

3 デバイス

3 Devices

3-1 発振器

3-1 Oscillator

3-1-1 GaAs系量子カスケードレーザー

3-1-1 GaAs-based Quantum Cascade Lasers

関根徳彦 寶迫 巖

SEKINE Norihiko and HOSAKO Iwao

要旨

量子カスケードレーザーは従来と異なる構造・特徴を持ち、これにより従来の半導体レーザーでは成し得なかった波長帯におけるレーザー発振が可能となった。特にテラヘルツ帯量子カスケードレーザーは、気体分子分光や電波・赤外天文分野にとどまらず、隠匿物検知、環境モニタリングや医療診断など、人々の安全・安心にかかわるようなイメージング・センシング応用が期待されるテラヘルツ帯の光源を提供するために、非常に注目されている。そこで本稿では、GaAs系半導体材料を用いたテラヘルツ帯量子カスケードレーザーについて述べる。今回作製したレーザーにおいて、低温・パルス駆動ながら30 mW近い出力を得ることができ、また ~ 120 Kの最高動作温度を得ることができた。

Quantum cascade lasers (QCLs) have different structures and characteristics from those of conventional semiconductor lasers commonly used in the optical communication systems. Therefore, QCLs make it possible for us to access wavelengths which couldn't be available in conventional lasers. In particular, terahertz QCLs (THz-QCLs) have been paid much attention due to their potential applications in various fields, such as biosensing, imaging, and security. In this paper, we report GaAs-based THz-QCLs. The peak output power of about 30 mW was obtained in a pulsed operation at low temperature. The maximum operating temperature above 120 K was achieved.

[キーワード]

テラヘルツ, 量子カスケードレーザー, サブバンド間遷移

Terahertz, Quantum cascade laser, Intersubband transition

1 まえがき

—量子カスケードレーザーとは—

量子カスケードレーザー(Quantum Cascade Laser, QCL)は半導体レーザーの一種であるが、従来の光通信やコンパクトディスクなどに利用されてきた半

導体レーザーと、構造及び発光機構・特性が大きく異なるレーザーである。図1(a)に従来の半導体レーザーのエネルギーバンド構造を示す。ここでは、例として活性層に半導体量子井戸を用いた量子井戸レーザーを示しており、単一もしくは数個の量子井戸活性層を、n型にドーブした半導体とp型に

ドーピングした半導体で挟み込む構造となっている。一方、QCLの代表的なエネルギーバンド構造を図1(b)に示す。これは、エネルギー障壁高さの異なる半導体材料をナノメートルオーダーの厚みに積層した構造になっている。一見すると、どちらも数種類の半導体材料を積層したものであるが、似ているように見えるが、その動作原理・性能は全く異なる。これを従来の半導体レーザー(以降、単に半導体レーザーと呼ぶ)と比較しながら見てみる。

半導体レーザーは、発光を得るために、半導体の伝導帯にある電子と、価電子帯にある正孔の発光再結合、いわゆるバンド間遷移を利用している(図1(a))。そのため、その発光波長は、活性層に使用している半導体材料のバンドギャップエネルギー E_g (量子井戸レーザーの場合は、これに量子化エネルギー分を加えたもの) に支配される。一方、QCLは、図1(b)にあるように、伝導帯にある電子のみ(もしくは価電子帯の正孔のみ)を利用し、量子井戸を作製した際に現れる量子化準位間の遷移(サブバンド間遷移)により発光を得る。このため、QCLを論じる際はしばしば、半導体レーザーと区別を明瞭にするために、半導体レーザーをバンド間遷移レーザーもしくはバイポーラレーザーと呼び、QCLをサブバンド間遷移レーザーもしくはユニポーラレーザーと呼ぶ。

このような違いのため、QCLは半導体レーザーと比べて次のような特徴を有する。

(1) 発光波長が自由に設計可能

QCLはサブバンド間遷移で発光を得るため、その発光波長はサブバンド間エネルギーで決ま

る。サブバンド間エネルギーの大きさは量子井戸幅によって任意に変えることができるため、このことは発光波長に関して構成材料による制限がないことを意味する。

(2) 大きな量子効率が実現できる

QCLの活性層は、図2(a)のようにレーザー上位準位と下位準位間のサブバンド間遷移により発光を得る利得領域と、レーザー下位準位に緩和したキャリアを次の領域に引き渡すキャリア引抜き／注入領域を1ユニットとして、これを多段に接続した構成をとる。そのため、QCLでは一度発光遷移を起こしたキャリアは、次のユニットに移動後に再度発光に関与するという、キャリアリサイクリング効果が現れ、接続したユニットの段数に比例した大きな量子効率が得られる。ちなみに、キャリアがポテンシャルエネルギーを落ちていく様子を模式的に描いたものを図2(b)に示すが、発光遷移の際にキャリアがポテンシャルエネルギーの滝(cascade:カスケード)を落ちていくように見えることから、量子カスケードレーザーと名づけられた。

(3) 高い光学利得・狭い光学利得幅

QCLと半導体レーザーは、それぞれサブバンド間遷移・バンド間遷移で発光を得ると述べたが、これに起因するもう一つ重要な違いがある。図1は、量子井戸の面内に垂直な方向のエネルギーバンド構造であるが、レーザーの上位・下位準位のみ注目して面内に平行な方向のエネルギー分散関係を書くと図3のようになる。比較のために半導体レーザーの方から先に述べると、図3(b)に示さ

