

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	注入形半導体レーザの高速直接変調に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	小林功郎
Author(English)	Kohroh Kobayashi
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第741号, 授与年月日:1977年6月30日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第741号, Conferred date:1977/6/30, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

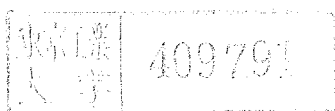
注入形半導体レーザーの
高速直接変調に関する研究

小林 功 郎

東京工業 大学	409791
------------	--------

目 次

第1章 序 論	1
1.1 光ファイバ通信システムの位置づけ	1
1.2 光ファイバ通信の光源としての注入形半導体レーザ	6
1.3 本研究の目的と意義	8
1.4 本論文の内容梗概	9
第2章 半導体レーザの発振モードと動特性	13
2.1 半導体レーザの基本動作	13
2.2 半導体レーザの発振モード	16
2.2.1 発振横モード	16
2.2.2 半導体レーザとファイバの結合	19
2.2.3 発振スペクトル	20
2.3 半導体レーザの変調特性	22
2.3.1 正弦波直接変調	23
2.3.2 パルス直接変調	23
2.3.3 自己パルス振動	26
2.4 レート方程式による半導体レーザの動特性の記述	27
2.4.1 基本方程式の導出	28
2.4.2 利得係数のキャリア数依存性	30
2.4.3 レート方程式による解析の適用範囲	31
2.4.4 半導体レーザの変調特性解析のためのレート方程式	32
第3章 結合共振器構造半導体レーザにおける自己パルス振動の発生	37
3.1 まえがき	37
3.2 自己パルス振動の観測	37
3.3 自己パルス振動の解析	40



3.3.1	モデルとレート方程式	40
3.3.2	定常解	41
3.3.3	数値解	42
3.4	検 討	46
3.5	まとめ	48
第4章 半導体レーザの直接変調におけるパルス過渡応答		49
4.1	まえがき	49
4.2	基礎方程式	50
4.3	ステップ・パルス応答	51
4.3.1	微小信号解析	51
4.3.2	数値解析	52
4.3.3	緩和振動周波数の電流依存性に関する実験	56
4.4	PCMパルス応答	58
4.5	励起パルスの立上り時間による過渡応答の変化	64
4.6	検 討	66
4.7	まとめ	67
第5章 自己光注入法による高速パルス直接変調特性の改善		69
5.1	まえがき	69
5.2	自己光注入の解析	70
5.2.1	モデルと基本方程式	70
5.2.2	ステップ・パルス応答	72
5.2.3	短いパルス応答	73
5.2.4	PCMパルス応答	74
5.3	自己光注入の実験	76
5.3.1	実験構成	76
5.3.2	長いパルス応答	77

5.3.3	短いパルス応答	78
5.3.4	PCMパルス応答	79
5.4	検 討	81
5.5	まとめ	82
第6章	外部光注入法による高速パルス直接変調特性の改善	85
6.1	まえがき	85
6.2	外部光注入の解析	86
6.2.1	スペクトル幅の広い光の注入	86
6.2.2	スペクトル幅の狭い光の注入	88
6.3	外部光注入の実験	89
6.3.1	実験構成	89
6.3.2	時間領域の変化	90
6.3.3	スペクトル領域の変化	91
6.3.4	波長整合	92
6.3.5	注入光強度依存性	95
6.3.6	半導体レーザの利得のひろがりに関する考察	96
6.4	検 討	98
6.5	まとめ	99
第7章	半導体レーザのパルス直接変調の上限に関する検討	101
7.1	PCMパルス直接変調の上限	101
7.2	自己光注入法と外部光注入法の比較	103
第8章	結 論	107
	謝 辞	111
	本研究に関する発表	113
	文 献	115

附 録

附録A	DHレーザとファイバの結合	137
A-1	まえがき	137
A-2	円セルフオック・レンズ結合	138
A-3	スラブ・セルフオック・レンズ結合	139
附録B	活性領域屈折率の注入キャリア密度依存性の測定	144
B-1	まえがき	144
B-2	キャリア密度の減少と発振波長の変化	144
B-3	実 験	145
B-4	まとめ	147

第 1 章 序 論

1.1 光ファイバ通信システムの位置づけ

人と人との情報のやりとりの仕方は、古代ののろし等のきわめて単純な方法から、現在の有線や無線の電気通信等にまで変化してきたが、その変化の主要な部分に、通信の速度と量の増大がある。現在では、人が組織の中で動くことが多く、しかもその組織が巨大なものになっているので、人と人、あるいは組織と組織の間の情報伝達の速度及び量の増大に対する要求がきわめて強い。今後、人間の活動が今よりも単純化する方向へ向かうことがほとんど考えられない以上、情報伝達の手段としての通信システムの量的、質的な発展は必然的なものと考えられる。そしてこのような流れの中で、将来の通信システムとして「光ファイバ通信」が注目され、急速に研究開発が進められつつある。

一般に新しい装置、あるいは装置とその使い方を含めて狭義のシステムが作られ用いられるようになるためには、いくつかの基本的な条件が満たされなければならないように思われる。まず、(i)新しいシステムを要求する外部条件；がととのうことが必要である。これは需要という言葉でも置き換えられよう。次に、新しいシステムを構成するための、(ii)新しい構成部品の出現；がなくてはならない。さらに、新しいシステムには、(iii)新しい機能；があることが望ましい。最後に、従来システムと競争することがおおいに考えられるので、(iv)高い経済性；を持つことが必要である。これらは各々独立ではなく、相互に複雑に影響し合っている。例えば、(i)の需要は(iv)の経済性と無関係ではあり得ないし、また、(ii)の新しい部品の出現によって(iii)の新しい機能が生まれることが充分考えられる。実際に新しいシステムが既存システムと置き換わったり、共存したりするためには、上記の条件が十分に満足されなければならないが、新しいシステムの開発に着手するためには、上記の条件のうち少なくともひとつが満たされ

るか、または満たされる可能性があることが示されれば十分であろう。光ファイバ通信においては、1966年にSTLのKao, Hockhamがファイバ損失は伝送路として使える程度にまで下がるという意見¹⁾を発表したことが直接のきっかけとなって研究開発が盛んに行なわれるようになったが、以下でその研究開発の歩みをふり返りながら、上記の(i)から(iv)までの条件が現在までにどの程度満たされているかを考察し、光ファイバ通信システムの位置づけを行なう。

(i)の需要や必要性に関しては、光ファイバ通信の開発が始まった頃から現在まで必ずしも明確なものがあるわけではない。後述するような、光ファイバ通信が持つ特別な機能を特に生かす分野には、明確な需要が起こりつつあるが、それ以外では、通信システムの必然的な発達にともなう潜在的な需要、あるいは需要への見通しがあるにすぎないように思われる。ただし、テレビ電話等の画像情報の伝送が要求されるようになれば、必要な通信容量が急激に増大するので、ここで考えている需要も急増するものと思われる。

(ii)の新しい構成部品としては、ファイバ、発光素子等があげられよう。ファイバ……ガラスのファイバの損失が $\sim 1000 \text{ dB/km}$ だった時代になされた前述のKao, Hockhamの提言¹⁾と、それに続いてCorning Glass WorksのKapron, Keck, Maurerによって単一モード・ファイバで実現された 20 dB/km という損失値²⁾から人々は光ファイバの伝送路としての可能性をはっきりと認識した。このときから光ファイバ通信の研究開発が活発に始められたといえよう。最初はステップ型ファイバの低損失化に研究の重点がおかれ、きわめて純度の高い石英ガラスが作られる化学蒸着(CVD)法³⁾の開発によって、ファイバの損失は実験室的にはほとんど理論的限界にまで到達した⁴⁾。この石英ガラス・ファイバの研究開発とは独立に、多成分系のガラスを用いてファイバを作ろうとする試みが続けられた。日本電気と日本板硝子は、早くから集束型ファイバの広帯域性に注目し、イオン交換を利用した方法により、きわめてモード分散の小さいファイバが作れること

を示した⁵⁾。一方、CVD法による集束型ファイバも研究が進み、広帯域、低損失のファイバが得られている⁶⁾。以上のように、これまでの研究でファイバは光通信の伝送路として十分に使える可能性が高いことが明らかにされた。現在、ファイバ製造の再現性、生産性の向上、ファイバ同志の接続、ケーブル化等、実用化に向かっている努力が続けられている。

発光素子(光源)……レーザと発光ダイオード(LED)があるが、後述する本論文の目的から考えて、高速変調が可能な発光素子ということで、レーザのみをとりあげる。さらに、ファイバの形状との適合性から、光ファイバ通信の光源用のレーザは、半導体レーザと固体レーザとにほぼ限定されると言えよう。

(1)半導体レーザ……半導体によってコヒーレントな光を得ようとする試みは、1961年のBernardとDuraafforg⁷⁾、Basov、KrokhinとPopov⁸⁾による予測のもとに、1962年、IBMのNathanのグループ⁹⁾、GEのHallのグループ¹⁰⁾およびMITのQuistのグループ¹¹⁾によってほとんど同時にGaAs pn接合レーザとして実現された。それ以来、さまざまな励起方法や材料の開発が行なわれ、現在では半導体レーザの発振波長は紫外から赤外にまで及んでいる。半導体レーザを現実のシステムに応用しようとする場合に最大の欠陥であった、室温で連続発振ができないという厚い壁は、Kroemer¹²⁾の提言を受けた形で、 $Al_xGa_{1-x}As$ とGaAsの二重ヘテロ構造(Double Heterostructure, DH)を用いて、Hayashi、Panish、Foy及びSumsky¹³⁾、Alferov、Andreev、Carbuzov、Zhilgaev、Morozov、Portnoi及びTrofim¹⁴⁾、Sakuma、Yonezu、Nishida、Kobayashi、Saito及びNannichi¹⁵⁾によって1970年に初めて打ち破られた。これは、二重ヘテロ構造の採用によってキャリアと光の活性領域への閉じ込めがほぼ理想的に行なわれて、室温での発振閾値が従来のホモ接合レーザでの値から一けた以上減少したことによる。半導体レーザの室温連続発振の実現は、光ファイバ通信の現実的な光源の出現を意味し、ファイバにおける20 dB/kmという低損失値の実現とともに、光ファイバ通信の研究開発を推進させる大きな力となった。室温連続発振以後の半導体

レーザの研究開発は、長寿命化と、レーザ光の質の向上に向けられた。当初ひんばんに生じたDHレーザの急速劣化は、動作中に発生する結晶欠陥によって起こることが明らかにされた。^{16),17)} その結果をもとに結晶成長法等の改良が行なわれ、現在までに数千~2万時間の連続動作が達成されている。^{18)~21)} 公衆通信等に用いられるためには少なくとも10万時間の寿命が保証されなければならないと言われているので、いっそうの長寿命化および寿命の予測の研究、開発に期待がかけられている。一方、半導体レーザ光の質は、接合面に平行な方向の、水平横モードを制御することによって確実に向上してきた。水平横モード制御のために電流を帯状に流すストライプ構造として、ホモ接合レーザの時代にすでに考案されていた電極ストライプ²⁴⁾のほか、メサ・ストライプ²⁵⁾、プロトン・ストライプ²⁶⁾、プレーナ・ストライプ²⁷⁾、ジャンクション・ストライプ²⁸⁾、基板ストライプ²⁹⁾等が実現されている。さらに接合面に平行な方向の光の閉じ込めをいっそう強くした埋め込みヘテロ(BH)構造^{30),31)}が開発され、ほぼ円形断面の光ビームを出射するレーザが得られている。

将来の光通信システムの重要な構成要素として期待されている光集積回路(光IC)に関しては、現在のところ光導波路そのものや、光導波路と他の素子との結合等が研究されているにすぎないが、その光源となる半導体レーザとして光IC内に同時に製作可能な、二重導波路型(ITG)レーザ³²⁾や分布帰還型(DFB)レーザ³³⁾が実現されている。

GaAs-AlGaAs系のレーザの発振波長である $0.8\sim 0.9\mu\text{m}$ は、ファイバの損失が低い波長領域にあっている。それよりもさらに低い損失が得られる $1.1\mu\text{m}$ 附近は、ファイバの物質分散が小さい波長領域でもある。この附近の波長で発振する半導体レーザとしてGaAs-Sb³⁴⁾、InGaAs³⁵⁾等が研究されている。

(2)固体レーザ……Nd系の固体レーザは、発振波長が $1.06\mu\text{m}$ でファイバの低損失波長領域にあること、出力光ビームの断面が円形のために光ファイバへの入射に際して整合がとりやすいこと、およびモード・ロッキング等により高速くり返しのパルス列が得られることなどの点で、光ファイバ通信

用の光源の重要な候補と考えられる。これまでに、Nd-YAG³⁶⁾、Nd-Glass³⁷⁾ レーザの他に、さらに吸収係数が大きい新しい結晶であるNdP₅O₁₄³⁸⁾、LiNdP₄O₁₂³⁹⁾等を用いたレーザーが報告されている。これらのレーザーは、その励起光源にLEDや半導体レーザーを用いることによって小型化がはかられつつある^{40), 41)}問題は励起光源まで含めたレーザー全体の効率の向上にある。

(iii) 新しい機能……この項では電気ケーブルや導波管等を用いた他の通信システムが持つことができず、光ファイバ通信のみが持つ機能と、光ファイバ通信システムによって向上することが期待される通信システムの性能とを含めて考える。

ファイバは絶縁物であるために外部からの電気誘導をうけない。それで電磁誘導雑音が発生しやすい電力ケーブルと近接して敷設する通信回線として用いるシステムに電力会社が注目している。また、各中継器ごとにアースが独立にとれることも光ファイバ通信の重要な機能であろう。この点と、ファイバが軽い利点とから、光ファイバ通信の有効な適用領域のひとつとして、航空機、船舶内回線等が考えられている。

光ファイバ通信システムの性能はシステムとしての実験が始まってまだ日が浅く結論を出せる状態にはないが、これまでの実験結果からだけでも従来の通信システムよりも部分的には確実にすぐれた性能を持ちうるということが明らかになっている。例えばPCM-IM方式を用いて32Mb/sから400Mb/sまでのシステム実験が行なわれているが^{42)~48), 56)}400Mb/s, 5kmを無中継で伝送すること^{48), 56)}は、従来の同軸ケーブルシステムではほとんど不可能に近い。このほかにFM-IM⁴⁹⁾、DPPM⁵⁰⁾等の方式も研究されているが、高速、長距離の超広帯域光ファイバ通信では、PCM-IMが主流となる。

(iv) 経済性……光ファイバ通信システムは現在システム実験が始まったところであり、ファイバや発光素子等の主要な部品の価格がほとんど決っていないので、その経済性を明確に示し得る段階にはないが、将来達成されると予想されるファイバ価格等を用いた方式検討によれば、32Mb/sから400Mb/sまでのデジタル方式は、既存のデジタル方式よりも経済性

が高くなり得ることが期待される。⁵¹⁾ さらに、ファイバの材料が電気ケーブル等の材料にくらべてはるかに豊富に地球上に存在することも、光ファイバ通信システムの将来の経済性を考える上で見のがせない点であろう。

以上述べたように、光ファイバ通信システムは将来の通信システムとしての可能性を十分に持っている。本論文は、光ファイバ通信、特に広帯域光ファイバ通信の実用化において大きな問題となっている注入形半導体レーザ（特に AlGaAs 二重ヘテロ接合 (DH) レーザ）の高速直接変調について行なった研究に関するものである。

光ファイバ通信システムの広帯域化の最大の利点は、光ファイバの低損失性を生かして同一情報を同一距離送るのに必要な中継器の数を減らすことができ、そのためにシステムの経済性を高くできる点にある。もちろん、そのためには、広帯域化にともなう中継器の価格上昇や中継間隔の短縮等が、広帯域化の利点を打ち消さない程度におさえられなければならない。中継器数の減少は保守を容易にする点からも望ましい方向であろう。

光ファイバ通信システムの広帯域化を実現するために必要な主要な技術は、(i)光源の変調の高速化、(ii)光源とファイバの良好な結合、(iii)ファイバ同志の良好な接続、(iv)ファイバの広帯域化、および(v)送受信系の広帯域化等であろう。本論文は前述したとおり、主として、(i)の高速変調の問題点およびその解決法について研究したものである。(ii)の光源とファイバの結合に関して行なった研究の成果については附録で簡単に述べている。

1.2 光ファイバ通信の光源としての接合レーザ

光ファイバ通信用の光源として見たとき、接合レーザの特徴は次のようなものである。

- 利点(1) 小型，軽量
- (2) 効率が高い
- (3) 高速の直接変調が可能

欠点(1) 寿命が短い(開発段階にある現状では)

(2) 変調特性が特異

(3) 発振モードが不安定

(4) 発振スペクトル幅が広い

(5) 出射ビームの断面が長だ円形をなす

(6) 特性の温度依存性が大きい

伝送路としてのファイバがきわめて細いものであるから、光源には小型軽量が要求される。これは、ファイバを多数束ねて空間的な多重を行なうときの中継器の大きさを小さくしなければならないことを考えると、かなり基本的な要求であろう。接合レーザーは、素子自身の大きさがふつう 0.5 mm の立方体よりも小さく、他のどんなレーザーよりもこの要求を最も良く満たす。同様に、中継器での電力消費および発熱をおさえるために、光源の効率は高くなくてはならない。室温連続発振の出力および効率は、現状では、閾値の 2 倍の印加電流に対して、10~30mW, 5~15% である。接合レーザーの消費電力は、ストライプ構造の採用によって大幅に下がってきている(DH 構造で 200~400mW, BH 構造で 50~100mW) が、まだ中継器全体の消費電力の中で占める割合が大きく、なおいっそうの低減が望まれる。

利点の(3)にあげた、高速の直接変調が可能という性質は、注入型の半導体レーザーが持つすぐれた特徴のひとつで、欠点(2)(変調特性が特異)とともに、本研究の大きな主題のひとつに深く関係するので、まとめて次の章で述べる。

接合レーザーの寿命は、現在のところ、通信システムの光源としての位置を保障するほどには長くはないが、強力に研究がおし進められているので、十分に伸びることが期待される。

欠点の(3)発振モードが不安定、および(5)長だ円形断面の出射ビームは、ともに光ファイバとの結合にとって大きな障害になる。DHレーザーと光ファイバの高効率な結合を可能にする結合回路については附録で述べる。半導体レーザーの発振横モードについては 2 章でその一般的な性質を述べる。

半導体レーザーの発振スペクトルは，単一の軸モードになることがあり得る^{52)~55)}が，一般には，半値幅が $10\sim 30\text{\AA}$ の多モード発振のことが多い。スペクトル幅が広いときには，ファイバの物質分散によってファイバ伝搬後にそのパルス幅が広がるので，長距離，高速の光ファイバ通信にとって，発振スペクトル幅の制御は重要な問題である。

特性の温度依存性が大きいことは半導体素子にとってある程度宿命的なことかもしれない。温度上昇があると，接合レーザーの閾値は上昇し，効率は低下する。この温度特性は，電流やヒートシンク温度等の制御によって補償できるので¹⁶⁰⁾本質的な欠点ではないが，温度依存性の小さな素子の開発がより望ましい方向であろう。

以上述べたように，まだ解決しなければならない問題を多く持っているが，接合レーザーは，その小型，軽量，高効率という基本的な利点のゆえに，光ファイバ通信用の光源として最適なもののひとつと考えることができる。さらに，高速直接変調が可能という利点も持つので，広帯域光ファイバ通信用の光源としても適しているといえよう。

1.3 本研究の目的と意義

本研究の目的は，接合レーザーの高速直接変調を実現するために必要ないくつかの重要な問題点を解決することである。

本論文で取り扱う問題は次のとおりである。

- (i) 接合レーザーの高速パルス直接変調の大きな障害となる出力光の自己パルス振動（セルフ・パルセーション），特にその新しい発生機構の研究。
- (ii) 接合レーザーの高速パルス直接変調の大きな障害となる，出力光の緩和振動現象の解明。
- (iii) 接合レーザーの安定な高速パルス直接変調を実現するために自己光注入法を提案し，それによって出力光の緩和振動を外部から制御する方

法の研究。

- (iv) 接合レーザーの出力光の緩和振動を抑圧し高速パルス直接変調特性を改善する他の方法である外部光注入法の実験的検討。
- (v) 以上の出力光の緩和振動の制御，抑圧法を用いたパルス直接変調の高速化の限界に関する検討。

以上に述べた接合レーザーの直接変調の高速化の問題は，接合レーザーを広帯域光ファイバ通信用の光源として用いるためには是非とも解決しなければならない問題である。また，高速変調特性改善のための新しい手段は，同時にレーザーの動作特性をより良く理解するための手段ともなり得るので，半導体レーザーの特性向上にも寄与できるものと思われる。

1.4 本論文の内容梗概

第1章では，新しいシステムが実用化されるための条件について考察し，将来の通信システムとして期待されている光ファイバ通信システムが，これらの条件を現在どの程度満たしているかどうかを検討している。さらに，広帯域光ファイバ通信システムの光源として接合レーザーを用いるために，接合レーザーの高速変調技術がひとつの重要な問題点であることを述べ，それが本論文の主題となっていることについて述べている。

第2章では，半導体レーザーの基本的な動作特性について述べた後に，本論文の主題と関係の深い発振モードや変調特性等の問題点を，著者がこれまでにこなってきた諸実験結果をまじえてまとめている。さらに接合レーザーの直接変調特性を解析するにあたって，その諸パラメータ間の基本的な関係をあたえるレート方程式を整理し，基本式としてまとめている。

第3章では，隣接する2つの発振フィラメントを持つ接合レーザーにおいては新しい機構の自己パルス振動（セルフ・パルセーション）が生じ得ることを実験的に見出した結果について述べ，その機構を説明するためのモデルを提案し，それにもとづいて結合項を含むレート方程式による解析

により，二つの発振フィラメント間の光励起や光クエンチによってセルフ・パルセーションが生じ得ることを示している。このような光出力の振動は高速パルス直接変調にとって大きな障害となるので，これを抑えるために接合面に平行な方向の横モード制御が重要なことを指摘している。

第4章では，半導体レーザのパルス直接変調の最も基礎的な特性をあたえるステップ状の電流変化に対する光出力の過渡的な応答について，レート方程式を用いて解析し，出力光の立上り部分に鋭いスパイク状の緩和振動があらわれることを明らかにしている。また数値計算により，緩和振動の周波数と減衰の時定数は主としてステップ状に変化した後の電流値で決まり，その振動振幅は電流変化の大きさに大きく依存することを示している。AlGaAs DHレーザを用いた実験により，緩和振動周波数の電流依存性を調べ解析結果と比較している。さらにPCM-RZ信号に対する応答を数値計算によって求め，出力光の緩和振動が，波形歪，パターン効果の複雑化等を通じて高速変調にとって大きな障害となることを示している。また，電子密度の時間的変化を考察することによって，パターン効果が小さくなる変調ビット比（レート）がとびとびにあらわれる理由を明らかにし，理論上の最大変調ビットレートが緩和振動周波数と同程度になることを示している。

第5章では，半導体レーザの高速パルス直接変調特性を改善するために，変調されるレーザの出力光の一部をある時間おくれを持たせてそのレーザに再び帰還させてやる自己光注入（光帰還）法を提案し，解析および実験によりその効果を検討した結果について述べている。ここではまず，時間遅れを考慮した光帰還項をとり入れたレート方程式を用いて解析を行ない，ステップ・パルス応答では，光帰還により緩和振動の周期が増大しその減衰が加速されること，PCMパルス応答では，光帰還により，光帰還がないときにとびとびにあらわれるパターン効果の小さい変調ビットレートの間の変調ビットレートでパターン効果を小さくできること及び，緩和振動の最初のスパイクの幅の増加と2番目のスパイクの消去を通じて光出力波形

を改善し得ることなどを明らかにしている。つづいて、AlGaAs DHレーザと円セルフォック・レンズ，平面鏡を組み合わせて行なった自己光注入法の実験から，光帰還による緩和振動周期の増大，光出力波形の改善，パターン効果の減少等，解析結果と良く一致する結果が得られることを示している。この変調法を用いて実際に500Mb/sまでのPCM-RZ変調においてはパターン効果を減少し，出力波形を改善できることを示し，この方法が高速パルス直接変調特性の改善に効果的であることを明らかにしている。この変調法により，接合レーザの実用的なパルス直接変調の帯域が1Gb/s程度にまで伸びることが期待される。

第6章では，半導体レーザ出力光の緩和振動を抑圧して変調帯域を拡大する新しい方法として，著者の共同研究者のひとりのラング・ロイ(R. LANG)氏により理論的に提案された外部光注入法について，ふたつのAlGaAs DHレーザを外部光の光源と変调用レーザとして用いて実験を行ない，外部光注入により緩和振動がほぼ完全に抑圧されることおよび発振のおくれが短縮されることを実験的に明らかにしている。また外部注入光の波長を変调用レーザの発振可能な軸モードの波長とほぼ一致させなければならないことを実験的に見出し，この軸モード波長整合を実現する方法を考案し，その詳細な検討を行なっている。さらに注入光強度に対する出力波形の変化が理論の結果と定性的に良く一致することを示している。400Mb/sまでのパルス直接変調において緩和振動が抑圧されることを確認し，この方法が高速パルス直接変調特性の改善にきわめて有効であることを明らかにしている。この方法を用いることによりパルス直接変調の帯域が1Gb/s以上にまで伸びることが期待される。

第7章では，前章までで検討した結果をもとに接合レーザのパルス直接変調の上限について考察した結果について述べている。また，自己光注入法と外部光注入法の特徴を比較している。

第8章では，本論文で行なった研究の成果を要約し，さらに今後に残された問題点について言及している。

附録 A では、AlGaAs DH レーザとセルフオック・ファイバの高効率結合を実現するために行なった円セルフオック・レンズ結合とスラブ・セルフオック・レンズ結合の実験結果について述べ、後者により約 -3dB の結合効率が得られることと低次モード主体の励振ができることを明らかにしている。

附録 B では、接合レーザの活性領域の屈折率の注入キャリア密度依存性を測定する一方法を提案し、AlGaAs DH レーザを用いて行なった実験の結果について述べている。

第2章 半導体レーザーの発振モードと動特性

半導体レーザーは、1962年のGaAs pn接合レーザーによる半導体での最初のレーザー発振^{9)~11)}、1970年のGaAs-Al_xGa_{1-x}Asの二重ヘテロ接合(DH)レーザーによる室温連続発振^{13)~15)}、1973~75年のDHレーザーによる1万時間以上の連続動作の達成^{19),21)}等のいくつかの飛躍的な発展の段階を踏みながら現在に至っている。本論文は半導体レーザーの直接変調の高速化について研究した結果を述べるものであるが、個々の問題に入る前に、この章では、半導体レーザーの基本的な動作特性について概観し、次いで本論文の内容により関係の深い半導体レーザーの静・動特性について、本論文が取り扱う問題と関連させて著者がこれまでに行なってきた諸実験結果を用いてまとめる。また、半導体レーザーの動特性において各種パラメータ間の関係をあたえるレート方程式について、基本的な関係式を整理して次章以降の研究の主として理論的な問題に対する導入を行なう。

2.1 半導体レーザーの基本動作

半導体におけるレーザー作用も、他の媒質におけるレーザー作用と同様に、励起された反転分布による利得が損失に打ち克つことによって生じる。ただし、他のレーザーの場合には原子や分子等に束縛された電子のエネルギー準位間の遷移が基本的な過程であるのに対して、半導体レーザーの場合には、結晶中にひろがった波であらわされる自由電子(あるいは自由正孔)の遷移が基本的な過程となっている。さらに、半導体レーザーの場合には、幅の狭いエネルギー準位間の遷移ではなく、幅の広いエネルギー・バンド間、あるいはエネルギー・バンドと不純物準位(あるいは帯)の間の遷移が中心であり、そのために半導体レーザー独特のレーザー動作特性が生じている部分もある。

効率良くレーザー作用を生じさせるためには、遷移確率や反転分布差の絶

対値が大きくとれることが必要で，GaAs や InAs のような， k 空間で価電子帯の頂上と伝導帯の底が一致している，いわゆる直接遷移型の半導体が半導体レーザの材料として適しており，最初の半導体レーザ発振は GaAs で実現された。^{9)~11)} 図 2-1 にバンド

間遷移の反転分布状態を示す。この状態は熱平衡状態ではないので，各エネルギー準位での電子の存在確率は Fermi-Dirac の分布関数であらわすことはできない。しかしながら，各バンド内での電子の緩和が十分速いと考えられるような場合，すなわち，電子の緩和時間よりも長い時間の現象を問題にする場合には，伝導帯，価電子帯の電子はそれぞれ独立に準定常状態になっているものとみなして，

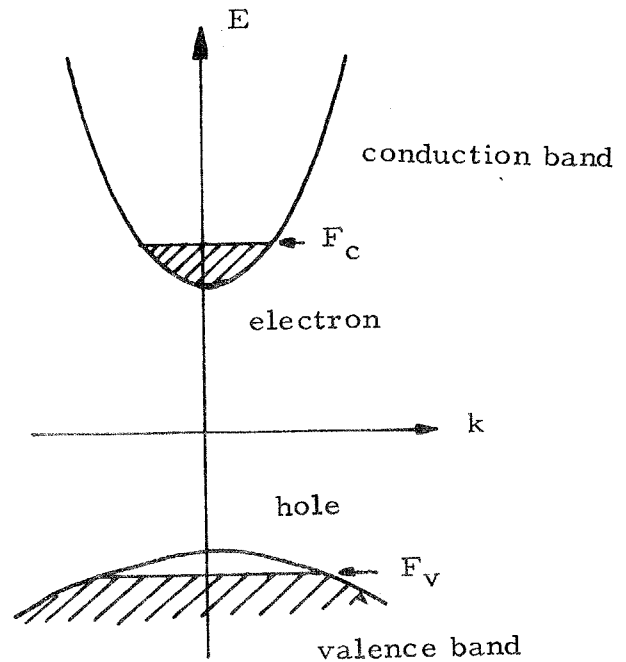


図 2-1 バンド間遷移の反転分布状態

そのエネルギー分布はそれぞれ別々のフェルミ準位 F_c, F_v (これを擬フェルミ準位 (quasi-Fermi level) と呼ぶ) を持つ Fermi-Dirac 分布関数であらわすことができる。電子のバンド内の緩和時間は $10^{-12} \sim 10^{-13}$ (s) と言われており⁵⁷⁾，マイクロ波の周波数程度の動作に関してはこの考え方は十分有効である。このことは後で述べるようなある領域の問題に対してレート方程式による解析が有効であるとする考え方に対応する。励起による反転分布が利得をもつためには，誘導放出が吸収を上まわることが必要で，その条件は Bernard-Durafforg⁷⁾ によって次のように求められた。

$$F_c - F_v > h\nu \quad (2-1)$$

ここで $h\nu$ は光子のエネルギーである。不純物によりバンドの形が変わっているような場合もそれに相当する擬フェルミ準位を用いれば (2-1) 式が

成り立つ。

半導体中に(2-1)式を満足するような反転分布を作る方法として、(i) p-n 接合によるキャリア注入励起、(ii) 電子線励起、(iii) 光励起、等が知られている。ここでは半導体レーザに特有でしかも効率の良い励起方法であるキャリア注入法を中心に話を進める。p-n 接合に順方向バイアスがかかることにより、電子と正孔がそれぞれ遷移領域へ注入されてそこで反転分布が形成される様子を図2-2(a)に示す。注入された電子および正孔が遷移領域を越えて流れていくのを阻止するためにp側およびn側のそれぞれにポテンシャルの障壁を作ったのが二重ヘテロ接合(DH)レーザで、大幅な閾値の減少により室温連続発振¹³⁾が可能となったことはすでに述べたとおりである(図2-2(b))。

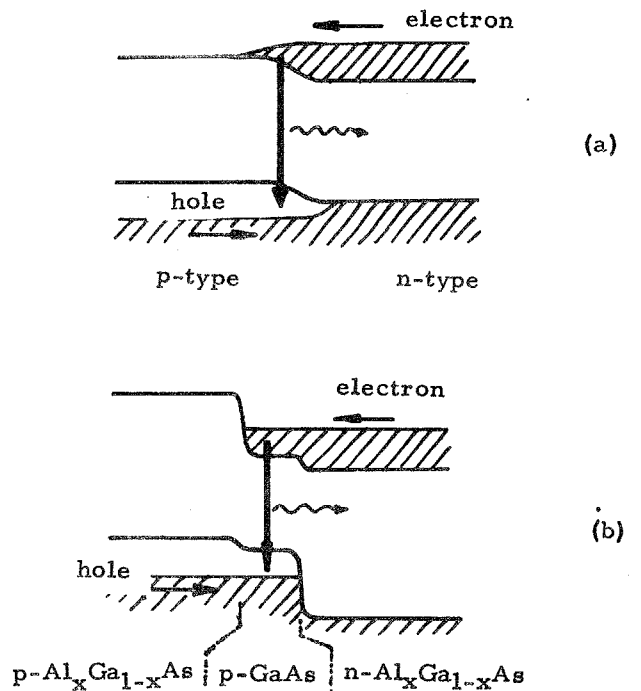


図2-2 p-n 接合のエネルギー図

キャリア注入法、あるいは他の励起法により(2-1)式を満たすことができれば、それは増幅媒質ができたことを意味するから、適当な帰還をかけてやれば発振させることができる。半導体レーザでは結晶のへき開面をレーザ共振器として用いることが多い。例えばGaAsの場合には、(100)面上に活性層等を成長させ、活性層と垂直な(110)面をへき開して共振器の反射鏡を作れる。反射鏡の反射率を R_1, R_2 、活性層内部の損失(散乱や自由キャリア吸収による損失)を $\alpha(\text{cm}^{-1})$ 、レーザ共振器長を $L(\text{cm})$ とすると、レーザ発振の発振開始条件は次のような形であらわされる。

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2-2)$$

GaAs DHレーザでは $\alpha \approx 10 \sim 30 \text{ cm}^{-1}$, $R_1 = R_2 \approx 0.32$ であるので, $L \approx 300 \mu\text{m}$ を仮定すると, $g_{th} \approx 50 \sim 70 \text{ cm}^{-1}$ となる。

キャリア注入型の接合レーザでは利得 g と注入電流密度 j の関係は次式であらわされることが実験的に知られている。⁵⁸⁾

$$g = \beta j^m \quad (2-3)$$

ここで β は比例定数である。 m は GaAs DHレーザでは $1 \sim 3$ の値をとり, 活性層中の不純物の種類や量等に依存する。 閾電流密度 j_{th} は前述したように DH構造の採用によって大幅に下がった。 活性層の厚さを d とすると GaAs DHレーザでは $j_{th}/d \approx 5 \text{ kA/cm}^2 \mu\text{m}$ 程度の値⁵⁹⁾ が得られるが, この値も不純物の種類や量等に依存する。

以上, 半導体レーザの最も基本的な動作について述べた。 半導体レーザの発振横モードや変調特性については, 本論文が取り扱っている問題との関係をみながら次節以下でやや詳しく述べることにする。

2.2 半導体レーザの発振モード

2.2.1 発振横モード

光通信用の光源としての半導体レーザにとって, その発振横モードは, 光ファイバとの結合を考える上できわめて重要な特性である。 すなわち, ファイバとの高い結合効率や所望モードの良好な励振特性を実現するためには, 半導体レーザの発振横モードの制御が要求される。 以後, 最も開発が進んでおり実用性の高い接合レーザを中心に考察する。 接合レーザの発振横モードは, その構造上, 接合面に垂直な方向と水平な方向に分けて考えると考えやすい。

(1) 垂直横モード……二重ヘテロ (DH) 構造の採用によって接合面に垂直な方向には誘電体導波路が形成されているので, 光の閉じ込めが確実に行なわれる。 この強い光の閉じ込めは, キャリアの閉じ込めとともに, DHレーザの低閾値化を実現し, 室温連続 (CW) 動作を可能にしたのであるが,

一方で出射ビームのこの方向における放射角の増大を招いた。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ DHレーザでは安定なCW動作のために活性層の厚さは約 $0.5\mu\text{m}$ 以下に選ばれることが多いが、このとき垂直放射角は半値全角で最大60度にもなる。

垂直方向のファース・フィールド・パターンの測定例を図2-3に示す。通常の光ファイバの受光角は $10\sim 20$ 度で、このような大きな放射角の光ビームを効率良く結合させることはかなり困難である。そのために垂直放射角を小さくする試みがいくつも行なわれている。まず、キャリアの閉じ込めを

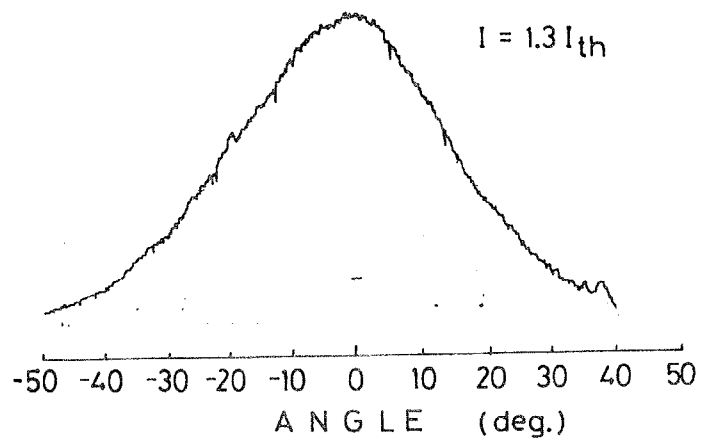


図2-3 接合面に垂直な方向のファース・フィールドの強度分布

悪化させることなく光を閉じ込める領域を大きくしたSCH (Separate Confinement Heterostructure) レーザ^{60), 61)}では垂直放射角として16度が得られている。また、活性層の両側の層のAl量を大きく変えた非対称構造によっても垂直放射角は同程度に低減できる⁶²⁾。さらに、活性層の厚さを共振器軸方向に変えたDHレーザでは、その厚い部分を一方の共振器端面とすることによって垂直放射角が低減できる⁶³⁾。この他に、活性領域とは独立な出力用導波路を持つ集積二重導波路 (ITG, Integrated Twin Guide) レーザ³²⁾は出力用導波路のパラメータを選ぶことにより出射ビームの放射角を減らすことができる。

(2) 水平横モード……接合面に平行な方向の横モード、すなわち水平横モードがある程度明確な形で決められるようになったのは、Dymentらにより電極ストライプ構造²⁴⁾が考案されてからであろう。以後、メサ・ストライプ²⁵⁾、プロトン・ストライプ²⁶⁾、プレーナ・ストライプ²⁷⁾、ジャンクション・ストライプ²⁸⁾、基板ストライプ²⁹⁾等さまざまなストライプ構造が考案されて

きている。ストライプ状の電極を持たずに結晶の全面に電極がついている
 ブロード・コンタクト型のレーザの場合には，結晶の不均一性等のために
 全面で発振させることはほとんど不可能で，通常は共振器軸方向に細い何
 本かの帯状の発振フィラメントができる。著者らはブロード・コンタクト
 型レーザのニア・フィールド・パターンの電流依存性を詳しく測定し，各
 発振フィラメントはおのおのほぼ独立で閾値や偏波面が異っているものが
 多いことを明らかにした。⁶⁴⁾ 電極ストライプ型レーザの水平横モードは，ス
 トライプ幅が狭い場合は0次，広い場合は高次のエルミート・ガウス型に
 近くなることが報告されている。⁶⁵⁾ 著者らも当時著者の所属していた半導体
 レーザグループの米津氏が考案したプレーナ・ストライプ・レーザ²⁷⁾の水
 平横モードについて検討を行ない，水平横モードのストライプ幅依存性，
 電流依存性等について報告した。^{27), 66)} プレーナ・ストライプ・レーザのニ
 アおよびファー・フィールドの測定例を図2-4に示す。プレーナ・ストラ

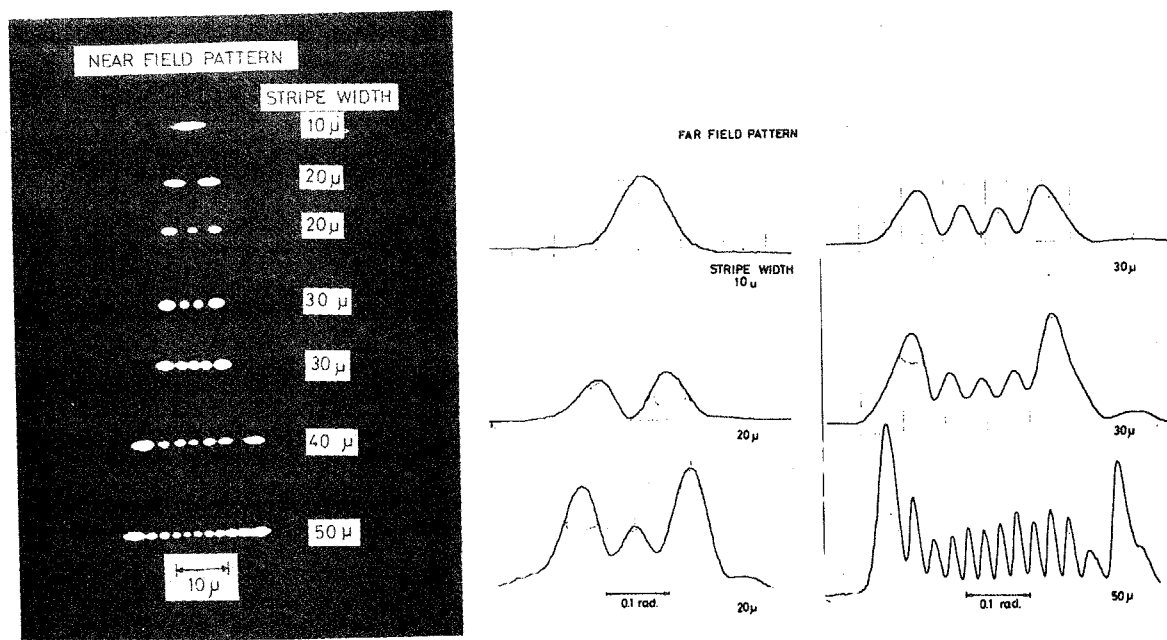


図2-4 プレーナ・ストライプ・レーザのニア・フィールドおよびファー・フィールド・パターン

イプ・レーザでは，その構造を図2-5に示すように，逆バイアスのp-n接
 合によって電流の流れる部分を制限しており，電流はZn拡散層の前縁か
 らひろがって活性層へ流れ込む。したがって，電流の流入口が，例えば電

