Osaka University Knowledge Archive

Title	強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器に関する研究
Author(s)	井上, 敏之
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/52169
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

博士学位論文

強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器に関する研究

井　上　敏　之

２０１５年　１月

大阪大学大学院工学研究科

内容梗概

本論文は，著者が大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻博士課程に在学中，集積光電子デバイス領域（栖原研究室）において行った“強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器に関する研究”をまとめたもので，６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

光通信や光信号処理，ディスプレイ用光源，量子フォトニックデバイス等への応用を目指し，強誘電体結晶 $LiNbO_3$，$LiTaO_3$ 周期分極反転構造を用いた擬似位相整合非線形光学波長変換デバイスが盛んに研究されている．また，強誘電体周期分極反転構造を電気光学デバイスに応用することにより，従来の電気光学デバイスを高性能化できるだけでなく，新たな機能を有するデバイスを実現できる可能性がある．特に，強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器は将来の産業の発展に寄与しうることを踏まえて，本研究の意義や重要性について述べる．また，これまでの強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器の研究において明らかになった問題点・課題について言及し，本研究における目的および解決すべき課題を明確にする．最後に，本論文の構成を示す．

第２章　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計

本章では，周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計について述べる．まず，電気光学ブラッグ偏向型光変調器（一次元空間光変調器における 1 画素分）の動作原理について説明する．つぎに，モード結合理論を用いた変調器の理論解析について述べる．ブラッグ回折型となるために必要な分極反転周期やグレーティング厚さの条件，ブラッグ角の分極反転周期依存性，回折効率 100%を得るために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性などの変調特性を明らかにする．電気光学特性に優れ，高い光損傷耐性を有する MgO 添加 $LiNbO_3$ あるいは MgO 添加 $LiTaO_3$ を変調器に用いた場合の変調特性の理論予測を示し，それぞれの変調特性の比較および考察を行う．そして，電気光学ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器（電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器）の構成方法について述べ，高画素密度を得るために満たすべき画素電極サイズ，画素間隔等の条件について考察する．

第３章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の作製・評価

本章では，第２章で示した設計をもとにした MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の作製および評価について述べる．まず，無添加 $LiNbO_3$ と比較して周期 10 μm 以下の分極反転構造の作製が困難である MgO 添加 $LiNbO_3$ への短周期分極反転構造の作製について述べる．得られる周期分極反転構造の一様性を改善するためには，周期電極の構造や形状の最適化が不可欠であることを示す．電圧印

加条件等の作製条件を最適化して見出した，均一性の高い周期分極反転構造の作製方法について述べる．つぎに，MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の作製方法および評価について述べる．特に，光損傷の問題が顕著に生じると予想される短波長光の変調特性を明らかにする．矩形変調信号を用いて紫色レーザ光を変調すると，出力光パワーの顕著な緩和現象が生じることを明らかにする．また，分極反転構造作製後に結晶を 600°C の酸素雰囲気中で 2 時間アニーリングすることにより，緩和現象を低減できることを示す．透過光・回折光パワーの変調器印加電圧依存性や回折効率のレーザ光入射角依存性などの測定結果を示し，第 2 章で示した理論予測との比較および考察を行う．さらに，電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプの作製および評価について述べる．

第４章　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の設計

本章では，周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の設計について述べる．まず，電気光学偏光変換型光変調器の動作原理について説明する．つぎに，モード結合理論を用いた変調器の理論解析について述べる．位相整合に必要な分極反転周期の入射光波長依存性や変換効率 100%を得るために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性，変換効率の入射光波長依存性（波長受容幅）などの変調特性を明らかにする．MgO 添加 $LiNbO_3$ あるいは MgO 添加 $LiTaO_3$ を変調器に用いた場合の変調特性の理論予測を示し，それぞれの変調特性の比較および考察を行う．

第５章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の作製・評価

本章では，第４章で示した設計をもとにした MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の作製および評価について述べる．MgO 添加 $LiNbO_3$ 結晶は複屈折性が大きいため，常光・異常光間の位相不整合を補償するためには短周期の分極反転構造が必要であり，変調器の波長受容幅が小さくなるということを，第４章で示した数式を用いて説明する．本実験で使用する GaN レーザは多モード発振しており，スペクトル幅が変調器の波長受容幅を上回っているために高い変換効率を得ることができないという問題点を踏まえ，回折格子を用いた複合外部共振器型 GaN レーザを構成し，スペクトル幅を波長受容幅よりも十分小さくして変調器の評価を行うことについて述べる．MgO 添加 $LiNbO_3$ への周期 3.6 μm の分極反転構造の作製方法，MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の作製方法，複合外部共振器型 GaN レーザを光源とした変調器の評価について述べる．垂直・水平偏光パワーの変調器印加電圧依存性や変換効率の入射光波長依存性などの測定結果を示し，第４章で示した理論予測との比較および考察を行う．

第６章　結論

本研究で得られた成果を総括し，今後の課題や展望を述べる．また，関連する研究分野における本研究の意義や位置づけを明らかにする．

強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調器に関する研究

目　　次

第１章　序論 1

1.1　研究の背景 1

1.2　課題と本研究の目的 3

1.3　本論文の構成 4

第２章　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計 6

2.1　緒言 6

2.2　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の動作原理 6

2.3　モード結合理論を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の理論解析 7

2.4　電気光学ブラッグ偏向型光変調器の変調特性の理論予測 9

2.4.1　ブラッグ回折型となるための条件 9

2.4.2　ブラッグ角の分極反転周期依存性 9

2.4.3　回折効率 100%を得るために必要な印加電界 11

2.4.4　回折効率のレーザ光入射角依存性 12

2.4.5　回折効率の入射光波長依存性 13

2.5　電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の構成 15

2.6　一次元空間光変調器の特性予測 16

2.7　結言 19

第３章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の作製・評価 20

3.1　緒言 20

3.2　MgO 添加 $LiNbO_3$ 短周期分極反転構造の作製 20

3.2.1　櫛形周期電極を用いた結晶加熱電圧印加による周期分極反転構造作製 20

3.2.2　波板電極構造を用いた結晶加熱電圧印加による周期分極反転構造作製 22

3.3　電気光学ブラッグ偏向型光変調器の作製 26

3.4　紫色レーザ光変調特性 26

3.4.1　出力光パワーの緩和現象の低減 26

3.4.2　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性 28

3.4.3　回折効率のレーザ光入射角依存性 30

3.4.4　矩形電圧信号による透過光・回折光パワーの変調.....32
3.5　紫外レーザ光変調特性.....32
3.5.1　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性.....32
3.5.2　回折効率のレーザ光入射角依存性.....33
3.5.3　矩形電圧信号による透過光・回折光パワーの変調.....33
3.6　一次元空間光変調器のプロトタイプの作製および評価.....34
3.7　結言.....36

第４章　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の設計.....38
4.1　緒言.....38
4.2　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の動作原理.....38
4.3　モード結合理論を用いた電気光学偏光変換型光変調器の理論解析.....40
4.4　位相整合に必要な分極反転周期の入射光波長依存性.....42
4.5　変換効率 100%を得るために必要な印加電界.....43
4.6　変換効率の入射光波長依存性.....44
4.7　変換効率のデバイス温度依存性.....45
4.8　変調帯域.....47
4.9　結言.....49

第５章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の作製・評価.....51
5.1　緒言.....51
5.2　変調器評価のための複合外部共振器型 GaN レーザの構成.....51
5.3　電気光学偏光変換型光変調器の作製.....52
5.4　垂直・水平偏光パワーの印加電圧依存性.....54
5.5　変換効率の入射光波長依存性.....55
5.6　結言.....56

第６章　結論.....57

謝辞.....61

参考文献.....62

著者発表論文.....66

第１章　　序論

1.1　　研究の背景

強誘電体結晶である $LiNbO_3$ や $LiTaO_3$ は，優れた非線形光学 (NLO)・電気光学 (EO) 特性を有している [1–6]．そのため，バルク型 EO デバイスでは光位相変調器や横型光強度変調器 [1]，導波路型 EO デバイスでは分岐干渉型光変調器 [7, 8] や方向性結合器型光変調器 [9], 櫛形電極を結晶に装荷して形成した EO グレーティングを用いたブラッグ回折型光偏向器・スイッチ [10, 11] や TE-TM モード変換器 [12] などが古くから研究されてきた. また，$LiNbO_3$ や $LiTaO_3$ への分極反転構造の作製技術の向上 [13] に伴い，周期分極反転構造を用いた擬似位相整合 NLO 波長変換デバイスの研究が盛んに行われるようになった [2, 13–18]. 高密度波長多重光通信のための差周波発生デバイス [14, 15] や，ディスプレイ用緑色光発生デバイス [16]，将来の量子情報通信等への応用を目指した光子対発生デバイス [17, 18] などが提案・実証されており，バルク型・導波路型ともに現在も幅広く研究されている．周期分極反転構造を用いた EO デバイスも NLO デバイスに次いで研究がなされており，屈折現象を利用した偏向器やレンズ [19], 分極反転による EO 定数の符号の反転により光波とマイクロ波（変調電界）との擬似的な速度整合を図った擬似速度整合光位相変調器 [20] や光 SSB 変調器 [21]，EO グレーティングを用いたブラッグ偏向型光変調器 [19, 22–28]，偏光変換型光変調器 [29–31]，ブラッグ反射型光変調器 [32] などが提案・実証されている．周期分極反転構造を用いた EO 変調器は，従来の櫛形電極を用いて EO グレーティングを形成する方法と比較して，変調電極の形状が単純である，結晶内部にも短周期のグレーティングを形成できるためバルク型デバイスを構成できるなどの利点を有している.

EO グレーティングを用いたデバイスの分類を表 1.1 に，ブラッグ偏向型・偏光変換型・ブラッグ反射型デバイスの波動ベクトルダイアグラムを図 1.1 に示す．ブラッグ偏向型はコプレーナ結合であり，グレーティングベクトルの大きさ（分極反転周期）を変化させることにより偏向角を変化させることができる. 単一次数のブラッグ回折光を得るためには比較的短い周期の分極反転構造が必要である．偏光変換型はコリニア結合であり，コプレーナ結合と比較してデバイスをコンパクトにできる. 通常は互いに直交する偏波の光波の結合は生じないが，比誘電率テンソルに非対角成分が生じる場合には結合が生じる．両偏光間の位相不整合量は結晶の複屈折性によって大きく異なり, 位相整合に必要な分極反転周期の大きさも異なる. 偏光子や偏光ビームスプリッタ等の偏光素子と組み合わせることにより光強度変調を行うことができる．ブラッグ反射型もコリニア結合であるが，偏光変換型とは異なり偏光素子を用いることなく出力光強度を変調できる．しかし，位相不整合量を補償するためには大きなグレーティングベクトル，すなわち極微周期の分極反転構造が必要となり，デバイスの作製が非常に難しい.

表 1.1　電気光学グレーティングを用いたデバイスの分類

	ブラッグ偏向型	偏光変換型	ブラッグ反射型
モード結合の種類	コプレーナ同方向	コリニア同方向	コリニア逆方向
必要な グレーティング周期	デバイス長数 mm で 10μm 以下	結晶の複屈折性による $LiNbO_3$: 20μm 以下 $LiTaO_3$: 数百μm	1μm 以下

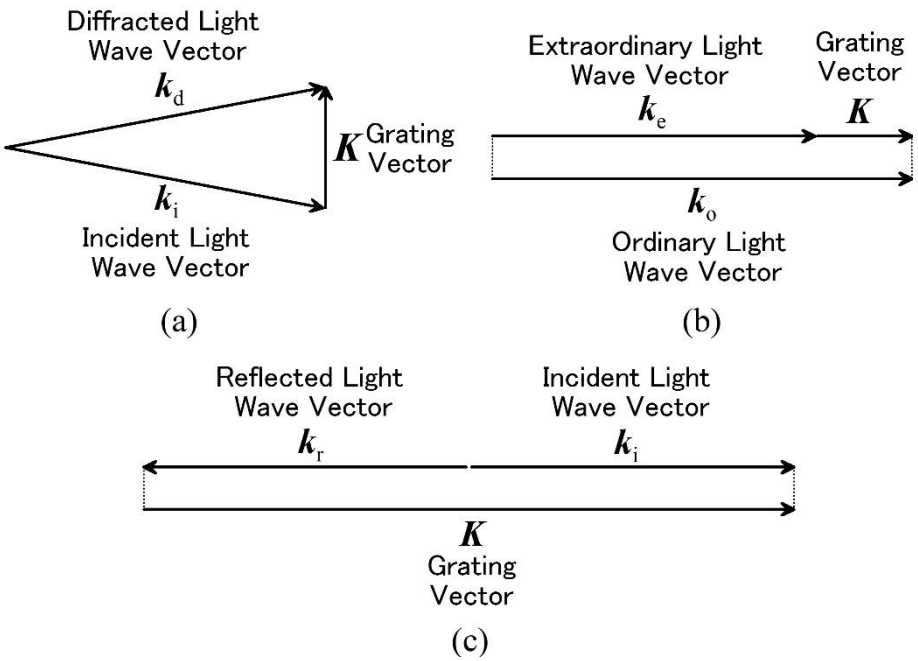


図 1.1　波動ベクトルダイアグラム
(a) ブラッグ偏向型，(b) 偏光変換型，(c) ブラッグ反射型

近年，従来のディスプレイと比較して広い色再現範囲を有し，低消費電力化が期待できるレーザディスプレイが注目されており，高強度可視光の高効率強度変調や空間変調技術が必要とされている [33]．また，スマートフォンやタブレット PC などの急激な普及に伴い，それらの製造において，基板の小型化や高密度化に対応できる精細なパターン形成が可能で，高いスループットを実現できるレーザ描画装置が求められており，紫外光を含む高強度短波長光の高密度空間変調技術が不可欠である．EO 変調器は音響光学変調器や機械的方式と比較して高速に動作するため上記の応用に適している．EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器 [28] では高効率・高密度空間変調を実現できる可能性があり，分極反転周期が互いに異なる EO 偏光変換型光変調器を複数縦続接続すればインライン構成で波長選択光強度変調を実現でき，ディスプレイ等への応用が期待できる．

周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器や EO 偏光変換型光変調器の多くは無添加 $LiNbO_3$ を用いて実証されており，ブラッグ偏向型光変調器では赤色光を主として

紫色から近赤外光（波長 407 ~ 1064 nm），偏光変換型光変調器では主に通信波長帯光（波長 1.55 μm）の強度変調が行われてきた. また, 分極反転周期はブラッグ偏向型で 8 ~ 70 μm, 偏光変換型で 20 μm 程度であり, 10 μm 以上の比較的長周期の分極反転構造が多く用いられてきた．レーザディスプレイや描画装置等への応用のためには，可視光・紫外光変調の実証が不可欠である.

1.2　課題と本研究の目的

無添加 $LiNbO_3$ を用いたデバイスでは，高強度短波長光の変調時に光損傷（光誘起屈折率変化）が顕著に生じることが知られている [34, 35]．この光損傷により位相整合が正確に満たされなくなり，光ビームの散乱等が生じるため，デバイス特性が劣化する．MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) は無添加 $LiNbO_3$ と比較して高い光損傷耐性を示すだけでなく，無添加 $LiNbO_3$ や $LiTaO_3$ よりも電気光学定数が大きく [4–6]，反転抗電界が無添加 $LiNbO_3$ の 1/4 程度 [36] と低いため分極反転に必要な電圧を小さくできるなどの利点がある．そのため，MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造はディスプレイや描画装置等の高強度短波長光の変調を伴う応用に適している．ところが，MgO:$LiNbO_3$ の分極反転特性は無添加 $LiNbO_3$ とは大きく異なり, 特に周期 10 μm 以下の短周期分極反転構造の形成が非常に困難である [37–39]. 例えば, 反転抗電界を引き下げるためや分極反転核生成密度を向上させるために，電圧印加分極反転時に結晶を加熱する必要がある [40]．また，MgO:$LiNbO_3$ では分極反転が結晶を貫通する（結晶の厚さ方向全体にわたって分極反転する）と分極反転部の抵抗値が一時的に減少することが報告されている [41]．分極反転貫通時にリーク電流が流れ，高圧電源の内部抵抗における電圧降下が生じ，結晶印加電圧が低減するため反転が生じにくくなるが，一方でリーク電流が流れる領域では温度上昇により反転抗電界が減少してより反転が進行しやすくなるため，得られる分極反転構造が面内で不均一となる．そのため，リーク電流を抑制するために SiO_2 等の絶縁層を結晶に装荷する必要がある [41]．また，分極反転が結晶を貫通しないように厚板結晶を用いて短いパルス電圧を複数回印加する方法が提案されている [37, 38] が，電圧印加条件（印加電圧，パルス幅/周期，パルス印加回数）の最適化が非常に困難である.

近年開発された MgO 多量添加 (6 ~ 8 mol%) $LiTaO_3$ (MgO:$LiTaO_3$) [42–45] は，$LiNbO_3$ や無添加あるいは MgO 少量添加 $LiTaO_3$ と比較して高い光損傷耐性を示すと期待され, 短波長光の透過特性に優れているため, 高強度･短波長光を用いたデバイスへの応用に適している. しかし，MgO:$LiTaO_3$ を用いたデバイスの報告は NLO・EO デバイスともにまだ非常に少なく，結晶の光学特性や分極反転特性が十分に研究されていない．今後，MgO:$LiTaO_3$ を用いたデバイスの研究が進展し，光学特性や分極反転特性が十分に明らかになれば，周期分極反転構造を用いた EO 変調器の高性能化を実現できる可能性がある.

EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列することにより構成した一次元空間光変調器（EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器）が提案され，画素幅 37.5 μm での空間変調動作が実証

されている [28] が，高画素密度，高消光比，低クロストークである一次元空間光変調器を実現するために必要となる分極反転周期，グレーティング厚さ，画素電極サイズ，画素間隔等の条件の定量的な考察が十分に行われていなかった．高精細なレーザディスプレイ・描画装置の実現のためには，EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の最適設計法の考案が不可欠である．

そこで，高強度の可視光や紫外光の変調に適するように，EO 特性に優れ，高い光損傷耐性を示す $MgO:LiNbO_3$ あるいは $MgO:LiTaO_3$ を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器および EO 偏光変換型光変調器の理論解析，設計，作製および評価を行うことを本研究の目的とした．まず，モード結合理論 [1, 46] を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器および EO 偏光変換型光変調器の理論解析を行い，$MgO:LiNbO_3$ および $MgO:LiTaO_3$ を変調器に用いた場合に予測される変調特性の比較・考察を行った．モード結合理論による変調特性の理論解析の結果を踏まえて，EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器の最適設計法を示した．つぎに，これまで短周期分極反転構造の作製が困難であった $MgO:LiNbO_3$ への周期 10 μm 以下の分極反転構造の作製技術の確立を目指し，周期 7.5 μm，3.0 μm，2.0 μm の分極反転構造の作製を試みた．そして，作製した $MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器および EO 偏光変換型光変調器を構成し，短波長光変調特性を明らかにした．さらに，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプを作製し，短波長光の空間変調基本動作を実証した．

1.3 本論文の構成

本論文の構成を示すブロックダイアグラムを図 1.2 に示す．第 2 章では周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器一次元空間光変調器の設計について述べる．モード結合理論を用いて変調特性の理論解析を行い，$MgO:LiNbO_3$ あるいは $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合に予測される変調特性の比較・考察を行う．EO ブラッグ偏向型光変調器一次元空間光変調器の構成方法を述べ，一次元空間光変調器の最適設計法を示す．第 3 章では，第 2 章で述べた設計を踏まえ，MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の作製・評価について述べる．まず，$MgO:LiNbO_3$ の短周期分極反転構造作製について述べ，作製した周期分極反転構造を用いて構成した EO ブラッグ偏向型光変調器の短波長光変調特性を明らかにする．第 4 章では EO 偏光変換型光変調器の設計について述べる．モード結合理論を用いて変調特性の理論解析を行い，$MgO:LiNbO_3$ あるいは $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合に予測される変調特性の比較・考察を行う．第 5 章では，第 4 章で述べた設計を踏まえ，MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の作製・評価について述べる．複合外部共振器型 GaN レーザを構成し，変調器の短波長光変調特性を評価する．第 6 章は結論とし，本研究において得られた成果を総括するとともに，今後の課題や展望について述べる．また，関連する研究分野における本研究の意義や位置づけを明らかにする．

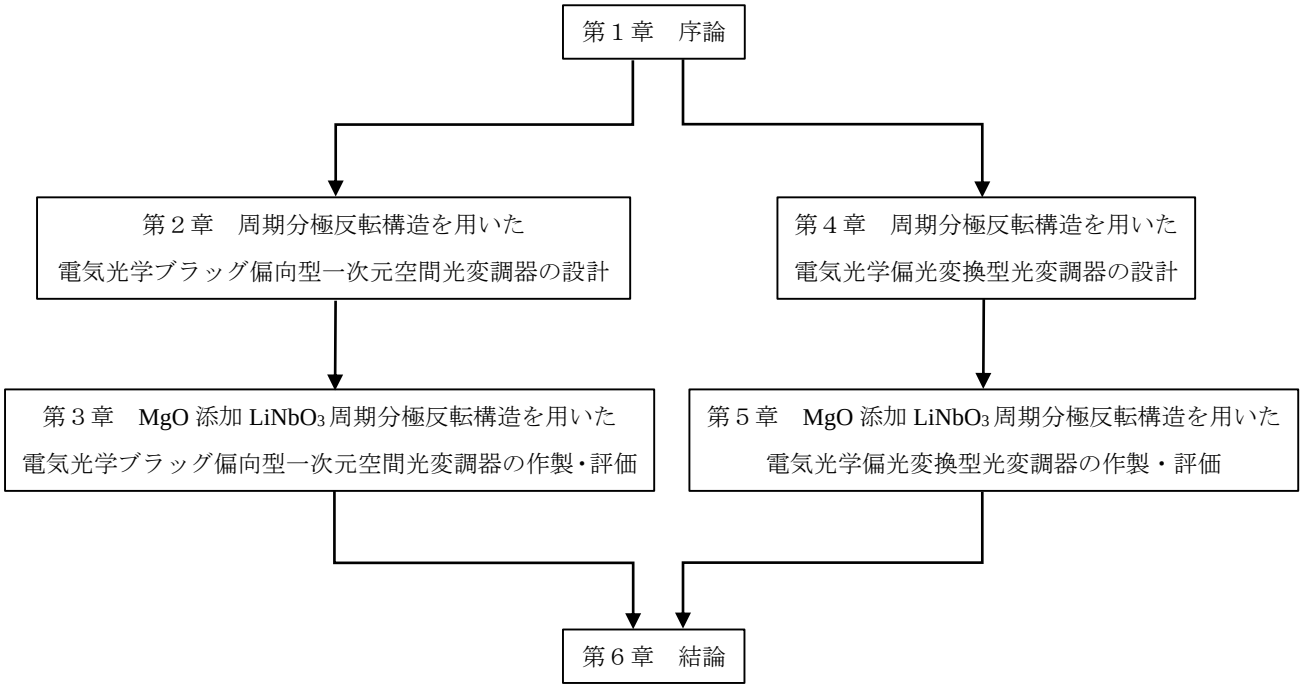


図 1.2　本論文の構成を示すブロックダイアグラム

第２章　　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計

2.1　　緒言

本章では, 周期分極反転構造を用いた電気光学 (EO) ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計について述べる．まず，一次元空間光変調器の基本単位（1 画素分）である EO ブラッグ偏向型光変調器の動作原理を説明し, モード結合理論を用いて変調特性の理論解析を行う．基本次回折光のみが生じるブラッグ回折型となるための条件，ブラッグ角の分極反転周期依存性，回折効率 100%を得るために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性，変調器のレーザ光入射角度受容幅・波長受容幅などの変調特性の理論予測を数式を用いて示し，MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) あるいは MgO (8 mol%) 添加 $LiTaO_3$ (MgO:$LiTaO_3$) を変調器に用いた場合の変調特性を比較・考察する．つぎに，EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器の構成方法について述べる. 画素電極幅や電極ギャップ間隔が満たすべき条件について数式を用いて考察することにより, 高画素密度の一次元空間光変調器を実現するための最適設計法を示す.