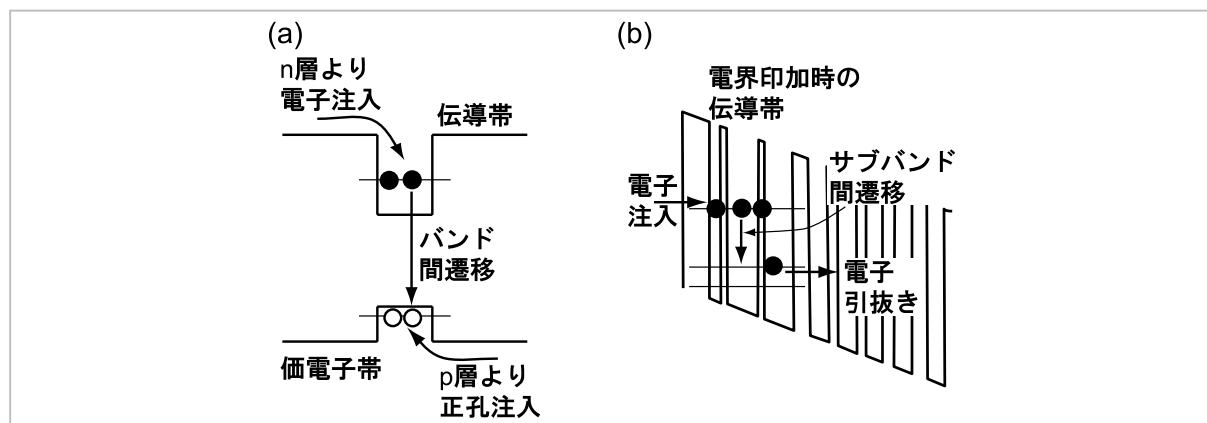


図1 活性層におけるエネルギーバンド構造

(a) 従来の半導体レーザーは電子-正孔のバンド間遷移により、(b) 量子カスケードレーザー(QCL)はサブバンド間遷移により発光を得る。

れるように、電子が詰まっている伝導帯と正孔の詰まっている価電子帯の分散曲線の曲率の符号は互いに異なる。発光遷移は垂直遷移であるため、 $k = 0$ における遷移エネルギー $E_{k=0}$ と $k \neq 0$ における $E_{k \neq 0}$ は異なる。このように遷移エネルギーが k に依存するために、結合状態密度もエネルギーに幅を持った形となり、利得スペクトルはステップ関数的になる。一方、QCL の場合は図 3(a) のように、二つの準位の分散曲線は共に伝導帯もしくは価電子帯となるため同じ曲率を持つ。すると、分散曲線の非放物線性を無視すれば、

E_k は k によらず一定となるため ($= E$)、結合状態密度は遷移エネルギー付近にのみ値を持ち、利得スペクトルはデルタ関数的、すなわち原子的なものになる。そのため、注入されたキャリアは発光過程において、すべてエネルギー E の遷移に利用されるため、結果として高い光学利得が得られる。また、利得スペクトルがデルタ関数的であるという本質的な特徴のために、狭い線幅も期待できる。

QCL の原型ともいえる構造は、Kazarinov と Suris により 1971 年に提案され、サブバンド間遷

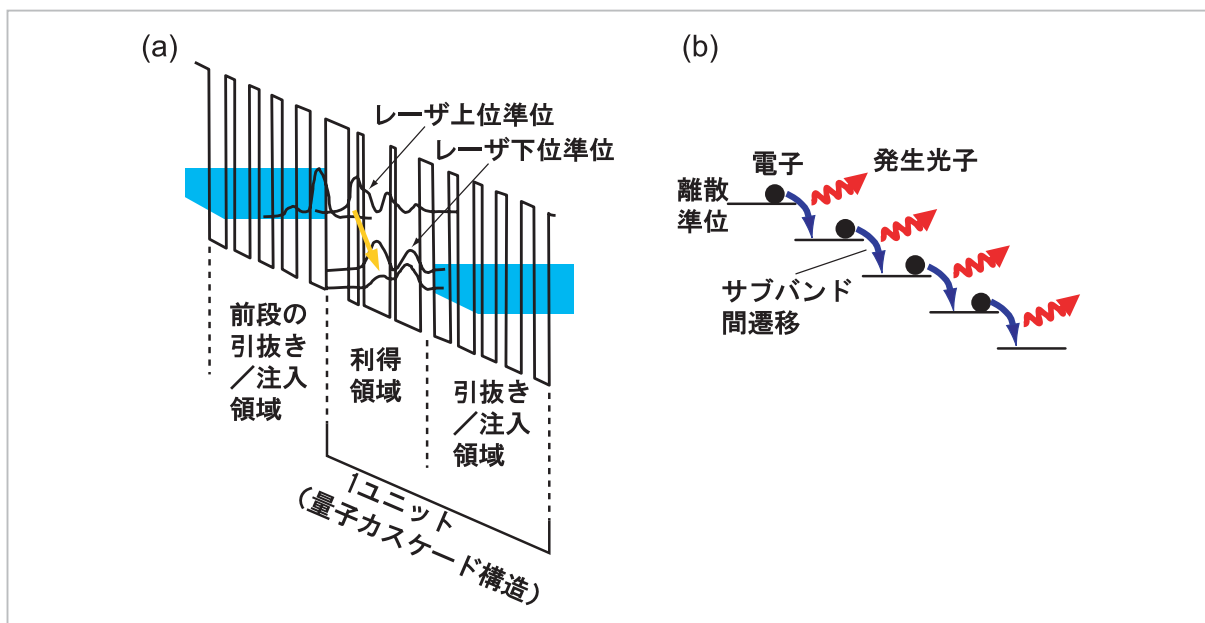


図2 (a) QCL 活性層の構成例。利得領域と引抜き/注入領域で 1 ユニット (QC 構造) を形成する。(b) QC 構造を多段接続した活性層中のキャリアダイナミクスを模式的に描いたもの。

