



Title	超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスに関する研究
Author(s)	石月, 秀貴
Citation	大阪大学, 2001, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3184409
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

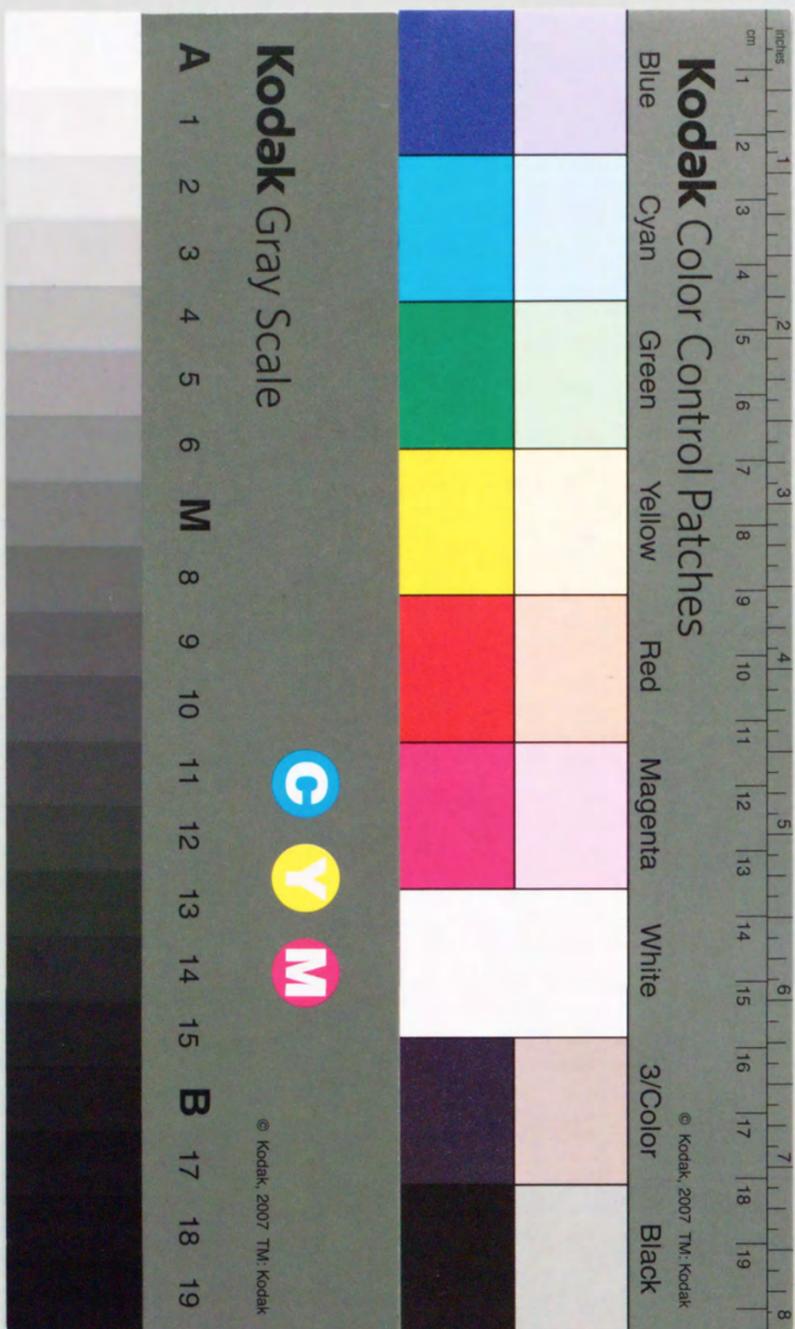
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

超高速光信号処理用
導波型非線形光学デバイス
に関する研究

2000年 12月

石月 秀貴



①

超高速光信号処理用
導波型非線形光学デバイス
に関する研究

2000年 12月

石月 秀貴

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻博士後期課程に在学中、集積電子システム工学講座集積光電子工学領域（西原研究室）において行った“超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスに関する研究”をまとめたもので、5章から構成されている。以下ではその各章について内容の梗概を述べる。

第1章 序論

ピコ秒あるいはフェムト秒オーダーの超短光パルスを用いる超高速光信号処理用デバイスとして、導波型擬似位相整合非線形光学デバイスが適していることを示している。これまでの超高速光信号処理用デバイスおよび導波型擬似位相整合非線形光学デバイスに関する研究を概観し、導波型非線形光学デバイスを超高速光信号処理に用いた場合の利点を述べるとともに本研究の課題を明らかにする。

第2章 LiNbO_3 導波型非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性の理論解析

本章では、 LiNbO_3 導波型非線形光学デバイスにおける第2高調波発生、和周波発生、差周波発生、カスケード第2高調波発生/差周波発生等の種々の2次非線形光学過程の超短光パルス波長変換特性を解析している。ビーム伝搬法を利用してパルスの波形変化を計算することで、パルスの幅やパワーの伝搬距離に対する依存性等を明らかにするとともに、超高速光信号処理用デバイス作製のための設計指針を示す。ここで示される結果は超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスの特性予測に有用なものであり、以後の検討の基礎となる。

第3章 光サンプリング用和周波発生デバイス

本章では、高速光波形観測のための高効率光サンプリング用 LiNbO_3 導波型和周波発生デバイスを提案している。導波型和周波発生デバイスを用いた光サンプリングの特性解析を行い、提案する光サンプリング方式が従来のバルク結晶を用いた方法に比較して大幅な効率改善が期待できることを示す。解析結果に基づいて光サンプリング用 LiNbO_3 和周波発生デバイスを設計・作製し、パルス幅 25ps のサンプリング光パルスを用いて光サンプリング実験を行う。周波数 1GHz で変化する高速繰り返し光信号の波形が高効率で観測できることを示す。これにより導波型擬似位相整合非線形光学デバイスを超高速光信号処理に用いる有用性を明らかにする。

第4章 超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイス

本章では、超高速光スイッチング用導波型擬似位相整合非線形光学デバイスについて検討している。いくつかのデバイス構成案を示し、そのスイッチング効率や実現可能性を比較・検討する。構成案の一つであるカスケード SHG/DFG に基づく光スイッチについて詳細な特性解析を行い、この光スイッチにより実現可能なスイッチング速度と効率との関係等を明らかにする。検討結果に基づき実際にデバイスを設計・作製し、ピコ秒あるいはサブピコ秒の超短光パルスを制御光とする光スイッチング実験を行い、動作を確認する。この結果から、超高速光スイッチ用導波型非線形光学デバイスの有効性を明らかにする。

第5章 結論

本章では、本研究で得られた成果を総括し今後の課題を明らかにするとともに、超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスの将来展望を述べている。

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景および現状	1
1.1.1 研究の背景および超高速光信号処理の現状	1
1.1.2 導波型非線形光学デバイスの特徴および研究の現状	2
1.2 本研究の目的と課題	4
1.3 本論文の構成	5
第2章 LiNbO_3 導波型非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性の理論解析	7
2.1 緒言	7
2.2 第2高調波発生	8
2.3 和周波発生	13
2.4 差周波発生	17
2.5 カスケード第2高調波発生/差周波発生	20
2.6 結言	24
第3章 光サンプリング用和周波発生デバイス	25
3.1 緒言	25
3.2 既存の光サンプリング方式	25
3.3 デバイスの動作原理および特徴	26
3.4 特性解析およびデバイス設計	27
3.4.1 擬似位相整合条件	27
3.4.2 規格化変換効率	29
3.4.3 消光比	30
3.4.4 時間分解能	32
3.5 デバイス作製	33
3.5.1 分極反転グレーティング形成	33

3.5.2	チャンネル光導波路作製	34
3.6	光学実験	36
3.6.1	デバイスの連続動作特性評価	36
3.6.1.1	第2高調波発生	36
3.6.1.2	和周波発生	38
3.6.2	光サンプリング	41
3.7	結言	42
第4章	超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイス	43
4.1	緒言	43
4.2	従来の高速光スイッチ	44
4.3	光スイッチ用導波型非線形光学デバイスの構成	45
4.3.1	カスケード SHG/DFG 型	45
4.3.2	干渉計型	46
4.3.3	フィルタ型	47
4.3.4	その他	48
4.3.5	光スイッチ構成案の比較	49
4.4	カスケード SHG/DFG 型光スイッチ	50
4.4.1	特性解析およびデバイス設計	50
4.4.2	デバイス作製	52
4.4.3	光学実験	53
4.4.3.1	デバイスの連続動作 SHG 特性評価	53
4.4.3.2	ピコ秒光スイッチング	55
4.4.3.3	サブピコ秒光スイッチング	58
4.5	結言	60
第5章	結論	62
	謝辞	65
	参考文献	66
	発表論文	73

第1章 序論

1.1 研究の背景および現状

1.1.1 研究の背景および超高速光信号処理の現状

近年の通信需要の拡大を背景として、光ファイバーなどを用いた光通信システムの高速化が急速に進められつつある。現状の実用システムにおける1チャンネル当たりの情報伝送速度は10Gbit/sを越える勢いであり、小規模ネットワーク(LAN)においても1Gbit/sのシステムが導入されつつある。従来の光通信システムでは、主に電子デバイスを用いてデジタル信号を時分割多重(TDM)信号とし、この信号を光信号に変換する方法、およびその逆動作による方法を利用してきた。しかし電子デバイスの動作速度は数十Gbit/sが限界と考えられているため、将来の超高速通信を実現するにはピコ秒からフェムト秒領域の超短光パルスで光信号を直接処理する全光学的な超高速光信号処理デバイスの実現が必要となる。このようなデバイス求められる条件には、以下のようなものがある。

- 超高速で動作する
- 低雑音
- 小型・高効率である

材料の電子分極に起因する非線形光学効果は極めて高速な現象であり、これを用いることで超高速光信号処理用デバイスを実現することができる。このデバイスのための非線形光学材料としては、これまで光ファイバや半導体レーザ増幅器が多く検討されてきている(表1.1)。(1-6)。これらを用いた光スイッチでは、研究レベルで既に単一チャンネルあたり100Gbit/sを超える光信号処理速度が実現されている(4,6)。現在多く用いられている石英系光ファイバは、通信用ファイバとの接続が容易で安価という利点があり、多くの検討が行われているが、小さな非線形性をファイバの長さで補う必要があるためデバイスの小型化は困難である。半導体レーザ増幅器は、小型であり半導体光源との集積化が容易な点が利点であるが、ASE雑音が発生するという問題がある。また、半導体光デバイスの動作速度はほとんどの場合キャリア再結合速度で制限され、その多くはナノ秒、ピコ秒の領域であることから、フェムト秒領域で動作する超高速光デバイスの実現は現状では困難である。

これを改善するため、半導体のサブバンド間遷移やスピン緩和を利用した新たな動作原理にもとづく半導体光デバイスも研究されている⁽⁷⁾。

表 1.1 超高速光信号処理デバイス用非線形光学材料/デバイス

	利点	欠点
光ファイバ	通信用光ファイバと接続容易	小型化困難
半導体レーザ増幅器	半導体光源等との集積化可	雑音発生

1.1.2 導波型非線形光学デバイスの特徴および研究の現状

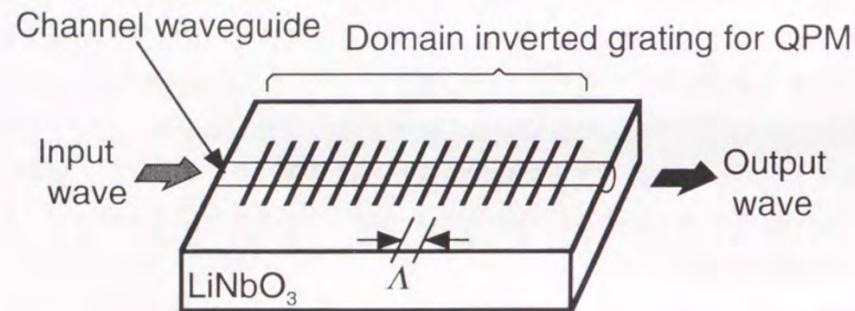


図 1.1 導波型擬似位相整合非線形光学デバイスの構成

図 1.1 は、本研究で用いた導波型擬似位相整合非線形光学デバイスの構成である。このデバイスはチャネル光導波路と分極反転グレーティングから構成される。従来このデバイスは、連続動作での以下のような波長変換作用の高効率化を主な目的として研究が進められてきた。

- 第2高調波発生 (Second Harmonic Generation : SHG)⁽⁸⁻¹⁴⁾ : 周波数 ω の入力光から周波数 2ω の第2高調波光を発生
- 和周波発生 (Sum Frequency Generation : SFG)⁽¹⁵⁾ : 周波数 ω_1 と ω_2 の2つの入力光から、和の周波数 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ を持つ和周波光を発生
- 差周波発生 (Difference Frequency Generation : DFG)⁽¹⁶⁻¹⁹⁾ : 周波数 ω_1 と ω_3 の2つの入力光から、差の周波数 $\omega_2 = |\omega_3 - \omega_1|$ を持つ差周波光を発生

- 光パラメトリック増幅/発振 (Optical Parametric Amplification/Oscillation : OPA / OPO)⁽²⁰⁻²⁴⁾ : 周波数 ω_3 の光で励起して周波数 ω_1 の光を増幅/発振 ($\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ の光も発生)

特に SHG においては、高密度光記憶装置実現のための小型短波長コヒーレント光源開発を主な目的として多くの研究が行われてきており、変換効率 42% という高効率 SHG⁽¹²⁾ も報告されている。

分極反転グレーティングは、波長変換に関与する入出力光波間の位相整合を達成する方法の一つである擬似位相整合 (Quasi-Phase Matching : QPM)^(25,26) のため、材料の非線形係数の符号を周期的に反転させた構造である。非線形材料中を光波が伝搬すると、伝搬経路の各点で入力光とは異なる周波数を持つ非線形分極波が生じ、これを波源とした新たな光波が出力光として得られる。この出力光を効率よく生成するには、伝搬経路各点で生じる光波を同位相で累積する必要がある、この条件は位相整合条件と呼ばれる。例えば角周波数 ω の入力光から角周波数 2ω の出力光を発生する SHG では、位相整合条件は入力および出力光の伝搬定数 $\beta^\omega, \beta^{2\omega}$ を用いて以下のように書ける。

$$\beta^{2\omega} - 2\beta^\omega = 0 \quad (1.1)$$

この条件を、各光波が導波路中で感じる屈折率である実効屈折率 $N^\omega, N^{2\omega}$ を用いて書き直すと次のようになる。

$$N^{2\omega} - N^\omega = 0 \quad (1.2)$$

一般に、媒質の屈折率は波長により異なるので式 (1.2) は通常成立しない。この位相整合を実現する方法として、媒質の複屈折性を利用する方法^(27,28) やモード分散を利用する方法⁽²⁹⁾ などが検討されてきた。QPM はこの位相整合を材料分極の周期的反転 (グレーティング) 構造により実現する方法である。QPM 用グレーティングの周期 Λ は、式 (1.3) を満たすように定める。式 (1.3) をベクトルダイアグラムで表すと図 1.2 のようになる。

$$\beta^{2\omega} - 2\beta^\omega - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (1.3)$$

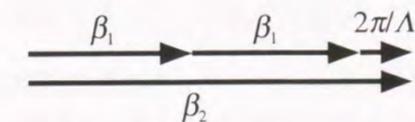


図 1.2 SHG における擬似位相整合

この QPM には、

- 適用できる材料や偏光に制限が無い
- 材料の透明域の任意波長で、その最大の非線形光学テンソル成分を用いた位相整合を実現できる
- 入力光と出力光をともに導波モードとでき、それらの間のモードプロファイルの重なりを大きくできる
- 出力光が導波モードで得られるため、その集光が容易にできる

という多くの優れた特徴がある。

チャネル光導波路は、光ファイバと同様に高い励起光パワー密度を長い相互作用長にわたり保つのに適した構造であり、デバイスの小型・高効率動作を可能とする。

非線形光学デバイスにおける高効率動作実現には、光導波路によって高い励起光パワー密度を長い相互作用長にわたり保持すること、分極反転グレーティングによって擬似位相整合を実現することの他に、大きな非線形光学効果を示す材料を用いることが必要である。これまでにデバイス化が検討されてきている主な無機材料としては、 LiNbO_3 ^(8-19, 21-24, 30-40)、 LiTaO_3 ⁽⁴¹⁻⁴⁴⁾、 KTiOPO_4 ⁽⁴⁵⁻⁴⁹⁾ があげられる。この中で LiNbO_3 はデバイス作製技術の検討が進んでおり、また最も大きな非線形効果を示すことから最も有望な基板材料と言える。

これまでは、非線形光学効果の超高速性と、小型・高効率動作が可能であるという導波型擬似位相整合非線形光学デバイスの特徴をともに活かした、超高速光信号処理用デバイスに関する研究はあまり行われていなかった。しかし導波型擬似位相整合非線形光学デバイスの優れた特徴を活かせば、従来検討されてきた光ファイバや半導体レーザ増幅器よりも小型で高効率な超高速光信号処理用デバイスを実現できると考え、本研究を行った。

1.2 本研究の目的と課題

本研究の目的は、材料の透明域の任意波長において高効率な波長変換動作が可能であるという導波型擬似位相整合非線形光学デバイスの特徴と、 LiNbO_3 を代表とする強誘電体の示す非線形光学効果の超高速性を組み合わせた、従来には無い小型で高効率な超高速光信号処理デバイス実現の可能性と問題点を明らかにすることである。

この目的を達成するためには、本研究では以下のことが課題であった。

1. これまで詳細な検討がなされていなかった、導波型擬似位相整合非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性を明らかにする。計算機シミュレーションを用いて、伝搬に伴うパルス波形の変化を計算することで、種々のパルス波長変換特性を解析する。この結果から超高速光信号処理に適したデバイスの設計指針を考察する(第2章)。

2. 超高速光信号処理における導波型非線形光学デバイス利用の有効性を明らかにする。そのために、既存の光サンプリング用バルク型和周波発生結晶を、導波型和周波発生デバイスで置き換えることを試み、その動作および効果を確認する(第3章)。
3. 超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスの試作および動作の確認を行う。複数の超高速光スイッチ用導波型非線形光学デバイスの構成を比較・検討し、実際にデバイスを作製してその特性を評価する(第4章)。
4. 上記課題遂行にあたり高効率動作可能な導波型非線形光学デバイスを実現するため、低損失で導波光モードサイズの小さな光導波路や、所望波長での擬似位相整合を実現するグレーティング周期を持ち全相互作用長にわたって均一な分極反転構造の作製条件を確立する(第3、4章)。

1.3 本論文の構成

図1.3に本論文の構成を表すブロックダイアグラムを示す。第2章では、 LiNbO_3 導波型非線形光学デバイスを超高速光信号処理に用いるために不可欠な超短パルス波長変換特性を、ビーム伝搬法を用いて解析する。ここでの特性解析結果は、以後の実験的検討の理論的基礎となる。第3章では、第2章で示すパルス和周波発生特性解析結果を用いて、超高速光信号処理用非線形光学デバイスの一つである高効率光サンプリング用 LiNbO_3 導波型和周波発生デバイスを提案する。光サンプリング特性の理論解析および実験的評価を行い、その有用性を確認する。第4章では、超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイスを検討する。第2章で示すカスケード第2高調波発生/差周波発生に基づく光スイッチを提案し、このデバイスを実際に作製、超短パルスを用いた光スイッチング実験を行う。これにより超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスの有効性を明らかにする。第5章では、第2章～第4章で示す結果から本研究で得られる成果を総括するとともに、今後の課題を明らかにする。

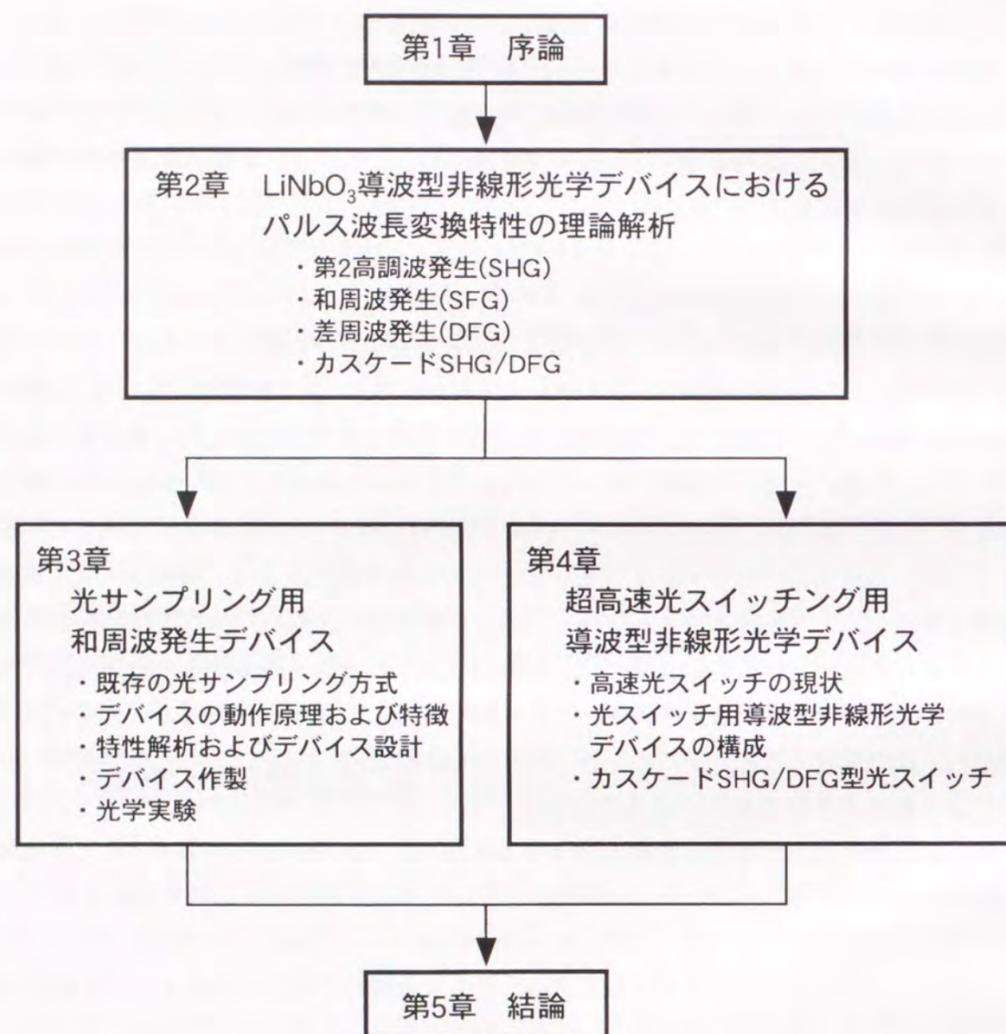


図 1.3 本論文の構成

第2章 LiNbO₃導波型非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性の理論解析

2.1 緒言

本章では、超高速光信号処理用 LiNbO₃(LN) 導波型非線形光学デバイスの最適設計や特性予測に必要となる、ピコ秒オーダーあるいはそれ以下の超短光パルスを入力光に用いるときのパルス波長変換特性を解析する。導波型非線形光学デバイスは、連続光動作においては相互作用長拡大により高効率波長変換が実現でき、長さ 50mm を越えるデバイスも報告されている^(38,39)。しかし、例えば幅 1 ピコ秒光パルスの LN 結晶中での長さは 1mm 以下であり、長さ数 mm 以上のデバイスと超短光パルスとの組み合わせではパルス長がデバイス長より短くなることもある。このような場合は相互作用長拡大が高効率化に寄与しなくなる。また、光パルスは伝搬と共にその波形が変化することもある。このようなパルス波長変換特性の解析に、従来よく知られている連続動作での表現式^(25,26)を適用することはできない。しかしパルス波長変換特性を解析的に表現する式は現在のところ知られていない。

そこで本章では、超短光パルスを用いたパルス波長変換特性をビーム伝搬法(Beam Propagation Method: BPM)⁽⁵⁰⁾を用いて解析する。LN 導波型非線形光学デバイスにおける第 2 高調波発生(Second Harmonic Generation: SHG)、和周波発生(Sum Frequency Generation: SFG)差周波発生(Difference Frequency Generation: DFG)、およびカスケード SHG/DFG 等の各種非線形光学相互作用を定式化し、BPM を用いて光パルス波形の変化を計算する。パルス幅の変化や出力光パワーの伝搬距離依存性等のパルス波長変換特性を解析することで、超高速光信号処理用デバイス作製に必要な基礎特性を明らかにする。

2.2 第2高調波発生

中心角周波数 ω のパルス励起光 (波長 λ_1) を 2ω のパルス高調波 (SH) 光 ($\lambda_2 = \lambda_1/2$) に変換する擬位相整合 (QPM) 第2高調波発生 (SHG) を考える。励起光およびSH光の伝搬方向を z 、時間を t とすると、励起光とSH光の複素振幅 $A_1(t, z)$ 、 $A_2(t, z)$ が満たすモード結合方程式は、連続動作の場合の式^(25,26)に時間依存項⁽⁵⁰⁾を加えた以下の形で表すことができる。

$$\frac{\partial A_1(t, z)}{\partial z} + \beta_1' \frac{\partial A_1(t, z)}{\partial t} - j \frac{\beta_1''}{2} \frac{\partial^2 A_1(t, z)}{\partial t^2} = -j \kappa_{\text{SH}}^* A_1(t, z) A_2(t, z) e^{-j2\Delta_{\text{SH}} z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial A_2(t, z)}{\partial z} + \beta_2' \frac{\partial A_2(t, z)}{\partial t} - j \frac{\beta_2''}{2} \frac{\partial^2 A_2(t, z)}{\partial t^2} = -j \kappa_{\text{SH}} \{A_1(t, z)\}^2 e^{j2\Delta_{\text{SH}} z} \quad (2.2)$$

$$2\Delta_{\text{SH}} = \beta_2 - 2\beta_1 - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.3)$$

$$\beta_i' = \left. \frac{\partial \beta_i(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_i} \quad (i=1, 2) \quad (2.4)$$

$$\beta_i'' = \left. \frac{\partial^2 \beta_i(\omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_i} \quad (i=1, 2) \quad (2.5)$$

