

博士論文

ドレスト光子フォノンを用いた
pn ホモ接合 Si 赤外レーザー

平成27年12月1日提出

指導教員 大津元一 教授

東京大学大学院工学系研究科

電気系工学専攻

37-137061 田中 肇

1	本研究の背景	1
1.1	従来型のレーザー	1
1.2	レーザー材料としてのシリコン	4
1.3	Si からの発光 従来手法	5
1.4	研究目的	7
1.5	本博士論文の構成	8
2	原理	9
2.1	ドレスト光子 (DP)	9
2.2	ドレスト光子フォノン (DPP)	12
2.3	DPP を介した発光	16
2.3.1	DPP 援用自然放出過程	16
2.3.2	DPP 援用誘導放出過程	18
2.4	一次元バネモデル	19
2.5	固有振動状態のドーパント依存性	20
2.6	DPP 援用アニール加工法	23
2.7	ボロンの分布	25
2.8	フォノンの結合	26
2.9	第 2 章まとめ	27
3	低しきい値電流密度 Si レーザー	28
3.1	レーザー構造設計の指針	28
3.2	光増幅特性の評価方法 #1	29
3.3	光増幅型赤外 Si-PD の動作原理	32
3.4	光入射による電流変分と光増幅特性の関係	33
3.5	光増幅型赤外 Si-PD の加工条件	34
3.6	微分利得係数・透明化電流密度の評価	35
3.7	光閉じ込め係数の導出 等価屈折率法	36
3.8	しきい値電流密度の推定	37
3.9	DPP を利用した Si レーザー	37
3.10	しきい値電流密度の光閉じ込め係数依存性	39
3.11	Si レーザー#1 構造の設計 光子分布	40
3.12	SOI 基板を用いた場合のプロセスフロー	44
3.13	プロセスの検討	49
3.14	DPP 援用アニール実験系	52
3.15	Si レーザー#1 発振スペクトル	54
3.16	IV 特性からのしきい値電流密度確認	56
3.17	第 3 章まとめ	58
4	高出力 Si レーザー	59
4.1	光増幅特性の評価方法 #2	60
4.2	出射光強度変動と光増幅特性の関係式	62
4.3	光増幅利得の注入電流密度・入射光パワー依存性	64

4.4	光増幅利得の注入電流密度依存性	65
4.5	微分利得係数の入射光パワー依存性	66
4.6	ブロードエリア Si レーザー#2 構造	68
4.7	Si レーザー#2 DPP 援用アニール条件	71
4.8	ブロードエリア Si レーザー#2 発光スペクトル	72
4.9	出力光の増大を目指した Si レーザー#3 設計	74
4.10	レート方程式による出力パワー推定	75
4.11	Si レーザー#3 Lot 1	76
4.12	Si レーザー#3 Lot 2	79
4.13	Si レーザー#3 Lot 3	84
4.14	第 4 章まとめ	93
5	まとめ	95
5.1	結論・展望	95
A	付録 光増幅型赤外 Si-PD	100
A.1	光増幅型赤外 Si-PD の背景	100
A.2	光増幅型赤外 Si-PD の諸特性	101
A.2.1	IV 特性	101
A.2.2	分光感度特性	103
A.2.3	光増幅特性	110
A.3	光増幅型赤外 Si-PD のまとめ	112
	参考文献	113
	本研究に関する発表	119
	謝辞	121

1 本研究の背景

本章では本研究の背景、目的および本論文の構成について述べる。

1.1 従来型のレーザー

レーザー(LASER)は Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation(輻射の誘導放出過程による光増幅)の頭文字を取ったものであり、動作原理を指し示すものとなっている。レーザーの動作原理となる誘導放出過程は 1916 年に Albert Einstein により明らかになった。メーザー (microwave amplification by stimulated emission of radiation) はマイクロ波においてこの動作原理を用いた初めてのデバイスである。レーザーの開発の歴史は以下の通りである[1-4]。

1917 年に A. Einstein が誘導放出過程を明らかにし、吸収と自然放出に加えて電子が特定波長の光子放出を誘導されるとした[5-7]。このときはまだ同じ性質の光が放出されると考えておらず、しばらくたって 1924 年に R. Tolman が逆吸収すなわち増幅について議論した[8]。

1940 年に V. A. Fabrikant は気体放電において負の吸収が実現できると考え、さらに光が増強されたとき光の指向性が増すであろうと論じ、反転分布を作る手法を提案した[9,10]。

1949 年に反転分布を作る手法として有力な手法、光励起を Kastler、Brossel および Bitter が提案し[11-13]、1951 年に E. Purcell と R. Pound が核磁気共鳴の実験において反転分布を観測した[14]。しかし正味の増幅は得られずに誘導放出は過渡的に観測されただけだった。

1952 年に N. Basov と A. Prokhorov が Maser の原理を国際会議で発表し、1954 年に C. H. Townes と J.p. Gordon と H.J. Zeiger がアンモニア分子線を共振器に導くことによって波長 1.25 cm のマイクロ波を発振させた[15]。しかし、分子線メーザーによる短波長の発振はミリ波領域が限界で、赤外光や可視光の発振手法が模索された。そこで 1958 年に C. H. Townes と A. L. Schawlow[16]が気体原子や常磁性結晶を共振器に導入し、それを強い強度の光で励起することによって赤外光や可視光を発振させる手法、レーザーのコンセプトを発表した。

そしてついに 1960 年に初めてのレーザーとなるルビーレーザーが実現した。T. H. Maiman は光とマイクロ波の二重共鳴の実験を行い、ルビーに Cr_2O_3 を重量比で 0.05% 添加して光励起したところ基底状態の原子数が最も低くなることを発見し[17]、三準位レーザーができる見込みができた。そしてルビー結晶の両端を光学的平行に研磨し、その両端に銀を蒸着しフラッシュランプで光励起することでルビーレーザーを実現した[18,19]。続いて Sorokin と Stevenson がフッ化カルシウムにウラン、サマリウムを添加した四準位系の固体レーザーを実現した[20-22]。さらに気体レーザーとして A. Javan、W. Bennett Jr.、D. Herriott が HeNe レーザーを実現した[23]。

1961年にE. SnitzerがNdガラスレーザーを発表した[24]。R. W. HellwarthがQスイッチレーザーを提案し[25]、翌1962年にQスイッチレーザ（約120 nsのパルス幅でピーク出力約600 kWの発振）を実現した[26]。またほぼ同時期にアメリカの四グループM. I. Nathan、R. N. Hall、T. M. Quist、N. Holonyakがガリウムヒ素（GaAs）を用いて半導体レーザー（液体窒素による冷却が必要）を実現した[27-30]。半導体レーザーは光通信、光ストレージ、固体レーザーの光励起など多くの応用を生んだ。他にも多くのレーザーが実現しており、W. M. Macek、D. T. M. Davisがリングレーザー[31]、L. E. S. MathiasがN₂分子レーザー[32]、H. G. Heardが紫外レーザー[33]を実現した。

1964年にはL. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollackがモードロックレーザーを発表[34]。W. B. BridgesがArガスレーザーを開発した[35]。J. E. Geusic、H. M. Marcos、L. G. Van Uitertが室温CW発振のNd:YAGレーザーを開発した[36]。C. J. Koester and E. SnitzerがErドープファイバ光増幅器を開発した[37]。ファイバ光増幅器はハイパワーレーザーや光通信を遠距離化に大きく貢献した。C. K.N. PatelがCO₂にHeとN₂を混合することでCO₂ガスレーザーを発明した[38]。励起されたN₂のエネルギーがCO₂に移動し、CO₂が脱励起することで発振する。Heは冷却用である。このCO₂ガスレーザーは吸収が小さく、飽和光強度も大きいため高効率・ハイパワーで金属加工などに現在も広く使われている。G. C. PimentelとJ. V. V. Kasperが化学レーザー（出力：MW）を実現した[39]。

1966年にP. Sorokin、J. R. Lankardが有機色素レーザー実現した[22]。

1970年にN. Basov、V. A. Danilychev、Y. M. Popovがエキシマレーザー（フォトリソグラフィの光源や眼科手術にもちいられる）を開発し[40]、M. Panish、I. Hayashiが(Ga, Al)As-GaAsダブルヘテロ接合を用いてはじめて室温でのCW半導体レーザーを実現した[41]。A. Ashkinがレーザーで微粒子を操作する光ピンセットを実証した。

1975年にJ. P. van der ZielがAl_{0.2}Ga_{0.8}AsとGaAs(5-50 nm)を用いて量子井戸レーザーを実現した[42]。

1982年にチタンサファイアレーザー[43,44]を実現。

1985年にS. Chu, C. Cohen-Tannoudji、W. D. Phillipsがレーザー冷却による原子トラップを開発。1987年にエルビウムドープファイバ光増幅[45]が実現した。

誘導放出の発見から、誘導放出を増幅に利用するための負温度状態の実現、つまり反転分布の形成方法（光、電流注入、化学反応等）の研究と増幅利得の高い材料の模索からレーザーが実現し、レーザーの歴史は始まった。その後は波長の選択においてはガス種を選択、固体結晶と添加イオン種を選択、化合物半導体の利点である混晶によるバンドギャップエネルギー（ E_g ）の制御がなされた。レーザーの出力・効率向上のためには共振器構造（プリズムによる発振波長の選択、鏡を外部に置くなどの外部共振器構造）・冷却方法の改良、半導体の構造による電子状態の制御（ヘテロ構造、量子井戸等）など様々な工夫がなされて発展してきた。そして、現在においてはレーザーのコヒーレンス特性を用いた測定技術

の研究やレーザーの出力増大、効率改善、小型化が行われており、新規材料を用いたレーザーの出現は少なくなってきた。

半導体レーザーの材料は GaAs をはじめとする直接遷移型の化合物半導体が主流である。半導体中の電子を何らかの方法（光励起、電流注入）で励起し、発光させるためには励起した電子正孔対を発光再結合させる必要がある。この発光再結合の確率が高い半導体が発光しやすい材料であることを意味し、その半導体が発光ダイオード（LED）やレーザーの材料として用いられる。直接遷移型半導体がレーザーの材料に使われる理由は、バンドにおける伝導帯の底と価電子帯の頂上の波数が一致しており再結合確率が高いためである。もう一方のシリコン（Si）やゲルマニウム（Ge）をはじめとする間接遷移型半導体のバンドは伝導帯の底と価電子帯の頂上との波数の不一致から再結合確率が低い。これは再結合するためには波数を補うフォノンの介在が必要なためである。よって再結合確率の高い直接遷移型半導体がレーザーの材料に選ばれて研究されてきた。しかし過去にさかのぼると半導体でレーザーを実現するには間接遷移型半導体と直接遷移型半導体のどちらが好ましいかについての議論があった。Basov は間接遷移型半導体の逆吸収すなわち増幅について論じ、間接遷移型半導体は吸収が小さいためレーザーの材料として好ましいと結論した[46]。Dumke は直接遷移型半導体と間接遷移型半導体のどちらにも自由キャリア吸収等の吸収損失が存在するが、直接遷移型半導体は光増幅利得が大きいためレーザーの材料としては直接遷移型半導体が望ましいと結論した[47]。そして 1962 年に前述した四つのグループが直接遷移型半導体である GaAs を用いて半導体レーザーの発振に成功した[27-30]。そしてレーザーの研究は直接遷移型半導体を用いる流れに一気に傾いた。たしかに従来用いられてきた直接遷移型半導体は光増幅利得が大きい性質があり小型化に利がある。また発振波長の選択には半導体固有の E_g で決定され、 E_g を制御するために混晶の化合物半導体を作製することで可能にした。しかしながら、 E_g と同じ光子エネルギーの光を発光することは二準位系のレーザーであるためバンド端による吸収が非常に大きい。さらに、グリーンギャップ問題[48,49]にもあるように、InGaN 系や AlGaInP 系の化合物半導体で緑の波長に対応する E_g (2.1 eV 程度) に近づけたときに、ピエゾ電界による発光再結合確率の低下や格子不整合から欠陥が多くなり結晶品質が悪化し発光効率が低下する問題があり、混晶を用いた波長選択制御も万能ではない。また化合物半導体はガリウム (Ga)、インジウム (In) をはじめとしたレアアースと呼ばれる希少な材料を用いており、ヒ素 (As) も毒性が心配される。

1.2 レーザー材料としてのシリコン

一方の間接遷移型半導体である Si は以下に挙げるような材料的なメリットがある。

- ・地球上において豊富な資源量を持ち、毒性が低いこと
- ・ホウ素やリンを添加することで導電性の制御が容易であること
- ・酸化膜が良好な絶縁膜を形成すること

以上のようなメリットを持つ Si が IC、CPU などの電子回路の材料として地位を確立し、プロセス技術が発達したため非常に高純度な Si の大口径のウエハが作製されるようになった。このような大きなメリットをもつ Si であるが、間接遷移型半導体であるために発光効率が低く発光デバイスの材料としては不適であると長らく考えられてきた。しかし、Basov が言及したように間接遷移型半導体である Si は吸収が小さいこと目を向けてみたい。とくに本論文では E_g 以下の光子エネルギーを持つ波長、赤外光に対しては吸収が非常に小さく、それに従い透明化電流密度も非常に小さいことに着目した。吸収が非常に小さいことは、高出力レーザーに向いており、透明化電流密度が小さいことはレーザー発振に必要な電流密度、しきい値電流密度の下限が原理上非常に小さいことを意味する。つまり間接遷移型半導体である Si が赤外光を発振するレーザーの材料となったとき、直接遷移型半導体では実現し得なかった高出力レーザー、低しきい値電流密度レーザーが実現可能である。

そこで、間接遷移型半導体である Si の発光再結合確率の小ささを克服するために本論文ではドレスト光子 (dressed photon: DP)、ドレスト光子フォノン (dressed-photon—phonon: DPP) [50] を介した発光原理とドレスト光子フォノン援用アニール (DPP assisted annealing) という新しい製作技術を用いた。DP はナノ寸法領域において光子と電子正孔対が結合している状態を表す準粒子である。さらに DP は多モードのコヒーレントフォノンと結合する。この結合状態を表す準粒子が DPP である。この準粒子はナノ物質中の結晶格子に不純物原子が含まれている場合、そこに局在しやすい[51]。本論文のテーマとなるレーザーの開発に先立ち、大津研究室はドレスト光子の原理に基づく近赤外の Si 発光ダイオード[52]の開発、その後、Si 光電気弛緩発振器[52]、近赤外域において光利得機能を有する Si フォトダイオード (光増幅型赤外 Si-PD) [52]を実現している。関連したデバイスとして、可視光発光する Si 発光ダイオード[53]が実現し、またこれらのデバイスの発光に寄与するドレスト光子フォノンについて解析している[54,55]。そして、pn ホモ接合構造を有する Si 赤外レーザー (以下では「先行研究 Si レーザー」と記す) を世界で初めて製作し室温で連続発振させることに成功した (発振波長は約 1.3 μm 、出力パワー60mA 時 50 μW 、しきい値電流密度 1.0-2.0 kA/cm^2) [56]。このしきい値電流密度は InGaAsP などの直接遷移型の化合物半導体を用いた実用的な二重ヘテロ構造の近赤外レーザーのしきい値電流密度の値に匹敵する[57]。しかし、Si の吸収の小ささと透明化電流密度の小ささを考慮すると出力パワーはさらに増大でき、しきい値電流密度もさらに低減することが可能である。

1.3 Si からの発光 従来手法

これまでににおいて Si を発光源として用いようとする研究は多い。シリコンフォトニクスと呼ばれる分野では、研究動機として

- Si の資源量が豊富にあること
- 電子回路との融合により電気配線による配線遅延や省電力化の問題解決
- 蓄積された Si 電子デバイスのためのプロセス技術が利用できること
- Si の高い屈折率により導波路小型化

などが挙げられる[58]。つまりシリコンフォトニクスの研究は既存の化合物半導体を材料とした従来の光源では Si が材料の電子回路との統合が格子定数の不整合のために困難であることを背景にして、Si で光源を作成することで電子回路との統合を容易にし、デバイスの小型化、配線遅延やジュール熱等の熱問題を解決しようとする目的である。よって、Si 光源の目標は従来の化合物半導体を用いた光源と置換できるような性能（素子サイズ、発光効率、出力など）が求められている。シリコンフォトニクスの研究では Tab. 1.1 のような光発生機構が用いられ研究されてきた（エルビウム (Er) イオンの利用は Si からの発光ではないが付記しておく）。これらはバンド間遷移、バンド内遷移、内殻準位間遷移（Er イオンの利用）、非線形分極を利用している。Tab. 1.1 中には利得の確認やレーザー発振らしきとみられるようなものもあるが、シリコンフォトニクスの目的・枠組みから考えると波長・動作温度・装置構成の問題や、光強度の不足など効率・出力の観点から従来の光源の代替としては困難であることが現状である。例えばラマン散乱を用いた場合、電流注入による発振ではなく光励起によって発振させる。光励起によるレーザー発振は実用上取り扱づらいデメリットが存在する。これらシリコンフォトニクスの分野は間接遷移型半導体である Si を化合物半導体と同様の性能を目標としたために達成が困難となっている。本論文はシリコンフォトニクスとは立場を異にしており、間接遷移型半導体である Si を E_g よりも光子エネルギーの小さな赤外光を DPP を介して発光させることで、非常に小さな吸収損失と透明化電流密度を活かして、しきい値電流密度の小さなレーザーと大出力レーザーを実現しようとした。

Tab. 1.1 光発生の機構別にみたシリコン・ベース物質とシリコン・ベース構造[59]

Si ナノクリスタル/SiO ₂ (界面準位) [60-62]
イオンダメージ Si の A 発光線 (結晶欠陥) [63]
表面構造化 Si (微細構造、外来起源) [64]
III-V/Si ヘテロ界面の近接効果 (界面準位) [65]
As ドープ Si (極低温、不純物準位) [66]
B ドープ SiGe/Si 量子井戸 (不純物準位とホールサブバンドの共鳴) [67]
SiGe/Si 量子カスケード (予測を下回る損失→利得が存在と主張) [68]
Er ³⁺ /SiO ₂ : Si 微結晶 (4f 殻内遷移、増感) [69,70]
ラマン利得・波長 (周波数) 変換 (誘導ラマン散乱 $\chi^{(3)}$ 虚部) [71-75]
パラメトリック利得・波長 (周波数) 変換 (誘導パラメトリック四波混合 $\chi^{(3)}$ 実部) [76,77]

1.4 研究目的

本研究の目的は pn ホモ接合 Si のレーザー媒質としての特徴を評価し、その評価を元に Si をレーザー材料として用いてしきい値電流密度の低減と大出力レーザーの実現をすることである。前々節で述べたとおり、Si は E_g より小さい赤外光に対して吸収損失が非常に小さく、透明化電流密度も非常に小さい。吸収が小さいことは大出力な光に対して媒質が破壊されにくいので化合物半導体よりも大出力レーザーの材料に適している。そして透明化電流密度はしきい値電流密度の下限を示す、重要な値である。例えば化合物半導体を材料に用いた場合には、AlGaAs/GaAs 量子ドットを用いても透明化電流密度は、 101 A/cm^2 [78] で原理上しきい値電流密度をこの値以下にすることは不可能である。一方の Si の透明化電流密度は 3 章、4 章における評価でも示すが、 $1 \times 10^{-3} \sim 5 \text{ A/cm}^2$ であり、化合物半導体と比べて 2 桁以上小さい。つまりこれまでレーザーに不適と考えられてきた Si を赤外レーザーの材料に用いることで従来の化合物半導体を用いたレーザーでは実現し得なかったレーザーの発振に必要な電流密度、すなわちしきい値電流密度を非常に小さくできることを意味する。よって低しきい値電流密度をもつ Si レーザーの実現と大出力 Si レーザーの実現を目指した。その実現のための手法は以下の通りである。詳細についてはそれぞれの章（第 2 章「原理」、第 3 章「低しきい値電流密度 Si レーザー」、第 4 章「高出力 Si レーザー」）に譲る

1. ドレスト光子フォノン (DPP) 援用アニール

イオン打ち込みをほどこし、ホモ pn 接合を形成した Si 基板に対し、順方向電流を流しながら発光させたい波長のレーザー光（波長 $1.3 \mu\text{m}$ ）を照射し、DPP が効率よく発生するようなドーパント分布を形成する。そのとき間接遷移型半導体である Si においても高効率に発光し、その発光波長はアニール光と同一波長の $1.3 \mu\text{m}$ となる。

2. しきい値電流密度の低減

光閉じ込めが小さなホモ接合 Si においてもレーザー媒質としての特徴を評価するために、修士論文で実現した光増幅型赤外 Si 光検出器（光増幅型赤外 Si-PD）を用いることで電氣的に評価した。その評価で得られた微分利得係数と透明化電流密度、そして等価屈折率法によってレーザー構造から算出した光閉じ込め係数とを用いてしきい値電流密度が低くなるようなレーザー構造を設計した。その後新たな作成プロセスを確立し、低しきい値電流密度 Si レーザーの特性を評価した。

3. 大出力化

さらに Si レーザー媒質を光学的に評価するための評価用デバイスを新たに作成した。そこで評価して得られた特性から大出力となるように素子を大型化した Si レーザーを設計し、その特性を評価した。

1.5 本博士論文の構成

本論文の構成を Fig. 1-1 に示す。本論文は全 5 章で構成されている。

第 1 章は本章であり、研究の背景と目的、論文の全体構成を示す。

第 2 章は Si 赤外レーザーの動作原理、加工原理となるドレスト光子 (DP) とドレスト光子フォノン (DPP) の特性、そしてそれを介した過程 (DPP 援用過程) について説明する。

第 3 章は低しきい値電流密度 Si レーザーを作製を試みた。前段階として、レーザー構造の設計指針を得るために光増幅型赤外 Si-PD を用いて Si のレーザー媒質としてのパラメーター、光増幅特性を評価した。そして新たなプロセスのもとに作製した Si レーザーの特性評価の結果を示す。

第 4 章は高出力 Si レーザーを作製を試みた。Si レーザーのパラメーターを光学的に評価するため評価用のデバイスの作製・評価をする。そして、その評価結果をもとに高出力 Si レーザーの新設計・特性評価を示す。

第 5 章は本博士論文のまとめである。

Fig. 1-1 の通り、本論は Si レーザーの低しきい値電流密度 Si レーザーと高出力化 Si レーザーとの 2 本柱で構成されている。また修士論文でまとめた光増幅型赤外 Si-PD については第 3 章にて重要な役割を果たしていることから付録 A として掲載をした。

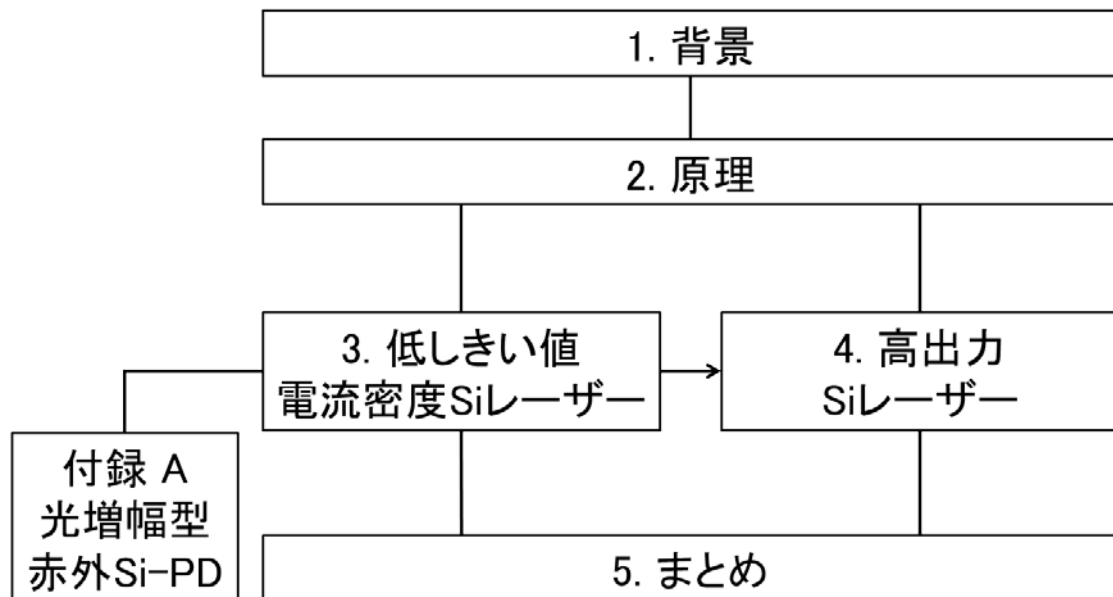


Fig. 1-1 本論文の構成

2 原理

本章では書籍「ドレスト光子—光・物質融合工学の原理」[50]を引用し、Si レーザーの動作原理と加工原理となるドレスト光子 (DP) の特性について示す。DP は物質中のフォノンと相互作用することでドレスト光子フォノン (DPP) という準粒子とみなせることについても言及する。この DPP を介して伝搬光では起こり得ない過程、DPP 援用過程[79-83]が発現するのでそれについて述べる。

2.1 ドレスト光子 (DP)

波長より小さい寸法の物質に伝搬光が入射したとき、散乱光や吸収再発光により遠方へ伝搬する光とは別に、光と物質の相互作用によって物質中の励起状態である励起子と光が混合状態 (励起子ポラリトン) を作り、あたかも物質近傍に光が局在しているように振る舞う。この状態を光が物質励起の衣をまとっていると見てドレスト光子 (DP) とよぶ。DP は電磁場と物質中の荷電粒子との相互作用で表し、多重極ハミルトニアンを用いて

$$\hat{H} = \sum_{k\lambda} \hbar\omega_k \hat{a}_{k\lambda}^\dagger \hat{a}_{k\lambda} + \sum_{\alpha>F, \beta<F} (E_\alpha - E_\beta) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger \hat{b}_{\alpha\beta} + \hat{H}_{int} \quad (2.1)$$

$$\hat{H}_{int} = \int \Psi^\dagger(r) p(r) \Psi(r) \cdot D^\perp(r) dv \quad (2.2)$$

$$\Psi^\dagger(r) \equiv \sum_{\alpha>F} \varphi_{e\alpha}(r) \hat{e}_\alpha^\dagger + \sum_{\beta<F} \varphi_{h\beta}(r) \hat{h}_\beta^\dagger \quad (2.3)$$

$$D^\perp(r) \equiv i \sum_k \sum_{\lambda=1}^2 N_k e_{k\lambda}(k) [\hat{a}_{k\lambda}(k) e^{ik \cdot r} - \hat{a}_{k\lambda}^\dagger(k) e^{-ik \cdot r}], N_k \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 \hbar \omega_k}{2V}} \quad (2.4)$$

k	光子の波数ベクトル
λ	光子の偏光状態
$\hbar\omega_k$	光子エネルギー
$\hat{a}_{k\lambda}^\dagger, \hat{a}_{k\lambda}$	光子の生成・消滅演算子
$E_\alpha - E_\beta$	半導体のバンドギャップエネルギー
$\hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger, \hat{b}_{\alpha\beta}$	電子正孔対の生成、消滅演算子
F	フェルミ準位
$\Psi^\dagger(r), \Psi(r)$	電子正孔対の場の消滅・生成演算子
\hat{e}_α^\dagger	電子の生成演算子
\hat{h}_β^\dagger	正孔の生成演算子

$p(r)$	電気双極子
$D^\perp(r)$	k に垂直な偏光をもつ横波の光子の電気変位
$e_{k\lambda}(k)$	偏光方向の単位ベクトル
V	仮想共振器の体積

と表されるここで(2.3)、(2.4)を(2.2)に代入して相互作用ハミルトニアンを書き下すと

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = -i \sum_{k\lambda} N_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} \int (\varphi_{h\beta}^* \varphi_{e\alpha} (p \cdot e_{k\lambda}(k)) \hat{b}_{\alpha\beta} \\ + \varphi_{e\alpha}^* \varphi_{h\beta} (p \cdot e_{k\lambda}(k)) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger) \\ [\hat{a}_{k\lambda} e^{ik \cdot r} - \hat{a}_{k\lambda}^\dagger e^{-ik \cdot r}] dv \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。ここで遷移電気双極子の空間分布のフーリエ変換を

$$\begin{cases} \rho_{\beta\alpha\lambda}(k) = \int [\varphi_{h\beta}^* \varphi_{e\alpha} (p(r) \cdot e_{k\lambda}(k)) e^{ik \cdot r}] dv \\ \rho_{\alpha\beta\lambda}(k) = \int [\varphi_{e\alpha}^* \varphi_{h\beta} (p(r) \cdot e_{k\lambda}(k)) e^{ik \cdot r}] dv \\ \rho_{\alpha\beta\lambda}^*(k) = \int [\varphi_{h\beta}^* \varphi_{e\alpha} (p(r) \cdot e_{k\lambda}(k)) e^{-ik \cdot r}] dv \\ \rho_{\beta\alpha\lambda}^*(k) = \int [\varphi_{e\alpha}^* \varphi_{h\beta} (p(r) \cdot e_{k\lambda}(k)) e^{-ik \cdot r}] dv \end{cases} \quad (2.6)$$

とかくと(2.5)は

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = -i \sum_{k\lambda} N_k \sum_{\alpha>F, \beta<F} \{ [\rho_{\beta\alpha\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta} + \rho_{\alpha\beta\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger] \hat{a}_{k\lambda} \\ - [\rho_{\alpha\beta\lambda}^*(k) \hat{b}_{\alpha\beta} + \rho_{\beta\alpha\lambda}^*(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger] \hat{a}_{k\lambda}^\dagger \} \end{aligned} \quad (2.7)$$

となり、さらに次のよう

$$\begin{cases} \hat{\gamma}_{\alpha\beta\lambda}^\dagger(k) \equiv \rho_{\alpha\beta\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger + \rho_{\beta\alpha\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta} \\ \hat{\gamma}_{\alpha\beta\lambda}(k) \equiv \rho_{\alpha\beta\lambda}^*(k) \hat{b}_{\alpha\beta} + \rho_{\beta\alpha\lambda}^*(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger \end{cases} \quad (2.8)$$

におくと(2.7)は

$$\hat{H}_{int} = -i \sum_{k\lambda} N_k \sum_{\beta<F, F<\alpha} [\hat{\gamma}_{\alpha\beta\lambda}^\dagger(k) \hat{a}_{k\lambda} - \hat{\gamma}_{\alpha\beta\lambda}(k) \hat{a}_{k\lambda}^\dagger] \quad (2.9)$$

となる。(2.9)を用いて、全ハミルトニアンを対角化するためにユニタリ変換 $\hat{U} = e^{\hat{S}}$ を用いる。量子力学の演算子を対角化して高次項を解消すると物理的考察が明確になり、描像を具体的に作ることが出来る。ユニタリ演算子は次のように定義する。

$$\begin{cases} \hat{U} = e^{\hat{S}} \\ \hat{U}^\dagger = \hat{U}^{-1} \\ \hat{S}^\dagger = -\hat{S} \end{cases} \quad (2.10)$$

\hat{S} は反エルミート演算子で次の式が(2.10)を満足する。

$$\hat{S} = -i \sum_{k\lambda} N_k \sum_{\beta < F, F < \alpha} [\hat{y}_{\alpha\beta\lambda}^\dagger(k) \hat{a}_{k\lambda} + \hat{y}_{\alpha\beta\lambda}(k) \hat{a}_{k\lambda}^\dagger] \quad (2.11)$$

これを用いれば

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= \tilde{U}^\dagger \hat{A} \tilde{U} = e^{-\hat{S}} \hat{A} e^{\hat{S}} = \left(1 - \hat{S} + \frac{1}{2!} \hat{S}^2 - \dots\right) \hat{A} \left(1 + \hat{S} + \frac{1}{2!} \hat{S}^2 + \dots\right) \\ &= \hat{A} - \hat{S} \hat{A} + \hat{A} \hat{S} + \frac{1}{2!} (\hat{S}^2 \hat{A} - 2 \hat{S} \hat{A} \hat{S} + \hat{A} \hat{S}^2) + \dots \\ &= \hat{A} + [\hat{A}, \hat{S}] + \frac{1}{2!} [[\hat{A}, \hat{S}], \hat{S}] + \dots \end{aligned} \quad (2.12)$$

と展開できる。光子の消滅演算子をユニタリ演算子を使って対角化する。光子がボゾンであることに注意して、 \hat{S} の最低次の項のみを残すと

$$\tilde{a}_{k\lambda} \approx \hat{a}_{k\lambda} - i N_k \sum_{\beta < F, F < \alpha} [\rho_{\alpha\beta\lambda}^*(k) \hat{b}_{\alpha\beta} - \rho_{\beta\alpha\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger] \quad (2.13)$$

となる。同様にして光子の生成演算子については

$$\tilde{a}_{k\lambda}^\dagger \approx \hat{a}_{k\lambda}^\dagger + i N_k \sum_{\beta < F, F < \alpha} [\rho_{\beta\alpha\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta} + \rho_{\alpha\beta\lambda}(k) \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger] \quad (2.14)$$

となる。新しい演算子の対(2.13)、(2.14)を見ると、光子の演算子 $\hat{a}_{k\lambda}, \hat{a}_{k\lambda}^\dagger$ に電子・正孔対の演算子 $\hat{b}_{\alpha\beta}, \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger$ を付加したものになっていることがわかる。つまり、新しい演算子 $\tilde{a}_{k\lambda}, \tilde{a}_{k\lambda}^\dagger$ で表す場とは、物質から独立の光子ではなく、物質励起の「衣」をまとっている「光子」とみなすことができる。このような光子をドレスト光子 (DP) と呼ぶ。 $\tilde{a}_{k\lambda}, \tilde{a}_{k\lambda}^\dagger$ が準粒子 DP の消滅・生成演算子である。

電子・正孔対の演算子 $\hat{b}_{\alpha\beta}, \hat{b}_{\alpha\beta}^\dagger$ に掛る係数 $\rho_{\alpha\beta\lambda}(k), \rho_{\beta\alpha\lambda}(k)$ およびそれらの複素共役に着目すると、これは DP が光子と電子正孔対との相互作用に起因して発生していることを表している。相互作用の空間的広がり、これらの係数のフーリエ逆変換で表される。

$$\begin{cases} \rho_{\alpha\beta\lambda}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \rho_{\alpha\beta\lambda}(k) e^{-ik \cdot r} dk \\ \rho_{\beta\alpha\lambda}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \rho_{\beta\alpha\lambda}(k) e^{-ik \cdot r} dk \end{cases} \quad (2.15)$$

相互作用の空間的広がり、その寸法物質と同程度である。物質励起のエネルギーをまとった光子としての DP の特徴は、ナノ寸法物質の表面から、その寸法程度離れたところまでの空間で顕著に現れる。(2.13)、(2.14)の DP の生成消滅演算子を用いることで、第一のナノ寸法物質に発生した DP が消滅し、第二のナノ寸法物質に発生するというエネルギー移動は DP の放出と吸収として記述ができる。

2.2 ドレスト光子フォノン (DPP)

前節で光子と電子正孔対との相互作用から DP の描像を導出したが、この節では DP とフォノンとの相互作用について考える。ここでナノ寸法物質をプローブの先端部とし、これを一次元物質とみなし一次元の格子振動について考える。ただし、一次元と見なせるのはプローブの先端部に限られているため物質寸法は有限である。巨視的結晶の場合はその形状が並進対称性を持っていれば内部の準粒子の運動量は保存量となるが、プローブでは寸法が有限であるために並進対称性はなく、波数が定義出来ず運動量が不確定になってしまう。そこでプローブ中の格子振動の解析には材料の結晶構造の対称性を考慮した運動の連立微分方程式[84]を用いずにハミルトニアンを用いる。粗視化されたプローブの構成要素を「分子」と呼ぶこととし、Fig. 2-1 に示すようにこれらの分子が N 個バネでつながれているモデルを考える。質点の運動エネルギーとバネの位置エネルギーを合わせた全系のエネルギーを座標と運動量とを演算子に置き換えると、量子化ができハミルトニアンを得ることができる。基準座標表示での位置の演算子 \hat{y}_p 、共役な運動量の演算子 $\hat{\pi}_p = (d/dt)\hat{y}_p$ を用いて、調和振動子の和としての格子振動のハミルトニアンは、固有角周波数を Ω_p として

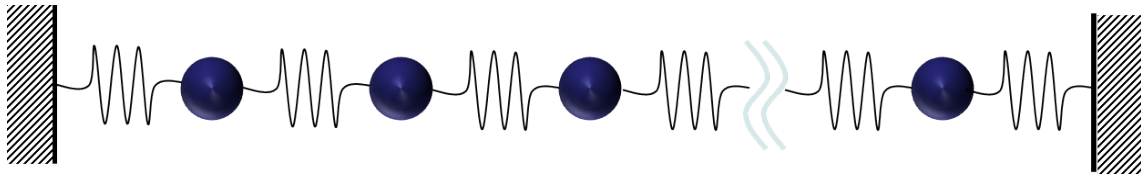


Fig. 2-1 N 個の質点をバネでつなげたバネモデル

$$\begin{cases} \hat{H} = \sum_{p=1}^N \frac{\hat{\pi}_p^2}{2} + \sum_{p=1}^N \Omega_p^2 \hat{y}_p^2 \\ [\hat{y}_p, \hat{\pi}_{p'}] = i\hbar \delta_{pp'} \end{cases} \quad (2.16)$$

と記述できる。生成・消滅演算子による量子化（第二量子化）を行うと

$$\begin{cases} \hat{H} = \sum_{p=1}^N \hbar \Omega_p \left(\hat{c}_p^\dagger \hat{c}_p + \frac{1}{2} \right) \\ \hat{c}_p^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\Omega_p}} (\hat{\pi}_p + i\Omega_p \hat{y}_p) \\ \hat{c}_p = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\Omega_p}} (\hat{\pi}_p - i\Omega_p \hat{y}_p) \\ [\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger] = \delta_{pq} \end{cases} \quad (2.17)$$

と書ける。生成・消滅演算子 $\hat{c}_p^\dagger, \hat{c}_p$ は「モード p のエネルギー $\hbar\Omega_p$ をもったフォノン」の演算子である。

バネモデルに DP が発生する場合を考える。DP は物質の寸法程度の精度で分子のあるサイトの情報を持つ（一次元の空間内における位置をサイトと呼ぶ）。そこで DP とフォノンとが各サイトにおいて相互作用するモデルを考える。つまり、各分子のサイトには DP が停留し、またとなりあう分子同士はバネでつながっている。ハミルトニアンに含むエネルギー要素は

1. DP のエネルギー、2. フォノンのエネルギー、3. DP とフォノンとが各サイトにおいて結合した相互作用、4. 近距離相互作用によって DP が隣接サイトへ跳躍する効果、の四つである。したがってハミルトニアンは以下のように書かれる。

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{i=1}^N \hbar\omega \tilde{a}_i^\dagger \tilde{a}_i + \sum_{p=1}^N \hbar\Omega_p \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_p + \sum_{i=1}^N \sum_{p=1}^N \hbar\chi_{ip} \tilde{a}_i^\dagger \tilde{a}_i (\hat{c}_p^\dagger + \hat{c}_p) \\ & + \sum_{i=1}^{N-1} \hbar J (\tilde{a}_i^\dagger \tilde{a}_{i+1} + \tilde{a}_{i+1}^\dagger \tilde{a}_i) \end{aligned} \quad (2.18)$$

i	サイト
p	フォノンのモード
$\hbar\omega$	DP のエネルギー
$\hbar\Omega_p$	モード p のフォノンのエネルギー
$\hbar\chi_{ip}$	サイト i の DP と、モード p の フォノンとの結合エネルギー
$\hbar J$	近距離相互作用の跳躍のエネルギー

DP とフォノンは共にボソンの交換関係を満足する。

前節と同様に、反エルミート演算子展開を使ってユニタリ変換による演算子の対角化をおこなう。

$$\hat{S} = \sum_{i=1}^N \sum_{p=1}^N \hbar\chi_{ip} \tilde{a}_i^\dagger \tilde{a}_i (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p) \quad (2.19)$$

に対して、

$$\hat{S}^\dagger = \sum_{i=1}^N \sum_{p=1}^N \hbar\chi_{ip} \tilde{a}_i^\dagger \tilde{a}_i (\hat{c}_p + \hat{c}_p^\dagger) = -\hat{S} \quad (2.20)$$

が成立しているから \hat{S} は反エルミート演算子である。ユニタリ演算子 $\hat{U} = e^{\hat{S}}$ を使って、DP の演算子は変換によって

$$\begin{cases} \hat{\alpha}_i^\dagger \equiv \hat{U}^\dagger \tilde{\alpha}_i^\dagger \hat{U} = \tilde{\alpha}_i^\dagger \exp\left(-\sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p)\right) \\ \hat{\alpha}_i \equiv \hat{U}^\dagger \tilde{\alpha}_i \hat{U} = \tilde{\alpha}_i \exp\left(\sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p)\right) \end{cases} \quad (2.21)$$

となる。一方でフォノンの演算子に対しては

$$\begin{cases} \hat{\beta}_p^\dagger \equiv \hat{U}^\dagger \tilde{c}_p^\dagger \hat{U} = \tilde{c}_p^\dagger + \sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} \tilde{\alpha}_i^\dagger \tilde{\alpha}_i \\ \hat{\beta}_p \equiv \hat{U}^\dagger \tilde{c}_p \hat{U} = \tilde{c}_p + \sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} \tilde{\alpha}_i^\dagger \tilde{\alpha}_i \end{cases} \quad (2.22)$$

を得る。これらの変換された演算子は **DP** とフォノンが一体になった準粒子の生成、消滅演算子と考えることができる。ユニタリ変換であるため、もとの演算子と同じくボゾンの交換関係式を満たす。これら新たに得られる準粒子の生成・消滅演算子を用いてハミルトニアンは書き直すと。

