量子カスケード・レーザーの雑音特性—分光応用を考慮して—

笠原 健一

立命館大学 理工学部電子光情報工学科 (〒525-8577 滋賀県草津市野路東1-1-1)

Noise Properties of Quantum Cascade Lasers for Spectroscopic Applications

Kenichi KASAHARA

Department of Photonics, Faculty of Science and Engineering, Ritsumeikan University,
1-1-1 Noji-higashi, Kusatsu, Shiga 525-8577

(Received June 22, 2011)

Quantum cascade lasers (QCLs) have become useful light sources in the mid- to far-infrared wavelength ranges because they employ intersubband transitions. This results in phase and intensity noise properties different from those of conventional semiconductor laser diodes that are based on interband transitions. It is important to investigate noise-related characteristics of QCLs for spectroscopic applications. We have investigated the intensity noise and optical feedback-induced noise. It was found that QCLs are more tolerant of optical feedback than semiconductor laser diodes due to a long cavity length and a small linewidth enhancement factor. This factor broadens the fundamental linewidth of QCLs, determined by the phase noise, limiting the spectral resolution. Although the linewidth enhancement factor of QCLs should be small in principle, until now, only a limited number of experimental data have been reported above the threshold. We measured the linewidth enhancement factor of QCLs in detail and performed a quantitative analysis of the experimental results.

Key Words: Quantum cascade laser, Relative intensity noise, Optical feedback-induced noise, Phase noise, Linewidth enhancement factor

1. はじめに

サブバンド遷移を使って発振する量子カスケード・レーザー (Quantum Cascade Laser: QCL) の研究開発は欧米を中心に活発に行われている。中赤外域でのQCLは室温動作が実現され、環境モニタや半導体プロセス、食品製造時のガス計測、エンジンの燃焼診断、薬品や爆発物の発見、個人向けの医療診断、生命科学への応用が考えられている。米国では軍事面から安全を脅かす化学的、生物学的媒介物の検知や秘話通信での応用も考えられている。大気中の塵などによるレイリー散乱は波長の4乗に反比例する。したがって中赤外光のレイリー散乱は可視光に比べて小さくなり、QCLを使ったレーダや測距、秘話通信システムへの関心が背景にある。4~5 μm ではCO₂、COの吸収があり環境計測や排ガス分析によるエンジン開発、呼吸診断への応用が期待されている。5.2 μm ではNOの吸収があるが、NOは循環器系における信号伝達物質の役割を果たしており、分子イメージングなど生体計測への応用も期待されている。NO₂の吸収は6.1 μm にあってエンジン開発や環境計測の対象となる。またSO₂の吸収は7.4 μm にある。9.5 μm 近傍ではグルコースのセンシングなどが挙げられる。分光応用であるので基

本的にQCLの波長をチューニングする必要がある。それには、1) Distributed feedback (DFB)-QCLを例えばデュワーなどに入れ、温度を変えて波長をチューニングする、2) DFB-QCLに数100 nsのパルス印加し、熱的に温度が上昇することを使って波長を時間的にシフトさせる、3) 外部共振器形として回折格子を使って波長を変えろといった方法が用いられている。外部共振器形を使う方法では波長可変幅は中心波長~2,260 cm^{-1} (4.4 μm) でcw動作時の可変幅が121 cm^{-1} と大きな値が得られている¹⁾。線幅は0.0015 cm^{-1} (45 MHz) である。パルス動作での可変幅は525 cm^{-1} と更に拡大する。活性層は離散準位とミニバンド間の遷移を使い、更にこれを段間で変えることで利得幅を広げる事も行われている。

このようなQCLの分光応用ではQCLの雑音特性を把握しておく事が大切である。QCLはサブバンド間遷移を使って発振するのでバンド間遷移を使った半導体レーザー・ダイオード (Laser diode: LD) とは異なる強度雑音特性を示す。また中赤外域では良い光アイソレーターが無いのでレーザー固有の雑音に加えて戻り光誘起雑音についても十分な理解が必要である。一方、位相雑音はQCLのスペクトル幅に影響を及ぼす。分光応用では分解能の点からレーザーのスペクトル幅が狭い事が望まし