$A_1(t, z)$ 、 $A_2(t, z)$ は絶対値の2乗がパワーを表すように規格化されている。 κ_{SH} はSHG結合係数、 $\beta_i (i=1, 2)$ は各光波の伝搬定数である。 Δ_{SH} はQPMからのずれであり、 Λ はQPM用分極反転グレーティングの周期を表す。図2.1は式(2.3)をベクトルダイアグラムで表したものである。以下ではパルス中心周波数においてQPM-SHG条件 ($\Delta_{\text{SH}} = 0$) が成立している場合を考える。

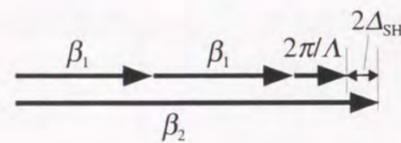


図 2.1 SHG における擬位相整合

励起光およびSH光パルスはそれぞれ異なる群屈折率 n_{gi} を持ち、導波路中を異なる群速度 $v_{gi} = c/n_{gi} = 1/\beta_i'$ (c : 光速, $i=1, 2$) で伝搬する。LNでは $\omega_1 < \omega_2$ の場合は $n_{g1} < n_{g2}$ であり、 $v_{g1} > v_{g2}$ となる。このため図2.2に示すように励起光パルスはSH光パルスよりも速く伝搬し、両パルス間には次第にずれ (ウォークオフ) が生じるとともに、一定の長さ以上の距離を伝搬すると、SH光パルス幅は拡大を始める。ここでパルス波長変換特性を

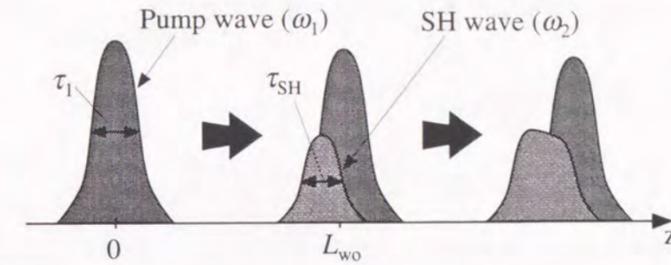


図 2.2 SHG におけるパルス伝搬およびウォークオフ

評価するためのパラメータとして以下で示すウォークオフ距離 L_{wo} を導入する。

$$L_{\text{wo}} = \frac{\tau_1}{\beta_2' - \beta_1'} = \frac{c\tau_1}{n_{g2} - n_{g1}} \quad (2.6)$$

この L_{wo} は、両パルス間の伝搬時間差がちょうど τ_1 となる伝搬距離であり、 $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $\tau_1 = 1 \text{ ps}$ では $L_{\text{wo}} = 3.3 \text{ mm}$ である。

両パルスのパルス中心位置は時間軸上をそれぞれ異なる速度で移動する。そこで時間軸に関して

$$\tau = t - \frac{\beta_1' + \beta_2'}{2} z \quad (2.7)$$

$$\hat{A}_i(\tau, z) = A_i(t, z) \quad (i=1, 2) \quad (2.8)$$

と変換すれば、両パルスの複素振幅 $\hat{A}_i(\tau, z)$ を時間軸 τ の原点近傍にとどめることができる。この変換により式(2.1)、(2.2)は次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} = -\frac{\beta_1' - \beta_2'}{2} \frac{\partial \hat{A}_1}{\partial \tau} + j \frac{\beta_1''}{2} \frac{\partial^2 \hat{A}_1}{\partial \tau^2} - j \kappa_{\text{SH}}^* \hat{A}_1 \hat{A}_2 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} = \frac{\beta_1' - \beta_2'}{2} \frac{\partial \hat{A}_2}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2''}{2} \frac{\partial^2 \hat{A}_2}{\partial \tau^2} - j \kappa_{\text{SH}} \{\hat{A}_1\}^2 \quad (2.10)$$

上式右辺の第1、2項は空間伝搬効果を、第3項は非線形光学効果を表している。式(2.9)、(2.10)は解析的に解くことはできないので、BPM⁽⁵⁰⁾に基づきこれら2つの効果を z 方向微小区間 h ごとに分けて計算した。空間伝搬効果はパルス時間波形をフーリエ変換して各周波数成分ごとに微小区間伝搬に相当する位相シフトを与えたのちフーリエ逆変換することで計算できる。実際の計算では高速化のため高速フーリエ変換 (FFT) を用いた。非線形光学効果は、式(2.9)、(2.10)右辺を非線形項のみとした z に関する微分方程式を4次のルンゲ・クッタ法を用いて計算した。計算精度向上のため微小区間 h を2分割して考え、まず距離 $h/2$ の伝搬効果を計算したところで区間 h の伝搬による非線形効果を考慮し、その

後再び距離 $h/2$ の伝搬効果を計算するという処理を順次繰り返して、各区間伝搬後の時間波形を得た。

SHG デバイスに入力する励起光は

$$\hat{A}_1(\tau, 0) = \sqrt{P_{10}} \operatorname{sech}\left(\frac{1.76}{\tau_1} \tau\right) \quad (2.11)$$

で表されるピークパワー P_{10} 、半値全幅 (FWHM) τ_1 の sech^2 型パルスを仮定した。

計算は $h = 10 \sim 100 \mu\text{m}$ 、 z 方向ステップ数 ~ 2000 、FFT サンプル数 ~ 16384 で行った。計算精度確認のため入力励起光パルスのエネルギーと出力励起光および SH 光パルスの総エネルギーとを比較したところ、その差は 0.1% 以下と極めて小さく、エネルギー保存則が満たされていることを確認した。

図 2.3 には、 $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $\tau_1 = 10 \text{ps}$ 、 $P_{10} = 0.1 \text{W}$ の励起光パルスを SHG デバイスに入力したときの、 z 軸上各位置での (a) 励起光および (b) SH 光パルス時間波形の計算例を示す。式 (2.6) より、 $L_{\text{wo}} = 33 \text{mm}$ である。励起光パルスは伝搬に伴い徐々に減衰する。SH 光は、デバイス長 $L < L_{\text{wo}}$ ではウォークオフが小さいためそのパルス波形は sech^2 型に近く、そのパワーは L^2 に近似的に比例して増大する。 $L > L_{\text{wo}}$ では、ウォークオフが大きくなるためパワーの増大は飽和するとともに、波形は徐々に変形し、パルス幅は拡大する。

図 2.4 に出力 SH 光パルス幅 τ_{SH} の L 依存性を示す。 $L/L_{\text{wo}} < 1$ では $\tau_{\text{SH}} \approx \tau_{\text{SH0}} = \tau_1/\sqrt{2}$ であるが、 $L/L_{\text{wo}} > 1$ ではウォークオフのため τ_{SH} は拡大する。変換効率が比較的低く励起光の減衰が小さい場合、 $L/L_{\text{wo}} > 1$ での τ_{SH} は近似的に次式に従い変化する。

$$\tau_{\text{SH}}(L) \approx \tau_{\text{SH0}} + \left(\frac{L}{L_{\text{wo}}} - 1\right) \tau_1 \quad (2.12)$$

変換効率が高くなり励起光の減衰が著しくなると、 τ_{SH} の拡大は飽和する。種々のパラメータでの解析により、 τ_{SH} が飽和するデバイス長は $L_{\text{wo}}/(\tau_1 \kappa_{\text{SH}} \sqrt{P_{10}})$ にほぼ比例することがわかった。

図 2.5 に SH 光パルスピークパワー P_2 の L 依存性を示す。 $L/L_{\text{wo}} \leq 1$ で、かつ励起光の減衰が無視できる領域では、連続光 (CW) 励起のときと同様に、 L が長いほど P_2 は増加する。励起光の減衰が著しくなるか、 $L/L_{\text{wo}} > 1$ となると P_2 の増加は飽和する。異なるパラメータ値での計算結果から、 $\tau_1 \kappa_{\text{SH}} \sqrt{P_{10}}$ が大きいほど高効率なパルス SHG が実現できることがわかった。

図 2.6 には P_2 の入力励起光パルス幅 τ_1 に対する依存性を示す。○点は各 L について以下の式より計算される許容最小パルス幅 τ_{wo} である。

$$\tau_{\text{wo}} = L(\beta'_2 - \beta'_1) \quad (2.13)$$

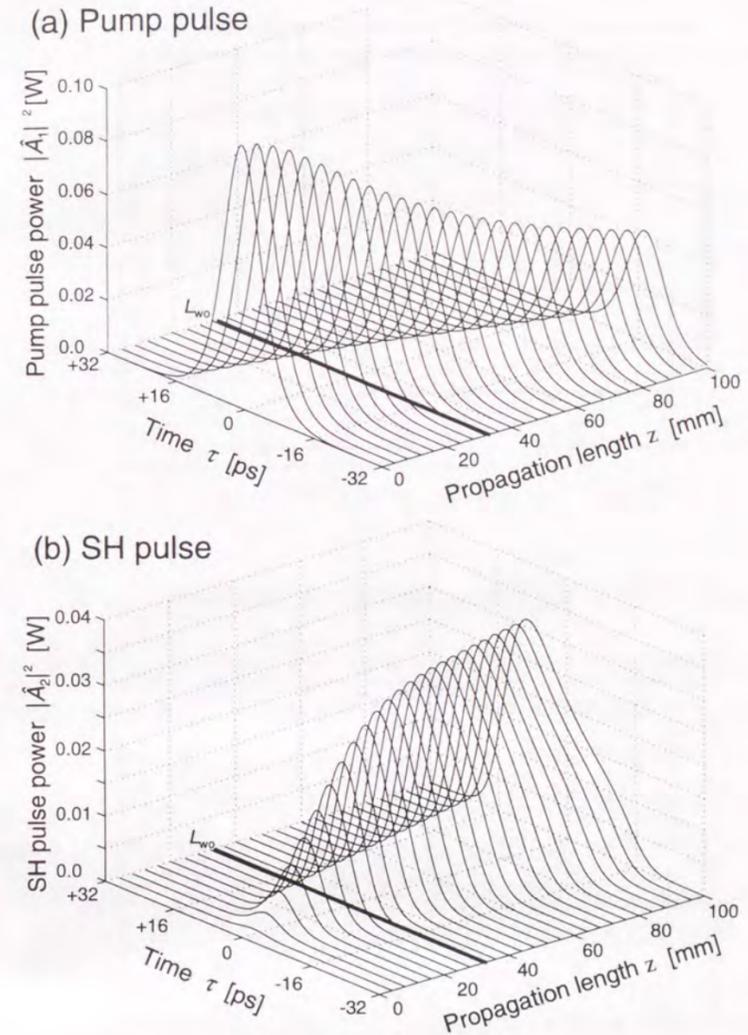


図 2.3 励起光および SH 光の伝搬軸上各位置でのパルス時間波形の計算例 ($\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$, $\kappa_{\text{SH}} = 0.63 \text{W}^{-1/2} \text{cm}^{-1}$, $\tau_1 = 10 \text{ps}$, $P_{10} = 0.1 \text{W}$, $L_{\text{wo}} = 33 \text{mm}$)

τ_{wo} は励起光および SH 光パルスが距離 L だけ伝搬する時間の差に相当する。 P_2 は、 $\tau_1 > \tau_{\text{wo}}$ では τ_1 によらずほぼ一定であり、 L を長くすると増大する。 $\tau_1 \approx \tau_{\text{wo}}$ での P_2 は、連続動作 ($\tau_1 = \infty$) の場合より約 3dB 減衰する。 $\tau_1 < \tau_{\text{wo}}$ では、 P_2 は τ_1 の減少により著しく減衰し、この領域では L を拡大しても効率はほとんど改善できない。

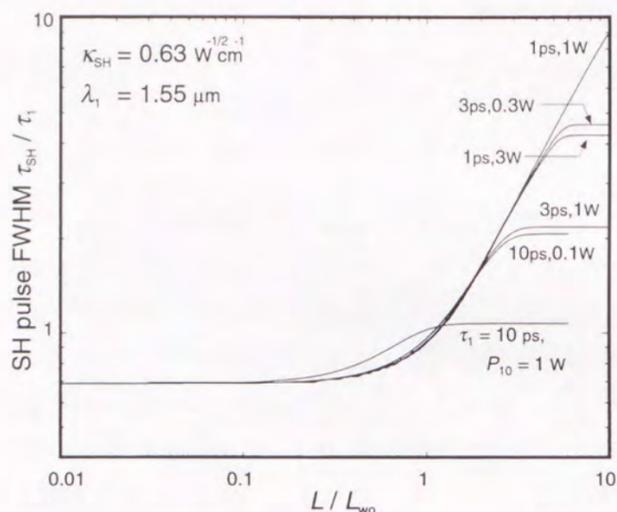


図 2.4 SH 光パルス幅のデバイス長依存性

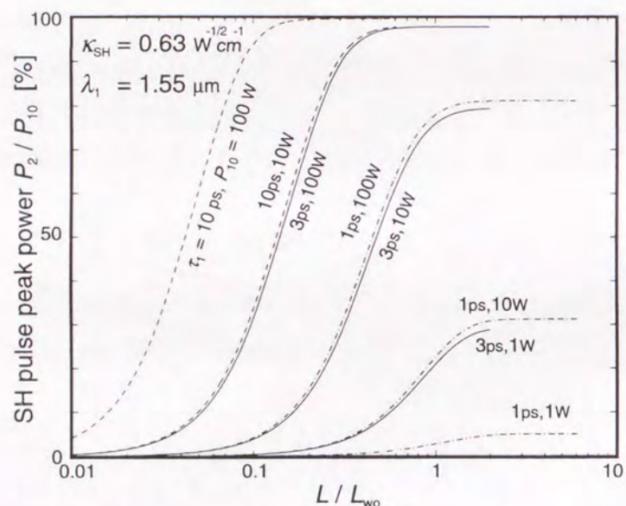


図 2.5 SH 光パルスピークパワーのデバイス長依存性

以上の結果から、超高速光信号処理用 SHG デバイスでは $L \approx L_{wo}$ することが最適であり、このとき $\tau_{SH} \approx \tau_1$ の SH 光が得られる。例えば $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $\tau_1 = 3 \text{ps}$ では $L_{wo} = 10 \text{mm}$ である。 $\kappa_{SH} = 0.63 \text{W}^{-1/2} \text{cm}^{-1}$ 、 $L = 10 \text{mm}$ のデバイスに $P_{10} = 1 \text{W}$ の励起光パルスを入力すると、 $P_2 = 0.2 \text{W}$ 、 $\tau_{SH} = 2.9 \text{ps}$ の SH 光パルスが発生することが図 2.4、図 2.5 よりわかる。

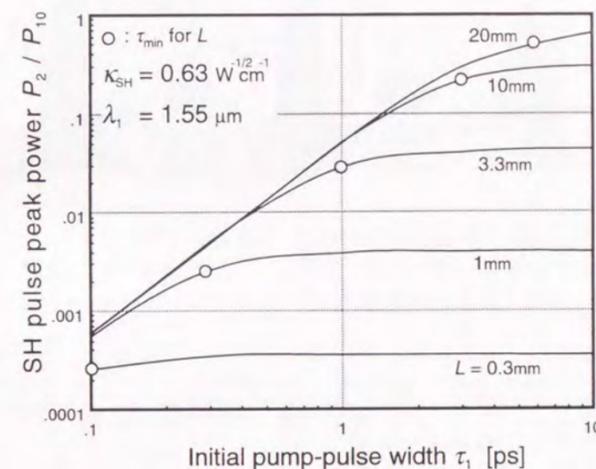


図 2.6 SH 光パルスピークパワーの励起光パルス幅依存性

以上では $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ での数値データを示したが、デバイス設計指針や定性的な波長変換特性はこれ以外の波長域にも適用できる。 L_{wo} はその波長域での β'_1 の値を式 (2.6) に代入することにより計算でき、 $\lambda_1 < 1.55 \mu\text{m}$ では $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ の場合よりも短くなる。例えば $\tau_1 = 1 \text{ps}$ 、 $\lambda_1 = 0.8 \mu\text{m}$ では $L_{wo} = 0.52 \text{mm}$ で、 $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ での L_{wo} の約 $1/6$ である。このときの最適デバイス長における変換効率は、効率が低い条件下では $\lambda_1 = 1.55 \mu\text{m}$ の場合の $(1/6)^2$ 程度となる。

図 2.6 より明らかなように、SHG では動作速度の向上（短パルス動作）と高効率化を同時に実現することは困難であり、入力励起光パルス幅を短くすれば SHG 変換効率は低下する。しかし、導波路材料や構造の変更による分散制御を行えば、超短光パルスを用いても効率が大幅に低下しない SHG デバイス実現が期待できる。

2.3 和周波発生

図 2.7 に示すように、角周波数 ω_1 の信号光（波長 λ_1 ）と ω_2 の励起光（ λ_2 ）を混合して、2 光波の和の周波数 $\omega_3 (= \omega_1 + \omega_2)$ を持つ和周波 (SF) 光を発生する QPM 和周波発生 (SFG) を考える。この SFG は負論理型全光ゲート⁽¹⁵⁾ や時分割多重光信号の復調、高速光信号波形観測のための光サンプリング等に利用できる。第 3 章では、ここでの解析をもとに光サンプリング用 SFG デバイスを作製・評価している。信号光、励起光、SF 光の複素振幅を

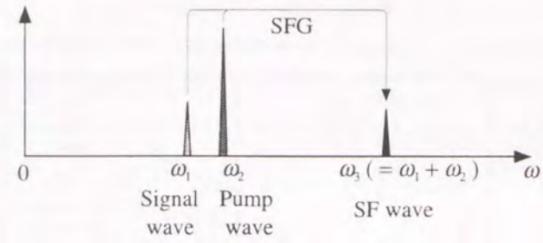


図 2.7 SFG における周波数スペクトル

それぞれ $A_1(t, z)$ 、 $A_2(t, z)$ 、 $A_3(t, z)$ とすると、SFG におけるモード結合方程式は次のように記述できる。

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_1' \frac{\partial A_1}{\partial t} - j \frac{\beta_1''}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = -j \frac{\omega_1}{\omega_3} \kappa_{SF}^* A_2^* A_3 e^{-j2\Delta_{SF}z} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_2' \frac{\partial A_2}{\partial t} - j \frac{\beta_2''}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = -j \frac{\omega_2}{\omega_3} \kappa_{SF}^* A_1^* A_3 e^{-j2\Delta_{SF}z} \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + \beta_3' \frac{\partial A_3}{\partial t} - j \frac{\beta_3''}{2} \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2} = -j \kappa_{SF} A_1 A_2 e^{j2\Delta_{SF}z} \quad (2.16)$$

$$2\Delta_{SF} = \beta_3 - \beta_1 - \beta_2 - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.17)$$

κ_{SF} は SFG 結合係数、 β_i は各光波の伝搬定数であり、 β_i' 、 β_i'' は式 (2.4)、(2.5) と同様に定義される。 Δ_{SF} は QPM からのずれを表し、式 (2.17) をベクトルダイアグラムを用いて表すと図 2.8 のようになる。

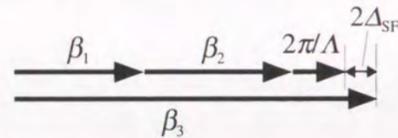


図 2.8 SFG における擬位相整合

以下ではパルス中心周波数に対して QPM-SFG ($\Delta_{SF} = 0$) が成立している場合について解析を行った。信号光、励起光のパルスピークパワーおよびパルス幅をそれぞれ P_{10} 、 P_{20} 、 τ_1 、 τ_2 で表し、2 光波ともに sech² 型パルスと仮定した。 L_{wo} は

$$L_{wo} = \frac{\tau_{min}}{\beta_3' - \beta_i'} \quad \tau_{min} = \begin{cases} \tau_1 & (\tau_1 \leq \tau_2) \\ \tau_2 & (\tau_1 > \tau_2) \end{cases} \quad i = \begin{cases} 1 & (\omega_1 < \omega_2) \\ 2 & (\omega_1 > \omega_2) \end{cases} \quad (2.18)$$

で定義した。

$\omega_1 \approx \omega_2$ とすると、信号光と励起光の群速度差は小さくなる。しかしこの 2 光波と SF 光との間にはウォークオフが生じるため、図 2.9 に示すように伝搬距離を長くすると SF 光の

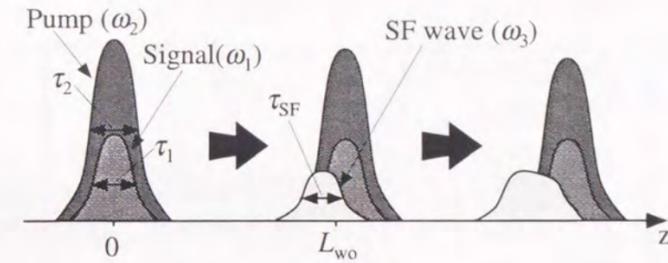


図 2.9 SFG におけるパルス伝搬およびウォークオフ ($\omega_1 \approx \omega_2$)

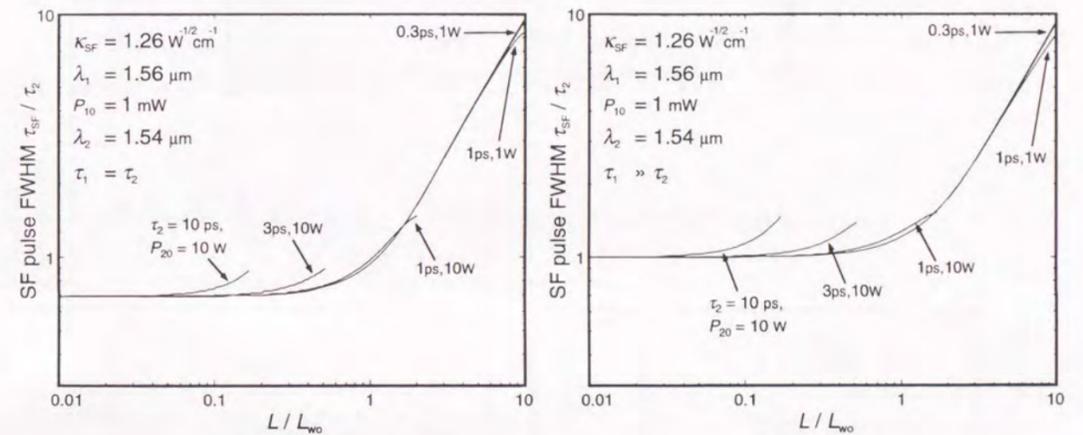


図 2.10 SF 光パルス幅のデバイス長依存性

パルス幅は拡大する。このため、波長変換特性は $L/L_{wo} \leq 1$ と $L/L_{wo} > 1$ で異なる L 依存性を示す。以下の解析は全て $\omega_1 \approx \omega_2$ の条件で行っている。

図 2.10 に出力 SF 光パルス幅 τ_{SF} の L 依存性を示す。(a) は $\tau_1 = \tau_2$ の場合である。 $L/L_{wo} < 1$ では、SFG 変換効率が低い (SF 光パルスピークパワー $P_{SF} < P_{10}$) 場合は $\tau_{SF} \approx \tau_2/\sqrt{2}$ である。 $L/L_{wo} < 1$ でも変換効率が高くなる ($P_{SF} > P_{10}$) と SF 光波形が変形し、 τ_{SF} は拡大する。 $L/L_{wo} > 1$ では τ_{SF} はウォークオフのために L の増加につれて次第に拡大する。(b) は $\tau_1 \gg \tau_2$ の場合であり、信号光を短光パルスで光サンプリングする場合に相当する。 $L/L_{wo} < 1$ では変換効率が低い場合に $\tau_{SF} \approx \tau_2$ となることが (a) と異なる。しかし $L/L_{wo} > 1$ では (a) と同様に τ_{SF} は拡大する。このように、 τ_{SF} は図 2.4 に示した SHG での SH 光パルス幅 τ_{SH} に似た L 依存性を示す。

図 2.11 は $\tau_1 = \tau_2$ の場合の P_{SF} の L 依存性である。 $L/L_{wo} < 1$ では P_{SF} は L の増加に

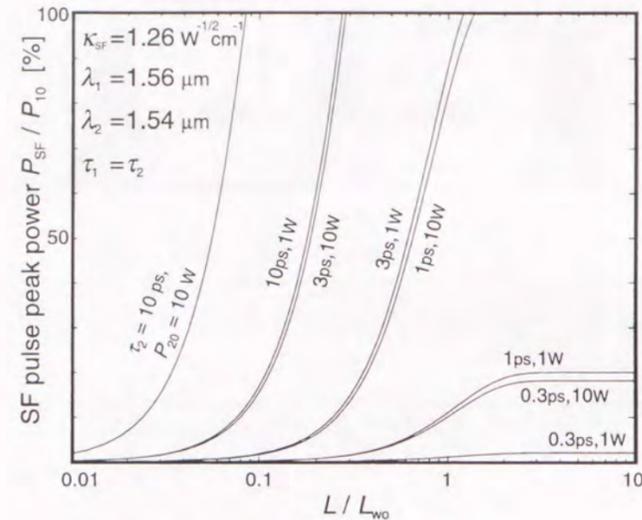


図 2.11 SF 光パルスピークパワーのデバイス長依存性 ($\tau_1 = \tau_2$)

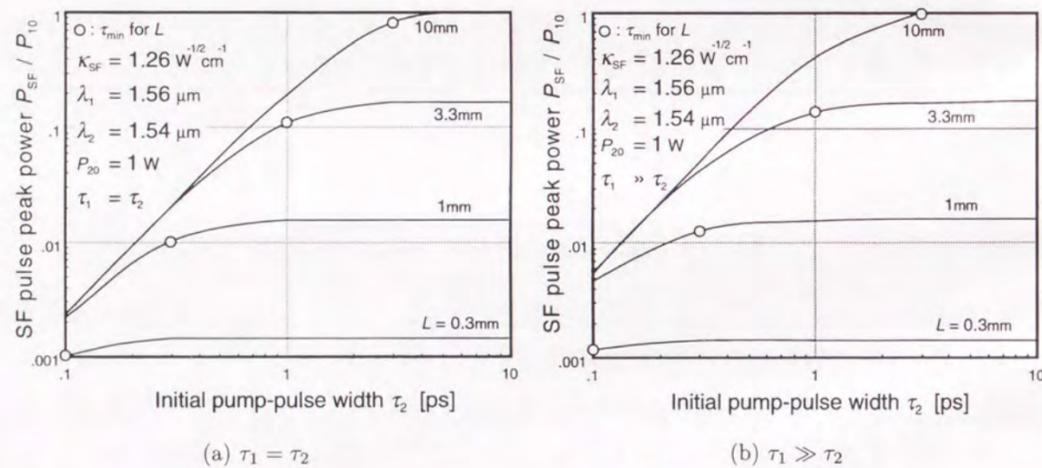


図 2.12 SF 光パルスピークパワーの励起光パルス幅依存性

に伴い増大するが、 $L/L_{w0} > 1$ ではウォークオフのため P_{SF} の増加は飽和する。この傾向は $\tau_1 \gg \tau_2$ の場合も同様である。このように、パルス SFG では L を L_{w0} 以上としてもウォークオフのため変換効率はほとんど改善できない。

