

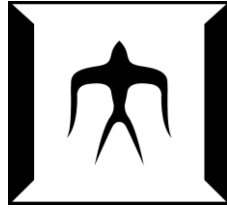
論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	マイクロマシン波長可変面発光レーザの高機能化に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	中濱正統
Author(English)	Masanori Nakahama
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第9653号, 授与年月日:2014年9月25日, 学位の種別:課程博士, 審査員:小山 二三夫,浅田 雅洋,梶川 浩太郎,植之原 裕行,宮本 智之,石井 啓之
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9653号, Conferred date:2014/9/25, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

博士論文

マイクロマシン波長可変面発光レーザの
高機能化に関する研究

平成 26 年（2014 年）



提出者

東京工業大学大学院
総合理工学研究科
物理電子システム創造専攻

中濱 正統

指導教員 小山二三夫教授

第1章 序論 1

1.1	本研究の背景	1
1.1.1	面発光レーザ	1
1.1.2	面発光レーザを用いたデータリンク技術	2
1.2	面発光レーザの波長制御技術	5
1.2.1	波長可変面発光レーザ	5
1.2.2	マイクロマシン面発光レーザの現状と課題：	7
1.2.3	半導体レーザの波長の温度無依存化	10
1.2.4	多波長レーザアレイ	14
1.3	本研究の目的と取り組む課題	16

第2章 熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの波長および波長温度係数制御 20

2.1.	動作原理と解析モデル	21
2.2.	熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザのモデル化	24
2.2.1	マイクロマシンの熱応力駆動: A_{Th}	24
2.2.2	マイクロマシンの静電力駆動: A_E	32
2.3	熱応力・静電力駆動の解析	40
2.4	共振器の設計	42
2.5	面発光レーザの波長および波長温度係数制御	61
2.5.1	波長温度無依存化・波長可変面発光レーザの設計	62
2.5.2	波長温度無依存化・多波長面発光レーザアレイの原理と設計	76
まとめ		80
参考文献		82

第3章 波長温度無依存・波長可変面発光レーザおよび多波長アレイの製作と評価 83

3.1.	デバイス製作	83
3.2.	波長温度無依存・波長可変面発光レーザの評価	89
3.2.1.	静電力による波長可変特性	89
3.2.2.	波長温度係数の電圧依存性	93
3.2.3.	低温度係数の波長可変範囲の拡大に向けた方針	98
3.3.	波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの評価	102
3.3.1.	片持ち梁長さによる絶対波長・温度係数制御	102
3.3.2.	波長温度無依存・多波長アレイ	105
3.3.3.	波長可変幅の拡大：マイクロマシン構造に起因する過剰損失の削減	109
3.4.	まとめ	117
参考文献		120

第4章 巨大な温度係数を有する熱バイモルフ反射鏡を集積した波長可変面発光レーザ 121

4.1.	加熱機構，金属/半導体バイモルフアクチュエータの設計	122
4.2.	デバイス加工プロセス	124
4.3.	デバイスの特性評価	128
4.3.1.	温度係数の巨大化	128
4.3.2.	反射防止層（AR 層）の品質の評価	133
4.3.3.	集積したマイクロヒータの局所加熱による波長可変動作	139
4.4.	構造の改善	145
	レーザの低電圧化	145
	加熱機構の改善：T 字構造	149
	金属ヒータの改善	151
	補足：半導体/金属間の密着性について	153
4.5.	まとめ	156
	参考文献	157

第 5 章 マイクロマシン面発光レーザと BRAGG 反射鏡スローライト導波路の平面集積 158

5.1.	ブラッグ反射鏡スローライト導波路	158
5.2.	スローライトデバイスとの平面集積によるマイクロマシン面発光レーザへの機能付	161
5.2.1.	ブラッグ反射鏡導波路とマイクロマシン面発光レーザの横方向光結合	161
5.2.2.	結合効率	163
5.3.	平面集積によるマイクロマシン面発光レーザへの機能付加	165
5.3.1.	高出力波長可変光源	165
5.3.2.	ビームスキャナ	168
5.4.	まとめ	172

第 6 章 結論 174

研究業績に関する発表 180

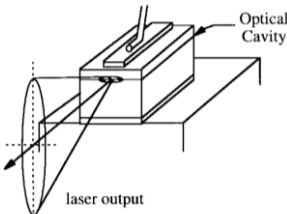
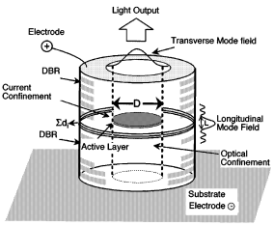
第1章 序論

1.1 本研究の背景

1.1.1 面発光レーザ

面発光レーザ(Vertical cavity surface emitting laser: VCSEL)は、従来の端面出射型レーザと異なり、垂直の積層方向に共振器を持つレーザである。すなわち、共振器内で光は基板に対して垂直方向に共振し、出力は上面もしくは基板側から取り出される。Table 1-1に、端面出射型レーザとの主だった違いをまとめた[1]。

Table 1-1. Comparison of parameters between edge emitting lasers and VCSELs

	 Edge-emitting laser	 VCSEL
Cavity length	$\sim 300 \mu\text{m}$	$\sim 1 \mu\text{m}$
Active volume	$60 \mu\text{m}^3$	$0.07 \mu\text{m}^3$
Longitudinal mode spacing	$< 1 \text{ nm}$	several 10 – 100 nm
Output power	$> 10 \text{ mW}$	several mW

端面出射型と VCSEL の最も大きな違いは共振器長と活性層体積である。VCSEL の活性層体積は端面出射型レーザに比べ 1/100 程度である。半導体レーザの発振閾値は共振器損失が一定ならば、活性層体積に比例するので、原理的には端面出射型レーザと比べて閾値を 2 桁程度小さくでき、従って動作電圧が同じであれば消費電力を 2 桁小さくできることを意味する。次の項で説明するように、膨大な数の光源を使用する光インター

コネクション応用において、低消費電力化の観点から大きな魅力であり、大きなインパクトをもたらしている。次の節では、VCSELを用いたデータリンク技術の現状について説明する。

1.1.2 面発光レーザを用いたデータリンク技術

近年のモバイルデバイスの急速な普及や、動画コンテンツの充実化に伴って IP トラフィックは指数関数的な増加を続けているが、利用者とインターネットを仲介するデータセンターのトラフィックの内訳で最も多くを占めているのは、データセンター内部でのインターコネクションである[1]。そのため、これからも急増を続けるインターネットトラフィックを支えるため、データセンター内における低消費電力・大容量の短距離通信技術の需要が高まっている。また、高性能化の著しいスーパーコンピュータにおいても、高速な演算を実現するため CPU 間の大容量データ伝送技術の必要性が高まっている[2]。実際に、Fig.1-1(a)に示すように、スーパーコンピュータでは、高速の光インターコネクトが高性能化のための必須技術として導入され、Fig.1-1(b)に示すように膨大な光デバイスが使用されている。

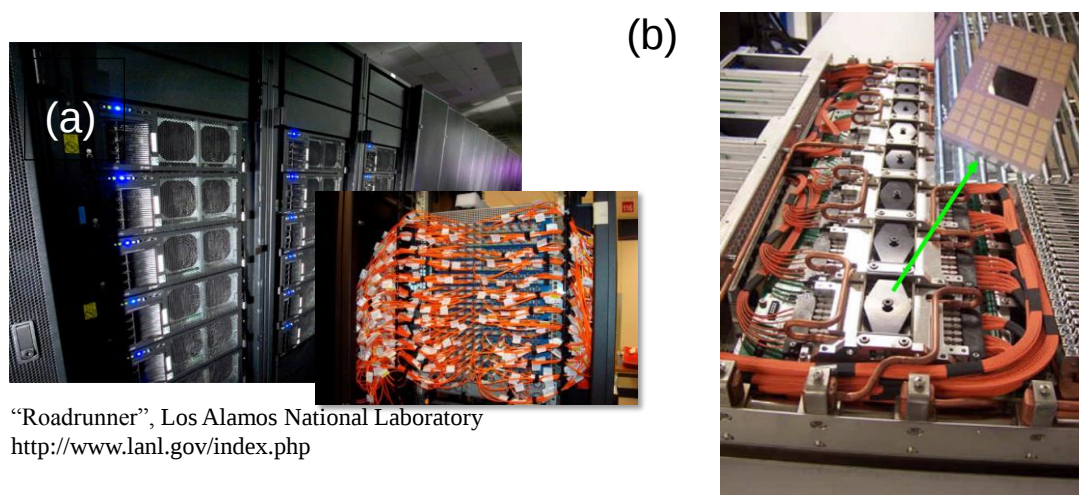


Fig. 1-1. (a) Optical cabling in the IBM-built Roadrunner supercomputer, the first petaflop machine. (b) IBM Power 775 system [3].

既に一つのシステムで 100 万チャンネルを超える光モジュール（光送受信デバイス）が使用され、この数は全世界の光通信システムで使用するモジュール数に匹敵するという信じがたいスピードで急成長している[3]. 従って、今や全世界の通信トラフィック量の大半は、データセンターやスーパーコンピュータ内での通信トラフィックで占められていると言ってよい。

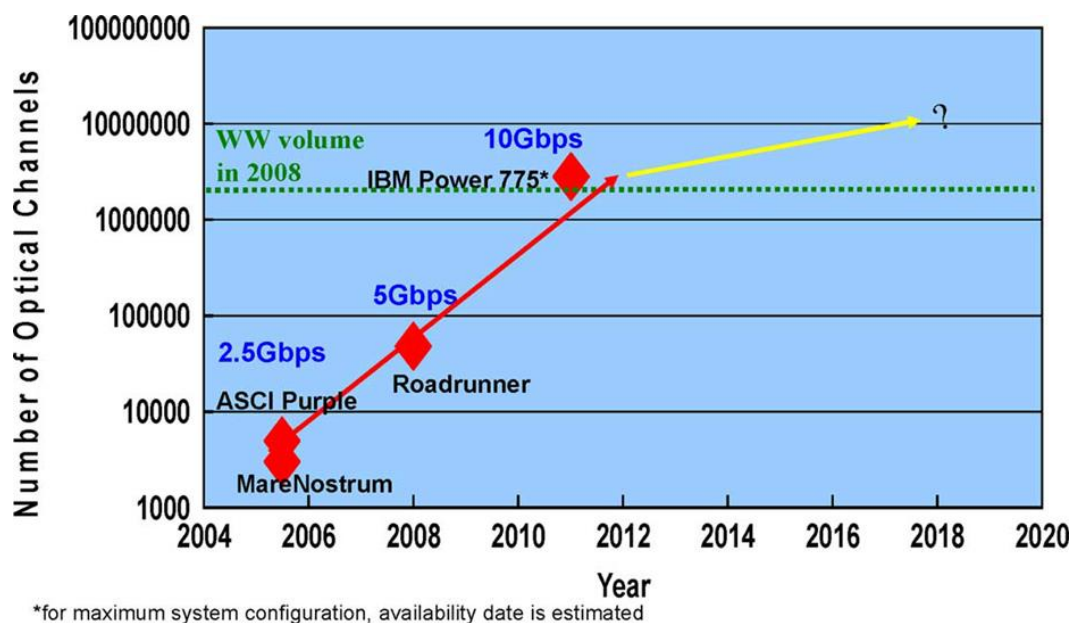


Fig. 1-2. Number of optical channels in high-performance computers [3].

先に述べたように、面発光レーザ(VCSEL)は小型・低消費電力な半導体レーザであるため、現在すでに、データセンターやスーパーコンピュータの内部において VCSEL を光源とした光インターコネクションが主役になっている。Fig.1-2 に示すように、既に光インターコネクトの配線数も天文学的な数として急成長しており、今後の更なる伝送容量の拡大への要求に応える解の一つとして、幹線系光通信で発展を遂げた波長分割多重(Wavelength Division Multiplexing)通信方式を、光インターコネクトにおいても導入することが一つの選択肢と考えられる。

WDM 通信は Fig.1-3 に示した通り、複数のチャンネルを異なる波長の光信号に割り当て、1本の光ファイバで並列して伝送する方式である。チャンネル数に比例してより多くの情報を伝送できるが、波長空間上でチャンネル間隔が密になるほど、それぞれの波長を精密に制御

する必要がある．光源である半導体レーザは環境温度の変化に応じて波長が変動してしまうので，チャンネル同士の干渉を防ぐため，精密な温度制御による波長の安定化が不可欠である．しかし温度制御に用いるペルチェ素子は消費電力が大きく，波長モニタ・制御機能は小型化も困難であるため，膨大な数の光源を用いる短距離光インターコネクต์においては，モジュールサイズと消費電力の増大を招いてしまう．そのため Fig.1-3 下段に示したように，温調を不要とする半導体レーザの波長の温度無依存化（アサーマル化）が重要な課題である．同時に波長可変性を実現できれば，固定波長のレーザを複数用いる必要が無く，システムの簡易化や波長スイッチングによる光配線の変換接続などの革新技術をもたらす．従って半導体レーザのアサーマル化と波長可変性を同時に実現する技術が将来の光インターコネクต์に革新をもたらすであろう．

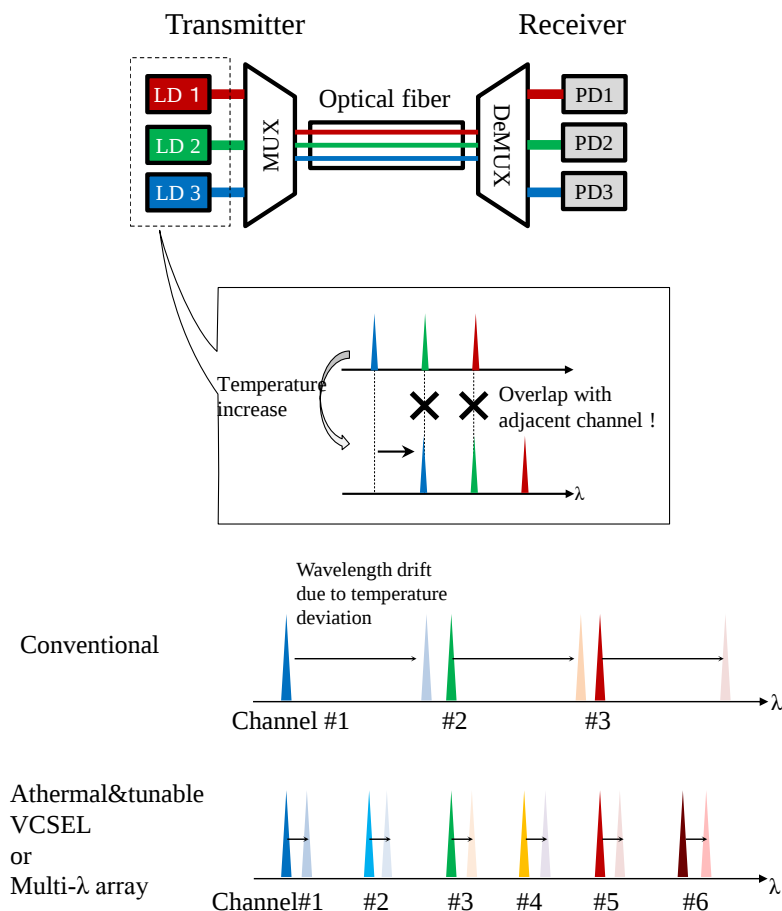


Fig. 1-3. Conceptual illustration of uncooled WDM system.

1.2 面発光レーザの波長制御技術

1.2.1 波長可変面発光レーザ

再び Table 1-1 に戻って，面発光レーザの特徴を考えよう．共振器長が数百分の1であるという点は，波長制御の観点からも有用である．なぜなら縦モード間隔は共振器長に反比例するので，端面出射型に比べて数百倍の広い縦モード間隔を実現できるからである．端面出射型レーザは縦モード間隔が 1 nm 以下であり，利得帯域内に無数の共振モードが存在するため，何らかの手法で縦モード制御を行う機構を付与しない限り，縦多モード発振してしまう．それに対して VCSEL の縦モード間隔は数十~百 nm ときわめて広く，ある縦モードを一つ利得帯域内に設置した場合，隣接の縦モードは利得帯域から大きく外れた位置に存在する．故に VCSEL はその元来の性質として，動的単一縦モード発振が可能である．

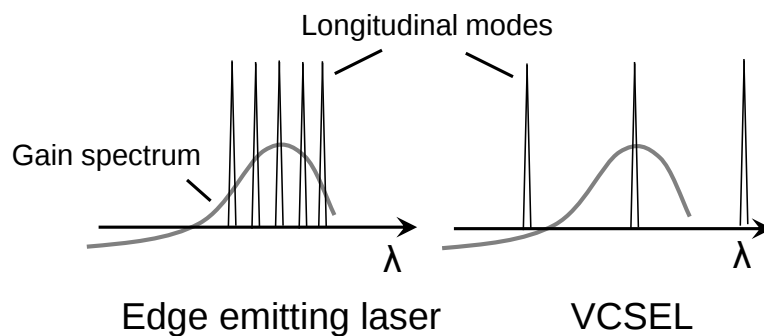


Fig.1-4 Schematic illustration of longitudinal mode spacing of edge-emitting laser and VCSEL.

さらに面白い性質として，共振器長を物理的に変化させることで大きな波長シフトが得られるという特徴がある．共振器長を変化させた際の共振波長の変化量は，波長と共振器長の比で表されるが，VCSEL の共振器長が波長と同程度であるので，元の状態からわずかに共振器長を変化させただけで，共振波長を連続的に大きくシフトすることの意味する．これは，波長可変レーザとして用いるためには非常に有効な性質である．つまり，活性層に十分近い位置，言い換えれば定在波の強度が大きな位置に長さが

可変の層を設け、共振器長を機械的に変化させれば、広範囲にわたって共振波長を連続的に掃引できる． Fig.1-5 は、その初期的な実証として外部反射鏡を機械的に駆動することで波長を掃引した例である[3]．後に、マイクロマシン技術を応用し、機械的に駆動する反射鏡を VCSEL にモノリシックに集積することで波長を掃引する波長可変レーザが、Stanford 大の J. Harris と C. Hasnain によって提案された[4,5]．これがマイクロマシン面発光レーザ(Micro-electro-mechanical VCSEL: MEMS VCSEL)である． Fig.1-6 に挙げた例は、カンチレバー型の上部反射鏡を静電力によって反射鏡を基板側に引き付け共振器長を変化させることで波長を掃引する MEMS VCSEL である．

次の節では、MEMS VCSEL について説明する．

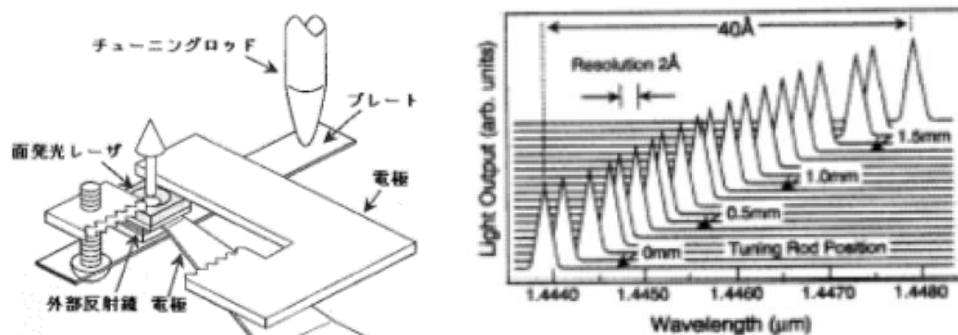


Fig.1-5 First mechanically tunable VCSEL in 1992[3].

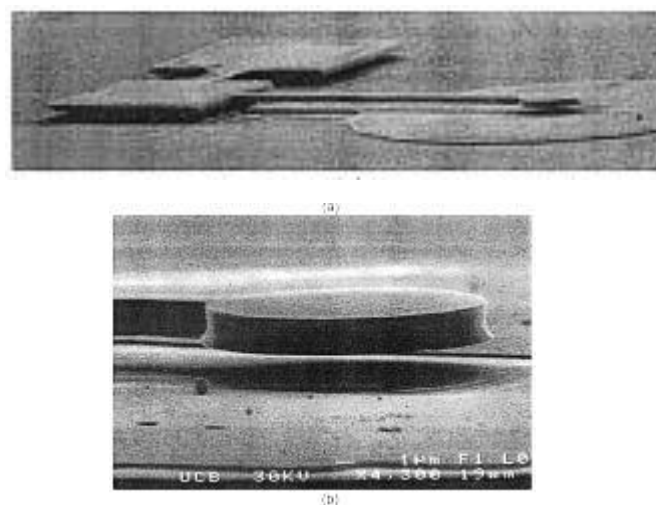


Fig.1-6 MEMS VCSEL employing cantilever-shaped movable mirror [4].

1.2.2 マイクロマシン面発光レーザの現状と課題：

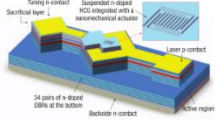
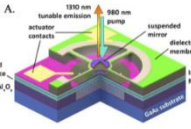
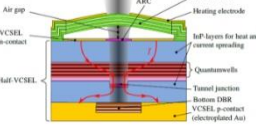
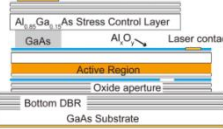
次に、近年報告されている種々の MEMS VCSEL を例にとって、MEMS VCSEL の現状と課題について述べる。現在までの主な報告を Table 1-2 に挙げる。MEMS VCSEL は 1990 年代から盛んに研究され始め、これまでの報告例の多くでは、波長可変幅の拡大とチューニング速度の向上に労力が払われてきた[6]-[13]。

Praevium Research Inc. の Jayaraman らの MEMS VCSEL はその限界を追求している良い例である[7]。彼らは電流注入ではなく光励起方式を採用している。なぜなら、電流注入のためには共振器内にコンタクト層やキャリア拡散層などが必要であるが、これらは短共振器化に制約を与える。更に、短共振器化のために反射鏡は非常に屈折率差の高い材料による多層膜反射鏡(Distributed Bragg Reflector: DBR)を用いている。屈折率差の大きな DBR は光の染み出しが短く、かつストップバンドが広いからである。下部 DBR には GaAs/Al_xO_y DBR を採用している。この DBR は GaAs/AlAs の AlAs を完全酸化させたもので、酸化後の体積変化による素子の破壊を解決するために、ボンディングを用いている。上部 DBR もやはり広帯域な反射率を有する誘電体 DBR を採用している上下 DBR ともに、100 nm 以上のストップバンドを持っている。マイクロマシンミラーの駆動は、ミラーと基板間に電圧を印可し駆動する静電力によって行っている。静電力方式は消費電力がきわめて小さく、かつ高速な動作が可能である。この方式の駆動速度の主な律速要因はミラーの機械的な共振周波数であると思われるので、ヤング率の高い誘電体 DBR を用いていることも、高速化に一役買っている。

一方で、電流注入方式で広い波長掃引幅を実現している例として、ミュンヘン工科大 (Technische Universität München) の報告[11]を挙げる。こちらもやはり、下部反射鏡として AlF₃/ZnS 誘電体 DBR($\Delta n \sim 1$)、上部反射鏡として SiO_x/SiN_y 誘電体 DBR($\Delta n \sim 0.5$)を用いており、注目すべきは上部 DBR を支えるメンブレン型のマイクロマシンの構造である。メンブレンは成長したエピタキシャル層上に PECVD で製膜した誘電体多層膜で、

リリース後に自発的に湾曲し凹面鏡として働く。

Table 1-2. MEMS VCSELs

	UC Berkeley	Praevium Research Inc.	Technische Universität München	Tokyo Tech.
				
Wavelength band	850 nm-band	1300 nm-band	1550 nm-band	850 nm-band
Tuning scheme	Electrostatic	Electrostatic	Electro-thermal	Electro-thermal
Pumping scheme	Electrical	Optical	Electrical	Electrical
MEMS type	HCG, Membrane	Dielectric DBR, Membrane	Dielectric DBR, Membrane	Semiconductor DBR, Cantilever
$\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda/\lambda_0$)	18 nm (2.1%)	150 nm (11.4%)	102 nm (8.6%)	4 nm (0.5%)
Required Tuning voltage or Heating power	14 V	56 V	50 mW	22 mW
Max. Optical Power	0.5 mW	0.1 mW	3.5 mW	0.4 mW
Tuning speed	> 1,000kHz	500 kHz	0.2 kHz	Not measured

その曲率半径を正確に設計することで、高次の横モードに選択的に大きな損失を与え、埋め込みトンネル接合の活性領域面積を拡大し光出力を確保しながらも、高いサイドモード抑圧比を実現している。反射鏡の駆動は熱応力を用いている。反射鏡に Au の金属ヒータを集積し、加熱による熱膨張で上下に駆動する。ただし熱による駆動は熱伝導が律速要因になるので、高速な波長可変動作は見込めず、215 Hz ($\Delta\lambda \sim 45$ nm) と低速にと

どまっている。

掃引速度の面で特に秀でているのは、UC Berkeley の報告であろう[12]。上部反射鏡として高屈折率差サブ波長格子(High-contrast sub-wavelength grating: HCG)を用いた MEMS VCSEL である。HCG は高屈折率のグレーティングの周囲を低屈折率材料で囲んだ構造で、薄膜構造でありながら 100 nm 以上のきわめて広い反射帯域を有する。ミラーの駆動は静電力によって行う。DBR は数十層の多層膜であり厚さは数 μm であるのに対し、HCG は数百 nm の厚さであるため、DBR に比べて質量そのものが小さい。したがって機械的な共振周波数が高く、高速な駆動が可能である。実際に、波長掃引幅は他と比較して狭いものの、1 MHz 以上のきわめて高速な動作を実証している[12]。

以上のように、1990 年代後半から盛んに研究され始めた MEMS VCSEL は、波長可変幅および波長掃引速度の向上に労力が払われてきた。しかし現在に至るまで、環境温度の変動に対する波長の安定化についての検討は成されていない。将来の光インターコネクトには WDM 方式が導入される可能性があるが、伝送速度を拡大するためにチャンネル間隔を狭めるためには、光源の波長の温度安定性が非常に重要になる。そこで本研究では、集積するマイクロマシンの熱応力駆動によって波長ドリフトを自動補償し、波長を温度無依存化することに取り組む。

また、単一モード光出力は活性層体積の小さい面発光レーザの弱点であり、MEMS VCSEL においても同様のことが言える。単純に活性層体積を拡大しただけでは高次の横モードの抑圧が不十分になるので、ミュンヘン工科大の MEMS VCSEL では上部反射鏡の曲率制御でモード制御を行っている。しかしそれでも数 mW レベルでしかなく、外部共振器レーザに劣るのが現状である。もし MEMS VCSEL の単一モード出力を 10 mW クラスまで引き上げることができれば、外部共振器を用いる従来の大型な波長可変光源を、VCSEL の作製技術を用いて一括大量生産できるようになる可能性がある。その場合、以下のような応用先が考えられる。例えば、眼底の検査に用いる光コヒーレンスト

モグラフィやガスセンシング，レーザレーダなどである．従って本研究では，マイクロマシン構造を用いて MEMS VCSEL のシングルモード出力増大を図る構造の探索に取り組む．

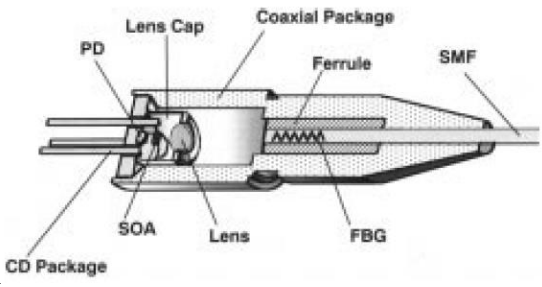
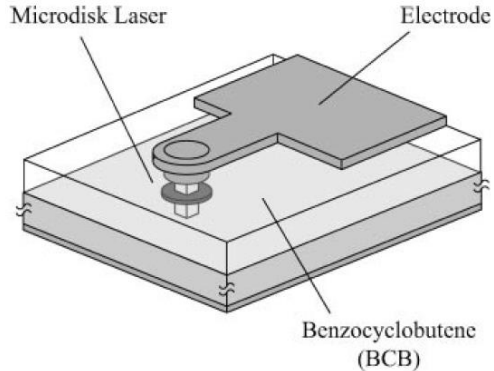
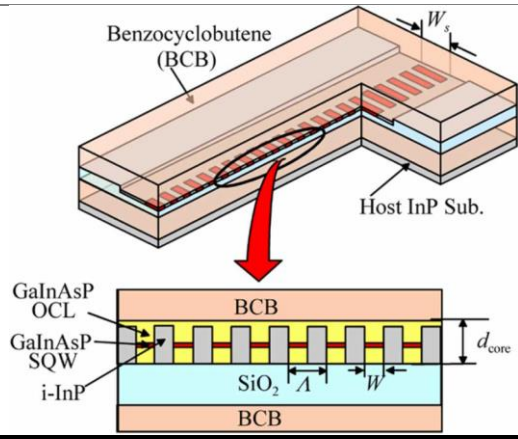
1.2.3 半導体レーザの波長の温度無依存化

半導体レーザ，たとえば DFB レーザは通常， 0.1 nm/K 程度の波長温度係数を持つ．その温度に対する波長ドリフトは，レーザを構成する半導体光導波路の等価屈折率が，共振器を構成する半導体材料の屈折率の温度依存性によって変化することで起きる．つまり材料の性質そのものに起因する現象であるため，半導体レーザにおける波長の温度無依存化は非常に困難な課題であり，報告例はほとんど見られない．Table 1-3 に，半導体レーザの波長の温度依存性を抑制する取り組みの例をいくつか挙げる．1 番目の例は，温度係数の低い材料で共振器を構成する例である．Fiber Bragg grating (FBG) を用いた外部共振器型のレーザであり，半導体光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier: SOA) と FBG はレンズを通して光結合され，外部共振器を構成している．この系の波長は FBG のによって決定される．FBG の温度依存性は非常に小さく (0.01 nm/K)，かつ FBG の温度は SOA への注入電流量に左右されないので，環境温度に対して良い波長安定性が得られ，温度 30°C から 70°C の範囲で， 0.012 nm/K の波長温度係数を実現している．しかしこれはモジュールの構成によって実現したものであり，光インターコネクションに用いるレベルの小型化・低消費電力化は難しく，外部共振器レーザの構成であるため，高速直接変調が困難である．また，温度依存性の低い材料で全体の温度依存性を引き下げるというアプローチであるので，完全な温度無依存化は原理的に不可能である．

2 番目および 3 番目の例は，ポリマーなどの屈折率の温度依存性が負の材料で共振器の一部を構成し，波長シフトを補償するアプローチである．2 番目はマイクロディスクレーザを，負の屈折率温度依存性を持つ benzocyclobutene (BCB) で埋め込んだ構造であ

る. 適切なマイクロディスクの設計によって, 発振モードの等価屈折率を温度無依存にでき, 波長温度無依存となる条件が存在する. 3 番目は DFB レーザのクラッドを BCB にしたもので, 波長温度無依存化の原理は同様である.

Table 1-3. Reports on temperature insensitive semiconductor lasers.

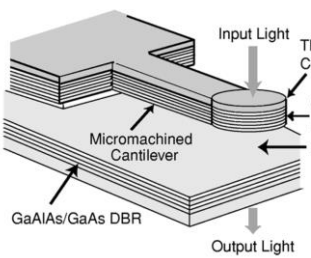
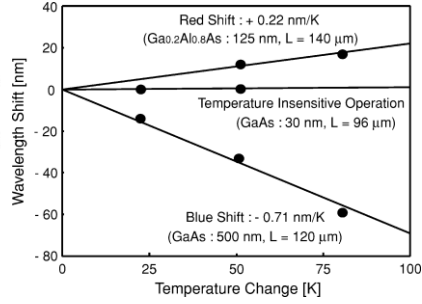
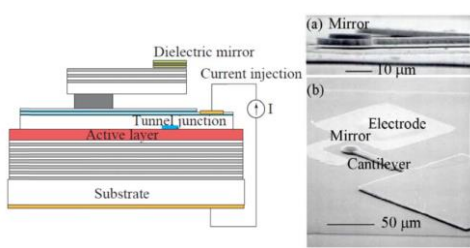
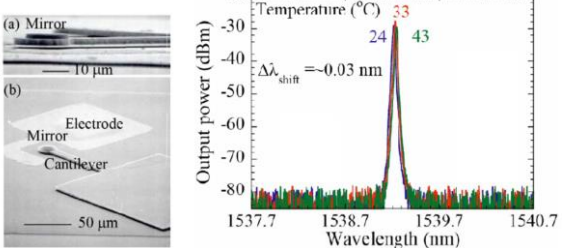
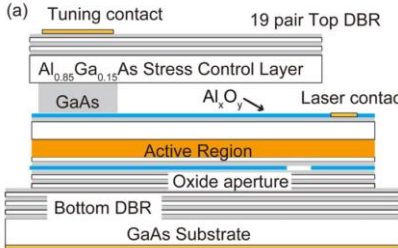
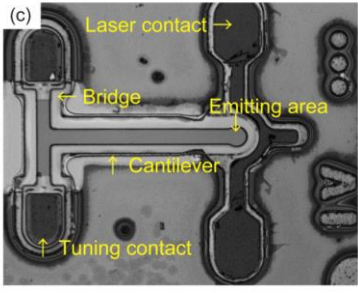
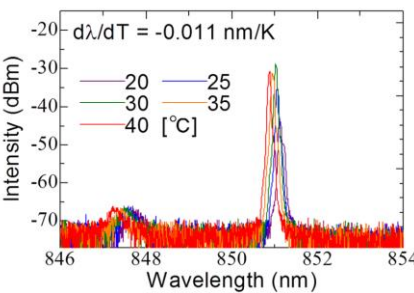
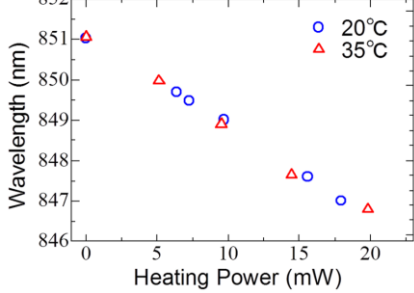
Schematic	Detail
	[14] Fiber Bragg grating external cavity structure. eight-channel wavelength multiplexing with 200-GHz channel-spacing and with almost the same peak power was realized between 30 °C to 70 °C (12 pm/K).
	[15] GaInAsP microdisk laser using a benzocyclobutene (BCB) polymer cladding, which has a negative temperature dependence of the refractive index. Temperature coefficient of 0.09 nm/K was reported.
	[16] Membrane buried heterostructure distributed feedback (BH-DFB) laser by adopting a BCB cladding layer. The temperature dependence of the lasing wavelength was measured to be 2.45×10^{-2} nm/K.

それに対して我々の研究グループでは、面発光レーザにマイクロマシン反射鏡を集積した構造において、マイクロマシンの熱駆動によって温度変動による共振器長変動を自動補償し、波長を温度無依存化する構造を提案している。集積するマイクロマシン反射鏡を線膨張係数の異なる半導体材料で構成することで、温度変動により生じる熱応力を利用して反射鏡を駆動する方式であり、その駆動量を適切に設計することで、温度が変化しても共振器の光学距離が変わらないように設計することができる。これによって、温度無依存の垂直共振器光フィルタ[17]、VCSEL[18]の実証に成功している。我々の構造の特筆すべき点は、温度無依存化と同時に、波長可変機能を付加することができる点である。環境温度の変動によるマイクロマシンの熱駆動とは独立して、集積したマイクロヒータによってマイクロマシンを局所的に加熱することで、環境温度の変動に対して無依存でありながら波長可変動作を行う、波長可変アサーマル面発光レーザの実証にも成功している[19]。

このデバイスでは、波長温度係数を -0.011 nm/K （通常の VCSEL の $1/7$ ）に保ったまま、マイクロヒータによる電氣的な局所加熱で 4 nm の連続波長掃引を行った。しかしその波長可変幅は WDM 通信用光源としては不十分である。狭い波長可変幅の原因は、アサーマル化に利用するマイクロマシンの熱駆動量が非常に小さいことにある。つまり、波長ドリフトを補償するために必要な熱駆動量は、波長に換算すると 1°C あたりおよそ 0.07 nm というごく小さな値でしかない。見方を変えれば、波長可変動作のための熱駆動マイクロマシンとしては非常に効率の悪い構造であった。

そこで本研究では、アサーマル波長可変 VCSEL の波長可変幅を拡大することを目指とする。

Table 1-4. Athermal vertical cavity optical filters and VCSELs employing thermally actuated cantilever structure

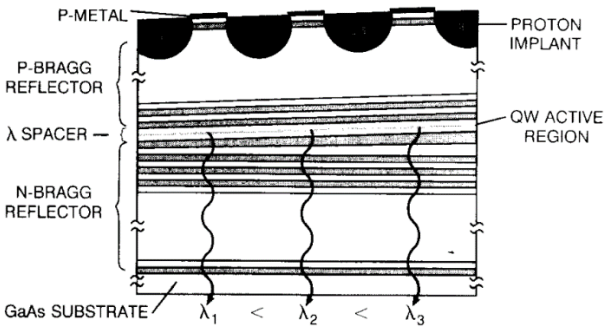
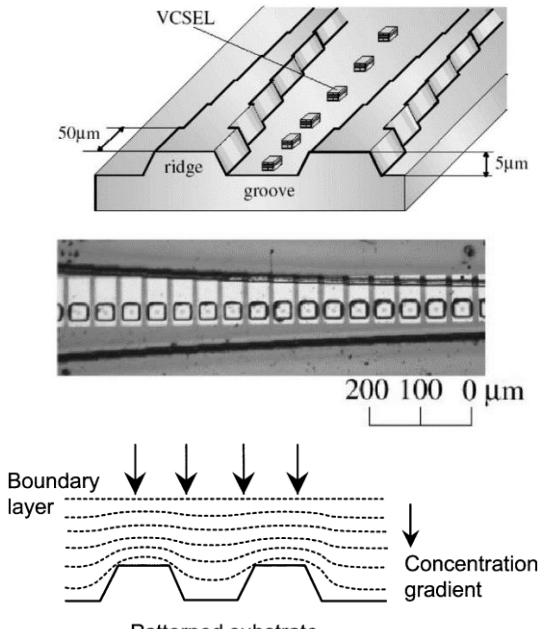
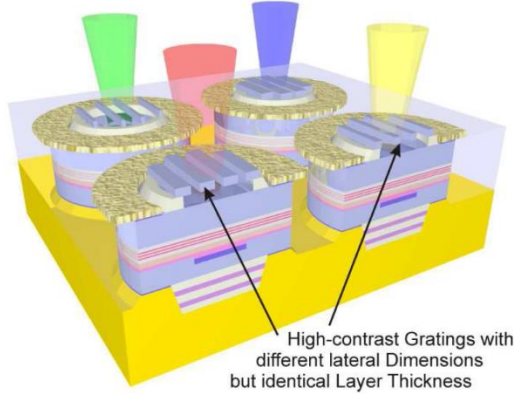
Athermal optical filter [17]	 Input Light, Thermal Strain Control Layer, GaAlAs/GaAs DBR, Micromachined Cantilever, Air Gap, Output Light  Red Shift : + 0.22 nm/K (Ga_{0.2}Al_{0.8}As : 125 nm, L = 140 μm) Temperature Insensitive Operation (GaAs : 30 nm, L = 96 μm) Blue Shift : - 0.71 nm/K (GaAs : 500 nm, L = 120 μm)
Athermal InP VCSEL [18]	 Dielectric mirror, Current injection, Tunnel junction, Active layer, Substrate  (a) Mirror, 10 μm, (b) Electrode, Mirror, Cantilever, 50 μm Output power (dBm) vs Wavelength (nm) Temperature (°C): 24, 33, 43 $\Delta\lambda_{\text{shift}} = -0.03 \text{ nm}$
Athermal & tunable VCSEL [19]	 (a) Tuning contact, 19 pair Top DBR, Al_{0.85}Ga_{0.15}As Stress Control Layer, GaAs, Al_xO_y, Laser contact, Active Region, Oxide aperture, Bottom DBR, GaAs Substrate  (c) Laser contact, Bridge, Emitting area, Cantilever, Tuning contact  $d\lambda/dT = -0.011 \text{ nm/K}$ Intensity (dBm) vs Wavelength (nm) 20, 25, 30, 35, 40 [°C]  Wavelength (nm) vs Heating Power (mW) 20°C, 35°C

1.2.4 多波長レーザアレイ

素子ごとに個別の波長で発振するモノリシックに集積した多波長面発光レーザアレイも、WDM システム用光源として必要である。先に述べたように面発光レーザは共振器長を僅かに変化させるだけで大きな共振波長のシフト量が得られる。従って素子ごとに異なる共振器長を持つようにすれば、多波長面発光レーザアレイが実現できる。

主な先行研究を Table 1-5 に示す。1 つ目の事例は、分子線エピタキシー(MBE)法による結晶成長の際に、ウェハとソースの角度を敢えて傾けることでエピ層の膜厚に傾斜をつけ、それによって共振器長にウェハ内での位置依存性を持たせることで実現している。波長 980 nm 帯において 0.3 nm の波長間隔で 140 チャネルの多波長集積を報告している。しかし膜厚の傾斜はそれほど大きく付けられる訳ではないので、波長間隔を所望の値に、所望の位置に制御するのは困難である。例えば波長 5 nm 間隔の素子を 100 μm ピッチで集積することは難しい。従って高密度集積には限界がある。2 つ目の例は、あらかじめパターンを刻んだ基盤を用いて、有機金属気相成長(MOCVD)法におけるガスの局所的なフローを制御し、成長速度を位置で制御できるようにすることで実現している。量子井戸の厚さも同時に代わるので、共振波長と同時に利得ピークもシフトさせることが可能である。0.8 nm の波長間隔で 20 波長を集積できている。しかしパターンの溝の形状誤差が波長に大きく影響するので、絶対波長の制御には課題が残されている。3 つ目の事例は、VCSEL の上部反射鏡を高屈折率差サブ波長格子 (HCG) とし、HCG の平面構造のみを変更、すなわち格子の厚さは変えずピッチとデューティサイクルのみを変えることで反射位相を制御し、素子ごとに共振波長を変えるという方法である。この手法は、共振器長制御を結晶成長に頼らず、デバイス加工の際に共振波長を決められるという点が非常に魅力的である。しかし HCG は微細であり、反射位相はその加工誤差に極めて敏感であるため、波長の高精度の精密制御は困難を伴うかもしれない。

Table 1-5. Monolithic multiple wavelength VCSEL array.

	[20] MBE grown Multi-wavelength VCSEL array. Thickness gradient was created by keeping the wafer stationary during part of the molecular beam epitaxy growth. The thickness variation originates from the number of atoms arriving at the wafer which varies monotonically in the direction parallel to the plane of incidence of the sources. Emitting 140 single mode wavelengths in the 980-nm regime. The wavelength separation between neighboring lasers is 0.3 nm.
	[21] MOCVD grown multi wavelength array. The on-wafer wavelength control is realized by grading the epitaxial layer using a patterned substrate. The local gradient of the chemical species in the gas phase changes the growth rate. The wavelength ranges from 1012.1 to 1026.6 nm with an average wavelength separation of 0.8 nm, resulting in 20 wavelengths integration.
	[22] Multi-wavelength arrays of vertical cavity surface-emitting lasers using high-contrast gratings as top mirrors. A range of VCSEL cavity wavelengths in excess of 100 nm is predicted by modifying only the period and duty-cycle of the high-contrast gratings, while leaving the epitaxial layer thickness unchanged.

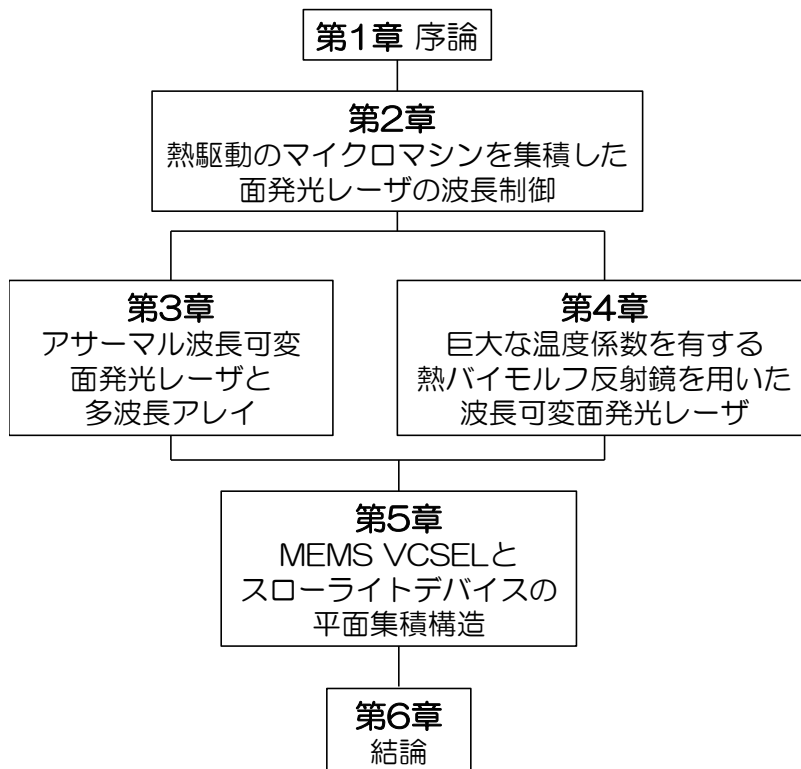
以上のように、多波長面発光レーザアレイは小型集積化の観点から、非常に魅力出来であるものの、現時点では実用化はおろか研究の事例そのものが少なく、絶対波長の制

御性についても十分に検討されていないのが現状である。そこで本研究では、熱駆動マイクロマシンを集積した面発光レーザ構造を用いて、絶対波長と波長温度係数の制御を同時に行い、波長温度無依存の多波長面発光レーザアレイを実現することを目標とする。

1.3 本研究の目的と取り組む課題

以上の各節で述べた研究課題を受け、本研究の目的と取り組む課題をまとめる。本研究では、面発光レーザにマイクロマシン反射鏡を集積した MEMS VCSEL 構造を用いて、様々な機能を実現することに取り組む。以下に具体的な内容を示す。

- アサーマル面発光レーザの広い可変波長範囲と多波長アレイ集積の実現
- マイクロマシン面発光レーザの波長温度係数制御による広帯域波長可変動作
- MEMS VCSEL の単一モード高出力化および新機能創出



第2章「熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの波長制御」では、本研究で提案するマイクロマシン面発光レーザにおける絶対波長およびその波長温度係数の

制御の原理について述べる．具体的には，先行研究で問題であった波長可変幅の拡大を実現するための新構造として，面発光レーザに集積するマイクロマシンの熱駆動・静電力駆動の解析モデルと設計手法を明らかにする．更に，これを集積した構造における広帯域な波長可変動作と波長温度無依存化を実現するための設計手法を述べる．

第3章「アサーマル波長可変面発光レーザと多波長アレイ」では，第2章において設計した素子の加工プロセスを解説し，製作したデバイスの波長温度特性および波長可変特性の評価を行う．そして現在の設計における波長可変幅の限界を決める要因を明らかにし，更なる波長可変幅拡大のための指針を明らかにする．

第4章「巨大な温度係数を有する熱バイモルフ反射鏡を用いた波長可変面発光レーザ」においては，集積するマイクロマシンの熱駆動を巨大化するという新しいアプローチによって，広帯域な波長可変動作を可能にする構造を提案し，製作した素子の波長温度係数，波長可変特性の評価を行う．

第5章「MEMS VCSEL とスローライトデバイスの平面集積構造」では，これまで検討が不十分であった MEMS VCSEL の光出力増大に焦点を置き，それを実現する構造として Bragg 反射鏡導波路構造に基づくスローライトデバイスと MEMS VCSEL の平面集積構造の提案と，単一モード出力増大のための設計をし，素子の特性の解析を行う．さらに，MEMS VCSEL の新機能として，Bragg 反射鏡導波路の構造分散を利用したビーム偏向機能を用い，MEMS VCSEL との集積によるオンチップのビームスキャナの構造の提案と解析を行う．

第6章「結論」では，本研究で得られた成果を総括する．

参考文献

- [1] Iga, K. (2000). Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal*, 6(6), 1201–1215.
- [2] Kash, J. a. (2008). Leveraging Optical Interconnects in Future Supercomputers and Servers. 2008 16th IEEE Symposium on High Performance Interconnects, 190–194.
- [3] Taubenblatt, M. a. (2012). Optical Interconnects for High-Performance Computing. *Journal of Lightwave Technology*, 30(4), 448–457.
- [4] M. S. Wu, E. C. Vail, G. S. Li, W. Yuen, and C. J. Chang-Hasnain, “GaAs micromachined widely tunable Fabry-Perot filter,” *Electron. Lett.*, 31, 1671-1672 (1995)
- [5] M. C. Larson, A. R. Massengale, and J. S. Harris, “Continuously tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser with 18 nm wavelength range,” *Electron. Lett.*, 32, 4, 330–332. (1996)
- [6] B. Kogel, H. Halbritter, S. Jatta, M. Maute, G. Bohm, Markus-Christian Amann, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter, P. Meissner, Bond, T.C.; Cole, Garrett D.; Goddard, L.L.; Behymer, E.M., "Photonic MEMS for NIR in-situ Gas Detection and Identification," *Sensors*, 2007 IEEE , vol., no., pp.1368,1371, 28-31 Oct. 2007IEEE Sensors Journal. 7, 1483(2007)
- [7] V. Jayaraman, G. D. Cole, M. Robertson, C. Burgner, D. John, A. Uddin, and A. Cable, "Rapidly swept, ultra-widely-tunable 1060 nm MEMS-VCSELs," *Electronics Letters*, vol. 48, no. 21, pp. 1331-1333, (2012)
- [8] Li, M.Y.; Yuen, W.; Li, G.S.; Chang-Hasnain, C.J., "Top-emitting micromechanical VCSEL with a 31.6-nm tuning range," *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol.10, no.1, pp.18,20, (1998)
- [9] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.-C. Amann, P. Meissner, "Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40-nm tuning range," *Photonics Technology Letters, IEEE* , vol.16, no.10, pp.2212,2214, (2004)
- [10] V. Jayaraman, G. D. Cole, M. Robertson, A. Uddin, A. Cable, High-sweep-rate 1310 nm MEMS-VCSEL with 150 nm continuous tuning rangeIEEE Electronics Letters. 48, 867(2012)
- [11] C. Gierl, T. Gruendl, P. Debernardi, K. Zogal, C. Grasse, H. A. Davani, G. Böhm, S. Jatta, F. Küppers, P. Meißner, M.-C. Amann, "Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning," *Opt. Express* 19, 17336-17343(2011)
- [12] Ye Zhou, Michael C. Y. Huang, Connie J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL with ultra-thin high contrast grating for high-speed tuning," *Opt. Express* 16, 14221-14226 (2008)
- [13] B. Kögel, P. Debernardi, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, Å. Haglund, E. Haglund, J. Bengtsson, A. Larsson, "Integrated MEMS-Tunable VCSELs Using a Self-Aligned Reflow Process," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* , vol.48, no.2, pp.144,152,(2012)
- [14] Hashimoto, J.-I.; Kato, T.; Nakanishi, H.; Yoshida, K.; Sasaki, Goro; Yamaguchi, A.;

- Katsuyama, T.; Yamabayashi, N., "Eight-channel wavelength multiplexing with 200-GHz spacing using uncooled coaxial fiber Bragg grating external-cavity semiconductor laser module," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol.14, no.11, pp.1617,1619, Nov. 2002
- [15] R. Ushigome, M. Fujita, A. Sakai, T. Baba, and Y. Kokubun, ""GaInAsP microdisk injection laser with benzocyclobutene polymer cladding and its athermal effect,"" *Jpn. J. Appl. Phys* 41, 6364–6369(2002)"
- [16] S. Sakamoto, H. Kawashima, H. Naitoh, S. Tamura, T. Maruyama and S. Arai, "Reduced temperature dependence of lasing wavelength in membrane BH-DFB lasers with polymer cladding layers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 5, pp. 291-293, (2007.)
- [17] Amano, T.; Koyama, F.; Hino, T.; Arai, A.; Mastutani, A., "Design and fabrication of GaAs-GaAlAs micromachined tunable filter with thermal strain control," *Lightwave Technology, Journal of*, vol.21, no.3, pp.596,601, (2003)
- [18] W. Janto, K. Hasebe, N. Nishiyama, C. Caneau, T. Sakaguchi, A. Matsutani, F. Koyama, and C. E. Zah, "Athermal operation of 1.55 μm InP-based VCSEL with thermally-actuated cantilever structure," 20th Int. Semiconductor Laser Conf. (ISLC2006), Hawaii, USA, PD1, 2006."
- [19] Sano, H., Nakata, N., Nakahama, M., Matsutani, A., & Koyama, F. (2012). Athermal and tunable operations of 850 nm vertical cavity surface emitting lasers with thermally actuated T-shape membrane structure. *Applied Physics Letters*, 101(12), 121115.
- [20] Chang-Hasnain, C.J.; Maeda, M.W.; Harbison, James P.; Florez, L.T.; LIN, CHINLON, "Monolithic multiple wavelength surface emitting laser arrays," *Lightwave Technology, Journal of*, vol.9, no.12, pp.1665,1673, Dec 1991
- [21] A. Onomura, M. Arai, T. Kondo, A. Matsutani, T. Miyamoto, and F. Koyama, "Densely integrated multiple-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser array," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 5B, pp. L529–L531, May 2003.
- [22] Karagodsky, V., Pesala, B., Chase, C., Hofmann, W., Koyama, F., & Chang-Hasnain, C. J. (2010). Monolithically integrated multi-wavelength VCSEL arrays using high-contrast gratings. *Optics Express*, 18(2), 694–9.

第2章

熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの波長および波長温度係数制御

この章では、熱駆動マイクロマシンを集積した面発光レーザにおける波長制御および波長温度係数の動作原理と特性を解明するための理論と解析モデルについて述べ、アサーマル波長可変マイクロマシン面発光レーザ(MEMS VCSEL)、アサーマル多波長アレイ、および巨大な波長温度係数を利用した波長可変 MEMS VCSEL の設計方針と性能限界を決める制限要因について議論する。

我々が解析しようとする MEMS VCSEL は、面発光レーザとマイクロマシンの集積構造であるため、半導体レーザの諸特性のみならず、MEMS 反射鏡の機械的な特性をも考慮し、厳密には光学的解析、電氣的解析、力学的解析、熱的解析などが相互に複雑に関与しあった連成解析を行う必要がある。しかし現実的にはそれは容易ではなく見通しも悪くなるため、ここでは大きな影響を及ぼす要素のみを抽出し、解析式で表現できる範囲に留めた単純化した解析モデルを用い、特性の大まかな予測を行うことを目標とする。具体的には下記の項目について解析を行う。

- 集積する熱駆動・静電力駆動マイクロマシンの機械的特性 (2.1.1 章)
- マイクロマシン面発光レーザの共振器の共振波長、閾値電流密度の波長依存性 (2.1.2-2.1.3 章)
- 集積構造における、熱駆動による波長の温度無依存化と静電力駆動による波長可変特性(2.2 章)

2.1. 動作原理と解析モデル

面発光レーザの波長と波長温度係数を制御するための、提案する構造の動作原理と、設計に必要な数式モデルについて説明する．まずは、一般的な波長可変半導体レーザと波長可変面発光レーザの、波長可変動作の原理の違いを明確にしておこう．

構造を特定しない一般的な式として、レーザの発振波長 λ を決定する位相条件は次のように表される．

$$\frac{m\lambda}{2} = \bar{n} \cdot L \quad \dots (2.1)$$

ここで、 L は共振器長、 n はモードの等価屈折率、 m はモードの次数である．従って、波長の相対的な変化量を $\Delta\lambda/\lambda$ とすると、それぞれのパラメータとの関係は、

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta m}{m} \quad \dots (2.2)$$

となる[1]．

Table 2.1 Comparison of generic single-frequency tunable lasers and tunable VCSELs.

Generic single-mode tunable lasers[1]	Single-mode tunable VCSELs
Mode-selection filter (via index or grating angle) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta m}{m}$ Net cavity index change Physical length change	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L}$ Net cavity index change Physical length change

すなわち、右辺第一項目は電流注入量や温度の制御による等価屈折率の変化、第二項目はミラーの機械的な駆動などによる共振器の物理長の変化、第三項目はグレーティングによる次数の制御による変化である。波長可変半導体レーザには外部共振器レーザや SG-DBR レーザ、波長可変 VCSEL などがこれまでに報告されているが、どの方式であってもこの式のいずれかのパラメータを制御していることは共通している。

一方で面発光レーザは共振器長が数波長程度と非常に短いので、通常縦モード間隔が数十~百 nm と広く、利得の帯域内に存在する縦モードは一つだけである。よって自動的に単一縦モード化するので、相対的な波長変化量は次のように表せる。

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} \quad \dots (2.3)$$

従って、波長可変動作は屈折率の変化か共振器長の変化を通して行うことができる。波長可変面発光レーザのうち、屈折率変化を利用したものは nm の波長変化量が報告されている。それに対してマイクロマシン面発光レーザは、マイクロマシン技術を応用して機械的に駆動する反射鏡を面発光レーザに集積し、共振器長の機械的な変化を通して波長可変動作を実現するものである。もともと共振器長が短いので、僅かな機械的駆動が広い波長変化をもたらす利点があり、短共振器の性質がここで活かされている。

駆動方式は主に静電力、熱応力、ピエゾ効果を利用した方式に大別される[2-4]。我々は新しい機能として、波長の温度依存性を減少させながらも波長可変動作を行うため、熱応力と静電力の両方を利用する方式を提案している。その動作原理を理解するために、簡単な数式モデルを立て、それによって設計を行う。

いま、マイクロマシン反射鏡の駆動が熱応力と静電力の両方で行われる場合の波長変化量を考えてみよう。レーザへの電流注入量を一定に保って、キャリア密度の変動が無い場合は、波長変化量は全微分として次のように表される。

$$\begin{aligned}
 d\lambda &= \frac{\partial \lambda}{\partial n} dn + \gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L} dL \\
 &= \underbrace{\frac{\partial \lambda}{\partial n} dn}_{\substack{\text{等価屈折率} \\ \text{変化の寄与}}} + \underbrace{\gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L}}_{\substack{\text{波長} \\ \text{可変効率}}} \left(\underbrace{\frac{\partial L}{\partial T} dT}_{\substack{\text{温度変化による} \\ \text{共振器長変化の寄与}}} + \underbrace{\frac{\partial L}{\partial V} dV}_{\substack{\text{電圧による} \\ \text{共振器長変化の寄与}}} \right) \dots (2.4)
 \end{aligned}$$

ここで γ_ϕ は位相结合係数であり，エアギャップ内の位相変化量 ϕ_{eff} に対する共振器の往復の変化量 ϕ_g の比：

$$\gamma_\phi = \frac{d\phi_g}{d\phi_{eff}}$$

で表される[5]．いま，屈折率は温度のみに依存すると仮定すると，波長の温度依存性は波長温度係数の式として次のように表される．

$$\begin{aligned}
 \frac{d\lambda}{dT} &= \underbrace{\frac{\partial \lambda}{\partial n} \frac{dn}{dT}}_{\substack{\text{屈折率の} \\ \text{温度依存性の寄与} \\ \sim 0.07 \text{ nm/K}}} + \underbrace{\gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L}}_{\substack{\text{波長} \\ \text{可変効率}}} \left(\underbrace{\frac{\partial \delta_{Th}}{\partial T}}_{\substack{\text{熱駆動の} \\ \text{温度依存性}}} + \underbrace{\frac{\partial \delta_E}{\partial V_N}}_{\substack{\text{静電力駆動の} \\ \text{電圧依存性}}} \times \underbrace{\frac{dV_N}{dT}}_{\substack{\text{プルイン電圧の} \\ \text{温度依存性}}} \right) \dots (2.5)
 \end{aligned}$$

ただし δ_{Th} はマイクロマシンの熱駆動量， δ_E は静電力駆動量である．つまり，第1項目は屈折率の温度依存性による寄与であり，一般的な面発光レーザではおよそ 0.07 nm/K であることが知られている．それに対して第2項目はマイクロマシン反射鏡の機械的駆動による共振器長変化の寄与である．従って両者が打ち消しあうような設計にすれば，波長温度係数をゼロにすることができ，波長温度無依存化が可能になる．

ただし実際には，式(4)の第1項目は温度に対して線形であるのに対して，第2項目はマイクロマシンのプルイン電圧の温度依存性に起因する非線形性が含まれるので，全ての波長範囲で完全に波長温度係数をゼロにすることはできない．従って設計の方針としては，波長温度係数をできるだけ小さく保ちながら，式(4)で表される静電力による波長変化量を拡大することが目標である．

2.2. 熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザのモデル化

2.2.1 マイクロマシンの熱応力駆動: δ_{Th}

我々が面発光レーザに集積することを想定しているカンチレバー型のマイクロマシンの模式図を Fig.2-1 に示す．先端の円形部分が面発光レーザの上部反射鏡であり，片持ち梁によって支えられ中空に保持されている．土台部分は，リリースプロセスの選択エッチングの際に完全にエッチングされないように，片持ち梁に比べて大きなサイズになっている．層構造は，面発光レーザの共振器を構成する半導体分布ブラッグ反射鏡 (Distributed Bragg reflector: DBR) と，積層方向に傾斜した熱応力を発生させるための「歪制御層(Strain control layer: SCL)」で構成されている．歪制御層の線膨張係数は DBR の平均値よりも小さいため，温度が上昇すると片持ち梁を湾曲させるモーメントが発生し，片持ち梁は下側に変位する．

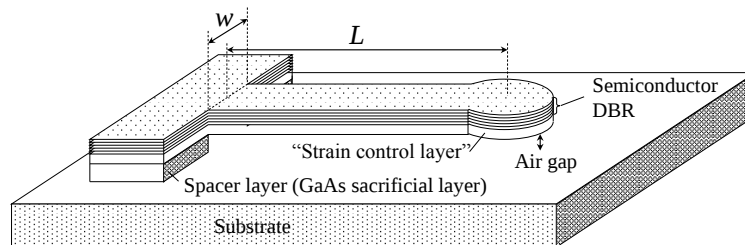


Fig. 2-1. Calculation model of the thermally actuated cantilever.

