

**■9 群 (電子材料・デバイス) - 5 編 (光デバイス)****2 章 半導体レーザー (レーザーダイオード, LD)**

(執筆者: 西山伸彦) [2009年2月受領]

**■概要■**

半導体のバンド間による遷移により発光・光増幅を起こし、内部もしくは外部に作られた反射構造により共振器を形成した小型のレーザー。発光過程として、伝導帯と価電子帯間のバンド間遷移を利用するものが一般的であるが、量子井戸構造によって伝導帯内に形成されるサブバンド間の遷移を利用するカスケードレーザーもある。前者はキャリアとして電子と正孔を利用するが、後者は電子のみを利用する。1950年代にそのアイデアが提唱され、1970年初頭に室温連続動作が実現された。

半導体レーザーの構造として、基板には、Ga<sub>2</sub>N, GaAs, InPなどが利用され、その上に所望の波長エネルギー、屈折率に対応するバンドギャップを有するIII-V族化合物半導体を結晶成長により形成する。Ga<sub>2</sub>Nは青紫から青色、GaAsは赤色から1μm付近の赤外光、InPは通信波長帯(1.3μm, 1.55μm)を含む近赤外光の発振に利用される。一般的な半導体レーザーは、屈折率が高く実際のレーザー発振波長を発光する層(活性層と呼ばれる)を、屈折率が低くレーザー発振波長エネルギーよりも大きいバンドギャップを有する層(クラッド層)で挟み込んだ構造を有することにより、発光と同時に共振のための導波路構造を形成している。

反射構造により半導体レーザーの種類が大別され、端面射出型レーザーでは、半導体へき開面を反射鏡として利用するファブリペロレーザー、回折格子を導波路中に形成する分布帰還型レーザー(DFBレーザー: Distributed Feedback)、活性領域の前後に回折格子を形成する分布反射器レーザー(DBRレーザー: Distributed Bragg Reflector)がある。また、垂直方向にDBRを有し発光する面発光レーザーがある。ファブリペロレーザー以外の反射構造は単一の波長のみを選択的に反射させることが可能なため、その発振スペクトルも単一なものが得られる。これを利用して長距離通信が行われる。また、複数の構造を組み合わせてすることによって、波長可変レーザーなどの多機能デバイスも実現することができる。

半導体レーザーは、光通信の光源として広く使用されているだけでなく、光ディスクのピックアップとしても利用されている。CD, DVDや次世代光ディスクにそれぞれ780nm, 650nm, 405nmの半導体レーザーが使われている。また、近年ではパソコンのマウスに面発光レーザーが搭載されたり、レーザープリンタの光源としても利用されたりしている。医療や産業加工、センシングにも利用され、ますますその用途が拡大している。それぞれの用途において要求される光の波長、強度などが異なるため、それぞれに合わせた基板材料や反射構造などが導入され、紫外から遠赤外の波長域、マイクロワットからワットまでの光強度域を実現している。

**【本章の構成】**

本章では以下について解説する。

**2-1 半導体レーザー材料****2-1-1 可視・紫外レーザー材料****2-1-2 近赤外・赤外レーザー材料**

- 2-2 活性層の基本構造
  - 2-2-1 ダブルヘテロ (DH)
  - 2-2-2 量子井戸 (QW)
  - 2-2-3 量子ドット (QD)
  - 2-2-4 量子細線
  - 2-2-5 量子カスケードレーザー
- 2-3 素子の基本構造
  - 2-3-1 ファブリペロレーザー (FP レーザー)
  - 2-3-2 面発光レーザー (VCSEL)
  - 2-3-3 フォトニック結晶レーザー
- 2-4 縦モード制御と機能デバイス
  - 2-4-1 分布帰還型レーザー (DFB レーザー)
  - 2-4-2 分布反射型レーザー (DBR レーザー)
  - 2-4-3 変調器集積レーザー
  - 2-4-4 波長可変レーザー
- 2-5 半導体レーザーの動作
  - 2-5-1 微分量子効率
  - 2-5-2 レート方程式
  - 2-5-3 緩和振動周波数と変調帯域
  - 2-5-4 ホールバーニング
  - 2-5-5 チャープ指数,  $\alpha$  パラメータ
  - 2-5-6 半導体レーザーの雑音
- 2-6 関連デバイス
  - 2-6-1 発光ダイオード (LED)
  - 2-6-2 スーパーluminescentダイオード
  - 2-6-3 半導体光増幅器
  - 2-6-4 半導体波長変換器
  - 2-6-5 テラヘルツ発振器
  - 2-6-6 シリコンフォトニクス

## ■9 群-5 編-2 章

### 2-1 半導体レーザー材料

#### 2-1-1 可視・紫外レーザー材料

(執筆著者：岸野克巳) [2019年1月 受領]

可視から紫外域の半導体レーザーは、最初に赤色域で開発が進み、緑色域から青色域へ波長域が拡大し、最近では紫外域で半導体レーザー動作が得られている。それぞれの波長域に適合する新材料の開拓によって次々に波長域の拡大が進められた。この間に GaAs 基板上的 AlGaInP 系と MgZnCdSe 系、InP 基板上的 BeZnSeTe 系が開拓され、更にサファイア基板上的 AlGaInN 系材料が得られた。材料によってレーザー特性とレーザー寿命が異なり、実用的な可視・紫外半導体レーザーは、現時点では AlGaInP と AlGaInN 系材料によって作られている。前者は赤色域半導体レーザー、後者は青色域から緑色域、更には紫外域半導体レーザー用材料である。また、GaN ナノ構造が新たな材料制御法として研究されている。

##### (1) GaInP/AlGaInP 系赤色レーザー材料

赤色域半導体レーザー結晶は、GaInP を活性層、p 型と n 型 AlGaInP をクラッド層としたダブルヘテロ構造から構成され、GaAs 基板の上にエピタキシャル成長することで得られる。クラッド層に GaAs 基板と格子整合した  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  結晶を用いる。この四元混晶によれば、格子整合条件を保ったまま、Al 組成比  $x$  の増加によってバンドギャップを広げることができ、厚膜のクラッド層でも不整合転位が発生しない。1985 年には赤色レーザーの室温連続動作が最初に達成された。活性層に格子整合系の  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  が用いられたが、発振波長として 670~690 nm が報告された。無秩序混晶  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  のバンドギャップ波長 650 nm に比べて長波長となったが、それは GaInP 結晶の成長中に GaP と InP が交互に周期的に配列されて、GaP/InP 自然超格子が自己形成されたため、物性値が無秩序混晶のものから変化するからである。これに対して、通常の(100)面から[011]方向に傾斜させた傾斜基板を利用すると、自然超格子の無秩序化が起こることが見出され、発振波長の短波長化が得られた。また、AlGaInP のドーピング効率の増加によって p 型クラッド層の正孔濃度が高まり、更に表面モフォロジーが平坦になって、ヘテロ界面の急峻性が向上した。これらはレーザー特性の向上に有効に作用し、分子線エピタキシーで作製された波長 660 nm の GaInP/AlInP レーザーの例をみると、基板傾斜角を  $0^\circ$  から  $15^\circ$  にすることで、閾値電流密度は  $1.23 \text{ kA/cm}^2$  から  $841 \text{ A/cm}^2$  に減少し、閾値の特性温度  $T_0$  は 110 K から 131 K へ増加した。

GaInP/AlGaInP レーザーの短波長化は、活性層に格子整合系の AlGaInP を用いて Al 組成比を増やす方法ではなく、GaInP 活性層のまま Ga 組成比を増加させて実現した。活性層への Al 含有による発光特性の劣化を防ぐのみでなく、GaInP に適度の引っ張り歪みを導入することによって、歪み量子井戸構造を形成することができる。不整合転位の発生を防ぐため、GaInP 井戸層厚は 10 nm 程度以下に制御する。歪み量子井戸効果は閾値電流密度  $J_{th}$  の低減に寄与し、 $\text{Ga}_{0.6}\text{In}_{0.4}\text{P}$  単一量子井戸では発振波長 633 nm で  $J_{th} = 400 \text{ A/cm}^2$  の低閾値特性が得られた。一方で、 $T_0$  の値は 60 K と低い値となった。

レーザー特性の波長依存性を調べると、波長 660 nm より短波長域では、波長とともに  $J_{th}$  は増加し、 $T_0$  は急速に減少して、波長 605 nm 付近では 30 K まで低下した。これは短波長化とと

もに GaInP 活性層と p 型 AlGaInP クラッド層間のヘテロ障壁が低下して、p 型クラッド層への電子の漏れ成分が増加するためである。T<sub>0</sub>が小さくなると電流増加で生じる温度上昇によって閾値電流が増加し、出力性能を劣化させ、高温動作も得にくい。このため、高い信頼性が要求される DVD 用赤色レーザーには、660 nm に近づけた 650 nm 波長域のレーザーが利用された。

ヘテロ障壁を高めて p 型クラッド層への電子の漏れを抑制するため、赤色レーザーの特性向上の歴史では、様々な手法が導入された。すなわち、①活性層とクラッド層間のバンドギャップ差 ( $\Delta E_g$ ) を大きくしつつ、②p 型クラッド層に高濃度ドーピングしてクラッド層のフェルミ準位を低下させ、③歪み量子井戸構造によって微分利得を高めて、閾値キャリア密度を下げて、活性層の擬フェルミ準位を下げた。電流注入時のヘテロ構造では、活性層の擬フェルミ準位とクラッド層のフェルミ準位が一致するようにバンド構造が揃うことに注意すると、ヘテロ障壁が高くなることが理解されよう。

①によれば、クラッド層には最もバンドギャップの広い AlInP を利用したい。赤色レーザー研究の初期の段階では、有機金属気相成長 (MOCVD) は p 型不純物に Zn を用いたため、高い Al 組成の AlGaInP の高濃度 p 型ドーピングが難しかった。これに対して分子線エピタキシー (MBE) では AlInP 結晶でも Be 不純物によって  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  を超える p 型ドーピングが得られ、MOCVD 結晶に比べて低閾値電流密度のレーザー動作が得られた。後になって MOCVD でも不純物を Mg に用いることで AlInP の高濃度 p 型ドーピングが得られるようになり、633 nm 波長レーザーの特性温度が 68 K まで改善された。これに加えて低屈折率の AlInP クラッド層の利用によって、光閉じ込め効果が高められ、p 型クラッド層の薄膜化などの技術的工夫が進み、波長 633 nm で数 W 級の赤色レーザーが実現され、レーザーディスプレイ用に有効な赤色レーザー光源が得られるようになった。

上記の手法を駆使してもヘテロ障壁には限界があり、構造効果でヘテロ障壁を高める方法が提案された。すなわち、多重量子障壁 (Multi Quantum Barrier : MQB) を p クラッド層側に導入し、電子波干渉効果を発現させ、古典的ヘテロ障壁を越えて分布する電子を跳ね返して電子漏れを抑制する手法である。波長 660 nm レーザーに適用したところ、室温における T<sub>0</sub>の値が 120 K から 170 K まで増加して、電子漏れ成分が大きく抑制されることが分かり、理論的に予測された効果が、実験的にも確かめられた。MQB を活用することで、波長 615 nm まで室温連続動作が得られた。出力特性は不十分であったが、この方法の有効性は短波長化にも寄与することが示された。MQB は最近では深紫外域 LED の特性改善にも活用されている。

## (2) ZnCdSe/MgZnSse 系緑色レーザー材料

GaInP/AlGaInP レーザー材料では、パルス発振で得られた短波長限界は 605 nm で、緑色域でのレーザー発振は得られなかった。このため MBE を用いて GaAs 基板上の II-VI 族半導体材料の開拓が進み、1990 年代に II-VI 族半導体による緑色半導体レーザーの研究が精力的に行われた。このレーザー結晶は ZnCdSe/MgZnSse 系材料からなり、活性層に ZnCdSe、光ガイド層に ZnSSe、クラッド層には MgZnSse を用いた。MgZnSse は、GaAs 基板との格子整合が可能で、格子整合条件を保ったまま、Mg 組成比を増加してバンドギャップエネルギー ( $E_g$ ) を大きくでき、ZnS<sub>0.06</sub>Se<sub>0.94</sub> の  $E_g \sim 2.74 \text{ eV}$  から MgS<sub>0.08</sub>Se<sub>0.92</sub> の  $E_g \sim 4.4 \text{ eV}$  までの広い範囲でバンドギャップ制御ができる。格子整合 ZnSSe 混晶の ZnS の組成比は 6% と少なく、格子定数とバンドギャップは ZnSe のそれらに近い。ZnSe のバンドギャップ波長は、 $\sim 460 \text{ nm}$  で青色域にあるた

め、GaAs 基板上的 II-VI 族半導体では、格子整合活性層は、青色域で発光する。緑色発光には ZnCdSe を利用する。ZnCdSe は ZnSe ( $E_g \sim 2.68 \text{ eV}$ ) と CdSe ( $E_g \sim 1.69 \text{ eV}$ ) からなる混晶で、Cd 組成比を増やすことで青色から緑色の発光域がシフトし、格子定数も大きくなる。そこで緑色発光 ZnCdSe/ZnSse/MgZnSse SCH (Separate Confinement Heterostructure) 構造の ZnCdSe 量子井戸には、圧縮歪みが導入され、歪み量子井戸レーザーとなる。

II-VI 族半導体の p 型不純物にはプラズマ放電で活性されたラジカル窒素を用いる。MgZnSse の p 型ドーピング特性 (窒素ドーパントの活性化率) は、Mg 組成の増加とともにキャリアの補償効果によって劣化し、p 型クラッド層のバンドギャップエネルギーは、この四元混晶で想定される値に対してずっと低い値 ( $\sim 2.9 \text{ eV}$ ) に制限される。そのため短波長域でヘテロ障壁が不十分となり、p 型クラッド層への電子漏れ成分が増加し、 $J_0$  は急激に増加して、青色域でレーザー特性は著しく劣化する。この材料系は緑色域 (波長 500~550 nm) に適合し、サブ  $\text{kA/cm}^2$  の低閾値電流密度動作が得られた。

しかしながら、室温連続動作下における寿命時間は、約 400 時間と短く、相当な研究努力がなされたが、実用的な半導体レーザーは得られなかった。活性層の転位密度を小さく抑えて、発光領域に転位がない状況を作り出しても高い信頼性は得られなかった。これは ZnCdSe 系 II-VI 族半導体の脆弱性に起因していて、キャリアの非発光再結合によって解放されるエネルギーが結晶格子に与えられ、レーザー動作とともに結晶欠陥が増殖して、閾値が増加し、レーザー発振が失われるからである。また、活性層に格子歪みは脆弱な材料の欠陥増殖を加速させる。これらは材料的限界であって新たな材料開拓が必要であった。

半導体の凝集エネルギー (格子強度) と共有性度間の一般的傾向をみると、共有性度の大きな半導体ほど格子強度が高い。通常の II-VI 族系 (ZnSe, ZnS, ZnTe など) は、イオン性結晶結合で凝集エネルギーが低く、結晶格子が脆弱で原子間結合エネルギーが低い。これに対して、GaN, AlN などの窒化物半導体は十分に高い凝集エネルギーを有し、InP, GaAs は ZnSe と GaN の凝集エネルギーの中間的な値を有する。これらの結晶では結晶内の欠陥密度を減らすことで、レーザーの長寿命化が得られた。一方、II-VI 族半導体でも BeSe, BeS, BeTe の凝集エネルギーは、窒化物半導体に匹敵するほど大きな値を有する。Be を含む II-VI 族系には緑色~黄色域レーザーの高信頼性達成への期待感がある。

### (3) GaAs 基板上 BeZnCdSe/BeZnMgSe 系緑色レーザー材料

GaAs 基板上的 Be 系 II-VI 族半導体として BeZnMgSe 格子整合系の活用が指摘され、BeZnSe を活性層、BeZnMgSe をクラッド層とした LED が作製された。発光波長は 450 nm (光子エネルギー:  $2.74 \text{ eV}$ ) で青色発光であった。低い注入電流密度 ( $15 \text{ A/cm}^2$ ) では、光出力が半減するまでの寿命時間は 4000 h と長く、上記の ZnCdSe/MgZnSse 系 LED の 5 倍の長寿命特性が得られた。しかし、 $100 \text{ A/cm}^2$  以上の注入電流密度では数時間で劣化した。BeZnSe の Be 組成比は 3% と低く、Be 含有効果は不十分であることを示唆している。

