

Title	光ファイバ中の非線形光学効果に基づく超高速光伝送処理技術の研究
Author(s)	神野, 正彦
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3106836">https://doi.org/10.11501/3106836</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

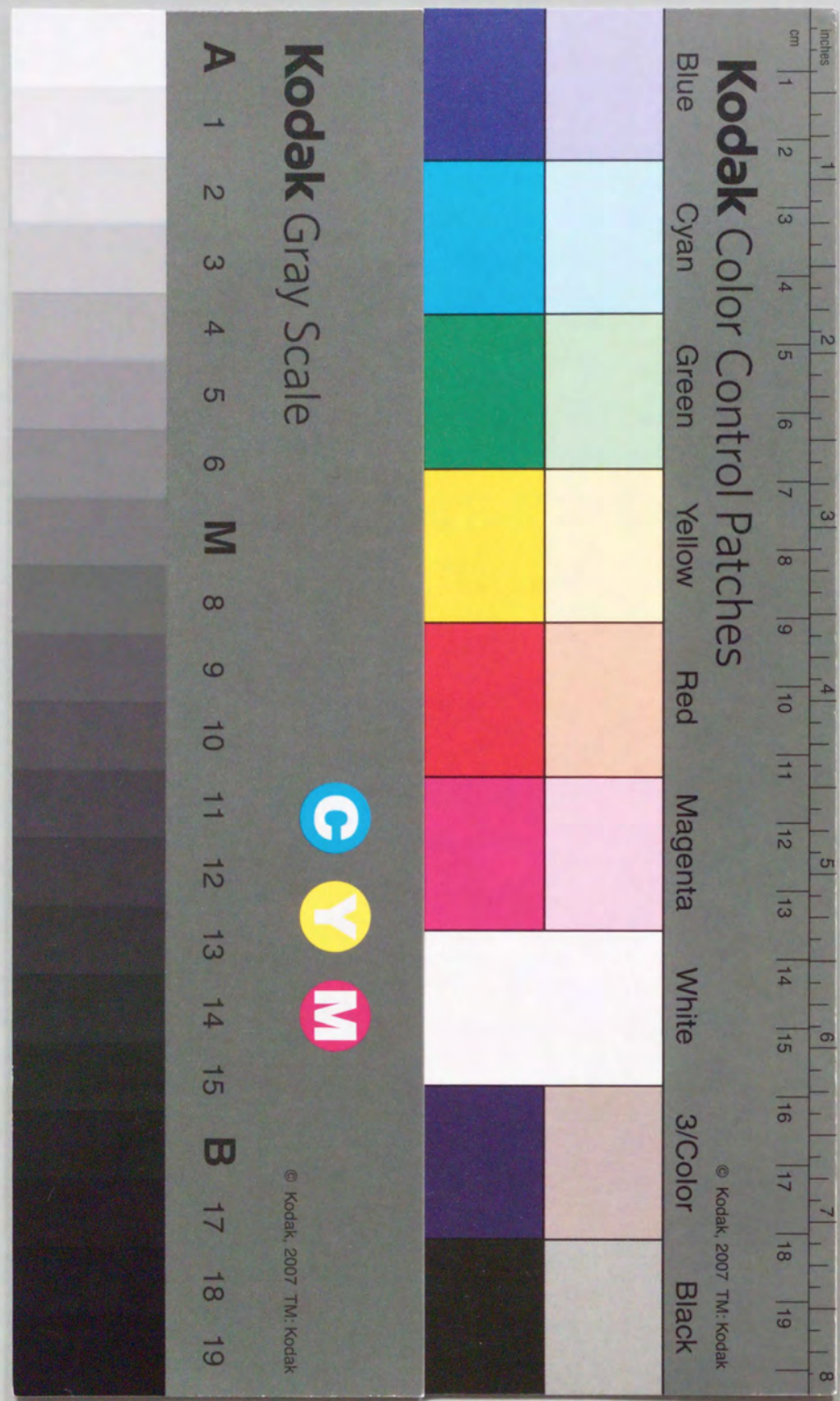
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University



「光ファイバ中の非線形光学効果に基づく  
超高速光伝送処理技術の研究」

神野 正彦





①

「光ファイバ中の非線形光学効果に基づく  
超高速光伝送処理技術の研究」

神野 正彦



## 目次

目次 .....	i
第1章 序論 .....	1
1.1 光ファイバ通信システムの発展と課題 .....	1
1.1.1 従来の多重伝送技術とその問題点 .....	1
1.1.2 光時分割多重伝送方式の構成と課題 .....	3
1.2 非線形光学応用技術の発展と課題 .....	5
1.2.1 高速非線形光学効果 .....	5
1.2.2 光 Kerr スイッチ応用技術の課題 .....	7
1.3 本研究の目的 .....	9
1.4 本論文の構成 .....	10
参考文献 .....	11
第2章 非線形ファイバ Sagnac 干渉計スイッチの基本特性 .....	13
2.1 光ファイバ中の自己/相互位相変調効果 .....	13
2.2 非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理 .....	16
2.3 原理確認実験 .....	24
2.3.1 連続波入射によるスイッチング窓形状の観測 .....	24
2.3.2 ウォークオフの効果 .....	27
2.3.3 光パルスのスイッチング及び論理ゲート動作 .....	30
2.4 まとめ .....	33
参考文献 .....	33
第3章 分散と自己/相互位相変調の相互作用 .....	35
3.1 群速度分散による特性劣下の発生機構 .....	35
3.2 結合非線形波動方程式の数値解析手法 .....	38
3.3 数値計算結果 .....	41
3.3.1 ウォークオフがない場合のスイッチング特性 .....	41
3.3.2 ウォークオフがある場合のスイッチング特性 .....	46
3.4 まとめ .....	52
参考文献 .....	53
第4章 相互位相変調に伴うスペクトル変化 .....	54
4.1 出力光に誘起されるスペクトル変化の解析 .....	54
4.2 実験によるスペクトル変化の検証 .....	57
4.2.1 ウォークオフがない場合のスペクトル変化 .....	57
4.2.2 ウォークオフがある場合のスペクトル変化 .....	60
4.3 まとめ .....	62
参考文献 .....	63
第5章 タイミングジッタによる符号誤り .....	64
5.1 ジッタによる符号誤りの発生機構 .....	64
5.2 利得スイッチ半導体レーザーが発生するジッタ .....	67



5.2.1 相関ジッタと非相関ジッタ .....	67
5.2.2 RFパワースペクトルによるジッタ測定 .....	69
5.2.3 相関/非相関ジッタとパルス幅の関係 .....	71
5.3 符号誤り率測定による検証 .....	73
5.4 まとめ .....	76
参考文献 .....	77
第6章 光時分割多重伝送処理回路への適用 .....	78
6.1 全光時分割多重回路 .....	78
6.1.1 全光時分割多重回路の原理 .....	78
6.1.2 全光時分割多重実験 .....	82
6.1.3 RFパワースペクトル測定による検証 .....	84
6.2 全光再生中継回路 .....	86
6.2.1 全光再生中継回路の原理 .....	86
6.2.2 再生実験と符号誤り率測定による動作確認 .....	88
6.3 全光時分割分離回路 .....	90
6.3.1 全光時分割分離回路の原理 .....	90
6.3.2 クロストークの影響 .....	92
6.3.3 全光時分割分離実験 .....	98
6.3.4 全光時分割分離回路の設計 .....	101
6.4 平面光波回路技術による部分集積化 .....	103
6.4.1 非線形 Sagnac 干渉計スイッチのための平面光波回路 .....	103
6.4.2 全光時分割分離実験による機能確認 .....	105
6.5 まとめ .....	106
参考文献 .....	107
第7章 結論 .....	109
参考文献 .....	112
謝辞 .....	113
付録 .....	114
A-1 光ファイバ中の結合非線形波動方程式の導出 .....	114
A-2 分散と損失が無視できるときの (A1.29)、(A1.30) 式の解の導出 .....	120
A-3 クロストークによるパワーペナルティの導出 .....	122
参考文献 .....	123
本研究に関する論文リスト .....	124

## 第1章 序論

光ファイバ通信技術の発展の歴史は、LSI技術に代表される電子回路技術に支えられた高速化(時分割多重化)の歴史でもあった。しかし、情報量の爆発的増加が予想されるマルチメディア情報通信時代を間近に控えた今、電子回路技術による大容量化には限界が見え始めてきている。一方、光技術は、フェムト秒光パルス発生に見られるように、サブピコ秒オーダーの潜在的処理能力を有しており、光通信の一層の高速化に大いに寄与する可能性がある。本章では、光領域における超高速処理技術に基づく光時分割多重伝送処理方式について述べ、これを実現するための課題を整理する。

以上の認識をもとに、本研究の目的が、従来の光伝送技術に光処理の方法を導入することで、電子回路の動作速度制限によるボトルネックを打破し、現実的な光パワーレベルで数10~100 Gbit/sの伝送速度を実現するための超高速光伝送処理の基本技術を確立することにあることが示される。

### 1.1 光ファイバ通信システムの発展と課題

#### 1.1.1 従来の多重伝送技術とその問題点

光ファイバ通信技術は、1970年代初頭、GaAs半導体レーザの室温連続発振と損失20 dB/kmの光ファイバの実現によって幕を開けた。日本においても、その後の数年間の要素技術の開発の後、早くも1975年には、波長850 nmの半導体レーザと多モードファイバを用い、伝送速度数10 Mb/sにおいて10数kmの無中継伝送に成功している。その後、より低損失な長波長帯の開拓、モード分散による波形広がりのない単一モードファイバの導入、高速変調時にも単一縦モード発振を維持する動的単一縦モード半導体レーザの開発、さらに最近では低雑音、高利得な希土類添加ファイバ増幅器の開発等、次々に技術的課題を解決し、順調に伝送速度を増加させてきた<sup>1)</sup>。1990年には、伝送速度2.5 Gb/sの超高速光ファイバ伝送システムの商用導入に至っている。このシステムの光ファイバ1本当りの伝送容量は64 kb/sの電話回線に換算すると32,256回線に相当し、時分割多重による大容量化によってもたらされる伝送コスト削減に大きく貢献している。

このような光ファイバ伝送の超高速化における長足の進歩を、光ファイバや半導体レーザ等の光技術とともに支えてきたのは、SiやGaAsの半導体微細加工技術を中心とする超高速集積回路技術であった<sup>2)</sup>。時分割多重伝送システムに必要とされる集積回路はその速度や規模の点で様々であるが、なかでも中継装置用には、伝送速度と同程度の速度で動作可能な、等化増幅回路、識別/タイミング回路、時分割多重/分離回路等を実現するための超高速集積回路が必要になる。これらの中小規模の超高速集積回路はSiバイポーラ集積回路技術やGaAs集積回路技術を用いて達成されてきた。これまで、10 Gb/sで動作可能な超高速集積回路が開発され、1995年、商用導入予定の10 Gb/s光ファイバ伝送システムを支える重要な技術となっている。



一方、今後、情報通信の主流となるであろうマルチメディア通信においては、これまでの音声を中心としたサービスの基盤となっている ISDN (Integrated Services Digital Network) における 64 kb/s の基本インターフェースとは桁違いに大容量のユーザ網インターフェース (数 10 Mb/s 以上) の大量提供が必要であろうことが予想されている。これは、将来のマルチメディア通信においては、音声のみならず、動画を含み画像情報や、パスト的に発生する大量のデータ情報がやりとりされるからである。これらの新しいサービスには、ビデオ・オン・デマンド、遠隔地会議、遠隔地授業、遠隔地医療診断、高速コンピュータ通信等が挙げられる。さらには、情報社会基盤として急速に浸透しつつあるインターネットのバックボーンネットワークとして、現在 2.5 Gb/s あるいは 10 Gb/s の伝送路利用実験が行われているところであるが、今後のコンピュータ通信需要の増加を考えると 10 Gb/s 以上の伝送容量の提供が必要となるであろうことは容易に想像できる。このようなマルチメディア時代においても通信容量を意識させない情報通信システムを構築するためには、数 10 から 100 Gb/s 以上の超大容量伝送技術を確立することが必須である。

このような 100 Gb/s 級の伝送容量をもつ超大容量伝送システムの基盤となる多重化技術は何であろうか、というのが本節の主題である。まず、これまで多重化技術の主役であった電子回路技術について議論しよう。超高速集積回路の動作速度の上限は、これを構成するトランジスタ自体の動作速度でほぼ決定される。集積回路を構成するトランジスタは、集積回路に要求される動作ビットレートの 4 倍から 5 倍のカットオフ周波数を持つことが求められる。例えば 100 Gb/s 級の集積回路には 400 から 500 GHz のカットオフ周波数をもつトランジスタが必須であるが、HBT や HEMT を用いてもこれを達成するのは極めて難しい。また、40 GHz 以上の領域では、寄生容量の影響が非常に厳しくなるとともに、実装 (結線、パッケージング) や試験測定法に関して現状技術レベルからの大きな飛躍が必要不可欠である。さらに、100 Gb/s で動作する変調器と受光素子の開発も必須となる。このように、100 Gb/s 級の伝送容量を従来の電子回路技術の延長線上の技術で実現するのは、困難を極めると言わざるを得ない。

一方、電子回路技術を用いた超大容量化におけるこのような問題を、光領域で多重化をおこなうことにより回避しようとする考え方がある。これらは、光波長 (周波数) 多重伝送方式、光時分割多重方式として、それぞれ知られている。前者の光波長多重伝送方式は、各々のチャンネルを波長 (光周波数) の異なる光波に割り当てる方式で、無線伝送において極めてポピュラーな方式である。多重には光カップラか光フィルタ、分離には光フィルタを用いる。後者の光時分割多重方式は、デューティ比 (光パルスの持続時間と繰り返し周期の比) の小さい複数の光パルス列を各々のチャンネルの信号で変調し、それらを時間的にずらしながら合波する方式である。多重には光カップラか高速光スイッチ、分離には高速光スイッチをそれぞれ用いる。いずれの方式も、多重前と分離後の各チャンネルの伝送速度、変調器、受光回路の動作速度を低く設定することができ、電子回路に起因する動作速度制限を回避できるという特長を有している。光波長多重伝送方式と光時分割多重方式のうち、いずれの方式が将来の通信ネットワークの主役となるかについては、現時点では議論の分かれるところであるが、おそらく互いに他を補いながら将来のネットワークを築いていくことになるであろう。

本研究は、光時分割多重方式に注目し、その極限性能を極めるべく要素技術の開拓を進めるものである。

### 1.1.2 光時分割多重伝送方式の構成と課題

光信号を光領域で時分割多重しようというアイデアは、早くも 1970 年前後に T. S. Kinzel<sup>3</sup> や、F. S. Chen<sup>4</sup> によって提案されている。しかし、この方式は良質な極短光パルスと高速の光スイッチを必要とすることから、実際に現実的なシステムの実証実験が行われたのは、1980 年代後半に入ってからである<sup>5, 6</sup>。図 1-1 に R. S. Tucker らにより 1987 年に行われた光時分割多重伝送の実験の構成を示す<sup>6, 7</sup>。彼等の光時分割多重回路は、モード同期半導体レーザと、光強度変調器、光ファイバカップラからなる。4 台のモード同期半導体レーザから発生させた繰り返し周波数 4 GHz の短光パルス列は、強度変調器を用いてそれぞれ変調され、4 チャンネルの光信号列となる。これらは適当な遅延を与えられた後、ツリー状に配した光ファイバカップラで合波され、16 Gb/s に時分割多重された光信号列を形成する。一方、光時分割分離回路はツリー状に配した 3 台の  $1 \times 2$  LiNbO<sub>3</sub> 光スイッチからなる。これらの光スイッチを駆動する電気クロック電気信号は、分離後の 4 Gb/s の信号から抽出している。彼等の実験は極めて基本的なものではあったが、この実験を通して、符号誤りなしで光時分割多重、伝送、分離ができることを示し、光時分割多重伝送方式の実現の可能性を初めて実証したといえよう。

図 1-2 に光時分割多重伝送システムの基本構成を示し、これを構成する光回路に求められる機能を整理する。まず多重回路では、複数の低ビットレート光信号列から、均一で Fourier 変換限界の光パルスからなる単一の高ビットレート光信号列を発生させることが要求される。ここで、「均一」とは、各光パルスのパルス間隔、パルス振幅、パルス波長、パルス幅、スペクトル幅が等しいことを意味する。多重化された高ビットレートの光信号列は、光ファイバ伝送路を伝搬する。途中、光ファイバの伝送路損失は適当な間隔 (数 10 km) 毎に配置した光増幅器からなる光線形中継器を用いて補われる。長距離のファイバ伝搬と多数個の光増幅器の経路により、分散と非線形効果による波形変形、タイミングジッタ、光増幅器の自然放出光 (ASE: Amplified Spontaneous Emission) 雑音が蓄積される。これらの信号劣化要因は、これらによって引き起こされる符号誤りが許容される伝送品質を下回る前に光再生中継器のもつ識別再生機能により除去される。この機能により、送信光信号と同じ品質の光信号列が再生されるのである。目的地に到達した高ビットレート光信号列は、分離回路により複数の低ビットレート光信号列に変換される。分離回路では、他の

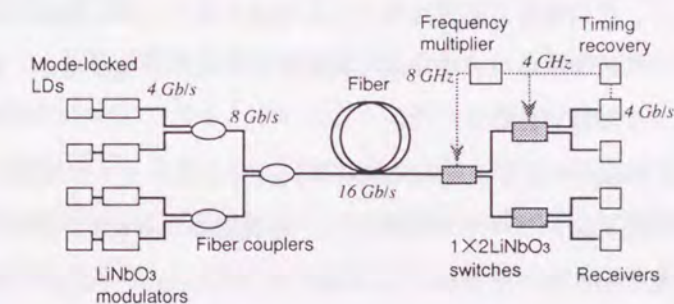


図 1-1 光時分割多重伝送の実験構成 (R. S. Tucker らによる<sup>7)</sup>)

4 台のモード同期半導体レーザから発生させた繰り返し周波数 4 GHz の短光パルス列は、強度変調器を用いてそれぞれ変調され、4 チャンネルの光信号列となる。これらは適当な遅延を与えられた後、光ファイバカップラで合波され、16 Gb/s に時分割多重された光信号列を形成する。光時分割分離回路はツリー状に配した 3 台の  $1 \times 2$  LiNbO<sub>3</sub> 光スイッチからなる。



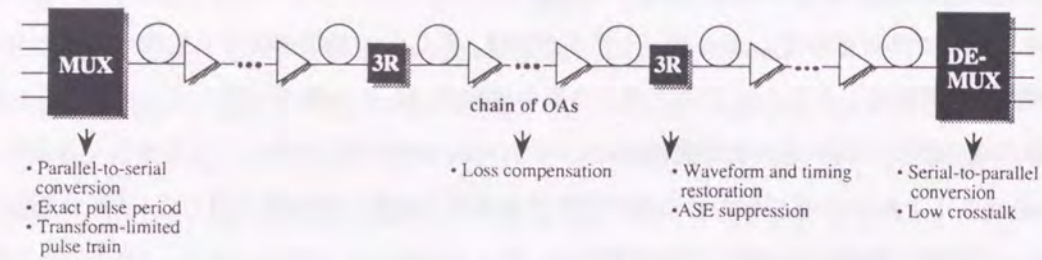


図1-2 光時分割多重伝送システムの基本構成

多重回路では、複数の低ビットレート光信号列から、均一でFourier変換限界の光パルスからなる単一の高ビットレート光信号列を発生させる。光ファイバの伝送路損失は適当な間隔毎に配置した光増幅器からなる光線形中継器を用いて補われる。伝搬中に蓄積される、分散と非線形効果による波形変形、タイミングジッタ、光増幅器の自然放出光雑音は、光再生中継器のもつ識別再生機能により除去される。目的地に到達した高ビットレート光信号列は、分離回路により複数の低ビットレート光信号列に変換される。

タイムスロットからのクロストークを極力少なくすることが求められる。

次に、これまで報告された例を示して、それらの問題点を明らかにする。R. S. Tuckerらによる図1-1に示した実験における光多重回路は、光カップラと光遅延線（あるいは電気遅延線）からなり、パルス間隔とパルス振幅を厳密に揃えることは容易ではない。この意味から、彼等の発生させた高速光信号列は疑似時分割多重化信号といえよう。また、彼等の実験では識別再生機能をもつ光再生中継回路は含まれていない。

光再生中継回路については、これまでわずかに数例の報告があるだけである<sup>9,11</sup>。最初の実験はR. P. Webbにより1986年に行われた。彼はFabry-Perot半導体レーザー増幅器の分散性の双安定を利用したしきい値素子を用いて、140 Mb/sの入力光信号を別に用意した光クロックを用いて識別再生した<sup>9</sup>。入力光信号自身から生成した光クロックを用いた光識別再生は、1988年、C. R. Gilesらにより行われた。彼等はSEED (Self-electro-optic-effect device) の双安定性と自励発振を利用したが、動作速度はわずかに5 kb/sであった<sup>9</sup>。これらに対して、筆者らのグループは1989年、多電極分布帰還形半導体レーザー中の過飽和吸収に基づく、双安定及び自励パルス発振特性を用いて、それまでで最高の200 Mb/sの速度で光クロック生成と識別再生を実現した<sup>10, 11</sup>。しかし、いずれの方法も半導体レーザー中のキャリア寿命により制限され、数Gb/s以上に動作速度を上げることは難しく、電気処理で達成されている速度を凌ぐことは容易ではない。また、信号対雑音比の回復特性や、ジッタ抑圧特性については全く検討がなされていなかった。さらに、再生された光信号の質についての吟味も十分とはいえなかった。

分離回路については、R. S. Tuckerらによる電気光学効果に基づく光スイッチ以外に、1987年、T. Moriokaらにより光ファイバを用いた光Kerrスイッチが提案され、基礎的な分離実験が行われた<sup>12,13</sup>。電気光学効果に基づく光スイッチを分離回路に用いる場合には、多重化されている入力光信号列の伝送速度の1/2の帯域をもつ光スイッチと正弦波電気信号が必要（例えば、100 Gb/sの入力光信号列に対しては50 GHzの電気信号が必要）であるという困難がある<sup>12</sup>。一方、光ファイバ中の光Kerr効果はフェムト秒オーダーの応答速度を持っているので、低繰り返しで、10 ps程度の持続時間の光パルス列を用意できれば、100 Gb/sの入

表1-1 超高速光時分割多重伝送システムを構成する基本諸機能の現状と課題

機能	現状	課題
光多重回路	○光カップラと遅延線による受動的合波 <sup>6</sup>	○高速化(~100 Gb/s) ○パルス間隔、パルス振幅等の均一化 ○Fourier変換限界の出力光パルス ○半導体レーザーによる駆動
光再生中継回路	○Mb/s領域の原理動作確認 <sup>8~11</sup>	○高速化(~100 Gb/s) ○S/N回復特性、ジッタ抑圧特性の解明 ○Fourier変換限界の出力光パルス ○半導体レーザーによる駆動 ○光タイミング抽出
光分離回路	○16 Gb/s から4 Gb/s の分離 <sup>6</sup> (電気光学効果) ○100 ps の光スイッチング <sup>13</sup> (光Kerr効果)	○高速化(~100 Gb/s) ○ジッタ、クロストーク特性の解明 ○半導体レーザーによる駆動 ○光タイミング抽出

力光信号列から所望のタイムスロットの光信号を分離できる可能性がある。いずれにしても、超高ビットレート動作時のジッタ及びクロストークの影響については未検討のままであった。

これらの光機能回路に共通の要求としては、装置化を前提とした現実的なパワーレベルで動作可能なことが挙げられる。これは、例えば、光パルスで動作するような素子の場合、半導体レーザーから発生させる得るパワーレベルの光パルスを用いて駆動可能であるという条件を意味する。

以上述べたように、筆者が光時分割多重伝送システムに関する研究を開始した1988年当時、光時分割多重伝送技術の研究は、ようやくその実現の可能性が示されたばかりであり、基本となる諸機能を光技術を用いてどのように実現していくか、その光機能回路の構成法でさえ十分に明らかにされていなかったのである。超高速光時分割多重伝送システムを構成する基本諸機能と課題を表1-1にまとめる。

## 1.2 非線形光学応用技術の発展と課題

### 1.2.1 高速非線形光学効果

前節までの議論により、電子回路的な速度制限に拘束されない超高速光伝送処理システムを実現するために必要な機能と課題が明らかにされた。それでは、これらの課題を解決し、将来の超高速光伝送処理システムを構築する上で基本となる素子とは、どのようなものが適当なのであろうか。そのような基本素子としては、超高速の非線形光学効果に基づくものがまず有力な候補として挙げられるであろう。本節ではまず、超高速非線形光学効果について概観し、その後、これを利用した光スイッチの現状と課題を整理す

<sup>14</sup> この問題を解決するための一つの方法として、複数の光スイッチを縦列に接続して、個々の変調器の駆動周波数を増加させることなく光スイッチのスイッチング周波数を増加させる方法がある。LiNbO<sub>3</sub>光強度変調器の過変調とこの縦列接続を利用して、50 Gb/sの光信号列の時分割分離が6.25 GHzの正弦電気信号を用いて達成された<sup>14</sup>。



る。

非線形光学効果とは、ある物質に光を入射させたときに、その物質中に誘起される分極が入射光の電界振幅に対して線形に応答せず、電界振幅の2乗、3乗に比例する非線形分極が現れる効果である。Maxwellが電磁気学の体系を作った当初は、分極が入射光の電界振幅に比例するという近似を用い、物質の屈折率や吸収率は入射光の電界振幅に関わらず一定とした。しかし実際には、入射光の光強度が増加すると非線形分極が無視できなくなり、これが原因となって様々な非線形光学効果が現れる。誘起される分極を入射光の電界振幅のべき級数で展開して、 $n$ 次の項を $n$ 次の分極、またそれによって引き起こされる効果を $n$ 次の非線形光学効果と呼ぶ。2次の分極が関係する2次の非線形光学効果には、入射光の周波数の2倍の周波数の光が発生する第2高調波発生や、2つの光が入射したとき両者の周波数の和の周波数が発生する和周波発生がある。また、静電界あるいはマイクロ波をこの場合の一方の光と考えれば、この電界によって物質の屈折率が変化する効果（電気光学効果）も2次の非線形光学効果に含むことができる。3次の光非線形効果には、入射光強度に依存して物質の屈折率が変化する効果（光Kerr効果）、入射光強度に依存して物質の吸収係数が変化する効果、周波数 $\omega_1$ 、 $\omega_2$ 、 $\omega_3$ の3つの光が入射したとき周波数 $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ 等の周波数の光が発生する効果（4波混合）などがある。

これらの非線形光学効果の応答速度はその発現機構によって大きく異なる。石英系光ファイバや $\text{LiNbO}_3$ 等の誘電体中の非線形分極は光電界によって外殻価電子が変位することで生じ、その応答速度はフェムト秒のオーダーに達する。また、半導体中での光吸収に伴うキャリア密度変化による非線形分極はサブナノ秒からナノ秒程度、スペクトルホールバーニングやキャリアヒーティングのキャリア分布変化による非線形分極はサブピコ秒の応答速度を有する。そこで、これらの非線形光学効果をうまく用いれば、入射光、または電界で制御可能な超高速の光機能回路を構成することが可能となる。光ファイバや半導体レーザは、それ自体、導波路構造を有しているため、電界密度、相互作用長を大きくすることができ、従って非線形動作に必要な光強度を低くできるという特長を有している。また製造技術が成熟しているため、これらの物質が本来もつ能力を十分に引き出すことができる。以上のことから、光ファイバや半導体レーザは光制御の超高速光機能回路を構成する素子の有力な候補であろう。一方、先に述べたように $\text{LiNbO}_3$ 中の電気光学効果は、印加する電界に誘起されて物質の屈折率が変化する2次の非線形光学効果であり、主として外部変調器用あるいはスイッチ用に開発されてきた。多くのアプリケーションにおいては、制御光を生成するための電気クロック信号が必要であり、最初から電気クロック信号が利用可能な形で存在しているか、あるいは入力信号光から抽出するなどしている。結局、何らかの形で電気クロック信号は必要であり、電気光学効果を利用する電気制御光スイッチは、光制御信号を新たに生成する必要がない分だけ、シンプルな構成の光機能回路を提供できる可能性を有しているといえる。これは、光時分割多重伝送の最初の実証実験に、この電気光学効果を利用した光スイッチが用いられたことから容易に理解されよう。

このように、将来の超高速光伝送処理システムを構築する上での要素技術の核になるであろう非線形光学効果には種々の候補があり、これまで多くの研究者により様々な角度から検討が加えられてきた。実際、筆者も最近の数年間を、光ファイバ中の非線形光学効果、半導体レーザ中の非線形光学効果、そして電気

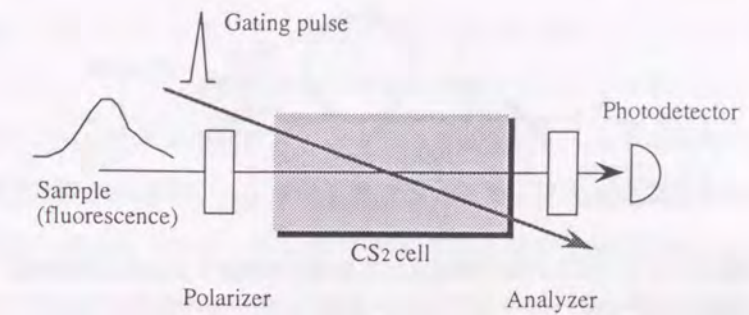


図1-3 時間分解分光用の高速光シャッターの実験配置 (Duguay らによる<sup>15)</sup>)

プローブ光パルス（この場合はDDI色素のピコ秒蛍光）は、ポンプ光パルスの偏光の向きに対して45度傾いた透過軸を持つ偏光子と、Kerr媒質として用いられた $\text{CS}_2$ セルを通過する。ポンプ光パルスを $\text{CS}_2$ セルに入射すると、ポンプ光パルスは $\text{CS}_2$ 内に瞬時的な複屈折をもたらす。プローブ光の内、ポンプ光パルスと時間的に重なる部分だけが検光子を通過し、光検出器に検出される。

光学効果を利用した超高速光機能回路の研究に費やしてきた。本論文は、その中でも、超高速動作が期待できる光ファイバ中の非線形光学効果、具体的には光Kerr効果に焦点を当て、これを利用した超高速光機能回路の実現法についてまとめたものである。次節では、光ファイバ中の光Kerr効果応用技術の1989年当時の状況と課題について述べる。

## 1.2.2 光Kerrスイッチ応用技術の課題

$\text{SiO}_2$ を母材とする光ファイバは中心対称性の媒質であり、この場合、中心的な役割を担う非線形効果は3次の非線形効果である。なかでも、干渉計中に非線形媒質としての光ファイバを配し、入射光強度に依存して光ファイバの屈折率が変化する効果を利用する光ファイバKerrスイッチは、4波混合のようなパラメトリック過程と異なり、スイッチング効率（変換効率）100%を達成することが比較的容易であるという特長をもつ。

光Kerr効果は、DuguayとHansenによって、まず時間分解分光用の高速光シャッターに利用された<sup>15)</sup>。図1-3に典型的な実験配置を示す。プローブ光パルス（この場合はDDI色素のピコ秒蛍光）は、ポンプ光パルスの偏光の向きに対して45度傾いた透過軸を持つ偏光子と、Kerr媒質として用いられた $\text{CS}_2$ セルを通過する。 $\text{CS}_2$ セルの後には検光子を配し、その透過軸の向きを偏光子のそれと互いに直交させる。このため、ポンプ光パルスが入射しないときは、光検出器にはプローブ光は到達しない。ポンプ光パルスを $\text{CS}_2$ セルに入射すると、ポンプ光パルスは $\text{CS}_2$ 内に瞬時的な複屈折をもたらす。これはポンプ光により誘起される屈折率変化の大きさが偏光方向により異なることに由来する。これによりプローブ光パルスの内、ポンプ光の偏光の向きと平行な成分と垂直な成分の間に位相差が生じ、その結果プローブ光の偏光状態が変化する。このため、プローブ光の内、ポンプ光パルスと時間的に重なる部分だけが検光子を通過し、光検出器により検出される。ポンプ光のパルス幅と $\text{CS}_2$ の光Kerr効果の寿命が、プローブ光の持続時間に対して十分短ければ、ポンプ光パルスの時間遅延を変化させて得られた光検出器の信号はプローブ光の時間波形を与えることになる。

$\text{CS}_2$ の光Kerr効果は分子の配向分極により現れ、その緩和時間は2ピコ秒程度である。これに対し、ガ



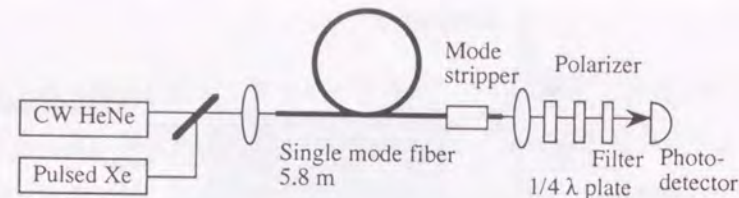


図1-4 相互位相変調によってファイバ中に誘起される複屈折を観測するための実験構成 (R. H. Stolen らによる<sup>16)</sup>)

使用した長さ5.8 mの熔融石英単一モードファイバにはコアの非対称性に起因する生来の複屈折が存在し、入射するポンプ光の直線偏光の向きをこの複屈折の一方の主軸の向きに合わせることで、ポンプ光の偏光状態は直線偏光の状態に保持される。この系は導波路構造を有するファイバを用いたコリニアな系であり、このためポンプ光とプローブ光を分離する手段として波長の異なる光が用いられた。

ラスは外核価電子の変位による電子分極によって光 Kerr 効果が現われる。このため、その応答速度は数フェムト秒のオーダーであるとされ、サブピコ秒の光処理の実現が期待できる。一般に、電子分極による3次の電気感受率の大きさは分子配向分極によるそれより2桁以上小さいが、第2章で詳述するように実効断面積を小さくするか、光 Kerr 媒質の実効作用長を大きくすることで、光 Kerr 効果による位相変化を大きくすることが可能である。

R. H. Stolen と A. Ashkin は1973年、長さ5.8 mの熔融石英単一モードファイバを用いて、相互位相変調によってファイバ中に誘起された複屈折を観測することに初めて成功した<sup>16)</sup>。非線形媒質としての光ファイバは、バルク材料と違って導波構造を有するため、数m以上の長さにわたって数 $10 \mu\text{m}^2$ の実効断面積を維持することが可能という特長を持つ。また、通信用の光ファイバと容易に接続することができるので、光通信システムとの整合性がよいこともその利点として挙げることができる。

図1-4はこのときの実験系である。使用したファイバにはコアの非対称性に起因する生来の複屈折が存在するため、入射するポンプ光の直線偏光の向きをこの複屈折の一方の主軸の向きに合わせることで、ポンプ光の偏光状態は直線偏光の状態に保持される。プローブ光の偏光の向きはこの主軸に対して45度に設定されるが、生来の複屈折のため、ポンプ光が入射されないときでもプローブ光の偏光状態はファイバ伝搬により変化してしまう。検光子の直前におかれた波長板は、これを補償するために用いられた。この系は導波路構造を有するファイバを用いたコリニアな系であり、このためポンプ光とプローブ光を分離する手段として波長の異なる光が用いられた。これに続く1981年の報告では、長さ50 mのファイバを用いて、1 W程度のパワーで100%の Kerr 変調を実現している<sup>17)</sup>。

この報告の中で彼等は、長尺のファイバを用いて必要な光パワーの低減を計る場合に起こる新たな問題点として、次の3点を指摘した。まず、ファイバの持つ複屈折はポンプ光の直線偏光を保持するために有用であるが、一方ではこれがプローブ光の位相回転を引き起こす。その位相回転の大きさはファイバの温度変化や振動により大きく変化し、ファイバ長が長くなるほど動作点の変動が深刻になる。第2に、この複屈折による偏波分散のためプローブ光が2つに分離し、時間分解能が劣化する。彼等はこれらの影響が、使用する複屈折ファイバを2等分し、それらの主軸を90度回転させて融着接続して、全体として複屈折をキャンセルすることで軽減できることを指摘した。第3の問題点として、ポンプ光、及びプローブ光として波長の異なる2つの光を用いたことから、ファイバの群速度分散のため、ポンプ光とプローブ光が分離

し(ウォークオフ)、時間分解能が劣することを挙げた。この問題の解決法として彼等は、ポンプ光とプローブ光の波長を、使用するファイバの零分散波長の両側に配置することを提案した。

以上は光 Kerr 効果を時間分解分光用の高速シャッターとして利用しようとする試みであったが、1980年代に入って光ファイバ通信技術が急速な立ち上がりを見せ始めると、光 Kerr 効果を光論理ゲート<sup>18)</sup>、光サンプリングによる波形観測<sup>19)</sup>、光セルフスイッチング<sup>20,21)</sup>等の高速光信号処理に利用しようとする動きが現われた。1987年になると T. Morioka と M. Saruwatari によって、光ファイバ Kerr スイッチを用いた全光時間多重/分離のデモンストレーションが始めてなされた<sup>12,13)</sup>。彼等はこれらの報告で、2本の複屈折ファイバの主軸を90度回転させて融着接続する構成が、温度変化による動作点変動と偏波分散による時間分解能の劣下の問題を軽減するのに有効であることを実証してみせた。さらに、ポンプ光パルスとプローブ光パルスのウォークオフを積極的に利用すれば矩型のスイッチング窓を実現できることを示し、これによりポンプ光パルスとプローブ光パルスの相対ジッタに対する要求を緩和することができることを指摘した。

T. Morioka らによる先駆的な実験は超高速光信号処理技術の光通信への適用の可能性を十分感させるものではあったが、2本の複屈折ファイバの長さを完全に一致させることは現実には難しく、残存する複屈折による動作点の不安定性の問題は依然として残っていた。また、この残存する複屈折を補償するために必要な位相板も系の構成の複雑化を招いた。また、スイッチングに必要な光ピークパワーを確保するため、ポンプ光パルス光源として大規模な YAG レーザーシステムを用いざるを得なかった。

以上が、筆者が本研究を開始した1988年当時の光 Kerr スイッチ応用技術の研究分野の状況である<sup>12)</sup>。このように、1988年当時は光 Kerr スイッチの駆動パワー低減の試みがまだ緒についたばかりであり、将来の超高速光時分割多重伝送システム構築の鍵となる、半導体レーザーにより駆動可能(低スイッチングパワー)、高安定、かつ超高速(数ピコ秒以下)な全光スイッチの出現が切望されていたのである。

### 1.3 本研究の目的

本研究は、将来のマルチメディア情報通信システムの基盤となる超大容量光伝送システムを構築するための超高速光伝送処理技術を確認することを目的としている。具体的には、超高速光伝送処理技術の核となる基本素子として、本研究の途上で考案した非線形 Sagnac 干渉計スイッチの基本特性をまず明らかにする。さらに、これをベースにして、超高速光伝送システムを構成する基本機能回路—光多重回路、光再生中継回路、光分離回路—の構成法を提案し、その有用性を実験により検証する。本論文において議論される内容の多くは、その対象を非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく光回路に限定するものではなく、広く超高速光伝送処理技術全般に共通する諸問題を解決する上で有益なものとなるであろう。

<sup>12)</sup> 一方、光 Kerr スイッチの発展を支える重要なブレイクスルーがこの年を前後に達成された。それは、実用的な光増幅器、エルビウム添加ファイバ増幅器 (erbium-doped fiber amplifier; EDFA) の出現である<sup>22,23,24)</sup>。光通信システムに使用可能な超高速光スイッチが具備すべき必須条件の一つに、半導体レーザーから発生させた光パルスで駆動可能なことがある。エルビウム添加ファイバ増幅器は、高効率、高利得、高帯域、低雑音、偏波無依存性、半導体レーザー励起可能に加えて、高出力という特質を備え、半導体レーザーから発生させた光パルスの強度を飛躍的に高めることを可能になった。これにより超高速光信号処理の光通信システムへの適用が一気に現実味を帯びることになったのである。



## 1.4 本論文の構成

まず第2章では、低パワー、高安定、かつ超高速な全光スイッチを実現することを目的に、新しい構成の全光スイッチ—非線形Sagnac干渉計スイッチ—を提案し、その基本特性を示す。本全光スイッチは、基本構成としてSagnac干渉計を採用したこと、ならびに非線形媒質として用いる光ファイバの分散値を調整することでウォークオフを制御することを特長とする。以上の技術を用いて、半導体レーザより発生させた短光パルスを用いた全光スイッチングが、はじめて達成される。

これに続く、第3章、第4章、第5章において、非線形Sagnac干渉計スイッチを実用に供する際に必要となる諸特性について、詳細な検討がなされる。

まず、第3章では、干渉計に基づく全光スイッチにおける群速度分散がスイッチング特性に与える影響を、数値解析により明らかにする。ここでは、その影響の大きさを表わす指標としてソリトン次数 $N_s$ が導入される。このソリトン次数 $N_s$ は、光Kerr効果による位相変調の効果と群速度分散による波形広がりとの効果の比に関係する数値であり、これが5より小さくなると、群速度分散の影響が顕著になり、スイッチング特性が劣下することが明らかになる。

続いて第4章では、干渉計に基づく全光スイッチを光再生器として用いる場合に特に重要となる、出力光パルスの質について議論する。この議論により、ウォークオフにより得られる矩型のスイッチング窓を用いれば、入力光のパルス時間波形、中心周波数、スペクトル幅を変えずにスイッチングが可能であることを明らかにされる。

そして第5章では、全光スイッチングにおける光パルス間のタイミングジッタによる符号誤りについて論じられる。また、利得スイッチ半導体レーザにおいて、非相関ジッタの大きさを特定することが極めて重要であることが指摘され、詳細な測定結果が示される。簡単なモデルに基づく解析と測定結果から、利得スイッチ半導体レーザから発生させた短光パルスを用いて、スイッチング窓幅10 ps、符号誤り率 $10^{-12}$ 以下を満足する全光スイッチングが可能であることが示される。

以上の議論から得られた知見に基づき、第6章では非線形Sagnac干渉計スイッチを基本構成要素とする、超高速光機能回路—時分割多重回路、再生中継回路、時分割分離回路—の実現法が提案される。また、符号誤り率測定を含む詳細な実験によって、これらの全光機能回路が、ピコ秒パルスを用いてギガビット毎秒領域で動作可能であることが実証される。さらに、非線形Sagnac干渉計スイッチを実用に供する上で重要となる集積化について論じ、石英系平面導波回路製造技術を用いて部分的に集積化した非線形Sagnac干渉計スイッチについて、その基本特性が示される。以上により、非線形Sagnac干渉計スイッチを利用した光機能回路を用いて数10~数100Gb/sの超高速光伝送システムが構築できる可能性があることが示される。

最後に、第7章において、本研究の成果を要約し、今後の研究の課題をまとめて、本研究の結論とする。本論文の構成と各章の関係を図1-5に示す。

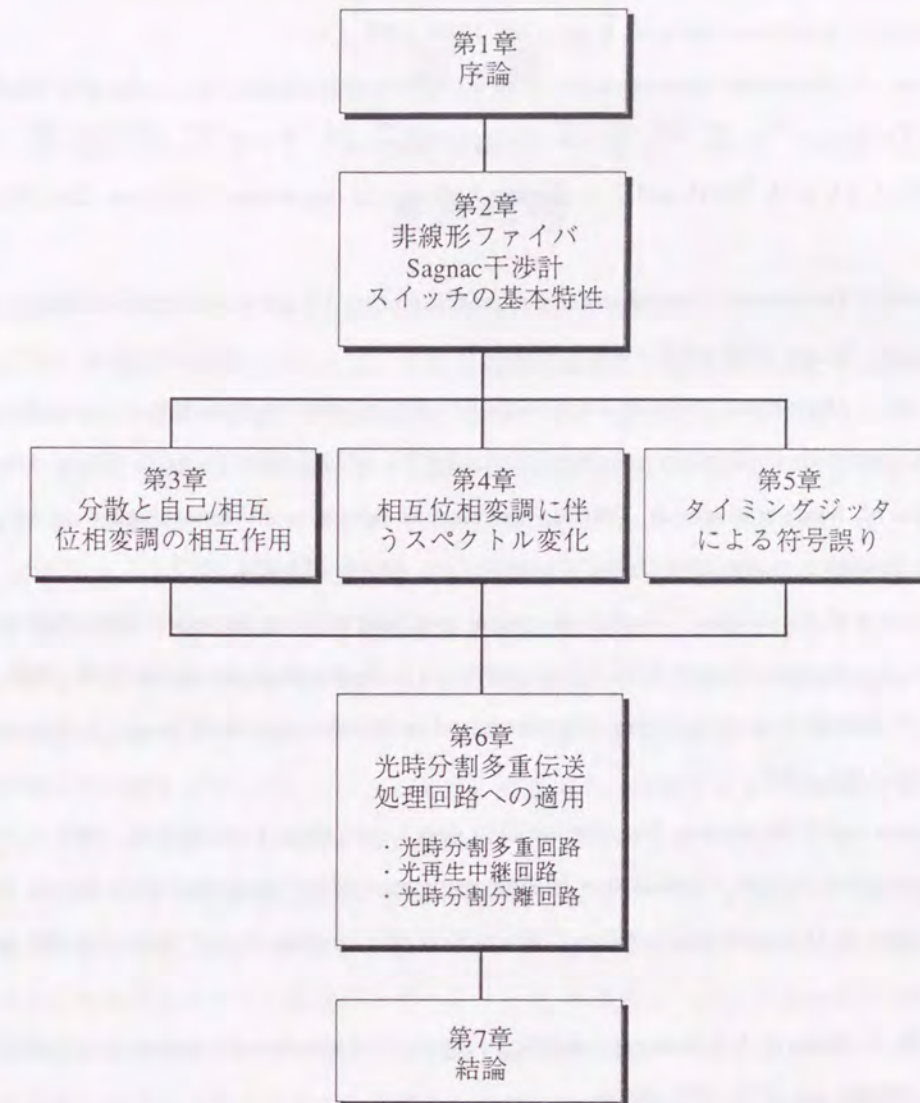


図1-5 本論文の構成

## 参考文献

1. 島田禎晉, "光伝送方式の研究の流れと今後の展開," *NTT R&D*, **40**, pp. 153-160, 1991.
2. 鈴木正雄, "超高速LSI," *NTT R&D*, **40**, pp. 183-190, 1991.
3. T. S. Kinsel and R. T. Denton, "Terminals for a high-speed optical pulse code modulation communication system: II. Optical multiplexing and demultiplexing," *Proc. IEEE*, **56**, pp. 146-154, 1968.
4. F. S. Chen, "Demultiplexers for high-speed optical PCM," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-7**, pp. 24-29, 1971.
5. P. R. Prucnal, M. A. Santoro, S. K. Sehgal, and I. P. Kaminow, "TDMA fiber-optic network with optical processing," *Electron. Lett.*, **22**, pp. 1281-1219, 1986.
6. R. S. Tucker, G. Eisenstein, S. K. Korotky, L. L. Buhl, J. J. Veselka, G. Raybon, B. L. Kasper, and R. C. Alferness, "16-Gb/s fiber transmission experiment using optical time-division multiplexing," *Electron. Lett.*, **23**, pp. 1270-1271, 1987.
7. R. S. Tucker, G. Eisenstein, S. K. Korotky, "Optical time-division multiplexing for very high bit-rate



- transmission," *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 1737-1749, 1988.
8. R. P. Webb, "Experimental demonstration of an all-optical regenerator," *Tech. digest of CLEO '86*, ThU8, 1986.
  9. C. R. Giles, T. Li, T. H. Wood, and C. A. Burrus, "All-optical regenerator," *Electron. Lett.*, **24**, pp. 848-850, 1988.
  10. M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical retiming regenerator using 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength multielectrode DFB LDs," *Electron. Lett.*, **25**, pp. 1332-1333, 1989.
  11. M. Jinno and T. Matsumoto, "Nonlinear operations of 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength multielectrode distributed-feedback laser diodes and their applications for optical processing," *J. of Lightwave Technol.*, **10**, pp. 448-457, 1992.
  12. T. Morioka, M. Saruwatari, and A. Takada, "Ultrafast all-optical multi/demultiplexer utilizing optical Kerr effect in polarization-maintaining fibers," *Electron. Lett.*, **23**, pp. 453-454, 1987.
  13. T. Morioka and M. Saruwatari, "Ultrafast all-optical switching utilizing the optical Kerr effect in polarization-maintaining single-mode fibers," *IEEE J. Selected Areas in Communications*, **6**, pp. 1186-1198, 1988.
  14. M. Jinno, "Ultrafast time-division demultiplexer based on electro-optic on/off gates," *J. Lightwave Technol.*, **10**, pp. 1458-1465, 1992.
  15. M. A. Duguay and J. W. Hansen, "An ultrafast light gate," *Appl. Phys. Lett.*, **15**, 192, 1969.
  16. R. H. Stolen and A. Ashkin, "Optical Kerr effect in glass waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, **22**, pp. 294-296, 1973.
  17. J. M. Dziedzic, R. H. Stolen and A. Askin, "Optical Kerr effect in long fibers," *Appl. Opt.*, **20**, pp. 1403-1406, 1981.
  18. A. Lites, H. A. Haus, F. J. Leouberger, and E. P. Ippen, "An ultrafast all-optical gate," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, pp. 1778-1723, 1983.
  19. K. Kitayama, Y. Kimura, K. Okamoto, and S. Seikai, "Optical sampling using an all-optical Kerr shutter," *Appl. Phys. Lett.*, **46**, pp. 623-625, 1985.
  20. S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco, M. A. Saifi, and P. W. Smith, "Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler," *Appl. Phys. Lett.*, **51**, pp. 1135-1137, 1987.
  21. R. H. Stolen, J. Botineau, and A. Ashkin, "Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers," *Opt. Lett.*, **7**, pp. 512-514, 1982.
  22. S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. I. Laming, "Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, pp. 870-876, 1986.
  23. M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki, "Efficient  $\text{Er}^{3+}$ -doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48  $\mu\text{m}$  InGaAsP laser diode," *Appl. Phys. Lett.*, **54**, pp. 295-297, 1989.
  24. K. Hagimoto, K. Iwatsuki, A. Takada, M. Nakazawa, M. Saruwatari, K. Aida, K. Nakagawa, and M. Horiguchi, "A 212 km non-repeated transmission experiment at 1.8 Gb/s using LD pumped  $\text{Er}^{3+}$ -doped fiber amplifier in an IM/direct-detection repeater system," presented at *Optical Fiber Communication Conference '89*, PD-15, 1989.