有限要素法(Finite element method: FEM)は，様々な解析を行うための手法の一つとして知られており，マイクロマシンの解析にも FEM が広く用いられている．FEM は任意の構造の計算ができる強力な計算法であり，より厳密な機械的特性を知りたいのであれば導入する必要がある．しかし，何が振る舞いを支配しているのかを理解するためには有効な手段とは言えない．従ってここでは，様々な仮定のもとに近似を行い，機械的特性を解析式によって表すことで，特性を支配する要因を抽出することを目標とする．

Table 2-1. Calculation models.

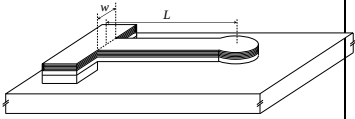
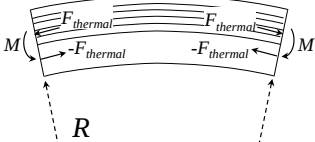
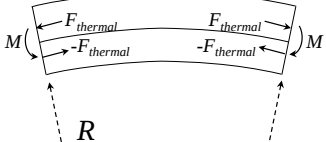
Three dimensional FEM	One dimensional, Multilayer model	One dimensional, Two layer approximation.
		

Table 2-1 に、解析に用いるモデルを示す．違いを明確にするため、ここではそれぞれのモデルを「3 次元モデル」、「1 次元片持ち梁型・多層膜モデル」、「1 次元片持ち梁型・2 層近似モデル」と名付ける．

3 次元モデルは構造を忠実に再現したモデルであり、片持ち梁を支える土台部分も考慮したものである．この構造では機械的特性を解析式で表現することは困難であり、適切な拘束条件、メッシュ切りを行ったうえで、FEM によって計算を行わなくてはならない．

1 次元片持ち梁型・多層膜モデルは片持ち梁部分だけを考慮し、かつ片持ち梁の幅方向の変形は無視できると仮定したモデルである．つまり積層方向のみの応力分布、それに伴う変形を考慮しているのが、1 次元と呼ぶ所以である．このモデルは元来、基板上に薄膜を製膜した構造におけるたわみを計算するために Stoney [6]や Timochenko [7]が導入したものであり、その後の多くの研究で採用され、よく実験結果を説明する優れたモデルとして知られている．

1 次元片持ち梁型・2 層近似モデルは、さらに、線膨張係数が積層方向に対称になっている領域を 1 層とみなす近似を行ったモデルである．すなわち我々の構造では、半導体 DBR を 1 層とみなし、物性値は層厚さで重みづけした平均値としている．それによって、熱駆動を単純な解析式で表せるようになる．後ほど示すが、我々の構造の場合は 2 層近似は多層膜モデルによる計算と良い一致を示す．

格子定数・線膨張係数の異なる2層で構成される片持ち梁の熱駆動

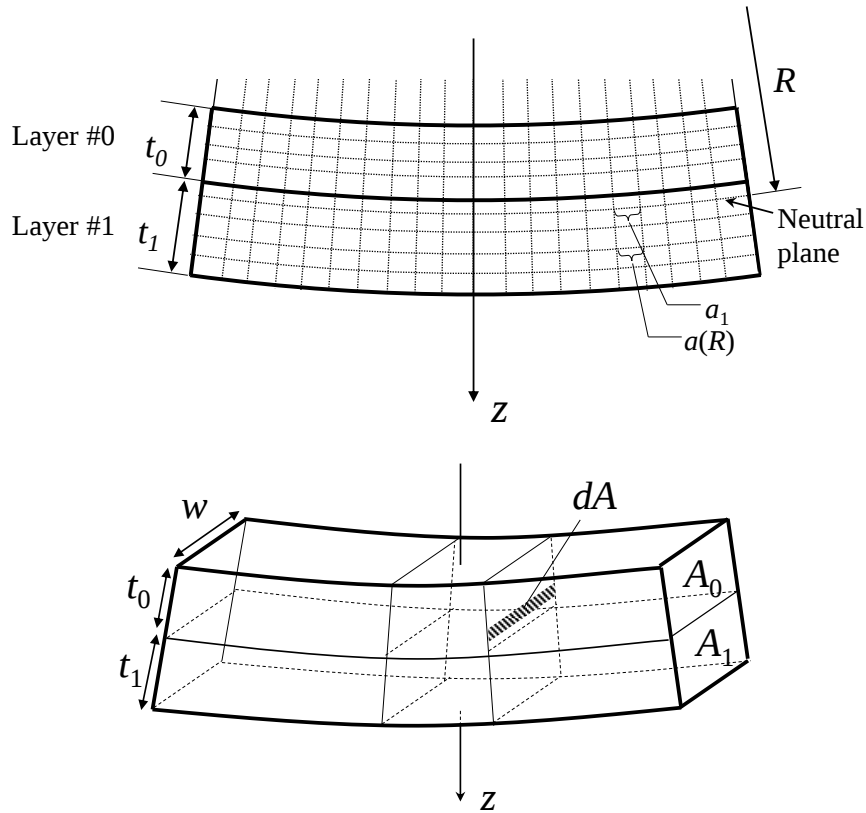


Fig. 2-2. Calculation model of the thermally actuated cantilever with lattice matching condition.

まずは2層近似モデルに適用するため、2層のみで構成された1次元片持ち梁の解析を行う。モデルの詳細をFig.2-2に示す。厚さがそれぞれ t_0 、 t_1 の2層の半導体で構成されている。2層は格子整合しており、成長温度では格子定数が等しいが、例えば室温にまで降温すると、線膨張係数の差が原因で格子にひずみが生じる。図示しているのは、第0層の格子定数は無歪面（Neutral plan）よりも内側において緩和状態でのものよりも小さく圧縮されており、それよりも外側では大きく伸張している状態である。無歪面においては、格子定数は緩和状態と等しい。それに対して第1層の格子定数は、いずれの座標においても伸張歪を受けて緩和状態よりも大きくなっている。なお、円の半径方向の格子定数は緩和状態と等しいとした。

熱応力勾配によって構造が湾曲した状態で、構造が正方形に近い形状であれば、その

湾曲は球で近似できるが、我々がいま考えているのは片持ち梁形状、つまり片持ち梁の長手方向は幅に比べて十分に長いので、曲率半径 R をもつ円で近似できるとする。

このとき、長さが L の片持ち梁先端の変位量を δ_{Th} (Th は Thermal の意) とすると、半径 R との幾何学的な関係から

$$\delta_{Th} = \frac{L^2}{2R} \quad \dots (2.6)$$

である。曲率半径は積層方向の応力分布によって決まるので、それをこれから求める。Fig.2-3 のように、ある温度における格子定数をそれぞれ a_0 , a_1 とし、図の横方向の格子定数を一致させるように外部から加えられる仮想的な力 F を考える。この力によって生じる歪 ε は、線形歪みであると仮定すると、それぞれの層において

$$\varepsilon_i = \frac{F}{A_i \cdot E_i} \quad \dots (2.7)$$

である。ただし A_i は各層の断面積、 E_i はヤング率である。

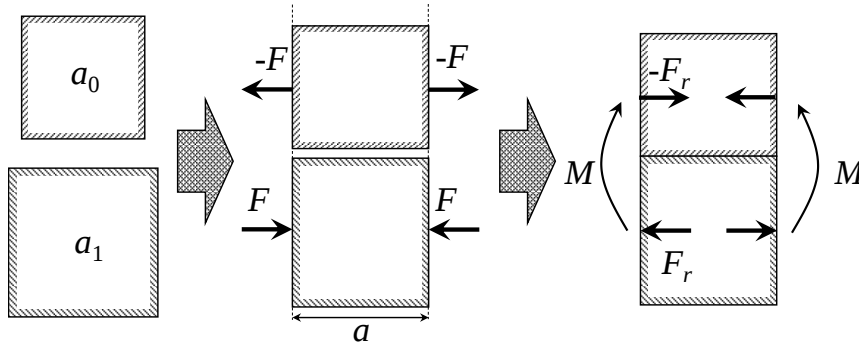


Fig. 2-3. Conceptual illustration of the lattice matching and resulting bending moment.

従って格子定数が一致した状態では、

$$a_0 - \frac{F}{A_0 \cdot E_0} = a_1 + \frac{F}{A_1 \cdot E_1} \quad \dots (2.8)$$

となる。ゆえに力 F は次のように求まる。

$$F = \frac{a_1 - a_0}{1/A_1 \cdot E_1 - 1/A_0 \cdot E_0} \quad \dots (2.9)$$

格子整合した状態で力 F を緩和させると、反作用としてそれと等しい大きさの相互作用力 F_r が生じる[Chu]。相互作用力は、それぞれの層において大きさは等しいが逆の方

向を向いているので、曲げモーメント M_r が生じる。相互作用力によって生じる応力 σ は

$$\sigma_i = F_r / A_i$$

であるので、相互作用力のモーメント M_r は、

$$\begin{aligned} M_r &= w \int_0^{t_0} \left(\frac{F_r}{w \cdot t_0} \cdot y \right) dy + w \int_{-t_1}^0 \left(\frac{-F_r}{w \cdot t_1} \cdot y \right) dy = -\frac{t_0 + t_1}{2} F_r \\ &= -\frac{t_0 + t_1}{2} \frac{a_1 - a_0}{1/A_1 \cdot E_1 - 1/A_0 \cdot E_0} \end{aligned} \quad \dots (2.10)$$

となる。

また、曲げモーメントは幾何学的な関係から、曲率半径との関係でも書き表される。底面から無歪面（Neutral plane）までの距離を z_N とする。Fig.2-2 のように湾曲した状態での歪みは幾何学的な関係から

$$\varepsilon(z) = \Delta a / a = z / R \quad \dots (2.11)$$

であるので、断面における応力 $\sigma(z)$ は

$$\sigma(z) = E \cdot z / R$$

となる。定常状態において内力の和は 0 になるはずであるから、

$$\iint \sigma(z_a) dA = w \int_{-z_N}^{-z_N+t_0} \frac{E_0 z}{R} dz + w \int_{-z_N+t_0}^{-z_N+t_0+t_1} \frac{E_1 z}{R} dz = 0 \quad \dots (2.12)$$

従ってこの等式から無歪面の座標が求まるので、それを用いて曲げモーメントを曲率半径の関数としてあらためて書き直すと、

$$M = \iint_A \sigma(z) \cdot z \cdot dz = w \int_{-z_N}^{-z_N+t_0} \left(\frac{E_0 z}{R} \cdot z \right) dz + w \int_{-z_N+t_0}^{-z_N+t_0+t_1} \left(\frac{E_1 z}{R} \cdot z \right) dz \quad \dots (2.13)$$

となる。ゆえに式(2.10)と式(2.13)から、曲率半径 R を書き換えることができる。

$$1/R = \frac{6(t_0 E_0 + t_1 E_1)(t_0 + t_1)}{(t_0 t_1 E_0 E_1)^2 \left[\left(\frac{t_0}{t_1 E_1} \right)^2 + \left(\frac{t_1}{t_0 E_0} \right)^2 + \frac{1}{E_0 E_1} \left(4 \cdot \left(\frac{t_1}{t_0} \right) + 4 \cdot \left(\frac{t_0}{t_1} \right) + 6 \right) \right]} \left(\frac{a_1 - a_0}{\frac{a_1}{t_1 E_1} + \frac{a_0}{t_0 E_0}} \right)$$

... (2.14)

格子定数の温度依存性は、膨張の量が温度変化に対して線形であるという仮定の下で、線膨張係数によって書き表される：

$$a_i(T) = (1 + \alpha_i) \cdot a_{0,i} \cdot (T - T_0)$$

ここで $a_{0,i}$ は第 i 層の材料の、温度 T_0 における格子定数、 α_i は線膨張係数である。これらを式(2.14)中の格子定数と置き換えれば、曲率半径を温度の関数として露わな形で書き表すことができる。従って熱駆動は次のように表される。

$$\delta_{Th}(\Delta T) = \frac{L^2}{2} \frac{6(t_0 E_0 + t_1 E_1)(t_0 + t_1)}{(t_0 t_1 E_0 E_1)^2 \left[\left(\frac{t_0}{t_1 E_1} \right)^2 + \left(\frac{t_1}{t_0 E_0} \right)^2 + \frac{1}{E_0 E_1} \left(4 \cdot \left(\frac{t_1}{t_0} \right) + 4 \cdot \left(\frac{t_0}{t_1} \right) + 6 \right) \right]} \times \left(\frac{\frac{(1 + \alpha_1 \Delta T) \cdot a_1 - (1 + \alpha_0 \Delta T) \cdot a_0}{\frac{(1 + \alpha_1 \Delta T) \cdot a_1}{t_1 E_1} + \frac{(1 + \alpha_0 \Delta T) \cdot a_0}{t_0 E_0}}}{\frac{(1 + \alpha_1 \Delta T) \cdot a_1}{t_1 E_1} + \frac{(1 + \alpha_0 \Delta T) \cdot a_0}{t_0 E_0}} \right)$$

... (2.15)

2 層近似

ここまでは、格子定数が異なる2種類の材料で構成される片持ち梁をモデル化してきたが、我々が実際に面発光レーザに集積したいのは、反射鏡として用いる半導体多層膜反射鏡で構成された片持ち梁である。エピタキシャル成長した半導体多層膜の曲率を求めるための様々なモデルが報告されているが、そのいずれも、有限要素法に基づくものであるか、または準解析的であっても明快な式で表せないものがほとんどである[8-10]。

しかし幸運にも我々が解析しようとする半導体 DBR は、構造が積層方向に対称構造

である．そのため物性値を厚さで重みづけすることで，近似的に単一材料の層であるとみなせる．すなわち N 層の DBR の格子定数，線膨張係数，ヤング率をそれぞれ，

$$a_{DBR} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} a_i \cdot t_i}{\sum_{i=0}^{N-1} t_i}, \quad \alpha_{DBR} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} \alpha_i \cdot t_i}{\sum_{i=0}^{N-1} t_i}, \quad E_{DBR} = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} E_i \cdot t_i}{\sum_{i=0}^{N-1} t_i} \quad \dots (2.16)$$

とする．ただし t_i は第 i 層の厚さである．2 層近似の妥当性を確認するため，Dieing らの多層膜モデルとの比較の一例を Fig.2-14 に示す．温度変化量当たりの片持ち梁の駆動量を，片持ち梁の長さの関数として示している．両者の差は 6% 程度であり，非常に良い一致を見せている．このように，計算量が多く複雑な多層膜のモデルを用いるまでもなく，2 層近似で十分であることが分かる．

次に，熱駆動を決定する要因を理解するため，様々なパラメータへの依存性を確認しよう．まず式(2.15)で表されるバイモルフ効果による熱応力駆動であるが，この解析式から，線膨張係数差の異なる 2 層からなる片持ち梁の熱駆動量は，線膨張係数差 $\Delta\alpha$ ，2 層の厚さの比 t_s/t_D ，そして片持ち梁の長さ L で決まることが分かる．Fig.2-5 は 2 種類の線膨張係数差に対する温度変化当たりの熱駆動量を示している．線膨張係数が正の場合，温度上昇に伴って片持ち梁は下側に変位する．当然ながら，線膨張係数差が大きいほど

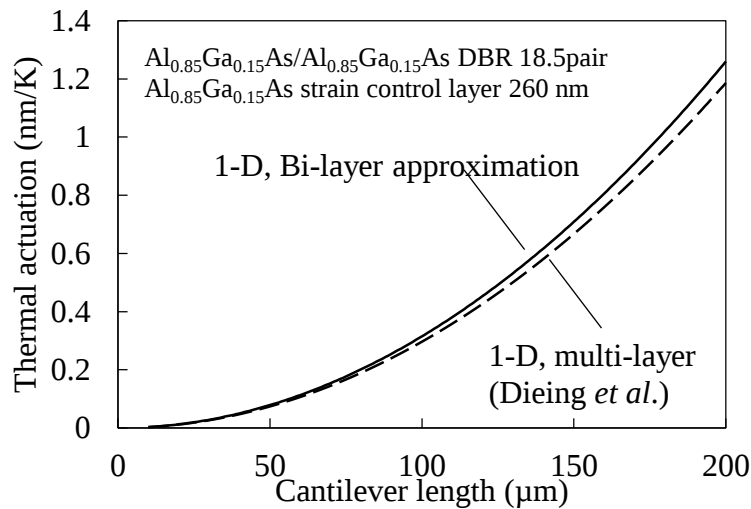


Fig. 2-4. Comparison between multilayer model and two layer approximation.

熱駆動量は大きくなる。また、Fig.2-6 は片持ち梁の長さの依存性を示したものであり、長さの2乗に比例していることが分かる。2層の厚さの比 t_S/t_D は3種類示しているが、比が1の場合よりも0.5の場合のほうが、短い片持ち梁長さでより多くの駆動量が得られることから、もし熱駆動量を最大化することを目的とした最適化を行うのであれば、2層の厚さの比には最適値が存在することが分かる。

我々はこの熱応力駆動を波長ドリフトの自動補償に利用する。後で詳しく説明するが、我々の面発光レーザの共振器の構造では、波長可変効率、すなわち共振器長変化量に対する共振波長変化量は10%程度である。つまり、温度変動による面発光レーザの波長ドリフト（約0.07 nm/K）を補償するには、片持ち梁の熱駆動を-0.7 nm/K程度に設定すればよい。この条件を満たす片持ち梁の長さを L_a として、それぞれのパラメータへの依存性を確認しよう。

Fig.2-7 は L_a の線膨張係数差への依存性を示している。当然、線膨張係数差が大きい

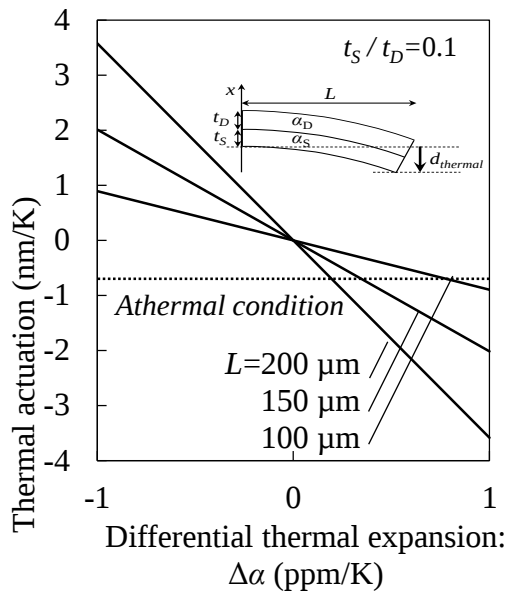


Fig. 2-5. Thermal actuation as a function of differential thermal expansion..

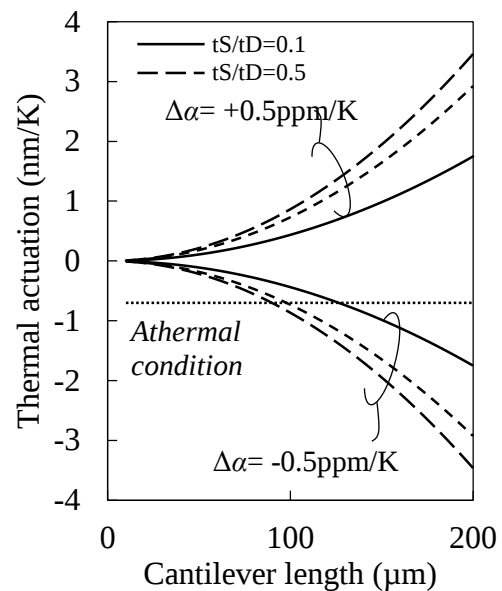


Fig. 2-6. Thermal actuation as a function of cantilever length.

ほど熱駆動量は増加するので、温度無依存条件を満たす片持ち梁の長さは短くなる。片持ち梁が短いほど素子の小型化、及び機械的な共振周波数の向上、すなわち静電力駆動

の速度向上に繋がるが、静電力駆動に必要な電圧が増大してしまうデメリットもある。
 Fig.2-8 は L_a の厚さの比への依存性を示したものである。いずれの線膨張係数差の場合
 も、厚さの比が 0.5 において L_a が最小になることが分かる。材料の選択も含めた熱駆動
 量の最大化の議論は第4章において行う。

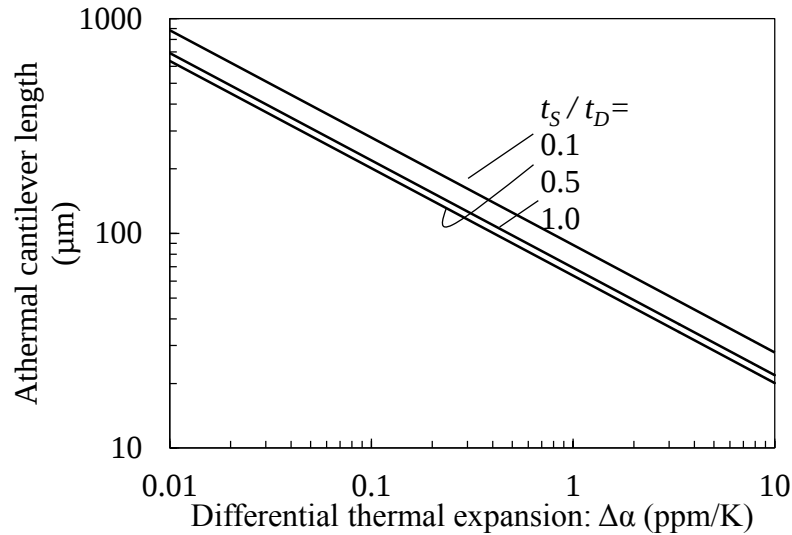


Fig. 2-7. Athermal cantilever length as a function of differential thermal expansion.

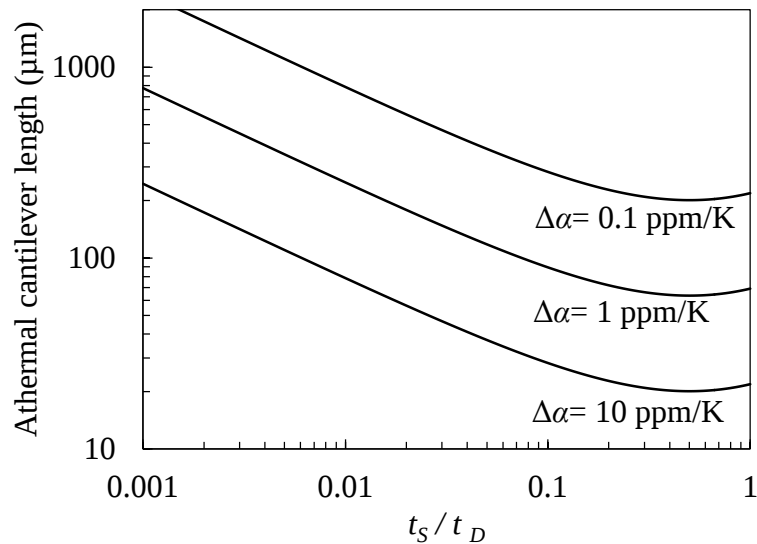


Fig. 2-8. Athermal cantilever length as a function of thickness ratio.

2.2.2 マイクロマシンの静電力駆動： δ_E

次に、静電力による片持ち梁の駆動特性をモデル化する。ここでも単純な式を導出す
 ることを目標とし、Fig.2-9 に示したモデルを用いる。長さ L 、幅 w の片持ち梁が、厚さ

g_0 のスペーサ層を隔てて基板上に形成されている．片持ち梁の根本に設置したチューニング電極と基板の間に電位差を与えることでエアギャップ間に電界を誘起し，それによって生じる静電力で片持ち梁を基板側に引き付け駆動する．このモデルにおいては，片持ち梁は単一材料で構成されていると仮定する．すなわち，全層のヤング率の重みづけ平均

$$E = \frac{\sum_{i=0}^{N-1} E_i \cdot t_i}{\sum_{i=0}^{N-1} t_i} \quad \dots (2.17)$$

を用いる．また，片持ち梁の端面における電界の不均一性は無視している．なお，スペーサ層と基板の間には誘電体薄膜が挿入されており，電気的な分離がなされているものとする．

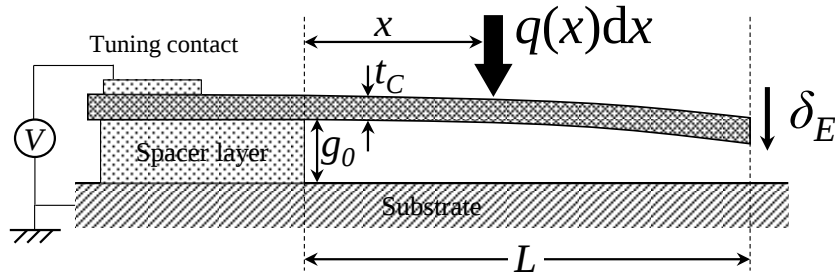


Fig. 2-9. Calculation model for electrostatic force actuation.

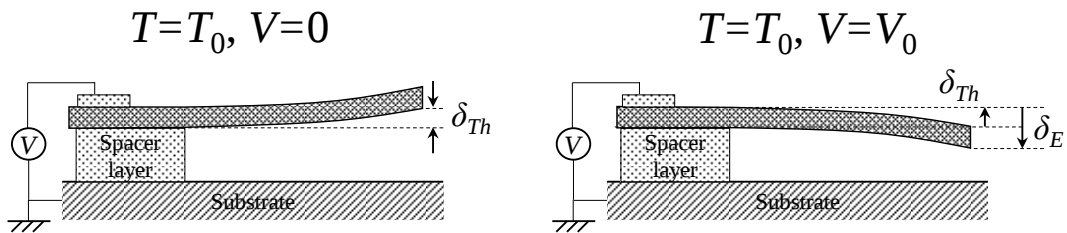


Fig. 2-10. Electrostatic force actuation of the curled cantilever. The cantilever is curled with radius R because of the residual thermal stress at a temperature of T_0 .

いま，静電力が加えられ，片持ち梁が変形している状況を考える．後述するが，静電力の大きさはエアギャップの厚さに依存するので，静電力は位置 x に依存する分布荷重となる．今はひとまず分布荷重の詳細は考えず，単純に位置 x における静電力を $q(x)$ と

すると、位置に依存する変位量 $\delta(x)$ は

$$\delta(x) = \frac{x^2}{6EI} (3L - x) \cdot w \cdot q(x) dx \quad \dots (2.18)$$

と表される[Petersen の ref18]. ここで E は片持ち梁を構成する材料のヤング率, I は断面 2 次モーメント, w は片持ち梁の幅である. 我々が知りたいのは先端に位置する反射鏡の変位量であるから, 根元から先端まで長さに対して積分することで求められる.

$$\delta_E = w \int_0^L \frac{x^2}{6EI} (3L - x) \cdot q(x) dx \quad \dots (2.19)$$

次に分布荷重 (ある電圧 V_0 を印加した際の, 位置 x に依存する静電力) がどのような解析式で表されるか考えよう. ここで注意しなければならないのは, いま我々が考えている片持ち梁には Fig.2-10 に示したように, 電圧を印加していない状態で残留応力による変形, すなわち半導体の格子整合による変形が存在することである. つまり, 平行な状態からの変位量を $y(x)$ とすると, 位置 x における静電力は

$$q(x) = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{V}{g_0 + y(x)} \right)^2 \quad \dots (2.20)$$

と表される. そして我々は既に, 格子整合による初期変位量を知っており, 温度に依存する曲率半径 $R(T)$ を通して式(2.14)のように表せるから, 結局位置 x における静電力は

$$q(x, T) = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{V}{g_0 + (x^2 / 2R(T) - \delta_E)} \right)^2 \quad \dots (2.21)$$

と表せる. この式は我々の構造特有のもので, 静電力は温度にも依存することを意味している. 従って, 静電力駆動は電圧と温度に依存することになり, 後ほど計算結果を用いて説明するが, この性質がアサーマル波長可変範囲を制限する要因になる.

以上のことから, 温度 T , 印加電圧 V における反射鏡の静電力駆動量 δ_E は,

$$\delta_E(V, T) = w \int_0^L \frac{x^2}{6EI} (3L - x) \cdot \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{V}{g_0 + (x^2/2R(T) - \delta_E(V, T))} \right)^2 dx \quad \dots (2.22)$$

を解くことで求められる．この方程式は陽に解くことができないので，数値計算で根を求める．最終的に，熱応力駆動と静電力駆動両方を考慮した片持ち梁の駆動は，両者の和になると仮定する．すなわち：

$$\delta(V, T) = \delta_{Th}(T) + \delta_E(V, T) \quad \dots (2.23)$$

である．

プルイン電圧と駆動限界

まず知るべきことは、静電力駆動の駆動限界である。よく知られているように、静電力駆動のマイクロマシンには安定動作の電圧に上限があり、それよりも大きな電圧を印加すると、機械構造の弾性エネルギーと静電エネルギーの均衡が破れ、マイクロマシンは基板側に付着する「プルイン」が発生する。これが生じる電圧をプルイン電圧と呼び、駆動範囲の限界を決定するものである。駆動限界は電圧無印加時の先端の初期エアギャップの 1/2（平行平板モデルでは駆動量が初期エアギャップの 1/3 であると知られている）、つまり

$$\delta(V_{\text{pull-in}}, T) = \frac{g_0 + \delta_{Th}(T)}{2} \quad \dots (2.24)$$

においてプルインが生じる[11,12]。これを式(2.22)に代入して電圧について解くことで、プルイン電圧が求まる。解析には解けないが、近似的に次の式で表される[12]。

$$V_{\text{pull-in}}(T) = \sqrt{\frac{2EI \cdot \delta_{Th}(T)}{Lw\epsilon_0 \int_0^L \left(\frac{x}{g_0 + \delta_{Th}(T)} \right)^2 dx}} = \sqrt{\frac{Et^3 \cdot \delta_{Th}(T)}{3L\epsilon_0 \int_0^L \left(\frac{x}{g_0 + \delta_{Th}(T)} \right)^2 dx}} \quad \dots (2.25)$$

つまりプルイン電圧はスペーサ層厚さ g_0 の 3/2 乗、片持ち梁長さ L の-2 乗に比例する。従って低電圧化のためには、片持ち梁を長くし、スペーサ層を薄くすればよい。

静電力駆動の規格化

設計の指針を定めるために、静電力駆動のパラメータ依存性を確認する。デバイスを設計するにあたって、それぞれのパラメータが特別な意味を持つ物理量で規格化されていれば見通しを立てやすい。静電力による駆動量はどのような構造であれ、電圧無印加時のエアギャップの 1/2 が限界であるから、これによって規格化できる。プルイン電圧は静電力駆動の最大値を特徴づける電圧であるからこれによって規格化できる。まずはプルイン電圧のパラメータ依存性を確認しよう。例として 2 種類のスペーサ層厚さとヤ

ング率の組み合わせに対して、片持ち梁の長さの関数として Fig.2-11 に示す。プルイン電圧は電圧無印加時のエアギャップ厚さの $2/3$ 乗に比例し、片持ち梁の長さの -2 乗に比例する。

プルイン電圧で規格化した電圧、初期エアギャップ厚さで規格化した駆動量を用いて、規格化した静電力駆動特性を Fig.2-12 に示す。非常に面白いことに、印加電圧をプルイン電圧で規格化し、駆動量を片持ち梁先端のエアギャップ厚さで規格化することで、片持ち梁がどのような構造であれ、つまり歪制御層や半導体 DBR の厚さ、片持ち梁の長さや幅、あるいはスペーサその厚さに拘らず、動作特性は同一の曲線状に乗る。言い換えれば片持ち梁の構造依存性を全てプルイン電圧に集約することで、構造に依存しない規格化した動作特性を表したのがこのグラフである。この特性を用いることで、どのような片持ち梁の長さ、厚さ、そしてスペーサ層の厚さに対しても、駆動特性を計算することができ、非常に便利である。そしてもう一つ注目すべきは、静電力駆動の温度依存性も、初期エアギャップ厚さとプルイン電圧に含まれていることである。このような形にすることで、次の節で示すように、静電力動作の温度依存性をプルイン電圧の温度依存性として表現でき、最終的に熱応力動作と静電力動作の和の温度に対する微分を、式(2.26)のような簡単な形で表現できるようになるのである。Fig.2-13 は Fig.2-12 の規格化駆動特性に実際の値を当てはめて計算した駆動特性である。DBR は $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ DBR 18.5 ペア、歪制御層は $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 264 nm とした。片持ち梁長さとスペーサ層厚さ依存性を示している。駆動電圧は片持ち梁の等価的なばね定数は長さの $-3/2$ 乗に比例するので、片持ち梁が長いほど低電圧で駆動が可能である。また、静電力はエアギャップの -2 乗に比例するので、スペーサ層が厚いほど必要な電圧は大きくなる。たとえば静電力により波長を 30 nm 掃引するために必要な駆動量は約 300 nm であるので、スペーサ層が 1 μm 、片持ち梁の長さ 150 μm であれば、10 V 程度で掃引できる。

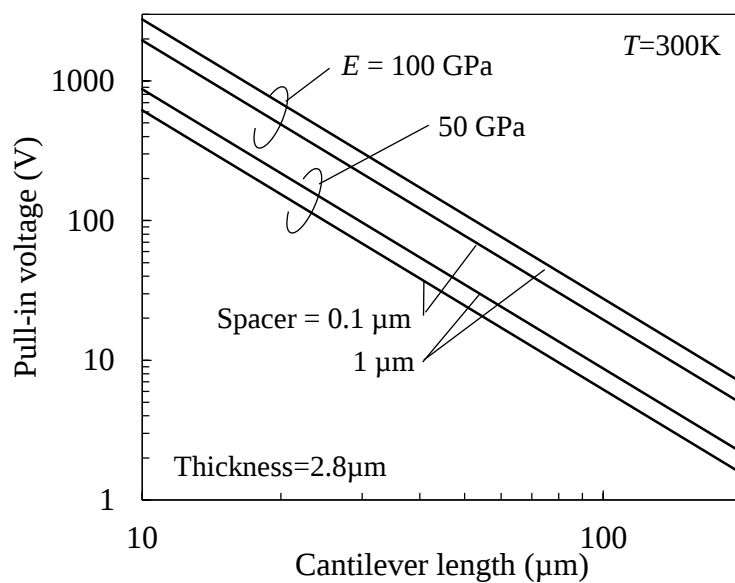


Fig. 2-11. Pull-in voltage versus cantilever length.

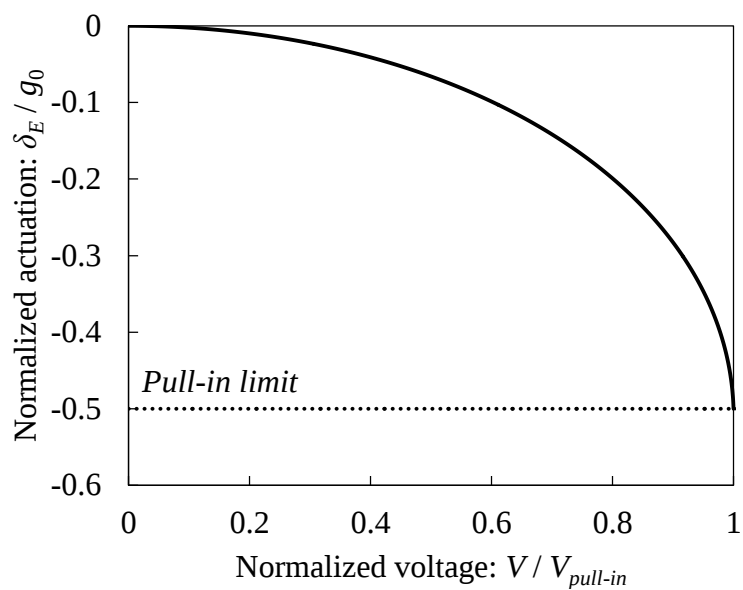


Fig. 2-12. Normalized electrostatic force actuation characteristic.

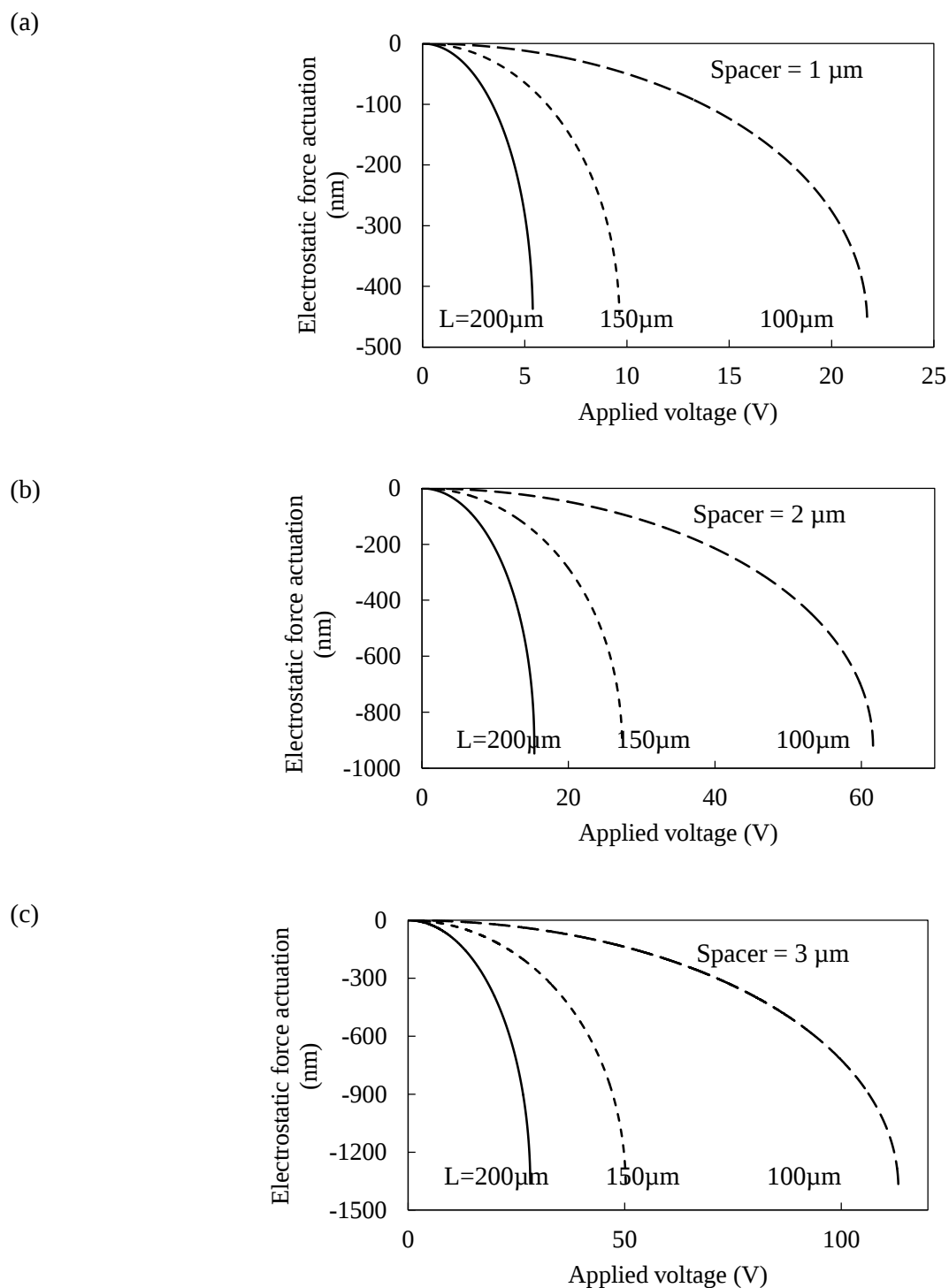


Fig. 2-13. Electrostatic force actuation for different structural parameters.

2.3 熱応力・静電力駆動の解析

ここまでで、片持ち梁の熱駆動と静電力駆動をモデル化した。これらの結果を用いて、温度ごとの駆動特性を考察しよう。この特性が面発光レーザの波長可変特性と波長温度係数を決定することになる。

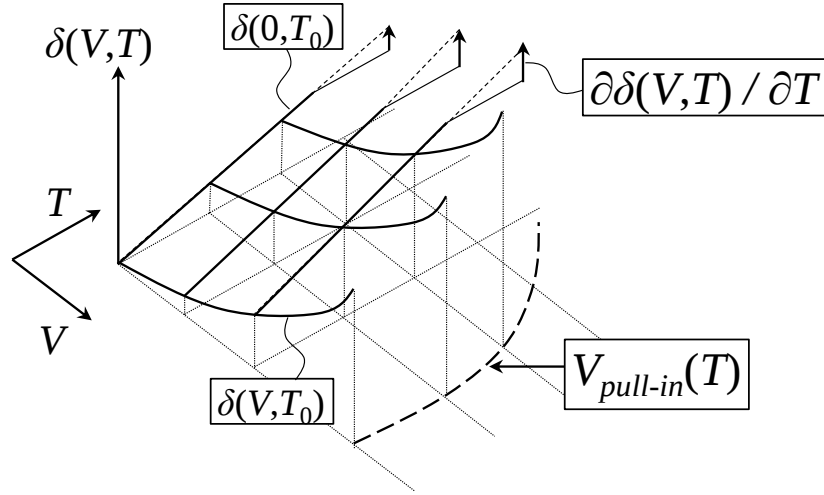


Fig. 2-14. Relationship between thermal actuation and electrostatic force actuation.

いま、設計の見通しをよくするために、規格化した状態での波長可変特性、温度係数との関係を考える。片持ち梁の駆動量 δ は静電力駆動 δ_E と熱応力駆動 δ_{Th} の和で表されると仮定した。つまり、熱駆動量 $\delta_{Th}(T)$ 、静電力駆動量 $\delta_E(T)$ 、全駆動量の温度係数 $\partial\delta(V, T)/\partial T$ 、プルイン電圧 $V_p(T)$ の関係は Fig.2-14 のようになる。また、プルイン電圧で規格化した電圧 $V_N(T)=V/V_p(T)$ を用いて描き直すと、

$$\delta(V_N(T), T) = \delta_{Th}(T) + \delta_E(V_N(T)) \quad \dots (2.26)$$

となる。プルイン電圧は温度に依存する関数であるから、全駆動量の温度係数は

$$\frac{d\delta}{dT} = \frac{\partial\delta}{\partial T} + \frac{\partial\delta}{\partial V_N} \frac{\partial V_N}{\partial T} = \frac{\partial\delta_{Th}}{\partial T} + \frac{\partial\delta_E}{\partial V_N} \frac{\partial V_N}{\partial T} \quad \dots (2.27)$$

で与えられる。第1項目は、電圧を印加しない状態での片持ち梁の熱駆動であり、2.1章で議論したものである。それに対して第2項目は、静電力駆動の温度依存性による寄与である。これは、片持ち梁の熱駆動により電圧無印加時のエアギャップが異なること

に起因するものであり、プルイン電圧の温度依存性として表すことができる。Fig.2-15に、静電力駆動の温度依存性を示す。横軸は規格化した電圧であり、全ての構造依存性はプルイン電圧に集約されているので、温度依存性は同一の曲線で表される。これは非常に面白い事実であり、我々は片持ち梁がどのような構造であっても、またスペーサ層がどのような厚さであっても、静電力の温度依存性に関しては一般化した形で表せることを意味する。

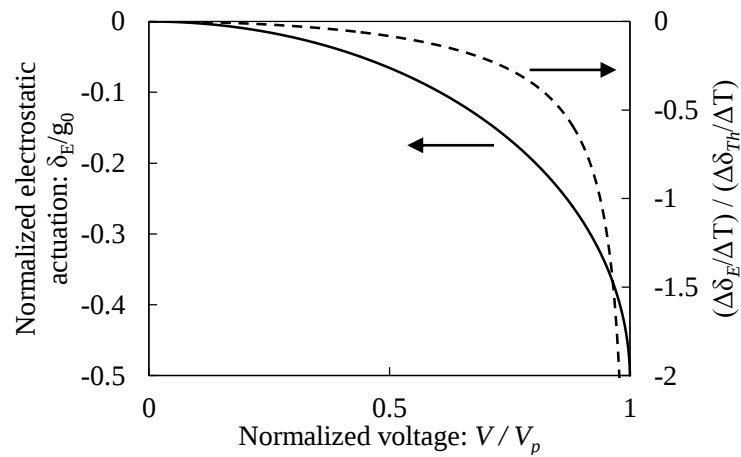


Fig. 2-15. Temperature dependence of the normalized electrostatic force actuation.

静電力駆動特性とそれに伴う温度依存性を一般化した形で表せたので、静電力駆動量と温度依存性に関しても Fig.2-16 に示したように一般化した関係が得られる。横軸は静電力駆動量であるから、面発光レーザに集積した場合にはこれが波長変化量に相当する。縦軸は静電力駆動の温度依存性である。すなわち、温度係数がある範囲に保ちながらどれだけ波長可変幅が得られるのかを知りたいのであれば、Fig.2-16 から求めた静電力の温度依存性 $\Delta\delta_E / \Delta T$ と Fig.2-5 の熱応力駆動の温度依存性 $\Delta\delta_{Th} / \Delta T$ による温度係数の変化量を所望の範囲にとどめ、その条件下で得られる Fig.2-15 から求めた駆動量を計算すればよい。

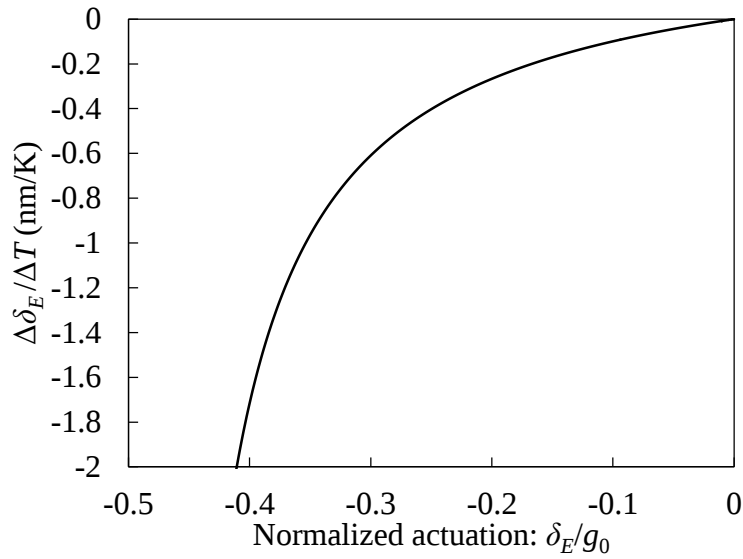


Fig. 2-16. Temperature coefficient of the electrostatic force actuation versus normalized actuation.

2.4 共振器の設計

我々が解析の対象とする面発光レーザの共振器は、縦方向（基板垂直方向）は高反射率の反射鏡、横方向は酸化狭窄による等価屈折率差で光を閉じ込めている．実際の発振波長を求めるためには、光学的、熱的、電気的特性を考慮した極めて複雑な連成解析を行わなければならない．コールドキャビティの固有モードを FDTD 法で解くだけでも一苦勞だろう．しかし我々が知りたいのは、マイクロマシンの機械的駆動によって共振器長が変化した場合、共振波長がどれだけシフトするのかという特性であるので、単純なモデルでも大まかな振る舞いは把握できる．

Fig.2-17(a)は MEMS VCSEL の共振器内における定在波分布を模式的に示したものである．通常は定在波の腹に量子井戸などの活性層が位置するように設計してある．実際には光は三次元的に閉じ込められており、共振条件を満たす波長の光が固有モードとして存在できる．しかし単純化のためここでは 1 次元の積層構造の中で多重反射する平面波としてモデル化し議論しよう．

光は λ -cavity の中に完全に閉じ込められているわけではなく、DBR 内に有限の浸みだ

しを持っており、ある程度の広がりを持っている。その浸みだしの長さを考慮すれば、Fig.2-17(a)の積層構造はさらに単純になり、等価的な Fabry-Pérot 共振器として扱うことができる。すなわち位相の共振条件は

$$\langle \bar{n} \rangle L_{eff} = \frac{m\lambda}{2} \quad \dots (2.28)$$

である。 $\langle \bar{n} \rangle$ は定在波の強度で重みづけ平均を取った屈折率、 m は縦モード次数である。 L_{eff} はフィールドの浸みだしを考慮した実効共振器長であり、次の式で定義する：

$$L_{eff} = L_{p,top} + L_{p,bottom} + \sum_i n_i L_i \quad \dots (2.29)$$

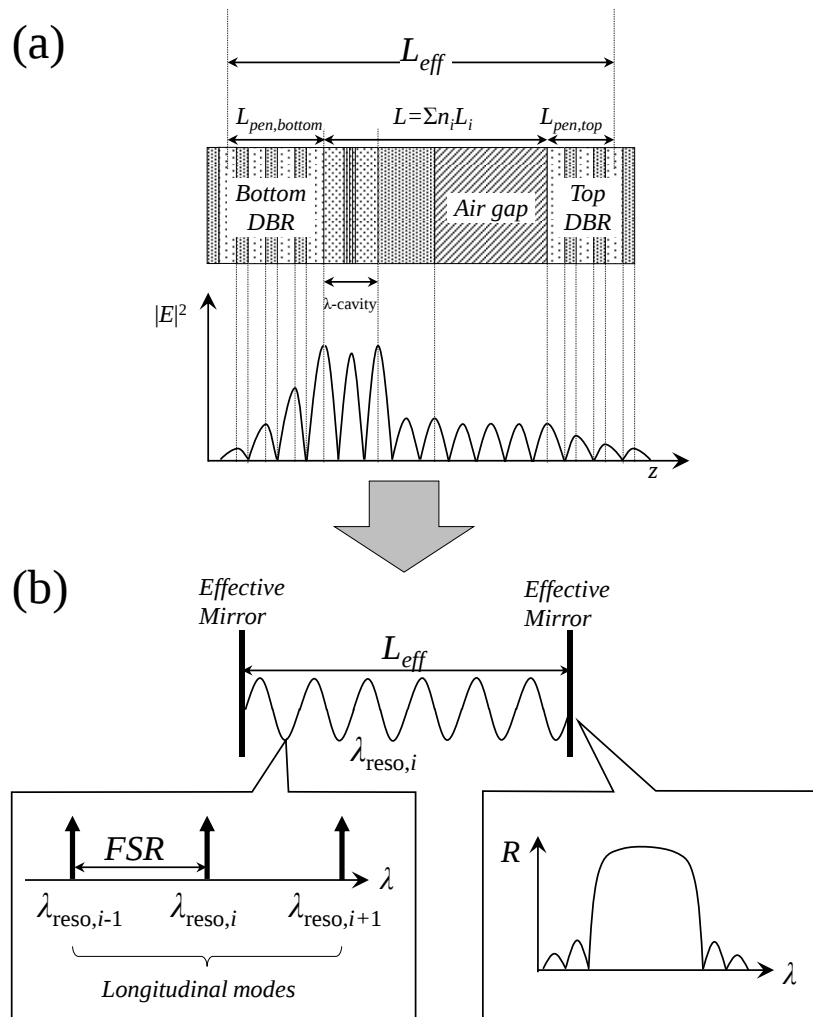


Fig. 2-17. Calculation model.

分布ブラッグ反射鏡の設計：反射帯域、位相浸みだし長

まずは、DBR 単体の解析を行う．面発光レーザは端面出射型レーザと比べて利得領域が短いため、レーザ発振を実現するためには非常に高い反射率（典型的には 99-99.5% 以上の電力反射率）を持つ反射鏡が必要である．そのような高反射率を持つ反射鏡として現在一般的に用いられているのが DBR である．DBR は屈折率が異なる 2 種類の媒質を交互に積層した構造であり、各々の光学厚さを $1/4$ 波長とすることで、内部で多重反射する光波の位相を強め合いの条件にし、高反射率を実現している．

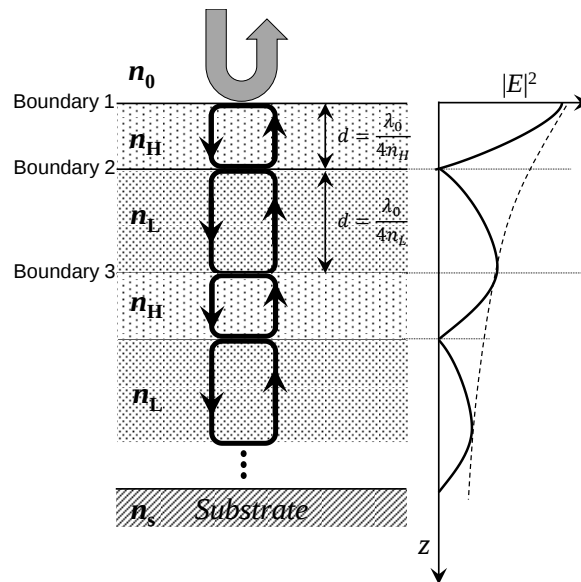


Fig. 2-18. Multiple reflection in distributed Bragg reflector.

ここでは単純化のため、材料の吸収は無視して議論を進める．Bragg 波長における反射率は積層構造のペア数と屈折率差によって決まる． $1/4$ 波長厚さの無限平面の DBR に対して、平面波が垂直に入射する場合、Bragg 波長における反射率は次の式のように表すことができる[13]．

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_H}{n_L} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_H}{n_L} \right)^{2m}} \right)^2 \quad \dots (2.30)$$

ここで、 n_H 、 n_L はそれぞれ高屈折率材料と低屈折率材料の屈折率である。 n_s および n_0 はそれぞれ基板と入射媒質の屈折率であり、 m はDBRの周期を表す。この式より Bragg 波長における反射率は、屈折率のコントラスト n_H/n_L が大きいほど、少ない周期で 1 に漸近することが分かる。たとえば反射率>99.5%を得るためには、 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ は 28 周期以上が必要であるが、 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{O}_y$ では 5 ペアでよい。

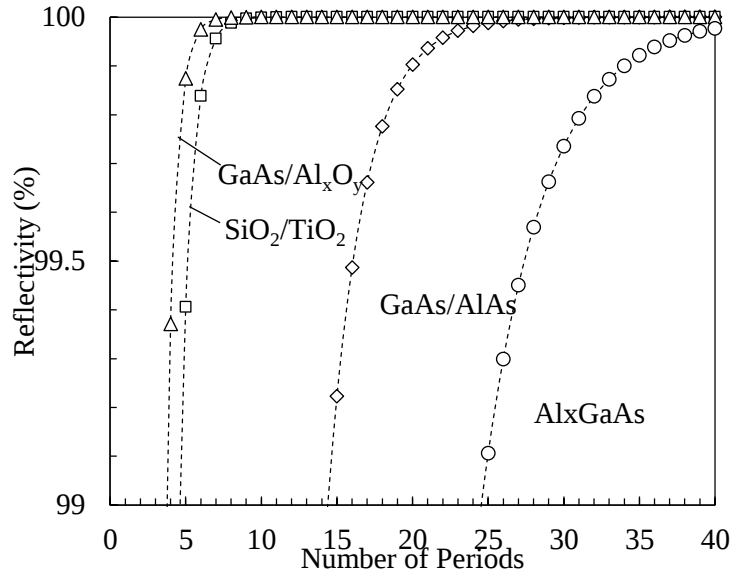


Fig. 2-19. Reflectivity of the different kinds of DBRs without absorption.

また、DBR の位相の浸みだし長 L_p は、結合モード理論に基づく計算から次のように近似できる[14].

$$L_p = -\frac{1}{2} \frac{d\phi_r}{d\beta} \approx \frac{n_H n_L \lambda_0}{4n_0(n_H - n_L)} \quad \dots (2.31)$$

ここで λ_0 は Bragg 波長、 n_H および n_L は DBR を構成する 2 種類の材料の屈折率、 n_0 は入射媒質である。つまり浸みだし長は、屈折率差が大きいほど短いことになる。

また、広い波長可変幅を得るには、広い波長帯域においてレーザ発振条件を得るため

に十分な反射率を確保する必要がある。DBR の反射帯域の指標の一つとしては、ストップバンドの幅を用いることが適当であろう。ストップバンド幅は次のように近似的に表される[15].

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{Stop-band}}}{\lambda_0} \approx \frac{4}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{1-n_L/n_H}{1+n_L/n_H} \right) \quad \dots (2.32)$$

ここで、 λ_0 はブラッグ波長である。つまり、こちらもやはり屈折率差が大きいほど広い反射帯域が得られると言える。Fig.2-13 に、波長帯域 $\Delta\lambda/\lambda_0$ を n_L/n_H の関数としてプロットした。さらに例として、いくつかの材料を図中に記入した。

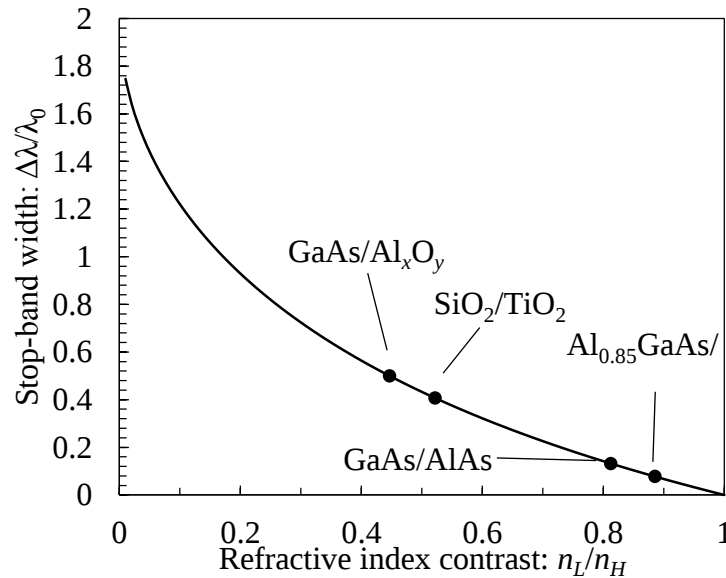


Fig. 2-20. Stop-band width versus refractive index contrast of the DBR.

Table 2-1 に、材料別の DBR について、材料の屈折率差 Δn 、反射率 99.5%以上を得るためのペア数、反射帯域幅 $\Delta\lambda$ 、そして位相染み出し長 L_{pen} をまとめた。なお、いずれも活性層 (GaAs を想定) から見た反射率を想定して、GaAs 基板上に成長もしくは成膜した DBR に GaAs から入射するものとした。波長で規格化した浸みだし長に注目してみると、Al_{0.85}Ga_{0.15}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As では 1.8 波長分であるのに対し、GaAs/Al_xO_y はわずか 0.2 波長ぶんではない。

Table 2-1. Stop-band width and penetration depth of various DBRs.

Material	Δn @ $\lambda=850\text{nm}$	Periods required for $R>99.5\%$	$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta\lambda/\lambda_0$	L_{pen} (nm, in vacuum)	L_{pen}/λ_0
GaAs/AlAs	0.695	17	112.3	0.132	919.2	1.08
SiO ₂ /TiO ₂	1.33	6	346.2	0.407	174.3	0.21
GaAs/Al _x O _y	2.046	5	425.0	0.5	171.3	0.20
Al _{0.85} GaAs/Al _{0.2} GaAs	0.401	28	66.0	0.078	1547.6	1.82

より一般的な薄膜の積層構造の反射スペクトルは、トランスファーマトリクス法を用いて求めることができる。Fig.2-21 に、中心波長を 850 nm とした様々な DBR の反射スペクトルを示した。いずれの材料の場合でも、ピーク反射率が 99.5%をわずかに上回るペア数としている。Table 2-1 で挙げたように、屈折率のコントラストが高い材料の組み合わせであるほど、少ない周期で高い反射率が得られており、かつ広いストップバンド幅が得られる。たとえば GaAs/Al_xO_y DBR は、400 nm 以上の極めて広帯域なストップバンド幅を有する。なお、この計算では、屈折率の波長分散および光吸収は考慮していない。

本研究では上部反射鏡として Al_{0.85}Ga_{0.15}As/Al_{0.2}Ga_{0.8}As DBR を用いるので、99.5%以上の反射率が得られる帯域幅は 66 nm である。それに対して、GaAs/Al_xO_yを用いた場合、425 nm の非常に広い反射帯域を得ることができる。

しかし、もし 850 nm 帯で使用したいのであれば、GaAs のバンド端の吸収を避けるために、わずかにアルミ組成を高め、バンドギャップを動作波長から離す必要がある。

また、GaAs/Al_xO_y DBR をモノリシックな構造で作成するためには、AlAs もしくはアルミ組成の高い Al_{0.98}GaAs など在水蒸気酸化する必要があり、その際の体積変化によって生ずる応力により、素子が破壊される危険性がある[12]。さらに DBR を通して電流注入を行うことができなくなるので、活性層と下部 DBR の間にコンタクト層を設け、そこから横方向に電流注入する必要がある。

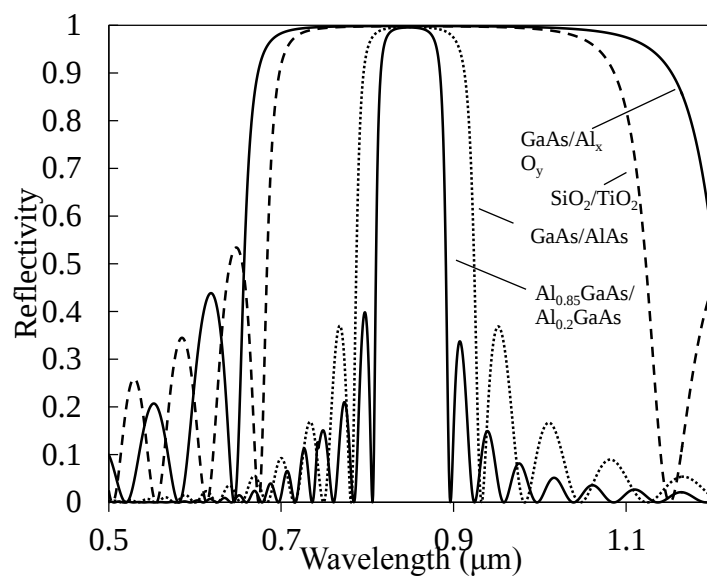


Fig. 2-21. Reflectivity spectra of several kinds of DBRs.

