

相互結合された半導体レーザにおける
カオス同期現象の非線形ダイナミクス依存性

指導教員 内田 淳史 教授

16DM002
小原 翔馬

2019年3月

埼玉大学 大学院 理工学研究科 (博士後期課程)
理工学専攻 数理電子情報コース

概要

結合系における非線形振動子は多様な振る舞いを示す。特に、結合された非線形振動子の非線形ダイナミクスや同期現象は、自然科学分野の広い領域において非常に注目されており、様々な研究が行われている。また近年、半導体レーザにおけるカオス現象が急速に発展している。半導体レーザにおけるカオス現象は、自身の光を戻り光としてフィードバックすることにより、GHz オーダの高速なカオス振動が発生する時間遅延システムの非線形振動子であることが大きな特徴である。さらに、半導体レーザを光結合することによるカオス同期現象も近年非常に注目されている。半導体レーザにおける同期現象は、現象自体の観点などの学術的基礎研究のみならず、情報セキュリティ分野や機械学習や意思決定等の情報処理への工学的応用に関する研究が提案されている。

半導体レーザカオスの高速かつ不規則なカオス振動を利用して、Tb/s オーダの生成速度を有する高速物理乱数生成への応用が行われている。また、レーザや光検出器を同一基板上に集積化することにより外部共振器長を mm オーダまで短くした光集積回路が提案され、光集積回路から出力される高速なカオス振動を用いた物理乱数生成への応用研究も行われている。さらに、外部共振器長が短いとき、レーザ出力は多様なダイナミクスが現れるため、光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの現象理解に関する研究も行われている。

戻り光を有する半導体レーザカオスの非線形ダイナミクスの一種に、低周波不規則振動現象 (Low-frequency fluctuations, LFF) が挙げられる。LFF のダイナミクスについて実験的および理論的に多くの研究が行われており、広く注目されている。さらに近年では、結合された半導体レーザの LFF におけるカオス同期に関する調査が行われている。一方で、半導体レーザにおける同期調査は、結合距離が長い場合の調査が多く、短い外部共振器長を有する光集積回路における同期に関する報告例は少ない。特に、相互に結合された半導体レーザを有する光集積回路におけるカオス同期の観測は未だ達成されておらず、周期振動の同期のみに留まっている。この理由として、外部共振器長が短い場合ではレーザの緩和発振周波数と外部共振周波数の非線形相互作用が得られにくく、カオス振動が発生しづらい点が挙げられる。

また、非対称システムにおけるカオス同期現象に関する研究も行われている。しかしながら、非対称な結合システムにおける半導体レーザの非線形ダイナミクスおよび同期現象に関する調査は未だに十分ではない。

さらに、結合された半導体レーザの非線形ダイナミクスと同期状態との関係性については未だ報告されていない。

そこで本研究では、相互に結合された半導体レーザの非線形ダイナミクスおよびカオス同期現象を実験および数値計算により調査する。はじめに、短い外部共振器長における1つの半導体レーザの非線形ダイナミクスの分岐現象に関する調査を行う。次に、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路の同期調査を行う。特に、2つのレーザのダイナミクスの変化が同期状態に与える影響を調査する。その後、実験結果の再現および物理的メカニズムの解明のための数値モデルを提案し、レーザの出力強度、相互相関値、光周波数差の時間変化に着目して、ダイナミクスと同期状態の依存性について調査する。加えて、非対称システムにおける結合系の同期現象についても議論する。

第1章では、本研究の背景、目的、および本論文の構成を述べている。

第2章では、本論文の序論として、短い外部共振器長を有する光集積回路の非線形ダイナミクスおよび高速物理乱数生成等の応用例や、結合された半導体レーザにおける様々な同期現象に対する先行研究について述べている。

第3章では、短い外部共振器長を有する光集積回路における非線形ダイナミクスを実験的に調査している。また、光集積回路から観測可能な代表的な時間ダイナミクスの観測およびその特徴について述べ、分類を行っている。この結果から、安定状態、周期、準周期、カオス、低周波不規則振動(LFF)、間欠性カオス、発振なしに分類を行っている。さらに、各ダイナミクス領域を明らかにするために、パラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行った結果、外部共振器長が長くなるほどカオスが発生する領域が広がることや、注入電流および戻り光強度によりダイナミクスが大きく変化することが分かった。さらに、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路に対しても同様に非線形ダイナミクスの実験的調査を行っている。

第4章では、相互結合型光集積回路を用いてカオス同期の調査を実験的に行っている。まず、レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させることによりカオス同期の観測および達成条件の調査を行っている。その結果、レーザ1またはレーザ2の注入電流が発振しきい値電流付近の場合に、高い相関が得られる傾向があることが分かった。さらに、レーザ間の注入電流比に着目すると、2つのレーザ間で非対称に電流を注入した場合に、高い相関値が観測できる傾向があることが分かった。次に、

LFFにおけるカオス同期の周波数依存性の調査を行っている。レーザの出力強度の時間波形にローパスフィルタを適用して周波数帯域制限を行うことにより、高周波成分である元の信号と低周波成分であるフィルタ適用後の信号のそれぞれに対して同期調査を行っている。その結果、着目する周波数成分によって異なる同期状態を観測できる領域が存在することが分かった。また、この現象は2つのレーザのダイナミクスの変化が関係しており、特に高速なカオス振動と低周波成分であるLFFの発生に依存して同期状態が変化することが実験的に明らかとなった。この現象を、ダイナミクス依存型同期 (Dynamics-dependent synchronization) と呼び、新たな同期現象として提案している。

第5章では、半導体レーザのレート方程式である Lang-Kobayashi 方程式を用いて、戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクスの調査を数値計算により行い、ダイナミクスの分岐現象について調査を行っている。その結果、戻り光強度を増加させることによってレーザは準周期崩壊ルートに従った分岐現象を示すことを観測できた。さらに異なる注入電流に対して戻り光強度を変化させたときの分岐図を作成した結果、戻り光強度やレーザの注入電流を増加させることにより、レーザ強度の極大値は徐々に複雑な多値を示すようになり、カオスへと至ることが分かった。

第6章では、第4章で実験的に示したダイナミクス依存型同期の物理的メカニズムを調査するために、相互結合された2つの半導体レーザにおける同期調査を数値計算により行っている。その数値計算モデルとして、2つのレーザ間で非対称な戻り光強度が設定可能である点と、レーザ2の戻り光強度およびレーザ間の結合強度を同時に変化可能なモデルを提案し、同期調査を行っている。そこで、LFFの発生が同期状態に与えている影響を調査するため、相互相関値および光周波数差の時間変化を算出している。その結果、両レーザがカオス振動を示しているとき元の信号とフィルタ後の信号は共に長時間安定して高い正の相関値を示しており、さらに、光周波数差の時間変化においても、長い時間0 GHz 付近を示しており、インジェクションロックインが達成された。一方で、レーザがLFFを示しているとき、相互相関値および光周波数差は時間的に変化することが分かった。またその変化はLFFの出力強度の時間変化に対応していることも明らかになった。本研究では、戻り光を非対称に設定することにより、2つのレーザ間で異なるダイナミクスが発生し、その影響で異なるタイミングでのドロップアウト発生時に反位相同期が観測できる要因であると考察する。したがって、非対称な戻り光を有する系におけるLFFの発生に起因してダイナミクス依存型同期が発生することが分かった。

第7章では、本論文の全体の結論を述べている。

本研究で得られた知見は、結合された半導体レーザをはじめとする結合システム

の非線形ダイナミクスおよび同期現象における拡張性等, 非線形・複雑系科学における学術的基礎研究としてのみならず, 短い外部共振器長を有する光集積回路等の小型光学デバイスの性能向上に関する研究や, さらには, 複雑系フォトリソグラフィの性質を活用したダイナミカルな情報処理および高速意思決定の物理実装のための重要な成果であると期待される.

目次

概要	i
図目次	xiv
表目次	xv
第 1 章 はじめに	1
1.1 背景	1
1.2 目的	3
1.3 本論文の構成	4
第 2 章 序論	5
2.1 短い外部共振器長を有するレーザカオス発生用光集積回路	5
2.1.1 Argyris らの光集積回路	6
2.1.2 Harayama らの光集積回路	8
2.1.3 Takahashi らの光集積回路	9
2.2 低周波不規則振動 (Low frequency fluctuations, LFF)	11
2.2.1 LFF のカオスの遍歴	11
2.3 結合された半導体レーザにおけるカオス同期現象	16
2.3.1 遅延カオス同期 (Leader-Laggard 関係)	16
2.3.2 反位相同期	19

2.3.3	Episodic synchronization	21
2.3.4	レーザネットワーク	23
第 3 章	短い外部共振器長を有する光集積回路における非線形ダイナミクスの 実験的調査	25
3.1	短い外部共振器長における半導体レーザを有する光集積回路	25
3.1.1	非線形ダイナミクスの実験装置および実験方法	25
3.2	非線形ダイナミクス調査の実験結果	28
3.2.1	安定状態	29
3.2.2	周期	30
3.2.3	準周期	31
3.2.4	カオス	32
3.2.5	低周波不規則振動 (LFF)	33
3.2.6	間欠性カオス	34
3.2.7	発振なし	36
3.3	異なる外部共振器長における非線形ダイナミクスの 2 次元分岐図	37
3.4	相互結合された半導体レーザを有する光集積回路	43
3.4.1	非線形ダイナミクスの実験装置および実験方法	43
3.4.2	外部共振周波数 (External cavity frequency) の算出	46
3.4.3	外部共振周波数の実験的観測	47
3.5	2 次元分岐図	49
3.5.1	光結合なし	50
3.5.2	光結合あり	52
3.6	まとめ	56
第 4 章	カオス同期の観測および非線形ダイナミクスとの関係性の実験的調査	57

4.1	同期調査の実験装置および実験方法	57
4.1.1	実験装置と実験方法	57
4.1.2	相互相関関数	58
4.2	カオス同期の観測	61
4.2.1	実験結果	61
4.2.2	レーザの注入電流変化におけるカオス同期の発生条件と2次元分岐図	64
4.3	カオス同期の周波数依存性	66
4.3.1	低周波不規則振動現象とカオス同期	66
4.3.2	異なる周波数成分における同期調査結果	67
4.4	光増幅器の注入電流変化に対する同期調査	71
4.4.1	光増幅器の注入電流変化に対する1次元分岐図(ダイナミクス依存型同期)	80
4.5	まとめ	84
第5章	戻り光を有する半導体レーザにおける非線形ダイナミクスの数値計算	85
5.1	戻り光を有する半導体レーザの数値モデル(Lang-Kobayashi 方程式)	85
5.1.1	相互結合された半導体レーザの数値モデル	85
5.2	戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクス	86
5.2.1	異なる注入電流における戻り光強度変化に対するダイナミクスの分岐図	90
5.3	まとめ	92
第6章	相互結合された半導体レーザにおける同期調査の数値計算	93
6.1	光増幅器を有する相互結合された半導体レーザの数値モデル(Lang-Kobayashi 方程式)	93

6.2	ローパスフィルタを適用することによる異なる周波数成分における ダイナミクスと同期調査	97
6.3	光増幅器係数を変化させた場合の同期調査 (ダイナミクス依存型同期)	103
6.4	相関値の時間変化 (短時間相互相関値) 算出における窓長の影響 . . .	105
6.5	相互相関値および光周波数差の時間変化	110
6.6	相互相関値および光周波数差のアトラクタ上プロット	115
6.7	まとめ	119
第7章	結論	121
	謝辞	125
	公表論文	127

目 次

1.1	本論文の構成	4
2.1	Argyris らの光集積回路	6
2.2	光集積回路から観測された半導体レーザの非線形ダイナミクスの観測結果. 位相変調器の注入電流: (a) 3.3 mA, (b) 4.8 mA, (c) 5.5 mA, (d) 5.9 mA, (e) 6.9 mA	7
2.3	Harayama らの光集積回路	8
2.4	Takahashi らの光集積回路	9
2.5	異なる外部共振器長における時間波形と RF スペクトル	10
2.6	LFF ダイナミクスの代表的な時間波形	12
2.7	LFF の (a) 位相差 (周波数差) の時間発展, (b) アトラクタ	14
2.8	LFF 発生のための (a) 多様体におけるアンチモード (不安定な定常解) の軌道, (b) カオスの遍歴における LFF 発生原理	15
2.9	Heil らによる相互結合された半導体レーザにおける同期実験の装置図	16
2.10	Heil らによる遅延カオス同期 (左) レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形 (明確のためレーザ 2 の出力強度を反転, (右) 周波数スペクトル)	18
2.11	Wedekind らによる相互結合された半導体レーザの実験装置図	19
2.12	Wedekind らによる反位相同期 (a)(b) 時間波形, (c)(d) 相関図. (a)(c) 同位相同期, (b)(d) 反位相同期)	20
2.13	Ávila らによる相互結合された半導体レーザの実験装置図	21
2.14	Ávila らによる Episodic synchronization 実線:フィルタ無し, 点線:フィルタあり (低周波成分).	22

2.15 Nixon らによるレーザネットワークの同期実験装置図.	23
2.16 GCD ルールによるクラスタ同期 (レーザネットワークの同期理論). (a) ~ (d) 各ネットワークの接続方法および同期の干渉縞, (e) 2 次元分岐図.	24
3.1 短い外部共振器長における半導体レーザを有する光集積回路の構成図	26
3.2 非線形ダイナミクス調査における実験装置の構成図	27
3.3 安定状態 (Stable) の時間波形と RF スペクトル	29
3.4 周期振動 (Periodic state) の時間波形と RF スペクトル	30
3.5 準周期振動 (Quasi-periodic state) の時間波形と RF スペクトル	31
3.6 カオス振動 (Chaos) の時間波形と RF スペクトル	32
3.7 低周波不規則振動 (Low-frequency fluctuations, LFF) の時間波形と RF スペクトル	33
3.8 間欠性カオス (Intermittency) の時間波形と RF スペクトル (a) 長時間 波形, (b) ラミナー部, (c) バースト部, (d) RF スペクトル	35
3.9 発振無し (No lasing) の時間波形と RF スペクトル	36
3.10 外部共振器長が 1.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に 対する 2 次元分岐図	38
3.11 外部共振器長が 2.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に 対する 2 次元分岐図	39
3.12 外部共振器長が 3.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に 対する 2 次元分岐図	40
3.13 外部共振器長が 4.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に 対する 2 次元分岐図	41
3.14 外部共振器長が 10.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化 に対する 2 次元分岐図	42
3.15 相互結合された半導体レーザを有する光集積回路の構成図	44
3.16 実験装置の構成図	45

3.17	各レーザにおける戻り光および外部共振周波数	48
3.18	相互結合型光集積回路におけるレーザ1とレーザ2の外部共振器モード. (a)(b) 時間波形, (c)(d) RF スペクトル. (a)(c) レーザ1, (b)(d) レーザ2	49
3.19	光結合していない場合の2次元分岐図. (左) レーザ1を観測 (レーザ1の注入電流を変化), (右) レーザ2を観測 (レーザ2と光増幅器の注入電流を変化)	51
3.20	光増幅器とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図. (左) レーザ1を観測, (右) レーザ2を観測	54
3.21	レーザ1とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図. (左) レーザ1を観測, (右) レーザ2を観測	55
4.1	同期実験装置の構成図	58
4.2	相互相関関数の例. 時間波形とその相互相関関数	60
4.3	調査領域のダイナミクスの2次元分岐図 (レーザ1とレーザ2の注入電流を変化)	61
4.4	カオス同期の観測結果. レーザ2の注入電流を $I_2 / I_{th,2} = 4.0$ に固定し, レーザ1の注入電流を変化させたときの (a)(c)(e)(g) 時間波形と (b)(d)(f)(h) 相互相関値. (a)(b) $I_1 / I_{th,1} = 1.0$, (c)(d) $I_1 / I_{th,1} = 2.0$, (e)(f) $I_1 / I_{th,1} = 3.0$, (g)(h) $I_1 / I_{th,1} = 4.0$	63
4.5	相互相関値の2次元分岐図 (レーザ1とレーザ2の注入電流を変化)	65
4.6	低周波不規則振動 (LFF) の時間波形と周波数スペクトルおよびLFFの特徴	67
4.7	$I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 1.5$ に設定した場合の実験結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) RF スペクトル.	69
4.8	$I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$ に設定した場合の実験結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) RF スペクトル.	70
4.9	レーザ1とレーザ2の注入電流変化に対する相互相関値の2次元分岐図. (a) 元の信号と (b) フィルタ後の信号.	71

4.10	調査領域のダイナミクスの2次元分岐図 ($I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$ に固定し, SOAの注入電流を変化, 水色枠線内)	72
4.11	SOAの注入電流を変化させたときのダイナミクス変化の実験結果. レーザ1とレーザ2の(a)(c)(e)時間波形と(b)(d)(f)RFスペクトル. (a)(b) $I_{SOA} = 6.00$ mA, (c)(d) $I_{SOA} = 25.00$ mA, (e)(f) $I_{SOA} = 39.00$ mA.	75
4.12	$I_{SOA} = 6.00$ mAに設定した場合の同期結果. (a)(b)元の信号, (c)(d)フィルタ後の信号における(a)(c)時間波形, (b)(d)相関図.	76
4.13	$I_{SOA} = 25.00$ mAに設定した場合の同期結果. (a)(b)元の信号, (c)(d)フィルタ後の信号における(a)(c)時間波形, (b)(d)相関図.	77
4.14	$I_{SOA} = 39.00$ mAに設定した場合の同期結果. (a)(b)元の信号, (c)(d)フィルタ後の信号における(a)(c)時間波形, (b)(d)相関図.	78
4.15	SOAの注入電流を変化させたときのレーザ1とレーザ2の元の信号(赤実線)とフィルタ後の信号(青点線)における相互相関関数. (a) $I_{SOA} = 6.00$ mA, (b) $I_{SOA} = 25.00$ mA, (c) $I_{SOA} = 39.00$ mA.	80
4.16	元の信号(赤実線)とフィルタ後の信号(青点線)におけるSOAの注入電流を変化させた場合の相互相関値とレーザ1とレーザ2のダイナミクスの変化.	82
4.17	異なるレーザ2の注入電流に対する元の信号(赤実線)とフィルタ後の信号(青点線)におけるSOAの注入電流を変化させた場合の相互相関値とレーザ1とレーザ2のダイナミクスの変化. (a) $I_2 / I_{th,2} = 5.0$, (b) $I_2 / I_{th,2} = 3.5$, (c) $I_2 / I_{th,2} = 2.0$	83
5.1	数値計算における戻り光を有する単体レーザの模式図	86
5.2	安定状態 ($\kappa = 0.00$ ns ⁻¹) の(a)時間波形, (b)アトラクタ	88
5.3	周期振動 ($\kappa = 3.10$ ns ⁻¹) の(a)時間波形, (b)アトラクタ, (c)FFT	89
5.4	準周期振動 ($\kappa = 4.66$ ns ⁻¹) の(a)時間波形, (b)アトラクタ, (c)FFT	89
5.5	カオス振動 ($\kappa = 6.00$ ns ⁻¹) の(a)時間波形, (b)アトラクタ, (c)FFT	90
5.6	異なる注入電流における戻り光強度を変化させたときのレーザ強度の1次元分岐図. (a) $I/I_{th} = 1.01$, (b) $I/I_{th} = 1.10$, (c) $I/I_{th} = 1.50$	91

6.1	光増幅器 (SOA) と共通の外部鏡を有する相互結合された半導体レーザーの模式図	94
6.2	レーザー1とレーザー2の時間波形とFFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 0.0$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 0.5$, (g)(h)(i) $r_{SOA} = 1.0$, (j)(k)(l) $r_{SOA} = 1.1$. レーザ1(黒線)とレーザー2(赤線)における (a)(d)(g)(j) 元の信号の時間波形, (b)(e)(h)(k) フィルタ後の時間波形, (c)(f)(i)(l) FFT.	98
6.3	レーザー1とレーザー2の時間波形とFFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 1.2$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 1.3$, (g)(h)(i) $r_{SOA} = 1.4$, (j)(k)(l) $r_{SOA} = 1.5$. レーザ1(黒線)とレーザー2(赤線)における (a)(d)(g)(j) 元の信号の時間波形, (b)(e)(h)(k) フィルタ後の時間波形, (c)(f)(i)(l) FFT.	99
6.4	レーザー1とレーザー2の時間波形とFFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 2.5$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 3.5$. レーザ1(黒線)とレーザー2(赤線)における (a)(d) 元の信号の時間波形, (b)(e) フィルタ後の時間波形, (c)(f) FFT.	100
6.5	光増幅器係数 $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合のレーザー1とレーザー2の数値計算結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) FFT. (f) 元の信号(赤実線)とフィルタ後の信号(青点線)における相互相関関数. 時間波形および相関図は相互相関関数のピークを示す部分 ((a),(b) -0.36 ns, (d),(e) -0.38 ns) だけ遅延させて表示している.	102
6.6	光増幅器係数 $r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合のレーザー1とレーザー2の数値計算結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) FFT. (f) 元の信号(赤実線)とフィルタ後の信号(青点線)における相互相関関数. 時間波形および相関図は相互相関関数のピークを示す部分 ((a),(b) 0.84 ns, (d),(e) -1.58 ns) だけ遅延させて表示している.	103
6.7	光増幅器係数 r_{SOA} を変化させたときの (a) 相互相関値と (b)FFT の分岐図. (a) 元の信号: 赤実線の丸点, フィルタ後の信号: 青点線の三角点. (b) カラーバーはFFTの各周波数成分のパワーを表している.	105
6.8	短時間相互相関値を算出する際に用いるレーザー1,2間の時間波形 ($r_{SOA} = 2.6$, ノイズなし). (a) 元の信号, (b) フィルタ適用後の信号.	107
6.9	窓長 τ_W を変化させたときの短時間相互相関値. 上段(黒線): 元の信号, 下段(赤線): フィルタ適用後の信号. (a) $\tau_W = 0.10$ ns, (b) $\tau_W = 0.33$ ns, (c) $\tau_W = 0.66$ ns.	109

6.10	窓長 τ_W を変化させたときの短時間相互相関値. 上段 (黒線): 元の信号, 下段 (赤線): フィルタ適用後の信号. (a) $\tau_W = 1.00$ ns, (b) $\tau_W = 2.00$ ns, (c) $\tau_W = 4.00$ ns.	110
6.11	$r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合のレーザ 1,2 間の (a) 時間波形,(b) 相互相関値,(c) 光周波数差, の時間変化. (a)(b) 上段: 元の信号, 下段: フィルタ後の信号. (c) レーザ 1 とレーザ 2 の元の信号から算出. 各データはレーザ 1 と 2 を, -0.36 ns だけ遅延させた時間波形から算出している.	112
6.12	$r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合のレーザ 1,2 間の (a) 時間波形,(b) 相互相関値,(c) 光周波数差, の時間変化. (a)(b) 上段: 元の信号, 下段: フィルタ後の信号. (c) レーザ 1 とレーザ 2 の元の信号から算出. 各データはレーザ 1 と 2 を, -0.28 ns だけ遅延させた時間波形から算出している.	114
6.13	$r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合の (a)(b) 元の信号の相互相関値, (c)(d) フィルタ後の信号の相互相関値, (e)(f) 元の信号から算出した光周波数差, の時間変化のアトラクタ上プロット. 各カラーバーは (a)(b)(c)(d) 相互相関値, (e)(f) 光周波数差の絶対値を表している.	117
6.14	$r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合の (a)(b) 元の信号の相互相関値, (c)(d) フィルタ後の信号の相互相関値, (e)(f) 元の信号から算出した光周波数差, の時間変化のアトラクタ上プロット. 各カラーバーは (a)(b)(c)(d) 相互相関値, (e)(f) 光周波数差の絶対値を表している.	118

表 目 次

3.1	実験装置の詳細	27
3.2	ダイナミクス調査のパラメータ (単体レーザ)	37
3.3	実験装置の詳細	46
3.4	レーザ 1 におけるダイナミクス調査のパラメータ (光結合無し) . . .	50
3.5	レーザ 2 におけるダイナミクス調査のパラメータ (光結合無し) . . .	50
3.6	光増幅器とレーザ 2 の注入電流変化に対するダイナミクス調査のパ ラメータ (光結合有り)	52
3.7	レーザ 1 とレーザ 2 の注入電流変化に対するダイナミクス調査のパ ラメータ (光結合有り)	53
4.1	実験装置の詳細	58
4.2	同期調査時の光集積回路のパラメータ	67
4.3	オシロスコープの周波数帯域制限 (DSP) とレーザとのチャンネル対応 関係	68
4.4	同期調査時の光集積回路のパラメータ	73
5.1	単体の半導体レーザのパラメータ (戻り光強度を変化)	87
6.1	光増幅器 (SOA) を有する相互結合された半導体レーザのパラメータ (光増幅器係数 r_{SOA} を変化)	96

第1章 はじめに

1.1 背景

結合系における非線形振動子は多様な振る舞いを示す。特に，結合された非線形振動子の時間ダイナミクスや振動子間の同期現象は，物理学をはじめ生物学，化学，社会学等，自然科学分野において非常に注目されており，多岐に渡る研究が行われている [1]。また，レーザ (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER) は 20 世紀に開発されて以来，急速に浸透していった開発技術である。レーザの光キャリア振動は現時点で観測可能な最速の物理源 (\sim 数百 THz) であり，光を利用することは今日の通信技術および情報処理において社会全体の共通基盤技術となっている。

そこで近年，半導体レーザにおけるカオス現象が急速に発展している [2, 3]。半導体レーザにおけるカオス現象は，自身の光を戻り光としてフィードバックすることにより，GHz オーダの高速なカオス振動が発生することが大きな特徴である。このように，戻り光を有する半導体レーザカオスは時間遅延システムであり，非常に高速かつ複雑な振る舞いを示すため，カオス現象におけるダイナミカルシステムの一つとして急速に発展している研究分野である。さらに，半導体レーザを光結合することによるカオス同期現象も近年非常に注目されている。半導体レーザにおける同期現象は，完全同期，一般化同期や位相同期などの同期現象の物理的現象理解の観点や，結合されたそれぞれのレーザが示す様々な力学的挙動のダイナミカルシステムとしての観点などの学術的基礎研究で注目されているのみならず，レーザ間で複雑かつ高速な同一の振動を示す特徴を活用して，光通信や秘密鍵配送などの，情報セキュリティ分野への工学的応用に関する研究が提案されている [4–8]。さらに，多数の半導体レーザやカオス振動子を結合した場合のゼロ遅延 (同時性) 同期やクラスタ同期などの研究も行われており，レーザネットワークやニューロン等の脳を模倣した新たな動的情報処理への応用に向けても研究が行われている [9–24]。

その中の新たな方向性として，レーザを用いた意思決定問題への応用が考えられる。近年，人工知能の強化学習の分野において，複数の選択肢 (スロットマシン等)

から獲得報酬を最大化するバンディット問題が注目されている [25]. これは意思決定 (Decision making) と呼ばれ, ソフトウェアのみならずハードウェアでの物理的実装が行われている. 一方で, 光源を用いたこれまでの実装例は単一光子などを用いているため意思決定の速度は数 Hz 程度であった. さらにこれらの実装例では, 中間ユニット (偏光調整器等) を調整することにより選択肢の探索を行っており, 物理源 (レーザ等) 自身が意思決定を行っているわけではないという問題点が挙げられる. そこで, カオス同期の自発的引き込み効果 [26] を意思決定に利用することで, 多本腕バンディット問題のような従来のコンピュータでは解くことが困難な問題を高速に解くためのハードウェア的手法として期待されている [27]. このように, 結合されたレーザは人工知能等の新たな高速情報処理方式としても大きな可能性を有している.

前述した通り, 半導体レーザカオスの発生原理として, 発振したレーザ光を外部鏡を介して反射させ, 戻り光として自身に再注入することにより出力が不安定化し, GHz オーダの高速なカオス振動を示す. この高速かつ不規則なカオス振動を利用して, Gb/s ~ Tb/s の生成速度を有する高速な物理乱数生成への応用が行われている [28–30]. また, 戻り光を有する半導体レーザでは, その外部共振器長に対応する高速な振動が発生する. そこで, レーザや光検出器を同一基板上に集積化することにより外部共振器長を mm オーダまで短くした光集積回路が提案され, 装置の更なる小型化に関する研究が行われており, 近年では光集積回路から出力される高速なカオス振動を用いた物理乱数生成への応用研究が行われている [31–34]. さらに, 外部共振器長が短いとき, レーザ出力は多様なダイナミクスが現れるため, 光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの現象理解に関する研究も行われている [35–40].

半導体レーザカオスの非線形ダイナミクスの一種に, LFF (Low-frequency fluctuations) と呼ばれる低周波不規則振動現象がある. LFF のダイナミクスについて実験的および理論的に多くの研究が行われており, 広く注目されている [41–44, 46]. さらに近年では, 結合された半導体レーザの LFF におけるカオス同期に関する調査が行われている [47–51]. 一方で, 上記のような半導体レーザにおける同期調査は, 結合距離が長い場合の調査が多く, 短い外部共振器長を有する光集積回路における同期に関する報告例は少ない [52]. 特に, 相互に結合された半導体レーザを有する光集積回路におけるカオス同期の観測は未だ達成されておらず, 周期振動の同期のみに留まっている [53]. この理由として, 外部共振器長が短い場合ではレーザの緩和発振周波数と外部共振周波数の非線形相互作用が得られづらく, カオス振動が発生しづらい. これは緩和発振周波数に対して, 外部共振周波数が高速の場合, この周波数に対応した周期的パルスがダイナミクスとして支配的になってしまうためである. そのため, 短い外部共振器長を有する光集積回路におけるカオス同期達成を

困難にしていると考えられる。

また、非対称システムにおけるカオス同期現象に関する研究も行われている [54–56]。半導体レーザの同期における非対称システムとは、各レーザの戻り光や結合光の強度および伝搬時間等の非対称性のことを指す。しかしながら、非対称な結合システムにおける半導体レーザの非線形ダイナミクスおよび同期現象に関する調査は未だに十分ではない。この要因として、半導体レーザにおける同期現象は、光の伝搬時間および結合強度等のパラメータ設定が、各レーザのダイナミクスや同期特性に非常に大きく影響を及ぼす点が挙げられる。すなわち、結合システムやパラメータの非対称性は、対称システムの同期状態に比べて考慮するべき点が増え、同期特性がより複雑になるといえる。非対称システムの非線形ダイナミクスおよび同期現象の具体的な研究意義として、前述したレーザネットワークが挙げられる。レーザネットワークのようにレーザを多数結合した場合は、各レーザの結合方法やパラメータ等、ネットワーク構築の際に様々な環境が考えられる。このような複雑な系の振る舞いや同期状態を議論する上で、非対称システムにおける非線形ダイナミクスおよび同期現象を調査することは非常に重要な研究課題であり、非対称システムの同期現象による半導体レーザの同期特性の拡張は非常に有用な知見である。さらに、結合された半導体レーザの非線形ダイナミクスと同期状態との関係性については未だ報告されていない。

1.2 目的

本研究では、相互結合された半導体レーザの非線形ダイナミクスおよびカオス同期現象を実験および数値計算により調査することを目的とする。はじめに、短い外部共振器長における1つの半導体レーザの非線形ダイナミクスの分岐現象に関する調査を行う。次に、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路の同期調査を行う。特に、2つのレーザのダイナミクスの変化が同期状態に与える影響を調査する。その後、実験結果の再現および物理的メカニズムの解明のための数値モデルを提案し、レーザの出力強度、相互相関値、光周波数差の時間変化に着目して、非線形ダイナミクスと同期状態の依存性について調査する。加えて、非対称システムにおける結合系の同期現象についても議論する。

1.3 本論文の構成

本論文の構成を図 1.1 に示す。第 1 章では本論文の背景，目的を述べた。第 2 章では，これまでに報告されている短い外部共振器長を有する光集積回路と，結合系レーザにおける様々な同期現象の先行研究について述べる。第 3 章では，短い外部共振器長を有する光集積回路を用いた非線形ダイナミクスを実験的に調査する。第 4 章では，相互結合型光集積回路におけるカオス同期の観測および，レーザの非線形ダイナミクスがカオス同期現象に与える影響について実験的に調査する。第 5 章では，戻り光を有する半導体レーザのレート方程式である Lang-Kobayashi 方程式について述べた後に，パラメータ変化に対する非線形ダイナミクスの分岐現象について数値計算により調査を行う。第 6 章では，第 4 章で実験的に観測されたダイナミクス型同期現象 (Dynamics-dependent synchronization) における物理的メカニズムを解明するために，レーザ間で非対称な戻り光を有する相互結合された半導体レーザの数値モデルを提案し，同期調査を行う。具体的には，パラメータ変化に対するレーザのダイナミクスおよび相互相関値の変化を調査する。その後，相互相関値と光周波数差の時間変化を算出し，レーザのダイナミクス (時間波形) と同期状態の時間的な変化を比較する。また，アトラクタ (ダイナミクスの位相空間上プロット) 上に相互相関値と光周波数差の時間変化をプロットすることにより，レーザのダイナミクスが同期状態に与える影響を調査する。最後に，第 7 章にて本論文の全体の結論を述べる。

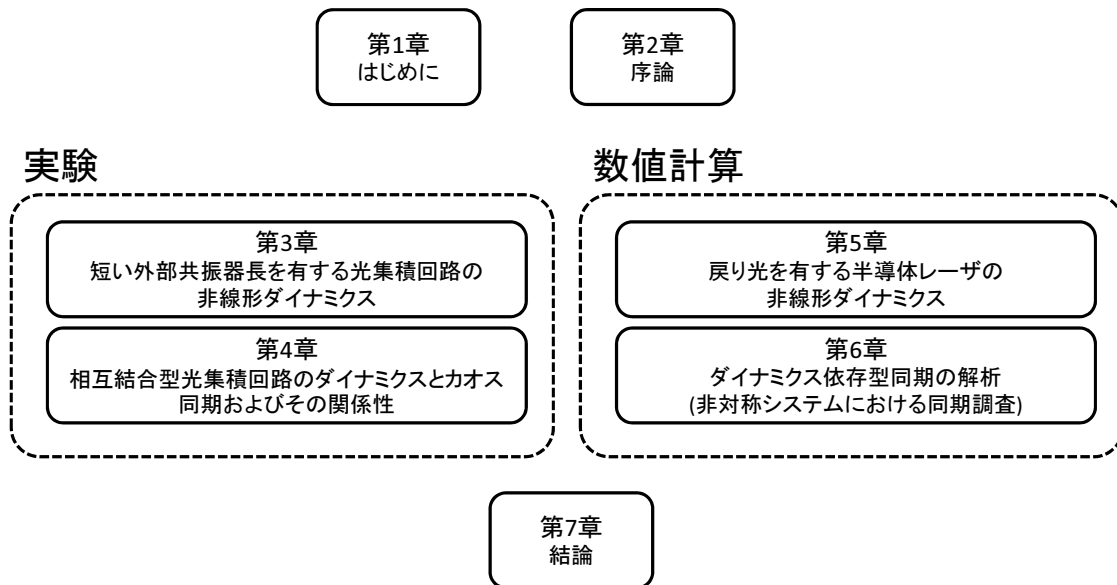


図 1.1: 本論文の構成

第2章 序論

2.1 短い外部共振器長を有するレーザカオス発生用光集積回路

時間遅延システムである戻り光を有する半導体レーザは，その外部共振器長に対応する GHz オーダの高速な振動が発生する．この振動の伝搬周波数を外部共振周波数 (External cavity frequency) という．近年，半導体レーザや光検出器等を同一基板上に集積化することにより，外部共振器長をミリメートル (mm) オーダまで短くした光集積回路が提案されており，装置の小型化に関する研究が行われている．さらに，短い外部共振器長を有する光集積回路では，レーザ出力強度は多様なダイナミクスが観測できることが知られており，光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの研究も行われている [37–39]．また，光集積回路から出力される高速なカオス振動を用いた物理乱数生成への応用研究も提案されている [31–33]．そこで本節では，光集積回路を用いて行われている非線形ダイナミクスと物理乱数生成の先行研究について述べる．

2.1.1 Argyris らの光集積回路

Argyris らによって提案されている光集積回路 [37] について述べる. 構成図を図 2.1 に示す. 図 2.1 の光集積回路では, 1 つの半導体レーザ (DFB LASER), 光増幅器 (Gain/Absorption section), 位相変調器 (Phase section), 光導波路 (Passive waveguide), 外部鏡 (High-Reflective Coating) が同一基板上に集積化されている. また, 外部共振器長は 10.35 mm である. この光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの調査が行われている.

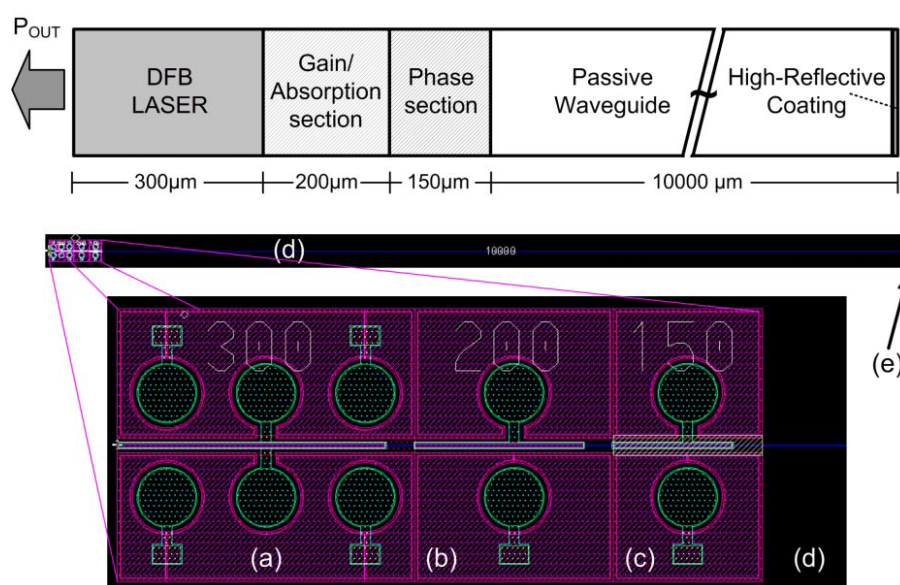


図 2.1: Argyris らの光集積回路

この光集積回路において, 位相変調器の注入電流を変化 (戻り光の位相を変化) させてダイナミクスの分岐現象を観測している. 位相変調器の注入電流を変化させたときのレーザダイナミクスの変化を図 2.2 に示す. 左側の図はアトラクタを示しており, 右側の図は各アトラクタに対する周波数スペクトルである. また, 位相変調器の注入電流はそれぞれ (a) 3.3 mA, (b) 4.8 mA, (c) 5.5 mA, (d) 5.9 mA, (e) 6.9 mA に設定されている. 結果として, 位相変調器の注入電流を変化させることにより様々なダイナミクスを観測している. 特に, 戻り光の位相変化がダイナミクスに影響を与えていることが示されている.

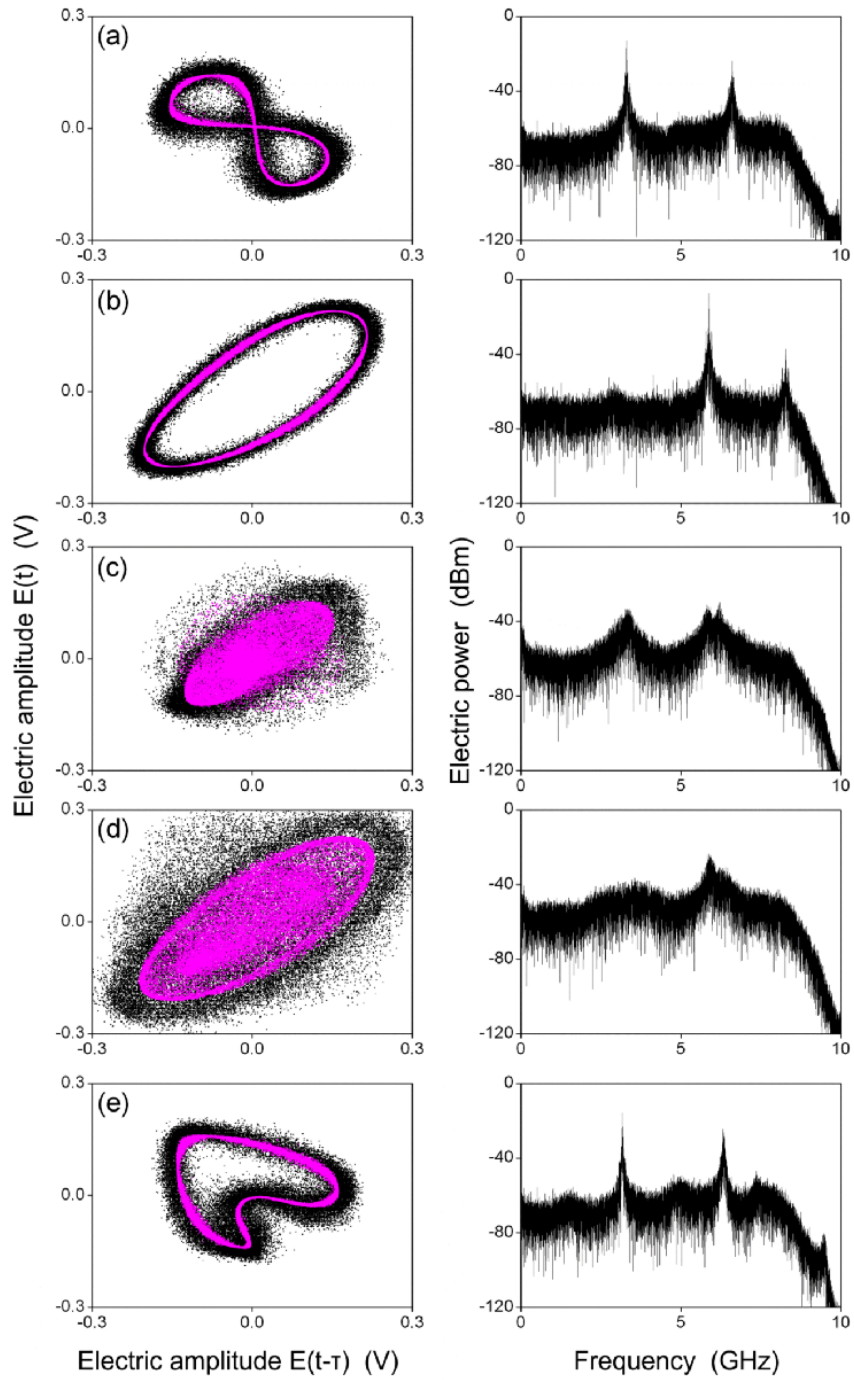


図 2.2: 光集積回路から観測された半導体レーザの非線形ダイナミクスの観測結果.
位相変調器の注入電流: (a) 3.3 mA, (b) 4.8 mA, (c) 5.5 mA, (d) 5.9 mA, (e) 6.9 mA

2.1.2 Harayama らの光集積回路

戻り光を有する半導体レーザから発生する GHz オーダのカオス振動を活用して、高速物理乱数生成の研究が非常に注目されている。しかし、生成方式の多くは市販のレーザや光検出器を用いているため実験装置全体が大きい (~ 数 m) ことが、物理乱数生成器の実用化に向けた大きな課題となっている。そこで光集積回路を用いることで、実験装置全体の小型化が期待できる。そこで、光集積回路を用いた物理乱数生成の研究が提案されている [31]。Harayama らの光集積回路を図 2.3 に示す。この光集積回路には、1つの半導体レーザ (DFB)、2つの光増幅器 (SOA1, SOA2)、外部鏡、光検出器 (PD) が集積化されており、これが1つのモジュールとなっている。この光集積回路にはこのモジュールが2つ搭載されている。光集積回路から得られたレーザカオス信号は、光検出器により電気信号に変換される。その後、各モジュールから観測された2つの信号を同時刻にサンプリングして1ビット AD 変換を行い、得られた2つのビット列に対して排他的論理和演算 (XOR) を行う (図 2.3 上段の乱数生成処理方式) ことで 2.08 Gb/s での乱数生成を達成している。

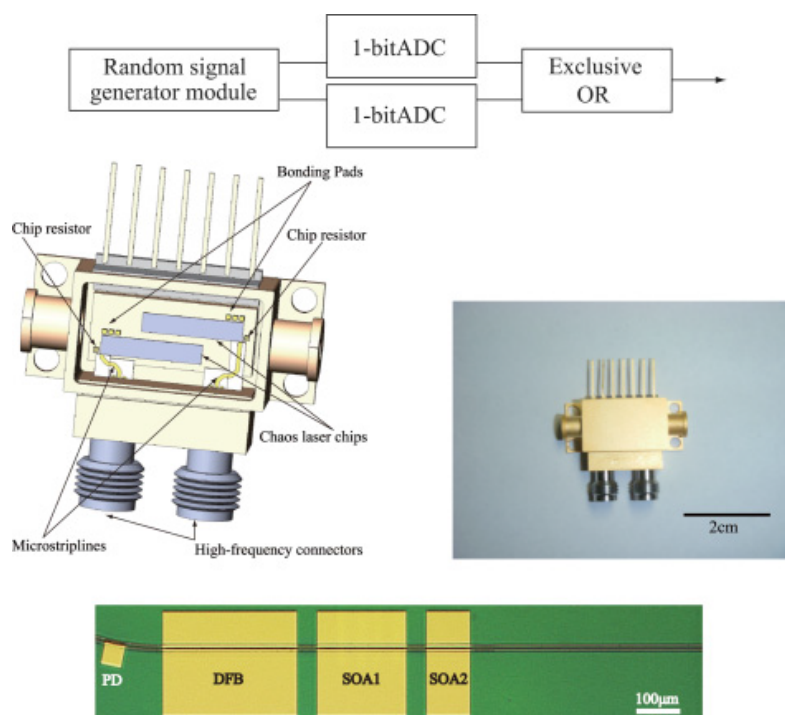


図 2.3: Harayama らの光集積回路

2.1.3 Takahashi らの光集積回路

前述したとおり，戻り光を有する半導体レーザのみならず，光集積回路における物理乱数生成を行う上で外部共振器長（ないしは外部共振周波数）は重要なパラメータである．物理乱数生成器の実用化に向けた小型化の面のみならず，その点以上の課題点として，外部共振器長が短すぎる場合，レーザの出力強度が周期的になりやすく，十分なランダム性を有するカオス振動が発生しづらいという問題点がある．つまり，振動の周期成分が大きい場合，統計的に質の良い物理乱数を生成するのが困難になってしまう．外部共振器長が短い場合，レーザの緩和発振周波数と外部共振周波数が大きく異なってしまうことにより，各周波数間の非線形相互作用が発生しづらく，レーザカオスの発生が困難であることが理由として挙げられる．そこで Takahashi らによって，異なる外部共振器長における光集積回路を用いた物理乱数生成の研究が行われている [33]．Takahashi らの光集積回路を図 2.5 に示す．この光集積回路には，1つの半導体レーザ (DFB)，2つの光増幅器 (SOA1, SOA2)，外部鏡 (M)，光導波路 (PW)，光検出器 (PD) が集積化されている．

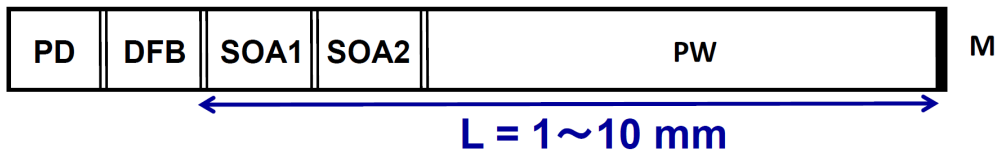


図 2.4: Takahashi らの光集積回路

この研究では，外部共振器長が 1, 2, 3, 4, 5, 10 mm の 5 種類の光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの調査および物理乱数生成が行われている．異なる外部共振器長におけるダイナミクスの観測結果として時間波形と RF スペクトルを図 2.5 に示す．時間波形を見ると，外部共振器長が短い方が高速な振動が得られている一方で，RF スペクトルに着目すると，外部共振器長が短い時では特定の鋭いピークが現れ，振動に周期性があることを表している．一方で外部共振器長が 10 mm の場合では，特定のピークが現れず平坦なスペクトルとなっている．外部共振器長の異なる光集積回路を用いて物理乱数を生成した結果，外部共振器長が 2mm 以下の光集積回路では，ランダム性の高い乱数 (統計検定に合格できる乱数) は生成できないことが，この論文で示されている．一方で，外部共振器長が 3mm 以上の光集積回路ではいずれもランダム性の高い乱数生成に成功 (統計検定に合格) している．この研究結果として，外部共振器長 3, 4, 5, 10 mm の光集積回路を用いて，それぞれ 3.9, 5.6, 4.6, 4.2 Gb/s の生成速度での物理乱数生成を達成している．このように，