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{i=1}^N \hbar\omega \hat{\alpha}_i^\dagger \hat{\alpha}_i + \sum_{p=1}^N \hbar\Omega_p \hat{\beta}_p^\dagger \hat{\beta}_p - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{p=1}^N \frac{\hbar\chi_{ip}\chi_{jp}}{\Omega_p} \hat{\alpha}_i^\dagger \hat{\alpha}_i \hat{\alpha}_j^\dagger \hat{\alpha}_j \\ & + \sum_{i=1}^{N-1} \hbar(\hat{J}_i \hat{\alpha}_i^\dagger \hat{\alpha}_{i+1} + \hat{J}_i^\dagger \hat{\alpha}_{i+1}^\dagger \hat{\alpha}_i) \end{aligned} \quad (2.23)$$

跳躍定数はサイトに依存する演算子 \hat{J}_i で書き直されている。

$$\hat{J}_i \equiv J \exp\left[\sum_{p=1}^N \frac{(\chi_{ip} - \chi_{(i+1)p})}{\Omega_p} (\hat{\beta}_p^\dagger - \hat{\beta}_p)\right] \quad (2.24)$$

跳躍項は変換前よりも高次の相互作用項 ($\hat{J}_i \hat{\alpha}_i^\dagger \hat{\alpha}_{i+1}$ と $\hat{J}_i^\dagger \hat{\alpha}_{i+1}^\dagger \hat{\alpha}_i$) を含むが、フォノンは **DP** と直接的な相互作用をもつのではなく、跳躍演算子 \hat{J}_i を介して間接的に作用することになる。フォノンに対して平均場近似をする場合には、跳躍の相互作用はサイト依存性を持った **DP** の跳躍として表せるわけである。元のハミルトニアンに比べて、変換されたハミルトニアンはフォノンが **DP** に及ぼす影響をより取り扱いやすい形になっている。

ここで得られた演算子対 $\hat{\alpha}_i^\dagger, \hat{\alpha}_i$ のうち、 $\hat{\alpha}_i^\dagger$ に注目すると準粒子の性質が明らかになる。量子論的な真空 $|0\rangle$ に作用させると、

$$\hat{\alpha}_i^\dagger |0\rangle = \tilde{\alpha}_i^\dagger \exp\left(-\sum_{p=1}^N \frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} (\hat{c}_p^\dagger - \hat{c}_p)\right) |0\rangle \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned}
&= \tilde{a}_i^\dagger \prod_{p=1}^N \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p} \hat{c}_p^\dagger\right) |0\rangle \\
&= \tilde{a}_i^\dagger \prod_{p=1}^N \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p}\right)^2\right) \sum_{n_p=0}^{\infty} \frac{\left(-\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p}\right)^{n_p}}{n_p!} (\hat{c}_p^\dagger)^{n_p} |0\rangle \\
&\equiv \tilde{a}_i^\dagger \prod_{p=1}^N \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p}\right)^2\right) \sum_{n_p=0}^{\infty} \frac{(-\chi_{ip}/\Omega_p)^{n_p}}{\sqrt{n_p!}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\chi_{ip}}{\Omega_p}\right)^2\right) |n_p\rangle
\end{aligned}$$

となり (DP の生成演算子) \times (フォノンのコヒーレント状態) を与えることがわかる。すなわち DP は無限個のフォノンのエネルギー一衣をまとった状態にある。この新しい準粒子、フォノンと強く相互作用した DP を、ドレスト光子フォノン (DPP) とよぶ。バネモデルで想定したナノ物質において、停留した DP は局在フォノンと結合して分子数個程度の寸法広がりをもつこととなる。

2.3 DPP を介した発光

前節で DP はフォノンと強く相互作用し、DPP という準粒子とみなせることについて述べた。DPP はマルチモードのコヒーレントフォノンと結合しているためフォノン準位を作り出し、これは禁制帯中にも存在可能である。これによって価電子帯中の電子をフォノン準位への電気双極子禁制遷移を経由して伝導帯に励起することが可能とさせる（DPP 援用吸収過程）。この光学遷移は波数に影響されることなく（すなわち運動量保存則に制限されずに）実現可能であり、間接遷移型半導体でも容易に発生する。さらに半導体のバンドギャップエネルギー E_g より小さい光子エネルギー $h\nu$ をもつ光が入射した場合でも、二段階遷移を経ることで電子正孔対が生成される。この過程はすでに光化学気相堆積[79]、ガラス基板表面平坦化[80]、周波数上方変換[81]、フォトリソグラフィ[82]、光起電力デバイス[83]などに応用されている。この節では DPP を介した過程、DPP 援用過程について説明する。DPP 援用過程は三つに分類され、それらは DPP 援用自然放出過程、DPP 援用吸収過程、DPP 援用誘導放出過程である。本節では発光に関しての DPP 援用自然放出過程、DPP 援用誘導放出過程の詳細について説明する。

2.3.1 DPP 援用自然放出過程

伝導帯から価電子帯へフォノン準位をへて脱励起をし、光子を放出する自然放出過程について述べる。ここでは単純に二段階の遷移についてのみ記述するが、いくつものフォノン準位を経た三段以上の遷移も十分起こりうる[85]。二段階遷移の場合は、次に述べるような伝搬光と DP を放出する場合と、二つの DP を放出する場合がある。DPP 援用自然放出過程について Fig. 2-2 に示す。

(1) 第一段階：伝導帯中の電子の始状態 $|E_{ex}; el\rangle \otimes |E_{ex,thermal}; phonon\rangle$ から中間状態 $|E_g; el\rangle \otimes |E_{ex}; phonon\rangle$ への遷移であり、これにより自然放出光が発生する。ここでケットベクトル $|E_{ex,thermal}; phonon\rangle$ と $|E_{ex}; phonon\rangle$ はそれぞれ結晶格子温度で決まるフォノンの励起状態と近接場光の光子エネルギーで決まるフォノンの励起状態とを表わす。ここで $|E_{ex}; el\rangle$ は電子の励起状態を表わし、 $|E_g; el\rangle$ は電子の基底状態を表わし、 \otimes は二つの状態を表すケットベクトルの直積を表す。

これは電気双極子許容遷移なので伝搬光と DP の両方が発生しうるが、伝搬光が発生する過程は $|E_g; el\rangle$ 近傍の $|E_{ex,thermal}; phonon\rangle$ への遷移のみに限られる。なぜなら、 kT 程度 (k はボルツマン定数、 T は結晶格子温度) のエネルギーを持つ $|E_g; el\rangle$ の近傍以外では $|E_{ex}; phonon\rangle$ の占有確率の値は低いからである。それはすなわち、伝搬光はフォノンを生成しないためフォノンの励起状態 $|E_{ex}; phonon\rangle$ は熱平衡状態にあるからである。一方、DP を放出する確率は熱平衡状態にあるフォノンの占有確率には依存しない。なぜなら、DP はフォノンを生成するからである。

(2) 第二段階：中間状態 $|E_g; el\rangle \otimes |E_{ex}; phonon\rangle$ から基底状態 $|E_g; el\rangle \otimes |E_{ex}; phonon\rangle$ へ

の遷移である。 $|E_{ex};phonon\rangle$ はフォノンの励起状態を表す。これは電気双極子禁制遷移であるのでDPのみが発生する。また、この遷移の後、フォノンの励起状態は結晶格子温度によって決まる熱平衡状態に向かって緩和し、電子の基底状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex,thermal};phonon\rangle$ への遷移が完了する。

以上の二段階過程によって自然放出されたDPの一部は伝搬光に変換され観測される[24]。したがって、電流注入によって電子を励起し、上記の(1),(2)の過程を用いればLEDが実現する。また、このデバイスの発光波長はバンドギャップエネルギー E_g ではなく、pn接合近傍にあるDPの光子エネルギーに依存する。良く知られているように、間接遷移型半導体が伝搬光を自然放出するにはフォノンが必要である。なぜなら、この自然放出のためには波数を保存しなければならないからである（これは波数保存則と呼ばれている）。しかしDPでは光子がマルチモードのコヒーレントフォノンと強く結びつき、波数保存則を満たす多数のモードを持つので[79,83]、DPによる自然放出の確率は非常に大きい。

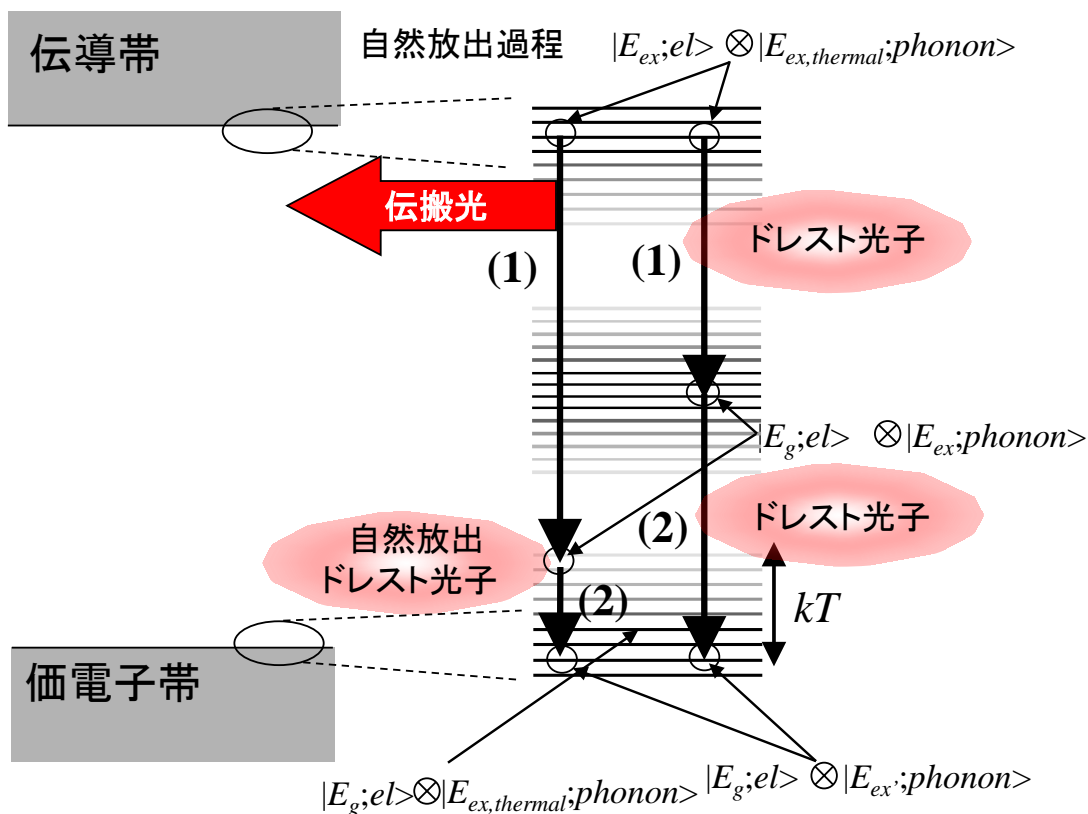


Fig. 2-2 DPP援用自然放出過程 模式図[86]

2.3.2 DPP 援用誘導放出過程

フォノン準位を経た誘導放出過程についてFig. 2-3に示す。(1') 第一段階：伝導帯中の電子に近接場光が照射されると、電子は始状態 $|E_{ex};el\rangle \otimes |E_{ex,thermal};phonon\rangle$ から中間状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex};phonon\rangle$ へ遷移し、誘導放出により発光する。上記の自然放出の第一段階(1)と同様、伝搬光を発生する遷移過程は極めて限られている。ここで、始状態 $|E_{ex};el\rangle \otimes |E_{ex,thermal};phonon\rangle$ および中間状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex};phonon\rangle$ を占有する電子数密度 n_{ex} 、 n_{inter} が反転分布条件($n_{ex} > n_{inter}$)[87]を満たす場合、誘導放出により生成される光子数は吸収により消滅する光子数を上回る。

(2') 第二段階：中間状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex};phonon\rangle$ から終状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex};phonon\rangle$ へと遷移し、誘導放出により発光する。これは電気双極子禁制遷移であるのでDPのみが発生する。また、この遷移の後、フォノンの励起状態は結晶格子温度によって決まる熱平衡状態に向かって緩和し、電子の基底状態 $|E_g;el\rangle \otimes |E_{ex,thermal};phonon\rangle$ への遷移が完了する。

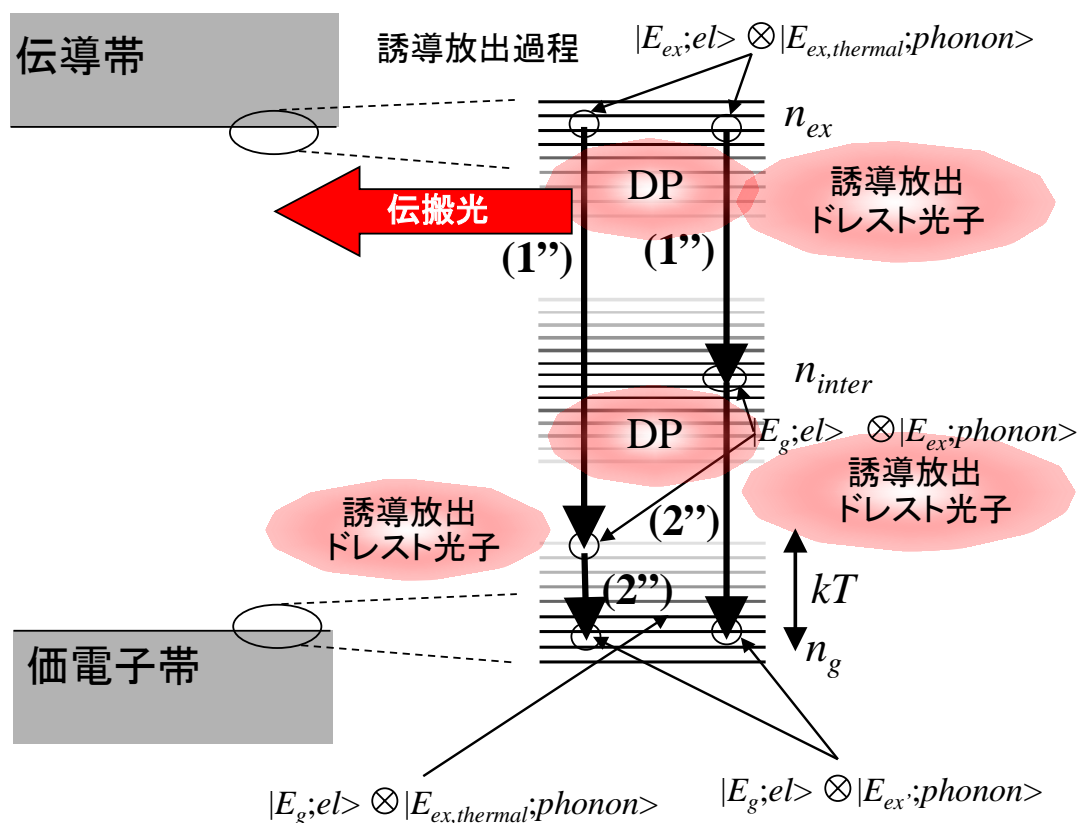


Fig. 2-3 DPP援用誘導放出過程 模式図[86]

2.4 一次元バネモデル

DPP がどのような位置に発生する確率が高いかを計算した例を紹介する。一次元のバネモデルを利用したものである。Fig. 2-1 のような N 個の質点をバネでつなぎ、いくつかの質点の質量を異なった大きさにする。今回は $N = 30$ とし、シリコンの原子がドーパントで置き換わったとし、5, 9, 18, 25, 26, 27 の質点の質量を変化させた。この計 30 個の質点の位置、運動量を連立微分方程式(2.26-28)より 30 の固有振動が得られる。

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{2} k(x_{i+1} - x_i)^2 + \sum_{i=1, N} \frac{1}{2} kx_i^2 \quad (2.26)$$

$$\frac{d}{dt} x_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{d}{dt} p_i = -\frac{\partial H}{\partial x_i} \quad (2.27)$$

$$M \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{x} = -k\Gamma \mathbf{x}$$

$$M = \begin{pmatrix} m_1 & & & & \\ & m_2 & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & m_N \end{pmatrix}, \Gamma = \begin{pmatrix} 2 & -1 & & & \\ -1 & 2 & -1 & & \\ & -1 & \ddots & & \\ & & & \ddots & -1 \\ -1 & & & & 2 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

2.5 固有振動状態のドーパント依存性

それぞれの固有振動には30のモードが存在する。Fig. 2-4は各モードの振動数を示す。Fig. 2-5、Fig. 2-6、Fig. 2-7は各々ドーパントの種類がリン(P)、ヒ素(As)、ボロン(B)の三種類の場合における特徴的な振動モードを取り出したものを示す。Pではドーパントの位置に依存せずに振動の節と腹の位置が決定されているのに対し、Asでは質点の位置が振動の節になっており、Bでは質点の位置が振動の腹になっている。これはドーパントの原子量の大きさ(Tab. 2.1参照)に起因している。Pはシリコン(Si)と比較して差が少ないのに対して、AsとBは差が大きい。また、Siと比較して重いAsは固定端として働くので振動の節となり、軽いBは自由端として働き振動の腹となった。よりフォノンとドレスト光子を相互作用させるためには、振動が局在するようにSiとの原子量の差が大きいAs、Bを用いた方が良いことがわかる。

Tab. 2.1 シリコンとドーパント・アクセプタの原子量

物質名	原子量
シリコン (Si)	28.09
リン (P)	30.97
ヒ素 (As)	74.92
ボロン (B)	10.81

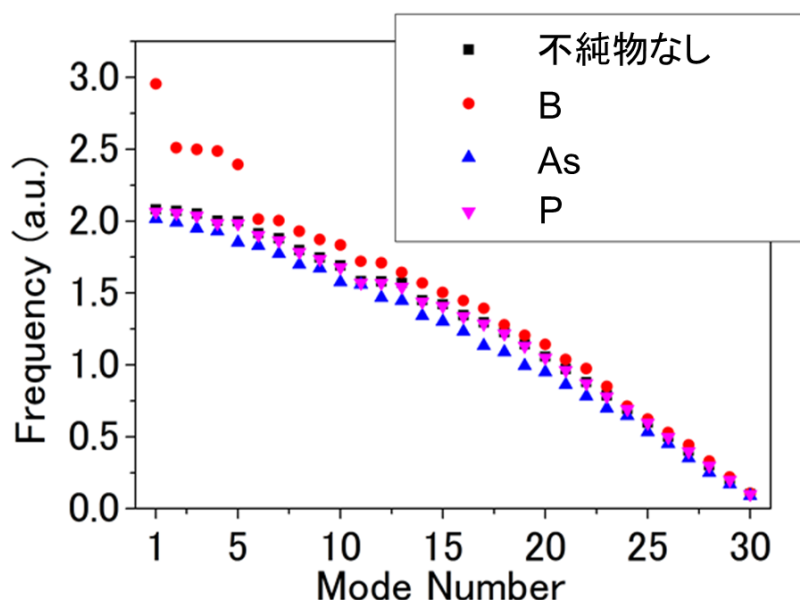


Fig. 2-4 各ドーパントにおけるモード数とそれに対応する振動数[88]

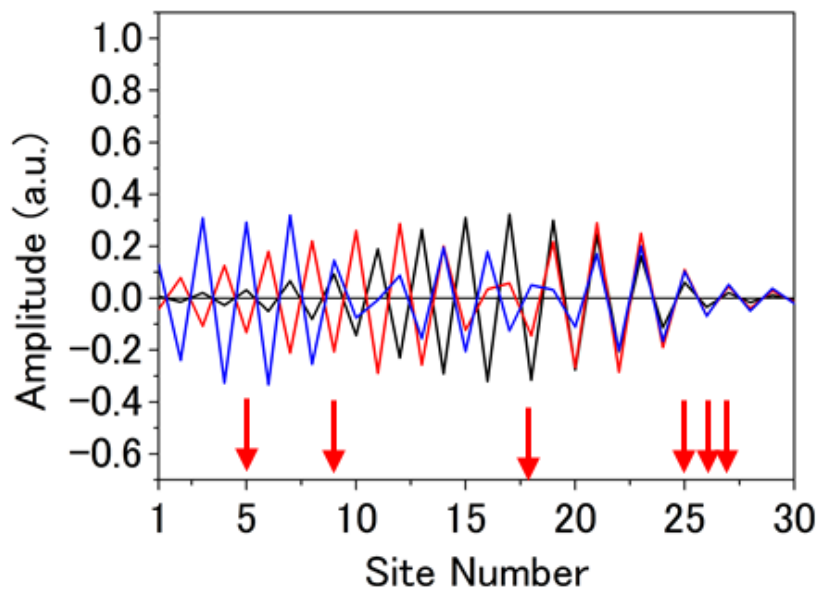


Fig. 2-5 リン (P) の固有振動状態

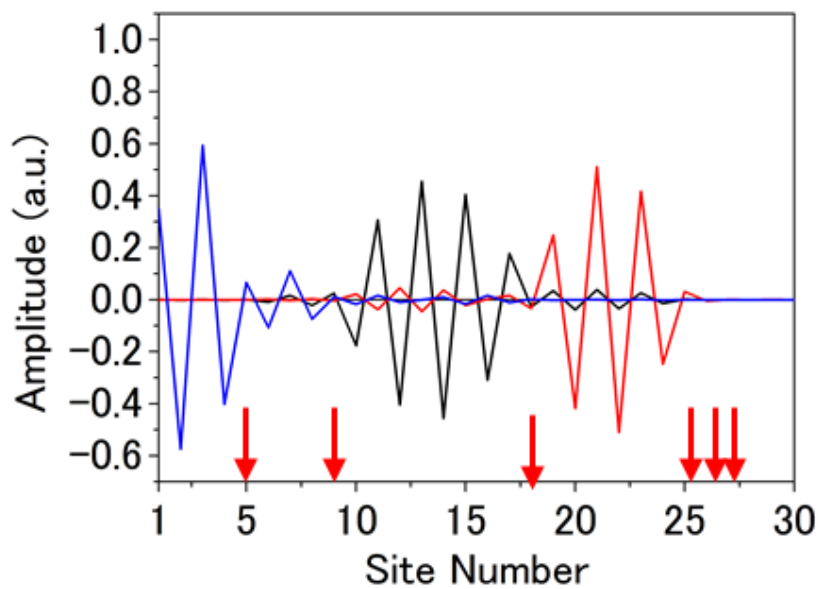


Fig. 2-6 ヒ素 (As) の固有振動状態

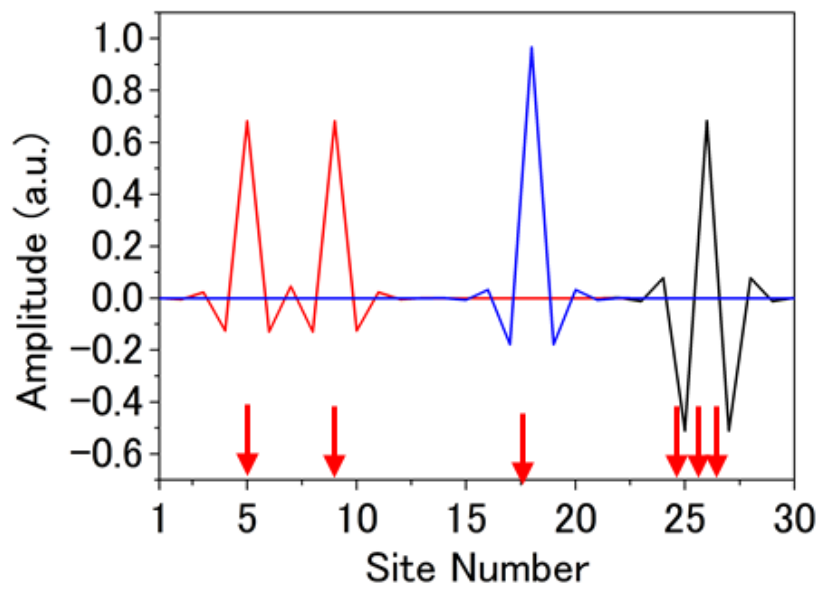


Fig. 2-7 ボロン (B) の固有振動状態

2.6 DPP 援用アニール加工法

Si レーザーの作製において重要なことは、いかに DP を効率よくデバイス内部で発生させるかにある。本章では本研究のデバイス加工に用いた、DP が効率よく発生する構造を自律的に作製する手法、DPP 援用アニール加工法の原理とその効果について説明する。

本デバイスは pn ホモ接合を利用しており、pn 接合界面に DP が効率よく発生する構造を作製する。まず、p 型もしくは n 型にドーピングされた Si 基板に pn 接合を形成するようにそれぞれ n 型、p 型を形成する不純物 (As や B) をイオン打ち込みで形成する。ここで、pn 接合を形成するための手法にイオン打ち込みを採用した理由として、打ち込みの加速度電圧を大きくすることで pn 接合界面の不純物分布が不均一となり、これが DP の発生源となるためである。イオン打ち込みで形成した pn ホモ接合 Si 基板は初期状態で部分的に DP が発生する構造が作製されていることが期待出来るが、DPP 援用アニール加工法を用いることでデバイス全体に DP が効率よく発生する構造が作製される。

DPP 援用アニール加工法は、Fig. 2-8 に示すように、pn 接合に順方向電流を流すことでジュール熱によりアニールしながら、レーザー光の照射により基板を冷却することで加工する手法である。この加工によって基板全体に DP が効率よく発生する構造が作製される理由は以下の通りである。イオン打ち込みによって形成された不純物分布は、DP が発生する部分と発生しない部分の二通りあると考えられる。DP が発生する場合、反転分布が形成された状態でレーザー光が入射した場合に光学応答し、小節 2.3.2 で述べた DPP 援用誘導放出過程が起きる。誘導放出が起きるとデバイスに注入された順方向電流のエネルギー、電気エネルギーは電子正孔対が発光再結合することで光エネルギーに変換され熱エネルギーの発生が抑制される。よって熱による不純物の拡散が抑制され、DP が発生する不純物分布は保存される。一方 DP が発生しない場合、レーザー光がデバイスに入射しても光学応答をせずに透過する。これは本研究では赤外光が用いられ、バンドギャップエネルギー以下の光子エネルギーであるためだ。よって、デバイスに注入された順方向電流のエネルギーは非発光再結合やジュール熱などによって熱に変化し、その熱によって不純物の拡散が起きて不純物分布は変化する。不純物分布は DP 発生源となるまで変化し続け、DP 発生源となったときその分布は保存されるので、Fig. 2-9 に示すようなデバイス全体が DP 発生源へと加工される。さらに DP の発生には波長選択性が存在する。DP がある波長で効率よく発生するナノ寸法構造は、その波長固有のナノ寸法構造であると考えられる[82]。よって照射するレーザーの波長を選択することによって、Si が発振する波長を選択できる。この DPP 援用アニールをほどこされた半導体がアニール光の波長と同じ波長で発光する性質をフォトンブリーディング効果と呼ぶ。

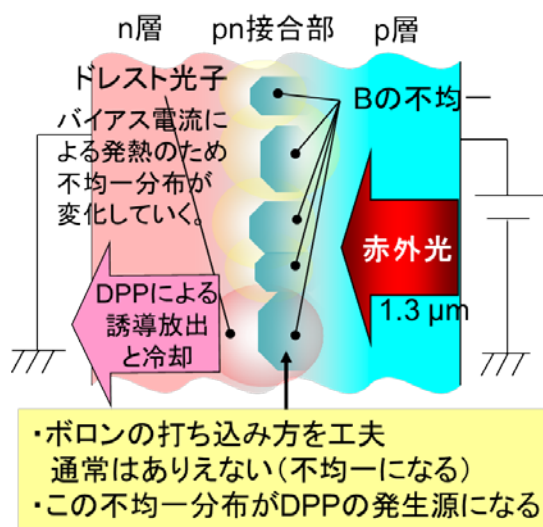


Fig. 2-8 DPP 援用アニール加工前

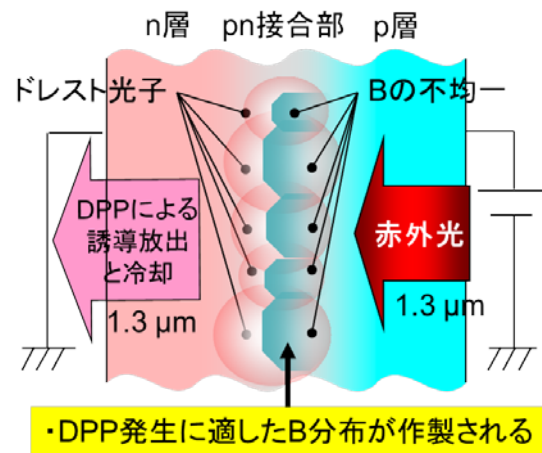


Fig. 2-9 DPP 援用アニール加工後

2.7 ボロンの分布

Si 基板に B をイオン打ち込みし、DPP 援用アニール前後の B の分布を Fig. 2-10 に示す[89]。評価方法はアトムプローブ法を用いた。この図はボロン間の距離をまとめたものである。点が実測値で、曲線がワイブル分布 (式(2.29) δ はボロンイオン濃度 ($10^{25}/\text{m}^3$)) によるフィッティングの結果である。ワイブル分布を用いている理由はイオンの打ち込みによる分布はランダムによるためである。このとき DPP 援用アニール後のボロンの分布はワイブル分布から外れているものがあり、その点を矢印にて示す。図中の n はボロン間距離 d を $d = na$ とシリコンの単位格子の一辺の長さ $a = 0.54 \text{ nm}$ で表現した物である (Tab. 2.2)。 $n=3, 4, 5, 6$ のときボロン間距離はワイブル分布から外れており、このワイブル分布から逸脱したボロンがフォノンの励起に寄与している。

$$p(d) = \left(\frac{3}{\beta}\right) \cdot \left(\frac{d}{\beta}\right)^2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{d}{\beta}\right)^3\right) \quad \beta = \sqrt[3]{3/4\pi\delta} \quad (2.29)$$

Tab. 2.2 ボロン対の距離 (d) と Si の単位格子数 (n) との関係

$n=3$	$d=1.1 \text{ nm}$
$n=4$	$d=1.9 \text{ nm}$
$n=5$	$d=2.4 \text{ nm}$
$n=6$	$d=3.1 \text{ nm}$

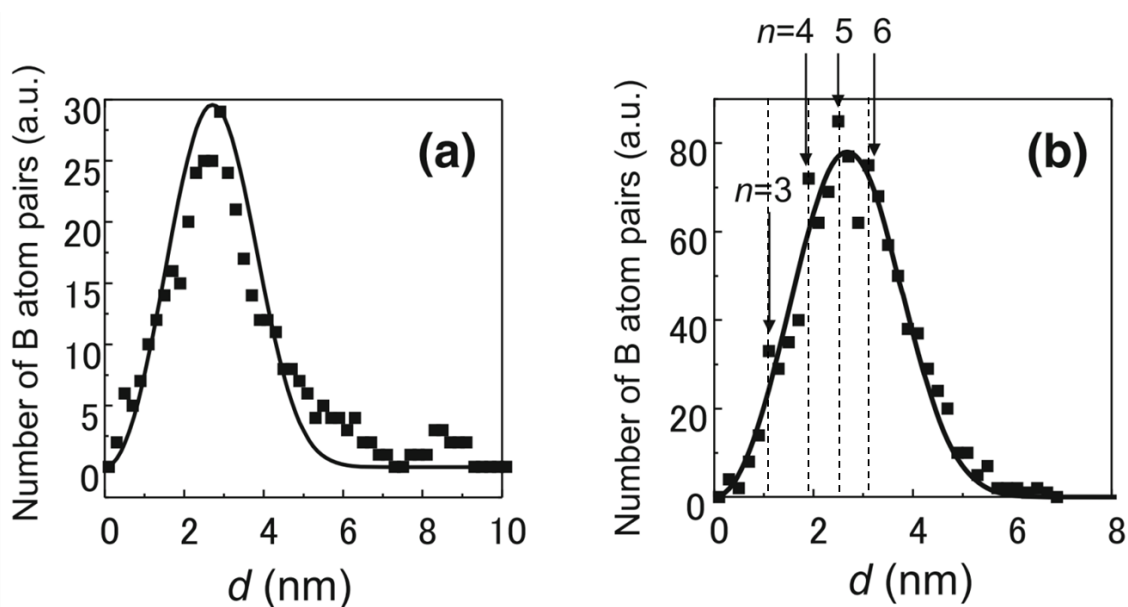


Fig. 2-10 アニール前後におけるボロン間距離の分布 (実線ワイブル分布)

(a)アニール前、(b)アニール後[89]

2.8 フォノンの結合

Fig. 2-11 はボロン間距離実測値の n ごとのワイブル分布からの逸脱度を示す。フォノン
はボロン間距離を波長として考え、フォノンの運動量は波長に反比例する。このことから
フォノンの運動量は n に反比例する。よって再結合に必要な運動量を補うためのフォノン
数は n に比例し、ちょうど n と一致する。Fig. 2-11 から $n=3$ の逸脱度が最も高いことを示す
ことから、Fig. 2-12 のように 3 個のフォノンと結合して発光する確率が最も高いことがわか
る。

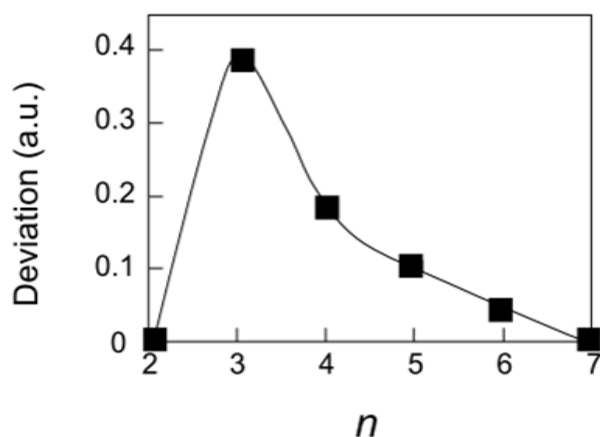


Fig. 2-11 ボロンのワイブル分布からの逸脱度 n : Si の単位格子数分の距離[89]

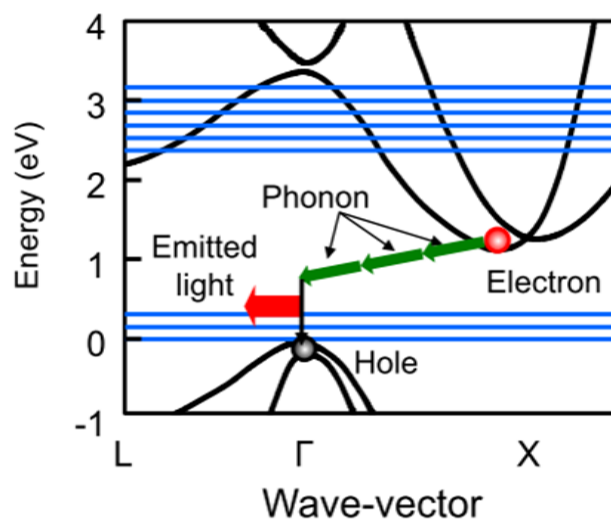


Fig. 2-12 3 個のフォノンと結合し発光再結合する Si バンド図[89]

2.9 第2章まとめ

本章ではドレスト光子 (DP) の発生について説明し、ハミルトニアンを用いた描像とその特性について述べた。その後 DP とフォノンが相互作用することで生まれる新たな準粒子、ドレスト光子フォノン (DPP) の導出を一次元プローブのバネモデルから行った。そして、DPP によってフォノン準位を介した電気双極子禁制遷移を起こすことが可能となり、DPP 援用自然放出過程、DPP 援用誘導放出過程の二つの光学遷移について説明した。DPP バネモデルから Si の原子量との差が大きい As、B をドーピングすると、原子量の重い As が固定端反射として振動の節、原子量の軽い B が自由端反射として振動の腹となってドーパントに振動が局在する。このことから DPP の発生には As、B をドーピングすることが適していることについて説明した。DPP が効率よく発生する構造の作製は DPP 援用アニール加工によって可能にし、アニール光と同一の波長を発光するようフォトンブリーディング効果があり発光波長の制御可能なことについて説明した。DPP 援用アニール前後のボロン分布をアトムプローブ法により比較評価したところ、ワイブル分布から逸脱したボロン対の距離が存在した。そのボロン対の距離はシリコンの単位格子の整数倍となっており、この距離を波長としたフォノンが Si の発光再結合に関わっていることを紹介した。

3 低しきい値電流密度 Si レーザー

この章ではシリコンが赤外光に対して吸収が非常に小さく、透明化電流密度が非常に小さい特徴を用いて、しきい値電流密度が小さい Si レーザーの設計・作製を試みたので、その特性評価を示す。また設計を行うための前段階として Si の光増幅特性を評価する必要があるため、その評価方法についても述べる。

3.1 レーザー構造設計の指針

レーザーのしきい値電流密度を低減するようなレーザー構造の設計指針として、いくつかの光増幅特性の評価が必要である。レーザーのしきい値は利得と損失の関係から[78]

$$2L\Gamma g(J_{th} - J_r) = 2L\alpha_{int} + \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right) \quad (3.1)$$

以上の式で表すことができる。 Γ は光閉じ込め係数、 g 微分利得係数、 J_{th} しきい値電流密度、 J_r 透明化電流密度、 α_{int} 導波路損失、 L 共振器長、 R_f ミラー反射率（前面）、 R_b ミラー反射率（後面）を表す。レーザーは Fig. 3-1 のように共振器を光が往復し、その時に得られる利得と損失が等しくなるときレーザー発振する。出射光は共振器長を往復するときの両端の鏡から漏れ出る光（透過する光）である。式について説明すると、左辺は共振器を光が往復した時に得られる利得を示している。利得は注入電流密度から透明化電流密度を差し引いたものと、共振器を往復した時に得られる利得と光閉じ込め係数との積で表される。一方右辺は共振器を光が往復した時に発生する損失である。第一項が吸収や導波路由来の損失（壁面からの漏れなど）、第二項が両端で反射したときの損失である。注入電流密度を増やしていき、左辺の利得が右辺の損失と釣り合ったときの注入電流密度がしきい値電流密度となる。よって、しきい値電流密度を低減させるためには、Si ホモ pn 接合による光増幅利得を評価する必要がある。その結果から目的のしきい値電流密度を達成するために必要な光閉じ込め係数を計算し、そのような光閉じ込め係数を実現するレーザー構造を設計しなければならない。以上のことから Si の光増幅特性評価は微分利得係数と光閉じ込め係数について行う。



Fig. 3-1 レーザー共振器

3.2 光増幅特性の評価方法 #1

従来の光増幅利得の評価方法は以下の通りである。直接遷移型の化合物半導体を用いた従来のレーザーでは半導体のバンドギャップエネルギーと同等の光子エネルギーをもつ光が発生する。従ってその微分利得係数 g を求めるためには光導波路端面から光を入射させ、それが光導波路内で増幅または吸収された結果、もう一方の端面からの出射する光のパワーを注入電流の関数として測定する[90]。しかし本研究が取り扱う Si レーザーが発生する光の光子エネルギーは 0.94eV (波長 $1.3\ \mu\text{m}$)であり、これはバンドギャップエネルギーより小さい事から、この光は Si 結晶に吸収されない。すなわち上記の直接遷移型半導体によるレーザーと同じ測定方法をとることができないという問題がある。

この問題を解決するため、筆者が修士論文にてまとめた光増幅型赤外 Si-PD[52]を用いた。その外観を Fig. 3-2、Fig. 3-3 に、測定概略図を Fig. 3-4 に示す。この Si-PD は誘導放出を動作原理に用いており、表面から光を入射させた際の電流減少量 (Fig. 3-5 中の矢印大きさ) を測定することにより微分利得係数 g を推定できる。