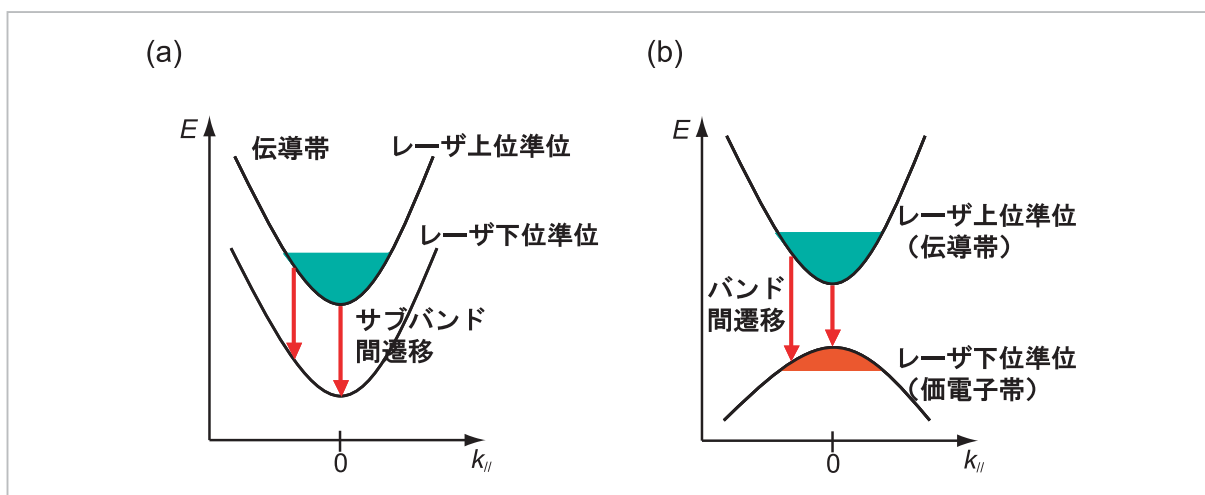


図3 利得領域における量子井戸面内に平行な方向のエネルギー分散曲線

(a) QCL は $k_{||}$ によらず遷移エネルギーはほぼ一定。(b) 半導体レーザーでは $k_{||}$ が大きくなると遷移エネルギーも増大する。

移による光増幅の可能性を示した[1]。この提案により、サブバンド間遷移の基礎・応用の両側面について理論的・実験的研究が盛んになされた[2]-[9]。これらの研究の中で、電流の注入法や反転分布形成について議論がなされ、ついに1994年Faistらによって、中赤外(mid-infrared: MIR)領域において初めてサブバンド間レーザであるQCLの発振が実現された[10]。このレーザ発振以降、レーザ特性向上のための様々な工夫がなされ、現在では室温連続発振、更にワットオーダーの出力が得られるようになっている。一方、テラヘルツ(terahertz: THz)帯では、発光エネルギーがMIR領域に比べ非常に小さいため、THz帯特有の種々の困難があったが、2002年にKöhlerらによってTHz帯のQCL(THz-QCL)が実現された[11]。

以下では、NICTにおけるTHz-QCLの取組を述べ、現在得られている特性について紹介する。

2 テラヘルツ帯量子カスケードレーザ

2.1 動作原理

THz-QCLに採用されている代表的な構造は幾つかあるが、そのうちの一例を図4に示す。活性層を構成するユニットが利得領域と引抜き/注入領域からなることは先に述べたが、ここではもう少し詳細について述べる。利得領域では、発光を得るためのレーザ上位準位(3)と下位準位(2)があり、このエネルギー差 E_{32} で発振周波数が決まる。準位3にキャリア(この場合は電子)を注入しなければならないが、これは前段の引抜き/注入領域の最低エネルギー準位(g)にいる電子が注入障壁層(図中にiと示した半導体層)と呼ばれる厚みを調整した薄膜をトンネルすることにより注入される。レーザ発振を得るためには、準位3と2の間で反転分布が形成されていなければならないが、半導体レーザの時と同様に、キャリア数とフォトン数に関するレート方程式を書くと以下のようなになる。

$$\frac{dn_3}{dt} = \frac{J}{e} - \frac{n_3}{\tau_3} - Sg(n_3 - n_2) \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_3}{\tau_{32}} + Sg(n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_g \exp(-\Delta/kT)}{\tau_2} \quad (2)$$

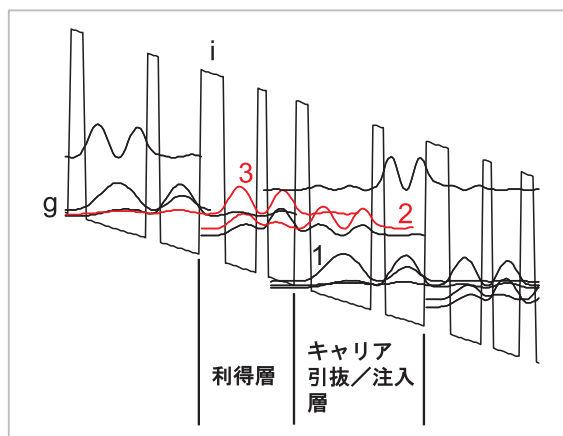


図4 THz-QCLのエネルギーバンド図の一例

iは注入障壁層。gは引抜き/注入領域の基底準位。3、2はそれぞれレーザ上位、下位準位。1はLOフォノンによるキャリア引抜き準位。

$$\frac{dS}{dt} = \left(\frac{c}{N}\right) \left\{ S \left[g(n_3 - n_2) - \alpha \right] + \beta \frac{n_3}{\tau_{sp}} \right\} \quad (3)$$

ここで、 n_i は準位*i*のキャリア密度、 τ_i は準位*i*のキャリア寿命、 J は電流密度、 e は素電荷、 S はフォトン密度、 g は利得係数、 τ_{ij} は準位*i*から*j*へのキャリアの遷移時間、 Δ は準位2と1のエネルギー間隔、 kT は熱エネルギー、 c は光速、 N と α はそれぞれQCL導波路の等価屈折率と吸収係数、 β は自然放出光のレーザモードへの結合率、 τ_{sp} は自然放出寿命である。簡単のために、自然放出の項が十分小さいとして無視して上記3式を定常状態について解くと、レーザ上位準位と下位準位のキャリア数の差 Δn が以下のように求められる。

$$\Delta n = n_3 - n_2 = \frac{J}{e} \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) - n_2^{therm} \quad (4)$$