光集積回路を用いて複雑なカオス振動を発生させ、ランダム性の高い物理乱数を生成するための研究が行われている。

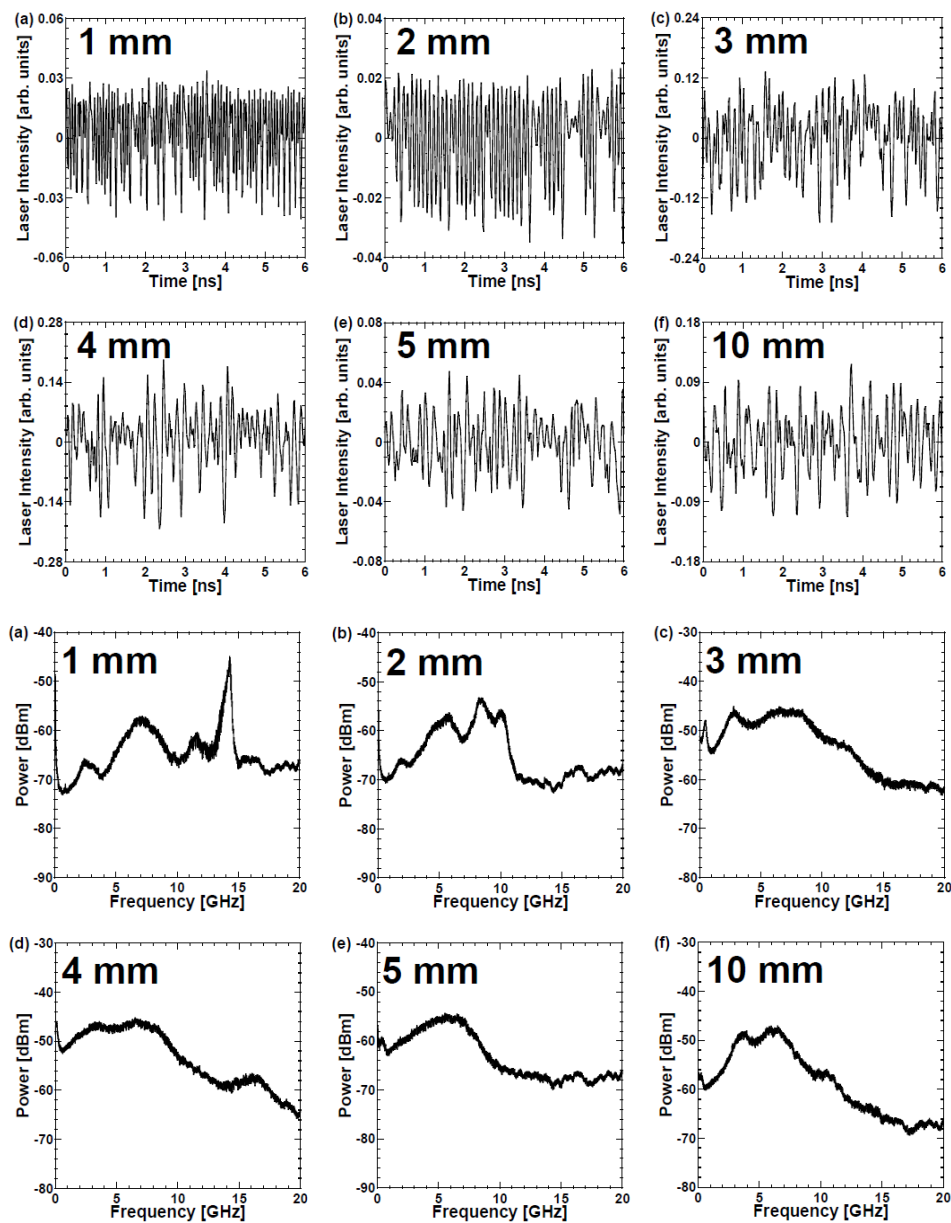


図 2.5: 異なる外部共振器長における時間波形と RF スペクトル

2.2 低周波不規則振動 (Low frequency fluctuations, LFF)

前節では、光集積回路を例に様々な非線形ダイナミクスの先行研究について述べた。中でも、戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクスの一種にLFFと呼ばれる低周波不規則振動 (Low frequency fluctuations, LFF) 現象がある。LFFは、物理乱数生成等で有用とされているカオス振動 (スペクトルが平坦で複雑かつ不規則な振動) に比べてカオスの遍歴を行うダイナミクスであり、これまでに様々な研究が行われている。そこで本節では、LFFにおけるレーザの振る舞いや特性について述べる。

2.2.1 LFFのカオスの遍歴

先程も述べた通り、LFFは半導体レーザに戻り光が付加されている際に発生するカオスのダイナミクスの一種である。本節では、LFFの発生原理について理論的に行われている先行研究 [41] について述べる。まず、一般的な知識として、戻り光を有する半導体レーザは時間遅延システムであり、その遅延時間により無限の自由度を有しており、様々なダイナミクスを示す。また、半導体レーザカオスは決定論的カオスであり、カオスへの道すじとしては周期倍化ルートや準周期ルート等が存在する (第3章参照)。実験等で半導体レーザの分岐現象を観測するための代表的な方法 (可変パラメータ) は戻り光 (フィードバック) 強度を変化させることである。一般的に数 % の戻り光を付加することにより、数 ~ 数十 GHz ほどの激しい線幅の増加が生じる。このような広幅化をコヒーレンス崩壊 (Coherence collapse) といい、半導体レーザにおいてカオスが発生する代表的な原理である。

レーザがLFFを示している場合の代表的な時間波形を図 2.6 に示す。LFFは大きく分けて2種類の振動で構成されているダイナミクスである。1つめは高速かつ階段状に出力強度が増加している振動である。このとき出力強度は高速かつ微小な高速パルスを伴って階段状に増加しており、この各階段のステップの持続時間は外部共振器長の往復伝搬時間に対応しているのが大きな特徴である。2つめは、階段状の回復過程の後に不規則に発生する低速かつ急激に出力強度が減少する振動である。この急激な強度低減の振動を、一般的に強度ドロップアウト (Intensity dropout) と呼ぶ。強度ドロップアウトはレーザが最大利得モード (Maximum gain mode, MGM) またはその付近のときの光が、自然放出ノイズ等のノイズ誘導により確率的に誘発されることにより引き起こされる現象であると考えられている。また、ドロップア

ウトの振動周波数は一般的に外部共振周波数の $1/10$ 以下であると考えられ、MHz オーダである。すなわち LFF は戻り光による不安定性が起因して発生する。これらの振動が混在しているのが LFF のダイナミクスとしての非常に大きな特徴である。

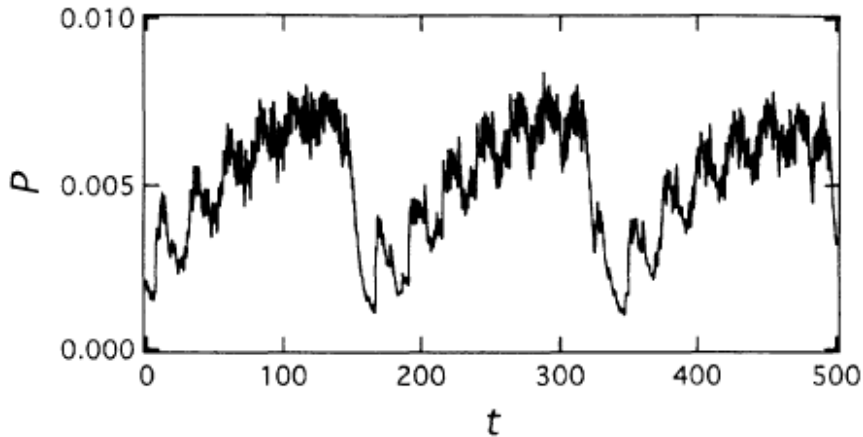


図 2.6: LFF ダイナミクスの代表的な時間波形

先に述べた通り、LFF の発生メカニズムはレーザの定常解が非常に大きく起因している。一般的に戻り光カオスにおける定常解を外部共振器モード (External cavity mode, ECM) といい、安定な定常解をモード (Mode) と呼び、不安定な定常解はアンチモード (Anti-mode) と呼ばれる。ここで、LFF の位相差の時間変化とそのときのアトラクタを図 2.7 に示し、LFF のメカニズムと定常解の関係性について述べる。特に、アトラクタを例に議論することは LFF のダイナミクスを理解する上で非常に重要である。まず、図 2.7(a) の位相差の時間変化であるが、図 2.6 の出力強度の時間波形と同様に階段状の変化と急激な変化から構成されていることが分かる。ここで着目すべき点として、階段状の変化が必ずしも単調減少でない点である。徐々に位相差が拡大している一方で、ある時間では位相差が減少 (0 に近づいている) している領域 (Inverse switching, 図中の IS) が存在していることが分かる。さらに、位相差の急激な変化 (Crisis, 図中の C) の出現頻度も一定の時間間隔ではなく不規則に発生していることが分かる。これはアトラクタを例にとって述べてより明瞭である。図 2.7(b) に示したアトラクタに着目すると、複数のカオス的なアトラクタ (局所アトラクタと呼ぶ) が存在していることが分かる。この各局所アトラクタにはそれぞれ定常解が存在しており、階段状の変化が行われている箇所の定常解は楕円の下半分すなわちモードである。また、各モードの周波数間隔 (横軸の間隔) は外部共振周波数と対応することも大きな特徴である。また、これはすなわち外部共振器

長が長い(伝搬時間が長い)ときに、定常解の個数が増加することも同時に示唆している。図 2.7(a) と図 2.7(b) を比較すると、レーザのダイナミクスがアトラクタ上をどのように遷移するかの対応関係が分かる。図 2.7(a) における各階段は各局所アトラクタに滞在していることを表しており、階段がシフトすることは図 2.7(b) において、滞在していた局所アトラクタから遷移していることを表している。すなわち LFF は各局所アトラクタに一定時間留まった後にアトラクタ間を周波数シフトしながら遷移していることが分かる。さらに、図 2.7(a) で示したように、レーザは必ずしも MGM 方向に遷移しているわけではない。場合によっては MGM 方向とは逆の方向に周波数がシフト (IS) する場合や、アトラクタ間のジャンプも 1 つずつジャンプするとは限らず、複数個のアトラクタをまたいで遷移する場合もある。これは図 2.7(a) の位相変化量をみれば明確である。さらにこれは定常解の個数が多いほどより不規則に遷移することも同時に示唆している。ドロップアウトにおいても同様に必ずしも MGM でドロップアウトが発生しているわけではない。MGM に限らずある局所アトラクタにおいてモードとアンチモードの両方を含んでいる場合にレーザは対応するアンチモードに引き寄せられる場合があり、ドロップアウトの発生が誘発される可能性があることを示している。これが強度ドロップアウトの発生タイミングが不規則になる理由である。

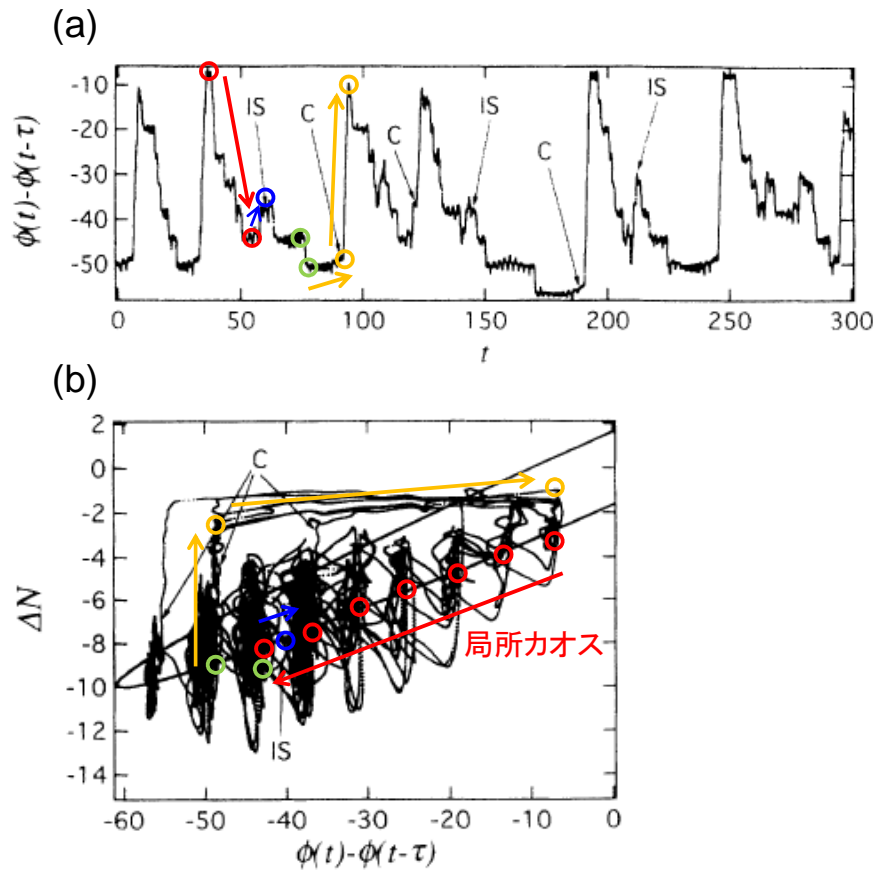


図 2.7: LFF の (a) 位相差 (周波数差) の時間発展, (b) アトラクタ

しかしながら LFF の全体のサイクルとしては、単一モードから MGM 方向へと不規則に遷移 (周波数シフト) した後、アンチモードへと引き寄せられることによりドロップアウトが発生し、急激な周波数シフトを経て再び単一モードへと戻るサイクルとなっている。この全体のサイクルが LFF の最大の特徴でありカオス振動との大きな違いとなっている (準周期崩壊ルート等で生成されたカオスは 1 つの大きなアトラクタ内に異なる周期の振動を多数有しているダイナミクスであり、LFF のような複数の局所アトラクタから構成されているわけではない)。また、この LFF のサイクル内でも、時間的に不規則に遷移しながらサイクルしていることから、このことをカオスの遍歴 (Chaotic itinerancy) と呼ばれており LFF の非常に重要な特徴である。

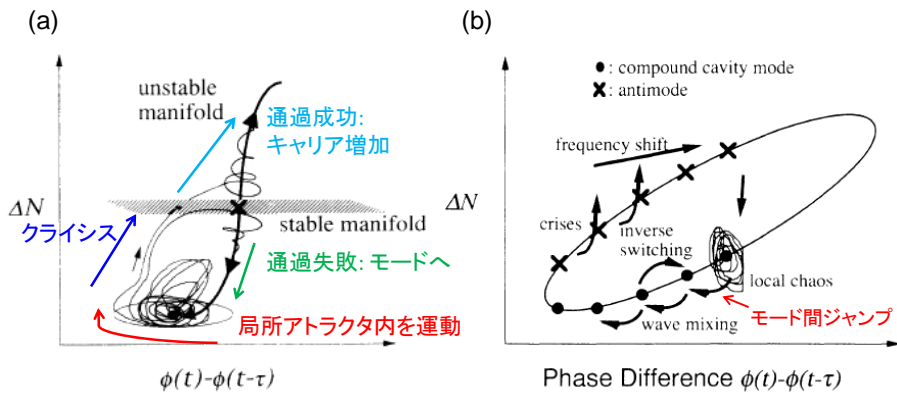


図 2.8: LFF 発生のための (a) 多様体におけるアンチモード (不安定な定常解) の軌道, (b) カオスの遍歴における LFF 発生原理

2.3 結合された半導体レーザにおけるカオス同期現象

半導体レーザにおける同期現象はレーザ間で光注入されることにより達成される。また、結合方法として一方向結合と相互結合がある。結合されたレーザが同期するための必要条件として、インジェクションロッキングと呼ばれるレーザ間の光波長(光周波数)の引き込み現象が必要条件となる [2]。結合された半導体レーザにおけるカオス同期現象は、結合系振動子における同期現象の解明に関する学術的な基礎研究のみならず、光通信や秘密鍵配送などが提案されており、情報セキュリティ分野への応用の観点からも重要である。そこで本節では、相互結合された半導体レーザにおける様々な物理現象についての先行研究について述べる。特に、本節で述べる同期現象は前節で述べた低周波不規則振動 (LFF) におけるカオス同期現象である。

2.3.1 遅延カオス同期 (Leader-Laggard 関係)

半導体レーザが相互に結合されているとき、片方のレーザに対してもう一方のレーザが遅れて同期する現象 (Lag synchronization) が知られている [47]。この現象は Leader-Laggard 関係と呼ばれる。Heil らは 2 つの半導体レーザを相互に結合して Leader-Laggard 関係 (遅延カオス同期) を観測している。実験装置図を図 2.9 に示す。この結合遅延は互いのレーザ間の結合距離に対応した伝搬時間 τ (図 2.9 参照) に対応する。

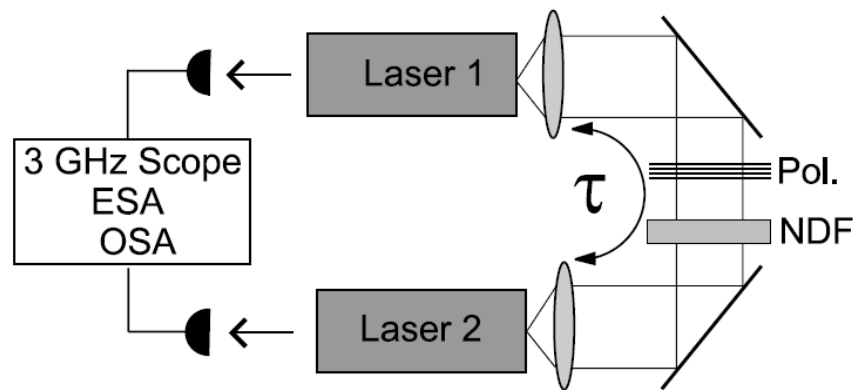


図 2.9: Heil らによる相互結合された半導体レーザにおける同期実験の装置図

図 2.10 では、2つのレーザを相互に結合した場合のレーザ 1 とレーザ 2 の出力強度の時間波形 (図 2.10(左図)) と RF スペクトル (図 2.10(右図)) の実験結果を示している。このとき、レーザ 2 はレーザ 1 に対して結合遅延時間 τ ($= 4.75$ ns) の分だけ遅れて同期していることが分かる。このように一方のレーザに対してもう一方のレーザが結合伝搬時間だけ遅延して同期する現象を Leader-Laggard 関係と呼ばれている。先行するレーザ (Leader) の条件についても調査が行われており、以下の条件で決定される。

- システムおよびパラメータが非対称の場合、光周波数が高い方のレーザが Leader であり、先行して振動する (レーザの光周波数差によって決定)。
- システムおよびパラメータが同一かつ対称の場合、ノイズなどのわずかな摂動によって対称性が破られ、Leader となるレーザが決定する (自発的対称性の破れ)。

条件 2 については実際に、対称システムにおいてノイズ項を排除した数値計算においては、両レーザはレーザ間の時間遅延が無く、ゼロ遅延同期 (同時性同期) 状態であることも論文内で示されている。また、RF スペクトルにおいても、結合遅延の影響は現れる。図 2.10 の RF スペクトルにおいて、 $1/(2\tau)$ に対応した周波数 (結合遅延時間に対応) のピークが現れることも分かっている。また、この RF スペクトルでは低周波成分のパワーが高く、このことからレーザ 1 とレーザ 2 が LFF を示していることが分かる。この論文にあるような遅延カオス同期 (Leader-Laggard 関係) は、相互結合された半導体レーザのカオス同期において基盤となる普遍的な非常に重要な現象である。

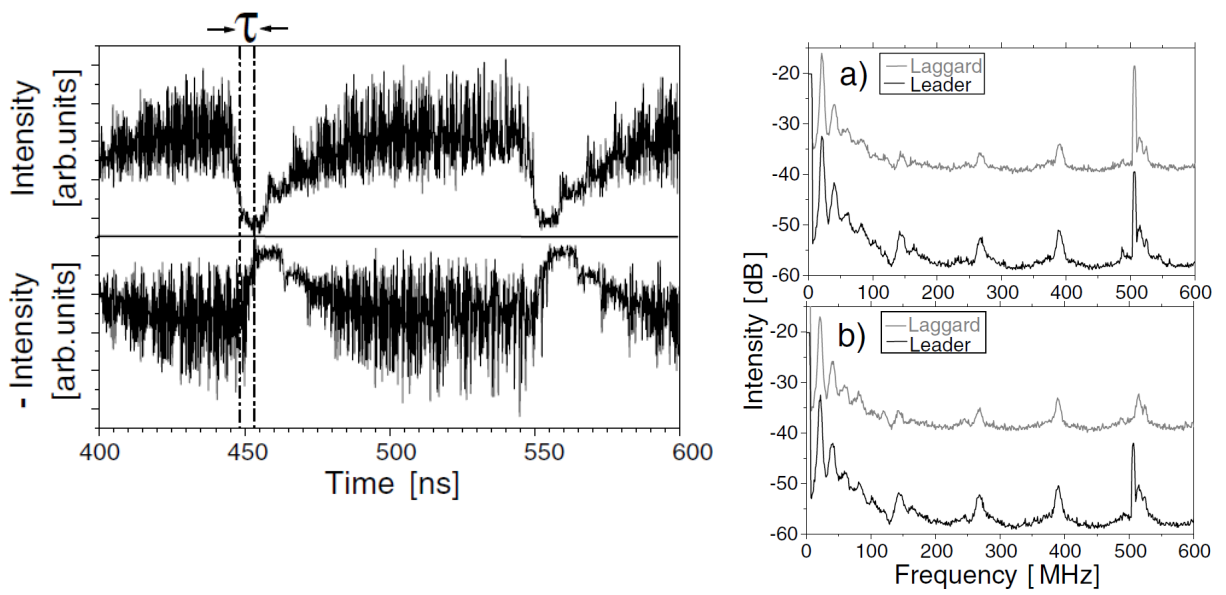


図 2.10: Heil らによる遅延カオス同期 (左) レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形 (明確のためレーザ 2 の出力強度を反転, (右) 周波数スペクトル)

2.3.2 反位相同期

一方のレーザに対してもう一方のレーザの出力強度が反転して同期する反位相同期 (Anti-phase synchronization) が報告されている [49]. Wedekind らによる実験装置図を図 2.11 に示す. 図 2.11 においても 2 つの半導体レーザがビームスプリッタ (beamsplitter) を介して結合されており, それぞれのレーザに対して外部鏡を配置して戻り光を発生させている. なお, アイソレータ (Faraday-Isolator) を取り外すことにより 2 つのレーザを相互に結合することが可能となっている.

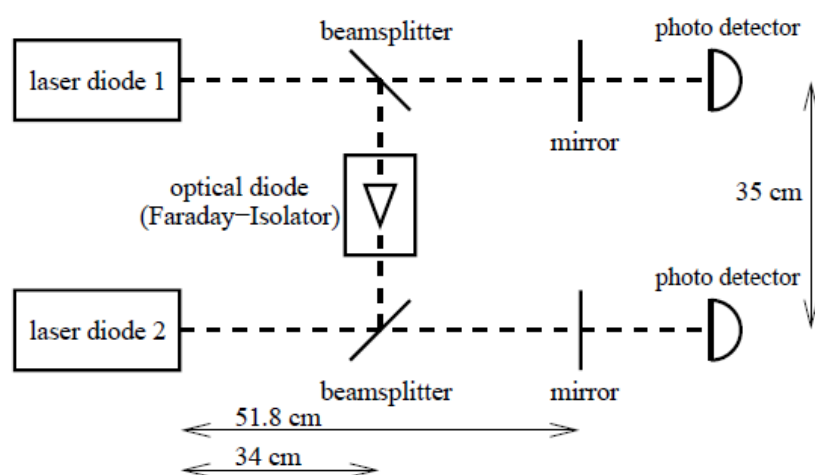


図 2.11: Wedekind らによる相互結合された半導体レーザの実験装置図

Wedekind らによる同期調査結果として, 2 つの半導体レーザの時間波形と相関図を図 2.12 に示す. 図 2.12(a)(c) においてレーザ 1 とレーザ 2 は同位相で同期しているが, ここからレーザの注入電流を変化させると, 図 2.12(b)(d) のような反位相同期状態となる. この研究では, レーザの注入電流を変化させることにより, 同位相同期と反位相同期を観測している.

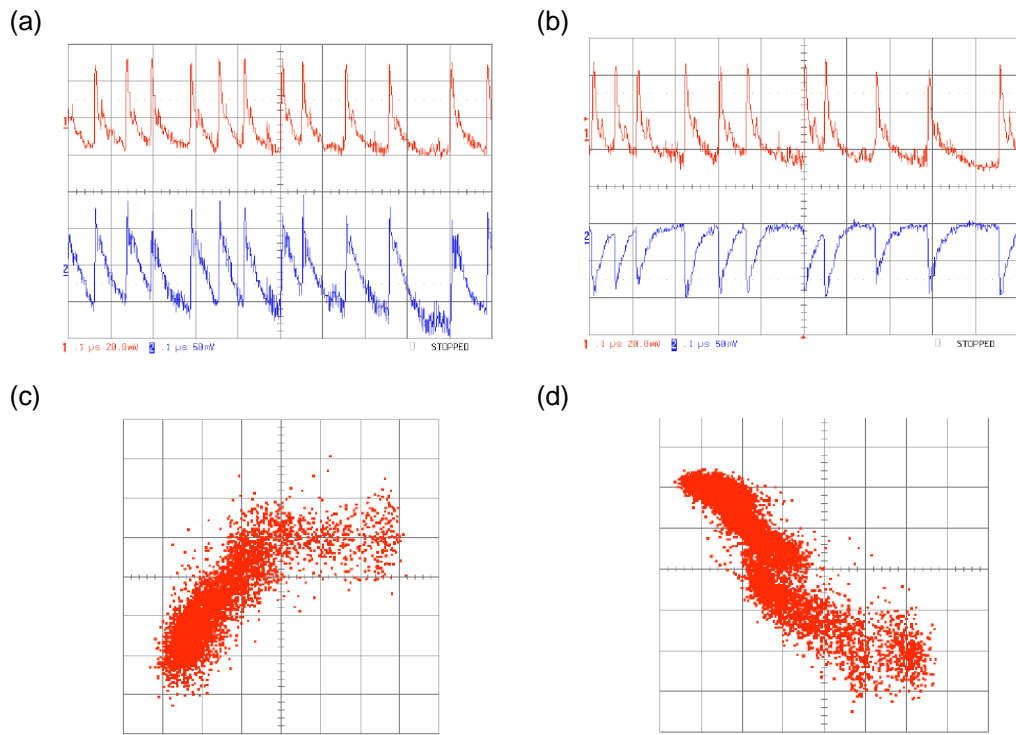


図 2.12: Wedekind らによる反位相同期 (a)(b) 時間波形, (c)(d) 相関図. (a)(c) 同位相同期, (b)(d) 反位相同期)

2.3.3 Episodic synchronization

相互結合された半導体レーザの同期現象は、物理学的な基礎研究だけでなく、カオスを基にした通信システム的应用においてもこれまでに研究が行われている。代表的な同期現象として、Leader-Laggard 関係および自発的対称性の破れやゼロ遅延同期がこれまでに報告されている。しかし、これらのほとんどは対称システムで実装されており、非対称システムに対する同期調査はあまり行われてこなかった。その理由として、対称システムの方が同期が観測しやすい傾向にあることが大きな要因となっている。これは光通信等の同期精度が要求される技術においては、同期達成は必要不可欠な条件であるためである。そこで、Ávila らは一方のレーザのみに戻り光を付加することにより、非対称システムにおける同期現象を調査している。実験装置図を図 2.13 に示す。図 2.13 の実験装置図から、レーザ 1 側のみに鏡が用意されることにより、レーザ 1 のみに戻り光が付加されていることが分かる。

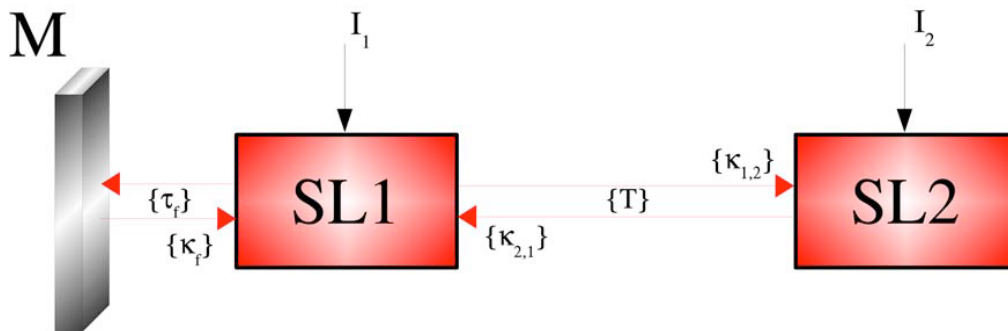


図 2.13: Ávila らによる相互結合された半導体レーザの実験装置図

本論文においても、Heil らと同様に Leader-Laggard 関係の調査を行っており、相互相関関数を算出し、結合伝搬遅延時間に対応した時間において高い相関のピークが現れることを述べている。その中で戻り光強度を変化させて調査を行ったとき、相互相関関数のピークの遅延時間が結合遅延と対応せず、結合遅延時間が Leader-Laggard 関係の条件と異なる結果が生じた。さらにこのとき 2 つのレーザは反位相同期を観測していた。本来であれば相互相関関数は、結合遅延時間に対応した時間のときに相関のピークを取るはずであり、さらにシステムが非対称であれば高周波のレーザ (Leader のレーザ) は一意に決まるはずである。しかしながら、図 2.14 に示すような状態は以前の Leader - Laggard 関係の状態とは異なる。この同期状態は Episodic synchronization [57] と呼ばれている。Episodic synchronization は、レーザ間の光周波数差が時間変化する。つまりインジェクションロッキングが行われたり

外れたりする (光周波数差が時々刻々と変化する) 現象であるため, 2つのレーザはある瞬間だけ突発的 (Episodic) に同期する. 図 2.14 に示すような状態では, 特に低周波成分に対して結合遅延時間に対応しない遅延時間に相関のピークが出現しており, かつ反位同期を示している. Ávila らや Bludú らの Episodic synchronization も共にレーザのダイナミクスは LFF である. これは複雑なカオス振動よりも, LFFの方が周波数シフトが行われやすく, 光周波数の時間変化が発生しやすいためであると考えられる. この論文では, 戻り光強度を変化させることによって Leader-Laggard 関係の入れ替わりにおける Episodic synchronization を観測している.

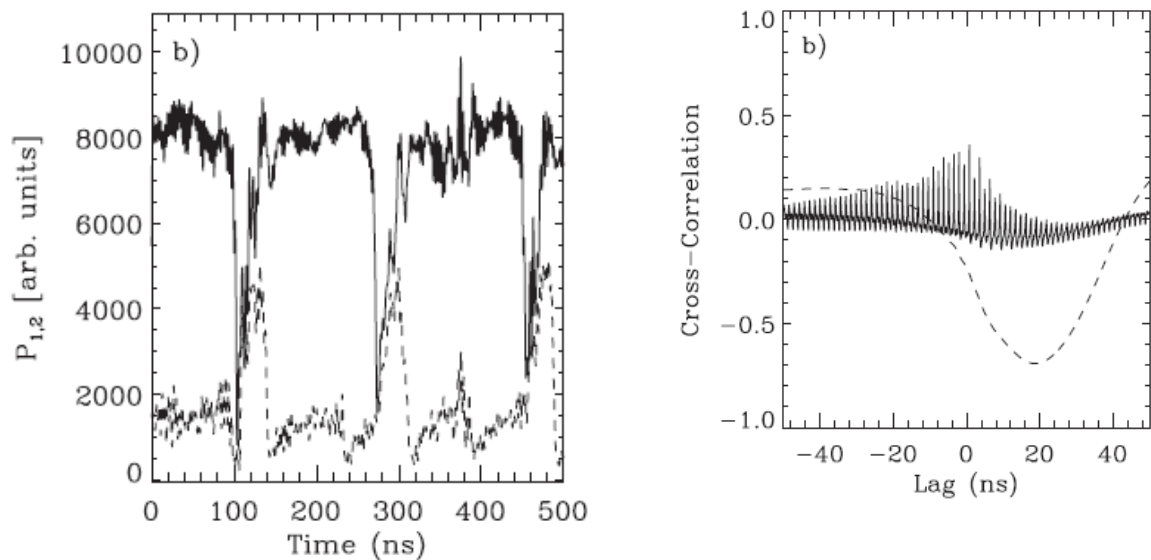


図 2.14: Ávila らによる Episodic synchronization 実線:フィルタ無し, 点線:フィルタあり (低周波成分).

2.3.4 レーザネットワーク

前節までは、2つの半導体レーザを結合させた場合の同期現象の先行研究について述べた。近年、多数の半導体レーザを自由度高く結合して同期させる「レーザネットワーク」と呼ばれる同期の研究が行われている。レーザネットワークは光通信や情報処理の面で結合振動子の大きな拡張性を有する期待がある一方で、2つの半導体レーザの同期 (Leader-Laggard 関係等) 状態よりも複雑な同期理論となる。これは半導体レーザの同期は必ず戻り光や結合光の光注入が行われ、その伝搬時間に対応した時間遅延が発生するため、レーザの個数が増えれば、その分考慮すべき時間遅延が複雑に発生するためである。

そこで、レーザネットワークにおける同期実験の実験装置図を図 2.15 に示す。この実験では 16 個のレーザを用意し、4つの外部鏡 (R_1, R_2, R_3, R_4) によりレーザを自由に結合可能となっている。また R_5 で各レーザの戻り光を制御している。

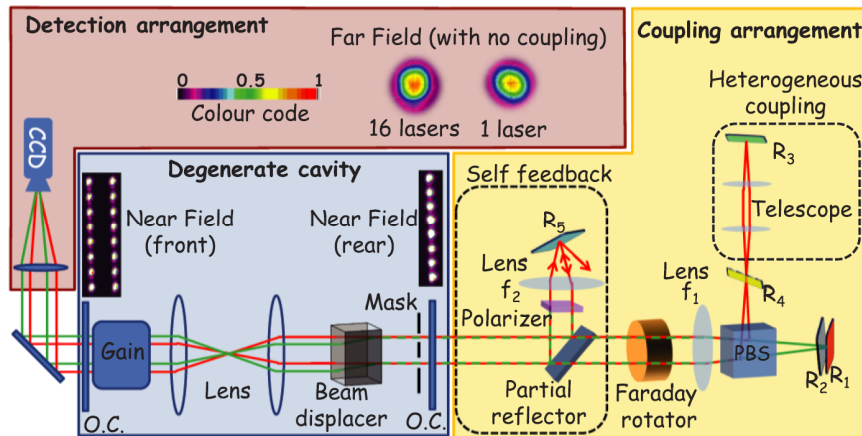


図 2.15: Nixon らによるレーザネットワークの同期実験装置図。

16 個のレーザで構成されたレーザネットワークの同期調査結果を図 2.16 に示す。図 2.16(a) ~ 図 2.16(d) には様々な結合方法の例とそのときの同期の干渉縞が示されている。このときの同期理論として GCD (Greatest Common Divisor, 最大公約数) ルールが提案されている。これは結合伝搬の道の数、戻り光が付与されている数等、光の伝搬行路の数の最大公約数によってレーザの同期状態が決まるというルールである。具体的には図 2.16(a) では 8 個すべてのレーザがすべて同期している。一方で、図 2.16(b) では「8 個のレーザの一方向結合におけるループ」と「レーザ 2 の戻り光 (1 つのレーザのループと考えることができる)」が存在しているため $GCD(8,1)$

= 1となる. このようにして, 「すべてのレーザーが同期」 もしくは 「すべてのレーザーが非同期」 ではなく, 多数のレーザーを結合したレーザーネットワークでは, あるレーザー同士が組みをつくって部分的に同期することがある. これをクラスタ同期と呼ぶ. この研究ではクラスタ同期を実験的に観測し, 作成されるクラスタの規則を GCDルールにより理論づけた.

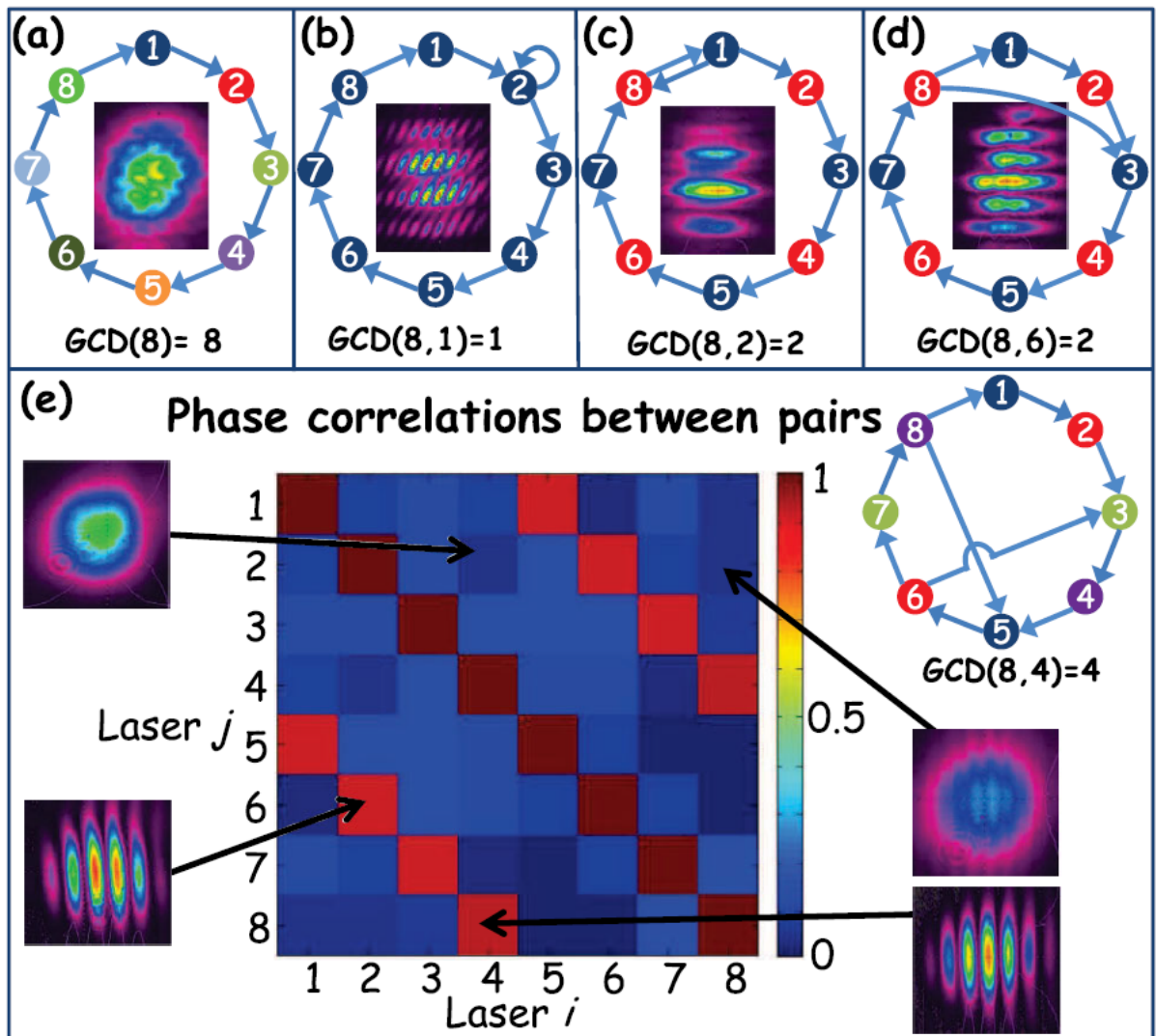


図 2.16: GCDルールによるクラスタ同期 (レーザーネットワークの同期理論). (a) ~ (d) 各ネットワークの接続方法および同期の干渉縞, (e) 2次元分岐図.

第3章 短い外部共振器長を有する光集積回路における非線形ダイナミクスの実験的調査

本章では、本研究で用いる光集積回路について述べ、光集積回路の非線形ダイナミクスの調査を行う。また、本論文で行う実験で用いる光集積回路は全て本章で紹介する光集積回路である。まず、1つの半導体レーザを有する光集積回路の構成および実験装置について述べる。次に、半導体レーザから観測できる主なダイナミクスおよびその特徴について述べ、分類を行う。各ダイナミクス領域を明らかにするために、パラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行う。本研究で用いる光集積回路は外部共振器長が短く、多様なダイナミクスの観測が期待される。さらに、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路に対しても同様に構成および実験装置について述べたのちに、同様に2次元分岐図の作成を行う。また、光結合の有無により、レーザのダイナミクスがどのように変化するかを調査する。これらの調査は、短い外部共振器長領域の特有のダイナミクス変化を明確にするだけでなく、このあとの章で行う同期現象とレーザダイナミクスの関係性の調査のためにも非常に重要である。また、本論文で用いる光集積回路は全てNTTフォトニクス研究所で作成されたデバイスである。

3.1 短い外部共振器長における半導体レーザを有する光集積回路

3.1.1 非線形ダイナミクスの実験装置および実験方法

本節では、短い外部共振器長における1つの半導体レーザを有する光集積回路の構成を述べ、非線形ダイナミクスの調査を行う。ここで、1つの半導体レーザを有す

る光集積回路 (Photonic Integrated Circuits, PIC) の構成図を図 3.1 に示す。本光集積回路は、1つの半導体レーザ、光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier, SOA)、外部鏡、光導波路、光検出器が同一基板上に集積化された光学的回路である。また、外部共振器長 (レーザから外部鏡までの距離) は 1.3 mm, 2.3 mm, 3.3 mm, 4.3 mm, 10.3 mm の5種類の異なる長さの光集積回路を本研究室で有しているため、それぞれの装置について調査を行う。

ここで、本光集積回路 (図 3.1) における光の伝搬の仕組みについて述べる。レーザから発振した光は共通の外部鏡で反射され、自身の戻り光として再注入される。これにより、レーザの出力強度 (キャリア) が不安定化し、GHz オーダの高速なカオス振動が発生する。また、図 3.1 の光集積回路のパラメータは、レーザの注入電流、光増幅器の注入電流、の2種類のパラメータである。光増幅器の注入電流を変化させることにより、戻り光強度を変化させることができる。

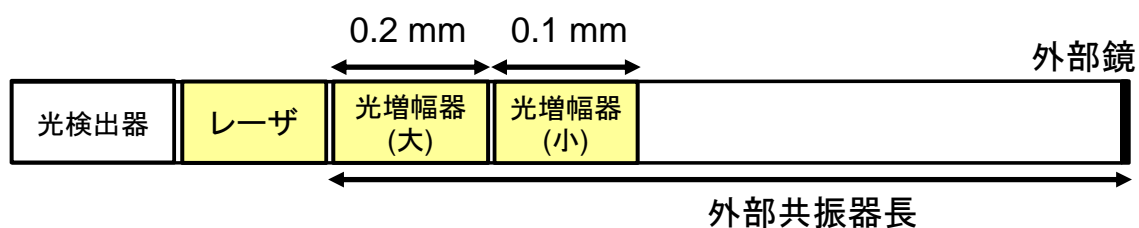


図 3.1: 短い外部共振器長における半導体レーザを有する光集積回路の構成図

ここで、光集積回路も含めた実験を行うために必要な機器および実験全体の方法や手順について述べる。

まず、図 3.1 の光集積回路を含めた実験装置全体の構成図を図 3.2 に示す。図 3.2 中の各装置の詳細を表 3.3 に示す。図 3.2 には、実験を行う際の各実験装置の名称および配置を示す。まず、光集積回路について、回路内のパラメータ (半導体レーザ、光増幅器の注入電流およびその温度設定) を変化させるためには、レーザ電源から電源用ケーブルを介してレーザマウント経由で光集積回路の各ピンに電流が伝わることで電流を変化させる。光集積回路内でレーザが発振すると、レーザの出力光は回路内の光検出器によって、電気信号に変換される。光集積回路から出力された電気信号はバイアスティ (Bias Tee) により直流 (Direct Current, DC) 成分と交流 (Alternating Current, AC) 成分に分離される。分離された DC 成分は測定を行わないため、電気信号の反射を防ぐために 50Ω の終端抵抗を接続する。また、測定を行う AC 成分は、K コネクタ同軸ケーブルを用いて信号を伝送する。伝送された電気信号は電気増幅器 (Amp) を用いて増幅される。非線形ダイナミクスの調査を行う場

合，レーザの時間波形と周波数スペクトルを同時に観測して調査を行う必要がある。そのため，パワーディバイダ (Divider) により電気信号を分岐させ，一方をオシロスコープに接続することでレーザの出力強度の時間波形を測定し，もう一方を RF スペクトラムアナライザに接続することで周波数スペクトルの測定を行う。レーザ発振から測定機器までのこれらの構成および観測手順は他の実験においても共通の部分である。

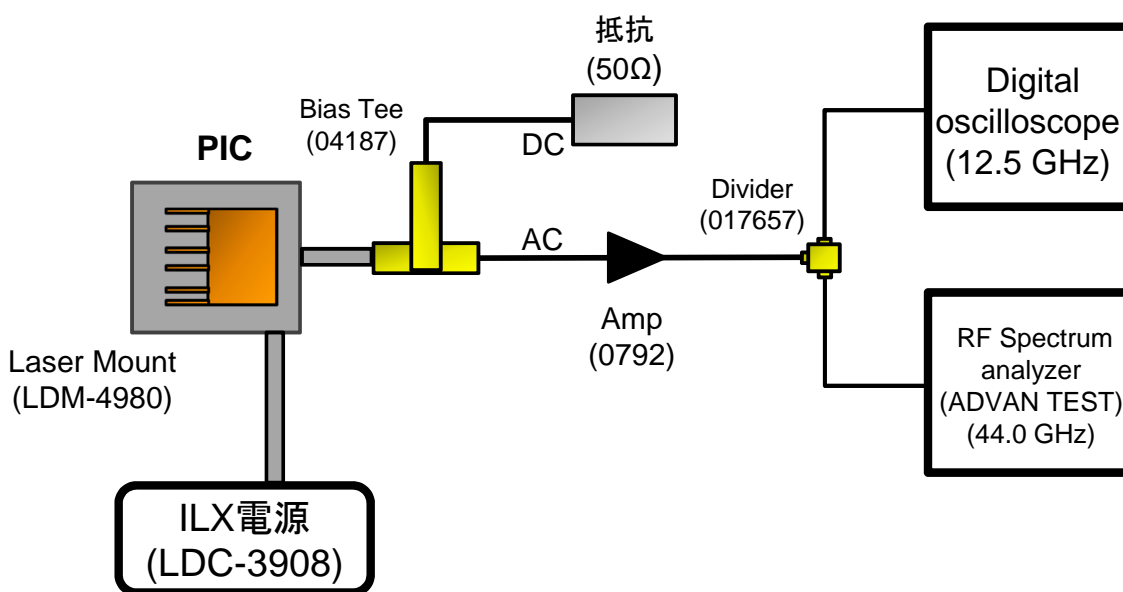


図 3.2: 非線形ダイナミクス調査における実験装置の構成図

表 3.1: 実験装置の詳細

装置	会社名	型番	記号	シリアル番号
光集積回路	NTT フォトニクス研究所	-	PIC	-
バイアスティ	Hewlett Packard	11612A	Bias Tee	04187
電気信号増幅器	New Focus	122-LF	Amp	0749
パワーディバイダ	Anritsu	K240C	Divider	016787
レーザマウント	ILX	LDM-4980	-	987463
レーザ電源	ILX	LDC-3908	-	39081732
オシロスコープ	Tektronix	DPO71254	-	B010634
RF スペクトラムアナライザ	Agilent	N9010A-544	-	MY54200320

3.2 非線形ダイナミクス調査の実験結果

本節では短い外部共振器長を有する光集積回路を用いて非線形ダイナミクスの実験的観測および各ダイナミクスの分類を行う。さらに、パラメータを変化させたときの2次元分岐図の作成を行う。本調査で観測された非線形ダイナミクスは大きく分けて、安定状態、周期、準周期、カオス、低周波不規則振動、間欠性カオス、発振なしの7種類に分類できる。観測された非線形ダイナミクスと、以降で用いる略称について以下に示す。

- 光集積回路から観測可能な主な非線形ダイナミクスとその略称

安定状態: S (Stable)

周期: P (Periodic state), ECM(External Cavity Mode)

準周期: QP (Quasi-periodic state)

カオス: C (Chaos)

低周波不規則振動: LFF (Low-frequency Fluctuations)

間欠性カオス: IM (Intermittency)

発振なし: NO (No lasing)

3.2.1 安定状態

本節では、安定状態のダイナミクスについて述べる。安定状態 (S) の時間波形と RF スペクトルを図 3.3 に示す。図 3.3 に示す時間波形は、レーザ強度の振幅が小さく、ノイズの振動によるわずかな揺らぎの振動のみである。また、図 3.3 に示す RF スペクトルはどの周波数成分においても特定のピークが無く、パワーも低い。このスペクトルのパワー成分はノイズのフロアレベルを表している。安定状態は、レーザの注入電流が発振しきい値付近の場合で観測されやすい。