い、1.5 μm 帯の半導体LDでは第2高調波をRbの吸収線にロックすることで発振周波数の安定化が報告されているが²⁾、QCLでも8.5 μm 帯で N_2O の振動回転準位にロックすることで周波数の安定化が試みられている。その結果からQCLのスペクトル幅として12 kHzと狭い値が推測されている³⁾。半導体LDの発振線幅は線幅増大係数(α パラメータ)によって広がるが、QCLでも同様な事が起こっているものと考えられる。QCLはサブバンド間遷移によって発振するので原理的に α パラメータは ~ 0 と小さくなるはずであるが、発振波長が利得ピークからずれた時にどのように変わるか余り知られていない。 α パラメータはまた利得形状に密接に結びついているので、測定を通じてQCLの低電流化に対する知見を得ることが出来る。本稿では実用化が進んでいる中赤外QCLの雑音特性の強度雑音や戻り光誘起雑音特性、パラメータを中心に述べる。

2. 量子カスケード・レーザーの強度雑音

強度雑音は以下のような相対雑音強度(RIN: Relative intensity noise)で評価される。RINは光出力の時間変動の二乗平均(δP^2)を平均光出力 P で割った値で定義され、スペクトル・アナライザを使った測定では以下の式から求めることができる。

$$\text{RIN}(\omega) = S_p(\omega) / B G I_{\text{ph}}^2 R \quad (1)$$

式(1)で $S_p(\omega)$ はスペクトル・アナライザ上で観測されるQCLのAC雑音電力、 B はスペクトル・アナライザの分解能、 G は用いるアンプの電力利得、 I_{ph} は受光素子に流れる光DC電流、 R はアンプの入力インピーダンスでこの場合50 Ω である。相対雑音強度は $\text{RIN} \propto P^{-1}$ といった形で表すことができ、 γ の電流依存性を調べることでQCL固有の雑音発生メカニズムに対する知見が得られる。QCLの強度雑音特性についての報告は我々の所からの報告も含めて少なく測定は77 Kであった^{4,5)}。5.1 μm DFB-QCLを用いた測定では規格化電流を $a = I_{\text{in}}/I_{\text{th}} - 1$ (I : 電流, I_{th} : しきい値電流)とすると、 $\gamma \approx 2.7$ ($0.01 < a < 0.05$)、 $\gamma \approx 2.3$ ($0.08 < a < 0.15$)、 $\gamma \approx 1.8$

($0.49 < a < 0.5$)といった値が得られている⁵⁾。室温付近でのRINはSPC (Single Phonon-Continuum depopulation structures) 構造を持つ6.1 μm DFB-QCLを用いて測定した (Fig. 1)。SPC構造ではレーザー下側準位の下方にLOフォノンと同程度のエネルギー位置に電子を引き抜くための緩和準位が作られている。そして、更にその下方に疑似連続準位が形成されていることで安定な室温cw動作が実現される⁶⁾。本QCLはペルチェ素子で動作温度が可変であり、 -20°C 、 0°C 、 10°C でのしきい値はそれぞれ417 mA、476 mA、509 mAである。受光素子にはInSb光導電型受光素子(Photoconductive detector: PCD, P6606-305)を用いた。受光感度は2500 V/W、最大感度波長5.5 μm 、長波長側カットオフ波長6.3 μm 、暗抵抗101 Ω (ペルチェ電流300 mA時)であり、受光径は0.5 mm $\times$ 0.5 mmである。雑音のAC成分は利得40dBの低雑音アンプ(NF, BX-31A)で増幅した後、スペクトル・アナライザ(Agilent, N1996A)で観測した。受光素子の3dBダウン周波数は3 MHzであり、雑音電力は1.3 MHzで測定した。その結果、RINは $a = 0.01$ で -125 dB/Hz 、 $a = 0.08$ で -147 dB/Hz であった。また $\gamma \approx 2.2$ ($0.01 < a < 0.08$)であった (Fig. 1)。一方、DFB-LDでは $\gamma \approx 3.0$ ($0.03 < a < 0.1$)となり、QCLとは異なる。この違いはQCLでは自然放出光による通常の雑音発生メカニズムの他に、電子のサブバンド内非発光緩和に伴う反転分布の揺らぎが生ずるためである⁴⁾。通常のバンド間遷移を使った半導体LDでは自然放出光による雑音がしきい値近傍で大きくなり、 γ は理論的に3となる。電流が増大するとショット雑音が主となって γ は1に近づく。それに対してQCLではサブバンド間遷移を使い、電子の緩和速度がpsオーダーと高速であることから反転分布の揺らぎが無視できなくなる。そのためにバンド間遷移を使ったLDとは γ の振る舞いが異なってくる。 γ の光出力依存性は段数によって変わるが、段数が多いほどの a の小さい段階から電子分布の揺らぎの影響が出てくる。中赤外域のQCLでは電子注入層/発光層は一般的に ~ 30 段から成るが、計算によればこの位の段数では a は0.01と0.1の間で $\gamma \approx 2$ となり、測定結果とほぼ一致する。