図 2.12 には P_{SF} の入力励起光パルス幅 τ_2 に対する依存性を示す。(a) は $\tau_1 = \tau_2$ 、(b) は

$\tau_1 \gg \tau_2$ の場合である。○点は次式で定義する各 L についての許容最小パルス幅 τ_{w0} である。

$$\tau_{w0} = L(\beta'_3 - \beta'_i) \quad i = \begin{cases} 1 & (\omega_1 < \omega_2) \\ 2 & (\omega_1 > \omega_2) \end{cases} \quad (2.19)$$

(a)、(b)ともに $\tau_2 > \tau_{w0}$ では P_{SF} は τ_2 にほぼ無依存で、 L を長くすると増大する。 $\tau_2 > 3\tau_{w0}$ ($L < L_{w0}/3$ と等価)では、連続 (CW) 動作 ($\tau_2 = \infty$) と同程度の P_{SF} が得られる。しかし $\tau_2 < \tau_{w0}$ では、 P_{SF} は τ_2 の減少に伴い大きく減衰し、 L を拡大しても P_{SF} はほとんど増加しない。また、(a)より(b)の方が $\tau_1 < \tau_{w0}$ での P_3 の減衰が緩やかであり、短パルス化の影響は小さくなる。

以上の結果から、超高速光信号処理用 SFG デバイスでは、 $L \approx L_{w0}$ するのが最適となる。また、 $L < L_{w0}/3$ とすれば、パルス動作に起因する SFG 効率の低下は小さくなり、CW 動作に近い SF 光パワーが得られることが明らかとなった*1。

2.4 差周波発生

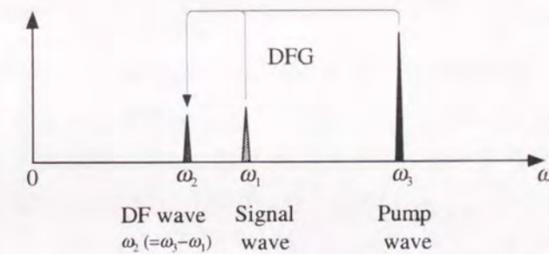


図 2.13 DFG における周波数スペクトル

図 2.13 に示すように、角周波数 ω_1 の信号光 (波長 λ_1) と $\omega_3 (> \omega_1)$ の励起光 (λ_3) を混合して、2 光波の差の周波数 $\omega_2 (= \omega_3 - \omega_1)$ を持つ差周波 (DF) 光を発生する QPM 差周波発生 (DFG) (17,18) を考える。この DFG では、 $\omega_3 \approx 2\omega_1$ とすれば $\omega_2 \approx \omega_1$ の DF 光が得られ、同一波長域内での波長変換を行うことができる。このため DFG デバイスは、近年検討されている波長分割多重 (WDM) 方式における波長変換素子などに利用できる。信号光、DF 光、励起光の複素振幅は、それぞれ式 (2.14)~(2.17) と同様のモード結合方程式を満たす。この DFG における結合係数 κ_{DF} と SFG における結合係数 κ_{SF} とは、 $\kappa_{DF} = (\omega_2/\omega_3)\kappa_{SF}$ の関係を持ち、特に $\omega_3 \approx 2\omega_1$ の条件では $\kappa_{DF} \approx \kappa_{SF}/2$ となる。このとき、信号光と DF 光との群速度差は小さくなるが、この 2 光波と励起光の間にはウォークオフが生じる。こ

*1CW 動作近似での解析は第 3 章で述べている

のため、信号光パルス幅 τ_1 が励起光パルス幅 τ_3 と近いときは、図 2.14 に示すように伝搬距離を長くすると励起光と信号光との重なりが失われ、DF 光の増大は飽和する。以下の解析は全て $\omega_3 \approx 2\omega_1$ の条件下で行っている。

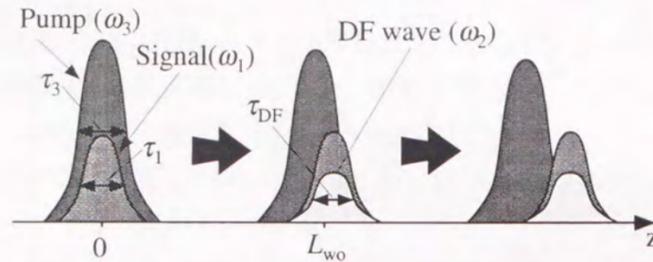


図 2.14 DFG におけるパルス伝搬およびウォークオフ ($\omega_3 \approx 2\omega_1, \tau_1 \approx \tau_3$)

信号光、励起光のパルスピークパワーおよびパルス幅をそれぞれ P_{10} 、 P_{30} 、 τ_1 、 τ_3 で表し、ともに sech^2 型パルスと仮定した。ウォークオフ距離 L_{wo} は

$$L_{wo} = \frac{\tau_{\min}}{\beta'_3 - \beta'_i} \quad \tau_{\min} = \begin{cases} \tau_1 & (\tau_1 \leq \tau_3) \\ \tau_3 & (\tau_1 > \tau_3) \end{cases} \quad i = \begin{cases} 1 & (\omega_1 < \omega_2) \\ 2 & (\omega_1 > \omega_2) \end{cases} \quad (2.20)$$

で定義した。パルス中心周波数に対して QPM-DFG が成立している場合について、これまでと同様に BPM 解析を行った。

図 2.15 に $\tau_1 = \tau_3$ の条件での出力 DF 光パルス幅 τ_{DF} の L 依存性を示す。 $L/L_{wo} \ll 1$ では $\tau_{DF} \approx \tau_3/\sqrt{2}$ である。 $L/L_{wo} \leq 1$ では、 P_{10} を強くしたり τ_3 を拡大すると DFG 変換効率が高くなるために信号光パルス波形が変形し、 τ_{DF} は変化する。 $L/L_{wo} > 1$ では L を長くするとはじめはウォークオフのため τ_{DF} は拡大するが、やがて信号光-励起光間のモードの重なりが失われるために飽和する。励起光にパルスでなく連続 (CW) 光を用いる場合は、 $\omega_1 \approx \omega_2$ では信号光と DF 光とのウォークオフは小さいため、 L によらず $\tau_{DF} \approx \tau_2$ の DF 光パルスが得られる。

図 2.16 は $\tau_1 = \tau_3$ での DF 光パルスピークパワー P_{DF} の L 依存性である。 $L/L_{wo} < 1$ では P_{DF} は L の増加に伴い増大するが、 $L/L_{wo} > 1$ ではウォークオフのため飽和する。この傾向は図 2.11 で示した SF 光と近い。励起光が CW 光の場合は信号光と DF 光とのウォークオフの影響が小さいため $L/L_{wo} > 1$ でも L の増加で P_{DF} を改善できる。

図 2.17 は $\tau_1 = \tau_3$ での P_{DF} の入力励起光パルス幅 τ_3 に対する依存性である。○点は式 (2.19) と同様に計算される L に対する許容最小パルス幅 τ_{wo} である。 $\tau_3 > \tau_{wo}$ では、 P_{DF} は τ_3 によらずほぼ一定であり L の増加により増大する。しかし $\tau_3 < \tau_{wo}$ では、 P_{DF} は τ_3 の減少に伴い大きく減衰し、 L を増加しても P_{DF} を増大することができない。

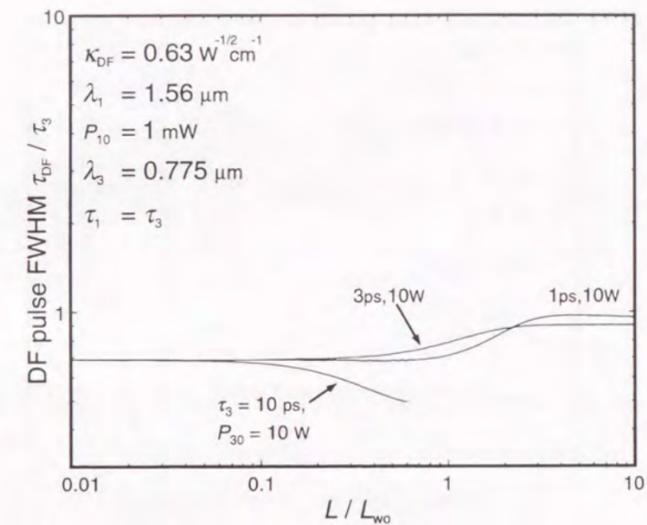


図 2.15 DF 光パルス幅のデバイス長依存性 ($\tau_1 = \tau_3$)

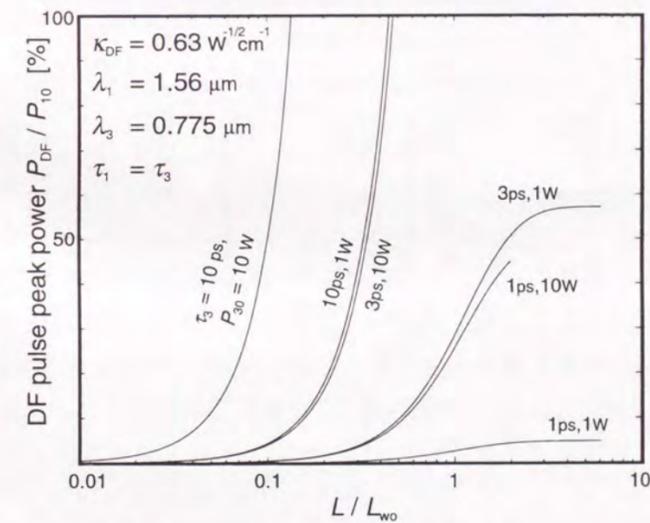


図 2.16 DF 光パルスピークパワーのデバイス長依存性 ($\tau_1 = \tau_3$)

CW 励起光とパルス信号光を用いるパルス DFG では、 L を伸ばすことで高効率動作が実現できる。しかしパルス励起光を用いてパルス信号光を制御する DFG 型光スイッチを実現するためには、SHG や SFG の場合と同様に光波間ウォークオフの影響が顕著とならない $L = L_{wo}$ が最適デバイス長となる。

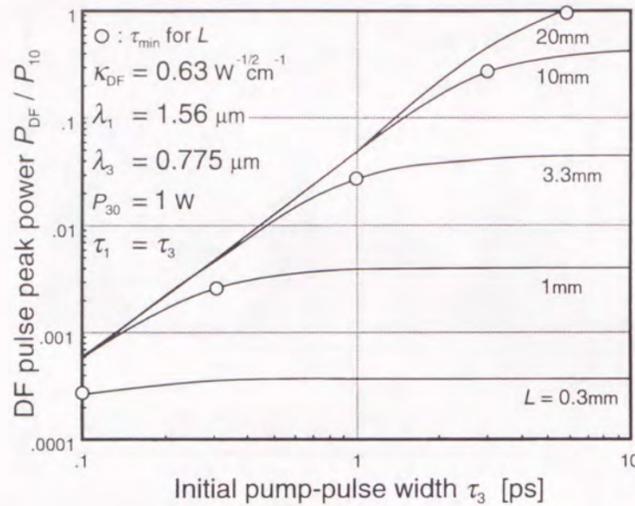


図 2.17 DF 光パルスピークパワーの励起光パルス幅依存性 ($\tau_1 = \tau_3$)

2.5 カスケード第2高調波発生/差周波発生

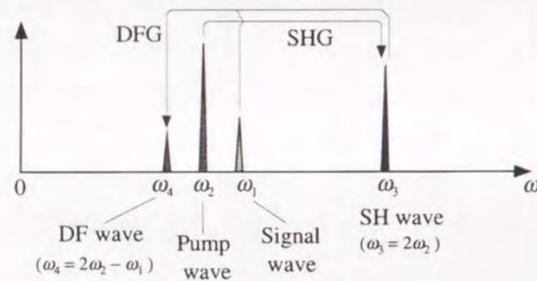


図 2.18 カスケード SHG/DFG における周波数スペクトル

角周波数 ω_2 の光波に対して QPM-SHG 条件を満たす構造中に、 ω_2 の励起光 (波長 λ_2) と $\omega_1 (\approx \omega_2, \neq \omega_2)$ の信号光 (λ_1) を入力すると、図 2.18 に示すように ω_2 を $2\omega_2 (= \omega_3)$ の SH 光に変換する SHG と、 $2\omega_2 - \omega_1 (= \omega_4)$ の DF 光を発生する DFG が同時に実現できる。このカスケード SHG/DFG は、 $\omega_1 \approx \omega_2$ とすれば $\omega_4 \approx \omega_2$ となり全入出力光が同一波長帯内にある波長変換が可能であり、また励起光による DF 光の光スイッチングが実現できるという特徴を持ち、最近多くの報告例がある^(32-35, 37-40, 51, 52)。信号光、励起光、SH 光、DF

光の複素振幅 $A_1(t, z) \sim A_4(t, z)$ が満たすモード結合方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_1' \frac{\partial A_1}{\partial t} - j \frac{\beta_1''}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = -j \frac{\omega_1}{\omega_4} \kappa_{DF} A_3 A_4^* e^{-j2\Delta_{DF}z} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_2' \frac{\partial A_2}{\partial t} - j \frac{\beta_2''}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = -j \kappa_{SH}^* A_2^* A_3 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + \beta_3' \frac{\partial A_3}{\partial t} - j \frac{\beta_3''}{2} \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2} = -j \kappa_{SH} \{A_2\}^2 - j \frac{\omega_3}{\omega_4} \kappa_{DF}^* A_1 A_4 e^{j2\Delta_{DF}z} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial A_4}{\partial z} + \beta_4' \frac{\partial A_4}{\partial t} - j \frac{\beta_4''}{2} \frac{\partial^2 A_4}{\partial t^2} = -j \kappa_{DF} A_2 A_3^* e^{-j2\Delta_{DF}z} \quad (2.24)$$

$$2\Delta_{DF} = 2\beta_2 - \beta_1 - \beta_4 \quad (2.25)$$

κ_{SH} は SHG 結合係数、 κ_{DF} は DFG 結合係数であり $\omega_1 \approx \omega_2$ では $\kappa_{SH} \approx \kappa_{DF}$ となる。 β_i は各光波の伝搬定数である。 Δ_{DF} は、QPM-SHG 条件 ($\beta_3 - 2\beta_2 - 2\pi/\Lambda = 0$) が満足されたときの QPM-DFG からのずれを表す。式 (2.25) をベクトルダイアグラムを用いて表すと図 2.19 のようになる。 $\omega_1 \approx \omega_2$ とすれば $\omega_4 \approx \omega_1$ となり、 $|\Delta_{DF}L| \ll 1$ とできる。このと

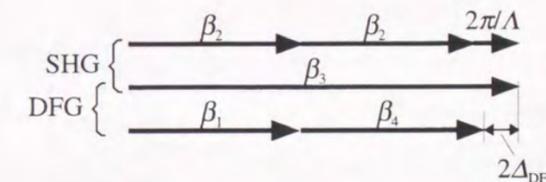


図 2.19 カスケード SHG/DFG における擬似位相整合

き、信号光、励起光および DF 光の間の群速度差は小さく、これら 3 光波と SH 光との間のウォークオフのみが顕著となる。この結果、図 2.20 に示すように伝搬距離を長くすると SH 光はパルス幅が拡大するが、DF 光は拡大せずパワーが増大する。以下の解析では全て $\omega_1 \approx \omega_2$ とした。

信号光、励起光のパルスピークパワーおよびパルス幅をそれぞれ P_{10} 、 P_{20} 、 τ_1 、 τ_2 で表し、ともに sech^2 型パルスを仮定した。 L_{wo} は

$$L_{wo} = \frac{\tau_{\min}}{\beta_3' - \beta_1'} \quad \tau_{\min} = \begin{cases} \tau_1 & (\tau_1 \leq \tau_2) \\ \tau_2 & (\tau_1 > \tau_2) \end{cases} \quad i = \begin{cases} 1 & (\omega_1 < \omega_2 < \omega_4) \\ 4 & (\omega_1 > \omega_2 > \omega_4) \end{cases} \quad (2.26)$$

で定義し、カスケード SHG/DFG のパルス波長変換特性を BPM 解析した。

図 2.21 に $\tau_1 = \tau_2$ での出力 DF 光パルス幅 τ_{DF} の L 依存性を示す。 $L/L_{wo} \ll 1$ では $\tau_{DF} \approx \tau_2/\sqrt{3}$ である。 L の増加により τ_{DF} は僅かに変化するがその変動幅は狭く、変換効

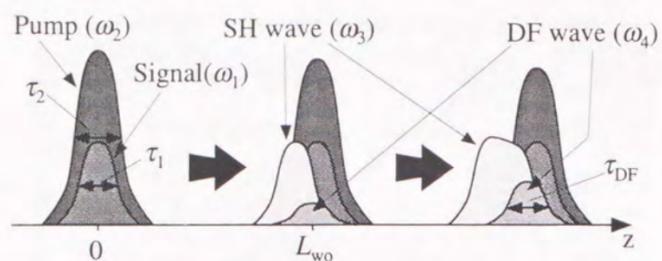


図 2.20 カスケード SHG/DFG におけるパルス伝搬およびウォークオフ ($\omega_1 \approx \omega_2, \tau_1 \approx \tau_2$)

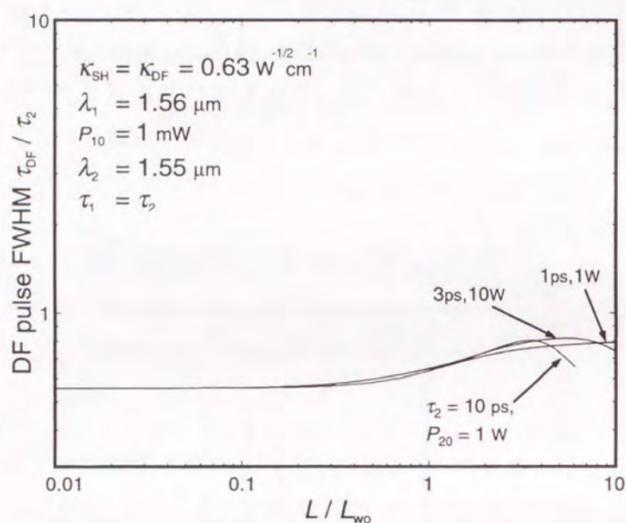


図 2.21 DF 光パルス幅のデバイス長依存性 ($\tau_1 = \tau_2$)

率上昇による波形の大幅な変化が生じない範囲では $\tau_{DF} \approx \tau_1$ となる。励起光にパルスでなく CW 光を用いると、 $\omega_1 \approx \omega_4$ であるため L によらず $\tau_{DF} \approx \tau_1$ とある。

図 2.22 は、 $\tau_1 = \tau_2$ での DF 光パルスピークパワー P_{DF} の L 依存性である。 P_{DF} は L の増加に伴い増大する。このとき、 $P_{DF} < P_{10}$ であれば DF 光は入力信号光に近い波形を持つ。カスケード SHG/DFG では非線形光学効果を 2 回用いるため、図 2.16 に示した DFG の場合に比べ $L/L_{w0} < 1$ での P_{DF} は低くなる。しかし DFG と異なり、 $L/L_{w0} > 1$ でも信号光、励起光および DF 光の間のウォークオフが小さいため、 L を伸ばすことで P_{DF} を増大できる。このため、同一パワーの励起光パルスを用い、ある導波型非線形光学デバイスを DFG デバイスとして用いる場合とカスケード SHG/DFG デバイスとして用いる場合を比較すると、 $L/L_{w0} > 1$ の場合はカスケード SHG/DFG の方が DFG より高い入出力光変

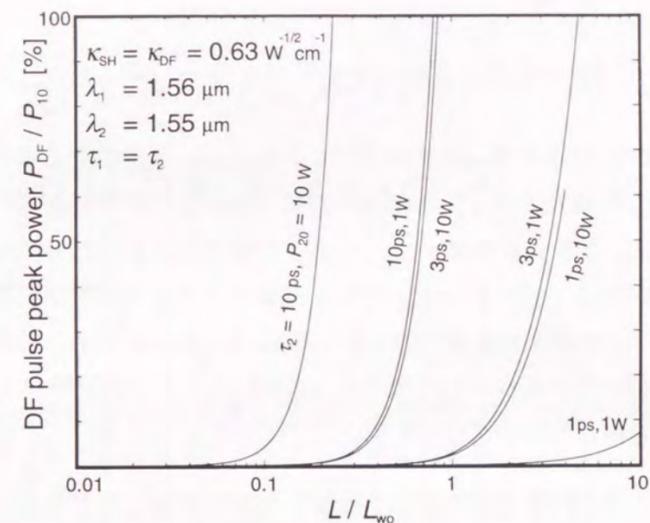


図 2.22 DF 光パルスピークパワーのデバイス長依存性 ($\tau_1 = \tau_2$)

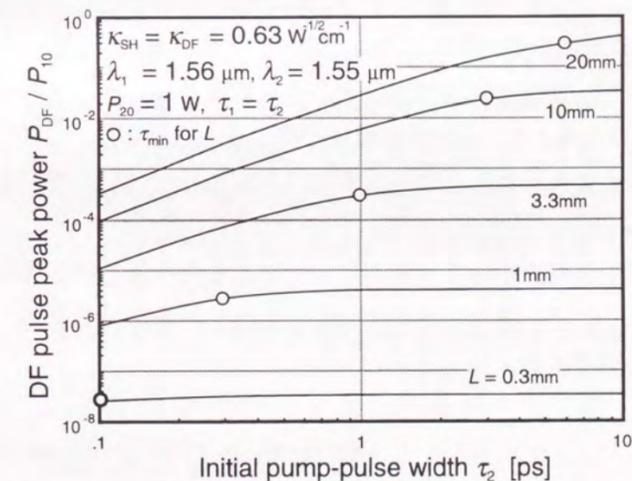


図 2.23 DF 光パルスピークパワーの励起光パルス幅依存性 ($\tau_1 = \tau_2$)

換効率を実現することも可能である。

図 2.23 は $\tau_1 = \tau_2$ での P_{DF} の入力励起光パルス幅 τ_2 依存性である。○点は次式で定義す

る許容最小パルス幅 τ_{wo} である。

$$\tau_{wo} = L(\beta'_3 - \beta'_1) \quad i = \begin{cases} 1 & (\omega_1 < \omega_2 < \omega_4) \\ 4 & (\omega_1 > \omega_2 > \omega_4) \end{cases} \quad (2.27)$$

$\tau_2 > \tau_{wo}$ では P_{DF} は τ_2 によらず一定であり、 L を伸ばすことで増大できる。 $\tau_2 < \tau_{wo}$ では τ_2 を狭くすると P_{DF} は減衰するが、SHG や SFG、DFG と比較するとその減衰は緩やかである。また、 $\tau_2 < \tau_{wo}$ でも L を伸ばすことで P_{DF} を増大できることがわかる。

カスケード SHG/DFG では、 $L > L_{wo}$ でも L を伸ばすことで出力 DF 光のパルス幅を拡大させずにそのパワーを増大できる。カスケード SHG/DFG は入出力光が同一波長帯内にある波長変換動作が可能であり、長尺デバイスを用いることで高効率パルス波長変換が可能であることから超高速光信号処理に有用な方式であると言える。

2.6 結言

本章では、LiNbO₃ 導波型非線形光学デバイスでの SHG、SFG、DFG およびカスケード SHG/DFG について、ビーム伝搬法を用いて伝搬に伴うパルス波形の変化を計算し、パルス幅の変化や出力光パワーの伝搬距離依存性など種々のパルス波長変換特性を解析した。超高速光信号処理用の SHG、SFG および DFG デバイスの長さは、入力光のパルス幅および群速度とにより定まるウォークオフ長程度が最適であることを示した。カスケード SHG/DFG デバイスでは、デバイス長尺化により高効率なパルス波長変換が実現できることを明らかにした。

いずれの非線形光学過程においても短パルス化による効率低下は不可避である。しかし本検討結果を用いることで、種々の超高速光信号処理用非線形光学デバイスの特性予測や最適設計を行うことができる。

第3章 光サンプリング用 和周波発生デバイス

3.1 緒言

光通信の高速・大容量化は急速に進みつつあり、研究レベルでは時分割多重で 100Gbit/s を越える例も報告されている^(4,6)。このような超高速光通信システムの開発や品質評価には超高速光信号の波形を高い時間分解能で観測できる測定装置が必要となる。しかしフォトダイオード等の光検出器とオシロスコープとによる電子デバイスを用いた方法ではこのような超高速領域の信号に追従することは困難である。光サンプリングはこのような超高速の繰り返し光信号波形を観測する方法として極めて有効な手段である。

本章では導波型非線形光学デバイスの超高速光信号処理への応用例として、光サンプリング用導波型擬位相整合 (QPM) 和周波発生 (SFG) デバイスを検討する。まず導波型 QPM-SFG デバイスを用いた光サンプリングの原理および特徴を示し、さらに理論解析をおこない、期待できる時間分解能や効率、消光比等を明らかにする。検討にもとづき導波型 QPM-SFG デバイスを設計し、電圧印加法とプロトン交換・アニール法により周期十数 μm の分極反転グレーティングと幅数 μm のチャネル光導波路を備えたデバイスを作製する。このデバイスとピコ秒オーダーの超短光パルスを用いて光サンプリング実験を行う。得られた結果をもとに光サンプリング用導波型 QPM-SFG デバイスの有用性を示す。