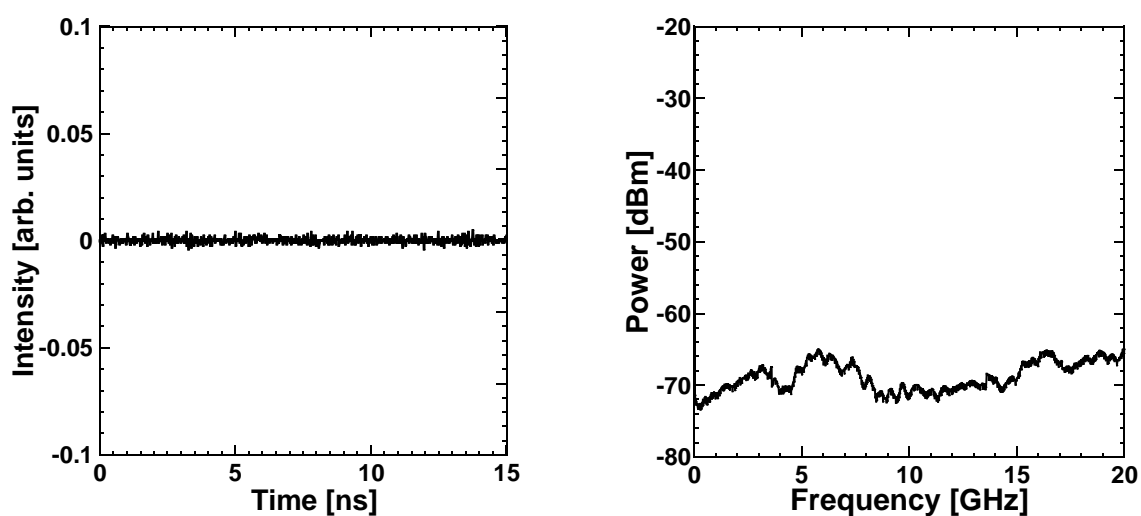


図 3.3: 安定状態 (Stable) の時間波形と RF スペクトル

3.2.2 周期

本節では、周期振動のダイナミクスについて述べる。周期振動 (P) の時間波形と RF スペクトルを図 3.4 に示す。図 3.4 の時間波形は、規則的な 1 周期振動が発生している。また、図 3.4 に示す RF スペクトルには、その周期に対応した特定の周波数において鋭いピーク (パワーが高い周波数成分) が発生している。特に光集積回路等の短い外部共振器長領域においては、外部共振周波数 (図 3.4 においては約 3.5 GHz 程度) が支配的な周波数成分として現れる。周期振動では、図 3.4 のような複数の鋭い周波数のピークが、メインピークの整数倍の周波数において発生する。周期振動は、レーザの注入電流が発振しきい値付近の場合や戻り光強度が低い場合で観測されやすい。本実験においては、時間波形が周期的かつ RF スペクトルに整数倍の鋭い周波数ピークが現れたときに周期振動として判定する。

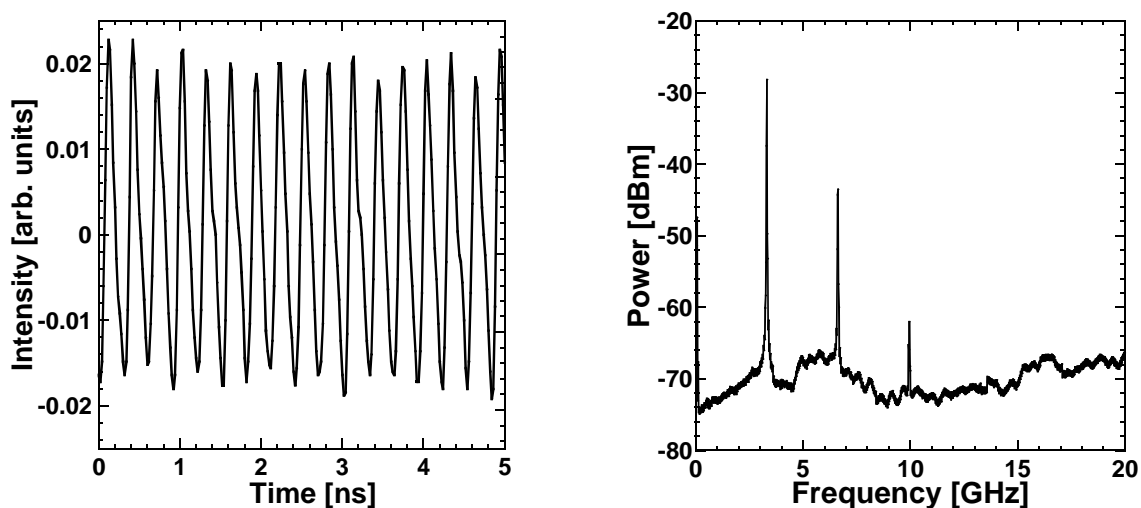


図 3.4: 周期振動 (Periodic state) の時間波形と RF スペクトル

3.2.3 準周期

本節では，準周期振動のダイナミクスについて述べる．準周期振動 (QP) の時間波形と RF スペクトルを図 3.5 に示す．図 3.5 の時間波形は，図 3.4 の周期振動とは異なり，複数の周期が混在するような振動状態となっている．周期振動と準周期振動との違いは，図 3.5 に示した RF スペクトルを見ると明確である．準周期振動では周期振動と異なり，周波数のピークが等間隔では無い．これは複数の振動が混在しており，それぞれの周波数ピークが現れているためであることが観測できている．周期振動から準周期振動への分岐は，周期倍化ルートなど様々存在するが，本実験においては，RF スペクトルに複数の非整数倍の鋭い周波数ピークが存在しているときに準周期振動として判定する．

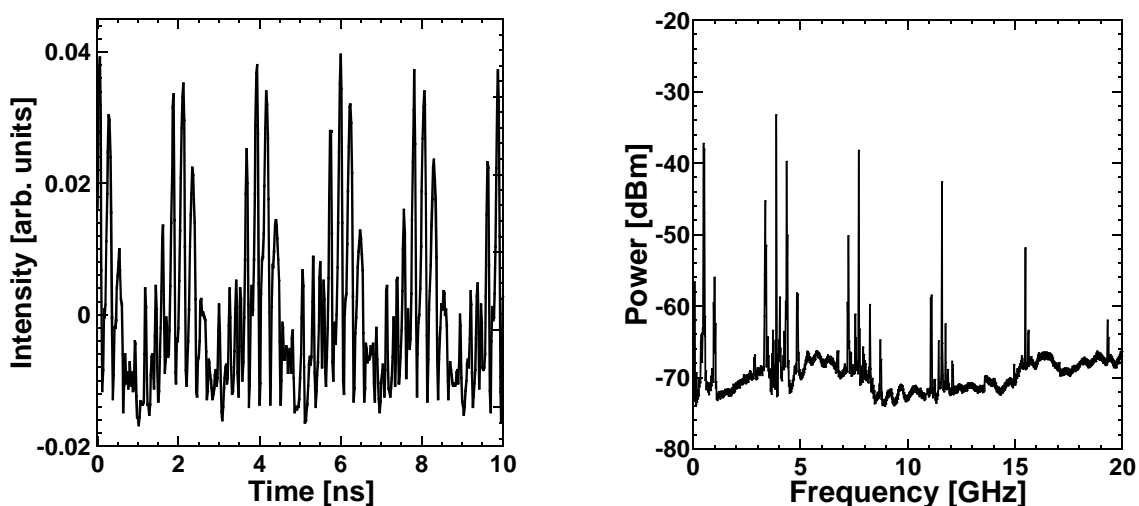


図 3.5: 準周期振動 (Quasi-periodic state) の時間波形と RF スペクトル

3.2.4 カオス

本節では，カオス振動のダイナミクスについて述べる．カオス振動 (C) の時間波形と RF スペクトルを図 3.6 に示す．カオス振動の時間波形は図 3.3 ~ 図 3.5 までとは大きく異なり，不規則な振動を示している．RF スペクトルにも特定のピーク (周期的な成分) は無く，平坦なスペクトルであることが分かる．ダイナミクスの分岐として周期→準周期→カオス，への準周期崩壊ルートでの分岐がしばしば見られる．カオスの判定方法については様々存在するが，本実験においては，時間波形が不規則な振動を示すかつ，RF スペクトルにも特定の鋭いピークが現れない (平坦なスペクトル) 場合にカオスとして判定する．

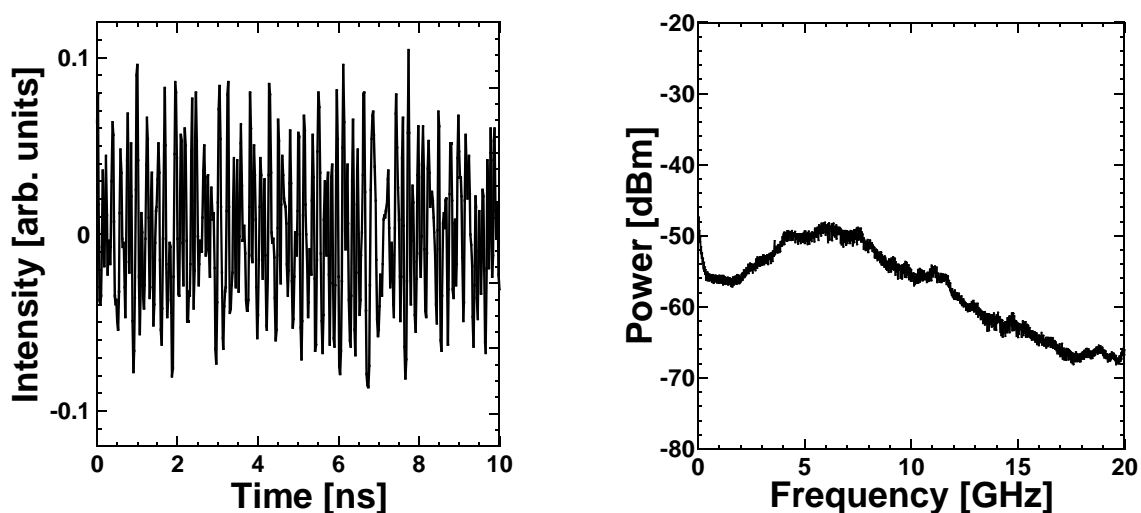


図 3.6: カオス振動 (Chaos) の時間波形と RF スペクトル

3.2.5 低周波不規則振動 (LFF)

本節では，低周波不規則振動のダイナミクスについて述べる．低周波不規則振動 (LFF) の時間波形と RF スペクトルを図 3.7 に示す．図 3.7 に示す時間波形から分かる通り，カオス振動のような高速な不規則振動に加え，低速かつ急激な強度減少が発生している．また，RF スペクトルにおいても図 3.6 のカオス振動との違いが現れている．LFF の RF スペクトルでは，高周波成分 (\sim 数 GHz) において図 3.6 のカオス振動のような平坦なスペクトルが現れている一方で，カオス振動では発生していなかった低周波成分 (< 1 GHz) においてパワーが高くなっている．本実験においては，カオス的なスペクトルかつ低周波成分に高いパワーを有しているときに LFF として判定する．また，カオスと LFF の違いについては，振動のカオス成分 (~ 5 GHz) よりも低周波成分 (< 1 GHz) の方が周波数スペクトルのパワーが高い時に LFF と判定する．カオスと LFF については，以降の章でも詳しく説明する．

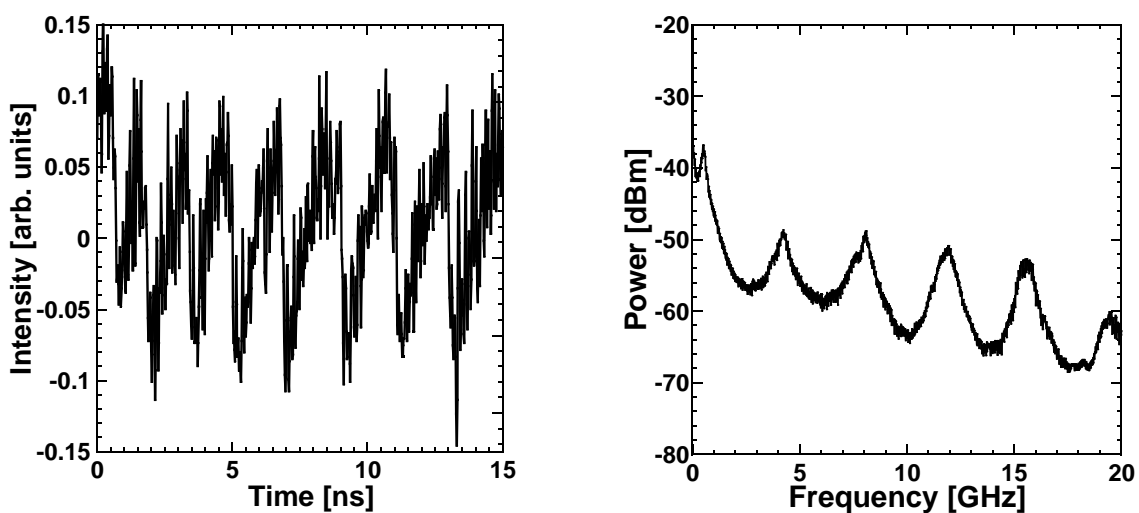


図 3.7: 低周波不規則振動 (Low-frequency fluctuations, LFF) の時間波形と RF スペクトル

3.2.6 間欠性カオス

本節では，間欠性カオス (Intermittency) のダイナミクスについて述べる．間欠性カオスの時間波形と RF スペクトルを図 3.8 に示す．間欠性カオスは複数のダイナミクスが混在した状態であり，これら複数のダイナミクスが時間的に不規則に生じるダイナミクスである．図 3.8 に示すような時間波形では，振幅の大きい振動と小さい振動が不規則に交替的に現れている．間欠性カオスでは，このような振幅の大きな振動をバースト (Burst) 部と呼び，振幅の小さい振動をラミナー (Lamina) 部と呼ぶ．間欠性カオスの RF スペクトルの特徴として，複数のダイナミクスのスペクトルが時間的に変化して現れる (データを取る際にはある特定の時刻のスペクトルを測定するため，図 3.8(d) にはバースト部のスペクトルのみを表示している)．これは，複数のダイナミクスが時間変化的に現れるため，RF スペクトルもダイナミクスの変化と対応して時々刻々とスペクトルが急激に変化するためである．

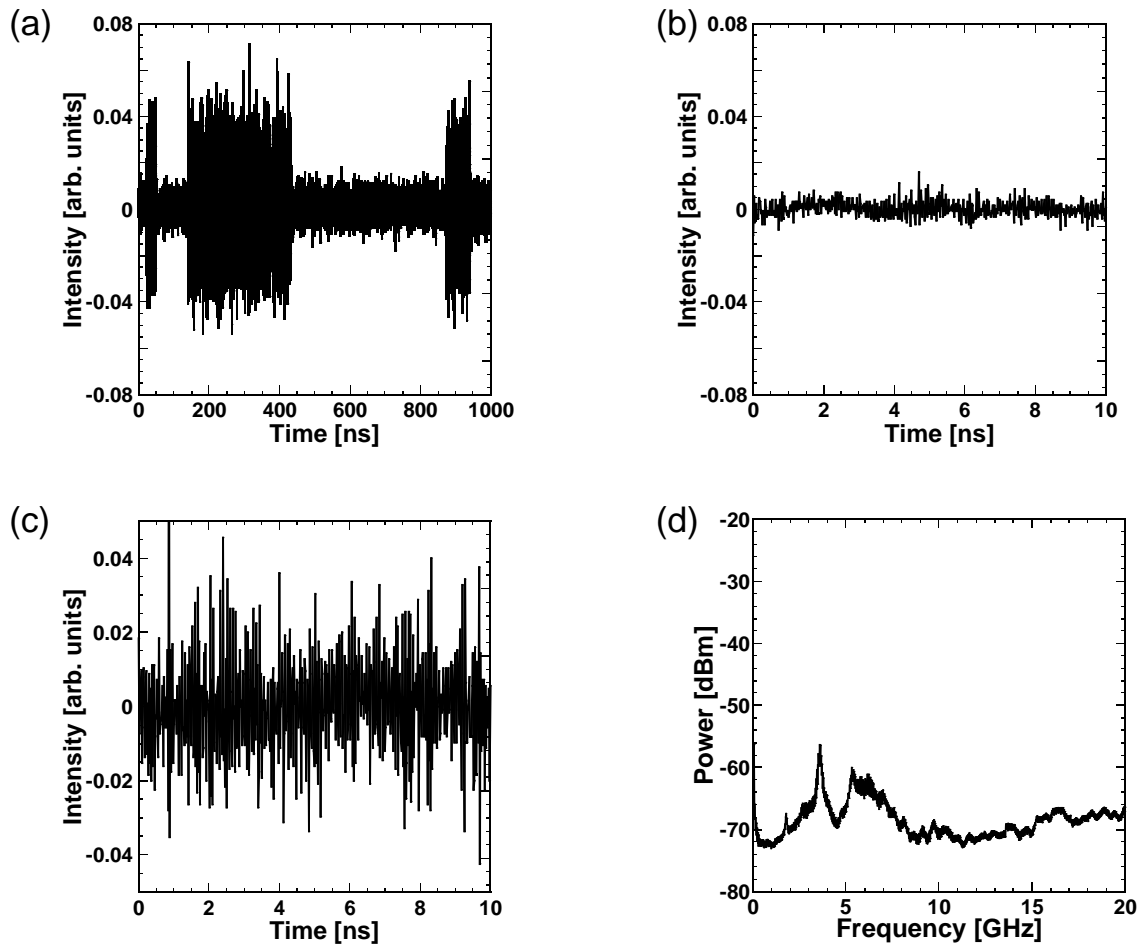


図 3.8: 間欠性カオス (Intermittency) の時間波形と RF スペクトル (a) 長時間波形, (b) ラミナー部, (c) バースト部, (d) RF スペクトル

3.2.7 発振なし

本節では，レーザ発振していない状態について述べる．発振無し (NO) の時間波形と RF スペクトルを図 3.9 に示す．

このダイナミクスはレーザが発振していない状態である．そのため，図 3.9 の時間波形は振動していない．また，時間波形と RF スペクトルのパワーはノイズレベルの影響のみとなっている．安定状態と発振なしは，レーザから出力される DC 成分を観測し，発振の有無により判定できる．

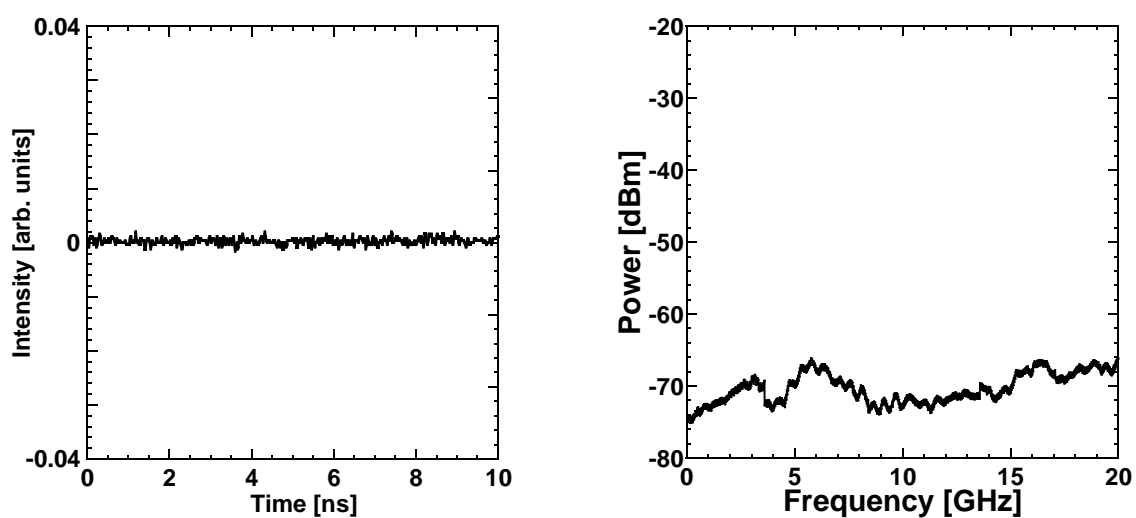


図 3.9: 発振無し (No lasing) の時間波形と RF スペクトル

3.3 異なる外部共振器長における非線形ダイナミクスの2次元分岐図

本調査ではここから第 3.2 節の結果を基に，光集積回路で観測された非線形ダイナミクスがレーザパラメータの変化により各ダイナミクス領域がどのように変化するかを2次元分岐図を作成することにより示す．また，異なる外部共振器長において同様の調査を行うことで，外部共振器長に対するダイナミクス領域の変化を調査する．

本調査の変化させるパラメータを表 3.4 に示す．表 3.4 では，レーザの注入電流および戻り光強度の変化に対する影響を調査するために，レーザおよび SOA(大) の注入電流を変化させている．また，SOA(小) を 5.00 mA に固定して設定している．レーザの注入電流を 1.00 mA 刻みで変化させて，SOA(大) の注入電流を 0.01 mA 刻みで変化させることにより2次元分岐図を作成した．

表 3.2: ダイナミクス調査のパラメータ (単体レーザ)

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ	0.00 → 60.00 (刻み幅: 1.00)	23.00
SOA(大)	0.00 → 50.00 (刻み幅: 0.01)	
SOA(小)	5.00 (固定)	

まず，外部共振器長が 1.3 mm の光集積回路における2次元分岐図を図 3.10 に示す．本光集積回路において観測できたダイナミクスの特徴として，発振しきい値の4倍 ($I/I_{th} = 4.0$) 程度までレーザは戻り光強度によらず安定状態であり，その後，周期振動，間欠性カオス，準周期振動のダイナミクスが観測できた．この光集積回路のダイナミクスの分岐において最大の特徴は，注入電流や戻り光強度を変化させてもカオス振動は観測できなかった点である．この要因として，カオスを発生させるために必要なフィードバック (戻り光) の伝搬時間が緩和発振の周期と比べて非常に短く，カオスを発生させるために必要な周波数間の非線形相互作用を発生させるには不十分な外部共振器長であるためであると考えられる．

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

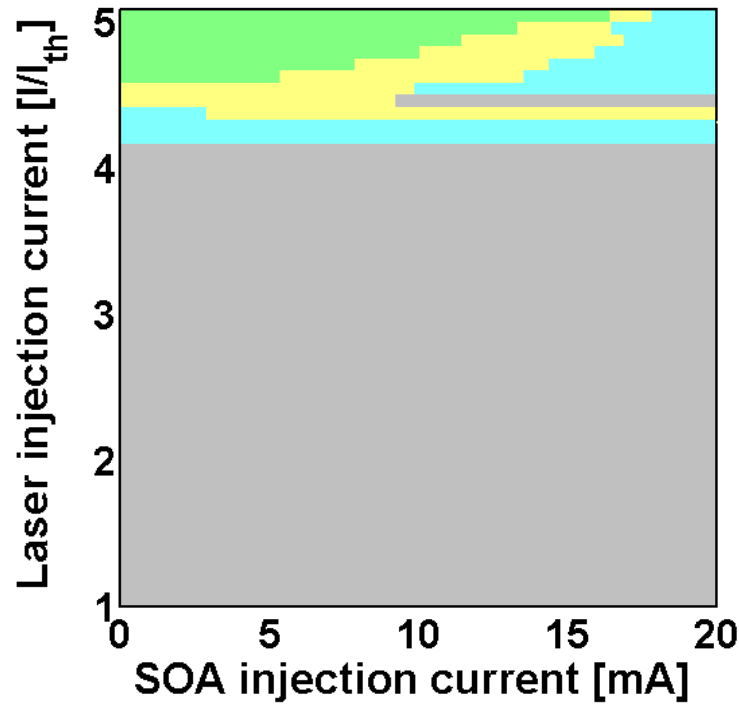


図 3.10: 外部共振器長が 1.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に対する 2次元分岐図

次に、外部共振器長が 2.3 mm の光集積回路における 2次元分岐図を図 3.11 に示す。ここからレーザ発振のダイナミクス (安定状態以外のダイナミクス) の領域が顕著に増加していることが分かる。特に、戻り光強度 (SOA の注入電流) が変化することにより、分岐現象が発生している。戻り光強度 (SOA の注入電流) が弱いとき、レーザは安定状態 (灰色の領域) もしくは周期状態 (緑色の領域) を示し、戻り光強度を増加させることにより周期振動から準周期振動が発生している。その後、準周期振動からカオス (赤色の領域) が発生している。このような分岐現象への道すじを準周期崩壊ルートといい、本光集積回路においてはレーザの緩和発振周波数と外部共振周波数の周波数間の非線形相互作用が生じていることにより発生していると考えられる。

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

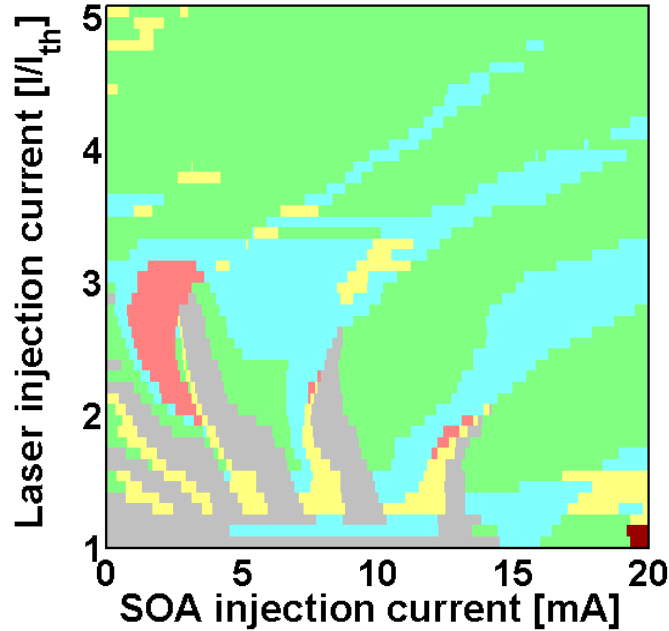


図 3.11: 外部共振器長が 2.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に対する 2次元分岐図

次に、外部共振器長が 3.3 mm の光集積回路における 2次元分岐図を図 3.12 に示す。外部共振器長が 3.3 mm(図 3.12)になると、3.3 mm よりも短い外部共振器長の光集積回路(図 3.10 や図 3.11) よりもカオスが発生している領域が増えている(カオス振動が観測しやすくなっている)ことが分かる。また、図 3.12 の 2次元分岐図において、戻り光強度が変化することにより分岐現象のサイクルが発生している。詳しく述べると、安定状態から、周期、準周期、間欠性カオスを経てカオス状態となり、これを1つの分岐のサイクルと考えると、カオスになったのちに、再び安定状態となり新しいサイクルが発生している。また、レーザの注入電流および戻り光強度が高くなるほどカオス領域が広がっていることが分かる。これらの特徴は短い外部共振器長の光集積回路だけでなく、半導体レーザにおけるカオス発生 の分岐現象における大きな特徴である。

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

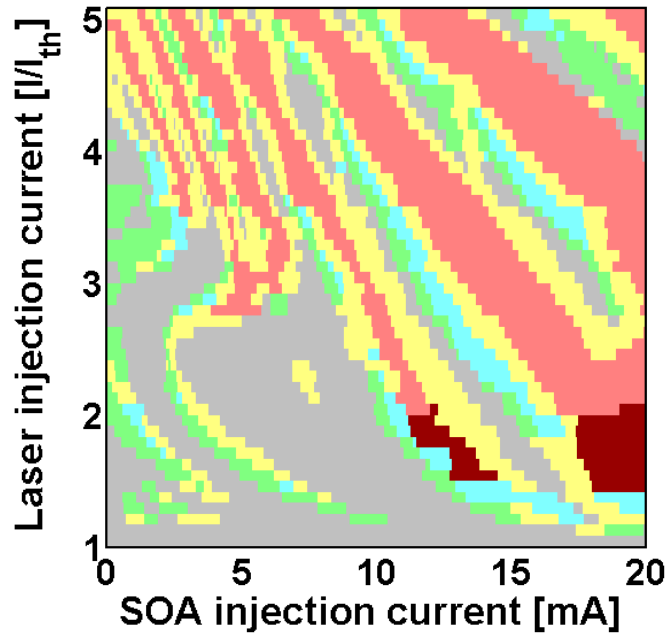


図 3.12: 外部共振器長が 3.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に対する 2次元分岐図

外部共振器長が 4.3 mm の光集積回路における 2次元分岐図を図 3.13 に示す。外部共振器長が 4.3 mm(図 3.13) になると、周期振動や準周期振動の領域が大幅に減少し、カオス領域が顕著に増加していることが分かる。周期および準周期振動が発生する特徴として、注入電流が発振しきい値付近もしくは戻り光強度が低いときに発生しやすい傾向にあるといえる。逆に、十分な注入電流と戻り光強度になったときには広い領域でカオスが発生しており、これまでの分岐現象の特徴と合致する。また、図 3.13 においても、周期振動から準周期、カオスとなる準周期崩壊ルートが発生しているだけでなく、周期振動から間欠性カオスを経てカオスが発生する間欠性ルートもしばしば観測できていることが分かる。間欠性ルートは、周期倍化ルート (Period doubling route) や準周期崩壊ルートと共に、決定論的カオスにおける分岐ルートとして代表的な例である。

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

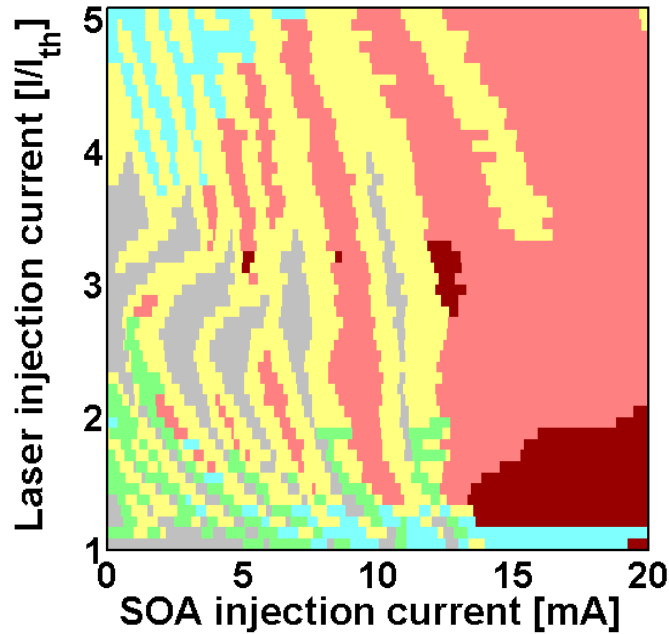


図 3.13: 外部共振器長が 4.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に対する 2次元分岐図

最後に、外部共振器長が 10.3 mm の光集積回路における 2次元分岐図を図 3.14 に示す。外部共振器長が 10.3 mm となると、パラメータに依らずカオスを観測できる領域が大幅に増加する。一方で周期振動および準周期振動を観測できる領域はレーザの発振しきい値付近等に限られている。また、間欠性カオスの領域が図 3.13 等に比べると減少していることが分かる。これは、外部共振器長が長くなることにより、レーザの外部共振周波数と緩和発振周波数と同程度のオーダになり、2つの周波数間の非線形相互作用が生じやすくなるためであると考えられる。

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

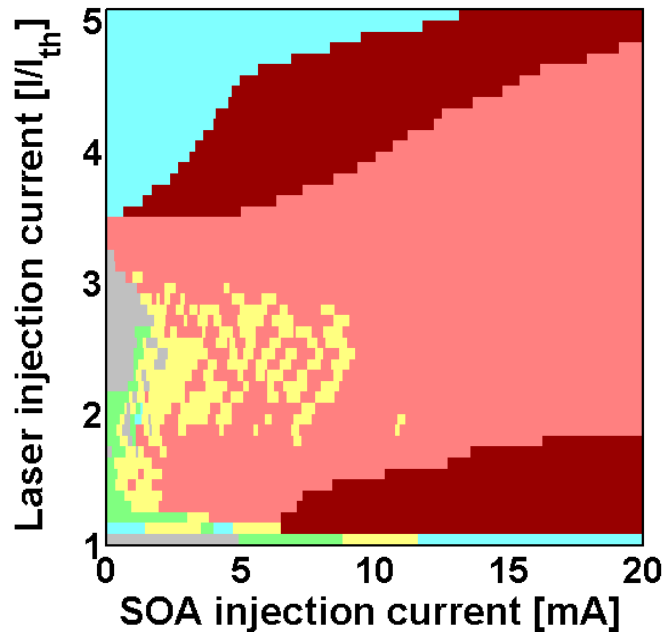


図 3.14: 外部共振器長が 10.3 mm における光増幅器とレーザの注入電流変化に対する 2次元分岐図

このように本節では、短い外部共振器長を有する光集積回路においてレーザの注入電流および戻り光強度を変化させた場合のダイナミクスの変化を調査し、2次元分岐図を作成した。その結果、外部共振器長が短い場合 (特に 1.3 mm や 2.3 mm の場合) は安定状態及び周期振動や準周期振動の領域が大部分を占めており、外部共振器長が長くなることによりカオスが発生しやすくなることが分かった。また、戻り光強度変化に対してダイナミクスの分岐のサイクルが発生していることが分かった。これは準周期崩壊ルートや間欠性ルートと呼ばれるカオスへの道すじであり、短い外部共振器長を有する光集積回路においても、カオス本来の分岐現象が同様に観測できていることを示唆している。

3.4 相互結合された半導体レーザを有する光集積回路

前節では、短い外部共振器長を有する光集積回路のダイナミクス調査を行い、様々なダイナミクスを観測し、パラメータを変化させることにより分岐現象を観測した。そこで本節では、相互結合された半導体レーザを有する光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの調査を行う。まず、相互結合型光集積回路の構成および実験装置、具体的な実験方法について述べる。次に、相互結合型光集積回路における各レーザの外部共振周波数の算出方法および実験的観測結果を示す。さらに、各ダイナミクス領域を明らかにするために、パラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行う。また、本光集積回路は2つのレーザが回路内で光結合されているため、光結合の有無によるダイナミクスの領域の変化も同様に調査する。本光集積回路の2次元分岐図の作成は、短い外部共振器長領域における結合系ダイナミクスの現象理解のみならず、第4章以降で行う同期調査において、同期現象と非線形ダイナミクスとの関係性を調査する上でも、パラメータ変化に対する各ダイナミクスの領域を明確化することは非常に重要である。

3.4.1 非線形ダイナミクスの実験装置および実験方法

ここで、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路(以降、相互結合型光集積回路と呼ぶ)の構成図を図3.15に示す。この光集積回路はNTTフォトニクス研究所で作成されたデバイスである。本光集積回路は2つの半導体レーザ(各々レーザ1, 2と呼ぶ)、2つの光増幅器、2つの光検出器、光導波路、およびレーザ1とレーザ2に対して1つの共通の外部鏡から構成されており、本光集積回路には、これらが同一基板上にモノリシックに集積化されている。

ここで、本光集積回路における光の伝搬の仕組みについて述べる。レーザ1とレーザ2から発振した光は共通の外部鏡で反射され、各レーザ自身の戻り光として再注入される。これにより、各レーザの出力強度が不安定化し、GHzオーダの高速なカオス振動が発生する。これは前節で示した短い外部共振器長を有する(単体レーザの)光集積回路と同様の特徴である。

本光集積回路はこれに加えて、レーザ1とレーザ2は共通の外部鏡を介して、回路内の光導波路間で相互に光結合されていることが大きな特徴である。本光集積回路の結合方法として、一方のレーザから出力された光が外部鏡で反射されて、もう一方のレーザに注入されることで光結合が生じる。さらに、これがレーザ1とレーザ2の両方で生じることにより相互の光結合が達成されている。本光集積回路では

上記のように、各レーザ自身の戻り光に加えて、レーザ1とレーザ2の光結合により、高速かつ複雑なカオス振動が得られる点が特徴である。

また、図 3.15 の光集積回路のパラメータは、レーザ1の注入電流、レーザ2の注入電流、光増幅器(大)の注入電流、光増幅器(小)の注入電流、の4種類のパラメータである。また、本光集積回路における光増幅器(以降 SOA, Semiconductor optical amplifier)の特徴について述べる。SOA はレーザ2の導波路側にのみ存在するため、戻り光強度に関して影響があるのはレーザ2側のみである(むしろ、レーザ1の戻り光強度には影響はなく可変ではないことも同時に示唆している)。しかし、レーザ1とレーザ2の光結合に関しては、結合間の光導波路が共通であるため、レーザ1とレーザ2の両方に影響する。すなわち、SOAの注入電流を変化させることにより、レーザ2の戻り光強度とレーザ間の結合強度が同時に変化することが、本光集積回路の非常に大きな特徴である。本研究では、以上のパラメータを変化させて、相互結合型光集積回路における非線形ダイナミクスおよびカオス同期の調査を行う。

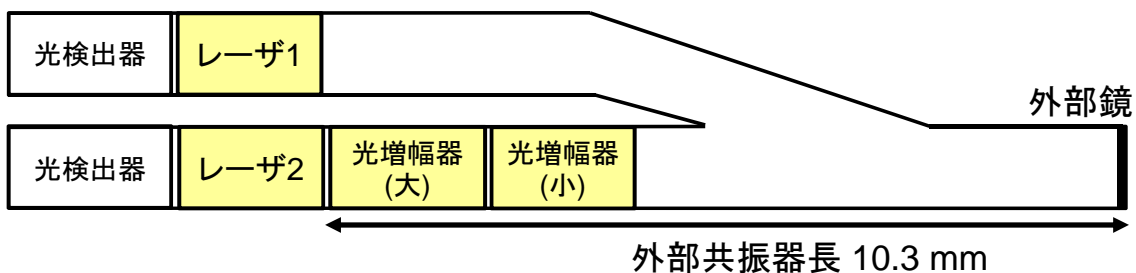


図 3.15: 相互結合された半導体レーザを有する光集積回路の構成図

次に、相互結合型光集積回路における実験全体の方法や手順について述べる。また、本節で述べる実験方法は本論文を通して共通の部分のみであり、特に断りが無い場合は本節で述べる方法を用いる。本節以外の方法を用いる場合はその都度、適宜述べる。

まず、図 3.15 の光集積回路を含めた実験装置の全体について述べる。実験装置全体の構成図を図 3.16 に示す。図 3.16 中の各装置の詳細を表 3.3 に示す。図 3.16 内には、実験を行う際の各実験装置の名称および配置を示す。

まず、光集積回路について、レーザのパラメータを変化させるためには、レーザ電源(Newport 電源)から電源用ケーブルを介して、レーザマウントを経由し、光集積回路の各ピンに電流が伝わることで各チャンネルの電流を変化させる。光集積回路内でレーザが発振すると、各レーザのそれぞれの出力光は回路内の光検出器に

よって、電気信号に変換される。光集積回路から出力された電気信号はバイアスティ (Bias Tee) により直流 (DC) 成分と交流 (AC) 成分に分離される。分離された DC 成分は測定を行わないため、電気信号の反射を防ぐためにも 50Ω の終端抵抗を接続する。また、測定を行う AC 成分は、K コネクタ同軸ケーブルを用いて信号を伝送する。伝送された電気信号は電気増幅器 (Amp) を用いて信号を増幅する (観測するのに十分な信号に増幅する)。また、非線形ダイナミクスの調査を行う場合、レーザの時間波形と周波数スペクトルを同時に観測して調査を行う必要がある。そのため、パワーディバイダ (Divider) により電気信号を分岐させ、一方をオシロスコープに接続することでレーザの出力強度の時間波形を測定し、もう一方を RF スペクトラムアナライザに接続することで周波数スペクトルの測定を行う。この構成をレーザ 1 とレーザ 2 の両方で行う。

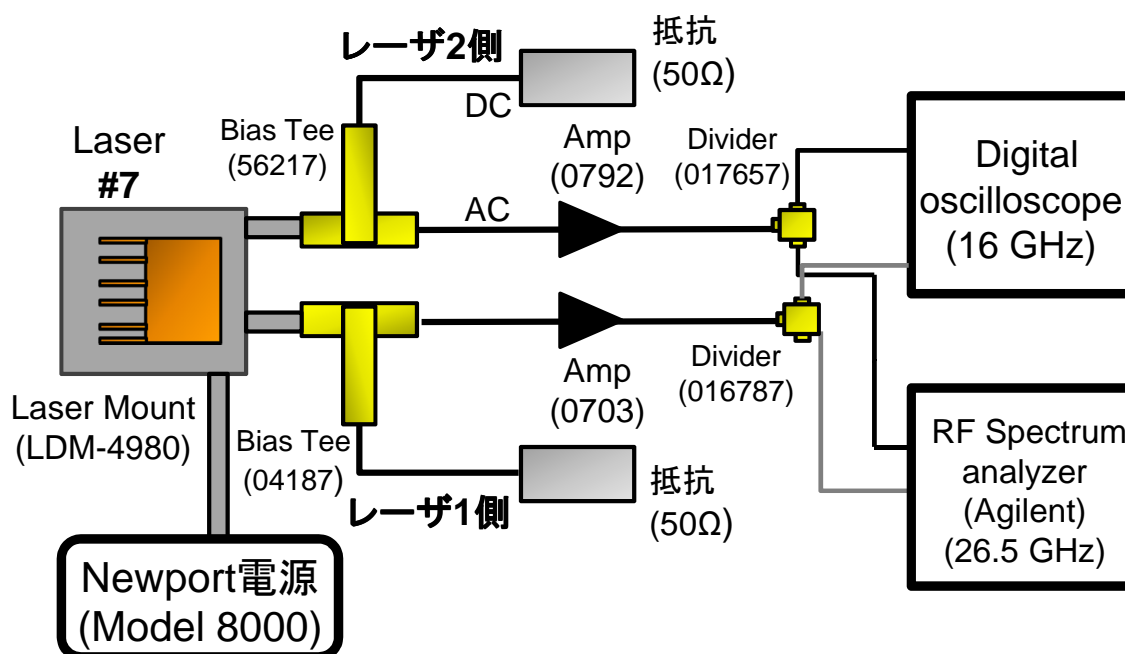


図 3.16: 実験装置の構成図

表 3.3: 実験装置の詳細

装置	会社名	型番	記号	シリアル番号
光集積回路	NTT フォトニクス研究所	-	PIC	#7
バイアスティ	Hewlett Packard	11612A	Bias Tee	04187 (レーザ 1 側)
	Agilent			56217 (レーザ 2 側)
電気信号増幅器	New Focus	1422-LF	Amp	0703 (レーザ 1 側)
				0792 (レーザ 2 側)
パワーディバイダ	Anritsu	K240C	Divider	016787 (レーザ 1 側)
				017657 (レーザ 2 側)
レーザマウント	Newport	744TEC	-	-
レーザマウントの電源	Newport	Model8000	-	1503
オシロスコープ	Tektronix	DPO71604B	-	B110609
RF スペクトラムアナライザ	Agilent	N9010A	-	1092T067722-0

3.4.2 外部共振周波数 (External cavity frequency) の算出

時間遅延システムである戻り光を有する半導体レーザにおいて、外部共振器長 (External cavity length) は重要なパラメータである。外部共振器長の長短の定義は一般的に、レーザ発振の緩和発振周期と、外部共振器の光伝搬周期との大小関係で決定される [35]。外部共振器長が短い領域 (Short cavity regime) の定義は、レーザの緩和発振周期 τ_{RO} よりも外部共振器の光伝搬周期 τ_{EC} の方が短時間である ($\tau_{RO} > \tau_{EC}$) 場合である。短い外部共振器長領域 (Short cavity regime) では多様なダイナミクスが現れ、光集積回路を用いた非線形ダイナミクスの現象の解明に関する研究が行われている [37–39]。一方で、レーザの緩和発振周期よりも外部共振器の伝搬周期の方が短時間であるために、各周波数間の非線形相互作用が発生しづらくカオス振動が得られにくいという特徴もある。

そこで本節では、相互結合型光集積回路におけるレーザ 1 とレーザ 2 それぞれの外部共振周波数の算出を実験的に行う。この理由として、レーザ 1 とレーザ 2 の外部共振器長が異なる (レーザ 1 とレーザ 2 が外部鏡に対して非対称に結合) 点が挙げられる。レーザ 2 の外部共振器は外部鏡に対して一直線上に配置されているため、レーザ 2 側の外部共振器長は設計の段階で明確であるが、レーザ 1 側の外部共振器は Y 字 (h 字) のように分岐しているため、正確な外部共振器長を算出する必要がある。外部共振周波数の算出は、非線形ダイナミクスの現象理解および分類に必要不可欠である。

3.4.3 外部共振周波数の実験的観測

外部共振周波数の定義を式 (3.1) に示し、光集積回路との対応関係の模式図を図 3.17 に示す。

$$f_{EC,i} = \frac{c}{2nL_{EC,i}} \quad (3.1)$$

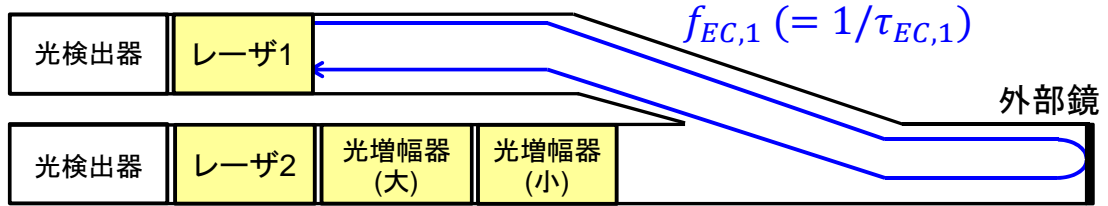
ここで、 $f_{EC,i}$ が各レーザの外部共振器周波数 (External cavity frequency) であり、添字 i は各レーザ番号 (レーザ 1 もしくはレーザ 2) を意味している。本光集積回路はレーザ 1 とレーザ 2 で外部共振器周波数が異なるため、このように添字を用いて区別する。 $L_{EC,i}$ は各レーザの外部共振器長であり、 n が屈折率、 c ($= 3.0 \times 10^8$ [m/s]) は光速である。尚、式 (3.1) が示す通り、外部共振周波数は外部共振器長のみに依存し、レーザの注入電流および戻り光強度や結合強度には依らず実験段階でパラメータが変化してもほぼ一定である。本調査において外部共振周波数を算出する上で、既知のパラメータは、レーザ 2 側の外部共振器長 $L_{EC,2} = 10.3$ mm と光速 c である。レーザ 1 とレーザ 2 の外部共振器長の実験的な算出手順を以下に示す。

- レーザ 1 とレーザ 2 の外部共振器長の算出手順
 1. レーザ 2 の外部共振周波数を実験的に観測。
 2. 屈折率を算出。
 3. レーザ 1 の外部共振周波数を実験的に観測。
 4. レーザ 1 の外部共振器長を算出。

レーザ 2 の外部共振周波数を実験的に観測することができれば、式 (3.1) から光集積回路の屈折率が求まる。そこからさらに、レーザ 1 の外部共振周波数を実験的に観測できれば、屈折率と共に式 (3.1) へ代入することにより、レーザ 1 の外部共振器長が導出できる。

外部共振器長を実験的に算出するにあたって、外部共振器モード (External cavity mode) と呼ばれるダイナミクスを観測する。外部共振器モードとは、外部共振周波数のみが鋭いピークとなって現れるダイナミクスである。外部共振器モード観測のために、本調査ではレーザ間の結合は行わない (一方のレーザを調査している場合、もう一方のレーザは OFF の状態にする)。本調査では、外部共振器モードを実験的に観測することにより外部共振器長を算出する。

- レーザ1自身の戻り光



- レーザ2自身の戻り光

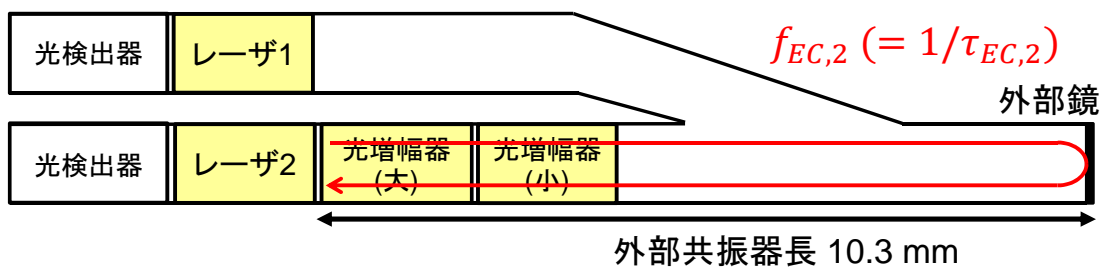


図 3.17: 各レーザにおける戻り光および外部共振周波数

レーザ1とレーザ2の外部共振器モードの観測結果を図 3.18 に示す. 図 3.18 の時間波形が示す通り, 外部共振モードの時間波形はノイズレベルの非常に小さな振幅であり, RF スペクトルには特定の鋭いピークが生じていることが分かる. この結果から, レーザ1の外部共振周波数は $f_{EC,1} = 3.40$ GHz であり, レーザ2の外部共振周波数は $f_{EC,2} = 3.64$ GHz である. この結果を式 (3.1) に代入すれば, 屈折率は $n = 4.0$ であり, 外部共振器長は, レーザ1側が $L_{EC,1} = 11.0$ mm であり, レーザ2側が $L_{EC,2} = 10.3$ mm である. 本研究では, 以上の外部共振周波数および外部共振器長を基準として定義する.