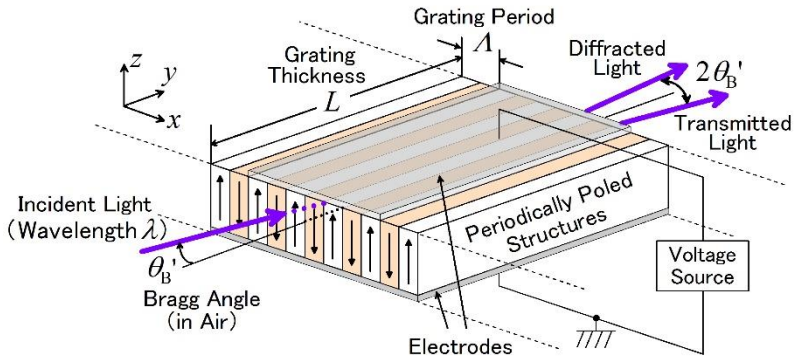


図 2.1　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の概略図

2.2　　周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の動作原理

周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の概略図を図 2.1 に示す．$LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ に z 方向電界 E_z を印加すると, EO 効果により異常屈折率が $\Delta n_e = -r_{33}n_e^3E_z/2$ だけ変化する [1, 46]．ここで，r_{33} は EO 定数，n_e は異常屈折率である．周期 Λ の周期分極反転構造内では r_{33} の符号が周期的に反転しているので，z 方向に一様電界を印加すると結晶内に周期 Λ の屈折率グレーティングが形成される．図 2.2 にブラッグ条件下の波動ベクトル

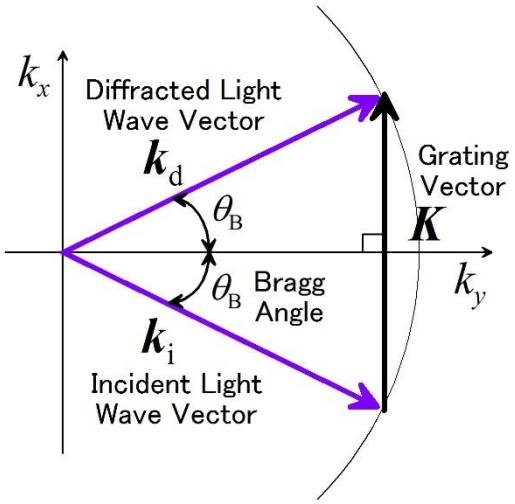


図 2.2　ブラッグ条件下の波動ベクトルダイアグラム

ダイアグラムを示す．比較的周期が短く，厚いグレーティングにブラッグ角でレーザ光を入射すると，ブラッグ回折光が生じる．電界を印加しなければ回折光は生じず透過光のみが得られ，印加電界の大きさを変化させると透過光・回折光強度を変調できる．

2.3　モード結合理論を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器の理論解析

モード結合理論 [1, 46] を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器の理論解析を行う．十分に広いビーム幅を持つレーザ光が, 厚さ L のグレーティングに異常光としてブラッグ角付近で入射する場合を考える．入射光，回折光をそれぞれ y 軸に対して θ_{i}（入射角），$\theta_{\mathrm{d}q}$（q 次回折角）の角度で進行する平面波であると近似し，$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}(x, y, z) = E_{\mathrm{i}}\boldsymbol{e}_z \exp[-j(k_{\mathrm{e}}\sin\theta_{\mathrm{i}})x] \exp[-j(k_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{i}})y]$，$\boldsymbol{E}_{\mathrm{d}q}(x, y, z) = E_{\mathrm{d}q}\boldsymbol{e}_z \exp[-j(k_{\mathrm{e}}\sin\theta_{\mathrm{d}q})x] \exp[-j(k_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{d}q})y]$ と表すこととする．ここで，k_{e} ($= 2\pi n_{\mathrm{e}}/\lambda$) は異常光の波数，$\boldsymbol{e}_z$ は z 方向の偏光を表す単位ベクトルで，$E_{\mathrm{i}} = (2/n_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{i}})^{1/2}(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/4}$，$E_{\mathrm{d}q} = (2/n_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{d}q})^{1/2}(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/4}$ は，入射光と q 次回折光の y 方向パワーフロー密度$|\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}|^2 k_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{i}}/2\omega\mu_0$，$|\boldsymbol{E}_{\mathrm{d}q}|^2 k_{\mathrm{e}}\cos\theta_{\mathrm{d}q}/2\omega\mu_0$ がそれぞれ 1 W/m^2 となるように決めた．また，グレーティングは $0 \le y \le L$ の領域に存在し z-x 面内において十分な広がりを有しているものとし，グレーティングベクトルの向きは x 軸と平行とする．モード結合方程式は,

$$\frac{d}{dy}a(y) = -j\kappa_q b(y)\exp(-j2\Delta_q y) \tag{2.1a}$$

$$\frac{d}{dy}b(y) = -j\kappa_q a(y)\exp(+j2\Delta_q y) \tag{2.1b}$$

と書ける．ここで，$a(y)$，$b(y)$はそれぞれ入射光，回折光の振幅，$2\Delta_q$ は q 次回折に対する y

方向位相不整合量で

$$2\Delta_q = k_e\cos\theta_{dq} - k_e\cos\theta_i \tag{2.2}$$

と表される．q 次結合係数κ_qは

$$\kappa_q = \frac{\omega\varepsilon_0}{4}\iint \boldsymbol{E}_{dq}^{*}(z,x)\Delta\varepsilon_q \exp(-jqKx)\boldsymbol{E}_i(z,x)dzdx \tag{2.3}$$

で与えられ，K (= 2π/Λ) はグレーティングベクトルの大きさであり，Λは分極反転周期である．$\Delta\varepsilon_q$は周期的な比誘電率分布を表す q 次フーリエ振幅で

$$\Delta\varepsilon_q = 4n_e|\Delta n_e|\frac{\sin(qr\pi)}{q\pi} \quad (q \text{ は 0 ではない整数}) \tag{2.4}$$

と求められ，r は周期分極反転構造の duty 比で $r = w/\Lambda$（w は分極反転幅）である．また，Δn_eは異常屈折率変化で，

$$\Delta n_e = -r_{33}n_e^3E_z/2 \tag{2.5}$$

と表される．r = 1/2（分極反転幅:非反転幅 = 1:1）の場合の基本次 (q = 1) 結合係数は式(2.3) ~ (2.5)を用いて

$$\kappa_1 \cong \frac{2r_{33}n_e^3}{\lambda}|E_z| \tag{2.6}$$

と求められる．なお，x 方向位相整合条件

$$k_e\sin\theta_i + K = k_e\sin\theta_d \tag{2.7}$$

を正確に満たしている場合のみを考え，θ_i，θ_dは小さいとして $\cos\theta_i \cong 1$，$\cos\theta_d \cong 1$ とした．以下では基本次回折を考え，添え字 q を省略する．

初期条件 $a(0) = 1$，$b(0) = 0$ として式(2.1)のモード結合方程式を解くと，

$$a(y) = \left[\cos\left(\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,y\right) + \frac{j\Delta}{\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}}\sin\left(\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,y\right)\right]\exp(-j\Delta y) \tag{2.8a}$$

$$b(y) = \frac{-j\kappa}{\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}}\sin\left(\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,y\right)\exp(+j\Delta y) \tag{2.8b}$$

と求められる．回折効率をηとすると，

$$\eta = \frac{|b(L)|^2}{|a(0)|^2} = \frac{\sin^2\left(\sqrt{\kappa^2 + \Delta^2}L\right)}{1 + (\Delta/\kappa)^2} \tag{2.9}$$

と求められる．ただし，入射光の空気と結晶の境界におけるフレネル反射損を無視した．特にブラッグ条件下 ($2\Delta = 0$) での回折効率は，

$$\eta_{2\Delta=0} = \sin^2(\kappa L) = \sin^2\left(\frac{2Lr_{33}n_e^3}{\lambda}|E_z|\right) \tag{2.10}$$

となる．式(2.10)は z 方向印加電界 E_z の大きさを変化させることにより，透過光・回折光強度を変調できることを表している．

2.4　電気光学ブラッグ偏向型光変調器の変調特性の理論予測

2.4.1　ブラッグ回折型となるための条件

基本次回折光のみが生じるブラッグ回折型となるためには，基本次ブラッグ条件が成立しているとき ($\sin\theta_B = -K/2k_e$) の 2 次回折に対する y 方向位相不整合量$|2\Delta_2| = k_e|\cos\theta_{d2} - \cos\theta_B| \cong K^2/k_e$ が十分に大きくなる必要がある．パラメータ Q を次式のように定義する．

$$Q = K^2L/k_e = 2\pi\lambda L/n_e\Lambda^2 \tag{2.11}$$

なお，このパラメータ Q は Klein-Cook パラメータ [47] とも呼ばれ，グレーティングの相対的な厚さの指標として用いられる．Q を大きくすると高次回折に対する位相不整合量を大きくでき，特に $Q > 10$ とすれば基本次回折光のみが生じブラッグ回折型にできる [1]．式(2.11)より，ブラッグ回折型となるためにはより小さな分極反転周期Λとより大きなグレーティング厚さ L が必要であることが分かる．MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合のパラメータ Q のグレーティング厚さ L 依存性を図 2.3 に示す．なお，入射光波長を$\lambda = 405$ nm とし，異常屈折率 $n_e = 2.31$ [48] を用いた．

2.4.2　ブラッグ角の分極反転周期依存性

ブラッグ条件を満たすような入射角をθ_B（ブラッグ角）とすると，式(2.2)および(2.7)から

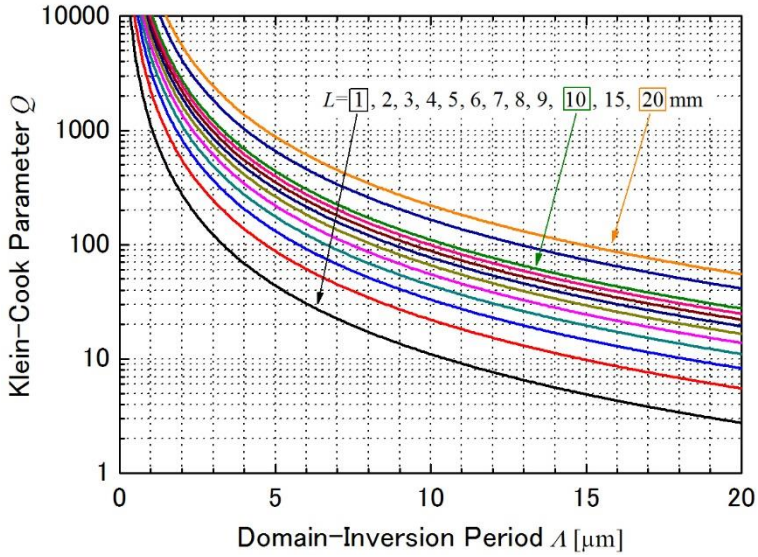


図 2.3　Klein-Cook パラメータ Q のグレーティング厚さ L 依存性

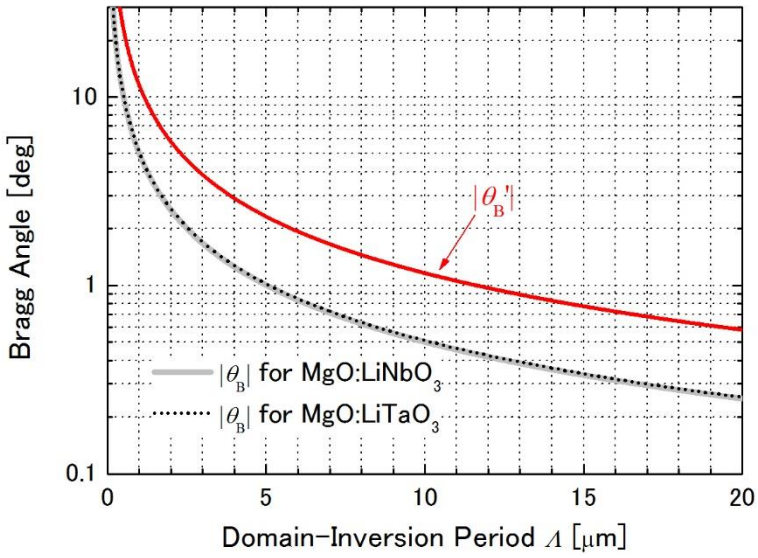


図 2.4　ブラッグ角$|\theta_B|$，$|\theta_B'|$の分極反転周期Λ依存性

次式が得られる．

$$\sin\theta_B = -K/2k_e \tag{2.12}$$

したがって，結晶中におけるブラッグ角θ_Bは

$$|\theta_B| = \sin^{-1}(\lambda/2n_e\Lambda) \tag{2.13}$$

と求められる．また，空気中におけるブラッグ角θ_B'は式(2.12)とスネルの法則を用いて

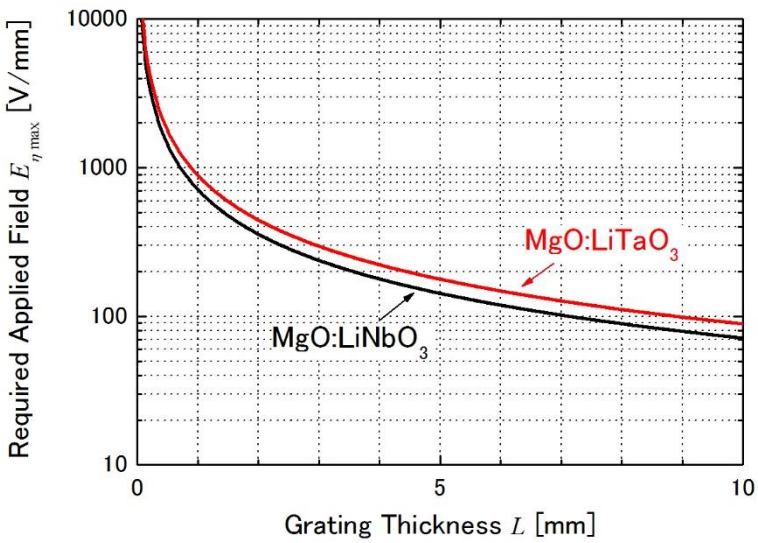


図 2.5　回折効率 100%を得るために必要な印加電界 $E_{\eta\,\max}$ のグレーティング厚さ L 依存性

$$|\theta_B'| = \sin^{-1}(\lambda/2\Lambda) \tag{2.14}$$

と表すことができ，変調器に用いる結晶の種類に依存しないことが分かる．MgO:LiNbO$_3$ あるいは MgO:LiTaO$_3$ を変調器に用いた場合のブラッグ角$|\theta_B|$および$|\theta_B'|$の分極反転周期Λ依存性を図2.4に示す．なお，入射光波長をλ = 405 nm とし，MgO:LiNbO$_3$ の異常屈折率 n_e = 2.31 [48] および MgO:LiTaO$_3$ の異常屈折率 n_e = 2.28 [49] を用いた．図 2.4 から，分極反転周期が短いほど結晶中におけるブラッグ角, 空気中におけるブラッグ角ともに大きくなることが分かる．したがって, 分極反転周期を短くすると偏向角 ($2|\theta_B|$, $2|\theta_B'|$) を大きくできる．また，図 2.4 から MgO:LiNbO$_3$ および MgO:LiTaO$_3$ 結晶中におけるブラッグ角にはほとんど差がないことが分かる．これは波長 405 nm に対する異常屈折率の差がわずかであるためである．

2.4.3　回折効率 100%を得るために必要な印加電界

2.3 において z 方向印加電界 E_z の大きさを変化させることにより，回折光強度を変調できることを述べた. ブラッグ条件下 ($2\Delta = 0$) では$\kappa L = \pi/2$ のときに回折効率η = 100%となることから，式(2.10)よりη = 100%とするために必要な印加電界 $E_{\eta\,\max}$ は

$$E_{\eta\max} = \frac{\pi\lambda}{4Lr_{33}n_e^{\,3}} \tag{2.15}$$

と求められる．MgO:LiNbO$_3$ あるいは MgO:LiTaO$_3$ を変調器に用いた場合の $E_{\eta\,\max}$ のグレーティング厚さ L 依存性を図 2.5 に示す．なお，入射光波長λ = 405 nm とし，MgO:LiNbO$_3$ に

対して r_{33} = 36 pm/V [6]，MgO:$LiTaO_3$ に対して r_{33} = 30.3 pm/V [5] を用いた．図 2.5 から，グレーティング厚さを大きくすると必要な印加電界を低減できることが分かる．また，同じグレーティング厚さの場合，MgO:$LiNbO_3$ の方が MgO:$LiTaO_3$ と比較して必要電界を低くすることができる．これは MgO:$LiNbO_3$ の EO 定数 r_{33} の値が MgO:$LiTaO_3$ のそれよりも大きいためである．

2.4.4　回折効率のレーザ光入射角依存性

変調器のレーザ光入射角度受容幅について考察する。レーザ光入射角 θ_i がブラッグ角 θ_B から少しだけずれた場合を考え，入射角度ずれ，回折角度ずれをそれぞれ $\Delta\theta_i = \theta_i - \theta_B$，$\Delta\theta_d = \theta_d - \theta_B$ とおき，$\sin\theta_i$，$\sin\theta_d$，$\cos\theta_i$，$\cos\theta_d$ をそれぞれ θ_B のまわりでテイラー展開し 1 次の項まで残すと，

$$\sin\theta_i \cong \sin\theta_B + \Delta\theta_i\cos\theta_B \tag{2.16a}$$

$$\sin\theta_d \cong \sin\theta_B + \Delta\theta_d\cos\theta_B \tag{2.16b}$$

$$\cos\theta_i \cong \cos\theta_B - \Delta\theta_i\sin\theta_B \tag{2.16c}$$

$$\cos\theta_d \cong \cos\theta_B - \Delta\theta_d\sin\theta_B \tag{2.16d}$$

と書ける．式(2.16c)，(2.16d)を式(2.2)に代入し，式(2.16a)，(2.16b)を式(2.7)に代入して得た $\Delta\theta_d \cong \Delta\theta_i$ の関係を用いると

$$2\Delta \cong -K\Delta\theta_i \tag{2.17}$$

と求められる．ここで，変調器に必要電界 $E_{\eta\,\max}$ を印加した状態 ($\kappa L = \pi/2$) でレーザ光入射角がブラッグ角からずれて，$|2\Delta|$が大きくなった場合を考えると，式(2.9)より回折効率が 50%となるのは$|\Delta L| \cong 1.25$のときであることが分かる．したがって，式(2.17)を用いて変調器の角度受容幅 $2\Delta\theta_i$（半値全幅）を求めると，

$$2\Delta\theta_i \cong 5\Lambda/2\pi L \tag{2.18}$$

となる．

MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合の各グレーティング厚さ L に対する角度受容幅 $2\Delta\theta_i$ の分極反転周期Λ依存性を図 2.6 に示す．分極反転周期が小さくなるにつれて角度受容幅が狭くなり，同じ分極反転周期であってもグレーティング厚さが大きいと角度受容幅が狭くなることが分かる．したがって，グレーティング厚さを大きくすると式(2.15)に示されるように必要印加電界を低減できるが，一方で式(2.18)に示されるように角度受容幅が狭くなり，より厳密な入射角度調整が必要となる．

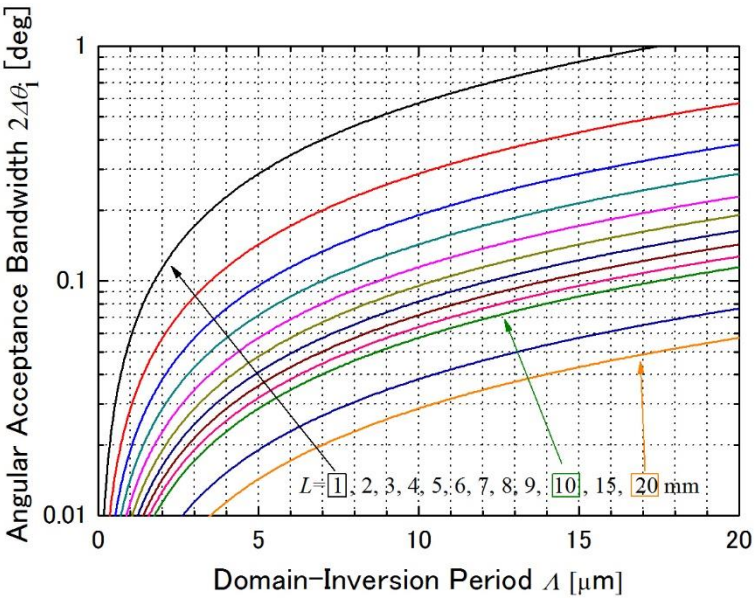


図 2.6　各グレーティング厚さ L に対する角度受容幅 $2\Delta\theta_i$ の分極反転周期Λ依存性

2.4.5　回折効率の入射光波長依存性

変調器の波長受容幅について考察する．式(2.12)より基本次ブラッグ条件下 $(2\Delta = 0)$ では，

$$\sin\theta_B = -\lambda/2n_e\Lambda \tag{2.19}$$

が成り立つ．ここで，レーザ光入射角は$\theta_i = \theta_B$のままで入射光波長がブラッグ波長λ_Bからずれた場合を考える．式(2.19)の両辺を微分すると，次式のように波長ずれ$\Delta\lambda$に対するブラッグ角の変化$\Delta\theta_B$を表す関係式が得られる．

$$\cos\theta_B\Delta\theta_B = \sin\theta_B\frac{n_{eg}}{n_e\lambda_B}\Delta\lambda \tag{2.20}$$

ここで，n_{eg}は異常光に対する群屈折率である．波長がλ_Bから$\Delta\lambda$だけ変化するとブラッグ角は$\theta_B + \Delta\theta_B$となるので, 次式で表されるような入射角のブラッグ角からのずれ$\Delta\theta_i$が生じる．

$$\Delta\theta_i = \theta_i - (\theta_B + \Delta\theta_B) = -\Delta\theta_B \tag{2.21}$$

したがって，式(2.17)を式(2.20)，(2.21)を用いて書き換えると，

$$2\Delta \cong \tan\theta_B\frac{n_{eg}}{n_e\lambda_B}K\Delta\lambda \tag{2.22}$$

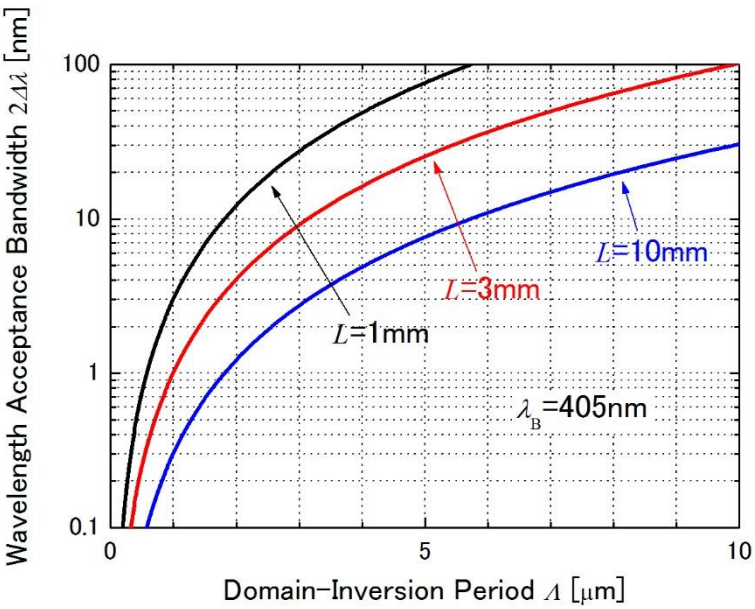


図 2.7　各グレーティング厚さ L に対する波長受容幅 $2\Delta\lambda$の分極反転周期Λ依存性

と求められる．ここで，変調器に必要電界 $E_{\eta\,\mathrm{max}}$ を印加した状態（$\kappa L = \pi/2$）で入射光波長がブラッグ波長からずれて，$|2\Delta|$が大きくなった場合を考えると，式(2.9)より回折効率が 50%となるのは$|\Delta L| \cong 1.25$のときであることが分かる．したがって，式(2.22)を用いて変調器の波長受容幅 $2\Delta\lambda$（半値全幅）を求めると，

$$2\Delta\lambda \cong \frac{5n_{\mathrm{e}}}{2\pi n_{\mathrm{eg}}\tan|\theta_{\mathrm{B}}|}\frac{\lambda_{\mathrm{B}}\Lambda}{L} \tag{2.23}$$

となる．

MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合の各グレーティング厚さ L に対する波長受容幅 $2\Delta\lambda$の分極反転周期Λ依存性を図 2.7 に示す．ただし，ブラッグ波長をλ_{B} = 405 nm とし，n_{eg} = 2.80 [48] を用いた．例えば，L = 3 mm，Λ = 3 μm とすると $2\Delta\lambda$ = 9 nm となる．分極反転周期が小さくなるにつれて波長受容幅が狭くなり，同じ分極反転周期であってもグレーティング厚さが大きいと波長受容幅が狭くなることが分かる．したがって，グレーティング厚さを大きくすると式(2.15)に示されるように必要印加電界を低減できるが，一方で式(2.23)に示されるように波長受容幅が狭くなるため，レーザ光のスペクトル幅や発振波長の安定性を考慮して分極反転周期やグレーティング厚さを決定する必要がある．なお，入射角度を変化させなければ入射光波長が$\lambda_{\mathrm{B}} - \Delta\lambda$から$\lambda_{\mathrm{B}} + \Delta\lambda$の範囲でしか高い回折効率は得られないが，波長受容幅の範囲外の波長であっても入射角度を再調整し，ブラッグ条件が満たされるようにすれば変調を行うことができる．

2.5　電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の構成

周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器を一次元方向に多数配列する，すなわち図 2.8 のように，周期分極反転構造に画素電極（電極幅 D，ギャップ幅 g ）を必要な画素数分だけ装荷し，それぞれに別個の変調信号を与える．空間変調光学系を図 2.9 に示す．再回折光学系（レンズの焦点距離 f ）を用いて，透過光と回折光をそれぞれの空間周波数の違いによりフーリエ変換面 ($Y = 2f$) において分離し，アパーチャ（空間フィルタ）を用いて透過光，回折光のいずれか一方を遮り，他方を通過させる．出力面 ($Y = 4f$) において透過光あるいは回折光の一次元光強度パターンを生成できる．

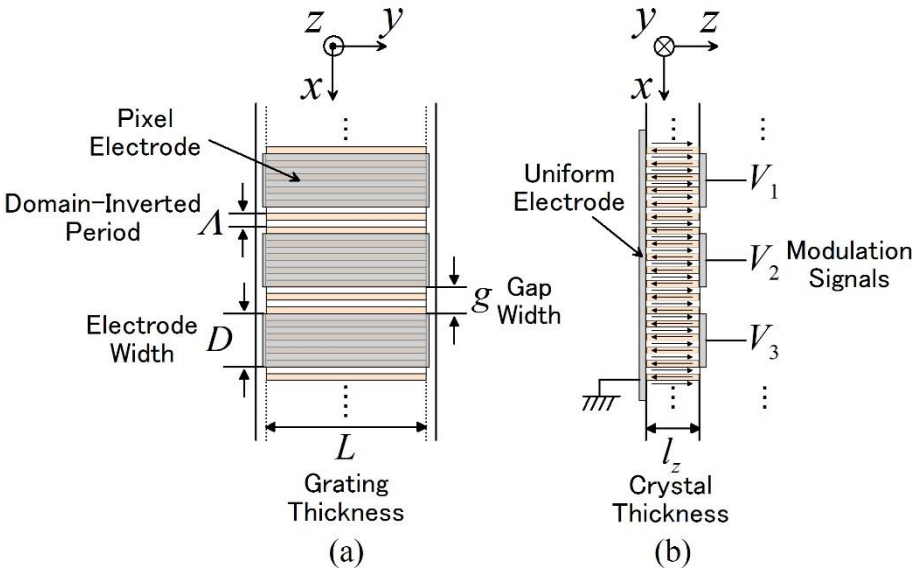


図 2.8　画素電極の配置
(a) 上面図，(b) 側面図

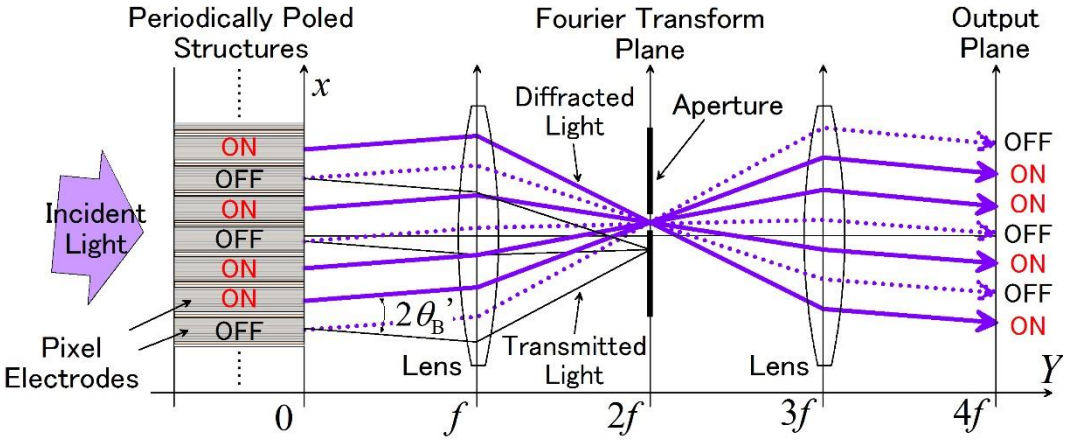


図 2.9　空間変調光学系

2.6　一次元空間光変調器の特性予測

この空間光変調器では透過光あるいは回折光強度パターンのどちらか一方を出力することができる．フーリエ変換面で回折光を遮り，透過光強度パターンを出力する方式では，高い消光比を得るためには，100%に近い高回折効率が必要である．例えば，消光比 1/100 を得るためには回折効率 99%が必要となる．また，たとえ回折効率を 100%にできても，OFF 状態の画素の両側の電極ギャップ領域の透過光が出力されるため, 透過光出力を完全に OFF にすることができない．一方で，図 2.9 に示すようにフーリエ変換面で透過光を遮り，回折光強度パターンを出力する方式では, 回折光出力を完全に OFF にできるので, 必ずしも 100%に近い高回折効率が得られなくても比較的高い消光比を得られると考えられる．以下では，この方式ついて考察する．

ギャップ幅 g が満たすべき条件について考察する．図 2.8 のように画素電極を装荷し，例えば V_1，V_3 に最大回折効率を得るために必要な電圧 $V_{\eta\,\max}$ ($= E_{\eta\,\max} \times l_z$, l_z は結晶厚さ) を印加し，V_2 に 0 V を印加する．隣接画素電極間で絶縁破壊が生じないようにするためには，電極ギャップ間の絶縁破壊電界を E_B として，

$$g > \frac{E_{\eta\,\max}}{E_\mathrm{B}} l_z = \frac{\pi\lambda}{4n_\mathrm{e}^3 r_{33} E_\mathrm{B}} \frac{l_z}{L} \tag{2.24}$$

が満たされなければならない．また，ON 状態の画素から生じる回折光が，隣接する ON 状態の画素内のグレーティング領域に入るとブラッグ回折が再び生じ, 透過光と同じ角度で進行してフーリエ変換面で遮られるため, 回折光出力が減少する．このような不都合を防ぐためには，ギャップ幅が

$$g > L\tan|\theta_\mathrm{B}| \cong \lambda L / 2n_\mathrm{e}\Lambda \tag{2.25}$$

を満たさなければならない.

MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合，式(2.24)，(2.25)を同時に満たすために最低限必要なギャップ幅 g の分極反転周期Λ依存性を図 2.10 に示す．ただし，E_B の値を $LiNbO_3$ や電極ギャップに充填する絶縁材料（SiO_2 等）の絶縁破壊電界に相当する 20 kV/mm とし, λ = 405 nm, n_e = 2.31 [48]，r_{33} = 36 pm/V [6] とした．また，Q が 10 を下回るようなΛの範囲ではグラフを点線で表した．Λを大きくすると必要な g が小さくなり，L を小さくすると $E_{\eta\,\max}$ は大きくなるが g を小さくできる．しかし，L を小さくしすぎると必要な電圧 $V_{\eta\,\max}$ が高くなるだけでなく，隣接画素間での絶縁破壊を防ぐために g を大きくしなければならない．L を小さくする場合，l_z も小さくして $V_{\eta\,\max}$ を引き下げると g を小さくできる．

電極幅 D が満たすべき条件について考察する．まず，グレーティング領域における透過光と回折光の空間的重なりを考える．高回折効率を得るためには，画素幅 D，伝搬距離 L

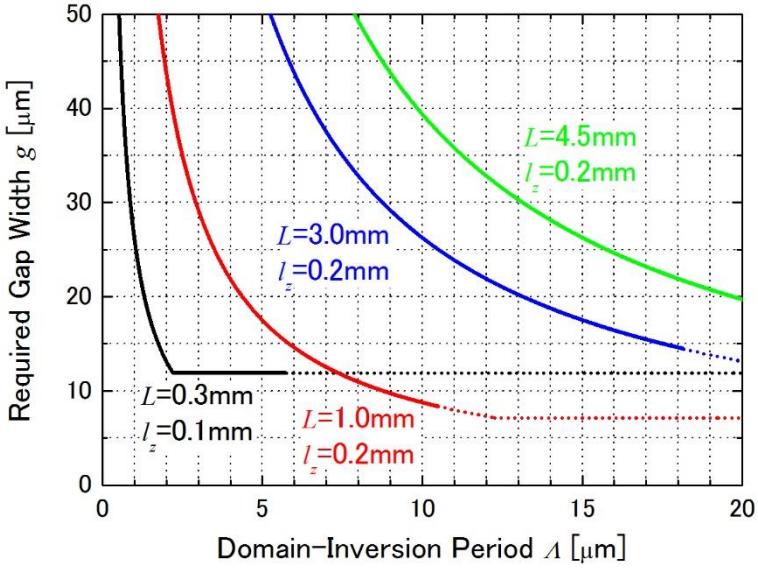


図 2.10　最低限必要なギャップ幅の分極反転周期依存性 (MgO:$LiNbO_3$, λ = 405 nm)

のグレーティング領域の大部分において透過光と回折光が空間的に重なる必要があるので,

$$D > L\tan 2|\theta_{\mathrm{B}}| \cong \lambda L / n_{\mathrm{e}}\Lambda \tag{2.26}$$

が満たされなければならない．つぎに，フーリエ変換面において透過光・回折光を分離するために満たすべき条件を考える．画素幅（電極幅）D のグレーティングにより生じる回折光の幅は D であるから，フーリエ変換面における幅は $2\lambda f\ /D$ となる．また，透過光の幅は最小の場合（隣接 2 画素が ON でそのギャップ領域から光が透過する場合）で電極ギャップ幅 g に等しくなり，フーリエ変換面における幅は最大 $2\lambda f/g$ となる．透過光と回折光のなす角は $2|\theta_{\mathrm{B}}'|$であり, フーリエ変換面における透過光･回折光の中心距離は $f\sin 2|\theta_{\mathrm{B}}'|$となるから，フーリエ変換面で透過光・回折光を分離するためには $f\sin 2|\theta_{\mathrm{B}}'| > \lambda f/D + \lambda f/g$ が満たされなければならない．この条件を式(2.14)を用いて書き換えると

$$D > \frac{g\Lambda}{g-\Lambda} \quad , \quad g > \Lambda \tag{2.27}$$

となる．

MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合，式(2.26)，(2.27)を同時に満たすために最低限必要な電極幅 D の分極反転周期Λ依存性を図 2.11 に示す．なお，λ = 405 nm，n_{e} = 2.31 [48] とし，電極ギャップ幅 g を図 2.10 で求めた各分極反転周期に対する必要最小限の大きさとした．また，Q が 10 を下回るようなΛの範囲ではグラフを点線で表した．あるΛにおいて必要な D

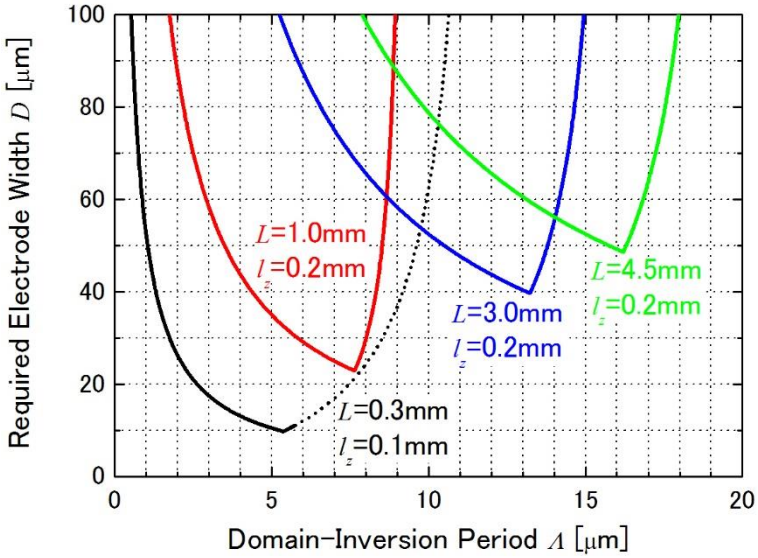


図 2.11　最低限必要な画素電極幅の分極反転周期依存性 (MgO:$LiNbO_3$, λ = 405 nm)

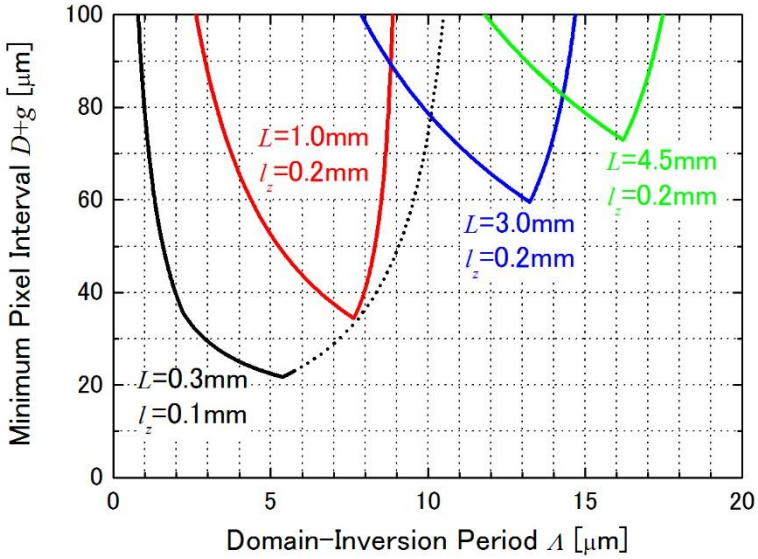


図 2.12　最小画素間隔の分極反転周期依存性 (MgO:$LiNbO_3$, λ = 405 nm)

が極小値をとることが分かる. 例えば L = 0.3 mm, l_z = 0.1 mm ($V_{\eta\,\mathrm{max}}$ = 238 V) の場合, Λ = 5.4 μm とすると，電極幅 D を最小で 10 μm とできる．L = 3.0 mm，l_z = 0.2 mm ($V_{\eta\,\mathrm{max}}$ = 48 V) の場合，Λ = 13 μm とすると D = 40 μm とできる.

画素間隔をどれだけ小さくできるか考察する．MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いた場合，上記の条件をすべて満たす最小の画素間隔 $D + g$ の分極反転周期Λ依存性を図 2.12 に示す. なお, λ = 405 nm，n_e = 2.31 [48]，r_{33} = 36 pm/V [6] とし，電極ギャップ幅 g を図 2.10 で求めた各分極反転周期に対する必要最小限の大きさとした．また，Q が 10 を下回るようなΛの範囲ではグラフを点線で表した. あるΛにおいて $D + g$ が極小値をとることが分かる. 例えば L = 1.0 mm，l_z = 0.2 mm ($V_{\eta\,\mathrm{max}}$ = 143 V) の場合，Λ = 7.6 μm とすると画素間隔 $D + g$ を最小で 35 μm

(D = 23 μm，g = 12 μm) とでき，画素密度 700 dpi 程度が得られる．また L = 3.0 mm，l_z = 0.2 mm の場合，Λ = 13 μm とすると $D + g$ = 60 μm (D = 40 μm，g = 20 μm) とでき，画素密度 400 dpi 程度が得られる．

2.7　結言

本章では，周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計について述べた．まず，一次元空間光変調器の基本単位（1 画素分）である EO ブラッグ偏向型光変調器の動作原理を説明した．つぎに，モード結合理論を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器の理論解析を行った．基本次回折光のみが生じるブラッグ回折型となるためには Klein-Cook パラメータ Q が 10 よりも大きくなる必要があり，分極反転周期をより短く，グレーティング厚さをより厚くすればよいということが分かった. ブラッグ角の分極反転周期依存性を調べ，分極反転周期を短くすることにより偏向角を大きくできることが分かった．また，入射光波長を 405 nm とした場合，MgO:$LiNbO_3$ および MgO:$LiTaO_3$ 結晶中におけるブラッグ角にはほとんど差がないことが分かった．回折効率 100%を得るために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性を調べ，グレーティング厚さをより厚くすることにより，必要な印加電界を低減できることが分かった. 回折効率のレーザ光入射角依存性および入射光波長依存性を調べた．分極反転周期が短いほど，グレーティング厚さが大きいほど角度受容幅・波長受容幅ともに狭くなることが分かった．EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器の構成方法について述べた. 画素電極幅や電極ギャップ間隔が満たすべき条件について数式を用いて考察した. 最低限必要な画素電極幅および画素間隔はある分極反転周期において最小にできることを見出し，数百 dpi の画素密度を有する一次元空間光変調器を実現するための最適設計法を示すことができた.

第３章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた

電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の作製・評価

3.1　緒言

本章では, 前章で述べた電気光学 (EO) ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計を踏まえて，新たに MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器を実証する．MgO:$LiNbO_3$ は電気光学特性に優れ，高い光損傷耐性を示すが，無添加 $LiNbO_3$ と比較して短周期分極反転構造の作製が非常に困難である．そこで，MgO:$LiNbO_3$ 短周期分極反転構造の作製技術の確立を目指し，周期 7.5 μm，3.0 μm，2.0 μm の分極反転構造の作製を試みる．つぎに，作製した周期分極反転構造を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器を構成し，紫色レーザ光および紫外レーザ光変調特性を評価する．透過光・回折光パワーの印加電圧依存性，変調器の入射角度受容幅などの変調特性を調べ, 前章での理論予測と比較することにより, 実験結果の考察を行う．そして，MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプを作製し, 紫色レーザ光の空間変調動作を実証する．

3.2　MgO 添加 $LiNbO_3$ 短周期分極反転構造の作製

3.2.1　櫛形周期電極を用いた結晶加熱電圧印加による周期分極反転構造作製

0.2 mm 厚 *z* 板 MgO:$LiNbO_3$（山寿セラミックス製）に周期 7.5 μm の分極反転構造の作製を試みた．結晶+*z* 面上にフォトレジストをスピンコート (1.4 μm 厚) し，フォトリソグラフィにより周期 7.5 μm，開口幅 3.0 μm のレジストグレーティング (5 × 6 mm^2) を形成した．レジスト開口部のわずかなレジスト残存を除去するために酸素プラズマアッシングを行った後，真空蒸着（基板加熱温度 80°C）により 0.1 μm 厚の Al を堆積させリフトオフを行った．上記の方法で形成した周期電極（櫛形電極）の概略図を図 3.1 に示す．周期電極形成後, 電圧印加分極反転時の印加電界コントラストを高めるために, 周期電極上をフォトレジストでオーバコートし，レジストの絶縁性を高めるために 130°C で 45 分間のハードベーキングを行った．分極反転貫通時に生じるリーク電流を抑制するために，結晶–*z* 面上に 0.8 μm 厚の SiO_2 をスパッタ堆積した．SiO_2 薄膜上に 0.1 μm 厚の Au 一様電極をスパッタ堆積した．

電圧印加分極反転セットアップを図 3.2 に示す．結晶をシリコーンオイル中で 120°C に加熱した状態で, 高電圧パルスを印加した. 分極反転の際に結晶に流れる電荷量（反転電荷量）Q は MgO:$LiNbO_3$ の自発分極電荷密度 P_S (= 80 μC/cm^2 [50]) および分極反転面積 S から $Q = 2P_SS$ と見積もることができる. 結晶に流れた電荷が設定電荷量に達すると自動的に印加

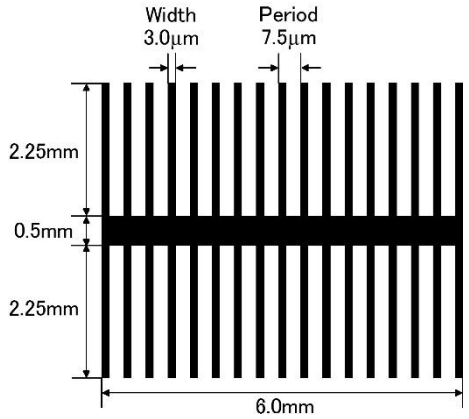


図 3.1　周期電極（櫛形電極）の概略図

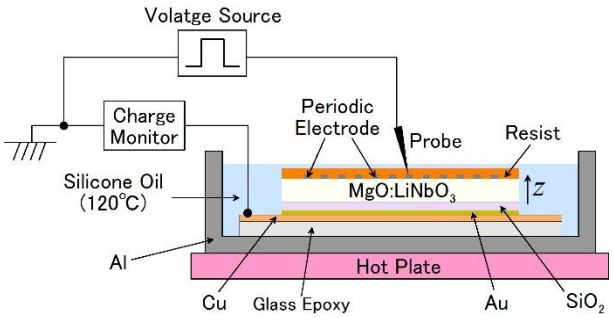
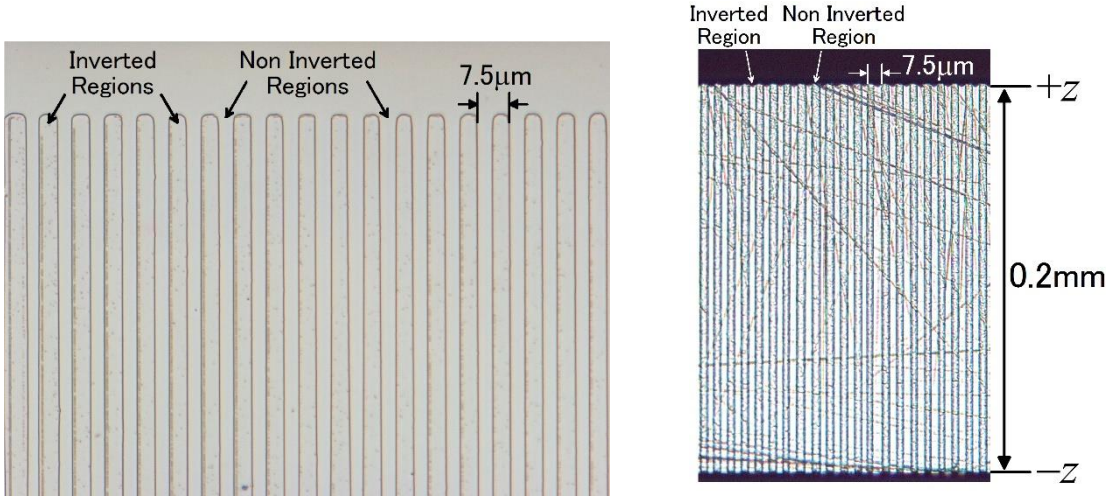


図 3.2　電圧印加分極反転セットアップ



(a) +z 面　　(b) 断面(y 面)

図 3.3　フッ硝酸エッチング後の周期分極反転構造光学顕微鏡写真

パルスが立ち下がるようにフィードバック制御した．最低限必要な印加電圧は，120°C における $MgO:LiNbO_3$ の反転抗電界 2.0 kV/mm [36] から 0.4 kV 以上であると考えられる．印加電圧を 0.4 ~ 1.0 kV，結晶に与える電荷量を 23 ~ 36μC ($2P_SS$ = 23 μC) の範囲として，均一性の高い周期分極反転構造が得られるような電圧印加条件を調べた．

電圧印加終了後，レジストや電極を除去し，分極反転構造を可視化するために 60°C のフッ化水素酸と硝酸の混合溶液（フッ硝酸）中で 1 時間程度エッチング [51, 52] し，光学顕微鏡観察により作製した分極反転構造を評価した. 条件最適化の結果, 印加電圧を 0.70 kV, 結晶に与えた電荷量を 30 μC（パルス印加時間 0.8 s）とすると，均一性の高い周期分極反転構造を形成できることが分かった. フッ硝酸エッチング後の周期分極反転構造の光学顕微鏡写真を図 3.3 に示す．図 3.3(a)を見ると分極反転幅と非反転幅はほぼ 1:1 の分極反転構造が形成できていることが分かり，(b)を見ると厚さ 0.2 mm 全体にわたって周期分極反転構造が得られていることが分かる．櫛形周期電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により，0.2

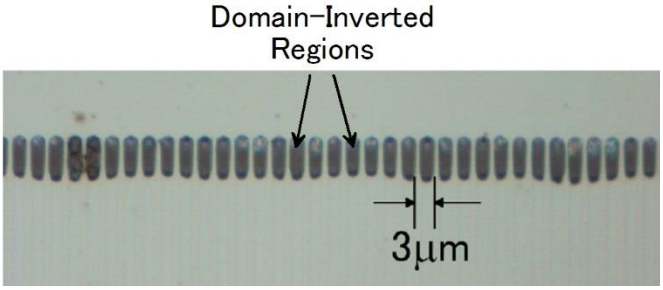


図 3.4　作製した周期 3.0 μm 分極反転構造光学顕微鏡写真

mm 厚 $MgO:LiNbO_3$ に高品質な周期 7.5 μm の分極反転構造が作製できた.

つぎに，上記と同様の手法で周期 3.0 μm の分極反転構造の作製を試みた．得られた分極反転構造のフッ硝酸エッチング後の顕微鏡写真を図 3.4 に示す．電極先端部にしか分極反転構造が得られなかった. 周期電極領域の中央部と比較して電極先端部において電界集中が生じやすいことが原因であると考えられる. 周期電極領域の中央部にも分極反転構造が得られるように印加電界を高くすると，電極先端付近が一様に反転する，異常放電が発生するなどの問題が生じ，均一な周期分極反転構造が得られなかった.

3.2.2　波板電極構造を用いた結晶加熱電圧印加による周期分極反転構造作製

3.2.1 において櫛形周期電極構造を用いた手法では周期 3.0 μm の分極反転構造形成が困難であることが分かった. 電極先端における電界集中を回避できるように電極構造を改善する必要がある.

そこで，無添加 $LiNbO_3$ において周期 2 μm の分極反転構造の作製実績がある波板電極構造 [53, 54] を採用することとした．波板電極構造の概略図を図 3.5 に示す．波板電極構造はレジストグレーティング上に一様電極を堆積することにより形成できる. 周期に対してレジストの厚さが厚く（高アスペクト比），開口幅が狭い（低 duty 比）波板電極に電圧を印加すると，結晶中に高い電界コントラストを形成でき，短周期分極反転構造の作製に有利であると考えられる．また，電界集中が生じやすい一様電極の四辺はレジスト上に存在しその領域では分極反転が生じないため，周期分極反転構造の一様性の改善が期待できる．レジスト膜厚を厚くすることができ，絶縁性に優れたレジストとしてポリメチルメタクリレート（PMMA）を用いることとし，より狭い開口幅を得るために電子ビーム (EB) 描画によりレジストグレーティング形成を行うこととした.

波板電極構造を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により，0.2 mm 厚 *z* 板 $MgO:LiNbO_3$ に周期 3.0 μm の分極反転構造の作製を試みた．結晶+*z* 面上に PMMA をスピンコート（1.0 μm 厚）し，EB 描画により 1 × 1 mm^2 の領域に周期 3.0 μm，開口幅 0.5 μm のレジストグレーティングを形成した．レジストの絶縁性を高めるために，110°C で 20 分間のポストベーキングを行った．真空蒸着（基板加熱温度 90°C）により 0.4 μm 厚の Al を堆積させ，波板電極

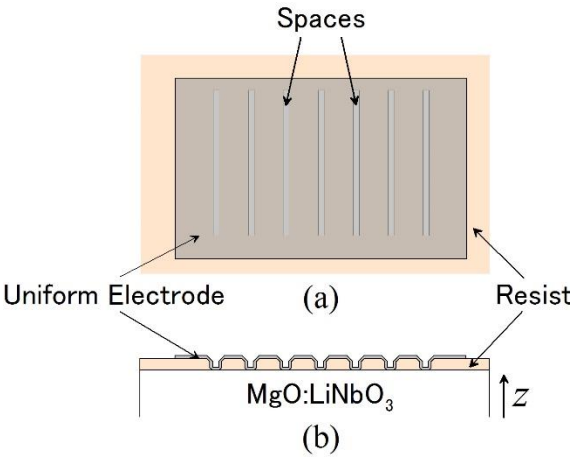


図 3.5　波板電極構造の概略図
(a) 上面図 (b) 側面図

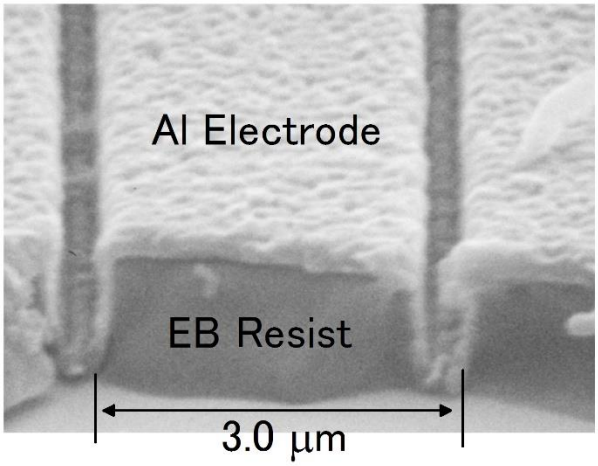


図 3.6　作製した波板電極構造断面 SEM 写真

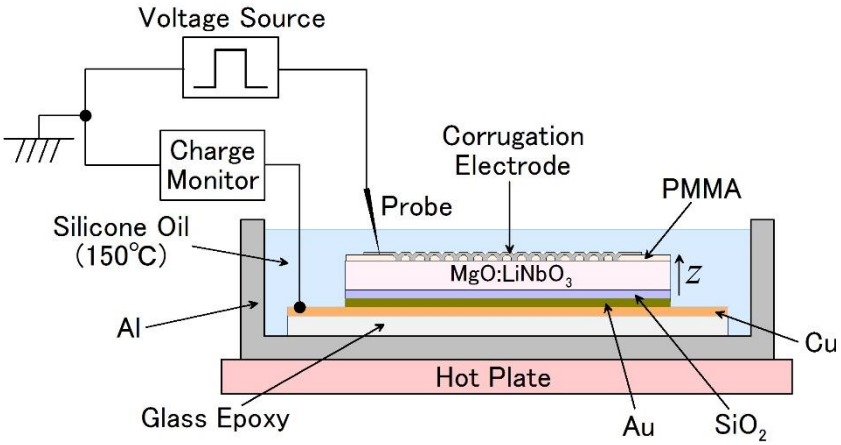


図 3.7　電圧印加分極反転セットアップ

構造を形成した．作製した波板電極の断面付近の走査電子顕微鏡 (SEM) 写真を図 3.6 に示す．Al 電極が結晶に接触している幅を半周期よりも十分小さくでき低 duty 比となっているだけでなく，レジスト厚さを比較的厚くできアスペクト比もある程度高くすることができた．また，図 3.6 から電極の段差切れが生じていないことが確認できた．つづいて，分極反転貫通時に生じるリーク電流を抑制するために，結晶–*z* 面上に 1.2 μm 厚の SiO_2 をスパッタ堆積し，SiO_2 薄膜上に 0.1 μm 厚の Au 一様電極をスパッタ堆積した．

電圧印加分極反転セットアップを図 3.7 に示す．結晶をシリコーンオイル中で 150°C に加熱した状態で，高電圧パルスを印加した．最低限必要な印加電圧は，150°C における $MgO:LiNbO_3$ の反転抗電界 1.7 kV/mm [36] から 0.34 kV 以上である．

電圧印加終了後，レジストや電極を除去し，分極反転構造を可視化するために 60°C のフッ硝酸中で 1 時間程度エッチングし，光学顕微鏡観察により作製した分極反転構造を評価し

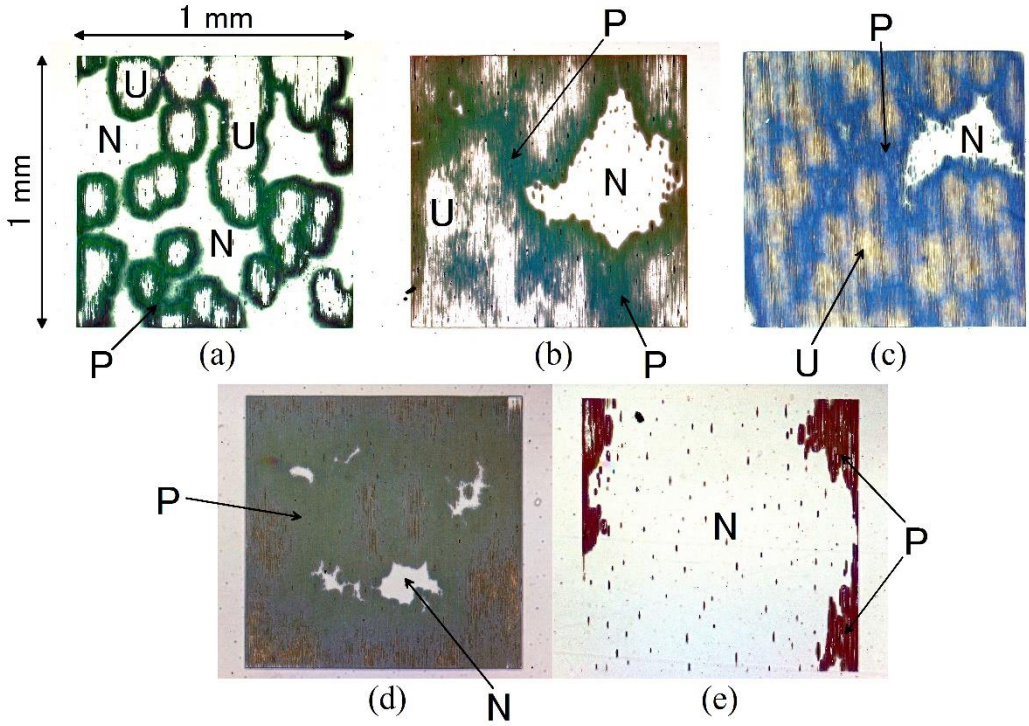
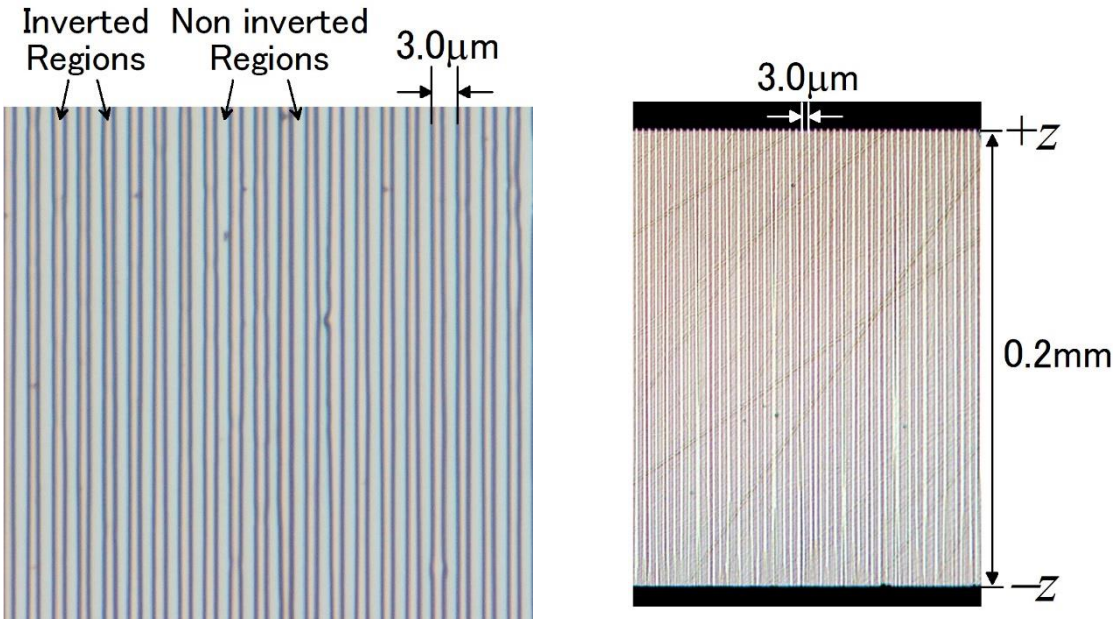