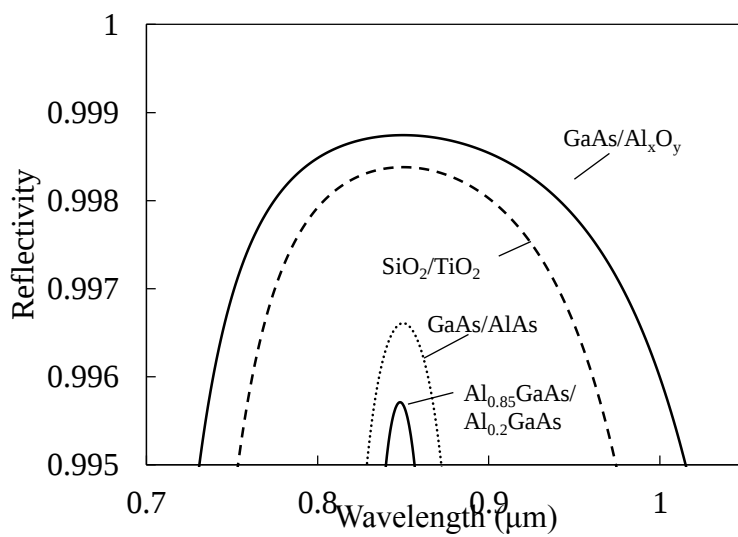


Fig. 2-22. Magnified view.

共振器の設計：縦モード間隔，波長可変効率 $\gamma_\varphi \lambda_0 / L_{eff}$

次に，ここまでで解析した反射鏡を用いて共振器を構成する．ここで重要視するのは，波長可変レーザの波長可変幅を制限する要因の一つである縦モード間隔，つまり FSR である．まず簡単に性質を把握するため，Fig.2-16 のように，染み出しのないハードミラーを L の間隔を置いて対向させて構成した Fabry-Perot 共振器の定在波条件を考えてみる．

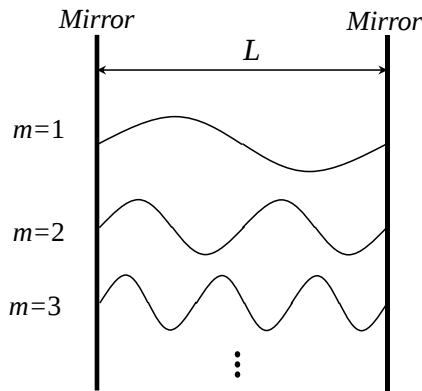


Fig. 2-23. Conceptual illustration of the resonant modes in planar cavity.

共振器内でのあるモード m の伝搬定数を β_m とすると，

$$2\langle \bar{n} \rangle L \beta_m = \left(\frac{2\pi \langle \bar{n} \rangle}{\lambda_m} \right) \cdot 2L = 2(m+1)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad \dots (2.33)$$

であるから，この共振モードの波長は

$$\lambda_m = \frac{2\langle \bar{n} \rangle L}{m} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad \dots (2.34)$$

となる．従って，縦モード間隔 $\Delta\lambda = \lambda_{m+1} - \lambda_m$ は，モード次数が十分に大きければ，

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{m+1} \lambda_m}{2\langle \bar{n} \rangle L} \approx \frac{\lambda_m^2}{2\langle \bar{n} \rangle L} \quad \dots (2.35)$$

と表される．つまり FSR は共振器長に反比例することが分かる．これは DBR で構成される共振器においても同じ事が言える．ただし前述の，反射鏡へのフィールドの染み出しを考慮した実効共振器長を用いる必要がある．つまり，面発光レーザにおいて FSR

を拡大させるためには、染み出し長の短い高コントラストな DBR を用い、実効共振器長を短縮することが有効である。

そこで、Fig.2-17 のように λ キャビティ及び数種の層を共通の構造としたうえで、上下の反射鏡として様々な材料の DBR を組み合わせた場合の FSR を計算した。電流励起を想定して、共振器内に 2λ 厚さの電流拡散層を有する場合を Table 2-2 に、光励起を想定して、電流拡散層を持たない場合を Table 2-3 に示す。いずれの場合もエアギャップは 1λ -thick とした。

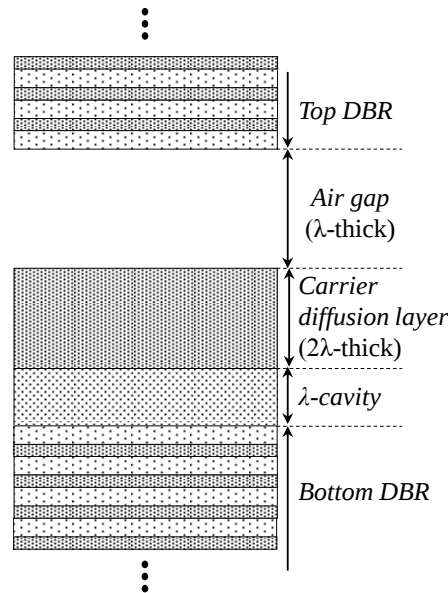


Fig. 2-24. Cavity structure.

Table 2-1 (DBR の反射帯域) と Table 2-2 (FSR) を比較してみよう。これらから分かるように、波長可変幅を制限する要因は主に共振器の FSR であることが分かる。現在の設計で用いている AlGaAs 半導体 DBR の組み合わせでは、FSR はおよそ 34-37 nm であるので、電流励起の場合ではこれが限界だろう。既に説明したように、コントラストの高い DBR の組み合わせであるほど短共振器化することができ、ゆえに広い FSR を得ることができる。たとえば、下部 DBR を GaAs/Al_xO_y DBR, 上部 DBR を SiO₂/TiO₂ とした場合、FSR は 81.5 nm であり、通常の AlGaAs 半導体 DBR の組み合わせの場合に比べて 2.4 倍にまで拡大させることが出来る。

更に、電流拡散層を持たない光励起の共振器構成の場合は、半導体 DBR の場合で 40~45nm である。GaAs/Al_xO_y DBR と誘電体 DBR を用いる場合は、FSR は 130 nm 以上 ($\Delta\lambda/\lambda_0=15.5\%$)になる。この構成は、Thorlabs の報告した OCT 用波長可変光源の光励起面発光レーザに類似している[6]。彼らの用いた共振器の FSR は 161 nm ($\Delta\lambda/\lambda_0=12.3\%$) であるので、ほぼ極限まで無駄な層を取り払っていることが窺える。

実効共振器長を波長で規格化した値を考えるのも面白い。つまりこれは、共振器内に波がいくつあるのかを示すものであり、実効的な共振器長の直観的なイメージに繋がる。例えば、実際に製作した、電流拡散層を持つ半導体のみの共振器 (Top= Al_{0.85}GaAs / Al_{0.2}GaAs, Bottom= Al_{0.92}GaAs / Al_{0.16}GaAs) では $L_{eff}/\lambda_0=12.5$ であるのに対し、電流拡散層を取り払い、誘電体 DBR を用いた共振器 (Top, Bottom= GaAs/Al_xO_y) の場合では 3.2 波長分である。

Table 2-2. Effective cavity length and FSR for various cavity configurations **with** carrier diffusion layer.

Top DBR	Bottom DBR	L_{eff} (nm, in vacuum)	L_{eff}/λ_0	FSR (nm)	FSR ($\Delta\lambda/\lambda_0$)
SiO ₂ /TiO ₂	GaAs/Al _x O _y	4430	5.2	81.5	0.096
GaAs/Al _x O _y	GaAs/Al _x O _y	4425	5.2	81.6	0.096
Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	9762	11.5	37.0	0.044
Al _{0.85} GaAs/Al _{0.2} GaAs	Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	10650	12.5	33.9	0.040

Table 2-3. Effective cavity length and FSR for various cavity configurations **without** carrier diffusion layer.

Top DBR	Bottom DBR	L_{eff} (nm, in vacuum)	L_{eff}/λ_0	FSR (nm)	FSR ($\Delta\lambda/\lambda_0$)
SiO ₂ /TiO ₂	GaAs/Al _x O _y	2735	3.2	132.1	0.155
GaAs/Al _x O _y	GaAs/Al _x O _y	2724	3.2	132.6	0.156
Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	8062	9.5	44.8	0.053
Al _{0.85} GaAs/Al _{0.2} GaAs	Al _{0.92} GaAs/Al _{0.16} GaAs	8948	10.5	40.4	0.048

電気励起の構成の一例として、下部 DBR を $\text{Al}_{0.92}\text{GaAs}/\text{Al}_{0.16}\text{GaAs}$ とし、上部 DBR を変更することでどこまで FSR を拡大できるか考えてみよう。結果を Fig.2-25 に示した。 $\text{Al}_{0.85}\text{GaAs}/\text{Al}_{0.2}\text{GaAs}$ DBR の場合では FSR は 34 nm であるが、 $\text{Al}_{0.92}\text{GaAs}/\text{Al}_{0.16}\text{GaAs}$ では 42 nm, $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ では 65 nm にまで拡大できる。ここまで拡大できれば、次に波長可変幅の制限要因になるのは利得の帯域幅かもしれない。これについては次の節で議論する。

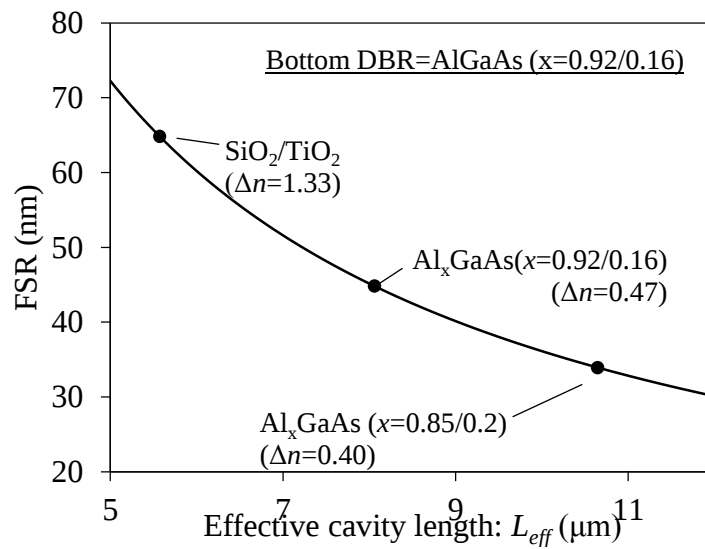


Fig. 2-25. Relationship between FSR and effective cavity length.

次に、波長可変面発光レーザの波長可変範囲と波長可変効率を解析する。ここでは主に、本デバイスの特徴である、活性層とエアギャップの界面に設ける AR 層の効果について触れる。マイクロマシン面発光レーザの共振器の構成は、活性層とエアギャップの界面に設ける AR 層の有無によって分類するならば、Fig.2-17 のように、SCC (Semiconductor coupled cavity) 構成と EC (Extended cavity) 構成の 2 種類に大別することができ、半導体-空気界面に反射防止層がある場合と無い場合では波長掃引特性に大きな違いが出る[5]。簡単な式で確認してみよう。キャビティ側から見た反射率は、次の式で表される[5]。

$$R_{eff} = \frac{R_c + R_m - 2\sqrt{R_c R_m} \cos \phi_g}{1 + R_c R_m - 2\sqrt{R_c R_m} \cos \phi_g} \quad \dots (2.36)$$

ここで R_m は DBR の電力反射率, R_c は空気/半導体界面での反射率, ϕ_g はエアギャップ中での往復の位相変化量であり,

$$\phi_g = 2\beta_g L_g + 2(\beta_g - \beta_{g0})L_p \quad \dots (2.37)$$

と表される. L_g はエアギャップの厚さであり, それぞれの伝搬定数は Bragg 波長を λ_c , 入射波長を λ として

$$\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \beta_{g0} = \frac{2\pi}{\lambda_c} \quad \dots (2.38)$$

である.

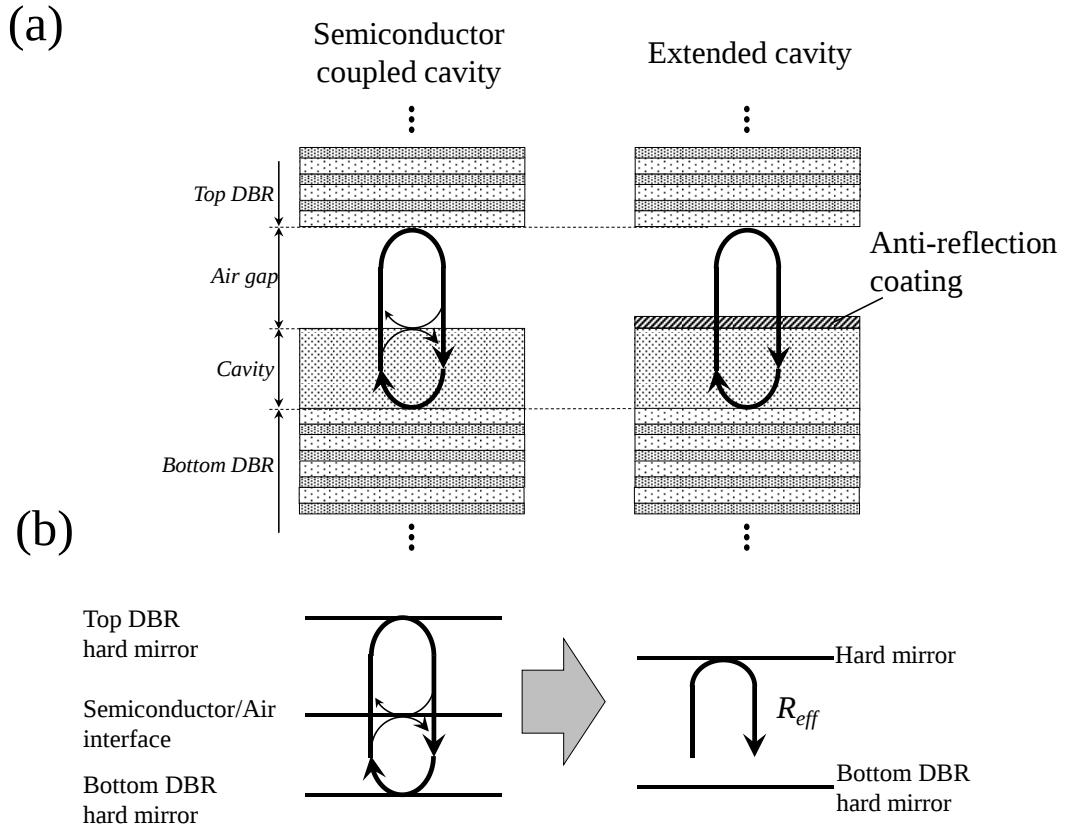


Fig. 2-26. Cavity configurations: semiconductor coupled cavity and extended cavity.

簡単のため, DBR の反射率を浸みだし $L_p=0$ として, 電力反射率を波長で規格化した

エアギャップ長の関数として Fig.2-27(a)に示す. 分かりやすくするため, 縦軸の反射率は DBR の反射率 R_m で規格化した. 反射が存在する場合は, エアギャップでの位相変化によって反射率が周期的に変化し, 強めあいとなる同相では最大値を取り, 弱めあいとなる逆相では最小値を取る. すなわち, エアギャップが $\lambda/4$ の奇数倍において多重反射の位相は同相となるので, 結果として反射率は最大となり, $\lambda/2$ の整数倍において逆相となるので最小値を取る. しかし, AR 層の挿入により空気/半導体界面での反射 R_c が無い場合は, DBR の反射率がそのまま見えることが分かる. これは共振器内の定在波分布を計算すれば, より視覚的に理解することができる. Fig.2-27(b)は AR 層がある場合と無い場合の定在波分布 (電界振幅) を計算したものである. 上部構造の実効反射率が最も高くなる条件, つまり AR がある EC 構成ではエアギャップが 1.5 波長, AR がない SCC 構成ではエアギャップが 1.25 波長厚さの場合の共振波長において, トランスマットリクス法で計算したものである.

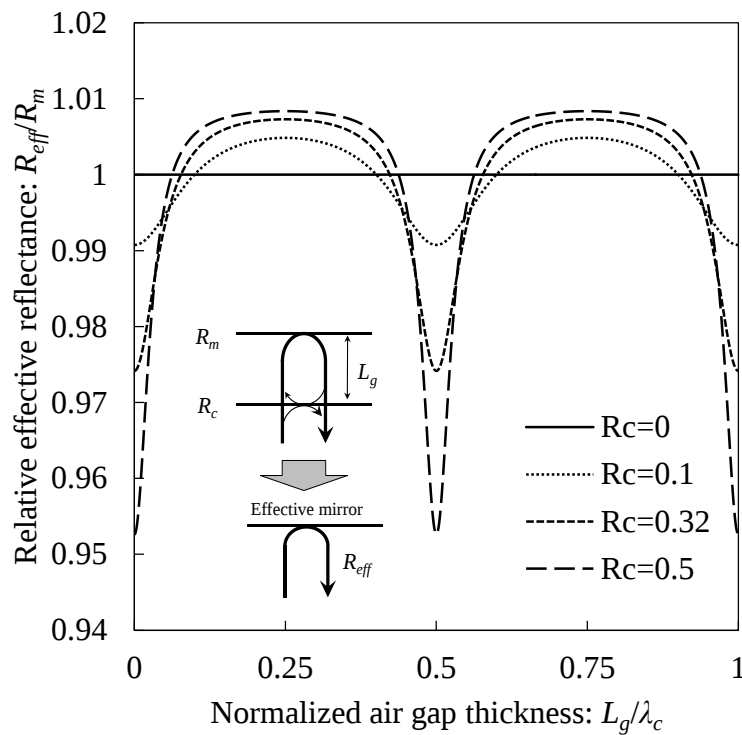


Fig. 2-27 (a). Effective reflectivity as a function of normalized air gap thickness.

定在波の強度分布から, SCC 構成の場合は共振器内の光の多くが半導体共振以内に閉じ込められているのに対して, EC 構成の場合は界面反射が抑制された結果, より多くの光がエアギャップに浸みだしていることが確認できる.

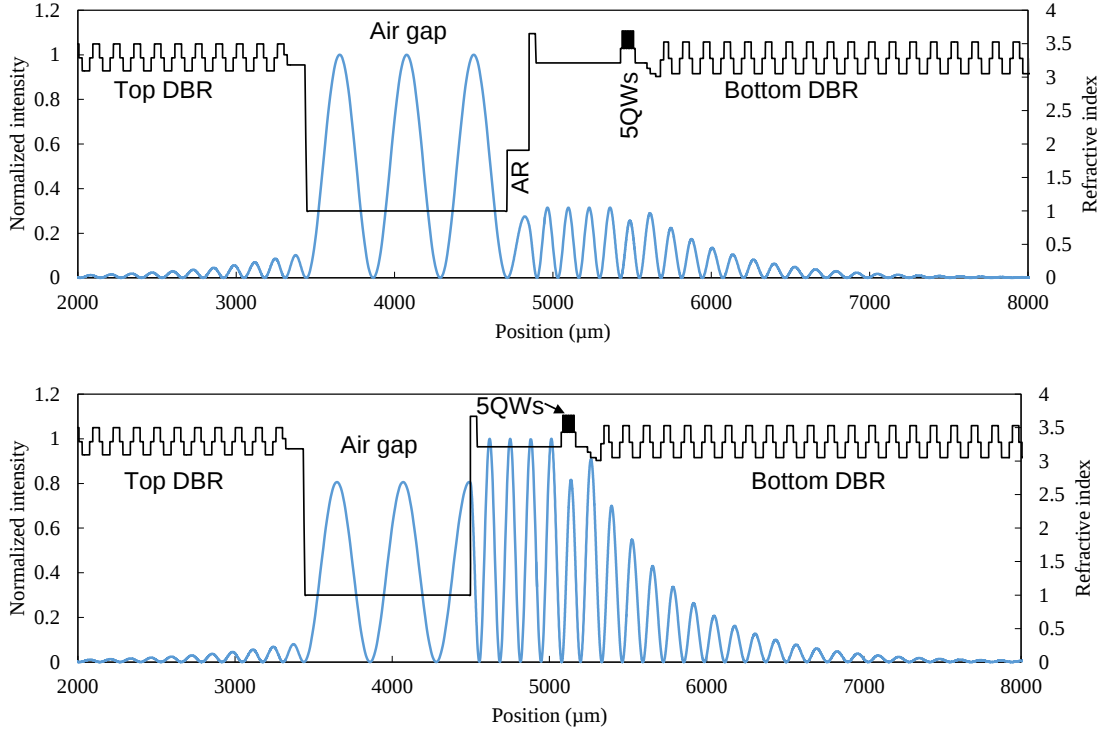


Fig. 2-27 (b). Standing wave patterns in EC cavity and SCC cavity.

我々にとってさらに重要なのは, エアギャップ変化量に対して波長がリニアに変化すること, すなわち波長可変効率が一定であることである. 多重反射の条件によって実効的な反射位相が変化してしまうと, 集積したマイクロマシンの熱駆動が温度変化に対してリニアに変化したとしても, 結果として熱駆動による波長シフトが温度変化に対してリニアではなくなり, 屈折率変化による波長シフトと共振器長の機械的な変化による波長変動補償が常に打ち消しあう条件が存在しなくなるからである. 実効的な反射位相 φ_{eff} は次の式で表される[5].

$$\varphi_{eff} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{R_m} (R_c - 1) \sin \varphi_g}{\sqrt{R_c} (1 + R_m) - \sqrt{R_m} (1 + R_c) \cos \varphi_g} \right) \quad \dots (2.39)$$

同様に規格化したエアギャップ長変化の関数として Fig.2-28 に示した．界面での反射が存在する場合は，反射位相がエアギャップ長変化に対してリニアではなくなることが分かる．

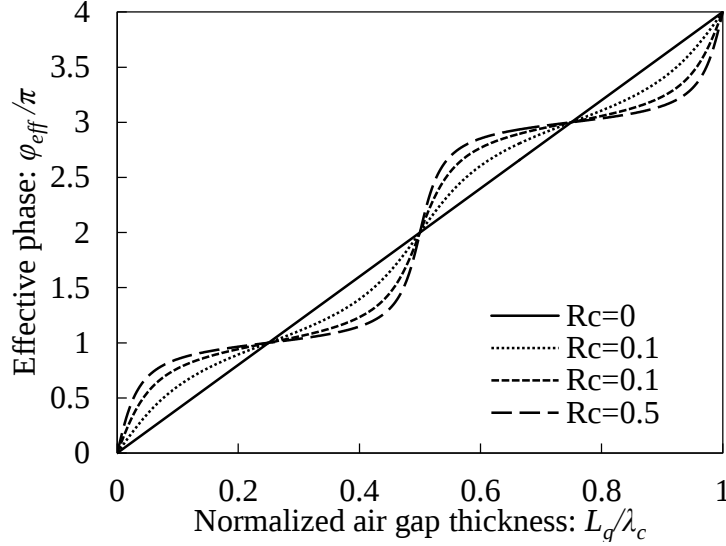


Fig. 2-28. Effective phase shift for different interface reflectivity.

ここで，エアギャップ長変化に対する反射位相の変化量を定式化するため，位相結合係数[5] (phase coupling factor) として定義し， Fig.2-29 に示した．

$$\gamma_{\phi} = \frac{d\phi_{eff}}{d\phi_g} \quad \dots (2.40)$$

すなわち，実効反射位相とエアギャップ内での往復の位相変化量の比である． AR を挿入して界面での反射を抑制した場合は，エアギャップ変化による位相変化はそのまま反射位相に反映されるが，反射が存在する場合は同相条件では位相結合係数が小さくなり，逆相条件では大きくなる．

これは波長可変特性に影響することになるので，最後に波長可変係数を考えてみよう．位相結合係数を用いて，波長可変係数 $\Delta\lambda/\lambda_0$ は次の式で表される．

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \gamma_{\phi} \frac{\Delta L_g}{\text{Total cavity thickness}} = \frac{\gamma_{\phi} \Delta L_g}{L_{p,bottom} + L_{sc} + \gamma_{\phi} (L_g + L_{p,top})} \quad \dots (2.41)$$

ここで L_p は上下の DBR の浸みだし長, L_{sc} は各種半導体層の光学厚さである. AR 層によって完全に界面反射が抑制できている場合は, γ_ϕ は 1 であるのでより簡単になり, エアギャップ長変化に直接比例する形になる. すなわち:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta L_g}{L_{p,bottom} + L_{p,top} + L_{sc} + L_g} = \frac{\Delta L_g}{L_{eff}} \quad \dots (2.42)$$

のように, エアギャップ長の変化量が直接波長の相対変化量になる. 以上のようにして, 空気/半導体界面に AR 層を挿入することで波長可変効率を一定にすることができる. この性質はマイクロマシンの熱駆動による波長温度無依存化において非常に重要な性質である.

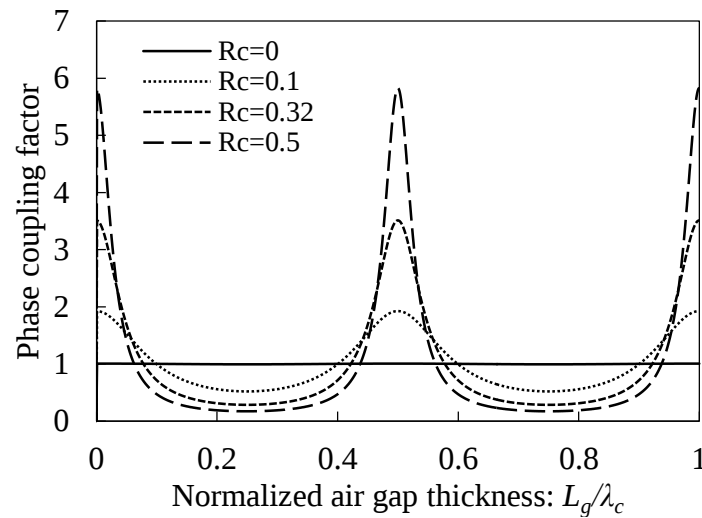


Fig. 2-29. Phase coupling factor for different interface reflectivity.

これで波長可変効率を定式化できたので, 前節と同様にいくつかの共振器の構成例における値を比較してみよう. DBR 以外の層を Fig.2-30(a)のような構成にし, 上下の DBR の組み合わせごとに波長可変効率を計算した. たとえば上下 DBR とともに AlGaAs DBR である場合は波長可変効率は 0.12 であるが, 上部 DBR を誘電体 DBR $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ に変更すれば 0.15, 上下ともに GaAs/ Al_xO_y DBR にすれば 0.19 にまで増大できる. 材料が存在するか否かは別として, 共振器を光の波長の 1/2 まで短くすれば, 波長可変効率は 2 になり, これが回折限界に相当する. ナノレーザのような, プラズモン共振を利用した波

長以下のサイズの共振器を考えるのも面白い。

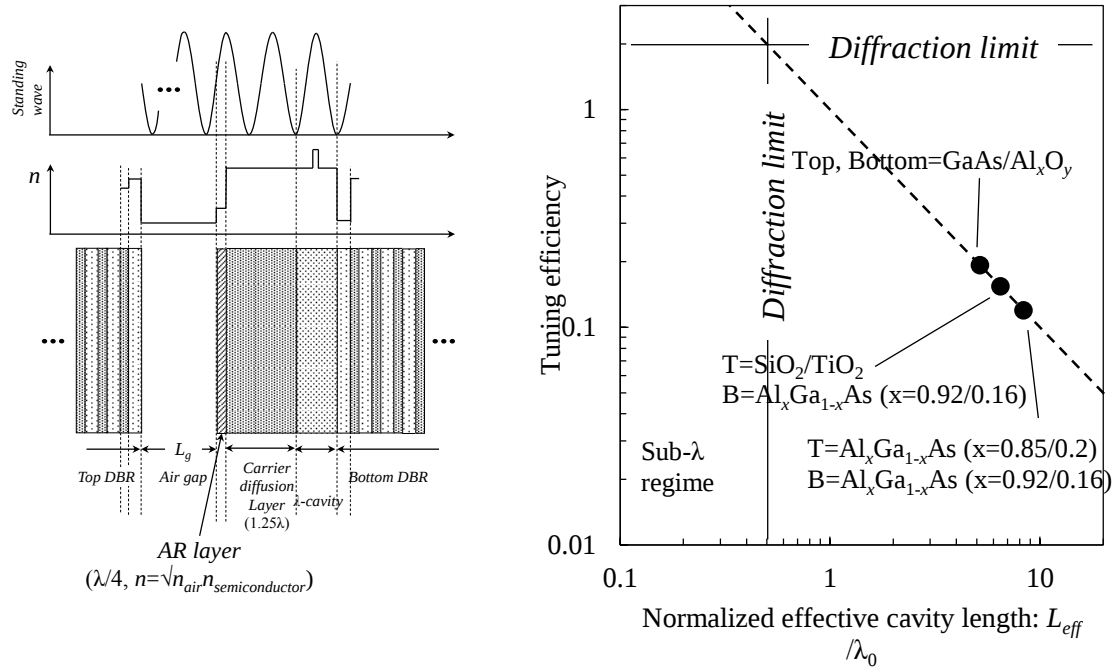


Fig. 2-30. Tuning efficiency versus normalized effective cavity length for several kinds of DBRs.

波長温度無依存化と静電力波長掃引の両立のための設計

ここまでで温度係数と波長可変幅を記述するすべての要素が定式化できたので、波長温度無依存化と波長掃引の両立を行うための設計方針を説明する。いま、通常の面発光レーザの温度係数を $(\Delta\lambda/\Delta T)_{VCSEL}$ とし、温度係数を $\pm A$ 倍にまで減少させたいとする。つまり、

$$\left| \frac{d\lambda}{dT} \right| = \left| \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} + \gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L} \left(\frac{\partial \delta_{Th}}{\partial T} + \frac{\partial \delta_E}{\partial T} \right) \right| \leq A \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} \quad \text{nm/K} \quad \dots (2.43)$$

熱駆動の温度依存性と静電力駆動の温度依存性は組み合わせに任意性があるが、この温度係数の束縛条件下でもっとも広く波長可変幅を取ることができる条件は、電圧を印加していない状態で波長が FSR の最も長波側にあり、かつその時に温度係数が不等式の最大側と等しいことである。なぜなら静電力駆動の温度係数の電圧依存性は、プルーイン電圧に近づくほど急激になるからである。その状態を Fig.2-35 に模式的に示した。横軸は波長のシフト量、縦軸は熱応力駆動と静電力駆動の温度係数の和である。すなわち、波長シフト量が 0 の時の温度係数が、熱駆動の温度係数に相当する。

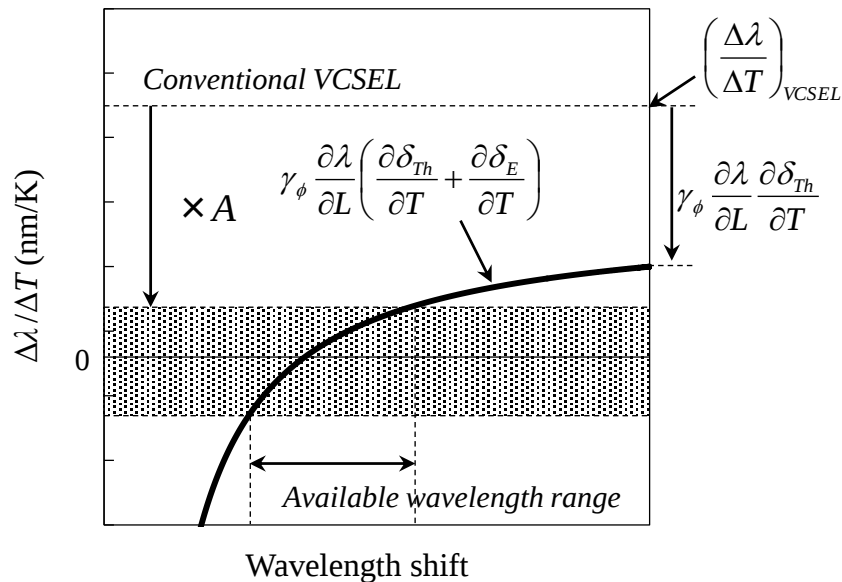


Fig.2-31. Relationship between available wavelength range and temperature coefficient of wavelength under electrostatic wavelength tuning operation.

したがって熱駆動の温度係数が固定でき、静電力駆動の温度係数の拘束条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta_{Th}}{\partial T} &= (A-1) \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} / \gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L} \\ -2A \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} / \gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L} &\leq \frac{\partial \delta_E}{\partial T} \leq 0 \end{aligned} \quad \dots (2.44)$$

この条件と、規格化電圧と静電力の温度係数の関係のグラフから、使用できる電圧の範囲が規格化電圧として求まる。そして求めた規格化電圧範囲から、許される静電力駆動量が初期エアギャップ厚さで規格化した形で求まる。静電力による波長シフト量は、これに波長可変効率を掛けたものであるから結局得られる波長可変範囲は

$$\Delta \lambda = \gamma_\phi \frac{\partial \lambda}{\partial L} \delta_{E,max} \dots (2.45)$$

である。

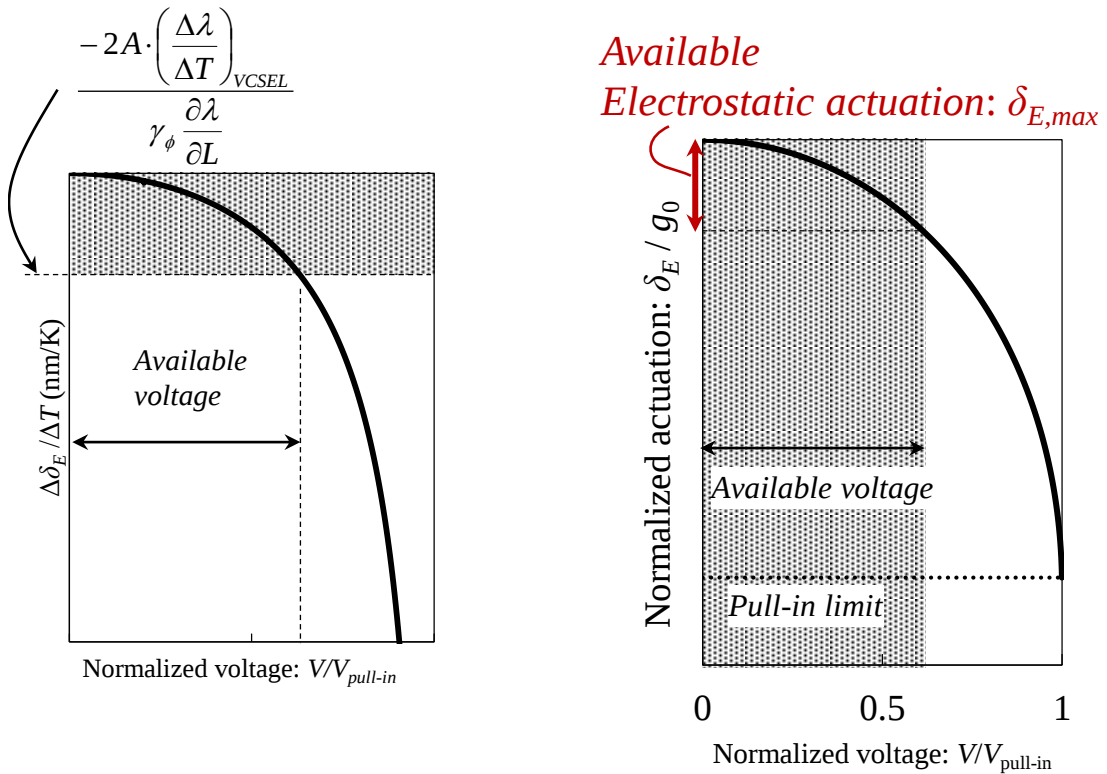


Fig. 2-32. Relationship between normalized electrostatic actuation, its temperature coefficient and voltage.

2.5 面発光レーザの波長および波長温度係数制御

2 節から 4 節までで、一般化した形で波長温度係数と波長可変動作の特性を求めたので、ここではそれを用いて、実際のデバイス構造における諸特性の設計を行う。ここで設計を行う波長温度無依存・波長可変レーザは、波長分割多重方式を用いた光インターコネクタへの応用を目的としている。現在光インターコネクタシステムの光源に用いられているのは GaAs 系の 850 nm 帯 VCSEL であるので、我々も GaAs 系を採用することにした。もちろんここまでで示した設計方法は材料系を特定しない一般化した形であるので、他の波長帯の設計にも適用できる。

設計するデバイスの構造を Fig.2-33 に示す。静電力・熱応力駆動の片持ち梁は、18.5 ペアの $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ DBR と 1 波長厚さ(260 nm)の $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 歪制御層とした。AlGaAs の線膨張係数は Al 組成によって制御でき、Al 組成が高いほど線膨張係数が小さいので、歪制御層の線膨張係数は DBR の平均値よりも小さい。

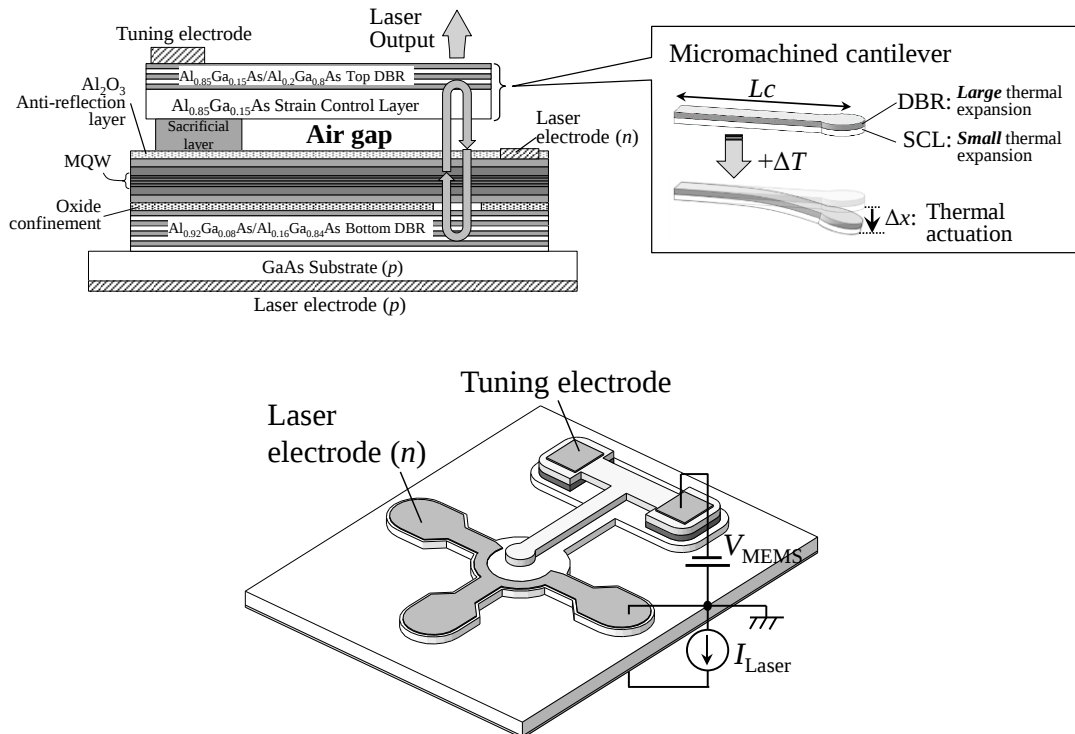


Fig. 2-33. Schematic structure of the athermal and tunable VCSEL.

そのため、温度上昇に伴って片持ち梁の先端の反射鏡は下側に変位し、短共振器化した結果波長がブルーシフトする。温度変化量当たりの駆動量は半導体成長時に決定される層構造と線膨張係数差の他に、片持ち梁の長さの2乗に比例する。従って、デバイス製作の際にフォトリソグラフィのパターンを変え、片持ち梁の長さを変えることによって、波長温度係数を制御できる。更に、波長の波長可変動作は静電力によって片持ち梁を駆動することでアサーマル動作と広帯域波長掃引動作の両立が可能になること。

Fig.2-33 に示すように、レーザの n 型電極と片持ち梁のチューニング電極の間に電圧を加えることによって、片持ち梁が基板側に引き付けられることで共振器が短尺化し、連続的な波長可変動作が可能である。固定波長の導体レーザのアサーマル化は DFB レーザ[4]やリング共振器レーザ[5]などで不完全ながらその報告例があるが、これらは負の屈折率温度依存性を持つ材料で共振器の一部を構成することで、半導体の正の屈折率温度依存性を打消し、共振モードの等価屈折率の温度依存性（式2第1項）をゼロに近づけるといいう原理に基づいている。それに対して著者らの提案する構造は片持ち梁の熱駆動による共振器長変化を利用するものであり、それとは独立して静電力によっても片持ち梁を駆動できるので、アサーマル化と波長可変動作の両立が可能であるという点で、本質的に異なる新しい発想である。

2.5.1 波長温度無依存化・波長可変面発光レーザの設計

実用化のためには低閾値化や高温特性化、十分な光出力など様々な要求性能を考慮しなければならないが、ここでは単純化のため波長の温度係数と波長可変幅のみに着目して設計を行い、波長温度係数を通常の 1/10 に低減することを目標とする。すなわち、

$$\left| \frac{d\lambda}{dT} \right| = \left| \frac{\partial \lambda}{\partial n} \frac{dn}{dT} + \gamma_{\phi} \frac{\partial \lambda}{\partial L} \left(\frac{\partial \delta_{Th}}{\partial T} + \frac{\partial \delta_E}{\partial V_N} \frac{dV_N}{dT} \right) \right| \leq \frac{0.07}{10} \text{ nm/K} \quad \dots (2.46)$$

を満たす設計を行なう。

波長可変効率とFSRの設計

共振器の構造を Fig.2-34, エアギャップと共振波長の関係を Fig.2-35 に示す. 前節では屈折率の波長分散を無視した単純な計算を行ったが, ここでは共振波長の計算は, レーザのモードを無限平面の積層構造の中で共振する光であると見なして, 1次元のトランスファーマトリクス法を用いて計算した. 材料の屈折率は波長分散を考慮している. その場合も AR の効果によって波長可変効率をほぼ一定に保つことができる. Fig.2-33 は異なる AR 層厚さの場合の空気/半導体界面の反射スペクトルを計算したものである. AR 層が完全な位相条件になっていない場合を想定して, 異なる光学厚さを計算した. また, 屈折率は理想的な AR の条件, すなわち半導体と空気の積の平方根ではなく, $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ を水蒸気酸化してできる Al_xO_y の屈折率 $n=1.57$ を用いている. それでも界面での反射は 1%程度に抑制できていることが分かる. その結果, 共振波長は Fig.2-34 のようにエアギャップ長変化に対して線形に変化する.

片持ち梁のスペーサ層は, 片持ち梁が完全に水平であるときにエアギャップが 1.25 波長厚さになるように設計したが, 実際には熱応力の影響で片持ち梁は長さが 120 μm では 400 nm 程度上側に反り返るので, その時に設計中心波長 850 nm より少し長波側になるように意図して設計したものである. この計算より求めた波長可変効率は 0.096, 縦モード間隔はエアギャップが 1100 nm の時に 42 nm である. 前節の解析式から求めた FSR は 37 nm であったので, トランスファーマトリクス法から求められた計算と 5 nm ほど差があるが, これは波長ごとに浸みだし長が異なることが原因である. 解析式では中心波長に対して計算したものであったが, 実際には浸みだし長は Bragg 波長からずれてストップバンド端に近づくほど長くなる. これは, ストップバンドの端で反射率が低下していることにも対応している.

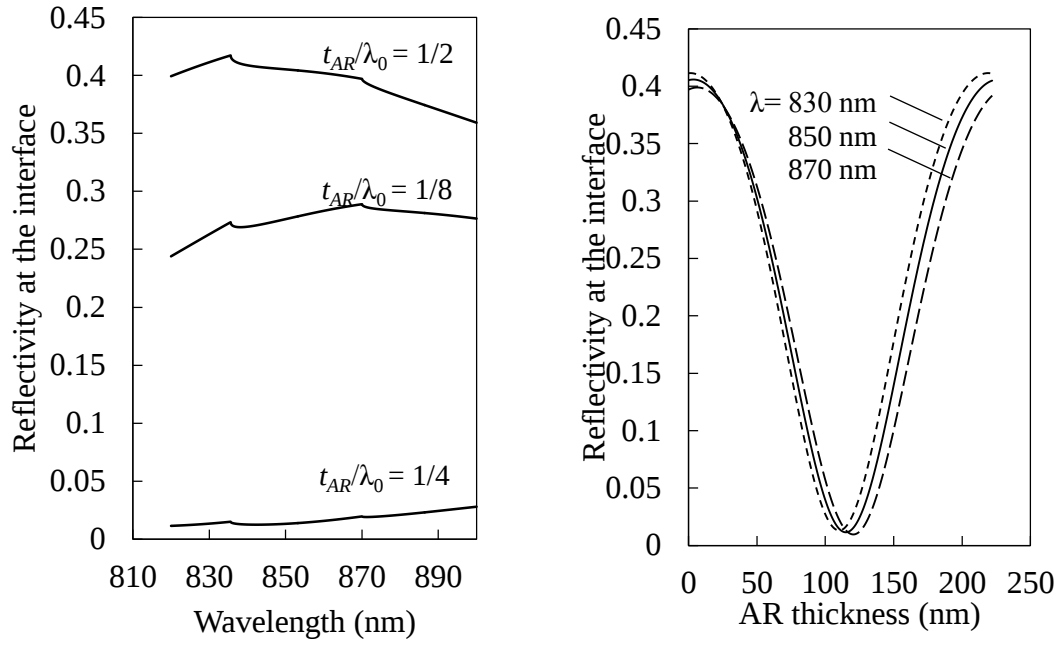


Fig.2-35. Reflectivity spectra at the interface for different AR thicknesses.

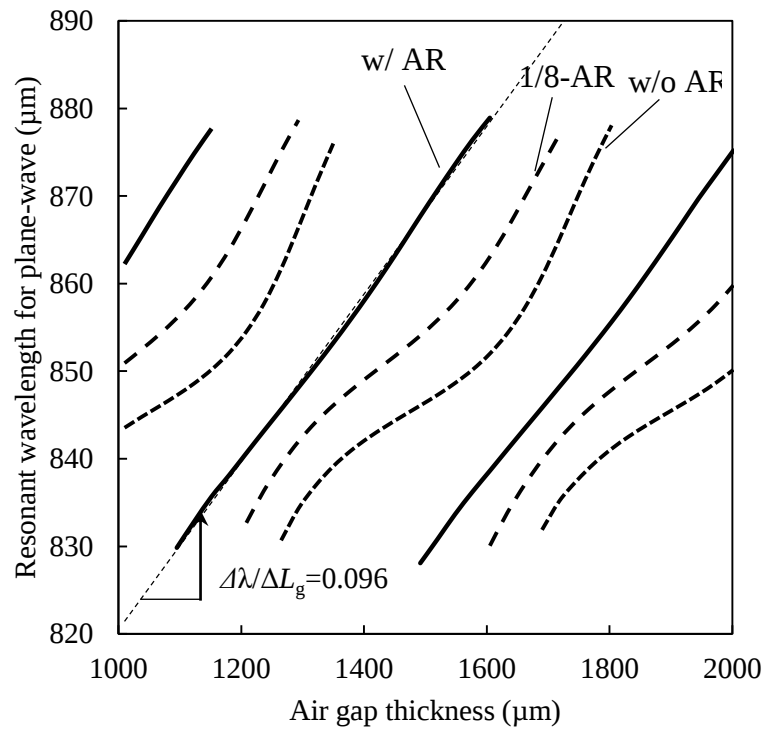


Fig.2-34. Resonant wavelength as a function of air gap thickness.

片持ち梁の熱応力駆動・静電力駆動の設計

式(2.44)から、片持ち梁の熱駆動の温度係数は次の値になれば、最も広い温度無依存の波長範囲が得られる。

$$\frac{\partial \delta_{Th}}{\partial T} = (A-1) \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} \Big/ \gamma_{\phi} \frac{\partial \lambda}{\partial L} = -0.9 \times 0.07 / 0.096 = -0.65 \text{ nm/K} \quad \dots (2.47)$$

従って静電力駆動の温度依存性の許される範囲は

$$-2A \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} \Big/ \gamma_{\phi} \frac{\partial \lambda}{\partial L} \leq \frac{\partial \delta_E}{\partial T} \leq 0 \rightarrow -0.15 \leq \frac{\partial \delta_E}{\partial T} \leq 0 \quad \dots (2.48)$$

であるから、許される規格化電圧の範囲を Fig.2-35 から求めることができる。グラフから電圧の範囲はおよそ

$$0 \leq V/V_{pull-in} \leq 0.7 \rightarrow 0 \leq V \leq 0.7V_{pull-in} \quad \dots (2.49)$$

であるので、プルイン電圧の70%まで電圧を印加できることになる。ゆえに静電力の駆動範囲は、初期エアギャップ厚さで規格化して、およそ $\delta_E/g_0=0.13$ であることが分かる。これに波長可変効率を掛けたものが波長可変幅であるから、最終的に、温度係数を1/10に保ったまま掃引できる波長の範囲 $\Delta \lambda_{\text{athermal}}$ は最大で

$$\Delta \lambda_{\text{athermalmax}} = \gamma_{\phi} \frac{\partial \lambda}{\partial L} \times \delta_{E,\text{max}} = 0.096 \times 0.13 g_0 \quad \dots (2.50)$$

であると思積もることができ、いま設計している構造では $\Delta \lambda_{\text{athermal}} = 12.8 \text{ nm}$ 、必要な電圧は $0.7V_{pull-in}=11.3 \times 0.7=7.8 \text{ V}$ である。

なおこの式は、波長範囲を拡大するための方針を示唆している。すなわち、波長可変効率を大きくし、エアギャップを厚くすることが必要であることを示唆している。スペーサ層厚さを厚くすれば、それに比例して波長範囲は最大で FSR まで拡大することも可能である。ただし必要な電圧はその1.5乗に比例して大きくなる。この波長範囲を得るために必要な電圧は、考えている構造のプルイン電圧から計算すればよい。

片持ち梁の構造がどのようなものであれ、すなわち熱駆動の温度係数を変更するために層構造を変えたり長さを変えたりしても、最大波長範囲に影響がないという事実は興味深い。

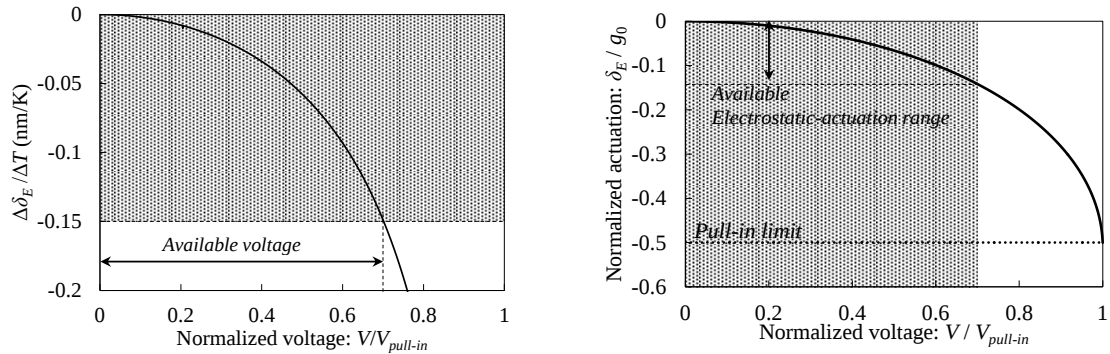


Fig. 2-35. Relationship between normalized electrostatic actuation, its temperature coefficient and voltage.

以上の計算は一般化した式から導いたものであるが、妥当性を確認するため、カンチレバーの長さを変えて機械的駆動を計算し、共振波長も波長分散を考慮してトランスフォーマトリクス法で計算した結果を Fig.2-37 に示す。この計算では、歪制御層は1波長厚さの 264 nm とし、DBR は 18.5 ペア、スペーサ層は 10643nm にした。片持ち梁の長さを変えると熱駆動の温度係数が変わるので、Fig.2-37(a)の $\Delta\lambda=0$ nm における波長温度係数が変わる。また、片持ち梁が長いほどプルイン電圧も減少するので、静電力駆動の温度係数の変化量は大きくなる。その結果、ハッチング領域で示した温度係数の範囲に収まる波長範囲を、片持ち梁長さの関数としてプロットすると、Fig.2-37(b)のようになる。波長範囲は片持ち梁が 137 μm のときに最大となり、14 nm である。これは式(2.50)の計算とほぼ一致している。

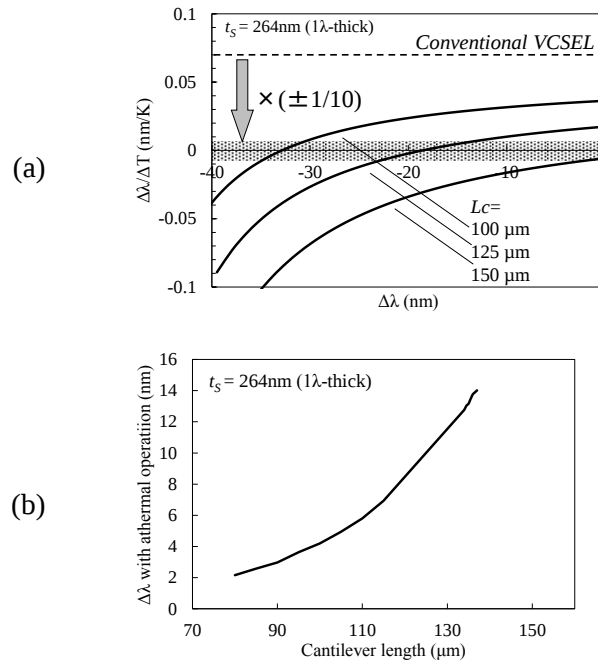
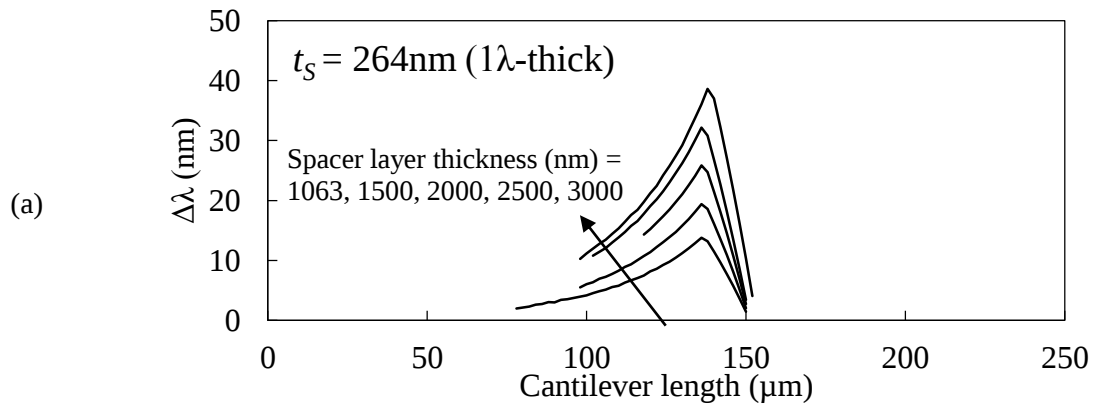


Fig. 2-36. (a) Temperature coefficient versus wavelength shift. (b) Maximum athermal wavelength range as a function of cantilever length.

また、構造依存性を確認するため、歪制御層厚さ、スペーサ層厚さ、片持ち梁長さの様々な組み合わせの結果を Fig.2-37 に示す。層構造を変えることで波長範囲が最大となる片持ち梁の長さは変わるが、確かに波長範囲そのものは片持ち梁の構造に依らないことが確認できる。そしてその最大波長範囲は、厚さ 1063, 1500, 2000, 2500, 3000 nm のスペーサ層厚さに対してそれぞれ 14, 20, 26, 35, 39 nm と式(2.50)とよく一致しており、このように構造ごとに闇雲に計算する必要もないので、一般化したモデルの便利さが良く分かる。



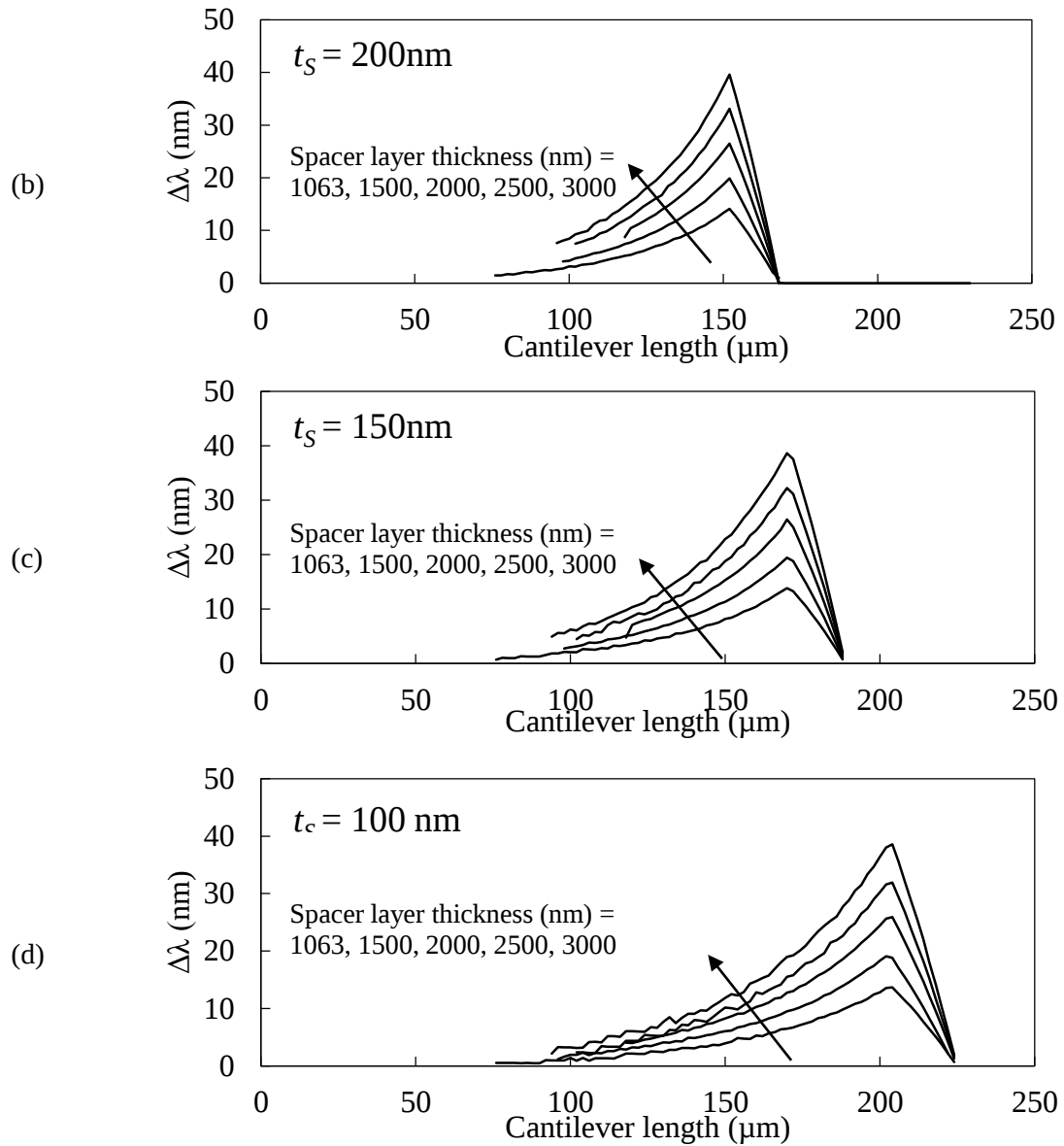


Fig. 2.37. Maximum athermal wavelength range for different micromachine structures.