この材料系では、青色 BeZnSe に Cd を添加した BeZnCdSe 活性層とすることで緑色発光が得られ、歪み量子井戸レーザーとなる。波長 543~570 nm で室温連続動作が得られ、閾値電流密度は  $0.85 \text{ kA/cm}^2$  の低い値となった。Cd 組成の増加とともに緑色 (543 nm) から黄色域 (570 nm) まで長波長化した。これとともに格子不整合度は 2.1% から 2.8% に増加したが、Be 組成比は 3.7~3.4% で BeZnSe 系と同程度に低い。そのため、信頼性についての報告はないものの、格子整合 BeZnSe 系 LED の急速劣化を克服して、高い信頼性が得られる要因は必ずしも十分と

いえない。

#### (4) InP 基板上 BeZnSeTe/MgZnCdSe 系黄色レーザー材料

InP 基板上の II-VI 族半導体では格子整合系で緑色発光が得られる。Be<sub>x</sub>Zn<sub>1-x</sub>Se<sub>y</sub>Te<sub>1-y</sub> をみると、組成比  $x=0.15$ ,  $y=0.37$  で緑色発光 (527 nm) となり Be 組成比も 15% と高い。また InP 基板上では複数の格子整合混晶系 (BeZnSeTe, BeZnCdSe, MgZnCdSe) が得られ、材料選択の自由度が大きい。MgSe ( $E_g \sim 4$  eV) は、InP 基板とほぼ格子整合し、格子整合 ZnCdSe と MgSe/ZnCdSe 短周期超格子を作ると MgZnCdSe 擬似混晶となる。超格子の膜厚配分比によって 2.2~3.8 eV の範囲でバンドギャップ制御ができ、n 型クラッド層に利用される。また、格子整合 BeZnTe は II-VI 族系でありながら高い p 型ドーピング特性 ( $1 \times 10^{18} \sim 2 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>) を有し、 $E_g$  も 2.8 eV と高い。MgSe/BeZnTe 短周期超格子は良質の p 型クラッド層となる。

これらの超格子クラッド層に利用し、格子整合 Be<sub>0.11</sub>Zn<sub>0.89</sub>Se<sub>0.41</sub>Te<sub>0.59</sub> を量子井戸 (厚さ: 7.5 nm) とする LED を作ると、単峰性の発光スペクトルが得られ、半値全幅は 27.6 nm と狭く、発光波長 577 nm の黄色発光となった。寿命特性は、注入電流密度 130 A/cm<sup>2</sup> において 5000 h と良好であった。Be 組成比が 11% と大きく、量子井戸に格子歪みがかからないため、GaAs 基板上 II-VI 族系に比べて、長寿命が得られたものと考えられる。

しかしながら、このヘテロ接合では n 側 MgZnCdSe クラッド層と BeZnSeTe 活性層がタイプ II のバンド配置となり、活性層の伝導帯下端はクラッド層に比べて高い位置にあり、ヘテロ界面に傾斜バンド構造を挿入し、電子注入障壁を軽減する必要がある。このヘテロ構造制御は容易ではなく、課題として残されている。しかしながら、BeZnSeTe 活性層 (厚さ: 100 nm) を MgSe/BeZnTe 超格子 (4ML/4ML) でクラッドしたダブルヘテロ構造を光励起すると、黄色域の波長 570 nm でレーザー発振が得られ、閾値励起密度は 26 kW/cm<sup>2</sup> と低い。電流密度に換算すると 0.1~0.3 kA/cm<sup>2</sup> と推定され、従来の GaAs 基板上 II-VI 族レーザーに匹敵する低閾値性が黄色域で期待される。

レーザーディスプレイでは、RGB に黄色を加えた RGBY とする手法が提案され、色再現性向上のため黄色レーザーの重要性が高まっている。GaInP/AlGaInP 系は赤色域レーザーに適合し、波長 600 nm 以下までの波長域の拡大は困難であり、次に述べる GaInN/AlGaInN 系レーザーでは、長波長化とともに閾値電流密度は急速に増加し、黄色域レーザーの可能性はみえていない。現在のところ黄色半導体レーザーは未踏破域であり、InP 基板上 Be 系 II-VI 族半導体の可能性に期待したい。

#### (5) GaInN/AlGaInN 系青色レーザー材料

GaInN/AlGaInN 系窒化物半導体を用いて、実用的な青色から緑色域半導体レーザーが作製されている。最近では低転位密度の GaN 基板を用いて信頼性の高いレーザーが作られているが、当初は GaN 基板がなくサファイア基板上に結晶成長が行われた。サファイア基板上では、低温 AlN バッファ層の利用によって GaN 結晶の高品質化が行われ、GaN 結晶の p 型化が得られ、pn 接合型デバイスへの突破口が拓かれたことはよく知られている。低温 GaN バッファ層にも同じ効果がある。この成長プロセスでは低温成長によって島状結晶を形成し、それを結晶核として高い成長温度で GaN を成長する。ここでは小さな結晶核を起点として結晶が大きく育ちながら、横方向成長によって結晶が相互に合体して、平坦な膜結晶が得られる。横方向成長は結晶欠陥低減に寄与するので、この過程で結晶欠陥が適度に低減化され、結晶の高品質化が進み、p 型、n 型 GaN 結晶が得られ、pn 接合型青色発光 LED が実現された。p 型不純物は Mg、

n型不純物はSiである。GaInNを発光層としてそれをp型、n型GaNでクラッドしてダブルヘテロ構造を有するInGaN系青色LEDが作られた。Mg不純物の活性化法が提案され、窒素雰囲気中の高温アニールによって、水素パシベーションされたMgが活性化された。その結果、高いホール濃度が手軽に得られるようになり、ヘテロ構造の採用と相俟って、ドラステックな青色LEDの性能向上が達成された。

サファイア基板上青色LEDは、多くの貫通転位を含みつつも、よく光って高輝度で、寿命時間も長い。それまでの材料系では理解できない発光特性を示し、それが何によるものか、大きな関心を集めた。GaNの結合エネルギーが大きく、LEDの低い電流密度では結晶欠陥が増殖されない、更にInGaN量子井戸ではInとGaの非混和性が大きく、結晶面内でIn組成揺らぎが起り、In組成が大きな領域域が量子ドットの働き、そこにキャリアが局在化され、キャリアが結晶欠陥から隔離される、といった議論がなされた。

これに対して、高い注入電流密度で動作するレーザーでは、キャリアは局在領域をオーバーフローして結晶全体に拡がるので、欠陥密度の低減化が必須となる。非発光再結合の増加はキャリア寿命時間を短くして、閾値電流密度を増加させ、また結晶欠陥はレーザー寿命特性を劣化させるからである。非発光に關与する欠陥密度は、発光領域の暗点(ダークスポット)密度で測定する。レーザー平均故障時間(MTTF: Mean Time to Failure)の暗点密度依存性をみると、暗点密度の低減とともにMTTFは向上し、暗点密度 $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ のときに $10^4 \text{ h}$ の高い信頼性が得られた。この暗点密度から典型的なレーザー発光面積( $2.5 \mu\text{m} \times 650 \mu\text{m}$ )を仮定すると、発光領域内には80個程度の欠陥が含まれる。他の材料系では欠陥密度を $\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ 程度まで低減し発光領域内に欠陥が一つも存在しない状況をつくって、高信頼性レーザーを得てきた。GaInN/AlGaInN系では材料強靱性が有利に働いているといえる。

1996年のJJAPの1月号に最初のGaInN/AlGaInN系レーザーが報告された。レーザー構造は26周期のGaInN多重量子井戸(MQW)、GaN光ガイド層、 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ クラッド層からなり、MQWのpクラッド層側には $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 電子ブロック層が挿入された。このAlGaIn層は、電子の漏れ成分の抑制だけでなく、成長中におけるInGaN活性層のIn離脱の抑制層としても機能させる。レーザー結晶はサファイア基板上に作られ、へき開面が難しいためか、レーザー反射鏡を反応性プラズマエッチングで作り、エッチング面に高反射コーティング(60~70%)を施した。波長417nmで室温パルス動作が得られ、閾値電流密度は $4 \text{ kA/cm}^2$ であった。

この初期のレーザー構造を題材に、その後に行われたGaInN/AlGaInN系レーザー構造の最適化法をまとめる。エッチング面は粗いのでレーザー反射鏡にはへき開面を利用し、前面ファセットは低反射コーティングし、後面は高反射コーティングする。量子井戸数は多いほど光閉じ込め係数が高まるが、量子井戸へのキャリア(特にホール)の均一注入が損なわれるため、井戸数は2~4とする。屈折率段差を大きくして光閉じ込め効果を高めるにはAlGaInクラッド層のAl組成比を大きくしたい。しかし、格子歪みが増加し、厚膜クラッド層の成長中にクラックが入るので、むやみに大きくできない。歪み制御のためn型AlGaInクラッド層の下地層にn型 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ 層(厚さ $0.1 \mu\text{m}$ )を挿入したが、最初のレーザーのAl組成比15%では難しく、後になって組成比5~8%が採用される。GaInN/AlGaInN系では格子不整合に留意した構造設計が必要である。GaN/AlGaIn歪み超格子にはクラック発生を抑制し、貫通転位の伝搬を抑える効果がある。そこで、p型クラッド層にGaN(2.5nm)/ $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{N}$ (2.5nm)変調ドーピング歪み超格子(平均Al組成比:7%)が使われる。GaNへのMg変調ドーピングはレーザーの

低電圧化に寄与した。一方、GaN と AlGaIn の屈折率波長特性（分散曲線）の傾きの違いのため、青色より緑色域になるほど屈折率段差が小さくなり、光閉じ込め作用を低下させ、閾値電流を増加させる。しかし、Al 組成比は増加できない。そのため、青色域では GaN 光ガイド層を利用するが、緑色域では低 In 組成 InGaIn 光ガイド層が用いられる。

1996 年 9 月に室温連続動作が得られたが、寿命時間は～1 秒と短く、レーザー構造の最適化を進めても、数百時間に長寿命化の壁があった。サファイア基板上 GaN には  $10^8 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  の貫通転位が存在し、レーザーの信頼性向上を阻んでいたが、1997 年に革新的な転位低減化法が提案された。信頼性向上に大きなブレイクスルーをもたらしたので、少し詳しく説明しよう。サファイア基板上 GaN 薄膜にストライプ状 SiO<sub>2</sub> マスク（窓幅 3 μm, 周期 7 μm）を形成して、HVPE（Hydride Vapor Phase Epitaxy）によって厚膜 GaN 結晶を成長した。窓領域に GaN が選択成長して、三角形状ファセットを持つストライプ状結晶が形成されるが、成長とともに横方向成長が進み、隣り合ったストライプ結晶が互いに会合して、平坦な GaN 結晶が得られる。下地 GaN 結晶の貫通転位は、窓領域のみで上部結晶内に伝搬し、ストライプ結晶の斜めファセット面で終端する。このファセット面は横方向成長とともに横方向へ移動する。転位は常に結晶表面に終端するので、貫通転位は屈曲して横方向に伝搬し、マスク上中心部の結晶会合部に集まって、上方向に伝搬し結晶表面に抜ける。このメカニズムで結晶表面に転位密度の粗密が作りだされ、横方向成長領域いわゆる Wing 領域で低転位結晶が得られる。

この手法は低転位の厚膜 GaN 基板を得るため開拓されたが、直ちに GaInN 系レーザーに転用され、1997 年夏には寿命時間 1000 h が報告され注目を集めた。ELOG（Epitaxial Lateral Overgrown GaN）と新たに名付けられたが、上記と同じ方法である。成長には HVPE ではなく MOCVD が用いられた。転位密度が低い幅数 μm の Wing 領域にストライプレーザーの発光領域を一致させた。これにより 1 万時間を越える長寿命特性が得られた。その後、低転位 GaN バルク基板が開発され、現在は n 型 GaN 基板上にレーザーが作られている。サファイア基板上では横方向に電流を引き出したが、GaN 基板では基板裏面に n 電極を形成できる。また GaN はサファイアに比べて熱伝導率が大きく、放熱特性が良好であり、へき開面が作りやすい。これらによって GaN 基板上でさらなる信頼性の向上と発振特性の改善が行われた。

#### (6) AlGaInN 系半導体レーザーの波長域拡大

GaInN/AlGaInN 系材料は波長域 400～420 nm が作りやすく、この波長域では速やかに特性の良いレーザーが得られ、波長 405 nm 青紫レーザーがブルーレイディスク用として実用化された。その後の早い段階から、青紫域を中心に青色域と紫外域の両側に向かって、波長域の拡大が試みられたが、閾値電流密度は急激に増加した。材料系に適合した波長域があって、そこからずれると、それぞれに解決すべき材料的課題があった。

GaInN 量子井戸の In 組成比を大きくすると、より長波長で発振するが、格子不整合度が大きくなって格子歪みが増加し、非混和性が助長されて In 組成揺らぎが大きくなり、結晶欠陥も増加する。つまり、格子歪みによって、GaInN 量子井戸にピエゾ分極が発生し、量子閉じ込めシュタルク（QCSE）効果が誘起され、遷移確率が小さくなる。また、組成揺らぎは、バンド端の状態密度を変調させ、利得分布を広げて、微分利得を低下させる。格子不整合度が大きくなると、GaInN の臨界膜厚が減少し、不整合転位が発生しやすくなり、In 組成揺らぎによって局所的に大きな格子歪みが発生すると、そこに結晶欠陥が増長する。これらが In 組成比の増加とともに相乗的に作用してレーザー発振を阻害する。

青色域までの波長域拡大は、GaN 基板の利用し、ELOG によって欠陥密度を低減化することで達成された。しかしながら、波長 470 nm を越えると閾値は急激に増加し、それ以上の波長域拡大は困難であった。最初の緑色域 GaInN 系レーザー動作は、{20-21}面の半極性 GaN 基板上の成長によって得られた。極性面の c 面 (0001) GaN 基板から結晶面を傾斜させると半極性面 ({20-21}面) が得られ、c 面に比べてピエゾ電界が小さくなって、GaInN 量子井戸の QCSE が軽減される。また、傾斜基板によって組成揺らぎが抑制され、面内で発光色が均一な GaInN 量子井戸が得られた。これらは波長域の拡大を阻んでいた課題の克服に寄与した。

これだけでは必ずしも緑色域レーザーのキーテクノロジーの理解が進まない。In 組成揺らぎを抑制する成長法と歪み制御法が得られたためか、c 面上でも緑色レーザーが開拓され、レーザー特性は半極性面レーザーと遜色ない。実際のところ、どのような改良がなされたか開示されていないが、c 面上で閾値電流密度は波長 532 nm で 1.55 kA/cm<sup>2</sup> まで低減化された。これは青色域 (455 nm) の 0.68 kA/cm<sup>2</sup> との比較では高いが、十分によい水準のレーザー特性であり、最近では半極性面、c 面の両者ともに波長 530 nm でワット級レーザーが実現されている。

ここまでの状況をまとめると、低転位 GaN 基板の商用化によって GaInN 系材料の適合波長域は初期段階から 400~460 nm に拡がり、そこでは高性能レーザーが得られる。それよりも長波長域では格子歪みとピエゾ分極への特別な対策が必要である。半極性面の利用が有効であるが、極性 c 面上でも技術革新が進み、高性能レーザーが得られている。ここでは歪み低減化法の活用が必要となるが、学会では GaInN 基板や格子緩和した高品質 GaInN バッファ層などの利用などが議論されている。

一方、波長 400 nm 以下の紫外域になると、短波長化とともに閾値電流密度は急増して、異なる材料的な課題があり、波長域の拡大を難しくしている。高い Al 組成比の AlGaIn の転位密度の低減化とクラック発生の抑制が進み、最近、HeCd ガスレーザー波長の 326 nm の世界最短波長での AlGaIn 系レーザーの電流注入発振が得られた。また、350 nm 帯レーザーでは、室温連続動作で寿命時間は 2000 h を越え、紫外域 AlGaIn レーザー実用化への期待が高まる。