## 第2章 非線形ファイバ Sagnac 干渉計スイッチの 基本特性

石英を母材とする光ファイバは、入射光強度に依存して屈折率が変化する効果（光 Kerr 効果）がフェムト秒オーダーの超高速応答性を有し、極低損失でかつ光ファイバ伝送路との整合性も高いことから、早くから超高速光機能回路用材料として注目を集めてきた。ところが石英系光ファイバ中の光 Kerr 効果の効率（3次の電気感受率）はごく小さく、非常に高いピーク光強度が必要であった。スイッチングに必要なピークパワーを低減するためには、使用するファイバ長を長くすればよいが、これによりスイッチの安定性が著しく損なわれてしまう。本章ではこの問題を解決し得る新しい構成の光スイッチ—非線形 Sagnac 干渉計スイッチ—について述べる。非線形 Sagnac 干渉計スイッチは干渉計の2つの腕として、同一ファイバを互いに逆向きに伝搬する2つの経路を用いる。これにより、干渉計の2つの腕として数 km にも及ぶ光ファイバを用いても、これらに等しく加わる、熱や振動等の擾乱の影響を相殺することができ、安定なスイッチングを可能にするのである。この新構成の光スイッチと、時をほぼ同じくして開発された高出力エルビウム添加ファイバ増幅器を用いることで、半導体レーザより発生させた短光パルスを用いた全光スイッチングが、はじめて達成される。

本章第1節では、光ファイバを伝搬し、光 Kerr 効果を通して互いに結び付けられた2つの光波の振るまいを記述する結合非線形波動方程式を導入する。これを用いて、第2節では非線形 Sagnac 干渉計スイッチの基本動作原理を説明する。さらに、第3節では、本スイッチの基本原理を確認するために行った実験について述べる。

### 2.1 光ファイバ中の自己/相互位相変調効果

本研究の対象となる超高速全光機能回路の主要な構成要素である全光スイッチ、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、光ファイバ中を伝搬するプローブ光の位相をポンプ光によって誘起される局所的な屈折率変化（光 Kerr 効果）により変化させることを動作原理としている。本節では、まず、この相互作用を記述する基本方程式である、光ファイバ中の2光波の結合非線形波動方程式について述べる。

光ファイバ中を伝搬する2つの光波の包絡線複素振幅をそれぞれ、 $A$ 、 $B$ とする。これらはそれぞれの光波のパワー  $P_A$ 、 $P_B$  と  $|A| = \sqrt{P_A}$ 、 $|B| = \sqrt{P_B}$  の関係にあるとする。両者の偏光状態が互いに平行な向きの直線偏光であり、光ファイバ伝搬中にそれらの偏光状態が変化しない場合には、両者の相互作用を記述する結



合非線形波動方程式は次式で与えられる (付録 A-1 参照)。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\frac{1}{2}\beta_{2A}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha_A}{2}A = i\gamma_A(|A|^2 + 2|B|^2)A \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \Delta\beta_1\frac{\partial B}{\partial t} + i\frac{1}{2}\beta_{2B}\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \frac{\alpha_B}{2}B = i\gamma_B(2|A|^2 + |B|^2)B \quad (2.2)$$

ここで、 $z$ は光波の伝搬方向の距離、 $t$ は光波Aとともに移動する時間軸<sup>註1</sup>、 $i$ は虚数単位、 $\alpha$ は $P_L/P_0 = \exp(-\alpha L)$ で定義される損失係数 ( $P_L/P_0$ は光波が距離 $L$ だけ伝搬したときの入出力パワー比)である。 $\beta_{1A,B}$ 、 $\beta_{2A,B}$ はファイバの伝搬定数 $\beta(\omega)$ の角周波数 $\omega_A$ 、 $\omega_B$ 近傍での1次微分、2次微分である。 $\beta_{1A,B}$ は単位長さ当たりの群遅延であり、この逆数は光波の群速度 $v_{gA,B}$ に対応する。 $\Delta\beta_1$ は光波AとBの単位長さ当たりの群遅延差 $\beta_{1B} - \beta_{1A}$ を表す。また、 $\beta_{2A,B}$ はパルス広がり支配する分散を表し、群遅延の波長による1次微分で定義される分散値 $D_{A,B} (=d\beta_{1A,B}/d\lambda)$ 、 $\lambda$ は波長)と、 $\beta_{2A,B} = -\lambda^2 D_{A,B}/2\pi c$  ( $c$ は真空中の光速)の関係にある。 $\gamma_{A,B}$ は非線形屈折率変化の大きさを表す指数であり、次式で表される。

$$\gamma_{A,B} \equiv \frac{\omega_{A,B} n_2}{c S_{eff}} \quad (2.3)$$

ただし、 $S_{eff}$ は実行コア断面積であり、モードフィールド径 $w$ を用いて $S_{eff} = \pi w^2$ と考えてよい。 $n_2$ は非線形屈折率効率であり、光ファイバ中の屈折率 $n$ は入射光波パワー $P$ に依存して次のように変化する。

$$n = n_0 + n_2 \frac{P}{S_{eff}} \quad (2.4)$$

これが光 Kerr 効果である。

式 (2.1)、(2.2) の意味するところは以下の通りである。まず光波の光強度に依存しない、線形な効果として、光波A、Bは光ファイバを伝搬するに従い、分散 $\beta_{2A,B}$ による波形変形と、損失あるいは利得 $\alpha$ による振幅変化を受ける。また、光波Bは光波Aに対して時間的に $\Delta\beta$ だけ遅れる、あるいは進む。これはウォークオフと呼ばれる。式 (2.1)、(2.2) の右辺は、光波の光強度に依存する非線形な効果を表している。光波A、Bはそれぞれ、自分自身の光電界によって自分自身が位相変化を受ける (自己位相変調)。また、相手

<sup>註1</sup> 付録A-1では、時間を $t$ 、光波Aとともに移動する時間軸を $T$ を用いて記述したが、パルスの周期との混同を避けるため、本文では、 $t$ を用いて光波Aとともに移動する時間軸を表わすことにする。

の光電界によっても位相変化を受ける (相互位相変調) が、これは自己位相変調の効率の2倍の効率である。非線形屈折率変化の大きさは偏光の向きに依存し、一般に、光波の偏光の向きと直交する方向の非線形屈折率変化の大きさは、平行な方向のそれよりも小さい。これは光 Kerr 効果によって、Kerr 媒質内に局所的な複屈折が生じることを意味する。電子分極により光 Kerr 効果が発現する石英系ファイバの場合、光波A、Bの偏光の向きが互いに垂直の場合には、相互位相変調の効果が1/3になることが知られている<sup>1)</sup>。さらに、複屈折ファイバのように偏光状態によって伝搬定数が異なる (偏波分散) 場合には、偏波分散による波形変化ならびにウォークオフの効果を考慮する必要がある。

(2.1) 式、(2.2) 式は非線形結合偏微分方程式なので、一般的には解析的に解くことは難しく、第4章で述べるような数値的解析に頼らざるを得ない。しかし、分散による波形変化、及び損失が無視できる場合には (2.1) 式、(2.2) 式の $\beta_{2A,B}$ の項を落とせるので、両式はそれぞれ次のように簡単になる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma_A(|A|^2 + 2|B|^2)A \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \Delta\beta_1\frac{\partial B}{\partial t} = i\gamma_B(2|A|^2 + |B|^2)B \quad (2.6)$$

(2.5) 式、(2.6) 式は光波A、Bが光ファイバを伝搬中に自己位相変調と相互位相変調による位相変化のみを被り、波形変化がないこと、また光波Bは波形の時間シフト ( $t - \Delta\beta_1 z$ ) を被るを示している。(2.5) 式、(2.6) 式の解は解析的に次のように求めることができる (付録 A-2 参照)。

$$A(L, t) = A(0, t) e^{i\phi_A(L, t)} \quad (2.7)$$

$$B(L, t) = B(0, t - \Delta\beta_1 L) e^{i\phi_B(L, t - \Delta\beta_1 L)} \quad (2.8)$$

ここで、

$$\phi_A(L, t) = \gamma_A \left[ |A(0, t)|^2 L + 2 \int_0^L |B(0, t - \Delta\beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (2.9)$$

$$\phi_B(L, t) = \gamma_B \left[ |B(0, t)|^2 L + 2 \int_0^L |A(0, t + \Delta\beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (2.10)$$

なお、光波Aをプローブ光、光波Bをポンプ光として扱い、プローブ光Aの光強度が十分弱く、これが誘起する非線形効果が無視できる場合には上式はさらに簡単になって、



$$A(L, t) = A(0, t) \exp \left[ i 2 \gamma_A \int_0^L |B(0, t - \Delta \beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (2.11)$$

$$B(L, t) = B(0, t - \Delta \beta_1 L) \exp \left[ i \gamma_B |B(0, t - \Delta \beta_1 L)|^2 L \right] \quad (2.12)$$

と表わせる。(2.11) 式はプローブ光 A の位相は、ポンプ光 B の瞬時光強度に依存する屈折率変化の、ファイバ長  $L$  にわたる寄与の総和で与えられることを示している。光波 A と B の群速度が等しい (ウォークオフがない) という最も単純な場合には、(2.11) 式はさらに簡単になる。ここで、ポンプ光 B とプローブ光 A が互いに直交する直線偏波の場合には、相互位相変調の大きさが、互いに平行な直線偏波の場合の 1/3 になることを思い出して、それぞれの場合におけるプローブ光 A の変化を示しておくことにする。

$$A_x(L, t) = A_x(0, t) \exp \left[ i 2 \gamma_A |B_x(0, t)|^2 L \right] \quad (2.13)$$

$$A_y(L, t) = A_y(0, t) \exp \left[ i \frac{2}{3} \gamma_A |B_x(0, t)|^2 L \right] \quad (2.14)$$

なお、ここでは、ポンプ光 B の偏波の向きを x 軸方向と仮定し、プローブ光 A の偏光が x 軸方向であるときのプローブ光 A の電界振幅を  $A_x$  で、y 軸方向であるときの電界振幅を  $A_y$  で、それぞれ表した。

## 2.2 非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理

本節では、本研究において新たに提案する全光スイッチ—非線形 Sagnac 干渉計スイッチ—の動作原理について述べるが、その前にまず、本スイッチの構成法を着想するきっかけとなったセルフスイッチ、非線形光ループミラー<sup>2</sup>について、簡単に説明する。

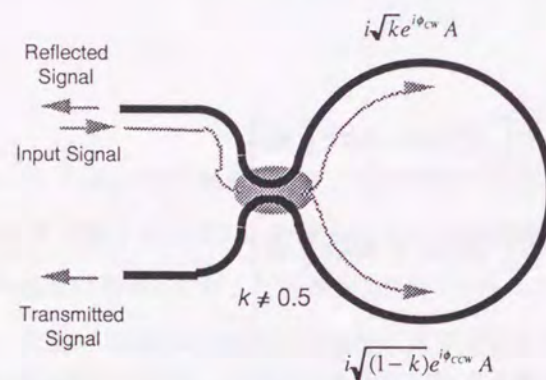


図2-1 非線形光ループミラーの原理図 (N. J. Doran らによる<sup>2)</sup>)

光カップラの分岐比  $k$  が 1:1 からずれている非対称 Sagnac 干渉計の場合には、時計回り光と反時計回り光では光パワーの差異に起因して、蓄積する自己位相変調の大きさに差が生じてくる。その差は入力光のパワーに依存する。すなわち、パワー透過率は、入力光パワーが小さいときには  $1-2k(1-k)$  であるが、入力光パワーとともに増大し、位相差が  $\pi$  になると、パワー透過率は 100% になる。

N. J. Doran と D. Wood は 1988 年、パワー分岐比を 50:50 からずらした非対称 Sagnac 干渉計を用いたセルフスイッチの構成を提案した<sup>2)</sup>。ここで、セルフスイッチとは、入力光パルスのピークパワーの大きさに依存して、入力光パルスの行き先が切り替わる機能を有するスイッチをいい、S. R. Friberg らにより提案された非線形カップラ<sup>3)</sup>や、R. H. Stolen らの非線形偏波回転スイッチ<sup>4)</sup>と同様のスイッチに分類される。N. J. Doran らの提案した構成は、Sagnac 干渉計の 2 本のアームの長さが正確に等しいことから、光ファイバ中の温度変化、振動の影響を相殺できるというユニークな特徴を有する。以下に、その動作原理を簡単に説明する。Sagnac 干渉計は図 2-1 に示すように、 $2 \times 2$  光カップラの 2 つの出力ポートが互いに接続されてループを構成している。今、光カップラのパワー分岐比を  $k:1-k$  とし、(1) ループ内で偏光状態が保持される、(2) 入力光は単発のパルスであり、その持続時間はループ伝搬時間に比べて十分短く、相互位相変調効果は無視できることを仮定する。ポート 1 から入力した光はカップラで二分された後、それぞれ時計回り、反時計回りに光ファイバを伝搬した後、再びカップラで合成される。このとき時計回り、反時計回りに、それぞれ光ファイバを伝搬する光に蓄積される位相変化  $\phi_{cw}$ 、 $\phi_{ccw}$  は、線形な位相変化と自己位相変調による非線形な位相変化の和として、 $\phi_{cw} = n_0 \omega L / c + \gamma k |A|^2 L$ 、 $\phi_{ccw} = n_0 \omega L / c + \gamma (1-k) |A|^2 L$  のように与えられる。ここで、 $L$  はファイバループの長さであり、光カップラ及び光ファイバの損失は無視した。ポート 2 に出力される光の複素振幅  $T$  は時計回りに光ファイバループを伝搬した光  $\sqrt{k} \cdot e^{i\phi_{cw}} \cdot \sqrt{k} A$  と反時計回りに伝搬した光  $i\sqrt{1-k} \cdot e^{i\phi_{ccw}} \cdot i\sqrt{1-k} A$  の和で表わされる。従ってそのパワーは、次のように表わすことができる。

$$|T_r|^2 = \left[ 1 - 2k(1-k) \{ 1 + \cos \gamma(2k-1) |A|^2 L \} \right] |A|^2 \quad (2.15)$$

$$|R_r|^2 = |A|^2 - |T_r|^2 \quad (2.16)$$

よく知られているように、Sagnac 干渉計においては線形な領域では  $\phi_{cw}$ 、 $\phi_{ccw}$  は等しく、パワー透過率  $|T_r|^2 / |A|^2$  は入力光パワーに関わらず、カップラのパワー分岐比  $k$  で決まる一定の値  $1-2k(1-k)$  を持つ。特に  $k=0.5$  の場合には、反射率  $|R_r|^2 / |A|^2$  は 100% になり、鏡のように振る舞う。これが、Sagnac 干渉計がループミラーと呼ばれる由縁である。しかし、自己位相変調による位相変化の大きさが  $\pi$  に比して無視できないとき、光カップラの分岐比  $k$  が 1:1 からずれている非対称 Sagnac 干渉計の場合には、時計回り光と反時計回り光では光パワーの差異に起因して、蓄積する自己位相変調の大きさに差が生じてくる。その差  $\gamma(2k-1) |A|^2 L$  は入力光のパワーに依存する。すなわち、パワー透過率は、入力光パワーが小さいときには  $1-2k(1-k)$  であるが (例えば、 $k=0.45$  のとき、パワー透過率は 1%、パワー反射率は 99%)、入力光パワーとともに増大し、位相差が  $\pi$  になると、パワー透過率は 100% になる。すなわち、このスイッチは入射する光の強度に依存して行き先が切り替わる。これが非対称 Sagnac 干渉計を用いたセルフスイッチの原理である。N. J. Doran らはこれを非線形光ループミラー (NOLM: Nonlinear Optical Loop Mirror) と称した。前述のように、このセルフスイッチは Sagnac 干渉計に基づいていることから、温度変化、振動等による位相の



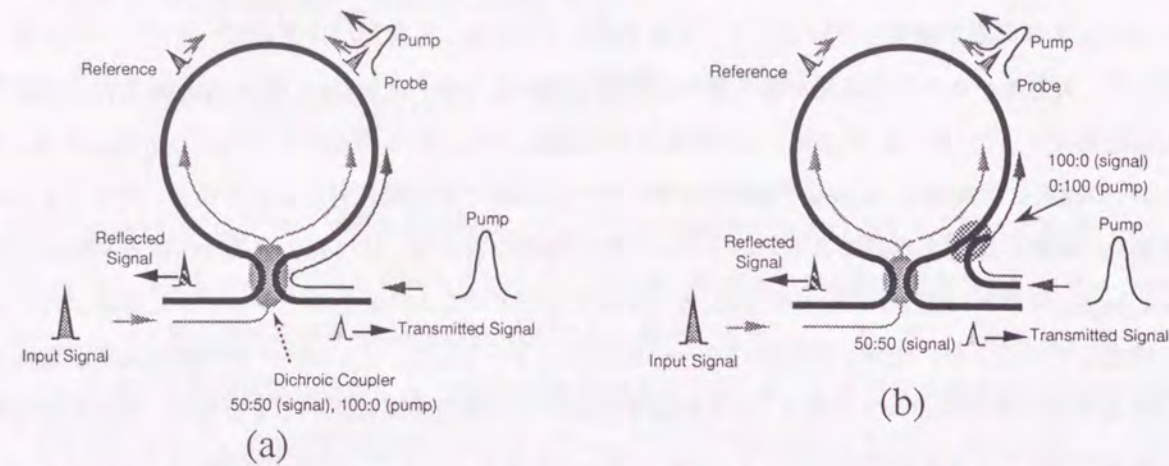


図2-2 非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理図

入力光に対して、100%の反射率を持つ対称 Sagnac 干渉計（プローブ光に対する光カップラの分岐比：50%）の光ファイバループに、何らかの方法で一方の方向に（図では反時計回りに）のみ伝搬するポンプ光パルスを導入し、これにより誘起される局所的な屈折率変化による相互位相変調を用いて、プローブ光と参照光の間のバランスを崩し、入力光を反射から透過にスイッチする。

揺らぎは、時計回り、反時計回りの光にそれぞれ等しく影響を与え、互いに相殺し合うため干渉計の動作点は変動しない。このため1 kmを越える長さの光ファイバをループに用いることができ、スイッチングに必要とされる光パワーの低減に大きく寄与する。

この非線形光ループミラーが非対称 Sagnac 干渉計中の自己位相変調を利用するのに対し、本研究において新たに提案する非線形 Sagnac 干渉計スイッチは対称 Sagnac 干渉計中の相互位相変調効果を利用する。本光スイッチでは、入力光に対して100%の反射率を持つ対称 Sagnac 干渉計（プローブ光に対する光カップラの分岐比  $k=0.5$ ）の光ファイバループに、何らかの方法で一方の方向（例えば反時計回り）にのみ伝搬するポンプ光パルスを導入する。これにより誘起される局所的な屈折率変化による相互位相変調を用いて、プローブ光と参照光の間のバランスを崩し、入力光を反射から透過にスイッチすることを基本動作原理としている<sup>5,6,7</sup>。ここで、プローブ光とは、光カップラで等分された入力光のうち、ポンプ光パルスと同一方向に伝搬する光をいい、参照光とは、ポンプ光パルスと逆方向に伝搬する光をいうことにする。ポンプ光パルスを一方にのみ伝搬させるには、図2-2 (a) のようにパワー分岐比  $k$  が入力光に対しては0.5、ポンプ光パルスに対しては0であるような光カップラを用いるか、同図 (b) のように、ループファイバの一方の端に光カップラを加え、ポンプ光パルスをループに導けばよい。前述の非線形光ループミラーが、自己位相変調効果を利用して入射光自らがその行き先を選択するのに対し、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、相互位相変調効果を利用してポンプ光の有無により行き先が選択されるわけである。対称 Sagnac 干渉計中の相互位相変調効果を利用するこのような光スイッチも、非線形光ループミラー (NOLM) と称されることがある。しかし、非対称 Sagnac 干渉計中の自己位相変調を利用するセルフスイッチとの混同を避けるため、本文中では非線形 Sagnac 干渉計スイッチ (NSIS: Nonlinear fiber Sagnac Interferometer Switch) の呼称を用いることとする。

図2-2を用いて、もう少し詳しく非線形 Sagnac 干渉計スイッチの動作を追ってみる。まず、ポンプ光パルスが入射されていない場合を考える。入力光は光カップラで二分され、互いに逆回りに光ファイバループを伝搬した後、再び光カップラで合波される。時計回り、反時計回りの光、それぞれが感じる光路長は完全に等しいので、光カップラに到達したときの両者の位相差は零である<sup>12</sup>。光カップラのパワー分岐比  $k$  が0.5であれば、(2.16) 式から入力光は、全て入力したポートから出力される（全反射）。今、ポンプ光パルスがループに導入されると、前節で述べたように光 Kerr 効果による局所的な屈折率変化が生じる。この影響をポンプ光パルスと同一方向に伝搬するプローブ光についてまず、考察してみる。簡単のため以下を仮定する。(1) 群速度分散の影響は無視する（従って、ポンプ光パルスと、プローブ光、参照光の波形はループ伝搬中に変化しない）、(2) プローブ光、参照光の強度は弱く、これによる位相変調の効果は無視できる、(3) ポンプ光パルスと、プローブ光、参照光は互いに平行な直線偏光である、(4) 偏光状態はループ伝搬中も保持される。

(2.9) 式から、上記の条件の下でプローブ光 A に誘起される非線形位相変化  $\phi_A$  は、ポンプ光パルス B の包絡線振幅の時間波形を用いて、

$$\phi_A(L, t) = 2\gamma_A \int_0^L |B(0, t - \Delta\beta_1 z)|^2 dz \quad (2.17)$$

のように与えられる。 $\phi_A$  の形状はポンプ光 B の包絡線振幅の時間波形  $B(0, t)$  が特定の関数で表わされる場合には解析的に導き出すことができる。以下では、ポンプ光パルス B の時間波形が Gaussian 波形の場合、及び hyperbolic secant 波形の場合について、非線形位相変化  $\phi_A$  を導出する。まず、 $B(0, t)$  が次式で与えられる Gaussian 波形の場合について考える。

$$B(0, t) = \sqrt{P_B} \exp\left(-\frac{t^2}{2t_B^2}\right) \quad (2.18)$$

ここで、 $P_B$  はポンプ光パルス B のピークパワー、 $t_B$  はパワーがピーク値の  $1/e$  になるパルスの半幅である。なお、パワーがピーク値の  $1/2$  になるパルスの全幅（半値全幅） $T_{FWHM}$  は、Gaussian 波形の場合、 $t_B$  を用いて  $T_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} t_B \cong 1.665 t_B$  のように表わされる。このとき非線形位相変化  $\phi_A$  は、

<sup>12</sup> 厳密には、ループに非対称に加わる振動や温度変化、さらにはループ面内の角加速度（例えば地球の自転）、磁界といった非相反な効果加わる場合には、時計回り、反時計回りの光の間に位相差が生じる。しかし、本非線形 Sagnac 干渉計スイッチの動作点は原理的に、位相差の変化に対して最も感度が低い点に設定されているため、多くの場合、そのような外乱の影響は無視できると考えて良い。



$$\phi_A(L, T) = 2\gamma_A P_B \int_0^L \exp\left[-\left(\frac{t - \Delta\beta_1 z}{t_B}\right)^2\right] dz \quad (2.19)$$

で与えられる。ここで、 $v = (t - \Delta\beta_1 z) / t_B$  の変数変換を行い、次式で定義される誤差関数  $\text{erf}(u)$

$$\text{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-v^2) dv \quad (2.20)$$

を用いれば、(2.19) 式は、

$$\phi_A(L, t) = 2\sqrt{\pi}\gamma_A P_B L \left(\frac{t_B}{t_w}\right) \left\{ \frac{1}{2} \left[ \text{erf}\left(\frac{t}{t_B}\right) - \text{erf}\left(\frac{t - t_w}{t_B}\right) \right] \right\} \quad (2.21)$$

と書き表わすことができる。ただし、 $t_w$  は  $\Delta\beta_1 L$  で定義されるウォークオフ時間であり、光波 A と B が光ファイバを距離  $L$  だけ伝搬したとき、両者の群速度差に起因して生じる時間遅延差を表わす。

(2.19) 式から分かるようにポンプ光 B とプローブ光 A の間に群速度差がない場合 ( $\Delta\beta_1 = 0$ )、非線形位相変化  $\phi_A$  の形状は、

$$\phi_A(L, t) = 2\gamma_A P_B L \exp\left[-\left(\frac{t}{t_B}\right)^2\right] \quad (2.22)$$

となり、ピークパワー、あるいはファイバ長が増大するほど得られる位相変化のピーク値は大きくなる。また、位相変化の時間形状は、ポンプ光 B のパワー時間波形の形状そのままである。 $\Delta\beta_1$  が存在して長さ  $L$  の光ファイバを伝搬後の遅延時間差  $t_w$  が  $2t_B$  に比べて大きくなると、 $\phi_A$  の形状は矩形に近づき、非線形位相変化が時間に対して一定の部分が見られる。位相差が最大になるのは  $t = t_w/2$  のときで、このときの位相差の最大値  $\phi_{\max}$  は、

$$\phi_{\max} = 2\sqrt{\pi}\gamma_A P_B L \left(\frac{t_B}{t_w}\right) \text{erf}\left(\frac{t_w}{2t_B}\right) \quad (2.23)$$

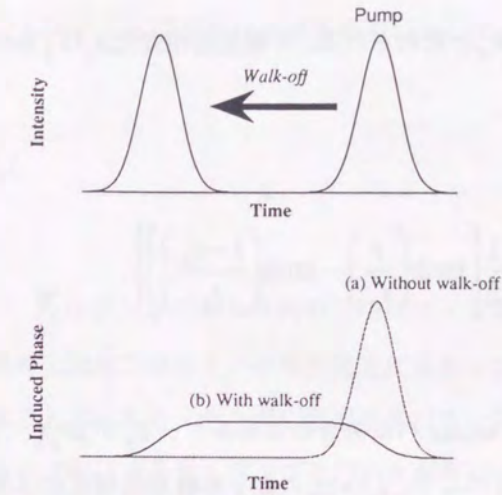


図2-3 ポンプ光パルスによりプローブ光に誘起される位相変化の時間波形

入力光とポンプ光パルスがそれぞれ異なる群速度をもつと、両者はループ伝搬中に位置ずれを起こす(ウォークオフ)。このため、プローブ光に誘起される位相変化の時間波形はウォークオフの量により異なり、ウォークオフがポンプ光のパルス幅より大きくなると、位相変化の時間波形は矩形に近づく。波形 a はウォークオフがない場合、b はウォークオフが  $t_B$  (ポンプ光パルスのパワーがピーク値の  $1/e$  になるパルスの半幅) の 8 倍の場合をそれぞれ示している。波形 b では得られる位相の最大値は  $\sqrt{\pi}/8$  倍に減少する。

で与えられる。 $t_w$  が  $2t_B$  より大きくなると  $\text{erf}(t_w/2t_B)$  は 1 に近づくこと、及び (2.21) 式で与えられた Gaussian パルス B のエネルギー  $E_B$  が  $\pi^{1/2} P_B t_B$  で表わされることに注意すると、 $t_w \gg 2t_B$  のとき、平坦な非線形位相変化の高さは、ファイバ長にかかわらず、次式で表わされる一定値をとることがわかる<sup>8)</sup>。

$$\phi_{\max} |_{t_w \gg 2t_B} = 2\sqrt{\pi}\gamma_A P_B L \left(\frac{t_B}{t_w}\right) = \frac{2\gamma_A E_B}{\Delta\beta_1} \quad (2.24)$$

この様子を図 2-3 に示す。横軸は時間、縦軸は位相変化を表わしている。(a) はウォークオフがない場合、(b) はウォークオフが  $t_B$  の 8 倍の場合をそれぞれ示している。(b) のようにウォークオフがパルス幅よりも十分大きな場合に得られる位相変化の最大値は、ウォークオフがない場合の  $\sqrt{\pi} t_B / t_w$  ( $= \sqrt{\pi} T_{FWHM} / 2\sqrt{\ln 2} t_w = 1.06 T_{FWHM} / t_w$ ) 倍になる。

次にポンプ光 B の包絡線振幅の時間波形  $B(0, t)$  が次式で与えられる hyperbolic secant 波形の場合について考える。

$$B(0, t) = \sqrt{P_B} \text{sech}\left(\frac{t}{t_B}\right) \quad (2.25)$$

この場合は、パワーがピーク値の  $1/2$  になるパルスの全幅(半値全幅)  $T_{FWHM}$  は  $t_B$  を用いて、



$T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) t_B \cong 1.763 t_B$ と表わされる。非線形位相変化 $\phi_A$ は $\int \text{sech}^2(u) du = \tanh(u)$ の関係を利用すれば、次のように求められる。

$$\phi_A(L, t) = 4\gamma_A P_B L \left( \frac{t_B}{t_w} \right) \left\{ \frac{1}{2} \left[ \tanh\left(\frac{t}{t_B}\right) - \tanh\left(\frac{t-t_w}{t_B}\right) \right] \right\} \quad (2.26)$$

(2.26) 式で与えられた hyperbolic secant パルス B のエネルギー  $E_B$  が  $2P_B t_B$  で表わされることに注意すると、Gaussian 波形のときと同様の考察により、 $t_w \gg 2t_B$  のとき非線形位相変化は次式で表わされる一定値をとることが分かる。

$$\phi_{\max}|_{t_w \gg 2t_B} = 4\gamma_A P_B L \left( \frac{t_B}{t_w} \right) = \frac{2\gamma_A E_B}{\Delta\beta_1} \quad (2.27)$$

この値はウォークオフがないとき得られる位相の最大値の  $2t_B/t_w$  ( $= T_{FWHM}/t_w \ln(1 + \sqrt{2}) \approx 1.13 T_{FWHM}/t_w$ ) 倍である。

次に、ポンプ光パルスと逆向きにファイバを伝搬する参照光 C の非線形位相変化 $\phi_C$ について考察する。まず、ポンプ光パルスは単発で、参照光はループを1周する間にポンプ光パルスと一度だけ擦れ違う場合を考える。このときの位相変化 $\phi_C$ は

$$\phi_C(L, t) = 2\gamma_A \int_0^L |B(0, t - L\beta_{1B} + \{2\beta_{1B} - \Delta\beta_1\}z)|^2 dz \quad (2.28)$$

となる。位相変化 $\phi_C$ の形状は時間幅 $2\beta_{1B}L$ の矩形となり、その高さは、プローブ光の場合と同様の考察により、

$$\phi_{\max}|_{t_w \gg 2t_B} = \frac{\gamma_A E_B}{\beta_{1B}} \quad (2.29)$$

となる。ここで、 $\Delta\beta_1$ は $\beta_{1B}$ に比べて十分小さいとして無視した。一方、ポンプ光パルスが単発ではなく、周期 $T$ の繰り返しパルス列であり、周期 $T$ がループ伝搬時間 $\beta_{1B}L$ より十分場合には、ループ中にポンプ光パルスが同時に多数存在する。ポンプ光パルスと逆向きに伝搬する参照光は、ループを1周する間に $2\beta_{1B}L/T$ 個のポンプ光パルスと擦れ違い、相互位相変調を受けるので、参照光の感じる全位相変化量は、(2.29)式

で与えられる個々のポンプ光パルスによる位相変化の寄与の総和として、

$$\phi_C = \frac{2\gamma_A E_B L}{T} = 2\gamma_A \bar{P}_B L \quad (2.30)$$

と表わすことができる。ここで、 $\bar{P}_B$ はポンプ光パルス列の平均パワーである。これは、参照光の感じる位相変化は、ポンプ光パルスの瞬時光強度ではなく、平均光強度に依存することを意味している。本研究の目的は、ファイバ長を長くすることで、スイッチングに必要な光パワーを低減することにあるので、そのような系では通常、ファイバ中には多数のポンプ光パルスが存在する。そこで今後は、参照光の被る位相変化として (2.30) 式を用いることにする。

結局、ポンプ光パルスがループに導入されたときのプローブ光と参照光のループ伝搬後の位相差は、

$$\Delta\phi(L, t) \equiv \phi_A(L, t) - \phi_C(L, t) = 2\gamma_A \left\{ \int_0^L |B(0, t - \Delta\beta_1 z)|^2 dz - \bar{P}_B L \right\} \quad (2.31)$$

となる。この位相差が $\pi$ となるようにポンプ光パルスのピークパワーを設定すれば、ポンプ光パルスの有無により、入力光を入射されたポートから他のポートへスイッチすることができる。(2.15) 式、(2.16) 式を参考にすれば、入力光のうち、スイッチされた光、及び残りの光の時間パワー波形は、結局次式のようにになる。

$$|T_r|^2 = \left[ 1 - 2k(1-k) \left\{ 1 + \cos 2\gamma_A \left\{ \int_0^L |B(0, t - \Delta\beta_1 z)|^2 dz - \bar{P}_B L \right\} \right\} \right] |A|^2 \quad (2.32)$$

$$|R_f|^2 = |A|^2 - |T_r|^2 \quad (2.33)$$

以上の議論から、プローブ光と参照光のループ伝搬後の位相差 $\Delta\phi$ を $\pi$ とするのに必要なとされるポンプ光パルスのピークパワーを低減するためには、ファイバ長を長くすることに加えて、以下の方策が有効であることがわかる。(1) 入力光とポンプ光の群速度差を極力小さくして両者のウォークオフを防ぐ、(2) ポンプ光の繰り返し周波数を下げることでポンプ光の平均パワーを下げ、参照光の被る位相変調を小さくする、(3) 入力光とポンプ光の偏光状態を互いに平行な直線偏波に保ち、相互位相変調の効率を最大にする。入力光とポンプ光のウォークオフはスイッチングに必要なポンプパワーの増加を招くが、反面、これを利用すれば、釣鐘型ではなく矩型の理想的なスイッチング窓を得ることができる。

次に、ポンプ光のピークパワー $P_B$ と透過光のピークパワー $P_r$ を、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの入力



と出力と考えたときの本スイッチの入出力特性について考えて見よう。ただし、入力光パルスのパルス幅はポンプ光により形成されるスイッチング窓の幅に比べて十分小さく、かつ入力光パルスはスイッチング窓の中央に位置すると仮定する。簡単のため、参照光が被る位相シフトは無視し、カップラのパワー分岐比は0.5とする。このとき、透過光のピークパワー  $P_T$  は次のように表わすことができる。

$$P_T(P_B) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos \left( \frac{\pi P_B}{P_\pi} \right) \right] \quad (2.34)$$

ただし、 $P_\pi$  は位相差  $\phi_A$  を  $\pi$  とするのに必要なポンプ光のピークパワーを表わし、ウォークオフがない場合は  $P_\pi = \pi/2\gamma_A L$ 、ウォークオフがポンプ光のパルス幅より十分大きい場合には、例えば  $P_\pi = \sqrt{\pi} t_w / 2\gamma_A L t_B$  (Gaussian パルス)、あるいは  $P_\pi = \pi t_w / 4\gamma_A L t_B$  (hyperbolic secant パルス) のように表わされる。ただし、入力光のピークパワーは1とした。ここで、注目すべき点は、ポンプ光のピークパワー  $P_B$  が  $P_\pi$  より小さい領域では、 $P_B$  の増加に対して透過光のピークパワー  $P_T$  は非線形に (ゆるやかなステップ状に) 増加することである。これは  $P_B$  の0近傍あるいは  $P_\pi$  近傍での変化が、出力の  $P_T$  では抑圧されることを示しており、一種のしきい値特性と考えることができる。非線形 Sagnac 干渉計スイッチの矩型の理想的なスイッチング窓やしきい値特性は、第6章で述べるような各種の光機能回路を実現する上で非常に有用な特性である。

### 2.3 原理確認実験

#### 2.3.1 連続波入射によるスイッチング窓形状の観測

本節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理動作実験について述べる。実験に用いた非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、パワー分岐比が波長によって異なる特殊な光ファイバカップラと、分散シフトファイバからなる。両者は入力光とポンプ光の偏波状態を保持するため、偏波保持ファイバ (PANDA ファイバ) を用いて構成されている。光ファイバカップラは2本の 1.3  $\mu\text{m}$  零分散 PANDA ファイバを複屈折の主軸を平行にあわせて融着延伸することにより作成され、偏波保持特性を有する。過剰損失は1ポートあたり 0.5 dB、偏波クロストークは -20 dB 以下であった。光カップラのパワー分岐比はポンプ光として用いる 1.32  $\mu\text{m}$  の波長の光に対しては 1%、入力光として用いる 1.54  $\mu\text{m}$  の波長の光に対しては 45% であった。これら、分岐比の理想値 0%、及び 50% からの逸脱は、 $\pi$  の位相差を与えるのに必要なポンプ光パルスのピークパワーを 2% 増加させるとともに、スイッチングにおける消光比を 20 dB に劣下させることが予想される。ループファイバとして用いた分散シフト PANDA ファイバは、入力光とポンプ光のウォークオフを最小限に抑えて、スイッチングに必要なポンプ光パルスのピークパワーを低減するため、零分散波長が入力光の波長とポンプ光の波長のちょうど中間に位置するように設計された。この様子を図 2-4 に示す。横軸は波長、縦軸はファイバ単位長さ当りの群遅延時間である。群遅延は零分散波長 1.44  $\mu\text{m}$  において最小値をと

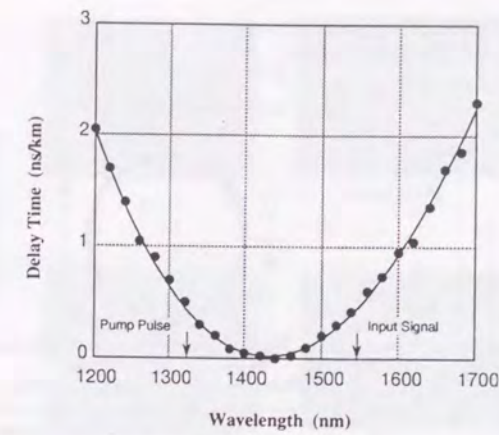


図2-4 ループファイバの波長一群遅延時間特性

群遅延は零分散波長 1.44  $\mu\text{m}$  において最小値をとり、入力光の波長とポンプ光の波長においてほぼ等しい群遅延時間を有する。両者の群遅延時間差はファイバ長 200 m あたり約 5 ps である。

り、入力光の波長とポンプ光の波長においてほぼ等しい群遅延時間を有する。両者の群遅延時間差はファイバ長 200 m あたり約 5 ps、偏波クロストークは -41 dB であった。(2.3) 式と、(2.22) 式、モードフィールド径の値から見積もった実効コア断面積 28  $\mu\text{m}^2$  から、スイッチングに必要なポンプ光のピークパワーは、ウォークオフと参照光が被る位相変化が無視できるとき、ファイバ長 200 m に対して、およそ 1.7 W と見積もることができる。ただし、非線形屈折率効率  $n_2$  として  $3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  を用いた。実験に用いた光ファイバカップラと分散シフトファイバの諸元を表 2-1、2-2 に、それぞれまとめる。

表 2-1 実験で使用したループファイバの緒元

Zero Dispersion Wavelength	1.44 $\mu\text{m}$
Refractive Index Difference	0.8%
Loss	0.80 dB/km (1.32 $\mu\text{m}$ ) 0.57 dB/km (1.54 $\mu\text{m}$ )
Mode Field Diameter	6.0 $\mu\text{m}$ (1.32 $\mu\text{m}$ ) 6.9 $\mu\text{m}$ (1.54 $\mu\text{m}$ )
Birefringence	$6.5 \times 10^{-4}$
Crosstalk	-41 dB / 200 m
Delay Time Difference	5 ps / 200 m
Required Control Power	1.7 W / 200 m (Theory)

表 2-2 実験で使用した偏波保持ファイバカップラの緒元

Loss	0.5 dB
Crosstalk	< -20 dB
Power Coupling Ratio	1% (1.32 $\mu\text{m}$ ) 45% (1.54 $\mu\text{m}$ )



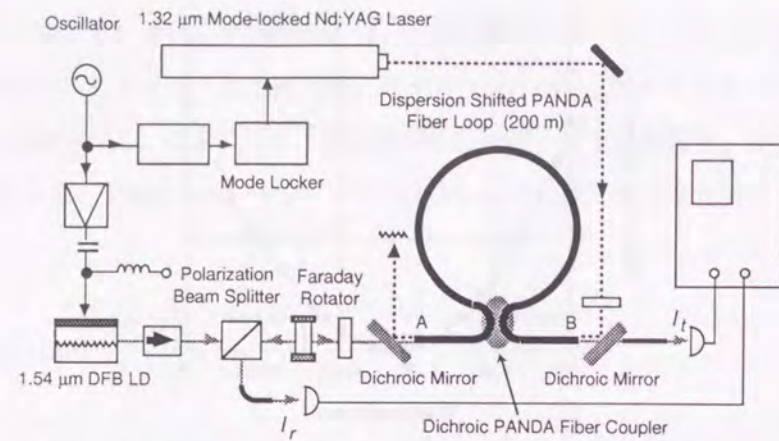


図2-5 非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理動作実験のために実験配置

実験に用いた非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、パワー分岐比が Nd:YAG レーザの  $1.32 \mu\text{m}$  の波長の光 (ポンプ光) に対しては 1%、DFB 半導体レーザの  $1.54 \mu\text{m}$  の波長の光 (入力光) に対しては 45% である偏波保持ファイバカップラと、偏波保持分散シフトファイバループからなる。入力光とポンプ光のウォークオフを最小限に抑えるため、ループファイバの零分散波長は入力光の波長とポンプ光の波長のちょうど中間に位置するように設計されている。偏光ビームスプリッタと 45 度 Faraday 回転子は、直線偏波の入力光に対して、光サーキュレータとして働く。

図2-5は非線形 Sagnac 干渉計スイッチの原理動作実験のための実験配置である。入力光用光源としては、発振波長  $1.54 \mu\text{m}$  の分布帰還型半導体レーザ (DFB 半導体レーザ) を、ポンプ光用パルス光源としては、発振波長  $1.32 \mu\text{m}$  のモードロック Nd:YAG レーザを、それぞれ用いた。入力光は、偏光ビームスプリッタと 45 度 Faraday 回転子からなる光サーキュレータを通過後、偏波保持ファイバカップラのポート A に入力される。入力光はこのカップラで二分され、長さ 200 m の分散シフト偏波保持ファイバループを、それぞれプローブ光、参照光として互いに逆向きに伝搬する。一方、ポンプ光パルスはダイクロイックミラーを介して偏波保持ファイバカップラのポート B から入力されるが、その分岐比波長依存性から、ここで分岐されることなく分散シフトファイバループを半時計回りにのみ伝搬する。入力光、ポンプ光ともに、 $1/2$  波長板によりそれぞれの偏波面を偏波保持ファイバカップラの方の主軸に合わせて入力される。

ポンプ光がループに入射されない場合には、ループを伝搬したプローブ光と参照光は、完全に等しい位相を持ってファイバカップラに到達し、合波される。この結果、入力光はすべて入力されたポート A から出力される。出力された入力光は入射経路を逆向きに進み、45 度 Faraday 回転子を再び通過するが、往復 2 度の通過により、合計 90 度の偏波回転を与えられ、偏光ビームスプリッタで反射し、原理的には無損失で入射経路から分離される。このように、偏光ビームスプリッタと 45 度 Faraday 回転子は、直線偏波の光に対してサーキュレータとして働く。一方、ポンプ光パルスが入射されると、プローブ光に誘起される相互位相変調の結果、プローブ光と参照光の間に位相差が生じ、それに応じて、入力光の一部はポート B にスイッチされる。

まず最初に、入力光として連続光を入力し、ポンプ光パルスによる相互位相変調の様子を観測した。図 2-6 に非線形 Sagnac 干渉計の出力波形を帯域 15 GHz の pin フォトダイオードとサンプリングオシロスコープを用いて観測した写真である。同図 (a) は、繰り返し周波数 100 MHz のモードロック Nd:YAG レーザから得られたパルスの強度波形である。ストリークカメラによる観測の結果、パルスの半値全幅は 100 ps

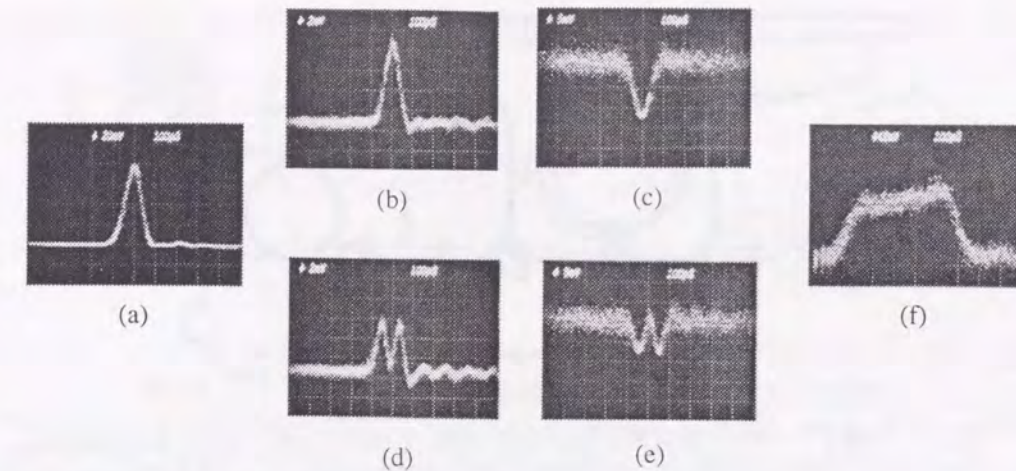


図2-6 非線形 Sagnac 干渉計スイッチのスイッチング特性

(a) は、繰り返し周波数 100 MHz のモードロック Nd:YAG レーザから得られたパルスの強度波形、(b) は入力連続光のうちポンプ光パルスによりスイッチされてポート B から出力された光、(c) はポート A から出力された光である。このときポンプ光のピークパワーは 1.8 W であった。ピークパワーを変化させたときの出力波形変化の様子から、誘起された位相変化量はほぼ  $\pi$  であることが推測される。同図 (d)、(e) はポンプ光のピークパワーを 2 倍の 3.6 W に設定したときの出力波形である。中央にくぼみが生じるのは、ポンプ光パルスのピークとちょうど重なるプローブ光が受ける位相変化の量が、このときほぼ  $2\pi$  になるためである。(f) は、入力光とポンプ光の偏波が互いに垂直の場合のスイッチング波形である。偏波分散に起因するウォークオフのためスイッチされる部分が広がり、矩型に近いスイッチング波形となっている。

であった。同図 (b) は、入力連続光の内、(a) のポンプ光パルスによりスイッチされてポート B から出力された光であり、(c) は残りのポート A から出力された光である。このときポンプ光の光ファイバ内ピークパワーは 1.8 W であった。ピークパワーを変化させたときの出力波形変化の様子から、誘起された位相変化量はほぼ  $\pi$  であることが推測される。この実験値は、使用したループファイバの諸元から見積もった値 1.7 W とよく一致する。同図 (d)、(e) はポンプ光のピークパワーを 2 倍の 3.6 W に設定したときの出力波形である。中央にくぼみが生じるのは、ポンプ光パルスのピークとちょうど重なるプローブ光が受ける位相変化の量が、このときほぼ  $2\pi$  になるためである。(c)、(e) の波形が完全に零のレベルまで到達しないように見えるのは、受光素子の有限の帯域によるものである。いずれの場合も、ウォークオフに起因する出力波形の広がり観測されなかった。これは分散シフトファイバをループファイバに採用した結果、ウォークオフが低減されたためである。

### 2.3.2 ウォークオフの効果

偏波保持ファイバの大きな偏波分散を利用して、ウォークオフがスイッチング特性に及ぼす影響を調べた。上記の実験では、入力光とポンプ光パルスの直線偏波の向きはいずれも、分散シフト PANDA ファイバの一方の複屈折主軸に平行となるように調整されていたが、以下に述べる実験では、ポンプ光の偏波の向きを入力光のそれに対して垂直となるように設定した。これにより、入力光とポンプ光は互いに異なる主軸を伝搬することになる。PANDA ファイバの複屈折は  $6.5 \times 10^{-4}$  であり、この偏波分散に起因するウォークオフはファイバ 200 m に対して 520 ps であった。図 2-6 (f) は、このときのスイッチされた入力光の時間波形である。このとき、ポンプ光のピークパワーは 11.3 W であった。ウォークオフのためスイッチされる



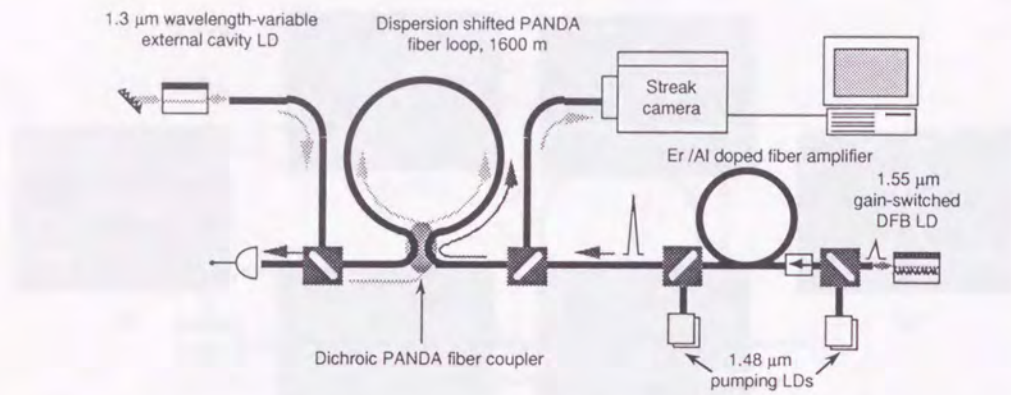


図2-7 半導体レーザから発生させた光パルスを用いた光スイッチングのための実験構成

ポンプ光には利得スイッチされたDFB半導体レーザから発生させた中心波長 $1.55\ \mu\text{m}$ 、パルス半値全幅 $14\ \text{ps}$ の光パルスを、入力光には外部共振器付半導体レーザから発生させた連続波を、それぞれ用いた。外部共振器付半導体レーザは、外部鏡として働く回折格子の角度を変えることで、発振波長を $1.3\ \mu\text{m}$ から $1.36\ \mu\text{m}$ まで可変でき、これによりポンプ光と入力光のウォークオフの量を調整できる。ファイバープには $1.6\ \text{km}$ の分散シフトPANDAファイバを用いた。

部分が広がり、矩形に近いスイッチング波形となっている。また、 $100\%$ のスイッチングは得られていない。垂直な偏波を持つプローブ光に対する相互位相変調の効率は、平行な場合に比べて $1/3$ に落ちることを考慮すれば、もしウォークオフがなければ、 $100\%$ のスイッチングを得るために必要なポンプ光パルスのピークパワーはおおよそ $4.8\ \text{W}$ であることが見積もられる。以上から、ポンプ光のピークパワー増加の原因はウォークオフであると結論づけることができる。

