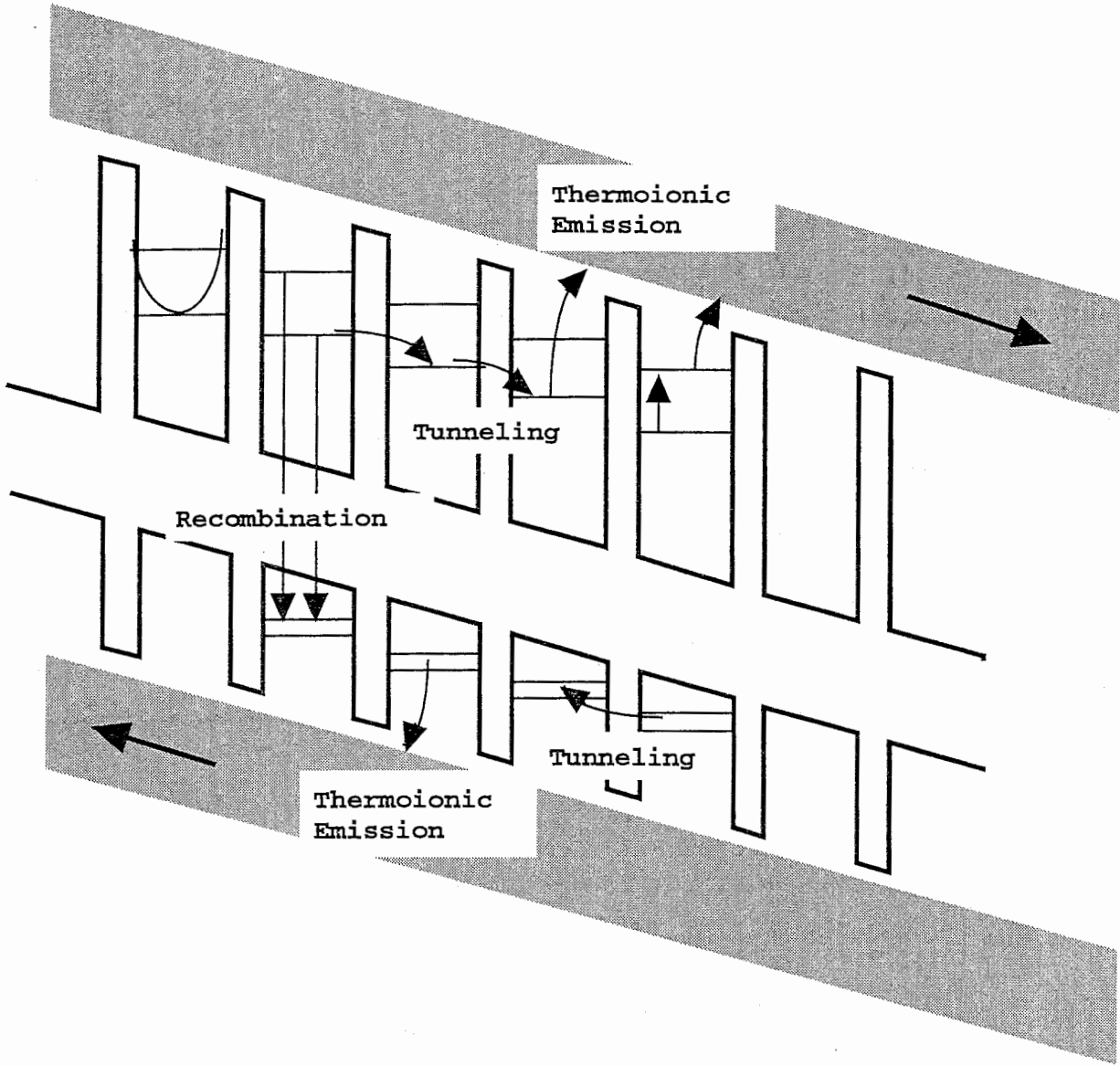


図8 多重量子井戸におけるCarrier transport

これらの合成によって、ひとつの井戸からキャリアーが抜けるレートが決まる。  
 (但し、厳密に言えば、2と3の過程は独立ではなく、例えば共鳴トンネリングの場合、隣の井戸の上の準位に抜け出てくるので、すぐ同時にThermionic emissionが起こり、連続体 (Continuum band) に励起されるといったことが起こる。)

注) 図8中、一番右の井戸の準位中に書いてあるのは運動量対エネルギーの関係図であり、(2次元電子ガスにおけるX、Y 水平方向の運動量について書いてある。その場合は運動量の2乗に比例する放物線である。) フォノンから熱エネルギーと運動量をもたらした電子が井戸内の各準位レベルよりも上のエネルギーにあることを示す。光の運動量はフォノンの運動量に比べ、ほとんどゼロに近いので、光吸収後、瞬間できるエキシトンの運動量はゼロであるが (Cold Exciton)、数百フェムト秒後には解離して、フォノンから得た運動エネルギーにより、Hotな (熱平衡にない) キャリアーとして井戸中に存在する。(この後、フォノンと衝突を繰り返すことにより、熱平衡に達する。)

これらの過程の起こるレートは超格子の構造に依存し、以下の様に関係づけられる。<sup>20)</sup>

$$\frac{1}{\tau_R} \propto \sum_{n,n'} \left[ \left| \langle \phi_{en} | \phi_{hn'} \rangle \right|^2 \int g_{red}(E) f_C (1 - f_V) E dE \right] \quad (1),$$

$$\frac{1}{(\tau_E)_i} = \left( \frac{k_B T}{2\pi m_i L_w^2} \right)^{1/2} \exp - \left[ \frac{H_i(F)}{k_B T} \right] \quad (2),$$

$$\frac{1}{(\tau_T)_i} = \frac{n\hbar\pi}{2L_w^2 m_i} \exp - \left[ \frac{2L_b \sqrt{2m_{bi} H_i'(F)}}{\hbar} \right] \quad (3).$$

(添字、iはキャリアーのタイプ、電子かホールかを表わす。)

Lw : Well width, Lb : barrier width

Hi : Barrier height, F : electric field

T : Temperature, mi : effective mass

k<sub>B</sub> : Boltzmann const., φ : Wave function

gred : 縮退数, fc, fv : density of state in conduction and valence band

ここで、電場をかけているので、Barrier Height H(F)は次のように変化する。



$$H_i(F) = Q_i \Delta E_G - E_i^{(n)} - |e|FL_W / 2 \quad (4)$$

Qi: ratio of band discontinuity

Ei: n-th subband energy relative to the center of the well

以上の式の要点は

1. Recombination 確率は遷移の振動子強度に比例する。  
(その他に、その準位を満たす(フェルミ準位からの)キャリア密度等に比例する。)
2. Thermionic emissionはバリアー高さを熱エネルギーで越えるために、  
温度にボルツマン分布ライクに依存する。また、井戸幅に逆比例し、  
バリアー高さに依存する。
3. トンネル確率はキャリアーが井戸を往復して、  
バリア壁をたたく回数に比例するため、井戸幅の二乗に逆比例し、  
また、トンネリングの一般的性質として、バリア幅と高さに依存する。
4. Thermionic process と Tunnelingはキャリアーの有効質量に影響をうける。

1の再結合時間は、ほぼ ns から 10ns のオーダーであり、他の過程に比較して長いので、以下の議論では無視できるため、これ以上述べない。また、4の有効質量は物質固有の値であり定数とみなせるので、以後議論の対象から除く。従って、井戸幅、井戸深さ(すなわち、バリア高さ)、バリア厚みの3つのパラメーターを構造的に変えて超格子を作ったときに、どのようなになるかを見ていく。

表1が上記の式からの理論的予測値であり、Bell研のMiller等のグループによると、実験値とよく合った。<sup>19),20),49)</sup>

この表で

x : GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As Barrier部Al 組成比

Lb : Barrier Length (Barrier width)

T<sub>E</sub> : Thermionic Emission lifetime

T<sub>T</sub> : Tunneling lifetime

である。

すべての試料について、井戸幅は95Åであり、全体の超格子部の幅は1μm,印加電圧は1.5x10<sup>4</sup>Vcm<sup>-1</sup>(試料両端の電圧としては、数Vから10V程度である。超格子部が1ミクロンぐらいしかないので、これぐらいの高電界がかかることとなる。)、温度は300Kである。T<sub>E</sub>,T<sub>T</sub>はそれぞれ、電子とホールが一個の量子井戸から抜け出すescape from QW timeである。但し、前記において注意したように、これらの数値はsweep-out timeとは違う。Miller等はpump and probe法で上記の値を測っているが、通常、pump and probe法では量子井戸内のsubband準位に照準をあわせると2つのdecay成分が観測され、早い緩和時間がescape time、遅い緩和時間成分がsweep-out timeに相当する。(但し、遅い緩和時間の評価は完全にはsweep-out timeとは合致しないことがあり、pump and probe法にお

x	Lb (Å)	T <sub>E</sub> (ps) electron	T <sub>E</sub> (ps) hole	T <sub>T</sub> (ps) electron	T <sub>T</sub> (ps) hole
<u>0.2</u>	65	<u>14</u>	<u>3.5</u>	30	1.2x10 <sup>4</sup>
0.3	<u>35</u>	420	16	<u>5.2</u>	<u>5.1x10<sup>2</sup></u>
0.3	65	420	16	390	4.2x10 <sup>5</sup>
0.3	95	420	16	2.7x10 <sup>4</sup>	3.1x10 <sup>8</sup>
0.4	65	9700	76	3300	1.1x10 <sup>7</sup>

表1 量子井戸からのキャリアー抜け出し時間 (Carrier escape time)  
参考文献20による。

いてはデーターの解釈は難しいことが多い。) 彼らは早い緩和時間を測定して上記の数値を示したものである。このような測定データーの解釈においてはescape from QW timeがdominantであると考えるのが最も妥当である。

注釈が長くなったが、上の表で、下線を引いてある数値に注目されたい。以下の事が分かる。

1. Al組成比Xを小さくしてバリアー高さを低くするとThermionic プロセスにより、

電子は14psで、ホールは3.5psで量子井戸から抜け出す。(Escape from QW)  
ホールの時間が短いのは、ホールの方(価電子帯井戸)が井戸深さが浅くなるからである。

2. バリアー幅Lbを35Åに減じると、電子のトンネル時間は5.2psと短くなるが、ホールはsub-nsオーダーの時間がかかってしまい、あまり速くない。  
これは、ホールの方が有効質量が大きいためトンネル確率が低いからである。

以上から言えるのは、Sweep-out timeを速くして、素子を高速化するにはAl組成を減らしてThermionic processにより、速くキャリアーを伝導帯に上げてやる事が最も重要なことがわかる。(もう一つの手としては、バリア厚みを極端に薄くする手があるが、こうすると、短周期超格子となってしまい、ミニバンドができて、エキシトン吸収帯が出なく(または、出にくく)なり、QCSE型としては使えなくなる。従って、QCSE型とするためには、ある程度のバリア厚は必要であり、それらのかねあいとなる。また、あ

る程度以下に井戸幅やバリアを厚くすると、Type-II型の超格子となり、間接遷移となって、これまた、まずい。)

以上により、Bell研のグループはSaturation/Sweep-out timeの問題に一定の解決策をみだし、35Åバリア幅の量子井戸構造でAl組成比0.3を採用することにより、S-SEEDにて33psの応答速度を実現した。<sup>39)</sup>

上で述べてきたように、井戸の深さを浅くすればよいことが分かったので、Bell研のグループは、よりAl組成比の少ない非常に浅い量子井戸でSEED (Extremely shallow Quantum Well) を試作した。<sup>50)</sup> (それまでは、ある程度以上、井戸が深くないと、電子の閉じ込めが十分でなく、Excitonの吸収ピークが出ないと考えられていた。) それによるとAl組成比を0.04としても、QCSEではないが、室温においてもエキシトンによる吸収効果が認められ、かつ、電界によるバンド端変調効果も存在した。また、その際のSweep-out timeも5psと高速であった。

この理由は、Al組成比0.04の場合、バリア高さは室温でのLOフォノンのエネルギー、36meVよりも少し高いだけであり、無電界時にはそれほどThermionicが起こらず、十分なエキシトン吸収が観測され、少量の電界(デバイス両端でビルトイン-ポテンシャルを引いて1V程度)がかかっただけで、井戸の電界による傾きにより、LOフォノンによるThermionic processが大きく起こり、急速にキャリアーがSweep-outされるという機構である。その際、エキシトンピークも消滅するため、QCSE効果とは異なり、吸収端はブルーシフトする。<sup>51)</sup> 但し、shallow QW構造にするとexciton peakが小さいため、SEEDとした場合のコントラスト比は悪くなってしまうという欠点がある。

### 3-3 S-SEEDシステムにおけるスイッチング時間の一般的考察

以上述べて来たことを応用するとS-SEEDの時間応答速度に関しては以下の原理的な制限が存在する。この原理はすべての電界吸収効果を使用するS-SEED構成に対し一般的に成り立つ原理である。S-SEEDのスピードは一般的に電気回路的には、光入射によって生じた光キャリアによって相手方の素子を充放電する時間によって決まる。そのとき必要な電荷量は何に依存するのであろうか? 素子サイズ、光吸収量等に関係があるであろうか? 以下に考察する。

S-SEEDにおける時間応答は、容量、Cを定電流源、iで充放電する時間であり、 $t = CV/i$  であり、 $V/i$ を定電流iを流す等価的な抵抗、 $R'$ と考えると、 $CR'$ に等しく、R-SEEDとほぼ同様となる。以上より、RとCを減らせば、応答時間は短くなる。Rに関しては、光入力によって生じた電流によりちょうどSEED両端にかかる電圧がBistabilityを生じる範囲を選ぶ。従って、使用する光パワーに依存する。すなわち、光入力パワーを上げてやればやるだけ、Rを適正に(パワーを上げた分だけ下げる。) 選べばよく、スイッチ時間も短くなる。要は、大パワーをスイッチング時に使えば、それだけ時間応答が速くなるという電気回路と同じことが言える。

Cに関しては、これまた電気回路と同じで、デバイスのサイズを小さくすればする

ほど、面積に比例して小さくなる。(但し、光を受けなければならないので、光波長のオーダーよりは直径を小さくできない。約数ミクロン以上が必要となり、電極部を入れると10ミクロンあたりがリーゾナブルである。)以上より、実際の値としては、10ミクロン角の素子に対し、 $C = 2.3 \text{ fF}$ ,  $t = \text{約}5\text{ps}$ の計算値が得られている。ところが、SEED素子を上記のようにサイズスケーリングして作って、大パワーを入射してもSaturationが原因となった場合は応答速度はせいぜい1nsか500ps程度となってしまう。<sup>20)</sup>

素子の面積を $S$ 、 $i$ -層の厚みを $L$ 、電源電圧を $V_0$ とする。 $\epsilon, \epsilon_0$ は誘電率である。

素子の電気容量 $C$ は

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L}。$$

これに溜まる電荷 $Q$ は

$$Q = CV_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0 S V_0}{L}。$$

すなわち、この $Q$ を充放電すれば素子の両端の電圧は $V_0$ ボルト変わることができる。従って、 $S$ -SEEDの場合、光入射された側のSEEDはこの $Q$ に相当する電荷量を光キャリアとして発生して、相手側を充放電してやればよい。この電荷の総数、 $N$ は

$$N = \frac{Q}{e} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S V_0}{eL} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{e} SF$$

$$\left( F \equiv \frac{V_0}{L} \right)$$

となる。すなわち、面積 $S$ に比例しているので大きな素子ほど強い光がいる。ここで、単位面積あたりの必要なキャリア数 $n$ は

$$n = \frac{N}{S} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{e} F = \frac{F}{\left( \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \right)}$$

