

Title	半導体レーザ増幅器に関する研究
Author(s)	向井, 孝彰
Citation	大阪大学, 1988, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/2141">https://hdl.handle.net/11094/2141</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

# 半導体レーザー増幅器に関する研究

1988年

向井孝彰

## 内容梗概

本論文は、従来、光発振器として用いられてきた半導体レーザを共振形の光直接増幅器として動作させると共に、両端面に高精度な反射防止膜を施して進行波形光増幅器を初めて実現し、共振形と進行波形の半導体レーザ増幅器の小信号利得、利得飽和、2波長共通増幅、雑音などの基本特性の定量的な評価とその動作機構の解明、ならびに光伝送系への応用の原理確認を行った結果をまとめたものである。

第1章は序論であり、光伝送系における半導体レーザ増幅器の役割と従来の研究経過を概説し、本研究の位置づけと目的・課題を明確にした。第2章では、小信号利得、利得飽和、雑音などの光増幅器基本特性に対する理論解析の基礎を示し、4章以降でその動作機構を議論するための基本式の導出を行った。第3章では、 $0.8\mu\text{m}$ 帯GaAsならびに $1.5\mu\text{m}$ 帯InGaAsP半導体増幅媒質の材料定数を利得の理論計算から求めると共に、光増幅器の構造定数を導波路解析から明らかにした。さらに、進行波形増幅器を実現するために不可欠な半導体レーザ端面への反射防止膜の最適設計条件の理論解析と、これに基づいて作製した反射防止膜の性能を示した。

共振形と進行波形の両半導体レーザ増幅器を用いて、第4章では小信号利得のバイアス依存性、帯域特性、信号光偏波面依存性を、第5章では1光波入力光に対する信号利得の飽和特性を、第6章では2波長共通増幅時の利得飽和特性を、第7章では信号光-自然放出光間ビート雑音に対する雑音指数と、自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性を、各々、実験により初めて定量的に明らかにした。さらに、第4章から第7章を通じて、増幅器の材料定数と構造定数に基づいて半導体レーザ増幅器の理論解析を行い、その動作機構を明らかにすると共に、材料定数・構造定数と素子基本特性との関係を明確にした。第8章では、以上の結果をまとめ、高利得・広帯域・高出力・低雑音の半導体光増幅器を実現するための設計指針を、材料設計・構造設計の観点から明らかにした。

第9章では、光直接増幅伝送系のベースバンドS/Nを増幅器の雑音パラメータを用いて定式化した。さらに、GaAs増幅器を用いた光前置増幅検波伝送実験、2中継の光直接増幅伝送実験により、最小受光感度の改善と再生中継利得の増加を確認し、光伝送系における半導体レーザ増幅器の有用性を世界に先駆けて実証した。

第10章は結論であり、本研究の成果を総括して述べた。

# 目 次

第1章 序論 .....	1
1.1 光伝送における光増幅器の役割 .....	1
1.2 半導体レーザ増幅器に関する従来の研究経過と本研究の位置付け .....	5
1.3 本研究の目的・課題と主な内容 .....	8
第2章 半導体レーザ増幅器の原理 .....	11
2.1 まえがき .....	11
2.2 半導体レーザと光増幅利得 .....	12
2.2.1 半導体レーザの基本特性と発振条件 .....	12
2.2.2 共振形光増幅器の信号利得 .....	15
2.2.3 半導体レーザのモード利得スペクトル .....	18
2.2.4 共振形光増幅器と進行波形光増幅器 .....	19
2.3 半導体レーザ増幅器の動作機構と利得飽和 .....	21
2.3.1 レート方程式モデル .....	21
2.3.2 利得飽和と飽和強度 .....	25
2.4 半導体レーザ増幅器の雑音 .....	27
2.4.1 進行波形半導体レーザ増幅器の雑音解析 .....	27
2.4.2 共振形半導体レーザ増幅器の雑音解析と雑音パラメータ .....	31
2.5 むすび .....	36
第3章 GaAs, InGaAsPレーザ増幅器の材料, 構造パラメータ .....	37
3.1 まえがき .....	37
3.2 利得機構と材料定数 .....	37
3.2.1 Sternの利得モデル .....	37
3.2.2 GaAsレーザの材料定数 .....	42
3.2.3 InGaAsPレーザの材料定数 .....	46
3.3 レーザ増幅器の構造定数 .....	51
3.3.1 モード閉じ込め係数と端面反射率 .....	51



3.3.2	光モード体積と活性領域体積	53
3.3.3	光子寿命と自由キャリア吸収	54
3.4	進行波形増幅器用反射防止膜	54
3.4.1	半導体レーザ端面への反射防止膜の設計	54
3.4.2	反射防止膜の作製と評価	59
3.5	本研究に使用した半導体レーザ増幅器の材料, 構造定数	64
3.6	むすび	66
第4章	小信号利得特性	67
4.1	まえがき	67
4.2	小信号利得測定	67
4.3	共振形増幅器の小信号利得特性	71
4.3.1	バイアス依存性	71
4.3.2	帯域特性	75
4.3.3	入射信号光偏波面依存性	78
4.4	進行波形増幅器の小信号利得特性	80
4.4.1	バイアスおよび入射信号光偏波面依存性	80
4.4.2	帯域特性	84
4.5	考察 — 小信号利得の材料, 構造依存性について	85
4.6	むすび	87
第5章	利得飽和特性	88
5.1	まえがき	88
5.2	飽和利得測定	88
5.3	信号利得の増幅信号出力依存性と飽和強度	90
5.4	考察 — 飽和強度と飽和出力	97
5.4.1	端面反射率依存性	97
5.4.2	増幅器長依存性	100
5.5	むすび	103

第6章	2波長共通増幅特性	105
6.1	まえがき	105
6.2	利得飽和の信号光波長依存性	106
6.3	2波長共通増幅特性	110
6.4	むすび	114
第7章	雑音特性	116
7.1	まえがき	116
7.2	光増幅器雑音の測定と増幅信号出力依存性	117
7.2.1	雑音測定	117
7.2.2	光増幅器雑音の増幅信号出力依存性	118
7.3	信号光－自然放出光間ビート雑音と雑音指数	121
7.3.1	信号光－自然放出光間ビート雑音	121
7.3.2	雑音指数－反転分布パラメータと過剰雑音係数	123
7.4	自然放出光間ビート雑音	131
7.4.1	自然放出光間ビート雑音のバイアス依存性	131
7.4.2	自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性	132
7.4.3	等価雑音帯域幅と自然放出光の実効横モード次数	136
7.5	むすび	139
第8章	半導体レーザ増幅器の設計指針	141
第9章	半導体レーザ増幅器の光伝送系への応用	145
9.1	まえがき	145
9.2	光前置増幅検波系	145
9.2.1	光前置増幅検波系のS/N	145
9.2.2	光前置増幅検波実験	148
9.2.3	光前置増幅器の雑音設計	153
9.3	光直接増幅中継系	156
9.3.1	光直接増幅中継系のS/N	156

9.3.2 二中継光直接増幅伝送実験 .....	162
9.3.3 光直接増幅中継系の性能予測 .....	166
9.4 光ブースタ増幅器系 .....	169
9.5 むすび .....	169
第10章 結論 .....	171
付録1. 能動ファブリペロ共振器モデル .....	174
付録2. 進行波形多モードレート方程式解析 .....	180
謝辞 .....	188
本研究に関する発表論文 .....	189
参考文献 .....	198

# 第1章 序論

## 1. 1 光伝送における光増幅器の役割

20 dB/kmの低損失光ファイバの実現<sup>(1)</sup>と半導体レーザの室温連続発振の成功<sup>(2)</sup><sup>(3)</sup>が1970年に報告されて以来、光通信が現実的な技術として認識され始め、その実現に向けて世界的な規模で光部品・方式・構成の研究・開発が推進されてきた。そして現在では、符号化された光デジタル信号を用いるPCM-IM方式の光伝送方式が商用の長距離基幹回線として実用に供されるまでに至っている<sup>(4)</sup>。

ここで、まず現状のPCM-IM光伝送系の構成、特徴を概観してみよう。図1-1にPCM-IM光伝送系の構成を示す。送信側では、パルス符号変調された(PCM)電気信号で強度変調を施された信号光が作り出される。この送信器は、連続発振するレーザ光を外部変調器に導く構成も初期には試みられたが、現在では電流注入で数GHz程度まで直接変調可能な半導体レーザが小型・高効率・長寿命の特徴を持つために広く使用されている。伝送路である光ファイバはその後の研究の進展に伴い低損失化が強力に押し進められ、波長1.55 μmで0.2 dB/kmという極低損失ファイバも実現された<sup>(5)</sup>。光ファイバの特徴は(1)低損失性、(2)広帯域性(低分散性)にあり、細径、軽量、無誘導性等も実用化に際しての大きな推進力となった。受信側では、直接検波により光信号

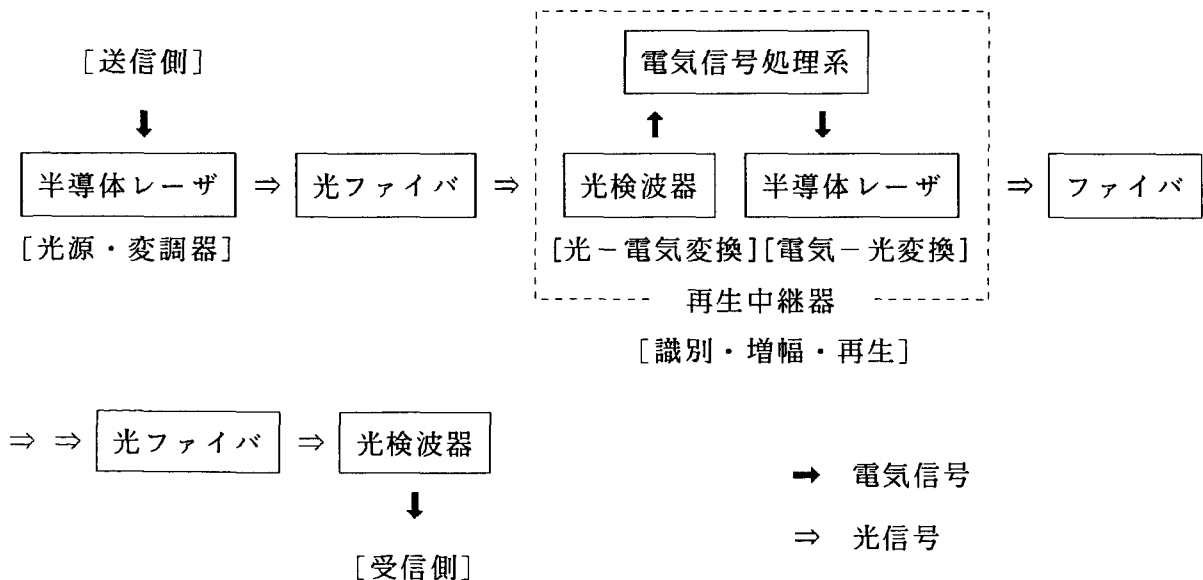


図1-1 PCM-IM光伝送系の構成

を電気信号に変換するためのアバランシェ・ホットダイオード（APD）などの光検波器が用いられる。光伝送技術発展の歴史は、長波長帯開拓の歴史であり<sup>(6)</sup>、初期の $0.8\mu\text{m}$ 帯の伝送系はAlGaAs半導体レーザ<sup>(7)</sup>とSi-APD<sup>(8)</sup>で構成されたが、現在では、光ファイバの低分散波長である $1.3\mu\text{m}$ 帯<sup>(9)</sup>や低損失波長である $1.5\mu\text{m}$ 帯に主力が移行している。これらの長波長帯ではInGaAsP系の半導体レーザ<sup>(7)</sup>とGeおよびInGaAsなどのAPD<sup>(10)(11)</sup>およびPINホットダイオードが用いられる。

また、送信側と受信側の距離が長くなると、光ファイバ中を伝搬して弱まった信号光を増幅・再生するための光再生中継器が必要となる。この中継器の構成は、光検波器・電気信号処理回路・半導体レーザからなる。その機能は、受信光を電気信号に変換した上で、増幅、等化、識別再生、リタイミング、波形整形などの操作を行った後、再び半導体レーザを駆動して送信側と同じ光信号を再生し、次段の光ファイバに送出することである。このような光再生中継器を伝送路に挿入することにより、長距離の基幹中継回線が構成されている。

現在の光伝送方式が従来の電気伝送系を凌駕するに至った最大の要因は、伝送路としての光ファイバの低損失性・広帯域性にある。しかし、その中継間隔の限界を決める最小受光レベル（符号誤り率を $10^{-9}$ 以下に抑えて伝送するために必要な平均受光電力）は、いまだ光子の持つショット雑音でなく、受信電気系での大きな熱雑音で支配されている。これを克服し、受信後の信号対雑音比（S/N）を改善する素子として、光電変換後の電子のアバランシェ増倍を利用するAPDが開発されてきたが、アバランシェ増倍に伴う増倍雑音が新たに発生するため<sup>(12)</sup>、やはり熱雑音の制限を受けている。

もし、光信号を電気信号に変換することなく光のまま直接増幅することができれば、この光増幅器を光検波器直前で光前置増幅器として用い（図1-2(a)）、最小受光レベルの改善が可能となる<sup>(13)</sup>。これは、光前置増幅検波系では信号光の増幅と同時に信号光の持つ光子揺らぎも増幅し、これが熱雑音よりも大きい場合には、ベースバンドで熱雑音の影響を受けることなく、光子数確立密度状態での究極的なS/Nを実現できるためである。この時、信号光の持つ光子揺らぎとは無関係な揺らぎも光増幅器から発生するが、これは極力小さく抑える必要がある。

次に、この光増幅器を図1-2(b)に示すように線形の増幅中継器として用いると、図1-1に示した複雑・高価な光再生中継器が不要となり、中継器の経済化・小型化が図れらると共に、デジタル再生中継間隔の飛躍的な拡大が可能となる<sup>(13)</sup>。さらに、進行波形

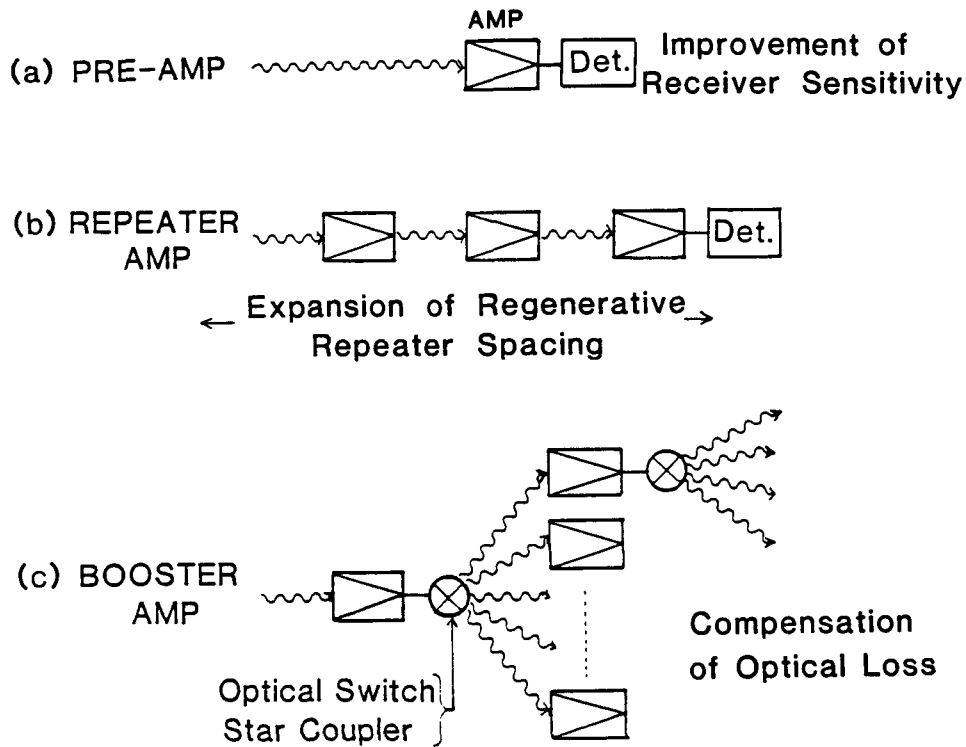


図1-2 光直接増幅伝送系の構成

レーザ増幅器のように広帯域な光増幅中継器を用いると、波長多重信号光を各波長に分離することなく、一括して共通増幅することが可能となり、需要の増加に伴う伝送速度・チャンネル数の増大に対しても両端の伝送端局装置の変更のみで対処できる非常に柔軟な光伝送系の構築が可能になると期待できる。

現行のPCM-IM光伝送方式がいわゆるエネルギー伝送であるのに対し、マイクロ波、ミリ波搬送波伝送方式と同様な光搬送波の振幅・位相・周波数を情報伝送に用いるコヒーレント光伝送方式<sup>(14)(15)</sup>は、光ファイバ伝送方式の究極性能を追求する次世代の方式として活発に研究・開発が進められている。この方式の特徴は、光の変調方式として周波数変調(FSK)や位相変調(PSK)を採用し、復調方式として、光の局部発振器を備えてヘテロダイン検波もしくはホモダイン検波を行うことにより、現行の強度変調-直接検波の伝送系に比べて、受信レベルを1~2桁改善できることにある<sup>(16)</sup>。光増幅器では入力光と出力光の間でコヒーレンスが保たれるため、強度変調光のみならず、周波数変調光や位相変調光の直接増幅が可能であり、コヒーレント光伝送系においても重要な光部品として位置づけられる<sup>(14)(15)</sup>。コヒーレント光伝送方式の基本構成とそこでの光増幅器の使用形態を図1-3に示す。光増幅器は送信器出力を増幅して光ファイバへの入力パワー

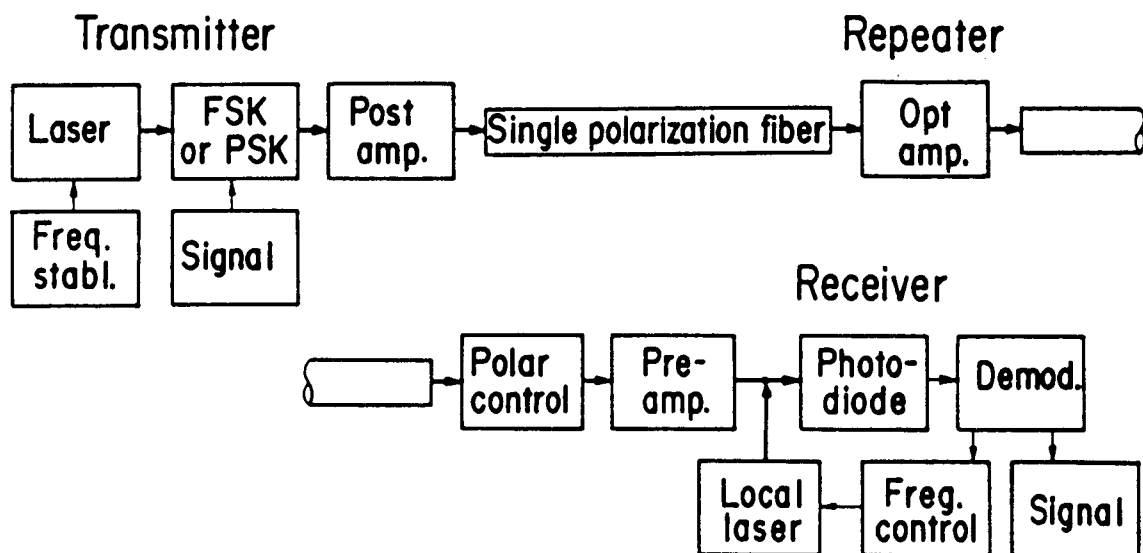


図1-3 コヒーレント光伝送系における光増幅器

を高めるための出力増幅器や受信性能を改善するための光前置増幅器としても用いられるが、コヒーレント光伝送方式における最も重要な光増幅器の用途は光直接増幅中継器である。光増幅器を用いずに各中継段で再生増幅を行うためには、ヘテロダイン検波もしくはホモダイン検波用の光周波数及び位相が制御された局部発振器を各中継器に備える必要があり、図1-1の強度変調-直接検波方式の光再生中継器に比べ格段に高価で高度な技術を要する光中継器となる。従って、周波数変調光や位相変調光を入力するだけで増幅中継を簡単にできる光増幅器は、多中継のコヒーレント光伝送系を実現する上で不可欠な要素部品である。

光増幅器は、これまで述べてきた長距離・大容量の光伝送システムばかりでなく、種々の光回路中の素子挿入損失や光分岐損失を補償するための光ブースタ増幅器としても使用できる(図1-2(c))。これにより、光損失でその規模が制限されない多機能な光集積回路や光分配回路・光交換機を始めとする大規模な光情報処理システムの構築が可能となるため、光直接増幅技術は将来の光技術の進展に取って不可欠な要素技術として位置づけられる。

光直接増幅器を用いることによる上述の利点を充分活かすためには、簡単な構成で動作でき、小型、長寿命で光集積化が可能であると共に、光伝送に重要な波長域である0.8  $\mu\text{m}$ 帯や1.3  $\mu\text{m}$ 帯・1.5  $\mu\text{m}$ 帯で高利得が得られる光増幅器を使用する必要がある。

この観点から、本論文では半導体レーザを基本とする半導体光増幅器に焦点を絞り、その基本特性を解明すると共に、光伝送系への応用の基礎的検討により光直接増幅技術の有用性を明らかにする。

## 1. 2 半導体レーザ増幅器に関する従来の研究経過と本研究の位置付け

1962年に3つのグループがほぼ時を同じくしてp-n接合GaAs半導体レーザの発振に成功<sup>(17)-(19)</sup>して以来、小型、高効率、直接変調可能を特徴とするコヒーレントな光源としての半導体レーザの研究、開発が精力的に進められてきた<sup>(20)-(24)</sup>。レーザの語源(L A S E R: Light Amplification of Stimulated Emission of Radiation)の示す通り、半導体レーザは誘導放出による光増幅作用を動作の基礎としているため、発振器ばかりでなく光増幅器としても機能する。発振しきい値以下にバイアスした状態では、半導体レーザはコヒーレントな入射光に対して共振形の線形増幅器として動作する。また、その両端面に高精度な反射防止膜を施して発振を抑圧した進行波形レーザ増幅器は、入射光の単一通過で信号利得を得る広帯域な光増幅器となる。

これまでの半導体レーザ増幅器の研究を振り返ると、何度か消長を繰り返しており、次の3つの時期に分けることが出来る。

### 第一期 1963年-1968年

半導体レーザの発明<sup>(17)-(19)</sup>の直後から、液体窒素温度(77K)に冷却したホモ接合のGaAs進行波形レーザ増幅器を用いて、光増幅の原理的な研究がIBM, GE, RCA等で行われた<sup>(25)-(29)</sup>。しかし、半導体レーザの室温動作が出来なかったために、半導体レーザの研究が衰退したのと同様に、光増幅器の研究も中断された。

### 第二期 1973年-1975年

ダブルヘテロ(DH)構造の発明によってGaAs半導体レーザの室温連続発振<sup>(2)(3)</sup>が達成された後、DH構造の半導体レーザを用いて共振形および進行波形の光増幅器の研究がSiemens(西独)のZeidler, Schicketanzらにより行われた<sup>(30)-(32)</sup>。これは、光ファイバ伝送への応用を念頭に置き、利得や雑音の解明を目指したものであったが、当時、単一の波長で発振する高性能な半導体レーザや光源と光増幅器を分離するための光アイソレータが得られなかったことなどのために、光増幅器固有の性質を定量的に明らかにすることができず、研究は再び中断された。



### 第三期 1980年-1988年

1970年代後半に半導体レーザの横モード制御の研究が急速に進展し、屈折率導波構造の導入により横モードが安定化された半導体レーザで、単一縦モード動作が実現された<sup>(33)(7)</sup>。また、低損失な光アイソレータ<sup>(34)</sup>も開発され、これらを用いた高精度な光波長の同調が可能となったため、高性能なAlGaAs半導体レーザを用いた共振形レーザ増幅器の信号利得測定<sup>(35)</sup>や、ホトダイオード(PD)直接検波レベルからの光前置増幅器による受光レベル改善の実験<sup>(36)(37)</sup>が、1980年に電電公社武蔵野電気通信研究所の小林、山本らにより開始された。同じ頃、山本は半導体レーザ増幅器特性の推定値に基づき、高性能な光増幅特性が実現できれば、光増幅器の使用により光ファイバ伝送系の性能が向上できることを理論的に示した<sup>(13)(14)</sup>。

この理論予測に現実的な裏付けを与えるとともに高性能な光増幅器の実現を目指して、著者らはいち早く半導体レーザ増幅器特性の解明に取り組み、小信号利得、利得帯域幅、利得飽和<sup>(35)-(74)</sup>、雑音特性<sup>(75)-(81)</sup>などの基本特性を実験と理論の両面から定量的に明らかにしてきた<sup>(82)(83)</sup>。また、半導体レーザ増幅器の動作波長域を $0.8\mu\text{m}$ 帯から $1.3\mu\text{m}$ 帯・ $1.5\mu\text{m}$ 帯<sup>(45)</sup>へと拡大すると共に、共振形光増幅器に比べて高性能な進行波形光増幅器<sup>(41)(69)(65)(73)(90)</sup>の実現にも先鞭を付けてきた<sup>(57)</sup>。さらに、著者らが1982年にAlGaAs増幅器を用いた光前置増幅検波実験、2中継の増幅伝送実験<sup>(84)(85)</sup>により光直接増幅伝送系の有用性を実証して以降、PCM-IM<sup>(86)-(93)</sup>ならびにコヒーレント光伝送系<sup>(94)-(97)</sup>における光増幅器の使用が実験的に検討されてきた。そして、現在でも、光増幅器のデバイス基本特性と応用の両面での活発な研究が、世界中の主要研究機関[NTT通研(日), AT&T Bell Lab.(米), CNET(仏), British Telecom(英), HHI(西独)等]で精力的に進められている。

また、上述の線形光増幅器以外の用途として、光増幅器への注入電流を変調することによる光スイッチ・光変調器等<sup>(98)-(102)</sup>への応用や、入力光による非線形屈折率の変化に基づく光双安定動作<sup>(103)-(109)</sup>、近縮退四光波混合動作<sup>(110)-(113)</sup>などの、半導体レーザ増幅器を基本素子とする多様な研究も活発に展開されている。

線形光増幅器としての半導体レーザ増幅器の研究経過と本研究の占める位置を表1-1にまとめて示す。

表1-1 半導体レーザ増幅器の研究経過と本研究の位置付け

報告年次	内 容	報告者 (文献)
1963 ～68	77KでのGaAs増幅器の利得特性 (不完全な反射防止膜を用いたTWA)	Coupland, Crowe ら (25)-(29)
1973 ～75	光ファイバ伝送系での光増幅器の使用を提案 -利得, 雑音の解明を目指す-	Zeidler, Schicketanz (30)-(32)
1980	GaAs-FPAで25dBの信号利得測定 光前置増幅検波実験 (PD検波) 半導体光増幅器の使用による光伝送系の性能 向上の理論解析	小林 (35) 山本 (36)(37) 山本 (13)(14)
1981 ～82	GaAs-FPAの信号利得, 飽和, 雑音特 性の系統的な実験, 解析	向井* (39)(76)(82)
1982	光前置増幅検波実験 (APD検波), 2中継 の増幅伝送実験 GaAs-TWAの利得, 飽和, 雑音の実験	向井* (85) Simon (41)(77)
1983	1.5μm InGaAsP-FPAの実験	向井* (45)
1984 ～85	InGaAsPレーザ用高精度反射防止膜の 設計と作製	Eisenstein(146,148) 齊藤* (147)
1986 ～87	1.5μm InGaAsP-TWAの実現と 進行波形増幅特性の解明 1.5μm TWAを用いた光前置増幅実験 1.5μm TWA利得の偏波面依存性 1.3μm帯 InGaAsP-TWAの実現 2波長共通増幅特性-FPA -TWA TWAのピコ秒パルス応答 (~50ps)	齊藤* (57)(69) O'Mahony (90) Simon (65) Eisenstein (73) Grosskopf(56)Jopson 向井*(67,71) (68) Marshall (70)
1988	擬似TWAを用いた4中継増幅伝送実験 1Gbit/s, IM直接検波: 313 km 400 Mbit/s, FSKヘテロダイン検波: 372 km	Oberg (93) Olsson (97)

(FPA: 共振形レーザ増幅器, TWA: 進行波形レーザ増幅器, \*印: 本研究)

### 1. 3 本研究の目的・課題と主な内容

本研究は、共振形および進行波形の半導体レーザ増幅器における小信号利得、利得飽和、雑音の基本特性とその動作機構を理論的、実験的に解明するとともに、半導体光増幅器の光伝送系への適用の可能性を明らかにすることを目的としている。

1980年に本研究を開始するに当たり、まず明らかにすべき光増幅器の重要な基本特性として次のような課題があった。

(1) 光増幅利得の大きさとその安定性はどの程度か？－小信号利得と利得帯域幅

特に、増幅器の挿入損失と小信号利得との関係、入射信号光周波数や増幅器温度の安定性と利得帯域幅との関係。

(2) どれだけ大きな光強度まで増幅できるか？－利得飽和特性

利得飽和は増幅器の線形増幅領域を規定する重要な特性である。

(3) 自然放出光による光増幅器の雑音はどの程度か？－雑音特性

雑音は、光増幅伝送系の $S/N$ を直接決定する重要な量である。

また、光増幅器の形態には、通常の半導体レーザを発振しきい値以下で動作させて使用する共振形光増幅器と、その両端面に高精度の反射防止膜を施した進行波形光増幅器の2種類があり、

(4) 進行波形光増幅器を実現し、共振形と進行波形における上記の基本特性とその動作機構の差異を解明すること、

さらに、上記の4項目を踏まえて、

(5) 半導体光増幅器の光伝送系への適用の可能性を明らかにすることが、本論文の主要な課題である。

本論文は10章より構成され、その内容は以下の通りである。

第2章では、半導体レーザ増幅器に対する物理的な概念を与えると共に、理論解析の基礎を示し、その動作機構を議論するための基本式の導出を行う。まず、しきい値以上で発振器として動作する半導体レーザがしきい値以下では共振形光増幅器として働くこと、共振形と進行波形増幅器の動作モードの差、半導体の持つ広い利得スペクトルなどについて議論する。次に、小信号領域での共振形増幅器の信号利得と利得プロファイル及び端面反

射率との関係を能動ファブリペロ共振器モデルから導出し、さらに、レート方程式解析を用いて利得飽和の機構を議論する。また、進行波形および共振形増幅器の雑音を、信号利得の関数として、種々の雑音パラメータを用いて定式化する。

第3章では、4章以下の実験結果の解析に用いる半導体レーザ増幅器の材料定数と構造定数をまとめて示す。材料定数を求めるため、GaAsおよびInGaAsP半導体増幅媒質の利得特性をSternの利得モデルを用いて計算し、半導体光増幅器の基本特性を支配する利得係数、キャリア寿命などの材料定数の注入キャリア密度依存性を明らかにする。また、増幅器の導波路構造に基づくモード閉じ込め係数や端面反射率などの構造定数をスラブ導波路解析から求める。さらに、進行波形増幅器を実現するために不可欠な半導体レーザ端面への反射防止膜の理論解析と得られた反射防止膜の性能を示す。

第4章では、微弱入力信号光に対する小信号利得のバイアス依存性、帯域特性、信号光偏波面依存性について、共振形と進行波形の両増幅器の動作モードの差に着目し、その実験結果を詳述すると共に、これらの特性の材料、構造定数との関係を明らかにする。

第5章では、利得中心波長付近に設定した信号光の強度を増加させる時に生じる信号利得の飽和特性を、共振形と進行波形の両増幅器について、実験と理論で明らかにする。さらに、利得飽和の機構を各増幅器の材料、構造定数から決まる飽和強度に着目して議論し、飽和出力値の端面反射率、増幅器長に対する依存性を明らかにする。

第6章では、進行波形増幅器の信号利得の広帯域性に着目し、利得飽和の信号光波長依存性と2波長共通増幅特性を検討する。前者ではバンドフィリング効果、後者では媒質の均一飽和などの半導体増幅媒質の特質を実験的に検証すると共に、実用的な見地からも、利得飽和の生じ難い動作波長や、波長多重信号光を単一の増幅器で共通増幅する場合の利得飽和特性などを明らかにする。

第7章では、共振形および進行波形増幅器の雑音特性を実験と理論で明らかにする。光増幅器の主雑音は、入力信号光パワーの小さな領域と大きな領域で異なったビート雑音成分となり、両ビート雑音の大きさを信号利得と雑音パラメータを用いて定量的に議論する。

第8章では、7章までの光増幅器の基本特性に関する実験・理論検討の結果をまとめ、高利得・広帯域・高出力・低雑音の半導体光増幅器を実現するための設計指針を、材料設計・構造設計の観点から明らかにする。

第9章では、半導体光増幅器の光伝送系への応用の可能性を明らかにするため、光前置増幅検波系、光直接増幅中継系のベースバンドS/Nを定式化すると共に、共振形増幅器

を用いた伝送実験での符号誤り率，ベースバンド  $S/N$  の測定から光直接増幅伝送系の性能を評価する。

第10章では本研究で得られた結果を要約する。

付録1では，能動ファブリペロ共振器モデルに基づく増幅信号利得の基本式の導出と，自然放出光に起因する雑音の定式化を行う。付録2では，進行波形増幅器の解析に用いる進行波形の多モードレート方程式モデルについて詳述する。

図1-4は以上の本論文の構成を流れ図にまとめたものである。

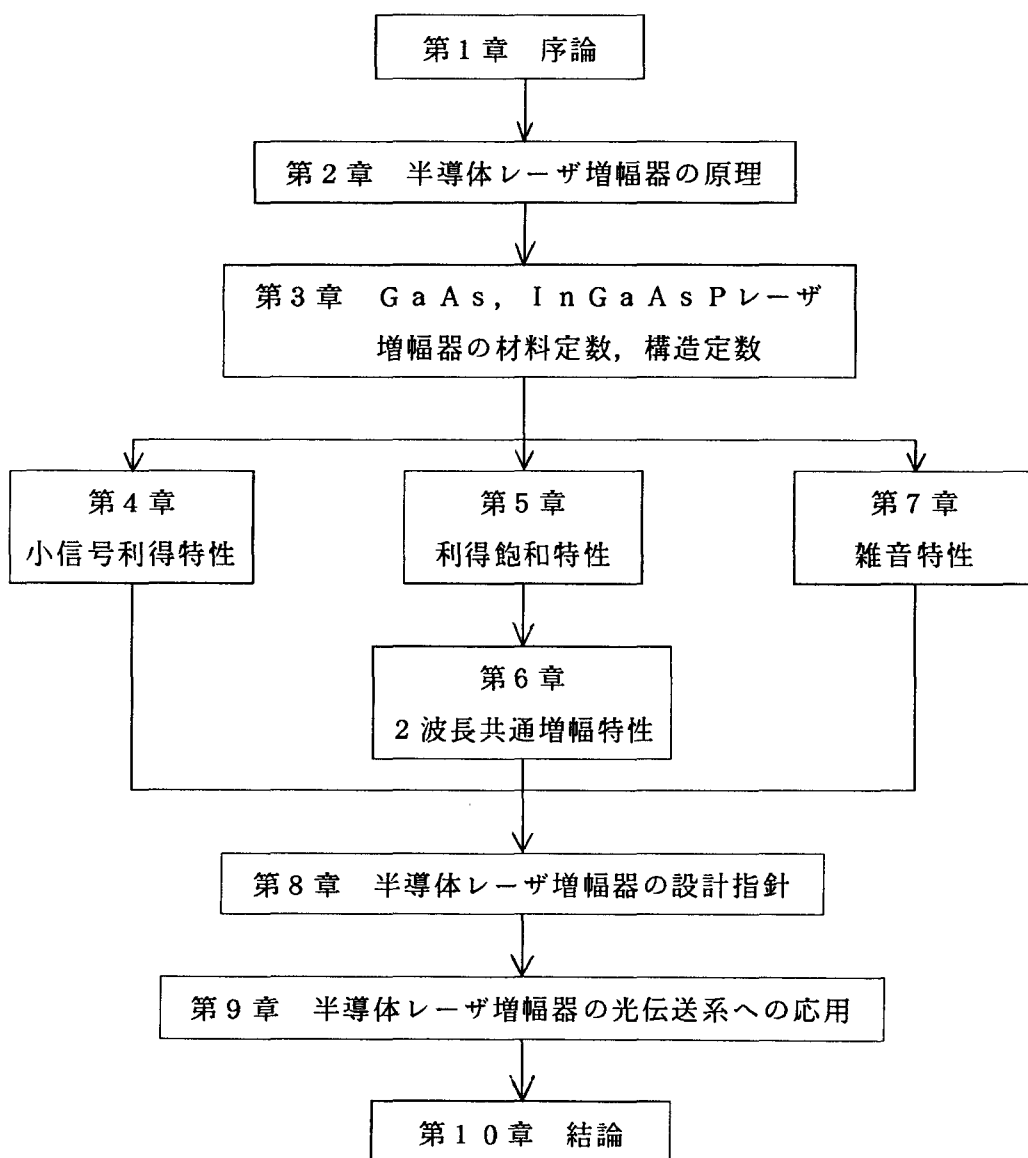


図1-4 本論文の構成

## 第2章 半導体レーザー増幅器の原理

### 2.1 まえがき

レーザー増幅器は、レーザー活性（反転分布）媒質と入射光とのコヒーレントな相互作用である誘導放出過程を通じて入射光の増幅を行い、大きな光強度の出力光を取り出す量子エレクトロニクスデバイスである。通常、コヒーレントな光源として使用されるレーザー発振器は、このレーザー増幅器の両端に光帰還用の鏡を対向させて光共振器を構成し、その1往復内の光損失が増幅媒質の光利得で補償された時に、自励発振器として動作するものである。この様に、レーザー増幅器はレーザー発振器の基本構成要素であり、発振器の基礎となるものであるにも関わらず、核融合用の大出力レーザーシステムなど特殊な用途にしか用いられていない。これは、通常のレーザー媒質の利得が低く、高利得を得るためには長い相互作用長と高い励起強度が必要であり、レーザー発振器に比べて魅力の少ないデバイスであったためである。しかし、半導体レーザーが小型、高効率、高利得、長寿命の光源として実用に供されている今日、光増幅器としての半導体レーザー媒質をデバイスとシステムの両面から見つめ直すことは、工学的にも重要である。

本章では、半導体レーザー増幅器に対する物理的な概念を与えると共に、小信号利得と利得帯域幅、利得飽和、雑音などの基本特性を記述するための理論解析の基礎を示し、4章以降でその動作機構を議論するための基本式の導出を行うことを目的としている。

まず、レーザー発振条件の解析に用いられる能動ファブリペロ共振器モデルに基づいて、発振しきい値以下での共振形光増幅器の小信号利得プロファイルの表式を導き、共振時信号利得と利得帯域幅の関係式を理論的に明らかにする。この関係式は第4章で共振形光増幅器の小信号利得の測定に用いられる。次に、従来、レーザーの発振特性の解析に用いられてきたレート方程式に光注入項を付加した解析法により、光増幅器信号利得のバイアス依存性と飽和特性の両者が取り扱えることを示す。さらに、光増幅器の雑音を光子数分散値で取り扱い、新たに定義した雑音パラメータを用いて、信号利得と入射信号光子数の関数として増幅器雑音を定式化する。第7章ではこの雑音パラメータの材料・構造依存性の観点から、光増幅器の雑音を定量的に議論すると共に、第9章ではこの雑音表式を用いて光増幅伝送系のベースバンドS/Nを議論する。

## 2. 2 半導体レーザと光増幅利得

### 2. 2. 1 半導体レーザの基本特性と発振条件

半導体レーザは、直接遷移形のⅢ－Ⅴ族化合物半導体中に形成されたp－n接合を介して、順方向バイアスでの電流注入により伝導帯、価電子帯間に効率良く反転分布を形成し、両端のへき開面を光共振器として誘導放出によるレーザ発振を行う発光デバイスである。図2－1にn-AlGaAs/p-GaAs/p-AlGaAsダブルヘテロ（DH）構造半導体レーザの動作原理を表す膜厚方向の構造、エネルギー帯、注入キャリア密度分布、屈折率と光強度分布を模式的に示す。図（c）のようにGaAs活性層のバンドギャップエネルギー差に相当する電圧Vを順方向に印加すると、活性層に大量の電子が注入されて反転分布が形成される。この時、注入された電子（および正孔）はヘテロ障壁により活性層のみに閉じ込められている〔キャリア閉じ込め効果〕〔図（d）〕。また、図（e）に示すように、禁制帯幅の大きなクラッド層の屈折率は活性層屈折率よりも数%小さく、活性層をコアとする誘電体光導波路となっているため、光強度は活性層内に強く閉じ込められている〔光閉じ込め効果〕。反転分布が形成された活性層は利得媒質となりバンドギャップエネルギー付近の光が入射すると誘導放出により光増幅作用を持つ。この増幅された光を光共振器により正帰還をかけることによりレーザ発振が得られる。実際には、反転分布に伴って発生する自然放出光が種となり、レーザ発振が生じている。半導体レーザの場合には、通常、レーザ結晶を300μm程度の長さへき開する際に得られる反射率約32%の結晶へき開面を光共振器ミラーとして利用している〔図（a）〕。

半導体レーザの発振条件は能動ファブリペロ共振器モデル（付録1）から、

$$\sqrt{R_1 R_2} \exp [(g_{\text{mod,th}} - \alpha)L] \cdot \exp (-j 4 \pi n_p L / \lambda) = 1 \quad (2-1)$$

で与えられる。ここで、 $R_1, R_2$  はミラー1, 2のパワー反射率、 $L$  は共振器長、 $g_{\text{mod,th}}$  はモード利得係数のしきい値での値、 $\alpha$  は吸収、散乱などによる損失係数、 $n_p$  は活性層屈折率、 $\lambda$  は発振波長である。これを、振幅と位相に対する発振条件に分離すると、

$$\text{振幅条件: } g_{\text{mod,th}} = \alpha + (1/L) \cdot \ln(1/\sqrt{R_1 R_2}) \quad (2-2)$$

$$\text{位相条件: } m \lambda / (2 n_p) = L \quad (m: \text{整数}) \quad (2-3)$$

となる。(2-2)式は電界が共振器内を一往復する間に $\exp(g_{\text{mod,th}} L)$ のモード利得を受ける一方、 $\exp(-\alpha L)$ の伝播損失と $\sqrt{R_1 R_2}$ のミラー損失を受け、再び元の振幅に一致する条件を表している。さらに(2-3)式は、この条件を満足する発振波

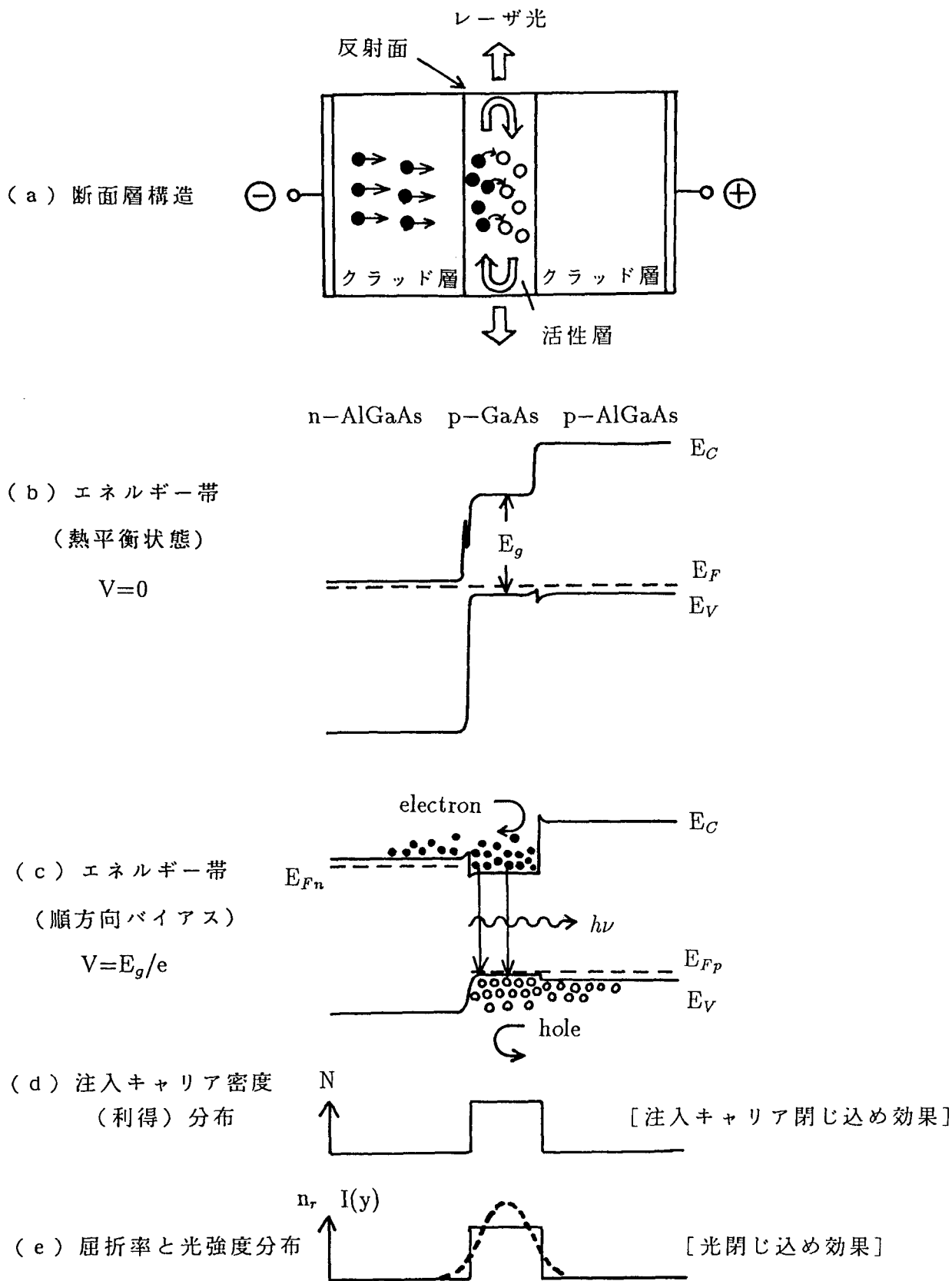


図 2 - 1 ダブルヘテロ接合レーザーの動作原理



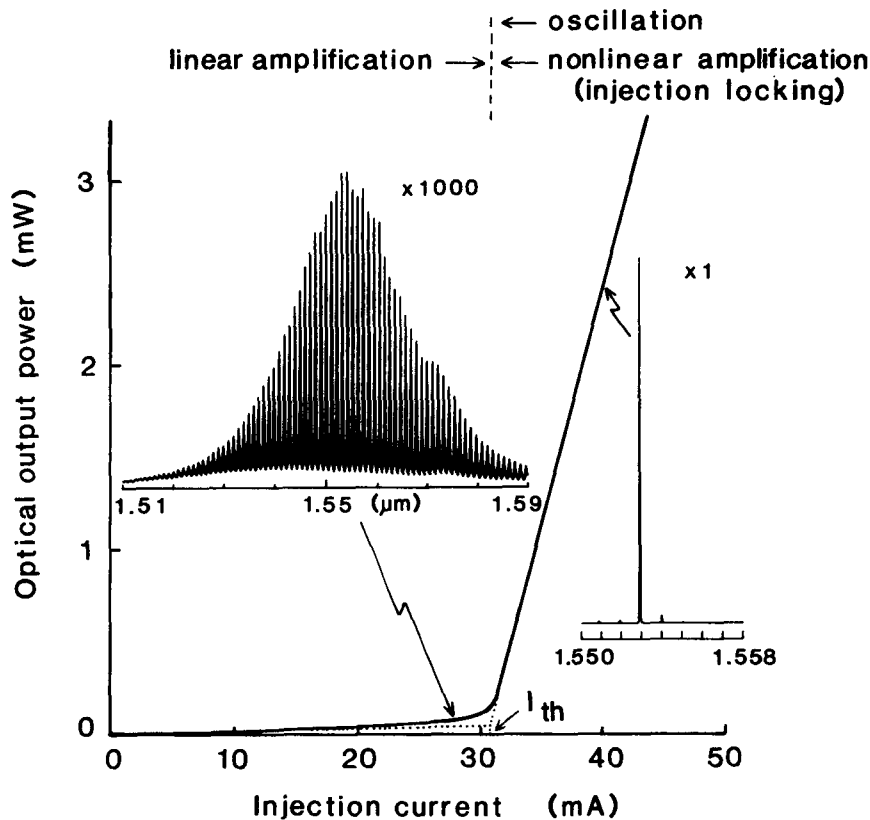


図 2 - 2 半導体レーザの光出力-注入電流特性

長が任意の値を取り得ず、結晶内半波長の整数倍が共振器長に一致するとびとびの縦モード波長（ファブリペロモード波長）でのみ許されることを示している。

半導体レーザ出力光パワーの注入電流依存性を、その代表的な発光スペクトルとともに図 2 - 2 に示す。注入電流が小さな領域では、(2 - 3) 式で与えられる多数のファブリペロモード波長で増幅された自然放出光スペクトルが出力として現れ、電流増加に対して光出力はゆるやかに増加する。注入電流が(2 - 2) 式の発振条件に対応するしきい値電流  $I_{th}$  を越えるとレーザ発振が生じ、電流増加とともに光出力は急激に増大する。活性層に平行な面内での水平横モードの制御を行った屈折率導波形の半導体レーザは、しきい値以上ではほぼ単一縦モードで発振し、時間的、空間的にコヒーレントな光源となっている。

このように、半導体レーザはしきい値以上のバイアス条件でコヒーレント光を発生する光発振器として動作する。しかし、ここで半導体レーザを光の直接増幅器として見ると、外部からの入射信号光に対して次の 2 つの動作モードが存在する (図 2 - 2)

- (1) しきい値以下のバイアス条件での、誘導放出に基づくコヒーレントな線形増幅動作。
- (2) しきい値以上の自由発振状態にコヒーレント光が入射した場合に、その発振が入力

光と同一周波数で、一定の位相関係を持つ発振状態に引き込まれる注入同期現象に基づく非線形増幅動作。

(1) はしきい値以下の動作であるため自励発振に至るだけの増幅利得は無いが、外部からの信号光に対しては十分大きな光増幅利得を有しており、本論文の対象とする共振形光増幅器の動作モードである。一方、(2) の注入同期増幅特性は NTT 通研の小林により既に詳しく調べられており<sup>(114)(115)</sup>、本論文では取り扱わない。

## 2. 2. 2 共振形光増幅器の信号利得

しきい値電流以下にバイアスされた半導体レーザは、(2-3) 式で決定される共振縦モード波長でのみ大きな増幅利得を持ち、外部からの入射信号光に対して共振形光増幅器として動作する。図 2-2 に示したしきい値以下での出力光スペクトルは、レーザ内部で発生した自然放出光が種となり、これが活性層導波路内を多重反射する間に誘導放出により増幅された結果であり、共振形光増幅器の増幅利得スペクトルに対応する。

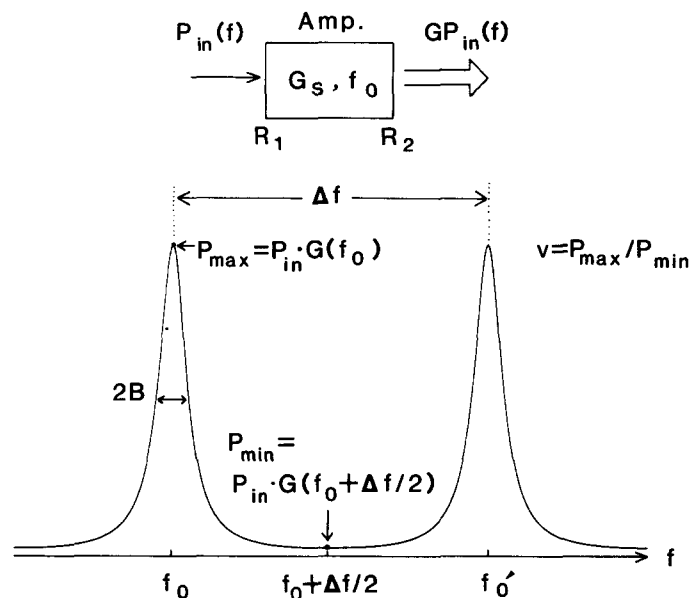


図 2-3 共振形光増幅器の信号利得プロファイル

一本の縦モードに着目した共振形増幅器の信号利得  $G$  は、利得媒質を内蔵する能動ファブリペロ共振器の解析(付録 1) から、そのパワー透過係数として次式で与えられる。

$$G(f) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2 [2\pi(f - f_0)L / v_g]} \quad (2-4)$$

ここで、 $f_0$ は増幅器の共振周波数、 $f$ は入力信号光周波数、 $R_1, R_2$ は入力側および出力側の端面反射率、 $v_g$ は増幅媒質中の群速度である(図2-3参照)。また、 $G_s$ は信号光が入力端から出力端に伝搬する間に得る単一通過利得であり、

$$G_s = \exp [ (\Gamma g - \alpha) L ] \quad (2-5)$$

で与えられる。ここに現れる $\Gamma g$ は(2-1)式に示したモード利得 $g_{\text{mod}}$ であり、 $g$ は活性層領域の単位長当りの利得係数、 $\Gamma$ は活性層への光モードの閉じ込め係数を表している。

共振形増幅器の共振時( $f = f_0$ )と非共振時( $f = f_0 + v_g/4L$ )の信号利得の(即ち、一定パワーの入力光の下では増幅信号出力の)比 $v$ は、

$$v \equiv \frac{G(f_0)}{G(f_0 + v_g/4L)} = \left( \frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} \right)^2 \quad (2-6)$$

で与えられるため、この $v$ 値を測定することにより、 $R_1, R_2$ を用いて

$$G_s = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\sqrt{v} - 1}{\sqrt{v} + 1} \quad (2-7)$$

より $G_s$ を求め、さらに(2-4)式から共振形増幅器の信号利得 $G$ を求めることができる。また、(2-7)式を(2-4)式に代入すると、 $G(f)$ は $v$ の関数として次式でも表される。

$$G(f) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{4\sqrt{R_1 R_2}} \frac{v - 1}{1 + (v - 1) \sin^2 [2\pi (f - f_0) L / v_g]} \quad (2-8)$$

次に、1本のファブリペロモードに対する信号利得プロファイルを詳細に検討しよう。(2-4)式あるいは(2-8)式を共振時のピーク信号利得で規格化すると、規格化信号利得プロファイル $G(f)/G(f_0)$ は次式のように表わされる。

$$\frac{G(f)}{G(f_0)} = \left\{ 1 + \frac{\sin^2 [\pi (f - f_0) / \Delta f_L]}{\sin^2 [\pi B / \Delta f_L]} \right\}^{-1} \quad (2-9)$$

(2-9)式の信号利得プロファイルは、ファブリペロ干渉計の自由スペクトル間隔に相当する縦モード間隔周波数 $\Delta f_L (= v_g/2L)$ に比べて、信号光周波数と共振周波数間の離調 $f - f_0$ が小さい通常の共振形光増幅器では、さらに、

$$\frac{G(f)}{G(f_0)} \approx \frac{1}{1 + [(f - f_0)/B]^2} \quad (2-10)$$

と近似することができる。(2-10)式は信号利得プロファイルがローレンツ形に従うことを意味する。ここで、 $B$ は信号利得プロファイルの半値半幅(HWHM)であり、

$$B = \frac{\Delta f_L}{\pi} \sin^{-1} \left[ \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s}{2 G_s^{1/2} (R_1 R_2)^{1/4}} \right] \quad (2-11a)$$

$$= \frac{\Delta f_L}{\pi} \sin^{-1} \left[ \frac{\sqrt{(1-R_1)(1-R_2)}}{2 (R_1 R_2)^{1/4}} \cdot G(f_0)^{-1/2} \right] \quad (2-11b)$$

で与えられる。(2-11b)式より、 $G(f_0)$ が大きい場合には、共振増幅器の $\sqrt{G}B$ 積は一定で、その値は $\Delta f_L$ と $R_1, R_2$ のみで決まることが明かとなった。

通常、受動ファブリペロ干渉計のQ値はフィネス<sup>(116)</sup>で議論されるが、能動ファブリペロ共振器でのこの値Finesse, aは、 $\Delta f_L \gg B$ の条件の下では、

$$\text{Finesse, } a \equiv \frac{\Delta f_L}{2B} \simeq \frac{\pi G_s^{1/2} (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} \quad (2-12a)$$

$$\simeq (\pi/2)(v-1)^{1/2} \quad (2-12b)$$

と導かれる。(2-12b)式は信号利得スペクトルの縦軸(v値)の変化の1/2乗が、周波数軸上の帯域幅2B(或はフィネス)の変化に対応することを示している。 $G_s = 1, R_1 = R_2 = R$ の場合には、(2-4)式は対称形の受動ファブリペロ干渉計の透過特性<sup>(116)</sup>

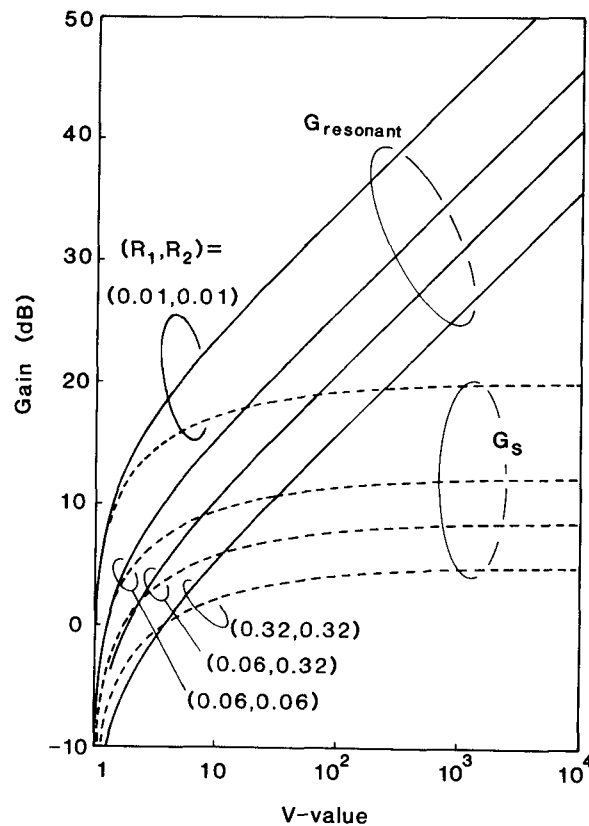


図2-4 共振時信号利得  $G_{\text{resonant}}$ , 単一通過利得  $G_s$  の v 値依存性

を表し、(2-12a)式もそのフィネス $\pi\sqrt{R}/(1-R)$ に一致する。共振形増幅器では、 $G_s$ が1より大きいためにその増加と共にフィネスが増大していることが特徴である。

共振形増幅器の共振時( $f=f_0$ )の信号利得 $G$ と単一通過利得 $G_s$ の $v$ 値依存性を( $R_1, R_2$ )をパラメータとして図2-4に示す。 $v$ 値の増加とともに $G_s$ はしきい値での理論値 $1/\sqrt{R_1R_2}$ に漸近するのに対し、 $G$ は(2-8)式から明らかなように $v$ 値に比例して増加する。共振形増幅器では、多重反射の効果のために大きな信号利得 $G$ が実現されている。(2-2)式で与えられるしきい値での単一通過利得 $G_s$ の理論値では、(2-6)、(2-4)式より $v$ と $G$ の両者は無限大に発散する。しかし、実際には、2.3節で述べる利得飽和のために、しきい値での $G_s$ は理論値よりも小さくなり、 $G$ は有限の値となる。

### 2.2.3 半導体レーザのモード利得スペクトル

前項では、一本の縦モードに着目し、共振形増幅器の信号利得を議論したが、ここでは利得幅内の多数の縦モードピーク波長での利得がどのようなスペクトル分布を持つかを検討する。これは、光増幅器材料としての、半導体利得媒質の広帯域性を認識する上で重要である。

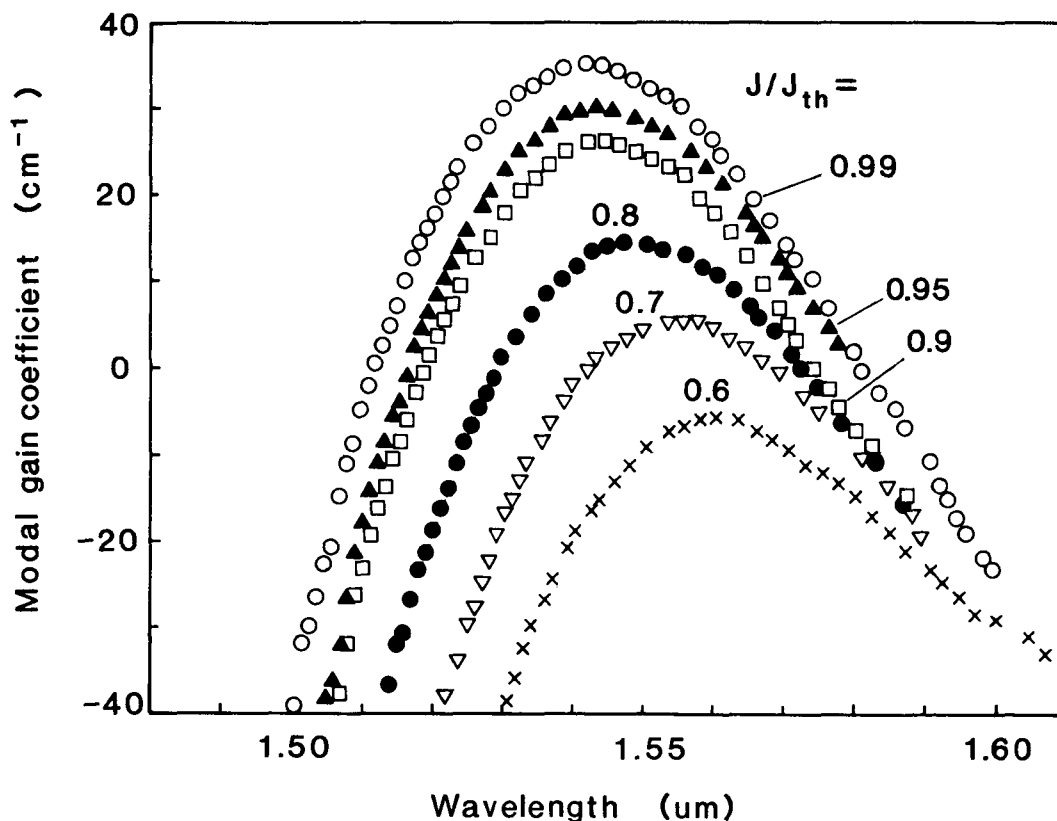


図2-5 半導体レーザのモード利得スペクトル

半導体レーザの利得スペクトルは、しきい値以下の注入電流域における増幅された自然放出光スペクトルを、回折格子分光器を用いて測定することにより求められる<sup>(117)</sup>。各共振縦モードに関して出力光強度の山と谷の値の比 $v$ を求めれば、(2-7)、(2-5)式より、実効的なモード利得係数 $g_{\text{mod}} - \alpha$ は次式で求められる。

$$g_{\text{mod}} - \alpha \equiv \Gamma g - \alpha = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\sqrt{v} - 1}{\sqrt{v} + 1} \right] \quad (2-13)$$

両端面へき開の $1.5 \mu\text{m}$ 帯InGaAsP-BHレーザで測定した実効モード利得スペクトルを図2-5に示す。利得スペクトルは数十nm以上の帯域幅を有し、半導体レーザが広帯域光増幅器としての可能性を持つことを示唆している。この広帯域性は、ガスレーザや固体レーザのような離散的な準位間遷移に基づく発光とは異なり、半導体レーザがバンド構造を持つ伝導帯と価電子帯間の遷移を利用していることに起因している。また、注入電流の増加に伴ってモード利得が増大すると共に、ピーク波長の短波長側への移動が観測される。これは、注入キャリア密度の増加によって各バンド内での擬フェルミ準位が変化し、両者のエネルギー差が増大することによって、発光遷移確率の最大値波長が短波長側へ移動したためであり、バンドフィリング効果と呼ばれる。

#### 2・2・4 共振形光増幅器と進行波形光増幅器

線形光増幅器には、2.2.1で述べた半導体レーザ発振器と同一構造を持つ共振形増幅器の他に、両端面の反射率を零とし、共振器構成を除去した進行波形増幅器がある。両形式の増幅器の構成とその信号利得スペクトルを、図2-6に模式的に示す。

共振形光増幅器は活性領域の両端に有限の反射率を持つ構成であるため、入射光は両端の反射鏡の間で多重反射して増幅され、出力光は入射光の進行方向と同時に逆方向にも出射される。共振形では両端の半透鏡間の多重干渉を利用するため、複数の共振周波数でのみ大きな光増幅効果が得られる。そのため、入射信号光周波数をこれらの共振周波数に一致させる必要がある。しかし、半導体レーザは高利得であるため、Q値の低い低反射・短共振器の構成でも動作でき、その結果、一本の共振軸モードの3dB利得帯域幅が数GHz～数十GHzと、他の気体や固体レーザ等に比べて広いことが特徴である。

一方、進行波形増幅器は両端での反射率が零となったもので、入射信号光は活性媒質を1回通過する間だけ増幅され、そのまま入射光の進行方向に反射損失を受けずに取り出される。多重干渉を用いないため増幅利得スペクトルはほぼ平坦であり、入射信号光との周

# Semiconductor Laser Amplifier

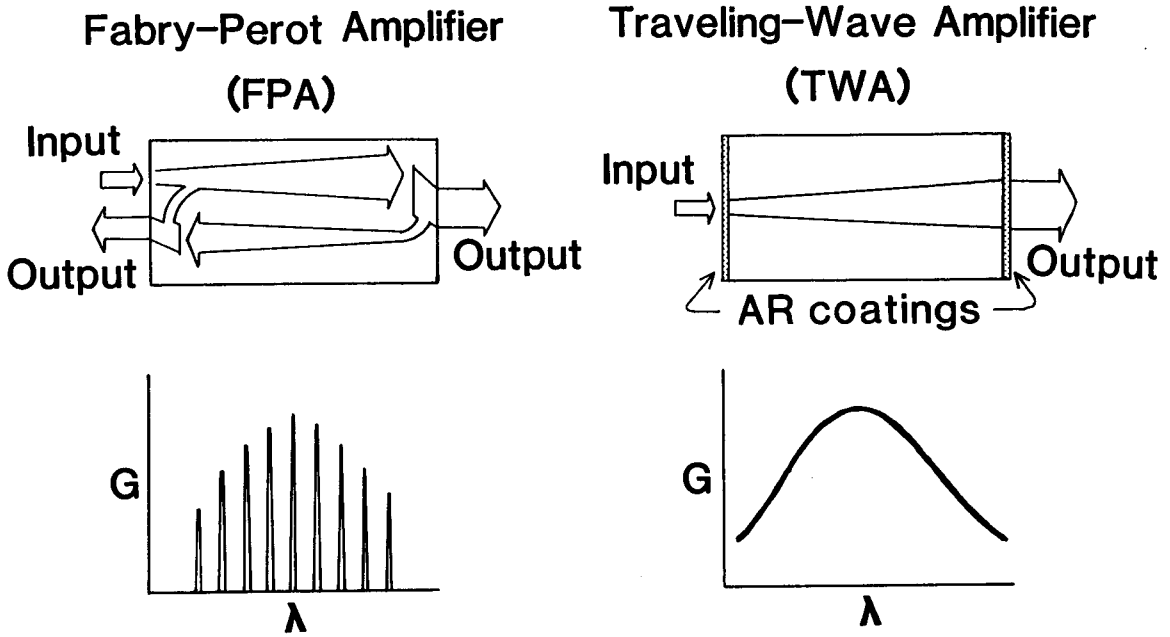


図 2 - 6 共振形光増幅器と進行波形光増幅器

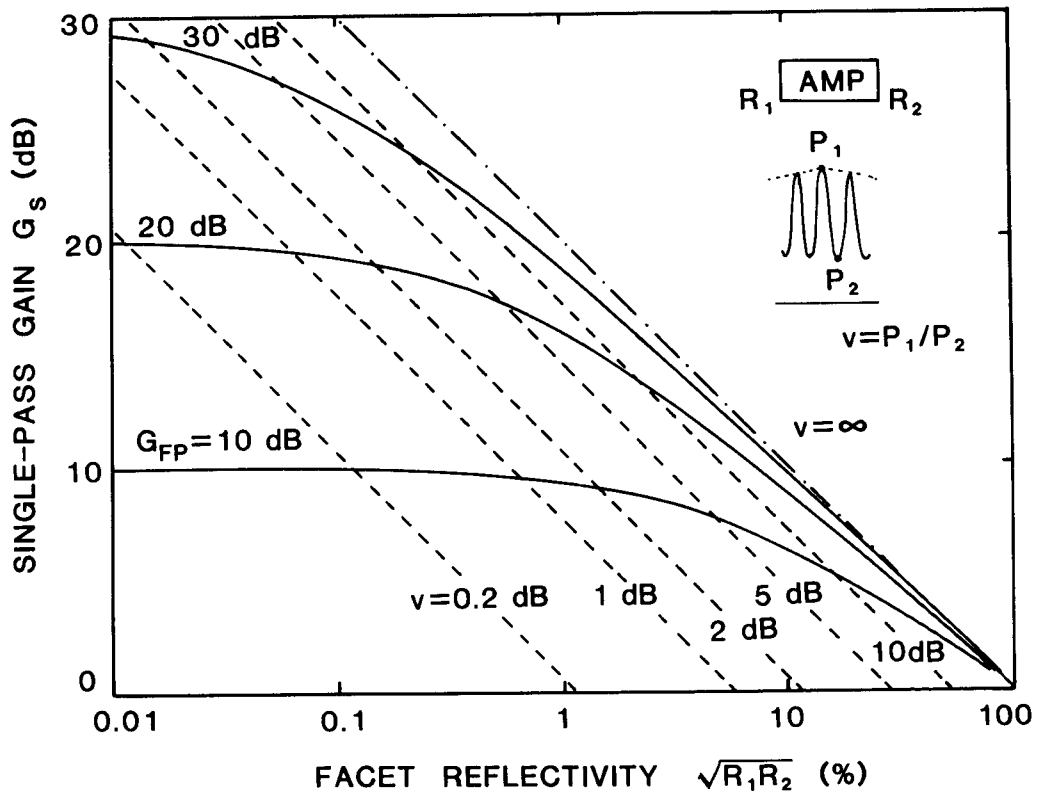


図 2 - 7 共振時信号利得  $G_{FP}$  と  $v$  値の単一通過利得，端面反射率への依存性

波数同調は不要となる。進行波形増幅器では数十 nm に渡る広い利得幅内の任意の波長の信号光を増幅できるため、波長多重信号光の共通増幅が可能になると期待できる。

進行波形増幅器に要求される端面反射率の値を、2.2.2 項の共振形増幅器の信号利得の式(2-4)を用いて評価しよう。図2-7は $\sqrt{R_1 R_2} - G_s$ 平面上に10, 20, 30 dBの共振時信号利得の軌跡を実線で示したものである。反射率の存在により、信号利得スペクトルには(2-6)式で与えられる最大値(山)と最小値(谷)の比 $v$ の波打ちが生じる。この $v$ 値が一定となる奇跡は図中で傾き-1の破線で表される。進行波形増幅器として $v$ 値が2 dB (=1.58)以下となることを要求すれば、同図より、10, 20および30 dBの最大信号利得を達成するためには、端面反射率の値を各々約1%, 0.1%および0.01%以下とする必要があることがわかる<sup>(39)</sup>。従って、

$$G_s \sqrt{R_1 R_2} < 0.1 \quad (2-14)$$

が進行波形増幅動作の条件となることを明らかにした。

## 2.3 半導体レーザ増幅器の動作機構と利得飽和

### 2.3.1 レート方程式モデル

2.2.2 項では、単一通過利得 $G_s$ が与えられた時に、共振形増幅器の信号利得 $G$ が(2-4)式で表されることを能動ファブリペロ共振器モデルから導いた。しかし、しきい値以下の或るポンピングレベルでどのような $G_s$ の値が実現されるかはファブリペロ共振器モデルの範囲外であり、半導体レーザ増幅器の動作機構に基づいてこれを定量的に議論する必要がある。

半導体レーザは注入キャリア系と光子系が誘導放出過程を介して非線形に結合した非平衡開放系<sup>(118)</sup>であり、一般に、その発振特性の解析は光子数とキャリア数に対するレート方程式を用いて行われている。ここでは、新たに光注入項を付加したレート方程式モデル<sup>(39)</sup>により、半導体レーザ光増幅器の動作機構が定量的に取り扱えることを以下に示す。小信号利得のバイアス依存性をも含めた解析には、自然放出光パワーによる利得飽和が取り入れられる多モードレート方程式<sup>(39)</sup>を使用する必要があるが、ここでは、より重要な増幅信号光パワーによる利得飽和を取り扱う上で、物理的に充分でかつ簡単な単一モードのレート方程式<sup>(119)</sup>を用いて議論を進める。



$$\frac{d N_c}{d t} = P - \frac{N_c}{\tau_s} - A \Gamma \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) n \quad (2-15)$$

$$\frac{d n}{d t} = - \frac{n}{\tau_p} + A \Gamma \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) n + \frac{A \Gamma N_c}{V_e} + P_{sig} \quad (2-16)$$

ここで、各記号は以下のように定義されている。

$N_c$  : 活性領域に注入された全キャリア数

$n$  : 増幅に関与する縦モードの横基本モード光子数

$A$  : 単位時間当たりの微分利得 ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )

$\Gamma$  : 活性層への光モード閉じ込め係数

$N_0$  : 誘導放出と誘導吸収が釣り合うキャリア密度

$V_e$  : 活性領域体積 (光モード体積  $V_0$  は  $V_e / \Gamma$ )

$P$  : 単位時間当たりのポンピング (注入電流  $I$  とは  $P = I / e$  の関係にある)

$\tau_s$  : キャリア寿命 ( $1 / \tau_s = 1 / \tau_r + 1 / \tau_{nr}$ )

$\tau_p$  : 光子寿命であり、次式で与えられる。

$$\tau_p = \{ v_g [ \alpha + (1/L) \ln(1/\sqrt{R_1 R_2}) ] \}^{-1} \quad (2-17)$$

$P_{sig}$  : 入射信号光子数

(2-15) 式は注入キャリア数の時間変化を表し、これは右辺の電流注入によるポンピングで増加する割合(第1項)と、自然放出(第2項)および誘導放出(第3項)で失われる割合とで定められる。また、(2-16)式は光子数の時間変化を表し、右辺の共振器から光子寿命  $\tau_p$  で失われる割合(第1項)と、誘導放出で増加する割合(第2項)、自然放出光の中でレーザ発振モードへ入り込む割合(第3項)、入射信号光により増加する割合(第4項)とで定められる。図2-8は、このレート方程式モデルに対応する注入キャリア系と光子系の変化の様子を示したものである。なお、同図では注入キャリアの緩和過程として、発光再結合(寿命:  $\tau_r$ )と非発光再結合(寿命:  $\tau_{nr}$ )の2つを区別して図示している(3.2参照)。

上のレート方程式の左辺を零と置き、定常解を検討する。まず、発振条件を求めるために自然放出光と  $P_{sig}$  を無視する。この時、(2-16)式は共振器損失と増幅利得による光子数の増減を表すことになり、両者が等しくなった時が発振しきい値であるから、しきい値キャリア数  $N_{c,th}$  は、

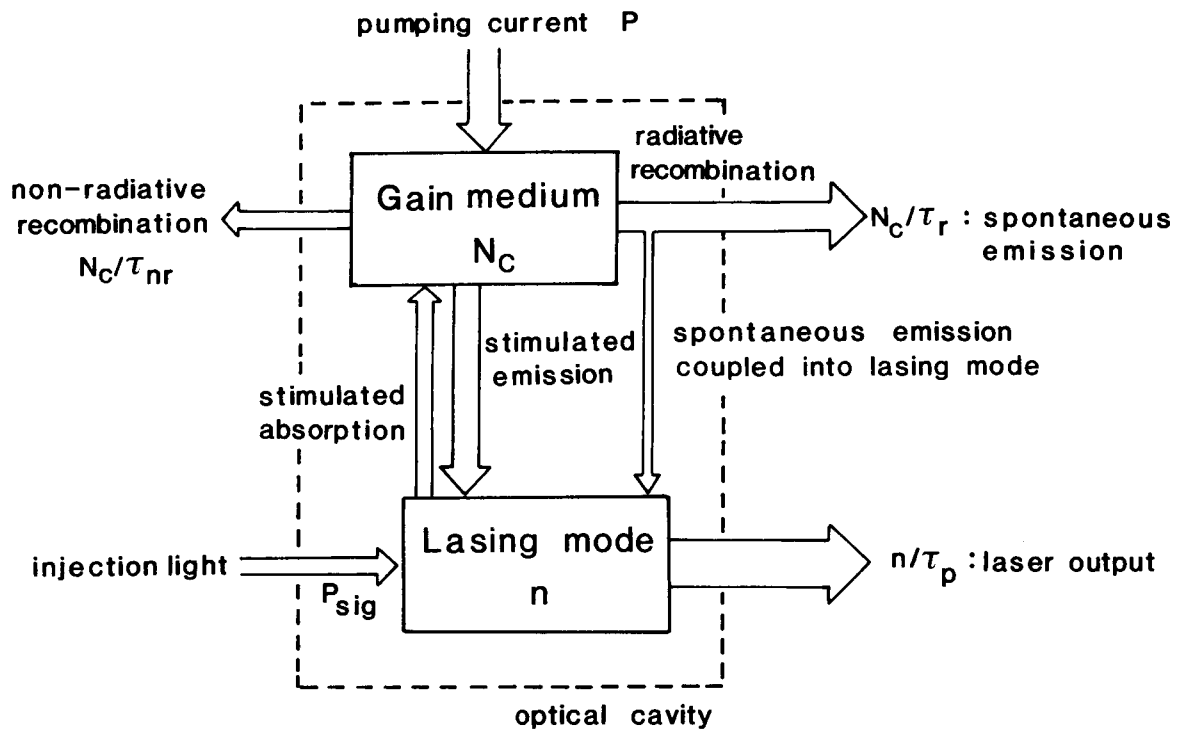


図 2 - 8 半導体レーザー増幅器の動作機構

$$N_{c,th} = V_e \left( N_0 + \frac{1}{A \Gamma \tau_p} \right) \quad (2-18)$$

で与えられる。しきい値以下のポンピングでは、光子数  $n$  は 0 であるから、(2-15) 式より

$$N_c = P \tau_s \quad (2-19)$$

となり、注入キャリア数  $N_c$  は注入電流によるポンピング  $P (= I/e)$  に比例し、しきい値ポンピング  $P_{th}$  は  $N_{c,th}/\tau_s$  で与えられる。一方、しきい値以上のポンピング ( $P > P_{th}$ ) では、キャリア数はしきい値での値  $N_{c,th}$  に固定される。従って、光子数は  $n = (P - P_{th}) \tau_p$  となり、ポンピングと共に直線的に増加する。

次に、自然放出光も取り入れて (2-16) 式を光子数  $n$  について解くと、

$$n = \frac{A \Gamma N_c / V_e + P_{sig}}{1 / \tau_p - A \Gamma (N_c / V_e - N_0)} \quad (2-20)$$

となる。これを、(2-15) 式に代入すると、 $N_c$  に対する超越方程式

$$P - \frac{N_c}{\tau_s} - A \Gamma \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) \frac{A \Gamma N_c / V_e + P_{sig}}{1 / \tau_p - A \Gamma (N_c / V_e - N_0)} = 0 \quad (2-21)$$

が得られる。  $P_{sig} = 0$  の時に、ポンピング  $P$  を  $P_{th}$  に対して変化させて (2-21) 式の数値計算より  $N_c$  を求め、これを (2-20) 式に代入することにより、図 2-2 に示した様な半導体レーザの光出力-注入電流特性が得られる。この時、光出力  $P_{out}$  は出力側ミラー損失に基づく光子寿命  $\tau_{pm2}$  を用いて次式で与えられる。

$$P_{out} = h f n / \tau_{pm2} \quad (2-22)$$

ただし、

$$\tau_{pm2} = \{ (v_g / L) \ln(1 / \sqrt{R_2}) \}^{-1} \quad (2-23)$$

であり、  $h f$  は光子エネルギーを表す。

(2-15)、(2-16) 式では、光モードに対する誘導放出項は  $A \Gamma (N_c / V_e - N_0) n$  で表されており、活性媒質の単位時間当りの利得が  $A (N_c / V_e - N_0)$  のようにキャリア密度  $N_e (= N_c / V_e)$  の一乗に比例することを仮定している。従って、活性媒質の単位長当りの利得係数  $g$  は、媒質中の群速度  $v_g$  を用いて

$$g = \frac{A}{v_g} \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) \quad (2-24a)$$

$$\equiv A_g (N_e - N_0) \quad (2-24b)$$

で表される。上の仮定の妥当性は 3. 2 節の利得計算の結果 (図 3-3, 図 3-6) から支持されている。

レート方程式モデルによる共振形光増幅器の動作特性解析の流れ図を図 2-9 に示す。

(2-21) 式より  $N_c$  を決定すれば、(2-24)、(2-5) 式を用いて  $g$ 、 $G_s$  が求まり、(2-4) 式で共振形増幅器の共振時信号利得  $G$  が求められる。レート方程式では、共振器内部に分布した光子数とキャリア数を位置に依存しない単一変数として一括して取り扱っているため、(2-16) 式右辺に現れる  $P_{sig}$  は、図 2-3 に示した入射側端面直前での入射信号光パワー  $P_{in}$  とは異なる点に注意を要する。ファブリペロ共振器モデルでの入力光パワー  $P_{in}$  は

$$P_{in} = P_{out} / G \quad (2-25)$$

で求められる。図 2-9 で  $P_{sig} = 0$  として、(a) のループでポンピング  $P / P_{th}$  を変化させて計算を行うと、小信号利得のバイアス依存性を求めることができる。また、 $P / P_{th}$  を固定して  $P_{sig}$  を変化させて (b) のループで計算を行うと、信号利得の飽和特性を求めることができる。