図 3.8　フッ硝酸エッチング後の分極反転構造光学顕微鏡写真
(a) 結晶加熱時間 2 時間，(b) 6 時間，(c) 9 時間，(d) 12 時間，(e) 24 時間
図中の P，U，N はそれぞれ周期分極反転領域，一様反転領域，非反転領域を表す

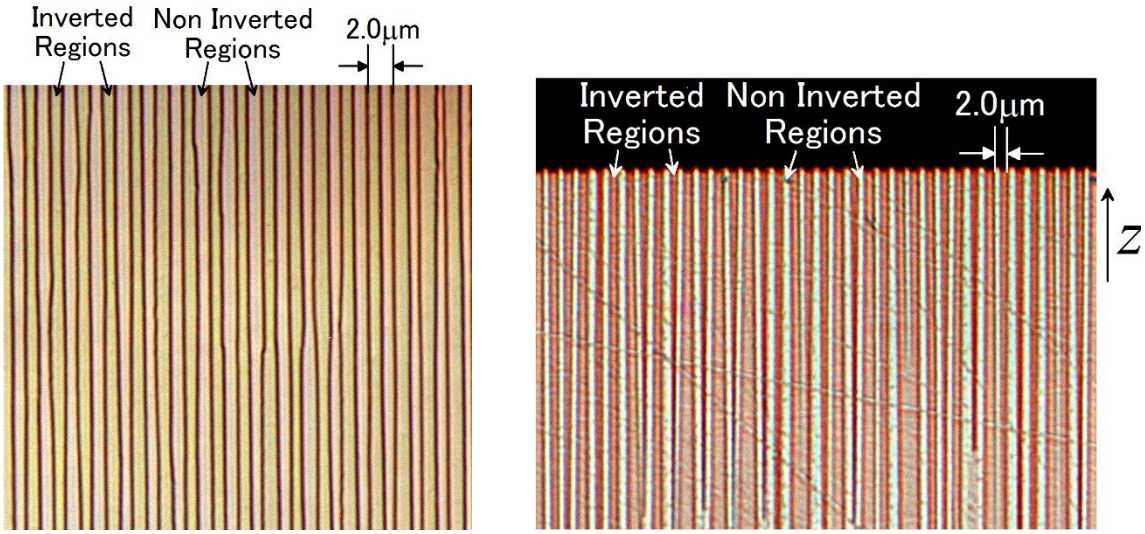
た．印加電圧を 1.0 kV，結晶に与えた電荷量を 1.0 μC とした場合のフッ硝酸エッチング後の+z 面光学顕微鏡写真を図 3.8 に示す．電圧印加前の結晶加熱時間が 1 ~ 2 時間の場合，得られる分極反転構造は図 3.8(a)のような島状構造であり，島の内部が一様に反転し，島の周囲のみが周期的に反転しており, 島と島の間は一様な非反転領域であった. 印加電圧を 0.4 ~ 1.3 kV の範囲でさまざまに変化させたが, 均一性を改善することができなかった. 図 3.8(a) ~ (c)を比較すると，結晶加熱時間が長くなるにつれて周期構造の面積が増加する傾向があるということが分かった．結晶加熱時間を 12 時間とした場合に，最も広い領域に周期分極反転構造が得られた．しかし，加熱時間 24 時間の場合では，大部分が非反転領域であった．

結晶加熱時間と得られる分極反転構造の均一性の関係について考察した. 絶縁液中で結晶を加熱すると，焦電効果により結晶表面に焦電電荷が誘起される．結晶+z 面側には負電荷が，–z 面側には正電荷が誘起されるため，印加電界とは逆方向（自発分極と同じ方向）の電界が生じ，分極反転を妨げる．時間が経過するとともに結晶外部のイオンによる中和，あるいは結晶内部での放電により焦電電荷が減少するが, 焦電電荷の減少が面内で一様に生じなかったために，得られた分極反転構造が図 3.8(a)のように不均一になったのではないかと推測される．十分に時間が経過すれば焦電電荷は消失し，図 3.8(d)のように均一性の高い分極反転構造が得られるが, 結晶加熱時間を長くしすぎるとレジストグレーティングの型崩れが生じ，電極として十分に機能しなかったために図 3.8(e)のように分極反転構造が得られな



(a) +z 面　　(b) 断面 (*y* 面)

図 3.9　フッ硝酸エッチング後の周期 3.0 μm 分極反転構造光学顕微鏡写真



(a) +z 面　　(b) 断面 (*y* 面)

図 3.10　フッ硝酸エッチング後の周期 2.0 μm 分極反転構造光学顕微鏡写真

かったのではないかと推測される．

結晶加熱時間を 12 時間とし，印加電圧を 0.7 ~ 1.3 kV，結晶に与える電荷量を 0.8 ~ 1.3μC ($2P_SS$ = 0.8 μC) の範囲として，均一性の高い周期分極反転構造が得られるような電圧印加条件を調べた．電圧印加条件最適化の結果，印加電圧を 1.2 kV とし，結晶に与える電荷量を 1.0 μC (パルス印加時間 0.5 s) とすると，均一性の高い周期分極反転構造を形成できることが分かった．フッ硝酸エッチング後の周期分極反転構造の光学顕微鏡写真を図 3.9 に示す．

図 3.9(a)を見ると分極反転幅と非反転幅はほぼ 1:1 の分極反転構造が形成できていることが分かり，(b)を見ると厚さ 0.2 mm 全体にわたって周期分極反転構造が得られていることが分かる. また, より大面積の周期分極反転構造を得るために, 上記の手法を用いて 3.0 × 3.0 mm^2 の領域に周期 3.0 μm の分極反転構造を試みたところ, 図 3.9 と同様に均一性の高い分極反転構造を形成できた．波板電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により，0.2 mm 厚 $MgO:LiNbO_3$ に高品質な周期 3.0 μm の分極反転構造を作製できた.

つぎに，上記と同様の手法で周期 2.0 μm の分極反転構造の作製を試みた．印加電圧を 1.5 kV とし，結晶に与える電荷量を 1.0 μC（パルス印加時間 0.1 s）とすると，均一性の高い周期分極反転構造を形成できることが分かった. 得られた分極反転構造のフッ硝酸エッチング後の光学顕微鏡写真を図 3.10 に示す．図 3.10(a)を見ると，+*z* 面上に反転幅と非反転幅がおよそ 1:1 の均一な周期分極反転構造が得られていることが分かるが, 図 3.10(b)を見ると周期構造となっていたのは+*z* 面から深さ 50 μm 程度であり，分極反転領域が–*z* 面方向に伸長するにしたがって横方向（*x* 方向）に大きく広がり一様反転となっていた．結晶+*z* 面近傍と比較して結晶内部の電界コントラストが十分に高くなかったために, 厚さ方向全体にわたって周期分極反転構造が得られなかったのではないかと考えられる. バルク型デバイスへの応用は難しいが，他の導波路型デバイスへの応用には十分な分極反転深さであると言える.

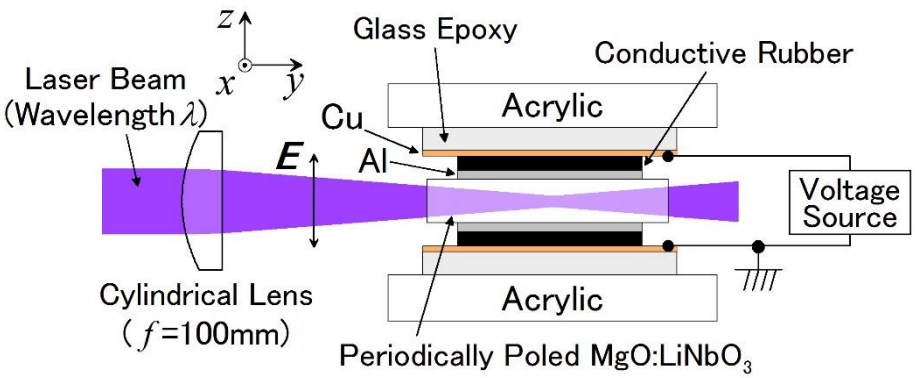
3.3　電気光学ブラッグ偏向型光変調器の作製

作製した周期分極反転構造の±*y* 面を端面研磨し，真空蒸着（基板加熱温度 100°C）により±*z* 面上に 0.4 μm 厚の Al 一様電極を堆積させた．EO ブラッグ偏向型光変調器の特性評価のための光学系を図 3.11 に示す．レーザ光をシリンドリカルレンズで厚さ方向のみ集光し，異常光として結晶に入射した．印加電圧を変化させることにより，透過光・回折光パワーを変調し，パワーメータを用いて透過光・回折光パワーを測定した.

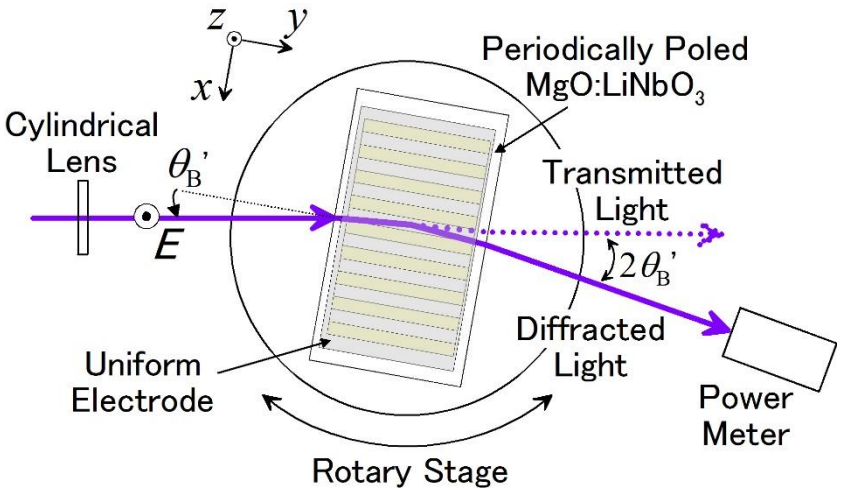
3.4　紫色レーザ光変調特性

3.4.1　出力光パワーの緩和現象の低減

GaN レーザ（λ = 405 nm）を光源として周期 7.5 μm 分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の特性評価を行った．3.4.2 で述べるように，印加電圧が 30 V のときに回折光パワーが最小（透過光パワーが最大）となり，–14 V のときに回折光パワーが最大（透過光パワーが最小）となることが分かった．矩形電圧（周波数 1 kHz，duty 比 50%，最大値 30 V，最小値–14 V）を印加して，透過光・回折光パワーを変調した．回折光パワー波形を図 3.12(a)に示す. 回折光パワーが最大となる–14 V が印加されてから数百μs 以内に急激なパワーの減少が見られ, 回折光パワーが最小となる+30 V が印加されてから数百μs 以内に急激なパワーの増加が見られた．透過光パワー変調時にも同様の緩和現象が観測された．変調電界を印加



(a) 側面図

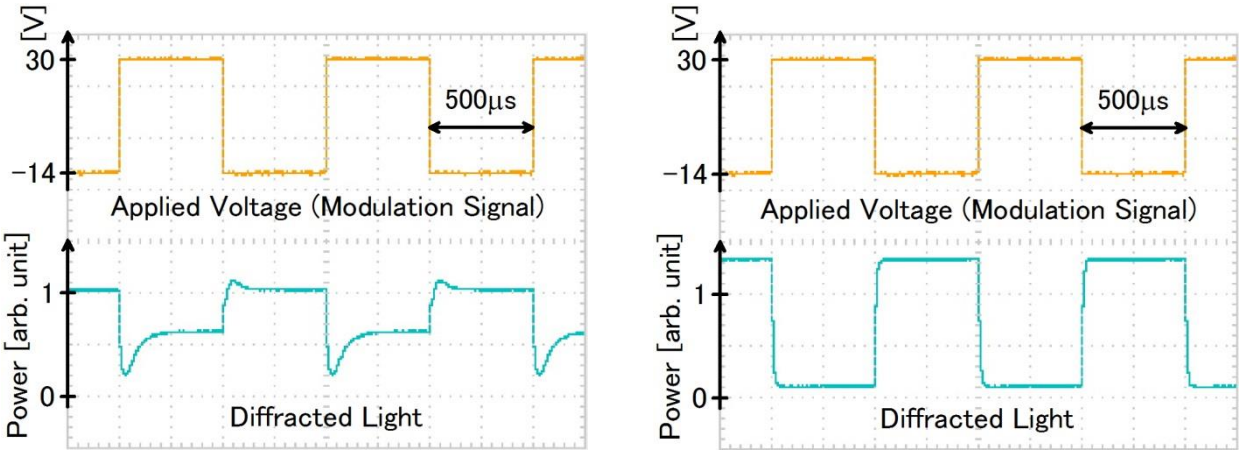


(b) 上面図

図 3.11　電気光学ブラッグ偏向型光変調器の特性評価のための光学系

して数百μs 以内に印加電界を打ち消す方向の電界が結晶内部に生じているのではないかと推測される．また，この緩和現象は入力光パワーが高いほど，入力光波長が短いほど顕著であり，赤色レーザ光変調時にはほとんど生じないことが分かった．そこで，分極反転構造形成後の結晶に対して 600°C の酸素雰囲気中で 2 時間のアニーリングを施し，変調時の緩和現象が低減するかどうか調べた．結晶アニーリングを施した場合の回折光パワー波形を図 3.12(b)に示す．回折光パワー波形は矩形になり，急激なパワー変化はほとんど見られなくなった．以上の結果より，分極反転構造形成後の結晶アニーリングが緩和現象の低減に有効であることが分かった．

分極反転構造形成後の結晶アニーリングにより緩和現象が低減できた理由について考察した．結晶にもともと存在する格子欠陥準位（深さ 2 ~ 3 eV 程度），あるいは分極反転構造を形成したことによりドメイン境界に新たに生じた格子欠陥準位にトラップされている電子が，短波長光（紫色レーザ光）を入射することにより伝導帯に励起される．励起された電子は印加電界によって移動し，再び欠陥準位にトラップされ，印加電界と逆向きの電界を形



(a) 結晶アニーリングなし　　(b) 結晶アニーリングあり

図 3.12　回折光パワー波形の比較

成するため，緩和現象が生じると考えられる．分極反転構造形成後に結晶アニーリングを施すことにより，欠陥準位にトラップされている電子が光照射によって伝導帯に励起できない程度の深さの準位（深さ 3 eV 以上）に落ち込んだため，緩和現象を低減できたのではないかと推測される．

分極反転構造形成後に結晶アニーリングを行うことにより緩和現象を低減できたが，なお数秒オーダーの比較的遅い緩和現象が生じることが分かった．周波数 1 kHz の矩形電圧信号を印加した場合には緩和現象の影響が見られなかったが，数 Hz 以下の低速変調では安定した光強度変調ができず，ディスプレイや描画装置等への応用において不都合が生じると考えられる．そこで，緩和現象が生じない程度の高い周波数の矩形波（例えば回折光パワーが最大となる正の印加電圧を最大値，負電圧を最小値とする）をもとの変調信号に重畳すれば，低速変調における緩和現象の影響を小さくできるのではないかと考えられる．

3.4.2　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性

周期 7.5 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の透過光・回折光パワーの印加電圧依存性を調べた．なお，3.4.1 において結晶アニーリングが緩和現象の低減に有効であることを述べたが，緩和現象低減後も数秒オーダーの比較的遅い緩和現象が生じたので，矩形電圧（周波数 1 kHz）を印加して透過光・回折光パワーを測定した．透過光・回折光パワーの印加電圧依存性の測定結果を図 3.13 に示す．

印加電圧が 30 V のとき透過光パワーが最大（回折光パワーが最小）となり，ゼロ点オフセットが生じていることが明らかになった．電界を印加しない状態においても回折光が生じたのは，分極反転構造形成後に生じる残留電界 [55] あるいは短波長光照射によって生じる

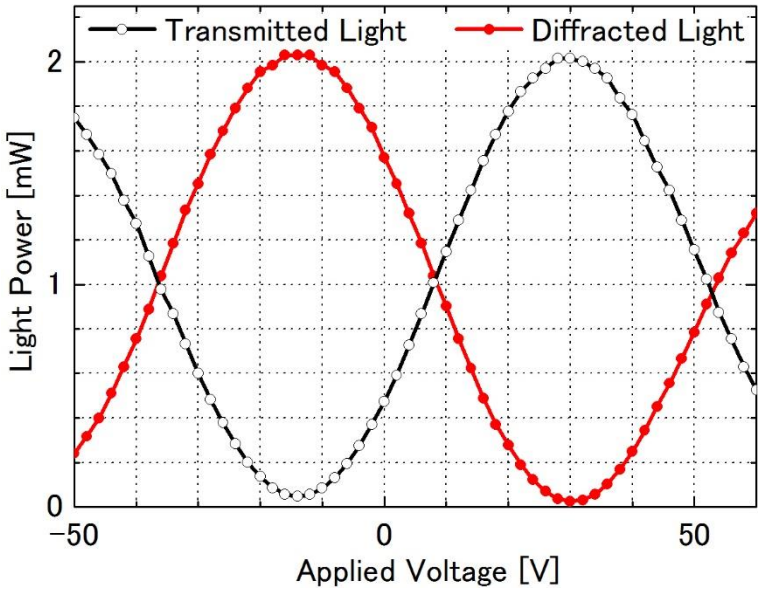


図 3.13　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性 (λ = 405 nm，Λ = 7.5 μm，L = 4.5 mm)

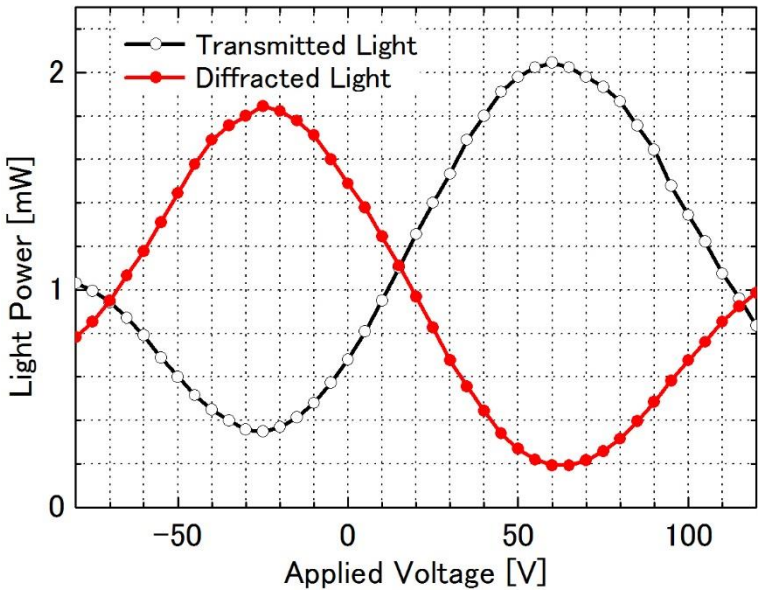


図 3.14　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性 (λ = 405 nm，Λ = 3.0 μm，L = 3.0 mm)

内部電界が 150 V/mm 程度であり，電気光学効果を通じて屈折率グレーティングが形成されたためであると推測される．印加電圧が–14 V のとき回折光パワーが最大（透過光パワーが最小）となり，このとき最大回折効率（= 最大回折光パワー / 透過光・回折光パワーの和）97%が得られ，理論予測 100%に近い高回折効率が得られた．回折光を OFF から ON にするために必要な電圧は 44 V であり，式(2.15)に示した回折効率を 100%にするために必要な印加電界 $E_{\eta\,\mathrm{max}}$ から求められる必要電圧の理論予測値 32 V (= $E_{\eta\,\mathrm{max}} \times l_z$ = 158 V/mm × 0.2 mm) よりもやや高かった. 実際に作製した周期分極反転構造の duty 比が厳密に 1:1 ではなく反転

幅がやや太く，結合係数κが式(2.6)を用いて計算した値よりも低減したため，必要電圧の測定値が理論予測値をやや上回ったのではないかと推測される．

つぎに，周期 3.0 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 3.0 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の透過光・回折光パワーの印加電圧依存性を調べた．透過光・回折光パワーの印加電圧依存性の測定結果を図 3.14 に示す．印加電圧が 60 V のときに透過光パワーが最大（回折光パワーが最小）となり，周期 3.0 μm の分極反転構造を用いた場合もゼロ点オフセットが生じた．また，同じ結晶厚さ（0.2 mm 厚）で周期 7.5 μm の場合と比較してオフセット量は 2 倍程度であった．印加電圧が–25 V のときに回折光パワーが最大（透過光パワーが最小）となり，最大回折効率は 82%であった．測定値は理論予測値 100%と比較して低かっただけではなく，周期 7.5 μm 周期分極反転構造を用いた場合の最大回折効率の測定値 97%を大きく下回った．式(2.13)より分極反転周期が短くなると偏向角 $2\theta_B$ は大きくなるため，グレーティング領域における有限のビーム幅をもつ入射光と回折光の空間的重なりが伝搬とともに小さくなり相互作用が弱くなる．一方で，2.3 のモード結合理論を用いた変調器の理論解析では入射光ビーム幅は十分に大きいと仮定して結合係数および回折効率を求めた．したがって，偏向角がより大きい ($2\theta_B$ = 3.4°) 周期 3.0 μm 分極反転構造を用いた変調器では，グレーティング領域における透過光・回折光の中心間隔は最大で~0.2 mm (= $L \sin 2\theta_B$) となり，入射ビーム幅~2 mm に対して十分小さくなかったため，高い回折効率が得られなかったのではないかと推測される．グレーティング厚さを小さくすることにより入射光と回折光のウォークオフを防ぐことができ，回折効率の低減を抑制できると考えられる．式(2.15)から必要な印加電界は高くなると考えられるが，結晶厚さを薄くすることにより駆動電圧を低減できる．

3.4.3　回折効率のレーザ光入射角依存性

周期 7.5 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の入射角度受容幅を調べた．3.4.2 で調べた最大回折効率が得られる印加電圧–14 V を印加した状態でレーザ光入射角を変化させて回折光パワーを測定した．図 3.15 に回折光パワーの入射角依存性を示す．ただし，縦軸は最大回折光パワーで規格化されている．入射角が 1.5°（結晶中での入射角 0.67°）のときに回折光パワーは最大となり，式(2.13)から求めた結晶中におけるブラッグ角の計算値 0.67°と一致した．変調器の入射角度受容幅（半値全幅）の測定値は 0.065°であり，計算値 0.076°と近かった．この結果から，作製した周期分極反転構造の均一性が良好であることが確認できた．なお，測定結果のサイドローブが計算値と比較して高かった．結晶入出力端面を無反射コーティングしていなかったため，入出力端面でのフレネル反射により多重干渉が生じたことが影響しているのではないかと推測される．しかし，EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列して構成した一次元空間変調器において，このサイドローブの差異は空間変調特性に影響を及ぼさないため，応用上の不都合は生じないと考えられる．

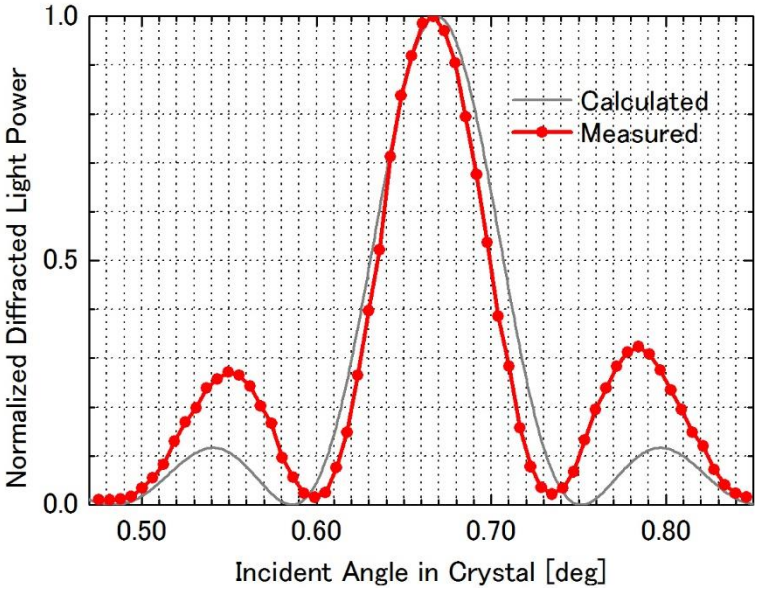


図 3.15　規格化回折光パワーのレーザ光入射角依存性 (λ = 405 nm, Λ = 7.5 μm, L = 4.5 mm)

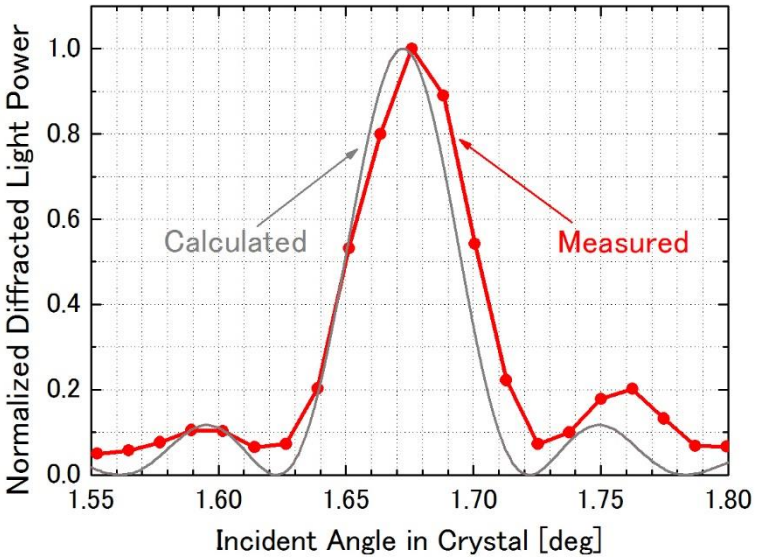


図 3.16　規格化回折光パワーのレーザ光入射角依存性 (λ = 405 nm, Λ = 3.0 μm, L = 3.0 mm)

つぎに，周期 3.0 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 3.0 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の透過光・回折光パワーの印加電圧依存性を調べた．3.4.2 で調べた最大回折効率が得られる印加電圧–25 V を印加した状態でレーザ光入射角を変化させて回折光パワーを測定した．図 3.16 に回折光パワーの入射角依存性を示す．ただし，縦軸は最大回折光パワーで規格化されている．入射角が 3.89°（結晶中で 1.68°）のときに回折光パワーは最大となり，ブラッグ角の計算値 1.67°とよく一致した．変調器の角度受容幅の測定値は 0.05°であり，計算値 0.05°と一致した．このことから，作製した周期分極反転構造が高い均一性を有していることが分かった．

3.4.4　矩形電圧信号による透過光・回折光パワーの変調

周期 7.5 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器に矩形変調信号を与えて, 透過光および回折光パワー変調波形を調べた．矩形電圧（周波数 1 kHz，duty 比 50%，最大値 30 V，最小値–14 V）を印加した時の透過光・回折光パワー波形を図 3.17 に示す．変調動作時の透過光消光比は 1/12，回折光消光比は 1/13 であった. 図 3.13 において, 透過光･回折光パワーの最小値/最大値はそれぞれ 1/40, 1/80 であり，変調動作時の消光比の方が小さかった．図 3.17 から緩和現象は生じていないことが分かるが，30 V (–14 V) が印加されたときに励起キャリアによって形成された内部電界の影響が–14 V (30 V) 印加時に現れて，動作点が最小透過光パワー（最大回折光パワー）となる点からずれたためであると推測される．したがって，高消光比を得るためには図 3.13 で調べた最大・最小透過光（回折光）パワーとなる印加電圧の付近で最適な変調信号を与える必要があるのではないかと考えられる．