ここで、 $n_2^{therm} = n_2 \exp(-\Delta/kT)$ としており、準位gに溜まっているキャリアが熱により準位2に分布する密度を表す。反転分布ができるとは、 $\Delta n > 0$ であるが、 $\Delta \gg kT$ を仮定すると $n_2^{therm} \ll n_2$ となり、結局のところ反転分布条件は、

$$\tau_{32} > \tau_2 \quad (5)$$

となることが分かる。

上記反転分布条件を満たすために、QCLでは、レーザ下位準位2の下に更にもう一つ準位(1)を配置している。そして、これら二つの準位間のエ

エネルギー差 ΔE_{21} を縦光学 (longitudinal optical, LO) フォノンエネルギー (E_{LO}) より若干大きく設定することにより、LO フォノン散乱を利用して短い τ_2 を実現している。LO フォノン散乱は、その $E-k$ 分散曲線に k 依存性があまりなく、 $E = E_{LO}$ となる。そのため、エネルギー間隔が E_{LO} を超えると、LO フォノン散乱が支配的になる。一方、レーザ上位準位は E_{LO} よりも小さいために散乱機構としては効かなくなるため、散乱時間は一般に長くなり式 (5) が満たされる。

2.2 テラヘルツ帯レーザ発振の困難と解決のための工夫

MIR 領域では、高性能化が進んでいる QCL も、発光周波数が THz 領域になると、MIR 領域には見えなかった以下の特徴が顕在化し、レーザ発振が困難になる。

(1) 大きな導波路損

レーザ導波路において、光の損失につながるものには、吸収損失・散乱損失・ミラー損失などがあるが、このうち吸収損失は導波路内に存在するキャリアによる吸収(自由キャリア吸収)で起きる。自由キャリア吸収の大きさは、誘電率から求められるが、ドーピングした半導体においてドルーデモデルを仮定すると、その誘電率 ε は、以下のようになる。

$$\varepsilon = (n + ik)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (6)$$

ここで ω_p はプラズマ周波数、 γ はダンピングファクタ、 n と k はそれぞれ複素屈折率の実部と虚部である。これより自由キャリア吸収による吸収率 α は、

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \propto \lambda^{-2} \quad (7)$$

と表され、その大きさは波長 λ に対し 2 乗に反比例する。THz 光 ($\lambda \sim$ 数百 μm) は MIR 光に対して波長が 10 倍程度長いので、この波長依存性により、同じ導波路構造を用いた場合、MIR 領域では問題なかった吸収損失が THz 領域では顕著に現れてくる。このため、活性層のドーピング濃度制御が厳しくなり、また導波路構造自体も工夫が必要になる。

(2) 低いキャリア注入効率

THz 光はエネルギーで見た場合、数～数十 meV の範囲であるため、上下のレーザ準位間隔もそれに従って狭くなる。すると、量子化準位のエネルギー広がりが発光エネルギーに近くなるために、キャリア注入領域からレーザ上位準位に選択的にキャリアを注入することが困難になる(レーザ下位準位その他の準位へのトンネルリークが増加する)。そのため、利得を得るために必要な反転分布を形成することが困難になり、それを制御する注入障壁層などの設計が重要になる。

(3) 支配的キャリア緩和機構の変化

MIR-QCL では、キャリアの非発光緩和機構としては、LO フォノン散乱が支配的だったが、これは発光エネルギーが E_{LO} (GaAs で 36 meV) よりも大きいためであり、これをうまく利用することにより反転分布を形成していた。一方、THz-QCL では、発光エネルギーが E_{LO} よりも小さくなるため、LO フォノン散乱が効かなくなる。このような領域では、キャリア注入による電子-電子散乱、異種材料の界面の不完全性による界面ラフネス散乱などが無視できなくなり、これも QC 構造の設計を困難にする。

上記の困難の中でも幾つかのグループはそれぞれ独特の工夫を凝らして THz-QCL の発振に成功しており、図 5 に代表的な活性層構造のエネルギーバンド構造の模式図を示す[11]–[13]。図 5(a) は、初めて THz-QCL に成功した構造で、chirped superlattice 型と呼ばれる。これは、動作電界を印加した際に、超格子のミニバンドがフラットバンドになるように量子井戸層、バリア層の厚みを徐々に変えている構造で、発光遷移はミニバンド間で起こる。上位ミニバンドの底から下位ミニバンドの頂上に遷移したキャリアは高速なミニバンド内緩和により下位ミニバンドの底に移動し、次段の上位ミニバンドに注入される。図 5(b) は、bound-to-continuum 型と呼ばれ、先の構造と比較すると、下位準位のキャリア引き抜きにはミニバンド内緩和を利用している点では同じだが、レーザ上位準位がミニバンドではなく孤立準位である点が異なる。上位準位の孤立化により、前段からのキャリアの注入効率が高くなるようにしている。3 番目の図 5(c) は、共鳴 LO フォノン引抜き型と呼ばれ

