OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	LiNbO3単結晶の光機能素子への応用に関する研究
Author(s)	三上, 修
Citation	大阪大学, 1978, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/349
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用に関する研究

昭和52年11月

三　上　　修

$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用に関する研究

正　　誤　　表

頁	箇　所	誤	正
9	下から１２行	4888Å	4880Å
9	下から９行	$LiNbO_3$ や$LiNbO_3$ など	$LiNbO_3$ や$LiTaO_3$ など
25	下から６行	光照射によって	光照射および非照射によって
41	上から１行	資　料	試　料
73	Fig. 5.3	WIDTH	LENGTH
81	上から１行	導波形制御素子	導波形光制御素子
88	上から１０行	$(1/n_o^2+r_{13}E_3)^{1/2}$	$(1/n_o^2+r_{13}E_3)^{-1/2}$
88	上から１１行	$(1/n_e^2+r_{33}E_3)^{1/2}$	$(1/n_e^2+r_{33}E_3)^{-1/2}$
91	(2.11)式	〔追加〕	＝ 0
93	上から７行	左辺中	右辺中
122	上から９行	重量	重畳
124	下から２行	Z 方向	X 方向
130	(4.2)式	$\left(\frac{\Delta\beta L_o^2}{\pi}\right)$	$\left(\frac{\Delta\beta L_o}{\pi}\right)^2$
130	(4.3)式	$\left(\frac{2mL_o^2}{l}\right)$	$\left(\frac{2mL_o}{l}\right)^2$
133	上から５行	3.0×10^{-4}	3.0×10^{-2}
141	下から４行と５行の間	〔挿入〕	「のパターン幅に誤差を生じることが考えられる。そこで矩形断面を有する方」
141	下から２行	に及ぼす影響を検討した。[121]	〔削除〕
165	下から９行	LiNbO	$LiNbO_3$

$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用に関する研究

三　上　　修

内　容　梗　概

本論文は，著者が日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所において研究を進めてきた「$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用」に関する研究成果をまとめたもので，2編から構成されている。第1編は $LiNbO_3$ 単結晶の光誘起屈折率変化現象に焦点を合わせ，光記憶素子を中心とした光機能素子への応用について検討したものであり，第2編は $LiNbO_3$ 単結晶の電気光学効果を応用した導波形光制御素子について検討したものである。

緒　　論

緒論では，まず次第にその役割を増大しつつあるコヒーレント光学の占める位置について述べた。つぎにホログラフィックメモリ・システムおよび光伝送システムを例として取上げ，その特徴を述べるとともに，これらのシステムにおいて必要とされる光記憶素子および導波形光制御素子の現状と問題点を述べた。そして，これら光記憶素子および導波形光制御素子に代表される光機能素子を実現する上で，$LiNbO_3$ 単結晶がいかに有望な材料であるかを説明し，本研究の目的と意義とを明らかにした。

第1編　$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化と光機能素子への応用

第1章　緒　　言

本章では，第1編の研究内容を概説した。

第2章　$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化

本章では，1次元のマスクを使用した紫外光照射により，$LiNbO_3$ 単結晶中に誘起した屈折率変化の様子について詳しく論じ，光機能素子としての応用上必要とされる基本的な性質を明らかにした。従来の実験では不明確であった局所的な照射・非照射領域の屈折率変化の符号を明らかにし，異方性を定量的に測定した。さらにこの現象の物理的メカニズムについても考察を加えた。

第3章　$LiNbO_3$ を用いた可逆ホログラム記録

本章では，1つの応用例として書替え可能なホログラム記録素子を取上げた。まず，従来の不純物を含まない$LiNbO_3$ 単結晶は光感度が悪く，ホログラムの記録に極めて大きい露光量を必要とする問題点があることを指摘した。これに対して，Rh 金属を不純物として添加・育成した単結晶は波長4900Å 付近に新しい光吸収帯が生じることを見出し，これはホログラム記録に使用するArレーザ光（波長4880Å）を効率よく吸収することを意味することから，Rh 添加$LiNbO_3$ 単結晶のホログラム記録特性について詳しく検討した。さらに$LiNbO_3$ 単結晶の真空中での熱処理，Cu 金属の熱拡散がホログラム記録特性に及ぼす影響を調べ，特性改善に寄与する要因を述べた。

第4章　$LiNbO_3$ ホログラムによる電気光学光変調

本章では，光誘起屈折率変化によって$LiNbO_3$ 単結晶中に作成されたホログラム（回折格子）によるBragg 反射および$LiNbO_3$ の電気光学効果を利用した光変調について検討した。まず，光変調の原理・特徴について述べるとともに，素子設計の指針を与えた。そして2，3の基本構造を比較・検討し，基本的なバルク形構造で予備実験を行った。つぎに高効率な光変調が期待でき，かつ導波形光制御素子として応用可能なプレーナ形構造を提案し，実験により動作を確認した。さらに2次元光分岐素子などの2，3の応用例について考察を加えた。

第5章　$LiNbO_3$ の光誘起による光導波路の形成

本章では，$LiNbO_3$ 単結晶の光誘起屈折率変化現象を利用した光導波路の新しい形成法を提案するとともに，作成された2次元および3次元光導波路の諸特性を明らかにした。He－Neレーザ光（6328Å）に対する導波機能を確認し，また光制御素子として今後発展していくには，光誘起屈折率変化物質の材料面での検討が必要であることを指摘した。

第6章　結　　言

本章では，第1編で得られた研究成果をまとめた。

第2編　$LiNbO_3$ の電気光学効果を用いた導波形光制御素子

第1章　緒　　言

本章では，第2編の研究内容を概説した。

第２章　$LiNbO_3$ の電圧誘起による光導波路の形成

本章では，光導波路の形成法として$LiNbO_3$単結晶の電気光学効果の利用を検討した。まず，$LiNbO_3$の電気光学効果について概説した後，光導波路の基本構造を検討した。つぎに，印加電圧によって誘起される結晶内の屈折率分布について計算機解析を行った。プレーナ形電極構造の光導波路を試作し，励起モードを観測するとともに，カットオフ形光変調素子としての動作を確認した。

第３章　高屈折率膜を装荷した光導波路の特性

本章では，光導波路上に高屈折率膜を装荷すると，伝搬定数と光電場分布が大きく変化することを見出し，その解析を行った。まず，２次元光導波路上に高屈折率膜が装荷された場合の伝搬モードおよび光電場分布を計算し，光電場分布が薄膜と導波路の境界に引き寄せられることを明らかにした。つぎに，この現象は導波路表面にプレーナ形電極を設けた光変調器の変調効率向上に寄与できることを示した。なお計算においては$LiTaO_3$単結晶の値を使用したが，$LiNbO_3$単結晶の場合も同様の効果がある。

第４章　$LiNbO_3$ 拡散導波路による方向性結合形光変調器

本章では，光変調器あるいは光スイッチとして有望とされている新しい能動導波形素子である光方向性結合器を取上げた。まず，変調電圧の式を導出し設計指針を与えた。つぎに$LiNbO_3$を基板とした拡散導波路を用いて，単一モード・ファイバと接続された方向性結合形光変調器を試作した。波長 1.15 μm の近赤外領域での変調特性を明らかにし，導波形外部光変調器としての実現の見通しを得た。

第５章　光方向性結合器の位相・結合長整合問題

本章では，光方向性結合器において解決しなければならない２つの問題，すなわち導波路間の位相整合および結合長の調整問題を検討した。まず導波路の寸法誤差の一例として導波路幅のずれを考え，これが光結合度および伝搬定数のずれに及ぼす影響を検討した。つぎに位相・結合長の整合方法を列挙するとともに，新たに提案した補助電極によるバイアス電圧の印加，および可変屈折率膜であるカルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷について，理論的・実験的に検討を加えた。

第6章　結　　言

本章では，第2編で得られた研究成果をまとめた。

総　　括

ここでは，第1編および第2編の研究で得られた結果・問題点を要約し，「$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用」に関する研究の総括とした。

$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用に関する研究

目　　次

緒　論 …… 1

第1編　$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化と光機能素子への応用 …… 9

第1章　緒　　言 …… 9

第2章　$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化 …… 13

2.1　序 …… 13

2.2　測定方法 …… 13

2.3　屈折率変化の誘起 …… 15

2.4　屈折率変化の消滅 …… 21

2.5　屈折率変化機構のモデル …… 22

2.6　結　　び …… 25

第3章　$LiNbO_3$ を用いた可逆ホログラム記録 …… 27

3.1　序 …… 27

3.2　$LiNbO_3$ ホログラムの特徴 …… 27

3.3　Rh添加 $LiNbO_3$ 単結晶の育成 …… 28

3.4　単結晶の光学的性質 …… 29

3.5　ホログラム記録特性 …… 30

3.5.1　実験方法 …… 30

3.5.2　記録・消去特性 …… 32

3.5.3　読出し特性 …… 33

3.5.4　自然消滅特性 …… 35

3.5.5　熱定着現象 …… 36

3.6　記録・消去特性の改善 …… 38

3.6.1　還元処理による方法 …… 38

3.6.2　Cu の熱拡散による方法 …… 43

3.7　結　　び …… 49

第4章　$LiNbO_3$ ホログラムによる電気光学光変調 …… 51

4.1 序 …… 51
4.2 理　論 …… 52
4.2.1 動作原理 …… 52
4.2.2 $LiNbO_3$ の電気光学効果 …… 54
4.2.3 $LiNbO_3$ ホログラムの特徴 …… 55
4.2.4 基本構造 …… 56
4.3 実　験 …… 61
4.3.1 バルク形変調素子 …… 61
4.3.2 プレーナ形変調素子 …… 62
4.4 応用例 …… 67
4.5 結　び …… 69
第5章 $LiNbO_3$ の光誘起による光導波路の形成 …… 71
5.1 序 …… 71
5.2 2次元光導波路の形成 …… 71
5.3 3次元光導波路の形成 …… 75
5.4 結　び …… 76
第6章 結　言 …… 79

第2編 $LiNbO_3$ の電気光学効果を用いた導波形光制御素子 …… 81
第1章 緒　言 …… 81
第2章 $LiNbO_3$ の電圧誘起による光導波路の形成 …… 85
2.1 序 …… 85
2.2 電圧誘起光導波路の機構 …… 85
2.2.1 電気光学効果 …… 85
2.2.2 基本構造 …… 89
2.3 理　論 …… 91
2.3.1. 屈折率分布の計算機解析 …… 91
2.3.2 屈折率分布の測定原理 …… 95
2.3.3 矩形導波路の伝搬モード …… 102
2.4 実験および考察 …… 104

2.4.1　励起モードの観測 …… 104
2.4.2　屈折率分布の測定 …… 107
2.4.3　光変調素子としての応用 …… 112
2.5　結　び …… 113
第3章　高屈折率膜を装荷した光導波路の特性 …… 115
3.1　序 …… 115
3.2　4層薄膜導波路の伝搬モード …… 115
3.3　装荷薄膜の光電場分布への影響 …… 116
3.4　装荷薄膜の光変調効率への影響 …… 120
3.5　結　び …… 124
付録A3　4層薄膜光導波路の解析 …… 124
第4章　$LiNbO_3$ 拡散導波路による方向性結合形光変調器 …… 127
4.1　序 …… 127
4.2　設計指針 …… 127
4.3　素子の作成 …… 132
4.4　変調特性 …… 135
4.5　結　び …… 138
第5章　光方向性結合器の位相・結合長整合問題 …… 141
5.1　序 …… 141
5.2　導波路幅の寸法誤差の影響 …… 141
5.3　各種整合法 …… 142
5.4　補助電極を用いたバイアス電圧の印加による位相整合法 …… 145
5.4.1　はじめに …… 145
5.4.2　動作原理 …… 145
5.4.3　素子の作成 …… 147
5.4.4　実験結果 …… 149
5.4.5　まとめ …… 152
5.5　カルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷による位相整合法 …… 152
5.5.1　はじめに …… 152
5.5.2　動作原理 …… 152

5.5.3　素子の作成 …… 156
5.5.4　実験結果 …… 157
5.5.5　まとめ …… 161
5.6　結　び …… 162
第6章　結　言 …… 165
総　括 …… 167
謝　辞 …… 168
参考文献 …… 169
本研究に関する発表論文 …… 176

緒　論

情報化社会のめまぐるしい発展に伴い，多量の情報をできるだけ速やかに処理し，伝送する技術の出現が切望されるようになってきた。電子計算機や電子交換機などのエレクトロニクス技術を駆使した情報処理システムは今のところ，その役割を十分に果しているように見える。しかしながら，その処理速度，記憶容量，伝送容量などにおいては，もはや飽和状態に近いと言って過言ではない。少なくとも電気信号のみが情報の伝達媒体であるかのような固定観念にしがみついていたのでは，画期的な情報処理機能の拡大や処理速度の向上は望めそうもない。このような情勢から第2の情報伝達媒体としての光，とくにレーザから得られるコヒーレントな光波が注目されるようになり，近年では国内外にわたって，その可能性が活発に議論されるようになった。

その1つにホログラフィック・メモリ・システムがある。[1] ホログラフィは，光の波面記録という新しい情報記録技術である。この技術を使ったホログラム・メモリは記憶容量の面でも，情報処理機能の面でも，磁気テープ，磁気ディスクなどと競合し得る将来技術として注目され，１０年ほど前から精力的に研究されてきた。その間，理論面，応用面ともにその進歩は目ざましいものがあった。ホログラム・メモリは，他の記録形式によるメモリに比較して，つぎのような特徴をもっている。[1]

(1) 情報がホログラム全体に分布して記憶されるため，ホログラム面上のほこり，きずは再生像に悪い影響を与えない。すなわち，冗長度が大きい。

(2) ホログラムの場合，その記録および読出しに高度の焦点精度を要求されないことから，メモリの光学的構成が容易になる。直接記録方式によるマイクロ・フィルムの読出しには，レンズの焦点を調節する必要があり，また磁気ディスクなどでは，検出ヘッドの位置が高精度に制御されなければならない。

(3) 3次元情報蓄積による多重記憶が可能であり，記憶密度を増大できる。

(4) 情報変換機能を持ち，情報検索・パターン認識・連想メモリなど光学的情報処理機能を有するメモリを構成できる。

しかしながら，ホログラフィック・メモリ・システムを実際に作り上げて見ると，記憶容量・アクセスタイムなどが期待値をかなり下まわっており，初期に論じられたほど実績があがっていない。この原因はいろいろ議論されるところであるが，多くはメモリ・システムを構成する部品・材料の性能が十分でないためといわれている。[2],[3] したがって，この分野における最近の研究は，システム指向よりも部品・材料などの基礎研究に立戻ったようにうかがえる。

ホログラフィック・メモリ・システムにおいて必要とされる代表的な光学素子をTable 1に示す。主な構成要素はレーザ光源，光変調器，光偏向器，ページ合成器，光記録素子，光検

Table 1 ホログラフィック・メモリおよび光伝送システムにおいて必要とされる主な光学素子

システム	目　　的	主な光学素子
ホログラフィック・メモリ	高速度・高密度な情報処理	レーザ光源 光変調器・光スイッチ素子 光偏向器 ページ合成器（光空間変調器） 光記録素子 光検知器アレイ その他
光伝送	大容量通信	レーザ光源 光変調器 光検波器 光増幅器 光ファイバ 光方向性結合器 光導波路 その他

□ は本研究で取上げた光機能素子

知器アレイなどである。なかでもこのシステムが実用化の域に達するのを妨げている，重要な素子は光記録素子であるといえる。従来から試みられているホログラム・メモリは，そのほとんどが書替えのできない固定メモリであり，エレクトロニクス・システムでの磁気テープ，磁気ディスクなどのように書替え機能をもつホログラム・メモリの出現が強く望まれている。このためには，それに適したホログラム記録素子が不可欠である。現在までに提案されているホログラム記録用の書替え可能な光記録素子をTable 2にまとめる。[4]~[6] フォトクロミック材料（KBr，KCl，スピロピランなど），磁気光学材料（MnBi，EuOなど），非晶質半導体（As_2S_3，As－Se－Ge系など），電気光学結晶（$LiNbO_3$など），サーモプラスチ

Table 2 代表的な可逆ホログラム記録素子

記録素子(例)	記録原理	ホログラム形式	光感度	回折効率	分解能	問題点
フォトクロミック (KBr)	光による電子励起	振幅・体積	mJ/cm^2 10^2	～2%	本/mm ～10,000	読出し効率
磁気光学材料 (MnBi)	キューリー点以上への加熱	振幅・平面	10	0.01～0.1	～1,000	読出し効率
非晶質半導体 (As-Se-S-Ge)	状態の光変化	位相・平面	10^3	～20	＞1,000	安定性
液晶+光伝導材料	散乱制御	振幅・平面	10^{-2}	－	～10	分解能
サーモプラスチック	クーロン力による塑性変形	位相・平面	10^{-2}	～20	～1,000	空間周波数の非一様性
電気光学結晶 (無添加$LiNbO_3$)	光誘起屈折率変化	位相・体積	10^5	～40	～1,600	光感度 記憶寿命

ック材料，液晶など多くのものが検討されている。しかしながら，いずれも満足すべきものではない。回折効率および高密度多重性の点より，ホログラムの理想的な記録形式は位相・体積形である。光誘起屈折率変化の現象を利用した$LiNbO_3$単結晶は，この条件を満たす1つの候補と考えられる。[1],[7] 光感度については他のいずれよりも劣っているが，この点を解決すれば書替え機能，高密度多重性，回折効率，分解能などの点で，すぐれたホログラム記録素子を構成できる可能性を有している。

また一方，大容量の情報伝達には，光ファイバおよび導波化された光回路を中心として構成された光伝送システムが有望とされている。[8],[9] すなわち，光の主要な特徴である広帯域性を利用して，将来の画像を主とした広帯域・大容量の伝送媒体として期待することができる。具体的に通信網への導入の意義を列記すると，つぎのようになる。

(1) 光ファイバは細径であるため，多心のケーブルに仕上げることができ，また単一モード・ファイバを用いればGb/sオーダの超高速伝送が可能であるから，1本のケーブルで電話100万通話以上の超大容量伝送路が可能になる。

(2) ケーブルは伝送容量の割には細くてすみ，また中継間隔も長いことから，低経費の伝送方式が可能である。

(3) 銅資源を節約し，より豊富な硅素材料を主材料とした光ファイバは資源問題に対して有利である。

(4) 雷電流や送電線などの大電流の誘導をうけることがなく，通信網以外への応用も可能となる。

このシステムにおいては，Table 1 に示すようなレーザ光源，光変調器，光検波器，光

方向性結合器などの素子を組合せた中継器が必要になると考えられる。このためには，これらの複雑な光学素子への機械的あるいは熱的なじよう乱を避ける工夫，さらには微小化への工夫などが不可欠である。１９６９年Millerら[10]によって，これらの光学素子およびそれらを接続する光線路を一体化して，１つの固体回路として実現しようとする試みが発表されて以来，各研究機関で精力的な研究がなされるようになった。このような一体化の技術は集積光学（integrated optics），あるいは光集積回路（optical integrated circuit）とよばれ，新しい研究分野として発展しつつある。[10]~[12] 光集積回路の一構成例をFig.1に

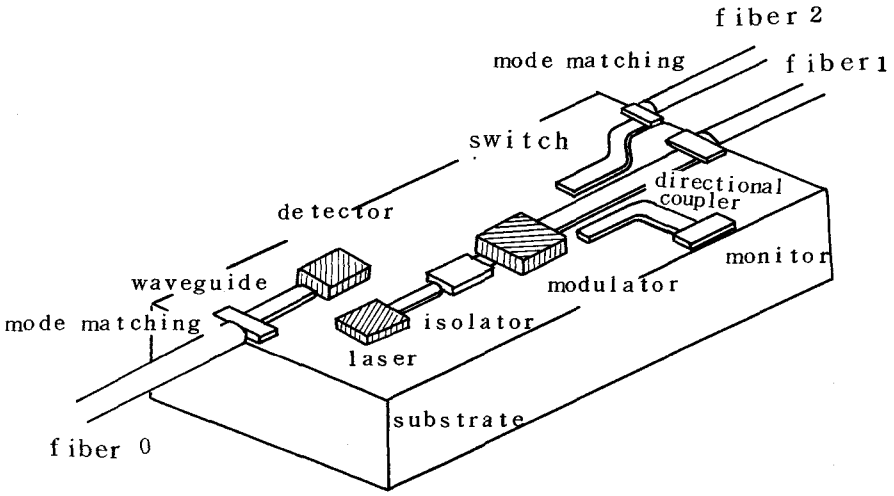


Fig. 1 光集積回路の一構成例

示す。これは，光ファイバ伝送システムにおいて用いられるであろう「光中継器」を想定した光集積回路である。この機能について以下に簡単に説明する。ファイバ0により伝送されたレーザ光は，モード整合器によりモード変換され，基板中に作成された回路すなわち光導波路を伝搬し，光検波器で電気信号に変換される。一方，固体レーザから発振したレーザ光はアイソレータを通過後，光変調器に導かれる。そこで電気信号は光信号に変換され，ファイバ1または2によって他へ伝送される。また，そのレーザ光の一部は方向性結合器により取り出され，モニターされる。この「光中継器」を構成する各素子については，すでにほぼ実用化段階に達しているものもあり，まだ基礎研究の域を出ないものもある。一般的な光集積回路において，もっとも基本となるのは光導波路である。光導波路は，透明な基板中に周囲より屈折率の高い