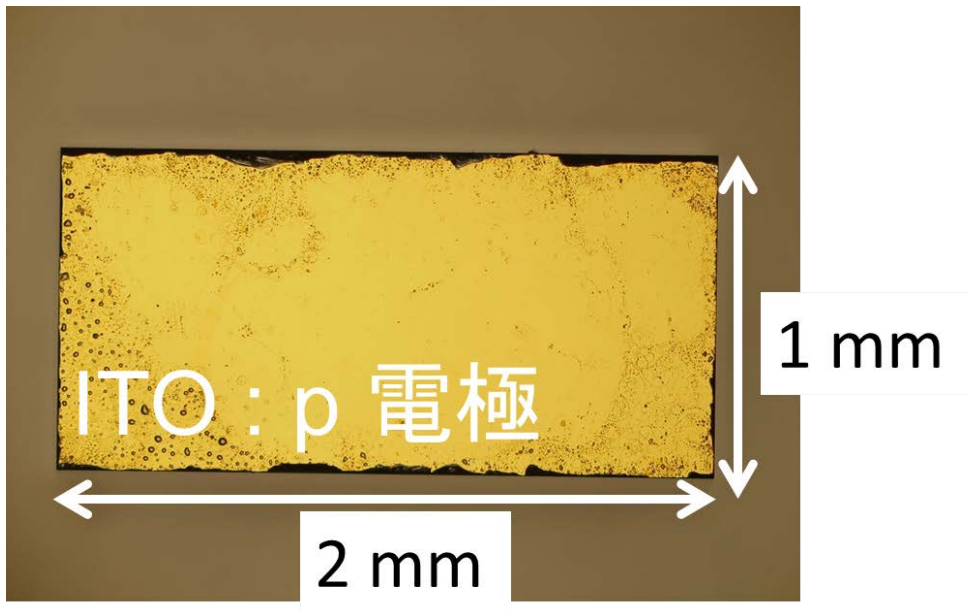


Fig. 3-2 光増幅型赤外 Si-PD 外観

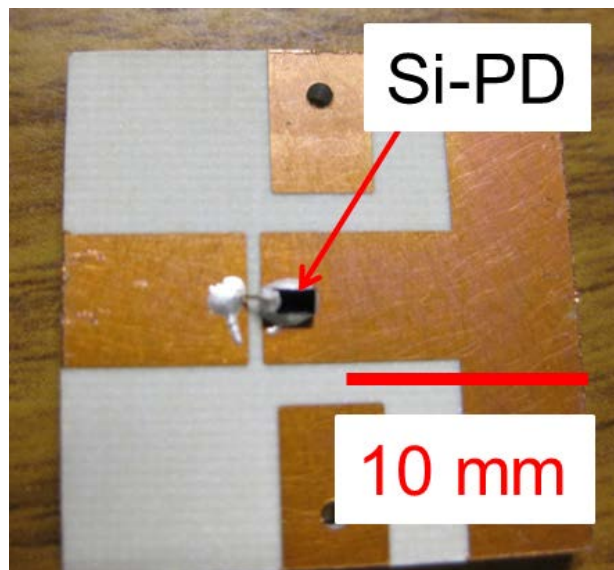


Fig. 3-3 光増幅型赤外 Si-PD マウント取り付け

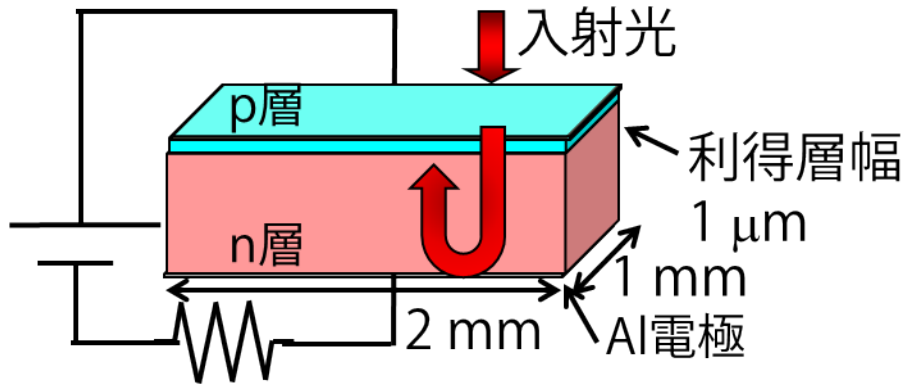


Fig. 3-4 光増幅型赤外 Si-PD 測定概略図

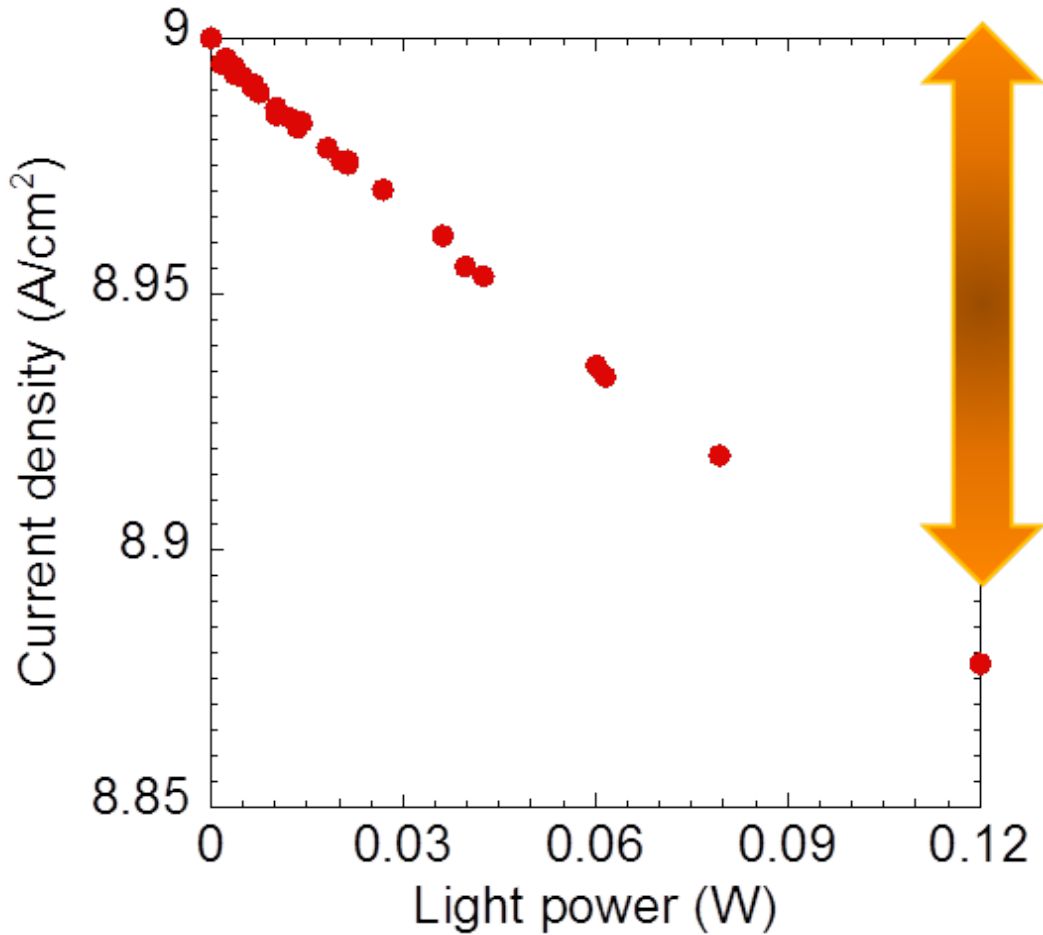


Fig. 3-5 光増幅型赤外 Si-PD の注入電流密度の入射光パワー依存性

3.3 光増幅型赤外 Si-PD の動作原理

DPP を利用して間接遷移型半導体においても誘導放出確率を高くしたとき、光増幅を動作原理とした Si-PD によって高感度に光を検出できる。その光増幅型赤外 Si-PD と従来の吸収型との違いを Fig. 3-6 に示す。光吸収によるキャリア生成は量子効率（入射光子数に対して信号となる電子数の割合）は 100%を下回るが、光増幅を利用した場合は量子効率 100%を上回ることが可能である。これは以下の理由によって説明される。電源によって pn 接合部に注入された電子は伝導帯から価電子帯へと脱励起し、入射光を増幅し電流量が減少する。増幅された光は新たな光増幅を引き起こし電流減少に関わる。また Si にとって赤外光のようなバンドギャップエネルギー以下の光が入射するときは吸収が少なく空乏層部全体を通過するので、光増幅の効率が非常に高い。以上のことから電流の減少量を信号とすることで原理上量子効率 100%を上回ることができる。

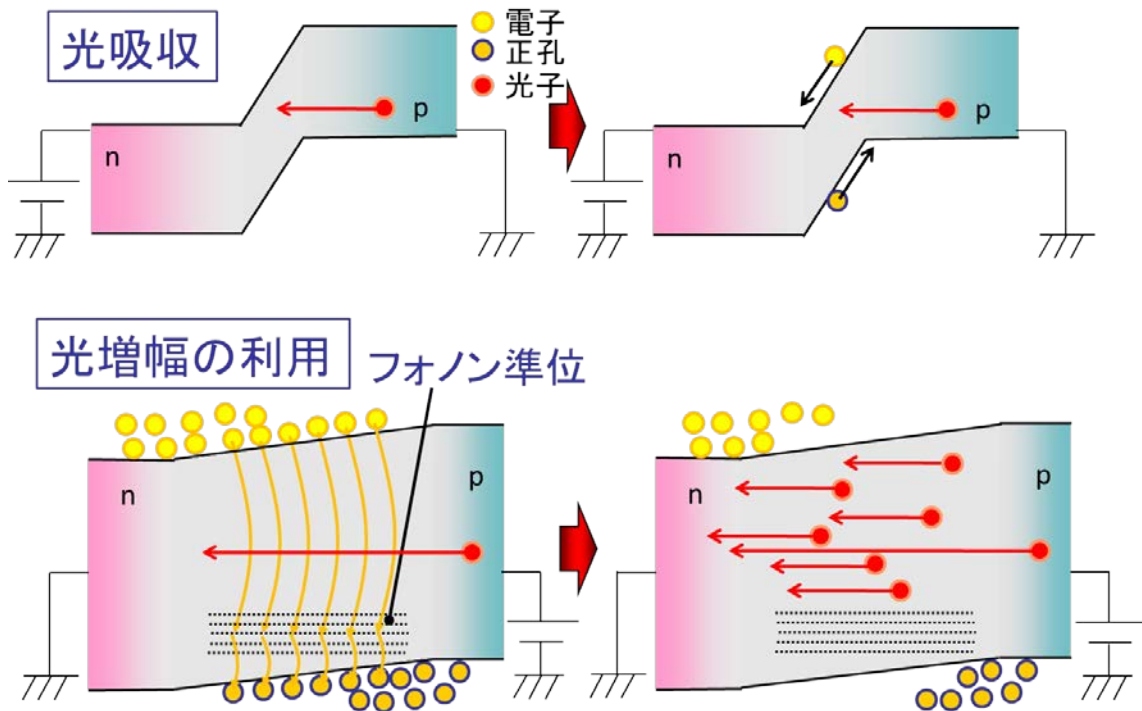


Fig. 3-6 従来の光吸収型と光増幅を利用した光検出器の比較図

3.4 光入射による電流変分と光増幅特性の関係

微分利得を推定するために電流減少量 ΔI と微分利得係数 g との関係を示すと

$$\Delta I = e \frac{P}{h\nu} \left[\exp \left\{ g(J - J_{tr})L \right\} - 1 \right] \quad (3.2)$$

と表すことができる[91]。ここで e は電子の電荷量、 P は入射光パワー、 $h\nu$ は光子エネルギー、 J は注入電流密度、 J_{tr} は透明化電流密度、 L は光子が活性層を通過する距離である。ここで L は $2 \mu\text{m}$ とした。なぜなら光は Fig. 3-4 のように裏面で反射されるので、活性層（厚さ $1 \mu\text{m}$ SIMS による推定）を二回通過するからである。

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P}{P_s}} \quad (3.3)$$

なお g は P の大きさによって変化する（飽和効果、飽和光パワー P_s ）が、今回の評価においては P は一定の大きさであるため、飽和光パワーは考慮しない。

$$\begin{aligned} & \frac{P}{h\nu} \text{ 入射光子数} \\ & \frac{P}{h\nu} \exp \left\{ g(J - J_{tr})L \right\} \text{ 増幅後光子数} \\ & \frac{P}{h\nu} \left[\exp \left\{ g(J - J_{tr})L \right\} - 1 \right] \text{ 減少電子数 (増幅後光子数 - 入射光子数)} \end{aligned} \quad (3.4)$$

で表されるため、減少電子数に電化素量の積が電流減少量 ΔI となる。よって光増幅型赤外 Si-PD を利用することで、微分利得係数・透明化電流密度の評価が可能となる。

光増幅型赤外 Si-PD への注入電流密度が J_{tr} の値より大きくなったとき、光が増幅され電流密度が減少するので、この減少量を測定する事により入射光を高感度に検出できる。

3.5 光増幅型赤外 Si-PD の加工条件

Si-PD は以下の Tab. 3.1 の条件で DPP 援用アニールを行った。レーザーでは 1.3 μm の発振をねらって 1.3 μm のレーザー光をアニール光とする予定なので、Si-PD も同様に 1.3 μm でアニールすることで、1.3 μm に対しての微分利得係数を大きくなるようにした。

Tab. 3.1 光増幅型赤外 Si-PD の基板、加工条件

Si-PD 基板		イオン注入条件		DPP 援用アニール条件	
基板	Si(100) n 型 As ドープ	イオン種	B	注入電流密度	10 A/cm ²
厚み	625 μm	加速度電圧	700 keV	アニール光波長	1.3 μm
サイズ	1x2 mm ²	ドーズ量	5.00E+13 /cm ²	アニール光パワー	120 mW
				アニール時間	60 min

3.6 微分利得係数・透明化電流密度の評価

Fig. 3-7 は波長 $1.3 \mu\text{m}$ における Si-PD 感度の順方向電流密度依存性である。この図より電流密度が 5 A/cm^2 を超えてから急激な感度増加が確認できたため、透明化電流密度 J_{tr} の値を 5 A/cm^2 とした。式(3.2)の両辺を P で割った感度の式より g の値は 38.4 cm/A であった。

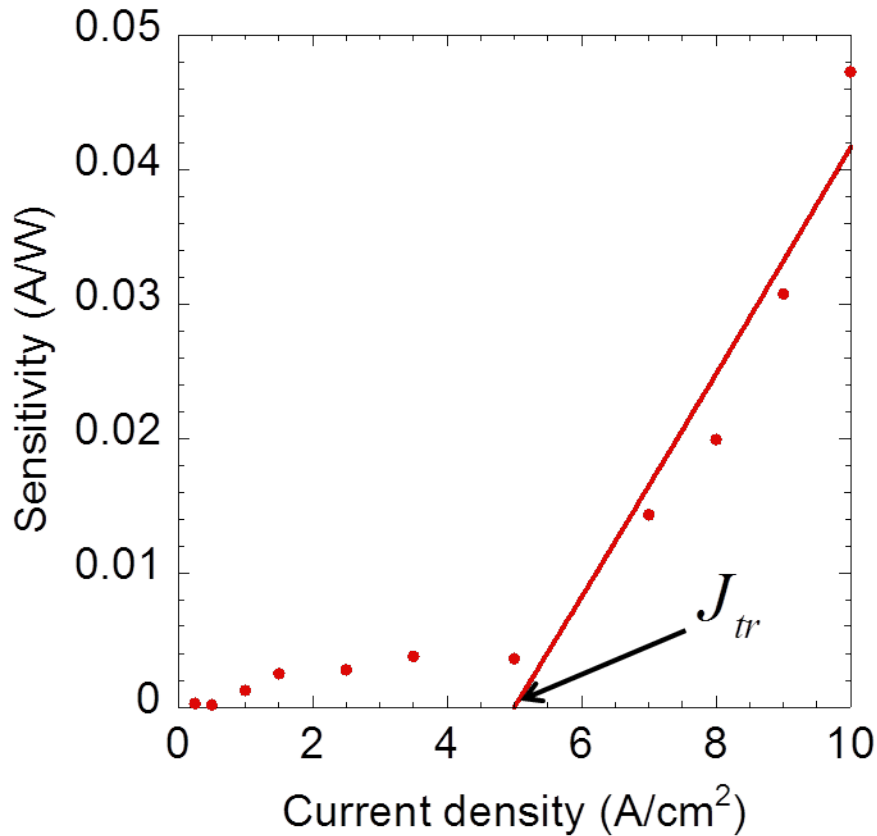


Fig. 3-7 光増幅型赤外 Si-PD の感度の順方向電流密度依存性

3.7 光閉じ込め係数の導出 等価屈折率法

しきい値電流密度 J_{th} の値を導出するためには、微分利得係数以外に光閉じ込め係数 Γ の値が必要となる。本論文では等価屈折率法を用いて Γ の値を導出した。先行研究 Si レーザーの構造より光閉じ込め係数を導出し、そこからしきい値電流密度を計算し、実測値と照合した。

先行研究 Si レーザーの構造 (Fig. 3-8) で等価屈折率法を用いて、Fig. 3-9 のように屈折率を単純化して、光閉じ込め係数を求めた。そこでえられた規格化実効屈折率は $b = \frac{N^2 - n_c^2}{n_G^2 - n_c^2} = 0.0011$ であった。これより幅 $10 \mu\text{m}$ 中に光が閉じ込められる割合、光閉じ込め係数の値は非常に小さく 4.7×10^{-4} と導出された。

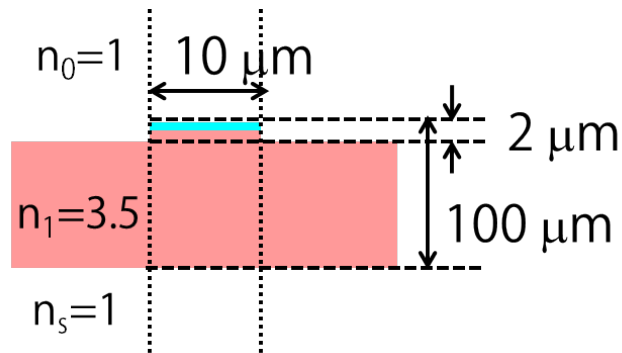


Fig. 3-8 先行研究 Si レーザーの構造とその屈折率

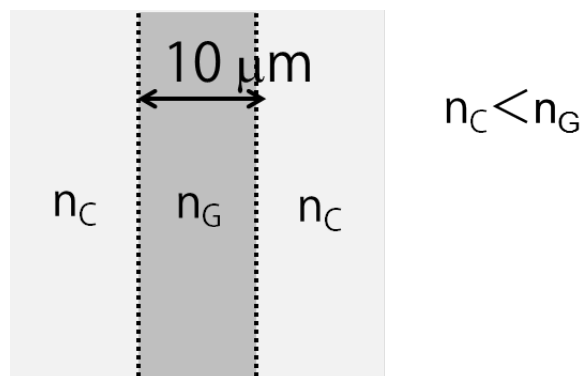


Fig. 3-9 先行研究 Si レーザーの構造とその等価屈折率

3.8 しきい値電流密度の推定

しきい値電流密度 J_{th} の値を導出するために光閉じ込め係数 Γ の値を 4.7×10^{-4} と導出した。

この値を用いて式(3.1)の関係式からしきい値電流密度 J_{th} を導出した。他のパラメーターを

$R_f=R_b=31\%$ 、 $J_{tr}=5 \text{ A/cm}^2$ 、 $l=250 \text{ }\mu\text{m}$ とした。また内部損失が光吸収のみによると仮定す

ると $\alpha_{int}=1.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ と推定した。これらを式に代入すると $J_{th}=2.6 \text{ kA/cm}^2$ を得た。これ

は先行研究 Si レーザーの J_{th} の実際の測定値 $1.1\text{-}2.0 \text{ kA/cm}^2$ [56] と近いので、上記のように光増幅型赤外 Si-PD を用いて微分利得係数の値が高い測定精度で測定できたことを確認した。

先行研究 Si レーザーの Γ の値は非常に小さかったので、これを大きくすれば J_{th} の値および駆動電流密度の値を著しく低減することができる。

3.9 DPP を利用した Si レーザー

ここでは先行研究 Si レーザーの性能について示す。バルク Si を用いた Si レーザーは Fig. 3-10、Fig. 3-11 のとおり、しきい値を超えたときのスペクトルの発振、IV 特性において電圧が急激におちていること、TM:TE の比などからレーザー発振と考えられる。しきい値電流密度は低減の余地があり、高効率な発光が可能である。

Tab. 3.2 先行研究 Si レーザーの性能

しきい値電流密度	1.1-2.0 kA/cm ²
TE:TM 比	8:1
パワー(60 mA 時)	50 μ W
外部量子効率	0.1%

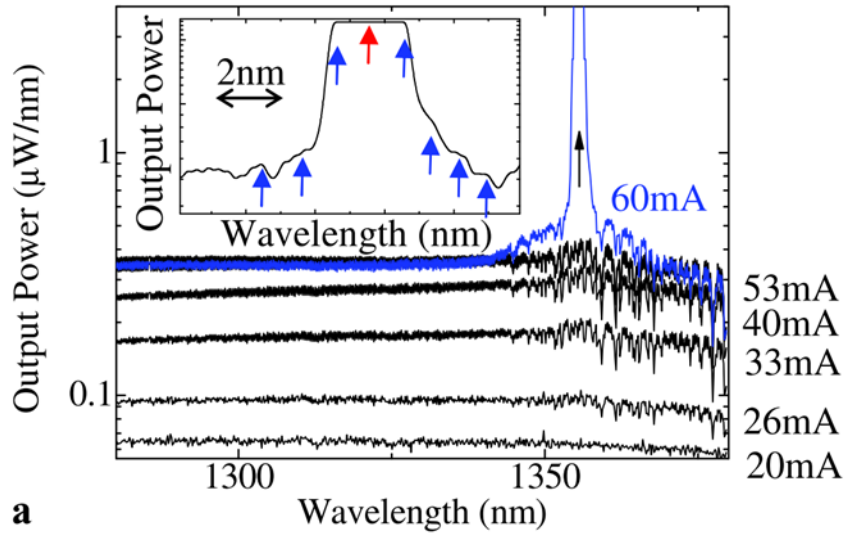


Fig. 3-10 先行研究 Si レーザー スペクトル[56]

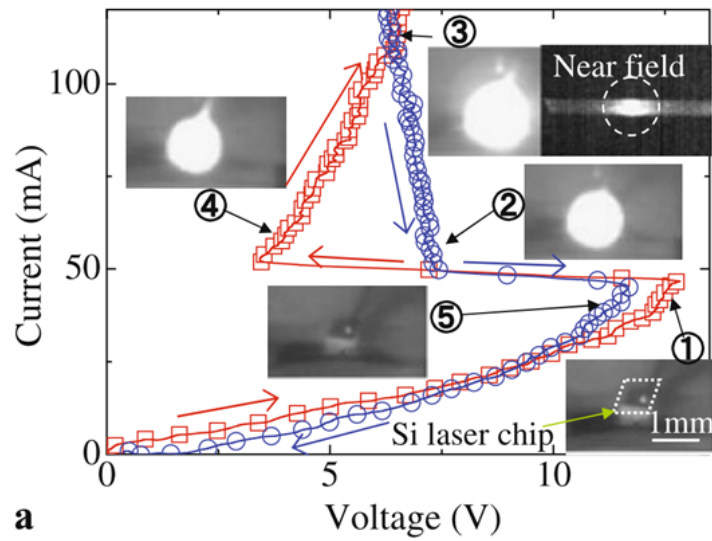


Fig. 3-11 先行研究 Si レーザー IV 特性[56]

3.10 しきい値電流密度の光閉じ込め係数依存性

先行研究 Si レーザーの実測値とあったことより、 $g = 38.4 \text{ cm/A}$ が妥当と見たとき、目的のしきい値電流密度を達成するためにはどれだけ光閉じ込め係数が必要か調べる必要がある。そこでまず、 J_{th} と Γ の関係を求めた。(3.1)式に上記の値 $R_f = R_b = 31\%$ 、 $J_{tr} = 5 \text{ A/cm}^2$ 、

$l = 500 \text{ }\mu\text{m}$ を代入する。また導波路損失は先行研究 Si レーザーと同一の $\alpha_{int} = 1.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$

とした。得られた Γ と J_{th} の関係を Fig. 3-12 に示す。この図によれば J_{th} の値をたとえば 10 A/cm^2 以下とするには（すなわち先行研究 Si レーザーの値 1.1 kA/cm^2 [56] の $1/100$ 以下とするには） Γ を 0.11 以上にすれば良いことを確認した。

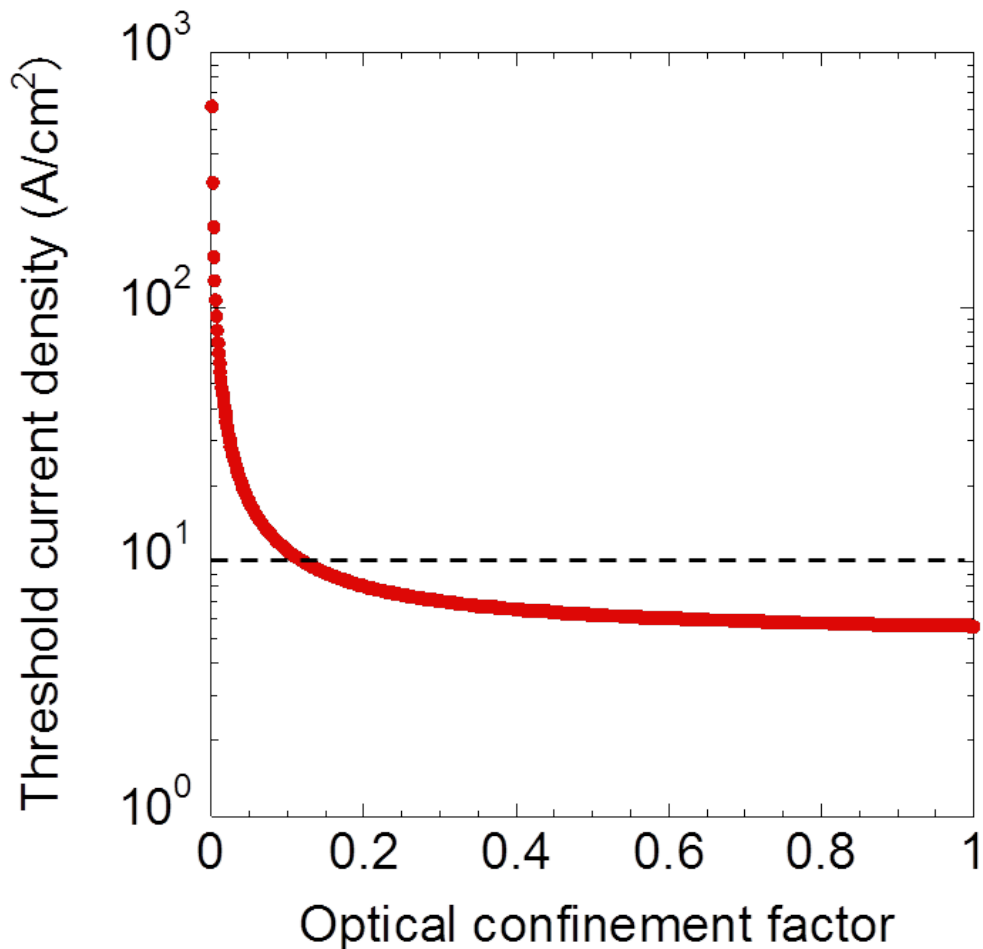


Fig. 3-12 閉じ込め係数としきい値電流密度の関係

3.11 Si レーザー#1 構造の設計 光子分布

ここではレーザー構造によって性能が異なることを示す。先行研究 Si レーザーの構造を Fig. 3-13、 $\Gamma = 0.11$ 以上の値を得るために設計した Si レーザー#1 の構造を Fig. 3-14 に示す。Si レーザー#1 デバイス層の厚みは $15\ \mu\text{m}$ 、リッジ型の光導波路の厚さ、幅は各々 $2\ \mu\text{m}$ 、 $8\ \mu\text{m}$ である。ここではデバイス層の厚み $15\ \mu\text{m}$ を実現するために SOI(Silicon on Insulator)基板を用いた。外部微分量子効率を先行研究のものと同等としたとき、しきい値電流密度が小さいので $60\ \text{mA}$ における外部微分量子効率は 1% となり、先行研究 Si レーザーと比べて効率も高い。Fig. 3-15、Fig. 3-16、Fig. 3-17、Fig. 3-18 には ADI-BPM 法による数値計算シミュレーションにより求めた Si レーザー素子中を伝搬する光ビーム強度分布の断面図を示している。Fig. 3-15、Fig. 3-16 は先行研究、Fig. 3-17、Fig. 3-18 は Si レーザー#1 についての結果である。これによると今回の方が光ビームの断面形状が小さくなっており、光閉じ込め効果が増加していることがわかる。なお、両者とも、光ビームはリッジ部のみに閉じ込められているのではなく、デバイス層を伝搬していることがわかる。

Tab. 3.3 先行研究 Si レーザー、Si レーザー#1 の性能

	先行研究 Si レーザー	Si レーザー#1
光閉じ込め係数	4.7×10^{-4}	0.16
しきい値電流密度	1.1-2.0 kA/cm ² (実測値)	8.8 A/cm ² (設計値)
外部微分量子効率	1%	1%
外部量子効率(60 mA)	0.1%	1%

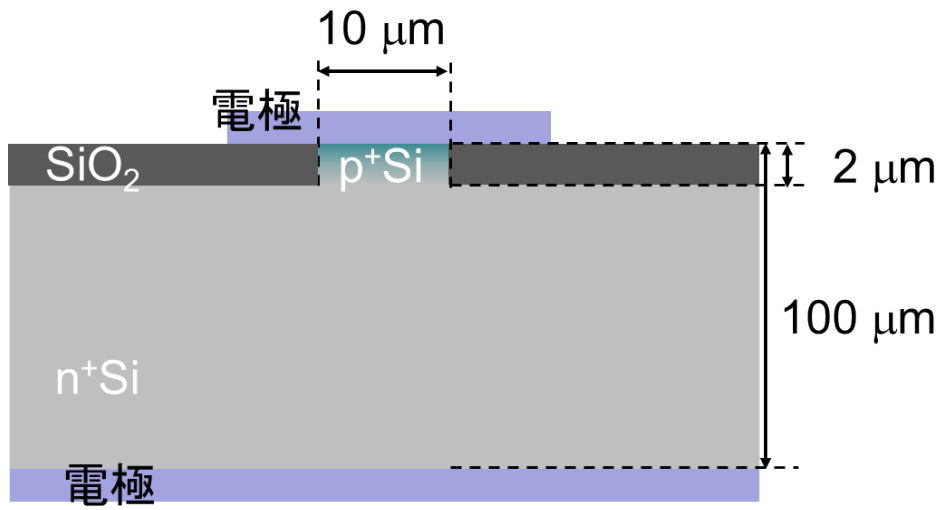


Fig. 3-13 先行研究 Si レーザー構造

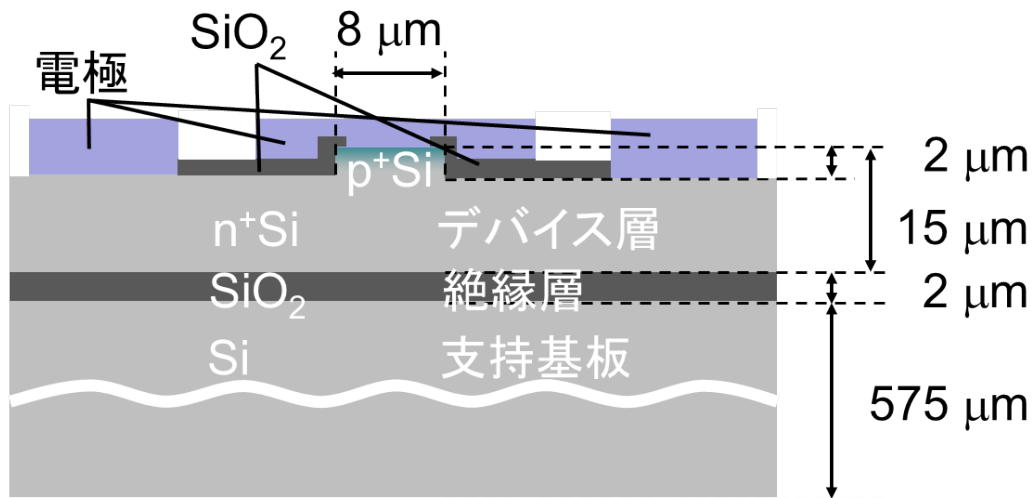


Fig. 3-14 Si レーザー#1 構造

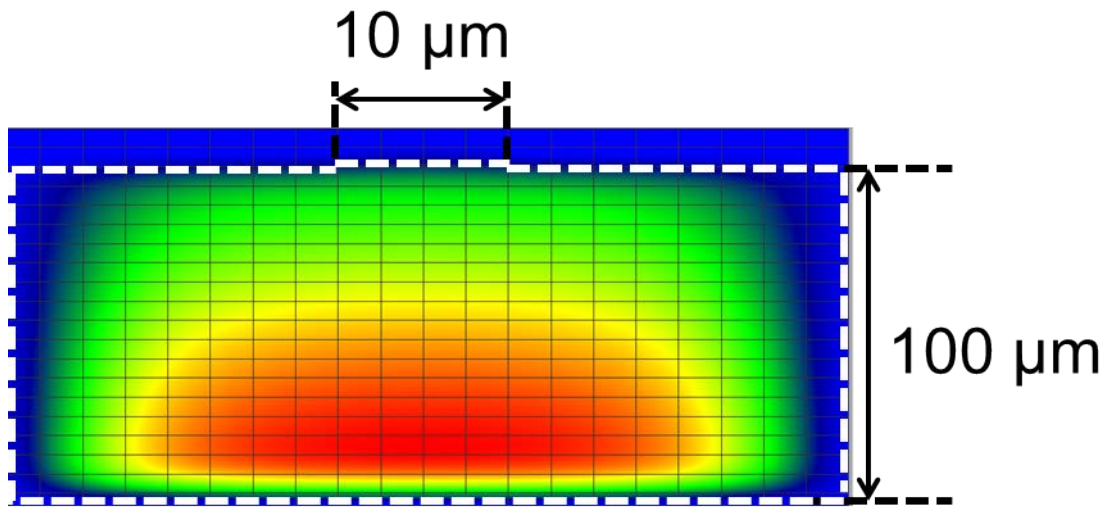


Fig. 3-15 先行研究 Si レーザー全体の光子分布 ADI-BPM 法による

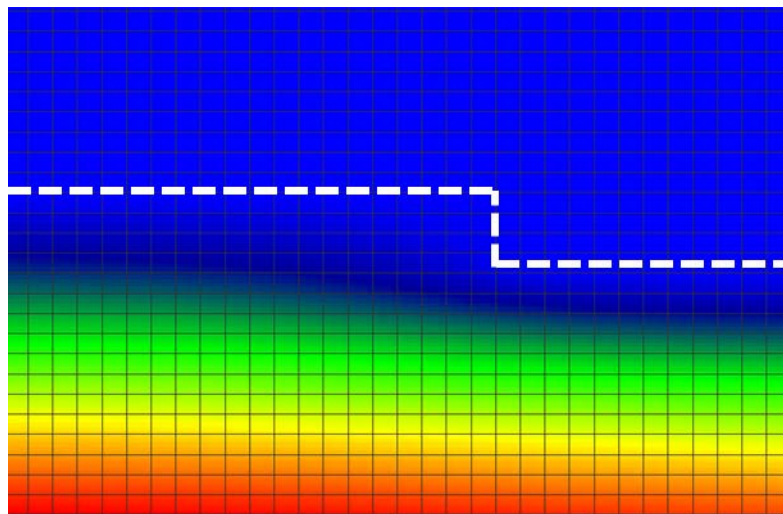


Fig. 3-16 先行研究 Si レーザー導波路エッジ部の光子分布 ADI-BPM 法による

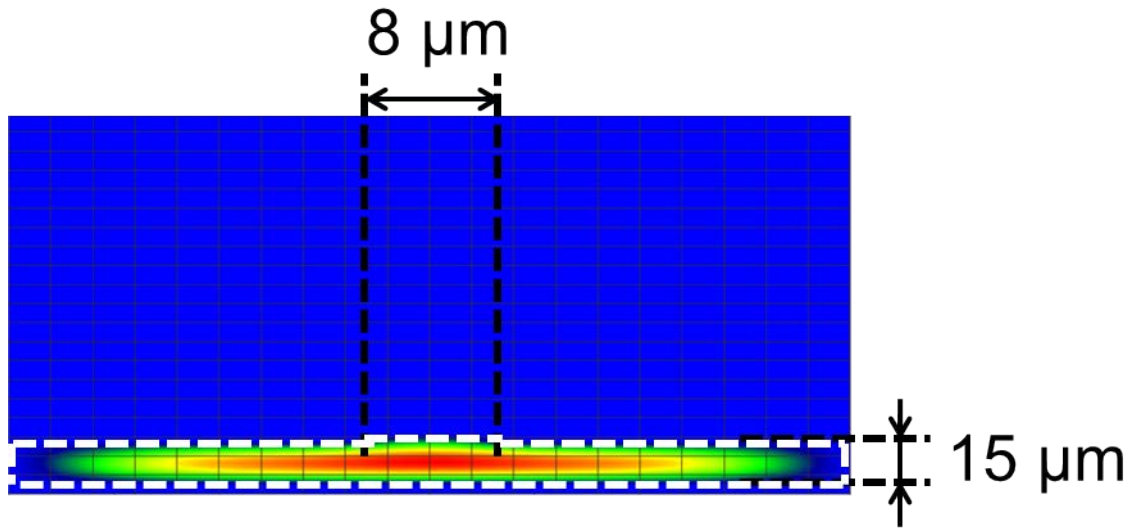


Fig. 3-17 Si レーザー#1 全体の光子分布 ADI-BPM 法による

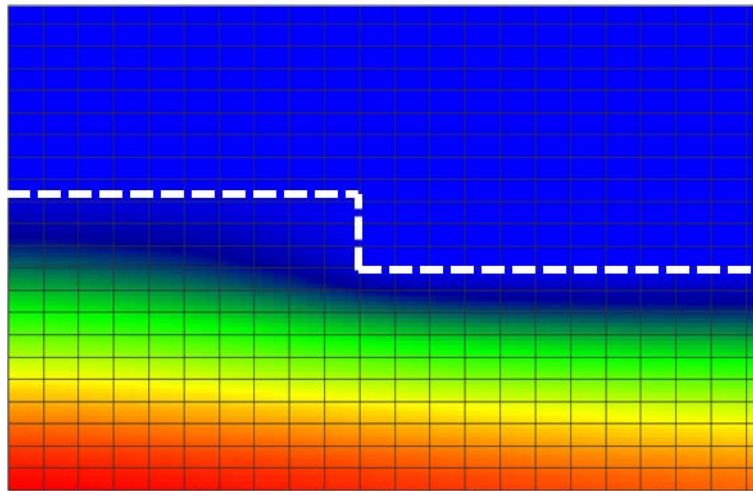


Fig. 3-18 Si レーザー#1 導波路エッジ部の光子分布 ADI-BPM 法による

3.12 SOI 基板を用いた場合のプロセスフロー

Si レーザー#1 に用いた SOI 基板の情報は Tab. 3.4 の通りである。

Tab. 3.4 Si レーザー#1 SOI 基板情報 イオン注入条件

基板	Si(100) n 型 P ドープ (抵抗率は 0.020-0.034 Ωcm)
デバイス層厚み	15 μm
SiO ₂ 層厚み	2 μm
支持基板厚み	575 μm
イオン種	B
最大加速度電圧	700 keV
B 濃度	$1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$

イオン打ち込み後、基板を SPM 洗浄（硫酸：過酸化水素水=1：1（容量比）、150 °C、30 min）を行った後にフッ酸洗浄を行った。これは SPM 洗浄により有機物を除去するとともに、Si 基板表面に緻密な酸化膜を形成する。この酸化膜をフッ酸によってその他パーティクルとともに除去することで清浄な Si 表面を得られる。次に光導波路の形成、電極の形成等のプロセスに移るが、SOI 基板を利用しているために表と裏に電極を形成できない。そのため導波路の形成だけでなく、絶縁層の形成、電極のエッチングの工程を入れる必要がある。その新しいプロセスの概略を Fig. 3-19 に示す。

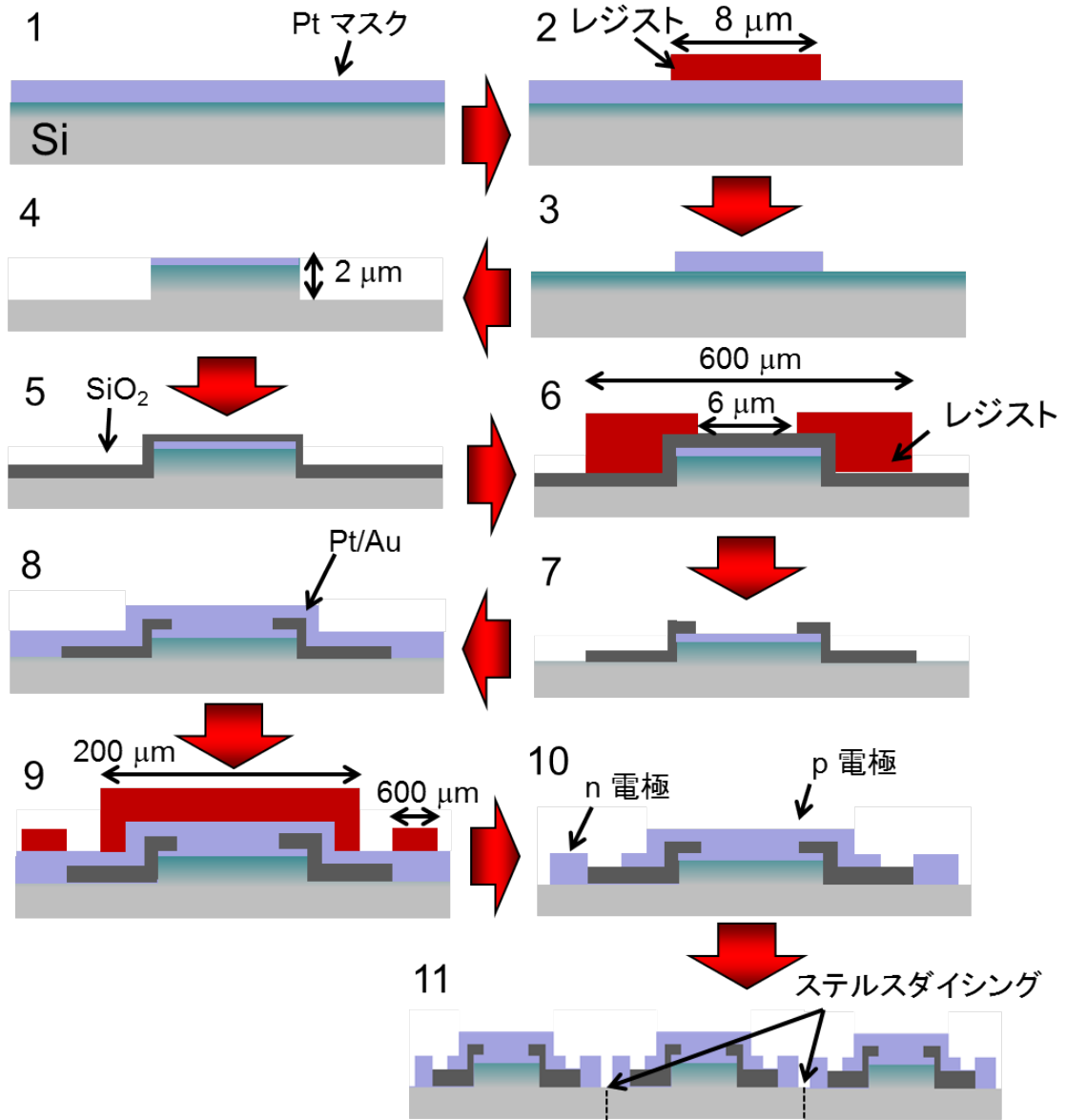


Fig. 3-19 SOI 基板を用いた Si レーザー#1 プロセス概略図

1. RF スパッタリングにより SOI 基板の全表面に Cr/Pt 膜（厚さは約 5 nm/670 nm）をつけた。
2. スピンコートにより EB レジスト（OEBR-CAP112）塗布した。その後 EB 描画によりリッジ部分（幅 8 μm ）のみ EB レジストを残した。
3. Ar ガスを用いた ICP-RIE により Cr/Pt 膜をエッチングした。
4. 上記 3. で形成された幅 8 μm の Cr/Pt 膜のストライプをマスクとして用い、 CF_4 ガスにて SOI 基板をエッチングして、リッジ型光導波路（厚さ 2 μm 、幅 8 μm ）を作製した。
5. TEOS ガスを用いたプラズマ CVD により光導波路表面に SiO_2 膜を堆積し、これを絶縁膜として用いた。
6. 2 と同様にレジストを塗布し、光導波路上面およびデバイス層の一部に堆積した絶縁膜（ SiO_2 膜）を除去するため、EB 描画を行った。
7. CHF_3 ガスにてエッチングを行い、光導波路上面およびデバイス層の一部を露出させた。
8. 電流注入用の電極として用いる為、Cr/Pt/Au 膜（厚さはそれぞれ 5 nm/400 nm/400 nm）を RF スパッタリングによって堆積させた。
9. 正負二つの電極を形成するために再度 EB レジスト膜をつけ、EB 描画を行った。
10. Ar ガスを用いた ICP-RIE により Cr/Pt/Au 膜をエッチングして二つにわけ、p 層、n 層の上に正負の電極をそれぞれ形成した。以上により SOI 基板上に光導波路を複数作製した。
11. 上記の SOI 基板をステルスダイシングにより切断し、互いに隣接する光導波路を分離した。共振器の両端面も、ステルスダイシングにより切断した。