Fig. 1には戻り光がある場合の雑音特性も示してある。QCLでは線幅が狭く、コヒーレンシーが高いので戻り光によって雑音が大きく発生するのではないかとといった懸念があった。それを調べるためにDFB-QCLからの出力光を無反射(AR)コートしたレンズでコリメートし、50% : 50%ビーム・スプリッターで2分岐させた⁷⁾。一方の光はAl外部ミラーで反射させてQCLに戻し、もう一方はARコート・レンズを通しPCDに集光した。Fig. 1にはQCLの出力ミラーから外部ミラーまでの距離 L が60 cmの場合での結果を示してあるが、戻り光の有無によるRINの大きな変化は観測されなかった。比較のために1.5 μm -DFB-LDの場合も調べた。測定系は、ARコート波長を1.5 μm とし、受光素子にpin-PDを用いた点を除いてQCLと同様な配置とした。DFB-LDのRINは規格化電流が0.04では約10dB、0.1の時は17dBと戻り光が有る事によって増大した。ファブリ・ペロー干渉計を用いてス

Fig. 1 RIN of DFB-QCL and DFB-LD. $\blacktriangle$: without optical feedback, $\blacksquare$: with optical feedback, Distance between QCL output mirror and external mirror, $L = 60 \text{ cm}$.

ペクトルを観測すると、戻り光が有る時はスペクトルが広がってコヒーレント・コラプスが生じている事が確認できた。コヒーレント・コラプスは戻り光によるレーザーの発振周波数の変化が緩和振動周波数に近づくとき起こる。発振周波数の変化は $\sqrt{1+\alpha^2}(\sqrt{R_{\text{ext}}}/l)$ に比例する。ここで R_{ext} は外部ミラーの実効的な反射率(i.e.戻り光のレーザー活性層への結合効率まで含めた反射率)、 l は共振器長であり、 R_{ext} が同じならば α が小さく、 l が大きいほど発振周波数の変化量は緩和振動周波数に近づかない。つまり戻り光によるコヒーレント・コラプスは起こりにくくなるはずである⁸⁾。測定に用いたDFB-LDでは $\alpha=6.0$ 、 $L=0.3\text{ mm}$ であるのに対し、QCLでは $\alpha=-1.8$ 、 $L=2\text{ mm}$ であった。そのためQCLのコヒーレント・コラプスが起こる戻り光レベルはDFB-LDよりも計算上20倍ほど高くなるはずであり、Fig. 1の結果はこの事を反映しているものと考えられる。QCLの線幅増大係数 α がDFB-LDと比べて小さく、更に共振器長が長い事は戻り光誘起雑音の抑制に対して一般的に有利に働き、分光応用上、都合が良い。

RINの計算では各発光層からの雑音発生が同時に起こる事を仮定している。QCL内の発光層は直列につながって電流が流れる。したがって一つの発光層で光子発生の変動が生じるとそれが他の発光層での光子発生を引き起こすと考えられる。しかしながら厳密に考えると話はやや複雑となり、各発光層からの光子発生は発光層のインピーダンスや外部電源のインピーダンスによるものが指摘されている⁵⁾。電源として定電流源と定電圧源を用いた場合、前者の方が雑音は小さくなる事が予想され、RINがどれくらい変わるのか実際に調べてみた。しかしながら測定の範囲内では両者に明確な差異は観測されなかった。実際の定電流源で定電流動作が保証されるのは $\sim\text{ms}$ 以上の電流変動であって、それより高速の変化には一定電流動作が追いつかない。こういった点が違いが観測されなかった理由の一つとしてあるのではないかと考えている。