### (7) GaN ナノコラムのナノ結晶効果

GaN ナノコラムは、柱状 (コラム状) 一次元ナノ結晶であり、コラム径の小さな領域 (<300 nm) でナノ結晶効果が発現され、長波長域の GaInN 系発光デバイス高効率化への期待感を基礎にして、世界的に活発な研究活動が展開されている。ナノコラムは GaN 系で最初に創製され、ナノコラムと名付けられたが、最近ではナノワイヤ、ナノロッド、ナノピラーと様々に呼ばれる。ここではナノ結晶効果の一部を述べる。① 転位フィルタリング効果があり、コラム下部の高さ 300 nm 程度の領域内で、下地層から伝搬する貫通転位は曲がってコラム側面で終端し、上部に伝搬しない。一方、100 nm 程度以下のコラム径領域になるとナノコラム内を転位は伝搬できない。すなわち、下地層に多くの転位が含まれても、コラム上部は無転位性結晶となる。② コラム側面は格子歪みの自由端となるので、歪み緩和効果が発現される。この効果はコラム径を小さくするほど顕著になり、ナノコラム内の格子歪みが軽減される。GaInN/GaN 量子井戸内では、ピエゾ分極による内部電界が小さくなり、QCSE が軽減され、発光効率を高める。また無転位性 GaN ナノコラム上の GaInN 成長では、In 組成比に対応する臨界コラム径以下のコラム径で、臨界膜厚が急に増加し、理論的には無限大に発散する。すなわち高い In 組成比の厚膜 InGaIn を成長しても、不整合転位の発生が抑制される。

このように、ナノコラムによれば GaInN 系の長波長化を阻んでいるいくつかの課題が軽減さ

れ、In 組成比の大きな波長 600 nm で 20%程度の高いフォトルミネッセンス内部量子効率が報告された。また、パターン基板上的選択成長によってナノコラム径と周期が精密に制御され、ナノコラムが三角格子状に規則的に配列されたナノコラムが得られた。その周期構造によってフォトリック結晶効果が発現し、それはレーザー発振に寄与して、青色域から橙色域（波長：478～600 nm）の光励起レーザー発振が得られている。

## 2-1-2 近赤外・赤外レーザー材料

(執筆者：土屋朋信) [2019年2月 受領]

波長 0.8～4 μm 付近の近赤外、赤外の半導体レーザーでは発光にバンド間遷移を用いていることから、発振波長の長波長化に対応して、発光層である量子井戸層の材料には GaAs ⇒ InGaAs (低 In 組成) ⇒ InGaAsP・InGaAlAs ⇒ InGaAs (高 In 組成) ⇒ InGaAsSb・InAs ⇒ InGaSb・InAsSb 系などとナローバンドギャップ化が図られている。また、基板材料にはこれらに対応して、光を閉じ込めるためのクラッド層との格子整合が容易な GaAs ⇒ InP ⇒ GaSb・InAs などが用いられている。なお、波長 4 μm 以上の半導体レーザーでは、量子井戸のサブバンド間遷移を多段に用いた量子カスケード構造(2-2-5 項 参照)が発光層として用いられ、GaAs や InP 基板上的 InGaAs/InAlAs といった近赤外の材料系が用いられている。図 1・1 は各発振波長域における井戸層材料と基板の一例であり、詳細は以下のようになる<sup>1)</sup>。

井戸層	基板	発振波長 (μm)	
		1	10
InGaAs系	GaAs	[0.8 ~ 1.1 μm]	
InGaAsP系 InGaAlAs系	InP	[1.1 ~ 1.6 μm]	
InGaAsSb系	GaSb InAs	[1.6 ~ 2.5 μm]	
GaAs, InGaAs (カスケード)	GaAs InP	[2.5 ~ 10 μm]	

図 1・1 半導体材料と発振可能な波長域の例

### (1) 0.8～1.1 μm 域

基板としては GaAs、井戸層には GaAs から InGaAs が用いられ、井戸層の In 組成を高めることにより長波長化が図られている。また、障壁層、クラッド層には GaAs、AlGaAs、GaInP などが用いられている。In 組成の増加に伴って井戸層では圧縮歪応力が増大し、重い正孔と軽い正孔のエネルギー上の分離が進むとともに、特に重い正孔の状態密度の変化によってレーザー利得が向上してしきい値の低下や高速化等のレーザー特性が改善される (2-2-2 項 参照)。長波長化の限界は井戸層に加わる歪応力によって制限されている。現状、1.1 μm 付近までは良好な素子特性と長期信頼性が実現されており、端面発光レーザーだけでなく、面発光レーザーにも盛んに用いられている。

### (2) 1.3, 1.55 $\mu\text{m}$ 域

光通信の波長域である 1.3, 1.55  $\mu\text{m}$  帯では主に InP 基板が用いられ、開発当初の井戸層には InGaAsP が用いられてきたが、2000 年頃から InGaAsP に加え InGaAlAs も用いられている。どちらも組成比を変えることにより、InP 基板に格子整合しながら InP,  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  から  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  までの波長制御 (0.92, 0.85~1.67  $\mu\text{m}$ ) が可能であり、障壁層やクラッド層には短波長側組成の材料が用いられている。別のアプローチとして、GaAs 基板上的 InGaAs に数%の窒素 (N) を添加した InGaAsN (別名: GaInNAs) が検討されているが、窒素添加に伴う結晶性の劣化が課題となっている。また、GaAs 基板上的 InGaAs 量子井戸層を InAs 量子ドット層にした検討もある。開発当初はドットの高密度化や高均一化が課題であったが、最近では量子ドットの物性を活かした高温でもレーザー特性の劣化が少ない 1.3  $\mu\text{m}$  帯 InAs 量子ドットレーザーが実現されている (2-2-3 項 参照)。

### (3) 2~4 $\mu\text{m}$ 域

2  $\mu\text{m}$  近傍では InP 基板上的井戸層に高 In 組成の InGaAs や InAs が検討され、2.3  $\mu\text{m}$  までのレーザー発振が実現されている。一方、さらなる長波長化では井戸層への歪量が大きくなるため基板に格子定数の大きい GaSb や InAs 基板が用いられ、井戸層には Sb を加えた InGaAsSb, 障壁層には AlGaAsSb などが用いられている。3  $\mu\text{m}$  以上では井戸層の Sb 組成もしくは In 組成を増大させた InGaSb や InAsSb が用いられている。レーザー特性は、2  $\mu\text{m}$  帯では 1.55  $\mu\text{m}$  帯と同等の素子特性が実現されているが、3  $\mu\text{m}$  付近ではパルス発振のみ、もしくは低温でのレーザー発振である。また、3  $\mu\text{m}$  以上では IV-VI 族の PbS, PbTe などの Pb 系も検討されているが、室温動作に課題が残っている。最近の試みとして、量子カスケードレーザーにおける伝導帯のバンド不連続量を増大させることによる短波長化が図られている。例としては InP 基板上的 InGaAs/AlAsSb 構造, InAs 基板上的 InAs/AlSb 構造などがあり、素子特性としては 3.8  $\mu\text{m}$  で室温, 連続発振, 3  $\mu\text{m}$  付近では低温, パルス発振が報告されている。

### (4) 4~10 $\mu\text{m}$ 域

現在、4  $\mu\text{m}$  以上の波長域では量子カスケードレーザーが主流となっている。構造としては InP 基板上的 InGaAs/InAlAs や GaAs 基板上的 GaAs/AlGaAs などがあり、4~10  $\mu\text{m}$  付近において、室温, 連続発振, 高出力化が実現されている。さらに長波長側では、低温において 100  $\mu\text{m}$  付近でのレーザー発振も報告されている。

#### ■参考文献

- 1) 小林洋志(監修), 中西洋一郎, 波多腰玄一(編著): “発光と受光の物理と応用,” 培風館, pp.268-276, 2008.

## ■9群-5編-2章

### 2-2 活性層の基本構造

#### 2-2-1 ダブルヘテロ (DH)

(執筆著者：西山伸彦) [2009年2月 受領]

ダブルヘテロ (DH) は、半導体レーザーにおいて使用される基本構造である。同じ組成の半導体層を組み合わせる pn 接合などを形成するホモ接合に対し、異なる半導体層を組み合わせる接合をヘテロ接合という。それを利用し A と B という半導体層に対して ABA のように、ある層を別の層で両側から挟み込む構造をダブルヘテロ構造という。半導体レーザーなどの光半導体デバイスではバンドギャップの小さい半導体層をバンドギャップの大きい層で挟む構造が用いられる。これによりバンドギャップの小さい層の両側にヘテロ障壁が作られるため、一度入り込んだ電子や正孔がヘテロ障壁の外側に漏れにくくなるため、電子や正孔が溜まることになり、再結合により発光する効率が高まる。このダブルヘテロ構造のバンドギャップの小さい層の厚さを数十 nm 以下の幅に狭めていくと量子効果が発現し、量子井戸となる。また、通常バンドギャップの小さい半導体層は、それが大きい層に比べ屈折率も高いため、ダブルヘテロ構造は光も同時に閉じ込めることが可能となる。ただし、量子井戸の厚さでは光を閉じ込めることはできないので、量子井戸を使用する場合には、更に外側にヘテロ構造を作る分離閉じ込めヘテロ (Separate Confinement Hetero) 構造が使用される。

ホモ接合では低温パルス発振しか実現できなかったが、この構造を導入することにより 1970 年に室温連続発振が相次いで実現されたことからこの構造の重要性が分かる。高速電子デバイスにおいても同様の構造を導入し特性の向上を図ることも可能である。ダブルヘテロは、ジョレス・アルフェロフ、ハーバート・クレマーによって提案され、両氏はこの業績により 2000 年にノーベル物理学賞を受賞している。

#### 2-2-2 量子井戸 (QW)

(執筆著者：神徳正樹, 粕川秋彦) [2019年1月 受領]

バンドギャップエネルギーの異なる複数の半導体層を積層してポテンシャル井戸を形成し、電子などが量子的な物質波 (ド・ブロイ波) と考えられる数 nm 程度の寸法とした構造を量子井戸 (Quantum Well) と呼ぶ。量子井戸は量子閉じ込め方向を 1 次元とした量子薄膜構造 (Quantum Film), 2次元の量子細線構造 (Quantum Wire), 3次元とした量子ドット構造 (Quantum Dot : QD) があるが、特に積層方向の薄膜成長のみで形成できる量子薄膜構造は量子井戸構造と呼ばれることが多い。

量子井戸では電子や正孔などのキャリアを局所的に閉じ込めることができ、単一組成 (バルク) 半導体の活性層を用いたレーザーと比べて性能を大きく改善でき、半導体薄膜結晶製造技術である有機金属気相成長 (MOCVD) 法ならびに分子線ビーム成長 (MBE) 法の進展とともに、量子井戸構造が半導体活性層に幅広く用いられるようになった。量子井戸層は上記したように極めて薄く単層では十分な光利得が得られないため、量子井戸を多層に形成した多重量子井戸 (Multi Quantum Well : MQW) が通常用いられる。また、多重量子井戸へのキャリア注入の均一化と光閉じ込め効率を高めるために、SCH (Separate Confinement Hetero-Structure) 構造

が併用される。

現在使用されている半導体レーザーはほとんどが量子井戸を活性層に持つ。バルク半導体では、その組成により決まるバンドギャップで遷移波長が決定されるため、遷移波長を変えるためには組成を制御しなければならない。一方、量子井戸構造では量子井戸内に形成された離散的な準位（サブバンド）により遷移波長が決定されるため、量子井戸の組成が同一であっても量子井戸の厚さにより遷移波長を変えることが可能となる。

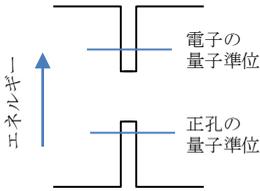


図 2・1 量子井戸構造

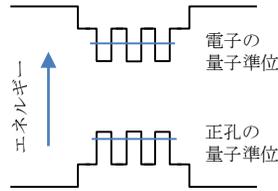


図 2・2 SCH を用いた MQW 活性層

量子井戸は半導体レーザーの低閾値電流化、広波長帯域動作、高速直接変調動作や低雑音化などの特性向上に大きく貢献してきた。量子井戸では状態密度関数が階段状であり、キャリアが状態密度の下端に集中しやすく、低いキャリア密度で反転分布状態が得られるため、レーザーの低閾値電流動作が実現できる。また、キャリア注入量を増加させた場合には、状態密度関数を反映して利得の波長依存性が小さく、波長可変レーザーや半導体増幅器など数十 nm の広い波長範囲での動作が必要とされる用途に幅広く用いられている。

量子井戸はバンドエンジニアリングの観点でも大きな貢献をしてきた。臨界膜厚以下の薄膜であるため井戸層に大きな歪みを導入でき、電子と重い正孔（e-hh）ならびに電子と軽い正孔（e-lh）間の遷移エネルギーと状態密度関数の制御が可能である。量子障壁層にのみ変調ドーピングを行うキャリア密度制御の手法も加え歪み量子井戸構造で、バルク半導体に比べて 2 倍を超える高い微分利得が得られ、高速直接変調動作や低雑音動作などにつながっている。量子井戸構造に電界を印加したときの吸収変化は量子閉じ込めシュタルク効果（Quantum Confined Stark Effect: QCSE）として知られており、吸収端近傍における急激な吸収変化は変調器集積レーザーの実現にも大きく貢献してきた。

### 2-2-3 量子ドット (QD)

（執筆著者：向井剛輝）[2018年3月 受領]

量子ドット (Quantum Dot) とは、電子・正孔や励起子の運動状態を 3 次元すべての方向から制限するポテンシャルエネルギー構造を持つ人工的な物質、あるいは構造を指す。古くは量子箱 (Quantum Box) とも呼ばれていた。

量子ドットを構成する材料は半導体、あるいは金属が通常である。電子などが空間的にド・ブロイ波長程度（ナノメートルオーダー）の領域に閉じこめられると、その状態密度がデルタ関数的に離散化する。この特異な物理状態を人工的に実現できることが量子ドットの最も重要な性質であり、その性質を利用した多くの理学的・工学的な研究が進められている。特に、単

電子トランジスタ、量子ドットレーザー、量子ドット太陽電池、量子情報技術などの、エレクトロニクス関連分野における研究が盛んである。

量子ドットは大きく分けて、微細プロセス電極への電圧印加により形成する電子工学的な物質状態と、結晶成長により形成するナノ結晶の2種類がある。またナノ結晶の成長方法は、MBE (molecular beam epitaxy) 装置やMOCVD (metal organic chemical vapor deposition) 装置を用いて基板上にエピタキシャル成長する方法と、フラスコなどを用いて溶媒中で化学的に合成する方法に分類することができる。量子ドットナノ結晶は粒径によってバンドギャップが調節可能であり、光学材料としては可視光領域から赤外領域までの幅広い波長範囲に対応可能であることが工業的に高い価値を持つ。

微細プロセス電極への電圧印加により形成する量子ドットは、半導体ヘテロ構造により実現した2次元電子ガスを、空乏層によって横方向から閉じ込めるものである。人為的に設計通りの構造を実現できることから、単電子伝導、電子位相制御、人工分子などへの拡張が比較的容易であり、メソスコピック系の基礎物理学的な研究で多く用いられる。

エピタキシャル成長によって量子ドットを形成する場合、Stranski-Krastanov モード (SK モード) と呼ばれる結晶成長モードを利用するのが一般的である。SK モードにより生成したナノ結晶は、通常は扁平な、基板に格子整合した3次元成長島である。通常の半導体素子の作製工程で用いるものと同じ技術で作製するため既存技術に代替し易く、実用化研究が進んでいる。特に量子ドットレーザーは、低閾値、高利得、高熱安定性の半導体レーザーであり、(株)QDレーザーが世界に先駆けて量産化に成功した。量子情報技術分野においては、単一光子源として量子ドットを用いた研究例が数多く報告されている。また、量子ドットを3次的に周期配列した量子ドット超格子を作製し太陽電池に用いることで、高いエネルギー変換効率を実現する試みも研究が進められている。

化学的に合成する量子ドットは、溶媒(多くの場合有機溶媒)に分散した状態として得られ、コロイド型量子ドットとも呼ばれる。3次的に対称性の高い形状の量子ドットナノ結晶を、比較的安価に大量に得ることができる。化学的な安定性を活かして蛍光色素としてバイオ研究などに使用されているほか、その分散性によりプリント技術やコーティング技術を利用できることを用いて、固体メモリー、LED (light emitting diode)、照明、ディスプレイ、光検出器、太陽電池、フォトニクスインクなど、幅広い分野への応用が研究されている。

## 2-2-4 量子細線

(執筆者：秋山英文) [2009年1月 受領]