また、材料系を変えることで波長範囲を拡大できるか考えるのも面白い。たとえばここまでで計算したのは、AlGaAs 半導体のみで構成される全エピタキシャル構造であったが、上部 DBR を誘電体 DBR に変更すると、波長範囲をさらに拡大できるはずである。なぜならば、半導体 DBR よりも誘電体の方が屈折率のコントラストが高く、浸みだし長を短くできるので、結果としてより大きな波長可変効率を得られるからだ。

一例として、上部 DBR (片持ち梁) を $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ にしたハイブリッド構造を考えてみ

よう．一般的なモデルを導いたおかげで，以下のような手計算で設計することが可能になる．

●波長可変効率と FSR

ハイブリッド構造の波長可変効率は Fig.2-30 から 0.154 であるから，全エピタキシャル構造よりも波長範囲を $0.154/0.096=1.6$ 倍拡大できる．その最大値は FSR によって制限されるから，Fig.2-25 から 64.8 nm であることが分かる．

●片持ち梁の熱駆動・静電力駆動の設計

半導体の場合は，平均ヤング率はおおよそ 84 GPa である．誘電体は $\text{SiO}_2=92 \text{ GPa}^*$ ， $\text{TiO}_2=73 \text{ GPa}^{**}$ であるので，6.5 ペア（Fig.2-19 より反射率>99.5%）の厚さの重みづけ平均ヤング率は 85 GPa であるのでほとんど変わらない．6.5 ペアの DBR の厚さは $1.2 \mu\text{m}$ であり，半導体の場合の $2.6 \mu\text{m}$ に比べて半分以下の厚さで済む．片持ち梁の熱駆動は，波長可変効率 0.154 と(式 2.47)から， -0.41 nm/K にすればよい．たとえば歪制御層を Au にすれば， $\Delta\alpha=10 \text{ ppm/K}$ である．DBR と歪制御層の厚さの比を 0.1 のままにするならば，Au は 120 nm になる．その場合，熱駆動は線膨張係数差に比例し片持ち梁長さの 2 乗に比例するので，片持ち梁の長さは

$$\frac{(\Delta\delta_{Th}/\Delta T)_{Full-epitaxial}}{(\Delta\delta_{Th}/\Delta T)_{Hybrid}} \propto \frac{\Delta\alpha_F \cdot L_F^2}{\Delta\alpha_H \cdot L_H^2} = \frac{(0.5 \text{ ppm/K}) \cdot L_F^2}{(10 \text{ ppm/K}) \cdot L_H^2} \dots (2.51)$$

の関係より，1/20 の長さになる．必要な電圧は(ヤング率) $^{1/2}$ ，(厚さ) $^{3/2}$ ，(長さ) $^{-1/2}$ に依存するので，

$$\frac{V_{Hybrid}}{V_{Full-epitaxial}} \propto \frac{\sqrt{E_H \cdot t_H^3 / L_H}}{\sqrt{E_F \cdot t_F^3 / L_F}} = \sqrt{\frac{85 \text{ GPa}}{84 \text{ GPa}} \cdot \left(\frac{1.2 \mu\text{m}}{2.6 \mu\text{m}}\right)^3 \bigg/ \left(\frac{1}{20}\right)} = 1.4 \dots (2.52)$$

電圧は 1.4 倍程度にしかない．

●駆動速度

静電力駆動の速度は構造の共振周波数に依存する．機械的な共振モードの中で特に

重要なのは、片持ち梁の長さ方向の曲げモード (Fig.2-9 で示したような変形の振動モード) である。その基本モードの共振周波数は次の式で表される [Petersen].

$$f_R = \frac{3.52}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad \dots (2.53)$$

ここで ρ は密度, A は断面積, I は断面 2 次モーメント, 係数の 3.52 は一端固定-一端自由の片持ち梁の基本モードの持つ係数である。共振周波数は構造の寸法と材料定数に依存するもので, 片持ち梁の長さ L の-2 乗, 質量の-1/2 乗, ヤング率と慣性モーメントの積 EI の 1/2 乗に比例する。すなわち, 高速化のためには「固く小さく」が基本である。半導体の密度は 4.5 g/cm^3 であるので, $130 \text{ }\mu\text{m}$ の片持ち梁の固有振動周波数は 108 kHz である。それに対してハイブリッドの場合は片持ち梁長さが 1/20 であるので, 20 倍の 2.2 MHz を得られる。

アサーマル波長範囲の理論限界

最後に、アサーマル波長範囲 $\Delta\lambda_A$ の理論限界を導出する。

前述したように、アサーマル波長範囲は波長可変効率(ここでは TE と称す)と初期エアギャップ g_0 の積によって決まる。半導体/エアギャップ界面に AR を挿入し、複合共振器効果を完全に除去した Extended cavity 構成の場合、TE・ g_0 積は次の式で表される。

$$TE \cdot g_0 = \frac{\lambda_0}{L_{cavity} + L_{pen} + g_0} \times g_0 \quad \dots (2-54)$$

ここで L_{cavity} は半導体キャビティの光学厚さ、 L_{pen} は反射鏡の浸みだし長(真空換算)である。すなわち、TE の分母は実効共振器長 L_{eff} に相当する。 g_0 を無限に大きくした場合、TE・ g_0 積は λ_0 に漸近することが分かる。すなわち極大値は存在しない。

Table 2-4. Examples of cavity configuration

	Top DBR	Bottom DBR	FSR @ $g_0=1.25\lambda_0$ (FSR/ λ_0)	$\Delta\lambda_{Athermal}$ ($\Delta\lambda_{Athermal}/\lambda_0$)
Full-epitaxial	Al _{0.85} GaAs /Al _{0.2} GaAs	Al _{0.92} GaAs /Al _{0.16} GaAs	50.7 nm (6.0%)	39.9 nm (4.7%)
Hybrid	SiO ₂ /TiO ₂	Al _{0.92} GaAs /Al _{0.16} GaAs	65.5 nm (7.7%)	48.6 nm (5.7%)
Optical pump (*)	GaAs /Al _x O _y	GaAs /Al _x O _y	135.3 nm (15.9%)	78.4 nm (9.2%)

(*) The carrier diffusion layer is removed in the cavity for optical pumping

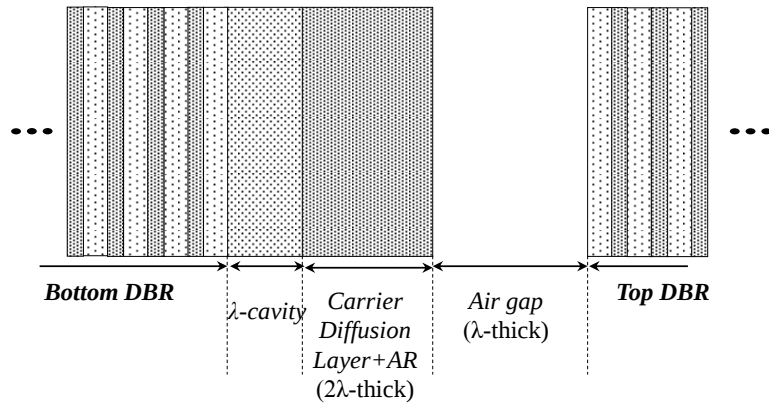


Fig.2.38. Calculation model for TE, TE・ g_0 product and FSR.

例として, Fig.2.38 に示した共振器の構成について, TE と $TE \cdot g_0$ 積を計算した. λ -cavity と 2λ -thick の層(電流拡散層+AR)の半導体共振器が, 厚さ可変のエアギャップと上下 DBR で挟まれている. 上下の DBR は, Table 2-4 に示した組み合わせについて計算した. 大雑把な比較として, 全エピタキシャル構造, ハイブリッド構造, 光励起用構造を想定した構造である. ただし光励起用構造は, 1.75λ -thick の電流拡散層を取り除いている.

上部反射鏡を誘電体 DBR としたハイブリッド構造は, 全エピタキシャル構造に比べて染み出し長が 1.6λ -thick 分短くなるので, FSR が 66 nm (λ_0 比 7.7%)まで広がる. 更に光励起用構造では, 電流拡散層を取り除いた効果で FSR が 135 nm (λ_0 比 15.9%)まで拡大できる. 同様に TE も λ_0 と L_{eff} の比であるので, Fig.2.39 に示したように短共振器であるほど大きくなる.

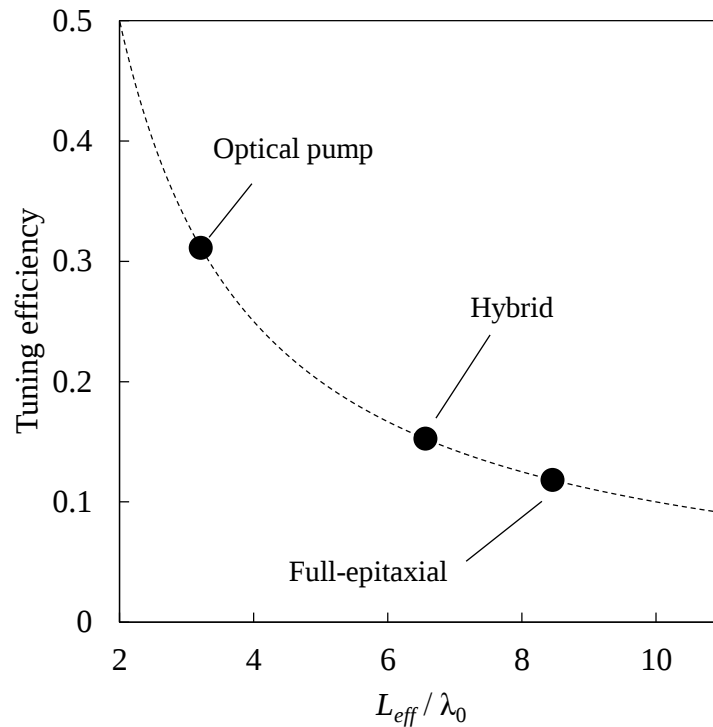
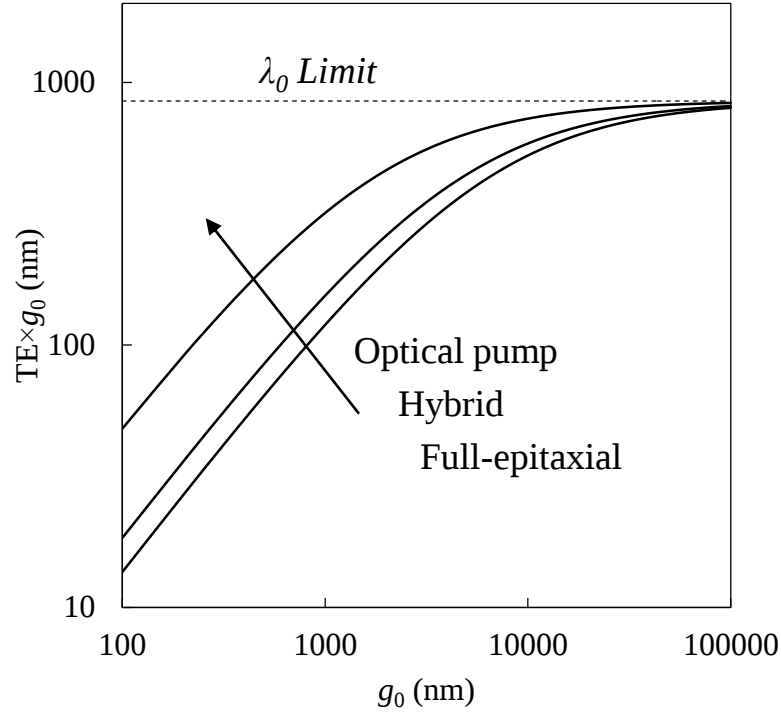


Fig. 2.39. Calculated tuning efficiency (TE).


 Fig. 2.40. Calculated $TE \cdot g_0$ product.

以上の結果を用いてアサーナル波長範囲 $\Delta\lambda_A$ を計算し、 g_0 の関数として Fig.10 に示した。黒線が $\Delta\lambda_A$ 、灰色の線が FSR を表している。いずれの構造の場合も、最大値を決めるのは FSR であることが分かる。更に、いずれの構造でも同じエアギャップ厚さ $g_{0,opt}$ で $\Delta\lambda_A$ と FSR が交わる。このことは、以下のように理解できる。

FSR は次の式で表される。

$$FSR = \frac{\lambda_0^2}{2(L_{cavity} + L_{pen} + g_0)} \quad \dots (2-55)$$

従って、 $\Delta\lambda_A$ の最大値を与えるエアギャップサイズの最適値 $g_{0,opt}$ は、以下の式で表される。

$$\frac{\lambda_0^2}{2(L_{cavity} + L_{pen} + g_{0,opt})} = \frac{\lambda_0}{L_{cavity} + L_{pen} + g_{0,opt}} \times g_{0,opt} \times \delta_{E,max} \rightarrow g_{0,opt} = \frac{\lambda_0}{2\delta_{E,max}} \quad \dots (2-56)$$

これは中心波長 λ_0 と規格化最大駆動範囲 $\delta_{E,max}$ にのみ依存する値であるから、一定の

値となる．関与している $\delta_{E,\max}$ は，片持ち梁の静電力駆動を構造に依存しない形で表したものであったから，この値は片持ち梁の静電力駆動の支配方程式(2-22)の関数形に起因するものであると推測している．現段階では断言できないが，たとえば両持ち梁構造など異なる構造の場合は，この値は変わってくるかもしれない．

以上のことより，最大アサーマル波長範囲 $\Delta\lambda_{A,\max}$ は，

$$\Delta\lambda_{A,\max} = \frac{\lambda_0^2}{2(L_{\text{cavity}} + L_{\text{pen}} + \lambda_0/2\delta_{E,\max})} \quad \dots (2-57)$$

となる．

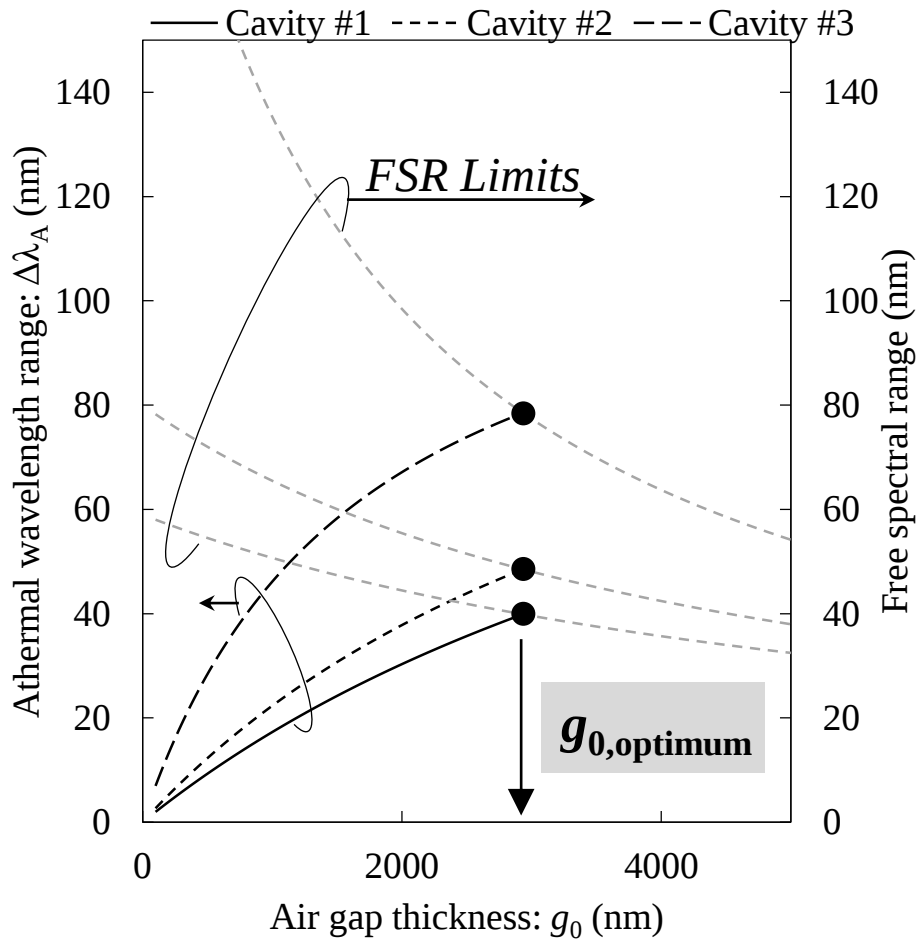


Fig. 2.41. Calculated athermal wavelength range and free spectral range as a function of the air gap thickness. The ultimate limit for athermal range is the FSR in any structure.

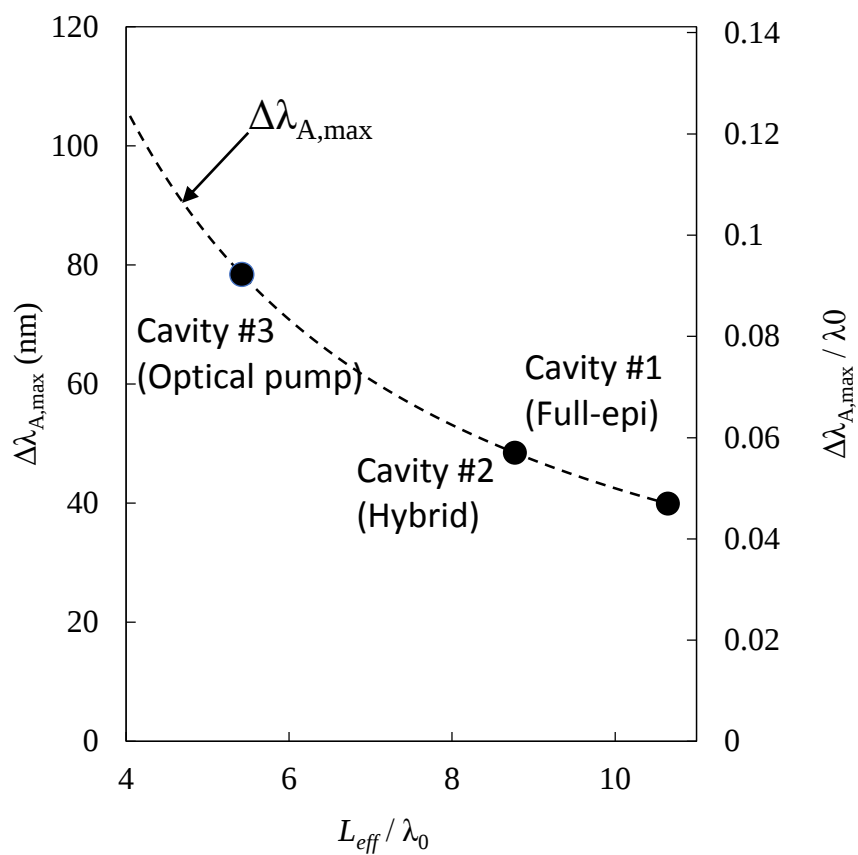


Fig. 2.42. Calculated maximum athermal range as a function of normalized effective cavity length.

2.5.2 波長温度無依存化・多波長面発光レーザアレイの原理と設計

式(2.14)で表したように、集積する片持ち梁は緩和状態での格子定数差と線膨張係数差によって、室温において上側に反り返っている。その反り返り量は片持ち梁の長さに比例する関数として、式(2.15)で表される。従って長さの異なる素子間では共振器長の違いが生じ、その結果発振波長を片持ち梁の長さで制御できる。さらに熱駆動による波長ドリフトの補償を付加してやれば、Fig.2-38 に示したような温度係数の小さな多波長アレイが実現できる。

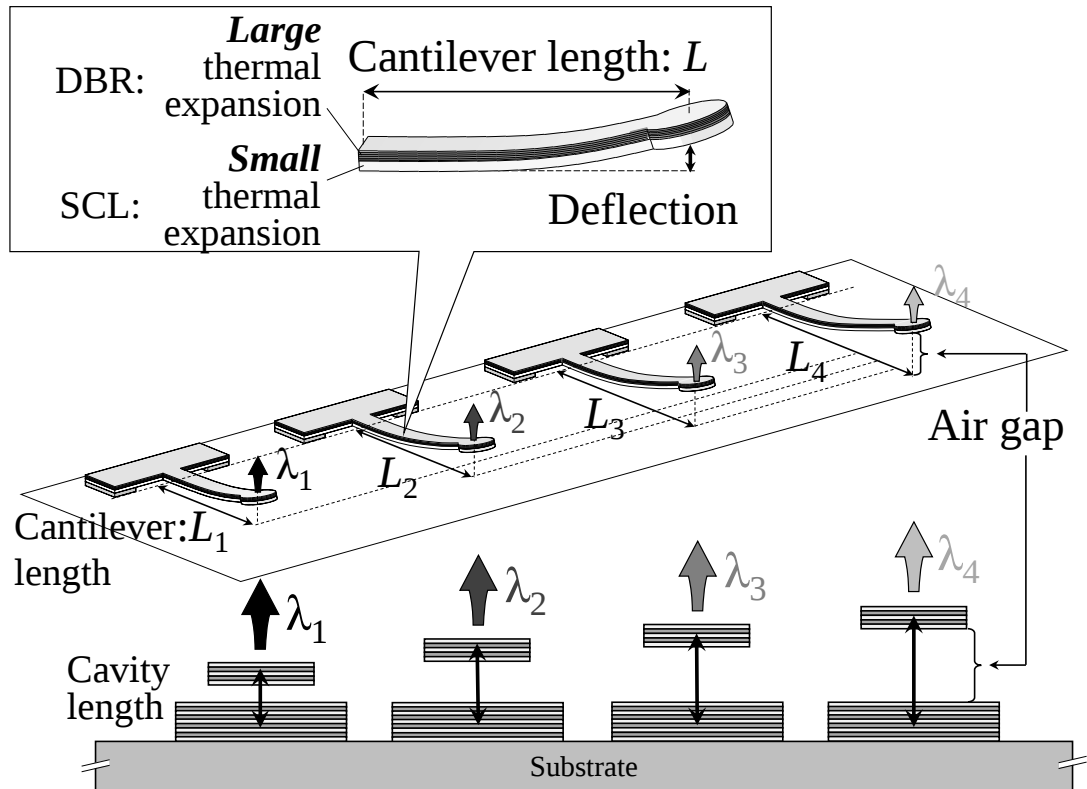


Fig. 2-38. Conceptual illustration of the 4-ch athermal multiple wavelength VCSEL array (not to scale). Each device has an air gap in the cavity whose thickness depends on the cantilever length.

動作原理はアサーマル波長可変素子のものとほぼ同様である。VCSEL の上部反射鏡は格子定数およびその線膨張係数が異なる材料で構成される片持ち梁で保持されている。例えば $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ DBR と $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 歪制御層(strain control layer: SCL)などである。室温における AlGaAs 材料の格子定数は Al 組成を増加させるに伴っ

て増加するので、片持ち梁は室温において上側に反り返っている。その反り返り量は片持ち梁の長さの自乗に比例する。従って、片持ち梁の長さを変えることで、面内で共振器長を制御、すなわち共振波長を制御できることを意味する。我々の素子は半導体/空気界面に Al_xO_y 反射防止層を有しており、界面での反射を抑制することで複合共振器効果を取り除いているので、波長シフト量は直接共振器長変化量に比例する。従って、片持ち梁がフラットな状態からの波長シフト量は次の式で表される。

$$D/\frac{d_{ba}}{L_{eff}}/_0 \quad (2-58)$$

ここで L_{eff} は実効共振器長、 $\delta_{\Delta a}$ は格子定数差による片持ち梁の反り返り量であり、式(2-15)から求められる。これに加えて、波長の熱ドリフトは片持ち梁の熱駆動によって補償することができる。熱駆動量 $\Delta\delta_{\Delta a}/\Delta T$ もやはり片持ち梁の長さの自乗に比例する。従って、適切な片持ち梁長さを選択することで、波長温度係数を減少させることが可能である。この場合、温度係数は次の式で表される。

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right)_{VCSEL} + \frac{1}{L_{eff}} \frac{\Delta\delta_{\Delta a}}{\Delta T} \lambda_0 \quad \dots (2-59)$$

ここで $(\Delta\lambda/\Delta T)_{VCSEL}$ は通常の VCSEL の波長温度係数である。2.2 章で述べたように、片持ち梁の熱駆動はその構造パラメータ、すなわち片持ち梁長さ、各層の厚さ、ヤング率、格子定数、そして線膨張係数に依存するものである。ここでは一例として、18.5 ペアの $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ DBR と 1 波長厚さ(264 nm)の $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ SCL からなる片持ち梁の計算を行う。Fig.2-39 は波長温度係数と波長シフト量を片持ち梁長さの関数として計算したものである。ここでは、線膨張係数差を $\Delta\alpha = 1.2 \text{ ppm/K}$ 、格子定数差を $\Delta a/a = 3.5 \times 10^{-4}$ と仮定して計算した。この特性は、アサーマル条件を満たす片持ち梁長さ L_A によって規格化することで、構造に依存しない一般的なものになる。波長シフト量はトランスファーマトリクス法によって計算したものである。片持ち梁の長さをアサーマ

ル条件 L_A から $\pm 15\%$ 変化させることで、波長温度係数を通常の VCSEL の $1/4$ 以下にとどめながら、 6 nm の波長シフト量が得られると見積もられた。

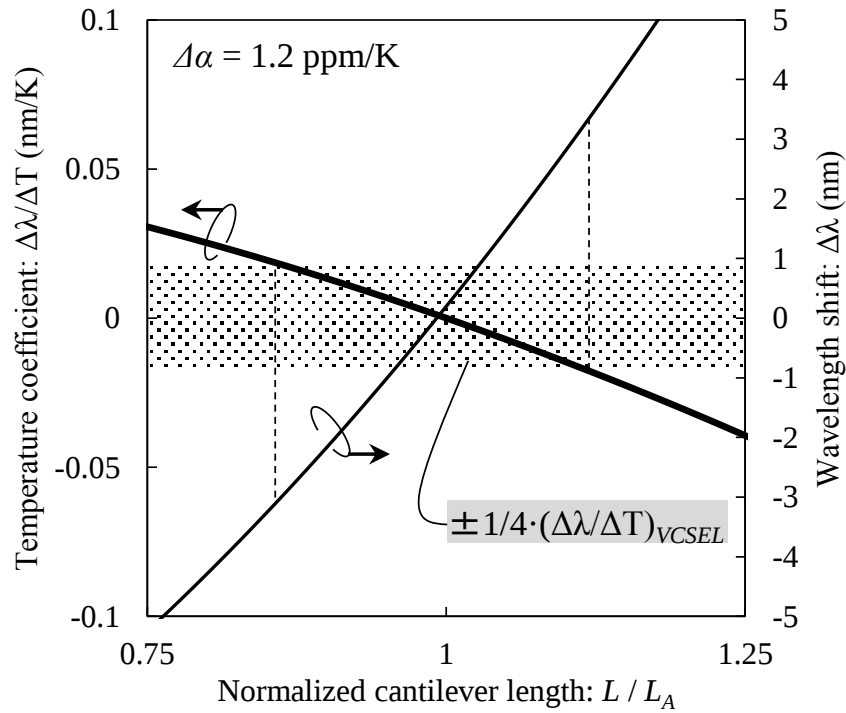


Fig. 2-39. Thermal actuation and deflection as a function of cantilever length.

波長温度係数を $1/10$ に抑制できるアサーマル波長範囲を仮定して、どれだけチャンネルを詰められるか考えよう。いま動作温度範囲が 100 K であると仮定すると、チャンネル同士がその温度変化で重ならないようにしながら詰められるチャンネル数は、Fig.2-40 のように表される。通常の VCSEL で等間隔の多波長アレイができ、波長範囲が 30 nm であるとしても、チャンネル数は 10 nm 間隔の 4 チャンネル程度である。それに対して、温度無依存多波長アレイでは、波長範囲 10 nm であっても 10 チャンネル、波長間隔 20 nm であれば 30 チャンネルまで多波長集積が可能になる。もし 1 つの素子の伝送速度が 10 Gbps であれば、単純計算で 300 Gbps の伝送が可能になる。

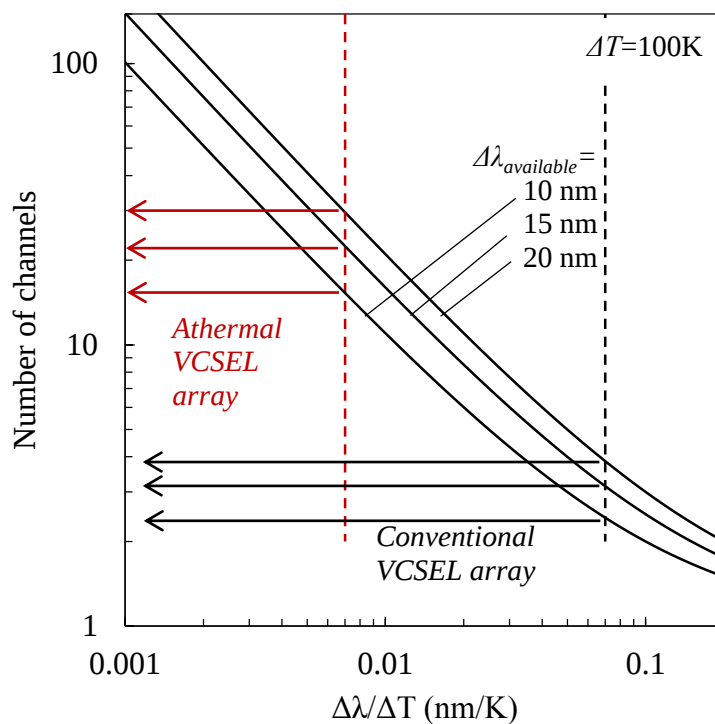


Fig. 2-40. Estimated number of channels of athermal multi-wavelength array.

Fig.2-39 のグラフから分かるように、ハッチング領域に重なる波長可変幅は、熱駆動の温度依存性が片持ち梁の長さに対して緩やかに変化するほど広く取ることができる。つまり、歪制御層の厚さと DBR の厚さの比を大きく取り、温度無依存条件となる片持ち梁の長さを長くすることで、より広い波長可変幅が得られる。

まとめ

この章では、熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの波長及び波長温度係数の制御のための素子構造を提案し、その特性を明らかにした。

1. 熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの動作特性解明

温度無依存の波長可変レーザおよび多波長アレイを設計するにあたって、設計指針を明確にするために、動作特性を解析する数式モデルを導いた。波長温度係数制御に重要であるマイクロマシンの熱駆動と静電力駆動は、片持ち梁の構造に依らない一般化した形で表せることを示した。それに加えて、マイクロマシンの駆動量に対する波長変化量、すなわち波長可変効率を一般化した式で表した。波長可変効率は、エアギャップを含む共振器内のエアギャップと半導体キャビティの界面での反射によって形成される複合共振器効果により非線形になりうることを示した。マイクロマシンの熱駆動は温度変化に対して線形であるので、波長温度無依存化のためには界面の反射を抑制する無反射層（AR 層）が極めて重要であることを指摘した。以上のことから、温度無依存波長範囲、すなわち波長温度係数を通常よりも小さく保ったまま得られる波長可変範囲は、マイクロマシンのスペーサ層厚さと波長可変効率にのみに依存することを示した。ここで導いた数式モデルは構造を一般化した状態であるので、様々な材料系に適用することができる。

2. 波長温度無依存・波長可変面発光レーザの設計

項目1で導いた解析モデルを用いて、波長温度無依存・波長可変面発光レーザの設計を行なった。光インターコネクト用光源モジュールへの応用を目標として、GaAs 系 850 nm 帯の面発光レーザに、AlGaAs DBR と AlGaAs 歪制御層で構成される片持ち梁型マイクロマシンを集積した構造を提案し、設計を行なった。その結果、温度係数を通常の面

発光レーザの 1/10 に保ったまま, 最大 12.8 nm の連続波長可変幅が得られると見積もった. 波長可変幅の最大値は, スペーサ層を 3 μm に厚くすることで, FSR 全域に相当する 37 nm まで拡大できる. この設計はあくまで一例であり, 共振器の構造を変更し波長可変効率を向上させることでさらに拡大できる. 例として上部反射鏡を半導体 DBR から誘電体 DBR に変更したハイブリッド構造の場合の見積もりも行った. DBR の高コントラスト化による短共振器化で波長可変効率を 1.6 倍に増大でき, 温度無依存の波長可変範囲を全エピタキシャル構造の 1.6 倍, FSR を 65 nm にまで拡大できることを示した. この構造では歪制御層を 120 nm の Au にすることで, 片持ち梁の長さを 1/20 まで短尺化できる. それに伴って動作電圧は 1.4 倍になるが, 静電力動作による駆動速度は全半導体片持ち梁の 108 kHz から, その 20 倍にあたる 2 MHz 以上に高速化できることを示した.

3. 波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの設計

さらに, 同様の構造を用いて, 波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの設計を行なった. 項目 1 で示したように, ある温度における片持ち梁の変位量はその長さの 2 乗に比例するので, 素子ごとに片持ち梁の長さを変えることで共振器長を制御し, 多波長アレイを実現できることを示した. さらに, 温度無依存条件に近い片持ち梁の構造にすることで, 多波長かと温度無依存化が同時に実現できることを示した. 長さ 140-154 μm の片持ち梁を集積することで, 波長温度係数を通常の 1/10 以下に抑制しながら, 波長を 12 nm に渡って素子間で制御できると見積もった. その場合, 温度の変化幅を 100K と仮定すると, 10 チャネル集積できると見積もった.

参考文献

- [1] Coldren, L. a., Fish, G. a., Akulova, Y., Barton, J. S., Johansson, L., & Coldren, C. W. (2004). "Tunable Semiconductor Lasers: A Tutorial." *Journal of Lightwave Technology*, 22(1), 193–202.
- [2] C. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 6 978.(2000)
- [3] C. Gierl, T. Gruendl, P. Debernardi, K. Zogal, C. Grasse, H. A. Davani, G. Böhm, S. Jatta, F. Küppers, P. Meißner, M.-C. Amann, "Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning," *Opt. Express* 19, 17336-17343(2011)
- [4] Huang, M. C. Y., Cheng, K. B., Zhou, Y., Pisano, A. P., & Chang-Hasnain, C. J. (2007). Monolithic Integrated Piezoelectric MEMS-Tunable VCSEL. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(2), 374–380.
- [5] Cole, G. D., Bjorlin, E. S., Chen, Q., Chan, C. Y., Wu, S., Wang, C. S., ... Bowers, J. E. (2005). MEMS-tunable vertical-cavity SOAs. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 41(3), 390–407.
- [6] Stoney G G 1909 The tension of metallic films deposited by electrolysis *Proc. R. Soc.* 9 172–5
- [7] Timoshenko, S. (1925). Analysis of bi-metal thermostats. *J. Opt. Soc. Am*, (1), 233–255.
- [8] Chu, S. (1998). Elastic bending of semiconductor wafer revisited and comments on Stoney's equation. *Journal of the Electrochemical Society*, 145(10), 3621–3627.
- [9] Zhang, N.-H., & Chen, J.-Z. (2009). Elastic bending analysis of bilayered beams by an alternative two-variable method. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 28(2), 284–288.
- [10] Dieing, T., & Usher, B. (2003). Wafer curvature in molecular beam epitaxy grown heterostructures. *Physical Review B*, 67(5), 054108.
- [11] Petersen, K. (1978). Dynamic micromechanics on silicon: techniques and devices. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 02(10).
- [12] Wei, L. (2002). Analytical modeling for determination of pull-in voltage for an electrostatic actuated MEMS cantilever beam. ... , 2002. *Proceedings. ICSE ...*, 233–238.
- [13] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, 1995.

第3章

波長温度無依存・波長可変面発光レーザおよび多波長アレイの製作と評価

本章では2章の設計に基づいたデバイスの加工プロセスとその評価結果について述べる。

デバイス加工に関しては本デバイス特有の方法が多く含まれるため、加工条件や注意事項を交えた詳細な説明は補遺において行う。

3.1. デバイス製作

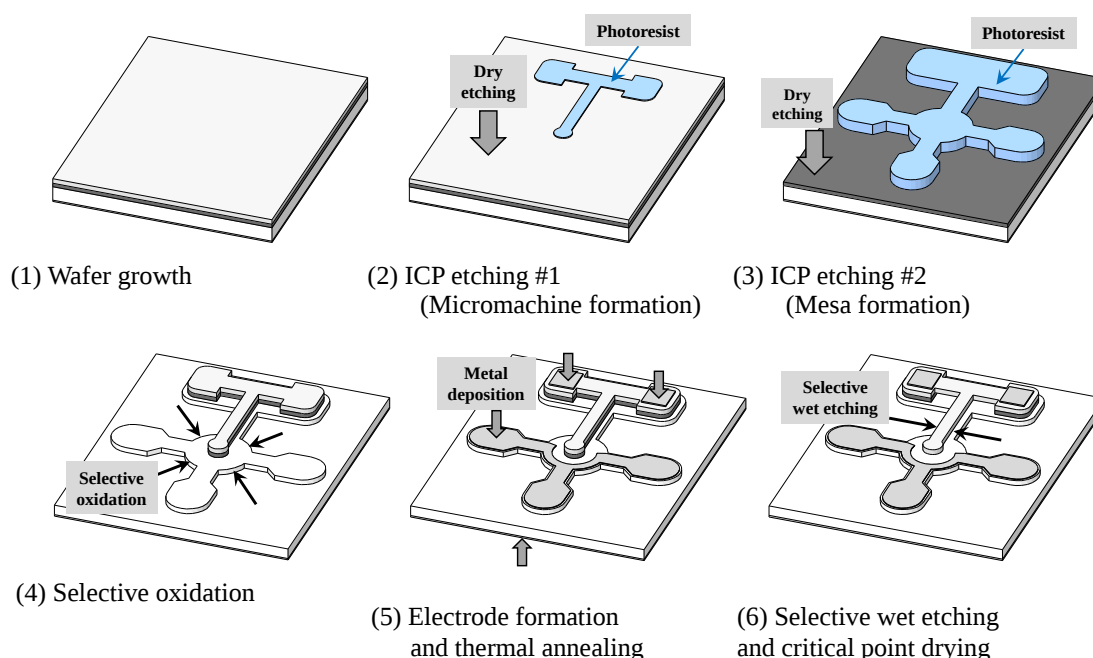


Fig. 3-1. Fabrication process.

【1】結晶成長と RF-sputtering による SiO₂ 保護膜の製膜

【2】Inductive coupled plasma(ICP)エッチングによるマイクロマシン構造の形成

【3】ICP エッチングによる酸化狭窄用メサの形成

【4】450~500℃の水蒸気雰囲気による高アルミ組成層の選択酸化。この際、酸化レートの違いを利用して酸化狭窄と低反射膜層(AR 層)を同時に形成する。

【5】メサ表面の GaAs 犠牲層の選択ウェットエッチングおよび AR 層のエッチングによるコンタクト層の露出。抵抗加熱蒸着方式による金属電極の真空蒸着。

【6】クエン酸系エッチャントによる GaAs 犠牲層の選択ウェットエッチングを用いたマイクロマシン反射鏡のリリース。超臨界乾燥法によるサンプルの乾燥。

1. ICP エッチングによる片持ち梁，酸化狭窄用メサの形成

ICP エッチングにより，片持ち梁と酸化用のメサを形成する。

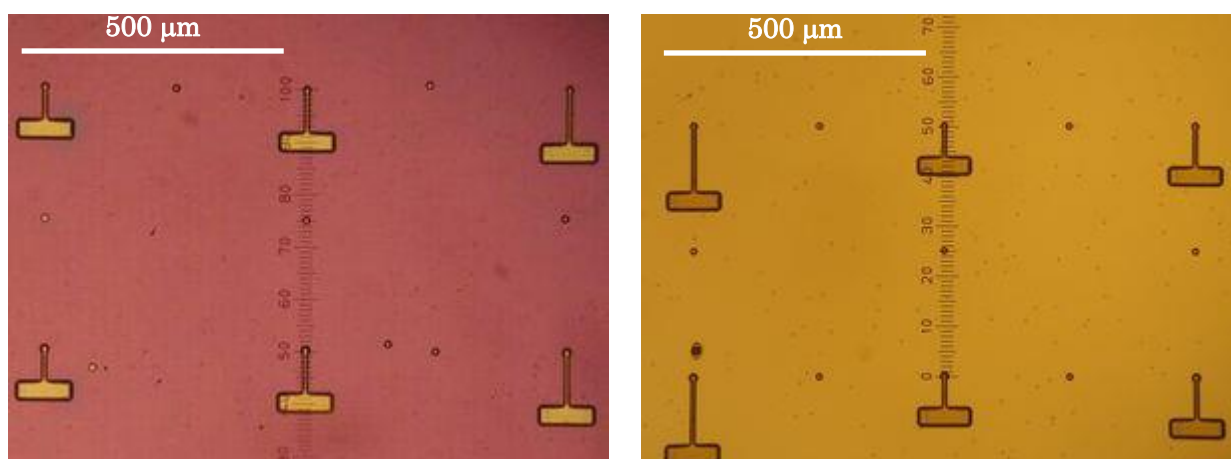
(1) フォトリソグラフィによる片持ち梁のパターニング

Table 3.1 Detailed process of lithography for cantilever forming.

プロセス名	詳細
OAP のスピコート	4000rpm ベイク 100°C60 秒.
AZ5200NJ のスピコート	4000rpm ベイク 100°C90 秒.
露光	7.5 秒.
現像	NMD-W 現像液 90 秒.
ポストベイク	120°C90 秒.

(2) BHF による SiO₂ 層のエッチング

ウェハ表面に予めスパッタリングしてある SiO₂ は ICP エッチングに対して耐性を持つため、片持ち梁の領域を除いて全て除去しておく必要がある。エッチングには BHF 溶液 (NH₄F/HF/H₂O) を用いる。エッチング前後の光学顕微鏡写真を Fig.3-2 に示す。なお、SiO₂ が完全に除去できていない場合、ICP エッチング後の表面状態が劣悪になり、次のステップである GaAs 犠牲層の縦方向エッチングが全く進行しなくなる。



(a) Before BHF etching.

(b) After BHF etching 50 seconds.

Fig. 3-2. Micrographs of photoresist patterns for cantilever forming by ICP etching. SiO₂ layer must be etched completely by BHF as SiO₂ has resistance to ICP etching.

(3) ICP エッチングによる片持ち梁の形成

GaAs 犠牲層の途中までエッチングする。

(4) フォトレジストの除去

ICP 後のフォトレジストは、熱により硬化した結果非常に剥離しにくい状態になっている。65°Cのリムーバ PG 剥離液に 10 時間以上漬けても剥離できない場合は、より強力な 502A 剥離液で剥離する。

(5) (1)~(4)と同様の手順で、酸化用のメサを形成

ICP エッチングにより形成したメサの顕微鏡写真を、Fig. 3-3 に示す。メサ形成の場合は、下部 DBR 4 ペアの深さまでエッチングする。これにより、AlAs 選択酸化による酸化アパチャーのサイズのばらつきを抑制できる。

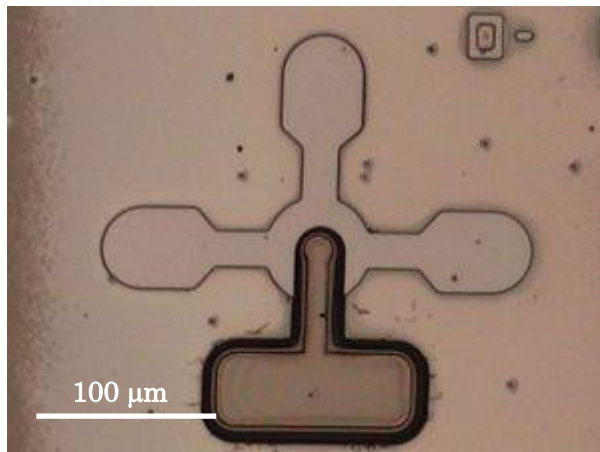


Fig. 3-3. A micrograph of formed mesa by ICP etching. The cantilever is covered with AZ photo-resist for next step.

2. AR 層の露出，酸化プロセス，電極の蒸着とリフトオフ

$\text{H}_2\text{O}/\text{N}_2$ 雰囲気下での $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 層の選択酸化により，AR 層と酸化狭窄を形成する。

(1) メサ表面の GaAs 犠牲層のエッチング

クエン酸エッチャントによりメサ表面の GaAs 犠牲層をエッチングし， $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 層を露出させる。クエン酸エッチャントの混合比を Table 4.2 に示す。

ただし ICP エッチングによるメサ形成後，GaAs 犠牲層の表面は何らかのダメージを受けており，クエン酸エッチャントに対する耐性を示す場合がある。その対策は現在のところ，次の 2 通りの方法が考えられる。

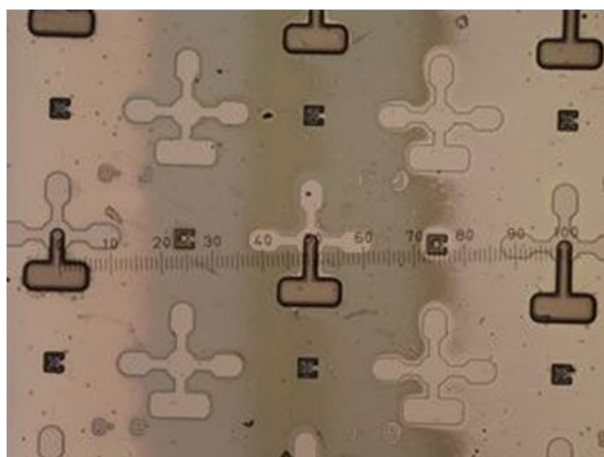
① 硫酸溶液@室温で GaAs 犠牲層表面をエッチング後，クエン酸エッチャント@室温でエッチング

② クエン酸エッチャント@40℃でエッチング

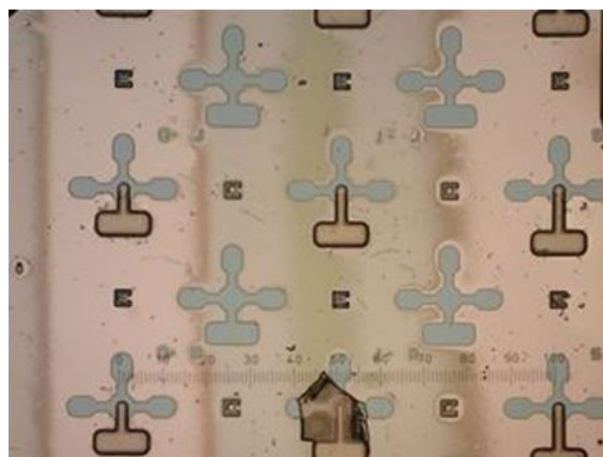
クエン酸エッチャントのエッチングレートは温度に強く依存し，40℃におけるレートは室温でのレートの 5 倍程度にまで上昇する。このため GaAs 犠牲層表面が何らかのエッチング耐性を示した場合でも，正常にエッチングが進行することが確認できている。しかし高レートゆえエッチングの制御性が悪く，過度にエッチングが進行し，別のアルミ組成の低い AlGaAs 層に意図しない横方向のエッチングが進んでしまう危険性がある。Fig.3-5 は，過剰なエッチングによりコンタクト層($\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$)，または活性層(GaAs)に横方向のエッチングが進行した素子の SEM 写真である。AR 層($\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$)の表面は自然酸化され Al_xO_y となると体積が収縮するので，反り返っていることが分かる。

Table 4.2 Condition of Citric acid etchant.

Compound	Mixing ratio
$C_6H_8O_7:H_2O$	1:1 in weight
NH_3	Adjust pH to 6.5
H_2O_2	1/5 in volume



(a) Before etching



(b) After 120 seconds

Fig. 3-4. Etching of GaAs sacrificial layer with CA etchant for forming AR layer by oxidation. $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ layer is exposed completely after etching.

(2) アンモニア水溶液による自然酸化膜除去

(3) 酸化プロセス

酸化装置により、 H_2O/N_2 雰囲気下で $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ の選択酸化を行う。酸化レートはウェハによってばらつきがあるので、その都度ダミーを酸化しレートを見積もる必要がある。酸化後の素子を赤外顕微鏡と光学顕微鏡で観察した写真を Fig. 3-7 に示す。酸化されていないアパチャー部分は赤外顕微鏡画像では黒い領域として見える。

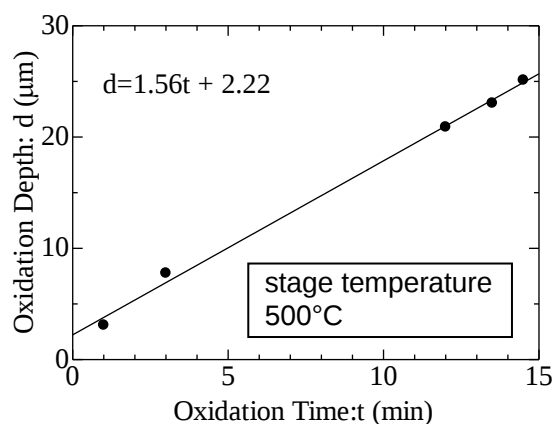
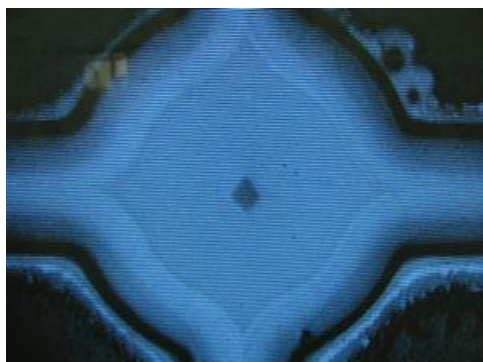
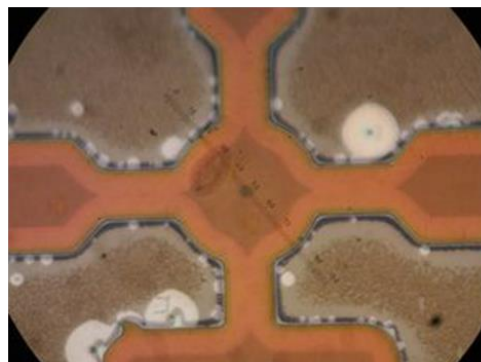


Fig. 3-6. Oxidation rate is estimated by plotting oxidized distance versus oxidation time. “t” is defined as the time elapsed from the stage heating, so a certain

amount of oxidation has progressed, which is indicated in the graph as d-intercept.



(a) Infrared micrograph.



(b) Optical micrograph.

Fig. 3-7. Micrographs of dummy mesas after oxidation. An oxide-aperture is seen in the center of the mesa.

3. 電極の蒸着とリフトオフ

メサ表面に蒸着した電極の顕微鏡写真を Fig. 3-8 に示す。フォトレジストにより電極領域以外を保護し、電極蒸着後リフトオフすることで電極を形成する。

Table 4.3 Detailed process of electrode deposition.

プロセス名	詳細
AZ スピンコート	2500 rpm
プリベイク	100°C90 秒
露光	10 秒
現像	90 秒
ポストベイク	120°C90 秒
電極領域の AR 層除去	BHF 70 秒
n 側電極の蒸着	Ni, Au, Ge
リフトオフ	リムーバ PG 数時間
p 側電極の蒸着	Au, Zn, Au
アニール	450°C5 秒, 420°C2 分

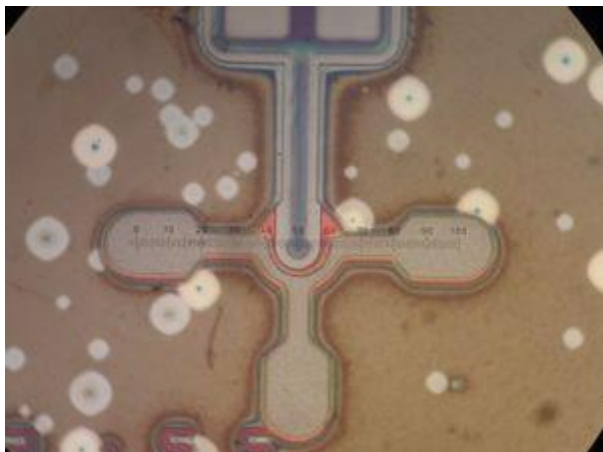


Fig. 3-8. A micrograph of a device after electrode deposition and lift-off.

4. 片持ち梁のリリース

片持ち梁直下の GaAs 犠牲層の横方向エッチングにより、片持ち梁をリリースする。リリース後、サンプルを液中から引き上げる際には、溶液の表面張力によって片持ち梁がメサに付着してしまう現象が見られる。これを防ぐため、リリースの最終段階では表面張力の小さい溶液中にある状態で、溶液を揮発させサンプルを空气中に露出させる必要がある。リリース後の片持ち梁の SEM 写真を Fig. 4.7 に示す。片持ち梁直下の GaAs 犠牲層がエッチングされることでエアギャップが形成され、土台部分のみが束縛された構造になっていることが分かる。

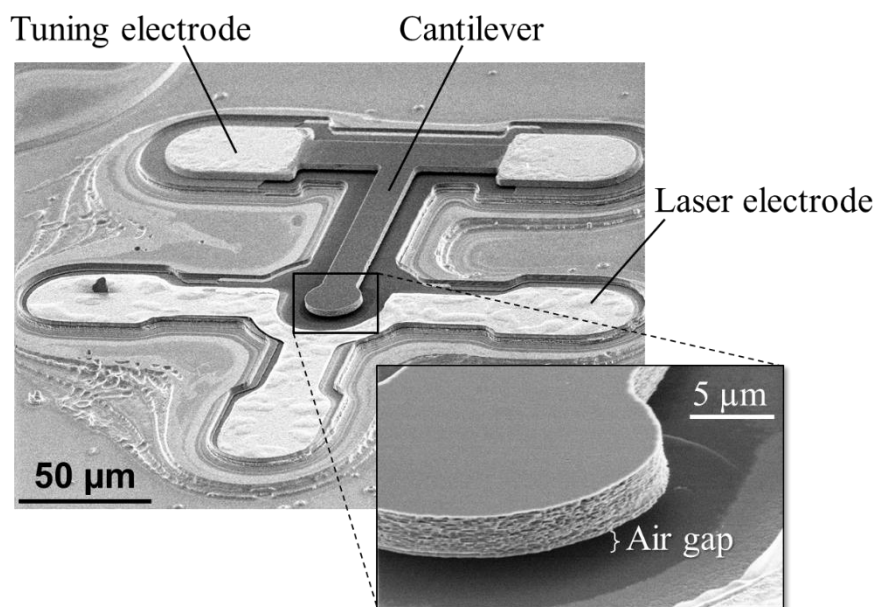


Fig. 3-10. Scanning electron microscope image of the fabricated device.

3.2. 波長温度無依存・波長可変面発光レーザの評価

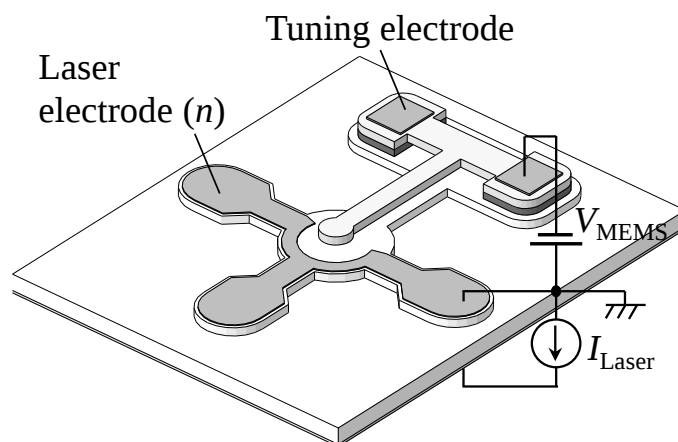


Fig. 3-11. Schematic of the athermal and electrostatic tunable VCSEL.

Fig.3-11 に示したように、マイクロマシンのチューニング電極とレーザの n 電極の間に低電圧を印加することで、波長掃引特性を測定した。測定した素子のカンチレバー長は $126\ \mu\text{m}$ と $160\ \mu\text{m}$ である。レーザの注入電流は一定に固定することで素子の自己発熱の変動による波長変動を抑制し、素子を設置したステージの温度は thermo-electric cooler (TEC) によって安定化させた。光出力はマルチモードファイバ (MMF) に直接結合させ、光スペクトルアナライザによってスペクトルを測定した。

3.2.1. 静電力による波長可変特性

印加電圧ごとの発光スペクトルを Fig.3-12 に示す。いずれの素子も、印可電圧を増加させるに伴って波長はブルーシフトしている。電圧を印加した状態での波長はよく安定しており、波長の振動に起因するスペクトルの線幅の極端な広がりなどは見られなかった。片持ち梁長さ $160\ \mu\text{m}$ の素子では、酸化狭窄によって横高次モードが十分に抑圧されており、波長 $860\ \text{nm}$ から $840\ \text{nm}$ まで $30\ \text{dB}$ 以上のサイドモード抑圧比 (Side-mode suppression ratio: SMSR) が得られている。それに対して長さ $126\ \mu\text{m}$ の素子では酸化狭窄が $5\ \mu\text{m}$ 程度と大きく、高次モードに十分な損失を与えられなかったため、部分的

にマルチモード発振している。SMSR は 830 nm から 841 nm に渡って 30 dB 以上を確保できている。長波側で SMSR が悪化しているが、これは量子井戸の利得スペクトルの、バンド端の長波側における急激な落ち込みが原因であると考えられる。その結果、横高次モードと基本モードの net gain の差が不十分になり、十分な抑圧ができていない。以上の問題は単純に、酸化狭窄径を 3 μm 程度に絞り込み横単一モード化することで解決できる。

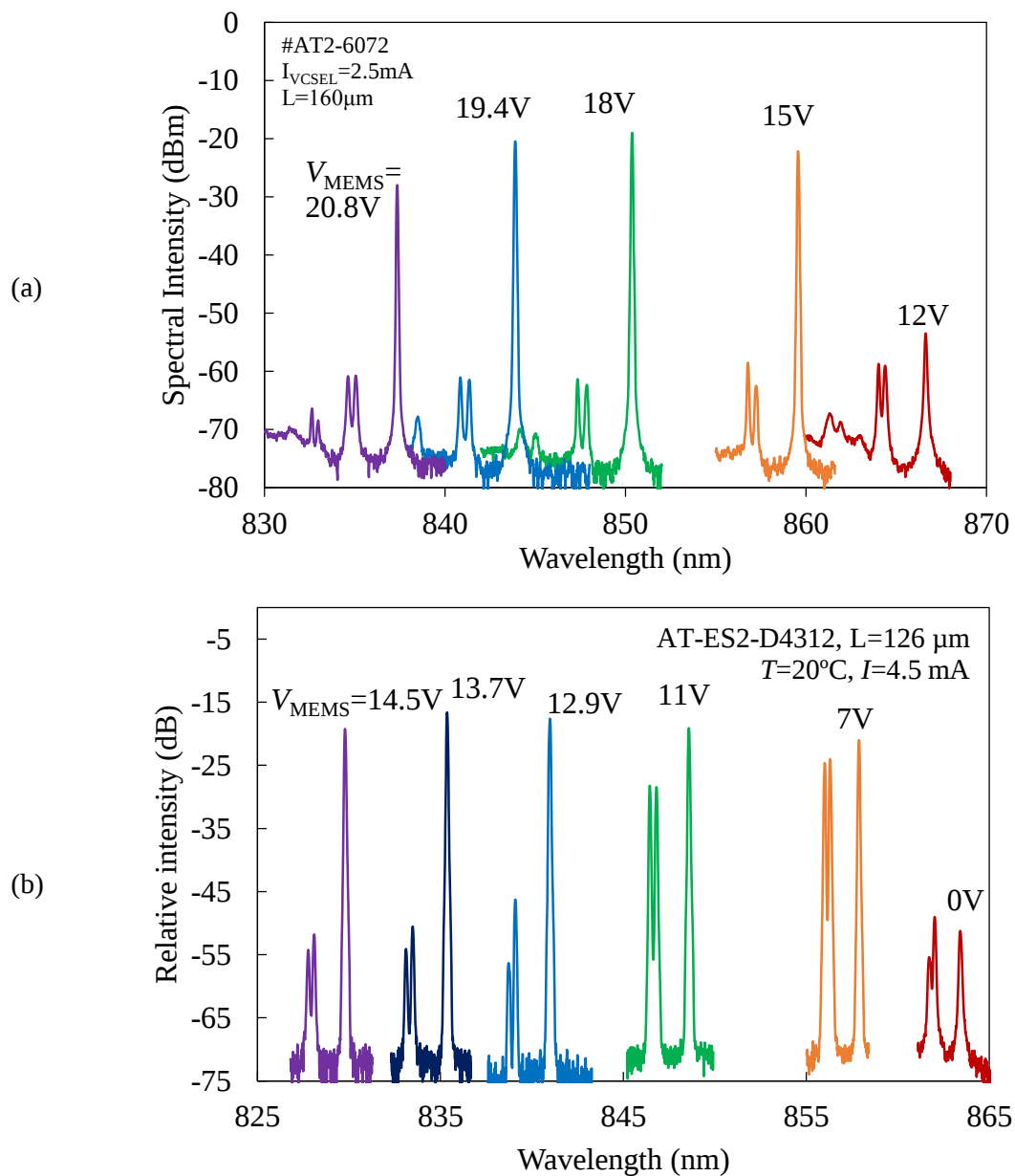


Fig. 3-12. Emission spectra at different applied voltages at 20 °C.

それぞれの素子の波長を印加電圧の関数として Fig.3-13 に示す. 126 μm の素子では 14.5V の印加電圧で波長 863.4 nm から 829.8 nm までの 33.6 nm, 160 μm の素子では 20.8V の印加電圧で波長 876.7 nm から 840.2 nm までの 36.5 nm の連続波長掃引が得られた. なお, 電圧を印加していない状態での波長が異なるのは, 片持ち梁の長さが長いほどその反り返り量が大きく, 共振器長が長くなっているからである. その結果, 126 μm の素子の方がプルイン電圧が低く, 160 μm の素子よりも低い電圧で広い波長可変幅が得られている. グラフ中に破線で示した理論値は, この反り返り量の違いによる初期エアギャップ厚さを考慮して計算したものであり, 測定値とよく一致している. ただし理論値の波長の絶対値は, 電圧を印加しない状態の波長をシフトさせてフィッティングしたものであるので, 議論できるのは印加電圧に対する波長のシフト量だけである.