入力光とポンプ光の群速度を制御することでウォークオフを最小にすることが、スイッチングパワーを低減するのに有効であることを直接的に実証するため、以下のような実験を行った。実験の構成を図2-7に示す。ウォークオフの効果を詳細に観測するためにはより短い光パルスをポンプ光として使用する必要がある。このため利得スイッチ半導体レーザから発生させた中心波長 $1.55\ \mu\text{m}$ 、パルス半値全幅 $14\ \text{ps}$ の光パルスをポンプ光として用いた。この際、エルビウム添加ファイバ増幅器を用いて、スイッチングに必要な光強度を実現した。入力光には外部共振器付半導体レーザを用いた。この半導体レーザは、外部鏡として働く回折格子の角度を変えることで、発振波長を $1.3\ \mu\text{m}$ から $1.36\ \mu\text{m}$ まで可変できる。また、ファイバープには $1.6\ \text{km}$ の分散シフトPANDAファイバを採用した。ファイバ長を除く諸元は表2-2と同様であり、零分散波長は $1.45\ \mu\text{m}$ 付近にある。実験に使用したDFB半導体レーザは、繰り返し周波数 $100\ \text{MHz}$ 、パルス半値全幅 $100\ \text{ps}$ の楕円電気パルス列を用いて利得スイッチされることで、パルス半値全幅 $25\ \text{ps}$ の光パルス列を発生する。このパルス列の不要なスペクトル成分を透過帯域 $1\ \text{nm}$ の帯域通過干渉膜フィルタを用いて除去することで、パルス幅を $14\ \text{ps}$ まで減少させることができる<sup>9</sup>。この光パルスを利得 $29\ \text{dB}$ の双方向励起のアルミニウム共添加エルビウム添加ファイバ増幅器を用いて、ピークパワー $19\ \text{W}$ まで増幅した<sup>10</sup>。図2-8に、エルビウム添加ファイバ増幅器を用いたポンプ光パルスの増幅の様子を示す。同図(a)、(b)は、ストリークカメラで観測した増幅前、及び増幅後のパルス波形、(d)は増幅後のポンプ光パルスのスペクトルである。増幅の前後で、パルス波形の変化は特にみられない。増幅後のポンプ光パルスのスペクトルには、波長 $1530\ \text{nm}$ から $1570\ \text{nm}$ の広い範囲にわたって、増幅された自然放出光 (Amplified Spontaneous

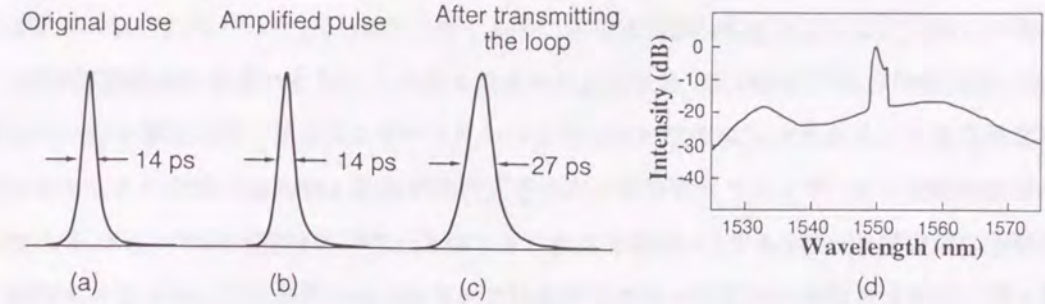


図2-8 エルビウム添加ファイバ増幅器によるピコ秒光パルスの増幅

(a)、(b)、(c)は、ストリークカメラで観測したエルビウム添加ファイバ増幅器による増幅前、増幅後、及びループ伝搬後のパルス波形、(d)は増幅後のポンプ光パルスのスペクトルである。エルビウム添加ファイバ増幅器による増幅の前後で、ポンプ光パルスの波形変化は特に見られない。ポンプ光パルスに残存する周波数チャープのため、ループ伝搬に伴い、パルス幅はおおよそ2倍に広がっている。

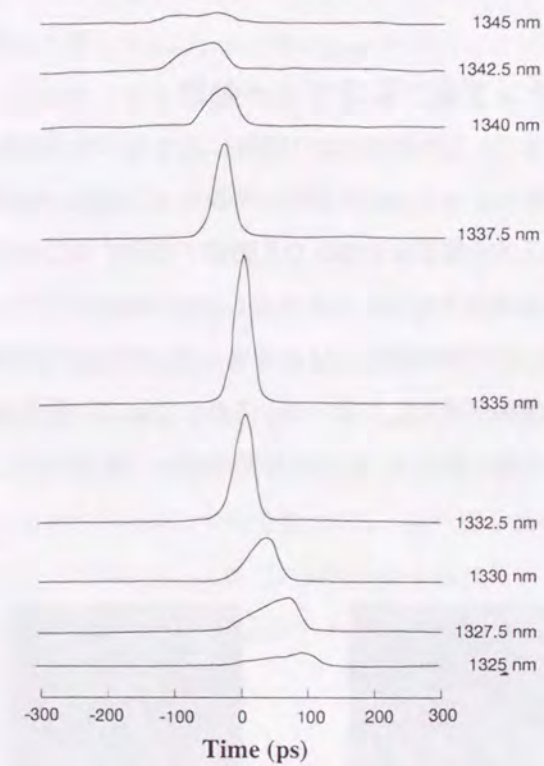


図2-9 入力光とポンプ光のウォークオフを変化させたときのスイッチング特性

ポンプ光パルスのピークパワーは、ウォークオフが最小になる入力光の波長 ( $1335\ \text{nm}$ ) において、プローブ光と参照光の位相差の最大値が $\pi$ となるように選んだ。入力光の波長がウォークオフが最小になる波長より長くても、短くても $100\%$ のスイッチングは達成されず、ウォークオフの最小化がスイッチング効率の向上に有効であることがわかる。

Emission: ASE) がみられる。これは、半値幅 $1\ \text{nm}$ 程度の帯域通過光フィルタを用いて、必要であれば容易に除去できるが、ピークパワーの極めて低い連続波でありスイッチング特性に影響を与えないこと、またダイクロミックミラーにより波長 $1.3\ \mu\text{m}$ の入力光と分離可能であることから、本実験においてはそのまま用いた。同図(c)は $1.6\ \text{km}$ のファイバープ伝搬後のポンプ光パルス波形である。ポンプ光パルスに残存する周波数チャープと、ファイバープの波長分散 (波長 $1.55\ \mu\text{m}$ にて $-7.5\ \text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ ) のため、ルー



ブ伝搬に伴い、パルスはおよそ2倍の幅に広がっている。

図2-9は、連続波である入力光の内、ポンプ光パルスによりスイッチされた光の時間波形を示している。入力光の波長を変えて入力光とポンプ光パルスのウォークオフを変化させ、その影響を調べた。ポンプ光パルスのピークパワーは、ウォークオフが最小になる入力光の波長(1335 nm)において、プローブ光と参照光の位相差の最大値が $\pi$ となるように(ポンプ光パルスのピークにおいて100%のスイッチングとなるように)選んだ。このときのポンプ光パルスのピークパワーは660 mWであった。エルビウム添加ファイバ増幅器を用いた増幅により得られるピークパワーは、ループファイバへの挿入損失を見込んでも光ファイバ内で10 Wを優に超え、半導体レーザから発生させた光パルスを用いても十分スイッチングが可能であることが実証された。同図より、入力光の波長は、ウォークオフが最小になる波長より、長くても短くても100%のスイッチングは達成されず、確かにウォークオフの最小化がスイッチング効率の向上に有効であることがわかる。

### 2.3.3 光パルスのスイッチング及び論理ゲート動作

本スイッチを用いて、ポンプ光パルスの有無により実際に入力光パルスがスイッチング可能であることを示すために、以下のような実験を行った。光信号列を模擬するために、先の実験で連続波入力光として用いたDFB半導体レーザに、注入する電流を5 GHzの正弦波で変調することで利得スイッチをかけ、繰り返し周波数5 GHzの光パルス列を発生させた。これは"11...1"の固定パターンの5 Gb/sの光信号列とみなすことができる。発生させたパルスの半値全幅は43 psであった。5 GHzの正弦波電気信号は100分周され、Nd:YAGモードロックレーザの駆動信号として用いる。これによって、信号光パルスとポンプ光パルスの同期をとることができる。両者の間の遅延は、電気位相器を用いて調整した。図2-10はこのときの非線形

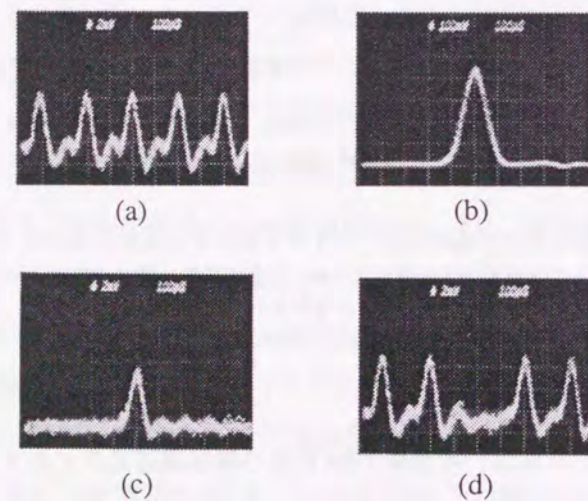


図2-10 非線形 Sagnac 干渉計スイッチによる信号光パルスのスイッチングの様子

(a) はポート A に入力された 5 Gb/s の "11...1" 固定パターン入力光波形、(b) はポート B に入力された繰り返し周波数 100 MHz のポンプ光パルス、(c) はポンプ光パルスによりスイッチされ、ポート B から出力された光パルス、(d) はスイッチされずにポート A から出力された残りの光パルスを、それぞれ示している。ストリークカメラによる観測の結果、入力光パルスの形状は、スイッチングの前後で変化していないことが確認された。入力光に見られる裾引きは、受光回路に起因するリングングである。

Sagnac 干渉計スイッチの各ポートの入出力波形である。(a) はポート A に入力された 5 Gb/s の "11...1" 固定パターン入力光波形、(b) はポート B に入力された繰り返し周波数 100 MHz のポンプ光パルスである。(c) はポンプ光パルスによりスイッチされ、ポート B から出力された光パルス、(d) はスイッチされずにポート A から出力された残りの光パルスを、それぞれ示している。ストリークカメラによる観測の結果、入力光パルスの形状は、スイッチングの前後で変化していないことが確認された。入力光に見られる裾引きは、受光回路に起因するリングングである。スイッチングに必要なポンプ光パルスのピークパワーは、入力光が連続波であったときと、同じ 1.8 W であった。

上記の実験は、ポンプ光パルスと入力光パルスをそれぞれ、信号 A、信号 B とみなせば、透過光パルスは両者の論理積を与えていると考えることができる。また、入力光パルスの繰り返し周波数をポンプ光パルスのそれと等しい場合、ポンプ光パルスを信号 A、入力光パルスをクロックとみなせば、反射光パルスは信号 A の論理反転を与えているとみなすことができる。さらに、図2-11のように、ポート B から新たにポンプ光として機能する信号 B を導入すれば、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは排他的論理和及びその反転出力を与える論理ゲートとして機能させることが可能となる。このとき、入力光パルスはクロック光として機能させる。この排他的論理和ゲートは次のようにして動作する。まず、信号 A と信号 B のいずれか一方のみ(両者ともポンプ光として機能)がループファイバに導入された場合は、クロック光パルスは位相変化 $\pi$ を与えられ、スイッチされる。また、いずれも入力されない場合にはクロックはスイッチされない。一方、信号 A と信号 B の両方が入力される場合には、それぞれが、時計回りのクロック光、反時計回りのクロック光に位相変化を与えるため、結果的に位相差が0になってしまう。この結果、クロック光パルスはスイッチされない。以上が非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく排他的論理和ゲートの原理である。

この原理を確認するため、以下のような実験を行った。図2-12には実験構成を示す図である。Nd:YAG モードロックレーザから発生させた、パルス半値全幅 100 ps、繰り返し周波数 100 MHz のポンプ光パルスを偏波保持ファイバに入射する。このとき、入射光の偏光方向を偏波保持ファイバの複屈折主軸に対して 45度の角度にあわせると、ポンプ光パルスは偏波保持ファイバの複屈折に起因する偏波モード分散により、

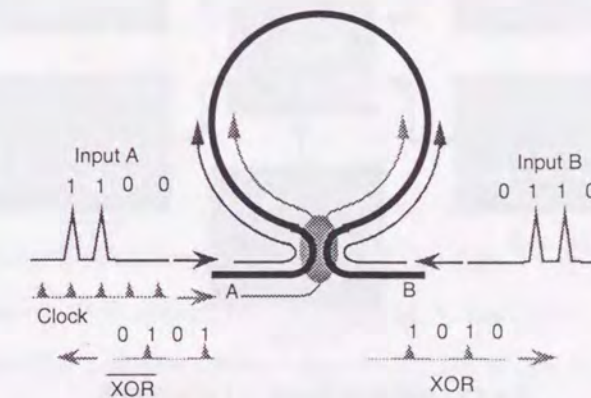


図2-11 非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した排他的論理和ゲートの動作原理

信号 A と信号 B の両方が入力される場合には、それぞれが、時計回りのクロック光、反時計回りのクロック光に位相変化を与えるため、結果的に位相差が0になり、その結果、クロック光パルスはスイッチされない。



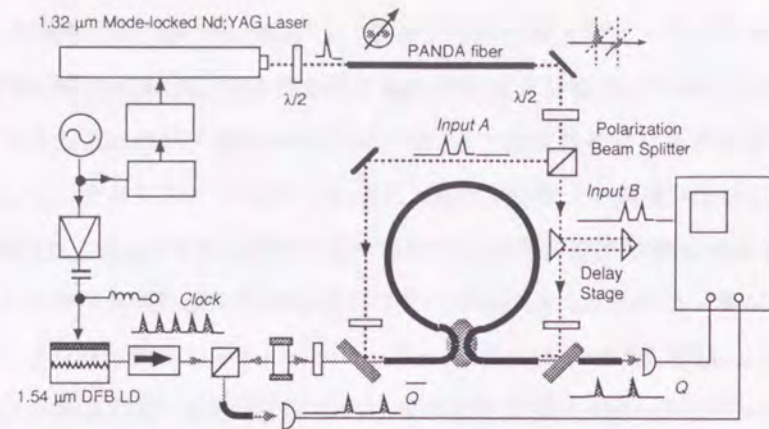


図2-12 排他的論理和ゲートの原理動作を確認するための実験構成

ポンプ光パルスは偏波保持ファイバの偏波モード分散により、2つの光パルスに分離する。これを偏光ビームスプリッタで二分し、データビットレート 3.6 Gb/s の信号 A (符号 "1100")、信号 B (符号 "0110") を作る。一方、DFB 半導体レーザからは、繰り返し周波数 3.6 GHz の利得スイッチ光パルス列を発生させ、ポート A からクロック光パルスとして、ループファイバに入射させる。

2つの光パルスに時間的に分離される。実験では偏波モード分散は 260 ps であった。これを偏光ビームスプリッタで二分し、一方を信号 A (符号 "1100")、他方を信号 B (符号 "0110") とする。パルス間隔 260 ps はデータビットレート 3.6 Gb/s に相当する。両者は適当な時間差を与えられて、それぞれ、ポート A、ポート B からループファイバに入射される。一方、DFB 半導体レーザからは、繰り返し周波数 3.6 GHz の利得スイッチ光パルス列を発生させ、ポート A からクロック光パルスとして、ループファイバに入射させる。図 2-13 に実験結果を示す。信号 A、B は 3.6 Gb/s 光データ列であり、それぞれ符号 "1100"、符号 "0110" に相当する。繰り返し 3.6 GHz の光パルス列は光クロックとして機能する。XOR と  $\overline{\text{XOR}}$  は、それぞれポート B、ポート A からの出力光波形である。使用した Nd:YAG モードロックレーザから得られる光パワーの不足から、100% のスイッチングを達成することはできなかったが、両者の比較から、信号 A、B が同時に入力したときの相互位相変調の相殺の様子がよくわかる。

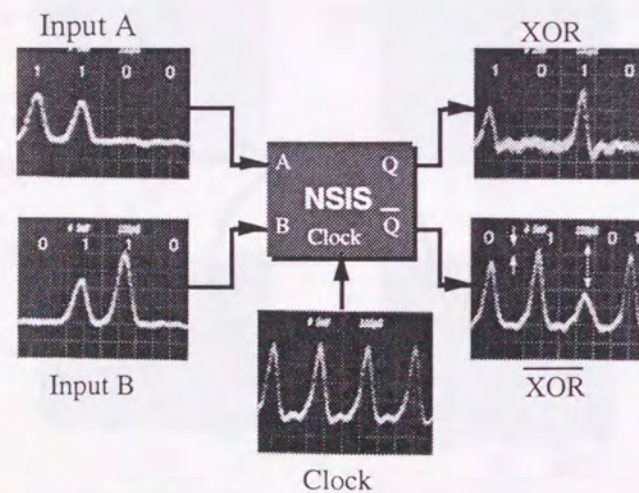


図2-13 排他的論理和ゲートの実験結果

信号 A、B は 3.6 Gb/s 光データ列であり、それぞれ符号 "1100"、符号 "0110" に相当する。繰り返し 3.6 GHz の光パルス列は光クロックとして機能する。XOR と  $\overline{\text{XOR}}$  は、それぞれポート B、ポート A からの出力光波形である。両者の比較から、信号 A、B が同時に入力したときの相互位相変調の相殺の様子がよくわかる。

たときの相互位相変調の相殺の様子がよくわかる。

前節で述べたように、従来の光 Kerr スイッチは、偏波回転型の構成にしる、Mach-Zehnder 型の構成にしる、動作点の設定とその安定化が大きな問題であった。これに対し、本研究で採用した Sagnac 型の構成では、構成部品を全て偏波保持ファイバで構成すれば動作点は自動的に最適点に設定され、温度変化、振動等の外乱の影響を受けない。実際、本非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、何日にもわたる実験を通して非常に安定で、動作点、偏波面の調整の必要は全くなかった。

## 2.4 まとめ

本章では、高安定かつ低パワー動作が可能な超高速光スイッチを実現することを目的に提案した、新しい構成の全光スイッチ—非線形 Sagnac 干渉計スイッチ—について、その原理と基本特性、機能確認実験について述べた。非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、干渉計を構成する 2 本の腕の間の位相差を何らかの方法で変化させることで光信号の経路を切り替えることを動作原理とするタイプの光スイッチの一つである。非線形 Sagnac 干渉計スイッチのユニークな特長は、干渉計の 2 つの腕として、同一ファイバを互いに逆向きに伝搬する 2 つの経路を用いることにある。これにより、干渉計の 2 つの腕に数 km にも及ぶ光ファイバを用いても、これらに等しく加わる、熱や振動等の擾乱の影響を相殺することができ、安定なスイッチングを可能にするのである。

本章ではまず、光ファイバを伝搬する 2 つの光波の振る舞いを記述する結合非線形波動方程式を導入し、これを基に、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの動作を理解する上で有用な基本式を導出した。ここでは、ポンプ光と同じ向きに伝搬するプローブ光の非線形位相変化が、ポンプ光パルスの瞬时光強度によって決まるのに対し、ポンプ光と逆向きに伝搬する参照光の非線形位相変化がポンプ光パルス列の平均光強度で決まる一定値をとることがあきらかにされた。また、スイッチング窓の形状が、ポンプ光とプローブ光の群速度差によって生じるウォークオフに強く左右されることが示された。

次に、分散シフト偏波保持ファイバを採用した非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いた実験により、基本的なスイッチング動作、ウォークオフの効果が確認された。またエルビウム添加ファイバ増幅器を用いることで、半導体レーザより発生させた短光パルスを用いた全光スイッチングが、はじめて達成された。

## 参考文献

1. G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," *Academic Press, Inc.* 1989.
2. N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, **13**, pp. 56-58, 1988.
3. S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco, M. A. Saifi, and P. W. Smith, "Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler," *Appl. Phys. Lett.*, **51**, pp. 1135-1137, 1987.
4. R. H. Stolen, J. Botineau, and A. Ashkin, "Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers," *Opt. Lett.*, **7**, pp. 512-514, 1982.



5. M. C. Farries and D. N. Payne, "Optical fiber switch employing a Sagnac interferometer," *Appl. Phys. Lett.*, **55**, pp. 25-26, 1989.
6. K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson, "Two-wavelength operation of the nonlinear fiber loop mirror," *Opt. Lett.*, **15**, pp. 248-250, 1990.
7. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast, low power, and highly stable all-optical switching in an all-polarization maintaining fiber Sagnac interferometer," *Photon. Technol. Lett.*, **2**, pp. 349-351, 1990.
8. T. Morioka and M. Saruwatari, "Ultrafast all-optical switching utilizing the optical Kerr effect in polarization-maintaining single-mode fibers," *IEEE J. Selected Areas in Communications*, **6**, pp. 1186-1198, 1988.
9. M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, "Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing," *Opt. Lett.*, **15**, pp. 715-717, 1990.
10. A. Takada, K. Iwatsuki, and M. Saruwatari, "Picosecond laser diode pulse amplification up to 12 W by laser diode pumped erbium-doped fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, pp. 122-124, 1990.

## 第3章 分散と自己/相互位相変調の相互作用

非線形 Sagnac 干渉計スイッチにおいては、干渉計の2つの腕として、1本の光ファイバを互いに逆向きに伝搬する2つの経路を利用しており、これにより数 km にも及ぶ干渉計を構成しても、熱や振動等の擾乱の影響を被ることなく、高安定で低パワーの全光スイッチングが実現されるのであった。注意深く設計された光ファイバは、それ自体非常に低分散であるが、その長さが数 km のオーダーになると、群速度分散の影響が無視できなくなる。群速度分散によって光パルスの持続時間幅が広がる割合は、パルス幅に逆比例するので、使用する光パルスの幅が狭くなるほど、群速度分散の影響が顕著になる。

本章では、干渉計スイッチを用いた全光スイッチングにおいて、群速度分散の影響を見積もるための指標として、ソリトン次数が有効であることを示し、第2章で導入した結合非線形波動方程式を数値解析することにより、群速度分散がスイッチング特性に与える影響を明らかにする。まず第1節では、群速度分散がいかにスイッチング特性に影響を与えるか、その機構を定性的に述べる。第2節では、結合非線形波動方程式を split-step Fourier 法を用いた数値解析により解く手法について概説する。そして、第3節では、数値解析により得られるポンプ光と入力光の間のウォークオフの有無と群速度分散の影響の関係について詳細に説明する。本章において述べられる検討から、群速度分散の影響を見積もるための指標、ソリトン次数が5以上であれば、群速度分散によるスイッチング特性の劣下は無視してよいことが示される。

### 3.1 群速度分散による特性劣下の発生機構

前章までの議論では、簡単のため、ファイバループ中の群速度分散の影響は無視できると仮定してきた。しかし、より短いスイッチング時間を実現するために、ポンプ光パルスや入力光パルスの幅を狭めた場合や、スイッチングパワーを低減するためにファイバループの長さ  $L$  を増加させる場合には、この仮定を見直す必要がある。その理由を分散長を用いて以下で説明する。分散長  $L_D$  は、Gaussian パルスの群速度分散によるパルス広がり  $\sqrt{2}$  となるようなファイバの長さで定義する<sup>\*</sup>。ポンプ光パルス  $B$  に対する分散長  $L_D$  は次式で表わされる。



$$L_D = \frac{t_B^2}{|\beta_{2B}|} = \frac{2\pi c t_B^2}{\lambda_B^2 |D_B|} \quad (3.1)$$

ただし、 $t_B$  はパワーがピークの1/eになる入射ポンプ光パルスの半幅、 $\beta_{2B}$  はファイバの伝搬定数の2次微分、 $D_B$  は群速度分散、 $\lambda_B$  は波長であり、添字Bはポンプ光を表している。上式から分かるように、パルス幅が短くなると分散長はその2乗の割合で短くなり、パルスは分散により広がりやすくなるのである。

図3-1は、ファイバ中の群速度分散がいかにしてスイッチング特性に影響を与えるかを説明した図である。ここでは、Sagnac干渉計をそれと等価な対称Mach-Zehnder干渉計で置き換えて説明している。ファイバを伝搬するに従って、ポンプ光パルスは自己位相変調によって、またプローブ光はポンプ光パルスによる相互位相変調によって、それぞれ位相変化（あるいはスペクトル変化）が生じる。群速度分散が存在しない場合には、光パルスのスペクトルがいかに広かろうが、ファイバ伝搬によってもパルス波形が変化することはない。ところが群速度分散が存在すると、非線形効果なしでも、ファイバ伝搬にしたがってパルス時間幅が広がる（参照光の振る舞いに相当する）。これはパルスを構成しているスペクトル成分のそれぞれが異なる群速度で伝搬することに起因する。ポンプ光においてはこれに自己位相変調による位相変化が加わるので、群速度分散の符号の正負やピークパワーに依存して、パルスの圧縮や延伸が起こる。プローブ光においては、誘起される相互位相変調効果はポンプ光パルスの時間波形と相対時間位置（ウォークオフにより刻々変化）に直接依存するので、プローブ光の時間波形と位相は一層複雑な振る舞いをするのが予想される。スイッチング特性はプローブ光と参照光の干渉によって決定されるので、以上述べたような自己位相変調と、相互位相変調、群速度分散、ウォークオフの間の相互作用は、スイッチング特性に大

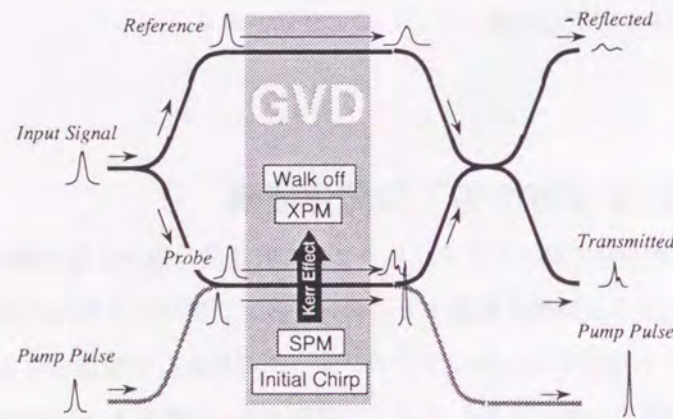


図3-1 群速度分散がスイッチング特性に影響を与える機構

ファイバを伝搬するに従って、ポンプ光パルスは自己位相変調によって、またプローブ光はポンプ光パルスによる相互位相変調によって、それぞれ位相変化（あるいはスペクトル変化）が生じる。群速度分散が存在すると、パルスを構成している個々のスペクトル成分が異なる群速度をもつため、群速度分散の正負やピークパワーに依存して、パルスの圧縮や延伸等、パルスは複雑な振る舞いをする。

きな影響を与えることになる。

それでは、どのような条件の場合にそのような影響を考慮しなければならないのであろうか。その定量的な指針を以下で明らかにする。そのために (3.1) 式で分散長を導入したように、まず非線形長  $L_{NL}$  と呼ばれる長さを定義する。この長さは、自己位相変調によりそのパルス自身が蓄積した位相変化が1となるようなファイバの長さで定義され、次式で与えられる。

$$L_{NL} = \frac{\lambda_B S_{eff}}{2\pi n_2 P_B} = \frac{1}{\gamma_B P_B} \quad (3.2)$$

ここで、 $S_{eff}$  は光ファイバの実効コア断面積、 $n_2$  は非線形屈折率効率、 $P$  はパルスのピークパワーである。(2.22) 式から、ウォークオフおよび群速度分散がないときに、与えられたポンプ光パワーで100%のスイッチング（位相差  $\pi$ ）を達成するのに必要なファイバ長  $L_{\pi}$  は  $L_{\pi} = \pi/2\gamma_A P_B$  であり、ほぼ非線形長  $L_{NL}$  に等しい。そこで、群速度分散のスイッチング特性の与える影響の大きさを評価するための指標として、次式で与えられ、一般にソリトン次数  $N_s$  として知られる値を導入する。

$$N_s^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{t_B^2 \gamma_B P_B}{|\beta_{2B}|} = \frac{4\pi^2 c n_2^2 t_B^2 P_B}{\lambda^3 S_{eff} |D_B|} \quad (3.3)$$

$N_s$  が1よりも十分大きな場合には、分散長は非線形長（ $\approx$ ファイバの長さ）より十分長く、群速度分散の影響は無視してよい。しかし、 $N_s$  が1に近づくと、分散長はファイバの長さと同程度となり、群速度分散、自己/相互位相変調、ウォークオフの相互作用によるスイッチング特性の変化を考慮する必要がある。図3-2は最近報告された光Kerrスイッチの動作条件を、分散長と非線形長で構成される平面上にプロットした図である。丸印と三角印はそれぞれ、偏波回転型Kerrスイッチ<sup>1,2,3</sup>と非線形Sagnac干渉計スイッチ<sup>4,5,6,7</sup>の実験結果を表わしている。前者の偏波回転型Kerrスイッチは環境変動による動作点変動の影響を避けるため、比較的短い長さのファイバ（100 m以下）を使用し、ポンプ光パルスに必要なピークパワーは10 Wを越えていた。このため、 $N_s$  は100以上であり、群速度分散の影響は無視できる。非線形Sagnac干渉計スイッチの出現から、1 kmを越えるファイバ長を可能になり、必要なポンプ光パルスのパワー低減に大きく寄与したのは、すでに第章で述べた通りである。その結果、最近の半導体レーザから発生させた光パルスによるスイッチングの例では  $N_s$  値は10以下であり、群速度分散の影響が無視できなく

注1) パルス波形が (2.25) 式で与えられる hyperbolic secant 波形の場合、 $N_s=1$  のとき、自己位相変調によるパルス圧縮と群速度分散によるパルス広がりがちょうど釣り合い、パルスは群速度分散が存在するにもかかわらず、入射時の時間波形を保持する。これが光ファイバ中の1次のソリトンである。



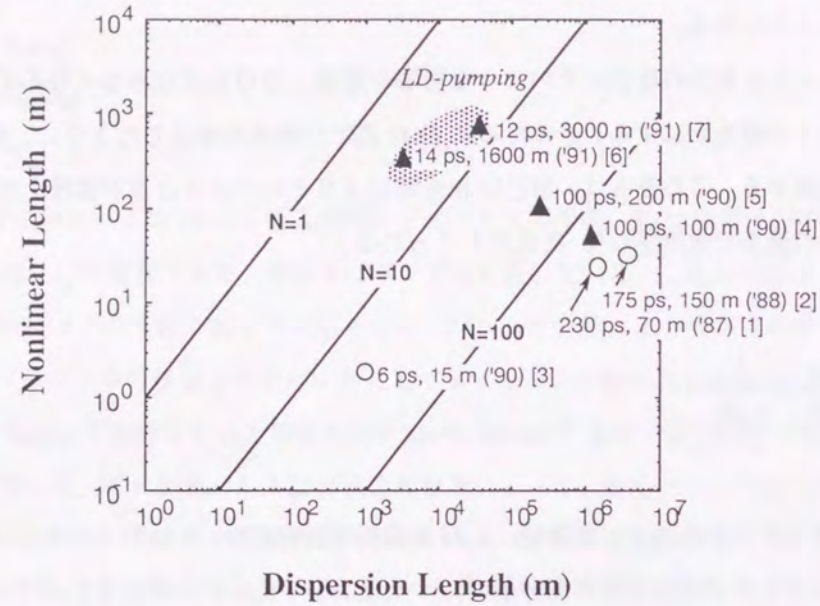


図3-2 最近報告された光 Kerr スイッチの動作条件

横軸は分散長、縦軸は非線形長である。丸印と三角印はそれぞれ、偏波回転型 Kerr スイッチと非線形 Sagnac 干渉計スイッチの実験結果を表わしている。偏波回転型 Kerr スイッチは環境変動による動作点変動の影響を避けるため、比較的短い長さのファイバを使用した結果、 $N_s$  は 100 以上である。非線形 Sagnac 干渉計スイッチの出現は 1 km を越えるファイバ長を可能にし、必要なポンプ光パルスのパワー低減に大きく寄与した。最近の報告例では  $N_s$  は 10 以下となり、群速度分散の影響の有無を吟味する必要がある。

なってきた。例えば、波長 1.55  $\mu\text{m}$ 、群速度分散 1 ps/nm/km、実効コア断面積 25  $\mu\text{m}^2$  を用いれば、半値全幅 2 ps の光パルスに対して、ファイバ長 1.5 km 以上で、 $N_s$  は 1 以下になる。このときのピークパワーは 0.3 W に相当する。このような条件では、スイッチング特性は、群速度分散が無視できた場合と比べて、大きく異なることが予想される。次節では、第 2 章で示した結合非線形波動方程式に立ち返り、これを数値解析することで、群速度分散と非線形効果の相互作用を詳細に調べることにする。

### 3.2 結合非線形波動方程式の数値解析手法

(2.1)、(2.2) 式から出発して、以下の仮定、(1) プローブ光と参照光のピークパワーは小さく、これらにより誘起される非線形効果の影響は無視できる、(2) ファイバループ中の損失は無視できる、(3) ポンプ光、プローブ光、参照光の偏光は同じ向き直線偏波で、ループ伝搬中に変化しないを設けて、非線形 Sagnac 干渉計スイッチ中のプローブ光 A、ポンプ光 B、参照光 C の振る舞いを支配する 3 つの波動方程式を記述する。条件 (1) はプローブ光、および参照光に対する非線形長がファイバループ長より十分長いことを意味する。また、各々の振幅は、ポンプ光に対するソリトン次数  $N_s$  が 1 となるようなポンプ光のピークパワー  $P_{1B}$  の平方根で規格化する。以上の条件の下で、非線形 Sagnac 干渉計スイッチ中のプローブ光 A、ポンプ光 B、参照光 C の振る舞いを支配する 3 つの波動方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial U_A}{\partial z} = -i \frac{\beta_{2A}}{2} \frac{\partial^2 U_A}{\partial t^2} + i \frac{2\omega_A}{\omega_B L_{DB}} |U_B|^2 U_A \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U_B}{\partial z} = -\Delta\beta_1 \frac{\partial U_B}{\partial t} - i \frac{\beta_{2B}}{2} \frac{\partial^2 U_B}{\partial t^2} + i \frac{1}{L_{DB}} |U_B|^2 U_B \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial U_C}{\partial z} = -i \frac{\beta_{2A}}{2} \frac{\partial^2 U_C}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

ここで、 $U_A$ 、 $U_B$ 、 $U_C$  は、それぞれ A、B、C を  $\sqrt{P_{1B}}$  で規格化した複素振幅である。

数値解析には split-step Fourier 法 (別名ビーム伝搬法) と呼ばれる方法を用いる<sup>\*)</sup>。まず、ポンプ光パルスの振る舞いを記述する (3.5) 式の右辺を線形な伝搬を記述する微分演算子  $\hat{D}$  と、距離に依存し非線形な伝搬を記述する非線形演算子  $\hat{N}(z)$  を用いて、以下のように表わす。

$$\frac{\partial U_B}{\partial z} = [\hat{D} + \hat{N}(z)] U_B \quad (3.7)$$

$$\hat{D} = -\Delta\beta_1 \frac{\partial}{\partial t} - i \frac{\beta_{2B}}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

$$\hat{N}(z) = i \frac{1}{L_{DB}} |U_B(z)|^2 \quad (3.9)$$

今、伝搬する光ファイバを幅  $h$  の区間に分割すると、この区間幅  $h$  が小さいときには、 $U_B$  は次のように近似できる<sup>\*)</sup>。

$$U_B(z+h) = e^{\left\{\frac{h}{2}\hat{D}\right\}} \cdot e^{\frac{h}{2}[\hat{N}(z)+\hat{N}(z+h)]} \cdot e^{\left\{\frac{h}{2}\hat{D}\right\}} \cdot U_B(z) \quad (3.10)$$

上式は、区間  $z$  から  $z+h$  の伝搬を考える際に、まず  $z$  から  $z+h/2$  の区間を線形に伝搬させ、これに  $z+h/2$  の一点において  $z$  から  $z+h$  の区間すべてにわたる非線形位相変化を与え、次に  $z+h/2$  から  $z+h$  の区間を線形に伝搬させる操作に相当する。線形伝搬を表わす指数演算子  $e^{\left\{\frac{h}{2}\hat{D}\right\}}$  は、周波数領域で  $\partial/\partial t$  を  $i\omega$  で置き換えて次のように実行する。



$$e^{\frac{h}{2}\hat{D}} \cdot U_B = F^{-1} \left[ e^{\frac{h}{2} \left\{ -i\omega\Delta\beta_1 + i\omega^2 \frac{\beta_{2B}}{2} \right\}} \tilde{U}_B \right] \quad (3.11)$$

ここで、 $\tilde{U}_B$  は  $U_B$  の Fourier 変換を表わす。また  $F^{-1}$  は逆 Fourier 変換を表わす演算子である。右辺の  $e$  の指数の第1項は時間シフトを、第2項は分散によるパルス広がりそれぞれを表わしている。また、非線形位相変化を表わす指数演算子  $e^{\frac{h}{2}[\hat{N}(z)+\hat{N}(z+h)]}$  は、

$$e^{\frac{h}{2}[\hat{N}(z)+\hat{N}(z+h)]} \cdot U_B = e^{\frac{ih}{2L_D} [ |U_B(z)|^2 + |U_B(z+h)|^2 ]} \quad (3.12)$$

で与えられる。(3.12) 式の演算は  $z+h/2$  の地点における非線形位相変化を求めるために、その時点では未知の  $U_B(z+h)$  を使っているという困難を包含している。これを解決するためには次に述べる操作を繰り返して行って精度を高める必要がある。その手順とは、まず光パルスを  $z$  から  $z+h/2$  の区間を線形に伝搬させた後、 $|U_B(z+h)|^2$  を  $|U_B(z)|^2$  で置き換えて計算して得られる非線形位相変化を与え、さらに  $z+h/2$  から  $z+h$  の区間を線形に伝搬させて第一次近似の  $U'_B(z+h)$  を求める。次に、今求めた  $U'_B(z+h)$  を使って  $z+h/2$  の地点における非線形位相変化を求める。この値は  $|U_B(z+h)|^2$  を  $|U_B(z)|^2$  で置き換えて求めた非線形位相変化より精度が高いことが期待できる。この値を用いてさらに  $z+h/2$  から  $z+h$  の区間を線形に伝搬させてより精度の高い  $U''_B(z+h)$  を求める。このような操作を繰り返して、精度を高めていくわけであるが、通常の用途においては、この繰り返し操作は2回行えば十分であることが知られている<sup>8,9)</sup>。

プローブ光についても同様の操作を行えば、非線形伝搬に基づく振る舞いを数値計算により求めることができる。ただし、プローブ光自身による自己位相変調効果は小さいとして無視するので、考慮すべきはポンプ光による相互位相変調の効果だけである。ポンプ光の波形変化を先に数値計算により求めておけば、 $|U_B(z+h)|^2$  の値は常に既知であるので、ポンプ光の波形変化を求めたときのような繰り返し操作の必要はない。参照光の波形変化はさらに簡単に、線形伝搬のみを計算することで求めることができる。

作成したプログラムが正しく動作することは、次のようにして確認した。(1) ポンプ光については、 $N_s=1$  の hyperbolic-secant の時間形状の光パルスについて数値解析し、解析的手法によりすでに分かっている通り、分散長を越えて伝搬しても波形を保持することを確認した。(2) プローブ光については、hyperbolic-secant の時間形状をもつプローブ光が、これと同一波形、同一群速度で  $P_B/2$  のピークパワーのポンプ光による相互位相変調により、波形を保持して伝搬することを確認した ( $N_s=1$  のソリトン伝搬)。(3) さらに、区間幅  $h$  を  $1/2$  に、サンプル時間数を2倍に変えて同様の計算を行い、同一の結果を得られることを確認した。

以上の手順により得られた、ファイバ伝搬後のプローブ光と参照光の複素振幅  $U_A(L,t)$ 、 $U_C(L,t)$  から、透過光と反射光の光パワー  $|T_r(t)|^2$ 、 $|R_r(t)|^2$  は、次式を用いて求めることができる。

$$|T_r(t)|^2 = |U_A(L,t) - U_C(L,t)|^2 \quad (3.13)$$

$$|R_r(t)|^2 = |U_A(L,t) + U_C(L,t)|^2 \quad (3.14)$$

### 3.3 数値計算結果

#### 3.3.1 ウォークオフがない場合のスイッチング特性

ここではまず、ポンプ光とプローブ光のウォークオフが無視できる場合、群速度分散がスイッチング特性に与える影響について、数値解析の結果を述べる。ポンプ光と入力光を波長領域で十分なアイソレーションをもって分離でき、なおかつポンプ光とプローブ光のウォークオフを最小にできる構成として、2.2.2の実験で述べたように、ポンプ光と入力光の波長をループファイバの零分散波長の両側に配置する構成を仮定する。従って、ポンプ光と入力光は等しい群速度を持ち、それぞれの波長における分散値の絶対値は等しく、符号は反対である場合を考えることにする。すなわち、 $v_{gA}=v_{gB}$ 、 $\beta_{2A}=-\beta_{2B}$  を仮定する。また、ポンプ光の繰り返し周期はポンプ光のパルス幅より十分長く、参照光が被る相互位相変調の効果は無視できるとする。

図3-3に split-step Fourier 法によって求めたポンプ光、プローブ光、参照光の光強度波形の伝搬の様子を示す。このとき、ポンプ光波長におけるループファイバの分散  $\beta_{2B}$  の符号は正で常分散であり、ポンプ光の

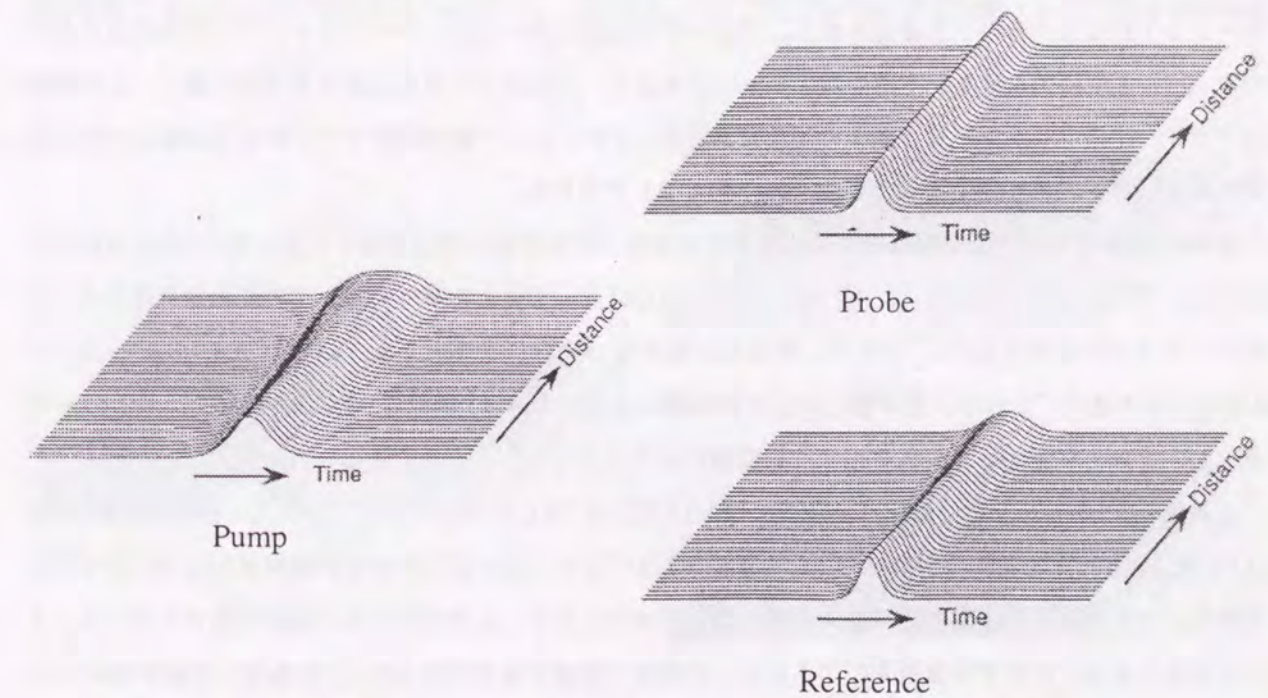


図3-3 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬の様子 ( $N_s=2$ )

ポンプ光はファイバ伝搬に伴いパルス幅が広がり、徐々に矩形に近づく。これは常分散領域における自己位相変調の効果によるものである。一方、示すようにプローブ光と参照光も分散によりパルス幅が広がって行くが、プローブ光の方が広がりが小さい。これはポンプ光による相互位相変調と異常分散によりパルスが圧縮されるためである。



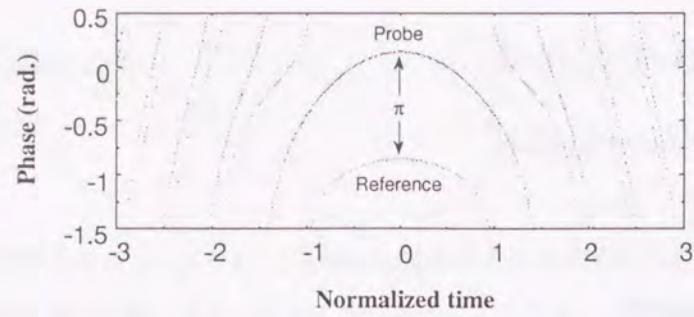


図3-4 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬後の位相変化の様子 ( $N_s=2$ )  
 プロブ光と参照光の位相の差はパルス中心において $\pi$ となっている。この位相差を得るのに必要であったファイバの長さは $0.53L_D$ であり、ポンプ光のパルス広がりのため、群速度分散がない場合に必要となるファイバ長より長い。

$N_s$ は2の場合について数値解析を行った。また、ポンプ光、入力光ともに、時間波形は(2.25)式で定義する hyperbolic-secant 波形であるとした。また、ポンプ光のパルス幅は入力光のパルス幅の2倍に設定した。ループファイバの長さは、 $N_s=2$ のポンプ光によりプロブ光のパルスの中心に蓄積される相互位相変調の大きさが $\pi$ となる長さとした。これにより入力光の中心では100%のスイッチングが達成される。

同図(a)に示したポンプ光はファイバ伝搬に伴いパルス幅が広がり、徐々に矩型に近づく。これは常分散領域における自己位相変調の効果によるもので、ファイバと回折格子の組み合わせによるパルス圧縮法における光パルスの振る舞いとしてよく知られた現象である。一方、同図(b)、(c)に示すようにプロブ光と参照光も分散によりパルス幅が広がって行くが、プロブ光の方が広がりが小さい。これは次のように理解される。プロブ光にはポンプ光による相互位相変調が加わり、これによりプロブパルス中にブルーシフト周波数チャープが誘起される。プロブ光波長においては、ループファイバは異常分散をもつので、パルス中にブルーシフト周波数チャープがあると、これはパルスを圧縮する方向に働く。この現象はファイバ中のソリトン圧縮と類似の現象であるが、ブルーシフト周波数チャープが生じる原因が自己位相変調ではなく、相互位相変調によるものであることが異なる。

図3-4はファイバ伝搬後のプロブ光と参照光の位相変化の様子を示した図である。図からわかるように、プロブ光と参照光の位相の差はパルス中心において $\pi$ となっている。この位相差を得るのに必要なファイバの長さは $0.53L_D$ であり、群速度分散がない場合に必要となるファイバ長  $L_{\pi} (= \pi L_D / 2N_s^2 \approx 0.40L_D)$  より長い。これは、常分散と自己位相変調によるパルス広がりのためポンプ光のピークパワーが減少し、プロブ光に与えられる相互位相変調の大きさが低下したためである。

透過光と反射光の光パワーの時間波形は、図3-3と図3-4に示したプロブ光と参照光の振幅と位相から、(3.13)式、(3.14)式を用いて計算すると、図3-5のようになる。図中には入力光の時間波形もあわせて示してある。スイッチングは入力光パルス全体については行われず、入力光のうち一部が反射されている。入力光のエネルギーに対する透過光のエネルギーの割合で透過率を定義すると、この場合の透過率は97%で、群速度分散がない場合の透過率91%より大きい。これは、常分散と自己位相変調の作用によりポンプ光パルスが広がった結果、プロブ光のより広い時間範囲にわたって相互位相変調が与えられたためである。本非線形ファイバSagnac干渉計スイッチは、ポンプ光パルスの有無により入力光の経路が選択されるが、入

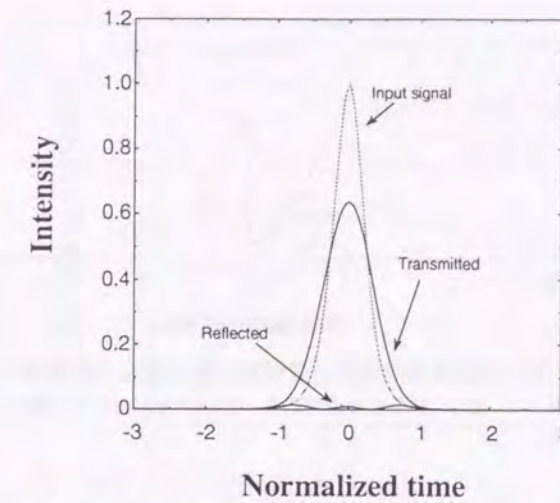


図3-5 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の透過光と反射光の光パワーの時間波形 ( $N_s=2$ )

スイッチングは入力光パルス全体について行われず、入力光のうち一部が反射されている。ポンプ光のパルス広がりを反映して、透過率は97%と、群速度分散がない場合の透過率91%より大きい。また、群速度分散により、透過光のパルス幅は入力光の1.7倍に広がる。

力がスイッチされた場合、出力される透過光パルス(スイッチされた光)は図3-5に示すように、入力光パルスのパルス幅に対して1.7倍に広がる。また、ポンプ光がない場合は、ファイバ伝搬後のプロブ光は、図3-3(c)及び図3-4に示す参照光とまったく同じ振幅と位相をもつので、出力される反射光(スイッチされない光)はやはり、入力光より広がり、その比は2.3である。

次にポンプ光パルスの波長がループファイバの異常分散領域にある場合 ( $\beta_{2B} < 0, \beta_{2AC} > 0$ ) について、同様の解析を試みた。その様子を図3-6に示す。この場合、ポンプ光パルスは異常分散と自己位相変調の作用

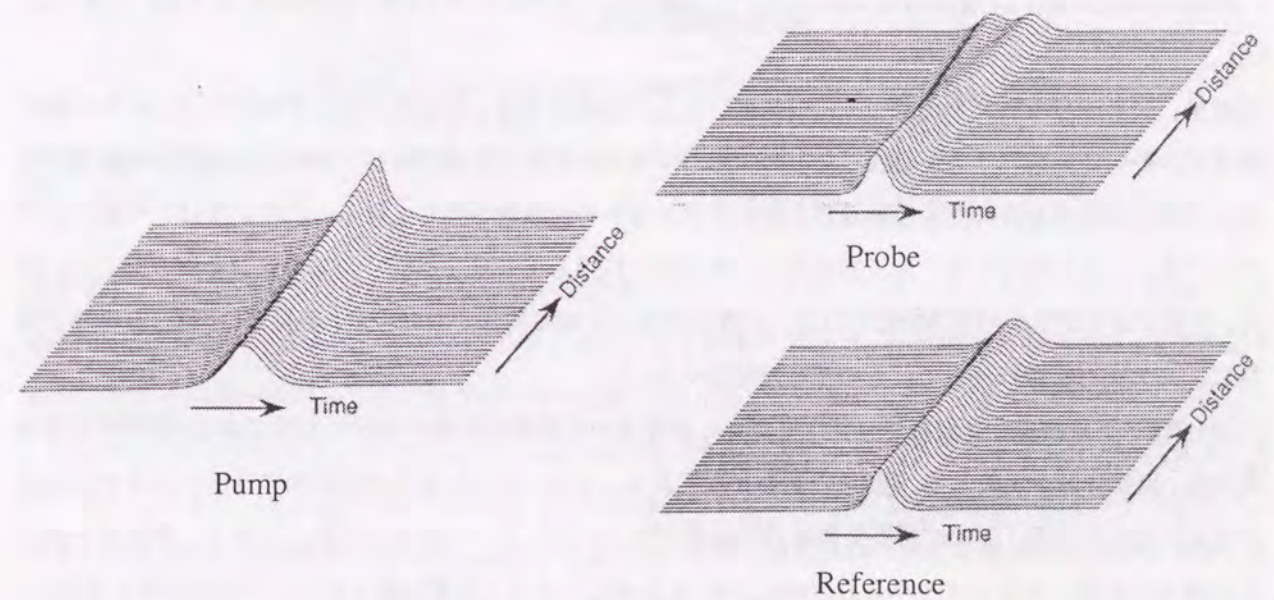


図3-6 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の伝搬の様子 ( $N_s=2$ )  
 異常分散と自己位相変調の作用の結果、ソリトン圧縮が進み、ポンプ光のピークパワー、従って相互位相変調効果が増加する。プロブ光に誘起された位相シフトは常分散と作用してプロブ光パルスの分裂を引き起こす。