極ストライプ等よりも，活性層に近くなり，そのために比較的良好な電流の閉じ込めが行なわれ，結晶の均一性が改良されたこと等と相まって，図2-4に示したようなきれいな横モードが得られたものと思われる。

プレーナ・ストライプ・レーザも含めて従来のストライプ構造はいずれも基本的には活性領域に電流を帯状に集中して流すことを目的とする。ストライプ構造による導波機

構については，キャリア分布にもとづく利得および屈折率の分布を考慮して検討がなされている⁶⁷⁾が，励起を上げたときの横モードの変化や安定性等に関する明確な説明は得られていない。励起の変化に対する横モードの変化は，光ファイバとの結合状態を変化させるだけではなく，変調特性も劣化させるおそれがあるので，その機構を明確に把握し，適切な対策を立てる必要がある。水平横モードの安定性に関しては従来のストライプ構造は必ずしも十分とは言えない。そこで接合面に平行な方向にも垂直な方向と同様に，明確な誘電率ステップを形成して横モードの安定化を実現したのが，埋め込みヘテロ (BH, Buried Heterostructure)^{30), 31)}レーザである。この構造によれば活性領域の接合面に平行な方向の幅を $1\sim 2\mu\text{m}$ にまで小さくできるので，横モードの安定化が図られるだけでなく，動作電流の低減や出射ビームの円形断面化が実現できる等の大きな利点も持つ。今後光通信用としてばかりでなく，光情報処理用の光源としても期待される。

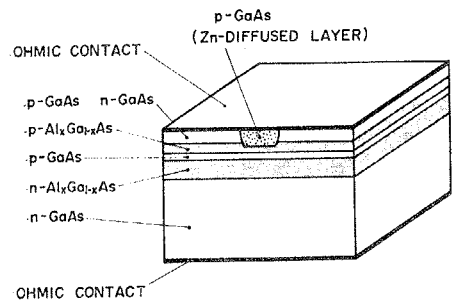


図2-5 プレーナ・ストライプ・レーザの構造

2.2.2 半導体レーザと光ファイバの結合

光ファイバとの結合を考えると，半導体レーザの出射ビームは円形断面であることが望ましく，すでに述べたように，幅の狭い BHレーザや TJS

(Transverse Junction Stripe) レーザ⁵⁵⁾等の考案や、垂直放射角低減の努力が続けられている。しかしながら光通信システムに必要な光出力や信頼性の確保を考慮するとこれらの方法がそのまま解決策になるとは限らない。

通常のスライプ型 DHレーザの出射ビームは、
図 2-6 に示すようにきわめて扁平なだ円形断面を
している。したがって、このようなビームは、通
常の光ファイバの受光角以上の成分を多く含むこ
と、及び、円形断面のコアにうまく整合がとれな
いことなどのために、直接 DHレーザの出射端面
にファイバ端面を近接させる⁶⁸⁾だけでは余り効率良
く結合することはできない。そこで、ファイバ端
面を丸めたり、^{69), 70)}ファイバ先端に微少レンズをつけたり
^{70), 71)}することによって、ファイバの受光角を実効的に増す

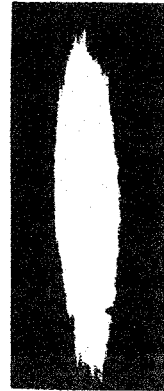


図 2-6 DHレーザの出射ビーム・パターン

方法や、DHレーザの出射ビームを円柱ガラスや球ガラスで集束してファイバへ入射させる方法などが考案されている。これらの方法によりステップ型の多モードファイバと DHレーザの結合は余り問題なく行なえるが、集束型ファイバとの結合は不十分な点が多い。著者らは早くから DHレーザと集束型ファイバの結合の問題に取り組み、最初は直接結合、続いて微少レンズである円セルフオックレンズ⁷⁵⁾を用いた結合¹⁸⁾の検討を行なった。これらの検討を通じて、DHレーザと集束型ファイバの良好な結合を実現するためには DHレーザの長だ円形断面の出射ビームを円形断面に変形して光ファイバとのモード整合をとることが重要であることを認識し、一次元的な微少レンズであるスラブ・セルフオック・レンズを用いた結合回路⁷⁶⁾を考案し、集束型ファイバの比較的高効率で、しかも低次モード主体の励振⁷⁷⁾を実現した。これらについては附録 A で述べる。

2.2.3 発振スペクトル

光ファイバ通信においては、光源の波長およびスペクトル幅は、光ファ

イバの損失と材料分散により、伝送容量や伝送距離を制限する一因となるので、広帯域、長距離の通信を考える上で重要な因子である。

レーザの発振波長は、光ファイバの低損失領域にあることが望ましく、 $0.8\mu\text{m}$ 附近の材料として $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, GaAs 等が、 $1.1\mu\text{m}$ 附近の材料として $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{InAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ 等が研究されている。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 系の材料では良好なヘテロ接合が作れることが明らかにされ、室温連続動作も実現しているが、その発振波長がちょうど光ファイバの低損失波長域の一方にほぼ一致していることは、光ファイバ通信にとっても、半導体レーザにとってもきわめて幸運な偶然といえよう。

接合レーザの発振スペクトルの例を図 2-7 に示す。このように接合レーザの発振スペクトルは単一軸モードの場合もあるが、一般には軸モードが数乃至 10 本で発振スペクトルの半値幅が 20\AA 程度のことが多い。また発振スペクトルは励起の強さによっても変化する。接合レーザが多くの軸モードで発振するのはセルフ・パルセーション等の過渡的な場合に限られるという実験結果⁷⁹⁾がある一方で、多数の軸モードが同時に発振していることを示す実験結果⁸⁰⁾があるという事実が示すように、接合レーザの発振スペクトルのふるまいには不明の点が多い。さらに、多軸モード発振の各軸モードの光強度は激しくゆらいでいる⁸¹⁾という広帯域、長距離の光ファイバ通信にとって重要な意味を持つ実験結果が示されている。このように接合レーザの発振スペクトル特性については今後ますます詳しい研究が要求されよう。

半導体レーザでも他のレーザと同様に二重共振器^{82), 83)}や波長選択性のある反射鏡^{84)~86)}を用いて単一軸モード発振が実現される。また ITGレーザでも二重共振器的な動作により単一軸モード発振が実現されている⁸²⁾。現在最も安定な単一軸モード発振が期待できる分布帰還型 (DFB, Distributed Feedback) レーザでは、前述の SCH 構造の採用や結晶成長法の改良等によって最近室温連続発振が達成された⁸⁷⁾。これらのレーザは光導波路とのモノリシック化が容易という特徴を持つので今後の発展が期待される。

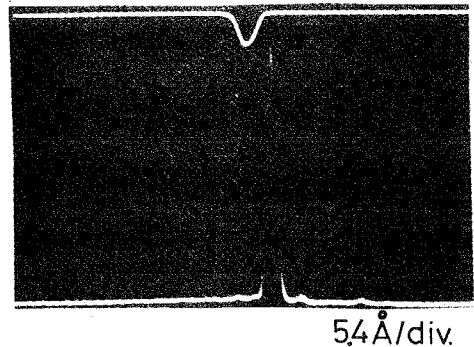
今後，長距離，広帯域の通信を目指す場合には，ガラス・ファイバの材料分散にもとづく発振スペクトル幅に比例するパルスのひろがり問題になってくるので，半導体レーザの発振スペクトルの単一モード化が重要な問題となろう。また，現在は開発が遅れているが， $1.1\mu\text{m}$ 帯の利用も，材料分散の軽減という点で，将来の問題として注目に値しよう。

2.3 半導体レーザの直接変調特性

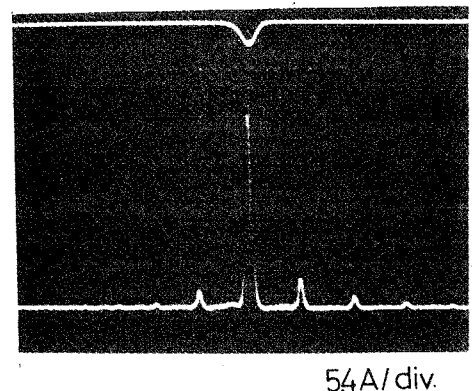
半導体接合レーザの光出力が印加電流によって直接変調できるということは，注入型の半導体レーザの応用をきわめて魅力あるものにしていく大きな特徴である¹⁴⁹⁾。しかも，キャリアの自然放出の寿命時間が $2\text{--}5\text{ns}$ と短く，誘導放出によってもっと短くなるので，直接変調の帯域は数GHz以上になることが予想され，高速変調が可能な光源として早くから期待されている。実際に，これまでに， 46GHz での変調実験が報告されている¹⁵⁰⁾。ここでは，直接変

調の中でも最も実用性が高いと思われる直接光強度変調について，これまでに明らかにされた主要な事項を述べる。さらに，本論文の主題である高速直接パルス変調の障害となる要因についても言及し，本研究が用いた解

P-50, pulse, marker 8035Å
 $I=250\text{mA}$, $I_{th}=160\text{mA}$



R-83, cw, marker 8289Å
 $I=110\text{mA}$, $I_{th}=95\text{mA}$



S-8, pulse, marker 8222Å
 $I_{th}=140\text{mA}$, 10.7Å/div

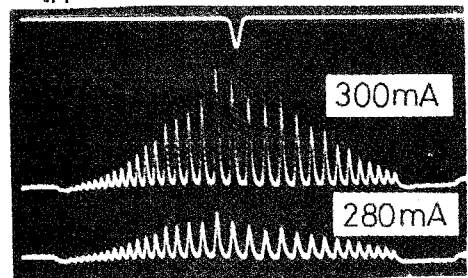


図 2-7 発振スペクトルの例

決策を簡単に述べる。

2.3.1 正弦波直接変調

接合レーザを直流バイアスに重畳した正弦波電流で変調すると、変調された出力光強度が、直流バイアス電流、キャリアの寿命時間等で決まるある周波数で急激に大きくなる、いわゆる共振状現象が生じることが明らかにされている。^{88), 89), 134)}これは、活性領域内に注入されたキャリアと、共振器内の光子との非線形な結合の結果生じるもので、レーザにとって本質的な現象である。半導体レーザではキャリアの寿命時間 τ_s が光子の寿命時間 τ_p に比べてずっと大きい ($\tau_s/\tau_p \approx 10^3 \sim 10^4$) ので、この共振状の現象はきわめて明確にあらわれる。共振周波数は通常の GaAs 接合レーザでは 0.5~3GHz 程度である。この現象はまた正弦波の変調信号がレーザ自身の不安定性を励起したものとも考えることができる。半導体レーザ出力光の雑音スペクトルが同程度の周波数で鋭いピークを持つことが知られているが、^{151), 152)}これは量子力学的ショットノイズがこの不安定性を励起したものとして理解される。

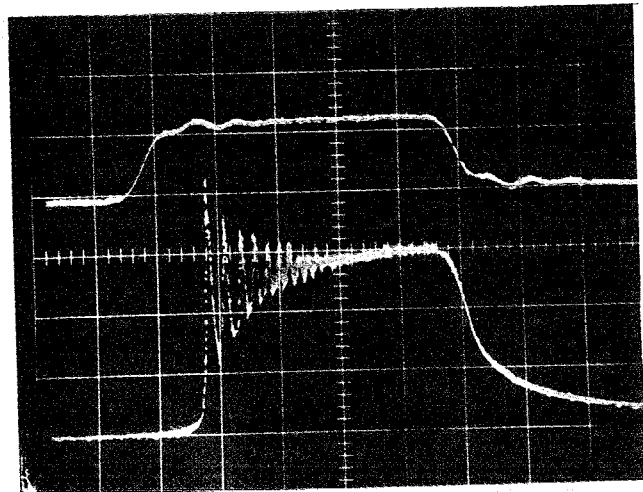
このように、接合レーザの変調感度は特異な周波数特性を持つので、広い周波数範囲にわたって一定の変調出力を得ようとする場合には注意しなければならない。一方、共振周波数附近の周波数で変調すれば、小さい変調電力で効率の良い変調ができる。大信号変調における光出力のふるまいも検討されており、共振周波数附近の変調では鋭いスパイク状の光パルス列が発生するとの解析がある。^{153), 154)}

2.3.2 パルス直接変調

信号をパルスの形で印加し光強度をパルス状に変化させるパルス直接変調は、電流-光出力特性の非直線性の影響をうけにくい等の点で、半導体レーザに適した変調方法のひとつと言えよう。ところが、矩形パルスのような広い範囲にわたる周波数成分を含む信号電流を接合レーザに印加する

と、その出力波形は 2.3.1 で述べた特異な周波数特性を反映して、きわめて大きな波形歪を含むことになる。この波形歪は主として鋭いスパイク状の緩和振動の形をとる。⁹⁰⁾ 図

2-8 にパルス電流で励起したときのプレーナ・ストライプ AlGaAs DH レーザの出力光パルスにあらわれた緩和振動の例を示す。この緩和振動のくり返し周波数は 0.5~3GHz 程度、減衰の時定数は数 ns である。



UPPER TRACE CURRENT 40mA/div.
LOWER TRACE LIGHT OUTPUT
2 ns/div.

図 2-8 緩和振動波形の一例

正弦波変調における共振状現象は、この緩和振動に変調信号が同期したものと解釈できる。⁸⁸⁾ 著者らは、接合レーザがまだ液体窒素温度附近でしかもパルス動作しかできない時代に、その高速変調の可能性に注目して、レート方程式によるステップパルス応答の解析を開始し、Roldan⁹⁰⁾ が実験的に見出した緩和振動のふるまいを明らかにした。⁹¹⁾ これについては第 4 章で詳しく述べる。

パルス直接変調の中には、PCM(Pulse Code Modulation), PPM(Pulse Position Modulation), PWM(Pulse Width Modulation) 等、多くの方法があるが、その中では PCM 強度変調(PCM-IM)は最も多く実験が行なわれ、200Mb/s から 2.3Gb/s までの報告がある。^{92)~98)} このような高速のパルス変調においては、出力光の緩和振動は、まず第一に、波形歪という点で大きな問題となる。パルス変調のくり返し周波数が緩和振動の周波数よりも十分に低ければ、この波形歪は受信系の帯域制限により実用上問題ない程度にまでとることができるが、この方法の変調上限は現在の素子では約 400

96)

Mb/s になることが報告されている。

変調速度が高くなるにつれて，出力光の緩和振動は，波形歪となるばかりでなく，前のビットが“0”か“1”かでその次のビットの出力光の出方が異なる，いわゆるパターン効果を複雑化することによって，パルス直接変調の帯域を制限する。これは，出力光の緩和振動にともなってキャリア密度も振動しているために，その振動の位相のどの時点で信号パルス電流が切れるかによって，次のパルスがくるまでのキャリア密度の変化の様子がいろいろと異なることによって生じる⁹⁹⁾。パターン効果を減少させるひとつの方法として“0”のあとの“1”ビットにだけ余分なパルス電流を信号電流に加えてやる方法が報告されている¹⁵⁵⁾。また，電流パルスが切れた後のキャリアを回路的な工夫により急速に吸収してしまふことにより無バイアスでもかなり高速の変調ができることが指摘されている¹⁵⁶⁾。

緩和振動にともなう

キャリア密度の振動は利得の振動をともなうために，一方で，発振スペクトル幅の増大を招く¹³⁷⁾。図2-9に出力光が緩和振動をしている時間領域では，定常状態になった時間領域よりも軸モード本数が増していることをあらわ

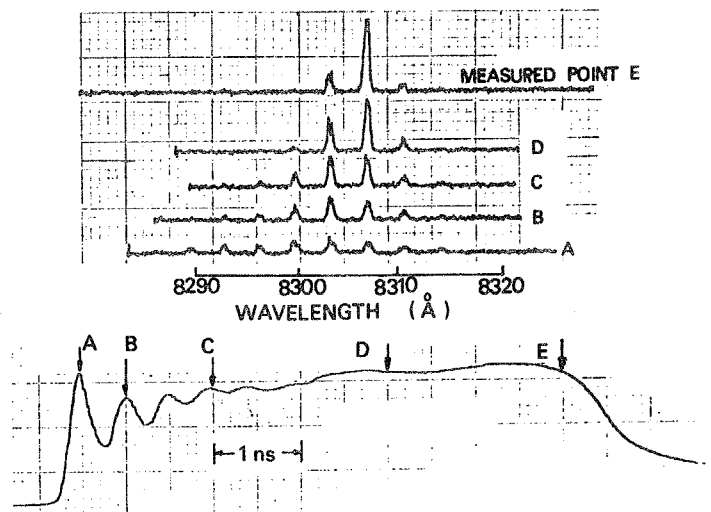


図2-9 過渡状態における発振スペクトルのひろがり

す実験結果の一例を示す。このような発振スペクトル幅の増大は光ファイバの材料分散によるファイバ出力での光パルス幅の増大をもたらすので，高速長距離の光ファイバ通信では見逃しにできない重要な問題となる。

著者らは，前述のレート方程式によるステップ・パルス応答の解析をさらに進めてPCMパルスに対する光出力の応答についても解析をおこない，

緩和振動があるときパターン効果が小さくなる変調ビットレイトがとびとびにあらわれる理由を明らかにし、¹⁴⁰⁾ ⁹⁹⁾ 合わせて変調上限についても考察した。さらに、緩和振動を外部から制御する新しい手段として、変調用レーザの出力光の一部をある時間おくれを持たせて帰還させてやる、自己光注入（光帰還）法を提案し、解析および実験によりその効果を明らかにした。^{99)~101)} 一方、出力光の緩和振動を抑圧して、前述した緩和振動がひきおこす高速直接変調に対するいろいろな障害を効果的に取り除く新しい手段として、変調用レーザの発振可能なモードに外部から微量の定常光を注入してやる、外部光注入法が著者のこれらの問題に関する共同研究者であるラング・ロイ（R. LANG）氏より提案された。著者らは注入光用の光源にも AlGaAs DH レーザを用いた実験から、この方法により緩和振動がほぼ完全に消せることを観測し、この方法が半導体レーザの変調帯域を拡大する上できわめて有効であることを明らかにした。^{101)~103)} これらの高速パルス直接変調を実現するための新しい方法については、本論文の第5章、第6章で詳しく述べる。

2.3.3 自己パルス振動

半導体レーザには、ここまで述べてきたような印加電流の変化に従って光出力が変化する通常の変調現象の他に、一定電流を印加しても定常くり返しの光パルス列が得られる自己パルス振動（セルフ・パルセーション，Self Pulsation）と呼ばれる現象がある。AlGaAs DHレーザで観測されたセルフ・パルセーションの光出力波形の一例を図2-10に示す。セルフ・パルセーションの光パルス発生機構としてはこれまでに、レーザの共振器軸方向あるいは共振器軸方向と直角な方向に生じた

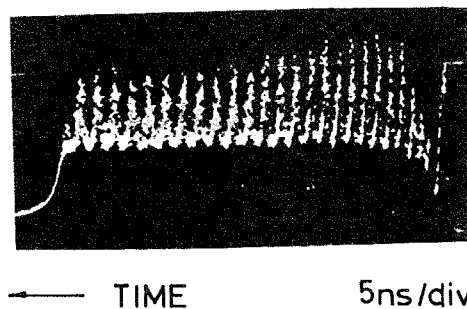


図2-10 セルフ・パルセーションの波形の一例

可飽和吸収体によるくり返しQ-スイッチングによるという説と、レーザー媒質の非線形性によって生じた軸モード間の結合調波と他の軸モードとのビート成分が共振状現象の変調信号になるという説の二通りが提案され、^{104)~106), 157)}
^{107), 108)}
それぞれに実験的検討も行なわれているが、個々の場合についてパルス発生機構がそのどちらかを決定するのはそれ程容易ではない。

このようなセルフ・パルセーションは、安定に制御できるようになれば、光パルス列発生器としての用途が開けるものと期待されるが、一方で、直接変調の立場から見ると、印加電流が変化しないのに出力光強度等が変化してしまうという点できわめて望ましくない。その発生機構は緩和振動とは違っているが、セルフ・パルセーションが発生すると、やはり光出力及びキャリア密度の振動が生じる。したがってセルフ・パルセーションも、前節で述べたような、波形歪、パターン効果の複雑化、発振スペクトル幅の増大等を通じて、高速パルス直接変調に対する大きな障害となる。

著者らは、AlGaAs DHレーザーの隣接する発振フィラメント間の結合に起因する新しい型のセルフ・パルセーションを実験的に見出し、¹⁰⁹⁾ 結合を考慮したレート方程式による解析により、その機構を明らかにした。^{110), 111)} それにもとづいて、このセルフ・パルセーションをおさええて良好な高速パルス直接変調を実現するためには、接合面内の横モード(水平横モード)の制御が必要なことを指摘した。この問題については、本論文の第3章で詳しく述べる。

2.4 レート方程式による半導体レーザーの動特性の記述

レーザーの動作特性を解析する理論的な方法としてはこれまでに、(i)レート方程式(rate equation)による理論、(ii)半古典的理論、(iii)量子力学的理論が知られている。これらは、レーザー作用に関係する電磁波や物質の記述の仕方が各々異っており、それによって適用できる問題の範囲が各々異っている。表2-1に上記の3つの方法の電磁波と物質の記述の仕方をまとめ

る。

表 2-1 レーザ理論の分類

	電磁波の記述	物質の記述
(i) レート方程式	単位エネルギー ν (ν は電磁波の角周波数) の光子の集り	反転分布の数
(ii) 半古典的理論	Maxwell 方程式に従う古典的な場	波動方程式や密度行列の運動方程式
(iii) 量子力学的理論	量子化された場	波動方程式や密度行列の運動方程式

レート方程式による方法は、他のふたつの方法に較べて、方程式を直観によって組み立てることが容易なので、取扱う問題が適切な場合にはきわめて有効な方法である。ここでは、後の章で接合レーザの変調特性の解析をレート方程式を用いて行うための準備をする。すなわち、まず基本方程式を導き、これらが適用できる範囲や条件等を考察して、本論文が明らかにしようとしている問題に対してレート方程式を用いる方法が有効なことを示す。

2.4.1 基本方程式の導出

レーザの動作を解析するためのレート方程式は、半古典理論からの近似として導くこともできるが、^{112), 113)} 物理的なイメージを描きながら直観によって直接書き下すこともできる。気体レーザや固体レーザのように二つのレベル間の遷移によってレーザ作用が生じる場合とちがって、接合レーザの場合には、沢山のレベルが集ってできたバンドとバンドの間の遷移あるいはバンドと不純物レベルの間の遷移によってレーザ作用が生じるので、レート方程式を直接書き下すことは必ずしも容易ではない。しかしながら、伝導帯中の電子や価電子帯中の正孔の緩和時間は 10^{-12} から 10^{-13} [s] のオーダーであると推定され⁵⁷⁾、本研究が考察する変調の速さ ($1 \sim 10$ [GHz], 時間にして $10^{-9} \sim 10^{-10}$ [s]) よりも充分速いと考えられるので、伝導帯や価電子帯

をひとまとめにして考えて、レート方程式を次のように書くことができる。

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau_s} - G(n) \cdot s + F_n \quad (2-1)$$

$$\frac{ds}{dt} = G(n) \cdot s - \frac{s}{\tau_p} + \epsilon + F_p \quad (2-2)$$

ここで各記号は次のような物理量をあらわす。

n : 活性領域中の伝導帯電子総数

s : 発振モード中の光子数

$G(n)$: 誘導放出の利得係数

τ_p : 光子の寿命時間, $1/\tau_p$ は光子が共振器端面から外部への放射や、内部の吸収等によって失われる割合をあらわす。

τ_s : キャリアの自然放出の寿命時間

P : キャリア注入の割合

ϵ : 発振モードへの自然放出光の寄与

F_n : 内部電流雑音

F_p : 内部光雑音

上記のパラメータのいくつかについて補足説明する。

損失係数 $1/\tau_p$ 光子の寿命時間 τ_p はピコ秒の大きさを持つので, $1/\tau_p$ は $10^{12} [s^{-1}]$ の大きさを持つ。

自然放出の寿命時間 τ_s キャリアの時間変化を支配する時定数で, 発光再結合の寿命時間 τ_r と非発光再結合の寿命時間 τ_{nr} とから, $1/\tau_s = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$ として求まる。 τ_s はパルス励起のときの発振の遅れ時間から実験的に求めることができ, 通常の AlGaAs DH レーザでは 2-5 [ns] が得られている。 τ_s は直流動作による素子の劣化にもなって小さくなることが観測されており,¹¹⁵⁾ τ_{nr} が小さくなるためとして理解されている。

キャリア注入の割合 P 接合レーザでは電流 J によりキャリアを活性領域へ注入する。 $P = J/e$ (e はキャリアの電荷) [s^{-1}] となる。直接変調の場合には, 信号は電流の形で接合レーザに供給される。このとき P は $P =$

$P_B + P_S$ (P_B, P_S はそれぞれ直流バイアス, 信号によるキャリア注入の割合をあらわす)の形をとることが多い。

自然放出光の寄与 ϵ 接合レーザをしきい値附近で動作させる場合には, 誘導放出による光子数は自然放出による光子数にくらべて極端に大きいわけではないので, 発振モードへの自然放出光の寄与を無視するわけにはい^{113), 116), 117)}かない。 ϵ を理論的に導いた例もあるが, 現象論的に考えた場合には $\epsilon = C_1 \cdot n / \tau_r$ (C_1 は係数)とあらわすのが正しいと思われる。ただし τ_r を測定するのがやや困難なことから τ_r のかわりに τ_s を用いて $\epsilon = C_2 \cdot n / \tau_s$ であらわす^{116), 117)}こともある。あるいはキャリア数 n が定常値から余り大きくはずれないことを考慮して, $\epsilon = C_3$ と一定におくこともある¹⁰²⁾。本論文では $\epsilon = C_2 \cdot n / \tau_s$ の形を用いた。 C_2 の大きさは, 自然放出光に含まれるモードの数や, 発振モードのスペクトル幅の考察から $10^{-5} \sim 10^{-7}$ と推定される^{118), 119)}。 τ_r のかわりに τ_s を用いたことによる誤差はこの C_2 の大きさの幅の中に吸収されてしまう。 ϵ をレート方程式の中にとり入れることによって, 形式的にはしきい値以下の励起状態をも記述できるようになるが, しきい値以下の動作をレート方程式で解析しようとする場合には注意が必要である。なぜなら式(2-2)に示したレート方程式は単一の軸モードの誘導放出による光子数の増減を数えているのに対して, しきい値以下の励起の場合には自然放出光による本質的にランダムで多(軸)モード励起過程を取り扱わなければならず, そのためには式(2-2)の形のレート方程式はきわめて不備と思われるからである。

2.4.2 利得係数のキャリア数依存性

式(2-1), (2-2)中での誘導放出の利得係数 $G(n)$ は, 伝導帯および価電子帯の状態密度, 各々のバンドの擬フェルミエネルギー(quasi-Fermi energy)で規定されるフェルミ分布関数, それに遷移のマトリクス要素等から求められるが, ここで得られる $G(n)$ はやや複雑でレート方程式の中に入れて解析するのに余り適当ではない。これまでにいろいろな近似のもとで

利得係数のキャリア数依存性をもっと簡単な形で求められているので以下にまとめる。

(i) $G(n) = an + b$, (a, b は n によらない定数) …… 伝導帯の状態密度が指数関数型, 価電子帯の状態密度が一定で低温の場合。⁸⁹⁾

(ii) $G(n) \propto \ln n$ …… 伝導帯の状態密度が指数関数型で, 価電子帯 (あるいはアクセプタレベル) の状態密度が δ -関数型の場合。¹⁰⁶⁾

(iii) $G(n) \propto n^\alpha$ ($\alpha \simeq 1 \sim 3$) …… DH レーザの利得が電流の α 乗に比例するという実験事実からの類推と思われる。⁵⁸⁾

後で述べるように, 実際にレート方程式を解く場合には, 励起のしきい値等で式を規格化し, 利得係数の効果をその中に組み込んでしまうことが多いので, (i) から (iii) までの利得係数のキャリア数依存性の差はそれ程本質的なものとは思われない。ただし, 本論文の第3章で解析しているようなセルフ・パルセーションの場合には, 何らかの不安定性を誘起していると思われるので, 利得係数の関数形は重要な要素になる。

2.4.3 レート方程式による解析の適用範囲

半導体レーザの解析にレート方程式を用いることができるのは, バンド内のキャリアの緩和が非常に速いため, バンド内のキャリアをひとまとめにして単にその数の増減だけを考えれば良いことによる。したがって例えば直接変調でバンド内のキャリア数を変化させる場合に, その変化の速さがキャリアの緩和の速さよりも充分ゆっくりしたものであれば, キャリア数や光子数の変化をレート方程式で記述できる。GaAs レーザの場合には伝導帯内の電子の緩和時間は $10^{-12} \sim 10^{-13}$ [s] なので, 本論文が扱おうとしている変調の速さ ($0.1 \sim 1$ [ns] = $10^{-10} \sim 10^{-9}$ [s]) よりも充分にバンド内の緩和が速く, 変調特性の解析にレート方程式を用いることができる。

レート方程式を用いて解くことができない問題のひとつに光の位相に関する問題がある。これは, レート方程式では, 光の電界や, 光子の生成, 消滅演算子 b^*b のかわりに, 光子数 $N = b^*b$ を用いるために, 光の位相に関

する情報が全く失われてしまうことによる。あるいはまたこれは、光子数が確定したために位相が決まらないという不確定関係によると言い換えることもできる。このように光の位相情報が欠けているので、例えば複数の軸モード間の位相を考慮するモード同期の問題に対しては、レート方程式はほとんど適用できない。それに、バンド内のキャリアの緩和が速いことに基礎をおくレート方程式は、本質的に単一軸モード発振の問題を取り扱うのに適しているので、このような多軸モードの場合には向いていない。もっとも、式(2-1), (2-2)を拡張して、多モードの場合も取り扱えるようにした例¹²⁰⁾(式(2-3), (2-4)参照)もあるが、この場合も各モード間の光子のやりとりが記述できるだけであって、光の位相に関しては無力である。

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau_s} - \sum_k G_k(n) \cdot s_k + F_n \quad (2-3)$$

$$\frac{ds_k}{dt} = \epsilon_k - \Gamma_k \cdot s_k + G_k(n) s_k + F_p \quad (2-4)$$

ここで k はモード番号をあらわす。

さらに式(2-1), (2-2)のレート方程式中の各パラメータは空間依存性を含まず、活性領域内での平均値をあらわす。DH構造とストライプ電極の採用によって活性領域が比較的きちんと限定され、その中でのキャリア数や光子数の変化がそれ程大きくはないと思われることから、各パラメータを平均値で取り扱うのは悪い近似ではないが、問題によってはパラメータの空間依存性が重要になる場合もある。¹³⁶⁾

2.4.4 半導体レーザーの変調特性の解析のためのレート方程式

後の章で接合レーザーの変調特性の解析を行なうために、2.4.1に示した基本的なレート方程式の変形をおこなう。

(A) パルス過渡応答

図2-11(a)に示した励起波形に対する光出力あるいは光子数の応答は、正

弦波に対する応答とともに，接合レーザの変調特性の解明によって，最も基本的なものである。この場合のレート方程式は(2-1), (2-2)で $F_n = F_p = 0$ とした式であり，あらためて書くと次のようになる。

$$\frac{dn}{dt} = P(t) - \frac{n}{\tau_s} - G(n) \cdot s \quad (2-5)$$

$$\frac{ds}{dt} = \epsilon - \frac{s}{\tau_p} + G(n) \cdot s \quad (2-6)$$

ただし， $P(t)$ は次の形をとる。

$$P(t) = P_0 + P_s u(t) \quad (2-7)$$

$$u(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & t \geq 0 \end{cases} \quad (2-8)$$

本論文では数値計算により解を求めるので，図2-1(a)のステップ状の励起の他に，図2-1(b)に示したPCMパルス等に対しても応答が求められる。

(B) 自己光注入がある場合のパルス過渡応答
変調される半導体レーザ自身の出力光の一部を，外部鏡により緩和振動の周期よりもある程度小さい時間遅れを持たせて再び注入してやる方法(自己光注入法あるいは光帰還法^{99)~101)}が，高速パルス変調特性の改善に有効であることを第5章で明らかにする。

解析のためのモデルを図2-12に示す。レート方程式は基本方程式に光帰還項をつけ加えたもので次のようになる。

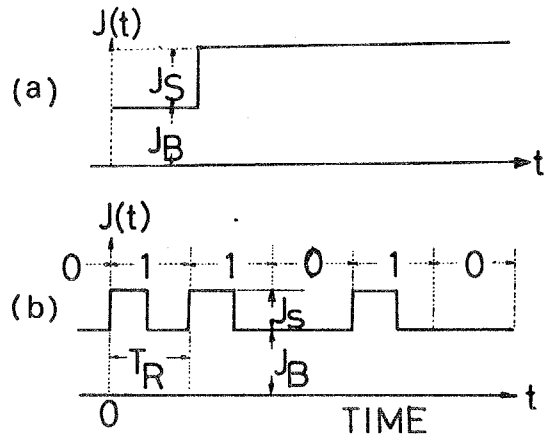


図2-11 電流波形

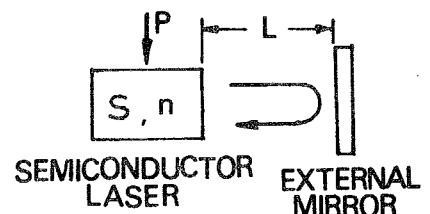


図2-12 自己光注入のモデル

$$\frac{dn}{dt} = P(t) - \frac{n}{\tau_e} - G(n) \cdot s \quad (2-9)$$

$$\frac{ds}{dt} = \epsilon - \frac{s(t)}{\tau_p} + G(n) \cdot s(t) + \xi \frac{s(t-t_r)}{\tau_p} \quad (2-10)$$

(2-10)の最後の項が光帰還項で、時間 t_r だけ前に共振器より失われた光子数 $s(t-t_r)/\tau_p$ のうち ξ の割合が再び注入されることをあらわす。光帰還時間 t_r は、緩和振動の周期の 1/10 から 1 倍程度を考慮するので、そのふるまいはほぼレート方程式で取り扱える。

(c) 外部光注入がある場合のパルス過渡応答

半導体レーザーのパルス直接変調特性を著しく複雑にする出力光の緩和振動を抑圧する手段として、被変調レーザーの発振可能なモードへ微量の外部光を定常的に注入する、外部光注入法^{102), 103)}が提案された。本論文では第6章でこの方法を主として実験で検討する。文献(102)によると解析のためのレート方程式のうち、インコヒーレント光あるいは発振モードのスペクトル幅よりもずっと広い幅のコヒーレント光の注入の場合の、光子数に対するレート方程式は次のようになる。

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{s}{\tau_p} + G(n) \cdot s + Q \quad (2-11)$$

ここで Q は光子が注入される割合をあらわす。(2-11)は(2-6)等と較べると形式的に全く同じ形をしているが、自然放出光の寄与をあらわす ϵ と外部からの寄与をあらわす Q とではその大きさが著しく異なる。例えば定常出力の 1% の大きさの光を外部から注入すると、 Q は ϵ の 10^3 から 10^4 倍になる。スペクトル幅の狭いコヒーレント光注入の場合にはこのような単一の方程式で書けないが、(2-11)を用いた解析の結果は定性的にはこの場合にもあてはまる。

(D) 結合共振器構造におけるセルフ・パルセーション

近接するふたつの発振フィラメントを持つ DH レーザから、新しい型のセルフ・パルセーションと思われる光パルス振動を¹⁰⁹⁾観測し、その機構をふたつのフィラメント間の結合によってくり返し生じる光励起、光クエンチ^{110), 111)}によるものと考えた。この構造を結合共振器構造と呼ぶことにし、第3章で解析を行なう。レート方程式は図2-13のモデルにしたがって次のように結合項を持つ2組の式が得られる。

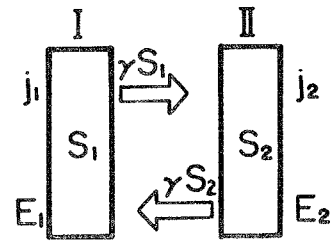


図2-13 結合共振器構造のモデル

$$\frac{dn_1}{dt} = P_1 - \frac{n_1}{\tau_{s1}} - [G_1(E_1) \cdot s_1 + G_1(E_2) r \cdot s_2] \quad (2-12)$$

$$\frac{ds_1}{dt} = G_1(E_1) \cdot s_1 - \frac{s_1}{\tau_{p1}} \quad (2-13)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = P_2 - \frac{n_2}{\tau_{s2}} - [G_2(E_2) s_2 + G_2(E_1) r \cdot s_1] \quad (2-14)$$

$$\frac{ds_2}{dt} = G_2(E_2) s_2 - \frac{s_2}{\tau_{p2}} \quad (2-15)$$

各物理量の添字1および2は、それぞれレーザIおよびIIを示し、 r は結合係数をあらわす。この問題では、ふたつのフィラメント間の励起、クエンチ等を取り扱うので両フィラメントの発振エネルギー E_1, E_2 が重要なパラメータとなる。そのために利得係数 G_1, G_2 はエネルギー E の関数であらわしている。

これらの式を用いた解析の結果は対応する実験の結果とともに次章以降で詳しく述べる。

第3章 結合共振器構造半導体レーザにおける自己パルス振動の発生

3.1 まえがき

半導体レーザはその出力光強度が印加電流によって比較的容易に変調できる，いわゆる直接変調が可能のために，今後いろいろな方面への応用が期待されており，本論文でも第4章以下で高速パルス直接変調特性について検討する。一方，一定電流を印加した状態でも出力光が周期的なパルス列となる現象，いわゆるセルフ・パルセーション (Self-pulsation) が生じることが知られている。このセルフ・パルセーションは，直接変調の立場から見ると，光出力波形が変調電流波形に素直にตอบสนองすることを妨げるという点できわめて望ましくないばかりか，キャリア密度の振動にともなうパターン効果の複雑化，スペクトル幅の増大等により，高速のパルス直接変調にとって大きな障害になる。著者らは以前に近接する二つの発振フィラメントを持つ二重ヘテロ接合 (DH) レーザから，新しい型のパルセーションと思われる光パルス振動を観測した¹⁰⁹⁾。この章ではその実験結果と，パルセーションの機構を明らかにするために行なった解析の結果^{110), 111)}について述べる。

3.2 自己パルス振動の観測

セルフ・パルセーションを観測したレーザは， $Al_xGa_{1-x}As$ DHレーザで，大きさは $90 \times 210 \mu m^2$ である。パルス幅 $43 ns$ ，くり返し $100 Hz$ で動作させた。ニア・フィールド・パターンを図3-1に示す。約 $5 \mu m$ 離れた二つの発振フィラメントが見られる。先に発振している方をフィラメント A，後の方を



図3-1 ニア・フィールド・パターン

フィラメント B と呼ぶことにする。フィラメント A の発振しきい値は 0.63 A, B のそれは 0.72 A である (これらの値は, 後述するように, フィラメント A, B 間に光結合があるときの発振しきい値であって A, B 単独に存在するときの値ではない)。

対物レンズ ($\times 40$) で共振器端面の像を拡大した後, その像面に Si-APD をおくことにより, 各フィラメントからの出力を独立に測定した。両方のフィラメントの時間応答波形を図 3-2 に示す。0.72 A でフィラメント B が発振を始めると, A の対応する部分に出力の減少が起る。さらに電流を増すと B は光パルス列を発生し, それに対応する形で A の出力もくり返し減少している。B の出力はほぼ自然放光のレベルにまで落ちる変調度の深い振動となっている。

図 3-2 の 0.88 A のときの波形を時間軸を拡大して図 3-3 に示す。B のピークに対して A の谷が約 0.2 ns おくれている。

光パルスのくり返し周波数の印加電流依存性を図 3-4 に示す。印加電流はフィラメント A の発振しきい値で規格化

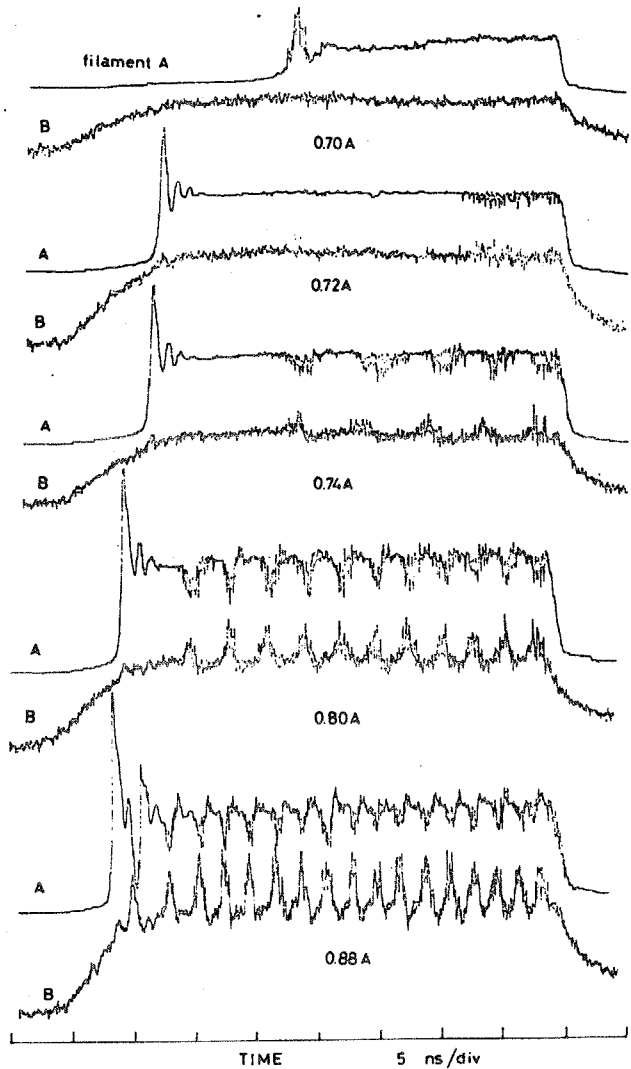


図 3-2 フィラメント A, B の出力波形

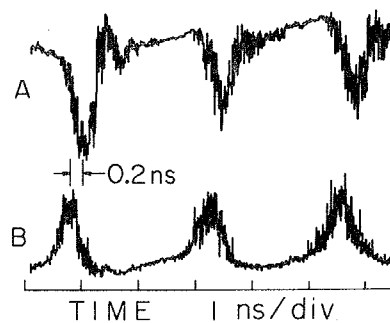


図 3-3 出力波形 0.88 A 1 ns/div

し、くり返し周波数は自然放出の寿命時間 τ_s で規格化している。 τ_s は印加電流パルスと発振おくれ時間の関係から 5.6 ns と推定された。点線は緩和振動の周波数等の印加電流に対する依存性 ($f \propto \sqrt{J-1}$)⁹¹⁾ をあらわす。