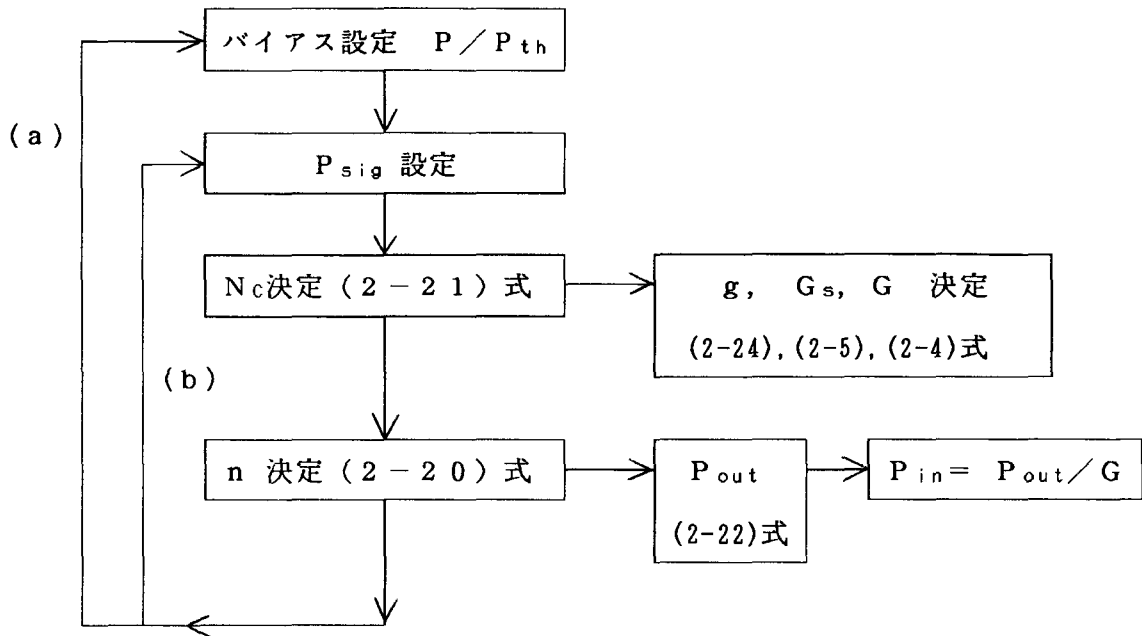


図 2-9 レート方程式モデルによる半導体レーザ増幅器の動作解析流れ図

### 2. 3. 2 利得飽和と飽和強度

光増幅器の利得飽和は、信号増幅による誘導放出光の増加に伴って、ポンピングにより活性層中に形成された反転分布が減少するために生じる。前項のレート方程式は反転分布であるキャリア数  $N_c$  と誘導放出により発生する光子数  $n$  を結合した方程式であり、利得飽和の機構を既に内蔵している。従って、レート方程式の数値計算（図 2-9 のループ (b)）により利得飽和特性を求めることができる。しかし、ここでは利得飽和をより物理的に理解するために、利得係数  $g$  の飽和を飽和パラメータと関連づけて議論する。

(2-15) 式の定常解を  $N_c$  について解くと次式が得られる。

$$N_c = \frac{P + A \Gamma N_0 n}{1 / \tau_s + A \Gamma n / V_e} \quad (2-26)$$

これを (2-24 a) 式に代入すると利得係数  $g$  は、

$$g = \frac{g_0}{1 + (A \Gamma \tau_s / V_e) n} \quad (2-27)$$

$$g_0 = \frac{A}{v_g} \left( \frac{P \tau_s}{V_e} - N_0 \right) \quad (2-28)$$

と表される。ここで、 $g_0$  は誘導放出が存在せず ( $n = 0$ )、ポンピングに対する反転分

布数が自然放出過程だけで決まる場合の未飽和利得係数を示している。さらに、全自然放出光のうちレーザ発振モードに結合される自然放出光成分の割合として定義される自然放出光係数 $\beta$ <sup>(120)</sup>

$$\beta = \frac{A \tau_s}{V_0} \quad (2-29)$$

を導入すると、(2-27)式は、

$$g = \frac{g_0}{1 + \beta n} \quad (2-30)$$

と書き換えられる。(2-29)式に現れる $V_0$ は光モード体積であり、活性領域体積 $V_e$ とは光モード閉じ込め係数 $\Gamma$ を用いて

$$V_0 = V_e / \Gamma \quad (2-31)$$

で関係づけられている。

さらに、共振器内のモード光子数 $n$ と活性層導波路内の光強度 $I$ は、

$$I = h f v_g n / V_0 \quad (2-32)$$

で関係づけられるため、(2-27)式は次のように変形できる<sup>(120)</sup>。

$$g = \frac{g_0}{1 + I / I_s} \quad (2-33)$$

$$I_s = \frac{h f v_g}{A \tau_s} = \left( \frac{h f v_g}{V_0} \right) \frac{1}{\beta} \quad (2-34)$$

ここで、 $I_s$  ( $W/m^2$ ) は飽和強度<sup>(121)</sup>と呼ばれ、利得係数の飽和を支配する重要な動作パラメータである。

(2-30)式および(2-33)式は、利得係数 $g$ が共振器内の光子数 $n$ の増加とともに減少し、 $n$ が自然放出光係数 $\beta$  (通常の半導体レーザでは $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度)の逆数に一致した時、また、活性層中の光強度 $I$ が飽和強度 $I_s$ に等しくなった時に、未飽和時の値の半分にまで減少することを示している。この利得の飽和は、物理的には、利得係数がキャリア数 $N_c$ に比例し[(2-24a)式]、さらに、この $N_c$ が自然放出と誘導放出の2つの過程で支配されていることに起因する。(2-26)式で示したように、 $N_c$ は外部からの注入電流によるポンピング $P$ と自然放出( $1/\tau_s$ )、誘導放出( $A n/V_0$ )の2つの緩和過程との間のバランスで決定され、光子数 $n$ が小さい領域では $N_c$ は $P$ と自

然放出との関係のみで決まるのに対し、 $n$  が大きな領域ではこれ以外に誘導放出による緩和確率が付け加わるため、利得飽和が生じる。 $n = 1 / \beta$ 、あるいは、 $I = I_s$  の条件は、誘導放出によるキャリア数の緩和量が自然放出によるそれと等しくなる状態を示している。

## 2. 4 半導体レーザ増幅器の雑音

### 2. 4. 1 進行波形半導体レーザ増幅器の雑音解析

光増幅器の入出力光スペクトルと光検波器による直接検波後の光電流の時間変化およびその分布を、模式的に図2-10に示す。光増幅器の出力段では、増幅された信号光と共に増幅器によって発生する広いスペクトル域に渡る自然放出光 (Amplified Spontaneous Emission: A S E) が存在する。この自然放出光は反転分布媒質からランダムに発生するため、信号光に対して雑音光として働く。光を直接検波したときの信号対雑音比 (ベースバンド  $S / N$ ) は、受信電気段での信号電力と雑音電力の比で決まり、図2-10の右下に示すように、各々、光電流の平均値  $\langle i \rangle$  の2乗と2乗平均電流の揺らぎ  $\langle \Delta i^2 \rangle (= \langle i^2 \rangle - \langle i \rangle^2$ : 分散値) で与えられる<sup>(122)(123)</sup>。一般に、ショット雑音限界の光を直接検波した場合の2乗平均電流の揺らぎは、光パワーに比例した平均電流  $\langle i \rangle$  に一致するが<sup>(124)</sup>、光増幅器の出力ではこのショット雑音よりも大きな過剰雑音が支配的であるため<sup>(37)(76)(123)(125)</sup>、光増幅器の雑音は2乗平均電流の揺らぎ  $\langle \Delta i^2 \rangle$ 、即ち、分散値で評価する必要がある。量子効率1の光検波器は入射光子1個に対して電子1個を発生する光電変換素子であり、光電流の揺らぎは光子数の揺らぎ (分散値) と1対1に対応する。従って、以下では光子数の平均値と分散値に着目して光増幅器の雑音を議論する。

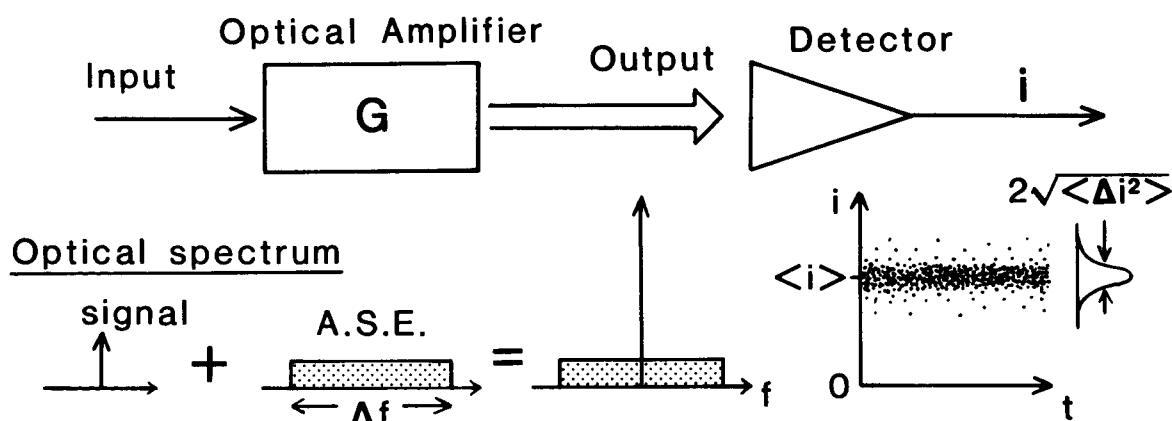


図2-10 光増幅器の入出力光スペクトルと直接検波後の光電流の分布

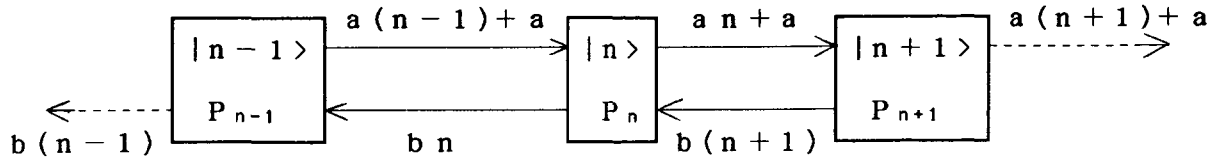


図 2 - 1 1  $n$  個の光子数を持つ状態  $|n\rangle$  と  $|n+1\rangle$ ,  $|n-1\rangle$  間の遷移図

ここでは、霜田、高橋、Townesらにより進行波形メーザ増幅器の雑音解析に用いられた光子数確率密度関数の基礎方程式<sup>(126)</sup>を基にして、半導体レーザ増幅器出力光の光子数分散値を導出する。図 2 - 1 1 に示すように、増幅される波束に  $n$  個の光子が存在する状態  $|n\rangle$  の確率  $P_n(t)$  を考える。自然放出の確率を  $a$ 、誘導吸収の光子 1 個当りの確率を  $b$  とすれば、はじめ  $n$  個あった光子が自然放出および誘導放出で  $n+1$  個になる確率は  $a + a n$  であり、はじめ  $n$  個あった光子が吸収により  $n-1$  個に減る確率は  $b n$  である。また、はじめ  $n-1$  個あった光子が自然放出および誘導放出で  $n$  個になる確率は  $a + a(n-1) = a n$  であり、はじめ  $n+1$  個あった光子が吸収により  $n$  個に減る確率は  $b(n+1)$  と表される。そこで、自然放出、誘導放出および吸収による光子数の変化に対して

$$\frac{d P_n}{d t} = - [ a(n+1) + b n ] P_n + a n P_{n-1} + b(n+1) P_{n+1} \quad (2-35)$$

の光子数確率密度関数の基礎方程式が得られる。光子数の平均値および自乗平均値は、

$$\langle n \rangle = \sum_n n P_n, \quad \langle n^2 \rangle = \sum_n n^2 P_n \quad (2-36)$$

であるから、(2-35) 式に  $n$  および  $n^2$  をかけて  $n$  についての和をとれば、

$$\frac{d \langle n \rangle}{d t} = (a - b) \langle n \rangle + a \quad (2-37)$$

$$\frac{d \langle n^2 \rangle}{d t} = 2(a - b) \langle n^2 \rangle + (3a + b) \langle n \rangle + a \quad (2-38)$$

となる。これらを、 $t=0$  での初期条件を  $\langle n_0 \rangle$ ,  $\langle n_0^2 \rangle$  として解くと、

$$\langle n \rangle = \langle n_0 \rangle \exp[(a-b)t] + \frac{a}{a-b} \{ \exp[(a-b)t] - 1 \} \quad (2-39)$$

$$\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle n_0^2 \rangle \exp[(a-b)t] + \frac{a}{a-b} \{ \exp[(a-b)t] - 1 \}$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \frac{a}{a-b} \{ \exp[(a-b)t] - 1 \} \exp[(a-b)t] \langle n_0 \rangle \\
& + \left\{ \frac{a}{a-b} \right\}^2 \{ \exp[(a-b)t] - 1 \}^2 \\
& + \exp[2(a-b)t] (\langle n_0^2 \rangle - \langle n_0 \rangle^2 - \langle n_0 \rangle) \quad (2-40)
\end{aligned}$$

が得られる。(2-39) および (2-40) 式は、光子数の平均値と分散値 (= 揺らぎ) の時間発展を表す。

ここで、 $b$  にインコヒーレントな吸収係数  $\alpha$  も含め、3章で詳しく述べる半導体レーザ増幅器の材料・構造パラメータを用いると、上式の  $a$  および  $b$  は、

$$\begin{aligned}
a &= A \Gamma N_e \\
b &= A \Gamma N_0 + 1 / \tau_a \quad (2-41)
\end{aligned}$$

で表され<sup>(119)</sup>、(2-37) 式は、

$$d n / d t = [ A \Gamma (N_e - N_0) - 1 / \tau_a ] n + A \Gamma N_e \quad (2-42)$$

となる。これは、(2-16) 式の光子数に対するレート方程式で  $P_{sig}$  を除き、共振器の光子寿命  $\tau_p$  をミラー損失を除いた吸収損失のみに対応する寿命  $\tau_a$  ( $1 / \tau_a = v_g \alpha$ ) で置き換えたものに他ならない。ここで、 $z = v_g t$  の変換を行うと、(2-42) 式は

$$\frac{d n}{d z} = \left[ \frac{A \Gamma}{v_g} (N_e - N_0) - \frac{1}{v_g \tau_a} \right] n + \frac{A \Gamma}{v_g} N_e \quad (2-43)$$

となる。これは、長さ  $L$  の増幅媒質中を  $z = 0$  から  $z = L$  へ伝搬する信号光を記述する進行波形のレート方程式である。この方程式を解き、(2-5)、(2-24) 式を用いて  $z = 0$  での入射光子数  $\langle n_0 \rangle$  に対する増幅率として得られる単一通過利得  $G_s$  は、(2-39) 式で媒質中を群速度  $v_g$  で進む波が時刻  $t_1 = L / v_g$  に出力端に到着した時の増幅率に一致する。

$$G_s = \exp [ (a - b) t_1 ] = \exp [ (\Gamma g - \alpha) L ] \quad (2-44)$$

これを用いて、出力端での光子数の平均値および分散値を書き直す際に、(2-39)、(2-40) 式が単位光周波数当りの値であることを考慮して、自然放出光に対する光周波数帯域幅  $\Delta f$  を導入すると、次式のように簡単になる。

$$\langle n_{out} \rangle = G_s \langle n_{in} \rangle + (G_s - 1) n_{sp} m_t \Delta f \quad (2-45)$$



$$\begin{aligned}
\sigma_{out}^2 &\equiv \langle n_{out}^2 \rangle - \langle n_{out} \rangle^2 \\
&= G_s \langle n_{in} \rangle + (G_s - 1) n_{sp} m_t \Delta f \\
&\quad + 2 G_s (G_s - 1) n_{sp} \langle n_{in} \rangle + (G_s - 1)^2 n_{sp}^2 m_t \Delta f \\
&\quad + G_s^2 (\langle n_{in}^2 \rangle - \langle n_{in} \rangle^2 - \langle n_{in} \rangle) \quad (2-46)
\end{aligned}$$

ここで、 $\langle n_{in} \rangle$  は増幅器への単位時間当たりの入射光子数、 $\langle n_{out} \rangle$  は出力光子数の平均値、 $\sigma_{out}^2$  は出力光子数の分散値、 $n_{sp} [= a / (a - b)]$  は増幅媒質の反転分布パラメータ、 $\Delta f$  は自然放出光に対する等価雑音帯域幅、 $m_t$  は自然放出光の実効的な横モード次数であり、信号光に対しては基本横モードのみを考えているため、 $m_t = 1$  となる。

(2-45) 式の右辺第1項、第2項は、各々、増幅された信号光および自然放出光を表し、(2-46) 式の右辺第1項から第5項までは、各々、信号光ショット雑音、自然放出光ショット雑音、信号光-自然放出光間ビート雑音、自然放出光間ビート雑音、入射信号光の持つ過剰雑音を表している。第1項と第3項は入射信号光子数に比例した雑音であるのに対し、第2項と第4項は入射光がない場合にも存在する広帯域な自然放出光から生じる雑音であり、信号光子数に依存しない。また、入射信号光の分散値は、ポアソン分布を持つ完全にコヒーレントな信号光の場合と、ボーズ-アインシュタイン分布を持つ完全にインコヒーレントな信号光の場合に、各々、

$$\langle n_{in}^2 \rangle - \langle n_{in} \rangle^2 = \langle n_{in} \rangle \quad : \text{コヒーレント光} \quad (2-47)$$

$$= \langle n_{in} \rangle^2 + \langle n_{in} \rangle \quad : \text{インコヒーレント光} \quad (2-48)$$

で与えられるため、完全にコヒーレントな入射信号光に対しては、第5項の入力光過剰雑音は零となる。しかし、光増幅器を多段接続する場合(9.3.1項)には、2段目以降の増幅器に対する入力光は前段からの自然放出光を含むインコヒーレント光となるため、(2-46) 式第5項で入力光の持つ過剰雑音が $G_s^2$ 倍されることに注意を要する。

また、 $G_s = 1$  の場合には、(2-46) 式では第1項のみが残り、これは通常の信号光ショット雑音を与える。(2-46) 式の表式から判るように、 $G_s > 1$  の場合、ビート雑音はショット雑音より約 $G_s$ 倍大きな値となっている。ここで第3項と第4項をビート雑音と称する<sup>(127)(123)</sup>のは、これらが、信号光と広帯域な自然放出光の両者を自乗検波特性を持つ光検波器でベースバンドの光電流に変換する際に生じる干渉項<sup>(128)</sup>に対応する雑音であるためであり、そのスペクトル密度は各成分の積の形で与えられている。先に光子数分散値を用いて光増幅器の雑音を定式化する際には、光子数を測定するために自乗検

波器で直接検波することを前提としており、(2-46)式に  $2e^2B_0$  を乗じて、2乗平均光電流の揺らぎで決まる雑音電力に変換することを意味している ( $B_0$ : single-sided baseband bandwidth)。

以上で、両端面に反射の生じない進行波形増幅器の出力および雑音が、次項で詳しく述べる  $n_{sp}$ ,  $\Delta f$ ,  $m_t$  等の雑音パラメータを用いて、単一通過利得  $G_s$  と入射光子数  $\langle n_{in} \rangle$  の関数として、(2-45), (2-46)式のように記述できることが明かとなった。

#### 2. 4. 2 共振形半導体レーザ増幅器の雑音解析と雑音パラメータ

次に、両端面に反射率のある共振形増幅器の雑音特性を求めするため、(2-46)式に図2-3に示したような共振器による利得プロファイルの変化を取り入れる。入・出力端面反射率  $R_1$ ,  $R_2$  を持つ共振形増幅器の  $R_2$  端面から取り出される増幅された自然放出光のうち ( $f$ ,  $f + df$ ) の光周波数領域にある光子数は Gordon により次式で与えられている<sup>(129)</sup>。

$$n_m(f)df = \frac{(1 + R_1 G_{s,m})(1 - R_2)(G_{s,m} - 1) n_{sp,m} m_t df}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_{s,m})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_{s,m} \sin^2[2\pi(f - f_0)L / v_g]} \quad (2-49)$$

ここで、添字  $m$  は  $m$  番目の縦モードについて考えていることを表し、注目する縦モード内では  $G_{s,m}$ ,  $n_{sp,m}$  の値は一定と仮定する。

1本の縦モード内の自然放出光子数  $n_m$  は、

$$\begin{aligned} n_m &= \int_{f_{0,m} - v_g/4L}^{f_{0,m} + v_g/4L} n_m(f) df \\ &= \frac{(1 + R_1 G_{s,m})(1 - R_2)(G_{s,m} - 1) n_{sp,m} m_t}{1 - R_1 R_2 G_{s,m}^2} \left( \frac{v_g}{2L} \right) \quad (2-50) \end{aligned}$$

で与えられるため、(2-45)式第2項の自然放出光子数および(2-46)式第2項の自然放出光ショット雑音に対応する成分  $\sigma_{sp}^2$  は、利得幅内の全ての縦モードについてこの和を取ることで、次式で求められる。

$$\sigma_{sp}^2 = \sum_m \frac{(1 + R_1 G_{s,m})(1 - R_2)(G_{s,m} - 1) n_{sp,m} m_t}{1 - R_1 R_2 G_{s,m}^2} \left( \frac{v_g}{2L} \right) \quad (2-51)$$

一方、(2-46)式第4項に対応する自然放出光間ビート雑音  $\sigma_{sp-sp}^2$  は、一本の縦

モード内の自然放出光子数の畳み込み積分を、利得幅内の全ての縦モードについて足し合わせることにより、

$$\begin{aligned} \sigma_{sp-sp}^2 &= \sum_m \int_{f_{0,m}-v_g/4L}^{f_{0,m}+v_g/4L} \left[ n_m(f) \frac{1}{B_0} \int_{f'-B_0/2}^{f'+B_0/2} n_m(f') df' \right] df \\ &= \sum_m \frac{(1+R_1 G_{s,m})^2 (1-R_2)^2 (G_{s,m}-1)^2 n_{sp,m}^2 (1+R_1 R_2 G_{s,m}^2) m t}{(1-R_1 R_2 G_{s,m}^2)^3} \left( \frac{v_g}{2L} \right) \end{aligned} \quad (2-52)$$

で与えられる。ここで、スペクトル分析器の周波数分解能幅  $B_0$ （伝送系の場合にはベースバンド帯域幅）は縦モードの 3 dB 帯域幅  $B$  より充分狭いとして、第 2 積分の  $n_m(f')$  は  $(f'-B_0/2, f'+B_0/2)$  の範囲内で一定としている。

また、(2-46) 式第 3 項に対応する信号光-自然放出光間ビート雑音  $\sigma_{sig-sp}^2$  は、信号光が注入される 1 本の縦モードに着目し、信号光周波数  $f$  が共振周波数  $f_0$  に一致しているとした場合の増幅された信号光子数と  $f_0$  での自然放出光子数の積として、次式で求められる。

$$\begin{aligned} \sigma_{sig-sp}^2 &= 2 G \langle n_{in} \rangle \frac{1}{B_0} \int_{f_0-B_0/2}^{f_0+B_0/2} n_m(f) df \\ &= 2 \frac{(1+R_1 G_{s0})(1-R_1)(1-R_2)^2 G_{s0}(G_{s0}-1) n_{sp0}}{(1-\sqrt{R_1 R_2} G_{s0})^4} \langle n_{in} \rangle \end{aligned} \quad (2-53)$$

ここで、(2-53) 式右辺に現れる  $G$  は共振時信号利得であり、(2-4) 式より

$$G = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G_{s0}}{(1-\sqrt{R_1 R_2} G_{s0})^2} \quad (2-54)$$

で与えられる。また、 $G_{s0}$  および  $n_{sp0}$  は信号光を注入している縦モード（通常、利得中心波長に設定する）での値を示す。

ファブリペロ共振器による利得プロファイルの効果を取り入れて導いた (2-51) ~ (2-54) 式を、進行波形増幅器に対する (2-45), (2-46) 式の対応する各項に代入すれば、共振形増幅器の出力および雑音特性が記述できる。しかし、(2-51), (2-52) 式は利得幅内の全縦モードについての総和を含んだ形になっているため、数値計算を行う必要があり、このままの形では光伝送系の S/N 設計 (9 章) を行う際に

見通しが非常に悪い。そこで，進行波形増幅器に対する（2-45），（2-46）式と同様に，信号利得と入射光子数に対して解析的な形で，共振形増幅器の出力および雑音特性を次式で表すこととする。

$$\langle n_{out} \rangle = G \langle n_{in} \rangle + (G-1) n_{sp} m_t \Delta f_1 \quad (2-55)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{out}^2 = & G \langle n_{in} \rangle + (G-1) n_{sp} m_t \Delta f_1 \\ & + 2G(G-1) n_{sp} \chi \langle n_{in} \rangle + (G-1)^2 n_{sp}^2 m_t \Delta f_2 \\ & + G^2 (\langle n_{in}^2 \rangle - \langle n_{in} \rangle^2 - \langle n_{in} \rangle) \end{aligned} \quad (2-56)$$

ここで， $G$ は（2-54）式の共振時信号利得， $n_{sp}$ は増幅媒質中の反転分布の不完全さに起因する自然放出光の増加量を表す反転分布パラメータであり，両者ともに信号光注入を行う利得中心波長での縦モードの値とする。共振形増幅器では進行波形の場合と異なり，信号光-自然放出光間ビート雑音の共振器構造での増加を表す過剰雑音係数 $\chi$ が新たに付け加わり，等価雑音帯域幅は，自然放出光ショット雑音に対する $\Delta f_1$ と自然放出光間ビート雑音に対する $\Delta f_2$ で異なった値を取る。共振形増幅器の雑音を進行波形増幅器のそれと， $G$ ， $\langle n_{in} \rangle$ に関して同一の形式で表現したことにより，共振器による効果が雑音パラメータに押し込められている。以下では，これらの雑音パラメータについて議論する。

信号利得 $G$ の増幅媒質から発生する単位光周波数当りの自然放出光の大きさは $(G-1)n_{sp}$ で与えられる。ここで， $n_{sp}$ は $a/(a-b)$ で定義される反転分布パラメータであり， $b=0$ すなわち損失の全く無い理想的な増幅媒質では $n_{sp}=1$ となるため，自然放出光は $(G-1)$ だけで決まる最小値をとる。通常増幅媒質では損失がある $(b \neq 0)$ のために $n_{sp}$ は1より大きな値となり，自然放出光はこの分だけ増加する。（2-41）式より， $n_{sp}$ は半導体光増幅器の材料・構造パラメータを用いて以下のように表される。

$$n_{sp} = \frac{A \Gamma N_e}{A \Gamma (N_e - N_0) - \alpha v_g} \quad (2-57a)$$

$$= \frac{N_e}{N_e - N_0} \cdot \frac{\Gamma g}{\Gamma g - \alpha} \equiv n_{sp1} \cdot n_{sp2} \quad (2-57b)$$

自然放出光の増加量を表す反転分布パラメータ $n_{sp}$ は，信号利得 $G$ を得るための誘導放出に，注入されたキャリア密度 $N_e$ の一部分しか寄与しないこと（反転分布の不完全性）から生じており，（2-57b）式に示すように，これはキャリア密度 $N_0$ に対応する誘

導吸収の存在に起因する  $n_{sp1}$  と、自由キャリア吸収、散乱損失などのインコヒーレントな内部損失  $\alpha$  の存在に起因する  $n_{sp2}$  の2つの成分の合成として表すことができる。 $n_{sp1}$  は材料定数である  $N_0$  と動作条件での  $N_0$  で、また、 $n_{sp2}$  は損失  $\alpha$  と動作条件でのモード利得  $\Gamma g$  で決まるため、両者は増幅器の材料定数と共に構造設計に大きく依存する。

次に、信号光-自然放出光間ビート雑音の共振器構造での増加を表す過剰雑音係数  $\chi$  は、

$$\chi = \frac{\sigma_{sig-sp}^2}{2G(G-1)n_{sp} \langle n_{in} \rangle}$$

で定義され、(2-53)、(2-54)式を用いると、以下のように与えられる。

$$\chi = \frac{(1+R_1G_{s0})(1-R_2)(G_{s0}-1)}{(1-\sqrt{R_1R_2}G_{s0})^2} / (G-1) \quad (2-58a)$$

$$= \frac{(1+R_1G_{s0})(1-R_2)(G_{s0}-1)}{(1-R_1)(1-R_2)G_{s0} - (1-\sqrt{R_1R_2}G_{s0})^2} \quad (2-58b)$$

さらに、 $G \gg 1$  の場合には(2-58b)式分母の第2項が省略でき、次式で近似できる。

$$\chi \simeq \frac{(1+R_1G_{s0})(G_{s0}-1)}{(1-R_1)G_{s0}} = 1 + \frac{R_1G_{s0}^2-1}{(1-R_1)G_{s0}} \quad (2-59)$$

(2-59)式から解るように、 $\chi$  は出力側反射率  $R_2$  に無関係で、入力側反射率  $R_1$  と単一通過利得  $G_{s0}$  にのみ依存する。さらに、

$$R_1 = G_{s0}^{-2} \quad (2-60)$$

の時のみ  $\chi = 1$  の最小値を持ち、それ以外の場合には  $\chi$  は常に1より大きな値となる。従って、過剰雑音係数  $\chi$  は共振器構造の入力側反射率  $R_1$  が(2-60)式の条件からずれることによって生じる信号光-自然放出光間ビート雑音の増加量を表している。

(2-59)式で  $\chi$  は、(2-49)および(2-4)式で各々表される共振器から取り出される自然放出光子数  $n_m(f)df$  の信号利得  $G$  に対する比となっている。共振器構造では一般に、共振器外から入射する信号光子に対する増幅信号利得と共振器内で発生する自然放出光子に対する増幅利得が異なり、後者の方が大きくなるために過剰雑音係数  $\chi$  が1より大きくなっている。(2-60)式はこの両者が一致するための条件であり、 $R_1$

= 0 の進行波形増幅器の高利得動作では (2-60) 式が近似的に満足され、広い利得範囲で実効的に  $\chi \simeq 1$  となる。

自然放出光ショット雑音に対する等価雑音帯域幅  $\Delta f_1$  は、(2-51), (2-56) 式より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta f_1 &= \frac{\sigma_{sp}^2}{(G-1)n_{sp}m_t} \\ &= \sum_m \frac{(1+R_1G_{s,m})(1-R_2)(G_{s,m}-1)n_{sp,m}}{1-R_1R_2G_{s,m}^2} \frac{(v_g/2L)}{(G-1)n_{sp}} \quad (2-61) \end{aligned}$$

また、自然放出光間ビート雑音に対する等価雑音帯域幅  $\Delta f_2$  は、(2-52), (2-56) 式より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta f_2 &= \frac{\sigma_{sp-sp}^2}{(G-1)^2 n_{sp}^2 m_t} \\ &= \sum_m \frac{(1+R_1G_{s,m})^2(1-R_2)^2(G_{s,m}-1)^2 n_{sp,m}^2(1+R_1R_2G_{s,m}^2)}{(1-R_1R_2G_{s,m}^2)^3} \frac{(v_g/2L)}{(G-1)^2 n_{sp}^2} \quad (2-62) \end{aligned}$$

両等価雑音帯域幅を求めるためには、各縦モードの自然放出光ショット雑音と自然放出光間ビート雑音を全利得幅 ( $2\Delta\lambda_g$ ) に渡って総和を取る必要があるため、以下に示すように半導体増幅媒質の利得スペクトル  $g(\lambda)$  を 2 乗関数で近似し、各縦モード  $m$  に対する  $G_{s,m}$ ,  $n_{sp,m}$  に波長依存性を取り入れている。

$$g(\lambda) = A_g(N_e - N_0) \left\{ 1 - \left( \frac{\lambda - \lambda_p}{\Delta\lambda_g} \right)^2 \right\} \quad (2-63)$$

$$G_{s,m} = \exp \{ [\Gamma g(\lambda_m) - \alpha] L \} \quad (2-64)$$

$$n_{sp,m} \equiv n_{sp1} \cdot n_{sp2,m} \quad (2-65a)$$

$$= \frac{N_e}{N_e - N_0} \cdot \frac{\Gamma g(\lambda_m)}{\Gamma g(\lambda_m) - \alpha} \quad (2-65b)$$

ここで、 $\lambda_p$  は利得ピーク波長である。

従って、等価雑音帯域幅  $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$  は、全縦モードからの自然放出光ショット雑音あるいは自然放出光間ビート雑音の総和を、利得ピーク波長での共振時信号利得  $G$  と反転分

布パラメータ  $n_{sp}$  を用いて規格化した時の、各雑音成分に対する実効的な光周波数帯域幅を表している。

## 2. 5 むすび

本章では、半導体レーザ増幅器に対する物理的な概念を与えると共に、その原理と理論解析の基礎を示し、①小信号利得と利得帯域幅、②利得飽和、③雑音などの基本特性の動作機構を議論するための基本式の導出を行った。以下に、得られた結果を要約する。

(1) しきい値以上の電流注入で発振器となる通常の半導体レーザがしきい値以下のバイアス条件で共振形光増幅器として動作することを述べ、その信号利得プロファイルが単一通過利得  $G_s$  と端面反射率  $R_1, R_2$  を用いて (2-4) 式で与えられることを示した。特に、信号利得の 3 dB 半幅  $B$  が共振時信号利得  $G(f_0)$  と (2-11b) 式で関係付けられることは本研究で初めて明らかにしたものであり、これから理論的に光増幅器の  $\sqrt{G(f_0)} B$  積が一定となることが解った。

(2) 信号光の 1 回通過で利得を得る進行波形増幅器に要求される端面反射率の値と信号利得の関係を図 2-7 に示し、進行波形増幅動作の条件を (2-14) 式で規定した。

(3) 従来、半導体レーザ発振器の解析に用いられてきたレート方程式の手法を光増幅器の解析に拡張し、これにより信号利得のバイアス依存性と飽和特性の両者が記述できることを明らかにした (図 2-9)。さらに、利得飽和の機構を物理的に明確にするために、キャリア数に対するレート方程式の解析解を用いて、単位長当りの利得係数が増幅信号光強度の増加に伴って (2-33) 式に従って減少することを示し、これを支配する飽和強度  $I_s$  が微分利得  $A_s$  とキャリア寿命  $\tau_s$  を用いて (2-34) 式で与えられることを明らかにした。

(4) 進行波形および共振形光増幅器の雑音 (光子数分散値) を、信号利得  $G$  と入射光子数  $\langle n_{in} \rangle$  の関数として (2-46) 及び (2-56) 式で定式化し、両増幅器の雑音が反転分布パラメータ、過剰雑音係数、等価雑音帯域幅などの雑音パラメータを用いて統一的に取り扱えることを示した。特に、これらの雑音パラメータは本研究で新たに定義、導入したものであり、これによって、7 章で示す様に、半導体光増幅器の雑音特性が雑音パラメータの材料および構造定数依存性の観点から議論できるようになった。

# 第3章 GaAs, InGaAsP レーザ増幅器の材料, 構造パラメータ

## 3.1 まえがき

半導体レーザはこれまで光発振器としてその研究・開発が進められてきた。発振器の特性は全てしきい値で規格化することにより統一的に取り扱えるため<sup>(119)</sup>, その最も基本的な設計指針は, 大きな発振光出力を得ると共に高バイアス動作による高性能化<sup>(120)</sup>を追求するためにしきい値電流を極力小さく抑えることであった。そのため, Sternらが行ったGaAsレーザの利得計算結果は主に注入キャリア密度の形ではなく, これにキャリア寿命を加味した電流密度の形で与えられていた<sup>(130)(131)</sup>。一方, 半導体レーザ光増幅器は基本的には線形素子であり, 発振現象のような非線形性の生じる前, すなわちしきい値以下で動作するため, その基本特性は動作点での利得係数やキャリア寿命等のキャリア密度依存性から決まる材料定数を直接反映したものとなり, さらにその動作点は増幅器の構造定数で決定されるという事情にある。

本章では, GaAsおよびInGaAsP半導体増幅媒質の利得係数をSternの利得モデルを用いて計算し, 利得係数, キャリア寿命のキャリア密度依存性から, 半導体光増幅器の基本特性を支配する材料定数を明らかにする。次に, 増幅器の動作点を決定するために必要なモード閉じ込め係数や端面反射率などの構造定数をスラブ導波路解析から求める。さらに, 進行波形光増幅器を実現するために不可欠な, 半導体レーザ端面への反射防止膜の理論解析結果とこれに基づいて作製した反射防止膜の性能を示す。最後に, 4章以下の実験・解析で用いる半導体レーザ増幅器の材料定数と構造定数の値をまとめて示す。

## 3.2 利得機構と材料定数

### 3.2.1 Sternの利得モデル

半導体中の価電子帯, 伝導帯間の遷移に基づく光吸収係数 $\alpha(E)$ は次式で表される<sup>(130)</sup>。

$$\alpha(E) = \frac{e^2 h}{2 m_0^2 \epsilon_0 c n_p E} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') \rho_v(E'') |M(E', E'')|^2 [f(E'') - f(E')] dE' \quad (3-1)$$



ここで,  $e$  : 素電荷 ( $= 1.602 \times 10^{-19}$  C)

$h$  : P l a n k の定数 ( $= 6.6252 \times 10^{-34}$  J · s)

$m_0$  : 真空中の電子の静止質量 ( $= 9.1083 \times 10^{-31}$  k g)

$\epsilon_0$  : 真空中の誘電率 ( $= 8.854 \times 10^{-12}$  F/m)

$c$  : 真空中の光速 ( $= 3 \times 10^8$  m/s)

$E$  : 光子エネルギー ( $E'' = E' - E$ )

$n_p$  : エネルギー  $E$  における屈折率

$\rho_c(E')$  : 単位体積, 単位エネルギー当りの伝導帯中の状態密度

$\rho_v(E'')$  : 単位体積, 単位エネルギー当りの価電子帯中の状態密度

$f(E')$  : エネルギー  $E'$  の状態が電子によって占有される確率であり,

$$f(E') = \{ \exp[(E' - F)/kT] + 1 \}^{-1}$$

のフェルミ-ディラック分布に従う。(Fは擬フェルミ準位)

$M(E', E'')$  : 伝導帯内のエネルギー  $E'$  の状態と価電子帯内のエネルギー  $E''$  の状態間の遷移を支配する行列要素

である。(3-1)式の $E'$ に関する積分は, 光子エネルギー  $E = hf = E' - E''$  に対する遷移が可能な伝導帯の電子と価電子帯のホール間の全ての組合せについて和を取ることを示している。III-V族化合物半導体のように, 価電子帯が重い有効質量のホールを持つバンドと軽い有効質量のホールを持つバンドの両者から成り立っている場合には, 各価電子帯に対する(3-1)式を足し合わせて, 吸収係数を求める必要がある。

$\alpha(E)$ を求めることは,  $\rho_c(E')$ ,  $\rho_v(E'')$ と $|M(E', E'')|^2$ の評価に帰着するが, 半導体レーザのような高注入状態や高濃度の不純物を含む場合には, 状態密度は単純なパラボリック関数ではなく, バンド端近くの状態密度にはポテンシャル揺らぎに起因してすそ引き(バンドテイル)が現れる。従って, このテイル部分の状態密度関数は不純物濃度に対して大きな依存性を持つとともに, 行列要素についてもエネルギー状態に応じた考慮が必要となる。これらを取入れた最も現実的な解析法として, G H L B T - S M E (Gaussian fit to the Halperin-Lax bandtails for the concentration-dependent density of states and Stern's matrix element) モデルが S t e r nらにより提案され, G a A s レーザに適用されると共に<sup>(130)(131)</sup>, D u t t aにより1.3  $\mu$ m帯の I n G a A s P レーザの利得計算にも用いられている<sup>(132)(133)</sup>。本論文ではこのG H L B T - S M E モデルをG a A sおよびI n G a A s P増幅器の利得計算に用いるが, その手法は文献22

の第3章に詳しく述べられているため、以下ではその概略と特徴を述べるにとどめる。

[状態密度関数]

① K a n e のバンドテイルモデル<sup>(134)</sup> : イオン化した不純物は空間的に不均一なポテンシャル変化を与えるため、バンド端付近にテール状のエネルギー準位を形成する。ここでは、電子の持つ運動エネルギーは充分小さいと仮定しており、そのガウス形に分布したポテンシャル揺らぎの大きさ(標準偏差)  $V_{rms}$  は、イオン化したドナー、アクセプター濃度  $N_D^+$ 、 $N_A^-$  およびホール濃度  $p$  を用いて

$$V_{rms} = (e^2 / 4\pi\epsilon) [2\pi(N_D^+ + N_A^- + p)L_s]^{1/2} \quad (3-2)$$

で与えられる<sup>(131)</sup>。  $L_s$  は自由キャリアによるクーロン相互作用に対するスクリーニング長である。この時、伝導帯に対する状態密度関数は、伝導帯中の電子の有効質量を  $m_c$ 、パラボリックバンドに対するバンド端エネルギーを  $E_c$  として、

$$\rho_c(E') = (2\eta_c)^{1/2} (8\pi m_c^{3/2} / h^3) y[(E' - E_c) / \eta_c] \quad (3-3)$$

で表される。ここで、テールの大きさを示すパラメータ  $\eta_c$  は  $\eta_c = \sqrt{2} V_{rms}$  で与えられ、また、K a n e 関数<sup>(134)</sup>  $y(x)$  は次式で定義される。

$$y(x) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^x (x-z)^{1/2} \exp(-z^2) dz \quad (3-4)$$

したがって、 $\rho_c$  は高エネルギー領域では  $(E' - E_c)^{1/2}$  のパラボリック形、また低エネルギー領域のテイル部分では  $\exp[-(E' - E_c)^2 / \eta_c^2]$  のガウス形を取る。このK a n e モデルでは、電子が大きな運動エネルギーを持つことによるトンネル効果などが無視されているため、(3-3)式で計算される状態密度はテイルの広がりを大きく見積り過ぎる欠点があった。

これを克服するためキャリアの運動エネルギーも考慮したものが②H a l p e r i n - L a x のバンドテイルモデル<sup>(135)</sup>であり、このモデルでは、バンドテイル内での状態密度関数を精度良く記述することが可能となったが、その数値解析結果はバンド端以下の限られたエネルギー領域でしか得られず、バンド端以上のパラボリックバンドの状態密度関数と連続的に接続されないという問題点があった。なお、このモデルによる状態密度関数の形状は、K a n e モデルに比べバンドテイルが小さく、K a n e モデルとパラボリックモデルの中間に位置することがH w a n g<sup>(136)</sup>により示された。

S t e r n のG H L B T (Gaussian Halperin-Lax bandtail) モデル<sup>(130)(131)</sup>は、バ

バンドテイル内で成り立つ②のHalperin-Laxの理論値<sup>(135)</sup>とバンド端より高エネルギー側でのパラボリックバンドに対する状態密度関数との間を内挿により、連続的な状態密度関数を決定するものである。その際、①のKaneによるガウス関数形の(3-3)式を用い、バンドテイルエネルギー $\eta$ を唯一のフィッティングパラメータとして状態密度関数を表しているのが特徴である。GHBTモデルを用いて内挿された状態密度関数の例<sup>(130)</sup>を図3-1に示す。

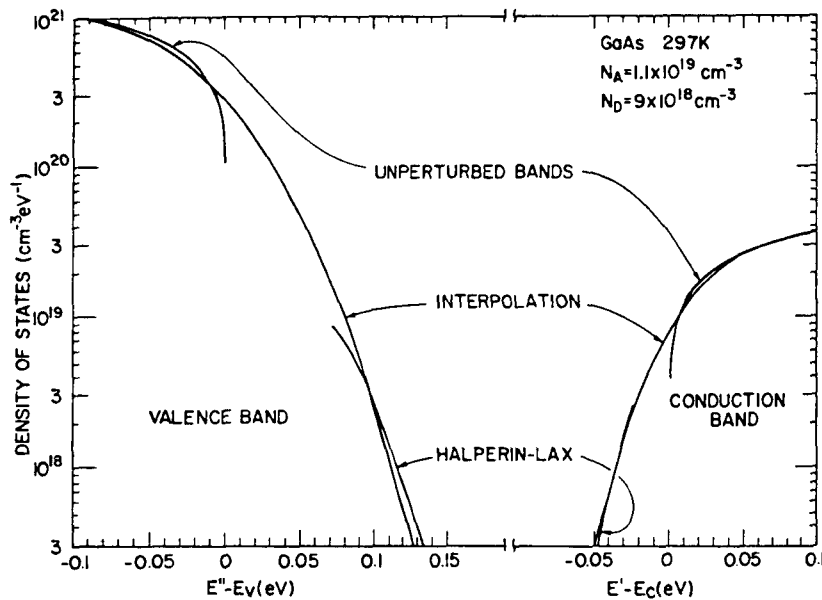


図3-1 高不純物濃度GaAsの状態密度関数<sup>(130)</sup>

パラボリックバンドの状態密度とHalperin-Laxによるバンドテイルの状態密度が、GHBTモデルの内挿曲線によって近似される。

[行列要素]

まず、浅い不純物準位のような局在状態とパラボリックバンド間の遷移を考える<sup>(22)</sup>。 $u(\mathbf{r})$ をバンド端付近のブロッホ関数とすると、局在状態の波動関数は有効質量近似のもとで、 $\phi = \phi_{env}(\mathbf{r})u(\mathbf{r})$ と表せる。ここで、 $\phi_{env}(\mathbf{r})$ は不純物の影響を表す包絡線関数である。一方、パラボリックバンドの波動関数は波数 $\mathbf{k}$ の平面波として、 $\phi = V^{-1/2}u(\mathbf{r})\exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ で表せるから、両者の間の電気双極子モーメントの行列要素は、以下のように与えられる。

$$M = M_b \cdot M_{env} \tag{3-5}$$

$$M_{env} = V^{-1/2} \int \phi_{env}^*(\mathbf{r}) \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \tag{3-6}$$

ここで、 $M_b$  は両バンド端付近のブロッホ状態を結び付ける平均的な行列要素であり、III-V族半導体では、禁制帯幅 $E_g$ 、スピン軌道角運動量分裂エネルギー $\Delta$ を用いて次式で与えられる。

$$|M_b|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{12 m_c (E_g + (2/3)\Delta)} \quad (3-7)$$

$M_{env}$  を評価するに当たり、Sternは強くドーピングされた活性層で顕著となる状態密度におけるバンドテイルの効果を遷移確率の理論に取り入れた<sup>(130)</sup>。バンドテイルの領域ではポテンシャルの揺らぎが結晶の並進対称性を崩し、波動関数に変形されているため、平面波近似がもはや成り立たず、 $k$  選択則が適用できない。しかし、禁制帯を越えた高い光子エネルギーに対しては摂動を受けていないバンドの状態間の遷移であり、 $k$  選択則が成り立つ。このような特徴を持つ行列要素を与えるため、局在状態の波動関数の包絡線関数として

$$\phi_{env}(\mathbf{r}) = (\beta^3/\pi)^{1/2} \exp(\mathbf{j}\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \exp[-\beta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)] \quad (3-8)$$

を仮定する。ここで、局在度を表すパラメータ $\beta$ を定める根拠として、GHBTモデルの状態密度関数を底から $E'$ まで積分して得た状態数と等しくなるようなパラボリックバンドの状態の上限エネルギーを $E^*$ とし、その差( $E^* - E'$ )が局在によるエネルギー低下を表すものとして

$$h^2 \beta^2 / 2 m_c (2\pi)^2 = h_c (E^* - E') \quad (3-9)$$

の関係で定める。これを伝導帯、価電子帯に適用して $\beta_c$ 、 $\beta_v$ を求め、また、 $E^*$ から

$$h^2 k^2 / 2 m_c (2\pi)^2 = E^* - E_c \quad (3-10)$$

によって $k_c$ 、 $k_v$ を決定した上で、変数を $B = \beta_c \beta_v$ 、 $b = \beta_c + \beta_v$ 、 $t^2 = b^2 + k_c^2 + k_v^2$ 、 $q^2 = 2 k_c k_v$ によって変換したものをを用いると、包絡線関数に対する行列要素は

$$|M_{env}|^2 = (64\pi b/3)(t^4 - q^4)^{-5} [(b^4 - 5b^2 B^2 + 5B^4)(3t^4 + q^4)(t^4 - q^4)^2 + 8b^2 B^2 t^2 (3b^2 - 10B^2)(t^8 - q^8) + 16b^4 B^4 (5t^8 + 10t^4 q^4 + q^8)] \quad (3-11)$$

で与えられる。(3-7)、(3-11)式を(3-5)式に代入したものが、Sternの行列要素(Stern's Matrix Element: SME)であり、大きなエネルギー依存性を持つことが特徴である<sup>(130)</sup>。

このGHBT-SMEモデルを用いて計算した吸収係数や自然放出光のスペクトルがGaAsレーザの実験結果とかなり良い一致を示すことが確認され<sup>(130)(22)</sup>、半導体レーザの利得特性を計算する上で現在最も現実的な手法と考えられている<sup>(131)(133)(22)</sup>。

(3-1) 式は吸収係数  $\alpha(E)$  について示したが、注入電流が大きい場合には擬フェルミ準位差より小さな光子エネルギーの領域 ( $E < F_c - F_v$ ) で吸収係数は負となり、

$$g(E) = -\alpha(E) \quad (3-12)$$

の関係から、正の利得係数  $g(E)$ 、すなわち利得スペクトルが得られる。

この利得スペクトルを用いれば、以下のように発光再結合寿命  $\tau_{rad}$  を計算することができる<sup>(130)</sup>。熱平衡状態にある放射光強度は、詳細平衡の原理<sup>(137)</sup>から、 $\alpha(E)$ を用いて

$$I_{sp}(E) = \frac{8\pi n_p^2 E^2 \alpha(E)}{h^3 c^2 [\exp(E/kT) - 1]} \quad (3-13)$$

で求められる。熱平衡状態での全発光再結合の割合  $R_{sp0}$  は、(3-13) 式的全エネルギーに渡る積分で与えられると共に、発光再結合定数  $B_r$  と熱平衡における電子、ホール濃度  $n_0$ 、 $p_0$  の積として定義される。

$$R_{sp0} = \int I_{sp}(E) dE \equiv B_r n_0 p_0 \quad (3-14)$$

一方、励起下での全ての発光再結合の割合  $R_{sp}$  は、注入キャリア密度を  $\Delta n (= \Delta p)$  として、次式で与えられる。

$$R_{sp} \equiv B_r n p = B_r (n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \quad (3-15)$$

励起された少数キャリア密度  $\Delta n$  または  $\Delta p$  が、 $\tau_{rad}$  の寿命で全て発光再結合して減少し、元の熱平衡状態のキャリア濃度  $n_0$ 、 $p_0$  に戻るとすると、これらのキャリアに対する単位時間当りの発光再結合の割合  $R_{rad}$  は

$$R_{rad} \equiv R_{sp} - R_{sp0} = \Delta n / \tau_{rad} \quad (3-16)$$

であるから、(3-14)、(3-15) 式を用いると

$$\tau_{rad} = [B_r (p_0 + n_0 + \Delta n)]^{-1} \quad (3-17)$$

で発光再結合寿命が求められる。

### 3. 2. 2 GaAs レーザの材料定数<sup>(82)(120)</sup>

室温での GaAs に対するパラメータとして Stern の文献<sup>(130)(131)</sup> と同一の以下のような値を用いて、前項で述べた GHLBT-SME モデルにより利得計算を行った。

伝導帯中の電子の有効質量： $m_c = 0.067 m_0$

重い価電子帯中ホールの有効質量： $m_{hh} = 0.55 m_0$

軽い価電子帯中ホールの有効質量： $m_{lh} = 0.085 m_0$ ,

誘電率： $\epsilon = 13 \epsilon_0$

屈折率： $n_0 = 3.6$

禁制帯幅： $E_g(\text{eV}) = 1.424 - 1.6 \times 10^{-8}(p^{1/3} + n^{1/3})$  (3-18)

スピン軌道分裂エネルギー： $\Delta = 0.33 \text{ eV}$

行列要素： $|M_b|^2 = 1.33 m_0 E_g$

p形不純物濃度  $1 \times 10^{17} (\text{cm}^{-3})$  の GaAs について、利得スペクトルの注入キャリア密度依存性の数値計算結果を図3-2に示す。注入キャリア密度が小さい場合には全てのエネルギー領域で光は吸収されるが、 $1.1 \times 10^{18} (\text{cm}^{-3})$  以上では負の吸収、すなわち正の利得が得られる。利得係数は注入キャリア密度と共に増加するが、その変化はスペクトル的に均一でなく、利得の増加率は低エネルギー側では小さく、高エネルギー側では大きい。したがって、利得ピークはキャリア密度の増加と共に、高エネルギー側に移動してゆく。この利得ピークの変化の軌跡を破線 ( $g_{\max}$ ) で図中に示した。また、この現象は伝導帯の電子と価電子帯のホールがバンドの底から順次詰まってくることを意味しており、バンドフィリング効果と呼ばれる。

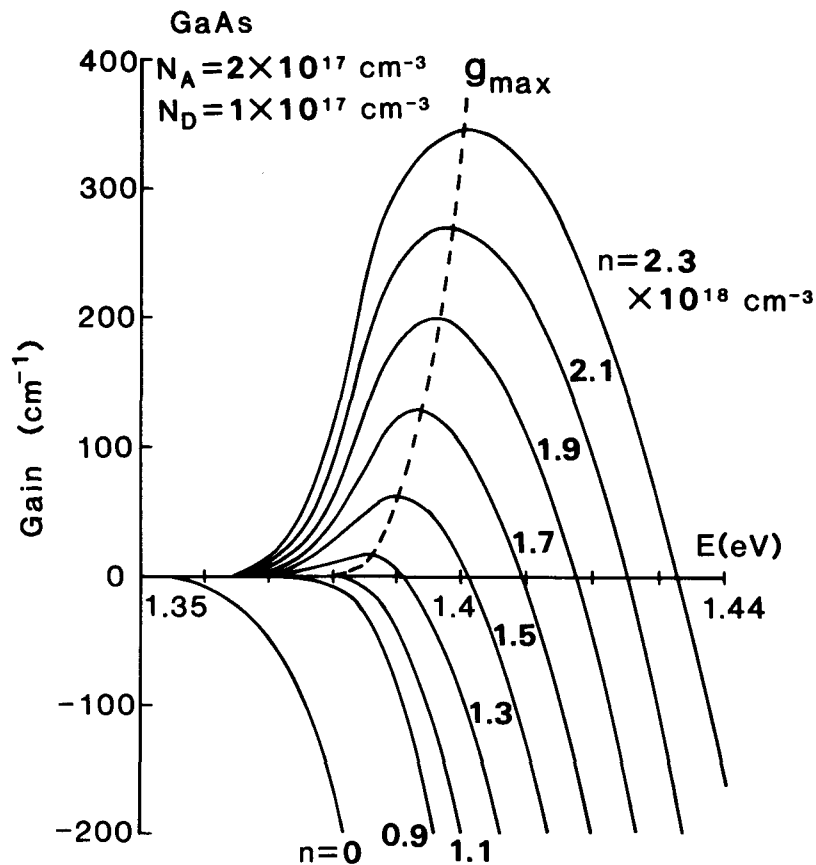


図3-2 利得スペクトルの注入キャリア密度依存性 (GaAs)

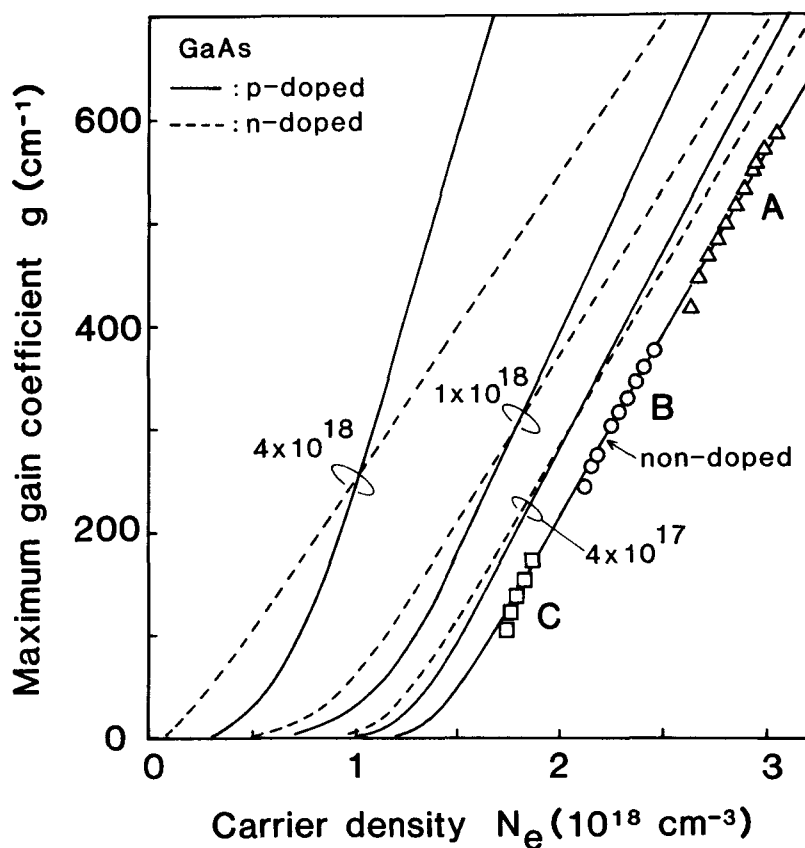


図 3 - 3 ピーク利得係数の注入キャリア密度依存性 (GaAs)

半導体レーザへの注入電流を増加させて行くと、利得ピークが最初にしきい値に達するため、この利得ピーク波長でレーザ発振が開始される。また、半導体レーザ増幅器の場合には利得ピーク波長で最大信号利得が得られる。このピーク利得係数の注入キャリア密度依存性を p 形、n 形の種々の不純物濃度について図 3 - 3 に示す。ピーク利得係数  $g$  は或るキャリア密度以上でゆっくり立ち上がり、 $g$  の大きな領域ではキャリア密度  $N_e$  に対して直線的に増加する。したがって、この直線部分を  $g = 0$  に外挿して得られるキャリア密度  $N_0$  を用いて、ピーク利得係数を次式のように近似することができる。

$$g = A_g (N_e - N_0) \quad (3 - 19)$$

ここで、 $A_g (\text{cm}^2)$  は  $g - N_e$  曲線の傾きを表す微分利得、 $N_0$  は誘導放出が誘導吸収より大きくなるために必要なキャリア密度であり、共に利得係数とキャリア密度との関係を規定する重要な材料定数である。不純物濃度が増加するにつれて、 $A_g$  は p 形不純物の場合には増加するのに対し、n 形不純物では減少する。一方、 $N_0$  は不純物の形に依らずその濃度の増加と共に減少する。種々のドーピング濃度を持つ活性層の材料定数  $A_g$ 、 $N_0$  の値を表 3 - 1 にまとめて示す。

表 3 - 1 GaAs レーザの  $A_g$ ,  $N_0$  のドーピング濃度依存性

$N_A$	$N_D$	不純物濃度	$A_g$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$N_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
$5 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 4 \times 10^{18}$	$6.85 \times 10^{-16}$	$0.65 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 1 \times 10^{18}$	$4.32 \times 10^{-16}$	$1.09 \times 10^{18}$
$5 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 4 \times 10^{17}$	$3.80 \times 10^{-16}$	$1.25 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 1 \times 10^{17}$	$3.59 \times 10^{-16}$	$1.36 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{16}$	$1 \times 10^{16}$	$p = 1 \times 10^{16}$	$3.53 \times 10^{-16}$	$1.39 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{16}$	$2 \times 10^{16}$	$n = 1 \times 10^{16}$	$3.53 \times 10^{-16}$	$1.39 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$2 \times 10^{17}$	$n = 1 \times 10^{17}$	$3.59 \times 10^{-16}$	$1.36 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$5 \times 10^{17}$	$n = 4 \times 10^{17}$	$3.38 \times 10^{-16}$	$1.17 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$2 \times 10^{18}$	$n = 1 \times 10^{18}$	$3.22 \times 10^{-16}$	$0.85 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$5 \times 10^{18}$	$n = 4 \times 10^{18}$	$2.95 \times 10^{-16}$	$0.16 \times 10^{18}$

$N_A$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): アクセプタ濃度,  $N_D$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): ドナー濃度, 不純物濃度 =  $|N_A - N_D|$   
 $A_g$ :  $g - N_0$  曲線の直線部分の傾き ( $= dg/dN_0$ ),  $N_0$ :  $g - N_0$  曲線の  $g = 0$  への外挿値

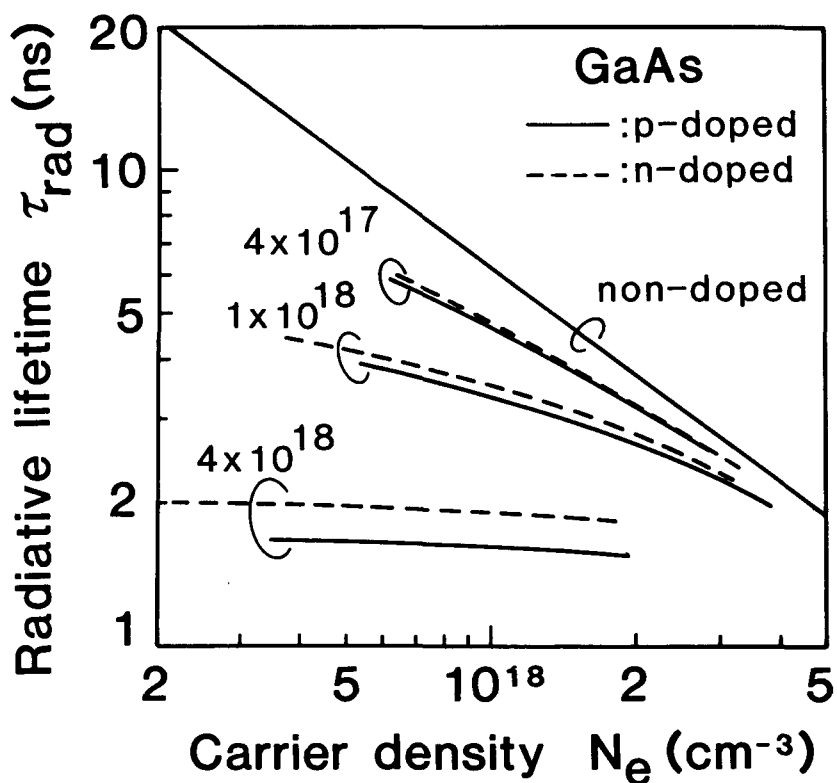


図 3 - 4 発光再結合寿命の注入キャリア密度依存性 (GaAs)



図3-2のような利得スペクトルを用いて(3-13)~(3-17)式から求めた発光再結合寿命 $\tau_{rad}$ の注入キャリア密度依存性を種々の不純物濃度について図3-4に示す。(3-17)式から予想されるように、ノンドープ活性層( $p_0, n_0 \ll \Delta n$ )では $\tau_{rad}$ は注入キャリア密度にほぼ反比例し、高不純物濃度の場合( $p_0, n_0 \gg \Delta n$ )にはキャリア密度にほとんど依存しなくなる。

(2-15), (2-16)式のレート方程式で使用されるキャリア寿命 $\tau_s$ は、発光再結合寿命 $\tau_{rad}$ と非発光再結合寿命 $\tau_{nr}$ の合成として

$$1/\tau_s = 1/\tau_{rad} + 1/\tau_{nr} \quad (3-20)$$

で与えられる。GaAsのキャリア寿命の実験値として、 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以下のホール濃度で $\tau_s$ が約6 nsecの一定値となることが報告されている<sup>(130)</sup>ため、4章以下の解析では $\tau_{nr} = 6 \text{ nsec}$ を仮定した上で、図3-4の $\tau_{rad}$ を用いて、材料定数として重要なキャリア寿命 $\tau_s$ の値を評価する。

### 3.2.3 InGaAsPレーザの材料定数<sup>(54)</sup>

InPに格子整合のとれた $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 結晶の組成比 $x, y$ は

$$x = 0.4526y / (1 - 0.031y)$$

の関係に従い、利得計算に必要なバンド構造パラメータはこの組成比を用いて以下のように表される<sup>(132)(133)</sup>。

$$E_{g0} \text{ (eV)} = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2 \quad (: \text{キャリア注入が無い場合の禁制帯幅})$$

$$m_c/m_0 = 0.080 - 0.039y$$

$$m_{hh}/m_0 = (1-y)[0.79x + 0.45(1-x)] + y[0.45x + 0.4(1-x)]$$

$$m_{lh}/m_0 = (1-y)[0.14x + 0.12(1-x)] + y[0.082x + 0.026(1-x)]$$

$$\varepsilon/\varepsilon_0 = (1-y)[8.4x + 9.6(1-x)] + y[13.1x + 12.2(1-x)]$$

$$\Delta \text{ (eV)} = 0.11 + 0.31y - 0.09y^2$$

(3-21)

バンドギャップ波長 $1.55 \mu\text{m}$ の組成比は $x = 0.42, y = 0.9$ で与えられ、これから(3-21)式で求めた

$$E_{g0} = 0.8 \text{ eV}, m_c/m_0 = 0.045, m_{hh}/m_0 = 0.44,$$

$$m_{lh}/m_0 = 0.057, \varepsilon/\varepsilon_0 = 12.2, \Delta = 0.32 \text{ eV}$$

の値を用いて、GHLBT-SMEモデルで利得計算を行った。なお、キャリア密度の増

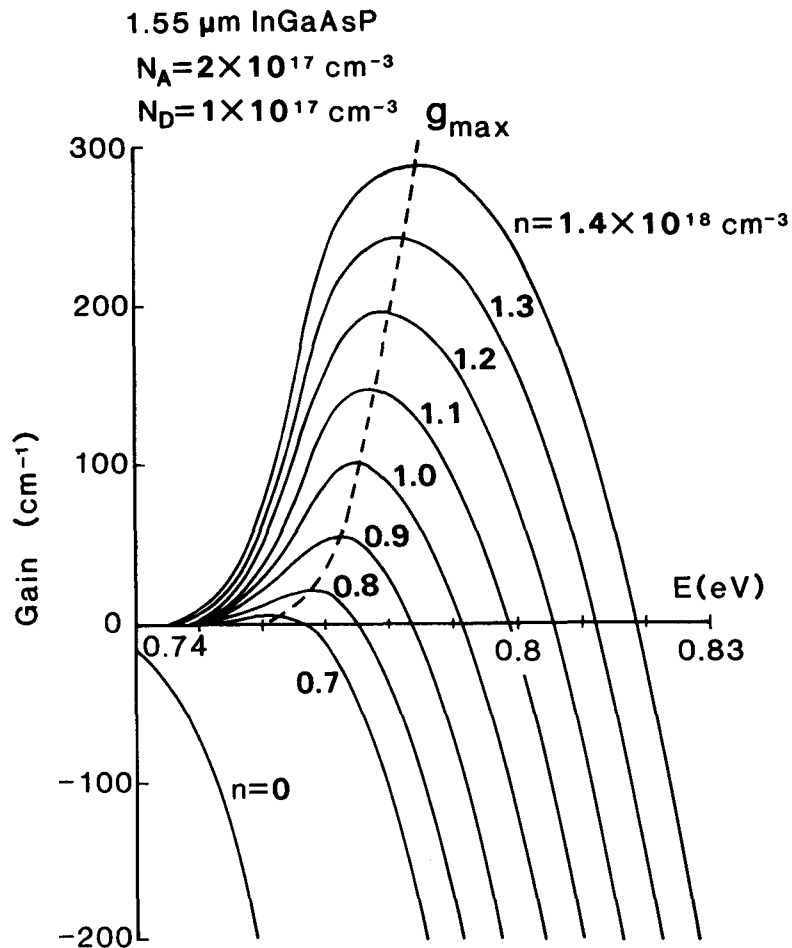


図3-5 利得スペクトルの注入キャリア密度依存性 (InGaAsP)

加に伴う禁制帯幅の減少効果を, GaAs に対する (3-18) 式と同様の依存性を仮定して取り入れている。

1. 55  $\mu\text{m}$  InGaAsP の利得スペクトルを図3-5に, また, これから求めたピーク利得係数の注入キャリア密度依存性を図3-6に示す。GaAs の場合と同様に, バンドフィリングによる利得ピークの高エネルギー (短波長) 側への移動が生じると共に, ピーク利得係数は (3-19) 式で直線近似できる。種々のドーピング濃度を持つ活性層の材料定数  $A_g$ ,  $N_d$  の値を表3-2にまとめて示す。

図3-7に, 上述の利得スペクトルから計算される発光再結合寿命  $\tau_{\text{rad}}$  の注入キャリア寿命依存性を p 形の種々の不純物濃度について一点鎖線で示す。1. 55  $\mu\text{m}$  帯での主要な非発光再結合は, CHSH 過程のオージェ再結合 (伝導帯と重いホールとの間の再結合エネルギーが, 重いホールをスピン分裂軌道の価電子帯にたたき上げるために使われる

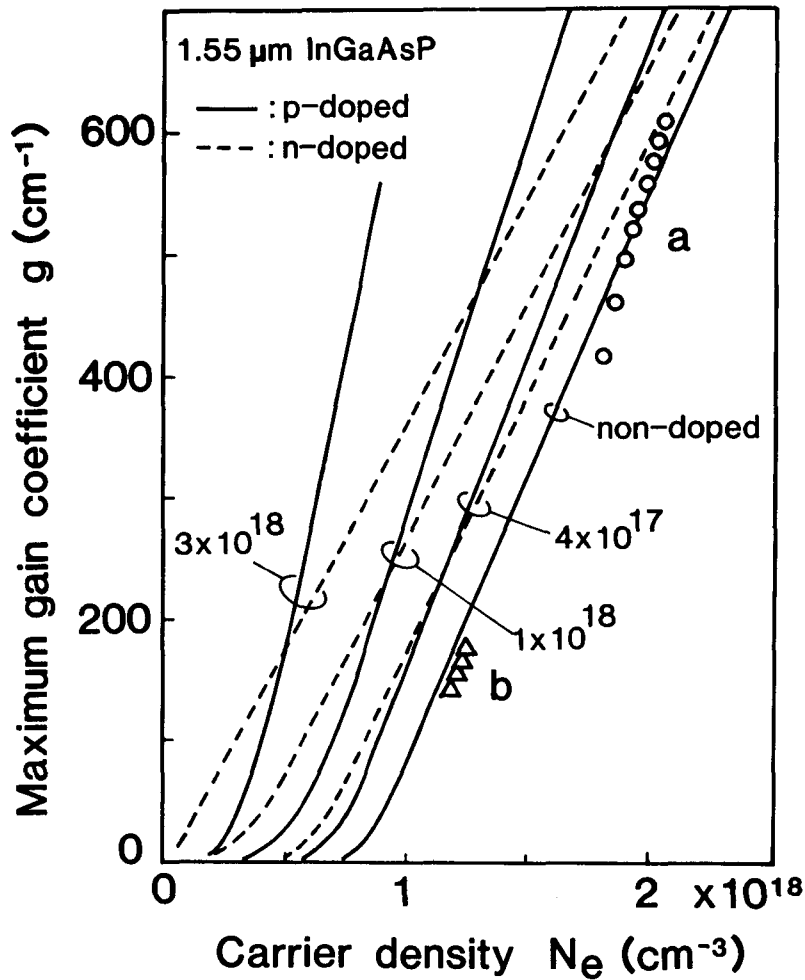


図3-6 ピーク利得係数の注入キャリア密度依存性 (InGaAsP)

過程) であるため<sup>(138)</sup>,  $\tau_{nr}$ としてこれに基づくオージェ寿命 $\tau_{aug}$ <sup>(139)</sup>を用い, 破線で示した。実線は(3-20)式から $\tau_{rad}$ と $\tau_{aug}$ の合成として決定されるキャリア寿命 $\tau_s$ である。ノンドープ活性層の場合,  $\tau_{rad}$ は注入キャリア密度に反比例するのに対し,  $\tau_{aug}$ は注入キャリア密度の2乗に反比例するため,  $\tau_s$ はキャリア密度の大きな領域で急激に減少する。

参考のために, 1.3  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP レーザの利得計算から求めた $A_g$ ,  $N_0$ も表3-3に示す。バンドギャップ波長1.3  $\mu\text{m}$ の組成比は $x = 0.28$ ,  $y = 0.6$ であり, バンド構造パラメータは,  $E_{g0} = 0.96 \text{ eV}$ ,  $m_c/m_0 = 0.057$ ,  $m_{hh}/m_0 = 0.47$ ,  $m_{lh}/m_0 = 0.076$ ,  $\epsilon/\epsilon_0 = 11.2$ ,  $\Delta = 0.26 \text{ eV}$ となる。

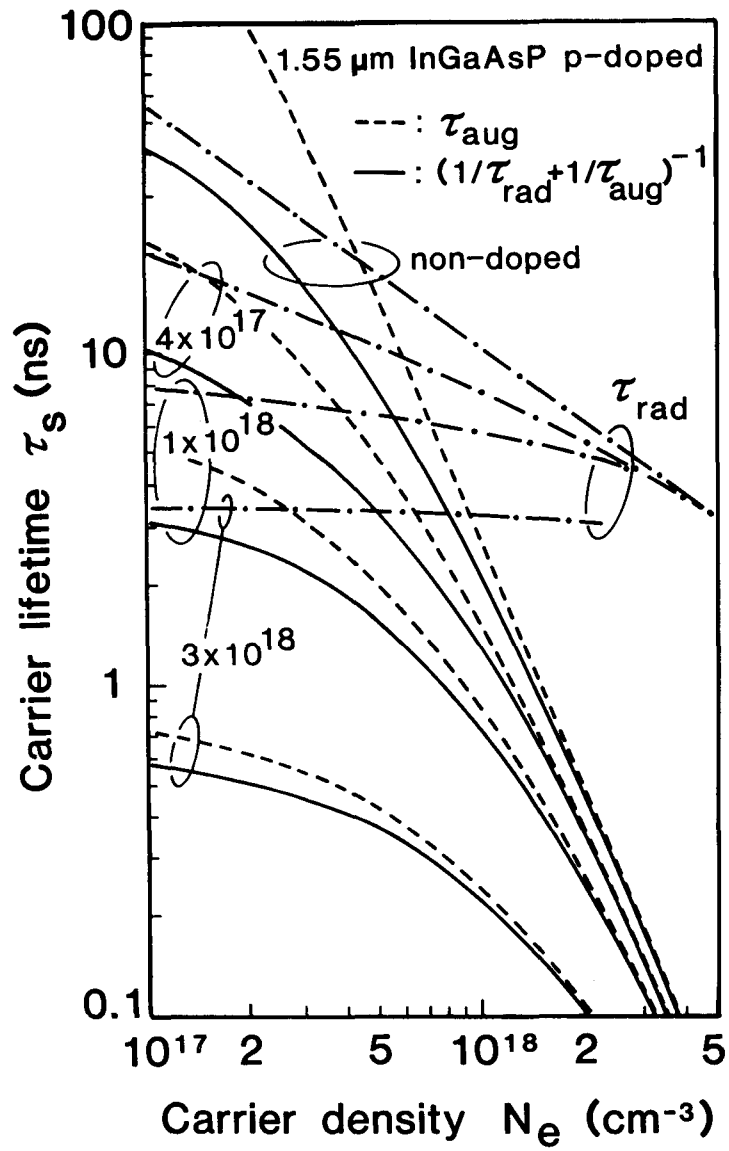


図3-7 キャリア寿命の注入キャリア密度依存性 (InGaAsP)

表3-2 1. 5  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP レーザの  $A_g$ ,  $N_0$  のドーピング濃度依存性

$N_A$	$N_D$	不純物濃度	$A_g$ ( $\text{cm}^2$ )	$N_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
$4 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 3 \times 10^{18}$	$10.0 \times 10^{-16}$	$0.33 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 1 \times 10^{18}$	$6.27 \times 10^{-16}$	$0.55 \times 10^{18}$
$5 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 4 \times 10^{17}$	$5.16 \times 10^{-16}$	$0.69 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 1 \times 10^{17}$	$4.68 \times 10^{-16}$	$0.78 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{16}$	$1 \times 10^{16}$	$p = 1 \times 10^{16}$	$4.63 \times 10^{-16}$	$0.83 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{16}$	$2 \times 10^{16}$	$n = 1 \times 10^{16}$	$4.63 \times 10^{-16}$	$0.83 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$2 \times 10^{17}$	$n = 1 \times 10^{17}$	$4.68 \times 10^{-16}$	$0.78 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$5 \times 10^{17}$	$n = 4 \times 10^{17}$	$4.17 \times 10^{-16}$	$0.60 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$2 \times 10^{18}$	$n = 1 \times 10^{18}$	$3.93 \times 10^{-16}$	$0.33 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$4 \times 10^{18}$	$n = 3 \times 10^{18}$	$3.69 \times 10^{-16}$	$0.04 \times 10^{18}$

$N_A$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): アクセプタ濃度,  $N_D$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): ドナー濃度, 不純物濃度 =  $|N_A - N_D|$   
 $A_g$ :  $g - N_0$  曲線の直線部分の傾き ( $= dg/dN_0$ ),  $N_0$ :  $g - N_0$  曲線の  $g = 0$  への外挿値

表3-3 1. 3  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP レーザの  $A_g$ ,  $N_0$  のドーピング濃度依存性

$N_A$	$N_D$	不純物濃度	$A_g$ ( $\text{cm}^2$ )	$N_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
$5 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 4 \times 10^{18}$	$9.29 \times 10^{-16}$	$0.43 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{18}$	$1 \times 10^{18}$	$p = 1 \times 10^{18}$	$5.40 \times 10^{-16}$	$0.80 \times 10^{18}$
$5 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 4 \times 10^{17}$	$4.82 \times 10^{-16}$	$0.97 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{17}$	$1 \times 10^{17}$	$p = 1 \times 10^{17}$	$4.43 \times 10^{-16}$	$1.06 \times 10^{18}$
$2 \times 10^{16}$	$1 \times 10^{16}$	$p = 1 \times 10^{16}$	$4.40 \times 10^{-16}$	$1.10 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{16}$	$2 \times 10^{16}$	$n = 1 \times 10^{16}$	$4.40 \times 10^{-16}$	$1.10 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$2 \times 10^{17}$	$n = 1 \times 10^{17}$	$4.23 \times 10^{-16}$	$1.06 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{17}$	$5 \times 10^{17}$	$n = 4 \times 10^{17}$	$4.00 \times 10^{-16}$	$0.86 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$2 \times 10^{18}$	$n = 1 \times 10^{18}$	$3.82 \times 10^{-16}$	$0.57 \times 10^{18}$
$1 \times 10^{18}$	$5 \times 10^{18}$	$n = 4 \times 10^{18}$	$3.54 \times 10^{-16}$	$0.06 \times 10^{18}$

$N_A$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): アクセプタ濃度,  $N_D$  ( $\text{cm}^{-3}$ ): ドナー濃度, 不純物濃度 =  $|N_A - N_D|$   
 $A_g$ :  $g - N_0$  曲線の直線部分の傾き ( $= dg/dN_0$ ),  $N_0$ :  $g - N_0$  曲線の  $g = 0$  への外挿値

### 3. 3 レーザ増幅器の構造定数<sup>(82)(120)</sup>

#### 3. 3. 1 モード閉じ込め係数と端面反射率

半導体レーザは図2-1(e)に示したように、高屈折率の活性層が低屈折率のクラッド層に挟まれた導波路構造を有しているため、半導体レーザ内部の光は導波モードとして存在する。半導体導波路の場合はコア、クラッド間の比屈折率差 $\Delta n (= [n_a - n_c] / n_a)$ は数%から10%程度と光ファイバなどの場合に比べて大きい、活性層厚が通常0.1~0.2 $\mu\text{m}$ と波長よりも薄いため、導波モードは活性層の外側に大きくしみだしている。したがって、二重ヘテロ構造により活性層内に閉じ込められた利得媒質と導波モードとの相互作用を議論する際には、この導波モードの全パワーのうち活性層内に存在する光パワーの割合として定義される光モード閉じ込め係数 $\Gamma$ を用いて、(2-2)式などに現れるモード利得係数を $g_{\text{mod}} = \Gamma g$ で与える必要がある。また、共振形増幅器の信号利得[(2-4)式]の評価に重要な半導体レーザの端面反射率 $R$ は導波モードに対する反射率であるため、垂直入射の平面波に対するフレネル反射率<sup>(116)</sup>のような一定値ではなく、偏光方向、モード次数等に依って大きく変化する<sup>(140)</sup>。 $\Gamma$ 、 $R$ は共に活性層厚に強く依存する量であるため、個々の素子定数に基づいた導波モード解析によりこれらの値を求める必要があり、以下にその概略を述べる。

3層のスラブ導波路モデルでは、TE偏波の基本モードは

$$\begin{aligned} E_y &= A_e \cos(\kappa x) \exp[j(\omega t - \beta z)] & |x| < d/2 \\ &= A_e \cos(\kappa d/2) \exp[-\gamma(|x| - d/2)] \exp[j(\omega t - \beta z)] & |x| > d/2 \end{aligned} \quad (3-22)$$

で表される。ここで、 $x$ は膜厚方向にとった座標軸であり、 $A_e$ は定数、 $d$ は活性層厚、 $\kappa$ 、 $\gamma$ はそれぞれコアとクラッド内の $x$ 方向の伝搬定数、 $\beta$ は $z$ 方向の伝搬定数を表し、

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= n_a^2 k_0^2 - \beta^2 \\ \gamma^2 &= \beta^2 - n_c^2 k_0^2 \end{aligned} \quad (3-23)$$

の関係で結ばれる。 $k_0$ は真空中の波数( $= 2\pi/\lambda$ )、 $n_a$ 、 $n_c$ はそれぞれ活性層、クラッド層の屈折率である。 $x = \pm d/2$ での $H_z$ 成分に対する境界条件から得られる

$$\tan(\kappa d/2) = \gamma / \kappa \quad (3-24)$$

の固有値方程式から $\beta$ を求めれば、(3-23)式から $\kappa$ 、 $\gamma$ が決まり、(3-22)式を用いて導波モードの電界分布を決定できる。光モード閉じ込め係数 $\Gamma$ は

$$\Gamma = \frac{\int_0^{d/2} \cos^2(\kappa x) dx}{\int_0^{d/2} \cos^2(\kappa x) dx + \int_{d/2}^{\infty} \cos^2(\kappa d/2) \exp[-2\gamma(x-d/2)] dx} \quad (3-25)$$

で定義され、次式で与えられる<sup>(22)</sup>。

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2(\kappa d/2)}{\gamma [(d/2) + (1/\kappa) \sin(\kappa d/2) \cos(\kappa d/2)]} \right\}^{-1} \quad (3-26)$$

一方、半導体レーザ結晶をへき開して得られる導波路端面での反射率は、端面での導波モードと放射モードを含む全電界に対する境界値問題を数値解析によって解くことにより求められる<sup>(140)(21)</sup>。

1. 55 μm InGaAsPレーザのTE基本モードに対して計算した光モード閉じ込め係数 $\Gamma_{TE}$ と端面反射率 $R_{TE}$ の活性層厚依存性を、図3-8にそれぞれ破線と実線で示す。ここでは、 $n_a = 3.524$ <sup>(141)</sup>、 $n_c = 3.17$ の屈折率値を用いている。 $\Gamma_{TE}$ は活性層厚 $d$ と共に急激に増加し、 $d = 0.5 \mu\text{m}$ 以上ではゆっくり1に漸近する。一方、 $R_{TE}$ は $d$ が0から $0.4 \mu\text{m}$ 付近まで増加する間に42%まで急激に増加し、その後ゆっくり減