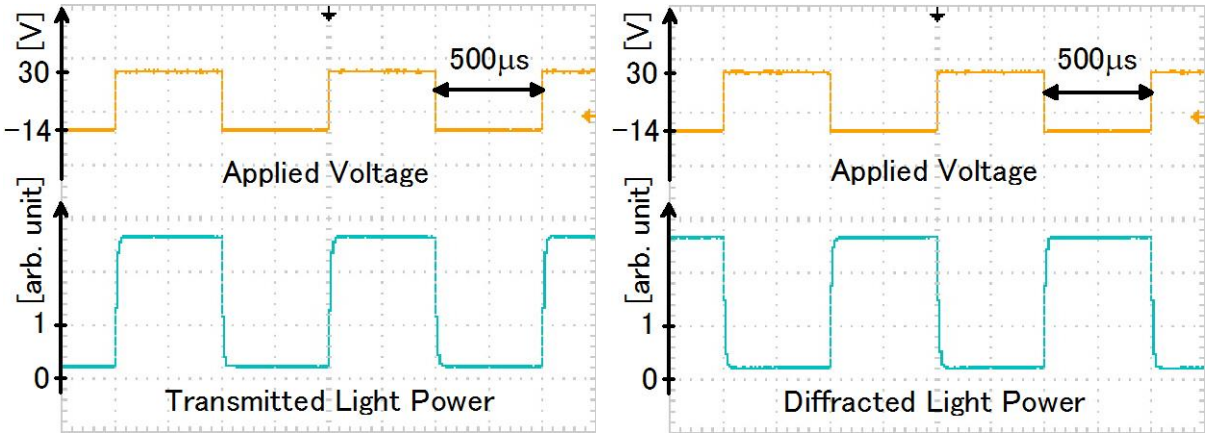


図 3.17　矩形信号による透過光･回折光パワー変調波形 (λ = 405 nm, Λ = 7.5 μm, L = 4.5 mm)

3.5　紫外レーザ光変調特性

3.5.1　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性

紫外 He-Cd レーザ (λ = 325 nm)を光源として周期 7.5 μm 分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の特性評価を行った．矩形電圧（周波数 1 kHz，duty 比 50%）を印加した状態で，透過光・回折光パワーを測定した．透過光・回折光パワーの印加電圧依存性を図 3.18 に示す．印加電圧が–10 V のとき透過光パワーが最大（回折光パワーが最小）となり，入射光波長 405 nm の場合と同様に 3.4.2 で述べたようなゼロ点オフセットが生じた. 印加電圧が 14 V のとき回折光パワーが最大（透過光パワーが最小）となり，このとき最大回折効率（= 最大回折光パワー / 透過光・回折光パワーの和）92%が得られ，理論予測 100%に近い高回折効率が得られた．回折光を OFF から ON にするために必要な電圧は 24 V であり，式(2.15)に示した回折効率を 100%にするために必要な印加電界 $E_{\eta\,\max}$ から求められる必要電

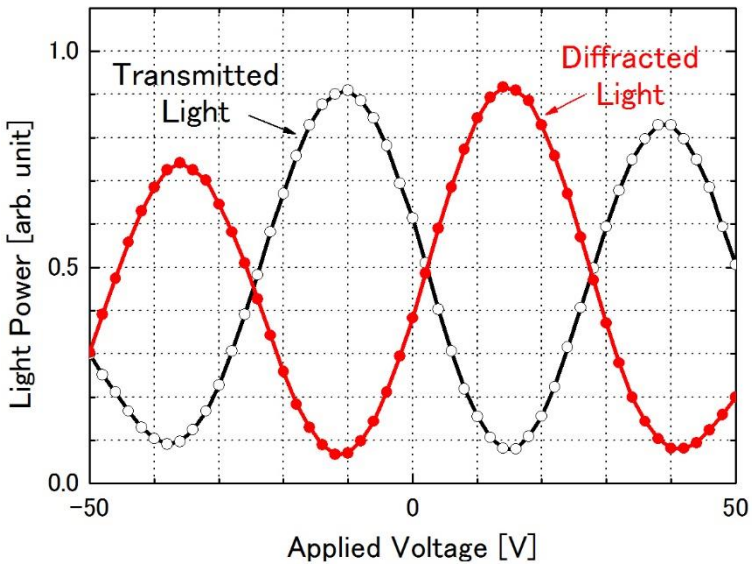


図 3.18　透過光・回折光パワーの印加電圧依存性 (λ = 325 nm, Λ = 7.5 μm, L = 4.5 mm)

圧の理論予測値 21 V (= $E_{\eta\,\mathrm{max}} \times l_z$ = 103 V/mm × 0.2 mm) よりも 10%程度高かった．実際に作製した周期分極反転構造の duty 比が厳密に 1:1 ではなく反転幅がやや太かったため, 周期分極反転構造の duty 比を 1:1 であると仮定して求めた必要電圧をやや上回ったのではないかと推測される．

3.5.2　回折効率のレーザ光入射角依存性

周期 7.5 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の入射角度受容幅を調べた．3.5.1 で調べた最大回折効率が得られる印加電圧 14 V を印加した状態でレーザ光入射角を変化させて回折光パワーを測定した．図 3.19 に回折光パワーの入射角依存性を示す．ただし，縦軸は最大回折光パワーで規格化されている．入射角が 1.2°（結晶中での入射角 0.50°）のときに回折光パワーは最大となり，式(2.13)から求めた結晶中におけるブラッグ角の計算値 0.50°と一致した．変調器の入射角度受容幅（半値全幅）の測定値は 0.065°であり，計算値 0.076°と比較してやや狭かった．作製したデバイスには無反射コーティングを施しておらず, 入出力端面でのフレネル反射による多重干渉が生じたため，半値全幅が計算値よりも狭くなった一方で，サイドローブが上昇したのではないかと推測される．

3.5.3　矩形電圧信号による透過光・回折光パワーの変調

周期 7.5 μm の $MgO:LiNbO_3$ 分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いた EO ブ

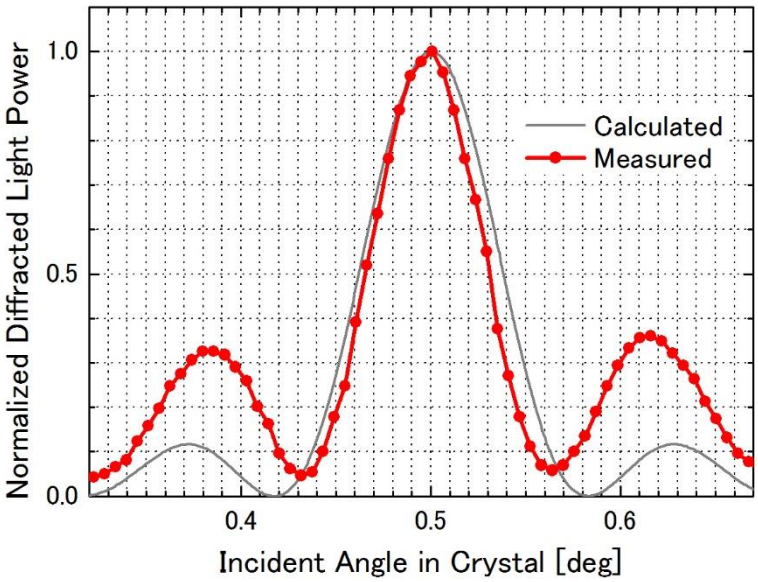


図 3.19　規格化回折光パワーのレーザ光入射角依存性 (λ = 325 nm, Λ = 7.5 μm, L = 4.5 mm)

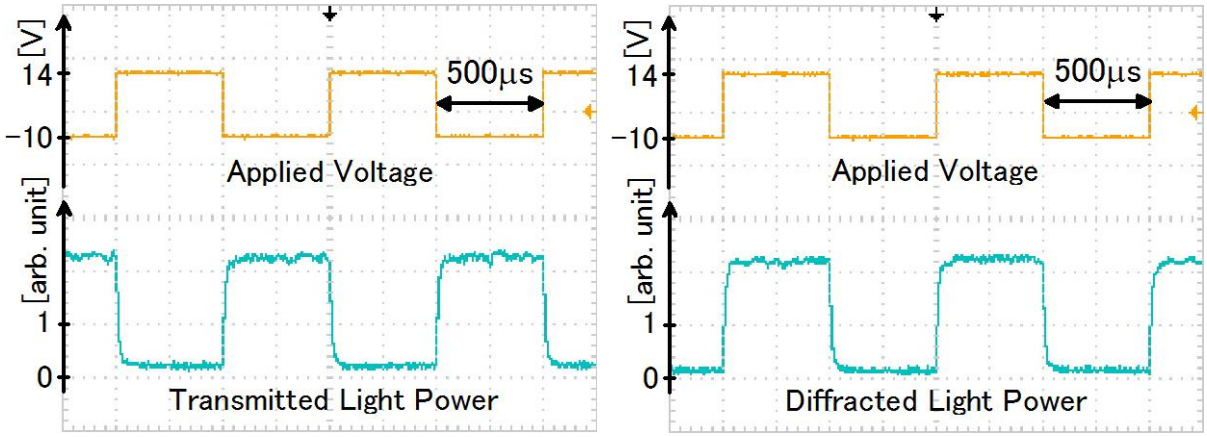


図 3.20　矩形信号による透過光･回折光パワー変調波形 (λ = 405 nm, Λ = 7.5 μm, L = 4.5 mm)

ラッグ偏向型光変調器に矩形変調信号を与えて，透過光および回折光パワー変調波形を調べた．矩形電圧（周波数 1 kHz，duty 比 50%，最大値 14 V，最小値–10 V）を印加した時の透過光・回折光パワー波形を図 3.20 に示す．変調動作時の透過光消光比は 1/11，回折光消光比は 1/14 であった．MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造 EO ブラッグ偏向型光変調器を用いた紫外光変調の基本動作が初めて実証できた．なお，図 3.20 では電圧が印加されている 1 ms 間で透過光・回折光パワーが揺らいでいるが，これは光源から出力された紫外 He-Cd レーザ光のパワーが揺らいでいたためであり，変調器の特性を示すものではないと考えられる．

3.6　一次元空間光変調器のプロトタイプの作製および評価

周期 7.5 μm の MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造（グレーティング厚さ 4.5 mm）を用いて，

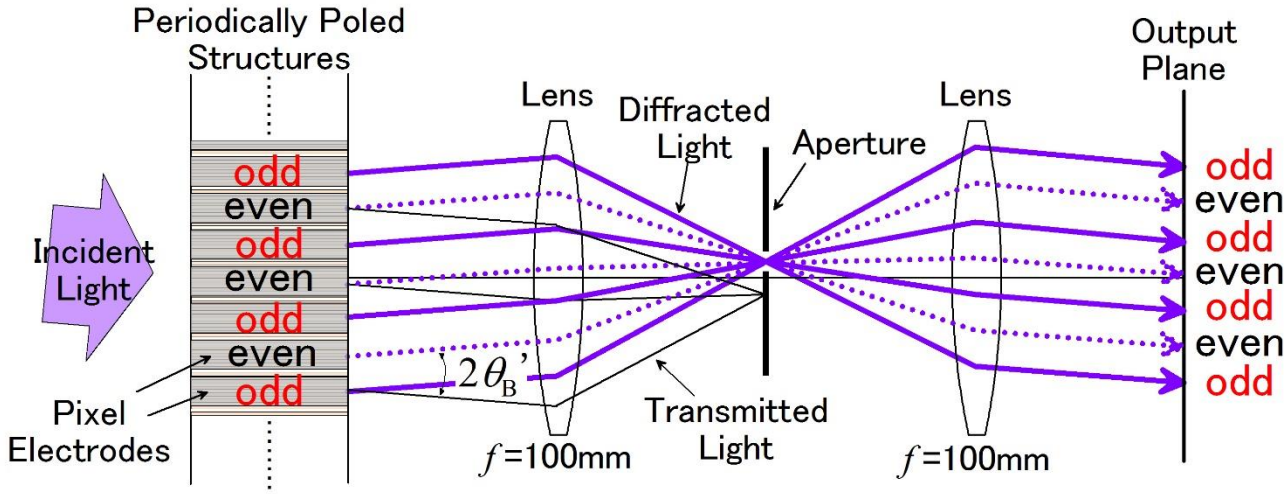


図 3.21　電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の
プロトタイプ評価のための光学系（回折光強度パターンを出力）

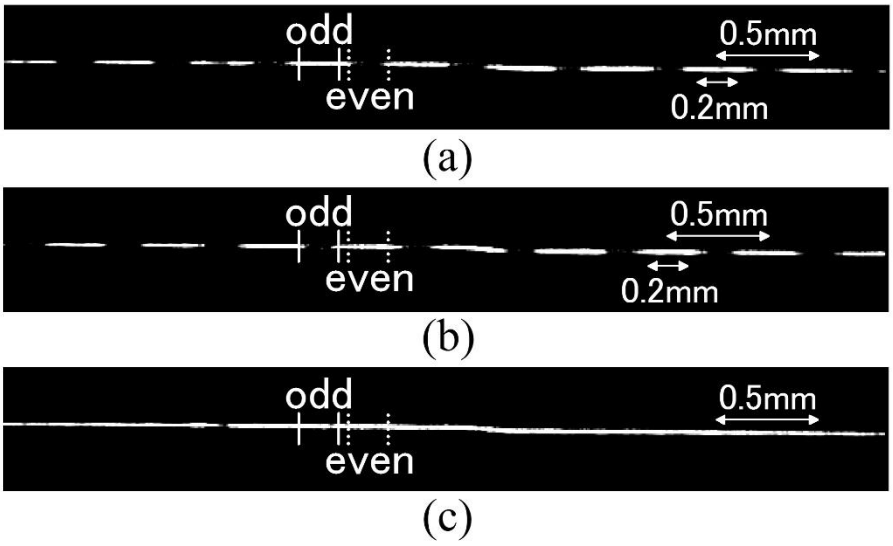


図 3.22　撮像した回折光強度パターン
(a) odd: ON, even: OFF，(b) odd: OFF, even: ON，(c) odd, even: ON

電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプの作製および評価を行った．結晶+z 面上にギャップ間隔 g = 50 μm で幅 D = 200 μm の画素電極を 24 個装荷し，–z 面上に一様電極を堆積した．なお，この D と g の値は 2.6 で示した式(2.24) ~ (2.27)を全て満たすが，画素サイズや画素間隔が最小となるような設計ではない．作製した一次元空間光変調器のプロトタイプの評価のための光学系を図 3.21 に示す．画素電極の奇数番目 (odd) 同士を全て連結し，偶数番目 (even) 同士も同様にし，odd 電極と even 電極のそれぞれに変調信号を与

えた．GaN レーザ光 (λ = 405 nm) をシリンドリカルレンズで結晶厚さ方向のみ集光し，異常光として結晶に入射した．再回折光学系を用いて，フーリエ変換面でアパーチャを用いて透過光を遮り回折光を通過させ，出力面において回折光強度パターンを CCD カメラで撮像した．撮像した回折光パターンを図 3.22 に示す．図 3.22(a)は odd 電極に回折光パワーが最大となる–14 V を印加（ON 動作）し, even 電極に回折光パワーが最小となる 50 V を印加（OFF 動作）した場合，(b)は odd 電極に 50 V，even 電極に–14 V を印加した場合，(c)は odd，even 電極ともに–14 V を印加した場合の回折光パターンである．図 3.22(a)，(b)ではそれぞれ odd 画素，even 画素のみが ON になっており，(c)ではすべての画素が ON になっていることが分かる．以上の結果から，MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の基本動作を初めて確認できた．なお，図 3.22(a)，(b)では画素幅よりも回折光ビーム幅が広がっており，(c)では画素電極ギャップ領域が消光していないが，これは 3.4.2 で述べたゼロ点オフセットのために電圧を印加していない領域でも回折光が生じていること，印加電界が電極幅よりも広がっていることなどが原因として挙げられる．したがって，より消光比の高い一次元空間光変調器の実現のためには，ゼロ点オフセットの低減が不可欠であると考えられる．

3.7　結言

本章では，新たに MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器を実証した．まず，無添加 $LiNbO_3$ と比較して短周期分極反転構造の作製が困難である MgO:$LiNbO_3$ に周期 7.5 μm，3.0 μm，2.0 μm の分極反転構造の作製を試みた．櫛形周期電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により 4.5 × 6.0 mm^2 の領域全体に duty 比がほぼ 1:1 の周期 7.5 μm 分極反転構造を作製できた．同様の手法で周期 3.0 μm の分極反転構造の作製を試みたが，電極先端のみにしか分極反転構造が得られなかった．そこで，波板電極構造を採用し均一性の改善を図った．波板電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により周期 3.0 μm の分極反転構造作製を行った．150°C の絶縁液中で数時間加熱した後に電圧印加を行った場合には，島状の一様反転となり均一性が低かったが、12 時間加熱後に電圧印加を行うと均一性の高い周期分極反転構造を形成できることを見出した. 電圧印加条件最適化の結果, 3.0 × 3.0 mm^2 の領域に高品質な周期分極反転構造が得られた．また，同様の手法を用いて周期 2.0 μm の分極反転構造作製を試みたところ，1.0 × 1.0 mm^2 の領域全体に周期分極反転構造が得られたが，厚さ方向において周期構造が得られていたのは+z 面から深さ 50 μm までの領域であった．つぎに，作製した周期分極反転構造を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器を構成し，紫色レーザ光および紫外レーザ光変調特性を評価した．分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器を用いて紫色レーザ光を変調したところ，最大回折効率 97%が得られ理論効率 100%に近い高回折効率を達成した．変調器の角度受容幅を調べたところ，分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器，分極反転周期 3.0 μm，グレーティング厚さ 3.0 mm の変調器いずれにおいても測定値が理論予測値と近く，作製し

た周期分極反転構造が高い均一性を有していることを確認できた．分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器を用いて波長 325 nm の紫外 He-Cd レーザ光を矩形信号により変調したところ，透過光消光比 1/11，回折光消光比 1/13 が得られ，紫外光変調の基本動作が確認できた．そして，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプを作製し，紫色レーザ光の空間変調を試みた．1 画素おきに ON となるような変調信号を与えた場合，すべての画素が ON となるような変調信号を与えた場合いずれにおいても，所望の一次元光強度パターンを得ることができ，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の空間変調基本動作を実証できた．

第４章　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の設計

4.1　　緒言

本章では, 周期分極反転構造を用いた電気光学 (EO) 偏光変換型光変調器の設計について述べる．まず，EO 偏光変換型光変調器の動作原理を説明する．$LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ の y 方向に電界を印加すると屈折率楕円体の主軸が回転し, 比誘電率テンソルに非対角成分が生じることを踏まえ, 周期分極反転構造を形成して常光－異常光間の位相不整合を補償することにより，常光－異常光間のモード結合が生じ，偏光変換ができることを述べる．つぎに，モード結合理論を用いて変調器の理論解析を行い, 必要な分極反転周期の入射光波長依存性, 偏光変換効率 100%とするために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性，変換効率の入射光波長依存性・デバイス温度依存性などの変調特性の理論予測を数式を用いて示す．MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) と MgO (8 mol%) 添加 $LiTaO_3$ (MgO:$LiTaO_3$) のそれぞれを変調器に用いた場合の変調特性を比較し, 各結晶を用いた場合の利点および欠点について考察する．また，変調帯域について考察し，高速変調の可能性について述べる．

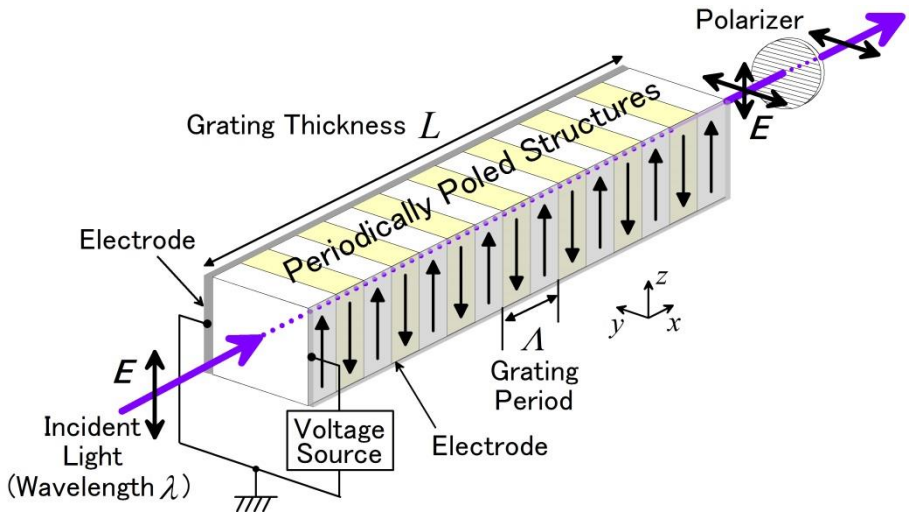


図 4.1　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の概略図

4.2　　周期分極反転構造を用いた電気光学偏光変換型光変調器の動作原理

周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の概略図を図 4.1 に示す。周期分極反転構造を形成した $LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ 結晶の y 方向に電界を印加することによりグレーティングを形成し，位相整合条件を満たすような波長のレーザ光を入射すると，入射光の偏光方向と直交する偏光が生じる（偏光変換）．印加電界の大きさを変化させることで，直交

する偏光成分の大きさを変化させることができるため, 偏光子通過後の出力光強度を変調できる．以下では，偏光変換が生じる理由について簡単に述べる．

$LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ に y 方向電界 E_y を印加すると EO 効果により屈折率楕円体の主軸が回転する．このときの屈折率楕円体は次式で表される．

$$\left(\frac{1}{{n_o}^2}-r_{22}E_y\right)x^2+\left(\frac{1}{{n_o}^2}+r_{22}E_y\right)y^2+\frac{1}{{n_e}^2}z^2+2r_{51}E_y yz=1 \tag{4.1}$$

ここで，n_o，n_e はそれぞれ常屈折率と異常屈折率，r_{22}，r_{51} はそれぞれ EO 定数テンソル成分である．座標軸を y-z 面内でθだけ回転させて新しい主軸を x，Y，Z を設定すると，もとの主軸と新しい主軸の対応関係は次式で表される．

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} x \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \tag{4.2}$$

式(4.2)を式(4.1)に代入し，YZ の項の係数が 0 となるようなθを求めると，

$$\tan 2\theta=\frac{2r_{51}E_y}{1/{n_e}^2-1/{n_o}^2-r_{22}E_y}\cong\frac{2r_{51}E_y}{1/{n_e}^2-1/{n_o}^2} \tag{4.3}$$

となる．また主軸 x，Y，Z 方向の半径を n_x，n_Y，n_Z とすると，

$$n_x\cong n_o+r_{22}{n_o}^3E_y/2\,,\quad n_Y\cong n_o-r_{22}{n_o}^3E_y/2+\frac{{r_{51}}^2{n_o}^3{E_y}^2}{1/{n_e}^2-1/{n_o}^2}\,,\quad n_Z\cong n_e-\frac{{r_{51}}^2{n_e}^3{E_y}^2}{1/{n_e}^2-1/{n_o}^2} \tag{4.4}$$

と求められる．$LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ の r_{22} の値は r_{51} の 1/10 程度であり，$r_{22}{n_o}^3E_y/2$ と ${r_{51}}^2{n_o}^3{E_y}^2/(1/{n_e}^2-1/{n_o}^2)$，${r_{51}}^2{n_e}^3{E_y}^2/(1/{n_e}^2-1/{n_o}^2)$ の値は，E_y を 20 kV/mm（結晶の絶縁破壊電界に相当）程度としても 10^{-4} 程度であるので，$n_x\cong n_o$，$n_Y\cong n_o$，$n_Z\cong n_e$ とする．ここで，もとの座標軸 x，y，z での比誘電率テンソル$[\varepsilon]$は次式のように求められる．

$$[\varepsilon]=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} {n_x}^2 & 0 & 0 \\ 0 & {n_Y}^2 & 0 \\ 0 & 0 & {n_Z}^2 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & \Delta\varepsilon_{23} \\ 0 & \Delta\varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \tag{4.5}$$

ただし，$\varepsilon_{11}\cong {n_o}^2$，$\varepsilon_{22}\cong {n_o}^2$，$\varepsilon_{33}\cong {n_e}^2$，$\Delta\varepsilon_{23}\cong -{n_o}^2{n_e}^2r_{51}E_y$ である．式(4.5)は，結晶 y 方向に電

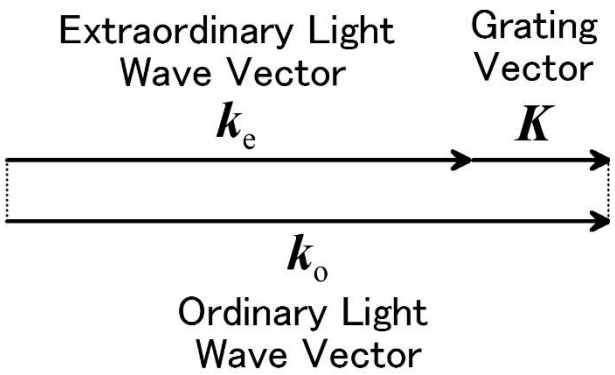


図 4.2　位相整合条件下の波動ベクトルダイアグラム

界を印加することにより比誘電率テンソルの非対角成分が生じることを表している. 分極反転部では EO 定数 r_{51} の符号が反転するため，周期分極反転構造を有する結晶の y 方向に電界を印加すると，グレーティングを形成できる．図 4.2 の波動ベクトルダイアグラムに示すように，常光－異常光間の位相整合条件が満たされるようにグレーティングを形成すれば，常光と異常光のモード結合が生じ，偏光変換が行われる．

4.3　モード結合理論を用いた電気光学偏光変換型光変調器の理論解析

モード結合理論 [1, 46] を用いて EO 偏光変換型光変調器の理論解析を行う．十分にビーム幅の広いレーザ光が, 厚さ L のグレーティングに常光あるいは異常光として入射する場合を考える．常光，異常光を x 軸と平行に伝搬する平面波であると近似し，

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{o}}(x,y,z)=\begin{bmatrix}0\\E_{\mathrm{o}}\\0\end{bmatrix}\exp(-jk_{\mathrm{o}}x) \tag{4.6a}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{e}}(x,y,z)=\begin{bmatrix}0\\0\\E_{\mathrm{e}}\end{bmatrix}\exp(-jk_{\mathrm{e}}x) \tag{4.6b}$$

と表すこととする．ここで，k_{o} (= $2\pi n_{\mathrm{o}}/\lambda$)，$k_{\mathrm{e}}$ (= $2\pi n_{\mathrm{e}}/\lambda$) はそれぞれ常光，異常光の波数，$E_{\mathrm{o}} = (2/n_{\mathrm{o}})^{1/2}(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/4}$，$E_{\mathrm{e}} = (2/n_{\mathrm{e}})^{1/2}(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/4}$ は，常光と異常光の x 方向パワーフロー密度 $|\boldsymbol{E}_{\mathrm{o}}|^2k_{\mathrm{o}}/2\omega\mu_0$，$|\boldsymbol{E}_{\mathrm{e}}|^2k_{\mathrm{e}}/2\omega\mu_0$ がそれぞれ 1 W/m^2 となるように決めた．また，グレーティングは $0 \le x \le L$ の領域に存在し y-z 面内に十分な広がりを有しているものとする．また，グレーティングベクトルの向きは x 軸と平行とする．モード結合方程式は,

$$\frac{d}{dx}a(x) = -j\kappa_q b(x)\exp(-j2\Delta_q x) \tag{4.7a}$$

$$\frac{d}{dx}b(x) = -j\kappa_q a(x)\exp(+j2\Delta_q x) \tag{4.7b}$$

と書ける．ここで，$a(x)$，$b(x)$はそれぞれ常光・異常光の振幅，$2\Delta_q$ は x 方向位相不整合量で，

$$2\Delta_q = k_o - k_e - qK \tag{4.8}$$

と表され，K (= $2\pi/\Lambda$) はグレーティングベクトルの大きさ，Λは分極反転周期である．q 次結合係数κ_q は

$$\kappa_q = \frac{\omega\varepsilon_0}{4}\iint \boldsymbol{E}_e^*(y,z)[\Delta\varepsilon_q]\boldsymbol{E}_o(y,z)dydz \tag{4.9}$$