3.2 既存の光サンプリング方式

光サンプリングは低繰り返し超短光パルス列を用いて高速繰り返しの光信号波形観測を可能とする超高速光波形観測技術である。図 3.1 にその原理を示す。観測対象とする繰り返し周波数 nf_0 (n : 整数) の周期的信号光に対して、サンプリング用超短光パルス列の繰り返しを $f_s = f_0 - \Delta f$ ($\Delta f \ll f_0$) に設定し、信号光とサンプリングパルス列を光サンプリング用デバイスに入力する。光サンプリング用デバイスには、信号光パワーに比例するパワーを持つ出力光が得られる素子を用いる。

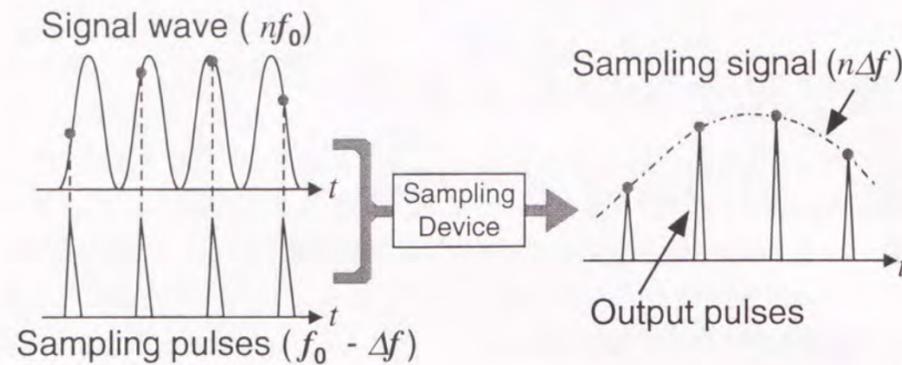


図 3.1 光サンプリングの原理

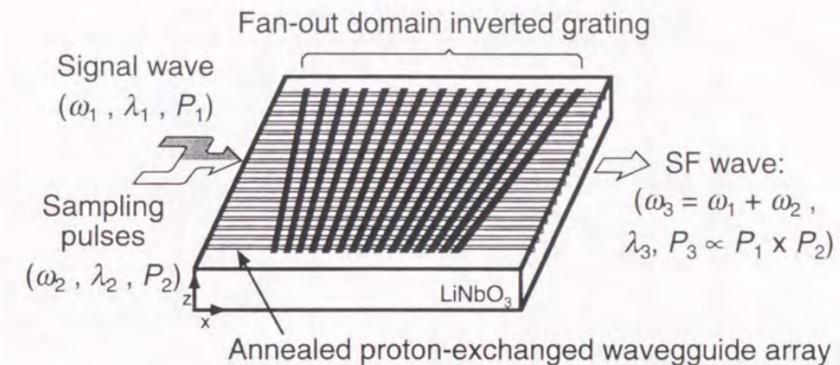
信号光に重なるサンプリングパルスの位置は、それぞれの繰り返し周波数がわずかに異なることから自動的に掃引され、 $n\Delta f$ の繰り返しを持つ出力光が得られる。この出力光を適当な時定数を持つ光検出器を用いて観測することで、サンプリングパルス幅と同程度の時間分解能で信号光波形を光サンプリングしたサンプリング信号が得られる。

光サンプリング用デバイスとしては、長さ100mの光ファイバーによる非線形光学ループミラー⁽⁵³⁾や四光波混合用のInGaAsPバルク結晶⁽⁵⁴⁾といった素子も提案されているが、多くはバルク型のSFG用非線形光学結晶を用いていた。これまでにLiIO₃結晶を用いた例⁽⁵⁵⁾が報告されているほか、KTiOPO₄やAANP結晶を用いたサブピコ秒の時間分解能を持つ光サンプリングが報告されている⁽⁵⁶⁻⁵⁹⁾。しかしバルク結晶を用いているため高効率動作は困難であり、そのSFG変換効率はたかだか $4 \times 10^{-2}\%$ /W⁽⁵⁹⁾であった。

導波型QPM-SFGデバイスは小型で高効率な波長変換が可能であり、これを用いることで従来なかった小型で高効率な光サンプリング用デバイスの実現が期待できる。本章では超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスの一つとして、光サンプリング用LiNbO₃導波型QPM-SFGデバイスを提案・検討する。

3.3 デバイスの動作原理および特徴

図3.2に光サンプリング用LiNbO₃導波型QPM-SFGデバイスの構成を示す。デバイスはZ板LiNbO₃上に形成したチャンネル光導波路アレイと扇形のQPM用分極反転グレーティングから成る。相互作用長が数mmのデバイスでSFG擬似位相整合を実現するには、分極反転グレーティング周期 Λ をnmオーダーで制御する必要がある。しかし Λ の決定に用いる各光波の実効屈折率は正確な予測が難しいこと、及びグレーティング作製時の作製誤差等

図 3.2 光サンプリング用LiNbO₃導波路擬似位相整合和周波発生デバイスの構成

から位相不整合を完全に除去することは困難である。この残留位相不整合を補償するため図3.2に示すような扇形の分極反転構造⁽⁶⁰⁾を用いた。この構造では各チャンネルにおけるグレーティングの周期が僅かずつ異なるため、適切なチャンネルの選択により残留位相不整合を補償したQPMを達成できるほか、一つのデバイスで広い波長帯の信号光のサンプリングが実現できる。

観測対象とする周期的な信号光(角周波数 ω_1 、波長 λ_1 、パワー P_1)とサンプリング光パルス(ω_2 、 λ_2 、 P_2)とを位相整合可能なチャンネルにTM-likeモードで励振すると、これらの光の周波数の和の周波数($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$)を持つ和周波(SF)光(λ_3 、 P_3)が得られる。信号光およびサンプリング光パルスとともに波長1.5 μm 帯の光を用いると、SF光波長 λ_3 は約0.75 μm となる。SFGによる2入力光パワーの減衰が無視できる場合、SF光パワー P_3 は2入力光パワーの積に比例($P_3 \propto P_1 P_2$)する。光導波路を用いているため従来のバルク結晶を用いた場合に比較してSFG効率の大幅な改善が期待できる。

3.4 特性解析およびデバイス設計

3.4.1 擬似位相整合条件

第2.3節のパルスSFG特性解析において、式(2.18)で定まるウォークオフ長 L_{wo} に対してSFGデバイスの長さを $L < L_{wo}/3$ とすれば、各光波間のウォークオフ効果は小さく、発生するSF光パルスは連続動作の場合のSF光パワーと同程度のパルスピークパワーを持つことを示した。例えばパルス幅 $\tau_2 = 25\text{ps}$ のサンプリング光パルスを用いる場合、 $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1.55\mu\text{m}$ 、 $\lambda_3 \approx 0.775\mu\text{m}$ では $L_{wo} = 83\text{mm}$ である。したがって $L < 25\text{mm}$ のデバイスでは連続動作近

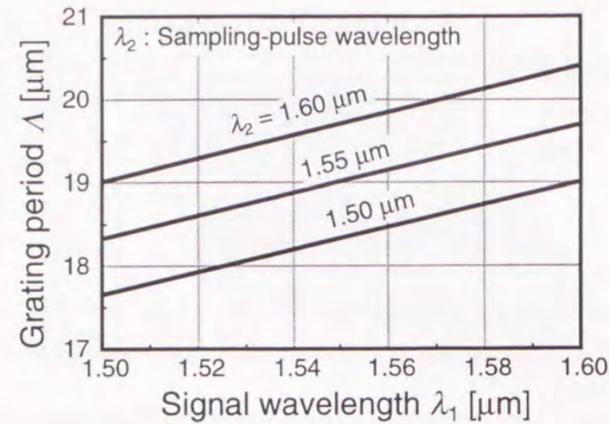


図 3.3 和周波発生デバイス用分極反転周期の入力光波長依存性

似て SFG 特性を評価できる。

SFG デバイスに連続光を入力したときの SF 光パワー P_3 は、2 入力光パワー P_1 および P_2 の SFG による減衰が無視できる場合は近似的に次の式で表すことができる。

$$P_3 = \kappa_{\text{SF}}^2 P_1 P_2 L^2 \left[\frac{\sin(\Delta_{\text{SF}} L)}{\Delta_{\text{SF}} L} \right]^2 \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} 2\Delta_{\text{SF}} &= \beta_3 - \beta_1 - \beta_2 - \frac{2\pi}{\Lambda} \\ &= 2\pi \left(\frac{N_3}{\lambda_3} - \frac{N_1}{\lambda_1} - \frac{N_2}{\lambda_2} - \frac{1}{\Lambda} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

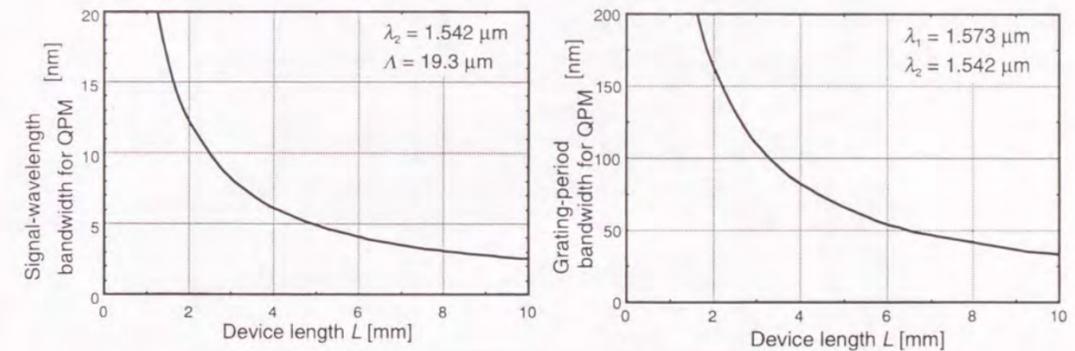
Δ_{SF} は SFG 位相不整合からのずれを表す。式 (3.1) は、式 (2.14)~(2.16) から時間依存項を取り除き、 $\partial A_1/\partial z = \partial A_2/\partial z = 0$ とすることで導出できる。 N_1, N_2, N_3 はそれぞれ $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ の光波の導波モード実効屈折率である。

高効率な SFG を実現するためには $\Delta_{\text{SF}}=0$ とする Λ を定める必要がある。図 3.3 に $\Delta_{\text{SF}}=0$ とする Λ の λ_1, λ_2 依存性を示す。実効屈折率は以下のセルマイヤー方程式⁽⁶¹⁾より計算できるバルク LiNbO₃ 結晶の波長 λ [nm] での異常光屈折率 $n_e(24.5^\circ\text{C})$ で近似した。

$$n_e^2 = 4.582 + \frac{99210}{\lambda^2 - 210.9^2} - 2.194 \times 10^{-8} \lambda^2 \quad (3.3)$$

信号光、サンプリングパルスともに $1.5\mu\text{m}$ 帯光のとき $\Lambda \approx 18\mu\text{m}$ の分極反転グレーティングが必要となる。

信号光波長 λ_1 が変化したり分極反転周期 Λ に作製誤差が存在すると QPM 条件 ($\Delta_{\text{SF}}=0$) が満足されず SFG 効率は低下する。図 3.4(a) に $\lambda_2=1.543\mu\text{m}$ 、 $\Lambda=19.3\mu\text{m}$ の場合の SFG



(a) 信号光波長受容幅

(b) 分極反転周期誤差受容幅

図 3.4 信号光波長および分極反転周期受容幅のデバイス長依存性

効率の λ_1 に対する依存性曲線の半値全幅 (信号光波長受容幅) の L 依存性を示す。 L が長くなると受容幅は急激に狭くなる。 $L=5\text{mm}$ での受容幅は 4.9nm である。図 3.4(b) は $\lambda_1=1.572\mu\text{m}$ 、 $\lambda_2=1.543\mu\text{m}$ での SFG 効率の Λ に対する依存性曲線の半値全幅 (分極反転周期誤差受容幅) の L 依存性である。 L が長くなると受容幅は急激に狭くなる。 $L=5\text{mm}$ での受容幅は 66nm であり Λ の 1% 以下となる。したがって高効率 SFG 実現のためには nm オーダの精度で分極反転グレーティングを作製する必要がある。

3.4.2 規格化変換効率

SFG 結合係数 κ_{SF} は、各導波光の横モードプロファイルと導波光実効屈折率、導波路材料の非線形光学係数等を用いて計算できる。2 入力光および SF 光のモードプロファイルはチャネル光導波路の形成方法により異なるが、ここでは簡単化のためガウス関数で近似する。また、2 入力光のモードプロファイルは等しいとする。分極反転構造は反転部幅: 非反転部幅=1:1 で反転深さが導波路深さに比べて十分深い理想的な構造を持つとする。このような条件下では κ_{SF} は次のように表すことができる。

$$\kappa_{\text{SF}}^2 = \frac{(16\omega_3)^2}{\pi^3} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{d_{33}^2}{N_1 N_2 N_3} \frac{W_{y3}}{W_{y1}^2 + 2W_{y3}^2} \frac{W_{z3}}{W_{z1}^2 + 2W_{z3}^2} \quad (3.4)$$

W_{y1}, W_{z1} は 2 入力光モード分布の導波路幅方向、深さ方向の強度 $1/e^2$ 全幅、 W_{y3}, W_{z3} は SF 光の $1/e^2$ 全幅で、ガウス型パルスでは (強度 $1/e^2$ 全幅)/(強度 FWHM) ≈ 1.7 である。 d_{33} は LiNbO₃ の 2 次非線形光学係数である。2 入力光 ($1.5\mu\text{m}$ 帯光) の FWHM モードサイズを $7.2 \times 6.3\mu\text{m}^2$ 、SF 光 ($0.8\mu\text{m}$ 帯光) の FWHM モードサイズを $2.4 \times 1.8\mu\text{m}^2$ とすれば、

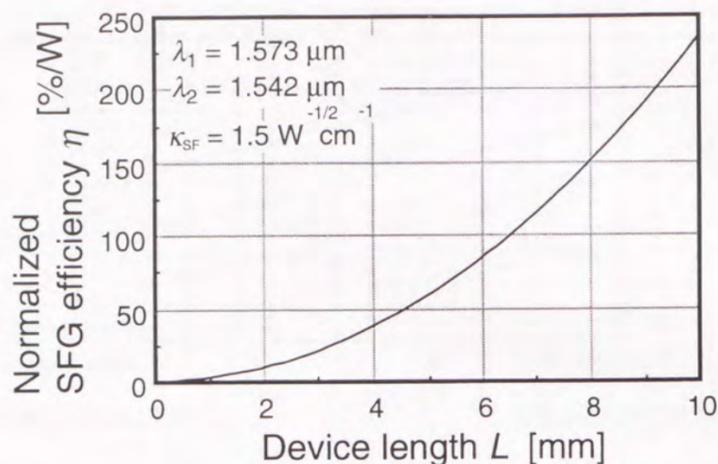
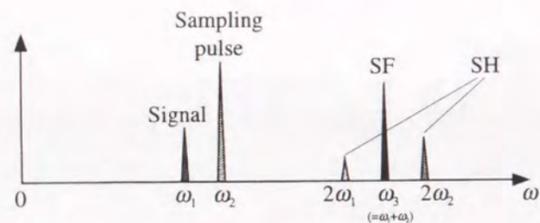


図 3.5 規格化 SFG 変換効率のデバイス長依存性

$d_{33}=47\text{pm/V}^{(62)}$ のとき $\kappa_{\text{SF}}=1.5\text{W}^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ となる。図 3.5 に QPM 条件が満たされたときの規格化 SFG 変換効率 $\eta = P_3/(P_1P_2) = \kappa_{\text{SF}}^2 L^2$ の L 依存性を示す。 $L=5\text{mm}$ とすれば 50%/W 以上、 $L=10\text{mm}$ では 200%/W 以上の高効率光サンプリングが期待できる。

3.4.3 消光比

図 3.6 和周波光および第 2 高調波光の周波数スペクトル ($\omega_1 \approx \omega_2$)

SFG で $\omega_1 \approx \omega_2$ とすると、2 入力光の SF 光が得られるだけでなく図 3.6 のように 2 入力光のそれぞれについて弱い第 2 高調波 (SH) 光が生じる。これらの SH 光は、図 3.7 に示すように光検出器により時間平均されてサンプリング信号と同時に検出されるため、光サンプリングでは不要の背景光として光信号波形観測の SN 比を低下させる。2 入力光それぞれの SH 光パワーを P_{11}, P_{22} で表す。SHG による入力光パワーの減衰が無視できる場合、 P_{11} は式 (2.9)、(2.10) より時間依存項を取り除いたモード結合方程式を解くことで、以下のよ

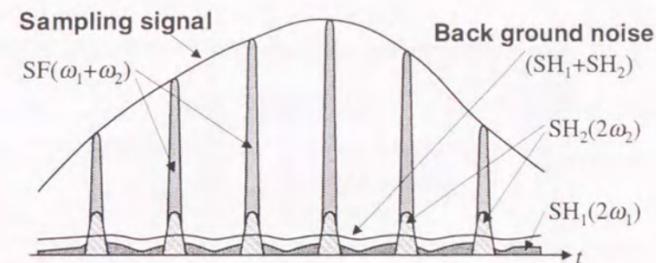


図 3.7 サンプリング信号および背景光

うに導出できる。

$$P_{11} = \kappa_{\text{SH1}}^2 P_1^2 L^2 \left[\frac{\sin(\Delta_{\text{SH1}} L)}{\Delta_{\text{SH1}} L} \right]^2 \quad (3.5)$$

κ_{SH1} は SHG 結合係数であり、 $\omega_1 \approx \omega_2$ では $\kappa_{\text{SH1}} \approx \kappa_{\text{SF}}/2$ である。 Δ_{SH1} は SHG 位相不整合量である。 P_{11} は $\Delta_{\text{SH1}} L$ に依存して振動する関数であり、その包絡線 P'_{11} は、

$$P'_{11} = \frac{\kappa_{\text{SH1}}^2 P_1^2}{\Delta_{\text{SH1}}^2} \quad (|\Delta_{\text{SH1}} L| > \frac{\pi}{2}) \quad (3.6)$$

で表される。 P_{22} についても同様に定義する。

ここで光サンプリングにおける消光比を $(P'_{11} + P'_{22})/P_3$ により定義する。この消光比は P_1, P_2 に依存するため、規格化消光比 R を、

$$R \equiv \frac{P'_{11} + P'_{22}}{P_3} \frac{2P_1P_2}{P_1^2 + P_2^2} \quad (3.7)$$

と定義する。 $\Delta_{\text{SF}} \approx 0$ のとき、

$$R \approx \frac{1}{2(\Delta_{\text{SH1}} L)^2} \quad (|\Delta_{\text{SH1}} L| > \frac{\pi}{2}) \quad (3.8)$$

である。図 3.8 に、計算した R のデバイス長 L 依存性を示す。 $\Delta\lambda = |\lambda_1 - \lambda_2|$ である。 R は L を長くすることで低減できる。これは、SHG の波長受容幅が図 3.4(a) に示した SFG と同様に L を長くすることで急激に狭くなるためであり、 L を長くすることで不要の SH 光を抑制できる。また、 R は $\Delta\lambda$ を大きくすることで容易に小さくできる。消光比は P_1/P_2 に依存し P_1/P_2 が 1 からずれると消光比は悪化する。例えば $L=5\text{mm}$ 、 $\Delta\lambda=34\text{nm}$ での背景光 (SH 光) パワーは $P_1/P_2 = 1, 0.1, 0.01$ のとき SF 光パワーに対してそれぞれ最大で 0.12%、0.62%、6.2% となる。またこの他にも、SF 光のみを透過して SH 光を遮断する波長フィルタを用い SH 光をカットすれば、消光比を容易に改善できる。

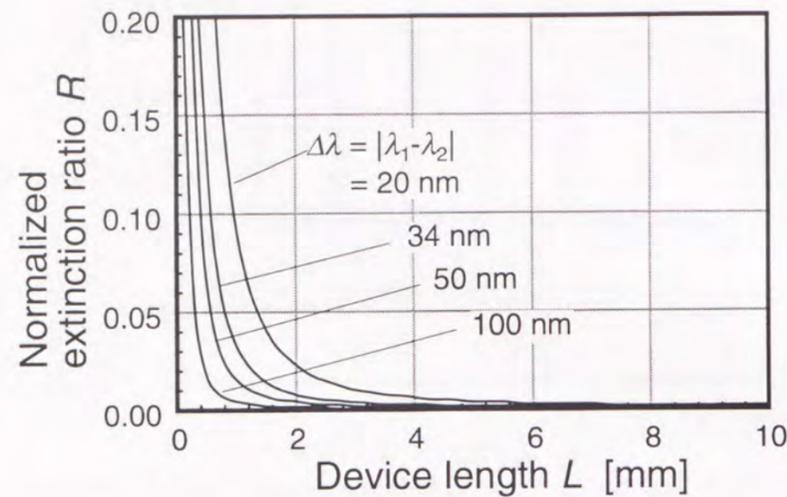


図 3.8 規格化消光比のデバイス長依存性

3.4.4 時間分解能

光サンプリングにおける時間分解能は主にサンプリング光パルス幅で制限される。パルス SFG で得られる SF 光パルス幅をサンプリング光パルス幅程度とするためにはデバイス長 L を最大で式 (2.18) ($i=2$ とする) で定まる L_{wo} 程度とすればよいことを第 2.3 節で示した。この条件をサンプリング光パルス幅 τ_2 と L との関係に書き換えると以下ようになる。

$$L(\beta'_3 - \beta'_2) < \tau_2 \quad (3.9)$$

一方、幅 τ_2 の sech^2 型パルス光には $\Delta f = 0.315/\tau_2$ の周波数拡がりがある。パルス中心周波数に対して QPM 条件が満足されてもそれ以外の周波数成分ではずれが生じるため SFG 効率は低下する。信号光周波数拡がりサンプリング光パルスのそれに比べて十分小さいとすると、サンプリング光パルスの $\omega_2 + \delta\omega_2$ 成分における位相不整合は式 (3.2) から以下のように表される。

$$2\Delta_{SF} \sim (\beta'_3 - \beta'_2)\delta\omega_2 \quad (3.10)$$

SFG 効率の半値全幅は式 (3.1) より $|\Delta_{SF}L| = 1.39$ であり、著しい効率低下を招かないための τ_2 に対する条件は近似的に

$$L(\beta'_3 - \beta'_2) < 1.44\tau_2 \quad (3.11)$$

で表される。式 (3.11) は式 (3.9) と同形であり、時間領域での解析結果と周波数領域での結果は一致する。

以上から式 (3.9) を満足する長さ L のデバイスと幅 τ_2 のサンプリング光パルスを用いれば、 τ_2 程度の時間分解能を持つ光サンプリングが実現できると言える。例えば $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1.55\mu\text{m}$ では、 $L=5\text{mm}$ とすると $\tau_2=1.5\text{ps}$ の分解能の光サンプリングが可能である。また、 $L=1\text{mm}$ とすれば $\tau_2=0.3\text{ps}$ の分解能の光サンプリングも可能となる。

3.5 デバイス作製

検討結果をもとに光サンプリング用 QPM-SFG デバイスを作製した。表 3.1 にデバイスの仕様を示す。 $\lambda_1 \sim 1.57\mu\text{m}$ 、 $\lambda_2 \sim 1.54\mu\text{m}$ (波長差 $\Delta\lambda \sim 30\text{nm}$) を仮定し、時間分解能約 1.5ps での動作が可能な $L=5\text{mm}$ とした。扇形分極反転グレーティングの最大周期 Λ_{max} 、最小周期 Λ_{min} は、図 3.3 に示した λ_1, λ_2 に対する擬位相整合条件とその実効屈折率の不確定さを考慮して決定した。 $L=5\text{mm}$ での分極反転周期誤差受容幅 $\delta\Lambda$ は図 3.4(b) より 66nm であり、チャンネル数 m は $(\Lambda_{\text{max}} - \Lambda_{\text{min}})/m < \delta\Lambda$ を満たすように 80 本とした⁽⁶⁰⁾。隣接チャンネル間隔は、導波光が隣接チャンネルに結合しないように $25\mu\text{m}$ とした。

表 3.1 デバイスの仕様

分極反転グレーティング		チャンネル導波路アレイ	
周期 Λ	16.0~18.7 μm	Al マスク開口幅	3.5 μm
相互作用長 L	5 mm	隣接チャンネル間隔	25 μm
面積	5 × 2mm ²	チャンネル数	80

3.5.1 分極反転グレーティング形成

分極反転グレーティングの形成には電圧印加法^(8,63)を用いた。図 3.9 に電圧印加による分極反転グレーティング作製装置の構成を示す。分極反転は LiNbO_3 結晶にその反転抗電界 E_z ($\sim 21\text{kV/mm}$) を越える z 方向電界を誘起することで作製する。電圧印加のための $+z$ 面側電極には図 3.9 に示すような結晶表面上に絶縁物であるレジストを用いて周期的パターンを作製した上にアルミ膜を蒸着して作製した波板状電極⁽⁸⁾を用いた。 $-z$ 面には金の同様電極を堆積した。両電極間に電圧 ($> E_z \times$ 結晶厚 0.15mm) を印加すると、波板状電極が結晶と直接接触している部分では強い電界が誘起されるがレジスト部分では電界強度が弱くなるため、予め作製したレジストパターンに応じた分極反転構造が形成できる。電圧印加法に基づく分極反転では電圧印加時間が長くなると反転構造が水平方向 (結晶の x お

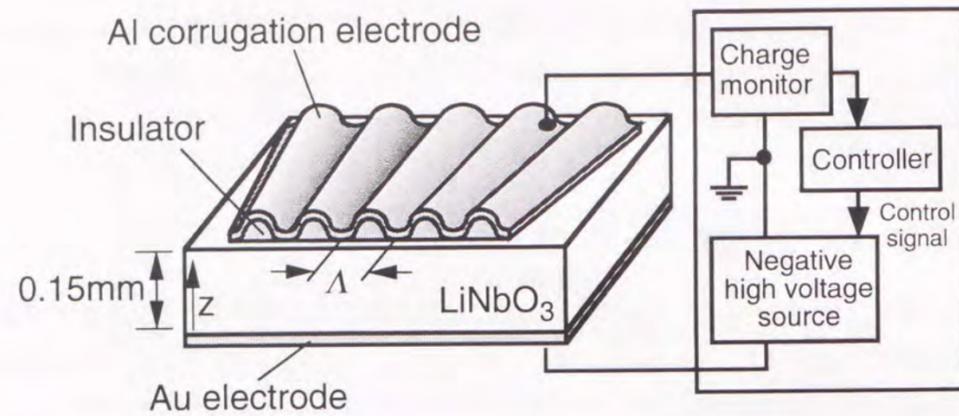


図 3.9 電圧印加による分極反転グレーティング作製装置

よび y 軸方向)にも広がる傾向がある。このため分極反転に必要な電荷量 (= 自発分極密度 $70\mu\text{C}/\text{cm}^2 \times 2 \times$ 反転面積 0.05cm^2) が流れると電圧印加を終了するように自動制御した。