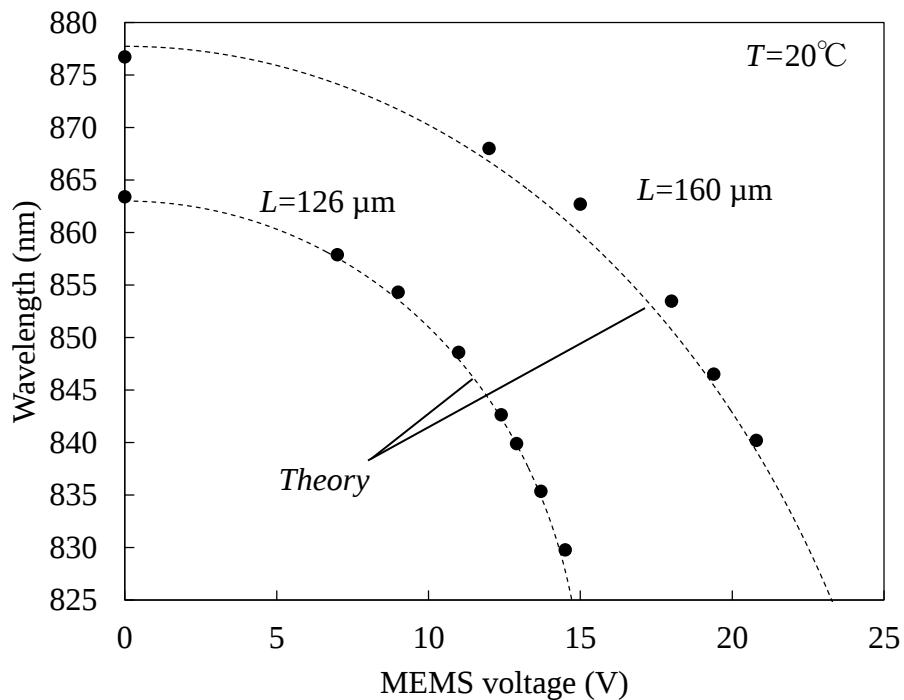


Fig. 3-13. Electrostatic wavelength tuning characteristics.

次に閾値の波長依存性を確認するため, 静電力によって波長を掃引した状態での光出力-電流特性 (L - I 特性) を測定した. Fig.3-14 は片持ち梁長さ 126 μm の素子の, ステー

ジ温度 20°C における動作波長ごとの L - I 特性と電圧-電流特性 (V - I 特性) である。例として 831.8 nm, 840.6 nm, 852.0 nm の約 20 nm の範囲のデータを示した。出力光をレンズ系で集光し、フォトディテクタによって光出力を測定した。閾値電流はこの波長範囲では 1.5 mA から 1.9 mA で大きく変動していない。20°C においては熱飽和点は 6 mA よりも大きな電流値で起きる。光出力は 6 mA において 1.4–1.8 mW であった。

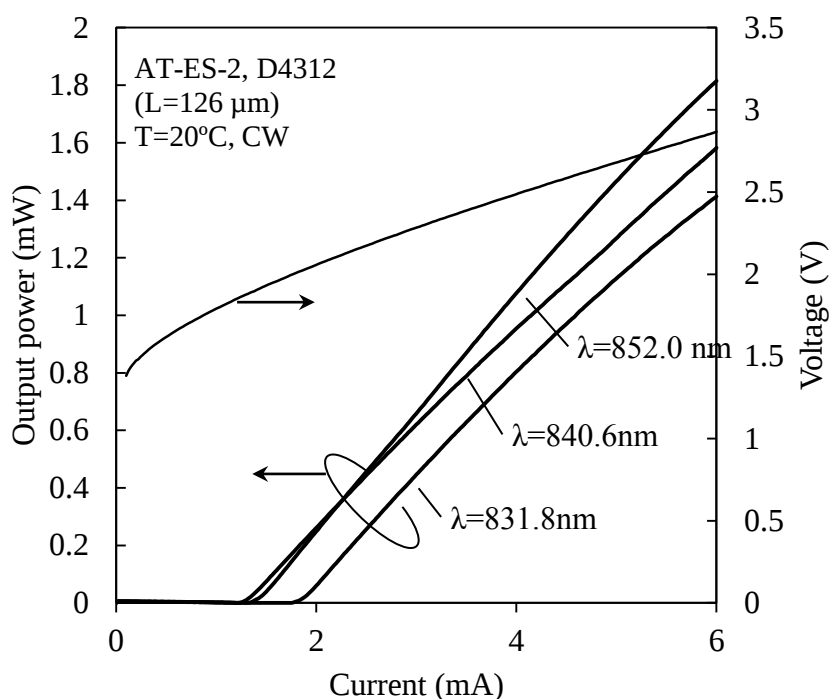


Fig. 3-14. L-I-V characteristics at different operation wavelength.

この L - I 特性のデータから、波長ごとの閾値電流を抽出し、Fig.3-15 に示した。閾値電流は 844 nm で最小となり、この波長から離れるほど高くなる。波長 827 nm から 859.5 nm の 32.5 nm という広い範囲でレーザ発振が得られた。長波側は短波側に比べて急激な閾値の上昇が見られるのは、ミラー損失は設計中心波長を中心におおよそ左右対称になるので、利得の低下が原因であると考えられる。測定した閾値電流のデータは 20°C のものだけであるが、このデータからは共振器損失が最小となる波長と利得ピークが、20°C において既にほぼ一致していることが伺える。共振波長の温度依存性は波長温度

無依存レーザにおいてはほぼ 0 nm/K , それに対して利得ピークは GaAs 量子井戸のバンドギャップの温度依存性からおよそ 0.3 nm/K であるので, 温度が上昇するに伴って両者の離調は大きくなる一方である. 従って閾値の温度特性を改善するためには, 波長可変幅を損ねない範囲で利得ピークを相対的に短波長側に位置するよう設計し, オフセットを大きくとるべきである.

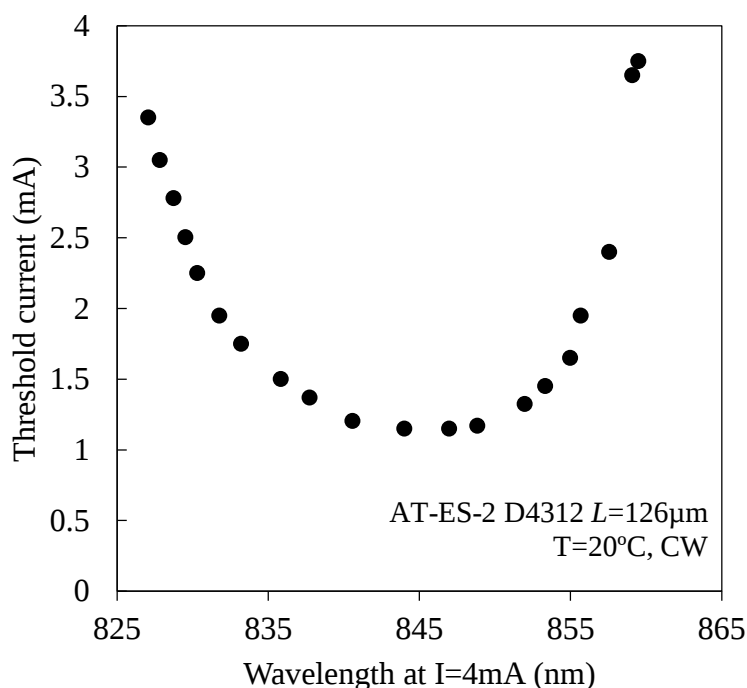


Fig. 3-15. Threshold current as a function of the operation wavelength.

3.2.2. 波長温度係数の電圧依存性

次に, 動作波長ごとの波長温度係数を測定するために, 電圧を印加し波長を変化させた状態で, 異なるステージ温度における波長を測定した. Fig.3-16 は, 20°C と 50°C における波長を印加電圧の関数としてプロットしたものである.

$L=160 \mu\text{m}$ の素子では, いずれの印加電圧においても 20°C の方が 50°C よりも長波側にあることが分かる. これは片持ち梁の熱駆動による波長シフトに相当するものであり, $L=160 \mu\text{m}$ の場合では温度上昇による面発光レーザの波長シフトを補償するには熱駆動

量が過剰であったため、波長の温度係数が負になっていることが分かる．それに対して $126\text{ }\mu\text{m}$ の素子では、電圧を印加していない状態では 20°C の方が長波側にあるが、印可電圧を増加させてゆくに連れて、あるポイントでその関係が逆転している．これはまさに、第2章で議論した温度係数の温度依存性を明確に表す証拠である．すなわち、温度上昇によって片持ち梁が熱駆動しエアギャップが短尺化するが、片持ち梁にかかる静電力の量はエアギャップの厚さの-2乗、印可電圧の2乗に比例するため、印可電圧が大きいほど駆動量が大きくなり、波長シフト量が大きくなる．その結果、電圧を印加していない状態では熱駆動の補償が不足しているため温度係数が正であるが、電圧を増加させると温度係数が減少してゆき、ある電圧において温度係数が負に転じる．

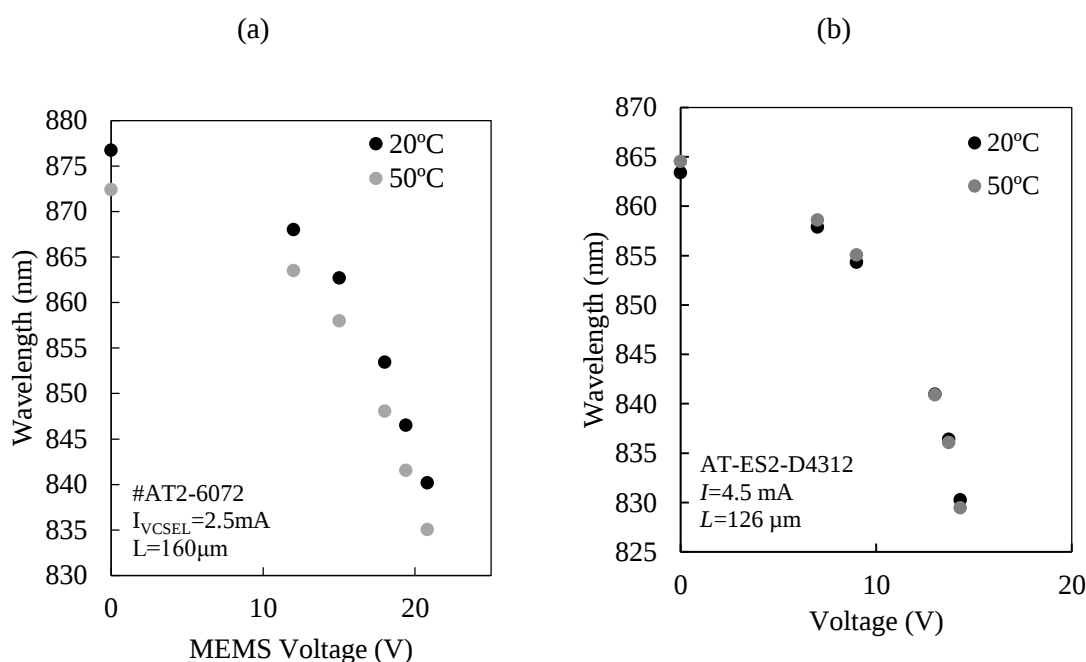


Fig. 3-16. Electrostatic wavelength tuning characteristics at 20 and 50 °C.

この現象をより詳細に見るため、Fig.3-17に静電力駆動で波長を掃引した状態での波長をステージ温度の関数として示した．破線は波長を最小二乗法で線形フィッティングしたものであり、このグラフの傾きから波長温度係数を求めた．いずれの素子でも波長は温度変化に対して線形にシフトしていることが分かる． $L=160\text{ }\mu\text{m}$ の素子では、電圧

を印加しない状態で波長温度係数は負の -0.14 nm/K であり、電圧を増加させるに伴って温度係数はさらに負にシフトしている。それに対して $L=126 \mu\text{m}$ の素子では、電圧を印加しない状態で温度係数が正であり、電圧を増加させるに伴って温度係数はゼロに近づいてゆき、 $11.5 - 13.0 \text{ V}$ 付近ではほぼゼロ温度係数となっている。この値は通常の面発光レーザよりも11.9から43.8倍小さい。

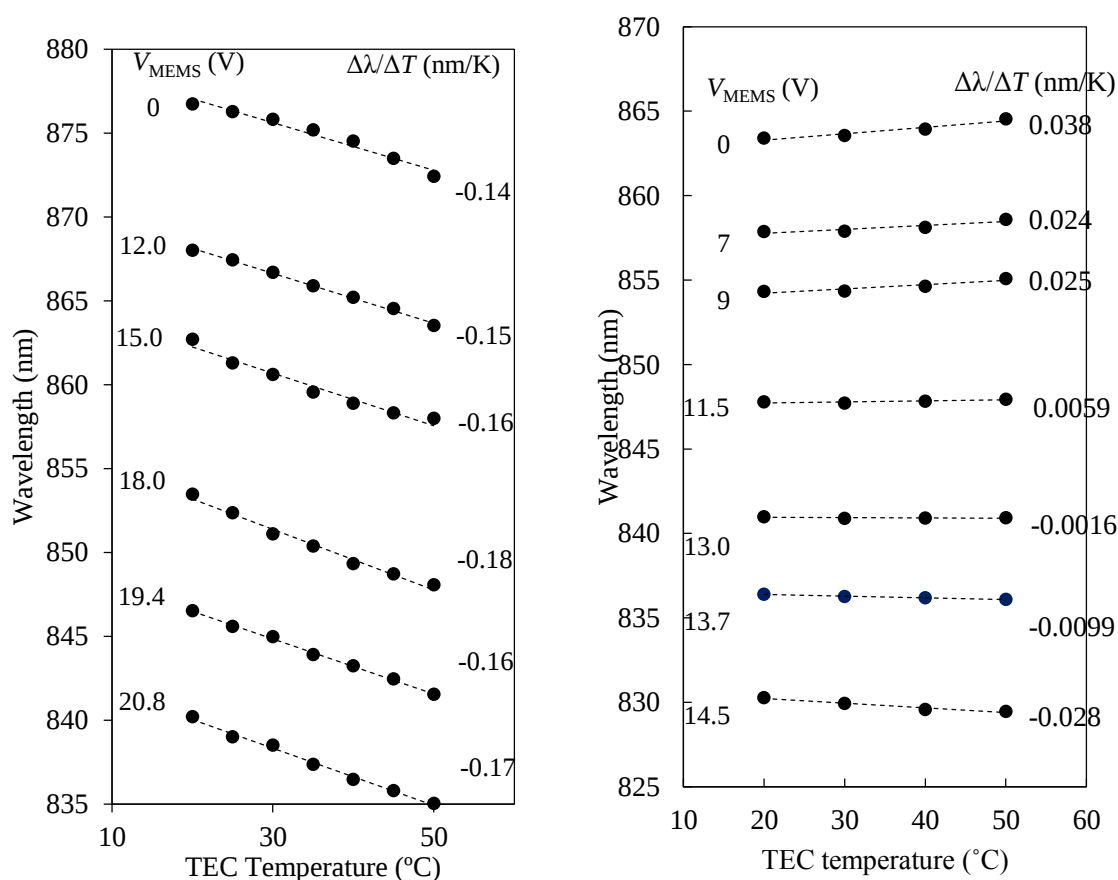


Fig. 3-17. Peak wavelength as a function of TEC temperature under electrostatic wavelength tuning.

Fig.3-18 に波長温度係数を印加電圧の関数として示した。

破線の理論値は静電力駆動の温度依存性を考慮して計算したものであり、測定値とよく一致しており、解析モデルの妥当性を示している。静電力駆動はプルイン電圧に近づくほど熱駆動によるエアギャップ長変化に敏感になるので、温度係数はプルイン電圧に近づくほど大きく変化する。電圧を印加していない状態でフラットな片持ち梁であれば、

片持ち梁が長いほどプルイン電圧は低くなる。しかし素子の片持ち梁は熱応力によって上側に反り返っているため、 $L=160\text{ }\mu\text{m}$ の素子の方が電圧無印加時の反り返り量が大きく、プルイン電圧が高くなっている。

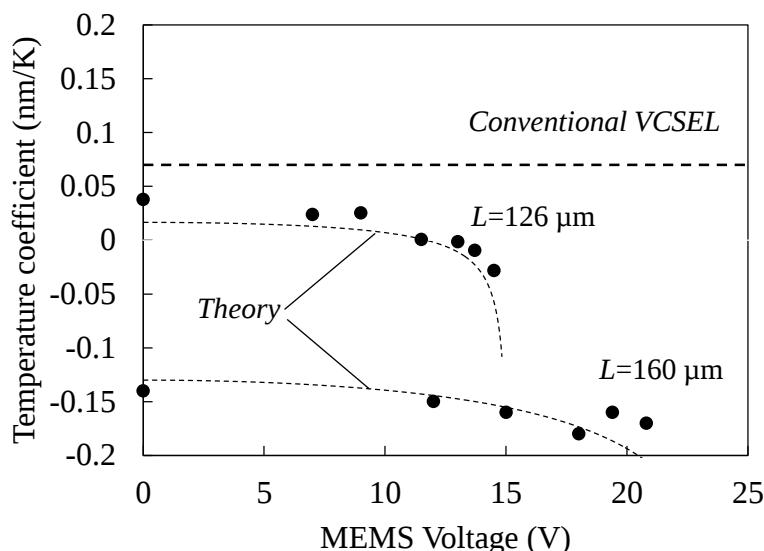


Fig. 3-18. Temperature dependence of the wavelength as a function of applied voltage.

次に、 $L=126\text{ }\mu\text{m}$ の素子について動作波長と波長温度係数の関係を Fig.3-19 に示した。すべての動作波長において温度係数は通常の面発光レーザのものよりも小さな値に抑制されている。特に印加電圧 11.5 – 13.7V においてはほぼ完全なアサーマル動作に成功しており、836.39-847.78 nm の約 10 nm に渡って波長温度係数は通常の VCSEL よりも 7.1 倍から 43.8 倍小さな 0.0059 ~ -0.0099 nm/K に抑制されている。この動作範囲における温度ごとの発光スペクトルを Fig.3-20 に示す。温度が 30°C 変化しているにもかかわらず、波長シフト量は最大でも印加電圧 13.7V における 0.3 nm であった。この結果は波長のアサーマル化と波長可変動作の両立を明確に示すものである。

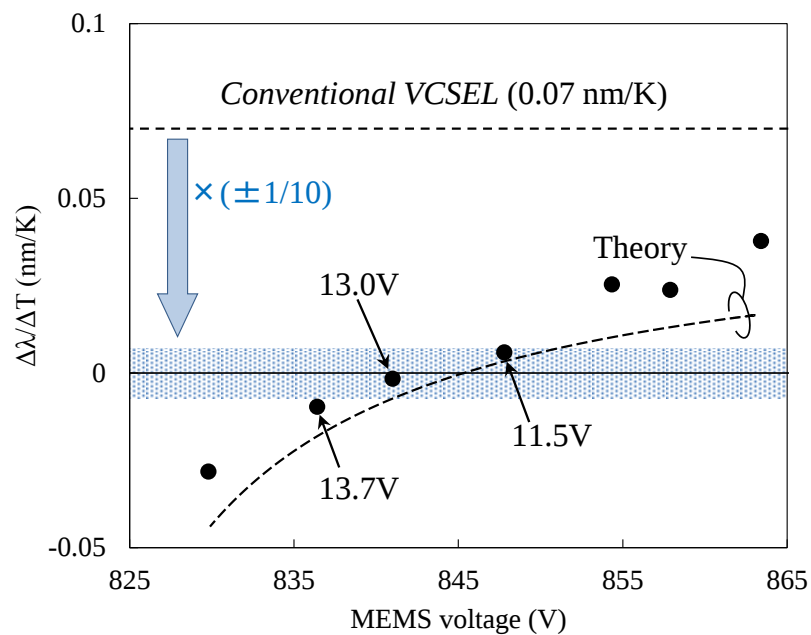


Fig. 3-19. Temperature coefficient versus operation wavelength.

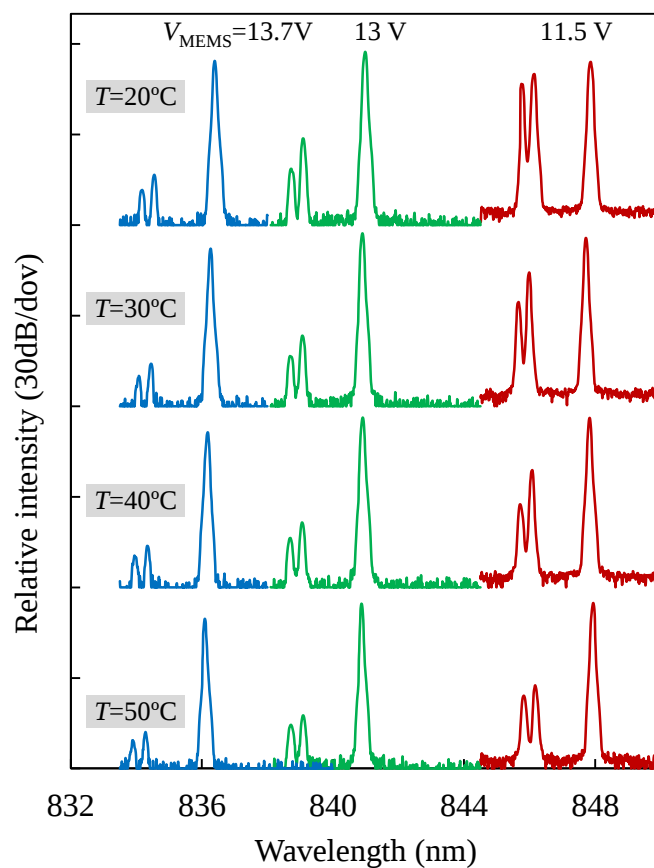


Fig. 3-20. Emission spectra at different temperatures under electrostatic wavelength tuning.

3.2.3. 低温度係数の波長可変範囲の拡大に向けた方針

現在の設計における，波長温度係数を小さく保ちながら得られる波長可変幅（以下アサーマル波長可変幅）の限界を決める要因と，さらに範囲を拡大するための方針を考えよう．2章の設計で述べたように，温度係数を通常の $\pm A$ 倍小さく保つ条件を考えた場合，アサーマル波長範囲は次の式で表される．

$$-2A \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right)_{\text{VCSEL}} \bigg/ \gamma_\phi \frac{\partial\lambda}{\partial L} \leq \frac{\partial\delta_E}{\partial T} \leq 0 \quad \dots (3-1)$$

$$\Delta\lambda_{\text{athermalmax}} = \gamma_\phi \frac{\partial\lambda}{\partial L} \times \delta_{E,\text{max}} \times g_0 \quad \dots (3-2)$$

式(3-1)が波長温度係数の拘束条件から導かれる静電力駆動の温度係数の範囲であり，この不等式から許される規格化静電力駆動範囲 $\delta_{E,\text{max}}$ が決まるのであった．すなわち，アサーマル波長範囲は片持ち梁の長さや層構造，幅などには依存せず，波長可変効率 $\gamma_\phi \cdot \partial\lambda/\partial L$ と初期エアギャップ厚さ g_0 にのみによって決まる．初期エアギャップ依存性は，Fig.3-10の実験値からも読み取ることができる．つまり，初期エアギャップが大きくプルイン電圧が高いほど，印可電圧に対する波長温度係数の変化量が緩やかであるため，電圧無印加時の温度係数の絶対値を僅かに正に設計しておけば， $\pm A$ 倍の温度係数に収まる印加電圧の範囲を広く取ることができる．

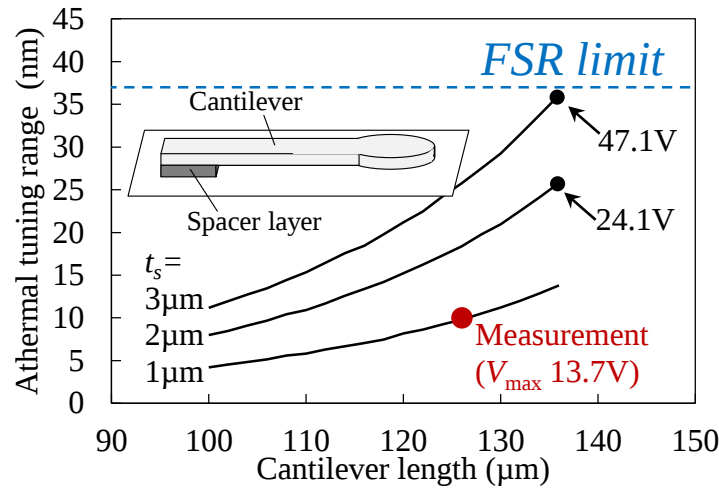


Fig. 3-21. Athermal wavelength range as a function of cantilever length for different spacer layer thickness.

Fig.3-21 は、温度係数を $\pm 1/10$ 倍に留める条件で、現在の構造においてスペーサ層の厚さを変えた場合のアサーマル波長範囲を計算したものである。この計算は屈折率の波長分散を考慮したトランスファーマトリクス法によって求めたものである。式(3-2)はグラフの最大値との差異がわずかに見られる。解析式は波長可変効率がエアギャップ長変化に対して常に一定であるという仮定から導いたものである。しかし実際には、DBRの分散、すなわちストップバンド端付近で浸みだし長が長くなり波長可変効率が低下することと、また Al_2O_3 単層 AR の有効なスペクトル幅も有限であることなどが影響して、波長掃引特性のリニアリティの変化が生じ、それが原因で解析式からわずかに異なる値となっている。

グラフは横軸を片持ち梁長さとしているが、それぞれの長さにおいて歪制御層厚さと半導体 DBR の厚さの比を適切に決め、電圧無印加時に温度係数がちょうど $+1/10$ 倍になるような条件で計算している。すなわち、それぞれの片持ち梁長さにおいて波長範囲が最大となる条件である。現在の設計ではスペーサ層は約 $1\ \mu\text{m}$ であり、アサーマル波長範囲は約 $10\ \text{nm}$ であった。理論値と比較的近い値になっていることが分かり、ほぼ最適条件に近い値であったことが分かる。スペーサ層の厚さを厚くしてゆくと、さらにアサーマル波長範囲を拡大できる。たとえばスペーサ層を $2\ \mu\text{m}$ に厚くすれば $L=136\ \mu\text{m}$ では $\Delta\lambda_{\text{athermal,max}}=25.8\ \text{nm}$ まで、スペーサ層 $3\ \mu\text{m}$ では FSR 全域に相当する $37\ \text{nm}$ にまで拡大できる。しかし当然ながら、必要な駆動電圧はエアギャップの $3/2$ 乗に比例して大きくなり、スペーサ層 $2\ \mu\text{m}$ では 24.1V 、 $3\ \mu\text{m}$ に至っては 47.1V もの高電圧が必要になる。

式(3-2)は、波長可変効率を向上させることがアサーマル波長範囲を拡大するためのもう一つの方法であることを示している。波長可変効率は式(2.41)から

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\gamma_{\phi} \Delta L_g}{L_{p,\text{bottom}} + L_{sc} + \gamma_{\phi} (L_g + L_{p,\text{top}})} \quad \dots (3-3)$$

であったから、分子のエアギャップ長変化量と分母が表す共振器長の比を小さくすることが有効である。すなわち、浸みだしの短い高コントラストの DBR を導入することが有効である。そこで一例として、上部反射鏡（片持ち梁）を誘電体 DBR に変更した構造を考えてみよう。ここでは今回製作した構造をモノリシック構造、上部反射鏡を誘電体 DBR にした構造をハイブリッド構造と呼ぶ。

● 波長可変効率と FSR

モノリシック構造の波長可変効率は 0.096、ハイブリッド構造の波長可変効率は Fig.2-30 から 0.154 であるから、モノリシック構造よりもアサーマル波長範囲を $0.154/0.096=1.6$ 倍拡大できる。モノリシック構造の場合はスペーサ層厚さを 1,2,3 μm とするとアサーマル波長範囲は 13.8, 25.8, 37 nm であったから、ハイブリッド構造に変更することでその 1.6 倍の 22.1, 41.3, 59.2 nm にまで拡大できる。スペーサ層を厚くすることで拡大できるが、最大値は FSR によって制限されるから、Fig.2-25 から 64.8 nm であることが分かる。

● 片持ち梁の熱駆動・静電力駆動の設計

構造を変更したことで動作電圧がどれだけ変わるかも重要である。モノリシック構造の場合は、半導体片持ち梁の平均ヤング率はおおよそ 84 GPa である。誘電体は $\text{SiO}_2=92 \text{ GPa}$ [1], $\text{TiO}_2=73 \text{ GPa}$ [2]であるので、6.5 ペア (Fig.2-19 より反射率>99.5%) の厚さの重みづけ平均ヤング率は 85 GPa であり、モノリシック構造とほとんど変わらない。6.5 ペアの $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ DBR の厚さは 1.2 μm であり、半導体の場合の 2.6 μm に比べて半分以下の厚さで済む。片持ち梁の熱駆動は、波長可変効率 0.154 と(式 2.47)から、 -0.41 nm/K にすればよい。たとえば歪制御層を Au にした場合、 $\Delta\alpha=10 \text{ ppm/K}$ である。DBR と歪制御層の厚さの比をモノリシック構造と同じ 0.1 のままにするならば、Au の厚さは Fig. 2-8 から 120 nm になる。その場合、熱駆動は線膨張係数差に比例し片持ち梁長さの 2 乗に比例するので、片持ち梁の長さは

$$\frac{(\Delta\delta_{Th}/\Delta T)_{Full-epitaxial}}{(\Delta\delta_{Th}/\Delta T)_{Hybrid}} \propto \frac{\Delta\alpha_F \cdot L_F^2}{\Delta\alpha_H \cdot L_H^2} = \frac{(0.5 \text{ ppm/K}) \cdot L_F^2}{(10 \text{ ppm/K}) \cdot L_H^2} \quad \dots (3-4)$$

の関係より，1/20 の長さになる．必要な電圧は(ヤング率)^{1/2}，(厚さ)^{3/2}，(長さ)^{-1/2}に依存するので，

$$\frac{V_{Hybrid}}{V_{Full-epitaxial}} \propto \frac{\sqrt{E_H \cdot t_H^3 / L_H}}{\sqrt{E_F \cdot t_F^3 / L_F}} = \sqrt{\frac{85 \text{ GPa} \cdot \left(\frac{1.2 \mu\text{m}}{2.6 \mu\text{m}}\right)^3}{84 \text{ GPa} \cdot \left(\frac{1}{20}\right)}} = 1.4 \quad \dots (3-5)$$

電圧は 1.4 倍程度にしかない．

● 駆動速度

静電力駆動の速度は構造の共振周波数に依存する．機械的な共振モードの中で特に重要なのは，片持ち梁の長さ方向の曲げモード (Fig.2-9 で示したような変形の振動モード) である．その基本モードの共振周波数は次の式で表される[3]．

$$f_R = \frac{3.52}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad \dots (3-6)$$

ここで ρ は密度， A は断面積， I は断面 2 次モーメント，係数の 3.52 は一端固定・一端自由の片持ち梁の基本モードの持つ係数である．共振周波数は構造の寸法と材料定数に依存するもので，片持ち梁の長さ L の-2 乗，質量の-1/2 乗，ヤング率と慣性モーメントの積 EI の 1/2 乗に比例する．すなわち，高速化のためには「固く小さく」が基本である．モノリシック構造の片持ち梁の密度は 4.5 g/cm^3 であるので， $130 \mu\text{m}$ の片持ち梁の固有振動周波数は 108 kHz である．それに対してハイブリッド構造の場合は片持ち梁長さが 1/20 であるので，固有振動周波数は 20 倍の 2.2 MHz を得られる．

3.3. 波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの評価

次に長さの異なる片持ち梁を持つ素子をアレイ状に製作し、温度無依存多波長アレイとしての特性を測定した。加工プロセスは波長可変レーザの場合と同様であるので省略する。

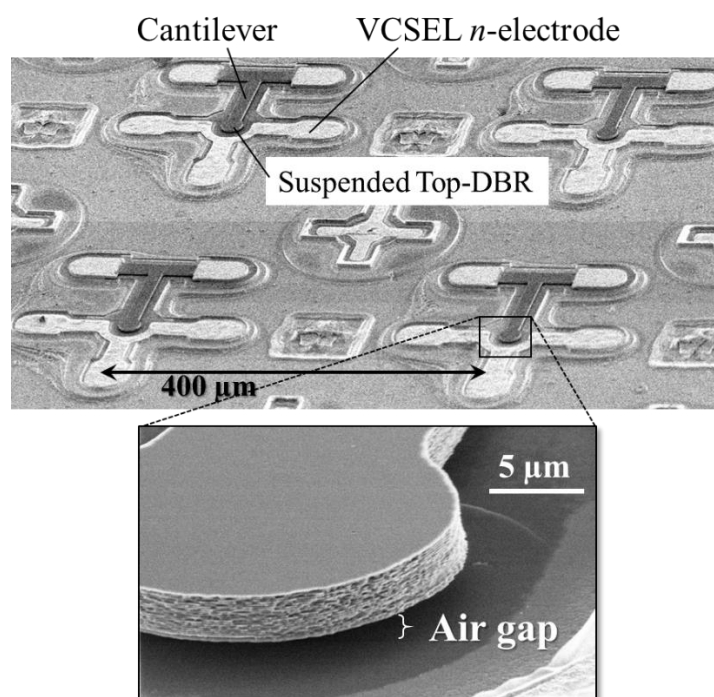


Fig. 3-22. Scanning electron microscope image of the fabricated athermal multi-wavelength array.

3.3.1. 片持ち梁長さによる絶対波長・温度係数制御

まず、片持ち梁の長さによる波長制御特性を確認するため、異なる長さのカンチレバーを有する素子の波長を測定した。ステージ温度を 20°C に固定し、注入電流を一定とした状態での波長を測定した。Fig.3-23 は $70 - 114\ \mu\text{m}$ の片持ち梁の素子の発光スペクトルである。同一の縦モードに注目すると、共振器長が長いほど共振波長が長波側へシフトするので、長い片持ち梁の素子ほど発光波長が長波側へシフトしていることが分かる。片持ち梁長さを $70 - 114\ \mu\text{m}$ にすることで、波長を $849.6\ \text{nm}$ から $867.3\ \text{nm}$ までの $17.7\ \text{nm}$ に渡って制御できている。ステージ温度 20°C における波長を片持ち梁長さの

関数として Fig.3-24 に示す．波長の絶対値は式片持ち梁長さを変えることで波長を制御できていることが分かる．素子ごとの波長は片持ち梁の長さの 2 乗に比例する曲線状によく一致しており，製作した素子において波長はエアギャップ厚さに対して線形に変化し，かつ集積した片持ち梁は長さの 2 乗に比例していると確認できる．素子間の波長のバラつきは，キャリア密度の違いや片持ち梁の反り返り量のバラつきなどが原因であると考えられる．なお理論値は，片持ち梁の長さに対する波長の変化量を式(2.55)から求めたもので， $L=0$ における波長，つまり片持ち梁の反り返り量が無い場合の波長をシフトさせることでフィッティングしたものである．トランスフォーマトリクス法の計算は 1 次元の積層構造の共振器における共振波長を計算したものであるから，屈折率のキャリア密度依存性や熱の効果は考慮していない．しかし片持ち梁の長さに対する波長のシフト量は議論できる．

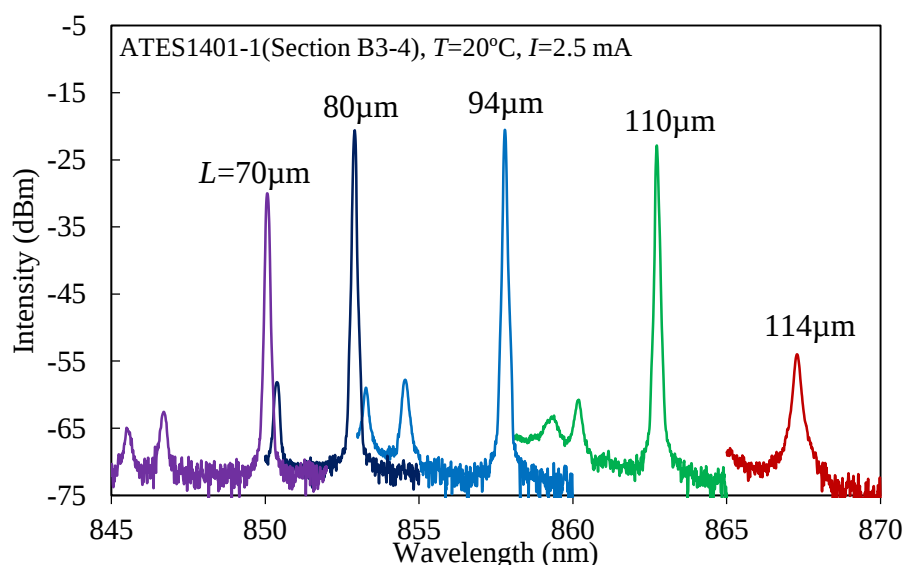


Fig. 3-23. Emission spectra of the devices with different cantilever length.

次に，素子ごとの波長温度係数を測定した結果を Fig.25 に示す．温度係数も同様に片持ち梁の長さの 2 乗に比例しており，よく制御できていることが分かる．片持ち梁が $100\ \mu\text{m}$ 付近では熱駆動による波長ドリフトの補償が過剰で温度係数が負になっており，より短い片持ち梁では温度係数がゼロに近づいていることが分かる． $80\ \mu\text{m}$ 付近で温度

係数はゼロとなり、それよりも短いと温度係数は正であった。なお、破線は理論計算ではなく、切片を 0.07 nm/K として2次関数でフィッティングしたものである。この素子においては、温度係数の理論値 (Fig2-39) と大きなずれがあり、理論値では完全温度無依存となる片持ち梁長さは $150 \mu\text{m}$ 付近であったのに対し、測定値では $80 \mu\text{m}$ 付近であった。原因は明らかになっていないが、片持ち梁の腕の部分以外の熱駆動が関わっている可能性がある。

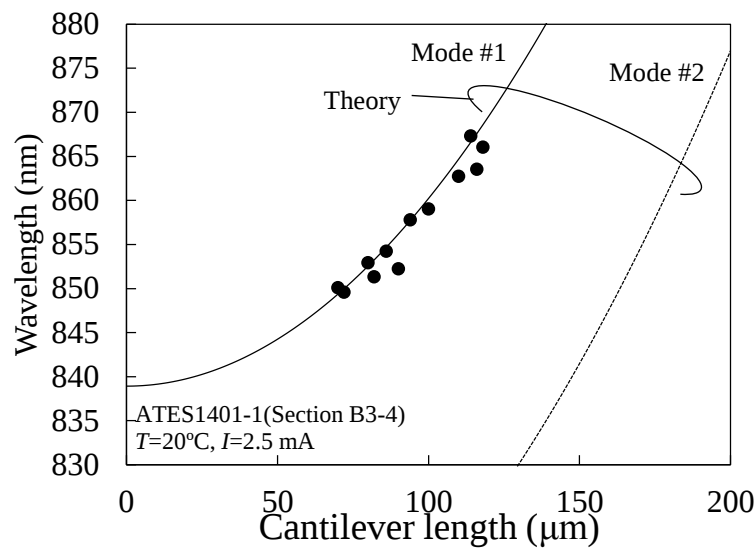


Fig. 3-24. Peak wavelength as a function of the cantilever length.

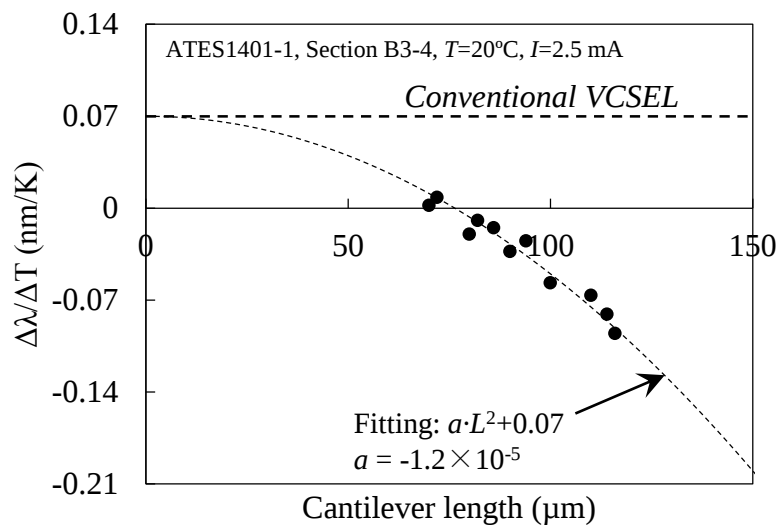


Fig. 3-25. Temperature coefficient of wavelength as a function of cantilever length.

3.3.2. 波長温度無依存・多波長アレイ

同様の方法で、温度無依存条件付近の長さの片持ち梁を持つ素子で、4波長の多波長アレイを製作した。Fig. 3-26 は片持ち梁長さ 70, 80, 86, 94 μm の素子の、20°C における波長の測定結果である。片持ち梁長さを適切に決めることで、波長をおよそ 2.5 nm 間隔に密に配置できている。

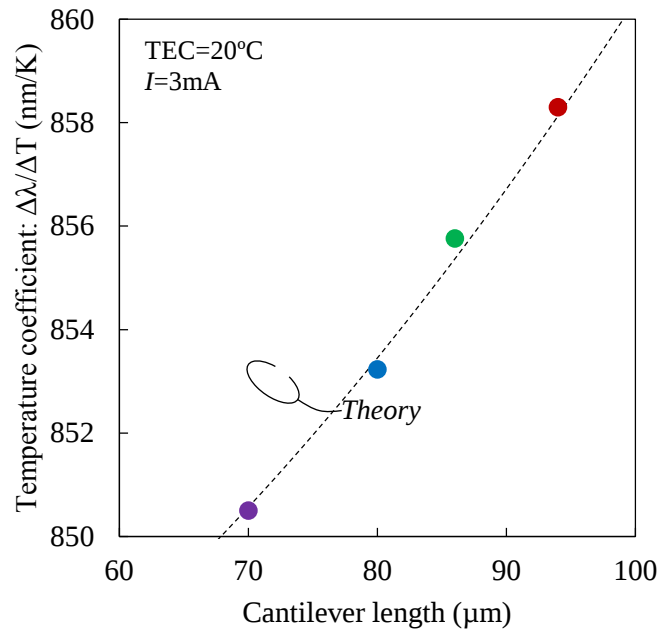


Fig. 3-26. Peak wavelength of the each device of the multi-wavelength array.

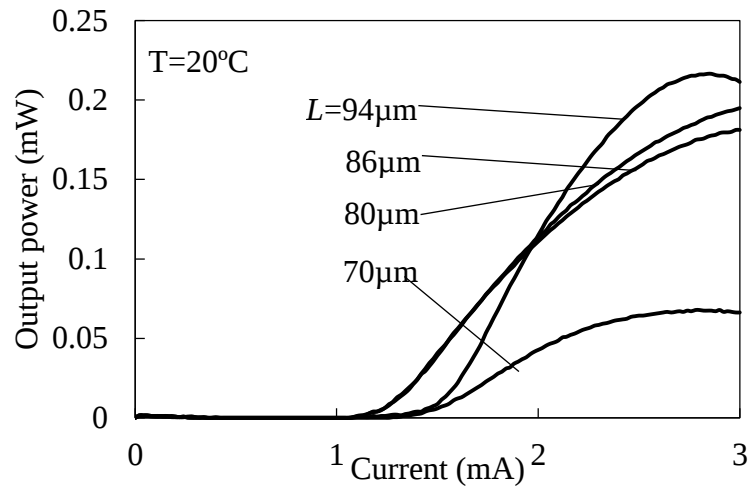


Fig. 3-27. L-I characteristics of each device.

温度 20°C における各素子の L-I 特性を Fig.3-27 に示す. 閾値は 20°C において 1.2-1.5 mA であり, 閾値とスロープ効率に大きなばらつきが見られる. この波長範囲 (約 8 nm) において共振器損失や利得が急激に変化するとは考えにくいので, 閾値とスロープ効率のばらつきの原因は, 素子間の酸化狭窄径のばらつきであると考えられる. 実際に, 酸化狭窄系の素子間ばらつきはかなりひどく, 測定した領域内 (400 μm ピッチ, 5 $\times$ 5 列) で端の素子はアパチャー 3 μm 程度, もう一端の素子は 2 μm 以下であった. ウェハの端からの距離に関して位置依存性があったので (これまでの経験から, ウェハの端付近は酸化レート的位置依存性が大きい), 水蒸気酸化の際のフローの位置依存性が原因の一つとして考えられる.

次に, ステージ温度ごとのスペクトルを測定することで, 素子ごとの波長温度係数を見積もった. 結果を Fig.3-28 に示す. すべての素子は 20°C において 30 dB 以上の SMSR を示し, シングルモード動作が達成できている. 温度上昇に伴っていずれの素子も急激な出力低下が見られるが, これは酸化狭窄径が小さすぎた ($\sim 2 \mu\text{m}$) ことが原因であると思われる. つまり, 酸化層付近における散乱損失と, モードのスポットサイズが小さくカンチレバーのミラーの傾きによる回折損失が大きすぎたため, 閾値の温度特性が悪化していると考えられる.

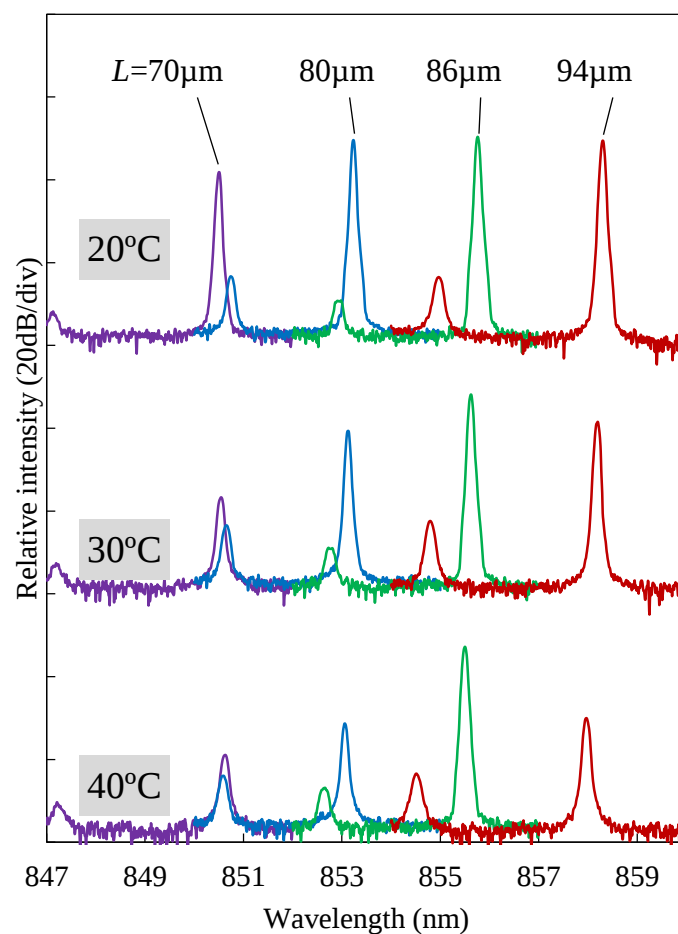


Fig. 3-28. Emission spectra of each device at different TEC temperatures.

温度ごとのピーク波長を Fig.29 に示す. ピーク波長は温度変化に対して線形にシフトしている. 通常の VCSEL では 20 K の温度変化量に対して 1.4 nm の波長のレッドシフトが生じるが, 測定した素子においては, 最大でもわずか 0.33 nm に抑制できている. それぞれの素子は温度変化に対してリニアな波長シフトを見せ, 短い片持ち梁の素子 (70 μm) は正の温度係数を示しているのに対して, 長い片持ち梁の素子 (>80 μm) は負の温度係数を示している.

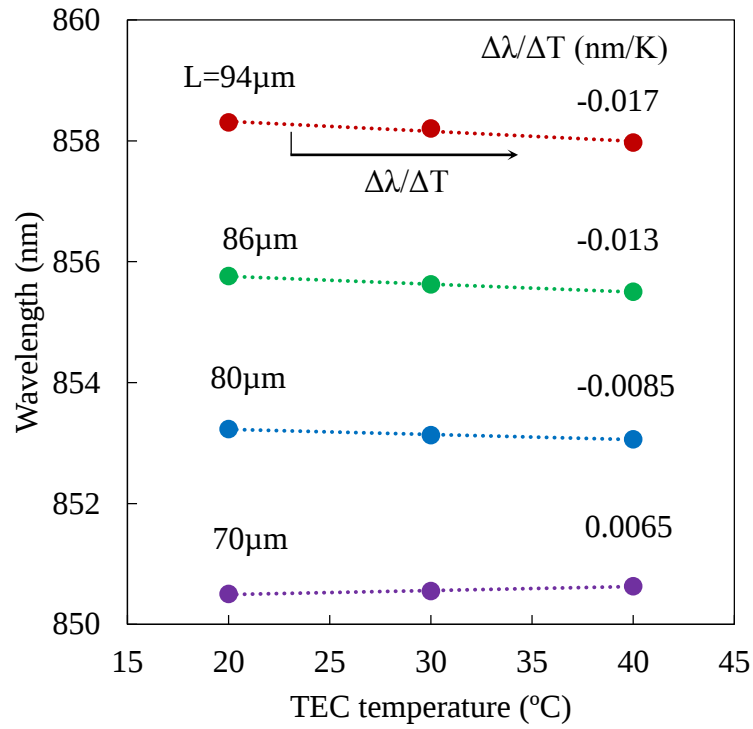


Fig. 3-29. Peak wavelengths of the athermal array as a function of the TEC temperature.

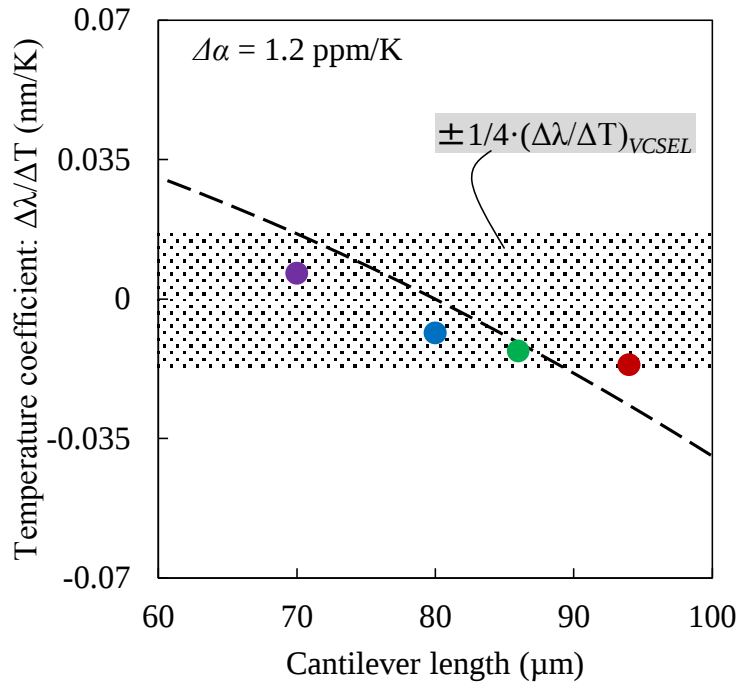


Fig. 3-30. Temperature coefficient of each device as a function of cantilever length.

温度係数をカンチレバーの長さの関数として Fig.3-30 に示す。カンチレバーの熱駆動

量はその長さの2乗に比例するので、波長温度係数はカンチレバーを長くするほど減少していることが分かる。多波長アレイの素子全てで完全な温度無依存条件を満足することはできないが、片持ち梁の熱駆動によって温度係数が抑制されていることが分かる。

その結果、波長温度係数を通常の VCSEL の 4.2 倍から 10.8 倍小さな値に抑制することに成功した。ここで簡単に、波長温度係数だけに注目して、2.5 nm 間隔で密に隔てられたお互いの素子の発振波長が重ならない温度係数を考えると、通常の VCSEL では 36 K でチャンネルの重なりが生じるのに対し、測定した素子では 100 K 以上の温度変化に対してもそれが生じない。以上のようにして、片持ち梁の長さ制御によって、温度無依存・多波長アレイが実現できる可能性を示した。

3.3.3. 波長可変幅の拡大：マイクロマシン構造に起因する過剰損失の削減

現在、閾値が非常に高いという問題を抱えており、その原因の一つとして片持ち梁型反射鏡を用いていることが考えられる。片持ち梁は線膨張係数の異なる半導体 (Al 組成の異なる AlGaAs) で構成され、バイモルフ効果を利用した熱駆動マイクロマシンとして働く。片持ち梁は室温において、半導体の格子整合により反り返っており、Fig.3-31 のように先端の反射鏡は僅かに傾斜している。この場合、反射したレーザ光の波面は傾くので、往復する光の一部は共振器から散逸し、過剰損失となる。

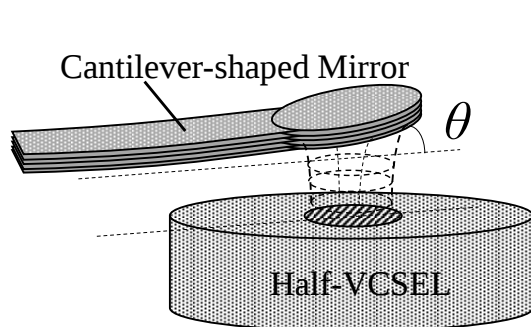


Fig. 3-31. Schematic of the tilted cantilever.

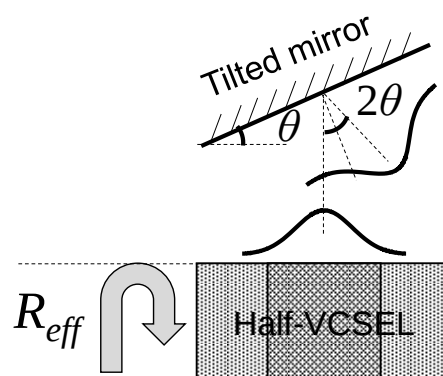


Fig. 3-32. Calculation model.

この現象の影響を Fig.3-32 に示したモデルを用いて議論する。すなわち、”Half-VCSEL”

を単一モード導波路と見なし、固有モードである0次のガウシアンビームが自由空間に放射され、傾き θ を持つ反射鏡で反射したのち、再び導波路に結合すると考える。この場合ガウシアンビーム同士の結合系と見なすことができ、その結合効率は次の式で表される[4].

$$\eta = \exp[-(\delta/w)^2 - (w \cdot k \cdot 2\theta)^2/4] \quad \dots (3.7)$$

ここで w はスポットサイズ, δ は位置ずれである。スポットサイズの変化は無視した。

Fig.3-25 に、結合効率の計算結果を共振波長の関数として示す。スポットサイズは $3\mu\text{m}$ と仮定した。160 μm の片持ち梁では電圧を印加しない状態で 0.54° 傾斜しており、その影響で結合効率は95%以下にまで低下している。印可電圧を増加させて片持ち梁を基板側に引き付けると、先端の反射鏡の傾斜は緩やかになっていき、結合効率は99%程度になる。面発光レーザは利得領域が非常に短いので、反射率のわずかな低下であっても閾値が急激に増加してしまう。

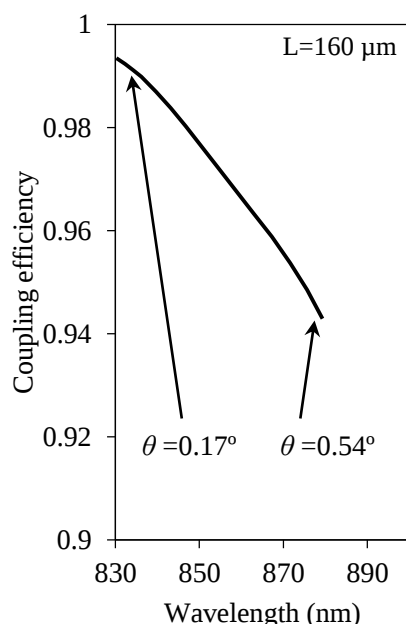


Fig. 3-33. Coupling efficiency.

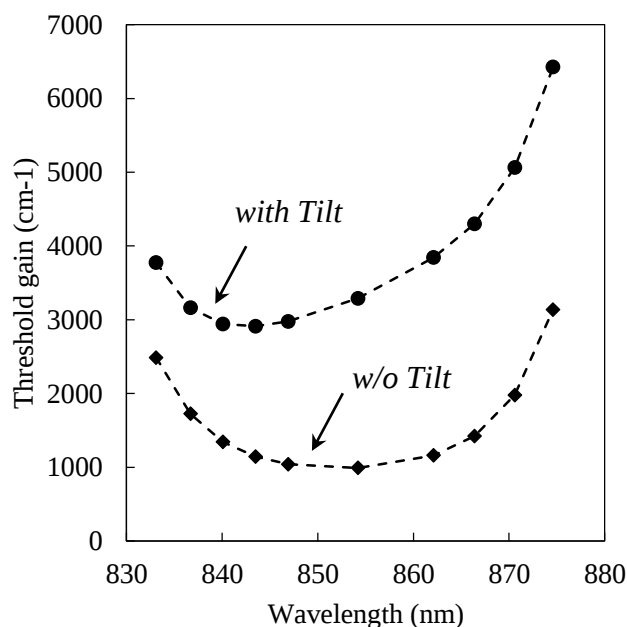


Fig. 3-34. Threshold gain with and without mirror tilt.

その影響を見積もるため、閾値利得の計算を行った。反射鏡の傾きによる損失は、結合効率を掛けた実効的な反射率によって表現できる。この場合閾値利得は次のように表

される[5].

$$g_{th} = \alpha_a + \frac{1}{\Gamma \cdot d_a} \left[\alpha_i (L_{eff} - d_a) + \ln \frac{1}{\sqrt{R_{eff} \cdot R_{bottom}}} \right]$$

$$R_{eff} = \eta \cdot R_{top} \quad \dots (3.8)$$

これを用いて計算した閾値利得を Fig.3-26 に示す. 反射鏡の傾斜が無い場合の閾値利得は, 20 nm 以上に渡って 2000 cm^{-1} 以下であるのに対して, 傾斜がある場合では, 最小でも 3000 cm^{-1} に悪化している. さらに, 長波長側で急激な悪化が見られる. この見積もりの妥当性を確認するため, 反射鏡の傾斜がある場合/ない場合の閾値電流密度を計算し, 片持ち梁型の実験値と比較した. 結果を Fig.3-35 に示す. 理論値では, 反射鏡の傾斜によって閾値電流密度が上昇するとともに, 発振する波長帯域も狭まっている. 実験値もよく似た傾向を示している. 従って, 反射鏡の傾斜をなくすようなマイクロマシンの構造を用いることで, 閾値を減少させ, レーザ発振する波長幅を拡大できる可能性がある. なお, 閾値電流密度の計算は, 井戸幅 8 nm の GaAs 量子井戸を想定した [6].

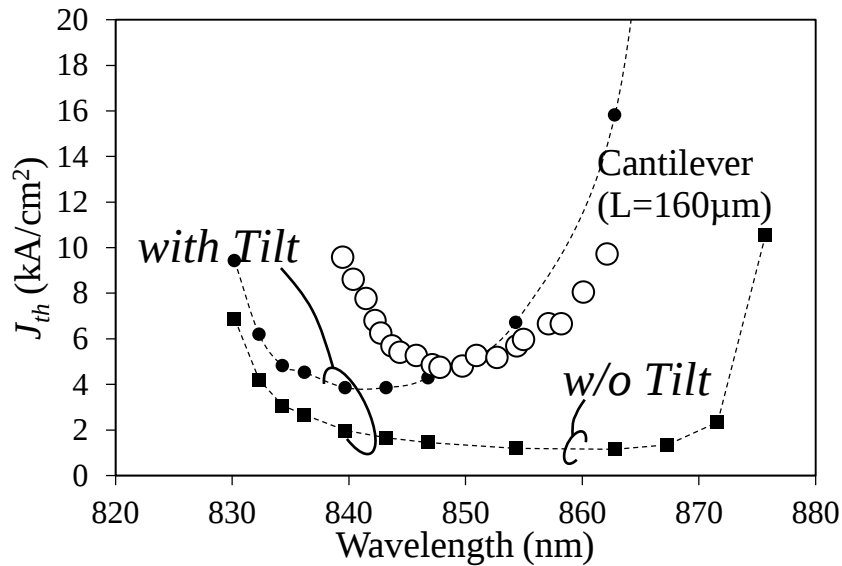


Fig. 3-35. Calculated and measured threshold current as a function of wavelength.

これを実証するため, 反射鏡を2本の腕で支えた「両持ち梁」構造のマイクロマシン反射鏡を集積した素子を作製した. 電子顕微鏡写真を Fig.3-36 に示す. 2本の腕は端点が固定されており, 室温において上側に反り返っている. 静電力による波長掃引は, 図

中" Tuning contact"と" Laser electrode"の間に電圧を印加することで行う。なお，加工プロセスは片持ち梁の場合と同様である。

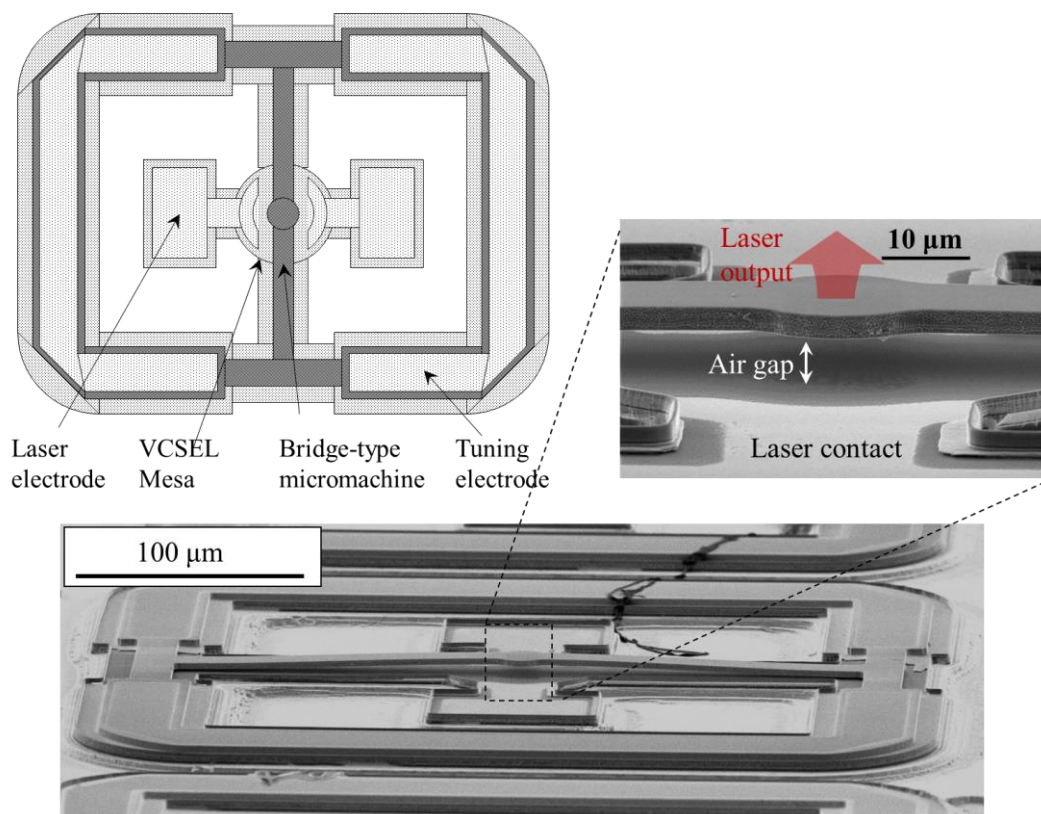


Fig. 3-36. New structure for reducing the excess optical loss due to mirror tilt.