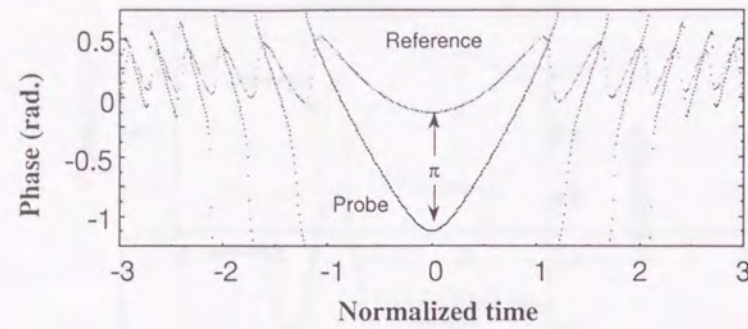


図3-7 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の伝搬後の位相変化の様子 ( $N_s=2$ )  
位相の変化の向きは、正常分散を反映して、図3-4の場合と逆である。ポンプ光のパルス圧縮によるピークパワー増大のため、必要なファイバの長さは  $0.36L_D$  と短くなる。

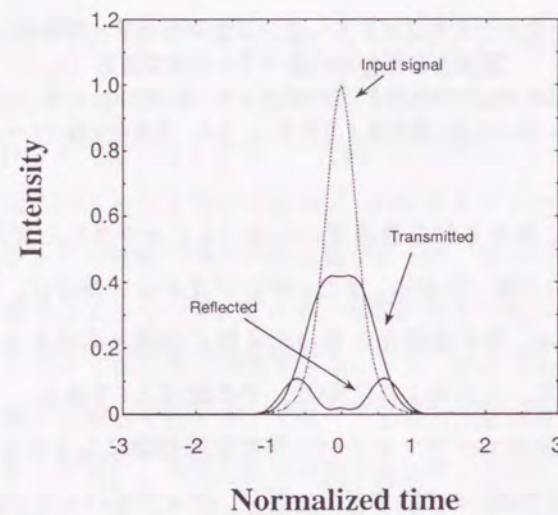


図3-8 ウォークオフがなく、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の透過光と反射光の光パワーの時間波形 ( $N_s=2$ )

透過率は80%と分散のない場合の91%に比べて劣下し、透過光の波形変化はポンプ光波長が常分散領域にある場合より激しい。

の結果、ファイバループを伝搬するにつれてソリトン圧縮が進み、ピークパワーが増加する。パルス幅が狭まり、かつピークパワーが増加したポンプ光パルスは、プローブ光に対してより強く相互位相変調を与え、プローブ光パルスの前半の周波数を押し下げ、後半の周波数を押し上げる。このようにして新たにプローブ光パルスに誘起された周波数成分は、常分散と作用してプローブ光パルスの分裂を引き起こす。一方、分散による線形なパルスの広がり、分散の符号の正負に関係がないので、参照光は図3-3の場合と同様に、ファイバ伝搬に伴って、その幅を増加させる。

図3-7はファイバループ伝搬後のプローブ光と参照光の位相変化の様子を示した図である。位相の変化の向きは、正常分散を反映して、図3-4の場合と逆である。プローブ光と参照光の位相の差はパルス中心において  $\pi$  となっている。この位相差を得るのに必要であったファイバの長さは  $0.36L_D$  であり、群速度分散がない場合に必要となるファイバ長  $L_\pi (= \pi L_D / 2N_s^2 \approx 0.40L_D)$  より、今度は短くなる。これは前回とは逆に、異常分散と自己位相変調によるパルス圧縮のためポンプ光のピークパワーが増え、プローブ光に与えられる相互位相変調の大きさが増加したためである。その結果得られる透過光と反射光の時間波形は、図3-8に

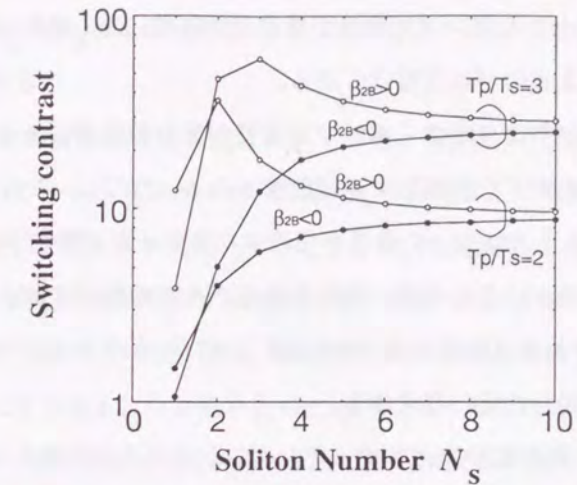


図3-9 ウォークオフがない場合のポンプ光パルスの  $N_s$  とスイッチングコントラストとの関係  
ポンプ光と入力光のパルス幅の比が2の場合と3の場合について示している。ここで、スイッチングコントラストは透過光と反射光のエネルギーの比で定義した。白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。

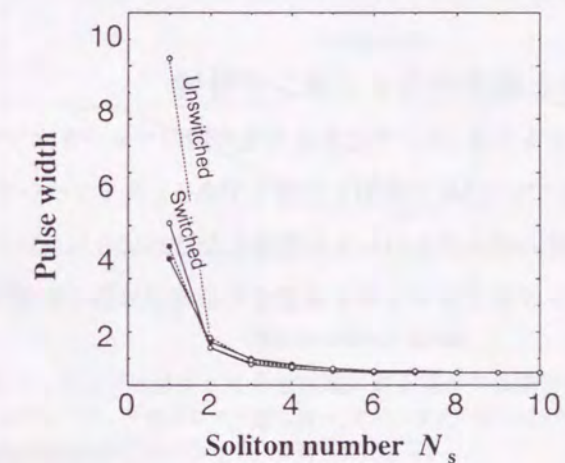


図3-10 ウォークオフがない場合のポンプ光パルスの  $N_s$  とスイッチされた光、スイッチされない光のパルス幅の関係  
ポンプ光と入力光のパルス幅の比は2、白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。

示す通りである。透過率は80%と分散のない場合の91%に比べて劣下している。また、パルス幅は入力光の2.2倍に広がる。ちなみに、ポンプ光がなくスイッチされない場合は、出力される反射光は1.8倍に広がるが、ファイバ長が前回より短い分だけパルス広がりは小さい。

図3-9は、ポンプ光パルスの  $N_s$  と split-step Fourier 法で求めたスイッチングコントラストとの関係を、ポンプ光と入力光のパルス幅の比が2の場合と3の場合について示している。ここで、スイッチングコントラストは透過光と反射光のエネルギーの比で定義した。また、図3-10は、ポンプ光パルスの  $N_s$  とスイッチされた光、およびスイッチされない光のパルス幅の関係を、ポンプ光と入力光のパルス幅の比が2の場合について示している。なお、いずれの図においても、白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。これらの図からわかることは以下の通りである。



- (1) まずポンプ光の  $N_s$  が5より小さくポンプ光波長が異常分散領域にある場合は、スイッチングコントラストは著しく劣下し、出力される光のパルス幅は広がる。
  - (2) これに対し、ポンプ光の  $N_s$  が5より小さくポンプ光波長が常分散領域にある場合は、スイッチングコントラストはポンプ光パルスの広がりを反映して逆に改善される。ただし、これはスイッチング窓の幅が広がることを意味し、隣接するタイスロットの信号からのクロストークが増加することに注意する必要がある。また、より長いファイバ長が必要なので、出力されるパルスの広がりはより大きい。
  - (3) 次にポンプ光の  $N_s$  が5より大きい場合には、スイッチングコントラストについても、出力されるパルスの幅についても、分散がない場合の値に収束する。
  - (4) 最後に、ポンプ光のパルス幅が広いほどスイッチングコントラストは高くなる。
- 例えば、パルス半値全幅3.3 psの入力光をパルス半値全幅10 psのポンプ光を用いてスイッチングする場合、 $N_s=5$ 以上の条件を満たすためには、ポンプ光のピークパワーを0.31 W以上に設定する必要があることが(3.3)式からわかる。これはファイバ長を1.9 km以下とすることに相当する。ただし、ファイバループの条件としては、波長1.55  $\mu\text{m}$ 、群速度分散0.5 ps/nm/km、実効コア断面積50  $\mu\text{m}^2$ を用いた。

### 3.3.2 ウォークオフがある場合のスイッチング特性

群速度分散の影響が無視できるとき、ポンプ光と入力光間のウォークオフを利用すれば、矩型のスイッチング窓が得られることは、すでに2.2節で説明した通りである。スイッチング窓の立ち上がり立ち下がり鋭くするためには、幅の狭いポンプ光パルスを使用しなければならない。ここでは、入力光をこれより小さなパルス幅を有するポンプ光でスイッチする場合の群速度分散の影響を調べる。本節の数値解析で

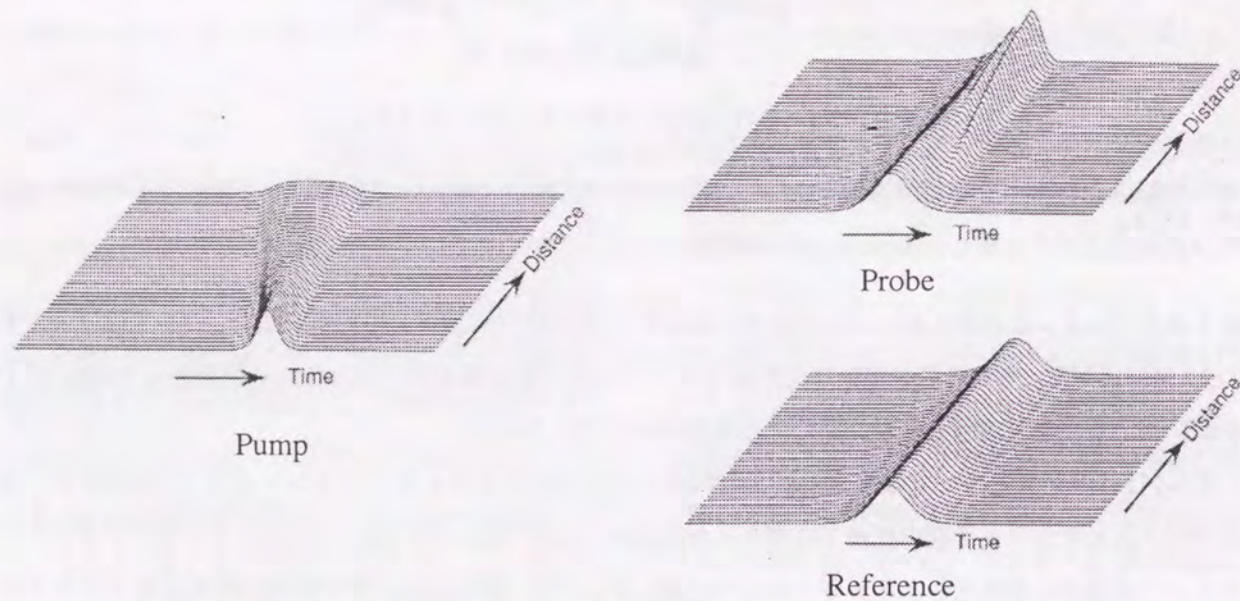


図3-11 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬の様子 ( $N_s=2$ )

ポンプ光パルスは波形を変化させながらプローブ光パルスと擦れ違うため、プローブ光パルスはパルスの各部分で異なる相互位相変調の大きさが異なる。また、ファイバループの前半で誘起された新しい周波数成分は異なる群速度でファイバを伝搬するため、プローブ光パルスの波形は複雑に変化する。

は、 $\beta_{2A} = -\beta_{2B}$ とみなせるが  $v_{gA}$  と  $v_{gB}$  がわずかに異なり、これによりポンプ光とプローブ光間にウォークオフが発生する場合を想定する。

図3-11にウォークオフがある場合のポンプ光、プローブ光、参照光の光強度波形の伝搬の様子を示す。このとき、ポンプ光波長におけるループファイバの分散  $\beta_{2B}$  の符号は正で常分散、ポンプ光の  $N_s$  は2の場合について数値解析を行った。また、ポンプ光、入力光ともに、時間波形は(2.25)式で定義するhyperbolic-secant波形であるとし、ポンプ光のパルス幅は入力光のパルス幅の1/2、ウォークオフ時間は入力光のパルス幅の2倍に設定した。ループファイバの長さは、群速度分散がないときにプローブ光のパルスの中心に蓄積される相互位相変調の大きさが  $\pi$  となる長さ  $L_\pi = \pi t_p L_D / (2t_p N_s^2)$  とした。これによりほぼ入力光の全体にわたって100%のスイッチングが達成される。ポンプ光パルスは波形を変化させながら、プローブ光パルスと擦れ違うため、プローブ光パルスはパルスの各部分で異なる相互位相変調の大きさが異なる。また、ファ

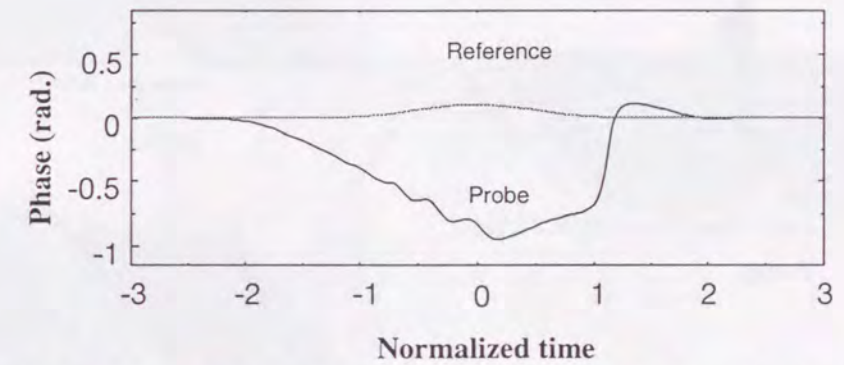


図3-12 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬後の位相変化の様子 ( $N_s=2$ )  
ポンプ光パルスは波形を変化させながらプローブ光パルスと擦れ違い、プローブ光パルスはパルスの各部分で異なる相互位相変調の大きさが異なるため、プローブ光の位相も対称な矩形とはならず、複雑に変化する。

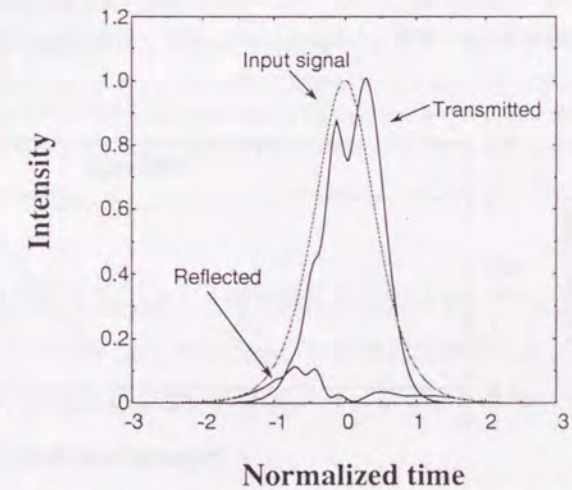


図3-13 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の透過光と反射光の光パワーの時間波形 ( $N_s=2$ )

参照光との干渉の結果出力される透過光の時間波形は、もとのパルス波形から著しく変化する。このときの透過率は88%である。



イパルプの前半で誘起された新しい周波数成分は異なる群速度でファイバを伝搬するため、プローブ光パルスの波形は複雑に変化する。これに加えて、図3-12に示すようにプローブ光の位相も対称な矩形とはならず、複雑に変化するので、参照光との干渉の結果出力される透過光の時間波形は、もとのパルス波形から著しく変化する(図3-13)。このときの透過率は88%である。

一方、図3-14はポンプ光波長におけるループファイバの分散 $\beta_{2B}$ の符号を負の異常分散として、上と同様の数値解析をして得られたポンプ光、プローブ光、参照光の光強度波形の伝搬の様子である。ポンプ光波長が異常分散領域にある場合は、ソリトン圧縮によるピークパワーの増大が起こるので、プローブ光に誘起される相互位相変調の効果は増大するとともに、局所化する。その結果、プローブ光の波形変化は一

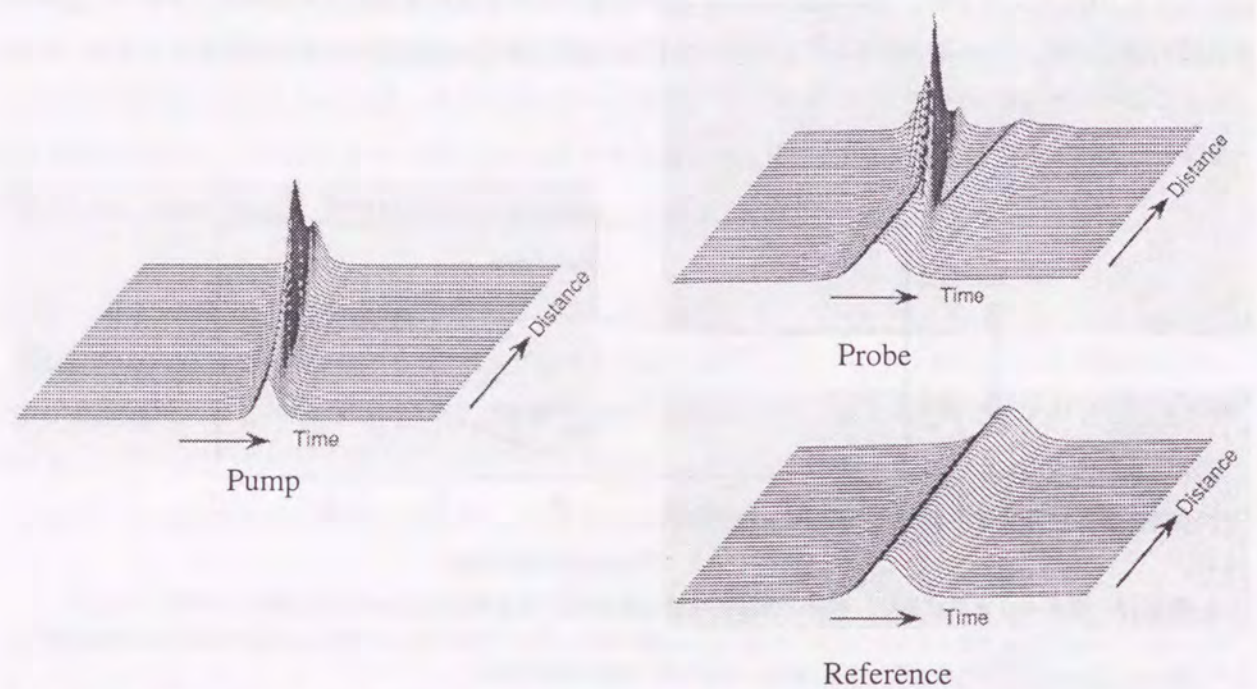


図3-14 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の伝搬の様子 ( $N_s=2$ )

ソリトン圧縮によるピークパワーの増大が起こるので、プローブ光に誘起される相互位相変調の効果は増大するとともに、局所化する。その結果、プローブ光の波形変化は一層激しくなるとともに、プローブ光パルスの時間シフトが起こる。

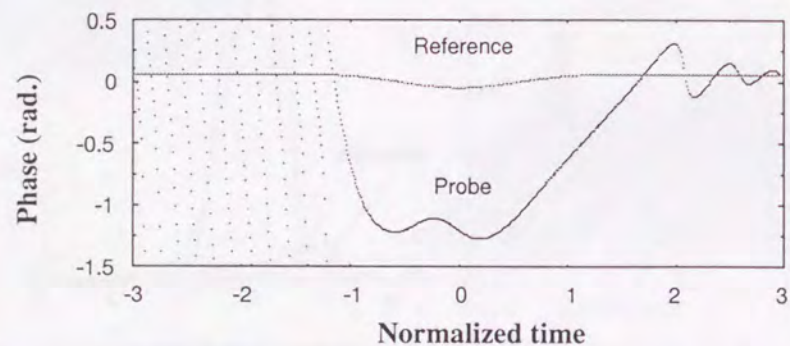


図3-15 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の伝搬後の位相変化の様子 ( $N_s=2$ )  
ポンプ光のパルス圧縮によるピークパワー増大のため、透過光の位相の矩形からのずれは、ポンプ光波長が常分散波長にあるときよりも著しい。

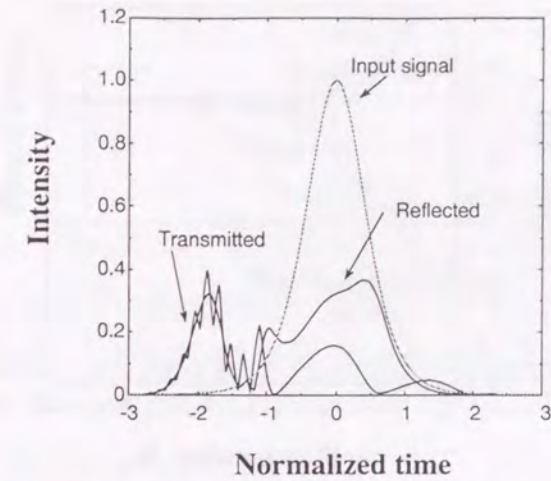


図3-16 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の透過光と反射光の光パワーの時間波形 ( $N_s=2$ )

透過光の波形劣下は、ポンプ光波長が常分散波長にあるときよりも著しく、透過率もわずかに65%である。また、パルスの重心も大きくシフトしている。

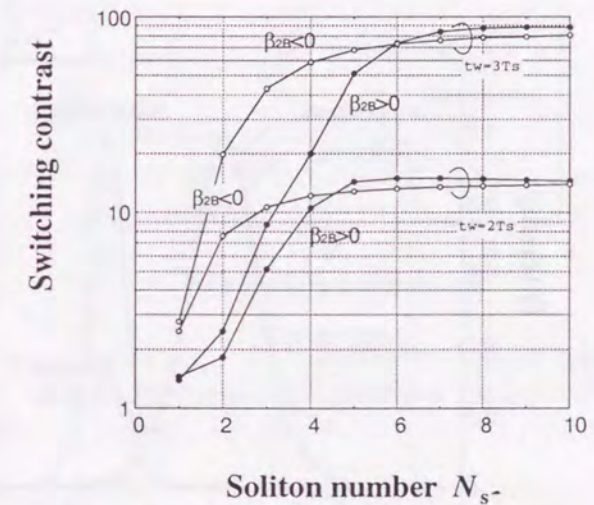


図3-17 ウォークオフがある場合のポンプ光パルスの $N_s$ とスイッチングコントラストとの関係

ポンプ光のパルス幅が入力光のパルス幅の1/2、ウォークオフ時間が入力光のパルス幅の3倍の場合について示している。ここで、スイッチングコントラストは透過光と反射光のエネルギーの比で定義した。白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。 $N_s$ が5より大きくなるとスイッチングコントラストは、群速度分散がない場合の値に近づく。

層激しくなるとともに、誘起された周波数シフトと常分散の作用の結果、プローブ光パルスの時間シフトが起こる。図3-15と図3-16は、それぞれ、ファイバ伝搬後の位相変化と、透過光、反射光の時間波形である。透過光の波形劣下はポンプ光波長が常分散波長にあるときよりも著しく、透過率もわずかに65%である。また、パルスの重心も大きくシフトしている。

図3-17は、ポンプ光パルスの $N_s$ とsplit-step Fourier法で求めたスイッチングコントラストとの関係を、ポンプ光のパルス幅が入力光のパルス幅の1/2、ウォークオフ時間が入力光のパルス幅の3倍の場合につい



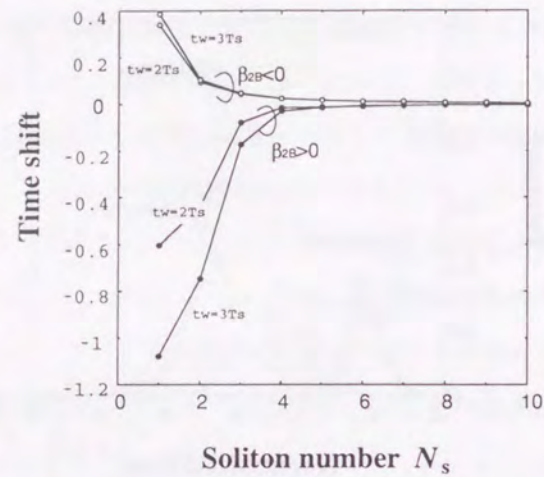


図3-18 ウォークオフがある場合のポンプ光パルスのN値とスイッチされた光、スイッチされない光のパルス幅の関係

ポンプ光のパルス幅が入力光のパルス幅の1/2、ウォークオフ時間が入力光のパルス幅の3倍の場合について示している。白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。 $N_s$ が5より大きくなると透過光の時間シフトは小さくなる。

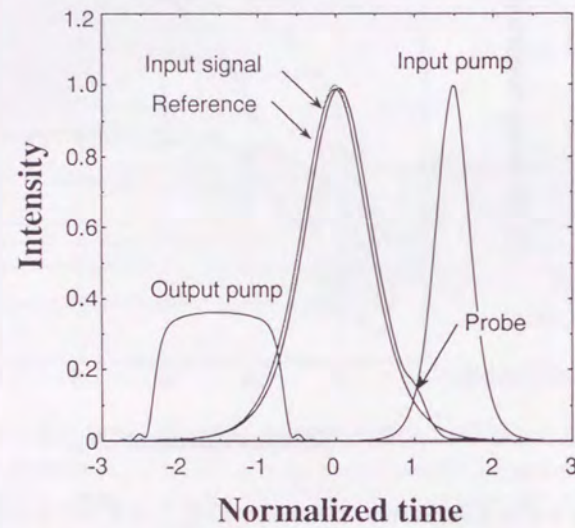


図3-19 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬の様子 ( $N_s=5$ )

ループ伝搬前のポンプ光と入力光の波形、及び伝搬後のポンプ、プローブ光、参照光の波形を示している。プローブ光と参照光の時間波形は入力光の波形からほとんど変化していない。

で示している。また、図3-18は、ポンプ光パルスの $N_s$ と透過光パルスの重心の時間シフト量の関係を示している。なお、いずれの図においても、白丸はポンプ光波長が常分散領域にある場合を、黒丸は異常分散領域にある場合をそれぞれ示している。これらの図からわかるように、スイッチング特性の劣下はポンプ光波長が異常分散領域にある場合の方が著しい。これはポンプ光の自己位相変調と異常分散の相互作用による、パルス幅の狭窄化とピークパワーの増大の結果である。ウォークオフがない場合と同様に、群速度分散の符号の正負に関わらず、 $N_s$ が5より大きくなるとスイッチングコントラストは群速度分散がない場

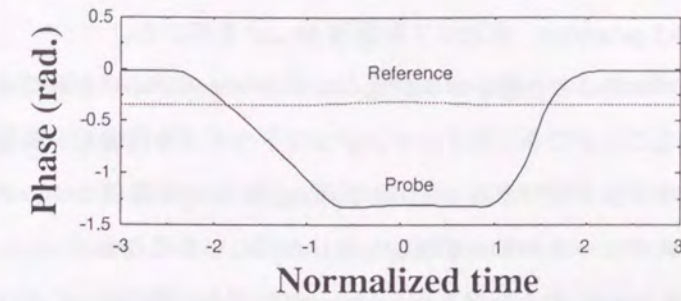


図3-20 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の伝搬後の位相変化の様子 ( $N_s=5$ )  
プローブ光の位相はほぼ矩形で、パルス全体にわたってほぼ一定の位相シフトが与えられている。

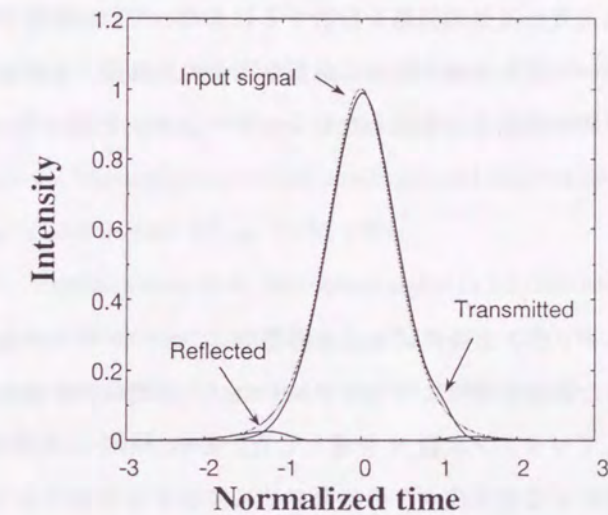


図3-21 ウォークオフがあり、ポンプ光波長が常分散領域にある場合の透過光と反射光の光パワーの時間波形 ( $N_s=5$ )

入力光の時間波形からほとんど劣下していない透過光パルスを得られている。スイッチングコントラストは60以上である。

合の値に近づき、透過光の時間シフトは小さくなる。

例として、 $N_s$ が5で、ポンプ光波長が常分散領域にある場合のスイッチング特性を次に示す。図3-19はループ伝搬前のポンプ光と入力光の波形、及び伝搬後のポンプ、プローブ光、参照光の波形を示している。ポンプ光波形は自己位相変調と常分散により時間波形の矩形化が進んでいるが、プローブ光と参照光の時間波形は入力光の波形からほとんど変化していない。実際、図3-20に示すように、プローブ光の位相はほぼ矩形で、パルス全体にわたってほぼ一定の位相シフトが与えられている。以上の結果、図3-21に示すように、入力光の時間波形からほとんど劣下していない透過光パルスを得ることができる。このとき、スイッチングコントラストは60を越える。例として、パルス半値全幅1.7 ps、ウォークオフ時間10 psのポンプ光を用いて、パルス半値全幅3.3 psの入力光をスイッチングする場合、 $N_s \geq 5$ の条件は、ポンプ光のピークパワーを11.4 W以上に設定することに相当することが(3.3)式からわかる。また、ファイバ長 $L_\pi = \pi t_w L_D / (2t_b N_s^2)$ は、720 m以下とすることに相当する。ただし、ファイバループの条件としては、前回と同様、波



長1.55  $\mu\text{m}$ 、群速度分散0.5 ps/nm/km、実効コア断面積50  $\mu\text{m}^2$ を用いた。

以上のように、入力光パルスより、短いポンプ光パルスとウォークオフを利用すれば、切れ味のよい矩型のスイッチング窓を得ることができ、スイッチングコントラストを改善し、隣接する入力光パルスからのクロストークを少なくすることができる。しかし反面、必要な $N_k$ を確保しつつポンプ光パルス幅を短くするには、ポンプ光パルスのピークパワーを増加しなければならない。

本節の数値解析では、 $\beta_{2A} = -\beta_{2B}$ とみなせるが $v_{gA}$ と $v_{gB}$ がわずかに異なり、これによりポンプ光とプローブ光の間にウォークオフが発生する場合を想定した。このような構成以外にも、例えばポンプ光波長をループファイバの零分散波長に設定し、 $\beta_{2B} = 0$ とする構成も有り得る。この場合は、ウォークオフが大きくなりすぎる、プローブ光波長の分散が大きくなる等の問題が発生することが考えられる。実際に非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく超高速光伝送処理回路を設計するにあたっては、使用するループファイバの群遅延波長特性、ポンプ光とプローブ光を分離するのに必要な両者の波長差、必要なウォークオフ量、利用可能なポンプ光のピークパワー等の諸条件を考慮したシミュレーションを行って、分散の影響を吟味する必要がある。

### 3.4 まとめ

本章では、群速度分散がスイッチング特性に与える影響を、ウォークオフがある場合とない場合について、split-step Fourier法を用いた数値解析により明らかにした。ここでは、群速度分散がスイッチング特性に与える影響を示す指標としてソリトン次数 $N_k$ を導入した。このソリトン次数 $N_k$ は、光Kerr効果による位相変調の効果と群速度分散による波形広がり効果の比に関係する数値であり、これが小さいほど群速度分散の影響が顕著になる。本章で得られた知見は次の通りである。

(1) ウォークオフの有無に関わらず、ポンプ光に対するソリトン次数 $N_k$ が5より小さくなると、スイッチング特性が劣化する。スイッチング特性の劣化は、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の方が著しい。これはポンプ光の自己位相変調と異常分散との相互作用により、パルス幅の狭窄化とピークパワーの増大が起こるからである。

(2) 入力光パルスより短いポンプ光パルスとウォークオフを利用すれば、切れ味のよい矩型のスイッチング窓を得ることができる。これはスイッチングコントラストを改善し、隣接する入力光パルスからのクロストークを少なくする。しかし、反面、必要な $N_k$ を確保しつつポンプ光パルス幅を短くしなければならないので、ポンプ光パルスに必要なピークパワーの増加を招く。

(3) 式(3.3)に示した $N_k$ の定義から明らかなように、ポンプ光パルスのパルス幅が1/2になると、必要な $N_k$ を確保するためには、ポンプ光パルスのピークパワーを4倍にしなければならない。パルス幅が1/2になったことを考慮すれば、ポンプ光パルス1個当たりが有するエネルギーは2倍に増加させなければならないことになる。ポンプ光パルス列を必要なパワーレベルまで増幅する光増幅器の平均出力パワーに上限があることを考えれば、ポンプ光のパルス幅が短くなるほど、分散によるポンプ光パルスパワーの下制限が厳しくなることが理解できる。

### 参考文献

1. K. C. Byron, "Kerr modulation of signals at 1.3 and 1.5  $\mu\text{m}$  in polarization-maintaining single-mode fiber," *Electron. Lett.*, **23**, pp. 623-625, 1987.
2. T. Morioka and M. Saruwatari, "Ultrafast all-optical switching utilizing the optical Kerr effect in polarization-maintaining single-mode fibers," *IEEE J. Selected Areas in Communications*, **6**, pp. 1186-1198, 1988.
3. T. Morioka, M. Tsukada, and M. Saruwatari, "Demonstration of 50 Gb/s all-optical Kerr demultiplexing utilizing pump-probe pulse walk-off in optical fibers," in *Tech. Dig. (Post-deadline papers) 1990 Internat. Top. Meet. Photon. Switching* (Kobe, Japan), pp. 40-42, 1990.
4. K. J. Blow, N. J. Doran, B. K. Nayar, and B. P. Nelson, "Two-wavelength operation of the nonlinear fiber loop mirror," *Opt. Lett.*, **15**, pp. 248-250, 1990.
5. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast, low power, and highly stable all-optical switching in an all-polarization maintaining fiber Sagnac interferometer," *Photon. Technol. Lett.*, **2**, pp. 349-351, 1990.
6. M. Jinno and T. Matsumoto, "Demonstration of laser-diode-pumped ultrafast all-optical switching in a nonlinear Sagnac interferometer," *Electron. Lett.* **27**, pp. 75-76, 1991.
7. A. Takada and K. Aida, "Demonstration of 40 Gb/s optical signal to 2.5 Gb/s using a nonlinear fiber loop mirror driven by amplified, gain-switched laser diode pulses," in *Tech. Dig. OFC '91*, TuN3, 1991.
8. G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," *Academic Press, Inc.* 1989.
9. 岡本勝就, "ビーム伝搬法," 私信, 1991.



## 第4章 相互位相変調に伴うスペクトル変化

干渉計を構成する2本の腕の間の位相差を何らかの方法で変化させることで、光信号の経路を切り替えるタイプの光スイッチにおいては、一方の腕の位相を進ませ、他方を遅れさせる、いわゆるプッシュプル動作を行わない限り、出力光に位相変調が付加される。本論文でとりあげる非線形 Sagnac 干渉計スイッチも、そのような光の干渉を利用するスイッチであるが、その動作の源である光ファイバ中の光 Kerr 効果は光強度に依存して屈折率が増加する効果であり、プッシュプル動作を行うのは難しい。従って、出力光には誘起された位相に依存したスペクトル変化が付加され、用途によっては深刻な問題を引き起こす可能性がある。これは第3章で述べたような群速度分散と相互/自己位相変調効果の相互作用の影響が、無視できる場合においても不可避の、干渉を利用した光スイッチ生来の現象である。

本章第1節では、ポンプ光と入力光のウォークオフ、誘起される位相変化、そして出力光に付加されるスペクトル変化の関係が論じられる。続いて第2節では、その関係を能動モードロック半導体レーザから発生させた Fourier 変換限界の良質な光パルスを用いた実験により実証する。以上から、ウォークオフを利用した矩型の幅広いスイッチング窓を用いれば、スイッチされて出力される光パルスにはスペクトル変化が生ぜず、入力された Fourier 変換限界の光パルスはその特性を劣下させることなくスイッチできることが明らかになる。

### 4.1 出力光に誘起されるスペクトル変化の解析

第3章では、分散長と非線形長の比で定義されるソリトン次数  $N_s$  が1に近づいて分散の影響が無視できなくなると、分散と自己/相互位相変調効果の結果、スイッチング特性が著しく劣下することをみてきた。このため、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを超高速光伝送処理に利用する際には、 $N_s$  が概ね5以上となるように設計しなければならない。本章以降では、分散の影響が無視できる条件を仮定して議論を進めるが、そのような条件の下でも、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの動作原理上、必然的に発生するスペクトル変化要因が存在する。本章では、この相互位相変調効果に起因するスペクトル変化について論ずることにする。

非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、ポンプ光パルスによってプローブ光に誘起される位相変化(相互位相変調)を利用してスイッチングを行うわけであるが、位相の時間微分が瞬時周波数に相当することから、誘起される位相変化はプローブ光の周波数変化を引き起こし、スイッチされた光出力のスペクトルが入力光

のそれから変化することが予想される。相互位相変調に伴う周波数シフトあるいはスペクトル広がりについては、R. R. Alfano らにより指摘され、実験により確認されている<sup>1</sup>が、光スイッチの出力光のスペクトル変化についての検討は、これまで全くなされていなかった。光スイッチの出力光のスペクトル変化は、第6章で述べるように、出力光を伝送する、あるいはこれを後段の光処理回路で使用する場合に極めて重要な問題となる。本節では、相互位相変調に伴うプローブ光のスペクトル変化について、ウォークオフとの関係を明らかにする。

まず、(2.17) 式に戻って、透過光の包絡線複素振幅を調べて見よう。簡単のため、光カップラのパワー分岐比  $k$  は 1/2、プローブ光は時計回りにポンプ光パルスと同じ向きに、参照光は反時計回りに、それぞれファイバループを伝搬し、相互位相変調による位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$  を受けるものとする。透過光の包絡線複素振幅は次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} T_r &= \frac{1}{2}(e^{i\phi_A} - e^{i\phi_C})A \\ &= i \cdot \sin\left(\frac{\phi_A - \phi_C}{2}\right) e^{i\frac{\phi_A + \phi_C}{2}} A \end{aligned} \quad (4.1)$$

通常、ポンプ光のピークパワーは位相差  $\phi_A - \phi_C$  が  $\pi$  となるように設定される。位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$  の符号はいずれも正であるため、(4.1) 式の  $e$  の冪指数は相殺されることはない。これは、スイッチされた透過光には相互位相変調による位相変化の和の半分が付与されることを示している。前述のように位相の時間微分が瞬時周波数に相当するので、相互位相変調による位相変化はスイッチされた光出力のスペクトル変化を引き起こす。参照光の位相変化をプローブ光のそれと比べて十分小さいと考慮して無視し、ポンプ光パルスの波形を (2.18) 式で与えられる Gaussian 波形と仮定すると、(2.21)、(4.1) の両式から、誘起される瞬時周波数変化の大きさは、相互位相変調による位相変化の和の半分が付与されることに注意すれば、次式を用いて表わすことができる。

$$\begin{aligned} \Delta\omega &\equiv -\frac{\partial\phi}{\partial t} \\ &= \frac{\exp\left\{-\left(\frac{t-t_w}{t_B}\right)^2\right\} - \exp\left\{-\left(\frac{t}{t_B}\right)^2\right\}}{2\sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{t_w}{2t_B}\right)} \cdot \frac{\phi_{\max}}{t_B} \end{aligned} \quad (4.2)$$



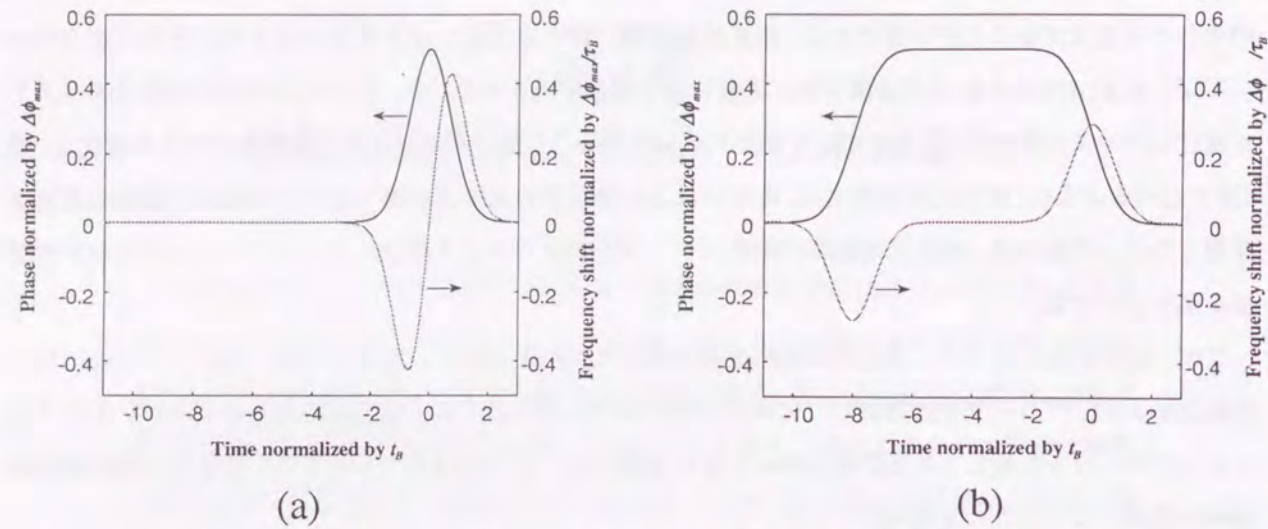


図4-1 スイッチされた透過光に誘起される周波数シフト

ウォークオフがない場合には、ポンプ光パルスの中央部に位置する透過光には線形な周波数チャープが付加される。一方、ウォークオフ時間  $t_w$  が  $t_B$  より大きい場合には、位相変化は矩形に近づき、中央部の位相は一定である。従って、矩形の位相変化の中央部に位置する透過光には周波数シフトは付与されない。

ウォークオフがない場合には上式は簡単に、次式のように表わせる。

$$\Delta\omega = \frac{t}{t_B} e^{-\left(\frac{t}{t_B}\right)^2} \cdot \frac{\phi_{\max}}{t_B} \quad (4.3)$$

図4-1 (a)、(b) は透過光に誘起される位相変化とこれに伴う周波数シフトの様子を、入力光とポンプ光のウォークオフがない場合とある場合について示している。横軸は、パワーがピーク値の  $1/e$  になるパルスの半幅  $t_B$  で規格化した時間、縦軸は最大値で規格化した位相変化を表わしている。同図および (4.3) 式からわかるように、ウォークオフがない場合には、ポンプ光パルスの中央部 ( $|t| < t_B$ ) に位置する透過光には線形な周波数チャープ（ブルーシフトチャープ）が付加される。従って、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの入力光として連続光を入射し、ポンプ光パルスと時間的に重なる部分を切り出して Fourier 変換限界の光パルス列を発生させたとの文献 [2] の主張は誤りであることが理解できる。彼等の主張が誤りであることは、次節で述べるように、この方法で発生させた光パルスが適当な分散を与えることで線形圧縮可能であることから実証できる。周波数シフトが最大となるのは、 $t = \pm t_B / \sqrt{2}$  のときで、その値は  $\phi_{\max}$  を  $\pi$  とすれば  $\pm \pi / \sqrt{2} t_B$  である。例えば、半値全幅が 12 ps ( $t_B = 7.2$  ps) のポンプ光パルスによる最大周波数シフトはおよそ 30 GHz、これは 1552 nm の波長に換算しておよそ 0.24 nm の波長シフトに相当する。

一方、ウォークオフ時間  $t_w$  が  $t_B$  より大きい場合には、位相変化は矩形に近づき、中央部の位相は一定となる。従って、矩形の位相変化の中央部に位置する透過光に周波数シフトが付与されることはない。これ

は、もし入力光パルスが、ポンプ光パルスにより生じる矩型のスイッチング窓の中央付近に位置すれば、スイッチされた透過光は、パルス全体にわたって 100% スイッチされるのみならず、その位相も変化しないことを意味する。この性質は、第6章で述べる再生器への応用を考える上で非常に重要になる。周波数シフトが最大となるのは、 $t=0$  あるいは  $t_B$  のときで、その値は  $\phi_{\max}$  を  $\pi$  とすれば  $\pm \sqrt{\pi} / 2 t_B$  である。半値全幅が 8 ps ( $t_B = 4.8$  ps) のポンプ光パルスによる最大周波数シフトはおよそ 29 GHz、これは 1552 nm の波長に換算しておよそ 0.24 nm の波長シフトにあたる。

## 4.2 実験によるスペクトル変化の検証

### 4.2.1 ウォークオフがない場合のスペクトル変化

本節では、前節で検討したスイッチングに伴って透過出力光に付加される周波数シフトの解析結果を検証するために行った実験について述べる。図4-2はそのための実験の構成である。

ポンプ光パルスは、DFB 半導体レーザの利得スイッチと高分散ファイバによるチャープ補正の技術を用いて発生させた<sup>3)</sup>。利得スイッチを用いて発生させた光パルス列には、利得スイッチによるキャリア変動に伴いパルス中にはほぼ線形な周波数チャープが存在する。このチャープは、適当な分散を有する光ファイバを通過させることで補正でき、より短い光パルスを得ることができる。実験では、発振波長 1535 nm の DFB 半導体レーザを 4.8 GHz で利得スイッチし、これにより発生させた光パルスを長さ 2 km の分散シフトファイバで線形圧縮した。実験で使用した分散シフトファイバは、零分散波長が 2  $\mu\text{m}$  付近にあり、波長 1.55  $\mu\text{m}$  にて -17 ps/nm/km の常分散を持つ。このようにして線形圧縮した結果、半値全幅 10 ps 前後の光パルスを得ることができた。得られたパルスは、スペクトル幅 0.92 nm を持っており、圧縮されたものの依然とし

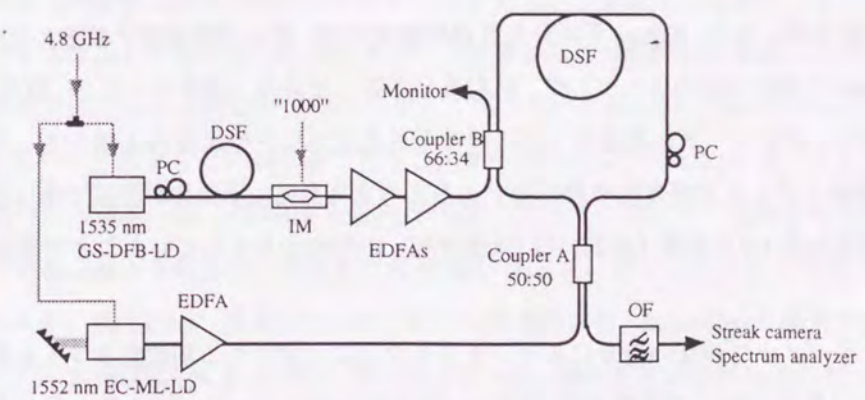


図4-2 スイッチされた透過光に誘起される周波数シフトを観測するための実験構成

ポンプ光パルスは、DFB 半導体レーザの利得スイッチと高分散ファイバによるチャープ補正の技術を用いて発生させた。ピークパワーを高めるため、LiNbO<sub>3</sub> の Mach-Zehnder 強度変調器によって、パルスの繰り返しを 1/4 に減少させてから、エルビウム添加ファイバ増幅器を用いて増幅した。入力光用光源には、発振波長 1552 nm の外部共振器モードロック半導体レーザを用い、ほぼ Fourier 変換限界の光パルスを発生させた。ループファイバとしては、便宜上、偏波保持ファイバではなく、分散シフトの通常の単一モードファイバを用い、偏波回転を補正するためファイバループ中にファイバ型偏波制御器を挿入した。スイッチされた光（透過光）は、透過帯域幅 1 nm の干渉膜フィルタを用いて、ポンプ光パルスから分離した。



て、Fourier変換限界より大きな時間帯域積を持っている。この原因は、圧縮用ファイバの長さが最適化されていないこと、及びパルスの裾の部分が線形な周波数チャープからずれていることであると推定される。ポンプ光パルス列はその後、エルビウム添加ファイバ増幅器により増幅される。エルビウム添加ファイバ増幅器の平均出力パワーには、励起光パワーとエルビウム添加ファイバの長さで決まる一定の上限がある。増幅後得られるピークパワーを高めるため、LiNbO<sub>3</sub>Mach-Zehnder強度変調器によって、あらかじめパルスの繰り返しを1/4に減少させた。これによって、光パルスのピークパワーをおよそ4倍に高めることができる。このようにして得られた繰り返し周波数1.2 GHzのポンプ光パルス列は、パワー分岐比66:34の光ファイバカップラによってファイバループに入射される。

入力光光源には、発振波長1552 nmの能動モードロック半導体レーザを用いた。この半導体レーザは、片面無反射コーティングを施されたFabry-Perot半導体レーザと外部鏡として働く回折格子から構成されている。共振器長を所望の繰り返し周波数に対応する長さに設定すると、直接電流変調により能動モードロックがかかり、短光パルスを発生させることができる。繰り返し周波数を4.8 GHzに設定した場合、得られた光パルスのパルス幅は12.9 ps (ストリークカメラの時間分解能6 psで補正済)、スペクトル幅は0.29 nmであった。このとき時間帯域積は0.47であり、パルス波形としてGaussianパルスを仮定したときの時間帯域積0.45とはほぼ一致し、Fourier変換限界の良質の光パルスといえる。入力光はパワー分岐比50:50の光ファイバカップラによって二分され、それぞれ、プローブ光、参照光としてファイバループを伝搬する。スイッチされた光(透過光)は、透過帯域幅1 nmの干渉膜フィルタを用いて、ポンプ光パルスから分離した。