半導体中の電子を十 nm 程度の幅を持つ細い線状のヘテロ構造の中に量子力学的に閉じ込め、電子の運動方向を1次元方向のみに制限したような構造を指す。量子細線では、エネルギーの平方根に逆比例する1次元的な電子状態密度が実現され、レーザーに応用すると閾値電流などの点で優れたデバイス特性が得られると予想されている。初期の量子細線レーザーは細線幅が数十 nm と大きく、発振は励起状態でしか実現できなかった。しかし、V溝選択成長量子細線、微傾斜基板ステップフロー成長量子細線、へき開再成長T型量子細線、エッチング・埋め込み再成長量子細線など様々な方式での作製技術開発が進み、界面の損傷や凹凸の影響が少なく十 nm 程度の幅を持ち基底状態で発振する量子細線レーザーも徐々に得られるようになり、基礎特性が明らかにされ始めている。初期の提案では重視されていなかった、閉じ込められた電子

間に働く強いクーロン相互作用の光学利得への寄与など多体効果の重要性も理論的に指摘され、実験的に検証されつつある。

## 2-2-5 量子カスケードレーザー

(執筆者：山西正道) [2019年1月 受領]

分子線エピタキシー法、有機金属気相成長法に代表される半導体超薄膜作製技術を駆逐することにより実現される量子カスケードレーザー (Quantum Cascade Laser: QCL) では、量子井戸構造内のサブバンド間遷移を用いて中赤外領域 (波長 3.5~20  $\mu\text{m}$ ) ならびに、テラヘルツ (Terahertz: THz) 領域でレーザー発振が実現されている。1994年に世に出たこの新しい半導体レーザーでは、電子と正孔の再結合により光を放出するいわゆる“レーザーダイオード”とは異なり、放出するフォトンのエネルギー (波長) は半導体材料のバンドギャップではなく活性層領域の伝導帯内の量子準位構造 (膜厚) を設計することにより決定される。したがって、QCLにおいては、同一の材料系を用いて異なる波長域の素子を実現することができる。また、各量子準位におけるキャリアの散乱時間など、キャリアのトランスポートも同様に量子構造のエンジニアリングにより決定される。

QCLの代表的な特徴である多段のカスケード構造は、閾値電流の低減と同時に光出力の増大をもたらす。1994年、FaistとCapassoらはInGaAs/InAlAs/InP系において結合量子井戸構造を巧みに設計し、波長4.2  $\mu\text{m}$ で初めてレーザー発振に成功した。その後、量子カスケードレーザーに関する研究は欧米を中心に盛んに行われ、急速に特性の向上が進んだ。その結果、当初は極低温動作に限られていたが、2002年には室温連続動作及びTHz領域での発振が達成されている。また、2008~2010年には、藤田、山西らが上位準位側に新たな構造 (間接注入励起; Indirect Pumping: IDP, 及び結合二重上位準位; Anti-Crossed Dual-Upper-State: DAU) を導入し、動作特性の飛躍的な改善が実現された。特に、DAU-QCLにおいては、広帯域利得 ( $\Delta\lambda/\lambda_0 \sim 40\%$ ) でかつ桁違いの温度安定性 (室温CW動作時の  $T_0 = 750\text{K}$ ) を持ったレーザーが実現されている。

更に、2008~2011年には、高速の非発光緩和過程が、狭線幅化 (室温動作時の真性線幅, 260 Hz) という形でQCLの特性向上に貢献することが、山西らによって示された。現在、QCLは波長4~11  $\mu\text{m}$ の中赤外領域で既に研究レベルを脱し、実用的な汎用半導体レーザーとして市販されており、各種分析装置への実装も行われている。

一方、THz領域でのQCLの室温動作は困難であり、これに代わって中赤外QCLキャビティ内での差周波発生を用いた室温連続動作のテラヘルツ光源が藤田らによって最近開発されている。

## ■9 群-5 編-2 章

### 2-3 素子の基本構造

#### 2-3-1 ファブリペロレーザ (FP レーザ)

(執筆者：西山伸彦) [2009年2月 受領]

ファブリペロレーザ (FP レーザ) は、平行に配置された 2 枚の反射鏡によって、ファブリペロ共振器を形成し、その共振器内部に光増幅を起こす媒質層を持つ半導体レーザである。一般的には、半導体の特定の結晶面において原子層レベルで正確に割れる「へき開」を利用して反射鏡を形成する。空気と半導体の屈折率差により 30% 程度の反射率が得られる。この反射鏡によって形成される共振器では幅広い波長でほぼ一定の反射率が得られ、特定の波長を選択する機構が存在しない。よって、共振器内を一往復した光の位相が揃っていればその波長は共振するため、 $\lambda^2/2nL$  で表される間隔で多数の縦モードが存在する。ここで  $\lambda$  は波長、 $n$  は有効屈折率、 $L$  は共振器長である。共振器長を短くすることで縦モード間隔を長くすることができるが、共振器長を短くすると反射損失に対して光利得が足りなくなるため発振に至らない。よって、へき開を利用する場合は最低でも数百ミクロン程度の共振器長が必要となる。短共振器で発振させる場合や各端面からの出射割合を変える場合においては、反射率を調整するために高反射率膜や低反射率膜を端面に積層することもある。

ファブリペロレーザは、多数の縦モードが存在するために全体のスペクトル幅は広くなる。また、周囲の温度変化に対しても発振波長が数  $1 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$  程度の依存性を示す (分布帰還型レーザなどでは  $1 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$  以下程度) ため長距離高速通信には利用できない。よって、短距離や波長分散の少ない波長領域での光通信システムや、CD、DVD などの光ディスク用ピックアップ光源などスペクトル拡がり問題にならないアプリケーションに利用されている。また、活性領域の横幅を広げたブロードエリアファブリペロレーザにすることによって、高出力レーザとしても利用される。

#### 2-3-2 面発光レーザ (VCSEL)

(執筆者：横内則之) [2009年1月 受領]

面発光レーザ (VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser) は、半導体レーザの一種であり、基板に対して垂直にレーザ光を放射することが、他の半導体レーザと異なる最大の特徴である。レーザ光を発生する活性領域は、nm オーダの半導体結晶の薄膜で構成されており、厚さ方向に伝播するレーザ光は小さな光学利得しか得られないため、Q 値の高い共振器が必要となる。そのために、98% 以上の高い反射率が得られる半導体多層膜反射鏡や誘電体多層膜反射鏡を用いてレーザ共振器を形成している。

他の半導体レーザと同様、電流注入による電子と正孔の再結合を用いて光学利得を発生させるが、効率良く電流を微小領域に閉じ込めるために、水素イオン打ち込みによる高抵抗化や半導体薄膜中に絶縁性の高い酸化アルミニウム層を形成する方法が用いられる。電流注入領域のサイズは  $\mu\text{m}^2$  のサイズであり、微小活性領域体積と高 Q 値共振器の効果により、レーザ発振に必要な電流として、これまでに  $10 \mu\text{A}$  以下の極低閾値動作が実現されている。また、共振器長が短いために発振できる共振縦モードは通常 1 つしかなく、その発振スペクトルは DFB

レーザー [2-4-1 項参照] 並みに単色性に優れている。

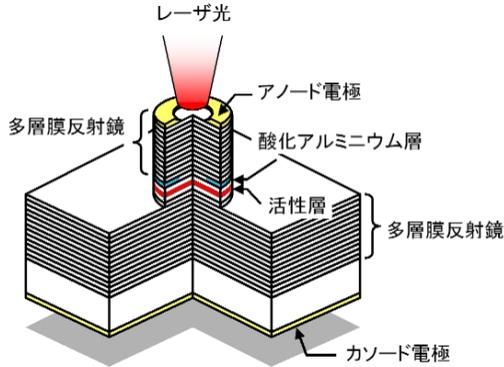


図 3・1 VCSEL の構造概略

面発光レーザーはその名のとおり面で発光するため、発光パターンを円形にすることが可能であり、光ファイバへの高効率結合が容易という特徴がある。更に、高反射率反射鏡を光出射面に用いていることから、外部からの反射戻り光がある場合でも安定したレーザー発振を保つことができる。したがって、通信用半導体レーザーモジュールでは必須となる、戻り光を遮断するための高価なアイソレータが不要となる。これらの特徴を利用することで、簡易な構造でも実用的なモジュールを構成することができ、1990年代後半にイーサネットに代表される1 Gbps以上の高速光データリンク用低価格光源として実用化された。また、一素子ごとに分離せずともウエハ状態でのレーザー発振動作が可能であるという特徴を活かし、多数の面発光レーザーを2次元状に配列したアレイ素子としての応用も検討されている。

### 2-3-3 フォトニック結晶レーザー

(執筆者：野田 進) [2019年1月 受領]

半導体レーザーは、これまで、波長域の拡大や高速化などの性能向上により、小型・安価・低消費電力という特性を活かして、特に情報通信・光記憶分野において広く普及し、社会に大きく貢献してきた。しかしながら、従来の半導体レーザーは、輝度（すなわち、単位面積、単位立体角当たりの光出力）の増大に限界があり、これがボトルネックとなって、高輝度が要求される光加工、高度センシング、医療・生命科学分野への展開においては、炭酸ガス（CO<sub>2</sub>）レーザーなどの大がかりな気体レーザーや、固体・ファイバーレーザーなどが主に用いられている状況である。

超スマート社会 Society 5.0を支えるスマート製造やスマートモビリティにおいては、光源技術として、小型・安価・低消費電力・高制御性という半導体レーザーの持つ特徴を活かすことが重要となり、半導体レーザーの輝度増大は必須と言える。小型でワンチップの半導体レーザーを高輝度化することができれば、直接半導体レーザー加工が可能になり、レーザー加工機の超小型化・低消費電力化・低コスト化が進むものと期待され、更に、ロボットへの直接搭載なども可能となり、適用範囲の拡大が期待される。

また、高輝度半導体レーザー光源技術は、前述のように高度センシングをはじめ、医療、生命科学への応用などの様々な分野へと展開可能と考えられる。特に、近年、世界中で活発化している自動車の自動運転や、ロボットの自動走行などに向けた LiDAR などの高度センシングシステムへの応用においては、高輝度半導体レーザー開発は極めて重要である。この分野では、現在、ビーム品質の悪い低輝度の半導体レーザーを用いた検討がなされているが、複雑な光学系や複雑な制御・調整が必須であり、コストの増大、サイズの増大、更には信頼性の低下などの問題を生じている。このような課題を克服できるような高安定かつ高輝度の光源が開発できれば、スマートモビリティの実現に資することが可能になると期待される。

上述のような、従来の半導体レーザーの限界を打破し、高安定・高輝度半導体レーザーとして期待されるのが、フォトニック結晶を活用した半導体レーザー、すなわち、「フォトニック結晶レーザー」である<sup>1)~5)</sup>。本レーザーは、フォトニック結晶の共振作用により、原理的に、大面積でも単一モード動作が可能となるという特長を有している。そのため、本フォトニック結晶レーザーにおいて発光面積を拡大していくことで、光学損傷を生じることなく光出力を増大させつつも、高い集束性を得ることができ、従来の半導体レーザーの限界を超える輝度を得ることが可能となると期待される。

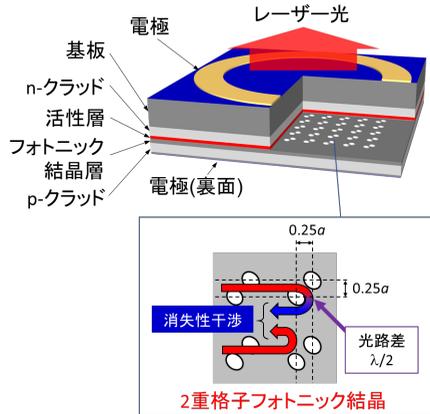


図 3・2 フォトニック結晶レーザーと「2 重格子フォトニック結晶」共振器の模式図

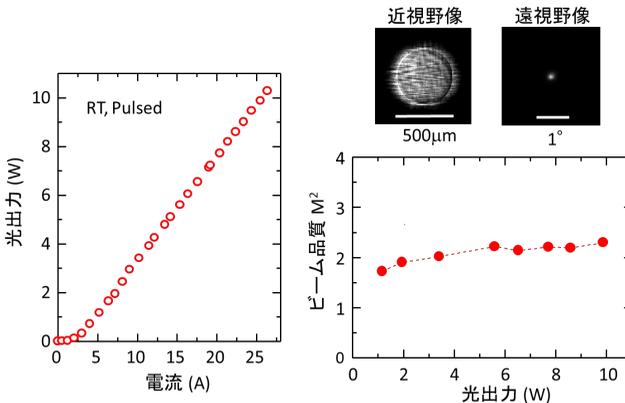


図 3・3 室温における電流-光出力特性 (左) [注: 連続動作時にも、 $\sim 7\text{W}$  という高い出力が得られている].  $10\text{W}$  動作時の近視野像及び遠視野像 (右上), 様々な光出力におけるビーム品質 (右下). 極めて狭いビーム拡がり角 ( $< 0.3^\circ$ ) で、高いビーム品質 ( $M^2 \sim 2$ ) (= 高輝度動作) が得られていることが分かる。

極最近, 図 3・2 に示すような, 2 重格子点フォトニック結晶共振器という新たな概念が提案され<sup>6)</sup>, 高輝度 ( $> 300 \text{ MW cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ ) かつ狭出射角 ( $< 0.3^\circ$ ) という従来の半導体レーザーを超える性能が実現され, いよいよ直接レーザー加工や高度センシングへの応用に必要な輝度である  $1 \text{ GW cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$  がターゲットに入ってきている段階にある. 更に, フォトニック結晶ならではの様々な機能 (ビーム走査機能など<sup>7,8)</sup>) なども実現され, フォトニック結晶レーザーは, 今後, ますます発展していくものと期待される.

#### ■参考文献

- 1) M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, and G. Sasaki : “Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.75, no.3, p.316, 1999.
- 2) S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan, and M. Mochizuki : “Polarization Mode Control of Two-Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design,” *Science*, vol.293, p.1123, 2001.
- 3) E. Miyai, K. Sakai, T. Okano, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda, “Lasers producing tailored beams,” *Nature*, vol.441, no.7096, p.946, 2006.
- 4) H. Matsubara, S. Yoshimoto, H. Saito, Y. Jianglin, Y. Tanaka, and S. Noda : “GaN photonic-crystal surface-emitting laser at blue-violet wavelengths,” *Science*, vol.319, no.5862, pp.445-447, 2008.
- 5) K. Hirose, Y. Liang, Y. Kurosaka, A. Watanabe, T. Sugiyama, and S. Noda : “Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers,” *Nature Photonics*, vol.8, no.5, p.406, 2014.
- 6) M. Yoshida, M.D. Zoysa, K. Ishizaki, Y. Tanaka, M. Kawasaki, R. Hatsuda1, B. Song, J. Gellera, and S. Noda : “Double-lattice photonic-crystal resonators enabling semiconductor lasers with high-brightness and symmetric narrow-divergence beams,” *Nature Materials* (Dec.2018 on-line publication) (DOI: 10.1038/s41563-018-0242-y).
- 7) Y. Kurosaka, S. Iwahashi, Y. Liang, K. Sakai, E. Miyai, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda : “On-chip beam-steering photonic-crystal lasers,” *Nature Photonics*, vol.4, no.7, p.447, 2010.
- 8) S. Noda, K. Kitamura, T. Okino, D. Yasuda, and Y. Tanaka : “Photonic-crystal Surface-emitting Lasers: Review and Introduction of Modulated-Photonic Crystals,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.23, 4900107 (Nov./Dec. Issue 2017) (Published on line on 24 April 2017).