LiNbO_3 の分極反転構造は光学顕微鏡などで直接観察することはできない。しかし LiNbO_3 はフッ酸と硝酸の混合液 ($\text{HF}:\text{HNO}_3=1:2$) に対して $+z$ 面と $-z$ 面で異なるエッチングレートを持つため、電圧印加した試料をエッチング処理することで分極反転構造を可視化し、その様子を評価した。

絶縁用レジスト厚 $\sim 0.7\mu\text{m}$ 、アルミ波板状電極厚 $0.4\mu\text{m}$ 、金電極厚 $0.1\mu\text{m}$ 、印加電圧 4kV 、(自動制御された電圧パルス印加時間 $\sim 0.4\text{ms}$) の条件で、相互作用長 5mm 全体にわたりほぼ均一な分極反転グレーティングが再現性よく作製できることがわかった。図 3.10 はエッチング処理した結晶表面の SEM 写真である。反転部幅 : 非反転部幅 = $1:1$ で均一な分極反転構造が得られていることがわかる。

3.5.2 チャネル光導波路作製

チャネル光導波路の形成には低損失で低温プロセスが可能なプロトン交換・アニール法^(64,65)を用いた。図 3.11 にその手順を示す。分極反転グレーティングを形成した試料の $+z$ 面に電子ビーム描画によりチャネル導波路のレジストパターンを作製し、アルミ真空蒸着膜 (厚さ $\sim 100\text{nm}$) を堆積、これをリフトオフすることで選択プロトン交換用のチャネル開口を持つマスクパターンを作製する。続いて 200°C に保った熔融安息香酸中で 90 分間プロトン交換を行う。アルミマスク除去後、 350°C の酸素雰囲気中で 4 時間のアニール処理を行う。最後に導波路入出力端を光学研磨してチャネル光導波路を完成する。

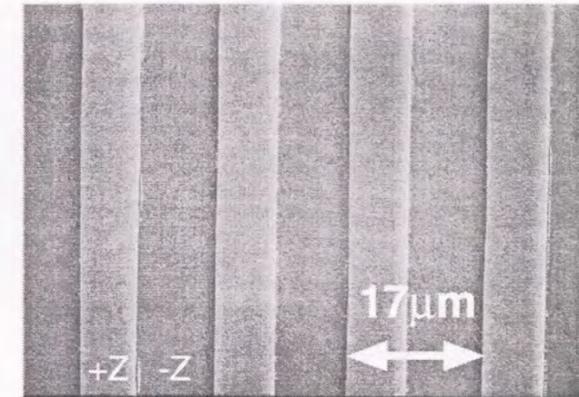


図 3.10 分極反転構造 (表面エッチング後)

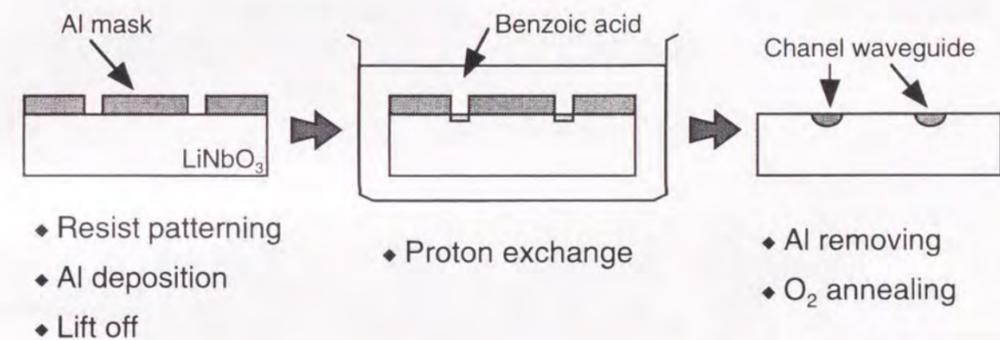


図 3.11 プロトン交換・アニール法によるチャネル光導波路作製手順

高効率な波長変換には、導波光閉じこめ効果が高くモードサイズの小さな光導波路が必要である。2 入力光 ($1.5\mu\text{m}$ 帯光) に対してモードサイズが最小となるようにプロトン交換マスク開口幅 W の最適化を試みた。図 3.12 に波長 $1.542\mu\text{m}$ 連続動作 DFB-LD 出力光を導波させたときの導波光近視野像の導波路幅方向および深さ方向半値全幅の W 依存性を示す。 $W \leq 2\mu\text{m}$ では導波光はカットオフであった。この結果から、導波路幅方向および深さ方向モードサイズの積が最小となる $W \approx 3.5\mu\text{m}$ で光サンプリング用デバイスを作製した。

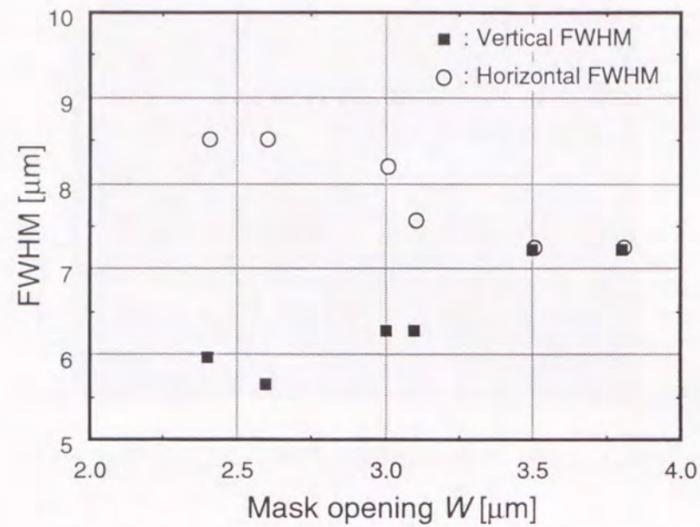


図 3.12 1.542μm 導波光モードサイズのプロトン交換マスク開口幅依存性

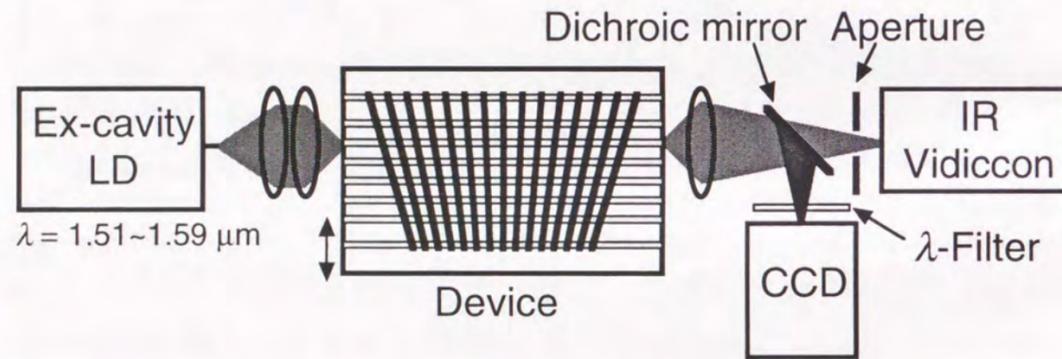


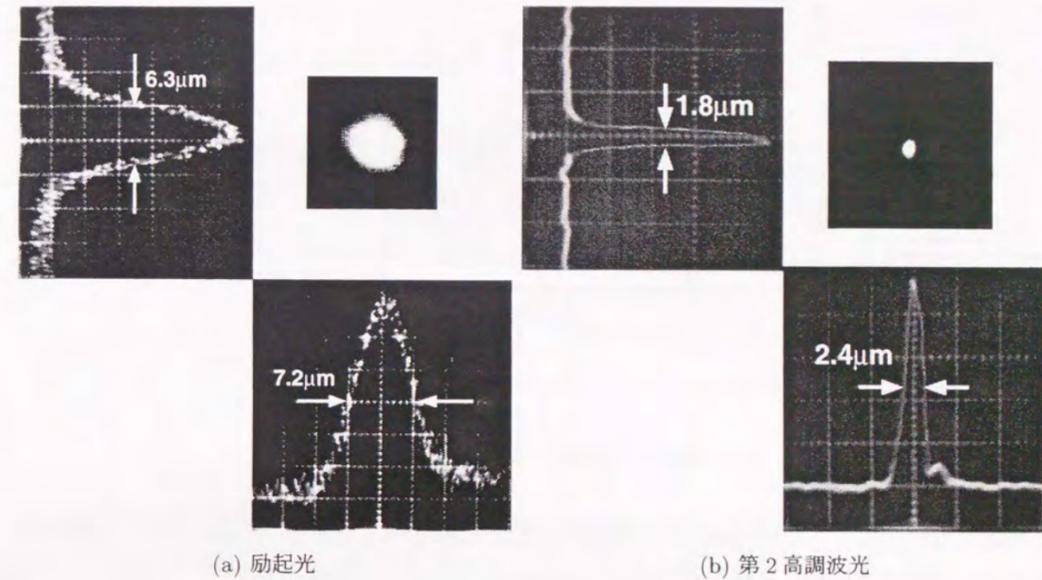
図 3.13 連続動作 SHG 特性評価用実験光学系

3.6 光学実験

3.6.1 デバイスの連続動作特性評価

3.6.1.1 第2高調波発生

連続動作 SHG 特性を図 3.13 の光学系を用いて評価した。光源には波長可変外部共振器型半導体レーザ (ECL、 $\lambda=1.51\sim 1.59\mu\text{m}$) を用い、発生する SH 光を CCD で観測した。入力光の光軸に対してデバイスを図のように横方向に順次シフトさせ入力光を結合するチャンネル



(a) 励起光 (b) 第2高調波光

図 3.14 励起光および第2高調波光の近視野像

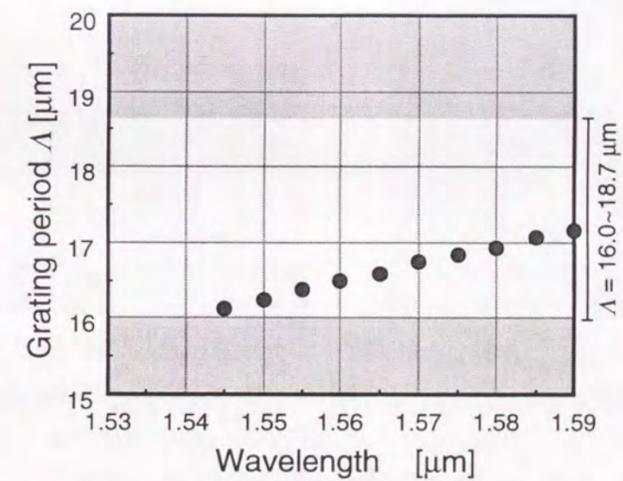


図 3.15 位相整合グレーティング周期の励起光波長依存性 (実験)

光導波路を変えて作製した全ての導波路について SHG 特性を評価した。励起光波長 $\lambda=1.54\sim 1.59\mu\text{m}$ にわたり SHG 変換効率約 10%/W で SH 光の発生を確認した。図 3.14(a)、(b) に $\lambda=1.542\mu\text{m}$ 励起光およびその SH 光 (波長 $0.771\mu\text{m}$) の近視野像及び導波路幅方向及び深さ

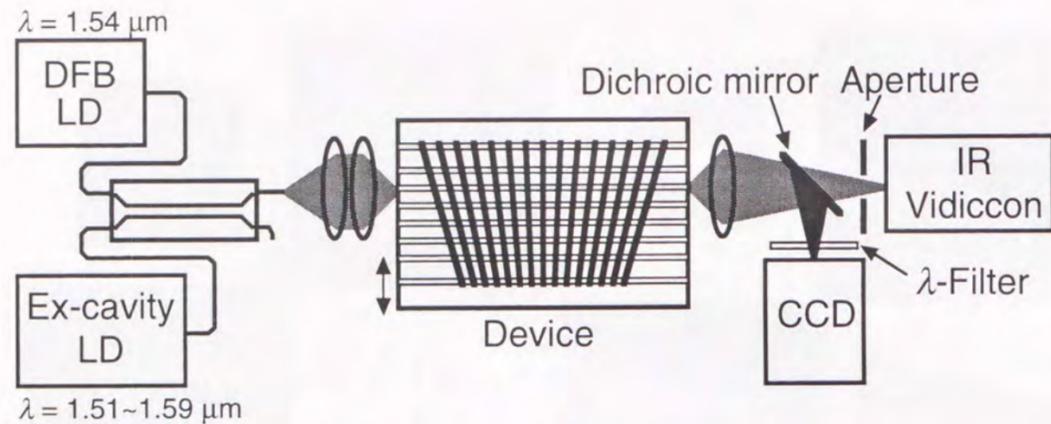


図 3.16 連続動作 SFG 特性評価用実験光学系

方向強度分布を示す。励起光強度の FWHM(導波路幅方向 × 深さ方向)は $7.2 \times 6.3 \mu\text{m}^2$ 、SH 光は $2.4 \times 1.8 \mu\text{m}^2$ であり、設計どおりモードサイズの小さな導波路が実現できた。

図 3.15 には SHG 位相整合のとれた分極反転周期と励起光波長の関係を示す。扇形分極反転グレーティングの利用により、単一デバイスで広い波長範囲にわたり SHG 位相整合が実現できた。

3.6.1.2 和周波発生

連続動作 SFG 特性を図 3.16 の光学系を用いて評価した。入力光源には波長可変外部共振器型半導体レーザー ($\lambda = 1.51 \sim 1.59 \mu\text{m}$) と DFB-LD ($\lambda = 1.542 \mu\text{m}$) を用いた。これらの光を 3dB ファイバーカップラで結合してデバイスに入力することで SF 光を得た。

図 3.17 に SF 光パワー P_3 の 2 入力光パワー P_1 および P_2 に対する依存性を示す。 P_3 は P_1 および P_2 に比例しており、作製したデバイスが光乗算器として機能していることを確認した。規格化 SFG 変換効率 $\eta = P_3 / (P_1 P_2)$ は 43%/W であった。波長 $1.5 \mu\text{m}$ 帯及び $0.77 \mu\text{m}$ 帯導波光モードサイズとして連続動作 SHG 特性評価で得た励起光及び SH 光モードサイズを用いて計算した $L = 5 \text{mm}$ での規格化 SFG 変換効率理論値は約 60%/W(図 3.5) であり、実験結果はこれに近い値であった。

図 3.18 は 2 入力光波長差 $\Delta\lambda$ が (a)7nm ($\lambda_1 = 1.549 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.542 \mu\text{m}$)、(b)30nm ($\lambda_1 = 1.572 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 1.542 \mu\text{m}$) の場合の出力光スペクトルである。2 入力光パワー比 $P_1/P_2 \approx 0.1$ である。 $\Delta\lambda = 7 \text{nm}$ では SF 光 ($\lambda \approx 0.773 \mu\text{m}$) 以外に 2 入力光それぞれの位相不整合 SH 光 ($\lambda \approx 0.771 \mu\text{m}$, $0.774 \mu\text{m}$) が生じている。 $\Delta\lambda = 30 \text{nm}$ とすることでこれらの SH 光が SF 光よ

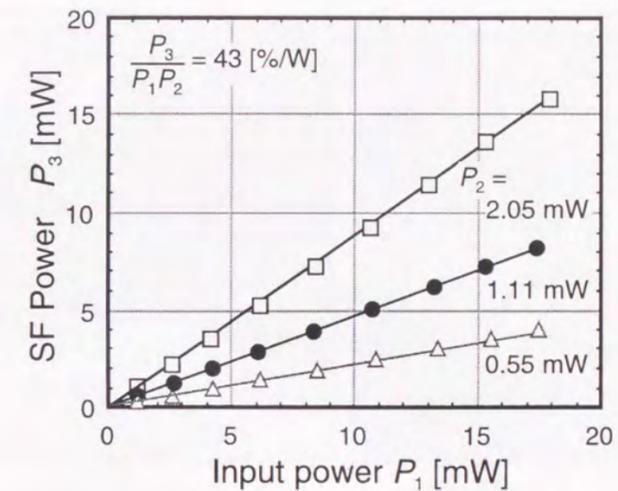
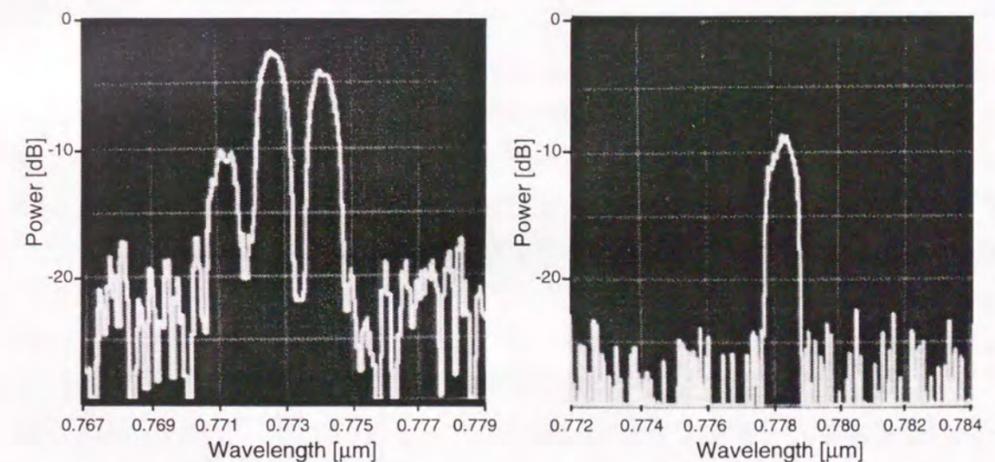


図 3.17 SF 光パワーの入力光パワー依存性



(a) SF 光と位相不整合 SH 光 ($\Delta\lambda = 7 \text{nm}$)

(b) SF 光のみ ($\Delta\lambda = 30 \text{nm}$)

図 3.18 位相不整合第 2 高調波光の発生と抑制

り 15dB 以上抑制できていることを確認した。

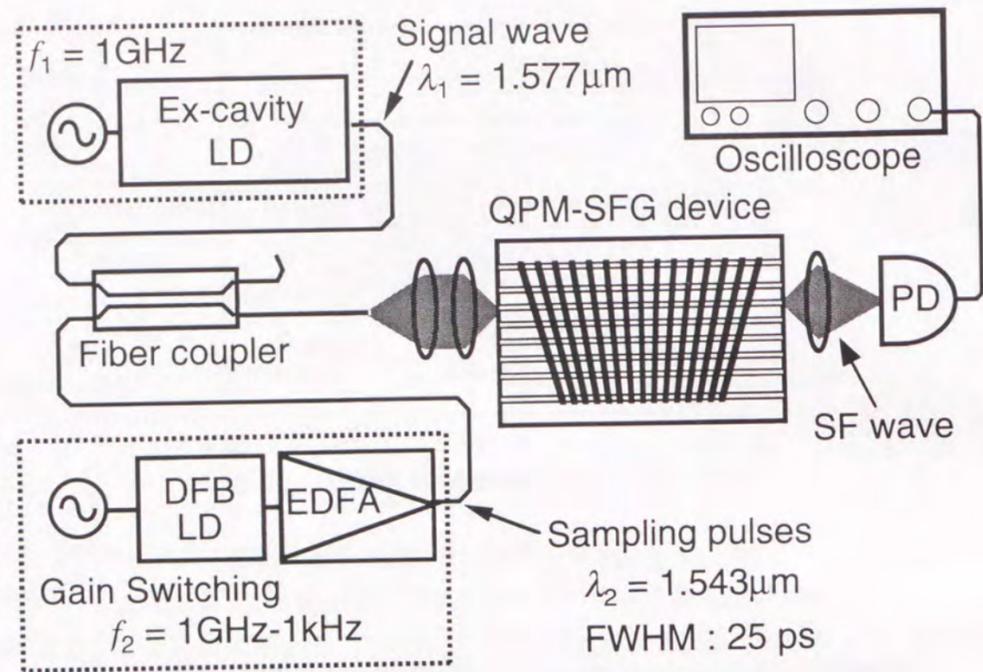


図 3.19 光サンプリング実験光学系

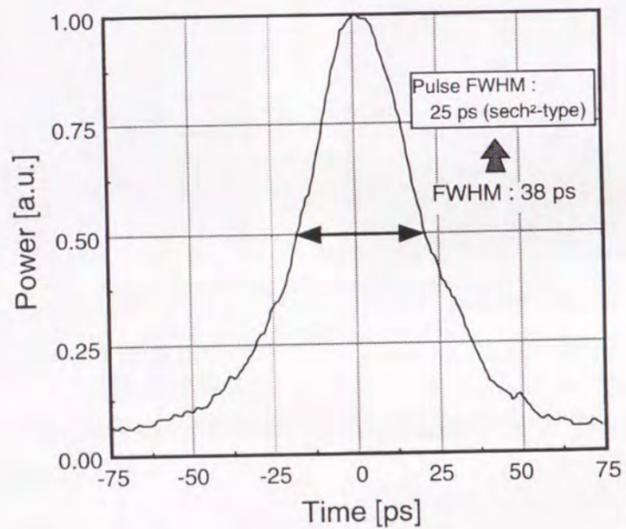
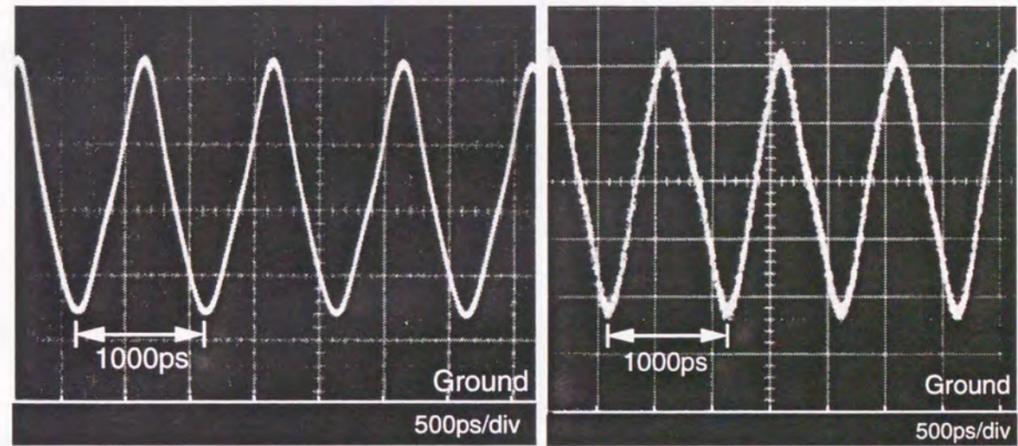


図 3.20 サンプリング光パルスの自己相関波形



(a) 光サンプリング

(b) 高速 PD+サンプリングオシロスコープ

図 3.21 信号光波形

3.6.2 光サンプリング

図 3.19 に光サンプリング実験光学系を示す。外部共振器型半導体レーザー ($\lambda_1=1.577\mu\text{m}$) を 1GHz の正弦波で変調した光を観測対象の信号光に用いた。DFB-LD ($\lambda_2=1.543\mu\text{m}$) を約 1GHz でゲインスイッチ駆動して得られるパルス光を EDFA で増幅してサンプリング光パルスとした。DFB-LD 出力パルス光の自己相関波形を SHG オートコリレータを用いて測定して得た結果を図 3.20 に示す。相関波形 FWHM は 38ps であり、 sech^2 型パルスを仮定するとそのパルス幅は 25ps となる。信号光およびサンプリングパルスをファイバカップラで結合して SFG 擬位相整合のとれるチャネル導波路に入力した。発生する SF 光を Si PIN フォトダイオード (PD) とオシロスコープを用いて検出した。

光サンプリングにより、図 3.21(a) に示すような信号光波形を観測でき、導波型 QPM-SFG デバイスを用いた光サンプリング動作を確認した。サンプリング波形の繰り返し周波数は、信号光とサンプリングパルスとの周波数差に等しい 1kHz であった。図 3.21(b) は同じ信号光波形を高速 InGaAs PIN PD (帯域 10GHz) とサンプリングオシロスコープ (帯域 3.5GHz) を用いて観測した結果である。光サンプリングにより電子デバイスを用いた方式より鮮明な信号光波形が得られていることがわかる。

図 3.22 は信号光源の外部共振器型半導体レーザーの駆動条件を変えて発生させた信号波形を観察したものである。100ps 程度の波形変化も鮮明に観測できており、本光サンプリングの時間分解能が 100ps 以下であることがわかった。BPM 解析結果より SF 光パルスはサン

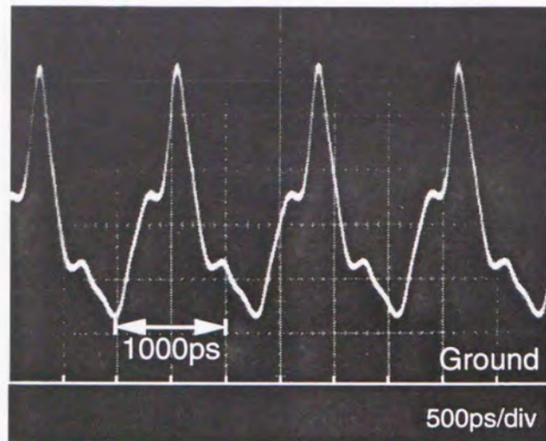


図 3.22 光サンプリングにより観測した信号光波形

プリングパルスと同程度のパルス幅を持つと期待できることから、本光サンプリングの実際の時間分解能は25ps程度と考えられる。第3.4.4項での解析結果から、作製した $L=5\text{mm}$ のデバイスを用いた光サンプリングでは最小時間分解能1.5psが期待できる。