ループファイバとしては、便宜上、偏波保持ファイバではなく、分散シフトの通常単一モードファイバを用いた。このため入力光の偏波状態はループ伝搬にもなって保持されず、等価的にSagnac干渉計の可視度に変化する。これを補正するため、ファイバループ中にファイバ型偏波制御器を挿入した。実験に使用した偏波制御器は、単一モード光ファイバの曲げにより誘起された複屈折を利用したもので、曲げの半径と回数を適当に選ぶことにより、1/2波長板、あるいは1/4波長板と等価な機能をもたせることができる。この偏波制御器を用いると、Sagnac干渉計を可視度最大の点、例えば透過成分が零となる点(反射モード、偏波保持Sagnac干渉計の動作モード)や、反射成分が零となる点(透過モード)に設定できる。連続光を用いて測定した、反射モードと透過モードにおける透過光パワーの比は18.4 dBであった。この値が本非線形Sagnac干渉計スイッチの消光比の最良値であると考えられる。消光比が有限であったのは、使用した偏波制御器が理想的な1/2波長板(あるいは1/4波長板)の特性からずれていたことが原因であると考えられる。

まず最初に、ウォークオフがない場合にスイッチされた光に付加される周波数シフトを調べた。使用したループファイバは長さ3 km、零分散波長1545 nmの分散シフトファイバであり、入力光とポンプ光のウォークオフはパルス幅に比べて無視できる。図4-3は、入力光パルスをポンプ光パルスでスイッチしたときの、スイッチされた光(透過光)のスペクトルである。図中 $\tau$ は入力光パルスに対するポンプ光パルスの初期遅延量であり、利得スイッチ用の電気信号線に挿入した電気位相シフタを用いて変化させた。正符号は遅れを、負符号は進みをそれぞれ表わしている。初期遅延0( $\tau=0$ )のとき、ポンプ光によって誘起さ

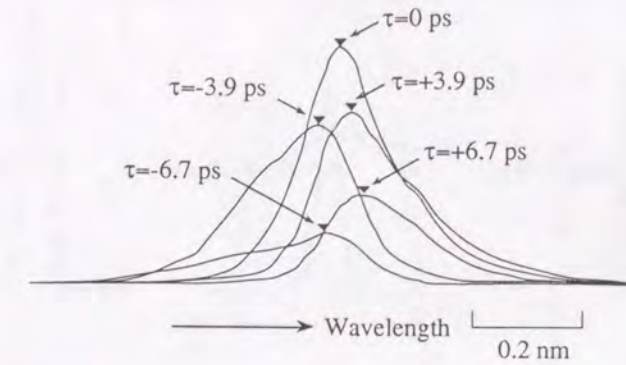


図4-3 ポンプ光パルスにより付加される周波数シフト(ウォークオフがない場合)

入力光パルスをポンプ光パルスでスイッチしたときの、スイッチされた光(透過光)のスペクトルである。図中 $\tau$ は入力光パルスに対するポンプ光パルスの初期遅延量であり、正符号は遅れを、負符号は進みを、それぞれ表わしている。初期遅延0( $\tau=0$ )のとき、ポンプ光によって誘起される位相が $\pi$ となるようにポンプ光パルスのピークパワーを調整した。ブルーシフトチャープとスペクトル広がり観測されている。

れる位相が $\pi$ となるようにポンプ光パルスのピークパワーを調整した。このときのピークパワーは0.85 Wであった。透過光のピーク波長のシフトは前節で見積もった値よりも小さいが、ブルーシフトチャープとスペクトル広がり観測されている。実験で得られた周波数シフトが見積もりより少ないのは、周波数シフトが生じる時間範囲と比して入力光のパルス幅が広いこと、周波数シフトが平均化された結果と推定される。図4-1の(a)、(b)を比較して分かるように、ウォークオフがある場合の周波数の変化率は、ウォークオフがない場合に比べて約2倍緩やかであるため、後に述べるようにウォークオフがある場合の最大の周波数シフトの実験値については、解析値と比較的によく一致する。

スイッチされた光に付加される線形な周波数チャープの存在を証明するもう一つの実験について、次に述べる。実験では、非線形Sagnac干渉計スイッチの入力光として連続光を入射し、ポンプ光パルスと時間的に重なる部分を切り出して光パルスを発生させた。前節で示した解析によれば、このようにして発生させた光パルスの中央部では、周波数が線形に変化してスペクトル幅は約2倍に広がっているはずである。従って、適当な量の逆分散を与えれば圧縮できることが予想される。図4-4(a)は、ストリークカメラで観測したポンプ光パルス波形、(b)は非線形Sagnac干渉計スイッチを用いて、連続光から発生させた光パルスの時間波形である。発生させた光パルスの半値全幅12.0 psは、ポンプ光パルスの幅11.8 psとほぼ等しい。この光パルスを、長さ5 km、波長1552 nmにおける群速度分散1 ps/nm/kmの異常分散ファイバを伝搬させたところ、パルス幅は8.2 psまで減少した(図4-4(c))。発生させた光パルスのピークパワーは約0.5 mWであり、ソリトン圧縮に必要なピークパワーより十分小さい。このことから、得られたパルス圧縮は、パルスがもともと有していたブルーシフトチャープと異常分散によるものであると結論づけることができる。



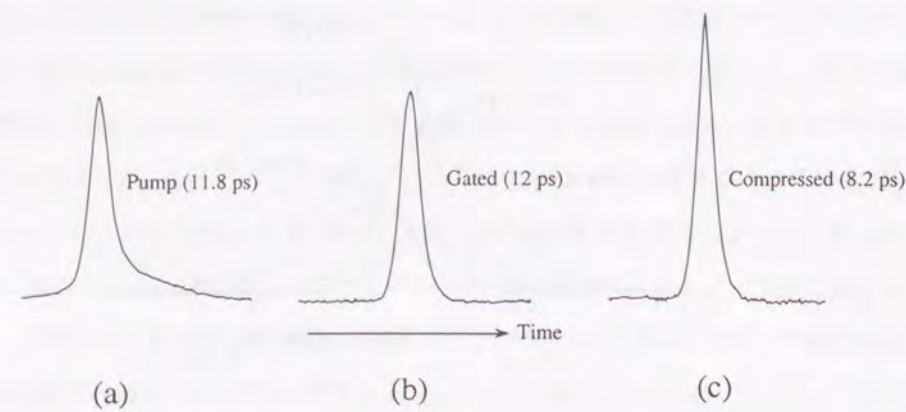


図4-4 付加される線形周波数チャープを利用したパルス圧縮

(a) は、ストリークカメラで観測したポンプ光パルス波形、(b) は非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いて、連続光から発生させた光パルスの時間波形である。発生させた光パルスの半値全幅 12.0 ps は、ポンプ光パルスの幅 11.8 ps とほぼ等しい。この光パルスを、長さ 5 km、群速度分散 5 ps/nm/km (波長 1552 nm) の異常分散ファイバを伝搬させることで、(c) に示すように 8.2 ps まで圧縮された。発生させた光パルスのピークパワーは約 0.5 mW であり、ソリトン圧縮に必要なピークパワーより十分小さい。

#### 4.2.2 ウォークオフがある場合のスペクトル変化

次に、ウォークオフがある場合の周波数シフトについて同様の実験を行った。ただし、ウォークオフを導入するため、ループファイバとして長さ 5 km、零分散波長が 1535 nm ( $\approx$  ポンプ光波長) の分散シフトファイバを用いた。このとき、ポンプ光パルスは入力光パルスより早くファイバループを進む。ファイバループ伝搬後の遅延時間の差は 40 ps であった (ウォークオフ時間:  $t_w=40$  ps)。この値は本実験で使用したポンプ光パルスの半値全幅 7.8 ps のおよそ 5 倍である。また、ポンプ光パルスによってつくられる矩形のスイッチング窓の中央付近で、100% のスイッチングを達成するために必要なポンプ光のピークパワーは 1.35 W であった。

図 4-5 は、横軸を入力光パルスに対するポンプ光パルスの初期遅延量にとったときの、透過光パルスのピークパワーとパルス半値全幅を示した図である。同図からわかるようにウォークオフ時間内では、透過光パルスのピークパワーは一定で、パルス半値全幅は入力光のそれとほぼ等しい。これはウォークオフによって一定の位相シフトが得られたことに起因して、ほぼ矩形のスイッチング窓が達成されているためである。入力光波長において使用したファイバループの群速度分散は 1 ps/nm/km であり、この場合、分散長は 47 km に相当する。したがって、長さ 5 km のファイバループを使用したこの実験では、群速度分散によるパルス広がりが見えなくなる。図 4-5 において、透過パルスのパルス幅が、初期遅延量が 0 付近で急激に減少している原因は次のように説明できる。初期遅延量が 0 付近 (正確には 0 に近い正の領域) では、光カップラで分岐されたすぐ後で、プローブ光にはポンプ光パルスによりブルーシフトチャープが誘起される (逆に、0 に近い負の領域ではレッドシフトチャープが誘起される)。このようにプローブ光は光カップラの直後でブルーシフトチャープを付加された後、長さ 5 km のファイバループ伝搬することにな

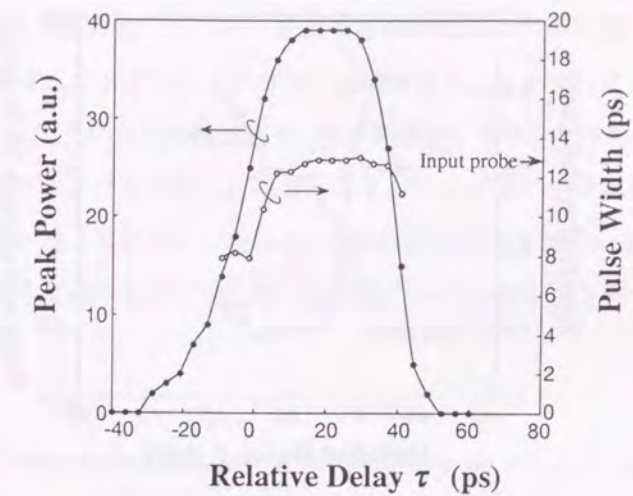


図4-5 入力光-ポンプ光間の初期遅延量と透過光パルスのピークパワー、パルス幅の関係 (ウォークオフがある場合)

透過光パルスのピークパワーとパルス半値全幅をポンプ光とプローブ光の間の初期遅延量に対してプロットした図である。ウォークオフ時間内では、透過光パルスのピークパワーは一定で、パルス半値全幅は入力光のそれとほぼ等しい。

る。このファイバループはプローブ光の波長 1552 nm においては、1 ps/nm/km の異常分散をもつので、前節で述べた線形パルス圧縮の原理で、パルス幅が短くなる。このことは、ポンプ光パルスと入力光パルスを、直線状の同一のファイバ 5 km に入射し、初期遅延とパルス幅の関係を調べ、初期遅延が 0 ps 付近で同様のパルス圧縮を観測したことで直接確認できた。初期遅延量が 40 ps 付近で同様のパルス圧縮が起こらないのは、ブルーシフトチャープを受けるのが、ループの入り口付近ではなく出口付近であるため、その後十分な分散を得られないためである。

図 4-6 は、横軸を入力光パルスに対するポンプ光パルスの初期遅延量にとったときの、透過光パルスの中心波長とスペクトル半値全幅を示した図である。ピークパワーとパルス半値全幅の場合と同様に、ウォークオフ時間内では、透過光パルスの中心波長とスペクトル半値全幅は入力光のそれから、ほとんど変化していない。

図 4-7 は、ウォークオフがある場合における非線形 Sagnac 干渉計中の各部のスペクトルを示したもので、それぞれ、(a) は利得スイッチと線形ファイバ圧縮の手法を用いて発生させたポンプ光パルス、(b) は外部共振器モードロック半導体レーザーから直接得られた入力光パルス、(c) はスイッチされた透過光パルスに相当する。この図は、ウォークオフを利用すれば、たとえポンプ光パルスの時間帯域積が Fourier 変換限界のそれより大きくても、入力光パルスが Fourier 変換限界の良質な光パルスであれば、Fourier 変換限界の良質な透過光パルスを得られることを示している。透過光の波長とポンプ光の波長は異なるから、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、パルスの質だけでなく、波長の変換機能を有しているとみることができる。



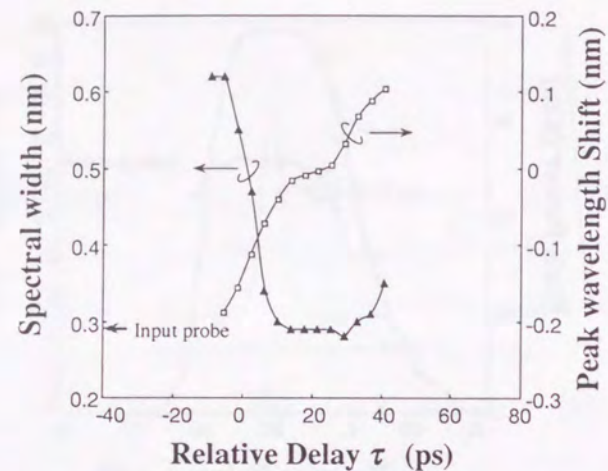


図4-6 入力光-ポンプ光間の初期遅延量と透過光パルスの中心波長、スペクトル幅の関係 (ウォークオフがある場合)

透過光パルスの中心波長とスペクトル半値全幅をポンプ光とプローブ光の間の初期遅延量に対してプロットした図である。ウォークオフ時間内では、透過光パルスの中心波長とスペクトル半値全幅は入力光のそれから、ほとんど変化しない。

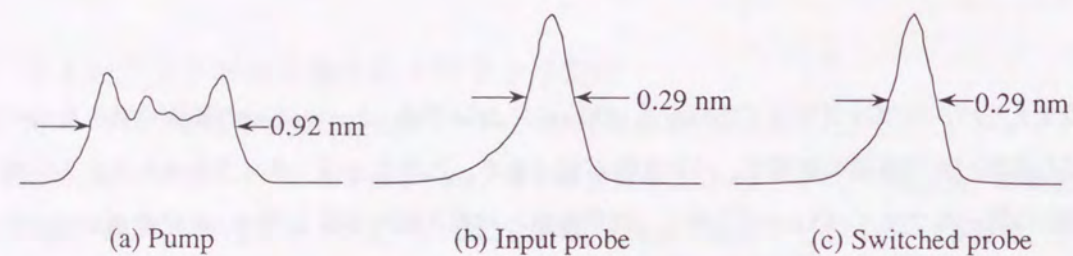


図4-7 ウォークオフがある場合の非線形 Sagnac 干渉計スイッチの各部のスペクトル

それぞれ、(a) 利得スイッチと線形ファイバ圧縮の手法を用いて発生させたポンプ光パルス、(b) 外部共振器モードロック半導体レーザーから直接得られた入力光パルス、(c) スイッチされた透過光パルス、のスペクトルを表している。

### 4.3 まとめ

非線形 Sagnac 干渉計スイッチは、ポンプ光パルスによってプローブ光に誘起される位相変化 (相互位相変調) を利用してスイッチングを行うことを原理としている。誘起される位相変化はプローブ光の周波数変化 (誘起された位相の時間微分) を引き起こし、その結果スイッチされた光出力のスペクトルが入力光のそれから変化する可能性がある。本章では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの出力光に付加されるスペクトル変化について、ウォークオフとの関係を明らかにした。解析と実験により次の知見を得た。

(1) 与えられた長さのループファイバを用いて、100%のスイッチングを得るために必要なポンプ光ピークパワーを低減させるには、ウォークオフを可能な限り小さくするのが得策である。しかし、これは透過光パルスに周波数チャープを誘起し、スペクトル幅の増加を招く。また、スイッチング窓の形が釣鐘型であるため、入力光の時間波形が変化する。

(2) 矩型のスイッチング窓を得るためにはウォークオフを利用することが有効である。ただし、100%のスイッチングを得るために必要なポンプ光ピークパワーは増加する。ウォークオフにより得られた矩型のスイッチング窓を用いれば、入力光のパルス時間波形、中心周波数、スペクトル幅を変えることなく、スイッチングが可能である。ウォークオフを利用した場合、スイッチング窓の中央部の形状は、基本的にはポンプ光パルスの時間波形やスペクトルに依存しないので、質の悪いポンプ光パルスを用いても、これで Fourier 変換限界の良質の光パルスを変調することで良質の出力光パルスを得ることができる。

### 参考文献

1. P. L. Baldeck, R. R. Alfano, and G. P. Agrawal, "Induced-frequency shift of copropagating ultrafast optical pulses," *Appl. Phys. Lett.*, **52**, pp. 1939-1941, 1988.
2. R. A. Betts, J. W. Lear, S. J. Frisken, and P. S. Atherton, "Generation of transform limited optical pulses using all-optical gate," *Electron. Lett.*, **28**, pp. 1035-1037, 1992.
3. A. Takada, T. Sugie, and M. Saruwatari, "High-speed picosecond optical pulse compression from a gain-switched 1.3- $\mu\text{m}$  distributed feedback laser diode (DFB-LD) through a highly dispersive single-mode fiber," *J. Lightwave Technol.*, **LT-5**, pp. 1525-1533, 1987.
4. D. B. Mortimore, "Fiber loop reflectors," *J. Lightwave Technol.*, **6**, pp. 1217-1224, 1988.



## 第5章 タイミングジッタによる符号誤り

ピコ秒オーダーのスイッチング窓幅が要求されるような超高速光伝送処理回路においては、従来は問題とならなかった微小なタイミングジッタ(光パルスの時間位置の揺らぎ)が、符号誤りに深刻な影響を与えるようになる。これまで、短パルスレーザーが発生する位相雑音(タイミングジッタ)、それ自身の評価はなされてきたが、実用に耐えうる超高速光スイッチ自体が存在しなかったため、タイミングジッタがスイッチング特性に与える影響については全く検討がなされていなかった。これに加えて、測定された位相雑音は極めて狭い周波数範囲の雑音のみで、広い範囲の周波数領域に分散して存在する微弱な位相雑音の評価は十分ではなかった。

本章第1節ではまず、ポンプ光と入力光の間のタイミングジッタがスイッチングにおける符号誤りにいかに影響を及ぼすかが論じられ、所望の符号誤り率を満足するために要求されるタイミングジッタの上限を導く。第2節では、利得スイッチ半導体レーザーが発生するタイミングジッタを広い周波数領域にわたって詳細に測定した結果を提示し、非相関ジッタの影響の重大性を指摘する。また、バイアス条件を最適化した利得スイッチ半導体レーザーが、低ジッタのピコ秒光パルスを生じさせることを実証する。最後に第3節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いた全光スイッチングにおける符号誤り率の測定から、本章で述べるジッタ評価法、及びスイッチングに要求されるジッタの大きさの導出法の有効性を確認する。

### 5.1 ジッタによる符号誤りの発生機構

前節までの議論により、ファイバループ中の自己位相変調、相互位相変調、ウォークオフ、群速度分散が、非線形 Sagnac 干渉計スイッチのスイッチング特性に与える影響を明らかにした。本節では、ポンプ光パルスと入力光パルスの相対的な時間位置のゆらぎ(タイミングジッタ)が、スイッチされた透過光の符号誤りに及ぼす影響について調べる。

問題の見通しをよくするために次のような簡単なモデルを考える。入力光はパルス列であり、図5-1 (a)に示すように、それぞれのパルスは平均的には等しい間隔  $T$  ごとに並んでいる。個々のパルスの時間位置は、この平均的な時間位置を中心に同図 (b) に示す Gaussian 分布に従って揺らいでいる。隣接したパルスは等しい分散  $\sigma$  を持つが、互いに相関はない。この入力光パルス列の中から一つの光パルスを、幅  $W$  を持つ矩型のスイッチング窓を用いてスイッチングする。ただし、入力光のパルス幅はスイッチング窓の幅  $W$

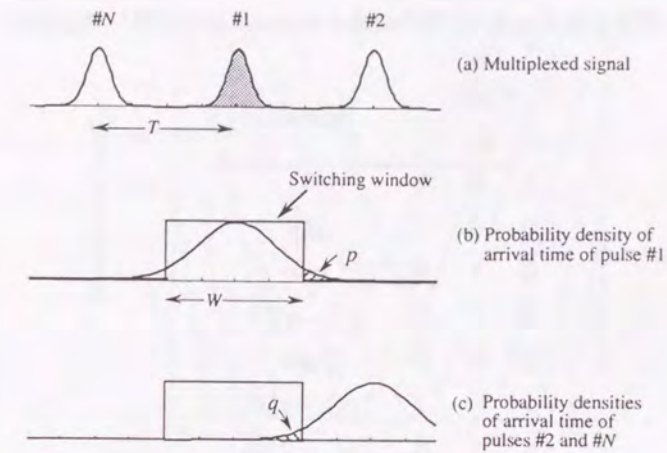


図5-1 ポンプ光と入力光の相対タイミングジッタによる符号誤り発生モデル

(a) 入力光パルス列、(b) スwitching窓とスitchされる入力光パルスの時間揺らぎ分布、(c) スwitching窓と隣接する入力光パルスの時間揺らぎ分布。スitchされた透過光の符号誤りは、(b) に示すようにスitchしたい入力パルスの符号が"1" (パルスありの状態) で、これが時間位置の揺らぎのためスitching窓の外にある場合、あるいは、(c) に示すように、隣接する入力パルスの符号が"1" (パルスありの状態) で、これがスitching窓の中に侵入する場合に発生する可能性がある。

に比べて十分小さく、無視できる。スitchされた透過光の符号誤りは次の場合に起こる可能性がある。すなわち、同図 (b) に示すように、スitchしたい入力パルスの符号が"1" (パルスありの状態) で、これが時間位置の揺らぎのためスitching窓の外に出る場合、あるいは、同図 (c) に示すように、隣接する入力パルスの符号が"1" (パルスありの状態) で、これがスitching窓の中に侵入する場合である。それぞれの場合が起こる確率  $p$ 、 $q$  (図中で斜線で示した部分に相当) は次のように表わすことができる。

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{W^-}^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \quad (5.1)$$

$$q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{W^-}^{W^+} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \quad (5.2)$$

ただし、ここで、 $W^\pm$ は、

$$W^\pm = \frac{(T \pm W/2)}{\sigma} \quad (5.3)$$

である。簡単のため、符号誤りは次の場合についてのみ起こると考える。(1) スitchしたい入力パルスの符号が"0" (パルスなしの状態) で、隣接する入力パルス(符号"1"のパルスありの状態)がスitching



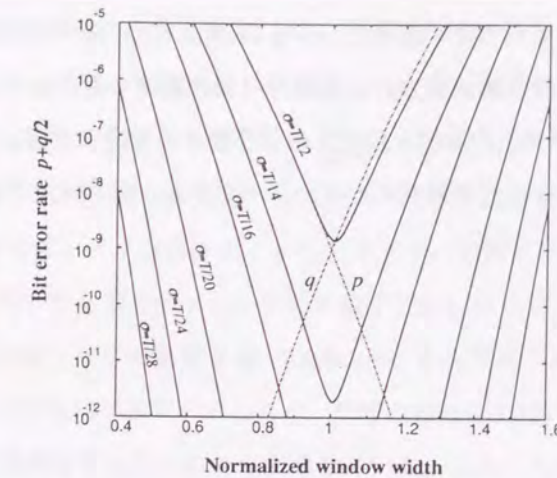
表5-1 隣接するチャンネルの符号の組み合わせに対する誤り発生確率

Code			Probability
$S_1$	$S_N$	$S_2$	
0	0	0	0
0	0	1	$q/8$
0	1	0	$q/8$
0	1	1	$q(2-q)/8$
1	0	0	$2p/8$
1	0	1	$2p(1-q)/8$
1	1	0	$2p(1-q)/8$
1	1	1	$2p(1-q)^2/8$

窓内に侵入する場合。(2) スイッチしたい入力パルスの符号が"1" (パルスありの状態) でこれがスイッチング窓から逸脱し、かつ隣接する入力パルス (符号"1"のパルスありの状態) がスイッチング窓内に侵入しない場合。スイッチしたいパルスとこれに隣接するパルスの符号の可能な組み合わせ全てについて、符号誤りの確率を計算すると表5-1のようになる。ただし、入力光パルスのマーク率 (符号"1"と符号"0"の発生確率の比) は1/2であると仮定した。全符号誤りの発生確率は個々の発生確率の和で与えられ、次式となる。

$$BER = p + \frac{q}{8}(4-q)(1-2p) \approx p + \frac{q}{2} \quad (5.4)$$

図5-2は、全符号誤り率BERとパルス間隔で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  の関係を、パルスの時間揺らぎの分散  $\sigma$  をパラメータにして表わした図である。 $\sigma=T/12$  の場合の符号誤り発生確率  $p, q$  も併せて示してある。スイッチング窓幅を狭くしていくと、スイッチしたいパルスがスイッチング窓から逸脱して起こる誤り  $p$  が増加して、誤りが増える。逆にスイッチング窓幅を広くしていくと、隣接するパルスがスイッチング窓に侵入して起こる誤り  $q$  の増加により、やはり全誤りは増加する。最小の全符号誤り率  $BER$  は、スイッチング窓幅  $W$  がパルス間隔  $T$  よりわずかに広い場合に得られることがわかる。これは (5.5) 式に示すように、隣接するパルスがスイッチング窓に侵入して起こる誤り  $q$  の寄与が、スイッチしたいパルスがスイッチング窓から飛び出して起こる誤り  $p$  の寄与の半分であることを反映している。しかし、誤りが最小となるスイッチング窓幅とパルス間隔  $T$  との差はごくわずかなので、実際的な見地から、パルスのタイミングジッタにより生じる符号誤りを最小にするためのスイッチング窓幅はパルス間隔に等しいといって差し支えない。全符号誤り率  $10^{-9}$  あるいは  $10^{-12}$  を達成するためには、タイミングジッタの分散はパルス間隔  $T$  の  $1/11.2$  あるいは  $1/14.2$  以下でなければならない。これは例えば、パルス間隔  $10\text{ ps}$  の光パルス列 (デー

図5-2 全符号誤り率とパルス間隔で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  の関係

パラメータはパルスの時間揺らぎの分散  $\sigma$ 、波線は  $\sigma=T/12$  の場合の符号誤り発生確率  $p, q$  である。スイッチング窓幅を狭くしていくと、スイッチしたいパルスがスイッチング窓から逸脱して起こる誤り  $p$  が増加して、誤りが増える。逆にスイッチング窓幅を広くしていくと、隣接するパルスがスイッチング窓に侵入して起こる誤り  $q$  の増加により、やはり全誤りは増加する。

タビットレート  $100\text{ Gb/s}$  に相当) の内、ある光パルスをスイッチする場合には、ポンプ光パルスと入力光パルスの相対ジッタが  $0.9\text{ ps}$  以下でなければならないことに相当する。

## 5.2 利得スイッチ半導体レーザーが発生するジッタ

### 5.2.1 相関ジッタと非相関ジッタ

半導体レーザーから短光パルスを発生させる主要な方法には、モード同期法と利得スイッチ法がある。モード同期法とは、レーザー共振器の往復時間の整数分の1に等しい間隔でレーザー共振器内の損失、位相等と変化させることでレーザーの複数の縦モードの相互の位相を同期させて、短光パルスを発生させる方法である。Fourier変換限界の良質の短光パルスを発生させることができるという特長を有しているが、反面パルスの繰り返し周期がレーザー共振器長で決まる値に固定されてしまうという難点がある。また、数GHzの繰り返し周波数を達成するためには数cmの共振器長が必要になり、外部鏡を設けるか、あるいはある用途に特化した長共振器半導体レーザーを製造しなければならず、いずれにしても構成が複雑になる。一方、利得スイッチ法は、半導体レーザーを短電流パルス (繰り返し周波数がGHz以上であれば正弦波電流でもよい) で駆動することで、緩和振動の最初の1周期分だけを光パルスとして取り出す方法である。急激なキャリア密度変動に伴う周波数チャープは、適当な分散媒質を用いて補償するか、光帯域通過フィルタで必要な周波数成分だけ切り出すことで、ほぼFourier変換限界の良質の短光パルスを発生させることができる。通常の動的単一縦モード半導体レーザーが使用可能で、光パルスの繰り返し周波数は注入電流の繰り返し周波数を変えるだけで広い範囲にわたって変化させることができる。

従来、半導体レーザーから発生させた光パルス列のタイミングジッタについては、主として光パルス列を広帯域の受光素子で電気信号に変換し、繰り返し周波数  $f$  の  $n$  次の高調波成分  $nf$  の近傍位相雑音のパワーを測定することにより評価されてきた。繰り返し周波数  $f$  の  $n$  次の高調波成分の近傍の振幅雑音のパワース



ベクトルの大きさは次数 $n$ に依存せず一定であるが、 $n$ 次の高調波成分の近傍位相雑音のパワーは次数 $n$ の2乗で増加する<sup>3</sup>。このため、高次の高調波成分の近傍雑音は位相雑音の寄与が支配的であると考えて差し支えない。この妥当性は、雑音パワーの次数 $n$ に対する依存性から確認できる。相関があるパルスのrms (root-mean-square) ジッタの大きさ $\sigma_c$ は位相雑音のパワースペクトルから次式を用いて求めることができる<sup>3</sup>。

$$\sigma_c = \frac{1}{2\pi n f} \sqrt{\frac{P_n \Delta f}{P_c RB}} \quad (5.5)$$

ここで、 $P_c$ は $n$ 次の高調波のパワー、 $P_n$ は $n$ 次の高調波の近傍の雑音パワーの最大値、 $\Delta f$ は雑音スペクトルの半値全幅、 $RB$ は使用するスペクトルアナライザのスペクトル分解能である。このような近傍雑音スペクトルの測定で得られる情報は、隣接する光パルス間で互いに相関がある時間揺らぎの大きさである。例えば、能動モードロックレーザのモッドロッカーを駆動する電気発振器の位相揺らぎが、このような隣接する光パルス間で互いに相関がある時間揺らぎの原因となる。相関があるパルス時間位置の揺らぎ(位相雑音)の雑音成分は比較的狭いスペクトルに集中していることから、1 ps以下の微小なジッタについても、スペクトラムアナライザを用いて比較的容易に測定することができる。これまでに、モードロック法、利得スイッチ法、いずれの方法を用いても、相関ジッタは1 ps (rms) 以下に抑えられることが報告されている<sup>3,4</sup>。

一方、サンプリングオシロスコープを用いた実時間パルス波形観測の結果、無バイアスの半導体レーザを利得スイッチすることにより生成した光パルスには、10~20 psの比較的大きなジッタが観測されたとの報告がE. H. Bottcherらによりなされた<sup>5</sup>。彼等はこのジッタ発生機構が光パルスの立ち上がりにおける自然放出光発生のランダム性に起因することを指摘した<sup>5</sup>。モッドロックレーザにおいては、個々のパルスの立ち上がりは先行するいくつかのパルスの共振器内での重なりに起因しており、パルス位置の時間揺らぎには隣接するパルス間で相関がある。これに対して、利得スイッチにより発生する個々のパルスの種は、自然放出光のランダムな発生に基づいており、このランダム性に起因して隣接するパルス間で相関のないパルスの時間位置の揺らぎが生じる。このような隣接するパルス間で相関のないジッタ(非相関ジッタ)は、前述した電気スペクトラムアナライザを用いた測定方法では非常に広い帯域を持つ位相雑音として観測されるので、雑音パワーが周波数軸上に分散する。雑音パワー密度は小さいが非常に広い帯域を持つこのような位相雑音は従来からその潜在性は認識されていたが、測定器のノイズフロアに埋もれて測定することはできなかった<sup>3</sup>。また、サンプリングオシロスコープを用いた実時間パルス波形観測では、測定器自体の持つジッタにより10 ps以下のジッタを観測することは、実際上困難であった。これに対し、D. A. LeepとD. A. Holmの二人は、ランダムな時間揺らぎを持つパルス列の位相雑音のパワー密度が周波数に対して連続に、しかも周波数の二乗に比例して増加することを解析的に導いた。さらに、比較的大きな平均パワーの利得スイッチ光パルス列(繰返し周波数2 GHz、パルス幅30 ps)を広帯域光検出器に入力し、これを高

感度スペクトラムアナライザで観測することにより、この広い帯域を持つ位相雑音を測定した。その結果、彼らの利得スイッチパルス列の有する非相関ジッタが1.7 psであると見積もった<sup>6</sup>。

この値はE. H. Bottcherらにより報告されたジッタの値より一桁小さい値ではあるが、前節で示したように10 psのスイッチング窓を用いて誤りなく光パルスをスイッチするには不十分である。実際、筆者は予備的な実験として、2台の半導体レーザの利得スイッチとファイバの線形圧縮により生成した2系統の光パルス列(パルス幅10 ps)を用いて全光スイッチングの実験を行い、スイッチされた光パルスの符号誤り率の測定を試みた。しかし、相関ジッタの見積り値(200 fs, rms)から予想されるよりも大きな符号誤りが発生し、符号誤り率対受光電力特性にフロアが現われた。実験の詳細は5.3節で述べるが、このことは符号誤り発生の原因が受光回路の熱雑音ではないことを意味している。また、入力光自身は符号誤り0で受光することができるので、入力光自体の信号対雑音比(SN比)は良好であるといえる。さらに、スイッチされた光パルス列を高速のpinフォトダイオードで受光し、アイパターンをサンプリングオシロスコープで観測すると、観測された雑音の分布はGaussian分布ではないようにみうけられた。これらの観測結果は、相関ジッタの測定では評価できない他のジッタ要因の存在を示唆している。その詳細を明らかにするため、次節で述べるように、まず利得スイッチ半導体レーザから発生させた光パルスのジッタの大きさを、様々な動作条件の下で測定した。

### 5.2.2 RF パワースペクトルによるジッタ測定

前述のように、利得スイッチ半導体レーザは、(1) 特殊な構造のレーザ共振器を必要としない、(2) 使用する半導体レーザの変調帯域内であれば任意の繰返し周波数が得られる等、優れた特徴を有する。しかし、非相関ジッタまで含めた全ジッタの大きさは未だ十分に把握されておらず、利得スイッチ半導体レーザが、100 Gb/s級の光伝送処理用短光パルス発生源として実用に耐え得るか否かを光パルス間ジッタの観点から明らかにする必要がある。10 psのスイッチング窓で符号誤りなしを達成するためには、相関ジッタと非相関ジッタをあわせた全ジッタの大きさが、少なくとも0.9 ps (rms) 以下でなければならない。一般に変調電流振幅が一定の場合、バイアス電流を小さくするほど圧縮後のパルス幅を狭くすることができる<sup>1</sup>。これは、バイアス電流を小さく設定するほど、キャリア密度が発振閾値を越えてレーザ発振が立ち上がる時のキャリア密度の増加率が大きく、このため光子密度の増加とこれに伴うキャリア密度の減少がより急激に起こり、レッドシフトチャープが大きくなるためである。線形でより広いスペクトルを有する光パルスは、より細かい光パルスに線形圧縮することができる。しかし、利得スイッチ半導体レーザにおける非相関ジッタの発生機構がレーザ発振の立ち上がり時の自然放出光のランダム性にあるとすれば、レーザオフ時のキャリア密度が発振閾値より小さいほど、すなわちバイアス電流値が小さいほど、非相関ジッタが大きくなることが予想される。そこで、変調電流振幅を一定に保ったままバイアス電流値を変化させて、相関ジッタと非相関ジッタの大きさを調べた。

図5-3は、利得スイッチ半導体レーザが発生する繰返し5 GHzの光パルス列を光電気変換して得られた電気信号の第4次高調波近傍パワースペクトルの例である。利得スイッチは、発振閾値電流(20 mA)の



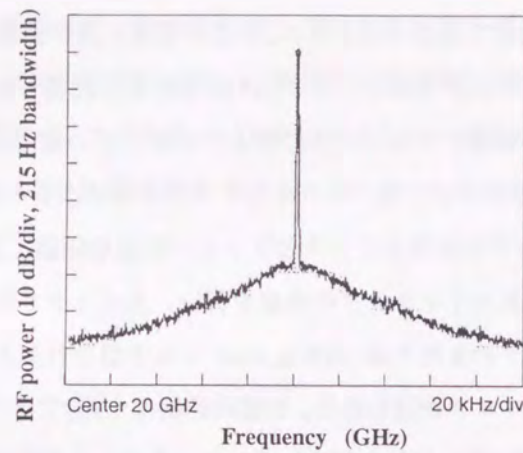


図5-3 利得スイッチ光パルス列の相関位相雑音のワースペクトル

繰り返し5 GHzの光パルス列を光電気変換して得られた電気信号の第4次高調波近傍のワースペクトルの例。雑音ワースペクトルの帯域は30 kHz (相関時間約30 ms)、相関ジッタの大きさは200 fs (rms) と見積もられる。

約3.5倍にバイアスされた半導体レーザに、振幅75 mAの5 GHzの正弦波電流を加えることを行った。発生した光パルス列は、透過幅1 nmの帯域通過光フィルタによってワースペクトルを整えられた後、高分散ファイバ ( $D = -17$  ps/nm/km @ 1550 nm) により、パルス幅約10 psまで線形圧縮された。図5-3から、雑音ワースペクトルの帯域は30 kHz (相関時間約30 ms)、相関ジッタの大きさは200 fs (rms) と見積もられる。

一方、図5-4は、光パルス列を光電気変換して得られる電気信号の全ワースペクトルを、バイアス電流値を変えて測定した図である (ただし、測定に使用した受光素子の周波数特性で校正済み)。この図から、5 GHz置きに並んだ輝線ワースペクトルの間に存在する雑音ワースペクトルが、規格化バイアス電流 ( $(I_b - I_{th}) / I_m$ ) を下げ

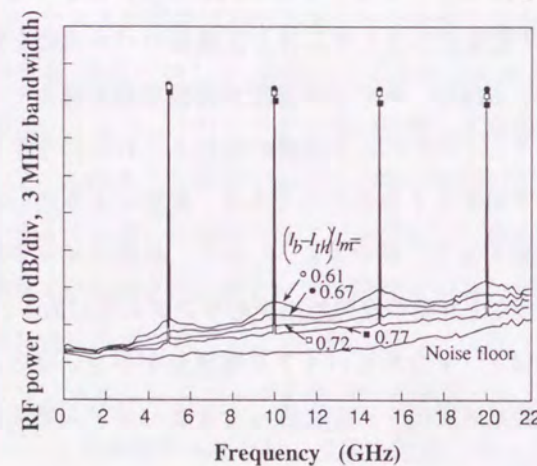


図5-4 利得スイッチ光パルス列の全位相雑音のワースペクトル

5 GHz置きに並んだ輝線ワースペクトルの間に存在する雑音ワースペクトルが、規格化バイアス電流 ( $(I_b - I_{th}) / I_m$ ) を下げるに従って増加しているのが分かる。

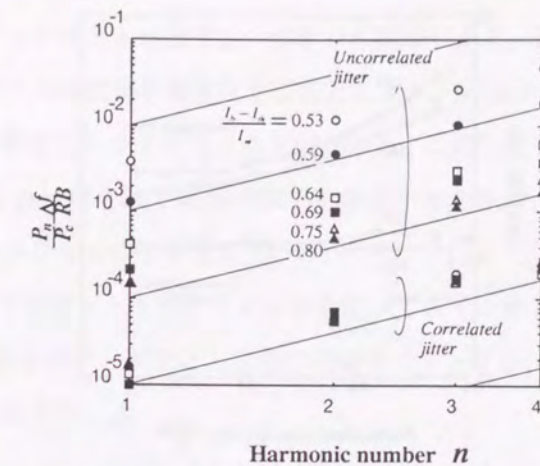


図5-5 高調波の次数  $n$  と、雑音パワーと輝線ワースペクトルパワーの比  $P_n / (P_c RB)$  の関係

図中の実線は傾き2の直線である。相関雑音も非相関雑音も高調波の次数  $n$  の二乗に比例して増加していることから、いずれも振幅雑音ではなく、位相雑音であることがわかる。

るに従って増加しているのが分かる。ただし、ここで、 $I_b$  はバイアス電流、 $I_{th}$  は発振閾電流、 $I_m$  は正弦波電流振幅である。

図5-5は、高調波の次数  $n$  に対して雑音パワーと輝線ワースペクトルパワーの比  $P_n / (P_c RB)$  を、それぞれの対数をとってプロットした図である。図中の実線は傾き2の直線である。相関雑音 (帯域30 kHz) についても、非相関雑音 (帯域5 GHz) についても、高調波の次数  $n$  の二乗に比例して増加していることから、いずれの雑音も振幅雑音ではなく位相雑音であることがわかる。

### 5.2.3 相関/非相関ジッタとパルス幅の関係

図5-6、図5-7に、規格化バイアス電流と、相関/非相関ジッタの大きさ、及びファイバ線形圧縮後のパルス幅の関係を示す。ただし、非相関ジッタの大きさはD. A. Leepらの解析<sup>6</sup>をもとに、次式を用いて見積もった。

$$\sigma_{UC} = \frac{1}{2\pi\sqrt{n^2 + 1/12f}} \sqrt{\frac{P_n \Delta f}{P_c RB}} \quad (5.6)$$

ここで、 $P_c$  は  $n$  次の高調波のパワー、 $P_n$  は  $n$  次の高調波の近傍雑音パワー (ただし、帯域30 kHzの相関位相雑音は除く)、 $\Delta f$  は雑音ワースペクトルの半値全幅 (この場合は5 GHz)、 $RB$  はワースペクトルアナライザのワースペクトル分解能である。非相関位相雑音は実際には周波数の二乗で増加しているが、隣接する輝線ワースペクトル間では線形に増加していると近似して、非相関位相雑音の平均が  $P_n$  であると見做した。パルス幅は、高分散ファイバ ( $D = -17$  ps/nm/km @ 1550 nm) の長さを変えることで総分散量を変えて測定した。これは利得スイッチにより誘起される線形レッドシフトチャープの時間変化率によって、最適な分散量が異なる







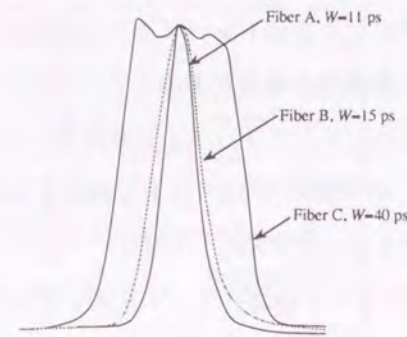


図5-9 ウォークオフ量が異なる3種類のループファイバに対するスイッチング窓の形状

入力光として連続波を用いると、ポンプ光パルスによる相互位相変調の結果、連続波から切り取られた透過光波形がスイッチング窓の形状を与える。

される。一方、繰り返し5 GHzのポンプ光パルス列はエルビウム添加ファイバ増幅器により増幅された後、パワー分岐比66:34の光カップラによりファイバループに導入される。ループ中に挿入した偏波制御器は、ポンプ光がオフのときに入力光が全て非線形Sagnac干渉計スイッチにより「反射」されるように調整した。ポンプ光がオンときには、誘起される相互位相変調により入力光は全て非線形Sagnac干渉計スイッチにより「透過」される。透過された入力光は透過帯域幅1 nmの光フィルタによりポンプ光パルスから分離され、符号誤り率測定系に導かれる。符号誤りは入力光パルスがジッタによりスイッチング窓から逸脱するときに発生する。従って、この測定により得られるこの誤り率は、(5.1)式で表わされる誤り率 $p$ に相当する。

スイッチング窓幅を変化させる方法には、(1)ポンプ光パルスのパルス幅を変える方法と、(2)入力光とポンプ光のウォークオフ量を変える方法がある。実験を通してポンプ光パルスの条件を一定に保つため、ここでは後者の方法を採用した。図5-9は、ウォークオフ量が異なる3種類のファイバ（ファイバA、B、C）をループに採用したとき得られるスイッチング窓の形状を、ストリークカメラで観測した結果である。入力光として連続波を用いると、ポンプ光パルスによる相互位相変調の結果、連続波から切り取られた透過光波形がスイッチング窓の形状を与える。実験に用いた3種類のファイバは、表5-2に示すように異なる長さ

表5-2 使用した光ファイバの諸元

	Zero-dispersion wavelength (nm)	Length (km)	Walk-off time (ps)	Pump peak power for $\pi$ -phase shift (W)
Fiber A	1545	3	~0	0.85
Fiber B	1545	12	7	0.29
Fiber C	1535	5	40	1.35

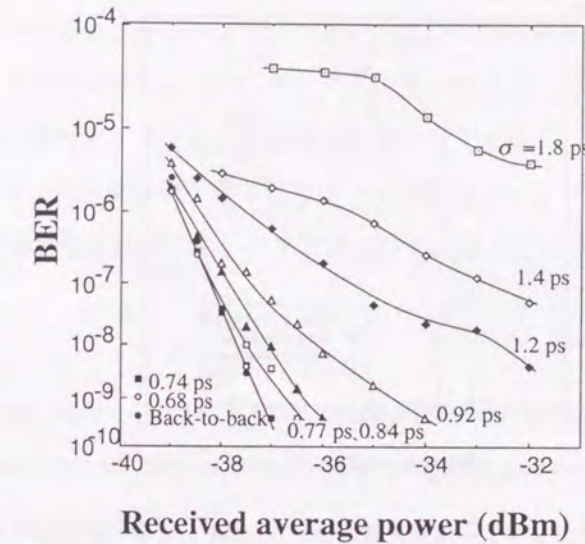


図5-10 スイッチされた透過光の符号誤り率と平均受光電力の関係

ループファイバには、ファイバA（スイッチング窓幅11 ps）を用いた。入力光パルスのrmsタイミングジッタは、利得スイッチ半導体レーザのバイアス電流値をわずかに変化させることにより変化させた。入力光のrmsタイミングジッタの大きさが、0.77 psより大きいときには、平均受光電力をいくら増加しても、符号誤り率は $10^{-10}$ 以下にならない。

ps、全rmsタイミングジッタは0.53 psである。ポンプ光パルスのピークパワーはプローブ光と参照光の最大位相差が $\pi$ となるように光減衰器により調整した。得られるスイッチング窓幅はファイバA、B、Cに対してそれぞれ、11 ps、15 ps、40 psであった。

図5-10は、スイッチされた透過光の符号誤り率と平均受光電力の関係を示す図である。パラメータは入力光パルスのrmsタイミングジッタの大きさである。ループファイバには、ファイバA（スイッチング窓幅11 ps）を用いた。入力光パルスのrmsタイミングジッタは、入力光パルスを供給する利得スイッチ半導体レーザのバイアス電流値をわずかに変化させることにより、0.3 psから1.7 psまで変化させた（図5-6参照）。このとき、入力光パルス幅は9 psから6 psまで変化する。図5-10より、入力光のrmsタイミングジッタの大きさが0.77 psより大きいときには、平均受光電力をいくら増加しても、符号誤り率は $10^{-10}$ 以下にならないことがわかる。入力光信号のクロック周波数とポンプ光パルスの繰り返し周波数はともに5 GHzであるので（入力光信号は第6章で述べるような時分割多重化された信号列ではなく、他のチャネルからのクロストークは存在しないので）、ここで現われた符号誤り率のフロアは、ポンプ光パルスと入力光パルスの相対タイミングジッタが原因である。

同様の符号誤り率測定をファイバBとCについても行い、その結果を図5-11にまとめた。同図は平均受光電力が-36 dBmのときの符号誤り率（入力光信号自身の符号誤り率はこの受光電力において $10^{-10}$ 以下となる）を、相対タイミングジッタの大きさに対してプロットした図である。パラメータはスイッチング窓幅である。下向きの矢印がついた記号は、測定値が $10^{-10}$ 以下であることを表わしている。ポンプ光と入力光の相対タイミングジッタの大きさは、それぞれが持つrmsタイミングジッタの自乗和の平方根を用いて見積もった。波線は、(5.1)式から得られる計算値を示している。rms相対タイミングジッタの大きさと



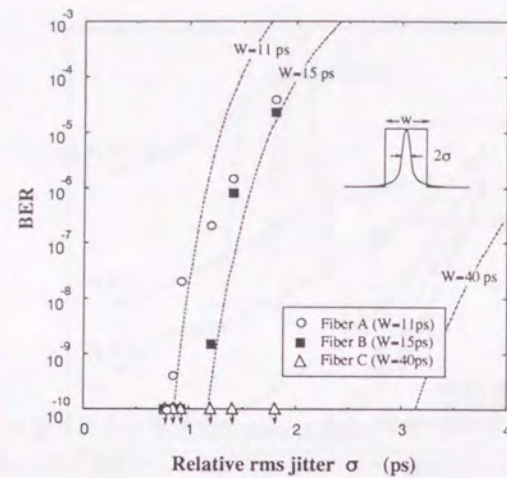


図5-11 相対タイミングジッタと平均受光電力が $-36$  dBmのときの符号誤り率の関係

パラメータはスイッチング窓幅、下向きの矢印がついた記号は、測定値が $10^{-10}$ 以下であることを表わしている。ポンプ光と入力光の相対タイミングジッタの大きさは、それぞれのジッタの自乗和の平方根を用いて見積もった。波線は、(5.1)式から得られる計算値を示している。

スイッチング窓幅の比が小さいときには、実験値と計算値はよく一致する。両者の比が大きくなると計算値は実験値より高い符号誤り率を示す傾向にある。この理由は次のように考えられる。(5.1)式を導くのに用いたモデルでは入力光のパルス幅は0としたが、実際の実験に使用した入力光パルスの幅は、スイッチング窓幅に比して無視できない大きさを持つ。このため入力光パルスの中心がスイッチング窓から逸脱しても、その逸脱量がパルス幅よりも小さければ、入力光パルスの一部は依然としてスイッチング窓の中に存在する。これが符号誤り率の改善につながっている。実際、スイッチング窓幅が15 psの場合は、11 psの場合よりも実験値と計算値の乖離が小さい。

#### 5.4 まとめ

本章では、全光スイッチングにおける光パルス間のタイミングジッタが符号誤り率に与える影響を明らかにした。

まず、利得スイッチ半導体レーザから発生させた光パルスの持つジッタを相関ジッタと非相関ジッタに分け、これらとバイアス電流値との関係を詳細に測定した。その結果、次のことを明らかにした。

- (1) 相関ジッタの大きさはバイアス電流値には依存せず、DFB半導体レーザを駆動している発振器のもつ相関ジッタとほぼ等しい一定の値(200 fs, rms)をとる。一方、バイアス電流値を小さくしていくに従い、光パルス幅は数ps程度にまで短くすることができるが、逆に非相関ジッタの大きさは2~3 psまで急激に増加する。すなわち、得られる最小のパルス幅と非相関ジッタの大きさはトレードオフの関係にある。
- (2) レッドシフトチャープを補償する総分散量とバイアス電流値を最適化することにより、パルス幅を10 ps以下に保ったまま、総ジッタ量を約0.5 ps (rms)程度に小さくできる。

次に、簡単なモデルを用いて、全符号誤り率 $10^9$ あるいは $10^{12}$ を達成するためには、タイミングジッタ

の分散はパルス間隔 $T$ の $1/11.2$ あるいは $1/14.2$ 以下でなければならないことを示した。実際に非線形サグナック干渉計スイッチを用いてスイッチングした出力光パルスの符号誤り率を、スイッチング窓幅、およびポンプ光と入力光の相対タイミングジッタ量を変化させて測定し、その有効性を実証した。

以上から、利得スイッチ半導体レーザから発生させた短光パルスを用いて、スイッチング窓幅10 ps、符号誤り率 $10^{12}$ 以下を満足する全光スイッチングが可能であることが分かった。

#### 参考文献

1. A. Takada, T. Sugie, and M. Saruwatari, "High-speed picosecond optical pulse compression from a gain-switched 1.3- $\mu$ m distributed feedback laser diode (DFB-LD) through a highly dispersive single-mode fiber," *J. Lightwave Technol.*, **LT-5**, pp. 1525-1533, 1987.
2. M. Nakazawa, K. Suzuki, and Y. Kimura, "Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing," *Opt. Lett.*, **15**, pp. 715-717, 1990.
3. A. J. Taylor, J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, and R. S. Tucker, "Timing jitter in mode-locked and gain-switched InGaAsP injection lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **49**, pp. 681-683, 1986.
4. D. J. Derickson, A. Mar, and J. E. Bowers, "Residual and absolute timing jitter in actively mode-locked semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, **26**, pp. 2026-2028, 1990.
5. E. H. Bottcher, K. Ketterer, and D. Bimberg, "Turn on delay time fluctuations in gain-switched AlGaAs/GaAs multiple-quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, **63**, pp. 2469-2471, 1988.
6. D. A. Leep and D. A. Holm, "Spectral measurement of timing jitter in gain-switched semiconductor lasers," *Appl. Lett.*, **60**, pp. 2451-2453, 1992.