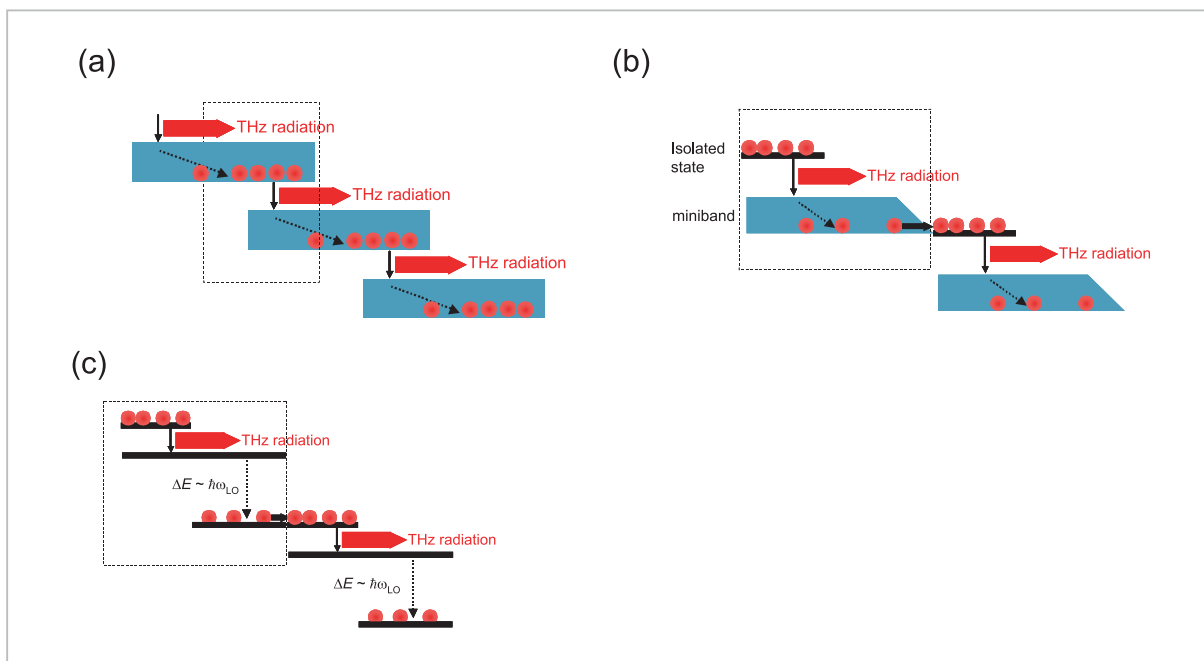


図5 代表的な THz-QCL のエネルギーバンド構造についてその機能を模式化したもの

(a) chirped superlattice 型。(b) bound-to-continuum 型。(c) 共鳴 LO フォノン引抜き型。

るもので、2.1 の説明に用いた構造である。先の二つではキャリア引抜きにミニバンド内緩和を用いたが、これは LO フォノン散乱を利用している。LO フォノン散乱自体は先に述べたとおり高速の緩和現象なので下位準位のキャリア寿命低減には良いが、THz-QCL の場合、レーザ上位準位とキャリア引抜き準位の間隔もやはり E_{LO} に近いので、上位準位のキャリア寿命も同様に短くなってしまい、反転分布ができなくなってしまう。本構造では、これを避けるため、レーザ下位準位に遷移したキャリアを共鳴トンネルにより空間的に引抜き／注入領域に移動し、そこで改めて LO フォノン散乱により緩和させる構成をとっている。これによりレーザ上位準位と引抜き準位の波動関数の重なりを低減できるので、LO フォノン散乱確率が小さくなり、反転分布が形成される。

一方、導波路構造にも THz 光の波長が長いことを利用した導波路が提案されており、図 6 に主に利用されている二つの導波路構造を示す [14]。レーザ素子で用いられる電極金属及びそのコンタクト層として用いられる高濃度にドーピングした半導体では、THz 光に対して式 (6) の第 2 項目が $\omega_p > \omega$ のため 1 より大きくなり、誘電率の実部が負になる。このことは屈折率が虚数となること

を意味するので、THz 光が上記の材料に入ると大きな減衰を受けると同時に界面に閉じ込めモード(界面プラズモン)が形成される。THz-QCL の導波路では、このプラズモンモードを利用したものになっている。図 6 (a) は、semi-insulating surface plasmon (SISP) 導波路と呼ばれるもので、上面を電極金属、下面を高濃度ドーピング薄膜で光を活性層に閉じ込めている。この場合、高濃度ドーピング薄膜で形成されるプラズモンモードは基板側にも広がるので、基板での吸収を避けるために、半絶縁性基板を用いている。一方、図 6 (b) は metal-metal (MM) 導波路と呼ばれ、上面・下面の両方とも電極金属で挟む構成となる。この場合、両端の金属部分には光が伝播できず、その間の活性層のみに光が閉じ込められるので、光閉じ込め率はほぼ 1 となり、高い光閉じ込め率が可能となる。

2.3 テラヘルツ帯量子カスケードレーザ (THz-QCL)

以上で述べた特徴を踏まえて、我々のグループで作製した THz-QCL を紹介する。レーザ構造は、半絶縁性 GaAs 基板上に分子線エピタキシー (molecular beam epitaxy : MBE) 法により GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As の共鳴 LO フォノン引抜き型