となる。

ここで、以下の事が言える。 $F$ はその電界吸収効果を発現させるために必要な特有な電界強度である。 $e/\epsilon\epsilon_0$ はひとつの電子(or Hole)が空間電荷として発生する電界である。すなわち、必要なキャリア密度は電界吸収効果に必要な電界を $e/\epsilon\epsilon_0$ なる電界の何倍で作ることができるかで決まる。従って、 $n$ は以下のことには依存しない。

- 1) 試料の大きさ ( $S$ ) や厚み ( $L$ ) 。
- 2) 光吸収係数や量子効率。

nは以下のことに依存する。

- 1) その電界吸収効果を起こすために必要な電界強度 (F) に比例。
- 2) 素子を作っている材料による相対誘電率 ( $\epsilon$ ) に比例。

SEED等の素子はGaAs等の半導体材料によって作り、それらの $\epsilon$ はだいたいどれも10前後であるため、

- 1) どの半導体材料を使ってもnに変化がない。

従って、nを減らす(より少ないキャリアーで高速応答を実現する)ためにはなるべく小さなFをもつ効果を使用すればよい。ところが、現在知られている量子効果ではFとして数10KV/cmがいいところであり、(QCSEもWSLもこのオーダー。)従って、

- 1) どの量子効果(電界吸収効果)を使ってもnにほとんど変わりはない。  
(但し、Frantz-Keldysh等のより大きなFを必要とする効果は不利で、WSLやQCSEと比べると1桁程度の差はゆうにあると思われる。また、1 $\mu$ mあたり1ボルトであるものと10ボルト必要なものとはやはり数倍以上の差がつくことがありうる。)

このキャリア密度を代表的なWSL-SEEDに関して計算すると、 $V_0=10V$ のスイングが必要として、 $L=1\mu$ m, 100 MQW pairとすると、

$$n = 10^{12} \text{ cm}^{-2} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

となる。前にも述べたように、これはQCSEや他の効果(Asymmetric Double QWのresonant tunnelingやcouplingによる電界吸収効果)による素子でもnは基本的には変わらない。

また、素子の面積が増えても単位面積あたりのnが同じだけ必要なので、大きな素子にはより大きな光強度をあてるだけで、nは不変である。(nが不変なのは、素子が大きくなると、それだけCが正比例して増え、Qがたくさん必要になることによる。)

$10^{12} \text{ cm}^{-2}$ のキャリアー数とは、もうほとんどPhase space filling等のSaturation等が起こるような、非常に厳しい高密度である。<sup>31)</sup>(特にQCSE型SEEDの多くのものがこの基準を満たせないため、sub-ns orderの限界応答速度となっている。)以下にこの密度とCarrierのSweep-outとの関係を明らかにする。

Sweep-outの時間( $t_x$ とする)がnのいっぺんに注入された時間( $t_0$ とする)よりも長いと、Saturationが起こる可能性が出る。すなわち、 $t_x \gg t_0$ の時、 $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ の高密度キャリアーは注入時点でQW内に総て留まっていて、光入射パルスの後半ではキャリアーはそれ以上生成されなくなってくるかもしれない。

これに対し、 $t_x \ll t_0$ の時には、光入射によって生成されたキャリアーが発生されるごとにSweep-outされてQWから出て行ってしまうため、実際の瞬時的密度は $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ に達せず、したがってSaturation freeである。この状況は次の場合に相当する。すなわち、弱い光でゆっくりとトータルでn個のキャリアーを注入して素子をスイッチングした場合に相

当する。すなわち、総電荷量が $n$ であればよいため、 $n$ より少ないキャリアでゆっくり蓄積すればよい。

以下、WSL-S-SEEDの高速化のための考察を行なう。

WSL-SEEDに関しては我々の実験的経験においては、これまでのところ $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ではぎりぎり Saturation freeであるため、いちどきにこの $n$ をたたきこんでもかまわないと考えられる。(例えば、1psの強い光パルスを使用してもよい。)従って、素子的には応答速度はそのキャリアのTransit time (i層をドリフト速度で抜ける時間)である $\sim 10 \text{ ps}$  at  $1 \mu \text{ m}$ によって制限されると考えられる。但し、Escape from QW (Sweep-out from QW)はバリアーが薄いため非常に速いと仮定している。

もし、このtransit time以下の繰り返しで光パルスが到来すると、その時は $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ のキャリア密度を越えるキャリアがQW内に発生するため、Saturationする。従って、WSL-SEEDの応答速度の上限は $10 \text{ ps}$ と考えられる。従って、1psでたたこうが、10psでたたこうがあまり変わりはないと考えられる。

QCSE-SEEDに関しては、けっこう Saturation耐性が $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ より低いものがほとんどであり、WSL-SEEDに比べてこれまで述べてきた原理的な考察からすれば、速度的に劣ると考えられる。

ここで、具体的にどれぐらいの光パワーがいるか、例示する。例は現行の $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ でも saturation freeなるWSL-S-SEEDを例にとる。

各パルス幅,  $t_w$ の条件下でのレーザーのCW換算パワーを示す。光吸収は量子効率 = 0.

1、すなわち、反射 30%、 $\alpha = 10000 \text{ cm}^{-1}$ 、i層厚 =  $0.5 \mu \text{ m}$ 、入射Photonのエネルギー = 約  $1.65 \text{ eV}$  ( $\lambda = 750 \text{ nm}$ ) のWSL-SEEDにおける一般的条件下の値である。

1.  $(50 \mu \text{ m})^2$  素子:      6.6 W (at  $t_w = 10 \text{ ps}$ )  
                                 660 mW (at  $t_w = 100 \text{ ps}$ )

2.  $(10 \mu \text{ m})^2$  素子:      264 mW (at  $t_w = 10 \text{ ps}$ )  
                                 26.4 mW (at  $t_w = 100 \text{ ps}$ )

以上のように、もしCW発振するレーザーを光変調器でパルス光になおすとすると、相当ハイパワーのレーザーが必要となる。(但し、ここで具体的な数値は示さないが、Ti:Sapphire Laserであれば、1psパルスに対しても上記の素子を駆動するに十分なパワーを有している。)

以上の考察は、電界吸収効果を用いたS-SEED素子に共通するものであり、総てのS-SEEDにあてはまる。また、外部電圧を与えて光変調を行なわせる光変調器にも、特にS-SEEDのように単に電流源としてPhoto diodeを使用する時にはあてはまり、この場合は電極にどれだけ速く所定の密度のキャリア $n$ を電氣的にチャージ/ディスチャージできるかによって応答が決まる他に、その電荷密度 $n$ に相当する光強度でSaturationしないように、前記の $t_x, t_0$ の兼ね合いをとることが必要なのもSEEDと同様である。この意味では、前記のようにFが小さい効果を用いた素子は高速応答に有利であり、その例として、CNETでやってい

るStark ladderによる光変調器は1～2Vスイングで動作するので、40GHzの応答が実現できているのもうなずける。<sup>52)54)</sup>また、ストライプ型の光変調器で有利な点は、Cが増えても外部のドライバー・アンプを強くするだけでよく、この場合、ストライプの奥行き方向で徐々にキャリアを吸収してゆけばよく、単位面積あたりのキャリアの密度を減らしてSaturationから逃げられることである。また、キャリアのtransitは縦方向にすればよいので、1 $\mu$ mぐらいの活性層を走ればよいため、transit timeもSEEDにcomparableである。但し、ストライプ型の欠点は垂直入射型でなく、かつ、基板面積も要するため、集積アレー化には向かない。

最近Photo-Diodeとして使用する側のSEEDの光電流をFETでアンプして変調器側のSEEDの光をスイッチさせるFET-SEEDなるものもBell Lab.やNTTなどから出ているが、<sup>55)56)</sup>この場合は上記ストライプ型で述べたキャリア密度の低減化は出来ず(垂直入射)、本報告で述べた原理がそのまま成り立ち、応答スピードの限界はSaturationのところでもリミットが来る可能性がある。FETアンプ付きSEEDのメリットとは、S-SEEDと異なり、弱い光でもスイッチングを起こせることにあり、これはシステムを作る上でのCascadabilityにとって、信号再生上、なくてはならないものである。

最後に、以上のようなアンプ付きの光変調器の場合は以下の点が単純なS-SEED構成とは異なることを断っておく。すなわち、Photo diode部はSaturationの起こらないような低い光入射パワーで使用することができ、そのため、光変調部も低い光パワーを変調すればよいということである。例えばアンプの電流ゲインを100(40dB)とし、SystemのFan outを10とすると、1/10の光パワーさえ確保すればSystem的にはOKとなるため、1桁程度、Saturation限界から下で使用できることになることである。但し、実際的な面では、10psオーダーのインパルス応答を40dBのゲイン下で繰り返しDC～数十GHzで保証し、かつ、瞬間的な大電流を正常に増幅し得るFETといえは困難な仕事であろうし、システム的にもコンパクトに作成するのは放熱等の問題があり、至難のわざであろう。

以上のようなシステム的な面もあり、高速化のためには、電界吸収効果の低電圧化(0.数ボルト以下)、すなわち本報告中の必要な電界強度Fの低下が、ロジックICのスイングボルテージの低電圧化の歴史にも示されるように、望まれている。以上のことは今後の光電変換効果を利用する総ての光集積回路およびシステムに関して成り立つ一般原理である。例外として、電気的なCR Time constantに依存しない、物質固有の、例えば3次の非線形性を使用したような、光-光Interactionを使う手があるが、これらは残念ながらまだ低光パワー性が達成されていない。以上述べて来た総ての光電効果を利用する方法の諸悪の根源?はすべて電気的CR time constantに原理的な遠因があるが、Cはスイッチングのためのreservoirの働きとして必要不可欠なものであり、光-光Interactionにおいてもreservoirとしては何らかのものが必要となり、これが応答速度を決める要因となるであろう。

### 3-4 短周期超格子におけるcarrier sweep-out

WSL-SEEDにおいては短周期超格子というQCSE型とは異なる構造の超格子を用いるため、QCSE-SEEDとは違った考察を必要とすると思われる。現在までに調べた範囲では、WSL-SEEDに関する時間応答を考察した文献は無い。以下、QCSE型量子井戸においてなされた考察を参考にして、WSL-SEEDの時間応答性に対し、考察を加える。WSL-SEEDにおいても、その電気回路的構成は同じであるため、Saturationが起こると、時間応答のひとつの制限要因となる。短周期超格子構造においてはSaturationには以下の二つのケースがあると考えられる。第一に、大きな電界強度が超格子部にかかってワニエ-シュタルク局在効果が起こった場合には、光吸収はエキシトンによって起こり、そのSaturationはQCSEと同様、フリーキャリアによって阻害される。第二に、ほとんど電界がかかっていない時には、エネルギー準位としてミニバンドが形成され、この準位により光吸収が起こる。その場合、バンド準位にある電子のコヒーレンス長は数量子井戸に渡っているだけで、全超格子に渡っているわけではないので、ある程度の局在効果も波動関数に現われ、光吸収に対する寄与はエキシトンとミニバンドとの重畳したものとなると考えられる。エキシトンSaturationに関しては第一のケースと同様と考えられる。ミニバンド準位に関しては、もしその準位がすでに前のキャリアーによって満たされていれば(Phase space filling)、Pauliの排他原理によって次の励起ができないため、やはりキャリアーのSweep-out機構が関係すると考えられる。

以上より、短周期超格子におけるキャリアーのVertical transport 機構とSweep-out 時間を見積もることが必要になってくる。以下、二つの場合について、何が主要なファクターとなるのか、考察する。

### 1) ゼロ電界の場合

短周期超格子構造においてはバリアーが薄いため、電子とホールはトンネリングにより隣り合う量子井戸のサブバンド準位と干渉しあいミニバンドを形成する。ホールにおいてはヘビーホール(hh)とライトホール(lh)の二つのミニバンドがあり、hhのほうは有効質量が重いため、トンネリングが十分でなく、ミニバンド幅が狭く、ほとんど局在しているのと変わらない。

短周期超格子構造においては、キャリアーの伝導機構のメインであるのはトンネリングであることが知られている。<sup>57)</sup> 従ってtunnelingによるsweep-out time とphase space fillingの競合となり、tunneling timeが速いほどsaturationに対しては有利となる。これから、なるべく薄いバリアー幅と低いバリアー高さを使用すればよいことがわかる。ここにおいて電子のsweep-outはよくなるがheavy hole(hh)の問題が残る。通常、ホールは光励起と共に電子とペアになって生成され、ホールは非常に短い時間をもって最低エネルギー準位であるhh準位に緩和することが知られている。従って、重いhhを如何に速くsweep-outするかが重要となってくる。もし、hhのsweep-outが悪く、超格子内にhhが残った場合にはそれがspace chargeとなって電界遮蔽等の影響を及ぼすことが考えられる。このホール掃き出しに関する解決策としては、バリアー高さをShallow QWのように低くしてtherionic emissionによって掃き出すか、または超格子層に歪みを導入してvalence band構



造を変調し、light hole (lh)とhhの準位の逆転またはmixingを起こして有効質量の軽いlhによるtunnelingによってホール掃き出しを速めるといった方法が考えられる。(詳細については引き続いて刊行される予定の歪み超格子に関するATR技術研究報告を参照されたい。)

## 2) 電界がかかった場合

電界がかかると、量子井戸が傾き、隣と干渉していた準位がずれて共鳴トンネリングはなくなり、ミンバンドは形成されなくなり、各井戸の電子とホールはひとつの井戸中に局在してエネルギーレベルはサブバンドレベルとなる。(ワニエシュタルク局在)。この場合、光吸収はサブバンドに付随したエキシトン準位により主に起こる。Saturationを避けるため、キャリアーを速くSweep-outしなければならないが、Non-resonant sequential tunnelingによってキャリアーが掃き出されるため、その過程が速く起こる必要から(1)と同様に薄く低いバリアーが望ましい。

但し、WSL-SEEDの場合はQCSE型SEEDに比べ、以下の点でsaturationに対してはより有利である。すなわち、WSL-SEEDにおいてはOptical absorption band edgeのすそを使っているため、exciton吸収ピークを使用しているQCSE型に比べ、全体の光吸収量が少なくすむためにsaturationしにくい。このようにabsorption band edge近傍のほうがsaturationしにくいことは他の文献にも述べられている。<sup>58)</sup>

ホールについては電界の印加により、hhとlhのmixingが起りやすくなるためバリアー幅が薄ければ良好なsweep-outが期待できる。従って、この面においても薄く低いバリアーが有利であると思われる。また、歪み超格子によるhh-lh mixingにより、電界印加時においても良好なホールtunnelingが出来る可能性がある。

## 4-1 CW光照射下における光吸収飽和特性

以上述べてきたようなWSL効果を示す短周期超格子 (GaAs/AlAs 16ML/3ML x 100) の通常の低強度光入射時におけるPhotocurrent Spectra (Pc spectra)の例を図9 a)に示す。ここでMLとはmonolayerを表わし、16ML/3MLは $42.5\text{\AA}/8.5\text{\AA}$ の厚みに相当する。低電界時にはminibandによる吸収が、高電界時にはWannier-Stark局在効果によって孤立化した量子井戸の吸収特性を示しているのが分かる。中間の電界域で吸収端より長波長側に出ているピークはStark-Ladder準位<sup>6)</sup>による吸収である。