プロセス 4、5、8 の後の光導波路端面の SEM 像を各々 Fig. 3-20、Fig. 3-21、Fig. 3-22 に示す。Fig. 3-20 よりマスクが機能し、 CF_4 をエッチングガスに用いることによって垂直にエッチングが出来ており、高さ約 2 μm のリッジが形成できたことを確認した。Fig. 3-21 ではプラズマ CVD による SiO_2 の堆積が導波路の壁面まで覆っているおり、絶縁に成功したことを確認した。Fig. 3-22 では SiO_2 が導波路上のみエッチングされており、その後 Cr/Pt/Au のスパッタにより p 層とコンタクトに成功していることを確認した。

上記のプロセスにより形成された光導波路に対し DPP 援用アニールを行った。すなわち電流（周波数 1 kHz、パルス幅 100 μs 、ピーク電流 77.5 A/cm²（ピーク電圧 3.2 V））を注入しジュール熱により加熱した。このとき外部から光導波路の 8 μm 幅内にレーザー光（波長 1.31 μm 、入射光パワー 1 mW）を注入し導波させた。アニール時間は 1.5 h である。

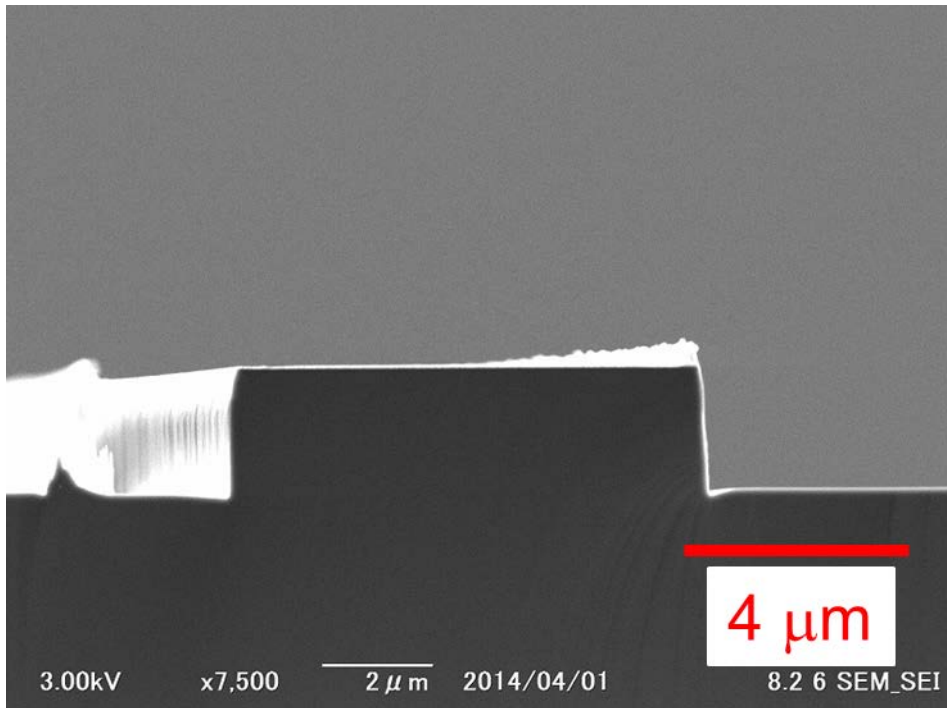


Fig. 3-20 プロセス 4 後の光導波路断面 SEM 像

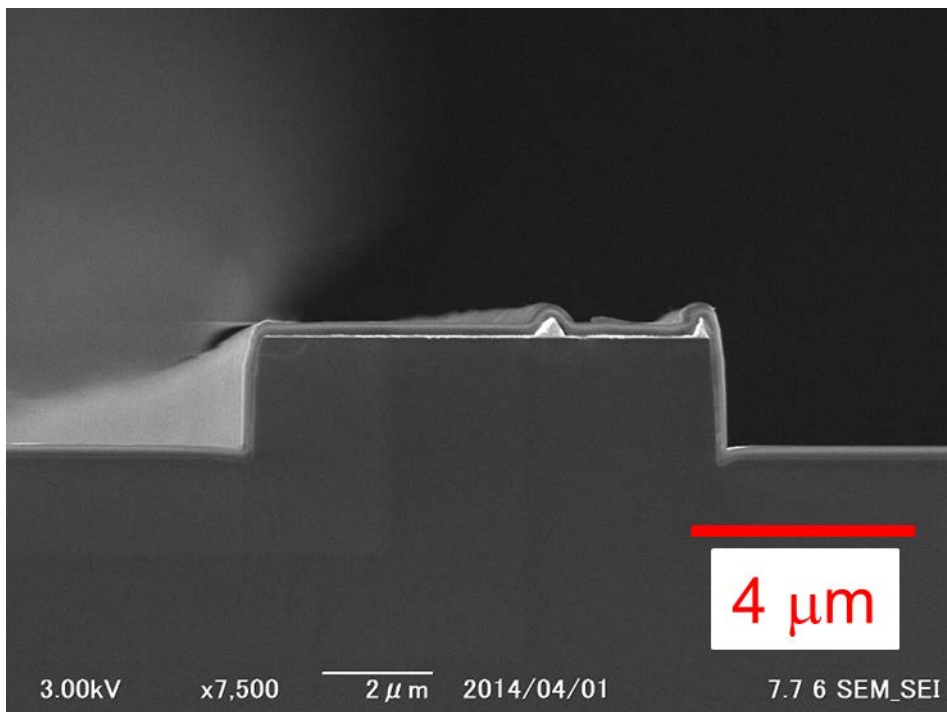


Fig. 3-21 プロセス 5 後の光導波路断面 SEM 像

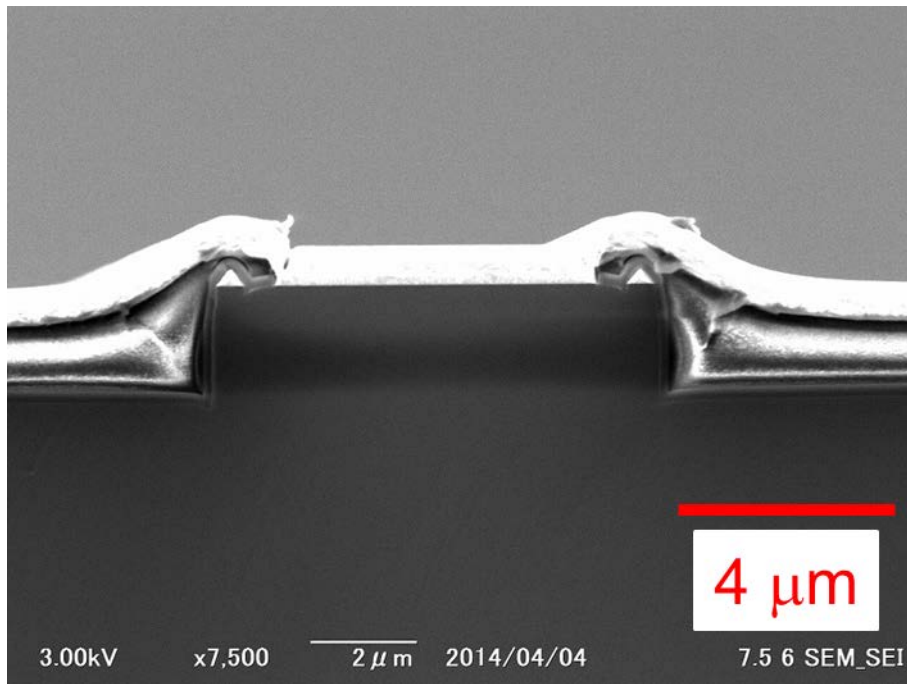


Fig. 3-22 プロセス 8 後の光導波路断面 SEM 像

3.13 プロセスの検討

前節のプロセスの導波路形成のマスクには Pt を利用しているが、EB レジストをマスクとして用いた場合の導波路断面を Fig. 3-23 に示す。Fig. 3-23 が示すとおり、垂直性もわるく、2 μm 高さのリッジが形成できていない。これは EB レジストと Si のエッチングレート選択比が悪いため、2 μm エッチングしようとするとき EB レジストが途中で消失してしまうためである。そこで Pt をスパッタし Ar ガスによるエッチングを行い Pt をマスクとして利用、その後 Si のエッチングを行うことで Fig. 3-20 のように高さ 2 μm のリッジ導波路を形成できた。

ステルスダイシングはレーザー光をレンズで一点に集中させ Si の一部をもろくしてへき開しやすくする方法である。深さ方向に制御可能で SiO_2 層より下の支持基板のみをもろくした。ステルスダイシングによるへき開のメリットは、ブレードダイシングと比べたとき、プロセス中に水を用いないので、微細構造に加工された基板の切断に適していること。ブレード厚み分が削れることがなく正確な寸法で切断できること。へき開で切断するため共振器として必要な条件、端面が鏡面状態に切断できることである。

ステルスダイシングによる SOI 基板の断面 SEM 像を Fig. 3-24 に示す。Fig. 3-24 ではもろくした部分の傷も有り、へき開したときその傷を起点として転位のようにへき開時の傷が上部に向かっている。しかし、Fig. 3-25 のデバイス層に拡大した SEM 像をみると、 SiO_2 層が障壁の役割を果たして傷が止まっている。その結果、デバイス層部、共振器の役割を果たす部分は鏡面のようになっていることを確認した。これらはステルスダイシングが SOI 基板を材料とした導波路の作製に適していることを示している。

また形成された光導波路の外形を Fig. 3-26 に示す。中心部の四角い破線で囲われた細線が導波路である。導波路長は 500 μm である。電極が端まで覆われていない理由は、ステルスダイシングを行うために切断部は Si を露出させておく必要があったためである。

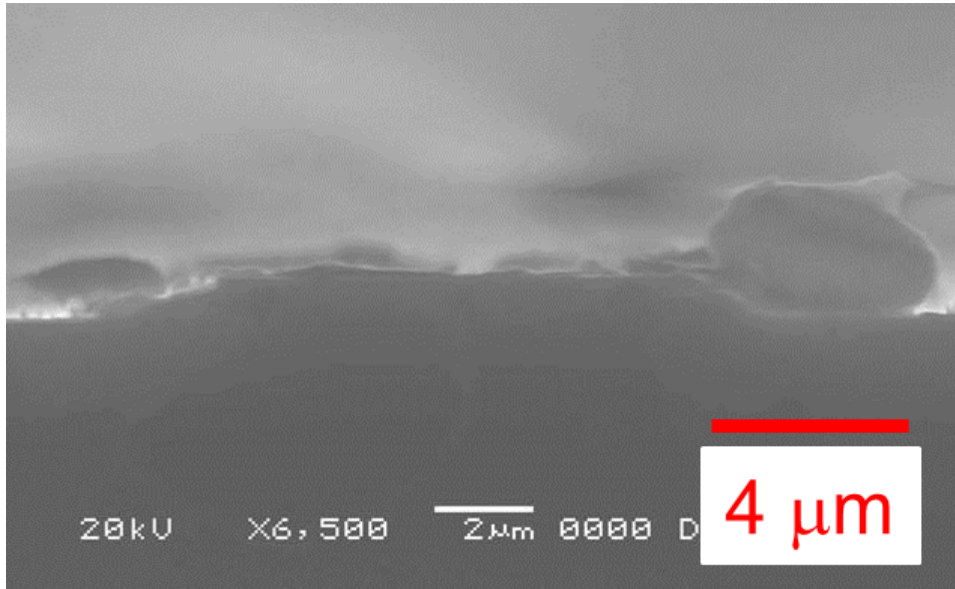


Fig. 3-23 EBレジストをマスクとした時の導波路断面 SEM像

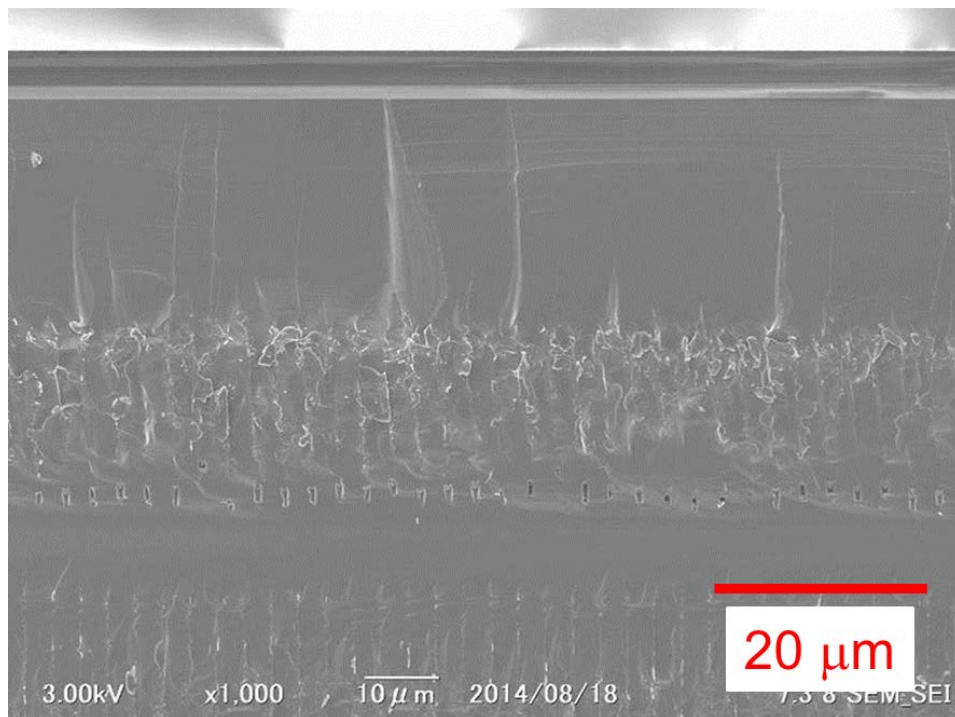


Fig. 3-24 ステルスダイシングをおこなった SOI 基板の断面 SEM 像

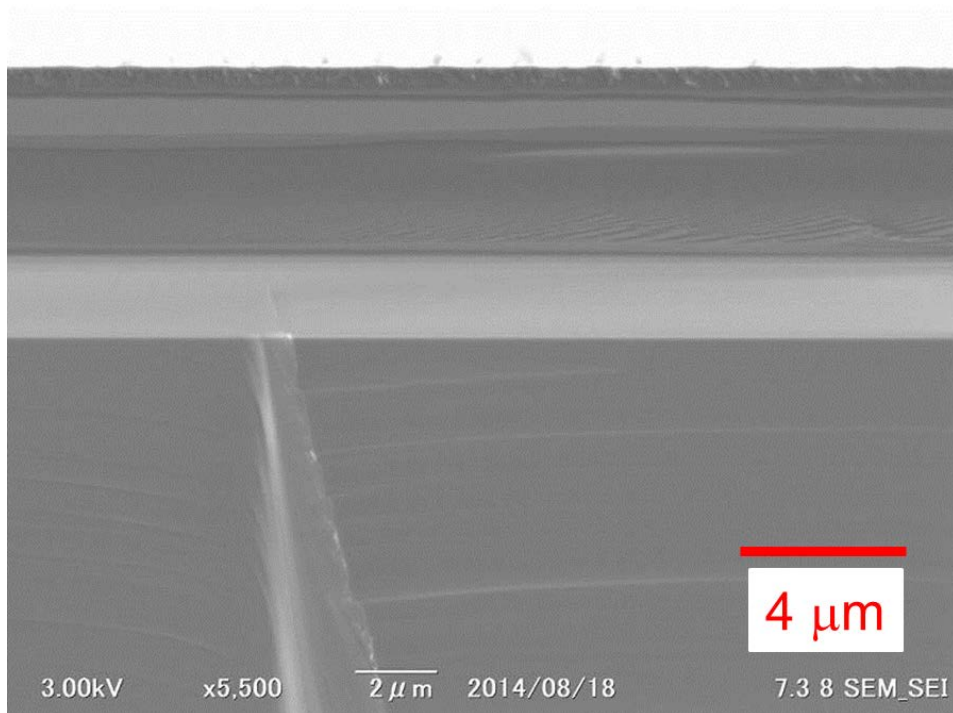


Fig. 3-25 ステルスダイシングをおこなった SOI 基板のデバイス層部断面 SEM 像

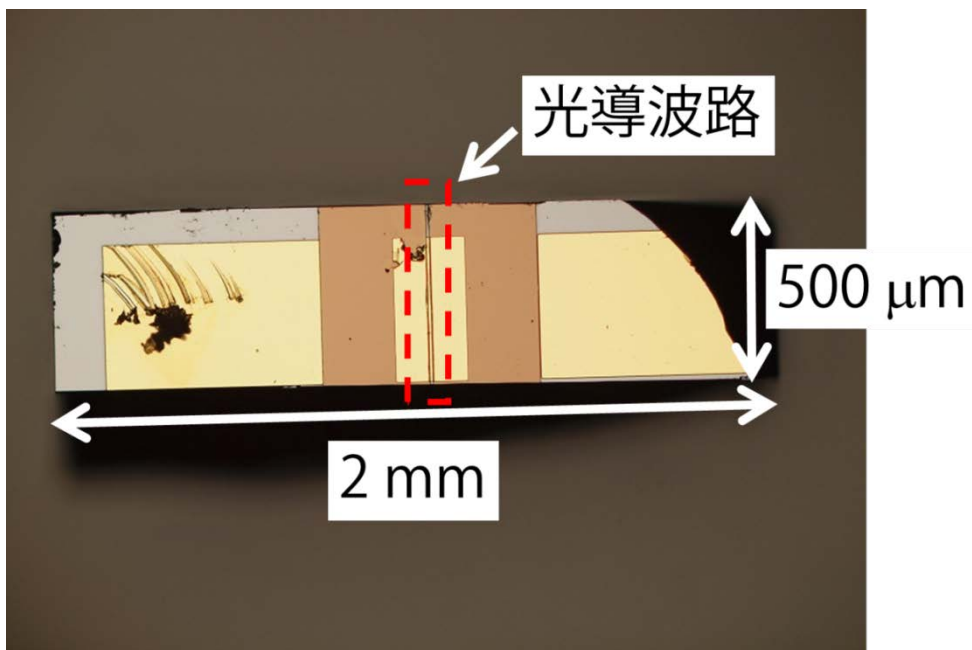


Fig. 3-26 Si レーザー#1 外観

3.14 DPP 援用アニール実験系

DPP 援用アニールの実験系は Fig. 3-27 の通りである。光源には半導体レーザー波長 $1.3 \mu\text{m}$ パワー 1W を使用し、ND フィルターを用いて光パワーを調整した。Fig. 3-28 は導波路にアニール光を導波させるためのアライメント途中を IR カメラで撮影したものである。プローブと、SOI 基板のデバイス層部分を奥から手前へと光が透過していることが確認できた。このアライメントを調整し、導波させたときの状態を Fig. 3-29 に示す。光っている部分の縦幅がデバイス層の $15 \mu\text{m}$ 程度の大きさとなっている。(b)を見ると、光が横に空間的に分離しており二次以上の横モードでの導波が確認できた。この状態で順方向電流を流し DPP 援用アニールを施した。アニール時の条件は Tab. 3.5 の通りである。熱の影響を抑えるため、パルス電流（パルス幅：周期の $1/10$ ）にてアニールを行った。

Tab. 3.5 Si レーザー#1 加工条件

電源周波数	1 kHz
パルス幅	100 μs
ピーク電流	77.5 A/cm^2
ピーク電圧	3.2 V
アニール光波長	1.3 μm
アニール光パワー	1 mW
アニール時間	1.5 h

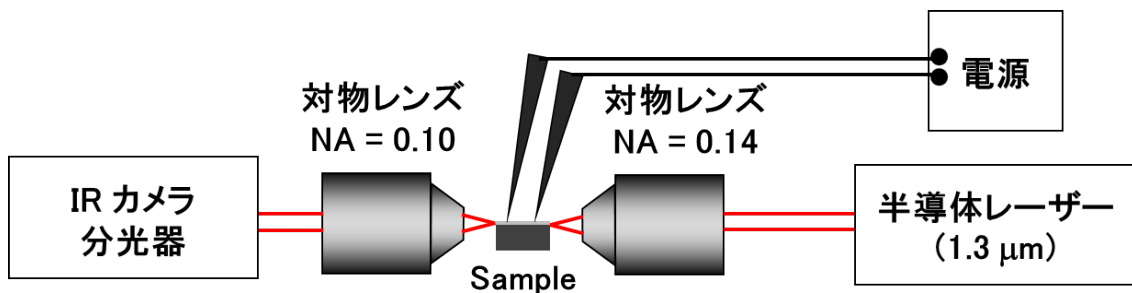


Fig. 3-27 Si レーザーの DPP 援用アニール実験系

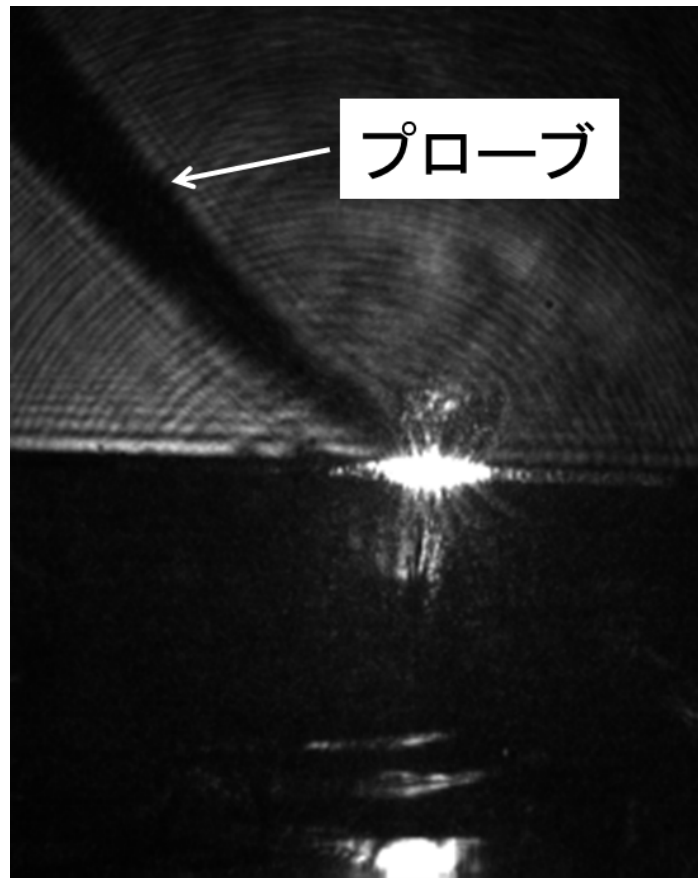


Fig. 3-28 Si レーザー#1 導波路へアニール光導波のアライメント途中

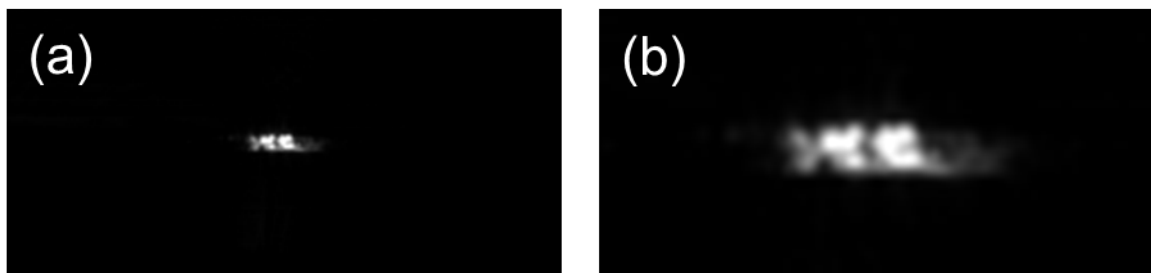


Fig. 3-29 (a)Si レーザー#1 導波路へアニール光導波時 (b)拡大図

3.15 Si レーザー#1 発振スペクトル

Fig. 3-30 は電流注入時の Si レーザー#1 の断面の IR カメラ像を示す。電流注入により Si が発光していることが確認した。Fig. 3-31 にアニール後の Si レーザー#1 の発光を分光器で測定したスペクトルを示す。分光器の測定積算時間は 20 秒、室温は 25 °C であった。赤い曲線の測定時の注入電流密度 $J = 42 \text{ A/cm}^2$ （次節で推定される J_{th} の値を用いると $J/J_{th} = 1.05$ ）であった。この曲線は波長 $1.4 \mu\text{m}$ において幅が狭く鋭いレーザー発振スペクトルを表している。一方、黒い曲線は発振しきい値以下のスペクトル（注入電流密度 $J = 38 \text{ A/cm}^2$ 、 $J/J_{th} = 0.95$ ）である。この曲線からは増幅された自然放出光（ASE 光）を観測することができない。これはしきい値電流密度が非常に小さいため、ある波長の自然放出光が増幅されると利得はその波長に集中し、速やかに発振状態に移るためである。波長 $1.4 \mu\text{m}$ で発振した理由は、自然放出が $1.3 \mu\text{m}$ を中心に様々な波長の光子が放出するため、今回の場合は $1.4 \mu\text{m}$ の光子が放出したときに速やかに発振に移ったためである。

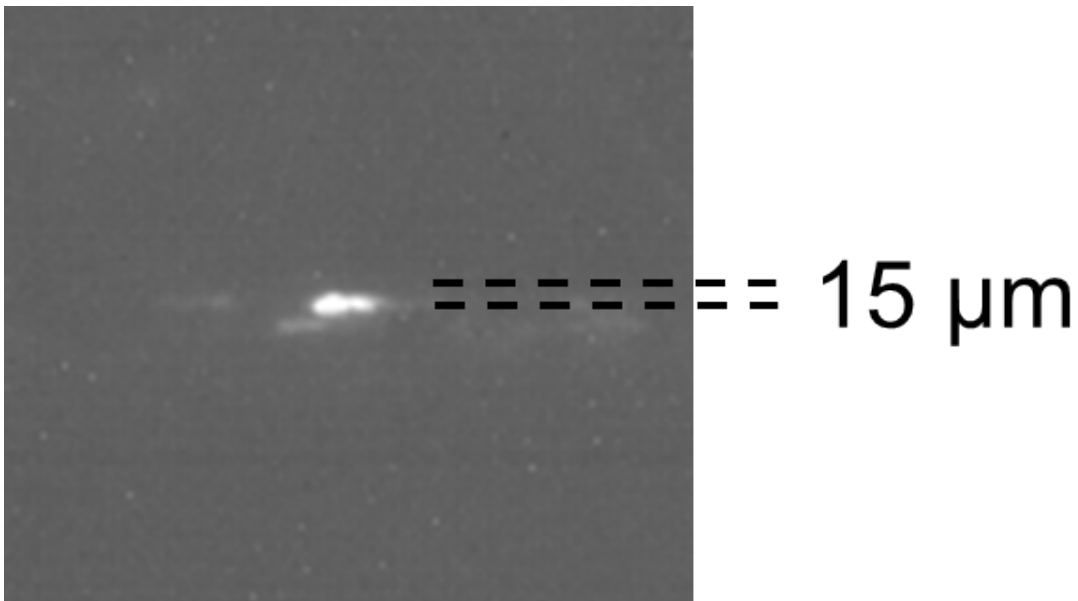


Fig. 3-30 Si レーザー#1 電流注入時断面 IR カメラ像

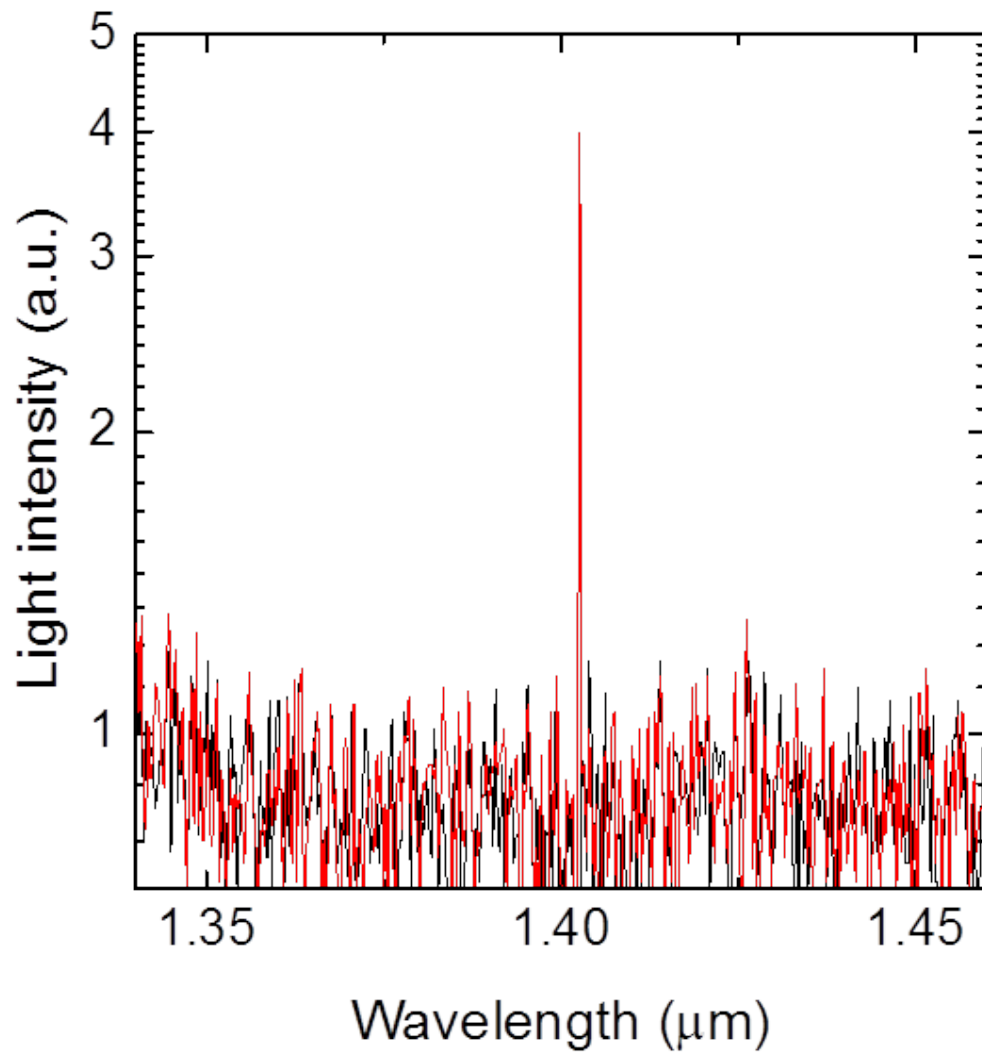


Fig. 3-31 Si レーザー#1 スペクトル

3.16 IV 特性からのしきい値電流密度確認

Si レーザー#1 のしきい値電流密度を推定するために、IV 特性を用いた。電流密度がしきい値に達すると注入された電気エネルギーが急激に光エネルギー変換されるため、IV 特性曲線における電流の微小な減少[92]を観測することにより正確にしきい値電流密度を推定することができる。DPP 援用アニールを開始してから 0.5 h 後に測定した注入電流密度と端子電圧との関係を Fig. 3-32 に示す。3 節に記したように、アニールの為に周波数 1 kHz パルス幅 100 μ s、ピーク電圧 3.2 V、ピーク電流 77.5 A/cm² の電流を注入しているので、オシロスコープにて電圧・電流を測定した。アニール開始後 30 分経過すると発光が始まり電流密度の微少な減少の観測が可能となる。この図中の下向きの矢印の示す位置付近で負性抵抗特性を示している。その原因は浮遊容量と考えられる。注目すべきは図中の上向きの矢印で示すように、端子電圧 3V（注入電流密度 40 A/cm²）付近において電流の微小な減少である。これが、発振に伴う急激な電流減少である。この上向きの矢印の位置から発振しきい値電流密度 J_{th} は 40 A/cm² と確認した。これは先行研究 Si レーザーの値 ($J_{th}=2.0$ kA/cm²) の約 1/50 であり、低しきい値電流密度 Si レーザーの実現は達成した。

ここで推定されたしきい値電流密度が設計値 8.8 A/cm² に比べて高い理由は光導波路側壁表面の粗さによる光の散乱のため実際の内部損失係数が設計値 ($1.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$) よりも大きいと考えられる。先行研究の Si レーザーと比べて素子厚みが 100 μ m \rightarrow 15 μ m となることで、リッジの影響が避けられなくなったためである。しかしながら、従来の化合物半導体をレーザー材料として利用した場合には今回のような低しきい値電流密度 (40 A/cm²) を実現することは困難である。これは化合物半導体の発光波長がバンドギャップエネルギーで決められており、発光波長に対しての吸収が大きく透明化電流密度が大きくなってしまうためである。このような低しきい値電流密度を実現した大きな理由は第一章で説明したとおり、Si は赤外光に対して非常に小さな透明化電流密度をもつ特性のためである。そして光閉じ込め係数の大きなレーザー構造を用いたことで、その特性を最大限に活かすこととなった。

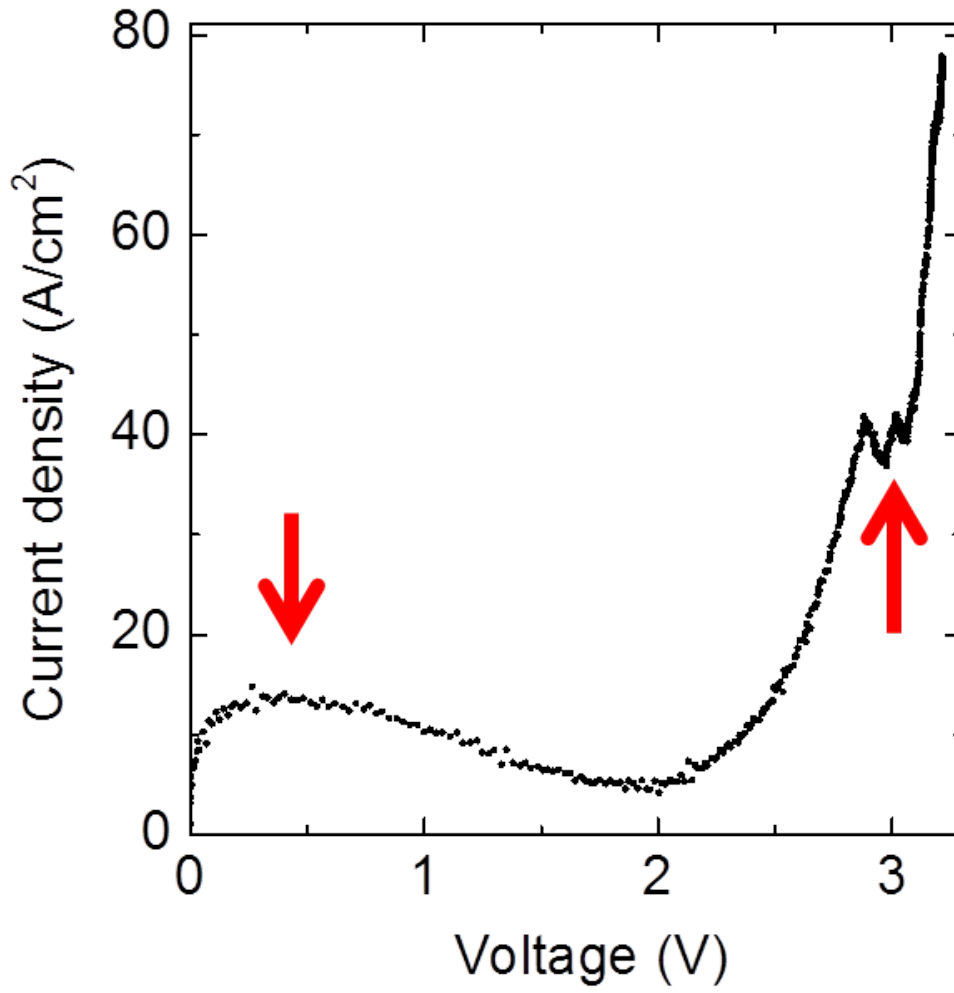


Fig. 3-32 Si レーザー#1 IV 特性 (パルス電圧によって測定評価)

3.17 第3章まとめ

本章では Si レーザーの発振しきい値電流密度を先行研究 Si レーザー（しきい値電流密度：1.1-2.0 kA/cm²）に比べて著しく小さくする事を目標とした。そこで Si の光増幅特性を評価するために、光閉じ込め効果の弱い構造でも光増幅特性を評価可能とする光増幅型赤外 Si-PD を用いた。この光増幅型赤外 Si-PD は筆者が修士論文にまとめたもので、特性の詳細は付録 A に付記した。光増幅型赤外 Si-PD を用いた結果、波長 1.3 μm に対して微分利得係数 $g = 38.4 \text{ cm/A}$ 透明化電流密度 $J_{tr} = 5 \text{ A/cm}^2$ の値が得られた。また、先行研究 Si レーザーの光閉じ込め係数を等価屈折率法により評価したところ、 $\Gamma = 4.7 \times 10^{-4}$ となり、微分利得係数 g と組み合わせてしきい値電流密度 J_{th} を計算したところ 2.6 kA/cm² となり、実測値

(1.1-2.0 kA/cm²) に近い値が得られた。このことから光増幅型赤外 Si-PD による評価が妥当であることを確認した。しきい値電流密度を 10 A/cm² 以下とするためには光閉じ込め係数 Γ を 0.11 以上が必要であった。そこで光閉じ込め係数 0.16 をもつ Si レーザー#1 (SOI 基板の利用) を設計した。そのしきい値電流密度は 8.8 A/cm² と計算された。設計した新しいレーザーを実現するためにマスク選択、ステルスダイシングの利用などを通してプロセスを確立し、Si レーザー#1 となる導波路構造を作製した。この導波路構造に対して DPP 援用アニールを行い Si レーザー#1 を作製したところ、Si レーザー#1 は波長 1.4 μm において発振した。しきい値電流密度が非常に小さく自然放出光が増幅された場合に速やかに発振するため ASE 光強度は非常に弱かった。しきい値電流密度を精度良く評価するためにパルスを用いて測定した IV 特性を用いた。端子電圧 3V を加えたときに発振が開始し、注入電流密度が 40 A/cm² において電流が急激かつ微小な減少が見られたことから、発振しきい値これは先行研究 Si レーザーに比べ 1/50 の小さな値であり、電流密度 J_{th} を 40 A/cm² と確認した。

低しきい値電流密度 Si レーザーの実現は達成した。従来の化合物半導体をレーザー材料として利用した場合には今回のような低しきい値電流密度を実現することは困難である。このような低しきい値電流密度を実現した最たる理由は、Si は赤外光に対して非常に小さな透明化電流密度をもつためである。

4 高出力 Si レーザー

さらに高性能の Si レーザーを設計するためには光増幅利得特性を光学的に直接評価することが重要である。従来の直接遷移型半導体を用いた赤外レーザーでは、光導波路に外部から光を入射させ、出射した光とのパワー比を用いて評価していた[78]。これに対して 3 章では光増幅型赤外 Si-PD[52]における電流減少量から微分利得係数を評価した[93]。この特殊な方法を用いた理由は Si 結晶の光学特性に起因し、次の二つである：その一つは先行研究 Si レーザーの光導波路では光閉じ込め係数が小さく導波光のうち利得層（空乏層）を通過する光パワーの割合が低かったこと、もう一つ最大の理由はこの pn ホモ接合は赤外光に対して透明なためである。ヘテロ接合と異なり、ホモ接合かつ透明な場合では、導波させた光のうち利得層を通過していない光子が吸収されずに出力光に多く含まれてしまう。このため導波させた光が利得層を通過したか否かの判断が難しく、これが光軸調整の困難性につながっていた。これらの技術的問題を解決するために SOI 基板を用いて導波路幅の広い光導波路を作製し、光閉じ込め係数を増大させることにより、光導波路の一方の端面への光入射の精度、および他方の端面からの出射光強度測定精度を向上させた。これにより光増幅利得と飽和光パワー密度を光学的に直接評価することができた。そしてその評価結果に基づいて高出力 Si レーザーの設計・作製・評価を行ったので、その結果を示す。