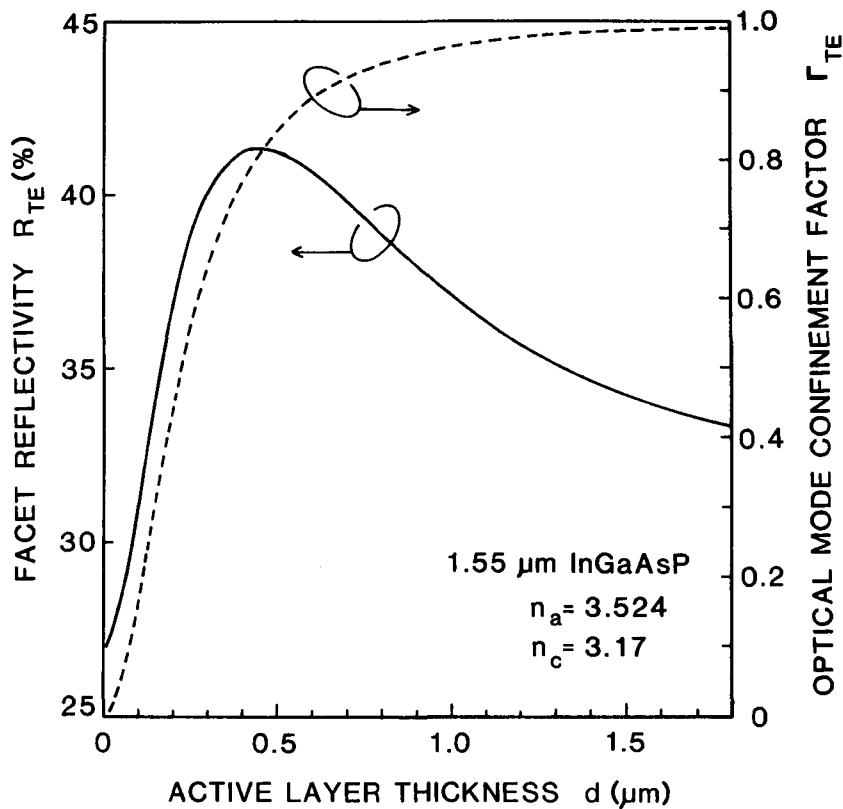


図3-8 TE基本モードに対する端面反射率，モード閉じ込め係数の活性層厚依存性

少して垂直入射のフレネルの反射率に近づく。

この端面反射率の振舞いは物理的に以下のように理解できる<sup>(22)</sup>。導波モードは端面に垂直入射する単一の平面波ではなく、多くの角度成分を持つ素平面波の重ね合わせとして表すことができる<sup>(142)(143)</sup>。dが大きき平面波に近い状態からdを減少させて行くに連れてモードサイズが減少し、端面に垂直な成分以外の角度成分が増加する。半導体レーザのTEモードは全反射角を持つ偏波成分であるため、大きな角度成分の増加にともなって $R_{TE}$ は増加する。dが媒質内波長の $\lambda/n_a$ に近づくと、モードサイズは最小となり、回折により大きな角度成分が最も多くなるため、 $R_{TE}$ は最大となる。dが $\lambda/n_a$ より小さくなると、 $\Gamma_{TE}$ の減少に見られるようにモード分布はクラッド層に広がりモードサイズが増加するため $R_{TE}$ は減少し、 $d=0$ で $n_c$ に対する垂直入射のフレネル反射率に一致する。一方、TMモードは反射率が0となるブリュースタ角を持つ偏波成分であるため、上と同様の大きな角度成分の増減の議論から、 $R_{TM}$ は $d=\lambda/n_a$ 付近で極小値を取ることが容易に理解できる。図には示さないが、 $R_{TM}$ のd依存性は図3-8の $R_{TE}$ を上下逆にした形となり、 $R_{TE}$ は $R_{TM}$ より常に大きくなる<sup>(140)</sup>。このことが半導体レーザがTEモードで発振する理由であり、増幅器信号利得の入力信号光偏波面依存性の原因ともなる(第4章)。偏波面依存性のもう一つの要因はモード閉じ込め係数である。TMモードに対する閉じ込め係数 $\Gamma_{TM}$ は $\Gamma_{TE}$ と同様の振舞いをするが、その値は常に $\Gamma_{TM} < \Gamma_{TE}$ の関係にある。

### 3. 3. 2 光モード体積と活性領域体積

利得飽和を支配する活性層中の光強度や自然放出光係数 $\beta$ を決定する上で重要な光モード体積 $V_0$ は、活性層厚d、横モード幅w、増幅器長Lと(3-25)式の光モード閉じ込め係数 $\Gamma$ を用いて、

$$V_0 = d w L / \Gamma \quad (3-27)$$

で与えられる。横モード幅は遠視野像のビーム広がり角や近視野像幅の値から求められる<sup>(21)(22)</sup>。注入キャリア密度を求めるために必要な活性領域体積 $V_e$ は、CSP(Channeled Substrate Planar)レーザ<sup>(144)</sup>のように電流注入のストライプ幅が横モード幅wよりも広い場合には、光モードと実効的に相互作用する注入キャリアの効率を表す $\eta_{inject}$ を用いて、

$$V_e = d w L / \eta_{inject} \quad (3-28)$$

と表される。ただし、埋め込み(BH)構造レーザ<sup>(45)</sup>のように利得領域幅が導波路幅に



一致している場合には、 $\eta_{\text{inject}} = 1$  となり、(2-31)式が成り立つ。

### 3. 3. 3 光子寿命と自由キャリア吸収

増幅器の発振しきい値を支配する光子寿命 $\tau_p$ は

$$\tau_p = \{v_g[\alpha + (1/L) \ln(1/\sqrt{R_1 R_2})]\}^{-1} = \{v_g \Gamma g_{\text{th}}\}^{-1} \quad (3-29)$$

で与えられる。光子寿命はしきい値でのモード利得 $g_{\text{mod,th}} = \Gamma g_{\text{th}}$ と直接関係付けられ、 $\Gamma$ を知れば、動作点の利得係数 $g$ を決定することができる。

(3-29)式に現れる群速度 $v_g$ は、真空中の光速 $c$ と群屈折率 $n_g$ から

$$v_g = c / n_g \quad (3-30)$$

で与えられる。ここで、群屈折率 $n_g [= n - \lambda \cdot (dn/d\lambda)]$ は屈折率の波長分散を含んだ量であり、レーザの自然放出光スペクトルの縦モード間隔波長 $\Delta\lambda$ を測定し、

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2 n_g L) \quad (3-31)$$

の関係から $n_g$ を求めた。

また、(3-29)式に現れる吸収係数 $\alpha$ は、1.5 $\mu\text{m}$ 帯のInGaAsP増幅器a, bでは同一ウエハから切り出したレーザの外部微分量子効率の共振器長依存性の測定<sup>(22)</sup>から求めた。 $\alpha$ が主に自由キャリア吸収を表すとすると、活性層とクラッド層の吸収係数 $\alpha_{\text{act}}$ ,  $\alpha_{\text{clad}}$ を用いて

$$\alpha = \Gamma \alpha_{\text{act}} + (1 - \Gamma) \alpha_{\text{clad}} \quad (3-32)$$

と表すことができる。増幅器a, bの測定値から求まる $\alpha_{\text{act}} = 51.7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{clad}} = 16.2 \text{ cm}^{-1}$ の値を用いて、(3-32)式で増幅器c, dの吸収係数 $\alpha$ を求めている。一方、0.8 $\mu\text{m}$ 帯のGaAs-CSP増幅器の吸収係数としては、利得ピークの長波長側での自然放出光スペクトルの測定から求めた文献35の値 $\alpha = 13 \text{ cm}^{-1}$ を用いた。

## 3. 4 進行波形増幅器用反射防止膜<sup>(147)(149)</sup>

### 3. 4. 1 半導体レーザ端面への反射防止膜の設計

空気中に置かれた屈折率 $n_s$ の均一媒質に垂直に入射する波長 $\lambda$ の平面波に対する反射防止膜の条件は、膜の屈折率と厚さをそれぞれ $n_f$ ,  $h_f$ として

$$n_f = \sqrt{n_s}, \quad n_f h_f / \lambda = 1/4 \quad (3-33)$$

で与えられ、反射率は完全に0となることが知られている<sup>(116)</sup>。

一方、半導体レーザー中の導波光は異なる波数ベクトルを持つ素平面波成分によって構成されている<sup>(142)(143)</sup>ため、その端面への反射防止膜の条件は(3-33)式とは異なる。Clarke<sup>(145)</sup>やEisenstein<sup>(146)</sup>は、角度スペクトル成分に分解された各素面波について反射防止膜に対するフレネル係数を考慮することにより、反射防止膜を施した半導体レーザーの端面反射率を計算した。しかし、彼らは均質な活性媒質中のガウス形ビームを仮定していたため、活性層とクラッド層の屈折率が陽に入った解析となっておらず、最適な反射防止膜条件の(3-33)式との差や、その活性層厚 $d$ への依存性が不明確であった。

半導体レーザー端面への反射防止膜の最適設計条件をレーザー活性層の構造定数と直接関係づけるため、本解析<sup>(147)</sup>ではスラブ導波路モデルに基づく導波モードに角度スペクトル分解の手法を適用する(図3-9)。半導体レーザーのTE基本モードの電界分布は(3-22)式で与えられ、これは $z=0$ にある反射防止膜への入射電界 $E_{inc}(x)$ となる。この $E_{inc}(x)$ をフーリエ変換することにより、入射電界の角度スペクトル $F_{inc}(s)$ が以下のように求められる。

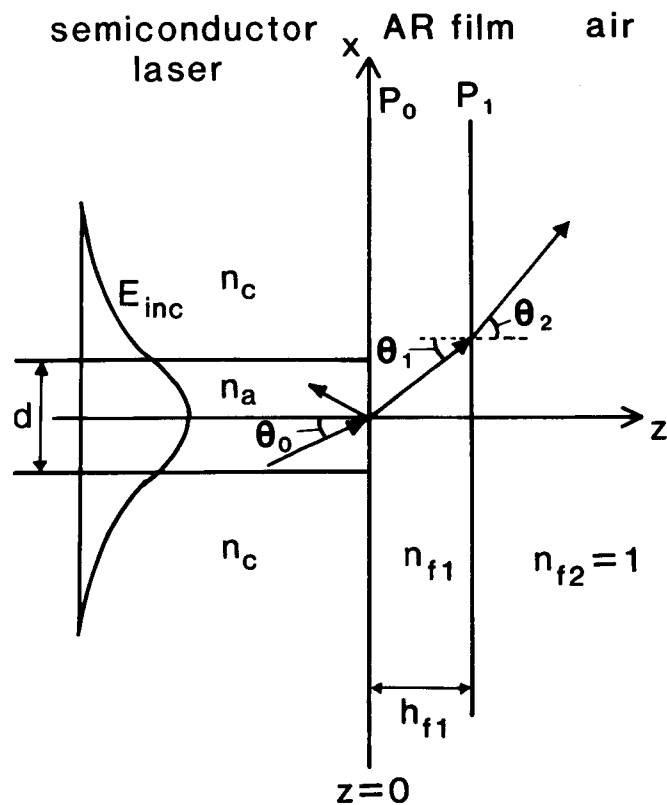


図3-9 反射防止膜付き半導体レーザーの解析モデル

$$\begin{aligned}
F_{inc}(s) &= 2 \int_0^{d/2} E_{inc}(x) \exp(jk_a s x) dx + 2 \int_{d/2}^{\infty} E_{inc}(x) \exp(jk_c s x) dx \\
&= A_e \left[ \frac{\sin(\kappa + k_a s) d/2}{\kappa + k_a s} + \frac{\sin(\kappa - k_a s) d/2}{\kappa - k_a s} \right] \\
&\quad + \frac{2 A_e}{\gamma^2 + k_c^2 s^2} \cos(d\kappa/2) [\gamma \cos(dk_c s/2) - k_c s \cdot \sin(dk_c s/2)] \\
&\equiv F_{inc-a}(s) + F_{inc-c}(s) \tag{3-34}
\end{aligned}$$

ここで、 $s = \sin \theta_0$  ( $\theta_0$ : 半導体中の入射角),  $k_a = n_a k_0$ ,  $k_c = n_c k_0$  はそれぞれ活性層, クラッド層内の位相定数である。角度成分  $s$  に対するフレネルの反射係数  $r(s)$  は, 屈折率  $n_{f1}$ , 膜厚  $h_{f1}$  の単層反射防止膜に対して

$$r(s) = \frac{(m_{11} + m_{12} p_2) p_0 - (m_{21} + m_{22} p_2)}{(m_{11} + m_{12} p_2) p_0 + (m_{21} + m_{22} p_2)} \tag{3-35}$$

で与えられる<sup>(116)</sup>。ここで、 $m_{11}, m_{12}, m_{21}, m_{22}$  は特性行列  $M_1$  の要素であり,

$$\begin{aligned}
m_{11} &= m_{22} = \cos \delta, \quad m_{12} = -(j/p_1) \sin \delta, \quad m_{21} = -j p_1 \sin \delta \\
\delta &= (2\pi/\lambda) n_{f1} h_{f1} \cos \theta_1 \\
p_i &= n_{fi} \cos \theta_i \quad (i = 0, 1, 2) \tag{3-36}
\end{aligned}$$

で与えられる<sup>(116)</sup>。ただし、 $n_{f0}$  は活性層およびクラッド層に対して, それぞれ,  $n_a, n_c$  を表し,  $n_{f2}$  は空気の屈折率で 1 となる。

活性層およびクラッド層に分布する電界成分の角度スペクトル成分  $F_{inc-a}(s)$ ,  $F_{inc-c}(s)$  に, 各々の領域に対するフレネル反射係数  $r_a(s)$ ,  $r_c(s)$  を乗じることにより, 反射電界スペクトル  $F_{ref}(s)$  が以下のように求まる。

$$F_{ref}(s) = - [r_a(s) \cdot F_{inc-a}(s) + r_c(s) \cdot F_{inc-c}(s)] \tag{3-37}$$

$z = 0$  における反射電界  $E_{ref}(x)$  は  $F_{ref}(s)$  のフーリエ逆変換によって与えられ, これを用いて半導体レーザ端面での TE モードに対する反射率  $R$  が次式で求められる。

$$R = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}(x) E_{ref}(x) dx \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}(x)^2 dx \right|^2} \tag{3-38}$$

(3-34) ~ (3-38) 式を用いて行った数値計算の結果を以下に示す。活性層厚  $0.11 \mu\text{m}$  の InGaAsP 半導体レーザに膜厚  $0.22 \mu\text{m}$  の反射防止膜を施した場

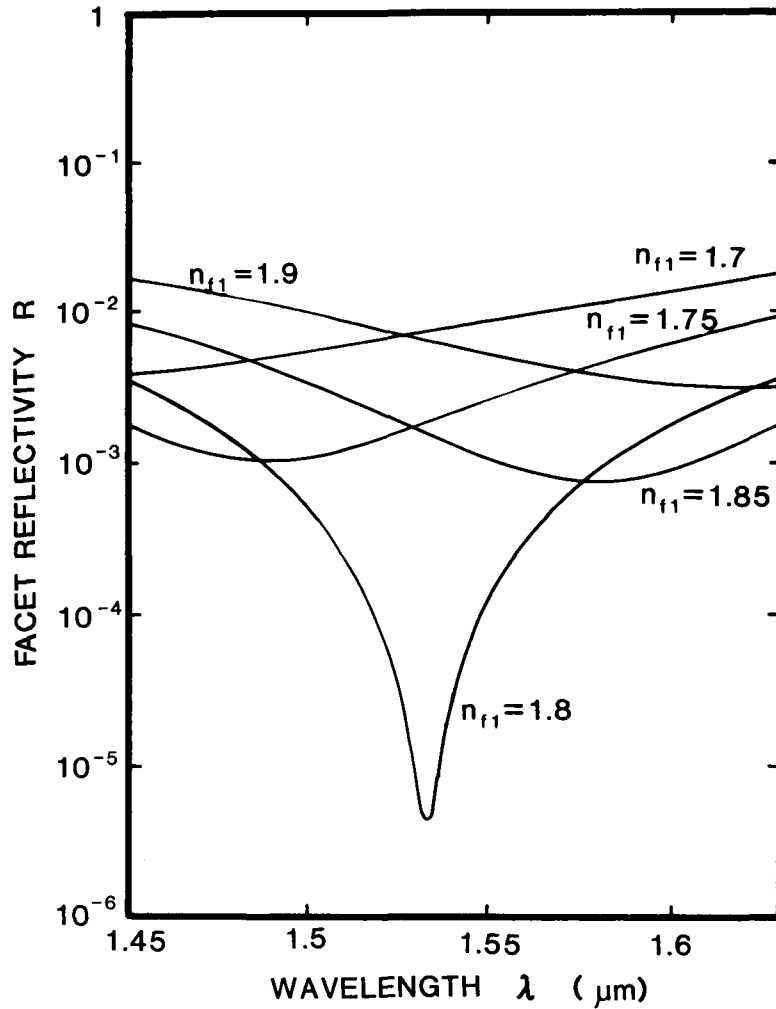


図3-10 反射防止された半導体レーザ端面反射率の波長依存性  
 ( $d = 0.11 \mu\text{m}$ ,  $h_{f1} = 0.22 \mu\text{m}$ )

合の端面反射率の波長依存性を、膜の屈折率をパラメータとして図3-10に示す。屈折率と膜厚を最適値に設定した反射防止膜では、 $10^{-5}$ 以下の最低反射率が得られ、 $10^{-4}$ および $10^{-3}$ 以下に反射率が低減される波長幅はそれぞれ30nm、100nmまで広がる。屈折率が最適値からずれた場合には、最低反射率は下がらず、平坦な波長特性となる。したがって、高精度な反射防止膜を実現するためには、まず、①最適屈折率を決定した後に、②使用波長に最低反射率波長を設定するための膜厚の最適化を行う必要がある。

1.  $55 \mu\text{m}$ 波長に対する反射防止膜の最適屈折率  $n_{opt}$  と規格化膜厚  $n_{opt} h_{opt} / \lambda$  の活性層厚依存性を図3-11(a), (b)に実線で示す。 $n_{opt}$ は  $d = \lambda / n_a$ 付近で最大値を持ち、 $d$ が小さくなるに従って $\sqrt{n_c}$ に、また、大きくなるに従って $\sqrt{n_a}$ に近づく。これは、 $d = 0$ および $d = \infty$ の極限ではそれぞれ屈折率  $n_c$ および  $n_a$ の均質媒質中で

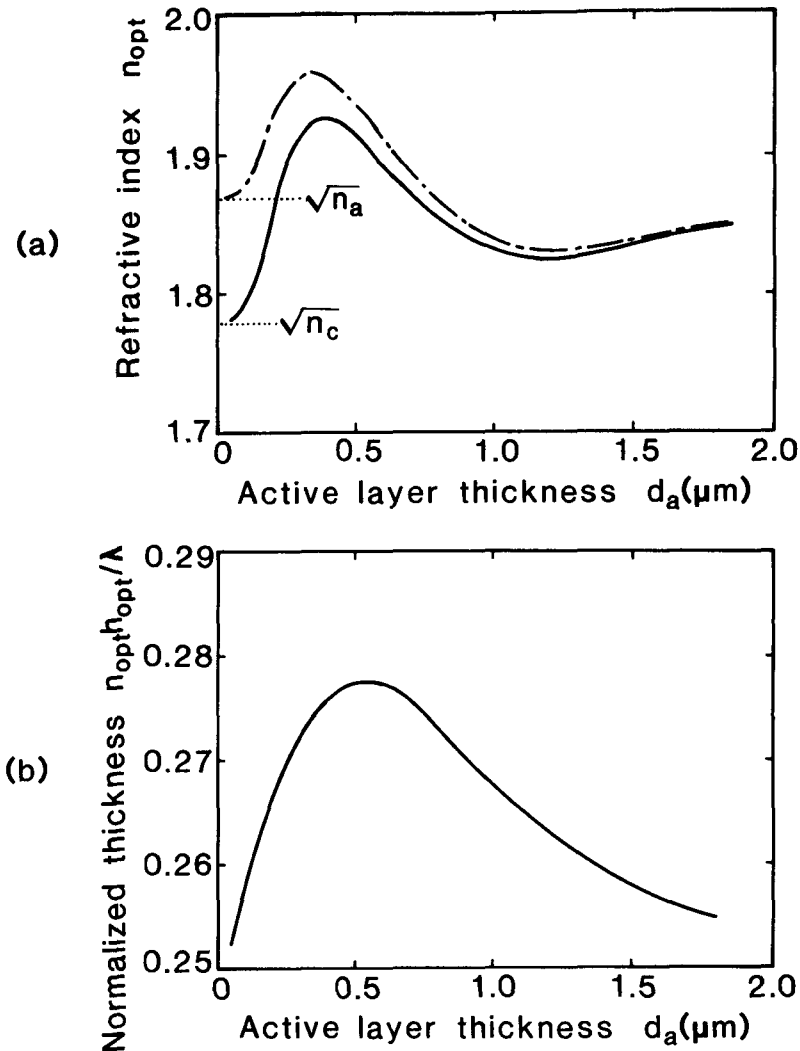


図3-11 反射防止膜の (a) 最適屈折率, (b) 最適規格化膜厚の  
 活性層厚依存性 ( $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ )

の平面波に近づくためであり, (3-33) 式の単一平面波の結果に一致する。 $d = \lambda / n_a$  では大きな角度成分を持つ素面波の割合が増大するため, 反射防止膜に入射する前に  $z = 0$  の界面 ( $P_0$ ) で全反射される成分が増える。この成分による反射は反射防止膜と空気との界面 ( $P_1$ ) で全反射される成分や  $P_0$  と  $P_1$  の両者で部分反射される角度成分に起因する反射と異なり, 反射防止膜の膜厚の制御により低減することができず,  $P_0$  面での全反射に対する臨界角を大きくしてこの成分からの反射を抑圧する必要がある。この臨界角は  $\arcsin(n_{r1} / n_a)$  あるいは  $\arcsin(n_{r1} / n_c)$  で与えられるため, 低反射率を得るためには  $n_{r1}$  を  $n_a, n_c$  に近づけねばならず, その結果として  $n_{opt}$  は  $d = \lambda / n_a$  付近で最大値を持つ。

同図 (a) の一点鎖線は文献 145, 146 のように半導体レーザ内の屈折率を全て活性層の屈折率  $n_a$  として計算した結果であり,  $d = 0$  の極限で  $n_{opt}$  は  $\sqrt{n_a}$  に近づく。実線と一点鎖線の差は  $d < \lambda / n_a$  の領域で特に著しく, 通常の横モードが安定化された半導体レーザの活性厚が  $0.1 \sim 0.2 \mu\text{m}$  であることを考えると, 高精度な反射防止膜を実現するためにはクラッド層屈折率の影響を適切に取り入れた本解析の結果 (実線) を用いて設計を行うことが不可欠である。

また, 図 3-11 (b) の規格化膜厚  $n_{opt} h_{opt} / \lambda$  は,  $d$  が小さい場合と大きい場合の両方の極限で (3-33) 式で与えられる  $0.25$  に近づくが,  $d = \lambda / n_a$  付近ではこれより  $10\%$  程度大きな最大値を持つ。

なお, 導波モード解析から求まる等価屈折率  $n_{eff} (= \beta / k_0)$  に対して, 単一平面波で成立する (3-33) 式を適用して  $n_{opt}$  を求めようとする試みもあるが,  $n_{eff}$  は活性層厚  $d$  に関して緩やかな単調増加関数であることを考慮すると, 図 3-8 のへき開端面反射率が  $n_{eff}$  を用いた垂直入射時のフレネル反射率で表せないのと同様に,  $n_{eff}$  だけの議論からは図 3-11 の  $n_{opt}$  に対する  $d = \lambda / n_a$  でのピークの存在を説明できない。

### 3.4.2 反射防止膜の作製と評価

前項の解析に基づく設計論に従って,  $1.5 \mu\text{m}$  帯 InGaAsP 半導体レーザ端面への反射防止膜を作製した<sup>(147)</sup>。反射防止膜の材料として, 酸素雰囲気中での蒸着による  $\text{SiO}_x$  ( $1 < x < 2$ ) 膜を用いた。この膜は図 3-12 に示すように, 酸素分圧を調整す

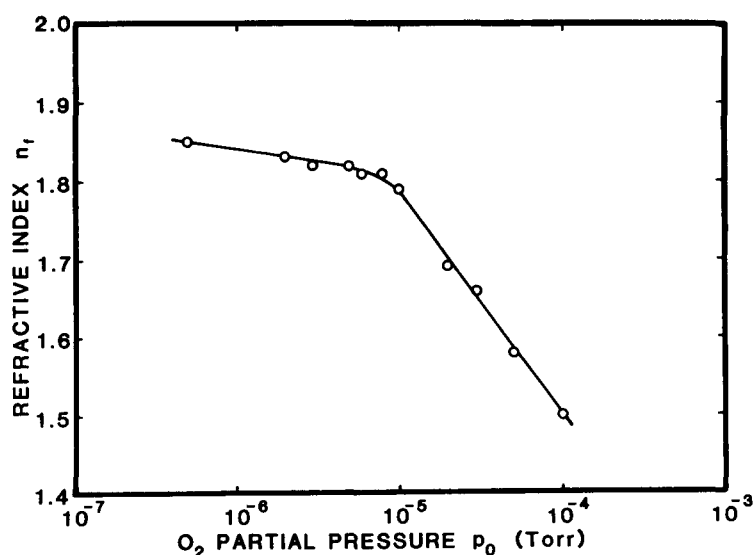


図 3-12 酸素分圧に対する  $\text{SiO}_x$  膜の屈折率 (蒸着速度:  $3.5 \text{ \AA} / \text{s}$ )

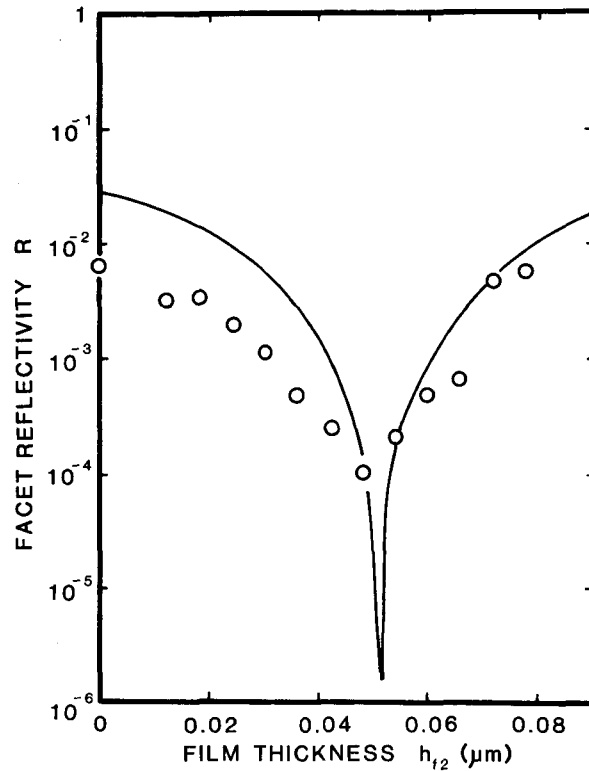


図3-13 端面反射率の膜厚依存性 ( $\lambda = 1.54 \mu\text{m}$ )  
 (2層コート:  $n_{r1} = 1.82$ ,  $h_{r1} = 0.1816 \mu\text{m}$ ;  $n_{r2} = 1.65$ )

ることによりその屈折率値の制御が可能という特徴を持つ。活性層厚  $0.11 \mu\text{m}$  のレーザの片端面にこの  $\text{SiO}_x$  膜による反射防止を行った場合の端面反射率の膜厚に対する変化を図3-13に示す。上述の単層膜に対する解析では  $n_{opt} = 1.81$  であるが、ここでは、屈折率と膜厚に対する許容度が大きくなる2層膜を用い、第1層目に  $n_{r1} = 1.82$ ,  $h_{r1} = 0.1816 \mu\text{m}$  の膜を形成した後、第2層目として屈折率値  $1.65$  の膜を  $80 \text{ nm}$  まで順次堆積させた。反射率の評価は、増幅された自然放出光スペクトルの山谷比  $v$  を回折格子分光器で測定し、(2-7)式を用いて行った。具体的には、まず、反射防止を行う前にしきい値の  $0.9$  倍のバイアス状態で  $v$  値を測定し、へき開面反射率  $R_1 = R_2 = 0.316$  を用いて  $G_s$  を求めておく。次に、反射防止後に同一の電流値で  $v$  値を測定し、先に求めた  $G_s$  と片方のへき開面反射率  $R_2$  と共に(2-7)式に代入すれば、反射防止された端面の反射率  $R_1$  が求められる。実験値は2層反射防止膜に対して計算した実線の理論値とほぼ対応が付き、最低反射率として  $1 \times 10^{-4}$  が得られた。ここで得られた反射率の値は窒化シリコン膜で報告されている最小の値<sup>(148)</sup>と同程度であり、進行波形光増幅器用の反射防止膜(2.2.4項参照)として使用可能である。

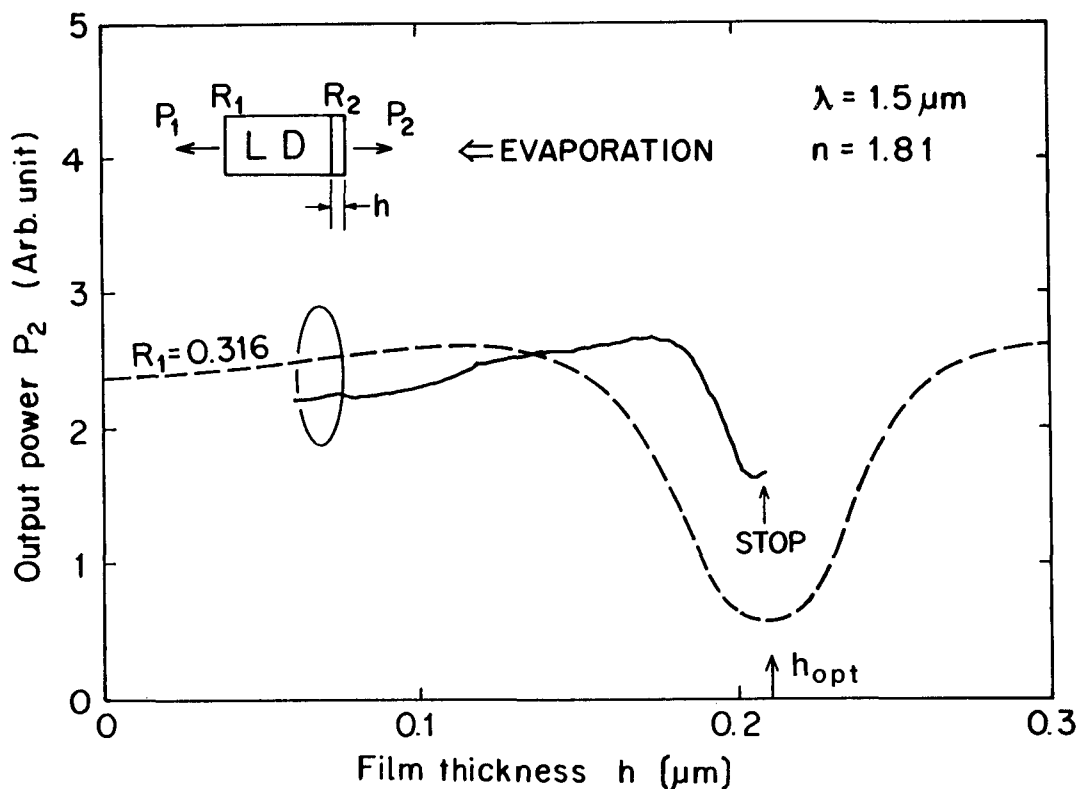


図3-14 反射防止膜蒸着中のモニター光強度の膜厚依存性

さらに、単層反射防止膜の膜厚制御を膜形成と同時にを行うため、蒸着源側を向く端面からの出力光強度をモニターしながら蒸着を行った<sup>(149)</sup>。このパワーモニター法の特徴は、反射防止を行う前のしきい値電流よりも大きな一定電流でレーザを動作させたことである。その結果、図3-14の実線に示す様なパワーの変化が観測され、これから、パワーが最小となる時点で蒸着を停止することにより、最適膜厚の反射防止膜を容易に作製することができる。ここで検出されるパワー変化の原因は以下のように理解できる。最初、レーザは発振しており、反射防止膜厚の増加と共に反射率が低下しはじめる。これに伴って発振しきい値は上昇するが、最初設定したバイアス電流はこの時点でのしきい値よりまだ大きく、発振は続いている。この時、反射率の低下に伴う発振光の取り出し効率の向上により検出パワーはゆっくり増加する。さらに反射率が低下して、しきい値がバイアス電流よりも上昇すると発振が停止し、図3-14に示すように光パワーは急激に減少する。このパワーの極小点は最適膜厚に対応し、最小の反射率が得られる。破線は多モードレート方程式による計算結果であり、実験結果を定性的に説明している。

しきい値以上のバイアス電流でこのパワーモニターを行うことの最大の利点は、反射率



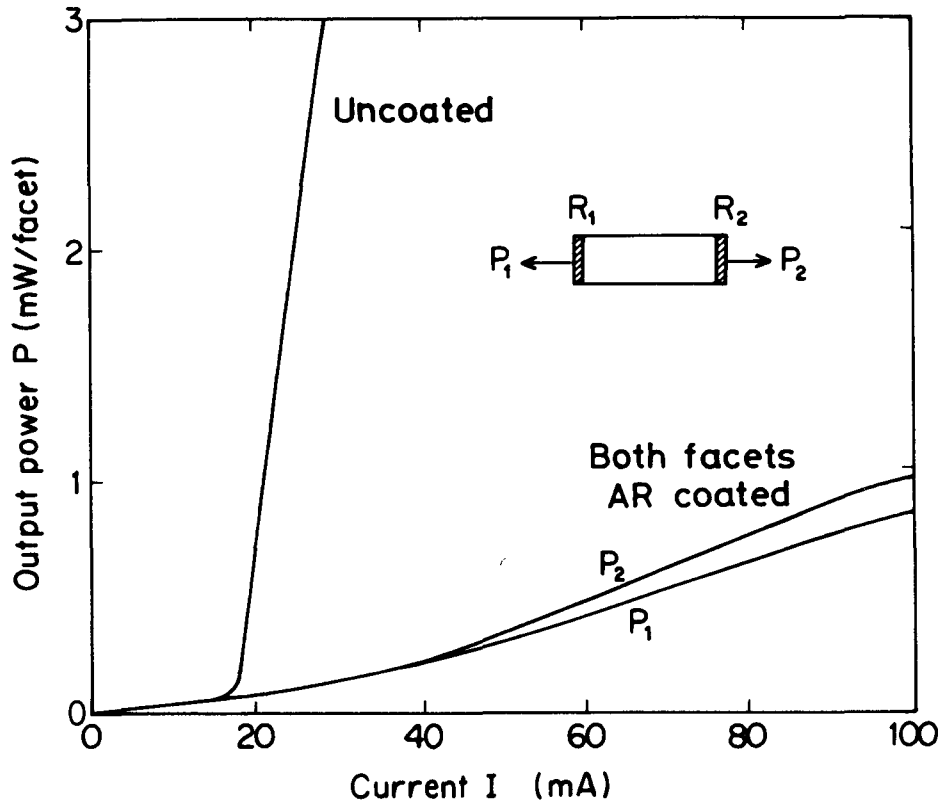


図3-15 反射防止膜形成前と後の光出力-注入電流特性

の低減に伴って注入キャリア密度の増加とこれに伴うバンドフィリングによる利得ピーク波長の短波長側への移動が自動的に起こり、結果的に、バイアス電流で規定された最大のキャリア密度での利得ピークに最低反射率波長が一致する反射防止膜が得られることである。したがってこの方法は、最低反射率波長を元のしきい値での波長に比べて短波長側に設定する必要がある進行波形光増幅器用の反射防止膜作製法として適している。

両端面に反射防止膜を施して作製した進行波形光増幅器（表3-5中の素子c）<sup>(69)</sup>の光出力対注入電流特性を反射防止前の特性と共に図3-15に示す。両面の反射防止により、元の発振しきい値電流  $I_{th0}$  ( $= 17.7 \text{ mA}$ ) の5.7倍に当たる100 mAまで電流を増加させても、レーザ発振は完全に抑えられている。各端面での光出力値が僅かに異なるが、これは反射率の差による。この素子の反射防止を施す前と後のTEモード出力光のスペクトルを図3-16(a), (b)に示す。(a)は元の発振しきい値電流  $I_{th0}$  の0.94倍のスペクトルであり、ピーク波長は $1.536 \mu\text{m}$ 、共振形レーザ増幅器としての共振時信号利得は約15 dBである。(b)の進行波形光増幅器のスペクトルでは、100 mAの高注入電流でも残留の反射率によるファブリペロモードはごく僅かしか観測

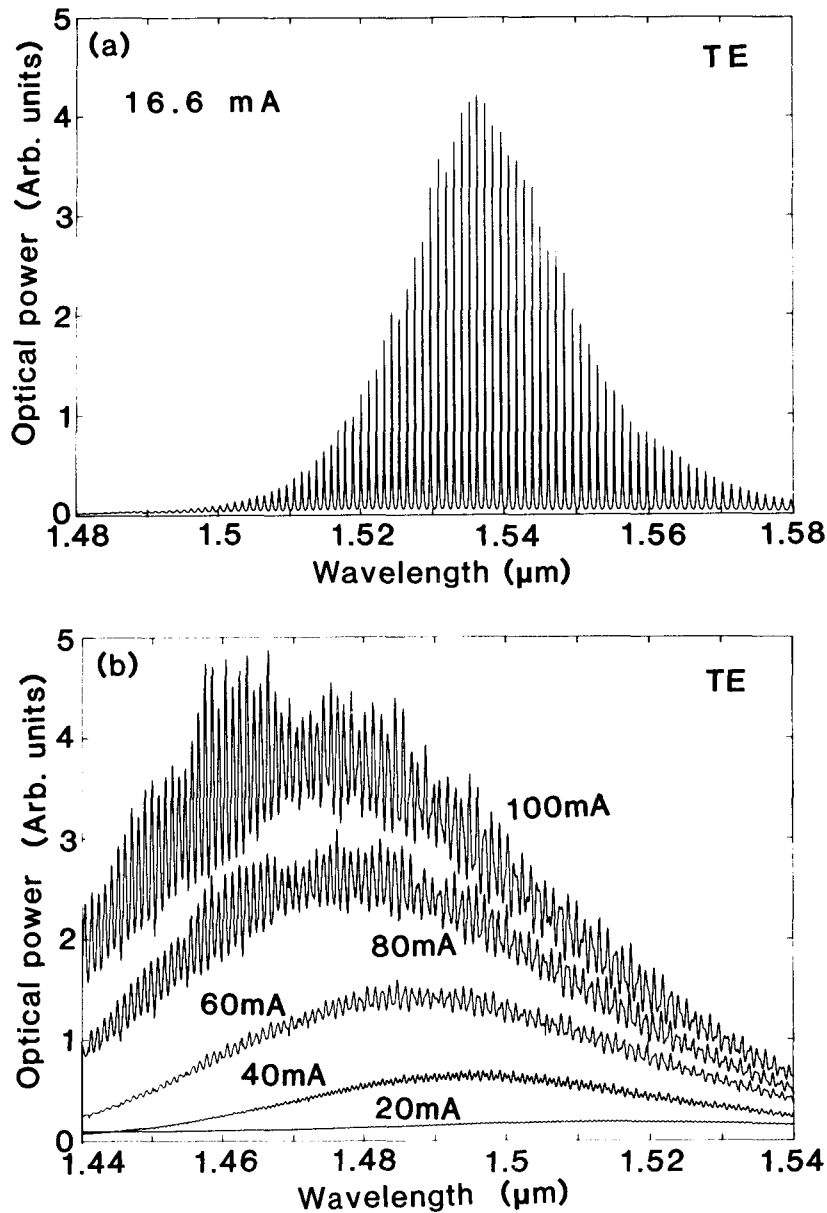


図 3 - 1 6 出力光の T E 偏波成分スペクトル

( a ) 両端へき開面 ( 反射防止前 )

( b ) 両端に反射防止膜付き ( 進行波形レーザ増幅器 )

されない。さらに、電流が  $I_{th0}$  から 100 mA まで増加する間に、バンドフィリングによって利得ピーク波長は 60 nm 以上短波長側へ移動している。ここで実現した進行波形光増幅器の残留反射率の値は 0.04% であることが、4.4.1 項で述べる光注入法による信号利得測定の実験から明らかになっている。

以上の実験結果から、3.4.1 項の設計法に基づいて作製した反射防止膜が進行波形光増幅器を実現する上で十分な性能を持つことが明かとなった。

### 3. 5 本研究に使用した半導体レーザ増幅器の材料・構造定数

4章以下で光増幅器のデバイス基本特性の実験・解析に使用する光増幅素子の材料および構造定数をGaAs-CSP<sup>(144)</sup>増幅器に対する表3-4と1.5μm帯InGaAs P増幅器に対する表3-5にまとめて示す。

表3-4 GaAs-CSP増幅器の素子，構造および材料定数

形式		共振形増幅器		
増幅器		A	B	C
活性層		ノンドープ	ノンドープ	ノンドープ
-----				
[素子定数]				
発振波長	$\lambda$ (nm)	827	824	824
発振しきい値	$I_{th}$ (mA)	95	83	163
群屈折率	$n_g$	4.18	4.15	4.0
吸収係数	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	13	13	13
活性層厚	$d$ (μm)	0.06	0.06	0.06
横モード幅	$w$ (μm)	7.3	7.3	7.3
共振器長	$L$ (μm)	300	300	1100
端面反射率	$R_{1,2}$ (%)	(6, 32)	(32, 32)	(32, 32)
電流注入効率	$\eta_{inject}$	0.36	0.295	0.375
-----				
[構造定数]				
閉じ込め係数	$\Gamma$	0.132	0.132	0.132
光モード体積	$V_0$ (cm <sup>3</sup> )	$9.9 \times 10^{-10}$	$9.9 \times 10^{-10}$	$3.6 \times 10^{-9}$
光子寿命	$\tau_p$ (ps)	1.75	2.7	5.9
-----				
[材料定数]				
$A_g (=dg/dN_0)$	(cm <sup>2</sup> )	$3.53 \times 10^{-16}$	$3.53 \times 10^{-16}$	$3.53 \times 10^{-16}$
$N_0$	(cm <sup>-3</sup> )	$1.39 \times 10^{18}$	$1.39 \times 10^{18}$	$1.39 \times 10^{18}$
キャリア寿命*	$\tau_s$ (ns)	1.9	2.1	2.4

\*しきい値キャリア密度での値

表3-5 InGaAsP増幅器の素子，構造および材料定数

形式		共振形増幅器		進行波形増幅器	
増幅器		a	b	c	d
活性層		ノンドープ	ノンドープ	ノンドープ	ノンドープ
構造		BH	BH	BH	DCP-BH
[素子定数]					
発振波長	$\lambda$ (nm)	1504	1536	1480 (1536)	1515 (1560)
発振しきい値	$I_{th}$ (mA)	36.4	20.2	(17.7)	(35)
群屈折率	$n_g$	3.53	3.8	3.53	3.6
吸収係数	$\alpha$ ( $cm^{-1}$ )	21	29	23	24
活性層厚	$d$ ( $\mu m$ )	0.09	0.17	0.11	0.10
横モード幅	$w$ ( $\mu m$ )	2.8	2.7	1.0	1.5
共振器長	$L$ ( $\mu m$ )	190	290	300	300
端面反射率	$R_{1,2}$ (%)	(30.4, 30.4)	(35.2, 35.2)	(0.123, 0.013)	(0.03, 0.03)
[構造定数]					
閉じ込め係数	$\Gamma$	0.136	0.361	0.191	0.225
光モード体積	$V_0$ ( $cm^3$ )	$3.52 \times 10^{-10}$	$3.69 \times 10^{-10}$	$1.73 \times 10^{-10}$	$2.0 \times 10^{-10}$
光子寿命	$\tau_p$ (ps)	1.4	1.95	0.42	0.41
[材料定数]					
$A_g$ (=dg/dN <sub>e</sub> ) ( $cm^2$ )		$4.63 \times 10^{-16}$	$4.63 \times 10^{-16}$	$4.63 \times 10^{-16}$	$4.63 \times 10^{-16}$
$N_0$ ( $cm^{-3}$ )		$8.3 \times 10^{17}$	$8.3 \times 10^{17}$	$8.3 \times 10^{17}$	$8.3 \times 10^{17}$
キャリア寿命* $\tau_s$ (ns)		0.4	1.4	0.1	0.1

\*しきい値キャリア密度での値

### 3. 6 むすび

本章では、半導体レーザ増幅器の動作特性を記述する上で重要な材料定数・構造定数を理論的に明らかにすると共に、進行波形光増幅器の実現に不可欠な半導体レーザ端面への高性能な反射防止膜の設計・作製法を明らかにした。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) GaAsおよびInGaAsP半導体増幅媒質の利得スペクトルを、Halperin-Laxバンドテイルに内挿されたKaneの状態密度関数とSternの双極子モーメントの行列要素を用いて計算し、材料定数として重要な微分利得 $A_g$ 、利得係数が0から立ち上がる点でのキャリア密度 $N_0$ 、キャリア寿命 $\tau_s$ 等の注入キャリア密度および不純物濃度への依存性を、図3-2～図3-7および表3-1～表3-3で明らかにした。特に、 $1.5\mu\text{m}$ 帯のInGaAsP活性層の $\tau_s$ にはオージェ再結合に基づく非発光再結合寿命の寄与も考慮した(図3-7)。
- (2) 半導体レーザ増幅器の導波路構造から決まるモード閉じ込め係数 $\Gamma$ 、光モード体積 $V_0$ 、光子寿命 $\tau_p$ 、端面反射率 $R$ 等の構造定数をスラブ導波路解析から求めた(図3-8)。これらの構造定数は増幅器の動作キャリア密度を決定する上で重要であり、これから決まる動作点での材料定数の値により4章以降で述べる増幅器の利得・飽和・雑音などの基本特性がすべて支配される。
- (3) 半導体レーザ端面への反射防止膜における活性層とクラッド層の屈折率および活性層厚の影響を解明するため、基本導波モードに角度スペクトル分解の手法を適用して、反射防止膜の最適設計条件を理論的に明らかにした。最適の屈折率と膜厚は、平面波に対する条件[(3-33)式]とは異なり、活性層厚に強く依存することを図3-11に示した。
- (4) 上記の反射防止膜設計法に基づき、屈折率値を制御した $\text{SiO}_x$ 蒸着膜を膜材料として用い、進行波形光増幅器用に新たに考案したしきい値以上の高バイアス動作でのモニター蒸着による膜厚制御法により、残留反射率0.04%の $1.5\mu\text{m}$ 帯InGaAsP進行波形増幅器を初めて実現した。
- (5) 本研究に使用した主な光増幅素子の素子定数、構造定数、材料定数の数値を、表3-4と表3-5にまとめて示した。

## 第4章 小信号利得特性

### 4.1 まえがき

光増幅器で最も基本的な特性は、利得飽和の生じないような低パワーの入力信号光に対する小信号利得がどれぐらいの大きさになるかということである。単体レンズあるいは先球光ファイバ<sup>(150)</sup>を用いた半導体レーザとの入力あるいは出力結合効率が各々-3~-5 dB程度であることを考えると、増幅器自体の信号利得として10 dB程度しか得られなければ光増幅器を使用する利点は無くなる。一方、信号利得が20 dB以上あれば、挿入損失を差し引いても10 dBの利得が得られるため、これを線形増幅中継器として使用すれば50 kmの中継距離の増大が、また、光ブースタ増幅器として使用すれば10のファン・アウトが確保できる。次に、光増幅器の帯域特性は、入射信号光と増幅器との周波数同調に要求される精度を決定すると共に増幅器の動特性をも支配する重要な量であり、共振形と進行波形の増幅器では大きく異なることが予想される。さらに、光ファイバ伝送系での増幅器の使用を考えた時、通常の実円ファイバでは入力端で直線偏波を入力しても、途中での曲がりや応力、温度などの変化により出力端での偏波面が回転したり、入力光と直交する偏波のモードにパワーが乗り移ったりする<sup>(151)</sup>ため、光ファイバからの出射光が入力となる場合の光増幅器の応答を信号利得の偏波面依存性の観点から検討する必要がある。

本章では、GaAsならびにInGaAsP半導体からなる共振形および進行波形の光増幅器の小信号利得のバイアス依存性、帯域特性、入射信号光偏波面依存性に着目し、実験によりその特性を定量的に明らかにすると共に、理論値との対応を検討し、その材料および構造定数との関係を明確にする。

### 4.2 小信号利得測定<sup>(39)(54)</sup>

共振形増幅器の小信号利得は、基本的に2章で述べたファブリペロ共振特性の測定から求められる。この共振特性の測定法には、①共振器内部で発生する自然放出光を種として多重共振の結果生じる増幅された自然放出光のプロファイルを測る方法と、②外部から増幅器に非常に弱い信号光を注入し、共振ピークと入射信号光との相対波長を変化させなが

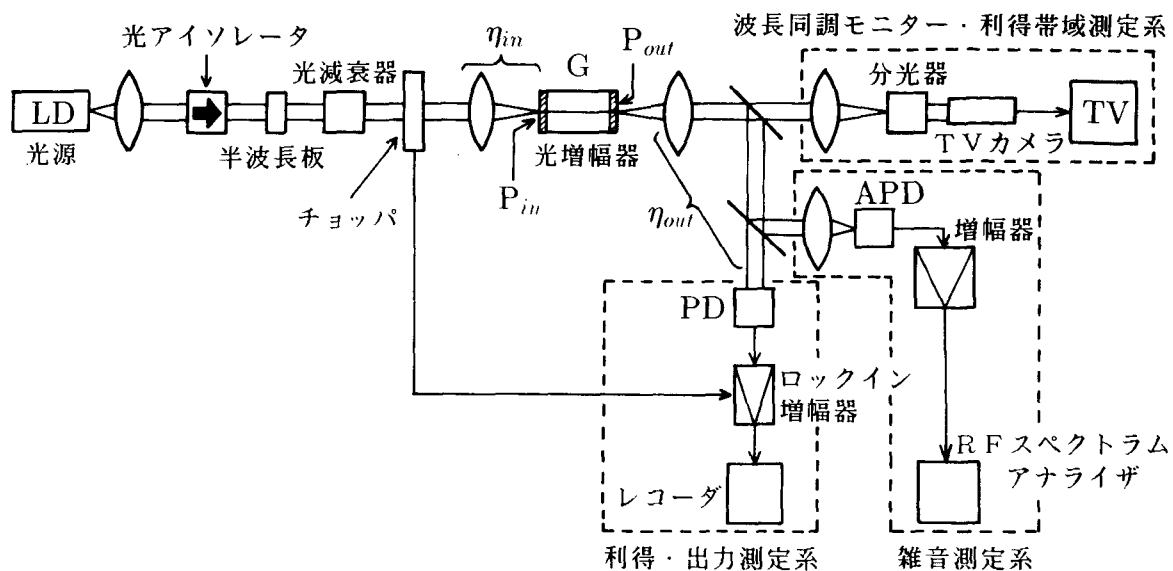


図4-1 光増幅器の基本特性測定系

ら増幅信号出力のプロファイルを測る方法の2つがある。①では(2-49)式が、また②では(2-4)式が測定される出力のプロファイルを規定する基本式であり、共振時( $f = f_0$ )と非共振時( $f = f_0 + \nu_g / 4L$ )での出力の山谷比 $\nu$ を求めると、 $\nu$ 値は共に(2-6)式で表される。従って、両端面の反射率 $R_1, R_2$ が既知の場合には、①または②の方法でこの $\nu$ 値を測定することにより、(2-7)と(2-4)式、あるいは(2-8)式を用いて信号利得を求めることができる。しかし、通常、①の方法では自然放光スペクトルの測定に回折格子分光器を用いるため、その周波数分解能は数GHz~数十GHz程度と低く、しきい値付近の大きな信号利得を測定するためには不十分である。これに比べ、②の光注入法の周波数分解能は光源レーザのスペクトル線幅で決まるため、半導体レーザを光源として用いても数十MHz<sup>(120)</sup>分解能の高精度な測定が可能である。従って、本研究では②の光注入法を用いて信号利得測定を行った。

図4-1に光注入法を用いた光増幅器の基本特性測定系を示す。光源として単一縦モード発振する半導体レーザを用い、その出力光を光アイソレータと半波長板を介して光増幅器に注入する。光増幅器の実験は、測定される増幅器の状態(増幅度)に依らず光源レーザの発振状態を常に安定に保って行う必要があり、両者の双方向の光学的結合を阻止するために光アイソレータの使用が不可欠である。本実験で使用した光アイソレータの性能は、挿入損失1dB、アイソレーション20dB以上である<sup>(34)</sup>。また、アイソレータを通過

した後では偏波面が入射光のそれから45度傾くため、増幅器へ入射する信号光の偏波面を制御するために半波長板を使用している。増幅器出力光は、増幅信号光パワーおよび信号利得を測定するための光検波器と雑音測定用のアバランシェ・ホトダイオード (APD) に入力される。出力光の一部は、入力側スリットを閉じ、出力側スリットを開放した回折格子分光器とTVカメラからなる波長同調モニター系に導かれ、入力光と増幅器共振モード間の波長同調を常時監視しながら実験を行った。光源と増幅器はペルチェ素子により0.02°Cの精度で温度制御可能な恒温槽内にそれぞれ設置されている。

図2-2に示したように、しきい値以下のバイアス電流では数十本の共振縦モードがあり、これから生じる自然放出光パワーは1本の縦モードに微弱な信号光を注入した場合のパワー変化量に比べて大きい。この様に背景光の大きな状況で、入力光と相関のある微少な増幅信号出力のみを検出するため、入射信号光を数百Hzの機械式チョップで変調すると共に、光検出器出力でロックイン検出を行って、その出力をレコーダに記録した。信号利得プロファイルは、光源の周波数を一定に保ったまま、増幅器の温度を一定速度で掃引して共振モード波長を変化させて測定した。この時、増幅器の温度変化も同時に記録し、温度幅から信号利得の3dB帯域半幅Bも測定した。増幅器の温度変化は白金抵抗体の起電力変化(2mV/1°C)から読み取り、0.002°Cまで測定可能である。また、温度と周波数の関係は、共振縦モードを一本分移動させるために必要な温度変化を測定して較正している。

この様に高精度で測定した信号利得プロファイルを用いれば、入出力パワーの絶対値の情報無くても、共振形増幅器の信号利得を本節の冒頭で述べた共振・非共振時の山谷比 $v$ の測定から求めることができる。これ以外の方法として、利得飽和の生じていない状態での利得プロファイルから、信号利得がピーク値の半分にまで低下するために要する周波数離調Bを直接読み取れば、(2-11b)式から信号利得が求められる。ところで、0.8 $\mu$ m帯のGaAs増幅器ではGaAs基板が入射信号光を吸収するのに対し、1.5 $\mu$ m帯のInGaAsP増幅器ではInPから成るクラッド層および基板は1.5 $\mu$ m波長の入射光に対して透明である。このため、GaAs増幅器では活性層に結合しない入射光は殆ど基板で吸収され出力側に現れないが、InGaAsP増幅器では活性層に結合しない入射光がそのまま出力側に透過し、 $v$ 値を求めるための非共振時出力の測定値に誤差をもたらす。従って、InGaAsP増幅器の信号利得測定では共振・非共振時の山谷比 $v$ の測定は精度が悪く、これと等価な信号利得の3dB帯域幅の測定からこれを求めた。 $v$



値と 3 dB 帯域半幅 B の 2 つの測定法が同一の結果を与えることは、後述の G a A s 増幅器の利得測定から確認されている（図 4 - 7 参照）。

次に、光増幅器への入・出力パワーの測定について述べる。本論文で議論する信号利得 G は、能動ファブリペロ共振器の解析（付録 1）から解るように、共振器直前での入力信号光のうち増幅器の活性層導波路に結合する信号光パワーに対する出力側端面直後の増幅信号光パワーの比として定義されている。従って、出力信号光パワーを正確に測定すれば、上述の利得プロファイル測定から求めた信号利得を差し引くことにより、入力信号光パワーを求めることができる。出力光パワーは増幅器出力端から出力レンズなどを介して光検波器で測定している点までの取り出し効率  $\eta_{out}$  を知れば容易に求められる。 $\eta_{out}$  の測定は以下のように行った。まず、大口径の光検波器をレーザ増幅器出力端面に極力近づけて、直接その光出力を受光し、図 2 - 2 のような光出力 - 注入電流特性を測定する。次に、レンズなどを通過した後の測定点で同様の光出力 - 電流特性を測定し、両者のしきい値以上での微分量子効率（単位電流当りの光パワーの増加率）の比から取り出し効率  $\eta_{out}$  を求めた。

上述の方法で増幅器直前での入力光パワーを知った上で入力レンズ前面での光パワーを測定すれば、両者の差として増幅器への入力結合効率  $\eta_{in}$  を実測することができる。 $\eta_{in}$  の値は入力結合に用いるレンズ、増幅器の構造などにより異なり、 $-8 \sim -4$  dB 程度であった。

増幅器が両端面に反射防止膜を施した進行波形になると、小信号利得の測定法はこれまで述べてきた共振形増幅器に対する方法とは少し異なる。進行波形増幅器では反射防止による残留反射率の値が未知であるため、残留のファブリペロ共振プロファイルだけから信号利得を求めることはできない。したがって、反射防止膜を施す前の共振形増幅器の段階で  $\eta_{in}$ 、 $\eta_{out}$  をあらかじめ測定した上で、進行波形増幅器に光注入を行い、入力レンズ前面での入力信号光パワーと出力レンズ後の信号出力パワーをそれぞれ直接測定し、両結合効率を用いて算出した増幅器直前の入力パワーと直後の出力パワーの比から信号利得を求める必要がある。このようにして、信号利得の絶対値を測定しそのプロファイルを求めれば、逆に（2 - 4）式から進行波形増幅器の残留反射率の値を知ることができる。

#### 4. 3 共振形増幅器の小信号利得特性<sup>(39), (54)</sup>

##### 4. 3. 1 バイアス依存性

0.8  $\mu\text{m}$  帯 GaAs 共振形増幅器の共振時小信号利得の規格化バイアス電流依存性を図4-2に示す。各増幅器の利得スペクトル中心付近の1本の共振縦モードに、入力光パワー-50 dBm程度のTE偏波信号光を注入をして測定を行っている。測定に用いた3種類の増幅器(A, B, C)の導波構造は共にCSP形<sup>(144)</sup>であり、モード閉じ込め係数 $\Gamma$ は共通であるが、増幅器長、端面反射率が異なるため、共振器のQ値( $=\tau_p\omega$ )<sup>(121)</sup>が異なっている。信号利得はバイアスと共に増加し、しきい値付近で最大値を取り、しきい値以上では自励発振光パワーによる利得飽和のために信号利得は減少する。しきい値で

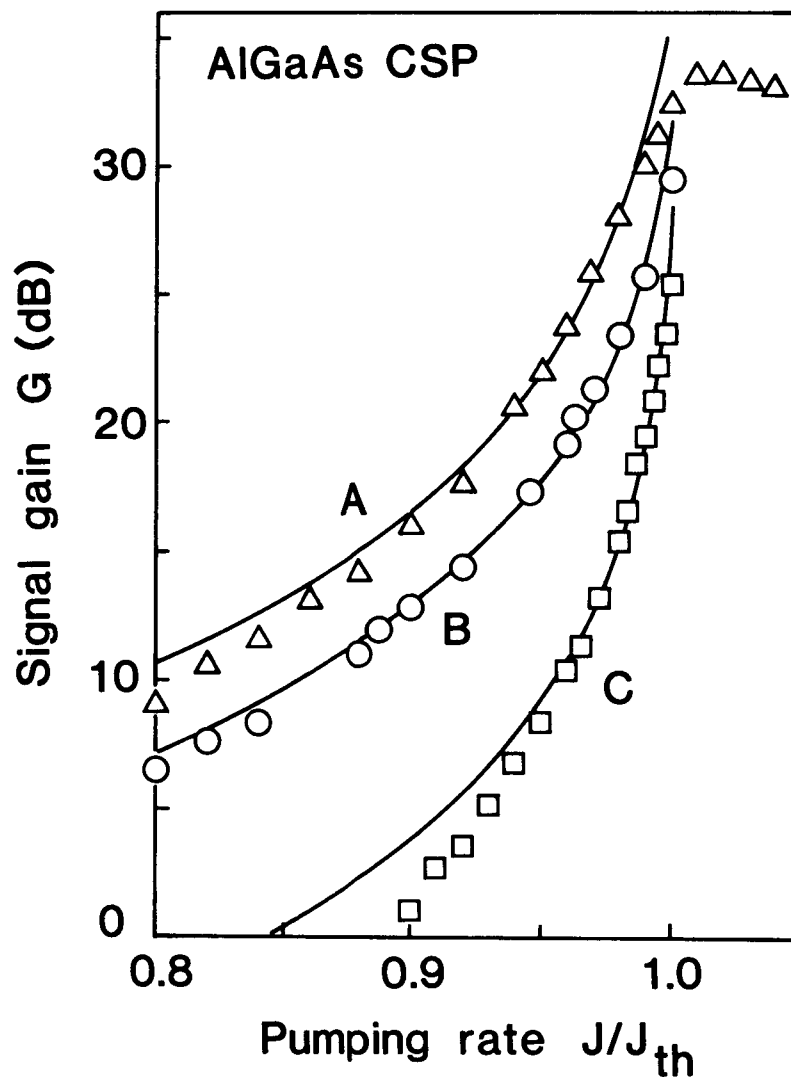


図4-2 共振時信号利得のバイアス依存性 (GaAs 共振形増幅器)

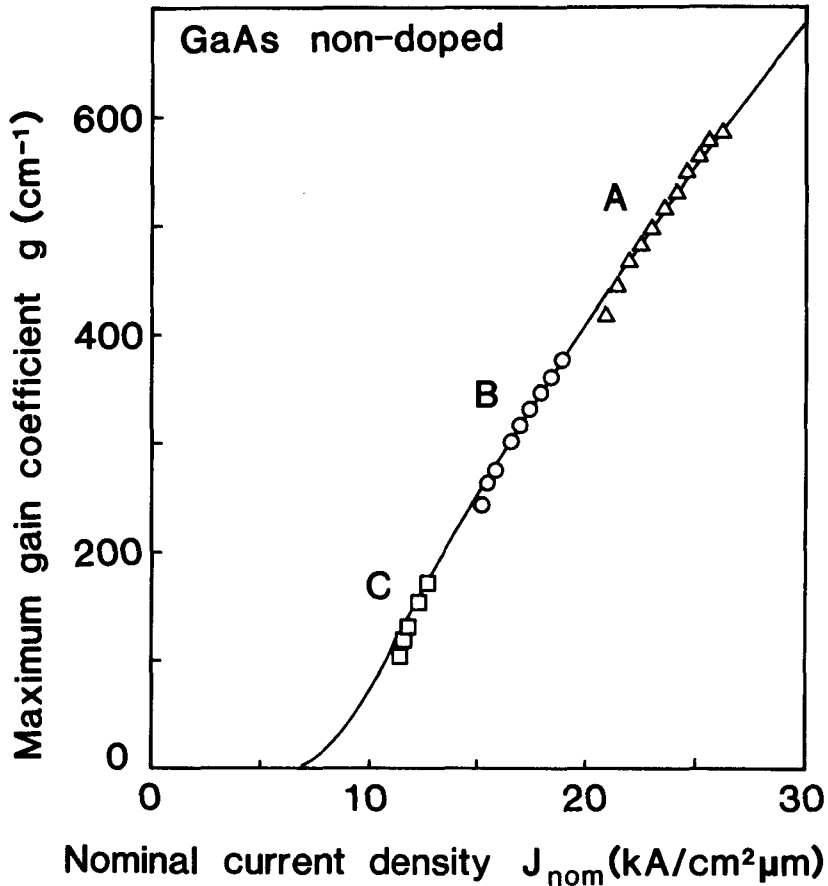


図4-3 ピーク利得係数の規格化電流密度依存性（ノンドープGaAs）

の最大信号利得は、25～32 dBが得られた。実線は表3-4に示した各々の材料定数、構造定数に基づいて多モードレート方程式解析から求めた理論値であり、実験値の差を良く説明している。しきい値での小信号利得の値は、能動ファブリペロ共振器モデルでは無限大に発散するが、実際の増幅器では自然放出光による利得飽和のために有限の値に制限されている。同じ規格化バイアスで比べると、共振器Q値の小さい増幅器、すなわち、共振器長が短く、端面反射率も小さい増幅器ほど、大きな信号利得が得られている。この理由を議論するために、図4-3にノンドープ活性層を持つ3つの増幅器の利得係数 $g$ の単位活性層厚（ $d = 1 \mu m$ ）に対する規格化電流密度 $J_{nom}$ への依存性を示す。

図4-3の実線は図3-3の $g - N_e$ 曲線とキャリア寿命 $\tau_s$ の $N_e$ 依存性の両者を用い、

$$J_{nom} = e N_e / \tau_s(N_e) \quad (4-1)$$

から求めた理論値である。ここではキャリア寿命として、図3-4の発光再結合寿命に加え、6 nsecの非発光再結合寿命も考慮している。（この時、キャリア寿命は通常のレーザで観測されている2～3 nsecの値となる。）実験値は図4-2の信号利得のデー

タから(2-4)および(2-5)式を用いて $g$ を求めると共に、注入電流の横方向拡がりによる基本横モードとの結合係数 $\eta_{inject}$ を考慮して実際の注入電流から求めた $J_{nom}$ に対して示したものである。この図から解るように、共振器の $Q$ 値、或は光子寿命 $\tau_p$ の小さな増幅器ほど、利得係数 $g$ と注入電流密度 $J_{nom}$ の大きな領域で動作している(表3-4参照)。3.2節で示したように、半導体を吸収媒質から増幅媒質に移行させるためには注入キャリア密度を $N_0$ 以上にする必要があり、これに対応してある電流密度以上ないと $g$ は正とならない。このため、各しきい値で規格化した一定のバイアス量に対応する電流密度をしきい値電流密度から減少させた時、 $Q$ 値が大きくしきい値電流密度の小さな増幅器ほど利得係数 $g$ での減少の割合が大きくなり、結果的に単一通過利得 $G_s$ のしきい値での値からの減少の割合も大きくなる。さらに、 $Q$ 値の大きい増幅器ほど多重反射の効果が大きいため、 $G_s$ の減少に伴う信号利得の低下は、低 $Q$ 値の増幅器に比べ顕著になる。この2つの効果により、信号利得の規格化バイアス依存性に図4-2のような構造による変化が現れている。

TE偏波入力光に対する、 $1.5\ \mu\text{m}$ 帯InGaAsP共振形増幅器の共振時小信号利

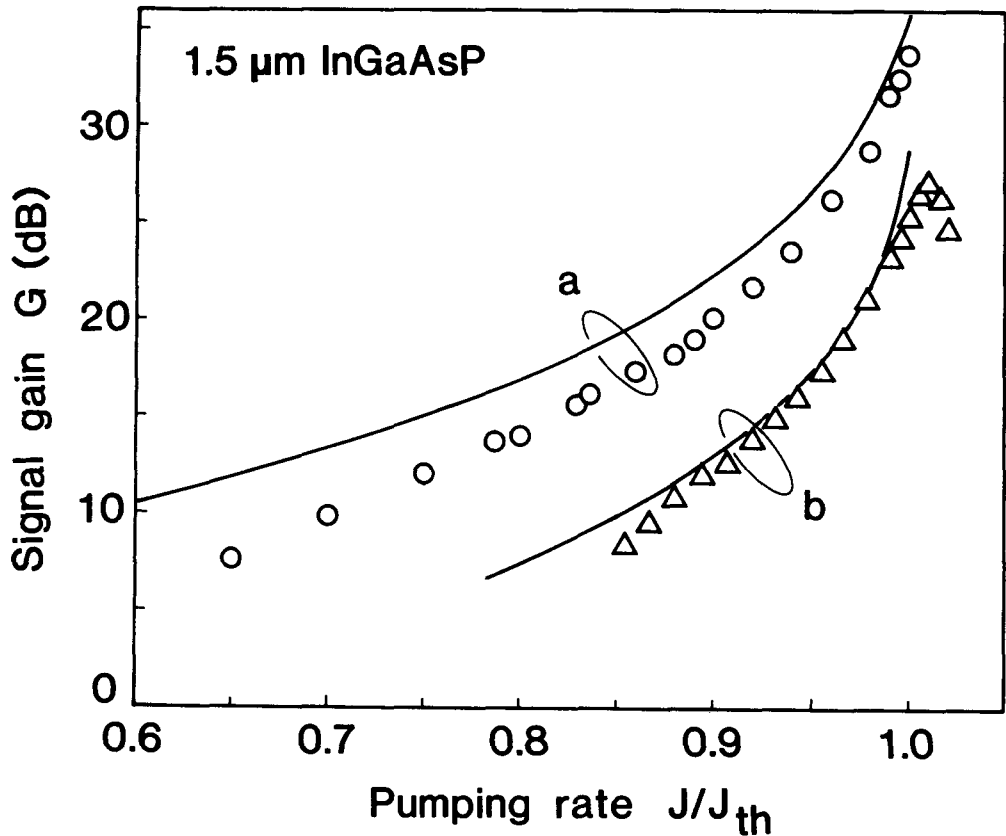


図4-4 共振時信号利得のバイアス依存性 (InGaAsP共振形増幅器)

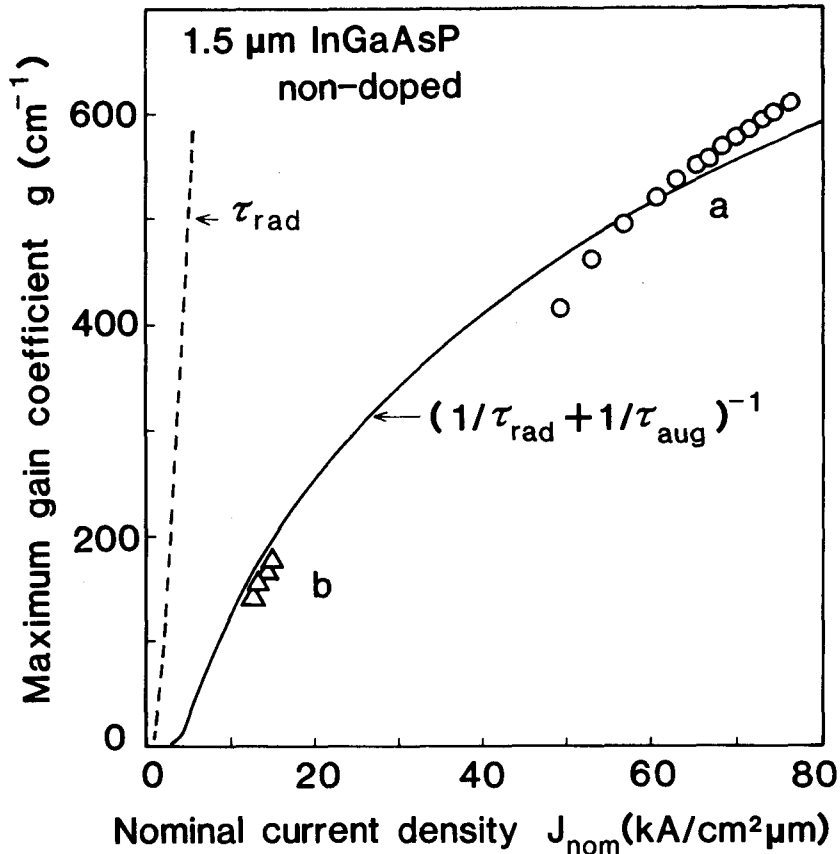


図4-5 ピーク利得係数の規格化電流密度依存性 (ノンドープ InGaAsP)

得の規格化バイアス電流依存性を図4-4に示す。測定に用いた2つの増幅器 (a, b) はノンドープ活性層を持つ埋め込み (BH) レーザ<sup>(45)</sup>であり, 活性層厚が異なるため両者のモード閉じ込め係数 $\Gamma$ には約3倍の差がある。信号利得はバイアスと共に増加し, しきい値で27~33 dBの値が得られた。GaAs増幅器の図4-2の場合と同様に,  $\Gamma$ が小さく注入電流密度の大きな領域で動作する増幅器aの方が増幅器bよりも同一のバイアスで比べると大きな信号利得が得られている。さらにInGaAsP増幅器の特徴として,  $\Gamma$ の小さな増幅器aではGaAs増幅器の場合に比べてバイアスの変化に対する信号利得の変化が緩やかであり, しきい値の0.7倍でも10 dBの信号利得が得られている。これは図4-5に示すように, 注入電流の大きな領域ではオージェ再結合の寄与によりキャリア寿命が急激に減少するため, 注入電流の変化に対する利得係数の変化量が減少した領域で増幅器aが動作していることに起因している。図4-4の実線は, 表3-5の材料定数, 構造定数に基づいて, レート方程式解析から求めた理論値であり, 図4-5の $g - J_{\text{nom}}$ 曲線 (実線) を用いて規格化バイアスに対してプロットしたものである。

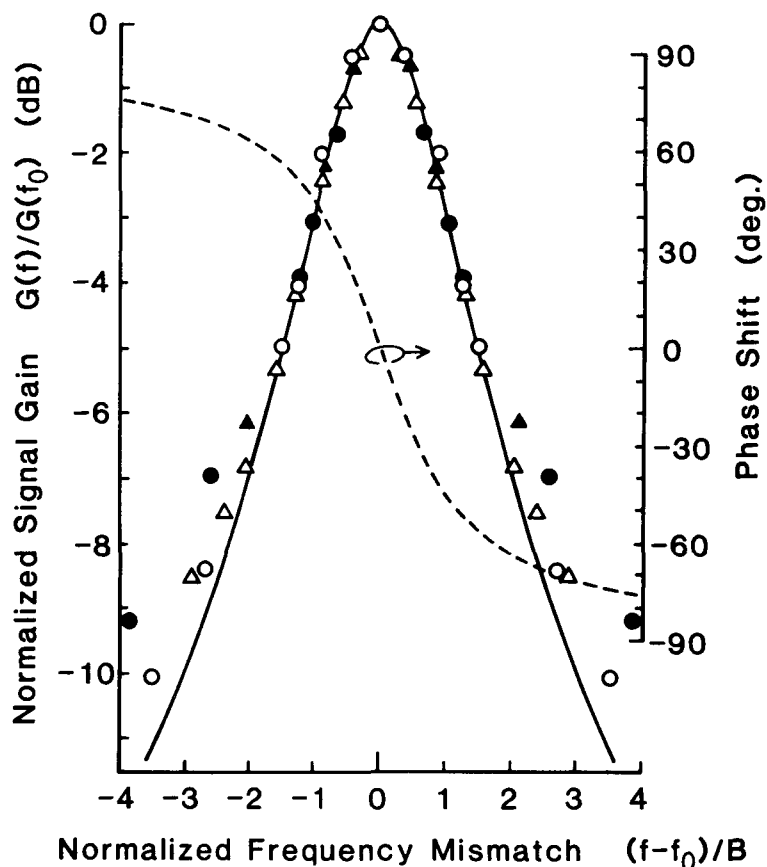


図4-6 ファブリペロモードの利得同調特性と位相変移 (GaAs増幅器B)  
共振利得: 25.7 dB (○), 23 dB (▲), 20 dB (△), 16.4 dB (●)

図4-5に、図3-6、図3-7の $g(N_e)$ 、 $\tau_s(N_e)$ から求めたノンドープInGaAsPの利得係数と単位活性層厚当りの規格化電流密度の関係を示す。 $\tau_{rad}(N_e)$ のみを考慮した破線は直線的であるのに対し、 $\tau_{aug}(N_e)$ も含めた $\tau_s$ で決まる実線では、 $g$ が大きくなるにつれて $\tau_{aug}$ の急激な減少により、飽和の傾向を示す。図中のa、bの実験値は、図4-4の信号利得の測定値から $\eta_{inject} = 1$ として求めたもので、 $\tau_{aug}$ も考慮した実線に良く対応している。

#### 4.3.2 帯域特性

共振形増幅器の1本の縦モードに関する信号利得の同調特性を図4-6に示す。縦軸と横軸は、それぞれ共振時のピーク利得と3dB帯域半幅Bで規格化されている。実線は(2-9)式で与えられるファブリペロモードの信号利得プロファイルの理論値であり、ローレンツ形を示している。実験値は標準構造のCSP増幅器(B)で測定した複数の共振利

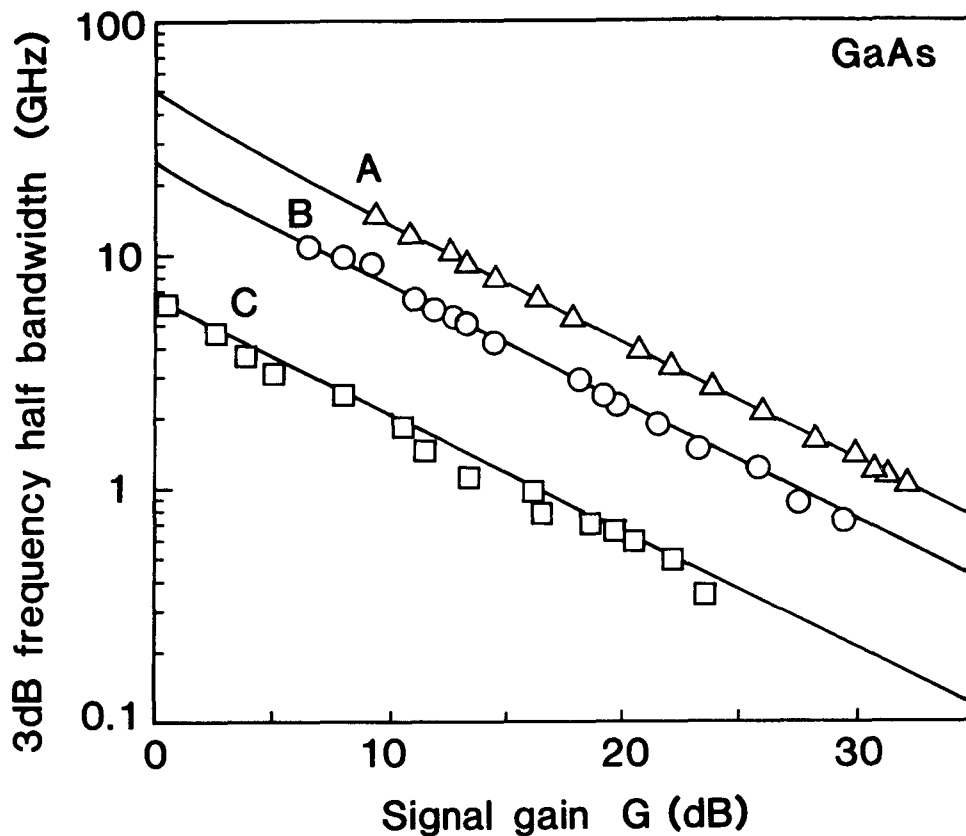


図4-7 3dB帯域幅の共振時信号利得依存性 (GaAs共振形増幅器)

得での結果をプロットしたものであり、理論値と良く一致している。破線は増幅器を通過後の出力光が入力光に対して持つ位相変移を示し(右軸)、共振時には同位相であるが、3dB帯域端まで離調した時、 $\pi/4$ の位相変化を受ける。この位相変移 $\Phi$ は付録1の(A1-1)式から、透過光電界の位相角として次式のように表される。

$$\Phi = \tan^{-1} \left\{ \frac{1 + G_s \sqrt{R_1 R_2}}{1 - G_s \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \tan \phi \right\} \quad (4-2)$$

ここで、 $\phi$ は単一通過に対応する位相因子( $= -2\pi n_p L / \lambda$ )である。

3種類のGaAs-CSV増幅器に対する3dB帯域半幅Bの共振時信号利得依存性を図4-7に示す。実線は(2-11b)式を用いて各増幅器の反射率と縦モード間隔について求めた理論値であり、 $\sqrt{GB}$ 積は一定で、それぞれ、4.2GHz、2.4GHz、6.5GHzである。実験値と理論値が良く対応していることから、4.2節で述べたファブリペロ共振特性の山谷比 $v$ と3dB帯域半幅Bの2つの信号利得測定法は等価であることが実験的にも確認された。また、図4-4に示した2種類のInGaAsP増幅器の $\sqrt{GB}$

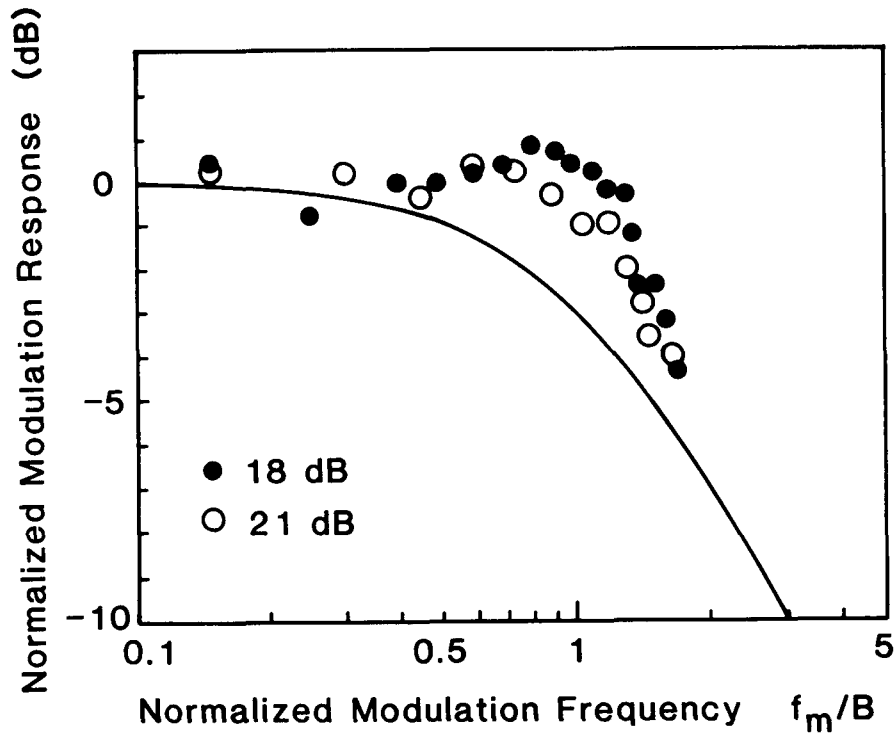


図4-8 IM変調度劣化の規格化変調周波数依存性  
(共振器長900 μmのGaAs-CP増幅器)

積は、それぞれ、45 GHz、24 GHzであり、この値を用いて3 dB帯域幅の測定からGを求めている。通常の共振器長300 μmの増幅器は、信号利得20 dBで2.4 GHzの半値半幅を持つ。この値は、信号伝送には十分広いが、入射信号光との周波数同調には±0.08°Cの温度制御を必要とするほど狭帯域であることに注意を要する。

これまで議論してきた利得帯域幅は、CW光を注入してその周波数を掃引した時に得られるファブリペロ共振プロファイルに対応する静的な帯域幅であった。この静的な帯域幅が動的な変調周波数帯域幅とどのような関係にあるかを、次に検討する。共振器長900 μmのGaAs-CP増幅器の共振波長に信号光波長を一致させた上で、信号光に小信号の強度変調を重畳し、増幅器の入出力で信号光をAPDで受光して測定したIM変調度劣化を規格化変調周波数 $f_m/B$ に対して図4-8に示す。実線は(2-10)式と同様に

$$G(f_m)/G(f_0) = [1 + (f_m/B)^2]^{-1} \quad (4-3)$$

で与えられるIM変調度劣化の理論値であり、 $f_m = B$ で3 dBの劣化を与える。実験値はバイアス条件がしきい値直下であったため、緩和振動の影響で高周波側で共鳴による強調効果が現れているが、IM変調度の変調周波数帯域幅と3 dB利得帯域の半幅はほぼ対