これに対し、高強度光を入射した場合図9 b)、図9 c)のようなPc spectraを示す。実験条件は低強度光入射 (図9 a) ) に対してはハロゲンランプを分光器で分光したものを、高強度光入射時はCW Ti-Sapphireレーザー光を50Xの対物レンズで集光してPower densityを上げたものを使用した。高強度光入射時の実験系を図10に示す。以後のデータは総てこの実験系で計測されたものである。レーザー光は素子の発熱による影響を避けるためにA/O modulator (AOM)によって1~10msのパルス幅で1/1000~1/10000にDutyが間引かれており、より大きな間引きでもPc spectraの変化は見られなかった。対物レンズで集光されたスポットサイズの $e^2$ 直径は2~4ミクロンであり、光電流はAOMに同期したLock-In AMPで計測した。なお、上記設定でND filterでレーザー光を弱くした場合は図9 a)と同等なPc spectraが得られることが確認されている。素子からの透過光はSi-APD (シリコン・アバランシェ・フォトダイオード) でオシロスコープを用いて観測される。PLは入射光を通すのと同じ対物レンズを逆に通った後、dichroic mirrorで波長が切り分けられてストリークカメラによって観測される。素子の光電流はオシロスコープ内の50Ω抵抗によって終端されており、光電流量の時間的動きはこのオシロスコープで観測される。光電流は多くても数十mAレベルなので、この抵抗による電圧降下の影響は無視できる。なお、Pc spectraに若干あばれがあるが、これは使用したTi-Sapphireレーザーの光強度が波長スイープ時に不安定なためである。

使用した素子の構造を図11に示す。素子はp-i-n構造で超格子部はnon-dopeで16ML/3MLのGaAs/AlAs超格子100周期より成っている。素子は400μ角にメサエッチングした後、GaAs基板を選択エッチングによって取り除いてメサ部の下に穴をあけ、透過光出力を観測できるようにしてある。注意として、この素子の構造はPL等の観測を容易にするためと、光吸収時においてp-capサイドからの拡散による光キャリアーの流れ込みを防止する意味で超格子部を挟むAl組成0.4のi-AlGaAsクラッド層を50nmの厚さで持っていることである。

ここで以後の高光励起時のグラフ、図9、図12における光強度値についての詳細について記しておく。図9においてハロゲンランプ励起時の光強度は $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ のオーダーである。図9における $\text{W}/\text{cm}^2$ という光強度のワット表示は試料表面に照射される光強度であり、試料内部に入る光子数としては以下のように換算される。GaAs表面の反射率を約30%とすると、約70%が内部に入る。波長、780nmの1つの光子は1.59eVのエネルギーを持ち、 $2.54 \times 10^{-19} \text{ J}$ に相当する。従って、図9における $80\text{KW}/\text{cm}^2$

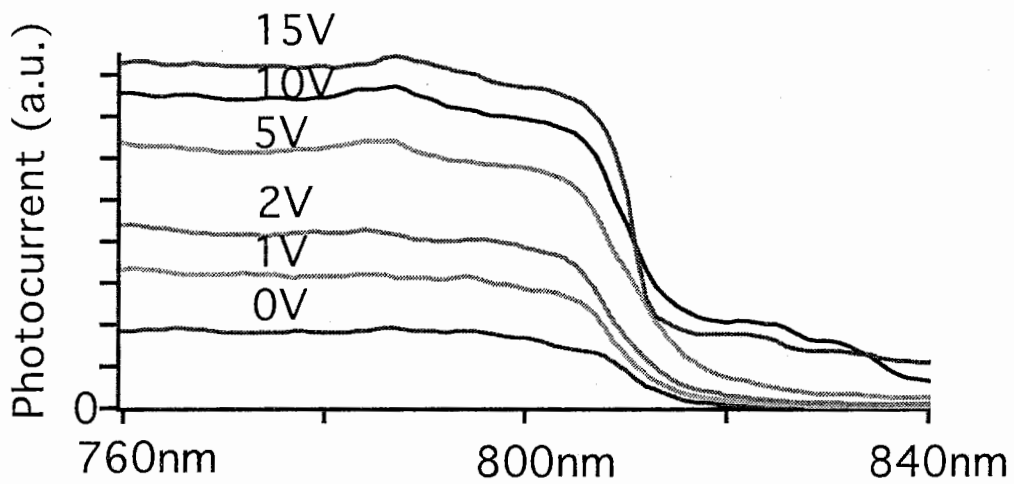
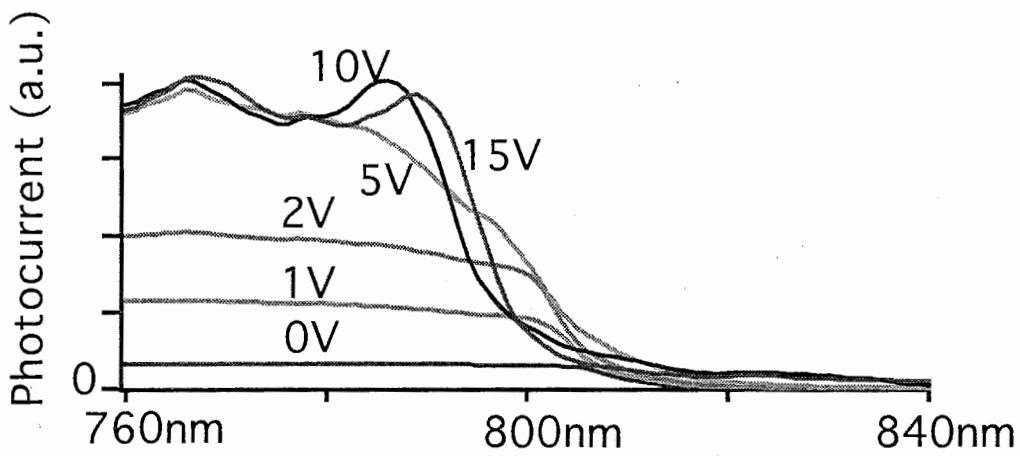
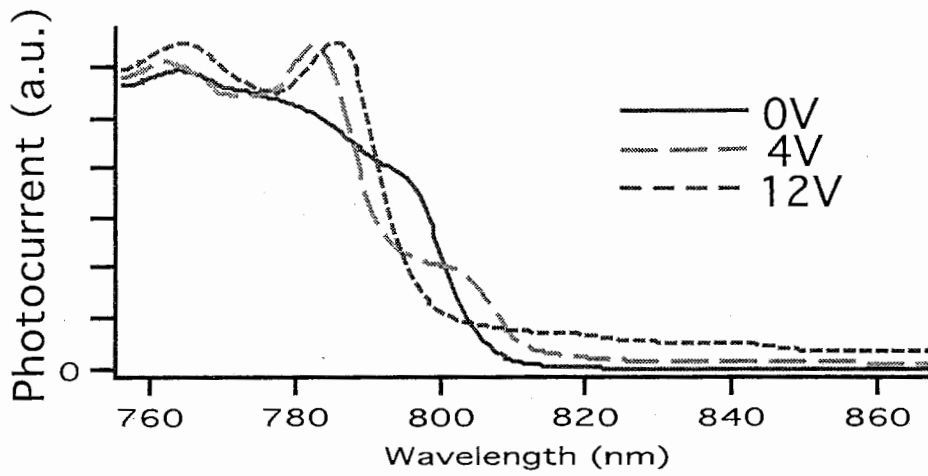


図 9 Photocurrent spectra

a) ハロゲンランプを分光した光による弱励起

b)  $300\text{W}/\text{cm}^2$ , c)  $80\text{KW}/\text{cm}^2$  Ti-Sapphireレーザー励起

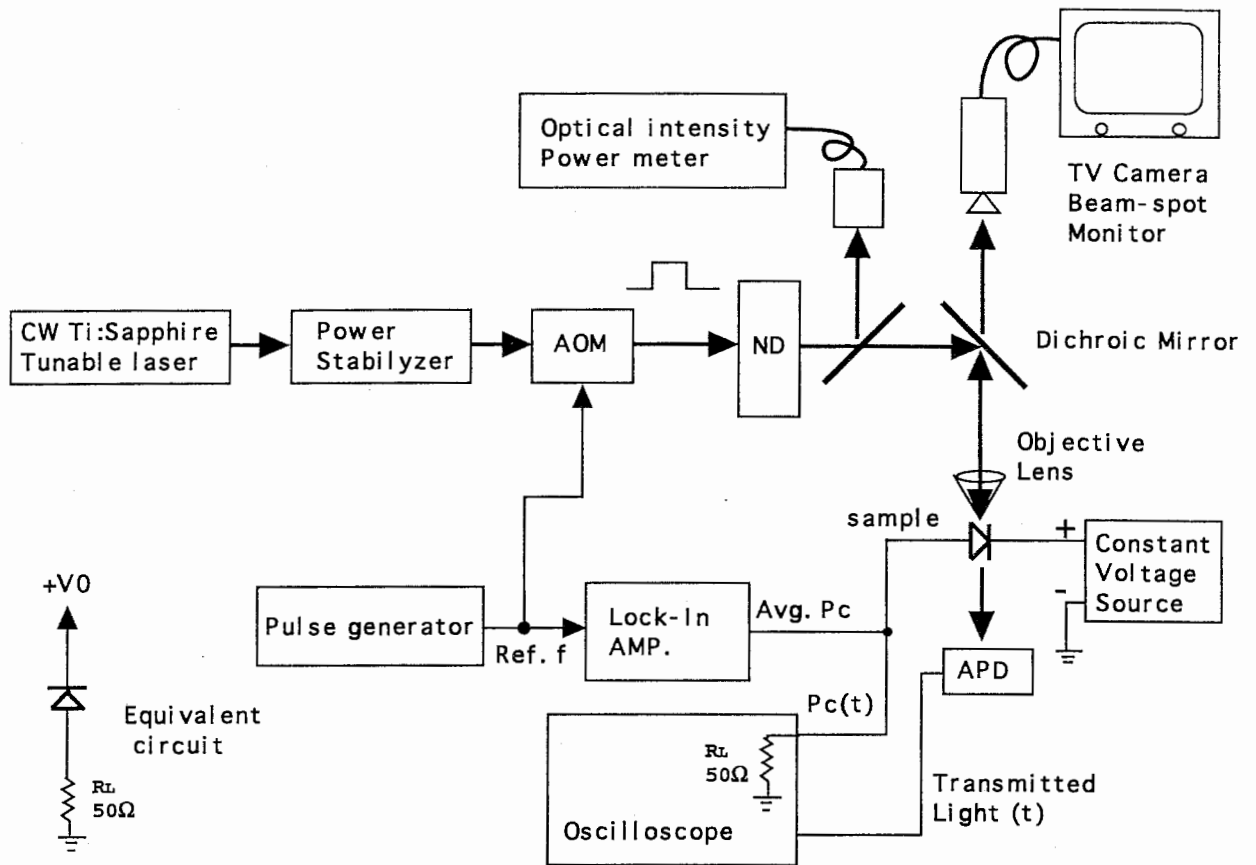


图 1 0 实验系

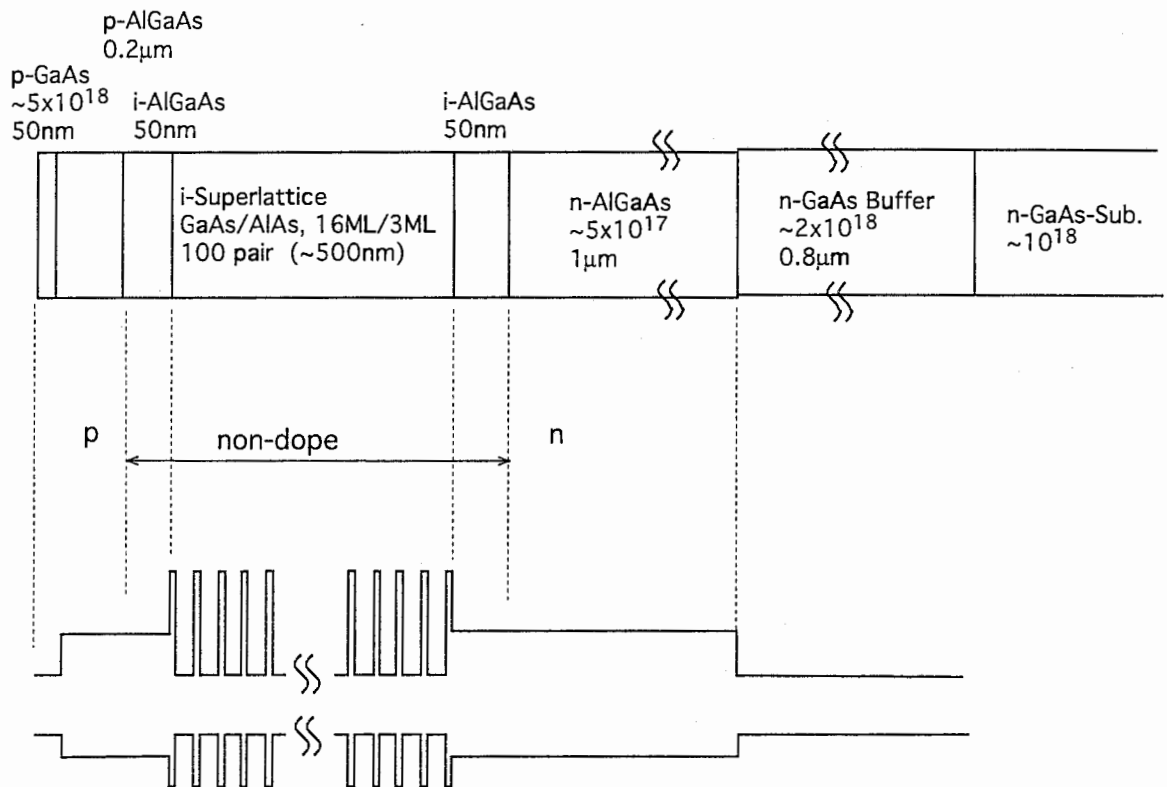


图 1 1 WSL-SEED素子構造图

のパワーは  $8 \times 10^4 \times 0.7 / (2.54 \times 10^{-19}) = \text{約 } 2.2 \times 10^{23} \text{ photons/cm}^2 \text{ at 1sec.}$  となる。780 nm近辺の光吸収率をGaAs半導体超格子における代表的な値、 $\alpha = 10^4 \text{ cm}$ にとると、 $L = 0.5 \mu\text{m}$ の厚みの超格子層に対し、 $\exp(-\alpha L) = \exp(-0.5) = \text{約 } 0.6$ より、約40%の光子が吸収され、電子とホールの光キャリアーがそれぞれ発生する。従って、1秒あたりの光キャリアー数は  $8.8 \times 10^{22} \text{ carriers/cm}^2$  と非常に大きな値となり、これは前章で述べたsaturation densityである  $10^{12-13}/\text{cm}^2$  と比べ大きすぎる。この理由は次のように考えられる。生成された光キャリアーが、もし消滅せずに1秒間そのままに存在するのであれば  $10^{23}$ 個のキャリアーが発生するのだが、キャリアー寿命は電極まで掃き出される時間として、このような薄いバリアーの超格子においては、電子=約0.数ns、ホール=約1nsのオーダーである。(詳細は引き続く、本シリーズのATR技術研究報告に詳しい。) また、電子とホールが再結合してPLとなってしまい消滅するradiative recombinationの時間、lifetimeもGaAs量子井戸系においては0.数ns~数nsのオーダーである。従って、1nsのオーダーの超格子層内にキャリアーが存在できる時間において、キャリアー密度は、上記の高光強度に対し、約  $8.8 \times 10^{13}/\text{cm}^2$  となってsaturationが発生し始めるキャリアー密度とよい一致が得られる。以上より、換算したキャリアー密度を以下に示す。