3.7 結言

本章では超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスとして、超高速光信号波形観測のための高効率光サンプリング用 LiNbO_3 導波型擬似位相整合和周波発生デバイスを提案した。光サンプリング特性の解析を行い、従来のバルク結晶を用いた和周波発生に基づく方式⁽⁵⁵⁻⁵⁹⁾に比較して大幅な効率向上が期待できることを示した。長さ5mmの光サンプリング用 LiNbO_3 導波型擬似位相整合和周波発生デバイスを電圧印加法およびプロトン交換・アニール法により作製した。作製したデバイスの規格化SFG効率は43%/Wであった。このデバイスをもちいた光サンプリング実験により、繰り返し1GHzで強度変調された半導体レーザ光の波形を観測できた。従来の方法⁽⁵⁵⁻⁵⁹⁾に比較して4桁以上の効率改善を実現した。高効率光サンプリング用導波型擬似位相整合和周波発生デバイスの有用性が確認できた。

第4章 超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイス

4.1 緒言

単一チャネル当たりの情報伝送速度が100Gbit/sを超えるような超高速通信領域では、光信号を光によって時分割多重・分離する、図4.1に示すような全光スイッチの実現が不可欠であり、現在盛んに研究が行われている⁽¹⁻⁶⁾。非線形光学効果は超高速で動作するため、このような超高速光スイッチへの利用に適した現象である。

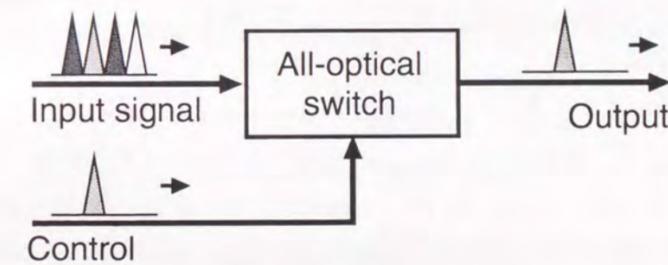


図 4.1 全光スイッチの基本構成

本章では導波型非線形光学デバイスを用いた超高速光スイッチを検討する。まず、従来検討されてきている種々の超高速光スイッチの構成と特徴を述べる。続いて光スイッチ用導波型非線形光学デバイスの構成案をいくつか示し、それらの特徴や動作、実現可能性等を比較・検討する。構成案の一つであるカスケード第2高調波発生(SHG)/差周波発生(DFG)波長変換に基づく光スイッチについて、そのスイッチング効率や波長受容幅等の動作特性を明らかにする。この解析結果に基づき、光スイッチ用カスケードSHG/DFGデバイスを作製し、ピコ秒あるいはサブピコ秒オーダの超短光パルスによる光スイッチング動作を確認する。以上により、超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイスの有用性を示す。

4.2 従来の高速光スイッチ

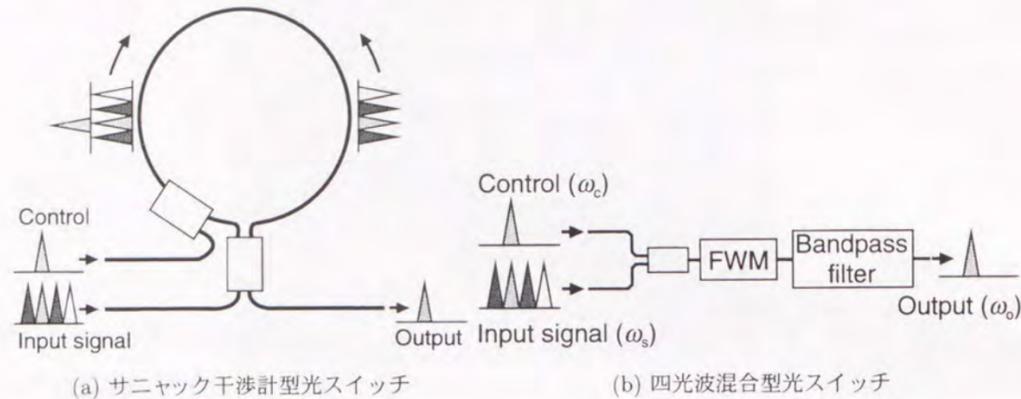


図 4.2 従来の高速光スイッチの構成

従来検討されている高速光スイッチとしては、サニャック (Sagnac) 干渉計や Mach-Zehnder 干渉計などによる位相シフトを用いるものや、四光波混合 (Four-wave mixing: FWM) による周波数 (波長) シフトを用いるものがある。

サニャック干渉計型の光スイッチは非線形光学ループミラー (Nonlinear Optical loop mirror: NOLM) と呼ばれる。その構造を図 4.2(a) に示す。この光スイッチは、非線形材料を用いた位相シフトスイッチと 2 光路干渉計とを組み合わせたような構成となっており、同一ループを互いに逆方向に回る 2 光波間の干渉を利用する。入力信号光は 3dB カップラ等で 2 等分されてループの両方向を伝搬するが、制御光パルスは 1 方向のみ伝搬する。制御光が入力されないときは、2 等分された信号光間に位相差はなく入力信号光は全て入力ポートにもどるため、出力ポートからの光は得られない。制御光が存在すると、これと同一方向に伝搬する信号光の位相がシフトするため、合波されたときにその一部が出力ポートより出力信号光として得られる。この光スイッチに用いられる非線形材料としては、光ファイバー⁽⁵⁾や半導体⁽²⁾を用いたものが報告されている。Mach-Zehnder 干渉計を用いるタイプもその動作はよく似ており、2 等分した入力信号光の一方に制御光による位相シフトを加えることでスイッチを ON/OFF する。

FWM を用いた光スイッチは図 4.2(b) のような構成となる。角周波数 ω_s の信号光と ω_c の制御光とから、非線形材料中での FWM により $\omega_0 = 2\omega_c - \omega_s$ の出力光が得られる。 ω_0 の光のみを透過する波長フィルターを用いることで、制御光で出力光を ON/OFF する光スイッチが実現される。この光スイッチに用いる非線形材料にも光ファイバー⁽³⁾や半導体⁽⁶⁾が使われている。

光ファイバーや半導体材料を用いたこれらの超高速光スイッチの優れた性能は既に示されているが、強誘電体材料を用いた導波型非線形光学デバイスを用いることで小型・低雑音動作の可能な光スイッチが実現できると考えられる。

4.3 光スイッチ用導波型非線形光学デバイスの構成

4.3.1 カスケード SHG/DFG 型

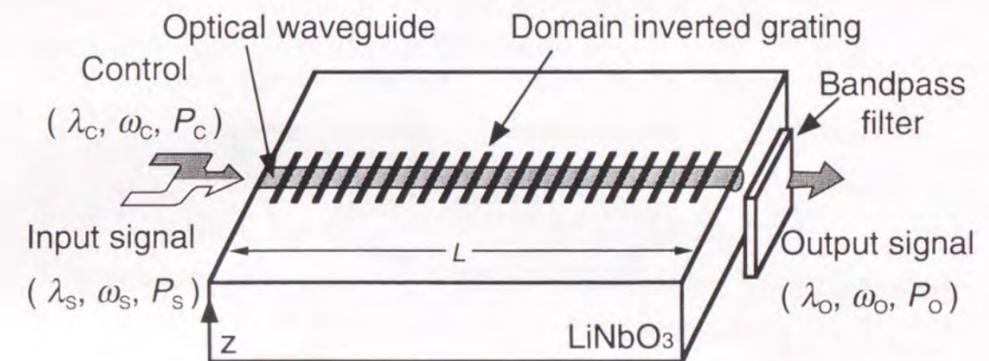


図 4.3 カスケード SHG/DFG 型光スイッチ

図 4.3 は、第 2.5 節でそのパルス動作特性を解析したカスケード SHG/DFG 波長変換に基づく光スイッチである。本スイッチは制御光 (角周波数 ω_c 、パワー P_c) に対して SHG 擬似位相整合条件を満たす分極反転グレーティングと光導波路 (相互作用長: L) を備える。制御光を入力信号光 (ω_s 、 P_s) と同時に入力すると、制御光の SHG によりその SH 光 (角周波数 $2\omega_c$) が発生する。これと同時に、SH 光と入力信号光との DFG によって角周波数 $\omega_0 = 2\omega_c - \omega_s$ の DF 光 (P_0) が出力信号光として得られる。本スイッチは制御光で DF 光を ON/OFF 制御可能な正論理型光スイッチを実現する。制御光および入力信号光パワーの減衰が小さい場合、本スイッチのスイッチング効率 $\eta = P_0/P_s$ は以下のように導出できる。

$$\eta = \frac{P_0}{P_s} = \frac{1}{4} \kappa_{SH}^2 \kappa_{DF}^2 L^4 P_c^2 F(\Delta_{DF} L) \quad (4.1)$$

$$\approx \frac{1}{4} \kappa_{SH}^4 L^4 P_c^2 \quad (\omega_c \approx \omega_s) \quad (4.2)$$

式 (4.1) は第 2.5 節で示したカスケード SHG/DFG における式 (2.21)~式 (2.24) のモード結合方程式から時間依存項を除去した式より導出できる。 $F(\Delta_{DF} L)$ は DFG 位相不整合に

起因する効率の低減係数で、 $\omega_C \approx \omega_S$ では $F = 1$ である*1。

本スイッチは、従来はFWMを用いて実現してきた波長シフトスイッチを導波型非線形光学デバイスで実現するものである。このスイッチはデバイス構造が単純で、入力信号光、制御光、出力信号光の全てが同一波長帯内にある光スイッチング動作が実現できる。このため各光波間ウォークオフの影響が小さく、デバイス長尺化により高効率化が容易に可能である*2。

4.3.2 干渉計型

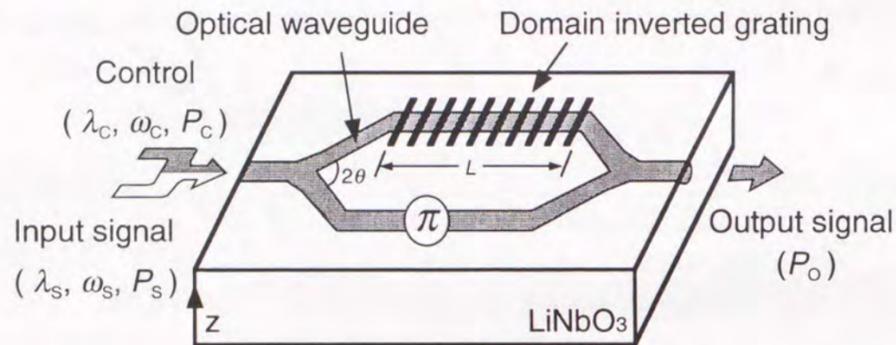


図 4.4 干渉計型光スイッチ

図 4.4 は干渉計型光スイッチの構成である。本スイッチは2つの Y 分岐光導波路を組み合わせた Mach-Zehnder 干渉計型光導波路を持ち、2つのアームの一方には入力信号光（角周波数 ω_S 、パワー P_S ）と制御光（ ω_C 、 P_C ）との SFG 擬似位相整合条件を満たす分極反転グレーティング（相互作用長： L ）を備える。両アーム間には入力信号光に対して予め π の位相差を与える構造とする。入力信号光は1つめの Y 分岐で等分され上下アームを通過して2つめの Y 分岐により合波・干渉する。等分されたそれぞれの入力信号光間には π の位相差が加えられているため、合波・干渉により出力光 (P_O) は消失する。制御光を入力信号光と同時に入力すると、分極反転を備えたアームでは SFG が起こりこのアームを通過する入力信号光が減衰する。このため合波・干渉後もうち消されずに残る出力信号光が得られる。本スイッチでは入出力信号波長は同一となる。スイッチング効率 $\eta = P_O/P_S$ は近似的に以

*1 DFG 位相不整合に関する検討は第 4.4.1 項でさらに詳しく述べる

*2 詳細な特性は第 2.5 節で述べている

下のように導出できる。

$$\eta = P_O/P_S = \frac{1}{256} \kappa_{SF}^4 L^4 P_C^2 \quad (4.3)$$

$$\approx \frac{1}{16} \kappa_{SH}^4 L^4 P_C^2 \quad (\omega_C \approx \omega_S) \quad (4.4)$$

本スイッチでは、Y 分岐におけるパワー損失を抑えるため分岐角 2θ を大きくできず、デバイス長が長くなるという問題を持つ。制御光を入力信号光と同じポートから入力する構成では制御光パワーの半分は使用しない。このため図 4.3 のカスケード SHG/DFG 型光スイッチと比較すると同一の κ_{SH} 、 L 、 P_C での η は約 1/4 となる。また、予め与えるアーム間位相差が π からずれると本スイッチの消光比が低下するため、デバイス温度制御などによる位相差制御が必要であるといった問題がある。

4.3.3 フィルタ型

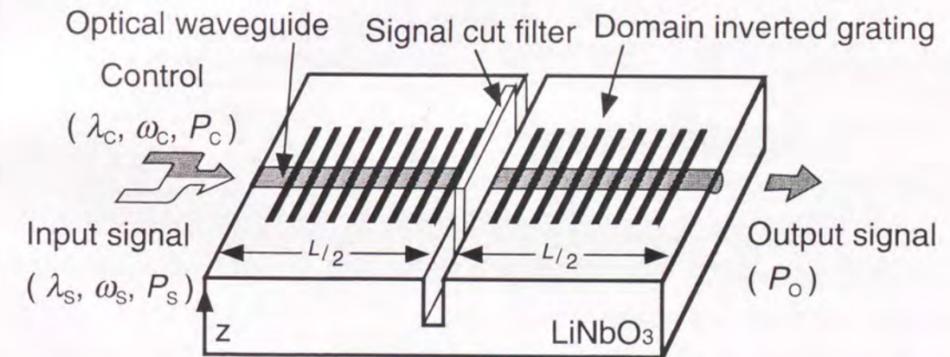


図 4.5 フィルタ型光スイッチ

図 4.5 はフィルタ型光スイッチの構成である。本スイッチは入力信号光（角周波数 ω_S 、パワー P_S ）と制御光（ ω_C 、 P_C ）に対して SFG 擬似位相整合条件を満たす周期の分極反転グレーティングを持つ。また相互作用長 L を 2 等分する位置には、入力信号光のみをカットし制御光および制御光と入力信号光との SF 光は透過する薄膜波長フィルタを挿入する。入力信号光のみを入力すると、信号は薄膜フィルタでカットされるため出力光は得られない。制御光を入力信号光と同時に入力すると、デバイス前段（作用長： $L/2$ ）では制御光と入力信号光との SFG によりその SF 光 ($\omega_{SF} = \omega_S + \omega_C$) が生じる。この SF 光と制御光とは薄膜波長フィルタを通過し、デバイス後段（作用長： $L/2$ ）においてこの 2 光波の DFG によっ

て角周波数 ω_s の信号光が再生し、これが出力信号光 (P_o) として得られる。本スイッチにおけるスイッチング効率 $\eta = P_o/P_s$ は近似的に以下のように導出できる。

$$\eta = \frac{P_o}{P_s} = \frac{1}{64} \kappa_{SF}^4 L^4 P_C^2 \quad (4.5)$$

$$\approx \frac{1}{4} \kappa_{SH}^4 L^4 P_C^2 \quad (\omega_C \approx \omega_s) \quad (4.6)$$

この光スイッチのようにデバイス中央部に薄膜状光学素子を挿入・固定する構成は、SiO₂ をベースとした石英系光導波路デバイスで実現されている^(66,67)が、LiNbO₃ を導波路材料としたデバイスではまだ報告されていない。また、所望の波長の光のみをカットする薄膜波長フィルタの作製あるいは入手が現状では難しいことから、今のところ本光スイッチの実現は困難である。本スイッチでは、図 4.3 のカスケード SHG/DFG 型光スイッチと同程度の η が期待できる。

4.3.4 その他

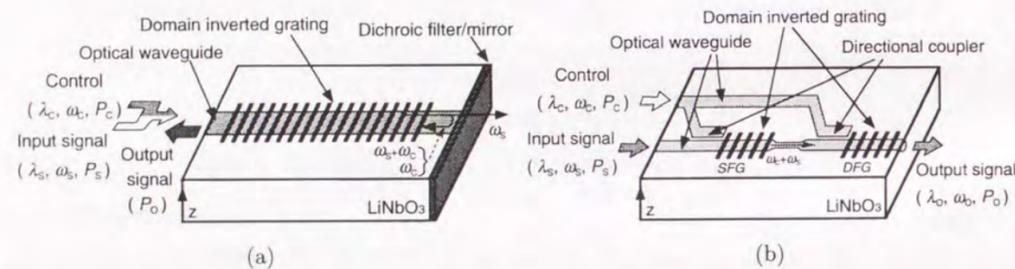


図 4.6 光スイッチ構成案

図 4.6(a) はフィルタ型に似た動作を波長フィルタ/ミラーを用いて実現する光スイッチの構成である。デバイスは制御光と入力信号光に対して SFG 擬似位相整合条件を満たす分極反転グレーティングと光導波路を備える。デバイスの一方の端には、入力信号光のみを透過し制御光および制御光と入力信号光との SF 光は反射する波長フィルタ/ミラーを装架する。このスイッチでは、往路 (図中で右向き) で制御光と入力信号光との SFG により SF 光を生じる。入力信号光は波長フィルタ/ミラーを通過するが、この SF 光と制御光とは反射される。復路 (図中で左向き) では制御光と SF 光との DFG により信号光が再生され、これが出力信号光として得られる。薄膜フィルタを必要としないことから、図 4.5 のフィルタ型に比較して作製は容易である。しかし光波の入出力を同一デバイス端で行うため、入出力光の分離が難しくなるという問題がある。

図 4.6(b) は、導波路の幅を狭くすることで、短波長の SF 光のみを透過する構造を持つ光導波路を用いる光スイッチである。このスイッチでは、制御光は方向性結合器や Y 分岐導波路等を用いてスイッチ前段および後段に個別に励振する。スイッチ前段では、入力信号光と制御光との SFG により、SF 光を生じる。後段では SF 光と制御光との DFG により信号光が再生され、これが出力信号光となる。制御光が入力されなければ SF 光が生じないため出力信号光は得られず、スイッチは OFF となる。この光スイッチでは薄膜波長フィルタ等は不要であるが、導波路幅の制御が困難である点、全デバイス長が長くなる点、制御光をスイッチ前段および後段に結合する必要があるため構造が複雑になる点が問題となる。

4.3.5 光スイッチ構成案の比較

表 4.1 各構成案の比較

	効率	長所	短所
カスケード SHG/DFG 型	○	容易に作製可能	(入出力光波長が異なる)
干渉計型	△	比較的容易に作製可能	効率が低い
フィルタ型	○	構造・動作が単純	波長フィルタ入手困難

表 4.1 に、第 4.3.1 項～第 4.3.3 項で示した各光スイッチの構成案の特徴をまとめて示す。カスケード SHG/DFG 型は、デバイス作製が最も容易であり高い効率が期待できることから、入出力信号の波長が異なる点を欠点としなければ 3 つの中で最も優れた構成案である。干渉計型は、比較的容易にデバイス作成可能であるが効率は 3 つの構成案中で最も低く、また 2 つのアーム間位相差の精度よい制御が必要となるなど問題点がある。フィルタ型は、高い効率を期待できデバイス構造及び動作も比較的単純であるが、所望の薄膜波長フィルタの作製あるいは入手が容易でない点が問題となる。

以上の結果から、以降ではカスケード SHG/DFG 型光スイッチに関して特性評価およびデバイスの作製・評価を行った。

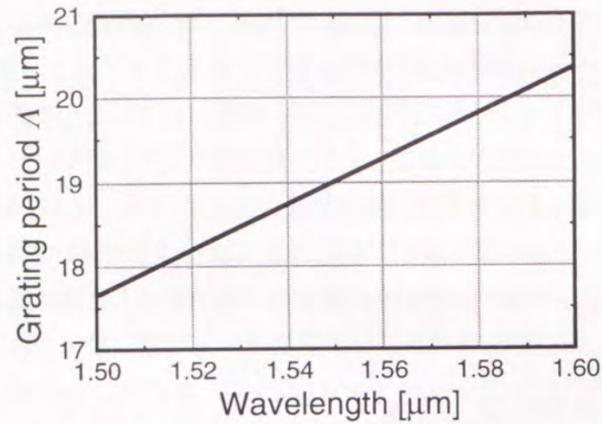


図 4.7 カスケード SHG/DFG 型光スイッチ用分極反転周期の制御光波長依存性

4.4 カスケード SHG/DFG 型光スイッチ

4.4.1 特性解析およびデバイス設計

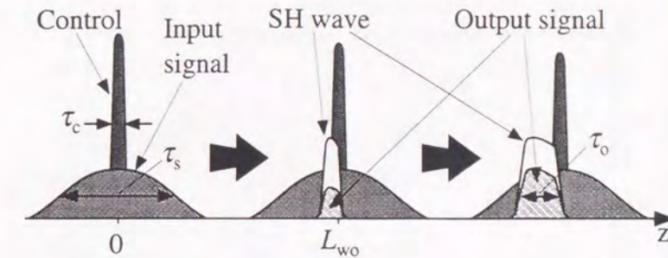
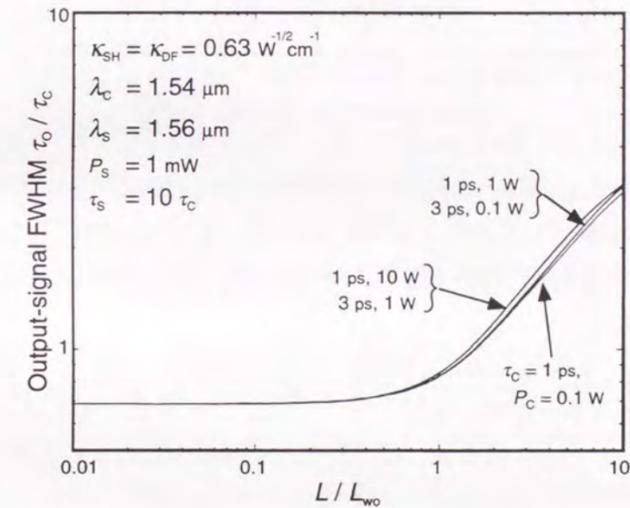
カスケード SHG/DFG 型光スイッチは制御光（角周波数 ω_C 、パワー P_C ）とその SH 光について以下の SHG 位相整合条件 ($\Delta_{SH}=0$) を満たす周期 Λ の分極反転グレーティングを必要とする。

$$\begin{aligned} 2\Delta_{SH} &= \beta_{SH} - 2\beta_C - \frac{2\pi}{\Lambda} \\ &= 2\pi \left\{ \frac{2}{\lambda_C} (N_{SH} - N_C) - \frac{1}{\Lambda} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

ここで λ_C は制御光波長であり β_i 、 N_i ($i=C, SH$) は制御光および SH 光それぞれの伝搬定数および実効屈折率である。図 4.7 に式 (4.7) を満たす Λ の制御光波長 λ_C 依存性を示す。各光波の実効屈折率は式 (3.3) のセルマイヤー方程式で計算できるバルク LiNbO₃ 結晶の異常光屈折率 n_e で近似した。波長 1.5 μm 帯光で動作する光スイッチに必要な Λ は約 18 μm となる。

カスケード SHG/DFG では、制御光パルス幅 (τ_C) \geq 入力信号光パルス幅 (τ_S) とすれば L によらず出力信号光パルス幅 (τ_O) $\approx \tau_S$ とできることを第 2.5 節のパルス動作カスケード SHG/DFG の解析で示した。しかし $\tau_C < \tau_S$ ではこれと異なり、図 4.8 のように L が長くなると τ_O は緩やかに拡大する。図 4.9 に、 $\tau_S = 10\tau_C$ の場合の τ_O の L 依存性を示す。 $\lambda_C = 1.54 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_S = 1.56 \mu\text{m}$ とした。ウォークオフ長は式 (2.26) より

$$L_{wo} = \frac{\tau_C}{\beta'_{SH} - \beta'_S} \quad (4.8)$$

図 4.8 パルス伝搬および出力光パルスの拡大 ($\tau_C < \tau_S$, $\omega_S \approx \omega_C$)図 4.9 出力信号光パルス幅の相互作用長依存性 ($\tau_S = 10\tau_C$)

で定義した。 β'_i は式 (2.4) と同様に定義する。 $L/L_{wo} \ll 1$ では $\tau_O \approx \tau_C/\sqrt{2}$ 、 $L/L_{wo} = 1$ で $\tau_O \approx \tau_C$ であるが $L/L_{wo} > 1$ では τ_O は L にほぼ比例して拡大する。 $L/L_{wo} = 10$ では $\tau_O \approx 3\tau_C$ となる。以上から、 $\tau_C < \tau_S$ での動作を行う場合には $L < L_{wo}$ とする必要がある。 $\lambda_C = 1.54 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_S = 1.56 \mu\text{m}$ では $\tau_C = 10 \text{ ps}$ のとき $L_{wo} \approx 33 \text{ mm}$ である。

$\Delta_{SH} = 0$ の条件下で SH 光と入力信号光 (ω_S 、 P_S) との DFG により発生する DF 光が出力信号光 (P_O) として得られる。 $L < L_{wo}$ で入力信号光および制御光の減衰が無視できるとき、スイッチング効率 $\eta = P_O/P_S$ は式 (4.1) で与えられ、その効率低減係数 $F(\Delta_{DF}L)$ は以下のように書ける。

$$F(\Delta_{DF}L) = \left(\frac{1 - \text{sinc}(2\Delta_{DF}L)}{\Delta_{DF}L} \right)^2 + \text{sinc}^4(\Delta_{DF}L) \quad (4.9)$$

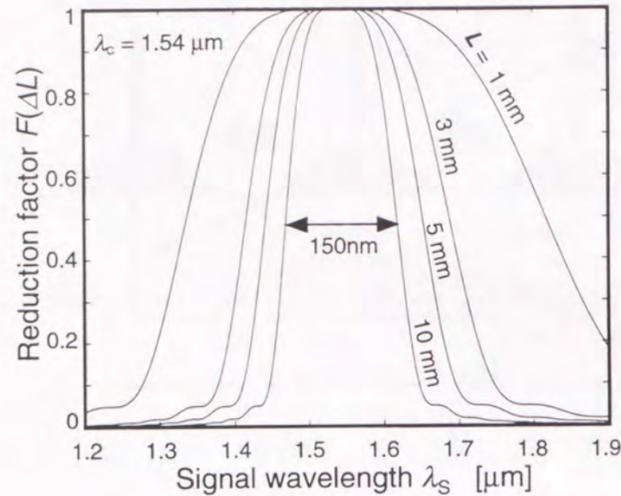


図 4.10 低減係数 F の入力信号波長依存性

$$2\Delta_{DF} = \beta_{SH} - \beta_S - \beta_O - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.10)$$

$$= 2\beta_C - \beta_S - \beta_O \quad (4.11)$$

$$= 2\pi \left(2\frac{N_C}{\lambda_C} - \frac{N_S}{\lambda_S} - \frac{N_O}{\lambda_O} \right)$$