図 3-5 にレーザの全出力の時間分解スペクトルを示す。この測定するとき同時には図 3-2 のような時間応答を測定していないが、図 3-1, 3-2 の電流値との対応、および図 3-1 からわかるように各フィラメントがただひとつの発振スポットからなっていることから、0.72 A ですでに発振している群 (フィラメント A) よりも約 30 Å ほど長波長側にあらわれた一群をフィラメント B に属するものと考え。この波長差が光パルス列発生に重要な働きをすることを後で述べる。

以上の実験結果から、この光パルス列発生¹⁰⁹⁾の原因を次のように考えた。フィラメント A の光励起によって B は発振し、発振することによって逆に A をクエンチする。このクエンチにより A の出力は減少し同時に B への励起も弱くなる。それで B の発振は停止し、A も B によるクエンチから解除されて、A, B ともにもとの状態へもどる。以後これをくり返す。次節でこの推論を確かめるためにレート方程式を用いて解析を行なう。

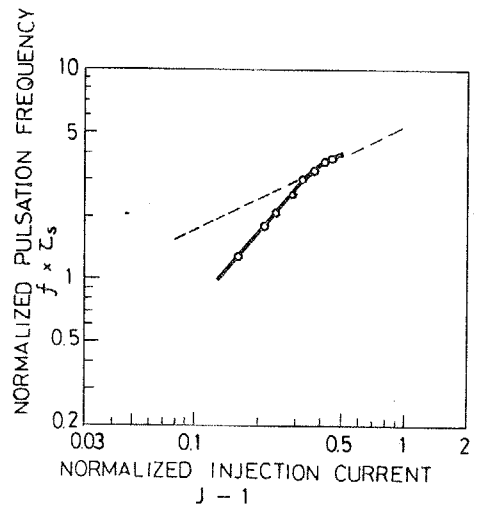


図 3-4 印加電流とパルセーション周波数の関係

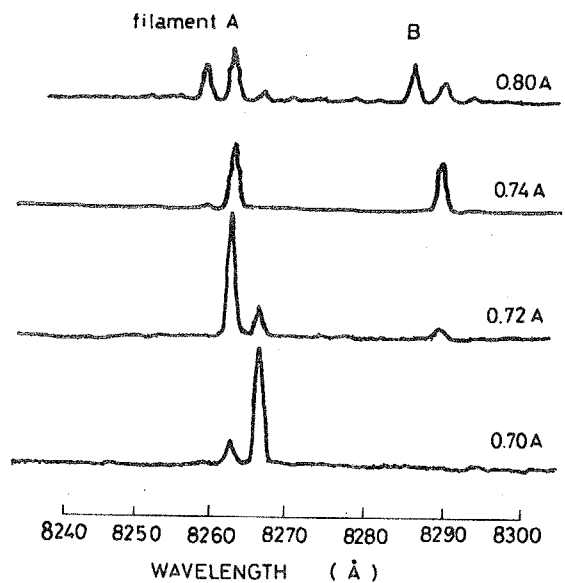


図 3-5 時間分解スペクトル

3.3 自己パルス振動の解析

3.3.1 モデルとレート方程式

解析のためのモデルを図 3-6 に示す。実験におけるフィラメント A, B に対応してレーザ・ストライプ I, II を考える。光結合は, ストライプ I から II へ $r s_1$, II から I へ $r s_2$ の光子がそれぞれ注入されてその

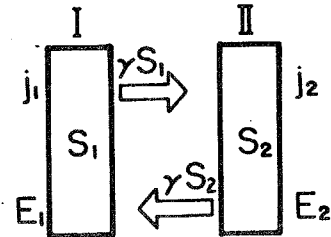


図 3-6 解析のモデル

電子と結合するものとする。 s_1, s_2 は I, II の光子密度, r は結合係数をあらわす。各ストライプはそれぞれ, E_1, E_2 の単一周波数で発振しているとし, 自然放出光は数値計算時に立上りのための種として用いる以外は無視した。レート方程式は次のようになる。

$$ds_1/dt = g_1(E_1) s_1 - s_1/\tau_{p1} \quad (3-1)$$

$$ds_2/dt = g_2(E_2) s_2 - s_2/\tau_{p2} \quad (3-2)$$

$$dn_1/dt = P_1 - n_1/\tau_{s1} - \{g_1(E_1) s_1 + g_1(E_2) r s_2\} \quad (3-3)$$

$$dn_2/dt = P_2 - n_2/\tau_{s2} - \{g_2(E_2) s_2 + g_2(E_1) r s_1\} \quad (3-4)$$

ここで, $s_i, n_i, \tau_{s_i}, \tau_{p_i}, P_i (i=1, 2)$ は, ストライプ i の光子密度, 電子密度, 電子の自然放出寿命時間, 光子の寿命時間, 励起密度をそれぞれあらわす。 $g_i(E_j)$ は, ストライプ i のエネルギー E_j における利得係数をあらわす。

利得係数は, 誘導放出が, 状態密度が $\exp\{E/E_0\}$ (E_0 : 定数) に比例する指数関数型バンド・テイルと δ 函数的にあらわされる狭い不純物レベルとの間で生じるものとし, $E_0 < kT$ (k : ボルツマン定数, T : 温度) とすると近似的に次のようにあらわされる。¹²¹⁾

$$g_i(E_j) \approx A_i \frac{F_i - E_j}{4kT} \exp \frac{E_j}{E_0}, \quad i, j = 1, 2 \quad (3-5)$$

ここで A_i は定数, F_i は擬フェルミエネルギーをあらわす。発振エネルギーは, ある大きさの励起における最大利得が損失と一致したときの値として求め, 以後励起を増しても動かないものとする。二つのストライプ間の発振

エネルギーの差は E_0 で規格した値として次のようになる。

$$A \equiv (E_1 - E_2) / E_0 = \ln [A_2 \tau_{p2} / A_1 \tau_{p1}] \quad (3-6)$$

A_i は利得の大きさに比例し, $1/\tau_{pi}$ は損失をあらわすから, 式 (3-6) は A が利得と損失に依存していることを示している。

式 (3-5) を用い, さらに擬フェルミレベルと電子密度との関係を用いて式 (3-1) から (3-4) を書きなおし, 規格化を行なうと次のようになる。

$$dS_1/dt' = b_1 \cdot \ln N_1 \cdot S_1 \quad (3-7)$$

$$dS_2/dt' = b_2 \cdot \ln N_2 \cdot S_2 \quad (3-8)$$

$$dN_1/dt' = J_1 - N_1 - b_1 \{ (\ln N_1 + 1) S_1 + (b_2/b_1) e^{-A \cdot r} (\ln N_1 + 1 + A) S_2 \} \quad (3-9)$$

$$dN_2/dt' = J_2 - N_2 - b_2 \{ (\ln N_2 + 1) S_2 + (b_1/b_2) e^{A \cdot r} (\ln N_2 + 1 - A) S_1 \} \quad (3-10)$$

ここで, $N_i = n/n_{ith}$, $S_i = s_i/n_{ith}$, $b_i = \tau_s/\tau_{pi}$, $t' = t/\tau_s$, $J_i = P_i/P_{ith}$ をあらわす。簡単のために $\tau_{s1} = \tau_{s2} = \tau_s$ とした。 n_{ith} , P_{ith} は電子密度, 励起密度のしきい値をあらわす。

3.3.2 定常解

式 (3-7) ~ (3-10) より $d/dt' = 0$ において定常解が求まる。添字に 0 をつけてあらわす。

$$N_{10} = N_{20} = 1 \quad (3-11)$$

$$S_{10} = [J_1 - 1 - r(1+A)e^{-A} (J_2 - 1)] / b_1 [1 - r^2(1-A^2)] \quad (3-12)$$

$$S_{20} = [J_2 - 1 - r(1-A)e^A (J_1 - 1)] / b_2 [1 - r^2(1-A^2)] \quad (3-13)$$

ストライプ I がフィラメント A, II が B という前記の仮定から, 図 3-5 のスペクトルを参照して $A > 0$ の場合のみを考える。式 (3-12), (3-13) が解として物理的意味を持つのは, $S_{10} > 0$, $S_{20} > 0$ のときである。 $J_2 < 1$ のとき, II が I からの光励起により発振する条件を求めてみる。 $J_1 > 1$ を考慮するとその条件は,

$$A > 1 \quad (3-14)$$

$$\text{かつ, } 1 + r e^A (1-A) (J_1 - 1) < J_2 \quad (3-15)$$

となる。逆に $J_2 > 1$ のとき, ストライプ II によって I の出力が完全にクエ

ンチされてしまわない条件は，同様にして，

$$J_2 < 1 + (J_1 - 1) / r(1 + \Delta) e^{-\Delta}, \quad \Delta \text{ は自由} \quad (3-16)$$

となる。したがって， $\Delta > 1$ で， J_2 が (3-15), (3-16) で決まる範囲にあるとき，静的な光励起，クエンチがともに生じ得る。 $\Delta > 1$ の条件は，式 (3-5), (3-6) を通して式 (3-1)~(3-4) へもどって考えると， $g_1(E_2) < 0$ ， $g_2(E_1) > 0$ をあらわしている。動的な場合でもストライプ間の光結合が継続して生じるためには，式 (3-14), (3-15) が必要条件として要求される。動的に見るとき，式 (3-9), (3-10) の結合項に含まれる N_1, N_2 は 1 ではなく，時間とともに変化し，それにともなって結合項の符号および大きさが変化する。符号が変わることは，ストライプ間の結合が励起からクエンチへ（その逆のクエンチから励起へ）変わることを意味する。すなわち光結合の様子は，I → II の励起，II → I のクエンチといった単純なものではない。したがってこれらの励起，クエンチが補い合って振動を形成していく可能性がある。次に数値解によって時間変化を追うことにする。

3.3.3 数値解

式 (3-7)~(3-10) を計算機で解いた。ストライプ I は $J_1 > 1$ で定常発振している状態のもとで， $t' = 0$ でストライプ II にステップ状電流 J_2 を加えたときの様子を調べた。結合係数 r は光子密度によらず一定とした。

A ストライプ間に利得だけに差がある場合 ($A_1 \neq A_2, \tau_{p1} = \tau_{p2}$)

まず最初に，ふたつのストライプの損失が同じで利得だけが異なる場合を考える。つまり $A_1 \neq A_2, \tau_{p1} = \tau_{p2}$ の場合である。 $b_1 = b_2 = 10^3$ とする。

定常光パルス列となる解が，結合係数 r ，発振エネルギー差 Δ ，印加電流 J_1, J_2 のある範囲に対して得られた。ある解が定常的な光パルス列をあらわすかどうかは，光子密度 S_1, S_2 の時間応答波形，および電子密度 (N_1, N_2) の軌跡を追う位相面図 (phase-plane diagram) ^{106), 122)} を用いて判断した。

図 3-7 に定常パルス解の得られる大まかな範囲を，印加電流一定で，結合係数 r と発振エネルギー差 Δ の関係として示した。 r が小さいとき，定常

パルス解を与える Δ の範囲は r が大きいときよりも狭い。

次に、図 3-7 中に示した点 a-f における S_1, S_2 の時間応答波形を図 3-8 の a-f に示す。 $J_2 = 0.99 < 1$ であるので、明らかにストライプ II は I からの光励起によって発振していることがわかる。一般に r が大きい方が S_1, S_2 の振幅の変化は大きい。これに対して、 Δ に関してはある大きさの Δ のとき振幅の変化が大きくなり、それより小さい Δ 、大きい Δ に対しては振幅の変化は小さくなる。このことは次のように考えることができよう。式 (3-9), (3-10) から容易にわかるように、電子密度を介しての光子の結合項は、ストライプ I に対して $(b_2/b_1) e^{-\Delta} r \times (\ln N_1 + 1 + \Delta) S_2$ 、II に対して $(b_1/b_2) e^{\Delta} r (\ln N_2 + 1 - \Delta) S_1$ となっている。 $b_1 = b_2$ だから、結合係数が等価的に II \rightarrow I に対しては $e^{-\Delta} r$ 、I \rightarrow II に対しては $e^{\Delta} r$ となっていると考えることができる。さらに結合項の

大きさは $\Delta \times S_1$ に比例している。したがって、等価的な結合係数のちがいから、 Δ が大きくなり過ぎると I と II の間の結合の強さが不均衡になりすぎるために、振幅が小さくなってしまふものと思われる。すなわち Δ が大

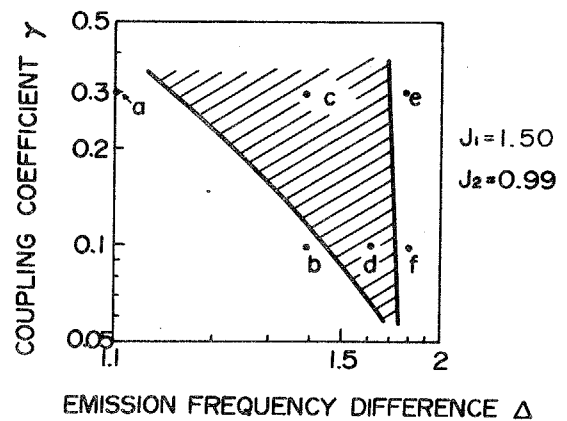


図 3-7 定常的なパルス解が得られる範囲

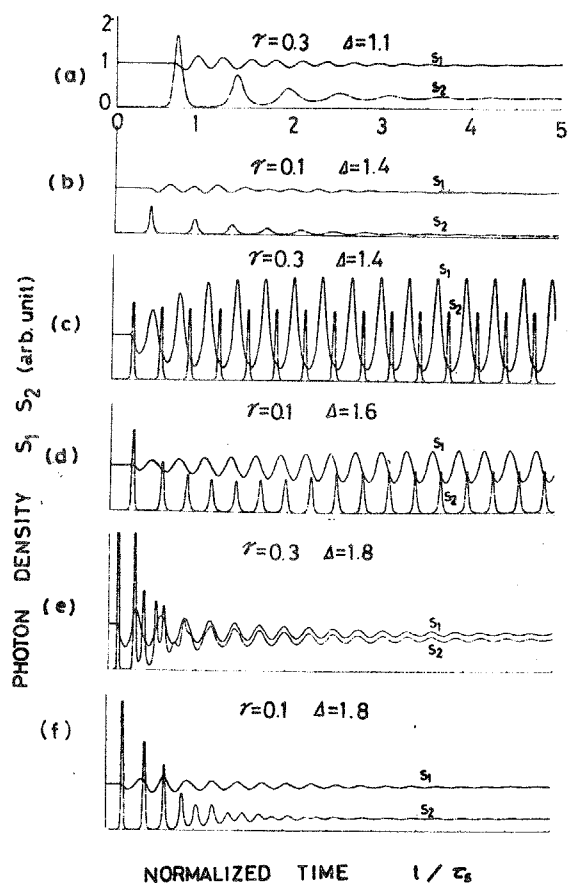


図 3-8 ストライプ I, II の出力波形 $J_1 = 1.5, J_2 = 0.99$

き過ぎる場合には，Ⅱ→Ⅰのクエンチが小さくなり，Ⅰ→Ⅱの光励起が強くなる（図3-8(e), (f)）。 A が小さいときには，結合の強さの不均衡はそれ程大きくはないが，結合の強さそのものが小さいために有効な相互作用が起きずに，定常的なパルス列の発生はできないものと思われる（図3-8(a)(b)）。

以上の考察および図3-8の波形をもとに光パルス列発生の機構を考察する。まず，定常状態で発振しているストライプⅠによってⅡが励起され，スパイク状の発振をおこす。この発振光は逆にⅠに入るとⅠをクエンチし，そのためにⅠの出力は減少する。このⅠの出力の減少およびスパイク状発振の性質から，Ⅱの発振はほとんど停止し，続いてⅠのクエンチも解除されてⅠの出力はもとの値へもどる。この後，この過程をくり返すわけであるが，ストライプⅠの出力はもう定常値ではなく，Ⅱとの結合によるじょう乱によって振動している。したがって，次にストライプⅠによって励起されたⅡの発振によるⅠのクエンチが，Ⅰの振動を助けるような位相でおこなわれれば，定常的なパルス振動が生じ得ると考えられる。このことは，図3-8において，定常パルス解のとき， S_1 の谷と S_2 の山とは0や π ではない位相差がある（図3-8(c), (d)）のに対して，定常パルス解にならない場合には， S_1, S_2 の振動が同相（図3-8(e), (f)）や π だけずれた形（図3-8(a)）で減衰していくことから予想されることであろう。図3-8の(c), (d)にみられる位相差は，実験でも見いだされた（図3-3参照）。実験で観測された波形と較べると， S_2 については比較的良く合っているが， S_1 については特に電流値の低いときによく一致していない。

B ストライプ間で損失だけに差がある場合 ($A_1=A_2, \tau_{p1} \neq \tau_{p2}$)

これは共振器端面の反射率をストライプごとに変えたような場合に相当する。式(3-6)より $A > 1$ の条件は， $\tau_{p2}/\tau_{p1} > e$ （自然対数の底）となる。これより $b_1 = \tau_s/\tau_{p1} > b_2 = \tau_s/\tau_{p2}$ だから，式(3-9), (3-10)中の結合項の等価的な結合係数は，ストライプⅡ→Ⅰが $(b_2/b_1)e^{-4\tau}$ ，Ⅰ→Ⅱが (b_1/b_2)

$e^{\Delta r}$ となっているために、Aの場合に比べて同一の Δ の値に対して結合の仕方の不均衡が大きくなっている。したがって定常パルス解が得られる条件はAの場合よりもきびしくなる。

その様子を図3-9に示す。ここにあらわした (r, Δ) の組に対して、Aではすべて定常パルス解が得られていたのに、ここでは $r=0.3, \Delta=1.6$ のときに得られているにすぎない。この例では、 S_1 は S_2 の2倍の周波数で振動している。半導体レーザーの共振周波数⁸⁹⁾や、緩和振動周波数⁹¹⁾は $\tau_s/\tau_p (=b)$ に比例するから、ストライプI, IIの共振周波数は、電流による変化を考慮に入れても数倍異なる。このようなストライプがお互いの光結合によって振動の周波数を合わせながら定常振動をするのはかなり困難なことと思われる。

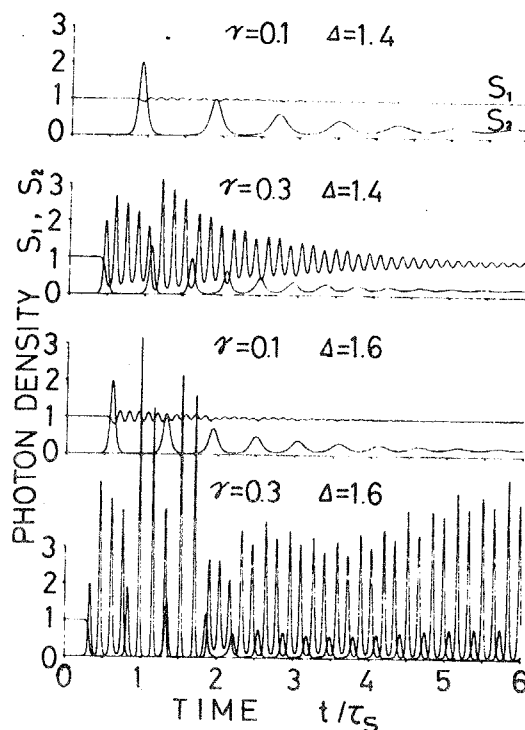


図3-9 ストライプ間で損失だけに差がある場合の波形の例
 $J_1=1.5, J_2=0.99$

C 損失，利得がともに異なる場合 ($A_1 \neq A_2, \tau_{p1} \neq \tau_{p2}$)

この場合は、発振エネルギー差 Δ が、損失，利得の両方の比によってきまり、A, Bの中間の状態をあらわしている。波形の一例を図3-10に示す。ここでは $\tau_{p2}=2\tau_{p1}$ とし、 A_1/A_2 は必要な Δ の値を満たすように選んだ。

次に以上の3通りの場合について、光パルスのくり返し周波数 f のストライプIへの印加電流 J_1 依存性を図3-11に示す。パラメータは J_2 と、 $\kappa \equiv \tau_{p2}/\tau_{p1}$ を用いた。 $\kappa=1$ がAの場合、 $\kappa=2, 3, 4$ がCの場合、 $\kappa=5$ がBの場合をそれぞれあらわす。

κ が大きくなる程、定常パルス解の得られる範囲が狭くなるが、これはB

で述べた理由によるものであろう。各場合とも J_2 による周波数の変化はあまり大きくなく、周波数はほとんど J_1 で決まると言えよう。これはストライプ I がしきい値以上の励起電流により十分に発振しているとの仮定から考えて妥当であろう。 f の ($J_1 - 1$) に対する依存性は共振周波数や緩和振動周波数の電流依存性 (図中に細点線で示す) に比較的近い。このことは、ここで解析した振動は、ストライプ I と II の結合によって生じたじょう乱が半導体レーザに固有な不安定性を励起したために生じたものであると考えると理解できる。

3.4 検 討

実験との定性的な比較を試みる。光パルスのくり返し周波数の印加電流依存性について考える。実験に用いたダイオードのフィラメント A 単独に加わった電流値が不明なので、全印加電流に対して比較する。図 3-4 より、 $J_1 - 1$ が 0.3~0.5 では $f \times \tau_s$ が $(J_1 - 1)^{1/2}$ にほぼ比例しており、 $J_1 - 1 < 0.3$ では $f \times \tau_s$ は $J_1 - 1$ に対し

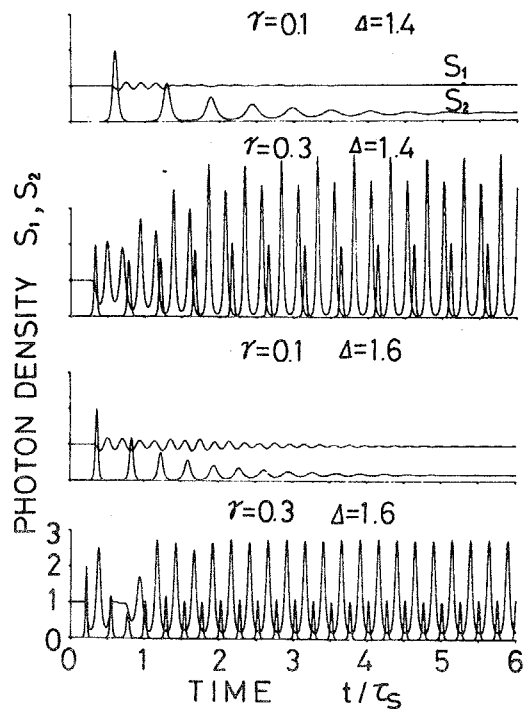


図 3-10 ストライプ間で損失、利得が異なる場合の波形の例
 $J_1 = 1.5, J_2 = 0.99$

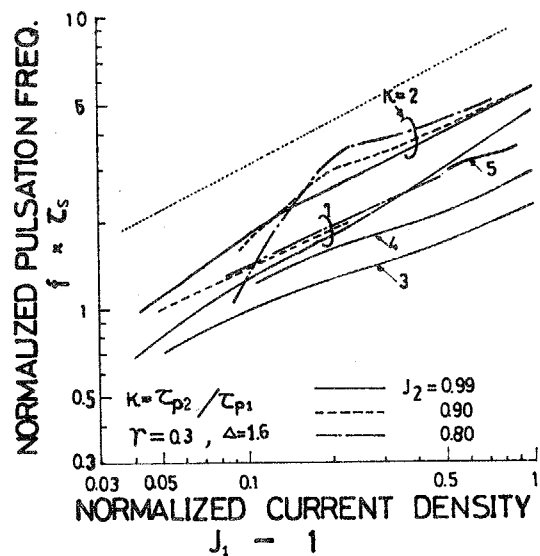


図 3-11 くり返し周波数の印加電流依存性 $\kappa = \tau_{p2} / \tau_{p1}$, $\kappa = 1$ が A の場合に相当する。 $\kappa = 5$ が B, $\kappa = 2, 3, 4$ が C の場合に相当する。 $\tau_s / \tau_{p2} = 1000$

てより急激に変化している。図 3-11 と比較すると、 $\kappa=2$ の一点鎖線 ($J_2=0.80$) が比較的よくその傾向をあらわしているが、波形の不一致もあるので断言はできない。使用したダイオードの端面の反射率はフィラメント A と B で特に異っていると思えないが、 $\tau_{p2}/\tau_{p1} \approx 2$ 程度はあり得よう。

印加電流がしきい値近傍のときから光パルス列が発生していること、及びフィラメント間隔が約 $5\mu\text{m}$ と小さいことから、結合係数 r は 0.1 よりも 0.3 に近い値をとっているものと思われる。この場合に図 3-7 より、 $d \approx 1.4 \pm 0.3$ となる。フィラメント A と B の発振波長差 30\AA ($\approx 6\text{meV}$) より E_0 を求めると、 $E_0 \approx 4\text{meV} \pm \alpha$ となる。この値はこれまでに知られている二重ヘテロ接合レーザの E_0 の値¹²³⁾ よりもかなり小さく、ホモ接合レーザの値¹²⁴⁾ に近くなっているが原因は不明である。

d が 1 よりも小さいとき、有効な光励起は行なわれず、光クエンチのみがおこなわれるので片方の発振エネルギーへのひき込み¹²⁵⁾が行なわれるものと思われる。

以上述べたように、著者らが観測したセルフ・パルセーションは、二つの発振フィラメント間の光励起、光クエンチによるものと考えることができる。半導体レーザにおける光励起、光クエンチ現象等の相互作用については、すでにいろいろな構造に対する多くの研究があるが、ほぼ次の五つに大別できる。

(1) 独立なレーザダイオードを T 字型に配した^{126), 127)}もの、(2) ひとつのレーザダイオードの中に直交する二つの共振器を持つ^{127)~130)}もの、(3) ひとつのダイオードで、共振器軸方向に不均一な励起分布をもつ複合型半導体レーザ^{106), 121), 127)}、(4) 二つのレーザダイオードを共振器軸方向に直列に配した^{127), 131), 132)}もの、(5) ひとつのレーザダイオードの中に二つの共振器が並んでおり、共振器間に光結合がある^{109)~111), 125), 133)}結合共振器構造半導体レーザ。

(1), (2) の構造では光結合は方向性を持ち、静的な光励起、クエンチ現象だけが起きる。(3) は定常パルス列が生じることがわかっており、共振器内の一部が可飽和吸収体となる Q スイッチング作用による^{109)~111), 125), 133)}として理解されて

いる。(4)の構造では、一方から他方のレーザダイオードへの光励起、およびその逆方向のクエンチ作用が可能で、パルセーションの可能性はあるが、現在のところ見いだされていない。(5)の場合にはすでにこの章で詳しく述べたとおりである。

ここで述べた解析は、実験により励起されて行なったものであり、意図された実験によるものではないためにパラメータの分離が十分でなく、解析と実験の一致は不十分であるが、少なくとも近接した二つの発振フィラメント間の光結合によってセルフ・パルセーションが生じ得ることを明らかにできた。したがって高速直接変調にとって大きな障害となるセルフ・パルセーションを抑えるために、この場合には、接合面内の横モード（水平横モード）の制御がきわめて重要であると思われる（最近の実験結果によれば、通常のスライブ形レーザではスライブ幅を $10\sim 15\mu\text{m}$ 以下にすることによって発振フィラメントを単一にできるようである）。

3.5 まとめ

本章で得られた結果は次のとおりである。

- (1) 近接するふたつの発振フィラメントを持つ DHレーザで新しい型と思われるセルフ・パルセーションを見いだした。
- (2) 二つのレーザ・フィラメント間の光結合を考慮したレート方程式を立て、数値解析により、二つのレーザ・フィラメント間の発振エネルギー差が適当なときにセルフ・パルセーションが生じ得ることを明らかにした。
- (3) このセルフ・パルセーションの機構は、二つのレーザ・フィラメント間の結合（光励起、クエンチ）が半導体レーザの持つ不安定性を励起したものと推定される。
- (4) したがって、このようなセルフ・パルセーションを抑えるために、接合面内の横モードを制御することが重要と思われる。

第4章 半導体レーザの直接変調におけるパルス過渡応答

4.1 まえがき

電流注入型の半導体接合レーザは、注入電流によって出力光強度が変調される、いわゆる直接変調が可能という特徴を持つ。この特徴は、レーザ発振器 + 外部変調器という組み合わせに較べて、光源の構成を著しく簡単にするので、接合レーザを光ファイバ通信や光情報処理の光源として用いる場合の大きな利点のひとつとなっている。接合レーザを直流バイアスに重畳した正弦波状電流で直接変調したときの変調された出力光のふるまいについては、池上、末松らにより理論的、実験的検討が行なわれており、数GHz程度の変調が可能であること、直流バイアスに依存するある周波数で変調出力が急激に増大する、いわゆる共振状現象が生じること^{89), 134)}が明らかにされている。一方、接合レーザを実際に応用する場合には、出力光強度がパルス状に変化する、パルス強度変調が、電流-光出力特性の非直線性の影響を受けにくい点で、すぐれている。したがって前述の周波数特性的な知識に加えて、パルス状の印加電流に対する接合レーザの光出力応答を知ることが必要になってくる。

接合レーザを立上りの速いパルス電流で駆動すると、ある遅れの後に鋭いスパイク状の緩和振動があらわれることが、KonnerehとLanza¹¹⁴⁾, Roldan⁹⁰⁾, Kurunosov¹³⁵⁾によって実験的に見い出されている。この出力光の緩和振動は、第2章で概説したように、セルフ・パルセーションと同様に、高速パルス直接変調の大きな障害となる。セルフ・パルセーションのうちのあるものは、第3章で検討したように、水平横モードを制御することによって抑えることができる。そこで次に本章ではこの過渡的な振動の性質を明らかにすること⁹¹⁾を目的とする。

注入されたキャリアとレーザ共振状態を作る光子に対するレート方程式を用いて解析を行なう。発光出力の遅れ時間を小さくするために主として

直流バイアスのある場合を考察している。直流バイアスは見掛け上のキャリアの寿命時間を短くすることにより、注入電流に対するより速い¹³⁴⁾応答を可能にする。本章では、微少信号解析、数値解析により緩和振動のふるまいを調べるとともに、正弦波直接変調における共振状現象と、スパイク状の緩和振動の関係についても考察する。また、解析の結果を AlGaAs DH レーザの実験結果と一部比較する。さらに本章では続いて、PCM 信号に対する光子密度、キャリア密度のふるまいを調べ、緩和振動が高速パルス直接変調にあたえる影響も検討する。

4.2 基礎方程式

接合レーザでは、pn接合を順方向にバイアスすることによって電流を注入し活性領域に反転分布を形成する。活性領域中の光子密度 s と電子密度 n に対するレート方程式は、次のようになる。

$$\frac{dn}{dt} = P(t) - \frac{n}{\tau_s} - G(n)s \quad (4-1)$$

$$\frac{ds}{dt} = G(n)s - \frac{s}{\tau_p} + Q \frac{n}{\tau_s} \quad (4-2)$$

(4-2) の最後の項は自然放出光の発振モードへの寄与をあらわす項で、直流バイアスがしきい値以下のとき特に重要になる。励起 $P(t)$ は、印加電流密度を j 、活性領域の厚さを d 、電子の電荷を e とすれば、

$$P(t) = j/ed \quad (4-3)$$

ともあらわせる。本論文では励起はしきい値で規格化した量を用いるので活性領域の厚さ d が直接解析の中にあらわれることはない。

利得係数 $G(n)$ は n^α の形を仮定し、4-3 では $\alpha=1$ 、4-4 では $\alpha=2$ を用いた。 α の値はこの解析の結果に本質的な影響をあたえない。

共振器端面から放出されるレーザ光強度は、共振器内の光子密度に比例するので、レーザ光強度の時間応答は光子密度の時間応答より求まる。

4.3 ステップ・パルス応答

この節で求めようとする量を図4-1を参照して具体的に説明する。

はじめ、電流 J_i ($J_i > J_{th}$) によって光子密度 s_{ist} で定常発振をしている接合レーザを考える。これにさらにステップ状に電流 J_s を印加して全電流を J_f としたとき、光子密度 s は図4-1(a), (b') に示すように、減衰振動をしながら J_f で決まる定常値 s_{fst} に近づく。この

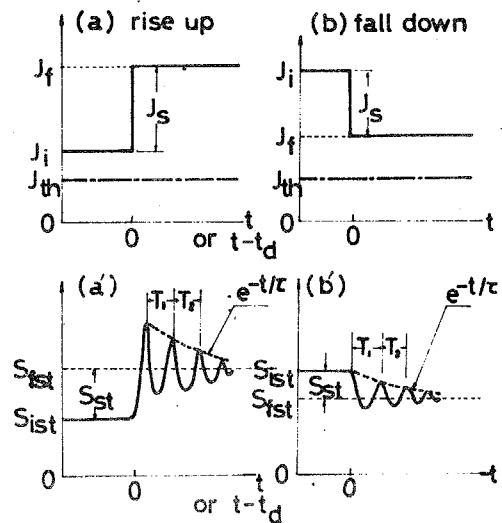


図4-1 ステップ・パルス応答

ステップ状の電流変化に対する光子密度の過渡振動について、ピーク間隔 T_1, T_2 の時間の経過に伴う変化、振動の周波数 $f (=1/T_1)$ 、減衰の時定数 τ 、およびピーク値 s_p の印加電流に対する変化を求める。

4.3.1 微小信号解析

直流バイアス J_i に較べて、信号電流 J_s が十分小さい場合、すなわち、 $|J_s| \ll (J_i - J_{th})$ のときは、レート方程式は線形化でき、解は解析的に求まる。このとき、 $s_{st} (= |s_{fst} - s_{ist}|) \ll s_{ist}$ を考慮し、適当な規格化をおこなうと式(4-1), (4-2) はつぎのように変形される。

$$dN/dt' + N + dS/dt' + (\tau_s/\tau_p) \cdot S = (|J_s|/J_{th}) \cdot u(t') \quad (4-4)$$

$$dS/dt' = (\tau_s/\tau_p) (s_{ist}/n_{th}) N \quad \dots\dots \text{立上り} \quad (4-5)$$

$$dS/dt' = (\tau_s/\tau_p) (s_{fst}/n_{th}) N \quad \dots\dots \text{降下} \quad (4-6)$$

ここで、 $t' = t/\tau_s$ 、 $N = (n - n_{th})/n_{th}$ 、 $S = (s - s_{ist})/n_{th}$ (立上り)、 $S = (s - s_{fst})/n_{th}$ (降下) をあらわす。

$t' = 0$ で階段状の電流を加えたときの光子密度 $s(t)$ は次のようになる。⁹¹⁾

(a-1) 立上りの場合

$$s(t) \simeq s_{i, st} + s_{s, t} [u(t) - e^{-At} \cos Bt] \quad (4-7)$$

$$\text{ここで, } A = [(\tau_s/\tau_p)(s_{i, st}/n_{th}) + 1] / 2, \quad (4-8)$$

$$B^2 = (\tau_s/\tau_p)^2 (s_{i, st}/n_{th}) - A^2 \quad (4-9)$$

$$s_{s, t} = (|J_s|/J_{th})(\tau_p/\tau_s)n_{th} \quad (4-10)$$

$$s_{i, st} = (J_i/J_{th} - 1)(\tau_p/\tau_s)n_{th} \quad (4-11)$$

(b-1) 降下の場合

$$s(t) \simeq s_{f, st} + s_{s, t} e^{-At} \cos Bt \quad (4-12)$$

ここで $s_{s, t}$, A , B は式 (4-8)~(4-10) 中の J_i を J_f に変え, $s_{i, st}$ を $s_{f, st}$ に変えた値を用いるものとする。 $s_{f, st}$ は $s_{i, st}$ 中の J_i を J_f に変えた値をあらわす。

式 (4-7), (4-12) は減衰振動をあらわす。振動の周波数 f および振動ピークの包絡線の減衰の時定数 τ はつぎのようになる。

(a-2) 立上りの場合

$$f \simeq B/2\pi\tau_s \simeq (1/2\pi) \sqrt{(\tau_s/\tau_p)(J_i/J_{th} - 1)} / \tau_s \quad (4-13)$$

$$\tau \simeq \tau_s/A \simeq 2\tau_s / (J_i/J_{th}) \quad (4-14)$$

(b-2) 降下の場合

(4-13), (4-14) で J_i を J_f に変えれば良い。

(4-13) であらわされる周波数 f は, J_i をバイアス電流 J_b とみなすと, 接合レーザの直接変調特性を微小信号解析で求めた際に得られた, 共振周波数 $f_{m, \max}$ ^{89), 134)} と一致している。 $J_i/J_{th} = 1 \sim 2$, $\tau_s = \text{数 ns}$, $\tau_s/\tau_p = 10^3 \sim 10^4$ を仮定すると (4-13), (4-14) より緩和振動の周波数は 100MHz~10GHz, 減衰の時定数は数 ns 程度になる。

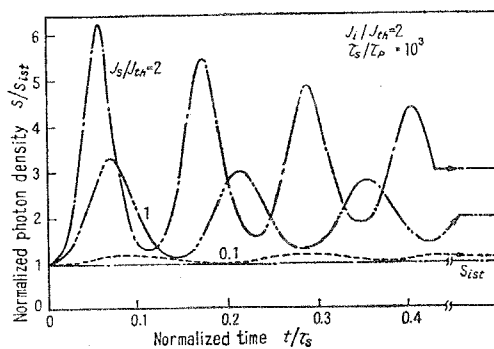
4.3.2 数値解析

電流 J_i に比べて J_b の値が小さくない場合の過渡応答をコンピュータによる数値解析で求めた。通常の接合レーザを考慮して $\tau_s/\tau_p = 10^3, 10^4$ とした。

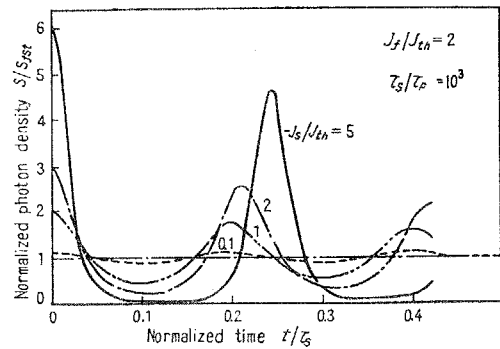
光子密度の代表的な緩和振動波形を, 図 4-2 (立上り), 図 4-3 (降下) に示す。図 4-2(a) はしきい値の 2 倍の直流バイアスがある場合, 図 4-2(b)

は直流バイアスが無い場合の応答をあらわす。図 4-2 (b) の場合にはレーザ発振はステップ状の電流印加後 $t_d (= \tau_s \ln [J_s / (J_s - J_{th})])$ ¹¹⁴⁾ の後に生じる。図 4-2 (b) では時間軸を t_d だけずらして、レーザ発振が始まる点を原点に選んである。直流バイアスが無い場合に緩和振動が鋭いスパイク状の形をとることがわかる。

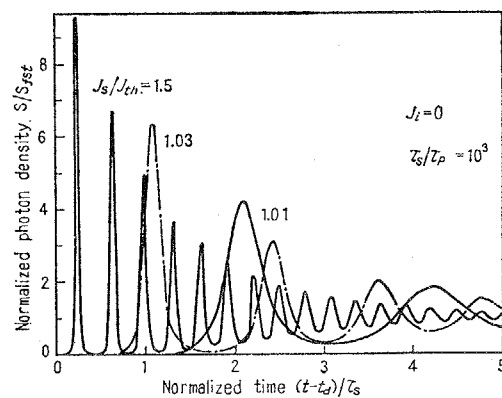
図 4-3 は降下の場合 ($J_s < 0$) の光子密度の変化を示す。 $t=0$ で電流がステップ状に減衰したときも、変化後の電流値 J_f がしきい値より大きければ (図 4-3 (a)), 減衰振動をしながら J_f できまる定常値 $s_{f,ss}$ へ近づくことがわかる。図 4-3 (b) は流れていた電流を $t=0$ で完全に切った場合、つまり $J_f=0$ の場合の s の変化を示している。この場合は図 4-3 (a) とは異なり s は振動せずに減衰する。 $t \leq 0$ での電流値が大きい程その変化は速い。



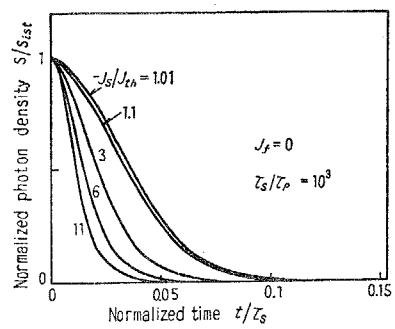
(a)



(a)



(b)



(b)

図 4-2 ステップパルス応答波形 (立上り)

図 4-3 ステップパルス応答 (降下)

これらの過渡特性は次のような過程をへて生じる(図4-4参照)。 $J_i < J_{th}$ の場合、電子密度 n は時定数 τ_e で増加し、ある遅れ時間の後にしきい値に達する。このときレーザー発振が生じるが最初のうちは光子密度 s が小さいために電子が消費される割合が小さく n はしきい値を越えて増加を続ける。 s がある程度増加してくると τ_e に較べて3~4けた小さい τ_p のために、式(4-2)からもわかるように、 s は急激に増大し、それとともに n も減少する。