図9において、1nsあたりのキャリアー密度は

図9 a) 分光されたハロゲンランプ励起:  $\mu\text{w/cm}^2 \text{ order} = \text{約 } 10^3/\text{cm}^2$

図9 b),c)  $300\text{W/cm}^2 = 3.3 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ ,  $80\text{KW/cm}^2 = 8.8 \times 10^{13}/\text{cm}^2$

図12における図中の光強度値は  $\text{W/cm}^2$  であり、各々以下の1nsの時間内のキャリアー密度に対応する。

$0.8\text{W/cm}^2 = 8.8 \times 10^8/\text{cm}^2$ ,  $160\text{W/cm}^2 = 1.8 \times 10^{11}/\text{cm}^2$ ,  $3.2\text{KW/cm}^2 = 3.5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$

$12\text{KW/cm}^2 = 1.3 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ ,  $80\text{KW/cm}^2 = 8.8 \times 10^{13}/\text{cm}^2$

以下、高励起下でのPc spectraについて考察する。図9を見て分かるように、低い逆バイアス印加電圧側から光電流の飽和が起こるとともに、Pc spectraの形が0V印加時と同じようなminiband状態による光吸収スペクトルと同形になっていくことがわかる。これは図12のPc spectraをノーマライズしてLOGをとった図において0Vでの吸収端の波長と15Vでの高い光入射強度 ( $80\text{KW/cm}^2$ ) での吸収端波長がほぼ一致することからわかる。入射光強度を増して行くと、図9c)のような高強度光入射時においては、これら飽和したPc spectraの形は総て同一形となる。図12より以下のことがわかる。0Vでは電界が小さく、空間電荷遮蔽効果に弱いため、既に  $12\text{KW/cm}^2$  すなわち  $1.3 \times 10^{13}/\text{cm}^2$  at 1nsの光強度で飽和が始まり、Pc spectraは完全なflat-band下におけると同様な吸収端が長波長側にずれたminiband的なスペクトル形状となっている。5~15VにおいてはWSL効果によりhh exciton およびlh excitonのピークが790, 770nm付近に観測されるが、このexciton peakのうち、hh exciton peakは  $12\text{KW/cm}^2$  以上の光強度で消失する。これに対し、  $12\text{KW/cm}^2$  においても光吸収端の波長は動かない。この事実より、hh exciton peakを使用するQCSE型SEEDに比べてWSL-SEEDのほうがsaturationに強いことがわかる。すなわち、  $10^{13}/\text{cm}^2$  のオーダーの光キャリアー密度が1nsの時間内に発生しているとQCSEではsaturationが起こって動作が保証されなくなるが、WSL型では問題がないことがわかる。リニアグラフ中  $0.8\text{W/cm}^2$  の弱い光電流の時に、高い電圧では800nm以上でオフセット的な裾引きが存在する

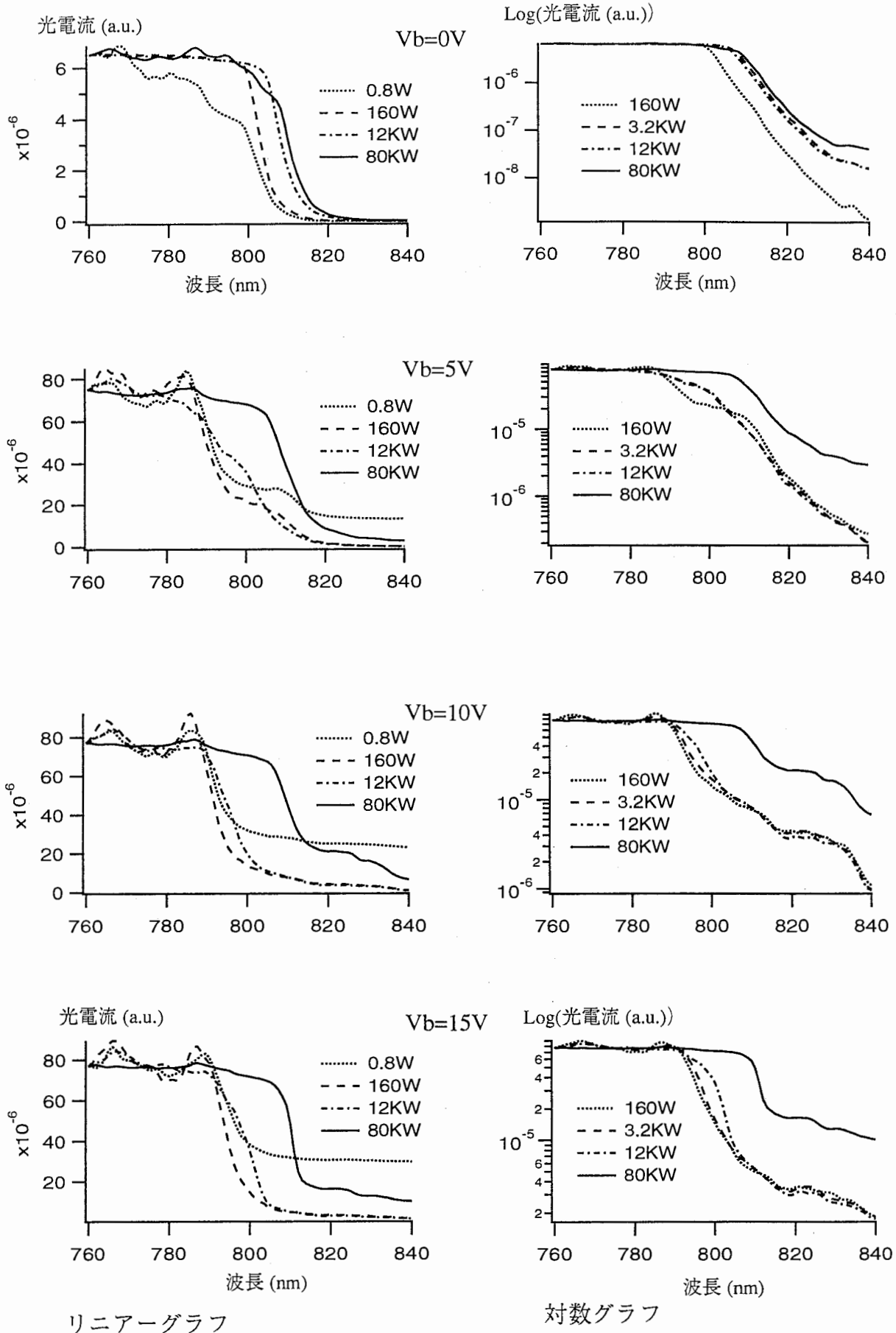


図 1.2 各電圧でのPc spectraの比較

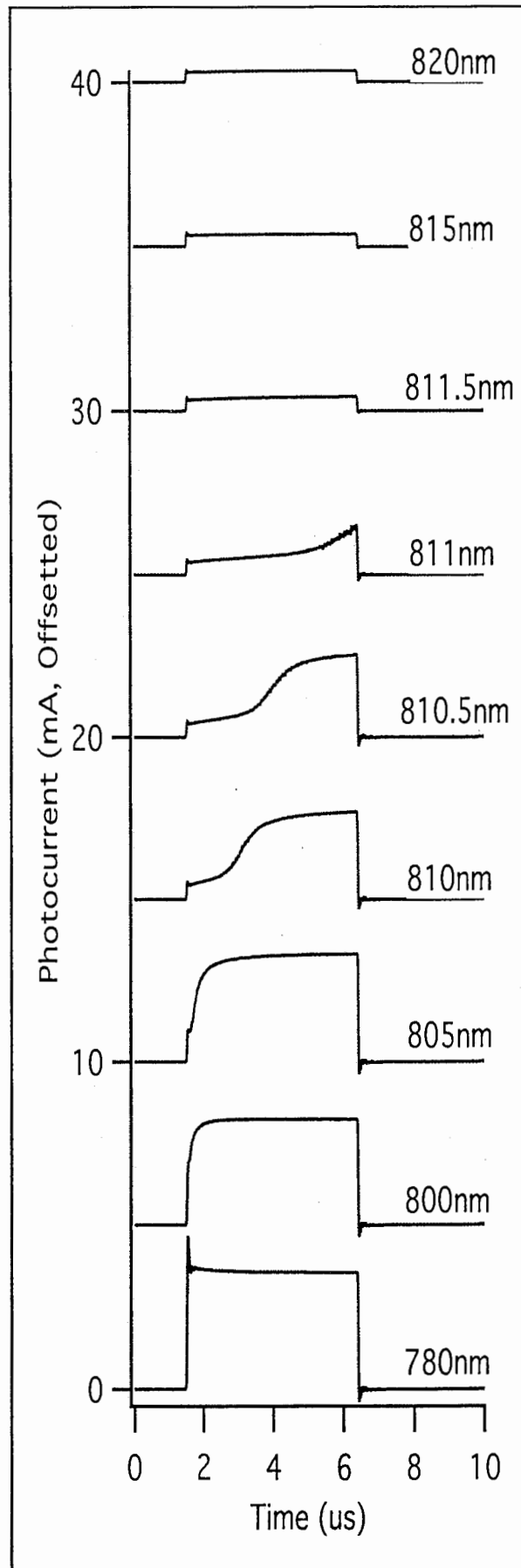
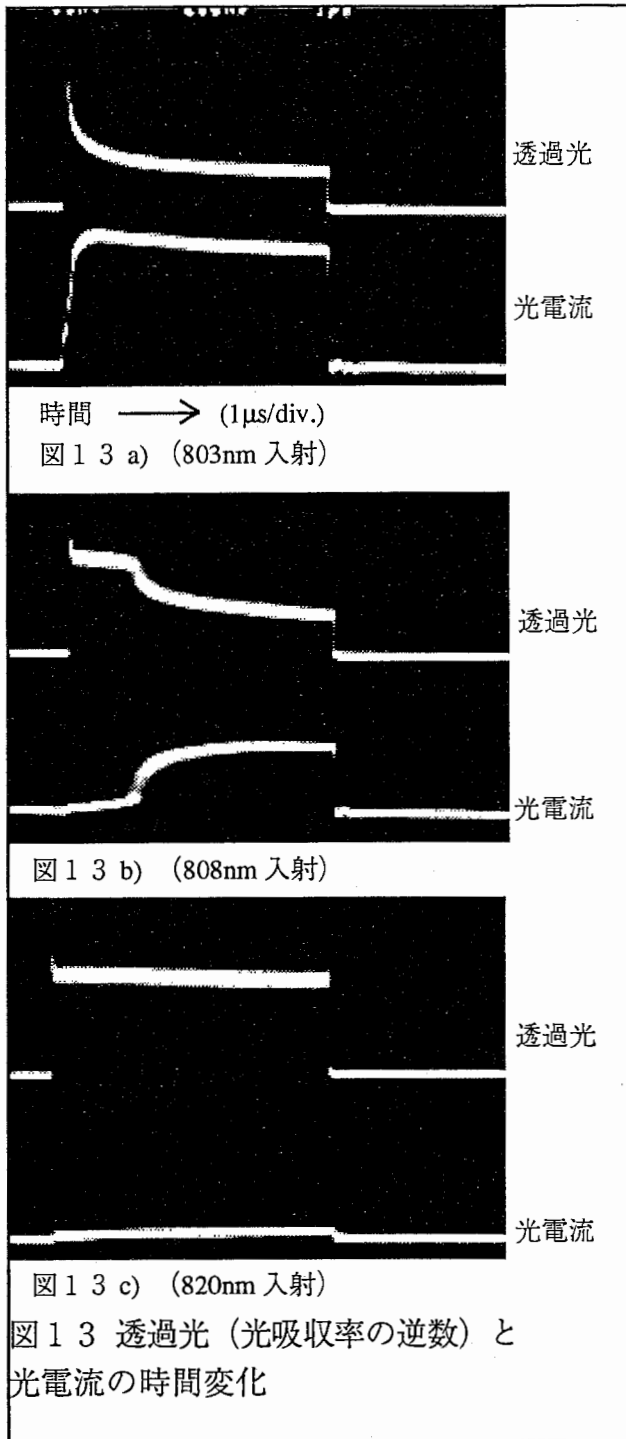


図 1 4 各波長での光電流の時間変化

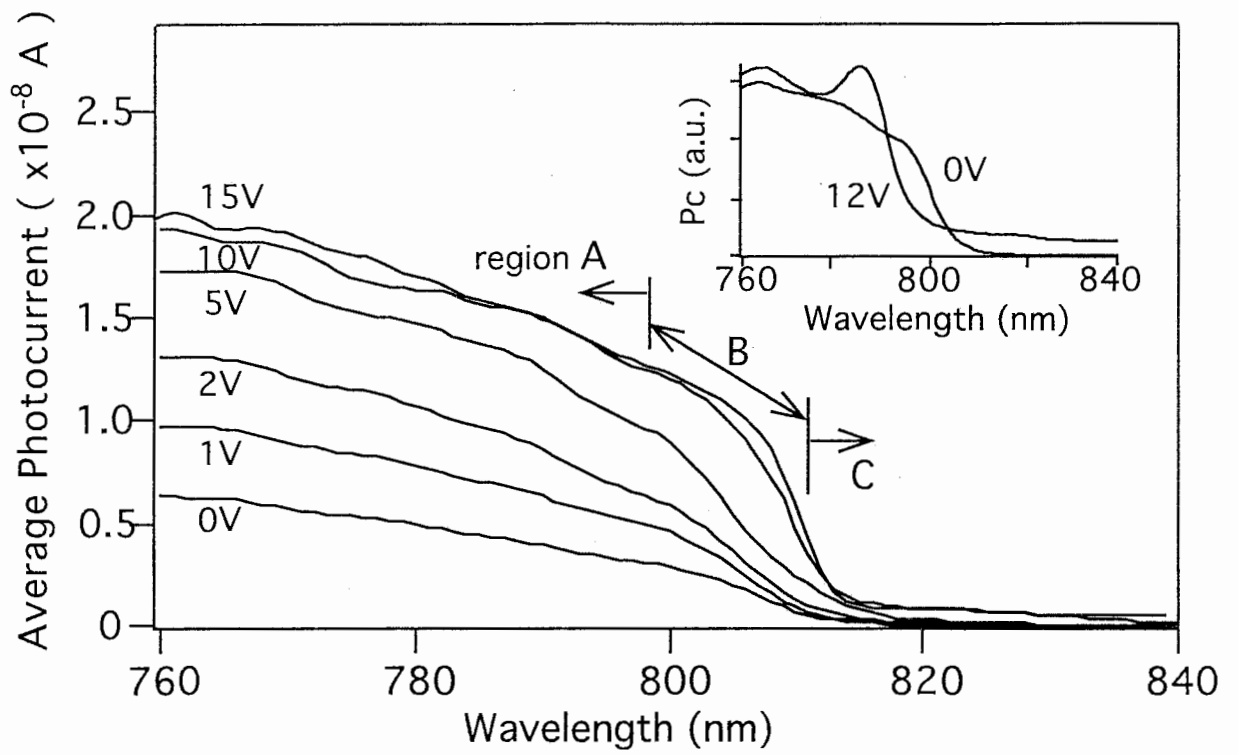


図 1 5 高強度光下でのPc spectraにおける波長領域  
(inset = 低強度光下でのPc spectra)