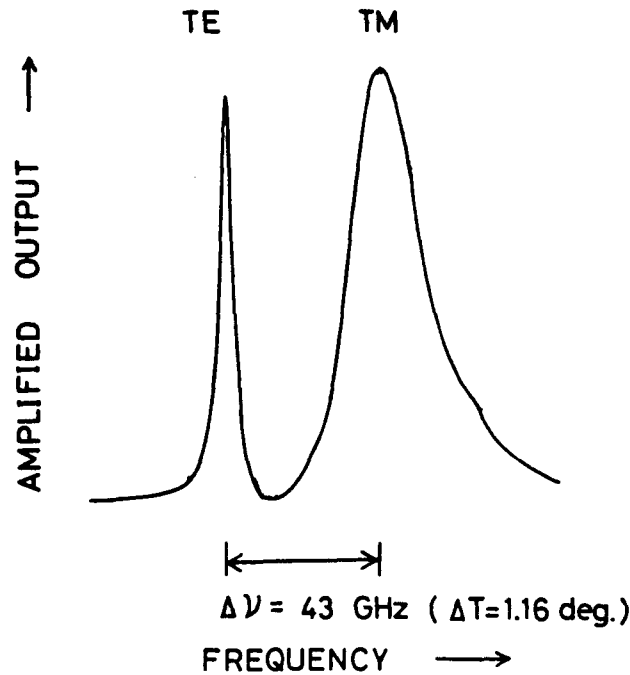


図4-9 増幅器共振周波数の信号光偏波面依存性  
(共振器長200 μmのGaAs-TJS増幅器)

応している。また、NTT通研の小林らは、共振器長300 μmのGaAs-CSP増幅器にFM信号光を注入し、そのFM変調指数の劣化が次式の理論曲線に完全に一致することを報告している<sup>(40)</sup>。

$$\beta_{out}/\beta_{in} = [1 + (f_m/B)^2]^{-1/2} \quad (4-4)$$

FM変調指数は電界に対して定義されることを考慮すると、(4-3)式と(4-4)式は等価であり、共に、動的な変調周波数帯域幅が静的な3 dB利得帯域半幅に一致することを示している。

#### 4.3.3 入射信号光偏波面依存性

著者は、半導体レーザ増幅器の共振周波数と共振時信号利得の両者が、入射信号光がTE偏波とTM偏波の場合で異なることを、初めて実験的に見いだした<sup>(39)</sup>。

共振器長200 μmのGaAs-TJS<sup>(152)</sup>増幅器の温度を一定速度で掃引し共振モード周波数を変化させながら測定した、TE、TM両偏波成分を含む入射信号光に対する増幅信号出力のプロファイルを図4-9に示す。ここでは、両偏波に対する出力ピーク値をほぼ一致させるため、半波長板を用いて入射光の偏波面をTM偏波状態から15°回転

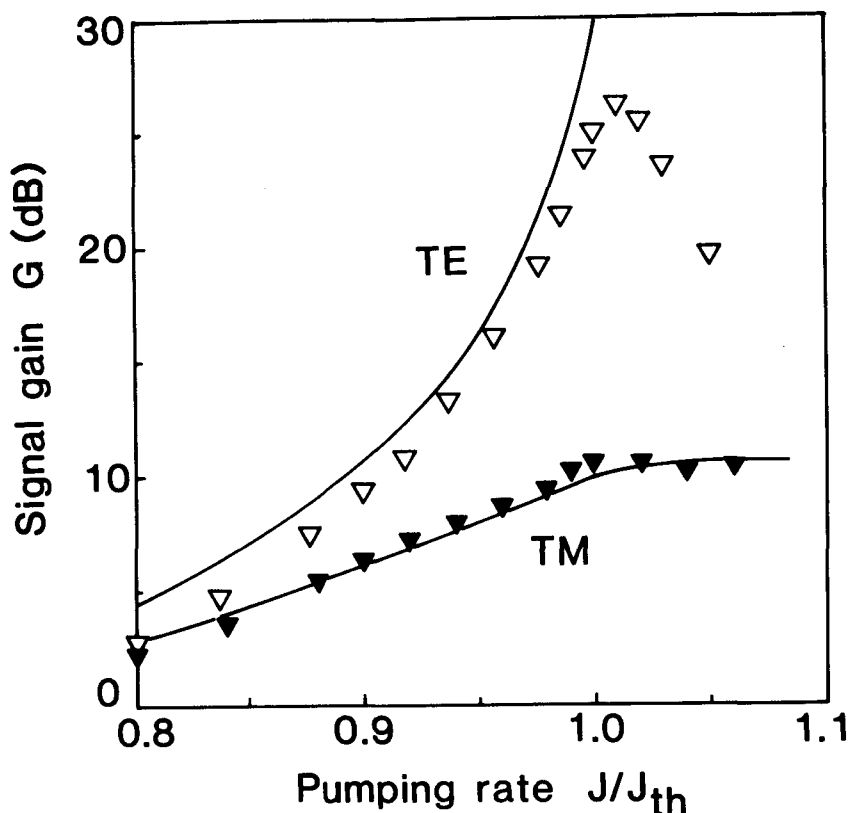


図4-10 信号利得の信号光偏波面依存性  
(共振器長200 $\mu$ mのGaAs-TJS増幅器)

させてTM偏波成分が大きな状態で実験を行った。同図から、両偏波で共振周波数が異なり、TEモードに対する共振周波数はTMモードに対するそれよりも43GHz低周波側にあることが解る。この共振周波数の差は、両偏波間の伝搬定数の差に起因し、理論的には約30GHzと実験結果と同程度となることをスラブ導波路解析から確認した。また、TEモードの利得帯域幅がTMモードのそれに比べて狭いことから、TEモード利得がTMモード利得よりも大きいことがうかがえる。

図4-10はTEおよびTM偏波入力光に対する小信号利得のバイアス依存性を示す。入力光の偏波面を半波長板の回転により増幅器のTEおよびTMモードに一致させた上で、各々の共振モード周波数での信号利得を測定した。ここで、規格化に用いたしきい値は共にTEモード発振に対するものである。TMモード信号光に対する信号利得はTEモードのそれに比べ、しきい値付近で約15dB小さい。これは端面反射率とモード閉じ込め係数の値が、TMモードに比べてTEモードの方が共に大きくなることがその原因である。このTJS増幅器の活性層厚は0.24 $\mu$ mと推定され、スラブ導波路解析からTEおよ

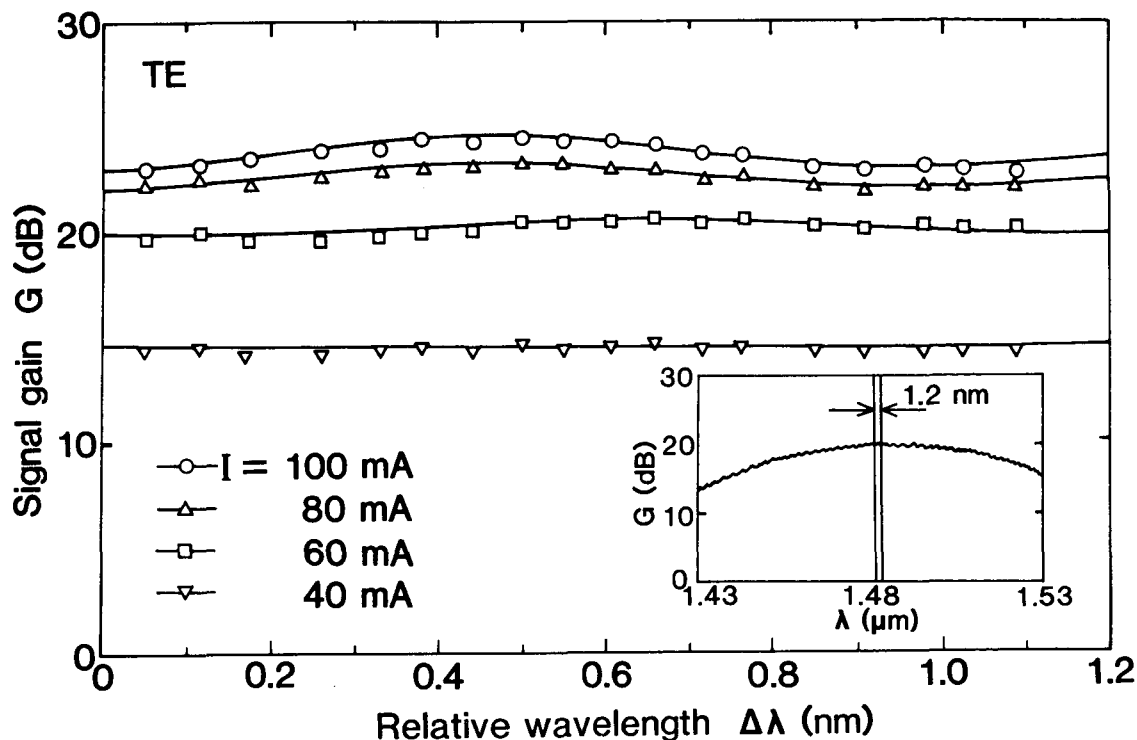


図4-11 進行波形増幅器における信号利得スペクトルの注入電流依存性

びTMに対する端面反射率は各々0.373と0.256, また, モード閉じ込め係数は各々0.682と0.657と見積られる。実線はこれらの値を用いてレート方程式解析から求めた理論値であり, 偏波面による実験値の差を良く説明している。

上図の信号利得は各偏波の共振周波数で測定したものであるが, 増幅器の共振周波数が両偏波で異なるため, 利得が狭帯域となる共振形増幅器では, 入射光の周波数をTE偏波の共振周波数に一致させたまま偏波面のみをTMモードに一致させた場合, TMモードに対する信号利得は図4-10の値より更に小さくなる。従って, 信号光の偏波面制御は共振形増幅器の実際の使用に際して重要な問題である。

#### 4.4 進行波形増幅器の小信号利得特性<sup>(63), (69)</sup>

##### 4.4.1 バイアスおよび入射信号光偏波面依存性

1.5 μm帯InGaAsP進行波形光増幅器(c)で測定した, TE偏波入力光に対する未飽和信号利得スペクトルのバイアス電流依存性を図4-11に示す。実験は, 挿入図に示すように, 利得ピーク波長付近の1.48 μm近傍で光源レーザの温度を制御して,

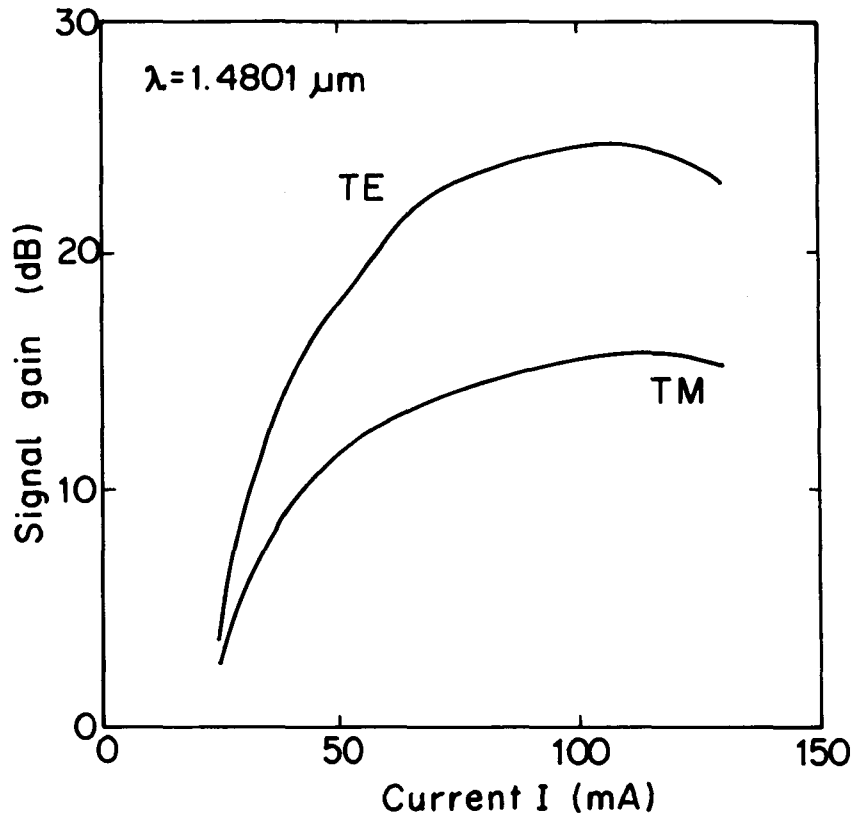


図4-12 固定波長入力信号光に対する信号利得の注入電流依存性

信号光波長を縦モード間隔波長にほぼ対応する  $1.2 \text{ nm}$  に渡って変化させて行っている。入・出力レンズによる入・出力の結合効率  $\eta_{in}$ ,  $\eta_{out}$  は各々  $-4 \text{ dB}$ ,  $-3.5 \text{ dB}$ , 入力光パワーは  $-35 \text{ dBm}$  である。共振形増幅器では共振周波数付近でのみ信号利得が得られたのに対し, 進行波形増幅器では縦モード間隔内の全域で信号利得が得られている。バイアス電流  $100 \text{ mA}$  における信号利得は, ピークで  $24.5 \text{ dB}$ , 底で  $23 \text{ dB}$  であり, その差  $\Delta G$  は僅か  $1.5 \text{ dB}$  である。実線は (2-4) 式を用いて実験値にフィッティングした残留のファブリペロ共振特性であり, これから反射防止された両端面反射率の相乗平均値  $\sqrt{R_1 R_2} = 0.04\%$  が求められる。さらに, 図3-15の両端面からの出力光比を進行波形の多モードレート方程式<sup>(48)(49)</sup>による理論値と比較し, 入射側, 出射側端面の残留反射率を各々,  $R_1 = 0.123\%$ ,  $R_2 = 0.013\%$  と見積った。

次に, 入射信号光波長を  $1.4801 \mu\text{m}$  に固定し, 進行波形増幅器への注入電流を変化させたときのTEおよびTM偏波入力光に対する信号利得の変化を図4-12に示す。信号利得は電流の増加と共に最初急激に増加するが, その後飽和の傾向を示し,  $110 \text{ mA}$  付近で最大値  $24.7 \text{ dB}$  に達している。全電流域に渡って信号利得が滑らかに変化する

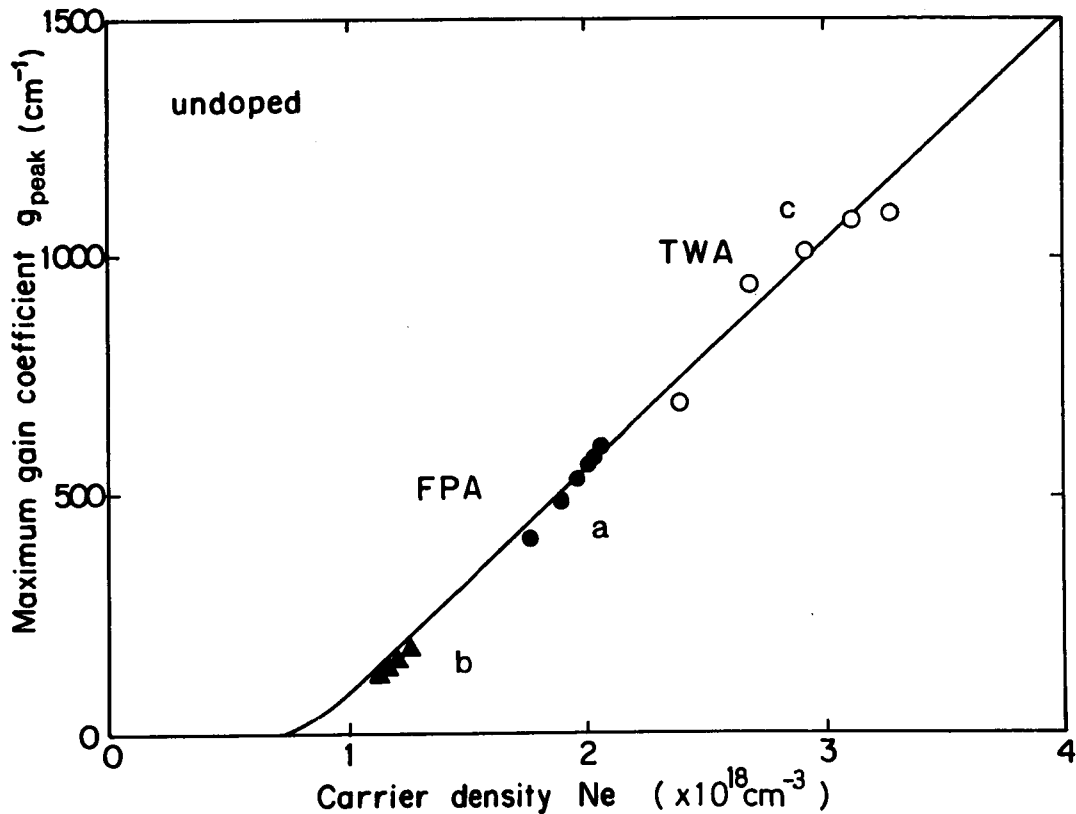


図 4 - 1 3 ピーク利得係数  $g$  の注入キャリア密度依存性

この実験結果は、図 4 - 1 1 に示したように進行波形増幅器の信号利得が縦モード間隔内ではほぼ平坦な波長特性を示すことの傍証でもある。これに対して、共振形光増幅器では注入電流の増加と共にファブリペロ共振周波数が短波長側に移動し、これが入射信号光周波数と一致するごく僅かな電流範囲内でのみ急激な信号利得の変化が得られる<sup>(153)</sup>のと比べて大きな違いである。110 mA 以上の電流域で信号利得が減少しているのは、注入電流による温度上昇と、入射信号光-増幅器共振モード間離調の増加の2つが生じているためである。また、低電流域では TE, TM モードに対する信号利得はほぼ等しいが、注入電流の大きな領域では、TM モード利得は TE モード利得に比べて約 9 dB 小さくなっている。

この信号利得のバイアス依存性および TE, TM 両偏波間の利得差の要因を理論的に検討するため、ノンドープ活性層に対するピーク利得係数の注入キャリア密度依存性と単位活性層厚当りの規格化電流密度依存性の理論値を、各々図 4 - 1 3, 図 4 - 1 4 に実線で示す。同図には、進行波形増幅器 c で波長 1.48  $\mu\text{m}$  付近の 1 本の縦モード内で測定したピーク信号利得のデータ (図 4 - 1 1) から得た値と共に、比較のため共振形光増幅器

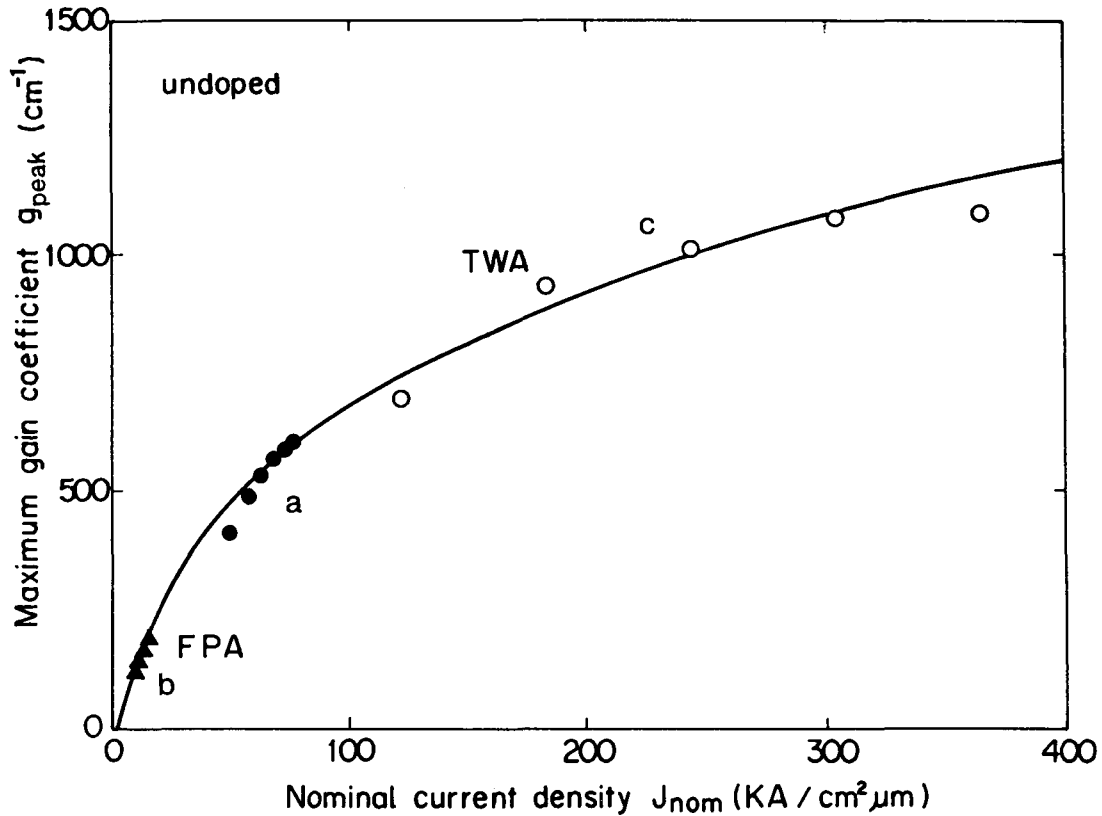


図4-14 ピーク利得係数  $g$  の規格化電流密度依存性

a, b の実験値 (図3-6, 図4-5) も示した。進行波形増幅器は共振形増幅器に比べて利得係数, 注入キャリア密度共に大きな領域で動作していることが分かる。従って, 進行波形増幅器はオージェ再結合の寄与によりキャリア寿命が急激に減少した領域, すなわち図4-14の  $g - J_{\text{nom}}$  曲線で極端なサブリニアの特性を示す領域で動作しているため, 図4-12の信号利得のバイアス依存性に飽和の傾向が現れている。

図4-15にTE, TM両偏波入力光に対する信号利得の注入電流依存性の理論値との比較を示す。実線は図4-14の利得係数-規格化電流密度曲線を用いて, (2-5)式のモード閉じ込め係数  $\Gamma$  として各偏波に対する値,  $\Gamma_{\text{TE}} = 0.191$ ,  $\Gamma_{\text{TM}} = 0.145$  を各々代入し, さらに,  $R = 0.04\%$  に対して (2-4)式で信号利得を求めた理論値である。一方, 実験値は  $1.48\mu\text{m}$  付近で測定した1本の縦モード内での最大信号利得をプロットした。実験値と理論値が両偏波モードについて良く一致していることから, 本進行波形増幅器のTEとTM偏波入力光に対する信号利得の差は, モード閉じ込め係数  $\Gamma$  の偏波面依存性に起因すると結論できる。

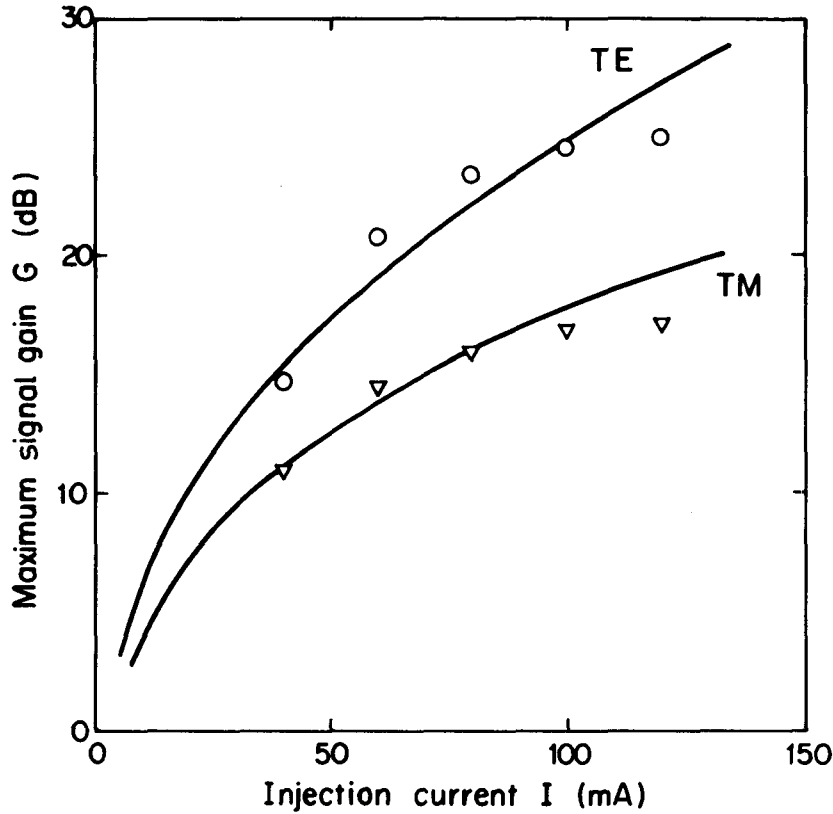


図4 - 15 TEおよびTM偏波に対する信号利得の注入電流依存性  
(実線：理論値，○ (TE)，▽ (TM)：実験値)

#### 4. 4. 2 帯域特性

進行波形増幅器の信号利得スペクトルは、図4 - 11に示したように縦モード間隔内ではほぼ平坦である。従って、進行波形増幅器の帯域特性を議論するためには、より広範囲の信号利得スペクトルを測定する必要がある。100 nmに渡る進行波形増幅器cのTEモード信号利得スペクトルを図4 - 16に示す。これは、回折格子分光器を用いて測定した増幅された自然放出光 (ASE) のスペクトル (図3 - 16 (b)) から求めたものであり、各バイアスに対する信号利得の絶対値は波長1.48  $\mu\text{m}$ で信号光注入により測定した信号利得の値 (図4 - 11) で校正した。なお、充分大きな単一通過利得で動作する進行波形増幅器では、信号利得スペクトルがASEスペクトルにほぼ一致することを、進行波形の多モードレート方程式の解析から確認している。注入電流100 mAの高バイアス時でも、信号利得の3 dB帯域幅は残留するファブリペロモードプロファイルで制限されることなく、半導体増幅媒質自身の持つ利得幅まで広がっている。信号利得20 dBでの3 dB帯域幅 (半値全幅) は70 nm、周波数に換算すると9 THz以上となり、縦モー

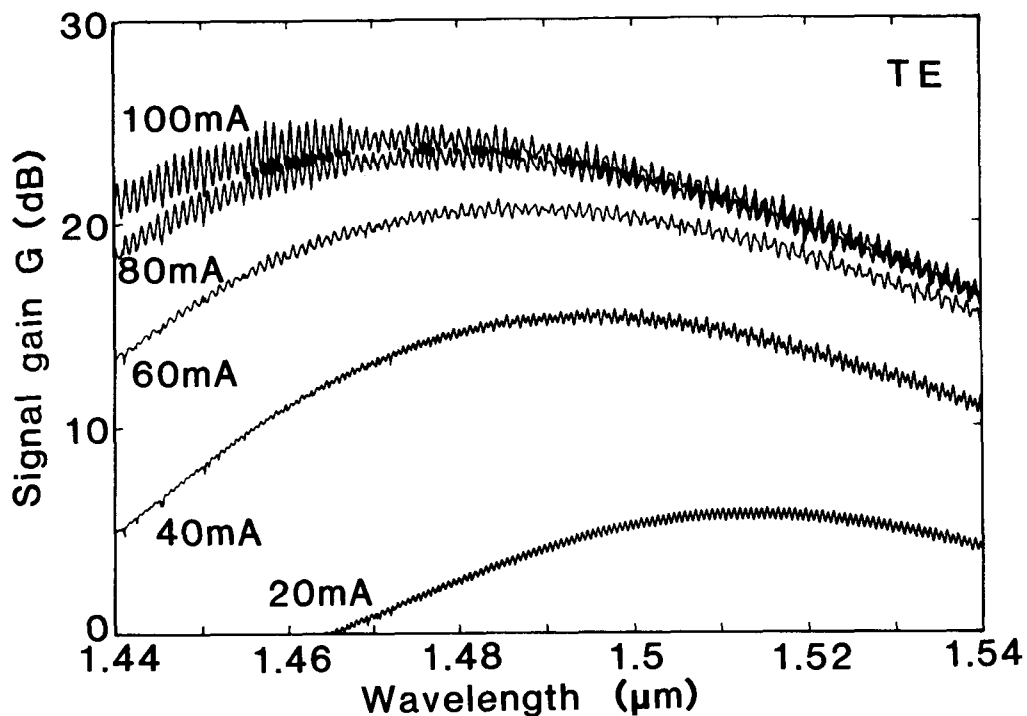


図4-16 進行波形増幅器の信号利得スペクトル

ド1本の共振利得幅で制限されている共振形光増幅器の場合よりも3桁以上広がっている。

この様に広帯域な利得特性は、共振形光増幅器の場合に必要な高精度な温度制御に対する制約が大幅に緩和されることを意味しており、実用上の最大の利点である。さらに、この広帯域利得を積極的に利用して、波長多重信号光を一括して増幅する共通増幅動作も可能となる(第6章参照)。また、先の共振形増幅器で動的な変調周波数帯域幅が静的な3dB利得帯域半幅と一致したことから、本進行波形増幅器はサブピコ秒の超短光パルスを歪なく増幅する能力を有していると考えられる。実際、Hegartyらはモード同期色素レーザーからのパルス幅10psの光パルスをGaAs進行波形増幅器で増幅し、顕著なパルス幅広がりが生じないことを実験的に確認している<sup>(100)</sup>。

#### 4.5 考察 - 小信号利得の材料、構造依存性について

4.3および4.4節では、共振形および進行波形の光増幅器についてその小信号利得特性を実験的、理論的に検討してきた。本節では、これらの結果を踏まえて、小信号利得の①規格化バイアス依存性、②利得帯域特性、③信号光偏波面依存性を支配する材料定数、



構造定数を整理し、高性能な半導体レーザ増幅器を設計するための指針を与える。

①の規格化バイアス依存性では、同一の規格化バイアスで比べた時により大きな小信号利得が得られ、かつ、バイアス変化に対する信号利得の変化が緩やかな増幅器ほど、高利得、高安定動作に適している。このような増幅器を実現するためには、増幅器の動作点を利得係数、注入電流密度の大きな領域に設定するための構造設計が最も重要である。具体的には、増幅器長 $L$ 、モード閉じ込め係数 $\Gamma$ 、端面反射率 $R$ の低減が不可欠である。さらに、材料定数の観点からは、注入キャリア密度の増加に伴うキャリア寿命の減少の割合が大きな増幅媒質ほど $g - J_{nom}$ 曲線の傾きが高注入領域で減少するため、信号利得のバイアス依存性が緩やかになる。このためには、高不純物濃度の活性層の使用が適しており、特に、 $1.5 \mu\text{m}$ 帯のInGaAsP活性層では、オージェ再結合の寄与により、キャリア寿命のキャリア密度依存性がGaAs活性層の場合に比べて顕著となることは増幅器として大きな利点である。また、図4-2や図4-4のような規格化バイアス依存性が現れる原因は、(3-19)式のピーク利得係数の表式で $N_0 \neq 0$ となるノンドープ活性層を使用しているためである。もし、n形の高不純物濃度の活性層を用いれば $N_0 \simeq 0$ となり、 $\alpha = 0$ の場合には共振器Q値の差によらず小信号利得の規格化バイアス依存性は同一曲線上に重なることを指摘しておく。

②の利得帯域特性は進行波形増幅器と共振形増幅器で極端に異なり、両者の差をもたらす最も重要な構造パラメータは端面反射率 $R$ である。 $G_s R < 0.1$ の進行波形増幅器動作(図2-7参照)では、信号利得スペクトルの最小値(谷)は最大値(山)の半分以下には落ち込まず、隣会った縦モード間の全域で信号利得が得られるため、その利得帯域幅は図3-2や図3-5に示した半導体増幅媒質自身の帯域幅まで広がる。従って、進行波形増幅動作で広帯域利得を実現するためには、反射防止技術により端面反射率 $R$ を、得ようとする単一通過利得 $G_s$ に対して $1 / (10 G_s)$ 以下まで下げる必要がある。一方、 $G_s R > 0.3$ の共振形増幅器動作では、その利得帯域幅は1本の縦モードの半値全幅 $2B$ で与えられるため、(2-11)式や図4-7に示したように、端面反射率と増幅器長の低減化により広帯域化が図れる。

③の信号光偏波面依存性は、活性層導波路の縦横比が等しくないために生じるTE、TM両基本モード間の伝搬定数、モード閉じ込め係数 $\Gamma$ と端面反射率 $R$ の差に起因する。偏波面による伝搬定数の差は共振形増幅器で共振周波数の差として顕著に現れる。これは進行波形増幅器でも存在するものの、 $R$ の低減により広帯域利得が実現されているため、実

用上大きな問題とはならない。図4-10に示した共振形増幅器の場合には主にRの違いによって、また、図4-15に示した進行波形増幅器の場合には主に $\Gamma$ の違いによって、小信号利得の値に偏波面による差が生じている。これらの偏波面依存性は、正方形断面の活性層導波路が実現できれば解消されるが、製作が困難であると共に、横基本モード条件や活性層内でのキャリア注入の均一性が確保しにくいいため、現実的な方法とは言えない。現在問題として残されている進行波形増幅器信号利得の偏波面依存性は、TE、TM両偏波に対するモード閉じ込め係数の比 $\Gamma_{TE}/\Gamma_{TM}$ を1に近づければ信号利得の差は1~2 dBにまで低減可能であり、このためには、活性層厚dを増大する或は活性層とクラッド層の間に光ガイド層を付加するなどの手法が有効と考えられる。

#### 4.6 むすび

本章では、GaAsならびに1.5 $\mu$ m帯InGaAsP活性層からなる共振形および進行波形の光増幅器における小信号利得のバイアス依存性、帯域特性、信号光偏波面依存性を、実験と理論により定量的に明らかにした。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) 共振形(図4-2, 図4-4)および進行波形(図4-11)の光増幅器で25~33 dBの小信号利得を実測し、半導体レーザ増幅器が将来の応用を考える上でも十分な信号利得を有することを明らかにした。
- (2) 構造および材料定数の観点から(図4-3, 図4-5, 図4-14), 利得係数gの大きな領域で動作する増幅器ほど小信号利得が大きくなり、そのバイアス依存性も緩やかになることを明らかにした。
- (3) 利得帯域幅は端面反射率の低減により増大し(図4-7), その極限として実現できる進行波形増幅器では半導体利得媒質の持つ10 THz以上に渡る広帯域利得が得られることを実証した(図4-16)。
- (4) 光増幅器の動的な変調周波数帯域幅が静的な3 dB利得帯域半幅Bに一致することを、共振器長の長い共振形増幅器でのIM変調度劣化の実験で確かめた(図4-8)。
- (5) 信号光の偏波面によって共振周波数と共振時の信号利得の値が異なることを、実験的に初めて見出した(図4-9, 図4-10)。さらに、これがTE, TMモード間の伝搬定数, 端面反射率, モード閉じ込め係数(図4-15)の差に起因することを理論的に明らかにした。

## 第5章 利得飽和特性

### 5.1 まえがき

前章では入力信号光パワーが非常に小さい場合の小信号利得について議論したが、信号光パワーが増加すると増幅信号パワーによる利得飽和のために信号利得は減少する。したがって、線形光増幅器としてのダイナミックレンジを大きく取るためにはこの利得飽和の生じるパワーレベルが大きいほど望ましい。更に、9章で述べる光直接増幅中継器の用途では、増幅信号出力が大きくなるほど増幅器直後の信号対雑音比が向上し、光増幅中継器だけで伝送できる中継距離が増大するため、増幅器の利得飽和特性は光直接増幅伝送系の性能を支配する重要な基本特性である。

本章では、GaAsならびにInGaAsPから成る共振形および進行波形の光増幅器の利得中心波長付近にある信号光に対する信号利得飽和特性を実験と理論により定量的に明らかにする。特に、素子としての飽和出力の端面反射率や増幅器長への依存性に着目し、増幅媒質自体の持つ飽和強度との関係を明確にする。

### 5.2 飽和利得測定<sup>(54)</sup>

レーザ発振器の出力光を定電流動作の共振形増幅器bに入射し、増幅器の温度を掃引して測定した増幅信号出力同調特性の入力信号光パワー依存性を図5-1に示す。入力光パワーが小さいときは、前章で議論した小信号利得領域であり、信号利得プロファイルは(2-10)式で表されるローレンツ形となっている。しかし、入力光パワーが増加するにつれて信号利得のピーク波長は長波長側へ移動すると共に、非対称な利得プロファイルとなる。これは、利得飽和に伴う注入キャリア密度の減少によって活性層の屈折率が増加し、その結果、増幅器共振波長が増加するためである<sup>(42)</sup>。

このように、4.2節で述べた共振形光増幅器に対する小信号利得の測定法(①共振・非共振時の山谷比 $v$ 、②3dB帯域幅 $2B$ )のうち、②の3dB帯域幅から求める方法は、信号光パワーの増加に伴って利得プロファイルが非対称化するため飽和利得の測定には直接適用できない。信号光に対して基板が吸収体であるGaAs増幅器では、①の共振・非共振時の山谷比 $v$ の測定から飽和時の信号利得を求めることができる。しかし、基板が信

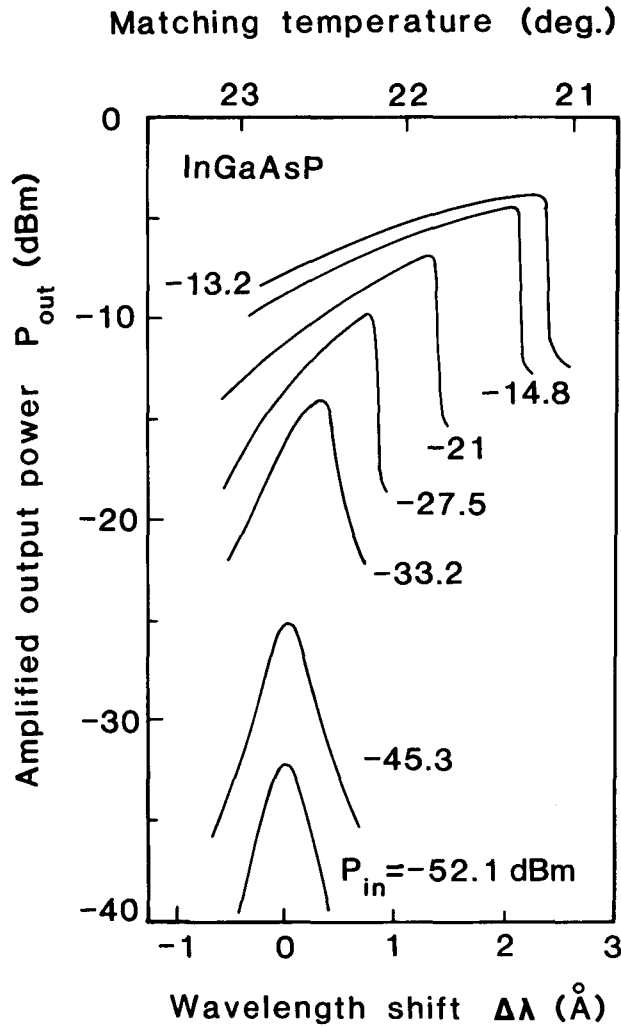


図5-1 利得飽和による信号利得プロファイルの変化 (増幅器 b)

号光に対して透明となる InGaAsP 増幅器では、①の  $v$  値による方法は不正確であり、図5-2に示すように、小信号領域での②の帯域幅測定を基準として増幅器の入出力特性を測定し、これを大信号領域まで外挿する方法により、信号利得の飽和を求める必要がある。4.2節で詳述したように、光出力-注入電流特性の比較から取り出し効率  $\eta_{out}$  を求めた上で、入力結合レンズ直前での入力光パワー  $P_1$  の関数として、実際の測定パワー  $P_4$  から出力パワー  $P_3$  を  $P_3 = P_4 / \eta_{out}$  で求め、さらに、3 dB 帯域幅の測定から求めた信号利得  $G$  を用いて、増幅器に結合する入力光パワー  $P_2$  を  $P_2 = P_3 / G$  で求めた測定結果を図5-2に示す。 $P_2$  の測定値は  $-30 \text{ dBm}$  以下の小信号利得領域では入力結合損失  $6 \text{ dB}$  に対応する傾き  $1$  の破線に良く一致しており、本測定が結合効率一定の条件で行われていることを示唆している。従って、破線からの  $P_3$  の増加分が未飽和および飽和

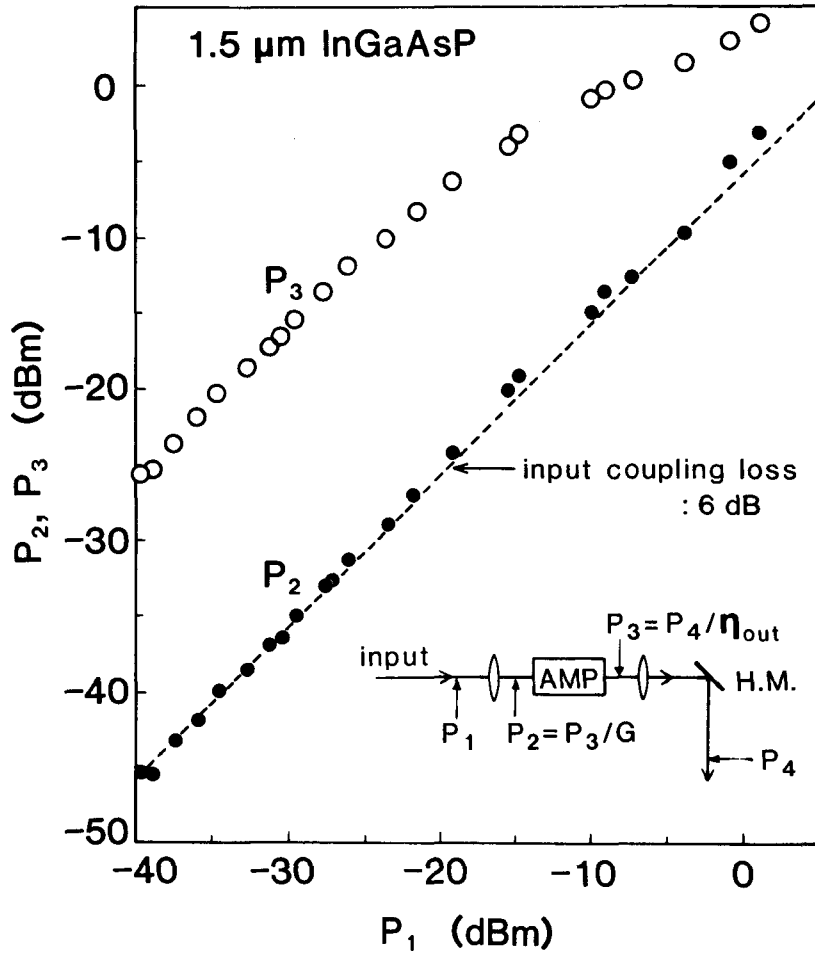


図5-2 増幅器入出力特性による飽和利得測定 (増幅器 a)

時の信号利得として求められる。

### 5.3 信号利得の増幅信号出力依存性と飽和強度<sup>(39)(54)(69)(83)</sup>

光増幅器における信号利得の飽和特性は、増幅器を一定の注入電流で動作させた上で、入力信号光パワーを増加させながら測定して求めた信号利得の増幅信号出力依存性あるいは入力信号パワー依存性の形で表される。共振形増幅器の場合には、図5-1に示したように飽和の進行と共に増幅器共振波長が長波長側に移動するため、信号光波長を共振波長に一致させながら信号利得を測定する必要がある。

共振形のGaAs増幅器Bで測定した共振時信号利得の増幅信号出力依存性を図5-3に示す。実線は表3-4の材料・構造定数に基づいたレート方程式解析による理論値であ

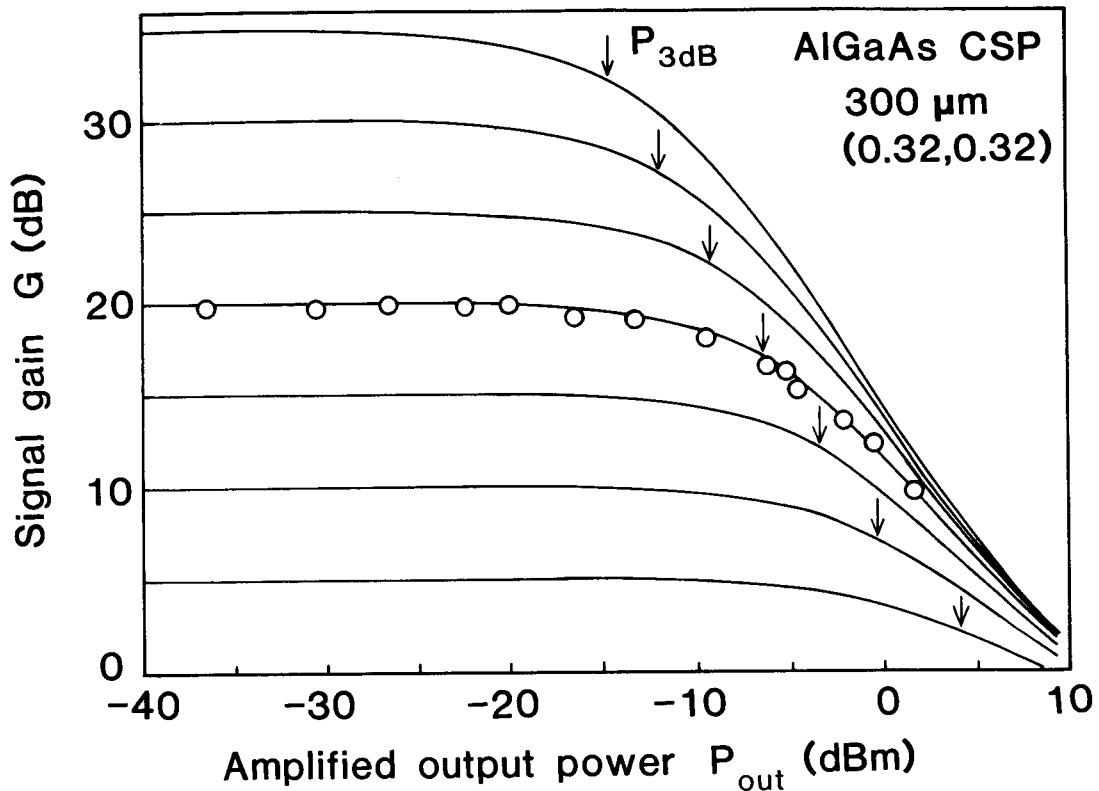


図5-3 GaAs共振形増幅器Bにおける信号利得の増幅信号出力依存性  
(○: 実験値, 実線: 理論値,  $P_{3dB}$ : 飽和出力)

り実験値と良く一致している。出力信号光パワーが小さい間は信号利得は未飽和の一定値を取るが、出力が増加するにつれて利得飽和のために信号利得は減少する。これは、信号増幅による誘導放出光の増加によって、活性層中に形成されていた反転分布が減少するために生じる(2.3.2項参照)。利得飽和の一つの目安として、信号利得が未飽和の値から3dB低下する時の増幅信号出力を飽和出力 $P_{3dB}$ と定義する。図から明らかなように、共振形増幅器における飽和出力の値は未飽和信号利得が増加するにつれて減少する。

次に、共振器Q値の異なる3種類のGaAs-CSP増幅器の信号利得飽和特性を図5-4に比較して示す。実線は、表3-4に示した各々の材料・構造定数に基づいた理論値であり、実験値の差を良く再現している。未飽和信号利得20dBに対する飽和出力値は増幅器A, B, Cで各々、-4.5, -7, -11dBmであり、共振器Q値の小さな増幅器ほど大きな飽和出力値を持つ。この3種類のCSP増幅器は同一のモード閉じ込め係数を持つためモード断面積は共通であり、ここで示した飽和出力の差は2.3.2項で議論した飽和強度 $I_s$ の差に起因すると考えられる。

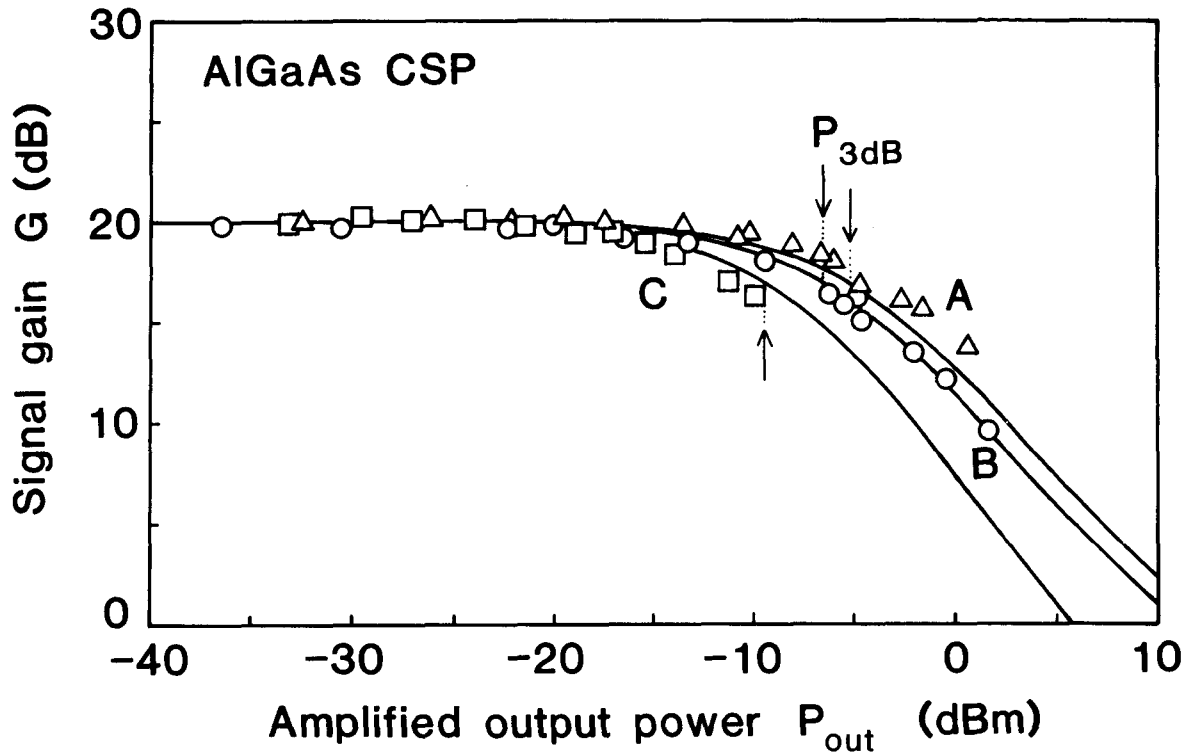


図5-4 信号利得の増幅信号出力依存性 (GaAs共振形増幅器)  
 (実線: 理論値,  $\Delta$ (A)  $\circ$ (B)  $\square$ (C): 実験値,  $P_{3dB}$ : 飽和出力)

GaAs増幅媒質が持つ飽和強度 $I_s$ の利得係数依存性を種々の不純物濃度について図5-5に示す。(2-34)式に示すように、 $I_s$ は増幅器の材料定数 $A_g (= A/v_g)$ と $\tau_s$ に反比例し、光子エネルギー $hf$ に比例する量として決定される。利得係数 $g$ の小さな領域で大きな $I_s$ が得られるのは、図3-3に示した利得係数の立ち上がり部分で $A_g$ が小さくなっているためである。一方、 $g$ の大きな領域での $I_s$ の増加は、キャリア密度の増加と共に $\tau_s$ が減少すること(図3-4)に起因する。(ここでも、図3-4の $\tau_{rad}$ に $6\text{ nsec}$ の非発光再結合寿命を考慮して $\tau_s$ を求めている。)ノンドープ活性層の場合には飽和強度は $g = 100\text{ cm}^{-1}$ 付近で最小値を持ち、これより利得係数が大きくなるほど $I_s$ は増大する。また、高不純物濃度のn形活性層の場合は、 $A_g, \tau_s$ 共に小さくなるため、 $g$ の広い領域で大きな飽和強度が得られる。

次に、図5-4の飽和出力 $P_{3dB}$ から飽和強度 $I_s$ を推定してみよう。増幅媒質の未飽和利得係数 $g_0$ は(2-24b)式で、また、利得係数の飽和は(2-33)式で与えられ、これから(2-5)式で単一通過利得 $G_s$ が、更に、(2-4)式で共振時信号利得 $G$ が計算できる。従って、未飽和時の単一通過利得 $G_{s,0}$ と飽和出力点での単一通過利得 $G_{s,3dB}$ ,

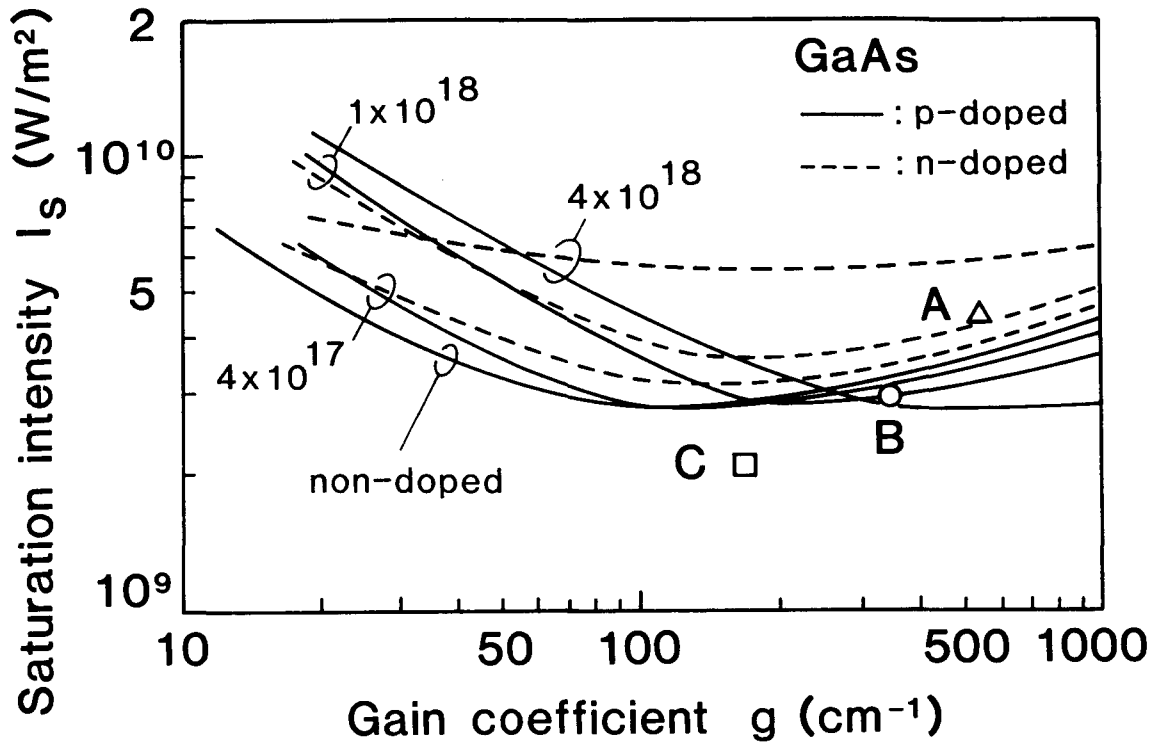


図5-5 飽和強度の利得係数依存性 (GaAs増幅器)

信号光強度  $I_{3dB}$  を用いて、 $I_s$  は次式で表される。

$$I_s = I_{3dB} \left\{ \frac{\alpha + (1/L) \ln G_{s,0}}{\alpha + (1/L) \ln G_{s,3dB}} - 1 \right\}^{-1} \quad (5-1)$$

また、 $I_{3dB}$  は (2-22), (2-23), (2-32) 式より、飽和出力  $P_{3dB}$  と

$$I_{3dB} = \frac{\Gamma P_{3dB}}{d w} \frac{1}{\ln(1/\sqrt{R_2})} \quad (5-2)$$

で関係付けられる。

(5-1), (5-2) 式を用いて、図5-4の飽和出力  $P_{3dB}$  から求めた飽和強度  $I_s$  を図5-5に示した。共振器Q値の小さな増幅器ほど利得係数の大きな領域で動作するため、飽和強度が大きくなり、その結果、飽和出力も増大している。

次に、1.5  $\mu$ m帯 InGaAsP 共振形増幅器 a, b で測定した信号利得の増幅信号出力依存性を図5-6に示す。増幅器 a の未飽和信号利得 30 および 20 dB における飽和出力値は各々、-11 dBm, -4.8 dBm であり、CSP 増幅器で理論的に予測した信号利得の増加に伴う飽和出力の減少が実験的に確認されている。また、増幅器 b の未飽和信号利得 20 dB における飽和出力値は -13.5 dBm であり、増幅器 a の値に比



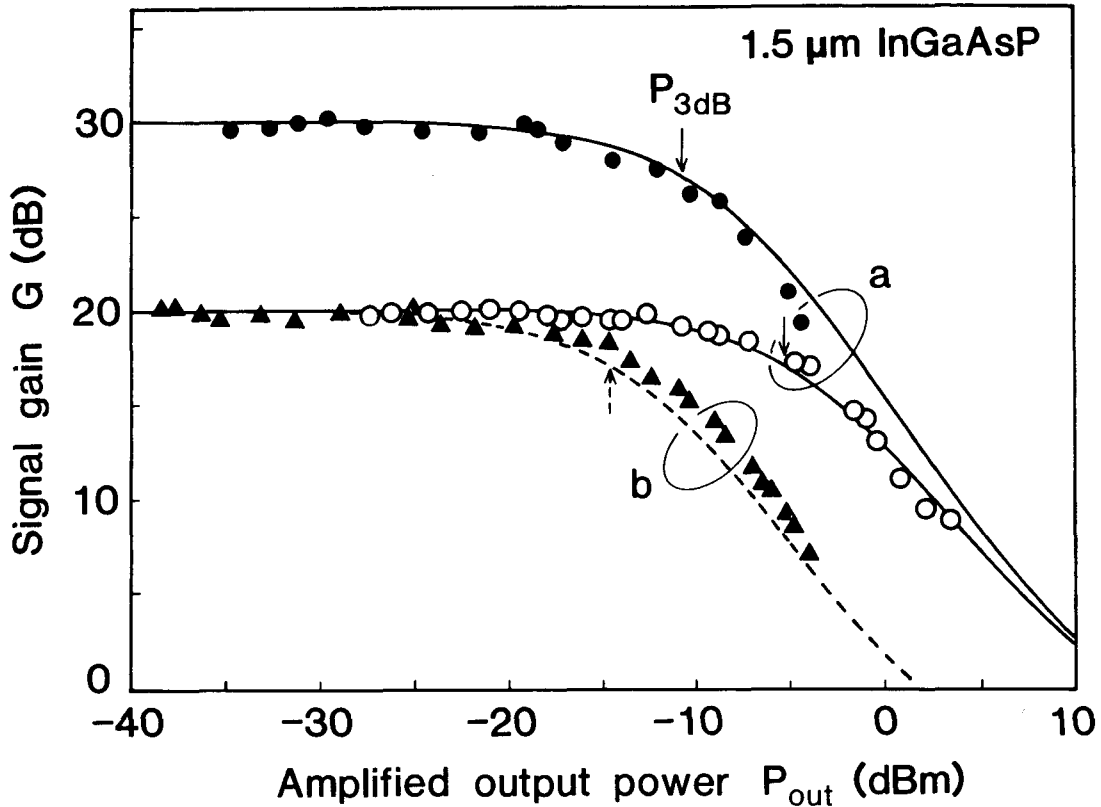


図5-6 信号利得の増幅信号出力依存性 (1.5 μm帯 InGaAsP 共振形増幅器)  
 (実線, 破線: 理論値, ●, ○(a), ▲(b): 実験値)

べ約9 dB減少している。実線および破線は表3-5に示した増幅器aおよびbに対する材料・構造定数に基づいた理論値であり、実験値の差を良く説明している。

さらに、図5-7には利得中心波長付近の1.48 μm信号光に対して測定した進行波形増幅器cの信号利得飽和特性を示す。実線は進行波形のレート方程式解析(付録2)から求めた理論値であり、実験値と良く一致している。進行波形増幅器の未飽和信号利得25, 20, 15 dBにおける飽和出力値は各々+9, +7, +5 dBmであり、飽和出力値は信号利得と共に増加している。これは、信号利得が大きくなるほど飽和出力が減少した共振形増幅器の利得飽和特性と全く逆の傾向を示しており、進行波形増幅器の大きな特徴である。

次に、進行波形増幅器信号利得の飽和特性を共振形増幅器のそれと比較する。反射防止膜を形成する前に共振形増幅器の状態、利得中心波長付近の1.536 μm信号光により測定した利得飽和特性を破線の理論値と共に図5-7に示す。未飽和信号利得20 dBにおける共振形増幅器の飽和出力は-13 dBmであり、これと比べると進行波形増幅器

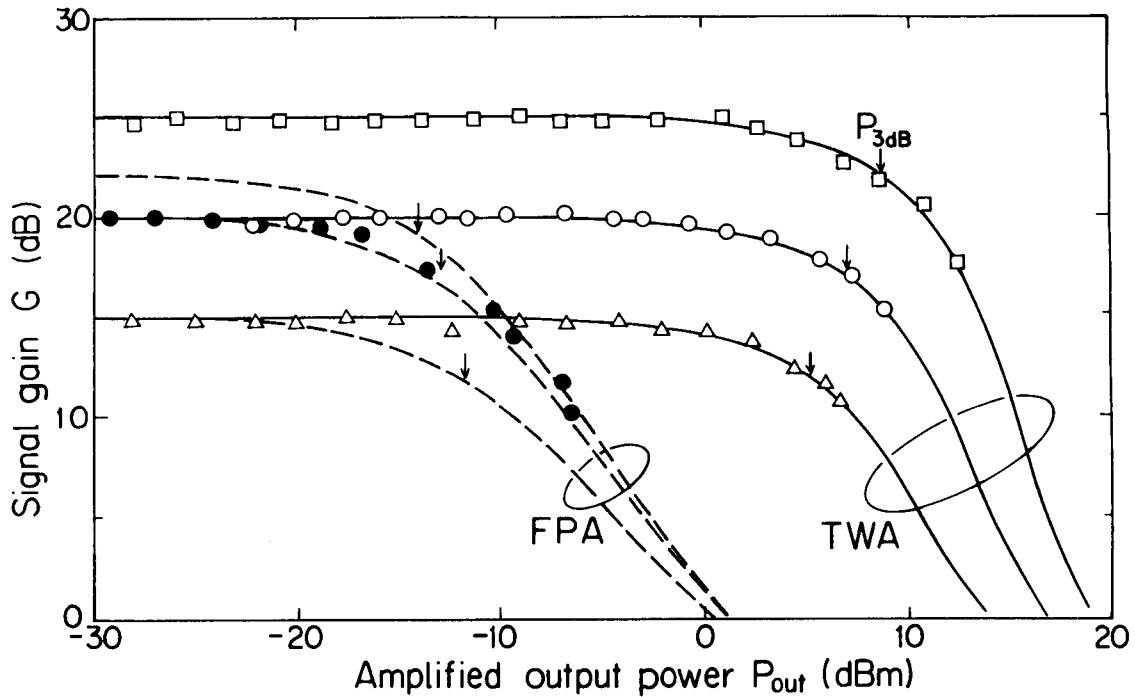


図5-7 信号利得の増幅信号出力依存性 (1.5  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 進行波形増幅器)  
 (実線, 破線: 理論値,  $\square \circ \triangle$  (c; TWA),  $\bullet$  (c'; FPA): 実験値)

の値 + 7 dBm は 20 dB 向上している。この理由は二つあり、一つは進行波形増幅器が共振形増幅器よりも注入キャリア密度の大きな領域で動作するために飽和強度  $I_s$  が大きくなっているためである。もう一つは、共振形増幅器で顕著な端面反射による共振の効果が進行波形増幅器では除去されているためである。共振形増幅器では単一通過利得  $G_s$  の飽和が (2-4) 式で表される多重反射の効果によって強調され、信号利得  $G$  での飽和が更に強くなるのに対し、進行波形増幅器の信号利得の飽和はほぼ  $G_s$  の飽和だけで決まっている。(図5-10参照)

1. 5  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 増幅媒質が持つ飽和強度  $I_s$  の利得係数依存性を p 形の種々の不純物濃度について図5-8に示す。一点鎖線で示した GaAs ノンドープ活性層の値と比べると、InGaAsP 増幅器では光子エネルギーが約半分となるため、利得係数  $g$  の小さな領域での  $I_s$  は小さい。しかし、 $g$  の大きな領域ではオージェ再結合の寄与によるキャリア寿命の減少が顕著であるため、より大きな  $I_s$  が得られている。図5-6, 図5-7の飽和出力  $P_{3dB}$  に対する実験値から求めた  $I_s$  を図5-8に示した。増幅器 a は b より、さらに c は a より大きな  $I_s$  で動作しているため、 $P_{3dB}$  も大きくなっている。

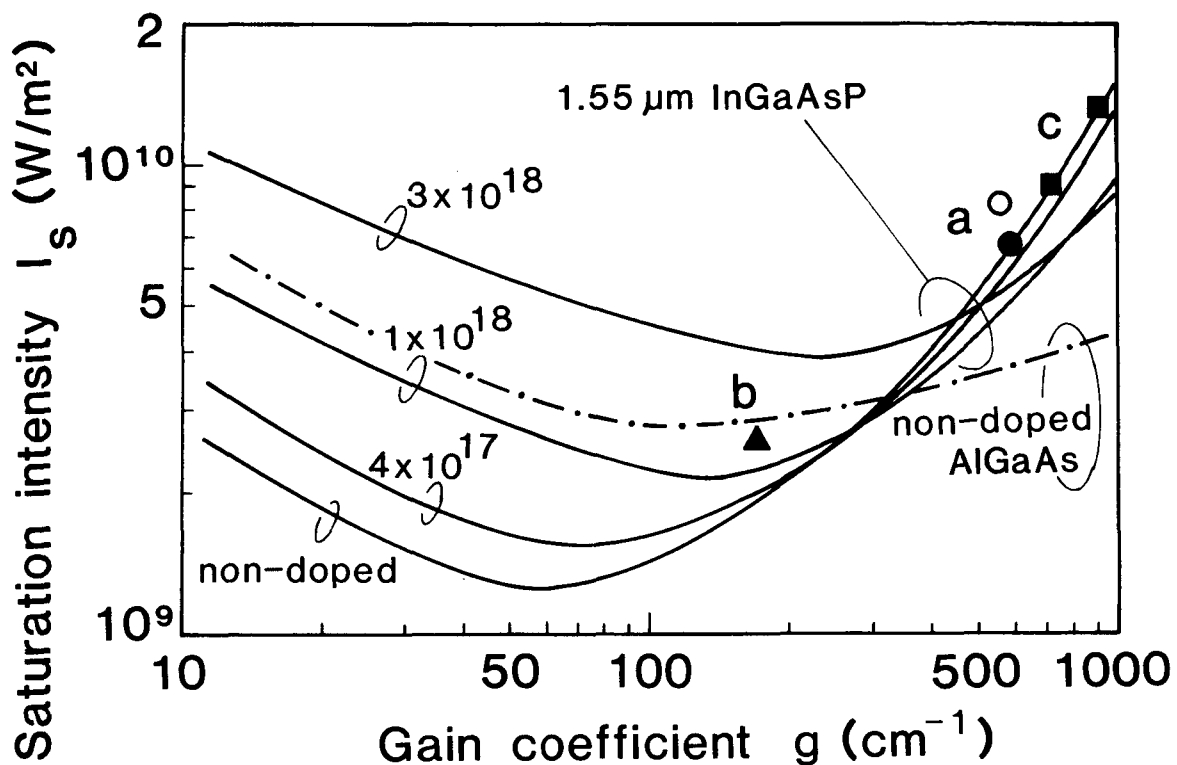


図5-8 飽和強度の利得係数依存性 (1.5 μm帯 InGaAsP 増幅器)

このように、1.5 μm帯 InGaAsP 増幅器では  $I_s$  の利得係数依存性が GaAs 増幅器のそれと比べて顕著となることから、増幅器を  $g$  の大きな領域で動作させるための構造設計、即ち、増幅器長  $L$ 、モード閉じ込め係数  $\Gamma$ 、端面反射率  $R$  の低減がより重要となる。さらに、デバイスとしての飽和出力を増大するためには、モード断面積  $S_0 = dw/\Gamma$  を大きくする必要がある。ところで、図3-8の  $\Gamma$  と  $d$  の関係をより詳しく検討すれば、 $d/\Gamma$  は活性層厚  $d = 0.2 \mu\text{m}$  付近で最小値を取り、 $d$  がこれより小さく或は大きくなるほどその値は増大することが解る。しかし、大きな  $I_s$  を得るために  $\Gamma$  を低減するという先の要請を考慮すると、活性層厚  $d$  を薄く、導波路幅  $w$  を広くする方向で  $S_0$  の増大を図る方向が望ましい。

本節で測定した各種増幅器の飽和出力、飽和強度を主な構造定数・材料定数と共に表5-1にまとめて示す。各増幅器でモード断面積  $S_0$  が異なっているため、物理的に各増幅器間の飽和レベルを比較するためには、 $P_{3dB}$  を  $S_0$  で規格化した活性層中の光強度で比べる必要がある。

表 5 - 1 信号利得 20 dB における飽和出力と飽和強度

活性層	0.8 $\mu\text{m}$ 帯 GaAs			1.5 $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP			
増幅器	A	B	C	a	b	c	(c')
形式	FP	FP	FP	FP	FP	TW	FP
反射率 $R_{1,2}(\%)$	(6, 32)	(32, 32)	(32, 32)	(30, 30)	(35, 35)	(0.04)	(32, 32)
増幅器長 $L(\mu\text{m})$	300	300	1100	190	290	300	300
活性層厚 $d(\mu\text{m})$	0.06	0.06	0.06	0.09	0.17	0.11	0.11
横モード幅 $w(\mu\text{m})$	7.3	7.3	7.3	2.8	2.7	1.0	1.0
閉じ込め係数 $\Gamma$	0.132	0.132	0.132	0.136	0.361	0.191	0.191
モード断面積 $S_e(\mu\text{m}^2)$	3.3	3.3	3.3	1.85	1.27	0.58	0.58
吸収係数 $\alpha(\text{cm}^{-1})$	13	13	13	21	29	23	23
$A_g (=dg/dN_e)(\text{cm}^2)$	$3.53 \times 10^{-16}$			$4.63 \times 10^{-16}$			
$N_0(\text{cm}^{-3})$	$1.39 \times 10^{18}$			$8.3 \times 10^{17}$			
キャリア寿命 $\tau_s(\text{ns})$	1.9	2.1	2.4	0.4	1.4	0.22	0.9
飽和出力* $P_{3dB}(\text{dBm})$	-4.5	-7.0	-11.0	-4.8	-13.5	+7.0	-13.0
飽和強度* $I_s(10^9 \times \text{W}/\text{m}^2)$	4.4	2.9	2.1	7.4	2.5	13.0	3.6
飽和強度** $I_s(10^9 \times \text{W}/\text{m}^2)$	3.6	3.2	2.8	6.5	1.9	13.2	3.2

\*実験値, \*\*理論値

#### 5.4 考察 - 飽和強度と飽和出力

##### 5.4.1 端面反射率依存性<sup>(69)</sup>

ここでは、進行波形と共振形の増幅器における信号利得飽和の差を動作機構の観点からより明確にするため、飽和強度と飽和出力の端面反射率依存性を一定の導波路構造、増幅媒質について計算した結果について述べる。増幅媒質としては 1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP のノンドープ活性層を選び、導波路構造は増幅器長  $L = 300 \mu\text{m}$ 、モード断面積  $S_e = 0.58 \mu\text{m}^2$ 、モード閉じ込め係数  $\Gamma = 0.191$  の進行波形増幅器 c と同一構造とした。また簡単のため、両端面の反射率は等しいと仮定している。

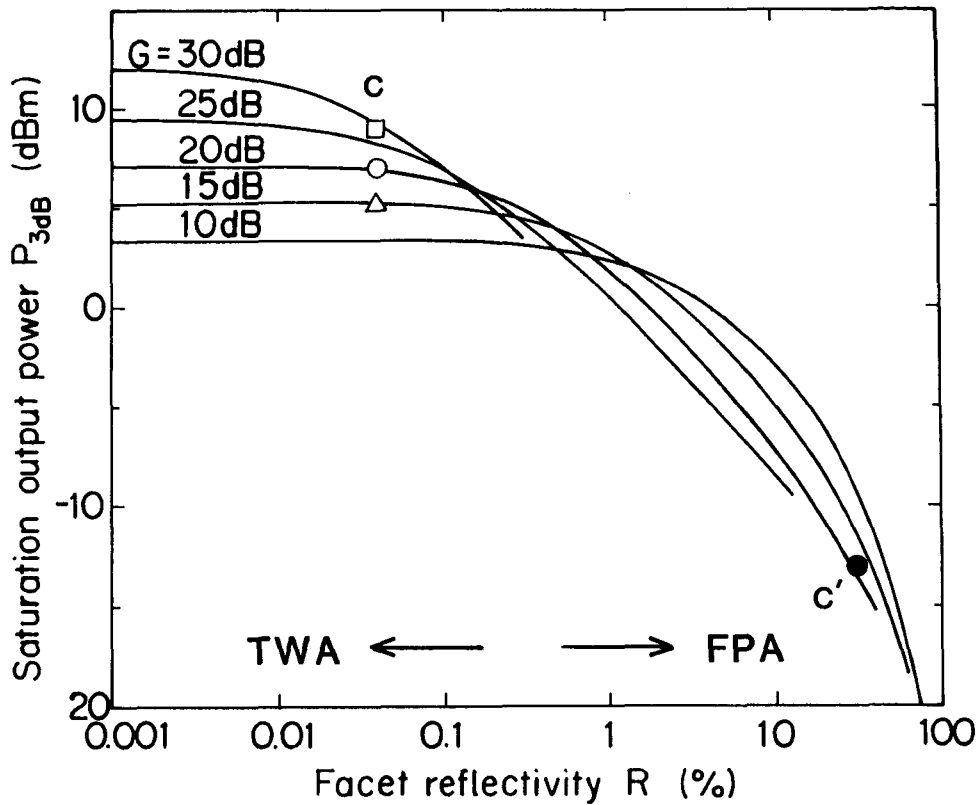


図5-9 飽和出力  $P_{3dB}$  の端面反射率依存性 (1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP 増幅器)

図5-9に、進行波形の多モードレート方程式解析から求めた飽和出力  $P_{3dB}$  の端面反射率依存性を信号利得  $G$  をパラメータとして示す。信号利得30および25dBに対する飽和出力の値が高反射率領域で示されていないのは、増幅された自然放出光による利得飽和のために、しきい値での信号利得がこれより小さな値に制限されているためである。図から明らかなように、端面反射率  $R$  の低減と共に  $P_{3dB}$  は増加しており、共振形増幅器に比べて進行波形増幅器が高出力動作に適することが分かる。さらに、 $P_{3dB}$  の信号利得依存性に着目すると、反射率が0.1~1%より大きな共振形増幅器の領域では  $P_{3dB}$  は  $G$  の増加と共に減少するのに対し、反射率が小さな進行波形増幅器の領域では  $G$  の増加と共に  $P_{3dB}$  は増大する。

前節でも指摘したように、飽和出力  $P_{3dB}$  は以下の二つの要因で決まる。第一番目は(2-33)式で表される増幅媒質自身の利得飽和、即ち利得係数の飽和を支配する飽和強度  $I_s$  である。(2-34)式に示すように、 $I_s$  は材料定数  $A_g$  と  $\tau_s(N_0)$  で決まるため、動作点での  $N_0$  を支配する  $R$ ,  $L$ ,  $\Gamma$  等の構造定数や注入電流  $I$  などによって  $I_s$  の値は大きく変化し、 $N_0$  が大きくなるほど  $I_s$  は向上する。

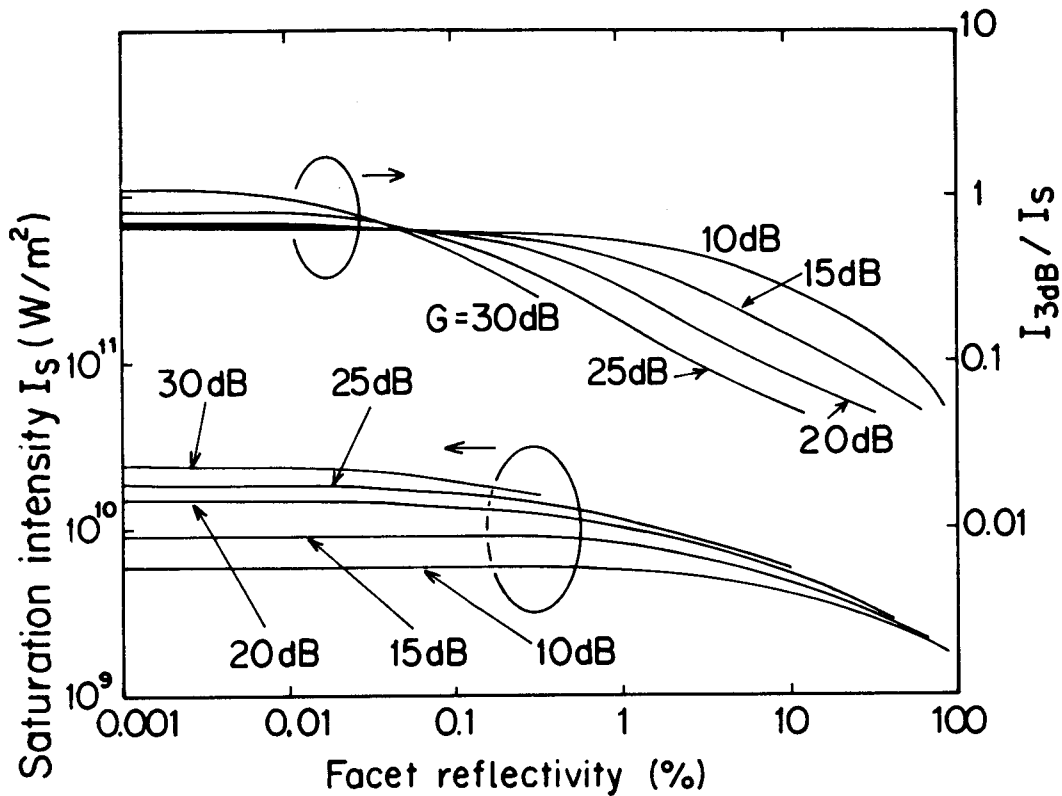


図5-10 飽和強度  $I_s$ ,  $I_{3dB}/I_s$  の端面反射率依存性  
(1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP 増幅器)

第二番目の要因は有限の端面反射率  $R$  に基づく共振効果である。利得飽和が生じていない状態の共振形増幅器では、この共振の効果によって比較的小さな単一通過利得  $G_s$  から大きな共振信号利得  $G$  が得られる。しかし、一旦利得係数の飽和が生じると、 $G_s$  の僅かな減少でも信号利得  $G$  では大きく強調されるため、 $G$  の飽和は急速に進展することになる。この共振の効果は  $I_{3dB}/I_s$  で評価できる。飽和出力時の出力側端面付近での活性層内の光強度  $I_{3dB}$  は、出力端面での進行波と後進波に対する境界条件から、 $P_{3dB}$  と次式のように関係付けられる。

$$I_{3dB} = \frac{1}{S_0} \frac{1+R}{1-R} \cdot P_{3dB} \quad (5-3)$$

共振形増幅器の場合には、進行波と後進波の光強度の和は共振器長に渡ってほぼ一様であり<sup>(48)</sup>、 $I_{3dB}$  は共振器内の平均強度を表す。従って、共振形増幅器の信号利得飽和はこの平均強度  $I_{3dB}$  で支配されながら共振器長に渡ってほぼ一様に生じるため、(5-1)式に示したように単一の  $G_{s,3dB}$  を用いてその飽和の程度を議論することができる。

一方、進行波形増幅器では進行波成分が後進波成分に比べ遙かに大きくなるため、両成分の光強度の和は入口で小さく、出口で大きくなる非対称な分布をしている。従って、進行波形増幅器では光強度の大きな出口付近でのみ利得係数の飽和が生じ、ここでの光強度が  $I_{3dB}$  に対応する。進行波形増幅器では光強度  $I(z)$  が増幅器長方向の位置  $z$  の関数であるため、利得係数  $g(z)$  も (2-33) 式と同様に

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + I(z)/I_s} \quad (5-4)$$

で表される位置の関数となり、利得飽和時の単一通過利得  $G_s$  は未飽和時の (2-5) 式に代わって、

$$G_s = \int_0^L \exp \{ [\Gamma g(z) - \alpha] z \} dz \quad (5-5)$$

で与えられる。  $R = 0$  の理想的な進行波形増幅器の信号光による利得飽和特性は、(5-4)、(5-5) 式の数値解を入射信号光パワーを増加させながら計算することによっても求められる。

$I_s$  と  $I_{3dB}/I_s$  の端面反射率依存性を図 5-10 に示す。端面反射率  $R$  が増加するに連れて  $I_s$  は減少し、信号利得  $G$  の値に関わらず一定値に収束する。これは、共振形増幅器がしきい値キャリア密度の極近傍で動作するためであり、しかもこのキャリア密度は  $R$  の増加と共に減少するため、 $I_s$  も小さくなっている。この時、 $I_{3dB}/I_s$  は  $G$  が大きくなるほど急激に減少している。従って、共振形増幅器における飽和出力  $P_{3dB}$  の信号利得依存性は  $I_{3dB}/I_s$  で表される共振効果で主に支配されている。一方、反射率を下げて行くと、 $I_{3dB}/I_s$  は  $G$  の値にはほぼ無関係に 1 付近の一定値にまで増加するが、 $I_s$  は動作点のキャリア密度の増加を反映して、 $G$  が大きいほど増加が著しい。従って、進行波形増幅器では信号利得が大きくなるほど飽和出力は向上し、高出力動作に最も適した増幅器となる。

#### 5. 4. 2 増幅器長依存性<sup>(83)</sup>

前項のように、同一構造で端面反射率を減少させて行くと、注入電流一定の下では共振効果が減少し信号利得は減少するため、元の信号利得を確保するためには注入電流密度を増加させる必要があった。この時、別の方法として、注入電流密度を一定に保ったままで増幅器長を増加させ、元の信号利得を確保することも可能である。前者は単位長当りの単一通過利得を増加させるものであるのに対し、後者は単位長当りの単一通過利得を一定に