4.1 光増幅特性の評価方法 #2

発光の原理、使用した SOI 基板の構造、p 型ドーパントであるボロン (B) 原子を導入するためのイオン打ち込みの条件などは前章の Si レーザー#1[93]の場合と同一である。ただし Fig. 4-1 に示すように光導波路の幅をさらに大きくし 750 μm とした (Si レーザー#1 では 8 μm)。

プロセスについてもほぼ同等であり、マスク幅を 750 μm とし、絶縁用の SiO₂ を堆積していないものである。完成したリッジ型の光導波路の幅は 750 μm 、長さは 2000 μm で、全体の寸法は 1.5x2 mm² である。

Fig. 4-2 はプロセス完了後の導波路エッジ部分の SEM 像である。垂直にエッチングされ、リッジ高さは 2 μm となっており設計通りに作製できたことを確認した。DPP 援用アニールの条件は Tab. 4.1 の通りである。こうして光増幅特性の光学的評価に適した Si 光導波路を作製した。

Tab. 4.1 光増幅特性評価用デバイス加工条件

電源周波数	1 Hz (三角波)
電流密度	0~40 A/cm ²
電圧	0~3 V
アニール光 波長 パワー	1.3 μm 40 mW
アニール時間	1 h

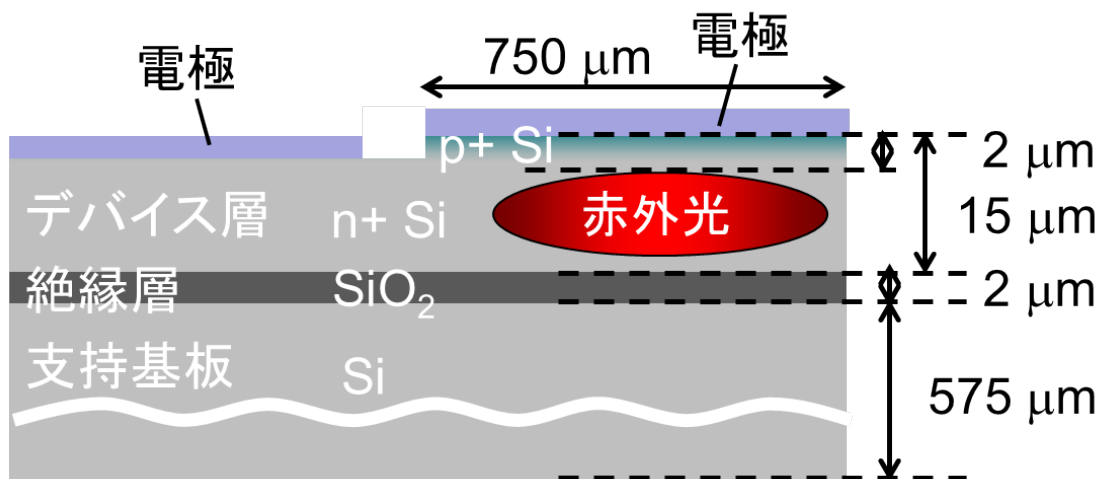


Fig. 4-1 光増幅特性の評価用 Si 光導波路

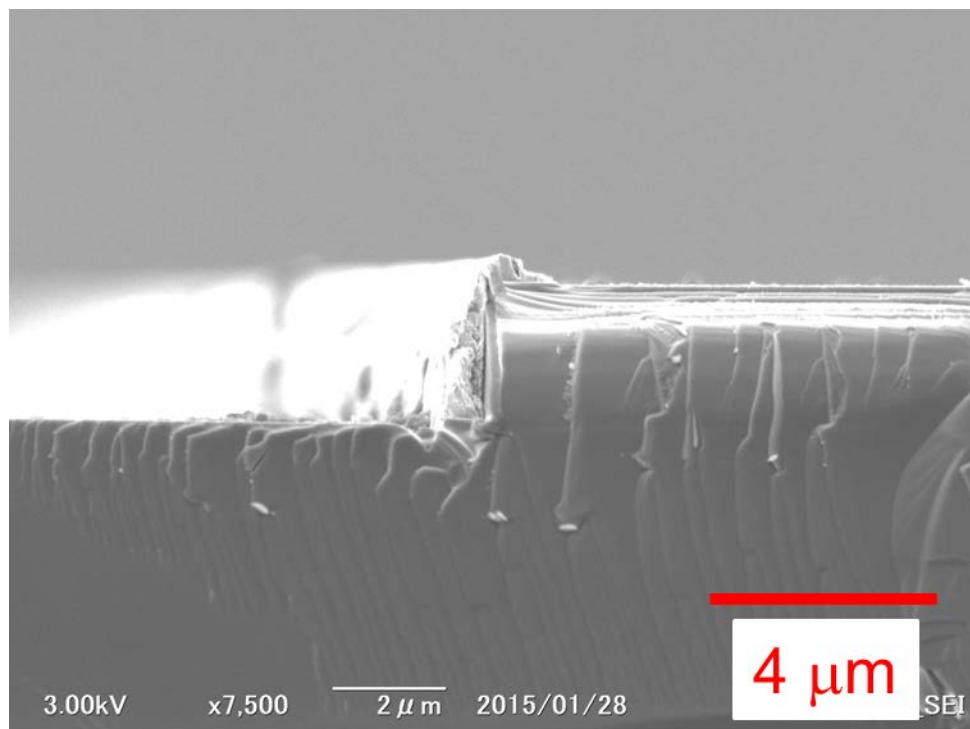


Fig. 4-2 光増幅特性の評価用 Si 光導波路の断面 SEM 像

4.2 出射光強度変動と光増幅特性の関係式

DPP 援用アニールにより作製された赤外 Si レーザー[56,93]、および赤外 Si-LED[86]はフォトンブリーディング効果によりアニールの際に照射した光の波長と同一の波長の光を発光することがわかっている。従って、ここでは波長 $1.3 \mu\text{m}$ の光に対する光増幅特性を測定した。すなわち光導波路の一方の端面に波長 $1.3 \mu\text{m}$ のレーザー光を入射させ(光パワー: P_{in})、光導波路に導波させた後、他方の端面から出射する光のパワー P_{out} を測定した。測定には InGaAs 製赤外イメージングデバイスを内蔵する IR カメラを用いた、(キセニクス社製 Xeva-1.7-320 波長領域 $0.9\sim 1.7 \mu\text{m}$) を用いた。入射光パワーを増幅するために本デバイスにアニール時と同様の三角波電流(電流密度 $0\sim 40 \text{ A/cm}^2$ 、電圧 $0\sim 3 \text{ V}$ 、周波数 1 Hz) を注入した。

測定した出射光パワー P_{out} の注入電流密度依存性を Fig. 4-3 に示す。入射光パワー $P_{\text{in}} = 11 \text{ mW}$ である。出射光パワーが注入電流の増加に伴って増加していることを確認した。注入電流密度が0の時の P_{out} を基準として、 $P_{\text{out}} / P_{\text{out}}(J = 0) = \exp(gJd)$ の式から微分利得係数 g 、注入電流密度 J の関係を求めた。ここで d は導波路長 ($= 2000 \mu\text{m}$) である。光増幅利得 G の値は波長 $1.3 \mu\text{m}$ における Si の吸収損失 α ($= 2.7 \times 10^{-5} / \text{cm}$)[94]によって $G = gJ - \alpha$ であたえられる。

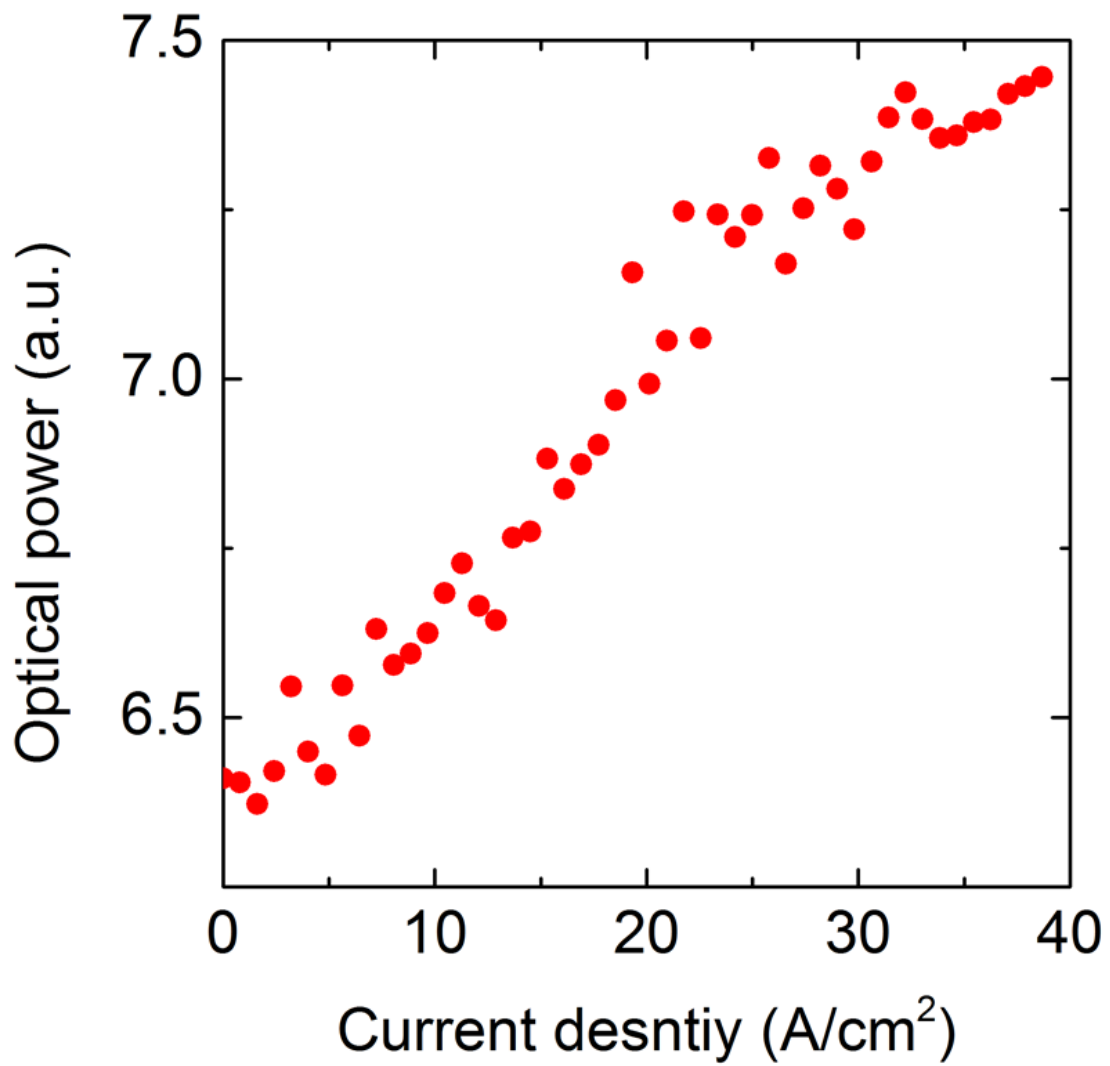


Fig. 4-3 光導波路出射光強度の注入電流密度依存性

4.3 光増幅利得の注入電流密度・入射光パワー依存性

Fig. 4-4 は G の J 依存性および入射光パワー依存性の測定結果である。入射光パワー P_{in} = 0.6-140 mW 間で 36 点に分けて測定を行った。

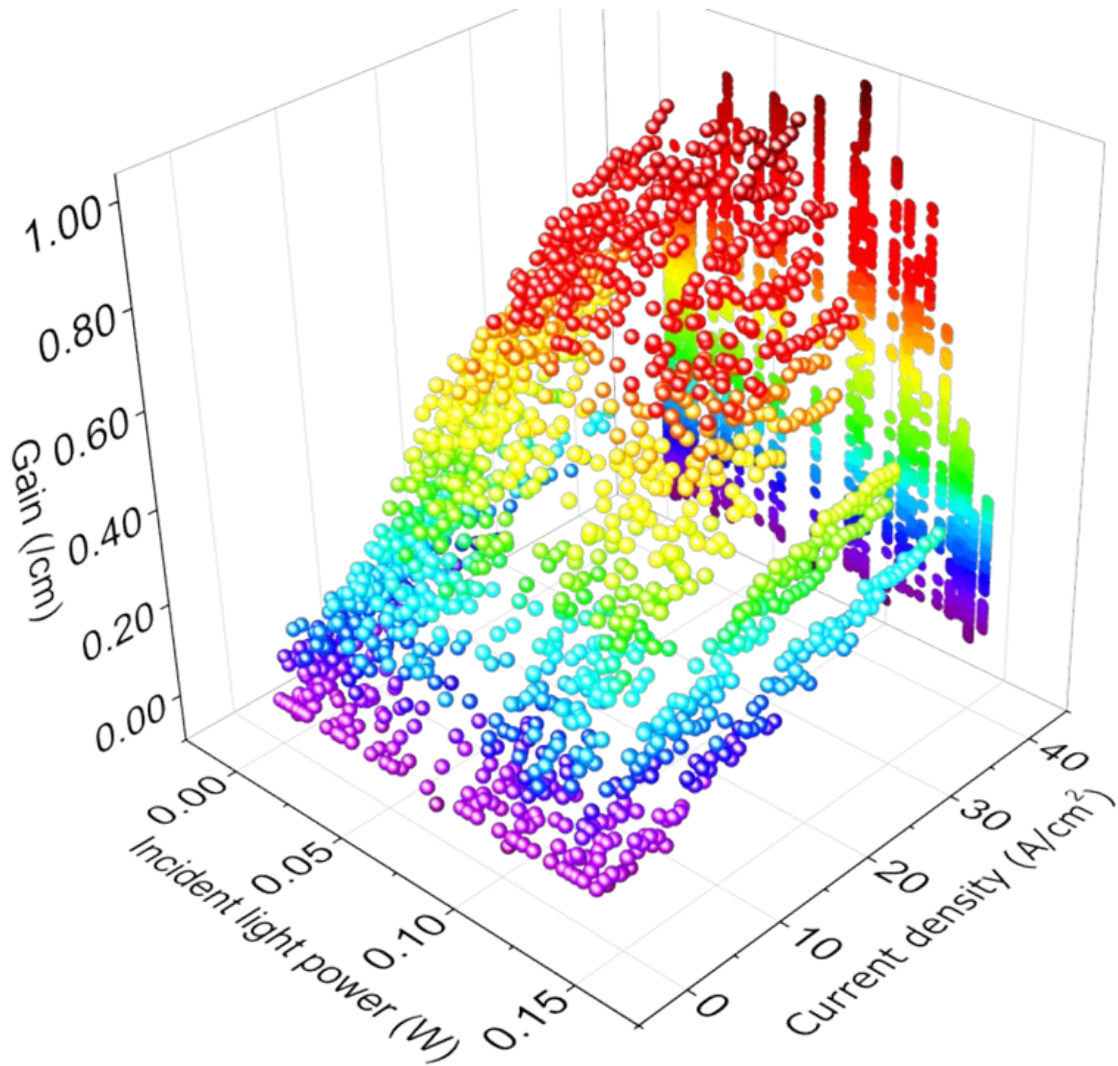


Fig. 4-4 光導波路の利得の入射光パワーと注入電流密度依存性

4.4 光増幅利得の注入電流密度依存性

Fig. 4-5 は $P_{in}=11\text{ mW}$ における G の J 依存性である。図中図は注入電流密度が 0 の時の拡大である。これらの図によると $J < 25\text{ A/cm}^2$ では G は J に比例するので、 $J < 25\text{ A/cm}^2$ において、これらの測定結果に直線を当てはめた。この直線と横軸との交点から透明化電流密度 J_{tr} の値は 1 mA/cm^2 と求められた。なお、図 4 において $J > 25\text{ A/cm}^2$ では G の傾きの値が僅かに減少しており、利得飽和の傾向がわずかにみられた。これはリーク電流が起因していると考えられる。

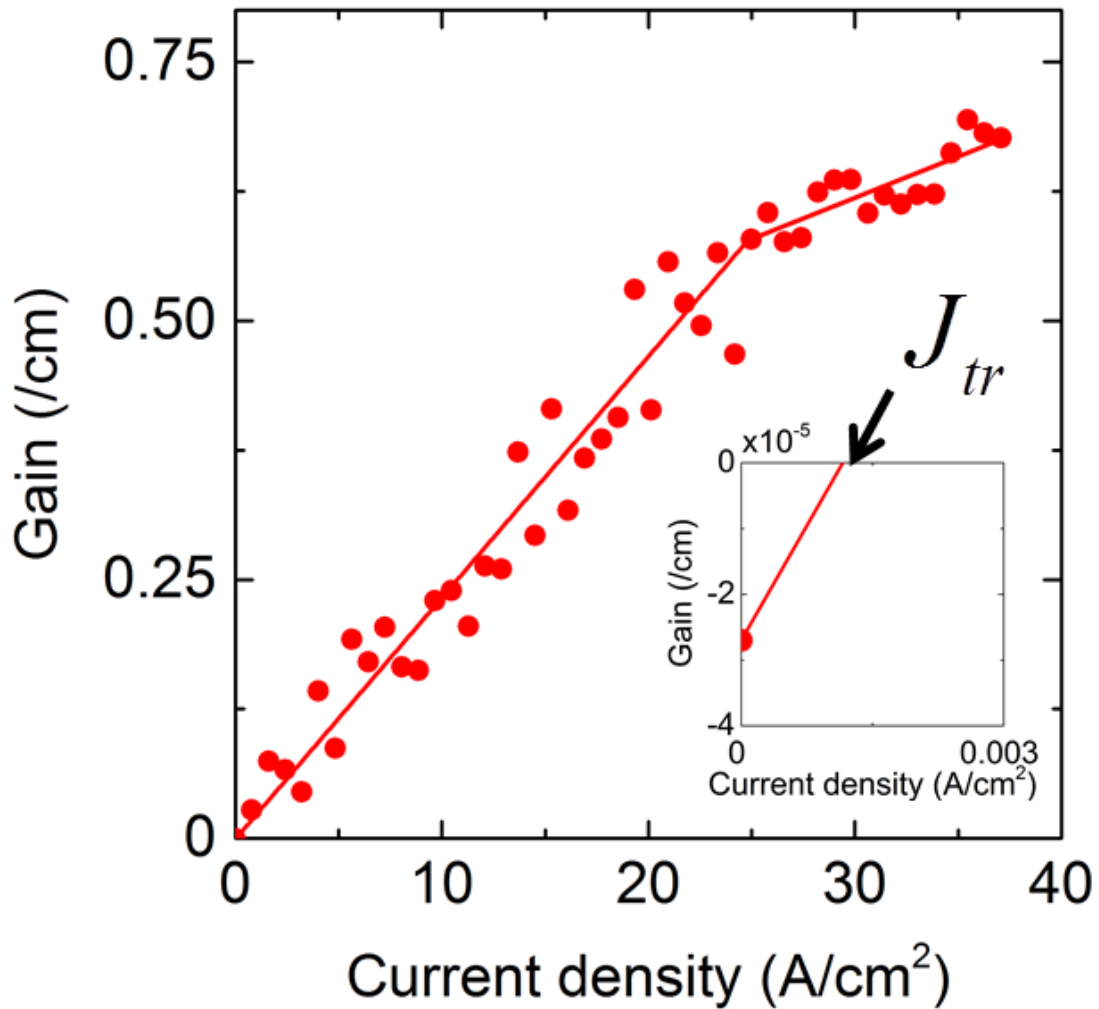


Fig. 4-5 光増幅利得の順方向電流密度依存性

4.5 微分利得係数の入射光パワー依存性

Fig. 4-6 は微分利得係数 g の P_{in} 依存性である。この図によると $P_{in} < 40$ mW では g は一定値をとらず、 P_{in} の減少とともに減少していた。これは P_{in} の値が小さい場合、electroluminescence(EL)の大部分が自然放出光であり、それは空間的に発散するため、出射光の全てを集光して測定することができなかったことに起因する。しかし P_{in} が増加すると誘導放出に起因する EL パワーが増加し、出射光の指向性も増加するので、 P_{out} 測定精度が向上する。その結果 $P_{in} > 40$ mW では g の測定値は一定値に達しており、その値は 2.6×10^{-2} cm/A であった。一方、 $P_{in} > 100$ mW では g は P_{in} の増加とともに減少していた。これは光増幅利得の飽和を表す。以上の測定結果を Fig. 4-6 中では二本の直線により当てはめた。化合物半導体を用いた従来の光増幅器においてもこの利得飽和が確認されていることから[95]、本測定方法による光増幅利得の評価が妥当であると考えられる。上記のようにこの図の中央で g は一定値 2.6×10^{-2} cm/A をとるが、当てはめた直線によりその値から 3dB 減少する P_{in} の値を推定することにより飽和光パワー密度 $P_{sat} = 30$ kW/cm² を得た。今回の測定は前回の Si-PD を用いた測定[93] ($J_{tr} = 5$ A/cm²) と比較して利得層の通過距離が 1×10^3 倍大きくなっており (2 μ m から 2000 μ m)、光のスポットサイズを 10 倍小さくすることで増幅された光を正確に測定できた。すなわち利得に関わるボリュームが 1×10^4 倍異なっている。このことから今回測定できた J_{tr} の値は妥当である。

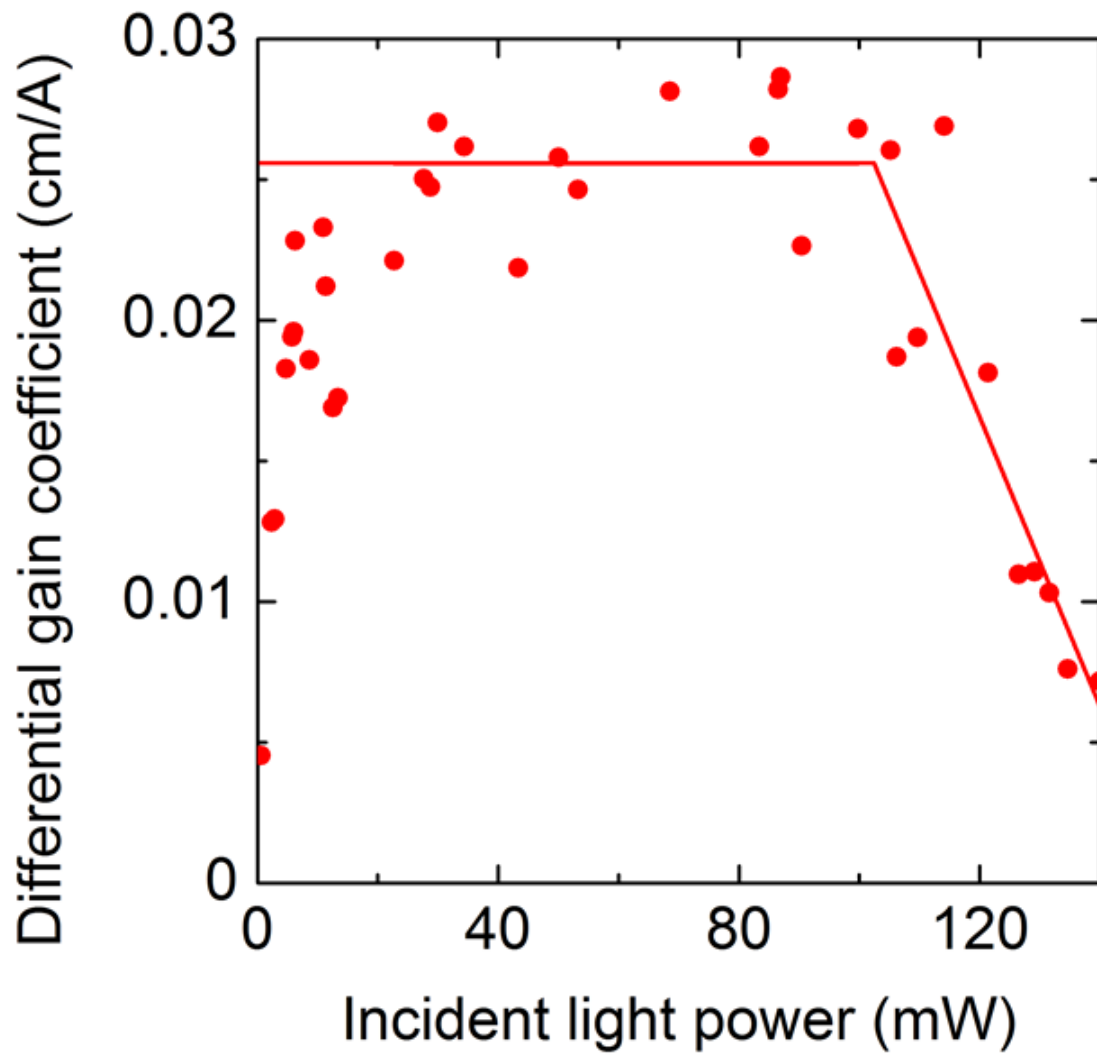


Fig. 4-6 微分利得係数と入射光パワー依存性

4.6 ブロードエリア Si レーザー#2 構造

本節から、Si レーザーの高出力化にむけた Si レーザーの設計・作製・評価を示す。まず、Si レーザー#1 の構造から導波路幅を広げることによって（ブロードエリア化）、電流注入量を増加させ出力を大きくすることを目指した Si レーザー#2 を示す。Fig. 4-7 はそのブロードエリア Si レーザー#2 の構造を示す。導波路幅を Si レーザー#1 の $8\ \mu\text{m}$ から $800\ \mu\text{m}$ へと 100 倍とした。用いた SOI 基板の条件は Tab. 4.2 の通りである。As をイオン打ち込みし、デバイス層厚みは $5\ \mu\text{m}$ となっている。さらに基板表面に開口部を設けた。開口部の寸法は $14.1\ \mu\text{m}$ 角であり、これは波長 $1.3\ \mu\text{m}$ の 10 倍以上にすることと電極部と開口部の面積比が 1:1 となるようにするためである。これにより DPP 援用アニール時に Si レーザーの上部からアニール光を照射することで pn 接合部に光を入射させることが可能となり、端部からレーザー光を入射させるようなアライメント調整を行わないことで再現性の向上を目指した。イオン打ち込みの条件は Tab. 4.3 の通りである。シミュレーション計算 (Fig. 4-8) によると最大 As 濃度は $500\ \text{nm}$ にまで達している。

Tab. 4.2 ブロードエリア Si レーザー#2 基板・イオン注入条件

デバイス層	Si(100) n 型 B ドープ (抵抗率は 3-7 Ωcm)
デバイス層厚み	$5\ \mu\text{m}$
SiO ₂ 層厚み	$2\ \mu\text{m}$
支持基板厚み	$350\ \mu\text{m}$
打ち込みイオン種	As
最大加速度電圧	700 keV
As 濃度	$1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$

Tab. 4.3 Si レーザー#2 イオン打ち込み条件

イオン種	エネルギー	注入量 (atoms/cm^2)
As	700 keV	3.10×10^{14}
	410 keV	1.20×10^{14}
	250 keV	7.60×10^{13}
	140 keV	4.60×10^{13}
	80 keV	2.50×10^{13}
	40 keV	1.80×10^{13}
	15 keV	1.00×10^{13}

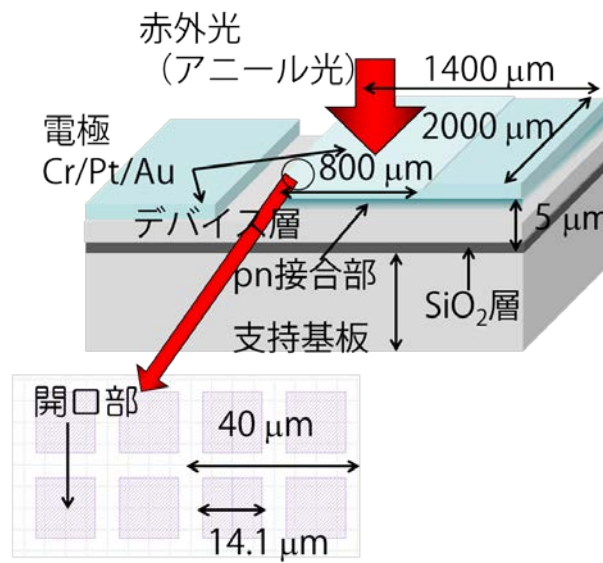
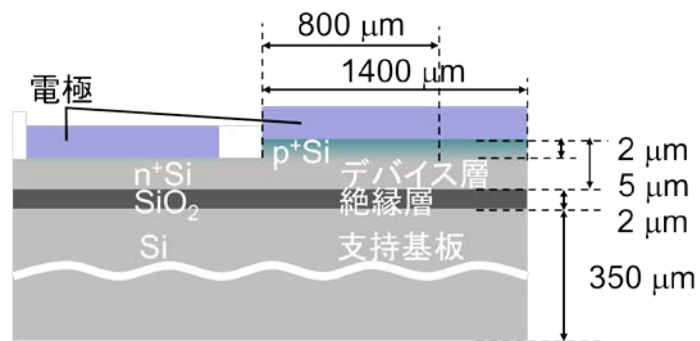


Fig. 4-7 Si レーザー#2 構造 電極パターン

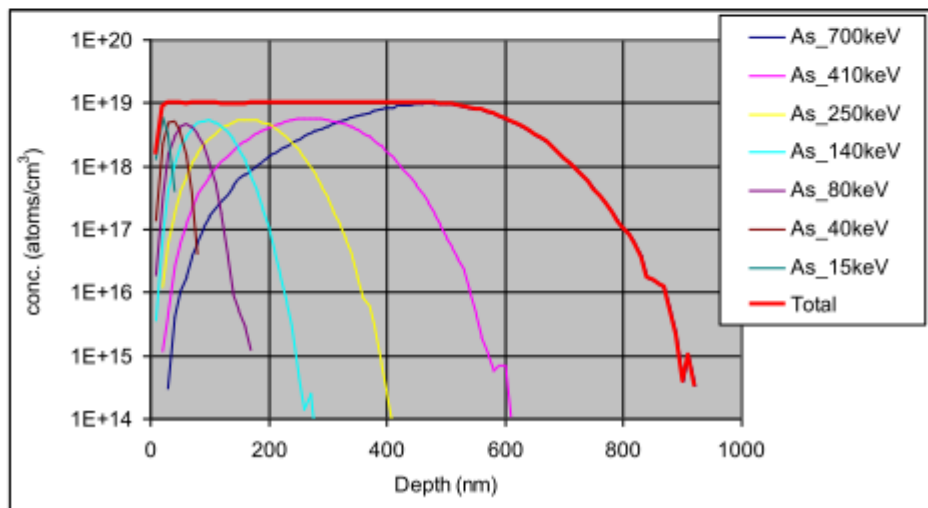
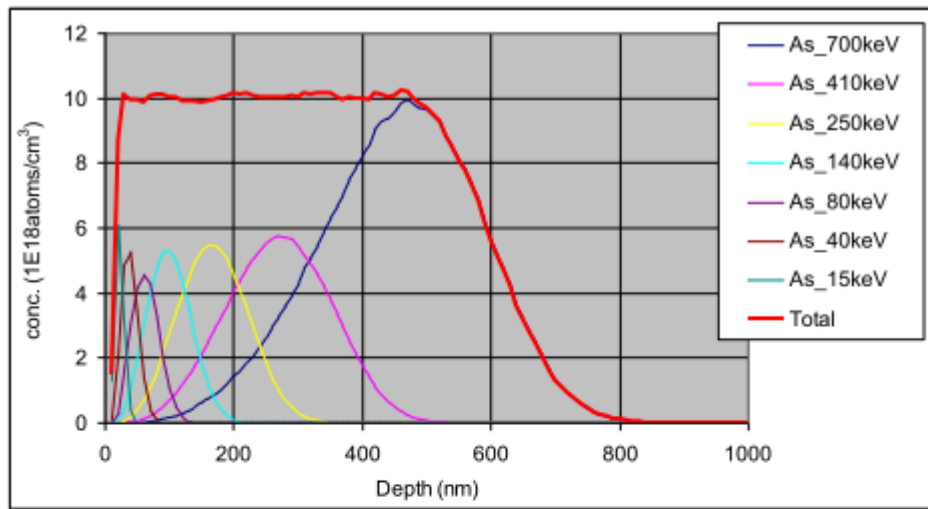


Fig. 4-8 加速度電圧ごとの As イオンの Si 中の密度計算 (上: 線形軸 下: 対数軸)

4.7 Si レーザー#2 DPP 援用アニール条件

DPP 援用アニールの様子は Fig. 4-9 の通りである。前節でも述べたとおり、アニール用のレーザー光を Si レーザー上部から照射することが可能になったので、レンズで集光せずにそのまま照射した。

アニール条件は Tab. 4.4 の通りである。新たにペルチェ素子を利用して、温度制御をパラメーターに加えることで、室温による影響をさけられるようになった。

Tab. 4.4 ブロードエリア Si レーザー#2 DPP 援用アニール加工条件

電源周波数	1 Hz 三角波
素子温度	15 C°
電流密度	0~7.1A/cm ²
電圧	0~46 V
アニール光波長	1.3 μm
アニール光パワー	50 mW
アニール時間	17 h

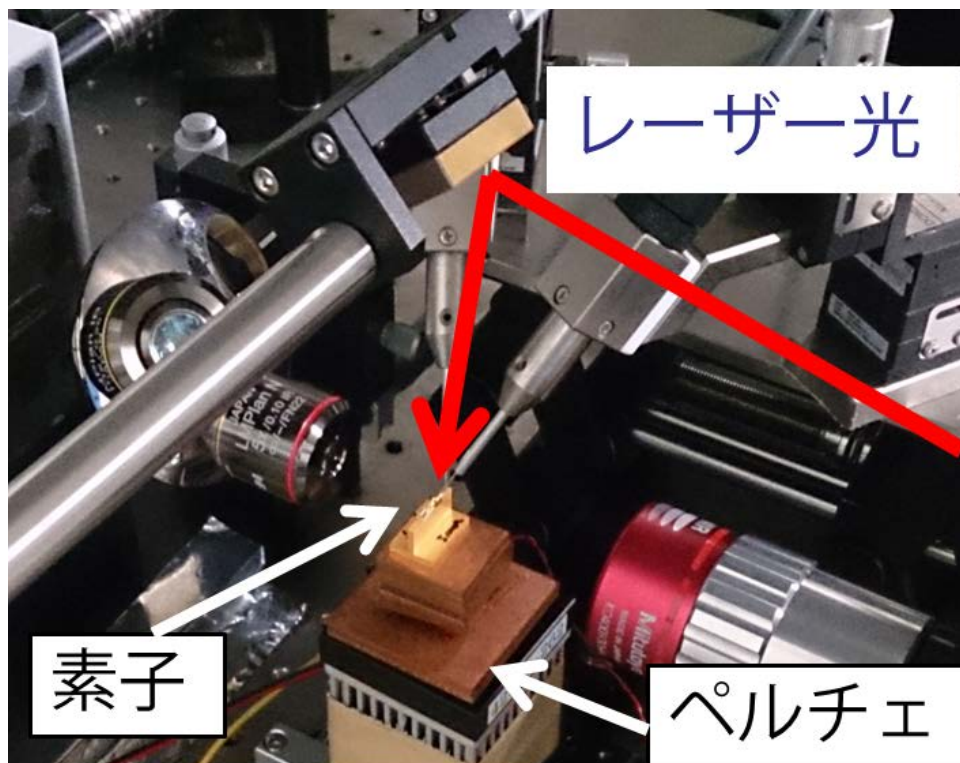


Fig. 4-9 DPP 援用アニール実験系 写真

4.8 ブロードエリア Si レーザー#2 発光スペクトル

Fig. 4-10 に Si レーザー#2 の発光スペクトルを示す。注入電流密度は 10 A/cm^2 である。分光器の積算時間は 1 s で、60 フレームの平均のスペクトルである。このスペクトルからは増幅された自然放出光 (ASE 光) が確認できた。さらにアニール光の波長 (λ_{anneal}) に一致したピークがあり、DPP 援用アニールにおけるアニール波長と同一の波長を発光する効果 (フォトンブリーディング効果) があらわに出た。これは導波路幅が大型化し、構造因子が薄れ DPP 援用アニール加工された Si の性質があらわになったためである。また、下矢印の示すピークはアニール波長から Si の横型音響フォノン (TA 20 meV) と縦型光学フォノン (LO 50 meV) のエネルギー分離れたピークである。このフォノンサイドバンドと呼ばれるピークはこの発光が DPP 援用アニールの効果であることを示す。

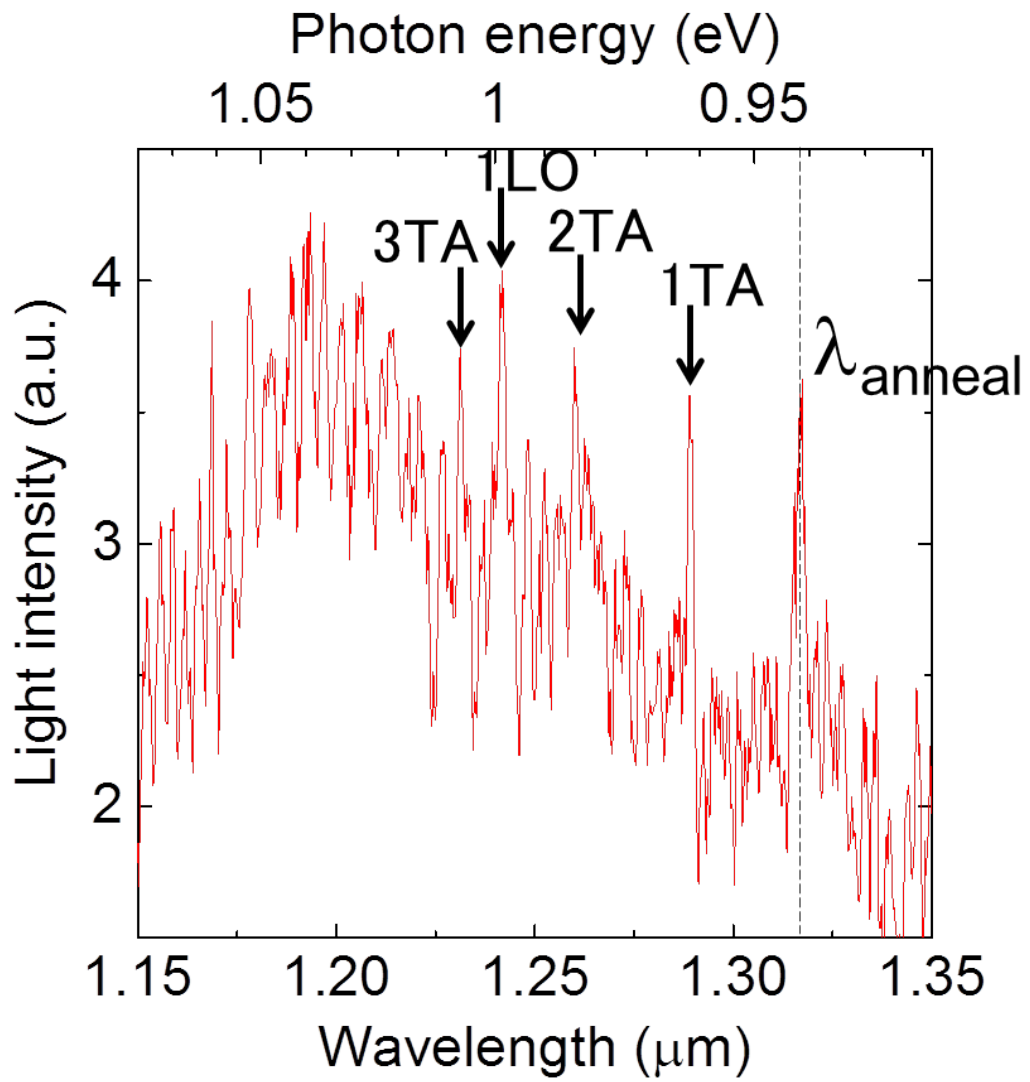


Fig. 4-10 Si レーザー#2 の発光スペクトル

4.9 出力光の増大を目指した Si レーザー#3 設計

さらなる出力光の増大を目指した Si レーザー#3 の設計構造を Fig. 4-11 に示す。幅 1 mm 高さ 100 μm 、共振器長を 15 mm としており大型なものとしている。これは Si-pn 接合レーザー媒質の特徴が

- ・吸収損失が小さいこと
- ・光閉じ込めが小さいこと

にある。とくに吸収損失が小さい特徴は、DPP 援用アニールによって E_g 以下の光子エネルギーをもつ波長を発光するようになったためである。これらの特徴から幅と厚みを大きくし、断面積を大きくすることで出力光の増大による破壊を防ぐことと注入可能な電流を増大させた。また式(3.1)を改めて示すが、共振器長 L を長くすることによって、共振器で得られる利得 gL を大きくした。その大きな利得によって光閉じ込め係数の小ささを補うことで、しきい値電流密度が低くなるようにした。さらに電極面積が大きくなることで注入電流密度を小さくできるので、より多くの電流を流すことができ高出力化することができる。作製方法はより単純となり

1. RF スパッタリングにより Si 基板表面に Cr/Au 膜（厚さは約 50 nm/1 μm ）をつけた。
2. 研磨装置により、Si 基板の厚みを 100 μm 程度まで削る。
3. 表面と同様に Si 基板裏面に Cr/Au 膜（厚さは約 50 nm/1 μm ）をつけた。
4. Si 基板を 1x15 mm 角に切り出すが、端面に傷をつけない方法として劈開装置（ダイトロンテクノロジー社のスクライブ装置、ブレーキング装置）を用いた。ダイヤモンドで基板の端に傷をつけ、その傷を起点に Si を劈開する方法である。

$$2L\Gamma g(J_{th} - J_{tr}) = 2L\alpha_{int} + \ln\left(\frac{1}{R_f R_b}\right) \quad (3.1)$$