領域を形成することにより得られ，光は高屈折率部に集中して伝搬する。基板としては種々のものが用いられているが，なかでも$LiNbO_3$単結晶などの電気光学結晶を用いる場合には，単結晶のもつ電気光学的性質や音響光学的性質，非線形光学的性質，圧電性などを利用した導波形光制御素子を構成できるため，極めて魅力的である。例えば，光伝送システムに必要とされる構成要素として，導波化された光変調器がある。光変調の手段には，直接変調と外部変調とがある。前者はレーザ・ダイオードや発光ダイオードの印加電流を直接変えて行う方式であり，印加電圧が低く変調電力も少なくないという特徴がある[13),(14)]。後者はレーザから出た光を光変調器に通して変調する方式であり，変調が任意形態に行えるのと，極めて高速度の変調ができる可能性を有している[13),(15)]。この導波形外部光変調器を実現する上で，$LiNbO_3$単結晶は可視から近赤外領域で透明であり，光学的品質のすぐれた大形単結晶の育成条件がほぼ確立しており，さらに酸素八面体構造をもち電気光学効果が大きいことから，もっとも有力な材料とされている。

以上述べたように，光記憶素子，導波形光制御素子に代表される光機能素子は，将来の情報化社会を支える大きな役割を担っている。この光機能素子を実現する上で，$LiNbO_3$単結晶は極めて有望な材料である。本論文は上記の観点から，新しい機能素子の実現を目指して，この$LiNbO_3$単結晶の各種光機能素子への応用について検討した結果をまとめたものである。

本論文はFig.2に示すような流れに沿って構成されており，以下順に各編の概要を述べる。

第1編では，$LiNbO_3$単結晶の光誘起屈折率変化現象に焦点を合わせ，光記憶素子を中心とした光機能素子への応用について検討した。まず，現象を実験的に説明し，そのメカニズムについて触れるとともに，光機能素子としての応用上必要とされる基本的性質を明らかにした。つぎに応用の一例として，書替え可能なホログラム記録素子を取上げた。従来の不純物を含まない$LiNbO_3$単結晶に比較して，Rh金属を添加・育成した単結晶は4900Å付近に新しい光吸収帯が生じることを見出し，これを用いた光感度の改善を試みた。ホログラム記録の諸特性を，従来の不純物を含まない単結晶と比較・検討するとともに，熱処理およびCuの拡散等が記録特性に及ぼす影響を調べ，特性改善に寄与する要因を明らかにした。さらに，$LiNbO_3$単結晶に作成されたホログラムによるBragg反射および$LiNbO_3$の電気光学効果を組合せると，偏向角度が任意にかつ大きく設定できる光スイッチ素子を構成できることから，新しいブレーナ形構造を提案するとともに，実験的に動作を確認した。おわりに光導波路の新しい形成法として，$LiNbO_3$単結晶の光誘起屈折率変化現象の応用を提案するとともに，形成された2次元および3次元の光導波路の諸特性を明らかにした。

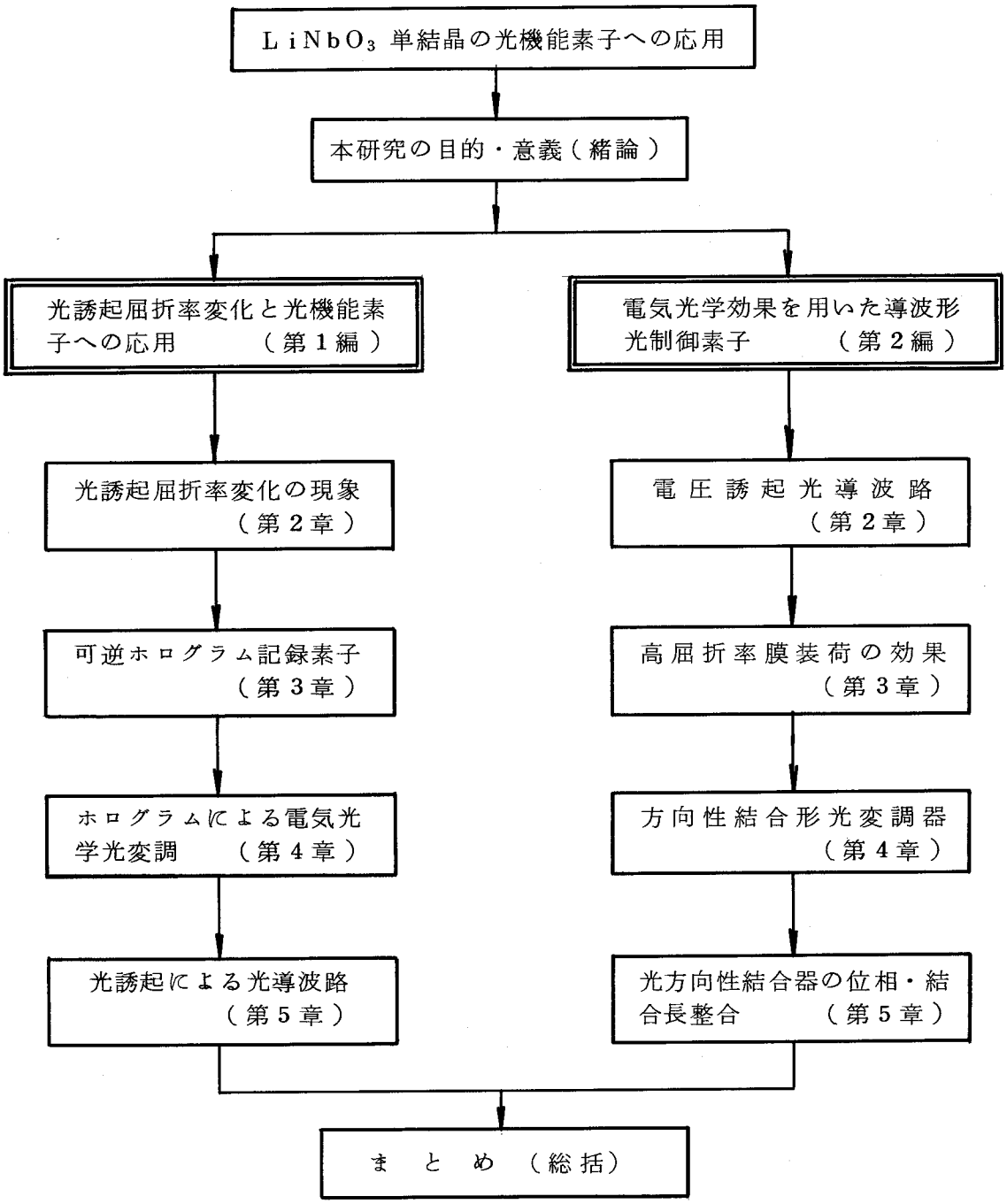

$LiNbO_3$ 単結晶の光機能素子への応用
本研究の目的・意義（緒論）
光誘起屈折率変化と光機能素子への応用 （第1編）
電気光学効果を用いた導波形光制御素子 （第2編）
光誘起屈折率変化の現象 （第2章）
電圧誘起光導波路 （第2章）
可逆ホログラム記録素子 （第3章）
高屈折率膜装荷の効果 （第3章）
ホログラムによる電気光学光変調 （第4章）
方向性結合形光変調器 （第4章）
光誘起による光導波路 （第5章）
光方向性結合器の位相・結合長整合 （第5章）
ま と め （総括）

Fig. 2 本論文の構成

第２編では，$LiNbO_3$単結晶の電気光学効果を応用した導波形光制御素子について検討した。まず，光導波路の形成法として，$LiNbO_3$の電気光学効果の利用を検討した。印加電圧により誘起される屈折率分布について計算機解析を行うとともに，プレーナ形電極構造の光導波路に高屈折率膜が装荷された場合の伝搬モードおよび光電場分布について計算し，光電場分布が薄膜と導波路の境界に急激に引き寄せられることを見出した。そしてこの現象は，導波路表面にプレーナ電極をつけた光変調器の能率向上に寄与することを明らかにした。おわりに，新しい導波形光制御素子として光方向性結合器を取上げた。$LiNbO_3$単結晶を基板とした拡散形光導波路を用いて，方向性結合形光変調器を試作し，近赤外領域での変調特性を明らかにした。この結果，外部光変調器としての実現への見通しを得た。そして光方向性結合器における２つの重要な課題，すなわち導波路間の位相整合および結合長の調整問題に対して，補助電極によるバイアス電圧の印加およびカルコゲナイド・ガラス薄膜の可変屈折率膜装荷を新たに提案し，両者について実験的に動作を確認した。

第1編　$LiNbO_3$の光誘起屈折率変化と光機能素子への応用

第1章　緒　　言

本編においては，$LiNbO_3$単結晶が有する数多い特性の中から，とくに光誘起屈折率変化に焦点を合わせ，光記憶素子を中心とした種々の新しい光機能素子への応用について検討した結果をまとめている。

$LiNbO_3$単結晶は当初，光変調器用の光学結晶として育成されたものである。この単結晶にレーザ光などの強い光を局部的に照射すると，照射された部分の屈折率が変化し長時間その状態が持続されることがある。この現象は，Bell研究所のAshkinら[16]によって見出されたが，$LiNbO_3$などの単結晶を用いて光変調器や高調波発生器，パラメトリック発振器などを構成する場合には障害になるため，この現象を「レーザ損傷」とか「屈折率損傷」と呼んで，当初はこれを退治する方向に研究が進められた。しかしながら，現象的には光照射によって結晶内の屈折率が制御できるという興味深い見方もできることから，この現象の物理的メカニズムを中心とした研究が盛んになった。[17]，[18]

これまでに，この種の現象としてつぎのようなことが観測されている。

(1) この現象は$LiNbO_3$，$LiTaO_3$以外にもKTN[19]（$KTa_xNb_{1-x}O_3$），$BaTiO_3$[20]，BNN（$Ba_2NaNb_5O_{15}$）[21]，SBN（$Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$）[22]などの酸素八面体構造の強誘電体やCdS[23]などの結晶で観測されている。

(2) 数mW程度のHe－Neレーザ光（6328Å）およびArレーザ光（4888Å，5145Å）によって生じるが，赤外のNd：YAGレーザ光（1.06μm）を用いた時には観測されない。一般に短波長の光ほど，この現象が起こりやすく屈折率の変化は10^{-3}～10^{-4}である。[17]

(3) 屈折率変化は$LiNbO_3$や$LiNbO_3$などの一軸性結晶では，c軸方向に沿って生じる。また屈折率変化はそのほとんどが異常光線屈折率の変化によるものである。[17]

(4) 一般に結晶温度を上昇させると屈折率変化は消滅する。たとえば$LiNbO_3$では約170℃で消滅する。また大口径のビームを照射すれば，もとの局所的な屈折率変化は消滅する。[17]

以上のような観測結果をもとにして，1969年Chen[17]は非常に明解なモデルを提案した。

一方，この光誘起屈折率変化現象を光学結晶の損傷として捕えるのではなく，むしろ積極的に利用し，可逆光メモリなどを構成することが考えられた。とくに書替え可能なホログラム・メモリの有望な材料として，盛んに研究が行われた。[7]，[24] これとともに，能率よく屈折率変化を誘起する工夫として，種々の不純物を$LiNbO_3$に添加することが試みられた。[25]～[29]

このように，$LiNbO_3$単結晶の光誘起屈折率変化現象については，発見された当初の好ましくない立場から一転して興味深い応用分野が開けてきた。しかし現在でも，この現象についてあまり詳しく調べられておらず不明な点が多いため，応用研究を進める上で１つの障害になっている。

そこで本研究においては，$LiNbO_3$単結晶における光誘起屈折率変化の本質を明確にすることを目標として実験を進めるとともに，この屈折率変化現象は光照射によって結晶の屈折率を局部的に制御できるだけでなく，それを長時間維持できることに特徴があることに着眼し，その積極的な応用例として，

(1) 書替え可能な位相ホログラムの記録

(2) $LiNbO_3$に蓄積されたホログラム（回折格子）による電気光学光変調

(3) 光導波路の形成

を取上げ，検討を加えた。

つぎに各章の概要を示す。

第２章では，１次元のマスクを利用した紫外光照射によって誘起した$LiNbO_3$単結晶中の屈折率変化の様子について詳しく論じ，光機能素子としての応用上必要とされる基本的な性質を明らかにした。さらにこの現象の物理的なメカニズムについても考察を加えた。

第３章では，１つの応用例として書替え可能なホログラム記録素子を取上げた。まず，従来の不純物を含まない$LiNbO_3$単結晶は光感度が悪く，ホログラム記録に極めて大きい露光量を必要とする問題点があることを指摘した。これに対して，Rh金属を不純物として添加・育成した単結晶は波長４９００Å付近に新しい光吸収帯が生じることを見出し，これはホログラム記録に使用するArレーザ光（波長４８８０Å）を効率よく吸収することを意味することから，Rh添加$LiNbO_3$単結晶のホログラム記録特性について詳しく検討した。さらに$LiNbO_3$単結晶の真空中での熱処理，Cu金属の熱拡散等がホログラム記録特性に及ぼす影響を述べ，特性改善に寄与する要因を明らかにした。

第４章では，光誘起屈折率変化によって$LiNbO_3$単結晶に作成されたホログラム（回折格子）によるBragg反射および$LiNbO_3$の電気光学効果を利用した光変調について検討した。まず光変調の原理・特徴について述べるとともに，素子設計の指針を与えた。そして２，３の基本構造を比較・検討し，基本的なバルク形構造で予備実験を行った。つぎに高効率な光変調が期待でき，かつ導波形光制御素子として応用可能なプレーナ形構造を提案し，実験により動作を確認した。また２，３の応用例について考察を加えた。

第5章では，$LiNbO_3$の光誘起屈折率変化現象を利用した光導波路の新しい形成法を提案するとともに，作成された2次元および3次元光導波路の諸特性を明らかにした。

第6章では，第1編で得られた研究成果をまとめた。

第2章　$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化

2.1　序

$LiNbO_3$ 単結晶の屈折率変化現象については，第1章で述べたように多くの観測結果が示されている。これらは主としてレーザ光を用いているが，必ずしもこの現象はレーザ光に固有のものではない。たとえばChen[17]の報告のように，誘起された屈折率変化は紫外光を照射することにより，容易に消滅させることができるし，また以下に述べるように，水銀灯からの紫外光を局部的に照射して屈折率変化を誘起することもできる。また，従来の実験ではレーザ光を直接結晶に入射させているため，照射および非照射の各領域の境界が不連続でなく，誘起された屈折率変化の符号が明確でない。

そこで本章では，1次元のマスクを利用して紫外光照射を行い，$LiNbO_3$ 単結晶内に誘起した屈折率変化の様子を詳しく論じるとともに，[30] この現象の物理的なメカニズムを考察して，新しい光機能素子を生み出すための足がかりとした。

2.2　測定方法

実験に使用した$LiNbO_3$ 単結晶は，不純物を故意に添加しないstoichiometric 溶融液からCzochralski 法によって育成されたもので，これを分極したのちXカット板を切り出した。紫外光の光源としては500Wの高圧水銀灯を用いた。これからフィルタを通して3650Å付近の光をとり出した。屈折率変化は，Fig. 2.1に示すように，Xカ

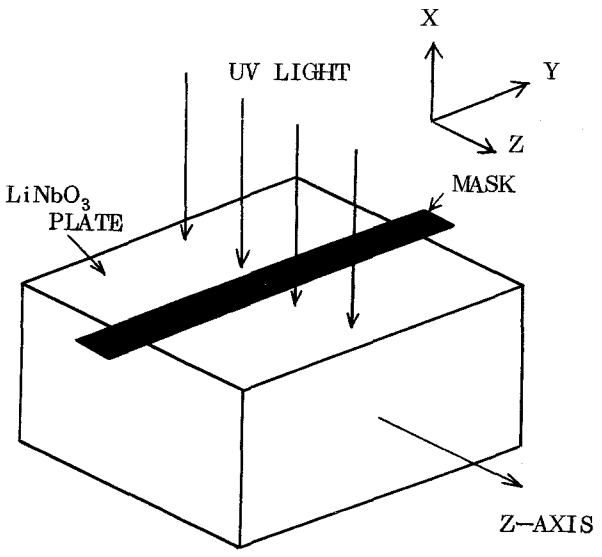
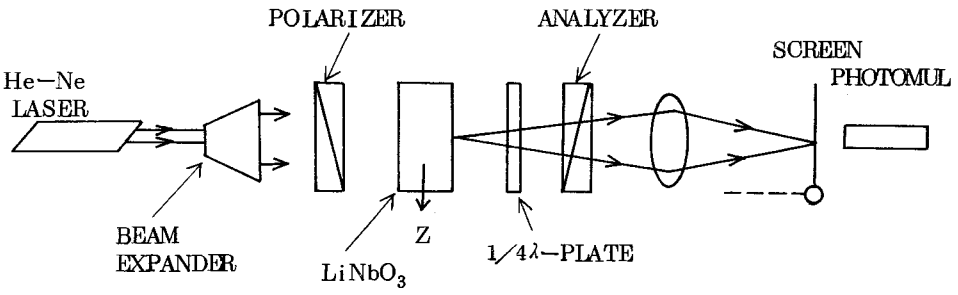


Fig. 2.1　屈折率変化の誘起方法

ットLiNbO$_3$板上においてZ軸と直交するように幅の狭い1次元マスクを置き，ここに紫外光を照射することによって誘起させた。

誘起された屈折率変化はFig．2.2に示すような光学系を用いて観測した。He－Ne



Fig．2.2　屈折率変化の観測装置

レーザの6328Å光をコリメータで平行ビームに拡大し偏光子で直線偏光したのち，屈折率変化の誘起されたLiNbO$_3$試料に入射する。試料を透過した光は1／4波長板および検光子を通った後，結像レンズでLiNbO$_3$試料の出射端面をスクリーン上に結像する。またスクリーンの背後にはピンホール付のフォトマルを置き，これを走査させることによってスクリーン上に結ばれた像の光強度分布をXYレコーダにも描き出せるようにした。ここで偏光子の透過軸をLiNbO$_3$のZ軸に対して45°の角をなすように選び検光子の透過軸を調整すれば，以下に示すように，試料内に誘起された屈折率変化が光強度の変調率として取り出される。

LiNbO$_3$のような複屈折性を示す一軸性結晶の対称軸を含む面（たとえばY－Z面）に直線偏光された平行光を入射すると，入射光は結晶内でZ軸方向に偏光された異常光線とY軸方向に偏光された常光線とに分離され，結晶を通過した後には両者の位相差に対応した角度だけ偏光ベクトルが回転する。したがって，この透過光を検光子に通しその透過軸を調整すれば，偏光ベクトルの回転角に対応した光強度がとり出せることになる。ここで，常光線に対するLiNbO$_3$固有の屈折率をn_o，異常光線に対する屈折率をn_eとし，紫外光照射によって誘起された屈折率変化を，それぞれ，$\Delta n_o(y,z)$，$\Delta n_e(y,z)$とすれば，LiNbO$_3$板の厚みdおよびレーザ光の波長λに対し，透過光は，

$$\delta(y,z)=\frac{2\pi d}{\lambda}\left[(n_o-n_e)+\{\Delta n_o(y,z)-\Delta n_e(y,z)\}\right] \qquad (2.1)$$