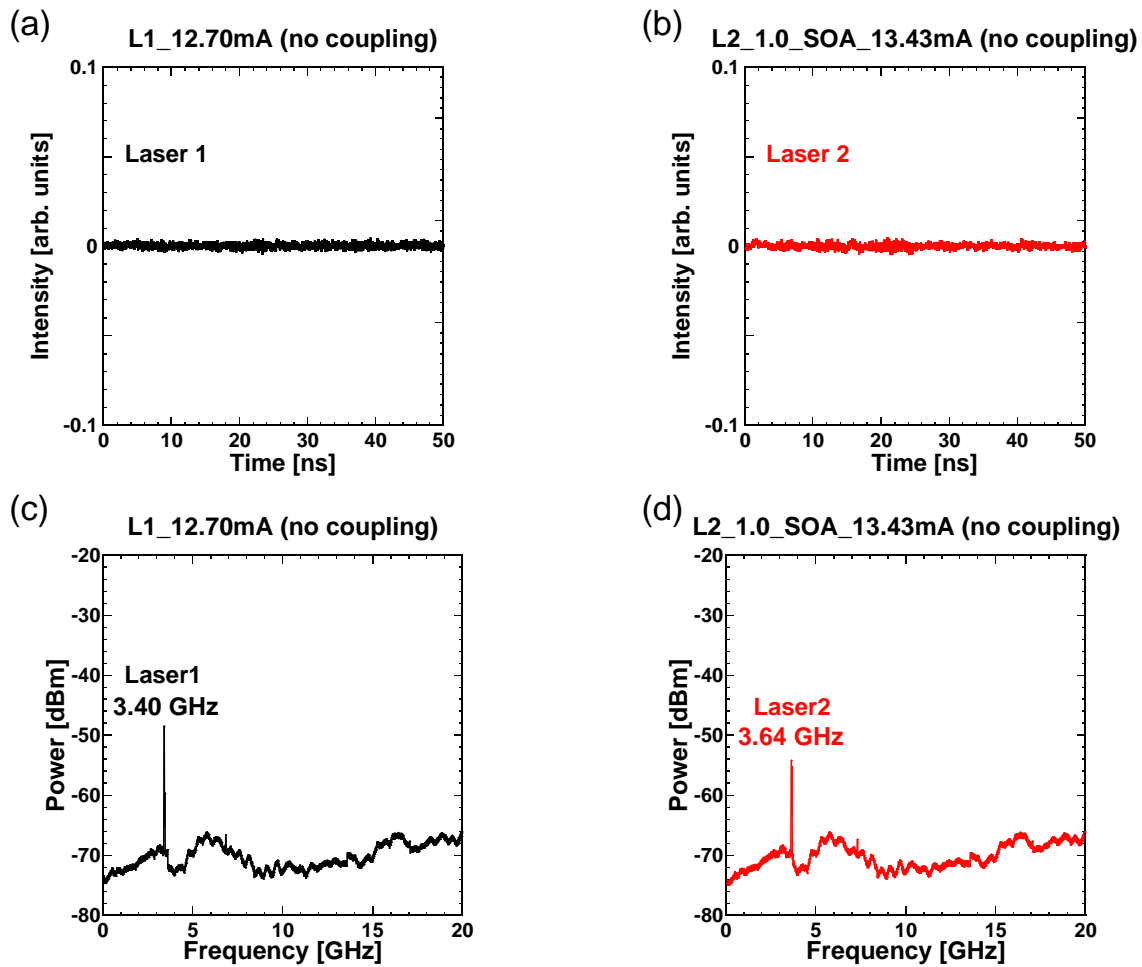


図 3.18: 相互結合型光集積回路におけるレーザ 1 とレーザ 2 の外部共振器モード。(a)(b) 時間波形, (c)(d) RF スペクトル. (a)(c) レーザ 1, (b)(d) レーザ 2

3.5 2次元分岐図

本節では、相互結合型光集積回路におけるダイナミクスの変化を調査するため、2次元分岐図の作成を行う。具体的な調査方法として、レーザおよび光増幅器の注入電流の2次元的な変化に対して各ダイナミクスの分類を行う。特に、レーザパラメータのみならず、光結合の有無により各レーザのダイナミクスがどのように変化するか調査する。

3.5.1 光結合なし

本節では、レーザ1とレーザ2が光結合していない場合のレーザ1とレーザ2のダイナミクス変化について調査する。

本調査の変化させるパラメータを表 3.4 と表 3.5 に示す。表 3.4 では、光結合していない場合のレーザ1のダイナミクス変化を調査するために、レーザ2およびSOA(大), SOA(小)の注入電流は全てOFFにしている。そのため、この場合は1次元の分岐図(カラーマップ)となる。また、レーザ2の2次元分岐図を作成する場合は、レーザ1の注入電流をOFFにし、レーザ1の影響を取り除いている(光結合がない状態にしている)。レーザ2の注入電流を6.00 mA($0.5 I_{2}/I_{th,2}$)刻みで変化させて、光増幅器(大)の注入電流を0.01 mA刻みで変化させることにより2次元分岐図を作成した。

表 3.4: レーザ1におけるダイナミクス調査のパラメータ (光結合無し)

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ1	0.00 → 60.00 (刻み幅: 0.01)	23.00
レーザ2	OFF	
SOA(大)	OFF	
SOA(小)	OFF	

表 3.5: レーザ2におけるダイナミクス調査のパラメータ (光結合無し)

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ1	OFF	23.00
レーザ2	60.00 → 0.00 (刻み幅: 6.00)	
SOA(大)	0.00 → 50.00 (刻み幅: 0.01)	
SOA(小)	5.00 (固定)	

光結合が無い状態のレーザ1とレーザ2のダイナミクスの分岐図を図 3.19 に示す。

レーザ1を観測した場合には、発振しきい値 ($1.0 I_1/I_{th,1}$) を超えた辺りからレーザが発振し、しきい値付近では、周期振動や間欠性カオス等のダイナミクスが敏感に

分岐している(移り変わっている)ことが分かる. これを経てカオス状態となった後, しきい値の3倍 ($3.0 I_1/I_{th,1}$) 辺りで, 再び安定状態となり, さらに注入電流を増加させたことにより再びカオス状態となっていることが分かる. これは単体レーザの分岐図でも示した通り, ダイナミクス分岐のサイクルが発生しているといえる. 全体を通してカオスや間欠性カオスを境にダイナミクスが分岐していることから, 間欠性ルートでのカオス発生であると考えられる. レーザ2を観測した場合でも, 発振しきい値電流付近では, 敏感にダイナミクスが変化しており, SOAの注入電流を変化させてもカオス振動が得られづらくなっている. 一方で, レーザ2の注入電流が十分高くなった場合では, カオス振動に加え, LFFなどのパルス振動も目立っている. 特に, レーザ2の注入電流が中程度以上の十分な注入電流になった場合に着目すると, 戻り光強度 (I_{SOA}) が低い場合にはカオス振動が得られている一方で, 戻り光強度が高い場合にはLFFの発生が目立っている. これは以降の章で述べる同期状態との関係性の調査の点においても非常に重要な性質である.

- 周期 (P) ● 準周期 (QP) ● カオス (C) ● 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM) ● 発振なし (NO)

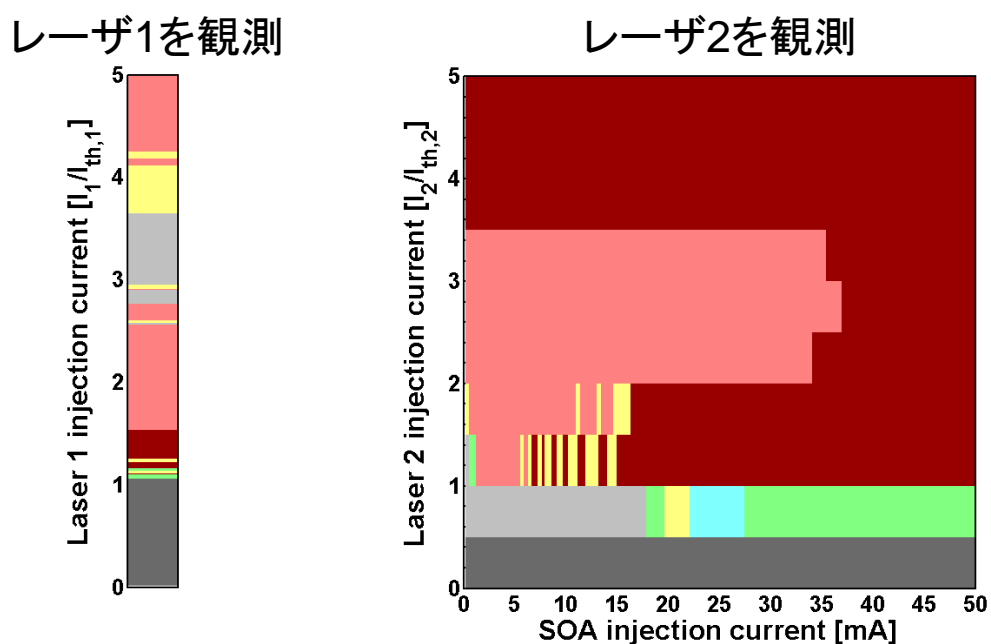


図 3.19: 光結合していない場合の2次元分岐図. (左) レーザ1を観測(レーザ1の注入電流を変化), (右) レーザ2を観測(レーザ2と光増幅器の注入電流を変化)

3.5.2 光結合あり

本節では、レーザ1とレーザ2を光結合した状態のダイナミクスの2次元分岐図を作成する。具体的には、光増幅器とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図と、レーザ1とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図の2種類の調査を行う。前者はレーザ2の注入電流、戻り光強度に加え、レーザ1-2間の結合強度変化の依存性を目的とし、後者はレーザ1-2間の注入電流比に対するダイナミクス変化を観測することが目的となっている。

本調査の変化させるパラメータを表3.6および表3.7に示す。表3.6では、光増幅器とレーザ2の注入電流変化に対する調査パラメータであり、表3.7では、レーザ1とレーザ2の注入電流変化に対する調査パラメータである。また、表3.7ではカオス同期の調査領域として用いることを目的とするため、発振しなかったり、安定状態等の非カオス領域となることが予想される発振しきい値以下の領域は調査パラメータの対象外とする(同期状態の傾向が不明瞭になるため。第4章参照)ため、以下のようなパラメータの選定を行った。特徴として、光結合している際には、光増幅器(SOA)の注入電流を変化させることにより、レーザ2の戻り光強度のみならずレーザ1-2間の結合強度にも変化が生じることを再度述べておく。

表 3.6: 光増幅器とレーザ2の注入電流変化に対するダイナミクス調査のパラメータ (光結合有り)

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ1	18.00 (固定)	23.00
レーザ2	60.00 → 0.00 (刻み幅: 6.00)	
SOA(大)	0.00 → 50.00 (刻み幅: 0.01)	
SOA(小)	0.00 (固定)	

表 3.7: レーザ1 とレーザ2 の注入電流変化に対するダイナミクス調査のパラメータ (光結合有り)

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ1	12.00 → 48.00 (刻み幅: 0.01)	23.00
レーザ2	48.00 → 18.00 (刻み幅: 6.00)	
SOA(大)	5.00 (固定)	
SOA(小)	10.00 (固定)	

光増幅器とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図を図3.20に示し、レーザ1とレーザ2の注入電流変化に対する2次元分岐図を図3.21に示す。図3.20においても図3.21においても、広い領域でカオス振動もしくはLFFが観測できていることがわかる。また、図3.20において、光増幅器の注入電流 (I_{SOA}) が低い場合にカオス振動が得られやすく、高い場合にLFFが観測しやすい傾向がある。これは前節の結果とも対応している。また、図3.21において、レーザ1とレーザ2のダイナミクスが注入電流比において対称な変化になっていない(たとえば $(2.0 I_1, 3.0 I_2)$ と $(3.0 I_1, 2.0 I_2)$ が異なるダイナミクスである) のは、本光集積回路の設計構成上、各レーザの外部共振器長および戻り光強度が非対称なためであると考えられる。

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

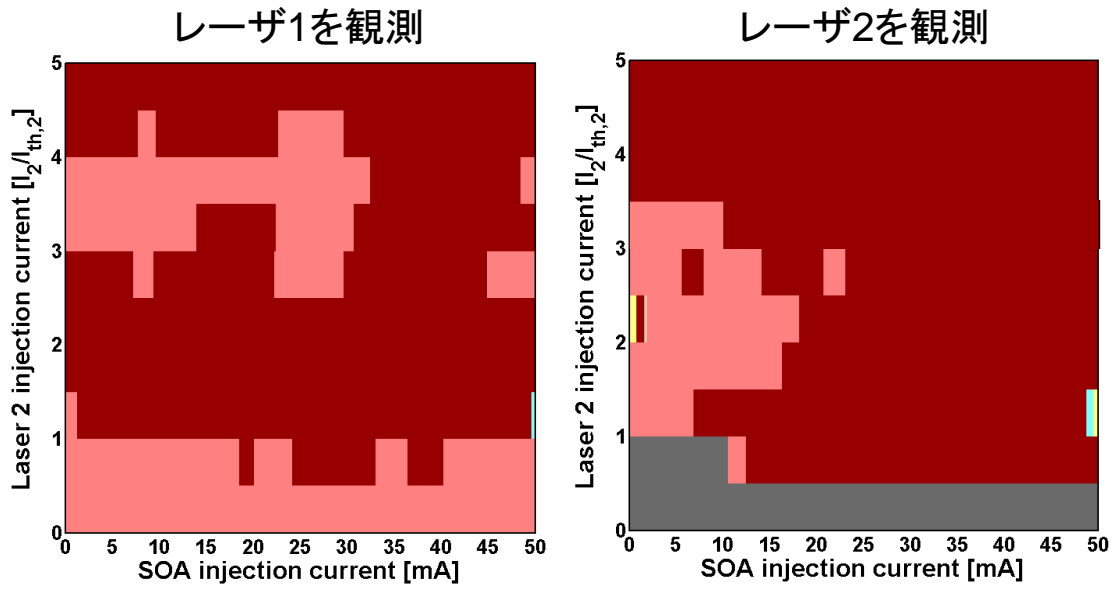


図 3.20: 光増幅器とレーザ 2 の注入電流変化に対する 2 次元分岐図. (左) レーザ 1 を観測, (右) レーザ 2 を観測

- 周期 (P)
- 準周期 (QP)
- カオス (C)
- 低周波不規則振動 (LFF)
- 間欠性カオス (IM)
- 発振なし (NO)

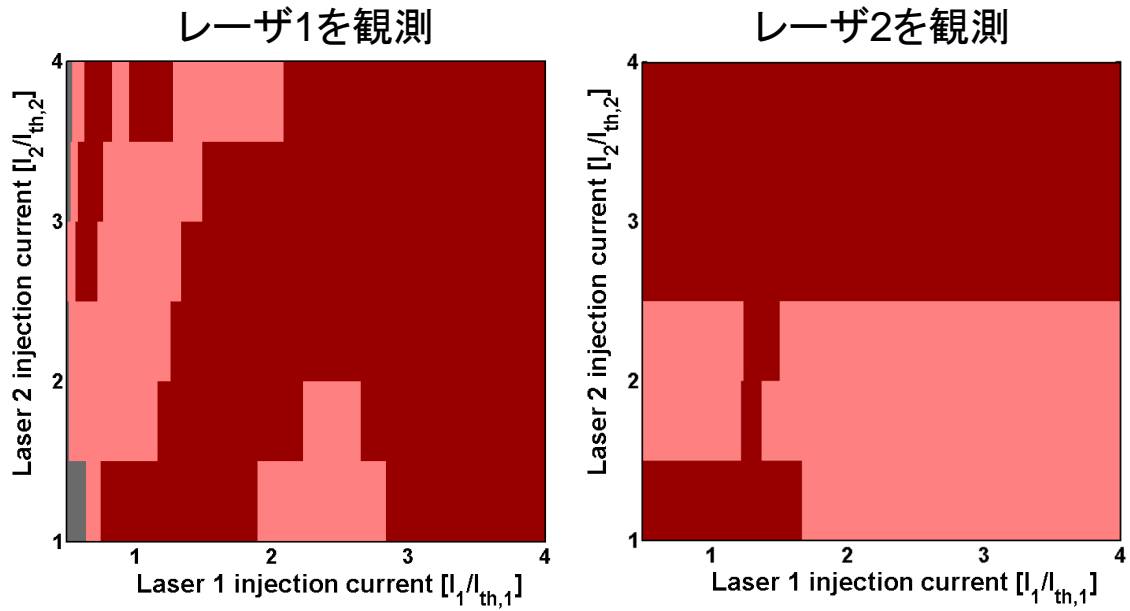


図 3.21: レーザ 1 とレーザ 2 の注入電流変化に対する 2 次元分岐図. (左) レーザ 1 を観測, (右) レーザ 2 を観測

3.6 まとめ

本章では、半導体レーザ等が同一基盤上に集積化された光集積回路における非線形ダイナミクスを実験的に調査した。

まず、1つの半導体レーザを有する光集積回路のダイナミクスを調査した。ここではまず、光集積回路の構成及び実験装置について述べた。次に、光集積回路から観測できる代表的なダイナミクスおよびその特徴について述べ、分類を行った。そこでは、各ダイナミクスについて、時間波形およびRFスペクトルの特徴を基に、観測されたダイナミクスを、安定状態、周期、準周期、カオス、低周波不規則振動(LFF)、間欠性カオス、発振なしの7種類に分類を行った。さらに、各ダイナミクス領域を明らかにするために、パラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行った。その結果、外部共振器長が長くなるほどカオスが発生する領域が広がり、逆に外部共振器長が不十分であった場合にはカオスは発生せず、安定状態や周期状態が観測されることが分かった。また、注入電流および戻り光強度によってダイナミクスが大きく変化した。具体的には、戻り光強度を連続的に増加させていくと、安定もしくは周期状態から準周期や間欠性を経て、カオス状態へと至った。また、一度カオス状態になった後にさらに戻り光強度を増加させることにより再び安定状態へと至った。これは分岐のサイクルとして知られており、短い外部共振器長領域でも同様に観測ができていることが本調査により分かった。

さらに、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路に対しても同様に構成および実験装置について述べたのちに、2つのレーザの外部共振周波数の算出を行った。また、単体レーザの光集積回路と同様に、相互結合型光集積回路においても2次元分岐図の作成を行った。また、光結合の有無により、レーザのダイナミクスがどのように変化するかを調査した。その結果、光結合することによりカオス振動を得られるパラメータ領域が広がった。さらに、光増幅器の注入電流を増加させることにより、LFFの領域が広がった。そのためLFF発生のためには、一定以上の戻り光量が必要であると考えられる。これらの調査は、各ダイナミクス領域の変化を明確にするだけでなく、以降の章で行う同期現象とレーザダイナミクスの関係性の調査のためにも非常に重要である。

第4章 カオス同期の観測および非線形ダイナミクスとの関係性の実験的調査

本章では第3章で調査した相互結合型光集積回路を用いて、カオス同期の実験的観測およびカオス同期の達成条件の調査を行う。さらに、各レーザの時間波形にローパスフィルタを適用することにより周波数帯域を変化させたときの、低周波不規則振動(LFF)における同期の周波数依存性を調査する。さらに、レーザのダイナミクスの変化がカオス同期状態に与える影響について調査する。特にカオスおよびLFFのダイナミクスに着目して、2つのレーザの周波数成分ごと(高周波成分と低周波成分)の同期状態に与える影響について調査する。

4.1 同期調査の実験装置および実験方法

ここでは本章で行う実験装置と実験方法について述べる。また、同期調査のために用いる相互相関関数についても述べる。

4.1.1 実験装置と実験方法

本章における実験装置図を図4.1に示し、図4.1中の各装置の詳細を表4.1に示す。また、実験の構成および各実験装置は第3章と同様の装置を用いている。

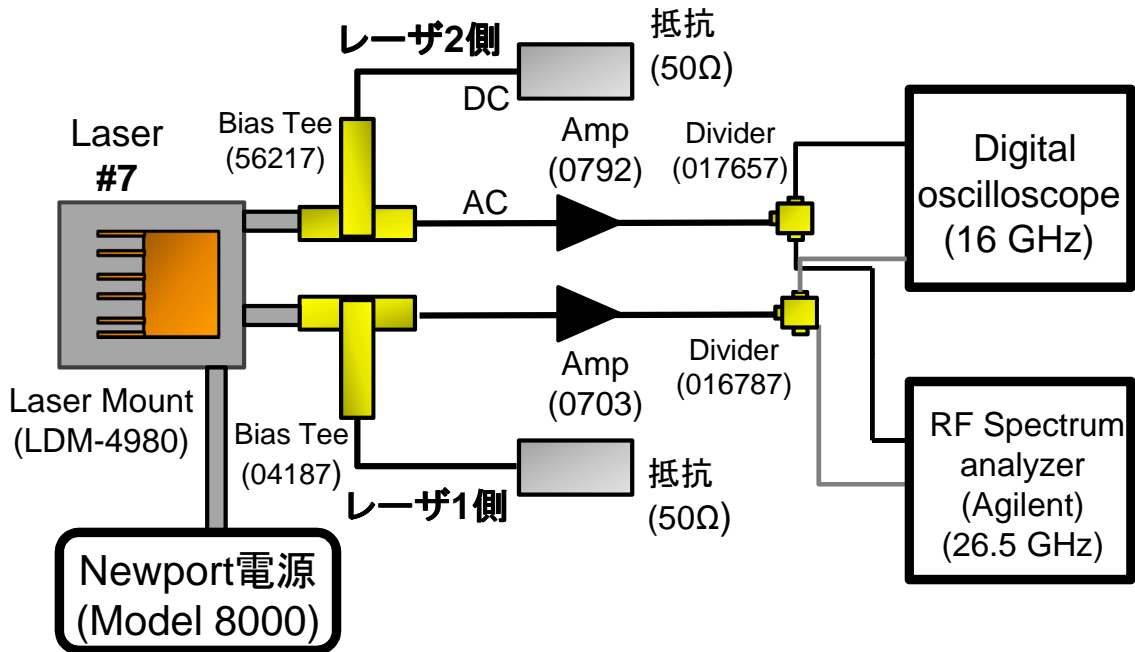


図 4.1: 同期実験装置の構成図

表 4.1: 実験装置の詳細

装置	会社名	型番	記号	シリアル番号
光集積回路	NTT フォトニクス研究所	-	PIC	#7
バイアスティ	Hewlett Packard	11612A	Bias Tee	04187 (レーザ1側)
	Agilent			56217 (レーザ2側)
電気信号増幅器	New Focus	1422-LF	Amp	0703 (レーザ1側)
				0792 (レーザ2側)
パワーディバイダ	Anritsu	K240C	Divider	016787 (レーザ1側)
				017657 (レーザ2側)
レーザマウント	Newport	744TEC	-	-
レーザマウントの電源	Newport	Model8000	-	1503
オシロスコープ	Tektronix	DPO71604B	-	B110609
RF スペクトラムアナライザ	Agilent	N9010A	-	1092T067722-0

4.1.2 相互相関関数

同期精度を定量的に評価するために、レーザ1,2の出力強度の時間波形の相互相関値の算出を行う。本研究で用いるレーザ1と2の相互相関関数を式(4.1)に示す。

$$C = \frac{\langle (I(t-\tau)_1 - \bar{I}_1)(I(t)_2 - \bar{I}_2) \rangle}{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \quad (4.1)$$

ここで、 $I_1(t)$ と $I_2(t)$ はレーザ 1 とレーザ 2 の出力強度であり、 \bar{I}_1 と \bar{I}_2 は、それぞれ $I_1(t)$ と $I_2(t)$ のレーザ強度における平均値である。また、 $\langle \rangle$ は時間平均を意味する。 σ_1 と σ_2 は、 I_1 と I_2 の標準偏差である。相互相関関数の C の値が 1 に近ければ正の相関を表しており、 -1 に近ければ負の相関を表している。また、 0 に近ければ相関が無いことを意味している。本調査では、レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形 (出力強度) に対する相互相関関数 (式 (4.1)) を計算して、レーザ 1 とレーザ 2 間の同期精度を調査する。特に本章では、遅延時間 τ を変化させることにより、相互相関値の絶対値が最大となるように C を算出する (図 4.2 に例を示す)。

相互相関値を正しく算出するためには、レーザ間の遅延時間を調整する必要がある。そのため本調査では、オシロスコープの Deskew 調整機能を用いてレーザ間の遅延時間を調整する。Deskew 機能は、一方のチャンネルの出力に対してもう一方のチャンネルの出力を任意時間ずらすことができる機能である。本調査で用いるオシロスコープの Deskew 調整機能の刻み幅 (解像度) は 1 ps である。

これは本研究で用いるオシロスコープの時間波形のサンプリング間隔 20 ps (50 GSample/s) よりも高解像度である。そのため一度、時間波形を取得してソフトウェア的に遅延時間を算出するよりも、オシロスコープ内で Deskew 調整した方が、高精度で相互相関値の算出を行うことができる。本実験では、相互相関値のピーク値 (相互相関関数の正のピークと負のピークの最大値を絶対値で比較して、大きい方の相関値をその時間波形の相関値とする。図 4.2(b) 参照) になるように遅延時間を調整してから、オシロスコープ上のプログラムで相互相関値の算出を行う。相互相関値は 100 k 点分 (1.0×10^5) の時間波形を用いて算出して、それを 20 回分行って平均化して求める。具体的な実験手順を以下に示す。

1. レーザ電源を調査したいパラメータに設定する。
2. レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形を取得する (Deskew 調整前)。
3. 取得した各時間波形 (20 ps/point) の相互相関関数を算出する。
4. 算出された相互相関関数における「相互相関値のピーク値を取るような遅延時間」をオシロスコープに入力する (ここでオシロスコープの Deskew 調整を行う)
5. オシロスコープ上で 1ps 刻みで遅延時間を調整 (Deskew 調整) した後、オシロスコープ上のプログラムで上記の回数だけ相互相関値を求める。

いきなりオシロスコープ上で Deskew 調整を行わずに、一旦時間波形を取得しソフトウェア的に相互相関関数を求める理由として、オシロスコープ上では遅延時間の細かい設定ができる一方で、相互相関関数の算出に関してはグラフ化などの観点からソフトウェア的に(オフラインで)行った方が良いためである。このため、一旦ソフトウェア的に相互相関関数を算出し、相互相関値のピーク(20ps 刻み)を求めて見当をつける。その後、ソフトウェア的に求めた遅延時間をオシロスコープに入力し、ハードウェア的に 1ps 刻みで Deskew 調整を行い、より精度の高い相互相関値を求める。この調整を各パラメータごとに行う。その理由として、相互相関関数のピークが現れるときの遅延時間はパラメータによって異なるためである。そのため、各パラメータごとに相互相関関数を算出して、各パラメータごとに相互相関値のピーク値をとるような遅延時間に設定する。

本研究の同期調査は以上のような手順で行う。

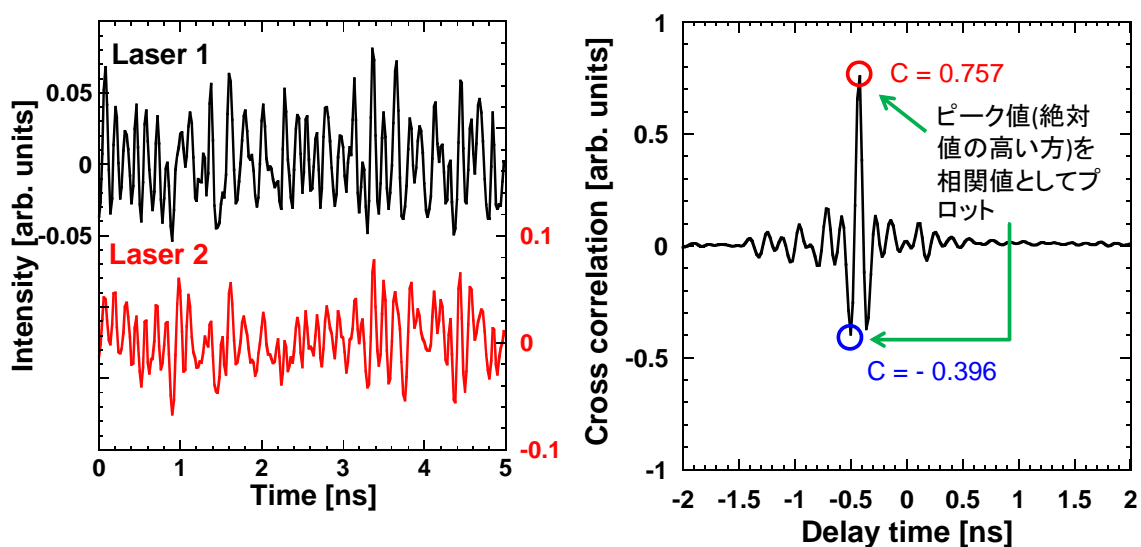


図 4.2: 相互相関関数の例. 時間波形とその相互相関関数

4.2 カオス同期の観測

4.2.1 実験結果

本節では，相互結合型光集積回路を用いてカオス同期実験を行う．具体的には，レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させた場合の相互相関値を算出することにより，カオス同期の観測および同期達成条件を調査する．

まず，本調査領域におけるレーザ1とレーザ2のダイナミクスを図4.3に示す．この2次元分岐図は本実験のために第3章の図3.21において既に調査している領域である．

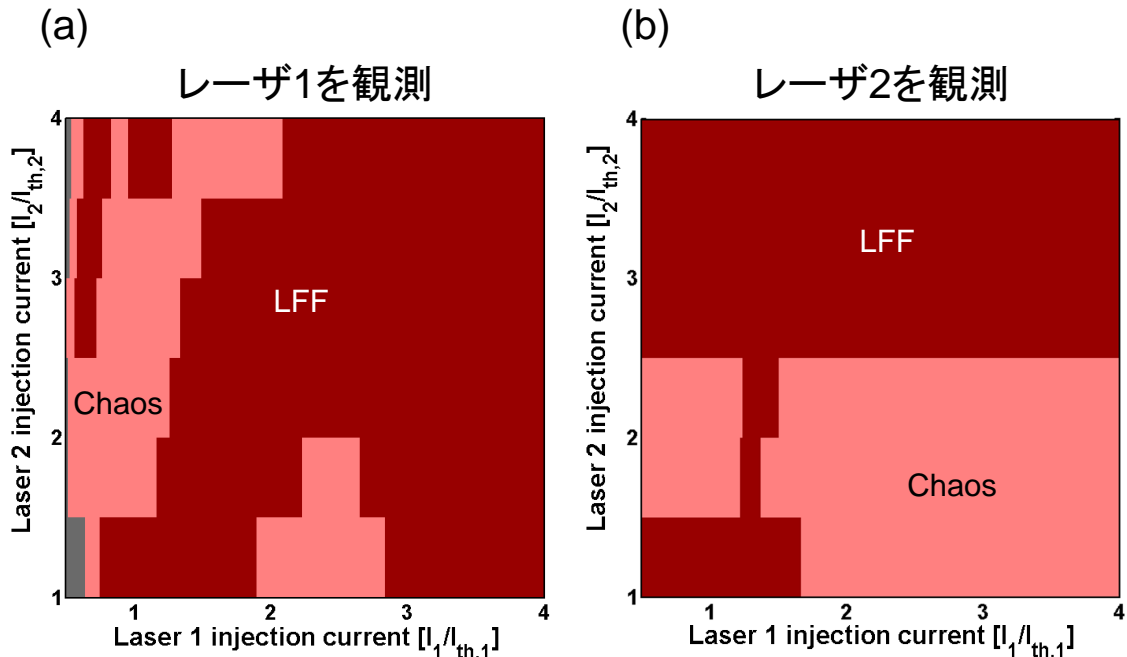


図 4.3: 調査領域のダイナミクスの2次元分岐図 (レーザ1とレーザ2の注入電流を変化)

レーザ1の注入電流を変化 (レーザ2の注入電流は $I_2 / I_{th,2} = 4.0$ に固定) させたときの同期結果を図4.4に示す．図4.4の左側(a,c,e,f)にはレーザ1(上段黒線)とレーザ2(下段赤線)の出力強度の時間波形を示しており，図4.4の右側(b,d,f,h)にはその相関図および相互相関値 C を示している．

図 4.4(a)(b) では、レーザ 1 が発振しきい値電流の 1.0 倍 ($1.0I_{th,1}$) で、レーザ 2 が発振しきい値の 4.0 倍 ($4.0I_{th,2}$) の注入電流に設定している。このとき、レーザ 1 とレーザ 2 は共に複雑なカオス振動を示している。また、このときの相互相関値は 0.933 と高い値を示しており、カオス同期が観測できている。そこから、レーザ 1 の注入電流を増加させていき、レーザ 1 が規格化注入電流の 2.0 倍 ($2.0I_{th,1}$) のときの時間波形と相関図を図 4.4(c)(d) に示し、規格化注入電流の 3.0 倍 ($3.0I_{th,1}$) のときの時間波形と相関図を図 4.4(e)(f) に示す。レーザ 1 の注入電流が増加し、レーザ 1 とレーザ 2 の注入電流比が小さくなるに連れて、相互相関値の値も低くなっていることが分かる。さらに、図 4.4(g)(h) ではレーザ 1 とレーザ 2 は共に発振しきい値電流の 4.0 倍 ($4.0I_{th,1}$, $4.0I_{th,2}$) で対称な注入電流に設定している。このとき、レーザ 1 とレーザ 2 の相互相関値は 0.108 と低い値を示しており、同期していない。このように、レーザの注入電流を変化させることで、同期精度が変化することが分かった。特に、レーザ 1 の注入電流を変化させてレーザ間の注入電流比が変化することによって、相互相関値が大きく変化することが分かった。本節では、各レーザ間の注入電流比を大きくすることにより、相互結合型光集積回路を用いたカオス同期の実験的観測を達成した。

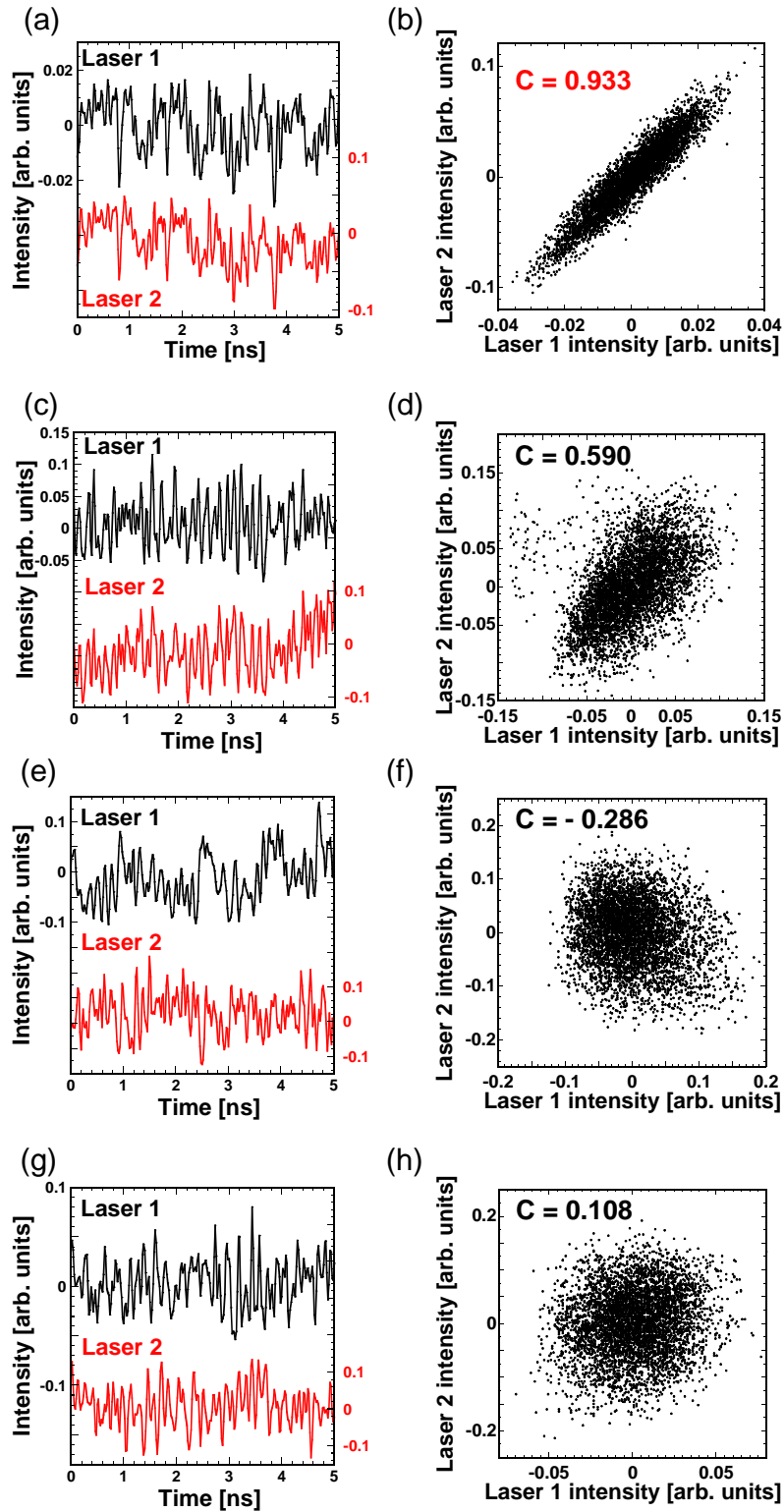


図 4.4: カオス同期の観測結果. レーザ 2 の注入電流を $I_2 / I_{th,2} = 4.0$ に固定し, レーザ 1 の注入電流を変化させたときの (a)(c)(e)(g) 時間波形と (b)(d)(f)(h) 相互相関値. (a)(b) $I_1 / I_{th,1} = 1.0$, (c)(d) $I_1 / I_{th,1} = 2.0$, (e)(f) $I_1 / I_{th,1} = 3.0$, (g)(h) $I_1 / I_{th,1} = 4.0$.

4.2.2 レーザの注入電流変化におけるカオス同期の発生条件と2次元分岐図

前節では、レーザの注入電流を変化させることによりカオス同期を観測した。そこで本節では、前節の結果を基にレーザ1とレーザ2の注入電流を2次元的に変化させて、カオス同期の達成条件について調査を行う。レーザ1とレーザ2の注入電流は共に発振しきい値の0.5倍(6.00 mA)ずつ変化させて調査する。

レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させたときの相互相関値の2次元分岐図を図4.5に示す。各ピクセルの色は相互相関値を示しており、図4.5では、相互相関値が1に近ければより赤色を示し、-1に近ければより青色を示す。本調査の結果として、レーザ1もしくはレーザ2の注入電流が発振しきい値電流付近の場合に、高い相関が得られる傾向があることが分かる。さらに、2つのレーザ間で非対称に電流を注入した時($I_1 \neq I_2$)の方が、高い相関が得られる傾向があることが分かる。この理由として、一方のレーザの出力強度がもう一方に対して非常に強い場合では、一方のレーザがもう一方に引き込まれていると予想できる。結合系レーザにおいては一方向結合のような状態(Drive - Response 関係)が生じて、一方のレーザの波長がもう一方のレーザに引き込まれることによりインジェクションロッキング現象が生じるためであると考えられる。前節の結果において考えると、レーザ1の注入電流よりもレーザ2の注入電流の方が非常に強い場合(レーザ1が発振しきい値電流の1.0倍で、レーザ2が発振しきい値の4.0倍の注入電流に設定した場合)に、レーザ1の波長がレーザ2の波長に引き込まれた状態となったことにより、カオス同期が観測できたと考えられる。さらに、図4.3と図4.5を比較すると、レーザ1とレーザ2の両方でLFF状態となっている場合に、反位相同期が観測されている領域が多いことが分かる。そのため次節以降では、レーザのダイナミクスがLFFを示す時の同期状態について詳しく調査する。

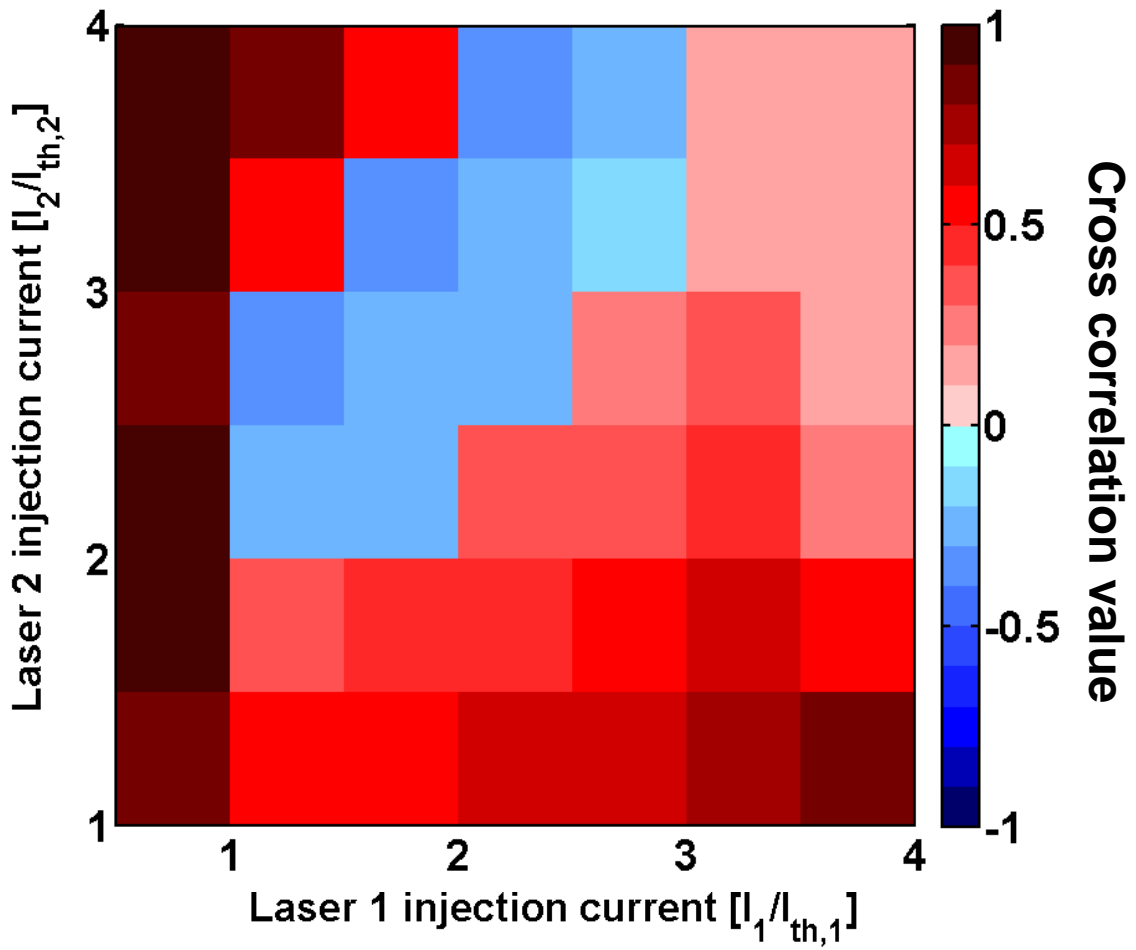


図 4.5: 相互相関値の2次元分岐図 (レーザ1とレーザ2の注入電流を変化)

4.3 カオス同期の周波数依存性

4.3.1 低周波不規則振動現象とカオス同期

本節では、低周波不規則振動 (Low Frequency Fluctuations, LFF) の特徴を述べ、LFF におけるカオス同期の調査方法について述べる。LFF は戻り光を有する半導体レーザの代表的なダイナミクスである (LFF の詳しい説明は第 2 章および第 3 章を参照)。LFF の特徴として、高速かつ複雑なカオス振動に加え、低速かつ急激な強度減少 (この強度減少をドロップアウトと呼ぶ) が生じるダイナミクスである。LFF の時間波形と周波数スペクトルを図 4.6 に示す。図 4.6(a) は LFF の時間波形を表している。図 4.6(a) の上側の波形に示す通り、高速なカオス振動に加えて急激に強度が変化している箇所が存在していることが分かる。下側の波形は図 4.6(a) の上側の波形にローパスフィルタ (カットオフ周波数 $f_c = 1$ GHz) を適用したときの時間波形である。この波形では上側の波形で見られた高速なカオス振動が取り除かれており、その波形の包絡線成分である LFF の強度減少部分が明瞭に現れていることが分かる。図 4.6(a) に対応する周波数スペクトルを図 4.6(b) に示す。このスペクトルを見ると、高周波成分 (\sim 数 GHz) の平坦なスペクトルに加え、低周波成分 (< 1 GHz) に高いパワーを有しているダイナミクスとなっていることが分かる。このように LFF では高周波成分と低周波成分で異なるダイナミクスを有している (複数のダイナミクスが混在している) ため、それに伴ってそれぞれの周波数成分で異なる同期状態を有している可能性がある。また、本研究においてローパスフィルタのカットオフ周波数を 1 GHz に設定した理由として、前述した高速なカオス振動の成分を取り除くことを目的とするためである。半導体レーザカオスのダイナミクスを特徴づける主要な周波数成分は数 GHz (注入電流により変化) の緩和発振周波数と外部共振周波数 (本研究においては約 3.5 GHz) であり、これらの主要な周波数成分の非線形相互作用により発生する。本調査の目的として、この高速なカオス振動と LFF の低周波のドロップアウト (強度減少) の成分に対して各々の調査を行い、比較を行いたいため、前者の周波数成分を取り除くために、ローパスフィルタのカットオフ周波数を 1 GHz に設定する。そこで本節では、各レーザの出力強度の時間波形に対してローパスフィルタを適用することにより、カオス同期の周波数依存性を調査する。

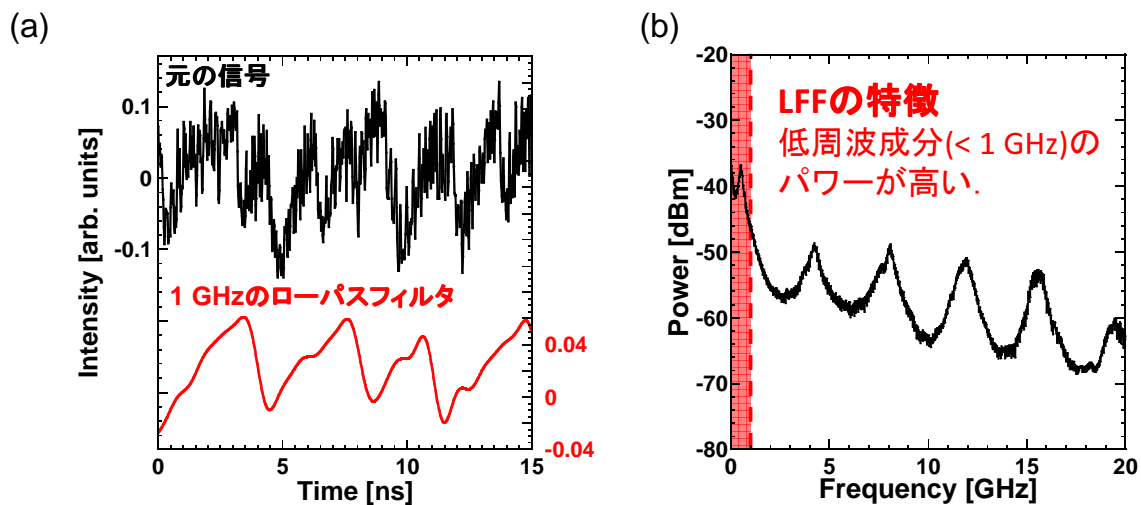


図 4.6: 低周波不規則振動 (LFF) の時間波形と周波数スペクトルおよび LFF の特徴

4.3.2 異なる周波数成分における同期調査結果

本節では、相互結合型光集積回路におけるローパスフィルタを適用した場合のカオス同期を調査する。具体的な調査方法として、レーザ 1 とレーザ 2 の出力強度の時間波形に対してローパスフィルタを適用し、元の信号 (フィルタ適用前の信号) とフィルタ適用後の信号のそれぞれに対して相互相関値を算出することにより同期調査を行う。

本調査の変化させるパラメータを表 4.2 に示す。なお、表 4.2 のレーザパラメータは図 4.5 の調査のときと同様である。

表 4.2: 同期調査時の光集積回路のパラメータ

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザ 1	12.00 → 48.00 (刻み幅: 6.00)	23.00
レーザ 2	48.00 → 18.00 (刻み幅: 6.00)	
SOA(大)	5.00 (固定)	
SOA(小)	10.00 (固定)	

本調査におけるローパスフィルタの適用方法として、オシロスコープのデジタル信号処理 (Digital Signal Processing, DSP) を用いてローパスフィルタを適用する。その理由として、相互相関値を算出する際に相互相関値のピーク値を得る遅延時間が高周波成分と低周波成分では異なる可能性があり、元の信号とフィルタ後の信号のそれぞれに対して (先程の調査の様な) Deskew 調整する必要があるためである (詳しい具体例は後述)。そこで、両レーザに対して元の信号とフィルタ適用後の信号をそれぞれ同時に取得することにより各周波数成分の同期調査を行う。2つのレーザの2つの周波数成分の波形を同時に取得するために、パワーディバイダで各レーザの信号を2つに分岐させ、分岐させた信号をそれぞれオシロスコープへ接続する (図 4.1 参照)。本研究で用いるオシロスコープは全部で4チャンネルあるため、4つの信号 (2つのレーザ × 2つの周波数成分) を同時に取得することが可能となる。本調査におけるレーザとカットオフ周波数について表 4.3 に示す。本調査では、元の信号 ($f_c = 16$ GHz, オシロスコープの帯域) のレーザ1とレーザ2 (Ch.1とCh.2) で前節のように Deskew 調整をして相互相関値を算出し、フィルタ後の信号 ($f_c = 1$ GHz のローパスフィルタ) のレーザ1とレーザ2 (Ch.3とCh.4) で同様に Deskew 調整をして相互相関値を算出する。このようにすることで、各周波成分に対してそれぞれ相互相関値のピーク値を同時に算出することができる。

表 4.3: オシロスコープの周波数帯域制限 (DSP) とレーザとのチャンネル対応関係

	元の信号 ($f_c = 16$ GHz, 本オシロスコープの最大帯域)	フィルタ後の信号 ($f_c = 1$ GHz)
レーザ1	Ch.1	Ch.3
レーザ2	Ch.2	Ch.4

レーザの注入電流を変化させた場合の元の信号とフィルタ後の信号のダイナミクスと同期観測結果を図 4.7 と図 4.8 に示す。図 4.7 では $I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 1.5$ のときの時間波形と相関図および RF スペクトルを示しており、(a)(b) が元の信号、(c)(d) がフィルタ後の信号における同期調査結果である。図 4.7(a)(b) に着目すると、相互相関値は $C=0.524$ であり、中程度の同期状態である。一方で、図 4.7(c)(d) の低周波成分では、相互相関値は $C=0.778$ を示しており元の信号 (図 4.7(a)(b)) よりも高い相関を示しており、相関値が向上している。また、図 4.7(c) では、低周波成分のパワーが顕著に現れていることから、図 4.7(c)(d) は、LFF の強度ドロップアウト部分が高周波成分よりよく同期していることを示していることが分かる。

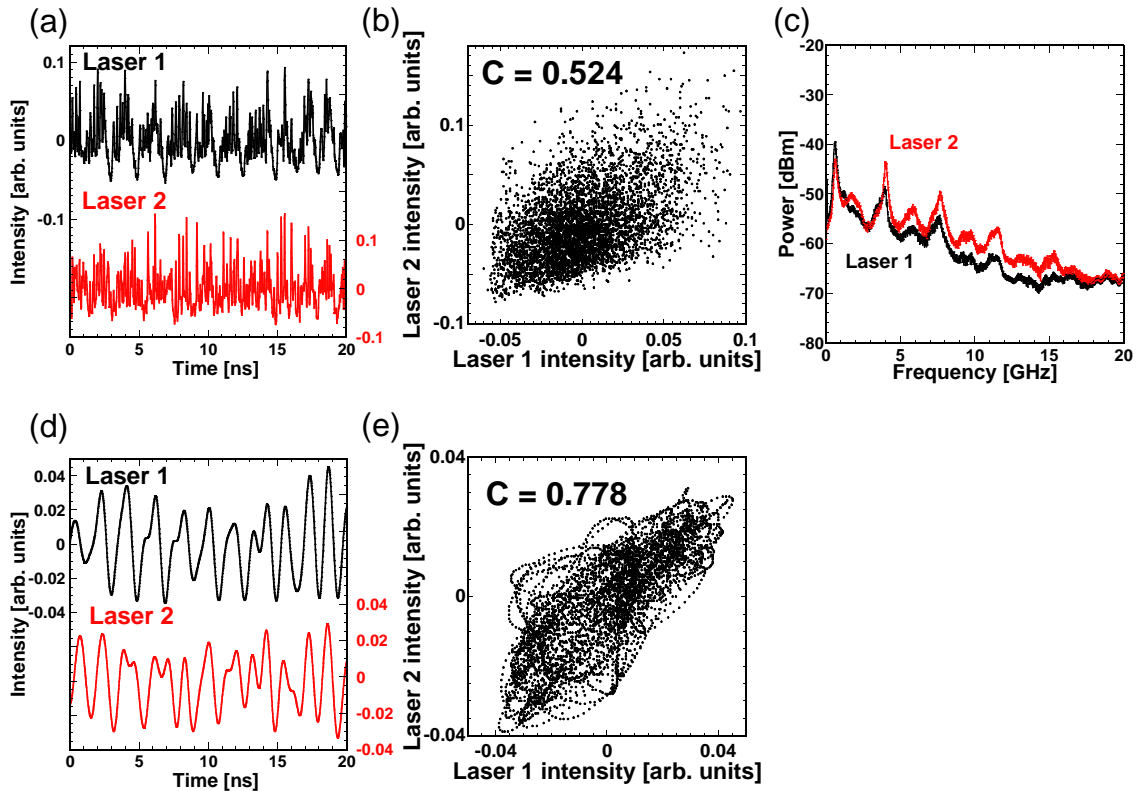


図 4.7: $I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 1.5$ に設定した場合の実験結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) RF スペクトル.