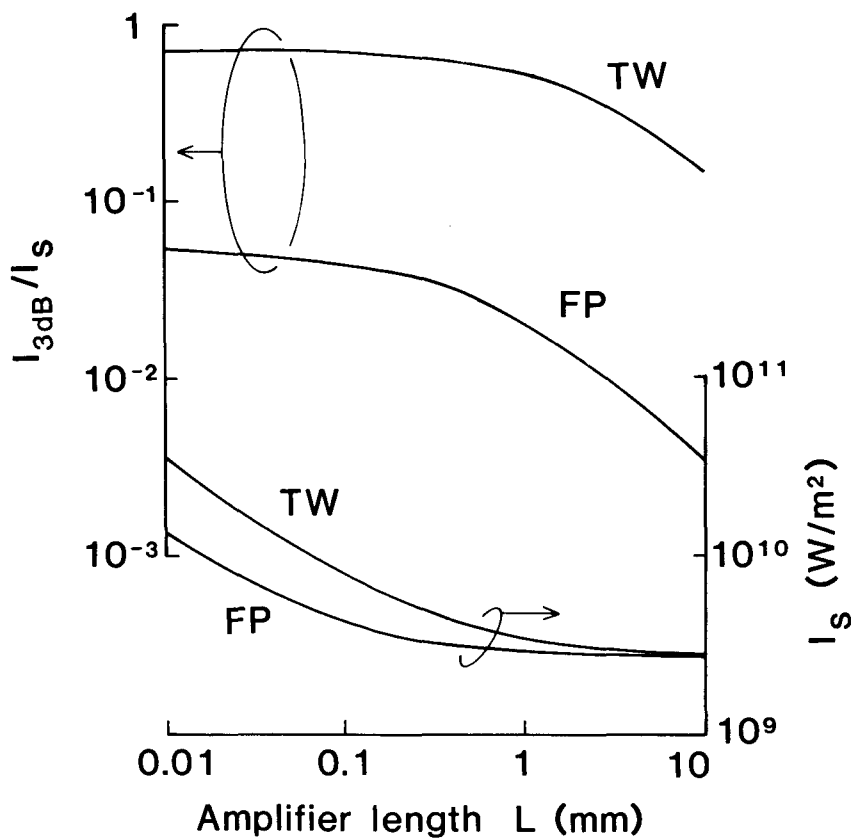


図5-11 飽和強度  $I_s$ ,  $I_{3dB}/I_s$  の増幅器長依存性 (GaAs 増幅器)

保ったままで増幅器長の増加で信号利得を稼ごうとするものである。後者では増幅器長をどんどん増やせば、電流密度の増加による発熱などの負担を被ることなく非常に大きな信号利得を実現できそうに見える。確かに、自然放出光による利得飽和を無視した近似の範囲内では、小信号利得領域で両者は同等の結果を与えるが、その信号光による利得飽和特性は以下のように異なる。

両端面へき開の共振形増幅器と  $R = 0$  の理想的な進行波形増幅器に対する、 $I_{3dB}/I_s$  と  $I_s$  の増幅器長依存性を図5-11に示す。ここでは、モード断面積  $S_e = 3.3 \mu\text{m}^2$  のCSP構造のGaAs増幅器を例に取り、信号利得20dBの動作条件で計算した結果を示す。増幅器長の減少に伴って動作点での注入キャリア密度が増加するため、飽和強度  $I_s$  は増加する。一方、飽和出力に対応する光強度  $I_{3dB}$  の飽和強度に対する比  $I_{3dB}/I_s$  は共振形、進行波形共に数百  $\mu\text{m}$  以上の増幅器長で急激に減少する。これは、未飽和時の単一通過利得  $G_s$  が (2-5) 式および (5-5) 式に示すように、モード利得係数  $\Gamma g$  と損失係数  $\alpha$  の差  $(\Gamma g - \alpha)$  と増幅器長  $L$  の積を一定とする形で決まっており、一定値の



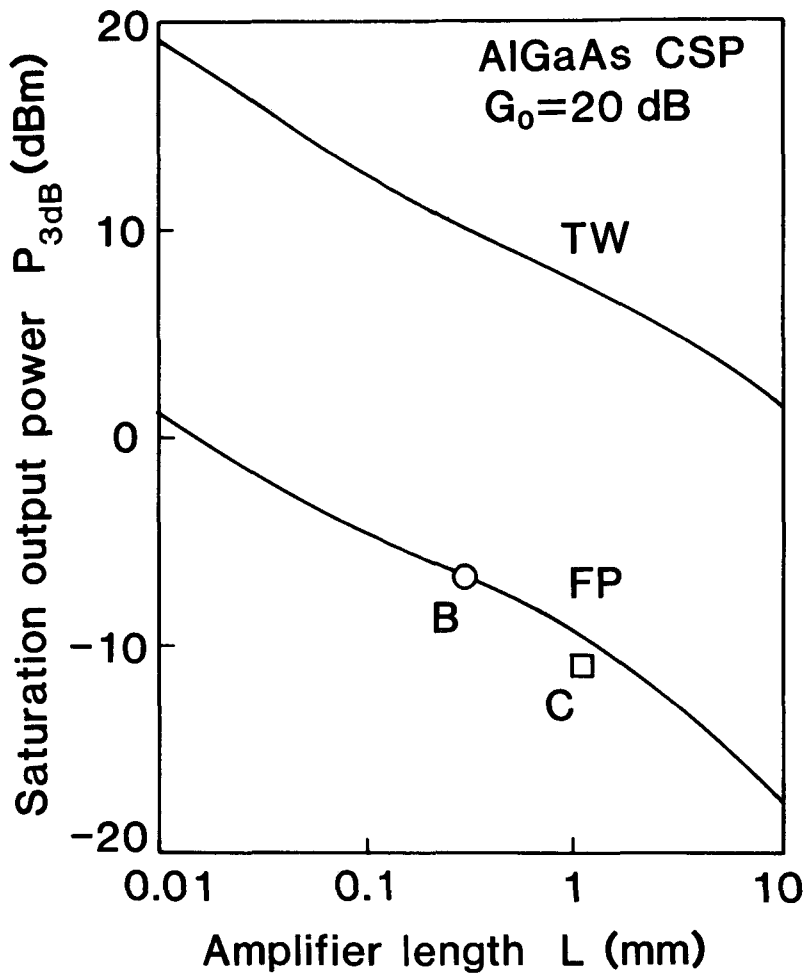


図5-12 飽和出力P<sub>3dB</sub>の増幅器長依存性 (GaAs増幅器)

$\alpha$  に対して利得係数  $g$  だけが (2-33) 或は (5-4) 式に従って飽和することに起因する。即ち、 $L$  が短く  $\Gamma g$  が  $\alpha$  に比べて大きい領域では、 $I$  の増加に対する  $(\Gamma g - \alpha)L$  の減少はほぼ  $\Gamma g$  の飽和特性で決まるのに対し、 $L$  が長く  $\Gamma g$  が  $\alpha$  と同程度になる領域での  $(\Gamma g - \alpha)L$  の飽和は  $\Gamma g$  自体の飽和よりも早く進むため、 $I_{3dB}/I_s$  は小さくなる。一方、 $\alpha = 0$  の場合は増幅器長の長短に関わらず、 $G_s$  を決める  $\Gamma g L$  が一定となるため、 $I_{3dB}/I_s$  に増幅器長依存性は現れない。また、進行波形で共振形に比べて  $I_{3dB}/I_s$  が 12 ~ 15 dB 向上するのは、前項で述べた共振効果が除去されたためである。

図5-12 に飽和出力  $P_{3dB}$  の増幅器長依存性を示す。 $P_{3dB}$  は増幅器長  $L$  の増加と共にほぼ単調に減少している。しかし、この  $P_{3dB}$  の変化は、図5-11 に示したように、 $L$  の短い領域では主に  $I_s$  の、また、 $L$  の長い領域では  $I_{3dB}/I_s$  の変化に起因することに注意を要する。 $I_{3dB}/I_s$  と  $I_s$  の両者の効果によって、進行波形増幅器の  $P_{3dB}$  は共振形

のそれよりも約20 dB大きな値となる。以上の議論から明らかなように、増幅器の高出力動作には、増幅器長を増加させるよりも、注入キャリア密度を増加させることによって、短い増幅媒質長でできるだけ大きな信号利得を得る方向が望ましい。

## 5. 5 むすび

本章では、GaAsおよび1.5 μm帯InGaAsPから成る共振形と進行波形のレーザ増幅器について、利得中心波長付近にある入力信号光パワーの増加に伴って生じる信号利得の飽和特性を実験と理論により明らかにした。以下に、得られた結果を要約する。

(1) 光増幅器の線形増幅領域の目安として、信号利得が未飽和の値から3 dB低下した点での出力光パワーを飽和出力 $P_{3dB}$ として定義し、この値が共振形増幅器で-14 ~ -5 dBmとなることを明らかにした。さらに、進行波形増幅器の飽和出力値は+7 dBmとなり、共振形に比べて高出力動作に適することを初めて実証した。

また、これらの実験結果は、第3章で明らかにした構造定数・材料定数(表5-1)に基づいたレート方程式解析の結果と良く一致した(図5-4, 図5-6, 図5-7)。

(2) 光増幅器のデバイス特性としての飽和出力 $P_{3dB}$ は、

- ① 利得係数の飽和を支配する飽和強度 $I_s$ ,
  - ② 単一通過利得 $G_s$ から共振信号利得 $G$ への増強度を支配する共振効果( $I_{3dB}/I_s$ ),
  - ③ 活性層内光強度 $I$ と光パワー $P$ を関係づけるモード断面積 $S_e (=dw/\Gamma)$ ,
- の3つの要因で決定され、 $P_{3dB}$ の向上には、 $I_s$ ,  $S_e$ の増大と共振効果の低減が重要である。

(3) ①の飽和強度 $I_s$ は材料定数 $A_g$ ,  $\tau_s$ に反比例し、キャリア密度の増加と共にキャリア寿命 $\tau_s$ が減少するため、同一活性層の場合でも増幅器が大きな注入キャリア密度、利得係数で動作するほど大きな $I_s$ が得られる(図5-5, 図5-8)。このような動作を実現するための構造設計として、増幅器長 $L$ , モード閉じ込め係数 $\Gamma$ , 端面反射率 $R$ を低減する方向が望ましい(図5-9~図5-12)。特に、1.5 μm帯のInGaAsP材料では、オージェ再結合の寄与により利得係数の大きな領域でのキャリア寿命の減少がGaAs材料に比べて顕著であるため、高飽和出力の増幅特性を実現するためには、上述の構造設計がより重要となる。

(4) ②の共振効果は $R$ が大きくなるほど増大する(図5-10)ため、端面反射率 $R$ の

低減が不可欠である。

- (5) ③のモード断面積の増大は、活性層厚  $d$  を薄く、導波路幅  $w$  を広くする方向で行うことが望ましい。
- (6) 高利得の増幅器を実現する手法として、増幅器長を一定に保ったまま注入電流密度を増加させて単位長当りの単一通過利得を大きくする方法と、単位長当りの単一通過利得を一定に保ったまま増幅器長を増加させる方法の2つがあるが、後者は前者に比べて吸収係数  $\alpha$  の影響を強く受けるため、利得飽和が生じ易い。

## 第6章 2 波長共通増幅特性

### 6.1 まえがき

進行波形増幅器は70 nm以上に渡る広い利得幅を持つため、信号光をこの利得幅内の任意の波長に設定することや、波長多重信号光を一括して増幅する共通増幅器として使用することが可能である。信号光パワーが非常に弱い小信号利得領域の動作では、図4-16に示したような小信号利得スペクトルが既知であれば、信号光波長を変化させた時の利得変化や共通増幅時の各信号光の利得あるいは出力値を一義的に決定することができる。

しかし、信号光パワーが増加し、利得飽和が生じた場合のこれらの特性は、半導体増幅媒質の広帯域な利得飽和の機構に強く依存し、利得広がり機構が”均一”か”不均一”かによって、共通増幅時の利得飽和特性は大きく異なる。均一あるいは不均一な利得広がり概念は、ガスレーザ媒質などの利得飽和の振舞いを記述する際に導入され、図6-1に示すように飽和のスペクトル特性と光強度依存性の両者にその差が顕著に現れる<sup>(121)</sup>。

Homogeneous vs. Inhomogeneous Saturation

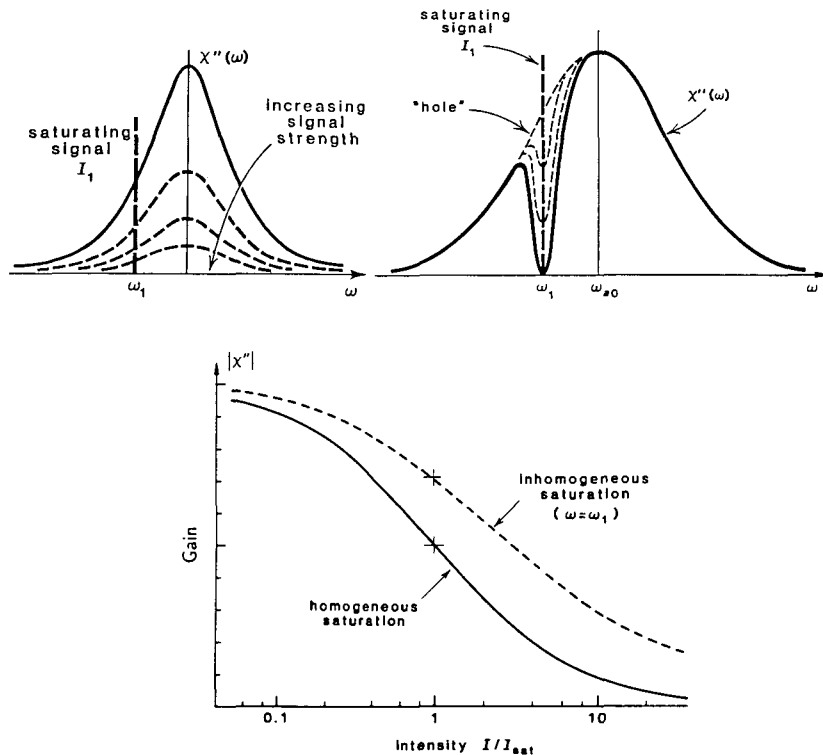


図6-1 均一および不均一な利得広がり媒質における利得飽和  
(利得係数のスペクトル特性および光強度依存性)

媒質が均一広がりの場合には、飽和利得スペクトルは未飽和時のそれから均一に減少したものとなり、飽和光に対する利得係数の大きさ自体は光強度  $I$  に対して

$$g = g_0 / (1 + I / I_s) \quad (6-1)$$

の形で飽和する。一方、遷移周波数の異なる多くの原子系の集合体で生じる不均一な広がりの場合には、飽和光の近傍に”スペクトル・ホールバーニング”が現れることを除いては、飽和利得スペクトルは未飽和時のそれと本質的に同一である。さらに、その飽和光に対する利得は

$$g = g_0 / \sqrt{1 + I / I_s} \quad (6-2)$$

に従って減少するため、均一広がりの場合に比べて飽和は起こり難くなる<sup>(121)(154)</sup>。

第5章では、利得中心波長付近の1入力信号光に対する利得飽和特性が、媒質の均一広がりを仮定した2.3節の理論解析と良く一致することを既に明らかにした。このことから、半導体増幅媒質の利得広がり(6-1)式に従う均一なものであると考えられるが、ここでは更に、飽和による利得スペクトルの変化と2波長入力時の利得飽和の光強度依存性の観点から利得広がり(6-1)の均一性の検証を進める。

本章ではまず、単一信号光入力時の進行波形増幅器における利得飽和特性の信号光波長依存性を実験的に明らかにし、線形増幅器として大きなダイナミックレンジを確保するための信号光波長の選択に対する指針を与える。さらに、2波長共通増幅時の利得飽和特性を実験と理論の両面から検討し、半導体増幅媒質の均一利得飽和を直接的に検証すると共に、多波長共通増幅器としての利得飽和特性を明らかにする。

## 6.2 利得飽和の信号光波長依存性<sup>(66)(71)</sup>

進行波形増幅器 d で測定した TE 偏波信号光に対する利得飽和特性の信号光波長依存性を図6-2に示す。実験は図4-1と同様の配置で行い、信号光源には1.5 μm帯で広い波長域に渡って発振波長の同調が可能な単一モードFセンタレーザを使用した。進行波形増幅器は80 mAの一定電流で駆動されており、利得中心波長の1.515 μmで19 dBの未飽和信号利得を持つ。利得中心波長付近の1.510 μmを中心にして、短波長側の1.480 μm, 1.490 μmと長波長側の1.540 μm, 1.558 μmの5つの信号光波長に対する利得飽和特性を示しており、利得中心波長から離れるに従って未飽和信号利得は減少する。未飽和信号利得から3 dBの利得飽和が生じた時点の出力で定

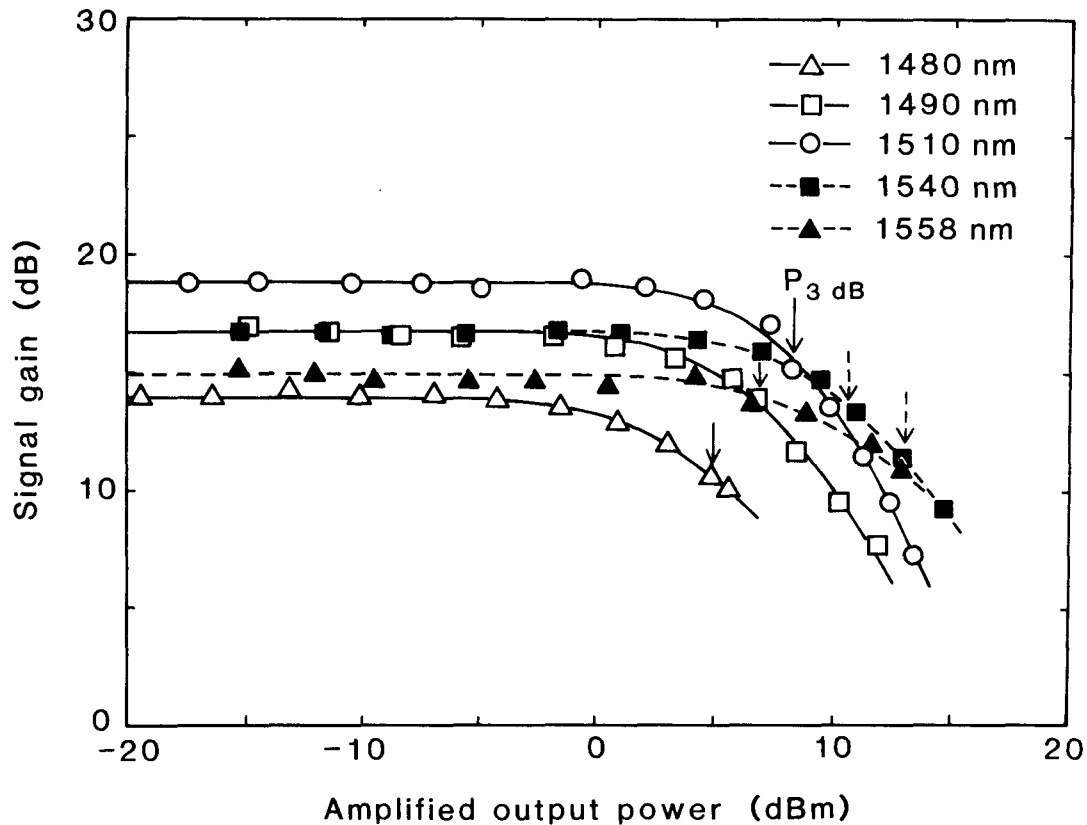


図6-2 利得飽和特性の信号光波長依存性  
(1.5 μm InGaAsP 進行波形増幅器 d)

義した飽和出力値  $P_{3dB}$  は、図中に矢印で示したように、信号光波長が短波長側にある場合に比べ、長波長側の信号光ほど大きくなっている。1.480 μm, 1.490 μm, 1.510 μm, 1.540 μm, 1.558 μm の各波長に対する飽和出力値は、各々、+4 dBm, 6.9 dBm, 8.3 dBm, 10.6 dBm, 13 dBm と測定された。従って、広帯域な進行波形増幅器で線形増幅のための大きなダイナミックレンジを確保するためには、小信号利得が小さくなり過ぎない範囲内で、利得ピークよりできるだけ長波長側に信号光波長を設定することが望ましい。

この飽和出力値の信号光波長依存性の原因を明らかにするために、利得飽和時の信号利得スペクトルを光注入法により広い波長域に渡って測定した。図6-3は、波長の異なる2つの光源レーザからの信号光(チャンネル1, 2)をハーフミラー上で合波し、これを増幅器に同時に入射して、各信号光に対する信号利得を測定するための実験系を示している。増幅器の出力側では回折格子分光器を使用し、チャンネル1あるいはチャンネル2の波長のみを選択した上で、光検波器とロックイン・アンプを用いて各チャンネルの飽和信

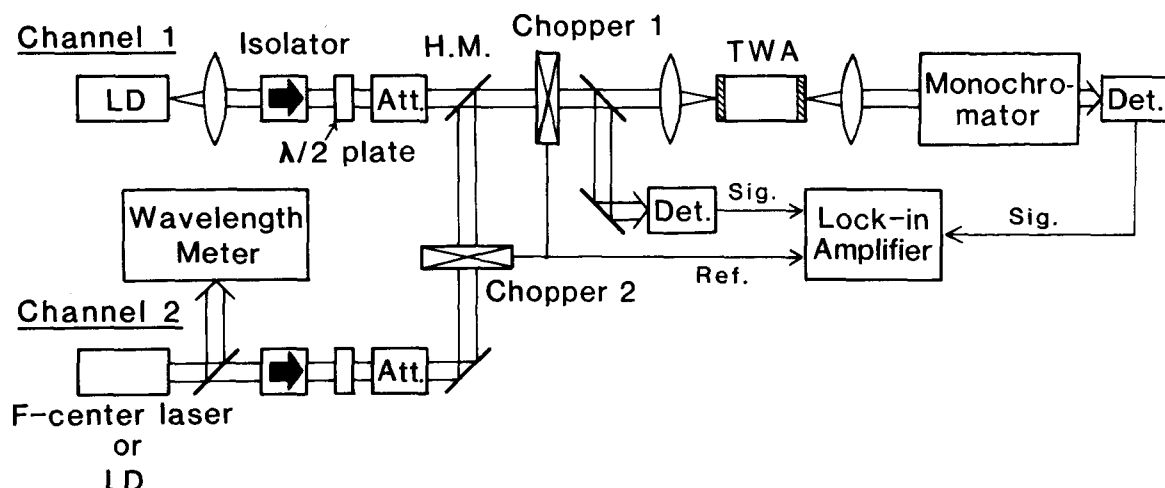


図6-3 2波長信号光入力による増幅器信号利得の測定系

号利得を測定することができる。本実験では、強い飽和光として用いるチャンネル1の光源に波長 $1.512\mu\text{m}$ のDFB（分布帰還形）半導体レーザを使用し、弱いプローブ光として用いるチャンネル2の光源には波長可変の単一モードFセンタレーザを使用している。飽和光の増幅出力は $6\text{ dBm}$ の一定値とし、プローブ光出力は $-11\sim-7\text{ dBm}$ の範囲に保ちながらその波長を変化させた。チャンネル1の飽和光の影響を除去するために分光器波長をプローブ光波長に一致させながら、チョッパ2を使用して測定したプローブ光に対する信号利得スペクトルを図6-4に示す。

図中の●は増幅器を $80\text{ mA}$ のバイアス電流値に設定し、 $\text{cw}$ の飽和光を注入しながらTE偏波の弱いプローブ光で測定した飽和信号利得スペクトルである。一方、○、△、□はそれぞれ、 $80$ 、 $70$ 、 $60\text{ mA}$ のバイアスで、チャンネル1の飽和光を遮断して測定した未飽和信号利得スペクトルである。注入電流が増加するに連れて、バンドフィリングに起因する利得ピークの短波長側への移動を伴いながら、小信号利得は増加している。さらに、強い飽和光の注入によって飽和した信号利得（●）は未飽和での値（○）に比べて全波長域に渡って減少しており、そのスペクトルはバイアス電流 $70\text{ mA}$ での未飽和利得スペクトル（△）に完全に一致している。図6-1に示したような顕著なスペクトル・ホールバーニングは観測されない。このことは、飽和光によって引き起こされる誘導放出過程で伝導帯中の注入キャリアの総数は減少するが、再配分された結果のキャリア分布は、バンドフィリングの特徴も含め、低バイアス時での未飽和利得スペクトルに対応するキャリア分布に一致することを示している。このことから、半導体増幅媒質は全利得スペクト

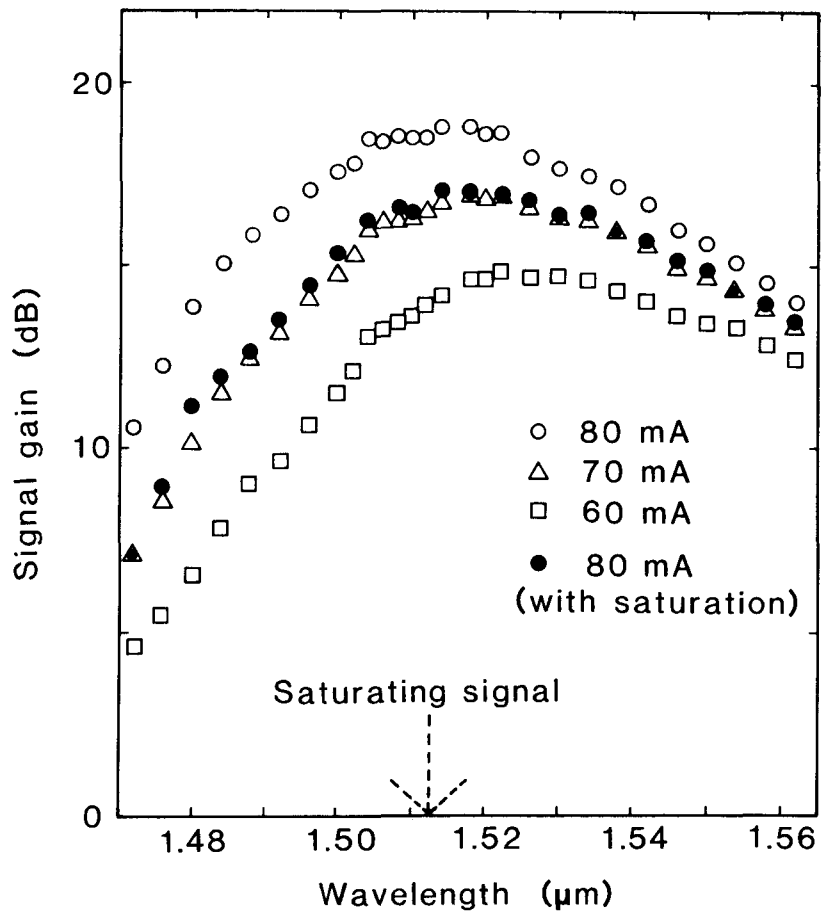


図6-4 進行波形増幅器dの小信号利得スペクトル  
 (●は波長1.512 μmに強い飽和信号光がある場合の飽和利得スペクトル)

ルに渡って均一に飽和していると結論できる。本実験結果は半導体レーザ中の均一な利得広がりをも、増幅利得の形で初めて直接的に検証したものである。

また、図6-2の利得飽和の信号光波長依存性は、図6-4の飽和利得スペクトルに現れているように、半導体増幅媒質に特徴的なバンドフィリングに起因する利得ピーク波長の移動により生じていることが解る。即ち、入力光パワーの増加に伴って、注入キャリア数が減少し、信号利得は全波長域に渡って飽和する。しかしこの時、バンドフィリングの逆過程で利得ピーク波長が長波長側へ移動するため、短波長側での利得の減り方に比べ長波長側での減り方は小さくなっている。従って、長波長側の信号光を使用するほど飽和出力値は大きくなる。



### 6. 3 2 波長共通増幅特性<sup>(67)(71)</sup>

広帯域な利得幅を有する進行波形増幅器は、波長多重光伝送系やコヒーレント光伝送系における波長多重あるいは周波数多重されたIM, FM, PM信号光を一括して共通増幅することが可能であり、これらの伝送系における最も構成の簡単な光直接増幅中継器と成り得る。しかし、半導体光増幅器では均一飽和が支配的であるため、他のチャンネルの信号光の有無によって或る信号チャンネルの利得が影響を受けることが予想される。この振舞いを支配する基本特性として、2波長共通増幅時の利得飽和特性を以下で検討する。

ここでは、進行波形増幅器cにチャンネル1, 2からの波長の異なる信号光を同じ入力光パワーで注入し( $P_{in1} = P_{in2}$ )、各チャンネルの信号利得を図6-3の実験系で測定した。増幅器は60mAの直流電流でバイアスされ、利得中心付近での小信号利得は20dBである。チャンネル1の波長 $\lambda_1$ は利得中心波長の1.480 $\mu\text{m}$ に固定し、チャンネル2では光源の半導体レーザを交換することによりその波長 $\lambda_2$ を長波長側に1.490 $\mu\text{m}$ , 1.500 $\mu\text{m}$ , 1.514 $\mu\text{m}$ , 1.537 $\mu\text{m}$ と変化させた。チャンネル1と2の入力光は共通のチョッパ1でオン・オフされ、出力側の回折格子分光器を用いて各チャンネルの増幅信号光パワーを波長選択した上でその信号利得を測定した。

$\lambda_2 = 1.537\mu\text{m}$ とした場合の、チャンネル1および2に対する信号利得の増幅信号出力依存性を図6-5に示す。×と○はチャンネル2に信号光が有る場合と無い場合のチャンネル1の信号利得 $G_1$ を、チャンネル1の増幅信号出力 $P_{out1}$ に対してプロットしたものである。同様に、+と▽はチャンネル1に信号光が有る場合と無い場合のチャンネル2の信号利得 $G_2$ を、 $P_{out2}$ に対してプロットしたものである。黒塗の●と▼は、各々、 $G_1$ ,  $G_2$ を両チャンネルからの出力の和 $P_{total} (= P_{out1} + P_{out2})$ に対してプロットしたものである。実線と破線は互いに相手のチャンネルに信号光が有る場合と無い場合の理論値であり、実験結果はこの理論曲線に良く一致している。これらの理論値は多モードの進行波形レート方程式<sup>(48)(49)</sup>を用いて計算したもので、キャリア数に対しては(2-15)式と同様の単一の方程式を用いているため、均一な利得広がり仮定した計算となっている。なお、ここではバンドフィリング効果も含めた広帯域利得スペクトルの変化を(2-63)式の形で取り入れており、図4-16の利得スペクトルから求めた利得ピーク波長 $\lambda_p$ (nm)と利得幅 $2\Delta\lambda_g$ (nm)を利得係数 $g$ ( $\text{cm}^{-1}$ )の関数として、

$$\lambda_p = 1557 - 0.082 \cdot g \quad (6-3)$$

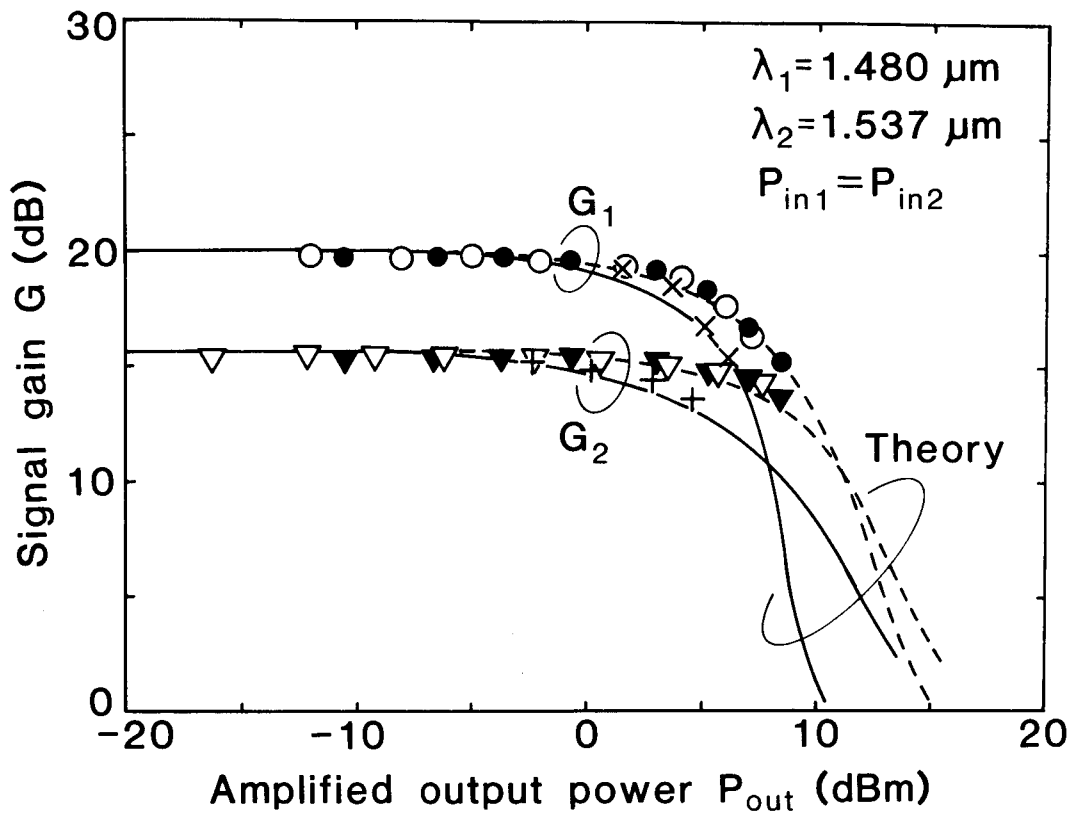


図6-5 2波長共通増幅時の利得飽和特性(1) (進行波形増幅器c)

$$2 \Delta \lambda_g = 140 + 0.126 \cdot g \quad (6-4)$$

で近似した。両チャンネルからの出力の和  $P_{total}$  に対してプロットした  $G_1$ ,  $G_2$  の利得飽和特性が各チャンネルの1入力信号光に対する利得飽和特性と完全に一致することから、入力光が単一のチャンネルに集中しているか多チャンネルに分割された形で与えられるかに関わりなく、増幅器としての利得飽和の度合は両チャンネルからの出力和  $P_{total}$  で一義的に規定されることが実験的にも確認された。この実験結果は、57nm離れた波長間でも半導体レーザ利得が均一に飽和していることを広範囲のパワーレベルに渡って検証したものとなっている。

$\lambda_2$  を他の波長に変えた場合の2波長増幅の実験でも、 $P_{total}$  に対してプロットした  $G_1$ ,  $G_2$  の利得飽和特性が各チャンネルの1入力信号光に対する利得飽和特性と一致する結果が得られている。その一例として、 $\lambda_2 = 1.514 \mu\text{m}$  の場合の2波長共通増幅時の利得飽和特性を図6-6に示す。図6-5, 図6-6で1入力信号光に対する飽和出力値を比べてみると、進行波形増幅器dに対して測定した図6-2の結果と同様に、長波長

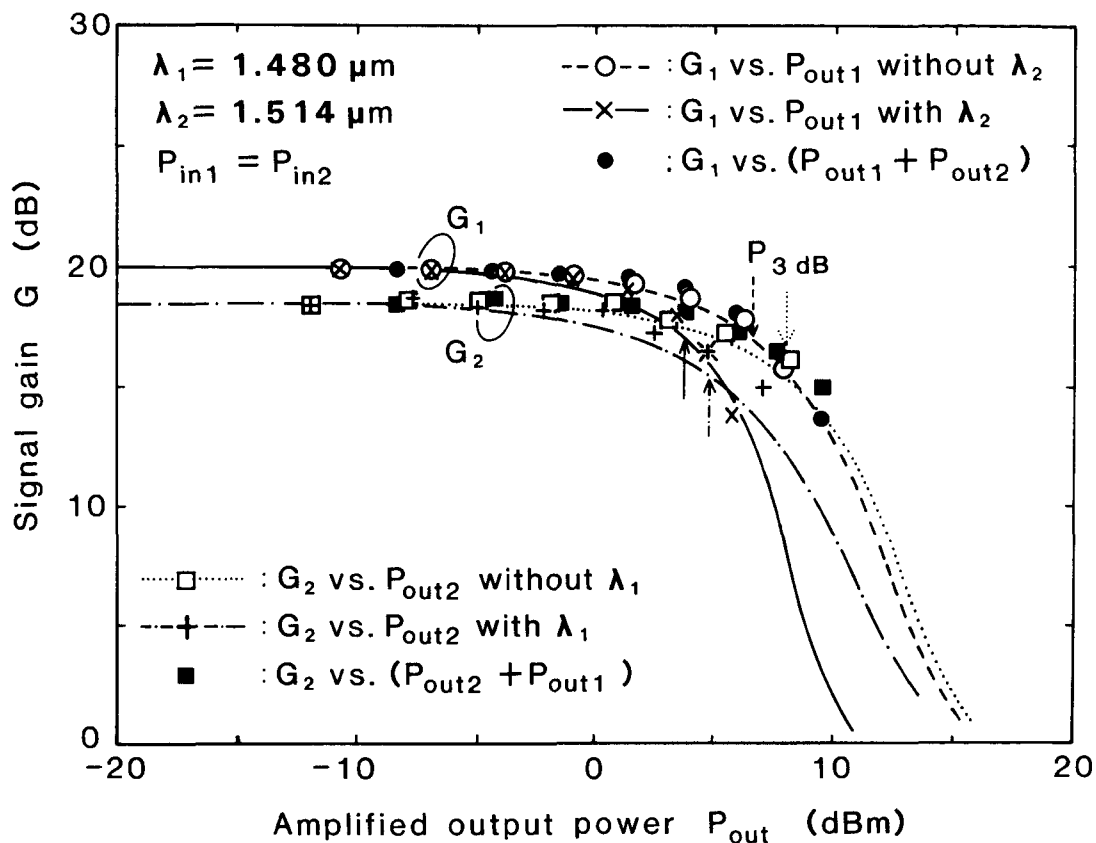


図6-6 2波長共通増幅時の利得飽和特性(2) (進行波形増幅器c)

側にあるチャンネル2の方が利得ピークのチャンネル1に比べて飽和出力は大きくなっている。さらに、他のチャンネルに信号光がある場合の利得飽和特性を比べてみると、短波長側にあるチャンネル1の信号光の方が長波長側のチャンネル2の信号光に比べて、高出力領域での利得飽和がより強く生じている。これは、先に述べた1入力信号光に対する利得飽和の信号光波長依存性が2波長共通増幅時にはより強調されるためである。

最後に、 $\lambda_2 = 1.490 \mu\text{m}$ での2波長共通増幅時の利得飽和特性を図6-7に示す。信号光波長が共に利得ピークに近く、両チャンネルで同程度の未飽和信号利得が得られるため、チャンネル2の信号光に対する信号利得 $G_2$ の増幅信号出力依存性のみを示している。×と△はチャンネル1に信号光が有る場合と無い場合の $G_2$ を $P_{out2}$ に対してプロットしたものであり、▲は $G_2$ 対 $P_{total}$ の関係を示す。実線と破線はチャンネル1に信号光が有る場合と無い場合の理論値である。まず第一に、増幅器が小信号領域、即ち線形増幅の範囲内で動作する限り、クロストークは生じないことが解る。一方、高信号領域では、両チャンネルで同時に信号増幅を行うと、利得飽和によって $G_1$ と $G_2$ の両者が抑圧される。

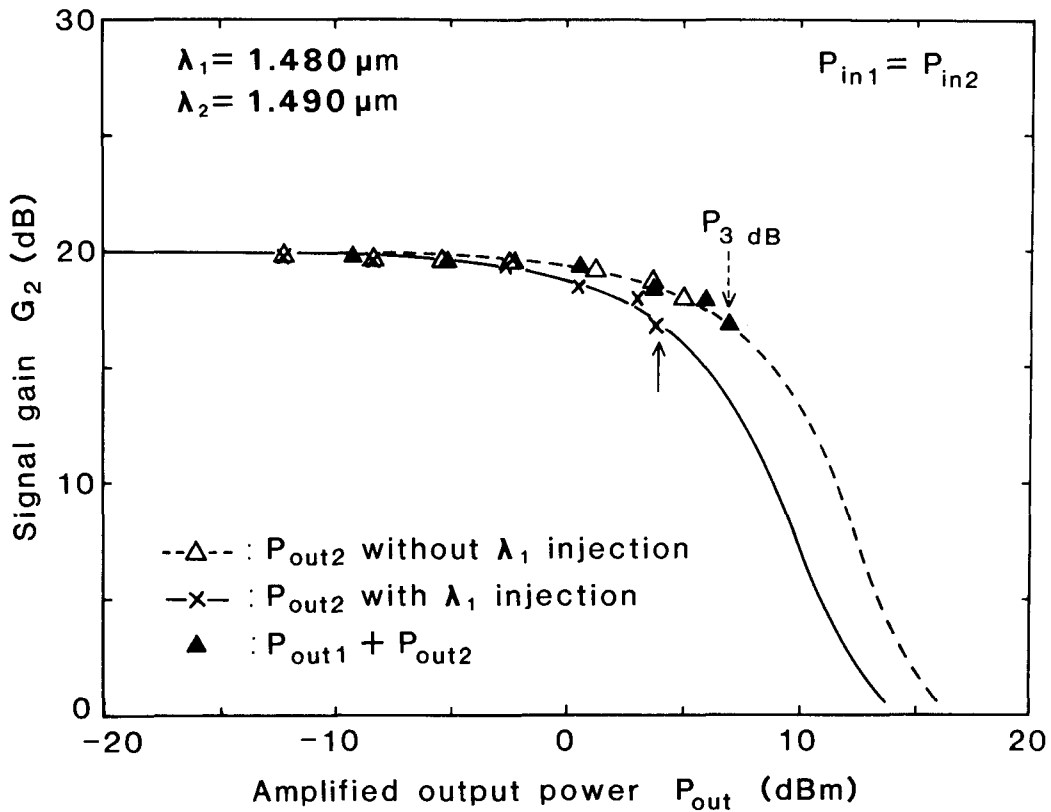


図6-7 2波長共通増幅時の利得飽和特性(3) (進行波形増幅器c)

図6-7に示したように、2波長共通増幅時の飽和出力 $P_{3dB}$ は1入力信号光に対する $P_{3dB}$ に比べて3dB減少している。この実験結果から、各入力信号光の波長が利得ピーク付近にあり、その未飽和信号利得の値がほぼ同程度である場合には、Nチャンネルの多波長共通増幅時の $P_{3dB}$ は1波の場合の $1/N$ に減少すると結論できる。この観点からも、飽和出力の大きな進行波形増幅器は多波長共通増幅を行う上で最適の増幅器であると言える。

2波長共通増幅器へIM信号光が入力される時、利得飽和を介した両チャンネル間の相互の結合によりクロストークが発生する。このクロストークは、図6-7の利得飽和特性を $P_{out2}$ 対 $P_{in2}$ の形でプロットした図6-8から容易に評価できる。ここではチャンネル2の1入力信号動作での $P_{out2}$ を基準にとり、チャンネル1の信号光の有無による増幅信号出力 $P_{out2}$ の変化分の比をクロストークとして定義する。このクロストークの大きさを図6-8の右軸に示した。クロストーク量は $P_{out2}$ と共に増加し、1入力信号動作での利得飽和量が0.6dBの点でも-10dBに達する。信号光の数をさらに増加させた多

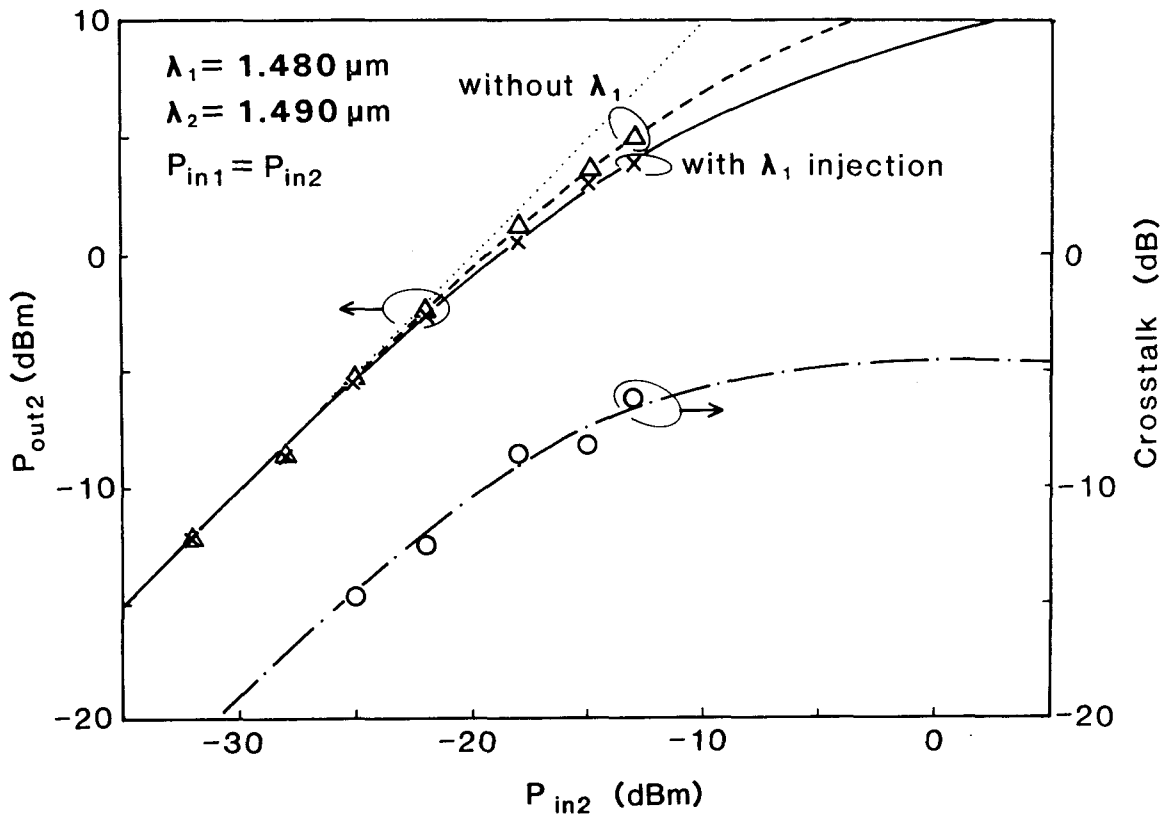


図6-8  $P_{out2}$ およびクロストークの  $P_{in2}$ 依存性（進行波形増幅器c）

波長共通増幅の場合には，このクロストーク特性はかなり劣化すると考えられ，信号光レベルの低い領域で使用する必要がある。もし，進行波形増幅器の代わりに低反射率の共振形増幅器を使用した場合には，図5-1に示したように，利得飽和に伴って生じるファブリペロ共振周波数の移動により新たなチャンネル間のクロストークが生じることが指摘されている<sup>(56)(68)</sup>。

#### 6.4 むすび

本章では， $1.5\mu\text{m}$ 帯InGaAsP進行波形増幅器の信号利得の広帯域性に着目し，利得飽和の信号光波長依存性と2波長共通増幅特性を実験と理論により定量的に明らかにした。以下に，得られた結果を要約する。

- (1) 利得飽和の信号光波長依存性では，半導体増幅媒質に特徴的なバンドフィリング効果の逆過程として，飽和の進行に伴って利得中心波長が長波長側に移動するため，長

波長の信号光ほど利得飽和が生じ難くなることを明らかにした（図6-2）。

（2）飽和光と弱いプローブ光の2光波を用いた広帯域な飽和利得スペクトルの測定（図6-4）から、半導体利得媒質の飽和が全利得幅に渡る均一なものであることを初めて実証すると共に、光強度の変化に対しても、その飽和の進行が2波長出力光の和によって支配される均一飽和に基づくものであることを、2波長共通増幅の実験と理論（図6-5～図6-7）で明らかにした。これは、半導体レーザの単一縦モード発振の機構<sup>(155)-(157)</sup>と関連して、注入電流の変化に対するしきい値の上下における自然放出光強度の変化<sup>(158)-(161)</sup>や、外部回折格子ミラーからの光帰還に対する発振スペクトルの振舞い<sup>(162)-(165)</sup>などのレーザ発振特性の面から従来検討されてきた半導体レーザの利得広がり的情報を、進行波形増幅器の増幅特性から直接的に検証したものである。

（3）媒質の均一飽和により、N波長多重信号光に対する共通増幅時の飽和出力値は1波の場合の $1/N$ に減少することを、2波長共通増幅の実験で確かめた（図6-7）。この観点から、飽和出力の大きな進行波形増幅器は多波長の共通増幅器として最適である。また、チャンネル間クロストークを低減するためには、各チャンネルの飽和出力値より充分低い信号レベルで共通増幅動作を行う必要がある（図6-8）。

## 第7章 雑音特性

### 7.1 まえがき

第4章で見てきたように半導体光増幅器は外部からの入射信号光に対して、20～30 dBの信号利得を持つ。この信号光の増幅は誘導放出過程に基づくものであり、入射光とコヒーレンスのある同一周波数の出力光が得られる。一方、増幅媒質では反転分布が形成されているため、入射光と無関係にランダムに発生する自然放出過程が存在し、これで発生する広帯域な自然放出光は信号光に対して雑音光として働く。ここで注意しなければならないことは、光増幅器はしきい値近傍で動作するため、通常のショット雑音より大きな過剰雑音が増幅器の主雑音となることである。従って、主雑音がショット雑音である場合のように、自然放出光パワーの大きさを雑音電力を記述することができず、本来の光子数分散値から雑音を評価する必要がある<sup>(13)(76)</sup>。

損失媒体を透過した後の光子数の平均値と分散値は、光子数確率密度の基礎方程式に基づく議論<sup>(126)</sup>から、(2-39)式および(2-40)式で $a=0$ 、 $b>0$ として以下のように与えられる。

$$\langle n_{out} \rangle = L \langle n_{in} \rangle \quad (7-1)$$

$$\langle n_{out}^2 \rangle - \langle n_{out} \rangle^2 = L \langle n_{in} \rangle + L^2 (\langle n_{in}^2 \rangle - \langle n_{in} \rangle^2 - \langle n_{in} \rangle) \quad (7-2)$$

ただし、 $L = \exp(-bt_1) = \exp(-\alpha L)$ は負の増幅としての光損失を表す。

光子数平均値が損失 $L$ で減衰する時[(7-1)式]、雑音成分に対応する光子数分散値の出力側での値は、(7-2)式に示すように、入力光の持つショット雑音成分が損失 $L$ で減少したものと、過剰雑音成分が $L^2$ で減少したものととの和で表される。通常のレーザ発振器からの出力光の場合には第2項の過剰雑音は発振器の持つAM雑音であり、発振器出力端では第1項のショット雑音に比べ2桁から3桁大きい値を持つが<sup>(120)(166)</sup>、充分大きな光損失を受けた後では、(7-2)式の $L$ に対する依存性の結果、その光の持つ雑音はショット雑音のみとなる(ショット雑音限界)。また、しきい値を越えた領域で動作するレーザ発振器のAM雑音は規格化バイアスだけで一義的に決定されるが<sup>(120)</sup>、しきい値以下の線形領域で動作する光増幅器の過剰雑音であるビート雑音は、規格化バイアスあるいは信号利得の大きさだけで決まる成分と増幅信号光の大きさにも依存する成分の

2つがある<sup>(75)(76)</sup>。従って、光増幅器の雑音特性を解明するためには、信号利得と増幅信号出力の大きさを規定した上で、増幅器出力端での雑音の大きさを記述する必要がある。一旦、増幅器出力端での雑音の値を知れば、損失Lを受けた後の増幅器出力光の持つ雑音は(7-2)式を用いて評価できる。

## 7. 2 光増幅器雑音の測定と増幅信号出力依存性

### 7. 2. 1 雑音測定<sup>(76)</sup>

図4-1に示した測定系で光増幅器出力光をアバランシェフォトダイオード(APD)を用いて受光した時、RFスペクトルアナライザ上で測定される雑音電力 $P_m(\omega)$ は、

$$P_m(\omega) = (2e^2\sigma_{beat}^2\eta^2\langle M \rangle^2 + 2e\langle i_{ph0} \rangle\eta\langle M \rangle^{2+x})R_L B_0 G_e(\omega) + P_{thermal}(\omega) \quad (7-3)$$

で表される<sup>(76)</sup>。ここで、

$\sigma_{beat}^2$  : 増幅器出力端でのビート雑音成分の単位時間当たりの光子数分散値,  
 $(=\langle n_{out}^2 \rangle - \langle n_{out} \rangle^2)$

$\langle M \rangle$  : APDの増倍係数

$x$  : APDの過剰雑音指数

$\eta$  : 増幅器出力端からAPDへの結合係数とAPDの量子効率の積

$\langle i_{ph0} \rangle$  : 増幅器出力光を $\eta = 1$ ,  $\langle M \rangle = 1$ で受光した場合の光電流

$e$  : 電気素量

$R_L$  : 負荷抵抗

$B_0$  : スペクトルアナライザの周波数分解能帯域幅

$G_e(\omega)$  : APDおよび電気増幅器を含む電気系の周波数特性

$P_{thermal}(\omega)$  : 測定系の熱雑音

である。

(7-3)式の第1項および第2項は、各々、ビート雑音成分、ショット雑音成分を表しており、(7-2)式で述べたように、全効率 $\eta$ に対して前者は2乗で減少し、後者は1乗で減少する<sup>(126)</sup>。また、ショット雑音はAPD増倍係数 $\langle M \rangle$ の $(2+x)$ 乗で増加する<sup>(10)</sup>のに対し、ビート雑音は2乗で増加する<sup>(76)</sup>。



出力端での増幅器出力光を  $\eta = 1$  で直接検波した場合の単位負荷抵抗当たり、単位周波数当たりの雑音電力スペクトル密度 ( $A^2/Hz$ ) は、

$$\frac{\langle i_n^2 \rangle}{B_0} = 2 e^2 (\sigma_{beat}^2 + \sigma_{shot}^2) \quad (7-4a)$$

$$= 2 e^2 \sigma_{beat}^2 + 2 e \langle i_{ph0} \rangle \quad (7-4b)$$

であり、これは (7-3) 式で測定した雑音電力  $P_m(\omega)$  を用いて次式のように求められる。

$$\frac{\langle i_n^2 \rangle}{B_0} = \frac{P_m(\omega) - P_{thermal}(\omega)}{R_L B_0 G_e(\omega)} + 2 e \langle i_{ph0} \rangle \left(1 - \frac{\langle M \rangle^x}{\eta \langle M \rangle^2}\right) \quad (7-5)$$

ここで、ショット雑音の単位時間当たりの光子数分散値  $\sigma_{shot}^2$  は対応する光電流  $\langle i_{ph0} \rangle$  と

$$\sigma_{shot}^2 = \langle i_{ph0} \rangle / e \quad (7-6)$$

の関係にある。また、ビート雑音は (7-5) 式の第1項と第3項の和から与えられており、第3項は測定点でのショット雑音の寄与を補正するためのものである。

従って、雑音測定に際しては、増幅器出力端から測定点までの取り出し効率  $\eta_{out}$  を、4.2節に述べた手法で正確に求めると共に、この効率が大きな状態で雑音測定を行う必要がある。更に、(7-5)式第3項での誤差を小さくするために、過剰雑音指数  $x$  の小さなAPDを使用することが重要である。本研究では、 $0.8 \mu m$ 帯のGaAs増幅器の実験では  $x = 0.5$  の値を持つSi-APD<sup>(8)</sup>を、また $1.5 \mu m$ 帯のInGaAsP増幅器の実験では  $x = 0.83$  の値を持つ $p^+ - n$ 形のGe-APD<sup>(167)</sup>を  $\eta = -9 \sim -4 dB$  で使用した。

(7-5)式を用いて求めた全雑音は殆どビート雑音に起因するものであり、より小さなショット雑音成分は同時に測定するAPDの増倍光電流  $\langle i_{ph}^T \rangle$  ( $= \eta \langle M \rangle \langle i_{ph0} \rangle$ ) の値から、(7-4b)式第2項によって求めた。

## 7.2.2 光増幅器雑音の増幅信号出力依存性

2.4節で導出したように、平均光子数  $\langle n_{in} \rangle$  の光が入射する場合の信号利得  $G$  の光増幅器からの、出力光子数の平均値  $\langle n_{out} \rangle$  と分散値  $\sigma_{out}^2$  は次式で与えられる。

$$\langle n_{out} \rangle = G \langle n_{in} \rangle + (G - 1) n_{sp} m_t \Delta f_1 \quad (7-7)$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{out}^2 = & G \langle n_{in} \rangle + (G-1) n_{sp} m_t \Delta f_1 \\
& + 2G(G-1) n_{sp} \chi \langle n_{in} \rangle + (G-1)^2 n_{sp}^2 m_t \Delta f_2 \\
& + G^2 (\langle n_{in}^2 \rangle - \langle n_{in} \rangle^2 - \langle n_{in} \rangle)
\end{aligned}
\tag{7-8}$$

(7-8) 式の右辺第1項から第5項は、各々、信号光ショット雑音、自然放出光ショット雑音、信号光-自然放出光間ビート雑音、自然放出光間ビート雑音、入射信号光の持つ過剰雑音を表す。本項では、これら各雑音成分の特徴と相互の関係を検討する。

図7-1に、信号利得20 dBにおける1.5 μm帯 InGaAsP 共振形増幅器 a の雑音電力スペクトル密度の増幅信号出力  $P_{out}$  への依存性を示す。光増幅器と光検波器の間には光周波数フィルタを使用せず、全波長スペクトルに渡る増幅器出力光を直接検波した結果である。増幅器は基本的に線形素子であるため、ビート雑音の周波数帯域特性は低周波領域ではほぼ平坦で<sup>(76)</sup>、信号利得  $G$  の 3 dB 帯域幅  $B$  と同様の帯域特性を示す。従って、本論文では各雑音の値として、低周波領域の 100 MHz 付近での値を議論する。縦軸は、前項でも強調したように、増幅器出力端における単位負荷抵抗、単位周波数当りの

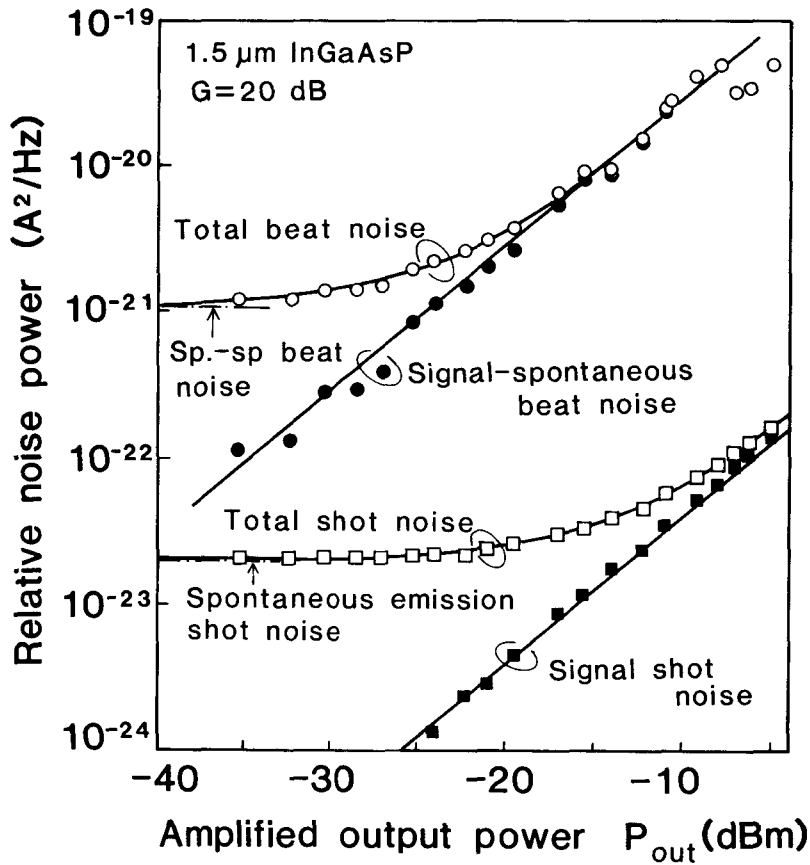


図7-1 規格化雑音電力の増幅信号光出力依存性  
(1.5 μm帯 InGaAsP 共振形増幅器 a)

雑音電力スペクトル密度 ( $A^2/Hz$ ) を表しており、(7-8) 式の  $\sigma_{out}^2$  を用いて、 $2e^2\sigma_{out}^2$  で与えられる。実際に光検波器で受光したときの雑音電力は、これに  $R_L B_0$  を掛けた値となる。

図7-1 に示すように、全雑音は、自然放出光間ビート雑音、信号光-自然放出光間ビート雑音、自然放出光ショット雑音、信号光ショット雑音の和から成る。このうち、自然放出光間ビート雑音と自然放出光ショット雑音は、各々、信号光を注入しない状態で測定したRFスペクトルアナライザ上の  $P_m(\omega)$  およびAPDの増倍光電流  $\langle i_{ph}^T \rangle$  から求めたものであり、各々の値を左端に一点鎖線で示す。一方、信号光-自然放出光ビート雑音、信号光ショット雑音は、信号光を注入して測定した全ビート雑音および全ショット雑音の値から、各々、自然放出光間ビート雑音、自然放出光ショット雑音を差し引いて求めたものであり、共に傾き1で  $P_{out}$  に比例して増加している。この振舞いは、(7-8) 式第3項および第1項の表式と一致する。また、ビート雑音はショット雑音より約20dB大きな値となっており、この差は(7-8)式から解るように信号利得Gの値にほぼ対応する。

自然放出光間ビート雑音は入力光レベルと無関係で、増幅器のバイアス条件あるいは信号利得の大きさだけで決まる。一方、信号光-自然放出光間ビート雑音は増幅信号出力パワーに比例するため、低信号領域では自然放出光間ビート雑音が、また、高信号領域では信号光-自然放出光間ビート雑音が光増幅器雑音の主要因となる<sup>(76)</sup>。両ビート雑音成分が等しくなる信号光レベルは、本増幅器aでは入力レベルで-45dBm、出力レベルで-25dBmであるが、この値は、各増幅器での両ビート雑音成分の大きさの相対関係に依存する。

この2つのビート雑音のうち、信号光-自然放出光間ビート雑音は増幅信号光子と信号増幅に直接関与する縦モード内の自然放出光子との間のビートで生じ、信号光スペクトルに付随した雑音であるため、光周波数領域でのフィルタリングなどによっても除去不可能であることから、光増幅器にとって本質的な雑音である。これに対し、自然放出光間ビート雑音は利得帯域幅内のすべての縦モード内の自然放出光子の間で生じる雑音であり、光周波数フィルタを用いて信号増幅に関与する縦モードのみを選択し、他の増幅に関与しない縦モードからの自然放出光を除去することによってこれを低減することが可能である。

### 7. 3 信号光-自然放出光間ビート雑音と雑音指数

#### 7. 3. 1 信号光-自然放出光間ビート雑音

図7-1に示したビート雑音の内、光増幅器にとって本質的な雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音を、種々の増幅器について実験と理論により定量的に明らかにする。

信号利得20dBにおける3種類の0.8μm帯のGaAs共振形増幅器(A, B, C)の信号光-自然放出光間ビート雑音の増幅信号出力依存性を図7-2に示す。信号光-自然放出光間ビート雑音 $\sigma_{sig-sp^2}$ は(7-8)式第3項の $2G(G-1)n_{sp}\chi\langle n_{in} \rangle$ で表され、 $P_{out}=G\langle n_{in} \rangle$ に比例して増加することが理論的に予想されるが、実験結果はこの特徴を良く表している。更に、同一の $P_{out}$ で比べた雑音の大きさは、共振器Q値が小さな増幅器ほど小さくなっている。

図7-3に、信号利得20dBにおける1.5μm帯のInGaAsP共振形増幅器(a, b)の信号光-自然放出光間ビート雑音の増幅信号出力依存性を示す。活性層厚が薄く増幅器長も短い増幅器aが、bに比べて低雑音となっている。

1.5μm帯のInGaAsP進行波形増幅器cの同様の特性を図7-4に示す。進行

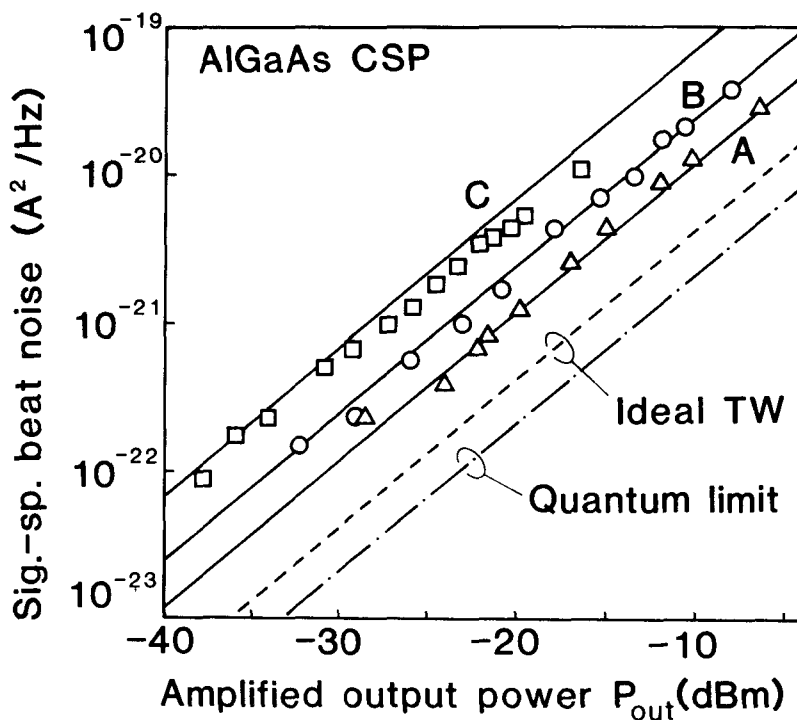


図7-2 信号光-自然放出光間ビート雑音の増幅信号光出力依存性  
(GaAs共振形増幅器A, B, C)

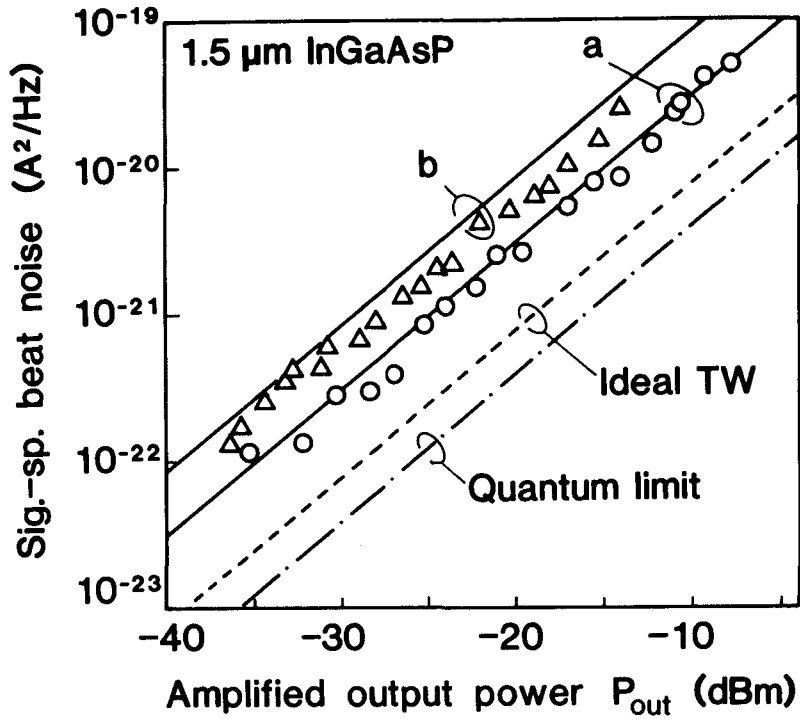


図7-3 信号光-自然放出光間ビート雑音の増幅信号光出力依存性  
(1.5 μm InGaAsP共振形増幅器 a, b)

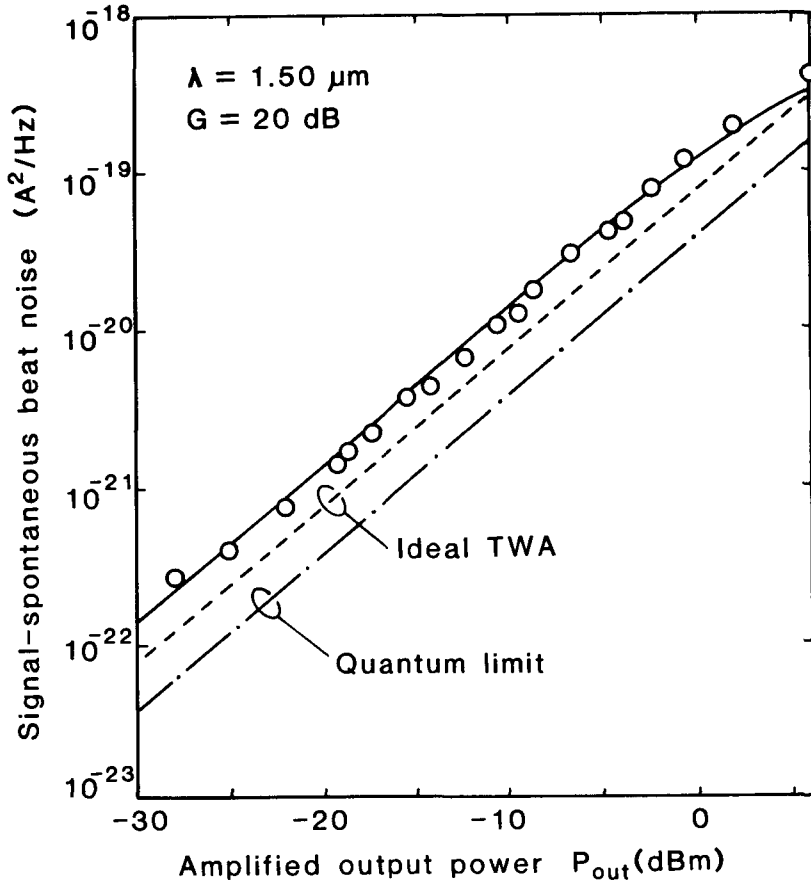


図7-4 信号光-自然放出光間ビート雑音の増幅信号光出力依存性  
(1.5 μm InGaAsP進行波形増幅器 c)

波形増幅器では自然放出光間ビート雑音成分が大きいため、これを低減するためにフィネス11, FSR=11nmのエタロンフィルタを増幅器とAPDの間に挿入した状態で、信号光-自然放出光間ビート雑音の測定を行った。進行波形増幅器の信号光-自然放出光間ビート雑音は図7-3に示した共振形増幅器のそれに比べて小さな値となっている。

図7-2から図7-4の実験結果は、利得係数gが大きく、注入キャリア密度の大きな領域で動作する増幅器ほど信号光-自然放出光間ビート雑音が小さくなることを示している。また、各図の実線は、2.4節の解析に基づき、3章の材料定数・構造定数を用いて各増幅器に対して求めた理論値であり、実験値と良く対応が取れている。これらの理論値の決定要因である雑音指数については、次項7.3.2で定量的に議論する。

### 7.3.2 雑音指数 - 反転分布パラメータと過剰雑音係数

光増幅器の雑音指数は電気増幅器のそれと同様に、増幅器の入力側と出力側での信号対雑音比(S/N)の劣化量として定義できる<sup>(168)</sup>。(7-7)式第1項 $G\langle n_{in} \rangle$ の2乗が出力での信号電力を表し、(7-8)式が雑音電力に対応するため、出力側でのベースバンドS/Nは次式で表される。

$$(S/N)_{out} = \frac{e^2 (G\langle n_{in} \rangle)^2}{2e^2 [G\langle n_{in} \rangle + (G-1)n_{sp}m_t\Delta f_1 + 2G(G-1)n_{sp}\chi\langle n_{in} \rangle + (G-1)^2n_{sp}^2m_t\Delta f_2] B_0} \quad (7-9)$$

ここで、(7-8)式の第5項は入力光がコヒーレント光であるとして無視した。

一方、入力側での雑音は(7-8)式に $G=1$ を代入した時に残る第1項の信号光ショット雑音のみであり、そのS/Nは、

$$(S/N)_{in} = \frac{e^2\langle n_{in} \rangle^2}{2e^2\langle n_{in} \rangle B_0} \quad (7-10)$$

となる。従って、雑音指数Fは

$$F \equiv \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \quad (7-11a)$$

$$= \frac{1}{G} + \frac{G-1}{G^2\langle n_{in} \rangle} n_{sp}m_t\Delta f_1 + 2\left(\frac{G-1}{G}\right)n_{sp}\chi + \frac{(G-1)^2}{G^2\langle n_{in} \rangle} n_{sp}^2m_t\Delta f_2 \quad (7-11b)$$

で表され、特に信号利得が大きい場合 ( $G \gg 1$ ) には、第1項、第2項のショット雑音は無視できて、

$$F \simeq 2 n_{sp} \chi + n_{sp}^2 m_t \Delta f_2 / \langle n_{in} \rangle \quad (7-11c)$$

となる。ここで、(7-11c)式の第1項は信号光-自然放出光間ビート雑音に、第2項は自然放出光間ビート雑音に起因する項である。後者は信号光レベルに無関係な雑音であるため、第2項の表式に示すように入力信号光  $\langle n_{in} \rangle$  を大きくすることにより、その雑音指数への寄与を低減することが出来る。さらに、出力側に増幅に関与する軸モードのみを選択的に透過する光周波数フィルタを装荷すれば、これが無い場合に比べて  $\Delta f_2$  を2桁程度低減することが可能である(図7-15参照)。この様に、高出力動作や雑音抑圧用フィルタの使用等により、増幅器出力端での自然放出光間ビート雑音が信号光-自然放出光間ビート雑音に比べて無視できる様に成った場合(信号光-自然放出光間ビート雑音限界)には、雑音指数  $F$  は

$$F = 2 n_{sp} \chi \quad (7-11d)$$

で与えられ、信号光レベル  $\langle n_{in} \rangle$  に無関係な量となる。

別の見方をすれば、(7-11d)式の雑音指数は信号光-自然放出光間ビート雑音の決定要因の内、信号利得  $G$  や入射信号光子数  $\langle n_{in} \rangle$  に依存しない部分だけを抜き出したものであり、これを用いて図7-2~図7-4に示した信号光-自然放出光間ビート雑音の大きさを比較することができる。図中の一点鎖線は、増幅器入力側での理論限界の雑音であるショット雑音が増幅器により理想的に  $G^2$  倍されると仮定した場合の出力側での雑音レベルであり、量子雑音限界を表す。雑音指数はこの量子雑音限界からの雑音増加量として求められる。また、破線は  $n_{sp} \chi = 1$  を満足する理想的な進行波形光増幅器で実現される理論限界の雑音レベルであり、雑音指数は  $F = 3 \text{ dB}$  である<sup>(169)</sup>。このことの物理的意味は、増幅器出力では入力光の持つ光子数揺らぎに増幅過程の揺らぎが付け加わることである。入力光の持つショット雑音は光子数の確率分布がポアソン分布に従うことに起因する光子数の揺らぎのために生じており、理想的な光増幅器ではこれ以外に同様のポアソン統計に従う増幅過程の揺らぎが付け加わるため、雑音指数は  $3 \text{ dB}$  劣化する。この状況は、光検波後の電子を雪崩増倍過程で増幅するAPDでも同様で、理論限界の雑音指数はやはり  $3 \text{ dB}$  である<sup>(12)</sup>。但し、APDではその雑音指数は増倍係数  $\langle M \rangle$  と過剰

雑音指数  $x$  を用いて  $F = \langle M \rangle^x$  ( $x = 0.2 \sim 1$ ) と近似的に表され、増倍率の増加と共に増大する<sup>(8)</sup> のに対し、光増幅器の雑音指数  $F = 2 n_{sp} \chi$  は信号利得  $G$  にあらわに依存せず、ほぼ一定の値となる(図7-9参照)ことが両者の雑音特性の大きな差である。

反転分布パラメータ  $n_{sp}$  と過剰雑音係数  $\chi$  の表式は、(2-57) 及び (2-58) 式で与えられることを2.4節で既に示したが、以下では半導体レーザ増幅器でこれらの値がどの様になるかを議論し、7.3.1項の実験結果との比較を行う。

半導体レーザ媒質中では誘導放出と誘導吸収の差が比較的小さく、この差が実効的な増幅利得になる。一方、自然放出による雑音光子の発生は、信号光子1個当りの誘導放出と“等確率”で起こるため、反転分布の形成が不完全であるほど信号利得当りの自然放出光子の数は増加する。この反転分布の形成が不完全であるために生じる自然放出光の増加の割合を表す量が、(2-57a)式で定義された反転分布パラメータ  $n_{sp}$  である。反転分布がより完全なものに近づくほど、 $n_{sp}$  の値は減少し、1に近づく。

さらに、反転分布パラメータは(2-57b)式に示したように、増幅媒質自身に誘導吸収があることに起因する  $n_{sp1}$  とこれ以外の自由キャリア吸収、散乱損失などのインコヒーレントな内部損失に起因する  $n_{sp2}$  の積として与えられる。 $n_{sp1}$  は

$$n_{sp1} = N_e / (N_e - N_0) \quad (7-12)$$

で定義され、 $N_e$  は増幅器の動作点での注入キャリア密度、 $N_0$  は誘導吸収と誘導放出の大きさが釣り合って媒質が透明 ( $g = 0$ ) となるキャリア密度である。また、或る構造を決めた場合の注入キャリア密度の最大値はしきい値で制限されるため、 $n_{sp1}$  はしきい値で、

$$n_{sp1} = 1 + A \Gamma N_0 \tau_p \quad (7-13)$$

で与えられる最小値を持つ<sup>(120)</sup>。

図3-3及び図3-6の利得係数対注入キャリア密度の理論曲線から求めた  $0.8 \mu\text{m}$  帯の  $\text{GaAs}$  及び  $1.5 \mu\text{m}$  帯の  $\text{InGaAsP}$  における  $n_{sp1}$  の利得係数  $g$  への依存性を種々のドーピング濃度に対して図7-5と図7-6に示す。利得係数  $g$  は注入キャリア密度  $N_e$  に比例するため、 $g$  が増加するに連れて  $n_{sp1}$  は減少する。同一の  $g$  の値で比べた場合、高不純物濃度の活性層ほど  $n_{sp1}$  は小さく成っており、特に  $p$  形活性層に比べて  $n$  形活性層の方がその低減は著しい。これは3.2節で示した様に、 $n$  形不純物の活性層では不純物濃度の増加に伴って  $N_0$  と  $A_g$  の両者が減少するため動作点での  $N_e$  が共に大きくなる方向に働くことに起因する。一方、 $p$  形活性層では  $N_0$  は減少するが  $A_g$  が増加するため、不純物濃度の増加に伴う  $N_e$  の増大は  $n$  形活性層の場合に比べて小さく、 $n_{sp1}$  の改善



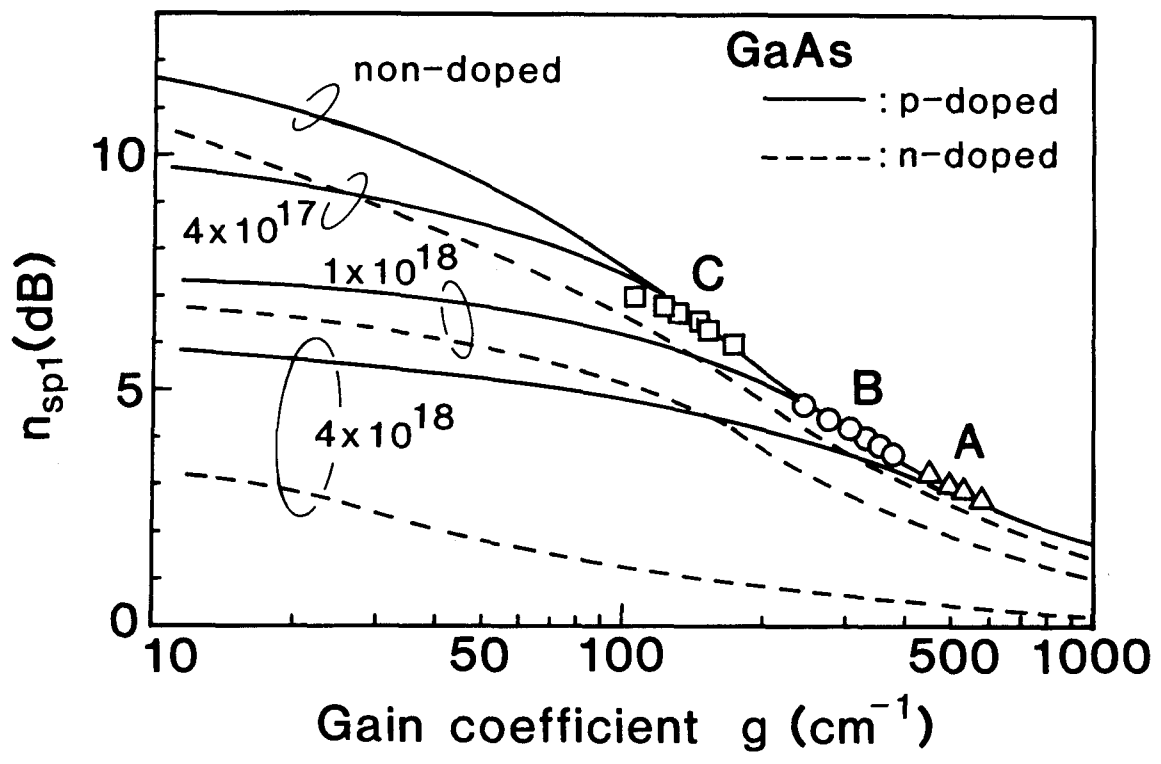


図7-5 反転分布パラメータ  $n_{sp1}$  の利得係数依存性 (GaAs増幅器)

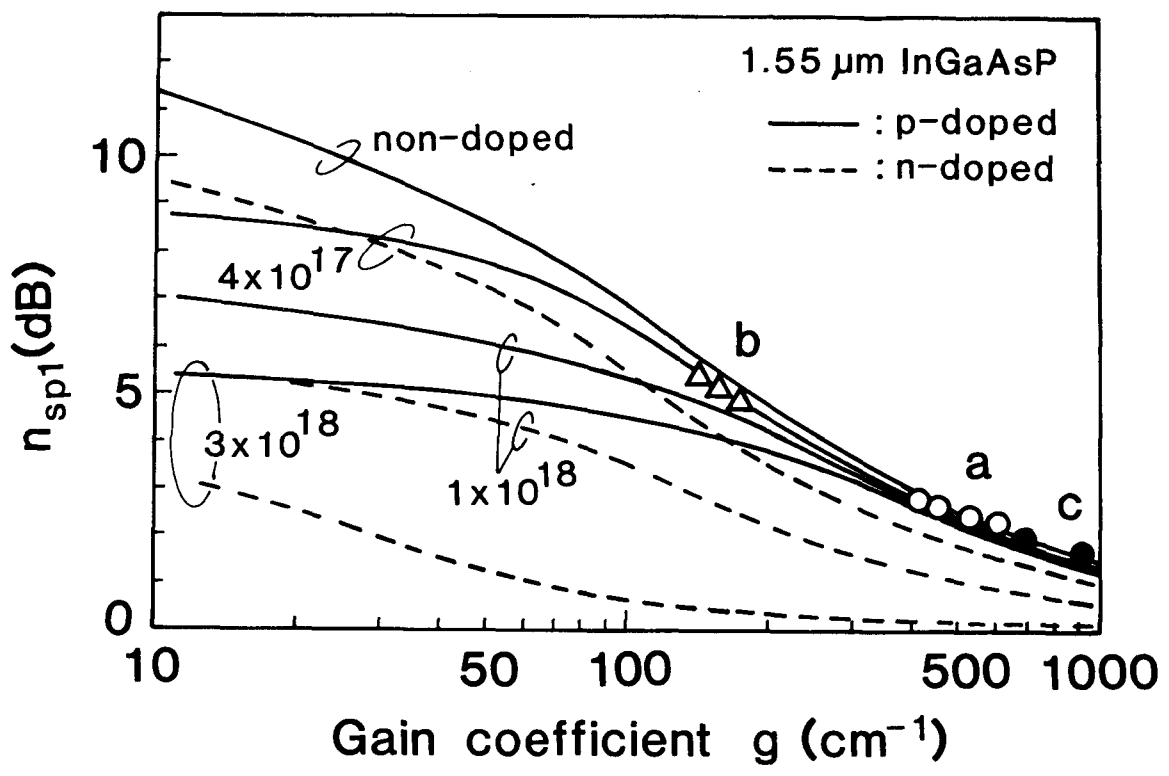


図7-6 反転分布パラメータ  $n_{sp1}$  の利得係数依存性  
(1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP増幅器)