なる位相変調を受ける。〔 〕内第1項は自然複屈折性による位相差を示し，第2項は屈折率変化によって生じた位相変位である。したがって，これを偏光子と直交した透過軸をもつ検光子に通せば，透過光は，

$$I(y,z)=I_0\sin^2(\delta/2) \qquad (2.2)$$

なる強度変調を受ける。[31] ここでI_0は入射光強度であるが，厳密には吸収や反射を考慮に入れる必要がある。

2.3 屈折率変化の誘起

Fig. 2.1に示すように，XカットLiNbO$_3$板上においてZ軸と直交するようにマスクを置き，ここに水銀灯の3650Å光を数分間照射したのちLiNbO$_3$板をFig. 2.2の屈折率変化観測装置に入れると，誘起された屈折率変化が光強度分布に変換されてスクリーン上に投影される。幅0.2mmのマスクを使用し紫外光を2分間照射した前後の試料の，スクリーン上に投影されたパターンをFig. 2.3に示す。同図(a)は屈折率変化を誘起する以前のものであるが，試料の屈折率分布が一様であるため投影パターンの中央部も一様な明るさを有している。ここで，試料の外縁部分が中央部より明るいのは，試料の厚みdが中央部より若干異なっているために生じたものであって屈折率変化によるものではない。一方，同図(b)は，幅0.2mmのマスクを2本並べその上から紫外光を照射した後の投影パターンである。マスクで遮へいされて紫外光を受けなかった部分が他の部分より明るく輝いているのが見られる。この実験結果は紫外光を受けた部分と受けなかった部分との間に屈折率差が生じたことを意味している。

Fig. 2.3では，マスクされて紫外光を受けなかった部分の屈折率のみが変化したように見えるが，フォトマルを走査させて投影パターンの光強度分布をレコーダに描かせてみると，実は，紫外光を受けた部分も紫外光を受けなかった部分もともに屈折率が変化していることがわかる。すなわち，Fig. 2.4はFig. 2.3に示す紫外光照射前後の投影パターンの一部を試料のZ軸方向に走査して得られた光強度分布（屈折率分布とは（2.1）式および（2.2）式で関係付けられている）であるが，紫外光を受けた部分では照射前より光強度が減少し，紫外光を受けなかった部分では逆に照射前より明るくなっている。これはとりもなおさず，局部的に紫外光を受けた部分と局部的に受けなかった部分における屈折率変化の符号が異なっていることを物語っている。一方では屈折率が増加するように変

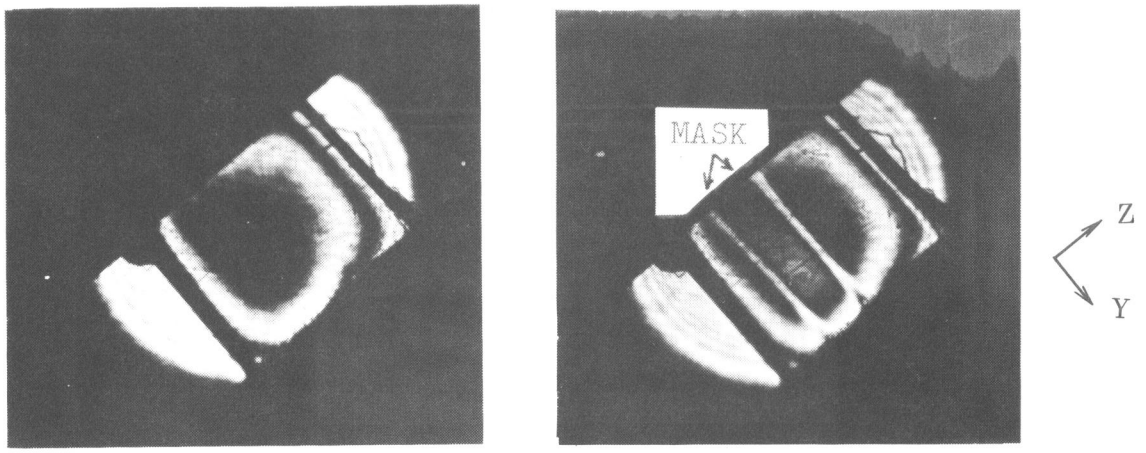


Fig. 2.3　屈折率変化を光強度分布に変換したパターン

(a)　光照射前　　(b)　光照射後

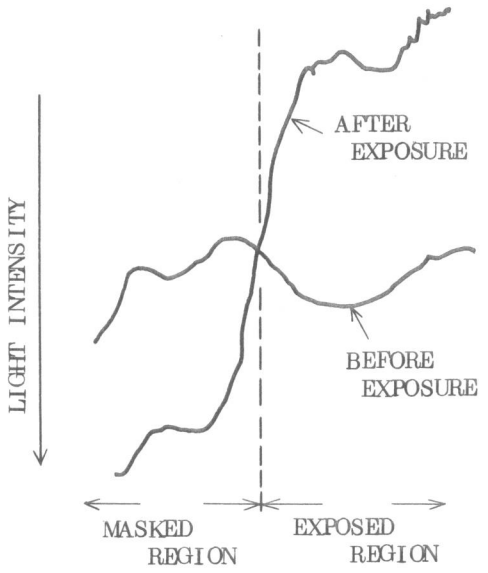
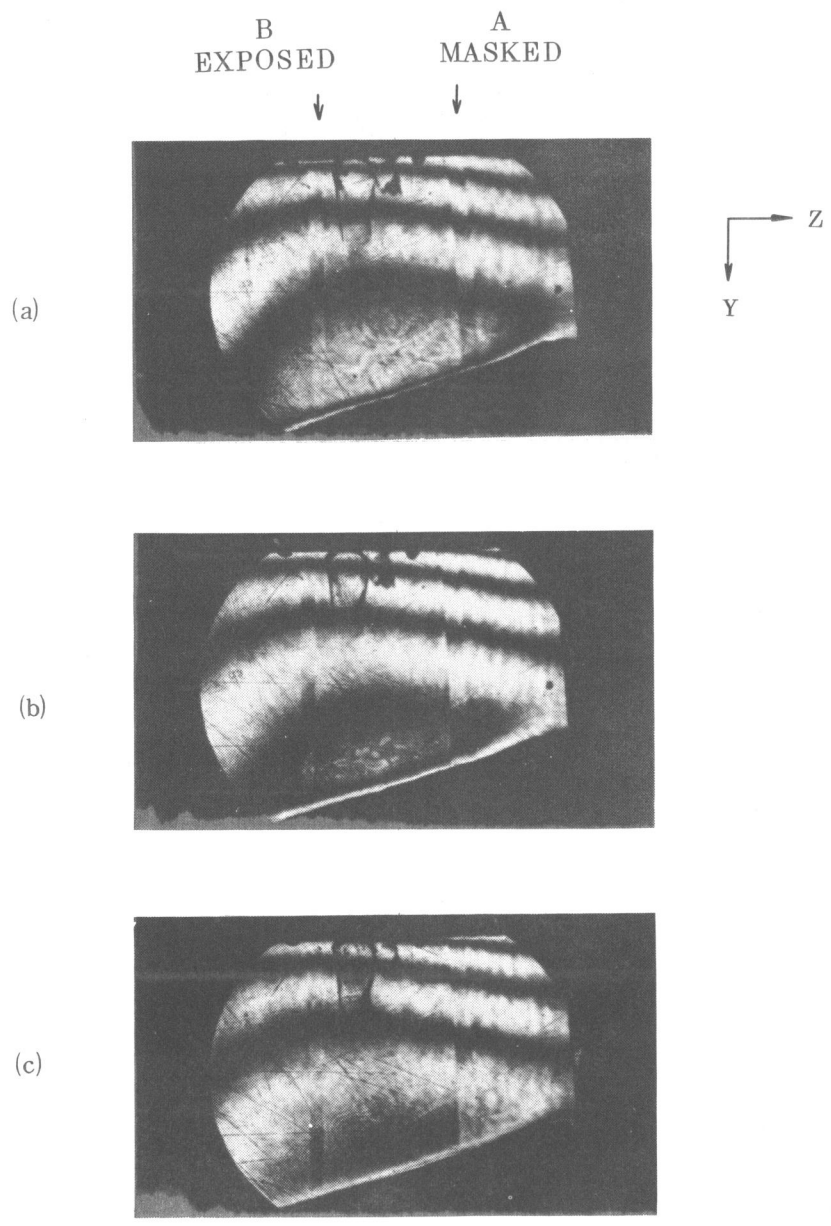


Fig. 2.4　光照射前後の光強度分布の変化

化し，他方では逆に減少しているのであろう。

この屈折率変化の符号を明らかにするためにつぎの実験を行った。厚みがY軸方向に連続的に変化しているXカットLiNbO$_3$板を作成し，この試料をFig．2.2の観測装置に入れる。試料の屈折率分布が一様であっても厚みの相違から常光線と異常光線の間の位相差$\delta(y, z)$が一様でなくなり，Z軸方向に沿ってFig．2.5に示すような縞模様が表われる。この縞模様は位相差$\delta(y, z)$が厚みdの場所的な変化に伴って変わるために



Fig．2.5　テーパ状試料の複屈折性による干渉パターンとその温度変化
(a)　20℃　(b)　35℃　(c)　50℃

（2.2）式に従って発生するものである。ここで試料の複屈折性（$n_o - n_e$）が変化すると，（2.2）式の光強度I（y，z）を最大または最小にするyの値も変化するので，縞模様がY軸方向に移動することになる。したがって，このような厚みに変化のある試料に紫外光を照射して屈折率変化を起こせば，屈折率変化が縞模様のずれとして観測できる。

そこでFig. 2.6 に示すように，まず試料のAの部分をマスクして他の部分に紫外光を照射し，つぎにBの部分のみに紫外光を照射した。その結果をFig. 2.5(a) に示す。A部分とB部分において縞模様のずれる方向が異なっていることがわかる。

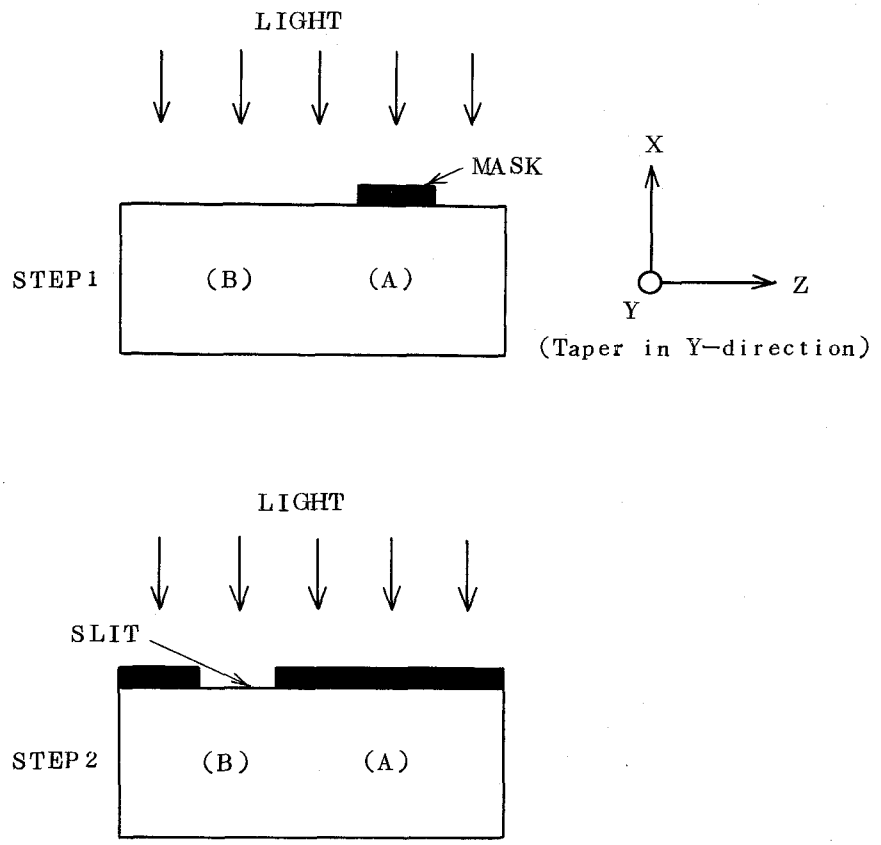


Fig. 2.6　実験方法

これは紫外光を受けた部分と受けなかった部分における屈折率変化の符号が異なっていることを示しており，Fig. 2.4の実験結果と対応している。

つぎに試料を加熱するなど屈折率変化の符号がすでに明らかにされている方法で故意に屈折率を変化させ，その時の縞の移動方向と先に述べたAおよびB部分の縞の移動方向とを比較すれば，それぞれの屈折率変化の符号を判定することが可能になる。Fig. 2.5(a), (b), (c)は，それぞれ，試料温度20℃，35℃，50℃における縞模様を示すものである。

温度上昇とともに縞模様が図の下方に移動しており，A部分における縞模様の移動方向と同方向である。。ところで，$LiNbO_3$単結晶の屈折率の温度特性は，すでに報告されているとおり，温度上昇とともにその複屈折性が減少する傾向にある。[32] すなわち，

$$\Delta(n_o - n_e)/\Delta T = -4.5 \times 10^{-5} \qquad (2.3)$$

なる負持性を示し，この値は熱膨張による試料の厚みの変化量より十分大きいので，試料温度を上げていった時の縞模様の移動は，主としてこの複屈折性の温度特性によってひきおこされる。さらに屈折率の温度変化はn_eの変化がn_oよりも大きいので，複屈折性の変化はおもにn_eの増減によることが知られている。したがって，Fig. 2.5に見られる一連の縞模様の移動は，複屈折性（$n_o - n_e$）の減少を意味していると言える。これより，紫外光を受けなかったA部分においてはその複屈折性が減少（n_eは増加）し，紫外光を受けたB部分においては逆に複屈折性が増加（n_eは減少）している，と結論できるであろう。

以上のように，局部的に紫外光を受けた部分と受けなかった部分での複屈折性の変化の相違が明らかにされた。これは，マスクを用いて不連続な境界をもつ屈折率分布を誘起した実験において，はじめて得られた結果である。

一方，複屈折性の変化量は紫外光の露光量によって大きく変化し，露光時間とともに増加する傾向が見られる。Fig. 2.7は，厚み3mmの$LiNbO_3$板に幅0.2mmのマスクを1本置いてその上から紫外光を照射した時に誘起される複屈折性の変化量（紫外光の照射

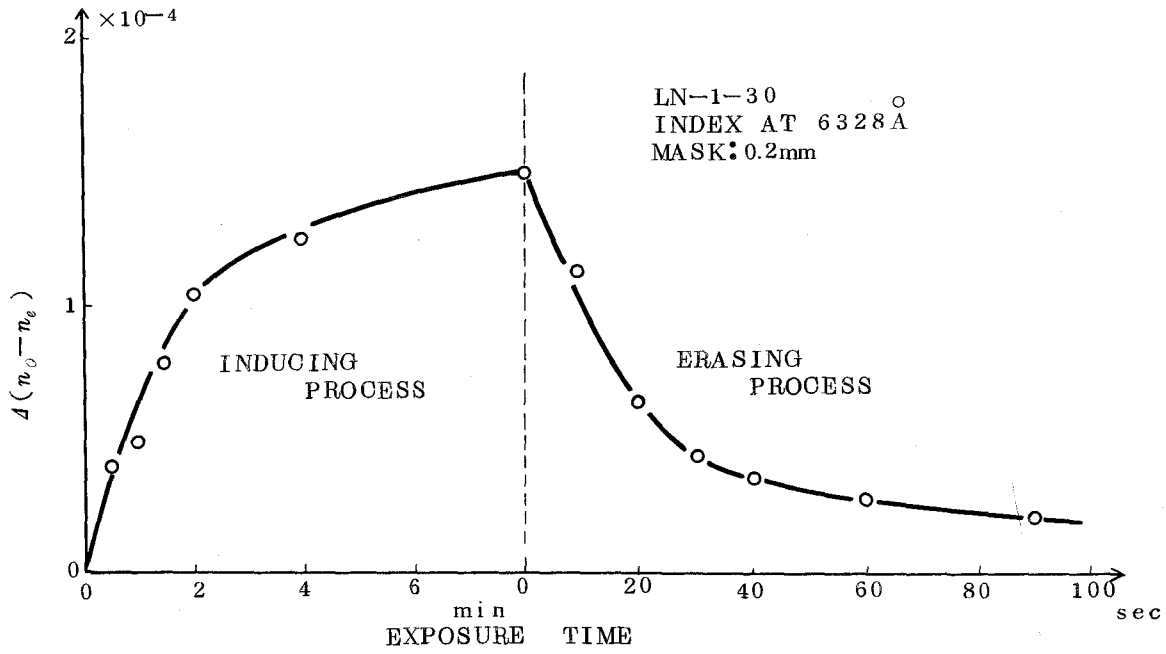


Fig. 2.7　屈折変化量と光照射時間との関係

部分と非照射部分の差）を，紫外光の露光時間に対して示したものである。紫外光照射を開始すると，複屈折性の変化量はまず単調に立上り，２分程度の露光で10^{-4}程度になる。その後，徐々に飽和し８分ないし１０分の露光で1.5×10^{-4}付近に飽和する。Fig. 2.7の右半分は屈折率を誘起した後マスクを取除いて，光誘起の場合と同じ光量の紫外光を一様に照射した時の屈折率変化の消滅の様子を示す。消去過程については次節で述べる。

以上の議論では，幅の狭いマスクを$LiNbO_3$板のZ軸に直交するように置いた場合の屈折率変化について述べた。このマスクを$LiNbO_3$板上で回転しZ軸となす角を徐々に小さくしていくと，同一の紫外光露光量に対して誘起される屈折率変化が次第に減少していく傾向が見られる。Fig. 2.8は幅0.2mmのマスクとZ軸のなす角ϕを90°から15°ごとに変化させて，その上から紫外光を１分間照射した時，紫外光の照射部分と非照射部分の間に生じた屈折率差を円グラフで示したものである。これからわかるように，マスクとZ軸とのなす角が小さくなるにつれて誘起される屈折率変化も小さくなり35°以下ではほとんど屈折率変化が見られなくなる。この傾向がZ軸の正負の方向に対してまったく対

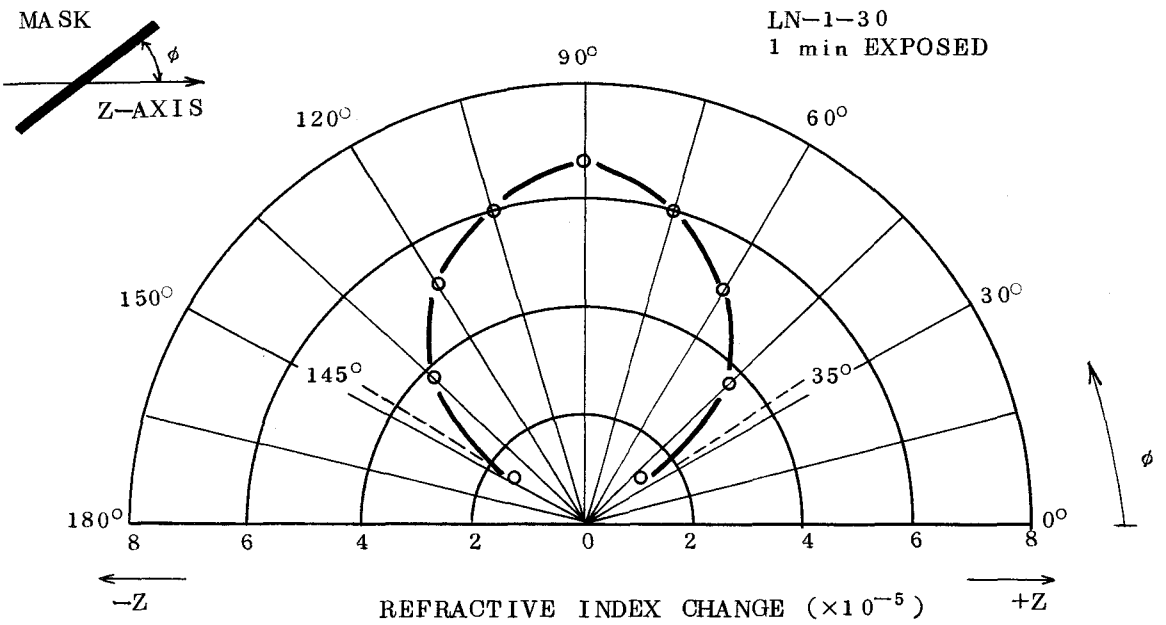


Fig. 2.8　光誘起屈折率変化の異方性

称に現われており，また，Z軸に垂直な面上（Zカット板）にマスクを置いた場合，屈折率変化が見られないことから，この種の屈折率変化現象には結晶のZ軸が重要な役割を果しているものと予想される。この光誘起屈折率変化の異方性を定量的に測定できたのは，１次元マスクを使用した結果である。

2.4　屈折率変化の消滅

以上議論してきたような屈折率変化は，一様な紫外光照射や試料の加熱によって容易に消去できるし，また，室内などに放置しても徐々に消滅していく。Fig. 2.9は，厚み3mmの$LiNbO_3$板に幅0.2mmのマスクを置いて紫外光を8分間照射し，約1.5×10^{-4}の屈折率変化を誘起した後，マスクを取り除いて同じ光量の紫外光を一様に照射していった時の屈折率変化の消滅の様子を示すものである。図では屈折率変化を紫外光の露光時間に対して片対数プロットしてあるが，時定数の短い消滅過程と時定数の長い過程が見られる。500Wの水銀灯から取り出した3650Å光に対して前者の時定数は約26秒，後者は約130秒であった。