が、これは素子のリーク電流があるため、光電流出力が小さいため、ノーマライズした場合目立って来るためである。(実際にはリーク電流はsub-nAレベル。)これに対し、10V、15Vにおいて80KW/cm<sup>2</sup>の強励起時における820nm以上の裾引きはシュタルク階段準位による吸収が、その他の吸収域が飽和して小さくなって来たため、吸収スペクトル全体の比がずれて目立って来たものである。その他にシュタルク階段準位による光吸収ピークが、ちょうどその準位が発生しやすい電界強度に対応する5Vのバイアス電圧において顕著に現われている。この5Vにおける各光励起強度でのPc spectraを見ると分かるように、光強度が強くなるごとに、だんだんPc spectraの形状はより低い電圧で見られるものになって行く。(例えば、3V、2V、1V等のスペクトル形状で、シュタルク階段準位のピーク位置がより短波長側にシフトしていく。)これから言えることは、光キャリアーの密度が増すにつれ、超格子部にかかっていた電界が弱くなっているということであり、空間電荷による電界遮蔽の関与を証拠づけている。最後の注目点としては10Vや15Vのようにワニエシュタルク局在が完成されるような高い印加電圧においては80KW/cm<sup>2</sup>でのPc spectraにおける吸収端の落ち方(810nm付近の立ち下がり部分)が0Vや5Vに比べて急峻になっていることである。この原因については以後に述べられる解説によって明かとなるであろう。

次に図9c)とほぼ同一の光強度下(約80KW/cm<sup>2</sup>)において、WSL効果によって光吸収端がブルーシフトする領域の波長の入射光を用い、光電流の時間変化および素子からの透過光をAPDで観測したところ、図13a), b)に見られるような時間変化、吸収状態の交代現象が観測された。ここで観測されているパルスはA/O modulatorで矩形波に整形されている光パルスが素子を透過して来た後の光である。図13c)は光吸収端よりも長波長側で計測された波形であり、a), b)で観測されたような光電流と光吸収の交代現象は見られない。また、a), b)の波長域よりも、より短波長側でも光電流が図13c)よりも大きく出力されるだけで、交代現象は見られなかった。これを図示したのが図14であり、図15に示された領域、region A, B, Cと波長をスキャンしていったときの光電流の時間応答を示している。図13、図14のデータはそれぞれバイアス電圧、V<sub>b</sub>=15V, V<sub>b</sub>=8Vにおいて、励起強度80KW/cm<sup>2</sup>で得られたものであり、これからも、ワニエシュタルク局在効果によるband edgeのシフトが起こっている波長領域のみで上記の交代現象が起こっていることが分かる。もうひとつの条件として、WSL局在現象が起きるほどの高い電圧を素子に印加しなければこの交代現象は観測されなかったことがあげられる。また、図13において、透過光の状態が完全に光電流出力の逆になっていることから、これらの光電流の時間変化は超格子内部の光吸収係数が変化したせいであると考えられる。加えて、WSL局在の起きる電圧以上でのみこの現象が発生し、かつ高い光強度のみで生じていることを考えれば、発生した高密度の光キャリアーが何等かの影響を及ぼしており、それにワニエ、シュタルク局在効果がかからんでいることが指摘される。

#### 4-2 静的な光吸収飽和の原因：空間電荷遮蔽

以上の現象を最もリーズナブルに説明するのが図16である。高電界においては光入射以前の状態では超格子内部のバンド状態はWSL局在効果によって孤立化した量子井

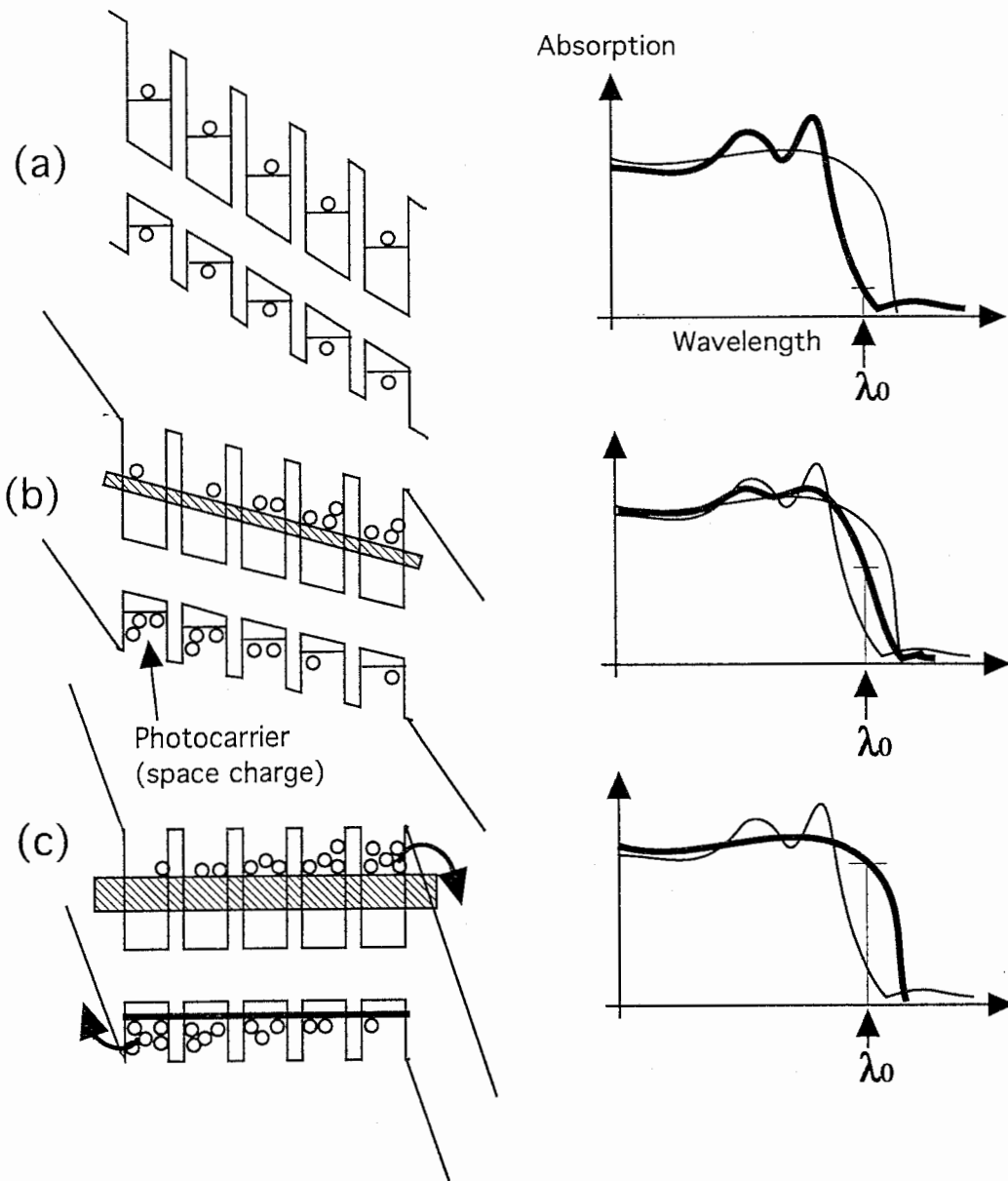


図16 空間電荷スクリーニングとWSL効果による正帰還

戸によるサブバンド状態となっており、光吸収端はブルーシフトした状態となっている(図16a)。すなわち、光入射が無いのであるから、図9a)における高電界がかかった(例えば15Vでの)Pc spectrumとなっているはずである。この状態の素子に光吸収端がWSL効果によってブルーシフトしている領域の波長の入射光を与え、高密度の光キャリアを生成すると図16b)のように空間電荷スクリーニングによって超格子内部の電界が弱められる。するとブルーシフトしていた光吸収端が長波長側に戻って来てますます光吸収量を増加させる。この過程によって正帰還が生じ、急激に光吸収は図16c)まで増加し、従って内部電界も空間電荷遮蔽によって急激に弱まり、ほぼ超格子部がFlat band状態になるまで変化を続ける。これにより、Pc spectrumはほとんど超格子部に電界がかかっていないFlat band条件下のminiband状態と同等になり、これが図9、12に示した高い光励起強度時のPc spectraとして観測されることとなる。また、図13、14に示した光吸収状態の急激な交代現象は上記の正帰還過程の存在を明示している。

以上のように、WSL効果を示す短周期超格子において高い光励起強度下では、高密度空間電荷による内部電界の遮蔽によってその光吸収飽和特性が大きく影響を受け、かつ、吸収端のブルーシフト特性の逆戻りによって正帰還を伴った急激な吸収飽和現象が生じることがわかった。また、実験データにおける光強度から求めたキャリア密度の評価より、この光吸収飽和はQCSE型素子のようなMQW構造で生じるExciton吸収のPhase space filling<sup>30),31)</sup>よりも大きなCarrier densityで生じている。この原因は、短周期超格子ではバリアー幅が非常に薄く、キャリアのTunneling時間が例えば電子では1バリアーあたり~100fsオーダーと非常に速いため、生じた光キャリアは1つの量子井戸中には留まらず、そのためQCSE型の素子よりPhase space fillingによる飽和には強いminiband的な光吸収を利用していることによる。実際、我々の実験によると、これら短周期超格子は数psの光パルスでたたいて*i-v*特性の負性抵抗の存在を観測すると数100KW/cm<sup>2</sup>までの高い飽和耐性を示す。

それでは、このキャリアの蓄積はどこに生じるのであろうか？前記の実験はCW的な光入射を使用していることから光キャリアの分布は定常状態となっているはずであり、一番、キャリアが越えにくい場所に集まっているはずである。HoleのTunneling時間を評価すると~10ps/1 barrierとなっており、バリアー厚が薄いため非常に速い。また、種々のこれまでの測定においてはこの種の短周期超格子では厚いバリアーの素子にありがちなHigh-field domainの存在が観測されておらず、従って光キャリアは超格子内部のどこかに偏在するということなく、バリアーが極端に薄いため超格子内をすみやかにSweep-outしてHigh-field domainの生成を抑えていることがわかる。また、我々の実験結果では今回の素子ではバリアーがAlAsと高く低温と常温における光電流の掃き出し効率が変わらないことから<sup>59)</sup>Sweep-outはThermionic emissionではなく、総てTunnelingによって行なわれていることがわかっている。従って、光キャリアはバリアー上のContinuum stateを流れるのではなく、図17に示すようにバリアー下の超格子内をminiband transportまたはsequential tunnelingによって流れ、前記の素子構造の説明で注意した超格子部を挟むAl<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>Asのクラッド部近傍で止まっていると思われる。これを確かめるために以下の実験を行なった。

#### 4-3 クラッド部の作用

前記の実験でPLを同時観測すると超格子部のSubbandからのPL発光が印加電圧によってquenchし、同時に光電流が増加するのが観測される。図18に室温でのPLのquenchのようすを、図19に室温でのPLと光電流強度の印加電圧に対する依存性を示す。図18については4-2節に述べた16ML/3MLのGaAs/AlAs超格子ではなく、12ML/3MLのGaAs/AlAs超格子についてのデータを例示してあるが、16ML/3MLの超格子においてもPL波長は異なっても同様なquench特性が得られており、このような特性はWSL特性を示し、かつクラッド部を有する短周期超格子における強い光励起下の特性として共通したものであると考えられる。このような電圧依存性は単純に超格子内のキャリアのドリフト速度が主にnon-resonant sequential tunnelingにより電界の増加によって速まったというモデルではまったく説明できない。というのは、この場合、3-2節における(3)式にあるようにLog(光電流)が印加電圧の比例するはずであるが、片対数グラフにとった光電流と電圧の関係はどうやっても直線とはならない。これは印加電圧がクラッド部近傍のみに集中しているためであり、以下のモデルでよく説明がつく。

強い光励起下で超格子部がflat-band化して図16c)に示したようにクラッド部のみに高電界が集中していると仮定する。この三角形状になったクラッド部を乗り越えるキャリアが増えればPL強度は減少するのでそのレートをFowler-Nordheim tunneling<sup>60),61)</sup>をモディファイしたモデルにより評価した。超格子部がflat-band化することはクラッド境界に電界が集中するということであり、高電界ドメインとなったクラッド部は図20のように傾く。このようなバリアーにおいてはキャリアのトンネリング現象に対し以下の関係が成り立つことがわかる。

通常の長方形をしたバリアーに対してはトンネリング確率、TはA. M. Fox等によって導かれている3-2節の式(3)にもあるように、

$$T \propto \exp\left(-\frac{2L_B\sqrt{2m^*V_0}}{\hbar}\right)$$

となる。もともとはflat band条件では幅 $L_B$ 、高さ $V_0$ であった長方形バリアーが、両端に高い電位差 $V$ がかかったために図20の三角形状に変形したとする。その場合、左側からバリアー頂点から $V_0$ だけ低いエネルギー準位を走って来たキャリアに対するバリアー高さは $V_0$ であり、実効的バリアー幅 (effective barrier length) を $L_{eff}$ と近似して考えられる。この $L_{eff}$ は

$$V_0 : V = L_{eff} : L_B ,$$

$$\therefore L_{eff} = L_B \frac{V_0}{V} ,$$

という関係をこのバリアー部両端の電位差との間で持つ。

上記のモデルでは $V \gg V_0$  なるときにバリアー形状が鋭角三角形をなすため、バリアー幅が変化するというモデルになる。これに対し、従来のFowler-Nordheim tunneling モデルにおいては、 $V \ll V_0$  の場合を扱い、 $L_B$ は一定のままバリアー頂上部が傾斜を持つため