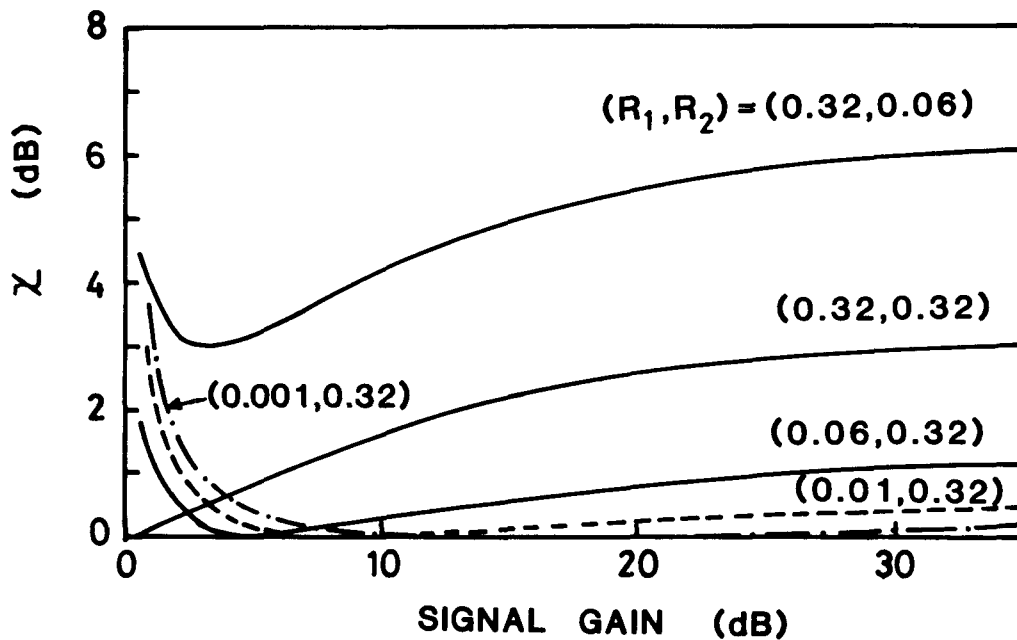


図7-7 過剰雑音係数  $\chi$  の信号利得依存性

効果も小さい。図7-5, 図7-6には前項で信号光-自然放出光間ビート雑音を測定したノドープ活性層を持つ増幅器の利得特性から求めた  $n_{sp1}$  の値も示した。利得係数の大きな領域で動作する増幅器ほど  $n_{sp1}$  が小さくなっている。

一方,  $n_{sp2}$  はモード利得  $\Gamma g$  と内部損失  $\alpha$  を用いて次式で与えられる。

$$n_{sp2} = \frac{\Gamma g}{\Gamma g - \alpha} = 1 + (\alpha L) \cdot \left[ \ln \left( \frac{1}{R} \cdot \frac{\sqrt{v} - 1}{\sqrt{v} + 1} \right) \right]^{-1} \quad (7-14)$$

ここで内部損失  $\alpha$  は, 先に述べた誘導吸収以外の導波路損失, 散乱損失, 自由キャリア吸収などに起因するものである。この  $\alpha$  の存在によって, 動作点でのモード利得  $\Gamma g$  と実効的な増幅利得  $\Gamma g - \alpha$  の比である  $n_{sp2}$  だけ信号利得当りの自然放出光が増加することになる。上式より,  $\alpha$ ,  $L$ ,  $R$  を小さくするほど,  $n_{sp2}$  が低減されることが解る。

次に, (2-58) 式で与えられる過剰雑音係数  $\chi$  の信号利得依存性を種々の入・出力反射率に対して図7-7に示す。両端面に32%の反射率を持つ通常の共振形増幅器では,  $G=1$  で  $\chi=1$  となり,  $G$  の増加と共に  $\chi$  は増加する。片端面の反射率を6%に低減した非対称反射率構造では, 入力側を低反射にした方が逆の場合に比べ  $\chi$  の低減は著しい。更に,  $R_1$  を1%, 0.1%と低下するほど, 広範囲の  $G$  に対してより小さな  $\chi$  が得られる。これは, (2-59) 式で示した様に  $G \gg 1$  の領域では  $\chi$  が  $R_1$  のみに依存し, (2-

60) 式の条件 ( $R_1 = G_{s0}^{-2}$ ) で  $\chi = 1$  となることに良く符合している。過剰雑音係数  $\chi$  は、(2-60) 式の条件以外では共振器外から入射する信号光子に対する増幅信号利得と共振器内で発生する自然放出光子に対する増幅利得が異なるために生じる信号光-自然放出光間ビート雑音の増加量を表している。

表7-1 GaAs-CSP増幅器の雑音指数 (20dB信号利得)

形式		共振形増幅器		
増幅器		A	B	C
端面反射率	$(R_1, R_2)(\%)$	(6, 32)	(32, 32)	(32, 32)
共振器長	L ( $\mu\text{m}$ )	300	300	1100
反転分布パラメータ	$n_{sp1}$ (dB)	2.8	3.8	5.9
	$n_{sp2}$ (dB)	0.9	1.4	3.8
過剰雑音係数	$\chi$ (dB)	0.8	2.5	2.5
雑音指数 (理論値)	F (dB)	7.5	10.7	15.3
雑音指数 (実験値)	F (dB)	7.6	10.7	14.0

雑音指数:  $F = 2 n_{sp1} n_{sp2} \chi$

表7-2 InGaAsP増幅器の雑音指数 (20dB信号利得)

形式		共振形増幅器			進行波形増幅器
増幅器		a	b	c'	c
端面反射率	$(R_1, R_2)(\%)$	(30.4, 30.4)	(35.2, 35.2)	(31.6, 31.6)	(0.123, 0.013)
共振器長	L ( $\mu\text{m}$ )	190	290	300	300
反転分布パラメータ	$n_{sp1}$ (dB)	2.2	5.1	3.6	1.5
	$n_{sp2}$ (dB)	1.4	2.8	2.2	0.6
過剰雑音係数	$\chi$ (dB)	2.5	2.5	2.5	0.5
雑音指数 (理論値)	F (dB)	9.1	13.4	11.3	5.6
雑音指数 (実験値)	F (dB)	8.6	11.5	—	5.2

雑音指数:  $F = 2 n_{sp1} n_{sp2} \chi$

信号利得 20 dB における 0.8  $\mu$ m 帯の GaAs- CSP 増幅器の反転分布パラメータ、過剰雑音係数、雑音指数の理論値を、表 7-1 にまとめて示す。また、図 7-2 の信号光-自然放光間ビート雑音の測定値から求めた雑音指数の実験値も示した。表 7-2 には、1.5  $\mu$ m 帯の InGaAsP 共振形増幅器及び進行波形増幅器に対する雑音指数の理論値と実験値を示す。雑音指数の各実験値は、(7-11d) 式の理論値と良く一致している。

両端面へき開の共振形増幅器では 8.6 dB ~ 14 dB の雑音指数が実測された。20 dB の信号利得では、約 30% の入射側端面反射率に対する過剰雑音係数  $\chi$  の値は 2.5 dB と共通であり、各共振形増幅器における雑音指数の差は動作点の注入キャリア密度が異なることによる反転分布パラメータ  $n_{sp} = n_{sp1} \cdot n_{sp2}$  の差に起因する。共振形増幅器でも入射側端面反射率を 6% に低減した増幅器では、 $\chi$  の値は 0.8 dB にまで減少し、 $N_0$  の増大により  $n_{sp}$  も減少するため、共振形増幅器では最も低い 7.6 dB の雑音指数が得られている。

進行波形増幅器 c では 5.2 dB の雑音指数を実測した。この値は理想的な進行波形増幅器の持つ雑音指数である 3 dB から僅か 2.2 dB の劣化に止まっており、これまで報告された中で最も低雑音指数の光増幅器となっている。参考のために同一活性層構造を持つ両端面へき開の共振形増幅器 c' の値も示したが、これと比べると雑音指数は理論値で 5.7 dB 改善されている。この進行波形増幅器の残留反射率値は非対称であり、入力側高反射の状態で行ったため、 $\chi$  は 0.5 dB 迄しか低下していないが、入・出力反射率を入れ換えた場合には 0.05 dB と成ることが理論的に予想される。従って、端面反射率を更に低減したとしてもその改善量は僅か 0.5 dB であり、進行波形増幅器の雑音指数の劣化量の大部分は、 $N_0$  と  $\alpha$  が零でないために生じる  $n_{sp}$  に起因している。

次に、雑音指数の端面反射率依存性を理論的に検討する。1.5  $\mu$ m 帯の進行波形増幅器 c と同一構造の増幅器で、両端面反射率を等しくした上でその値を変化させた場合の計算結果を示す。図 7-8 に  $n_{sp}$  と  $\chi$  の反射率依存性を、また、図 7-9 には雑音指数 F の反射率依存性を、各々、10, 20, 30 dB の信号利得に対して示す。反射率の低下に伴って、雑音指数は最初急激に減少し、 $R = 1\% \sim 0.1\%$  より低反射率の領域では、ほぼ一定値となる。この急激な変化は注入キャリア密度の増加に伴って  $n_{sp}$  が急激に減少することに起因している。また、 $n_{sp}$  は信号利得の増加に対して減少の傾向を示す。一方、 $\chi$  も反射率の低下と共に減少するが、信号利得と共に増加するため、 $\chi$  の寄与を消失させ

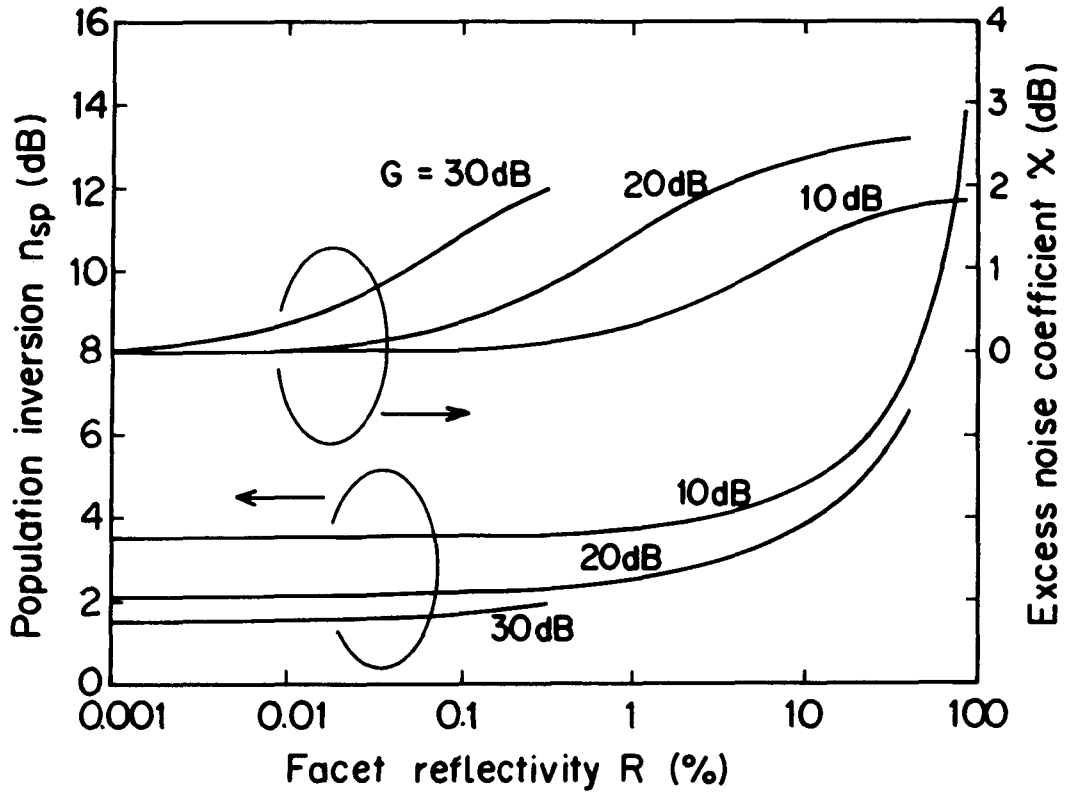


図7-8 反転分布パラメータ  $n_{sp}$  および過剰雑音係数  $\chi$  の端面反射率依存性  
( $1.5\ \mu\text{m InGaAsP}$  増幅器)

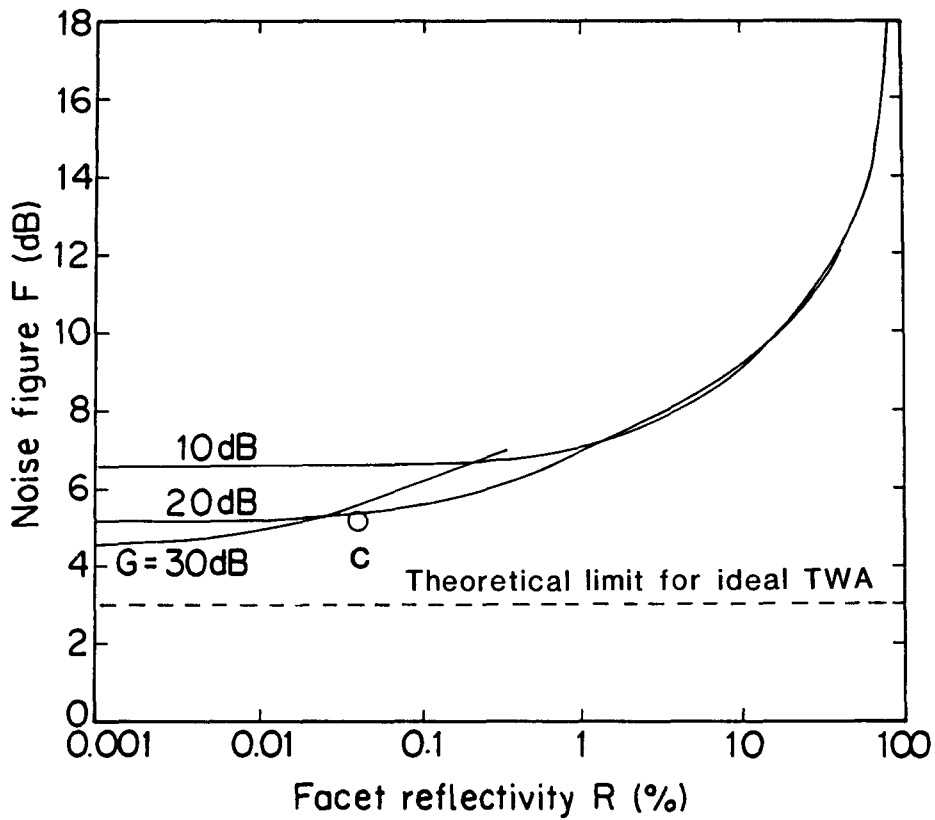


図7-9 雑音指数  $F$  の端面反射率依存性 ( $1.5\ \mu\text{m InGaAsP}$  増幅器)

るために必要な反射率の値は、信号利得が増加するほど小さくなる。 $n_{sp}$ と $\chi$ の信号利得依存性は互いに相殺する方向に働くため、結果的に、雑音指数は信号利得にほとんど依存しない量になっている。進行波形増幅器の動作領域 ( $R < 0.1 \sim 1\%$ ) では  $\chi \simeq 0$  dB となるため、 $n_{sp}$ の信号利得依存性を反映して、雑音指数は信号利得の増加と共に減少の傾向を示す。従って、光増幅器にとって本質的な雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音を低減するためには、進行波形増幅器の高信号利得動作が最も効果的である。

#### 7. 4 自然放出光間ビート雑音

##### 7. 4. 1 自然放出光間ビート雑音のバイアス依存性

3種類の $0.8 \mu\text{m}$ 帯のGaAs-CSP増幅器に対して、入射信号光の無い状態で測

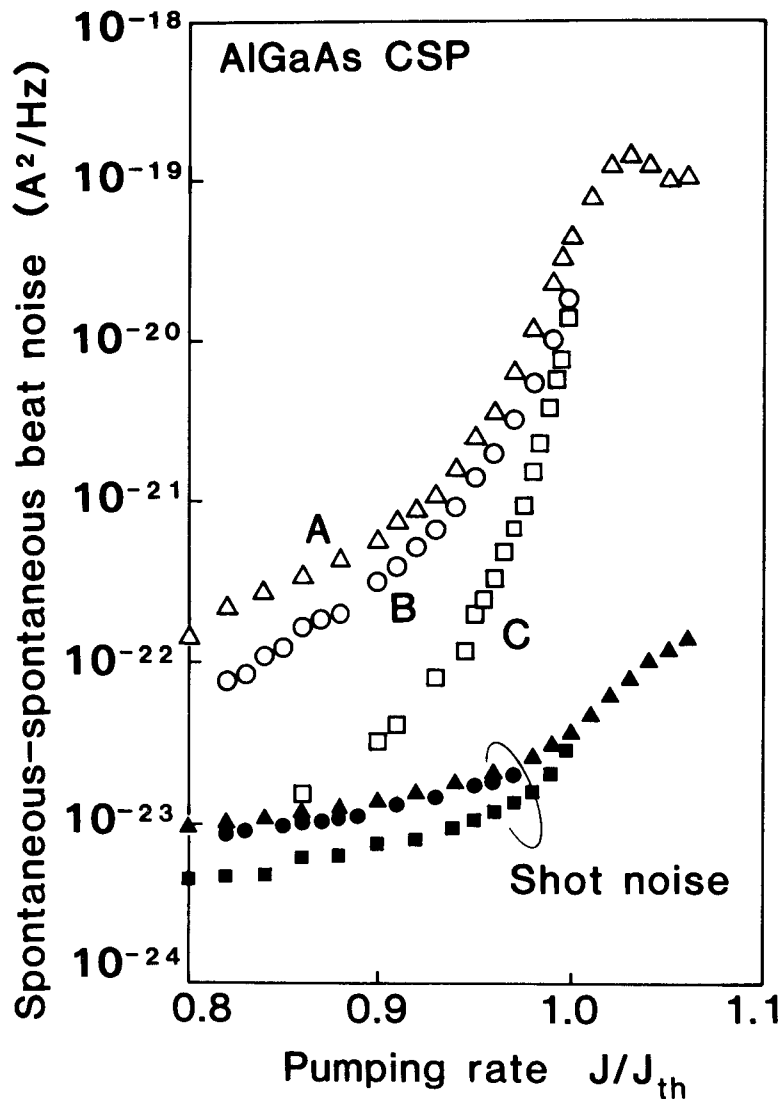


図7-10 自然放出光間ビート雑音の規格化バイアス依存性 (GaAs共振形増幅器)

定した自然放出光間ビート雑音の規格化バイアス依存性を図7-10に示す。自然放出光間ビート雑音は自然放出光ショット雑音よりも大きく、バイアスと共に急激に増加し、しきい値付近で最大値を取る<sup>(76)</sup>。(7-8)式の第4項に示したように、自然放出光間ビート雑音は $(G-1)^2$ に比例するため、増幅器A, B, Cでのビート雑音レベルの差は、図4-2に示した小信号利得の規格化バイアス依存性の差に対応している。

#### 7. 4. 2 自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性

自然放出光間ビート雑音 $\sigma_{sp-sp}^2$ は(7-8)式第4項の $(G-1)^2 n_{sp}^2 m_t \Delta f_2$ で表されるが、信号利得 $G$ 以外の雑音パラメータ $n_{sp}$ ,  $m_t$ ,  $\Delta f_2$ も信号利得依存性を持つことが予想されるため、各増幅器の自然放出光間ビート雑音の大きさを議論するためには、同一の信号利得の下で比較を行う必要がある。

0.8  $\mu$ m帯のGaAs共振形増幅器A, B, Cで測定した自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性を図7-11に示す。同一信号利得で比べると、図7-10のバイアス依存性のグラフとは逆に、共振器Q値の小さな増幅器Aの方がQ値の大きな増幅器Cよりも

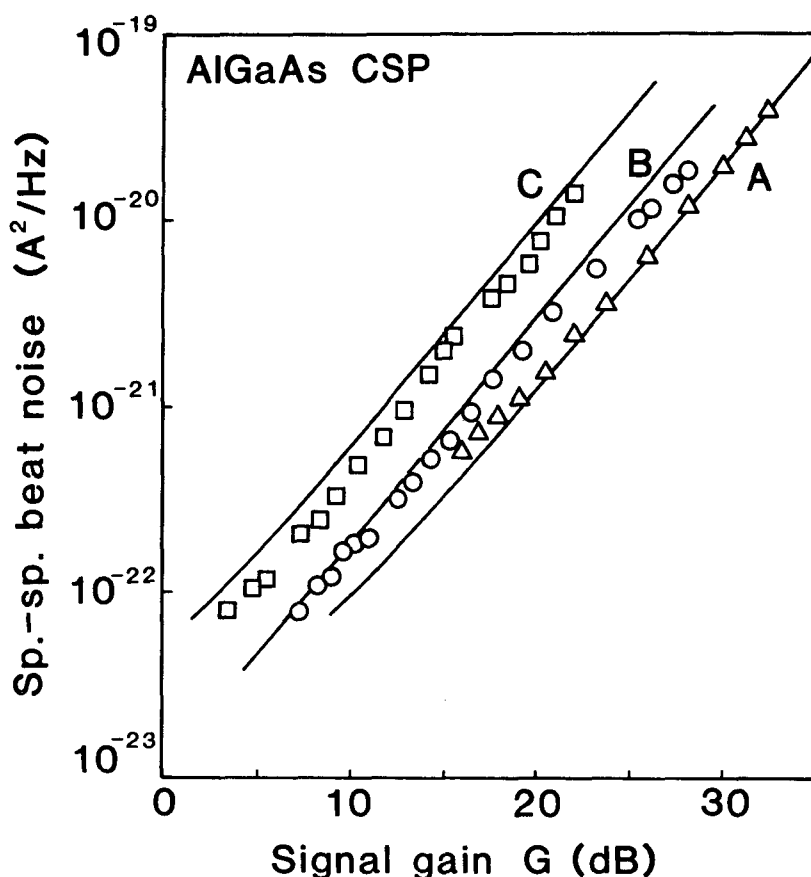


図7-11 自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性 (GaAs共振形増幅器)

自然放出光間ビート雑音は小さくなっている。これは表7-1に示した様に、共振器Q値が低く、利得係数 $g$ の大きな領域で動作する増幅器ほど反転分布パラメータ $n_{sp}$ が小さくなることに起因している。信号光-自然放出光間ビート雑音は $n_{sp}$ の1乗に比例したのに対し、自然放出光間ビート雑音は $n_{sp}$ の2乗に比例するため、 $n_{sp}$ の差が雑音特性に与える影響は後者の方がより大きくなる。また、図中の自然放出光間ビート雑音は信号利得 $G$ に対して2乗ではなく1.2乗で増加している。これは、 $\Delta f_2$ ,  $m_t$ などの雑音パラメータが $G$ に対する減少関数であること(7.4.3項参照)に起因する。実線は、2.4節の解析に基づき、3章の材料定数・構造定数を用いて各増幅器に対して求めた理論値であり、実験値と良く対応が取れている。この理論値を求める際には、(2-52)式に示したように1本の縦モード内の自然放出光間ビート雑音を利得幅内の全ての縦モードについて足し合わせる必要があり、ノンドープGaAsで利得係数 $g$ が正となる波長全幅 $2\Delta\lambda_g$ として、3.2節の利得スペクトルの計算から得られた

$$2\Delta\lambda_g(\text{nm}) = 13 + 0.0675g(\text{cm}^{-1}) \quad (7-15)$$

の近似式を用いた。

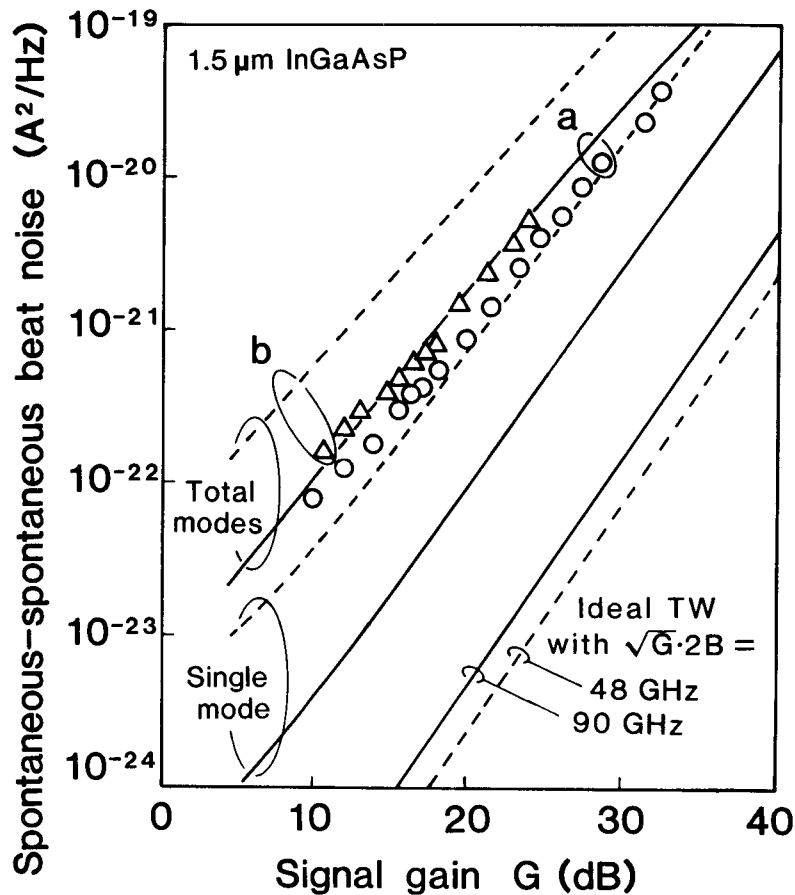


図7-12 自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性 (InGaAsP共振形増幅器)



1.  $5\ \mu\text{m}$ 帯の  $\text{InGaAsP}$  共振形増幅器 a, b で測定した自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性を図7-12に示す。ビート雑音は  $G$  の  $1.1 \sim 1.2$  乗で増加し,  $\text{GaAs}$  増幅器の場合と同様に, 大きな利得係数で動作する増幅器 a の方が低雑音となっている。実線と破線は各々, 増幅器 a, b に対する理論値であり, ①出力の自然放出光スペクトルの総てを受光した場合, ②光周波数フィルタを増幅器と光検波器の間に挿入して信号増幅を行っている縦モード1本のみを選択した場合の両者について示している。ここでは, ノンドープ  $\text{InGaAsP}$  に対する利得幅として, 3.2の利得計算から求めた

$$2\Delta\lambda_g(\text{nm}) = 34 + 0.295g(\text{cm}^{-1}) \quad (7-16)$$

の近似式を用いた。縦モード1本を選択する光周波数フィルタ(周波数幅  $1\ \text{nm}$ 程度)を用いることにより, 自然放出光間ビート雑音を①の場合に比べ  $10 \sim 15\ \text{dB}$ 程度低減することが可能である。また, 図中には参考のために, ③  $n_{sp}\chi = 1, m_t = 1$  の理想的な進行波形増幅器に, 現状の共振形増幅器の1本の縦モードに対する  $\sqrt{GB}$ 積から決まる帯域幅  $\Delta f_2 = 2B$  の光周波数フィルタを装荷したと仮定した場合の結果も示した。(2-11b)式に示したように信号利得の  $3\ \text{dB}$ 全幅  $2B$ は  $\sqrt{G}$ に反比例するため, ③の場合の自然放出光間ビート雑音は  $G$ の  $1.5$ 乗で増加する。また, ②の雑音レベルは③のそれに比べて  $10 \sim 20\ \text{dB}$ 程度増加しているが, これは主に  $n_{sp}, m_t$ が1より大きい値を取ることに由来する効果である。

1.  $5\ \mu\text{m}$ 帯の  $\text{InGaAsP}$  進行波形増幅器 c で測定した自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性を図7-13に示す。実験結果は実線で示した理論値と良く一致し,  $G$ に対して2乗の傾きで増加している。これは, 次項で述べるように  $n_{sp}^2 m_t \Delta f_2$ の項が信号利得に対してほとんど依存しなくなったために,  $(G-1)^2$ の依存性だけが現れたことによる。進行波形増幅器ではこの信号利得依存性が先に述べた共振形増幅器の  $G^{1.2}$ に比べて大きいため, 高信号利得域での自然放出光間ビート雑音は共振形増幅器よりも大きくなる。しかし, バンド幅が縦モード間隔 ( $1.1\ \text{nm} = 140\ \text{GHz}$ )に相当する光周波数フィルタを用いて増幅信号周波数のみを選択的に取り出した場合には, 破線の理論値で示すように約  $20\ \text{dB}$ の自然放出光間ビート雑音の低減が可能である。

次に,  $1.5\ \mu\text{m}$ 帯の進行波形増幅器 c と同一構造の増幅器で, 端面反射率のみを変化させた場合の自然放出光間ビート雑音の計算結果を図7-14に示す。ここでは両端面の反射率は等しいとし,  $m_t = 1$ を仮定している。自然放出光間ビート雑音は端面反射率  $R$ の低下と共に増加する。更に, その増加の割合は信号利得  $G$ の増大に伴って大きくなる。

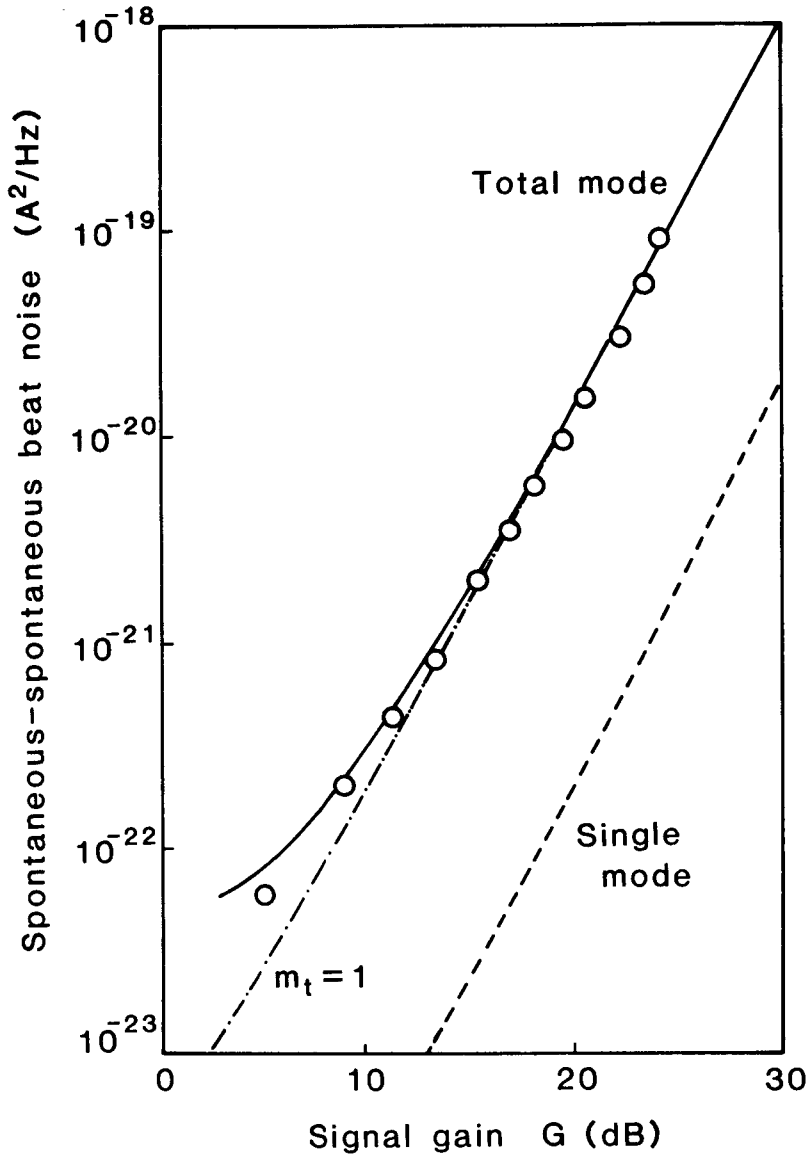


図7-13 自然放出光間ビート雑音の信号利得依存性  
 (1.5 μm InGaAsP 進行波形増幅器 c)

これは、高信号利得領域の共振形増幅器では能動ファブリペロ共振特性に基づく利得プロファイルによって自然放出光に対する雑音除去フィルタ機能が顕著になり、進行波形増幅器に比べて自然放出光間ビート雑音が抑圧されるためである。この結果、信号利得20 dBにおける進行波形増幅器の自然放出光間ビート雑音は両端面へき開の共振形増幅器のそれに比べて約1桁増大している。

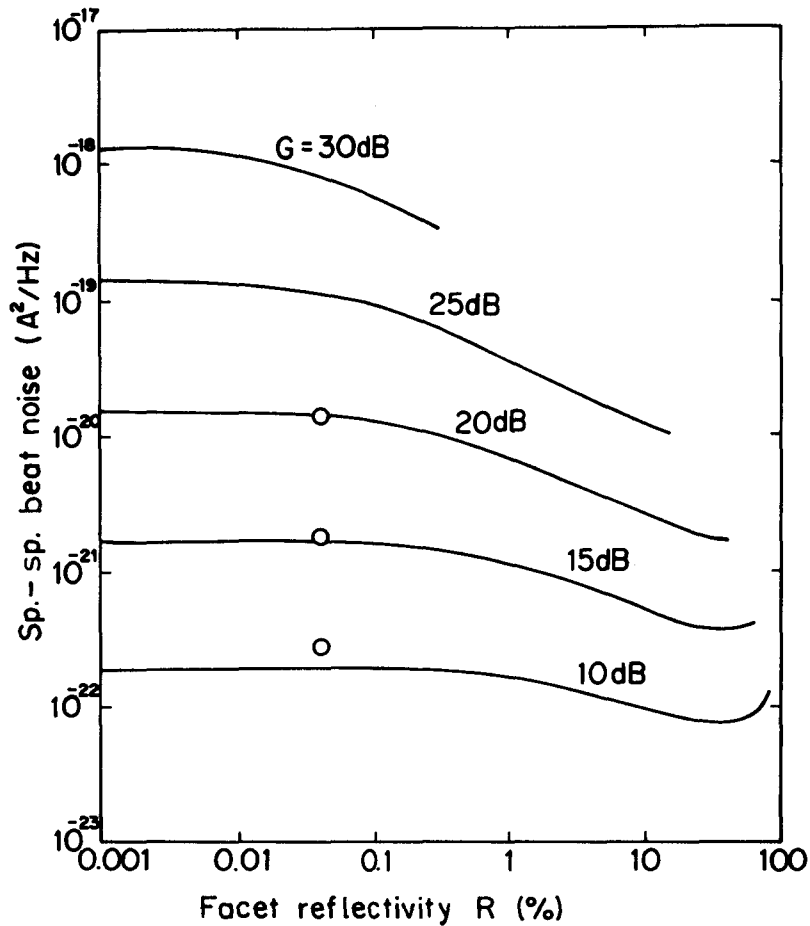


図7-14 自然放出光間ビート雑音の端面反射率依存性  
(1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP 増幅器)

#### 7.4.3 等価雑音帯域幅と自然放出光の実効横モード次数

本項では、(7-8)式第2項、第4項の自然放出光ショット雑音および自然放出光間ビート雑音に対する表式で特徴的に現れる等価雑音帯域幅 $\Delta f_1$ 、 $\Delta f_2$ と自然放出光の実効横モード次数 $m_t$ について、その信号利得依存性の観点から考察する。

広帯域な自然放出光から発生する自然放出光ショット雑音および自然放出光間ビート雑音は、縦モード毎に信号利得の値が異なる効果を取り入れた上で、信号利得が正となる利得幅内の全ての縦モードからの和を取ることによりその総量が求められる(2.4.2項参照)。増幅器雑音を(2-56)式のような解析的な形で表現する際に、信号光注入を行う利得中心波長の縦モードにおける値で信号利得 $G$ を代表させる必要があるため、各縦モードにおける信号利得の違いを繰り込んだ形での等価的な雑音帯域幅として、自然放出光ショット雑音に対する $\Delta f_1$ が(2-61)式で、自然放出光間ビート雑音に対する $\Delta$

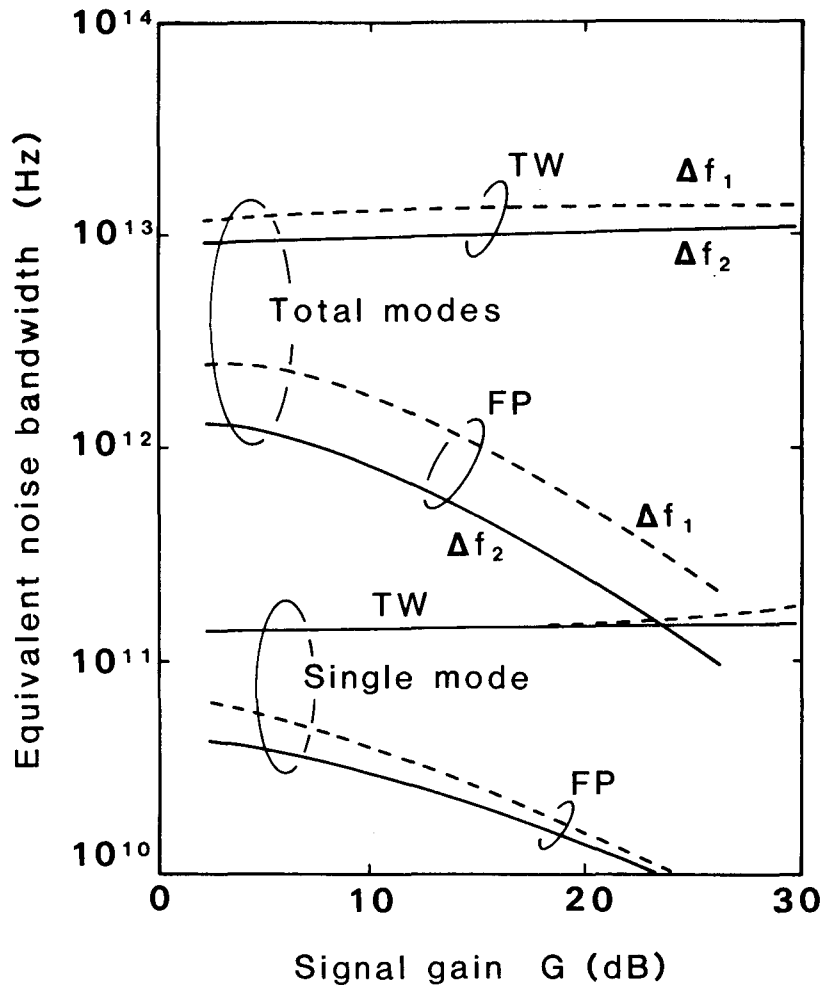


図7-15 等価雑音帯域幅 $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$ の信号利得依存性

$f_2$  が(2-62)式で, 各々与えられている。

図7-15は $1.5\mu\text{m}$ 帯InGaAsPの進行波形(c)および共振形増幅器(c')に対して計算した等価雑音帯域幅 $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$ の信号利得依存性を示す。自然放出光間ビート雑音は自然放出光の畳み込み積分で与えられるため, その等価雑音帯域幅 $\Delta f_2$ は自然放出光ショット雑音に対する $\Delta f_1$ よりも狭くなっている。進行波形増幅器と共振形増幅器の差は等価雑音帯域幅の信号利得依存性とその絶対値に現れている。進行波形では信号利得の変化に対して等価雑音帯域幅はほぼ一定であるのに対し, 共振形では信号利得の増加に伴っておよそ $G^{-0.5}$ の傾きで減少する。これは, 共振形増幅器では $\sqrt{GB}$ 積=一定の関係に従うファブリペロ共振特性に基づくフィルタ作用によって自然放出光雑音が抑圧されているためである。なお, 信号利得の増加に伴って媒質の利得幅 $2\Delta\lambda_g$ が増加す

るため、雑音帯域幅は上述の依存性より僅かに緩やかな傾向を示す。この内蔵された雑音フィルタ機能のために、共振形増幅器の等価雑音帯域幅は進行波形増幅器に比べて1桁から2桁低減されている。

また、信号増幅を行う利得中心付近の縦モード1本のみを選択する様な光周波数フィルタを増幅器出力端で使用した場合には、両増幅器の等価雑音帯域幅は1桁から2桁低減できる。この時、進行波形増幅器の雑音帯域幅は縦モード間隔周波数である140GHzに一致するが、共振形増幅器の場合には信号利得の3dB全幅で決まる帯域( $\sqrt{G} \cdot 2B = 55\text{GHz}$ )よりも4dB程度広くなることに注意を要する。これは、過剰雑音係数 $\chi$ で議論したことと同様に、等価雑音帯域幅を外部から入射する信号光に対する信号利得Gで規格化したことにより、共振器の外からの入射光に対する信号利得Gに比べ共振器内部で発生する自然放出光に対する利得が大きくなることに起因する効果である。

次に、自然放出光の実効横モード次数 $m_t$ について議論する。2.4節では光子数確率密度関数の基礎方程式から出発し、信号利得Gにおける増幅器から発生する増幅された自然放出光子数が単位周波数当りで $(G-1)n_{sp}$ となることを導いた。これは、1つの偏波の導波モードに対する値であるため、出力側での全自然放出光子数を記述するためには、TEモード以外にTM導波モードで運ばれる増幅された自然放出光子の寄与と、活性領域内で発生した自然放出光が導波されずに直接出力側に現れる成分の寄与も考慮する必要がある。一般的には、これらの寄与は利得導波路に対する放射モードも含めた導波モード解析により求められるが、解析が非常に複雑となるため、ここではこれらの寄与を現象論的に実効横モード次数 $m_t$ として、TE導波モードで運ばれる増幅された自然放出光に対する出力側での全自然放出光子数の比として定義する。(7-7)式第2項で表される増幅器出力端での自然放出光出力を、結合効率 $\eta$ の状態で $\langle M \rangle = 1$ の光検波器で受光したときの光電流 $\langle i_{ph} \rangle$ は次式で表される。

$$\langle i_{ph} \rangle / \eta = e (G - 1) n_{sp} m_t \Delta f_1 \quad (7-17)$$

(7-17)式右辺の $m_t$ 以外の値は理論的に求められるため、これと $\langle i_{ph} \rangle / \eta$ の測定値との比として $m_t$ を求めた。

図7-16に各増幅器(表7-1, 7-2参照)で測定した自然放出光に対する実効横モード次数 $m_t$ の信号利得依存性を示す。 $m_t$ は信号利得の増加と共に単調に減少している。これは、Gの低い領域では導波路に結合して増幅される自然放出光が小さいため、放射モードとして出力側に現れる自然放出光の寄与が顕著となることによる。Gの高い領域では

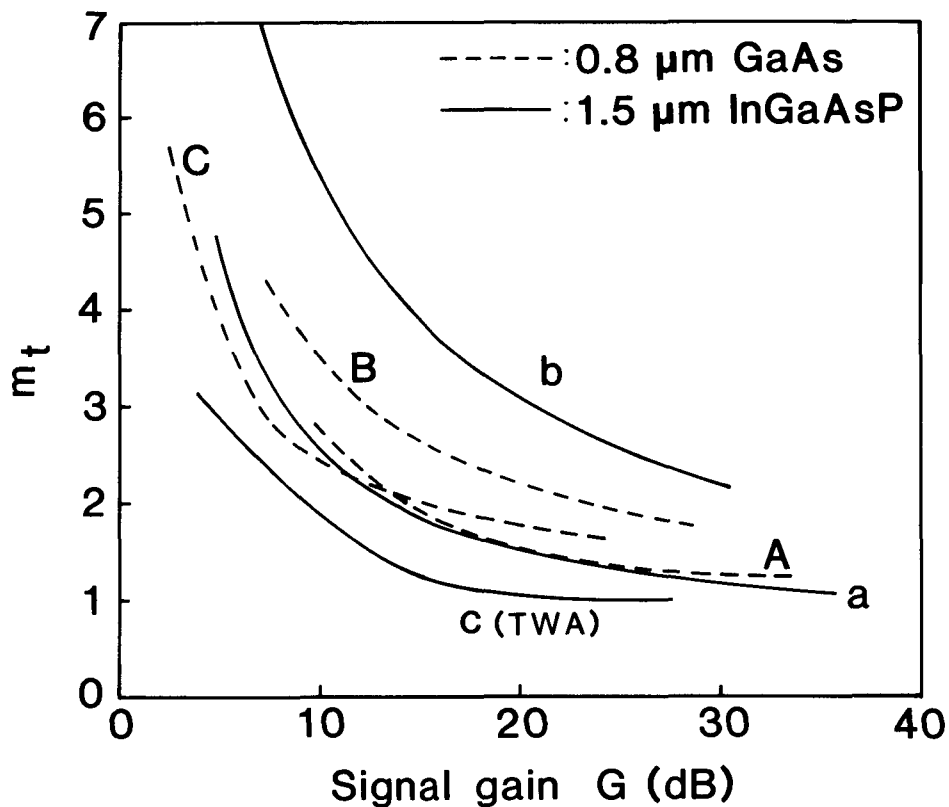


図7-16 実効的な横モード次数 $m_t$ の信号利得依存性

放射モードの影響は相対的に無視できて、TE, TMモード間の利得差で決まるほぼ一定の値に漸近する。進行波形増幅器cでは高利得領域でTE, TMモード間の信号利得差が大きくなるため、 $m_t = 1$ となっている。また、増幅器出力光を単一モード光ファイバのような空間フィルタ作用を持つものを通して検波した場合には放射モードの影響を除去できるため、低信号利得領域での $m_t$ は図7-16の値より小さくなると予想される。

## 7.5 むすび

本章では、GaAsおよび1.5 μm帯InGaAsP活性層から成る共振形と進行波形のレーザ増幅器の雑音特性を、実験と理論により定量的に明らかにした。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) 光増幅器の主雑音は、ショット雑音よりG倍大きな過剰雑音としてのビート雑音であり、更にこれは、信号光パワーに比例する信号光-自然放出光間ビート雑音と、こ

れに依存しない自然放出光間ビート雑音の2つに大別される(図7-1)。

- (2) 光増幅器にとって本質的な雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音の大きさは雑音指数で表され、反転分布パラメータ  $n_{sp}$  と過剰雑音係数  $\chi$  で支配される [(7-11d) 式]。  $n_{sp}$  は増幅器の動作点を利得係数  $g$  の大きな領域に設定することにより(図7-5, 図7-6), また,  $\chi$  は入力側の端面反射率  $R_1$  を下げることにより(図7-7), 低減できる。
- (3) 進行波形増幅器は, 上記(2)の要請を同時に満たす低雑音指数の増幅器として優れていることを理論的に明らかにすると共に, 実験的にも, 共振形増幅器の雑音指数  $8 \sim 14$  dB に比べ, 飛躍的に低雑音となった  $5.2$  dB の雑音指数を実測した(図7-2~図7-4, 表7-1, 表7-2)。
- (4) 自然放出光間ビート雑音は反転分布パラメータ  $n_{sp}$ , 等価雑音帯域幅  $\Delta f_2$ , 自然放出光の実効横モード次数  $m_t$  等の雑音パラメータで支配される。特に, その大きさは  $n_{sp}$  の2乗に比例するため, 雑音指数の場合と同様に, 利得係数  $g$  の大きな領域で動作する増幅器ほど同一信号利得での自然放出光間ビート雑音の値が小さくなることを明らかにした(図7-11, 図7-12)。
- (5) 進行波形増幅器では, 共振形で内蔵されていたファブリペロ利得プロファイルによる雑音フィルタが除去されるため(図7-15), 自然放出光間ビート雑音は共振形に比べ増大するが(図7-14), 狭帯域の光周波数フィルタの使用により低減が可能である(図7-13)。

# 第8章 半導体レーザー増幅器の設計指針

第4章から第7章では、半導体レーザー増幅器の基本特性である小信号利得，利得帯域幅，利得飽和，雑音などの個々の特性について詳細に検討してきた。その際，これらの基本特性の実験結果を，第3章で議論した半導体増幅媒質の材料定数と素子の構造定数に基づいた理論値と比較を行い，両者が良く一致することを明らかにした。本章では，半導体レーザー増幅器のデバイス特性と材料定数，構造定数との関係をまとめ，高利得・広帯域・高出力・低雑音の半導体光増幅器を実現するための設計指針を明らかにする。

半導体レーザー増幅器のデバイス特性とそれを支配する動作機構，動作条件，また，これらを規定する構造定数と素子定数，材料定数と活性層不純物濃度の関係を図8-1にまとめて示す。また，同図には光増幅特性向上のために，各パラメータが従うべき増減の方向を矢印で示した。

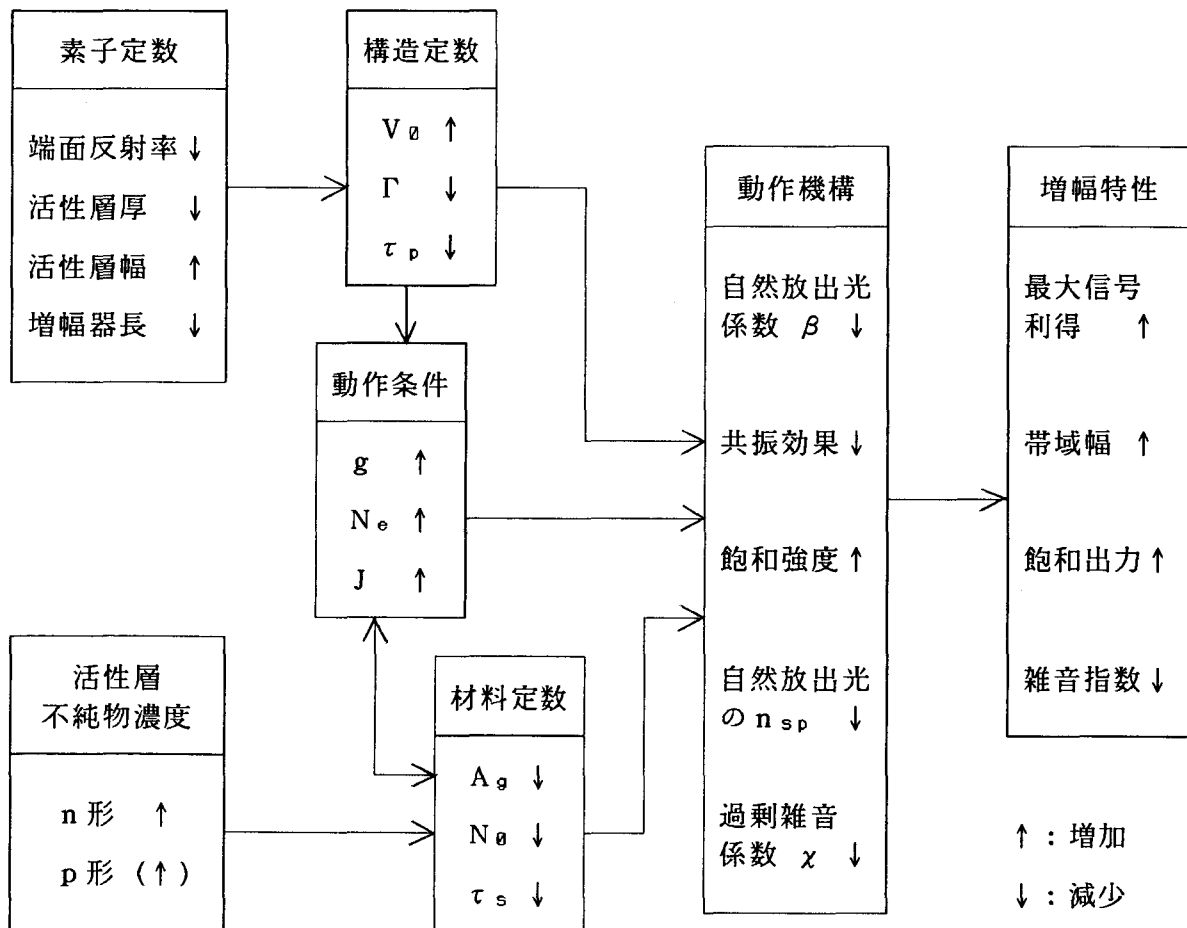


図8-1 光増幅特性向上のための設計指針



半導体レーザ増幅器の設計で注意すべきことは、増幅器の動作機構を支配するパラメータや効果の多くが増幅器の動作条件に強く依存することである。例えば、材料定数の1つであるキャリア寿命 $\tau_s$ は注入キャリア密度 $N_0$ の関数として変化するため、 $\tau_s(N_0)$ で支配される自然放出光係数 $\beta$ や飽和強度 $I_s$ は動作条件での $N_0$ の値に影響される〔(2-29), (2-34)式〕。また、反転分布パラメータ $n_{sp}$ も動作点での $N_0$ に強く依存し〔(7-12)式〕、利得帯域幅を支配する共振効果は端面反射率 $R$ ばかりでなく、動作時の単一通過利得 $G_s$ すなわち利得係数 $g$ の関数となる〔(2-6)式〕。

次に、増幅器の動作条件はどの様にして決まるかを見ると、或る信号利得 $G$ を達成するための利得係数 $g$ は(2-13)式に示すように、素子定数、構造定数から決定されるが、この $g$ を得るために必要な注入キャリア密度 $N_0$ は材料定数である $A_g$ 、 $N_0$ に支配される〔(3-19)式〕。また、外部からの注入電流 $J$ に対して注入キャリア密度 $N_0$ を求める際には、(4-1)式に示すように、材料定数の $\tau_s(N_0)$ と矛盾なく $N_0$ を決定する必要がある。

この様に、増幅器の動作条件は構造定数、材料定数と相互に複雑に絡み合っており、デバイス特性の定量的な議論には、第4章から第7章で示したように、第3章の構造定数、材料定数に基づいた詳細な理論解析が不可欠であるが、以下ではデバイス特性の向上のために留意すべき設計指針を述べる。

大きな信号利得を得るためには、小信号利得の規格化バイアス電流依存性を緩和すると共に、飽和出力を大きくする必要がある。前者は利得係数の規格化電流密度依存性(図4-3, 図4-5, 図4-14)で決まるため、キャリア寿命 $\tau_s$ がキャリア密度 $N_0$ の増加と共に急激に減少する領域(図3-4, 図3-7)、すなわち、利得係数 $g$ の大きな領域で増幅器を動作させる必要がある。また、飽和出力は(2-34)式の飽和強度 $I_s$ で決まるため、これを支配する $A_g$ 、 $\tau_s$ の小さな活性層材料を選ぶと共に、キャリア密度の増加により、 $\tau_s$ が急激に減少する領域での増幅器動作を可能にする構造設計を行うことが最も重要となる(図5-5, 図5-8)。

また、光増幅器にとって本質的な雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音の大きさは、雑音指数 $F = 2 n_{sp} \chi$ で規定される〔(7-11d)式〕。従って、増幅器を注入キャリア密度 $N_0$ の大きな領域で動作させ、相対的に $N_0$ の効果を軽減して $n_{sp1}$ を小さくすること(図7-5, 図7-6)、および、増幅器長 $L$ 、端面反射率 $R$ を低減して $n_{sp2}$ を小さくすること〔(7-14)式〕により低雑音化が実現できる。また、過剰雑音係数 $\chi$

を小さくするためには $R_1$ の低減が必要である(図7-7)。

以上の検討の結果、半導体レーザ増幅器のデバイス性能を向上させるための設計指針として、次の2点が導き出される。

- (1) 微分利得 $A_g$ 、誘導吸収を補償するために必要なキャリア密度 $N_0$ 、キャリア寿命 $\tau_s$ の3つの材料定数が小さな活性層を使用する。
- (2) 増幅器が大きな利得係数 $g$ 、ならびに注入キャリア密度 $N_0$ で動作するための構造設計を行う。

不純物濃度の増加に伴って、n形活性層の場合には $A_g$ 、 $N_0$ 、 $\tau_s$ の全てが減少するのに対し、p形活性層では $N_0$ と $\tau_s$ は減少するが、 $A_g$ は増加する(図3-3、図3-4、図3-6、図3-7)。従って、(1)の指針を満たす材料としてはn形の高不純物濃度の活性層が最適である。p形活性層の場合には、一般に不純物濃度が高くなるほど $n_{sp1}$ や $I_s$ は改善されるが、動作条件によっては劣化する場合もある。

(2)の構造設計を具体化する方法には、端面反射率 $R$ 、増幅器長 $L$ 、モード閉じ込め係数 $\Gamma$ などの低減がある。この内、端面反射率 $R$ は、増幅器が進行波形で動作するか、共振形で動作するかを決める唯一の構造パラメータであり、進行波形増幅器における広帯域利得・高飽和出力・低雑音指数のデバイス特性を実現する観点から、 $R$ の低減を優先させることが重要である。 $R$ 、 $L$ 、 $\Gamma$ の低減は共に(2-13)式で規定される動作点での利得係数 $g$ を増大させる方向に働くが、必ずしも全てを小さくする必要はなく、熱劣化を生じない範囲内で $\tau_s(N_0)$ の減少を有効に増幅器特性に反映できる領域にとどめる必要がある。特に、進行波形増幅器で顕著であった信号利得の偏波面依存性(4.4.1項)を低減するためには、モード閉じ込め係数 $\Gamma$ の偏波面依存性を小さくすることが不可欠であり、この目的には、活性層厚 $d$ が大きく、 $\Gamma$ の大きな導波路構造とした上で、増幅器長 $L$ を極端に短くする設計を行うことにより、他の特性を劣化させずに信号利得の偏波面依存性を1dB以下に抑圧できることが理論的に予測できる<sup>(170)</sup>。

これらの光増幅器に対する設計指針は、発振器に対するそれとは全く逆になっている。即ち、レーザ発振器では大きな発振光出力を得るために発振しきい値を極力小さく抑えることが重要である<sup>(120)</sup>。一方、発振しきい値以下で動作する光増幅器に対する上述の2つの設計指針は、共に半導体レーザの発振しきい値を増加させ、注入キャリア密度 $N_0$ ならびに利得係数 $g$ の大きな領域に増幅器の動作点を設定すべきことを示している。

現実には、本解析では考慮に入れなかった注入電流増加に伴う温度上昇により増幅媒質

の利得係数が減少するため、構造設計によってもたらされるしきい値の上昇と共に増幅器特性はどこまでも改善されるわけではなく、熱による利得飽和の制限を受ける。この制限を最小限に抑えるためには、埋め込み構造<sup>(45)</sup>のようなキャリア閉じ込めの確実なデバイス構造を採用し、熱特性の向上を図ることが、(2)の構造設計を適用する前提として重要である。

1. 5  $\mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 増幅器の特徴は、オージェ再結合の寄与により、そのキャリア寿命  $\tau_s$  の注入キャリア密度依存性が AlGaAs 増幅器の場合に比べて顕著となることである。従って、高飽和出力の InGaAsP 増幅器を得るためには、(2)の構造設計により  $\tau_s$  の小さな領域での動作を実現することが、AlGaAs 増幅器の場合に比べてより重要になる。

# 第9章 半導体レーザー増幅器の 光伝送系への応用

## 9.1 まえがき

本章では、前章まで明らかにしてきた小信号利得、利得帯域幅、利得飽和、雑音などの基本特性を総合的に捉えると共に現実的なデバイス性能を踏まえ、半導体レーザー増幅器の光伝送系への応用の可能性を明らかにする。具体的には、光前置増幅検波系、光直接増幅中継系、光ブースタ増幅器系の性能をベースバンドでの信号対雑音比 ( $S/N$ ) を用いて定量的に議論すると共に、光増幅器の使用により現行の光伝送系の性能が向上することを、 $0.8\ \mu\text{m}$  帯の  $\text{GaAs}$  共振形増幅器を用いた伝送実験で示す。

レーザー増幅器を光前置増幅器として用いることによる光受信感度の向上は、レーザー発明の直後から理論的に検討され<sup>(171)(127)(123)</sup>、 $3\ \mu\text{m}$  帯の  $\text{He-Ne}$ <sup>(172)</sup>、 $\text{He-Xe}$ <sup>(127)</sup> などのガスレーザーで実験が行われてきた。半導体レーザー増幅器を用いた光前置増幅検波系の性能は、符号誤り率の計算により理論的に検討され<sup>(13)</sup>、実験的には増倍利得を持たないホットダイオード (PD) を用いた直接検波レベルより受光感度が改善されることが示されている<sup>(36)(37)</sup>。本研究では、光電子の雪崩増倍過程で利得を得るアバランシェホットダイオード (APD) を用いた現実の直接検波レベルに比べても、光前置増幅検波系で受信性能の向上が図れることを明らかにする。

半導体レーザー増幅器を線形の光増幅中継器として用い、光ファイバ伝搬後の損失をその増幅利得により補償し、再生中継間隔の拡大を図るという発想は1973年に提案されていた<sup>(30)</sup>が、これまでその実験的検討は成されていない。本研究では、2中継の増幅伝送実験により再生中継間隔が拡大できることを示すと共に、再生中継間隔を規定する中継段数を理論的に検討する。

## 9.2 光前置増幅検波系<sup>(85)</sup>

### 9.2.1 光前置増幅検波系の $S/N$

図9-1に示すように、強度変調された光信号が光増幅器で直接増幅された後、アバラ

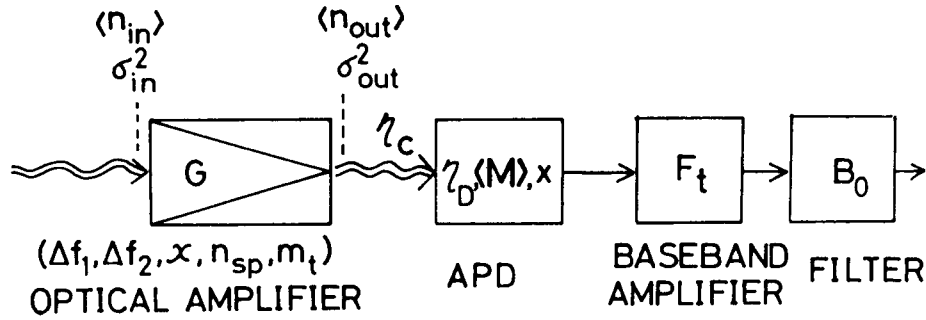


図9-1 光前置増幅検波系のS/Nモデル

ンシェホトダイオード (APD) で光-電気変換され、電気増幅器とフィルターを介して識別回路に導かれる構成の光前置増幅検波系を考える。光前置増幅器からの出力光は、結合効率  $\eta_c$  で光検波器に導かれ、量子効率  $\eta_D$ 、増倍係数  $\langle M \rangle$ 、過剰雑音指数  $x$  を持つ APD で検波される。単位時間当りの平均の信号光子数は (7-7) 式より  $G \langle n_{in} \rangle$  で与えられ、マーク率とパルス占有率を共に  $1/2$  とすると、オン状態では  $2G \langle n_{in} \rangle$ 、オフ状態では 0 の出力光子数となるため、ベースバンド信号パワーは  $(2G \langle n_{in} \rangle e \eta_c \eta_D \langle M \rangle)^2 R_L$  で与えられる。一方、増幅器出力端での光子数分散値は (7-8) 式で与えられる  $\sigma_{out}^2$  であり、これを結合効率、量子効率が共に 1 の状態 ( $\eta_c \eta_D = 1$ ) でホトダイオード (PD) を用いて検波した場合の、単位負荷抵抗で発生する単位周波数当りのベースバンド雑音パワーは  $2e^2 \sigma_{out}^2$  と表せる。実際の検波系では APD を使い、 $\eta_c \eta_D < 1$  となるため、(7-3) 式で議論したように、ベースバンドのショット雑音とビート雑音は、それぞれ  $\eta_c \eta_D \langle M \rangle^{2+x}$  と  $(\eta_c \eta_D \langle M \rangle)^2$  の依存性を持つ。これらの光子雑音に加えて、電気増幅器の持つ熱雑音  $4k_B T F_t B_0$  も考慮することにより、光前置増幅検波系でのベースバンド雑音パワーが求められる。ベースバンド S/N は、分母・分子を共通の  $(e \eta_c \eta_D \langle M \rangle G)^2 R_L$  で割り算し、次式のように表される。

$$\begin{aligned}
 S/N = & (2 \langle n_{in} \rangle)^2 / 2 \left[ \left( \langle n_{in} \rangle + \frac{G-1}{G} n_{sp} m_t \Delta f_1 \right) \frac{\langle M \rangle^x}{\eta_c \eta_D G} \right. \\
 & + 2 \frac{G-1}{G} n_{sp} \chi \langle n_{in} \rangle + \left( \frac{G-1}{G} \right)^2 n_{sp}^2 m_t \Delta f_2 \\
 & \left. + \frac{2 k_B T F_t}{R_L (e \eta_c \eta_D \langle M \rangle G)^2} \right] B_0 \quad (9-1)
 \end{aligned}$$

ここで、 $B_0$ はベースバンドフィルターの帯域幅、 $F_t$ は電気増幅器の雑音指数、 $R_L$ は光検波器の負荷抵抗、 $e$ は電気素量、 $k_B$ はボルツマン定数 ( $= 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ )、 $T$ は絶対温度 (K) である。(9-1)式で $G=1$ 、 $\eta_c=1$ と置くと、APD直接検波系でのベースバンドS/Nが与えられる。

光前置増幅器の信号利得 $G$ が充分大きく $[G \gg (\eta_c \eta_D)^{-1}]$ 、APDの増倍係数 $\langle M \rangle$ が最適増倍条件に設定されている場合には、ベースバンドでのショット雑音や熱雑音は光前置増幅器で発生するビート雑音に比べて無視することができるため、ベースバンドS/Nは光子数確率密度状態でのS/Nに一致し、次式で近似できる。

$$S/N \approx \frac{(2 \langle n_{in} \rangle)^2}{2 (2 n_{sp} \chi \langle n_{in} \rangle + n_{sp}^2 m_t \Delta f_2) B_0} \quad (9-2)$$

光前置増幅検波系でこの様なビート雑音限界の受信感度を実現するためには、増幅器と光検波器間の結合効率 $\eta_c$ をできるだけ大きな値にしておく必要がある。

変調周波数の2倍の帯域幅を持つ光周波数フィルタを装荷した理想的な進行波形の光前置増幅器で実現できる理論限界のS/Nは、信号光-自然放出光間ビート雑音で決まり、(9-2)式で $n_{sp} \chi = 1$ 、 $\Delta f_2 \approx 0$ として

$$(S/N)_{ideal}^{TW} = 2 \langle n_{in} \rangle / 2 B_0 \quad (9-3)$$

で与えられる。この値は、(9-1)式で $G=1$ 、 $\eta_c \eta_D = 1$ 、 $\langle M \rangle = 1$ とした上で、熱雑音を無視した場合に得られるショット雑音限界のS/N

$$(S/N)_{q,L} = 2 \langle n_{in} \rangle / B_0 \quad (9-4)$$

よりも3dB小さくなっている。(9-4)式は光子数の確率分布がポアソン統計に従うことに起因する量子雑音限界のS/Nであり、(9-3)式は(7-11d)式で議論した雑音指数が理想的な進行波形増幅器で3dBとなること<sup>(169)</sup>と対応している。

しかし、ここで注意すべきことは、実際の直接検波の光伝送系ではそのベースバンドS/Nが電気系の持つ大きな熱雑音で支配されており、(9-4)式の理論限界値よりも20dB程度小さな値となっている<sup>(16)</sup>ため、この現実の直接検波方式の受信感度を、光前置増幅器を使用することにより、(9-2)あるいは(9-3)式の値まで改善することが可能となる点である。

### 9. 2. 2 光前置増幅検波実験

(6%, 32%)の入・出力端面反射率を持つ $0.8\mu\text{m}$ 帯のCSP共振形増幅器Aを光前置増幅器として用い、図4-1の構成で実験を行った。光源の半導体レーザは、しきい値の1.3倍にバイアスされ、S/N測定の場合には100MHzの正弦波電流で、また、符号誤り率測定の場合には100Mbit/sのNRZ(Non-Return-to-Zero)パルスで、それぞれ直接強度変調されている。変調時に単一縦モード発振を維持するために、変調度 $m$ は0.62~0.7に設定した。増幅された光信号を、量子効率 $\eta_D=0.7$ 、過剰雑音指数 $x=0.5$ のSi-APD<sup>(8)</sup>を負荷抵抗 $R_L=50\Omega$ で用い、最適増倍条件で受光した。

まず、ベースバンドS/Nの測定について述べる。Si-APDからの出力を、利得34dB、雑音指数 $F_t=4\text{dB}$ のベースバンド増幅器で増幅した後、RFスペクトラムアナライザで信号電力、雑音電力を測定した。増幅器出力端からの結合効率 $\eta_c$ が-12dB(A)と-22dB(B)となる2点で測定した2乗平均信号電力および雑音電力のAPD増倍係数 $\langle M \rangle$ への依存性を図9-2に示す。増幅器の平均信号出力は-17dBm、

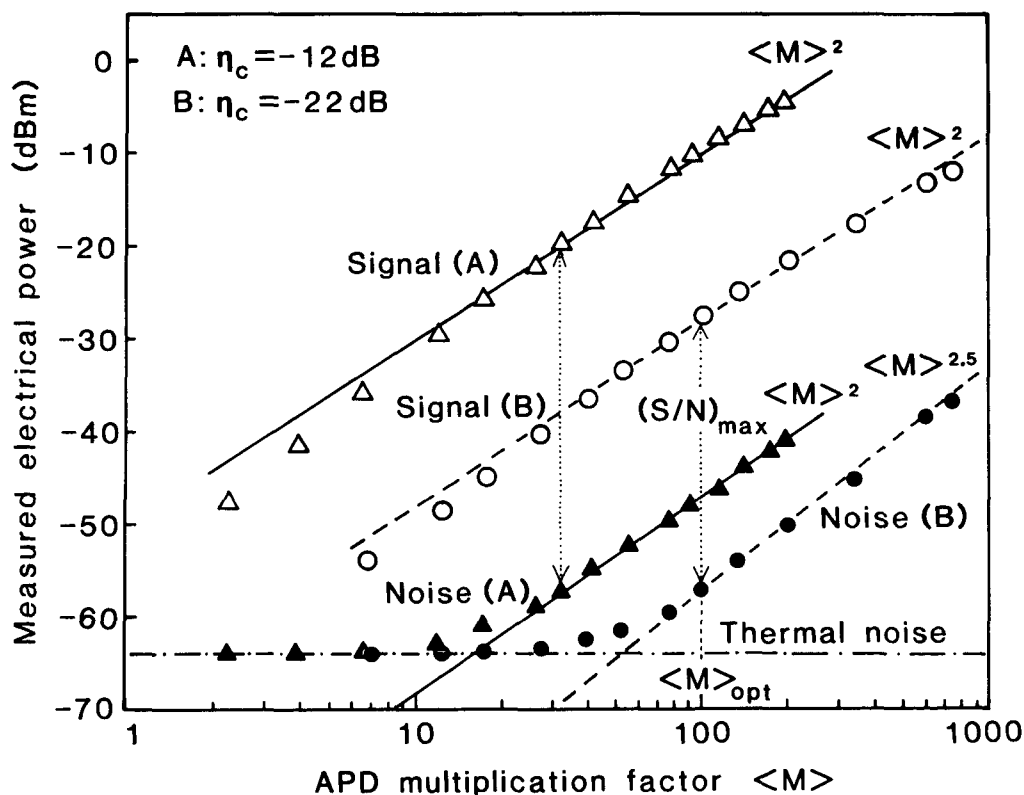


図9-2 光増幅器出力光検波時の信号電力と雑音電力のAPD増倍係数依存性  
( $\eta_c$ : 増幅器と光検波器間の結合効率)

スペクトルアナライザの周波数分解能帯域幅は1 MHzである。信号電力は $\langle M \rangle^2$ の傾きで増加し、結合効率が大きな(A)の値は(B)に比べて、 $\eta c^2$ の依存性に対応して20 dB大きくなっている。一方、雑音電力は $\langle M \rangle$ の小さな領域では熱雑音で支配され、一定値をとるが、 $\langle M \rangle$ の大きな領域では $\langle M \rangle$ と共に増大する光子雑音が支配的となる。結合効率が大きな(A)ではまだビート雑音が支配的であるため、(7-3)式に示したように雑音電力は $\langle M \rangle^2$ の傾きで増加している。さらに10 dBの損失を受けた後の(B)では、 $\eta c^2$ の依存性のためにビート雑音は減衰し、 $\eta c$ の依存性を持つショット雑音が主雑音となるため、雑音電力は $\langle M \rangle^{2.5}$ の傾きで増加している。このように光子雑音の主要因がショット雑音である場合には $(S/N)_{rms}$ が最大となるための最適の増倍係数 $\langle M \rangle_{opt}$ が存在し、これを最適増倍条件と呼ぶ。一方、ビート雑音が支配的な場合には信号電力と雑音電力が共に $\langle M \rangle^2$ の依存性を持つため、 $\langle M \rangle$ が大きくなり光子雑音が熱雑音より10 dB以上大きくなると、これ以上の $\langle M \rangle$ では常に最適増倍条件となる。増幅器出力でのビート雑音が大きくなるほど、また、検波器までの結合効率が増大するほど、 $\langle M \rangle_{opt}$ は低下する。以下に示す $S/N$ はこの最適増倍条件で測定した結果である。

測定された2乗平均信号電力 $P_{rms}$ から換算して求めたパルス信号ピーク電力 $P_{pulse}$ ( $= 8 P_{rms}$ )と雑音電力測定値を用いて、PCM信号に対するベースバンド $S/N$ を計算している。なお、雑音電力の測定値には、スペクトルアナライザの周波数分解能を決めている帯域通過フィルタの特性、包絡線検出器および対数増幅器の特性に基づく補正を行う必要があり、本実験で使用したHP-8568Bでの補正值は+1.8 dBである。 $S/N$ 測定の実験ではベースバンドフィルタを使用していないが、100 Mbit/sの伝送速度に対する雑音帯域幅として $B_0 = 75$  MHzを仮定した。

図9-3に、100 Mbit/sのPCM-IM信号に対するベースバンド $S/N$ の平均増幅信号パワー依存性を、信号利得20, 25, 30 dBについて示す。ここでは前置増幅器とAPD間の結合効率を-5~-4 dBの一定値とし、増幅器への入力光パワーを変化させて測定を行っている。低入力信号領域ではベースバンド $S/N$ は増幅信号レベル $P_{out}$ に対して2乗の傾きで増加する。これは、この領域での光増幅器の主雑音が信号光レベルとは無関係な自然放出光間ビート雑音となっているためである。一方、信号光レベルに比例する信号光-自然放出光間ビート雑音が主雑音となる高出力信号領域では、ベースバンド $S/N$ は $P_{out}$ に比例する。さらに、 $P_{out} > -10$  dBmの高出力域では、信号利得の飽和のためにベースバンド $S/N$ はほぼ一定値となる。



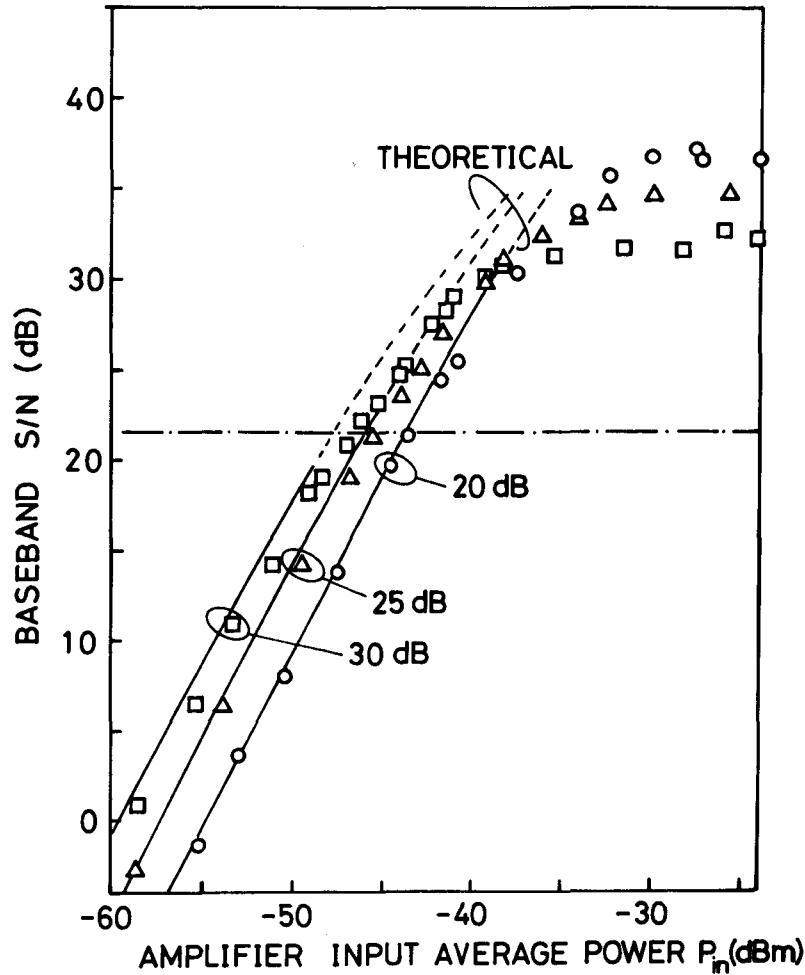


図 9-3 ベースバンド S/N の増幅信号平均出力依存性

( $m = 0.68$ ,  $\eta_c = -4$  dB, ○ : 20 dB, △ : 25 dB, □ : 30 dB)

信号源の半導体レーザは変調度  $m = 0.68$  で強度変調されているが、同時に発振周波数も FM 変調されており、その周波数偏移は 3 GHz 程度である<sup>(173)</sup>。この増幅器 A の  $\sqrt{GB}$  積は 4.2 GHz であり、信号利得  $G = 20, 25, 30$  dB における 3 dB 利得全幅は各々、8.4, 4.7, 2.6 GHz となるため、この IM・FM 変調光に対して測定した平均の信号利得は、DC 入力光に対する信号利得より、各々、0.2, 0.6, 1.7 dB 劣化している。

ベースバンド S/N の前置増幅器平均入力パワー依存性を図 9-4 に示す。実験値は図 9-3 の値から、上述の FM による信号利得劣化を考慮した利得飽和特性を用いて、増幅器出力  $P_{out}$  を増幅器入力パワー  $P_{in}$  に変換したものである。実線は、本実験における結合効率である  $\eta_c = -4$  dB を用いて、(9-1) 式で計算した理論値である。変調度  $m$

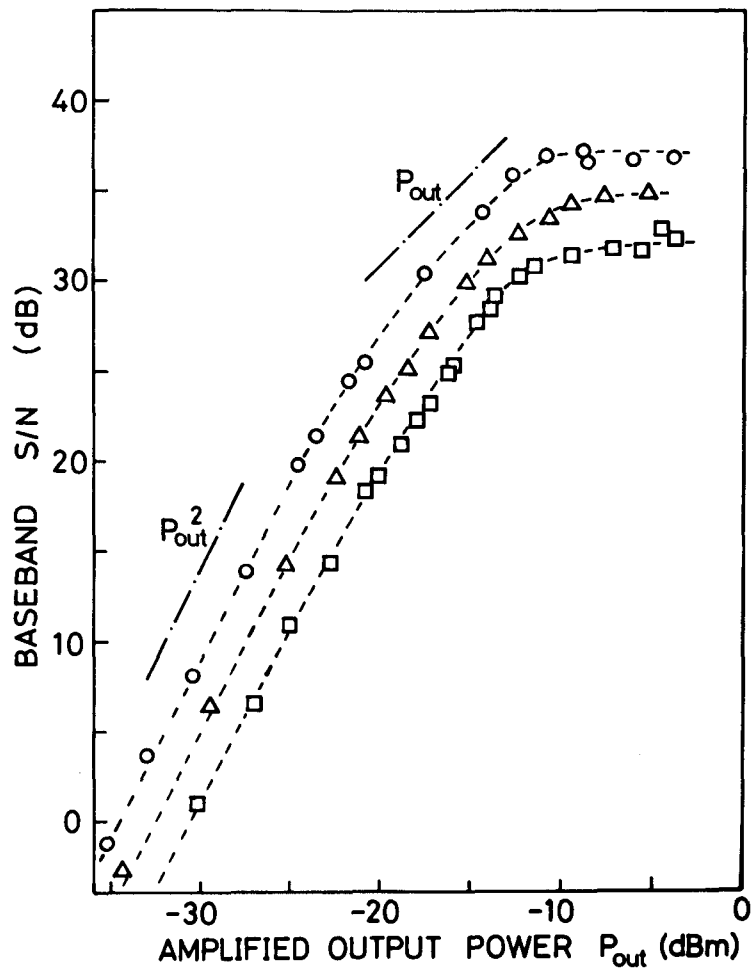


図9-4 ベースバンドS/Nの前置増幅器平均入力信号パワー依存性  
 (一点鎖線は $S/N = 21.6$  dBのレベルを示す)

の寄与は、(9-1)式の分子に $m^2$ を掛けることにより、信号電力の劣化として容易に取り込むことができる。ただし、この計算には利得飽和の効果は考慮していない。実験値は利得飽和の無い線形利得領域では理論値と良く一致している。一点鎖線は、マーク率 $1/2$ 、パルス占有率 $1/2$ の光パルス信号に対して符号誤り率 $10^{-9}$ に対応する $S/N = 21.6$  dB<sup>(122)</sup>を示す。実験値とこの一点鎖線との交点から、20、25、30 dBの静信号利得を持つ光前置増幅検波系で誤り率 $10^{-9}$ を得るための平均受光レベルは、各々、 $-43.6$ 、 $-45.4$ 、 $-46.8$  dBmと求められる。

次に、 $100$  Mbit/sの”101010...”定パターンNRZ光パルス信号を図9-1の光前置増幅検波系に入力し、その電気信号出力の符号誤り率を測定した。定パターンパルスを使用したのは、変調によるパターン効果を排除して、S/N特性のみを