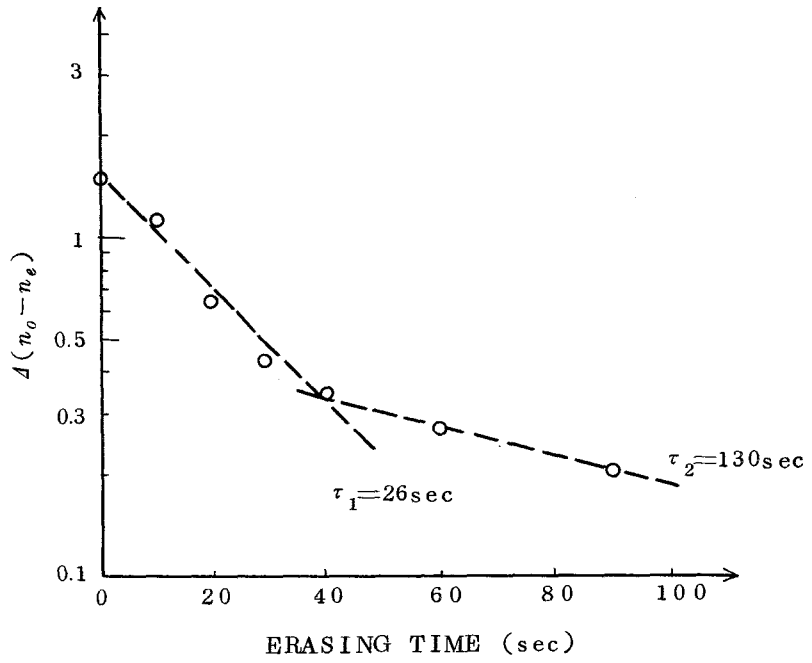


Fig. 2.9　屈折率変化の光照射による消滅特性

このような紫外光照射による屈折率変化の消滅過程は，2.3節で述べた屈折率変化の誘起過程と対応させて考えられそうである。すなわち，誘起過程においてはマスクされて紫外光を受けない部分が存在するために紫外光を受けた部分と受けなかった部分に屈折率差が生じるのであり，消滅過程においては試料全面が紫外光を受けるので，試料全体が一様な屈折率分布に戻ろうとして屈折率変化が消滅するのだと考えられる。しかし，ここでは詳細な議論は差し控え，次節で屈折率変化のメカニズムと関連付けて論じることにする。

一方，屈折率変化の誘起された試料を暗所に常温で保存した場合の屈折率変化の消滅の様子をFig. 2.10に示す。この場合の消滅過程も，Fig. 2.9の場合と同様に時定数の長い過程と短い過程が見られ，短い方の時定数は約2.5週間（約420時間）である。

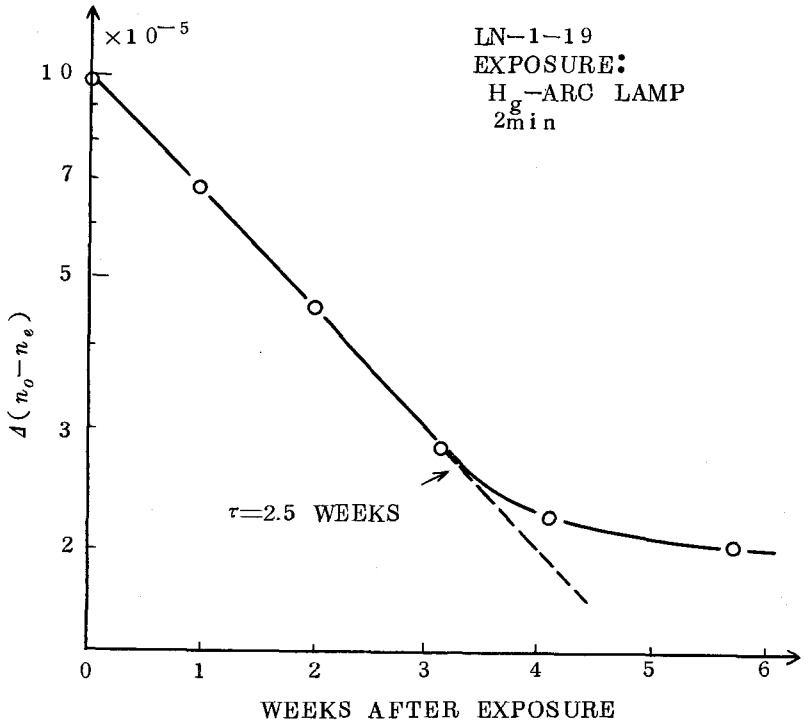


Fig. 2.10　屈折率変化の自然消滅特性

Fig. 2.8の消滅過程が紫外光照射による強制的な消滅であったのに対し，この場合の消滅過程は自然放置状態での消滅，すなわち，屈折率変化の寿命を示していると言える。しかもこの場合，試料を暗所に保存しているので，光照射による屈折率変化の消滅というよりりは，むしろ，熱エネルギーによる屈折率変化の緩和現象とみなすことができるであろう。実際に試料温度を上げていくとこの時定数が短かくなり，Chen[17]も指摘しているように，170℃程度の温度では数分で屈折率変化が消滅してしまう。

2.5　屈折率変化機構のモデル

電気光学結晶の光誘起屈折変化のメカニズムはこの現象の発見当時より検討されてきたが，1969年に至ってChen[17]が非常に明解なモデルを提案した。彼のモデルは，

(i)　$LiNbO_3$などの強誘電体には空孔，不純物，格子欠陥などのために伝導帯からかなり深いところに捕獲時間の極めて長い捕獲中心が多数存在する。

(ii)　結晶内部には，自発分極に付随した内部電界が自発分極の負の向きに加わっている。

という前提に基づいている。また内部電界については，その存在を確める実験が行われている。[33]

そこで，Chen[17]のモデルを基にしてFig. 2.11(a)に示すような，光が照射されている

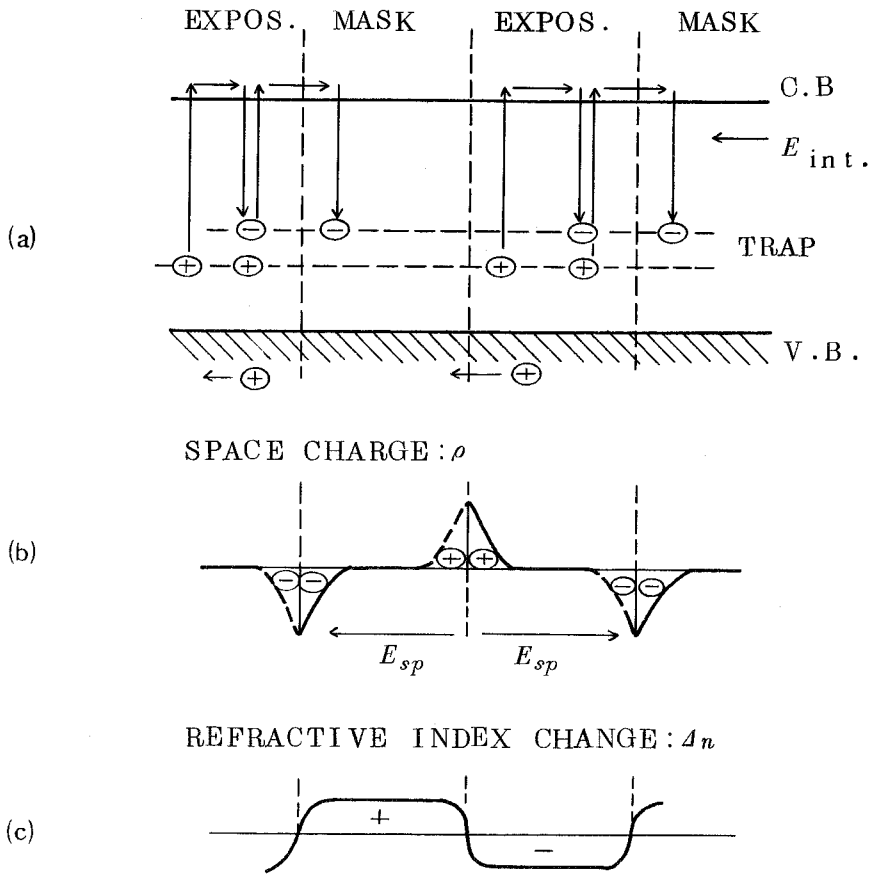


Fig. 2.11　屈折率変化のメカニズム

層と照射されていない層が分極軸（Z軸）方向に交互に並んでいる場合について考える。光照射層においては，上述の捕獲中心から光電子が伝導帯に励起され，電子が抜けた捕獲中心を正に帯電する（励起過程）。伝導帯に励起された光電子は内部電界E_{int}の影響を受けて，ふたたび捕獲中心に捕えられるまで，結晶内を分極軸の正方向に移動する（移動過程）。光電子の捕えられた位置が，まだ，光照射層の内部であればふたたび伝導帯に励起され，光が照射されていない層に到達するまで光励起と捕獲を繰り返しながら移動する。光が照射されていない層に入ったところで捕獲中心に捕えられてそこを負に帯電する（捕獲過程）。その結果，光照射層で電子を解離した捕獲中心の多いところでは電子の欠乏層ができ，非照射層で新たに電子を捕えた捕獲中心の多いところでは逆に電子蓄積層が形成される。このようにして，Fig. 2.11(b)に示すような正負の空間電荷層が交互に形成さ

れる。この空間電荷層が結晶内部に空間電荷電界E_{sp}を誘起するため，結晶の電気光学的性質を通じてその屈折率が変化することになる。また，この空間電荷層は，捕獲時間の極めて長い捕獲中心に電子が捕えられために形成されたもので，光照射を停止したあとも，この屈折率変化は長時間持続される。

この時，光照射されている部分と光照射されていない部分における空間電荷電界E_{sp}の向きが異なっていることに注目しよう。Fig. 2.11(b)に示すように，光照射部分においてはこの電界の向きが分極軸の正方向であり，光照射されない部分では逆に負方向を向いている。電気光学効果を定式化する場合，分極軸の正方向の電界を正と定義しているので，この空間電荷電界E_{sp}によって誘起される屈折率変化を記述するには，光照射されている部分において$E_{sp}>0$，光照射されている部分においては$E_{sp}<0$となる。一方，電気光学効果の定義より，[34]屈折率変化Δnは異常光線に対して，

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_{sp} \qquad (2.4)$$

常光線に対しては，

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_{sp} \qquad (2.5)$$

で与えられる。これより，Fig. 2.11(c)に示すように，光照射層（$E_{sp}>0$）においては屈折率n_e，n_oがともに減少し，非照射層（$E_{sp}<0$）においては逆に屈折率が増加することがわかる。また，この屈折率変化によって誘起される複屈折性の変化$\Delta(n_o - n_e)$は，

$$\Delta(n_o - n_e) = \Delta n_o - \Delta n_e = \frac{1}{2}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_{sp} \qquad (2.6)$$

となる。$LiNbO_3$単結晶では$n_e^3 r_{33} > n_o^3 r_{13}$なので，$E_{sp}>0$である光照射部分においては複屈折性が増加し，$E_{sp}<0$である光照射されない部分においては逆に複屈折性が減少することになる。このことは，Fig. 2.5の実験結果をうまく説明している。また，（2.4）～（2.6）式においては光照射層が分極軸と直交していると仮定しているため，E_{sp}もZ軸方向に向いていると考えてよい。光照射層と分極軸とのなす角度が90°からずれている場合には，空間電荷電界E_{sp}の余弦成分を考えなければならなくなる。そのために，屈折率変化量にFig. 2.8のような異方性が現われると言える。

このような議論は，光照射によって電子のみが励起される場合や電子・正孔の両方が励起される場合でも，同様に成り立つ。すなわち，正孔が価電子帯に励起された場合，正孔

は内部電界の影響を受けて分極軸の負の方向に移動し，光が照射されていない領域に入って捕獲される。その結果，形成される空間電荷層はFig. 2.11(b)の破線で示すようになるが，E_{sp}の向きは変らないので，電子のみが励起される場合と同様の屈折率変化をひきおこすことになる。しかし，実際には，電子と正孔のうちどちらが屈折率変化に寄与しているか明確でない。

つぎに上述のようにして誘起された屈折率変化の消滅過程を考えよう。屈折率変化の直接の原因が空間電荷層の形成にあるのだから，この空間電荷層の消滅を考えればよい。すでに述べたように，空間電荷層は捕獲中心が光電子を捕獲することによって形成され，その極めて長い捕獲時間によって維持される。したがって，捕獲された電子が光エネルギーや熱エネルギーを吸収して伝導帯に励起され，結晶内に一様に分布するようになれば，この空間電荷層も消滅し屈折率変化も消えてしまうことになる。すなわち，結晶に紫外光などを一様に照射すると，捕獲中心から多数の光電子が励起されてFig. 2.11(b)のような空間電荷分布を打ち消してしまう。この結果，紫外光照射を停止した後に捕獲中心に捕えられた電子は結晶内で一様に分布するようになって屈折率変化が消滅する。また，常温で暗所に放置していても捕獲中心に捕えられた電子が格子の熱エネルギーをもらって伝導帯に上り，空間電荷層を打ち消すために屈折率変化も徐々に消滅していく。この時，結晶を加熱して格子の熱エネルギーを大きくすれば，電子が伝導帯に励起される確率も大きくなり，屈折率変化の消滅の時定数も短くなっていく。2.4節で示した2つの実験結果は，この2通りの消滅過程の存在を実証したものと言えよう。

2.6 結　び

$LiNbO_3$単結晶における新しい光学現象である光誘起屈折率変化現象を取上げ,光機能素子としての応用上必要とされる基本的性質を明らかにした。1次元のマスクを利用した紫外光照射の実験により明らかになった屈折率変化の主な特性はつぎの2点である。

(i) 局部的な光照射によって，結晶の複屈折性がそれぞれ増加（異常光線屈折率n_eは減少）および減少（n_eは増加）する。

(ii) 屈折率変化の異方性を定量化することができ，マスクとZ軸とのなす角度が35°以下では屈折率変化は見られない。

その他，従来と同様な以下の特性が紫外光照射によっても得られた。

(iii) 屈折率変化の大きさは1.5×10^{-4}程度である。

(iv)　記憶寿命の室温での時定数は約2.5週間である。

(v)　170℃程度の加熱で屈折率変化は消滅する。

この屈折率変化現象は，光照射によって結晶の屈折率を局部的に制御できるだけでなく，それを長時間維持できることに特徴がある。したがってこの光記憶現象は，光メモリ素子としての応用だけでなく，空間光変調，光制御スイッチなどの種々の光機能素子としての応用が期待される。とくに紫外光照射を用いた場合の応用については第5章で詳しく述べる。

第3章　$LiNbO_3$を用いた可逆ホログラム記録

3.1　序

光応用技術の1つであるホログラム・メモリは，その高速性と大容量のために注目され，そのもっとも重要な構成要素の1つであるホログラム記録材料の研究も盛んに行われている。これまでホログラム記録材料としてはおもに写真乾板が用いられてきたが，これでは一度記録したホログラムを消去し，書替えることができないうえ，高い読出し効率（回折効率）を期待することは困難であった。そのため書替え機能とともに高い読出し効率をもつ新材料の出現が待たれていた。[4] この条件を満足する1つの候補として，$LiNbO_3$などの電気光学結晶が考えられた。[7],[24] しかし光感度がきわめて悪いためにホログラムの記録・消去に大きな露光量を要した。その後この光感度を向上させることを中心に研究が進められ，$LiNbO_3$などの単結晶に放射線を照射したり，[26] 不純物金属を添加するなどの方法が提案されてきた。[25],[27]

一方，われわれはRh金属が不純物として$LiNbO_3$単結晶に添加されると，4900Å付近の波長域にピークをもつRh固有の光吸収帯が現われることに注目し，これを用いて$LiNbO_3$の光感度を改善することを検討した。[28] 4900Å付近に大きな吸収があることは，ホログラム記録に使用するArレーザの4880Å光を効率よく吸収することを意味しており，Arレーザ光に対して光感度の大幅な向上が期待される。

本章ではこの新しいRh添加$LiNbO_3$単結晶について，書替え可能なホログラム記録材料としての基本的な記録特性を述べるとともに，光感度のよりいっそうの改善を目指して試みた酸素欠乏の雰囲気中でのアニーリングやCuの熱拡散などの処理結果について，不純物を含まない従来の$LiNbO_3$単結晶の場合と比較検討した。[35],[36]

3.2　$LiNbO_3$ホログラムの特徴

第2章で詳しく述べたように光誘起屈折率変化は，光を照射することによって屈折率が変化し，これが長時間持続するとともに，一度誘起された屈折率変化を光照射によって消去できるのであるから，この現象を書き替え可能なホログラム記録に用いることができる。この場合の特徴としては，[1]

(1)　光情報が屈折率変化の形で記録されること，および単結晶にかなりの厚みをもたせることができることから，ホログラムの理想的な記録形式である位相・体積形となり，

１００%近い読出し効率が期待される。

(2) 固体電子的な機構に基づいているため，記録・消去を繰返しても劣化しない。

(3) 現像・定着処理が不要なので実時間動作が可能。

(4) 写真乾板以上の高い解像度を有する。

などが考えられる。また，記録感度が高く光消去され難いという非対称の感度特性をもたせられれば，多重にホログラムを記録することも可能となる。

3.3 Rh添加$LiNbO_3$単結晶の育成

本実験に使用したRh添加$LiNbO_3$単結晶は高周波誘導加熱による溶融引き上げ法（Czochralski法）により育成した。[35] 市販の高純度五酸化ニオビウム（Nb_2O_5）と炭酸リチウム（Li_2CO_3）をモル比１：１のいわゆるstoichiometric組成に混合し，これに所望のRh添加量になるように硝酸ロジウム（$Rh(NO_3)_2$）を加えて約１００℃で乾燥し，さらに約１０００℃で４～５時間焼成したものを出発原料とした。出発原料を白金ルツボ内で溶融し，つぎのような条件下で単結晶を育成した。

引上げ速度	1.0～10.0mm／hr
結晶回転数	３０～７５rpm
温度勾配	２０～１８０℃／cm
雰囲気	大気中
育成後の冷却速度	４０～５０℃／hr
引上げ軸	c軸

育成されたRh添加$LiNbO_3$をホログラム記録素子として用いるには，結晶全体にわたってRhが均一に分布していることが必要である。不純物を添加した時に，その不純物分布の均一性は引上げ速度Rと温度勾配Gの比G/Rに依存し，本育成においてはG/Rが2.1～3.5℃hr／mm^2の時に結晶全体が均一なRh分布となった。

以上の条件下で育成された単結晶は多分域であるので，フィールドクーリング法により単分域化処理を行った。すなわち，結晶のc軸方向に１５～２０mA／cm^2の電流密度になるよう，キュリー温度（約１２００℃）近くで外部電界を印加し，約３０分この温度に保持した後，５０～７０℃／hrで徐冷した。育成条件の詳細については別に報告されている。[37],[38]

Fig. 3.1にRh添加$LiNbO_3$単結晶の写真を示す。

このようにして得られた結晶（R1：Rh添加量0.1wt%，R2：0.2wt%，R3：0.35

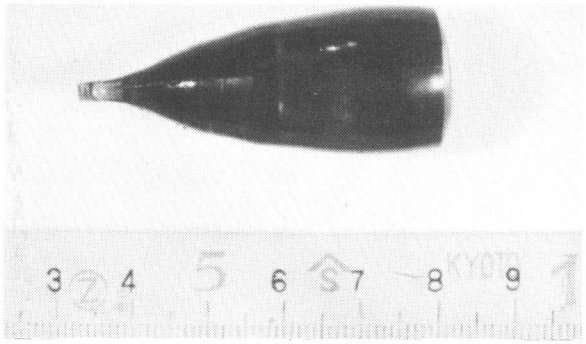


Fig. 3.1　Rh添加$LiNbO_3$単結晶

wt%）から，c軸を面内に含む厚さ2～3mmの薄板を切り出し，その表面を光学研磨して試料とした。なお比較のために無添加のstoichiometric　$LiNbO_3$単結晶（PL）を使用した。