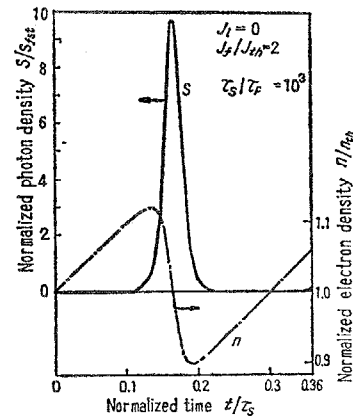


図4-4 緩和振動時の光子密度と電子密度の波形

このときしきい値以上の n で励起されていたために s は定常値をはるかに越えてしまい、それとともに n をしきい値以下になるまで消費してしまうので、 s は再び減少する。以後これを繰り返すわけであるが、わずかに残る s と J_i で定まる n よりもわずかに大きい n のために、2番目以降の s のピークは次第になまり、ついには定常光子密度におちつく。 $J_i > J_{th}$ の場合は、ステップ状にパルスが印加されるときにすでに J_i による定常光子密度 $s_{i,0}$ が存在するため、 $J_i < J_{th}$ の場合に較べて s の立上りはゆるくなり、ピーク値も相対的に小さくなる。

緩和振動周期

光子密度 s の緩和振動のピークの i 番目と $i+1$ 番目の時間間隔を T_i としたとき、時間の経過とともに T_i が変わる様子を図4-5に示す。時間の経過とともに T_i

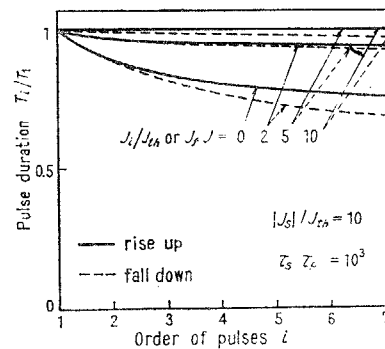


図4-5 スパイク間隔の時間変化

は減少し、その減少率は J_i または J_i が $|J_s|$ に対し小さい程大きい傾向がある。

次に、 T_i の逆数を緩和振動の周波数 f と定義し ($f=1/T_i$)、 $(J_i - J_{th})/J_{th}$ に対する f の変化を図4-6に示す。パラメータ r は、

$$r = |J_s| / (J_f - J_{th}) \quad (4-15)$$

で定義され、ステップ状の電流変化の大きさをあらわし、 r が大きいほど変化が大きい。 f は $\{(J_f - J_{th}) / J_{th}\}^{1/2}$ にほぼ比例して増加し、 τ_s / τ_p が大きいほど、また r が小さいほど f は大きくなる。 r と f の関係を図 4-7 に示す。 f は微小信号における緩和振動周波数 f_s で規格化してある。この図より立上りの場合は $r < 0.8$ 、降下の場合は $r < 0.5$ に対して、緩和振動周波数 f は良い近似で式 (4-13) で与えられることがわかる。

これらのことから、緩和振動周波数 f は、あまり r によらず、最終電流値 J_f で決まるといえる。

緩和振動振幅

緩和振動の第 1 番目のスパイクのピーク光子密度 s_p 、ピークを包絡する減衰曲線の時定数 τ を、 $(J_f - J_{th}) / J_{th}$ に対する変化としてそれぞれ図 4-8、図 4-9 に示す。図 4-8 より、ピーク値 s_p は J_f にはほとんどよらないこと、 r が大きいほど、すなわちステップ状の電流変化が大きいほど、定常値 s_{st} に較べて大きくなり、

波形は鋭いスパイク状となること等がわかる。図 4-9 より、 J_f が大きくなるほど減衰が速くなることがわかる。図中に二点鎖線で微小信号時 ($r \ll 1$) の結果を同時に示す。これより減衰の時定数 τ も $r < 1$ 程度まで微小信号の結果でよくあらわされることがわかる。またこの電流範囲では $f \times \tau$ は J_f

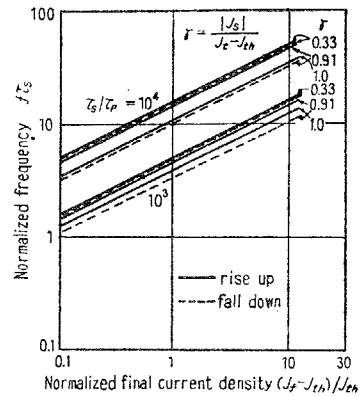


図 4-6 緩和振動周波数の印加電流依存性

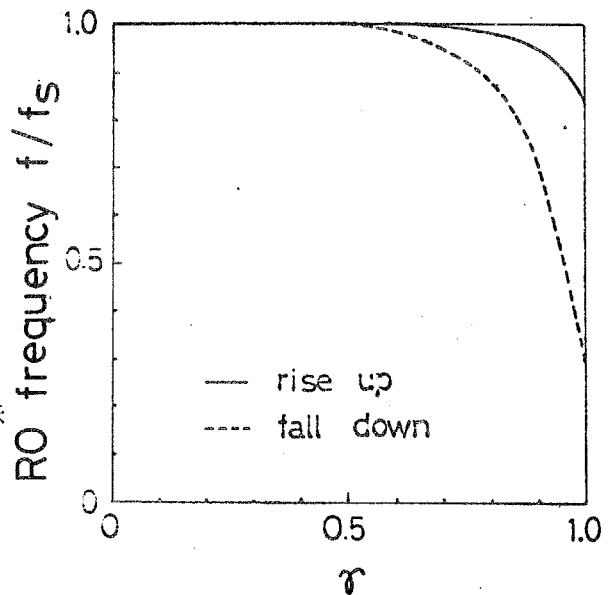


図 4-7 緩和振動周波数 f と r の関係

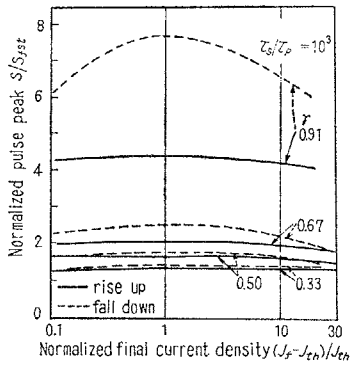


図 4-8 緩和振動スパイクの印加電流依存性

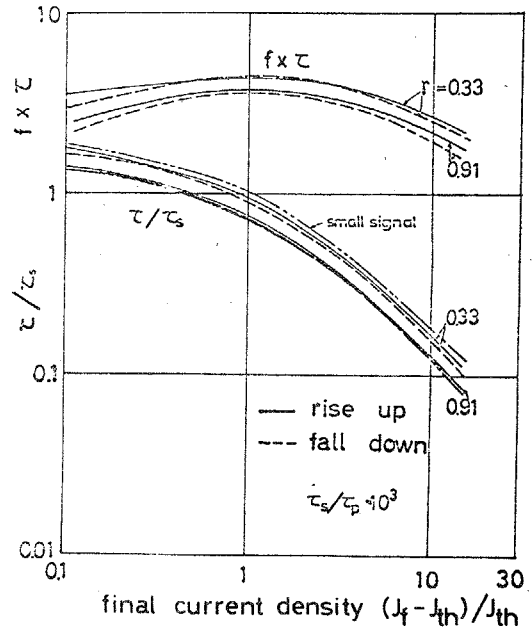


図 4-9 減衰時定数の印加電流依存性

に余りよらず，2～4の値をとる。なお図4-9の結果は $\tau_s/\tau_p=10^4$ の場合も 10^3 の場合とほとんど一致している。

4.3.3 緩和振動周波数の電流依存性に関する実験

実験はGaAs-Al_xGa_{1-x}AsストライプDHレーザを水銀リレーパルサーで駆動し，S₁アバランシェフォトダイオードとサンプリングオシロスコープで観測した。観測系全体の立上り時間は0.15 ns以下と推定される。

出力光の緩和振動波形の一例を図4-10に示す。緩和振動周波数 $f(=1/T_1)$ の印加電流依存性の測定例を図4-11に示す。電子の寿命時間 τ_s は電流と遅れ時間の関

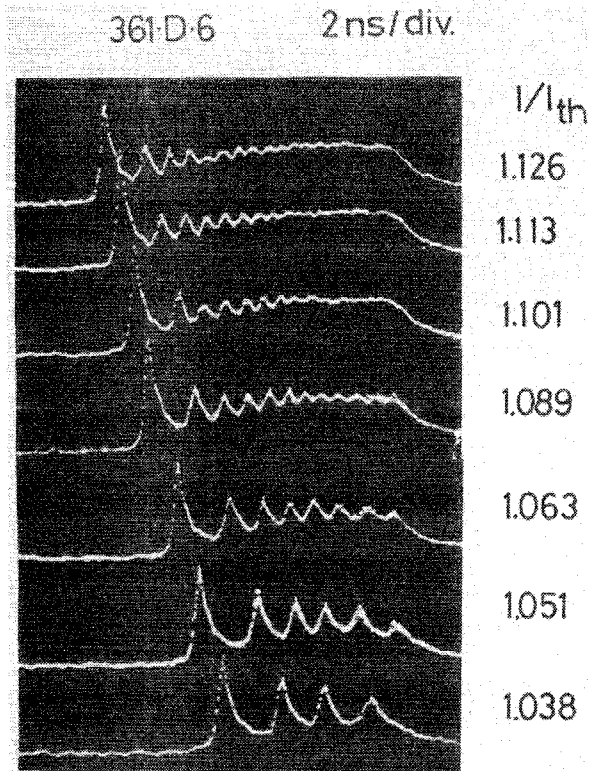


図 4-10 緩和振動波形

係から $\sim 5\text{ ns}$ と推定された。
 図中に解析の結果を $\tau_s/\tau_p = 10^3$ と 10^4 について実線で示す。

電流がしきい値近傍の場合をのぞいて f は $[(I - I_{th})]^{1/2}$ にほぼ比例して変化しており、解析の予測と一致している。解析の結果との比較から τ_s/τ_p は 10^3 と 10^4 の間にあり、 10^4 にやや近いと思われる。 $\tau_s \approx 5\text{ ns}$ であるから $\tau_p \approx 0.5 \sim 1\text{ pF}$ と推定される。これは従来から半導体レーザーについていわれてきた値とほぼ一致する。

図 4-12 は緩和振動の周期が時間の経過とともに変化する様子を示したもので、解析の図 4-5 に相当する。時間の経過とともに周期は解析が示すよりもやや急に小さくなっている。

以上、比較的単純なふるまいを示すレーザーダイオードについての実験結果を一部解析と比較した。現実のダイオードはもっと複雑な

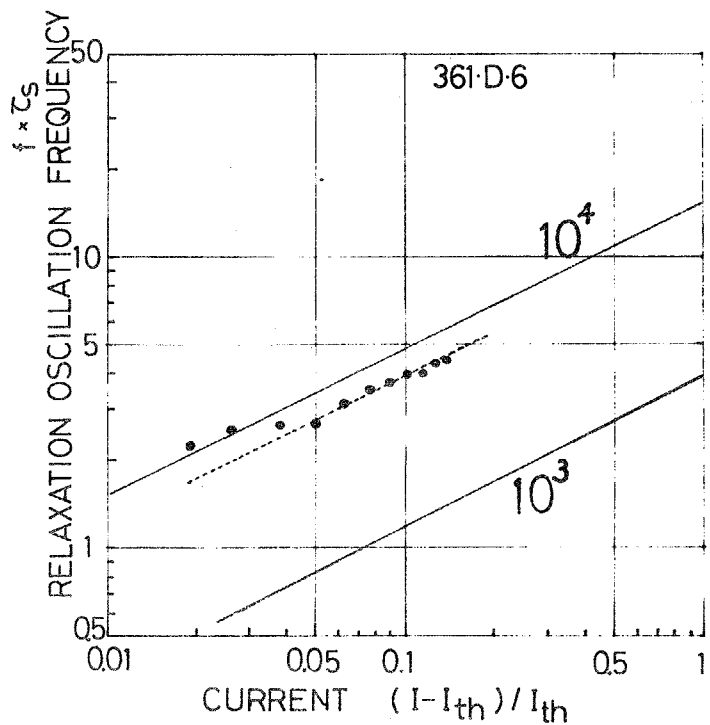


図 4-11 緩和振動周波数の印加電流依存性

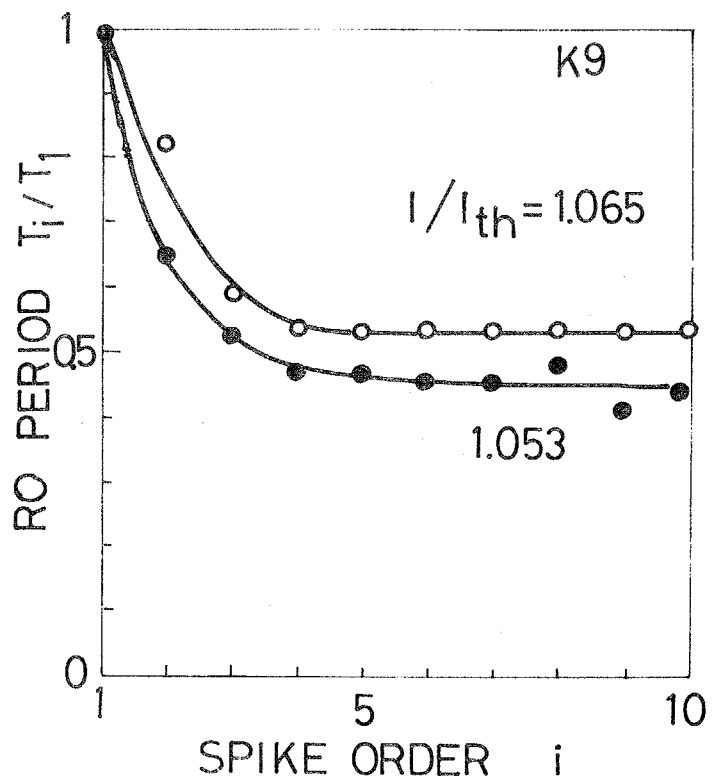


図 4-12 緩和振動周期とスパイク番号の関係

ふるまいをするものが多いが、この点については検討の項で述べる。

4.4 PCM パルス応答

この節では、PCM パルス信号に対する出力光波形のパターン効果を、前節までで検討した出力光の緩和振動 (Relaxation Oscillation, 以後 RO と略称する) と関係づけて考察する。PCM パルス信号に対する出力光の応答に関しては小関¹³⁹⁾、伊藤や峠¹⁴⁰⁾、茂手木、井早により計算機解析が行なわれており、とびとびの変調ビットレイトでパターン効果が小さくなることが指摘されているが、その物理的な意味は余り明らかではない。この節では、電子密度の時間的変化に注目してその意味を明らかにする。

励起電流パルス J は、図 4-13 に一例を示したように、デューティ比 50% のステップ状の RZ (Return-to-Zero) パルスとし、しきい

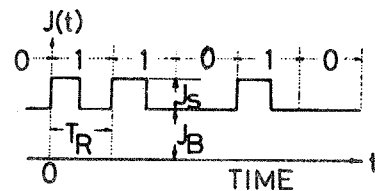


図 4-13 電流波形の一例

電流値で規格化して示した。一般に直流バイアス J_B + 信号パルス J_s の形であたえる。特にことわらない限り、 J_s は 0.5 に固定した。図 4-13 に示した 0 …… 011010 の PCM 信号に対する光子数と電子数の応答の例を図 4-14 (a), (b) に示す。以後、光子密度、電子密度は定常値で、時間は電子の自然放出寿命時間でそれぞれ規格化してあらわす。パルスのくり返し周期 T_R は 0.5 とし、直流バイアス J_B を 0.96 から 1.1 まで変えた。①から⑥までの波形の変化は発振遅延時間と RO 周期の変化により生じた。

被変調波形のパターン効果は、普通は擬似ランダムパルスによるアイパターンを用いて調べることが多い。計算機解析でも同様なやり方は可能であるが、¹⁴⁰⁾きわめて時間がかかる。そのかわりに本論文ではパターン効果を簡単に評価するために固定パターンの応答波形を 1 ビット分づつずらして重ねた波形を用いることにし、それを“擬アイパターン”と呼ぶことにする。図 4-14 に対応する擬アイパターンを図 4-15 に示す。図 4-14 に較べて

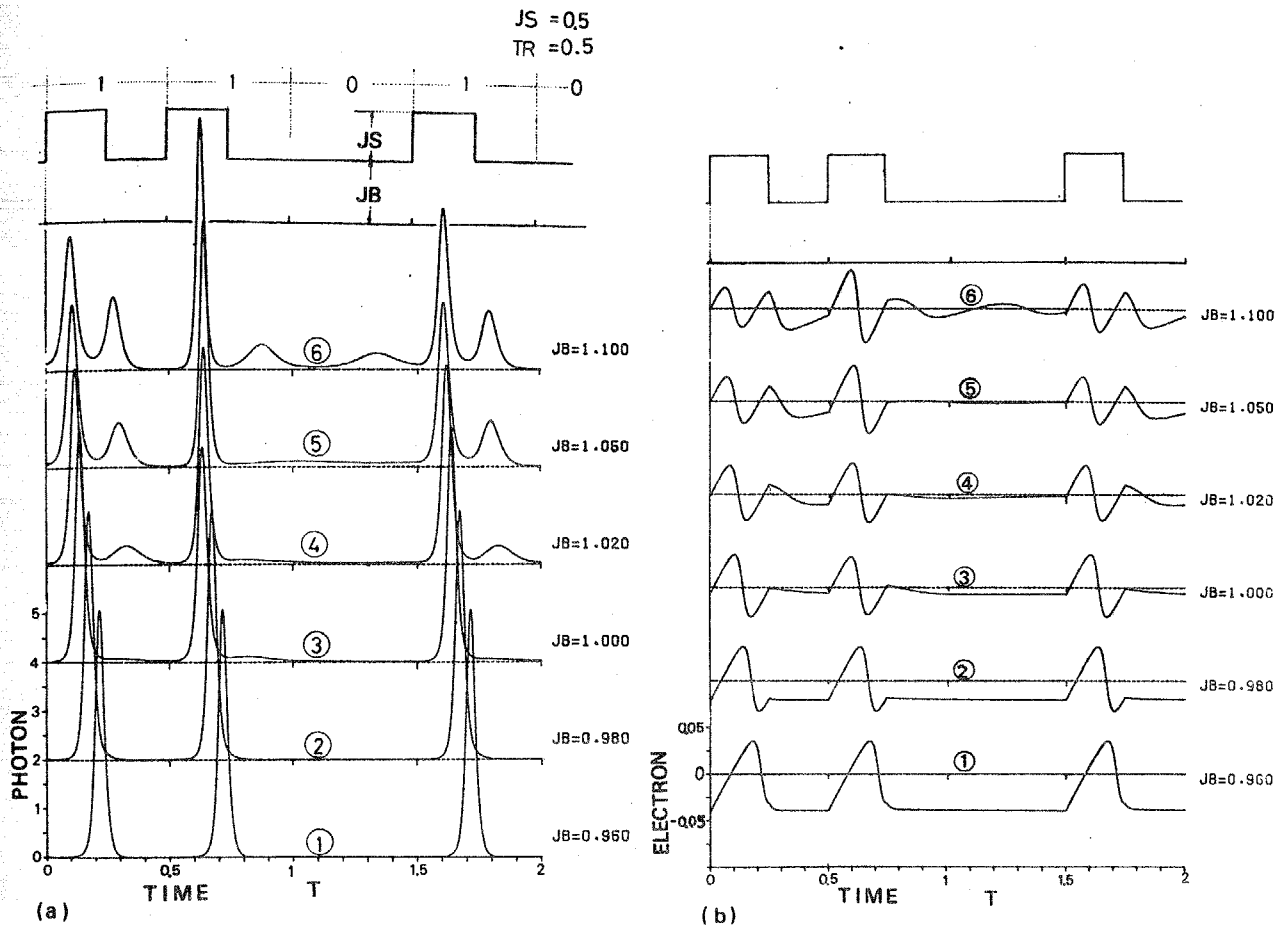


図 4-14 パルス応答波形 (a) 光子密度, (b) 電子密度

この図はパターン効果の大小がわかりやすい。図 4-14 と 4-15 をもとに、パターン効果が小さいのはどのような場合かを考察する。

PCM パルス信号によって変調された出力波形にパターン効果が生じないためにはどのビットも同じ初期条件ではじまれば良い。別の言葉で言えば、どのビットも同一の電子密度, 光子密度ではじまれば良い。RO があると、光子密度も電子密度も時間的に大きく振動しているので、励起パルスがこの振動のどの位相で切れるかによって両者がもとの状態にもどるまでの時間に大きな差ができる。これが RO があるとパターン効果が複雑になる原因

と考えられる。

図 4-14, 4-15 では、パターン効果の小さい応答波形は①, ②, ③のときに得られているが、これらは次のふたつの場合に分けて考えることができる。

[I] 電子密度が定常値のとき励起パルスが切れ、そのとき光子密度が小さい……②, [II] 電子密度が定常値よりもやや大きい

ところで励起パルスが切れ、そのとき光子密度が余り大きくない……①, ③。[I] のときには、電子密度、光子密度ともに励起パルスが切れた後にほとんど変化せず定常値にとどまる。これに対して [II] のときには、励起パルスが切れた後に光子を放出して電子密度は比較的速く定常値にもどる。もしも電子密度が定常値よりも大きいところで励起パルスが切れ、そのとき光子密度が小さ過ぎると電子密度が定常値へもどるのに時間が長くかかる。あるいは④, ⑤, ⑥のように励起パルスが切れたときに光子密度が大き過ぎるとそのあとの光子の放出が多過ぎて電子数は定常値のまわりで振動してしまい、それにもなって光子密度も余分な振動をおこしてしまう。このような状態は直流バイアスをしきい値以上にした場合 ($J_b \geq 1$) によく生じ、 $J_b < 1$ のときには生じない。信号電流の振幅 J_s が十分に大きければ、

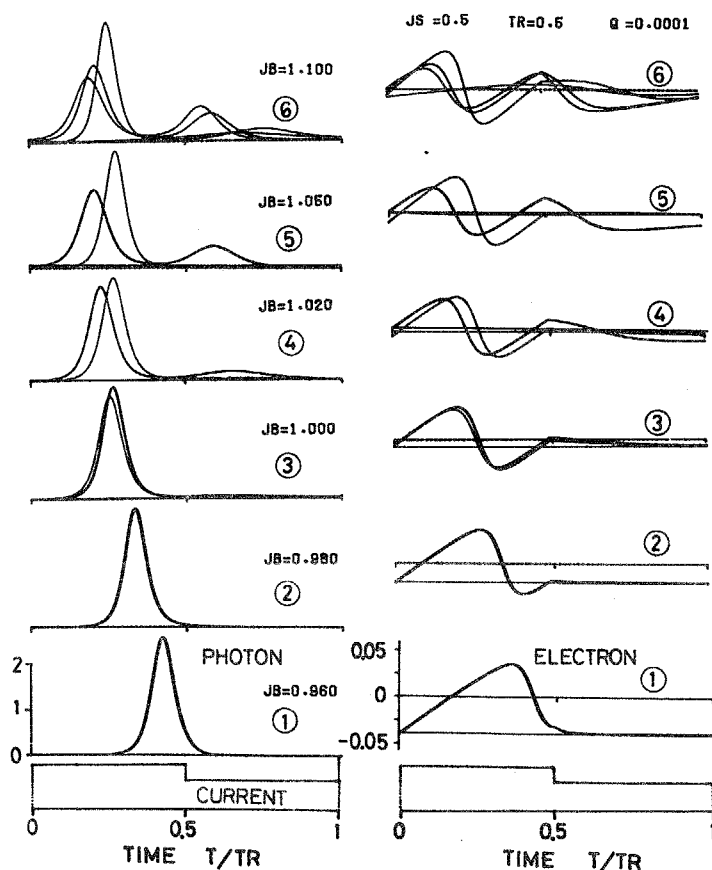


図 4-15 擬アイ・パターン

$J_B < 1$ の方が一般にパターン効果は小さくなる。 $J_B < 1$ という状態は、光パルスのオンとオフの状態の強度比(消光比)を劣化させない点からも望ましい。^{*}電子密度が定常値より小さいときに励起パルスが切れた場合には、励起パルスが切れた後に直流バイアスによって定常値へ復帰することになる。この時定数は τ_s で、例えば〔Ⅱ〕の場合のように、光子を放出して電子密度が定常値にもどる場合よりもはるかに時間がかかるのでパターン効果が大きくなってしまふ。

図4-16にパターン効果の小さい応答波形の例を示す。(a)は〔Ⅰ〕の場合に、(b)は〔Ⅱ〕の場合にそれぞれ相当する。これらの図より、パターン効果が小

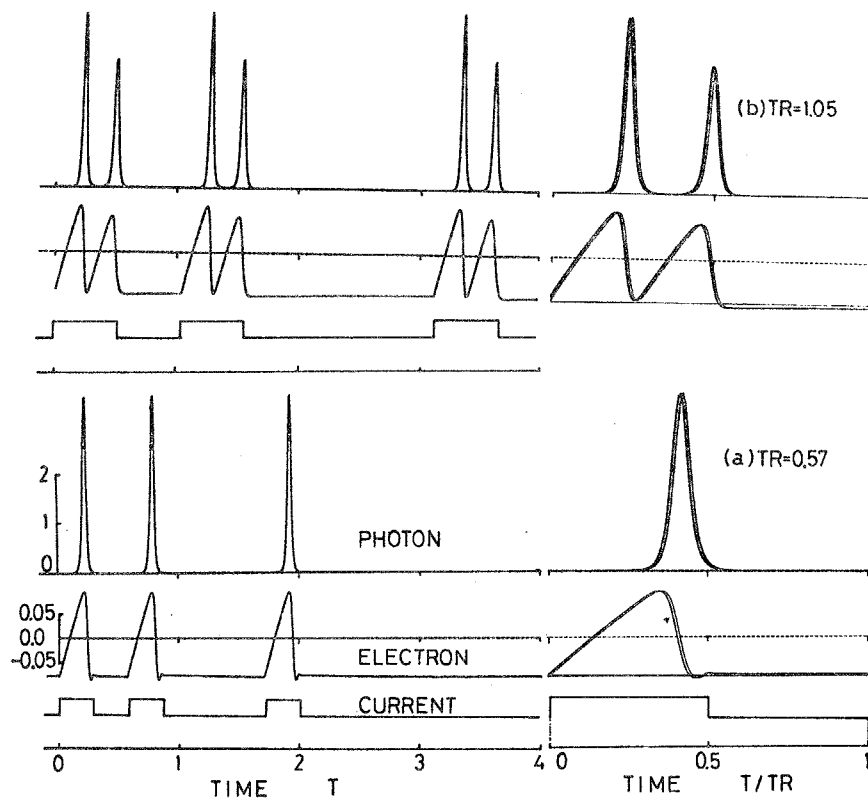


図4-16 パターン効果の小さい応答波形 $J_B=0.96$, $J_s=0.5$

* $J_B < 1$ の最も極端な場合は無バイアス($J_B=0$)のときである。このときは電流パルスが切れた後でいったんキャリア密度がゼロになればキャリア密度はそのままゼロを保つのでパターン効果は生じにくい。回路的にキャリアを速く消費することによって無バイアスで高速変調を可能にする方法が試みられている。¹⁵⁶⁾

さくなるのは，励起パルスの幅が電子密度の振動の1サイクル，2サイクル……に相当する時間にほぼ等しい時であることがわかる。この電子密度の振動周期は光出力のRO周期 T_1 にほぼ等しいので，上記の条件は，励起パルス幅がRO周期 T_1 の整数倍にほぼ等しいときと言い換えることができる。したがって，励起パルスのデューティ比を r とすると，パターン効果が小さくなる励起パルスのくり返し周期 T_R は次式であらわせる。

$$T_R \approx m \cdot T_1 / r, \quad m = 1, 2, \dots \quad (4-16)$$

図4-14~16に示した例では $r=0.5$ にとつたので $T_R \approx 2T_1, 4T_1$ のときにパターン効果が小さくなるはずである。実際に，例えば，図4-16に示したパターン効果の小さい励起パルスくり返し周期は $T_R=0.57, 1.05$ で，このときのRO周期 $T_1=0.27$ の2倍 ($=0.54$)，4倍 ($=1.08$) に近い値になっている。このようなとき，ROスパイクの数は1ビット内にそれぞれ1，2となっている。図4-16のような状態のときは，ある励起パルスが切れた後に次の励起パルスがもっと早くきてもパターン効果はほとんど増大しない。したがって，デューティ比 r をもっと大きくできるので，励起パルス幅を変えずに変調のくり返しを上げることができる。このことは，ROがあるときには，PCM変調の最大ビットレイトは，原理的には，RO周波数になることを意味している。

以上の定性的な説明から，パターン効果の小さい変調ビットレイトがとびとびにあらわれる¹⁴⁰⁾理由が理解できよう。以後，パターン効果をやや定量的に考察する。図4-15, 4-16に示したような擬アイパターンを用いて計算したジッタ(a)と振幅変動(b)の変調くり返し周期 T_R に対する変化を図4-17に示す。それらの定義は図中に示した。ジッタも振幅変動も矢印で横軸上に示したRO周期の2倍，4倍の変調くり返し周期の附近で小さくなっていることがわかる。

前節で考察したようにRO周期は J_B や J_s の大きさを変えることによって変えられるので，RO周期より大きな任意のくり返し周期に対してパターン効果を小さくすることは不可能ではない。しかしながら J_B や J_s の大き

さにはある制約
 がつけられるこ
 とが多い。例え
 ばしきい値以上
 の J_B は信号の消
 光比を劣化させ
 るので望ましく
 ないし、高速変
 調の場合には駆
 動回路の関係で
 J_S はあまり大き
 くとれない。

以上述べたこ
 とは単一モード
 発振をしている
 場合についてで
 ある。これに対
 して、多くのモ
 ード（特に横モ
 ード）で発振し
 ていたり、フィ
 ラメント状の発
 振をしていたり
 する場合には、
 パターン効果を
 小さくするよう
 な条件を見い出
 すことはかなり

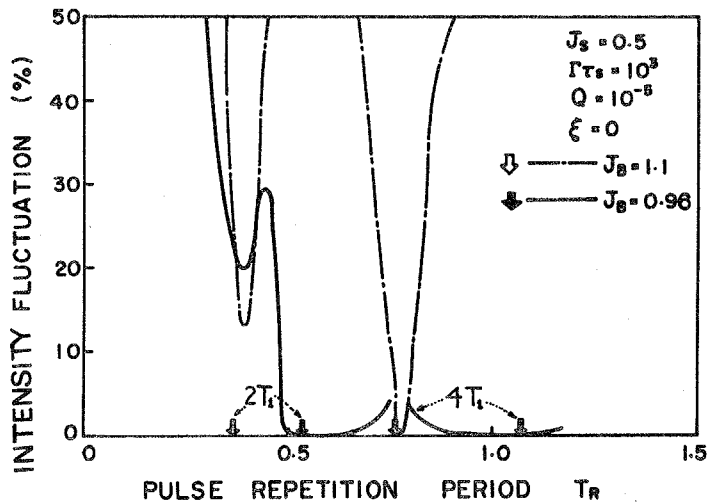
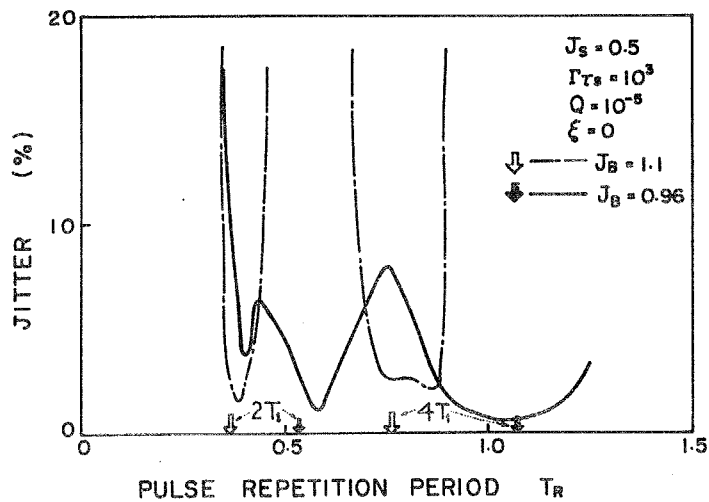
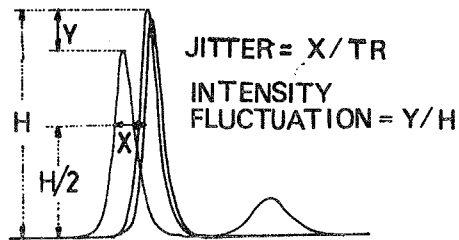


図4-17 ジッタ，振幅変動のパルスくり返し周期依存性

難しくなる。なぜなら、各フィラメント（あるいは横モード）は異なるしきい値，RO周波数を持つことが多いために、ひとつのフィラメントについてパターン効果が小さくなる条件が、他のフィラメントについてはあてはまらず、それらの出力が重なると結果としてパターン効果が大きくなってしまふ。したがって、半導体レーザの単一横モード発振は、ファイバとの良好な結合にとってばかりではなく、高速変調にとってもきわめて重要である。

以上，ROが高速のパルス直接変調にあたえる影響を考察した。

4.5 励起パルスの立上り時間による過渡応答の変化

前節までは励起電流パルスがステップ状に変化する場合の過渡応答について検討した。現実の駆動電流パルスは有限の立上り時間を持つ。そこでこの節では励起電流パルスの立上り時間による、光出力の過渡応答の変化の解析結果について述べる。

電流波形を次の式で与える（図4-18）。

$$I(T) = \begin{cases} I_0 \sin^2\left(\frac{\pi T}{2T_0}\right), & 0 \leq T \leq T_0 \\ I_0, & T \geq T_0 \end{cases} \quad (4-17)$$

T_0 を変えたときの光子密度の応答の変化の例を図4-19に示す。図中に電流波形（任意目盛）も同時に点線で示した。図4-19(a)は直流バイアス $J_B = 0.90$ の場合を、図4-19(b)は $J_B = 1.10$ の場合をそれぞれ示す。

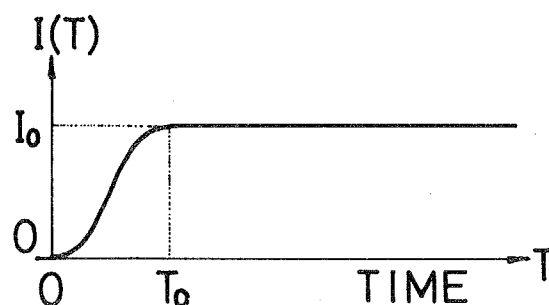
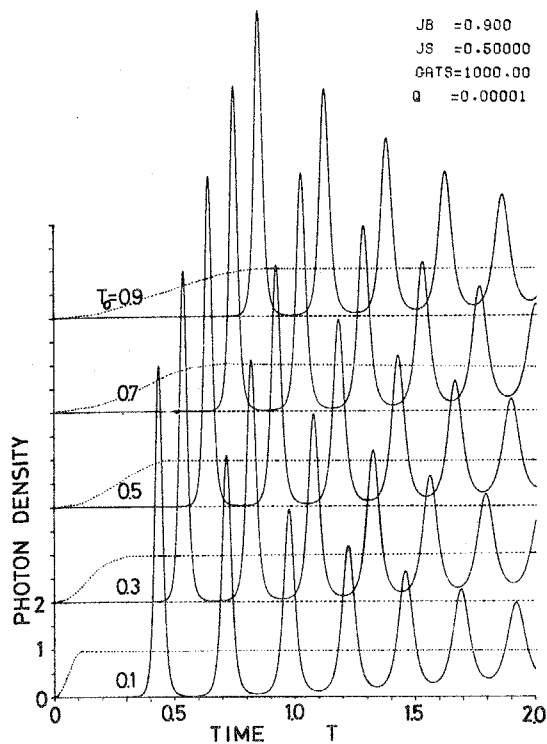
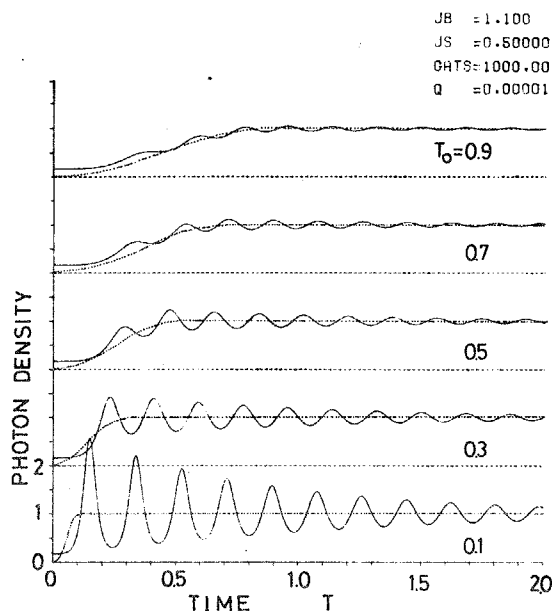


図4-18 電流波形



(a) $J_B = 0.90$



(b) $J_B = 1.1$

図 4-19 印加電流パルスの立上り時間による出力波形の変化

$J_B < 1$, すなわち, しきい値以下の直流バイアスに対しては, 電流パルスの立上り時間の増加は最初のスパイクがあらわれる時間が遅れるだけでその後の波形はほとんど変わらない。これに対して $J_B \geq 1$, すなわちしきい値以上の直流バイアスの場合には, T_0 が大きいほど, つまり電流パルスの立上りがゆるいほど緩和振動の出方は弱くなり, $T_0 = 0.9$ のときはほとんど電流波形に追随している。

次に T_0 によって緩和振動の周波数 f , および振幅が変化の様子を, $J_B = 0.9, 1.0, 1.1$ の場合について図 4-20 に示す。これより, T_0 によって f はほとんど変化しないが, 振幅は $J_B = 1.0, 1.1$ のとき T_0 の増加とともに急激に減少することがわかる。

このように励起電流パルスの立上りをゆるくし, 直流バイアスをしきい値以上にかければ, 緩和振動の発生をかなりおさえることができる。しかしながら, しきい値以上の直流バイアスは消光比の劣化やパターン効果の

増大をもたらすので望ましくない。さらにこの方法で緩和振動の発生をかなりおさえることができても、ゆっくりした励起電流パルスの立上りのために、この方法は高速変調にはそれほどむかない。一例として、 $J_B = 1.1$ のとき緩和振動振幅が定常値の $\frac{1}{2}$ 以下となる場合を考える。図 4-20 より $T_0 \geq 0.45$ でなければならない。このときパルスくり返し周期 $2T_0 \geq 0.9$ となる。通常の接合レーザーの τ_s は約 5 ns だから、これは 200 Mb/s に相当する。次の第 5, 6 章で高速直接変調を可能にする方法について述べる。

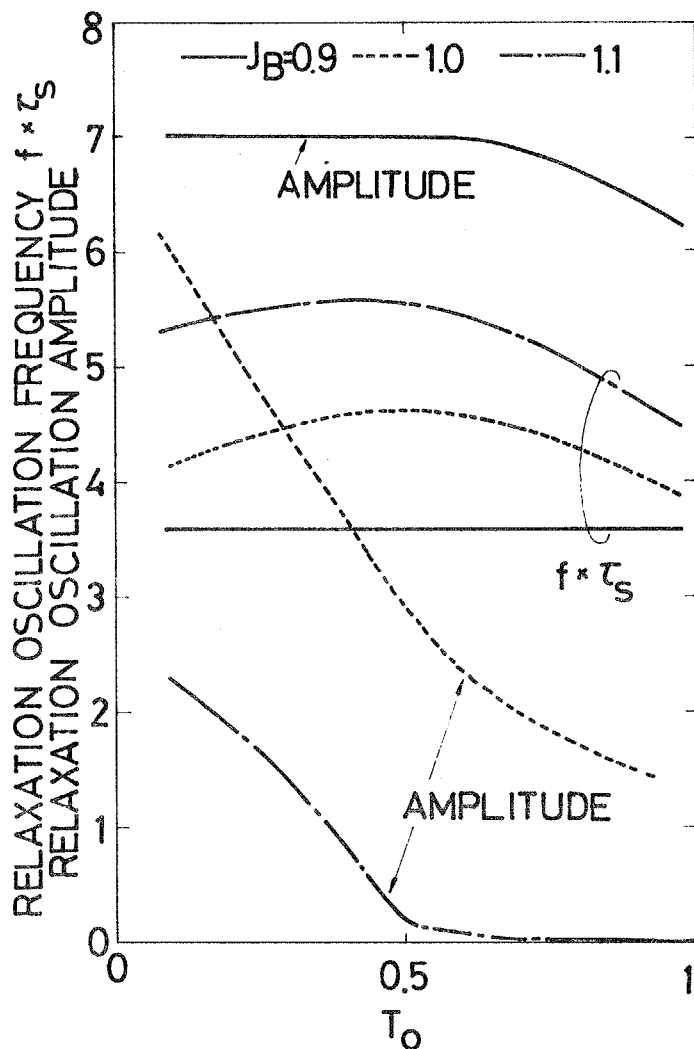


図 4-20 印加電流パルス立上り時間と緩和振動周波数, 振幅の関係

4.6 検 討

ここで用いたレート方程式には、光子と励起された電子の間の非線形過程を含んでおり、他に複雑な機構を考えなくても、鋭いスパイク状の緩和振動波形が得られる。このスパイク状の緩和振動は、主として光子の寿命時間が電子の寿命時間よりもずっと短いことにより生じており、正弦波直接変調における共振状現象と本質的に同じ性質のものであって、半導体レーザーにとって本質的な現象であろう。

ひとつの発振状態に対して、いままでに述べてきた過渡振動があらわれるのであるが、多くの発振状態が同時にあらわれる場合には、その出力波形はきわめて複雑なものとなり得る。特に接合面に平行な方向のモードが明確でなく、複数のスポットで発振しているような場合には、各スポットは互いにほぼ独立でそれぞれ異なる τ_s , τ_p , J_{th} 等のパラメータを持っていることが多いので、出力波形は各スポットの出力波形の和をあらわし、単純な減衰振動でなく、複雑なふるまいをすることが多い。また、フィラメント状の発振をしていなくても、発振にともなって τ_s , τ_p 等が変化することも考えられ、これらの値をすべて定数としたこの解析では説明できないような異状な緩和振動パターンも観測されている。¹³⁶⁾