で与えられ，$[\Delta\varepsilon_q]$は比誘電率テンソルの q 次フーリエ振幅で，

$$[\Delta\varepsilon_q] = 2|\Delta\varepsilon_{23}|\frac{\sin(qr\pi)}{q\pi}\begin{bmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & 1 & 0\end{bmatrix} \quad (q \text{ は } 0 \text{ ではない整数}) \tag{4.10}$$

と求められる．また，$\Delta\varepsilon_{23}$ は比誘電率テンソル成分の変化量で，

$$\Delta\varepsilon_{23} = -n_o^2 n_e^2 r_{51} E_y \tag{4.11}$$

と表される．r は周期分極反転構造の duty 比で $r = w/\Lambda$（w は分極反転幅）である．$r = 1/2$（分極反転幅:非反転幅 = 1:1）の場合の基本次 ($q = 1$) 結合係数は式(4.9) ~ (4.11)を用いて

$$\kappa_1 = \frac{2r_{51}\sqrt{n_o^3 n_e^3}}{\lambda}|E_y| \tag{4.12}$$

と表される．以下では基本次結合を考え，添え字 q を省略する．

初期条件 $a(0) = 1$，$b(0) = 0$（常光を入力する場合）としてモード結合方程式を解くと，

$$a(x) = \left(\cos\left[\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,x\right] + \frac{j\Delta}{\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}}\sin\left[\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,x\right]\right)\exp(-j\Delta x) \tag{4.13a}$$

$$b(x) = \frac{-j\kappa}{\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}}\sin\left[\sqrt{\kappa^2+\Delta^2}\,x\right]\exp(+j\Delta x) \tag{4.13b}$$

と求められる．偏光変換効率をηとすると，

$$\eta = \frac{|b(L)|^2}{|a(0)|^2} = \frac{\sin^2\left(\sqrt{\kappa^2 + \Delta^2}\,L\right)}{1 + (\Delta/\kappa)^2} \tag{4.14}$$

と求められる．ただし，入射光の空気と結晶の境界におけるフレネル反射損を無視した．なお，初期条件 $a(0) = 0$，$b(0) = 1$（異常光を入力する場合）としてモード結合方程式を解き，$|a(L)|^2/|b(0)|^2$ を計算して変換効率を求めた場合も式(4.14)右辺と同様となる．特に位相整合条件下 $(2\Delta = 0)$ での変換効率は，

$$\eta_{2\Delta=0} = \sin^2(\kappa L) = \sin^2\left(\frac{2Lr_{51}\sqrt{n_o{}^3 n_e{}^3}}{\lambda}E_y\right) \tag{4.15}$$

となる．式(4.15)は y 方向印加電界 E_y の大きさを変化させることにより，偏光変換効率を変化させることができ，出力側の偏光子通過後の光強度を変調できることを表している．

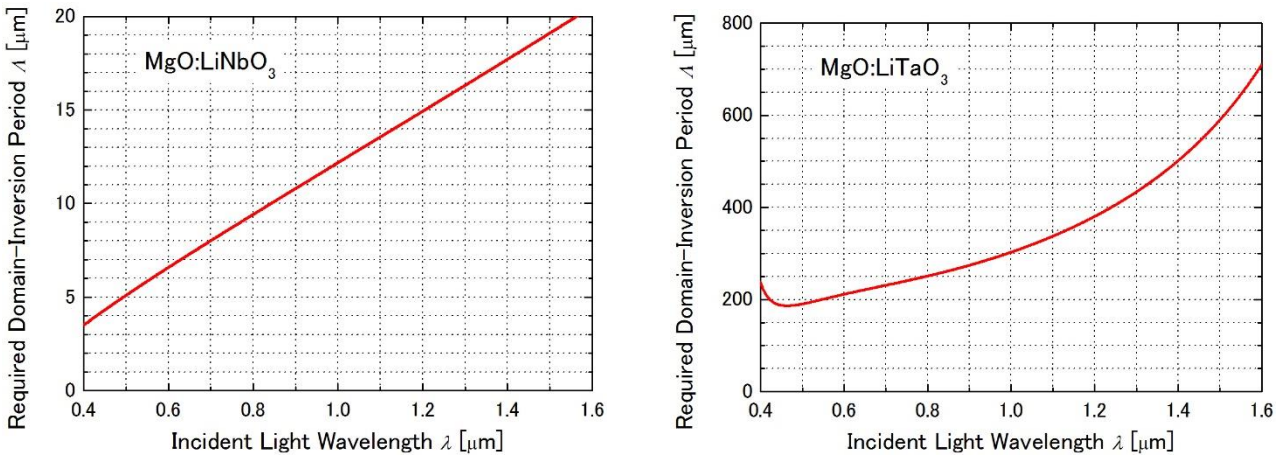
4.4　位相整合に必要な分極反転周期の入射光波長依存性

式(4.8)は位相整合条件下 $(2\Delta = 0)$ では $2\pi n_o/\lambda - 2\pi n_e/\lambda - 2\pi/\Lambda = 0$ となるため，入射光波長λに対する必要な分極反転周期Λは

$$\Lambda = \lambda/(n_o - n_e) \tag{4.16}$$

と求められる．

$MgO:LiNbO_3$ および $MgO:LiTaO_3$ を変調器に用いた場合の，位相整合に必要な分極反転周期Λの入射光波長λ依存性をそれぞれ図 4.3(a)，(b)に示す．なお，各入射光波長に対する n_o，n_e の値はセルマイヤの式 [48, 49] を用いて求めた．図 4.3(a)から，$MgO:LiNbO_3$ を用いた場合に必要な分極反転周期は可視光域では 10 μm 以下と非常に小さく，周期分極反転構造の作製が $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合と比較して困難であると考えられる．一方で図 4.3(b)を見ると，入射光波長 0.4 ~ 1.6 μm の範囲では，$MgO:LiTaO_3$ を用いた場合に必要な分極反転周期は最小でも 200 μm 程度であり，周期分極反転構造作製の点で有利であると考えられる．$MgO:LiNbO_3$ を用いた場合に必要な分極反転周期が $MgO:LiTaO_3$ と比較してはるかに小さいのは，$MgO:LiNbO_3$ 結晶の複屈折性が大きいためである．



(a) MgO:LiNbO3　　(b) MgO:LiTaO3

図 4.3　位相整合に必要な分極反転周期Λの入射光波長λ依存性

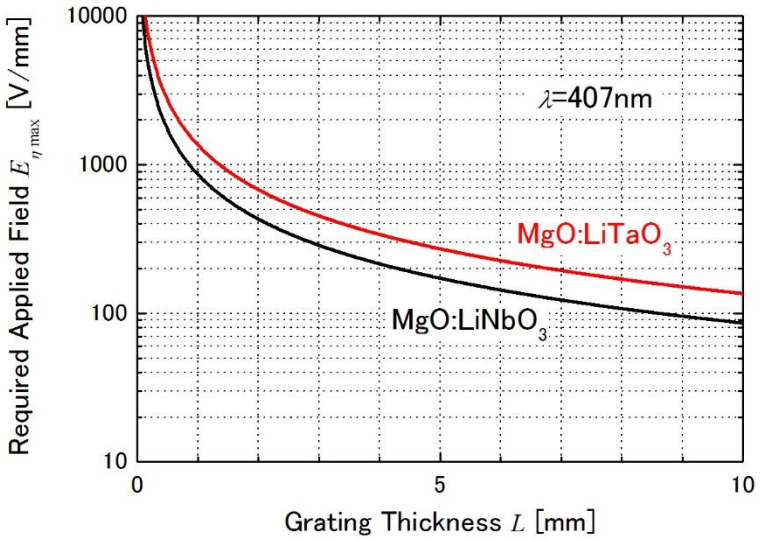


図 4.4　必要印加電界 $E_{\eta\,\max}$ のグレーティング厚さ L 依存性

4.5　変換効率 100%を得るために必要な印加電界

式(4.15)からη = 100%とするために必要な印加電界 $E_{\eta\,\max}$ は

$$E_{\eta\max} = \frac{\pi\lambda}{4Lr_{51}\sqrt{n_{\mathrm{o}}^{3}n_{\mathrm{e}}^{3}}} \tag{4.17}$$

と求められる．

MgO:LiNbO3 および MgO:LiTaO3 を変調器に用いた場合の必要な印加電界 $E_{\eta\,\max}$ のグレーティング厚さ L 依存性をそれぞれ図 4.4 に示す．なお，入射光波長をλ = 407 nm とし，

MgO:LiNbO$_3$に対して n_o = 2.423，n_e = 2.311 [48]，r_{51} = 28 pm/V [4] を用い，MgO:LiTaO$_3$に対して n_o = 2.273，n_e = 2.274 [49]，r_{51} = 20 pm/V [5] を用いた．図 4.4 からグレーティング厚さ L の値を大きくすると，必要な印加電界が低減できることが分かる．同じグレーティング厚さに対して，MgO:LiTaO$_3$と比較して MgO:LiNbO$_3$を用いた場合の必要印加電界が低いのは，MgO:LiNbO$_3$の EO 定数 r_{51} の値が MgO:LiTaO$_3$のそれよりも大きいためであり，必要印加電界を低減するためには MgO:LiNbO$_3$の方が有利であると言える．

4.6　変換効率の入射光波長依存性

変調器の波長受容幅について考察する．位相不整合量 2Δは式(4.8)より $2\Delta = k_o(\lambda) - k_e(\lambda) - K$ と表され，位相整合波長λ_{pm} では，

$$2\Delta = k_o(\lambda_{pm}) - k_e(\lambda_{pm}) - K = 0 \tag{4.18}$$

となる．位相整合波長からの波長ずれを$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{pm}$ とおき，$k_o(\lambda)$および $k_e(\lambda)$を$\lambda = \lambda_{pm}$ のまわりでテイラー展開し 1 次の項まで残すと

$$k_o(\lambda) \cong k_o(\lambda_{pm}) + \Delta\lambda \left[\frac{dk_o(\lambda)}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}} \tag{4.19a}$$

$$k_e(\lambda) \cong k_e(\lambda_{pm}) + \Delta\lambda \left[\frac{dk_e(\lambda)}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}} \tag{4.19b}$$

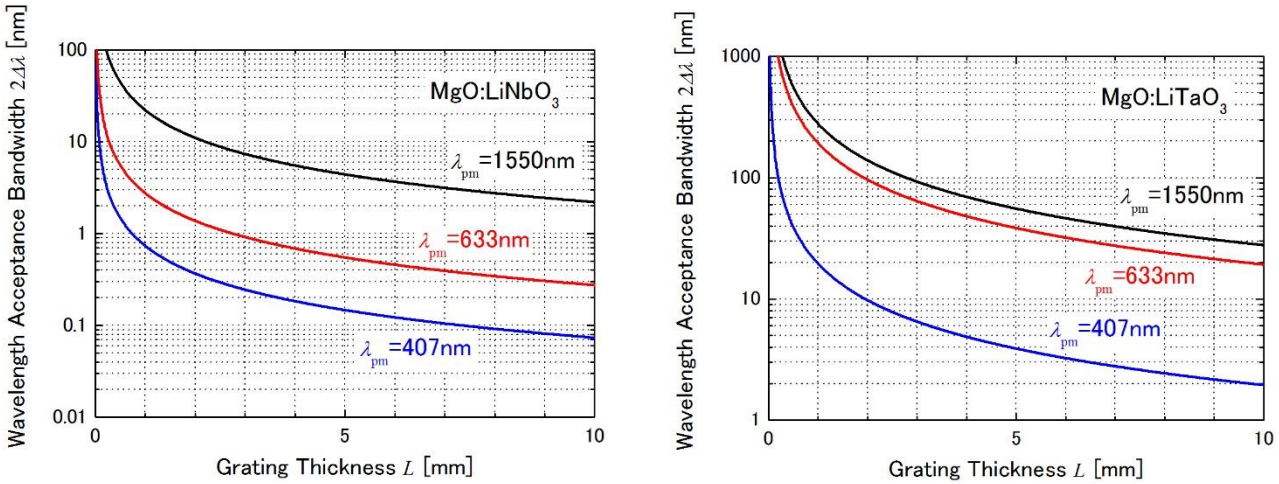
と書ける．式(4.19a), (4.19b)を式(4.8)に代入し、式(4.18)を用いて整理すると

$$\begin{aligned} 2\Delta &\cong k_o(\lambda_{pm}) - k_e(\lambda_{pm}) - K + \Delta\lambda\left\{-\frac{2\pi}{\lambda_{pm}^2}(n_o - n_e) + \frac{2\pi}{\lambda_{pm}}\left(\left[\frac{dn_o}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}} - \left[\frac{dn_e}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}}\right)\right\} \\ &= -\Delta\lambda\frac{2\pi}{\lambda_{pm}^2}\left\{\left(n_o - \lambda_{pm}\left[\frac{dn_o}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}}\right) - \left(n_e - \lambda_{pm}\left[\frac{dn_e}{d\lambda}\right]_{\lambda=\lambda_{pm}}\right)\right\} = -\Delta\lambda\frac{2\pi(n_{og} - n_{eg})}{\lambda_{pm}^2} \end{aligned} \tag{4.20}$$

となる。ここで，n_{og}，n_{eg} はそれぞれ常光，異常光に対する群屈折率である．

ここで，変調器に必要電界 $E_{\eta\,\max}$ を印加した状態 ($\kappa L = \pi/2$) で入射光波長が位相整合波長から少しだけずれた場合を考えると，式(4.14)より変換効率が 50%となるのは$|\Delta L| \cong 1.25$のときであることが分かる．したがって，式(4.20)を用いて変調器の波長受容幅 $2\Delta\lambda$（半値全幅）を求めると，

$$2\Delta\lambda \cong 5\lambda_{pm}^2/2\pi L|n_{og} - n_{eg}| \tag{4.21}$$



(a) $MgO:LiNbO_3$　　(b) $MgO:LiTaO_3$

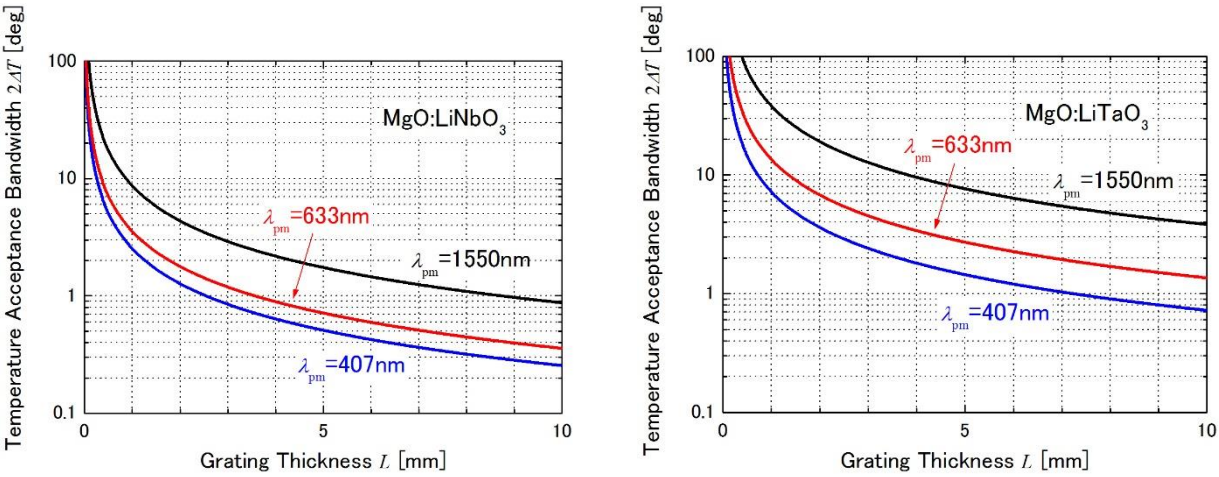
図 4.5　各位相整合波長λ_{pm}に対する波長受容幅 $2\Delta\lambda$のグレーティング厚さ L 依存性

となる．

$MgO:LiNbO_3$ および $MgO:LiTaO_3$ を変調器に用いた場合の，各位相整合波長λ_{pm}に対する波長受容幅 $2\Delta\lambda$のグレーティング厚さ L 依存性をそれぞれ図 4.5 に示す．なお，$MgO:LiNbO_3$ に対して n_{og} = 3.000，n_{eg} = 2.788 (λ_{pm} = 407 nm)，n_{og} = 2.451，n_{eg} = 2.335 (λ_{pm} = 633 nm)，n_{og} = 2.260，n_{eg} = 2.173 (λ_{pm} = 1550 nm) [47] を用い，$MgO:LiTaO_3$ に対して n_{og} = 2.689，n_{eg} = 2.682 (λ_{pm} = 407 nm)，n_{og} = 2.295，n_{eg} = 2.297 (λ_{pm} = 633 nm)，n_{og} = 2.154，n_{eg} = 2.161 (λ_{pm} = 1550 nm) [48] を用いた．図 4.5 からグレーティング厚さ L の値を大きくすると，波長受容幅が狭くなることが分かり，入射光波長が短くなると波長受容幅が狭くなることが分かる．また，同じグレーティング厚さで比較した場合，$MgO:LiNbO_3$ における波長受容幅は $MgO:LiTaO_3$ のそれと比較して 1/10 程度であることが分かる．このことから，$MgO:LiNbO_3$ を変調器に用いた場合，グレーティング厚さがそれほど大きくなくても十分な波長選択性を確保できるため，高密度な多波長変調や波長選択変調を比較的小型なデバイスで実現できるが，波長受容幅が非常に狭いため発振スペクトル幅の広いレーザ光の高効率変調が困難である，光源のわずかな波長ずれに対して変換効率が著しく低下するなどの問題が生じると考えられる．一方で，$MgO:LiTaO_3$ を変調器に用いた場合，波長受容幅が広いため安定した高効率変調を実現できるが，鋭い波長選択性を得るためにはグレーティング厚さを大きくしなければならないため，高密度な多波長変調や波長選択変調を行う場合，デバイス長が長くなるなどの不都合が生じると考えられる．

4.7　変換効率のデバイス温度依存性

変調器のデバイス温度受容幅について考察する．位相整合条件を満たした状態 (2Δ = 0) で，デバイス温度 T が位相整合温度 T_{pm} から少しずれると，常・異常屈折率が変化し正確に



(a) $MgO:LiNbO_3$　　(b) $MgO:LiTaO_3$

図 4.6　各位相整合波長λ_{pm}に対する
温度受容幅 $2\Delta T$ のグレーティング厚さ L 依存性(T_{pm} = 22°C)

位相整合条件を満たさなくなる．常・異常屈折率をそれぞれ $n_o(T)$，$n_e(T)$と表し，温度ずれを$\Delta T = T - T_{pm}$とおき，$n_o(T)$，$n_e(T)$を $T = T_{pm}$ のまわりでテイラー展開し 1 次の項まで残すと

$$n_o(T) \cong n_o(T_{pm}) + \Delta T\left[\frac{dn_o(T)}{dT}\right]_{T=T_{pm}} \tag{4.22a}$$

$$n_e(T) \cong n_e(T_{pm}) + \Delta T\left[\frac{dn_e(T)}{dT}\right]_{T=T_{pm}} \tag{4.22b}$$

と書ける．式(4.22a)，(4.22b)を用いると式(4.8)は

$$2\Delta \cong \Delta T\frac{2\pi}{\lambda_{pm}}\left(\left[\frac{dn_o}{dT}\right]_{T=T_{pm}} - \left[\frac{dn_e}{dT}\right]_{T=T_{pm}}\right) \tag{4.23}$$

と書ける。

ここで，変調器に必要電界 $E_{\eta\,max}$ を印加した状態 ($\kappa L = \pi/2$) でデバイス温度が位相整合温度から少しだけずれた場合を考えると，式(4.14)より変換効率が 50%となるのは$|\Delta L| \cong 1.25$のときであることが分かる．したがって，式(4.23)を用いて変調器の波長受容幅 $2\Delta T$（半値全幅）を求めると，

$$2\Delta T \cong \frac{5\lambda_{pm}}{2\pi L\left|\left[dn_o/dT\right]_{T=T_{pm}} - \left[dn_e/dT\right]_{T=T_{pm}}\right|} \tag{4.24}$$

となる．

MgO:LiNbO$_3$ および MgO:LiTaO$_3$ を変調器に用いた場合の，各位相整合波長λ_{pm}に対する波長受容幅 $2\Delta T$ のグレーティング厚さ L 依存性をそれぞれ図 4.6 に示す．なお，T_{pm} = 22°C とし，MgO:LiNbO$_3$ および MgO:LiTaO$_3$ に関するセルマイヤの式 [56, 48] を用いて dn_o/dT, dn_e/dT を求めた．図 4.6 からグレーティング厚さ L の値を大きくすると，温度受容幅が狭くなることが分かり，入射光波長が短くなると温度受容幅が狭くなることが分かる．また，同じグレーティング厚さで比較した場合，MgO:LiTaO$_3$ を用いると MgO:LiNbO$_3$ を用いた場合よりも温度受容幅を数倍程度大きくできることが分かる．しかし，グレーティング厚さが 10 mm 程度になると温度受容幅は数°C 程度と非常に狭くなるため，ヒータやペルチェ素子などを用いた正確な温度制御が必要となると考えられる．

4.8 変調帯域

EO 偏光変換型光変調器の変調帯域について考察する．図 4.7 のように，変調器を集中定数型で動作させる場合を考える．交流電圧源を $v(t) = V\sin\omega t$ とし，変調器と電圧源のインピーダンス整合をとるために，電圧源の内部抵抗(抵抗値 R)と同じ抵抗値を有する負荷抵抗(抵抗値 R)を変調器と並列に接続する．また，変調器をキャパシタとみなして静電容量を C とし，変調器の両端電圧を $v_C(t)$とする．変調器の両端電圧の電圧フェーザ$\dot{V}_C(\omega)$ は

$$\dot{V}_C(\omega) = V\frac{2 - j\omega RC}{4 + (\omega RC)^2} \tag{4.25}$$

であり，$v_C(t) = \left|\dot{V}_C(\omega)\right|\sin(\omega t + \phi)$ と求められる．なお，$\left|\dot{V}_C(\omega)\right| = \dfrac{V}{\sqrt{4 + (\omega RC)^2}}$，$\phi = -\tan^{-1}(\omega RC/2)$である．変調器からの出力光の偏光子通過後の光強度の時間変化 $I(t)$は式(4.15)を用いて

$$I(t) = I_{in}\sin^2\left(\frac{2Lr_{51}\sqrt{n_o{}^3 n_e{}^3}}{l_y\lambda}v_C(t)\right) \tag{4.26}$$

と表すことができる．なお，I_{in} は入力光強度，l_y は変調器の y 方向の長さ（電極間距離）である．変調器の両端電圧 $v_C(t)$と出力光強度 $I(t)$の時間波形の概形を図 4.8 に示す．図 4.8 から分かるように，出力光強度は変調信号の 2 倍の周波数で変調される．なお，電源電圧を $v(t) = V\sin\omega t/2 + V/2$ とすれば，出力光強度の変調周波数を変調信号の周波数と同じにできる．ここで，電源電圧が $v(t) = V\sin\omega t$ の場合を考え，$\left|\dot{V}_C(0)\right| = V_{\eta\max}$ となるように $V = 2V_{\eta\max}$ とする．ωを大きくしていくと最大出力光強度が低下する．変調時の出力光強度の最大値を

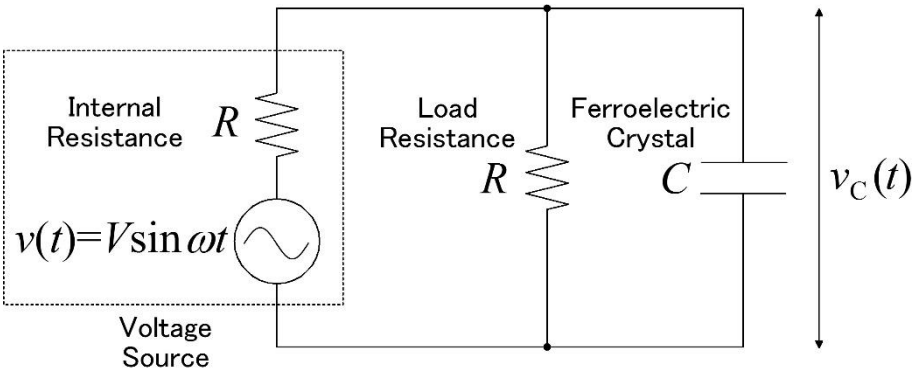


図 4.7　変調器の回路構成

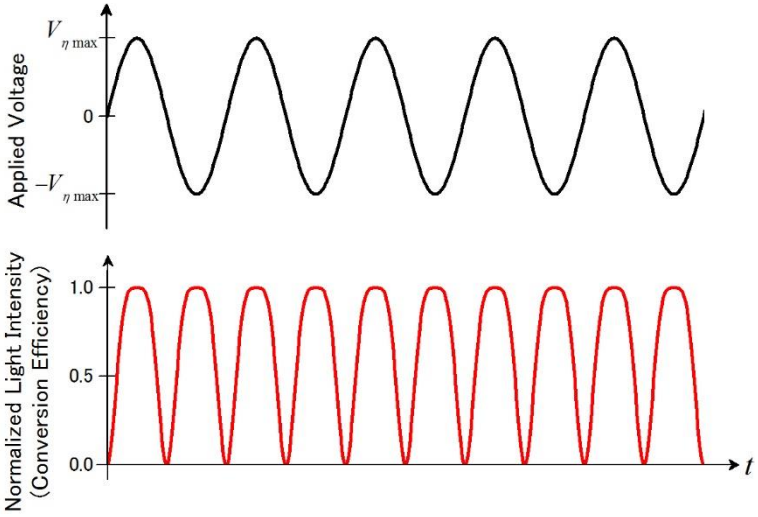


図 4.8　変調器の両端電圧と出力光強度の時間波形の概略図

$I_{\max}(\omega)$とし，$I_{\max}(\omega)/I_{\max}(0)$が 1/2 となる（$|\dot{V}_C(\omega)|$ が $V_{\eta\max}/2$ となる）ときの角周波数をω_{BW}（周波数 f_{BW}）とすると，

$$\omega_{BW} = 2\pi f_{BW} = \frac{2\sqrt{3}}{RC} \tag{4.27}$$

と求められる．変調器に用いる結晶の y 方向，z 方向の比誘電率をそれぞれε_y，ε_z とし，x 方向長さを l_x，結晶厚さ（z 方向長さ）を l_z とすると，変調器の静電容量は $C = \varepsilon_0\varepsilon_y l_x l_z/l_y$ と求められる．MgO:$LiNbO_3$ を変調器に用いて，l_x = 1 mm，l_y = 0.2 mm，l_z = 0.2 mm ($C \cong 0.4$ pF) とした場合, 式(4.27)から変調帯域は $f_{BW} \cong 29$ GHz（光強度変調周波数~58 GHz）と求められる．ただし，$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m [46]，$\varepsilon_y = 43$ [57] を用い，$R = 50\ \Omega$とした．なお，MgO:$LiTaO_3$ の比誘電率は MgO:$LiNbO_3$ と同程度であるため，MgO:$LiNbO_3$ の場合と同程度の変調帯域が得られると考えられる．ところが，回路全体の平均消費電力 P は $P = V^2/4R = (V_{\eta\max})^2/R$ であ