$F(0) = 1$ 、 $F(\pm 1.74) = 1/2$ である。 β_i 、 N_i 、 $\lambda_i (i=S,O)$ は入力および出力信号光それぞれの伝搬定数、実効屈折率および波長である。 $\omega_S \approx \omega_C$ とすると $\beta_S \approx \beta_C \approx \beta_O$ となり、DFG 位相整合条件 ($\Delta_{DF} = 0$) が満足される。図 4.10 に F の λ_S に対する依存性を示す。 $L = 3, 5, 10\text{mm}$ での F の半値全幅はそれぞれ 280, 220, 150nm であり、この光スイッチが入力信号光に対して広い波長受容幅を持つことがわかる。

図 4.11 は $\Delta_{DF} = 0$ でのスイッチング効率 $\eta = P_O/P_S$ の L 依存性である。 η は P_C の 2 乗、 L の 4 乗に比例して向上する。 $L=10\text{mm}$ 、 $\kappa_{SH} = \kappa_{DF} = 0.63\text{W}^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ のデバイスでは、 $P_C=2\text{W}$ のとき $\eta=16\%$ 、 $P_C=5\text{W}$ では $\eta=100\%$ 、が期待できる。

4.4.2 デバイス作製

解析結果をもとに光スイッチ用カスケード SHG/DFG デバイスを作製した。表 4.2 にその仕様を示す。制御光パルス幅 $\tau_C \approx 10\text{ps}$ で出力信号光パルス幅 $\tau_O \approx \tau_C$ とできる $L=10\text{mm}$ とした。チャンネル光導波路は幅がわずかず異なる導波路を多数作製し、これに異なる周

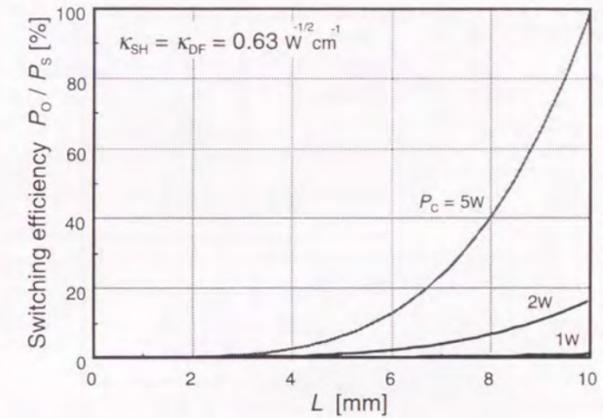


図 4.11 スwitching 効率の相互作用長依存性

期 Λ の分極反転グレーティングを組み合わせることで、広い波長域で制御光についての (4.7) の SHG 位相整合条件を満たす構造を実現した。電圧印加法に基づく分極反転グレーティングの作製およびプロトン交換・アニール法によるチャンネル光導波路の作製は、第 3.5 節で示した光サンプリング用和周波発生デバイス作製と同様の手法により行った。

表 4.2 デバイスの仕様

分極反転グレーティング		チャンネル導波路アレイ	
周期 Λ	15.3, 15.9, 16.5, 17.1, 17.7 μm	Al マスク開口幅	3.1, 3.3, 3.6, 4.0 μm
相互作用長 L	10 mm	チャンネル間隔	25 μm
面積	10 \times 1mm ²	チャンネル数	240 本

4.4.3 光学実験

4.4.3.1 デバイスの連続動作 SHG 特性評価

作製したデバイスの連続動作 SHG 特性を評価した。使用した光学系は図 3.13 と同様である。光源には波長可変外部共振器型半導体レーザ (ECL, $\lambda=1.51\sim 1.59\mu\text{m}$) を用い、発生する SH 光を CCD で観測した。測定では、入力光の光軸に対してデバイスを横方向に順次シフトさせ入力光を結合するチャンネル光導波路を変えながら、作製した全ての導波路について SHG 特性を評価した。図 4.12 に SHG 位相整合のとれる分極反転グレーティング周期と制御光波長との関係を示す。導波路幅とグレーティング周期の異なる複数のデバイスを

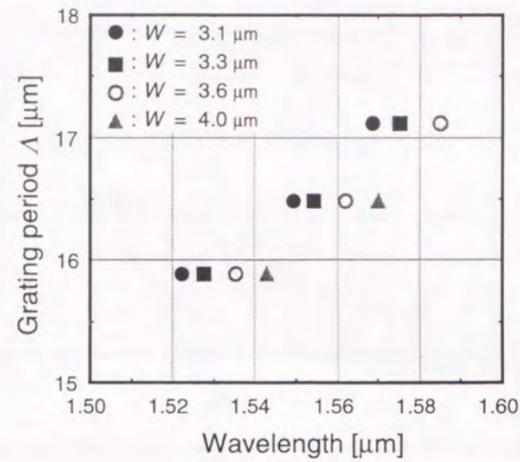


図 4.12 位相整合グレーティング周期の制御光波長依存性

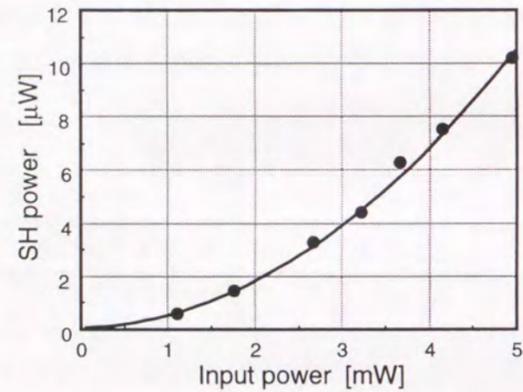


図 4.13 連続動作での SH 光パワーの制御光パワー依存性

同一基板に集積化することで広い制御光波長範囲にわたり SHG 位相整合可能なデバイスを実現できた。

図 4.13 は、 $W = 4.0\mu\text{m}$ 、 $\Lambda = 15.9\mu\text{m}$ の導波路に波長 $\lambda_C = 1.542\mu\text{m}$ の制御光を入力したときの SH 光パワー P_{SH} の制御光パワー P_C 依存性である。規格化 SHG 変換効率 $P_{SH}/P_C^2 = 40\%/W$ であった。これより、デバイスの SHG 結合係数は $\kappa_{SH} \approx 0.63\text{W}^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ が得られた。これ以外の導波路でもこれと同程度の効率が得られていることを確認した。

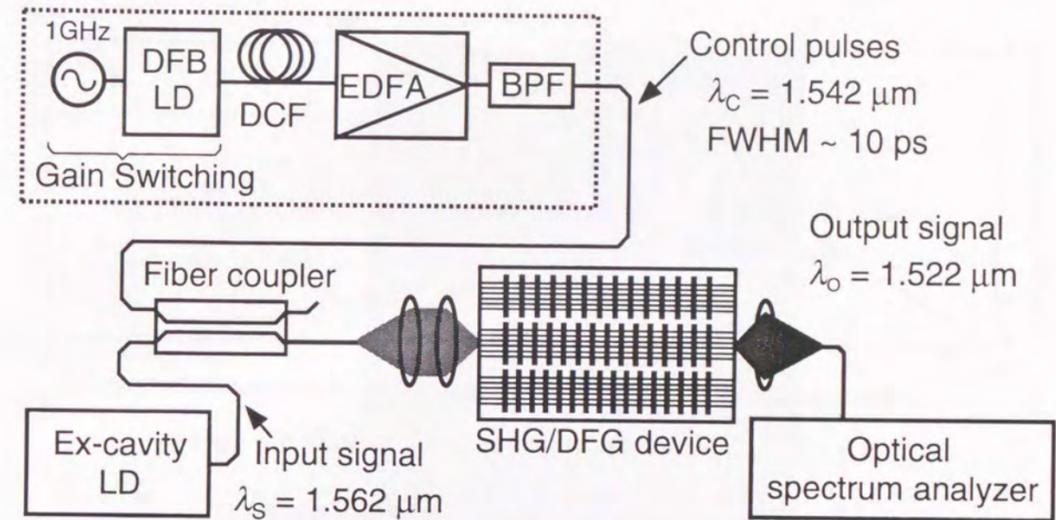


図 4.14 光スイッチング実験光学系

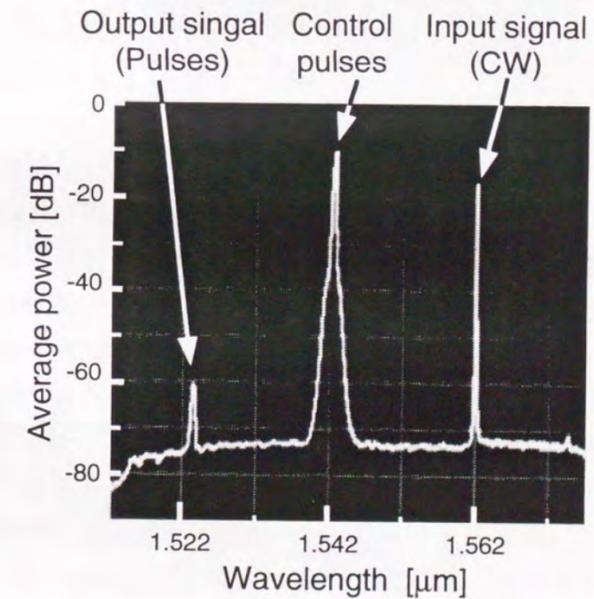


図 4.15 出力光スペクトル (制御光平均パワー ~20mW)

4.4.3.2 ピコ秒光スイッチング

図 4.14 にピコ秒パルス光源を用いた光スイッチング実験光学系を示す。入力信号光には $1.5\mu\text{m}$ 帯波長可変の外部共振器型 LD (波長範囲 $1.51\sim 1.59\mu\text{m}$) からの光を用いた。制御光

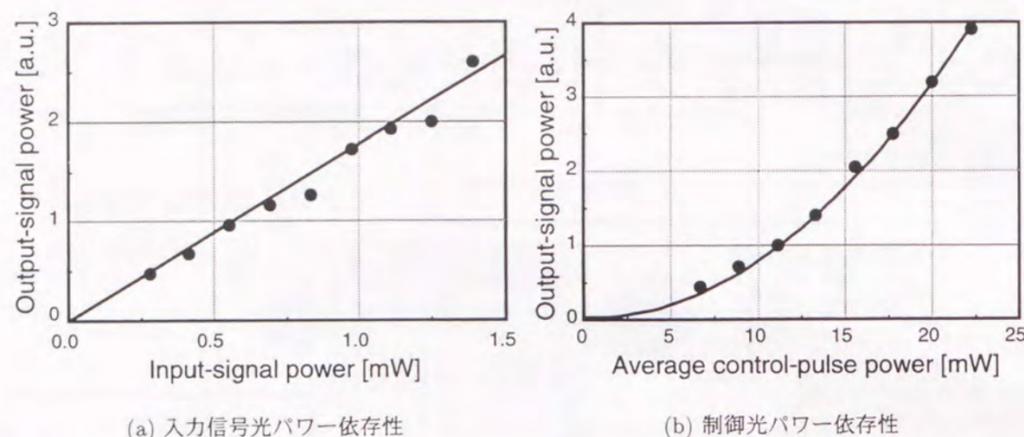
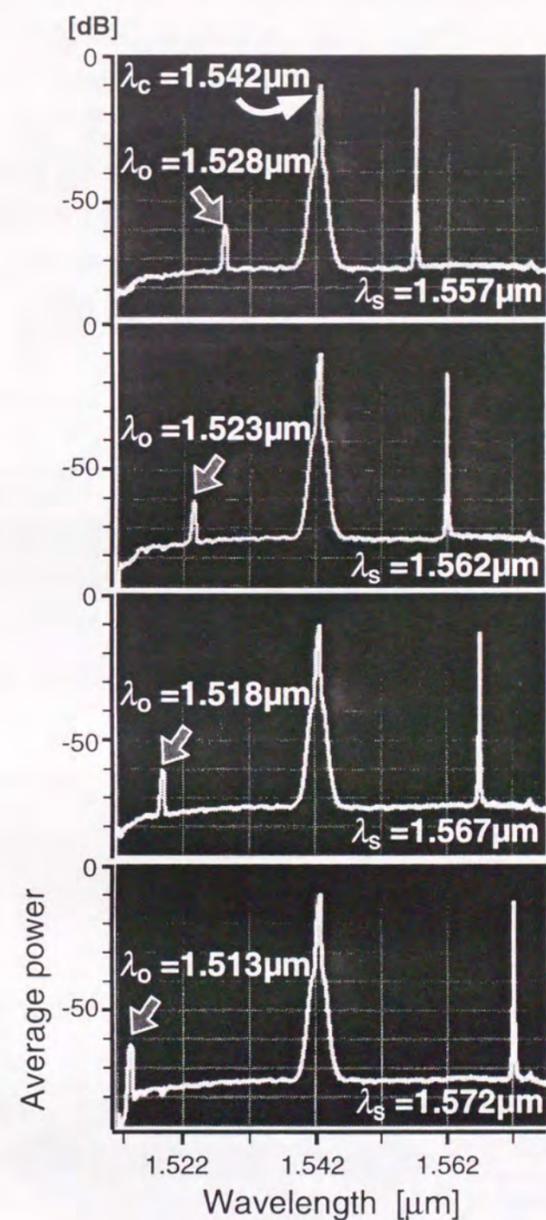


図 4.16 出力信号光パワーの入力光パワー依存性

には、波長 $1.542\mu\text{m}$ 、繰り返し周波数 $f = 1\text{GHz}$ 、パルス FWHM 10ps のパルス光 (パルスピークパワー ~ 数 W) を用いた。このパルス光は、 $f = 1\text{GHz}$ でゲインスイッチ駆動させた DFB-LD 出力光パルス (FWHM: 25ps) を分散補償ファイバー (DCF、ファイバー長: 408m 、総分散値: -40ps/nm) を用いてパルス圧縮したのち、EDFA によるパワー増幅および波長カットフィルタ (3dB バンド幅 ~ 2nm) による EDFA の ASE 除去を行うことで発生させた。これら 2 光波をファイバーカップラで結合し、制御光について SHG 位相整合条件を満たす導波路 ($W = 4.0\mu\text{m}$ 、 $\Lambda = 15.9\mu\text{m}$) に入力した。デバイス出力端からの出射光は光ファイバーに結合し、これを光スペクトルアナライザで観測した。

図 4.15 にデバイス出力光の平均パワースペクトルを示す。中央の最も高いピーク ($\lambda_c = 1.542\mu\text{m}$) が制御光パルスのスペクトルである。このときの平均パワーは約 20mW であり、制御光パルスの FWHM と繰り返し周期との比 ($1:100$) よりパルスピークパワー P_c は約 2W と推定される。右の鋭いピーク ($\lambda_s = 1.562\mu\text{m}$) が入力信号光のスペクトルであり、これは連続光である。左のピーク ($\lambda_o = 1.523\mu\text{m}$) が出力信号光パルスのスペクトルである。スイッチング効率 $\eta = P_o/P_s$ は最大で -22dB ($\approx 0.63\%$) であった。連続動作 SHG 特性評価より得られた本デバイスの $\kappa_{\text{SH}} \approx 0.63\text{W}^{-1/2}\text{cm}^{-1}$ を用いて、式 (4.1) より計算されるスイッチング効率 η は約 16% ($\approx -8\text{dB}$) であり、実験結果はこれをかなり下回っている。この原因としては、

- 制御光パルスピークパワー P_c の過剰見積もり
- 制御光とその SH 光についての SHG 位相不整合
- 制御光パルスのチャープ

図 4.17 入力信号光波長依存性 ($\lambda_c = 1.542\mu\text{m}$ 、 $\lambda_s = 1.557, 1.562, 1.567, 1.572\mu\text{m}$)

が考えられる。 η は P_C^2 に比例して増大するため、 P_C の誤差は η の理論値に大きな影響を与える。また、ゲインスイッチDFB-LD出力を光源とする制御光パルスは、デバイスの連続動作SHG特性評価に用いたECLと異なり波長を自由に制御できないため、SHG位相整合が完全に満たされず効率が低下することが考えられる。さらに、パルス圧縮に用いたDCFの長さは本実験で用いたゲインスイッチDFB-LDからの出力光パルスに完全に最適化していないため、圧縮後のパルスが依然としてチャープパルスである可能性がある。これらの原因により実験結果が理論値より低くなっていると考えられる。これらを改善すれば理論予測に近いスイッチング効率が実現できると考えられる。

図4.16には出力信号光パワー P_O の(a)入力信号光パワー P_S および(b)制御光パワー P_C に対する依存性を示す。 $P_O \propto P_S P_C^2$ となっており、式(4.1)より予測される特性を示していることを確認した。

図4.17には入力信号光波長 λ_S を変化させたときの出力光スペクトルの変化を示す。制御光の波長($\lambda_C = 1.542\mu\text{m}$)およびパワーは固定し、出力信号光波長を $\lambda_S = 1.557, 1.562, 1.567, 1.572\mu\text{m}$ としたとき、それぞれ $\lambda_O = 1.528, 1.523, 1.518, 1.513\mu\text{m}$ の出力信号光がどれもほぼ等しい効率($\eta \approx -22\text{dB}$)で得られた。 $L = 10\text{mm}$ のデバイスへの入力信号光に対する波長受容幅の理論値は図4.10で示したように150nmであり、作製したデバイスが予測通り広い入力信号光波長受容幅を持つことを確認した。

4.4.3.3 サブピコ秒光スイッチング

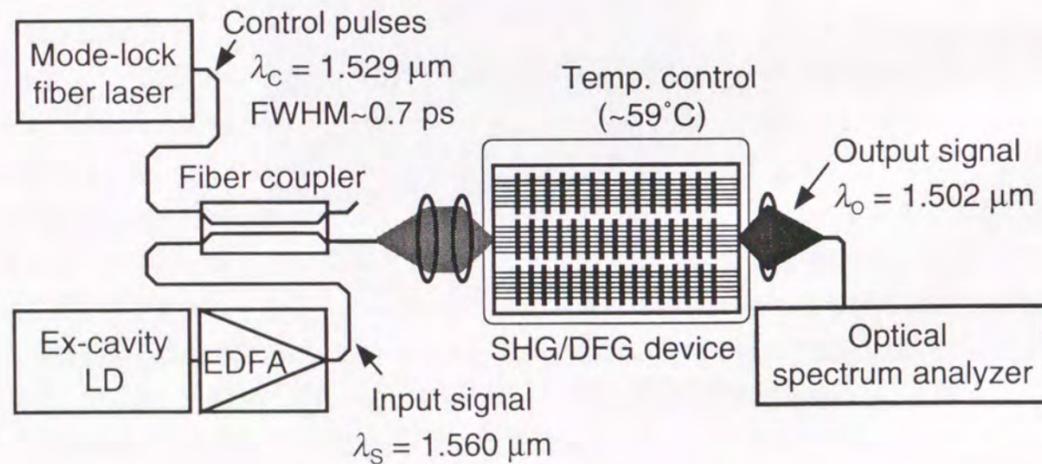


図 4.18 サブピコ秒光スイッチング実験光学系

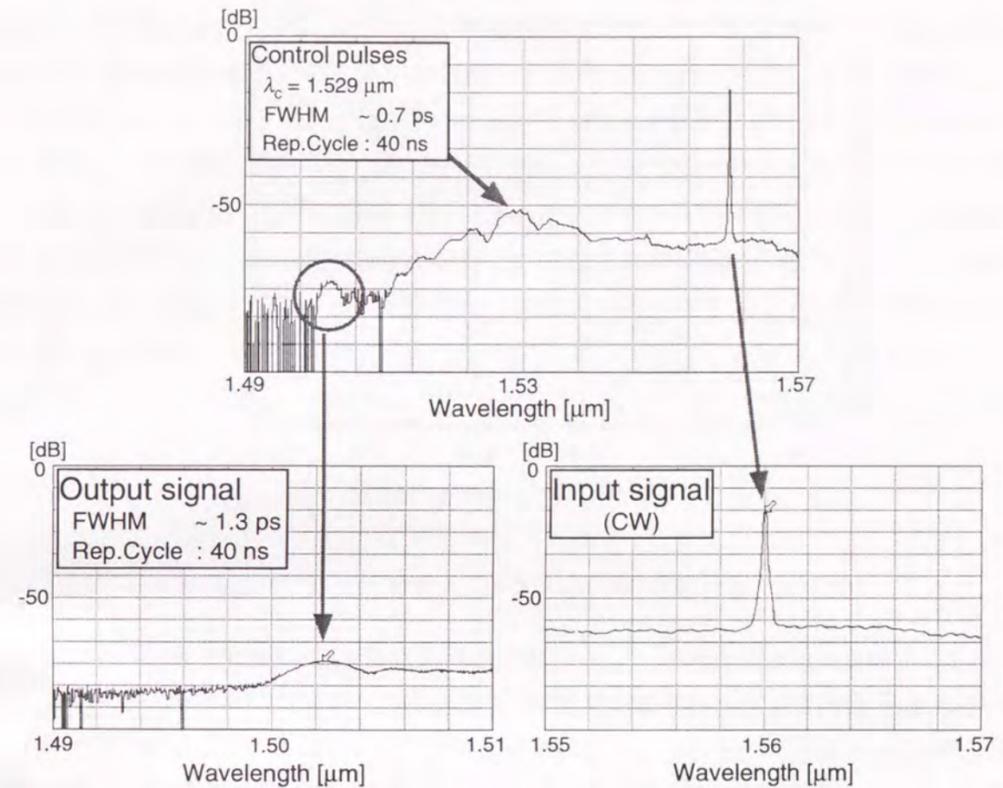


図 4.19 出力光スペクトル

モードロックファイバーレーザ (MLFL、波長 $\lambda_C = 1.529\mu\text{m}$ 、パルス幅0.7ps、繰り返し25MHz)を制御光の光源として、図4.18の光学系で光スイッチング実験を行った。入力信号光には、 $1.5\mu\text{m}$ 帯波長可変の外部共振器型LD出力をEDFAで増幅した光を使用した。これら2光波をファイバークップラで結合して導波路に入力した。出射光は光スペクトルアナライザで観測した。 $\tau_C = 0.7\text{ps}$ 、 $\lambda_C = 1.529\mu\text{m}$ 、 $\lambda_S \approx 1.5\mu\text{m}$ のとき、式(4.8)より $L_{wo} = 2.4\text{mm}$ である。したがって作製した $L = 10\text{mm} \approx 4L_{wo}$ のデバイスを光スイッチに用いる場合、出力信号光パルス幅 τ_O は図4.9より τ_C の約1.8倍($\sim 1.3\text{ps}$)に拡大すると見積もられる。

MLFLは出力光パルスの波長制御が不可能であり、 $\lambda_C = 1.529\mu\text{m}$ のパルス制御光に対して室温(約 20°C)でSHG位相整合条件を満たす導波路は存在しなかった。そこでデバイス全体をペルチェヒータで約 59°C に加熱することで、SHG位相不整合を抑制してスイッチング実験を行った。実験には $W = 4.0\mu\text{m}$ 、 $A = 15.9\mu\text{m}$ の導波路を用いた。

図4.19に得られた出力光平均パワーのスペクトルを示す。 $\lambda_C = 1.529\mu\text{m}$ 、平均パワー

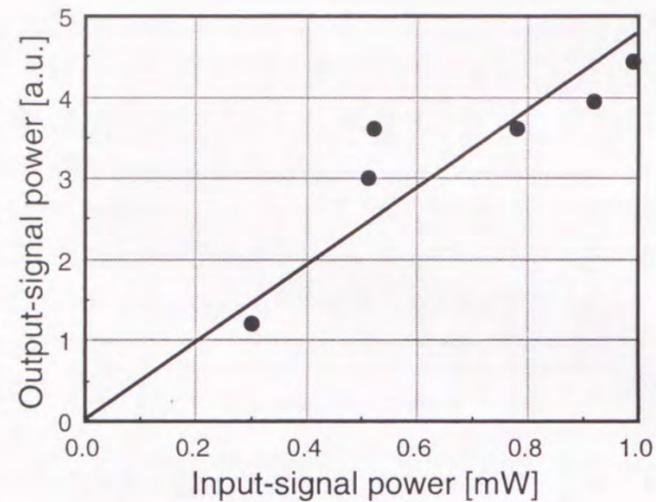


図 4.20 出力信号光平均パワーの入力信号光パワー依存性

~0.05mWの制御光パルスを用い、 $\lambda_s = 1.560\mu\text{m}$ の入力信号光（連続光、図右下）に対して $\lambda_o = 1.502\mu\text{m}$ の出力信号光パルス（図左下）が得られた。制御光パルスの（パルス幅）/（繰り返し周期）比は約1/57000であり、出力信号光平均パワーは極めて低くなる。スイッチング効率 η は、出力信号光パルス幅の拡大（ $\sim 1.8\tau_c$ ）を含めて計算したところ約-23dBであった。制御光パルスピークパワー P_c は2.85Wと見積もられ、これと式(4.1)より予測される η の理論値は32%(-5dB)である。実験結果の理論予測からの大きな逸脱の原因としては、 P_c の過剰見積もりや、制御光-SH光間のSHG位相不整合による効率の低下が考えられる。

図4.20に出力信号光パワーの入力信号光パワー依存性を示す。出力信号光パワーが入力信号光パワーに比例して動作していることを確認した。パルス幅0.7psのMLFL出力光を制御光としたこの実験では、デバイス長が制御光パルス幅に対して最適化されておらず、また出力光平均パワーが極めて低いため測定精度が低下するなどの問題がある。しかし、パルス幅1ps以下の制御光を用いた場合でも本光スイッチが動作していることが確認できた。

4.5 結言

本章では、超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイスについて検討した。いくつかの光スイッチの構成案を示し、その特性および実現可能性を比較・検討した。また、カスケードSHG/DFGを用いた光スイッチ用の特性解析を行い、この光スイッチが光通信波長