## ■9 群-5 編-2 章

### 2-4 縦モード制御と機能デバイス

#### 2-4-1 分布帰還型レーザー (DFB レーザー)

(執筆著者：宇高勝之) [2019年1月 受領]

長距離、大容量光ファイバ通信を実現するためには、光ファイバの分散の影響軽減や波長多重通信の導入が重要であり、そのために光源である半導体レーザーにおいて発振波長が制御された単一波長性が必要である。このような単一波長光源を実現するために開発された半導体レーザーが分布帰還型 (Distributed Feedback Laser : DFB) レーザー及び次節の分布反射型 (Distributed Bragg Reflector Laser : DBR) レーザーであり、縦モード制御レーザーと呼ばれる。

半導体レーザーの基本的構造は2-2-1項で記載されているように、ダブルヘテロ (DH) 接合からなる活性層が共振器の内部に配置された構造を有している。特に、構造が簡単なファブリペロ型 (FP) レーザーは、共振器に一对の半導体結晶面からなるへき開面が用いられるが、へき開面自体には波長を選択する機能がないため、FP レーザーは複数の波長で発振してしまう。これに対して、単一波長発振を得る技術は縦モード制御と呼ばれ、それを可能にするためにへき開面に代わり回折格子を導入して共振器に波長選択性を持たせたレーザーが DFB レーザー及び DBR レーザーである。本節では DFB レーザーについて説明する。

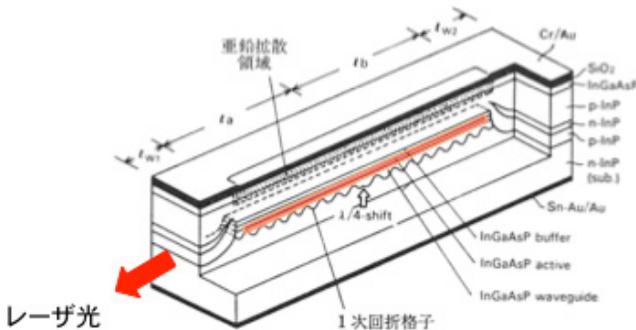


図 4・1  $\lambda/4$  シフト DFB レーザーの模式図

図 4・1 に InGaAsP を用いた  $\lambda/4$  シフト DFB レーザーの模式図を示す。DFB レーザーは共振器となる回折格子が活性層に沿って形成されていることが特徴である。すなわち、回折格子で選択的に反射された波長だけが活性層で光増幅を受けて単一波長発振する。回折格子の凹凸の周期を  $\Lambda$ 、活性層の等価的な屈折率を  $n$  とすると、回折格子により光の伝搬方向と反対方向に選択的に反射されるブラッグ波長は  $\lambda_0 = 2 n \Lambda / q$  (ただし、 $q$ : 回折格子の次数で、通常 1) で与えられ、光ファイバ通信で用いられる波長を  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$  とすると、 $\Lambda \sim 250 \text{ nm}$  となる。回折格子は選択的にブラッグ波長の光を反対方向に反射するが、共振器とするためには更にもう一度元の方向への反射が必要となり、ブラッグ波長の反射光の位相変化量を鑑みると、凹凸が一般的な均一回折格子では共振器を一周したブラッグ波長では光を弱め合うため発振せ

ず、原理的にはブラッグ波長からずれた対称な 2 本の波長で発振してしまう。そこで、単一波長動作を得るために、回折格子の端面での付加的位相の導入を利用した構造なども検討されたが、単一波長特性が不安定であった。そこで、回折格子中央部に波長の 4 分の 1 に相当する位相シフト領域 ( $\lambda/2$  の長さ) を導入することにより反射光の位相変化量を補償し、最も安定なブラッグ波長での単一波長発振を得る構造が図 4・1 の  $\lambda/4$  シフト DFB レーザーである。この場合は、むしろ端面反射はない方がよいので、図中ではいわゆる窓構造と呼ばれる両端面を半導体層で埋め込んだ構造を用いた例を示している。

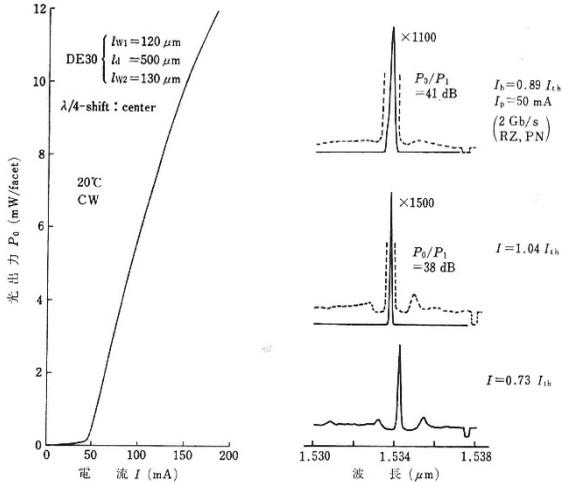


図 4・2  $I$ - $L$  特性 (左), スペクトル特性 (右)

図 4・2 は電流対光出力 ( $I$ - $L$ ) 特性 (左) とスペクトル特性 (右) を示している。下段の閾値以下のスペクトル特性はストップバンドの中央、すなわちブラッグ波長での選択的光増幅を示し、中段のスペクトルではその波長での安定な単一波長発振を、また上段のスペクトルでは 2 Gbps の高速直接変調時にも優れた動的単一波長性が得られることを示している。 $\lambda/4$  シフト DFB レーザーはブラッグ波長での優れた安定的単一波長発振が得られることから、長距離大容量光ファイバ通信光源などに広く実用化されている。他方、絶対波長値の設定には温度や電流値などの調整などの工夫を要する。

実用化されている DFB レーザーは屈折率に周期的凹凸を設けた屈折率変調型であるが、他方、利得や損失に周期的凹凸を設けた、いわゆる利得変調型 DFB レーザーも研究されてきた。このレーザーは戻り光に対して発振光の乱れを受けにくいという性質があることが分かっており、着目に値する。

## 2-4-2 分布反射型レーザー (DBR レーザー)

(執筆著: 宇高勝之) [2019年1月受領]

DBR レーザーは、縦モード制御として共振器に回折格子を用いることは前項の DFB レーザー

と同じであるが、DFB レーザーは回折格子が活性層に沿って形成されているのに対して、DBR レーザーでは活性層の外側の領域に形成されている点異なる。すなわち、活性層と集積化された受動導波路上に回折格子が形成される。したがって、受動導波路を集積化するために結晶成長に工夫が必要であるが、他方、回折格子の作製時の影響が活性層に及びにくく、また活性層と独立に回折格子の屈折率などを制御できるという柔軟性を有しているために、2.4.4項で記載されている波長可変レーザーや集積レーザーが可能であるという利点を有している。

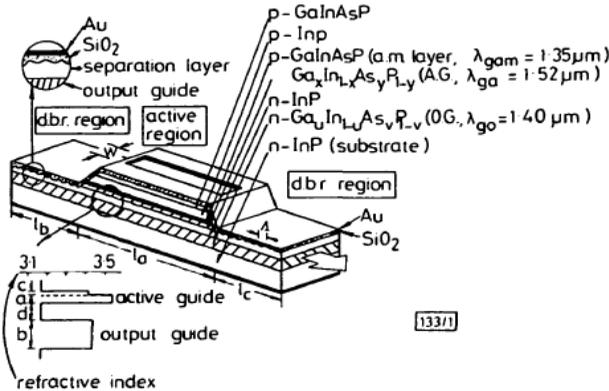


図 4・3 DBR レーザーの模式図

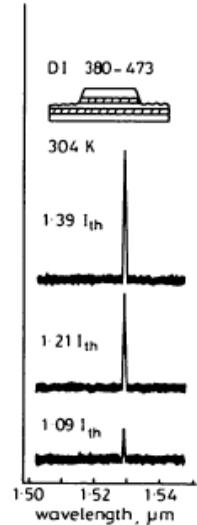


図 4・4 DBR レーザーのスペクトル

DBR レーザーの模式図を図 4・3 に示す。その縦モード制御の仕組みは以下である。活性層のある活性領域では単に光の増幅が行われ、光は活性領域の延長線上に集積化されたブラッグ反射器 (DBR) と呼ばれる回折格子に伝搬し、ブラッグ波長付近の波長の光が選択的に反射される。そして、反対方向に光が伝搬、再度増幅されて他方の DBR により反射されて共振器を一周する。その際、位相変化が  $2\pi$  の整数倍という位相条件を満たす波長が共振してレーザー発振するが、その波長はブラッグ波長付近の 1 から 2 本の限られた波長であり、それらの限られた波長のうち、図 4・4 に示すように一番閾値の低い波長が優先的に発振する。他方、その波長は一般にはブラッグ波長からずれる可能性があるため、ブラッグ波長でレーザー発振を得るために共振器内の位相を調整することにより安定な単一波長発振が実現できる。そのために位相調整領域が共振器内に設けられ、電流注入などによりキャリア数を変化させて受動導波路の屈折率を変化させることによって真の縦モード制御が達成される。また同時に、回折格子領域の屈折率を同様の方法で変化させることにより、ブラッグ波長自体も変化させることができるので、任意の波長で安定な単一波長を得ることができ、これが波長可変レーザーとなる。また、受動導波路を具備しているため、光集積回路への適用も容易であり、複数の DBR レーザーを集積することにより、広い波長域で任意の発振波長が得られる波長多重通信素子光源の実現が

可能である。

作製面では、活性領域と受動領域を集積化する方法として、選択的結晶成長が新たに必要であるが活性領域に受動導波路領域を取っ付き型に光結合させるパッドジョイント構造が現在多用されている。

DBR レーザーと DFB レーザーは、1970 年代ほぼ同時期に提案された。実験の容易さから、まず 2 ビームの干渉縞により周期構造を形成した色素 DFB レーザーが実現されたが、その後 1975 年に GaAlAs を用いた 800 nm 帯半導体 DFB レーザーが CW 発振まで実現され、波長選択性を有することが示された。1970 年代後半に長距離大容量光ファイバ通信の光源として、直接変調においても単一波長特性が維持される、いわゆる動的単一波長動作の重要性が指摘され、その点で 1550 nm 帯 InGaAsP を用いた DBR レーザーによりその基本特性が実現されたが、無調整で安定な単一波長動作が得られやすい前項で説明した 1150 nm 帯  $\lambda/4$  シフト DFB レーザーによりまず実用化が進められた。他方、波長制御の必要な DBR レーザーは、むしろ波長可変性が着目されて、波長可変レーザーとして実用化されている。

### 2-4-3 変調器集積レーザー

(執筆者：魚見和久) [2019 年 1 月 受領]

半導体レーザーと光変調信号を発生する半導体変調器を Monolithic に一括集積した光素子を、変調器集積レーザーと呼ぶ。この集積光素子では、半導体レーザーは CW 発振状態であり、その CW 光を半導体変調器に入射し、変調器において電圧信号を加えて光の ON/OFF 変調を行う。変調器集積レーザーは、主に波長 1.3  $\mu\text{m}$ ~1.55  $\mu\text{m}$  の光ファイバ通信で用いられており、InP 基板上に InGaAsP 系、InGaAlAs 系材料での MQW (Multi-Quantum-Well; 多重量子井戸) 層のコアと光導波路で形成されている。変調器集積レーザーは 2 種類あって、EA (Electro-Absorption) 変調器集積型と、MZ (Mach-Zehnder) 変調器集積型であるが、2018 年時点での世界の出荷数を見ると前者が 97%、後者が 3% であり、前者の EA-DFB が変調器集積レーザーの代名詞と言ってよいだろう。

まず、変調器集積レーザーが考案され実現された背景に関して記述する。1981 年の F100-M システム (伝送速度 100 Mbit/s) で本格的に始まった光ファイバ通信システムは、日米欧で異なったビットレートだったが、NTT 主導で 1988 年に CCITT (現 ITU-T) により国際的に統一された New SONET/SDH (新同期インタフェース) により飛躍的に発展し、156 Mbit/s  $\rightarrow$  622 Mbit/s  $\rightarrow$  2.5 Gbit/s  $\rightarrow$  10 Gbit/s と高速化していった。2.5 Gbit/s では 1.55  $\mu\text{m}$  帯 MQW-DFB 半導体レーザーにおいて 80km 伝送が 1991 年に実用化され、長距離伝送化に大いに貢献した。一方、1989 年に一気呵成に技術集約した EDFA が実用化された 1994 年以降、1.55  $\mu\text{m}$  帯において DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing; 高密度波長多重) での 32 チャネル長距離・IR での 320~640 km 長距離伝送の期待が高まったが、1.55  $\mu\text{m}$  帯 MQW-DFB 半導体レーザーでは 100 km を超す伝送は不可能であった。これは、半導体レーザーの直接変調 (注入電流の ON/OFF による変調) では、チャープ指数に伴う波長チャーピング (2-5-5 節参照) によってレーザー光のスペクトルが広がって、SMF の波長分散により伝送速度が波長ごとに異なるので長距離伝送とともに光波形が歪み、受信できなくなるせいである。

この半導体レーザーの直接変調時の長距離伝送化の限界・壁を打破すべく、LiNbO<sub>3</sub> 結晶のポッケルス効果による屈折率変化を利用した LN-MZ 変調器が、1.55  $\mu\text{m}$  帯長距離伝送に適用さ

れたが、長さが cm サイズと大きく光送信機の小型化・低電圧化には適さなかった。

それに対して、1980 年代に、研究開発が進んでいた MQW-EA 変調器は、QCSE 効果 (Quantum Confined Stark Effect ; 量子閉じ込めシュタルク効果) を活用するので、変調電圧が 2 V 程度と小さく、長さも 200  $\mu\text{m}$  程度と小型で、かつ、InP 基板上に DFB (Distributed Feedback) レーザーと Monolithic に一括集積できる特長があった。1990 年代に、MQW-EA 変調器集積 DFB レーザーとして大きく華を開き、北米での 2.5 Gbit/s での 320 km, 640 km の DWDM システムに導入され、その後、10 Gbit/s の 40~80 km, 40 Gbit/s の 2 km システムに適用され、その後、1.3  $\mu\text{m}$  帯に展開し、Datacom/Data Center 用向け 100 GbE, 200 GbE, 400 GbE の光源として一世を風靡している。

図 4・5 に EA 変調器集積レーザーの構造図を示す。1990 年台までは選択結晶成長技術により一括集積された EA 変調器と DFB レーザーが主流であったが、1990 年代後半からは、高速変調のために寄生容量を極力低減し変調効率を上げた設計の MQW-EA 変調器が、高出力設計の MQW-DFB 半導体レーザーの前面に Butt-Joint 結晶成長技術によって集積されているのが特徴である。

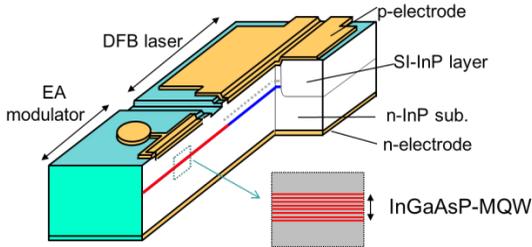


図 4・5 EA 変調器集積レーザーの構造図

図 4・6 に MQW-EA 変調器の動作原理を示すが、電圧を印加すると量子井戸には電場がかかり量子井戸が傾いて量子準位間のエネルギーが小さくなるので、光を吸収する波長端が低エネルギー化 (長波長化) することにより DFB 波長での吸収係数が増大するので、電圧印可の有無により、光変調信号を生成できる。

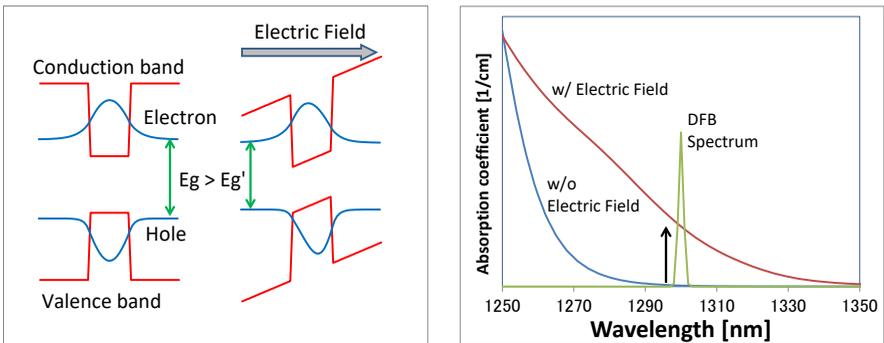


図 4・6 MQW-EA 変調器の動作原理 ; 印加電圧依存性

ただし、光吸収を伴う EA 変調器では、複素屈折率の虚部である光吸収を変調するので、ヒルベルト変換で関係づけられる Kramers-Kronig の関係によって、複素屈折率の実部が変調されて、 $\alpha$  パラメータ (2-5-5 項参照) を介して、残留波長チャージングが生じるので、 $\alpha$  パラメータは 0 ではなく (歪み MQW-DFB レーザーの  $\alpha=2$  より圧倒的に小さいが)、変調電圧依存性を持つので、波長分散の影響が若干残る。それに対して、上述した InP 基板上 MQW-MZ (Mach-Zehnder) 変調器集積レーザーでは、残留光吸収がほぼ皆無の波長での QCSE 効果での設計になっているので、 $\alpha$  が 0 の変調器・ $\alpha$  が負の変調器を集積できる優位性がある。ただし、MZ 変調の原理原則のため、素子の長さは数 mm と EA 変調器集積レーザーの数百  $\mu\text{m}$  に比べて長い、小型必須ではなく性能重視のいわゆる Telecom 系の光ファイバ伝送に適用されている。