次に, $I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$ の場合において同様の調査を行った結果を図 4.8 に示す.

図 4.8(a)(b) に示した元の信号では相互相関値 $C=0.611$ と正の相関を示している一方で, 図 4.8(d)(e) の低周波成分のみに着目した場合(フィルタ後の信号)では $C=-0.620$ と負の相関を示していることが分かる. このように, 同一のパラメータに対して, 着目する周波数成分により異なる同期状態を観測した. これは着目する周波数成分により, 高周波成分である元の信号(図 4.8(a)(b))と低周波成分であるフィルタ後の信号(図 4.8(d)(e))では異なる同期状態を有していることを示唆している. このように本調査では, LFF の低周波成分において反位同期を観測した. また, 同一の波形に対して着目する周波数成分によって異なる同期状態を観測できる可能性があることが分かった.

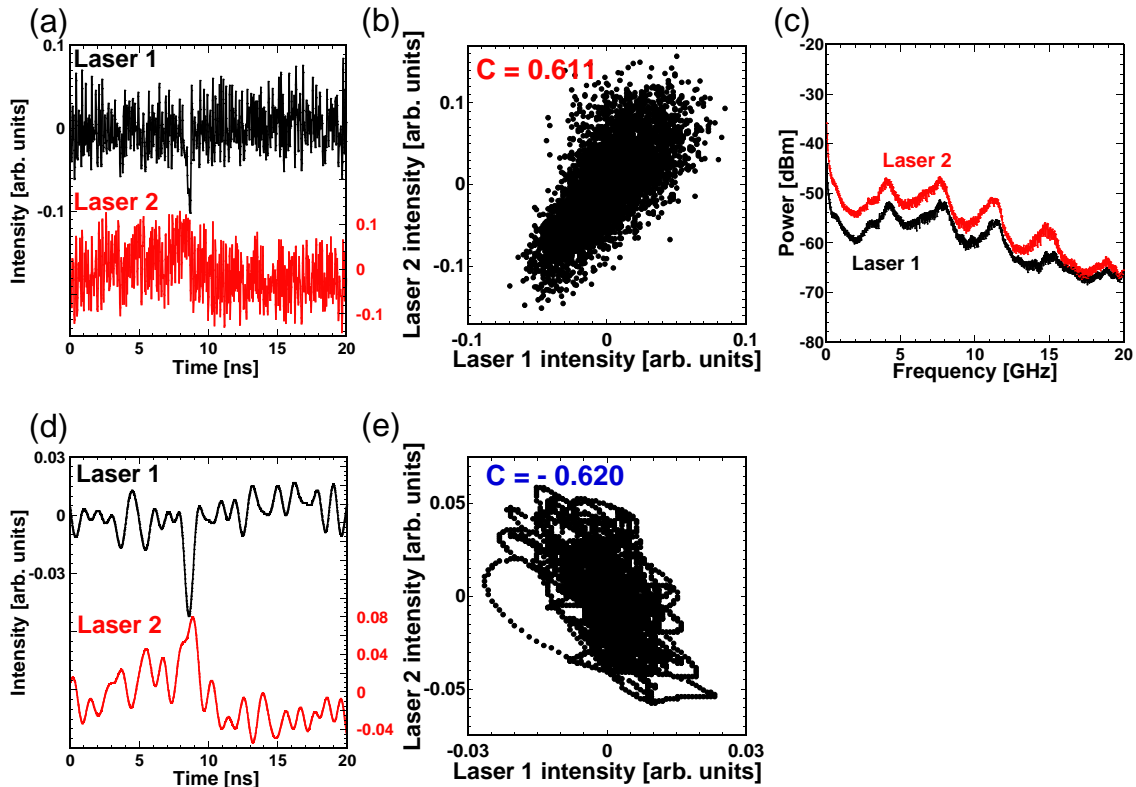


図 4.8: $I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$ に設定した場合の実験結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) RF スペクトル.

元の信号とフィルタ後の信号のそれぞれにおける, レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させたときの相互相関値の2次元分岐図を図 4.9 に示す. 図 4.9(a) は図 4.5 と同一の結果である. 図 4.9(a) と図 4.9(b) を比較すると, 一方のレーザの注入電流が発振しきい値付近である場合に, 高い相互相関値が得られる傾向は周波数成分に依らずいえることであることが分かる. これは同時に, その領域においては元の信号とフィルタ後の信号で同様の同期状態 (同期状態が変化していない) 領域が多いということも分かる. 一方で, レーザ1の注入電流が中程度 ($1.5 \leq I_1 / I_{th,1} \leq 3.0$) の場合に, 低周波成分 (フィルタ後の信号) で反位相同期が観測できる傾向があることが分かる. そこで次節ではこのような (着目する周波数成分によって異なる同期状態) 同期現象のより詳細な調査を行うために, 本調査結果を活用して, レーザ1を固定し, レーザ2および光増幅器の注入電流を変化させて調査する.

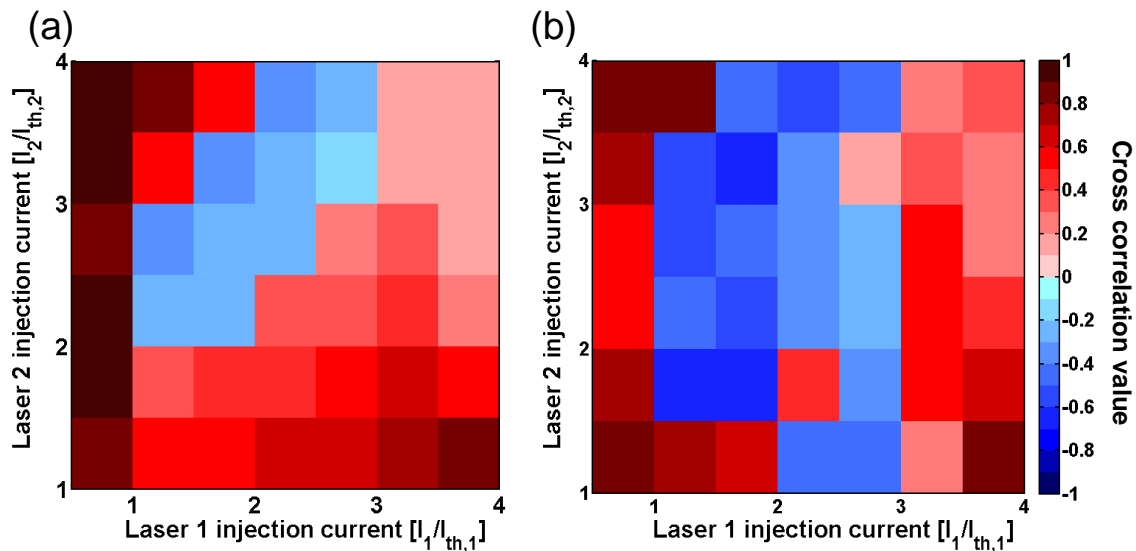


図 4.9: レーザ 1 とレーザ 2 の注入電流変化に対する相互相関値の 2 次元分岐図. (a) 元の信号と (b) フィルタ後の信号.

4.4 光増幅器の注入電流変化に対する同期調査

前節では、LFF 領域において着目する周波数成分により同期状態が異なる現象を観測した. また、このような状態になるレーザの注入電流の傾向を調査するためにレーザ 1 とレーザ 2 の注入電流を 2 次的に変化させて同期調査を行った. そこで本節では、光増幅器の注入電流を変化させた場合の同期調査を行う. また前節と同様に、元の信号とフィルタ適用後の信号の両方に対して相互相関値を算出する.

まず、同期調査を行う調査領域のダイナミクスの 2 次元分岐図を図 4.10 に示す. 図 4.10 に示す 2 次元分岐図では、レーザ 1 の注入電流を $I_1 / I_{th,1} = 1.5$ に固定した状態において、レーザ 2 と光増幅器の注入電流を変化させた場合の 2 次元分岐図である. 本同期調査では、光増幅器の注入電流 I_{SOA} を 1 次的に変化させて調査を行うため、図 4.10 における水色枠線内の領域 ($I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$) で同期調査を行う. その理由として、前節までの調査結果を基に、レーザ間の注入電流が非対称である方がカオス同期がより観測しやすくする点と、着目する周波数成分によって異なる同期状態を観測するためにはレーザ 1 の注入電流が中程度の場合に観測されやすい点があることが分かった. これは図 4.9 を見ると明確に分かる. したがって本調査においては、各レーザの注入電流を $I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} =$

3.5に固定する．また，図 4.10 の 2 次元分岐図を見てみると，レーザ 1, 2 ともに光増幅器の注入電流 I_{SOA} を増加させることによりカオスから LFF へと分岐していることが分かる．これは LFF の各周波数成分の振動が同期状態へと与える影響を調査するという目的において好ましい領域であるといえる．

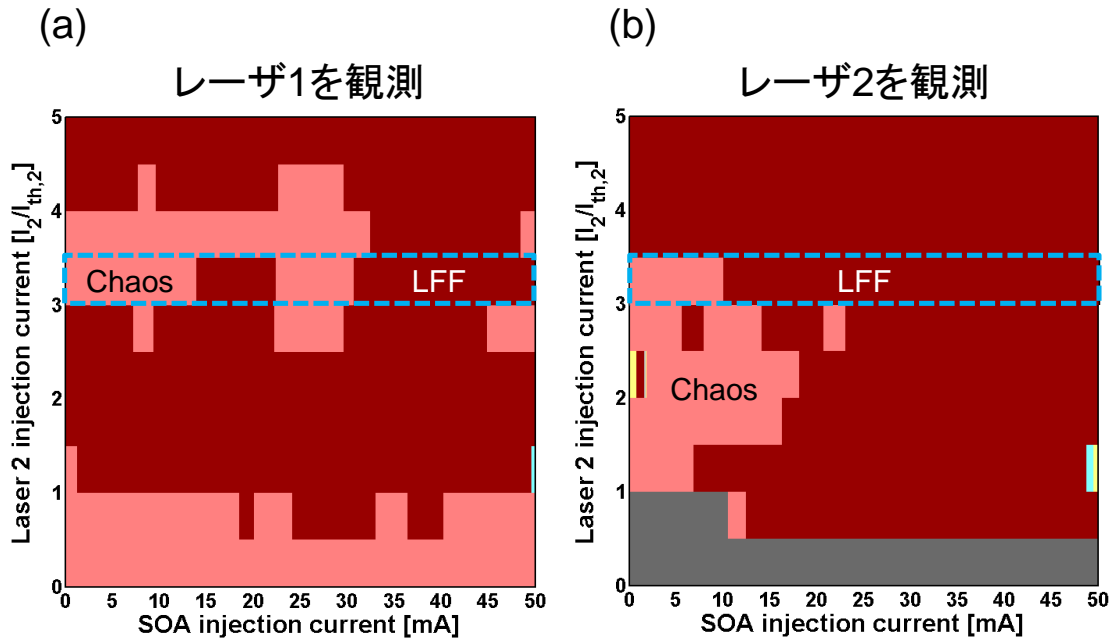


図 4.10: 調査領域のダイナミクスの 2 次元分岐図 ($I_1 / I_{th,1} = 1.5$, $I_2 / I_{th,2} = 3.5$ に固定し，SOA の注入電流を変化，水色枠線内)

本調査では，光増幅器の注入電流 I_{SOA} を変化させて同期精度を調査する．変化させるパラメータを表 4.4 に示す．表 4.4 のパラメータは，第 4.3.2 節の実験結果において同期状態が最も明確に変化していたパラメータ ($I_2 / I_{th,2} = 3.5$) に固定して光増幅器の注入電流 I_{SOA} を第 4.3.2 節の実験結果よりも細かく変化させて，レーザ 1 とレーザ 2 の各ダイナミクスの変化に対する同期状態の詳細について調査することが目的である．

本実験の手順として，まずレーザ 1 の注入電流を 18.00 mA ($I_1 / I_{th,1} = 1.5$)，レーザ 2 の注入電流を 42.00 mA ($I_2 / I_{th,2} = 3.5$) に固定する．そこから光増幅器の注入電流を 0.00 mA から 50.00 mA まで 1.00 mA 刻みで変化させる．また，前節までの実験と同様に元の信号 ($f_c = 16$ GHz) とフィルタ後の信号 ($f_c = 1$ GHz) の両方に対して調査を行う．

表 4.4: 同期調査時の光集積回路のパラメータ

変化させるパラメータ	注入電流 [mA]	温度 [°C]
レーザー 1	18.00 (固定)	23.00
レーザー 2	42.00 (固定)	
SOA(大)	0.00 → 50.00 (刻み幅: 1.00)	
SOA(小)	0.00 (固定)	

まず、光増幅器の注入電流 I_{SOA} を変化させたときのレーザー 1 とレーザー 2 のダイナミクスの変化を図 4.11 に示す。図 4.11 に示した各ダイナミクスは、図 4.10 の 2 次元分岐図の水色枠線内の具体的な時間波形および RF スペクトルである。図 4.11(a)(b) は光増幅器の注入電流 $I_{SOA} = 6.00$ mA の場合であり、図 4.11(c)(d) は光増幅器の注入電流 $I_{SOA} = 25.00$ mA の場合であり、図 4.11(e)(f) は光増幅器の注入電流 $I_{SOA} = 39.00$ mA の場合のダイナミクスである。まず、 $I_{SOA} = 6.00$ mA(図 4.11(a)(b)) のときでは、レーザー 1 とレーザー 2 共に高周波成分のパワーが高く、カオス振動を示している。次に $I_{SOA} = 25.00$ mA に増加(図 4.11(c)(d)) させたときは、レーザー 1 は同様にカオス的なダイナミクスを示している一方で、レーザー 2 は低周波成分のパワーが増加しており、カオスから LFF 状態となっている。ここからさらに、 $I_{SOA} = 39.00$ mA に増加(図 4.11(e)(f)) させたときでは、図 4.11(e) の時間波形では高速なカオス振動に加えてパルス的な大きい強度低減が顕著に発生している。また、図 4.11(f) の RF スペクトルではレーザー 1 とレーザー 2 は共に低周波成分のパワーが大きく増加していることから、両レーザーで LFF を示しているといえる。

ここから、図 4.11 で示した各パラメータのダイナミクスに対して同期調査を行う。各パラメータ ($I_{SOA} = 6.00, 25.00, 39.00$ mA) に対する同期調査結果を図 4.12, 図 4.13, 図 4.14 にそれぞれ示す。また、前節の同期調査と同様に、各レーザーに対する元の信号とローパスフィルタ適用後の信号についてそれぞれ相互相関値を算出する。

まず、 $I_{SOA} = 6.00$ mA(図 4.12) のとき両レーザーはカオス振動を示しており、そのときの同期状態は高周波成分の元の信号と低周波成分のフィルタ適用後の信号は共に高い正の相関を示しており同位相で同期している。

つぎに、 $I_{SOA} = 25.00$ mA(図 4.13) のときは、高周波成分では図 4.12(a)(b) よりも正の相関が下がってはいるが、まだ同位相同期状態である一方で、低周波成分では負の相関を示し反位相同期している。この状態について前節までの結果も踏まえ

て考察すると，一方のレーザがカオス振動（もしくは低周波成分のパワーが発生し始めた状態）で，もう一方のレーザがLFFを示している場合にこのような現象が現れやすい傾向であることが予想できる．

さらに $I_{SOA} = 39.00$ mA(図 4.14) のときは，元の信号とフィルタ後の信号はともに負の相関を示しており，反位相同期状態を示している．また，元の信号の相互相関値は $C = -0.463$ であるのに対し，フィルタ後の信号の相互相関値は $C = -0.701$ である．これは高速なカオス振動よりも低周波成分のパルス的な強度ドロップアウトの方がより強く反位相で同期していることを示している．これはLFFの発生が反位相同期に影響を与えていることが予想できる．

本調査の実験結果として，光増幅器の注入電流 I_{SOA} を変化させることにより，レーザのダイナミクスがカオスからLFFへと分岐し，それに伴い同期状態が変化することが分かった．

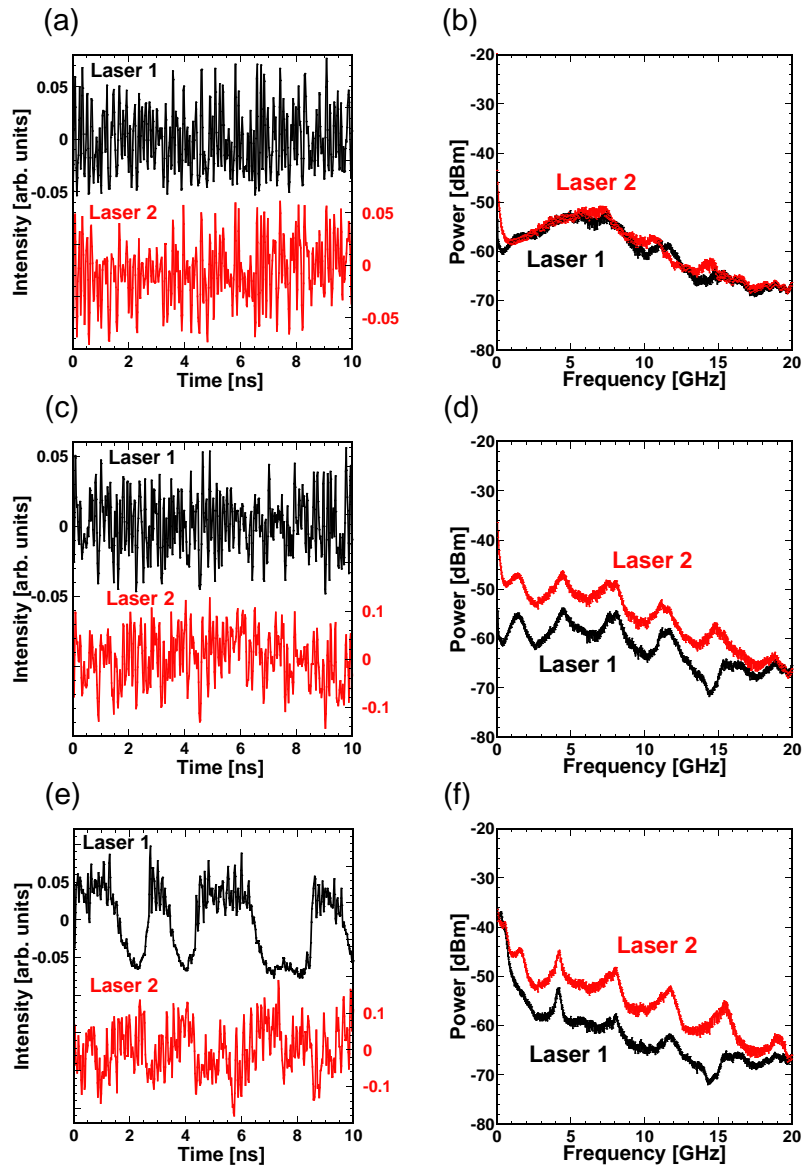


図 4.11: SOA の注入電流を変化させたときのダイナミクス変化の実験結果. レーザ 1 とレーザ 2 の (a)(c)(e) 時間波形と (b)(d)(f) RF スペクトル. (a)(b) $I_{SOA} = 6.00$ mA, (c)(d) $I_{SOA} = 25.00$ mA, (e)(f) $I_{SOA} = 39.00$ mA.

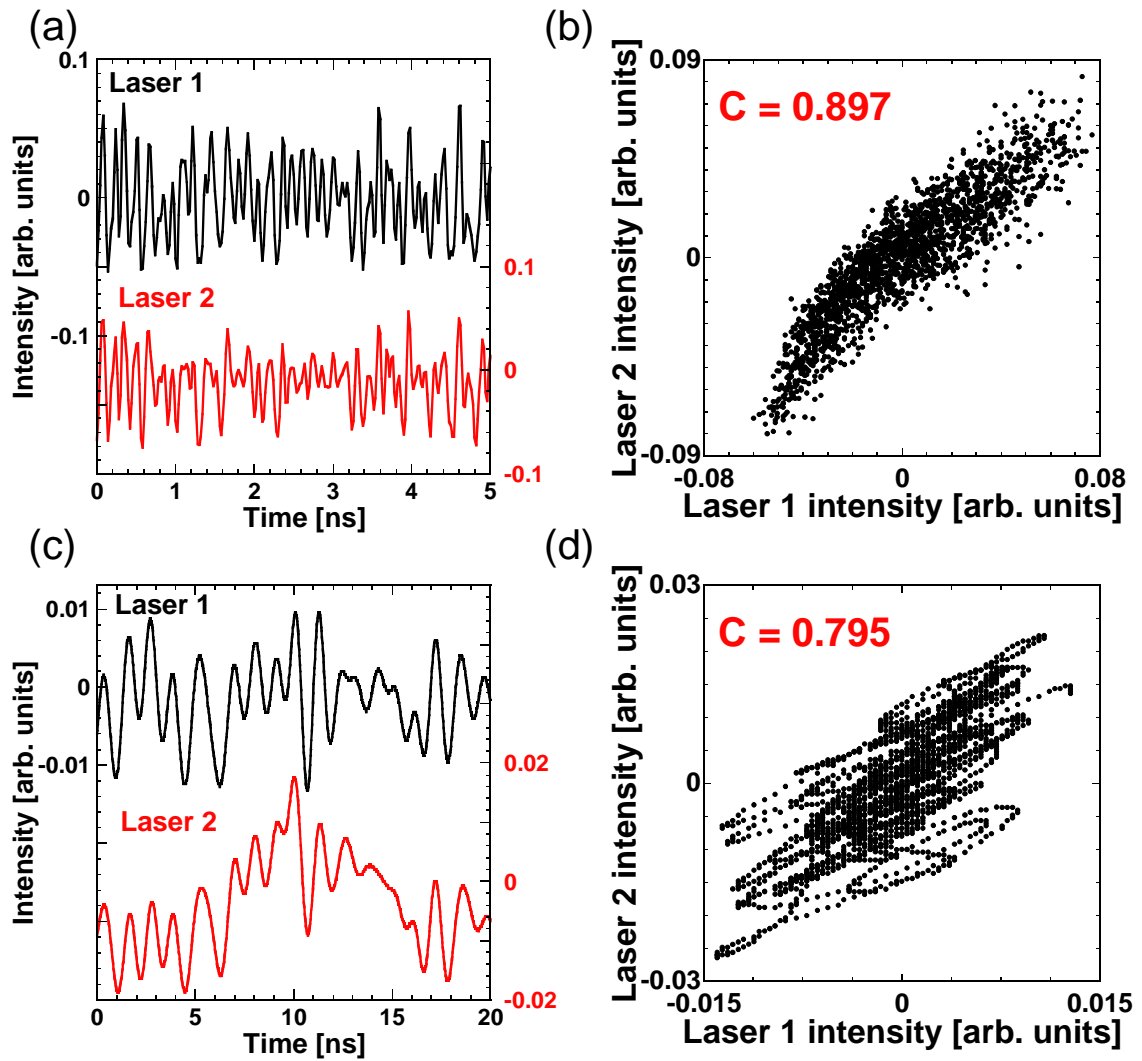


図 4.12: $I_{SOA} = 6.00$ mA に設定した場合の同期結果. (a)(b) 元の信号, (c)(d) フィルタ後の信号における (a)(c) 時間波形, (b)(d) 相関図.

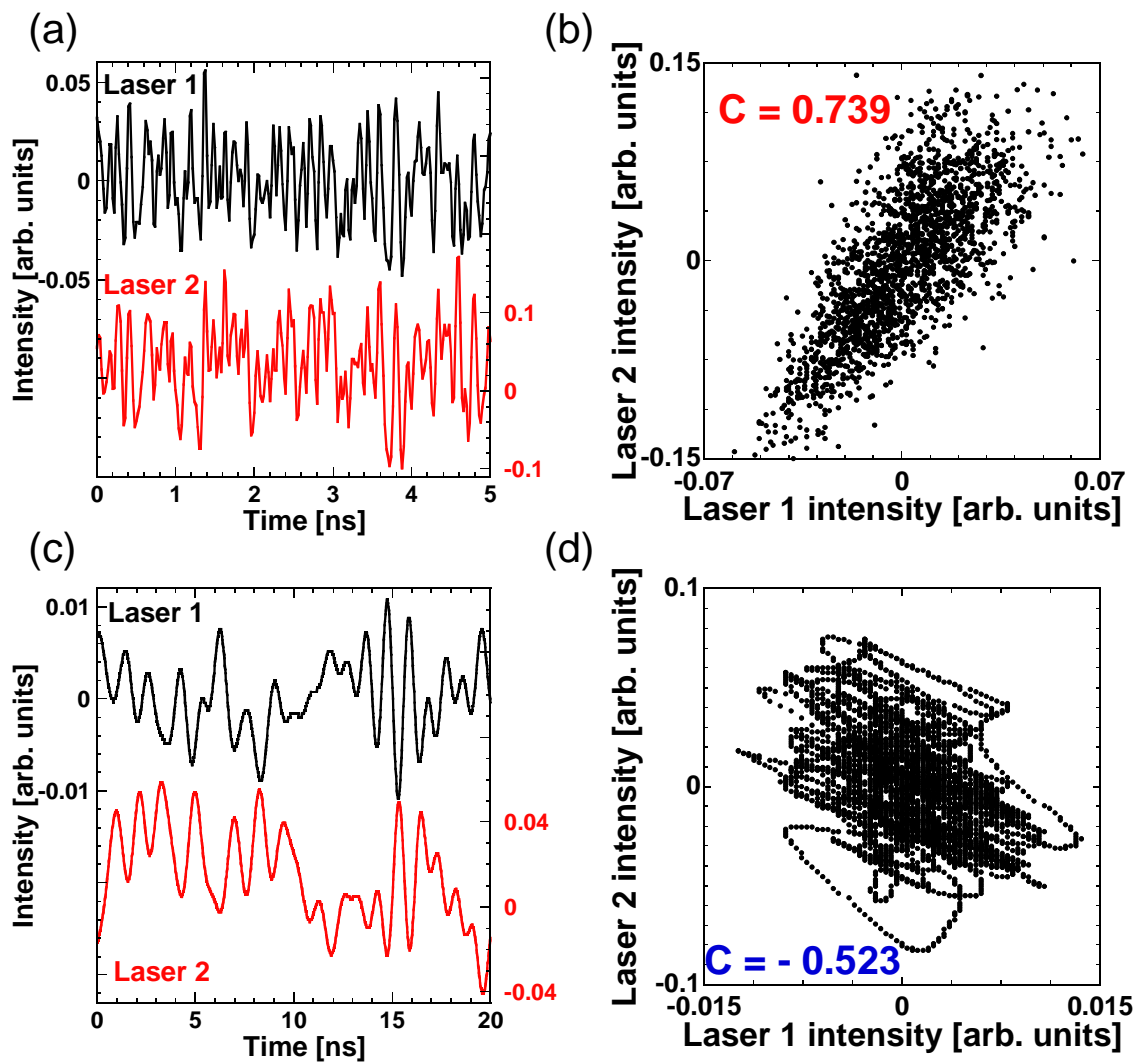


図 4.13: $I_{SOA} = 25.00$ mA に設定した場合の同期結果. (a)(b) 元の信号, (c)(d) フィルタ後の信号における (a)(c) 時間波形, (b)(d) 相関図.

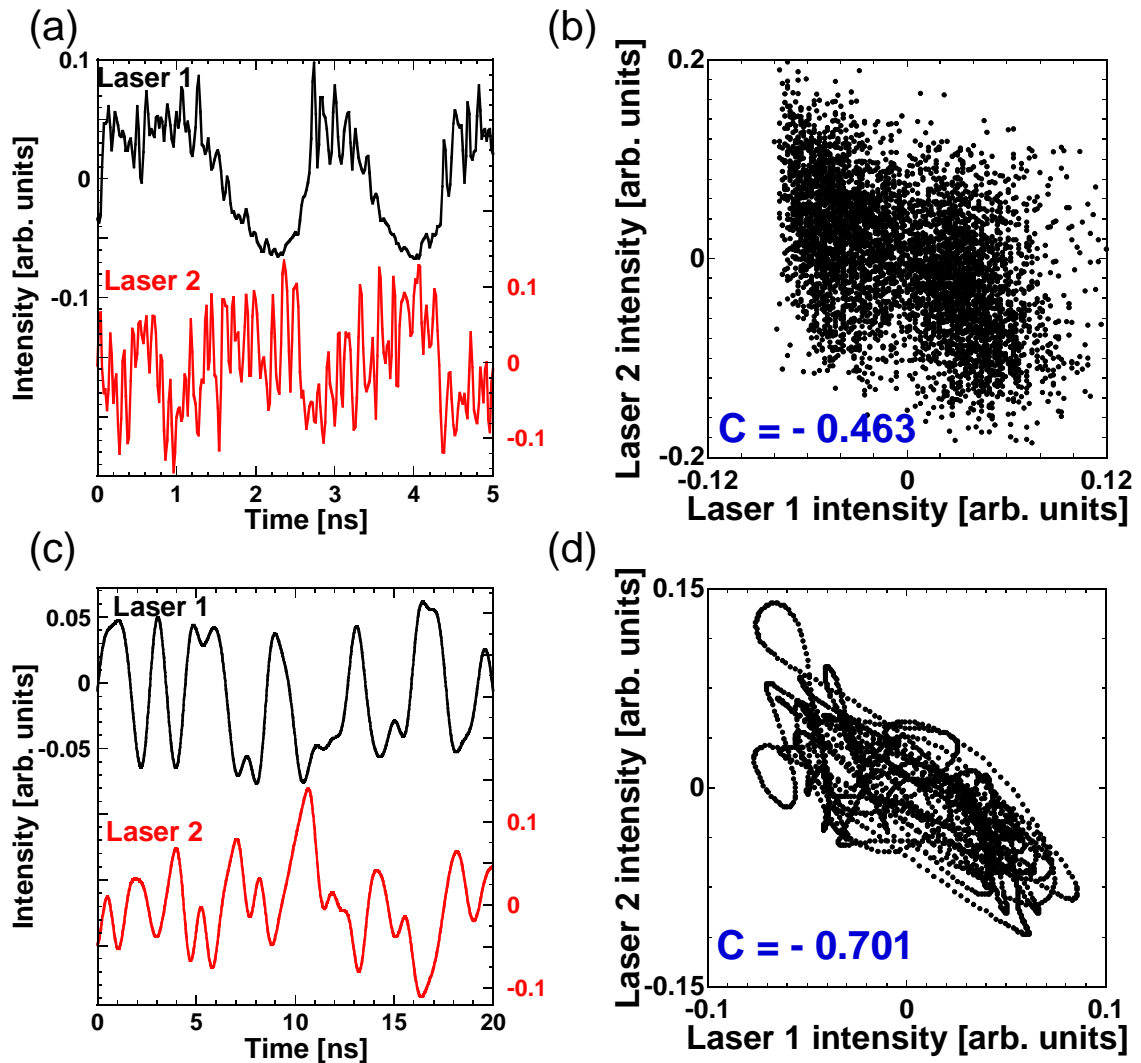


図 4.14: $I_{SOA} = 39.00$ mA に設定した場合の同期結果. (a)(b) 元の信号, (c)(d) フィルタ後の信号における (a)(c) 時間波形, (b)(d) 相関図.

各光増幅器の注入電流 I_{SOA} における元の信号とフィルタ後の信号の時間波形から算出した相互相関関数を図 4.15 に示す. 各周波数成分ごとの相互相関関数のピーク値が, 図 4.12, 図 4.13, 図 4.14 における相関図に示した相互相関値と対応している. 図 4.15(a) のとき, 元の信号とフィルタ後の信号はともに正の高い値でピークを示しており, 信号間で相互相関関数の概形はほとんど変わっていない(ローパスフィルタ適用により信号が低速になることでゆるやかなカーブになったのみの影響である). 特に元の信号に関してはレーザ間の結合遅延時間に対応した間隔で相関のピークが現れることが特徴となっている. これは相互結合された半導体レーザの

同期の普遍的な現象である Leader-Laggard 関係 ((第 2 章参照)) の特徴をよく示しており, 図 4.15(a) の同期状態は相互結合された半導体レーザにおける一般的な同期状態であることが相互相関関数から見て取れる. 図 4.15(b) では, 元の信号においては図 4.15(a) と同様の状態であるが, 一方でフィルタ後の信号は図 4.15(a) の状態とは大きく異なっている. まず, ピーク値をとる遅延時間 (Delay time, 図の横軸) が元の信号とフィルタ後の信号では異なっており, さらに結合遅延時間とも対応していない. さらにフィルタ後の信号は正の相関値が 0.2 程度と大きく下がり, 代わりに負の相関のピークが -0.5 以上に増加している. このように図 4.13 の低周波成分で観測した反位相同期は, 正の同期成分が減少した代わりに負の同期成分が顕著に発生している状態であるといえる. 図 4.15(c) になると図 4.15(a)(b) の元の信号で発生していた結合遅延時間によるピークがほとんど見えず埋もれてしまっていることが分かる. さらに, 元の信号とフィルタ後の信号の相互相関関数の概形が非常に似ていることが分かる. これは元の信号において高速な振動成分が減少し, 多くの時間で低周波成分の振動が占めているため, 元の信号においても LFF のダイナミクスが支配的になっているためであると考えられる. また, 図 4.15(b) と図 4.15(c) のフィルタ後の信号の相互相関関数の概形も似ていることが分かる. このことから本実験において反位相同期を観測するためには, LFF 発生および低周波成分の影響が原因であることが両レーザの時間波形と相互相関関数の概形からも明らかに予想できる. このように, 光増幅器の注入電流を変化させることにより, レーザ 1 とレーザ 2 のそれぞれのダイナミクスが変化し, それに伴って各周波数成分の同期状態が変化することが分かった. これらの事から本節の実験では, レーザのダイナミクスが同期状態に影響を与えていることが明らかとなった.

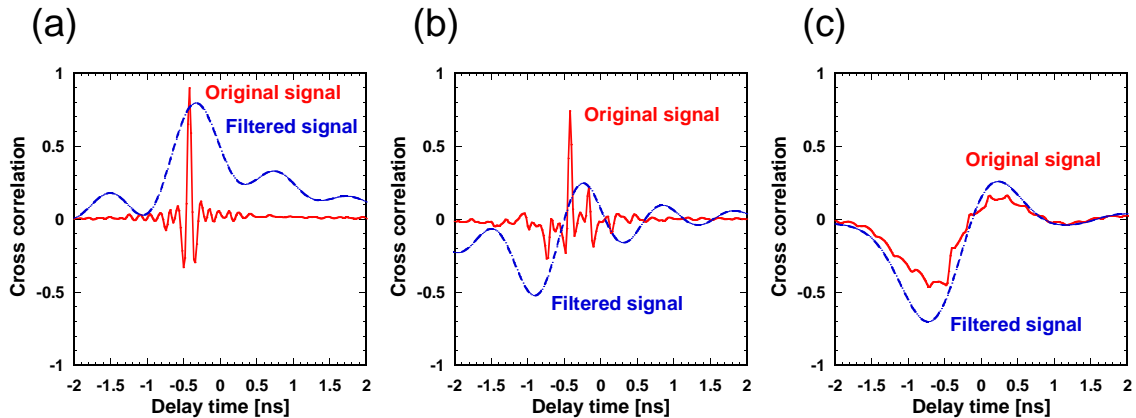


図 4.15: SOA の注入電流を変化させたときのレーザ 1 とレーザ 2 の元の信号 (赤実線) とフィルタ後の信号 (青点線) における相互相関関数. (a) $I_{SOA} = 6.00$ mA, (b) $I_{SOA} = 25.00$ mA, (c) $I_{SOA} = 39.00$ mA.

4.4.1 光増幅器の注入電流変化に対する 1 次元分岐図 (ダイナミクス依存型同期)

各光増幅器の注入電流 I_{SOA} を変化させたときの元の信号とフィルタ後の信号のそれぞれの相互相関値の推移と、その際の各レーザのダイナミクスの変化を図 4.16 に示す. 図中の相互相関値の各点は、各パラメータにおける相互相関関数の絶対値の最大値 (ピーク値) をプロットしたものである. これによりレーザのダイナミクスがカオス同期状態に与える影響について調査する. 特に LFF の発生と反位相同期の発生に対する関係性について着目する.

まず、光増幅器の注入電流が小さく、レーザ 1 とレーザ 2 で共にカオス振動が生じるとき (< 10.00 mA), 相互相関値は元の信号とフィルタ後の信号で共に正の相関を示し、同位相で同期している. ここから、光増幅器の注入電流を増加させていくと、レーザ 1 はいまだにカオス状態を保っている一方で、レーザ 2 の低周波成分のパワーが増加し、レーザ 2 は LFF を示す. このとき (21.00 mA \sim 31.00 mA), 高周波成分では同位相で同期している一方で LFF の低周波成分では反位相で同期している. さらに光増幅器の注入電流を増加させると、レーザ 1 とレーザ 2 で共に低周波成分のパワーが増加し、両方のレーザで LFF の低周波成分が生じる (> 31.00 mA). このとき、相互相関値は元の信号とフィルタ後の信号の両方で負の相関を示し、反位相同期している. このように、各レーザのダイナミクスの変化 (カオスか

ら LFF への分岐) は同期状態に影響を与えていることが分かった。

本調査の考察として、光増幅器の注入電流を変化させると、レーザのダイナミクスが変化し、それに伴いダイナミクスの支配的な周波数成分が変化する。それにより各周波数成分の同期状態が変化することが分かった。特に本調査では、高周波成分と低周波成分のパワーの大小関係により、同位相同期と反位相同期の入れ替わりが生じることが明らかとなった。したがって、同期状態は各レーザのダイナミクスに依存していると考えられ、特に本研究においては、LFF の発生 (低周波成分のパワーが増加) が反位相同期に影響を与えていることが明らかとなった。

このように、レーザのダイナミクスの変化に依存して同期状態が変化する本現象を、本研究ではダイナミクス依存型同期 (Dynamics-dependent synchronization) という現象と呼ぶことにする。

ダイナミクス依存型同期の普遍性を調査するため、レーザ 2 の注入電流を変化させて同様の実験を行った結果を図 4.17 に示す。図 4.17(b) は図 4.16 と同一の図である。本実験からダイナミクス依存型同期の発生は普遍的なものではなく (ダイナミクスが変化すれば常に同期状態が変化するわけではない)、レーザ間の注入電流比が中程度のときに発生することが分かる。具体的には、図 4.17(a) のようにレーザ間の注入電流比が高い場合は、前述したように一方のレーザがもう一方に引き込まれ、広い範囲で高い相関値を観測し同期している。これは相互結合された半導体レーザにおける一般的な同期状態である。一方で、図 4.17(c) のようにレーザ間の注入電流比が低い (2 つのレーザの注入電流が同程度) 場合は、これも前述したとおり相関値は低く、広い範囲で非同期状態となっている。

このようにダイナミクス依存型同期は、レーザ同士が強く引き込まれ合ったり、逆に、大きく独立に駆動するような状態では発生しない現象であることが分かった。すなわち、結合系レーザのカオス同期達成の必要条件であるインジェクションロッキング、ないしは光周波数差が非常に重要な要素であることが予想できる。しかしながら本実験で用いている相互結合型光集積回路は光検出器が回路内に集積化されているため、電気信号のみしか取り出すことができない (光ファイバ等で光自体を検出できない)。そこで、次章以降で半導体レーザの数値モデルを用いることにより、ダイナミクス依存型同期の発生メカニズムのより詳細な解析的調査を行う。

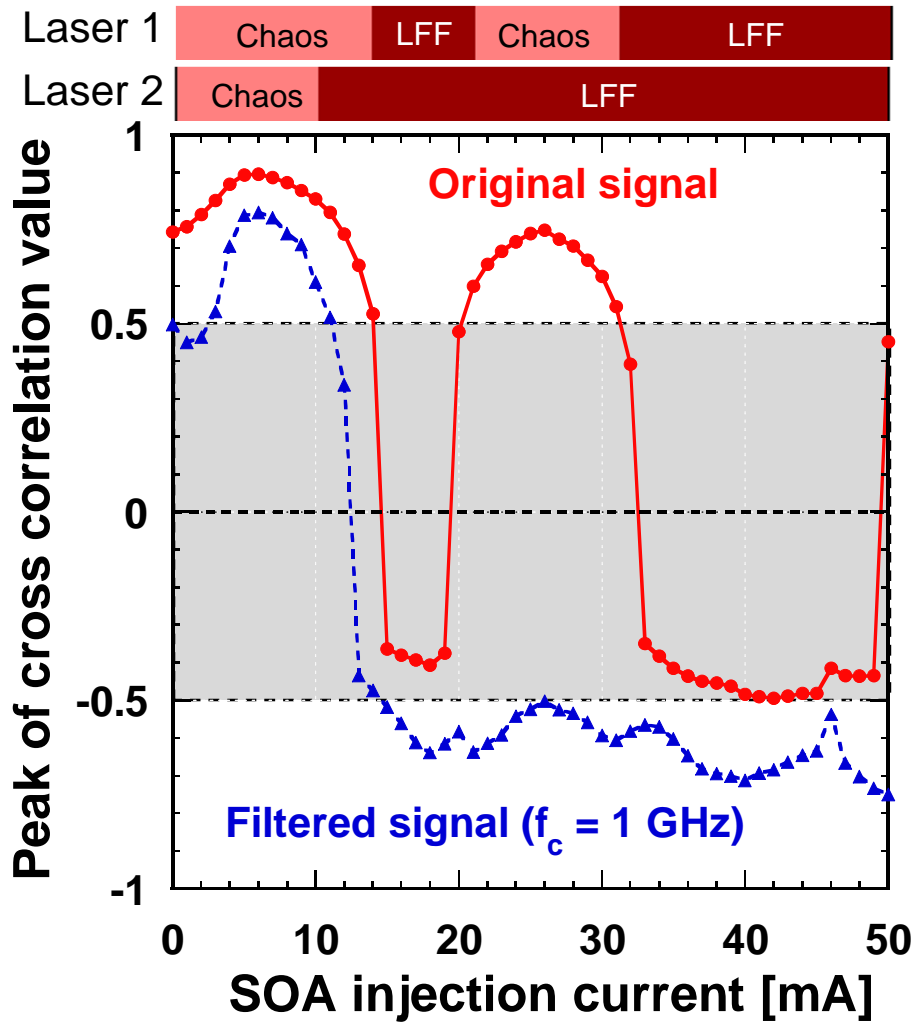


図 4.16: 元の信号 (赤実線) とフィルタ後の信号 (青点線) における SOA の注入電流を変化させた場合の相互相関値とレーザ 1 とレーザ 2 のダイナミクスの変化.