3.4　単結晶の光学的性質

育成されたRh添加$LiNbO_3$単結晶は赤褐色に着色し，Fig. 3.2にみるような特徴的

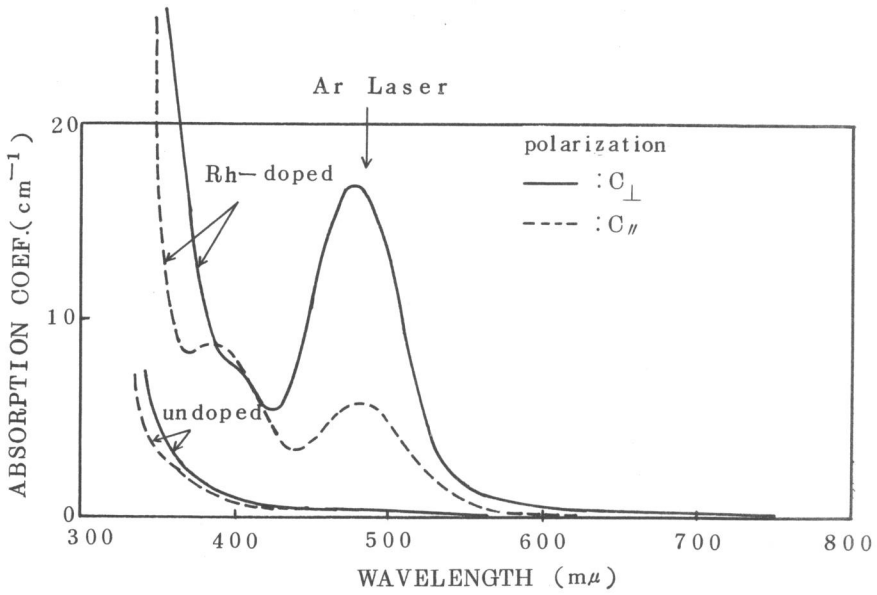


Fig. 3.2　Rh添加および無添加$LiNbO_3$の光吸収スペクトル

な光吸収スペクトルを示す。[35],[36]　すなわち，Rhを含まない結晶では4000Å以上の可視波長域でほとんど光吸収を示さず，その基礎吸収端は3500Å付近にある。一方，Rhを不純物として含む結晶では，基礎吸収端が長波長側にずれるとともに4900Å付近にRh固有のものと思われる新しい光吸収帯が現われる。[39]　しかもこの吸収帯は非常に顕著な吸

収二色性を示し，結晶のｃ軸方向に偏光された（Ｚ偏光）光よりもこれに垂直に偏光された光の方が強く吸収される。またＺ偏光の光に対する吸収スペクトルには４９００Å付近の他に３９００Å付近に小さな吸収帯が現われている。Ｚ偏光に対する４９００Å付近の光吸収係数はRhを含まない場合の0.5cm^{-1}から最高44.5cm^{-1}まで，ほぼRh添加量に比例して増加している。

このようにRhの添加によって$LiNbO_3$の光吸収スペクトルが変化するのは，不純物としてのRhが結晶中に新しい吸収中心を形成するためであり，さらに$LiNbO_3$のバンド構造にも影響を及ぼし基礎吸収端を移動させているためと思われる。この場合結晶内でRhがどういう電子状態で存在し，どの格子点を占めているかは物性的に興味ある問題であるが，今のところ不明な点が多く詳細な議論はできない。

3.5　ホログラム記録特性

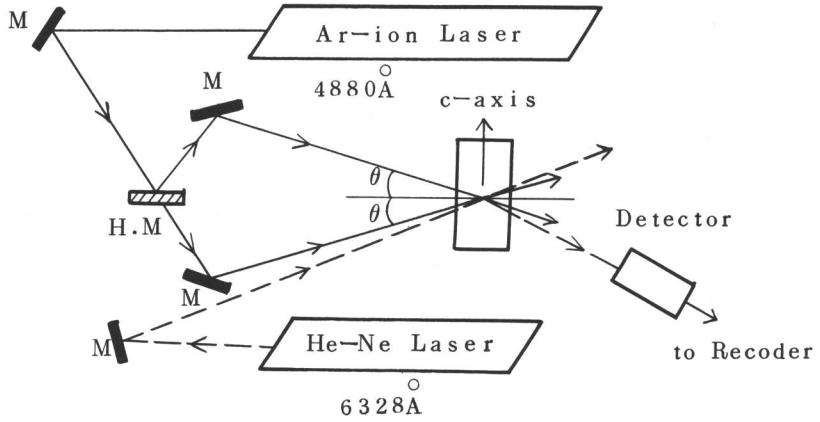
3.5.1　実験方法

ホログラム記録材料としての基本特性を調べるには，２つの平面波光束を交差させたときの干渉縞を記録して，いわゆる平面波ホログラムを形成するのがもっとも便利である。Fig。3.3(a)にこのための光学系，および(b)に実験装置写真を示す。Arレーザの４８８０Å光を２光束（光束密度おのおの1W／cm^2）に分離して試料内部で交差させ互いに干渉させると，この干渉縞の光強度分布に対応して結晶内の屈折率が変化し，そこに位相・体積形ホログラム（回折格子）が形成される。このとき前章で述べたように，光誘起屈折率変化には異方性があるため，結晶のｃ軸と干渉縞方向とを直交させ，最大の屈折率変化が得られるようにした。２光束のなす角を2θ，Arレーザ光の波長をλ_{Ar}とすれば，干渉縞の間隔Λは，

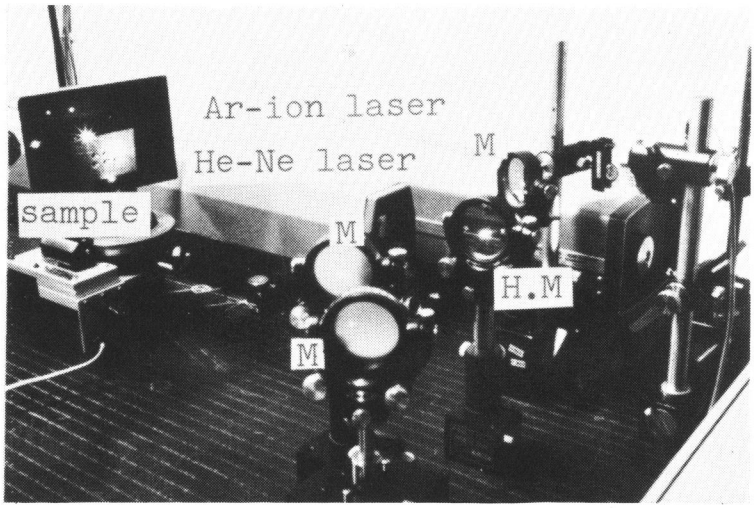
$$\Lambda = \lambda_{Ar} / 2\sin\theta \qquad (3.1)$$

で表わされるので，単結晶内に形成される回折格子の空間周波数は$1/\Lambda$となる。本実験においては$2\theta=30°$，$\lambda_{Ar}=4880$Å なので，空間周波数は約１０００本／mmである。

ホログラムの回折効率は，ホログラム作成と並行して入射されたHe–Neレーザ光（波長$\lambda_{He-Ne}=6328$Å）の回折光強度より測定した。すなわち格子定数Λなる回折格子



(a)



(b)

Fig. 3.3　ホログラム作成の光学系

(a)　ブロック図　　(b)　実験装置

のBragg反射条件,

$$\sin\theta = \lambda_{\text{He-Ne}} / \lambda_{\text{Ar}} \cdot \sin\theta \qquad (3.2)$$

を満たすBragg角θでHe-Neレーザ光を入射してその回折光を検出し，その光強度の時間変化をレコーダに記録していわゆる露光特性を求めた。また回折効率は試料を透過した

全透過光量 I_0 と回折光強度 I_1 の比 I_1/I_0 として定義した。

つぎに記録されたホログラムの消去には，１本のレーザ光（光束密度1W／c m^2)を試料表面に垂直に入射した。

3.5.2　記録・消去特性

各試料のホログラム記録特性をFig. 3.4に示す。横軸は露光時間，縦軸には回折効

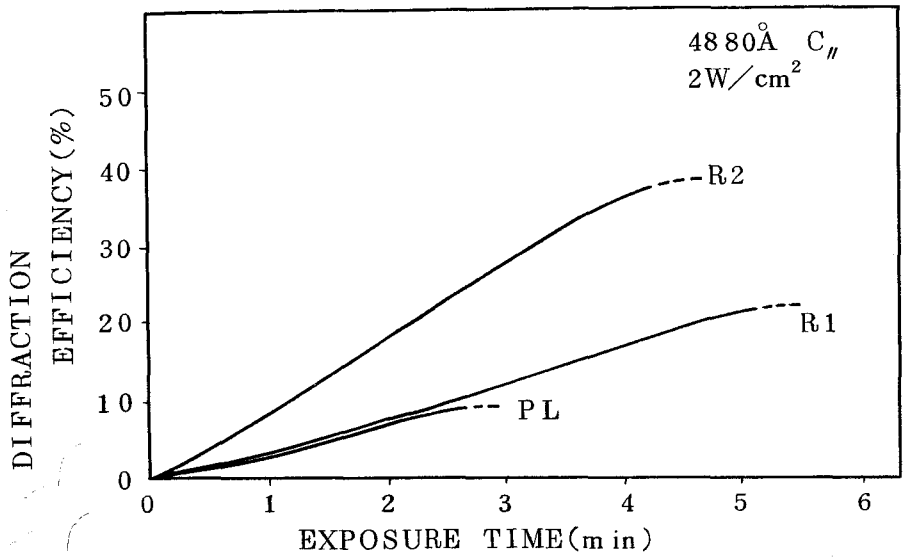


Fig. 3.4　ホログラム記録特性

（R1：Rh添加量0.1wt%，　R2：0.2wt%，　PL：無添加）

率をとっている。Rh添加試料R1およびR2において，Rh添加の効果はたかだか数倍の感度向上に寄与しているのみで，光吸収スペクトルの変化すなわち4900Å近傍での吸収係数の増加から期待されるほどの記録感度は得られていない。しかし回折効率の飽和値（露光時間を十分長くしたときに到達し得る最大回折効率）は，Rhを含まない試料PLに比較していずれも増加している。

前章で説明したChen[17]のモデルによれば回折効率の飽和値は，露光時間内に励起されかつ再捕獲された光電子の総数に比例し，記録感度はこれら光電子数の時間的変化（励起および捕獲の確率）で決まると考えられる。したがってFig. 3.4の実験結果から，Rh不純物の添加によって光誘起屈折率変化に寄与する光電子の総数は増加するが，光電子の励起確率は不変であることが予想される。すなわち，Rh不純物は光電子の供給源よりもむしろ捕獲中心として作用するのではないかと考えられる。

光消去特性をFig. 3.5に示す。回折効率は光照射時間に対していずれも指数関数的に

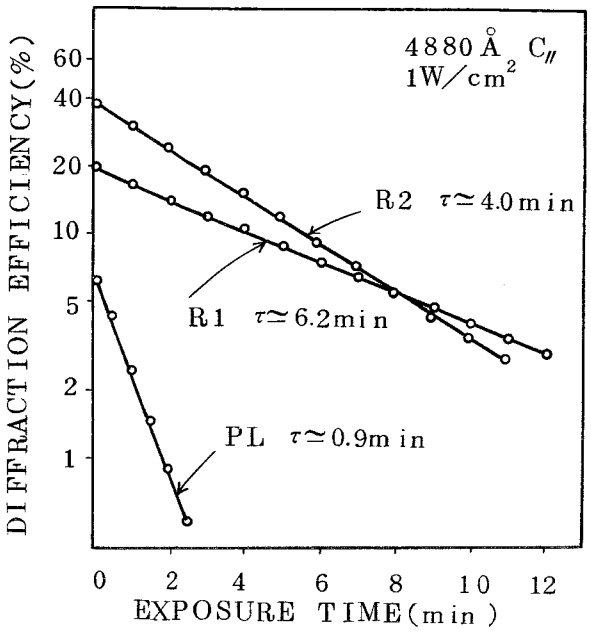


Fig. 3.5 ホログラムの光消去特性

減少する。とくにRh添加試料では，Rhを含まない試料に比較して5倍程度時定数が長くなり消し難くなっている。これはRhの添加によって誘起された捕獲中心が光照射に対して安定なためと考えられる。記録感度が向上する傾向にあるのに対し，消去感度が悪くなっていることは，このRh添加試料に特有のものでありFe添加試料にはみられないものである。[35]

ところでホログラムを記録する場合，光誘起屈折率変化にはそのメカニズムから予想されるように異方性が現われ，結晶のc軸と干渉縞方向とを適当に選ぶ必要がある。すなわち干渉縞がc軸と直交するとき，もっとも効率よく屈折率変化が起こり，これからずれるに従い記録感度は低下する。Fig. 3.6はこの異方性を調べた結果であるが，±30°程度のずれで感度は半分に低下する。したがって，この光誘起屈折率変化は，画像情報を直接記録するよりも，干渉縞の形に変換されるホログラム記録に適しているといえる。[36]

3.5.3 読出し特性

$LiNbO_3$に記録された位相・体積形ホログラムの理論的な読出し効率ηは，

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos\theta}\right) \qquad (3.3)$$

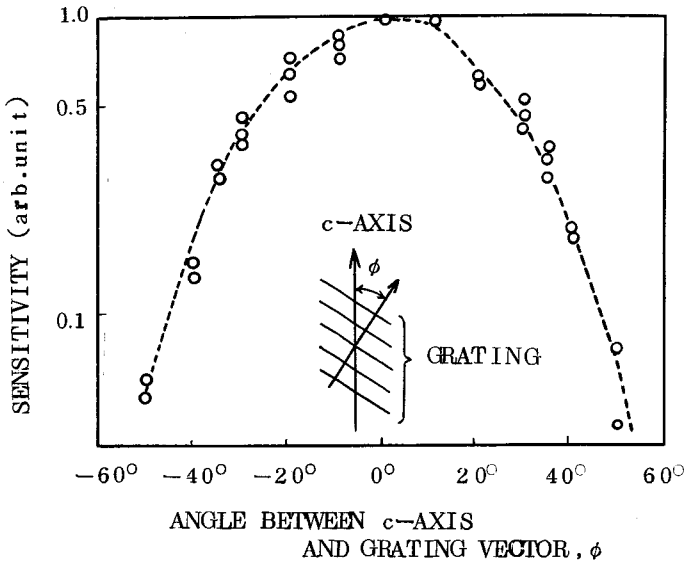


Fig. 3.6　光誘起屈折率変化の異方性

で与えられる。[40] ここでΔnは誘起された屈折率変化量，Tはホログラムの厚み，λはレーザ光の波長，2θは参照光と信号光との開き角である。最大読出し効率は100%となるが，実験的にはRh添加試料においても40%程度しか得られていない。しかしこの程度の値でも従来の吸収形や平面形ホログラムと比較してかなり大きい値である。

光誘起屈折率はすでに述べたように結晶の固体電子的な機構に基づいているため，銀粒子の大きさで分解能が制限されている従来の写真乾板に比較して十分高い解像度を有していると予想される。Fig. 3.7はRh添加試料を用いて空間周波数特性を測定した結果である。[36] 測定は2光束のなす角2θを順次変化させて行った。横軸は空間周波数，

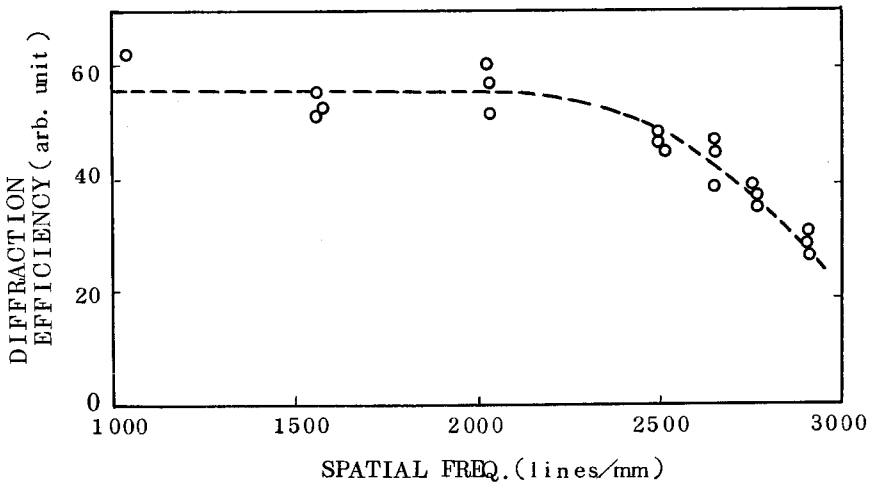


Fig. 3.7　空間周波数特性

縦軸はそのとき得られた最大回折効果（任意目盛）を示すが，約２５００本／mmまで一定の回折効率を維持することがわかる。通常ホログラム記録の場合には１０００本／mm程度の空間周波数があれば大抵の場合十分であり，空間周波数帯が広ければそれなりに使用条件の自由度が増加する。

不純物を故意に添加し光学的品質の良好な$LiNbO_3$単結晶を育成することは高度な技術が必要であるが，不純物添加技術の改善によって良質の結晶が得られるようになり，２次元情報を対象としたホログラム記録・読出しを良好に行うことができた。Fig.3.8は厚さ約２mmのRh添加試料を用いた矩形パターンのホログラム再生像である。

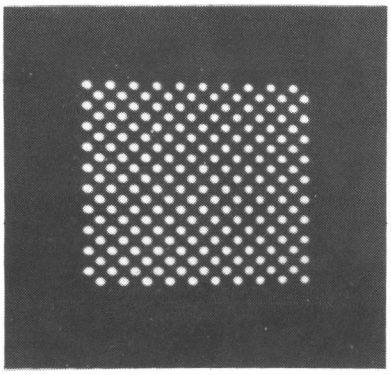


Fig. 3.8　Rh添加$LiNbO_3$に記録されたホログラムの再生像

（ビット径0.5mm，ホログラム径2mm）

各ビットの直径は0.5mmである。記録・読出しにはArレーザの４８８０Å光を用いたが，露光時間や参照光と信号光の強度比などホログラム作成条件は十分考慮されていない。この種の記録材料に適した作成条件が把握できれば，再生像の品質はよりすぐれたものになると思われる。[36]

3.5.4　自然消滅特性

$LiNbO_3$単結晶中に記録されたホログラムは自然放置の状態でも徐々に消滅していくが，Rhを添加するとこの記憶寿命がいちじるしく改善されることが見出された。[35],[36] Fig. 3.9はRhを添加した試料（R1，R2）とそれを含まない試料（PL）にそれぞれホログラムを記録し，それを室温で暗所に保存した場合の回折効率の減衰の様子を示す。Rhを含まない試料やFe添加試料ではこの減衰の時定数が約２週間であるのに対し，Rh添加試料ではいずれも１カ月以上となり，とくにR2では１０ケ月の長時間になる。この自然消滅現象は熱エネルギーの吸収による空間電荷の緩和現象と考えられ，そのと

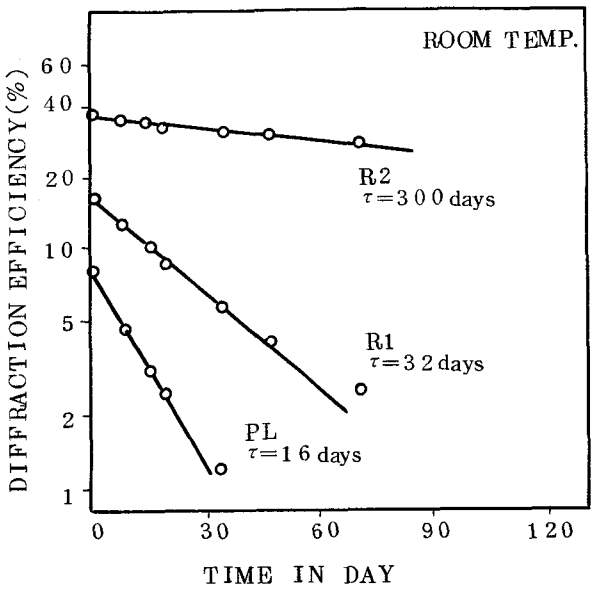


Fig. 3.9　自然消滅特性

きの時定数はとりもなおさず捕獲中心の寿命を表わすものである。したがって，この実験結果はRhの添加により$LiNbO_3$内に寿命の長い捕獲中心が形成されたことを示している。

3.5.5　熱定着現象

$LiNbO_3$単結晶に記録されたホログラムを読出す場合，読出し光が必然的に消去作用を伴い，長時間読出しているとホログラムが消滅する。このことは$LiNbO_3$単結晶の光装置への応用を考えるうえでの重大な問題となる。Amodeiら[41]〜[43]は不純物を含まない$LiNbO_3$試料についてホログラムの熱定着現象を見出しているが，われわれはRhを添加することにより，この熱定着をよりいっそう効率よく行えることを見出した。[35],[36]