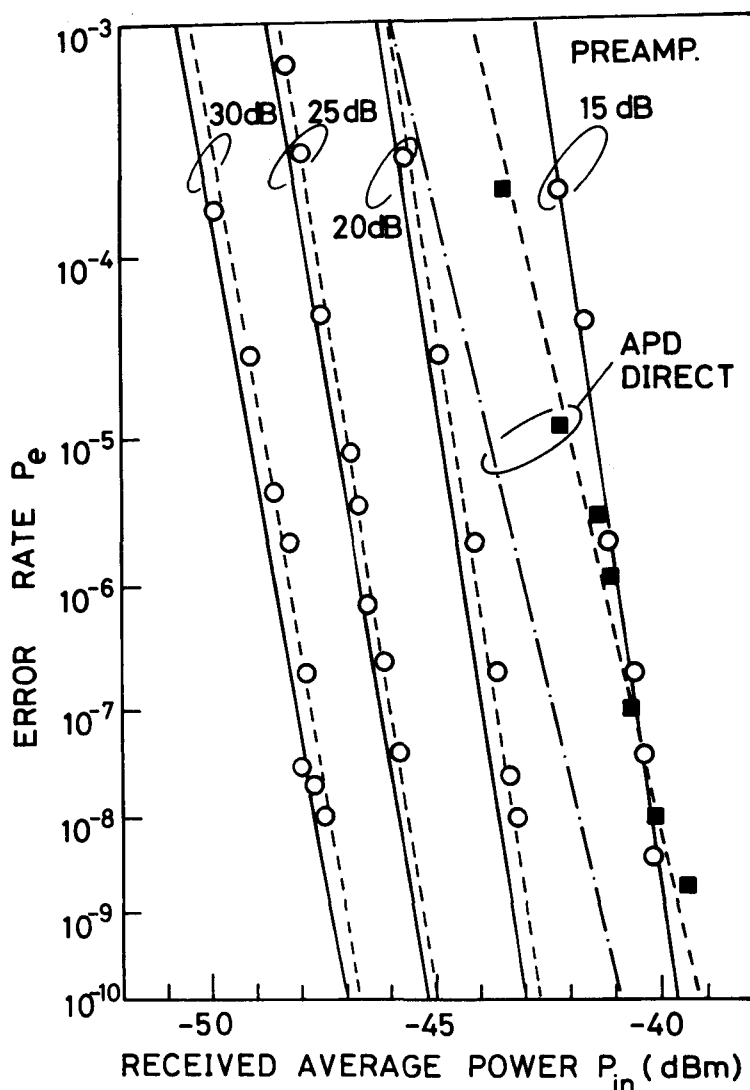


図9-5 光前置増幅検波系の誤り率特性 (GaAs増幅器A)

評価するためである。変調度  $m$  を  $0.625$  とし、 $F_t = 4 \text{ dB}$  のベースバンド増幅器の後に、カットオフ周波数  $75 \text{ MHz}$  の低域通過フィルタを使用した。

前置増幅器の平均入力パワー  $P_{in}$  と誤り率  $P_e$  との関係を図9-5に示す。光前置増幅器入力パワー  $P_{in}$  は、APDで受光した光パワーからFM変調信号光に対する信号利得と増幅器・APD間の結合効率 ( $\eta_c = -5 \sim -4 \text{ dB}$ ) を用いて求めている。実線は式(9-1)とPersonickの  $P_e - S/N$  関係式<sup>(122)</sup>から求めた理論値であり、実験値(○)はこれと良く一致している。静信号利得  $15, 20, 25, 30 \text{ dB}$  の光前置増幅検波系で誤り率  $10^{-9}$  を得るための平均受光レベルは、各々、 $-40, -43, -45.3, -47 \text{ dBm}$  である。

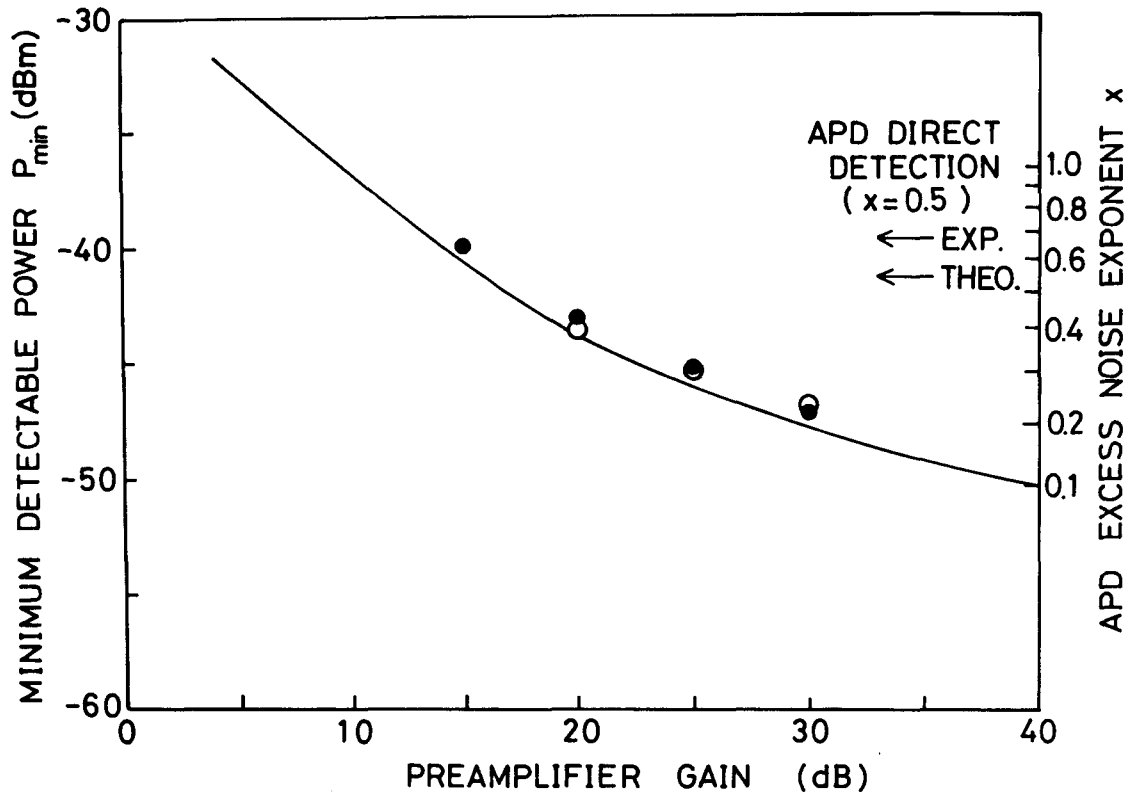


図9-6 最小受光レベルの前置増幅器信号利得依存性 (○: S/N測定, ●: 誤り率測定, 実線: 理論値) 右軸には  $m = 0.68$  における APD 直接検波レベルを示す。

入射信号光を前置増幅器を通さずに Si-APD で直接検波した場合の誤り率特性も図9-5に示す。誤り率  $10^{-9}$  を得るための平均受光レベルは  $-39.6$  dBm である。

光前置増幅検波系で符号誤り率  $10^{-9}$  を得るための最小受光レベル  $P_{min}$  を、増幅器信号利得  $G$  の関数として図9-6に示す。実線は  $m = 0.68$ ,  $\eta_c = -4$  dB で (9-1) 式より求めた理論値である。S/N測定 (○) と誤り率測定 (●) で得られた実験値は互いに良く一致し、理論値との誤差は 1 dB 以内である。信号利得 15 dB 以上の光前置増幅検波系では、Si-APD 直接検波方式より最小受信レベルを改善でき、その改善量は信号利得 30 dB で 7.4 dB に達する。30 dB の前置増幅器利得で得られた  $-47$  dBm の最小受光パワーは、 $x = 0.24$  の APD 直接検波レベルに相当する。

### 9.2.3 光前置増幅器の雑音設計

光前置増幅器は非常に弱い信号光の増幅に用いられるため、利得飽和や信号光-自然放出光間ビート雑音の影響が無い領域で動作する。従って、光前置増幅特性を最適化するためには自然放出光間ビート雑音の低減が重要である。

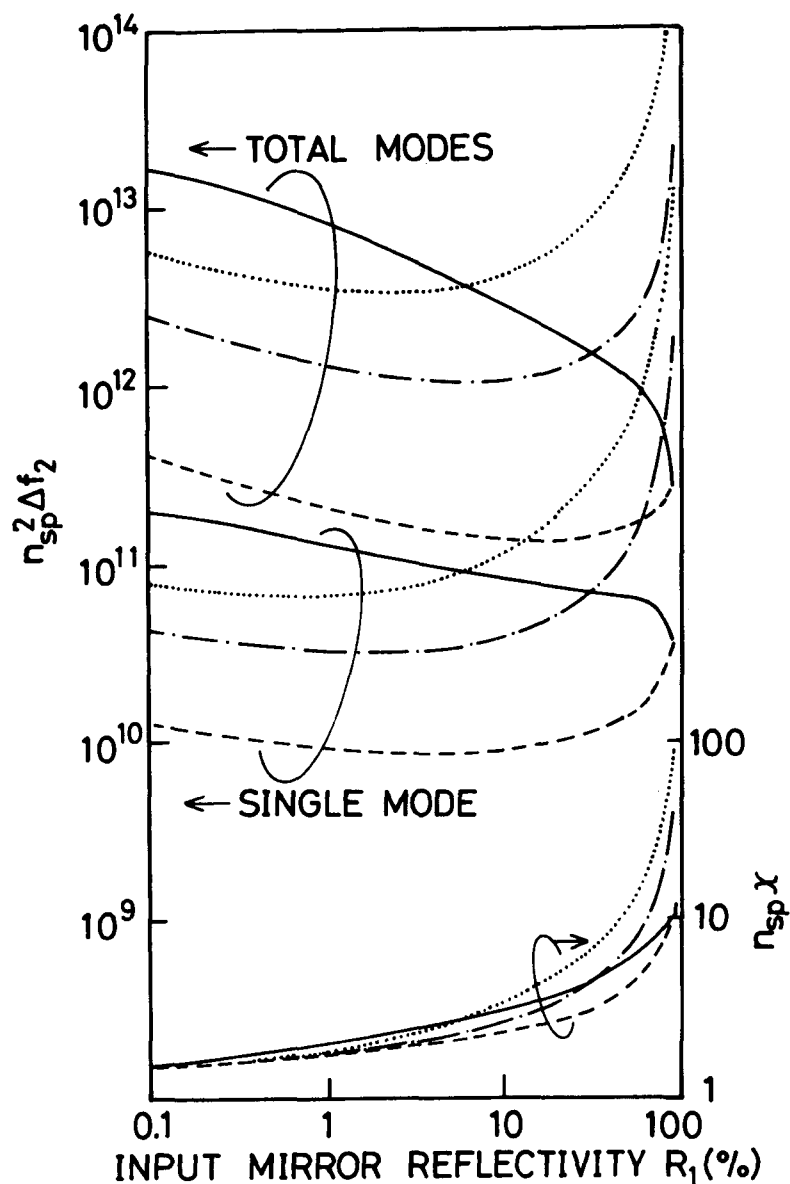


図9-7  $n_{sp}^2 \Delta f_2$ と $n_{sp} \chi$ の入射側端面反射率 $R_1$ 依存性

(実線： $R_1 = R_2$ ，点線： $R_2 = 0.06$ ，一点鎖線： $R_2 = 0.32$ ，破線： $R_2 = 0.9$ )

雑音パラメータ $n_{sp}^2 \Delta f_2$ と $n_{sp} \chi$ の入射端面反射率 $R_1$ への依存性を、出射端面反射率 $R_2$ をパラメータとして図9-7に示す。 $n_{sp}^2 \Delta f_2$ と $n_{sp} \chi$ は、各々、(7-8)式に示すように、信号利得 $G$ と実効横モード次数 $m_t$ を固定した場合の自然放出光間ビート雑音と信号光-自然放出光間ビート雑音を表す。これらのパラメータは、(2-57)，(2-58)，(2-62)式を用いて、 $G = 20$  dBに対して計算したものである。実線は $R_1 = R_2$ の対称反射率構造，点線，一点鎖線，破線は、各々 $R_2 = 6\%$ ， $32\%$ ， $90\%$ の非対称反射率構造での雑音パラメータを示す。対称反射率構造では、 $R_1$ の低減と

共に  $n_{sp}^2 \Delta f_2$  は単調に増加する。これはファブリペロ共振特性に基づく雑音除去フィルタ機能の低減と利得スペクトル幅の増大に起因する。一方、非対称構造では、 $R_1$  の低減と共に  $n_{sp}^2 \Delta f_2$  は減少し、 $R_1 < R_2$  の領域で最小値を持つ。これは、主に雑音光子の大部分が低反射率の入力側から取り出され、出力側にはほとんど現れないことに起因する。出射端面反射率  $R_2$  が 1 に近づくほど、 $n_{sp}^2 \Delta f_2$  の最小値は減少し、対称構造からの改善量も大きくなる。本実験に用いた (6%, 32%) の増幅器は、 $R_2 = 32\%$  での最適反射率構造となっている。 $R_2 = 90\%$  の増幅器では  $n_{sp}^2 \Delta f_2$  の最小値はこれより 9 dB 減少する。光前置増幅器の最適構造は、入射側低反射・出射側高反射の極端な非対称反射率構造を持つ共振形増幅器である。

狭帯域の光周波数フィルタを用いて、利得中心で信号光増幅を行っている縦モード 1 本を選択すれば、 $n_{sp}^2 \Delta f_2$  を 10~20 dB 低減できる。また、 $n_{sp} \chi$  は  $R_1$  と共に単調減少し、 $R_2$  の値に無関係にはほぼ一定値に漸近する。

100 Mbit/s の光前置増幅検波系で符号誤り率  $10^{-9}$  を得るための最小受光レベル  $P_{min}$  を、増幅器信号利得  $G$  の関数として図 9-8 に示す。実線 A と破線 B は、各々、

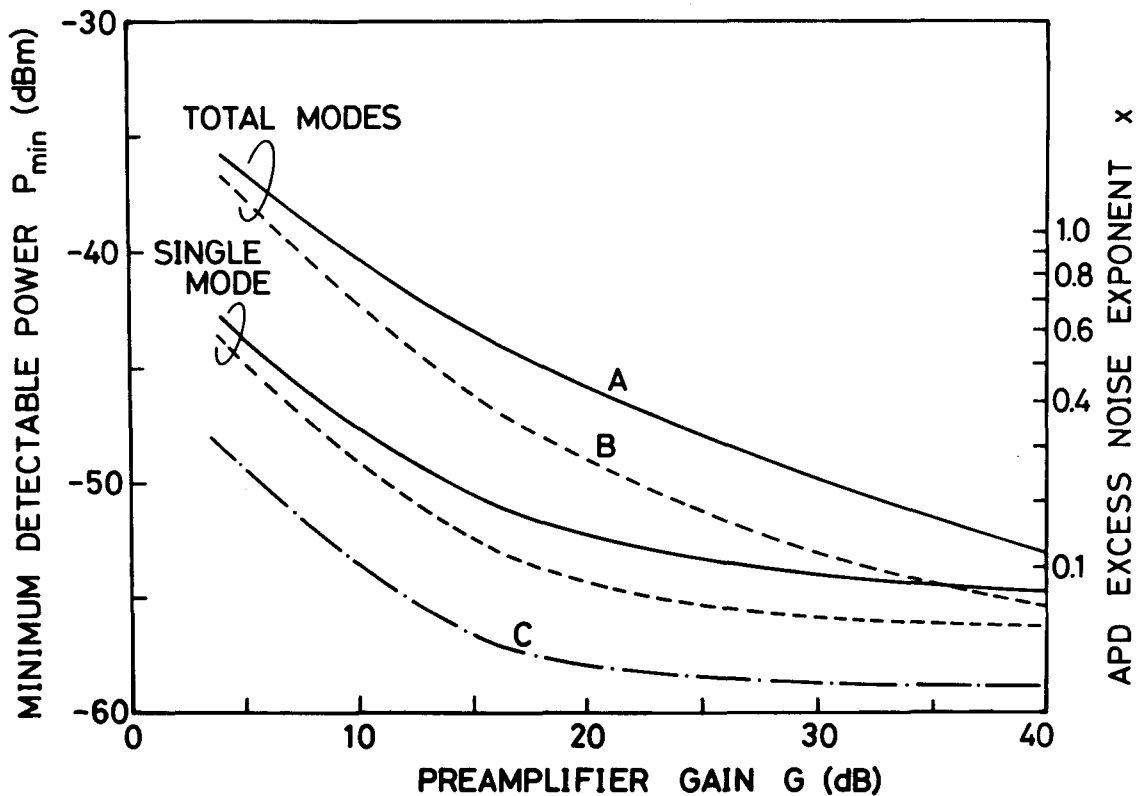


図 9-8 最小受光レベルの前置増幅器信号利得依存性 (100 Mbit/s)  
 A: ( $R_1, R_2$ ) = (0.06, 0.32), B: ( $R_1, R_2$ ) = (0.01, 0.9)  
 C: 理想的な進行波形増幅器 ( $\Delta f_2 = 200$  MHz)

(6%, 32%)と(1%, 90%)の非対称共振形増幅器で得られる $P_{min}$ の理論値であり、 $m=1$ 、 $\eta_c=1$ で計算した。(1%, 90%)増幅器の $P_{min}$ は(6%, 32%)のそれよりも3dB改善される。また、狭帯域光周波数フィルタを用いた単一縦モード化により、1~7dBの改善が期待できる。さらに、 $\Delta f_2=200$  MHzの光周波数フィルタを装荷した理想的な進行波形増幅器(図中の一点鎖線C)では、 $x=0.5$ のAPD直接検波レベルより14dBの改善が可能である。

これまでPCM-IMの光伝送系における光前置増幅器の有用性を理論と実験で明らかにしてきたが、FSK(Frequency-Shift-Keying)やPSK(Phase-Shift-Keying)信号光を光周波数弁別器と光検波器を用いて直接検波する方式<sup>(174)</sup>においても、光前置増幅器の使用による受信感度の向上が期待できる。極限性能における光前置増幅-直接検波方式は、光ヘテロダイン検波方式と同一の受信感度を持ち、ショット雑音だけで決まる量子雑音限界の受信感度よりわずか3dBの劣化にとどまっている。

### 9.3 光直接増幅中継系<sup>(85)</sup>

#### 9.3.1 光直接増幅中継系のS/N

図9-9に示す様な光線形増幅器をk個直列に並べた光直接増幅中継系を考える。i番目の光ファイバの損失 $L_i$ で減衰した強度変調信号光のレベルが、その直後の光増幅器信号利得 $G_i$ によって回復される。

1番目の増幅器からの出力光子数の平均値 $\langle n_1 \rangle$ 、分散値 $\sigma_1^2$ は(7-7)、(7-8)式と同様に以下のように与えられる。

$$\langle n_1 \rangle = G_1 \langle n_{-1} \rangle + (G_1 - 1) n_{sp,1} m_{t,1} \Delta f_{1,1} \quad (9-5)$$

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 = & G_1 \langle n_{-1} \rangle + (G_1 - 1) n_{sp,1} m_{t,1} \Delta f_{1,1} \\ & + 2 G_1 (G_1 - 1) n_{sp,1} \chi_1 \langle n_{-1} \rangle + (G_1 - 1)^2 n_{sp,1}^2 m_{t,1} \Delta f_{2,1} \\ & + G_1^2 (\sigma_{-1}^2 - \langle n_{-1} \rangle) \end{aligned} \quad (9-6)$$

ここで、 $\langle n_{-i} \rangle$ と $\sigma_{-i}^2$ はi番目の増幅器への単位時間当りの入射光子数の平均値と分散値である。添え字iは、i番目の増幅器に付随したパラメータであることを示している。

レーザ送信器出力光 $[\langle n_0 \rangle, \sigma_0^2]$ はファイバ損失 $L_1$ を受けて伝送され、増幅器1

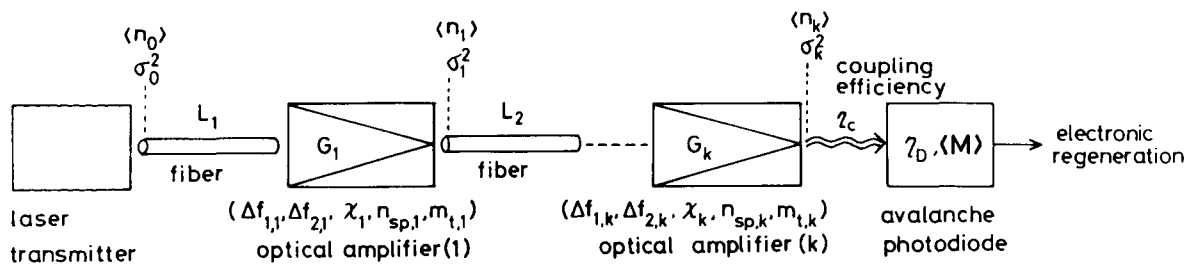


図9-9 光直接増幅中継系のS/Nモデル

への入射光となるため、 $\langle n_{-1} \rangle$ と $\sigma_{-1}^2$ は(7-1)、(7-2)式と同様に以下のように与えられる。

$$\langle n_{-1} \rangle = L_1 \langle n_0 \rangle \quad (9-7)$$

$$\sigma_{-1}^2 = L_1^2 (\sigma_0^2 - \langle n_0 \rangle) + L_1 \langle n_0 \rangle \quad (9-8)$$

(9-5) ~ (9-8) 式より $\langle n_{-1} \rangle$ と $\sigma_{-1}^2$ を消去すると、

$$\langle n_1 \rangle = L_1 G_1 \langle n_0 \rangle + (G_1 - 1) n_{sp,1} m_{t,1} \Delta f_{1,1} \quad (9-9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 = & L_1 G_1 \langle n_0 \rangle + (G_1 - 1) n_{sp,1} m_{t,1} \Delta f_{1,1} \\ & + 2(L_1 G_1) \langle n_0 \rangle (G_1 - 1) n_{sp,1} \chi_1 + (G_1 - 1)^2 n_{sp,1}^2 m_{t,1} \Delta f_{2,1} \\ & + (L_1 G_1)^2 (\sigma_0^2 - \langle n_0 \rangle) \end{aligned} \quad (9-10)$$

となる。この操作をk回繰り返すことにより、k番目の増幅中継器での出力光子数の平均値 $\langle n_k \rangle$ と分散値 $\sigma_k^2$ は以下のように与えられる。

$$\langle n_k \rangle = \langle n_0 \rangle \cdot \prod_{i=1}^k (L_i G_i) + \sum_{i=1}^k \{ (G_i - 1) n_{sp,i} m_{t,i} \Delta f_{1,i} \cdot \prod_{j=i+1}^k (L_j G_j) \} \quad (9-11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_k^2 = & \langle n_0 \rangle \cdot \prod_{i=1}^k (L_i G_i) + \sum_{i=1}^k \{ (G_i - 1) n_{sp,i} m_{t,i} \Delta f_{1,i} \cdot \prod_{j=i+1}^k (L_j G_j) \} \\ & + \sum_{i=1}^k [ 2 \{ \langle n_0 \rangle \cdot \prod_{j=1}^i (L_j G_j) \} \cdot (G_i - 1) n_{sp,i} \chi_i \cdot \prod_{j=i+1}^k (L_j G_j)^2 ] \\ & + \sum_{i=1}^k \{ (G_i - 1)^2 n_{sp,i}^2 m_{t,i} \Delta f_{2,i} \cdot \prod_{j=i+1}^k (L_j G_j)^2 \} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
& + 2 \sum_{i=1}^{k-1} (G_i - 1) n_{sp, i} m_{t, i} \Delta f_{1, i} \cdot \left[ \sum_{j>i}^k \left\{ \prod_{m=i+1}^j (L_m G_m) \right\} (G_j - 1) n_{sp, j} \chi_j \right. \\
& \left. \times \prod_{n=j+1}^k (L_n G_n)^2 \right] + (\sigma_{\theta}^2 - \langle n_{\theta} \rangle) \cdot \prod_{i=1}^k (L_i G_i)^2 \quad (9-12)
\end{aligned}$$

(9-11) 式の第1項は信号光，第2項は各増幅器で順次相加されてきた自然放出光の光子数を表す。(9-12) 式の第1項は信号光ショット雑音，第2項は自然放出光ショット雑音，第3項は信号光-自然放出光間ビート雑音，第4項・第5項は自然放出光間ビート雑音，第6項は入力信号光の持つ過剰雑音を表している。自然放出光間ビート雑音には， $i$  番目の増幅器自身の自然放出光で生じるもの(第4項)と， $i$  番目の増幅器の自然放出光が  $(i+1) \sim k$  番目までの全ての増幅器に注入されることにより生じるもの(第5項)の2つがある。

全ての中継増幅器の信号利得  $G$ ，雑音パラメータ  $\Delta f_1$ ， $\Delta f_2$ ， $\chi$ ， $n_{sp}$ ， $m_t$  が等しく，ファイバ損失  $L$  が  $G^{-1}$  となるような増幅中継伝送系を考えると，(9-11)，(9-12) 式は次のように簡単になる。

$$\langle n_k \rangle = \langle n_{\theta} \rangle + (G - 1) n_{sp} \Delta f_1 (k + m_t - 1) \quad (9-13)$$

$$\begin{aligned}
\sigma_k^2 = & \langle n_{\theta} \rangle + (G - 1) n_{sp} \Delta f_1 (k + m_t - 1) + 2 (G - 1) n_{sp} \chi k \langle n_{\theta} \rangle \\
& + (G - 1)^2 n_{sp}^2 \{ \Delta f_2 (k + m_t - 1) + \Delta f_1 \chi k (k - 1) \} \\
& + (\sigma_{\theta}^2 - \langle n_{\theta} \rangle) \quad (9-14)
\end{aligned}$$

ここでは， $(k-1)$  番目までの自然放出光に対する実効横モード次数  $m_t$  を1として，(9-13)，(9-14) 式を導いた。これは，単一モードファイバがただ1つの横モードしか結合できないためである。

強度変調された信号光が光増幅器で  $k$  段中継された後，結合効率  $\eta_c$  で APD により検波される場合のベースバンド  $S/N$  は，各中継器への単位時間当りの入射光子数  $\langle n_{in} \rangle$  ( $= \langle n_{\theta} \rangle / G = \langle n_{-i} \rangle$ ) を用いて，次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
\frac{S}{N} = & (2 \langle n_{in} \rangle)^2 / 2 \left[ \left\{ \langle n_{in} \rangle + \frac{G-1}{G} n_{sp} \Delta f_1 (k + m_t - 1) \right\} \frac{\langle M \rangle^x}{\eta_c \eta_D G} \right. \\
& \left. + 2 \frac{G-1}{G} n_{sp} \chi k \langle n_{in} \rangle + \left( \frac{G-1}{G} \right)^2 n_{sp}^2 \{ \Delta f_2 (k + m_t - 1) \} \right]
\end{aligned}$$

$$+ \Delta f_1 \chi k (k-1) \} + \frac{2 k_B T F_t}{R_L (e \eta_c \eta_D \langle M \rangle G)^2} ] B_0 \quad (9-15)$$

光中継器の信号利得  $G$  と検波器への結合効率  $\eta_c$  が充分大きく [ $G \gg (\eta_c \eta_D)^{-1}$ ] , APD の増倍係数  $\langle M \rangle$  が最適増倍条件に設定されている場合には, ベースバンドでのショット雑音や熱雑音は光中継器で発生する2つのビート雑音に比べて無視することができる。この時, ベースバンド  $S/N$  は光子数確率密度状態での  $S/N$  に一致し, (9-15) 式は次式で近似できる。

$$\frac{S}{N} \approx \frac{(2 \langle n_{in} \rangle)^2}{2 [2 n_{sp} \chi k \langle n_{in} \rangle + n_{sp}^2 \{ \Delta f_2 (k + m_t - 1) + \Delta f_1 \chi k (k-1) \}] B_0} \quad (9-16)$$

前節で述べた光前置増幅検波系のベースバンド  $S/N$  は自然放出光間ビート雑音で支配されたのに対し, 信号レベルを飽和出力値付近にまで増加させて動作させる増幅中継系のベースバンド  $S/N$  は信号光-自然放出光間ビート雑音と自然放出光間ビート雑音の両方で支配される。しかし, 光増幅器にとって本質的な雑音は前者の信号光-自然放出光間ビート雑音であり, 後者は光周波数フィルタの装荷などにより  $\Delta f_2$ ,  $\Delta f_1$  を狭め, その寄与を低減することができる。

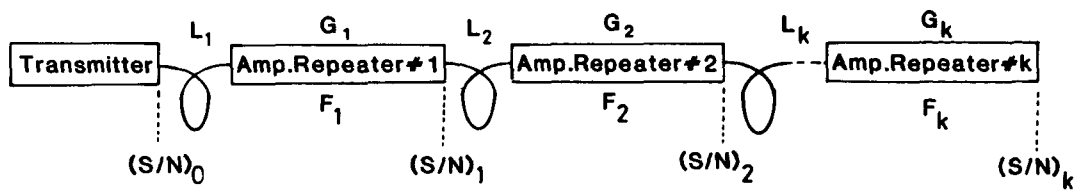
狭帯域光周波数フィルタを装荷した,  $n_{sp} \chi = 1$  の進行波形増幅器で構成された理想的な増幅中継系で, 信号光-自然放出光間ビート雑音限界の動作が実現された場合には,  $k$  段目の中継器出力でのベースバンド  $S/N$  は次式で表される。

$$(S/N)_{ideal}^{TW} = 2 \langle n_{in} \rangle / 2 k B_0 \quad (9-17)$$

(9-16) 式のベースバンド  $S/N$  の  $(S/N)_{ideal}^{TW}$  からの劣化量を  $D$  とすると,

$$D = \frac{(S/N)_{ideal}^{TW}}{S/N} \approx n_{sp} \chi + \frac{n_{sp}^2 \{ \Delta f_2 + \Delta f_1 \chi (k-1) \}}{2 \langle n_{in} \rangle} \quad (9-18)$$

となる。低い信号レベルで動作する増幅中継系では, 劣化量  $D$  は自然放出光間ビート雑音の累積のために中継段数  $k$  と共に増加する。この効果は, 信号光レベルの増加により低減することができ, 究極的には  $n_{sp} \chi$  となるが, 信号レベルをどこまで上げられるかは, 増幅器の飽和出力値によって制限される。



$$F_T = (S/N)_0 / (S/N)_k = G_1 F_1 + G_2 F_2 + \dots + G_k F_k = G F k$$

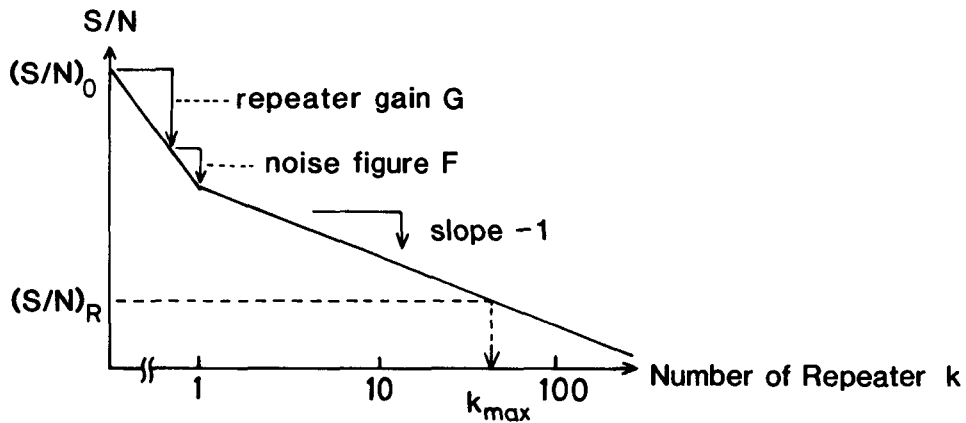


図 9 - 1 0 光直接増幅中継系の S / N と雑音指数  $F_T$

さて、7. 3 節では入・出力における S / N の劣化量として増幅器単体の雑音指数 F を (7 - 1 1) 式で定義し、特に、増幅器が信号光 - 自然放出光間ビート雑音限界で動作する場合には、(7 - 1 1 d) 式の簡単な形となることを示した。ここではさらに、この雑音指数の概念を本節の対象である増幅器の多段中継系に適用し、システム全体としての雑音指数を検討する。複雑さを避け、本質のみを議論するために、熱雑音を無視し、光子数確率密度状態での S / N を考える。システムへの入力光はショット雑音限界であり、各増幅器は信号光 - 自然放出光間ビート雑音限界で動作するものとする。図 9 - 1 0 の k 段増幅中継系を考え、システムへの入力端の  $(S/N)_0$  をレーザ送信器出力端 [ $\langle n_0 \rangle, \sigma_0^2$ ] で、また、システムの出端の  $(S/N)_k$  を k 段中継後の増幅器出力端 [ $\langle n_k \rangle, \sigma_k^2$ ] で、各々定義する。両者の信号成分は (9 - 1 1) 式第 1 項の 2 乗で、また、雑音成分は (9 - 1 2) 式第 3 項で与えられ、これから、系全体としての雑音指数  $F_T$  は、i 番目の増幅器の信号利得  $G_i$ 、雑音指数  $F_i$  と (i - 1) 番目と i 番目の増幅器間の損失  $L_i$  を用いて

$$F_T \equiv \frac{(S/N)_0}{(S/N)_k} \tag{9 - 1 9 a}$$

$$= \frac{F_1}{L_1} + \frac{F_2}{L_1 G_1 L_2} + \dots + \frac{F_k}{L_1 G_1 L_2 G_2 \dots L_{k-1} G_{k-1} L_k} \quad (9-19b)$$

で表される。

まず、各増幅器間の損失が無い場合を考える。このとき、 $k$  個の増幅器は無損失で直列に接続され、全体で1つの増幅器として働くことになる。その全体としての雑音指数  $F_T$  は、(9-19b) 式で  $L_i = 1$  として

$$F_T = F_1 + \frac{F_2}{G_1} + \frac{F_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{F_k}{G_1 G_2 \dots G_{k-1}} \quad (9-20)$$

で与えられる。 $F_T$  は、電気系増幅器の多段接続の場合と同様に、初段の増幅器の雑音指数  $F_1$  で支配され、2段目以降の増幅器雑音指数の寄与は前段までの利得により軽減される。従って、光増幅器を多段に接続して高利得を得ようとする際には、初段に低雑音指数の増幅器を、後段に飽和出力の大きな増幅器を組み合わせる必要がある。

次に、(9-19b) 式に  $L_i G_i = 1$  を代入すると、(9-15)~(9-18) 式で議論してきた、増幅利得と伝送損失が補償し合った増幅中継系の全体としての雑音指数  $F_T$  が以下のように与えられる。

$$F_T = G_1 F_1 + G_2 F_2 + G_3 F_3 + \dots + G_k F_k = \sum_{i=1}^k G_i F_i \quad (9-21)$$

これから、利得と損失が補償し合って伝送する増幅中継系では、全ての増幅中継器の雑音指数が系の  $S/N$  の劣化に均等に寄与することになる。さらに、各増幅器の信号利得  $G_i$  と雑音指数  $F_i$  が等しい場合には

$$F_T = k G F \quad (9-22)$$

となり、許容される  $S/N$  の劣化量を雑音指数と利得の積  $G F$  で割った値  $k$  が、信号光-自然放出光間ビート雑音限界における全中継器数を与える。図9-10の下図に示すように、増幅中継系の光子数確率密度状態での  $S/N$  劣化の様子は以下のように理解できる。発振器出力端では大きな値の  $(S/N)_0$  を持つが、1段目の増幅器出力端で急激な  $S/N$  劣化を生じ、その劣化量は  $G F$  となる。従って、増幅中継器の雑音指数が大きくなるほど、また、これを高利得で動作させるほど、1段中継後の  $(S/N)_1$  は小さくなる。しかし、2段目以降ではこのように急激な  $S/N$  劣化は発生せず、中継段数の増加と共に  $k^{-1}$  でゆ

っくりと減少する。

### 9. 3. 2 二中継光直接増幅伝送実験

図9-11の挿入図に示すように、発振器と2つの増幅中継器を直列に並べ、その間に光アイソレータと光減衰器を挿入して2中継の増幅伝送実験を行った。2つの増幅器は共に(6%, 32%)の反射率を持つCSP共振形増幅器Aであり、発振器、光検波器、電気増幅器、ベースバンドフィルタも9.2.2項の光前置増幅検波実験と同一のものを使用した。

まず、100MHzの正弦波で強度変調された信号光に対する2中継増幅伝送系のベースバンドS/Nを、光信号ピークレベル $P_p$ と共に、線路損失Lに対して図9-11に示す。2つの増幅器の信号利得は20dBに設定し、両者の間の伝送損失も20dBとした。増幅器Aの飽和出力は-4.5dBmであるため、各中継器の増幅信号出力ピークレベルを、利得飽和の無い $P_{out}^p = -15.1$  dBm (変調度 $m = 0.75$ )と、1dBの利得飽和が生じている $P_{out}^p = -8.3$  dBm ( $m = 0.68$ )の2箇所に設定して実験を行った。実線と一点鎖線は、各々の出力レベルと変調度に対して、(9-15)式の最適増倍条件で求めた理論値であり、実験値はこれと良く一致している。高信号レベル動作では、飽和による信号劣化とアイソレーション不足による雑音増加のために、実験値は3~6dB劣化している。1段目の増幅器出力における信号光-自然放出光間ビート雑音の自然放出光間ビート雑音に対する比は、低信号動作では1.6、高信号動作では1.0である。

APD直接検波時のS/Nは熱雑音と信号光ショット雑音で決まり、過剰雑音係数が $x = 0.5$ の場合、損失L(図9-11では損失L(dB)を正の数として表現している)に対して $L^{-1.2}$ で減少する。一方、光増幅器直後のS/Nは、熱雑音・ショット雑音よりも大きなビート雑音で決まる。ビート雑音は、信号電力と同様に $L^{-2}$ で減少するため、増幅器直後のベースバンドS/Nに平坦な領域が現れる。また、ショット雑音は $L^{-1}$ で減少するため、増幅後の損失が増大すると主雑音はショット雑音となり、S/Nは熱雑音に制限されて $L^{-1.2}$ で減少する。中継段数kが増加するほどビート雑音は増大するため、ベースバンドS/Nの平坦な領域も広がる。

ベースバンドS/Nは光増幅中継器を用いない場合に比べ、1段中継後で6dB、2段中継後で26dB改善されている。図中に点線で示した $S/N = 21.6$  dBは符号誤り率 $10^{-9}$ に対応し<sup>(122)</sup>、これ以上のベースバンドS/Nが得られれば $10^{-9}$ 以下の誤り

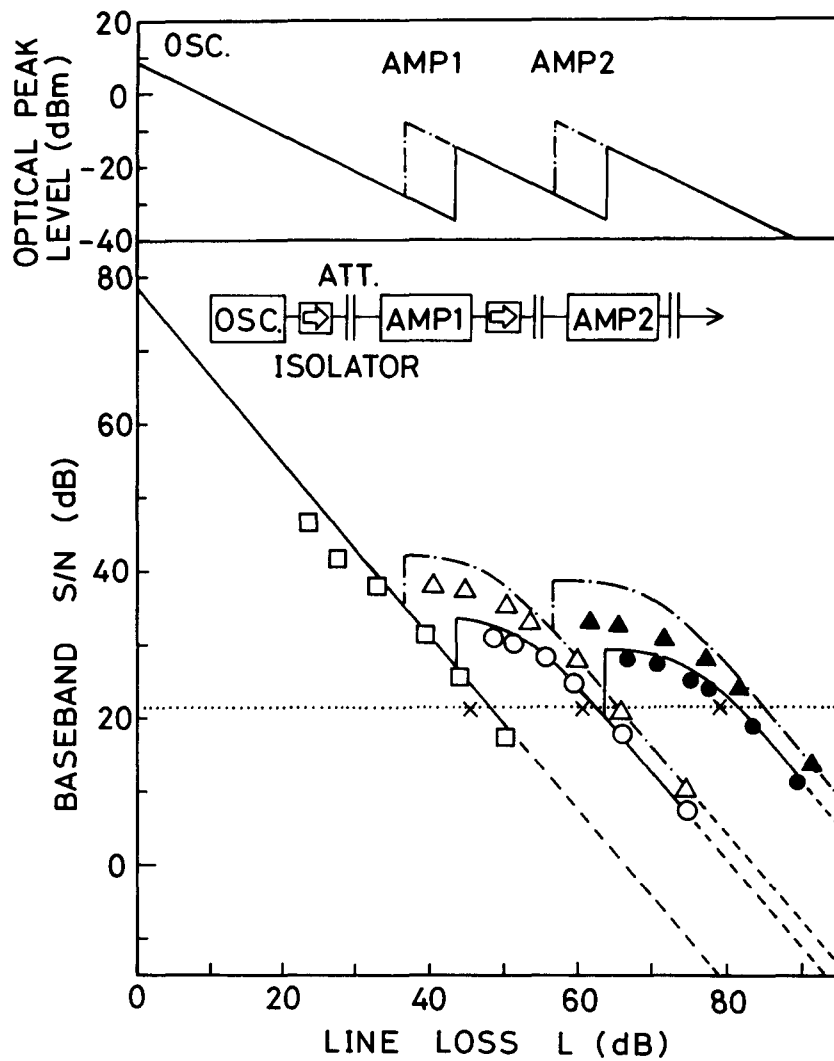


図9-11 2中継増幅伝送系のピーク信号レベル, ベースバンドS/Nの伝送損失依存性  
点線はS/N = 21.6 dBを示す。

S/N測定結果: □; 中継器無し (変調度は $m = 0.75$ )

○; 1中継後, ●; 2中継後 ( $m = 0.75$ ,  $P_{out}^p = -15.1$  dBm)

△; 1中継後, ▲; 2中継後 ( $m = 0.68$ ,  $P_{out}^p = -8.3$  dBm)

誤り率測定結果: × ( $m = 0.625$ )

率で信号伝送が可能である。中継器出力ピーク値が $-15.1$  dBmの場合, 1段目および2段目の中継器により再生中継利得はそれぞれ14, 19 dB増加した。出力レベルを $-8.3$  dBmまで増加させると, 中継器直後のS/Nは増加し, 再生中継利得の増加はそれぞれ17, 19.5 dBとなった。

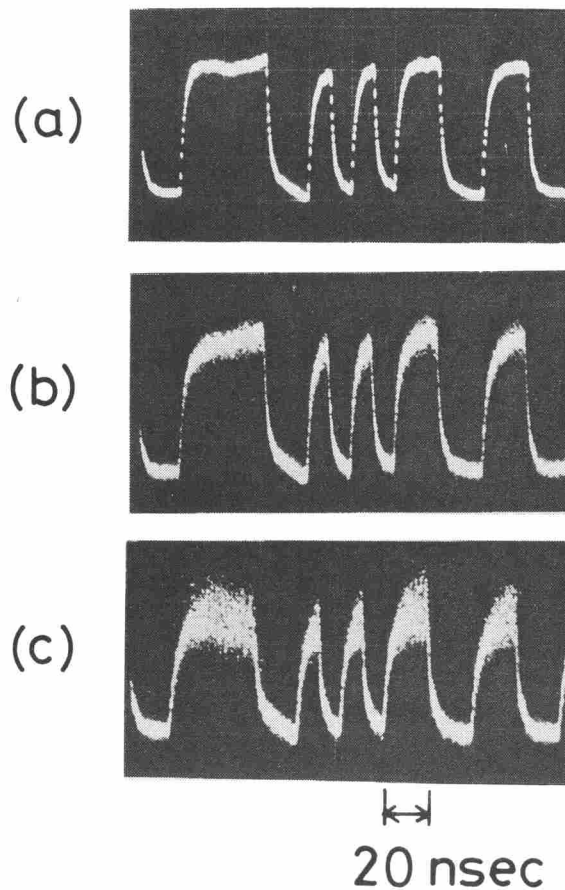


図9-12 2中継増幅伝送実験でNRZパターンパルス波形(100Mbit/s)  
 (a)中継器無し( $P^p = -15.1$  dBm), (b)第1中継器出力, (c)第2中継器出力

図9-12は2中継増幅伝送実験における100Mbit/sのNRZパターンパルス波形を示す。入力信号光(a)は、1段(b)および2段目(c)の中継器で線形増幅されており、中継数の増加に伴って雑音の増加する様子が波形にも現れている。

次に、 $P_{out}^p = -15.1$  dBmの2中継増幅伝送系で符号誤り率特性を測定した。光源の半導体レーザは伝送速度100Mbit/s、マーク率1/2、パルス占有率1/2の”101010...”定パターンNRZ電流パルスで駆動され、変調度は $m = 0.625$ である。符号誤り率 $P_e$ と平均受光レベル $P_{in}$ との関係を図9-13に示す。ただし、ここでは1中継後及び2中継後の平均受光レベル $P_{in}$ を、中継器の無い場合に対応する平均パワーで示している。すなわち、測定された受光パワーから、増幅信号利得である20dBと40dBをそれぞれ差し引いている。実線は(9-15)式とPersonickの $P_e - S/N$ 関係式<sup>(122)</sup>を用いて $m = 0.625$ に対して求めた理論値である。A

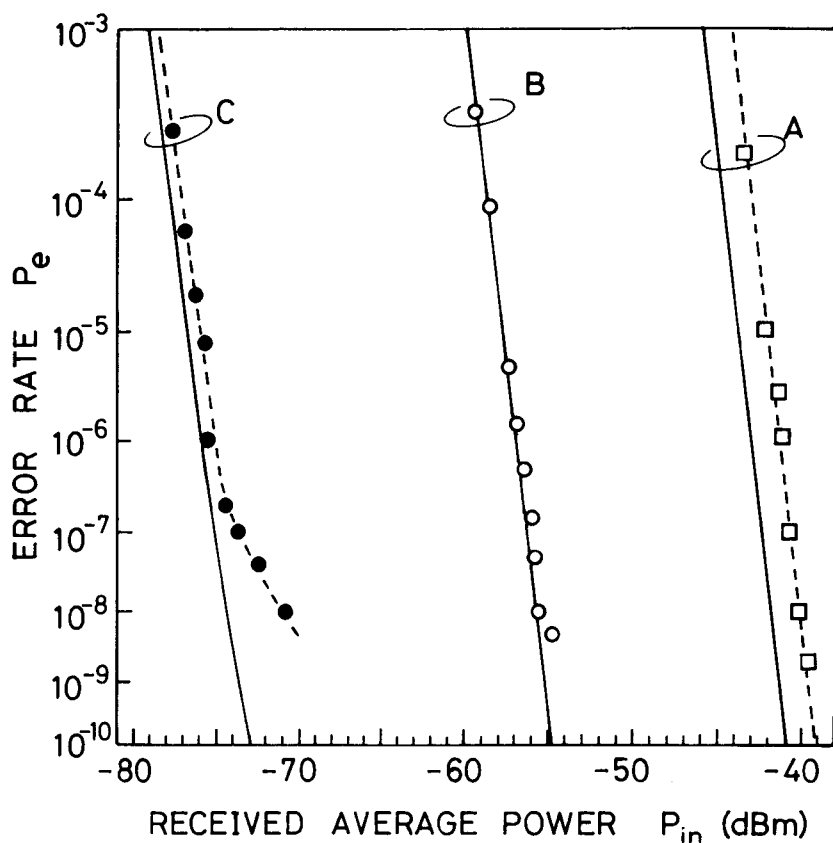


図9-13 2中継増幅中継系における誤り率の平均受光パワー依存性 ( $m = 0.625$ )  
 平均受光パワーは増幅器を使用しない場合の直接検波方式での受光パワーに換算している。

A : 中継器無し (APD直接検波方式), B : 第1中継器出力, C : 第2中継器出力

はSi-APD直接検波時, Bは1中継後, Cは2中継後の誤り率特性である。実験値は理論値と良く一致している。2中継後の実験値にフロアーが生じているが, これは発振器と2つの中継器の間の周波数同調の揺らぎによると考えられる。2中継後の理論値は誤り率の小さな領域で直線からずれ, 僅かにフロアーの傾向が見える。これは中継器直後のS/Nの平坦部分の影響で, 21.6dB付近でベースバンドS/Nが直線的に変化しないことに起因している。

符号誤り率特性の測定から求めた, 1段目および2段目の中継器による再生中継利得の増加はそれぞれ15dBと18.3dBである。この値はS/N測定から得られた値とほぼ一致する。誤り率測定の結果を図9-11のベースバンドS/Nの図中にも×印で示した。



### 9. 3. 3 光直接増幅中継系の性能予測

多中継増幅伝送系における中継器直後でのベースバンド  $S/N$  と中継器段数  $k$  との関係を図9-14に示す。ベースバンド  $S/N$  は、 $100\text{ Mbit/s}$  の伝送速度を持つ変調度  $m=1$  のPCM-IM信号光に対して、(9-15)式より求めた。 $k=0$ での  $S/N$  は、中継器出力ピークレベル  $P_{out^p}$  に等しい信号レベルでのAPD直接検波時の値であり、(9-19)～(9-22)式で議論した光子数確率密度状態での  $(S/N)_0$  と異なり、熱雑音で制限された値となっている。前項の2中継伝送実験に対応する  $P_{out^p} = -14.5\text{ dBm}$  の場合には、電気領域で信号再生を行う再生中継器の間に(6%, 32%)の共振形増幅器を7個挿入しても、21.6 dB(図中点線)以上の  $S/N$  を確保できる。中継器1段当りの利得は20 dBの信号利得から入・出力結合損各3 dB<sup>(175)</sup>、アイソレータ挿入損失1 dB<sup>(34)</sup>を差し引いても13 dBであるから、増幅中継による再生中継利得の増加は78 dBとなる。この中継利得は、最低損失波長である $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 帯の0.2 dB/km<sup>(5)</sup>の光ファイバ長に換算して、約400 kmの再生中継間隔に相当する。同一信号レベルで、狭帯域光周波数フィルタを装荷して単一縦モード化した共振形増幅中継器では36中継、帯域幅200 MHzの光周波数フィルタを装荷した理想的な進行波形増幅中継器では130中継が可能である。理想的な進行波形増幅中継器は信号光-自然放出光間ビート雑音限界で動作しているため、中継器直後のベースバンド  $S/N$  は  $k^{-1}$  で減少する。共振形増幅中継器では自然放出光間ビート雑音が累積してくるため、 $S/N$  は  $k^{-2}$  で減少する。中継器出力信号レベル  $P_{out^p}$  を  $-5\text{ dBm}$  まで上げると、利得飽和が無い場合には、共振形増幅中継器で62中継、単一縦モード化された共振形増幅中継器で320中継、進行波形増幅中継器で1000中継が可能である。

低信号領域で動作する光増幅中継系のベースバンド  $S/N$  は、自然放出光間ビート雑音で制限される。この自然放出光間ビート雑音には、中継器自身の自然放出光で生じる成分  $[(G-1)^2 n_{sp}^2 \Delta f_2 k]$  と、前段の中継器で発生した自然放出光が次々と増幅されて行く際に生じる成分  $[(G-1)^2 n_{sp}^2 \Delta f_1 \chi k(k-1)]$  がある。特に、後者は中継段数  $k$  に対して  $k(k-1)$  で増加することと、その等価雑音帯域幅が  $\Delta f_2$  ではなく、これより数 dB 大きな  $\Delta f_1$  と過剰雑音係数  $\chi$  との積で与えられるため重要である。 $(R_1, R_2)$  を変化させた場合の  $n_{sp}^2 \Delta f_1 \chi$  の振舞いは図9-7に示した  $n_{sp}^2 \Delta f_2$  のそれと同様であるが、 $n_{sp}^2 \Delta f_1 \chi$  の方が  $n_{sp}^2 \Delta f_2$  よりも5 dB程度大きくなっている。入射側低反射・出射側高反射の非対称共振器構造により、両雑音成分の低減が可能である。

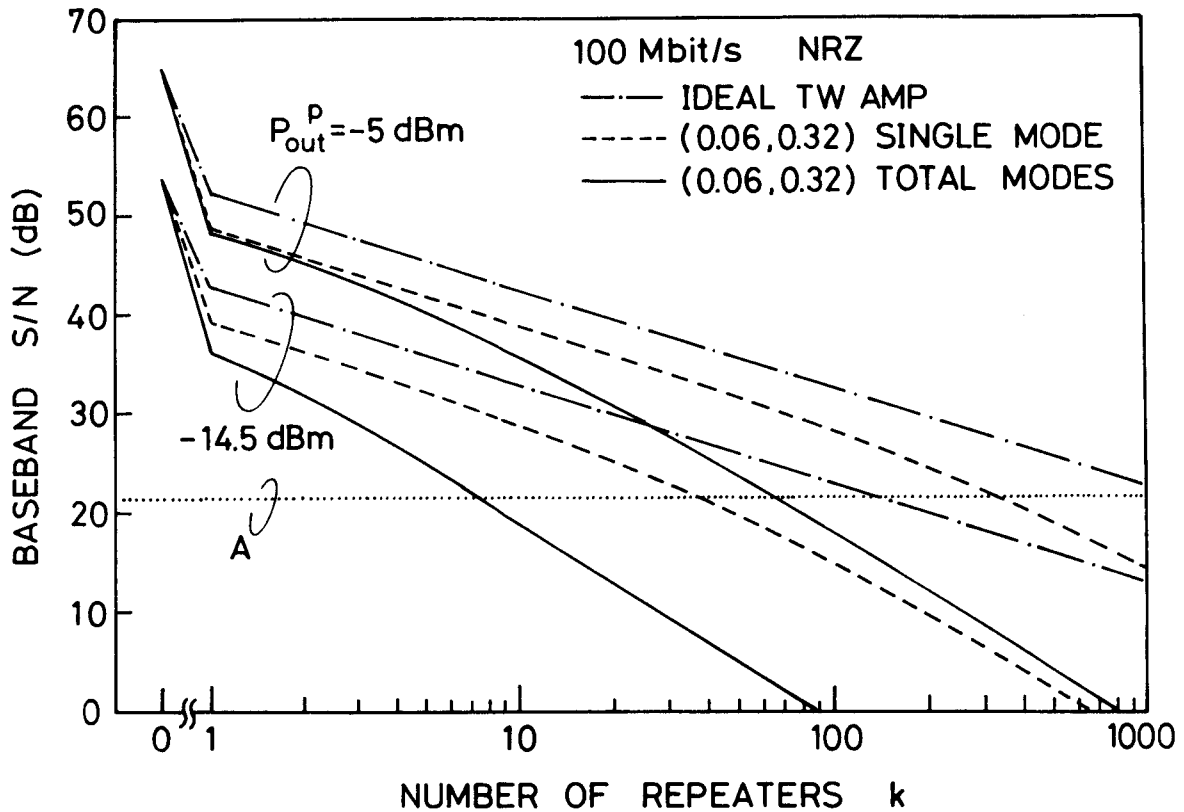


図9-14 中継器出力端でのベースバンドS/Nの中継段数依存性(100Mbit/s)  
点線AはS/N=21.6dBを示す。

この自然放出光間ビート雑音に起因するS/Nの劣化量Dは、(9-18)式に示すように、入射信号光レベルを増加させることにより低減できる。D =  $n_{sp}\chi$ となる信号光-自然放出光間ビート雑音限界では、初段の中継器直後のベースバンドS/Nの絶対値自身も増幅信号出力に比例するため、増幅中継系の信号光レベルをできるだけ大きな値に設定する必要がある。しかし、この信号光レベルの上限は増幅器の飽和出力 $P_{3dB}$ で制限されるため、 $P_{3dB}$ が大きく $n_{sp}\chi$ の小さな増幅器が増幅中継器として適している。

この観点から、広帯域、高飽和出力、低雑音指数の特徴を持つ進行波形増幅器が最も有望である。増幅中継系では、大きな自然放出光間ビート雑音を低減し、累積された自然放出光による利得飽和を避けるために、各段あるいは数段おきの中継器出力側に狭帯域光周波数フィルタを用いる必要がある。光増幅中継-直接検波の伝送系で極限性能のS/Nを実現するためには、伝送速度の2倍程度にまで光周波数フィルタの帯域幅を狭める必要がある。数百MHz帯域幅のフィルタを光周波数領域で実現することは現在技術的にも困難であるが、符号伝送速度が増大するほどこのフィルタ帯域幅に対する要求条件は緩和され

るため、光増幅中継器は高速の伝送系に適している<sup>(87)</sup>。現在、 $0.1\text{ nm}$  ( $13\text{ GHz}$ )程度  
 の帯域幅を持つ光周波数フィルタが光導波路構造で実現されており<sup>(176)</sup>、さらに、  
 電気信号処理系の帯域の限界も考慮すると、 $10\text{ Gbit/s}$ 以上の伝送速度領域は、光  
 直接増幅中継器の独壇上になると期待できる。本研究でその基本特性を明らかにしてきた  
 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 帯の進行波形増幅器を $10\text{ Gbit/s}$ のPCM-IM信号に対する光増幅  
 中継器として用いた場合の、信号光-自然放出光間ビート雑音限界における中継系の性能  
 を(9-22)式を用いて評価すると以下のようなになる。 $P_{out}^p$ を利得飽和の生じない  
 $0\text{ dBm}$ に設定すると $(S/N)_0 = 58.8\text{ dB}$ となり、雑音指数 $F = 5.6\text{ dB}$ 、信号利  
 得 $G = 20\text{ dB}$ を用いると $(S/N)_1 = 33.2\text{ dB}$ が得られる。これと $S/N = 21.6\text{ dB}$   
 との間のマージン( $11.6\text{ dB}$ )から $k = 14$ の中継段数が得られる。これから、  
 進行波形増幅器を用いた $10\text{ Gbit/s}$ の増幅中継系の再生中継間隔は約 $850\text{ km}$ と  
 なることが予想される。

極限性能の $S/N$ を実現するために不可欠な狭帯域の雑音除去フィルタは、上に述べた  
 光周波数領域のフィルタ以外にも、コヒーレント検波における電気フィルタによっても実  
 現できる。受信端の増幅中継器からの自然放出光を伴った信号光を、十分な出力パワーの  
 局部発振器を用いて光ホモダインあるいはヘテロダイン検波を行った時の主雑音は、局部  
 発振器出力光と信号スペクトル内にある自然放出光との間のビート雑音となる。この局発  
 光-自然放出光間ビート雑音が持つ雑音指数は、信号光-自然放出光間ビート雑音のそれ  
 と同一で、 $F = 2n_{sp}\chi$ である。十分な局発光パワーは、搬送波である信号光とその側波  
 帯内の自然放出光を含む光スペクトルをベースバンドあるいは中間周波数(IF)帯に周  
 波数変換すると共に、そこでの電気フィルタ帯域内の信号光と自然放出光成分を選択的に  
 増幅する作用を持つ。言い替えれば、光信号スペクトルの外側にある大部分の不用な自然  
 放出光は、光ホモダインやヘテロダイン検波の持つ電気領域での高度な周波数選択性によ  
 り除去されている。従って、 $S/N$ 性能の観点からは、コヒーレント光増幅中継系で光周  
 波数フィルタは不用となる。

さらに、強度変調-直接検波の伝送系に比べ、コヒーレント光伝送系では最小受光感度  
 がより高感度となる<sup>(16)</sup>ため、再生中継間隔のより大きな拡大が期待される。PCM-IM  
 直接検波ならびにコヒーレント検波を用いた光直接増幅中継方式は、陸上の長距離基幹  
 回線ばかりでなく、大洋横断の海底光ケーブル回線実現の可能性を有している。

#### 9. 4 光ブースタ増幅器系<sup>(83)</sup>

光ブースタ増幅器は、図1-2(c)に示したように、光回路中の素子挿入損失や光分岐損失を補償するために使用される。光ICを始めとする光装置の多くがこれらの光損失によってその規模が制限されている現状を考えると、光増幅器によってこの損失を補償し、更には多くのファンアウトを確保することができれば、光分配回路、光交換機、LANを始めとする大規模な光情報処理システムの構築が可能となる。ここでは、光ブースタ増幅器ネットワークのファンアウトについてS/N設計の観点から考察する。

9. 3節の光増幅中継系における各中継器間の伝送損失Lをブースタ増幅器系の分岐損失と読み替えれば、(9-15)~(9-22)式や図9-14の中継系のS/N設計は、そのまま多段接続のブースタ増幅器ネットワークのS/N設計に適用できる。即ち、増幅器の信号利得20dBから挿入損失を差し引いた13dBの中継器利得 $G_{rep}$ は20分岐による分岐損失を補償することに対応し、中継段数kはこのブースタ増幅器を多段に重ね合わせることでできる接続段数を表す。従って、1つの入力ポートに対するファンアウト数は $G_{rep}^k$ となる。図9-14からは、 $P_{out}^p = -14.5$  dBmの共振形増幅器を用いても(20)<sup>7</sup>個の出力ポートをとることが可能である。

中継増幅器の場合と同様に、低雑音指数、高飽和出力の増幅器がブースタ増幅器として最も適する。

#### 9. 5 むすび

本章では、光前置増幅検波系ならびに光直接増幅中継系の性能を、ベースバンドS/Nと符号誤り率特性の両者から理論的・実験的に明らかにし、光伝送系における光増幅器の有用性を初めて実証した。以下に、得られた結果を要約する。

- (1) 半導体レーザ増幅器を光前置増幅器、光増幅中継器として用いる光直接増幅伝送系のベースバンドS/N特性を、第2章・第7章で定義・解明した光増幅器の雑音パラメータを用いて定式化し[(9-1),(9-15)式]、伝送系の性能を増幅器特性と直接関連づけると共に、光増幅伝送系のS/N設計を可能にした。
- (2) 直接検波の伝送系の受信感度は信号光の持つショット雑音とこれより遙かに大きな熱雑音で支配されていたのに対し、信号光とその光子揺らぎを同時に増幅する光直接増幅伝送系では、熱雑音で制限されない光子数確率密状態のS/Nが、増幅器直後の

ベースバンドで実現できることが最大の特徴である。このため、光前置増幅検波系では受信性能の改善が、また、光直接増幅中継系では再生中継間隔の拡大が可能となっている。

- (3) 反射防止膜により入射側端面反射率を6%に低減し、雑音特性を改善したGaAs共振形増幅器を用いた光前置増幅伝送実験での符号誤り率およびベースバンドS/N特性の両者から、Si-APD直接検波レベルに比べて7.4dB改善された最小受光レベルを実現した(図9-6)。
- (4) また、同様の増幅器を用いた2中継光直接増幅伝送実験で、36.5dBの再生中継利得の増加を確認し、光伝送系における光増幅中継器の有用性を世界に先駆けて実証した(図9-11, 図9-13)。
- (5) 高感度な光前置増幅検波特性を得るためには自然放出光間ビート雑音と雑音指数の小さな増幅器を、また、高性能な光増幅中継系、光ブースタ増幅系を実現するためには低雑音指数と高飽和出力を持つ増幅器を使用する必要がある。さらに、増幅器を多段に接続する後者の場合には、入射信号光に対する各増幅器の信号利得が温度変化によって変動することを避けるため、利得帯域幅の広い増幅器を使用することが実用上重要となる。この観点から、広帯域、高出力、低雑音指数の特徴を持つ進行波形増幅器は実際の応用に最も適した光増幅器である。
- (6) 光直接増幅伝送系の極限性能を引き出すためには、進行波形増幅器に低損失な狭帯域光周波数フィルタを装荷する必要があり、さらに、光アイソレータも含めた増幅器と単一モード光ファイバとの低損失結合法の確立が重要である。

本章では、1光波入力に対する光直接増幅伝送系の性能を議論したが、広帯域な進行波形増幅器は波長分割多重(Wavelength Division Multiplexing: WDM)や周波数分割多重(Frequency Division Multiplexing: FDM)の光伝送系における共通増幅器としても有用である。第6章では共通増幅器の利得飽和とそれに起因するクロストークを明らかにしたが、信号レベルを利得飽和の生じない領域に設定すれば、本章で述べたベースバンドS/Nの議論は共通増幅伝送系にも適用できる。共通増幅伝送系では、受信端で各波長の信号光を分離するための光分波器が使用されるため、この分波帯域幅で自然放出光に対する等価雑音帯域幅が決定される。

# 第 10 章 結論

本論文は、従来、光発振器として用いられてきた半導体レーザを光の直接増幅器として動作させ、光増幅器の基本特性である小信号利得、利得飽和、雑音の定量的な評価とその動作機構の解明ならびに光伝送系への応用の原理確認を行った結果をまとめたものである。

本研究では、 $0.8\ \mu\text{m}$ 帯 GaAs ならびに  $1.5\ \mu\text{m}$ 帯 InGaAsP 半導体レーザを発振しきい値以下にバイアスして共振形増幅器として動作させると共に、両端面に高精度な反射防止膜を施して進行波形増幅器を実現し、共振形および進行波形の半導体レーザ増幅器の基本特性を実験により初めて定量的に明らかにした。さらに、半導体増幅媒質の材料定数と増幅器の構造定数に基づいて半導体レーザ増幅器の理論解析を行い、その動作機構を明らかにすると共に、材料定数、構造定数と素子基本特性との関係を明確にした。また、半導体レーザ増幅器を用いて光前置増幅検波系、光直接増幅中継系の伝送実験を行い、光伝送系における光増幅器の有用性を世界に先駆けて実証した。

以下に、本研究で得られた主要な結果を要約する。

- (1) 共振形増幅器の信号利得プロファイルと単一通過利得、端面反射率の関係を導出し、この関係を用いて信号光注入により高精度な信号利得測定が行えることを示した。また、レート方程式に光注入項を付加した解析法を導入し、利得飽和の機構とこれを支配する飽和強度の概念を明確にした。さらに、光増幅器の雑音を信号利得と入射信号光子数の関数として定式化し、進行波形および共振形増幅器の雑音が反転分布パラメータ  $n_{sp}$ 、過剰雑音係数  $\chi$ 、等価雑音帯域幅  $\Delta f$  などの雑音パラメータを用いて統一的に取り扱えることを示した。(第2章)
- (2) 半導体利得スペクトルの理論計算から求めた微分利得  $A_g$ 、誘導放出と誘導吸収が釣り合うためのキャリア密度  $N_0$ 、キャリア寿命  $\tau_s$  等の材料定数と、スラブ導波路解析から求めた端面反射率  $R$ 、モード閉じ込め係数  $\Gamma$ 、光モード体積  $V_0$ 、光子寿命  $\tau_p$  等の素子定数、構造定数の数値を、実験に使用した各増幅器に対して表 3-4、表 3-5 に示した。4章以降では、これらの数値を用いて、各増幅器の小信号利得、利得飽和、雑音の全ての特性が矛盾なく説明できた。(第3章)
- (3) 半導体レーザ端面への反射防止膜の最適設計条件が活性層厚に強く依存することを理論的に明らかにし、この設計法に基づいて、残留反射率  $0.04\%$  の  $1.5\ \mu\text{m}$  帯

I n G a A s P 進行波形増幅器を初めて実現した。(第3章)

(4) 共振形および進行波形の光増幅器で25~33 dBの小信号利得を実測し、半導体レーザ増幅器が将来の応用を考える上でも十分な信号利得を持つことを示すと共に、その規格化バイアス依存性の機構を明らかにした。共振形増幅器の利得帯域幅は共振縦モード1本の利得幅で制限される( $\sqrt{G}B$ 積=数十GHz)のに対し、進行波形増幅器では半導体利得媒質自身の持つ利得帯域幅(2B~10THz)まで広がることを実証した。また、増幅器のTE, TMモード間の伝搬定数, 端面反射率, モード閉じ込め係数の差に起因して信号利得に偏波面依存性が生じることを明らかにした。

(第4章)

(5) 20 dBの未飽和信号利得における飽和出力値(利得の3 dB減少点)は、共振形増幅器で-14~-5 dBmであるのに対し、進行波形増幅器では+7 dBmと、共振形の場合に比べ大幅に向上することを明らかにした。飽和出力は、

- ①増幅器の動作点を利得係数の大きな領域に設定し、飽和強度の増大を図る、
- ②端面反射率の低下により共振効果を低減し、単一通過で信号利得を得る、
- ③モード断面積を拡大する、

等により向上できることを明らかにした。(第5章)

(6) 飽和光と弱いプローブ光の2光波を用いた進行波形増幅器の広帯域な飽和利得スペクトルの測定から、半導体利得媒質の飽和が全利得幅に渡る均一なものであることを初めて実証すると共に、光強度の変化に対しても、その飽和の進行が2波長出力光の和によって一義的に決まることを、2波長共通増幅の実験で明らかにした。逆に、利得飽和の生じない低信号レベルでは、進行波形増幅器は波長多重信号光に対する共通増幅器として機能することを確認した。また、半導体レーザ増幅器の利得飽和はスペクトル的には均一であるがバンドフィリングを伴うため、長波長側の信号光ほど利得飽和を生じにくいことを明らかにした。(第6章)

(7) 光増幅器の主雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音と自然放出光間ビート雑音を、実験と理論により初めて定量的に明らかにした。光増幅器にとって本質的な雑音である信号光-自然放出光間ビート雑音の大きさを、増幅器の入出力におけるS/Nの劣化量で定義した雑音指数 $F = 2 n_{sp} \chi$ で規格化し、共振形の8~14 dBに比べて大きく改善された5.2 dBの雑音指数を進行波形光増幅器で実現した。また、 $n_{sp}$ の2乗に比例する自然放出光間ビート雑音は、同一信号利得で比べると、利得係

- 数  $g$  の大きな領域で動作する増幅器ほど小さくなることを明らかにした。(第7章)
- (8) 半導体レーザ増幅器の特性とその動作機構, 動作条件, 構造定数, 材料定数との関係を図8-1にまとめ, 特性向上のための設計指針を明らかにした。重要な指針は,
- ①材料定数  $A_0$ ,  $N_0$ ,  $\tau_s$  の小さな活性層を使用し,
  - ②増幅器を大きな利得係数  $g$  およびキャリア密度  $N$  で動作させるための構造設計を行う
- ことである。1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP 活性層の特徴は, オージェ効果の寄与によりキャリア寿命の注入キャリア密度依存性が顕著となることであり, そのため②の構造設計がより重要となる。(第8章)
- (9) 光直接増幅伝送系のベースバンド  $S/N$  を増幅器の雑音パラメータを用いて定式化し, 伝送系の  $S/N$  設計を可能とした。さらに, GaAs 増幅器を用いた光前置増幅検波伝送実験, 2中継光直接増幅伝送実験により, 最小受光感度の改善と再生中継利得の増加を確認し, 光伝送系における半導体レーザ増幅器の有用性を世界に先駆けて実証した。(第9章)

本研究により半導体レーザ増幅器の基本特性の全貌が明かとなり, 応用を検討するための光増幅特性の定量的な取扱も可能となった。今後は, 応用を念頭に置いた材料, 構造の最適設計とその実現, 増幅器と信号光の低損失で安定な入出力法の確立, 狭帯域な光周波数フィルタの開発, 個々の応用に即した光増幅系のシステム設計など半導体光増幅器の実用化に向けた研究がさらに進められるべきであろう。



# 付録1 能動ファブリペロ共振器モデル

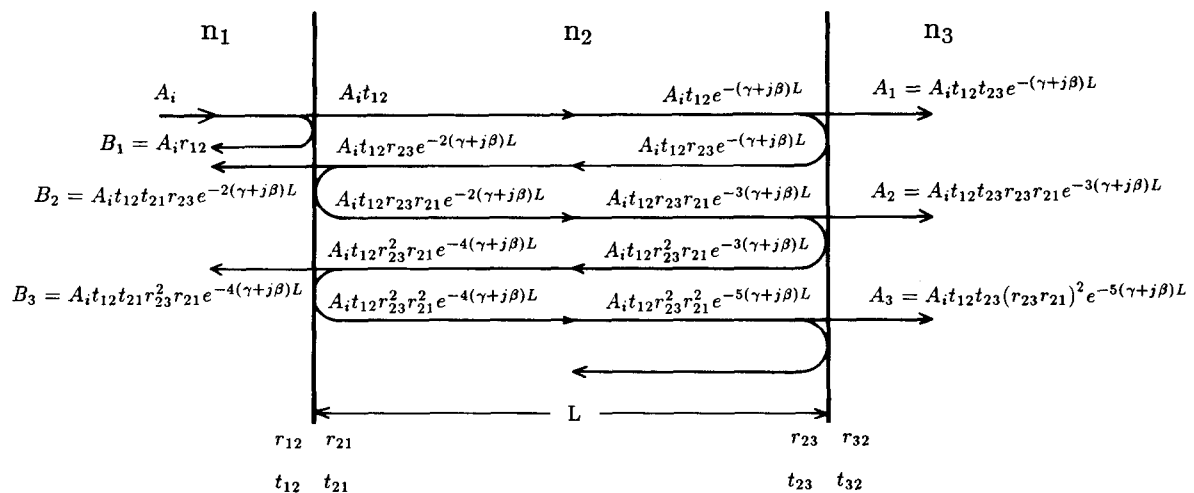
本節では、半導体レーザの発振しきい値条件を始め、共振形レーザ増幅器の基本特性を記述する上で有用な能動ファブリペロ共振器モデルを用い、透過形および反射形の信号利得と自然放出光に基づく雑音特性を定式化する。

レーザ共振器は基本的にはファブリペロ (Fabry-Perot) 干渉計であり、2つの対向する鏡によってはさまれた領域に反転分布の形成された増幅媒質が包含されたものである。この能動ファブリペロ共振器モデルは、受動ファブリペロ共振器の解析における位相項に実数の増幅項を付加することにより、以下のように容易に導かれる<sup>(121)(22)</sup>。

$A_i \exp(j\omega t)$ なる入力光電界が、振幅反射率  $r_{12}$ ,  $r_{23}$ の鏡を距離  $L$  で対向させた能動ファブリペロ共振器に入射した場合 (図A1-1) を考える。距離  $L$  の間を満たしている増幅媒質中の複素伝搬定数を  $\gamma + j\beta$  とすると、透過波・反射波の各部分波は、

<p>[透過波]</p> $A_1 = A_i t_{12} t_{23} \exp\{-(\gamma + j\beta)L\}$ $A_2 = A_i t_{12} t_{23} r_{21} r_{23} \exp\{-3(\gamma + j\beta)L\}$ $A_3 = A_i t_{12} t_{23} (r_{21} r_{23})^2 \exp\{-5(\gamma + j\beta)L\}$ <p>.....</p> $A_n = A_i t_{12} t_{23} (r_{21} r_{23})^{n-1} \exp\{-(2n-1)(\gamma + j\beta)L\}$	<p>[反射波]</p> $B_1 = A_i r_{12}$ $B_2 = A_i t_{12} t_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}$ $B_3 = A_i t_{12} t_{21} r_{23} (r_{21} r_{23}) \exp\{-4(\gamma + j\beta)L\}$ <p>.....</p> $B_n = A_i t_{12} t_{21} r_{23} (r_{21} r_{23})^{n-2} \exp\{-2(n-1)(\gamma + j\beta)L\}$
---	---

となるため、透過全電界は、



図A1-1 能動ファブリペロ共振器

$$\begin{aligned}
A_T &= A_i t_{12} t_{23} \exp\{-(\gamma + j\beta)L\} [1 + r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\} \\
&\quad + (r_{21} r_{23})^2 \exp\{-4(\gamma + j\beta)L\} + \cdots + (r_{21} r_{23})^{n-1} \exp\{-2(n-1)(\gamma + j\beta)L\}] \\
&= A_i \frac{t_{12} t_{23} \exp\{-(\gamma + j\beta)L\}}{1 - r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}} \quad (A1-1)
\end{aligned}$$

また、反射全電界は、

$$\begin{aligned}
A_R &= A_i [r_{12} + t_{12} t_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\} [1 + r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\} + \cdots \\
&\quad \cdots + (r_{21} r_{23})^{n-2} \exp\{-2(n-2)(\gamma + j\beta)L\}] ] \\
&= A_i \left[ r_{12} + \frac{t_{12} t_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}}{1 - r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}} \right] \\
&= A_i \frac{r_{12} + (t_{12} t_{21} - r_{12} r_{21}) r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}}{1 - r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}} \quad (A1-2)
\end{aligned}$$

で表される。

各領域の屈折率を  $n_i$ ,  $n_j$  とすると、フレネルの係数（垂直入射）は

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j}, \quad r_{ji} = \frac{n_j - n_i}{n_i + n_j}, \quad t_{ij} = \frac{2n_i}{n_i + n_j}, \quad t_{ji} = \frac{2n_j}{n_i + n_j}$$

となり、 $r_{ij} = -r_{ji}$  の関係がある。これをパワー反射率  $R_i$ , パワー透過率  $T_i$  と関係付けると、損失の無いミラーの場合、

$$R_i = r_{ij} r_{ij} = r_{ji} r_{ji}, \quad T_i = t_{ij} t_{ji}, \quad R_i + T_i = 1 \quad (A1-3)$$

となる。従って、 $(t_{12} t_{21} - r_{12} r_{21}) = T_1 + R_1 = 1$  となるため、(A1-2)式は

$$A_R = A_i \frac{r_{12} + r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}}{1 - r_{21} r_{23} \exp\{-2(\gamma + j\beta)L\}} \quad (A1-4)$$

の様になる。

ここで、(A1-1), (A1-4)式 of 分母が0になるときは、0の入力  $A_i$  に対して有限の透過波  $A_T$  及び反射波  $A_R$  が存在することになり、これは発振条件を与える。増幅媒質中の複素伝搬定数  $\gamma + j\beta$  をモード利得係数  $g_{\text{mod}} - \alpha$  を用いて表すと、

$$\gamma + j\beta = -(g_{\text{mod}} - \alpha) / 2 + j(2\pi n_2) / \lambda$$

となり、更に、単一通過に対応する位相因子  $\phi = -2\pi n_2 L / \lambda$  を導入すると指数関数の項は、

$$\exp\{-2(\gamma + j\beta)L\} = \exp\{(g_{\text{mod}} - \alpha)L\} \cdot \exp\{j2\phi\}$$

と表される。従って、発振条件は次式で与えられる。

$$r_{21} r_{23} \cdot \exp\{(g_{\text{mod}} - \alpha)L\} \cdot \exp\{j 2 \phi\} = 1 \quad (\text{A } 1 - 5)$$

以後では、利得因子を次式の光パワーに対する単一通過利得  $G_s$  で表すこととする。

$$G_s = \exp\{(g_{\text{mod}} - \alpha)L\} \quad (\text{A } 1 - 6)$$

透過光パワー、反射光パワーはそれぞれ透過波電界、反射波電界の絶対値の2乗で与えられるため、共振形レーザ増幅器の透過形の信号利得  $G_T$  および反射形の信号利得  $G_R$  は、入射側、出射側ミラーのパワー反射率  $R_1$ 、 $R_2$  を用いて、

$$G_T = \frac{A_T A_T^*}{|A_i|^2} = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G_s}{(1-\sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4G_s \sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi)} \quad (\text{A } 1 - 7 \text{ a})$$

$$G_R = \frac{A_R A_R^*}{|A_i|^2} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} G_s)^2 + 4G_s \sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi)}{(1-\sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4G_s \sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi)} \quad (\text{A } 1 - 7 \text{ b})$$

で与えられる。 $G_s = 1$  の場合、(A 1 - 7 a)、(A 1 - 7 b) 式は通常のアブリペロ分光器の透過および反射特性を表すが、 $G_s > 1$  の場合には、 $\phi = 0$  の共振条件で透過形、反射形共に大きな信号利得が得られる。しかし、 $G_s^2 = R_1 / R_2$  の場合には、 $G_R = 0$  となり反射波は存在せず、 $G_T = G_s(1 - R_2) / (1 - R_1)$  の透過形利得のみが得られる。

また、共振形レーザ増幅器を通過することによる位相変化  $\Phi$  は、 $\text{Arg}(A_T / A_i)$  より次式で与えられる。

$$\Phi = \tan^{-1} \left\{ \frac{1 + G_s \sqrt{R_1 R_2}}{1 - G_s \sqrt{R_1 R_2}} \tan(\phi) \right\} \quad (\text{A } 1 - 8 \text{ a})$$

共振形レーザ増幅器の透過形および反射形の信号利得  $G_T$ 、 $G_R$  は、マイクロ波回路の伝達関数を表すための伝送線路マトリックスを光共振器の場合に拡張した E. I. Gordon の方法<sup>(129)</sup> によっても同様の結果が与えられる。また、この方法では共振器ミラーを理想変圧器に置き換えることにより、共振器から外へ取り出される単位周波数  $\delta f$  当りの自然放出光子数が次のように与えられる。

$$n_T(f) df = \frac{(1 + R_1 G_s)(1 - R_2)(G_s - 1) n_{sp} m_t}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2(\phi)} df \quad (\text{A } 1 - 9 \text{ a})$$

$$n_R(f) df = \frac{(1 + R_2 G_s)(1 - R_1)(G_s - 1) n_{sp} m_t}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2(\phi)} df \quad (\text{A } 1 - 9 \text{ b})$$

ここで、 $n_{sp}$ 、 $m_t$  は増幅媒質の反転分布パラメータと自然放出光の実効的横モード次数である。また、縦モード間隔周波数を  $\Delta f_L (= c / 2 n_2 L)$  とすると、位相因子は  $\phi =$

$\pi (f - f_0) / \Delta f_L$ で与えられている。(2.4節参照)

1本の縦モード内の自然放出光子数(あるいは自然放出光ショット雑音) $n_T$ ,  $n_R$ は、(A1-9a), (A1-9b)式を $(-\pi/2, \pi/2)$ の1周期の範囲に渡って積分することにより、以下のように与えられる。

$$n_T = \frac{(1 + R_1 G_s)(1 - R_2)(G_s - 1) n_{sp} m_t}{1 - R_1 R_2 G_s^2} \Delta f_L \quad (A1-10a)$$

$$n_R = \frac{(1 + R_2 G_s)(1 - R_1)(G_s - 1) n_{sp} m_t}{1 - R_1 R_2 G_s^2} \Delta f_L \quad (A1-10b)$$

一方、1本の縦モード内の自然放出光間ビート雑音 $\sigma_{sp-sp}^2$ は、一本の縦モード内の自然放出光子数の畳み込み積分を実行することにより次のように与えられる。

$$\sigma_{sp-sp}^2_T = \frac{(1 + R_1 G_s)^2 (1 - R_2)^2 (G_s - 1)^2 n_{sp}^2 (1 + R_1 R_2 G_s^2) m_t}{(1 - R_1 R_2 G_s^2)^3} \Delta f_L \quad (A1-11a)$$

$$\sigma_{sp-sp}^2_R = \frac{(1 + R_2 G_s)^2 (1 - R_1)^2 (G_s - 1)^2 n_{sp}^2 (1 + R_1 R_2 G_s^2) m_t}{(1 - R_1 R_2 G_s^2)^3} \Delta f_L \quad (A1-11b)$$

なお、(A1-10)式の計算には、

$$\int_0^{\pi/2} \frac{1}{a \sin^2 x + b} dx = \frac{1}{\sqrt{ab + b^2}} \tan^{-1} \frac{\sqrt{ab + b^2} \tan x}{b} \Big|_0^{\pi/2} \quad (\text{for } ab + b^2 > 0)$$

$$= \frac{\pi}{2\sqrt{ab + b^2}}$$

の積分公式を、また、(A1-11)式の計算には類似の次の関係を用いた。

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{dx}{(a \sin^2 x + b)^2} = \frac{\pi(a + 2b)}{2(ab + b^2)^{3/2}}$$