## 2-4-4 波長可変レーザー

(執筆者：吉國裕三) [2019年1月 受領]

波長可変レーザーは、共振器内に挿入されたフィルタの調整で発振波長を可変できるレーザーで、通信用・研究用として不可欠な光源である。レーザーは電波領域と同様に、ループ利得 1 の正帰還増幅器であり、帰還ループ中のフィルタによって発振波長 (周波数) を決める。ゲイン媒質自体もフィルタとして機能するが、精度が要求される用途では回折格子や干渉フィルタが挿入されており、このフィルタのピーク波長を動かして発振波長を可変できる。この動作は、基本的には電波領域と同様であるが、電波領域と光では発振波長と帰還ループ長との関係が大きく異なる。

電波領域では発振器の帰還ループ長 (数 cm) は、波長 (数十 cm~数百 m) と比べ微小でありループ進行による位相遅れは無視できる。発振波長はフィルタのピーク波長で決まり、ピーク波長をシフトさせると発振波長は追従して連続的に変化する。一方、光では波長 ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) に対し、レーザーの帰還ループ長 (数百  $\mu\text{m}$ ~数 m) が圧倒的に長く、帰還光の位相はループを走行中に何回も回転する。このため、帰還ループ自体が、位相遅れが  $2\pi \times N$  となる波長 (縦モード波長) に鋭いピークを有する周期的なフィルタとして作用する。したがって、レーザーの発振波長はフィルタだけでなくこの縦モードの影響も強く受ける。縦モード間隔がフィルタ特性に比べて広い場合には、ピーク付近の単一の縦モードだけで発振する。

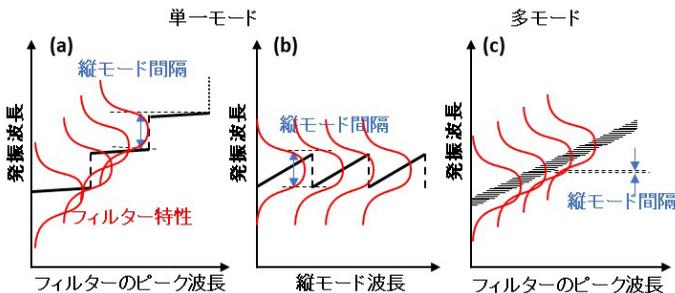


図 4.7 波長可変レーザーの発振波長変化

発振波長は、モード波長で決まるため図 4.7(a) に示すように、フィルタのピークを動かしてもあまり変化しない。更にピークを動かすと、発振は隣接する縦モードへジャンプして波長は

不連続に大きく変化し、全体として発振波長はピーク波長に対し階段状の変化を繰り返す。一方、共振器長の調整などで縦モード波長をシフトさせると発振波長も同時にシフトするが、やがてモード跳びにより反転し、図(b)のように鋸歯状の変化を繰り返す。広い波長範囲を連続的にカバーするには両方を組み合わせた精密な制御が必要であり、様々な方法でフィルタとモード波長を同期させる機構や制御装置が開発されている。特に波長可変半導体レーザーは波長多重通信用として急速な進歩を遂げ、モノリシック・ハイブリッド集積技術やモジュール化技術の進展により、波長が安定化されたレーザーモジュールとして量産されている。

一方、モード間隔が狭い場合、図(c)のように多モードで発振し、スペクトルのエンベロープはフィルタ調整だけで準連続的にシフトする。多モード可変レーザーは、ある程度広線幅が許容される用途では簡単に準連続可変が得られる方法とし重要であり、また、モード同期レーザーの波長可変化にも用いられている。上述のように、通常の波長可変レーザーではフィルタと縦モードを同期させる必要があるが、面発光型は唯一の例外である。共振器長が波長程度と短いため、発振波長はほぼ縦モード波長に等しく、モード調整だけで広範囲で連続な波長可変が得られる。

## ■9 群-5 編-2 章

### 2-5 半導体レーザーの動作

#### 2-5-1 微分量子効率

(執筆者：岩本 敏) [2009年3月 受領]

(外部) 微分量子効率  $\eta_d$  は半導体レーザーにおける重要な特性評価項目の一つで、閾値以上で動作するレーザーについて投入電子数の変化量と出力レーザー光の光子数変化量の比として次式で与えられる。

$$\eta_d = \frac{dP_{\text{out}}}{d(I/q)}$$

ここで、 $P_{\text{out}}$  はレーザー光出力、 $I$  は注入電流、 $q$  は素電荷である。また、微分量子効率は光出力の駆動電流に対する変化率(電流-光出力特性の傾き: スロープ効率)と  $q/\hbar\omega$  の積である。

閾値電流以上で駆動される理想的レーザーでは微分量子効率は一定となるが、現実には温度上昇などの様々な要因で変化する。

微分量子効率は、(誘導放出の) 内部量子効率と出力結合係数の積である。ファブリペロ型共振器レーザーについては、出力結合係数は両端面ミラーの反射率と導波路の内部損失を用いて簡単に求めることができる。この関係を利用することで、共振器長の異なる幾つかのレーザーについて、微分量子効率を測定し、その逆数を共振器長に対してプロットするとその傾きから導波路内部損失が、切片から内部量子効率を知ることができ、半導体レーザーのデバイス特性評価に利用できる。また、誘電体膜加工などのより、一方の反射率を1に近づけ、もう一方の反射率を下げるなどといった端面反射率制御により出力結合係数、微分量子効率を大きくすることが可能である。ただし、閾値電流密度も同時に増大するので、デバイス設計時には応用に応じた適切な最適化が必要である。

#### 2-5-2 レート方程式

(執筆者：岩本 敏) [2009年3月 受領]

半導体レーザーの現象論的な特性解析の基礎となる方程式<sup>†1</sup>で、多くの場合、キャリア密度  $N$  とレーザーモードの光子密度  $S$  の時間発展を記述した連立非線形微分方程式のことをいう<sup>†2</sup>。レート方程式は半導体中の電子を量子力学的に扱った密度行列の方程式から導くことができ、密度行列解析に比べて簡便なレーザー特性の解析を可能とする。

単一モード半導体レーザーの解析に用いられるレート方程式の例を以下に示す。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -\Gamma GS - \frac{N}{\tau_s} + \frac{J}{dq} \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma GS - \frac{S}{\tau_{ph}} + \beta \frac{N}{\tau_r} \end{aligned}$$

<sup>†1</sup> もちろん、気体レーザーなど他種類のレーザーの解析にもレート方程式は利用できる。

<sup>†2</sup> レーザーのスペクトル幅など光の位相が問題になる場合には、位相の時間変化に関する方程式も同時に扱う必要がある。

ここで、 $\Gamma$ は活性層内にある光波パワーの比率を表す閉じ込め係数、 $G$ は単位時間当たりの利得係数で利得係数  $g$  と群速度  $v_g$  の積で与えられる。 $\tau_s$  はキャリア寿命で、 $\frac{1}{\tau_s}$  は自然放出やオージェ過程などによるキャリア密度が減少する割合を表す。また、 $\tau_r$  は自然放出寿命である。 $\beta$  は全自然放出のうちレーザーモードに結合する割合を表したもので自然放出結合係数と呼ばれる。 $\tau_{ph}$  は光子寿命で、共振器内パワーが  $1/e$  倍になる時間を表しており共振器の内部損失とミラー損で決定される。また、 $J$ は注入電流密度、 $d$ は活性層厚み、 $q$ は素電荷である。ここで、光子密度  $S$ は共振器内光子数を活性層体積で割ったものであることに注意する。非常に単純な形の方方程式であるが、このレート方程式を用いてレーザーの静特性はもちろん、変調特性や強度雑音をはじめとする各種雑音特性を解析することができる。また、多モード状態への拡張、利得飽和効果の導入も容易で、多モード発振特性やモード間競合の特性も解析可能であり、半導体レーザーの解析には欠かせないツールである。

### 2-5-3 緩和振動周波数と変調帯域

(執筆者：魚見和久) [2019年1月 受領]

半導体レーザーの注入電流を直接 ON/OFF する直接変調を行うと、光系と電子系の相互作用である共振を反映した現象が、図 5・1 のように、周波数領域、時間領域に現れる。これを「緩和振動」と呼び、半導体レーザーの注入電流を ON/OFF しながらの直接変調での本質的な最高変調速度を雌雄する。周波数特性には共振ピーク (= 緩和振動周波数  $f_r$ ) で現れてその周波数以上で周波数応答は劣化し  $f_r$  の約 1.5 倍の変調周波数帯域となる。一方、時間軸では光出力の立上り時に減衰を伴う緩和振動となって現れる。これらはいわゆるフーリエ変換の関係である。

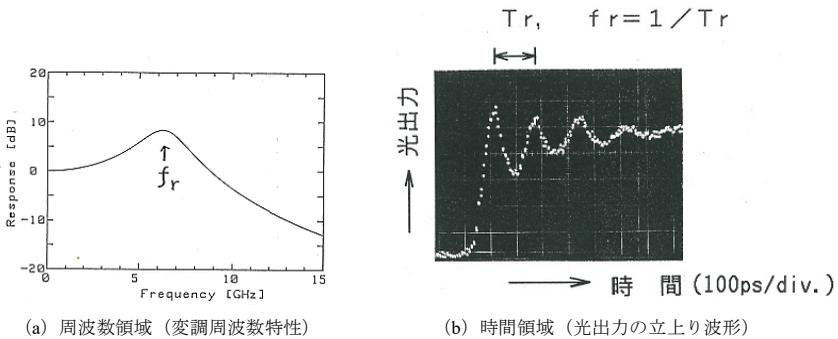


図 5・1

2-5-2 項で記述されたレート方程式を用いて、この緩和振動、緩和振動周波数を説明する。電子系の Lifetime  $\tau_n$  は約 1 ns なのに対し、光子系の Lifetime  $\tau_p$  は約 1 ps と、3 桁近く異なるので、半導体レーザーの注入電流を ON すると、光子系の速度に電子系は追従できず、結果として、位相が約  $\pi/2$  ずれたままの共振現象を起こすので、電子系のキャリア密度が揺さぶられて、上記緩和振動が発生する。レート方程式を用いて、小信号で解くと (2 次微分を無視する)、 $f_r$  は下記の式で表現できる。

$$f_r = (1/2\pi) \sqrt{v_g \cdot P_o \cdot (dg/dn)/\tau_p}$$

ここで、 $P_o$  は内部光密度、 $(dg/dn)$  は微分利得である。また、レーザー長さ、活性層の幅・膜厚などの構造因子を含んだ光素子設計が可能な MQW (Multi-Quantum-Well; 多重量子井戸) レーザーの  $f_r$  は下記になる。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{v_g}{qL} \frac{\xi_{MQW}}{WN_w L_w} \eta_i \frac{(dg/dn)}{(1+\epsilon S)} (I - I_{th}) \right\}^{1/2}$$

ここで、 $L$  は共振器長、 $\xi_{MQW}$  は光閉込め係数、 $W$  は活性層幅、 $N_w$  は量子井度数、 $L_w$  は量子井戸膜厚、 $\epsilon$  は非線形性利得、 $S$  は内部光密度、 $I$  は電流、 $I_{th}$  はしきい電流である。なお、 $\xi_{MQW}/WN_w L_w$  は内部スポットサイズの逆数であり内部光密度を表している。

以上から、半導体レーザーの周波数特性は下記のように求めることができる。

$$R(f) = \frac{f_r^4}{(f^2 - f_r^2)^2 + f^2 \Gamma^2 / (2\pi)^2} \frac{1}{1 + (2\pi f CR)^2}$$

最初の因子が緩和振動とダンピング定数  $\Gamma (= K f_r^2 + 1/\tau_n)$  で決まる本質的な因子であり、第 2 因子は半導体レーザーの寄生因子 (並列容量  $C$  と直列抵抗  $R$ ) で決まる因子である。本式を用いると、各因子で決まる 3 dB-down 変調周波数帯域は、それぞれ、下記式で表すことができ、それぞれの因子での変調周波数帯域を増大するアプローチに関し、概説しておく。

(1) 緩和振動周波数  $f_r$ ;  $f_{3dB}(f_r) = \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_r = 1.55 f_r$

$f_r$  を増大するには、①短共振器化、② $N_w$  増加による内部光密度増大、③MQW、変調ドープ MQW、InGaAlAs・GaInNAs 系材料による  $(dg/dn)$  の増大が有効である。1987 年に変調ドープ MQW により得られた 30 GHz の  $f_r$  が世界最高記録であり、2018 年現時点も記録を維持している。

(2) 非線形性  $K$  因子;  $f_{3dB}(K) = 2\sqrt{2}\pi/K = 8.89/K$

非線形性ダンピング因子の  $K$  定数は、MQW レーザーでは約 0.3 ns、線形利得を増大した歪み MQW-InGaAlAs 系レーザーでは約 0.2 ns であり、変調周波数帯域は 30 GHz~40 GHz である。

(3) 寄生因子  $CR$ ;  $f_{3dB}(CR) = 1/2\pi CR$

活性層以外の寄生容量  $C$  を低減するために、半絶縁性埋込み、無機・有機絶縁膜などが適用されている。

## 2-5-4 ホールバーニング

(執筆者: 山田 実) [2008 年 12 月 受領]

半導体レーザーを正弦波状の電流で直接変調した場合、緩和振動周波数で最大の変調率となり、共鳴状ピークと呼ばれる。しかし、実際のレーザーではこの共鳴状ピークが抑圧されている。抑圧される原因として第 1 に指摘されたのが、ストライプ方向における電子の空間的ホールバーニングと拡散効果である。

図 5.2 のように、電子と正孔はストライプ幅  $W$  の中に均一に注入される。この電子と正孔

により、発生するレーザー光は中央部で強くなる。そのため、電子と正孔は中央部に枯渇し、側部から電子と正孔が中央部に拡散してくる。この現象に時間遅れがあるため、共鳴状ピークが下がるのである。図5・3はこの効果を含めた理論解析と実測結果である<sup>1)</sup>。ここで、 $L$ は電子の拡散長で、拡散長 $L$ とストライプ幅 $W$ が同程度になるとき、共鳴状ピークが下がる。

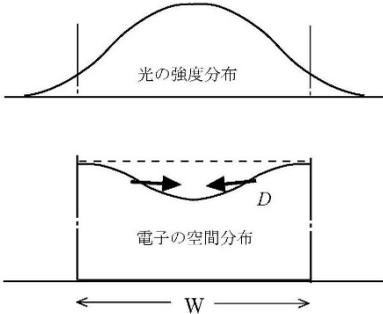


図5・2 電子の空間的ホールバーニング

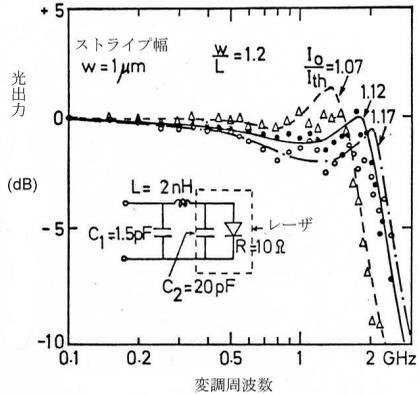


図5・3 電子の空間的ホールバーニングと電子拡散を考慮した変調特性<sup>1)</sup>

共鳴ピークの抑圧現象の第2の原因は、図5・4のような、エネルギー準位間でのホールバーニングである。半導体レーザーが発振動作しているとき、伝導帯と価電子帯ではある限られたエネルギー準位だけで電子遷移が生じている。そのため、伝導帯ではその準位の電子が枯渇する。これをエネルギー準位でのホールバーニングという。この枯渇した準位に対し、電子の散乱効果により他の準位から電子が移ってくる。その時間がバンド内電子緩和時間 $\tau_m$ である。 $\tau_m$ による電子移動の遅れのため、共鳴状ピークが抑圧される。図5・5には、空間拡散長とストライプ幅の比が $L/W = 0.9$ で、電子緩和時間をパラメータとした計算結果を示す<sup>2)</sup>。電子緩和時間が長くなると、共鳴状ピークが見えなくなる。

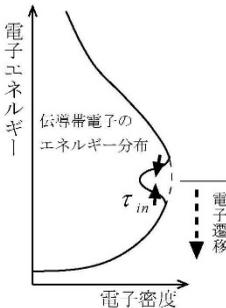


図5・4 エネルギー準位間でのホールバーニング

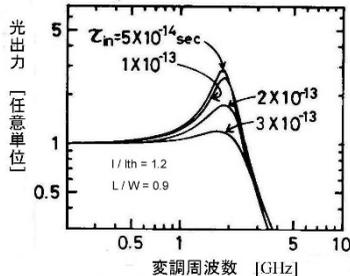


図5・5 空間とエネルギー準位間でのホールバーニングを考慮した変調特性<sup>2)</sup>

## ■参考文献

- 1) K. Furuya, Y. Suematsu, and T. Hong : “Reduction of resonancelike peak in direct modulation due to carrier diffusion in injection laser,” *Applied Optics*, vol.17, no.12, pp.1949-1952, Jun. 1978.
- 2) M. Yamada and T. Mizukami : “An analysis of direct modulation in undoped injection laser with consideration of inhomogeneous-gain-broadening,” *Trans. IECE of Japan*, vol.E63, no.11, pp.795-802, Nov. 1980.