Fig. 3.10は熱定着の過程を示す。まず室温においてホログラムを記録した後80〜100℃で加熱消滅させる。この消滅に要する時間は加熱温度が80℃の場合約20分であり，加熱温度を上げると短くなる。つぎに試料を室温まで冷却した後，任意の入射角でArレーザ光を入射すると，消滅したはずのホログラムが徐々に回復し，光束密度1W/cm^2のレーザ光に対し約10分の照射でほとんど消滅前の回折効率にもどる。その後はこのArレーザ光を任意の入射角で長時間照射し続けても回折効率は全く減少しない。このことは上に述べた処理によってホログラムが定着されたことを意味している。ここでいう定着の意味は光照射の影響を受けなくなることであり，その自然消滅や加熱消去

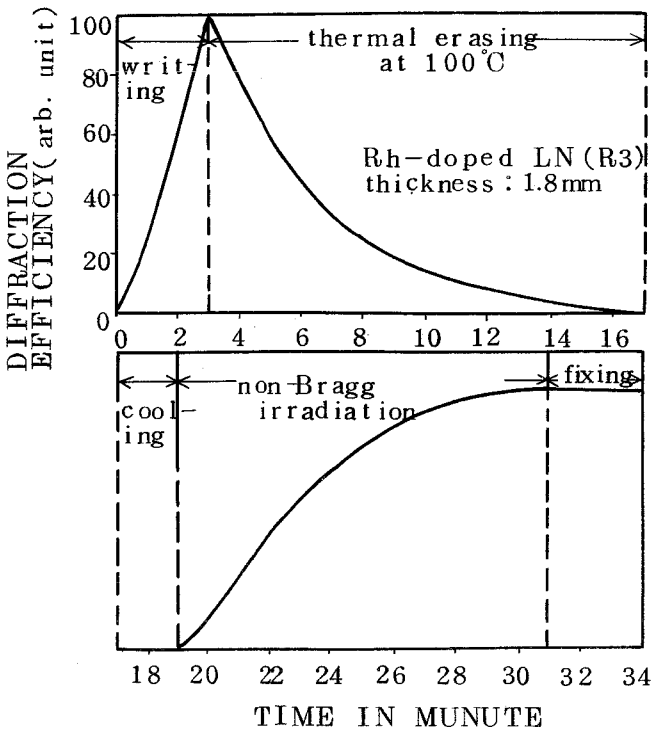


Fig. 3.10　熱定着過程

の特性は定着処理を行ってもほとんど変わらない。

このようなホログラムの熱定着現象は試料を加熱したときのイオンの移動によると説明されている[42]。すなわち，ホログラムが記録された時点においては，再捕獲された光電子がホログラムに対応したパターンに分布し，空間電荷層が誘起されている。この状態で捕獲電子は動かず，イオンだけが動き得るような適当な温度に試料を加熱すると，これらのイオンが空間電荷層の誘起する電界に引かれて移動し，空間電荷層を打消す。この結果ホログラムは見かけ上消滅したようにみえるが，これを室温まで冷却してこのイオン分布を凍結させ，ここに一様な光を照射し捕獲電子を解離すれば，イオン分布に基づく空間電荷層が姿を現わしホログラムが回復する。このイオン分布は光照射の影響を受けないものなので，ホログラムが定着されることになる。したがって，このモデルに基づいてホログラムが定着されるとすれば，結晶中には熱解離エネルギーの大きい捕獲中心と比較的低温で動き得るイオンが存在しなければならない。この捕獲中心やイオンがどういうものであるかは今のところ不明であるが，Rh添加試料がRhを含まない試料より回復率が大きいことは注目される。

3.6　記録・消去特性の改善

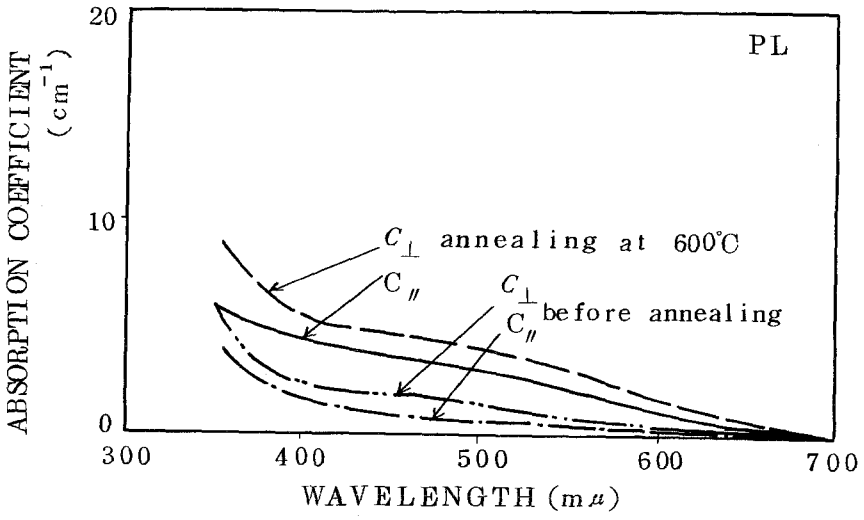
3.6.1　還元処理による方法

前節では不純物として添加されたRhが光感度を向上するよりは，むしろホログラムの記憶寿命を改善することを示した。そこでこのRh添加試料のもつ持続性を維持しながら光感度を向上させる方法として，この試料を酸素欠乏の雰囲気中で加熱還元処理することを考えた。[44] なぜならば不純物を含まない$LiNbO_3$単結晶をこの雰囲気で加熱還元処理すると，結晶内に酸素空孔の欠陥が生じ屈折率変化が起こりやすくなることが報告されているからである。[45]

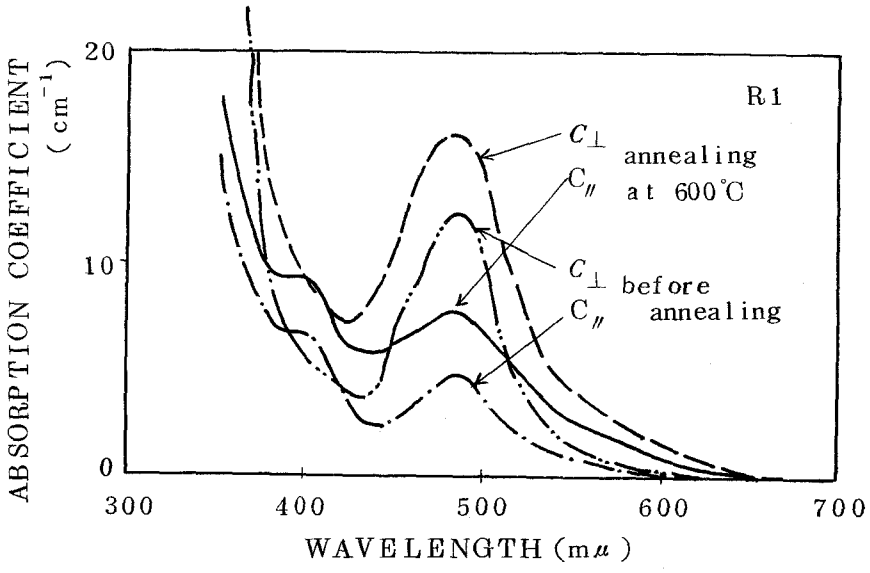
酸素空孔の形成には，これらの試料を石英管中に真空封入（～1×10^{-4} Torr）し，400～600℃で5分間加熱した。Rhを含まない試料はもともと透明であったが，還元処理を行うと若干黒褐色に着色する。その光吸収スペクトルは，可視波長の全域にわたって光吸収量が増加し特別な吸収帯は生じない。一方，Rh添加試料に還元処理を行うと，赤褐色の濃度が高くなり，Rhを含まない試料と同様に可視波長域にわたり光吸収量は増加するが，Rh固有の光吸収帯はそのまま保存される。Fig. 3.11(a),(b)に両試料における処理前後の光吸収スペクトルを示す。

Fig. 3.12(a),(b)はそれぞれRh添加試料R1およびRhを含まない試料PLに還元処理を施した場合のホログラム記録特性である。比較のために処理前の特性も合せて示す。いずれの試料も処理温度の上昇とともに記録感度が向上するが，Rh添加試料においてはとくにその効果がいちじるしい。すなわちRh添加試料（1mm厚）において，処理前の最大回折効率が10%程度にしか達していないのに対し，処理温度600℃の場合では60%以上となり6倍以上改善される。また10%の回折効率を得るのに処理前では180 secも要しているのに，処理後では2.5 secに短縮され70倍以上の光感度が得られる。一方Rhを含まない試料（2.4mm厚）においては，処理前の最大回折効率が120 sec以上の露光で10%弱であるのに対し，同じく600℃の処理温度では25 secで20%弱となる。この場合の光感度の向上はたかだか10倍の改善にすぎない。Fig. 3.13に両試料について，処理温度と処理前の光感度を1とした光感度改善の関係を示す。処理温度の上昇につれて光感度は向上しているが，その割合はRhを含むか含まないかでいちじるしい差を生じている。したがってRh添加試料においては単なる酸素空孔のみの効果ではなく，添加されているRh不純物とそこに形成された酸素空孔との間に光感

度に関する相乗効果らしきものが存在していることを示している。



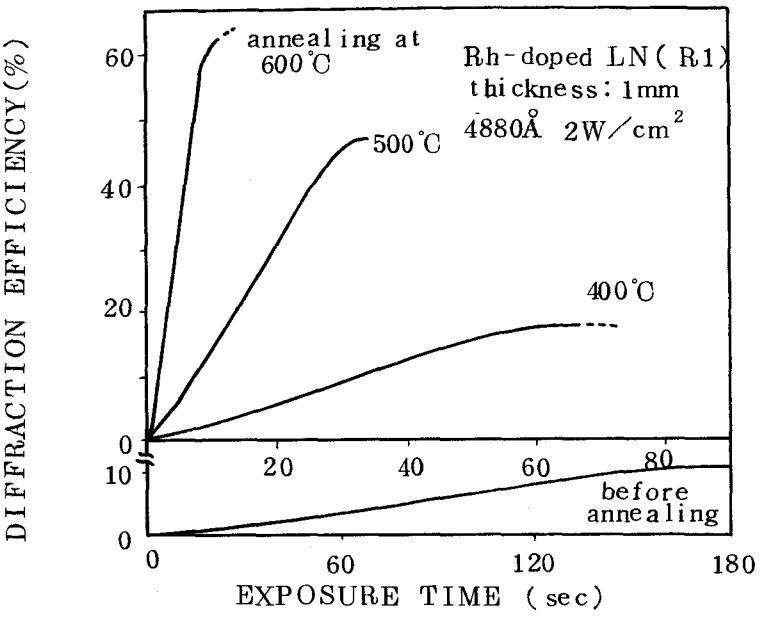
(a)



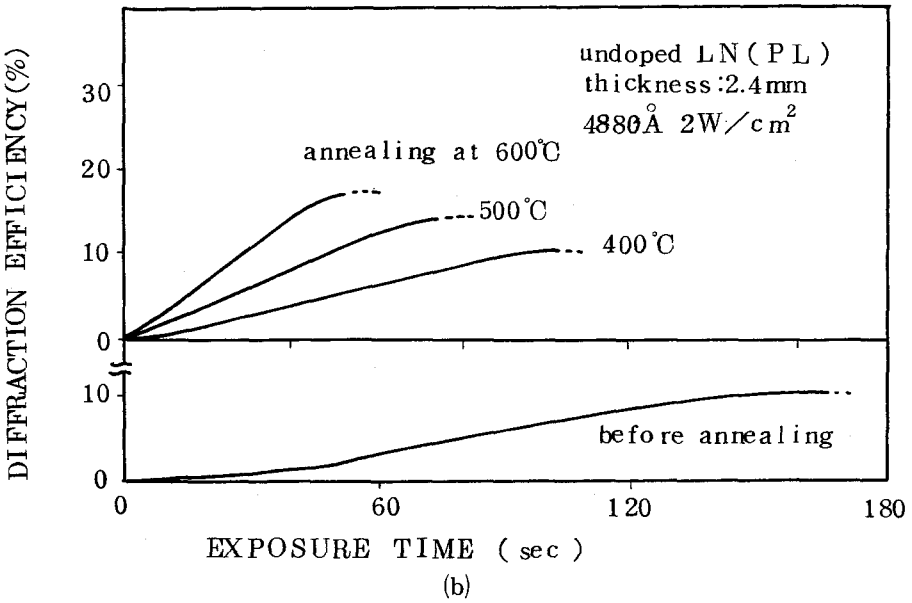
(b)

Fig. 3.11　還元処理前後の光吸収スペクトル

(a)　無添加$LiNbO_3$　　(b)　Rh添加$LiNbO_3$



(a)



(b)

Fig. 3.12　還元処理前後のホログラム記録特性

(a)　Rh 添加 $LiNbO_3$　　(b)　無添加 $LiNbO_3$

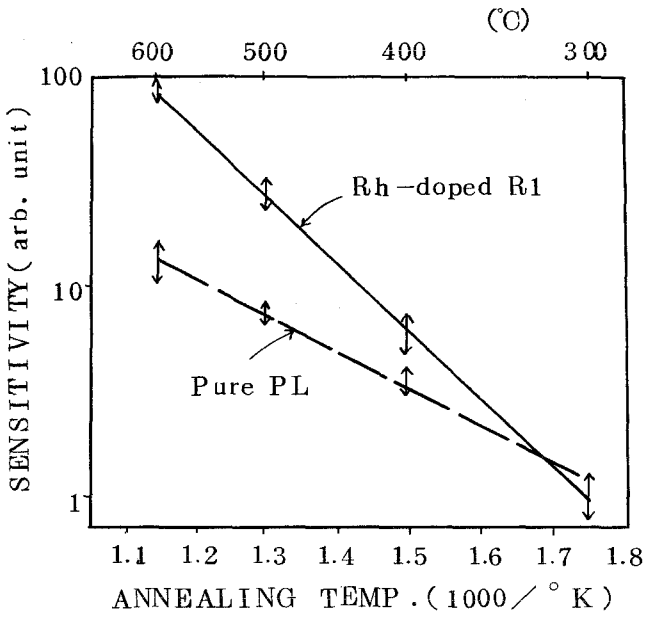


Fig. 3.13　処理温度と光感度改善との関係

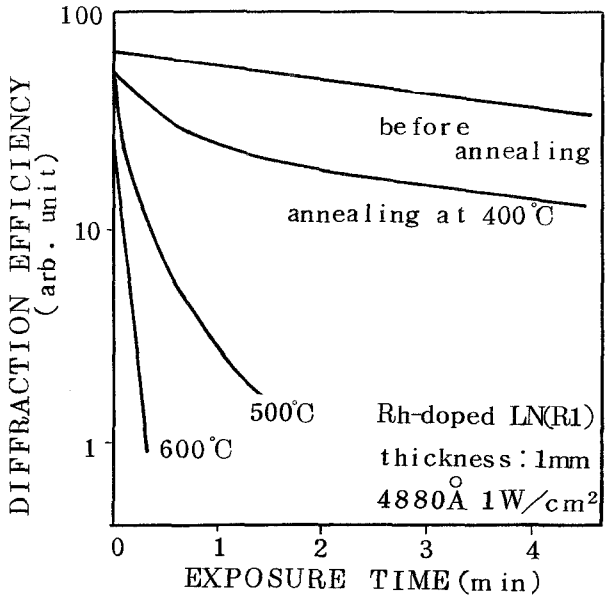


Fig. 3.14　Rh 添加 $LiNbO_3$ における還元処理前後の光消去特性

一方，Rh 添加資料の光消去感度も Fig. 3.14 に示すようにいちじるしく向上した。たとえば処理前における光消去の時定数が約 300 sec であったものが，600℃で還元処理を行うとホログラムは 10 sec あまりでほとんど消去されるようになる。400℃ の温度で還元処理された試料においては，回折効率が顕著な 2 段階の光消去特性を示す。

すなわち，消去のためのレーザ光照射直後において急激に回折効率は減少するが，その後は処理前と同程度の時定数に変わる。処理温度が上昇するにつれて第1段階の消去過程が顕著になり，処理温度600℃においてほとんど第1段階のみが観測される。これら2段階の消去特性は，Fig. 3.15に示す自然消滅特性により顕著に現われる。すなわち，Rh添加試料において，ホログラム記録直後の5分間で回折効率は初期値の30％程度が失われ，その後処理前とほぼ等しい時定数でゆるやかに減衰する。一方，Rhを含まない試料に記録されたホログラムはこのような2段階特性を示さず，数週間の時定数で単調に減衰する。

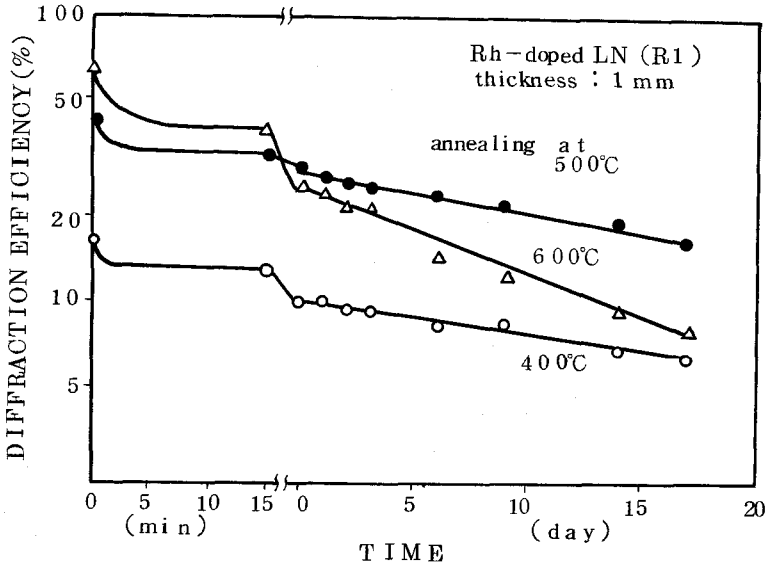
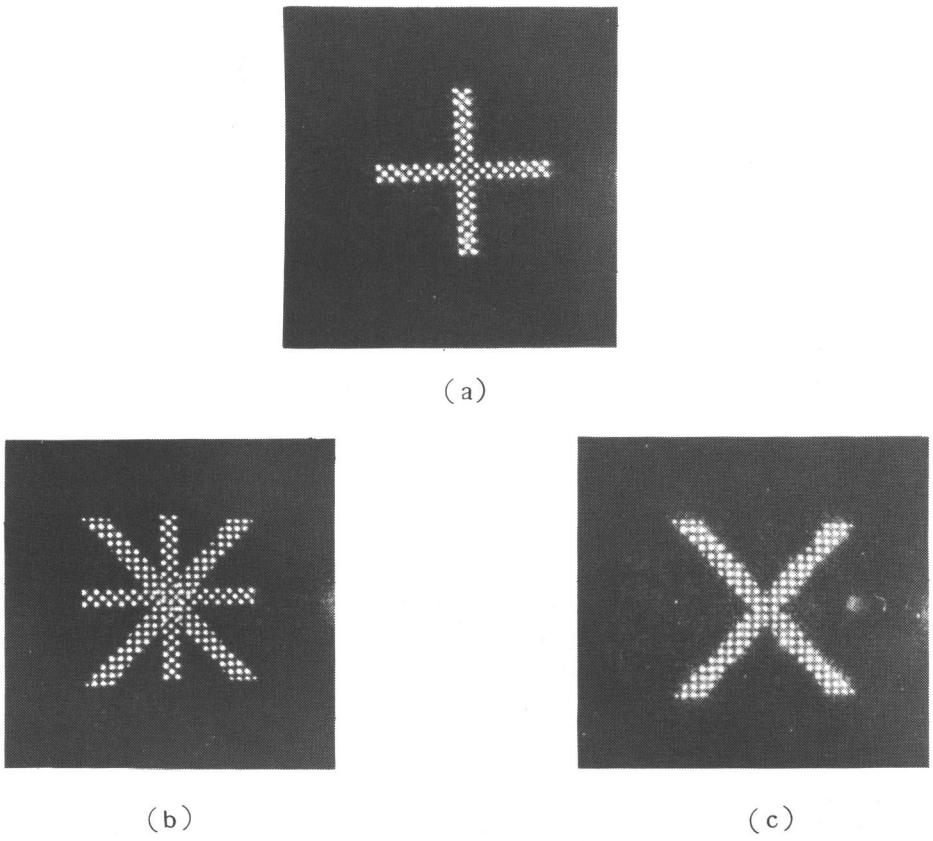


Fig. 3.15　Rh添加$LiNbO_3$における還元処理後の自然消滅特性

光消去特性ならびに記憶寿命にみられた2段階の減衰特性は還元処理後の試料に2種類の捕獲中心，たとえば酸素空孔に起因する不安定なものとRh不純物による安定なもの，の存在を予想させる。