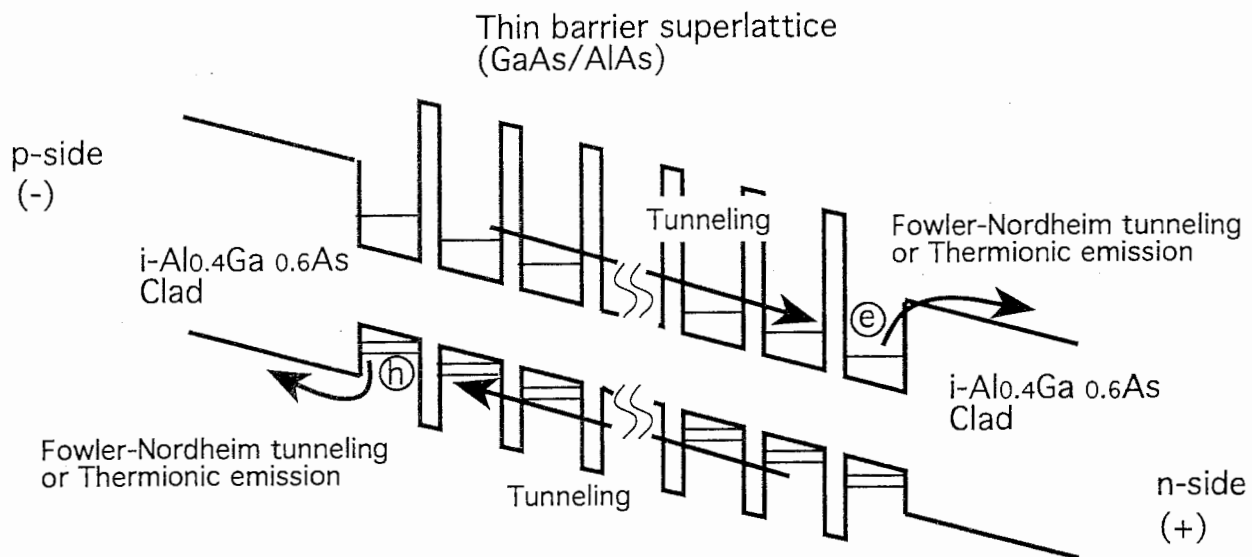


図17 薄いバリアーを持つ短周期超格子内におけるcarrier transport

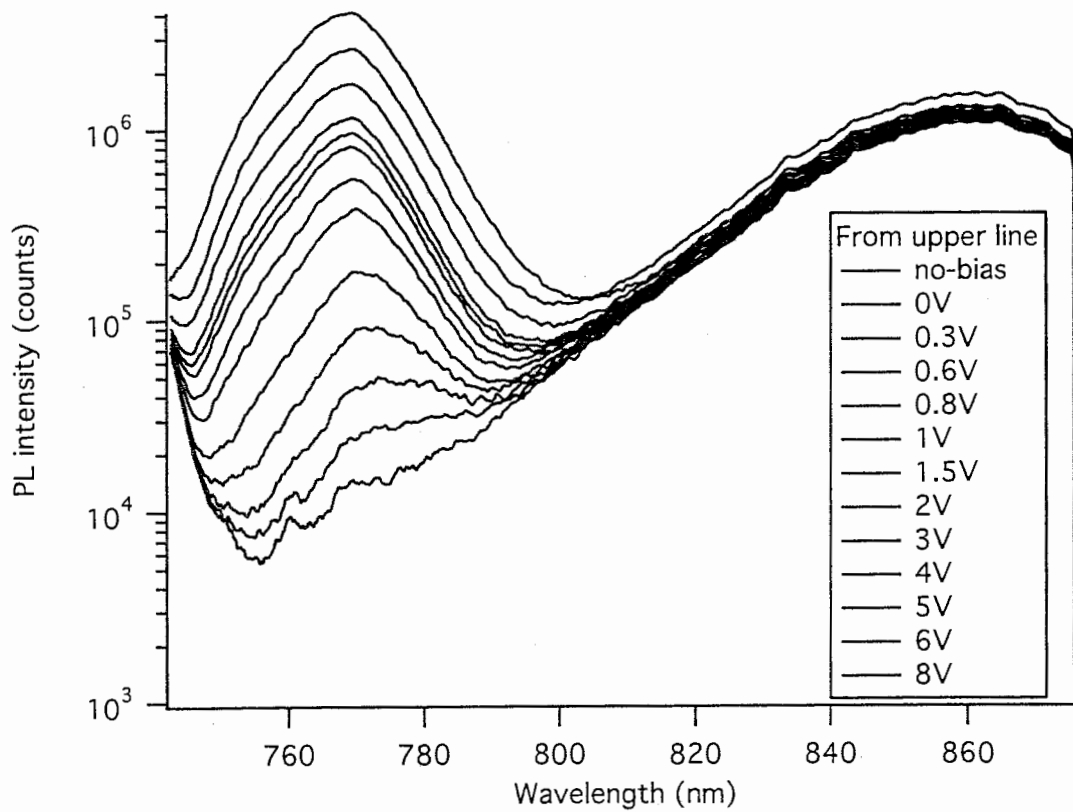


図18 強い光励起下におけるPL強度のquenchingの例

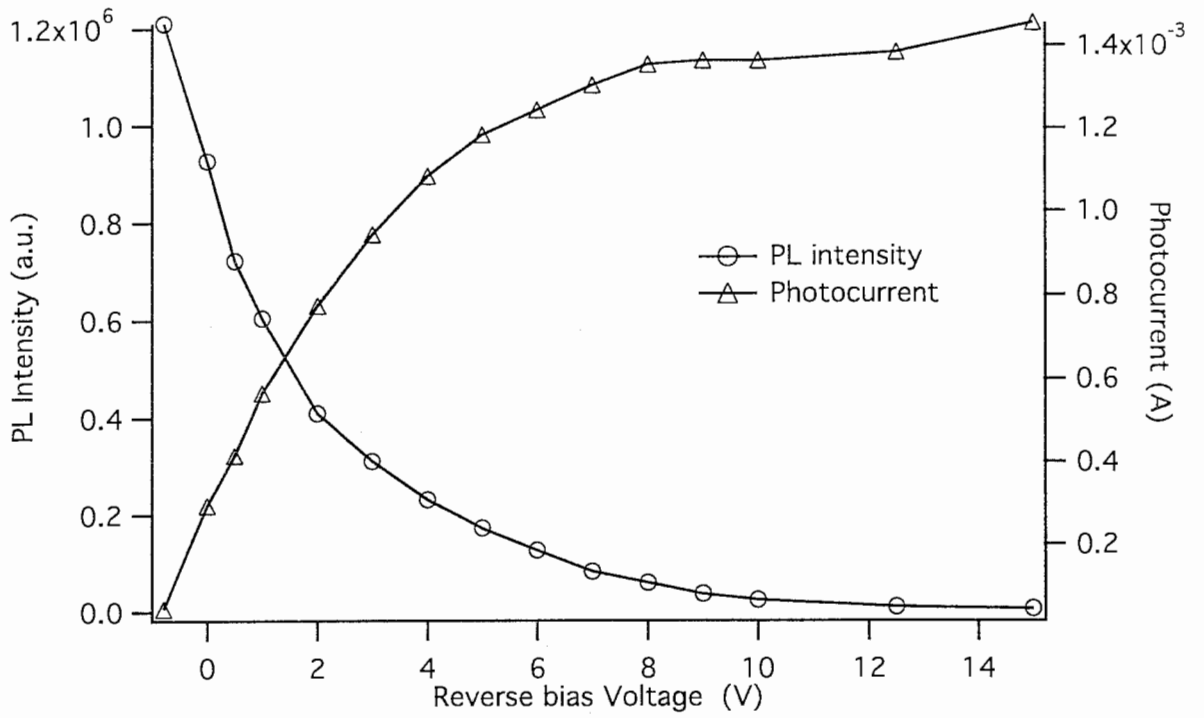


図 19 逆バイアス電圧増加による超格子部からのPL強度のQuenchと光電流の増加

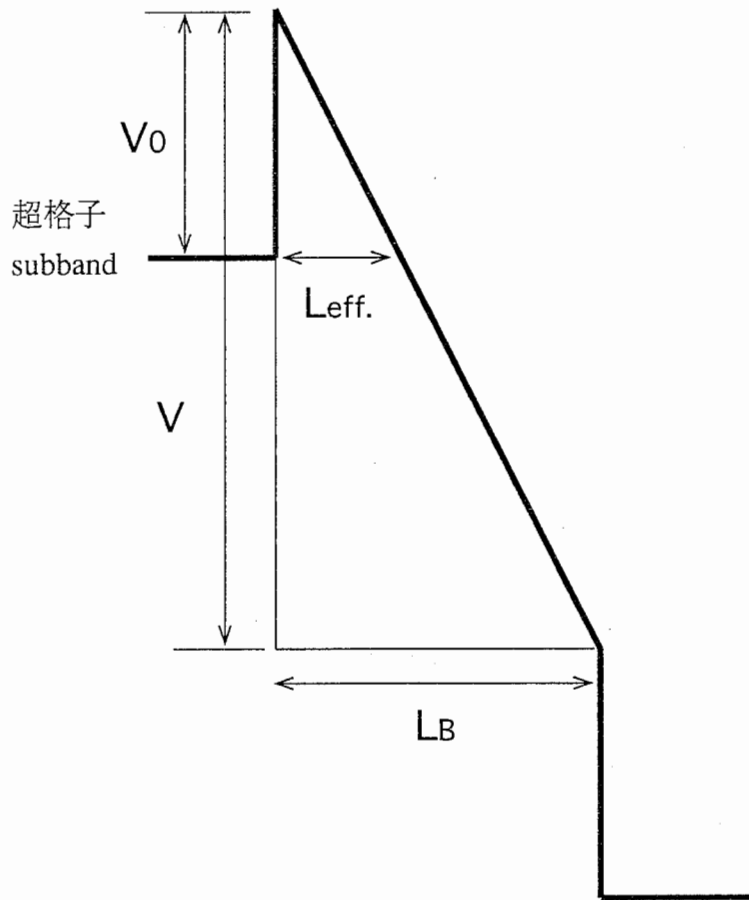


図 20 電界集中領域における実効的バリアー厚さ

に、バリアー高さが印加電圧  $V$  によって少しずつ実効的に減ってくるという、バリアー高さが変化するというモデルになる。<sup>61)</sup>

以上より、図 20 に示すような十分な強電界下ではクラッド部の実効的な厚み  $L_{\text{eff}}$  は  $L_B V_0/V$  と近似できる。ここで、図では  $V$  と書かれているが、クラッドは左右両方向にあるため、実際は  $V \rightarrow 1/2 * V$  と置き換えたものが各クラッド部に印加されていると仮定し、従って  $L_{\text{eff}}$  の実効値に対する  $V$  も上記の  $1/2$  倍のものを使用する。また  $L_{\text{eff}}$  も三角形であるため  $1/2 * L_{\text{eff}}$  で近似し置き換える。

$$L_{\text{eff.}} \rightarrow \frac{1}{2} L_B \frac{V_0}{V/2} = L_B \frac{V_0}{V}$$

以上より、tunneling のレートの対数は印加電圧  $V$  との間に

$$T \propto \exp\left(-\frac{2L_B\sqrt{2m^*V_0}}{\hbar} \cdot \frac{V_0}{V}\right),$$

$$\alpha \equiv \frac{2L_B\sqrt{2m^*V_0}}{\hbar} \cdot V_0,$$

$$\therefore \ln(T) \propto -\alpha \cdot \frac{1}{V},$$

なる関係式を得る。光電流  $P_C$  の電流量はキャリアーの抜け出し確率に比例するため

$$-\ln(P_C) \propto \frac{1}{V}$$

という関係式を得る。すなわち、光電流の対数は  $1/V$  に比例する。

図 21 a) は光電流の  $1/V$  ( $V$  は built-in voltage = 1.5V を加えて考えねばならない。) に対する Log plot であり、オフセットを除くと上記関係を満たしていることがわかる。オフセットは室温で計測しているために熱的励起によってクラッド部を越えて行った thermionic emission による抜け出しと考えられ、これは印加電界にはほとんど影響を受けないと思われる。

次に PL 強度については、再結合発光をするためには電子とホールの双方が超格子部にいることが必要なので bi-molecular recombination process を考えると、PL 強度、 $I_{\text{PL}}$  は

$$I_{\text{PL}} \propto (N_{0e} - N_{\text{ESC.e}})(N_{0h} - N_{\text{ESC.h}})$$

となる。ここで  $N_{0e}$ ,  $N_{0h}$  は定常状態の電子とホールの数、 $N_{\text{ESC}}$  はキャリアーの抜けて行く数である。再結合 rate、Escape rate をそれぞれ  $\eta$ ,  $T$  と置くと、

$$I_{\text{PL}} = \eta N_0^2 (1 - T)^2,$$

$$(N_e = N_h \quad \therefore N_0^2 \equiv N_{0e} N_{0h}).$$

ここで超格子  $i$ -層内部の電子の総数  $N_{0e}$  とホールの総数  $N_{0h}$  とは等しく、 $N_0$  であるとした。この根拠としては CW 光入射で平衡状態に達したキャリアー分布を測っているためであり、もし電子とホールの数にずれがあれば、そこに余分な電界が生じ、charge neutrality の

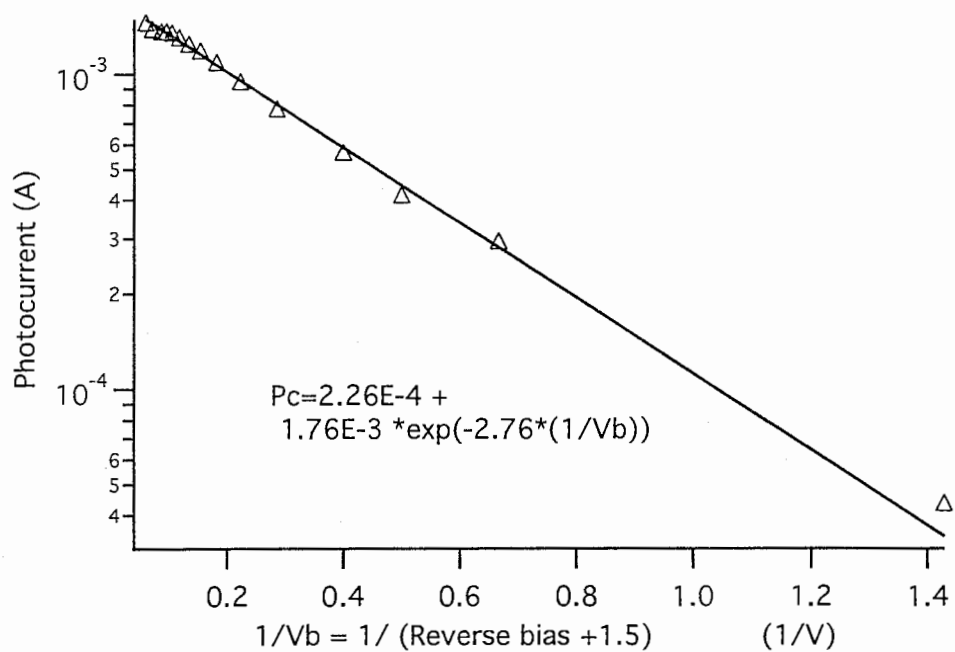


図 2 1 a) 光電流の 1/V に対する fitting

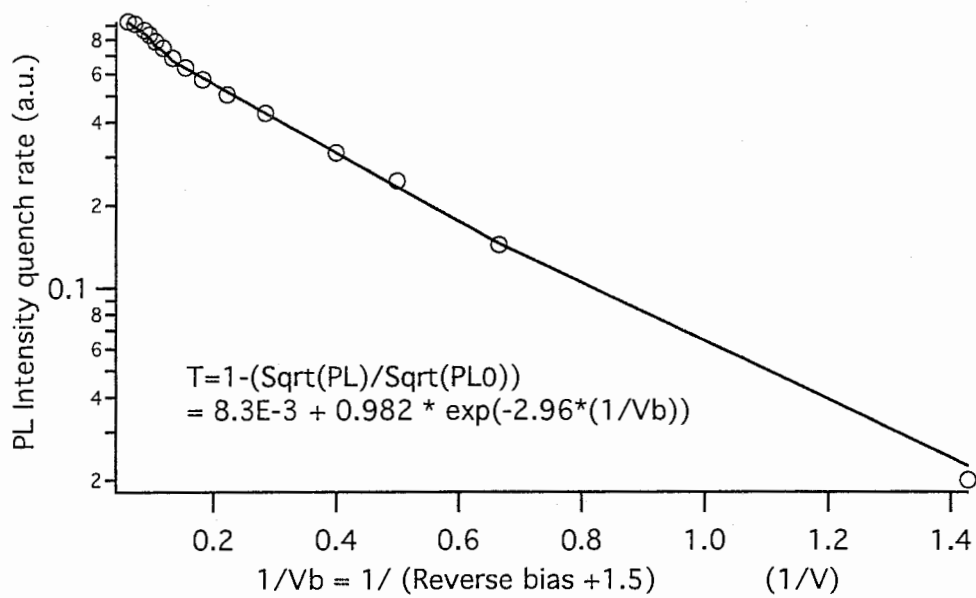


図 2 1 b) PL quenchの 1/V に対する fitting



原理によってその偏差はキャリアーの移動または sweep-out rate の自発的な調節によってすばやく解消されてしまうということがあげられる。以上より、

$$\therefore 1 - T = \frac{\sqrt{I_{PL}}}{\sqrt{\eta N_0}} = \frac{\sqrt{I_{PL}}}{\sqrt{I_{PL0}}}$$