3. 量子カスケード・レーザーの線幅増大係数

3.1 線幅増大係数

QCLの分光学的応用ではスペクトル線幅は狭いことが望ましい。半導体LDではキャリア密度の変化に伴い、光学利得や屈折率の変化がおこる。定常電流状態での発振の線幅は、Schawlow-Townesの線幅に対して $(1+\alpha^2)$ 倍に広がる。半導体LDの共振起内のキャリア密度を N とし、電気感受率の実部、虚部をそれぞれ χ_R 、 χ_I 、屈折率と利得のキャリア密度 N の変化に対する変動を Δn 、 Δg 、波長を λ とすると α は式(2)で求められる。

$$\alpha = \frac{\partial \chi_R}{\partial N} / \frac{\partial \chi_I}{\partial N} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta n}{\Delta g} \quad (2)$$

通常のLDでは曲率の符号や大きさも異なる伝導体と価電子帯の間で電子が遷移するため、利得分布はピーク波長に対して非対称となる。そのために利得ピークで α

はゼロとならない。実際に $1.5\text{ }\mu\text{m}$ -LDを使った測定からは $\alpha=2\sim7$ の値が報告されている。一方、QCLでは曲率の符号と大きさの等しいサブバンド間で遷移が起こるので利得分布は左右対称となり、 α は利得ピークでゼロとなる。QCLの α 値の測定はHakki-Paoli法¹⁰⁾やOptical-Heterodyne法¹¹⁾、Self-Mixing法(以下SM法と略記する)¹²⁾によって求められているが報告例は多くない。これらの内でHakki-Paoli法は原理的にしきい値近くでの α 値しか求められない。またOptical-Heterodyne法は発振周波数の近いQCLを2個、用意せねばならず、測定が容易でない。それに対してSM法ではしきい値以上の α を測定することが出来る上、測定系も簡易に構成することができる。SM法による77 KでのQCLの α 測定では、しきい値付近で $\alpha=-0.44$ であり、 α は電流上昇と共に増加することが報告されているが理由ははっきりしていない。また実際のQCLでは発振波長は必ずしも利得ピークにあるわけではなく、デチューニングによって α がどのように変化するか分かっていなかった。そこで、我々はSM法を室温cw動作可能なQCL等に適用して α の精密測定を行った。またあわせて $1.5\text{ }\mu\text{m}$ LDとの比較も行った^{13,14)}。

3.2 SM法を用いた α の測定系

測定で用いたSelf-Mixing法の実験系をFig. 2に示す。DFB-QCLからの出力光は、ARコートした CaF_2 レンズ(焦点距離: 8.5 mm 、口径 8.0 mm)を用いてコリメートし、外部ミラーに入射させた。外部ミラーはアクチュエーターに固定されており、出力光波形の検出は電圧の変動から測定する手法をとった¹²⁾。当初はこの部分にピエゾ素子を用いたが変位量が少なく、電気的な雑音を拾うという問題があったが、ボイス・コイルに変える事で測定は改善された。戻り光によるキャリア密度の変化は光出力の変動を引き起こし、それに比例した電流の変化をもたらす。光出力を検知する方法では外部にハーフ・ミラーをいれて出力光の一部を受光素子で検出する必要がある。そのために、元々微弱な信号がさらに弱くなり、また光学的なアライメントも必要となって複雑になる。それに対して、電流変化を抵抗を介して電圧で検出する方法は測定が簡単にできるというメリットがある。電圧の微小変動は結合用のコンデンサを介して取り出

Fig. 2 Experimental setup for measuring α -parameter.

し、FETアンプ(40dB, Noise Figure: 0.8 nV/Hz)で増幅させた。アンプの帯域は200 kHzであり、不要な高周波ノイズを除去するために25 kHzのローパス・フィルタを挿入し、オシロスコープで波形を観測した。

3.3 測定結果

SM法ではレーザーから出力された光は外部ミラーによって反射され、再びレーザーに戻る。この時、共振器内の位相と外部共振器の位相の違いから、レーザー内部のキャリア密度が変化し、出力光が変動する。そのため、外部ミラーを周期的に振動させると出力光には特徴的な波形が現れる。この戻り光状態でのレーザーの振る舞いは梶具・小林によって解析され、変調波形は次式に示すように、 α と戻り光の強度に関係するフィードバック・パラメータ C によって決められる^{15,16)}。

$$P = P_0 [1 + m \cdot \cos(\phi)] \quad (3)$$

$$\phi = \phi_0 - C \sin[\phi + \arctan(\alpha)] \quad (4)$$

$$C = \frac{L\sqrt{1+\alpha^2}}{nl} (1-R) \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{R}} \quad (5)$$