両持ち梁構造に電圧を印加することで波長可変動作を行った。両持ち梁長さ $200\text{ }\mu\text{m}$ の素子2つの，電圧ごとのピーク波長を電圧の関数として Fig.3-37 に示す。いずれの素子も電圧無印加時の波長は 830 nm 付近であり，電圧を増加させるに伴って短波化し，それよりも短波長側ではこのモードは発振しなくなった。さらに電圧を増加させると，長波側から1つ高次の縦モードが現れる。(a)の素子は 32 V において波長は 855.2 nm ままで短波化したが，それ以上電圧を印加するとマイクロマシンが静電破壊を起こしたので，FSR 全域にわたる連続波長掃引は出来なかった。(b)の素子はほぼ全域をカバーすることができたが， 33.1 V においてスティッキングを起こし，以降発振しなくなった。スティッキングによって DBR の表面もしくは AR 層表面がラフになり，光学損失が増加したと考えられる。

印加電圧ごとのスペクトルを Fig. 38 に示す. 素子(a)は短波長側では 30 dB の SMSR を確保できているが, 長波長側では SMSR が悪化し, 高次横モードの方が強く発振している. 利得スペクトルが長波側で落ち込む波長に, ちょうど基本モードと高次モードがまたがっていることが原因であると思われる. 素子(b)では酸化狭窄径が絞られているので, SMSR は十分に確保できている.

続いて素子(a)の波長ごとの L-I 特性を測定した. 結果を Fig.3-39 に示す. 閾値は 855.2 nm において最小で 1.4 mA であった. この測定から波長ごとの閾値電流を求め, Fig.3-40 にまとめた. 両持ち梁を導入することによって発振範囲がどれだけ拡大できているか比較するため, 片持ち梁型の素子のデータも併記した. まず片持ち梁型についてであるが, 片持ち梁の長さによって発振範囲が大きく異なることが見て取れる. 短い多か持ち梁 ($L=126\ \mu\text{m}$) では 32.4 nm の範囲で発振するの一方で, 長い($L=160\ \mu\text{m}$)素子では 22.6 nm しか発振しない. この違いは, 片持ち梁が長いほど先端の反射鏡の傾きが大きいことに対応していると思われる. しかし Fig.3-34 で求めた閾値利得からは, 長波側で閾値が上昇することが予想される. 両方で I-V 特性やアパチャーのサイズがかなり異なるので, 自己発熱の影響で利得ピークの位置がかなり異なるのかもしれない.

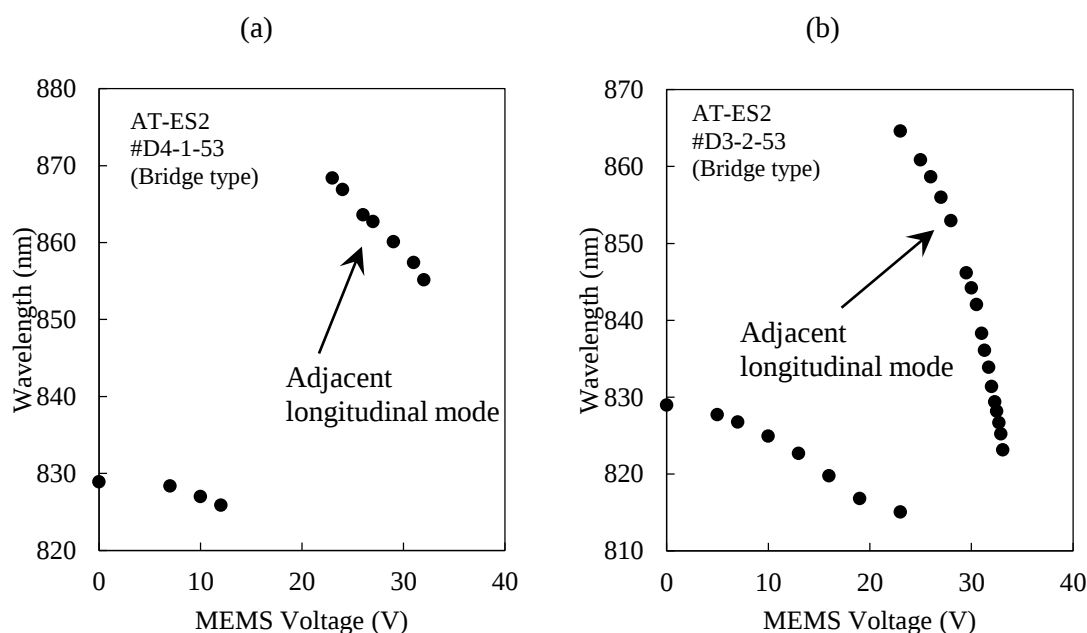


Fig. 3-37. Electrostatic wavelength tuning characteristics of two devices with bridge type mirror.

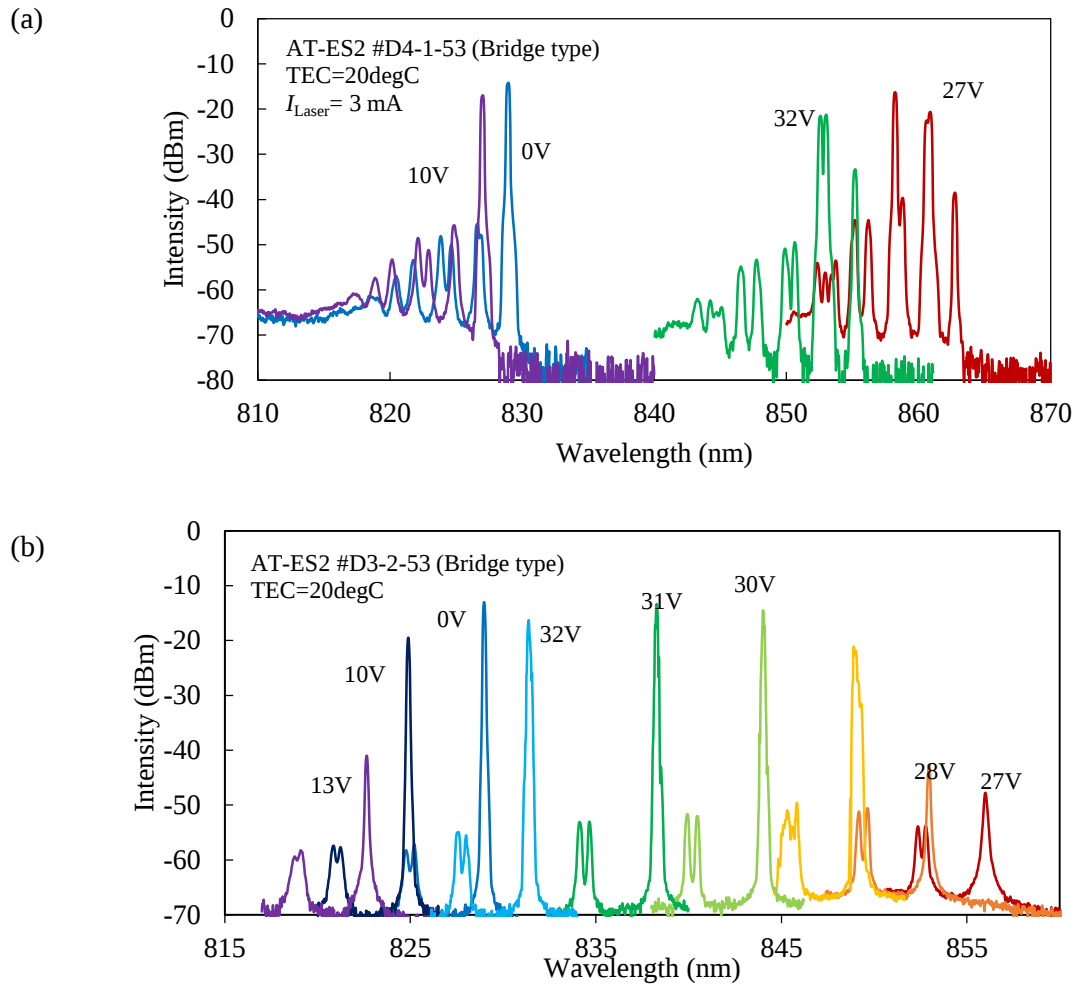


Fig. 3-38. Emission spectra.

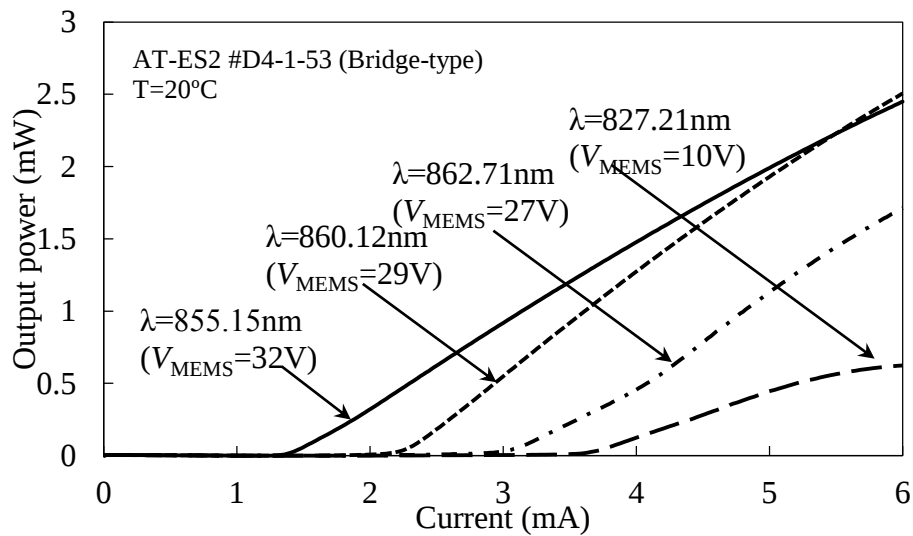


Fig.3-39. L-I characteristic under wavelength tuning operation.

また、短い片持ち梁の素子と両持ち梁のデータと比較すると、閾値の波長依存性はほぼ違いが無いことが分かる。これは、短い片持ち梁はほぼ反射鏡の傾きが無く、長波側だけは僅かに影響があるものの、短波側では反射鏡がフラットになっているので、両持ち梁と同じような状況になっていることを反映していると考えられる。

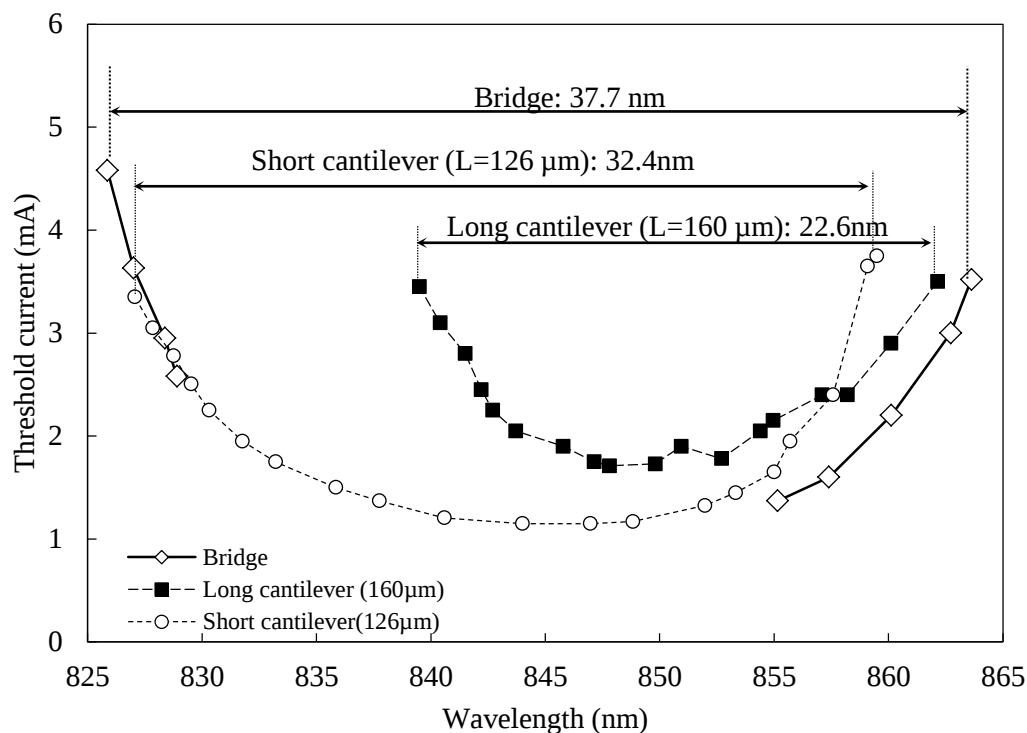


Fig. 3-40. Threshold current of three devices with different type MEMS mirror.

最後に、両持ち梁構造でも波長の温度無依存化が可能であるか確認した。両持ち梁長さ $200\ \mu\text{m}$ の素子の、電圧を印加しない状態での温度ごとのスペクトルを Fig.3-41 に示す。スペクトルは見やすさのため 20°C から 30°C までの3点のみをプロットしている。温度上昇に伴ってピーク波長がわずかにブルーシフトしており、静の温度係数を示す通常の面発光レーザとは明らかに異なる振る舞いを見せている。よって両持ち梁構造においても、マイクロマシンの熱駆動を利用して波長温度無依存化が可能である。温度ごとのピーク波長を Fig.3-42 に示した。温度係数は $-0.0058\ \text{nm/K}$ であり、通常の $1/12$ に抑制できている。その結果、 20°C の温度上昇によって生じる波長ドリフトは、わずか $-0.12\ \text{nm}$

である。

この素子においては、静電力を掛けて波長をシフトした状態では、870 nm 付近の長波側において、温度係数が再び正に転じた。DBR のストップバンド中心からの波長でのチューニングは、電圧を印加しない状態での波長 830 nm 付近と同じ程度であるから、DBR の反射位相も同程度であり、波長可変効率も同じ程度になるはずである。つまり、温度係数は従って機械的な駆動に予期せぬ振る舞いが起きているのかもしれない。

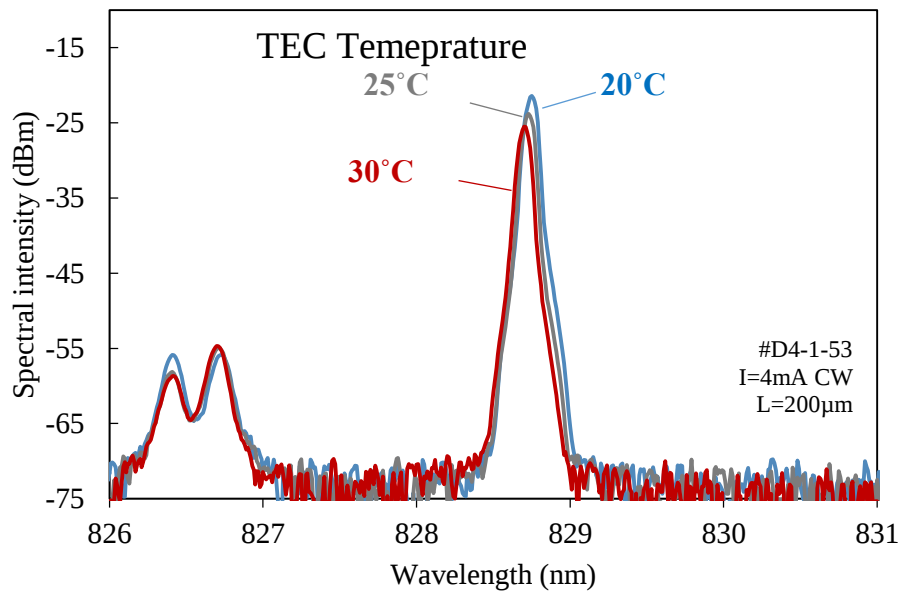


Fig. 3-41. Lasing spectra of the bridge type MEMS VCSEL at different TEC temperatures.

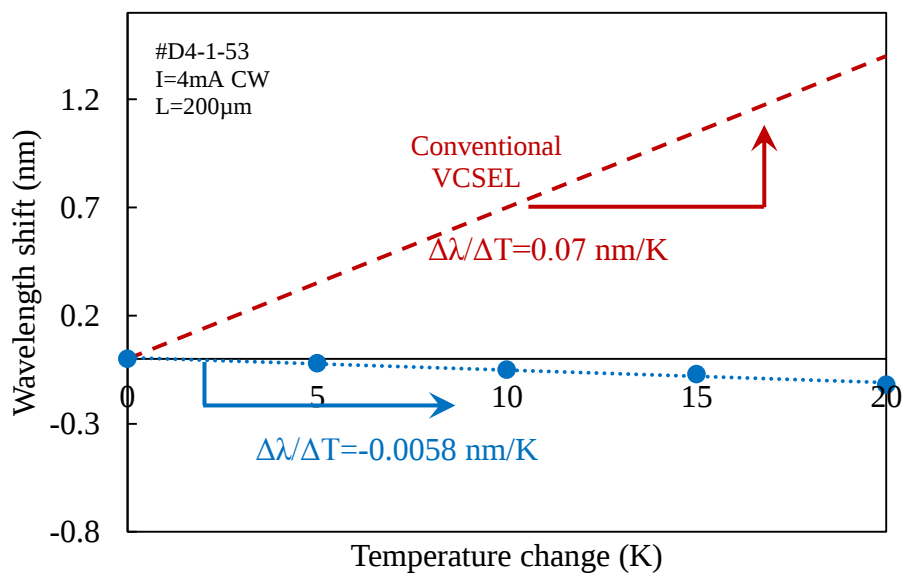


Fig. 3-42. Peak wavelength as a function of the temperature shift.

3.4. まとめ

● 加工プロセスの確立

熱応力駆動・静電力駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの加工プロセスを確立した。温度無依存化に必須である、共振器内の空気/半導体界面の反射を抑制するためのAR層を、酸化狭窄層と同時に形成することに成功した。Half VCSELを製作したのちに誘電体DBRを製膜もしくはMEMSコンポーネントをボンディングするハイブリッド構造では、MEMSの集積前にHalf VCSEL表面にARコーティングを製膜できるが、我々の全エピタキシャル構造ではそれは不可能である。ゆえに、その問題を解決する有効な手段であろう。AR層の効果の評価は次の節で行う。

また、従来困難であったマイクロマシンのリリースプロセスの成功率を劇的に向上させた。従来は100 μm 以上の長さの片持ち梁では最終溶液の表面張力によるスティッキングが発生しており、成功率は数十%であったが、これをほぼ100%にまで改善することに成功した。主な要因は、選択エッチング後のクエン酸系エッチャントのリンス手法の改善と超臨界乾燥法の導入である。

● 温度無依存・波長可変面発光レーザの実証

第2章で設計した静電力型の温度無依存・波長可変面発光レーザの実験的実証に初めて成功した。マイクロマシン反射鏡の静電力駆動によって波長を掃引し、33.6nmの広い連続波長掃引に成功した。ステージ温度20°Cにおいては、32.5 nmでレーザ発振を確認した。更に、異なる長さ126, 160 μm の片持ち梁の素子を測定し、第2章で指摘した、静電力駆動の温度依存性に起因する波長温度係数の電圧依存性(=動作波長依存性)が、実際に観測できることを証明するとともに、波長温度係数を通常の1/10に保ったまま、約10 nmに渡って連続波長掃引を行うことに初めて成功した。この結果は従来の電氣的加熱による温度無依存・波長可変面発光レーザの4 nm (加熱電力22mW, 波長

温度係数の詳細不明) から格段の改善である。

また、理論値と実験値の対応関係も良好であった。静電力による波長可変特性の理論値と実験値の間に良い一致が見られた。波長温度係数の電圧依存性の特性についても同様で、電圧を印加して波長可変動作を行っている最中の波長温度係数の電圧依存性は、理論値と実験値の間で非常によい一致が見られた。以上のことから、第2章で提案した数式モデルは、我々のデバイスの動作特性を非常によく説明しているといえる。

● 温度係数の小さな波長可変幅の更なる拡大に向けた設計

今回製作した構造はあくまで一例にすぎない。第2章で作上げた数式モデルを用いて、共振器の構造を変更し波長可変効率を向上させることでさらに拡大できることを見積もった。例として上部反射鏡を半導体 DBR から誘電体 DBR に変更したハイブリッド構造の場合の見積もりも行った。DBR の高コントラスト化による短共振器化で波長可変効率を 1.6 倍に増大でき、温度無依存の波長可変範囲をモノリシック (全エピタキシャル) 構造の 1.6 倍、FSR を 65 nm にまで拡大できることを示した。この構造では歪制御層を 120 nm の Au にすることで、片持ち梁の長さを 1/20 まで短尺化できる。それに伴って動作電圧は 1.4 倍になるが、静電力動作による駆動速度は全半導体片持ち梁の 108 kHz から、その 20 倍にあたる 2 MHz 以上に高速化できると見積もった。

● 温度無依存・多波長面発光レーザアレイ

片持ち梁の長さによって絶対波長と波長温度係数を同時に制御できることを実証した。片持ち梁長さが 70 μm から 114 μm の素子において、波長を 849.6 nm から 867.3 nm までの 17.7 nm に渡って制御できることを確認した。それと同時に、この片持ち梁長さの領域において波長温度係数が正から負に遷移することを確認した。その結果、片持ち梁を 70, 80, 86, 94 μm とした 4 波長の面発光レーザアレイにおいて、絶対波長を約 2.5 nm

間隔で配置しながら、波長温度係数を通常の 1/5 以下に抑制できることを実証した。この多波長アレイは、波長可変面発光レーザとほぼ同様の構造、同様の加工プロセスで製作することができる。

● 低閾値化・波長可変幅拡大に向けた構造の実証

これまでは片持ち梁型のマイクロマシンを用いてきたが、我々の構造の場合、熱応力による片持ち梁の反り返りが存在するため、反射鏡は傾斜した状態にある。その傾きは僅かであるが、面発光レーザの閾値には大きな影響を及ぼすことを指摘した。これを改善するため、駆動中も常に反射鏡を平衡に保つことができる両持ち梁構造を我々のデバイスにも適用することで、現在のエピ構造のまま閾値電流密度を 2/5 程度に減少させ、波長可変幅を 40 nm 程度にまで拡大できる可能性を計算により示した。

更に、両持ち梁構造の素子を製作し、閾値電流の波長依存性を測定することで、マイクロマシンの構造に起因する過剰損失が及ぼす影響を議論した。反射鏡の大きな傾斜をもたらす長い片持ち梁($L=160\text{ }\mu\text{m}$)の素子では、レーザ発振波長範囲は 22.6 nm であるのに対して、短い片持ち梁($L=126\text{ }\mu\text{m}$)では 32.4 nm であった。これは片持ち梁の反り返りによる反射鏡の傾斜の効果を明確に示すものである。そして新たに製作した両持ち梁構造では、動作電圧の問題上連続波長掃引は出来なかったものの、更に広い 37.7 nm にまでレーザ発振波長範囲を拡大できる可能性を実験的に示した。ただし両持ち梁構造の低電圧化は必須であるので、反射鏡の面積を両もち張りの腕の面積に対してより広くするなどの対策が必要であろう。

参考文献

- [1] IEEE Transactions on electron devices, Vol. ED25, No. 10, Oct 1978, p. 1249
- [2] <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012SPIE.8419E..2PA>
- [3] Petersen, K. "Dynamic micromechanics on silicon: techniques and devices." Electron Devices, IEEE Transactions on, 02(10). (1978)
- [4] 國分 泰雄, “光波光学”, 共立出版(1999)
- [5] Li, Herbert, Iga, Kenichi (Eds.), "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices," Springer Series in Photonics, Vol. 6
- [6] Asada, M., Kameyama, a., & Suematsu, Y. (1984). Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics, 20(7), 745–753.

第4章

巨大な温度係数を有する熱バイモルフ反射鏡を集積した波長可変面発光レーザ

この章では、提案する広帯域な波長可変レーザの動作原理及びその設計指針について述べる。その中で波長可変幅の限界を決める要因を指摘し、可変幅をどこまで広げられるのか議論する。また、提案するデバイスの特徴的な点である、巨大な温度係数を有する熱バイモルフ反射鏡の設計と、メサ側方からの水蒸気酸化によって形成可能な反射防止層(anti-reflection layer)の波長掃引特性に及ぼす影響について述べる。

本研究で提案する、カンチレバー型マイクロマシン反射鏡を集積した波長可変面発光レーザの構造を Fig.4-1 に示す。

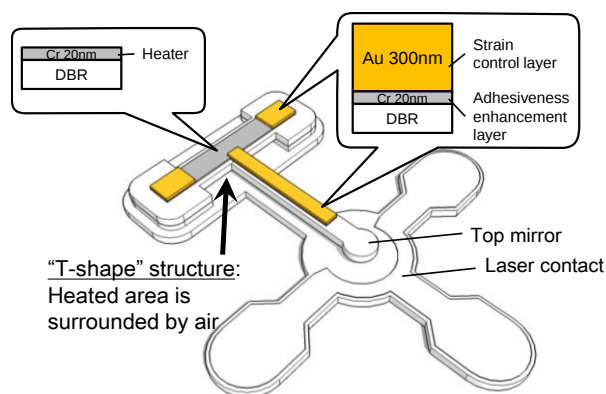


Fig. 4-1. Schematic structure of the MEMS CVSEL with Metal/Semiconductor bimorph thermal actuator.

3章で測定したデバイスとの違いは、歪制御層が半導体ではなく金属であり、また片持ち梁の土台部分に金属のマイクロヒータが集積されており、それによって局所的にマイクロマシンを加熱し、波長可変動作を行うところである。つまり温度係数を小さくすることを試みた3章とは逆の方針で、可能な限り温度係数を大きくすることが目標である。

マイクロマシン面発光レーザの反射鏡の駆動方式は、駆動速度と消費電力の観点から静電力を用いる方式が主流であるが、我々は熱応力方式を採用した。なぜならば、静電力方式には 10V 以上の高い駆動電圧が必要であり、また後述するように、反射鏡の安定な駆動範囲に制限が存在するからである。それに対して熱応力を用いる方式は、消費電力と駆動速度は優れないものの、反射鏡の駆動範囲に制限がなく、かつ数 V の駆動電圧で大きな変位量が得られるという特徴がある。

動作原理を簡単に説明する。カンチレバー型反射鏡は $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ DBR および歪制御層である Au で構成される。DBR の線膨張係数 α の平均値はおよそ 5.5 ppm/K であるのに対し、Au の線膨張係数は 14.3 ppm/K と 2.6 倍大きな値である。そのため温度変化によってカンチレバーは上下に反り、先端の反射鏡は上下に変位する。従って面発光レーザの共振器長が変化し、共振波長を連続的に変化させることが出来る。カンチレバーの土台部分には Cr のヒータが集積しており、この微小なヒータによって電氣的に加熱することでカンチレバーを駆動し、波長を掃引する。

カンチレバー先端の変位量の温度係数 $\Delta x/\Delta T$ は主に、カンチレバーの長さ、歪制御層の材料、および歪制御層の厚さによって決まり、ある程度任意に設計することが出来る。本研究では低消費電力で広い波長掃引幅を得ることを目的として、大きな $\Delta x/\Delta T$ が得られる設計を目標とする。

4.1. 加熱機構、金属/半導体バイモルフアクチュエータの設計

材料の選択

構造を単純化するため、アクチュエータの歪制御層としての金属と、ヒータとしての金属は、共通の材料を用いる。どの金属材料を用いるべきか選択するにあたって、以下の判断基準を設けた。

- AlGaAs と比べて線膨張係数が十分に大きく、ヤング率も同程度かそれ以上の

もの。アクチュエータの機械的特性を決める際に重要なパラメータである。

- 電気抵抗値が高く、電流を流すことで十分な発熱量が得られるもの。ヒータの性能を決めるパラメータである。

- 過酷な環境に晒されても変化しにくいもの。プロセスを経るうちに劣化したのでは使い物にならない。

- 融点が高すぎないもの。蒸着時のサンプルの表面温度が室温よりも高すぎると、リリースされたカンチレバーは室温において上方向に大きく反り返り、VCSELの上部反射鏡の傾きにより実効的な反射率が減少、従って閾値が増大してしまう。

- 半導体と密着性が良いもの。

候補として Al, Ni, Cr, Au, Ti, W [1-3]を挙げ、その中から Cr と Au を選んだ。Fig.4-2 に片持ち梁の熱駆動を歪制御層厚さの関数として示す。この計算と、後ほど示す電気抵抗の計算に用いた物性値は Table 4-1 に示すとおりである。

Table 4-1. Material parameters of metals for strain control layer and heater.

	E (GPa)	α (ppm/K)	ρ (n Ω ·cm)
Au	79	14.2	22.1
Ni	200	13.4	69.3
Cr	279	4.9	125

膜厚の設定

目標とする金属の膜厚を定めるため、必要な温度係数の概算を行った。まずは、ヒータによる加熱で構造の温度をどれだけ上昇させられるのか知る必要がある。以前の計算から、我々の作製している素子のカンチレバーの根元に 10 mW の加熱電力を印加した場合、カンチレバーの温度はおよそ 100K 上昇すると見積もられている。ただしこれは、対流や熱輻射を無視した大雑把な計算であるので、ひとまず $\Delta T=50$ K 程度の温度上昇

が得られると仮定した。

次に、必要なカンチレバーの駆動量を定めた際に、達成すべき温度係数 $\Delta x/\Delta T$ を求める。我々の MEMS VCSEL の FSR は 37 nm であるので、FSR 全域に渡って波長を掃引するためには 370 nm 程度カンチレバーを駆動すればよい。よって $\Delta T=50$ K で 370 nm の駆動範囲を得るためには、カンチレバーの熱駆動は ± 7 nm/K 程度であればよい。従ってこの温度係数を実現する Au の膜厚として 300 nm と定めた。

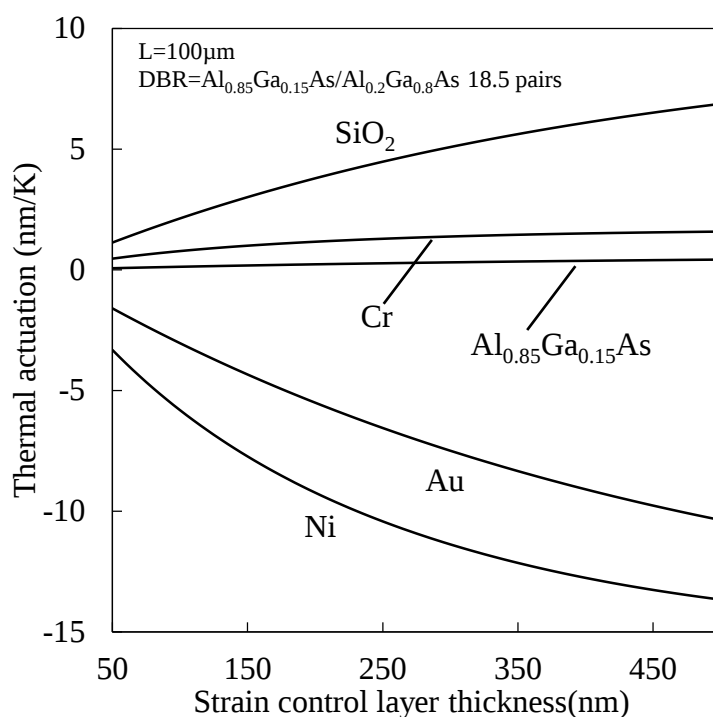
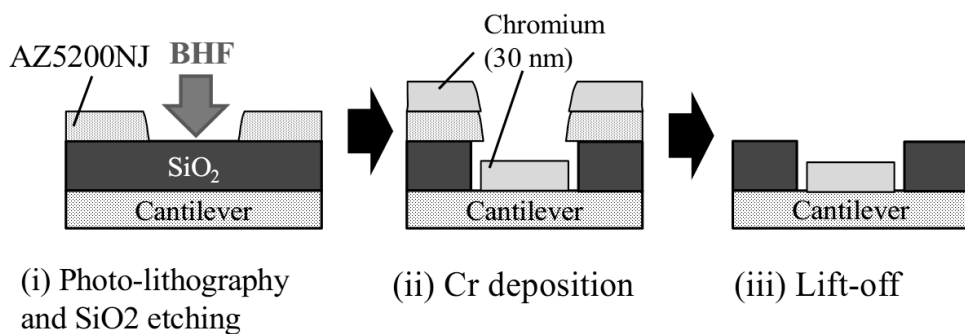


Fig. 4-2. Thermal actuation of the cantilever for different SCL materials.

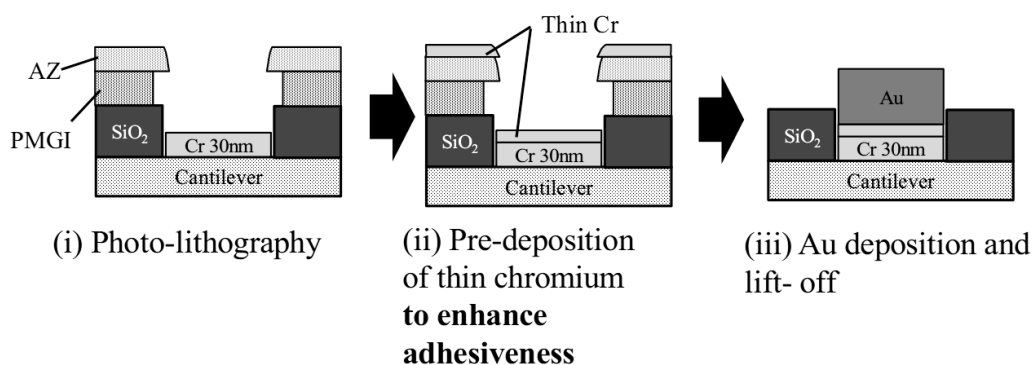
4.2. デバイス加工プロセス

ほぼ3章の構造と類似しているため、加工プロセスは途中まで共通であり、片持ち梁上への金属歪制御層、土台部分へのマイクロヒータ蒸着のみが異なる。金属ヒータおよび金属歪制御層の形成の直前までは、従来のプロセスと同様であるので省略する。

① SiO₂ etching and Cr heater deposition



② Deposition of Au strain control layer and contact pad



③ Selective etching and critical point drying

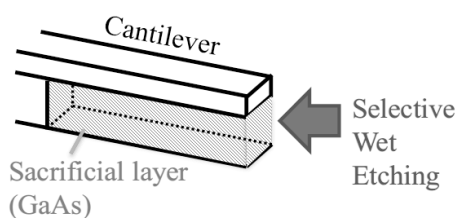


Fig. 4-3. Fabrication process of the metal/semiconductor bimorph actuator.

金属ヒータと歪制御層は 2 種類の金属材料 Au と Cr から成る。基本的には通常のフォトリソグラフィと抵抗加熱蒸着によって作製するが、所々注意すべき点があるので、Fig. 4-3 のように順を追って説明する。

① まず、ヒータとなる Cr をカンチレバー上に蒸着するため、リフトオフ用のパターニングと SiO₂ の除去を行う。この際、段差 4.7 μm 、幅 14 μm のカンチレバー上に 10 μm 幅の金属を蒸着する段差プロセスであるため、細心の注意が必要である。この段差プロセスを避けるために、最初のドライエッチング（片持ち梁の形成）の前に金属をあらかじめ蒸着しておくことも考えられるが、あえてこの加工手順にしたのは、その後の水蒸気酸化や電極のアニールなどの高温プロセスにおける意図しないアロイ化が起きることを懸念したからである。

② 同様に、Au のリフトオフ用のパターニングを行い、Au を蒸着する。ただしこの際にも、密着性を向上させることを目的として、(ii)のように Cr を薄く蒸着する(~10 nm)。これを行わない場合、ほとんどの素子において Au 膜が剥離してしまった。これは恐らく、Au 蒸着後の大気暴露に加え、①のリフトオフや②のフォトリソグラフィのプロセスを経ることで、ヒータである Cr の表面が酸化などの何らかの変化を受けたため、Cr-Au 間の密着性が低下したことが原因であると考えられる。

③ GaAs 犠牲層の選択エッチングと、臨界点乾燥法による素子の乾燥を行う。

Fig. 4-4 は完成したデバイスの電子顕微鏡写真である。左手から伸びているのが片持ち梁型の金属/半導体熱駆動マイクロマシンであり、その表面に金属（Cr 20nm + Au 300nm）が蒸着されている。Fig. 4-4(b)は片持ち梁上の金属薄膜の終端部分を横から覗き込んだ状態で拡大したものであり、金属の大まかな厚さが確認できる。膜厚の制御は、蒸着中にチャンバ内に設置した水晶振動子の振動数の変化を利用した膜厚系を用いている。どれだけの精度で膜厚を制御できているのかは不明であるが、目標膜厚の 320 nm から極端に外れた値ではないことが確認できる。Fig. 4-4(c)は片持ち梁先端付近を拡大

したものであり、上部反射鏡の直下に形成されたエアギャップと、半導体表面に形成されている Al_2O_3 AR 層が見える。

Fig. 4-5 はレーザ顕微鏡による段差測定の結果である。リリース後の片持ち梁の上面の段差を測定したものであり、根元から上部反射鏡中央までの長さが $130\ \mu\text{m}$ の素子のデータである。Cr/Au 膜は抵抗加熱蒸着により形成しており、形成時の温度は室温に比べ高温であるため、カンチレバーは室温において上方向に反り返っている。変位量の温度係数の計算値から、金属の蒸着時のサンプル温度は、室温よりも $85\ \text{K}$ 上昇していると考えられる。温度上昇量を抑えるため、次回以降はより低温で蒸着できる EB 蒸着によって金属膜を形成する予定である。 $120\ \mu\text{m}$ から $140\ \mu\text{m}$ 付近に大きな段差が見られるが、この段差は成膜した金属の厚さ(Cr:20nm + Au:300nm)に相当するものである。

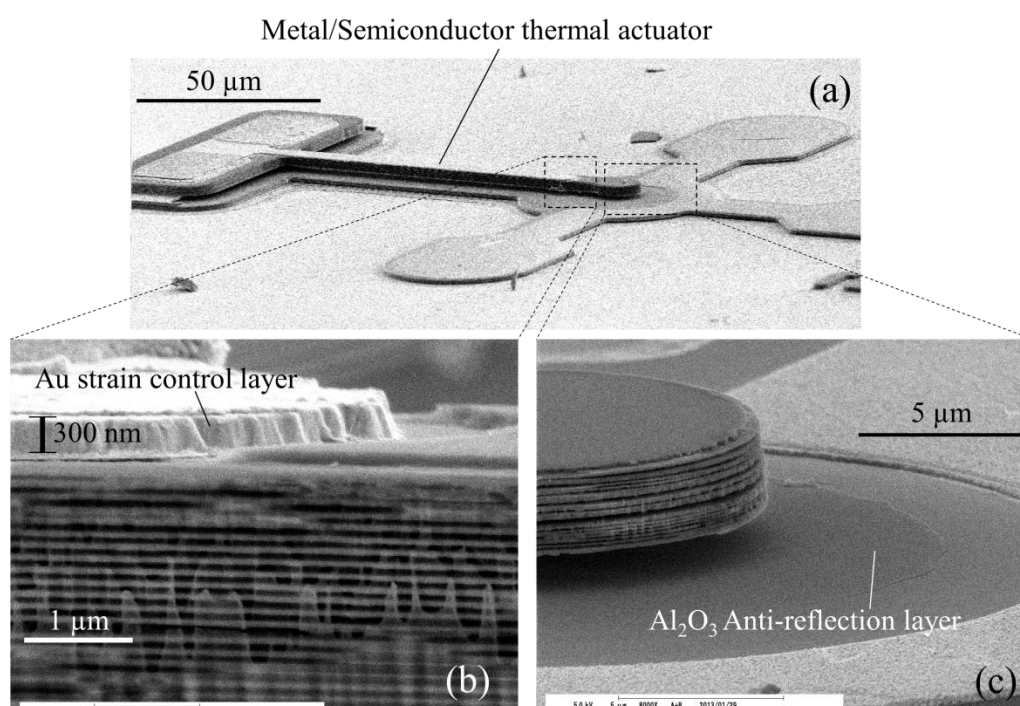


Fig. 4-4. Scanning electron microscope image of the fabricated device.

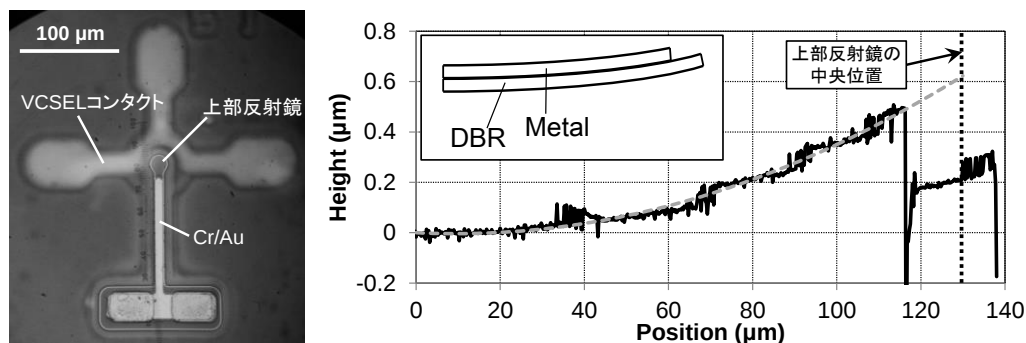


Fig. 4-5. Height measurement result of the metal/semiconductor thermally actuated cantilever. It deflects upward at room temperature due to residual stress.

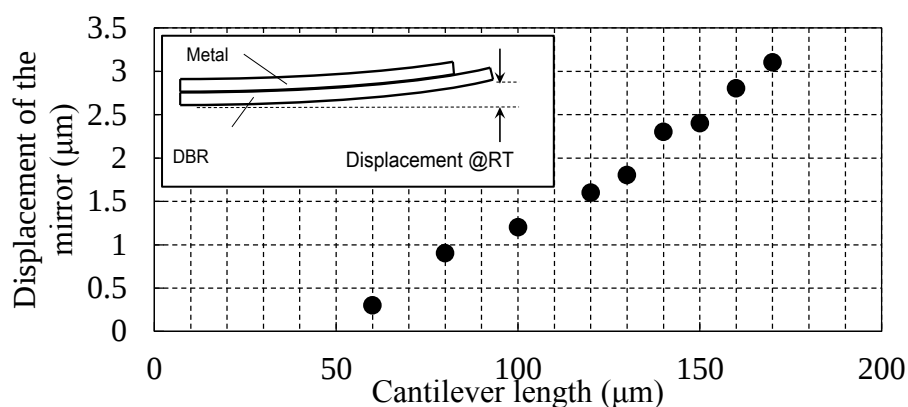


Fig. 4-6. Height measurement result as a function of cantilever length.

4.3. デバイスの特性評価

温度係数の巨大化

金属/半導体カンチレバーが所望の動作をしているか確認するため、ステージの温度をペルチェ素子で制御し、サンプル全体を加熱/冷却することで、波長温度係数 $\Delta\lambda/\Delta T$ の測定を行った。

まず 20°C における電圧-電流, 光出力-電流 (V-I, L-I) 特性を Fig. 4-7 に示す. ヒータに電流を流さない状態では, 20°C において波長は 838 nm であった. 閾値は 1.7 mA, スロープ効率は閾値付近で 0.36 W/A であり, 7 mA 付近で熱飽和が起きる. 最大出力は 1.1 mW である.

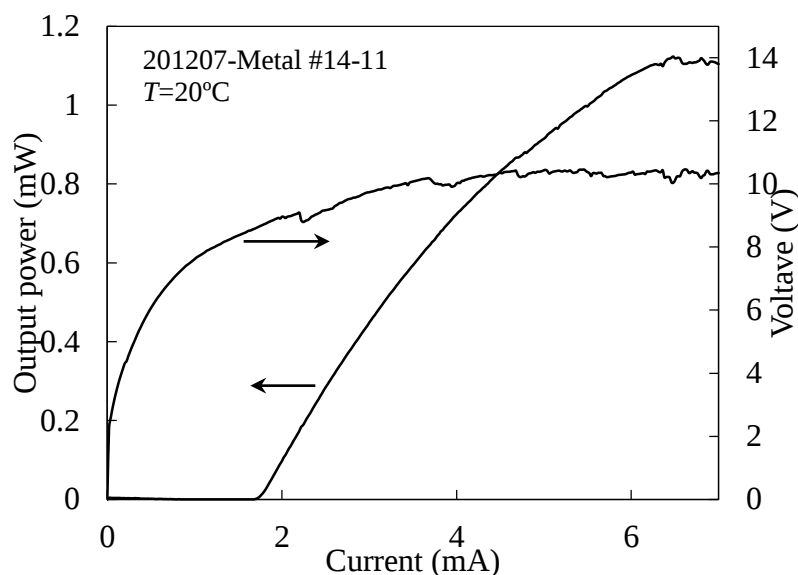


Fig. 4-7. L-I-V characteristic at 20 °C.

この素子では、電圧が非常に高いことが問題である。我々の素子はメサ表面に露出させたコンタクト層に C 型の電極を形成し、アパチャーからかなり離れた位置 ($\sim 20 \mu\text{m}$) から横方向に電流を注入するイントラキャビティ構成である。しかもその C 型電極はレイアウトの都合上面積が狭く、高電圧化に繋がる悪条件が多い。しかしそれにしても電圧が高すぎるので、問題は他にありそうだ。後述するが、主要な原因はコンタクト層を保護している Al_2O_3 -AR 層の形成方法、コンタクト層露出のためのエッチングの条件、そして金属の選択とアロイ化の条件であった。最終的に微分抵抗は 100Ω 台にまで低減できたので、更に条件を詰めれば、RF のインピーダンス整合に必要な 50Ω にまで低減可能であろう。また、閾値そのものも通常の面発光レーザに比べて高めである。これは発振波長と利得ピークの不整合や、マイクロマシン構造に起因する回折・散乱損失などの過剰損失が原因であると考えられる。

次に素子を設置したステージの温度を変化させて温度ごとのスペクトルを測定した。この際、レーザを駆動する電流値は一定の $4.3 \text{ mA}(=2.4I_{th})$ に保持した。すべての温度範囲において電圧値は $9 \sim 9.3 \text{ V}$ で、ほぼ変化しないことを確認している。つまりレー

ザ自身の発熱量の変化による波長への影響は無いと考えてよい。測定途中で空調の設定温度・風向を変更すると温度係数に変化が生じたので、測定の数十分前から環境を一定にし、その影響も排除できるようにした。結果を Fig. 4-8 に示す。ステージ温度を上昇させるに伴って、ピーク波長がブルーシフトしていることが確認できる。

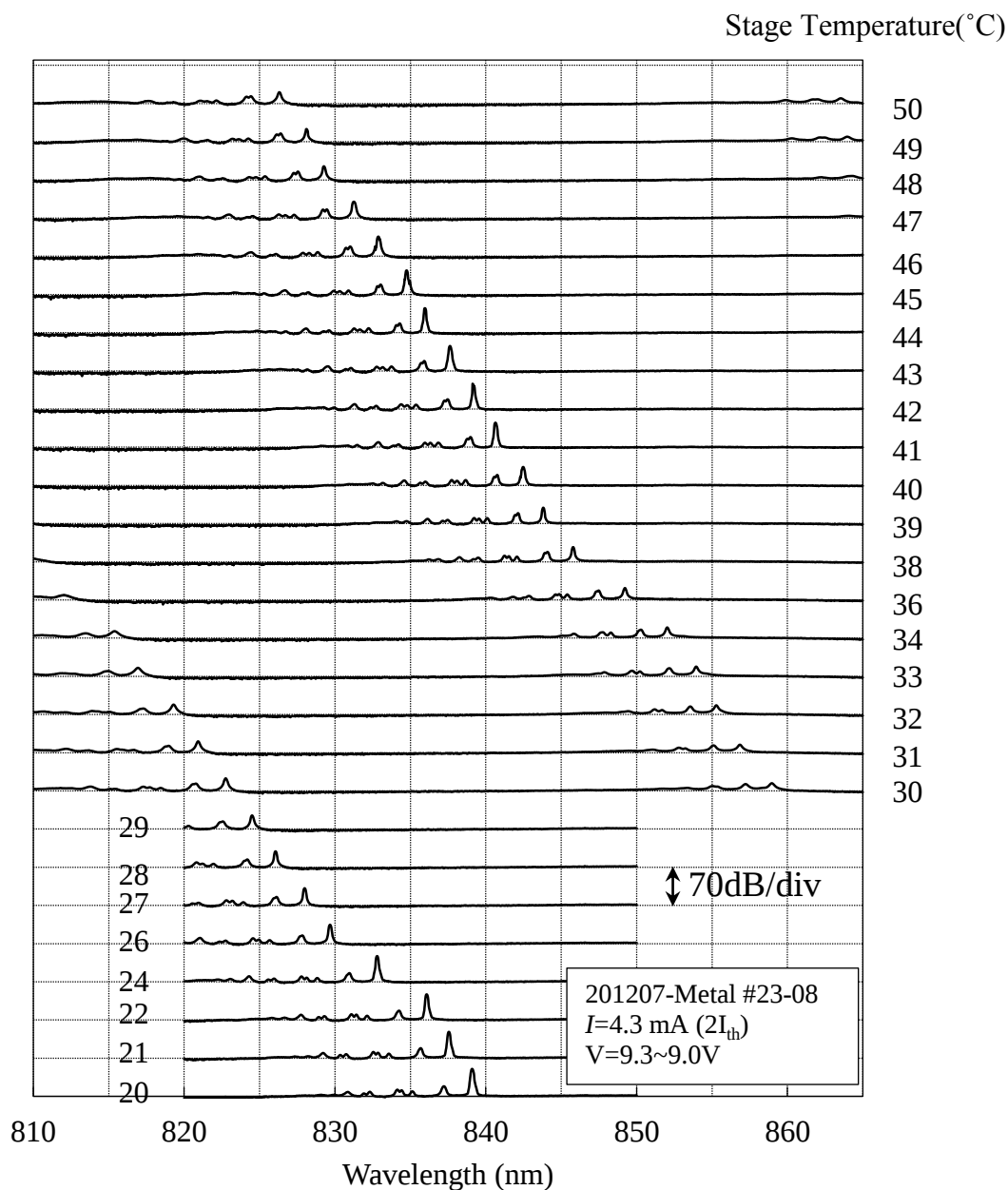


Fig. 4-8. Emission spectra at different TEC temperatures.

33°Cにおいては、もともと発振していたモードと、その隣接の縦モードの強度が逆転した。更に44°Cにおいて元の波長まで戻っており、FSR 全域に渡って共振波長を掃引できた。

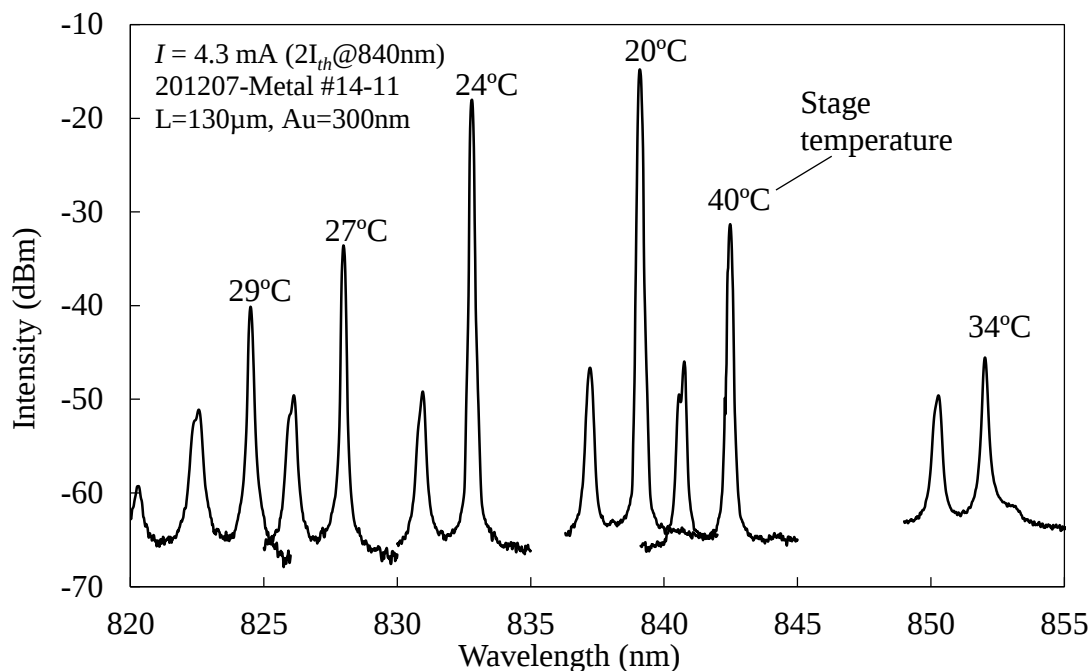


Fig. 4-9. Emission spectra at different TEC temperatures.

サイドモード抑圧比 (SMSR) とピーク強度の変化を見やすくするため、いくつかのスペクトルを抜き出したものを Fig. 4-9 に示す。量子井戸の利得ピークは PL の測定結果から 20°C において 847 nm である。その時の共振モードの波長は Fig. 4-9 から 839 nm であるので、利得ピークから 8 nm 程度短波側に波長が位置した状態で、温度上昇に伴って利得ピークは $\sim 0.3\text{nm/K}$ で長波側に、共振波長は -1.6 nm/K の割合で短波側にシフトする。その結果がそれぞれの温度におけるスペクトルのピークの高さに対応していると思われる。たとえば、20°C から 29°C の変化では波長と利得ピークとの離調は大きくなる一方であるので、出力ピークは減少する一方である。この間に利得ピークは 3 nm ほどレッドシフト、波長は約 14 nm ブルーシフトしている。さらに温度を上昇させると、今まで発振していた縦モードは反射鏡の反射帯域外に外れ、一つ高次の縦モードが長波

側から現れる．しかし量子井戸の利得スペクトルの長波側は急峻に落ち込んでおり，それに加えて温度上昇によって利得そのものも減少しているので発振状態には至らない．40°C まで昇温すると，利得ピークは 853 nm 付近，波長は 843 nm になり，再び発振しはじめる．20°C と 40°C のピーク強度を比較すると 15 dB ほど低下しているが，共振器損失が等しいと仮定するならば，この差が利得の差による影響（離調+温度上昇による利得低下）に相当する．

次に，温度変化に対するピーク波長のシフトを確認するために，ピーク波長を温度の関数として Fig. 4-10 に示した．ステージ温度を上昇させるに伴って 20°C において発振していたモードは $\Delta\lambda/\Delta T = -1.6$ nm/K，次の縦モードは -1.7 nm/K の割合でブルーシフトしていることが確認できた．図には線形フィッティングを重ね書きしているが，温度に対する波長シフトは極めて良好な線形性を見せていることが分かる．

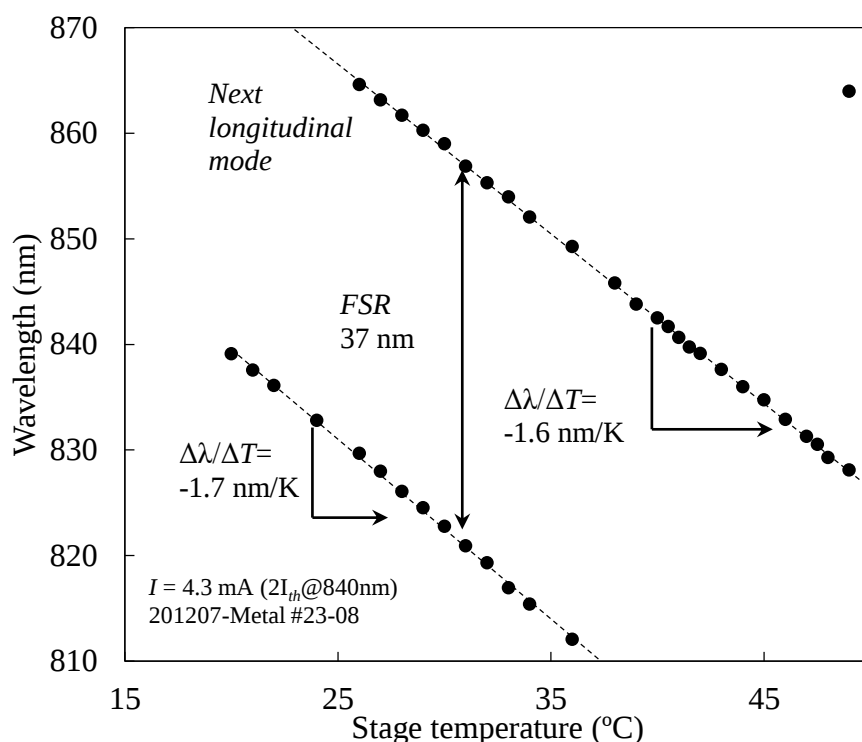


Fig. 4-10. Peak wavelength as a function of the TEC temperature.

温度係数の理論値と実測値を大まかに比較しよう．得られた波長温度係数 $\Delta\lambda/\Delta T = 1.6$

nm/K から、カンチレバーの変位量の温度係数 $\Delta x/\Delta T$ は 16 nm/K 程度であると見積もられる。測定した素子のカンチレバーの長さは 130 μm であるから、Fig. 4-2 に示した計算値と比較するため、長さ $L=100\ \mu\text{m}$ の場合に換算すると 9.5 nm/K である。つまり、実験値は計算値よりも 36% 大きな値となった。これは実効的なカンチレバーの長さの変動に換算すれば、設計値よりも 16% (~21 μm) 増加、Au の厚さの変動に換算すれば % の増加に相当する。続いて、片持ち梁の長さごとの波長温度係数を Fig. 4-11 に示す。 $L=160\ \mu\text{m}$ の場合は波長温度係数は -2.4 nm/K であり、片持ち梁の長尺化によって通常の -34 倍以上にまで波長温度係数を増大することに成功した。

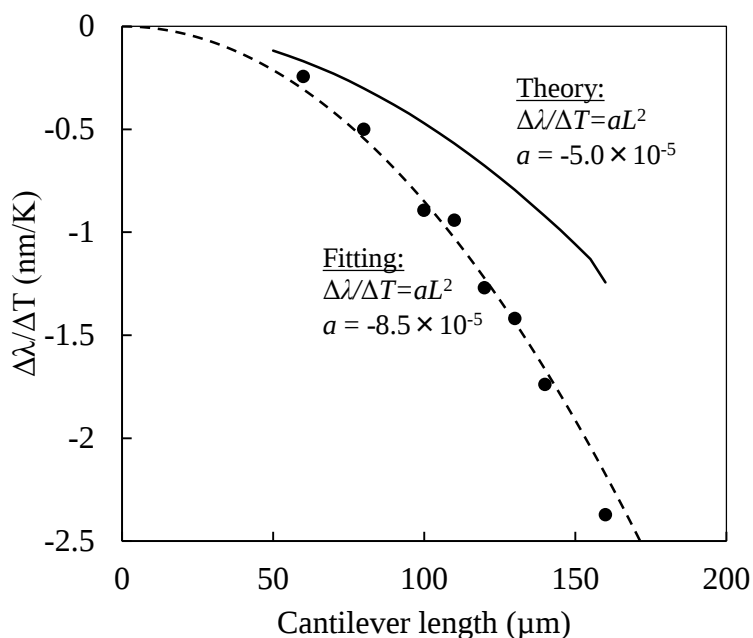


Fig. 4-11. Temperature coefficient of the wavelength as a function of cantilever length.