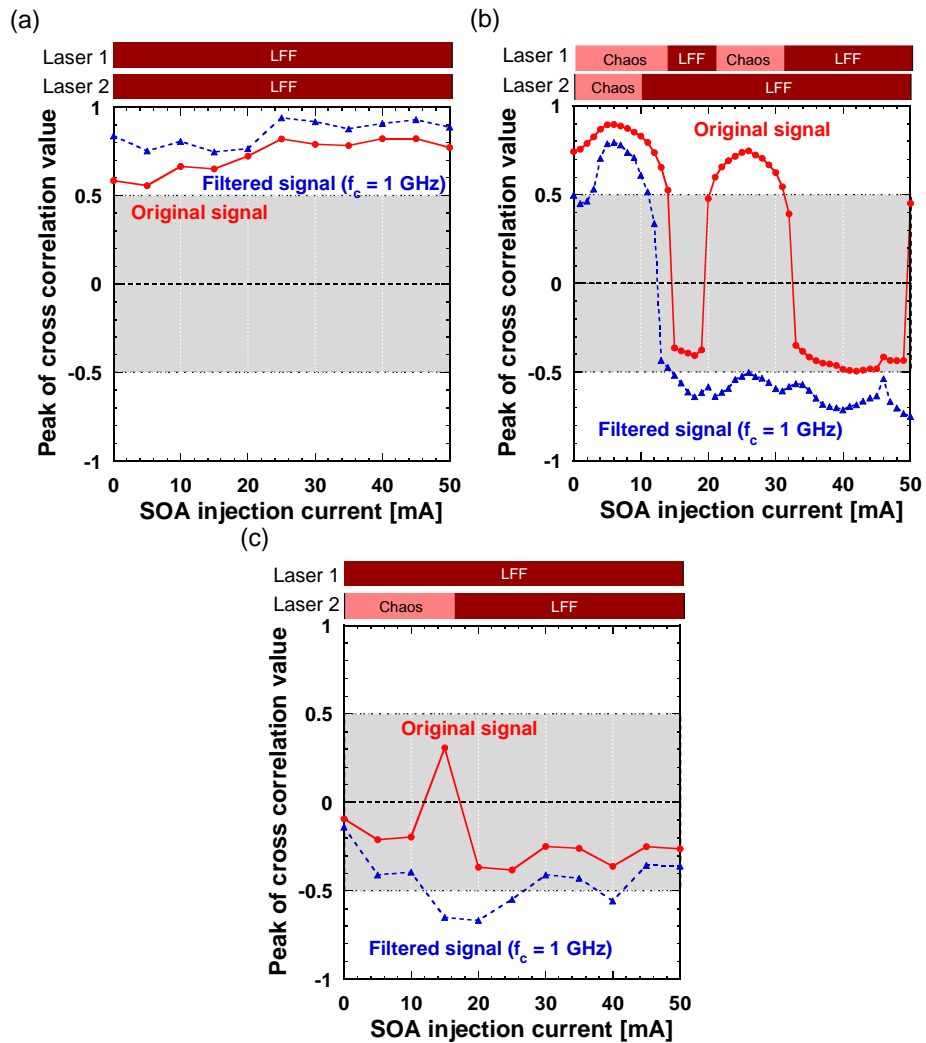


図 4.17: 異なるレーザ 2 の注入電流に対する元の信号 (赤実線) とフィルタ後の信号 (青点線) における SOA の注入電流を変化させた場合の相互相関値とレーザ 1 とレーザ 2 のダイナミクスの変化. (a) $I_2 / I_{th,2} = 5.0$, (b) $I_2 / I_{th,2} = 3.5$, (c) $I_2 / I_{th,2} = 2.0$

4.5 まとめ

本章では、相互結合型光集積回路を用いてカオス同期の調査を実験的に行った。調査方法として、レーザ1とレーザ2の出力強度の時間波形に対して相互相関関数を用いて相互相関値を算出することにより、同期調査を行った。

まず、レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させることによってカオス同期の実験的観測を行った。また、レーザ1とレーザ2の注入電流を2次元的に変化させることによりカオス同期の達成条件の調査を行った。レーザ1とレーザ2の注入電流に対する相互相関値の2次元分岐図を作成し調査を行った結果、レーザ1またはレーザ2の注入電流が発振しきい値電流付近の場合に、高い相関が得られる傾向があることが分かった。さらに、レーザ間の注入電流比に着目すると、2つのレーザ間で非対称に電流を注入した時 ($I_1 \neq I_2$) の方が、高い相関値が観測できる傾向があることが分かった。この理由として、一方のレーザ強度がもう一方のレーザ強度に対して十分に強いときに、強度が強い方にもう一方のレーザが引き込まれたためであると考えられる。

次に、低周波不規則振動 (LFF) におけるカオス同期の周波数依存性の調査を行った。レーザの出力強度の時間波形にローパスフィルタを適用して周波数帯域制限を行うことにより、高周波成分である元の信号と低周波成分 ($f_c = 1.0$ GHz) のそれぞれに対して同期調査を行った。その結果、着目する周波数成分によって異なる同期状態を観測できる領域が存在することが分かった。また、この現象はLFFの発生が影響していると予想し、レーザのダイナミクスと同期状態との関係性を調査した結果、この現象は2つのレーザのダイナミクスの変化(分岐)が関係しており、特に高速なカオス振動と低周波成分であるLFFの発生に依存して同期状態が変化することが実験的に明らかとなった。しかしながらこの現象は普遍的に発生するわけではなく、レーザ1とレーザ2の注入電流比が中程度のときに発生することが分かった。

このような現象は先行研究でも未観測の現象であり、本研究ではこの現象をダイナミクス依存型同期 (Dynamics-dependent synchronization) と呼ぶことにする。

第5章 戻り光を有する半導体レーザー における非線形ダイナミクス の数値計算

第3章では単体および相互結合された半導体レーザーを有する光集積回路における非線形ダイナミクスの調査を行い、第4章では相互結合型光集積回路におけるカオス同期の調査を行った。そこでは、光増幅器の注入電流を変化させることにより、2つのレーザーのダイナミクスが変化し、それに伴ってレーザー間の同期状態が変化することが分かった。しかしながら、この現象の発生メカニズムを解明するには実験的な調査だけでは不十分であり、数値計算による調査が必要である。そこで本章では半導体レーザーのレート方程式である Lang-Kobayashi 方程式を用いて、まず、戻り光を有する半導体レーザーの非線形ダイナミクスの調査する。

5.1 戻り光を有する半導体レーザーの数値モデル (Lang-Kobayashi 方程式)

5.1.1 相互結合された半導体レーザーの数値モデル

戻り光を有する半導体レーザーの振る舞い(時間ダイナミクス)を記述するためのレート方程式として、Lang-Kobayashi 方程式がある [58]。Lang-Kobayashi 方程式は複素電界とキャリア密度(もしくは、電界振幅、電界位相、キャリア密度の3つの実変数)から成る、時間 t に対する常微分方程式である。ここで、戻り光を有する半導体レーザーにおける Lang-Kobayashi 方程式を式 (5.1)、式 (5.2) に示す。

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1 + i\alpha}{2} \left[\frac{G_N(N(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E(t)|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) + \kappa E(t - \tau) \exp(-i\omega\tau) \quad (5.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N(N(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E(t)|^2} |E(t)|^2 \quad (5.2)$$

ここで E は複素電界であり、レーザ強度 I は $I = |E_{re}^2 + E_{im}^2|$ で表される。 N はレーザ内部のキャリア密度を意味している。すなわち、式 (5.1) は電界の時間変化、式 (5.2) はキャリア密度の時間変化を表す微分方程式である。さらに、 G_N は光利得係数、 N_0 は光透過時のキャリア密度、 τ_p は光子寿命 ($-\frac{1}{\tau_p}$ は内部共振器内の損失による電界の減衰) でありこの項は誘導放出を表している、 α は線幅増幅係数、 τ_s はキャリア寿命 ($-\frac{1}{\tau_s}$ はキャリア密度の減衰) を表す。 $\omega \tau$ はレーザにおける戻り光伝搬時間 τ により生じる位相の変化を表す。また、 J はレーザへの規格化注入電流、 κ は戻り光強度を表しており、実際に実験等で制御可能な可変パラメータである。

5.2 戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクス

本節では、戻り光を有する半導体レーザにおける分岐現象等の非線形ダイナミクスの調査を行う。本数値計算モデルの模式図を図 5.1 に示す。また、本調査のレーザパラメータを表 5.1 に示す。これらのパラメータは第 4 章で述べた相互結合型光集積回路における、光結合をしていない状態のレーザ 2 を基にパラメータに設定 (外部共振器長等) している。本方式では、半導体レーザに対して、外部鏡を介して時間遅延フィードバックである戻り光を付加する。その際のレーザへの注入電流および戻り光強度 (外部鏡反射率) を変化させることにより、ダイナミクスの変化を観測する。調査方法としてまず、戻り光強度を変化させたときのダイナミクスの変化について述べる。次に、異なる注入電流において、戻り光強度変化に対する分岐図を作成することにより、ダイナミクスの変化を観測し、カオス領域等を明らかにする。

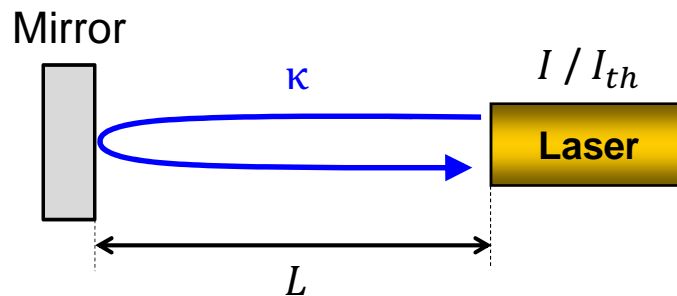


図 5.1: 数値計算における戻り光を有する単体レーザの模式図

表 5.1: 単体の半導体レーザのパラメータ (戻り光強度を変化)

Symbol	Parameter	Value
G_N	Gain coefficient	$8.40 \times 10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$
N_0	Carrier density at transparency	$1.40 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
ϵ	Gain saturation coefficient	4.5×10^{-23}
τ_p	Photon lifetime	$1.927 \times 10^{-12} \text{ s}$
τ_s	Carrier lifetime	$2.04 \times 10^{-9} \text{ s}$
τ_{in}	Roundtrip time in internal cavity	$8.0 \times 10^{-12} \text{ s}$
r_2	Reflectivity of laser facet	0.556
α	Linewidth enhancement factor	3.0
c	Speed of light	$2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$
κ	Feedback strength for laser	<i>Variable</i> ns^{-1}
I/I_{th}	Normalized injection current for laser	1.10
τ	Feedback delay time for laser	$0.27 \times 10^{-9} \text{ s}$
L	External cavity length of the laser	$10.3 \times 10^{-3} \text{ m}$

ここからは、戻り光強度 κ を変化させたときのダイナミクスの分岐現象について示す。戻り光強度を増加させることで、より複雑なダイナミクスが得られることが期待できる。本数値計算においては、半導体レーザの時間波形、アトラクタ、高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT) に主に着目する。時間波形はレーザ強度の時間変化 $I(t)$ を示しており、実験においてはオシロスコープで観測可能なデータである。アトラクタとは、方程式の変数 (本研究の Lang-Kobayashi 方程式においては、レーザ強度 $I(t)$, 光周波数 $f(t)$, キャリア密度 $N(t)$ の 3 変数) の値を各軸に取ることで、各変数の時間変化を位相空間上にプロットしたものであり、状態空間内の軌道を観測することができる。FFT を適用することにより、レーザ強度における周波数スペクトルを算出することができる。FFT を算出することによってレーザの時間波形の周期性や高速性を調査することができる。実験においては RF スペクトルとして、スペクトルアナライザによって観測できる。

まず、 $\kappa = 0.00 \text{ ns}^{-1}$ のときの時間波形とアトラクタを図 5.2 に示す。レーザのダイナミクスは安定状態を示している。 $\kappa = 0.00 \text{ ns}^{-1}$ は戻り光が付加されていないことを意味する。このとき、出力強度は一定の強度を保持しており、アトラクタは 1 点を示している。また、レーザ強度が一定のため、FFT は算出を行っていない。これらは安定状態の特徴である。

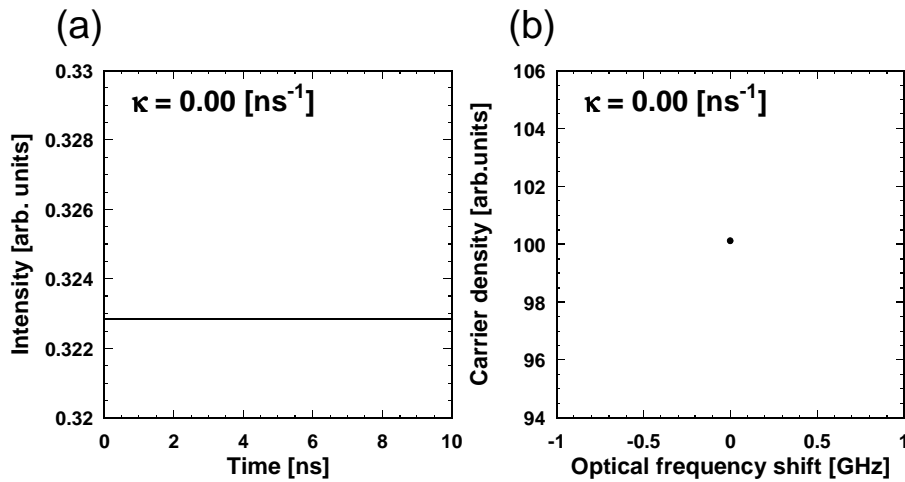


図 5.2: 安定状態 ($\kappa = 0.00 \text{ ns}^{-1}$) の (a) 時間波形, (b) アトラクタ

つぎに、戻り光強度を $\kappa = 3.10 \text{ ns}^{-1}$ まで増加させ、そのときの時間波形、アトラクタ、および FFT を図 5.3 に示す。その際、レーザの出力強度 (図 5.2(a)) は周期的に変化している。また、このときのアトラクタは常に同一円周上を挙動しており、これはリミットサイクルと呼ばれる。FFT においては、ある鋭いピーク (1.8 GHz 程度とその整数倍) である周波数成分において周期的な振動を有していることが分かる。

ここから戻り光強度を $\kappa = 4.66 \text{ ns}^{-1}$ まで増加させたときの状態を図 5.4 に示す。このときレーザは準周期振動を示す。準周期振動の時間波形においては、図 5.3 のときのような周期振動に比べて、複数の周期が現れており、アトラクタには、周期振動のような円が多数存在するような形状をしており、やや複雑な振る舞いを行っている。また FFT において、図 5.3 で現れていたような鋭いピークに加えてその付近に複数のピークが現れている。

さらに戻り光強度を $\kappa = 6.00 \text{ ns}^{-1}$ まで増加させたときの状態を図 5.5 に示す。このとき時間波形 (図 5.5(a)) は特定の周期を持たず不規則なカオス振動を示していることが分かる。このときのアトラクタは図 5.2 から図 5.4 のようなアトラクタとは異なり、軌道の振る舞いの周期性が無く不規則な軌道を描いている。FFT (図 5.5(c)) において、これまでに見られた特定の鋭いピークは存在しておらず、太いスペクトル幅を有した平坦なスペクトルとなっている。図 5.2 から図 5.4 までのように、安定状態から徐々に周期の数が増えて (周期状態から準周期を介して) カオス状態に達するような分岐現象は、一般的に準周期崩壊ルートと呼ばれており、異なる周波数成分を有するような外部変調や時間遅延フィードバックを有するシステムにおいて

よく観測できる.

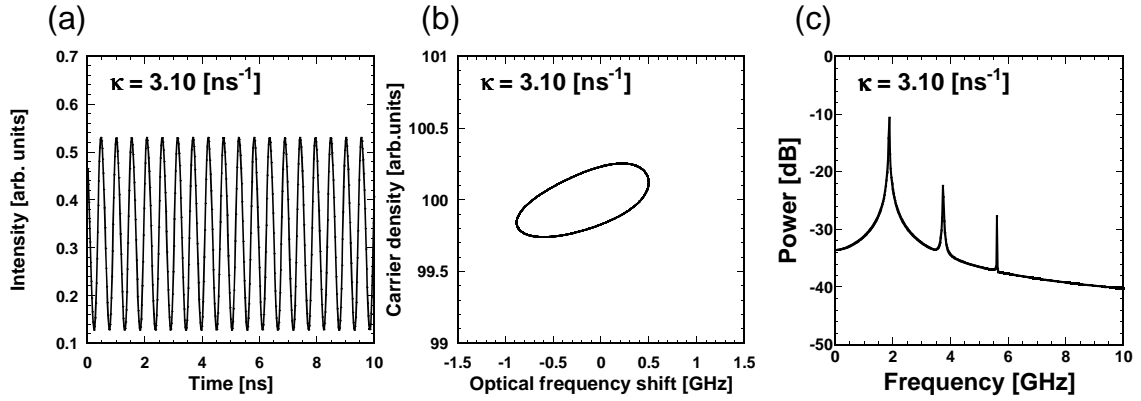


図 5.3: 周期振動 ($\kappa = 3.10 \text{ ns}^{-1}$) の (a) 時間波形, (b) アトラクタ, (c) FFT

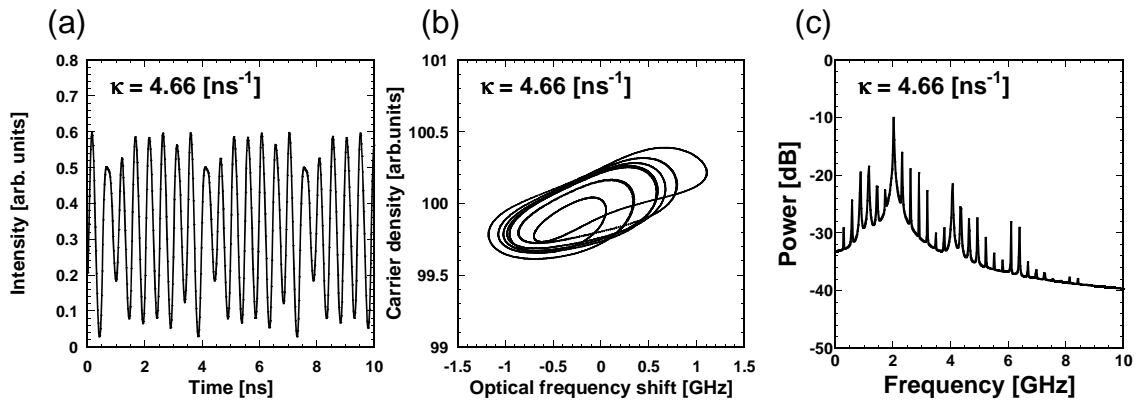


図 5.4: 準周期振動 ($\kappa = 4.66 \text{ ns}^{-1}$) の (a) 時間波形, (b) アトラクタ, (c) FFT

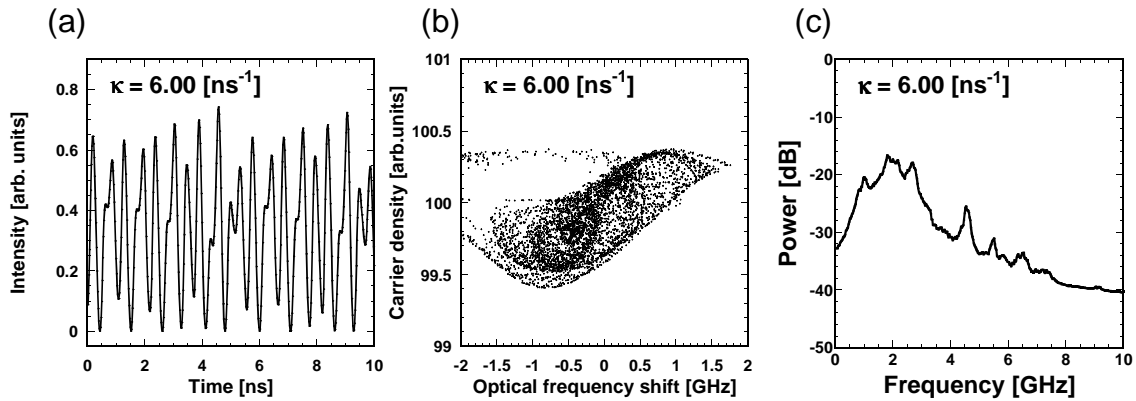


図 5.5: カオス振動 ($\kappa = 6.00 \text{ ns}^{-1}$) の (a) 時間波形, (b) アトラクタ, (c) FFT

5.2.1 異なる注入電流における戻り光強度変化に対するダイナミクスの分岐図

本節では、戻り光強度 κ を変化させた場合のダイナミクスの分岐図を示す。本調査における分岐図とは、あるパラメータ (本調査では戻り光強度 κ) における時間波形を算出し、算出された時間波形における強度の極大値 (もしくは極小値) を算出する。そこで得られた任意時間あたりの複数個の極値を縦軸として、はじめに設定したパラメータ上にプロットする。これをパラメータを連続的に変化させて行うことで、ダイナミクスの分岐図を作成することが可能であり、パラメータ変化に対するレーザダイナミクスの周期変化 (カオス領域の明確化等) を捉えるために有用である。例えば、振幅が一定の正弦波であれば、出力強度の極大値は全て同じ値を示すため、分岐図上では一点を示し、ダイナミクスの分岐上では一周期であることが明確に分かる。一方でカオス振動のような不規則な振動を示す場合、極大値は多値を取るため、分岐図上では多くの領域に点が存在する (埋め尽くされる) ことになる。これはパラメータ変化に対する分岐現象およびカオス領域を識別するのに有用な手法である。

戻り光を有する半導体レーザにおいて、戻り光強度 κ を連続的に変化させた場合の出力強度 $I(t)$ における分岐図を図 5.6 に示す。先に述べた通り、横軸は戻り光強度 κ であり、縦軸に時間波形から算出した出力強度の極大値をプロットしている。また、プロットしている極大値は最大で 100 点 (iteration = 100) である。さらに、レーザへの注入電流による分岐の差異を調査するため、異なる注入電流 ((a) $I/I_{th} = 1.01$, (b) $I/I_{th} = 1.10$, (c) $I/I_{th} = 1.50$) に対して同様の調査を行う。

まず、図 5.6(b) に着目する。前節で示した図 5.2 ~ 図 5.5 は $I/I_{th} = 1.10$ に設定している場合の分岐現象であり、図 5.6(b) の分岐図上と対応している。図 5.6(b) において戻り光強度を増加させていくことによって、出力強度がより不規則になっていくことが分かる。例として、 $\kappa = 0.00 \text{ ns}^{-1}$ のときの定常状態 (図 5.2) から始まり、1 周期 ($\kappa = 3.10 \text{ ns}^{-1}$, 図 5.3), 準周期 ($\kappa = 4.66 \text{ ns}^{-1}$, 図 5.4), カオス状態 ($\kappa = 6.00 \text{ ns}^{-1}$, 図 5.5) 等のダイナミクスの分岐がパラメータ変化に対して明確に観測できている。また、 $\kappa = 7.00 \text{ ns}^{-1}$ 付近から、再び周期振動が観測されており、準周期崩壊ルートのサイクルが発生していることも分かる。さらに、図 5.6(a) ~ (c) において、ダイナミクスの分岐における注入電流の依存性について調査した。図 5.6 から、レーザの注入電流を増加させることにより、カオス領域が広がっていることが分かる。すなわち、本方式において注入電流を増加させた方がカオス振動が発生しやすいことが分かった。しかし、どの注入電流においてもサイクルが発生しているため、戻り光強度増加に対して不規則性が単調に増加するわけではないことが分かる。

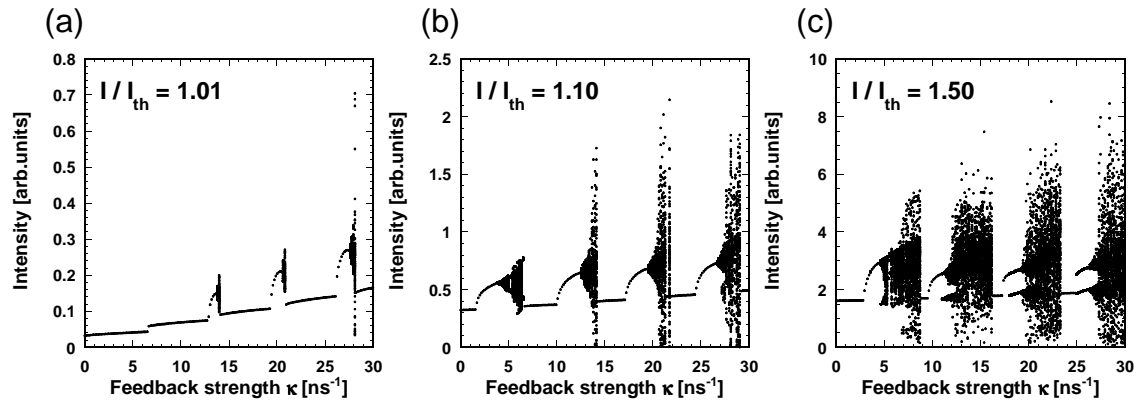


図 5.6: 異なる注入電流における戻り光強度を変化させたときのレーザ強度の 1 次元分岐図. (a) $I/I_{th} = 1.01$, (b) $I/I_{th} = 1.10$, (c) $I/I_{th} = 1.50$.

5.3 まとめ

本章では、半導体レーザのレート方程式である Lang-Kobayashi 方程式を用いて、戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクスの調査を行った。具体的な可変パラメータとして、実験でも制御しやすい戻り光強度 κ を変化させた場合のダイナミクスの分岐現象について調査を行った。その結果、戻り光強度を増加させることによってレーザは定常状態、周期振動、準周期、カオス、と準周期崩壊ルートに従った分岐現象を示すことが分かった。さらに異なる注入電流に対して戻り光強度を変化させたときのレーザの出力強度 $I(t)$ における分岐図を作成して、パラメータ変化におけるダイナミクスの変化について調査した。その結果、戻り光強度を増加させることにより、レーザ強度の極大値は徐々に多値を示すようになり、カオス振動へと至ることが分かった。さらに、レーザの注入電流を増加させることにより、カオス領域が広がることが分かった。

第6章 相互結合された半導体レーザ における同期調査の数値計算

6.1 光増幅器を有する相互結合された半導体レーザの数値モデル (Lang-Kobayashi 方程式)

第4章で示した相互結合型光集積回路における非線形ダイナミクスとカオス同期との関係性(ダイナミクス依存型同期)の現象理解のために, 数値計算による調査を行う. そこで本節では, 第3章および第4章で示した相互結合型光集積回路を数値計算的に再現するモデルを提案する.

本数値計算のモデルの模式図を図6.1に示す. 図6.1で示したモデルは, 2つの半導体レーザが相互に結合されており, レーザ間の結合導波路上に1つの半透過外部鏡を配置している. また, レーザ2と外部鏡の間に光増幅器 (Semiconductor Optical Amplifier, SOA) を導入しているのが本モデルにおける大きな特徴となっている. SOAをこのように配置することは, 第4章の実験結果(相互結合型光集積回路のモデル)を再現する上で2つの大きな特徴がある. 1つめは, レーザ1とレーザ2の戻り光強度を非対称に変化させることができる点である. 2つめはレーザ2の戻り光強度と, レーザ1, 2間の結合強度を同時に変化させる(対してレーザ1の戻り光強度は一定)ことができる点である. 各レーザの出力光への具体的な影響については後述する.

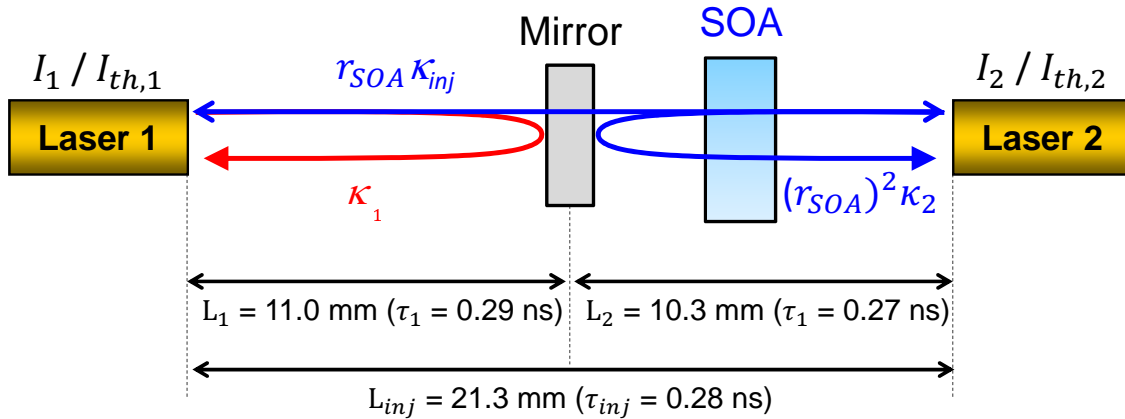


図 6.1: 光増幅器 (SOA) と共通の外部鏡を有する相互結合された半導体レーザの模式図

上述した光増幅器を適用した場合の相互結合された半導体レーザのレート方程式を式 (6.1) ~ 式 (6.4) に示す. 本モデルは, 相互結合された半導体レーザのレート方程式 (両レーザの戻り光と結合光あり) に対して, SOA の影響を加えたものであり, 複素電界 E とキャリア密度 N に対する微分方程式である. 本モデルにおける SOA に対する各レーザへの影響を述べる. まず, 光増幅器の増幅係数を r_{SOA} と定義する. この光増幅器係数は各放出光の係数のように扱い, $r_{SOA} < 1$ のとき光減衰を表し, $r_{SOA} > 1$ のとき光増幅を表す. また, 各レーザの出力光の影響を考える. 図 6.1 を基に SOA が放出光への影響を考えていくと, まずレーザ 1 の戻り光は SOA を通過しないため, SOA の影響はない (式 (6.1) の第 2 項). 一方で, レーザ 2 の戻り光は SOA を 2 回通過するため, レーザ 2 の戻り光の項に r_{SOA}^2 を付加する (式 (6.3) の第 2 項). さらに, レーザ 1 とレーザ 2 の結合光においては, SOA を一回通過するため, r_{SOA} を付加する (式 (6.1) および式 (6.3) の第 3 項). したがって, 各レーザの戻り光強度および結合強度は, 従来ではそれぞれ, κ_1 , κ_2 , κ_{inj} と表していたのに対し, 光増幅器 (SOA) を導入することにより, 新たに, κ_1 , $r_{SOA}^2 \kappa_2$, $r_{SOA} \kappa_{inj}$ と表すことができる. つまり, 光増幅器係数 r_{SOA} を変化させることにより, レーザ 1, 2 間で非対称な戻り光強度が設定可能となり, かつ, レーザ 2 の戻り光強度とレーザ 1, 2 間の結合強度を同時に変化させることができる. 光増幅器をこのように導入することは, 第 4 章で示した相互結合型光集積回路の実験結果を再現するために重要な要素 (モデル) である. 本章においては, 本モデルを用いて非線形ダイナミクスおよび同期調査を行う.

Laser 1:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1(t)}{dt} = & \frac{1+i\alpha}{2} \left[\frac{G_N(N_1(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E_1(t)|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] E_1(t) \\ & + \kappa_1 E_1(t - \tau_1) \exp(-i\omega_1\tau_1) \\ & + r_{SOA} \kappa_{inj} [E_2(t - \tau_{inj}) \exp[i(-\Delta\omega t - \omega\tau_{inj})]] + \xi_1(t) \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = J_1 - \frac{N_1(t)}{\tau_s} - \frac{G_N(N_1(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E_1(t)|^2} |E_1(t)|^2 \quad (6.2)$$

Laser 2:

$$\begin{aligned} \frac{dE_2(t)}{dt} = & \frac{1+i\alpha}{2} \left[\frac{G_N(N_2(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E_2(t)|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] E_2(t) \\ & + r_{SOA}^2 \kappa_2 E_2(t - \tau_2) \exp(-i\omega_2\tau_2) \\ & + r_{SOA} \kappa_{inj} [E_1(t - \tau_{inj}) \exp[i(\Delta\omega t - \omega\tau_{inj})]] + \xi_2(t) \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = J_2 - \frac{N_2(t)}{\tau_s} - \frac{G_N(N_2(t) - N_0)}{1 + \epsilon|E_2(t)|^2} |E_2(t)|^2 \quad (6.4)$$

また、本章における数値計算調査で用いるレーザパラメータを表 6.1 に示す。本章の調査においては、特筆しない限り以下のパラメータで調査を行い、可変パラメータは光増幅器係数 r_{SOA} である。戻り光強度 κ_i 、結合強度 κ_{inj} 、規格化注入電流 $I_i/I_{i,th}$ 、伝搬時間 τ_i 、外部共振器長 L_i および結合距離 L_{inj} の添字は各レーザ番号と対応している (inj は *injection* の略であり、レーザ 1 とレーザ 2 の結合間を意味する添字である)。また、各レーザの外部共振器長および結合距離 (伝搬時間) は、第 4 章で示した相互結合型光集積回路の長さに対応するように同一の長さ (時間) に設定している。各伝搬時間 ($\tau_1, \tau_2, \tau_{inj}$) であるが、これは各レーザから射出された光が再びレーザへ注入されるまでの時間である。すなわち戻り光の場合ではレーザ i からレーザ i までの伝搬時間を意味しており、結合光の場合ではレーザ i からレーザ j までの伝搬時間である。具体的に述べれば、戻り光の場合ではレーザ 1 (もしくはレーザ 2) から外部鏡を介して自身のレーザに再注入されるまでの時間であり、 $\tau_{1,2} = (2nL_{1,2})/c$ と表せる。結合光の場合ではレーザ 1 (もしくはレーザ 2) からもう一方のレーザに注入されるまでの時間であるため、 $\tau_{inj} = (nL_{inj})/c$ と表せる。さらに各レーザの注入電流は、レーザ間の注入電流比 (しきい値からの差分比) $[I_1/I_{1,th} - I_{1,th}] / [I_2/I_{2,th} - I_{2,th}]$ が実験と対応するように設定している。具体的には、第 4 章では主に、 $I_1/I_{1,th} = 1.5, I_2/I_{2,th} = 3.5$ の場合の調査を行った。したがって、しきい値からの差分比は $[I_1/I_{1,th} - I_{1,th}] / [I_2/I_{2,th} - I_{2,th}] = \frac{1.5-1.0}{3.5-1.0} = 1/5$ であ

る. 本数値計算の各レーザの規格化注入電流はそれに従って $I_1/I_{1,th} = 1.02$, $I_2/I_{2,th} = 1.10$ に設定している.

表 6.1: 光増幅器 (SOA) を有する相互結合された半導体レーザのパラメータ (光増幅器係数 r_{SOA} を変化)

Symbol	Parameter	Value
G_N	Gain coefficient	$8.40 \times 10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$
N_0	Carrier density at transparency	$1.40 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
ϵ	Gain saturation coefficient	4.5×10^{-23}
τ_p	Photon lifetime	$1.927 \times 10^{-12} \text{ s}$
τ_s	Carrier lifetime	$2.04 \times 10^{-9} \text{ s}$
τ_{in}	Roundtrip time in internal cavity	$8.0 \times 10^{-12} \text{ s}$
r_2	Reflectivity of laser facet	0.556
α	Linewidth enhancement factor	6.0
c	Speed of light	$2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$
κ_1	Feedback strength for laser 1	7.77 ns^{-1}
κ_2	Feedback strength for laser 2	7.77 ns^{-1}
κ_{inj}	Coupling strength between laser 1 and 2	7.77 ns^{-1}
r_{SOA}	Amplification coefficient of SOA	Variable
$I_1/I_{1,th}$	Normalized injection current for laser 1	1.02
$I_2/I_{2,th}$	Normalized injection current for laser 2	1.10
τ_1	Feedback delay time for laser 1	$0.29 \times 10^{-9} \text{ s}$
τ_2	Feedback delay time for laser 2	$0.27 \times 10^{-9} \text{ s}$
τ_{inj}	Coupling delay times between laser 1 and 2	$0.28 \times 10^{-9} \text{ s}$
L_1	External cavity length of the laser 1	$11.0 \times 10^{-3} \text{ m}$
L_2	External cavity length of the laser 2	$10.3 \times 10^{-3} \text{ m}$
L_{inj}	Coupling length between laser 1 and 2	$21.3 \times 10^{-3} \text{ m}$
Δf	Initial optical frequency detuning between laser 1 and 2	$3.0 \times 10^9 \text{ Hz}$
λ_1	Optical wavelength for laser 1	$1.537 \times 10^{-6} \text{ m}$

6.2 ローパスフィルタを適用することによる異なる周波数成分におけるダイナミクスと同期調査

本節では、光増幅器係数 r_{SOA} を変化させた場合のレーザ1とレーザ2のダイナミクスおよび同期状態の変化について調査を行う。また、第4章で調査したときと同様に、元の信号の同期に加えて、1 GHzのローパスフィルタを適用した場合の同期の調査も行う。

まず、光増幅器係数 r_{SOA} を変化させたときのレーザ1とレーザ2のダイナミクス調査を行う。異なる光増幅器係数 r_{SOA} におけるレーザ1とレーザ2の時間波形と周波数スペクトル(FFT)を図6.2～図6.4に示す。まず、図6.2(a)(b)(c)は $r_{SOA} = 0.0$ のときであり、レーザ1では戻り光 ($\kappa_1 = 7.77 \text{ ns}^{-1}$) を有するダイナミクスではあるが、レーザ2においては戻り光はなく、レーザ1からの注入光もない状態である。このときレーザ2は1.4 GHz辺りに鋭いピークを有するものの、全体的にはノイズフロアレベルのスペクトルとなっている。ここから $r_{SOA} = 0.5$ まで増加(図6.2(d)(e)(f))させると、各レーザの出力強度(振幅)は全体的に増加しており、スペクトルも底から全体的にパワーが増加していることから、各レーザが不規則な振動が発生していることが分かる。そこから $r_{SOA} = 1.0$ まで増加(図6.2(g)(h)(i))させると、スペクトルはさらに平坦になり、特定の鋭いピークが目立たなくなっていくことが分かる。一方で、さらに r_{SOA} を増加させて、 $r_{SOA} = 1.4$ (図6.3(g)(h)(i))になると、高速なカオス振動に加えて所々に(間欠的に)出力強度がゼロ付近に減少している箇所を観測できるようになる。また、そのときのFFT(図6.3(i))において、低周波成分(~数100 MHz)にパワーの高い成分が発生している。これはLFFが発生していることを示唆している。ここからさらに r_{SOA} を増加させると、図6.4($r_{SOA} = 2.5, 3.5$)のように高速なカオス振動の割合が減っていき、強度低減が目立つようになっていく。このように、光増幅器係数 r_{SOA} を変化させることにより、徐々にスペクトルが平坦になりカオス振動を示した後、低周波成分のパワーが増加する、かつ、パルス的な振動の割合が増えLFFが発生することが分かった。

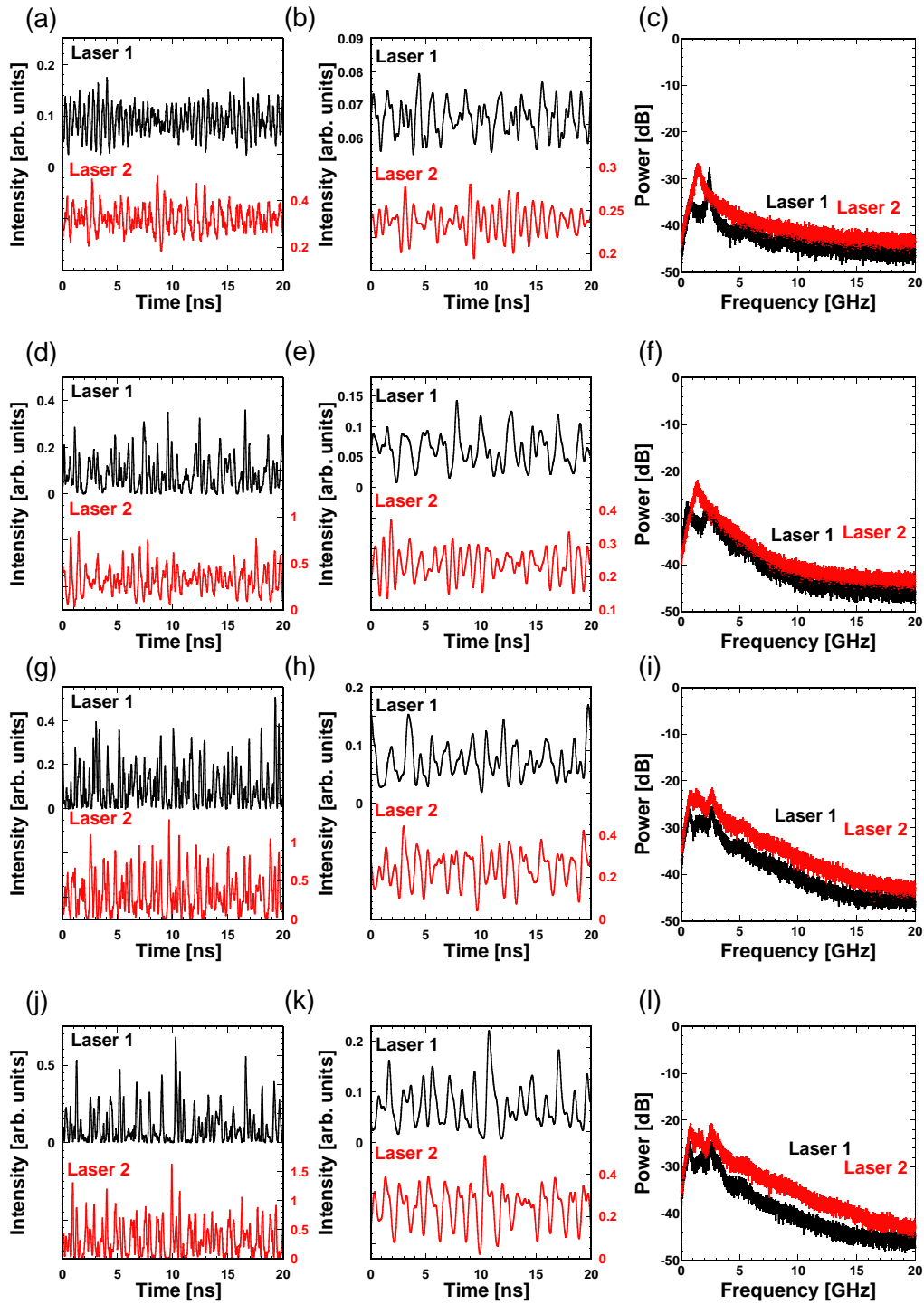


図 6.2: レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形と FFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 0.0$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 0.5$, (g)(h)(i) $r_{SOA} = 1.0$, (j)(k)(l) $r_{SOA} = 1.1$. レーザ 1(黒線)とレーザ 2(赤線)における (a)(d)(g)(j) 元の信号の時間波形, (b)(e)(h)(k) フィルタ後の時間波形, (c)(f)(i)(l) FFT.

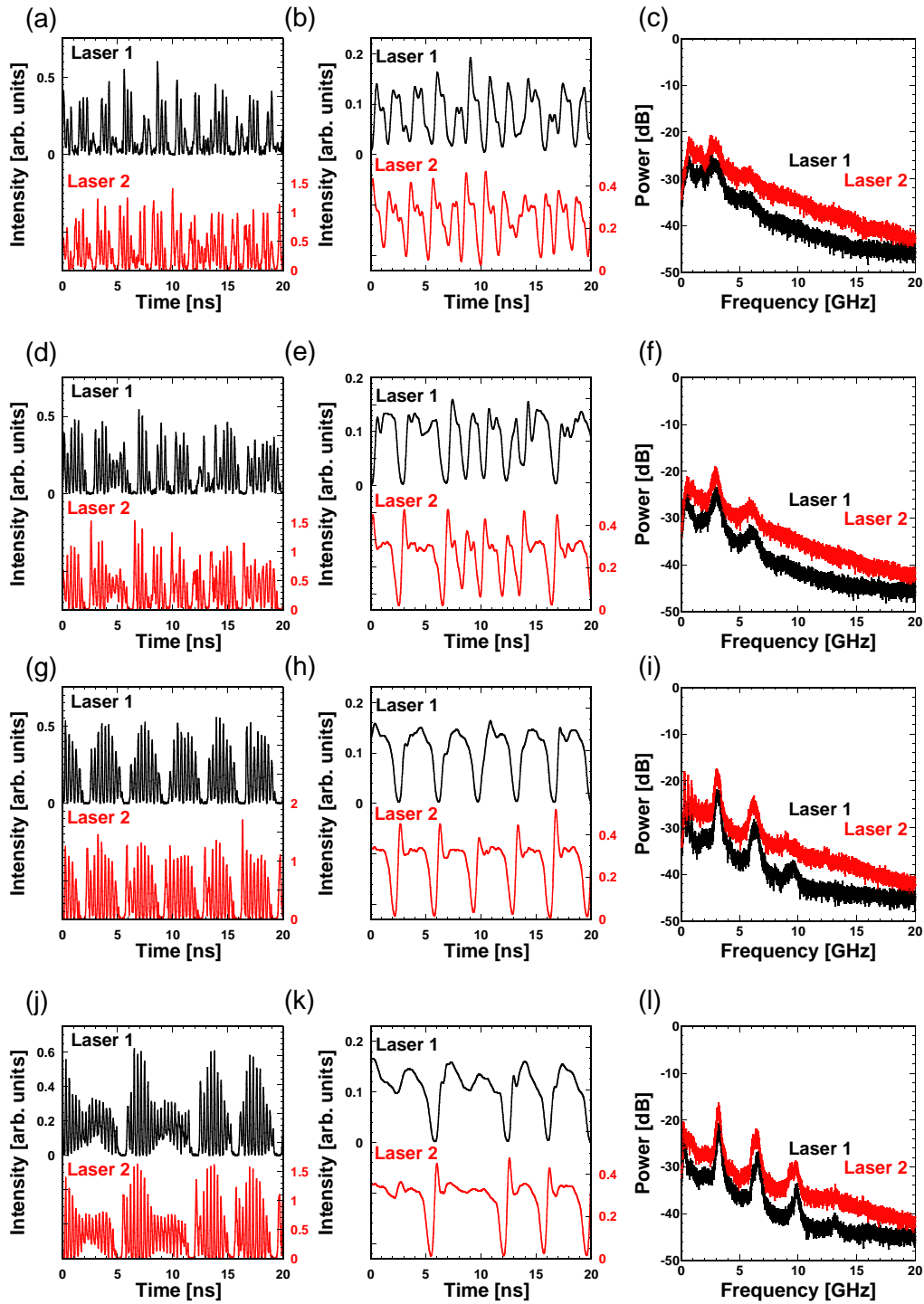


図 6.3: レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形と FFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 1.2$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 1.3$, (g)(h)(i) $r_{SOA} = 1.4$, (j)(k)(l) $r_{SOA} = 1.5$. レーザ 1(黒線) とレーザ 2(赤線) における (a)(d)(g)(j) 元の信号の時間波形, (b)(e)(h)(k) フィルタ後の時間波形, (c)(f)(i)(l) FFT.

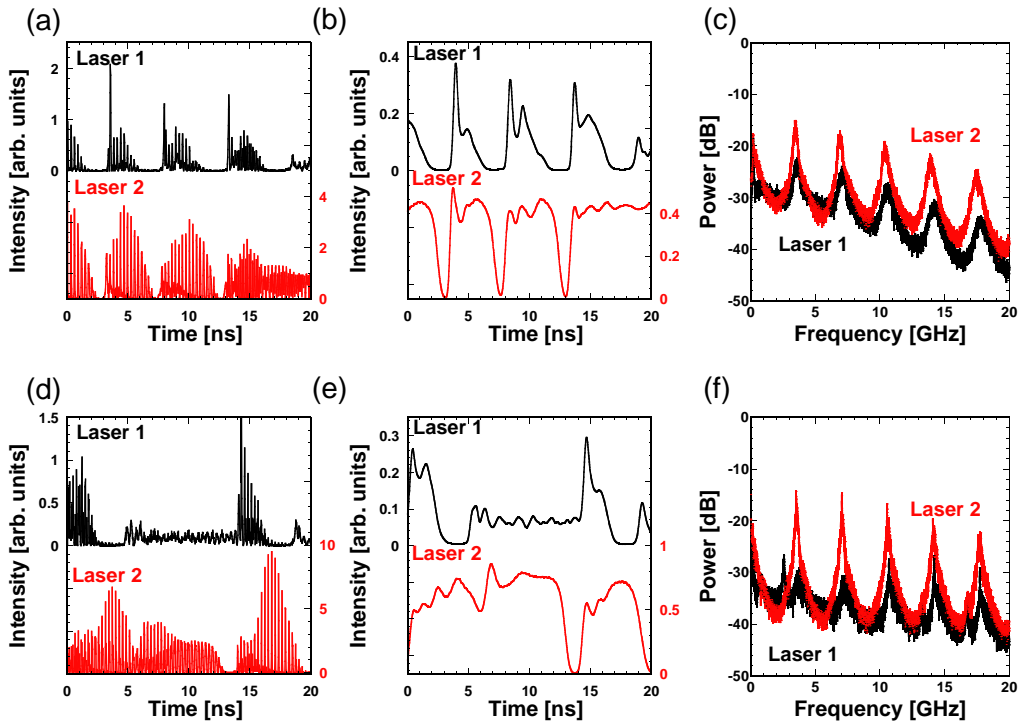


図 6.4: レーザ 1 とレーザ 2 の時間波形と FFT. (a)(b)(c) $r_{SOA} = 2.5$, (d)(e)(f) $r_{SOA} = 3.5$. レーザ 1(黒線)とレーザ 2(赤線)における (a)(d) 元の信号の時間波形, (b)(e) フィルタ後の時間波形, (c)(f) FFT.