### 2-5-5 チャープ指数, $\alpha$ パラメータ

(執筆者：西村公佐) [2018年8月 受領]

チャープ指数とは、半導体や誘電体などの物質の中で起きる光の位相変化と電界強度変化の比率を表すパラメータであり、通常は記号  $\alpha$  で表されるため、 $\alpha$ パラメータとも呼ばれる。特に光通信分野では、送信光源の $\alpha$ パラメータと光ファイバの波長分散特性が光信号の伝送特性に影響を与えるため、伝送システム的设计において重要なパラメータの一つである。

ある光信号の位相を $\varphi$ 、規格化強度を $I$ としたときに、それらの時間変化量 $d\varphi/dt$ 及び $dI/dt$ を用いて $\alpha$ パラメータは以下の式(5・1)で定義される。

$$\alpha = \frac{d\varphi/dt}{dI/dt} \quad (5 \cdot 1)$$

光通信システムの場合、式(5・1)は光信号を変調するデバイスの複素誘電率  $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$  の実部 $\epsilon_1$ と虚部 $\epsilon_2$ の時間変化により決定され、Kramers-Kronig の関係式に基づく相関関係を有している。

### 2-5-6 半導体レーザーの雑音

(執筆者：山田 実) [2019年1月 受領]

雑音とは、信号に対する物理的擾乱現象の総称である。したがって、「信号としてどのような物理現象や処理方式を利用しているか」によって雑音の評価が異なる。光技術では、信号の方式として、「光の強度」、「光の位相」、「光の周波数」が利用されている。それに対応して、雑音が図 5・6 のように強度雑音、位相雑音、周波数雑音に分類される。

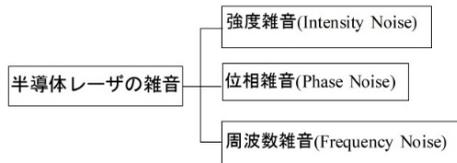


図 5・6 光信号の方式による雑音の分類

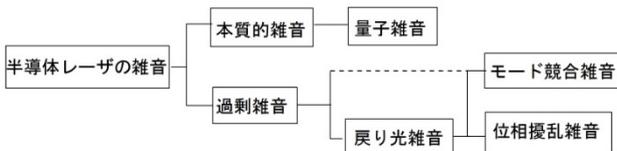


図 5・7 発生メカニズムによる雑音の分類

一方、雑音低減化のためには、雑音の発生メカニズムを熟知する必要がある。図 5・7 には、雑音の発生メカニズムに基づく分類を示した<sup>1)</sup>。

半導体レーザーの雑音は、レーザー内で電子が光へエネルギーを与える際に生ずる原理的な揺らぎに起因する本質的雑音と、レーザー構造の不備や利用状態で発生する過剰雑音とに二分される。

本質的雑音は、量子力学の原理に基づく雑音で、量子雑音と呼ばれる。電子と光のエネルギーは電子数と光子数との離散的な数値で与えられる。したがって、電子から光へエネルギーが遷移する最中でも、電子数と光子数は離散値として変化しなければならない。このため、光が発生しているときの光強度には確率統計的な揺らぎが生じており、それが量子雑音である。また、光強度と光電界の位相との間には不確定性原理が存在し、位相揺らぎや周波数揺らぎを必ず伴う。これらが、位相雑音や周波数雑音の種となっている。

過剰雑音として代表的なのがモード競合雑音である。半導体レーザーの発振モード（光周波数スペクトル）は単一とは限らない。複数の共振モードが存在しており、どのモードが発振するかは、レーザー共振器とレーザー利得の波長依存性で定まる。発振動作中の各モードは、他のモードからの利得抑圧や利得増強などの相互非線形利得を被っている。このため、半導体レーザーの発振モードは変動し易い。この現象をモード競合と言う。モード競合に起因する雑音がモード競合雑音である。雑音の大きさは、材料、構造、動作環境や駆動方法などにより異なる。

レーザーの出射光を、レンズ、光ディスクや光ファイバなどに入射させたときに発生する過剰雑音を、戻り光雑音と言う。この現象は、レーザーの出射光がこれらの光学素子の表面で反射し、レーザーに再入射するために生ずる。戻り光雑音については、2種の発生メカニズムが指摘されている。一つは、戻り光により半導体レーザー自身のモード間でモード競合が誘発される場合であり、他の一つは、レーザー自身のモードとしては単一モードであるが、光の位相が大きく乱れる場合で、位相攪乱雑音という。この位相攪乱は、レーザー出力端と光反射点とで共振モードを形成するために発生するとも解釈でき、外部共振器モード間のモード競合とも呼ばれる<sup>1)</sup>。図 5・8 に戻り光がある場合の相対雑音強度（RIN）の理論計算例を示す<sup>1),2)</sup>。

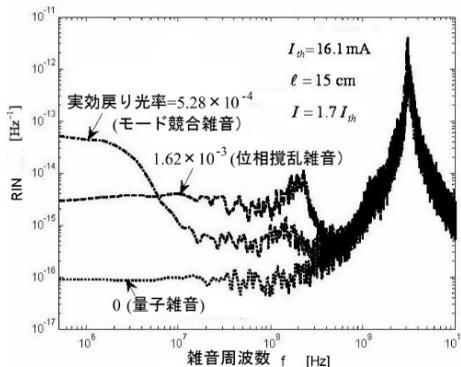


図 5・8 戻り光雑音の理論計算例

光子数  $S$  の直流成分を  $\bar{S}$ 、揺らぎ周波数  $f$  の成分を  $S_f$  とし、揺らぎ成分の自己相関値を  $\langle S_f^2 \rangle$  で記すと、 $RIN = \langle S_f^2 \rangle / \bar{S}^2$  で定義される。この計算例では、半導体レーザーの材料は AlGaAs 系で、共振器はファブリペロ型、発振閾値電流  $I_{th} = 16.1$  mA、反射点までの距離  $l = 15$  cm、動作電流  $I = 1.7 I_{th}$  と仮定した。図中のパラメータは実効戻り光率で、出射したレーザー光が半導体レーザーの活性領域内に入る比率を示す。実効戻り光率 0 は戻り光が無い場合で、量子雑音レベルである。雑音周波数 3 GHz 付近に、共鳴状のピークが見られるが 100 MHz 以下の雑音は低い。実効戻り光率を  $5.28 \times 10^{-4}$  にすると MHz 以下の低周波側で雑音が増加する。これがモード競合雑音である。更に戻り光を増やすと低周波側の雑音は低下し、10~100 MHz 付近では増加し、DC ~100 MHz の間でほぼ均一な雑音となる。これが位相攪乱雑音である。

光ピックアップ用レーザーなどでは、ファブリペロ型共振器を使っているため、戻り光によるモード競合雑音を被り易い。このモード競合雑音の低減化方法として、駆動電流に 100 MHz ~1GHz の高周波電流を重畳させる高周波重畳法<sup>3)</sup>や、直流電流駆動でもレーザー光がパルス状に発振する自励振動レーザー<sup>4)</sup>の利用などが実用化されている。しかし、これらのレーザーでも位相擾乱雑音は発生する。

分布帰還型 (DFB) や分布反射型 (DBR) レーザーでは、発振モードの選択制が強いため、モード競合雑音は発生しにくい位相擾乱雑音は発生する。

位相擾乱雑音の抑圧には、雑音を含む光検出電流をレーザー駆動電流に電氣的に負帰還をかけて抑圧する方法<sup>1)</sup>があるが、不確定原理により、強度雑音を抑圧すると位相雑音や周波数雑音が増加してしまう。

#### ■参考文献

- 1) M. Yamada : "Theory of Semiconductor Lasers," Chapter 10 "Noise", Springer, 2018.
- 2) S.M.S. Imran, M. Yamada, and Y. Kuwamura : "Theoretical Analysis of Optical Feedback Noise Based on Multimode Model of Semiconductor Lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol.48, no.4, pp.521-527, Apr. 2012.
- 3) A. Oishi, M. Chinone, M. Ojima, and A. Arimoto : "Noise characteristics of high-frequency superposed laser diodes for optical disc systems," Electron. Lett., vol.20, no.20, pp.821-822, Sep. 1984.
- 4) S. Matsui, H. Takiguchi, H. Hayashi, S. Yamamoto, S. Yano, and T. Higikata : "Suppression of feedback-induced noise in short-cavity V-channeled substrate inner stripe lasers with self-oscillation," Appl. Phys. Lett., vol.43, no.3, pp.219-221, 1983.

## ■9 群-5 編-2 章

### 2-6 関連デバイス

#### 2-6-1 発光ダイオード (LED)

(執筆著：山田博仁) [2019年1月 受領]

発光ダイオード (light emitting diode : LED) は、電気回路素子としてはダイオードの一種であり、主に直接遷移型半導体の pn 接合に対して、順方向に電流を流すことによって発光を得る半導体素子である。発光原理はエレクトロルミネセンス (Electroluminescence : EL) 効果を用いており、近年ディスプレイとして普及が始まっている有機 EL もこの効果を用いたデバイスである。

図 6・1 に示すようにダイオードに順方向に電流を流すと、電子と正孔が pn 接合領域で再結合する。このとき、再結合に伴って失われるエネルギーの一部が光 (光子) として放出される (発光再結合) ように工夫されたデバイスが LED である。整流用の Si ダイオードでは、再結合に伴って失われるエネルギーの殆どすべてが格子振動を励振して熱となり、発光は殆ど得られない (非発光再結合)。

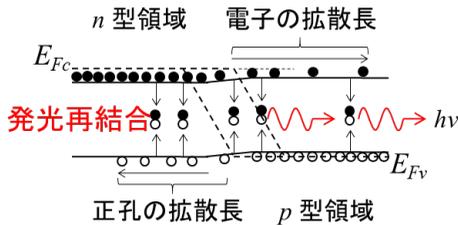


図 6・1 LED の pn 接合領域における発光再結合

表 6・1 LED の発光色と用いる無機半導体材料

発光色	用途	材料
近赤外	防犯、通信	AlGaAs, InGaAsP
赤色	表示	AlGaInP, AlGaAs, GaAsP, GaP
橙色	表示	GaAsP, AlGaInP, InGaN, GaN, AlGaIn
黄色	表示	GaAsP, AlGaInP, InGaN, GaN, AlGaIn
緑色	表示	AlGaInP, InGaN, GaN, AlGaIn, GaP
青色	表示	InGaN, GaN, AlGaIn, ZnSe, ZnO
紫色	表示	InGaIn, GaN, AlGaIn, ZnSe, ZnO
紫外	加工、医療	InGaIn, GaN, AlGaIn, ZnO, ダイヤモンド (C)
白色	照明	青または紫外のLEDと黄色蛍光体との組み合わせ

表 6・1 に示すように用いる半導体材料によって発光色が異なり、発光中心波長は用いる半導体のバンドギャップにより決まる。Ge や Si のような間接遷移型半導体の pn 接合に電流を流しても殆ど発光は得られないが、GaP のような間接遷移型の半導体においては、窒素などの不

純物を添加すると、それらが電子を捕獲するアイソエレクトロニックトラップとして働くことにより、それらの発光中心を介した発光再結合が支配的となる。したがって、間接遷移型半導体であっても比較的高い発光効率（外部量子効率で数%）が得られるようになり、LED として用いることが可能となる。

現在の LED に直接繋がる発明は、1962 年に General Electric 社にいた Nick Holonyak, Jr.らによってなされた GaAsP 系 LED からの赤色発光であり、これを機に 1960 年代から GaP や GaAsP 系材料による赤色 LED が使われ始め、1970 年代には黄や黄緑色の発光が得られる LED も開発され、ディスプレイとしての普及も始まっていった。当時は赤と黄緑色の 2 色の LED を組み合わせることにより、赤、橙、黄緑色の 3 色のみを表示するディスプレイが電光掲示板などに使われていたが、フルカラーの表示に対するニーズが高まり、青色 LED の実現が望まれていた。1990 年代に入ると、赤崎、天野、中村らにより、GaN や InGaN 系材料による紫色や紫外、青色 LED が発明され、日亜化学や豊田合成といった日本企業によって青色の LED が開発され、商品化されていった。赤崎、天野、中村の 3 名はこの成果により、2014 年ノーベル物理学賞を受賞した。

現在では、赤、緑、青の三原色によるフルカラーディスプレイも実現され、信号機などにも普及していった。更に、照明用に白色 LED も開発・商品化され、蛍光灯や白熱電球に置き換わりつつある。照明用の白色 LED は、青色 LED と、青色の光を受けて黄色（青の補色）に発光する蛍光体を組み合わせて実現されているものが現在の主流である。可視光以外にも紫外や近赤外域の発光が得られる LED も市販されており、防犯、通信、マウスなどの OA 機器、更には加工や医療分野で用いられている。

## 2-6-2 スーパーluminescentダイオード

（執筆者：山西正道）[2019年1月 受領]

医療・生体イメージング分野において、スーパーluminescentダイオード（Super-Luminescent Diode : SLD）に代表される時間的インコヒーレント光源の需要が急激に増えている。その背景には、1990 年代初頭に原理提案されて以来、めざましい発展を遂げた光コヒーレンストモグラフィー（Optical Coherence Tomography : OCT）の存在がある。既に OCT は眼底臨床応用をはじめとし、皮膚、循環器、消化器など様々な医療分野に広がっており、その有用性は益々増大している。また、レーザーの場合と異なり戻り光の影響を受けない SLD は、様々な応用にあたりその有用性を示しつつある。

自然放出光の増幅現象による SLD はレーザーダイオードと「同等の空間的コヒーレンス」を示しながら、LED と同等の広帯域な発光スペクトルを持ち、結果として、「時間的コヒーレンスが低い」という 2 つの特徴を併せ持っている。具体的には、1.3  $\mu\text{m}$  帯の SLD で、光出力 30 mW、スペクトル半値幅 59 nm、第 2 コヒーレンスピーク -30 dB という特性が報告されている<sup>1)</sup>。しかしながら、レーザー発振を避けるために斜め導波路あるいは湾曲型導波路を用いた従来型の SLD では、ビーム形状が歪むなど、空間的なコヒーレンス性の劣化が生じ勝ちであり、集光やファイバ導入において問題を生じ勝ちである。また、従来型の SLD のスイッチング時間は 5 ns 程度であり、今日的な各種の応用（例えば、車載応用）に際して、発光出力のスイッチ速度の点で物足りない状況にある。

こうした従来型の SLD の持つ問題点を克服した新しい室温動作の超高速インコヒーレント

光源<sup>2)</sup> (Integrated Quantum effect Supreme Radiation Device : IQSRD) が最近出現している。この IQSRD では、出力端面に直交した直線導波路構造でのレーザー発振現象の完全な抑圧と超高速動作のために、3種類の量子効果 (量子井戸構造内の高密度電子間の交換相互作用によるバンドギャップ収縮, 量子閉込みシュタルク効果 : QCSE, 及び、量子井戸構造における TE-モード選択発光性) が自然な形で利用され、その結果として、時間領域 (縦方向) でのインコヒーレンスと空間 (横方向) コヒーレンスが確保された高出力光 (0.88  $\mu\text{m}$  帯で 30 mW 程度の Amplified Spontaneous Emission 光) が射出される。IQSRD では、微小共振器あるいはフォトニック結晶のような光子系に対する複雑な構造を導入することなく、均一な量子井戸構造を含む直線導波路内での電子系に対する波動関数制御が光子系 (出力光) のコヒーレンス制御 (縦インコヒーレンス/横コヒーレンス) に直結しており、そのスイッチング時間としては、160 ps が既に実現されている。