以上述べたように，Rh添加と酸素空孔の形成とを併用することにより，記録および消去の感度をいちじるしく改善することができた。この性質を利用すると，消去の過程を省略してホログラムを実時間に書替えることが可能となる。Fig. 3.16にこの直接書替えの実験結果を示す。同図において(a)は物体としてパターン「＋」を用いてホログラムを記録したときの再生像である。つぎにそのホログラムが記録されている同一場所に物体としてパターン「×」を用いて再度ホログラムを記録すると，(b)にみられるよう



(a)　　(b)　　(c)

Fig. 3.16　直接書替えの実験結果

に「＋」と「×」の両パターンが同時に読出される。引続いてパターン「×」のホログラム記録を継続すれば，はじめに記録したパターン「＋」の再生像強度は次第に減衰し，ついには(c)のようにパターン「×」のみとなって書替えが完了する。現在のところ書替え時間に10秒程度要している。光照射による消去過程を省く，このような直接書替えは現像処理を行うことなく即時に記録像が読出し得る，実時間動作の可能な$LiNbO_3$に特有の機能である。[36]

3.6.2　Cuの熱拡散による方法

前節では還元処理によって記録・消去感度が改善できることを示した。しかしこの場合記憶寿命に2段階の消滅特性が現われ，回折効率の数10%が短時間に失われる欠点があった。そこで酸素空孔と同様の働きをするとともに，熱的により安定な第2の不純物添加を検討した。この第2の不純物としては，Phillipsら[25]が光感度の向上に有効であることを指摘したFeやCuが考えられる。その添加方法としては，結晶育成時に

混入させる方法と熱拡散が考えられるが，ここではCuを結晶面から熱拡散する方法をとった。[29]

試料の作成には，光学研磨した厚さ1mmの結晶板に高純度のCuを10^{-4} Torr 程度の真空中で蒸着し，つぎにこのCuの付着した試料を大気中で約10時間加熱した。拡散温度は750℃，850℃および950℃の3点に設定した。拡散処理を行った結晶板には厚さ数100μmの茶褐色のCu拡散層が試料表面近傍に形成される。Fig. 3.17に拡散処理後の試料断面の顕微鏡写真を示す。拡散層の厚みは拡散温度と熱処理時間とに

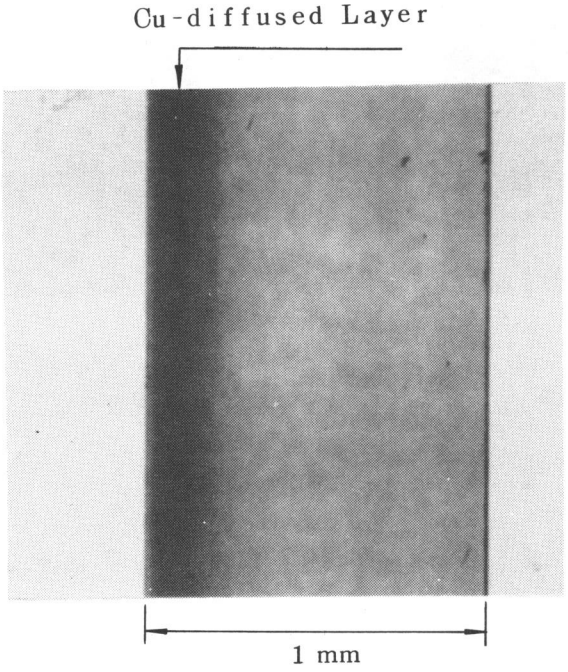
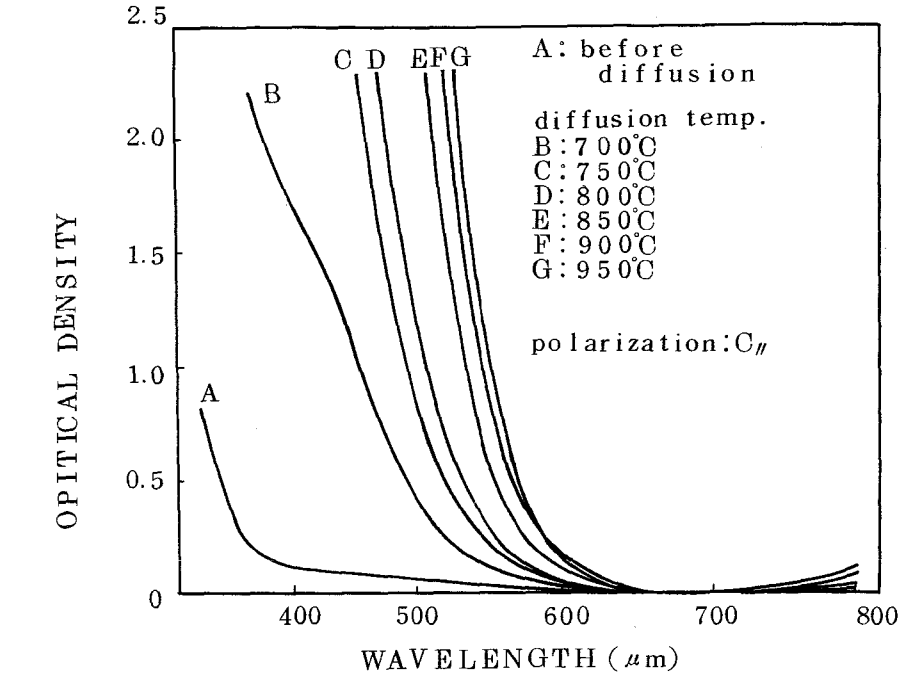


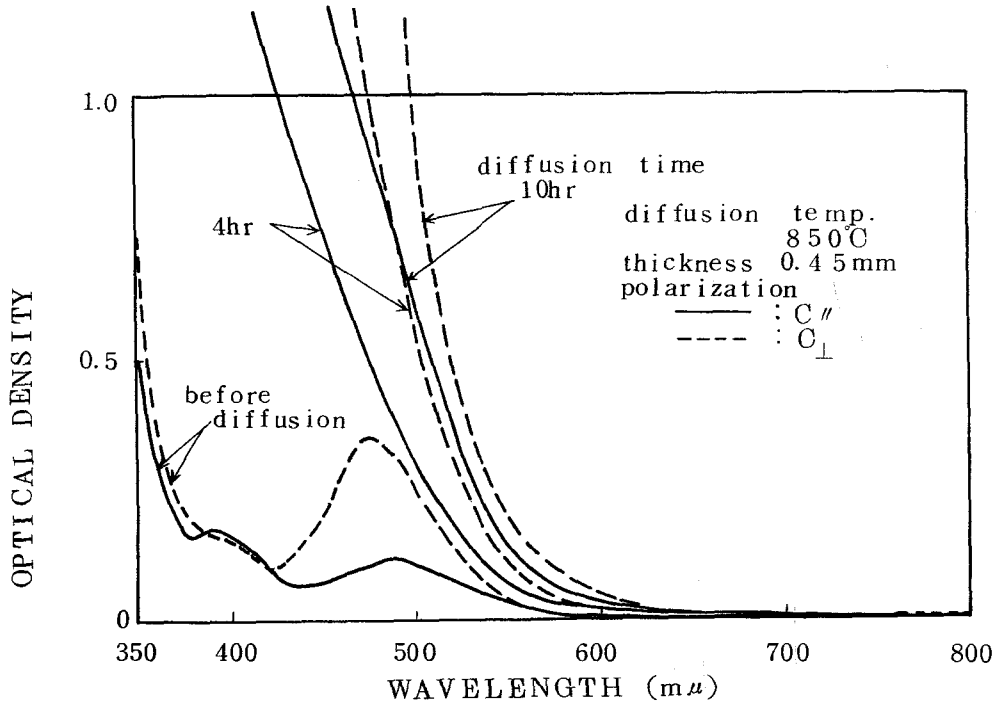
Fig. 3.17　Cu拡散層断面の顕微鏡写真
（拡散温度　950℃）

大きく依存し，拡散温度が高いほど，また熱処理時間が長くなるほど増加する傾向にある。

Rhを含まない結晶にCuが拡散されると見かけ上，3500Å付近の吸収端が長波長側に移動し可視光の吸収が増える。Fig. 3.18(a)に拡散前後の光吸収スペクトルを示す。吸収端のずれは拡散温度が高いほど大きくなり，拡散温度950℃のものでは5500Å付近まで達する。これはCuが$LiNbO_3$のバンド構造とより密接に関係するような形態で混入するためであろう。



(a)



(b)

Fig. 3.18　Cu拡散前後の光吸収スペクトル

(a)　無添加$LiNbO_3$　　(b)　Rh添加$LiNbO_3$

一方，Rh添加結晶にCuを拡散した場合の吸収スペクトルについてもFig. 3.18(b)に示すように吸収端が長波長側に移動する。

Fig. 3.19は拡散温度950℃および750℃，厚さ1mmのRh添加結晶中に形成さ

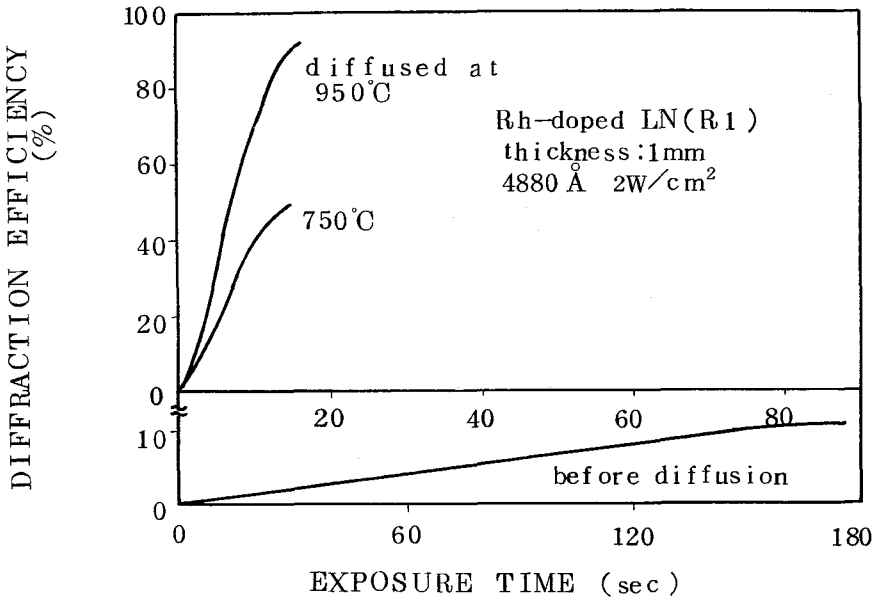


Fig. 3.19　Rh添加$LiNbO_3$におけるCu拡散前後のホログラム記録特性

れたCu拡散層へのホログラム記録特性を示す。比較のために拡散前の同試料における特性も示してあるが，拡散処理によって記録感度および最大回折効率が大幅に改善される。たとえば拡散温度950℃の試料では，回折効率はArレーザ光の露光と同時に立上り数secで回折効率30%が得られ，回折効率の飽和値は理論的に予想される100%近い値まで達している。これに対して拡散前までは最大回折効率10%を得るのに180sec近くも要している。一般にホログラムの回折効率は試料厚みの大きいほど高くなり得るが，拡散層の場合には数100μmが有効な厚みとなるため，同一の厚みに対してはこの改善の度合はもっと大きいと考えられる。また，前節で述べた還元処理の場合と比較しても大幅に向上している。拡散温度750℃の試料は，950℃の試料と比較して記録感度ならびに最大回折効率が低下しているが，これは拡散温度が低いため拡散層の厚みが薄く，記録されるホログラムの実質的な厚みが小さいためと考えられる。

Fig. 3.20に拡散処理を行った試料の光消去特性を示す。これよりCu拡散層では10secの露光で回折効率は初期値の半分以下に減少し，拡散前と比較してきわめて消去

されやすくなっていることがわかる。

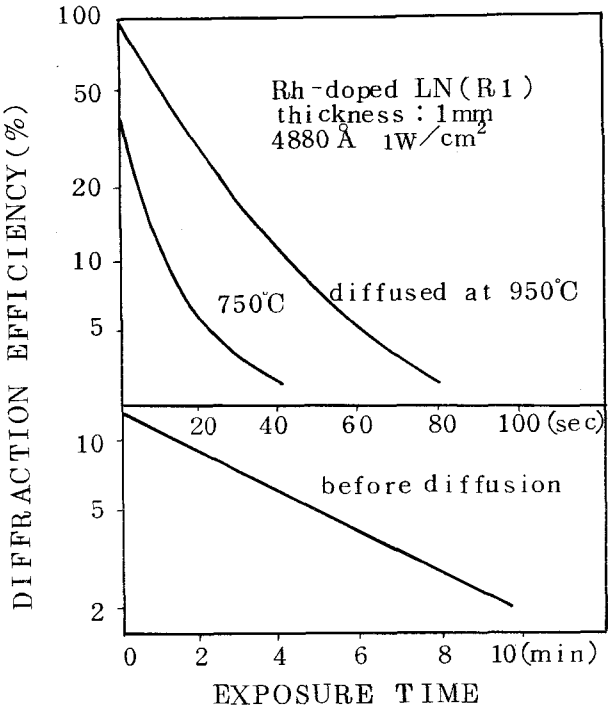


Fig. 3.20　Rh添加$LiNbO_3$におけるCu拡散前後の光消去特性

不純物を含まない$LiNbO_3$に形成されたCu拡散層においても，Rh添加結晶の場合と同様に記録・光消去の感度はきわめて高いが，ホログラムの記憶寿命が逆に劣化する。すなわち，Fig. 3.21に示すように記憶寿命は非常に短く，10分程度の自然放置で回折効率が初期値の10数%にまで減衰する。

一方，Rh添加結晶に形成されたCu拡散層では，45日経過後においても初期の25%を維持することができる。

なおRh添加および不純物を含まない結晶を，拡散時と同一条件で熱処理しても光吸収特性および光感度には顕著な変化はみられないことから，これらの諸特性は高温時のアニーリング処理に起因するものではないと判断される。またFig. 3.22に示される体積形ホログラムの再生角選択性からも，拡散後に記録されたホログラムは拡散前のものに比べてきわめて厚みの小さいものであることがわかる。この拡散層ホログラムの特徴として，ホログラム記録に使用した波長と異なる波長での読出しが可能なことがあげられる。Fig. 3.23はパターン「A」をArレーザの4880Å光で記録した後，Arレ

ーザ（４８８０Å）およびHe−Neレーザ（６３２８Å）の２光束で同時に読出した再生像て

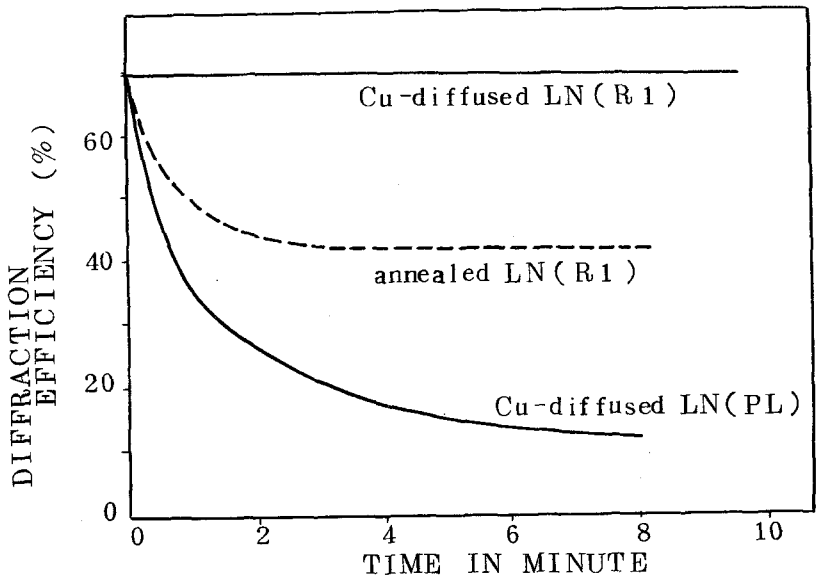


Fig. 3.21　各処理後の自然消滅特性

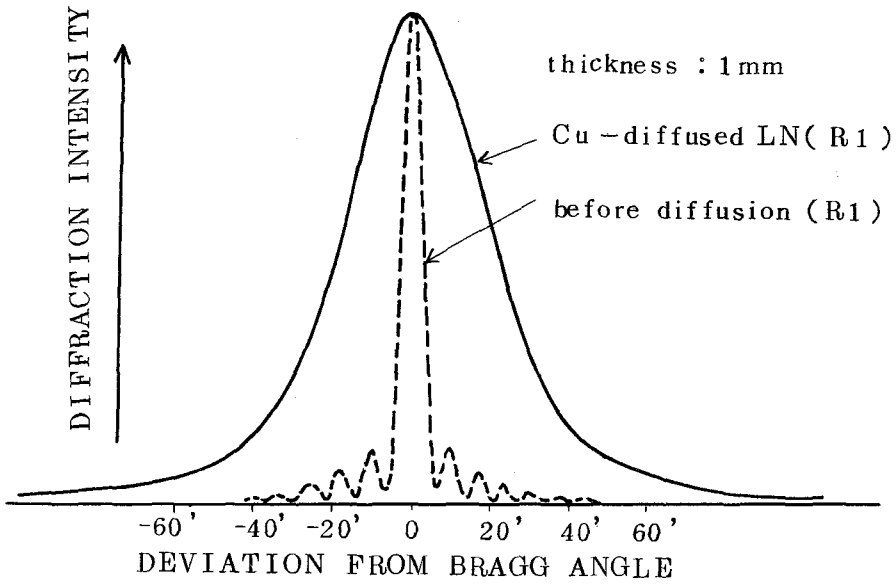


Fig. 3.22　Rh添加$LiNbO_3$におけるCu拡散前後のホログラム再生角選択性

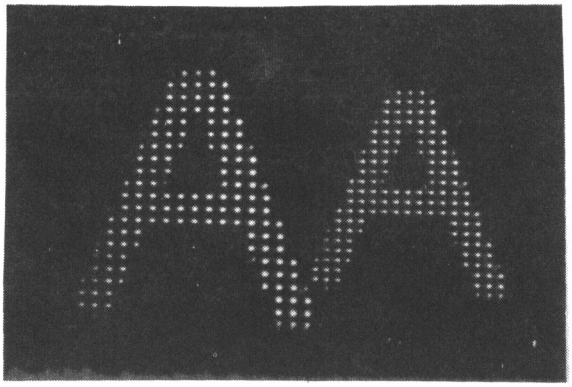


Fig. 3.23　Arレーザ光(右)とHe−Neレーザ光(左)による
ホログラム同時再生

ある。He−Neレーザ光での再生像はArレーザ光とは角度的に分離し，読出し時と記録時の波長比6328／4880だけ拡大される。このようにHe−Neレーザでのホログラム読出しが可能になれば，熱定着の処理を行わなくても非破壊読出しが可能となる。[36]

3.7　結　び

Rh添加$LiNbO_3$単結晶について，可逆ホログラム記録材料としての諸特性を不純物を含まない従来の結晶のそれと比較検討し，特性の改善策を述べた。得られた結果をTable 3.1にまとめる。添加されたRh不純物は主として記憶の長寿命化に寄与し，記録・消去などの光感度の向上にはあまり寄与しない。しかし，このRh不純物を酸素空孔やCu不純物と共存させると光感度もいちじるしく向上する。とくにRh添加結晶中に形成されたCu拡散層は光感度が高く，高い回折効率が得られ，記憶寿命も長い。その上He−Neレーザ光による非破壊読出しが可能になるなど可逆ホログラム記録材料として極めて都合のよい性質を有している。

今後は，光感度のよりいっそうの向上と自然消滅の防止，高品質の母体結晶育成，不純物添加技術の確立などの検討を進めるとともに，$LiNbO_3$に記録されたホログラムの特徴を十分生かし得る光応用装置の構成なども追求してみる必要があろう。

書替え性と並ぶもう1つの特徴である多重記録機能については，光照射によってすでに記録されているホログラムが消滅するので，困難であるとされていた。しかし最近，500個という多数のホログラムを多重記録できたという報告がある。[46] これはFe添加$LiNbO_3$を160℃に加熱した状態で，試料を順次回転しながらホログラムを書き込み，その後，