このように、単一発振状態、固定パラメータを仮定したレート方程式にもとづく本章の解析は現実の接合レーザの過渡特性を十分に説明できるとは言えないが、緩和振動の基本的な性質を明らかにすることができると思われる。

4.7 まとめ

接合レーザ光出力の主としてステップ状の印加電流変化に対する応答を、レート方程式を用いて解析し、実験と一部比較した。その結果、次の点を明らかにした。

- (1) ステップ状の印加電流変化によって、単一モード発振であっても接合レーザの光出力には鋭いスパイク状の緩和振動があらわれる。この緩和振動は光子の寿命時間が電子の寿命時間よりも3~4桁小さいことに起因する。緩和振動の周波数と減衰の時定数は、主として最終電流値 J_f でさまじり、その振動振幅は電流変化の大きさに依存する。ふつうのAlGaAs DHレーザの緩和振動周波数は数100MHz~数GHzであり、印加電流の平方根にほぼ比例して増加する。
- (2) この過渡振動は、いわば、半導体レーザのパラメータと印加電流によ

って決定される，固有振動というべきもので，直接変調の際の共振状の現象やセルフ・パルセーション等とも関係が深い。⁸⁰⁾

(3) PCM-RZ 信号に対する光子密度，電子密度の応答を検討し，次の結果を得た。

① 緩和振動が存在することによって変調された光出力のパターン効果が複雑になる。

② パターン効果が小さくなる変調ビットレイト f_m は， $f_m \approx f_R \cdot r/m$ ， f_R は緩和振動周波数， r はデューティ比， m は整数であらわされ，とびとびにあらわれる。

③ デューティ比 $r \rightarrow 1$ の状態を考えることにより，原理的に最大の変調ビットレイトは緩和振動周波数と同程度になる。

(4) 印加電流パルスがゆるやかに立上がる場合には，直流バイアスがしきい値以上ならば緩和振動のスパイクの高さは急激に小さくなる。緩和振動周波数は印加電流パルスの立上がり時間にほとんどよらない。

第5章 自己光注入法による高速パルス直接変調特性の改善

5.1 まえがき

信号をパルス電流の形式に変換してレーザに印加しその光強度を変調する，パルス直接強度変調が，レーザの電流-光出力の非直線性の影響をうけにくい点で，注入形の半導体レーザに適していると思われ，前章でこの変調特性を理解するための最も基礎的な応答としてまずステップ状の印加電流に対するパルス過渡応答を，次いでPCMパルス応答を検討した。この章と第6章では，パルス強度変調の中でも特にPCM-IM(Pulse Code Modulation-Intensity Modulation)方式をとりあげ，高速直接変調を実現する方法について述べる。

注入レーザをステップ状あるいは短い立上り時間のパルス電流で励起すると，光出力パルスの立上り部分に鋭いスパイク状の緩和振動があらわれることを前の章で明らかにした。この出力光の緩和振動は次のような理由のために高速パルス直接変調にとって大きな障害となる。(i)出力波形を歪ませる。(ii)緩和振動にともなって電子密度も振動し，そのためにパターン効果が複雑になる。⁹⁹⁾(iii)電子密度の振動にともなって利得が振動するために発振スペクトル幅が増大する。¹³⁷⁾このうち(i)の波形歪は，変調信号周波数が緩和振動周波数よりもずっと小さければ検出系の帯域を電氣的に制限することにより除去できる。現在のDHレーザでは数100Mb/sまではこの方法で実用上問題ない程度にまで波形を改善できることが報告されている。⁹⁶⁾(ii)のパターン効果の複雑化については前の章の4.4で詳しく述べた。

出力光の緩和振動は高速パルス直接変調にとって前記のような悪影響を及ぼすが，一方で，緩和振動をとまなう出力光波形は，すでに第4章で明らかにしたように，定常値の数倍を越える高いピーク値ときわめて短い立上り時間を持つので，これらを有効に利用できれば効率の良い変調が期待できる。著者らはそのための一方法として，変調される半導体レーザの

出力光の一部をある時間おくれを持たせてそのレーザ自身に再び注入してやる方法（自己光注入法あるいは光帰還法）を考案し，光帰還項を含むレート方程式にもとづく解析と，AlGaAs DHレーザと外部反射鏡を組み合わせた実験とから，この方法が半導体レーザの高速パルス直接変調にきわめ^{99)~101)}て有効であることを確認した。

本章は大きく分けて，(i)光帰還が緩和振動に及ぼす影響の解析および光帰還がパルス変調波形に及ぼす影響の解析，(ii)AlGaAs DHレーザを用いた実験，からなっている。

5.2 自己光注入の解析

解析は共振器内の光子数と電子数についてのレート方程式を用いて行なう。外部鏡によって光帰還をかける場合の動作の解析には，厳密には位相も考慮した電界に関する方程式を立てなければならないが，ここで考えているような，光帰還時間が十分に長い場合には，光子のかたまりが外部鏡で反射されてある時間だけ遅れて再び共振器にもどってくるという，レート方程式的な考え方をして良いものと思われる。

5.2.1 モデルと基本方程式

解析のためのモデルを図5-1に，レート方程式を式(5-1)，(5-2)に示す。

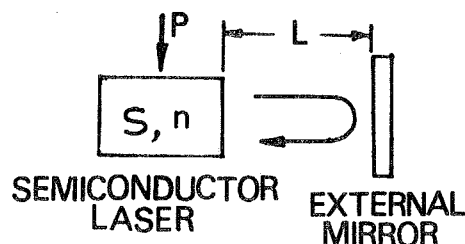


図 5-1 モデル

$$dn/dt = j - n/\tau_s - G(n) \cdot s \quad (5-1)$$

$$ds/dt = [G(n) - 1/\tau_p] \cdot s(t) + \xi \cdot s(t - t_f) / \tau_p + Qn/\tau_s \quad (5-2)$$

式(5-2)の第2項が光帰還の効果をあらわす項で、時間 t_f だけ前に共振器より失われた光子のうち ξ の割合だけが帰還されることを示している。光帰還時間 t_f は共振器端面と外部鏡との間隔 L と光速 c とからほぼ次のようにあらわせる。

$$t_f \approx 2L/c \quad (5-3)$$

光帰還によって定常励起のもとでの発振しきい値は減少する。利得係数 $G(n)$ が n の α 乗に比例すると仮定すると、光帰還があるときのしきい電流密度 J_{th} は無いときの値 J_{th0} と次のような関係で結ばれる。¹¹⁶⁾

$$J_{th} = J_{th0} (1 - \xi)^{1/\alpha} \quad (5-4)$$

あるいは逆にこれから

$$\xi = 1 - (J_{th}/J_{th0})^\alpha \quad (5-5)$$

だから、しきい電流密度の減少の割合から、光帰還の強さをあらわすパラメータ ξ が推定できる。¹³⁸⁾

以後、式(5-1)・(5-2)をコンピュータによる数値計算で解くことにする。前章の4.4と同様に励起電流 J (光帰還がないときのしきい値で規格化して示す) は直流バイアス J_B + 信号パルス J_s の形であたえる。特にことわらない限り J_s は0.5に固定し、 J_B は1.0(しきい値)の前後で変化させた。その他の主要なパラメータの値として、 $\alpha=2$, $\tau_s/\tau_p=10^3$, $Q=10^{-4} \sim 10^{-5}$ ^{118), 119)} を用いた。

計算結果を示す図中の記号の意味を表5-1にまとめておく。

表 5-1 図中の記号の説明

図中の記号	本文中の記号	意 味
JS	J_s	信号パルス電流密度
JB	J_B	直流バイアス電流密度
TR	T_R	パルスくり返し周期
GATS	τ_s/τ_p	電子と光子の寿命時間の比
GUZ	ξ	光帰還の強さをあらわすパラメータ
TF	T_F	光帰還時間

5.2.2 ステップパルス応答

$t=0$ で立上るステップ型の励起における光帰還の効果の例を図5-2に示す。(a)では、光帰還時間 T_f を0.01から0.2まで($t_f=0.01\tau_s \sim 0.2\tau_s$)変えたときの光子密度の応答の変化をあらわす。ここでは光帰還がない場合を除いて、光帰還の強さをあらわすパラメータ ξ を0.1に固定している。(b)では $T_f=0.04$ に固定して ξ を変えたときの応答の変化をあらわす。これらより光帰還の効果をもとめると次のようになる。

① ROの減衰が速くなる。これは帰還された光によりレーザが損失領域で動作することによって生ずる、次の章で述べる外部光注入¹⁰⁾の場合と同様な効果と、RO周期に対して必ずしも整数倍あるいは整数分の1の関係にない時間遅れをともなっ

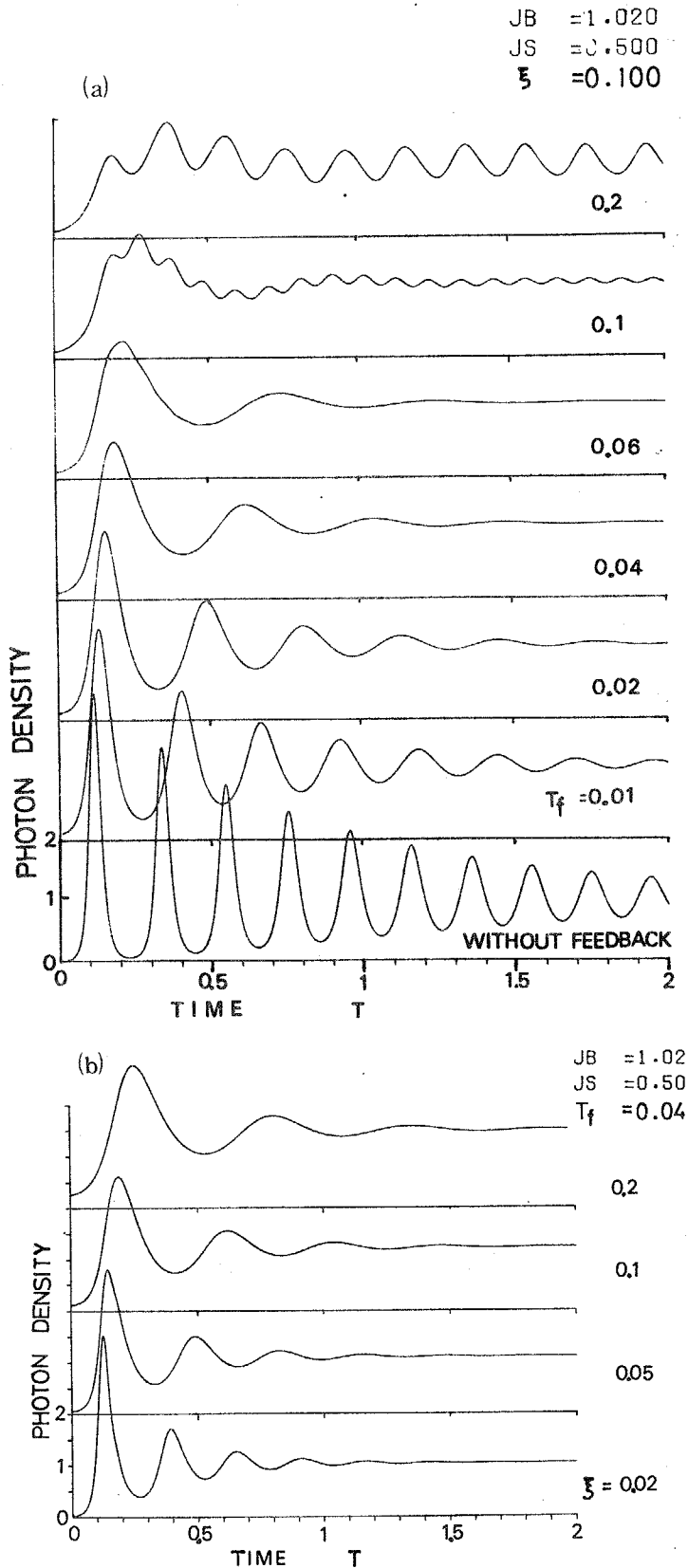


図5-2 光帰還によるステップパルス応答の変化

て帰還された光がもとの振動を打ち消す効果とによるものと考えられる。

② RO 周期が増大する。これは光帰還によって反転分布が余分に消費されるために 2 番目の RO スパイクが立ち上がるのに余分に時間がかかるためと考えられる。RO 周期は T_F が大きい程，又 ξ が大きい程大きくなる。

③ T_F が RO 周期にほぼ等しいとき（図では $T_F = 0.2$ のとき），ほぼ定常的な振動があらわれる。これは Broom, Mohn, Salathe によりすでに観測された現象に相当する。¹⁴¹⁾

光帰還時間 T_F に対する RO 周期 T_{12} の変化を，光帰還の強さ ξ ，直流バイアス J_B をパラメータにして図 5-3 に示す。

このように，出力光の RO の減衰の速さや周期は，光帰還によって外部から制御できることが明らかになった。このことは，前章の光帰還がない場合の PCM パルス応答の解析結果と考え合わせると，光帰還によって PCM

パルス応答特性を外部から制御できることを意味する。

5.2.3 短いパルス応答

図 5-2 から明らかなように，光帰還によって RO 周期が増大するとともに，RO の各スパイクの幅がひろがる。したがってこの最初のピークの部分のみを用いるような短い幅のパルス励起に対しては，光帰還による波形の改善の効果が大きいと考えられるので以下で検討する。

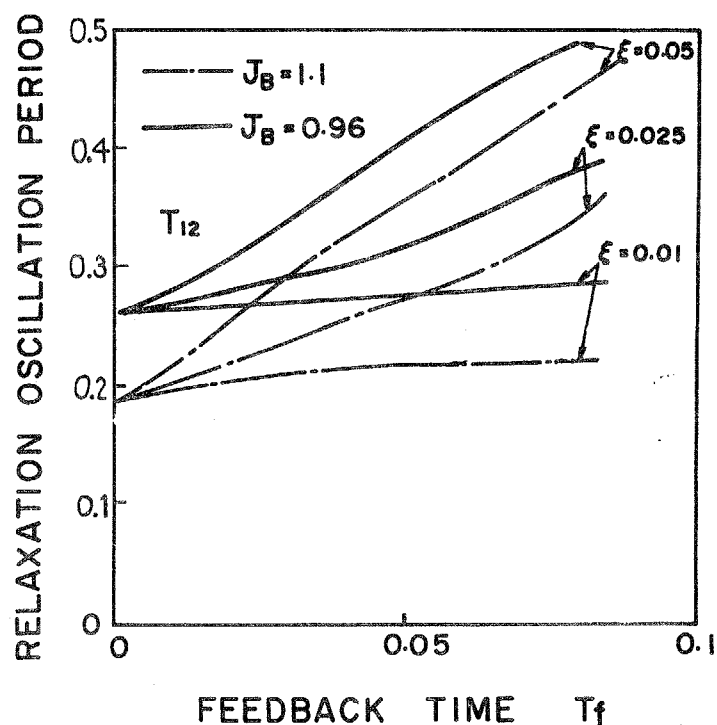


図 5-3 光帰還による RO 周期の変化

図 5-4 は励起パルスの幅を 0.1 から 0.6 まで変えたときの光子密度の応答を光帰還があるときとないときで比較したものである。光帰還時間 T_f は 0.04 に選んだ。これは光帰還がないときの RO 周期の約 $\frac{1}{4}$ に相当する。この図から光帰還により各ビット内の RO スパイクの数を減少させ得ることがわかる。このことと前述のスパイク幅の増加はともに出力波形の改善に役に立つ。

5.2.4 PCM パルス応答

光帰還による PCM パルス応答の変化を図 5-5 に

示す。 $\xi = 0.025$ に固定し、 $T_f = 0.012 \sim 0.060$ にした。光帰還がない場合の RO 周期 T_1 は ~ 0.27 である。このパルスくり返し周期 ($T_r = 0.75$) では、 T_f の値が 0.044, 0.060 のときパターン効果が小さくなることが図中の擬アイパターンからよくわかる。これらの値は RO 周期 T_1 の約 $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$ に相当する。光帰還がないとき、(a) に示すように 2 番目のビットにあらわれていた RO の 2 番目のスパイクは、(c), (d) に見るように光帰還によって消すことができる。光帰還時間 T_f がもっと小さいと出力波形の改善は不十分になる。もっと大きな T_f に対しては、すでに (e) に部分的に見られるように、最初のピ

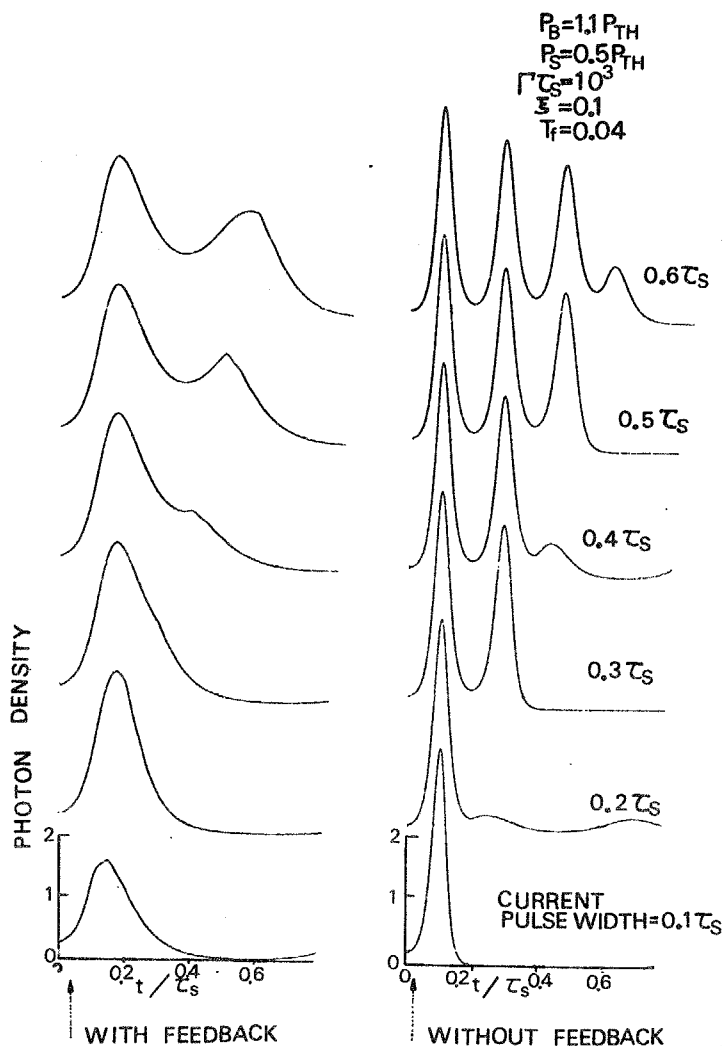


図 5-4 光帰還による短いパルスに対する応答の変化

ークがかなり下が
ってから帰還した
光によるピークが
あらわれるので、
出力波形は高周波
の振動成分を多く
含んだものになる。

ジッタのパルス
くり返し周期依存
性を光帰還時間 T_f
をパラメータにし
て図5-6に示す。
比較のために光帰
還がない場合の結
果を図4-17より転
載して点線で示す。
ジッタが最小とな
るパルス周期は T_f
によって変化する。
これは5.2.1で示
した光帰還による
RO周期の変化に対
応する。光帰還に
よって、光帰還が

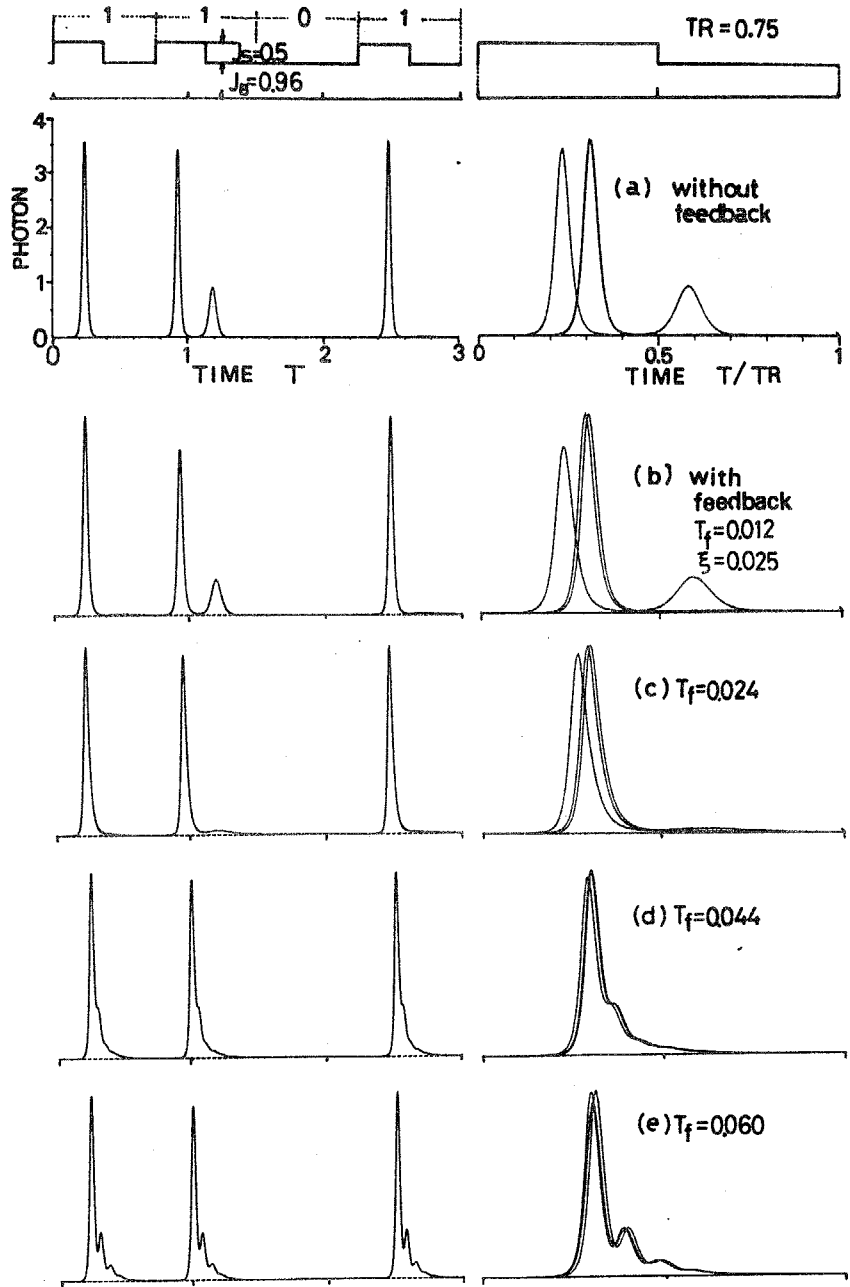


図5-5 光帰還によるPCMパルス応答の変化

ない場合にとびとびにあらわれるジッタが小さいパルス周期の間の周期で、ジッタを小さくできることがわかる。さらに光帰還があるとジッタの小さい T_R の範囲がやや拡大することもわかる。しかしながら、光帰還によって出力光のROが消えるわけではないので、ある固定された光帰還の条件(光

帰還時間 T_r , 光帰還の強さ ξ など)のもとでは, ジッタの小さいパルス周期がある範囲に限定されたり, 他のパルス周期では光帰還がない場合よりもかえってジッタが増したりするのはやむを得ない。

光帰還の強さ ξ は, ここでは主として 0.025 にした。

ξ がもっと小さい (例えば $\xi=0.01$) と, 図 5-3 より明らかなように, RO 周期は光帰還によってほとんど変わらないのでパルス変調特性も光帰還によってほとんど変わらない。 ξ が大きい (例えば $\xi=0.1$) と RO のスパイク間の光子密度が大きくなる (図 5-2 参照) ので, 4.4 で考察したジッタが小さくなる条件を満たすことが難しくなり, ジッタの小さいパルス繰り返し周期の範囲が狭くなるし, ジッタの最小値も増加する。以上より, 光帰還の量は数%程度が適当であろうと思われる。

5.3 自己光注入の実験

5.3.1 実験構成

実験の構成を図 5-7 に示す。プレーナストライプ型 ²⁷⁾ AlGaAs DH レーザの一方の端面からの出力光を円セルフオックレンズ ⁷⁵⁾ でほぼ平行にし, 平面反射鏡で折り返してその一部を帰還した。光帰還時間 t_r は反射鏡と DH レーザの間隔を変えることによって変えた。円セルフオックレンズは形状が小さい (長さ数 mm) ので, 短い t_r が容易に実現できる。DH レーザのもう一方の端面からの出力光はレンズで集束して Si-APD に入射させ, サンプリングオシロスコープで時間応答特性を測定した。

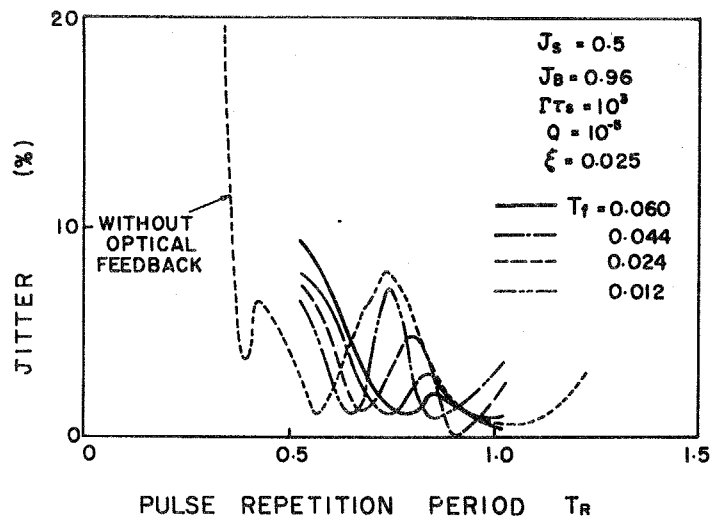


図 5-6 ジッタのパルス繰り返し周期依存性

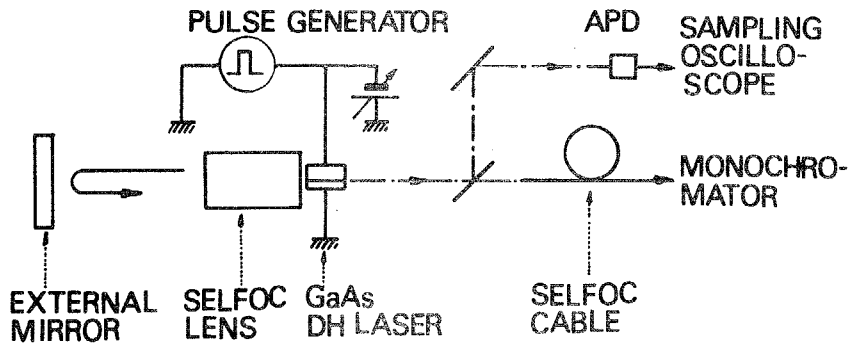


図 5-7 実験構成

5.3.2 長いパルス応答

パルス幅 10 ns, 直流バイアスなしのパルス動作における光帰還の効果を図 5-8 に示す。ここでは光帰還時間 t_r を 0.05 ns から 0.37 ns まで変えている。この図から次のことがわかる。① 光帰還によって RO 周期が増大し、その程度は t_r が大きいほど大きい。② 発振遅延がわずかに短縮される。③ t_r が大きくなると間隔 t_r の振動が見えてくる。これらの点は 5.2.2 のステップパルス応答の解析結果と定性的によく一致する。この図からは光帰還による RO の減衰の加速は見えない。こ

PULSE WIDTH = 20 ns
 $I_{th0} = 110 \text{ mA}$
 $I_{dc} = 0 \text{ mA}$
 $I_p = 130 \text{ mA}$

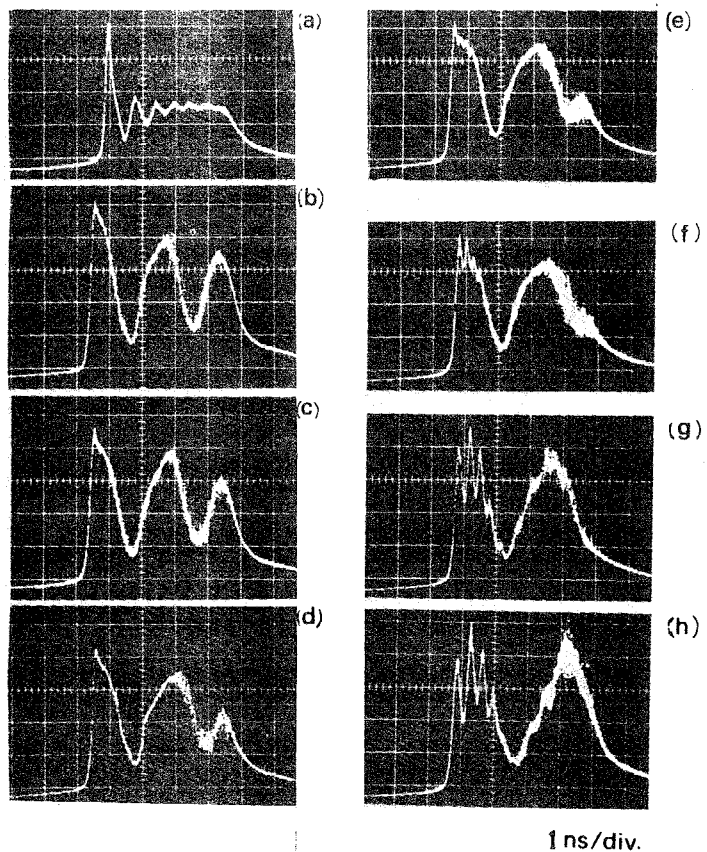


図 5-8 光帰還による波形の変化
 (a) 光帰還なし, (b) $t_r = 0.05 \text{ ns}$,
 (c) 0.08 ns , (d) 0.11 ns , (e) 0.15 ns ,
 (f) 0.19 ns , (g) 0.30 ns , (h) 0.37 ns .

これは光帰還がないとき(a)の RO の減衰が何らかの原因で(例えばキャリア¹³⁷⁾の横方向の拡散や横モードの時間的変化など)¹³⁶⁾単純な理論が示す結果よりもずっと速いことに原因があるものと思われる。光帰還の強さは、しきい電流値の減少(112mA→108mA)から7~11%と推定された。

5.3.3 短いパルス応答

励起パルスの幅を 0.5 ns から 3 ns まで変えたときの出力波形の変化を、光帰還のあるとき(左側)

とないとき(右側)と比較して図 5-9 に示す。光帰還のない場合に RO スパイクの数が 2 以下のパルスは、光帰還によってピークの数が 1 のパルスに変換できる。この図は図 5-4 の解析結果によく対応している。

短い励起パルスにおける光帰還の効果をより明確に示す応答波形を図 5-10 に示す。この図から、短い励起パルスに対しては、光帰還は、①最初

のスパイク幅の増大、② 2 番目のスパイクの消去、という形で波形を望ましい方向に変換することがわかる。このことは解析の結果と定性的によく一致している。光帰還によって、光出力パルスの波高値は光帰還がないときとほぼ同じでそのパルス幅が増加するので、1 パルスあたりの信号エネルギーが増加する。この点

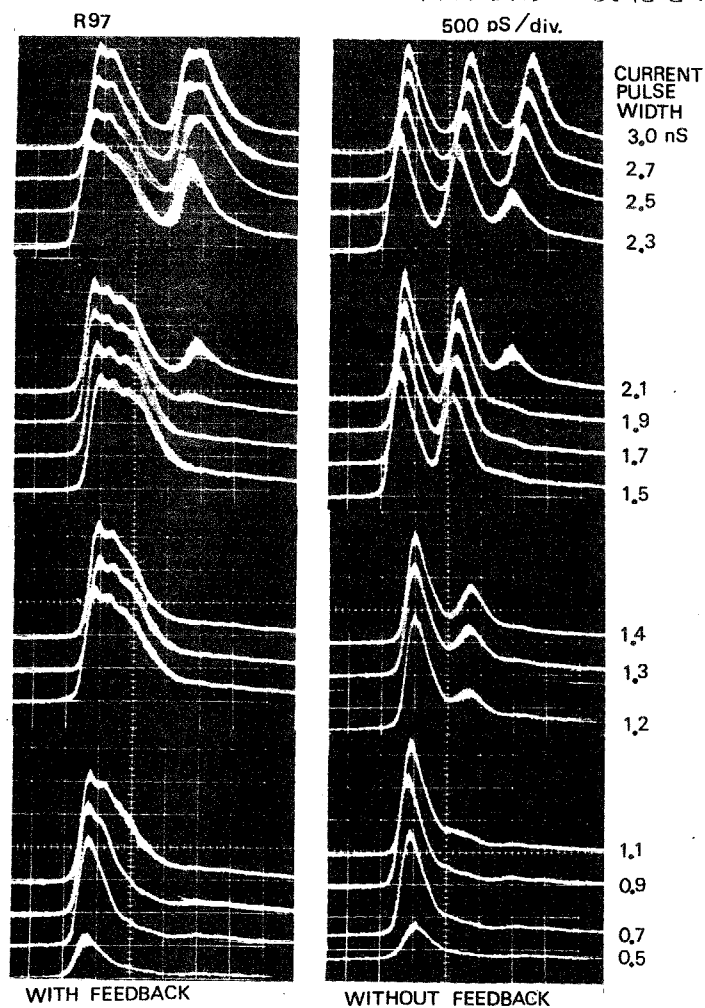
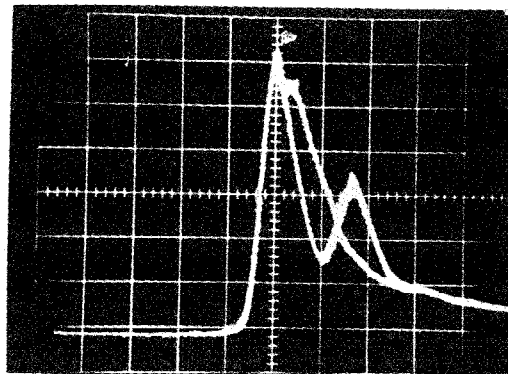


図 5-15 光帰還による波形の変化

は光帰還法の大きな利点のひとつである。

5.3.4 PCMパルス応答

500Mb/s の RZ 固定パターンパルスによる変調の出力波形の例を図 5-11 に示す。RO の 2 番目のスパイクがでたり出なかったりする一種のパターン効果を光帰還によってかなり減少させることがわかる。



500 ps/div.

反射鏡の位置を変えて光帰還時間 t_r を変化させたときの出力波形の変化を図 5-12 に示す。しきい電流値の減少から $\epsilon \approx 0.02$ と推定される。(a) は光帰還がないと

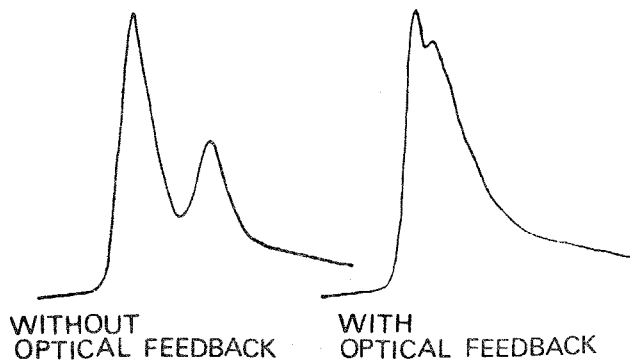


図 5-10 光帰還による出力波形の改善

きの、(b) - (f) は光帰還があるときの応答波形を示す。この例では光帰還がないときには、(0.....0)111010 のパターンのうち 3 番目の“1”の波形にだけ RO の 2 番目のスパイクがでていた。この 2 番目のスパイクは、 $t_r = 0.1 \text{ ns}$ のときにはまだ少し残っているが、 $t_r \geq 0.17 \text{ ns}$ では光帰還によってほぼ完全に消去され、“1”の各ビットはほぼ同じ波形に変換されている。一方 t_r が大きくなると、各ビットの波形に振動があらわれ、その振幅が大きくなっていく。これは信号の波形としては望ましいことではない。^{*}したがって t_r はある程度小さい方がよい。この例では $t_r \lesssim 0.3 \text{ ns}$ であろう。光帰還がないときの波形から RO 周期 $t_1 \approx 0.9 \text{ ns}$ と推定されるので、光帰還による波形の改善にとって光帰還時間 t_r は RO 周期の $\frac{1}{3}$ から $\frac{1}{2}$ 程度であ

*) この振動は検出系の帯域制限でとることができるので本質的な欠点ではない。

ることが望ましいことになる。

光帰還の条件を一定にしたままで直流バイアス電流を変えたときの応答波形の変化を図5-13に示す。光帰還がないときに2番目のスパイクの出方が異っている各ビットの出力波形が光帰還によりほぼ同じような波形に変換されている。比較的広い範囲の直流バイアス電流に対して光帰還が有効に働くことがわかる。

以上、DHレーザ、円セルフォックレンズ、平面鏡を組み合わせた実験により、光帰還が高速のパルス直接変調特性の改善に有効であることを確認した。実験結果は5.2の解析の結果と定性的によく一致している。

図5-12 光帰還時間によるPCMパルス応答波形の変化

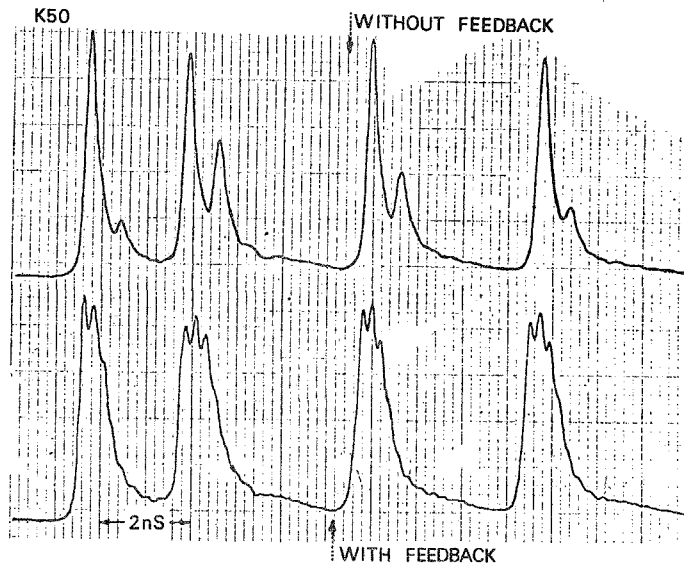
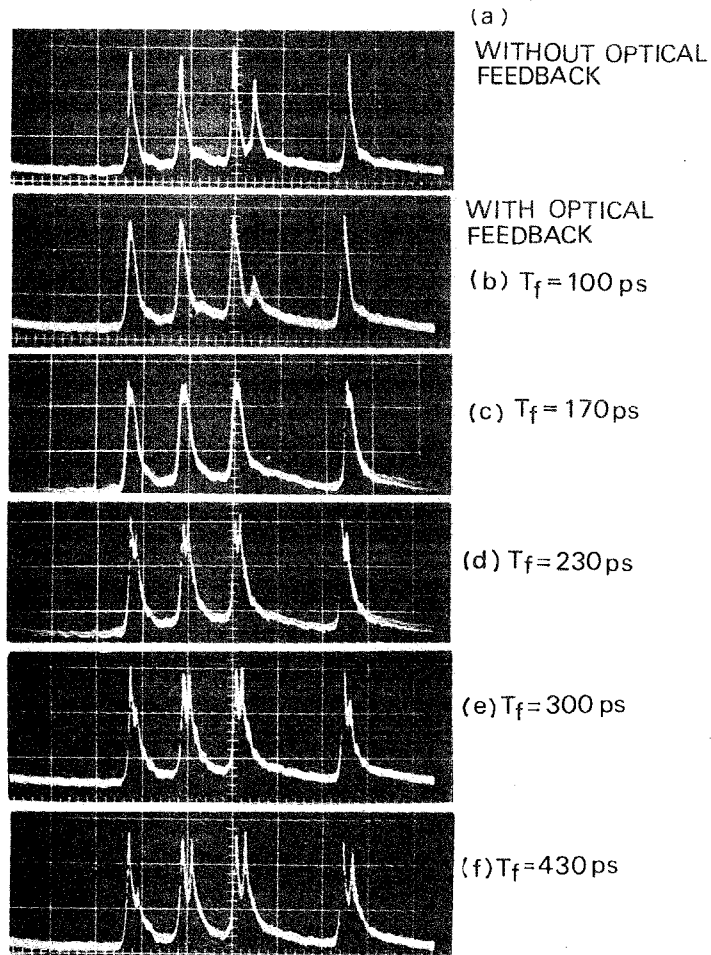