ここで P 、 ϕ は戻り光がある場合の光出力と位相、 P_0 、 ϕ_0 は戻り光がない場合の光出力と位相である。また m は変調度を表す。 R はレーザーの出力ミラーの反射率、 R_{ext} は先に述べた外部ミラーの実効反射率、 n はレーザー媒質の屈折率である。 α が小さいと $C < 1$ となり、その時にはFig. 3のような波形が得られる。Fig. 3に示されているように観測波形から X_Z 、 X_M を定義すると α 、 C は以下のように求めることができる。

$$\alpha = \frac{X_M - 0.5}{X_Z - 0.5} \quad (6)$$

$$C = \pi(X_Z - 0.5) \sqrt{1 + \left(\frac{X_M - 0.5}{X_Z - 0.5} \right)^2} \quad (7)$$

Fig. 3 Self-mixing waveform of a 6.1- μm DFB-QCL observed at 570 mA at 253 K. The voltage applied to a Piezo-actuator and the self-mixing signal were fed to the horizontal and vertical input of an oscilloscope, respectively. The definitions of X_Z and X_M are shown in the figure. α and C were determined to be -1.7 and 0.86 , respectively, from the waveform.

Fig. 3の波形は6.1 μm DFB-QCLの570 mA, 253 Kの時の結果であるが、この場合、 $\alpha = -1.7$ 、 $C = 0.86$ と決定される。Fig. 4はQCLの α の電流依存性を示したものである。測定した範囲内では α は電流の増大と共に緩やかに増大する傾向を示した。式(5)より C を $\sqrt{1+\alpha^2}$ で割った値($=\beta$)はQCLに流れる電流に依らず一定となるはずであり、Fig. 4には β の値も示してある。

Fig. 5 (a) には77 Kでの5 μm DFB-QCL (しきい値電流 290 mA)の315 mAの時の波形を示してある。このQCLでは電流を上げていくと発振波長が $\sim 5.15 \mu\text{m}$ から $\sim 5.21 \mu\text{m}$ にジャンプし、その結果として利得ピークの両側での α 値が測定できる。Fig. 5 (a)の発振波長は $5.15 \mu\text{m}$ であり、 $\alpha = -1.5$ 、 $C = 1.5$ と決定できるが、その場合の計算波形をFig. 5 (b)に示してある。電流が400 mAでは発振波長は $5.21 \mu\text{m}$ にジャンプし、その時は $\alpha = 0 \sim 0.5$ であった。315 mAでは発振モードは利得ピークよりも $\sim 0.02 \mu\text{m}$ 短波長側、400 mAでは $\sim 0.02 \mu\text{m}$ 長波長側にあるものと推定している。Fig. 5 (c)は1.5 μm FP-LD (しきい値電流10 mA, 動作電流18 mA)のSM波形であるが、QCLと異なるノコギリ波状の波形が観測された。

Fig. 4 α and β dependences on current of a 6.1- μm DFB-QCL at 253 K. β is defined by $C / \sqrt{1+\alpha^2}$. β should not vary even if the current varies.

Fig. 5 (a) Self-mixing waveforms observed for a 5 μm DFB-QCL at 315 mA, (b) Calculated waveform: $\alpha = -1.5$, $C = 1.5$. (c) Self-mixing waveforms observed for a 1.5 μm FP-LD at 18 mA. Horizontal: (a) 1 ms/div and (c) 0.8 ms/div.

$|\alpha| > 1$, $C > 1$ の時には計算上, このような波形となるはずであり, 波形の傾く方向も考慮すると $\alpha = 6 \sim 7$ となる.