ここで、 $I_{PL0}$  はバイアス電界が無く、キャリアー escape の無い時の PL 強度である。これより、

$$T = 1 - \frac{\sqrt{I_{PL}(1/V)}}{\sqrt{I_{PL}(1/V = \infty)} \text{ (at No bias)}}$$

$$\sqrt{\eta N_0} T = \sqrt{I_{PL0}} - \sqrt{I_{PL}} \equiv \Delta I'_{PL}$$

$$\therefore \frac{1}{V} \propto \ln(T) \propto \ln(\Delta I'_{PL})$$

となり、従って  $\Delta I'_{PL}$  の対数をとったものは  $1/V$  に比例することがわかる。図 2 1 b) に示したように PL 強度の実験データは明確に  $1/V$  に比例する関係となっていることがわかる。この関係は ambipolar recombination のような exciton diffusion や uni-polar carrier transport を考えて導きだした式では合わないので、完全な flat-band ではなく、超格子内には少しは電界が残っており、電子とホールは別々に逆方向に流れていることがわかる。また、そのようなないと電流出力は生じようがない。

それら光電流および PL の対数グラフの傾き、 $\alpha$  を評価すると各々 -2.76, -2.96 となり、どちらの絶対値もほぼ等しく 2.8 前後の値をとる。これより、光電流の印加電圧依存性と PL の印加電圧による Quenching の原因がどちらも同じ原因から来ているという、もうひとつの裏付けともなる。さらに、miniband 上端 (光キャリアーはある程度 Hot 化しているとする。) とクラッド近傍の AlAs 3ML バリヤー上端 (図 1 1 の構造図および図 2 2 を参照) のエネルギー差より前記の式で理論的に求めた値 = 2 ~ 3 と、光電流および PL の実験値から求めた  $\alpha$  の値 (~2.8) は非常に良い一致を示す。従って図 2 2 に示すようにキャリアー移動の障害はこのクラッド部近傍のたかだか 1 バリヤー厚ぐらいのオーダーの箇所起きており、それによる空間電荷スクリーニングが超格子内を flat-band 化していることがわかる。

以上のように CW 光入射下における WSL-SEED の saturation の機構が解明され、内部キャリアーの輸送の定常状態およびその分布等が物理的に裏付けられた。

#### 4-4 全光型、光信号微分器の実現とその動作原理

以上に述べて来た空間電荷遮蔽による一種の saturation 現象は WSL-SEED が正常に動作するのを妨げる困った現象ではあるが、これを積極的に利用すると図 2 3 のような新しい機能素子である全光型微分器を実現することが出来る。<sup>22),62)</sup> その動作原理は図 1 3 a) と図 1 6 にあるように、方形波光信号入力時にワニエシタルク局在していた光吸収端が空間電荷生起によって急激に戻って光透過をシャットオフするまでに、光信号の前縁

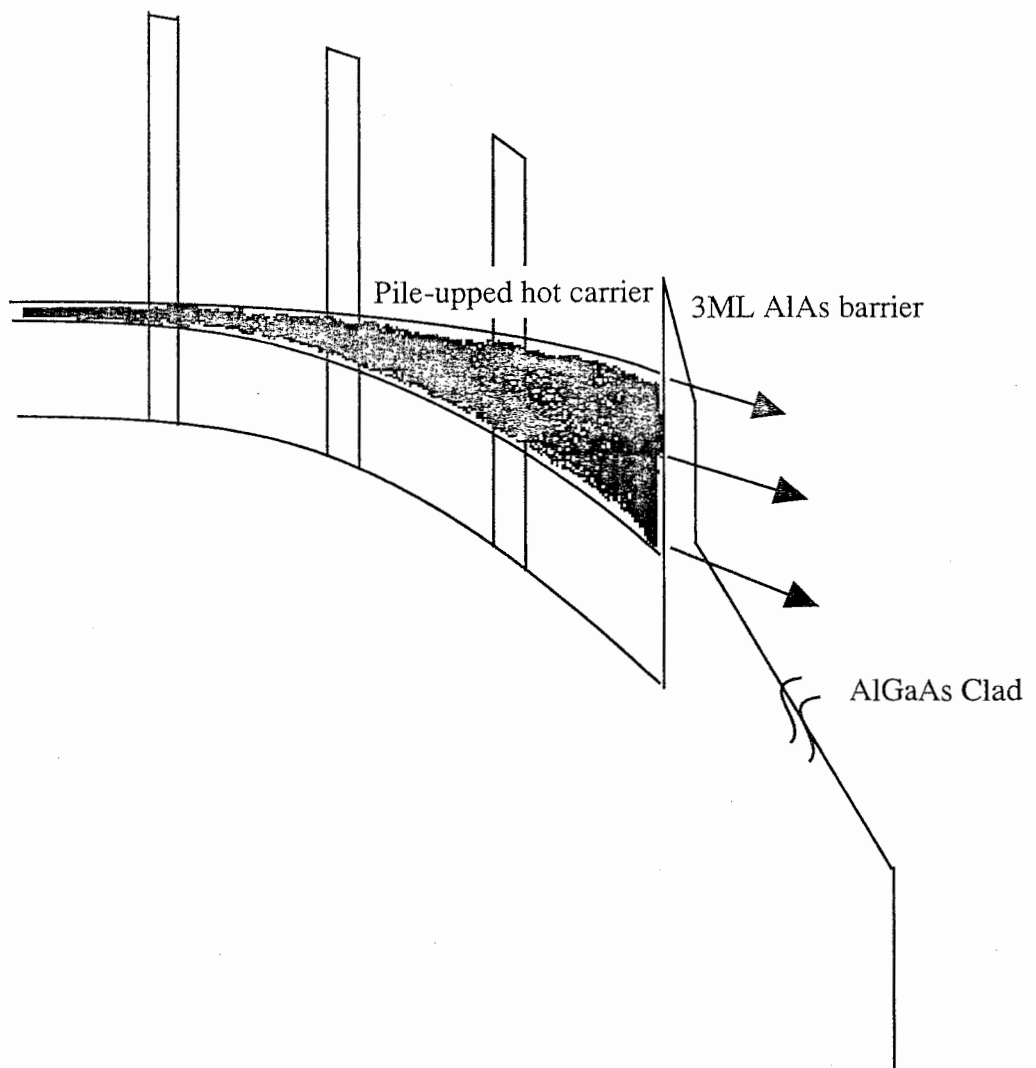


図 2 2 クラッド近傍の高密度キャリアー

部が素子を透過して来てしまうということを利用している。光透過のシャットオフは光が入射を始めてからある時間後に光キャリアが一定程度溜まってから起こり、かつその過程は正帰還を伴って急激に起こるため、微分された光信号は電気回路における微分器のように急峻なrise edgeのみを反映したようなパルス信号となる。図24にあるのが図13a)を詳細に示したもので、その応答スピードは、立ち上がり時間は入射光パルスのrise timeがほぼそのまま反映する。これに対し、出力光の立ち下がり時間は空間電荷遮蔽の起こる時間、すなわち、いかに速く超格子領域の両端にキャリアがpile-upし（積み重なり）、超格子部の電界を低下させて正帰還過程を起動できるかによって決まる。今回使用した素子は普通のWSL-SEEDをそのまま援用したために、この種のsaturationに対し、ある程度耐性を持っているため、それほど微分器として使用するには最適化した構造ではない。光微分器を高速化するためには入射光強度の強さもさることながら、超格子両端のクラッド部のAl組成を多くしてクラッド高さを増し、かつクラッド厚みを増せばよい。また、超格子周期を有る程度減らすのもクラッド部までのキャリアのtransit timeを減少させるので効果があると思われる。但し、クラッド厚みを増やすとキャリアの電流抜けだしが悪くなり、回復時間が遅くなるのでトレードオフがあると思われる。また、超格子周期を減らすとON/OFFのコントラスト比が悪くなるのでここにも同様なことが言える。

この光微分器は図25に示したようにsaturable absorberの逆特性であるというおもしろい特性を持っており、このような光デバイスの実現例は非常に少ない。また、S-SEED構成のように制御光と信号光の光入射部を分離せずに同じ位置に強い光を入れるか弱い光を入れるかによって光出力の最終状態が決まるため、何のプロセスも無しに単に逆バイアス電圧をウエファー全面にかけておいただけといった構成で光を照射した所のみ光スイッチングを起こさせることが出来るというnon-pixelized SEEDとしても使用できる。すなわち、強い光をあてたところはある時間の後に（今回のWSL-SEEDの場合は図24にあるように200ns後、）光透過率がOFF状態となり、別のプローブ光を信号光として使えば、そのON/OFFを重畳した強い光で制御できる。通常、出力光での制御光と信号光の分離はこのようなnon-pixelized構成の場合は偏光等によって分けるがなかなか難しいことが多い。これに対し、WSL-SEEDでの前記の効果を見て来ても分かるように、光吸収端の波長が相当程度移動するため、信号光として制御光とは異なる波長の光を使える可能性があり、その場合は分光器等により、出力光から混合してしまっている制御光成分を除くのがより容易になるというメリットがある。このようなnon-pixelized光スイッチ特性は光吸収端のblue-shift性を有する半導体素子に特有のものであり、広島大の山西等によって提案されたものと同様なものである。<sup>63),64)</sup>但し、彼らの使用した素子はMQW構造のexciton peakの高エネルギー側スロープのQCSE効果によるblue-shift性を使っているため、あまりコントラスト比が大きく取れていない。これに対し、WSL型を使えば、例えば図13a)や図24に代表されるように大きなコントラスト比のnon-pixelized SEEDが実現できるという特徴も持っている。

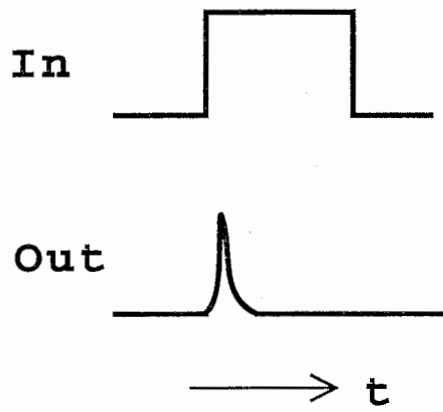
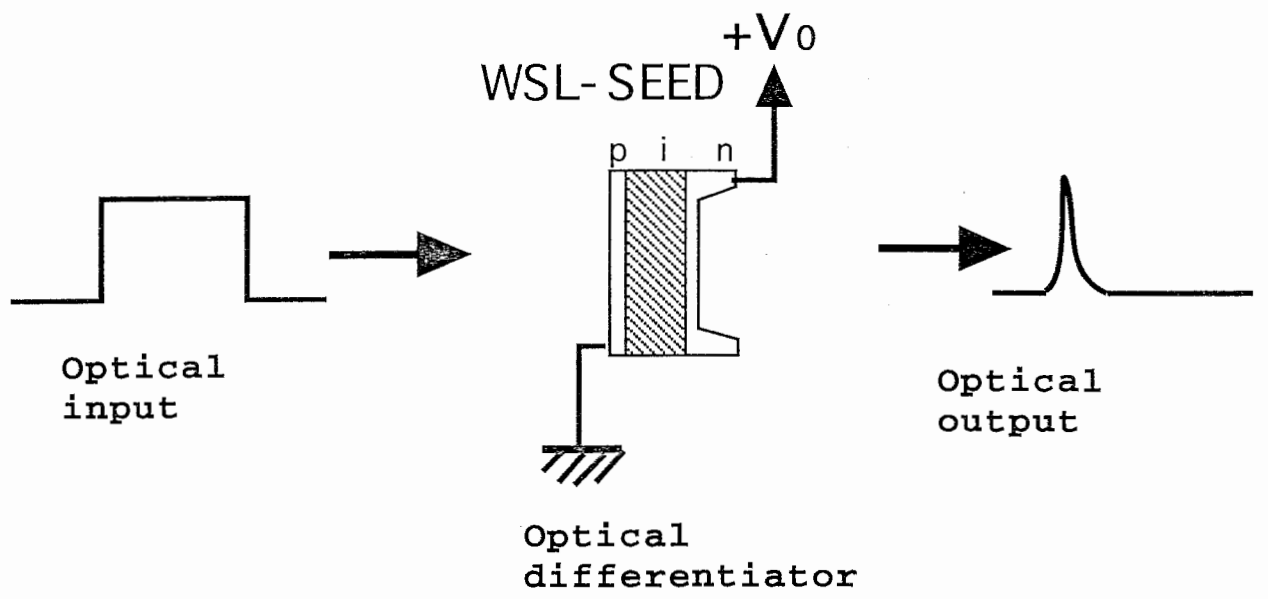