QC 構造 (図 7(a)) を 480 周期成長し、その上下を Si ドープ GaAs コンタクト層で挟んだ構造と

なっている。図 7(b) は成長した QCL 構造の断面 SEM 像だが、周期構造が出来ていることが分か

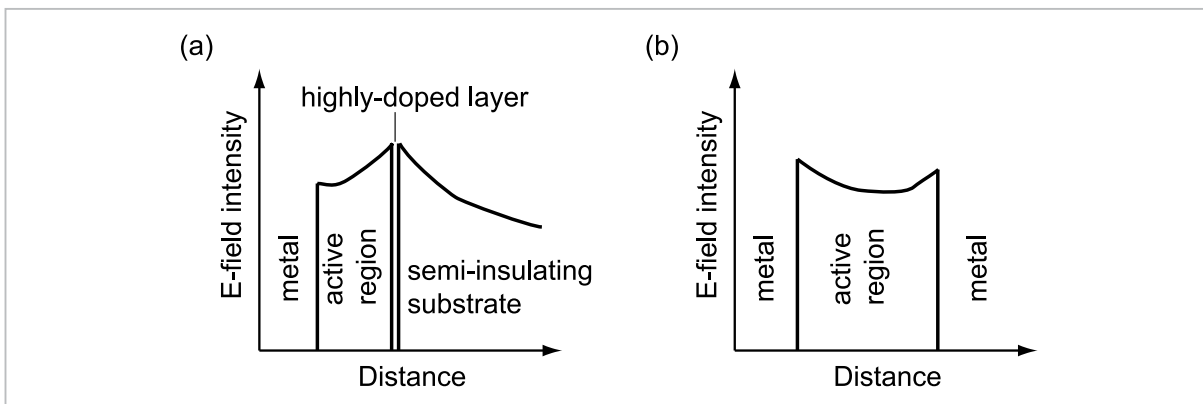


図6 THz-QCL に用いられる導波路構造とそれによって閉じ込められた光電界のモードプロファイル

(a) SISIP (semi-insulating surface plasmon) 導波路構造、(b) metal-metal (MM) 導波路構造。

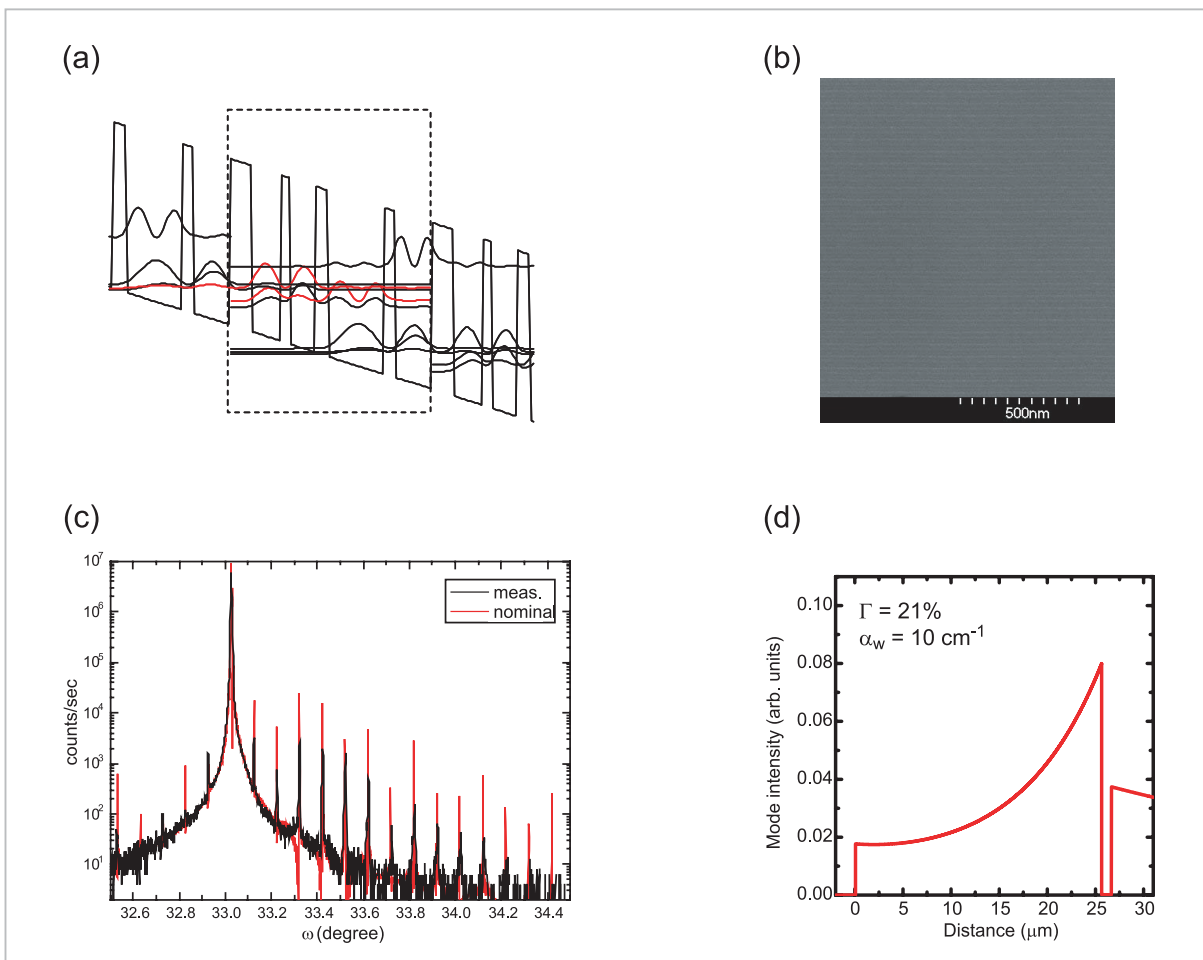


図7 THz-QCL のレーザ構造

(a) 作製した THz-QCL の活性層構造。各層の膜厚は点線内左より 5.4/7.8/2.4/6.5/3.8/14.9/3.0/9.5 (単位は nm)。太字は $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ でその他の他は GaAs。また下線は Si をドープし n 型にしている。 (b) THz-QCL の断面 SEM 像。 (c) THz-QCL の X 線回折スペクトル。 (d) SISIP 導波路に閉じ込められた THz 光のモードプロファイル。閉じ込め率 $\Gamma = 21\%$ 、導波路損 $\alpha_w = 10 \text{ cm}^{-1}$ 。

る。また、より詳細な評価のために X 線回折評価を行い、設計値に対して 2% 以内の誤差で出来ていることが確認された(図 7(c))。この試料に対し、通常のウェットプロセスにより、メサ幅 200 μm 、共振器長 3 mm のファブリ・ペロー型導波路を作製した。レーザ端面は、出射端面をへき開面、後端面には高反射膜を施している。導波路は、図 7(d)に示すように SISP 導波路構造とした。