図5-11 PCMパルス応答波形



2 ns/div. $I_{th0} = 127\text{mA}$
 $I_{dc} = 120\text{mA}$
 $I_p = 40\text{mA}$

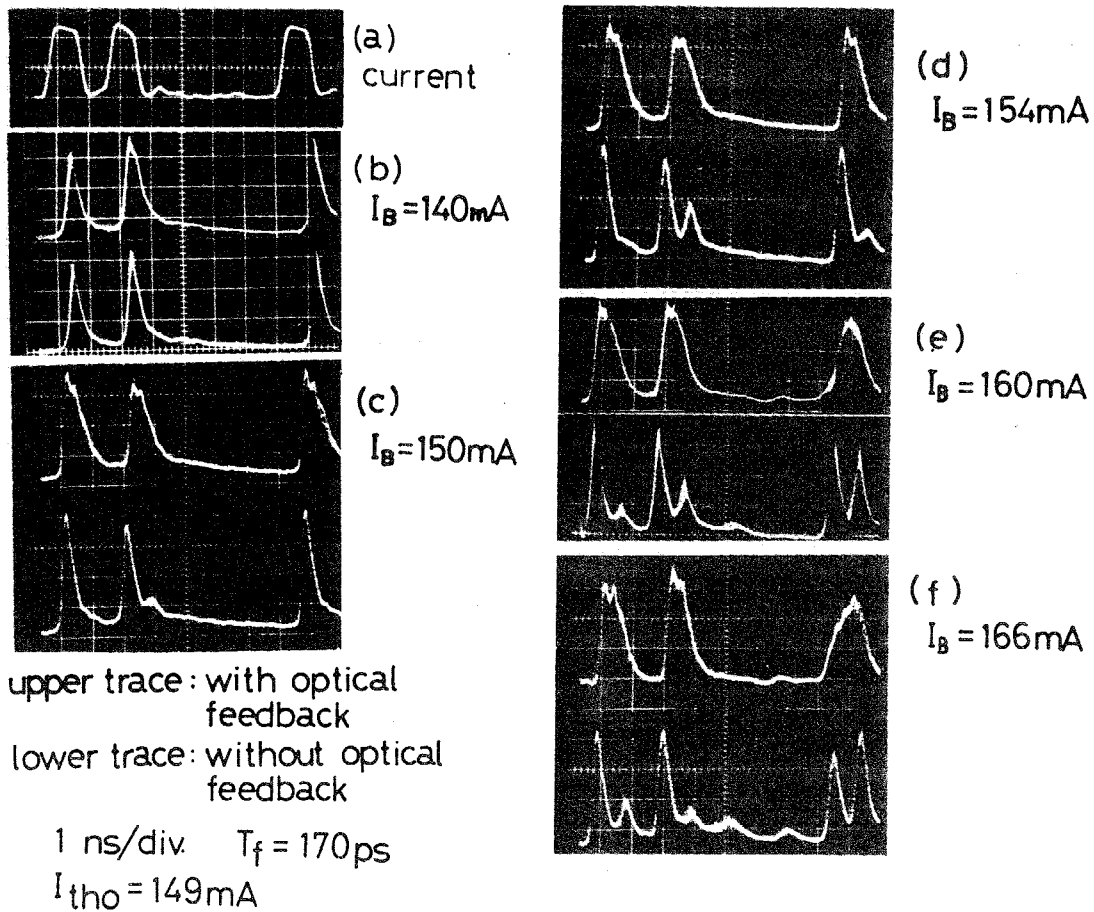


図 5-13 バイアス電流による PCM パルス応答の変化

5.4 検 討

半導体レーザの PCM 強度変調の変調上限を決める要因はいくつかあるが、最も主要な要因は出力光の RO によって複雑になる出力波形のパターン効果であろう。現在のところ、光帰還方式の変調上限を実験的に調べるのは測定器の速度等の点でかなり困難である。そこで 4.4, 5.2 の解析をもとに変調上限を考察する。4.4 の結果によれば、光帰還がないとき、パターン効果が小さくなる最大の変調ビットレイトはデューティ比が 1 の極限を考えると、RO 周波数になる。光帰還がある場合も RO 周波数とパターン効果が小さくなる変調ビットレイトとの関係は基本的には変わらないので、

光帰還があるときの最大変調ビットレイトはそのときの RO 周波数と考える方がよいであろう。光帰還によって RO 周波数は下がるので、光帰還がある場合の変調上限はない場合よりも下がる。しかしながら光帰還は RO 周波数を外部で制御できるので、ある変調ビットレイトに対してパターン効果を小さくするような条件（直流バイアス、信号電流振幅、デューティ比など）の設定に自由度を増すことができ、例えば直流バイアス電流の増加による消光比の劣化などをさけることができる。このことや、光パルス幅の増加、RO の 2 番目のスパイクの消去等の光出力波形の改善によって、光帰還は PCM 強度変調の変調速度を実質的に向上させることができる。

この方法は、① RO を利用しているので高いピーク値の光出力パルスが得られる。② 信号エネルギーを増すことができる。③ パターン効果のある程度軽減できる。④ 構成が比較的簡単である。⑤ 長いパルス幅にわたって高いピーク値を保つことができないうえに、NRZ (Non-Return-to-Zero) 信号への適用がやや困難である。⑥ RO に起因するパターン効果の複雑化、スペクトル幅の増大等の問題は解決できない、等の特徴を持つ。

なお、この光帰還法を用いて活性領域の屈折率の注入キャリア密度依存性を推定する方法を見出した。¹⁸⁸⁾ この特性は横モードをはじめとして他のレーザ特性に大きな影響をあたえるので重要である。詳細は附録 B で述べる。

5.5 まとめ

半導体レーザの高速パルス変調特性を改善するための新しい方法として、自己光注入（光帰還）法を提案し、理論的、実験的に検討をおこなった。

(1) 時間遅れの効果を持たせた光帰還項を含むレート方程式を用いて解析を行ない次の結果を得た。

- ① ステップ・パルス応答においては、光帰還により光出力の緩和振動周期は増大し、振動の減衰は速くなる。

- ② 短い幅の電流パルスに対しては，光帰還は，緩和振動の最初のスパイク幅の増加，2番目のスパイクの消去を通じて出力波形を改善する。
 - ③ PCMパルス応答においては，光帰還は，緩和振動周期の増大を通じて，光帰還がないときにとびとびにあらわれるパターン効果が小さい変調ビットレイトの間の変調ビットレイトでパターン効果を小さくできる。
 - ④ 出力波形が最も改善されるのは，光帰還時間が緩和振動周期の約 $\frac{1}{4}$ から $\frac{1}{8}$ のときである。
- (2) AlGaAs DHレーザと円セルフオック・レンズ，平面鏡を組み合わせる実験を行ない，光帰還による緩和振動周期の増大，最初のスパイク幅の増加，2番目のスパイクの消去，PCMパルス変調におけるパターン効果の減少，波形の改善等，上記の解析結果と定性的に良く一致する結果を得た。500Mb/sまでのPCM-RZ変調の実験を行ない，安定なパルス直接変調が実現できることを確めた。
- (3) この方法は，緩和振動を利用しているため高いピーク値の光出力パルスが得られる，構成が比較的簡単である等の特徴を持つ。
- (4) この方法により，半導体レーザの実用的な直接パルス変調の速度が1 Gb/s程度にまで伸びることが期待される。より高速の変調に対しては次の章で述べる外部光注入法が有効であろうと思われる。

第6章 外部光注入法による高速パルス直接変調特性の改善

6.1 まえがき

前の章までで考察したように，半導体レーザをパルス電流で駆動したときにあらわれる出力光の緩和振動は，(i)出力波形歪，(ii)パターン効果の複雑化，(iii)発振スペクトル幅の増大等のために高速のパルス直接変調にとって大きな障害となる。第5章で述べた自己光注入（光帰還）法は，緩和振動を有効に利用して出力波形歪を軽減し，特定の変調ビットレイトにおいてパターン効果を小さくすることを可能にする。しかしながらこの方法は緩和振動を用いているので，発振スペクトル幅の増大は避けられないし，任意のビットレイトでパターン効果を小さくするというわけにはいかない。したがって，これらの欠点を解消して半導体レーザのパルス直接変調の高速化，あるいは直接変調の広帯域化を図るためには，この出力光の緩和振動を抑圧することが必要になる。半導体レーザの出力光の緩和振動を抑圧する方法として，“外部光注入法”がラング・ロイ（R・LANG）氏により提案された。^{*}すなわち，変調用レーザの発振可能な軸モードのどれかへわずかな量の光を外部から注入してやることにより，光出力の緩和振動が抑圧されることが理論解析の結果示された。この章は外部光注入法による高速パルス直接変調特性の改善の主として実験的な検討結果について述べる。6.2では実験結果の理解に必要な解析結果について簡単に述べる。6.3では，外部光の光源にもAlGaAs DHレーザを用いた実験結果により，この方法が緩和振動を抑圧し，変調帯域を拡大するのにきわめて有効であることを示す。

^{*} R. LANG氏とは独立に，P. RUSSER氏からも外部光注入による変調特性改善が提案されている。¹⁵⁸⁾

6.2 外部光注入の解析

解析はラング・ロイ (R・LANG) 氏によって行なわれた。ここでは後の実験結果を理解する上や実験結果との比較をする上で必要な事項に注目しながら、外部光注入による緩和振動 (Relaxation Oscillation, RO と呼ぶ) の抑圧の原理と条件を明らかにするため、文献 (102), (103) を参照して解析の結果について簡単に述べる。

6.2.1 スペクトル幅の広い光の注入

最初に式が比較的簡単になる、外部注入光がインコヒーレントかそのスペクトル幅がレーザ共振器の軸モード間隔よりもずっと広い場合について考える。この場合には外部光の効果は、光子密度 N のレート方程式に外部光によるレーザ発振モードへの寄与の項 Q をつけ加えることによってあらわ^{*}せる。

$$\dot{N} = (G - \Gamma)N + Q \quad (6-1)$$

$$\dot{n} = -n/\tau_s - Gn + P \quad (6-2)$$

ここで Γ は共振器損失をあらわす。

まず、励起がしきい値の近くか上の状態にあるレーザを考える。この場合電子密度 n はしきい値 n_{th} に近い。それで利得 G は近似的に次のよう⁵⁸⁾あらわせる。

$$G(n) \approx G(n_{th}) + g \Delta n = \Gamma + g \Delta n \quad (6-3)$$

ここで

$$g \equiv \partial G(n) / \partial n \Big|_{n=n_{th}}, \quad \Delta n \equiv n - n_{th}$$

実験的に利得 G は n^m , $1 \leq m \leq 3$ にほぼ比例することが明らかにされている⁵⁸⁾ので g は次のようになる。

*) この論文では光子密度をあらわす記号として s または S を用いているが、この節ではラング氏にならって N を用いることにする。

$$g = m\Gamma / n_{th}$$

(6-1), (6-2) より定常解は次のようになる。

$$\bar{N} = \{ Q + \Delta P + [(Q + \Delta P)^2 + 4\Gamma Q / g\tau_s]^{1/2} \} / 2\Gamma \quad (6-4)$$

また

$$\Delta\Gamma \equiv -g\Delta n = Q / \bar{N} \quad (6-5)$$

となる。(6-4)は外部光によって定常状態の光子密度が増加することを示している。(6-5)は、しきい値以上に励起されていても外部光注入があるとレーザはしきい値より $\Delta\Gamma$ だけ低い利得で動作すること、すなわち残留損失 $\Delta\Gamma (>0)$ が存在することを示している。

外部光注入による光子密度の増加は、そこに励起電流パルスが加えられたときのROのスパイクの高さをおさえるように働く。このことはKleinman¹⁴²⁾の一般的な解析から導かれる。一方、残留損失の存在はROの減衰を速める。これは次のように微少信号解析によって明らかになる。(6-1), (6-2)式を定常値 \bar{N} , $\bar{n} (=n_{th})$ のまわりの小振幅振動について線形化し、その周波数 ω_R と減衰の時定数 τ_d を求めると次のようになる。

$$\omega_R^2 = g\bar{N}\Gamma + \Delta\Gamma / \tau_s \quad (6-6)$$

$$2/\tau_d = 1/\tau_s + g\bar{N} + \Delta\Gamma \quad (6-7)$$

GaAsレーザでは $1/\tau_s$, Γ の値はそれぞれ 10^9 sec^{-1} , 10^{12} sec^{-1} 程度であるので、(6-7)から $\Delta\Gamma$ が Γ の1%であっても($\Delta\Gamma = 0.01\Gamma \sim 10^{10} \text{ sec}^{-1}$), ROの減衰は10倍程度速くなることがわかる。この時の注入量 $Q = \Delta\Gamma\bar{N}$ の大きさは、 $\Gamma\bar{N}$ が定常出力への単位体積からの寄与であるから、定常出力の1%に相当する。すなわち少量の外部光注入によってROの減衰が著しく加速されることがわかる。このような少量の外部注入光量では(6-6)であらわされるRO周波数の変化は小さい。 $1/\tau_d$ と ω_R の外部光注入量依存性を外部光注入がないときの値 $1/\tau_d^0$, ω_R^0 で規格化して図6-1に示す。 Q の増加とともに $1/\tau_d$ が急激に大きくなることがわかる。

以上述べたように、外部光注入により、出力光のROはスパイク高の減少と振動減衰の加速の二つの機構を通じてほぼ完全に抑圧される。このこ

とは大信号に対する数値解析によっても明らかになる。図 6-2 にステップ状励起に対する応答を外部光注入がある場合 ($Q=3 \times 10^{-2} \Gamma \bar{N}$) とない場合 ($Q=10^{-7} \Gamma \bar{N}$) について (6-1) と (6-2) 式を直接積分を行って求めた結果を示す。RO の抑圧とともに発振遅延の短縮も見られる。

6.2.2 スペクトル幅の狭い光の注入

RO をおさえるためにはレーザのモードへの注入光の量はわずかで良いことがわかったが、レーザ共振器の単位体積、単位角周波数あたりのモード数は $\nu^2/c^3 \pi^2$ できわめて大きいため、発振モードへの必要な注入量を確保するためのインコヒーレント光強度はきわめて大きなものになってしまい、現実的ではない。これはスペクトル幅の狭い光を用いることで解決される。

スペクトル幅の狭い光の外部注入については、半導体レーザを利得媒質に満たされたファブリ・ペロー共振器とみなし、その中の電界の複素振幅に対する方程式を用いて解析が行なわれた。この場合には、実効的な外部光注入の割合 $2Q_R$ 、残留損失 $\Delta \Gamma$ はもはや定数ではなく、レーザの発振モードの周波数 ν_R と外部注入光の周波数 ν_0 の差 $\delta \nu_0$ ($\equiv \nu_0 - \nu_R$) の関数となり

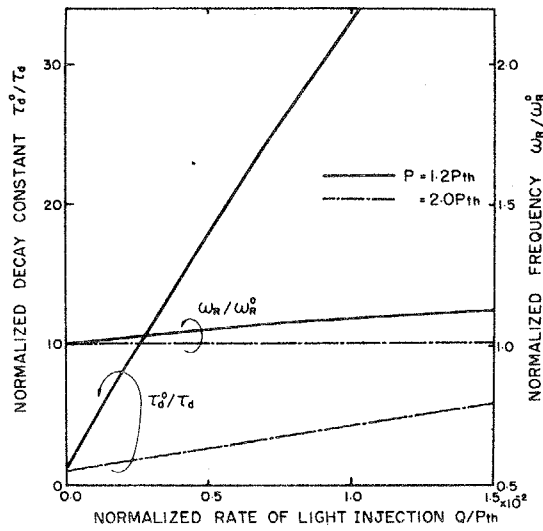


図 6-1 緩和振動周波数，減衰時定数の注入光量依存性

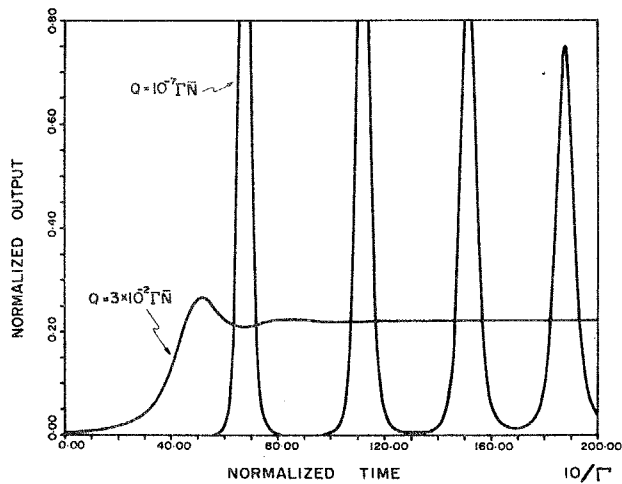


図 6-2 外部光注入によるステップ応答の変化 $P_B = 0.9 P_{th}$, $P_S = 0.3 P_{th}$

次のようにあらわせる。

$$2Q_{ex} \approx \Delta\Gamma C / [(\Delta\Gamma/2)^2 + \delta\nu_0^2] \quad (6-8)$$

$$\Delta\Gamma \approx 2(\Gamma C / \Delta P - \delta\nu_0^2)^{1/2} \quad (6-9)$$

ここで、外部光のスペクトル幅 W は $W \ll \Delta\Gamma$ であると仮定している。 C は注入光の全強度に比例する量をあらわす。実効的な注入量も残留損失もともに周波数のずれ $\delta\nu_0$ が小さい程大きくなることがわかる。数値積分の結果によれば、スペクトル幅の狭い光の注入の場合も基本的には広い光の注入の場合と同じ様子で RO の抑圧と発振遅延の短縮が行なわれる。

6.3 外部光注入の実験

6.3.1 実験構成

外部注入光の光源にも AlGaAs DH レーザを用いて実験を行なった。実験の構成を図 6-3 に示す。出力光の RO を抑圧しようとするレーザ（変調用レーザ）を“レーザ A”，レーザ A の活性領域に光を注入するためのレーザ

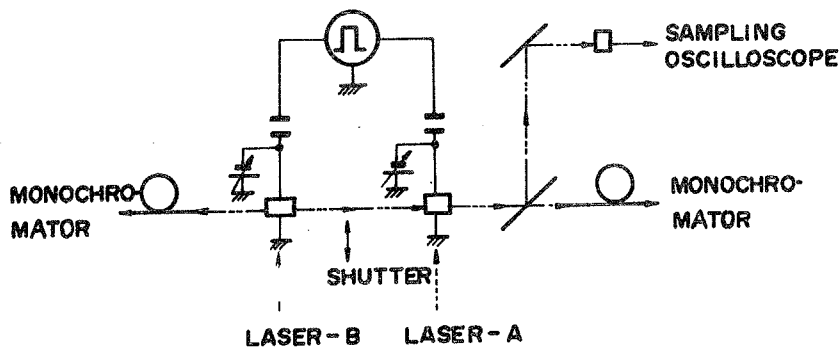


図 6-3 実験構成

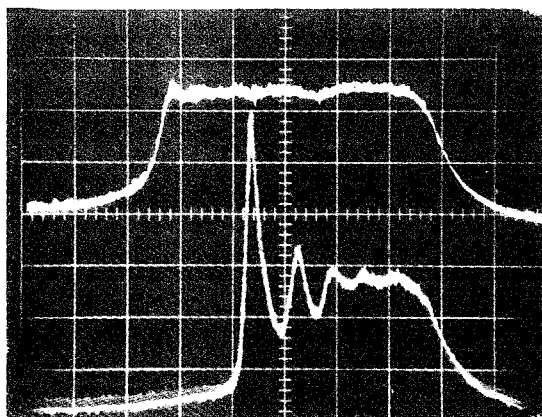
（注入用レーザ）を“レーザ B”と呼ぶことにする。どちらのレーザもプレーナストライプ型²⁷⁾ AlGaAs DH レーザを用いた。レーザ B の出力光の一部は対物レンズによって集束されてレーザ A の活性領域に注入される。レーザ A の出力光は分割されて一方は S_i -APD とサンプリングオシロスコープにより波形観測に用いられ、もう一方はセルフオックケーブルを通して

分光器に入れスペクトルの観測に用いられる。レーザ B の出力波形，スペクトルも注入用とは反対側の出力を用いて常に観測ができる。Si-ビディコンとモニタテレビにより，レーザ A のニアフィールドパターンは常時観測できる。レーザ B のマウントはペルチェ素子の上に載せてあり，室温に対して -10°C $+20^{\circ}\text{C}$ 程度の範囲でマウントの温度を変えることができ，直流バイアス電流による方法と合わせて，レーザ B の発振波長を変えられる。波形観測系の立上り時間は 150ps 以下，スペクトル観測の分解能は $\sim 0.5\text{\AA}$ 以下である。

6.3.2 時間領域の変化

最初に外部光注入によるパルス応答の変化について述べる。まず，レーザ A，B ともに低デューティ比のパルスで駆動した場合の時間応答波形を図 6-4 に示す。パルス

電流は 10 (あるいは 20) ns 幅でくり返しが約 1kHz である。レーザ B の出力光がレーザ A に注入されるときにはレーザ B の出力光は定常になっているように，レーザ A をレーザ B よりも 5ns 遅らせて駆動したり，レーザ B にはしきい値のかなり

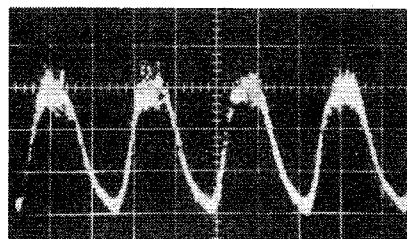


UPPER TRACE: WITH LIGHT INJECTION
 LOWER TRACE: WITHOUT LIGHT INJECTION
 1 ns / div.

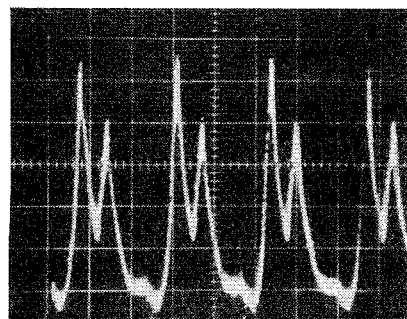
図 6-4 緩和振動抑圧の例

上 (~ 2 倍) まで達する電流パルス印加する等の注意を払った。後者の点は，レーザ A の出力光がレーザ B にあたえる影響を少なくするのにも役立つ。この図より外部光注入によってほぼ完全に緩和振動が消えること，および発振遅延が短縮することがわかる。これらの点は解析が予測したと

おりである。発振遅延の短縮は直流バイアスをしきい値までかけることによっても実現できるが、緩和振動のほぼ完全な抑圧は直流バイアスの重畳だけではほとんど実現できない。図6-5は高速パルス動作における外部光注入の効果を示す。ここではしきい値よりも5mA大きい直流バイアスをかけているが、鋭いROが見られ、直流バイアスだけではROを抑圧するのはきわめて不十分なことがわかる。高速パルス動作においてもRO抑圧が良好に行なわれることがわかる。この例ではレーザーBは直流動作させている。



(a)



(b)

図6-5 400Mb/s変調における外部光注入の効果、
1ns/div
(a)外部光注入あり
(b)なし

6.3.3 スペクトル領域の変化

外部光注入による発振スペクトルの変化について検討した。図6-4に対応するスペクトルを図6-6に示す。ここで A_0 、 B_0 はそれぞれレーザーA、レーザーBの光注入がないときのスペクトルを、 A_B 、 B_A はあるときのスペクトルを示す。すなわち外部光注入によってレーザーAのスペクトルは $A_0 \rightarrow A_B$ の変化をする。光注入があるとき(A_B)とないとき(A_0)のレーザーAのスペクトルを比較すると、光注入によってレーザーAの軸モードのうちの一つが選択的に強くなること

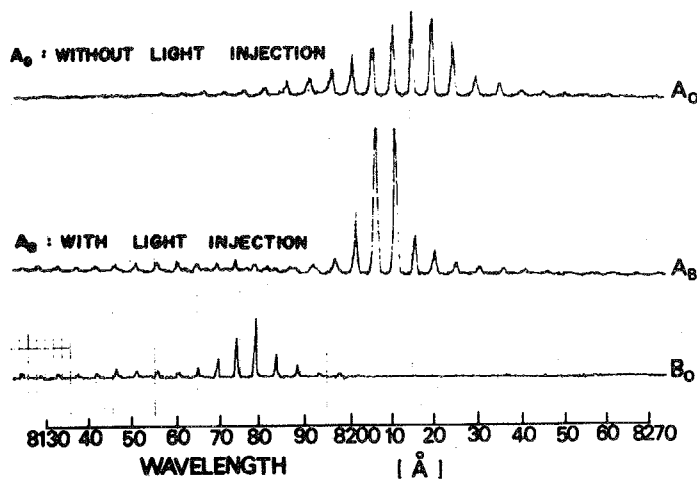


図6-6 外部光注入によるスペクトルの変化

入された光がレーザー A に影響をあたえるためには、注入光の波長と変調用レーザーの軸モード波長の間は何らかの関係がなければならないことを示唆していよう。次節でこの関係について考察する。

6.3.4 波長整合

外部注入光波長と変調用レーザーの軸モード波長の間要求される関係を明確に示すスペクトルを図 6-7 に示す。ここでは前述したようにレーザー B をしきい値の約 2 倍で励起しているため、レーザー A がレーザー B にあたえる影響は小さく、スペクトル B_0 と B_A の差は少ない。

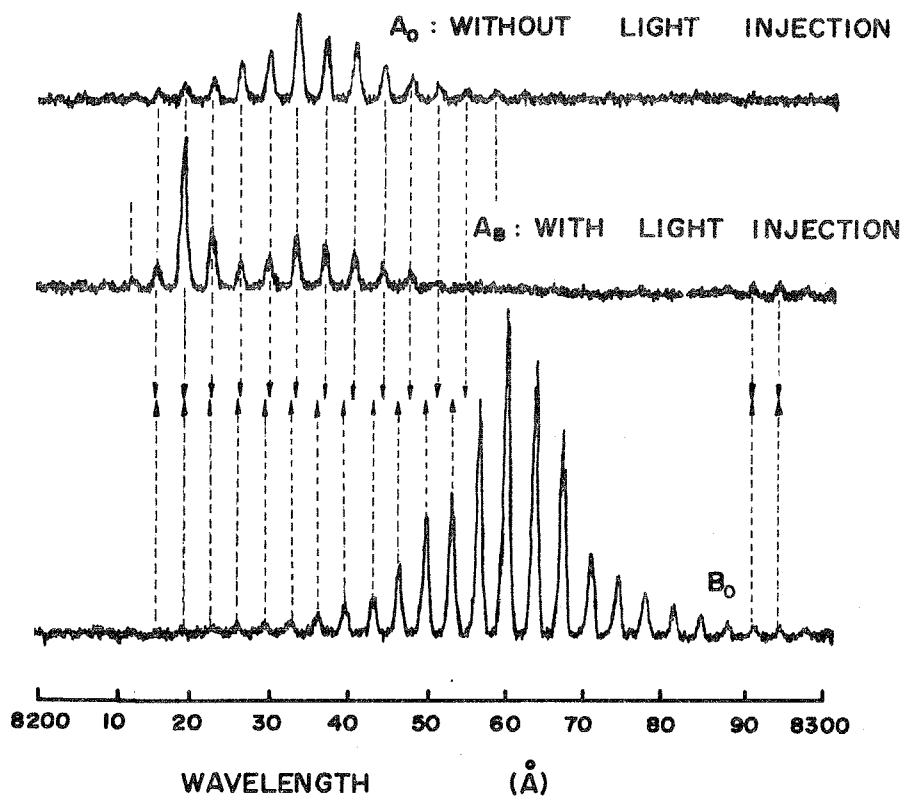


図 6-7 外部光注入によるスペクトルの変化

この図に示された A_0 , A_B , B_0 のスペクトルを詳細に調べるといくつかの興味深い点が見られる。

(1) レーザー A の軸モードが光注入によって強く励起されるのは、レーザー B

の軸モード波長がレーザ A の軸モード波長にほぼ一致したときである (図ではこの軸モード波長の一致を見やすくするために、レーザ A とレーザ B の軸モード波長を点線の先の矢印で向かい合わせて示した)。このことは、外部光が被注入レーザ (レーザ A) の利得に影響をあたえるためには、外部光の波長は被注入レーザの軸モード波長のどれかとほぼ一致していなくてはならないことを意味する。この軸モード波長整合に関する実験結果は、6.2.2 で述べた、実効的な注入効率 は外部光波長と被注入レーザの軸モード波長の差が小さい程大きくなるという解析結果を裏付けている。

この実験では、レーザ A, B の軸モード波長間隔 Δ_A, Δ_B はそれぞれ $\sim 3.7 \text{ \AA}$, 3.5 \AA である。このようにわずかに軸モード波長間隔が異っているために図 6-7 に見られるように波長整合がとれる部分ととれない部分が存在する。両レーザの軸モード波長が一致した波長から数えて、 $D \approx \Delta_A \cdot \Delta_B / |\Delta_A - \Delta_B|$ だけ離れた波長で再び両レーザの軸モード波長が一致するはずで、実際に図 6-7 のスペクトル A_B には 8020 \AA とそこから約 70 \AA 離れた 8090 \AA の二カ所で軸モード波長整合が生じたことを示す軸モードの選択的励起が見られる。このことはまた、

(2) 実験に用いたレーザの利得の波長による変化は利得が最大の付近ではかなりゆるやかなことを示している。この点を考慮すると、適当にずれた軸モード波長間隔のレーザを組み合わせることにより、(1) の軸モード波長整合が比較的容易にできることがわかる。

(3) 軸モード波長整合が実現されれば、RO をおさえるのに必要な注入光強度はかなり小さくて良い。図 6-7 では注入レーザ (B) のスペクトル強度が小さいすその部分で波長整合が生じてても RO は十分抑圧されている。

(4) レーザ A, B が独立に発振しているときの発振ピーク波長は一致しなくても良い。図 6-7 では A_0 と B_0 のピーク波長の差は $\sim 26 \text{ \AA}$ ある。

軸モード波長整合をあらわす別の結果を図 6-8 に示す。ここでは、ヒートシンクを冷却することによってレーザ B のスペクトルを B_1 から B_2 へ変化させていった場合のレーザ A のスペクトルの変化を見ている。 $B_1 \rightarrow B_2$

のピーク波長の変化($\sim 10\text{\AA}$)に対して, スペクトル $A_{B1} \rightarrow A_{B10}$ は大きく変化している。これは, レーザ A と B の軸モード波長間隔がわずかに異なっているために, レーザ B の軸モード波長のわずかな変化で波長整合がとれるレーザ A の軸モード波長が次々と大きく変化していくためと考えられる。この関係は, 例えばノギス等で主尺と副尺により測定精度を拡大するとき

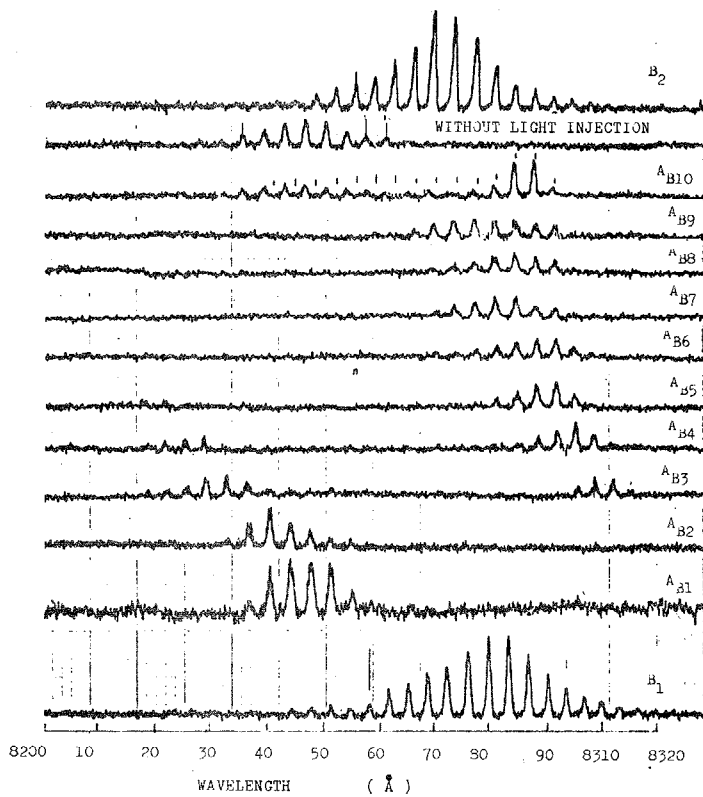


図 6-8 軸モード波長整合をあらわすスペクトル

の関係を考えると理解しやすい。 A_{B3} , A_{B4} , A_{B5} には, すでに図 6-7 で見たように, $\sim 70\text{\AA}$ 離れた二カ所での同時発振が見られる。

レーザ A, B のピーク波長のずれに対する光注入時の波形の変化を図 6-9

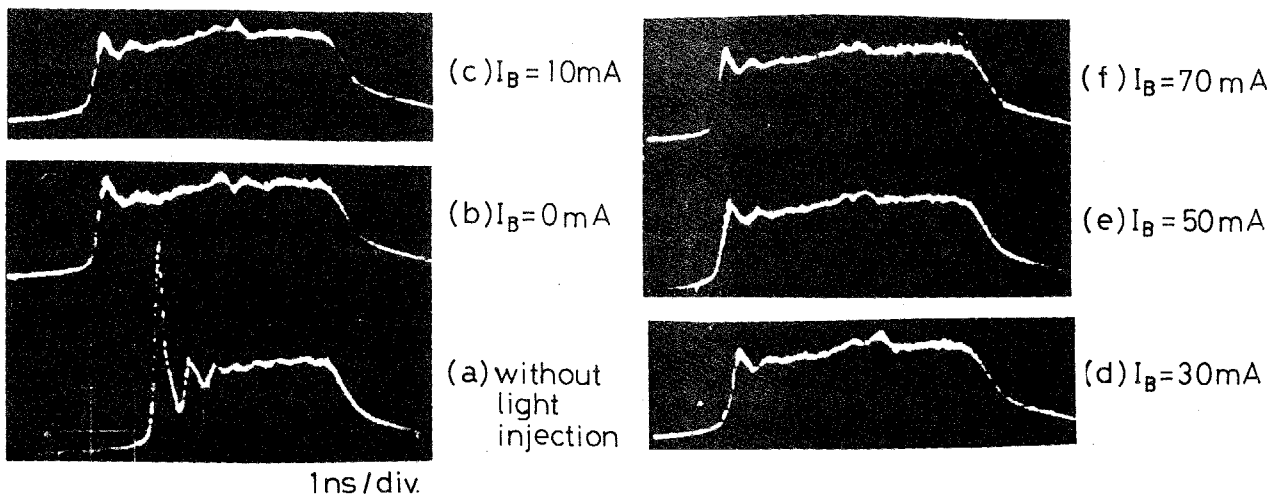


図 6-9 直流バイアス I_B による出力波形の変化

に、そのときのスペクトルを図 6-10 に示す。ここではレーザ B に直流バイ

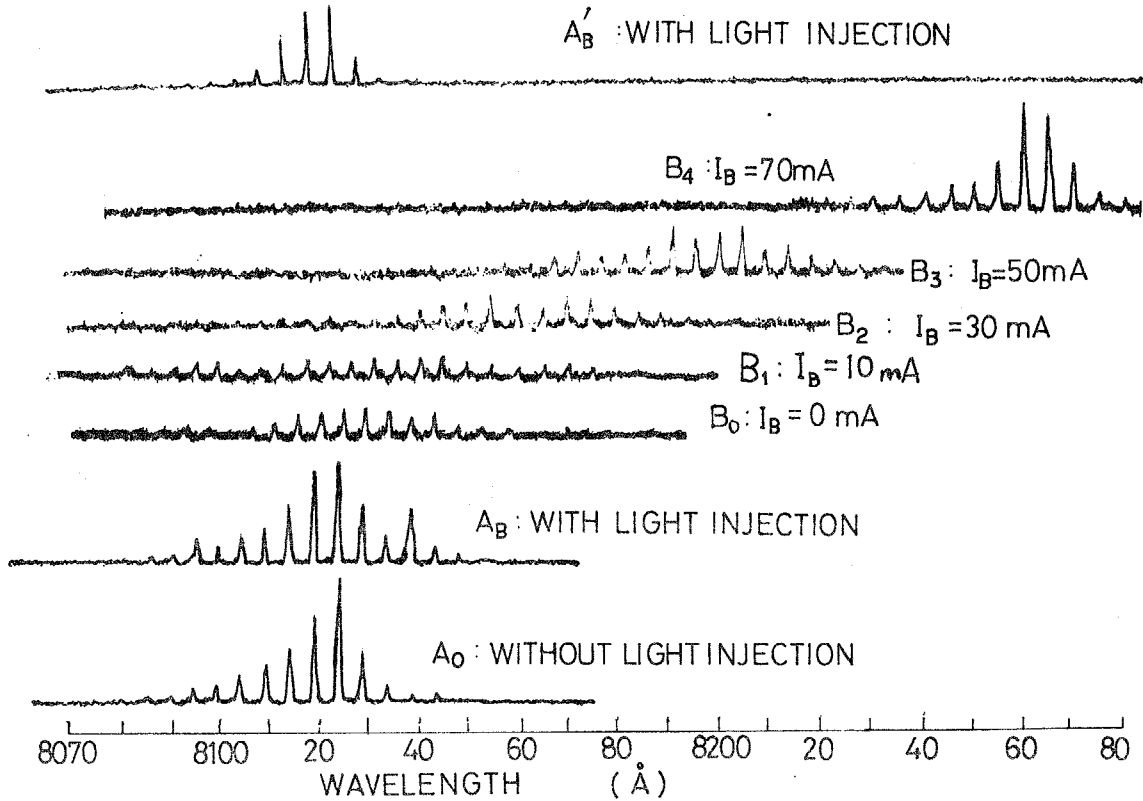


図 6-10 直流バイアス重畳によるレーザ B のスペクトル変化と、それ
にともなうレーザ A のスペクトル変化

アス電流 I_B を重畳することによってレーザ B の発振ピーク波長を 8120Å (B_0) から 8260Å (B_4) まで最大 140Å 変化させたが、図 6-9 より明らか
なようにレーザ A の出力光の RO が抑圧される様子はほとんど変化しなかつ
た。実験を行なった数組のレーザではいずれも少なくとも数 10Å の発振ピ
ーク波長のずれまでは RO の抑圧に全く支障がなかった。

6.3.5 注入光強度依存性

レーザ A の活性領域へ注入された光の強度（あるいは光子数）は直接測
定できないので、出力波形およびスペクトルの注入光強度依存性に関して
解析と実験の定性的な比較を行なう。実験的にはレーザ B と A の間の光路
に ND フィルタを挿入することによって注入光強度を変えた。注入光強度

の相対的な変化に対する時間応答の変化を図 6-11 に示す。RO の周波数 $f_{12}(=1/T_{12})$ 、ピーク高さ N_p 、減衰時定数 τ_d の変化を ND フィルタを入れないときの注入光強度を 1 として図 6-12 に示す。注入光強度の増加に対して最初のピーク値は急激に減少し、RO の減衰が速くなるのに対して、RO 周波数はあまり変化しないことがわかる。これらの結果は解析の予測とよく一致する。

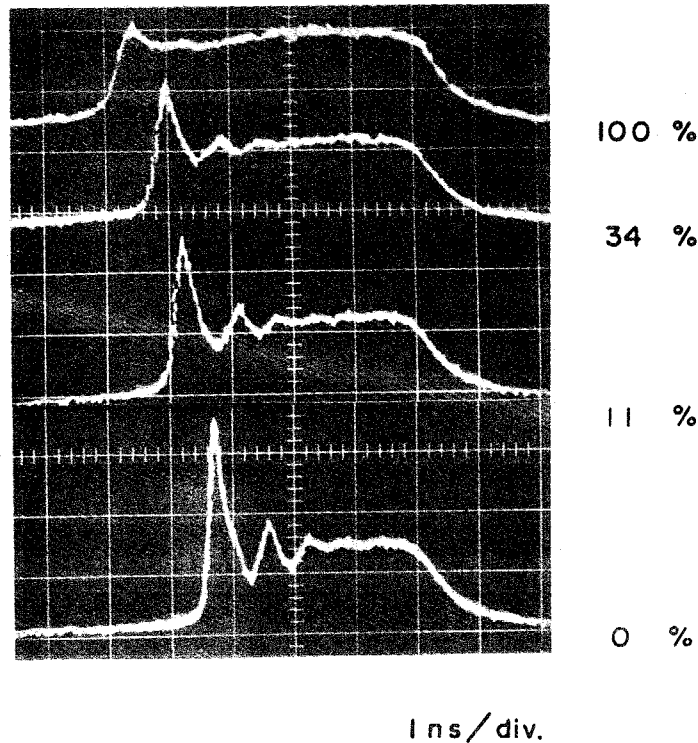


図 6-11 注入光強度による出力波形の変化

図 6-13 に注入光強度の変化に対するレーザ A のスペクトルの変化を示す。注入光強度が 0 から 100 % へと増加するにつれて光注入の結果強く励起された軸モード数が 0 から 1, 3, 6 と増加するのがわかる。この点も軸モード波長整合に対する解析結果（注入光強度が大きい程、軸モード波長整合の条件がゆるくなる）と定性的に一致する。

6.3.6 半導体レーザの利得のひろがりに関する考察

外部光注入にともなう発振スペクトルの変化から半導体レーザの利得のひろがりに関する知見が得られる。図 6-7 の A_0 と A_n を比較すると、軸モード波長整合がとれた軸モードの強度が大きくなるとともにそれ以外の軸モードの強度が小さくなっている。これは利得が均一なひろがり (homogeneous broadening) 的な性質を持つことを示していよう。このことをより

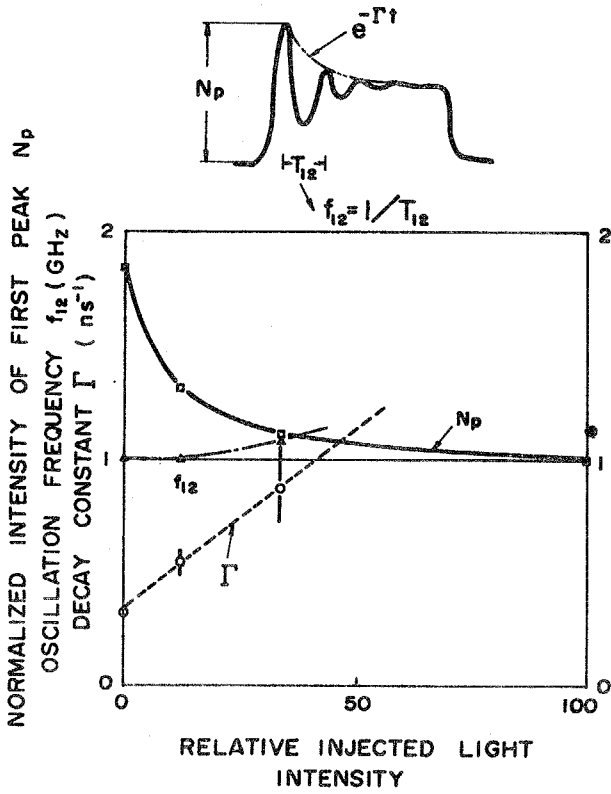


図 6-12 RO周波数，減衰時定数，ピーク値の注入光強度依存性

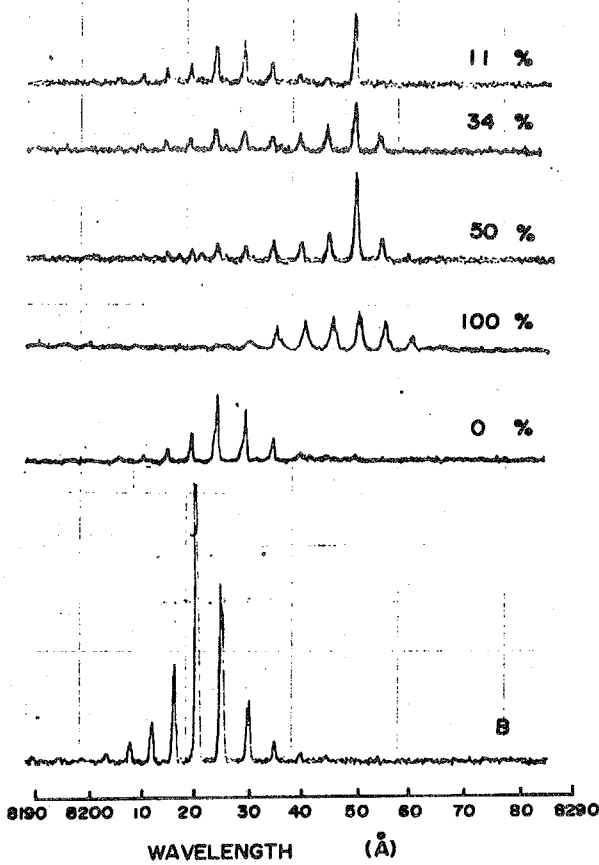


図 6-13 注入光強度によるスペクトルの変化

明確に示す別のスペクトルを図 6-14 に示す。

光注入によってレーザ A のもとの発振がほぼ完全にクエンチされてしまうことがわかる。

光注入が強いときにはこのような現象はしばしば観測された。また、

この図は多軸モード発振のレーザに外部から

やはり多軸モード発振のレーザ光を注入する

ことによって、より少ない数の軸モードで発

振させることができることを示している。すなわち、外部光注入は発振スペクトル制御の手段としても使えるであろう。両レーザの軸モード波長間隔を精密に制御できれば、多重軸モード発振のレーザを組み合わせると単一軸モード発振のレーザが得られる可能性がある。