ここから、カオス領域および LFF 領域に着目した場合の同期調査を行う。また LFF におけるカオス同期の周波数依存性も同様に調査するため、元の信号とフィルタ後の信号の両方に対して相互相関値を算出する。図 6.5 に、 $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合の、レーザ 1 とレーザ 2 の数値計算結果を示す。具体的には、図 6.5(a) に元の信号の時間波形を示し、図 6.5(b) はそのときの相関図である。図 6.5(c) は元の信号の出力強度から算出した FFT である。同様に図 6.5(d) にフィルタ後の時間波形を示し、図 6.5(e) はそのときの相関図である。図 6.5(f) には、元の信号 (図中の赤実線) とフィルタ後の信号 (図中の青点線) における相互相関関数を示している。尚、図 6.5(a)(d) の時間波形は、相互相関関数のピーク値 (絶対値の最大値) の分だけシフトさせて表示しており、図 6.5(b)(e) の相関図は、その際 (最も同期状態がよくなるようにシフトさせた状態) の時間波形から算出している。具体的には、元の信号は -0.36 ns、フィルタ後の波形は -0.38 ns だけ相関値を算出している。このとき、元の信号の時間波形は高速かつカオス的に振動しており良く一致しているように見える。図 6.5(c) の FFT において、レーザ 1 とレーザ 2 は低周波成分のパワーは低

く、3 GHz 付近のピークを含めてカオス的なスペクトルになっている。このときの相互相関値 C は 0.880 を示しており、カオス同期を達成している。また、フィルタ後の波形においても相互相関値 $C = 0.908$ を示している。 $r_{SOA} = 1.3$ のとき、レーザ 1 とレーザ 2 のダイナミクスはカオスを示しており、そのときの同期状態は、高周波成分と低周波成分はともに高い相関値を示しており、カオス同期が観測できている。

$r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合における同様の調査結果を図 6.6 に示す。図 6.6(a) の時間波形は、図 6.5 とは異なり、高速なカオス振動に加えて、強度減少が発生している。これは図 6.6(c) の FFT に着目すると明確に分かる。図 6.6(c) のスペクトルは図 6.5(c) のカオス振動の FFT に比べて、1 GHz 以下の低周波成分のパワーが増加しており、カオス振動 (3 GHz) と同程度のパワーを有していることが分かる。このように、高速なカオス振動と強度ドロップアウトが混在していることや、低周波成分のパワーが顕著に現れていることから、両レーザは LFF が発生しているといえる。このときの同期状態として、図 6.6(b) の元の信号では、図 6.5(b) の結果と比べて、同様に正の相関値を保ってはいるが、相互相関値は $C = 0.444$ を示しており相関値が低下している。一方で、図 6.6(e) におけるフィルタ後の波形の同期状態として、相互相関値 $C = -0.698$ を示しており、反位相で同期している。このように、第 4 章で示した実験結果と同様に、同一の時間波形に関して着目する周波数成分 (フィルタの適用の有無) によって異なる同期状態を観測した。数値計算結果の考察として、光増幅器係数 r_{SOA} を変化させることによりレーザ 1 とレーザ 2 のダイナミクスと同期状態が変化した。これは SOA の特徴である「戻り光強度と結合強度を同時に変化させることができる」という特徴が重要な要因であると考えられる。戻り光強度が変化することにより各レーザのダイナミクスが変化する。さらに結合強度も変化するため同期状態がより変化しやすい状態といえる。また、本調査により LFF の発生が反位相同期に影響を与えていると考えられる。

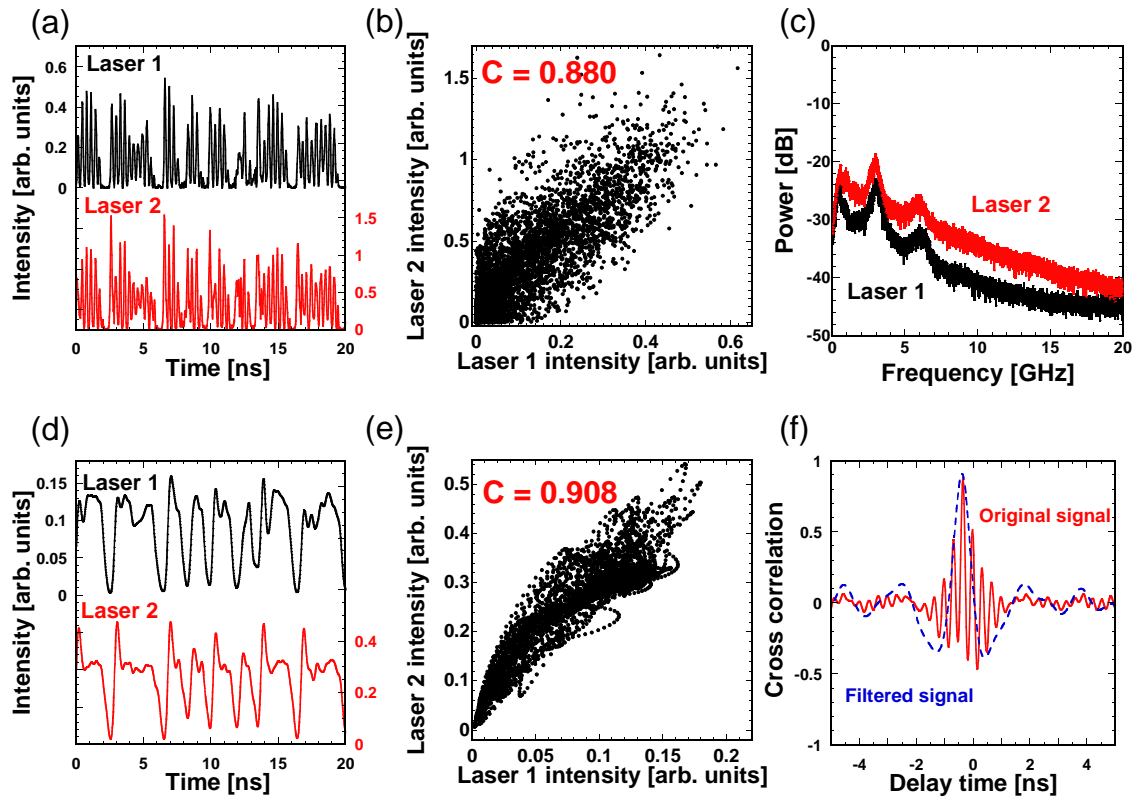


図 6.5: 光増幅器係数 $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合のレーザ 1 とレーザ 2 の数値計算結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) FFT. (f) 元の信号 (赤実線) とフィルタ後の信号 (青点線) における相互相関関数. 時間波形および相関図は相互相関関数のピークを示す部分 ((a),(b) -0.36 ns, (d),(e) -0.38 ns) だけ遅延させて表示している.

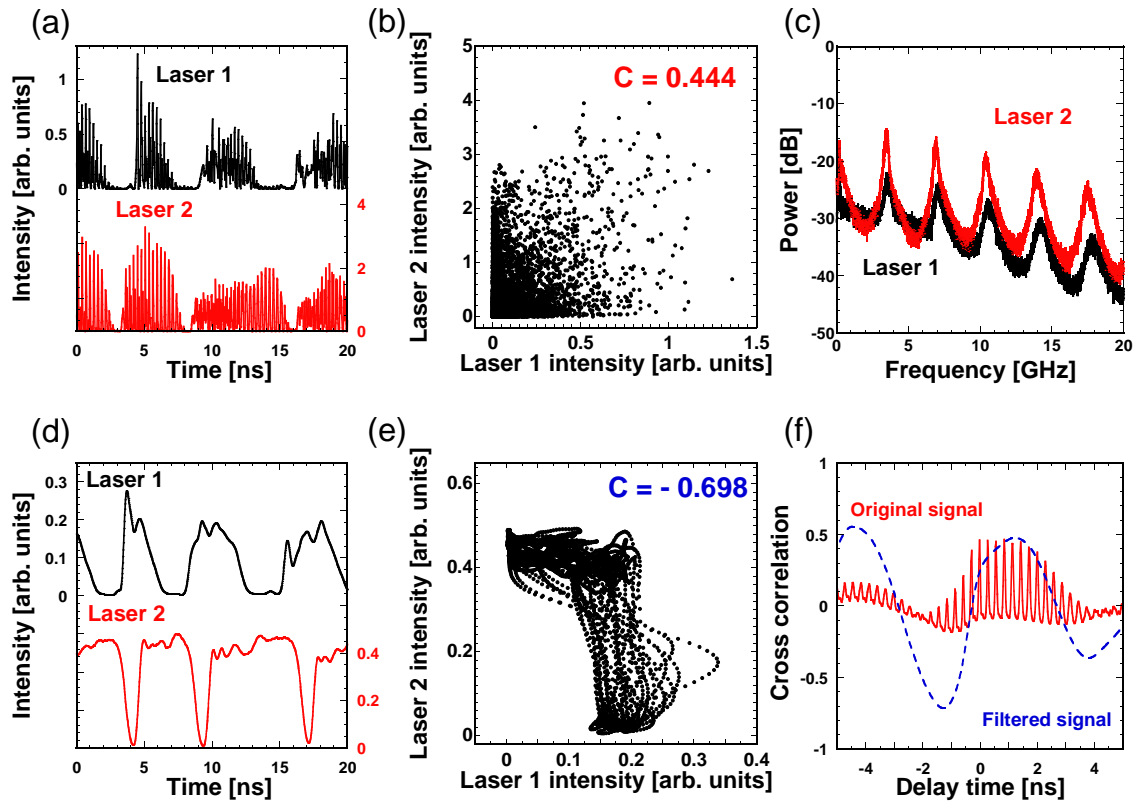


図 6.6: 光増幅器係数 $r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合のレーザ 1 とレーザ 2 の数値計算結果. (a)(b) 元の信号, (d)(e) フィルタ後の信号における (a)(d) 時間波形, (b)(e) 相関図, (c) FFT. (f) 元の信号 (赤実線) とフィルタ後の信号 (青点線) における相互相関関数. 時間波形および相関図は相互相関関数のピークを示す部分 ((a),(b) 0.84 ns, (d),(e) -1.58 ns) だけ遅延させて表示している.

6.3 光増幅器係数を変化させた場合の同期調査 (ダイナミクス依存型同期)

前節では, 光増幅器係数 r_{SOA} を変化させたときのレーザ 1 とレーザ 2 のダイナミクスの変化及び同期状態の変化について述べた. また, ローパスフィルタを適用することによる同期状態への影響を調査した. そこで本節では, r_{SOA} を連続的に変化させた場合の同期状態およびダイナミクスの分岐について調査を行う. 本調査の目的として, r_{SOA} を連続的に変化させたことによるダイナミクスの変化が同期状態の変化に与える影響を調査することであり, ダイナミクス依存型同期の観測およ

び実験結果の再現である.

光増幅器係数 r_{SOA} を連続的に変化させた場合のレーザ 1, 2 間の相互相関値およびダイナミクスの分岐図を図 6.7 に示す. 図 6.7(a) は, フィルタ適用前の元の信号の相関値を赤い実線で表しており, フィルタ適用後の信号の相関値を青い点線で表している. また, 縦軸は各周波数成分 (元の信号とフィルタ後の信号) の相互相関関数のピーク値 (絶対値の最大値) をプロットしている. 図 6.7(b) は, 各 r_{SOA} におけるレーザ 2 の FFT の変化を分岐図として表している. この分岐図は横軸がパラメータ r_{SOA} であり, 縦軸は FFT の周波数である. また, カラーバーの各色は FFT のパワーであり, 赤い色がパワーが高いことを示しており, 青い色はパワーが低いことを示しておりノイズフロアレベルに近い. また, 各 r_{SOA} における結果 (色) は前節で示した FFT と対応しており, 前節の FFT の結果は図 6.7(b) の断面図であると考えられる.

図 6.7(a)(b) から, 光増幅器係数 r_{SOA} を変化させることにより, レーザのダイナミクスが変化し, それに伴って相互相関値が変化していることが分かる. そこで, 各パラメータ領域について考察を行っていく. まず, $0.6 \leq r_{SOA} \leq 1.5$ において, 図 6.7(b) において $2 \sim 3$ GHz 程度を中心に平坦なスペクトルが広がっていることが分かる. これは前節の結果からも分かる通り, カオス的なスペクトルを示しているということが分かる. その際の同期状態は, 元の信号, フィルタ後の信号共に r_{SOA} の増加に従って相互相関値が増加しており, $r_{SOA} = 1.3$ 付近をピークにカオス同期が達成されている. また, このとき, 各周波数成分の振動 (元の信号, フィルタ後の信号) によって同期状態にほとんど差異はなく, 元の信号とフィルタ後の信号において共に同位相同期を観測しており, 同様の同期特性を示しているといえる. 次に, r_{SOA} を増加させて, $2.0 \leq r_{SOA} \leq 2.7$, または, $3.2 \leq r_{SOA} \leq 3.7$ の領域に着目する. ただし, それ以外の領域 ($2.8 \leq r_{SOA} \leq 3.1$ 付近) では, 周期窓状態となっており, レーザは平坦なスペクトルは観測できておらず, 相関値も 0 付近を示している. $2.0 \leq r_{SOA} \leq 2.7$, または, $3.2 \leq r_{SOA} \leq 3.7$ の領域において, レーザのダイナミクスは先程の領域と比べて, 3 GHz 程度の間隔で顕著なピークが発生している. また, $0 \sim$ 数百 MHz 程度の低周波成分にパワーの高い領域が観測できる. これは前節の結果から考えると, LFF を示している領域であると考えられる. このときの同期状態として, 元の信号では先程よりも相関値が低下しているとはいえ, 正の相関値を保っている. 一方で, フィルタ後の信号においてはこの領域を境に負の相関を示しており, 反位相同期を観測している. すなわち, LFF が発生している領域では, 低周波成分 (フィルタ後の信号) において反位相同期を観測した. これは前節で示した結果と対応しているが, 本節において r_{SOA} を連続的に変化させて調査した場合では, ダイナミクスと同期状態が大きく分けて 2 つの領域に分かれて変化

していることが分かる.

これらの結果から, 光増幅器係数 r_{SOA} を変化させることにより, レーザのダイナミクスがカオス的なスペクトルから LFF のスペクトルへと変化し, そのダイナミクスの変化に伴って, 同期状態が変化することが分かった. 具体的には, LFF が発生することによって, 低周波成分 (フィルタ後の信号) において反位相同期が観測された. これは, LFF の発生が同期状態の変化に影響を与えていることを示唆しており, 第4章で実験的に観測したダイナミクス依存型同期を数値計算でも同様に観測できたといえる.

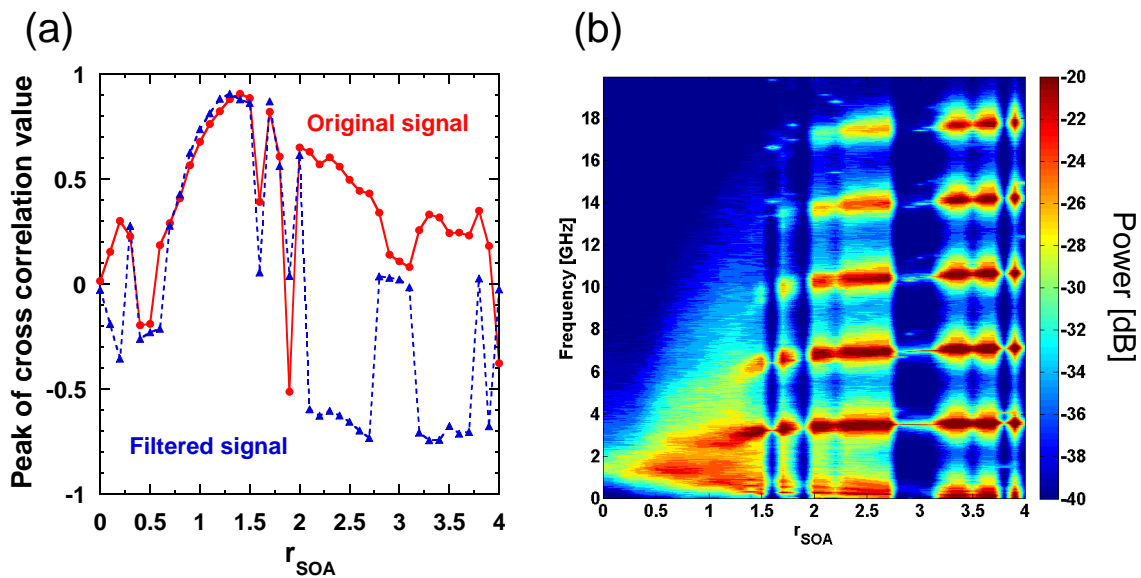


図 6.7: 光増幅器係数 r_{SOA} を変化させたときの (a) 相互相関値と (b)FFT の分岐図. (a) 元の信号: 赤実線の丸点, フィルタ後の信号: 青点線の三角点. (b) カラーバーは FFT の各周波数成分のパワーを表している.

6.4 相関値の時間変化 (短時間相互相関値) 算出における窓長の影響

前節では, 相互結合型光集積回路において実験的に観測できていたダイナミクス依存型同期を数値計算においても観測した. しかしながら, この結果はあくまでパラメータ変化に対する相互相関値およびレーザダイナミクスの変化についてのみの言及に留まっている. すなわち「LFF が発生するとなぜ同期状態が変化するのか」

という本質的な問題について、より詳細な調査を行う必要がある。導入部分でも述べたが、LFFとは高速なカオス振動に加えて、低速な強度ドロップアウトから構成されるダイナミクスである。すなわち、これらの振動が時間的に切り替わるように発生する。そこで、LFFが同期状態に与える影響を調査するために、相互相関値の時間変化である短時間相互相関値 (Short-term cross correlation) を算出することによって、レーザのダイナミクス変化 (LFFの強度ドロップアウト等の出力強度の時間変化) と相関値の時間変化の関係性について調査を行う。本調査結果の予想として、前節で述べた「LFFの発生が同期状態に影響を及ぼしている」のであれば、高速なカオス振動とLFFの強度ドロップアウトの場合では、相関値の時間変化に差異が発生すると予想できる。

短時間相互相関値を算出するにあたって、相関値を算出するために用意する時間波形の長さ (本研究では窓長と呼ぶ) が十分に確保できていないと、短時間相互相関値が正しく算出できない恐れがある。しかしながら、本研究においては短時間相互相関値を算出する上で、元の信号とフィルタ後の信号と両方の相関値を算出する必要がある。つまり、各周波数成分ごとに十分な窓長が異なる可能性があり、元の信号とフィルタ後の信号でそれぞれ適切な窓長を設定する必要がある。そこで本節では、まず予備調査として、短時間相互相関値を算出する上でレーザの振動を十分に反映できる窓長の調査を行う。

短時間相互相関値を算出するために用いる時間波形を図 6.8 に示す。このとき、光増幅器係数 $r_{SOA} = 2.6$ に設定している。これはLFFが明確に出ているパラメータであり、かつ、着目する周波数成分によって同期状態が異なるために短時間相互相関値の窓長設定の議論をする上で有用なパラメータであると考えられる。また、窓長変化に対する相関値変化を明確にするため、本節の調査ではノイズが無い場合の時間波形を用いることにする (ノイズによる出力強度の微小変化が無い方が窓長の依存性が明確に分かるため)。図 6.8(a) は元の時間波形であり、図 6.8(b) はフィルタ後の時間波形であり、それぞれの信号に対してある窓長 τ_W における短時間相互相関値の算出を行う。

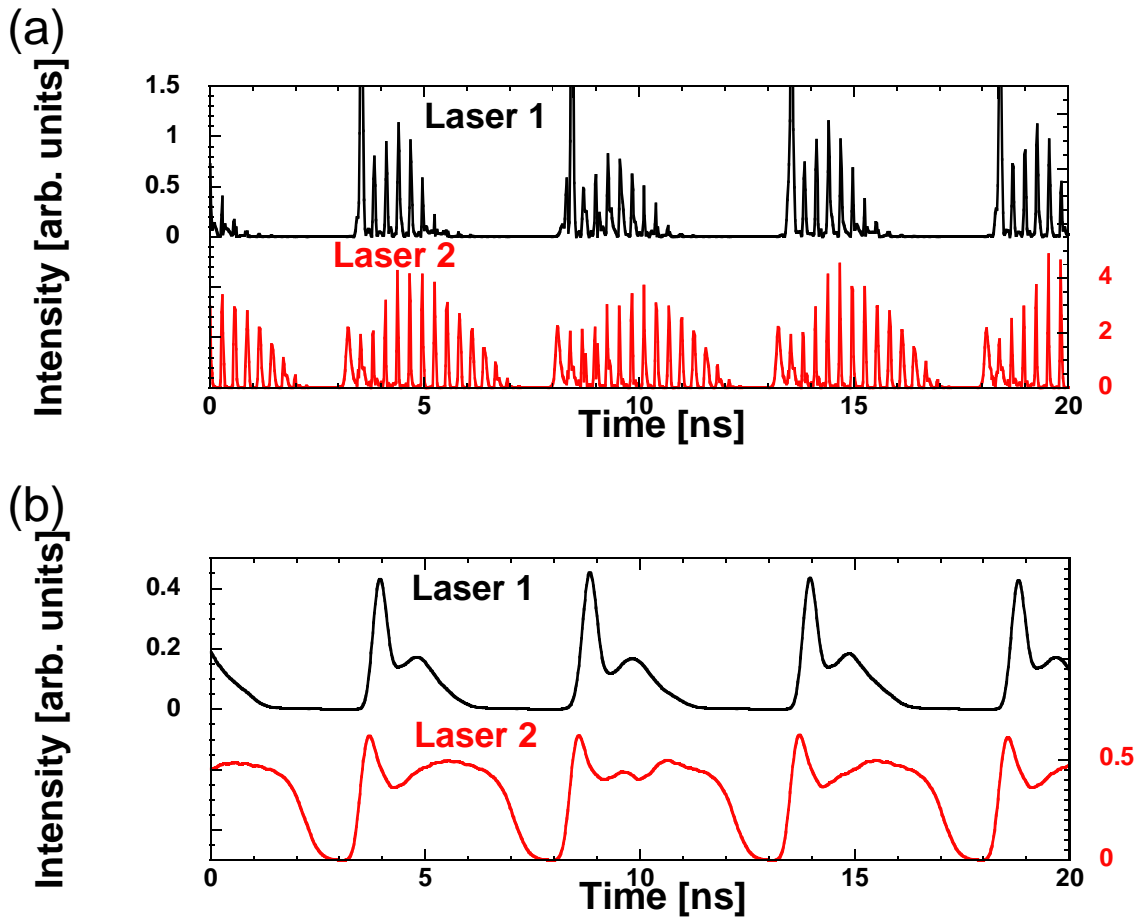


図 6.8: 短時間相互相関値を算出する際に用いるレーザ 1,2 間の時間波形 ($r_{SOA} = 2.6$, ノイズなし). (a) 元の信号, (b) フィルタ適用後の信号.

窓長 τ_W を変化させたときの元の信号とフィルタ後の信号の短時間相互相関値を図 6.9, 図 6.10 に示す. 図 6.9(a) は窓長 τ_W は 0.10 ns に設定した場合の短時間相互相関値である. このとき相関値は時間的に激しく揺らいでおり, レーザの強度変化(図 6.8)に比べて高速に変化していることが分かる. これは, 窓長に対して振動成分が不足(窓内に存在する振動が不足)しており, レーザのダイナミクスの変化に対して相互相関値を精度良く算出できていないといえる. ここから $\tau_W = 0.33$ ns に設定した場合の短時間相互相関値を図 6.9(b) に示す. このとき, 図 6.9(a) に比べて細かく激しい変化が現れづらくなっていることが分かる. さらに, $\tau_W = 0.66$ ns(図 6.9(c))まで窓長を長くすると, 元の信号において相関値の変化がかなり明確になっていることが分かる. ここで窓長の適切な設定に対する物理的な議論を述べる. 短時間相互相関値を算出するうえでは, 窓内に少なくとも 1 周期以上の振動成

分が含まれていることが望ましいといえる。窓長がそれ以下の場合、相関値変化はレーザのダイナミクスの変化を正しく反映できていないと考えられ、短時間相互相関値を算出するための窓長としては不適切であるといえる。先程の結果 ($\tau_W = 0.66$ ns, 図 6.9(c)) において, $\tau_W = 0.66$ ns は周波数に換算すると約 1.5 GHz ($f = 1 / \tau_W$) である。本方式における外部共振周波数および結合伝搬周波数は約 3.5 GHz 前後であり, これらの周波数が元の信号のダイナミクスに対する支配的 (主要) な周波数成分である。すなわち, 短時間相互相関値を算出するために信頼できる窓長 (レーザのダイナミクスを反映できている窓長) は約 0.3 ns ($= 1 / (3.5 \times 10^9)$) 以上であることからこの結果は妥当であるといえる。一方で, フィルタ適用後の信号においては窓長 $\tau_W = 0.66$ ns においても, ところどころ相関値が細かく変化していることが分かる。これはカットオフ周波数が 1 GHz のローパスフィルタを適用しているため, 0.66 ns の窓長では不十分であるためと考えられ, さらに, 先程の議論に従うとフィルタ適用後の波形における適切な窓長は, ローパスフィルタのカットオフ周波数の逆数である 1.00 ns ($= 1 / (1.0 \times 10^9)$) 以上であることが望ましいと言える。そこで, 窓長 τ_W を 1.00 ns 以上に設定した場合の短時間相互相関値を図 6.10 に示す。図 6.9(a)(b) に着目すると, フィルタ適用後の波形の相関値は不安定な揺らぎが減少しておりレーザのダイナミクスに対する変化をある程度反映できているといえる。一方で, $\tau_W = 4.00$ ns に設定した場合 (図 6.10) に着目すると, 元の信号およびフィルタ後の信号の短時間相互相関値は, 共にほぼ一定の値を示しており, 時間的にほとんど変化していないことが分かる。これは, 相関値の算出に用いる波形が長すぎて, ダイナミクスの高速かつ敏感な変化が埋もれているためであると考えられる。図 6.8 に着目すると, 本パラメータにおける LFF の周期は約 5 ns であり, その間に高速なカオス振動とドロップアウトが含まれているため, これらのダイナミクスを区別できるような窓長 (高速なカオス振動とドロップアウトが同時に両方含まれないような窓長) に設定する方が好ましいといえる。

このことから各周波数成分における窓長の設定方法として, 窓長 τ_W と算出された短時間相互相関値にはトレードオフの関係があることが分かった。窓長が短すぎる場合, 短時間相互相関値の時間的に敏感な変化を観測できる一方で, 用いる波形の長さが不十分であり相関値変化が必要以上にゆらいでしまう。一方で窓長が長すぎる場合, 算出に用いる波形は十分なため信頼できる相関値を算出できる一方で, ダイナミクスの敏感な変化 (高速なカオス振動とドロップアウト) がひと括りになった状態で相関値が算出されてしまうため, 本調査の目的であるダイナミクスの変化に対する短時間相互相関値を算出する目的においては好ましくない。そこで, 本調査の結果から適切な窓長 τ_W の設定方法として, 元の信号とフィルタ後の信号のそれぞれの主要な周波数成分をカバー (窓内に少なくともメインの振動成分が入るように) できる窓長に設定することにする。そこで, 各信号の窓長 τ_W を $\tau_W = 2 /$

f_{signal} と定義する. f_{signal} は各信号におけるメインの周波数であり, 元の信号のメインの周波数成分は約 3.0 GHz であり, フィルタ後の信号のメインの周波数成分は 1.0 GHz(ローパスフィルタのカットオフ周波数) のため, 各信号の窓長は, 元の信号の窓長を $0.68 \text{ ns} (\approx 2 / (3.0 \times 10^9))$, フィルタ後の信号の窓長を $2.00 \text{ ns} (= 2 / (1.0 \times 10^9))$ と設定し, 今後示す短時間相互相関値の算出には以上の窓長 τ_W を用いることとする.

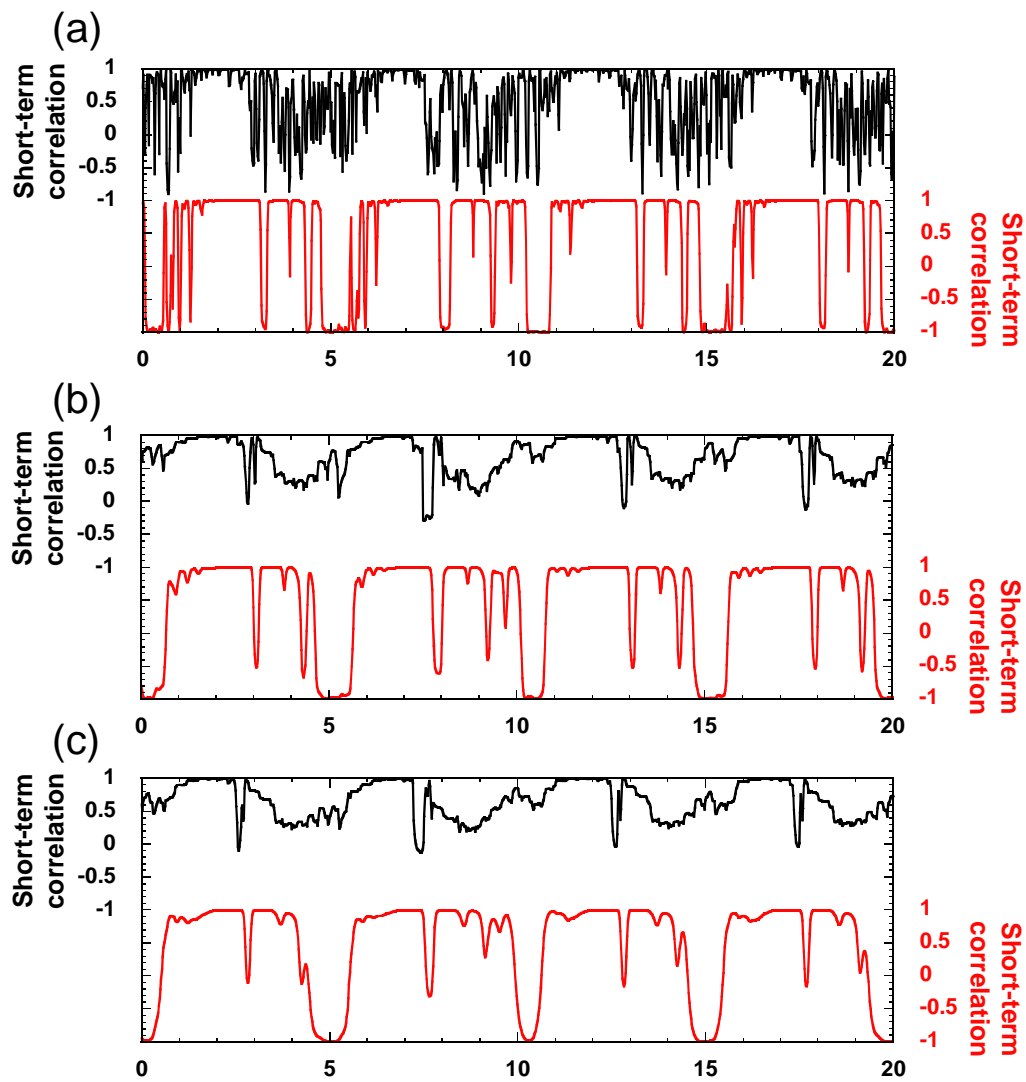


図 6.9: 窓長 τ_W を変化させたときの短時間相互相関値. 上段 (黒線): 元の信号, 下段 (赤線): フィルタ適用後の信号. (a) $\tau_W = 0.10 \text{ ns}$, (b) $\tau_W = 0.33 \text{ ns}$, (c) $\tau_W = 0.66 \text{ ns}$.

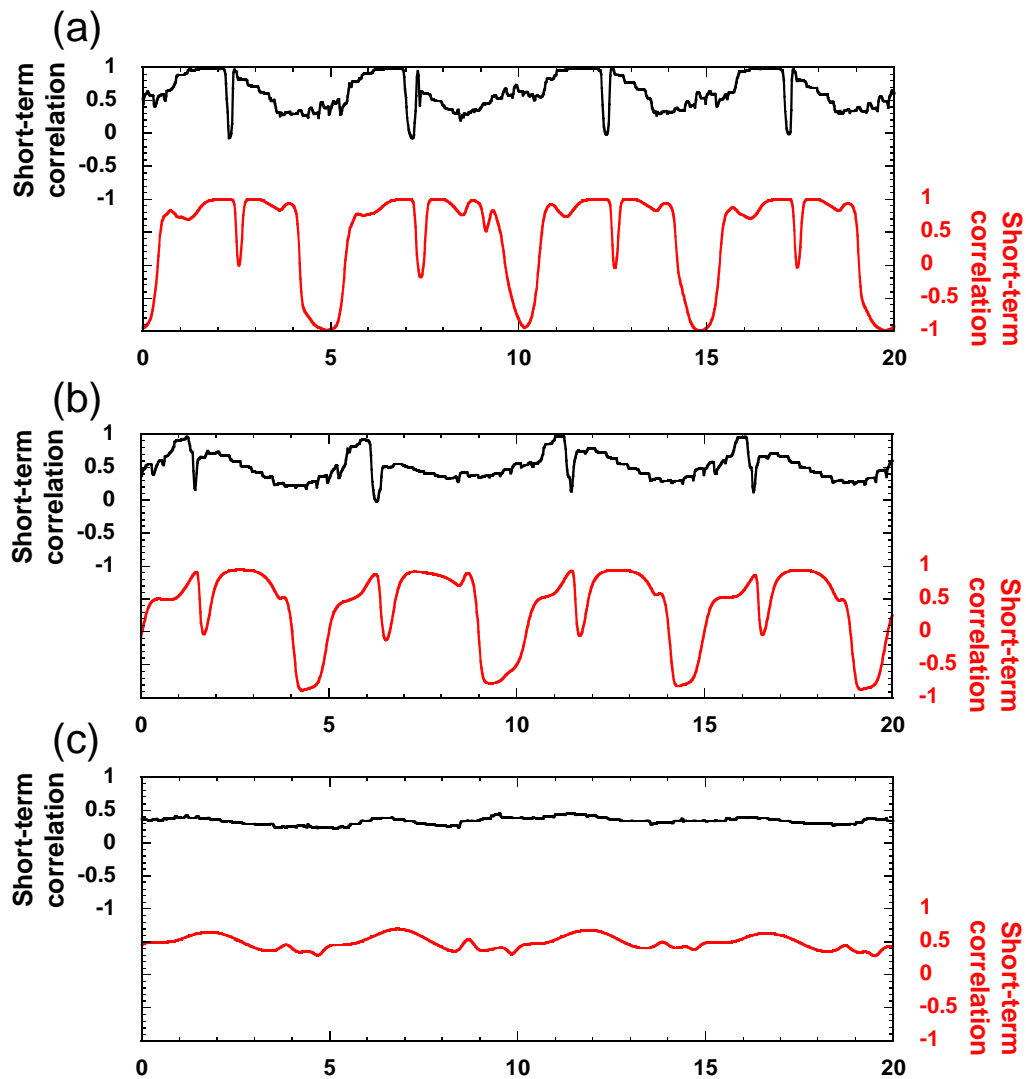


図 6.10: 窓長 τ_W を変化させたときの短時間相互相関値. 上段 (黒線): 元の信号, 下段 (赤線): フィルタ適用後の信号. (a) $\tau_W = 1.00$ ns, (b) $\tau_W = 2.00$ ns, (c) $\tau_W = 4.00$ ns.

6.5 相互相関値および光周波数差の時間変化

本節では、第 6.1 節で観測したダイナミクス依存型同期の物理的要因を解明するために、レーザのダイナミクスの変化 (時間波形), 短時間相互相関値 (相互相関値の時間変化), および光周波数差の時間変化を比較し、レーザダイナミクスの変化

が相互相関値および光周波数差 (インジェクションロッキングの有無) に与える影響を, 時間変化に着目して調査する. また, 前節の結果に基づき, 各周波数成分の窓長を元の信号の場合は 0.68 ns, フィルタ後の信号の場合は 2.00 ns として算出を行うこととする.

光増幅器係数 $r_{SOA} = 1.3$ に設定したときのレーザ 1 とレーザ 2 の時間波形, 短時間相互相関値, および光周波数差の時間変化を図 6.11 に示す. 図 6.11(a) は上段に元の信号, 下段にそれに対応するフィルタ後の信号をレーザ 1 とレーザ 2 に対してそれぞれ示している. 図 6.11(b) は上段に元の信号, 下段にフィルタ後の信号の短時間相互相関値 (相互相関値の時間変化) を示している. 図 6.11(c) はレーザ 1, 2 間の元の信号から算出した光周波数差の時間変化を示している. また図 6.11(a) ~ (c) の横軸である時間 t は全て同時系列であり, 対応している. 図 6.11(a) において, レーザ 1 とレーザ 2 は高速かつ不規則な振動を示している. また, 元の信号, フィルタ後の信号, は共によく一致しており, 同期が達成されているように思える. そこで, 図 6.11(b) に着目してみると, 元の信号とフィルタ後の信号は共に長時間安定して高い正の相関値を示していることが分かる. さらに, 図 6.11(c) の光周波数差の時間変化においても, 長い時間 0 GHz 付近を示しており, インジェクションロッキングを達成できているといえる. これはレーザ 1 とレーザ 2 に対して, 光周波数がロックしており, 元の信号とフィルタ後の信号の両方で同位相同期が観測できている状態といえる.

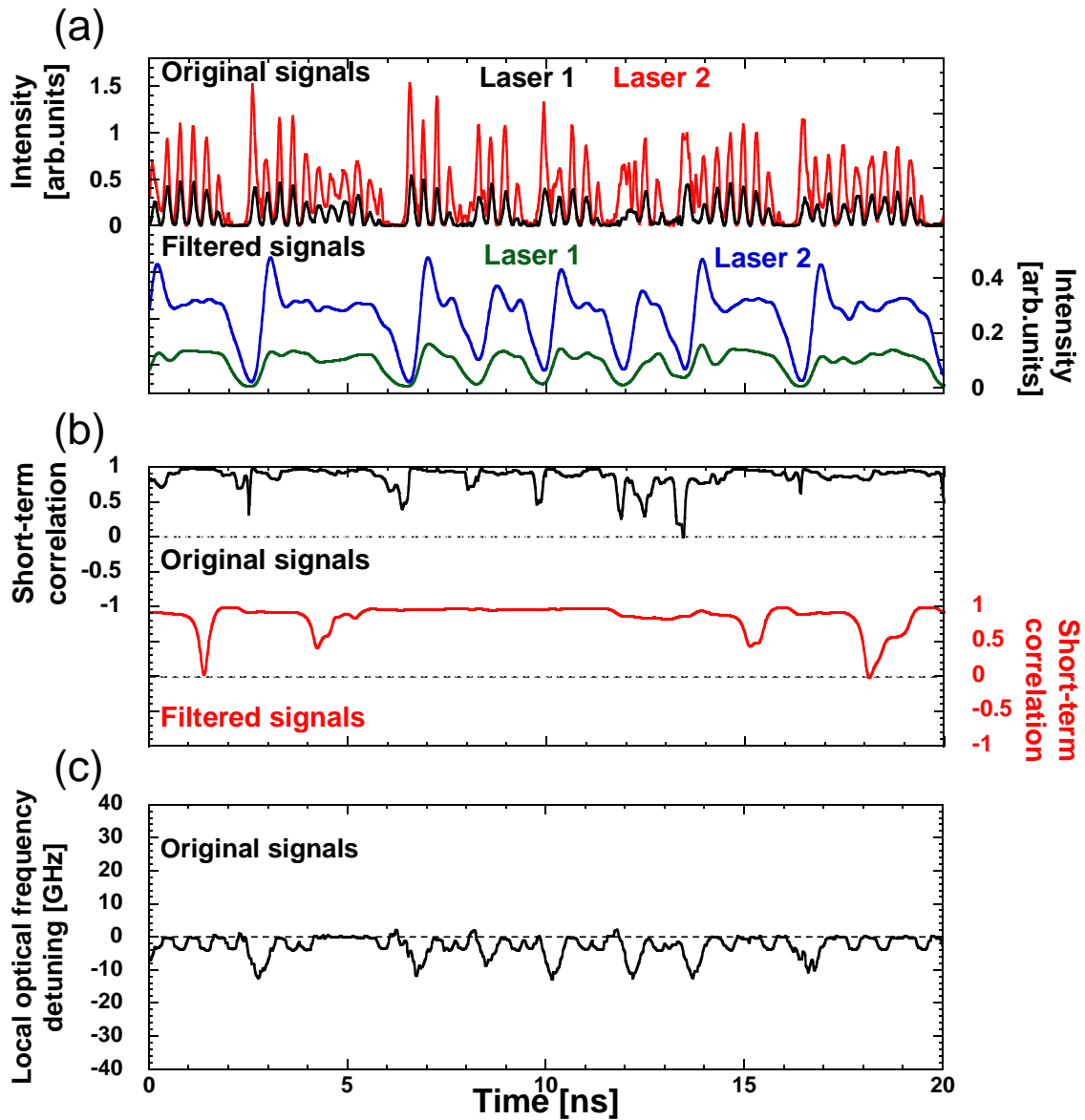


図 6.11: $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合のレーザ 1,2 間の (a) 時間波形, (b) 相互相関値, (c) 光周波数差, の時間変化. (a)(b) 上段: 元の信号, 下段: フィルタ後の信号. (c) レーザ 1 とレーザ 2 の元の信号から算出. 各データはレーザ 1 と 2 を, -0.36 ns だけ遅延させた時間波形から算出している.

ここから光増幅器係数 $r_{SOA} = 2.6$ まで増加させたときの, 図 6.11 と同様の調査結果 (時間波形, 短時間相互相関値, 光周波数差の時間変化) を図 6.12 に示す. まず, 図 6.12(a) に示した時間波形は, 図 6.11(a) とは異なりレーザ 1, 2 間でやや異

なる振る舞いをしているように見える。具体的に元の信号の時系列を辿っていくと、挿入番号 I ~ II においてはレーザ 1 とレーザ 2 の両方で高速なパルス列が発生している。ここから、II ~ III においてはレーザ 2 ではいまだにパルス列が持続している一方で、レーザ 1 ではパルス列が消失し始め出力強度がゼロ付近に近づいて行っている。そして III 辺りでレーザ 2 のパルス列が消失し始め、IV でレーザ 2 は強度ドロップアウトが発生している。V でレーザ 1 とレーザ 2 はともに出力強度がゼロ付近となり、これが両レーザのダイナミクスのサイクルとなっている。このパルス列の発生、消失および強度ドロップアウトのサイクルは包絡線成分であるフィルタ後の信号においても顕著に現れており、レーザ 2 では出力強度が大きい時間が持続している一方で、レーザ 1 ではすぐに強度が減衰している。このように、レーザ 1 とレーザ 2 で異なるダイナミクスを示すのは r_{SOA} を増加させることによる非対称な戻り光強度によるものである。ここで、図 6.12(b) に示した短時間相互相関値に着目する。元の信号において、レーザのパルスが発生している間では、相関値は正の値を示しており、そこから LFF の強度ドロップアウト (パルス列の消失) が発生するタイミングで相関値が急激に低下している。また、フィルタ後の信号においては、相関値が時間的にゆらいでおり、負の相関を示す時間も観測できる。特に、レーザ 1 もしくはレーザ 2 において強度ドロップアウトが発生している時間帯に負の相関が目立つことが分かる。これは一方のレーザの振動成分 (出力強度が大きい部分) に対して、もう一方のレーザが先にドロップアウトしてしまうため、出力強度の相関値を算出すると負の相関が生じるためである。図 6.12(c) の光周波数差の時間変化に着目すると、LFF のドロップアウトが発生するタイミング (IV ~ V) で周波数差が急激に増加している。これは、LFF のドロップアウトの最中にレーザ間の光注入が途絶えたことにより光周波数のロッキングが外れたためだと推測できる。

考察として、ダイナミクス依存型同期で述べた LFF が発生するとき反位同期が観測できた要因を述べる。まず、非対称な戻り光強度を設定することによりレーザ 1 とレーザ 2 で異なるダイナミクスを発生させる。本調査においては、レーザ 1 の方が戻り光強度が低いため、レーザ 1 の方が先に出力強度が低減し、強度ドロップアウトが発生する。一方で戻り光強度の強いレーザ 2 においてはまだ出力強度が十分に持続しているため、そのときの短時間相互相関値は負の相関値を示す。このように非対称な戻り光強度を設定した場合においてレーザ 1 とレーザ 2 が LFF を示す場合、短時間相互相関値は時間的に大きく変化し、特に強度ドロップアウトのタイミングで相関値が負になることが明らかになった。現に、ドロップアウトが発生していない時間帯 (両レーザがパルス列が発生している時間帯, I ~ II) の時間帯に関しては、このようなパラメータ設定を行っても正の相関が発生していることから、局所的な負の相関を観測するためには非同時な強度ドロップアウトが起因していることが分かる。

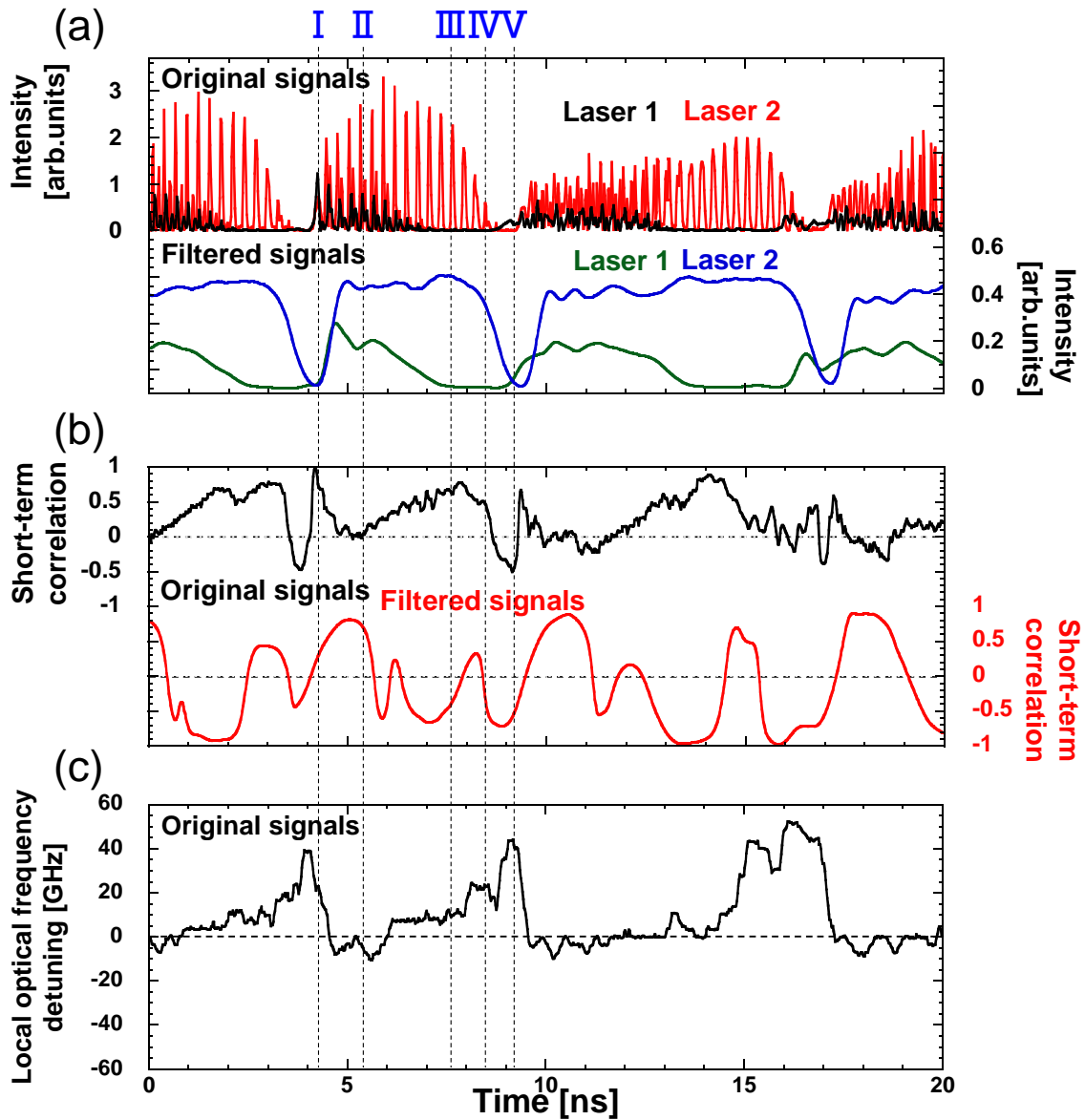


図 6.12: $r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合のレーザ 1,2 間の (a) 時間波形, (b) 相互相関値, (c) 光周波数差, の時間変化. (a)(b) 上段: 元の信号, 下段: フィルタ後の信号. (c) レーザ 1 とレーザ 2 の元の信号から算出. 各データはレーザ 1 と 2 を, -0.28 ns だけ遅延させた時間波形から算出している.