3.4 QCLの利得形状と α パラメータ

QCLの α 値の測定結果はゼロからずれており, サブバンドで放物線や弾性散乱を伴った電子遷移等の影響も含めて検討する必要がある. 簡単のために発光層が単一量子井戸から成る場合を考えるとQCLの利得は以下のように表すことができる^{17,18)}.

$$g(\Omega) = \frac{4e^2 |z_{12}|^2 m_e \Omega}{\pi \hbar^3 w c \sqrt{\kappa_\infty}} \int_0^\infty \left(\frac{\gamma_k (f_2 - f_1)}{(\Omega - \Omega_\epsilon)^2 + \gamma^2} + \frac{\gamma_{k1} (f_2 - f_{11}) - \gamma_{k2} (f_1 - f_{22})}{(\Omega - \Omega_\epsilon)^2 + \gamma^2} \right) d\epsilon \quad (8)$$

ここで Ω は発振周波数, Ω_ϵ はFig. 5の図中に示した ϵ (上側サブバンドの底部から測ったエネルギー)に対応する周波数, e は電子電荷量, z_{12} はダイポール・モーメント, m_e は電子の有効質量, $\hbar$ はプランク定数, w は量子井戸幅, c は光速, κ_∞ は比誘電率, γ_k , γ_{k1} , γ_{k2} は緩和速度でLOフォノンによる散乱のみを考慮すると階段状の関数になる. 式(8)の右辺の積分の中の第1項はエネルギー保存則によって決まる通常の垂直な遷移による利得を表しており, f_2 , f_1 はそれぞれレーザー上側準位, 下側準位の電子分布関数である. 第2項は電子の弾性散乱を伴った電子遷移(いわゆるブロッホ利得)を表している^{12,13)}. 反転分布が生じ始める辺りでは $f_2 > f_{11}$, $f_1 > f_{22}$ となっている (Fig. 6). そのために第2項によってサブバンド間波長よりも長波長側では正の利得, 短波長側では負の利得 (i.e. 吸収) が生ずる. このような分散的な利得特性は実験的にも示されている^{19,20)}. 一方, 量子井戸内のサブバンドで放物線近似が成立するのは波数の小さい範囲だけである. また各サブバンドの曲率も実際には異なる. そこでサブバンドの非放物線性をKaneモデルを使い, サブバンドでの電子の有効質量の違いを入れて利得を計算した. Kaneモデルでは n 番目のサブバンドの底部

Fig. 6 Direct and scattering-assisted transitions between subbands with conduction band non-parabolicity.

Fig. 7 Calculated gain and α as a function of the wavelength. Chip temperature: 290 K. Electron sheet density of the upper subband: $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, the lower subband: $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. γ was estimated from the spectrum broadening of electroluminescence of $\sim 18 \text{ meV}$.

における有効質量 m_n は式(9)のように近似できる.

$$m_n = m_e \left(1 + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{m_e E_G} \right) \quad (9)$$

E_G はバンドギャップ・エネルギーで, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ では単位間のエネルギー差を 200 meV ($\sim 6.1 \mu\text{m}$)とした時, $E_1 = 67 \text{ meV}$, $E_2 = 270 \text{ meV}$, $m_1 = 0.047 m_e$, $m_2 = 0.067 m_e$ ($m_2/m_1 = 1.4$)となる. 電子は上側準位にのみ注入され, 二つのサブバンドの電子温度は同じでボルツマン分布をしていると仮定して計算を行った. 上下のサブバンドの有効質量が等しく, 電子密度が等しい時 (i.e. 透明になる時)には通常の1次の遷移からは利得は生じない. しかし, 式(8)の第2項によって遷移波長よりも長波長側では利得が, また短波長側では吸収が現れる. 電子密度の比が大きくなると通常の1次の遷移の影響が強くなって, このような利得/吸収の非対称性は相対的に消失していく. 一方, 非放物線性の影響を考慮すると, 電子密度が等しい時には第2項だけでなく1次の遷移からも分散的な波形が現れる. 電子密度の差を大きくすると1次の遷移過程が主となり, 通常使用するしきい値よりも大きな電流領域では利得の非対称性はサブバンドの非放物線性から現れてくる.