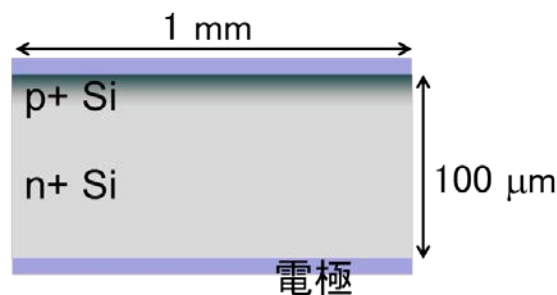


Fig. 4-11 Si レーザー#3 構造

4.10 レート方程式による出力パワー推定

Fig. 4-12 はレート方程式より Si レーザー#3 の共振器長が 15 mm の場合の出力光パワーを推定したシミュレーション結果で、各点が計算結果である。今回のレート方程式には過飽和吸収体を組み入れていないが、仮にレート方程式に過飽和吸収体を組み込んだときはヒステリシスの計算結果が出ることもある。今回の計算結果ではしきい値電流密度は 100 A/cm^2 付近と考えられる。電極は注入電流密度が 1 kA/cm^2 で破壊されてしまうことが多いため、この結果から Si レーザーの出力パワーの上限を推定すると $1.7 \times 10^2 \text{ W}$ 程度と考えられる。そこで本論文は安全係数をとって 1 W の出力を目指した。

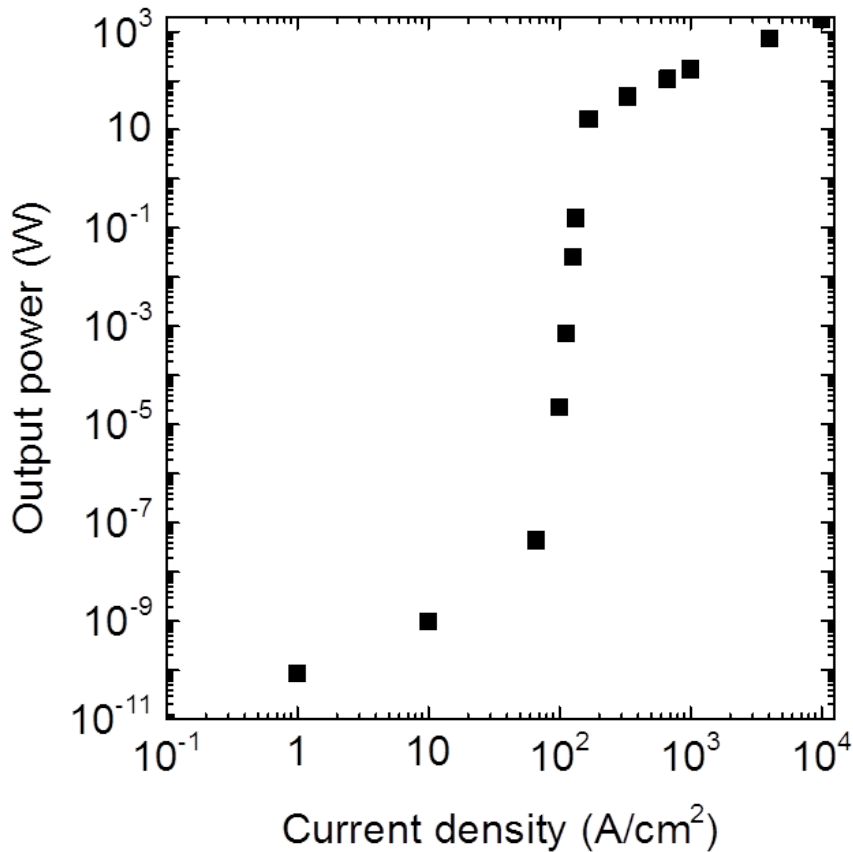


Fig. 4-12 Si レーザー#3 で共振器長 15 mm の場合の出射光パワーと注入電流密度依存性 (レート方程式よりシミュレーションした)

4.11 Si レーザー#3 Lot 1

まず、前段階として共振器長 10 mm の Si レーザー Lot 1 を作製した。用いた Si 基板の情報は Tab. 4.5 の通りである。また表面は上部からアニール光を入射できるように、透明電極である ITO を用いた。外観とその大きさを#1 と#2 とを比較した Fig. 4-13 を示す。DPP 援用アニールの条件は Tab. 4.6 の通りである。電流密度が 10 A/cm^2 のとき電流値は 1 A と大きな値であるが、レーザーは破壊されなかった。

Tab. 4.5 Si レーザー#3 Lot1 基板・イオン注入条件

基板	Si(100) n 型 As ドープ
厚み	625 μm
打ち込みイオン種	B
最大加速度電圧	700 keV
ドーズ量	$5 \times 10^{13} / \text{cm}^2$

Tab. 4.6 Si レーザー#3 Lot1 DPP 援用アニール加工条件

電源周波数	1 Hz 三角波
素子温度	15 C°
電流密度	0~10A/cm ²
電圧	0~17 V
アニール光波長	1.3 μm
アニール光パワー	100 mW
アニール時間	1.5 h

DPP 援用アニールを施した Si レーザー#3 Lot1 のスペクトルを示す。DPP 援用アニール時と同様に周波数 1 Hz の三角波電流で注入電流密度 10 A/cm^2 を注入した、分光器の積算時間 20 sec で 30 フレームを取得した。Fig. 4-14 は取得したフレームのうち $1.31 \mu\text{m}$ 、 $1.37 \mu\text{m}$ 、 $1.40 \mu\text{m}$ にて発振したスペクトルを得た 3 つのフレームを示す。アニール波長と一致した $1.31 \mu\text{m}$ における発振を得られフォトンブリーディング効果を確認した。これについても構造が大型化することによって、構造因子が薄れて DPP 援用アニールをほどこした Si の性質があらわに出てきたためと考えられる。他の波長 ($1.37 \mu\text{m}$ 、 $1.40 \mu\text{m}$) のピークについては、 $1.31 \mu\text{m}$ におけるピークと間のエネルギーが 40 meV、60 meV となり横型音響フォノン (TA 20 meV) の整数倍となり、フォノンサイドバンドであった。このことはこの発振が DPP 援用アニールの効果であったことを示す。

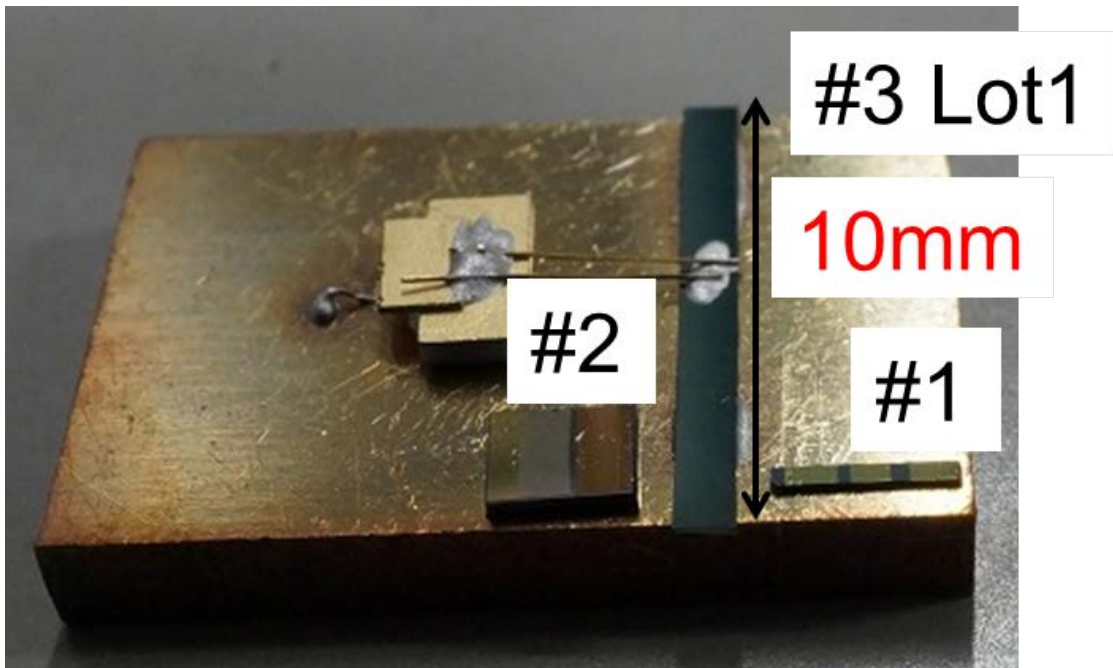


Fig. 4-13 Si レーザー#3Lot1 の外観と Si レーザー#1、#2 との比較

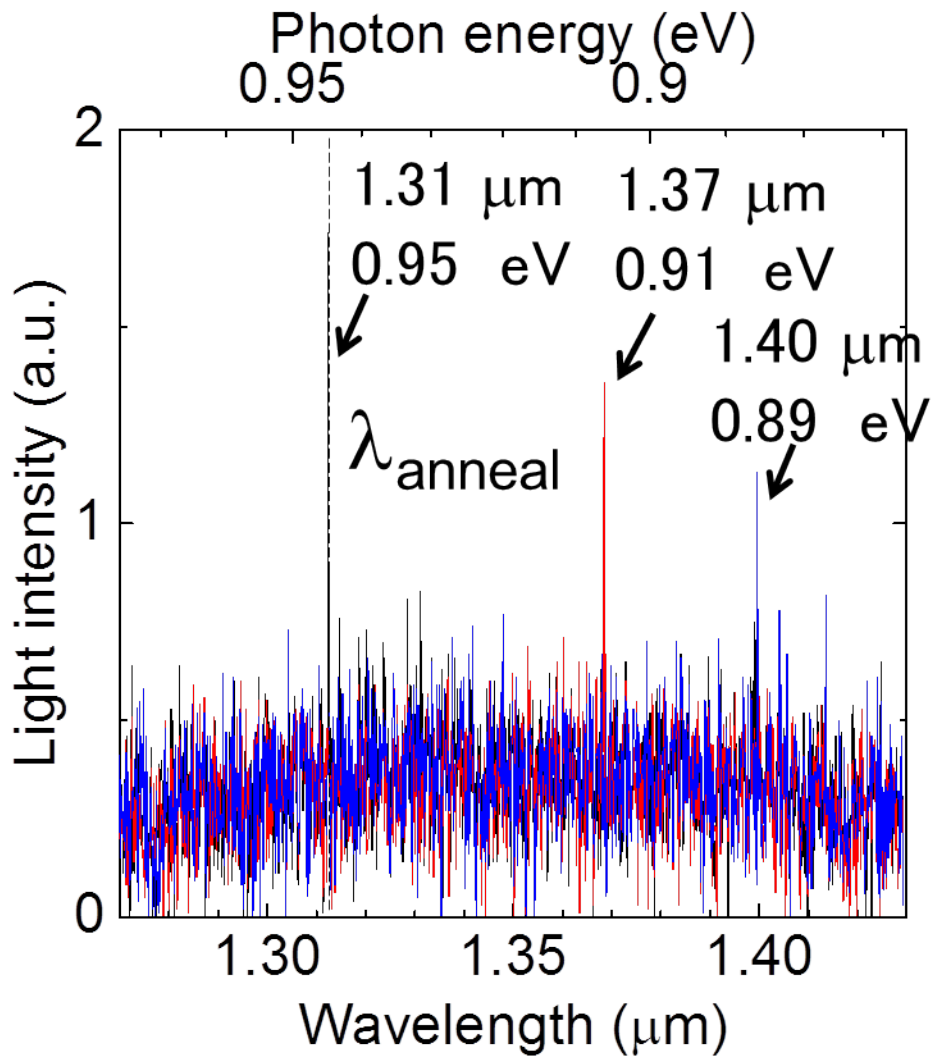


Fig. 4-14 Si レーザー#3 Lot 1 の発振スペクトル

4.12 Si レーザー#3 Lot 2

つぎに、設計通りの共振器長 15 mm の Si レーザー#3 Lot2 を作製した。外観を Fig. 4-15 に示す。両面ともに Cr/Au 電極を用いているが、表面は鏡面なので金属光沢がある一方で裏面には光沢がない。用いた Si 基板とイオン注入の条件は Tab. 4.7 の通りで、今回は Sb ドープの Si 基板に新たに As ドープの Si エピ層を 10 μm 成長させた Si 基板を用いた。作製方法は 4.9 節の通りである。しかし研磨で薄くしすぎたときに Si 基板が割れてしまう恐れがあったため、Fig. 4-16 の通り、電子顕微鏡で計測したところ素子厚みは約 150 μm となった。作製した Si レーザー#3 Lot2 の IV 特性は Fig. 4-17 の通りである。整流特性も非常に良好で、印加電圧 1 V で電流が 80 mA を超えるといった、非常に低抵抗であった。これは Si 基板に新たに Si エピ層を成長させた基板を用いたためと考えられる。この Si レーザーを金メッキの銅マウントに取り付け Fig. 4-18 に示す構造を作製した。厚み 100 μm の Si 基板で Si レーザーを挟むことで、銅と Si との熱膨張係数の差異によるひずみを緩衝した。カバーガラスは短絡防止のためである。また、発光層である p 層をペルチェ素子に近い下側に取り付けてアップサイドダウン構造とした。Fig. 4-19 に示すように Tab. 4.8 の条件で DPP 援用アニールを施した。今回の Si レーザー#3 は裏表ともに Cr/Au 電極が用いられているので、Si レーザー#1 における DPP 援用アニールと同様にアニール光はレーザー端部から導入した。DPP アニール中の Si レーザー#3 lot2 IV 特性を Fig. 4-20 に示す。DPP 援用アニールを進めていく中では、破壊を防ぐために 0~1 A、0~2 A、0~3 A、0~4 A、0~5 A と徐々に電流値を上げていった経過で 5 通りの IV 特性を評価した。ここでは電流値を上げていくと、突然電圧が落ちる電流値を確認した。0~5A の時その値は 1.5A で、電流密度値は 9.9 A/cm² であり、3.16 節での推定方法からしきい値電流密度値は 9.9 A/cm² と考えられる。アニール後の Si レーザー#3 Lot2 に電流を注入して IR カメラにて撮影した像が Fig. 4-21 である。右にある矢印の部分から強い光を確認した。これはレーザーの端部からではなく側面からの発光のため、レーザーの側面で粗い部分から漏れ出たと考えられる。一方で左にある矢印はレーザーの端部からの発光で、強度は弱いが発光が確認できた。

Tab. 4.7 Si レーザー#3 Lot2, 3 基板・イオン注入条件

基板	Si(100) n 型 Sb ドープ (抵抗率は 0.015 Ωcm)
厚み	525 μm
エピ層	As ドープ (抵抗率は 0.015 Ωcm)
エピ層厚み	10 μm
打ち込みイオン種	B
最大加速度電圧	700 keV 7 段打ちこみ
ドーズ量	1.54x10 ¹⁴ /cm ²

Tab. 4.8 ブロードエリア Si レーザー#3 Lot2 DPP 援用アニール加工条件

電源周波数	1 Hz 三角波
素子温度	15 C°
電流密度	0~33.3A/cm ²
電圧	0~8 V
アニール光波長	1.3 μm
アニール光パワー	300 mW
アニール時間	1 h

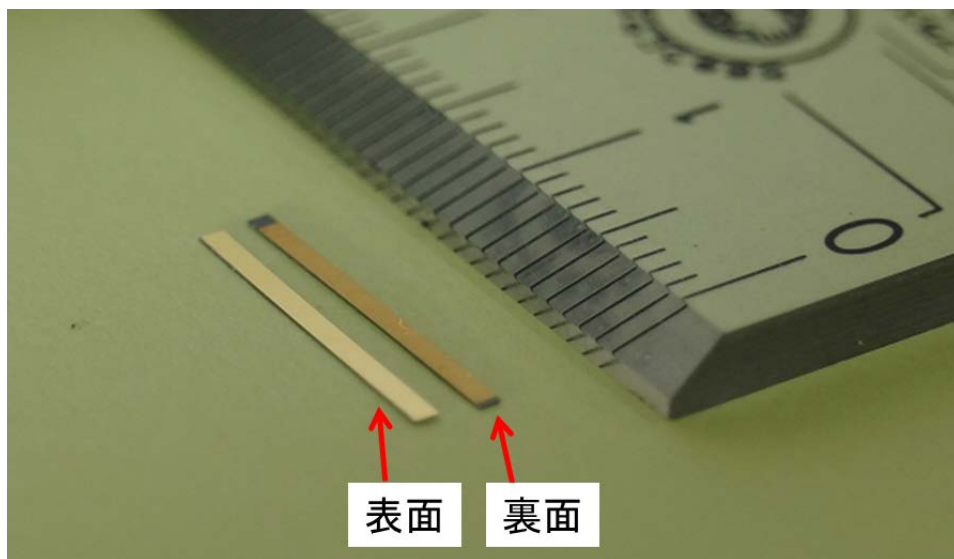


Fig. 4-15 Si レーザー#3 Lot 2 の外観

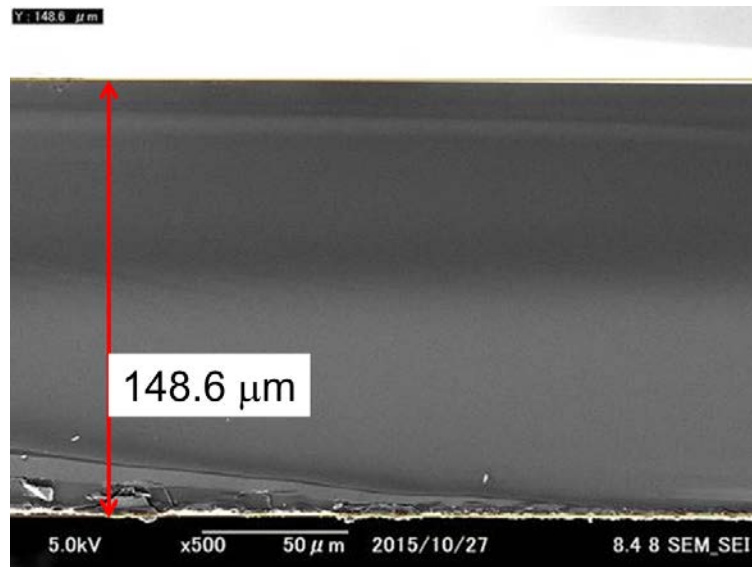


Fig. 4-16 Si レーザー#3 Lot 2 の断面電子顕微鏡像 厚み長の測定

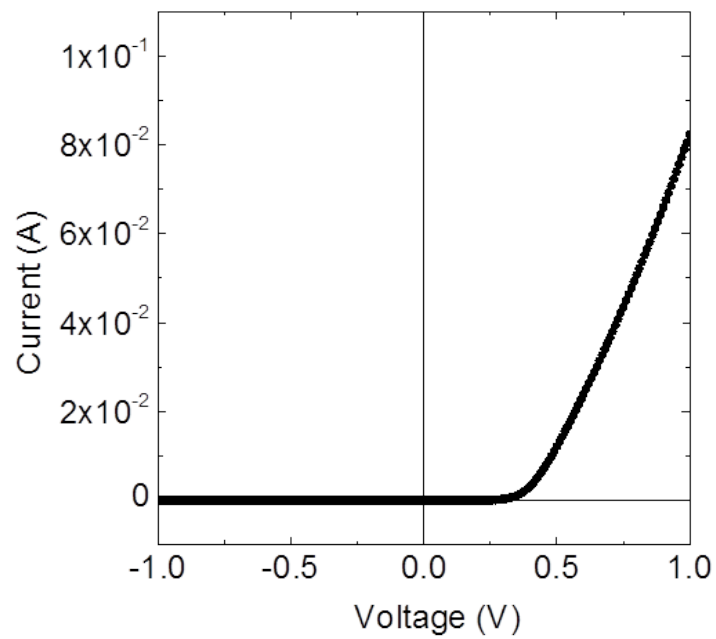


Fig. 4-17 Si レーザー#3 Lot 2 IV 特性

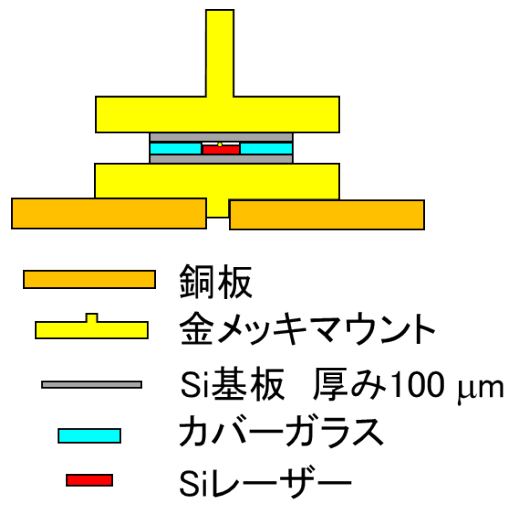


Fig. 4-18 Si レーザー#3 Lot 2 のマウント構造

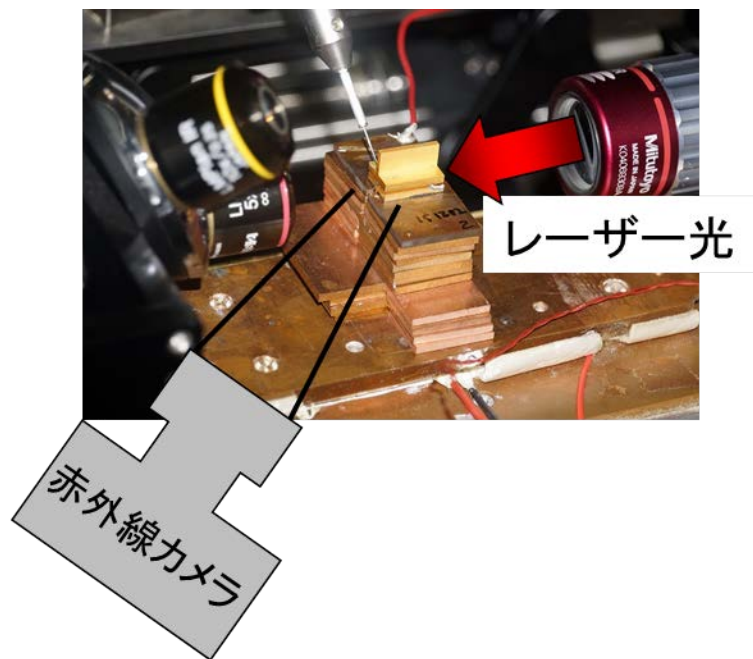


Fig. 4-19 Si レーザー#3 Lot 2 の赤外線 (IR) カメラ撮影位置

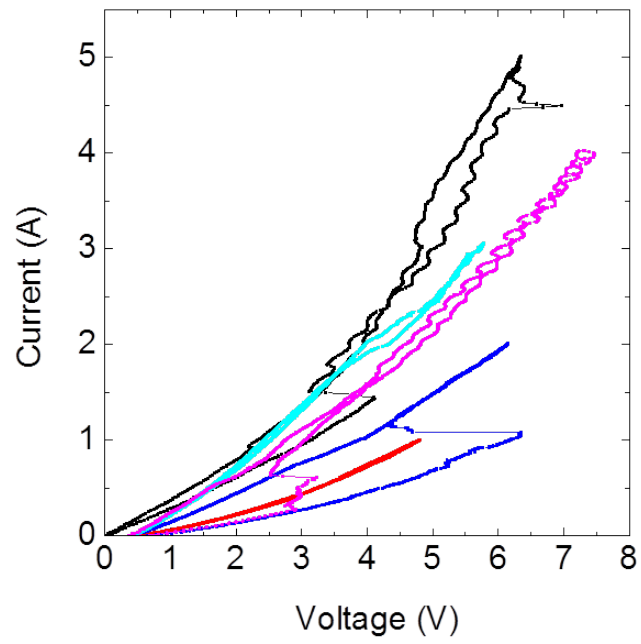


Fig. 4-20 Si レーザー#3 Lot 2 の DPP 援用アニール中の IV 特性

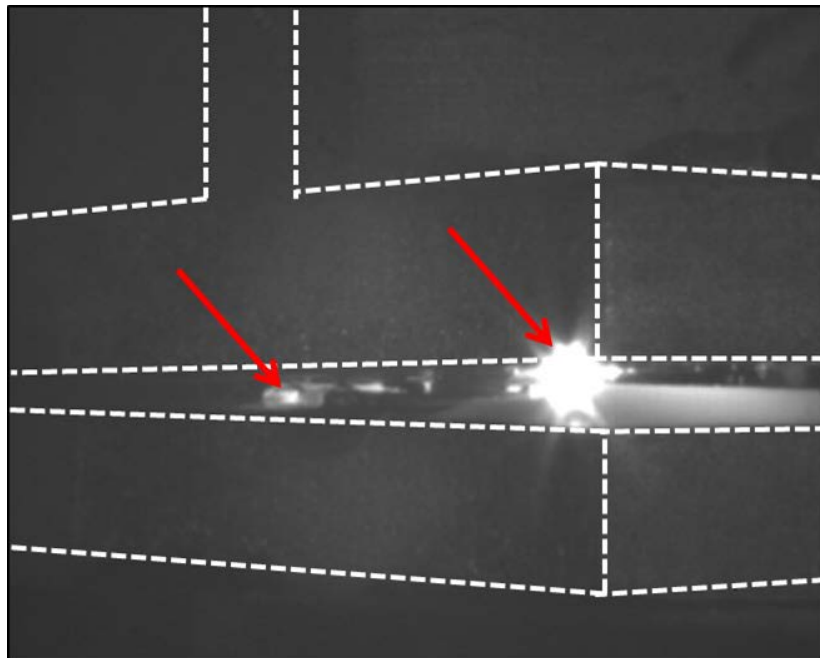


Fig. 4-21 Si レーザー#3 Lot 2 アニール後の赤外線カメラ像

4.13 Si レーザー#3 Lot 3

つぎに、Si レーザー#3 Lot3 の結果について述べる。用いた基板、マウントの構造等は Si レーザー#3 Lot2 と同等で、DPP 援用アニール条件は Tab. 4.9 の通りである。DPP 援用アニールの様子を IR カメラ像で Fig. 4-22 に示す。アニール光が Si レーザー（図中 Si pn 接合素子）の端部から出射していることが確認できた。DPP 援用アニール開始直後の IV 特性は Fig. 4-23 の通りで、電流は電圧に対して単調増加をしていた。これから DPP 援用アニール中の発光の様子を IR カメラ像で示していく。アニールが進行していくと Fig. 4-24 の赤丸部で示すような発光が確認できたが、レーザーの側部からであった。さらにアニールが進行すると Fig. 4-25 の丸部で示すようにレーザー端部からの強い発光を確認した。この現象の流れは次のように説明される。DPP 援用アニール初期のレーザーは様々な発光モードが競合しており、Fig. 4-24 のように側部から発光が漏れるようなモードや Fig. 4-25 のような端部から発光するモードが存在していた。しかし、DPP 援用アニールが進行するにつれて、Si レーザーの発光モードがアニール光の導波モードに倣ってモードが収束していき端部から発光するようになった。このようにして、DPP 援用アニールが完了した状態の Si レーザー#3 Lot3 の IV 特性は Fig. 4-26 に電流が増加すると、電圧が下がっていくような負性抵抗と、電圧の増加時と減少時で電流値が異なるヒステリシスが確認できた。これは発光により注入した電子が光子に変換され外部へ散逸することで、レーザー内部の電子密度が減少し注入するために必要な電圧が減少するためである。DPP 援用アニールが完了しアニール光のレーザーを止め、Si レーザー#3 Lot3 を放置して冷却し、再度電流注入した時の発光の様子が Fig. 4-27 である。赤矢印は金メッキ銅マウントを示し、白色になっていないことから温度が高くなっていないこと、つまりレーザーを冷却したことを示す。アニール光の導入をしていない場合でも、端部からの発光をしており Si レーザー#3 Lot3 の発光モードが固定されたことを確認した。Fig. 4-28 に Si レーザー#3 Lot3 の発光パワーの電流密度依存性を示す。最大電流密度 33.3 A/cm^2 （電流値 5A）のとき、片側の出力パワーは 110 mW 程度であった。反対側の端面での反射率は同一なので、両側での出力は 2 倍の 220 mW と考えられる。これは波長がアニール光と同一の $1.3 \mu\text{m}$ と仮定すると、外部量子効率（片側）は 2.3%（両側は 4.6%）である。また Fig. 4-28 からしきい値電流密度を推定すると 12 A/cm^2 程度と推定できた。これは 4.12 節で示した Si レーザー#3 Lot2 の IV 特性から推定したしきい値電流密度が 9.9 A/cm^2 程度であることと併せて、Si レーザー#3 は Lot が異なっても、Si レーザー#1 のしきい値電流密度 (40 A/cm^2) よりも 1/3 程度小さかった。さらに、4.10 節でのレート方程式で示した、しきい値電流密度 (100 A/cm^2) よりも 1/8 程度小さかった。これは共振器長を 15 mm と大きくしたおかげで共振器で得られる利得が非常に大きかったこと、さらにボロン打ち込みの効果で発光層である p 層の屈折率が高くなっており、レート方程式で想定した光閉じ込め係数よりも実際の光閉じ込め係数が大きかったことが考えられる。このしきい値電流密度から計算した、外部微分量子効率は片側 3.6%、両側 7.2% である。通

信用の 1.3 μm 量子井戸レーザーSLT1130[96]は外部量子効率 7.0%、外部微分量子効率 7.8%と比較しても遜色ない結果が得られた。次にレーザー光の性質を定性的に知るためにレーザー光を Fig. 4-29 のようにレーザーから 20 cm 離れた投射板に光を投射した。その投射板を IR カメラで撮影した像を Fig. 4-30 に示す。左円内はレーザー側部から漏れ出た光、右円内はレーザー端部からの出射光と考えられる。右円内は左円内と異なりうろこ状となるスペckルを確認した。これはこの Si レーザー端部から出た光は干渉性が高い誘導放出光が主となった光であったことを示す。

Tab. 4.9 ブロードエリア Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニール加工条件

電源周波数	1 Hz 三角波
素子温度	15 C ^o
電流密度	0~33.3 A/cm ²
電圧	0~12 V
アニール光波長	1.3 μm
アニール光パワー	200 mW
アニール時間	1 h

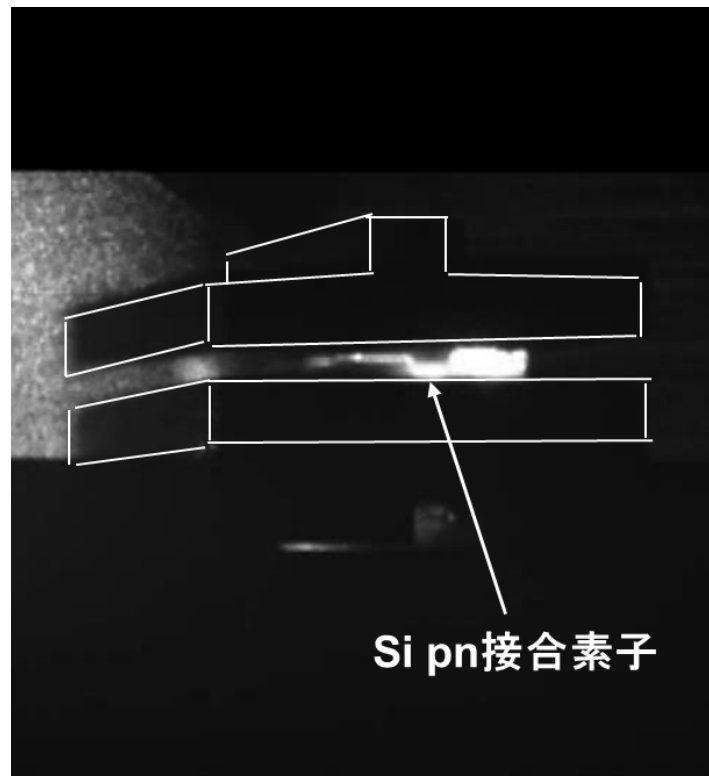


Fig. 4-22 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニールの様子 赤外線カメラ像

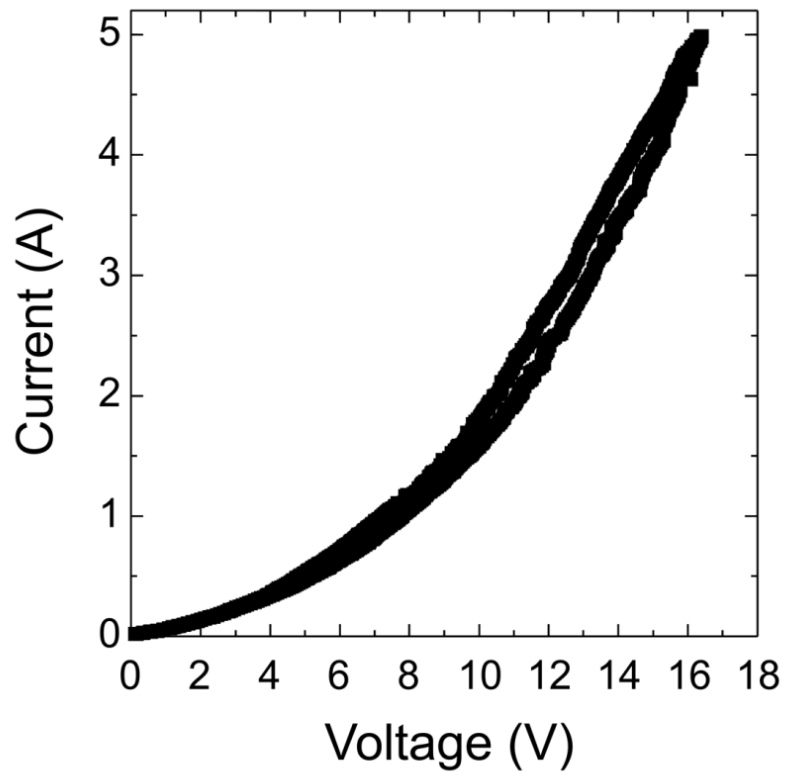


Fig. 4-23 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニール開始直後の IV 特性



Fig. 4-24 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニールの様子
赤外線カメラ像 赤丸部からの発光



Fig. 4-25 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニールの様子
赤外線カメラ像 レーザー端部からの発光

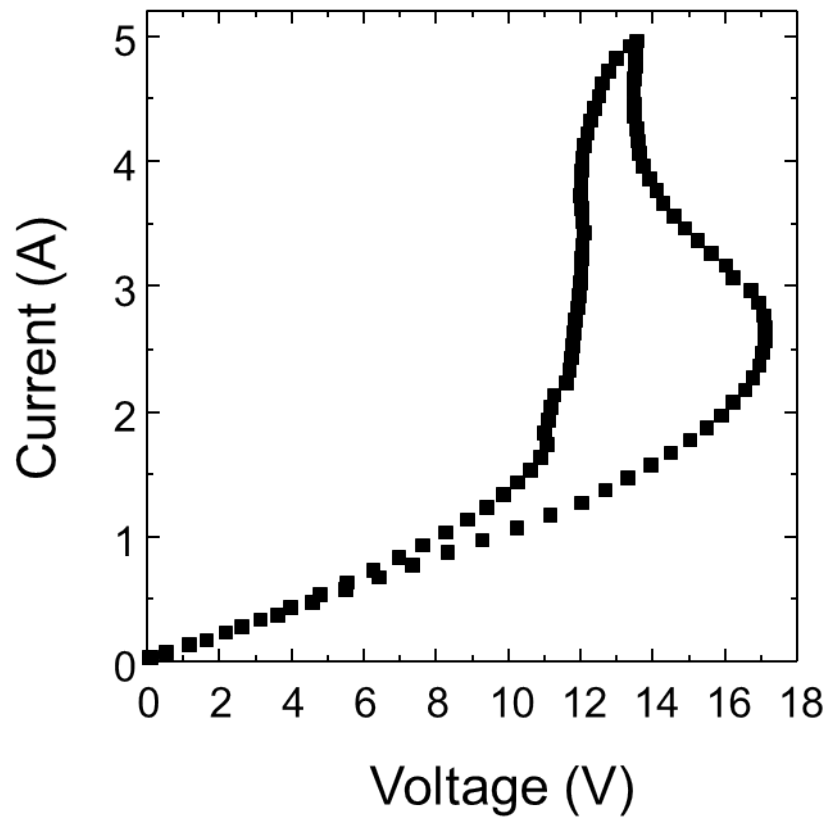


Fig. 4-26 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニール完了後の IV 特性



Fig. 4-27 Si レーザー#3 Lot 3 DPP 援用アニール後、レーザー端部からの発光確認
赤外線カメラ像 赤矢印部のマウント温度低いこと確認

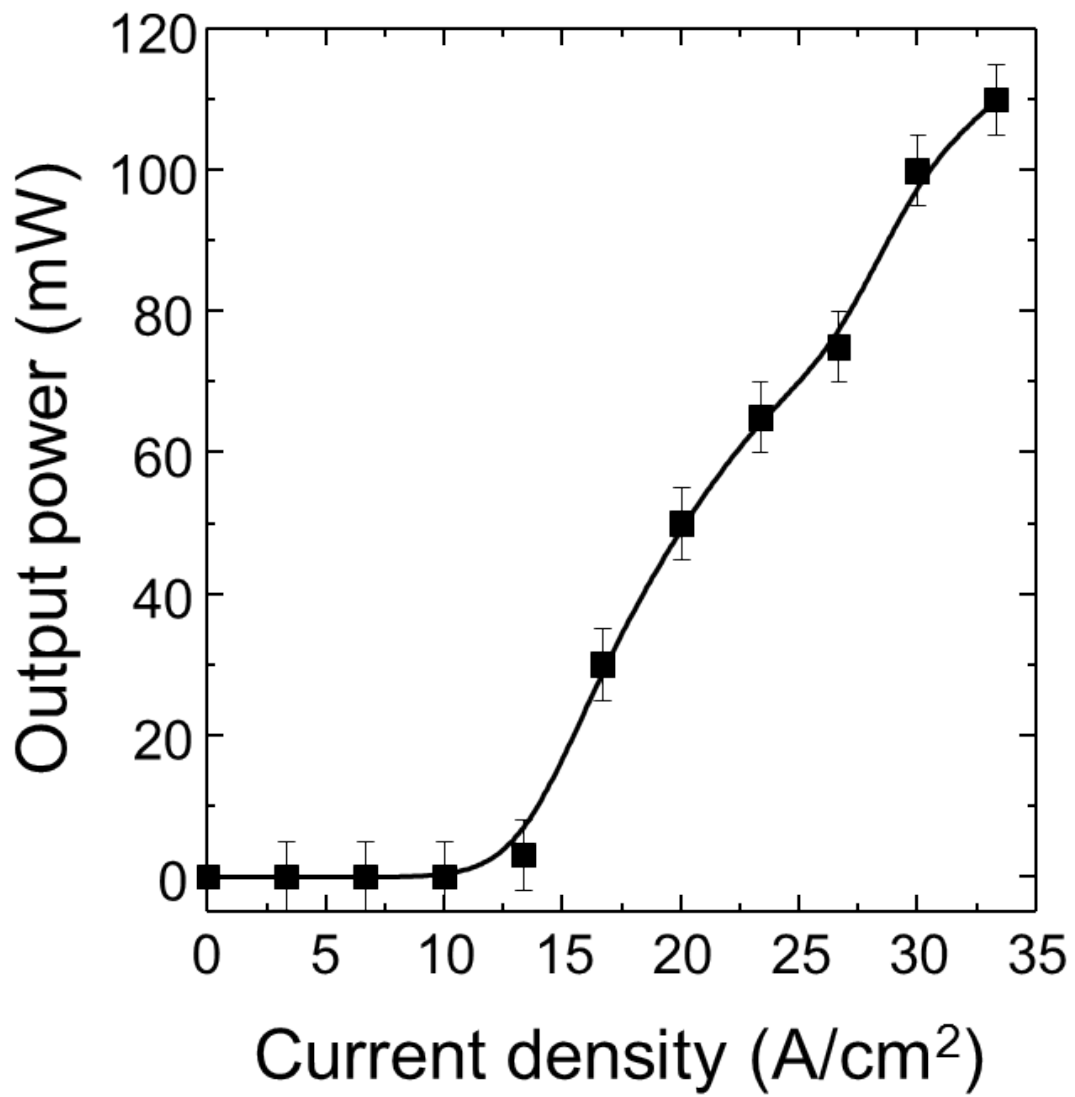


Fig. 4-28 Si レーザー#3 Lot 3 の発光パワー（片側出力）の注入電流密度依存性

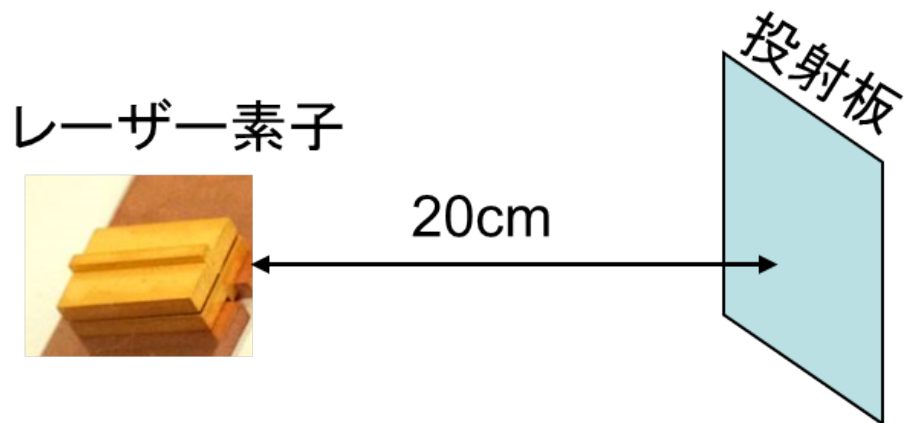


Fig. 4-29 Si レーザー#3 Lot 3 と投射板の位置関係

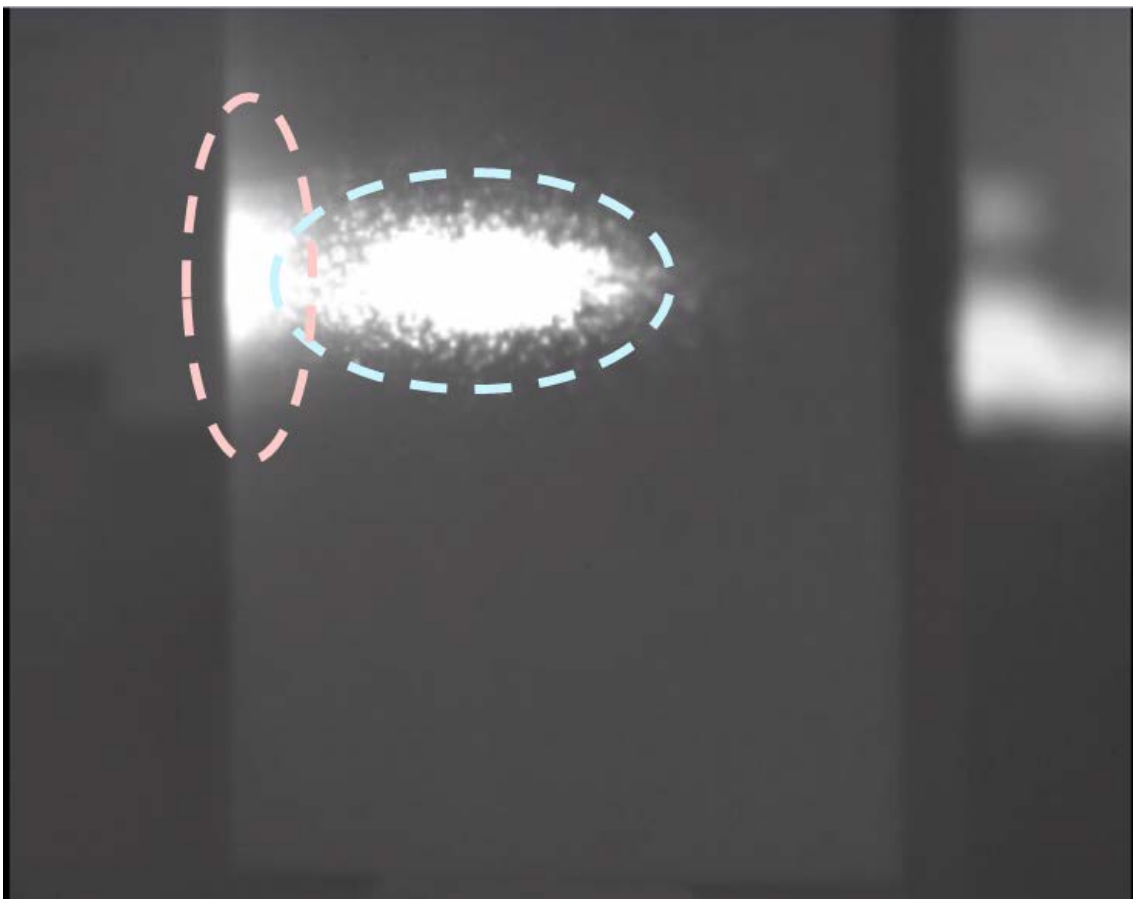


Fig. 4-30 Si レーザー#3 Lot 3 投射光の様子 赤外線カメラ像

4.14 第 4 章まとめ

本章では高出力な Si レーザーの作製をするために、より光学的に Si の光増幅特性を評価した。Si 結晶の光学的な特徴から起因する測定の困難性を排するために、SOI 基板を材料とした光閉じ込め効果の高い光導波路を作製した。その後 DPP 援用アニール加工を施すことで光増幅機能を付与した。この光導波路の一方の端面から赤外レーザー光を入射し導波させ、他方の端面からの出射光パワーを測定した。その結果、光増幅利得特性を光学的に直接評価することができた。評価の結果、波長 $1.31 \mu\text{m}$ の光に対し、微分利得係数 $g = 2.6 \times 10^2 \text{ cm/A}$ 、透明化電流密度 $J_{tr} = 1 \text{ mA/cm}^2$ 、飽和光パワー密度 $P_{\text{sat}} = 30 \text{ kW/cm}^2$ を得た。