また、信号光-自然放出光間ビート雑音 $\sigma_{sig-sp}^2$ は、増幅された信号光子数 $G \langle n_{in} \rangle$ と信号光周波数 $f$ での自然放出光子数 $n(f)$ の積として、次式で与えられる。

$$\sigma_{sig-sp}^2_T = 2 \frac{(1 + R_1 G_s)(1 - R_1)(1 - R_2)^2 G_s (G_s - 1) n_{sp}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^4} \langle n_{in} \rangle \quad (A1-12a)$$

$$\sigma_{\text{sig-sp}^2\text{R}} = 2 \frac{(1 + R_2 G_s)(1 - R_1)(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} G_s)^2 (G_s - 1) n_{\text{sp}}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^4} \langle n_{\text{in}} \rangle \quad (\text{A 1 - 1 2 b})$$

自然放出光ショット雑音と自然放出光同士のビート雑音は (A 1 - 1 0), (A 1 - 1 1) 式に示すように, 入力側と出力側で取り出される値が異なるが, 両者は  $R_1$  と  $R_2$  を入れ換えた対称な形になっている。これは, 単一通過利得  $G_s$  だけで規定されて共振器内部で発生する自然放出光が,  $R_1$ ,  $R_2$  による帰還増幅を受けた後, 各々の反射率による異なった効率で取り出されるためである。一方, 信号光-自然放出光間ビート雑音は, (A 1 - 7) 式で信号光に対する利得が透過形と反射形で異なるため, (A 1 - 1 2) 式に示すように雑音の表式も異なっている。

ここで, 共振器効果により生じる信号光-自然放出光間ビート雑音に対する雑音増加量として, 過剰雑音係数  $\chi$  を次式で定義してみよう。

$$\chi_{\text{T,R}} = \frac{\sigma_{\text{sig-sp}^2\text{T,R}}}{2 G_{\text{T,R}}(G_{\text{T,R}} - 1) n_{\text{sp}} \langle n_{\text{in}} \rangle} \quad (\text{A 1 - 1 3})$$

(A 1 - 7), (A 1 - 1 2) 式を用いると, 透過形と反射形の過剰雑音係数は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \chi_{\text{T}} &= \frac{(1 + R_1 G_s)(1 - R_2)(G_s - 1)}{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s - (1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2} \\ &\simeq \frac{(1 + R_1 G_s)(G_s - 1)}{(1 - R_1)G_s} = 1 + \frac{R_1 G_s^2 - 1}{(1 - R_1)G_s} \end{aligned} \quad (\text{A 1 - 1 4 a})$$

$$\chi_{\text{R}} = \frac{(1 + R_2 G_s)(G_s - 1)}{R_2 G_s^2 - 1} = 1 + \frac{G_s(1 - R_2)}{R_2 G_s^2 - 1} \quad (\text{A 1 - 1 4 b})$$

(A 1 - 1 4 a) 式は  $G \gg 1$  の場合の近似式であるが, これから透過形の  $\chi_{\text{T}}$  は  $R_2$  に無関係で, 入力側反射率  $R_1$  と  $G_s$  にのみ依存し,

$$R_1 = G_s^{-2} \quad (\text{A 1 - 1 5 a})$$

の場合に  $\chi_{\text{T}} = 1$  の最小値を持ち, それ以外では  $\chi$  は常に 1 より大きな値となる。 $R_1 = 0$  の進行波形増幅器の高利得動作では (A 1 - 1 5 a) 式の条件が近似的に満たされ, 広い利得範囲で実効的に  $\chi_{\text{T}} = 1$  が実現される。

一方、反射形の  $\chi_R$  に対する (A 1 - 1 4 b) 式は厳密に成り立つ式であり、

$$R_2 = 1 \quad (A 1 - 1 5 b)$$

の場合にどんな  $R_1$  に対しても  $\chi_R = 1$  が常に成立する。これは、 $R_2 = 1$  の反射形増幅の場合、入力に対する出力が総て入力側端面から取り出され、入出力結合損が無いためである。従って、通常の共振形レーザ増幅器では両方向に出力が生じ、入出力結合損が避けられないため過剰雑音係数が生じる。また、 $\chi$  の持つ意味は、共振器外から入射する信号光子に対する増幅信号利得と、共振器内で発生する自然放出光子に対する増幅利得が異なることを示している。

## 付録2 進行波形多モードレート方程式解析

2. 3節では増幅信号光による利得飽和を明確にするために、単一モードのレート方程式〔(2-15), (2-16)式〕を用いて議論した。半導体レーザ増幅器の信号利得解析では、外部から与えたバイアス電流に対して活性層内に形成される注入キャリア密度を正確に求める必要がある。レーザ増幅器には自然放出過程が存在し、しきい値以下ではこの自然放出とのバランスで注入キャリア密度が決まっている〔(2-19)式参照〕。しかし、バイアスが増加してしきい値に近づくと自然放出光を種にした誘導放出の割合が増加するため、キャリア密度は(2-19)式の値よりも減少する。これが光増幅器における自然放出光による利得飽和である。キャリア数に対するレート方程式(2-15)式を用いれば、両者の効果を含めて注入キャリア密度を決定することができる。(2-15)式第3項は増幅された自然放出光の大きさに比例するため、光子数に対するレート方程式と結合してこれを解く必要がある。(2-16)式は1つの光子モードに対するレート方程式であり、右辺第3項の $\beta N_e / \tau_s$ を種として自然放出光が成長する様子を記述する。しかし、しきい値以下では多数のファブリペロ縦モードが存在するため、自然放出光による利得飽和を正確に記述するには、光子数に対するレート方程式を多数の縦モードに対する多モードレート方程式とする必要がある。

著者らは、半導体レーザ増幅器の特性解析に初めて多モードレート方程式解析を導入し<sup>(39)</sup>、共振形増幅器の小信号利得、利得飽和<sup>(39)</sup>、雑音特性<sup>(76)</sup>を明らかにした。本来、レート方程式は共振器内の光子数とキャリア数を集中定数的に取り扱うものであり、共振器内の右行きと左行きの波の強度和が光軸方向でほぼ一定となる<sup>(48)</sup>通常のへき開面を持つ共振形の半導体レーザ増幅器には適用可能である。しかし、片端面あるいは両端面の反射率を小さくした増幅器構造では、光軸方向での光強度分布が一様でないため、集中定数としての取扱いには無理があり、(2-17)式の光子寿命の概念も物理的意味を失う。そこで、共振器内の信号光を右行きの進行波と左行きの進行波の合成として表し、共振器ミラー面での境界条件を用いて光の入出力特性を規定する進行波形のレート方程式解析が必要となる。進行波形レート方程式解析の半導体レーザ増幅器への適用例としては、最初、Marcus<sup>(43)</sup>が数値計算によって信号利得と自然放出光の大きさを評価し、その後、半解析的な形でAdams<sup>(48)</sup>、Henning<sup>(49)</sup>らが信号利得の飽和を議論している。

本節では、任意の反射率構造を持つ半導体レーザ増幅器に適用が可能で、信号光と自然

放出光の両者に起因する利得飽和を正當に評価することのできる解析法として，A d a m s<sup>(48)</sup>，H e n n i n g<sup>(49)</sup>らの手法に沿った形で多モードの進行波形レート方程式解析の概要を述べる。

まず，活性領域中の全キャリア数  $N_c$  と  $q$  番目の縦モードの横基本モードに含まれる全光子数  $n_q$  に対する多モードのレート方程式から出発する。

$$\frac{d N_c}{d t} = P - \frac{N_c}{\tau_s} - \sum_q A_q \Gamma \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) n_q \quad (A 2 - 1)$$

$$\frac{d n_q}{d t} = - \frac{n_q}{\tau_p} + A_q \Gamma \left( \frac{N_c}{V_e} - N_0 \right) n_q + \frac{A_q \Gamma N_c}{V_e} \quad (A 2 - 2)$$

ここで，各記号は以下のように定義されている。

$A_q$  :  $q$  番目の縦モードに対する単位時間当たりの微分利得 ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )

$\Gamma$  : 活性層への光モード閉じ込め係数

$N_0$  : 誘導放出と誘導吸収が釣り合うキャリア密度

$V_e$  : 活性領域体積 (光モード体積  $V_0 = V_e / \Gamma$ )

$P$  : ポンプ率 (注入電流  $I$  とは， $P = I / e$  の関係にある)

$\tau_s$  : キャリア寿命

$\tau_p$  : 光子寿命

ここで，(A 2 - 1) 式を活性領域体積  $V_e$  で割り，一方，(A 2 - 2) 式を光モード体積  $V_0 (= V_e / \Gamma)$  で割ると，キャリア密度  $N_e (= N_c / V_e)$  と光子密度  $S_q (= n_q / V_0)$  に対する多モードレート方程式が以下のように与えられる。

$$\frac{d N_e}{d t} = \frac{J}{e d} - \frac{N_e}{\tau_s} - \sum_q A_q (N_e - N_0) S_q \quad (A 2 - 3)$$

$$\frac{d S_q}{d t} = - \frac{S_q}{\tau_p} + A_q \Gamma (N_e - N_0) S_q + \frac{A_q \Gamma N_e}{V_0} \quad (A 2 - 4)$$

ここで注意すべきことは，全キャリア数，光子数 [ $N_c$ ,  $n_q$ ] に対するレート方程式 (A 2 - 1) (A 2 - 2) では誘導放出の項は共に  $\Gamma$  を含んだ対称な形になっているのに対し，キャリア密度，光子密度 [ $N_e$ ,  $S_q$ ] に対するレート方程式では， $\Gamma$  は光子密度の変化を記述する (A 2 - 4) 式にのみ現れ，キャリア密度の (A 2 - 3) 式には現れない非対称な構造になっていることである。これは注入キャリア密度と光子密度を各々異なった体積  $V_e$ ,  $V_0$  で規格化するためであり，特に  $V_e < V_0$  の関係にあるため  $N_e$  の方程式には注入



キャリアと光モードとの結合係数を表す $\Gamma$ が不用となっている。密度に対して表現したレート方程式においても $\Gamma$ の寄与を対称とすることは、半導体レーザ発振器の解析でもよく見受けられる誤りであり、注意を要する<sup>(177)</sup>。

さて、ここでは(A2-3)および(A2-4)式を基にして、共振器内の右行きと左行きの進行波に対する方程式を導こう。q番目の縦モードの光子密度 $S_q(z, t)$ を+z, -z方向に進む $S_q^{(+)}$ ,  $S_q^{(-)}$ の重ね合わせと考え、

$$S_q(z, t) = S_q^{(+)}(z, t) + S_q^{(-)}(z, t) \quad (\text{A2-5})$$

を(A2-4)式に代入し、 $S_q^{(+)}(z, t)$ と $S_q^{(-)}(z, t)$ に対する進行波形方程式を得る。

$$\frac{\partial S_q^{(+)}}{\partial t} + v_g \frac{\partial S_q^{(+)}}{\partial z} = -\frac{S_q^{(+)}}{\tau_a} + A_q \Gamma (N_e - N_0) S_q^{(+)} + \frac{A_q \Gamma N_e}{2 V_0} \quad (\text{A2-6a})$$

$$\frac{\partial S_q^{(-)}}{\partial t} - v_g \frac{\partial S_q^{(-)}}{\partial z} = -\frac{S_q^{(-)}}{\tau_a} + A_q \Gamma (N_e - N_0) S_q^{(-)} + \frac{A_q \Gamma N_e}{2 V_0} \quad (\text{A2-6b})$$

ここでは、右辺第3項の自然放出光からの寄与は $\pm z$ 方向に進む両波に対して各々 $1/2$ とし、また、共振器に対する光子寿命 $\tau_p$ を媒質中の伝搬に伴う吸収損失 $\tau_a (= 1/v_g \alpha)$ に置き換えている。 $\tau_p$ の内のミラー損失は境界条件として後で取り入れる。

ここで、 $S_q(z, t)$ は位置 $z$ の関数であるため、 $N_e$ ,  $g$ も位置の関数となる。

$$g_q(z) = (A_q / v_g) [N_e(z) - N_0] \quad (\text{A2-7})$$

$$\beta_q = A_q \tau_s / V_0 \quad (\text{A2-8})$$

の関係を用いると、定常状態における両式から、

$$\frac{d S_q^{(+)}(z)}{d z} = [\Gamma g_q(z) - \alpha] S_q^{(+)}(z) + \Gamma \beta_q \frac{N_e(z)}{\tau_s} \frac{1}{2 v_g} \quad (\text{A2-9a})$$

$$\frac{d S_q^{(-)}(z)}{d z} = -[\Gamma g_q(z) - \alpha] S_q^{(-)}(z) - \Gamma \beta_q \frac{N_e(z)}{\tau_s} \frac{1}{2 v_g} \quad (\text{A2-9b})$$

の光子密度に対する進行波形方程式が得られる。

一方、(A2-5)式を(A2-3)式に代入し、キャリア密度 $N_e(z)$ に対する定常状態でのレート方程式が以下のように得られる。

$$\frac{J}{e d} = \frac{N_e(z)}{\tau_s} + \sum_q v_g g_q(z) (S_q^{(+)}(z) + S_q^{(-)}(z)) \quad (\text{A2-10})$$

さらに、活性層中の光強度 $I$ と光子密度 $S$ 、光モード中の全光子数 $n$ は

$$I = S h f v_g = n h f v_g / V_0 \quad (\text{A2-11})$$

の関係で結ばれ、またモード光パワー  $P (= n h f v_g / L)$  とは

$$I = \Gamma P / d w \quad (A 2 - 1 2)$$

の関係にあるため、進行波形レーザ増幅器に対する境界条件は入力信号光パワーを  $P_{in}$ 、信号光エネルギーを  $E_s (= h f_s)$  とし以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \Gamma P_{in} &= S_q^{(+)}(z=0, E_s) h f v_g d w, \quad 0 = S_q^{(+)}(z=0, E) h f v_g d w \quad (E \neq E_s) \\ 0 &= S_q^{(-)}(z=L, E) h f v_g d w \quad (\text{for all } E) \end{aligned} \quad (A 2 - 1 3)$$

進行波形増幅器の厳密解は、境界条件 (A 2 - 1 3) のもとに (A 2 - 9) (A 2 - 1 0) 式をSelf-Consistentに解くことにより求められ、信号利得  $G$  は

$$G = S_q^{(+)}(z=L, E_s) / S_q^{(+)}(z=0, E_s) \quad (A 2 - 1 4)$$

で与えられる。

さて、信号光と自然放出光による利得飽和を統一的に取り扱うと共に、共振形にも適用できるようにするために、光子密度  $S(z, E)$  を外部から入射した信号光と内部で発生する自然放出光に分けて考えよう。外部から入射した狭スペクトルの信号光は、共振器内での多重反射の結果生じるファブリペロ共振特性に従う信号利得が得られるように、位相情報を保持した電界成分  $F(z, E_s)$  として取り扱う。一方、低  $Q$  値の共振器における自然放出光は利得幅内の広いスペクトル域に分布しており、増幅された自然放出光パワーの形で利得飽和に寄与するため、位相情報を消去した光強度  $I_{sp}(z, E)$  で取り扱う。 $I_{sp}(z, E)$  は自然放出光電界を 1 本の縦モード内に渡って積分したものである。[(A 1 - 1 0) 式参照]

位置  $z$  における進行波電界  $F(z, E_s)$  を

$$S^{(+)}(z, E_s) = |F^{(+)}(z, E_s)|^2, \quad S^{(-)}(z, E_s) = |F^{(-)}(z, E_s)|^2 \quad (A 2 - 1 5)$$

で定義すると、 $+z$  および  $-z$  方向に進む  $F_q^{(+)}(z, E_s)$ ,  $F_q^{(-)}(z, E_s)$  [ $m^{-3/2}$ ] は

$$d F_q^{(+)}(z) / d z = (1/2) [\Gamma g_q(z) - \alpha] F_q^{(+)}(z) - j k F_q^{(+)}(z) \quad (A 2 - 1 6 a)$$

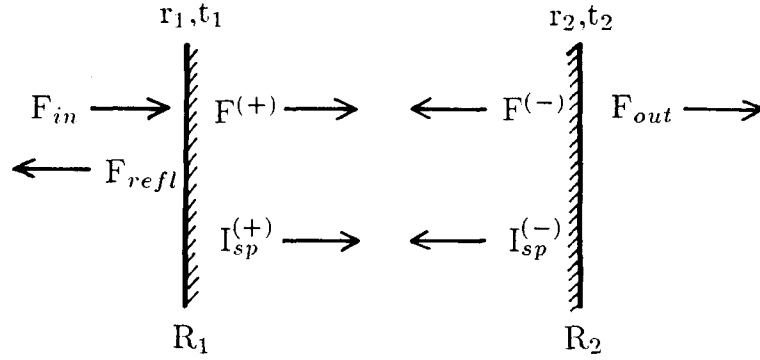
$$d F_q^{(-)}(z) / d z = -(1/2) [\Gamma g_q(z) - \alpha] F_q^{(-)}(z) + j k F_q^{(-)}(z) \quad (A 2 - 1 6 b)$$

に従う。また、自然放出光強度  $I_{sp,q}(z, E_q)$  に対する方程式は (A 2 - 9) 式より以下のようなになる。

$$\frac{d I_{sp,q}^{(+)}(z)}{d z} = [\Gamma g_q(z) - \alpha] I_{sp,q}^{(+)}(z) + \Gamma \beta_q \frac{N_e(z)}{2 \tau_s} h f \quad (A 2 - 1 7 a)$$

$$\frac{d I_{sp,q}^{(-)}(z)}{d z} = - [\Gamma g_q(z) - \alpha] I_{sp,q}^{(-)}(z) - \Gamma \beta_q \frac{N_e(z)}{2 \tau_s} h f \quad (A 2 - 1 7 b)$$

共振形増幅器の場合の境界条件は、図 A 2 - 1 に示す様な配置に対して以下のように与



図A2-1 ファブリペロ共振形増幅器の信号光電界  $F$  と自然放出光強度  $I_{sp}$

えられる<sup>(178)</sup>。

$$I_{sp,q}^{(+)}(0, E) = R_1 I_{sp,q}^{(-)}(0, E) \quad (\text{for all } E) \quad (\text{A 2-18 a})$$

$$I_{sp,q}^{(-)}(L, E) = R_2 I_{sp,q}^{(+)}(L, E) \quad (\text{for all } E) \quad (\text{A 2-18 b})$$

$$F^{(+)}(0, E_s) = j t_1 F_{in} - r_1 F^{(-)}(0, E_s) \quad (\text{A 2-19 a})$$

$$F_{refl} = j t_1 F^{(-)}(0, E_s) - r_1 F_{in} \quad (\text{A 2-19 b})$$

$$F_{out} = j t_2 F^{(+)}(L, E_s) \quad (\text{A 2-19 c})$$

$$F^{(-)}(L, E_s) = -r_2 F^{(+)}(L, E_s) \quad (\text{A 2-19 d})$$

ここで、 $F_{in}$ は  $z=0$  での入力光電界 ( $P_{in} = |F_{in}|^2 h f v_g d w / \Gamma$ )、 $F_{out}$ は  $z=L$  での出力光電界 ( $P_{out} = |F_{out}|^2 h f v_g d w / \Gamma$ )、 $F_{refl}$ は  $z=0$  での反射光電界である。光子密度  $S(z, E)$  は

$$S(z, E) = \sum_q \delta(E - E_q) [I_{sp,q}^{(+)}(z, E_q) + I_{sp,q}^{(-)}(z, E_q)] / (h f_q v_g) \\ + \delta(E - E_s) [ |F^{(+)}(z, E_s)|^2 + |F^{(-)}(z, E_s)|^2 ] \quad (\text{A 2-20})$$

のように自然放出光と信号光の和で表される。デルタ関数は、自然放出光に対しては光子エネルギー  $E_q$  の共振モードに一致するものを選び、進行波電界に対しては信号光子エネルギー  $E_s$  のみを選ぶことを示す。ここでは、第4章の実験でTE・TMモード間の利得差が大きかったことから、TEモードの自然放出光のみを考えている。偏波面依存性の小さな増幅器の場合にはTMモードの寄与も含める必要があり、第1項に2の係数が掛かる。

Marcuseは境界条件(A2-18)(A2-19)のもとに(A2-10)(A2-16)(A2-17)(A2-20)式をSelf-Consistentに解くことにより厳密な数値解が得られることを報告しているが、 $N_o(z)$ 、 $I_{sp,q}(z)$ 、 $F(z)$ が共に  $z$  の関数であ

るため、膨大な数値計算を要する<sup>(43)</sup>。そこで、本解析ではまずキャリア密度および利得係数の位置依存性が無い（即ち、利得飽和は共振器長に渡って均一に生じる）と仮定し、共振器の光軸方向に渡って光子密度  $S_q(z)$  を平均化して求めた  $S_{av}$  を、位置依存性の無い (A 2 - 1 0) 式を用いて Self-Consistent にキャリア密度と光子密度の関係を求める<sup>(48)</sup><sup>(49)</sup>。

表式を簡単にするため、 $g_{m,q} = \Gamma g_q(z) - \alpha$  と置き換えた上で、(A 2 - 1 7) 式で  $N_e$ ,  $g_{m,q}$  の  $z$  依存性が無いと仮定して (A 2 - 1 8) の境界条件の下でこれを解くと、

$$I_{sp,q}^{(+)}(z, E) = \Gamma \beta_q N_e h f (C^+ \exp(g_{m,q} z) - 1) / (2 g_{m,q} \tau_s) \quad (A 2 - 2 1 a)$$

$$I_{sp,q}^{(-)}(z, E) = \Gamma \beta_q N_e h f (C^- \exp(-g_{m,q} z) - 1) / (2 g_{m,q} \tau_s) \quad (A 2 - 2 1 b)$$

となり、係数  $C^+$  と  $C^-$  は、 $G_{s,q} = \exp(g_{m,q} L) = \exp[(\Gamma g_q - \alpha)L]$  として

$$C^+ = \frac{(1 + R_1 G_{s,q}) - R_1 (1 + R_2 G_{s,q})}{(1 - R_1 R_2 G_{s,q}^2)} \quad (A 2 - 2 2 a)$$

$$C^- = \frac{(1 + R_2 G_{s,q}) - R_2 (1 + R_1 G_{s,q})}{(1 - R_1 R_2 G_{s,q}^2)} G_{s,q} \quad (A 2 - 2 2 b)$$

であらわされるため、 $q$  番目の縦モードでの自然放出光の平均光子密度  $S_{1av,q}$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} S_{1av,q} &= \frac{1}{h f v_g} \frac{1}{L} \int_0^L [I_{sp,q}^{(+)}(z, E) + I_{sp,q}^{(-)}(z, E)] dz \\ &= \frac{\Gamma \beta_q N_e}{v_g g_{m,q} \tau_s} \left[ \frac{(G_{s,q} - 1)(C^+ + C^- / G_{s,q})}{g_{m,q} L} - 2 \right] \\ &= \frac{\Gamma \beta_q N_e}{v_g g_{m,q} \tau_s} \left\{ \frac{(G_{s,q} - 1)[(1 - R_2)(1 + R_1 G_{s,q}) + (1 - R_1)(1 + R_2 G_{s,q})]}{g_{m,q} L (1 - R_1 R_2 G_{s,q}^2)} - 2 \right\} \end{aligned} \quad (A 2 - 2 3)$$

一方、 $N_e$ ,  $g_{m,q}$  の  $z$  依存性を無視した場合の (A 2 - 1 6) 式の解は

$$F^{(+)}(z, E) = F^{(+)}(0) \exp[(g_{m,q}/2 - jk)z] \quad (A 2 - 2 4 a)$$

$$F^{(-)}(z, E) = F^{(-)}(0) \exp[-(g_{m,q}/2 - jk)z] \quad (A 2 - 2 4 b)$$

$$F^{(+)}(0) = \frac{j t_1 F_{in}}{1 - r_1 r_2 \exp[(g_{m,q} - j2k)L]} \quad (A 2 - 2 5 a)$$

$$F^{(-)}(0) = -r_2 F^{(+)}(0) \exp[(g_{m,q} - j2k)L] \quad (A 2 - 2 5 b)$$

で与えられる。(A2-25)式からは付録1で導出した透過形および反射形の信号利得(A1-7a)(A1-7b)が導き出せる。これから、信号光の平均光子密度 $S_{2av,q}$ は、

$$\begin{aligned}
 S_{2av,q} &= \frac{1}{L} \int_0^L [ |F_q^{(+)}(z,E)|^2 + |F_q^{(-)}(z,E)|^2 ] dz \\
 &= \{ (G_{s,q} - 1) / g_{m,q} L \} [ |F_q^{(+)}(0)|^2 + |F_q^{(-)}(0)|^2 / G_{s,q} ] \\
 &= \frac{\Gamma P_{in}}{g_{m,q} L w d h f v_g} \cdot \frac{(1 - R_1)(1 + R_2 G_{s,q})(G_{s,q} - 1)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_{s,q})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_{s,q} \sin^2(kL)}
 \end{aligned} \tag{A2-26}$$

となる。

この様に共振器の光軸方向に平均化した光強度 $S_{1av,q}$ ,  $S_{2av,q}$ を用いることにより、キャリア密度に対するレート方程式(A2-10)は、位置依存性の無い

$$\frac{J}{e d} = \frac{N_e}{\tau_s} + \sum_q v_g g_q (S_{1av,q} + S_{2av,q}) \tag{A2-27}$$

となり、数値計算を行うには比較的簡単な形となる。従って、(A2-23)(A2-26)(A2-27)式を用いてSelf-Consistentに $N_e$ を求め、(A2-24)(A2-14)式で信号利得 $G$ を $J$ ,  $P_{in}$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ の関数として比較的容易に計算することができる。

この時、透過側出力 $P_T$ と反射側出力 $P_R$ は、

$$P_T = G_T P_{in} + \sum_q \frac{\beta_q N_e w d h f}{2 g_{m,q} \tau_s} \cdot \frac{(1 - R_2)(1 + R_1 G_{s,q})(G_{s,q} - 1)}{(1 - R_1 R_2 G_{s,q}^2)} \tag{A2-28a}$$

$$P_R = G_R P_{in} + \sum_q \frac{\beta_q N_e w d h f}{2 g_{m,q} \tau_s} \cdot \frac{(1 - R_1)(1 + R_2 G_{s,q})(G_{s,q} - 1)}{(1 - R_1 R_2 G_{s,q}^2)} \tag{A2-28b}$$

で与えられる。(A2-20)式での議論と同様に、TE・TMモード間の利得差が無い場合には、(A2-28)式右辺第2項に係数として2が掛かる。

なお、この多モードレート方程式を解くためには、全利得幅( $2\Delta\lambda_g$ )に渡る全縦モードについて自然放出光の和を取る必要があり、以下に示すように半導体レーザ利得媒質の利得スペクトル $g(\lambda)$ を2乗関数で近似し、各縦モード $q$ に対する $G_{s,q}$ ,  $\beta_q$ に波長依存性を取り入れる。

$$g(\lambda) = A_g(N_e - N_0) \left\{ 1 - \left( \frac{\lambda - \lambda_p}{\Delta \lambda_g} \right)^2 \right\} = A_{g,q}(N_e - N_0) \quad (\text{A 2 - 2 9})$$

$$G_{s,q} = \exp \{ [\Gamma g(\lambda_q) - \alpha] L \} \equiv \exp (g_{m,q} L) \quad (\text{A 2 - 3 0})$$

$$\beta_q(\lambda) = \frac{A_g v_g \tau_s}{V_0} \left\{ 1 - \left( \frac{\lambda - \lambda_p}{\Delta \lambda_g} \right)^2 \right\} \quad (\text{A 2 - 3 1})$$

ここで、 $A_g$ は利得中心波長 $\lambda_p$ での利得係数である。中心波長 $\lambda_p$ をキャリア密度 $N_e$ の線形関数として表せば、第6章の共通増幅特性で重要なバンドフィリング効果を取り入れることができる。

光増幅器の利得飽和は、共振器光軸方向の各点での信号光と自然放出光の強度で決まるため、利得係数 $g$ とそれを支配するキャリア密度 $N_e$ は厳密には共に位置 $z$ の関数である。特に、進行波形増幅器では信号光強度が大きくなる出力端付近でのみ利得飽和が生じている。端面反射率が零の進行波形増幅器で自然放出光を無視した場合には、増幅された右行きの信号光しか存在しないため、利得飽和の位置依存性を以下のように簡単に記述することができる。利得係数 $g(z)$ は(2-33)式と同様に光強度 $I(z)$ に対して

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + I(z)/I_s} \quad (\text{A 2 - 3 2})$$

で表される位置の関数となり、利得飽和時の単一通過利得 $G_s$ は、

$$G_s = \int_0^L \exp \{ [\Gamma g(z) - \alpha] z \} dz \quad (\text{A 2 - 3 3})$$

で与えられる。(2-34)式で $I_s$ を与え、順次(A2-32)式を用いながら(A2-33)式を増幅器長に渡って積分することにより、 $g$ および $N_e$ の位置依存性を厳密に取り入れた利得飽和特性が求められる。

本節の解析では、自然放出光と信号光の両光強度を共振器方向に渡って平均化し、その平均光強度を用いて位置依存性の無いキャリア密度 $N_e$ を求めており、物理的には単一通過利得の飽和を共振器長に渡って均一に分配することに相当する。この様に大胆な仮定を行っているにも関わらず、同一信号利得 $G$ で比べた飽和出力の値は(A2-33)式の結果と一致する。両解析の差はポンピングレベルに対する未飽和信号利得の値が、自然放出光による利得飽和にののために僅かに異なることである。従って、多モードの進行波形レート方程式解析は、自然放出光と信号光の両者による利得飽和を同時に取り扱うための半解析的な手法として有用である。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、懇切なる御指導、御鞭撻を賜りました大阪大学工学部電子工学科西原浩教授、裏克己教授、浜口智尋教授、芝浦工業大学電子工学科小山次郎教授（前大阪大学工学部電子工学科教授）に謹んで感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり終始懇切なる御指導、御鞭撻をいただき、本論文をまとめることを勧めていただいたNTT基礎研究所材料物性研究部木村達也部長（元基礎研究部第三研究室長）、神戸宏グループリーダー（前材料物性基礎研究部第一研究室長）に心から感謝申し上げます。また、NTT基礎研究所情報科学研究部山本喜久グループリーダーには、本研究の遂行に当たって、直接御指導頂くと共に、多くの御教示と御示唆をいただきました。ここに、深く感謝申し上げます。

本研究は1980年から1984年にわたって日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所基礎研究部第三研究室で、1984年から1985年にわたって同所材料物性基礎研究部第一研究室で、1985年から1987年にわたってNTT基礎研究所材料物性基礎研究部第一研究室で、1987年から1988年にわたって同所材料物性研究部神戸研究グループにて行ったものであり、本研究の機会を与えていただき、御指導御鞭撻をいただいた野田健一東京農工大教授（元武蔵野電気通信研究所基礎研究部長）、畔柳功芳東京工科大学教授（前武蔵野電気通信研究所基礎研究部長）、NTT基礎研究所加藤嘉則所長（前材料物性基礎研究部長）、NTT伝送システム研究所金谷文夫特別研究室長（前基礎研究部第三研究室長）に感謝致します。

本研究における反射防止膜の設計・作製と進行波形増幅器に関しては、NTT基礎研究所齊藤正主任研究員との共同の研究によるものである。また、NTT光エレクトロニクス研究所本杉常治グループリーダー、野口悦男研究主任には半導体レーザのウェハを作製していただき、NTT伝送システム研究所井上恭研究主任には共通増幅特性の測定で協力していただきました。これらの方々に心から御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり有益な御討論と御教示をいただいたNTT基礎研究所齊藤茂主幹研究員、杉村陽主幹研究員、町田進主任研究員、大塚建樹グループリーダー、安藤弘明主幹研究員、NTT光エレクトロニクス研究所小林壮一主幹研究員、三上修グループリーダー、久保寺憲一グループリーダー、NTT通信網総合研究所山田順一担当部長をはじめ、元基礎研究部第三研究室、元材料物性基礎研究部第一研究室、材料物性研究部神戸研究グループ、上杉研究グループの皆様には深謝致します。

# 本研究に関する発表論文

(\*印: 関連研究)

## I. Papers

- (1) T. Mukai and Y. Yamamoto, "Gain, Frequency Bandwidth, and Saturation Output Power of AlGaAs DH Laser Amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, No. 6, pp. 1028-1034, June 1981.
- (2) T. Mukai and Y. Yamamoto, "Noise in an AlGaAs Semiconductor Laser Amplifier", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, No. 4, pp. 564-575, April 1982.
- (3) T. Mukai, Y. Yamamoto and T. Kimura, "S/N and Error Rate Performance in AlGaAs Semiconductor Laser Preamplifier and Linear Repeater Systems", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, No. 10, pp. 1560-1568, October 1982.
- (4) 向井, 山本, 木村, 「光直接増幅による中継伝送」, 研究実用化報告, 第31巻, 第12号, pp. 2185-2197, Dec. 1982.
- (5) Y. Yamamoto, S. Saito and T. Mukai, "AM and FM Quantum Noise in Semiconductor Lasers—Part II : Comparison of Theoretical and Experimental Results for AlGaAs Lasers" IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-19, No. 1, pp. 47-58, January 1983.
- (6) T. Mukai, Y. Yamamoto and T. Kimura, "Optical Direct Amplification for Fiber Transmission", Review of ECL, Vol. 31, No. 3, pp. 340-348, 1983.
- (7) T. Saitoh, T. Mukai and O. Mikami, "Theoretical Analysis and Fabrication of Antireflection Coatings on Laser-Diode Facets", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. LT-3, No. 2, pp. 288-293, April 1985.
- (8) 向井, 齊藤, 三上, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAs 共振形レーザ増幅器」, 信学会, 論文誌 C, Vol. J69-C, No. 4, pp.421-432, 1986年4月。
- (9) T. Saitoh and T. Mukai, "1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP Traveling-Wave Laser Amplifier", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-23, No. 6, pp. 1010-1020, June 1987.



- (10) T. Saitoh and T. Mukai, "Recent Progress in Semiconductor Laser Amplifiers (invited)", (to be published in *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 6, 1988).
- (11)\* J. Yamada, S. Machida, T. Mukai, H. Tsuchya and T. Kimura, "Long-Span Single-Mode Fiber Transmission Characteristics in Long Wavelength Regions", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-16, No. 8, pp. 874-884, August 1980.
- (12)\* K. Kawano, T. Mukai and O. Mitomi, "Optical Output Power Fluctuation due to Reflected Lightwaves in Laser Diode Modules", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-4, No. 11, pp.1669-1677, Nov. 1986.

## II. Letters

- (1) T. Mukai and Y. Yamamoto, "Noise Characteristics of Semiconductor Laser Amplifiers", *Electron. Lett.*, Vol. 17, No. 1, pp. 31-33, January 1981.
- (2) T. Mukai, Y. Yamamoto and T. Kimura, "S/N Performance of an AlGaAs Laser Preamplifier and a Linear Repeater System", *Electron. Lett.*, Vol. 18, No. 9, pp. 382-384, April 1982.
- (3) T. Mukai, T. Saitoh, O. Mikami, and T. Kimura, "Fabry-Perot Cavity Type 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP BH Laser Amplifier with Small Optical-Mode Confinement", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 15, pp. 582-583, July 1983.
- (4) T. Saitoh and T. Mukai, "Broad-Band 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP Traveling-Wave Laser Amplifier with High-Saturation Output Power", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 5, pp. 218-219, Feb. 1987.
- (5) T. Mukai and T. Saitoh, "5.2 dB Noise Figure in a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP Traveling-Wave Laser Amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 5, pp. 216 -218, Feb. 1987.
- (6) K. Inoue, T. Mukai, and T. Saitoh, "Gain Saturation Dependence on Signal Wavelength in a Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 7, pp. 328-329, March 1987.

- (7) T. Mukai, K. Inoue, and T. Saitoh, "Signal Gain Saturation in Two-Channel Common Amplification Using a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP Traveling-Wave Laser Amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 8, pp. 396-397, April 1987.
- (8) T. Mukai, K. Inoue, and T. Saitoh, "Homogeneous Gain Saturation in 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, No.6, pp. 381-383, August 1987.
- (9) K. Inoue, T. Mukai, and T. Saitoh, "Nearly Degenerate Four-Wave Mixing in a Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifier", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, No. 14, pp. 1051-1053, October 1987.
- (10) T. Saitoh and T. Mukai, "Structure Design of Polarization Insensitive 1.55  $\mu\text{m}$  Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifiers", *Trans. IEICE*, Vol. E71, No. 5, pp. 482-484, 1988.
- (11)\* H. Nishihara, T. Mukai, T. Inoue, and J. Koyama, "Self-Focusing Parallel-Plate Waveguide CO<sub>2</sub> Laser with Uniform Transverse Excitation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 29, No. 9, pp. 577-579, November 1976.
- (12)\* S. Machida, J. Yamada, T. Mukai, Y. Horikoshi, H. Tsuchiya and T. Miya, "1.5  $\mu\text{m}$  Optical Transmission Experiments Using Very Low-Loss Single-Mode Fibers", *Electron. Lett.*, Vol. 15, No. 8, pp. 219-221, April 1979.
- (13)\* J. Yamada, S. Machida, T. Mukai, H. Kano and K. Sugiyama, "Modulation Characteristics of 1.3  $\mu\text{m}$  Buried-Stripe InGaAsP Laser up to 2 Gbit/s Data Rates", *Electron. Lett.*, Vol. 15, No. 19, pp. 596-597, September 1979.
- (14)\* J. Yamada, S. Machida, T. Mukai, and T. Kimura, "800 Mbit/s Optical Transmission Experiments with Dispersion-Free Fibers at 1.5  $\mu\text{m}$ ", *Electron. Lett.*, Vol. 16, No. 4, pp. 115-117, February 1980.
- (15)\* Y. Yamamoto, T. Mukai, and S. Saito, "Quantum Phase Noise and Linewidth of a Semiconductor Laser", *Electron. Lett.*, Vol. 17, No. 9, pp. 327-329, April 1981.

- (16)\* H. Olesen, S. Saito, T. Mukai, T. Saitoh, and O. Mikami, "Solitary Spectral Linewidth and Its Reduction with External Grating Feedback for a  $1.55\mu\text{m}$  InGaAsP BH Laser", *Jap. J. Appl. Phys.*, Vol. 22, No. 10, pp. L664-L666, October 1983.
- (17)\* E. Patzak, H. Olesen, A. Sugimura, S. Saito, and T. Mukai, "Spectral Linewidth Reduction in Semiconductor Lasers by an External Cavity with Weak Optical Feedback", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 22, pp. 938-940, October 1983.
- (18)\* E. Patzak, A. Sugimura, S. Saito, T. Mukai, and H. Olesen, "Semiconductor Laser Linewidth in Optical Feedback Configurations", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 24, pp. 1026-1027, November 1983.
- (19)\* T. Mukai and Y. Yamamoto, "AM Quantum Noise in  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP Lasers", *Electron. Lett.*, Vol. 20, No. 1, pp. 29-30, January 1984.
- (20)\* T. Mukai and K. Otsuka, "New Route to Optical Chaos: Successive-Subharmonic-Oscillation-Cascade in a Semiconductor Laser Coupled to an External Cavity", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 55, No. 17, pp. 1711-1714, October, 1985.

### III. International Conference

- (1) Y. Yamamoto, T. Mukai, and T. Kimura, "Noise Figure of GaAs and InGaAsP Laser Amplifiers", 1983 Topical Meeting on Optical Fiber Communication, (OFC'83), Feb. 28-Mar. 2, 1983, New Orleans, U. S. A., Paper: TUJ10, (Tech. Dig. pp. 74-75).
- (2) T. Mukai, T. Saitoh, O. Mikami, and T. Kimura, "InGaAsP BH Laser Amplifier at  $1.5\mu\text{m}$ ", 4th Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, (IOOC'83), June 27-30, 1983, Tokyo, Japan, Paper: 30B1-1, (Tech. Dig. pp. 230-231).
- (3) S. Saito, T. Mukai, and T. Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems; (invited)", 4th Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, (IOOC'83), June 27-30, 1983, Tokyo, Japan, Paper: 30C3-1, (Tech. Dig. pp. 384-385).

- (4) T. Kimura, S. Saito, and T. Mukai, "Coherent Optical Fiber Transmission and Optical Amplification; (invited)", 1983 Annual Meeting of the Optical Society of America (OSA'83), Oct. 17-20, 1983, New Orleans, U. S. A., Paper: ME1.
- (5) T. Saitoh, T. Mukai and Y. Noguchi, "Fabrication and Gain Characteristics of a 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP Traveling-Wave Optical Amplifier", First Opto-electronics Conf. (OEC'86), July 29-31, 1986, Tokyo, Japan, Paper: B11-2.
- (6) T. Saitoh and T. Mukai, "Low-Noise 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP Traveling-Wave Optical Amplifier with High-Saturation Output Power", 10th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf., Oct. 14-17, Kanazawa, Japan, Paper: PD-5.
- (7) T. Mukai and T. Saitoh, "Existence of Maximum Frequency Conversion Efficiency of Nearly Degenerate Four-Wave Mixing in a Traveling-Wave Laser Amplifier", The 16th Int. Quantum Electronics Conf. (IQEC'88), July 18-21, 1988, Tokyo, Japan, Paper: WD-1.
- (8)\* Y. Yamamoto, S. Saito, and T. Mukai, "FM Noise Spectrum and Spectral Linewidth in AlGaAs Lasers", 8th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf. Sept. 13-15, 1982, Ottawa, Canada, Paper: 24, (Tech. Dig. pp. 72-73).
- (9)\* Y. Yamamoto and T. Mukai, "AM and FM Quantum Noise in InGaAsP Lasers", 1982 Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Sept.19-22, 1982, Albuquerque, U. S. A., [ Published in Inst. Phys. Conf. Ser. No. 65: Chapter 4, pp. 311-316 ] .
- (10)\* K. Otsuka and T. Mukai, "Subharmonic Oscillations and Chaos in a Laser Diode Coupled to an External Cavity", Int. Meeting on Instabilities and Dynamics of Lasers and Nonlinear Optical Systems, June 18-21,1985, Rochester, U. S. A., Paper: FA5. [ Published in the Conf. Proceedings: "Optical Instabilities", (Editor: R. W. Boyd, M. G. Raymer and L. M. Narducci) pp. 297-299, Cambridge University Press, 1986. ]
- (11)\* K. Otsuka and T. Mukai, "Asymmetrical Coupling, Locking and Chaos in a Compound Cavity Semiconductor Laser", SPIE Symposium on Optical Chaos, June 3-4,

1986, Quebec, Canada, [ Published in SPIE Vol. 667, "Optical Chaos (1986)", pp. 122-129 ] .

- (12)\* T. Mukai, T. Saitoh, K. Otsuka and K. Kubodera, "Obsevation of FM-Laser Oscillations Including Subharmonic Resonance Effect in an External Cavity Semiconductor Laser", The 14th Int. Quantum Electronics Conf. (IQEC'86), June 9-13, 1986, San Francisco, U. S. A., Paper: MCC3.

#### IV. 研究会発表

- (1) 向井, 山本, 「半導体レーザ増幅器の利得, 利得飽和および雑音特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE80-71, 1980年9月.
- (2) 向井, 山本, 「半導体レーザ増幅器の雑音特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE81-38, 1981年6月.
- (3) 山本, 斎藤, 向井, 「半導体レーザのAMおよびFM量子雑音(II) - AlGaAs半導体レーザにおける理論と実験の比較 - 」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE81-119, 1982年1月.
- (4) 向井, 山本, 「半導体レーザ光前置増幅器」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE82-9, 1982年5月.
- (5) 向井, 山本, 「半導体レーザ光増幅中継系のS/Nおよび誤り率特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE82-10, 1982年5月.
- (6) 向井, 山本, 「半導体レーザ増幅器とその応用」, テレビジョン学会, 光・フィルム技術研究会 技術報告 OPT190, 1984年2月.
- (7) 齊藤, 向井, 三上, 「半導体レーザ端面へのARコート」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE84-93, 1984年12月.
- (8) 齊藤, 向井, 野口, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯 GaInAsP 進行波型光増幅器」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE86-114, 1986年10月.

- (9) 向井, 齊藤, 「進行波形レーザ増幅器における近縮退四光波混合」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE88-34, 1988年6月.
- (10)\* 向井, 西原, 小山, 「小型横方向励起導波路型 CO<sub>2</sub> レーザの発振特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE76-38, 1976年8月.
- (11)\* 町田, 向井, 堀越, 土屋, 宮, 「1.5 μm 帯単一モード光ファイバ伝送」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE78-146, 1979年3月.
- (12)\* 山田, 町田, 向井, 堀越, 土屋, 宮, 「長波長帯単一モード光ファイバ伝送特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE79-16, 1979年4月.
- (13)\* 町田, 山田, 向井, 「1.5 μm 帯零分散単一モード光ファイバの伝送特性」, 信学会, 光・量子エレクトロニクス研究会 信学技報 OQE79-148, 1980年3月.

## V. 学会講演

- (1) 山本, 向井, 「半導体レーザ増幅器の雑音特性」, 昭和55年度信学会光・電波部門全国大会, No. 225, 1980年9月.
- (2) 向井, 杉村, 小林, 「コヒーレント光伝送方式の基礎検討 (I) - レーザ送信器, 局部発振器 -」, 昭和55年度信学会光・電波部門全国大会, No. 259, 1980年9月.
- (3) 向井, 山本, 「共振型半導体レーザ増幅器の利得, 利得飽和および雑音特性」, 第41回応用物理学会学術講演会, 18a-Q-1, 1980年10月.
- (4) 向井, 山本, 「半導体レーザ増幅器の周波数特性」, 昭和56年度信学会総合全国大会, No. 882, 1981年4月.
- (5) 小林, 山本, 向井, 「FM変調信号の半導体レーザ注入同期増幅, 直線増幅特性」 昭和56年度信学会総合全国大会, No. 888, 1981年4月.
- (6) 向井, 山本, 「半導体レーザ光増幅中継器」, 昭和57年度信学会総合全国大会, No. 820, 1982年3月.

- (7) 向井, 山本, 「半導体レーザー光前置増幅器」, 昭和 58 年度信学会総合全国大会, No. 959, 1983 年 4 月.
- (8) 齊藤, 向井, 三上, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP BH レーザ増幅器 - (I) 製作および利得特性」, 第 30 回応用物理学関係連合講演会, 6p-H-16, 1983 年 4 月.
- (9) 向井, 齊藤, 三上, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP BH レーザ増幅器 - (II) 飽和および雑音特性」, 第 30 回応用物理学関係連合講演会, 6p-H-17, 1983 年 4 月.
- (10) 齊藤, 向井, 三上, 「GaInAsP/InP BH レーザへの AR コート」昭和 60 年度信学会総合全国大会, No. 880, 1985 年 3 月.
- (11) 長沼, 齊藤, 向井, 久保寺, 「分光器応答関数のデコンボリューションを用いた LD の ASE スペクトル解析」, 第 33 回応用物理学関係連合講演会, 3a-K-3, 1986 年 4 月.
- (12) 齊藤, 向井, 野口, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯進行波形光増幅器の利得特性」, 第 47 回応用物理学学会学術講演会, 28p-T-1, 1986 年 9 月.
- (13) 齊藤, 向井, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯進行波形レーザー増幅器の利得飽和・雑音特性」, 第 34 回応用物理学関係連合講演会, 31p-ZH-4, 1987 年 3 月.
- (14) 向井, 井上, 齊藤, 「進行波形レーザー増幅器の 2 波長共通増幅特性」, 第 34 回応用物理学関係連合講演会, 31p-ZH-5, 1987 年 3 月.
- (15) 齊藤, 向井, 「進行波形レーザー増幅器の構造設計」, 第 48 回応用物理学学会学術講演会, 19p-ZR-18, 1987 年 10 月.
- (16) 向井, 井上, 齊藤, 「進行波形レーザー増幅器における四光波混合」, 第 48 回応用物理学学会学術講演会, 20a-ZQ-7, 1987 年 10 月.
- (17) 向井, 井上, 齊藤, 「近縮退四光波混合における広帯域離調特性」, 第 35 回応用物理学関係連合講演会, 31a-ZK-2, 1988 年 3 月.
- (18)\* 向井, 町田, 山田, 堀越, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯半導体レーザーの特性」, 昭和 54 年度信学会半導体・材料部門全国大会, No. S4-15, 1979 年 10 月.

- (19)\* 町田, 山田, 向井, 木村, 「1.5  $\mu\text{m}$  帯零分散単一モードファイバによる光伝送」, 昭和 55 年度信学会光・電波部門全国大会, No. S3-12, 1980 年 9 月.
- (20)\* 小林, 山本, 向井, 「光注入による半導体レーザの FM 雑音抑制効果」, 昭和 56 年度信学会半導体・材料部門全国大会, No. S5-5, 1981 年 10 月.
- (21)\* 向井, 山本, 「1.3  $\mu\text{m}$  帯 InGaAsP レーザの量子 AM 雑音特性」, 昭和 58 年度信学会半導体・材料部門全国大会, No. 325, 1983 年 10 月.
- (22)\* 向井, 大塚, 「外部共振器半導体レーザの分周振動による不安定性」, 第 32 回応用物理学関係連合講演会, 31p-ZB-7, 1985 年 3 月.
- (23)\* 向井, 齊藤, 大塚, 久保寺, 「外部共振器半導体レーザの FM レーザ発振と分数調波共鳴」, 第 33 回応用物理学関係連合講演会, 3p-K-8, 1986 年 4 月.

## VI. Book

- (1) T. Mukai, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical Amplification by Semiconductor Lasers" in "Semiconductors and Semimetals" (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds.), Vol. 22, Part E, pp.265-319, Academic Press, New York, 1985.



## 参 考 文 献

- (1) F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, No. 10, pp. 423-425, 1970.
- (2) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumuski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, No. 3, pp. 109-110, 1970.
- (3) Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Yu. V. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi, and V. G. Trofim, "Investigation of the influence of the AlGaAs-GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at room temperature", *Sov. Phys. Semicond.*, Vol. 4, No. 9, pp. 1573-1575, 1971.[Translated from *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* Vol. 4, pp. 1826, 1970].
- (4) K. Nakagawa and K. Nosu, "An overview of very high capacity transmission technology for NTT networks", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, No. 10, pp. 1498-1504, 1987, and Special issues for the F-400M system, *Review of the E.C.L., NTT*, Vol. 31, No. 3, pp. 237-330, 1983, and for the F-1.6G system, *Review of the E.C.L., NTT*, Vol. 35, No. 3, pp. 219-245, 1987.
- (5) T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *Electron. Lett.*, Vol. 15, No. 4, pp. 106-108, 1979.
- (6) T. Kimura and K. Daikoku, "A proposal on optical fiber transmission systems in a low-loss 1.0-1.4  $\mu\text{m}$  wavelength region", *Opt. & Quantum Electron.*, Vol. 9, No. 1, pp. 33-42, 1977.
- (7) M. Nakamura and S. Tsuji, "Single-mode semiconductor injection lasers for optical fiber communications", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, No. 6, pp. 994-1005, 1981.
- (8) H. Kanbe, T. Kimura, Y. Mizushima, and K. Kajiyama, "Silicon avalanche photodiodes with low multiplication noise and high-speed response", *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-23, No. 12, pp.1337-1343, 1976.

- (9) D. N. Payne and W. A. Gambling, "Zero material dispersion in optical fibers", *Electron. Lett.*, Vol. 11, No. 8, pp. 176-178, 1975.
- (10) H. Ando, H. Kanbe, T. Kimura, T. Yamaoka, and T. Kaneda, "Characteristics of germanium avalanche photodiode in the wavelength region of 1-1.6  $\mu\text{m}$ ", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-14, No. 11, pp. 804-809, 1978.
- (11) H. Ando, Y. Yamauchi, H. Nakagome, N. Susa, and H. Kanbe, "InGaAs/InP separated absorption and multiplication regions avalanche photodiode using liquid- and vapor-phase epitaxies", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, No. 2, pp. 250-254, 1981.
- (12) R. J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes", *IEEE Trans. Electron. Devices*, Vol. ED-13, No. 1, pp. 164-168, 1966.
- (13) Y. Yamamoto, "Noise and error rate performance of semiconductor laser amplifiers in PCM-IM optical transmission systems", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-16, No. 10, pp. 1073-1081, 1980.
- (14) Y. Yamamoto and T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, No. 6, pp. 919-935, 1981.
- (15) T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, No. 4, pp. 414-428, 1987.
- (16) Y. Yamamoto, "Receiver performance evaluation of various digital optical modulation-demodulation systems in the 0.5-10  $\mu\text{m}$  wavelength region", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-16, No. 11, pp. 1251-1259, 1980.
- (17) R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, No. 9, pp. 366-368, 1962.
- (18) M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr. and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 1, No. 3, pp. 62-64, 1962.
- (19) T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter,

and H. J. Zeigler, "Semiconductor maser of GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 1, No. 4, pp. 91-92, 1962.

- (20) F. Stern, "Stimulated emission in semiconductors", in *Semiconductors and Semimetals* (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds.), Vol. 2, pp. 371-411, Academic Press, New York, 1966.
- (21) H. Kressel and J. K. Butler, "Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs", Academic Press, New York, 1977.
- (22) H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", Academic Press, New York, 1978.
- (23) H. Kressel and J. K. Butler, "Heterojunction laser diodes", in *Semiconductors and Semimetals* (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds.), Vol. 14, pp.65-194, Academic Press, New York, 1979.
- (24) G. H. B. Thompson, "Physics of Semiconductor Laser Devices", John Wiley & Sons, New York, 1980.
- (25) M. J. Coupland, K. G. Hambleton, and C. Hilsum, "Measurement of amplification in a GaAs injection laser", *Phys. Lett.*, Vol. 7, No. 4, pp. 231-232, 1963.
- (26) J. W. Crowe and R. M. Craig, Jr., "Small-signal amplification in GaAs lasers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 4, No. 3, pp. 57-58, 1964.
- (27) J. W. Crowe and W. E. Ahearn, "Semiconductor laser amplifier", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-2, No. 8, pp. 283-289, 1966.
- (28) R. Vuilleumier, N. E. Collins, J. M. Smith, J. C. S. Kim, and H. Raillard, "Coherent amplification characteristics of a GaAs phased array", *Proc. IEEE*, Vol. 55, No. 8, pp. 1420-1425, 1967.
- (29) W. F. Kosonocky and R. H. Cornely, "GaAs laser amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-4, No. 4, pp. 125-131, 1968.
- (30) G. Zeidler and D. Schicketanz, "Use of laser amplifiers in a glass-fiber communications system", *Siemens Forsch. -u. Entwickl. -Ber. Bd. 2, Nr. 4*, pp. 227-234, 1973.

- (31) G. Zeidler, "A pulse-regenerating optical transmission line", Siemens Forsch. -u. Entwickl. -Ber. Bd. 2, Nr. 4, pp. 235-238, 1973.
- (32) D. Schicketanz and G. Zeidler, "GaAs-double-heterostructure lasers as optical amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-11, No. 2, pp. 65-69, 1975.
- (33) M. Nakamura, "Single mode operation of semiconductor injection lasers", IEEE Trans. Circuit & Systems, Vol. CAS-26, No. 12, pp. 1055-1065, 1979.
- (34) K. Kobayashi and M. Seki, "Microoptic grating multiplexers and optical isolators for fiber-optic communications", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, No. 1, pp. 11-22, 1980.
- (35) S. Kobayashi and T. Kimura, "Gain and saturation power of resonant AlGaAs laser amplifier", Electron. Lett., Vol. 16, No. 6, pp.230-232, 1980.
- (36) Y. Yamamoto and H. Tsuchiya, "Optical receiver sensitivity improvement by a semiconductor laser preamplifier", Electron. Lett., Vol. 16, No. 6, pp.233-235, 1980.
- (37) Y. Yamamoto, "Characteristics of AlGaAs Fabry-Perot cavity type laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, No. 10, pp. 1047-1052, 1980.
- (38) V. N. Luk'yanov, A. T. Semenov, and S. D. Yakubovich, "Steady-state characteristics of a GaAs injection quantum amplifier receiving a narrow-band input signal", Sov. J. Quantum Electron., Vol. 10, No. 11, pp. 1432-1435, 1980.
- (39) T. Mukai and Y. Yamamoto, "Gain, frequency bandwidth, and saturation output power of AlGaAs DH laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, No. 6, pp. 1028-1034, 1981.
- (40) S. Kobayashi and T. Kimura, "Optical FM signal amplification by injection locked and resonant type semiconductor laser amplifiers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, No. 4, pp. 575-581, 1982.
- (41) J. C. Simon, "Polarization characteristics of a travelling-wave-type semiconductor laser amplifier", Electron. Lett., Vol. 18, No. 11, pp. 438-439, 1982.
- (42) T. Nakai, R. Ito, and N. Ogasawara, "Asymmetric frequency response of semicon-

- ductor laser amplifiers”, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 21, No. 11, pp. L680-L682, 1982.
- (43) D. Marcuse, “Computer model of an injection laser amplifier”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 19, No. 1, pp. 63-73, 1983.
- (44) S. Kobayashi and T. Kimura, “Automatic frequency control in a semiconductor laser and an optical amplifier”, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. LT-1, No. 2, pp. 394-402, 1983.
- (45) T. Mukai, T. Saitoh, O. Mikami, and T. Kimura, “Fabry-Perot cavity type 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP BH laser amplifier with small optical-mode confinement”, Electron. Lett., Vol. 19, No. 15, pp. 582-583, 1983.
- (46) M. T. Tavis, “A study of optical amplification in a double heterostructure GsAs device using the density matrix approach”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-19, No. 8, pp. 1302-1311, 1983.
- (47) H. J. Westlake and M. J. O’Mahony, “Gain characteristics of a 1.5  $\mu\text{m}$  DCPBH InGaAsP resonant optical amplifier”, Electron. Lett., Vol. 21, No. 1, pp. 33-35, 1985.
- (48) M. J. Adams, J. V. Collins, and I. D. Henning, “Analysis of semiconductor laser optical amplifiers”, Proc. IEE, Part J, Optoelectron., Vol. 132, No. 1, pp. 58-63, 1985.
- (49) I. D. Henning, M. J. Adams, and J. V. Collins, “Performance predictions from a new optical amplifier model”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-21, No. 6, pp. 609-613, 1985. [Correction: *ibid.*, Vol. QE-21, No. 12, p. 1973, 1985].
- (50) J. Buss and R. Plastow, “A theoretical and experimental investigation of Fabry-Perot semiconductor laser amplifiers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-21, No. 6, pp. 614-618, 1985.
- (51) M. J. O’Mahony, H. J. Westlake, and I. W. Marshall, “Gain measurements on laser amplifiers for optical transmission systems at 1.5  $\mu\text{m}$ ”, British Telecom. Technol. J., Vol. 3, No. 3, pp. 25-29, 1985.

- (52) G. Eisenstein, R. M. Jopson, R. A. Linke, C. A. Burrus, U. Koren, M. S. Whalen, and K. L. Hall, "Gain measurements of InGaAsP 1.5  $\mu\text{m}$  optical amplifiers", *Electron. Lett.*, Vol. 21, No. 23, pp. 1076-1077, 1985.
- (53) R. P. Webb and W. J. Devlin, "Influence of bias current and signal power on behavior of an antireflection-coated laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 22, No. 5, pp. 255-256, 1986.
- (54) T. Mukai, T. Saitoh, and O. Mikami, "1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP Fabry-Perot cavity type laser amplifiers"(in Japanese), *Trans. IECE Japan*, Vol. J69-C, No. 4, pp. 421-432, 1986.[Translated in English : "Electronics and Communications in Japan", Part 2, Vol. 70, No. 2, pp. 38-52, 1987.]
- (55) J. R. Andrews, "Traveling-wave amplifier made from a laser diode array", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, No. 20, pp. 1331-1333, 1986.
- (56) G. Grosskopf, R. Ludwig, and H. G. Weber, "Crosstalk in optical amplifiers for two-channel transmission", *Electron. Lett.*, Vol. 22, No. 17, pp. 900-902, 1986.
- (57) T. Saitoh and T. Mukai, "Low-noise 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP traveling-wave optical amplifier with high-saturation output power", 10th IEEE International Semiconductor Laser Conference, Oct. 14-17, 1986, Kanazawa, Japan, Paper: PD-5.
- (58) A. P. Bogatov, P. G. Eliseev, O. G. Okhotnikov, M. P. Rakhval'skii and K. A. Khairtdinov, "Optical traveling-wave amplifier based on an injection laser diode", *Sov. J. Quantum Electron.*, Vol. 16, No. 9, pp. 1221-1226, 1986.
- (59) R. M. Jopson, G. Eisenstein, K. L. Hall, G. Raybon, C. A. Burrus, and U. Koren, "Polarisation-dependent gain spectrum of a 1.5  $\mu\text{m}$  travelling-wave optical amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 22, No. 21, pp. 1105-1107, 1986.
- (60) J. R. Andrews and R. D. Burnham, "High peak power and gatable picosecond optical pulses from a diode array traveling-wave amplifier and a mode-locked diode laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 49, No. 16, pp. 1004-1006, 1986.
- (61) J. Wang, H. Olesen, and K. E. Stubkjaer, "Recombination, gain and bandwidth characteristics of 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor laser amplifiers", *IEEE J. Lightwave Tech-*

nol., Vol. LT-5, No. 1, pp. 184-189, 1987.

- (62) M. Yamada and K. Sakuda, "Adjustable gain and bandwidth light amplifiers in terms of distributed-feedback structures", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 4, No. 1, pp. 69-76, 1987.
- (63) T. Saitoh and T. Mukai, "Broadband 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP traveling-wave laser amplifier with high-saturation output power", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 5, pp. 218-219, 1987.
- (64) P. Brosson, B. Fernier, J. Benoit, J. C. Simon, and B. Landousies, "Design and realization of high-gain 1.5  $\mu\text{m}$  semiconductor TW optical amplifiers", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 6, pp. 254-256, 1987.
- (65) J. C. Simon, B. Landousies, Y. Bossis, P. Doussiere, B. Fernier, and C. Padioleau, "Gain, polarisation sensitivity and saturation power of 1.5  $\mu\text{m}$  near-travelling-wave semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 7, pp. 332-334, 1987.
- (66) K. Inoue, T. Mukai, and T. Saitoh, "Gain saturation dependence on signal wavelength in a travelling-wave semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 7, pp. 328-329, 1987.
- (67) T. Mukai, K. Inoue, and T. Saitoh, "Signal gain saturation in two-channel common amplification using a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP travelling-wave laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 8, pp. 396-397, 1987.
- (68) R. M. Jopson, K. L. Hall, G. Eisenstein, G. Raybon, and M. S. Whalen, "Observation of two-colour gain saturation in an optical amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 10, pp. 510-512, 1987.
- (69) T. Saitoh and T. Mukai, "1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP traveling-wave semiconductor laser amplifier", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-23, No. 6 pp. 1010-1020, 1987.
- (70) I. W. Marshall, D. M. Spirit, and M. J. O'Mahony, "Picosecond pulse response of a travelling-wave semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 16, pp. 818-819, 1987.
- (71) T. Mukai, K. Inoue, and T. Saitoh, "Homogeneous gain saturation in 1.5  $\mu\text{m}$  In-

- GaAsP traveling-wave semiconductor laser amplifiers”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, No. 6, pp. 381-383, 1987.
- (72) C. E. Zah, J. S. Osinski, C. Caneau, S. G. Menocal, L. A. Reith, J. Salzman, F. K. Shokoohi, and T. P. Lee, “Fabrication and performance of 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP travelling-wave laser amplifiers with angled facets”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 19, pp. 990-992, 1987.
- (73) G. Eisenstein, B. C. Johnson, G. Raybon, “Travelling-wave optical amplifier at 1.3  $\mu\text{m}$ ”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 19, pp. 1020-1022, 1987.
- (74) J. C. Simon, “GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fiber communications”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-5, No. 9, pp. 1286-1295, 1987.
- (75) T. Mukai and Y. Yamamoto, “Noise characteristics of semiconductor laser amplifiers”, *Electron. Lett.*, Vol. 17, No. 1, pp. 31-33, 1981.
- (76) T. Mukai and Y. Yamamoto, “Noise in an AlGaAs semiconductor laser amplifier”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-18, No. 4, pp. 564-575, 1982.
- (77) J. C. Simon, J. L. Favennec, and J. Charil, “Comparison of noise characteristics of Fabry-Perot-type and travelling-wave-type semiconductor laser amplifiers”, *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 8, pp. 288-290, 1983.
- (78) J. Arnaud, J. Fesquet, F. Coste, and P. Sansoetti, “Spontaneous emission in semiconductor laser amplifiers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-21, No. 6, pp. 603-608, 1985.
- (79) R. Loudon, “Theory of noise accumulation in linear optical-amplifier chains”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-21, No. 7, pp. 766-773, 1985.
- (80) N. A. Olsson, “Heterodyne gain and noise measurement of a 1.5  $\mu\text{m}$  resonant semiconductor laser amplifier”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-22, No. 5, pp. 671-676, 1986.
- (81) T. Mukai and T. Saitoh, “5.2 dB noise figure in a 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP traveling-wave laser amplifier”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No.5, pp. 216-218, 1987.



- (82) T. Mukai, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical direct amplification for fiber transmission", Review of the E.C.L., NTT, Vol. 31, No. 3, pp. 340-348, 1983.
- (83) T. Mukai, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical amplification in semiconductor lasers", in *Semiconductors and Semimetals* (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds.), Vol. 22, Part E, pp. 265-319, Academic Press, New York, 1985.
- (84) T. Mukai, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "S/N performance of an AlGaAs laser preamplifier and a linear repeater system", Electron. Lett., Vol. 18, No. 9, pp. 382-384, 1982.
- (85) T. Mukai, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "S/N and error rate performance in AlGaAs semiconductor laser preamplifier and linear repeater systems", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, No. 10, pp. 1560-1568, 1982.
- (86) J. C. Simon, "Semiconductor laser amplifier for single mode optical fiber communications", J. Opt. Commun., Vol. 4, No. 2, pp. 51-62, 1983.
- (87) D. Fye, "Practical limitations on optical amplifier performance", IEEE J. Lightwave Technol., Vol. LT-2, No. 4, pp. 403-406, 1984.
- (88) M. J. O'Mahony, I. W. Marshall, W. J. Devlin, and J. C. Regnault, "Low-reflectivity semiconductor laser amplifier with 20 dB fiber-to-fiber gain at 1500 nm", Electron. Lett., Vol. 21, No. 11, pp. 501-502, 1985.
- (89) I. W. Marshall, M. J. O'Mahony, and P. D. Constantine, "Optical system with two packaged 1.5  $\mu\text{m}$  semiconductor laser amplifier repeaters", Electron. Lett., Vol. 22, No. 5, pp. 253-255, 1986.
- (90) M. J. O'Mahony, I. W. Marshall, H. J. Westlake, and W. G. Stallard, "Wideband 1.5  $\mu\text{m}$  optical receiver using travelling-wave laser amplifier", Electron. Lett., Vol. 22, No. 23, pp. 1238-1240, 1986.
- (91) H. J. Westlake and M. J. O'Mahony, "Bidirectional and two-channel transmission system measurements using a semiconductor-laser-amplifier repeater", Electron. Lett., Vol. 23, No. 12, pp. 649-651, 1987.
- (92) I. W. Marshall and M. J. O'Mahony, "10 GHz optical receiver using a travelling-

- wave semiconductor laser preamplifier”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 20, pp. 1052-1053, 1987.
- (93) M. G. Oberg, N. A. Olsson, L. A. Koszi, and G. J. Przybylek, “313 km transmission experiment at 1 Gbit/s using optical amplifiers and a low chirp laser”, *Electron. Lett.*, Vol. 24, No. 1, pp. 38-39, 1988.
- (94) R. P. Webb and W. J. Devlin, “Traveling-wave laser amplifier experiment at 1.5  $\mu\text{m}$ ”, *Electron. Lett.*, Vol. 20, No. 17, pp. 706-707, 1984.
- (95) N. A. Olsson, “ASK heterodyne receiver sensitivity measurements with two in-line 1.5  $\mu\text{m}$  optical amplifiers”, *Electron. Lett.*, Vol. 21, No. 23, pp. 1085-1087, 1985.
- (96) R. C. Steele and I. W. Marshall, “100 Mbit/s PSK heterodyne experiment using a travelling-wave laser amplifier”, *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 6, pp. 296-297, 1987.
- (97) N. A. Olsson, M. G. Oberg, L. A. Koszi, and G. J. Przybylek, “400 Mbit/s, 372 km coherent transmission experiment using in-line optical amplifiers”, *Electron. Lett.*, Vol. 24, No. 1, pp. 36-38, 1988.
- (98) M. Ikeda, “Laser diode switch”, *Electron. Lett.*, Vol. 17, No. 23, pp. 899-900, 1981.
- (99) T. P. Lee, C. A. Burrus, G. Eisenstein, W. B. Sessa, and P. Besomi, “Amplifier-modulator integrated with cleaved-coupled-cavity injection laser”, *Electron. Lett.*, Vol. 20, No. 15, pp. 625-627, 1984.
- (100) J. Hegaty and K. A. Jackson, “High-speed modulation and switching with gain in a GaAlAs traveling-wave optical amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, No. 12, pp. 1314-1316, 1984.
- (101) A. Alping, B. Bentland and S. T. Eng, “100 Mbit/s laser diode terminal with optical gain for fiber-optic local area networks”, *Electron. Lett.*, Vol. 20, No. 19, pp. 794-795, 1984.
- (102) H. Kawaguchi, K. Magari, K. Oe, and Y. Noguchi, “Optical frequency-selective amplification in a distributed feedback type semiconductor laser amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 50, No. 2, pp. 66-67, 1987.

- (103) K. Otsuka and S. Kobayashi, "Optical bistability and nonlinear resonance in a resonant type semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 19, No. 7, pp. 262-263, 1983.
- (104) T. Nakai, N. Ogasawara, and R. Ito, "Optical bistability in a semiconductor laser amplifier", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 22, No. 5, pp. L310-L312, 1983.
- (105) W. F. Sharfin and M. Dagenais, "Femtojoule optical switching in nonlinear semiconductor laser amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, No. 5, pp. 321-322, 1986.
- (106) M. J. Adams, H. J. Westlake, M. J. O'Mahony and I. D. Henning, "A comparison of active and passive optical bistability in semiconductors", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-21, No. 9, pp. 1498-1504, 1985.
- (107) H. J. Westlake, M. J. Adams, and M. J. O'Mahony, "Assessment of switching speed of optical bistability in semiconductor laser amplifiers", *Electron. Lett.*, Vol. 22, No. 10, pp. 541-543, 1986.
- (108) H. Kawaguchi, H. Tani, and K. Inoue, "Optical bistability using a Fabry-Perot semiconductor laser amplifier with two holding beams", *Opt. Lett.*, Vol. 12, No. 7, pp. 513-515, 1987.
- (109) K. Inoue, "High-speed all-optical gate switching experiment in a Fabry-Perot semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, Vol. 23, No. 18, pp. 921-922, 1987.
- (110) H. Nakajima and R. Frey, "Observation of bistable reflectivity of a phase-conjugated signal through intracavity nearly degenerate four-wave mixing", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 54, No. 16, pp. 1798-1801, 1985.
- (111) G. P. Agrawal, "Four-wave mixing and phase conjugation in semiconductor laser media", *Opt. Lett.*, Vol. 12, No. 4, pp. 260-262, 1987.
- (112) G. P. Agrawal, "Highly nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers due to spectral hole burning", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, No. 5, pp. 302-304, 1987.
- (113) K. Inoue, T. Mukai, and T. Saitoh, "Nearly degenerate four-wave mixing in a

- traveling-wave semiconductor laser amplifier”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, No. 14, pp. 1051-1053, 1987.
- (114) S. Kobayashi and T. Kimura, “Injection locking characteristics of an AlGaAs semiconductor laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-16, No. 9, pp. 915-917, 1980.
- (115) S. Kobayashi and T. Kimura, “Injection locking in AlGaAs semiconductor laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-17, No. 5, pp. 681-689, 1981.
- (116) M. Born and E. Wolf, “Principles of Optics”, 5th ed. Pergamon, New York, 1975.
- (117) B. W. Hakki and T. L. Paoli, “Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 3, pp. 1299-1306, 1975.
- (118) H. Haken, “Cooperative phenomena in systems far from thermal equilibrium and in nonphysical systems”, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 47, No. 1, pp. 67-121, 1975.
- (119) Y. Yamamoto, “AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part I: Theoretical analysis”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-19, No. 1, pp. 34-46, 1983.
- (120) Y. Yamamoto, S. Saito and T. Mukai “AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part II: Comparison of theoretical and experimental results for AlGaAs lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-19, No. 1, pp. 47-58, 1983.
- (121) A. Yariv, “Quantum Electronics”, 2nd ed. John Wiley & Sons, New York, 1975.
- (122) S. D. Personick, “Receiver design for digital fiber optic communication systems, I”, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 52, No. 6, pp. 843-874, 1973.
- (123) S. D. Personick, “Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems”, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 52, No. 1, pp. 117-133, 1973.
- (124) H. A. Haus, “Waves and Fields in Optoelectronics”, Ch. 14, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 1984.
- (125) R. Loudon, “Properties of the optical quantum amplifier”, *Optica Acta*, Vol. 31, No. 11, pp. 1243-1269, 1984.
- (126) K. Shimoda, H. Takahashi, and C. H. Townes, “Fluctuations in amplification of

- quanta with application to maser amplifiers”, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 12, No. 6, pp. 686-700, 1957.
- (127) J. A. Arnaud, “Enhancement of optical receiver sensitivities by amplification of the carrier”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-4, No. 11, pp. 893-899, 1968.
- (128) A. Yariv, “Introduction to Optical Electronics”, Ch. 11, Holt, Rinehart and Winston, U. S. A., 1971.
- (129) E. I. Gordon, “Optical maser oscillators and noise”, Bell Syst. Tech. J., Vol. 43, No.1, pp. 507-539, 1964.
- (130) H. C. Casey, Jr. and F. Stern, “Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs”, J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 2, pp. 631-643, 1976.
- (131) F. Stern, “Calculated spectral dependence of gain in excited GaAs”, J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 12, pp. 5382-5386, 1976.
- (132) N. K. Dutta, “Calculated absorption, emission, and gain in  $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ ”, J. Appl. Phys., Vol. 51, No. 12, pp. 6095-6100, 1980.
- (133) N. K. Dutta, “Gain-current relation for  $\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4}$  lasers”, J. Appl. Phys., Vol. 52, No. 1, pp. 55-60, 1981.
- (134) E. O. Kane, “Thomas-Fermi approach to impure semiconductor band structure”, Phys. Rev., Vol. 131, No. 1, pp. 79-88, 1963.
- (135) B. I. Halperin and M. Lax, “Impurity-band tails in the high-density limit. I. Minimum counting methods”, Phys. Rev., Vol. 148, No. 2, pp.722-740, 1966.
- (136) C. J. Hwang, “Properties of spontaneous and stimulated emission in GaAs junction lasers. I. Densities of states in the active regions”, Phys. Rev. B, Vol. 2, pp. 4117-4125, 1970.
- (137) W. van Roosbroeck and W. Shockley, “Photon-radiative recombination of electrons and holes in Germanium”, Phys. Rev., Vol. 94, No. 6, pp. 1558-1560, 1954.
- (138) A. Sugimura, “Band-to-band Auger effect in long wavelength multinary III-V alloy semiconductor lasers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-18, No. 3, pp. 352-

363, 1982.

- (139) A. Sugimura, "Band-to-band Auger recombination in InGaAsP lasers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 39, No. 1, pp. 21-23, 1981.
- (140) T. Ikegami, "Reflectivity of mode at facet and oscillation mode in double heterostructure injection lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-8, No. 6, pp. 470-476, 1972.
- (141) B. Broberg and S. Lindgren, "Refractive index of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  layers and InP in transparent wavelength region", *J. Appl. Phys.*, Vol. 55, No. 9, pp. 3376-3381, 1984.
- (142) F. K. Reinhart, I. Hayashi, and M. B. Panish, "Mode reflectivity and waveguide properties of double heterostructure injection lasers", *J. Appl. Phys.*, Vol. 42, No. 11, pp. 4466-4479, 1971.
- (143) D. C. Krupka, "Selection of modes perpendicular to the junction plane in GaAs large-cavity double-heterostructure lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-11, No. 7, pp. 390-400, 1975.
- (144) K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone, and M. Maeda, "Transverse mode stabilized  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  injection lasers with channeled-substrate-planar structure", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-14, No. 2, pp. 89-94, 1978.
- (145) R. H. Clarke, "Theoretical performance of an anti-reflection coating for a diode laser amplifier", *Int. J. Electron.*, Vol. 53, No. 5, pp. 495-499, 1982.
- (146) G. Eisenstein, "Theoretical design of single-layer antireflection coatings on laser facets", *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 63, No. 2, pp. 357-364, 1984.
- (147) T. Saitoh, T. Mukai and O. Mikami, "Theoretical analysis and fabrication of antireflection coatings on laser-diode facets", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-3, No. 2, pp. 288-293, 1985.
- (148) G. Eisenstein and L. W. Stulz, "High quality antireflection coatings on laser facets by sputtered silicon nitride", *Appl. Opt.*, Vol. 23, No. 1, pp. 161-164, 1984.
- (149) T. Saitoh, T. Mukai and Y. Noguchi, "Fabrication and gain characteristics of a 1.5

- $\mu\text{m}$  GaInAsP traveling-wave optical amplifier”, First Optoelectronics Conference (OEC’86), Post-Deadline Technical Digest, B11-2, July 1986, Tokyo.
- (150) J. Yamada, Y. Murakami, J. Sakai and T. Kimura, “Characteristics of hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and single-mode fiber”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, No. 10, pp. 1067-1072, 1980.
- (151) I. P. Kaminow, “Polarization in optical fibers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, No. 1, pp. 15-22, 1981.
- (152) H. Namizaki, “Transverse-Junction-Stripe lasers with a GaAs p-n homojunction”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-11, No. 7, pp. 427-431, 1975.
- (153) H. Kuwahara, T. Chikama, and T. Nakagami, “Tuning characteristics of optical amplification in  $1.5\mu\text{m}$  InGaAsP/InP lasers”, Electron. Lett., Vol. 19, No. 8, pp. 295-297, 1983.
- (154) H. Gamo, “Partially homogeneous broadening and saturation in semiconductor lasers”, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 19, Supplement 19-1, pp. 403-409, 1980.
- (155) B. Zee, “Broadening mechanism in semiconductor (GaAs) lasers: Limitations to single mode power emission”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-14, No. 10, pp. 727-736, 1978.
- (156) M. Yamada and Suematsu, “A condition of single longitudinal mode operation in injection lasers with index-guiding structure”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-15, No. 8, pp. 743-749, 1979.
- (157) R. F. Kazarinov, C. H. Henry, and R. A. Logan, “Longitudinal mode self-stabilization in semiconductor lasers”, J. Appl. Phys., Vol. 53, No. 7, pp. 4631-4644, 1982.
- (158) M. Nakamura, K. Aiki, and J. Umeda, “Direct observation of the saturation behavior of spontaneous emission in semiconductor lasers”, Appl. Phys. Lett., Vol. 32, No. 5, pp. 322-323, 1978.
- (159) N. B. Patel, P. Brosson, and J. E. Ripper, “Spectral hole burning in GaAs junction lasers”, Appl. Phys. Lett., Vol. 34, No. 5, pp. 330-331, 1979.
- (160) H. Kawaguchi and K. Takahei, “Direct observation of the spatial hole burning

- and the saturation of the spontaneous emission in InGaAsP/InP lasers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-16, No. 7, pp. 706-708, 1980.
- (161) H. Namizaki, H. Kumabe, and W. Susaki, “Spontaneous emission behavior in Al-GaAs TJS lasers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, No. 5, pp. 799-803, 1981.
- (162) P. D. Wright, J. J. Coleman, N. Holonyak, Jr., M. J. Ludowise, G. E. Stillman, and J. A. Rossi, “In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>P<sub>1-z</sub>As<sub>z</sub> double-heterojunction-laser operation (77 °K, yellow) in an external grating cavity”, J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 8, pp.3580-3586, 1976.
- (163) H. Bachert, A. P. Bogatov, P. G. Eliseev, A. Keiper, and K. A. Khairtdinov, “Spectral band homogeneous broadening and narrow-band emission of AlGaAs/GaAs injection lasers”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-15, No. 8, pp. 786-790, 1979.
- (164) W. Ruhle and P. Brosson, “Gain broadening mechanism in various GaAlAs laser structures”, J. Appl. Phys., Vol. 51, No. 11, pp. 5949-5953, 1980.
- (165) P. Brosson, W. W. Ruhle, N. B. Patel, and J. E. Ripper, “ Optical coupling of two injection lasers: A new experimental approach to study the gain broadening mechanism”, IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE-17, No. 5, pp. 714-717, 1981.
- (166) T. Mukai and Y. Yamamoto, “AM quantum noise in 1.3 μm InGaAsP lasers”, Electron. Lett., Vol. 20, No. 1, pp. 29-30, 1984.
- (167) O. Mikami, H. Ando, H. Kanbe, T. Mikawa, T. Kaneda, and Y. Toyama, “Improved germanium avalanche photodiodes”, IEEE J. Quantum Electron, Vol. QE-16, No. 9, pp. 1002-1007, 1980.
- (168) Y. Yamamoto, T. Mukai, and T. Kimura, “Noise figure of GaAs and InGaAsP laser amplifiers”, 1983 Topical Meeting on Optical Fiber Communication (OFC’83), Feb. 28-Mar. 2, 1983, New Orleans, U. S. A., Paper: TUJ10.
- (169) H. A. Haus and J. A. Mullen, “Quantum noise in linear amplifiers”, Phys. Rev., Vol. 128, No. 5, pp. 2407-2413, 1962.



- (170) T. Saitoh and T. Mukai, "Structure design of polarization insensitive 1.55  $\mu\text{m}$  traveling-wave semiconductor laser amplifiers", *Trans. IEICE*, Vol. E71, No. 5, pp. 482-484, 1988.
- (171) H. Steinberg, "The use of a laser amplifier in a laser communication system", *Proc. IEEE*, Vol. 51, No. 6, pp. 943, 1963.
- (172) F. Arams and M. Wang, "Infrared laser preamplifier system", *Proc. IEEE*, Vol. 53, No. 3, pp. 329, 1965.
- (173) S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, and T. Kimura, "Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-18, No. 4, pp. 582-595, 1982.
- (174) S. Saito, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Semiconductor laser FSK modulation and optical direct discrimination detection", *Electron. Lett.*, Vol. 18, No. 11, pp. 468-470, 1982.
- (175) M. J. O'Mahony, "Semiconductor laser amplifiers as repeaters", in *Tech. Dig. IOOC-ECOC'85 (Venezia, Italy)*, Oct. 1-4, 1985, pp. 39-46.
- (176) R. C. Alferness, C. H. Joyner, M. D. Divino, M. J. R. Martyak, and L. Buhl, "Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 49, No. 3, pp. 125-127, 1986.
- (177) K. Y. Lau and A. Yariv, "High-frequency current modulation of semiconductor injection lasers", in *Semiconductors and Semimetals* (R. K. Willardson and A. C. Beers, eds.), Vol. 22, Part B, pp. 69-152, Academic Press, New York, 1985.
- (178) H. A. Haus, "Waves and Fields in Optoelectronics", Ch. 3, Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 1984.