6.4 検 討

実験的に確認された外部光注入による緩和振動の抑圧は、注入光強度に対する出力波形やスペクトルの変化が解析と定性的に良く一致することや、光注入にともなうスペクトルの変化等から、解析が予測した機構により行なわれていると考える良いであろう。直流バイアスだけで緩和振動の抑圧を行なおうとすると、しきい値よりかなり高くまでバイアスをかけなければならない、信号の消光比の劣化の点で現実的ではない。最近、埋め込みヘテロレーザで緩和振動の少ない出力波形が得られることが報告された。¹⁴³⁾こ

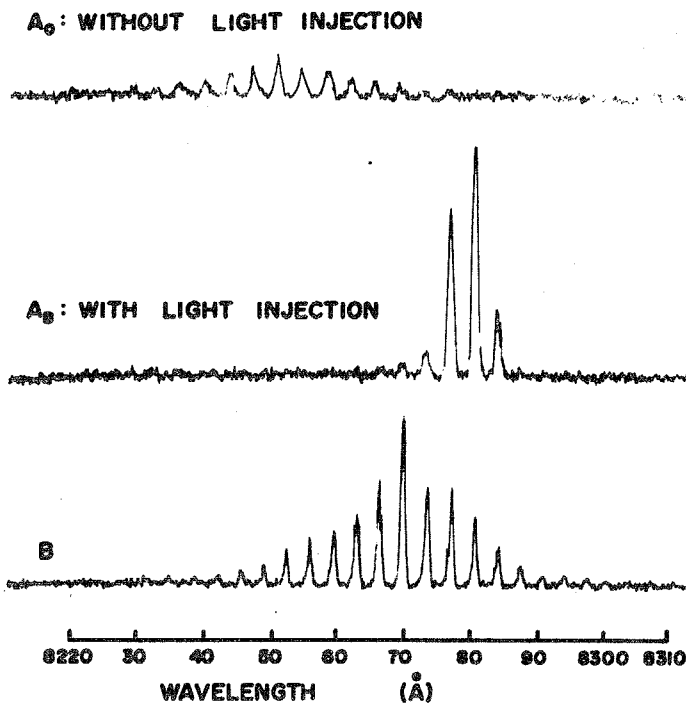


図 6-14 外部光注入によるもとの発振のクエンチを示すスペクトル

ここで述べた緩和振動抑圧の原理とどのような関係にあるのか等の点で興味深い。

現在までのところ実験的に証明するまでにいたっていないが，外部光注入法では緩和振動の抑圧を通じて，パターン効果の単純化が期待できる。この点とスペクトル幅のひろがりを防ぐ点は，光帰還法にはない外部光注入法の大きな利点である。

実験は主としてパルス直接変調に関して行なった。緩和振動が消えることは，¹⁰²⁾ 微小信号解析が示すように，正弦波変調の変調特性の共振状現象^{88), 89)}が消えることを意味する。すなわち変調特性が平坦になるので帯域いっぱいの振幅変調があまり歪をうけずに行なえる。したがって外部光注入法は，パルス変調だけでなくアナログ的な変調にも有効であろうと思われる。

実験のしやすさを考えてここでは独立なレーザダイオードをペアで用いた。現実的な素子にするために今後はモノリシック化等を検討しなければならない。

外部光注入の最大の効果は，注入光による残留損失 $\Delta\Gamma$ が生じることにある。外部光注入は，注入電流の他に，外部からレーザの利得を制御する手段を提供するので，変調特性の改善ばかりでなく，レーザの動作特性の理解にとっても有力な武器となり得ることが期待される。6.3.6で述べた半導体レーザの利得のひろがりに関する知識が得られたのはその一例と考えて良いであろう。

6.5 まとめ

半導体レーザ出力光の緩和振動を抑圧して変調帯域を拡大する新しい方法として理論的に提案された外部光注入法について実験的な検討を行ない，次の結果を得た。

- (1) 外部光の光源にも DHレーザを用い，変調用のレーザとをレンズ系で結合した。

- (2) 外部光注入により緩和振動がほぼ完全に抑圧されること及び発振遅延が短縮されることを確認した。外部注入光の強さを変えたときの出力波形の変化は解析と定性的によく一致した。
- (3) 光注入時の両レーザの発振スペクトルの観測により，外部注入光が緩和振動抑圧に有効に働くためには，外部注入光の波長が変調用レーザの軸モード波長にかなり良く一致していなければならないことを見いだした。この波長整合を実現する方法として，変調用レーザと注入用レーザの軸モード間隔をわずか変える方法を考案した。
- (4) 半導体レーザの利得が均質なひろがりの性質を持つことを示す実験結果を得た。
- (5) 400Mb/s までのパルス直接変調実験を行ない，緩和振動が効果的に抑圧されることを確認した。

この方法は，半導体レーザの変調特性改善の手段としての他に，半導体レーザの特性解明の道具としても使われることが期待される。

第7章 半導体レーザのパルス直接変調の上限に関する検討

前章までで、注入形半導体レーザ、特に AlGaAs DHレーザの高速パルス直接変調を困難にする主要な要因について検討を行ない、それらのいくつかを克服する方法について述べた。この章では、まずそれらをもとに注入形半導体レーザのパルス直接変調、特に PCM-RZ変調の上限について検討を行なり。さらに、自己光注入法と外部光注入法を比較してそれぞれの方法の適用領域等について考察する。

7.1 PCMパルス直接変調の上限

半導体レーザの高速パルス直接変調特性を劣化させる最大の要因は、出力光の緩和振動による波形歪とパターン効果の複雑化であろう。このうちで波形歪は、変調の上限に近いところでは1ビット内に光出力の緩和振動スパイクがひとつだけなので(第4章, 図4-16参照), 本質的な障害にはならないものと思われる。一方, 緩和振動にともなう出力光のパターン効果の複雑化の影響は第4章で詳しく考察したように変調速度が大きくなるほど大きくなる。第4章の解析の結果によれば, 緩和振動があるときは出力光のパターン効果は, 励起電流パルス幅が緩和振動周期 T_1 (およびその整数倍) にほぼ等しいときに小さくなる。変調上限を考えるとときには, 式(4-16)で $m=1$ として良いから, $T_{R, \min} = T_1 / r$ となる。ここで r はデューティ比, $T_{R, \min}$ は最小のパルスくり返し周期をあらわす。 r を1に近づければ $T_{R, \min} = T_1$, すなわち変調上限は原理的には緩和振動周波数と同程度になるが, 実際には符号間干渉が問題となるのでデューティ比は50%くらいにとるのがふつうで ($r=0.5$), この場合には $T_{R, \min} = 2T_1$ となる。すなわち, PCM-RZ変調の変調上限は緩和振動周波数 f の約 $1/2$ と考えるのが現実的であろう。

次に緩和振動周波数 f がどのくらいの大きさになるかを考察すること

よって、変調上限の大きさを推定する。緩和振動周波数 f と電子の自然放出の寿命時間 τ_s の積は図 4-6 より、最終電流値 J_f, τ_s と光子の寿命時間 τ_p との比 τ_s/τ_p 、ステップ状の電流変化の大きさをあらわすパラメータ $r = J_s/(J_f - J_{th})$ で決まる。高速変調の場合には発振遅延をなくするためにバイアス電流 J_B をしきい値 J_{th} 以上にすることが望ましいが、 J_{th} 以上で大きな J_B をかけることは信号光出力の“1”と“0”の比（消光比）を劣化させるので避けなければならない。それで $J_B \approx J_{th}$ にとることが多い。したがってこのとき r は $r = J_s/(J_f - J_{th}) = J_s/(J_B + J_s - J_{th}) \approx 1$ となる。信号パルス電流 J_s が大きい程 f を大きくできるが、実際には数 100Mb/s 以上では電気回路的な制約により数 10mA 以下となることが予想される。それに過大な印加電流は半導体レーザー自身の寿命にも影響する。結局変調上限を考えるような高速変調では J_s は $0.3J_{th} \sim 0.5J_{th}$ 程度となるものと思われる。したがって $(J_f - J_{th})/J_{th} = (J_B + J_s - J_{th})/J_{th} \approx J_s/J_{th} \approx 0.3 \sim 0.5$ となる。 τ_s/τ_p はこれまでのいろいろな実験結果から $\tau_s/\tau_p \approx 10^3 \sim 10^4$ となることが知られている。これらの値を図 4-6 にあてはめると、 $J_s = 0.3J_{th}$ のとき $f\tau_s = 2 \sim 6$ 、 $J_s = 0.5J_{th}$ のとき $f\tau_s \approx 2.5 \sim 7$ となることがわかる。AlGaAs DH レーザの τ_s は $2 \sim 5$ ns のことが多いので、この値から f を求めると図 7-1 より、

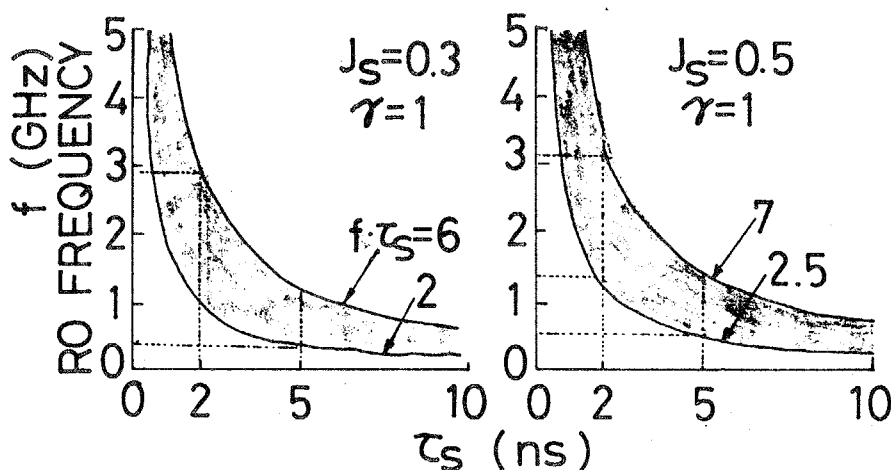


図 7-1 緩和振動周波数 f の大きさ

$J_s = 0.3 J_{th}$ のとき $f = 0.4 \sim 3 \text{ GHz}$, $J_s = 0.5 J_{th}$ のとき $f = 0.5 \sim 3.5 \text{ GHz}$ となる。
実際に測定された値もこの程度になることが報告されている。⁹⁶⁾

以上より通常の AlGaAs DH レーザの PCM-RZ パルス変調の上限は、最良の場合には $1.5 \sim 1.7 \text{ Gb/s}$ 程度にまでなり得るものと思われる。図 7-1 などからもすぐわかるように τ_s を小さくすれば f を大きくすることができ、それにつれて変調上限も上げることができるが、これはただちにしきい電流密度の増大を招くので望ましい方法ではない。さらに、図 4-17 のジッタ、振幅変動のパルスくり返し周期依存性の解析結果が示すように、 $T_R \approx 2T_1$ 附近でジッタや振幅変動が小さくなる T_R の範囲はかなり狭い。このことは外部温度、バイアス電流、信号電流等の変化やレーザ・ダイオードの劣化等によって緩和振動周波数がわずかに変化してもパターン効果が大きくなってしまふことを意味しているので、この範囲では安定な光出力の変調が得られないおそれがある。この点を考慮すると、実用的な変調上限は $T_R \approx 4T_1$ 、すなわち緩和振動周波数の $\frac{1}{4}$ 程度と考えるのが良いと思われる。前述の f の値からこれは $700 \sim 800 \text{ Mb/s}$ 程度となる。

出力光のパターン効果の他に、光ファイバ通信への応用という点で変調上限に影響をあたえる要因として高速変調時の発振スペクトル幅のひろがりがあげられる。¹³⁷⁾ これはファイバが長い場合には物質分散によるパルスひろがりが大きくなるので変調上限を上述の値よりも低くすることがあり得るが、二重共振器構造や他の方法の採用によって逃げることは可能であろう。この他に、緩和振動時のキャリア密度の振動によって屈折率が変化する結果、各発振軸モード波長が変動する現象があるが、これは特に高密度の波長多重等を考える以外は変調という点からは余り問題にならないであろう。¹³⁸⁾

7.2 自己光注入法と外部光注入法の比較

自己光注入法も外部光注入法もともに出力光の緩和振動の影響を軽減し

て高速パルス直接変調を実現しようとするものであるが、具体的な動作、効果等には両者の間に大きな差がある。そこで第5章、第6章での研究結果をもとに両者の比較を行なった。主要な動作、特徴、適用範囲等について表7-1にまとめる。

表7-1 自己光注入法と外部光注入法の比較

		自己光注入法	外部光注入法
A 動作	A-1 方法	<ul style="list-style-type: none"> 出力光の一部を時間おくれを持たせて帰還する。 	外部から微量の光を変調レーザの発振可能モードへ注入する。
	A-2 機能	<ul style="list-style-type: none"> 緩和振動を制御して利用。 	緩和振動を抑圧。
B 特徴	B-1 長所	<ul style="list-style-type: none"> 波形歪は改善される。 高いピーク値の光出力波形が得られる。 信号エネルギーが増大する。 ある変調ビットレイトに対してパターン効果を小さくできる。 構造単純。 	<ul style="list-style-type: none"> 波形歪は改善される。 緩和振動にもとづくパターン効果の複雑化、スペクトル幅のひろがりが増える。
	B-2 短所	<ul style="list-style-type: none"> 任意の変調ビットレイトに対してパターン効果を小さくすることはできない。 スペクトル幅の広がりは改善できない。 	<ul style="list-style-type: none"> レーザを2個使うので寿命等が問題。 構造やや複雑。 波長整合の必要あり。
C 適用範囲	C-1 PCM-パルス変調	<ul style="list-style-type: none"> PCM-NRZ 不可 	PCM-NRZ 可
	C-2 AM変調	<ul style="list-style-type: none"> 不適 	適
	C-3 PCM変調上限	<ul style="list-style-type: none"> ~1 Gb/s 	1~1.5 Gb/s

表 7-1 の A-2 機能の項に示したように，自己光注入法は緩和振動をしている光出力パルスが持つ高いピーク値と短い立上り時間を利用するために緩和振動を制御しようとするのに対して，外部光注入法は緩和振動が高速パルス直接変調に与える障害を克服するために緩和振動を抑圧してしまおうとするものである。このような動作機能から，外部光注入法によれば，第 6 章でみたように波形歪がほとんどなくなることの他に，パターン効果の複雑化や変調にともなうスペクトル幅のひろがり解消することが期待される。さらに緩和振動の抑圧は変調周波数特性の平坦化を意味するので，正弦波変調においても効果を発揮し得る。また，著者らも観測したが，外部光注入によってノイズ・スペクトルのピークが鈍化するのので，ノイズの抑圧にもなる。一方，自己光注入法は緩和振動を利用しているので，高いピーク値の光出力パルスが得られる，信号エネルギーが増大する等の利点を持つが，緩和振動にもとづくパターン効果の複雑化（これはかなり軽減はされるが）やスペクトル幅の増大等の問題点は依然として残る。しかしながら自己光注入法は全出力光の 2～3 % を帰還させてやれば良いし，外部光注入法の場合のように外部光源は必要なく波長整合も要求されないのので，実用上は有利と思われる。両者の PCM パルス変調の変調上限は，実験的に得られたものでなく推定値である。外部光注入法の場合には，外部光注入によって光出力パルスの立上り時間が外部光注入が無いときの緩和振動パルスの立上り時間よりもやや大きくなること（図 6-4, 6-5 参照）からこのように推定した。自己光注入の場合には，光帰還によって緩和振動周波数は下がるので原理的な変調上限は光帰還が無い場合よりも下がるが，光帰還によってパルスくり返し周期の変化に対するパターン効果の変化がややゆるやかになること（図 5-6 参照）や，バイアス電流設定の自由度が増すこと等から，波形歪改善の効果と相まって光帰還により実質的な変調上限は光帰還が無い場合よりも上がるということが予想され，約 1 Gb/s と推定した。どちらの方法もこの論文で述べたような純実験的な構成からより実用的な形態への変換が今後のひとつの課題である。

第 8 章 結 論

本論文は，注入形の半導体レーザー，特に AlGaAs 二重ヘテロ (DH) 接合レーザーの安定な高速パルス直接変調を実現するために行なった研究に関するものであり，以下に述べる成果を得た。

- (1) 半導体接合レーザーの近接する二つの発振フィラメント間の結合に起因する新しい型の自己パルス振動 (セルフ・パルセーション) を実験的に見出し，光結合項を持つ 2 組のレート方程式による解析によりそのパルス発生機構を定性的に明らかにして，この型のセルフ・パルセーションは接合面内の横モード制御を行えば抑えることができることを明らかにした。
- (2) 半導体接合レーザーをパルス状に励起したときに，光出力の立ち上がりにあらわれるスパイク状の緩和振動について，レート方程式による解析と AlGaAs DH レーザを用いた実験とから，くり返し周波数が数 100MHz ~ 数 GHz で印加電流の平方根にほぼ比例して増加すること等，その基本的な性質を明らかにした。さらに PCM パルス信号に対する応答について検討し，緩和振動は出力光のパターン効果を複雑にするので高速パルス変調にとって大きな障害となることを明らかにした。
- (3) 半導体接合レーザーの高速パルス直接変調を実現する新しい方法として，自分自身の出力光の一部を緩和振動の周期の $\frac{1}{4}$ から $\frac{1}{2}$ 程度の時間おくれを持たせて帰還させる自己光注入 (光帰還) 法を提案し，光帰還項を持つレート方程式による解析と，AlGaAs DH レーザと外部反射鏡を組み合わせた実験とから，この方法が高速パルス直接変調時の出力波形の改善にきわめて有効であることを明らかにした。
- (4) 半導体接合レーザーの高速直接変調を実現するために理論的に提案されたいわゆる外部光注入法について，二つの AlGaAs DH レーザを組み合わせる実験をおこない，出力光の緩和振動のほぼ完全な抑圧及び発振遅延の短縮を見出し，この方法が半導体接合レーザーの変調の広帯域化にき

わめて有効であることを明らかにした。

- (5) 半導体接合レーザのPCMパルス直接変調の変調上限について検討を行ない，信号出力光のパターン効果が緩和振動によって増加する様子の考察から，実用的な変調上限は緩和振動周波数の $\frac{1}{4}$ 程度，約700~800Mb/sと推定した。また，自己光注入法と外部光注入法の動作，特徴，適用範囲等について比較検討した。
- (6) 以上の検討をもとに，AlGaAs DHレーザを用いて400~500Mb/sまでのPCMパルス直接変調実験を行ない，本論文の当初の目的である安定な高速パルス直接変調が実現できることを確かめた。本論文で検討した自己光注入法，外部光注入法は約1~1.5Gb/sまでの良好なPCM直接変調を実現することができる方法として期待される。
- (7) なお附録Aで，AlGaAs DHレーザを広帯域光ファイバ通信用光源として用いる場合の別の問題点である光ファイバとの結合の問題をとりあげ，スラブ・セルフオック・レンズ結合回路により結合効率約-3dBで低次モード主体の励振が実現できることを明らかにした。また，附録Bで光帰還を利用して活性領域の屈折率の注入キャリア密度依存性を測定する方法について検討した結果を述べた。

本論文が取り扱った問題に関連して，残された問題点の主要なものを次にあげる。

- (i) 過渡応答，変調特性の解析に横モードの影響をとり入れる。本論文の解析では単一モードの光子密度に対するレート方程式を用いているために，電磁波論的な立場で見たときの横モードの効果を考察することができない。最近，著者らは，ストライプ型DHレーザの電流-出力特性に折れ曲がり(I・Lキック)の出る現象の考察を通じて，電流の変化とともに接合面内の横モード(水平横モード)が変形すること，及びこの変形が過渡応答特性等に大きな影響をあたえることを見い出した¹³⁶⁾。従来の解析と実験の不一致の大きな原因のひとつにこの横モードの影響があると思われるので，今後この点を考慮した解析の進展が望まれる。

- (ii) 解析に多軸モードの影響をとり入れる。半導体レーザの発振スペクトルが多軸モードになる理由は未だ明らかではないのでこの点に関する検討がまず必要であるが、その結果をふまえた上で動作特性の解析にその効果を取り入れる必要がある。このことは半導体レーザを長距離の光ファイバ通信の光源として用いる場合に、光ファイバの材料分散の影響の大きさを知るために、特に重要になるものと思われる。
- (iii) 動作特性の経時変化に関する検討。半導体レーザの信頼性に関しては本論文はほとんど何もとり上げていないが、信頼性の確保は半導体レーザの実用化にとってもっとも大きな条件であろう。本論文で検討したような高速直接変調特性も素子の劣化とともにどのように変化するかを検討することによって、その補償法等を考案することにより、よりいっそう実用的なものになると思われる。さらにレーザの動作特性はその内部の媒質の性質を反映しているので、劣化にもなり動作特性の変化に関する情報を素子製作側に帰還することにより、信頼性の向上にも貢献できるものと期待される。
- (iv) 変調特性改善のための新しい方法の実用化のための検討。本論文では半導体レーザの高速直接変調特性を改善するための新しい方法として自己光注入（光帰還）法と外部光注入法について検討した結果を述べた。ここでは実験的に検討するために、レーザダイオードとは独立な外部鏡を用いたり、別の注入用レーザを用いたりしたが、このままでは実用的でない。レーザダイオードと外部鏡を一体化したり、変調用レーザと注入用レーザとをモノリシック化したりして、使いやすい安定な素子にすることが今後の課題であろう。

謝

辞

本論文を結ぶにあたり、著者の大学、大学院時代より本論文をまとめるまで終始懇切なる御指導と御鞭撻を賜った東京工業大学工学部教授末松安晴博士に深く感謝いたします。

また、本論文をまとめるに際し、懇篤なる御指導をいただいた東京工業大学精密工学研究所教授田幸敏治博士，助教授伊賀健一博士，工学部助教授高橋清博士，および内藤喜之博士に厚く御礼申し上げます。

本研究遂行にあたって、半導体レーザの変調高速化の問題の重要性を指摘され常に激励御指導下さったレーザ装置開発本部本部長内田禎二博士，外部光注入法を提案され，また他の問題に対しても常に有意義な御討論をいただいた基礎開発部主任ラング・ロイ博士，たえず有意義な御討論を通じて御指導下さった中央研究所フェロー林巖雄博士，研究スペシャリスト南日康夫博士，上司として日々適切な御指導御助言をいただいた基礎開発部課長杉元重時博士，主任植木敦史氏に心から感謝いたします。

結合回路に用いたスラブ・セルフフォック・レンズの共同研究開発に対して日本板硝子株式会社研究所主幹技師北野一郎博士，主任技師西沢紘一氏に深く感謝いたします。

本研究の実験に使用したレーザダイオードの便宜をはかっていただいた中央研究所光デバイス研究部部長朝鍋静生博士，同部長代理齋藤富士郎博士，実際に素子を製作されるとともに常に有益な御討論をいただいた光デバイス研究部主任米津宏雄博士，佐久間勇氏，西田克彦博士，亀島泰文博士，湯浅凶南雄氏，松本良成氏，上野真資氏，宇治俊男氏，古瀬孝雄氏，鈴木徹氏，試料を作成していただいた守久友三氏，大沢洋一氏に心から感謝いたします。

本研究遂行にあたって，種々の御協力と有益な御討論をいただいた鹿田実氏，峰村孝一氏，白井健氏，小田切雄一氏をはじめとする基礎開発部光通信グループの皆様心から御礼申し上げます。

さらに、著者の大学、大学院時代の研究室の先輩として御指導御助言を
いただいた電電公社武蔵野通信研究所池上徹彦博士、日経エレクトロニク
ス編集部西村吉雄博士に心から御礼申し上げます。

本研究に関する発表

〔Ⅰ〕 論文

- (1) 池上, 小林, 末松, 「半導体接合レーザの発振光の過渡特性」信学論文誌, vol. 53-B, pp. 246-253, 1970年5月.
- (2) K. Kobayashi, "An analysis of pulsation in coupled cavity structure semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 449-458, April 1973.
- (3) R. Lang and K. Kobayashi, "Suppression of relaxation oscillation in the light output of semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-12, pp. 194-199, March 1976.
- (4) K. Kobayashi, R. Lang, and K. Minemura, "Novel methods for high speed modulation of semiconductor lasers," Proc. 7th Conf. Solid State Devices, Tokyo 1975, Supplement of Japanese J. Appl. Phys. vol. 15, pp. 281-287, 1976.
- (5) K. Kobayashi, "Improvements in direct pulse code intensity modulation of semiconductor lasers by optical feedback," 信学論文誌掲載予定, 1976年11月

〔Ⅱ〕 国際学会発表

- (1) H. Yonezu, K. Kobayashi, K. Minemura, and I. Sakuma, "GaAs-Al_xGa_{1-x}As double heterostructure laser for optical fiber communication system," Int. Electron Device Meeting, Dec. 1973.

- (2) S. Sugimoto, K. Kobayashi, K. Nishizawa, and A. Ueki, "Light coupling from a DH laser into a Selfoc fiber using slab Selfoc lenses," Topical Meeting on Optical Fiber Transmission, Jan. 1975.
- (3) R. Lang and K. Kobayashi, "Suppression of relaxation oscillation in semiconductor laser," Conference on Laser Engineerings and Applications, May 1975.
- (4) K. Kobayashi, R. Lang, and K. Minemura, "Novel methods for high speed modulation of semiconductor Lasers," First European Conference on Optical Fibre Communication, Sept. 1975.

[III] Letters

- (1) K. Kobayashi, H. Yonezu, F. Saito, and Y. Nannichi, "Observation of pulsation from a double-heterostructure injection laser due to lateral optical coupling," Appl. Phys. Letters, vol. 19, pp. 323-234, Nov. 1971.

[IV] 研究会発表

- (1) 小林, 「結合共振器構造半導体レーザーにおけるパルセーション」電子通信学会, 量子エレクトロニクス研究会, QE72-43, 1972年9月.
- (2) 小林, 「固有緩和振動の抑圧された新しい光自己注入型超高速変調用半導体レーザー」, 電子通信学会, 信学技報, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-46, 1975年7月.
- (3) ラング, 小林, 「固有緩和振動の抑圧された新しい外部光注入型広帯域変調用半導体レーザー」, 同上, OQE75-47, 1975年7月.
- (4) 小林, 「新しい測定法による半導体レーザーの内部屈折率のキャリア密度依存性の評価」, 同上, OQE75-48, 1975年7月.

〔V〕 学会発表

- (1) 小林, 米津, 斎藤, 南日, 「結合共振器構造の二重ヘテロ接合レーザからの光出力振動」第32回応用物理学術講演会, 2p-C-6, 1971, 秋.
- (2) ラング, 小林, 「外部光注入による半導体レーザの緩和振動の抑圧(I)」, 第22回応用物理関係連合講演会, 1a-K-6, 1975, 春.
- (3) 小林, ラング, 「同(II)」, 同上, 1a-K-7, 1975, 春.
- (4) 小林, 西沢, 植木, 鹿田, 「スラブセルフオックレンズによる半導体レーザとセルフオックファイバの結合」電子通信学会全国大会, S14-7, 1974.
- (5) 小林, 鹿田, 西沢, 「スラブ・セルフオック・レンズ結合回路付半導体レーザによるセルフオック・ファイバの低次モード励振」, 851, 電子通信学会全国大会, 1976.

〔VI〕 解説記事

- (1) 内田, 小林, 「半導体レーザと発光ダイオード」, 電子通信学会誌, vol. 59, pp. 714-721, 1976年7月.

文 献

- (1) K.C. Kao, and G.A. Hockham, "Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies," Proc. IEEE, vol. 113, pp. 1151-1158, July 1966.
- (2) F.P. Kapron, D.B. Keck, and R.D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett., vol. 17, pp. 423-424, November 1970.
- (3) W.G. French, A.D. Pearson, G.W. Tasker, and J.B. MacChesney, "Low-loss fused silica optical waveguide with borosilicate cladding," Appl. Phys. Letters, vol. 23, pp. 338-339, Sept. 1973.
- (4) W.G. French, J.B. MacChesney, P.B. Oconnor and G.W. Tasker, "Optical waveguide with very low losses," Bell Syst. Tech. J., vol. 53, pp. 951-954, May - June 1974.
- (5) K. Koizumi, Y. Ikeda, I. Kitano, M. Furukawa, and T. Sumimoto, "New light focusing fibers made by a continuous process," Appl. Opt., vol. 13, pp. 255-260, Feb. 1974.
- (6) R.D. Maurer, "Fibers for ten kilometer-one hundred megabit per second transmission," Tech. Digest, First European Conf. on Optical Fibre Communication, London, pp. 46-47, Sept. 1975.
- (7) M.G.A. Bernard and G. Durafforg, "Laser conditions in semiconductors," Physica Status Solidi, vol. 1, pp. 699-703, Jan. 1961.

- (8) N.G. Basov, O.N. Krokhin, and Y.M. Popov, "Production of negative-temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors," Soviet Phys, JETP, vol. 13, pp. 1320-1321, Dec. 1961.
- (9) M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns, F.H. Dill Jr., and G.J. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n Junctions," Appl. Phys. Lett, vol. 1, pp. 62-64, Nov. 1962.
- (10) R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys, and R.O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs Junctions," Phys. Rev. Letters, vol. 9, pp. 366-378, Nov. 1962.
- (11) T.M. Quist, R.H. Rediker, R.J. Keyes, W.E. Krag, B. Lax, A.L. McWhorter, and H.S. Zeiger, "Semiconductor maser of GaAs," Appl. Phys. Letters, vol. 1, pp. 91-92, Dec. 1962.
- (12) H. Kroemer, "A proposed class of hetero-junction injection lasers," Proc. IEEE, vol. 51, pp. 1782 - 1783, Dec. 1963.
- (13) I. Hayashi, M.B. Panish, P.W. Foy, and S. Sumsky, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," Appl. Phys. Letters, vol. 17, pp. 109-111, Aug. 1970.
- (14) Zh. I. Alferov, V.M. Andreev, D.Z. Carbuзов, Yu. V. Zhilgaov, E.P. Morozov, E.L. Portnoi, and V.G. Trofilm, Fiz. Tekh. Poluprov., vol. 4, p. 1826, 1970.
- (15) I. Sakuma, H. Yonezu, K. Nishida, K. Kobayashi, H. Saito, and Y. Nannichi, "Continuous operation

- of junction lasers at room temperature," Japanese J. Appl. Phys., vol. 10, pp. 282-283, Feb. 1971.
- (16) H. Yonezu, I. Sakuma, T. Kamejima, M. Ueno, K. Nishida, Y. Nannichi, and I. Hayashi, "Degradation mechanism of (Al·Ga)As double-heterostructure laser diodes," Appl. Phys. Letters, vol. 24, pp. 15-19, Jan. 1974.
- (17) P. Petroff, and R.L. Hartman, "Rapid degradation phenomenon in hetero junction GaAlAs-GaAs lasers," J. Appl. Phys., vol. 45, pp. 3899-3903, Sept. 1974.
- (18) H. Yonezu, K. Kobayashi, K. Minemura, and I. Sakuma, "GaAs-Al_xGa_{1-x}As double heterostructure laser for optical fiber communication system," Tech. Digest of Int. Electron. Device Meeting, pp. 324-326, 1973.
- (19) W.B. Joyce, R.W. Dixon, and R.L. Hartman, "Statistical characterization of the lifetimes of continuously operated (Al,Ga)As double heterostructure lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 28, pp. 684-686, June 1976.
- (20) M. Takusagawa, K. Hori, H. Ishikawa, T. Toge, and T. Kudo, "Packaged semiconductor lasers for optical-fiber transmission," Conf. on Laser Engineerings and Applications, 16-5, 1975.
- (21) H. Kan, H. Namizaki, M. Ishi, and A. Ito, "Continuous operation over 10000 h of GaAs/GaAlAs double-heterostructure laser without lattice mismatch compensation," Appl. Phys. Letters, vol. 27, pp. 138-139, Aug. 1975.

- (22) A.R. Goodwin, J.R. Peters, and M. Pion, "Temperature stable continuously operating $Ga_xAl_{1-x}As$ Injection lasers," Tech. Digest of Optical Fibre Communication, pp. 105-107, London, 1975.
- (23) 茅根, 中田, "GaAs- $Ga_{1-x}Al_xAs$. ダブルヘテロ接合レーザの端面劣化," 1975 応用物理講演会(秋期), 24p-Q-2.
- (24) J.E. Ripper, J.C. Dymont, L.A. D'Asaro, and T.L. Paoli, "Stripe-geometry double-heterostructure junction lasers: mode structure and CW operation above room temperature," Appl. Phys. Letters, vol. 18, pp. 155-157, Feb. 1971.
- (25) T. Tsukada, H. Nakashima, J. Umeda, S. Nakamura, N. Chinone, R. Ito, and O. Nakada, "Very-low-current operation of mesa-stripe-geometry double-heterostructure injection lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 20, pp. 344-345, May 1972.
- (26) J.C. Dymont, L.A. D'Asaro, J.C. North, B.I. Miller, and J.E. Ripper, "Proton-bombardment formation of stripe-geometry heterostructure lasers for 300K CW operation," Proc. IEEE, vol. 60, pp. 526-528, June 1972.
- (27) H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno, and Y. Nannichi, "A $Al_xGa_{1-x}As$ double heterostructure planar stripe laser," Japan. J. Appl. Phys. vol. 12, pp. 1585-1592, Oct. 1973.
- (28) W. Suzaki, H. Namizaki, H. Kan, and A. Ito, "A new geometry double heterostructure injection laser for room temperature continuous operation, junction-stripe-geometry DH lasers," J. Appl. Phys., vol. 44,

- pp. 2893-2894, June 1975.
- (29) R.D. Burnham, D.R. Scifres, J.C. Tramontana, and A.S. Alimonda, "Striped-substrate double-heterostructure lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-11, pp. 418-420, July 1975.
 - (30) T. Tsukada, "GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs buried heterostructure injection lasers," J. Appl. Phys., vol. 45, pp. 4899-4906, Nov. 1974.
 - (31) R.D. Burnham, and D.R. Scifres, "Etched buried heterostructure GaAs/GaAlAs injection lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 27, pp. 510-511, Nov. 1975.
 - (32) Y. Suematsu, M. Yamada, and K. Hayashi, "Integrated twin-guide AlGaAs laser with multiheterostructure," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-11, pp. 457-460, July 1975.
 - (33) K. Aiki, M. Nakamura, J. Umeda, A. Yariv, A. Kaitzir, and H.W. Yen, "GaAs-GaAlAs distributed-feedback diode lasers with separate optical and carrier confinement," Appl. Phys. Letters, vol. 27, pp. 145-146, Aug. 1975.
 - (34) R.E. Nahory, M.A. Pollack, E.D. Beebe, J.C. Dewinter, and R.W. Dixon, "Continuous operation of 1.0- μ m-wavelength GaAs_{1-x}Sb_x/Al_yGa_{1-y}As_{1-x}Sb_x double-heterostructure injection lasers at room temperature," Appl. Phys. Letters, vol. 28, pp. 19-21, Jan. 1976.
 - (35) J.J. Shieh, "Room-temperature operation of GaInAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1 μ m" Appl. Phys. Letters, vol. 28, pp. 283-285,

- March 1976.
- (36) J.E. Geusic, H.M. Marcos, and L.G. Van Uitert, "Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminum gallium and gadolinium garnets," Appl. Phys. Letters, vol. 4, pp. 182-184, May 1964.
- (37) T. Uchida, S. Yoshikawa, K. Washio, R. Tatsumi, K. Tsushima, I. Kitano, and Y. Ikeda, "Continuous oscillation and amplification in light-focusing glass lasers," Japan. J. Appl. Phys., vol. 12, pp. 126-134, Jan. 1973.
- (38) H.G. Danielmeyer and H.P. Weber, "Fluorescence in neodymium ultraphosphate," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-8, pp. 805-808, Oct. 1972.
- (39) T. Yamada, K. Otsuka, and J. Nakano, "Fluorescence in lithium neodymium ultraphosphate single crystal," J. Appl. Phys., vol. 45, pp. 5096-5097, Nov. 1974.
- (40) R.B. Chesler and D.A. Draegert, "Miniature diode-pumped Nd: YAG lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 2, pp. 235-236, Sept. 1973.
- (41) J. Stone, and C.A. Burrus, "Neodymium-doped fiber lasers, room temperature cw operation with an injection laser pump," Appl. Opt., vol. 13, pp. 1256-1258, June 1974.
- (42) J. Yamagata, S. Senmoto, Y. Inamura, H. Kaneko, and T. Takahashi, "A 32 Mb/s regenerative repeater for fibre cable transmission," Tech. Digest of Optical fibre Transmission pp. 144-146, London, Sept. 1975.

- (43) K. Okura, J. Yamagata, S. Senmoto, Y. Minejima, and M. Kunita, "A video transmission system using fibre cable," *ibid.*, pp. 188-190, Sept. 1975.
- (44) 金子, 高橋, 杉元, 植木, 阿部, 鎌田, 馬場, "100Mb/s PCMファイバ・ケーブル用装置", 電子通信学会通信方式研究会資料, CS74-129, Nov. 1974.
- (45) 樋下, 工藤, 筆本, 峯島, 国田, 峠, 茂手木, "100Mb/sファイバケーブル用装置の試作," *ibid.*, CS74-130, Nov. 1974.
- (46) T. Uchida, S. Sugimoto, A. Ueki, T. Usui, and S. Ishihara, "An experimental 123 Mb/s fiber-optic communication system," *Digest of Tech. Papers, Topical Meeting on Optical Fiber Transmission, Williamsburg, ThA4, Jan. 1975.*
- (47) K. Kurokawa, T. Sekizawa, T. Kudo, T. Toge, and Y. Minejima, "A 400 Mb/s experimental transmission system using a graded index fiber," *Digest of Tech. Papers, First European Conf. on Optical Fibre Communication, London, pp. 159-161, Sept. 1975.*
- (48) T. Ito, S. Machida, T. Ikegami, and S. Ohara, "Optical-transmission experiment at 400 Mb/s using a graded-index fibre," *Electronics Letters, vol. 11, pp. 375-376, Aug. 1975.*
- (49) 田中, 長野, 斧田, 井本, 田中, 田中, 大内, "FM方式を用いた光ファイバによるカラーテレビ信号の伝送実験," 電子通信学会通信方式研究会資料, CS73-159, March 1973.
- (50) 塚田, 梶谷, 上野, "DPPM変調による光ファイバ通信方式について," 電子通信学会通信方式研究会資料, CS74-86, July 1974.
- (51) 大蔵, 山泉, 稲村, "ファイバケーブル伝送方式(その1)," *ibid.*, CS74-128, Nov. 1974.

- (52) S. Iida, K. Takata, and Y. Unno, "Spectral behaviour and linewidth of (GaAl)As-GaAs double-heterostructure lasers at room temperature with stripe geometry configuration," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 361-366, Feb. 1973.
- (53) 小林, 上野, 南日, 「直視型分光器の試作と, それによるDHレーザのスペクトル, 温度特性」, 第20回応用物理関係連合講演会, 31a-E-7, 1973.
- (54) T. Tsukada, N. Chinone, R. Ito, H. Nakashima, and O. Nakada "Optical characteristics of mesa-stripe-geometry double-heterostructure injection lasers," Proc. 4th Conf. on Solid State Devices, Tokyo, 1972, pp. 251-257.
- (55) H. Namizaki, "Single mode operation of GaAs-GaAlAs TJS-laser diodes," Trans. IECE Japan, vol. E59, pp. 8-15, May 1976.
- (56) 平松, 下平, 本間, "セルフロック・ファイバによる400Mb/s光中継伝送実験," 信学技報, 通信方式研究会, CS76-71, Aug. 1976.
- (57) Y. Nishimura, "Electron scattering times in GaAs injection lasers," Japan. J. Appl. Phys., vol. 13, pp. 109-117, Jan. 1974.
- (58) I. Hayashi, M.B. Panish, and F.K. Reinhart, "GaAs-Al_xGa_{1-x}As double heterostructure injection lasers," J. Appl. Phys., vol. 42, pp. 1929-1941, April 1971.
- (59) E. Pinkas, B. I. Miller, I. Hayashi, and P.W. Foy, "GaAs-Al_xGa_{1-x}As double heterostructure lasers - effect of doping on lasing characteristics of GaAs," J. Appl. Phys., vol. 43, pp. 2827-2835, June 1972.