## 第6章 光時分割多重伝送処理回路への適用

前章までで、非線形 Sagnac 干渉計スイッチの基本機能と、出力光のスペクトル変化、分散の影響の詳細が明らかにされた。また、タイミングジッタの問題が詳しく議論され、設計指針が示された。本章では以上の議論に基づき、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを基本部品とするいくつかの超高速光機能回路の構成法について述べる。これらの光機能回路は、超高速光時分割多重伝送システムを構築する上で必須の機能である、時分割多重機能、再生中継機能、時分割分離機能を実現することができる。

本章第1節では時分割多重回路の構成法と基本特性について述べる。非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した時分割多重回路は、複数の低ビットレート光信号列を光カップラで受動的に合波して得られた光信号列をポンプ光として用いる。この受動的に合波された光信号列で、高品質の光クロックパルス列を変調することにより、光信号列を構成する光パルス間に存在する不均一性が取り除かれ、真に時分割多重された高ビットレートの光信号列を発生させることができるのである。

続いて第2節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した全光再生中継回路について述べる。複数の光線形増幅器を経て伝搬する光信号列には、信号対雑音比や波形歪み、ジッタの累積が生じる。それらは、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく光再生回路により取り除かれ、送信光信号列と同品質の光信号列が再生される。光時分割多重回路と光再生中継回路は、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを光再生器として利用しており、その際ウォークオフが重要な役割を果たす。

次に第3節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく時分割分離回路について述べる。ここでは、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは超高速の全光スイッチとして機能し、高速の光信号列を電気的な処理が可能な低ビットレートの光信号列に変換することができる。

最後に第4節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを実用に供する上で重要となる集積化について述べる。ここでは、石英系平面導波回路製造技術を用いて部分的に集積化された非線形 Sagnac 干渉計スイッチが示される。

### 6.1 全光時分割多重回路

#### 6.1.1 全光時分割多重回路の原理

図6-1に非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく時分割多重回路の構成図を示す。この時分割多重回路は、受動光スターカップラと非線形 Sagnac 干渉計スイッチからなる。従来の時分割多重回路は受動光スターカップラのみからなり、クロック周波数が  $1/NT$  (データビットレート:  $1/NT$  bit/s) である  $N$  チャンネルの光

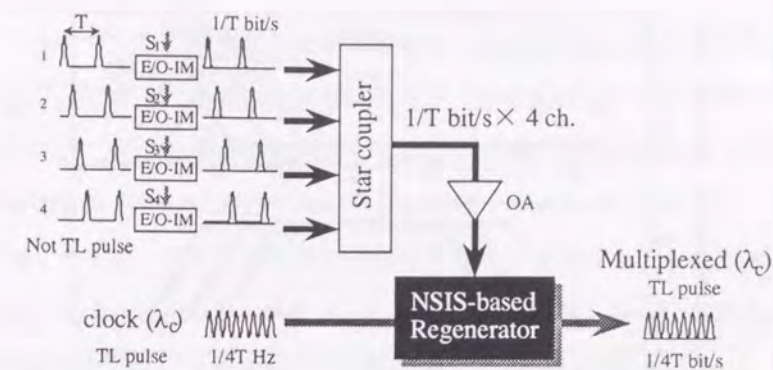


図6-1 非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく時分割多重回路の構成

非線形 Sagnac 干渉計スイッチは光再生器として機能する。各チャンネルの光信号は、受動光スターカップラにより合波された後、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入力され、Fourier 変換限界の時間帯域積をもつクロック光パルス列を変調する。ウォークオフにより得られる矩形で幅広のスイッチング窓により、各チャンネルの信号光の間の不均一性が取り除かれ、真に時分割多重された光信号列が出力される。

信号列を、互いに適当な遅延を与えて光スターカップラで合波することで、擬似的に高ビットレートの光信号列を得ていた<sup>1)</sup>。ところが、一般に、 $N$  チャンネル光信号列は互いに異なる中心波長、パルス幅、ピークパワーを持っている。また、それぞれの光パルスは Fourier 変換限界のスペクトル幅を持つとは限らない。時分割多重され、データビットレートが  $N$  倍に多重化された光信号列を構成する個々の光パルスの中心波長が少しでも異なると、数 10 km から数 100 km にも及ぶファイバ伝搬に伴いパルス間隔の不均一が進む。また、パルス幅やスペクトル幅、ピークパワーが異なると、ファイバ中の群速度分散や自己位相変調効果によるパルス波形変化の具合が、それぞれの光パルス間で異なってくる。このような問題は、一対一の単純な伝送においては、送信側で単一の短パルス光源を用意し、これをスターカップラで  $N$  分割し、それぞれを強度変調器で変調して、データを載せる構成にすればある程度解決できる。しかし、将来の全光ネットワークのノード処理においては、他の多くのノードから送られてくる光信号列を光のまま多重分離することが必須となる。そのような場合には、個々の光パルスがまったく同一の特性を持つことは望めない。さらに実際上の困難は、時分割多重後のパルス間隔を正確に  $T$  にするよう遅延量を調整することにある。本節で述べる時分割多重回路はこれらの問題点を解決し、従来なされてきたような単なる合波ではない、真に時分割多重された光信号列を生成することができる。

その鍵となる考え方は、ウォークオフにより矩形で幅広のスイッチング窓を提供する非線形 Sagnac 干渉計スイッチを光再生器として用いることにある。光スターカップラにより受動的に多重された光信号列(隣接するパルス間隔  $\approx T$ ) は、図6-1に示すように、光増幅器により増幅され、ポンプ光として非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入力される。一方、繰り返し周期が  $T$  で、Fourier 変換限界の時間帯域積をもつクロック

<sup>1)</sup> 超高繰り返し光クロックパルス列を発生させることは、これと等しいクロック周波数を持つ超高ビットレートの光信号列を直接発生させることに比べれば、はるかに容易である。例えばすでに、能動モードロック半導体レーザを用いて繰り返し 40 GHz の短光パルス列が、受動能動モードロック半導体レーザを用いて繰り返し 108 GHz の短光パルス列が、それぞれ得られている<sup>13,14)</sup>。



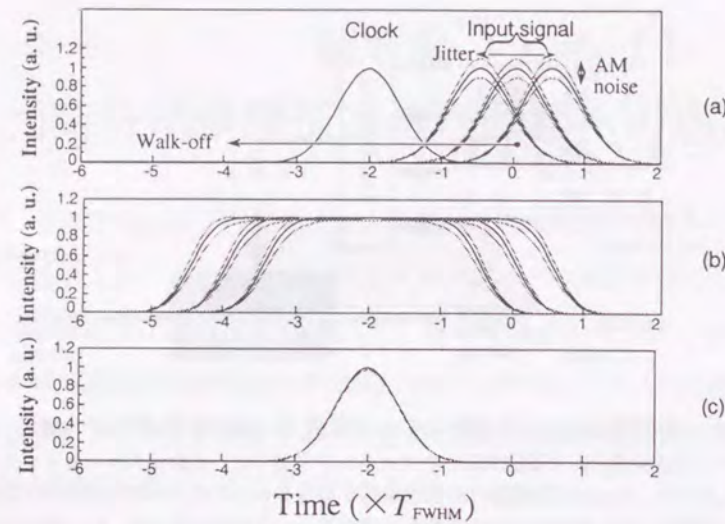


図6-2 非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく光再生器の動作原理

ポンプ光(受動的に多重された光信号列)はファイバループを伝搬するにつれて、入力光(クロック光)に対して相対的にシフトしていくこと(ウォークオフ)により矩型のスイッチング窓を形成し、これにより入力光(クロック光)を変調する。受動的に多重された光信号列のパルス間隔、ならびに振幅の不均一は出力光には現われない。

光パルス列が、入力光として非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入射される<sup>21)</sup>。クロック光パルスは光カップラにより二分された後、それぞれプローブ光、参照光としてファイバループを互いに逆向きに伝搬する。図6-2はポンプ光(受動的に多重された光信号列)がファイバループを伝搬するにつれて入力光(クロック光)に対して相対的にシフトしていくこと(ウォークオフ)により形成される矩型のスイッチング窓と、入力光(クロック光)、出力光(スイッチされたクロック光)の関係を示している。図では、(1)ポンプ光と入力光はともに等しいパルス幅を持つ Gaussian パルスであり、(2)ウォークオフ量はパルス半値全幅の4倍であるとし、(3)ポンプ光と入力光の初期遅延がパルス半値全幅の±50%だけ変化、(4)ポンプ光のピークパワーが±10%だけ変化する場合について計算した結果を示している。この図からわかるように、受動的に多重された光信号列のパルス間隔に不均一があったとしても、そのずれがポンプ光(受動的に多重された光信号列)と入力光(クロック光)の間のウォークオフ量よりも小さい場合には、クロックパルスを多重された光信号列で変調することで再生された出力光パルスには、パルス間隔の不均一が現われない。これは、ウォークオフにより矩型で広い幅をもつスイッチング窓が実現されたためである。別の見方をすれば、例えばポンプ光と入力光の初期遅延量が変化しても、その量がウォークオフ量よりも小さければ、入力光(クロック光)はファイバループ中のどこかで、ポンプ光パルス(受動的に多重された光信号列)に追い付かれ、相互位相変調を受けるからだと説明することもできる。さらにここで注目すべきは、2.2節(2.34)式で示したポンプ光ピークパワーと透過光ピークパワーの間の緩やかなステップ状の入出力特性(しきい値特性)のために、ポンプ光の振幅揺らぎが出力光(再生光)では抑圧されることである。また2.3節で説明したように、入力光(クロック光)がスイッチング窓中に存在する限りスイッチされて出力されるクロック光のスペクトルは入力光のスペクトルから変化することはない。以上の議論から、光スターカップラと

非線形 Sagnac 干渉計スイッチからなる本光時分割多重回路は、Fourier 変換限界の良質な光クロックパルスを用意することができれば、元の  $N$  チャンネル光信号列の持つパルス間遅延、パルス幅、ピークパワー、スペクトルの不均一性を排除し、元の  $N$  チャンネル光信号列の2値情報だけを受け継いでこれらを多重化し、Fourier 変換限界の良質な光信号列として出力できることが理解できる。

非線形 Sagnac 干渉計スイッチが、スイッチングに必要なパワーを低減するために数 km にも及ぶファイバを干渉計中に使用できるのは、干渉計の2本の腕として同一ファイバを互いに逆向きに伝搬する2つのパスを用い、光 Kerr 効果以外の外乱による位相シフトを相殺できるからであった。ところがこの構成のため、ポンプ光と逆向きに伝搬する参照光もポンプ光の平均パワーで決まる量の相互位相変調を受ける。非線形 Sagnac 干渉計スイッチを全光時分割多重回路に適用する際には、この参照光が受ける相互位相変調が出力光信号列のオンオフ比を劣下させる原因になる。以下では、このオンオフ比劣下の機構について述べる。

受動光スターカップラで合波され、非線形 Sagnac 干渉計スイッチにポンプ光として入射される光信号列を次式で表わす。

$$|B(t)|^2 = P_B \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n \exp\left\{-\left(\frac{t-nT}{t_B}\right)^2\right\} \quad (6.1)$$

ここでは、合波された光信号列を構成する光パルスは Gaussian パルスであるとし、簡単のため、その周期は一定の  $T$  であるとした。 $x_n$  は "1" あるいは "0" のいずれかであり、個々の光パルスが運ぶ2値符号を表わす。2.2節で述べたように、ウォークオフ量がポンプ光パルス幅より大きく、 $x_n$  が "1" のときは、プローブ光に誘起される位相シフトは矩型になり、その高さは(2.24)式で与えられる。一方、参照光は  $x_n$  の値に関わらず、ポンプ光の平均パワーで決まる一定量の相互位相変調を受ける。その大きさは、(2.30)式より

$$\phi_c = 2\sqrt{\pi}\gamma_A P_B L m \frac{t_B}{T} \quad (6.2)$$

となる。ただしここで、 $m$  はポンプ光として入射される光信号列のマーク率(符号 "1" と符号 "0" の出現確率)を表わす。(2.24)式と(6.2)式から、 $n$  番目のポンプ光パルスにより誘起されるプローブ光と参照光の間の位相差  $\Delta\phi_n$  は、次式で表わされる。

$$\Delta\phi_n = 2\sqrt{\pi}\gamma_A P_B L t_B \left(\frac{x_n}{t_w} - \frac{m}{T}\right) \quad (6.3)$$



上式からわかるように、たとえ、符号が"0" ( $x_n=0$ ) でポンプ光パルスが存在しないときでも、位相差  $\Delta\phi_n$  は0にならず、その結果クロック光パルスの一部が出力に現われてしまう。これが光時分割多重回路の出力光のオンオフ比劣下の原因になるのである。(6.3) 式から、符号が"0" ( $x_n=0$ ) のときの位相差  $\Delta\phi_{space}$  は、符号が"1" ( $x_n=1$ ) のときの位相差  $\Delta\phi_{mark}$  を用いて、

$$\Delta\phi_{space} = \frac{\Delta\phi_{mark}}{\frac{T}{mt_w} - 1} \quad (6.4)$$

のように表わせることがわかる。これを用いると、光時分割多重回路の出力光のオンオフ比(符号が"1"のときと"0"のときの出力光パルスのピークパワーの比で定義)は次式となる。ただし、マーク率  $m$  は 1/2 とした。

$$SC = 2 \left[ 1 - \cos \left( \frac{\pi}{\frac{2T}{t_w} - 1} \right) \right]^{-1} \quad (6.5)$$

例えば、 $n_2=3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 、 $L=5 \text{ km}$ 、 $\lambda=1.55 \text{ }\mu\text{m}$ 、 $S_{eff}=50 \text{ }\mu\text{m}^2$ 、 $t_w=40 \text{ ps}$ 、 $T=200 \text{ ps}$  (bit rate = 5 Gbit/s)、ポンプ光パルス半値全幅 10 ps を用いると、オンオフ比は 16 dB となる。

### 6.1.2 全光時分割多重実験

非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく全光時分割多重回路の動作を確認するための実験構成を図 6-3 に示す。まず、繰り返し周波数 2.4 GHz、パルス半値全幅 12.5 ps、中心波長 1552 nm の光パルス列を、DFB 半導体レーザの利得スイッチとファイバ線形圧縮により発生させる。この光パルス列は、2.4 Gb/s の疑似ランダムビット列で強度変調され、RZ フォーマットの光信号列になる。このようにして得られた 2.4 Gb/s の光信号列は、光カップラにより二分され、光ファイバ遅延線により一方の光パスにパルス間隔の 1.5 倍以上の遅延を与えた後、再び光カップラで合波される。このようにして、パルス間隔がほぼ一定でデータレート 4.8 Gb/s 相当の光信号列(厳密には 2.4 Gb/s × 2 チャンネル)を疑似的に生成する。パルス間隔の微調整は、光ファイバ遅延線を機械的に延伸させることにより行った。この光信号列 (2.4 Gb/s × 2 チャンネル) は、エルビウム添加ファイバ増幅器により必要なピークパワーレベルまで増幅され、ポンプ光パルス列として非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入射される。一方、外部共振器モード同期半導体レーザから、繰り返し 4.8 GHz で、Fourier 変換限界の時間帯域積を持つクロック光パルス列 (パルス半値全幅 13.4 ps、中心波長 1535

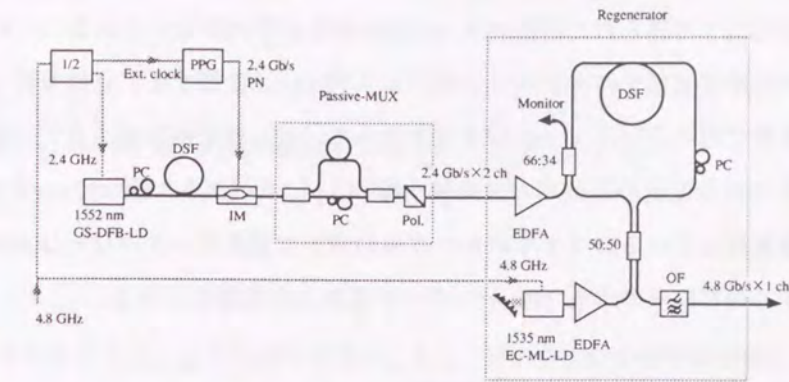


図 6-3 全光時分割多重回路の動作を確認するための実験構成

2.4 Gb/s の光信号列を光カップラにより二分し、パルス間隔の 1.5 倍以上の遅延を与えた後、再び光カップラで合波することで、パルス間隔がほぼ一定でデータレート 4.8 Gb/s 相当の光信号列を疑似的に生成する。この光信号列 (2.4 Gb/s × 2 チャンネル) は、エルビウム添加ファイバ増幅器で増幅後、ポンプ光パルス列として非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入射される。一方、外部共振器モード同期半導体レーザから、繰り返し 4.8 GHz で、Fourier 変換限界の時間帯域積を持つクロック光パルス列を発生させ、これを非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入力光として入射する。ループファイバの長さは 5 km、ウォークオフ量は 40 ps である。

nm、スペクトル半値全幅 0.29 nm) を発生させ、これを非線形 Sagnac 干渉計スイッチに入力光として入射する。ループファイバには、長さ 5 km、零分散波長 1535 nm のファイバを用いた。このループファイバ伝搬による光信号列 (ポンプ光) とクロック光パルス列 (入力光) のウォークオフ量は 40 ps である。

図 6-4 は、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく全光時分割多重回路の入出力パルスのストリークカメラ像である。波形 (a)、(b) はそれぞれ、時分割多重化前の 2 チャンネルの 2.4 Gb/s の光信号列である。これらの光信号列を構成する光パルスは、パルス半値全幅が 12.5 ps、スペクトル幅が 0.83 nm であり、その時間帯域積は Fourier 変換限界パルスのそれよりかなり大きい。また、パルスには裾引きが観測されている。

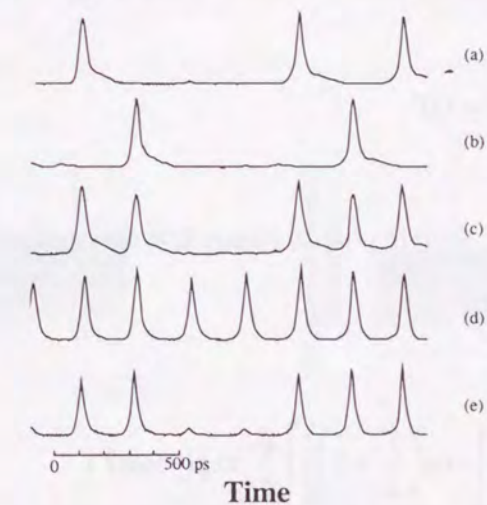


図 6-4 全光時分割多重回路の入出力パルスのストリークカメラ像

(a)、(b) は、時分割多重化前の 2 チャンネルの 2.4 Gb/s の光信号列 (パルス半値全幅 12.5 ps、スペクトル幅 0.83 nm、Fourier 変換限界の光パルスではない)、(c) はこれらを光カップラで合波して得られた疑似的な 4.8 Gb/s の光信号列、(d) は Fourier 変換限界の時間帯域積を持つクロック光パルス列、(e) は真に時分割多重された 4.8 Gb/s の光信号列 (パルス半値全幅 14.1 ps、スペクトル幅 0.29 nm で、ほぼ Fourier 変換限界の時間帯域積を持つ)



これらを光カップラで合波して得られた疑似的な 4.8 Gb/s の光信号列が (c) である。この光信号列を用いて、Fourier 変換限界の時間帯域積を持つクロック光パルス列 (d) を変調する。光信号列 (c) の相互位相変調により形成される矩形で幅の広いスイッチング窓を用いて、真に時分割多重された 4.8 Gb/s の光信号列 (e) が出力される。出力される光信号列はパルス半値全幅 14.1 ps、スペクトル幅 0.29 nm を有し、ほぼ Fourier 変換限界の時間帯域積を持っている。ファイバリング中のポンプ光のピークパワーは 690 mW であり、入力されたクロックパルスのパワーのうち 78% がスイッチされたと見積もられる。

### 6.1.3 RF パワースペクトル測定による検証

前節で述べた全光時分割多重回路の出力光のパルス間隔と振幅に不揃いがないことは、出力される光信号列を光電気変換し、得られた電気信号のパワースペクトルを観測することにより確認することができる。その原理を以下に示す。今、同一のパルス時間波形  $f(t)$  と同一のパルス間隔  $T$  をもつ 2 つの光信号列を考える。簡単のため、これらの光信号列の符号はすべて "1" であるとする。これらの光信号列は 1:1 光カップラにより、適当な遅延 (理想的には  $T/2$ ) を与えられて合波される。合波された光信号列の強度波形  $y(t)$  を次のように表わす。

$$y(t) = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{n=-N}^N f(t-nT) + \alpha \sum_{n=-N}^N f\left(t - \left(nT + \frac{T}{2} + \tau\right)\right) \right\} \quad (6.6)$$

ここで、右辺第 1 項と第 2 項は、それぞれは第 1 の光信号列と第 2 の光信号列の強度波形を表わし、 $\alpha$  は振幅の比、 $\tau$  は遅延量の  $T/2$  からのずれを表わしている。ただし、上式では光信号列の持続時間を便宜上、 $(2N+1)T$  とした。合波された光信号列のパワースペクトルを  $S(\omega)$  とすると ( $\omega$  は角周波数)、 $S(\omega)$  は

$$S(\omega) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{|\tilde{y}(\omega)|^2}{(2N+1)T} \quad (6.7)$$

で与えられる。ただし、ここで、 $\tilde{y}(\omega)$  は  $y(t)$  の Fourier 変換を示す。 $\tilde{y}(\omega)$  は光パルスの強度波形  $f(t)$  の Fourier 変換である  $\tilde{f}(\omega)$  を用いて、

$$Y(\omega) = \frac{\tilde{f}(\omega)}{2} \left[ 1 + \alpha \exp\left\{-i\omega\left(\frac{T}{2} + \tau\right)\right\} \right] \sum_{n=-N}^N \exp(-i\omega nT) \quad (6.8)$$

のように求めることができる。参考文献 [2] で用いられている手法に従えば、(6.6) 式と (6.8) 式から、合波された光信号列のパワースペクトルは、

$$S(\omega) = \frac{\pi |\tilde{f}(\omega)|^2}{2T^2} \left[ 1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos\left\{\omega\left(\frac{T}{2} + \tau\right)\right\} \right] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - \frac{2\pi n}{T}\right) \quad (6.9)$$

となる。

(6.9) 式の意味するところは、以下の通りである。もし、元の 2 つの光信号列が等しい振幅を持ち ( $\alpha=1$ )、合波されるときに与えられる遅延が正確に  $T/2$  であれば ( $\tau=0$ )、角周波数  $\omega=2\pi(2n+1)/T$  に位置する輝線スペクトル (基本波成分  $2\pi/T$  とその奇数次の高調波成分) は消失し、偶数次の高調波成分のみが残る。これは、基本周波数が 2 倍 ( $2/T$ ) になり、厳密な意味で時分割多重が達成されることを意味する。ところが、もし、合波された光信号列にパルス振幅とパルス間隔に不揃いがあると ( $\alpha \neq 1, \tau \neq 0$ )、基本波成分  $2\pi/T$  とその奇数次の高調波成分は完全には消失しない。パルス振幅の不揃いによる寄与は、光パルスの時間波形で決まる  $|\tilde{f}(\omega)|^2$  によって減少する効果を除けば、角周波数  $\omega$  に無関係に一定である。残存する奇数次高調波成分の偶数次高調波成分に対する比は、 $(1-\alpha)^2/(1+\alpha)^2$  で与えられる。一方、パルス間隔の不揃いによる寄与は、ずれ量  $\tau$  が  $T$  に比して比較的小さければ、 $\omega T/2$  に従って角周波数  $\omega$  とともに増加する。このため、光信号列のパワースペクトルを奇数次高調波成分に着目してスペクトルアナライザで観測すれば、合波されたパルス振幅およびパルス間隔の不揃いの有無を調べることができる。

図 6-5 (a) は、図 6-3 に示した実験構成において、2 チャンルの 2.4 Gb/s の光信号列を光カップラで合波して得られたデータレート 4.8 Gb/s 相当の光信号列 (厳密には 2.4 Gb/s  $\times$  2 チャンル) のパワースペクトルである。ストリークカメラによる実時間波形観測によると、このときのパルス間隔のずれは 3.6 ps である。

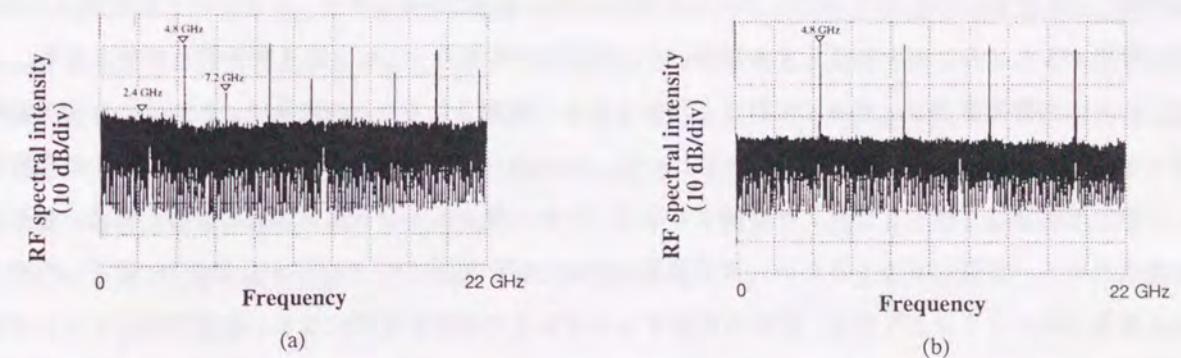


図 6-5 全光時分割多重における RF スペクトルの変化

(a) 2 チャンルの 2.4 Gb/s の光信号列を光カップラで合波して得られたデータレート 4.8 Gb/s 相当の光信号列 (厳密には 2.4 Gb/s  $\times$  2 チャンル) のパワースペクトル。パルス間隔のずれは 3.6 ps である。奇数次高調波成分が残存している理由は、これが次数とともに増加していることから、パルス間隔の不揃いに起因していると考えられる。(b) 非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いて、4.8 GHz の光クロックパルス列を光信号列で変調して得られた出力光信号のパワースペクトル。(a) にみられる残存する奇数次高調波成分が完全に消失しており、パルス間隔に不揃いがないことがわかる。



これはパルスの半値全幅のおよそ1/3に相当する。実験ではパルス間隔の不揃いの影響を強調するために、パルス振幅の不揃いが最小となるように各チャネルのパワーを調整した。基本波周波数成分(2.4 GHz)においては、パルス振幅の不揃いがパルス間隔の不揃いよりも優勢なので、調整は基本波周波数成分が最小となるようにして行った。図6-5(a)で明らかなように、残存する奇数次高調波成分は次数とともに増加しているため、これがパルス間隔の不揃いに起因していると考えられる。図6-5(b)は、非線形Sagnac干渉計スイッチを用いて、4.8 GHzの光クロックパルス列を光信号列で変調して得られた出力光信号のパワースペクトルである。図6-5(a)にみられる残存する奇数次高調波成分が完全に消失していることがよくわかる。以上により、非線形Sagnac干渉計スイッチから出力された光信号列は、パルス間隔に不揃いのない、真に時分割多重された4.8 Gb/sの光信号列であると結論づけることができる。このような機能は、ウォークオフを導入することにより形成される矩形で幅の広いスイッチング窓を用いて始めて実現されるものである。

## 6.2 全光再生中継回路

### 6.2.1 全光再生中継回路の原理

実用的な光増幅器、エルビウム添加ファイバ増幅器の出現は、再生中継間隔の飛躍的な増大をもたらした。無中継伝送距離は200~300 km、エルビウム添加ファイバ増幅器を多数個縦列につないだ多中継伝送距離は10,000 kmにも達する。しかし、光ファイバの伝搬損失を光増幅器を用いて補償するこのような線形伝送系においては、伝搬する光信号は光ファイバの群速度分散に起因するパルス幅広がりによる符号間干渉、及び光増幅器が発生するASE光による信号対雑音比(SN比)劣下が生じる。さらに、伝搬距離が数100 kmにも達すると、それまで問題にならなかった微弱な自己位相変調効果の蓄積によるアイ開口の劣下が無視できなくなる。一方、光ソリトン伝送系では、光ファイバ中の群速度分散によるパルス幅広がり問題を自己位相変調によるパルス幅圧縮で相殺することにより解決している。このような光ソリトン伝送系においても伝送距離は、光増幅器が発生するASE光により、やはり制限を受ける。この場合の主要な制限要因は、ASE雑音によるSN比劣下とタイミングジッタの増加である。タイミングジッタの増加は、ASE光が信号光パルスにランダムに混入する結果、中心周波数が変動し、これと群速度分散との相互作用により光パルスの到着時間がランダムに変動する現象であると説明される。この現象は、これによる伝送距離制限を最初に指摘した2人の研究者の名前をとって、Gordon-Haus効果<sup>3</sup>と呼ばれている。これらの現象による伝搬距離制限は、ビットレートが増加するほど(パルス幅が短くなるほど)厳しくなるため、超高速長距離光ファイバ伝送を実現するためには光線形中継器(光増幅器)だけでは不十分であり、劣下したデジタル光信号のタイミングを整え、波形を再生する全光再生中継器が必要になる。適当な光クロックが用意されれば、非線形Sagnac干渉計スイッチは全光再生中継器に必要な機能を実現することができる。

図6-6は、非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく全光再生中継器の構成である。光線形中継器を多数経由して長距離を伝搬した光信号には、光パルス波形の歪と、タイミングジッタ、ASE光が累積されている。このような光信号は、まず最初に光カップラにより二分され、一方は光クロックパルス生成回路に、他方は増幅後非線形Sagnac干渉計スイッチに、それぞれ導かれる。ウォークオフによる矩形の幅広いスイッチング窓と非線形な入出力特性によって、入力光信号の劣下を取り除かれる。

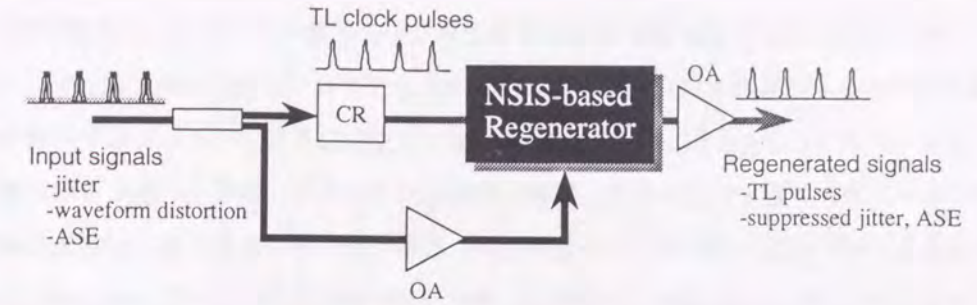


図6-6 非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく全光再生中継器の構成

光線形中継器を多数経由して長距離を伝搬し、光パルス波形の歪と、タイミングジッタ、ASE光が累積された入力光信号は、光カップラにより二分され、一方は光クロックパルス生成回路に、他方は増幅後非線形Sagnac干渉計スイッチに、それぞれ導かれる。ウォークオフによる矩形の幅広いスイッチング窓と非線形な入出力特性によって、入力光信号の劣下を取り除かれる。

は光ブースター増幅器にそれぞれ導かれる。光クロックパルス生成回路についてはここでは詳しく触れないが、その機能は、入力光信号に同期し、そのクロック周波数に等しい繰り返しを有する光クロックパルス列を発生させることにある。このような光クロックパルス生成回路としては、これまで、パルスレーザへの注入同期<sup>4,5,6</sup>、周期的光フィルタを用いた光タンク回路<sup>7</sup>、光位比較器を用いた光位相同期ループ回路<sup>8,9</sup>が提案されている。

増幅された入力光信号とこれに同期した光クロックは適当な遅延を相互に与えられ、非線形Sagnac干渉計スイッチにそれぞれ入力される。入力信号と光クロックの群速度差は、その群速度差に起因するウォークオフにより得られるスイッチング窓の幅が入力信号の持つタイミングジッタの大きさより広いように調整する。これは、入力信号中のタイミングジッタに起因して入力信号光-光クロックパルス間の初期遅延量がある程度変動しても、光クロックパルスは入力信号光が運ぶ信号に従って変調され、パルス間隔が正確に一定の再生された光信号が出力されることを意味している。第3章で述べたように、ウォークオフを有する非線形Sagnac干渉計スイッチにおいては、クロック光パルスはそのパルス波形とスペクトル形状を維持したままスイッチされる。このため、Fourier変換限界のクロック光パルスを仮定すれば、入力信号光はFourier変換限界の良質の光パルスに変換されて出力されることになる。また、矩形のスイッチング窓の高さは入力信号光(ポンプ光パルス)のピークパワーではなくエネルギーで決定されるので、入力信号光の波形劣下はスイッチング特性に影響しない。さらに、2.2節(2.34)式が示すように、非線形Sagnac干渉計スイッチの透過率は、個々のポンプ光パルスが持つエネルギーに対し、線形ではなく緩やかなステップ状に変化するので、個々の入力信号光パルス(ポンプ光)のピークパワー、あるいはエネルギーの変動を抑圧することができる。

次に、非線形Sagnac干渉計スイッチが個々の入力信号光パルスのピークパワー、あるいはエネルギーの変動を抑圧することができるだけでなく、入力光中のASE雑音の影響をも抑圧できることを説明する。まず最初に、入力信号光(ポンプ光)中のASE光そのものは、入力信号光とクロック光を分離するために設ける光カップラ(偏波依存型、あるいは波長依存型)により単純に除去でき、出力される再生光(変調さ



れたクロック光)には入力光のASE光そのものは含まれない。問題にすべきは、入力信号光(ポンプ光)中のASE光がスイッチング窓の形状に与える影響である。まずプローブ光については、プローブ光とポンプ光の間のウォークオフにより、ランダムなASE光がポンプ光中に存在したとしてもその効果は平均化され、滑らかなスイッチング窓が形成される。同様に参照光についても、参照光が感じるのは個々のポンプ光パルスではなく、ポンプ光パルス列(入力信号光列)の平均パワーであるから、ASE光の効果は一定である。すなわち、ランダムなASE光が入力信号光(ポンプ光)中に存在したとしても、ASE光の瞬時の光振幅の変動の影響を受けることはなく、滑らかなスイッチング窓が形成され、その結果、出力される再生光(変調されたクロック光)にはASE雑音は付与されない。結局、再生光は入力信号光が運ぶ2値情報のみを受け継ぎ、その他の物理的な性質を受け継ぐことはない。このようにして、非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく光再生器は入力光の信号対雑音比を回復することができるのである。これが、線形光増幅器を用いる現在のアナログ2値伝送システムと、非線形Sagnac干渉計スイッチを用いた再生型のデジタル2値伝送システムの大きな違いである。

### 6.2.2 再生実験と符号誤り率測定による動作確認

非線形Sagnac干渉計スイッチを用いた基本的な光再生動作の実験を、図6-7に示す実験配置を用いて行った。入力信号光用、クロック光用には、ともに利得スイッチDFB半導体レーザを使用した。入力信号光とクロック光の中心波長はそれぞれ、1535 nmと1552 nmである。入力信号光のデータビットレートは5 Gb/s、非線形Sagnac干渉計スイッチをベースにした光再生器への入力平均パワーは-13.3 dBmである。光再生器に入力された入力信号光はエルビウム添加ファイバ増幅器により+15.4 dBmまで増幅され(利得28.7

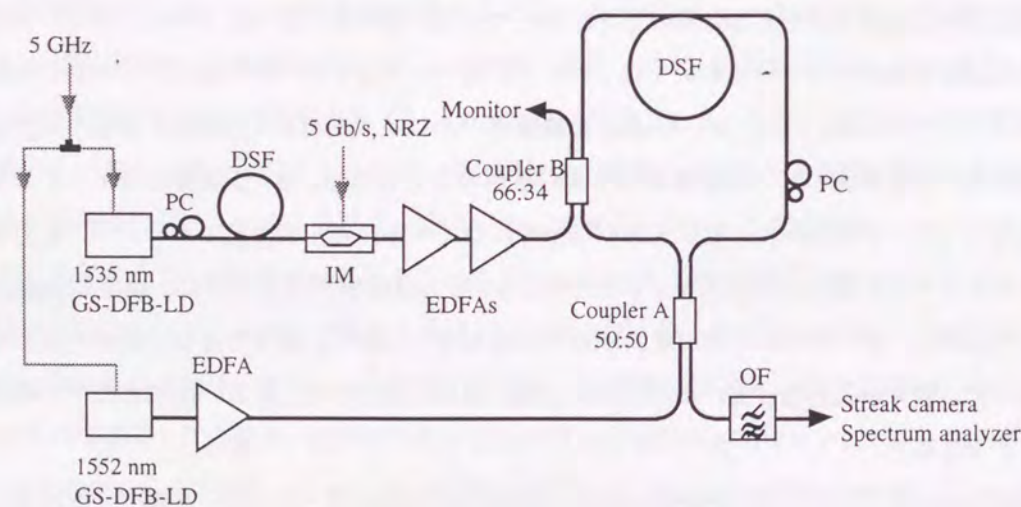


図6-7 全光再生の実験構成

入力信号光とクロック光の波長は、それぞれ1535 nmと1552 nmである。入力信号光のデータビットレートは5 Gb/s、非線形Sagnac干渉計スイッチをベースにした光再生器への入力平均パワーは-13.3 dBmである。光再生器に入力された入力信号光は、EDFAにより+15.4 dBmまで増幅され(利得28.7 dB)、パワー分岐比66:34の光カップラを介してファイバループへと導かれる。再生光は帯域1 nmの光透過フィルタにより、ポンプ光(入力信号光)から分離される。

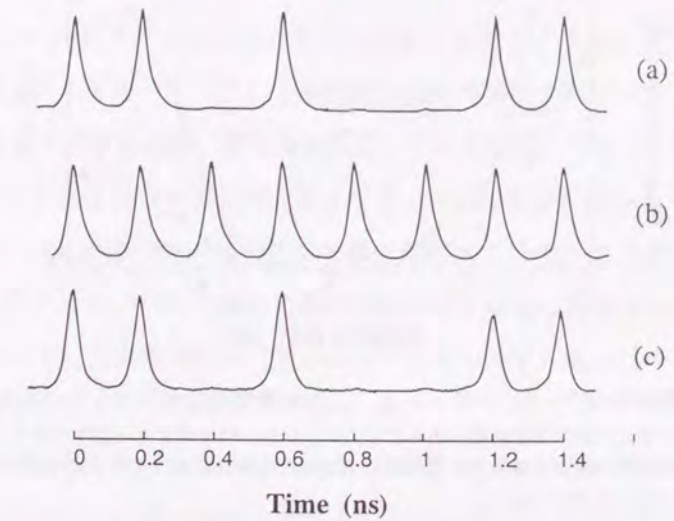


図6-8 全光再生の実験結果

(a) 5 Gb/sの入力光信号列(11010011)、(b) 繰り返し周波数5 GHzの光クロックパルス列、(c) 非線形Sagnac干渉計スイッチにより再生された光信号列(パルス幅10 ps、消光比15 dB)

dB)、パワー分岐比66:34の光カップラを介してファイバループへと導かれる。ファイバループの全長は5 km、零分散波長は1535 nmである。入力信号光とクロック光のウォークオフ時間は40 ps、使用した非線形Sagnac干渉計スイッチの消光比は18.4 dBである。再生光は帯域1 nmの光透過フィルタによりポンプ光(入力信号光)から分離される。

図6-8に典型的な光再生動作を示す。同図(a)は5 Gb/sの入力光信号列"11010011"、(b)は繰り返し周波数5 GHzの光クロックパルス列、(c)は非線形Sagnac干渉計スイッチにより再生された光信号列である。光ファイバループ中の入力信号パルス(ポンプパルス)のピークパワーは1 Wであり、87%のスイッチングが行われると見積られる。再生された光信号列のパルス幅は10 ps、消光比は15 dBであった。

非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく全光再生器を用いれば、入力光信号列中のタイミングジッタが抑圧できることを示すため、入力光信号列と光クロックパルス列の初期遅延量を変化させて符号誤り率を測定した。これは、入力光信号列と光クロックパルス列の間に相対的な時間揺らぎが存在してもウォークオフにより実現した広く平坦なスイッチング窓により、誤りなく再生動作ができることを示すためである。図6-9は、再生された光信号の平均パワーとパワーペナルティを、入力光信号列と光クロックパルス列の初期遅延量に対してプロットした図である。再生された光信号のパワーペナルティは、光クロックパルス列がスイッチング窓の中央に位置するとき誤り率 $10^{-9}$ を得るために必要な平均受光パワーを基準にした。光クロックパルス列がスイッチング窓の十分内側にあるときには、パワーペナルティは0である。スイッチング窓の両片ではパワーペナルティの増加がわずかに観測されているが、これは入力光信号列と光クロックパルス列の間のタイミングジッタ(0.5~1 ps)によるものである。光クロックパルス列の平均位置がスイッチング窓の肩にあるときには、このようなタイミングジッタは振幅雑音に変換されるため、アイ



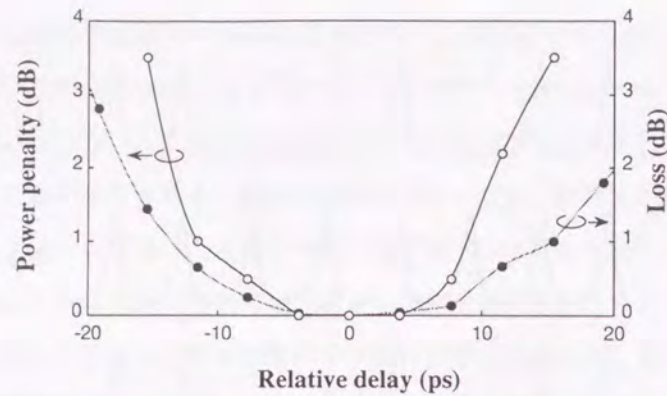


図6-9 再生された光信号のパワーペナルティと、入力光信号列と光クロックパルス列の初期遅延量の関係  
光クロックパルス列がスイッチング窓の十分内側にあるときには、パワーペナルティは0である。スイッチング窓の両片で観測されるパワーペナルティの増減は、入力光信号列と光クロックパルス列の間のタイミングジッタ (0.5~1 ps) によるものであり、本スイッチの本来の性能限界を示すものではない。

開口の減少につながり、パワーペナルティが発生する。従って、タイミングジッタを有するパルスを用いたこの測定は非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく光再生器が本来有しているパフォーマンスを過小評価することになる。再生された光信号のパワーから、スイッチング窓の広さは~30ps程度と考えらる。従って、十分小さいタイミングジッタを持つ光パルスを用いれば、このスイッチング窓の領域内でパワーペナルティ0の値が得られるものと期待できる。

### 6.3 全光時分割分離回路

#### 6.3.1 全光時分割分離回路の原理

図6-10は非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく全光時分割分離回路の構成例である。時分割多重された入力光信号列 (図では4多重) の一部が光クロックパルス生成回路に導かれる。ここでは、前節で例とし

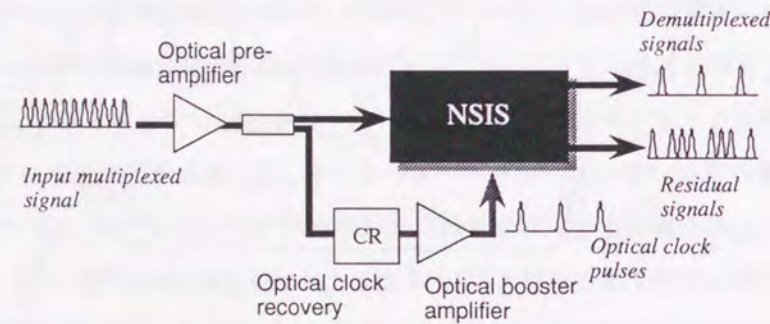


図6-10 非線形Sagnac干渉計スイッチに基づく全光時分割分離回路の構成  
時分割多重された入力光信号列の一部が光クロックパルス生成回路に導かれ、入力光信号列に同期し、そのクロック周波数の整数分の1の繰り返し周波数の光クロックパルス列が生成される。光クロックパルス列はその後、光増幅器により増幅され、ポンプ光パルスとして非線形Sagnac干渉計スイッチに入力される。これにより入力光信号列内の所望のタイムスロットの光信号を分離する。

てあげたような光クロック生成回路を用いて、入力光信号列に同期し、そのクロック周波数の整数分の1の繰り返し周波数 (図では1/4) の光クロックパルス列が生成されるとしよう。光クロックパルス列はその後、光増幅器により増幅され、ポンプ光パルスとして非線形Sagnac干渉計スイッチに入力される。この点が前節までで述べてきた全光時分割多重回路、全光再生回路との大きな違いである。全光時分割多重回路、全光再生回路においては、入力光信号列がポンプ光として用いられ、非線形Sagnac干渉計スイッチは光再生器として動作する。これに対し本節で述べる全光時分割分離回路では光クロックパルス列がポンプ光として働く。入力光信号列と光クロックパルス列との間の初期遅延を適当に調節することで、光クロックパルス列と重なるタイムスロットの光信号だけが (図では4タイムスロット毎に) スイッチされ、他のタイムスロットの信号から分離される。

全てのタイムスロットの光信号を分離するためには、非線形Sagnac干渉計スイッチを多数個組み合わせる必要がある。このとき、考えられる構成を図6-11に示す。それぞれの特長を、必要な非線形Sagnac干渉計スイッチの数、非線形Sagnac干渉計スイッチを経由する最大回数、用意しなければならないクロック光 (ポンプ光) の繰り返し周波数の数、過剰損失の点について、表6-1にまとめた。ここで、時分割多重数を  $N$ 、入力光信号のクロック周波数を  $B$  Hzとした。構成 (I) はクロック光の繰り返し周波数は  $B/N$  Hzの1種類だけ用意すればよく、原理的な過剰損失も0であるが、最後に分離されるタイムスロットの光信号は非線形Sagnac干渉計スイッチを  $N-1$  回通過する必要がある、ループファイバの分散による波形劣下の影響を強く受ける。これに対し、構成 (II) は非線形Sagnac干渉計スイッチの通過回数は  $\log_2 N$  に減少するためループファイバの分散による波形劣下は緩和されるが、 $\log_2 N$  種類のクロック光の繰り返し周

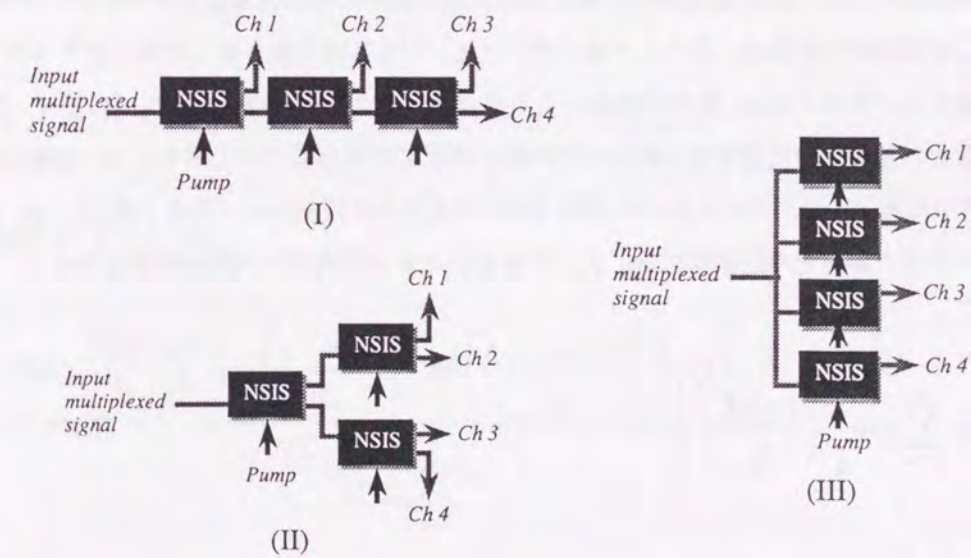


図6-11 全光時分割分離回路の構成方法  
(I) クロック光の繰り返し周波数は  $B/N$  Hzの1種類だけ用意すればよく、原理的な過剰損失も0であるが、非線形Sagnac干渉計スイッチの複数回通過による波形劣下の影響を強く受ける。(II) ループファイバの分散による波形劣下は緩和されるが、 $\log_2 N$  種類のクロック光の繰り返し周波数を用意しなければならない。(III) 非線形Sagnac干渉計スイッチの通過回数は1回のみでよく、クロック光の繰り返し周波数も  $B/N$  Hzの1種類だけ用意すればよい。ただし光スターカップラによる分割損失  $1/N$  を被る。



表 6-1 全光時分割分離回路の各種構成の緒元

	Number of NSIS	Maximum number of switching	Number of pump repetition rate	Excess loss
I	$N-1$	$N-1$	1	0
II	$N-1$	$\log_2 N$	$\log_2 N$	0
III	$N$	1	1	$1/N$

波数を用意しなければならない。一方、構成 (III) は非線形 Sagnac 干渉計スイッチの通過回数は 1 回のみでよく、クロック光の繰り返し周波数も  $B/N\text{Hz}$  の 1 種類だけ用意すればよい。その代わりに、光スターカップラによる原理的な分割損失  $1/N$  を被る。必要な非線形 Sagnac 干渉計スイッチの数は各構成ともほぼ同じである。全光時分割分離回路の前に配置する前置光増幅器の利得が十分大きければ増幅後の損失は  $S/N$  劣下に深刻な影響を与えないので、構成 (III) の過剰損失は多重数  $N$  が余り大きくなければ許容できる。