図 8 にレーザ特性を評価した結果を示す。図 8(a)は、パルス駆動下における電流-電圧(I-V)、電流-光出力(I-L)特性であり、電流パルスは、幅 200 ns、繰り返し周波数 400 Hz としている。また、光出力はボロメータ検出器を用いており、測定温度は 39 K とした。これを見ると、1 kA/cm²を下回る閾値電流密度でレーザ発振しており、出力は 30 mW にせまるピークパワーが得られている(IL特性中にキックが見られるがこれは測定光路中(レーザ-検出器間)に存在する大気吸収によるものである)。また、閾値電圧を見ると約 28 V と半導体レーザ(~1 V)と比較すると非常に大きい、これは QCL の特徴であり、QC 構造のユニットを何段もつなげることにより、全体の電圧降下が接続段数分大きくなっているためである。挿入図は、バイアス電流を 5.1 A としたときの発振スペクトルであり、3.1 THz で発振していることが分かる。出力の飽和は、IV 特性中に負性微

分抵抗が見えることから分かるように、QC 構造中の準位間のカップリングが解け、キャリアの注入が設計どおりにいかなかったためである。図 8(b)に THz-QCL の温度特性を示す。この試料では、最高動作温度は 123 K であり、特性温度(T_0)は発振停止直前で 113 K となり、100 K を超える値が得られている。

以上は、SISP 導波路を用いたが、MM 導波路も魅力的な導波路構造である。というのも、光閉じ込め率が 1 に近いため、 Γ/α で定義される Figure of merit が SISP 導波路のときよりも大きくなり、低閾値が期待できる。また、これに伴い狭メサ幅・短共振器長が可能となるため、消費電力の低減にも有利である。ただし MM 導波路の場合、THz 領域の周波数に対して、共振器端面での外部とのインピーダンス不整合が大きいため、レーザ光の外部取り出し効率が下がってしまう。そのため、THz-QCL の高出力化については少々不利になるが、これを解決するための様々な工夫が提案されている[15]-[18]。そこで、我々のグループでも MM 導波路型 THz-QCL を作製した。

MM 導波路作製については、先と同様に MBE 法により結晶成長を行った THz-QCL エピウェハと n-GaAs 基板双方の表面に Au を蒸着し、Au どうしで thermocompression による貼り合わせを行った。THz-QCL における貼り合わせでは In-Au

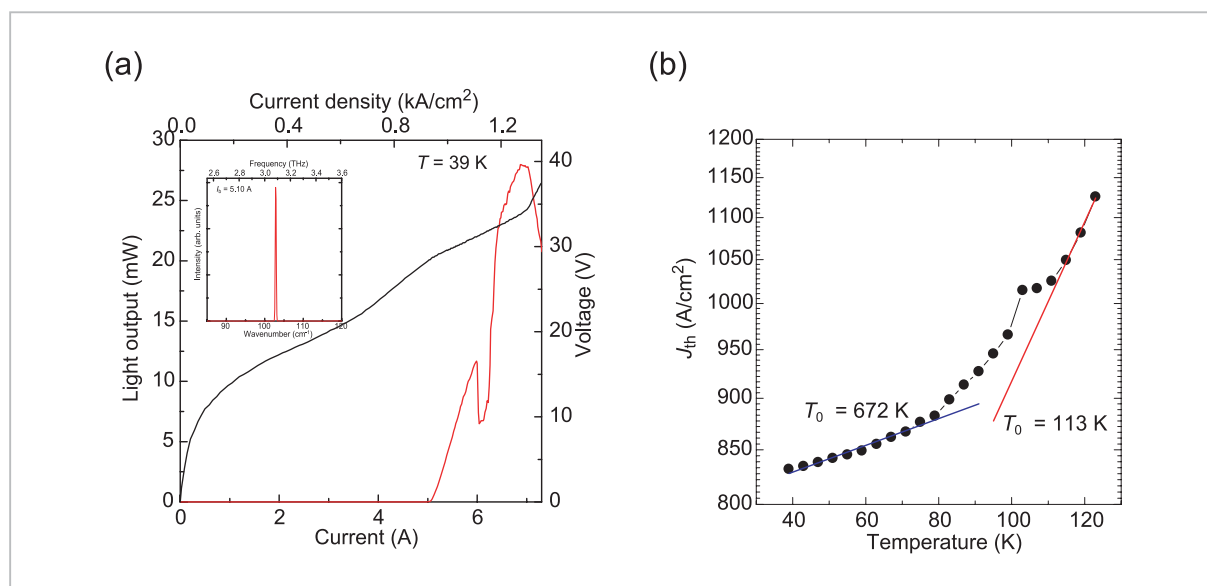


図8 THz-QCL のレーザ特性

(a) L-I-V 特性。約 5 A に閾値を持ち、30 mW 近い出力が得られている。挿入図はレーザ発振直後のスペクトル。(b) 閾値電流密度の温度依存性。123 K まで発振が確認され、発振停止直前の特性温度 (T_0) は 113 K である。