6.6 相互相関値および光周波数差のアトラクタ上プロット

各変数の時間変化を位相空間内の軌道として表示した図はアトラクタと呼ばれ、半導体レーザの変数として、光強度、周波数、キャリア密度があるため、それらの変数においてアトラクタを観測することはレーザダイナミクスの変化を考察するために有用な手法である。そこで本節では、相互相関値および光周波数差の時間変化をアトラクタ上にプロットすることでレーザのダイナミクスと同期状態との関係性を調査する。光増幅器係数 $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合におけるレーザ1とレーザ2の短時間相互相関値および光周波数差の時間変化をアトラクタ上にプロットした図を図 6.13 に示す。各図におけるレーザ1とレーザ2のアトラクタはフィルタを適用する前の元の信号から算出している。図 6.13(a)(b) に元の信号の短時間相互相関値をプロットし、図 6.13(c)(d) にフィルタ後の信号の短時間相互相関値をプロットしている。なお、カラーバーの各色は相互相関値を示しており、赤が同位同期期、青が反位同期期、緑が非同期を表している。また、図 6.13(e)(f) に元の信号から算出した光周波数差の時間変化をプロットしている。ゆえに図 6.13(e)(f) のカラーバーは光周波数差を表しており、黒が 0 GHz であり、インジェクションロッキング領域となっている。逆に色が白くなるほど光周波数差が増大していることを示し、インジェクションロッキングが外れていることを表している。また、各値は第 6.5 節で示した図 6.11 と対応している。まず、図 6.13 におけるレーザ1とレーザ2のアトラクタは共に特定の周期を持たず複雑なアトラクタを示しており、これはカオス的なアトラクタを示しているといえる。図 6.13 においては、元の信号とフィルタ後の信号はともに長時間高い正の相関値を示しており、ほとんどの範囲で赤い領域を示していることが分かる。また、光周波数差の時間変化(図 6.13(e)(f))においても、ほとんどの範囲で 0 GHz を表す黒い領域を示している。

次に、 $r_{SOA} = 2.6$ における同様の数値計算結果を図 6.14 に示す。図 6.14 における各値と挿入番号 I ~ V も図 6.12 の結果と対応している。このとき、レーザ1とレーザ2(特にレーザ2で顕著)は、複雑なアトラクタを示していることに加え、周波数シフトしながらゆるやかにキャリア密度が減少(I ~ III)し、その後、急激なキャリア密度の増加を経て、はじめの位置に戻っている。このように、複数のローカルなアトラクタを周波数がシフトしながら遍歴し、急激なキャリア密度の増加(出力強度の減少、強度ドロップアウト)を経てはじめの位置に戻る性質を有するのは LFF のアトラクタの特徴である。図 6.14(a)(b) の元の信号の短時間相互相関値において、両レーザのパルス列が始まったとき(I)に瞬間的に同期しているが、I から II にかけて両レーザのパルス列が発生(キャリア密度が減少)している間、相関値は低

下している。さらに、II～III付近において、レーザ1とレーザ2のダイナミクスに着目すると、レーザ2ではIIIの間でもいまだにパルス列が保たれている一方で、レーザ1では先にパルス列が発生しなくなり、キャリア密度が増加(出力強度)している。これはレーザ1はレーザ2に比べて戻り光強度が低く、レーザ2よりも周波数がシフトしていないためである。領域IIIにおいては、レーザ1のドロップアウト直後かつレーザ2のドロップアウト直前(上記の理由でレーザ1の方が先にドロップアウトが発生)であり、そのとき瞬間的に相関値が増加(赤色を示す)し同期している。その後、領域IVにおいて、レーザ2でもドロップアウトが発生しており、IV～Vにおいて両レーザでドロップアウトが発生している間では、相関値が低下している。一方で、図6.14(c)(d)のフィルタ後の信号においては、異なる同期状態を示す。領域I～IIにおける両レーザでパルス列が発生(出力強度が大きい)しているとき、フィルタ後の波形は正の高い相関値(赤い領域)を示している。一方で、ドロップアウトが発生している領域III～Vにおいては、負の相関値(青い領域)を示している。また、図6.14(e)(f)で示している光周波数差の時間変化においてもパルス列発生時とドロップアウト時では異なる状態を示している。具体的には、図6.14(f)のレーザ2における光周波数差の時間変化に着目すると、パルス列が発生している領域I～IIIにおいては、光周波数差が黒い領域(0 GHz付近)を示しているのに対し、ドロップアウトが発生している領域III～Vにおいては、白い領域(光周波数差が増加)を示しており、LFFの高速なカオス振動とドロップアウト時では光周波数差(インジェクションロックキング)の時間変化が明確に区別できることが分かる。このようにLFFが発生しているとき、レーザ1-2間の同期状態は時間的に大きく変化しており、アトラクタ上に短時間相互相関値および光周波数差の時間変化をプロットすることによりLFFのドロップアウト発生時に反位相で同期していることが、同期状態とレーザのダイナミクスとの関連性から明らかになった。

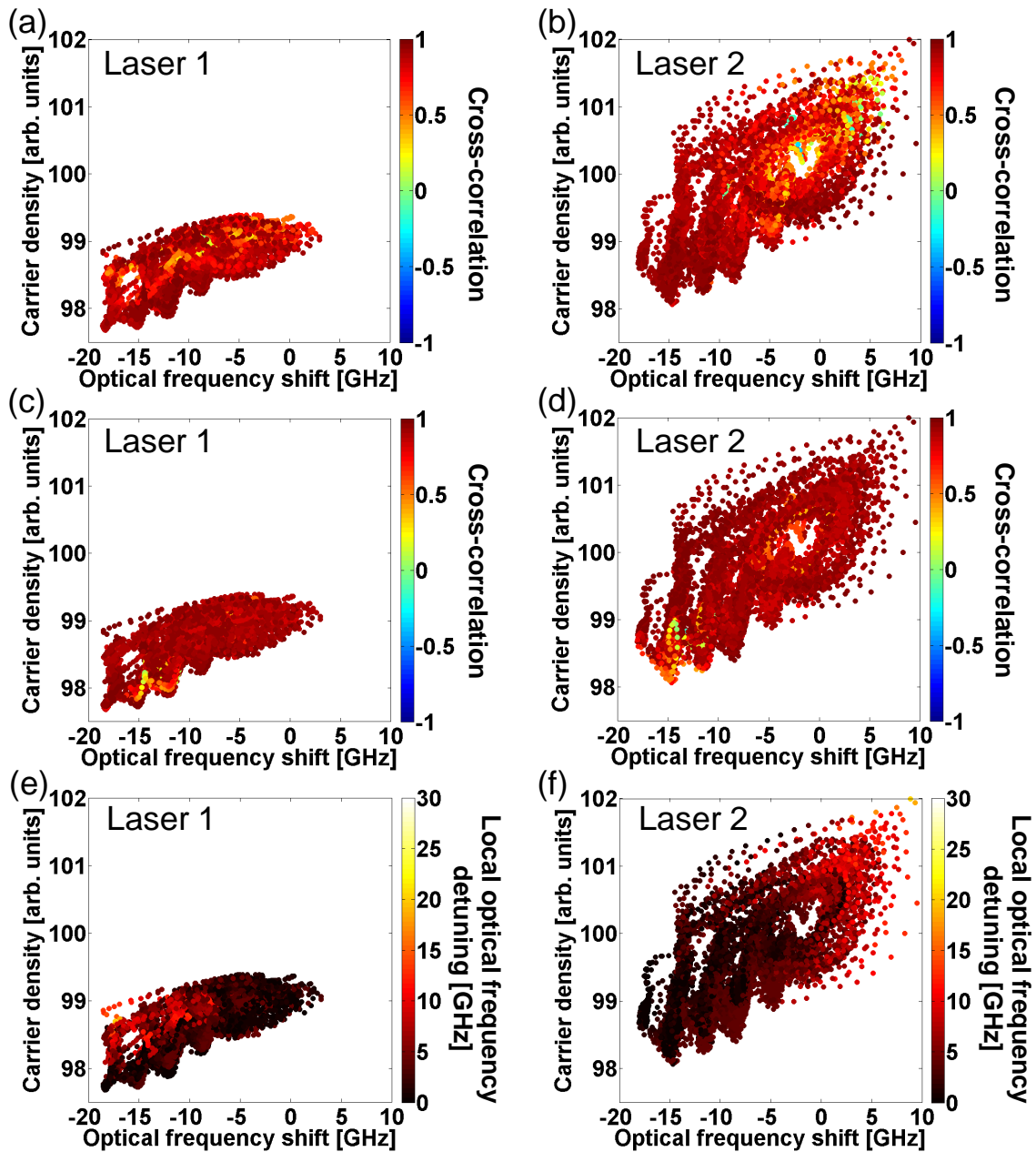


図 6.13: $r_{SOA} = 1.3$ に設定した場合の (a)(b) 元の信号の相互相関値, (c)(d) フィルタ後の信号の相互相関値, (e)(f) 元の信号から算出した光周波数差, の時間変化のアトラクタ上プロット. 各カラーバーは (a)(b)(c)(d) 相互相関値, (e)(f) 光周波数差の絶対値を表している.

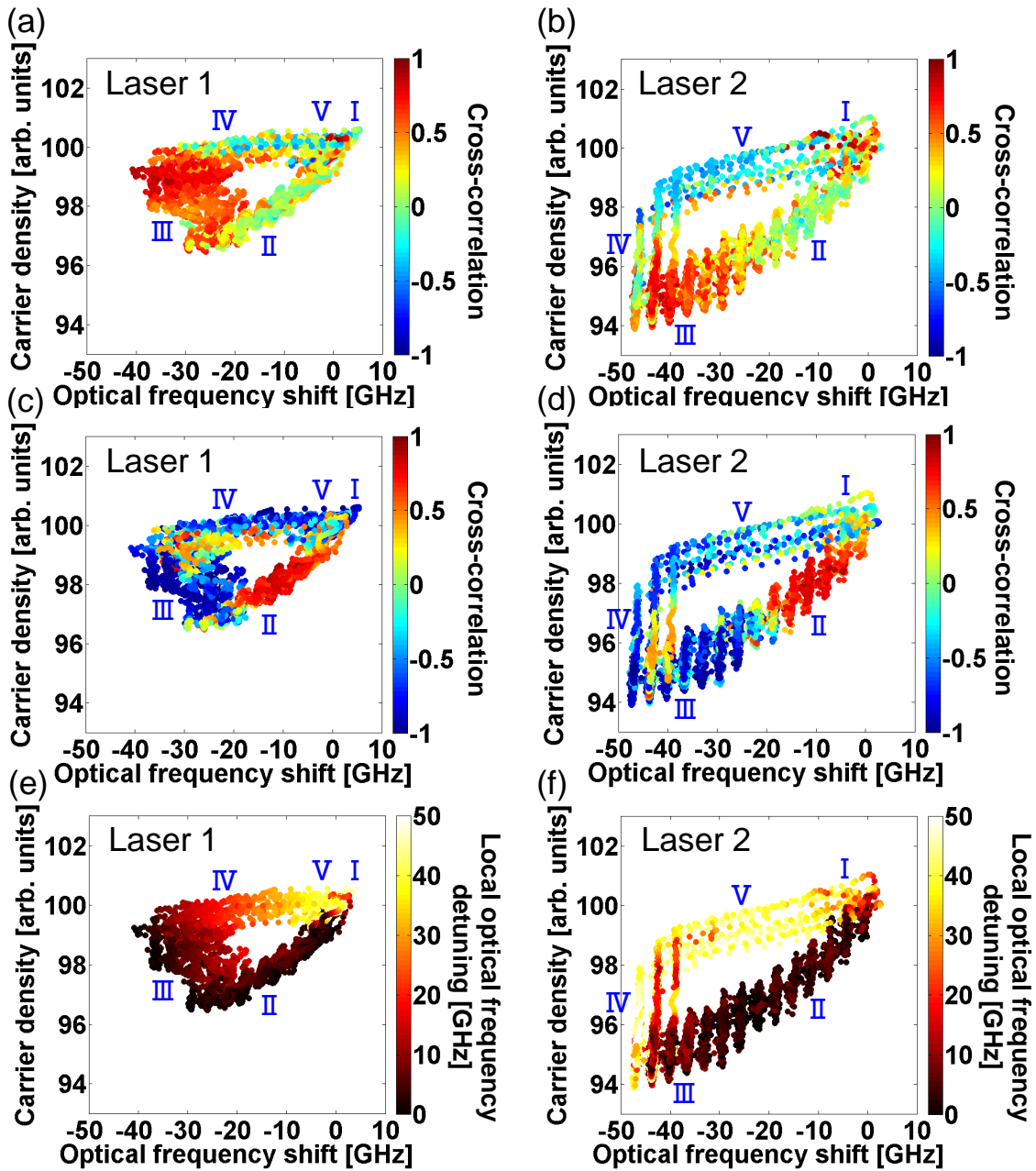


図 6.14: $r_{SOA} = 2.6$ に設定した場合の (a)(b) 元の信号の相互相関値, (c)(d) フィルタ後の信号の相互相関値, (e)(f) 元の信号から算出した光周波数差, の時間変化のアトラクタ上プロット. 各カラーバーは (a)(b)(c)(d) 相互相関値, (e)(f) 光周波数差の絶対値を表している.

6.7 まとめ

本章では、第4章で示した相互結合型光集積回路における同期現象(ダイナミクス依存型同期)の物理的メカニズムを調査するために、数値計算において相互に結合された2つの半導体レーザにおける同期調査を行った。本章で提案した数値計算モデルにおいて、2つのレーザの導波路間に共通の外部鏡を配置し、また、外部鏡とレーザ2間に光増幅器(SOA)を導入することにより、2つのレーザ間で非対称な戻り光強度が設定可能である点とレーザ2の戻り光強度およびレーザ間の結合強度を同時に変化させることが大きな特徴となっている。

このモデルにおいて、光増幅器係数(r_{SOA})を変化させたときの相互相関値を算出し、同期調査を行った。また、レーザのダイナミクスの変化が同期状態に与える影響を調査するため、元の信号とローパスフィルタを適用した後の信号のそれぞれについて相互相関値を算出した。その結果、 r_{SOA} が増加することにより、徐々にスペクトルが平坦になりカオス振動を示し、その後、低周波成分のスペクトルのパワーが増加し、レーザはパルス的な振動を伴うLFFを示すようになる。これはレーザに一定以上の戻り光が付加されるとLFFが発生するという特徴のためであると考えられる。そのときの同期状態として、 $r_{SOA} \leq 1.5$ 辺りではレーザはカオス的な振動を示しており、 r_{SOA} の増加に伴い相互相関値は増加した。ここからさらに r_{SOA} を増加させていくと、レーザはLFFを示すようになり、そのときの同期状態は、元の信号においては全体的な相関値は低下しているが、それまでと同様に正の相関を示している。一方で、低周波成分(フィルタ後の信号)においては、LFF領域になると負の相関を示すことが分かった。これにより、周波数成分ごとの同期状態を調査することにより、LFFの発生が同期状態に影響を与えていることが明らかとなった。

そこで、LFFの発生がなぜ同期状態に影響を与えているのか、という点について詳細な調査を行うため、相互相関値の時間変化(短時間相互相関値)および光周波数差の時間変化を算出した。これによりLFFの構成ダイナミクスである高速なカオス振動と低速かつ急激なドロップアウトについて、それぞれの振る舞いと同期状態について、時間的な変化を観測できる点が特徴である。その結果、両レーザがカオス振動を示しているとき($r_{SOA} = 1.3$)、元の信号とフィルタ後の信号は共に長時間安定して高い正の相関値を示しており、さらに、光周波数差の時間変化においても、長い時間0 GHz付近を示しており、インジェクションロックが達成された。これはレーザ1とレーザ2に対して、光周波数がロックしており、元の信号とフィルタ後の信号の両方で同位同期が観測できている状態といえる。一方で、レーザがLFFを示しているとき($r_{SOA} = 2.6$)、短時間相互相関値および光周波数差は時間的に変化することが分かった。またその変化はLFFの時間的な振る舞いの変化に対応

していることも明らかになった。具体的には、元の信号において、レーザのパルスが発生している間では、相関値は正の値を示しており、そこからLFFのドロップアウトのタイミングで相関値が急激に低下した。また、光周波数差の時間変化においても高速なパルスが発生している間ではカオス振動時と同様に光周波数差は0GHz付近を示している一方で、ドロップアウト発生時に急激に周波数差が増加し、インジェクションロックキングが外れていることが分かった。これらの結果はLFF(強度ドロップアウト)の発生が、同期状態の時間的な変化に影響を与えていることを示唆しており、それぞれの変化は時間的に対応していることが明らかとなった。

また、ドロップアウト時になぜ反位相同期になるのか、という点の要因として、レーザ間の戻り光強度の非対称性が要因であると考察する。図 6.14 から分かる通り、レーザ1の戻り光強度の方がレーザ2よりも弱いため、レーザ1の方が早くドロップアウトが発生する。一方で戻り光強度の強いレーザ2では一定時間長くパルス列が持続する。このように、戻り光を非対称に設定することにより、レーザ1とレーザ2で異なるダイナミクスを発生させることが可能となり、その影響で異なるタイミングでLFFのドロップアウトが発生する。その結果、相関値の時間変化に着目すると、ドロップアウト発生時に反位相の同期が観測できる。これらの要因により、非対称な戻り光を有する系におけるLFFの発生に起因してダイナミクス依存型同期が発生すると考えられる。

第7章 結論

本研究では、短い外部共振器長を有する光集積回路の非線形ダイナミクスの実験的調査と、相互に結合された半導体レーザの非線形ダイナミクスとカオス同期およびその関係性について実験および数値計算により調査した。以下に各章の要約を述べる。

第1章では、本研究の背景、目的、および本論文の構成を述べた。

第2章では、本論文の序論として、近年開発されている短い外部共振器長を有する光集積回路およびその非線形ダイナミクスおよび高速物理乱数生成等の応用例や、戻り光を有する半導体レーザの代表的な非線形ダイナミクス、さらには結合された半導体レーザにおける様々な同期現象に対する先行研究について述べた。

第3章では、半導体レーザ等が同一基盤上に集積化された光集積回路における非線形ダイナミクスを実験的に調査した。ここでは具体的に、短い外部共振器長領域における1つの半導体レーザを有する光集積回路のダイナミクスを調査した。また、光集積回路から観測可能な代表的な時間ダイナミクスの観測およびその特徴について述べ、分類を行った。この結果から、安定状態、周期、準周期、カオス、低周波不規則振動(LFF)、間欠性カオス(インターミッテンシー)、発振なしの7種類に分類を行った。さらに、各ダイナミクス領域を明らかにするために、パラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行った。その結果、外部共振器長が長くなるほどカオスが発生する領域が広がることが分かった。また、注入電流および戻り光強度によってダイナミクスが大きく変化した。具体的には、戻り光強度を増加させることにより、安定もしくは周期状態から準周期や間欠性を経て、カオス状態へと至った。また、一度カオス状態になった後にさらに戻り光強度を増加させることにより再び安定状態へと至った。これは分岐のサイクルとして知られており、短い外部共振器長領域である光集積回路においても同様に観測ができていることが本調査により分かった。

さらに、2つの半導体レーザが相互に結合された光集積回路に対しても同様に非線形ダイナミクスの実験的調査を行った。まず、2つのレーザの外部共振周波数の

算出を行った。また、相互結合型光集積回路においても同様にパラメータ変化に対する2次元分岐図の作成を行った。また、光結合の有無により、レーザのダイナミクスがどのように変化するかを調査した。その結果、光結合することによりカオス振動を得られるパラメータ領域が広がった。さらに、光増幅器の注入電流を増加させることにより、LFFの領域が広がった。そのためLFF発生のためには、一定以上の戻り光量が必要であると考えられる。

第4章では、相互結合型光集積回路を用いてカオス同期の調査を実験的に行った。まず、レーザ1とレーザ2の注入電流を変化させることによってカオス同期の観測を達成した。また、レーザ1とレーザ2の注入電流を2次元的に変化させることによりカオス同期の達成条件の調査を行った。その結果、レーザ1またはレーザ2の注入電流が発振しきい値電流付近の場合に、高い相関が得られる傾向があることが分かった。さらに、レーザ間の注入電流比に着目すると、2つのレーザ間で非対称に電流を注入した場合に、高い相関値が観測できる傾向があることが分かった。この理由として、一方のレーザ強度がもう一方のレーザ強度に対して十分に強いときに、強度が強い方にもう一方のレーザが引き込まれたためであると考えられる。これは一方向結合の同期現象でよくみられる Drive-Response 関係におけるインジェクションロッキングが達成されている状態といえる。

次に、LFFにおけるカオス同期の周波数依存性の調査を行った。レーザの出力強度の時間波形にローパスフィルタを適用して周波数帯域制限を行うことにより、高周波成分である元の信号と低周波成分であるフィルタ適用 ($f_c = 1.0$ GHz) 後の信号のそれぞれに対して同期調査を行った。その結果、着目する周波数成分によって異なる同期状態を観測できる領域が存在することが分かった。また、この現象はLFFの発生が影響していると予想し、レーザのダイナミクスと同期状態との関係性を調査した結果、この現象は2つのレーザのダイナミクスの変化が関係しており、特に高速なカオス振動と低周波成分であるLFFの発生に依存して同期状態が変化することが実験的に明らかとなった。しかしながらこの現象は普遍的に発生するわけではなく、レーザ1とレーザ2の注入電流比が中程度のときに発生することも同様に分かった。本章の実験結果で観測できたこの現象を、ダイナミクス依存型同期 (Dynamics-dependent synchronization) と呼び、新たな同期現象として提案する。

第5章では、数値計算による調査に対する導入として、半導体レーザのレート方程式である Lang-Kobayashi 方程式を用いて、戻り光を有する半導体レーザの非線形ダイナミクスの数値計算による調査を行った。具体的なパラメータとして、実験でも制御しやすい戻り光強度 κ を変化させた場合のダイナミクスの分岐現象について調査を行った。その結果、戻り光強度を増加させることによってレーザは定常状態、周期振動、準周期、カオス、と準周期崩壊ルートに従った分岐現象を示すこと

が分かり、実験結果と同様の分岐現象が観測できた。さらに異なる注入電流に対して戻り光強度を変化させたときのレーザの出力強度 $I(t)$ における分岐図を作成して、パラメータ変化におけるダイナミクスの変化について調査した。その結果、戻り光強度を増加させることにより、レーザ強度の極大値は徐々に複雑な多値を示すようになり、カオスへと至ることが分かった。さらに、レーザの注入電流を増加させることにより、カオス領域が広がることが分かった。

第6章では、第4章で実験的に示した相互結合型光集積回路における同期現象(ダイナミクス依存型同期)の物理的メカニズムを調査するために、相互結合された2つの半導体レーザにおける同期調査を数値計算により行った。ダイナミクス依存型同期を再現するための数値計算モデルとして、2つのレーザの導波路間に共通の外部鏡を配置し、また、外部鏡とレーザ2間に光増幅器(SOA)を導入した。この効果により、2つのレーザ間で非対称な戻り光強度が設定可能である点と、レーザ2の戻り光強度およびレーザ間の結合強度を同時に変化させることが大きな特徴となっている。このモデルにおいて、光増幅器係数(r_{SOA})を変化させたときの相互相関値を算出し、同期調査を行った。また、レーザのダイナミクスの変化が同期状態に与える影響を調査するため、第4章と同様に元の信号とローパスフィルタを適用した後の信号のそれぞれについて相互相関値を算出した。ダイナミクスの変化として、 r_{SOA} が増加することにより徐々にカオス振動を示し、その後、レーザはLFFを示すようになった。そのときの同期状態として、 $r_{SOA} \leq 1.5$ 辺り(レーザはカオス状態)では、 r_{SOA} の増加に伴い相互相関値は増加した。ここからさらに r_{SOA} を増加させていくと、レーザはLFFを示すようになり、そのときの同期状態は、元の信号においては全体的な相関値は低下しているが、それまでと同様に正の相関を示している。一方で、フィルタ後の信号においては、LFF領域になると負の相関を示すことが分かった。これにより、着目する周波数成分によって同期状態が変化し、さらにLFFの発生が同期状態に影響を与えていることが明らかとなり、実験の結果の再現を達成した。

そこで、LFFの発生がなぜ同期状態に影響を与えているのか、という点について詳細な調査を行うため、短時間相互相関値および光周波数差の時間変化を算出した。その結果、両レーザがカオス振動を示しているとき($r_{SOA} = 1.3$)、元の信号とフィルタ後の信号は共に長時間安定して高い正の相関値を示しており、さらに、光周波数差の時間変化においても、長い時間0GHz付近を示しており、インジェクションロッキングが達成された。一方で、レーザがLFFを示しているとき($r_{SOA} = 2.6$)、短時間相互相関値および光周波数差は時間的に変化することが分かった。またその変化はLFFの時間的な振る舞いの変化(出力強度の時間変化)に対応していることも明らかになった。具体的には、元の信号において、レーザのパルスが発生してい

る間では、相関値は正の値を示しており、そこから LFF のドロップアウトのタイミングで相関値が急激に低下した。また、光周波数差の時間変化においても高速なパルスが発生している間ではカオス振動時と同様に光周波数差は 0GHz 付近を示している一方で、ドロップアウト発生時に急激に周波数差が増加し、インジェクションロッキングが外れていることが分かった。これらの結果は LFF(強度ドロップアウト)の発生が、同期状態の時間的な変化に影響を与えていることを示唆しており、それぞれの変化は時間的に対応していることが明らかとなった。また、なぜドロップアウト時に反位相同期になるのか、という物理的要因として、レーザ間の戻り光強度の非対称性が要因であると考察した。本数値計算モデル(実験における相互結合型光集積回路でも同様)の特徴として、レーザ 1 の戻り光強度の方がレーザ 2 よりも弱いため、レーザ 1 の方が早くドロップアウトが発生する。一方で戻り光強度の強いレーザ 2 ではレーザ 1 よりも一定時間長くパルス列が持続する。このように、戻り光を非対称に設定することにより、レーザ 1 とレーザ 2 で異なるダイナミクスを発生させることが可能となり、その影響で異なるタイミングで LFF のドロップアウトが発生することが明らかになり、これがドロップアウト発生時に反位相の同期が観測できる要因であると考察する。したがって、非対称な戻り光を有する系における LFF の発生に起因してダイナミクス依存型同期が発生すると考察できる。

以上の成果は、相互に結合された半導体レーザにおける非線形ダイナミクスと同期現象およびこれらに対するダイナミカルな関係性に関する研究成果である。本研究で得られた知見は、結合系振動子の動的変化において、時間遅延システムや非対称システム等の様々な環境に対する同期状態の拡張性を有している研究であると考えられる。また本研究は、結合された半導体レーザをはじめとするカオス的な挙動を示す結合系振動子の非線形ダイナミクスおよび同期現象における、非線形・複雑系科学における学術的基礎研究としての価値が高い。さらには、短い外部共振器長を有する光集積回路等の小型光学デバイスの性能向上に関する研究や、複雑系フォトリソグラフィの性質を活用したダイナミカルな情報処理および高速意思決定のハードウェア的な物理実装のための重要な成果であると期待される。

謝辞

本研究は埼玉大学 大学院 理工学研究科 数理電子情報系専攻 情報システム工学コース内田研究室において、内田 淳史 教授の御指導の下に行われたものであります。内田 淳史 教授には、本日に至るまで多くのご指導を賜りました。本研究の機会を与えて頂いたことをはじめ、日頃より暖かい励ましのご助言を頂き、研究方針について丁寧かつ熱心にご指導して頂きました。さらには、日常生活においても私の進路および研究に取り組む心構えについてもご指導頂き、かけがえの無い研究生生活を過ごすことができました。埼玉大学 大学院 理工学研究科 数理電子情報部門 教授 内田 淳史 博士に対して、心より感謝致します。

本論文を審査して下さいました埼玉大学 大学院 理工学研究科 数理電子情報部門 島村 徹也 教授，小室 孝 准教授，および 大久保 潤 准教授に深く感謝致します。

埼玉大学 大学院 理工学研究科 数理電子情報部門 重原 孝臣 教授には、研究についてご指導を賜ったことや、日頃より私の指針となるような暖かい励ましのご助言を頂きました。心より感謝致します。

埼玉大学 大学院 理工学研究科 数理電子情報部門 菅野 円隆 助教には、物事に対する筋道や問題を解決するための着眼点等，研究を行っていく上で大変重要なことを学ばせて頂きました。また，日常生活においてもご相談に乗っていただいたり，充実した研究生生活を過ごさせて頂きました。心より感謝致します。

また，本研究において実験機材をご提供下さいました 日本電信電話 株式会社 NTT コミュニケーション科学基礎研究所 前田英作 所長，上田修功 博士，大和淳司 博士，中村篤 博士，吉村和之 博士，村松純 博士，新井賢一 博士，篠原晋 博士，日本電信電話 株式会社 NTT フォトニクス研究所 都築健 博士，早稲田大学 原山卓久 教授，金沢大学 砂田哲 准教授，株式会社 テレコグニックス Peter Davis 博士 に対して深く感謝致します。

そして本研究から日常生活においてさまざまな面で手助けをして頂いた埼玉大学 大学院 理工学研究科 修士課程 2年 小田 航也 学士，菅野 千紘 学士，三井 湧方 学士，巳鼻 孝朋 学士，修士課程 1年 小田 章裕 学士，川口 佑 学士，山崎 和人 学士，

アフィカ アマリナ ビンティ ハヤ 学士, 埼玉大学 工学部 情報システム工学科 4年
岩見 龍吾 氏, 齊藤 健斗 氏, 高林 瑞穂 氏, 長谷川 寛 氏, 舟橋 遼 氏, 野田 雄 氏
に深く感謝致します.

最後に, 全ての面で常に私を支えて下さった両親, 祖父母に心より感謝致します.

公表論文

公刊論文 (査読有り)

- S. Ohara, A. Karsaklian Dal Bosco, K. Ugajin, A. Uchida, T. Harayama, and M. Inubushi, "Dynamics-dependent synchronization in on-chip coupled semiconductor lasers," *Physical Review E*, Vol. 96, pp. 032216-1-9 (2017).
- S. Ohara, K. Kanno, and A. Uchida, "Numerical study on dynamics-dependent synchronization in mutually-coupled lasers with asymmetric feedback," *Nonlinear Theory and Its Applications*, IEICE, Vol. 10, No. 1, pp. 60-73 (2019).
- A. Karsaklian Dal Bosco, S. Ohara, N. Sato, Y. Akizawa, A. Uchida, T. Harayama, and M. Inubushi, "Dynamics versus feedback delay time in photonic integrated circuits: Mapping the short cavity regime," *IEEE Photonics Journal*, Vol. 9, No. 2, pp. 6600512-1-12 (2017).
- A. Karsaklian Dal Bosco, N. Sato, Y. Terashima, S. Ohara, A. Uchida, T. Harayama and M. Inubushi, "Random number generation from intermittent optical chaos," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 23, No. 6, pp. 1801208-1-8 (2017).

国際会議 (査読有り, プロシーディングス有り)

- S. Ohara, A. Karsaklian Dal Bosco, K. Ugajin, A. Uchida, T. Harayama, and K. Yoshimura, "Chaos synchronization and nonlinear dynamics in a photonic integrated circuit with two semiconductor lasers," *Proceedings of 2016 International Symposium on Nonlinear Theory and Its Applications (NOLTA 2016)*, Vol. 1, pp. 562-565 (2016), Yugawara, Japan, November 27-30, 2016.
- S. Ohara, K. Kanno, and A. Uchida, "Numerical analysis on dynamics-dependent synchronization in mutually-coupled semiconductor lasers," *Proceedings of 2017 International Symposium on Nonlinear Theory and*

Its Applications (NOLTA 2017), Vol. 1, pp. 410-413 (2017), Cancun, Mexico, December 4-7, 2017.

- A. Karsaklian Dal Bosco, N. Sato, S. Ohara, Y. Terashima, A. Uchida, T. Harayama, and K. Yoshimura, "Intermittent dynamics in lasers: Distribution mapping and random number generation," Proceedings of 2016 International Symposium on Nonlinear Theory and Its Applications (NOLTA 2016), Vol. 1, pp. 477-480 (2016), Yugawara, Japan, November 27-30, 2016.

国際会議 (査読有り, プロシーディングス無し)

- S. Ohara, K. Ugajin, R. Takahashi, A. Uchida, T. Harayama, and K. Yoshimura, "Frequency dependence of chaos synchronization of low-frequency fluctuations in a photonic integrated circuit with mutually-coupled semiconductor laser," Dynamics Days Europe 2015, University of Exeter, Exeter, UK, September 6-10, 2015.

国内会議

- 小原 翔馬, 宇賀神 上総, 高橋 里枝, 原山 卓久, 吉村 和之, 内田 淳史, "相互結合された半導体レーザを有する光集積回路を用いたカオス同期の周波数依存性," 2015年電子情報通信学会 総合大会, 立命館大学 びわこ・くさつキャンパス, 滋賀, 2015年3月10~13日.
- 小原 翔馬, 宇賀神 上総, カルサクリアン・ダル・ボスコ アンドレアス, 内田 淳史, 原山 卓久, 吉村 和之, "結合レーザーを搭載した光集積回路における低周波不規則振動とカオス同期," レーザー学会第488回研究会「レーザーのカオス・ノイズダイナミクスとその応用」, 金沢大学サテライト・プラザ, 石川, 2016年2月29日.
- 小原 翔馬, 宇賀神 上総, カルサクリアン・ダル・ボスコ アンドレアス, 内田 淳史, 原山 卓久, 吉村 和之, "結合されたレーザを有する光集積回路を用いた低周波不規則振動におけるカオス同期実験," 2016年第63回応用物理学会春季学術講演会, 東京工業大学 大岡山キャンパス, 東京, 2016年3月19~22日.
- 小原 翔馬, カルサクリアン・ダル・ボスコ アンドレアス, 宇賀神 上総, 内田 淳史, 原山 卓久, 犬伏 正信, "短い外部共振器長における相互結合された半導体レーザのカオス同期特性の数値解析," 2017年第64回応用物理学会春季学術講演会, パシフィコ横浜, 横浜, 2017年3月14~17日.
- 小原 翔馬, 菅野 円隆, 内田 淳史, "非対称な戻り光を有する相互結合された半導体レーザのカオス同期の数値解析," 2017年第78回応用物理学会

秋季学術講演会, 福岡国際会議場, 福岡, 2017年9月5~8日.

- 三井 湧方, 巳鼻 孝朋, 小原 翔馬, 内田 淳史, ”相互結合された2つの半導体レーザを用いた遅延カオス同期実験におけるリーダー-ラガード関係,” 2017年 第78回応用物理学会秋季学術講演会, 福岡国際会議場, 福岡, 2017年9月5~8日.
- 三井 湧方, 巳鼻 孝朋, 小原 翔馬, 内田 淳史, ”相互結合型半導体レーザにおけるリーダー-ラガード同期,” Optics and Photonics Japan 2017, 日本光学会年次学術講演会, 筑波大学東京キャンパス文京校舎, 東京, 2017年10月30日~11月2日.

参考文献

- [1] D. J. Watts and S. H. Strogatz, "Collective dynamics of 'small-world' networks," *Nature*, Vol. 393, pp. 440-442 (1998).
- [2] A. Uchida, "Optical Communication with Chaotic Lasers, Applications of Non-linear Dynamics and Synchronization" Wiley-VCH, Weinheim, (2012).
- [3] J. Ohtsubo, "Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos, 3rd Edn," Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, Berlin Heidelberg (2013).
- [4] A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. García-Ojalvo, C. R. Mirasso, L. Pesquera, and K. A. Shore, "Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links," *Nature*, Vol. 438, pp. 343-346 (2005).
- [5] K. Yoshimura, J. Muramatsu, P. Davis, T. Harayama, H. Okumura, S. Morikatsu, H. Aida, and A. Uchida, "Secure Key Distribution Using Correlated Randomness in Lasers Driven by Common Random Light," *Physical Review Letters*, Vol. 108, pp. 070602-1-5 (2012).
- [6] E. Klein, N. Gross, M. Rosenbluh, W. Kinzel, L. Khaykovich, and I. Kanter, "Stable isochronal synchronization of mutually coupled chaotic lasers," *Physical Review E*, Vol. 73, pp. 066214-1-4 (2006).
- [7] R. Vicente, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Simultaneous bidirectional message transmission in a chaos-based communication scheme," *Optics Letters*, Vol. 32, No. 4, pp. 403-405 (2007).
- [8] J.-P. Goedgebuer, L. Larger, and H. Porte, "Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode," *Physical Review Letters*, Vol. 80, pp. 2249-2252 (1998).

- [9] B. B. Zhou and R. Roy, "Isochronal synchrony and bidirectional communication with delay-coupled nonlinear oscillators," *Physical Review E*, Vol. 75, pp. 026205-1–5 (2007).
- [10] B. Ravoori, A. B. Cohen, J. Sun, A. E. Motter, T. E. Murphy, and R. Roy, "Robustness of optimal synchronization in real networks," *Physical Review Letters*, Vol. 107, pp. 034102-1–4 (2011).
- [11] J. T-Alsina, K. Hicke, X. Porte, M. C. Soriano, M. C. Torrent, J. G-Ojalvo, and I. Fischer, "Zero-lag synchronization and bubbling in delay-coupled lasers," *Physical Review E*, Vol. 85, pp. 026209-1–5 (2012).
- [12] M. Nixon, M. Fridman, E. Ronen, A. A. Friesem, N. Davidson, and I. Kanter, "Controlling Synchronization in Large Laser Networks," *Physical Review Letters*, Vol. 108, pp. 214101-1–5 (2012).
- [13] D. Brunner, M. C. Soriano, C. R. Mirasso, and I. Fischer, "Parallel photonic information processing at gigabyte per second data rates using transient states," *Nature Communications*, Vol. 4, No. 1364 (2013).
- [14] J. Ohtsubo, R. Ozawa, and M. Nanbu, "Synchrony of small nonlinear networks in chaotic semiconductor lasers," *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 54, pp. 072702-1–6 (2012).
- [15] F. Böhm, A. Zakharova, E. Schöll, and Kathy Lüdge, "Amplitude-phase coupling drives chimera states in globally coupled laser networks," *Physical Review E*, Vol. 91, pp. 040901-1–6 (2015).
- [16] A. Argyris, M. Bourmpos, and D. Syvridis, "Experimental synchrony of semiconductor lasers in coupled networks," *Optics Express*, Vol. 24, No. 5, pp. 5600-5614 (2016).
- [17] Y. Aviad, I. Reidler, M. Zigzag, M. Rosenbluh and I. Kanter, "Synchronization in small networks of time-delay coupled chaotic diode lasers," *Optics Express*, Vol. 20, No. 4, pp. 4352-4359 (2012).
- [18] C. M. Gonzalez, C. Masoller, M. C. Torrent and J. G-Ojalvo, "Synchronization via clustering in a small delay-coupled laser network," *Europhysics letters*, Vol. 79, pp. 64003-1–6 (2007).

- [19] C. R. S. Williams, T. E. Murphy, R. Roy, F. Sorrentino, T. Dahms, and E. Schöll, "Experimental observations of group synchrony in a system of chaotic optoelectronic oscillators," *Physical Review Letters*, Vol. 110, pp. 064104-1–5 (2013).
- [20] V. Pal, C. Trandonsky, R. Chriki, G. Barach, A. A. Friesem, and N. Davidson, "Phase locking of even and odd number of lasers on a ring geometry: effects of topological-charge," *Optics Express*, Vol. 23, No. 10, pp. 13041-13050 (2015).
- [21] J. Shena, J. Hizanidis, P. Hövel, and G. P. Tsironis, "Multiclustered chimeras in large semiconductor laser arrays with nonlocal interactions," *Physical Review E*, Vol. 96, pp. 032215-1–5 (2017).
- [22] J. Shena, J. Hizanidis, V. Kovanis, and G. P. Tsironis, "Turbulent chimeras in large semiconductor laser arrays," *Scientific Reports*, Vol. 7, pp. 42116-1–8 (2017).
- [23] M. Xu, W. Pan, S. Xiang, and L. Zhang, "Cluster synchronization in symmetric VCSELs networks with variable-polarization optical feedback," *Optics Express*, Vol. 26, No. 6, pp. 10754-10761 (2018).
- [24] S. Kundu, S. Majhi, B. K. Bera, D. Ghosh, and M. Lakshmanan, "Chimera states in two-dimensional networks of locally coupled oscillators," *Physical Review E*, Vol. 97, pp. 022201-1–12 (2018).
- [25] S.-J. Kim, M. Aono, and E. Nameda, "Efficient decision-making by volume-conserving physical object," *New Journal of Physics*, Vol.17, pp. 083023-1–7 (2015).
- [26] K. Kanno, T. Hida, A. Uchida, and M. Bunsen, "Spontaneous exchange of leader-laggard relationship in mutually coupled synchronized semiconductor lasers," *Physical Review E*, Vol. 95, pp. 052212-1–12 (2017).
- [27] Y. Mitsui, T. Mihana, K. Kanno, and A. Uchida, "Experiment on leader-laggard relationship in mutually-coupled semiconductor lasers with time delay," *Proceedings of 2018 International Symposium on Nonlinear Theory and its Applications (NOLTA2018)*, Vol. 1, pp. 219-222 (2018).
- [28] A. Uchida, K. Amano, M. Inoue, K. Hirano, S. Naito, H. Someya, I. Oowada, T. Kurashige, M. Shiki, S. Yoshimori, K. Yoshimura, and P. Davis, "Fast physical

- random bit generation with chaotic semiconductor lasers,” *Nature Photonics*, Vol. 2, pp. 728-732 (2008).
- [29] R. Sakuraba, K. Iwakawa, K. Kanno, and A. Uchida, ”Tb/s physical random bit generation with bandwidth-enhanced chaos in three-cascaded semiconductor lasers,” *Optics Express*, Vol. 23, No. 2, pp. 1470-1490 (2015).
- [30] A. Argyris, S. Deligiannidis, E. Pikasis, A. Bogris, and D. Syvridis, ”Implementation of 140 Gb/s true random bit generator based on a chaotic photonic integrated circuit,” *Optics Express*, Vol. 18, No. 18, pp. 18763-18768 (2010).
- [31] T. Harayama, S. Sunada, K. Yoshimura, P. Davis, K. Tsuzuki, and A. Uchida, ”Fast nondeterministic random-bit generation using on-chip chaos lasers,” *Physical Review A*, Vol. 83, pp. 031803-1-4(R) (2011).
- [32] S. Sunada, T. Harayama, K. Arai, K. Yoshimura, P. Davis, K. Tsuzuki, and A. Uchida, ”Chaos laser chips with delayed optical feedback using a passive ring waveguide,” *Optics Express*, Vol. 19, No. 7, pp. 5713-5724 (2011).
- [33] R. Takahashi, Y. Akizawa, A. Uchida, T. Harayama, K. Tsuzuki, S. Sunada, K. Arai, K. Yoshimura, and P. Davis, ”Chaos laser chips with delayed optical feedback using a passive ring waveguide,” *Optics Express*, Vol. 22, No. 10, pp. 11727-11740 (2014).
- [34] K. Ugajin, Y. Terashima, K. Iwakawa, A. Uchida, T. Harayama, K. Yoshimura, and M. Inubushi, ”Real-time fast physical random number generator with a photonic integrated circuit,” *Optics Express*, Vol. 25, No. 6, pp. 6511-6523 (2017).
- [35] T. Heil, I. Fischer, W. Elsässer, and A. Gavrielides, ”Dynamics of Semiconductor Lasers Subject to Delayed Optical Feedback: The Short Cavity Regime,” *Physical Review Letters*, Vol. 87, pp. 243901-1-4 (2001).
- [36] T. Heil, I. Fischer, W. Elsässer, B. Krauskopf, K. Green, and A. Gavrielides, ”Delay dynamics of semiconductor lasers with short external cavities: Bifurcation scenarios and mechanisms,” *Physical Review E*, Vol. 67, pp. 066214-1-11 (2003).
- [37] A. Argyris, M. Hamacher, K. E. Chlouverakis, A. Bogris, and D. Syvridis, ”Photonic Integrated Device for Chaos Applications in Communications,” *Physical Review Letters*, Vol. 100, pp. 194101-1-4 (2008).

- [38] J. P. Toomey, D. M. Kane, C. McMahon, A. Argyris, and D. Syvridis, "Integrated semiconductor laser with optical feedback: transition from short to long cavity regime," *Optics Express*, Vol. 23, No. 14, pp. 18754-18762 (2015).
- [39] A. Karsaklian Dal Bosco, K. Kanno, A. Uchida, M. Sciamanna, T. Harayama, and K. Yoshimura, "Cycles of self-pulsations in a photonic integrated circuit," *Physical Review E*, Vol. 92, pp. 062905-1-9 (2015).
- [40] A. Karsaklian Dal Bosco, Y. Akizawa, K. Kanno, A. Uchida, T. Harayama, and K. Yoshimura, "Photonic integrated circuits unveil crisis-induced intermittency," *Optics Express*, Vol. 24, No. 18, pp. 22198-22209 (2016).
- [41] T. Sano, "Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback," *Physical Review A*, Vol. 50, pp. 2719-2726 (1994).
- [42] I. Fischer, G. H. M. van Tartwijk, A. M. Levine, W. Elsässer, E. Göbel, and D. Lenstra, "Fast pulsing and chaotic itinerancy with a drift in the coherence collapse of semiconductor lasers," *Physical Review Letters*, Vol. 76, pp. 220-223 (1996).
- [43] M. Sciamanna, A. Tabaka, H. Thienpont, and K. Panajotov, "Intensity behavior underlying pulse packages in semiconductor lasers that are subject to optical feedback," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 22, No.4 pp. 777-785 (2005).
- [44] W. Ray, W-S. Lam, P. N. Guzdar, and R. Roy, "Observation of chaotic itinerancy in the light and carrier dynamics of a semiconductor laser with optical feedback," *Physical Review E*, Vol. 73, pp. 026219-1-5 (2006).
- [45] K. Hicke, X. Porte, and I. Fischer, "Characterizing the deterministic nature of individual power dropouts in semiconductor lasers subject to delayed feedback," *Physical Review E*, Vol. 88, pp. 052904-1-6 (2013).
- [46] D. Brunner, M. C. Soriano, X. Porte, and I. Fischer, "Experimental Phase-Space Tomography of Semiconductor Laser Dynamics," *Physical Review Letters*, Vol. 115, pp. 053901-1-5 (2008).
- [47] T. Heil, I. Fischer, W. Elsässer, J. Mulet, and C. R. Mirasso, "Chaos Synchronization and Spontaneous Symmetry-Breaking in Symmetrically Delay-

- Coupled Semiconductor Lasers,” *Physical Review Letters*, Vol. 86, pp. 795-798 (2001).
- [48] M. Ozaki, H. Someya, T. Mihara, A. Uchida, S. Yoshimori, K. Panajotov, and M. Sciamanna, ”Leader-laggard relationship of chaos synchronization in mutually coupled vertical-cavity surface-emitting lasers with time delay,” *Physical Review E*, Vol. 79, pp. 026210-1–7 (2009).
- [49] I. Wedekind and U. Parlitz, ”Chaos Synchronization and Spontaneous Symmetry-Breaking in Symmetrically Delay-Coupled Semiconductor Lasers,” *International Journal of Bifurcation and Chaos*, Vol. 11, No. 4, 1141-1147 (2001)
- [50] J. F. M. Ávila, R. Vicente, J. R. R. Leite, and C. R. Mirasso, ”Synchronization properties of bidirectionally coupled semiconductor lasers under asymmetric operating conditions,” *Physical Review E*, Vol. 75, pp. 066202-1–6 (2007).
- [51] K. Hicke, D. Brunner, M. C. Soriano, and I. Fischer, ”Role of dynamical injection locking and characteristic pulse events for low frequency fluctuations in semiconductor lasers,” *Chaos*, Vol. 27, pp. 114307-1–10 (2017).
- [52] A. Argyris, E. Grivas, M. Hamacher, A. Bogris, and D. Syvridis, ”Chaos-on-a-chip secures data transmission in optical fiber links,” *Optics Express*, Vol. 18, No. 5, pp. 5188-5198 (2010).
- [53] H.-J. Wünsche, S. Bauer, J. Kreissl, O. Ushakov, N. Korneyev, F. Henneberger, E. Wille, H. Erzgräber, M. Peil, W. Elsässer, ”Synchronization of Delay-Coupled Oscillators: A Study of Semiconductor Lasers,” *Physical Review Letters*, Vol. 94, pp. 163901-1–4 (2005).
- [54] K. Hicke, O. D’Huys, V. Flunkert, E. Schöll, J. Danckaert, and I. Fischer, ”Mismatch and synchronization: Influence of asymmetries in systems of two delay-coupled lasers,” *Physical Review E*, Vol. 83, pp. 056211-1–11 (2011).
- [55] M. Peil, L. Larger, and I. Fischer, ”Versatile and robust chaos synchronization phenomena imposed by delayed shared feedback coupling,” *Physical Review E*, Vol. 76, pp. 045201-1–4(R) (2007).
- [56] J. T-Alsina, J. H. Garcia-Lopes, M. C. Torrent, and J. G-Ojalvo, ”Dual-lag synchronization between coupled chaotic lasers due to path-delay interference,” *Chaos*, Vol. 21, pp. 043102-1–7 (2011).

- [57] J. M. Buldú, T. Heil, I. Fischer, M. C. Torrent, and J. G-Ojalvo, "Episodic Synchronization via Dynamic Injection," *Physical Review Letters*, Vol. 96, pp. 024102-1-4 (2006).
- [58] R. Lang and K. Kobayashi, "External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, No. 3, pp. 347-355 (1980).