### 6.3.2 クロストークの影響

次に、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを光時分割分離回路に用いた場合の、他のタイムスロットの光信号のクロストークの影響を議論する。クロストークの原因には、(1) 非線形 Sagnac 干渉計スイッチそれ自身の消光比が無限ではないこと、及び (2) 参照光が被る相互位相変調のために消光比が劣下することがある。参照光が被る相互位相変調の影響は、クロック光 (ポンプ光) パルス列の繰り返し周期に対するスイッチング窓の割合が増すほど大きくなる。後者の原因によるクロストーク発生の様子を図 6-12 に示す。同図 (a) はクロック周波数  $1/T\text{Hz}$  の入力光信号列 (簡単のため全て符号 '1') の場合について示す、(b) は繰り返し周波数  $1/NT\text{Hz}$  (図では  $N=8$ ) のクロック光パルス列 (ポンプ光パルス列、ウォークオフ量  $t_w$ )、(c) はループ伝搬後のプローブ光と参照光の位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$ 、である。クロック光パルス列の時間波形を

$$|B(t)|^2 = P_B \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\left(\frac{t-nT}{t_B}\right)^2\right\} \quad (6.10)$$

とすると、プローブ光と参照光の位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$  は次のように表わされる。

$$\phi_A(t) = 2\sqrt{\pi}\gamma_A LP_B \frac{t_B}{t_w} \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{t-nNT}{t_B}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{t-t_w-nNT}{t_B}\right) \right\} \right] \quad (6.11)$$

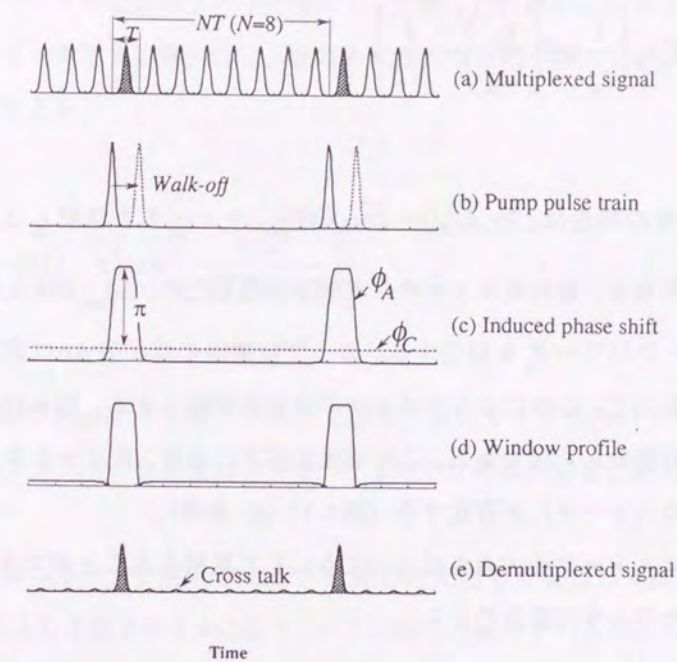


図 6-12 全光時分割分離回路におけるクロストークの発生機構

(a) クロック周波数  $1/T\text{Hz}$  の入力光信号列 (簡単のため全て符号 '1')、(b) 繰り返し周波数  $1/8T\text{Hz}$  のクロック光パルス列、(c) ループ伝搬後のプローブ光と参照光の位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$ 、(d) スwitching 窓の形状、(e) 分離された光信号列 (他のチャネルからのクロストークが存在する)

$$\phi_C = 2\sqrt{\pi}\gamma_A LP_B \frac{t_B}{NT} \quad (6.12)$$

スイッチング窓の形状は、次式で与えられる両者の差により決まる。

$$\Delta\phi(t) = \phi_A(t) - \phi_C \quad (6.13)$$

$$\Delta\phi_{\max} = \frac{NT \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{t-nNT}{t_B}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{t-t_w-nNT}{t_B}\right) \right\} - 1}{\frac{NT}{t_w} \operatorname{erf}\left(\frac{t_w}{2t_B}\right) - 1} \quad (6.14)$$

ここで、 $\Delta\phi_{\max}$  は次式で与えられるプローブ光と参照光の位相変化  $\phi_A$ 、 $\phi_C$  の差の最大値を表わし、次式で与えられる。



$$\Delta\phi_{\max} = 2\sqrt{\pi}\gamma_A LP_B t_B \left\{ \frac{1}{t_w} \operatorname{erf}\left(\frac{t_w}{2t_B}\right) - \frac{1}{NT} \right\} \quad (6.15)$$

上式は、ウォークオフが0の場合は、 $2\gamma_A LP_B (1 - \sqrt{\pi} t_B / NT)$ 、ウォークオフが  $t_B$  より十分大きいときは、 $2\sqrt{\pi}\gamma_A LP_B (t_w^{-1} - N^{-1} T^{-1})$  となる。最大のスイッチング効率を得るため、 $\Delta\phi_{\max}$  が  $\pi$  となるようにクロック光パルス（ポンプ光）のピークパワー  $P_B$  を設定する。ループ伝搬後の位相差  $\Delta\phi$  は参照光に誘起される位相変化分だけバイアスされるので、これによりスイッチの消光比が劣化する。図6-12 (d) は、これに対応するスイッチング窓の形状を表わした図である。この消光比劣下により、スイッチされた光信号列には他のチャネルからの漏れ（クロストーク）が存在する（図6-12 (e) 参照）。

他のチャネルからのクロストークの大きさは次のようにして見積もることができる。(6.15) 式と  $\Delta\phi_{\max} = \pi$  を用いれば、(6.12) 式は次のように変形できる。

$$\phi_C = \frac{\pi}{\frac{NT}{t_w} \operatorname{erf}\left(\frac{t_w}{2t_B}\right) - 1} \quad (6.16)$$

ウォークオフが無視できる場合 ( $t_w \ll 2t_B$ ) には、上式は、 $\lim_{t \rightarrow 0} \frac{1}{t} \operatorname{erf}(at) = \frac{2a}{\sqrt{\pi}}$  と  $\sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} \approx 1$  の関係を用いて、

$\phi_C = \pi / (NT/T_{\text{FWHM}} - 1)$  のように近似できる。ただし、 $T_{\text{FWHM}}$  はポンプ光の半値全幅であり、Gaussian 波形の場合、 $T_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} t_B \approx 1.665 t_B$  で与えられる。同様にウォークオフがポンプ光のパルス幅よりも十分大きな場合 ( $t_w \gg 2t_B$ ) には、 $\phi_C$  は  $\lim_{t \rightarrow \infty} \operatorname{erf}(t) = 1$  の関係を用いて、 $\phi_C = \pi / (NT/t_w - 1)$  と近似できる。ここで、スイッチング窓の幅  $W$  として、ウォークオフが無視できるときには  $T_{\text{FWHM}}$  を、ウォークオフがポンプ光のパルス幅よりも十分大きな場合には  $t_w$  を用いることにすれば、参照光に誘起される位相変化の大きさ  $\phi_C$  は、スイッチング窓の幅  $W$  を用いて、次のように表わすことができる。

$$\phi_C = \frac{\pi}{\frac{NT}{W} - 1} \quad (6.17)$$

上式は非線形 Sagnac 干渉計スイッチの消光比は、クロック光パルス列の周期  $NT$  に対するスイッチング窓幅  $W$  の割合が大きくなるほど劣下することを意味している。以上の議論から、入力光信号を構成する光パ

ルスの半値全幅がスイッチング窓幅  $W$  より十分短くて、分離したいタイムスロットの信号光パルスのほぼ全てのエネルギーをスイッチできる場合には、他のチャネルからのクロストークの大きさ  $\alpha$  を次式で見積もってよいことが理解できる。

$$\alpha = (N-1) \left[ 1 - 4k(1-k) \cos^2 \left( \frac{\pi/2}{NT/W - 1} \right) \right] \quad (6.18)$$

ただし、ここで  $k$  は非線形 Sagnac 干渉計スイッチを構成する光カップラのパワー分岐比である。例えば、 $W = T/2$ 、 $k = 1/2$  の場合のクロストークの量は  $N$  が 2、4、8 のそれぞれの場合に対して、 $-6.0$  dB、 $-8.3$  dB、 $-11.2$  dB となる。

他チャネルからのクロストークが存在すると、分離した光信号を受信して最終的に得られる電気信号（データビットレートは入力光信号の  $1/N$  に低下）のアイ開口の減少を引き起こし、所要の符号誤り率を確保するために必要な受信電力の増加を招く。クロストークがある場合とない場合とで、ある符号誤り率を得るのに必要な受信電力を測定し、この比をクロストークによるパワーペナルティと定義する。このパワーペナルティの大きさは使用する光受信機に依存する。一例として、光前置増幅器と pin フォトダイオードを用いた光受信機の場合は、パワーペナルティ  $PP$  は次式のように与えられる（付録 A-3 参照）。

$$PP = \frac{BQ(1+\alpha) + \sqrt{B\Delta f(1-\alpha)^2 + 4B^2Q^2\alpha}}{(1-\alpha)^2(BQ + \sqrt{B\Delta f})} \quad (6.19)$$

ただし、ここで、 $Q$  は許容される最大の符号誤り率に依存する数であり、例えば符号誤り率  $10^{-9}$  に対しては  $Q=6$  となる。 $\Delta f$  は光前置増幅器中で使用する光帯域通過フィルタの通過帯域、 $B$  は光受信機の帯域である。非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いた全光時分割分離回路においては、時分割多重されている高ビットレートの入力光信号列は、複数の低ビットレートの光信号列に分離されるわけであるが、分離された光信号列を構成する光パルスは入力光信号列と同じパルス幅を持ち、従って分離後も依然として広い光スペクトルを持っている。このためのビットレートが低くなったからといって、そのビットレートと同程度の帯域の光フィルタを使うことはできず、信号帯域に比較して多くの ASE が残存する。このため、信号と ASE の間のビート雑音だけでなく、ASE 同士のビート雑音も考慮しなければならない。数値例として、分離後のデータビットレートを 10 Gb/s、光フィルタの帯域  $\Delta f$  を 125 GHz (1 nm @ 1.55  $\mu\text{m}$ )、受信機の帯域  $B$  を 5 GHz、 $Q$  を 6 (符号誤り率  $10^{-9}$ ) とすれば、 $Q^2 B \approx \Delta f$  となり、この場合、信号と ASE の間のビート雑音と ASE 同士のビート雑音の寄与は同程度であることになる。このような場合は、(6.19) 式は次のように近似できる。



$$PP = (1 + \alpha) / (1 - \alpha)^2 \quad (6.20)$$

例えば  $W=T/2, k=1/2$  の場合、参照光に誘起される相互位相変調により発生するパワーペナルティは  $N$  が 2、4、8 のそれぞれの場合に対して、3.5 dB、2.0 dB、1.0 dB と見積もることができる。

スイッチング窓の形状がクロストークに与える影響を調べるためには、(6.14) 式を用いた数値計算が必要になる。入力光信号列の光強度波形として、次式を考える。

$$P_A(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n \exp\left\{-\left(\frac{t-nT}{t_A}\right)^2\right\} \quad (6.21)$$

ここで、 $x_n$  は入力光信号列の符号を表わし、“1”の場合はマークに、“0”の場合はスペースに、それぞれ対応している。クロストークの大きさ  $\alpha$  は、分離される光信号のエネルギー  $S$  と他のチャネルからの漏れのエネルギー  $X$  の比  $X/S$  で定義する。 $S$  と  $X$  はそれぞれ、次式で与えられる。

$$S = \int_0^{NT} \left[ \exp\left\{-\left(\frac{t}{t_s}\right)^2\right\} + \exp\left\{-\left(\frac{t-NT}{t_s}\right)^2\right\} \right] \left\{ 1 - 4k(1-k) \cos^2\left(\frac{\Delta\phi(t)}{2}\right) \right\} dt \quad (6.22)$$

$$X = \int_0^{NT} \left[ \sum_{n=1}^{N-1} \exp\left\{-\left(\frac{t-nT}{t_A}\right)^2\right\} \right] \left\{ 1 - 4k(1-k) \cos^2\left(\frac{\Delta\phi(t)}{2}\right) \right\} dt \quad (6.23)$$

図6-13は、(6.20) ~ (6.23) 式を用いて計算したパワーペナルティの大きさを、入力光信号列のタイムスロットの幅で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  に対してプロットした図である。分離したいタイムスロットの光パルスのエネルギーの内、実際にスイッチされたエネルギーの割合で定義したスイッチング効率も合わせて表示してある。パラメーターは多重数  $N$  である。実線と点線はそれぞれ、矩形スイッチング窓（ウォークオフあり）と釣鐘形スイッチング窓（ウォークオフなし）の場合に対応している。波線は(6.18)式から得られる解析解を示している。光カップラの分岐比  $k$  は0.45としたが、これは非線形 Sagnac 干渉計スイッチの消光比を 20 dB まで劣下させることに相当する。信号光パルスの半値全幅は、図6-13 (a) では  $T/4$ 、同図 (b) では  $T/2$  とした。矩形スイッチング窓の場合については、スイッチング窓幅としてウォークオフ時間  $t_w$  を用い、クロック光パルス（ポンプ光）の半値全幅  $T_{FWHM}$  はタイムスロットの幅の  $1/8$  とした。一方、釣鐘形スイッチング窓幅としてポンプ光パルスの半値全幅  $T_{FWHM}$  を用いた。

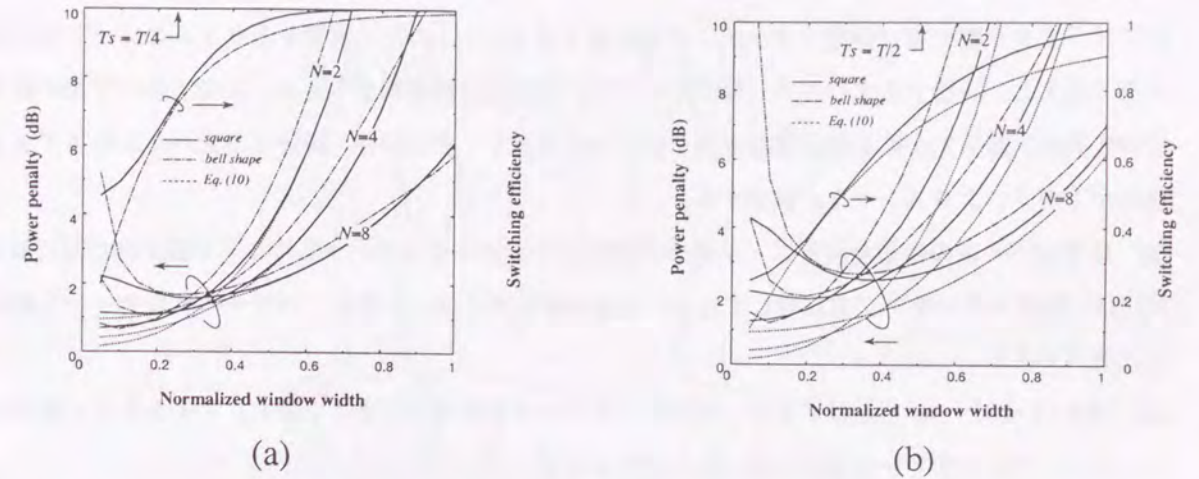


図6-13 パワーペナルティの大きさとタイムスロットの幅で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  の関係  
 実線と点線は、矩形スイッチング窓（ウォークオフあり、スイッチング窓幅はウォークオフ時間  $t_w$ 、クロック光パルスの半値全幅  $T_{FWHM}$  は  $T/8$ ）と釣鐘形スイッチング窓（ウォークオフなし、スイッチング窓幅はポンプ光パルスの半値全幅  $T_{FWHM}$ ）の場合、波線は(6.18)式から得られる解析解をそれぞれ示す。光カップラの分岐比  $k$  は0.45。

図6-13 (a)、(b) から以下のことが分かる。

- (1) (6.18) 式で示した通り、入力光信号列のタイムスロットの幅で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  が増加するほど、また多重数  $N$  が減少するほど、パワーペナルティは増加する。従って、多重数が小さいときには比較的狭いスイッチング窓幅を選択しなければならない。すべての  $N$  について、スイッチング窓幅がタイムスロット幅に達する前に、パワーペナルティは 5 dB より大きくなる。これは、参照光が被る相互位相変調に起因するクロストークの方が、隣接するチャネルがスイッチング窓に混入することに起因するクロストークよりも支配的であることを示している。 $N$  が大きい場合には、 $W/T$  を増加していくと、最初パワーペナルティが改善される。これは、非線形 Sagnac 干渉計スイッチそれ自体の消光比が有限であること（ここでは  $k=0.45$  を仮定しているため、消光比 20 dB に相当する）を考慮に入れて、次のように理解することができる。スイッチング窓幅が小さいときには、参照光が被る相互位相変調に起因するクロストークは小さく、スイッチそれ自体の消光比に起因するクロストークが支配的である。このクロストークはスイッチング窓幅に関わらず一定である。このため、スイッチそれ自体の消光比に起因するクロストークが支配的である領域では、スイッチング窓幅の増加によるスイッチング効率の増加に伴って、パワーペナルティは減少する。さらに、スイッチング窓幅を増加すると、参照光が被る相互位相変調に起因するクロストークが支配的になり、パワーペナルティはスイッチング窓幅とともに増加する。
- (2) 入力光信号列のタイムスロットの幅で規格化したスイッチング窓幅  $W/T$  が1にほぼ等しい領域を除けば、パワーペナルティは、矩形スイッチング窓（ウォークオフあり）を用いた場合の方が釣鐘形スイッチング窓（ウォークオフなし）を用いた場合より小さい。これは、矩形スイッチング窓の方がスイッチング効率が高いためである。ただし、より狭いパルス幅のクロック光パルス（ポンプ光）が必要になる。一方、スイッチング窓幅  $W/T$  が1に近づくと、この関係は逆転する。この理由は以下の通りである。釣鐘形



のスイッチング窓の裾は矩形スイッチング窓の裾より長く、このため隣接するタイムスロットの内部へより深く侵入し、隣接する光パルス（のプロープ光）に相互位相変調を与える。このプロープ光が被る相互位相変調が、参照光が被る相互位相変調を部分的に相殺し、その結果、隣接する光パルスのスイッチング効率が下がり、クロストークが減少する。

(3) 信号光パルスの半値全幅がスイッチング窓幅より十分小さいという条件の下で導かれた解析解((6.18)式)は、矩形スイッチング窓に対して行った数値計算結果とよく一致し、パワーペナルティを概算するのに有用である。

(4) 図6-13 (a) と (b) を比較すると、信号光パルスの半値全幅が大きくなると、スイッチング効率が低下し、パワーペナルティの増加を招くことが分かる。

6.3.3 全光時分割分離実験

図6-14に示す実験構成により、非線形Sagnac干渉計スイッチを用いた全光時分割分離の実験を行った。入力光信号列には、5 Gb/sの疑似ランダム光信号列を光学的に2多重、あるいは4多重して得られた10 Gb/s、あるいは20 Gb/sの光信号列を用いた。光学的時分割多重は、偏波保持光ファイバの複屈折を利用した光遅延線を利用した。多重後の光信号の隣接する光パルス信号が同符号となることのないように、遅延量は300 ps (5 Gb/sの光信号の周期の1.5倍)と150 ps (10 Gb/sの光信号の周期の1.5倍)とした。多重前の5 Gb/sの光信号列と5 GHzの光クロックパルス列はいずれも、DFB半導体レーザの利得スイッチと光ファイバ線形圧縮を用いて発生させた。光信号列を構成する光パルスの半値全幅は10 ps、光クロックパルス列の半値全幅は15 psである。両者の相対的なrms タイミングジッタの大きさは0.7 psと見積もられた。ループファイバの長さは3 km、零分散波長は信号光波長とクロック光波長のちょうど中間に位置する。CW光を入力光として非線形Sagnac干渉計スイッチに入力することで、スイッチング窓をストリークカメラで観

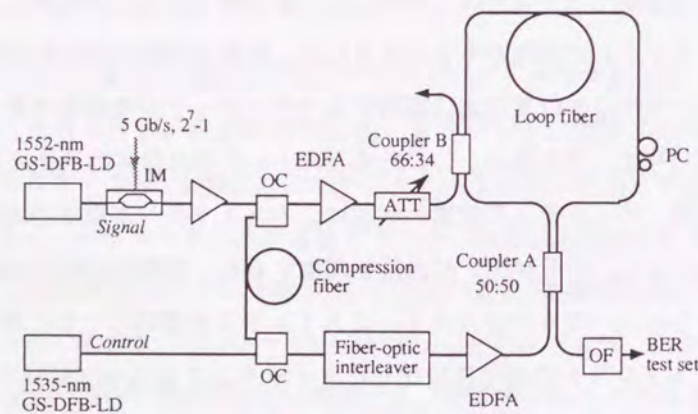


図6-14 全光時分割分離回路の実験構成

入力光信号列は5 Gb/sの疑似ランダム光信号列を光学的に2多重、あるいは4多重して得られた10 Gb/s、あるいは20 Gb/sの光信号列。光学的時分割多重は偏波保持光ファイバの複屈折を利用した光遅延線を利用。多重後の光信号の隣接する光パルス信号が同符号となることのないように、遅延量は300 ps (5 Gb/sの光信号の周期の1.5倍)と150 ps (10 Gb/sの光信号の周期の1.5倍)とした。

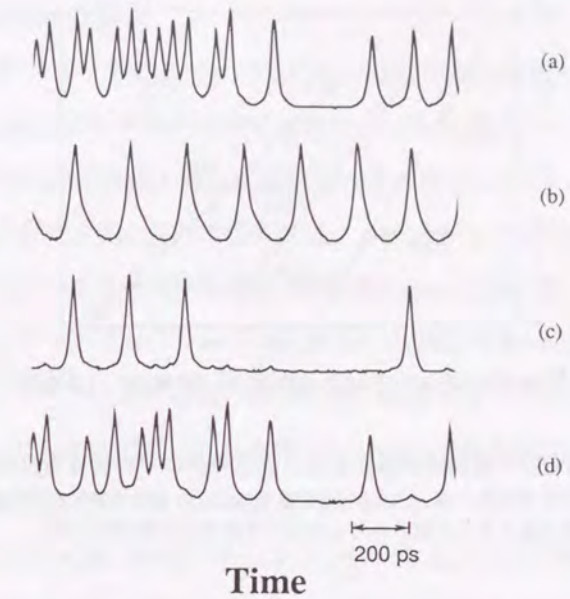


図6-15 全光時分割分離回路の実験結果

(a) 20 Gb/s入力光信号列、(b) 5 GHzクロック光パルス列、(c) 分離された5 Gb/sの光信号、(d) 残りの光信号。分離された光信号列の消光比は13 dBであった。

測した結果、スイッチング窓の幅はクロック光パルスの半値全幅と等しい15 psであった。タイムスロットの幅で規格化したrms タイミングジッタとスイッチング窓幅はそれぞれ0.047と0.3であり、第5章の考察に基づけば、平均受光電力対符号誤り率特性にはフロアのないエラーフリーの特性が期待できる。

図6-15 (a) ~ (d) は、それぞれ、20 Gb/s入力光信号列、5 GHzクロック光パルス列、分離された5 Gb/sの光信号、残りの光信号である。分離された光信号列の消光比は13 dBである。本実験の条件(光クロックパルスの繰り返し周期NT=200 ps、スイッチング窓幅W=15 ps)を用いれば、(6.17)式から参照光が被る相互位相変調による消光比の劣下は18 dBと見積もられる。従って、ストリークカメラ像により観測された低消光比の原因は、ループファイバ中に挿入した偏波制御器の調整のずれによるものと推測できる。

図6-16は全光時分割分離実験における平均受光電力対符号誤り率特性である。受信機には前置増幅器として、エルビウム添加ファイバ増幅器を用いた。三角は多重前の5 Gb/sの光信号列の符号誤り率、白丸は10 Gb/s (N=2)の入力光信号から分離された5 Gb/sの光信号列の符号誤り率、黒丸は20 Gb/s (N=4)の入力光信号から分離された5 Gb/sの光信号列の符号誤り率である。符号誤り率10<sup>-9</sup>におけるパワーペナルティは、N=2に対して1.2 dB、N=4に対して2.6 dBである。実験の条件から予想されたように、平均受光電力対符号誤り率特性には、フロアのないエラーフリーの特性が得られている。図6-17に、非線形Sagnac干渉計スイッチそれ自体の消光比(参照光が被る相互位相変調による劣下分を除く)に対して、パワーペナルティを計算した結果を、N=2、4、8について示した。実験結果も併せて示してある。ただし計算には、B=3.5 GHz、Δf=375 GHzを用いた。本実験においては、クロック光パルス列の繰り返し周期は、多重



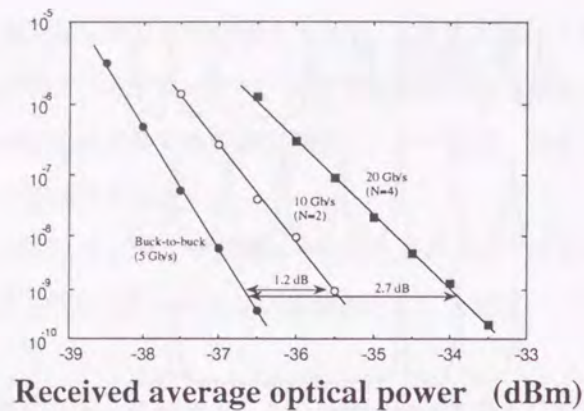


図6-16 全光時分割分離回路実験における光信号列の平均受光電力対符号誤り率特性

三角は多重前の5 Gb/sの光信号列の符号誤り率、白丸は10 Gb/s (N=2)の入力光信号から分離された5 Gb/sの光信号列の符号誤り率、黒丸は20 Gb/s (N=4)の入力光信号から分離された5 Gb/sの光信号列の符号誤り率。

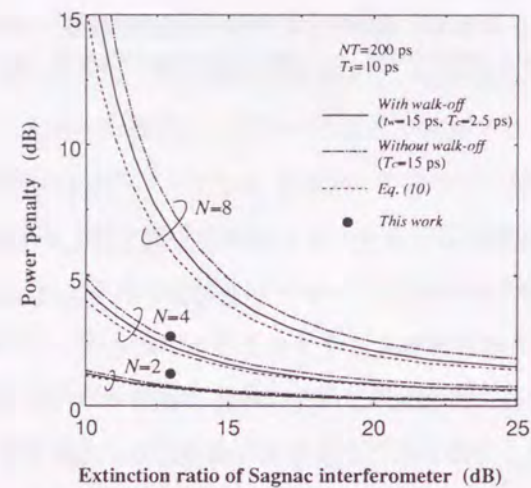


図6-17 非線形 Sagnac 干渉計スイッチそれ自体の消光比とパワーペナルティの関係

実線は計算結果 (計算には  $B=3.5$  GHz,  $\Delta f=375$  GHz を使用)。黒丸は図6-15に示した実験結果に対応するパワーペナルティ。

数  $N$  に関わらず一定 (5 GHz) であるので、参照光が被る相互位相変調の大きさも一定である。従って、クロストークによるパワーペナルティは多重数  $N$  に従って増加する。非線形 Sagnac 干渉計スイッチそれ自体の消光比が増加するに従って、パワーペナルティの大きさは参照光が被る相互位相変調によって決まる値に収束する。非線形 Sagnac 干渉計スイッチそれ自体の消光比が 13 dB のとき、計算によって得られるパワーペナルティの大きさは、 $N=2, 4$  に対して、それぞれ、0.7 dB、2.4 dB であり、実験値と比較的よく一致する。図6-17より、本実験で用いたような比較的低い消光比の非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いても、6 dB 程度のパワーペナルティで、40 Gb/s ( $N=8$ ) の入力光信号列から 5 Gb/s の光信号列に分離可能であることが期待できる。

### 6.3.4 全光時分割分離回路の設計

次に、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく全光時分割分離回路の達成し得る性能について議論する。第5章で述べたように、適当なバイアス条件の下で利得スイッチ半導体レーザは光ファイバ線形圧縮によるチャープ補正により、数 GHz 以上の繰り返し周波数でパルス幅 10 ps 以下、rms ジッタ数 100 fs 以下の短光パルス列を発生させることができる。入力光信号と光クロックパルス列のいずれにも、利得スイッチ半導体レーザから発生させた短光パルスを用いる場合、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した全光時分割分離回路が動作可能な最大のデータビットレートは、使用する短光パルスの半値全幅の2倍の逆数のオーダーである。また、得られるスイッチング窓幅の最小値は、使用するクロック光パルスの半値全幅程度である。入力光信号と光クロックパルス列がいずれも等しいパルス半値全幅  $T_{FWHM}=7.8$  ps、等しいrms ジッタ  $\sigma=0.4$  ps (相対ジッタ  $\sqrt{2}\sigma=0.56$  ps)、等しい群速度 (ウォークオフなし) を持つと仮定すると、得られる最高のデータビットレートは 64 Gb/s 程度と考えることができる。スイッチング窓幅が 7.8 ps、相対ジッタが 0.56 ps とすると、これらは、それぞれ、64 Gb/s の光信号列のタイムスロット幅の 1/2、1/28 に相当する。5.1 節の図5-2から、このとき、符号誤り率  $10^{-12}$  以下が達成できることがわかる。また、図6-13 (b) から、64 Gb/s の光信号列から、32 Gb/s ( $N=2$ )、16 Gb/s ( $N=4$ )、8 Gb/s ( $N=8$ ) の光信号列を分離するときのパワーペナルティを、それぞれ、6.6 dB、4.0 dB、3.0 dB と見積もることができる。

利得スイッチ半導体レーザは、繰り返し周波数が可変で構成も簡単なことから、短光パルス発生用光源として非常に魅力的である。しかし第5章で述べたように、利得スイッチ半導体レーザは短光パルス発生機構に由来する過剰ジッタを有し、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく全光時分割分離回路の性能を劣下させる。一方、モード同期レーザ、あるいは電界吸収形強度変調器を利用した短光パルス発生法<sup>10)</sup>は、原理的には過剰ジッタを発生せず、電気駆動回路と同程度 ( $\sim 0.15$  ps) の非常に小さなジッタを持つ短光パルスを発生できる。このような低ジッタ短パルス光源を使用した時に達成できるビットレートを、光源のタイミングジッタ、およびクロストークの観点から調べて見る。まず、単純に光源のタイミングジッタについてのみ考慮すると、5.1 節の議論の通り、 $W=T$  のとき最小の符号誤り率が得られる。光源のrms ジッタが 0.15 ps のとき、符号誤り率  $10^{-12}$  以下を確保することができるデータビットレートは、図5-2から  $320$  Gb/s  $\approx (14 \times \sqrt{2}\sigma)^{-1}$  以下であることがわかる。図6-13 (b) から、例えば、半値全幅 1.5 ps の光パルスで構成されるビットレート 320 Gb/s の入力光信号列は、半値全幅 3.1 ps の光パルスで構成される繰り返し周波数 40 Gb/s のクロック光パルス列を用いて、符号誤り率  $\sim 10^{-12}$  以下、パワーペナルティ 7 dB で時分割分離できることがわかる。この例では、多重数  $N$  は 8 であるが、多重数が小さい場合 (クロック光パルスの繰り返し周波数が高い場合) には、クロストークによるパワーペナルティが大きくなるので、タイムスロット幅に対するスイッチング窓幅の割合を小さくしなければならない。例えば、 $W=7T/2$  とすれば、光源のrms ジッタが 0.15 ps のとき、符号誤り率  $10^{-12}$  以下を確保することができるデータビットレートは、 $160$  Gb/s  $\approx (28 \times \sqrt{2}\sigma)^{-1}$  以下となる。信号光パルスの半値全幅を 1.5 ps、クロック光パルスの半値全幅を 3.1 ps とすれば、160 Gb/s 光信号列を 80 Gb/s ( $N=2$ )、40 Gb/s ( $N=4$ )、20 Gb/s ( $N=8$ ) の光信号列に分離するときの



パワーペナルティーは、それぞれ、4.6 dB、2.9 dB、2.3 dB と見積もることができる。ただし、以上の見積もりは、釣鐘形のスイッチング窓（ウォークオフなし）を仮定した。

一方、パルス幅が短くなると群速度分散の影響が無視できなくなる。第4章で議論したように、群速度分散の影響を示す指標としてソリトン数 $N_s$ を用いると、群速度分散の影響を避けるためにはソリトン数 $N_s$ は、概ね5以上である必要がある。これが、ポンプ光パルスのピークパワーの下限を与え、ループファイバ長を制限することになるのは、すでに第4章でみた通りである。ウォークオフがなく、クロック光パルス列のデューティ比が小さいとき、ループファイバの長さ $L$ とソリトン数 $N_s$ との間には、次の関係がある。

$$N_s^2 = \frac{\pi^2 c}{\lambda^2} \frac{t_B^2}{|D|L} \quad (6.24)$$

ソリトン数 $N_s$ の下限を5とすると、ループファイバの長さ $L$ は次式で与えられる値より長くできない。

$$L < 0.018 \frac{T_{FWHM}^2}{|D|} \quad (\text{km}) \quad (6.25)$$

ただし、 $T_{FWHM}$  はポンプ光パルスの半値全幅 ( $T_{FWHM} = (4 \ln 2) 1/2 t_B$ ) であり、単位は ps、 $D$  は群速度分散であり、単位は ps/nm/km である。また、波長 $\lambda$  は 1.55  $\mu\text{m}$  を用いた。例えば、信号光とクロック光（ポンプ光）の波長に 1535 nm と 1555 nm を使い、ループファイバの零分散波長を両者の中央に配置したとすると、通常の分散シフトファイバの場合、信号光とクロック光（ポンプ光）の波長における群速度分散の絶対値は約 0.5 ps/nm/km となる。クロック光パルスの半値全幅を 3.1 ps とすると、ループファイバの長さは 346 m 以下であることが必要になる。2.2 節で示したように、ウォークオフがない場合に  $\pi$  の位相差を得るのに必要なポンプ光パルスのピークパワーは  $P_\pi = \pi/2 \gamma_A L$  で与えられるので、この例の場合必要なポンプ光のピークパワーは 1.7 W になる。ただし、 $\gamma_A$  として 2.6 W/km ( $S_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ 、 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ) を用いた。クロック光（ポンプ光）パルス列の繰り返し周波数が高くなるほど、より大きな平均パワーのクロック光パルス列が必要になる。一例として、クロック光（ポンプ光）パルス列の繰り返し周波数を 40 GHz とすると、クロック光パルス列の平均パワーは 210 mW となるが、この値は市販されているエルビウム添加ファイバ増幅器（最高出力パワー～250 mW 程度）により得られる値である。クロック光パルス列の平均パワーを下げるためには、信号光とクロック光の波長における群速度分散の値を小さくし、ループファイバ長を長くすればよい。これには、信号光とクロック光の波長間隔を小さくするか（例えば、10 nm、 $D \sim 0.2$  ps/nm/km）、あるいは分散フラットファイバ（波長範囲 20 nm 以内の群速度分散の絶対値 0.1 ps/nm/km 以下）を用いればよい。これにより、必要な平均パワーが 1/2～1/4 に低減することが期待できる。

以上の議論から、非線形 Sagnac 干渉計スイッチとエルビウム添加ファイバ増幅器を用いれば、300 Gb/s 以上の光信号列を時分割分離できる可能性があることが示された。

## 6.4 平面光波回路技術による部分集積化

### 6.4.1 非線形 Sagnac 干渉計スイッチのための平面光波回路

以上みてきたように、非線形 Sagnac 干渉計スイッチをベースにして超高速時分割多重光伝送システムに必要な多くの機能回路を実現できる可能性がある。非線形 Sagnac 干渉計スイッチを実用に供するためには、本スイッチを構成する光受動部品をできる限り集積化して、小型化、安定化、生産性の向上を計る必要がある。非線形 Sagnac 干渉計スイッチは基本的には、非線形媒質である光導波路と、光カップラ、光フィルタから構成されている。このうち、非線形光導波路については、 $\text{As}_2\text{S}_3$  等のカルコゲナイド系ガラスのように大きな非線形定数を持つ材料（石英系ガラスに比べて 2 桁程度大きい）を用いることで、将来的には短尺化<sup>11)</sup>、あるいは平面導波路化が可能かもしれない。しかし、現状では製造技術が成熟した石英系光ファイバ以外には、現実的な候補が見当たらない。従って、そのサイズも、数 10 m から数 km のオーダーにならざるを得ない。一方、光カップラや光フィルタは、石英系平面導波回路製造技術<sup>12)</sup>の進歩により実用に耐えうる性能を持つ複数の光受動回路を 1 枚のシリコン基盤上に作成することが可能になっている。この技術を用いれば、非線形 Sagnac 干渉計スイッチは光ファイバと 1 つの受動光部品のみから構成することが可能になり、その安定性と生産性は格段に向上することが期待できる。そこで、日本電信電話株式会社光エレクトロニクス研究所光複合部品研究部の協力を得て、以下のような石英系平面導波回路の作成を試みた。

図 6-18 は平面導波回路とファイバループからなる非線形 Sagnac 干渉計スイッチの構成と、特性評価のための実験構成を示す図である。同図に示すように、作成した石英系平面導波回路は、1 枚のシリコン基盤上に形成された 5 つの Mach-Zehnder 形波長選択性光カップラから構成されている。Mach-Zehnder 形波長選択性光カップラには、透過率波長依存性が異なる 2 種類の光カップラ（A 形と B 形）を用いている。A 形光カップラは、入力光波長（1552 nm）に対しては分岐比がほぼ 50:50、ポンプ光波長（1535 nm）に対して

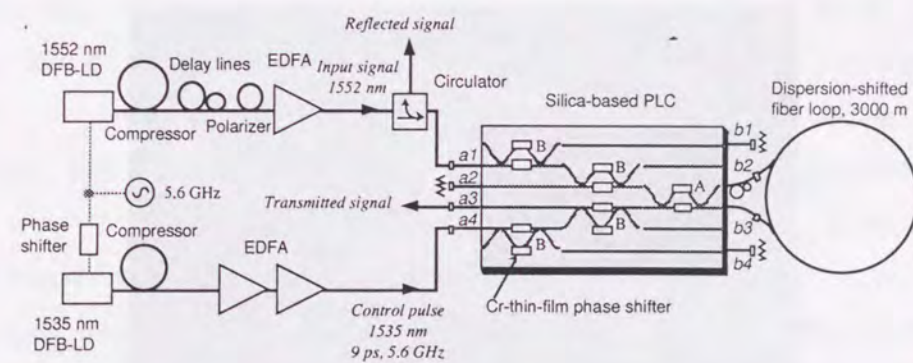


図 6-18 平面導波回路とファイバループからなる非線形 Sagnac 干渉計スイッチの構成

1 枚のシリコン基盤上に 5 つの Mach-Zehnder 形波長選択性光カップラ（透過率波長依存性が異なる 2 種類の光カップラ）から形成されている。A 形光カップラの分岐比は入力光波長（1552 nm）に対しては 50:50、ポンプ光波長（1535 nm）に対しては分岐比がほぼ 100:0、B 形光カップラの分岐比は入力光波長に対しては分岐比がほぼ 100:0、ポンプ光波長に対しては 0:100 となるように設計されている。B 形 Mach-Zehnder 形波長選択性光カップラ単体のアイソレーションは 20 dB 以上であり、これを 2 段従属接続することで、分離に必要なアイソレーション（40 dB 以上）を確保している。



は分岐比がほぼ100:0となるように設計されており、非線形Sagnac干渉計スイッチの主要な光カップラである。一方、B形光カップラは、入力光波長に対しては分岐比がほぼ100:0、ポンプ光波長に対しては0:100となるように設計されており、入力光とポンプ光を分離するために用いる。B形Mach-Zehnder形波長選択性光カップラ単体のアイソレーションは20 dB以上であり、これを2段従属接続することで、分離に必要なアイソレーション(40 dB以上)を確保している。導波路のコアの大きさは $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ である。光カップラの分岐比波長依存性は、導波路の上に取り付けたCr薄膜に電流を流し、熱光学効果によりMach-Zehnder干渉計の一方の腕の位相を変化させることで微調整することができる。平面光波回路の両端は偏波保持ファイバレイ(4本)が接続されている。入力光はポートa1から平面光波回路に入射され、ポートb2とb3から二分されて出力され、それぞれループファイバを互いに逆向きに伝搬する。一方、ポンプ光はポートa4から平面光波回路に入射され、ポートb3からのみ出力されて、ループファイバを反時計回りに伝搬する。その後再び平面光波回路にポートb2から入射し、ポートa2から出力される。入力光の内、ポンプ光と時間的に重なってファイバを伝搬する光は、ポンプ光から相互位相変調を受け、スイッチされてポートa3から出力される。残りの入力光は入射された経路を逆向きにたどり、ポートa1から出力され、光サーキュレータにより、入射経路から分離される。図6-19は作成された平面光波回路の写真である。平面光波回路の大きさは、 $48 \times 10 \text{mm}^2$ である。平面光波回路はアルミニウムヒートシンクの上に設置されているが、特別な温度制御は施されていない。

図6-20は作成された平面光波回路の損失対波長特性(ファイバレイと平面光波回路の接続損失を含む)である。添え字は、入力ポートと出力ポートを示している。同図(a)は、入力光を入射するポートa1とループファイバへの出力b2、b3との間の経路の損失対波長特性である。まず、入力光波長に注目すれば、ポ-

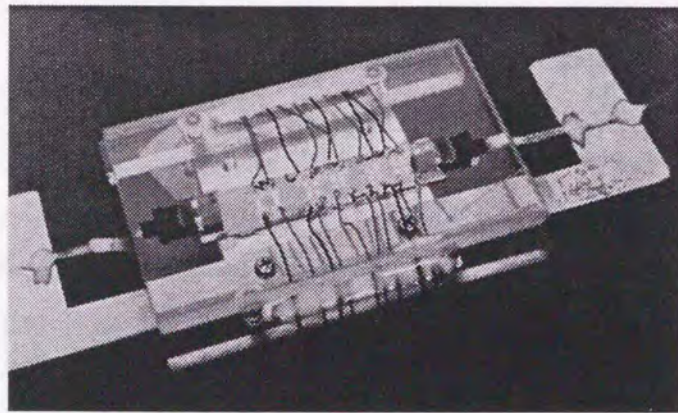


図6-19 作成した石英系平面導波回路の写真

平面光波回路の大きさは、 $48 \times 10 \text{mm}^2$ 、導波路のコアの大きさは $6 \times 6 \mu\text{m}^2$ である。平面光波回路の両端は偏波保持ファイバレイ(4本)が接続されている。平面光波回路はアルミニウムヒートシンクの上に設置されているが、特別な温度制御は施されていない。

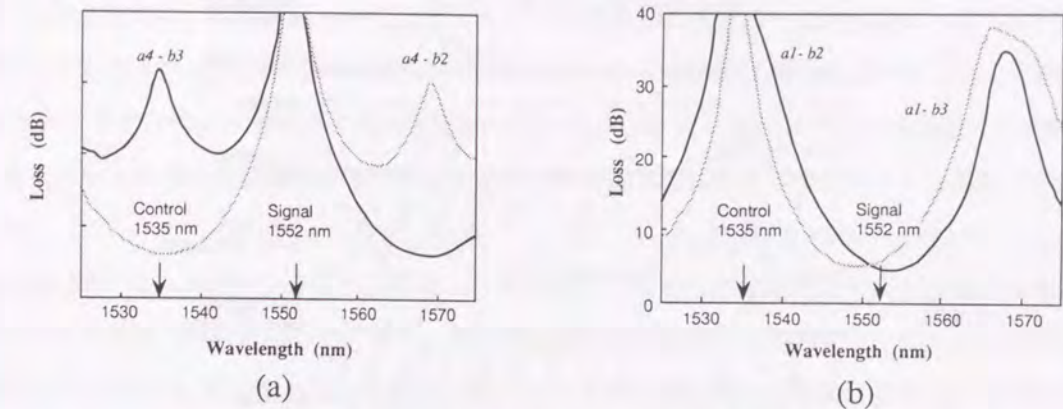


図6-20 作成した石英系平面導波回路の損失対波長特性

(a) 入力光を入射するポートa1とループファイバへの出力b2、b3との間の経路の損失対波長特性、(b) ポンプ光を入射するポートa4とループファイバへの出力b2、b3との間の経路の損失対波長特性である。ポートa1から入射された入力光は、ほぼ1:1に分岐してポートb2とb3に出力される。分岐損失を除く過剰損失は4.3 dB(入力光)、6 dB以下(ポンプ光)である。

トa1から入射された入力光は、ほぼ1:1に分岐してポートb2とb3に出力されることがわかる。分岐損失を除く過剰損失は4.3 dBである。一方、ポンプ光波長に注目すれば、ファイバ伝搬後ポートb2から平面光波回路に入射されるポンプ光の内、スイッチされなかった入力光が出力ポートa1へのもれの割合は-40 dB以下であることがわかる。また、同図(b)は、ポンプ光を入射するポートa4とループファイバへの出力b2、b3との間の経路の損失対波長特性である。ポンプ光の過剰損失は6 dB以下、時計回りにループを伝搬するポンプ光は、反時計回りのポンプ光に対して25 dB以上小さい。

#### 6.4.2 全光時分割分離実験による機能確認

以下に述べるような実験を行って、平面光波回路と光ファイバループからなる非線形Sagnac干渉計スイッチの特性を評価した。ループファイバには長さ3 kmの分散シフトファイバを用いた。図6-21(a)は、波長1535 nm、繰り返し周波数5.6 GHzのポンプ光のストリークカメラ像である。パルス半値全幅9 psのポンプ光はループファイバを伝搬することで、幅12 psまで広がるとともに、波長1552 nmの入力光に対して10 psだけ進む。同図(b)は入力光として連続波を入射したときの、透過光と反射光の時間波形である。ポンプ光のピークパワーの不足により、スイッチング効率は最大でも60%である。消光比は17 dBであった。本非線形Sagnac干渉計スイッチの入力光に対する全挿入損失は12 dBであった。このときのスイッチング窓幅は13 psである。次に、この高速スイッチング特性を利用して、全光時分割分離実験を行った。図6-21(c)は、データビットレート50.6 Gb/s相当の'...0111000001110...'固定パターン入力信号である。この入力信号は、繰り返し5.6 GHzの光パルスを偏波保持ファイバの偏波モード分散を利用した光遅延線に通すことで発生させた。この光信号列を構成する光パルスの半値全幅は8 psである。図6-21(d)と(e)は、分離された5.6 Gb/sの信号列と、スイッチされず、非線形Sagnac干渉計スイッチにより反射された残りの光信号である。これらの図から分かるように、平面光波回路と光ファイバループからなる非線形Sagnac干



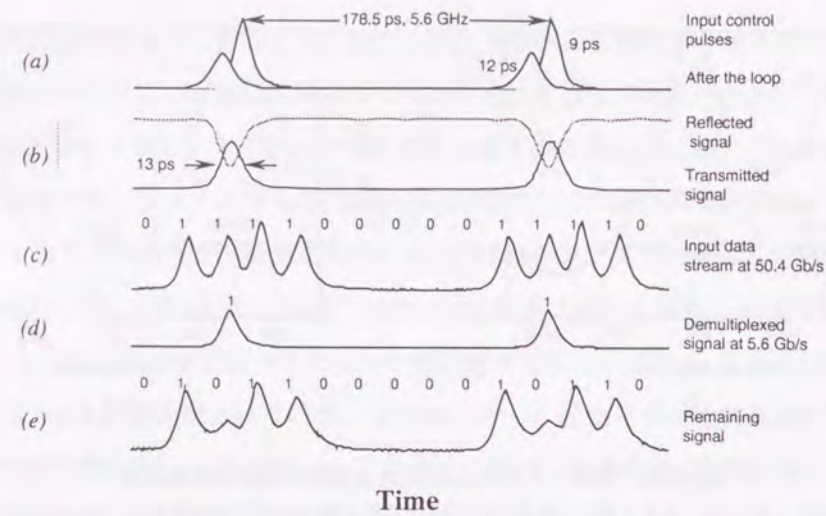


図6-21 部分集積化非線形 Sagnac 干渉計スイッチを用いた全光時分割分離実験の結果

(a) 繰り返し周波数 5.6 GHz のポンプ光のストリークカメラ像。パルス半値全幅 9 ps のポンプ光はループファイバを伝搬することで、幅 12 ps まで広がるとともに、入力光に対して 10 ps だけ進む。(b) 入力光として連続波を入射したときの透過光と反射光の時間波形。スイッチング窓幅は 13 ps、消光比は 17 dB。(c) データビットレート 50.4 Gb/s 相当の '...0111000001110...' 固定パターン入力信号。(d) 分離された 5.6 Gb/s の信号列。(e) スイッチされず非線形 Sagnac 干渉計スイッチにより反射された残りの光信号。

渉計スイッチはスイッチング窓幅 13 ps の高速スイッチング動作を提供できる。また、本平面光波回路は特別な温度安定化を施さなくても、長時間にわたって安定に動作した。

## 6.5 まとめ

本章では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを基本部品とする、いくつかの超高速光機能回路—時分割多重回路、再生中継回路、時分割分離回路—の構成法を提案した。また、これらの光機能回路が半導体レーザーから発生させたピコ秒パルスを用いてギガビット毎秒領域で動作可能であることを実証した。これらの光機能回路の内、時分割分離回路は、高強度の光クロックパルス（ポンプ光）による信号光の周期的なサンプリングという従来からの光 Kerr スイッチの典型的な利用法に基づいている。一方、時分割多重回路と再生中継回路は、ウォークオフによる矩形で幅広いスイッチング窓としきい値特性を利用して光スイッチを光再生器として用いるもので、従来にみられなかった光スイッチの新しい適用法である。

まず、本章第1節では時分割多重回路の構成法と基本特性について述べた。非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した時分割多重回路は、複数の低ビットレート光信号列を光カップラで受動的に合波して得られた擬似的な高ビットレート光信号列で、光クロックパルス列を変調する。これにより、受動的に合波された光信号列を構成する光パルス間に存在する不均一性が取り除かれ、真に時分割多重された高ビットレートの光信号列を発生させることができる。非線形 Sagnac 干渉計スイッチの出力光を光電気変換し、その電気信号の RF パワースペクトルを観測することで、受動的に合波された光信号列を構成する光パルス間に存在する不均一性が取り除かれたことが確認された。

続いて第2節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した全光再生中継回路が、複数の光線形増幅器を経由してきた入力光信号列中の ASE 雑音や波形の劣化、ジッタの累積を除去できることを説明した。これは、ウォークオフにより形成された矩形で幅の広いスイッチング窓により始めて実現できる機能である。入力光とクロック光の初期遅延を変化させて行った符号誤り率測定により、ジッタを抑圧できることを確認した。

次に第3節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチに基づく時分割分離回路について、他チャンネルからのクロストークの問題を中心に論じた。また、基本的な時分割分離実験を行った。

最後に第4節では、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを実用に供する上で非常に重要となる集積化について論じ、石英系平面導波回路製造技術を用いて部分的に集積化した非線形 Sagnac 干渉計スイッチについて説明した。

以上ここにまとめたように、本章において、非線形 Sagnac 干渉計スイッチをベースにして、超高速光伝送処理システムを構成する上で鍵となる、時分割多重回路、再生中継回路、時分割分離回路が構成できることを明らかにされた。また、5~20Gb/s の伝送速度におけるビット誤り率測定を含む実験により、その有効性が確認された。これらの結果は、非線形 Sagnac 干渉計スイッチを利用した光機能回路を用いて、数 10<sup>10</sup> Gb/s の超高速光伝送システムが構築可能であることを示唆している。ただし光再生器については、タイムスロット幅より十分狭い幅を持つ光パルスを使用しなければならないこと（従ってより短い光パルスを用意しなければならないだけでなく、群速度分散による制限が厳しくなる）、さらには全てのタイムスロットの信号に対して光処理が必要なこと（このため、ポンプ光平均パワーが増加）から、光再生器を実際のシステムへの適用するためには、今後さらに検討が必要である。

## 参考文献

1. R. S. Tucker, G. Eisenstein, S. K. Korotky, L. L. Buhl, J. J. Veselka, G. Raybon, B. L. Kasper, and R. C. Alferness, "16-Gb/s fiber transmission experiment using optical time-division multiplexing," *Electron. Lett.*, **23**, pp. 1270-1271, 1987.
2. D. A. Leep and D. A. Holm, "Spectral measurement of timing jitter in gain-switched semiconductor lasers," *Appl. Lett.*, **60**, pp. 2451-2453, 1992.
3. J. P. Gordon, and H. A. Haus, "Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission," *Opt. Lett.*, **11**, pp. 665-667, 1986.
4. M. Jinno, T. Matsumoto, "All-optical timing extraction using a 1.5 μm self pulsating multielectrode DFB LD," *Electron. Lett.*, **24**, pp. 1426-1427, 1988.
5. P. E. Barnsley, G. E. Wickens, H. J. Wickes, and D. M. Spirit, "Gb/s transmission system with all-optical clock recovery," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, pp. 83-86, 1992.
6. K. Smith and J. K. Lucek, "All-optical clock recovery using a mode-locked laser," *Electron. Lett.*, **28**, pp. 1814-



- 1815, 1992.
7. M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical tank circuits used for all-optical timing recovery," *IEEE J. of Quantum Electron.*, **28**, pp. 895-900, 1992.
  8. S. Kawanishi and M. Saruwatari, "New-type phase-locked loop using traveling-wave laser-diode optical amplifier for very high-speed optical transmission," *Electron. Lett.*, **24**, pp. 1452-1453, 1988.
  9. S. Kawanishi and M. Saruwatari, "Ultra-high speed PLL-type clock recovery circuit based on all-optical gain modulation in traveling-wave laser diode amplifier," *J. Lightwave Technol.*, **11**, pp. , 1993.
  10. M. Suzuki, H. taga, H. Tanaka, N. Edagawa, U. Utaka, S. Yamamoto, K. Sakai, and H. Wakabayashi, "Transform-limited optical pulse generation up to 20 GHz repetition ratio by sinusoidally driven InGaAsP electroabsorption modulator," *CLEO '92*, paper CDP26, 1992.
  11. M. Asobe, H. Itoh, T. Miyazawa, and T. Kanamori, "Efficient and ultrafast all-optical switching using high  $\Delta n$ , small core chalcogenite glass fiber," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 1966-1967, 1993.
  12. N. Takato, K. Jinguji, M. Yasu, H. Toba, and M. Kawachi, "Silica-based single-mode waveguides on silicon and their application to guided-wave optical interferometers," *J. Lightwave Technol.*, **LT-6**, pp. 1003-1010, 1988.
  13. R. S. Tucker, U. Koren, G. Raybon, C. A. Burrus, B. I. Miller, T. L. Koch, and G. Eisenstein, "40 GHz active mode-locking in a 1.5  $\mu\text{m}$  monolithic extended cavity laser," *Electron. Lett.*, **25**, pp. 621-622, 1989.
  14. S. Sanders, L. Eng, J. Paslaski, and A. Yariv, "108 GHz passive mode locking of a multiple quantum well semiconductor laser with an intracavity absorber," *Appl. Phys. Lett.*, **56**, pp. 310-313, 1990.