帯の光のみで超高速光スイッチが実現できること、信号光波長に対して広い波長受容幅を持つこと等を明らかにした。長さ10mmの超高速光スイッチング用カスケードSHG/DFGデバイスを電圧印加法およびプロトン交換・アニール法によって作製した。パルス幅10psの制御光を用いてスイッチング効率約-22dBの全光スイッチングを実現した。また、パルス幅0.7psの制御光を用いた実験においても約-23dBの効率の全光スイッチングが可能であることを確認した。実験で得られたスイッチング効率は理論値に比較して低い結果であったが、使用するパルス光源の改善やデバイス温度制御等の動作安定化を行えば改善可能であると考えられる。これらの結果から、導波型非線形光学デバイスが超高速光スイッチに適していることを明らかにした。

第5章 結論

導波型非線形光学デバイスは、擬似位相整合の利用により材料の任意波長でその最大非線形光学テンソル成分を用いた波長変換が可能であり、また光導波路構造の利用により小型・高効率な動作が可能であるという特徴を持ち、従来は主に連続動作における波長変換のために検討されてきた。本研究では、非線形光学効果の超高速性に着目し、光で光信号を処理する超高速光信号処理用の導波型非線形光学デバイスについて理論的・実験的検討を行い、いくつかの成果を得ることができた。本研究で得られた成果および考察を以下に要約して述べ、本研究の結論とする。

第2章では、LiNbO₃ 導波型非線形光学デバイスにおける第2高調波発生、和周波発生、差周波発生、カスケード第2高調波発生/差周波発生等、種々の2次非線形光学過程における超短光パルス波長変換特性の理論解析を行った。各非線形光学相互作用を定式化し、ピーム伝搬法に基づきパルス波形の変化を計算することで、パルス幅やパワーの変化の伝搬距離に対する依存性等のパルス波長変換特性を明らかにした。

- 多くの2次非線形光学過程における超短光パルス波長変換では、入力光パルスのパルス幅と群速度とにより定まるウォークオフ長以上の距離をパルスが伝搬するとき、波長変換して得られる出力光は、そのパルス幅が入力光パルス幅より広がるか、あるいはそのパワーの増加が飽和する。
- したがって超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスでは、多くの場合はウォークオフ長が最適デバイス長となる。
- カスケード第2高調波発生/差周波発生では、励起光パルス幅と信号光パルス幅を同程度とすると、ウォークオフ長以上のデバイス長でも出力光パルス幅がほとんど拡大せず、また出力光パワーの増加も飽和しないため、長尺デバイスを用いることで高効率動作可能な超高速光信号処理デバイスが実現できる。

第3章では、超高速光信号処理用導波型非線形光学デバイスとして高速光波形観測のための高効率光サンプリング用 LiNbO₃ 和周波発生デバイスを提案した。従来のバルク結晶

を用いた和周波発生による光サンプリング方式と比較して、大幅な効率改善が期待できることを示し、理論的検討を行った。

- デバイスの信号光波長受容幅はデバイスを長くすると急激に狭くなる。長さ5mmのデバイスでは信号光波長受容幅4.9nmである。
- 波長1.5 μ m帯信号光用和周波発生デバイスにおける擬似位相整合用分極反転グレーティングの周期誤差受容幅は、長さ5mmのデバイスでは66nmであり、高効率デバイス実現には誤差が1%以下の均一なグレーティング構造が必要である。
- 信号光およびサンプリング光パルスの波長によっては、和周波光とともに位相不整合状態の第2高調波光が生じる場合がある。この第2高調波光は、光サンプリングには不要の背景光であり波形観測のSN比を低下させる。第2高調波の発生は、信号光とサンプリングパルス光の波長差を大きくすることで抑制できる。

検討に基づき、最小パルス幅1.5psまで対応可能である長さ5mmの光サンプリング用和周波発生デバイスを作製し、パルス幅25psのサンプリング光パルスを用いて光サンプリング実験を行った。

- 繰り返し1GHzで変調された光信号の鮮明な波形を観測した。
- 従来のバルク結晶を用いた場合に比較して、4桁以上の効率改善を実現した。

これらの結果により、光サンプリング用 LiNbO₃ 和周波発生デバイスの有効性を確認した。

第4章では、導波型非線形光学デバイスを用いた超高速光スイッチングを検討した。いくつかのデバイス構成案を示し、そのスイッチング効率や実現可能性などを比較・検討した。その中で高いスイッチング効率が期待できるカスケード第2高調波発生/差周波発生に基づくタイプの光スイッチについて特性解析をおこなった。

- 入力信号光パルス幅が制御光パルス幅より広い条件では、デバイス長がウォークオフ長以上となると出力信号光パルス幅は拡大する。
- 長さ10mmのデバイスでは、波長1.5 μ m帯入力の信号光に対して150nmという広い波長受容幅を持つ。
- デバイスのスイッチング効率は制御光パワーの2乗に比例して向上し、長さ10mmのデバイスとピークパワー5Wの制御光パルスを用いれば、効率0dBのスイッチング動作が期待できる。

解析結果にもとづき、波長1.5 μ m帯信号光をスイッチングする、長さ10mmのカスケード第2高調波発生/差周波発生デバイスを作製した。

- 平均パワー20mW、繰り返し1GHz、幅10psの制御光パルスを用いたスイッチング実験を行い、効率-22dBのピコ秒オーダ光スイッチングを実現した。

- 平均パワー0.05mW、繰り返し25MHz、幅0.7psの制御光パルスを用いたスイッチング実験を行い、効率-23dBのサブピコ秒光スイッチングを実現した。

実験で得られたスイッチング効率は予測された値より低いものであったが、原因として考えられるいくつかの問題点を改善すれば、導波型非線形光学デバイスを用いてスイッチング効率0dBのピコ秒光スイッチング動作も期待できる。これらの結果から、超高速光スイッチング用導波型非線形光学デバイスの有効性を明らかにした。

本研究で得られた成果から、導波型非線形光学デバイスが超高速光信号処理に適していることを確認できた。以下の事柄を実現すれば、さらに高性能なデバイスが実現できる。

- 分極反転グレーティングにおける周期均一性の向上
- チャネル光導波路における伝搬損失の低減
- 導波モードプロファイルおよび光波間モード重なり改善
- 分散制御による光波間ウォークオフの抑制

超高速光信号処理デバイスは将来の超高速光通信ネットワークにおいて不可欠な要素であり、本研究で確認した導波型非線形光学デバイスの優れた特徴を活かせば、このデバイス開発の一層の進展が期待できる。

謝辞

本研究を行うに際し、終始懇切な御指導、御鞭撻を賜りました大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻 西原 浩 教授に深甚なる感謝の意を表します。また、論文作成にあたり懇篤なる御指導を頂くとともに種々の御高配を賜りました電子工学専攻 吉野 勝美 教授に深謝の意を表します。また、終始一貫して直接御指導、御鞭撻、御討論を賜りました電子工学専攻西原研究室 栖原 敏明 助教授に深謝の意を表します。

さらに、著者が大阪大学に在学中、御指導と御鞭撻を賜りました電子工学専攻 浜口 智尋 教授、尾浦 憲治郎 教授、森田 清三 教授、電子情報エネルギー工学専攻 谷口 研二 教授に深く感謝の意を表します。また、大阪大学医学系研究科 春名 正光 教授（元工学研究科電子工学専攻）に深く感謝の意を表します。

本研究を行うに際し、直接御指導、御討論を頂きました西原研究室 藤村 昌寿 博士に深く感謝致します。

本研究を行うにあたって、終始有益なる御指導を頂きました京都工芸繊維大学工芸学部 電子情報工学科 裏 升吾 助教授（元大阪大学大学院工学研究科電子工学専攻西原研究室）、有益なる御助言を頂きました工業技術院大阪工業技術研究所 金高 健二 博士に心から感謝致します。また、各過程において協力頂いた 藤枝 亮 氏、奥 幸広 氏、重松 泰明 氏、塩 和也 氏、ならびに西原研究室諸氏に感謝します。

参考文献

- [1] M. Asobe, H. Kobayashi, H. Itoh and T. Kanamori: "Laser-diode-driven ultrafast all-optical switching by using highly nonlinear chalcogenie glass fiber", *Opt. Lett.*, **18**, 13, pp. 1056–1058 (1993).
- [2] 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**, 13, pp. 1167–1168 (1993).
- [3] S. Kawanishi and O. Kamatani: "All-optical time-division-multiplexing using four-wave mixing", *Electron. Lett.*, **30**, 20, pp. 1697–1698 (1994).
- [4] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Taniguchi, T. Kitoh and M. Saruwatari: "Single channel 400Gbit/s time-division-multiplexed transmission of 0.98ps pulses over 40km employing dispersion slope compensation", *Electron. Lett.*, **32**, 10, pp. 916–918 (1996).
- [5] M. Asobe, T. Ohara, I. Yokohama and T. Kaino: "Low power all-optical switching in a nonlinear optical loop mirror using chalcogenide glass fibre", *Electron. Lett.*, **32**, 15, pp. 1396–1397 (1996).
- [6] S. Kawanishi, K. Okamoto, M. Ishii, O. Kamatani, H. Takara and K. Uchiyama: "All-optical time-division-multiplexing of 100Gbit/s signal based on four-wave mixing in a travelling-wave semiconductor laser amplifier", *Electron. Lett.*, **33**, 11, pp. 976–977 (1997).
- [7] 和田: "フェムト秒光半導体デバイスの研究動向", *応用物理*, **67**, 5, pp. 530–536 (1998).
- [8] K. Kintaka, M. Fujimura, T. Suhara and H. Nishihara: "High-efficiency LiNbO₃ waveguide second-harmonic generation devices with ferroelectric-domain-inverted gratings fabricated by applying voltage", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **14**, 3, pp. 462–468 (1996).
- [9] M. Fujimura, M. Sudoh, K. Kintaka, T. Suhara and H. Nishihara: "Enhancement of SHG efficiency in periodically poled LiNbO₃ waveguide utilising a resonance effect", *Electron. Lett.*, **32**, 14, pp. 1283–1284 (1996).
- [10] K. Mizuuchi, K. Yamamoto and M. Kato: "Harmonic blue light generation in X-cut LiNbO₃ waveguide", *Electron. Lett.*, **33**, 9, pp. 806–807 (1997).
- [11] K. Mizuuchi, H. Ohta, K. Yamamoto and M. Kato: "Second-harmonic generation with a high-index-clad waveguide", *Opt. Lett.*, **22**, 16, pp. 1217–1219 (1997).
- [12] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer and R. L. Byer: "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate", *Opt. Lett.*, **22**, 24, pp. 1834–1836 (1997).
- [13] K. Mizuuchi and K. Yamamoto: "Waveguide second-harmonic generation device with broadband flat quasi-phase-matching response by use of a grating structure with located phase shifts", *Opt. Lett.*, **23**, 24, pp. 1880–1882 (1998).
- [14] T. Sugita, K. Mizuuchi, Y. Kitaoka and K. Yamamoto: "31%-efficient blue second-harmonic generation in a periodically poled MgO:LiNbO₃ waveguide by frequency doubling of an AlGaAs laser diode", *Opt. Lett.*, **24**, 22, pp. 1590–1592 (1999).
- [15] K. R. Parameswaran, M. Fujimura, M. H. Chou and M. M. Fejer: "Low-Power All-Optical Gate Based on Sum Frequency Mixing in APE Waveguide in PPLN", *IEEE Photo. Tech. Lett.*, **12**, 6, pp. 654–656 (2000).
- [16] C. Q. Xu, H. Okayama and M. Kawahara: "1.5 μ m band efficient broadband wavelength conversion by difference frequency generation in a periodically domain-inverted LiNbO₃ channel waveguide", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 26, pp. 3559–3561 (1993).
- [17] M. H. Chou, J. Hauden, M. A. Arbore and M. M. Fejer: "1.5- μ m-band wavelength conversion based on difference-frequency generation in LiNbO₃ waveguides with integrated coupling structures", *Opt. Lett.*, **23**, 13, pp. 1004–1006 (1998).

- [18] D. Hofmann, G. Schreiber, C. Haase, H. Herrmann, W. Grundkötter, R. Ricken and W. Sohler: "Quasi-phase-matched difference-frequency generation in periodically poled Ti:LiNbO₃ channel waveguides", *Opt. Lett.*, **24**, 13, pp. 896–898 (1999).
- [19] M. H. Chou, I. Brener, K. R. Parameswaran and M. M. Fejer: "Stability and bandwidth enhancement of difference frequency generation (DFG)-based wavelength conversion by pump detuning", *Electron. Lett.*, **35**, 12, pp. 978–980 (1999).
- [20] D. T. Reid, Z. Penman, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, H. Karlsson and F. Laurell: "Broadly tunable infrared femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄", *Opt. Lett.*, **22**, 18, pp. 1397–1399 (1997).
- [21] T. Reid, G. T. Kennedy, A. Miller, W. Sibbett and M. Ebrahimzadeh: "Widely Tunable, Near- to Mid-Infrared Femtosecond and Picosecond Optical Parametric Oscillators Using Periodically Poled LiNbO₃ and RbTiOAsO₄", *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **4**, 2, pp. 238–248 (1998).
- [22] P. E. Powers, K. W. Aniolek, T. J. Kulp, B. A. Richman and S. E. Bisson: "Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifier seeded with the narrow-band filtered output of an optical parametric generator", *Opt. Lett.*, **23**, 24, pp. 1886–1888 (1998).
- [23] A. Galvanauskas, K. K. Wong, K. E. Hadi, M. Hofer, M. E. Fermann, D. Harter, M. H. Chou and M. M. Fejer: "Amplification in 1.2–1.7 μ m communication window using OPA in PPLN waveguides", *Electron. Lett.*, **35**, 9, pp. 731–733 (1999).
- [24] M. Nakamura, M. Sugihara, M. Kotoh, H. Taniguchi and K. Tadatomo: "Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Oscillator Using Periodically Poled MgO-Doped LiNbO₃ Crystal", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 11A, pp. L1234–L1236 (1999).
- [25] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan: "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", *Phys. Rev.*, **127**, 6, pp. 1918–1939 (1962).
- [26] T. Suhara and H. Nishihara: "Theoretical analysis of waveguide second-harmonic generation phase matched with uniform and chirped gratings", *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 7, pp. 1265–1276 (1990).
- [27] W. Sohler and H. Sushe: "Second-harmonic generation in Ti:diffused LiNbO₃ optical waveguides with 25% conversion efficiency", *Appl. Phys. Lett.*, **33**, pp. 518–520 (1978).

- [28] N. Uesugi, K. Daikoku and K. Kubota: "Electric field tuning of second-harmonic generation in a three-dimensional LiNbO₃ optical waveguide", *Appl. Phys. Lett.*, **34**, pp. 60–62 (1979).
- [29] R. Regener and W. Sohler: "Efficient second-harmonic generation in Ti:LiNbO₃ channel waveguide resonators", *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, pp. 267–277 (1988).
- [30] M. Asobe, I. Yokohama, H. Itoh and T. Kaino: "All-optical switching by use of cascading of phase-matched sum-frequency-generation and difference-frequency-generation processes in periodically poled LiNbO₃", *Opt. Lett.*, **22**, 5, pp. 274–276 (1997).
- [31] I. Yokohama, M. Asobe, A. Yokoo, H. Itoh and T. Kaino: "All-optical switching by use of cascading of phase-matched sum-frequency-generation and difference-frequency-generation processes", *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 12, pp. 3368–3377 (1997).
- [32] G. P. Banfi, P. K. Datta, V. Degiorgio and D. Fortusini: "Wavelength shifting and amplification of optical pulses through cascaded second-order processes in periodically poled lithium niobate", *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2, pp. 136–138 (1998).
- [33] C. G. Treviño-Palacios, G. I. Stegeman, P. Baldi and M. P. D. Micheli: "Wavelength shifting using cascaded second-order processes for WDM applications at 1.55 μ m", *Electron. Lett.*, **34**, 22, pp. 2157–2158 (1998).
- [34] I. Brener, M. H. Chou, D. Peale and M. M. Fejer: "Cascaded $\chi^{(2)}$ wavelength converter in LiNbO₃ waveguides with counter-propagating beams", *Electron. Lett.*, **35**, 14, pp. 1155–1157 (1999).
- [35] M. H. Chou, I. Brener, M. M. Fejer, E. E. Chaban and S. B. Christman: "1.5- μ m-band wavelength conversion based on cascaded second-order nonlinearity in LiNbO₃ waveguides", *IEEE Photo. Tech. Lett.*, **11**, 6, pp. 653–655 (1999).
- [36] H. Kanbara, H. Itoh, M. Asobe, K. Noguchi, H. Miyazawa, T. Yanagawa and I. Yokohama: "All-optical switching based on cascading of second-order nonlinearities in a periodically poled titanium-diffused lithium niobate waveguide", *IEEE Photo. Tech. Lett.*, **11**, 3, pp. 328–330 (1999).
- [37] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmulovich, D. Philen, S. Kosinski, K. R. Parameswaran and M. M. Fejer: "Efficient wide-band and tunable

midspan spectral inverter using cascaded nonlinearities in LiNbO₃ waveguides", IEEE Photo. Tech. Lett., **12**, 1, pp. 82–84 (2000).

- [38] I. Brener, M. H. Chou, E. Chaban, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer, S. Kosinski and D. L. Pruitt: "Polarisation-insensitive wavelength converter based on cascaded nonlinearities in LiNbO₃ waveguides", Electron. Lett., **36**, 1, pp. 66–67 (2000).
- [39] I. Brener, B. Mikkelsen, G. Raybon, R. Harel, K. Parameswaran, J. R. Kurz and M. M. Fejer: "160Gbit/s wavelength shifting and phase conjugation using periodically poled LiNbO₃ waveguide parametric converter", Electron. Lett., **36**, 12, pp. 1788–1790 (2000).
- [40] S. Kawanishi, M. H. Chou, K. Fujiura, M. M. Fejer and T. Morioka: "All-optical modulation and time-division-multiplexing of 100Gbit/s signal using quasi-phaseshifted mixing in LiNbO₃ waveguides", Electron. Lett., **36**, 18, pp. 1568–1569 (2000).
- [41] A. Azouz, N. Stelmakh, J. M. Lourtioz, D. Delacourt, D. Papillon and J. Lehoux: "High second-harmonic conversion efficiency of quasi-phase-matched LiTaO₃ waveguides pumped by single-mode pulsed AlGaAs laser diodes", Appl. Phys. Lett., **67**, 16, pp. 2263–2265 (1995).
- [42] D. B. Maring, R. F. Tavlykaev, R. V. Ramaswamy, Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov and J. M. Zavada: "Effect of crystal phases on refractive index profiles of annealed proton-exchanged waveguides in X-cut LiTaO₃", Appl. Phys. Lett., **73**, 4, pp. 423–425 (1998).
- [43] T. Hatanaka, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito, Y. Furukawa and K. Kitamura: "Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric LiTaO₃", Opt. Lett., **25**, 9, pp. 651–653 (2000).
- [44] P. A. Champert, S. V. Popov, J. R. Taylor and J. P. Meyn: "Efficient second-harmonic generation at 384nm in periodically poled lithium tantalate by use of a visible Yb-Er-seeded fiber source", Opt. Lett., **25**, 17, pp. 1252–1254 (2000).
- [45] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, E. W. V. Stryland and H. Vanherzeele: "Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP", Opt. Lett., **17**, 1, pp. 28–30 (1992).

- [46] S. W. McCahon, S. A. Anson, D.-J. Jang and T. F. Boggess: "Generation of 3–4- μ m femtosecond pulses from a synchronously pumped, critically phase-matched KTiOPO₄ optical parametric oscillator", Opt. Lett., **20**, 22, pp. 1397–1399 (1995).
- [47] T. Kartaloğlu, K. G. Koprulu and O. Aytur: "Phase-matched self-doubling optical parametric oscillator", Opt. Lett., **22**, 5, pp. 280–282 (1997).
- [48] S. Wang, V. Pasiskevicius, F. Laurell and H. Karlsson: "Ultraviolet generation by first-order frequency doubling in periodically poled KTiOPO₄", Opt. Lett., **23**, 24, pp. 1883–1885 (1998).
- [49] S. Wang, V. Pasiskevicius, F. Laurell and H. Karlsson: "Ultraviolet generation by first-order frequency doubling in periodically poled KTiOPO₄", Opt. Lett., **23**, 24, pp. 1883–1885 (1998).
- [50] 岡本勝就: "光導波路の基礎", コロナ社, 東京 (1992).
- [51] K. Gallo, G. Assanto and G. I. Stegeman: "Efficient wavelength shifting over the erbium amplifier bandwidth via cascaded second order processes in lithium niobate waveguides", Appl. Phys. Lett., **71**, 8, pp. 1020–1022 (1997).
- [52] K. Gallo and G. Assanto: "Analysis of lithium niobate all-optical wavelength shifters for the third spectral window", J. Opt. Soc. Am. B, **16**, 5, pp. 741–753 (1999).
- [53] B. P. Nelson and N. J. Doran: "Optical sampling oscilloscope using nonlinear fiber loop mirror", Electron. Lett., **27**, 3, pp. 204–205 (1991).
- [54] M. Jinno, J. B. Schlager and D. L. Franzen: "Optical sampling using nondegenerate four-wave mixing in a semiconductor laser amplifier", Electron. Lett., **30**, 18, pp. 1489–1491 (1994).
- [55] T. Kanada and D. L. Franzen: "Optical waveform measurement by optical sampling with a mode-locked laser diode", Opt. Lett., **11**, 1, pp. 4–6 (1986).
- [56] 高良, 川西, 山林, 猿渡: "和周波発生を用いた光サンプリングによる超高速光波形測定法", 電子情報通信学会論文誌 B-I, **J75-B-I**, 5, pp. 372–380 (1992).
- [57] H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori and M. Saruwatari: "100Gbit/s optical waveform measurement with 0.6ps resolution optical sampling using subpicosecond supercontinuum pulses", Electron. Lett., **30**, 14, pp. 1152–1153 (1994).

- [58] H. Takara, S. Kawanishi and M. Saruwatari: "Optical signal eye diagram measurement with subpicosecond resolution using optical sampling", *Electron. Lett.*, **32**, 14, pp. 1399-1400 (1996).
- [59] H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh and M. Saruwatari: "100Gbit/s optical signal eye-diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal", *Electron. Lett.*, **32**, 24, pp. 2256-2258 (1996).
- [60] Y. Ishigame, T. Suhara and H. Nishihara: "LiNbO₃ waveguide second-harmonic-generation device phase matched with fan-out domain-inverted grating", *Opt. Lett.*, **16**, 6, pp. 375-377 (1991).
- [61] "Properties of LITHIUM NIOBATE", The institution of Electrical Engineers, United Kingdom (1989).
- [62] "Laser Handbook", North-Holland publishing Co., Amsterdam (1972).
- [63] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe: "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation", *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 5, pp. 435-436 (1993).
- [64] J. L. Jackel, C. E. Rice and J. J. Veselka: "Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃", *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 7, pp. 607-608 (1982).
- [65] P. G. Suchoski, T. K. Findakly and F. J. Leonbergger: "Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electro-optic degradation", *Opt. Lett.*, **13**, 11, pp. 1050-1052 (1988).
- [66] H. Takahashi, Y. Hibino and I. Nishi: "Polarization-insensitive arrayed-waveguide grating wavelength multiplexer on silicon", *Opt. Lett.*, **17**, pp. 499-501 (1992).
- [67] Y. Inoue, Y. Ohmori, M. Kawachi, S. Ando, T. Sawada and H. Takahashi: "Polarization mode converter with polyimide half waveplate in silica-based planar lightwave circuits", *IEEE Photo. Tech. Lett.*, **6**, pp. 626-628 (1994).

発表論文

論文・レター

- [1] T. Suhara, H. Ishizuki, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Waveguide Quasi-Phase-Matched Sum-Frequency Generation Device for High-Efficiency Optical Sampling," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 11, no. 8, pp. 1027-1029, (1999).
- [2] 石月 秀貴, 藤村 昌寿, 栖原 敏明, 西原 浩, "高効率光サンプリングのための LiNbO₃ 導波路擬似位相整合和周波発生デバイス," *電子情報通信学会論文誌 C*, vol. J83-C, no. 3, pp. 197-203, (Mar. 2000).
- [3] 石月 秀貴, 栖原 敏明, 西原 浩, "LiNbO₃ 導波路非線形光学デバイスにおける超短パルス波長変換特性の解析," *電子情報通信学会論文誌 C*, 投稿中 (2000年7月31日受付, 査読中).
- [4] H. Ishizuki, T. Suhara, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Wavelength-conversion type picosecond optical switching using a waveguide QPM-SHG/DFG device," *Optical and Quantum Electronics*, to be published.

国際会議

- [1] T. Suhara, H. Ishizuki, M. Fujimura, and H. Nishihara, "Waveguide Quasi-Phase-Matched Sum-Frequency Generation Device for Optical Sampling," *European Conference on Integrated Optics (ECIO'99)*, FrD2, pp501-504, Trino, (1999).
- [2] H. Ishizuki, M. Fujimura, T. Suhara, and H. Nishihara, "LiNbO₃ Waveguide Quasi-Phase-Matched Sum-Frequency Generation Device for Optical Sampling," *The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/PR'99)*, FS3, Seoul, (Sep. 1999).

学会発表

- [1] 石月 秀貴, 藤村 昌寿, 栖原 敏明, 西原 浩, “LiNbO₃ 導波路 QPM-SFG デバイスを用いた光サンプリングの実験,” 平成 11 年春期応用物理学会講演会, 28p-A-8, (Mar. 1999).
- [2] 石月 秀貴, 藤村 昌寿, 栖原 敏明, 西原 浩, “導波路 QPM-SHG/DFG デバイスによる波長変換型ピコ秒光スイッチング,” 平成 12 年春期応用物理学会講演会, 28p-ZF-11, (Mar. 2000).

報告会

- [1] 西原 浩, 石月 秀貴, 藤村 昌寿, 栖原 敏明, “導波路 QPM-SHG/DFG デバイスによる波長変換型ピコ秒光スイッチング,” 大阪大学ベンチャー・ビジネス・ラボラトリー第 5 回公開研究成果発表会, (Mar. 2000).