入射光パワーによる利得飽和が確認できたことから、本測定方法による光増幅利得の評価が妥当であることを確認した。また、電流密度の増加とともに光増幅利得が飽和する事を確認した。光導波路を用いた測定は利得ボリューム比が Si-PD を用いた測定と 1×10^4 倍異なるために測定値に違いがあった。

Si の光増幅特性の評価結果を基に高出力化 Si レーザー設計・作製・評価を行った。Si レーザー#2、Si レーザー#3 Lot 1、Lot 2、Lot 3 の 4 つのレーザーについての特性を示した。Si レーザー#2 では導波路幅を $800 \mu\text{m}$ と Si レーザー#1 の導波路幅 ($8 \mu\text{m}$) と比べて 100 倍大きくすることで出力光の増大を狙った。アニールの結果、ASE 光が確認できた。その ASE 光にはアニール光の波長と同一の波長のピークが存在し、DPP 援用アニールの効果であるアニール光と同一の波長を発光する効果（フォトンブリーディング効果）を確認した。これは大型化により構造因子が薄まり、DPP 援用アニール光をほどこされた Si の性質があらわになったためである。また、複数のピーク間のエネルギーが横型音響 (TA 20 meV)、縦型光学 (LO 50 meV) フォノンエネルギーに対応するフォノンサイドバンドも確認でき、DPP 援用アニールの効果による発光であることを確認した。

Si レーザー#3 では非常に単純な導波路構造をしており、幅 1 mm と厚み $100 \mu\text{m}$ 、共振器長 15 mm という設計を行った。DPP 援用アニールを施した Si は E_g より小さな光子エネルギーをもつ波長の光を発光を可能にする。よって光吸収による損失が無視できるため、大型化によって共振器で得られる利得を大きくすることを試みた。さらに電極面積も大型化するので、注入可能な電流量が大きくなり高出力が期待できた。Si レーザー#3 lot 1 は前段階として、共振器長 10 mm の Si レーザーを作製した。DPP 援用アニールを施したところ、それぞれ $1.31 \mu\text{m}$ 、 $1.37 \mu\text{m}$ 、 $1.40 \mu\text{m}$ で発振し、ピークのホッピングを確認した。ピークのホッピングはレーザーにおいて確認される現象で、さらにそのホッピングしたピークはアニール光の波長である $1.31 \mu\text{m}$ とのエネルギー差は 40 meV 、 60 meV と横型音響フォノン (20 meV) の整数倍と、DPP 援用アニールの効果を確認した。Si レーザー#3 lot 2 は共振器長 15 mm と厚み $150 \mu\text{m}$ の Si レーザーである。金メッキの銅マウントに取り付け、DPP 援用アニールを施したところ、 9.9 A/cm^2 において電圧がドロップししきい値電流密度は 9.9 A/cm^2 と

確認した。またレーザーの側部から発光を確認した。Si レーザー#3 lot 3 は Lot 2 と同等で、DPP 援用アニールを施したところ、アニール光のモードに倣って発光モードが収束し、Si レーザー端部での発光を確認した。出力光パワー（片側）の電流密度依存性を評価したところ、 33 A/cm^2 にて最大 110 mW (外部量子効率 2.3%) を確認し、しきい値電流密度 12 A/cm^2 を確認した。これは Si レーザー#1 (40 A/cm^2) と比べて約 1/3 程度であり、共振器長を長くしたことにより共振器で得られる利得が大きくなったこと、p 層は B 注入のために屈折率が高く光閉じ込め係数が想定より大きくなったためと考えられる。外部量子効率を両側出力で換算したときは片側の二倍で 4.6%、外部微分量子効率は片側 3.6%、両側 7.2% である。通信用の $1.3 \mu\text{m}$ 量子井戸レーザー SLT1130[96] は外部量子効率 7.0%、外部微分量子効率 7.8% と比較しても遜色ない結果が得られた。次にレーザーからの光を 20 cm 離れた投射板に投射したところ、光のスポットがうろこ状となるスペックルを確認し、これは干渉性の高い誘導放出光が主であることを示した。この様な大出力レーザーを実現できた理由については、Si が赤外光に対して吸収損失が非常に小さい特性を持つためである。

5 まとめ

本章では本論文の結論と展望について述べる

5.1 結論・展望

本研究では Si が赤外光に対して吸収が小さいこととドレスト光子フォノン (DPP) を利用することで、ホモ pn 接合 Si 赤外レーザーは従来の化合物半導体を用いたレーザーでは実現し得ない次のような特徴を持つことを述べた。

DPP を用いた Si 赤外レーザーの特徴とは

- ・ DPP 援用アニール時のアニール光と同一の光を発振
 - 1. 発振波長が制御可能
 - ・ 赤外光を発光させたとき、吸収損失が非常に小さく透明化電流密度も非常に小さい
 - 2. しきい値電流密度が小さいレーザーが実現可能
 - 3. 出力光パワーの大きいレーザーが実現可能

である。そこで、「低しきい値電流密度 Si レーザー」と「高出力 Si レーザー」の実現を試みた。

第3章「低しきい値電流密度 Si レーザー」では、Si の光増幅特性を光増幅型赤外 Si-PD を用いて評価し、その結果を基に低しきい値電流密度 Si レーザーの設計・作製・評価を行った。Si の特性評価を行う時、Si は赤外光 (波長 1.3 μm) に対して透明であること、pn ホモ接合を用いているために光閉じ込めが非常に小さいことから、従来の光増幅特性の評価方法を適用することが困難であった。そこで、筆者が修士論文にてまとめた光増幅型赤外 Si-PD (詳細は付録 A に記載) を用いて、微分利得係数 $g = 38.4 \text{ cm/A}$ 、透明化電流密度 $I_{tr} = 5 \text{ A/cm}^2$ と評価した。そしてそれらの値と等価屈折率法を用いて光導波路構造の寸法から導出した光閉じ込め係数と併せてしきい値電流密度を計算したところ、実測値である 1.1-2.0 kA/cm^2 (これは従来の直接遷移型半導体レーザーのしきい値とほぼ同等) に近い値が得られたので、光増幅型赤外 Si-PD による評価が妥当であることを示せた。その後、しきい値電流密度が 10 A/cm^2 以下となるような光閉じ込め係数を持つ、SOI 基板を用いた Si レーザー #1 を設計した。Si レーザー #1 を作製するため、SOI 基板に対して pn 接合を形成するとともに、空乏層部がドレスト光子の発生源となるように 700 keV の高い加速度電圧でイオン打ち込みを施した。レーザーの作製プロセスには、汚染を防ぐためドライプロセスを中心として、EB 描写、ICP-RIE、スパッタリング、プラズマ CVD、研磨機、劈開機を用いる新規のプロセスフローを考案・確立に成功した。作製したレーザー構造に対して DPP 援用アニールを施して、レーザーとしての特性を示した。室温 25 度、波長 1.4 μm にて鋭いピークを確認した。しきい値電流密度が低く電流を注入すると速やかに発振するため増幅された自然放出光 (ASE 光) は確認できなかった。正確にしきい値電流密度を評価するためにパルス

電圧により測定した IV 特性を用いたところ、 40 A/cm^2 において微少な減少が見られたので 40 A/cm^2 をしきい値電流密度とした。これは先行研究 Si レーザーに比べ $1/50$ の小さな値である。従来の化合物半導体をレーザー材料として利用した場合には、このような低しきい値電流密度を実現することは困難である。この非常に小さな値を実現した最たる理由は、Si は赤外光に対して非常に小さな透明化電流密度をもつためである。

第 4 章「高出力 Si レーザー」では Si の赤外光に対して吸収損失がほとんど無視できることから、高出力 Si レーザーの実現を試みた。導波路幅の広い光導波路を作製し、Si の光増幅特性について光学的な評価をした。すなわち光導波路の一端にレーザー光を入射させ、光導波路への電流注入量を変化させながら他端からの出射光強度を測定した。この評価により微分利得係数 $g = 2.6 \times 10^{-2} \text{ cm/A}$ 、透明化電流密度 $I_{tr} = 1 \text{ mA/cm}^2$ 、飽和光パワー密度 $P_{\text{sat}} = 30 \text{ kW/cm}^2$ を得た。入射光パワーによる利得飽和が確認できたことから、本測定方法による光増幅利得の評価が妥当であることを確認した。光導波路を用いた測定は利得ボリューム比が光増幅型赤外 Si-PD を用いた測定と 1×10^4 倍異なるために評価値に違いが出た。

得られた特性値から Si レーザーが高出力化に適していることに着目し、高出力化 Si レーザーの新設計を行った。Si レーザー#2 は導波路幅を広くすることで出力光強度を大きくすることを試みた。その結果増幅された自然放出光のスペクトルを得た。このスペクトルはアニール波長に一致したピーク、フォトンブリーディング効果の確認とフォノンエネルギーに対応した間隔の複数ピーク（フォノンサイドバンド）の確認をした。

次に Si レーザー#3 の構造はさらに共振器長を長くし、断面積を大きくした。共振器で得られる利得を大きくすることにより光閉じ込め効果は小さくなるがしきい値電流密度の増加を抑え、電流注入量を増やすことによって大出力を可能にさせた。また、断面積が大きいくことで出力光パワー密度を抑えることによってレーザーの破壊も防いだ。Si レーザー#3 Lot 1 は前段階として、共振器長 10 mm の Si レーザーを作製した。DPP 援用アニールを施したところ、 $1.31 \mu\text{m}$ 、 $1.37 \mu\text{m}$ 、 $1.40 \mu\text{m}$ でそれぞれ発振し、ピークのホッピングを確認した。ピークのホッピングはレーザーにおいて確認される現象で、さらにそのホッピングしたピークはアニール光の波長である $1.31 \mu\text{m}$ とのエネルギー差は 40 meV 、 60 meV と横型音響フォノン (20 meV) の整数倍であり、フォノンサイドバンドであることを確認した。

Si レーザー#3 Lot 2 は共振器長 15 mm と厚み $150 \mu\text{m}$ の Si レーザーである。金メッキの銅マウントに取り付け、DPP 援用アニールを施したところ、 9.9 A/cm^2 において電圧がドロップししきい値電柱密度は 9.9 A/cm^2 と確認した。またレーザーの側部からの発光を確認した。

Si レーザー#3 Lot 3 は Lot 2 と同等で、DPP 援用アニールを施したところ、アニール光のモードに倣って横モードが収束し、Si レーザー一端部での発光を確認した。出力光パワー（片側）の電流密度依存性を評価したところ、 33 A/cm^2 にて最大 110 mW （外部量子効率 2.3% ）を確認し、Lot 2 と同等のしきい値電流密度 12 A/cm^2 を確認した。これは Si レーザー#1 (40 A/cm^2) と比べて約 $1/3$ 程度であり、共振器長を長くしたことにより共振器で得られる利得

が大きくなったこと、Bの打ち込みによりp層の屈折率が高くなったため光閉じ込め係数が想定より大きくなったためと考えられる。外部量子効率を両側出力で換算したときは片側の二倍で4.6%、外部微分量子効率は片側3.6%、両側7.2%である。通信用の1.3 μm 量子井戸レーザーSLT1130[96]は外部量子効率7.0%、外部微分量子効率7.8%と比較しても遜色ない結果が得られた。次に、レーザーからの光を20 cm離れた投射板に投射したところ、光のスポットがうろこ状となるスペckルを確認し、これは干渉性の高い誘導放出光が主であることを示した。Fig. 5-1に、本論文で実現したSiレーザー#1, #3と先行研究におけるSiレーザー、InAs/GaAs量子ドットレーザー[97]のしきい値電流密度と最大出力をまとめたものを示す。Siレーザー#3は量子ドットレーザーと比較してもしきい値電流密度を大きく下げただけで無く、出力についても非常に高い値が得られた。そして、しきい値電流密度と出力についての向上可能な余地はまだ大きい。

展望としてしきい値電流密度・出力パワーの改善については端面の平行度の改善によって可能である。また、注入可能な電流を増やすために電極材料・ヒートシンク・接合材料等の選択も重要になってくる。そしてDPP援用アニール条件と発光効率の関係に関して更なる解明が必要である。本論文ではイオン濃度とイオン種についての関係を原理において紹介したことにとどまっている。しかし、レーザーを実現したことでコヒーレンス性の高い光を利用することが可能になり、DPP援用過程についてより詳しい解析が出来ることになった。具体的には従来のDPP援用アニールの最適化、機構解明がDPP援用アニールの施した結果がLEDの発光パワーの増加分のみで議論していたのに加えて、発光ピークの鋭さ、コヒーレンス性等を加えて議論が可能になった。

最後に本博士論文を通して、研究の独自性についてまとめたものをTab. 5.1に掲載する。Siレーザー#1~#3についてのイオン打ち込み条件をまとめたものをTab. 5.2に、その目的・結果等についてまとめたものをTab. 5.3に掲載する。

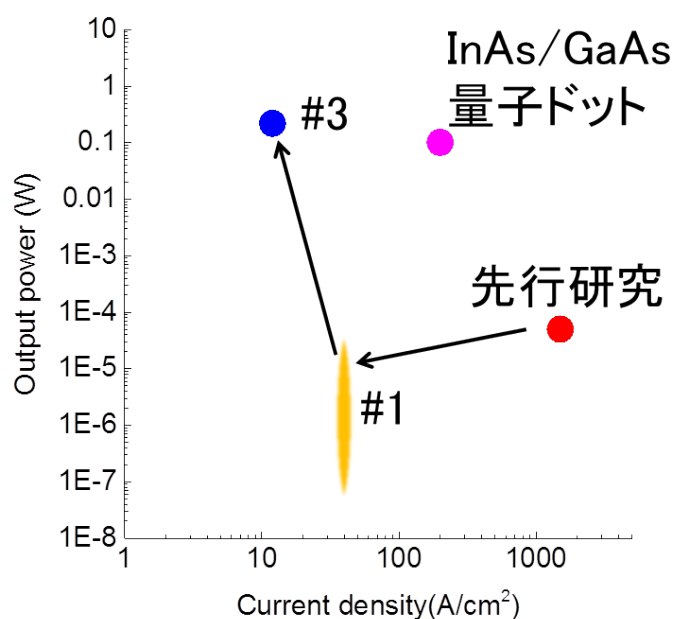


Fig. 5-1 本論文の Si レーザーと InAs/GaAs 量子ドットレーザー[97]のしきい値電流密度、最高出力のまとめ

Tab. 5.1 本博士論文における研究内容の独自性について

光増幅特性評価	光閉じ込めの小さなホモ pn 接合 Si でも光増幅型赤外 Si-PD を用いることで光増幅特性評価を可能にした。SOI 基板を用いた導波路を利用して、光増幅特性を光学的に直接評価した。
プロセス	SOI 基板の利用を前提としたレーザー構造作製のための新規プロセスの確立、SOI 基板からレーザー構造まで一貫して条件の最適化を行い、作製した。
しきい値電流密度削減	しきい値電流密度が非常に小さいことを活用した。光閉じ込め係数が大きい構造を設計・作製したことによってその特性を活かすことに成功し、しきい値電流密度を大きく削減した。 (1.1-2.0 kA →40 A/cm ²)
しきい値電流密度推定	パルスを用いて評価した IV 特性を用いることによって、精密にしきい値電流密度を確認した。
大出力化	レーザーの大型化 (導波路幅 1 mm、共振器長 15mm) により、大出力化を達成 (両側 220 mW)、さらにしきい値電流密度についても削減した (12 A/cm ²)。

Tab. 5.2 Si レーザー#1~#3 イオン打ち込み条件

	イオン種	加速度電圧	最大イオン密度
#1	B	最大 700 keV 7 段打ち込み	10^{19} cm^{-3}
#2	As	最大 700 keV 7 段打ち込み	10^{19} cm^{-3}
#3	B	最大 700 keV 7 段打ち込み	10^{19} cm^{-3}

Tab. 5.3 Si レーザー#1~#3 目的と結果

	目的	原理	手法	結果
#1	しきい値 電流密度低減	透明化電流密度が小さいことを活用、 光閉じ込め係数の大きな構造設計	導波路幅 8 μm 共振器長 500 μm SOI 基板の利用	しきい値電流密度 40 A/cm ²
#2	高出力化	吸収損失が小さいことを活用	導波路幅 800 μm 共振器長 2 mm	ASE 光 アニール光と同一波長のピーク
#3			導波路幅 1 mm 共振器長 10, 15 mm	両側出力 220 mW 外部量子効率 4.6% 外部微分量子効率 7.2% しきい値電流密度 12 A/cm ²

A 付録 光増幅型赤外 Si-PD

本付録では第三章にて Si の光増幅特性評価に用いた光増幅型赤外 Si 光検出器 (Silicon Photo Detector : Si-PD) についてまとめた。

A.1 光増幅型赤外 Si-PD の背景

Si は地球上に豊富に存在し、毒性の低い物質であり、多くの電子デバイスや光デバイス用の材料として広く用いられている。例えば Si-PD は広く使われている光電変換素子であるが、その長波長側の感度限界は Si の $E_g (=1.12 \text{ eV})$ [98]によって制限され、波長 $1.11 \mu\text{m}$ 以上では感度が急激に低下する。そのため光ファイバ通信には Si よりも E_g の値の小さい Ge[99]、InGaAsP[100]や InGaAs[101]などが用いられてきた。しかし Ge 光検出器は暗電流が多く、冷却が必要な場合が多い。また、InGaAs 光検出器は製造の際に毒性の高い有機金属を使用し、また高価格などの問題があり、最近では In をはじめとする資源も枯渇しつつある。もし Si-PD の感度限界が波長 $1.11 \mu\text{m}$ を超えて波長 $1.3 \mu\text{m}$ 以上の近赤外領域まで拡大すれば、これらの問題を解決する事ができる。さらに Si-PD は電子デバイスとの整合性が高いなどの利点を有する。そのために、Si のミッドバンドギャップ吸収[102–104]や表面状態による吸収[105,106]、内部光子放出吸収[107,108]、二光子吸収[109,110]などを利用した光電変換デバイスがこれまでに報告されている。しかし例えばミッドバンドギャップ吸収を利用した場合、感度は波長 $1.3 \mu\text{m}$ においてわずか 50 mA/W に留まっている[102]。

この感度を増加させるため、新しい Si-PD を実現した。この Si-PD は DPP 援用過程を利用した作製法および発光の原理[86]を応用した。即ち、光を照射しながらジュール熱アニールを行い、Si 結晶中の不純物 (ボロン : B) 濃度の空間分布を自己組織的に制御して DP を効率よく発生させた。この方法で作製した新しい Si-PD の光電流は入射光に駆動される誘導放出過程によって変動する。この誘導放出過程は光増幅をもたらすので、この Si-PD の感度が著しく増加した。

A.2 光増幅型赤外 Si-PD の諸特性

本節では IV 特性、分光感度特性、光増幅特性を評価した結果を示す。

A.2.1 IV 特性

光増幅型赤外 Si-PD の加工条件であるイオン注入条件と Si 基板の条件は Tab. A.1 の通りである。

Tab. A.1 イオン注入条件、Si 基板条件

イオン種	加速度電圧	ドーズ量	Si 基板	厚み	素子サイズ
B	700 keV	$5 \times 10^{13} / \text{cm}^2$	(100) n 型 As ドーピング	625 μm	$1 \times 2 \text{ mm}^2$

Tab. A.2 アニール条件 (IV 特性測定評価用 Si-PD)

電流密度値	アニール時間	レーザー波長	レーザーパワー
13 A/cm^2	60 min	1.3 μm	1 W

DPP 援用アニール加工による IV 特性の変化を評価した。ここでのアニール条件は Tab. A.2 の通りである。また IV 特性の評価中に波長 1.3 μm パワー 1 W のレーザーをデバイスに照射した場合も評価した。レーザーを Si-PD に照射しながら IV 特性を評価することで、レーザーが Si-PD の動作にどのような影響を与えるかを確認することが可能である。IV 特性の評価方法はジェネレータによる電流制御を行い、電流密度 0~12 A/cm^2 、周波数 20 mHz の三角波電流を出力するようにした。電圧は安定化電源におけるモニタリング端子から計測した。その IV 特性評価の結果を Fig. A-1 に示す。IV 特性はいずれの条件においても 3.75 A/cm^2 を頂点に負性抵抗が存在することが確認できた。これは同様のアニール加工法によって作製した赤外 Si-LED でも同様に見られる[86]。イオン注入条件における加速度電圧が低い場合の他基板の IV 特性では、このような負性抵抗は確認できなかった。電流の値が大きくなると自然放出が種となった DP が発生し、自然放出と誘導放出によって電圧が低くなったと考えられる。これは誘導放出が起きると、電子が光子へと変換されることでデバイス内部の電子密度が下がり、電子をデバイスに注入するために必要な電圧が小さくなるためである。

次に、アニール前後の IV 特性 (曲線 A と C) を比較すると、負性抵抗の傾きが大きくなっている。これはアニール加工によって DP が pn 接合界面で効率よく発生し、自然放出確率が大きくなり自然放出光が引き起こす誘導放出がアニール前と比較して多く発生したためである。測定中のレーザー照射の有無 (曲線 A と B、曲線 C と D) を比較するとレーザーを照射した場合、電圧値が小さくなったことを確認した。これは誘導放出による電圧降下がレーザー照射によって引き起こされたためである。さらにレーザー照射による電圧

降下量はアニール後の方が大きいことから、アニールの効果によって DP が効率よく発生し、誘導放出確率が大きくなったことを示す。

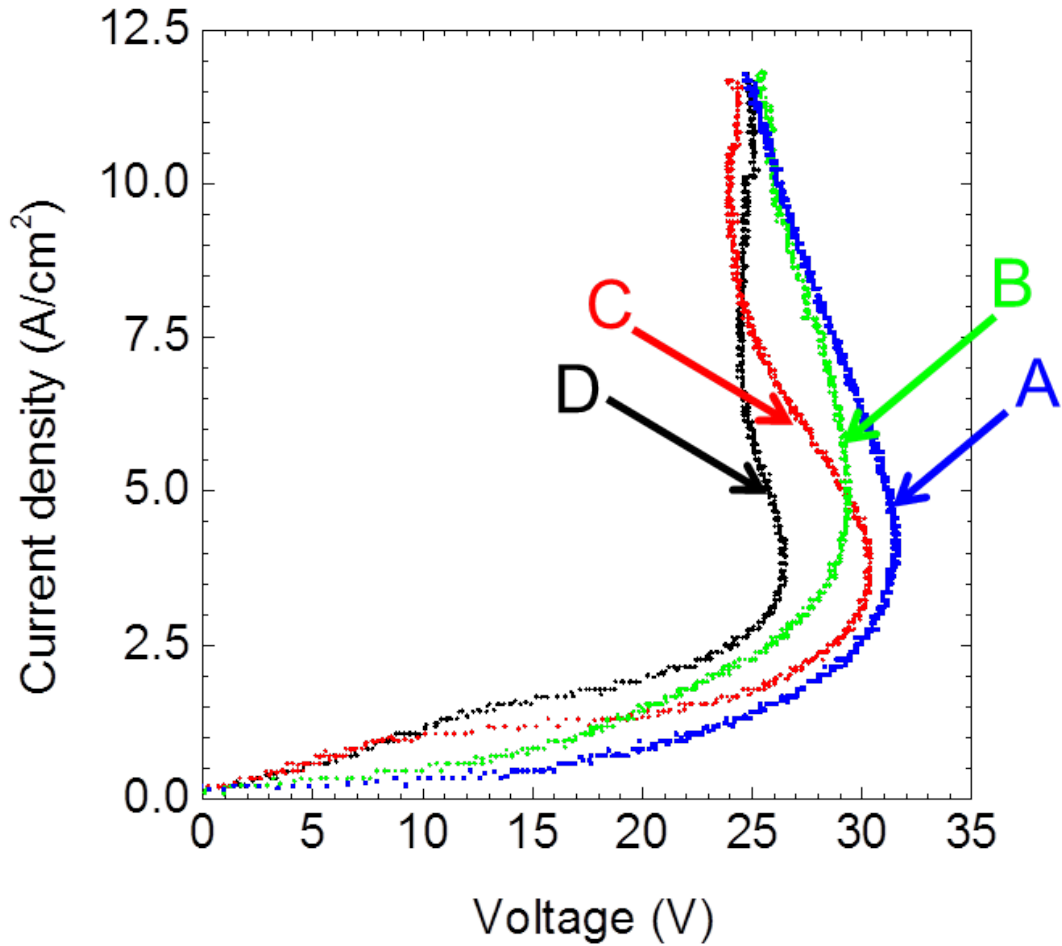


Fig. A-1 Si-PD IV 特性 A : アニール前レーザー照射なし B : アニール前レーザー照射あり C:アニール後レーザー照射なし D:アニール後レーザー照射あり

A.2.2 分光感度特性

分光感度特性を評価した。ここではゼロバイアス下における分光感度特性、逆バイアス下における $1.3\ \mu\text{m}$ の感度特性、順方向電流を印加した場合の感度特性を示す。ゼロバイアス下における分光感度特性評価で用いた光源はキセノンランプで、これを分光器を用いて線幅 $2\ \mu\text{m}$ にて各波長における光パワーを InGaAs フォトダイオード（浜松ホトニクス（Hamamatsu Photonics）製、G8370-82）[111]によって測定した。この測定した光パワーをもって、Si-PD を評価した。その分光感度特性の結果を Fig. A-2 に示す。

曲線 A は DPP 援用アニール後、B は DPP 援用アニール前の Si-PD の感度である。C は参照用の Si-PD（浜松ホトニクス製 S3590-09）[112]の感度である。アニール前後の感度曲線を比較して、アニール後は感度の値が高くなっていることを確認した。これは DPP 援用アニールによって pn 接合部において DP が効率よく発生する構造が形成されたためである。また、参照用の Si-PD、S3590 と比較すると $1.05\ \mu\text{m}$ 以上の波長において DPP 援用アニール後のデバイスの感度が上回っていた。とくにバンドギャップに対応する波長、カットオフ波長 $1.11\ \mu\text{m}$ 以上において感度の値は 3 倍以上となっていた。DPP 援用アニール前の Si-PD においても S3590 の感度の値を上回っている波長領域が存在した。これは高い加速度電圧でイオン打ち込みを行ったためにアニール前であっても Si-PD の pn 接合において部分的には DP が発生したためである。

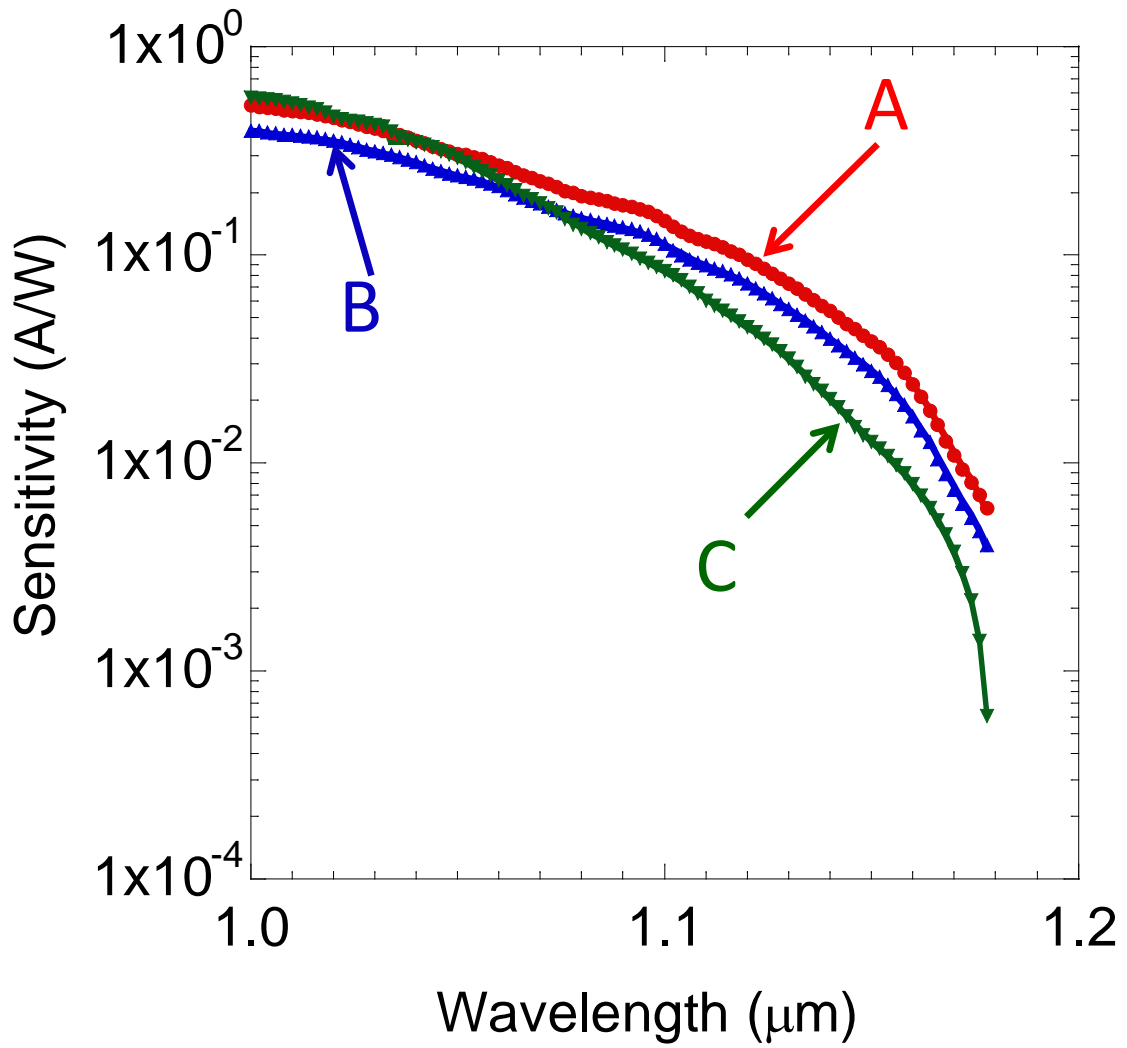


Fig. A-2 ゼロバイアス下におけるデバイスの分光感度 曲線 A : DPP 援用アニール加工

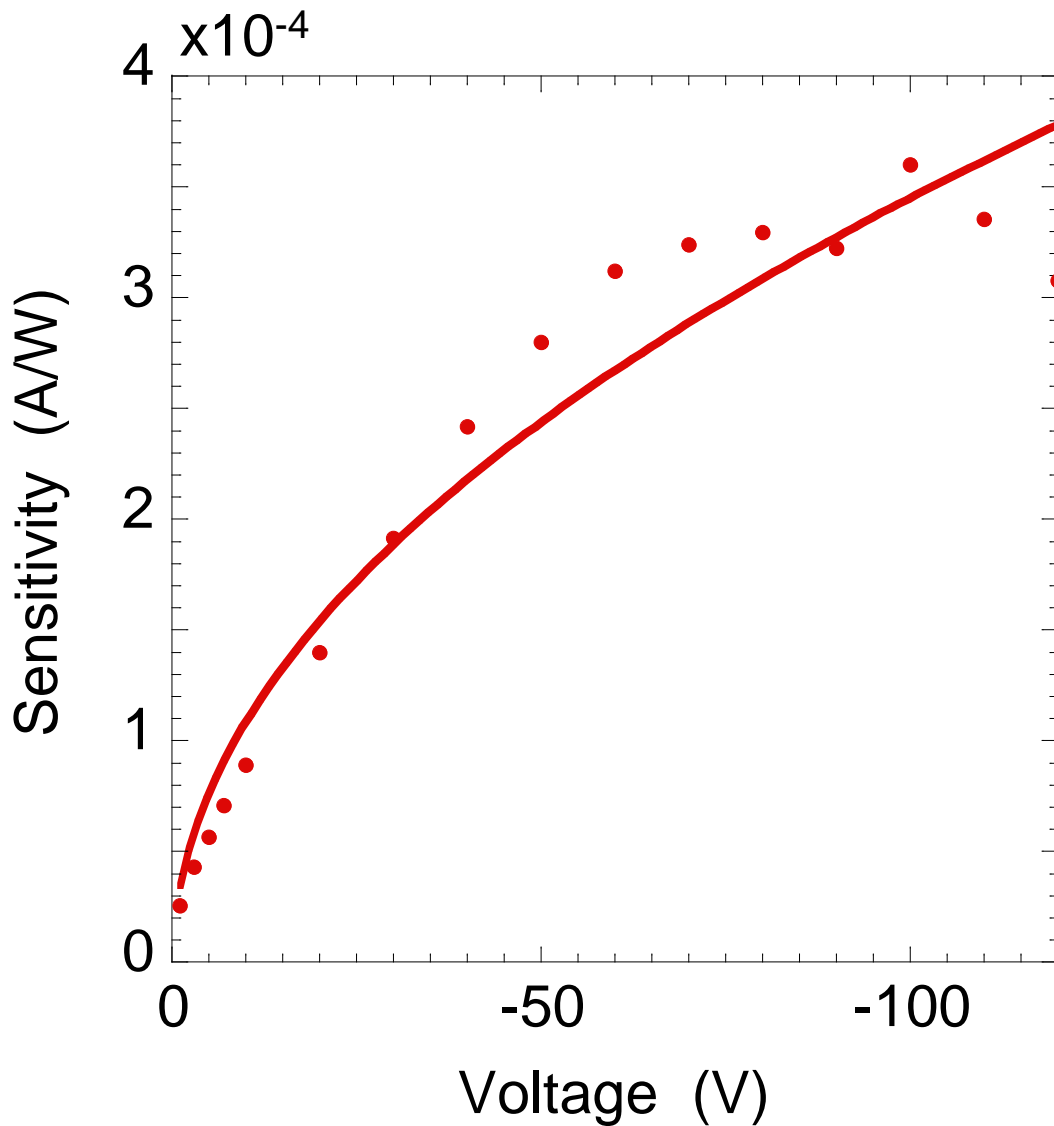


Fig. A-3 逆バイアス下における波長 1.3 μm に対する感度

ゼロバイアス下では 1.3 μm の感度の測定が困難だったため、逆バイアス下において 1.3 μm の感度評価を行った。光源には半導体レーザーを用いて、光パワーは 120 mW であった。安定化電源を定電圧モードにし 1 k Ω の負荷抵抗の両端の電圧変動を測定した。その結果を Fig. A-3 に示す。感度は -60 V から飽和しているため、電子の雪崩現象[113]による感度増幅は示さなかった。なお、光吸収によって生成された電子正孔対は空乏層から取り出されて光電流となり、かつその値は空乏層の幅 w に比例する事から、幅 w と逆バイアス電圧 V との関係を表す式 $w = C\sqrt{-V}$ [114]を用いて測定値にあてはめた計算結果を図中の曲線に示す。

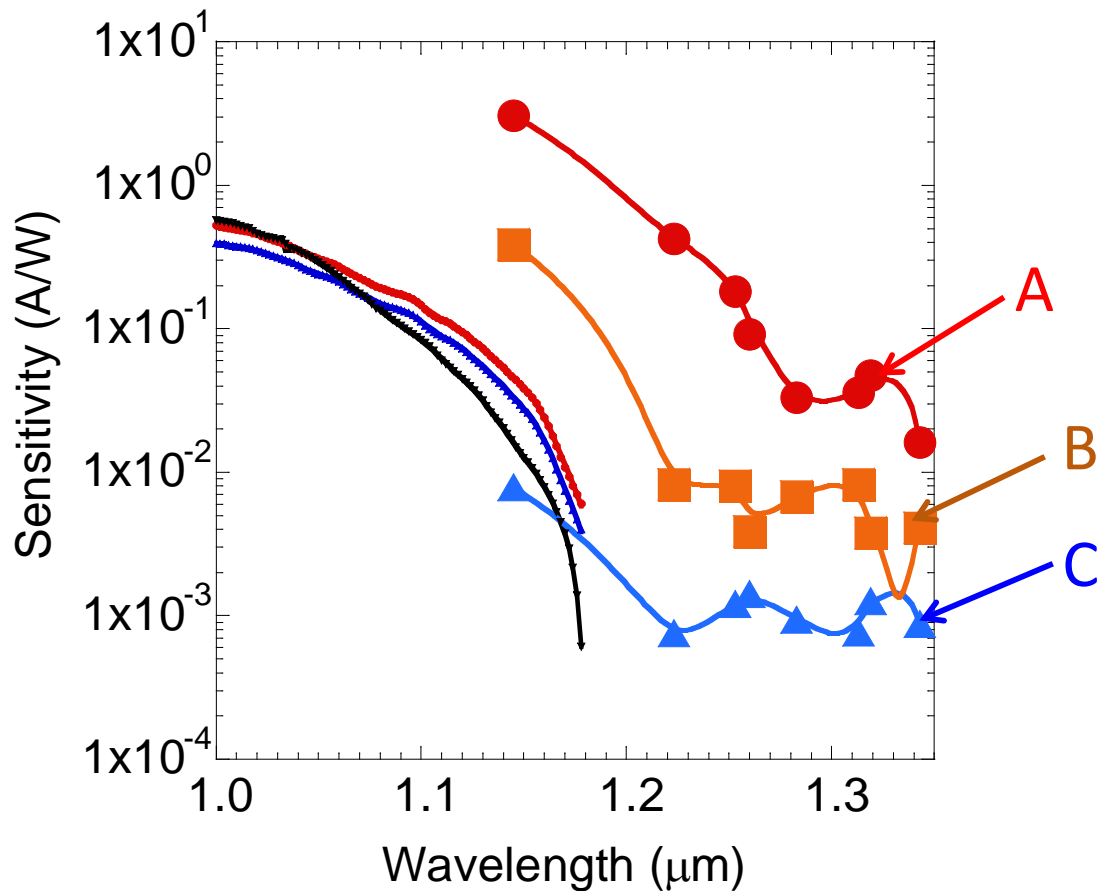


Fig. A-4 順方向電流を注入したときにおける、デバイスの感度 A : 順方向電流密度値 10 A/cm^2 B : 3.5 A/cm^2 C : 1 A/cm^2