## 第7章 結論

本研究を通して、光ファイバで構成されたSagnac干渉計中の相互位相変調効果を利用する全光スイッチを提案し、これに基づく超高速伝送処理回路の構成法を明らかにした。本研究で提案した新構成の全光スイッチ—非線形Sagnac干渉計スイッチ—は、従来の常識では相反する要求と考えられてきた、低スイッチングパワー、高安定、超高速という3つの要求を同時に満たすことができる。これは、熱や振動等の擾乱を相殺することができるSagnac干渉計構成を採用と、非線形媒質である光ファイバの分散制御技術によって初めて可能になった。また、これまでまったく手付かずであった、全光スイッチを実用に供する上で重要な問題—出力光パルスの質（時間波形、スペクトル）、非線形媒質中の群速度分散の影響、パルス間のタイムングジッタの影響—を初めて指摘し、これらの詳細を明らかにした。さらに、本スイッチを基本素子とする全光超高速機能回路（光時分割多重回路、光再生中継回路、光時分割分離回路）の構成法を提案し、符号誤り率測定を含む詳細な実験によって、これらの光機能回路がピコ秒パルスを用いてギガビット毎秒領域で動作可能であることを実証した。本研究で示したこれらの超高速光機能回路は、将来の超高速光伝送処理システムで必要となるであろう基本機能をほぼ実現することができる。超高速光伝送処理システム実現に向けての研究に一層弾みをつけるものと確信している。

以下に、本研究で得られた主要な成果をまとめる。

### [第2章]

半導体レーザにより駆動可能（低スイッチングパワー）、高安定、かつ超高速（ $\sim$ ピコ秒）な全光スイッチを実現することを目的に、新しい構成の全光スイッチ—非線形Sagnac干渉計スイッチ—を提案した。本非線形Sagnac干渉計スイッチは、干渉計の2つの腕として、同一ファイバを互いに逆向きに伝搬する2つの経路を用いることを特長とする。これにより、干渉計の2つの腕に数kmにも及ぶ光ファイバを用いても、これらに等しく加わる、熱や振動等の擾乱の影響を相殺することができ、安定かつ低スイッチングパワーを可能にするのである。また、非線形媒質として用いる光ファイバの分散値を制御することで、ウォークオフによるスイッチング窓時間幅を最小にし、超高速動作を達成できることを実証した。以上の技術を用いて、半導体レーザより発生させた短光パルスを用いたピコ秒全光スイッチングが、はじめて達成された。

### [第3章]

干渉計に基づく全光スイッチにおける群速度分散がスイッチング特性に与える影響を、数値解析により初めて明らかにした。ここでは、群速度分散がスイッチング特性に与える影響を示す指標として、ソリトン次数  $N_s$  を導入した。このソリトン次数  $N_s$  は、光Kerr効果による位相変調の効果と群速度分散による波形広がり効果の比に関係する数値であり、これが小さいほど群速度分散の影響が顕著になる。ここで得



られた知見は次の通りである。

- (1) まず、ウォークオフの有無に関わらず、ソリトン次数 $N_s$ が5より小さくなると、スイッチング特性が劣化する。スイッチング特性の劣化は、ポンプ光波長が異常分散領域にある場合の方が著しい。これはポンプ光の自己位相変調と異常分散の相互作用によるパルス幅の狭窄化とピークパワーの増大の結果である。
- (2) 入力光パルスより短いポンプ光パルスとウォークオフを利用すれば、切れのよい矩型のスイッチング窓を得ることができ、スイッチングコントラストを改善し、隣接する入力光パルスからのクロストークを少なくすることができる。しかし、反面、必要な $N_s$ を確保しつつ、ポンプ光パルス幅を短くしなければならないので、ポンプ光パルスに必要とされるピークパワーの増加を招く。

#### [第4章]

干渉計に基づく全光スイッチを光再生器として用いる場合に重要となる、出力光パルスの質に初めて着目し、次のことを明らかにした。

- (1) スwitchingに必要なポンプ光ピークパワーを低減させるためウォークオフを零にすると、出力光パルスに周波数チャープが付与され、出力光パルスをさらに伝送する場合等に不都合が生じる。これは、非線形Sagnac干渉計スイッチにおいて、ポンプ光パルスによってプローブ光に誘起される相互位相変調の時間微分が、出力光に周波数チャープとして付加されるからである。
- (2) ウォークオフを用いればswitchingに必要なポンプ光ピークパワーは増加するが、矩型のswitching窓が得られ、入力光のパルス時間波形、中心周波数、スペクトル幅を変えることなく、switchingが可能である。ウォークオフを利用した場合、switching窓の中央部の形状は、基本的にはポンプ光パルスの時間波形やスペクトル形状に依存しないので、質の悪いポンプ光パルスを用いても、これを用いてFourier変換限界の良質の光パルスを変調することで、良質の出力光パルスを得ることができる。

#### [第5章]

全光switchingにおける光パルス間のタイミングジッタの影響を初めて明らかにした。また、利得スイッチ半導体レーザにおいては非相関ジッタの大きさを特定することが極めて重要であることを指摘した。得られた知見は次の通りである。

- (1) 利得スイッチ半導体レーザが発生する光パルスの相関ジッタの大きさはバイアス電流値には依存せず、駆動する発振器のもつ相関ジッタとほぼ等しい一定の値(200 fs, rms)をとる。一方、バイアス電流値を小さくして行くに従い、光パルス幅は数ps程度にまで短くすることができるが、逆に、非相関ジッタの大きさは急激に増加する。レッドシフトチャープを補正する総分散量とバイアス電流値を最適化することにより、パルス幅を10 ps以下に保ったまま、総ジッタ量を $\sim 0.5$  ps (rms)程度に小さくできる。
- (2) 簡単なモデルを用いて、タイミングジッタの許容値を導き、実験によりその有効性を実証した。利得スイッチ半導体レーザから発生した短光パルスを用いて、switching窓幅10 ps、符号誤り率 $10^{-12}$ 以下を満足する全光switchingが可能である。

#### [第6章]

非線形Sagnac干渉計スイッチを基本部品とする、いくつかの超高速光機能回路—時分割多重回路、再生中継回路、時分割分離回路—の構成法を提案した。また、符号誤り率測定を含む詳細な実験によって、これらの全光機能回路が、ピコ秒パルスを用いてギガビット毎秒領域で動作可能であることを実証した。これらの光機能回路の内、時分割分離回路は、高強度の光クロックパルス(ポンプ光)による信号光の周期的なサンプリングという従来からの光Kerrスイッチの典型的な利用法に基づいている。一方、時分割多重回路と再生中継回路は、ウォークオフによる矩型で幅広いswitching窓としきい値特性を利用して光スイッチを光再生器として用いるもので、従来にない光スイッチの新しい適用法である。さらに、非線形Sagnac干渉計スイッチを実用に供する上で重要となる集積化について論じ、石英系平面導波回路製造技術を用いて部分的に集積化した非線形Sagnac干渉計スイッチを作成し、基本動作を確認した。

以上、ここに要約したように、本研究を通して、非線形Sagnac干渉計スイッチを利用した光機能回路を用いて、半導体レーザから発生させた短光パルスによって駆動可能な数 $10^7$ 数100Gb/sの超高速光伝送システムを構築できる可能性があることが示されたのである。

非線形Sagnac干渉計スイッチは、本研究と平行して他の研究者によっても、主として第6章6.3節で議論したような時分割分離回路を目的として研究がなされてきた。そのような研究成果のうちで特に記すべき筆頭は、P. A. Andreksonらによって1992年になされた64 Gb/sから4 Gb/sへのエラーフリーの全光時分割多重伝送実験<sup>1</sup>であろう。電気処理では実現できない超高速の領域における全光処理の圧倒的な優位性が、この実験によりはじめて示されたのである。これに引き続いてS. Kawanishiらによって行われた100 Gb/sの時分割多重伝送実験<sup>2</sup>は、クロック再生をも光処理によりなされたという意味において、より完全な全光時分割多重伝送の実証といえよう。一方、スイッチ自体の構成上の進歩は、1992年、K. Uchiyamaらによりなされた。彼等は等しい長さの2本の偏波保持ファイバを主軸を90度回転させて融着したファイバをループファイバとして用いる偏波ダイバーシティの手法により、入力光信号の偏波状態に依存しない全光時分割分離を実現した<sup>3</sup>。非線形材料の進展という意味では、M. Asobeらによるカルコゲナイド系光ファイバは注目に値する。彼等はカルコゲナイド系ガラスを用いて単一モードファイバを作製し、その非線形光学定数が石英系ファイバより2桁近く大きいことを報告した。さらに、実際に2 mのループファイバを用いて半導体レーザパルスによる全光switchingを実証して見せた<sup>4</sup>。非線形Sagnac干渉計スイッチ以外の構成の光機能素子としては、光ファイバ、あるいは半導体レーザ増幅器中の4光波混合を利用した時分割分離回路<sup>5,6</sup>、干渉計中に配した半導体レーザ増幅器中の相互位相変調を利用する時分割分離回路<sup>7,8</sup>、半導体導波路中の2光子吸収を利用する時分割分離回路等が提案されている<sup>9</sup>。

第6章6.3節で論じたような全光時分割分離回路について言えば、今後、非線形Sagnac干渉計スイッチを含めた上記の光スイッチの中から、実用に供される全光時分割分離回路がそれぞれ適用領域に合わせて選択されていくこととなろう。今のところ、どの光スイッチが生き残るかは混沌としている。これらの光



スイッチが依拠する原理は違っても、本研究で得られた知見が全光時分割分離回路を設計する上での有益な指針となるであろうことを確信する。一方、第6章6.1節、6.2節で論じたような光再生器を基本とする時分割多重回路、再生中継回路については、他に類似の研究報告はほとんど見ない。時分割多重回路、および再生中継回路が将来の超高速光伝送システムを構築する上で必須の機能回路であることを鑑みれば、本研究で得られた成果が本分野の一層の発展に少しでも貢献できればと願う次第である。

## 参考文献

1. P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, D. J. Digiocanni, P. A. Morton, T. Tanbun-ek, R. A. Logan, and K. W. Wecht, "Ultra-high speed demultiplexing with the nonlinear optical loop mirror," *Tech. Dig. OFC '92*, PD8, 1992.
2. S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "100 Gbit/s, 50 km, and nonrepeated optical transmission employing all-optical multi/demultiplexing and PLL timing extraction," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 1075-1077, 1993.
3. K. Uchiyama, H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, and M. Saruwatari, "Ultrafast polarization-independent all-optical switching using a polarization diversity scheme in the nonlinear optical loop mirror," *Electron. Lett.*, **28**, pp. 1864-1865, 1992.
4. M. Asobe, H. Itoh, T. Miyazawa, and T. Kanamori, "Efficient and ultrafast all-optical switching using high  $\Delta n$ , small core chalcogenite glass fiber," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 1966-1967, 1993.
5. P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. Haner, "16 Gb/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing," *Electron. Lett.*, **27**, pp. 922-924, 1991.
6. R. Ludwig and G. Raybon, "All-optical demultiplexing using ultrafast four-wave mixing in a semiconductor laser amplifier at 20 Gbit/s," *Tech. Dig. ECOC '93*, ThP12, 1993.
7. M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, "All-optical high speed demultiplexing with a semiconductor laser amplifier in a loop mirror configuration," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 1167-1168, 1993.
8. J. P. Sokoloff, P. R. Prucnal, J. Glesk, and M. Kane, "A terahertz optical asymmetric demultiplexer," *Photon. Technol. Lett.*, **5**, pp. 787-790, 1993.
9. A. Villeneuve, K. Al-Hemyari, J. U. Kang, C. N. Ironside, J. S. Aichison, and G. I. Stegman, "Demonstration of all-optical demultiplexing at 1550 nm with an AlGaAs directional coupler," *Electron. Lett.*, **29**, pp. 721-722, 1993.

## 謝辞

本論文をまとめるに際し、終始、懇切なるご指導とご教示を賜りました大阪大学基礎工学部 電気工学科 小林哲郎 教授、電気工学科 山本錠彦 教授、物性工学科 張紀久夫 教授、電気工学科 森本朗裕 助教授に心からの謝意を表します。また、有益なご教示を賜りました大阪大学基礎工学部電気工学科 浜川圭弘 教授、蒲生健次 教授、小林猛 教授、奥山雅則 教授に深く感謝いたします。

本研究を遂行するに当っては、日本電信電話株式会社 (NTT) 伝送システム研究所 (現NTT光ネットワークシステム研究所) の皆様をはじめ、多くの方々のご指導、ご協力を頂きました。本研究の機会を与えていただくとともに、ご教示、激励を賜りました島田禎智 オプトウェーブ研究所代表取締役 (元NTT伝送システム研究所長)、木村英俊 東海大学教授 (元NTT伝送システム研究所光通信研究部長)、三木哲也 電気通信大学教授 (前NTT光ネットワークシステム研究所長)、石尾秀樹 摂南大学教授 (元NTT伝送システム研究所光通信研究部長) に心より感謝申し上げます。

松本隆男 NTT光ネットワークシステム研究所第一プロジェクトリーダーには、本研究の着想の段階から現在に至るまで、終始一貫して懇切なるご指導と励まし、ご配慮を賜りました。ここに改めて、深く御礼申し上げます。

本研究を開始するに当っては、北山研一 郵政省通信総合研究所研究室長 (前NTT光ネットワークシステム研究所主幹研究員)、ならびに伊藤文彦 主任研究員から多くの刺激を受けました。当時、氏らは光ファイバ中の変調不安定性に基づく超高繰り返し光パルス発生に取り組んでおられました。本研究は、当初、氏らのご好意によりYAGレーザをはじめとする実験設備をお借りする形で始められたものであります。また、折々に示唆に富むご助言、啓発的なご討論を頂きました。厚くお礼申し上げます。高田篤 主任研究員、盛岡敏夫 主任研究員には、実験に際して多くの専門的なご助言を頂戴いたしました。氏らは、短光パルス発生と光増幅、非線形光学応用技術の分野におけるパイオニアであり、氏らの先駆的な研究なしでは、本研究がこのような進展することはあり得ませんでした。ここに、深く感謝いたします。また、猿渡正俊 超高速光制御研究グループリーダーには、本研究遂行に当りご配慮とお力添えを頂きました。厚くお礼申し上げます。野口一博 主任研究員、今井崇雅 研究開発推進部担当課長、岩月勝美 主任研究員、織田一弘 主任研究員には、折々に有益なご助言と啓発的なご討論を頂きました。改めてお礼申し上げます。相澤茂樹 研究主任、長谷川敬 研究主任には、コンピュータプログラムの作成に力を貸していただきました。心より感謝いたします。

本研究を遂行するに当っては、NTT光エレクトロニクス研究所の皆様にも多大なお力添えを頂戴いたしました。石英系平面光波回路の提供に便宜を計っていただいた河内正夫 光複合部品研究部長、Split-Step Fourier法をご教授いただいた岡本勝就 光部品設計研究グループリーダー、石英系平面光波回路の設計、試作にご尽力いただいた日比野善典 主任研究員ならびに小湊俊海 主任研究員、全光再生中継回路の実験にご協力いただいた阿部淳 研究主任に、心から感謝いたします。

本研究に関する最近の主要論文2編を加筆修正する際には、米国商務省国立標準技術研究所(National Institute of Standards and Technology) D. L. Franzen 博士、ならびに J. B. Schlager 博士に貴重なご助言をいただきました。心より感謝の意を表します。



## 付録

## A-1 光ファイバ中の結合非線形波動方程式の導出

本節では光ファイバ中を伝搬する2光波の結合非線形波動方程式を文献 [1] に従って導出する。導電性がなく、電氣的に中性（電荷が存在しない）である物質中の波動方程式は、Maxwellの方程式より、次のように表わされる。

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A1.1})$$

ここで、 $\mathbf{E}$  は電界、 $\mathbf{P}$  は分極、 $c$  は真空中の光速、 $\mu_0$  は真空中の透磁率である。分極  $\mathbf{P}$  は物質に印加された電界  $\mathbf{E}$  と電気感受率  $\chi$  の関数であるが、電界が弱く、 $\mathbf{P}$  と  $\mathbf{E}$  の関係が線形とみなせる場合には、両者の間には次式の関係がある。

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - \tau) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \tau) d\tau \quad (\text{A1.2})$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $\chi^{(1)}$  は2階のテンソル量であり、線形分極を  $\mathbf{P}_L$  と表した。上式は分極  $\mathbf{P}_L$  が現在だけでなく、すべての時間の電界  $\mathbf{E}$  に関係していることを表わしている。今、Fourier変換とその逆変換を

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{A1.3})$$

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{A1.4})$$

で定義すると、(A1.2) 式より線形分極  $\mathbf{P}_L$  は一次の電気感受率  $\chi^{(1)}$  と印加電界  $\mathbf{E}$  のコンボリューションの関係にあるので、Fourier領域では両者のFourier変換の積で表わされ、次のようになる。

$$\tilde{\mathbf{P}}_L(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \cdot \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \quad (\text{A1.5})$$

一方、強い印加電界の下では分極  $\mathbf{P}$  の応答は電界  $\mathbf{E}$  に対して線形ではなくなり、次式で表わされるような電界の2乗、3乗に関係する非線形分極が無視できなくなる。

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (\text{A1.6})$$

ただし、ここで  $\chi^{(j)}$  は  $j$  次の電気感受率であり、 $j+1$  階のテンソル量であり、右辺第1項から順に、1次（線形）の分極、2次の分極、3次の分極を表わしている。また、一般には高次の分極も線形分極と同様に、すべての時間の  $\mathbf{E}$  に関係し、(A2.1.2) 式と同様の式で表わされるが、ここでは分極は印加電界に対して瞬時に応答するとして、電気感受率  $\chi^{(j)}$  の時間応答をDiracのデルタ関数で表わした表式を用いた。2次の分極は第2高調波発生等の2次の非線形効果に寄与するが、これは反転対称性のない物質でのみ発現し、 $\text{SiO}_2$  を母材とする光ファイバでは0と考えてよい。3次の電気感受率  $\chi^{(3)}$  は対称性に関係なく、すべての物質が3次の非線形効果を示す。光ファイバ中の主要な光非線形効果はこの3次の電気感受率  $\chi^{(3)}$  により引き起こされる。以下では非線形分極  $\mathbf{P}_{NL}$  として、次式で表わされる3次の分極を考える。

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \quad (\text{A1.7})$$

今、単一モード光ファイバ中を互いに平行な直線偏波を持つ2つの光波A、Bが伝搬する場合を考える。これら2つの光波のスペクトル幅  $\Delta\omega_{A,B}$  が中心周波数  $\omega_{A,B}$  に比べて十分小さく、準単色光とみなせるとして、伝搬する光波の電界をゆるやかに変化する包絡線複素振幅を用いて次のように表わす。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \left[ E_A(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_A t) + E_B(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_B t) \right] + c.c. \quad (\text{A1.8})$$

ここで、 $\hat{x}$  は  $x$  軸方向の単位ベクトル、 $c.c.$  は複素共役である。以下で、上式を用いて、(A1.1) で表わされる物質中の波動方程式を包絡線複素振幅  $E_{A,B}$  を用いて書き下す。(A1.8) 式を線形分極を表わす (A1.5) 式に代入すると、(A1.4) 式は、

$$\tilde{\mathbf{P}}_L(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2} \hat{x} \epsilon_0 \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \left[ \tilde{E}_A(\mathbf{r}, \omega - \omega_A) + \tilde{E}_B(\mathbf{r}, \omega - \omega_B) \right] + c.c. \quad (\text{A1.9})$$

となることがわかる。ただし、 $\tilde{E}_{A,B}(\mathbf{r}, \omega)$  は包絡線複素振幅  $E_{A,B}(\mathbf{r}, t)$  のFourier変換である。次に非線形分極を調べるために (A1.8) 式を (A1.7) 式に代入すると、非線形分極  $\mathbf{P}_{NL}$  は



$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{2} \hat{x} \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \left[ \left( |E_A|^2 + 2|E_B|^2 \right) E_A e^{-i\omega_A t} + \left( 2|E_A|^2 + |E_B|^2 \right) E_B e^{-i\omega_B t} \right. \\
& + E_A^2 E_B^* e^{-i(2\omega_A - \omega_B)t} + E_A^* E_B^2 e^{-i(2\omega_B - \omega_A)t} \\
& + E_A^2 E_B e^{-i(2\omega_A + \omega_B)t} + E_A E_B^2 e^{-i(2\omega_B + \omega_A)t} \\
& \left. + \frac{1}{3} E_A^3 e^{-i3\omega_A t} + \frac{1}{3} E_B^3 e^{-i3\omega_B t} \right] + c.c. \quad (A1.10)
\end{aligned}$$

となる。ここで、上式右辺第1項と2項は非線形屈折率変化を引き起こし（光 Kerr 効果）、第3項と4項は新しい周波数成分  $2\omega_A - \omega_B$  及び  $2\omega_B - \omega_A$  を発生させる（4波混合）。残りの項はそれぞれ  $2\omega_A + \omega_B$ 、 $\omega_A + 2\omega_B$ 、 $3\omega_A$ 、 $3\omega_B$  の周波数成分の発生に寄与する項であるが、光ファイバ中で位相整合条件を満たすことは難しく、通常無視される。また、以下では4波混合の位相整合条件も満たされないとして、第1項と2項に起因する非線形屈折率変化のみを考慮する。さらに、非線形分極  $\mathbf{P}_{NL}$  が存在する場合には、 $|E_A|^2$  等の非線形項のため (A1.1) 式は非線形偏微分方程式であるので、線形偏微分方程式でよく用いられる Fourier 変換を施す手法をそのまま用いることはできない。そこで、 $\mathbf{P}_{NL}$  の項を摂動項とし、波動方程式の導出に当たっては  $|E_A|^2 + 2|E_B|^2$  等を非線形分極の寄与分として比誘電率  $\epsilon$  へ組み込み、定数として扱う。結局、非線形分極  $\mathbf{P}_{NL}$  の表式として次式を用いる。

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \epsilon_0 \left( \epsilon_{NLA} E_A e^{-i\omega_A t} + \epsilon_{NLB} E_B e^{-i\omega_B t} \right) + c.c. \quad (A1.11)$$

ただし、 $\epsilon_{NLA}$ 、 $\epsilon_{NLB}$  は比誘電率  $\epsilon$  への非線形分極の寄与を表わし、

$$\epsilon_{NLA} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left( |E_A|^2 + 2|E_B|^2 \right), \quad \epsilon_{NLB} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left( |E_B|^2 + 2|E_A|^2 \right) \quad (A1.12)$$

である。

(A1.1) 式に Fourier 変換を施し、(A1.8) 式と、(A1.9) 式、(A1.11) 式を用いて整理すると、それぞれの包絡線複素振幅  $E_A$ 、 $E_B$  に対して次の方程式を得る。

$$\nabla^2 \tilde{E}_{A,B}(\mathbf{r}, \omega - \omega_{A,B}) + \epsilon_{A,B}(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}_{A,B}(\mathbf{r}, \omega - \omega_{A,B}) = 0 \quad (A1.13)$$

ただし、 $\epsilon_{A,B}$  は非線形分極の寄与を含めた比誘電率を表わし、

$$\begin{aligned}
\epsilon_{A,B}(\omega) = & 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \epsilon_{NLA,B} \\
= & 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left( |E_{A,B}|^2 + 2|E_{B,A}|^2 \right) \quad (A1.14)
\end{aligned}$$

で与えられる。

以下では、(A1.13) 式をさらに書き下して、光波の進行方向の  $z$  と時間  $t$  のみの方程式を導出するが、その準備として、損失の影響を組み込んだ比誘電率と、通常  $n_2$  と表記される非線形屈折率効率を定義する。一般に比誘電率の平方根は物質中と真空中の光の位相速度の比、すなわち屈折率を表わすが、次式のように線形比誘電率を定義して、線形比誘電率に損失の項を組み込む。

$$\epsilon(\omega) \equiv \left[ n(\omega) + i \frac{\alpha_{A,B} c}{2\omega} \right]^2 = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) \quad (A1.15)$$

ここで、 $n$  は線形屈折率、 $\alpha$  は  $P_L/P_0 = \exp(-\alpha L)$  で定義される損失係数である ( $P_L/P_0$  は光波が距離  $L$  だけ伝搬したときの入出力パワー比)。 $\epsilon_{NL}$  が存在すると屈折率が光強度に依存して変化するが、その変化分を慣例に従って、

$$\Delta n_{A,B} = n_2 \left( |E_{A,B}|^2 + 2|E_{B,A}|^2 \right) \quad (A1.16)$$

と書く。(A1.15) 式の  $n$  の代わりに  $n + \Delta n$  を用いて線形比誘電率を表わして、損失の項と屈折率変化分が線形屈折率  $n$  に比べて十分小さいとすれば、

$$\begin{aligned}
\epsilon(\omega) = & \left[ n(\omega) + n_2 \left( |E_{A,B}|^2 + 2|E_{B,A}|^2 \right) + i \frac{\alpha_A c}{2\omega} \right]^2 \\
\cong & n(\omega)^2 + i \frac{n \alpha_A c}{\omega} + 2n n_2 \left( |E_{A,B}|^2 + 2|E_{B,A}|^2 \right) \quad (A1.17)
\end{aligned}$$

これと (A1.14) 式を比べれば、 $n_2$  と  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  の間には次の関係があることがわかる。



$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (\text{A1.18})$$

(A1.13) は  $\chi^{(3)}$  を介する2光波間の相互作用の寄与が定数として扱われているので、それぞれ独立な方程式として取り扱うことができる。そこで以下では、光波Aについて解き進むことにする。光波Bについても同様の手順により同じ結果を得ることができる。(A1.13) はもはや線形偏微分方程式なので、変数分離の手法を用いることができる。 $\tilde{E}_A(\mathbf{r}, \omega - \omega_A)$  を変数分離して、解として次の形を仮定する。

$$\tilde{E}_A(\mathbf{r}, \omega - \omega_A) = F_A(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_A) e^{i\beta_{0A}z} \quad (\text{A1.19})$$

これは今まで包絡線複素振幅を用いて  $1/2 [E_A(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_A t) + \text{c.c.}]$  と記述してきた光波Aを次のように記述することに相当する。

$$\frac{1}{2} \hat{x} [E_A(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_A t} + \text{c.c.}] = \frac{1}{2} \hat{x} [F_A(x, y) A(z, t) e^{i\beta_{0A}z} e^{-i\omega_A t} + \text{c.c.}] \quad (\text{A1.20})$$

ただし、 $A(z, t)$  は  $\tilde{A}(z, \omega)$  の逆 Fourier 変換を表わす。(A1.19) 式を (A1.13) 式に代入して変数ごとに等号記号の両側に整理し、両者が定数  $\bar{\beta}_A^2$  に等しいと置くと、次の2つの式を得る。

$$\frac{\partial^2 F_A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_A(x, y)}{\partial y^2} + \left[ \epsilon \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 - \bar{\beta}_A^2 \right] F_A(x, y) = 0 \quad (\text{A1.21})$$

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega - \omega_A)}{\partial z} = i(\bar{\beta}_A - \beta_{0A}) \tilde{A}(z, \omega - \omega_A) \quad (\text{A1.22})$$

ただし、(A1.22) 導出に当たっては、 $\tilde{A}(z, \omega - \omega_A)$  の  $z$  による2階微分の項は、包絡線近似から小さいとして無視した。また、 $\bar{\beta}_A^2 - \beta_{0A}^2 \cong 2\beta_{0A}(\bar{\beta}_A - \beta_{0A})$  の近似を用いた。

次に、(A1.21) 式から電界分布  $F_A$  と伝搬定数  $\bar{\beta}_A$  を求める。まず (A1.17) 式で与えられる  $\epsilon$  を線形屈折率  $n$  だけで表わし、非線形効果のない場合の  $F_A$  と  $\beta(\omega)$  (閉じ込めが強い場合には  $=n\omega/c$ ) を通常の光ファイバの解析手順に従って求める。次に非線形効果と損失項を第1次近似の摂動として導入するが、第1次近似の摂動では界分布は影響を受けないが、伝搬定数  $\bar{\beta}_A$  は  $\bar{\beta}_A = \beta(\omega) + \Delta\beta_A$  と変化する。光強度に依存する非線形屈折率変化は  $F_{A,B}$  に従って分布し、この影響を受ける電界も  $F_A$  に従って分布しているので、変化量は

摂動分を電界分布で加重平均して、次のように得られる。

$$\Delta\beta_A = \frac{\omega_A}{c} \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_2 |A|^2 |F_A(x, y)|^2 |F_A(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_A(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_A(x, y)|^2 dx dy} + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2n_2 |B|^2 |F_B(x, y)|^2 |F_A(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_B(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_A(x, y)|^2 dx dy} \right] + i \frac{\alpha_A}{2} \quad (\text{A1.23})$$

第1項の重なり積分の逆数は実効コア断面積  $S_{\text{eff}}$  と呼ばれるもので、単一モード光ファイバを用いる限り、第2項の重なり積分の逆数とほぼ等しいとして実際上問題ない。この実効コア断面積を用いると結局 (A1.23) は次のようになる。

$$\Delta\beta_A = \frac{\omega_A n_2}{c S_{\text{eff}}} (|A|^2 + 2|B|^2) + i \frac{\alpha_A}{2} \quad (\text{A1.24})$$

(A1.22) に (A1.24) を加え、 $\beta(\omega)$  を  $\omega_A$  近傍で Taylor 展開し、2次の項まで含めると、(A1.22) は、

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega - \omega_A)}{\partial z} = i \left[ (\omega - \omega_A) \beta_{1A} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_A)^2 \beta_{2A} + \frac{\omega_A n_2}{c A_{\text{eff}}} (|A|^2 + 2|B|^2) + i \frac{\alpha_A}{2} \right] \tilde{A}(z, \omega - \omega_A) \quad (\text{A1.25})$$

ここで、 $(\omega - \omega_A)$  が  $i(\partial/\partial t)$  で、 $(\omega - \omega_A)^2$  が  $-\partial^2/\partial t^2$  で置き換えられることに気をつけて上式を Fourier 逆変換すると最終的に次式を得る。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_{1A} \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{2A} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha_A}{2} A = i \frac{\omega_A n_2}{c A_{\text{eff}}} (|A|^2 + 2|B|^2) A \quad (\text{A1.26})$$

同様に、光波Bについても



$$\frac{\partial B}{\partial z} + \beta_{1B} \frac{\partial B}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_{2B} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \frac{\alpha_B}{2} B = i \frac{\omega_B n_2}{c A_{eff}} (2|A|^2 + |B|^2) B \quad (\text{A1.27})$$

となる。ここで、 $\beta_{1A}$  の逆数が光波 A の群速度であることに着目して、次式、

$$T = t - \beta_{1A} z \quad (\text{A1.28})$$

で定義される光波 A とともに移動する時間枠  $T$  と  $Z (=z)$  を新しい変数として用いて (A1.26) 式、(A1.27) 式を変数変換する。このとき、

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial z} + \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = 1 \cdot \frac{\partial A}{\partial Z} - \beta_{1A} \frac{\partial A}{\partial T}, \quad \frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \cdot \frac{\partial A}{\partial Z} + 1 \cdot \frac{\partial A}{\partial T}$$

等の関係に注意して変換すれば、(A1.26) 式中の  $A$  に関する  $t$  の一階微分の項を消すことができ、結局、光ファイバ中を伝搬する 2 光波の結合非線形波動方程式として、

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{1}{2} \beta_{2A} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha_A}{2} A = i \gamma_A (|A|^2 + 2|B|^2) A \quad (\text{A1.29})$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \Delta \beta_1 \frac{\partial B}{\partial T} + i \frac{1}{2} \beta_{2B} \frac{\partial^2 B}{\partial T^2} + \frac{\alpha_B}{2} B = i \gamma_B (2|A|^2 + |B|^2) B \quad (\text{A1.30})$$

を得る。ここで、 $\gamma_{A,B}$ 、 $\Delta \beta_1$  は

$$\gamma_{A,B} \equiv i \frac{\omega_{A,B} n_2}{c S_{eff}} \quad (\text{A1.31})$$

$$\Delta \beta_1 \equiv \beta_{1B} - \beta_{1A} \quad (\text{A1.32})$$

である。ただし、 $z$  は  $Z$  に等しいのでそのまま用いた。

## A-2 分散と損失が無視できるときの (A1.29)、(A1.30) 式の解の導出

分散による波形変化、及び損失が無視できる場合には (A1.29) 式、(A1.30) 式の  $\beta_2$  と  $\alpha$  の項を落とせるので、両式はそれぞれ次のように簡単になる。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \gamma_A (|A|^2 + 2|B|^2) A \quad (\text{A2.1})$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \Delta \beta_1 \frac{\partial B}{\partial T} = i \gamma_B (2|A|^2 + |B|^2) B \quad (\text{A2.2})$$

(A2.1) 式は  $A$  が光ファイバを伝搬中に位相変化のみを被り、波形変化がないこと、(A2.2) 式は  $B$  が波形の時間シフト ( $T - \Delta \beta_1 z$ ) 及び、位相変化のみを被り、波形は変化しないことを示している。そこで  $z=0$  における時間波形を  $A(0, T)$ 、 $B(0, T)$  とすれば、(A2.1) 式は次のように書ける。

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \gamma_A (|A(0, T)|^2 + 2|B(0, T - \Delta \beta_1 z)|^2) A \quad (\text{A2.3})$$

$A$  の解として、

$$A(z, T) = a(T) e^{i\phi(z, T)} \quad (\text{A2.4})$$

を仮定して、(A2.3) に代入すると、

$$\phi_A(L, T) = \gamma_A \left[ |A(0, T)|^2 L + 2 \int_0^L |B(0, T - \Delta \beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (\text{A2.5})$$

を得る。また初期条件から  $a(t)$  は  $A(0, T)$  となる。

次に、時間  $T$  の代わりに光波  $B$  とともに動く時間枠  $T' (=t - \beta_{1B} z = T - \Delta \beta_1 z)$  を導入して (A2.1) 式、(A2.2) 式を変形し、同様の操作を行えば、 $B$  についても  $A$  と同様の解を得ることができる。

$$B(L, T') = B(0, T') e^{i\phi_B(L, T')}$$

$$\phi_B(L, T') = \gamma_B \left[ |B(0, T')|^2 L + 2 \int_0^L |A(0, T' + \Delta \beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (\text{A2.6})$$



この解を時間  $T$  で記述すれば、結局 (A2.1) 式、(A2.2) 式の解は

$$A(L, T) = A(0, T) e^{i\phi_A(L, T)} \quad (\text{A2.7})$$

$$B(L, T) = B(0, T - \Delta\beta_1 L) e^{i\phi_B(L, T - \Delta\beta_1 L)} \quad (\text{A2.8})$$

ここで、

$$\phi_A(L, T) = \gamma_A \left[ |A(0, T)|^2 L + 2 \int_0^L |B(0, T - \Delta\beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (\text{A2.9})$$

$$\phi_B(L, T) = \gamma_B \left[ |B(0, T)|^2 L + 2 \int_0^L |A(0, T + \Delta\beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (\text{A2.10})$$

となる。なお、光波 A をプローブ光、光波 B をポンプ光として扱い、プローブ光 A の光強度が十分弱く、これが誘起する非線形効果が無視できる場合には上式はさらに簡単になって、

$$A(L, T) = A(0, T) \exp \left[ i 2 \gamma_A \int_0^L |B(0, T - \Delta\beta_1 z)|^2 dz \right] \quad (\text{A2.11})$$

$$B(L, T) = B(0, T - \Delta\beta_1 L) \exp \left[ i \gamma_B |B(0, T - \Delta\beta_1 L)|^2 L \right] \quad (\text{A2.12})$$

と表わせる。

### A-3 クロストークによるパワーペナルティの導出

まず、使用する光前置増幅器の利得  $G$  は  $G \gg 1$  であると仮定する。他チャンネルからのクロストークによるアイ開口劣下の最悪ケースを想定すると、符号誤り率  $BER$  は次のように与えられる。

$$BER = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_Q^\infty \exp \left( -\frac{t^2}{2} \right) dx \quad (\text{A3.1})$$

$$Q = \frac{S_1 - S_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{A3.2})$$

$$S_0 = eG\alpha N_{ph} \quad (\text{A3.3})$$

$$S_1 = eGN_{ph} \quad (\text{A3.4})$$

$$\sigma_0^2 = 2e^2 B (2n_{sp}^2 G^2 \Delta f + 2n_{sp} G^2 \alpha N_{ph}) \quad (\text{A3.5})$$

$$\sigma_1^2 = 2e^2 B (2n_{sp}^2 G^2 \Delta f + 2n_{sp} G^2 N_{ph}) \quad (\text{A3.6})$$

ここで、 $Q$  は許容できる最大の符号誤り率  $BER$  に関する数で (例えば  $BER=10^{-9}$  のときには  $Q=6$ )、信号対雑音比  $SNR$  と  $SNR \approx 2Q$  の関係にある。 $\sigma_0$  と  $\sigma_1$  はスペースとマークに対応する信号レベル、 $e$  は電子の電荷、 $N_{ph}$  は光前置増幅器に入力される光信号の平均光子数、 $\alpha$  は入力信号パワーに対するクロストークの割合、 $\sigma_0^2$ 、 $\sigma_1^2$  はスペースとマークに対する雑音パワー、 $n_{sp}$  は光前置増幅器の反転分布パラメーター、 $\Delta f$  は光フィルタの帯域、 $B$  は受信機の帯域である。ただし、入力信号光のショット雑音と ASE のショット雑音は小さいとして無視した。(A3.5) 式と (A3.6) 式の第 1 項は ASE 同士のビート雑音を、第 2 項は信号光と ASE の間のビート雑音を、それぞれ表わす。

(A3.1) ~ (A3.6) 式を解くことにより、所望の  $Q$  値を得るために必要な光子数  $N_{ph}$  を次のように求めることができる。

$$N_{ph} = \frac{4Qn_{sp}}{(1-\alpha)^2} \left[ BQ(1+\alpha) + \sqrt{B\Delta f(1-\alpha)^2 + 4B^2Q^2\alpha} \right] \quad (\text{A3.7})$$

クロストークに起因するパワーペナルティ  $PP$  を、上式で与えられる光子数と、クロストークがないときに必要な光子数との比で定義すると次のようになる。

$$PP = \frac{BQ(1+\alpha) + \sqrt{B\Delta f(1-\alpha)^2 + 4B^2Q^2\alpha}}{(1-\alpha)^2 (BQ + \sqrt{B\Delta f})} \quad (\text{A3.8})$$

上式は、信号光と ASE の間のビート雑音が支配的な場合 ( $\Delta f \ll BQ^2$ )、ASE 同士のビート雑音が支配的な場合 ( $\Delta f \gg BQ^2$ )、両者の寄与がほぼ同程度の寄与がある場合 ( $\Delta f \approx BQ^2$ ) の 3 つの場合に対して、それぞれ、 $1/(1-\sqrt{\alpha})^2$ 、 $1/(1-\alpha)$ 、 $(1+\alpha)/(1-\alpha)^2$  のように近似することができる。

### 参考文献

1. G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," Academic Press, Inc. 1989.



## 本研究に関する論文リスト

\* 本研究に関連する論文

### 論文

1. M. Jinno and T. Matsumoto, "Nonlinear Sagnac interferometer switch and its applications," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, pp. 875-882, 1992.
2. M. Jinno, "Effect of group velocity dispersion on self/cross phase modulation in a nonlinear Sagnac interferometer switch," *J. Lightwave Technol.*, **10**, pp. 1167-1178, 1992.
3. M. Jinno, "All-optical signal regularizing/regeneration using a nonlinear fiber Sagnac interferometer switch that employs signal-clock walk-off," *J. Lightwave Technol.*, **12**, pp. 1648-1659, 1994.
4. M. Jinno, "Effects of crosstalk and timing jitter on all-optical time-division demultiplexing using a nonlinear fiber Sagnac interferometer switch," *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, pp. 2842-2853, 1994.
- 5\*. M. Jinno and T. Matsumoto, "Nonlinear operations of 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength multielectrode distributed-feedback laser diodes and their applications for optical signal processing," *J. Lightwave Technol.*, **10**, pp. 448-457, 1992.
- 6\*. M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical tank circuits used for all-optical timing recovery," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, pp. 895-900, 1992.
- 7\*. M. Jinno, "Ultrafast time-division demultiplexer based on electro-optic on/off gates," *J. Lightwave Technol.*, **10**, pp. 1458-1465, 1992.

### レター

1. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast, low power, and highly stable all-optical switching in an all-polarization-maintaining fiber Sagnac interferometer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, pp. 349-351, 1990.
2. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams," *Opt. Lett.*, **16**, pp. 220-222, 1991.
3. M. Jinno and T. Matsumoto, "Demonstration of laser-diode-pumped ultrafast all-optical switching in a nonlinear Sagnac interferometer," *Electron. Lett.*, **27**, pp. 75-76, 1991.
4. M. Jinno and T. Matsumoto, T. Kominato, and Y. Hibino, "Diode-pumped nonlinear fiber Sagnac interferometer switch with integrated silica-based planar lightwave circuit," *Electron. Lett.*, **28**, pp. 278-279, 1992.
5. M. Jinno and M. Abe, "All-optical regenerator based on a nonlinear fiber Sagnac interferometer," *Electron. Lett.*, **28**, pp. 1350-1351, 1992.
6. M. Jinno, "Pump-induced frequency shifting of switched pulses in an interferometric all-optical switch," *Opt. Lett.*, **8**, pp. 726-728, 1993.
7. M. Jinno, "Correlated and uncorrelated timing jitter in gain-switched laser diodes," *IEEE Photon. Technol.*

- Let.*, **5**, pp. 1140-1143, 1993.
8. M. Jinno, "Effect of timing jitter on an optically-controlled picosecond optical switch," *Opt. Lett.*, **18**, pp. 1409-1411, 1993.
- 9\*. M. Jinno, M. Koga, and T. Matsumoto, "Optical tristability including spectral bistability using an inhomogeneously excited multielectrode DFB LD," *Electron. Lett.*, **24**, pp. 1030-1031, 1988.
- 10\*. M. Jinno and T. Matsumoto, "All-optical timing extraction using a 1.5  $\mu\text{m}$  self pulsating multielectrode DFB LD," *Electron. Lett.*, **24**, pp. 1426-1427, 1988.
- 11\*. M. Jinno, T. Matsumoto, "Optical retiming regenerator using 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength multielectrode DFB LDs," *Electron. Lett.*, **25**, pp. 1332-1333, 1989.
- 12\*. M. Jinno, J. B. Schlager, and D. L. Franzen, "Optical sampling using nondegenerate four-wave mixing in a semiconductor laser amplifier," *Electron. Lett.*, **30**, pp. 1489-1490, 1994.
- 13\*. J. B. Schlager, M. Jinno, and D. L. Franzen, "Millimeter-resolution optical time-domain reflectometry using a four-wave mixing sampling gate," *Photon. Technol. Lett.*, **7**, pp. 206-208, 1995.
- 14\*. M. Jinno, T. Matsumoto, M. Koga, "All-optical timing extraction using an optical tank circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, pp. 203-204, 1990.
- 15\*. M. Jinno, "49.6 Gb/s electrooptic demultiplexing using cascaded on/off gates," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, pp. 641-643, 1992.

### 国際会議

1. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast, low power, and highly stable all-optical switching in an all polarization maintaining fiber Sagnac interferometer," in *Technical Digest of 1990 International Topical Meeting on Photonic Switching (PS '90)*, Kobe, 1990.
2. M. Jinno and T. Matsumoto, "Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two pump beams," in *Technical Digest of Conference on Optical Fiber Communication (OFC '91)*, San Diego, 1991.
3. M. Jinno, T. Morioka, T. Matsumoto, and M. Saruwatari, "Ultrafast all-optical cell expander for photonic asynchronous transfer mode networks," in *Technical Digest of Conference on Optical Fiber Communication (OFC '91)*, San Diego, 1991.
4. M. Jinno, T. Matsumoto, T. Kominato and, Y. Hibino, "Diode-pumped nonlinear fiber Sagnac interferometer switch with integrated silica-based planar lightwave circuit," in *Technical Digest of Conference on Optical Fiber Communication (OFC '92)*, San Jose, 1992.
- 5\*. M. Jinno and T. Matsumoto, "Optical retiming regenerator using 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength multielectrode DFB LDs," in *Technical Digest of 15th European Conference on Optical Communication (ECOC '89)*, Gothenburg, 1989.



- 6\*. M. Jinno, J. B. Schlager, and D. L. Franzen, "Optical sampling using nondegenerate four-wave mixing in a semiconductor laser amplifier," in *Technical Digest of Fourth Topical Meeting on Optical Amplifier and Their Applications* (OAA '94), Breckenridge, 1994.
- 7\*. M. Jinno and T. Matsumoto, "All-optical timing extraction using optical tank circuits," in *Technical Digest of 7th International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication* (IOOC '89), Kobe, 1989.
- 8\*. K. Noguch, K. Kimura, M. Jinno, and T. Matsumoto, "Optical digital cross-connect system for high-bit-rate data networks that uses a liquid-crystal multichannel optical switch," in *Technical Digest of Conference on Optical Fiber Communication* (OFC '94), San Jose, 1994.
- 9\*. T. Matsumoto, M. Jinno, K. Kimura, and K. Noguch, "Studies on optical digital cross-connect systems for very-high-speed optical communications networks," in *Technical Digest of 1994 IEEE International Conference on Communications* (ICC '94), paper 331.5, 1994.

### その他

1. 神野正彦, 松本隆男, "偏波保持ファイバ型 Sagnac 干渉計における超高速高安定な全光スイッチング," 1990 年電子情報通信学会秋季全国大会, C-218, 1990.
2. 神野正彦, 松本隆男, "非線形 Sagnac 干渉計スイッチとその応用," 電子情報通信学会光量子エレクトロニクス研究会, OQE90-66, 1990.
3. 神野正彦, 松本隆男, "非線形 Sagnac 干渉計スイッチにおける群速度分散の影響," 1991 年電子情報通信学会春期全国大会, C-218, 1991.
4. 神野正彦, 松本隆男, 小湊俊海, 日比野善典, "石英系プレーナ光導波路を有する非線形サグナック干渉計スイッチ," 1992 年電子情報通信学会春期全国大会, C-194, 1992.
5. 神野正彦, 阿部淳, "非線形サグナック干渉計を用いた超高速全光識別再生," 1992 年電子情報通信学会秋季全国大会, B-737, 1992.
6. 神野正彦, 松本隆男, "非線形 Sagnac 干渉計を用いた超高速光通信システムの検討," 電子情報通信学会光通信システム研究会 1993.
- 7\*. 神野正彦, 松本隆男, "1.5  $\mu\text{m}$  帯多電極 DFB-LD を用いた光再生中継器," 1989 年電子情報通信学会秋季全国大会, B-428, 1989.
- 8\*. 神野正彦, 松本隆男, "光タンク回路を用いた高速全光タイミング抽出," 電子情報通信学会春期全国大会 (1989 年), B-737, 1989.
- 9\*. 神野正彦, 松本隆男, "全光タイミング抽出回路に関する検討," 第 2 回光通信システムシンポジウム, (浜松), 1988.
- 10\*. 神野正彦, 松本隆男, "カスケード接続光強度変調器による 50 Gb/s 光デマルチプレクシング," 1991 年電子情報通信学会秋季全国大会, B-666, 1991.
- 11\*. 松本隆男, 神野正彦, 木村一夫, 野口一博, "超高速光通信網のための光デジタルクロスコネクタに

- 関する考察," 電子情報通信学会光通信システム研究会, OSC93-39, 1993.
- 12\*. 野口一博, 木村一夫, 神野正彦, 松本隆男, "超高速光通信網のための光デジタルクロスコネクタシステム室内実験," 電子情報通信学会光通信システム研究会, OSC93-40, 1993.