#### ■参考文献

- 1) 山田敦史, 吉田谷弘明, 藤田幹明, 森本慎太郎, 尾松孝茂: “斜め窓構造を用いた 1.3  $\mu\text{m}$  スーパールミネッセントダイオード,” 電子情報通信学会論文誌, C J97-C, pp.308-316, 2014.
- 2) 樋口 彰, 廣畑 徹, 田中和典, 黒柳和良, 山西正道: “多機能インコヒーレント光源の開発: 集積量子効果スーパールミネッセント素子,” 電子情報通信学会, レーザー・量子エレクトロニクス研究会 (LQE), 小樽経済センター, 2018-08-24, <https://www.ieice.org/ken/paper/20180824O15d/>

### 2-6-3 半導体光増幅器

(執筆者: 森戸 健) [2019年1月 受領]

半導体光増幅器 (SOA : Semiconductor optical amplifier) は、電流注入によって直接遷移型半導体の伝導体の準位に存在する電子数が価電子帯の準位に存在する電子数を上回る反転分布状態を形成し、そこに入射した光子と同じ周波数の光子を放出する誘導放出を用いて信号光を増幅する。初期に研究された半導体光増幅器はファブリペロ型半導体レーザーを発振閾値以下にバイアスした共振型光増幅器であり、縦モード間隔に対応したリップルにより利得スペクトルに波長依存性を生じた。1つのリップルで決まる利得幅は非常に狭く、半導体光増幅器の共振周波数を信号光の周波数に常に一致させるには厳密な温度制御が必要となり、実用上の障壁となる。このため、端面の反射率を無視できるほど低く抑えた進行波型光増幅器が開発され、利得スペクトルは増幅媒質の利得幅まで拡大された。

進行波型半導体光増幅器では、一方の素子端面に光信号を入力してもう一方の素子端面から増幅された光信号を出力する。信号光の単一透過利得  $G$  は、光閉じ込め係数  $\Gamma$ 、素子長  $L$ 、増幅媒質の利得係数  $g$  と吸収係数  $\alpha$  を用いて、“ $G = \exp [( \Gamma g - \alpha ) L ]$ ” で表される。増幅媒質に InGaAs 系を用いた場合、 $\Gamma$  を半導体レーザーと同様に数%から数%に設計すると、信号光利得を数十 dB 得るのに必要な素子長は数百  $\mu\text{m}$  から数 mm と光増幅器として小型である。更に利得帯域は数十 nm から数百 nm と広く、光通信で用いられるバンドをカバーする。また増幅媒質の材料組成を調整することで、利得中心波長を 1.3  $\mu\text{m}$  から 1.6  $\mu\text{m}$  まで設定可能である。

光ファイバを伝播した信号光を増幅する場合、光増幅器には入射するその偏波状態によらず利得が一定であることが求められる。一般に半導体光増幅器の増幅媒質 (活性層) の断面構造は半導体レーザーのそれとほぼ同じで、厚さが数十 nm から数百 nm、幅が数百 nm から数  $\mu\text{m}$  の扁平形状であることから、TE 光 (Transverse Electric Wave, 電界成分が入射面に対し横向き)

に対する  $\Gamma$  が TM 光 (Transverse Magnetic Wave, 磁界成分が入射面に対し横向き) に対する  $\Gamma$  より大きく, TE 光に対する  $G$  が TM 光に対する  $G$  より大きくなる. この偏波間利得差を抑えて偏波無依存型半導体光増幅器を実現するため, 活性層に引張り歪みを導入して TM 光に対する  $g$  を TE 光に対する  $g$  よりも大きくし, 両偏波に対する  $\Gamma g$  の値を等しくする技術が開発されている.

入力信号光のパワーを増加すると半導体光増幅器の増幅媒質での誘導放出による電子の消費が激しくなり, 素子内の出力側から徐々に利得が小さくなって, 光入力パワーに対する光出力パワーの関係が非線形になる, いわゆる利得飽和が起こる. 利得増幅媒質が InGaAs 系などの場合, 電子の実効的なキャリア寿命は数百 ps と短く, 変調速度が数十 GHz の信号光のパワーの変化に電子数の変化が追従できる. その結果, 半導体光増幅器を利得飽和領域で動作させるとパターン効果と呼ばれる波形劣化を生じる. 一方, 半導体光増幅器の高速利得応答特性を積極的に利用し, 高速ゲートスイッチ, あるいは相互利得飽和や相互位相変調による波長変換器や光-光スイッチによる光信号処理の研究も行われている.

半導体光増幅器は反転分布状態における誘導放出により信号光を増幅するが, これと同時に自然放出による光子の放出も生じており, 入力信号光と無関係であるために雑音となる. 半導体光増幅器の出力には増幅された信号光に加えて増幅された自然放出光が存在するため, 雑音には, 信号光のショット雑音, 自然放出光のショット雑音, 信号光と自然放出光のビート雑音, 自然放出光の成分間のビート雑音, の 4 種類がある. このうち, 利得と出力が大きいつきに支配的になり, 光フィルタでもカットできない信号光と自然放出光のビート雑音が実用上重要である. 半導体光増幅器の低雑音化には理想的な反転分布での増幅動作と内部損損失の低減が有効であり, 後者の対策として利得ピーク波長よりも長波側で使われる.

最後に半導体光増幅器の応用分野について述べる. 既に 1.3  $\mu\text{m}$  帯小型光トランシーバの受信側ブリアンプ, 1.55  $\mu\text{m}$  帯の高出力波長可変レーザーのブースターアンプとして実用化している. また, 光トランシーバの小型化, 高速化に向けた光集積回路の開発が進んでおり, 損失補償用に半導体光増幅器の集積がますます使われると考える.

## 2-6-4 半導体波長変換器

(執筆者: 植之原裕行) [2009年1月 受領]

半導体を用いた波長変換器としては, 半導体光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier; 略して SOA と呼ぶ) を用いるものが主である. 動作原理としては, 主に (1) 相互利得変調 (Cross Gain Modulation; 略して XGM と呼ぶ), (2) 相互位相変調 (Cross Phase Modulation; 略して XGM と呼ぶ), (3) 四光波混合 (Four Wave Mixing; 略して FWM と呼ぶ) を用いる. 以下, それぞれの原理について解説する.

### (1) XGM

XGM とは, SOA に数 100 mA の電流を注入し, 利得が飽和する程度のパワーの CW 光を入力している状態で, 符号化された信号光を入力することにより利得の変調を行い, もとの CW 光 (プローブ光と呼ばれる) に強度変調を誘起する現象である. 動作原理から, 入力信号と論理反転した波長変換出力が得られるのが特徴である. また, 信号光をプローブ光と同方向に入力する形式と, 逆方向に入力する形態がある. 波長変換器の形態としては, 前者は出力に波長選択フィルタを接続してプローブ光波長成分を取り出す必要があるが, 後者は不要である. 特

性的にも、信号光により変調されたキャリア密度のプロープ光への影響が異なるため、消光比や時間応答特性に差が生じる。キャリア密度変化のキャリア回復時間が動作速度限界を与え、現状では動作速度として 10 Gbps 程度となっている。入力光により利得を完全になくすことが困難なため、消光比としても 10 dB 程度しか得られない。

## (2) XPM

XPM とは、XGM と同時に発生する位相変調のことである。キャリア密度の変化により半導体の屈折率が変化することにより発生する。強度変調方式の場合は位相変調を強度変調に変換するため、マッハツェンダー干渉計の中に SOA を組み込んだり、遅延干渉計を SOA の後段に接続する形態をとることが多い。XGM と同様、信号光をプロープ光と同方向、逆方向に入力する形態があり、特性上差が生ずる。信号光の入力を分岐して遅延干渉させる差動動作モードを用いると、キャリア回復時の位相を干渉効果によって打ち消すことができるため、キャリア回復時間よりも高速な動作が得られるメリットがある。また、XGM よりも低入力光パワーで動作し、低チャープでの波長変換動作が得られるため、伝送用途には XPM 型が用いられることが多い。SOA 内の複屈折性により偏波面の回転を利用した形態もある。

## (3) FWM

FWM とは、3 種類の波長が同時に入力されているときに、4 番目の波長が半導体内の 3 次非線形効果により誘起される現象である。キャリア回復時間よりも 1 桁以上高速な動作が可能であるという特徴を有するが、各波長成分の偏波が揃っている必要があること、波長間隔が大きくなると発生効率が低下することなどの課題がある。2 種類の波長が入力されている場合も、片方の 2 次高調波との和周波・差周波成分が発生する（縮退四光波混合と呼ばれる）。

## 2-6-5 テラヘルツ発振器

(執筆：浅田雅洋) [2009 年 2 月 受領]

ミリ波・マイクロ波と光の中間に位置する周波数およそ 0.1~10 THz (波長 30  $\mu\text{m}$ ~3 mm) のテラヘルツ (THz) 帯は、化学や生体・医療の分野における分析やイメージング、大容量通信、セキュリティなどの幅広い応用の可能性があり、近年大きく注目されている。これらの応用ではコンパクトなコヒーレント THz 光源が重要なキーデバイスである。光源にはいろいろな種類があるが、半導体による発振デバイスとしては、光デバイスの周波数を下げるアプローチと、電子デバイスの動作周波数を高くするアプローチがある。

光デバイスの側からは THz 量子カスケードレーザー (QCL) の研究が盛んに行われている。量子カスケードレーザーは 2-2-5 項にも述べられているように、量子井戸または超格子のサブバンド間遷移を利用するレーザーで、近赤外から THz 帯にわたる広い範囲の発振が設計可能である。THz 帯では、1.2 THz までの発振や 178 K までのパルス発振、117 K までの連続発振が報告されている。発振閾値電流密度は 100 K 前後において 1 kA/cm<sup>2</sup> 程度、出力は数十 mW から数百 mW に及ぶが、高温動作と同時に低周波側へ周波数を拡大することが今後の課題である。

光デバイスとしてはこのほか、20 K 程度の温度で動作する p 型ゲルマニウムレーザーや、1.5  $\mu\text{m}$  帯の通常の半導体レーザーを 2 個用いて、UTC-PD (単一キャリア走行フォトダイオード) や通常のフォトダイオードなどの検出器の非線形性を利用して差周波として THz 波を発生する方法、中赤外で 2 つの波長を同時発振する QCL を用いてその共振器内で差周波により

THz 発生させる方法などがある。

ミリ波側からの電子デバイスによるアプローチには、電子の谷間遷移を利用するガンダイオード、走行時間効果を利用するインパットやタンネットダイオード、量子井戸の準位を通過する電子の微分負性抵抗特性を利用する共鳴トンネルダイオード (RTD) などによる発振や、ヘテロ接合バイポーラトランジスタ (HBT) や高電子移動度トランジスタ (HEMT) などの動作周波数の上昇の研究が行われており、その他にもブロッホ振動などいろいろな量子効果による THz デバイスの研究がある。また、マイクロ波発振器の出力を過倍する方法も行われている。

ガン及びインパットでは室温で 300 GHz 前後までの数 mW の基本波発振や、400 GHz 帯の高調波発振が報告されている。タンネットダイオードでは 200 GHz で 1 mW 程度、またサブ nW であるが 708 GHz の基本波発振も報告されている。RTD では 830 GHz までの基本波発振と 1.02 THz までの高調波発振が報告されており、単体の室温発振素子としては最高周波数を有するが、出力は現在のところ基本波発振でも数  $\mu$ W ~ 数十  $\mu$ W であり、構造の最適化やアレイによる高出力化が今後の課題である。

HEMT や HBT の動作周波数の進展もめざましく、HBT において電流利得遮断周波数  $f_t = 765$  GHz や最大発振周波数  $f_{max} = 755$  GHz、また、HEMT では 1 THz を超える  $f_{max}$  などが、いずれも InP 系において報告されている。また、HEMT では 346 GHz で 25  $\mu$ W の発振回路の動作が報告されている。

#### ■参考文献

- 1) テラヘルツテクノロジーフォーラム(編)：“テラヘルツ技術総覧,” 第3章, NGT, 2007.

## 2-6-6 シリコンフォトニクス

(執筆者：山田浩治) [2019年1月 受領]

シリコン (Si) フォトニクスは、Si 系電子デバイス製造技術をベースとした集積光デバイスプラットフォーム技術であり、高密度集積性、機能集積性、堅牢性・信頼性、経済性において優れた特徴を持つ。まず、Si は波長 1.1~4  $\mu$ m の赤外線領域で透明であり、この波長帯における光伝搬媒体として用いることができる。第一の特徴である高密度集積性は、この波長帯における Si の高い屈折率 (~3.5) に帰着される。Si フォトニクスではコアに Si、クラッドに SiO<sub>2</sub> を用いた光導波路を一般的に用いるが、Si/SiO<sub>2</sub> 界面における全反射最大角は界面に対し 60° 以上にも達するため、微小領域に集光された発散角が大きな光もクラッドに放射することなくコア内を伝搬することができる。また、同様の理由により、急峻な導波路偏向部における界面入射角の増加にも余裕をもって対応できる。波長 1.55  $\mu$ m 帯では、コアサイズが 500 nm 以下、偏向半径が  $\mu$ m オーダの単一モード光導波路システムを構築することができるため、デバイスの小型化と高密度レイアウトが可能となる。ただし、非常に微小な導波路コアと大きなコア/クラッド屈折率差がゆえに、僅かなコア形状の製造誤差やコア表面の粗さが有効屈折率の変動や伝搬損失の増加につながるため、注意が必要である。Si 導波路は通常、SOI (Si-On-Insulator) 基板をベースに構築され、SOI 基板の埋め込み酸化膜層がアンダークラッドの機能を有する。

機能集積性は主に Si の半導体特性を活かした特徴である。Si 導波路にはコア内に pn あるいは pin 構造を構築することができるため、コア内のキャリア濃度やキャリア分布を制御することが可能である。そこで、キャリアプラズマ効果を通じてコアの屈折率や吸収係数を変化させ、

変調器などの動的光制御機能を実現することができる。また、Si 導波路あるいは Si スラブ上には、波長 1.6  $\mu\text{m}$  程度まで光を吸収可能なゲルマニウム (Ge) を選択成長できるため、これに pin 構造を構築して受光機能も実現することができる。変調器用位相シフタ及び Ge 受光器の断面構造の例を図 6・2 に示す。更に、Si 系電子デバイスと同様な製造プロセスを用いるため、電子デバイスとのモノリシック集積も可能である。

堅牢性・信頼性は、Si 基板や SOI 基板が非常に堅牢なデバイスプラットフォームであること、及び製造技術が信頼性に優れる Si 系電子デバイス製造技術に基づいていることに帰着される。基板が堅牢なため、異種材料集積などによる光デバイスの機能の向上、特に III-V 族半導体基板のボンディングによる光源集積や、TSV 技術を用いた電子回路との 3 次元集積などの展開性に富む。また、その信頼性は Si 電子デバイスと同様に非常に高いと考えられている。

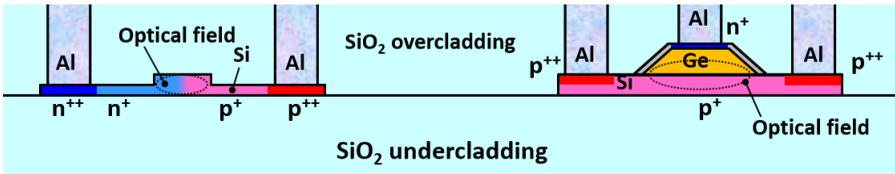


図 6・2 Si 光変調器用位相シフタ (左) 及び Ge 受光器 (右) の断面構造の例

Si フォトニクスを経済性は、製造技術が量産性、再現性、歩留まりに優れる Si 系電子デバイス製造技術に基づいていることに帰着される。しかしながら、総合的な経済性を担保するには、ウエハプロセスの量産性に整合した生産性の高い周辺技術や製造環境が不可欠である。例えば、光ファイバとの接続では、実装スループトと信頼性を兼ね備えた多チャンネル実装技術が求められる。また、評価や検査では、ウエハ状態で高速に評価でき、かつ電気信号と光信号の両者を同時に取り扱うことができるオートプローバシステムが求められる。更に、従来のセミマニュアルな光回路の設計法では大規模な集積光回路の設計は困難なため、電子回路の設計環境のようにプロセス/デバイスシミュレータ、レイアウトツール、設計ルールチェック、プロセスデザインキットなどから構成される高度に自動化された統合設計環境が求められる。