図 2 3 WSL-SEEDによる全光型・光微分器

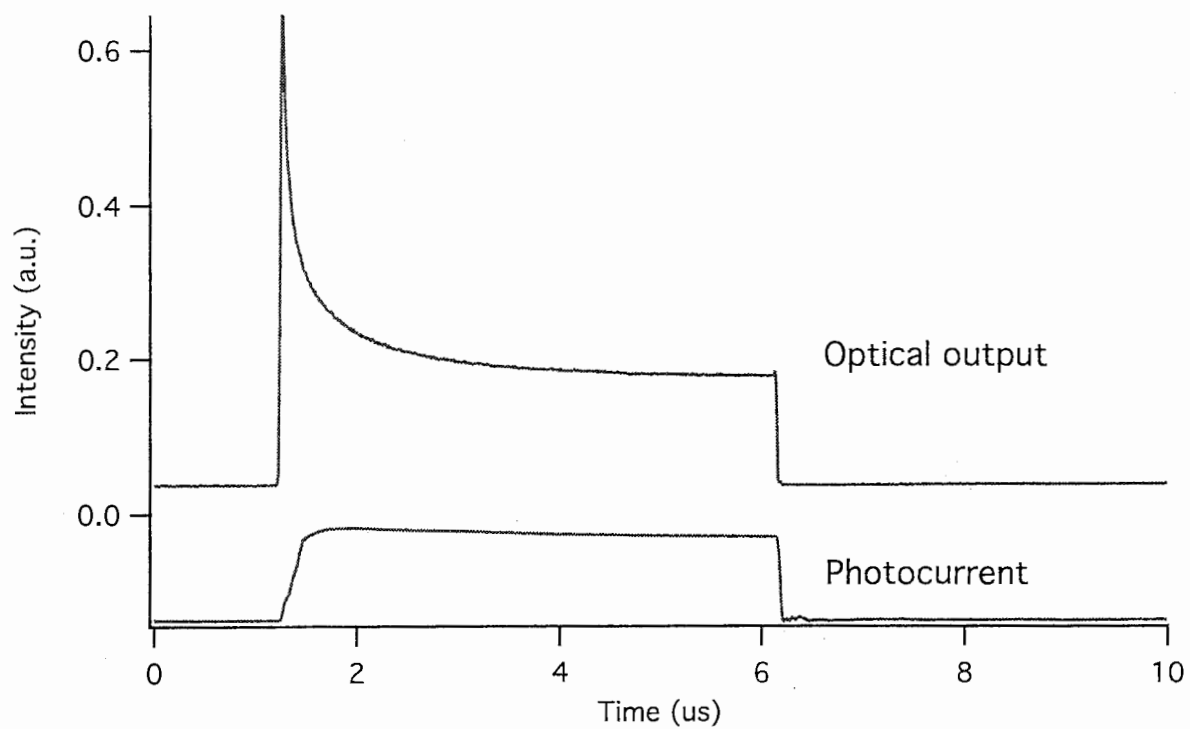


図 2 4 a) 光微分器における透過光出力と光電流応答

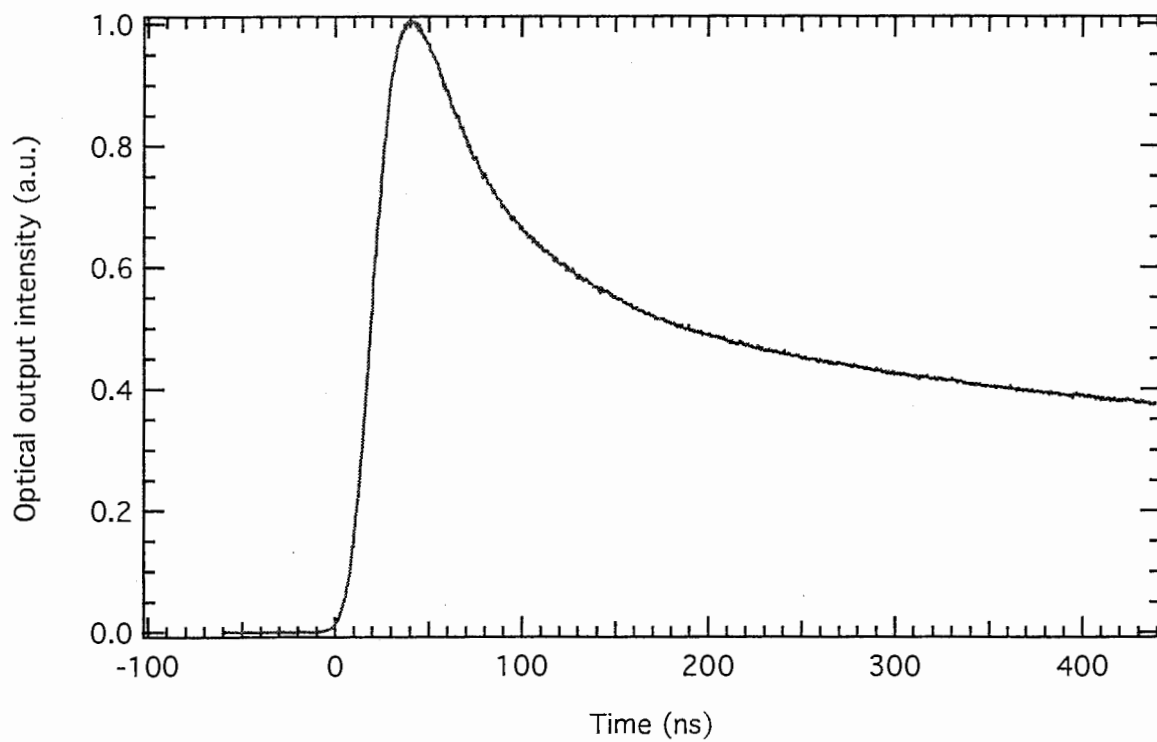


図 2 4 b) 光出力の時間変化 (拡大)

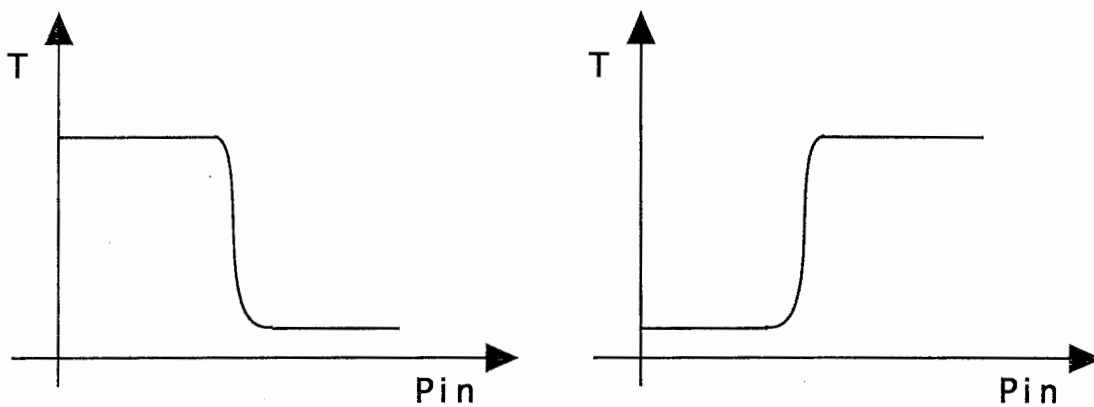
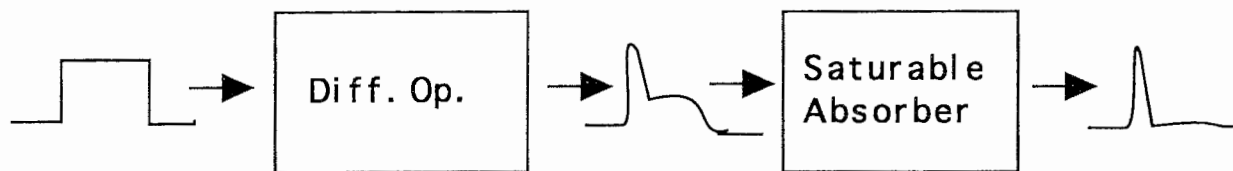


図 2 5 光微分器と Saturable absorber の機能

## 第5章 まとめ

以上述べてきたように、高入射光強度下におけるWSL-SEEDに代表される短周期超格子素子においては、キャリアはAbove barrier stateを走るのではなくバリアー下の超格子内をtunnelingによって走るため、厚いバリアー幅を持つQCSE型SEEDのようなMQW型素子とは非常に異なる光吸収飽和現象がある。すなわち、クラッド部によるキャリアpile-upにより、WSL効果を介して正帰還過程を伴った、急激な光吸収状態の交代現象に代表されるような空間電荷遮蔽効果という光キャリアー走行に関して新規な物理現象が見られる。これらの現象を実験的に確認し、理論的数値評価により裏付けを行なった。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、その機会を与えていただきましたATR光電波通信研究所第一期社長の古濱氏、および第二期社長の猪股氏に感謝いたします。また、本報告中のFowler-Nordheim tunnelingの項に関しては、同研究所のP. Vaccaro氏との議論が貴重なヒントとなったものであり、ここに感謝します。

## 参考文献

- 1) D. A. B. Miller et al., IEEE J. Quantum Electron. **QE-21**, 1462 (1985)
- 2) D. A. B. Miller, Optical and Quantum Electronics **22**, S61 (1990).
- 3) 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).
- 4) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, Phys. Rev., B **32**, 1043 (1985).
- 5) G. H. Wannier, Rev. Mod. Phys., **34**, 645 (1962).
- 6) E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett., **60**, 2426 (1988).
- 7) J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, Phys. Rev. Lett., **60**, 220 (1988).
- 8) K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Shigeta, and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L793 (1991).
- 9) K. Kawashima, K. Fujiwara, T. Yamamoto, M. Sigeta and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1542 (1991).
- 10) 川島 健児、藤原 賢三、細田 誠、 ATR技術研究報告 TR-O-0052 (1992).
- 11) 細田 誠、川島 健児、藤原 賢三、渡辺 敏英、信学技報 **OQE92-115** (1992).
- 12) M. Hosoda, K. Kawashima, M. Inai, T. Yamamoto, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett., **62**, 2754 (1993).
- 13) K. Kawashima, M. Hosoda, and K. Fujiwara, Appl. Phys. Lett., **62**, 184 (1993).
- 14) M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics*, (CLEO'93), CThS74 (Baltimore, Maryland, 1993).
- 15) M. Hosoda, K. Kawashima, K. Tominaga, and K. Fujiwara, Solid-State Electron. **37**, 847 (1994).
- 16) K. Tominaga, M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, in *Proceedings of the*

- Conference on Lasers and Electro-Optics, (CLEO'94), CTuK40 (Anaheim, California, 1994).*
- 17) K. Tominaga, M. Hosoda, K. Kawashima, T. Watanabe, and K. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 141 (1994).
  - 18) M. Hosoda, K. Kawashima, K. Tominaga, T. Watanabe, and K. Fujiwara, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 954 (1995).
  - 19) A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cuningham, J. E. Henry, and W. Y. Jan, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2315 (1990).
  - 20) A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cuningham, and W. Y. Jan, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2281 (1991).
  - 21) A. Miller, C. B. Park, and P. LiKamWa, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 97 (1992).
  - 22) M. Hosoda, K. Tominaga, T. Watanabe, and K. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2913 (1994).
  - 23) J. Bleuse, P. Voisin, M. Allovon and M. Quillec, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 2632 (1988).
  - 24) 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).
  - 25) H. Schneider, K. Fujiwara, H. T. Grahn, K. V. Klitzing, and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 605 (1990).
  - 26) G. R. Olbright, T. E. Zipperian, J. Klem, and G. R. Hadley, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 346 (1991).
  - 27) 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).
  - 28) A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, M. W. Focht, J. M. Freund, G. D. Guth, R. E. Leibenguth, G. L. Przybylek, and L. E. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1809 (1992).
  - 29) A. L. Lentine, L. M. F. Chirovsky, L. A. D'Asaro, C. W. Tu, and D. A. B. Mliier, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1**, 129 (1989).
  - 30) S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, *Phys. Rev. B* **32**, 6601 (1985).
  - 31) S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, *Adv. Phys.* **38**, 89 (1989).
  - 32) D. S. Chemla, *Phys. Today* **46**, [6], 46 (1993, June).
  - 33) H-C. Lee, A. Kost, M. Kawase, A. Hariz, P. D. Dapkus, and E. M. Garmire, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1581 (1988).
  - 34) S. H. Park, J. F. Morhange, A. D. Jeffery, R. A. Morgan, A. C. Pirson, H. M. Gibbs, S. W. Koch, and N. Peygambarian, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1201 (1988).
  - 35) *Quantum Semiconductor Structures*, C. Weisbuch, and B. Vinter, Academic Oress, (1991, San Diego), Chap. 16.
  - 36) 超高速光エレクトロニクス、末松、神谷 共編、培風館 1991、第4章 (山西 著)
  - 37) H. M. Gibbs, S. S. Tarng, J. J. Jemell, D. A. Weinberger, K. Tsai, A. C. Gossard, S. L. McCal, A. Passner, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 221 (1982).
  - 38) D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 679 (1982).
  - 39) 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 (1843).
  - 40) W.H.Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, and C. V. Shank, *Phys.*



- Rev. Lett. **54**,1306 (1985).
- 41) M. Wegener, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M. N. Islam, N. Sauer, T. Y. Chang, and D. S. Chemla, Phys. Rev. B **39**,12749 (1989).
- 42) Zimmermann, Phys. Status Solidi B **146**, 371 (1988).
- 43) A. Tackeuchi, S. Muto, T. Inata, and T. Fujii, Appl. Phys. Lett. **58**, 1670 (1991).
- 44) A. Tackeuchi, H. Kitada, H. Arimoto, Y. Sugiyama, A. Endoh, Y. Nakata, T. Inata, and S. Muto, Appl. Phys. Lett. **59**, 1114 (1991).
- 45) J. Feldmann, E. Göbel, and K. ploog, Appl. Phys. Lett. **57**, 1520 (1990).
- 46) M. Yamanishi, Phys. Rev. Lett. **59**, 1014 (1987).
- 47) Schmitt-Rink, D. S. Chemla, W. H. Knox, and D. A. B. Miller, Opt. Lett. **15**, 60 (1990).
- 48) H. Schneider, and K. v. Klitzing, Phys. Rev. B **38**, 6160 (1988).
- 49) G. Livescu, A. M. Fox, D. A. B. Miller, T. Sizer, W. H. Knox, A. C. Gossard, and J. H. English, Phys. Rev. Lett. **63**, 438 (1989).
- 50) J. Feldmann, K. W. Goossen, D. A. B. Miller, A. M. Fox, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, Appl. Phys. Lett. **59**, 66 (1991)
- 51) 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).
- 52) E. Bigan, M. Allovon, M. Carre, and P. Voisin, Appl. Phys. Lett. **57**, 327 (1990).
- 53) F. Deavaux, E. Bigan, M. Allovon, J-C. Harmand, F. Huet, M. Carré, and J. Landreau, Appl. Phys. Lett. **61**, 2773 (1992).
- 54) F. Devaux, P. Bordes, J. F. Cadiou, E. Penard, J. Guena, and P. Legaud, Electron. Lett. **30**, 1522 (1994).
- 55) D. A. B. Miller, M. D. Feuer, T. Y. Chang, S. C. Shunk, J. E. Henry, D. J. Burrows, and D. S. Chemla, IEEE Photon. Technol. Lett. **1**, 62 (1989).
- 56) 天野 主税、松尾 慎治、黒川 隆志、信学技報 **ED91-64** (1991).
- 57) K. Fujiwara Optical and Quantum Electronics **22** , S99 (1990).
- 58) G. D. Boyd, J. A. Cavaillés, L. M. F. Chirovsky, and D. A. B. Miller, Appl. Phys. Lett. **63**, 1715 (1993).
- 59) A. M. Fox, R. G. Ispasoiu, C. T. Foxon, J. E. Cunningham, and W. Y. Jan, Appl. Phys. Lett. **63**, 2917 (1993).
- 60) 超格子ヘテロ構造デバイス、江崎 玲於奈、榊 裕之 編著、工業調査会 (1988)、11.2.2章
- 61) E. E. Mendez, Proc. of NATO Int'l School, *Physics and Applications of Quantum Wells and Superlattices*, ed. by E. E. Mendez, and K. v. Klitzing (1987).
- 62) M. Hosoda, K. Tominaga, T. Watanabe, and K. Fujiwara, in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics*, (CLEO'95), CThI20 (Baltimore, Maryland, 1995).
- 63) M. Yamanishi, Y. Lee, and I. Suemune, Optoelectron. Devices Technol. **2**, 45 (1987).
- 64) K. Obata, M. Yamanishi, Y. Yamaoka, Y. Kan, J. Hayashi, and I. Suemune, Appl. phys. Lett. **57**, 419 (1990).