次に順方向電流で Si-PD を駆動させ、誘導放出を動作原理に用いた分光感度特性の評価を行った。光源には広波長帯域可変光パラメトリック発振器にて $1.14 \sim 1.34 \mu\text{m}$ に変調したレーザー光を用いた。励起源は 850 nm のフェムト秒チタンサファイアレーザーである。電源は負性抵抗のために定電流モードとなるため、測定時の電流値における微分抵抗にて測定した電圧変動を割ることで電流変動とした。その電流変動分を入射光パワーで割ることにより、感度とした。Fig. A-4 に順方向電流を注入した際のデバイス分光感度評価の結果を示す。順方向電流密度値は A : 10 A/cm^2 、B : 3.5 A/cm^2 、C : 1 A/cm^2 である。順方向電流を注入することで、ゼロバイアス下では測定の出来なかった波長 $1.20 \mu\text{m}$ 以上の領域でも感度が発現し、測定することが可能となった。順方向電流密度が大きいほど、感度が高くなることを確認した。順方向電流 10 A/cm^2 では、 $1.15 \mu\text{m}$ における感度は 3.1 A/W であり、量子効率 336% となった。量子効率が 100% を超えていることから、このデバイスの動作原理が誘導放出に基づいていることを示した。また順方向電流 10 A/cm^2 の時の波長 $1.32 \mu\text{m}$ の

感度が $1.34\ \mu\text{m}$ 、 $1.31\ \mu\text{m}$ 、 $1.28\ \mu\text{m}$ の感度と比べて高い値を取ることを確認した。これは DP が効率よく発生する構造が波長によって異なり、DPP 援用アニール加工時の照射光波長に対して DP が効率よく発生する構造が作製されたことを示す。このような DP の波長選択性は光起電力デバイスの表面加工においても示されており[83]、光増幅型赤外 Si-PD の pn 接合部においても同一の現象を示した。

Fig. A-5、Fig. A-6、Fig. A-7 は感度の順方向電流依存性を示す。Fig. A-5 は波長 $1.15\ \mu\text{m}$ に対する感度の順方向電流依存性を示す。順方向電流の増加に従って感度も増加していくが、電流が $2.5\ \text{A}/\text{cm}^2$ から $8\ \text{A}/\text{cm}^2$ に変化するとき感度の増加量が非常に大きい。これは、電流値が $2.5\ \text{A}/\text{cm}^2$ 以上において、反転分布が形成され誘導放出確率が大きくなったためである。また、電流値が $8\ \text{A}/\text{cm}^2$ 以上では感度の飽和を確認した。これは電流値が増加することで自然放出光が増加し、誘導放出の利得が自然放出光に奪われたためである。

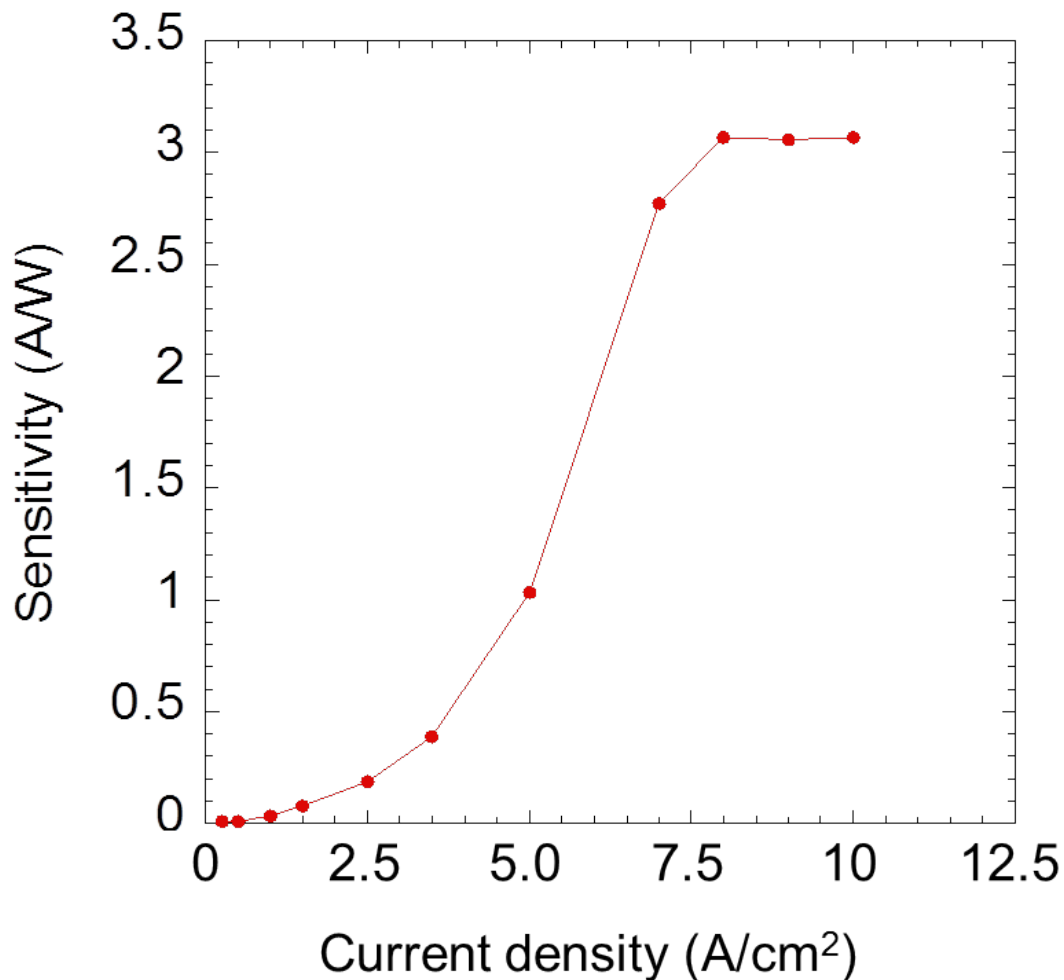


Fig. A-5 波長 $1.15\ \mu\text{m}$ に対する感度の順方向電流密度依存性

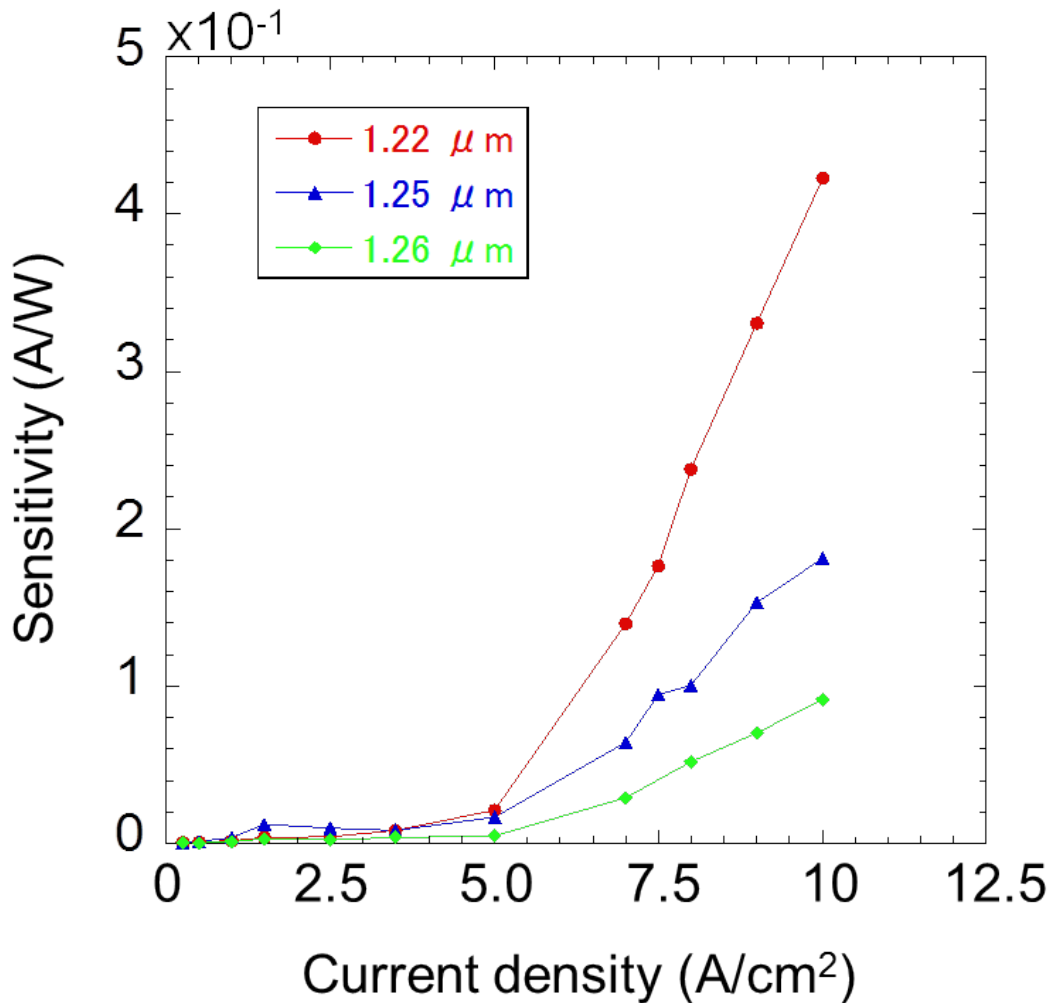


Fig. A-6 波長 1.22 μm 、1.25 μm 、1.26 μm に対する感度の順方向電流密度依存性

波長 1.22 μm 、1.25 μm 、1.26 μm に対する感度の順方向電流依存性を Fig. A-6 に示す。ここでは、5 A/cm^2 以上において感度が急激に増加している。よって、Fig. A-5 の考察にて前述した反転分が電流密度値 5 A/cm^2 以上で形成されたと考えられる。また、5 A/cm^2 以上にかけての感度増加率も光子エネルギーが大きいほど（波長が小さいほど）高いことを確認した。一方で Fig. A-5 と異なり、順方向電流を 10 A/cm^2 まで注入しても感度の飽和が確認されなかった。これが Fig. A-6 の感度と Fig. A-5 との感度を比較すると Fig. A-6 の感度は約 1/10 小さく、誘導放出再結合する電子数が Si-PD に注入された電子に対して十分小さいためである。このことからさらに順方向電流密度を大きくした場合は Fig. A-6 の示す感度はより大きくなると考えられる。

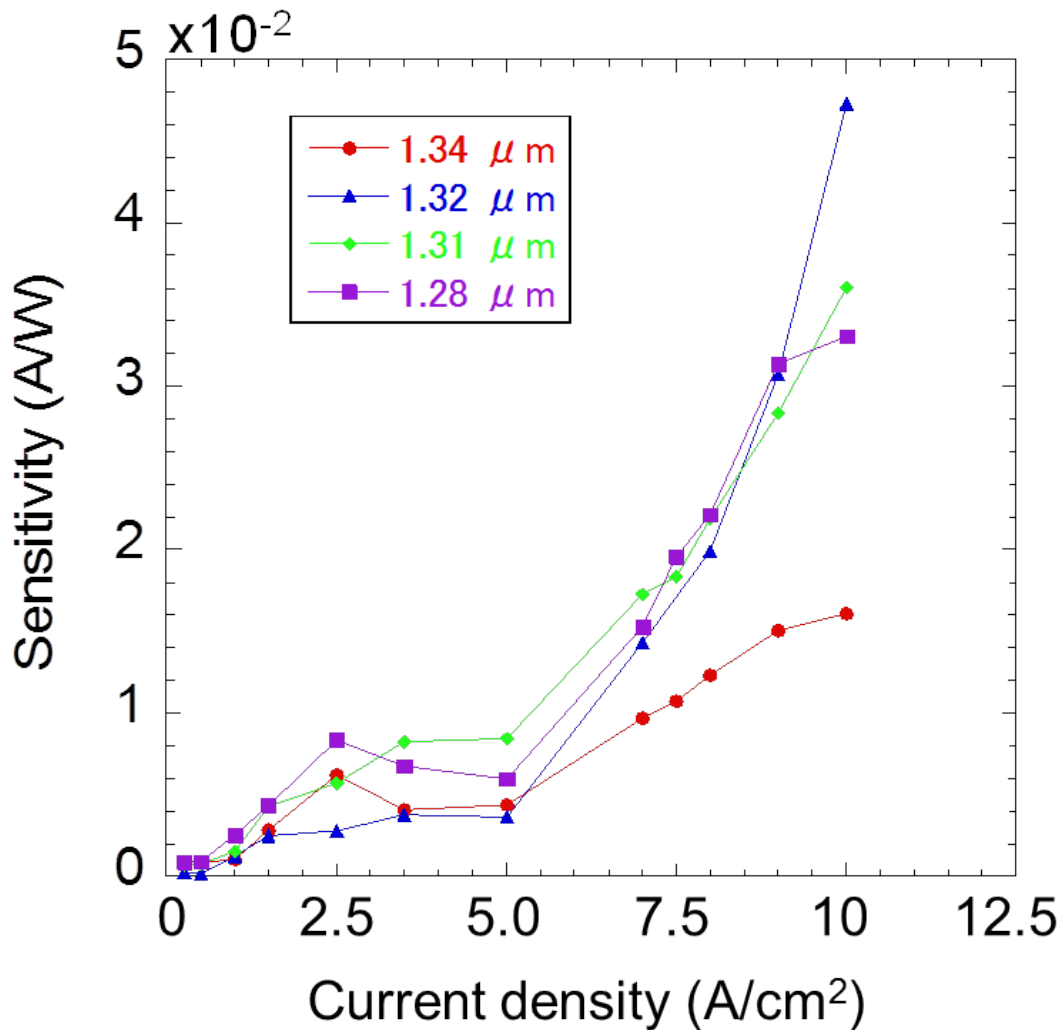


Fig. A-7 波長 1.28 μm 、1.31 μm 、1.32 μm 、1.34 μm に対する感度の順方向電流密度依存性

波長 1.28 μm 、1.31 μm 、1.32 μm 、1.34 μm に対する感度の順方向電流依存性を Fig. A-7 に示す。Fig. A-5、Fig. A-6 と比較して反転分布が形成されるであろう電流値が曖昧になっていた。これは感度が全体的に小さいために、電流値が小さいときの感度のぶれが比較的大きく見えるためである。しかし、電流密度値が 5 A/cm^2 以上の時感度の低下が見られず、感度の増加量も大きいため電流密度値が 5 A/cm^2 の時に反転分布が形成されたと考えられる。また、5 A/cm^2 以上にかけての感度の増加率は 1.32 μm の増加率が Fig. A-7 中で最も高い。これは 1.32 μm が DPP 援用アニール加工での照射光波長に一致しているためである。Fig. A-4 で示した波長選択性は、電流値が 10 A/cm^2 時の感度の大きさに対して示したが、ここでは感度増加率についても DPP 援用アニールのフォトンブリーディング効果によって波長選択性が示された。

A.2.3 光増幅特性

光増幅特性を評価するため、順方向電流で Si-PD を駆動させたときの波長 1.3 μm における電流変動量の入射光パワー依存性を評価した。順方向電流密度を 60 mA/cm^2 、9 A/cm^2 とし、入射光パワーは ND フィルターによって変調した。光増幅型赤外 Si-PD では誘導放出による電流減少量 ΔI を利用しており、その ΔI は誘導放出によって再結合する電子正孔対の数に依存し、

$$\Delta I = e \frac{P}{h\nu} [\exp(GL) - 1] \quad (\text{A.1})$$

と表される。ここで e は電子の電荷、 h は光子エネルギー、 P は入射光パワー、 G は誘導放出利得である。

波長 1.3 μm の入射光パワーと電流変動 ΔI の値との関係を Fig. A-8 に示す。順方向電流密度 A : 60 mA/cm^2 、B : 9 A/cm^2 における点が実測値である。60 mA/cm^2 の場合には入射光強度の増加とともに ΔI の値は飽和しているが、9 A/cm^2 では ΔI の値は飽和せず、単調増加を示している。ここで曲線 A, B は上記の式の関係を用いて実験結果にあてはめた計算結果である。なお G は入射光パワーに依存するので[115]

$$G = \frac{g}{1 + \frac{P}{P_s}} \quad (\text{A.2})$$

$$g = g_0(J - J_{tr}) \quad (\text{A.3})$$

ここで g 、 P_s 、 J_{tr} は各々小信号利得係数、飽和パワー、透明化電流密度である。 g は注入電流密度 J に依存する。あてはめの結果、曲線 A では $g = 3.2 \times 10^{-4}$ 、 $I_s = 17 \text{ mW}$ 、曲線 B では $g = 2.2 \times 10^{-2}$ 、 $I_s = 7.1 \times 10^2 \text{ mW}$ であった。順方向電流の増加とともに g 、 P_s の値が増加するのは再結合する電子数が増加することに起因する。Fig. A-8 の実測値と計算値とがよく一致していることから、順方向電流を流すことによる感度の著しい増加は誘導放出による光増幅に起因する事を確認した。

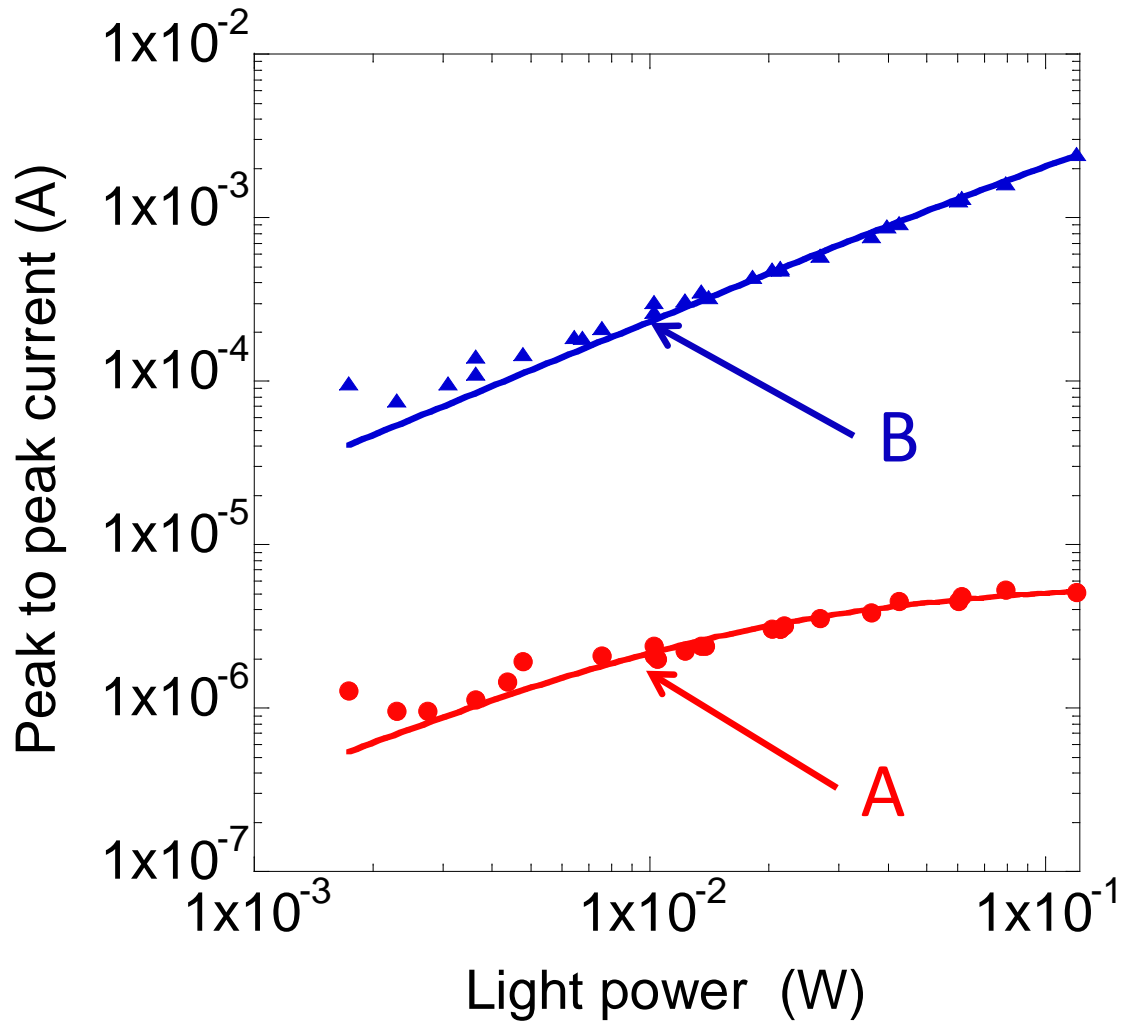


Fig. A-8 デバイスの電流変動、入射光パワー依存性 (波長 1.3 μm) 曲線 A: 電流密度値 60 mA/cm^2 B: 9 A/cm^2

A.3 光増幅型赤外 Si-PD のまとめ

ホモ pn 接合を有する Si 結晶に DPP 援用アニールリングを施し、光増幅型赤外 Si-PD を実現した。この Si-PD はゼロバイアス下において波長 $1.16 \mu\text{m}$ 以上の入射光に対して、既製品の Si-PIN フォトダイオード (S3590-09) の約 3 倍高い値を示した。逆バイアス下では波長 $1.32 \mu\text{m}$ に対して感度を確認し、その感度は -100 V において $3.6 \times 10^{-4} \text{ A/W}$ であった。また感度飽和を確認したことから、電子雪崩による感度増幅はなかったことを示した。順方向電流を加えて光増幅を動作原理に用いた場合、著しい感度増加が確認された。DPP 援用アニールにおけるアニール光にも用いた波長 $1.32 \mu\text{m}$ の感度はその周辺波長よりも感度が高くなっており DP による波長選択性を示した。波長 $1.15 \mu\text{m}$ においては量子効率 336% と 100% を超え、誘導放出を動作原理としていることを示した。この光増幅特性を評価するため順方向電流密度を固定し、光入射による電流変動の入射光パワー依存性を評価したところ、順方向電流密度が 9 A/cm^2 における波長 $1.3 \mu\text{m}$ に対する光増幅の小信号利得係数、飽和パワーの値は各々 2.2×10^{-2} 、 $7.1 \times 10^2 \text{ mW}$ となった。

参考文献

1. R. Melinda, Photonics Spectra <http://www.photonics.com/Article.aspx?AID=42279> (2010).
2. A. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, 1986).
3. 霜田光一, レーザーハンドブック (朝倉書店, 東京, 1973).
4. 霜田光一, レーザーハンドブック, 2nd ed. (オーム社, 東京, 2005).
5. A. Einstein, Dtsch. Phys. Ges. Verhandl. **18**, 318 (1916).
6. A. Einstein, Phys. Gesell. Zürich. Mitt. **18**, 47 (1916).
7. A. J. Kox, M. J. Klein, and R. Schulmann, *The Collected Papers of Albert Einstein* (Princeton University Press, New Jersey, 1996).
8. R. C. Tolman, Phys. Rev. **23**, 693 (1924).
9. V. A. Fabrikant, Thesis, Physical Inst. Acad. Sci. USSR, 1939.
10. V. A. Fabrikant, in *Tr. VEI (the All-Soviet-Union Electro-Technical Institute), Electron. Ion Devices 41* (1940), pp. 236–239.
11. A. Kastler, J. Phys. le Radium **11**, 255 (1950).
12. J. Brossel and A. Kastler, Compt. Rend. **229**, 1213 (1949).
13. F. Bitter, Phys. Rev. **76**, 833 (1949).
14. E. M. Purcell and R. V. Pound, Phys. Rev. **81**, 279 (1951).
15. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, Phys. Rev. **95**, 282 (1954).
16. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).
17. T. H. Maiman, Phys. Rev. Lett. **4**, 564 (1960).
18. T. H. Maiman, Nature **187**, 493 (1960).
19. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D’Haenens, C. K. Asawa, and V. Evtuhov, Phys. Rev. **123**, 1151 (1961).
20. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, Phys. Rev. Lett. **5**, 557 (1960).
21. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, *Stimulated Emission from $\text{CaF}_2:\text{U}^{+3}$ and $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{+2}$* (Columbia University Press, New York, 1961).

22. P. P. Sorokin and J. R. Lankard, *IBM J. Res. Dev.* **10**, 162 (1966).
23. A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961).
24. E. Snitzer, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 444 (1961).
25. R. W. Hellwarth, *Advances in Quantum Electronics* (Columbia University Press, 1961).
26. F. J. McClung and R. W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **33**, 828 (1962).
27. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 62 (1962).
28. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
29. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 91 (1962).
30. N. Holonyak and S. F. Bevacqua, *Appl. Phys. Lett.* **2**, 71 (1963).
31. W. M. Macek and D. T. M. Davis, *Appl. Phys. Lett.* **2**, 67 (1963).
32. L. E. S. Mathias and J. T. Parker, *Appl. Phys. Lett.* **3**, 16 (1963).
33. H. G. HEARD, *Nature* **200**, 667 (1963).
34. L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1964).
35. W. B. Bridges, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 128 (1964).
36. J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. Van Uitert, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 182 (1964).
37. C. J. Koester and E. Snitzer, *Appl. Opt.* **3**, 1182 (1964).
38. C. K. N. Patel, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 617 (1964).
39. J. V. V. Kasper and G. C. Pimentel, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 231 (1964).
40. N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.* **2**, 354 (1966).
41. I. Hayashi, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 109 (1970).
42. J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 463 (1975).
43. P. F. Moulton, in *XII IQEC* (Munich, 1982).
44. P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 125 (1986).
45. E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *Opt. Lett.* **12**, 888 (1987).

46. N. G. Basov, O. N. Krokhin, and J. M. Popov, *Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae* **14**, 231 (1962).
47. W. P. Dumke, *Phys. Rev.* **127**, 1559 (1962).
48. B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.* **41**, 5291 (1970).
49. A. Kaneta, K. Okamoto, Y. Kawakami, S. Fujita, G. Marutsuki, Y. Narukawa, and T. Mukai, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4353 (2002).
50. 大津元一, ドレスト光子—光・物質融合工学の原理 (朝倉書店, 2013).
51. Y. Tanaka and K. Kobayashi, *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures* **40**, 297 (2007).
52. H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B* **108**, 51 (2012).
53. M. A. Tran, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. A* **115**, 105 (2013).
54. N. Wada, M. A. Tran, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. A* **115**, 113 (2013).
55. M. Yamaguchi, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. A* **115**, 119 (2013).
56. T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto, *Appl. Phys. B* **107**, 659 (2012).
57. M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser, and H. Venghaus, **21**, 1804 (1991).
58. D. Liang and J. E. Bowers, *Nat. Photonics* **4**, 511 (2010).
59. 金光義彦 and 深津晋, シリコンフォトニクス (オーム社, 2007).
60. L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzò, and F. Priolo, *Nature* **408**, 440 (2000).
61. M. H. Nayfeh, N. Barry, J. Therrien, O. Akcakir, E. Gratton, and G. Belomoin, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1131 (2001).
62. L. Khriachtchev, M. Räsänen, S. Novikov, and J. Sinkkonen, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1249 (2001).
63. S. G. Cloutier, P. A. Kossyrev, and J. Xu, *Nat. Mater.* **4**, 887 (2005).
64. M. J. Chen, J. L. Yen, J. Y. Li, J. F. Chang, S. C. Tsai, and C. S. Tsai, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2163 (2004).
65. M. Jo, N. Yasuhara, Y. Sugawara, K. Kawamoto, and S. Fukatsu, *J. Cryst. Growth* **278**, 142 (2005).
66. H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, H. Riemann, N. V. Abrosimov, R. K. Zhukavin, and V. N. Shastin, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3600 (2004).
67. A. Tengattini, D. Gandol, N. Prtljaga, A. Anopchenko, J. M. Ramírez, F. F. Lupi, Y. Berencén,

- P. Rivallin, K. Surana, B. Garrido, J. Fedeli, and L. Pavesi, **31**, 391 (2013).
68. I. V. Altukhov, E. G. Chirkova, V. P. Sinis, M. S. Kagan, Y. P. Gousev, S. G. Thomas, K. L. Wang, M. A. Odnoblyudov, and I. N. Yassievich, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3909 (2001).
69. J. H. Shin, W. Lee, and H. Han, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1573 (1999).
70. H. Isshiki, M. J. A. de Dood, A. Polman, and T. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4343 (2004).
71. H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia, *Nature* **433**, 725 (2005).
72. R. Claps, D. Dimitropoulos, and B. Jalali, *Electron. Lett.* **38**, 1352 (2002).
73. R. L. Espinola, J. I. Dadap, R. M. Osgood, Jr., S. J. McNab, and Y. A. Vlasov, *Opt. Express* **12**, 3713 (2004).
74. Q. Xu, V. R. Almeida, and M. Lipson, *Opt. Express* **12**, 4437 (2004).
75. R. Claps, V. Raghunathan, O. Boyraz, P. Koonath, D. Dimitropoulos, and B. Jalali, *Opt. Express* **13**, 2459 (2005).
76. H. Fukuda, K. Yamada, T. Shoji, M. Takahashi, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J. Takahashi, and S. Itabashi, *Opt. Express* **13**, 4629 (2005).
77. 安田和史, 田名網宣成, 安原望, 菅原由隆, 川本清, and 深津晋, in *第54回応用物理学関係連合講演会 予稿集 28a-SG-10* (青山学院大学 相模原, 2007).
78. Z. I. Kazi, T. Egawa, T. Jimbo, and M. Umeno, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **11**, 1563 (1999).
79. T. Kawazoe, K. Kobayashi, S. Takubo, and M. Ohtsu, *J. Chem. Phys.* **122**, 024715 (2005).
80. T. Yatsui, K. Hirata, W. Nomura, Y. Tabata, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B* **93**, 55 (2008).
81. T. Kawazoe, H. Fujiwara, and K. Kobayashi, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**, 1380 (2009).
82. T. Kawazoe, M. Ohtsu, Y. Inao, and R. Kuroda, *J. Nanophotonics* **1**, 011595 (2007).
83. S. Yukutake, T. Kawazoe, T. Yatsui, W. Nomura, K. Kitamura, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B* **99**, 415 (2010).
84. M. E. Striefler and G. R. Barsch, *Phys. Rev. B* **12**, 4553 (1975).
85. K. Kitamura, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B* **107**, 293 (2012).
86. T. Kawazoe, M. A. Mueed, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. B* **104**, 747 (2011).

87. M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, *Phys. Status Solidi* **1**, 699 (1961).
88. M. Ikegawa, in *APNFO10, P2-1* (Hakodate, Japan, 2015), p. 106.
89. T. Kawazoe, K. Nishioka, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. A* **121**, 1409 (2015).
90. Y. Kimura, A. Ito, M. Miyachi, H. Takahashi, A. Watanabe, H. Ota, N. Ito, T. Tanabe, M. Sonobe, and K. Chikuma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L1103 (2001).
91. A. Soibel, K. Mansour, Y. Qiu, C. J. Hill, and R. Q. Yang, *J. Appl. Phys.* **101**, 093104 (2007).
92. G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers. 2nd Ed* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).
93. H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, and K. Akahane, *Fluoresc. Mater.* **1**, 1 (2015).
94. M. A. Green and M. J. Keevers, *Prog. Photovoltaics Res. Appl.* **3**, 189 (1995).
95. J. L. Pleumeekers, M. Kauer, K. Dreyer, C. Burrus, A. G. Dentai, S. Shunk, J. Leuthold, and C. H. Joyner, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **14**, 12 (2002).
96. L. Sumitomo Electric Industries,
http://www.datasheetlib.com/datasheet/650698/slt1130_excelight-Communications.html 1 (2003).
97. S. Chen, M. Tang, J. Wu, Q. Jiang, V. Dorogan, M. Benamara, Y. Mazur, G. Salamo, and H. Liu, *Photonics* **2**, 646 (2015).
98. M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and M. Shur, *HANDBOOK SERIES ON SEMICONDUCTOR PARAMETERS Vol.1* (World Scientific Publishing, 1996).
99. A. Y. Loudon, P. A. Hiskett, G. S. Buller, R. T. Carline, D. C. Herbert, W. Y. Leong, and J. G. Rarity, *Opt. Lett.* **27**, 219 (2002).
100. C. Cremer, N. Emeis, M. Schier, G. Heise, G. Ebbinghaus, and L. Stoll, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **4**, 108 (1992).
101. A. F. Phillips, S. J. Sweeney, A. R. Adams, and P. J. A. Thijs, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5**, 401 (1999).
102. J. E. Carey, C. H. Crouch, M. Shen, and E. Mazur, *Opt. Lett.* **30**, 1773 (2005).
103. M. W. Geis, S. J. Spector, M. E. Grein, R. J. Schulein, J. U. Yoon, D. M. Lennon, C. M. Wynn, S. T. Palmacci, F. Gan, F. X. Käertner, and T. M. Lyszczarz, *Opt. Express* **15**, 16886 (2007).
104. M. W. Geis, S. J. Spector, M. E. Grein, R. T. Schulein, J. U. Yoon, D. M. Lennon, S. Deneault, F. Gan, F. X. Kaertner, and T. M. Lyszczarz, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **19**, 152 (2007).

105. T. Baehr-Jones, M. Hochberg, and A. Scherer, *Opt. Express* **16**, 1659 (2008).
106. H. Chen, X. Luo, and A. W. Poon, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 171111 (2009).
107. T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya, and M. Notomi, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 101103 (2010).
108. B. Shi, X. Liu, Z. Chen, G. Jia, K. Cao, Y. Zhang, S. Wang, C. Ren, and J. Zhao, *Appl. Phys. B* **93**, 873 (2008).
109. M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti, and I. Rendina, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 075001 (2008).
110. M.-K. Lee, C.-H. Chu, Y.-H. Wang, and S. M. Sze, *Opt. Lett.* **26**, 160 (2001).
111. H. Photonics, http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/g8370-81_etc_kird1064j.pdf 1 (2015).
112. H. Photonics, http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s3590-08_etc_kpin1052j.pdf 1 (2012).
113. R. J. McIntyre, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-13**, 164 (1966).
114. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Brooks Cole, 1976).
115. T. Saitoh and T. Mukai, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 1010 (1987).

本研究に関する発表

【外部発表】

《原著論文》（査読有）

- [1] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, N. Yamamoto “Evaluation of optical amplification properties using dressed photons in a silicon waveguide”, Appl. Phys. A 121, 1377-1381 (2015)
- [2] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, and K. Akahane “Decreasing the threshold current density in Si lasers fabricated by using dressed-photons” Fluoresc. Mater. 1, 1-7, (2015)
- [3] H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “Increasing Si photodetector photosensitivity in near-infrared region and manifestation of optical amplification by dressed photons”, Appl. Phys. B 108, 51-56 (2012).

《国際会議発表》（口頭発表 査読有）

- [1] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, and N. Yamamoto “Evaluation of optical gain using dressed photons in a Si laser waveguide”, The 10th Memorial of Asia-Pacific Conference on Near-field Optics, Oral paper ID: Contr1-6, Hakodate, Hokkaido, Japan (July 8 2015). Oral
- [2] H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “Si photodetectors with optical gain using dressed-photon-phonons”, The 9th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics, Submission ID: APNFO2013-5-O, Singapore, (July 5 2013). Oral
- [3] H. Tanaka, T. Kawazoe, and M. Ohtsu, “1.3 μ m-band Si photodetectors with optical gains fabricated by dressed photon assisted annealing”, International Congress on the Applications of Lasers & Electro-Optics, Paper ID: M1105, Anaheim, CA, USA, (Sep. 26 2012). Oral

《国内講演会発表》（口頭発表 査読なし）

- [1] 田中肇、川添忠、大津元一「高出力を目指した大型 pn ホモ接合 Si 赤外レーザー」、第 63 回応用物理学会春季学術講演会、東京工業大学、東京、2016 年 3 月 発表予定
- [2] 田中肇、川添忠、大津元一、赤羽浩一、山本直克、「高出力ブロードエリア Si レーザー素子の発光スペクトル」、第 76 回応用物理学会秋季学術講演会 16p-2G-8、名古屋国際会議場、愛知、2015 年 9 月
- [3] 田中肇、川添忠、大津元一、赤羽浩一、山本直克、「ドレスト光子を利用した Si レーザー導波路の光増幅利得の評価」、第 62 回応用物理学会春季学術講演会 11p-A12-12、東海大学、神奈川、2015 年 3 月
- [4] 田中肇、川添忠、大津元一、赤羽浩一、「ドレスト光子を利用した Si レーザーの超低しきい値化」、第 75 回応用物理学会秋季学術講演会 18p-C1-4、北海道大学、北海道、2014 年 9

月

- [5] 田中肇、川添忠、大津元一、「フォノン援用Siレーザーの効率向上のための光利得評価」、第74回応用物理学会秋季学術講演会 18p-C14-14、同志社大学、京都、2013年9月
- [6] 田中肇、川添忠、大津元一、「ドレスト光子援用シリコン受光素子の感度スペクトルと信号雑音比計測」、第60回応用物理学会春季学術講演会 28p-A1-3、神奈川工科大学、神奈川、2013年3月
- [7] 田中肇、川添忠、大津元一、「Si 光検出器の近赤外域での光増幅機能発現」、第 73 回応用物理学会秋季学術講演会 13p-F8-9、愛媛大学・松山大学、愛媛、2012 年 9 月(応用物理学会講演奨励賞記念講演)
- [8] 田中肇、川添忠、大津元一、「Si光検出器の近赤外域での光増幅機能発現」、第2回ナノフォトニクス学生研究講演会、慶應義塾大学、神奈川、2012年7月
- [9] 田中肇、川添忠、大津元一、「ホモ接合 Si を用いた 1.3 μm 帯のフォトダイオード」、第59回応用物理学関係連合講演会 17p-B11-3、早稲田大学、東京、2012年3月
- [10] 田中肇、川添忠、大津元一、「フォノン援用過程を用いた受光素子の実現」、第1回ナノフォトニクス学生研究講演会、東京大学、東京、2011年11月

《国内講演会発表》（ポスター発表 査読なし）

- [1] H. Tanaka, T. Kawazoe, M. Ohtsu, K. Akahane, “Ultralow-threshold current density Si lasers using dressed photons”, Core-to-Core Japan Workshop 2014, Univ. Tokyo, Tokyo November 17 2014
- [2] 田中肇、川添忠、大津元一、「ドレスト光子による 1.3 μm 帯シリコン光検出器」、第 13 回レーザー学会東京支部研究会、東海大学、東京、2013 年 3 月

【受賞】

- [1] 第 32 回（2012 年春季）応用物理学会 「講演奨励賞」、2012 年 5 月
- [2] 第 2 回ナノフォトニクス学生研究講演会 「優秀発表賞」、2012 年 7 月
- [3] 第 13 回レーザー学会東京支部研究会 「ポスター講演 優秀賞」、2013 年 3 月
- [4] The 10th Memorial of Asia-Pacific Conference on Near-field Optics, “IAC Presentation Award” (July 8 2015).

【その他】

- [1] 日本学術振興会、博士特別研究員 DC1、 2013 年 4 月～2016 年 3 月
- [2] 日経産業新聞記事掲載 2012 年 8 月 22 日 7 面
- [3] 日経新聞電子版記事掲載 2015 年 10 月 5 日 テクノロジー > 新技術 & 科学 > 科学記者の目 <http://www.nikkei.com/article/DGXMZO92266630Q5A930C1000000/>

謝辞

研究室に温かく迎えて頂き、5年間の研究活動において指導をして下さった大津元一教授に心から感謝申し上げます。論文、予稿、申請書などを何度も丁寧に直していただいたこと、研究者によって必要な要素など、様々な指導をしていただきましたことが印象に残っております。

本学位請求論文の予備審査及び本論文審査をしていただきました浅見徹教授、田畑仁教授、松井裕章講師に深く感謝申し上げます。

八井崇准教授に研究の方針や多様な視点を提案していただいたことについて深く感謝申し上げます。

川添忠様には研究テーマ、実験技術、考察などを熱心にご指導いただき深く感謝申し上げます。夜遅くまで実験に付き合ってください、レーザーの発振を初めて確認したときのことはずっと覚えています。

赤羽浩一様には NICT の施設を利用させていただくに当たっての手続きと装置使用方法についてお世話になったのみならず、プロセス方法についても細やかに適切なアドバイスをしていただき誠にありがとうございました。

山本直克様には論文、予稿についてコメントしていただき誠にありがとうございました。

三田准教授、澤村智紀様にはプロセスについてのアドバイス、ステルスダイシング、EB 描画装置の使用方法を教授していただき誠にありがとうございました。

竪直也特任研究員、野村航特任研究員には実験器具の管理、プレゼンテーションの発表方法など直接指導していただき本当にありがとうございました。

本研究室研究員の太田悦子様には放射線管理との仲介など細かなところで助けていただきました、お礼申し上げます。同じく研究員の水島彩子様にはスパッタリング装置、ICP 装置使用法など技術的なサポートをしていただき非常にお世話になりました。

本研究室秘書の野沢久美子様、飯野智子様、板橋真美子様には事務的な手続きについてサポート頂き、快適な学生生活が送れました。出張の手続きなど、非常に煩雑な手続きを負担にせず研究出来たことは非常に助かりました。ありがとうございました。

すでに秘書職を退職されてしまいましたが小島幸代様、寺田俊子様、黒木典子様、上岡千香子様にも感謝申し上げます。

最後に今まで私を支えてくださった家族、友人に心から感謝いたします。

平成 27 年 12 月 1 日

田中 肇