α を求めるには電気感受率の実部 χ_R を求める必要があるが, これは計算した利得からKramers-Kronigの関係を使って求めることができる. 通常のLDとは異なり, 発振後のQCLの電子密度は上側・下側準位ともに同じ量で増加し続ける. このため, 計算では各準位の電子密度を上側・下側とも同量だけ微少に変化させ, そのときの差分から α を求めた (Fig. 7). $m_2/m_1 = 1.4$ では $m_2/m_1 = 1$ に対して利得のピーク波長は長波長側にシフトする. どちらの場合も発振波長が短波長から長波長に動くにしたがって α は負から正に変化するが, $1.5 \mu\text{m}$ DFB-LDで観測されたような6といった大きな値は取らないことが分かる. デチューニングに伴う α の変化は大筋では測定結果と合っているが, 完全には一致しておらず, 使用したモデルの一層の精密化が必要である.

4. むすび

中赤外QCLの分光応用に絡んで強度雑音や戻り光誘起雑音特性、スペクトル幅に関わる α パラメータについて述べた。QCLではバンド間遷移を使った半導体LDよりも α パラメータが小さくなること等から戻り光誘起雑音を抑制し、スペクトル幅も狭くできるといったメリットがある。中赤外域のQCLは室温cw動作化が達成され、77 Kに比べれば扱いも簡単にできるようになった。また入手も比較的容易となっている。商業ベースでの応用も一部、開始されており、これらの特徴を活かした応用が更に拡大されていくものと思われる。

参考文献

- 1) M. J. Weida, D. Caffey, J. A. Rowlette, D. F. Arnone, and T. Day: Opt. Eng. **49** (2010) 111120.
- 2) A. Bruner, V. Mahal, I. Kiryuschev, A. Arie, M.A. Arbore, and M. M. Fejer: Appl. Opt. **37** (1998) 6410.
- 3) R. M. Williams, J. F. Kelly, J. S. Hartman, S. W. Sharpe, M. S. Taubman, J. L. Hall, F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, and A. Y. Cho: Opt. Lett. **24** (1999) 1844.
- 4) T. Gensty and W. Elsässer: Opt. Express **13** (2005) 2032.
- 5) Y. Takagi, N. Kumazaki, M. Ishihara, K. Kasahara, A. Sugiyama, N. Akikusa, and T. Edamura: Electron. Lett. **44** (2008) 860.
- 6) K. Fujita, S. Furuta, A. Sugiyama, T. Ochiai, T. Edamura, N. Akikusa, M. Yamanishi, and H. Kan: Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 141121.
- 7) T. Inoue, K. Tsushima, T. Kataoka, K. Kasahara, N. Akikusa, K. Fujita, and T. Edamura: To be presented in the 2011 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Pacific Rim, Sydney, Australia.
- 8) R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy: J. Lightwave Technol. **LT-4** (1986) 1655.
- 9) F. Rana and R. J. Ram: Phys. Rev. B **65** (2002) 125313.
- 10) J. Kim, M. Lerttamrab, S. L. Chuang, C. Gmachl, D. L. Sivco, F. Capasso, and A. Y. Cho: IEEE J. Quantum Electron. **QE-40** (2004) 1663.
- 11) T. Aellen, R. Maulini, R. Terazzi, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, S. Blaser, and L. Hvozdar: Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 091121.
- 12) J. V. Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani, and C. Mann: Opt. Lett. **31** (2006) 2574.
- 13) N. Kumazaki, Y. Takagi, M. Ishihara, K. Kasahara, A. Sugiyama, N. Akikusa, and T. Edamura: Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 121104.
- 14) M. Ishihara, T. Morimoto, S. Furuta, K. Kasahara, N. Akikusa, K. Fujita, and T. Edamura: Electron. Lett. **45** (2009) 1168.
- 15) R. Lang and K. Kobayashi: IEEE J. Quantum Electron. **QE-16** (1980) 347.
- 16) G. A. Ackert, D. Lenstra, A. J. Den Boef, and B.H. Verbeek: IEEE J. Quantum Electron. **QE-20** (1984) 1163.
- 17) V. B. Gorfinkel, S. Luryi, and B. Gelmont: IEEE J. Quantum Electron. **32** (1996) 1995.
- 18) H. Willenberg, G. H. Döhler, and J. Faist: Phys. Rev. B **67** (2003) 085315.
- 19) R. Terazzi, T. Gresch, M. Giovannini, N. Hoyler, N. Sekine, and J. Faist: Nature Phys. **3** (2007) 329.
- 20) D. G. Revin, M. R. Soulby, J. W. Cockburn, Q. Yang, C. Manz, and J. Wagner: Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 081110.