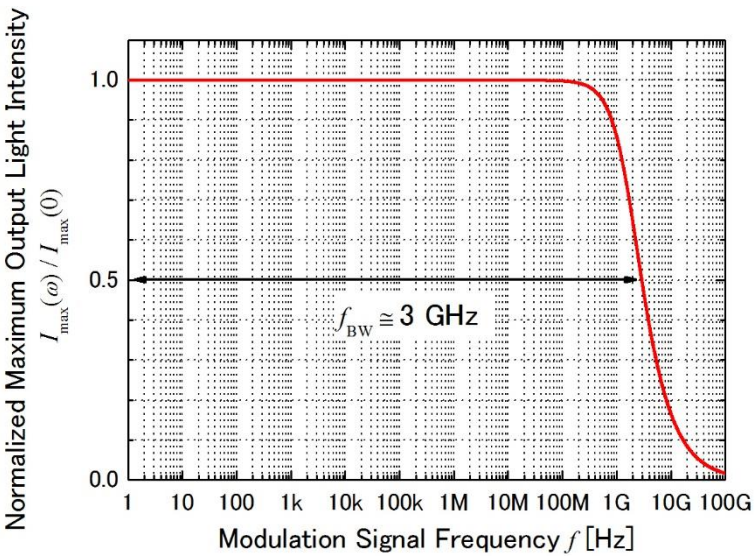


図 4.9　規格化最大出力光強度 $I_{max}(\omega)/I_{max}(0)$の変調信号周波数 f 依存性
（MgO:LiNbO$_3$, l_x = 10 mm，l_y = 0.2 mm，l_z = 0.2 mm）

り，$L = l_x$ = 1 mm の場合，式(4.17)より $V_{\eta\,max} \cong 0.2$ kV となるため，消費電力が $P \cong 800$ W と非常に大きくなり現実的ではない．しかし，1 kW 程度が出力可能な市販の高周波電源の出力周波数の上限は数十 MHz 程度であるため，装置は巨大となるが数十 MHz 程度の変調ならば実現可能であると考えられる．また，$l_x = L$ = 10 mm，l_y = 0.2 mm，l_z = 0.2 mm ($C \cong 4$ pF) とすれば，波長受容幅は狭くなるが，$P \cong 8$ W となり消費電力を低減できる．規格化最大出力光強度 $I_{max}(\omega)/I_{max}(0)$の変調信号周波数 f 依存性を図 4.9 に示す．式(4.27)から $f_{BW} \cong 3$ GHz（光強度変調周波数~6 GHz）となる．最大出力 10 W 程度で出力周波数 1 GHz 程度の高周波電源は入手可能であり，上記の変調帯域と近い変調帯域を有する変調器を実現できると考えられる．また，周期分極反転構造にチャネル導波路（導波路幅 W）を形成し，プレーナ電極（電極間隔 g）を装荷してチャネル光導波路型光変調器を構成する場合，$l_x = L$ = 5 mm，$g = W$ = 10 μm ($C \cong \varepsilon_0[1 + (\varepsilon_y\varepsilon_z)^{1/2}]l_x \cong 2$ pF [1]) とすると必要印加電圧は $gE_{\eta\,max}/\Gamma \cong 7$ V (Γは印加電界低減係数 [1])となり $P \cong 1$ W と低減できる．なお，Γ = 0.3 [1] とし，ε_z = 26 [57] を用いた．また，式(4.27)から $f_{BW} \cong 6$ GHz（光強度変調周波数~12 GHz）と求められる．最大出力 1 W 程度で出力周波数 10 GHz 程度の高周波電源が市販されており，上記の変調帯域が実現可能であると考えられる．

4.9　結言

本章では，周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の設計について述べた．まず，EO 偏光変換型光変調器の動作原理を説明し，結晶 y 方向に電界を印加すると屈折率楕円体の主軸が回転し比誘電率テンソルの非対角成分が生じ，常光－異常光間の位相整合条件

が満たされるようにグレーティングを形成すると偏光変換が生じることについて述べた. つぎに，モード結合理論を用いて変調器の理論解析を行い，必要な分極反転周期の入射光波長依存性，変換効率 100%とするために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性，変換効率の入射光波長依存性・デバイス温度依存性などの変調特性の理論予測を示した．グレーティング厚さを大きくすると必要印加電界を低減できるが，波長受容幅が狭くなる．$MgO:LiNbO_3$ と $MgO:LiTaO_3$ のそれぞれを変調器に用いた場合の変調特性を比較した．$MgO:LiNbO_3$ は複屈折性が大きいため，必要な分極反転周期は $MgO:LiTaO_3$ と比較して小さく, 可視光を変調する場合は必要な分極反転周期が 10 μm 以下となることが分かった. また，$MgO:LiNbO_3$ を用いた変調器の波長受容幅は $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合と比較して非常に狭くなることが分かった．以上の特性予測から，$MgO:LiNbO_3$ を用いた変調器では狭い波長範囲で高密度な多波長変調や波長選択変調が小型のデバイスで実現できる可能性があり，$MgO:LiTaO_3$ を用いた変調器では安定した高効率変調が比較的低い印加電界で実現できる可能性があるということを明らかにした．また，変調帯域について考察し，高速変調の実現可能性を示した.

第５章　MgO 添加 $LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた

電気光学偏光変換型光変調器の作製・評価

5.1　緒言

本章では，前章で述べた電気光学 (EO) 偏光変換型光変調器の設計を踏まえて，MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の作製・評価を行う．まず，変調器の特性評価に使用する GaN レーザが多モード発振しており，スペクトル幅が変調器の波長受容幅を上回っているために高い変換効率を得ることが困難であるため，回折格子を用いた複合外部共振器型 GaN レーザを構成する．つぎに，複合外部共振器型 GaN レーザ光を変調するために，MgO:$LiNbO_3$ に分極反転周期 3.6 μm，グレーティング厚さ 1.0 mm の周期分極反転構造を形成し，電気光学偏光変換型光変調器を作製する．そして，垂直・水平偏光パワーの変調器印加電圧依存性や変換効率の入射光波長依存性を測定し，前章で示した理論予測と比較することにより，変調器の特性を評価する．

5.2　変調器評価のための複合外部共振器型 GaN レーザの構成

4.6 で述べたように，MgO:$LiNbO_3$ を用いた変調器では波長受容幅が非常に狭く，波長 407 nm の GaN レーザ光を変調する場合，式(4.21)よりグレーティング厚さ 1.0 mm に対して波長受容幅は 0.7 nm 程度となる．しかし，変調器の特性評価に用いる GaN レーザ（日亜化学工業 NDV4313）は多モード発振をしており，スペクトル幅が 1 nm 程度に広がっているため，高い変換効率を得るのは困難である．そこで，図 5.1 に示すように回折格子を用いた複合外部共振器型 GaN レーザを構成した．このレーザでは，回折格子の鋭い波長選択性により限られた波長範囲の光のみを GaN レーザ本体に帰還させることにより，スペクトル幅を狭くすることができる．また，回折格子の角度を変化させると帰還する光の波長が変化するため，発振波長を変化させることができる．

格子周波数 3600 本/mm の回折格子（ブレーズ化していない）を，GaN レーザ本体からの出力光の回折格子への入射角と回折角が等しくなるように約 47°傾けた（リトロー配置）．回折格子とミラーを直角に固定することにより，回折格子の角度を変化させたときに複合外部共振器型レーザ出力光の角度が変化しないようにした．GaN レーザの温度は 32°C，注入電流を 60 mA（閾値電流~30 mA，定格電流~100 mA）とした．なお，このときの GaN レーザ本体からの出力光パワーは~30 mW（コリメータレンズ通過後）で，ミラー反射後の複合外部共振器型レーザ出力光パワーは~10 mW であった．回折格子を用いない場合と用いた場合の発振スペクトルを光スペクトルアナライザで測定した．

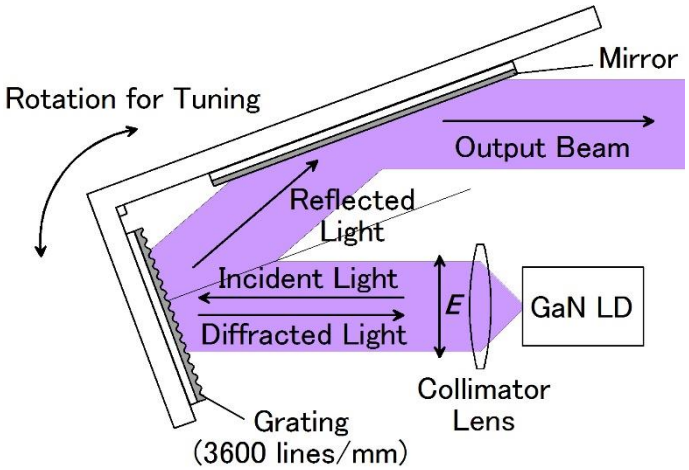


図 5.1　回折格子を用いた複合外部共振器型 GaN レーザの構成

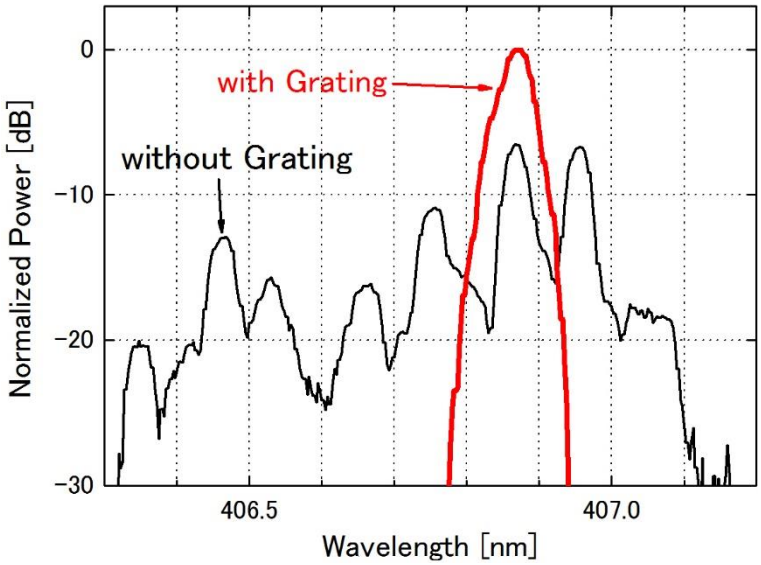


図 5.2　発振スペクトルの比較（分解能 0.04 nm）

回折格子を用いなかった場合と用いた場合の発振スペクトルの比較を図 5.2 に示す．ただし，縦軸はグレーティングありの場合のスペクトルの最大値で規格化されている．複合外部共振器型としたことにより，スペクトル幅を 0.04 nm 以下（分解能 0.04 nm）とすることができた．また，回折格子の角度を調整することにより，406.0 ~ 407.5 nm の範囲で発振波長を変化させることができた．

5.3　電気光学偏光変換型光変調器の作製

波長 407 nm の複合外部共振器型 GaN レーザ光を変調するため，分極反転周期を式(4.16)からΛ = 3.6 μm と決定した．波板電極構造を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により，0.2

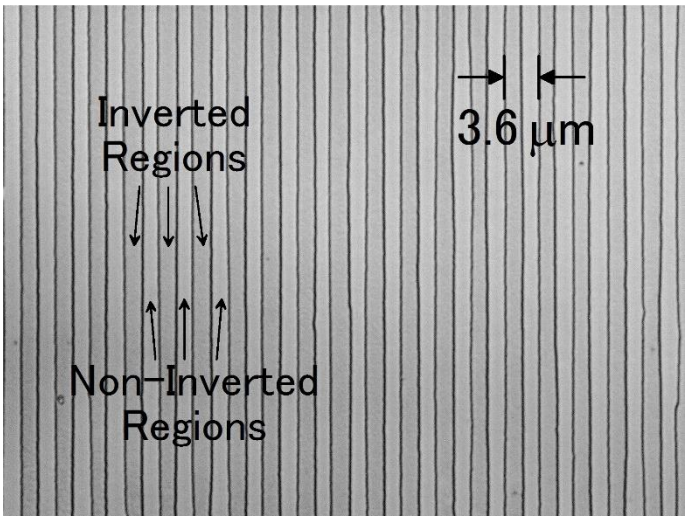


図 5.3　作製した周期 3.6 μm 分極反転構造+z 面顕微鏡写真（フッ硝酸エッチング後）

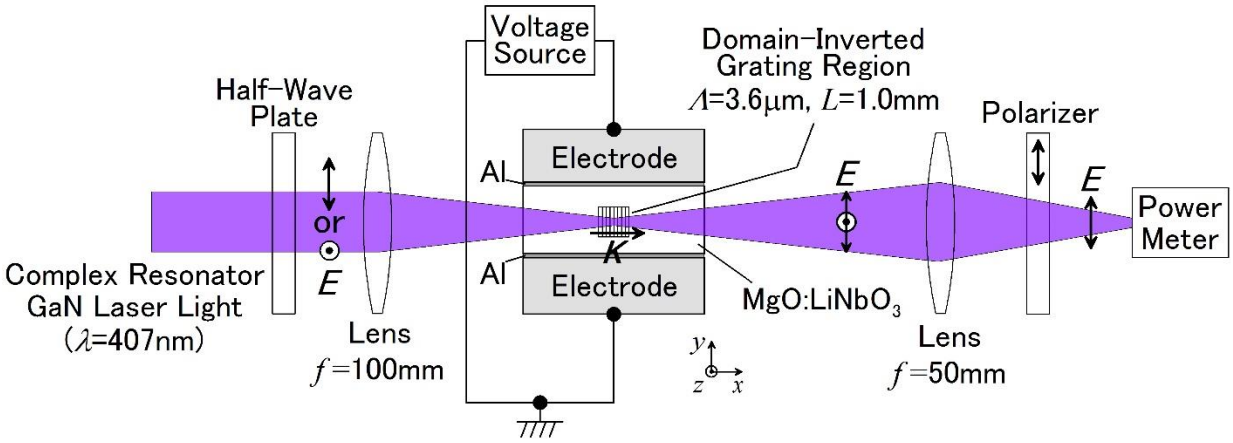


図 5.4　作製した電気光学偏光変換型光変調器の特性評価のための光学系

mm 厚 z 板 $MgO:LiNbO_3$ に周期 3.6 μm の分極反転構造の作製を試みた．分極反転貫通時に生じるリーク電流を抑制するために，結晶–z 面上に 0.7 μm 厚の SiO_2 をスパッタ堆積した．結晶+z 面上に EB 描画により 1 × 1 mm^2 の領域に周期 3.6 μm，開口幅 0.5 μm，厚さ 1.2 μm の PMMA レジストグレーティングを形成した．レジストの絶縁性を高めるために，95°C のオーブン中で 30 分間のポストベーキングを行った．真空蒸着（基板加熱温度 90°C）により 0.5 μm 厚の Al 薄膜を堆積させ，波板電極構造を形成した．–z 面の SiO_2 薄膜上に 0.1 μm 厚の Au 一様電極をスパッタ堆積した．

図 3.7 と同様の電圧印加分極反転セットアップを用い，結晶をシリコーンオイル中で 150°C に加熱した状態で，高電圧パルスを印加した．条件最適化の結果，0.90 kV の単一パルス電圧を結晶に与える電荷量が 1.0 μC ($2P_sS$ = 0.80 μC) に達するまで印加すると，図 5.3 に示すような反転幅と非反転幅がほぼ 1:1 の高品質な周期分極反転構造を作製できることが分かった．

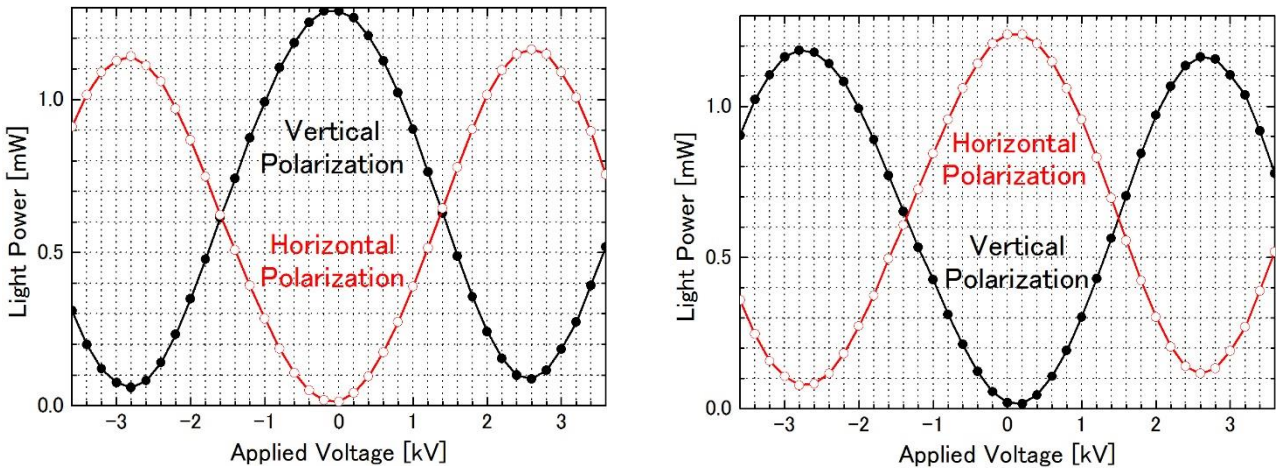
周期分極反転構造を形成した $MgO:LiNbO_3$ 結晶を 600°C の酸素雰囲気中で 6 時間，550°C の酸素雰囲気中で 9 時間アニーリングした．結晶±x 面および±y 面を研磨し，真空蒸着（基板加熱なし）により±y 面上に 0.4 μm 厚の Al 一様電極を堆積させた. 結晶のサイズは 2.3 mm (y 方向長さ l_y) × 5 mm (x 方向長さ l_x) であった.

EO 偏光変換型光変調器の特性評価のための光学系を図 5.4 に示す. 複合外部共振器型 GaN レーザ光の偏光方向を半波長板で調整し，レンズ（焦点距離 100 mm）で集光した後，常光（水平偏光）あるいは異常光（垂直偏光）として結晶に入射した．結晶 y 方向に電界を印加して入射光を変調し，出力光の垂直・水平偏光パワーを偏光子とパワーメータを用いて測定した.

5.4　垂直・水平偏光パワーの印加電圧依存性

入射光波長を 406.8 nm として，作製した EO 偏光変換型光変調器の出力光の垂直・水平偏光パワーの変調器印加電圧依存性を調べた．図 5.5(a)に垂直偏光を入力した場合の垂直・水平偏光パワーの印加電圧依存性，(b)に水平偏光を入力した場合の垂直・水平偏光パワーの印加電圧依存性の測定結果を示す．垂直偏光を入力した場合，印加電圧 0 kV のときに垂直偏光パワーが最大（水平偏光パワーが最小）となり，ゼロ点のオフセットはなかった．印加電圧 2.6 kV のときに水平偏光パワーが最大（垂直偏光パワーが最小）となり，最大変換効率（= 変換光パワー / 出力光パワーの和）89%が得られた．垂直偏光消光比（= 最小垂直偏光パワー / 最大垂直偏光パワー）は 1/22, 水平偏光消光比（= 最小水平偏光パワー / 最大水平偏光パワー）は 1/84 が得られた．また，水平偏光を入力した場合，印加電圧 0.2 kV のときに水平偏光パワーが最大（垂直偏光パワーが最小）となり，わずかにゼロ点オフセットが生じていた. 印加電圧–2.8 kV のときに垂直偏光パワーが最大（水平偏光パワーが最小）となり，最大変換効率 91%が得られた．水平偏光消光比は 1/16，垂直偏光消光比は 1/69 が得られた．最大変換効率を得るために必要な印加電圧 2.6 kV（垂直偏光入力），3.0 kV（水平偏光入力）は，式(4.17)に示した変換効率 100%を得るために必要な印加電界 $E_{\eta\max}$ から求められる必要電圧の理論予測値 1.9 kV (= $E_{\eta\max} \times l_y$ = 0.86 kV/mm × 2.2 mm) よりもやや大きかった．必要な印加電圧が理論予測を上回った理由として，作製した周期分極反転構造の duty 比が厳密に 1:1 ではなく反転幅がやや太かったため，周期分極反転構造の duty 比を 1:1 と仮定して求めた必要電圧の計算値を上回ったことや，周期分極反転領域(1 mm 幅)の抵抗値が非反転領域(1.2 mm 幅)の抵抗値よりも低かったために, 周期分極反転領域の印加電界が低減していることなどが考えられる.

EO 偏光変換型光変調器においてゼロ点オフセットはほとんどなかったが，一方で EO ブラッグ偏向型光変調器では 3.4.2 で述べたようにゼロ点オフセットが生じた. EO 偏光変換型光変調器では結晶に y 方向電界を印加して変調を行うが，EO ブラッグ偏向型光変調器では結晶 z 方向に電界を印加して変調を行う．このことから，レーザ光照射によって励起された電荷の分布によって生じる電界は主に z 方向のみで，y 方向電界は小さいと推測される.



(a) 垂直偏光を入力　　(b) 水平偏光を入力

図 5.5　垂直・水平偏光パワーの印加電圧依存性

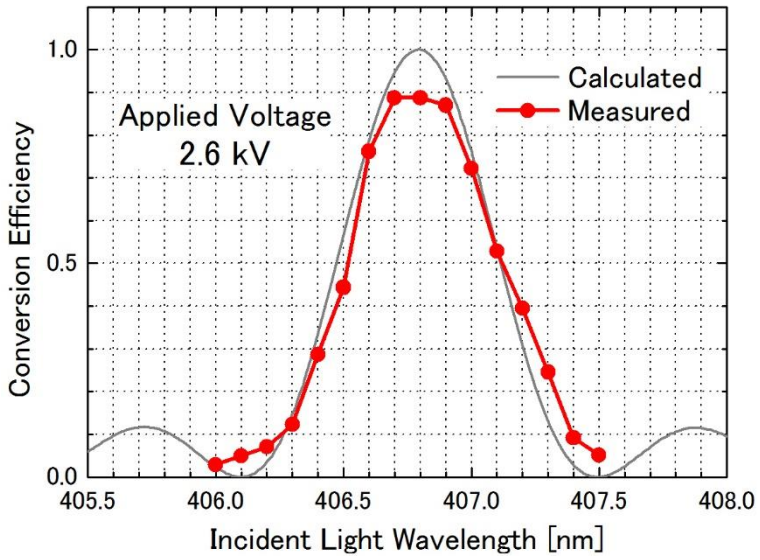


図 5.6　変換効率の入射光波長依存性（垂直偏光を入力）

5.5　変換効率の入射光波長依存性

最大変換効率が得られる 2.6 kV を印加した状態で垂直偏光を入力し，入射光波長を複合外部共振器型 GaN レーザの波長可変範囲 (406.0 ~ 407.5 nm) 内で変化させ，出力光の水平偏光パワーを測定した．図 5.6 に変換効率の入射光波長依存性を示す．波長 406.8 nm のときに変換効率が最大となり，波長受容幅（半値全幅）は 0.7 nm であった．波長受容幅の測定値は計算値 0.6 nm とほぼ一致しており，このことから作製した周期分極反転構造が高い均一性を有しているということが分かった．

5.6　結言

本章では，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の作製・評価について述べた．回折格子を用いた複合外部共振器型 GaN レーザを構成した．スペクトル幅を変調器の波長受容幅よりも十分に小さくし，1.5 nm の波長可変域を得た．つぎに，複合外部共振器型 GaN レーザ光を変調するために，$MgO:LiNbO_3$ に分極反転周期 3.6 μm，グレーティング厚さ 1.0 mm の周期分極反転構造を形成し, EO 偏光変換型光変調器を作製した．最大変換効率は垂直偏光入力に対して 89%，水平偏光入力に対して 91%が得られた．変換効率の入射光波長依存性を測定した．波長受容幅の測定値 0.7 nm は計算値 0.6 nm とほぼ一致し，作製した周期分極反転構造が高い均一性を有していることが確認できた．

第６章　　結論

強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学 (EO) 変調器の応用可能性に着目し, 本研究ではレーザディスプレイやレーザ描画装置等への応用を目指した MgO (5 mol%) 添加 $LiNbO_3$ (MgO:$LiNbO_3$) 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器, および光通信や光信号処理, ディスプレイへの応用を目指した MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の実証を行った．以下では，本研究において得られた成果を各章ごとに要約して述べ, 本研究では明らかにできなかった事柄や新たな課題について論じる．そして，関連する研究分野における本研究の意義や位置づけについて述べ，本論文の結論とする．

第２章では，周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の設計について述べた．まず，モード結合理論を用いて一次元空間光変調器の基本単位（1 画素分）である EO ブラッグ偏向型光変調器の理論解析を行った．基本次回折光のみが生じるブラッグ回折型とするためには，分極反転周期をより短く，グレーティング厚さをより厚くする必要がある. 分極反転周期を短くすることによりブラッグ角 θ_B（偏向角 $2\theta_B$）を大きくできる．紫色レーザ光を変調する場合, MgO:$LiNbO_3$ および MgO (8 mol%) 添加 $LiTaO_3$ (MgO:$LiTaO_3$) 結晶中におけるブラッグ角の理論値に大きな違いはなかった．回折効率 100%を得るために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性を調べた. 必要な印加電界を低減するためには, グレーティング厚さをより厚くする必要がある. 回折効率のレーザ光入射角依存性および入射光波長依存性を調べた．グレーティング厚さを厚くすると必要印加電界を低減できるが, 角度受容幅・波長受容幅が狭くなるため，必要印加電圧を低減するためには，結晶厚さを薄くする必要がある．

EO ブラッグ偏向型光変調器を多数配列した一次元空間光変調器の構成方法について述べた．新たに画素電極幅や電極ギャップ間隔が満たすべき条件を定量的に考察した．最低限必要な画素電極幅および画素間隔はある分極反転周期において最小にできることを見出し, 数百 dpi の画素密度を有する一次元空間光変調器を実現するための最適設計法を示すことができた.