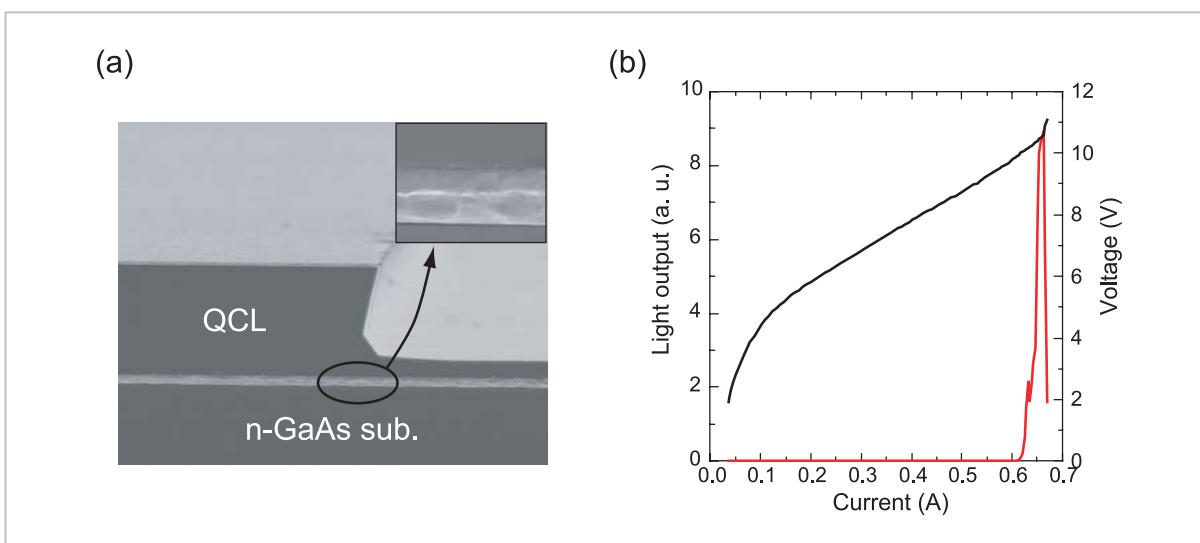


図9 (a) 金属導波路構造の断面 SEM 写真。挿入図は金属貼り合せ部を拡大したもの。(b) MM 導波路を有する THz-QCL の LIV 特性。

bonding が広く利用されているが[19]、取扱いの簡便さから我々は Au-Au bonding を採用した。貼り合わせ後、エピ側の基板を除去し、ウェットプロセスで作製したメサ構造の断面 SEM 像を図 9(a) に示す。挿入図の拡大画像からも分かるように、void の無い良好な貼り合わせ界面が得られていることが分かる。本貼り合わせ技術を用いて、メサ幅 $\sim 100 \mu\text{m}$ 、共振器長 $\sim 2 \text{mm}$ のレーザー構造を作製し、光出力 - 電流 - 電圧特性を測定したところ、レーザー発振を得ることができ、 $T = 15 \text{K}$ で約 0.3kA/cm^2 の閾値電流密度であった(図 9(b))。消費電力を見ても、先の SISP 構造のものと比較して閾値で $1/20$ 程度に低減させることに成功した。

3 まとめ

以上、ここでは半導体のコンパクトな光源である量子カスケードレーザー(QCL)について述べた。

THz-QCL は世界的に見てもまだまだ開発途上にあり、これからの発展が期待されるデバイスである。THz-QCL は応用を考えると、バルチェ素子などによる電子冷却ですむ温度範囲で、数十 mW の出力は欲しいところであり、シンプルな QC 構造で高温・高出力が実現できるのか、それとも QCL とは別の構造で実現されるのか、今後の展開に期待される。

謝辞

本研究を進めるにあたり、プロセスその他に関して、小金井本部フォトニックデバイスラボを利用させていただきました。板部上席研究員及びラボスタッフの方々に感謝いたします。また、試料評価その他についてお世話になりました東京大学生産技術研究所の平川教授に感謝いたします。

参考文献

- 1 R. F. Kazarinov and R. A. Suris, Sov. Phys. 5, 707, 1971.
- 2 H. C. Liu, J. Appl. Phys. 63, 2856, 1988.
- 3 Q. Hu and S. Feng, Appl. Phys. Lett. 59, 2923, 1991.
- 4 A. Kastalsky, V. J. Goldman, and J. H. Abeles, Appl. Phys. Lett. 59, 2636, 1991.
- 5 J. P. Loehr, J. Singh, R. K. Manis, and G. I. Haddad, Appl. Phys. Lett. 59, 2070, 1991.
- 6 S. I. Borenstain and J. Katz, Appl. Phys. Lett. 55, 654, 1989.
- 7 J.-W. Choe, A. G. U. Perera, M. H. Francombe, and D. D. Coon, Appl. Phys. Lett. 59, 54, 1991.

- 8 Y. J. Mii, K. L. Wang, R. P. G. Karunasiri, and P. F. Yuh, Appl. Phys. Lett. 56, 1046, 1990.
- 9 G. N. Henderson, L. C. West, T. K. Gaylord, C. W. Roberts, E. N. Glytsis, and M. T. Asom, Appl. Phys. Lett. 62, 1432, 1993.
- 10 J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, Science 264, 553, 1994.
- 11 R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, D. Ritchie, R. Lotti, and F. Rossi, Nature 417, 156, 2002.
- 12 G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies, Appl. Phys. Lett. 82, 3165, 2003.
- 13 B. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, and Q. Hu, Appl. Phys. Lett. 82, 1015, 2003.
- 14 B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. L. Reno, Appl. Phys. Lett. 83, 5142, 2003.
- 15 O. Demichel, L. Mahler, T. Losco, C. Mauro, R. Green, J. Xu, A. Tredicucci, and F. Beltram, Opt. Express 14, 5335, 2006.
- 16 S. Kumar, B. S. Williams, Q. Qin, A. W. M. Lee, Q. Hu, and J. L. Reno, Opt. Express 15, 113, 2006.
- 17 M. I. Amanti, M. Fischer, C. Walther, G. Scalari, and J. Faist, Electron. Lett. 43, 573, 2007.
- 18 A. W. M. Lee, Q. Qin, S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu, and J. L. Reno, Opt. Lett. 32, 2840, 2007.
- 19 B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. L. Reno, Appl. Phys. Lett. 83, 2124, 2003.



関根 徳彦

新世代ネットワーク研究センター光波
量子・ミリ波 ICT グループ主任研究員
博士(工学)
半導体ナノ構造のテラヘルツ帯物性と
そのデバイス応用



岩間 賢治

新世代ネットワーク研究センター光波
量子・ミリ波 ICT グループ研究マネー
ジャー 博士(理学)
テラヘルツ帯半導体素子とその計測応
用