- (60) G.H.B. Thompson and P.A. Kirkby, "(GaAl)As lasers with a heterostructure for optical confinement and additional hetero-junctions for extreme carrier confinement," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 311-318, Feb. 1973.
- (61) M.B. Panish, H.C. Casey Jr., S. Sumski, and P.W. Foy, "Reduction of threshold current density in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructure lasers by separate optical and carrier confinement," Appl. Phys. Letters, vol. 22, pp. 590-591, June 1973.
- (62) P.A. Kirkby, and G.H.B. Thompson, "High peak power from (GaAl)As - GaAs double heterostructure injection lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 22, pp. 638-640, June 1973.
- (63) F.K. Reinhart and R.A. Logan, "Monolithically integrated AlGaAs double heterostructure optical components," Appl. Phys. Letters, vol. 25, pp. 622-624, Nov. 1974.
- (64) 小林, 池上, 末松, "半導体接合レーザの端面での発光分布測定," 信学全大 677, 昭43.
- (65) J.C. Dymont, "Hermite-Gaussian mode patterns in GaAs junction lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 10, pp. 84-86, Feb. 1967.
- (66) 小林, 植木, "ストライプ構造半導体レーザの高次水平横モード発振," 21 回応物連合講演会, 4a-A-7, 昭49.春.
- (67) D.D. Cook, and F.R. Nash, "Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs laser," J. Appl. Phys., vol. 46, pp. 1660-1672, April 1975.

- (68) L.G. Cohen, "Power coupling from GaAs injection lasers into optical fibers," Bell System Tech. J., vol. 51, pp. 573-594, March 1972.
- (69) D. Kato, "Light coupling from a stripe-geometry GaAs diode laser into an optical fiber with spherical end," J. Appl. Phys., vol. 44, pp. 2756-2758, June 1973.
- (70) E. Weidel, "Light coupling problems in optical communication systems," Electro-Optics International 74, Brighton, March 1974.
- (71) L.G. Cohen, and M.V. Schneider, "Microlenses for coupling junction lasers to optical fibers," Appl. Opt., vol. 13, pp. 89-94, Jan. 1974.
- (72) 長野, 田中, "半導体レーザと光ファイバの結合実験," 信学全大, 825, 昭50.
- (73) E. Weidel, "New coupling method for GaAs-laser-fibre coupling," Electronics Letters, vol. 11, pp. 436-437, Sept. 1975.
- (74) 村田, 野明, 稲尾, 松田, "球レンズを用いたローンチング法," 信学全大, 1167, 昭49.
- (75) T.Uchida, M. Furukawa, I. Kitano, K. Koizumi, and H. Matsumura, "Optical characteristics of a light-focusing fiber guide and its applications," IEEE J. Quantum Electronics, QE-6, pp. 606-612, Oct. 1970.
- (76) 小林, 西沢, 植木, 鹿田, "スラブセルフオックレンズによる半導体レーザとセルフオックファイバの結合," 信学全大, S14-7, 昭49. 夏.

- (77) S. Sugimoto, K. Kobayashi, K. Nishizawa, and A. Ueki, "Light coupling from a DH laser into a SELFOC fiber using slab SELFOC lenses, "Digest of Tech. Papers, Topical Meeting on Optical Fiber Transmission, Williamsburg, Jan. 1975.
- (78) 小林, 鹿田, 西沢, "スラブ・セルフオック・レンズ結合回路付半導体レーザによるセルフオック・ファイバの低次モード励振," 信学総全大, 851, 昭51.春.
- (79) A. P. Bogatov, P.G. Eliseev, L.P. Ivanov, A.S. Logginov, and K. Ya. Senatorov, "Kinetics of the emission spectrum of an injection laser and collapse of single-mode emission," Soviet J. Quantum Electronics, vol. 3, pp. 372-375, March - April 1974.
- (80) H. Weber and D. Gloge, "Short-time mode behavior of GaAs lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 17, pp. 231-232, Sept. 1970.
- (81) 町田, 伊藤, 縄田, 池上, "半導体レーザのスペクトルのゆらぎと直接変調," 電子通信学会, 信学技術研究報告, OQE75-124 Feb. 1976 .
- (82) A.P. Bogatov, P.G. Eliseev, L.P. Ivanov, A.S. Logginov, M.A. Manko, and K. Ya. Senatorov, "Study of the single-mode injection laser," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-9, pp. 392-394, Feb. 1973.
- (83) C. Voumard, R. Salathe, and H. Weber, "Single-mode operation of diode lasers coupled to hemispherical resonators," Optics Communications, vol. 13, pp. 130-133, Feb. 1975.

- (84) R. Ludeke, and E. P. Harris, "Tunable GaAs laser in an external dispersive cavity," Appl. Phys. Letters, vol. 20, pp. 499-500, June 1972.
- (85) J.A. Rossi, S.R. Chinn, and H. Heckscher, "High-peak power narrow linewidth operation of GaAs diode lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 23, pp. 25-27, July 1973.
- (86) T.L. Paoli, "Single longitudinal mode operation of CW junction lasers by frequency selective optical feedback," Appl. Phys. Letters, vol. 25, pp. 744-746, Dec. 1974.
- (87) N. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, and A. Yariv, "CW operation of distributed feedback GaAs-GaAlAs diode lasers at temperatures up to 300 K," Appl. Phys. Letters, vol. 27, pp. 403-405, Oct. 1975.
- (88) T. Ikegami, Y. Suematsu, "Resonance-like characteristics of the direct modulation of a junction lasers," Proc. IEEE, vol. 55, pp. 122-123, Jan. 1967.
- (89) idem, "Carrier lifetime measurement of a junction laser using direct modulation," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-4, pp. 149-151, Apr. 1968.
- (90) R. Roldan, "Spikes in the light output of room-temperature GaAs junction lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 11, pp. 346-347, Dec. 1967.
- (91) 池上, 小林, 末松, "半導体接合レーザの発振光の過渡特性," 信学論文誌, vol. 53-B, pp. 246-253, May 1970.

- (92) T. Ozeki, and T. Ito, "Pulse modulation of DH-(GaAl) As lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 388-391, Feb. 1973.
- (93) J. E. Goell, "A 274-Mb/s optical-repeater experiment employing a GaAs laser," Proc. IEEE, vol. 61, pp. 1504-1505, Oct. 1973.
- (94) 木原, 茂手木, 峠, 井早, "DHレーザの400Mbit/s直接変調," 電子通信学会, 光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE73-34, 1973.
- (95) 長野, 田中, 田中, "CW-GaAlAs 半導体レーザの直接変調特性," 同上, OQE74-17, 1974.
- (96) 峰村, "半導体レーザの固有緩和振動と変調帯域限界," 電子通信学会技術研究報告, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-45, July 1975.
- (97) M. Chown, A.R. Goodwin, D.F. Lovelace, G.H.B. Thompson, and P.R. Selway, "Direct modulation of double-heterostructure lasers at rates up to 1 Gb/s," Electronics Letters, vol. 9, pp. 34-36, Jan. 1973.
- (98) P. Russer, and S. Schulz, "Direkte Modulation eines Doppel-heterostructure lasers mit einer Bitrate von 2.3 Gbit/s," Arch. Elek. Übertragung, vol. 27, pp. 193-195, Apr. 1973.
- (99) K. Kobayashi, "Improvements in pulse intensity modulation of semiconductor lasers by optical feedback," to be published.
- (100) 小林, "固有緩和振動の抑圧された新しい光自己注入形超高速変調用半導体レーザ," 電子通信学会技報, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-46, July 1975.

- (101) K. Kobayashi, R. Lang, and K. Minemura, "Novel optical methods for high speed direct modulation of semiconductor lasers" Proc. 7th Conf. Solid State Devices, Supplement Japan. J. Appl. Phys., vol. 15, pp. 281-287, 1975.
- (102) R. Lang and K. Kobayashi, "Suppression of relaxation oscillation in the light output from double heterostructure lasers, IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-12, pp. 194-199, March 1976.
- (103) ラング, 小林, "固有緩和振動の抑圧された新しい光外部注入形広帯域変調用半導体レーザ," 電子通信学会技報, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-47, July 1975.
- (104) V.D. Kurnosov, V.I. Magalyas, A.A. Pleskov, L.A. Rivlin, V.G. Thrukhan, and V.V. Tsvetkov, "Self-modulation of emission from an injection semiconductor laser," JETP Letters, vol. 4, pp. 303-305, Dec. 1966.
- (105) N.G. Basov, "Dynamics of injection lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-4, pp. 855-864, Nov. 1968.
- (106) T.P. Lee, and R. Roldan, "Repetitively Q-switched light pulses from GaAs injection lasers with tandem double section stripe geometry," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-6, pp. 339-352, June 1970.
- (107) T.L. Paoli, J.E. Ripper, "Coupled longitudinal mode pulsing in semiconductor lasers," Phys. Rev. Letters, vol. 22, pp. 1085-1088, May 1969.

- (108) T.L. Paoli, J.E. Ripper, A.C. Morosini, and N.B. Patel, "Suppression of intensity self-pulsation in CW junction lasers by frequency-selective optical feedback," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-11, pp. 525-527, July 1975.
- (109) K. Kobayashi, H. Yonezu, F. Saito, and Y. Nannichi, "Observation of pulsation from a double-heterostructure injection laser due to lateral optical coupling," Appl. Phys. Letters, vol. 19, pp. 323-324, Nov. 1971.
- (110) 小林, "結合共振器構造半導体レーザーにおけるパルセーション," 通信学会, 量子エレクトロニクス研究会, QE72-43, Sept. 1972.
- (111) K. Kobayashi, "An analysis of pulsation in coupled cavity structure semiconductor lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 449-458, April 1973.
- (112) 霜田, 矢島, 「量子エレクトロニクス」, 第2章, p.98.
- (113) H. Haug, "Quantum-mechanical rate equations for semiconductor lasers," Phys. Rev., vol. 184, pp. 338-348, Aug. 1969.
- (114) K. Konnerth, and C. Lanza, "Turn-on characteristics of a GaAs injection lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 4, pp. 120-122, 1964.
- (115) N. Chinone, R. Ito, and O. Nakada, "Measurement of minority carrier lifetime during gradual degradation of GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs double-heterostructure lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-10, pp. 81-83, Jan. 1974.

- (116) R. Salathe , C. Voumard, and H. Weber, "Rate equation approach for diode lasers," Optoelectronics, vol. 6, pp. 451-456, 1974.
- (117) 末松, 秋葉, 洪, "注入形半導体レーザの直接変調特性(1)," 電子通信学会信学技報, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-17, 1975.
- (118) R. Lang, private communication.
- (119) 秋葉, 洪, 末松, "半導体レーザの自然放出光係数の測定," 電子通信学会技術研究報告, OQE75-123 Feb.1976
- (120) H. Stutz, C.L. Tang, and J.M. Lavine, "Spectral output of semiconductor lasers," J. Appl. Phys., vol. 35, pp. 2581-2585, Sept. 1964.
- (121) N.G. Basov, V.N. Morozov, V.V. Nikitin, and A.S. Semenov, "Investigation of GaAs laser radiation pulsation," Sov. Phys.-Semicond., vol. 1, pp. 1305-1308, Apr. 1968.
- (122) 小林, 米津, 斎藤, 南日, "結合共振器構造の二重ヘテロ接合レーザからの光出力振動," 32回応物講演会, 2p-C-6, 昭46秋.
- (123) F.K. Reinhart, I. Hayashi, and M.B. Panish, "Mode reflectivity and waveguide properties of double-heterostructure injection lasers," J. Appl. Phys., vol. 42, pp. 4466-4479, Oct. 1971.
- (124) G.C. Dousmanis and D.L. Staebler, "Large wavelength changes with cavity Q in injection lasers," J. Appl. Phys., vol. 37, pp. 2278-2280, May 1966.
- (125) J.E. Ripper and T.L. Paoli, "Optical coupling of adjacent stripe geometry junction lasers," Appl. Phys., Letters, vol. 17, pp. 371-373, Nov. 1970.

- (126) A.B. Fowler, "Quenching of gallium-arsenide injection lasers," Appl. Phys. Letters, vol. 3, pp. 1-3, July 1963.
- (127) A.A. Sheronov, "Quenching effect in optically coupled GaAs injection lasers," Sov. Phys.-Semicond., vol. 3, pp. 314-318, Nov. 1969.
- (128) C.E. Kelly, "Interactions between closely coupled GaAs injection lasers," IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-12, pp. 1-4, Jan. 1965.
- (129) A. Kawaji, H. Yonezu, and T. Nemoto, "Injection laser half adder," Proc. IEEE, vol. 55, pp. 1766-1767, Oct. 1967.
- (130) R.F. Broom, "Simple analysis of a diode laser having two orthogonal Fabry-Perot cavities," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-5, pp. 539-543, Nov. 1969.
- (131) A.B. Fowler, "Cooperative effect in GaAs lasers," J. Appl. Phys., vol. 35, pp. 2275-2276, July 1964.
- (132) P.G. Eliseev, A.A. Novikov, and V.B. Fedorov, "Effect of optical interaction of two diode lasers," JETP letters, vol. 2, pp. 36-39, July 1965.
- (133) H. Wieder, "Mode perturbations and filamentary coupling in GaAs Lasers," J. Appl. Phys, vol. 43, pp. 3839-3843, Sept. 1971.
- (134) 池上, 末松, "半導体接合レーザの直接変調特性," 信学論(B), vol. 51-B, pp. 57-63, Feb. 1968.

- (135) V.D. Kurunosov
 "Emission of a short pulse by an injection semiconductor laser," JETP Letters, vol. 5, p. 63, Feb. 1967.
- (136) 小林, "ストライプ型半導体レーザの水平横モード導波機構の一考察,"
 応用物理講演会, 1a-Q-13, 1976 秋.
- (137) T. Ikegami, "Spectral broadening and tailing effect in directly modulated injection lasers,"
 First European Cont. Optical Fibre communication, Technical digest, pp. 111-113, London, 1975.
- (138) 小林, "新しい測定法による半導体レーザの内部屈折率のキャリア密度依存性,"
 信学技報, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-48, July 1975.
- (139) 小関, 伊藤, "ダブルヘテロ接合レーザのPCM電流変調特性," 応用物理,
 vol. 42, pp. 1144-1147, Nov. 1972.
- (140) 峠, 茂手木, 井早, "半導体接合レーザの直接PCM変調シュミレーション,"
 信学光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE72-83, Feb. 1972.
- (141) R.F. Broom, E. Mhon, and R. Salathe, "Microwave self-modulation of a diode laser coupled to an external mirror," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-6, pp. 328-334, June 1970.
- (142) D.A. Kleinman, "The maser rate equation and spiking," Bell Syst. Tech. J. vol. 43, pp. 1505-1532, July 1964.
- (143) 小林, 高橋, "埋め込み形DHレーザの動特性," 信学技術研究報告, 光量子エレクトロニクス研究会, OQE75-111, Jan. 1976.
- (144) 石川, 住本, 山崎, 小泉, "新種セルフロックの遅延特性," 信学光量子エレクトロニクス研究会資料, OQE74-10, April. 1974.

- (145) 北野, "光モードフィルタによるセルフロックファイバ伝送路の広帯域化";
電子通信学会技術研究報告, OQE75-56 July 1975
- (146) M.R. Matthews, P.B. Dyott, and W.P. Carling,
"Filaments as waveguides in Gallium Arsenide
lasers, "Electronics Letters, vol. 8, pp. 570-572,
Nov. 1972.
- (147) G.H.B. Thompson, "A theory for filamentation
in semiconductor lasers including the dependence
of dielectric constant on injected carrier
density," Opto-Electronics, vol. 4, pp. 257-310, 1972.
- (148) P.R. Selway, G.H.B. Thompson, G.D. Henshall, and
J.E.A. Whiteaway, "Measurement of the effect of
injected carriers on the p-n refractive-index
step in single heterostructure diode lasers,"
Electronics Letters, vol. 10, pp. 453-455, Oct.
1974.
- (149) T.L. Paoli, and J.E. Ripper, "Direct modulation
of semiconductor lasers," Proc. IEEE, vol. 58
pp. 1457-1465, Oct. 1970.
- (150) S. Takamiya, F. Kitasawa, and J. Nishizawa,
"Amplitude modulation of diode laser light in
millimeter-wave region," Proc. IEEE, vol. 56,
pp. 135-136 Jan. 1968.
- (151) D.E. McCumber, "Intensity fluctuations in the
output of CW laser oscillators I," Phys. Rev.,
vol. 141, pp. 306-322, Jan. 1966.

- (152) T.L. Paoli, and J.E. Ripper, "Observation of intrinsic quantum fluctuations in semiconductor lasers," Phys. Rev. A, vol. 2, pp. 2551-2555, Dec. 1970.
- (153) 池上, 末松, "半導体接合レーザの大信号直接変調特性," 信学論文誌 B, vol. 53-B, pp. 513-519, Sept. 1970.
- (154) W. Harth, "Large-signal direct modulation of injection lasers," Electronics Letters, vol. 9, pp. 532-533, Nov. 1973.
- (155) T. Ozeki, and T. Ito, "A new method for reducing pattern effect in PCM current modulation of DH-GaAlAs lasers," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 1098-1101, Nov. 1973.
- (156) Y. Suematsu, and S. Akiba, "High speed pulse modulation of injection lasers at non-bias condition," Trans. IECE Japan. vol. E59, pp. 1-8, Jan. 1976.
- (157) 池上, "複合形接合レーザの動作特性," 応用物理, vol. 41, pp. 916-921, 1972.
- (158) P. Russer, "Modulation behaviour of injection lasers with coherent irradiation into their oscillating mode," AEU, vol. 29, pp. 231-232, Sept. 1975.
- (159) 茅根, 伊藤, "半導体レーザのパルセーションによるスペクトルの変化," 信学全大, 885, 昭48.
- (160) 峠, 大洞, 山形, 曾根, "半導体レーザの出力安定化," 信学全大, 787, 昭和50.

附 録

附 録 A DHレーザとファイバの結合

A-1 ま え が き

半導体レーザを光ファイバ通信の光源に用いる場合の大きな問題点のひとつに、ファイバとの結合があげられる。それは半導体レーザ、特に二重ヘテロ (DH) レーザの偏平断面でひろがり角の大きな出射ビームを、通常円形断面のコアを持つファイバに整合させにくいためである。

半導体レーザとファイバの結合に要求される特性は、(1)高結合効率、(2)小型、(3)安定、(4)調整容易、(5)励振モード選択可能、等であろう。これらの特性の重要性は、結合する相手のファイバの特性や、これが用いられるシステムの特性等に依存する。著者らは、中・広帯域ファイバとして期待されている集束型ファイバであるセルフオック・ファイバ⁵⁾とGaAs-Al_xGa_{1-x}A DHレーザの結合に関する検討を行ない、円セルフオック・レンズ結合¹⁸⁾、スラブ・セルフオック・レンズ結合回路^{76), 77)}を考案した。

半導体レーザとファイバの結合に関しては多くの研究が行なわれている。方法で大別してその特徴を表A-1に示す。

表 A-1 半導体レーザとファイバの結合の方法

方 法	特 徴	
(a) 直 接 結 合	簡単, 効率低い	
(b) レンズ結合	(b-1) 独立レンズ	効率高い, モード整合良い
	(b-2) ファイバ先端レンズ	効率高い, 簡単, 位置ずれ許容度きびしい

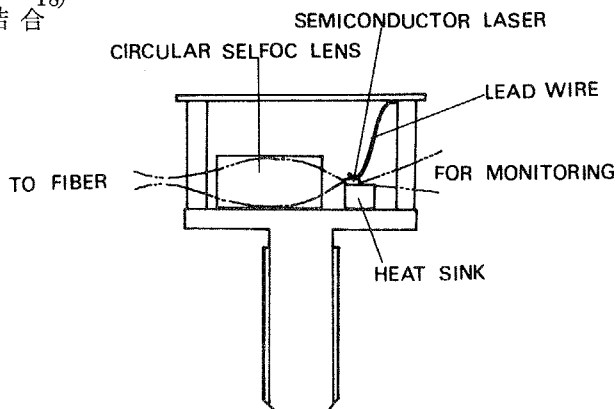
これらの方法の他に、ファイバとの良好な結合を実現する方法として、半導体レーザ自身の構造を工夫して、その出射ビームを円形断面^{54), 55)}にし、ひろがり角を小さくしたり^{60), 61), 62)}することが行なわれている。この方法は、レーザの他の特性(寿命や出力)にも影響をあたえるので、現在のところ、表

A-1に示したようなレーザ以外の部分で結合を改善する方法は意義が大きい。
 ここでは以下で(b-1)に属する円セルフオック・レンズ結合¹⁸⁾、スラブ・セル
 フオック・レンズ結合^{76), 77)}について述べる。

A-2 円セルフオック・レンズ結合¹⁸⁾

構成 円セルフオック・レン
 ズ結合回路の構成を図A-1に示
 す。DHレーザの出射ビームを
 円セルフオック・レンズ⁷⁵⁾で集束
 して光ファイバへ入射させる。

DHレーザと円セルフオック・
 レンズ、円セルフオック・レン



図A-1 円セルフオック・レンズ結合回路

ズと光ファイバの間隔を調整することにより、光ファイバ端面上のビーム
 の分布(=DHレーザ出射端面の発光分布の拡大/縮尺像)の大きさを変え
 ることができる。

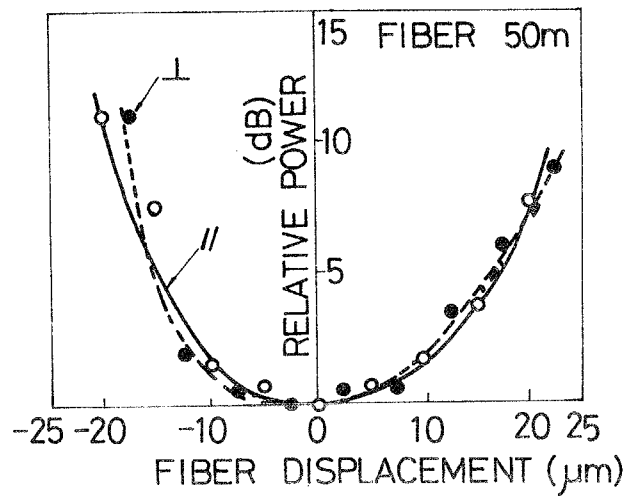
円セルフオック・レンズ ガラス丸棒にイオン交換により中心から距離
 の2乗にほぼ比例して減少する屈折率分布をつけている。直径は1.5~1.8mm
 中心の屈折率は約1.6, 中心と周辺の屈折率差は約0.08, N.A.は約0.5(受
 光角は約30度)である。ここで使用したものは長さが約3~5mmで図A-1
 に示すようにレーザダイオードとともにパッケージ化されている。¹⁸⁾

結合特性 コア径約30 μ mのセルフオック・ファイバに対する結合損失
 は、DHレーザの垂直放射角が半値全角で約40度のとき、5~7dBである。

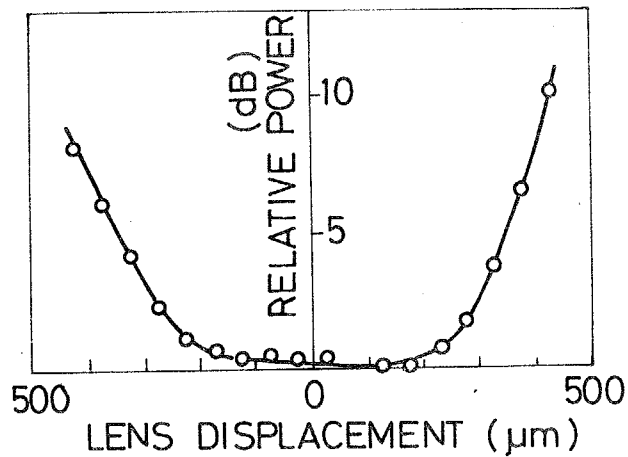
光ファイバの光軸に垂直な断面内での変位に対するファイバ出力の相対
 的な変化の例を図A-2に示す。一方、この面内での円セルフオック・レン
 ズの変位に対する結合損失の相対的な変化の例を図A-3に示す。このとき
 はレンズの変位にともなってファイバは最適位置に合わせている。この図
 から、例えば結合損失の増加を0.5dBにおさえるためには円セルフオック
 ・レンズの設置誤差を $\pm 150\mu$ m程度におさえれば良いことがわかる。

特徴

- (1) 構成が簡単，(2) レーザ・ダイオードと同一パッケージ内に収納可能，
- (3) レンズの設置誤差比較的大。



図A-2 ファイバ変位とファイバ出力の関係



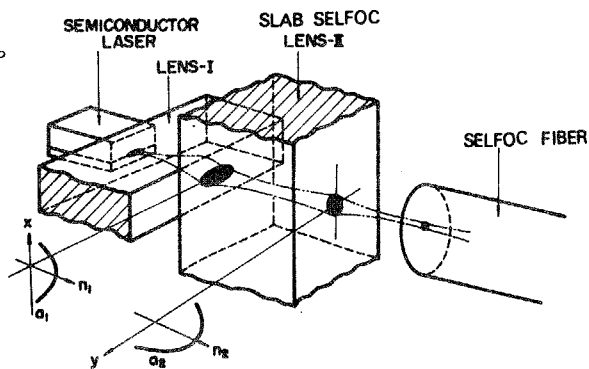
図A-3 レンズ変位にもなるファイバ出力の相対変化

A-3 スラブ・セルフオック・レンズ結合^{76)~78)}

目的 円セルフオック・レンズ結合回路は，A-2 で述べたように，比較

的調整容易で小型，安定な結合回路であるが，DHレーザのきわめて偏平断面の出射ビームを偏平なままで円形断面のファイバに結合させているのでモード整合がとりにくく，結合損失の低減やモード励振状態の改善に限界があった。これらを改善するためには，縦・横で集束の強さが異なる光学素子により偏平モードを円形モードに変形することが必要である。著者らは一次元レンズであるスラブ（板状）セルフオック・レンズ^{*)}を2枚直交させて結合回路を構成し，良好な結合特性を得た。

構成 スラブ・セルフオック・レンズ結合回路の構成を図A-4に示す。DHレーザの出射ビームを，レンズIで接合面に垂直な(x)方向に，レンズIIで接合面に平行な(y)方向に，それぞれ独立に集束し，ファイバの入射端面でx，y両方向のビームウエイストをほぼ一致させ，かつスポットサイズの整合をとる。



図A-4 スラブ・セルフオック・レンズ結合回路の構成

スラブ・セルフオック・レンズ^{*)} ガラス平板にイオン交換により屈折率分布をつけて製作した。レンズ厚は0.5~1mm，レンズ長は0.5~2mm，N.A. ≈ 0.5 である。処理条件を選ぶことにより，収差が比較的少なく受光角の大きなレンズが得られるようになっている。

結合特性

(a) **ビーム変換** 図A-4に示した構成のスラブ・セルフオック・レンズ結合回路により，きわめて偏平なDHレーザの出射ビームが円形に近いビームに変換された例を図A-5に示す。

(b) **結合損失** コア径が約30 μm のセルフオック・ファイバに対する結

*) スラブ・セルフオック・レンズは日本電気と日本板硝子が共同で開発中の新しい一次元集束素子である。

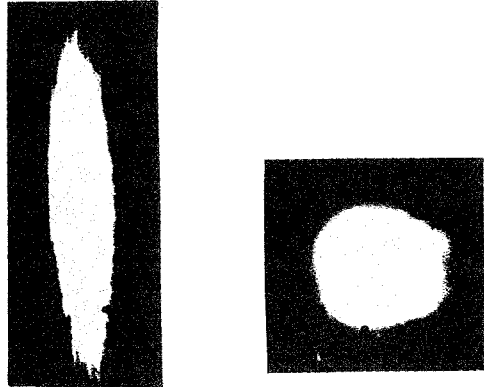
合損失の代表的な値は、DHレーザの垂直放射角（半値全角）が 16° のとき2~3 dB、 40° のとき3~4 dBである。円セルフオック・レンズ結合にくらべて1~3 dBの改善になる。

(c) 入射位置特性 光軸に垂直な断面内でのx方向のファイバの位置ずれに対するファイバ出力の相対的な変化を図A-6に示す。比較のためにモード整合をとったYAGレーザビームによる入射位置特性も同時に示す。これらから、スラブ・セルフオック回路の場合には比較的モード整合がよくとれていることがわかる。

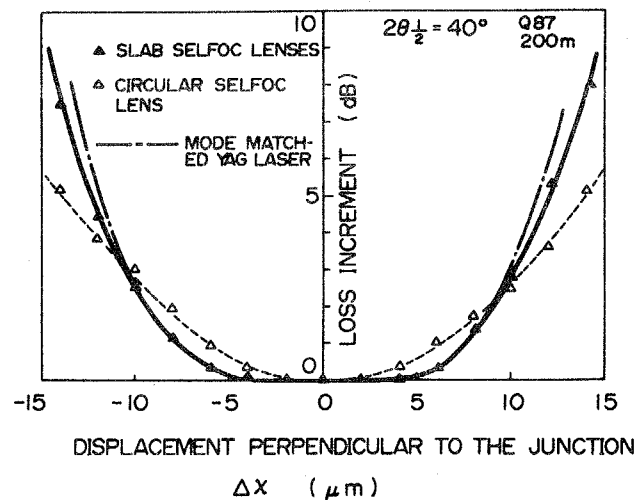
(d) ファイバ出射パターン

図A-7に、3m、100m、200mのファイバの出射ファーストフィールド・パターンを示す。同時に円セルフオック・レンズ回路を用いたときのファイ

バ透過後のパターンも示す。ファイバの出射パターンをスラブ・セルフオック回路と円セルフオック回路とで較べる。スラブ・セルフオック回路の場合には、パターンが単純で比較的低次のモードだけが励振されていると思われるのに対して、円セルフオック回路の場合にはパターンが複雑で高次モード成分が多そうである。



図A-5 DHレーザ出射ビームの変換

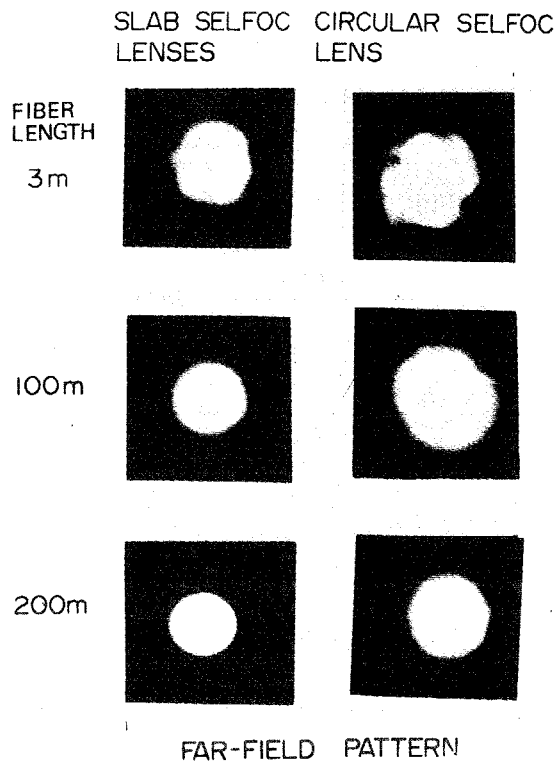


図A-6 ファイバの位置ずれによるファイバ出力の相対変化

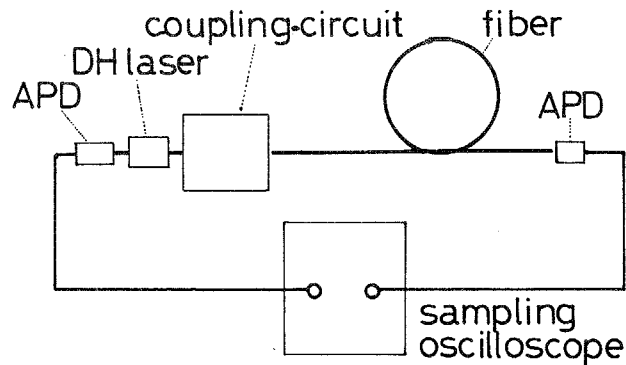
(e) 低次モード励振 光パルスが屈折率分布制御が十分でないファイバ中を伝搬すると、モードごとの伝搬速度の差のためにファイバ終端への到達時間に差ができることを利用してモードの励振状態を観測した。セルフオック・ファイバは、モードミキシングが少なく、また低次モードの間ではモードごとの損失にほとんど差がないことから、ファイバ透過後の出力波形によってモードの励振状態を知ることができる。^{144), 145)} 実験の構成を図A-8に示す。DHレーザのスパイクングを利用した細いパルスの光ビームをスラブ・セルフオック回路を通して長さ530mのセルフオック・ファイバに結合し、出力パルス波形をSi-APDとサンプリング・オシロスコープで観測した。ファイバ透過前後のパルス波形を図A-9に示す。出力光パルスの各ピークに対応するモード番号は、モード別に励振したときのファイバ出力の空間パターンから決定した。^{144), 145)} 一連の実験により、(i)高次モードのピーク値を基本モードのピーク値の10~30%におさえることができる。(ii)実質的に励振されるモードの数は3~4である、等のことが明らかになった。

特徴

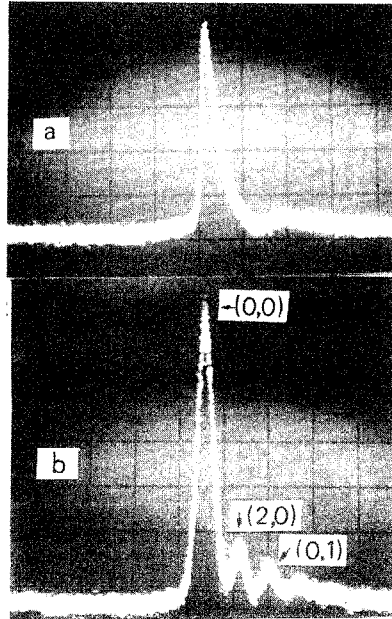
- (1)結合効率が高い、(2)低次モード主体の励振が可能、(3)レーザ・ダイオ



図A-7 ファイバ出射ビームのパターン



図A-8 実験の構成



(a)入力パルス波形, (b)出力パルス波形, 1ns/div.

図 A-9 ファイバ入出力パルス波形

ードと同一のパッケージに収容可能, (4)構成やや複雑, (5)レンズ設置誤差ややきびしい。

附録 B 活性領域屈折率の注入キャリア密度依存性の測定

B-1 まえがき

半導体レーザの動作特性を理解する上で未だ十分明らかでない点があるが、その中で、活性領域の屈折率がそこに注入されたキャリア密度の変化によってどのように変わるかということは、横モード（特に接合面に平行な方向の横モード）の形成や、注入電流の変化に対する安定性等を考察する上で重要であると思われる。屈折率の注入キャリア密度依存性に関しては、これまでに、スペクトルの観察や、¹⁴⁶⁾発振フィラメントの形成に関する理論解析や、¹⁴⁷⁾電流や温度の変化に対する垂直放射角の¹⁴⁸⁾変化等と関連して考察がなされているが、まだ十分明確になっているとは言い難い。第5章で述べたように、光帰還による変調特性の変化を検討しているうちに、CW状態で光帰還をかけることにより、注入キャリア密度が減少することと、それにともなって発振スペクトルが変化することを見出した。¹³⁸⁾ここではその方法と、AlGaAs DHレーザを用いて行なった実験の結果について述べる。

B-2 キャリア密度の減少と発振波長の変化

注入キャリア密度は注入電流に比例すると仮定すると、光帰還によるキャリア密度の減少分 $\Delta n (= \bar{n}_0 - \bar{n})$ 、(\bar{n}_0 , \bar{n} は光帰還が無いときとあるときの定常キャリア密度をあらわす)は、光帰還が無いときとあるときのしきい値 J_{th0} , J_{th} を用いて次のようにあらわせる。

$$\Delta n / \bar{n}_0 = 1 - J_{th} / J_{th0} \quad (B-1)$$

注入キャリア密度の変化分 Δn と、屈折率の変化分 $\Delta \mu$ の間の関係が比例関係にあるものとして、その比例係数の符号と大きさを推定することを試みる。

$$\Delta \mu = A \cdot \Delta n \quad (B-2)$$

一方、屈折率変化にともなう発振波長 λ の変化分 $\Delta \lambda$ は次のようになる。

$$\Delta\lambda/\lambda \approx \Delta\mu/\mu_0 \quad (\text{B-3})$$

ここで μ_0 は分散を考慮したときの実効屈折率で、GaAs のときは $\mu_0 \sim 4$ 程度の値になることが知られている。

(B-2), (B-3) より, 比例定数 A は次のようになる。

$$A \approx (\Delta\lambda/\lambda) \cdot (\mu_0/\Delta n) \quad (\text{B-4})$$

以上より, 半導体レーザに光帰還をかけて注入キャリア密度を減少させ, その変化分の大きさを式 (B-1) を用いてしきい値の変化より推定し, 同時に発振波長の変化を測定することにより, 式 (B-4) を用いて, 屈折率変化のキャリア密度変化に対する比例定数が符号も含めて求まることがわかる。

B-3 実験

実験の構成は図 5-13 に示したものとほとんど同じである。

光帰還があるときと無いときの CW 動作での電流-光出力特性を図 B-1 に示す。しきい電流値は光帰還が無いとき $I_{th0} = 157\text{mA}$, あるとき $I_{th} = 153\text{mA}$ である。式 (B-1) より, 注入キャリア密度減少の割合は

$$\Delta n/\bar{n}_0 \approx 0.026 \quad (\text{B-5})$$

となる。すなわちこの例では, 光帰還によって注入キャリア密度が約 2.6% 減少したといえる。

光帰還による発振スペクトルの変化を図 B-2 に示す。この図は, (i) 発振

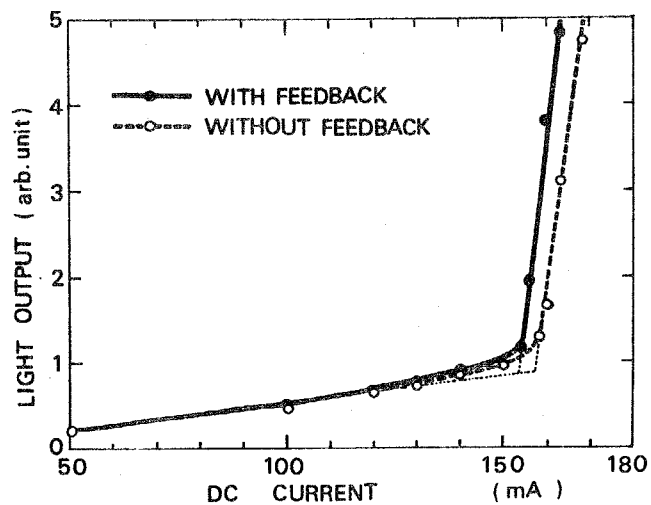


図 B-1 光帰還による電流-光出力特性の変化

スペクトルの包絡線のピークが長波長側へ移動すること、(ii)各軸モードも長波長側へわずかに移動することを示している。(i)は、光帰還によって注入キャリア密度が減少したため

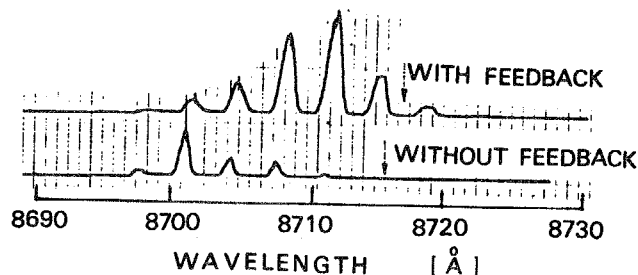


図 B-2 光帰還による発振スペクトルの変化

に利得のピークが低エネルギー側へ移動した結果と考えられる。一方、(ii)は、注入キャリア密度の変化にともなう屈折率の変化を反映していると考えられる。各軸モードの長波長側への移動は、キャリア密度の減少にともなう屈折率が増加することを示しているため、比例定数 A の符号は負となる。

図 B-2 より、各軸モード波長の変化分 $\Delta\lambda$ は、 $\Delta\lambda \approx 0.7 \sim 0.9 [\text{\AA}]$ と読みとれる。定常状態での注入キャリア密度 \bar{n}_0 として、GaAs レーザの一般的な値として、 $\bar{n}_0 \approx 10^{18} [\text{cm}^{-3}]$ を用いると、比例定数 A の値が次のように求まる。

$$A \approx -1.2 \sim -1.5 \times 10^{-20} [\text{cm}^3] \quad (\text{B-6})$$

ここで $\lambda = 8710 [\text{\AA}]$, $\mu_0 \approx 4$ を用いた。この値は、Matthew, Dyott, Carling が得た結果とは絶対値の大きい方でほぼ一致し、Thompson が得た結果¹⁴⁷⁾よりは 3 ~ 5 倍大きい。符号はいずれの場合も負で一致している。絶対値のこの程度の不一致は、 $\bar{n}_0 \approx 10^{18} [\text{cm}^{-3}]$ などと仮定した点からも生じ得ると思われるが、活性層中の不純物の量や種類等によっても変わることが考えられるので、絶対値については今後よりいっそうの検討が必要になる。

図 B-3 に、500 Mb/s のパルス変調時の発振スペクトルの光帰還による変化の例を示す。光帰還が無いときのスペクトルに、変調による注入キャリア密度の変化にともなう屈折率変化によって生じた軸モード幅のひろが

¹⁵⁹⁾が見られる。光帰還によって各軸モードは長波長側が強くなっている。これは光帰還によって注入キャリア密度が各パルス内で減少したために、発振波長が長波長側へ移動したことを示している。この結果も A が負であることを示している。

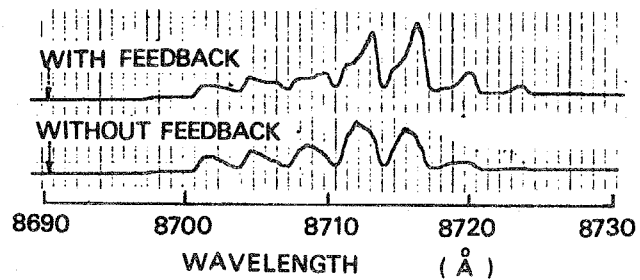


図 B-3 高速変調での発振スペクトルの変化

B-4 まとめ

光帰還により半導体レーザーの定常状態でのキャリア密度が減少すること、およびそれにもなう発振軸モード波長の変化から、活性領域の屈折率の注入キャリア密度依存性が測定できることを示した。