第３章では，新たに MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器を実証した．まず，無添加 $LiNbO_3$ と比較して短周期分極反転構造の作製が困難である MgO:$LiNbO_3$ に周期 10 μm 以下の分極反転構造の作製を試みた. 櫛形周期電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により duty 比がほぼ 1:1 の周期 7.5 μm 分極反転構造を作製できた．同様の手法で周期 3.0 μm の分極反転構造の作製を試みたが，電極先端のみにしか分極反転構造が得られなかった．そこで，波板電極構造を採用し均一性の改善を図った．波板

電極を用いた絶縁液中結晶加熱電圧印加により周期 3.0 μm の分極反転構造作製を行った．150°C の絶縁液中で数時間加熱した後に電圧印加を行った場合には，島状の一様反転となり均一性が低かったが、12 時間加熱後に電圧印加を行うと均一性の高い周期分極反転構造を形成できることを見出した．電圧印加条件最適化の結果，3.0 × 3.0 mm^2 の領域に duty 比がほぼ 1:1 の周期分極反転構造が得られた．また，同様の手法を用いて周期 2.0 μm の分極反転構造を作製できたが，周期構造が得られていたのは+*z* 面から深さ 50 μm までの領域であった．

つぎに，作製した周期分極反転構造を用いて EO ブラッグ偏向型光変調器を構成し，紫色レーザ光および紫外レーザ光変調特性を評価した．分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器を用いて紫色レーザ光を変調したところ，最大回折効率 97%が得られ理論効率 100%に近い高回折効率を達成した．変調器の角度受容幅を調べたところ，分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器，分極反転周期 3.0 μm，グレーティング厚さ 3.0 mm の変調器いずれにおいても測定値が理論予測値と近く，作製した周期分極反転構造が高い均一性を有していることが確認できた．分極反転周期 7.5 μm，グレーティング厚さ 4.5 mm の変調器を用いて波長 325 nm の紫外 He-Cd レーザ光を矩形信号により変調したところ，透過光消光比 1/11，回折光消光比 1/13 が得られ，これまで EO ブラッグ偏向型光変調器では困難であった紫外光強度変調を実証した．

さらに，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプを作製し，紫色レーザ光の空間変調を試みた．1 画素おきに ON となるような変調信号を与えた場合，すべての画素が ON となるような変調信号を与えた場合いずれにおいても，所望の一次元光強度パターンを得ることができ，レーザディスプレイや描画装置等への応用可能性を示す空間変調動作を実証できた．

第 4 章では，周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の設計について述べた．$LiNbO_3$ あるいは $LiTaO_3$ に *y* 方向電界を印加すると生じる屈折率楕円体の主軸回転効果と偏光変換の原理について述べた．つぎに，モード結合理論を用いて EO 偏光変換型光変調器の理論解析を行った．必要な分極反転周期の入射光波長依存性を調べた．$MgO:LiNbO_3$ は複屈折性が大きいため，必要な分極反転周期は $MgO:LiTaO_3$ と比較して小さく，可視光を変調する場合は周期 10 μm 以下の分極反転構造が必要となる．変換効率 100%とするために必要な印加電界のグレーティング厚さ依存性を調べた．必要な印加電界を低減するためには，グレーティング厚さをより厚くする必要がある．また，同じグレーティング厚さの場合，$MgO:LiNbO_3$ を変調器に用いた方が $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合よりも必要印加電界を低くできる．変換効率の入射光波長依存性を調べた．グレーティング厚さを大きくすると必要印加電界を低減できるが，波長受容幅が狭くなる．$MgO:LiNbO_3$ を用いた変調器の波長受容幅は $MgO:LiTaO_3$ を用いた場合と比較して非常に狭くなることが分かった．以上の特性予測から，$MgO:LiNbO_3$ を用いた変調器では狭い波長範囲で高密度な多波長変調や波長選択変調が小型のデバイスで実現できる可能性があり，$MgO:LiTaO_3$ を用いた変調器では安定した高効率変調が比較的低い印加電界で実現できる可能性があるということが分かった．変換効率のデ

バイス温度依存性を調べた．グレーティング厚さが長くしすぎると温度受容幅は数°C 程度と非常に狭くなるため，ヒータやペルチェ素子などを用いた正確な温度制御が必要となる．変調帯域について考察し，高速変調の実現可能性を示した．

第 5 章では，$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の作製・評価について述べた．複合外部共振器型 GaN レーザ光を変調するために，$MgO:LiNbO_3$ に分極反転周期 3.6 μm，グレーティング厚さ 1.0 mm の周期分極反転構造を形成し，EO 偏光変換型光変調器を作製した．垂直・水平偏光パワーの変調器印加電圧依存性を測定した．最大変換効率は垂直偏光入力に対して 89%，水平偏光入力に対して 91%が得られ，短波長光の強度変調を実証した．変換効率の入射光波長依存性を測定した．波長受容幅の測定値 0.7 nm は計算値 0.6 nm とほぼ一致し，作製した周期分極反転構造が高い均一性を有していることを確認できた．

0.2 mm 厚 $MgO:LiNbO_3$ に周期 2.0 μm の分極反転構造を作製できたが，周期構造が得られていたのは+z 面から深さ 50 μm までの領域であり，結晶厚さ方向における均一性が乏しかった．印加電界コントラストを高くするためには，レジスト厚さをより厚くするのが望ましいが，レジストが倒壊する，レジスト断面形状のオーバハングが顕著になり電極の段差切れが生じやすくなるなどの問題がある．同じレジスト厚さであっても，結晶を薄板化できれば印加電界コントラストの向上が期待できる．基板結晶に金属層を介して表面活性化接合した $MgO:LiNbO_3$ を 40 μm 厚程度に薄板化し，電圧印加分極反転を行うことにより，周期 1 μm の分極反転構造を形成できたという報告がある [58]．この手法と本研究で得られた知見とを組み合わせることにより，サブミクロン周期の分極反転構造を形成できる可能性がある．分極反転構造をより短周期化できれば，EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の消光比特性の向上や高画素密度化が期待できるだけなく，サブミクロン周期の分極反転構造が必要であるため実証が困難である逆方向結合非線形光学(NLO)・EO デバイス [18, 32, 59] への応用可能性が見出せると考えられる．

$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型光変調器の透過光・回折光パワーの印加電圧依存性を調べたところ，ゼロ点オフセットが生じていることが明らかになった．EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器のプロトタイプを作製して一次元回折光強度パターンを観察した結果，ゼロ点オフセットのため電極ギャップ領域においても回折光が生じた．変調器の消光比特性向上のためにはゼロ点オフセットの低減が不可欠であると考えられる．緩和現象低減に効果的であった分極反転構造形成後の 600°C 酸素雰囲気中での 2 時間の結晶アニーリングは，ゼロ点オフセット低減には寄与しなかったが，アニーリング温度・時間を変化させることによりゼロ点オフセットを低減できるかどうか，検討の余地があると考えられる．

一次元空間光変調器のプロトタイプの作製・評価を行ったが，画素サイズは 200 μm で画素密度は 100 dpi 程度と十分に高いとは言えず, また第 2 章で述べた最適設計ではなかった. 将来のレーザディスプレイや描画装置等への応用に向けて, 最小画素間隔となる最適設計の通りに作製を行った場合に，低クロストークで高消光比（描画装置の場合は 1/100 程度，ディスプレイでは 1/1000 以下）の空間変調を実現できるのかどうか，画素密度（市販の液晶ディスプレイの場合で 100 dpi 程度）をどの程度高くできるのかを明らかにする必要があると考えられる.

$MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器の変調特性の評価を行ったところ，波長受容幅の測定値は理論予測とよく一致した. 波長受容幅が十分に狭いという性質を利用し, 光波の伝搬方向に異なる周期の分極反転構造を多数配列してそれぞれに変調電極を装荷することにより，高密度多波長変調・波長選択変調動作ができれば，高密度波長多重光通信や信号処理，ディスプレイへの応用可能性が見出せる.

一方で，$MgO:LiTaO_3$ を EO 偏光変換型光変調器に用いた場合，グレーティング厚さをある程度大きくしても波長受容幅がそれほど狭くならないことが第 4 章において明らかになった. したがって，$MgO:LiTaO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器を実証できれば，必要印加電界が $MgO:LiNbO_3$ を用いた場合よりも十分に低く，かつ光源のスペクトル幅や波長ずれに対して変換効率の変化の影響が小さい高効率光変調デバイスが実現できると考えられる.

以上のように，本研究では強誘電体周期分極反転構造を用いた EO 変調器の理論解析，設計，作製および評価を行った. これまで困難であった $MgO:LiNbO_3$ への短周期分極反転構造作製技術を確立できた. 高性能な EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器を実現するために必要な条件を定量的に考察し, 最適設計法を示すとともに高密度空間変調の実現可能性を見出した. $MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器を作製し，短波長光の空間変調動作を実証した. EO 偏光変換型光変調器を用いた高速光強度変調や，波長選択変調・多波長変調の実現可能性を理論解析により示した. $MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた EO 偏光変換型光変調器を作製し，短波長光の光強度変調を実証した. 作製した EO ブラッグ偏向型一次元空間光変調器の変調特性はレーザ描画装置への応用の観点では実用化レベルに近く，共同研究先では実用化のための研究開発が進んでいる. レーザディスプレイ応用に関しては，今後，一次元空間光変調器の消光比特性向上，スペックルノイズ低減などの課題が解決されることにより実用化に近づくと考えられる. したがって，本研究は将来の産業発展に貢献しうる研究であると言える.

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気電子情報工学専攻 栖原敏明教授に深甚なる感謝の意を表します.

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気電子情報工学専攻 尾﨑雅則教授，宮永憲明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，御教授を賜りました電気電子情報工学専攻 大森裕教授，伊藤利道教授，八木哲也教授，近藤正彦教授，片山光浩教授，森勇介教授に深謝の意を表します.

本研究を行うに際し，有益なる御指導・御討論を頂きました電気電子情報工学専攻 故 藤村昌寿准教授に感謝の意を表します.

本研究に関連する共同研究において，有意義な議論および助言を頂きました（株）SCREEN ホールディングスの岡崎雅英氏に感謝の意を表します.

本研究を行うにあたって，有益なる御助言を頂きました電気電子情報工学専攻 上向井正裕助教に心から感謝の意を表します．デバイス作製に際して御協力頂きました栖原研究室 林由樹雄技術専門職員に心から感謝の意を表します．また，研究活動を共に行い，各過程において協力いただいた栖原研究室 田中圭祐氏，張文磊氏，瀬尾広嗣氏，藤本拓也氏，岡寿治氏，沖野行佑氏，世良優樹氏，渡辺雄太氏ならびに栖原研究室諸氏に感謝します.

本研究は，日本学術振興会科学研究費補助金特別研究員奨励費（研究課題番号 13J00309）の助成を受けた.

参考文献

[1] 西原浩，春名正光，栖原敏明, 光集積回路（改訂増補版），オーム社，東京, 1993.

[2] T. Suhara and M. Fujimura, Waveguide nonlinear-optic devices, Springer-Verlag, Berlin, 2003.

[3] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane and R. Ito, “Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 9, pp. 2268–2294, September 1997.

[4] E.H. Turner, “High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate,” Appl. Phys. Lett., vol. 8, no. 11, pp. 303–304, June 1966.

[5] I.P. Kaminow, An introduction to electrooptic devices, Academic Express, New York, 1974.

[6] R.J. Holmes, Y.S. Kim, C.D. Brandle and D.M. Smyth, “Evaluation of crystals of $LiNbO_3$ doped with MgO or TiO_2 for electrooptic devices,” Ferroelectrics, vol. 51, pp.41–45, 1983.

[7] T.R. Ranganath and S. Wang, “Ti-diffused $LiNbO_3$ branch-waveguide modulators: performance and design,” IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-13, no. 4, pp. 290–295, April 1977.

[8] M. Izutsu, H. Haga, and T. Sueta, “0 to 18 GHz traveling wave optical waveguide modulator,” Trans. IEICE Japan, vol. E-63, no. 11, pp. 817–822, November 1980.

[9] M. Papuchon, Y. Combemale, X. Mathieu, D.B. Ostrawski, L. Reiber, A.M. Roy, B. Sejourne and M. Werner, “Electrically switched optical directional coupler,” Appl. Phys. Lett., vol. 27, no. 5, pp. 289–291, September 1975.

[10] J.M. Hammer and W. Phillips, “Low-loss single-mode optical waveguides and efficient high-speed modulators of $LiNb_xTa_{1-x}O_3$ on $LiTaO_3$,” Appl. Phys. Lett., vol. 24, no. 11, pp. 546–548, July 1974.

[11] B. Chen and C.M. Meijer, “Bragg switch for optical channel waveguides,” Appl. Phys. Lett., vol. 33, no. 1, pp. 33–35, July 1978.

[12] R.C. Alferness and L.L. Buhl, “Electro-optic waveguide TE↔TM mode converter with low drive voltage,” Opt. Lett., vol. 5, no. 11, pp. 473–475, November 1980.

[13] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe, “First-order quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation,” Appl. Phys. Lett., vol. 62, no. 5, pp. 435–436, November 1993.

[14] M. Fujimura, T. Murayama and T. Suhara, “Quasi-phase-matched difference frequency generation devices with annealed/proton-exchanged $LiNbO_3$ waveguides buried by reverse proton exchange,” Jpn. J. Appl. Phys., vol. 43, no. 12A, pp. L1543–L1545, November 2004.

[15] M. Asobe, Y. Nishida, O. Tadanaga, H. Miyazawa and H. Suzuki, “Wavelength conversion using quasi-phase matched $LiNbO_3$ waveguides,” IEICE Trans. Electron., vol. E88-C, pp. 335–341, March 2005.

[16] N.E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura and K. Kitamura, “Stable high-power green light generation with thermally conductive periodically poled stoichiometric lithium tantalate,” Jpn. J. Appl.

Phys., vol. 43, no. 10A, L1265–L1267, September 2004.

[17] T. Suhara, “Generation of quantum-entangled twin photons by waveguide nonlinear-optic devices,” Laser & Photon. Rev., vol. 3, no. 4, pp. 370–393, February 2009.

[18] T. Suhara and M. Ohno, “Quantum theory analysis of counter propagating twin photon generation by parametric downconversion,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 46, no. 12, pp. 1739–1745, December 2010.

[19] M. Yamada, M. Saitoh and H. Ooki, “Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in $LiNbO_3$ crystals,” Appl. Phys. Lett., vol. 69, no. 24, pp. 3659–3661, October 1996.

[20] H. Murata, K. Kinoshita, G. Miyaji, A. Morimoto and T. Kobayashi, “Quasi-velocity-matched $LiTaO_3$ guided-wave optical phase modulator for integrated ultrashort optical pulse generators,” Electron. Lett., vol. 36, no. 17, pp. 1459–1460, August 2000.

[21] H. Murata and Y. Okamura, “Electrooptic single-sideband modulator with resonant electrodes and polarization-reversed structures,” Jpn. J. Appl. Phys., vol. 45, no. 8B, pp. 6643–6647, August 2006.

[22] H. Gnewuch, C.N. Pannell, G.W. Ross, P.G.R. Smith and H.Geiger, “Nanosecond response of Bragg deflectors in periodically poled $LiNbO_3$,” IEEE Photonics Technol. Lett., vol.10, no.12, pp.1730–1732, December 1998.

[23] M. Yamada, “Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices,” Rev. Sci. Instrum., vol.71, no.11, pp.4010–4016, November 2000.

[24] T. Khayim, A. Maruko, K. Shibuya, A. Morimoto and T. Kobayashi, “Ultrafast unidirectional beam deflection using an electrooptic traveling phase grating with periodic domain inversion,” IEEE J. Quantum Electron., vol.37, no.8, pp.964–969, August 2001.

[25] J.A. Abernethy, C.B.E. Gawith, R.W. Eason and P.G.R. Smith, “Demonstration and optical characteristics of electro-optic Bragg modulators in periodically poled lithium niobate in the near-infrared,” Appl. Phys. Lett., vol.81, no.14, pp.2514–2516, September 2002.

[26] Y.Y. Lin, S.T. Lin, G.W. Chang, A.C. Chiang and Y.C. Huang, “Electro-optic periodically poled lithium niobate Bragg modulator as a laser Q-switch,” Opt. Lett., vol. 32, no. 5, pp.545–547, March 2007.

[27] M. Okazaki, T. Chichibu, S. Yoshimoto, T. Inoue and T. Suhara, “Electrooptic Bragg deflection modulator for UV laser light using periodically poled MgO:s-$LiTaO_3$,” IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 23, no. 22, pp. 1709–1711, November 2011.

[28] M. Okazaki, T. Chichibu, S. Yoshimoto, H. Mizuno and T. Suhara, “EO spatial UV-light modulator using periodically-poled deep-proton-exchaged s-$LiTaO_3$ waveguide, The 16th European Conference on Integrated Optics (ECIO 2012), 37, Barcelona, Spain, April 18–20, 2012.

[29] Y.Q. Lu, Z.L. Wan, Q. Wang, Y.X. Xi and N.B. Ming, “Electro-optic effect of periodically poled

optical superlattice $LiNbO_3$ and its applications," Appl. Phys. Lett., vol. 77, no. 23, pp. 3719–3721, December 2000.

[30] Y. Zhang, Y. Chen and X. Chen, "Polarization-based all-optical logic controlled-NOT, XOR, and XNOR gates employing electro-optic effect in periodically poled lithium niobate," Appl. Phys. Lett., vol. 99, 161117, October 2011.

[31] L. Shi, L. Tian and X. Chen, "Electro-optic chirality control in MgO:PPLN," J. Appl. Phys., vol. 112, 073103, October 2012.

[32] C. Canalias, V. Pasiskevicius, R. Clemens, and F. Laurell, "Sub-micron periodically poled flux grown $KTiOPO_4$," Appl. Phys. Lett., vol. 82, no. 24, pp.4233–4235, June 2003.

[33] 黒田和男，山本和久，栗村直，解説レーザーディスプレイ，オプトロニクス社，東京，2010.

[34] R. Gerson, J.F. Kirchhoff, L.E. Halliburton and D.A. Bryan, "Photoconductivity parameters in lithium niobate," J. Appl. Phys. vol. 60, no. 10, pp. 3553–3557, November 1986.

[35] D.A. Bryan, R. Gerson and H.E. Tomaschke, "Increased optical damage resistance in lithium niobate," Appl. Phys. Lett. vol. 44, no. 9, pp. 847–849, February 1984.

[36] H. Ishizuki, I. Shoji and T. Taira, "Periodical poling characteristics of congruent MgO:$LiNbO_3$ crystals at elevated temperature," Appl. Phys. Lett., vol. 82, no. 23, pp. 4062–4064, June 2003.

[37] K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita and K. Yamamoto, "Efficient second-harmonic generation of 340-nm light in a 1.4-μm periodically poled bulk MgO:$LiNbO_3$," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 42, no. 2A, pp. L90–L91, February 2003.

[38] K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita and K. Yamamoto, "Electric-field poling in Mg-doped $LiNbO_3$," J. Appl. Phys., vol. 96, pp.6585–6590, December 2004.

[39] T. Suzuki and T. Suhara, "Fabrication of ~1μm period poled structures in MgO:$LiNbO_3$ by bipolar pulse application," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 52, 100204, September 2013.

[40] H. Ishizuki, T. Taira, S. Kurimura, J.H. Ro and M. Cha, "Periodic poling in 3-mm-thick MgO:$LiNbO_3$ crystals," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 42, no. 2A, pp. L108–L110, February 2003.

[41] N. Horikawa, T. Tsubouchi, M. Fujimura and T. Suhara, "Formation of domain-inverted grating in MgO:$LiNbO_3$ by voltage application with insulation layer cladding," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 46, no. 8A, pp. 5178–5180, August 2007.

[42] H. Ishizuki and T. Taira, "Mg-doped congruent $LiTaO_3$ crystal for large-aperture quasi-phase matching device," Optic Express, vol. 16, no. 21, pp. 16963–16970, October 2008.

[43] H. Ishizuki and T. Taira, "High energy quasi-phase matched optical parametric oscillation using Mg-doped congruent $LiTaO_3$ crystal," Optic Express, vol. 18, no. 1, pp. 253–258, January 2009.

[44] H. Ishizuki and T. Taira, "Characterization 8 mol% Mg-doped congruent $LiTaO_3$ crystal for high-energy quasi-phase matching device," JSAP-OSA Joint Symposia 2013, 18a-D5-5, Kyoto, 2013.

[45] 岡寿治，栖原敏明，"MgO(8mol%)添加c-$LiTaO_3$短周期分極反転構造作製と一様性改善," 第 75 回応用物理学会秋季学術講演会, 18p-C7-11，北海道, 2014.

[46] 栖原敏明, 光波工学, コロナ社, 東京, 1998.
[47] W.R. Klein and B.D. Cook, “Unified approach to ultrasonic light diffraction,” IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, vol. SU-14, no. 3, pp. 123–134, July 1967.
[48] D.E. Zelmon, D.L. Small and D. Jundt, “Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 12, pp. 3319–3322, December 1997.
[49] K. Moutzouris, G. Hloupis, I. Stavrakas, D. Triantis and M.H. Chou, “Temperature-dependent visible to near-infrared optical properties of 8 mol% Mg-doped lithium tantalate,” Optical Materials Express, vol. 1, no. 3, pp.458–465, July 2011.
[50] A. Kuroda, S. Kurimura and Y. Uesu, “Domain inversion in ferroelectric MgO:$LiNbO_3$ by applying electric fields,” Appl. Phys. Lett., vol. 69, no. 11, pp. 1565–1567, July 1996.
[51] K. Nassau, H.J. Levinstein and G.M. Loiacono, “Ferroelectric lithium niobate. 1. Growth, domain structure, dislocations and etching,” J. Phys. Chem. Solids, vol. 27, pp. 983–988, 1966.
[52] D. Xue and K. Kitamura, “Origin of differential etching rates of the +*Z* and –*Z* faces of lithium niobate crystal,” Ferroelectrics Lett., vol. 29, pp. 89–93, 2002.
[53] 金高健二, 藤村昌寿, 栖原敏明, 西原浩, “電圧印加による $LiNbO_3$SHG デバイス用分極反転グレーティングの作製,” vol. J78-C-1, no. 5, pp. 238–245, 1995.
[54] K. Kintaka, M. Fujimura, T. Suhara and H. Nishihara, “High-efficiency $LiNbO_3$ waveguide second-harmonic generation devices with ferroelectric-domain-inverted gratings fabricated by applying voltage,” J. Lightw. Technol., vol. 14, no. 3, pp. 462–468, March 1996.
[55] 森本朗裕, 井邨泰之, 小林哲郎, “分極反転を用いた電気光学空間変調器,” 電子情報通信学会技術研究報告, OQE93-16, pp. 19–24, 1993.
[56] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun and A. Arie, “Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric $LiNbO_3$,” Appl. Phys. B, vol. 91, pp.343–348, April 2008.
[57] I. Tomeno and S. Matsumura, “Elastic and dielectric properties of $LiNbO_3$,” J. Phys. Soc. Jpn., vol. 56, no. 1, pp. 163–177, January 1987.
[58] 藤本拓也, 井上敏之, 栖原敏明, “表面活性化接合 MgO:$LiNbO_3$/SiO_2/Au/$LiNbO_3$ 薄板導波路における 1μm 級周期分極反転構造の作製,” 第 74 回応用物理学会秋季学術講演会, 19p-A8-6, 京都, 2013.
[59] C. Canalias and V. Pasiskevicius, “Mirrorless optical parametric oscillator,” Nature Photonics, vol. 1, pp. 459–462, August 2007.

著者発表論文

１．原著論文

[1] **T. Inoue** and T. Suhara, “Electrooptic Bragg deflection modulator using periodically poled MgO:$LiNbO_3$,” IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 17, pp. 1252–1254, September 2011.

[2] M. Fujimura, E. Kitado, **T. Inoue** and T. Suhara, “MgO:$LiNbO_3$ waveguide quasi-phase-matched second-harmonic generation devices fabricated by two-step voltage application under UV light,” IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 18, pp. 1313–1315, September 2011.

[3] M. Okazaki, T. Chichibu, S. Yoshimoto, **T. Inoue** and T. Suhara, “Electrooptic Bragg deflection modulator for UV laser light using periodically poled MgO:s-$LiTaO_3$,” IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, no. 22, pp.1709–1711, November 2011.

[4] 井上敏之, 栖原敏明, “MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造電気光学ブラッグ偏向型一次元空間光変調器,” 電子情報通信学会論文誌 C, vol. J96-C, no. 4, pp. 47–54, April 2013. **論文賞受賞**

[5] **T. Inoue** and T. Suhara, “Fabrication of MgO:$LiNbO_3$ domain inverted structures with short period and application to electro-optic Bragg deflection modulator,” IEICE Transactions on Electronics, vol. E97-C, no. 7, pp. 744–748, July 2014.

[6] **T. Inoue** and T. Suhara, “High-performance electro-optic polarisation conversion type modulator for short-wavelength light using periodically poled MgO:$LiNbO_3$,” Electronics Letters, vol. 50, no. 22, pp.1622–1624, October 2014.

２．国際会議発表（口頭発表）

[1] M. Fujimura, E. Kitado, **T. Inoue** and T. Suhara, “MgO:$LiNbO_3$ waveguide second-harmonic generation devices with domain-inverted gratings formed by 2-step voltage application under UV light,” The 2011 International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM 2011), pp. 1151–1152, I-3-4, Nagoya, Japan, September 28–30, 2011.

[2] **T. Inoue**, T. Suhara and M. Okazaki, “Electro-optic Bragg deflection modulator using periodically poled MgO:$LiNbO_3$,” The 17th Microoptics Conference (MOC 2011), L-4, Sendai, Japan, October 30–November 2, 2011.

[3] M. Okazaki, T. Chichibu, S. Yoshimoto, **T. Inoue** and T. Suhara, “Electro-optic Bragg deflection modulator for UV laser light using periodically poled MgO:s-$LiTaO_3$,” The 17th Microoptics

Conference (MOC 2011), L-5, Sendai, Japan, October 30–November 2, 2011.

[4] **T. Inoue** and T. Suhara, "Fabrication of MgO:$LiNbO_3$ domain inverted structures with short period and application to electro-optic Bragg deflection modulator," The 10th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, and the 18th OptoElectronics and Communications Conference / Photonics in Switching 2013 (CLEO-PR&OECC/PS 2013), WO4-3, Kyoto, Japan, June 30–July 4, 2013.

[5] **T. Inoue** and T. Suhara, "Electro-optic polarization conversion type modulator for short-wavelength light using periodically poled MgO:$LiNbO_3$," The 18th Microoptics Conference (MOC 2013), G-6, Tokyo, Japan, October 27–30, 2013. **Student Award 受賞**

[6] **T. Inoue** and T. Suhara, "High performance electro-optic polarization conversion type modulator for short-wavelength light using periodically poled MgO:$LiNbO_3$," The 17th European Conference on Integrated Optics and the 19th MicroOptics Conference (ECIO-MOC 2014), Th 4b R1, Nice, France, June 24–27, 2014.

３．国際会議発表（ポスター発表）

[1] M. Fujimura, E. Kitado, **T. Inoue** and T. Suhara, "MgO:$LiNbO_3$ waveguide SHG device with domain-inverted grating formed by 2-Step voltage application under UV light," The 17th Microoptics Conference (MOC 2011), H-15, Sendai, Japan, October 30–November 2, 2011.

４．国内学会発表

[1] 井上敏之, 栖原敏明, 岡崎雅英, "MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器," 第 71 回応用物理学会学術講演会, 16a-G-6, 2010 年 10 月.

[2] 藤村昌寿, 井上敏之, 栖原敏明, "紫外照射 2 段階室温電圧印加による MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造作製," 第 71 回応用物理学会学術講演会, 16p-G-3, 2010 年 10 月.

[3] 岡崎雅英, 吉本周平, 井上敏之, 栖原敏明, "MgO:SLT 周期分極反転構造を用いた紫外レーザ光用電気光学ブラッグ偏向型変調器," 第 19 回日本光学会年次学術講演会, 10aD6, 2010 年 11 月.

[4] 藤村昌寿, 北戸英理, 井上敏之, 栖原敏明, "紫外照射 2 段階室温電圧印加作製 MgO:$LiNbO_3$ 周期分極反転構造を用いた導波路擬似位相整合第 2 高調波発生デバイス," 第 58 回応用物理学関係連合講演会, 25a-BF-3, 2011 年 3 月.

[5] 井上敏之, 栖原敏明, 岡崎雅英, "MgO:$LiNbO_3$ 分極反転構造 EO ブラッグ偏向型光変調器の短波長光変調特性," 第 58 回応用物理学関係連合講演会, 26a-KB-5, 2011 年 3 月.

[6] 北戸英理, 藤村昌寿, 井上敏之, 栖原敏明, "紫外照射下電圧印加分極反転 MgO:$LiNbO_3$ 導波路擬似位相整合第 2 高調波発生デバイスの作製と評価," 第 72 回応用物理学会学術

講演会, 1p-ZN-10, 2011 年 8 月.

[7] 井上敏之, 栖原敏明, “電子ビームリソグラフィ波板電極を用いた $MgO:LiNbO_3$ 短周期分極反転構造の作製,” 第 60 回応用物理学会学術講演会, 29a-B3-2, 2013 年 3 月.

[8] 藤本拓也, 井上敏之, 栖原敏明, “表面活性化接合 $MgO:LiNbO_3/SiO_2/Au/LiNbO_3$ 薄板導波路における 1μm 級周期分極反転構造の作製,” 第 74 回応用物理学会学術講演会, 19p-A8-6, 2013 年 9 月.

５．研究会・シンポジウムにおける発表

[1] 藤村昌寿, 井上敏之, 栖原敏明, “紫外光下電圧印加による $MgO:LiNbO_3$ 周期分極反転構造作製,” 第 6 回励起ナノプロセス研究会, C4, 2010 年 11 月.

[2] 北戸英理, 井上敏之, 藤村昌寿, 栖原敏明, “紫外光照射下電圧印加分極反転 $MgO:LiNbO_3$ 導波路擬似位相整合第 2 高調波発生デバイス,” レーザ・量子エレクトロニクス研究会 1 月研究会, LQE2011-182, 2012 年 1 月.

[3] 井上敏之, 栖原敏明, “周期分極反転 $MgO:LiNbO_3$ を用いた電気光学ブラッグ偏向型光変調器,” レーザ・量子エレクトロニクス研究会 1 月研究会, LQE2011-183, 2012 年 1 月.

[4] 井上敏之, “強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学変調デバイス,” 日本学術会議公開シンポジウム 先端フォトニクスシンポジウム, 44, 2013 年 4 月.

６．　受賞

[1] **T. Inoue**, The 18th Microoptics Conference (MOC) Student Award, October 2013.

[2] 井上敏之, 栖原敏明, 電子情報通信学会平成 25 年度論文賞, 2014 年 6 月.

７．　採択

[1] 平成２５年度日本学術振興会特別研究員 (DC2), 強誘電体周期分極反転構造を用いた電気光学デバイスに関する研究 (13J00309)