反射防止層（AR 層）の品質の評価

2 章で述べたように、空気/半導体界面に形成した Al_2O_3 反射防止層は我々のデバイスにとって重要な役割を果たすので、製作した AR 層の品質を評価する必要がある。

ここではデバイスの温度を上昇させ、大きな温度係数を利用して波長を変化させることで、温度変化に対する波長可変特性から AR 層の品質を評価する。すなわち、片持ち

梁の駆動が設計通り温度変化に対してリニアであると仮定した場合、界面の反射が抑制できていれば波長もやはり温度に対してリニアにシフトするはずであるし、もし反射が十分に抑制できていなければ、例えば2章 Fig.2-28 に示したように波長はS字を描いて変化するはずであるからだ。つまりこの測定は、波長可変効率 $d\lambda/dT$ の線形性と片持ち梁の熱駆動 dL/dT の線形性を間接的に評価していることに相当する。確認のため、前提とした波長の温度係数の式を再掲する。

$$\frac{d}{dT} \lambda(n(T), L(T)) = \underbrace{\frac{\partial \lambda}{\partial n}}_{\substack{\text{(Wavelength} \\ \text{dependence} \\ \text{of } n)}}^{-1} \times \underbrace{\frac{dn}{dT}}_{\substack{\text{Temperature} \\ \text{dependence} \\ \text{of } n}} + \underbrace{\frac{\partial \lambda}{\partial L}}_{\substack{\text{Wavelength} \\ \text{tuning} \\ \text{efficiency}}} \times \underbrace{\frac{dL}{dT}}_{\substack{\text{Thermal} \\ \text{actuation}}}$$

● 屈折率のキャリア密度依存性：

共振器を構成する材料屈折率はポンピングする際のキャリア密度を一定に保った状態では、温度のみに依存すると仮定する。さらに温度変化が生じて、共振器内のモードの分布は変化しないと仮定する。その場合、温度に対するモードの群屈折率

$$n_g = n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0}$$

は一定であると仮定できる。

● 屈折率の温度依存性

測定範囲では材料屈折率は温度に対して線形に変化すると仮定した。たとえば Fig. 4-12 は室温から 140℃までの GaAs と AlAs の屈折率を Ref.[4]から引用したものであるが、この温度範囲ではそれぞれの屈折率の温度依存性は極めて良好な線形性を見せている。

$$(dn/dT)_{GaAs} = (2.67 \pm 0.07) \times 10^{-4} \quad 1/K$$

$$(dn/dT)_{AlAs} = (1.43 \pm 0.07) \times 10^{-4} \quad 1/K$$

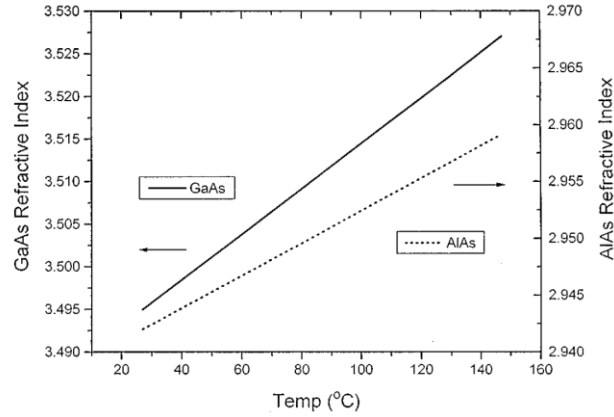


Fig. 4- 12. Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities [4].

この仮定の下では、波長温度係数の測定値の線形からのずれを評価することで、2 項目 $\partial\lambda/\partial L \times dL/dT$ の線形性が確認できる。ただし、波長が DBR の Bragg 波長から大きく離れた場所では、DBR の反射位相の分散が原因で線形性は失われると思われるので、Bragg 波長を中心として波長を評価する必要がある。

温度変化に対する波長シフトを理論値と比較した結果を Fig. 4-13 に示す。ただし理論値は、1 次元の積層構造の共振波長をトランスフォーマトリクス法で計算することで求めた、エアギャップ厚さと共振波長の関係から得ている。すなわち、ある温度でのエアギャップ厚さによって理論値をフィッティングしたことに相当し、これにより波長可変効率の変化量が議論できる。なお、この計算においては材料の屈折率の波長分散、DBR の組成傾斜を考慮している。

理論値の 2 本の線は、AR の効果を確認するために AR がある場合と無い場合を計算したものである。第 2 章で議論したように、空気/半導体界面における反射が引き起こすエアギャップ内の多重反射が複合共振器のような効果をもたらし、位相結合係数のエアギャップ厚さ依存性を生じさせる。これはエアギャップ厚さ対共振波長のグラフで見

ると、共振波長がエアギャップに対して線形に変化しなくなることに繋がり、界面反射が抑制できていない場合は図示したようにS字カーブの特性を示す。それに対してAR層によって反射が十分に抑制できている場合は、共振器全体の位相変化量はエアギャップ厚さの変化による位相変化量に線形に比例する（すなわち、共振器全体の位相変化量のうちエアギャップにおける位相変化量が占める割合が常に一定である）ので、エアギャップ長変化量に対して共振波長の変化量は線形になる。図から分かるように測定値も極めてよい線形性を示しており、AR層の挿入によって界面反射が十分に抑制できている様子がうかがえる。

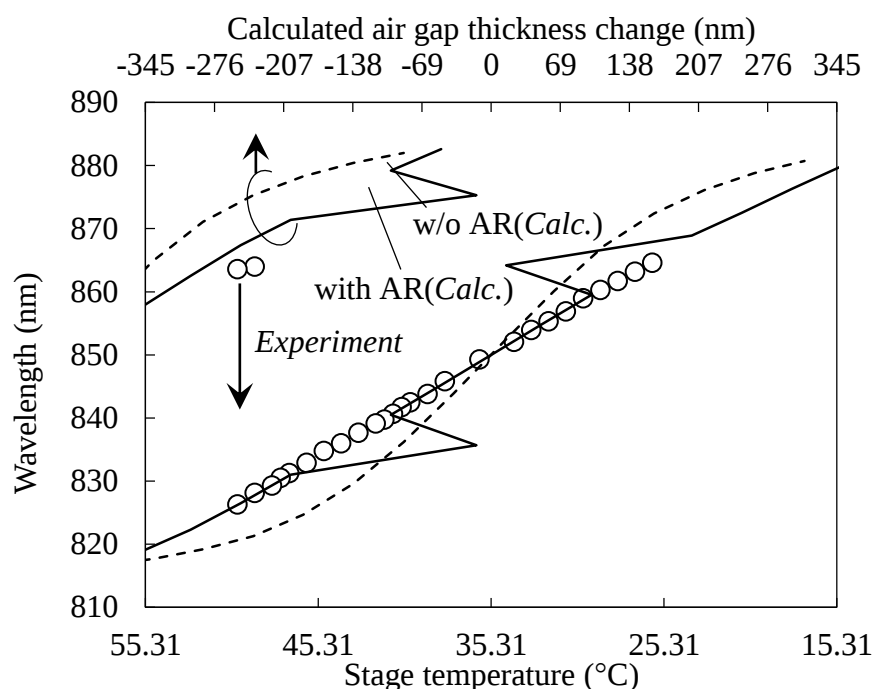


Fig. 4-13. Wavelength drift characteristics. The wavelength shift shows excellent linearity against temperature change, which means that the anti-reflection layer is successfully suppress the interface reflection.

AR層の挿入によって反射率がどれほど低減されているのか定量的に確認するため、線形フィッティングからの波長のずれ量として書きなおしたものを Fig. 4-14 に示す。理論値は様々な厚さのAR層の場合の波長変化量を計算したものである。これはAR層

の内部での位相条件が設計からずれた結果、打ち消しあいの条件が満たされず反射が残留している状態に相当する。図から分かるように、測定した範囲内では 1/4 厚さとした AR の場合とよく一致している。

Fig. 4-15 左に電力反射率のスペクトルの計算値を示す。ここでの反射率は、活性層が分から見えたエアギャップまでの層、すなわち電流拡散層とコンタクト層、AR 層、空気の積層構造の反射率である。考慮した中心波長 $\lambda_0=850$ nm に対して 1/4 波長厚さにしている場合は、測定した動作波長全域で反射率を 1.5%以下に抑制できている。スペクトル上で急激な傾きの変化が見られるのは、電流拡散層 ($\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$) とコンタクト層 ($\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$) の間で生じる多重反射の位相条件が変化していることが原因であると考えられる。

また Fig. 4-15 右は、波長 820 nm, 850 nm, 870 nm における界面での反射率を AR 層の厚さの関数としてプロットしたものである。当然動作波長によって位相条件は異なるが、1/4-波長厚さ付近において弱めあいの条件になるので反射率は最小の 1%となり、1/2 波長で強めあいとなって反射率は最大となる。なお、理想的な反射防止層にはなっておらず、 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ を水蒸気酸化することで生成される $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ の屈折率は 850 nm において 1.57 であり、たとえ 1/4 波長厚さになっていても、AR の屈折率条件である

$$n_{AR} = \sqrt{n_{air}n_{semiconductor}} \sim 1.9$$

を完全には満たしていない。

また、現時点での加工プロセスでは困難であるが、AR 層のスペクトルを拡大するための手法としては、一般的な AR コーティングのように多層構造に変更することが有効であろう。

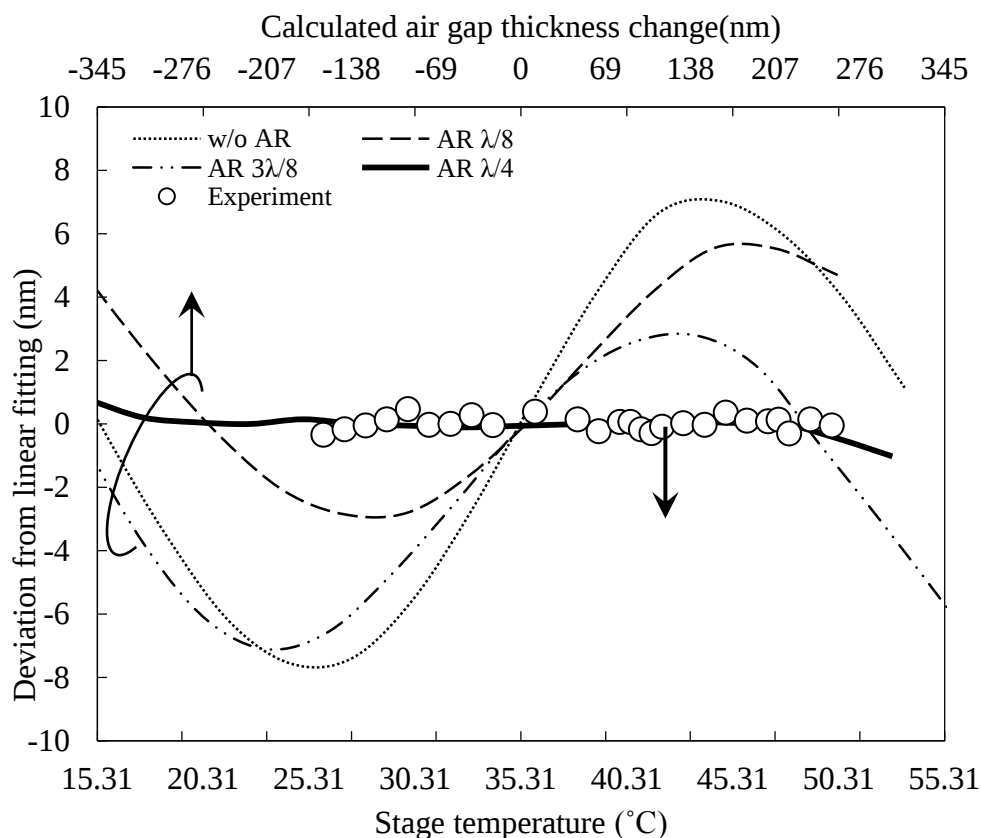


Fig. 4-14. Deviation from the linear fitting shown in Fig.13.

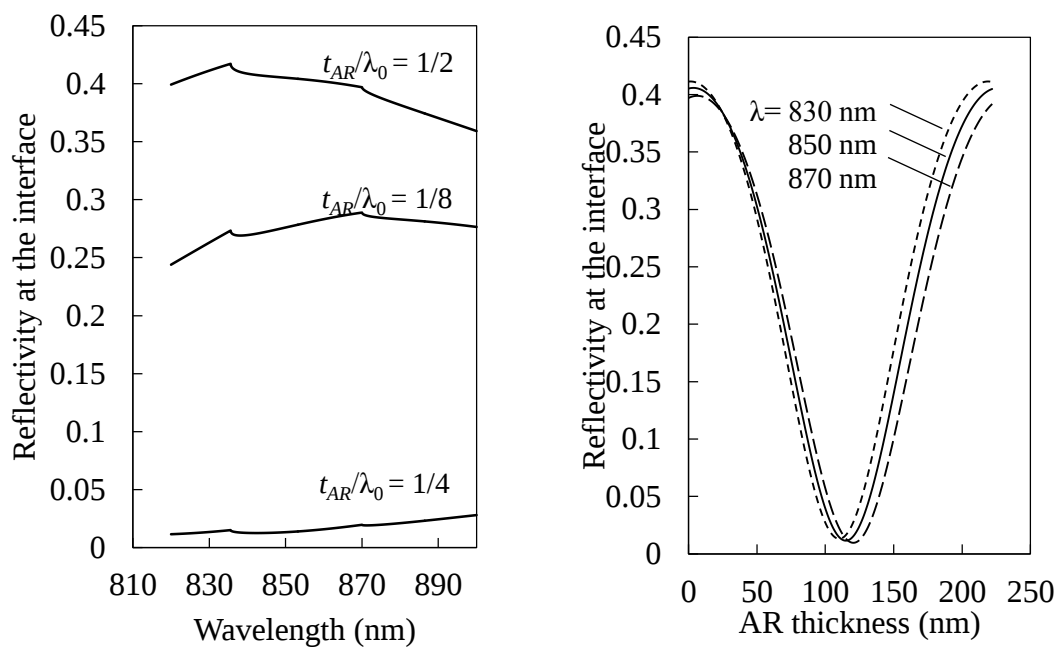


Fig. 4-15. Calculated reflectivity spectra and reflectivity as a function of AR thickness.

集積したマイクロヒータの局所加熱による波長可変動作

次に、Fig. 4-16 に示したようにマイクロヒータの両端に電圧を印加し、電流を流しジュール熱を発生させることで金属/半導体熱駆動片持ち梁を局所的に加熱し、波長可変動作を行った。ステージ温度は 20°C に一定に保ち、レーザの駆動電流は 6 mA に固定した。

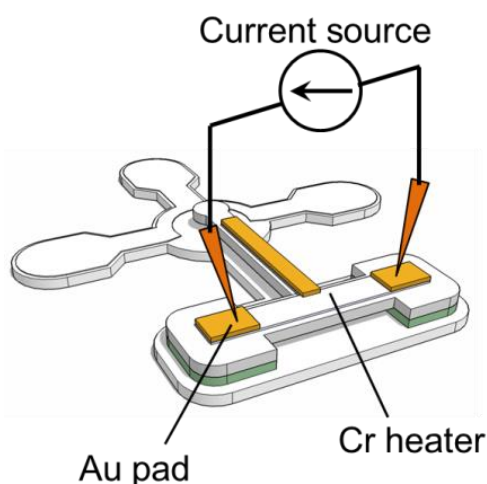


Fig. 4-16. Electro-thermal wavelength tuning mechanism.

まず Fig. 4-17 にヒータの電流-電圧特性を示す。ヒータの特性としては、電流はヒータに閉じ込められていることが望ましい。半導体上に蒸着後アロイ化は行っていないので、半導体と金属膜の間のショットキー接合は残ったままであり、電流はヒータ部のみ流れることが期待できる。I-V 特性から見積もられた電気抵抗値が $2.4\ \Omega$ であることはこれを裏付けている。ただし計算による見積では $0.17\ \Omega$ であるので桁が異なる。これはプローブと金属薄膜の間のコンタクト抵抗が2つ直列に加算されている結果であると考えられる。

発熱量は 300 mA の電流で 200 mW 程度の発熱量が得られる。

次に Fig. 4-18 に加熱電流ごとの発光スペクトルをいくつか例示する。加熱電流を一定に保っているはずであるが、明らかに線幅が広がり、かつ Fig. 4-9（ステージ温度を変えた場合）と比較してピーク強度が低下していることが分かる。これは波長が時間的

に振動していることを示すものである．レーザの電流注入に用いた電流源は一定電流を流すよう設定してあり，そうすれば波長も安定化することは，Fig. 4-9 などの測定から保証できているので，原因は他にある．判明した原因は後で示す波長ごとの L-I 特性の部分で説明するが，結論としてはマイクロヒータとそれに接触させたプローブの間に生ずるコンタクト抵抗の時間変動であった．この解決は次の節で説明する．

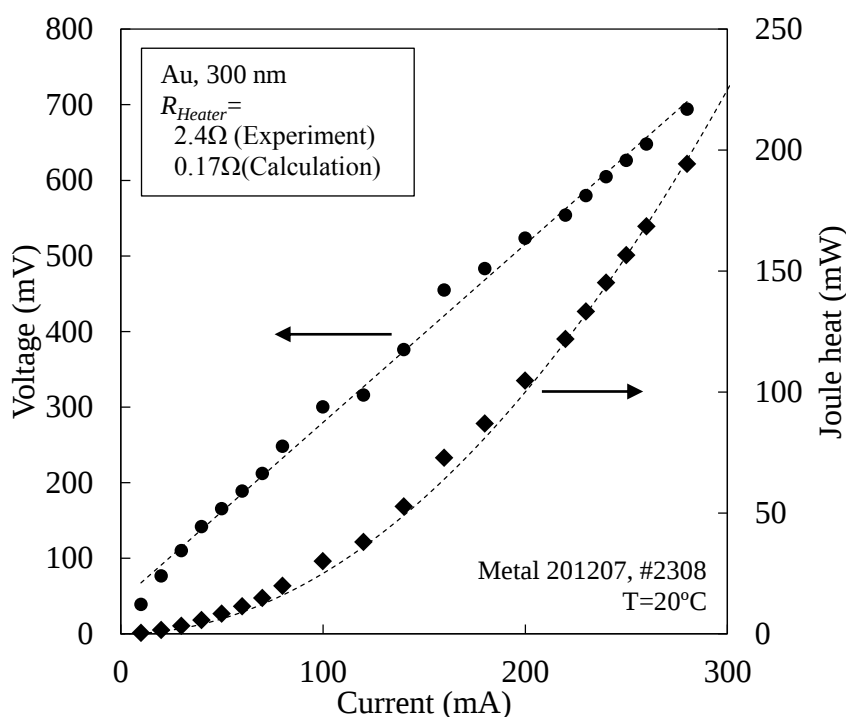


Fig. 4-17. V-I and P-I characteristics of the integrated micro-heater.

このように正確な波長は測定できないものの，傾向として加熱電流を増加させると波長がブルーシフトすることは確認できる．このスペクトルから機械的にピーク波長を抽出して加熱電力の関数としてプロットしたのが Fig. 4-19 である．加熱電力を増加させるに伴ってピーク波長は線形にブルーシフトし，180 mW で FSR 全域を連続的に波長掃引できていることが分かる．ただしこの消費電力は大きすぎるので，低消費電力が必要になる．

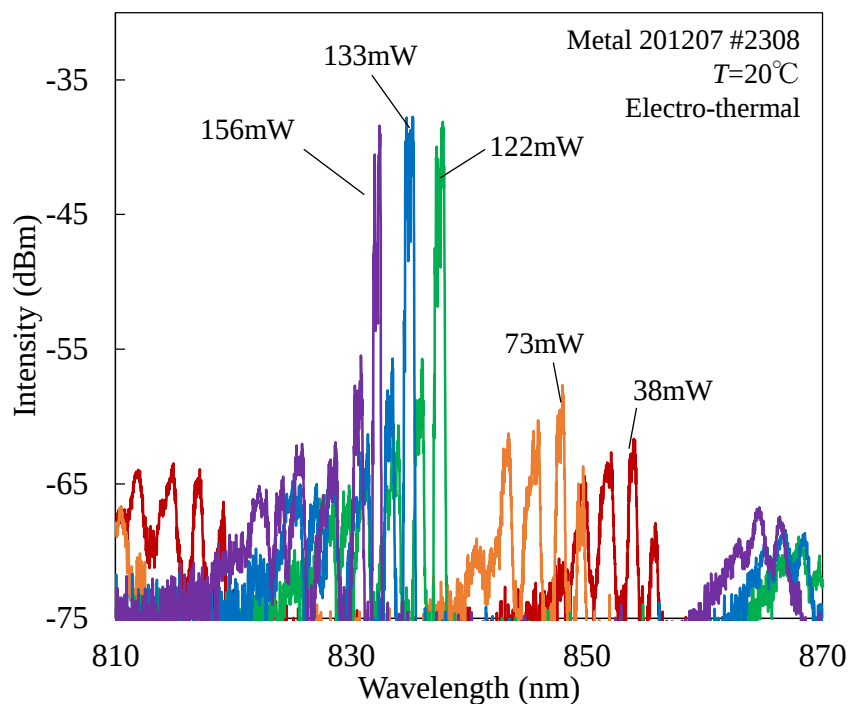


Fig. 4-18. Emission spectra for different heating power.

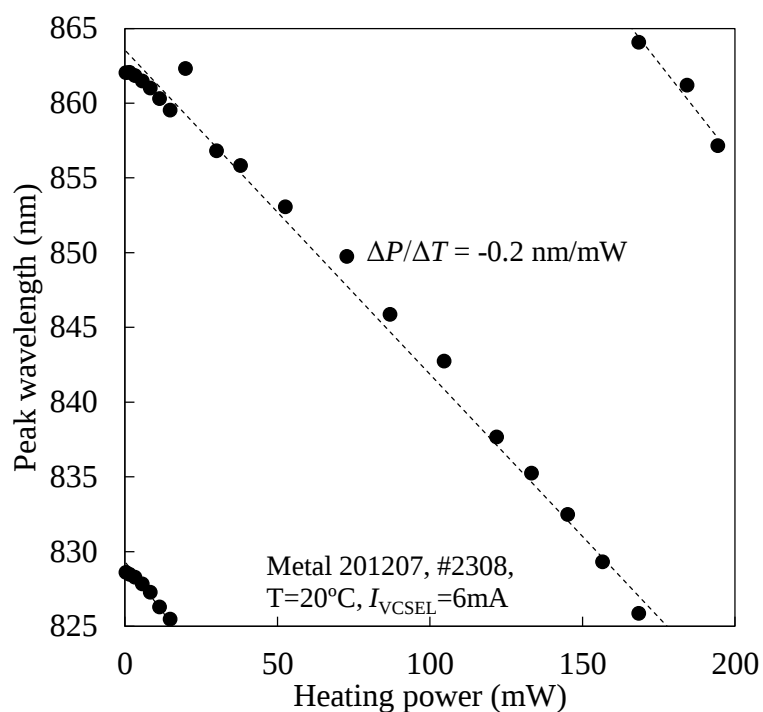


Fig. 4-19. Peak wavelength as a function of the heating power.

続いて波長ごとの閾値電流を求めるため、マイクロヒータで加熱し波長可変動作を行

った状態でレーザの L-I-V 特性を測定した．結果を Fig. 4-20 に示す．スペクトルの結果からも予想できたように，波長可変動作中は光出力が大きく変動している．

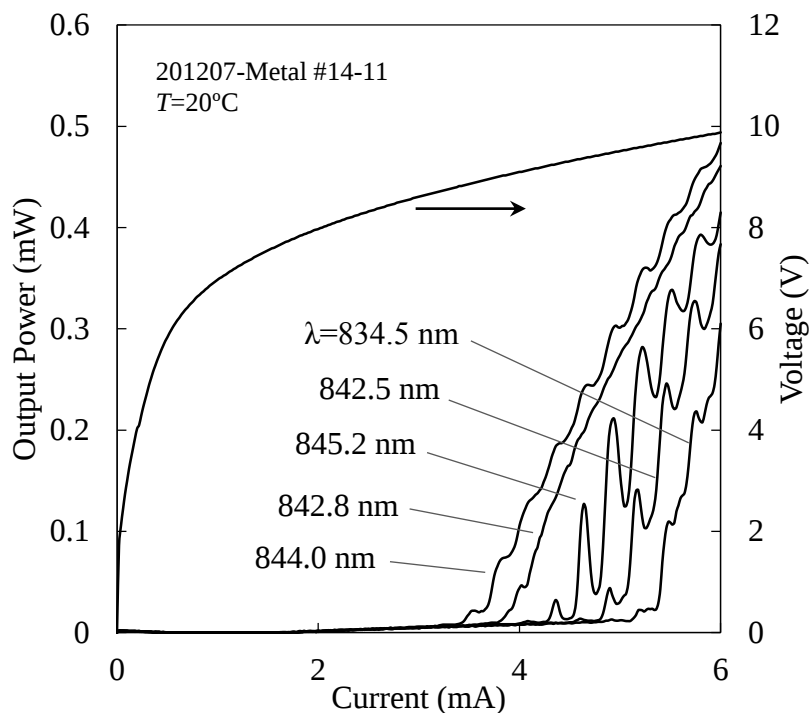


Fig. 4-20. L-I-V characteristics under electro-thermal actuation.

複合共振器レーザでは似たような L-I 特性のキンクが見られる．つまり，注入電流の変動に伴うレーザの自己発熱の変動によって屈折率変動し，共振器長が変化することで複合共振器の位相条件が変動，最終的にキャビティロスの変動に繋がり，光出力を電流の関数でプロットすると似たようなキンクが見られるという現象である．複合共振器レーザの注入電流に対する光出力の周期的変化は，結合した共振器の同相/逆相の条件の周期的変化に相当するが，我々の素子で形成される複合共振器は，空気/半導体界面の反射点によって隔てられた半導体キャビティとエアギャップの複合共振器しか考えられず，高々数ミクロンの光路長に相当するものでしかない．つまり，L-I のキンクから見積もられるような長共振器はそもそも存在しえない．基板裏面も研磨していないので，このような深い振動をもたらすような高い反射率をもたらさないだろう．従って，

複合共振器の可能性は否定すべきである。そのため他に考えられる原因として、ヒータの発熱量の変動であると結論付けた。

振動する L-I 特性から見積もったおおよその閾値を波長の関数として Fig. 4-21 に示す。波長 835 nm 付近で最小となる放物線上になることは確認できる。

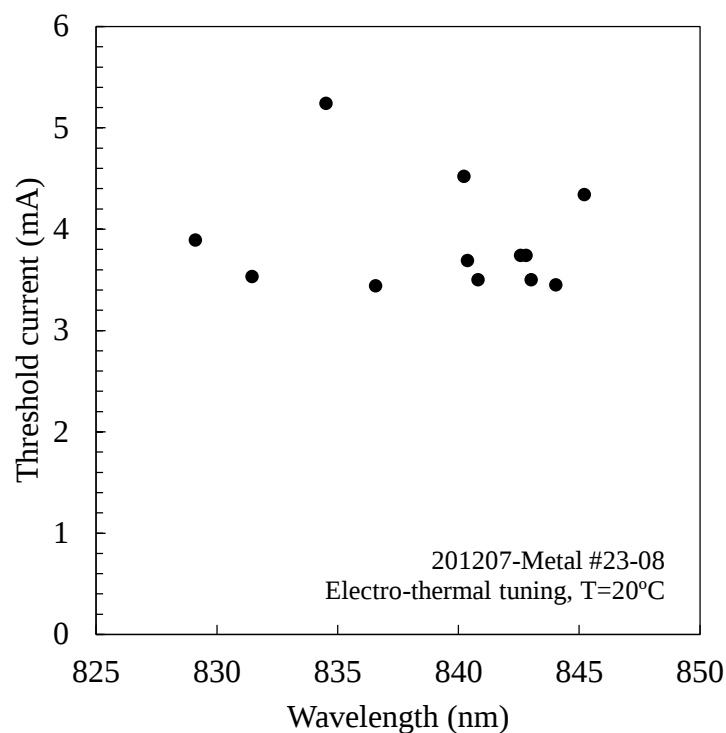


Fig. 4-21. Threshold current during the electro-thermal actuation as a function of wavelength.

以上の測定結果から判明した問題点をまとめる。

- レーザの低抵抗化

電圧が高い原因は様々なものが考えられるが、立ち上がり電圧が高いことから、正常に金属/半導体間の接触が形成されていないことが予想される。すなわちショットキバリアが残っていることや、高抵抗の材料が接合面に残留していることが考えられる。従って立ち上がり電圧の改善には AR 層の形成方法、コンタクト層の露出のためのエッチングの変更、微分抵抗の改善には電極材料及びアニール条件の変更

が必要であると考えられる。

● ヒータの熱のマネジメント

波長掃引に大きな消費電力が必要となる、つまり加熱効率が悪い原因は、加熱部分の熱が十分に閉じ込められていないことにあると考えられる。すなわち、Fig.4-4の電子顕微鏡写真からもわかるように、現在の設計では加熱される領域が基板にベタ付けされた状態であり、発生した熱は直下の半導体多層膜構造を通して基板に逃げてしまう。これを解決するためには加熱領域の熱的分離が必要である。すなわち、加熱領域の表面積を覆う面積の中で、熱伝導率の低い材料が覆う面積の割合を増加させればよい。たとえば半導体に接する面積をできるだけ少なく、空気に接する面で気をできるだけ多くすればよい。

● 波長の不安定動作の改善

マイクロヒータに接触させたプローブのコンタクト抵抗の時間的変動が原因である。駆動する電流源が分岐した全電気抵抗は、マイクロヒータそのものの抵抗とコンタクト抵抗が直列に繋がったように見える。従って全抵抗のうちマイクロヒータそのものの電気抵抗の割合を増やしてやれば、コンタクト抵抗の時間的変動の影響は完全には除去できないものの、低減させることができるはずである。

次の項目では以上の問題点の解決方法と結果を述べる。

4.4. 構造の改善

レーザの低電圧化

電圧が高い原因は様々なものが考えられるが、立ち上がり電圧が高いことから、正常に金属/半導体間の接触が形成されていないことが予想される。すなわちショットキバリアが残っていることや、高抵抗の材料が接合面に残留していることが考えられる。従って立ち上がり電圧の改善には AR 層の形成方法、コンタクト層の露出のためのエッチングの変更、微分抵抗の改善には電極材料及びアニール条件の変更が必要であると考えられる。

まず立ち上がり電圧の低電圧化を行った。改善前のプロセスでは、1 回目のドライエッチング（マイクロマシンの形成）で GaAs 犠牲層までエッチングし、続いて GaAs 犠牲層のウェットエッチングでコンタクト層直上の $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ を露出させる。なぜなら、 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ を水蒸気酸化させて AR 層を形成する必要があるからだ。しかし大気やエッチング液に暴露された $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 層は、Al 組成が高いため即座に化学的变化を受けて酸化物に変化する。その状態で水蒸気酸化し、続いてバッファード弗酸（BHF）によってこの層をエッチングしコンタクト層を露出させるのだが、一旦自然酸化した $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ は、BHF で完全にエッチングできなくなってしまうことが判明した。従ってコンタクト層上に酸化物が残留した状態で電極を蒸着・アニールすることになる。残留した酸化物層は電極の実効的な面積を減少させるだけでなく、アニールの際にコンタクト層への Ge の拡散を阻害してしまい、高抵抗化に繋がる。つまり、問題の主要因は $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 層を自然酸化させてしまったことにある。

これを改善するため、プロセスの順序を変更した。1 回目、2 回目のドライエッチングの工程の直後に水蒸気酸化を行うことが変更点である。AR 層となる $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ も酸化層と同様にメサ側方から酸化する。AR 層となる $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ は厚さが 140 nm、それに対して酸化層は 30 nm であるので、酸化レートに 40%ほどの差が生じる。これによ

って、AR 層は全面酸化させながら、酸化層には酸化開口を残すということが可能になる[5]。そのような手順であれば、AR 層となる $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ は一度も大気暴露されることなく、水蒸気酸化によって $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ になるので、BHF によって均一にエッチングすることができる。また、BHF によるエッチング後には Fig. 4-22 のような析出物が生じることも判明した。これも高抵抗化の原因の一つであると考えられる。この析出物は純水のリンスでは除去できないが、メタノールには容易に融解する。従って、従来のプロセスではパターニングと BHF によるウェットエッチング後にそのまま電極を蒸着していたが、エッチング後に一旦フォトリジストを除去、再度パターニングを行い蒸着するように変更することで、析出物の問題を回避できるようにした。

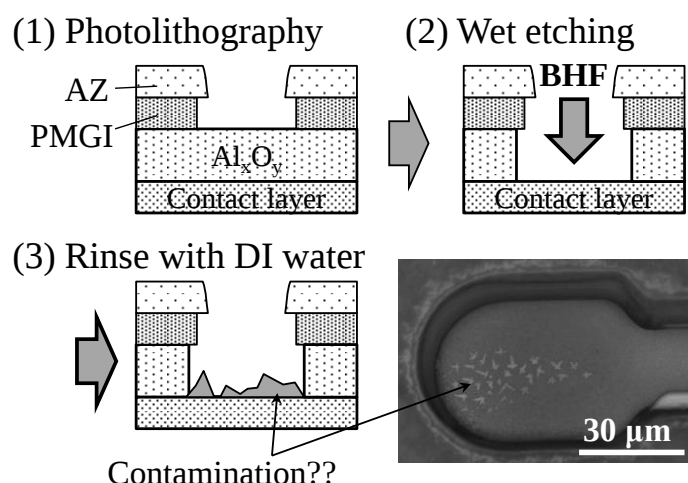


Fig. 4-22. Laser microscope image of the contamination after BHF etching.

さらに、微分抵抗の改善のため、電極の金属材料の変更も行った。従来は Ni/Au/Ge を用いていたが、これを AuGe/Ni/Au に変更した[6]。通常、エピ面に蒸着された Ge は、アニール時に高い表面張力が原因で凝集し、実効的な電極面積を減少させてしまう。Ni はアニール時の融解した金属の濡れ性を保つために挿入したものであり、これによって凝集を防ぐことができる。

改善後の V-I 特性を Fig. 4-23 に示す. 図中の "C-shape" は MEMS VCSEL のレーザ電極の形状のことであり, 片持ち梁の部分が欠けているので, 太さが $15\text{ }\mu\text{m}$ の C 字型になっている. "Ring" は, 直径 $60\text{ }\mu\text{m}$ のメサ上に半径 $5\text{ }\mu\text{m}$ の出射開口のみを残してそれ以外全ての領域に電極を形成したものであり, 微分抵抗の面積依存性を確認するために製作したものである. これが可能な限り電極面積を広く取った場合であるので, 一つの限界の目安となる. なお VCSEL の微分抵抗はコンタクト抵抗, 電流拡散層内での横方向のキャリアの走行の際の抵抗, 酸化開口付近での抵抗のうち, 最後のものがドミナントであるので[7], いずれのデータも酸化開口は直径約 $5\text{ }\mu\text{m}$ に揃えてある.

エッチングのプロセスと蒸着の前処理を改善することで, 立ち上がり電圧は 1.5 V にまで減少した. 微分抵抗も $200\text{ }\Omega$ 以下にまで減少させることに成功しており, レイアウトの変更で電極面積を増加させることで, $100\text{ }\Omega$ 程度にまで低電圧化できる可能性がある.

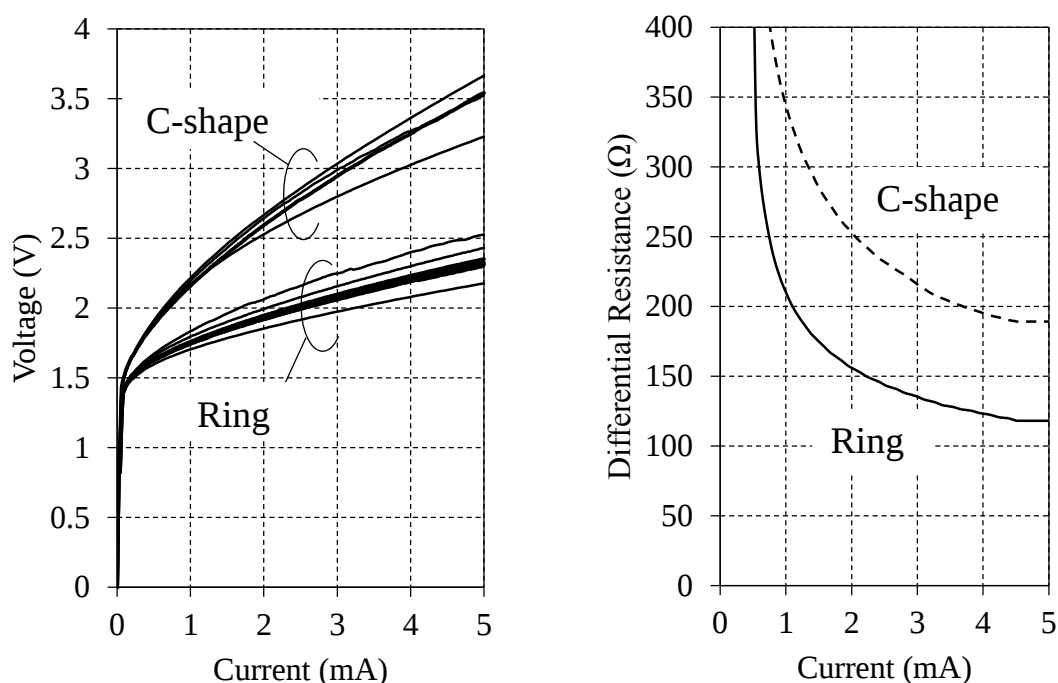


Fig. 4-23. V-I characteristics and differential resistance of the C-shape and Ring-shape electrode.

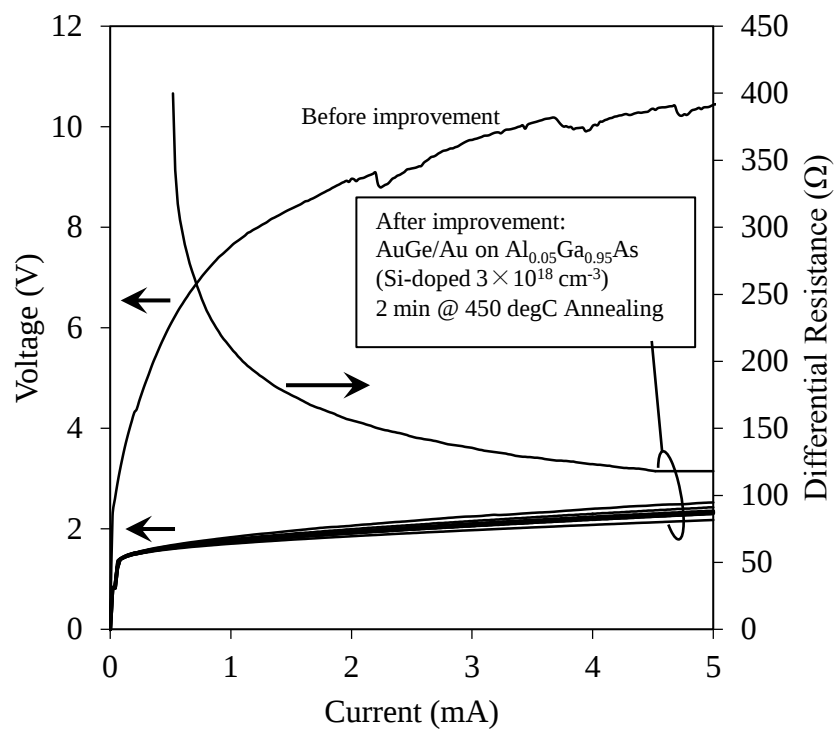


Fig. 4-24. Comparison of the V-I characteristics.

加熱機構の改善：T字構造

前回作成したデバイスでは、カンチレバーの加熱部分とメサの間に GaAs 犠牲層が残されており、加熱部分と周囲の熱的なアイソレーションが不十分であった。そこで、佐野氏によって提案された T 字構造[佐野さん D 論]を導入した。この構造は、リリースの選択エッチングの際に加熱領域の直下の GaAs 犠牲層を完全にエッチングするものであり、加熱領域の熱抵抗の周囲の殆どを熱伝導率の低い空気で覆うことで熱的なアイソレーションを改善するものである。

その効果を見積もるため、有限要素法を用いて定常状態の熱伝導解析を行った。モデルの概要を Fig. 4-25 に示す。厚さ 50 μm の GaAs 基板上に片持ち梁の土台部分のみがあるモデルで、図中黒塗りの部分で 10 mW の熱が定常的に発生している。この解析では熱伝導方程式の定常解を求めることができ、発生した熱によって周囲の構造の温度分布がどのように変化するかが分かる。

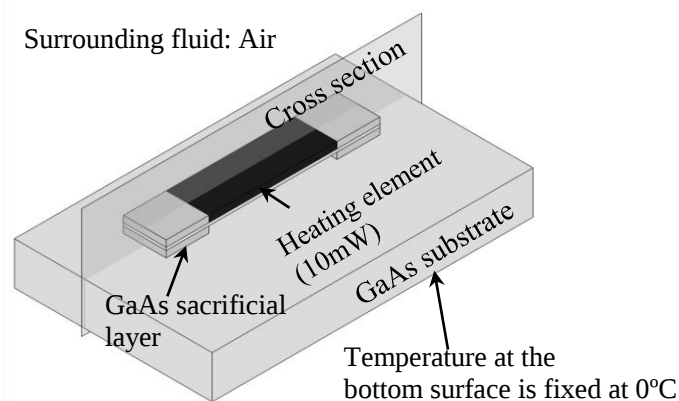


Fig. 4-25. Calculation model for thermal conduction analysis based on FEM method.

なお、周囲の流体は空気であると定義した。熱伝達の種類は次のように分類される。

$$\text{熱伝達} = \text{熱伝導} + \text{対流伝熱} + \text{輻射伝熱}$$

熱伝導は材料の熱伝導率に支配される熱のやり取りである。対流伝熱は周囲の流体（ここでは空気）との熱のやり取りで、加熱された流体が対流を起こし、新たに導かれる低温の流体によってさらに熱が奪われる。輻射伝熱は電磁波の輻射としてエネルギー

が奪われる伝熱である。低温の領域では熱伝導が支配的であるので、この解析では他の伝熱は無視した。

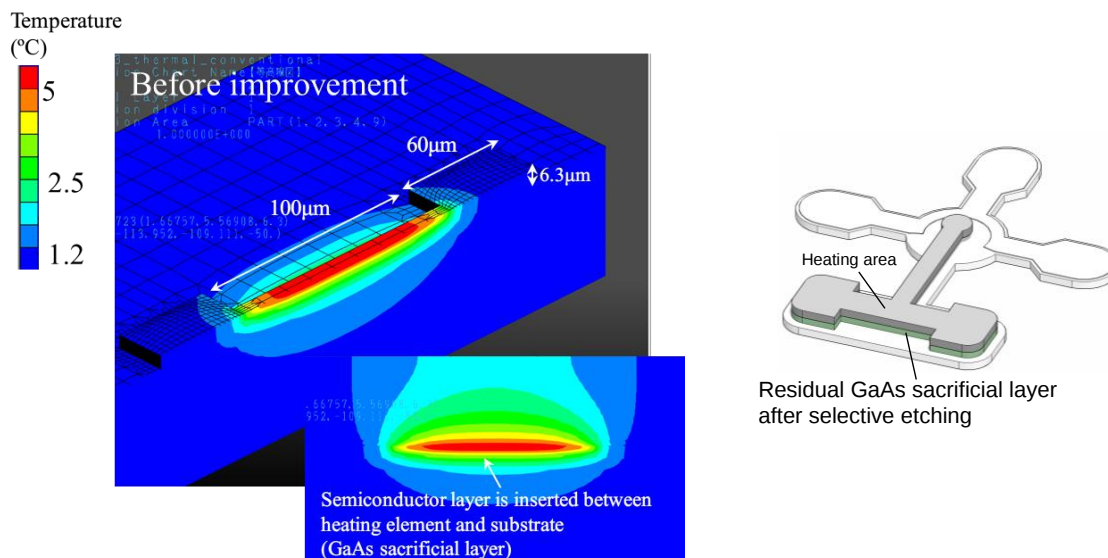


Fig.4-26(a). Structure of the heating layer and temperature distribution when heating power of 10 mW is applied on the anchor of the cantilever.

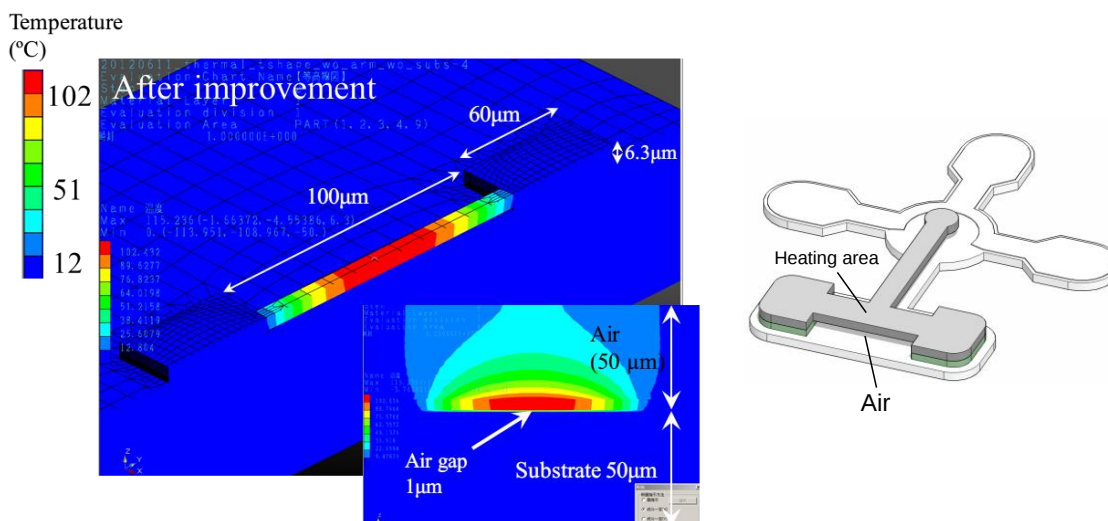


Fig. 4-26(b). Structure of the heating layer and temperature distribution when heating power of 10 mW is applied on the anchor of the cantilever. Generated heat is confined in the bridge since it is surrounded by small thermal conductivity material: air.

従来の構造の断面の温度分布を Fig. 4-26(a)に示す。重要なのは温度分布である。従来の構造は、加熱部分と基板との間に熱伝導率の高い半導体の層(GaAs 犠牲層)が存在する。そのため、加熱部に比べて巨大な熱容量を持つ基板が隣接し、熱的なアイソレーションが取れていない状況にある。ゆえに、加熱領域で発生した熱は、温度が固定されて

いる基板へ逃げてしまい、ヒータによっていくらジュール熱を与えても、一向に温度が上昇しないのである。その結果、温度上昇量は最大でも 5°C 程度である。

Fig. 4-26(b)は改善後の構造の温度分布である。Fig. 4-26(a)との違いは、加熱部分の周囲が空気に囲まれている事にある。空気の熱伝導率は半導体のものに比べて約4ケタ小さいため、加熱部と基板の熱のやり取りを阻害することが出来る。この構造は、反射鏡直下の GaAs 犠牲層を選択的にウェットエッチングすることで作製する。従来構造との違いは明らかで、ピーク値は 80 K にまで達している。また、温度の分布にも明確な違いが見られ、加熱部分に熱が閉じ込められ、周囲への熱の伝導が抑制されている事が分かる。その結果、加熱効率が20倍に改善していることが分かる。なお、熱伝導方程式は線型方程式であるから、 1 mW に対する加熱電力を知りたいのであれば、単純に温度上昇量を $1/10$ にすればよい。

金属ヒータの改善

マイクロヒータの加熱による波長可変動作において、ヒータへの電流注入はプローブを直接落とすことで行うが、振動などによりコンタクト抵抗が時間的に変動することは避けられない。つまり、加熱電力が時間的に変動し、結果として波長が安定しない。ヒータの等価回路は Fig. 4-27 に示したようなものであるが、この回路において接触抵抗 R_{contact} がヒータの抵抗 R_{Heater} に対して無視できるほど小さい場合、この問題は解決できるであろう。以上のことを考慮して、これはコンタクト抵抗よりもヒータの抵抗を十分に大きくすることで改善できると見込まれるので、Fig. 4-28 のようにヒータの金属材料を Au から Cr に変更した。発熱量の見積もりを Fig. 4-27 に示す。Cr に変更後も、波長可変動作に十分な発熱量が得られると見積もられた。

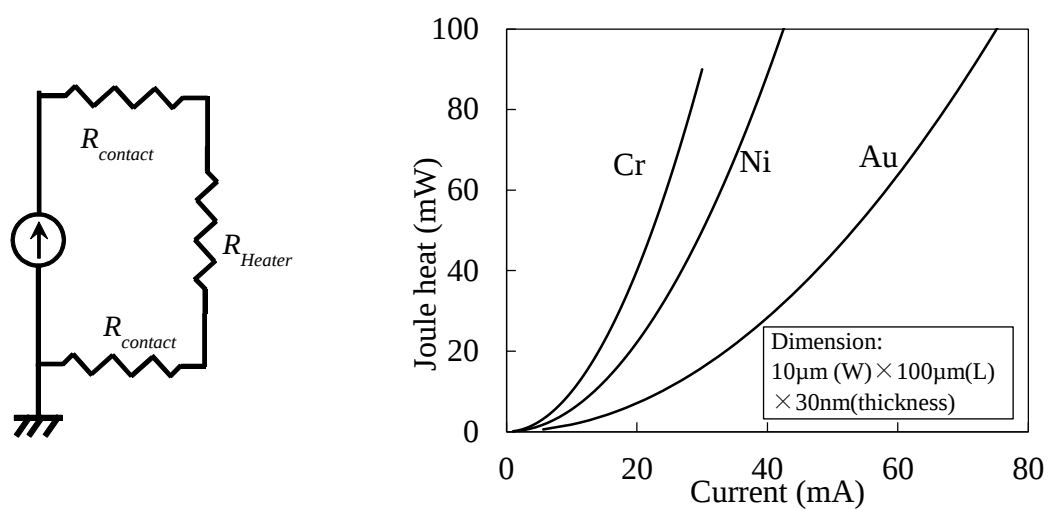


Fig. 4-27. Current versus voltage of heaters composed of three metal materials: chromium, nickel and gold. Chromium is most suitable because of its high electric resistance.

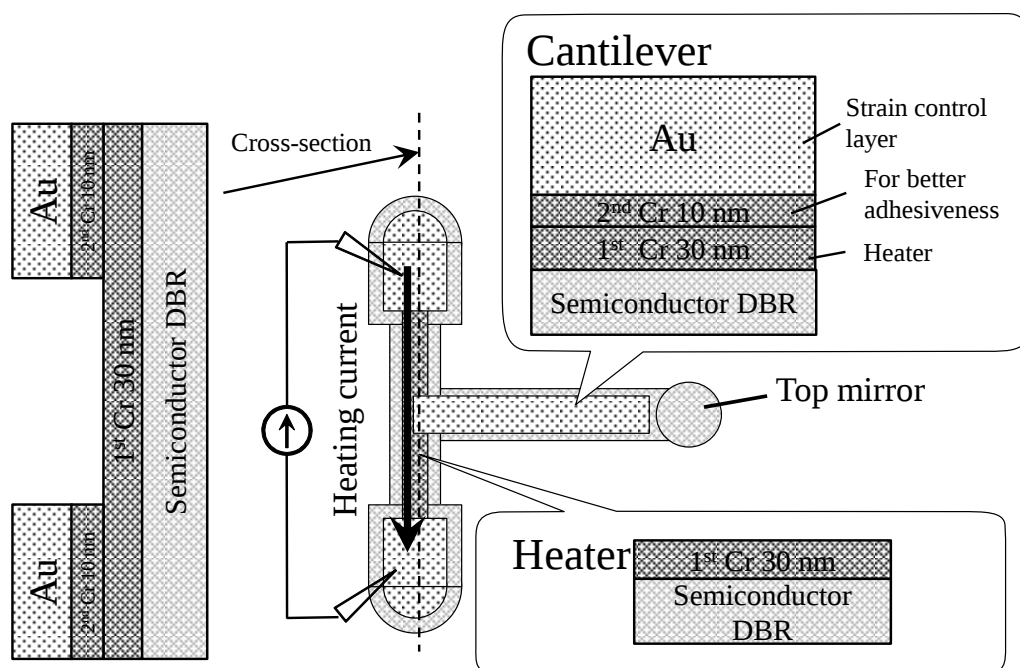


Fig. 4-28. Improved structure of the heater.

補足：半導体/金属間の密着性について

マイクロマシンの構成材料として使用する金属薄膜には大きな剪断応力が生じるので、それに耐えうる密着性が重要になる。Fig. 4-29 に示したように密着性が不十分である場合は金属歪制御層（Au）が剥離してしまう。これは種々の化学溶液に晒された金属表面が何らかの変化を受け、次に蒸着される金属との間の密着性を低下させていると推測した。この問題は、歪制御層の蒸着前に Cr を薄く蒸着し、かつ大気暴露することなく続けて歪制御層を蒸着することで解決できた。

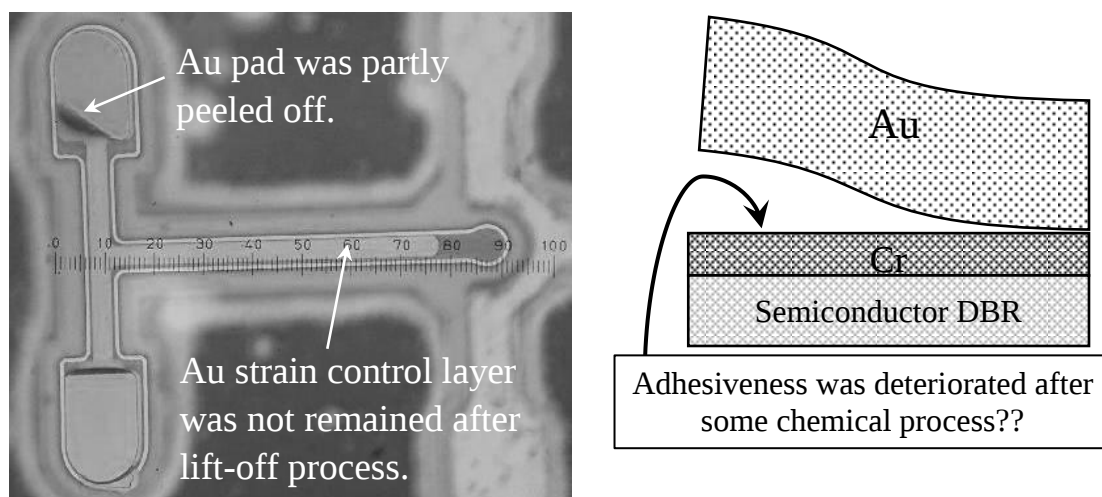


Fig. 4-29. Micrograph of the device whose Au strain control layer was peeled off.

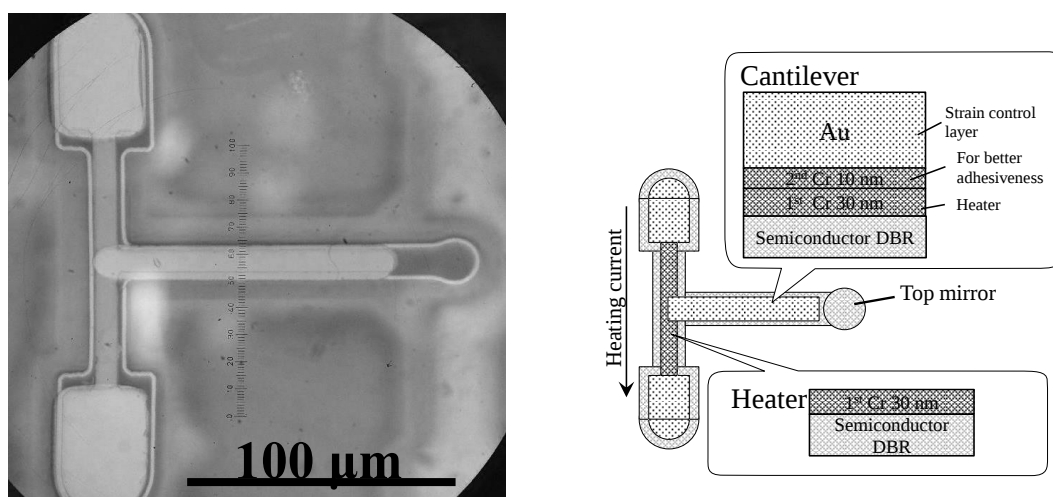


Fig. 4-30. Micrograph of the device after improvement.

この素子において、金属ヒータに電流を流し波長掃引を行った結果を Fig.12 と Fig.13 に示す。前回報告した素子においては、ヒータ全体の電気抵抗値において、プローブとの接触抵抗が支配的であったため、加熱電力が時間的に変動し、その結果波長が安定しなかった。それに対してこの素子では、それぞれの加熱電力量において波長はよく安定しており、スペクトルを問題なく測定することができた。

Fig. 4-32 はピーク波長を加熱電力の関数としてプロットしたものである。12.4 mW の加熱電力で、FSR 全域の波長掃引幅が得られることが分かる。また、加熱電力に対して線形な波長変化が得られており、波長掃引効率 $\Delta\lambda/\Delta P$ は-2.7 nm/mW であった。改善前

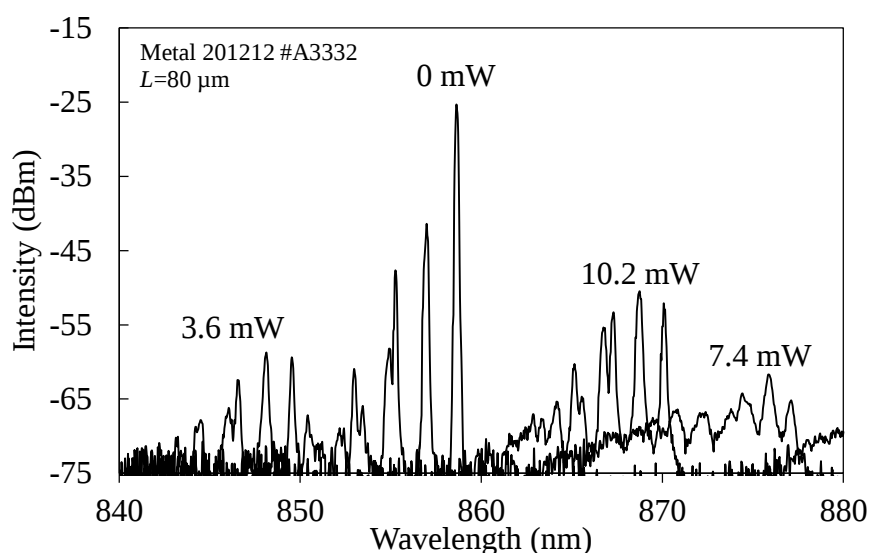


Fig. 4-31. Emission spectra for different heating power under electro-thermal actuation.

の構造においては-0.22 nm/mW であったので、熱を効率よく閉じ込める構造を導入することで、10 倍以上の改善に成功したことになり、熱伝導解析の結果を裏付けるものがあるといえる。ただし熱の閉じ込めが良いということは、熱を逃がしにくいということでもあるので、波長掃引速度は悪化することになる。そのトレードオフ関係を考慮して設計するためには、熱の過渡応答の計算を行い最適な構造を探索する必要がある。

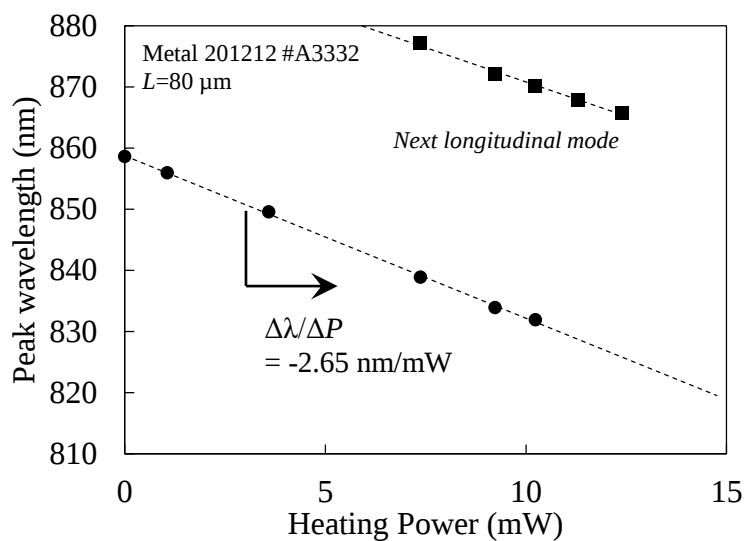


Fig. 4-32. Peak wavelength as a function of heating power.

最後に、片持ち梁の長尺化による電氣的加熱の波長可変効率 $\Delta\lambda/\Delta P$ の増大の確認を行った。Fig. 4-33 は、片持ち梁が 60 μm から 120 μm の素子の波長可変効率を測定したものである。120 μm の片持ち梁では $\Delta\lambda/\Delta P$ は -4.8 nm/mW であり、7.7 mW の加熱電力で FSR 全域の波長掃引が可能である。

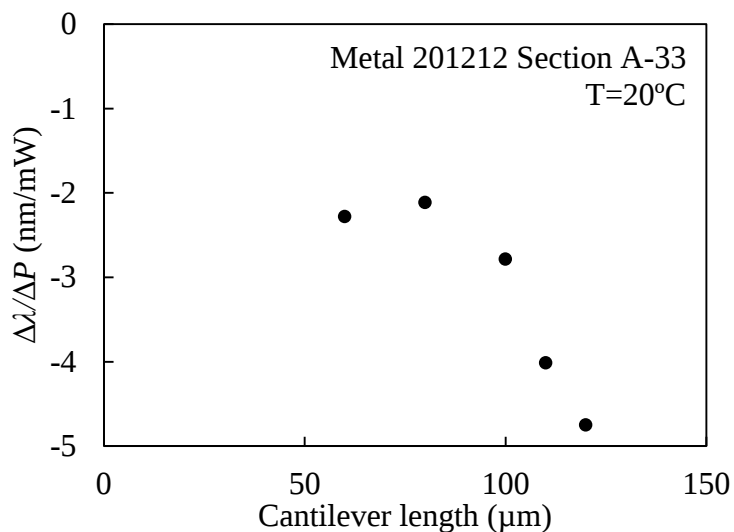


Fig. 4-33. Improved electro-thermal wavelength tuning efficiency.

4.5. まとめ

- 金属/半導体熱バイモルフ反射鏡による波長温度係数の巨大化

面発光レーザに、金属/半導体の熱駆動反射鏡を集積することで、波長温度係数を通常の 34 倍 (-2.4 nm/K) にまで拡大することに成功した。熱駆動マイクロマシンの駆動効率の向上により、集積したヒータのわずかな加熱によって広い波長可変動作が可能になる。

- 温度係数の巨大化による高効率波長可変動作

金属/半導体バイモルフ反射鏡に微小な金属ヒータを集積し、電氣的に加熱することで波長可変動作を行った。初期構造では波長可変効率は -0.2 nm/mW であった。効率を悪化させている原因として、加熱機構の熱の閉じ込めが不十分であることを指摘した。また、電氣的加熱による波長可変動作中において波長の不安定動作が見られることが明らかになり、その原因は金属ヒータの接触抵抗の時間的変動であることを指摘した。以上の問題点を改善した新構造を製作し、波長の安定動作を得るとともに、波長可変効率を 10 倍以上の -2.7 nm/mW に改善することに成功した。

- AR 層の特性評価

製作した構造は波長ドリフトが巨大な特性を有しているので、温度変化に対する波長シフトの特性を測定することで、我々の素子において極めて重要である AR 層の特性評価ができることを明らかにした。測定の結果、波長は温度変化に対して線形に変化していることを確認し、理論計算との比較から、AR 層の挿入により共振器内の空気/半導体界面における反射を 1.5%以下にまで低減できていることを明らかにした。

参考文献

- [1] Gierl, C. et al. Optics Express, 19 (18), 17336-17343 (2011).
- [2] J Singh et al., J. Micromech. Microeng. 18 025001 (2008)
- [3] Lin, G. et al., Solid-State Sensors and Actuators, 1995 and Eurosensors IX.. Transducers '95. The 8th International Conference on , vol.2, no., pp.416-419, 25-29 Jun 1995.
- [4] Talghader, J., & Smith, J. S. (1995). Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities. Applied Physics Letters, 66(3), 335. doi:10.1063/1.114204
- [5] 中田紀彦氏 修士論文
- [6] H. R. Kawata, T. Oku, A. Otsuki, and M. Murakami, "NiGe-based ohmic contacts to n-type GaAs. II. Effect of Au addition," J. Appl. Phys., vol.75, no.5, pp.2530-2537, March 1994.
- [7] Vcsel, O., Macdougall, M. H., Geske, J., Lin, C., Bond, A. E., & Dapkus, P. D. (1998). Low Resistance Intracavity-Contacted, 10(1), 10-12.

第5章

マイクロマシン面発光レーザと Bragg 反射鏡スローライト導波路の平面集積

マイクロマシン技術を応用した波長可変面発光レーザである MEMS VCSEL[16]は、波長可変幅の拡大やチューニング速度の高速化などの性能向上が図られてきたが[17,18], 100nm を越える連続波長掃引や数十 mW 以上の高出力化は世界的にも未踏の領域である。ごく最近, 光励起による 150nm を越える連続波長掃引が報告されたが[19], 光励起のため小型化が困難であり, また, 外部の光増幅器が必要であった。

そこで, 我々がこれまで研究してきた Bragg 反射鏡スローライト導波路[20,21]と MEMS VCSEL の平面集積構造を提案する。例えばスローライト導波路の活性領域で利得を与えるスローライト SOA との平面集積が出来れば, 高い出力を持ちながら広帯域な波長掃引が可能な光源を, 従来の VCSEL と同様に 1 チップに集積することが可能になる。

また Bragg 反射鏡スローライト導波路の別の機能として, 結合させる波長をカットオフ波長近傍で掃引することで大きな伝搬角の変化を得られるという特徴がある[22]。そこで, 波長可変光源としての MEMS VCSEL をこれに集積し, 自由空間に放射させるビームの角度を連続的に変化させる, ビーム偏向機能を持つ光源を提案する。

5.1. ブラッグ反射鏡スローライト導波路

本研究室では, ブラッグ反射鏡とコアで構成される導波路において, カットオフ波長近傍で見られる巨大な構造分散を利用することで, 光の群速度を低下させるスローライトデバイスについて研究を行ってきた(Yariv, 桜井さん論文)。ブラッグ反射鏡スローライト導波路の構造を Fig.5-1 に示す。量子井戸を含む λ キャビティおよび横方向光閉じ込めのための酸化層が, 対向した分布ブラッグ反射鏡に挟まれた構造である。本研究では MEMS VCSEL と集積することを想定しているので, ここでは更にエアギャップを含

んだ構造を示した。

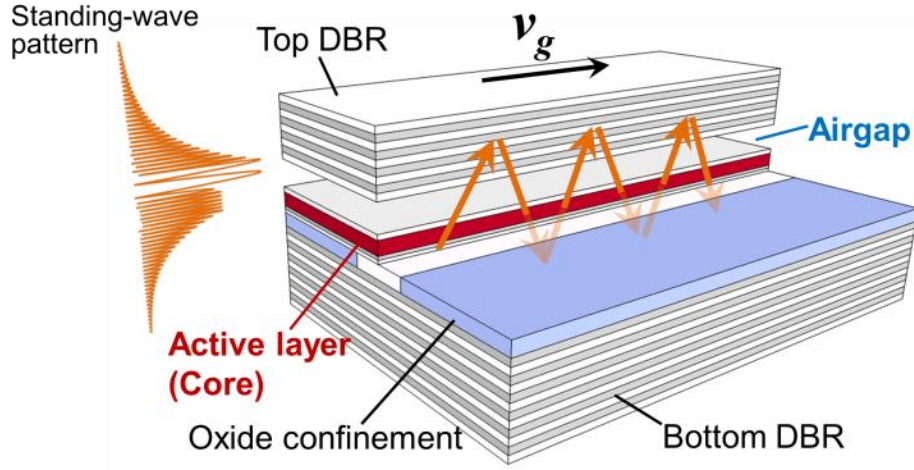


Fig.5-1 Bragg reflector waveguide incorporating length variable airgap in the waveguide.

ブラッグ反射鏡導波路における低群速度伝搬モードの性質を定性的に示すため, Fig.5-2 のようなモデルで群速度を計算する. ここで上下の反射鏡はハードミラーとした. コア内を伝搬する光の伝搬定数は, 図より次の式で表される.

$$\beta_m = k_0 n_{core} \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{core} \sqrt{1 - \left(\frac{m \cdot \lambda}{2Dn_{core}} \right)^2} \quad (5-1)$$

ここで, k_0 は真空中における波数, n_{core} はコアの屈折率, m はモード次数, D はコアの厚さである. 群速度は

$$v_g = \left(\frac{d\beta_m}{d\omega} \right)^{-1} \quad (5-2)$$

であるから, カットオフ波長近傍において群速度は急激に低下することが分かる. このような低群速度モードの指標として, 屈折率 n のバルク材料中を伝搬する光の速さとの比をスローダウンファクタ f として定義すると, 次のように表すことができる.

$$f \equiv \frac{c/n}{v_g} = \frac{2\pi n}{\lambda} \left[\left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 - \left(m \frac{\pi}{D} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5-3)$$

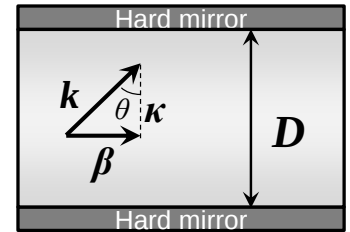


Fig.5-2. Analytic model for reduction of the group-velocity in a Bragg reflector waveguide.

コアを GaAs とした場合の、波長 980 nm 帯におけるスローダウンファクタを Fig.5-3 に示す.

たとえば、スローダウンファクタが 10 であれば、閉じ込め構造のないバルクの材料中を伝搬する場合に比べ、吸収や増幅などの光と物質の相互作用は 10 倍になる[23]. 即ち、スローライト伝搬モードを用いることで、変調器や増幅器のサイズを原理的には $1/f$ 小型化可能であることを意味する.

注目すべきことに、我々の提案するブラッグ反射鏡スローライト導波路は、面発光レーザとほぼ同様の層構造を有する. 従って面発光レーザと横方向に集積し、面発光レーザの光を結合させスローライト伝搬モードを励振することが出来れば、変調器や増幅器などの機能デバイスと面発光レーザを一体集積し、新たな機能を持たせることが可能になる. 面発光レーザとブラッグ反射鏡スローライト導波路の横方向光結合は既に実証されており[24], 本研究では更に、マイクロマシン波長可変面発光レーザの一体集積構造を提案する.

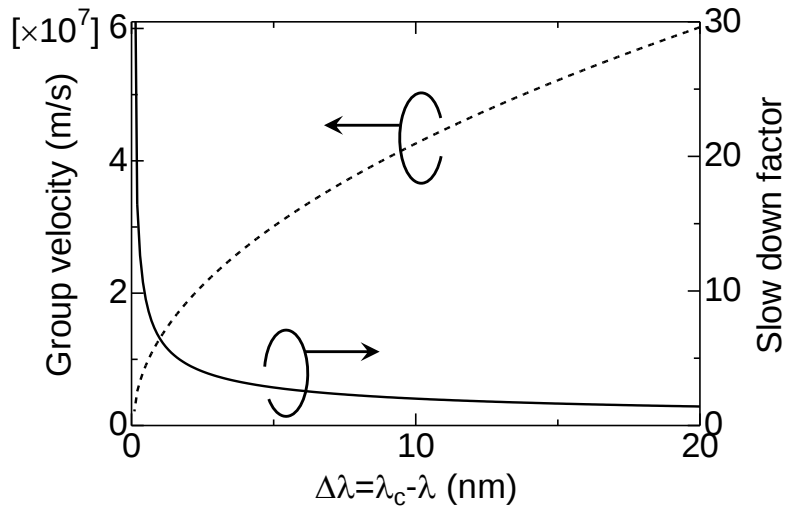


Fig.5-3. Group velocity and slow down factor versus wavelength from the cutoff condition.

5.2.スローライトデバイスとの平面集積によるマイクロマシン面発光レーザへの機能付

5.2.1. ブラッグ反射鏡導波路とマイクロマシン面発光レーザの横方向光結合

我々の提案する Bragg 反射鏡スローライト導波路は、VCSEL とほぼ同様の層構造を有する。従って VCSEL と横方向に集積し、VCSEL の光を結合させスローライト伝搬モードを励振することが出来れば、変調器や増幅器などの機能デバイスと VCSEL を一体集積することが可能になる。通常の 980 nm 帯 VCSEL との横方向光結合は既に実証されており、本研究では更に、波長可変レーザである MEMS VCSEL の一体集積構造を提案する。

まずはマイクロマシン面発光レーザとブラッグ反射鏡スローライト導波路の横方向光結合の手法と原理を説明する。

面発光レーザのある共振モードの持つ波数を考えるため、Fig.5-4(a)のような平面モデルについて考える。1次元の無限平面の DBR の対から成る構造の間で共振する平面波の波数ベクトル $\mathbf{k}_1$ は、共振条件を満たす長さで、かつ DBR に対して垂直に向いている。このときの共振波長が、ブラッグ反射鏡導波路のカットオフ波長 λ_c に相当する。

面発光レーザでは、横方向光閉じ込めのために、酸化によって低屈折率層が形成されている。その光閉じ込めの原理は、等価屈折率法の考え方では、Fig.5-4(b)のように酸化領域と非酸化領域の等価屈折率の差によるものであると解釈することが出来る。この構造におけるある共振モードの波数ベクトル $\mathbf{k}_2$ は、横方向の共振条件を満たすような長さの横方向成分を持つ。すなわち $\mathbf{k}_2$ は、垂直方向からある角度だけ傾きを持つ。従って $\mathbf{k}_2$ の長さは垂直共振の場合($\mathbf{k}_1$)に比べ長く、ゆえにその波長はカットオフ波長 λ_c よりも短波長である。

次に、Fig.5-4(c)に示したように、Fig.5-4(c)の酸化領域の右端に非酸化領域と同様の層構造、つまりブラッグ反射鏡導波路を設けた場合を考える。図の下に、その場合の等価屈折率の分布を長手方向に示し、面発光レーザの横モードの強度分布も併記した。面発光

レーザの共振器内の光は、酸化/非酸化領域の等価屈折率差によって横方向の閉じ込めを受けているのだから、Fig.5-4(c)のように酸化領域の幅を狭めると、酸化領域に染み出した光の一部は、導波路側へ漏れ出るであろう。

更に先ほど述べたように、このモードの波長は導波路のカットオフ波長 λ_c よりも短波長である。ゆえに、面発光レーザのキャビティ内のモードと同じ波数で表される導波モードに結合し、伝搬してゆくはずである。

以上をまとめると、面発光レーザと同様の導波路を同一面内に形成し、両者間の酸化領域を狭めることで横方向の光結合が起き、従って面発光レーザによってスローライト伝搬モードを直接励振することが出来るといえる。以上のことは、マイクロマシン面発光レーザについても同様のことが言える。

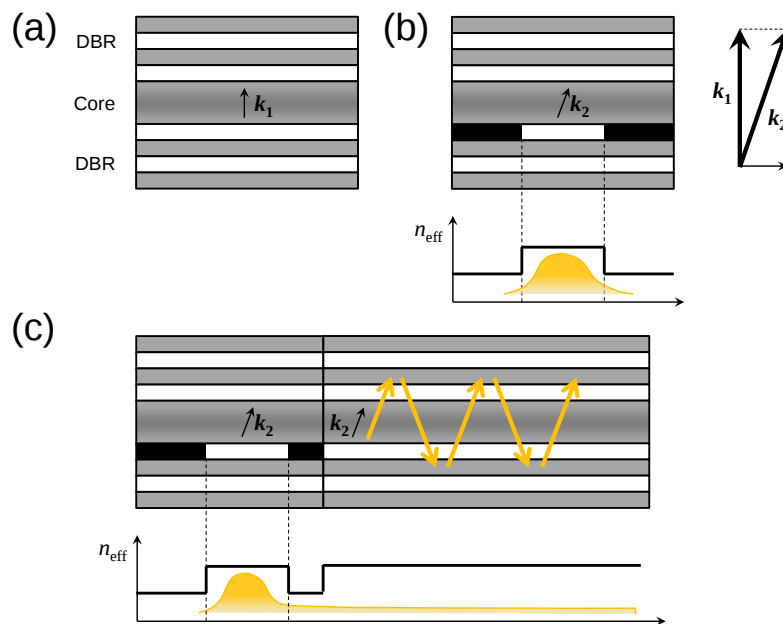


Fig.5-4. Principle of optical coupling between a VCSEL and a Bragg reflector waveguide.

5.2.2. 結合効率

光結合の可能性を確認するため、マイクロマシン面発光レーザとスローライト導波路の結合効率を見積もった。計算モデルを Fig.5-5 に示す。簡単のため2次元モデルを用い、TEモードのみを考えた。計算は Film mode matching 法 (FIMMWAVE, Photon Design 社) を用いて行った。シングルモードで動作するマイクロマシン面発光レーザを想定しているので、アパチャーのサイズは $3.5 \mu\text{m}$ とした。結合効率の向上を目的として、 λ キャビティと酸化層の間には3.5 ペアの DBR が挿入してある。DBR のブラッグ波長は 982 nm として設計してある。スローライト伝搬モードをモデルの左端から励振するため、左端の酸化領域における全反射は仮想的な全反射条件に置き換えた。また、放射損失および吸収損失を無視できるように、上下の DBR は反射率がほぼ 100% となるよう 40 ペアとし、かつ透明状態とした。活性領域は厚さ 24 nm の単層の GaAs コアとした。

結合効率 η は以下のように定義した。

$$\eta = \frac{1/\tau_{out}}{1/\tau_{out} + 1/\tau_{int}} \quad (5-4)$$

$$1/\tau_{out} = |E_0|^2 v_g / \int_{V_C} |E_L|^2 dz$$

ここで、 $1/\tau_{out}$ は面発光レーザの共振器からスローライト導波路への放射損失、 $1/\tau_{int}$ は共振器内での吸収損失(20 cm^{-1} と仮定)である。つまり、ここで定義した結合効率は、通常の面発光レーザにおける外部微分量子効率に相当する値である。なお $\int |E|^2 dz$ は面発光レーザのコア内部での積分値であり、 E_0 は酸化領域と非酸化領域の境界における電界の振幅、 v_g はスローライト伝搬モードの群速度である。マイクロマシン面発光レーザと同様に、キャビティに含まれるエアギャップの長さを変化させることで波長を掃引する。

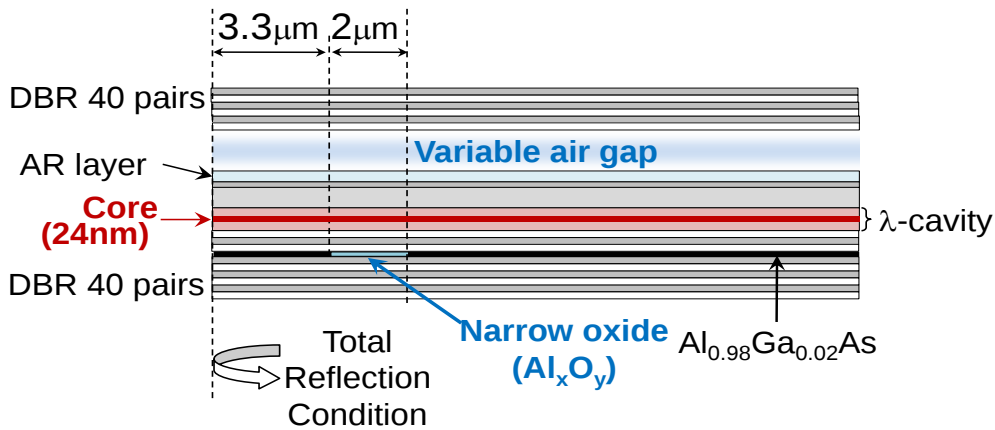


Fig.5-5. Calculation model for optical coupling efficiency between MEMS VCSEL and Bragg reflector waveguide.

強度分布の時間平均の計算結果の一例を Fig.5-6 に示す。面発光レーザの共振器内に閉じ込められた光の一部が、微小酸化領域を通してスローライト SOA 側に染み出し、導波モードに結合して一定の強度を保ったまま伝搬していることが確認できる。

エアギャップの厚さを変え、動作波長を変化させた場合の結合効率を Fig.5-7 に示す。FSR に相当する 40 nm の動作波長全てに渡って、40-60%程度の結合効率が見積もられた。この結果は、マイクロマシン面発光レーザとスローライト SOA の光結合の実現可能性を示唆するものである。

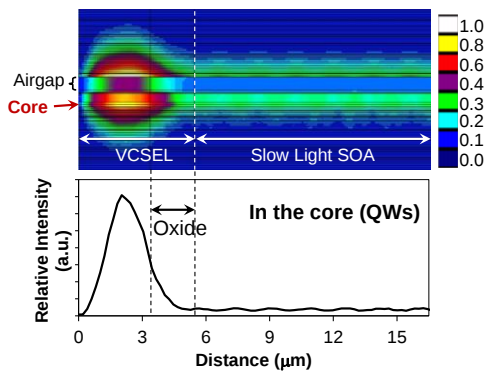


Fig.5-6. Time average intensity of optical field in cross-section of the device. A portion of the light in the VCSEL cavity penetrates into the waveguide.

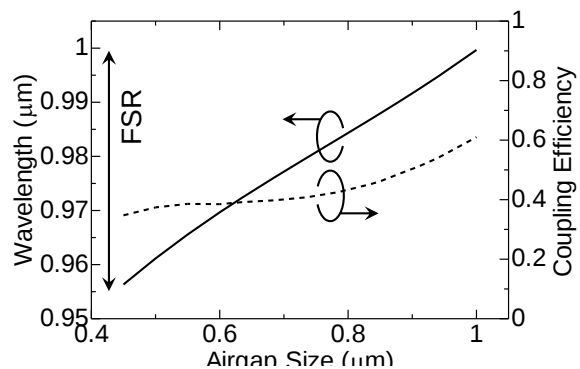


Fig.5-7. Resonant wavelength of the MEMS VCSEL and coupling efficiency as a function of airgap thickness.

5.3. 平面集積によるマイクロマシン面発光レーザへの機能付加

5.3.1. 高出力波長可変光源

提案するデバイスの構造を Fig.5-8 に示す。マイクロマシン面発光レーザとブラッグ反射鏡導波路が横方向に集積された構造である。両者の電流注入用電極は別々に設け、電氣的に分離されている。層構造は、光結合効率の向上を目的として活性層と酸化狭窄層の間に 3.5 ペアの DBR が挿入されていることを除いて、前章で述べたマイクロマシン面発光レーザとほぼ同様である。つまり、InGaAs/GaAs 量子井戸を含む λ キャビティと酸化層、エアギャップが上下の DBR で挟まれた構造である。上部 DBR はマイクロマシン構造であり、機械的に駆動する。それによってキャビティ内のエアギャップの厚さを変化させ、共振器長を制御する。ブラッグ反射鏡導波路は巨大な構造分散を持つため、伝搬角が垂直に近い低群速度の伝搬モードを導波させることが出来る。光閉じ込めおよびキャリアの閉じ込めは、通常の GaAs 系面発光レーザと同様に高アルミ組成層を選択酸化することで行う。面発光レーザからの垂直方向の光の放射を抑制するため、DBR のペア数を増加させることで上部反射鏡の反射率はほぼ 100%としている。

光出力は、スローライト SOA の上部反射鏡の反射率を低下させることで、内部を伝搬する光の一部を自由空間に順次放射させることで取り出す。従って内部を伝搬する光の強度は損失を受けて伝搬方向に減衰してゆくが、活性領域に電流注入し、その際に受ける全損失とバランスする利得を活性領域において与えれば、光の強度は伝搬方向にフラットになる。つまり、放射される光の積分強度は、原理的には導波路の長さに比例して増大する。ただし、SOA そのものの発振を防ぐため、電流注入量は SOA の閾値以下に留める必要がある。

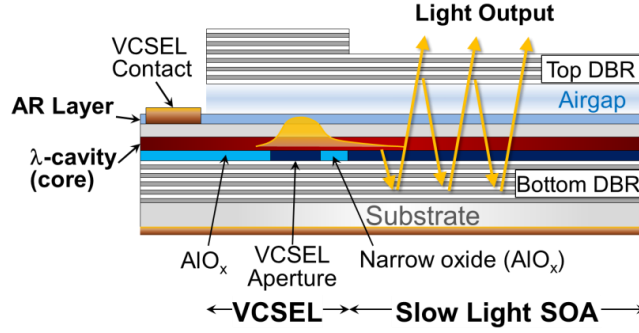


Fig.5-8. Integration structure of MEMS VCSEL and slow light SOA.

マイクロマシン面発光レーザとスローライト SOA を集積することで、どこまで大きな光出力を得られるのか見積もるために、以下のレート方程式を用いて SOA の飽和特性を解析した。

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{eV} - BN^2 - CN^3 - f v_g g S \\ \frac{dS}{dz} &= (f \Gamma g - (\alpha_r + \alpha_i)) \cdot S \end{aligned} \quad (5-5)$$

ここで、 N はキャリア密度、 S は光子密度、 V は活性領域の体積、 q は電気素量、 B および C は再結合定数、 v_g はスローライト伝搬モードの群速度、 g は活性領域における単位伝搬距離当たりの材料利得、 Γ は光閉じ込め係数、そして f はスローダウンファクタである。また、 α_r および α_i はそれぞれ放射損失と吸収損失であり、n-DBR に 5 cm^{-1} 、p-DBR に 10 cm^{-1} の吸収を、そして GaAs コアを透明にした状態で、スローライト伝搬モードの減衰から見積もった値である。

この計算から求められる光子密度分布から、光出力の積分強度は次の式で表される。

$$P_{out} = \int_0^L \frac{(S \cdot \alpha_r) w d v_g h \nu}{\Gamma} dz \quad (5-6)$$

ここで、 w は導波路幅 ($5 \mu\text{m}$)、 d は活性層の厚さ、 L は導波路の長さである。

そして、SOA の利得を、面発光レーザから VCSEL へ結合した光のエネルギー P_{in} と、SOA から自由空間へ放射されるエネルギー P_{out} の比として定義する。

$$G = 10 \log(P_{out} / P_{in}) \quad (5-7)$$

式 5-5 のレート方程式は解析的に解くことが出来ないで、数値計算によって解いた。例として、波長 980 nm の場合の結果を Fig.5-9 に示す。SOA の長さ L を 50 μm から 1 mm まで変化させた場合を計算した。それぞれの長さに対する注入電流量を併記した。光出力を増加させるため上部 DBR のペア数は 18 ペアにまで減少させており、その際の損失とバランスさせるための利得を実現する電流密度は 13.8 kA/cm^2 であった。

たとえば 50 μm の SOA の場合であっても、小信号利得は 11 dB である。小信号利得は SOA の長さに比例して大きくなり、1 mm の場合は 24 dB である。これは、たとえ面発光レーザから結合する光のエネルギーが僅かであっても、大きな光出力が得られることを意味する。また飽和利得はいずれの長さにおいても 10 dBm 以上であり、たとえば 1 mW が面発光レーザから結合した場合、1 mm の SOA では 16 dBm の出力が得られる可能性がある。

以上のように、マイクロマシン面発光レーザとスローライト SOA を平面集積することで、高出力な波長可変レーザを実現できる可能性がある。

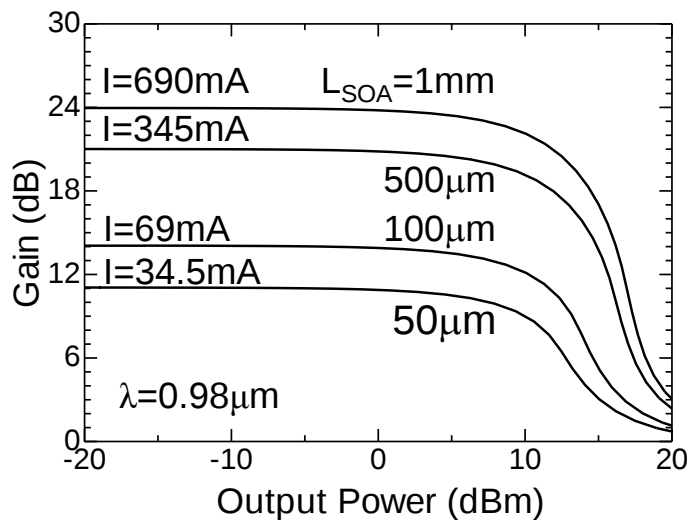


Fig.5-9. Gain versus output power. Linear gain is in proportional to the SOA length.

5.3.2. ビームスキャナ

光ビーム偏向素子はセンサーやレーザプリンタなどに用いられている．一般的には，ポリゴンミラーが用いられてきたが，サイズが大きく，機械的な動作速度に限界がある．これに代わる新しい構造として，導波路アレイやフォトリソニック結晶導波路，KTN 結晶における電気光学効果を用いたものが提案されている．

我々は新しい方法として，Bragg 反射鏡導波路においてカットオフ条件近傍で得られる巨大な伝搬角の変化に注目し，外部光源から結合させる波長を変化させることで，高品質なビーム偏向素子として機能することを見出した．ブラッグ反射鏡スローライト導波路はカットオフ波長近傍で巨大な構造分散を有するため，結合させる波長を掃引することで大きな伝搬角の変化を得られるという特徴がある．これを定性的に説明するため，4.2.1 節で挙げた Fig.5-2 のモデルを考える．その中で伝搬するモードの伝搬定数は，共振条件から式 5-1 で表された．ここでは，その伝搬角に注目する．伝搬角 θ_{prop} は幾何光学的には

$$\theta_{\text{prop}} = \sin^{-1}(\beta/k) \quad (5-8)$$

で表されるので，これを波長の関数として書き換えれば，

$$\theta_{\text{prop}}(\lambda) = \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{m \cdot \lambda}{2Dn_{\text{core}}} \right)^2} = \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{m \cdot \lambda}{\lambda_c} \right)^2} \quad (5-9)$$

となる． λ_c はカットオフ波長である．このように，カットオフ波長近傍で大きな伝搬角の変化が得られることが分かる．

ところで，上部反射鏡の反射率をわずかに低下させ，内部を伝搬させる光の一部を自由空間に放射させた場合，導波路内部の伝搬角 θ_{prop} と導波路から自由空間への放射角 θ_{rad} は Snell の法則により，次のような関係で表される．

$$n_{\text{core}} \sin \theta_{\text{prop}} = n_{\text{air}} \sin \theta_{\text{rad}} \quad (5-10)$$

従って放射角を波長の関数で表せば，最終的に次のようになる．

$$\theta_{\text{rad}} = \sin^{-1} \left(\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{air}}} \sqrt{1 - \left(\frac{m \cdot \lambda}{\lambda_c} \right)^2} \right) \quad (5-11)$$

計算例を Fig.5-10 に示す．つまり，カットオフ波長近傍でスローライトモードの波長を振れば，大きな伝搬角の変化，従って大きな放射角の変化が得られるといえる．

これは重要な性質で，ビーム偏向素子や波長選択スイッチとして活用できる可能性がある．ブラッグ反射鏡導波路におけるビーム偏向の実証は本研究室で既に成されており[21], 1,000 を超える解像点数を実験的に確認している．

ただし，その際は外部の波長可変光源を用いていた．本研究では更に，オンチップのビームスキャナを実現するため，5.2.1 節で述べた光結合の手法を利用してブラッグ反射鏡導波路に波長可変光源としてマイクロマシン面発光レーザを集積する構造を提案する．これにより，ブラッグ反射鏡導波路に結合させる波長を掃引することで，自由空間に放射させるビームの角度を電気的に変化させることが可能である．

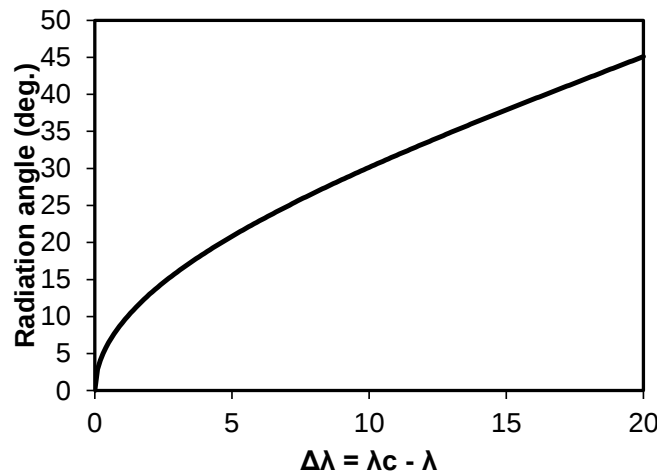


Fig.5-10. Radiation angle from the SOA surface versus wavelength.

提案するデバイスの構造を Fig.5-11 に示す．前節で述べたスローライト SOA との集積構造とよく似ているが，こちらの場合は SOA のエアギャップは一定に持ったまま，マイクロマシン面発光レーザのエアギャップのみを変化させる．両者の間にはテーパー領域が設けられており，伝搬定数を連続的に変化させることで，結合効率の向上を図っている．マイクロマシン面発光レーザとテーパー領域における上部 DBR は，放射損失を抑えるため十分なペア

数としている。

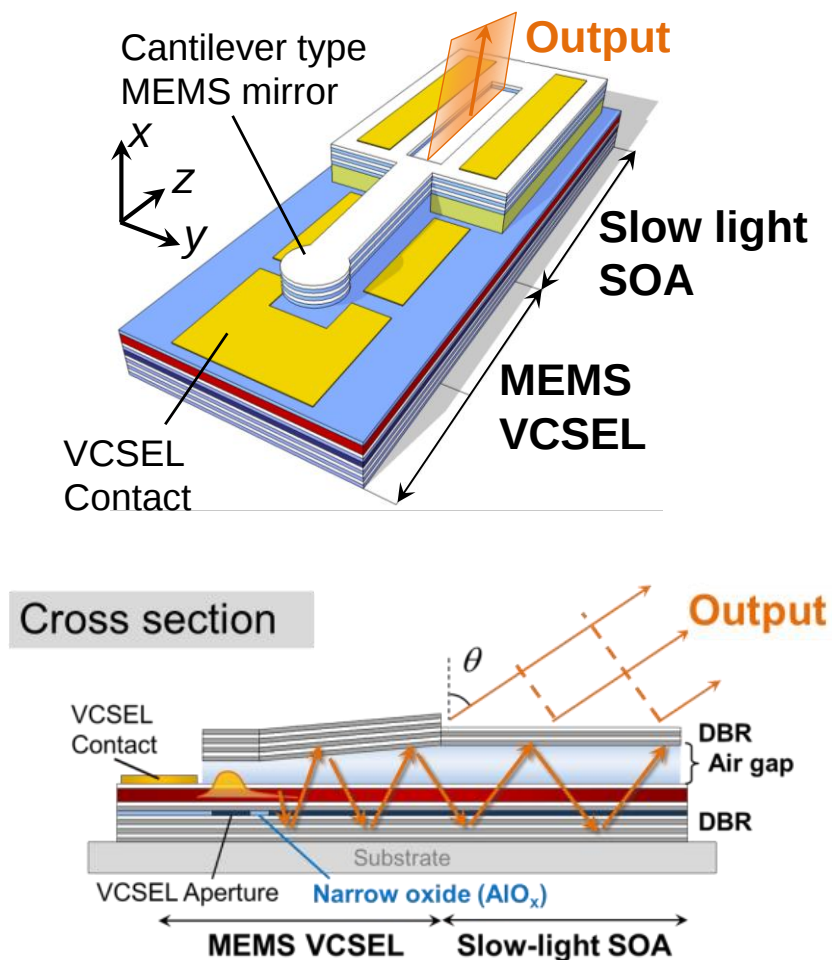


Fig.5-11. Proposed structure of an on-chip beam scanner.

5.2.2 節と同様の手法で結合効率を計算した．計算モデルを Fig.5-12 に示す．テーパー領域の長さは $100\ \mu\text{m}$ とし，簡単のため直線テーパーとした． $24\ \text{nm}$ の動作波長全域に渡って，結合効率は 30%から 40%である．

次に，放射角の計算を行った．Fig.5-2 のモデルでは DBR へのフィールドの染み出しを考慮できていないので，Film mode matching 法に基づく電磁化シミュレータによって計算した．その結果を $24\ \text{nm}$ の波長変化によって， 31° の偏向角が得られると見積もられた．また，等位相面がはっきりと確認でき，非常に空間的コヒーレンスの高いビームが得られることが

わかる．ここで，ビーム偏向素子の性能指標の一つとして，次のように定義される解像点数を考える．

$$\text{Number of resolution points} = \frac{\Delta\theta_{\text{rad}}}{\theta_{\text{div}}} \quad (5-12)$$

すなわち解像点数はビームの広がり角 θ_{div} と偏向角 $\Delta\theta_{\text{rad}}$ の比であり，ビームをスキャンする際にどの程度の点数を識別できるのかを表す指標である．ビームの広がり角 $\Delta\theta_{\text{rad}}$ は，導波路から放射される光の強度がフラットである場合は，回折積分のフラウンホーファー近似の式から Sinc 関数になり，また，SOA が飽和領域で動作し損失補償が十分になさず伝搬方向に指数関数的に減衰してゆく場合はローレンツ関数になる．利得飽和領域における減衰のレートは解析的に求めることが出来ないので，5.3.1 節と同様にレート方程式を解き，近視野像の強度分布を求めたうえで，フーリエ変換に基づく数値計算を行うことで遠視野像の強度分布を求めた．そしてその半値全幅を広がり角と定義した．

ビーム広がり角を SOA の出力エネルギーの関数として Fig.5-13 に示す．線形領域での広がり角は SOA の長さに反比例するので，SOA の素子長が長いほど狭い値となり，長さ 1 mm の SOA の場合は回折限界に近い 0.1° 以下の広がり角が得られる．飽和領域においては，近視野像が伝搬方向に減衰してゆくので，遠視野像の広がり角は大きくなる．しかし，10 dBm 以上の出力強度の場合においても 1° 以下の鋭い遠視野像が得られる．

以上のことより， 31° のビーム偏向角と 0.1° 以下のビーム広がり角が得られたので，実現できる解像点数は 300 以上であると見積もられる．この際に必要なミラーの駆動範囲は 290 nm であるので，解像点数 300 以上を実現するためにはミラーを 1 nm 以下の精度で制御する必要がある．

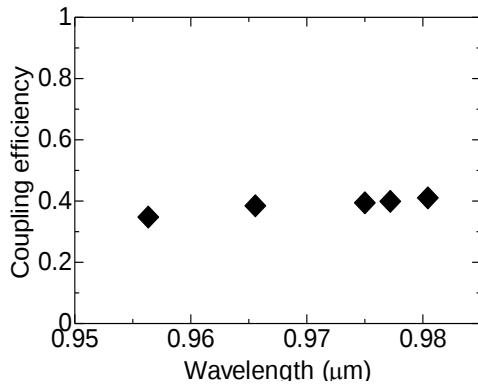


Fig.5-12. Coupling efficiency.

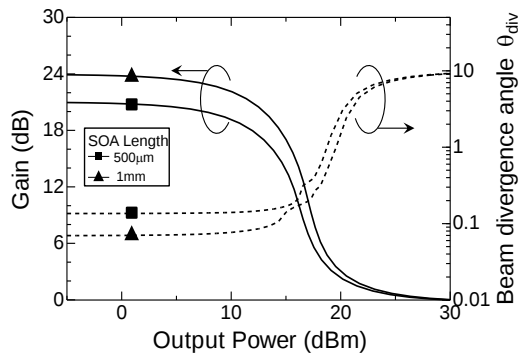


Fig.5-14. Saturation characteristic and divergence angle of radiated beams.

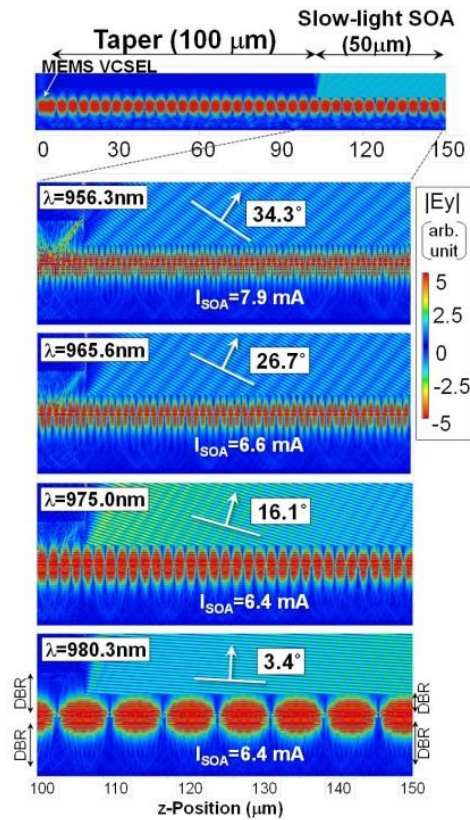


Fig.5-13. Electric field distribution in cross-section of the device.

より大きな解像点数を得るためには、スローライト導波路内での伝搬距離を伸ばすことでビーム広がり角を出来るだけ抑えることが重要である。それと同時に、より大きな偏向角を得るため、共振器の FSR を拡大することも必要である。

5.4. まとめ

MEMS VCSEL の高出力化を目的として、Bragg 反射鏡スローライト導波路と MEMS VCSEL の平面集積構造を提案した。

解析により、FSR 全域にわたって両者間の光結合効率率は 40-60%であり、導波路のスローライト導波モードを MEMS VCSEL から励振できることを確認した。

また、スローライト導波路の活性領域での損失補償により得られる出力光の積分強度を解析した。50 μm の短い SOA であっても 10 dB 以上の線形利得が得られ、かつ線形利得は SOA

の長さに比例して大きな値が得られることを明らかにした。たとえば、長さ $1,000\ \mu\text{m}$ の SOA では、24 dB の線形利得が得られ、MEMS VCSEL から結合するエネルギーがごくわずかであっても大きな増幅が得られることを確認した。

また Bragg 反射鏡スローライト導波路の別の機能として、結合させる波長をカットオフ波長近傍で掃引することで大きな伝搬角の変化が得られるという特徴に着目し、波長可変光源としての MEMS VCSEL をこれに集積し、自由空間に放射させるビームの角度を連続的に変化させる、ビーム偏向機能を持つ光源を提案した。24 nm の波長変化により、 30° 以上の大きなビーム偏向角が得られると見積もった。また、放射されるビームの広がり角は SOA の長尺化によって小さくできることを利用して、長さ $1,000\ \mu\text{m}$ の SOA の場合、300 以上の解像点数が得られると見積もった。

第6章 結論

本研究は、面発光レーザにマイクロマシン反射鏡を集積した構造によって、新構造によるアサーマル波長可変範囲の拡大、波長温度係数制御による広帯域波長可変動作、MEMS VCSEL の高出力化/新機能創出に取り組み、以下の結論を得た。

1) 熱駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの動作特性解明

温度無依存の波長可変レーザおよび多波長アレイを設計するにあたって、設計指針を明確にするために、動作特性を解析する数式モデルを導いた。波長温度係数制御に重要であるマイクロマシンの熱駆動と静電力駆動による変位量は、片持ち梁の構造に依らない一般化した形で表せることを示した。それに加えて、マイクロマシンの駆動量に対する波長変化量、すなわち波長可変効率を一般化した式で表した。波長可変効率は、エアギャップを含む共振器内のエアギャップと半導体キャビティの界面での反射によって形成される複合共振器効果により非線形になりうることを示した。マイクロマシンの熱駆動は温度変化に対して線形であるので、波長温度無依存化のためには界面の反射を抑制する無反射層（AR 層）が極めて重要であることを指摘した。以上のことから、温度無依存波長範囲は、マイクロマシンのスペーサ層厚さと波長可変効率にのみに依存することを示した。ここで導いたモデルは構造を一般化しているため、様々な材料系に適用することができる。

2) 波長温度無依存・波長可変面発光レーザの設計

1) で導いた解析モデルを用いて、波長温度無依存・波長可変面発光レーザの設計を行なった。光インターコネクト用光源モジュールへの応用を目標として、GaAs 系 850 nm 帯の面発光レーザに、AlGaAs DBR と AlGaAs 歪制御層で構成される片持ち梁型マイクロマシンを集積した構造を提案し、設計を行なった。その結果、温度係数を通常の面発

光レーザの 1/10 に保ったまま、最大 12.8 nm の連続波長可変幅が得られると見積もった。波長可変幅の最大値は、スペーサ層を 3 μm に厚くすることで、FSR 全域に相当する 37 nm まで拡大できることを示した。

2) 波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの設計

さらに、同様の構造を用いて、波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの設計を行なった。1) で示したように、ある温度における片持ち梁の変位量はその長さの 2 乗に比例するので、素子ごとに片持ち梁の長さを変えることで共振器長を制御し、多波長アレイを実現できることを示した。さらに、温度無依存条件に近い片持ち梁の構造にすることで、多波長化と温度無依存化が同時に実現できることを示した。長さ 140-154 μm の片持ち梁を集積することで、波長温度係数を通常の 1/10 以下に抑制しながら、波長を 12 nm に渡って素子間で制御できると見積もった。その場合、温度の変化幅を 100K と仮定すると、10 チャンネル集積できることを示した。

3) マイクロマシン面発光レーザの加工プロセスの確立

熱応力駆動・静電力駆動のマイクロマシンを集積した面発光レーザの加工プロセスを確立した。温度無依存化に必須である、共振器内の空気/半導体界面の反射を抑制するための AR 層を、酸化狭窄層と同時に形成することに成功した。Half VCSEL を製作したのちに誘電体 DBR を製膜もしくは MEMS コンポーネントをボンディングするハイブリッド構造では、MEMS の集積前に Half VCSEL 表面に AR コーティングを製膜できるが、我々の全エピタキシャル構造ではそれは不可能である。ゆえに、その問題を解決する有効な手段であろう。AR 層の効果の評価は次の節で行う。

また、従来困難であったマイクロマシンのリリースプロセスの成功率を劇的に向上させた。従来は 100 μm 以上の長さの片持ち梁では最終溶液の表面張力によるスティッキ

ングが発生しており，成功率は数十%であったが，これをほぼ 100%にまで改善することに成功した．主な要因は，選択エッチング後のクエン酸系エッチャントのリンス手法の改善と超臨界乾燥法の導入である．

4) 温度無依存・波長可変面発光レーザの実証

第2章で設計した静電力型の温度無依存・波長可変面発光レーザの実証に初めて成功した．マイクロマシン反射鏡の静電力駆動によって波長を掃引し，33.6nm の広い連続波長掃引に成功した．ステージ温度 20°C においては，波長可変範囲 32.5 nm でレーザ発振を確認した．更に，異なる長さ 126, 160 μm の片持ち梁の素子を測定し，第2章で指摘した，静電力駆動の温度依存性に起因する波長温度係数の電圧依存性(=動作波長依存性)を実測するとともに，波長温度係数を通常の 1/10 に保ったまま，約 10 nm に渡って連続波長掃引を行うことに初めて成功した．この結果は従来の電氣的加熱による温度無依存・波長可変面発光レーザの 4 nm (加熱電力 22mW，波長温度係数の詳細不明) から格段の改善である．

また，静電力による波長可変特性の理論値と実験値の間に良い一致が見られた．波長温度係数の電圧依存性の特性についても同様で，電圧を印加して波長可変動作に伴う波長温度係数の電圧依存性は，理論値と実験値の間で非常によい一致が見られた．以上のことから，第2章で提案した解析モデルは，我々のデバイスの動作特性を非常によく説明しているといえる．

5) 波長温度係数の小さな波長可変面発光レーザの可変幅の更なる拡大に向けた設計

第2章で示した解析モデルを用いて，共振器の構造を変更し波長可変効率を向上させることでさらに拡大できることを見積もった．例として上部反射鏡を半導体 DBR から誘電体 DBR に変更したハイブリッド構造の場合の見積もりも行った．DBR の高コント

ラスト化による短共振器化で波長可変効率を 1.6 倍に増大でき、温度無依存の波長可変範囲をモノリシック（全エピタキシャル）構造の 1.6 倍、FSR を 65 nm にまで拡大できることを示した。この構造では歪制御層を 120 nm の Au にすることで、片持ち梁の長さを 1/20 まで短尺化できる。それに伴って動作電圧は 1.4 倍になるが、静電力動作による駆動速度は全半導体片持ち梁の 108 kHz から、その 20 倍にあたる 2 MHz 以上に高速化できると見積もった。

6) 波長温度無依存・多波長面発光レーザアレイの実現

片持ち梁の長さによって絶対波長と波長温度係数を同時に制御できることを実証した。片持ち梁長さが 70 μm から 114 μm の素子において、波長を 849.6 nm から 867.3 nm までの 17.7 nm に渡って制御できることを確認した。それと同時に、この片持ち梁長さの領域において波長温度係数が正から負に遷移することを確認した。その結果、片持ち梁を 70, 80, 86, 94 μm とした 4 波長の面発光レーザアレイにおいて、絶対波長を約 2.5 nm 間隔で配置しながら、波長温度係数を通常の 1/4 以下に抑制できることを実証した。この多波長アレイは、波長可変面発光レーザとほぼ同様の構造、同様の加工プロセスで製作することができる。

7) 低閾値化・波長可変幅拡大に向けた構造の実証

これまでは片持ち梁型のマイクロマシンを用いてきたが、我々の構造の場合、熱応力による片持ち梁の反り返りが存在するため、反射鏡は傾斜した状態にある。その傾きは僅かであるが、面発光レーザの閾値には大きな影響を及ぼすことを指摘した。これを改善するため、駆動中も常に反射鏡を平衡に保つことができる両持ち梁構造を我々のデバイスにも適用することで、現在のエピ構造のまま閾値電流密度を 2/5 程度に減少させ、波長可変幅を 40 nm 程度にまで拡大できる可能性を計算により示した。

更に、両持ち梁構造の素子を製作し、閾値電流の波長依存性を測定することで、マイクロマシンの構造に起因する過剰損失が及ぼす影響を議論した。反射鏡の大きな傾斜をもたらす長い片持ち梁($L=160\text{ }\mu\text{m}$)の素子では、レーザ発振波長範囲は 22.6 nm であるのに対して、短い片持ち梁($L=126\text{ }\mu\text{m}$)では 32.4 nm であった。これは片持ち梁の反り返りによる反射鏡の傾斜の効果を明確に示すものである。そして新たに製作した両持ち梁構造では、動作電圧の問題上連続波長掃引は出来なかったものの、更に広い 37.7 nm にまでレーザ発振波長範囲を拡大できる可能性を実験的に示した。ただし両持ち梁構造の低電圧化は必須であるので、反射鏡の面積を両もち張りの腕の面積に対してより広くするなどの対策が必要である。

8) 金属/半導体熱バイモルフ反射鏡による波長温度係数の巨大化

面発光レーザに、金属/半導体の熱駆動反射鏡を集積することで、波長温度係数を通常の 34 倍 (-2.4 nm/K) にまで拡大することに成功した。熱駆動マイクロマシンの駆動効率の向上により、集積したヒータのわずかな加熱によって広い波長可変動作が可能になる。

9) 波長温度係数の巨大化による高効率波長可変動作

金属/半導体バイモルフ反射鏡に微小な金属ヒータを集積し、電氣的に加熱することで波長可変動作を行った。初期構造では波長可変効率は -0.2 nm/mW であった。効率を悪化させている原因として、加熱機構の熱の閉じ込めが不十分であることを指摘した。また、電氣的加熱による波長可変動作中において波長の不安定動作が見られることが明らかになり、その原因は金属ヒータの接触抵抗の時間的変動であることを指摘した。以上の問題点を改善した新構造を製作し、波長の安定動作を得るとともに、波長可変効率を 10 倍以上の -2.7 nm/mW に改善することに成功した。

1 0) マイクロマシン面発光レーザにおける AR 層の特性評価

製作した構造は波長ドリフトが巨大な特性を有しているため、温度変化に対する波長シフトの特性を測定することで、我々の素子において極めて重要である AR 層の特性評価ができることを明らかにした。測定の結果、波長は温度変化に対して線形に変化していることを確認し、理論計算との比較から、AR 層の挿入により共振器内の空気/半導体界面における反射を 1.5%以下にまで低減できていることを明らかにした。

1 1) Bragg 反射鏡スローライト導波路と MEMS VCSEL の平面集積構造

解析により、FSR 全域にわたって両者間の光結合効率率は 40-60%であり、導波路のスローライト導波モードを MEMS VCSEL から励振できることを確認した。

また、スローライト導波路の活性領域での損失補償により得られる出力光の積分強度を解析した。50 μm の短い SOA であっても 10 dB 以上の線形利得が得られ、かつ線形利得は SOA の長さに比例して大きな値が得られることを明らかにした。たとえば、長さ 1mm の SOA では、24 dB の線形利得が得られ、MEMS VCSEL から結合する光入力パワーがごくわずかであっても大きな増幅が得られることを確認した。

また Bragg 反射鏡スローライト導波路の別の機能として、結合させる波長をカットオフ波長近傍で掃引することで大きな伝搬角の変化が得られるという特徴に着目し、波長可変光源としての MEMS VCSEL をこれに集積し、自由空間に放射させるビームの角度を連続的に変化させる、ビーム偏向機能を持つ光源を提案した。24 nm の波長変化により、30°以上の大きなビーム偏向角が得られると見積もった。また、放射されるビームの広がり角は SOA の長尺化によって小さくできることを利用して、長さ 1mm の SOA の場合、300 以上の解像点数が得られることを明らかにした。

研究業績に関する発表

論文

1. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Shunya Inoue, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Moustafa Ahmed, Ahmed Bakry, Fumio Koyama. Wavelength tuning and controlled temperature dependence in vertical-cavity surface-emitting lasers with a thermally and electrostatically actuated cantilever structure, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 53, no. 1, pp. 010303-1-3, Dec. 2013.
2. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Shunya Inoue, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Tuning Characteristics of Monolithic MEMS VCSELs with Oxide Anti-reflection Layer, IEEE Photonics Technology letters, vol. 25, no. 18, pp. 1747-1750, Jul. 2013.
3. Masanori Nakahama, Toshikazu Shimada, Fumio Koyama. Lateral Integration of MEMS VCSEL and Slow Light Amplifier Boosting Single Mode Power, IEICE Electronics Express, vol. 9, no. 6, pp. 544-551, Mar. 2012.
4. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Norihiko Nakata, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Giant wavelength-temperature dependence of a micro-machined VCSEL with a thermally actuated cantilever structure, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 51, no. 4, pp. 040209-1-3, Mar. 2012.
5. Masanori Nakahama, Xiaodong Gu, Toshikazu Shimada, Fumio Koyama. On-Chip High-Resolution Beam Scanner Based on Bragg Reflector Slow-Light Waveguide Amplifier and Tunable MEMS VCSEL, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 51, no. 4, pp. 040208-1-3, Mar. 2012.
6. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Norihiko Nakata, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Electro-Thermal Tuning of MEMS VCSEL with Giant Wavelength-temperature dependence, IEICE Electronics Express, vol. 9, no. 5, pp. 416-421, Mar. 2012.
7. Masanori Nakahama, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. "Athermal and Tunable VCSEL with Bimorph Micromachined Mirror," Optics Express, to be published.
8. Masanori Nakahama, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. "Athermal multiple wavelength VCSEL array with Bimorph Micromachined Mirror," Applied Physics Letters, to be published.

国際会議

1. Masanori Nakahama, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Opto-Electronics and Communications Conference/Australian Conference on Optical Fibre Technology 2014 (OECC/ACODT2014), MO1D4, Jul. 2014
2. Masanori Nakahama, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. "Athermal multi-wavelength VCSEL array employing thermally actuated micromachined mirrors," 24TH INTERNATIONAL SEMICONDUCTOR LASER CONFERENCE, September 2014 (accepted).
3. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Shunya Inoue, Takahiro Sakaguchi, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Wavelength tuning and controlled temperature dependence of MEMS VCSELs with thermally and electrostatically actuated micromachined mirror, 18th Microoptics Conference (MOC'13), C3, Oct. 2013.
4. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Shunya Inoue, Akihiro Matsutani, Takahiro Sakaguchi, Fumio Koyama. Electro-thermally Tunable 850nm VCSELs with metal/semiconductor Thermally Actuated Mirror, 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, CLEO-PR, MK2-2, Jul. 2013.
5. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Shunya Inoue, Akihiro Matsutani, Takahiro Sakaguchi, Fumio Koyama. Giant wavelength-temperature dependence of 850nm VCSELs with a metal/semiconductor thermally actuated mirror, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVII, Photonics West 2013, S4, pp. 8639-14, Feb. 2013.
6. Masanori Nakahama, Xiaodong Gu, Toshikazu Shimada, Hayato Sano, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Lateral Integration of MEMS VCSEL and Slow Light Amplifier for High

- Single-mode Output Power, 2012 International Nano-Optoelectronics Workshop, iNOW 2012, 1-P9, Aug. 2012.
7. Masanori Nakahama, Xiaodong Gu, Toshikazu Shimada, Fumio Koyama. Monolithic Beam Steering Device employing Slow-light Waveguide and Tunable MEMS VCSEL, Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, CLEO 2012, JW2A.94, May. 2012.
 8. Masanori Nakahama, Norihiko Nakata, Hayato Sano, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Giant Wavelength-temperature Dependence and Electro-thermal Tuning of MEMS VCSEL, IEEE PHOTONICS 2011, ThDD2, pp. 913-914, Oct. 2011.
 9. Masanori Nakahama, Toshikazu Shimada, Fumio Koyama. LATERAL INTEGRATION OF MEMS VCSEL AND SLOW LIGHT AMPLIFIER, 17th Microoptics Conference, MOC'11, C-5, Oct. 2011.
 10. Masanori Nakahama, Akihiro Matsutani, Hayato Sano, Norihiko Nakata, Fumio Koyama. Athermal Operations and Giant Temperature Dependence of Micromachined VCSELs, International Nano-Optoelectronics Workshop, iNOW2011, P9, Jul. 2011.
 11. Masanori Nakahama, Hayato Sano, Norihiko Nakata, Akihiro Matsutani, Fumio Koyama. Giant Wavelength-Temperature Dependence of VCSEL with Thermally Actuated Cantilever Structure, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO2011, CMI7, May. 2011.

国内学会

1. 中濱正統, 佐野勇人, 坂口孝浩, 松谷晃宏, 小山二三夫. 熱駆動のマイクロマシンを用いたアサーマル面発光レーザの波長掃引特性 II, 第 74 回応用物理学会秋季学術講演会, 16p-A8-7, no. 05, p. 046, Sep. 2013.
2. 中濱 正統, 佐野 勇人, 井上 俊也, 坂口 孝浩, 松谷 晃宏, 小山 二三夫. AR 層を有した波長可変 MEMS 面発光レーザの波長掃引特性, 電子情報通信学会 2013 年総合大会, C-4-11, 256, Mar. 2013.
3. 中濱正統, 佐野勇人, 坂口孝浩, 松谷晃宏, 小山 二三夫. スティック抑制手法によるマイクロマシン面発光レーザの製作, 2012 年秋季第 73 回応用物理学会学術講演会, 12a-PA5-3, 22-003, Sep. 2012.
4. 中濱正統, 井上俊也, 佐野勇人, 小山二三夫. 高屈折率差構造による面発光レーザの光閉じ込め係数の増大, 2012 年 秋季 第 73 回応用物理学会学術講演会, 12a-C6-1, Sep. 2012.
5. 中濱 正統, 佐野 勇人, 島田 敏和, 顧 曉冬, 坂口 孝浩, 松谷 晃宏, 小山 二三夫. 波長可変面発光レーザとスローライト光増幅器の平面集積構造の検討, 電子情報通信学会 LQE 研究会, 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 112, no. 183, pp. 61-66, Aug. 2012. 公式リンク
6. 中濱 正統, 顧 曉冬, 島田 敏和, 小山 二三夫. Bragg 反射鏡導波路増幅器と MEMSVCSEL を集積した光ビーム偏光素子の提案, 2012 年春季第 59 回応用物理学関係連合講演会, 16p-F3-4, Mar. 2012.
7. 中濱 正統, 島田 敏和, 小山 二三夫. マイクロマシン面発光レーザとスローライト光増幅器の横方向集積の検討 II, 電子情報通信学会 2012 年総合大会, C-3-77, Mar. 2012.
8. 中濱 正統, 島田 敏和, 小山 二三夫. マイクロマシン面発光レーザとスローライト光増幅器の横方向集積の検討, 2011 年電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会, C-3-88, Sep. 2011.
9. 中濱 正統, 佐野 勇人, 中田 紀彦, 松谷 晃宏, 小山 二三夫. MEMS 技術を用いた面発光レーザの波長温度係数の増大 III, 2011 年秋季 第 72 回応用物理学会学術講演会, 1a-ZL-3, Sep. 2011.
10. 中濱 正統, 佐野 勇人, 中田 紀彦, 松谷 晃宏, 小山 二三夫. MEMS 技術を用いた面発光レーザの波長温度係数の増大と波長可変動作, 2011 年電子情報通信学会 LQE 研究会, LQE2011-38, Aug. 2011.
11. 中濱 正統, 佐野 勇人, 中田 紀彦, 松谷 晃宏, 小山 二三夫. MEMS 技術を用いた面

- 発光レーザの波長温度係数の増大Ⅱ, 春季 第 58 回応用物理学関係連合講演会, 26a-P5-3, Mar. 2011.
12. 中濱正統, 佐野勇人, 中田紀彦, 小山二三夫. MEMS 技術を用いた面発光レーザの波長温度係数の増大, 第 71 回応用物理学会学術講演会, 第 71 回応用物理学会学術講演会, 16p-H-4, Sep. 2010.

本研究に関する受賞歴

1. IEEE Photonics Society Japan Chapter Young Scientist Award (2011)
2. MOC Student Award, 18th Microoptics Conference (2013)
3. 電子情報通信学会 LQE 研究専門委員会 2013 年度奨励賞(2013)
4. フジサンケイビジネスアイ 第 28 回 独創性を拓く先端技術大賞 文部科学大臣賞(2014)
5. Distinguish Student Prize, OECC/ACOFT 2014

謝辞

本研究を進めるにあたりご指導を賜り、多くのチャンスを与えてくださった指導教官の小山二三夫教授に深く感謝する。

様々なご助言を頂き、あらゆる面でお世話になった末松安晴名誉教授、伊賀健一名誉教授、小林功郎名誉教授、井筒雅之教授、植之原裕行教授、宮本智之准教授、坂口孝浩助教、松谷晃宏半導体 MEMS プロセス技術センター長に感謝する。様々な機会においてご指導いただいた国分康雄教授(横浜国立大学)、荒井滋久教授、浅田雅洋教授、梶川浩太郎教授、馬場俊彦教授(横浜国立大学)、西山信彦准教授をはじめ、全ての先生方に深く感謝する。

研究生生活を支えていただいた小山研秘書の伊藤節子氏、吉田ひろみ氏、苔口祥子氏、千葉とみ江氏に深く感謝する。

研究室においてお世話になった清水智博士、今村明博博士(現・古川電工)、比嘉康貴博士(現・古川電工)、淵田歩博士(現・三菱電機)、佐野勇人博士(現・三菱電機)、Hamed Dalir 博士、島田敏和博士(防衛省)、反町幹夫博士をはじめ、全ての諸先輩と研究室の仲間たちに深く感謝する。

同期として互いに励まし合い研究を進めてきた中村直哉氏、毛爽氏、岩崎創氏、檜野純一氏、齋藤航平氏、貞光雅徳氏、中川大輔氏、中村謙介、古川聖紘氏、望月翔太氏、そして学内外の友人たちに深く感謝する。特に貴重な友人である顧曉冬氏とは、励ましあい研究を進めてきただけでなく、公私ともに多くの苦楽を共にした。彼との出会いは私の人生観を変えるものであった。私事ではあるが、この場を借りて感謝の意を表したい。

研究生生活だけにとどまらず、私の小山研究室における 4 年半の生活そのものは、佐野勇人博士(現・三菱電機)と中田紀彦氏(現・キヤノン)の暖かいご支援の上に成り立っている。改めて深い感謝の意を表する。

最後に、これまでの 25 年間世話になった父と母、兄に深く感謝する。

2014 年 9 月 中濱 正統

本研究は JSPS 科研費 258625 の助成を受けたものです。
本研究は JSPS 科研費 S22226008 の助成を受けたものです。