室温に戻して熱定着したものである。また，多重記録されたホログラムを選択的に消去できるという報告もあり,[47] 今後の研究成果が期待される。

Table 3.1　$LiNbO_3$ のホログラム記録特性

	従来の無添加 $LiNbO_3$	Rh添加 $LiNbO_3$	還元処理		Cu拡散	
			無添加	Rh添加	無添加	Rh添加
記録感度（回折効率10％）	～300 J/cm^2	～100	～30	1～5	1～5	1～5
書込み時間（2W／cm^2）	～150sec	～50	～15	1～5	1～5	1～5
光消去時定数（1W／cm^2）	～60 sec	～300	10	5	1～5	20
最大回折効率	～10 %	～40	～20	～60	～60	～80
記憶寿命（時定数）	～15days	30～300 days	～15days	2段階の劣化	1min以下	～30days
加熱定着	可	可	不可	不可	不可	不可

第4章　$LiNbO_3$ホログラムによる電気光学光変調

4.1　序

近年レーザ光を応用したホログラフィック・メモリおよび光集積回路の発展に伴い，その重要な構成要素の1つである，レーザ光の強度を電気的に制御する光変調素子あるいは光スイッチに対して種々のものが考案され，かつ実験が進められている。それらのいくつかは$LiNbO_3$や$LiTaO_3$などの電気光学結晶を基板として，その表面に取り付けられたインタディジタル電極への電圧印加,[48]あるいは弾性表面波,[49]または超音波の伝搬[50]により，基板内に周期的な屈折率分布を作成し，つぎにその領域に入射されたレーザ光が相互作用を受け，回折される現象を動作原理として利用している。回折現象を引き起こす，これらの周期的な屈折率分布の周期は，インタディジタル電極の作成条件あるいは超音波，弾性表面波の励起条件などから制限を受け，余り小さくすることはできない。このため現在実現されている光強度変調のためのレーザ光偏向角度は高々数度であり，光変調素子としてのS／Nを高めるには新たな工夫が必要とされ，またこれを多段に配列してレーザ光の多段光分岐素子を構成することも困難であった。

一方，周期的な屈折率分布は，$LiNbO_3$単結晶の光誘起屈折率変化現象を用い，ホログラフィ技術で容易に作成することができ,[24],[25]その周期も干渉させる2光束のレーザ光の開き角を調整するのみで任意の値に設定できる。すなわち，偏向角度は任意に変えられる。この$LiNbO_3$単結晶などに作成された位相回折格子は必然的にBragg反射となることから，回折効率が高い点に加えて読出し光の角度選択性が急峻であることが特徴となる。[40]すなわちBragg角入射時に最大の回折効率が得られ,これからずれるに従って急激に回折効率が減少する性質を有する。また$LiNbO_3$単結晶では，結晶外部から電圧を印加することにより結晶の屈折率を変化させることができる。[58]

この2点の特性を組み合わせることにより，任意に設定可能な大偏向角度がとれることを特徴とした光変調素子の構成を考えることができる。[51]

本章においては，以上の特徴を有する光変調素子について検討した結果について報告する。[52],[53]はじめに光変調の原理について述べ，つぎに2，3の基本構造を検討した後，試作した素子の特性について述べる。おわりにこの光変調素子の光走査素子や光情報読出し装置としての応用について述べる。

4.2 理　論

4.2.1 動作原理

光変調の動作原理は$LiNbO_3$単結晶に記憶された体積形ホログラムの再生角の選択性が急峻であること，ならびに$LiNbO_3$の電気光学効果により結晶内の屈折率を変化させ得ることの両者に基づいている。

はじめに体積形ホログラムの記憶されている媒体（結晶）の屈折率が変化した時に，このホログラムを読出すためには再生光の読出し角（Bragg角）をどのように変化させる必要があるかについて数式的に導こう。Fig. 4.1においてホログラム記録媒体の屈折率をn_2および周辺の屈折率をn_1（もし空気中ならば，$n_1 = 1.0$）とする。波長

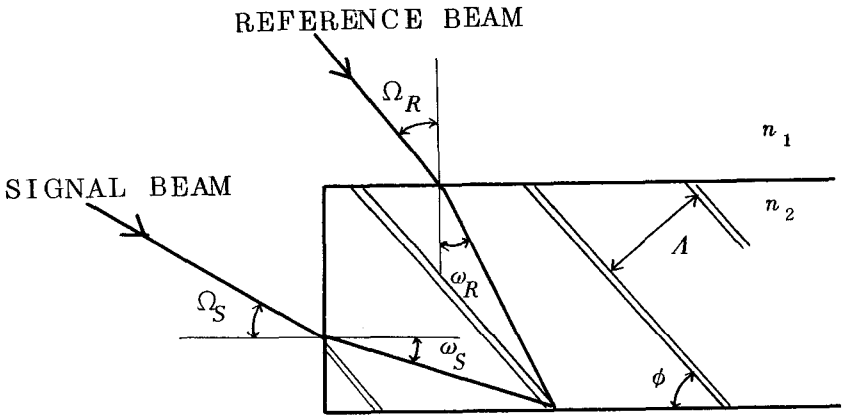


Fig. 4.1　体積形ホログラムの解析

λ_aのレーザ光を信号光と参照光の2光束に分離し，Fig. 4.1のように媒体の相隣り合う2面にそれぞれ入射角Ω_SおよびΩ_Rで入射させる。媒体内に入射された2光束のレーザ光は互いに干渉し，その強度分布に応じた屈折率分布を引き起こす。この結果形成された位相回折格子の周期（格子間隔）をΛ，傾きをϕとする。また2光束の媒体内での入射角をそれぞれω_S，ω_Rとすれば，

$$\cos(\omega_R + \phi) = \lambda_a / 2 n_2 \Lambda \qquad (4.1)$$

が導かれる。但し，$n_1 = 1.0$とした。これはBragg式と呼ばれる。[40] つぎにSnellの法則により媒体外の角度を用いて（4.1）式を書直せば，

$$\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \Omega_R} \cdot \cos\phi - n_1 \sin\Omega_R \sin\phi = \lambda_a / 2\Lambda \qquad (4.2)$$

となる。いまn_1, λ_a, ϕ, Λは一定であると仮定し，媒体の屈折率をΔn_2だけ変化した状態でBragg式を満足するためには，参照光すなわち読出し光の入射角（Bragg角）を$\Delta\Omega_R$だけずらす必要が生じる。このΔn_2と$\Delta\Omega_R$との間には次式の関係が成立する。

$$\Delta\Omega_R = M\,\Delta n_2 \qquad (4.3)$$

$$1/M = (n_1/n_2)\cos\Omega_R\left(\tan\phi\cdot\sqrt{n_2^2 - n_1^2\cdot\sin^2\Omega_R} + n_1\cdot\sin\Omega_R\right) \qquad (4.4)$$

すなわち，読出し光の入射角がもとのまま固定されている状態で，媒体の屈折率がΔn_2だけ変化すると，この入射角Ω_RはBragg角から$\Delta\Omega_R$だけずれることを意味し，Mは倍係数（Multiplicative Coefficient）である。

ここで注意しなければならないことは，$\phi = \pi/2$の時には（4.4）式において$M = 0$となり，屈折率変化Δn_2は読出し光のBragg角ずれ$\Delta\Omega_R$を引き起さない点である。これは通常のホログラム作成に用いる条件，信号光と参照光が媒体の同一面に入射し，回折格子がその面に垂直に出来る場合である。これについては後で数値例を示し補足説明する。

一方$LiNbO_3$単結晶のごとく，通常の写真乾板などに比べて十分厚みのある媒体に記録されたホログラムは体積形と呼ばれ，その特徴の1つに角度選択性が急峻であることが挙げられる。すなわち読出し用の光ビームの入射角がBragg角から若干ずれるのみで回折効率（回折光の強度）は急激に減少する。この様子をFig. 4.2に示す。これはKogelnik[40]による解析結果であるが，横軸ξはBragg角からずれ$\Delta\Omega_B$に相当するものであり，縦軸はその時の回折効率が規格化されて示されている。νは回折格子の変調度合を表わすパラメータである。Bragg角からのずれが大きくなるにつれて回折光強度が減少することが示され，$\xi \approx 3$でほぼ零になることがわかる。Kogelnikに従えばこの場合のBragg角のずれは，

$$\Delta\Omega_B \approx \Lambda/T \qquad (4.5)$$

で与えられることが導かれる。

ここでΛは回折格子（干渉縞）の間隔，Tはホログラムの厚み，すなわち回折格子の

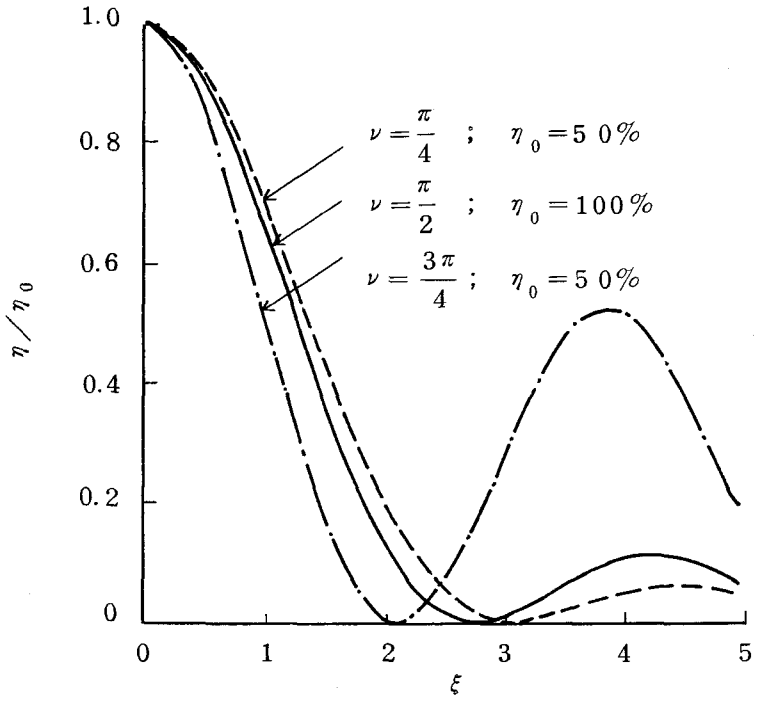


Fig. 4.2　体積形ホログラムの角度選択性

η / η_0 ：　相対回折効率

$\xi = \delta (2\pi n_0 / \lambda_a) T \sin\theta_0$

$\nu = \pi n_1 T / \lambda_a \cos\theta_0$

δ ：Bragg角からのずれ，λ_a ：大気中の波長

T ：媒体の厚み，θ_0 ：媒体中のBragg角

n_0 ：媒体の屈折率，n_1 ：屈折率の変調振幅

（Kogelnik[40]による。）

有効長である。例えば$\Lambda = 1\,\mu m$，$T = 1mm$とした場合には$\Delta\Omega_B \approx 1.0 \times 10^{-3}$となるが，本変調素子ではこの角度選択性を出来るだけ急峻にすることが重要である。

したがって$LiNbO_3$の電気光学効果によって屈折率がΔn_2だけ変化すれば，(4.3)式で与えられる角度$\Delta\Omega_R$のみ読出し光はBragg角からずれ，そのずれの大きさが(4.5)式で与えられる程度になれば，Bragg反射は生じなくなり，回折光の強度は零となる。すなわち光スイッチ的な動作が可能となる。

4.2.2　$LiNbO_3$の電気光学効果

$LiNbO_3$単結晶は点群3mに属する強誘電体結晶であり，顕著な電気光学効果を示す。[58] すなわち結晶外部から電界を印加することにより結晶内の屈折率を変化できる。

電気光学効果については第2編第2章において詳しく述べる。もっとも効率よい屈折率変化は，電界方向がZ軸方向で，かつ異常光線（n_e）に対して得られる。この場合の屈折率変化は，

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E \qquad (4.6)$$

で与えられる。ここでn_eは異常光線に対する屈折率，r_{33}は電気光学係数，EはZ軸方向の電界である。例えば$LiNbO_3$の場合$E = 10$kV／cmに対し，$\Delta n_e = -1.64 \times 10^{-4}$の屈折率変化が得られる。

4.2.3　$LiNbO_3$ホログラムの特徴

体積形ホログラム記録材料としての$LiNbO_3$単結晶の特性についてはすでに第3章において詳しい検討がなされているが，ここでは光変調に応用する際に考慮しなければならない事項について若干述べる。

(i)　「光誘起屈折率変化」の光学的異方性

体積形ホログラムは$LiNbO_3$の光誘起屈折率変化により記録される。この現象は結晶の自発分極の向きや電気光学テンソルによって大きな異方性があるので，作成する回折格子（干渉縞）の向きと結晶軸とを適当に選ぶ必要がある。[17], [36]
すなわち第3章Fig. 3.6に示されているように，回折格子の向きと結晶軸とが直交している時もっとも効率よく回折格子が作成され，それからずれるに従い効率は半減する。したがって回折格子を作成するには，結晶軸に対して回折格子をできるだけ直交するようにしなければならない。

(ii)　空間周波数特性

光誘起屈折率変化は固体電子的な機構に基づいているため，通常の写真乾板以上の高い解像度を有している。この性質はこの現象をホログラム記録に用いる上で重要な長所となる。第3章Fig. 3.7に示したように2500本／mm程度までほぼ一様な回折効率を得ることができる。[36] 通常のホログラム作成時においては，参照光と信号光の両光束は結晶の同一面から入射されることが多い。両光束の開き角を2θ（媒体外），波長をλとすれば，その時作成される回折格子の空間周波数は$1/\Lambda = 2\sin\theta/\lambda$で与えられる。例えば$2\theta = 90°$としても$\lambda = 4880$Åに対して$1/\Lambda \approx 2900$本／mmとなり，2500本／mm程度の分解能を有していればホログラム記録材料として大低の場合十分であると考えられ

る。しかしFig. 4.1に示した配置のように結晶の相隣り合う2面から2光束を入射し，回折格子を作成する場合には結晶の屈折率が直接影響するため，2500本／mmを大幅に上まわる空間周波数が必要となる。たとえば，2光束が結晶内で直交するとすれば，$1/\Lambda \approx$ 6400本／mmとなり，注意を要する。回折光強度の変調を行う場合には，回折効率が減少することは回折光強度そのものが弱くなり，入射光ビームに対する変調度の低下を意味するから，問題がある。

4.2.4 基本構造

光変調を行うための具体的な2，3の基本構造を考え，その特徴について述べる。基本構造の設計上で考慮しなければならないことは，

(1) 倍係数Mが十分大きくとれること，

(2) 角度選択性が急峻であること，換言すれば回折格子の有効長が大きいこと，

(3) 回折格子の空間周波数は結晶の解像度（約2500本／mm）以下であること。

(4) 回折格子面と結晶軸は直交すること，

(5) 印加電界の方向は結晶軸に平行であること，

などであり，その上で偏向角度すなわち透過光と回折光とのなす角度を設定する必要がある。

(i) Aタイプ[51]

Fig. 4.3はバルク形の変調素子であり，回折格子を作成する参照光と信号光の2光束はそれぞれ相隣り合う2面から入射し結晶内で干渉する。電圧印加のた

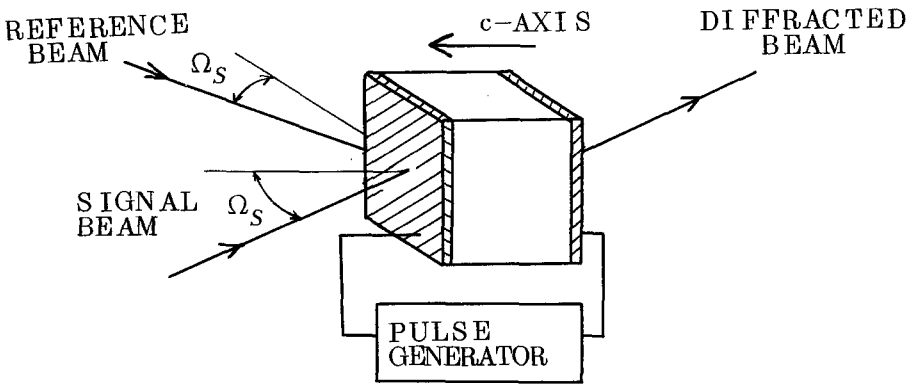
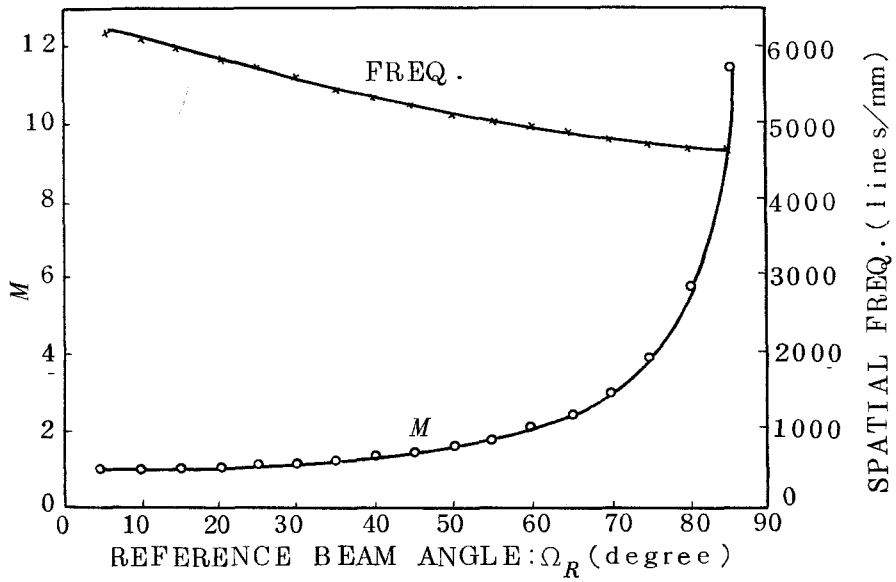


Fig. 4.3 バルク形変調素子（Aタイプ）

めの電極は図の斜線部に示したように，c軸と相対する2面とし，それらは透明

電極とする必要がある。この構造は偏向角度が大きくとれることが特徴であり，原理的には９０° 以上も可能である。また読出し光（参照光）の進行方向に対する結晶の厚みを大にすることにより，回折格子の有効長Tが大きくなり，（4.5）式より角度選択性は急峻にできる。ところが図からも明らかなように結晶のｃ軸と回折格子面とは直交ではなく，大きくずれている。このため光誘起屈折率変化の光学的異方性から十分な回折格子を作成することはできない。印加電界がｃ軸方向からずれることを犠牲にした結晶カットを行い，光学的異方性を補償しても得策ではない。また透明電極を使用することから，読出し光の入射エネルギーが吸収され実質的な変調効率は低下する。

Ｆｉｇ．4.4にこの構造において必要とされる回折格子の空間周波数と倍係数Mの大きさを示す。信号光は結晶面に垂直に入射し，相隣り合う面に入射された参



Ｆｉｇ．4.4　倍係数と空間周波数

（Ａタイプ，$\Omega_s=0°$）

照光の入射角Ω_Rを5° から８5° まで変化させた場合の計算結果である。Mは１以上の値が得られているが，空間周波数は４５００本／mm以上必要であることを示し，解像度の点でも問題がある。

(ii)　Ｂタイプ

Ｆｉｇ．4.5は同じくバルク形の変調素子であるが，回折格子を作成する参照光と信号光の２光束は結晶の同一面に入射し干渉する。したがって回折格子面は図に示されているように結晶面にほぼ垂直に生じるから，ｃ軸とは直交する。また

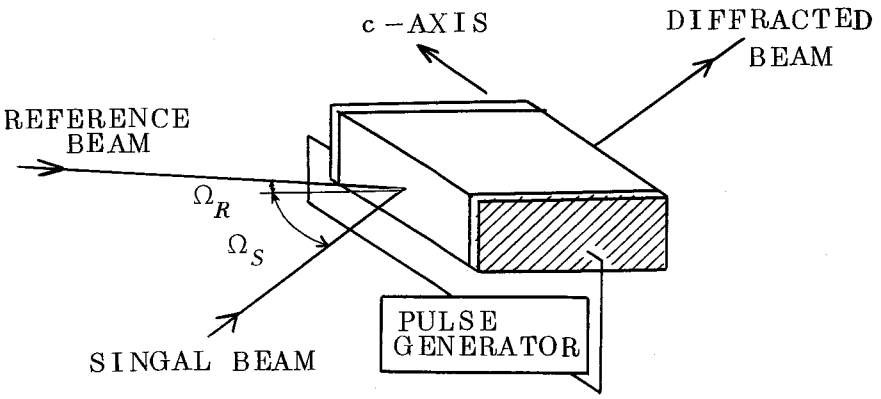


Fig. 4.5　バルク形変調素子（Bタイプ）

電圧印加のための電極は図の斜線部で示したように，両端面に付ければよく透明電極は不要となる。一例として，信号光が入射角（Ω_S）45° で入射し，同一面に入射した参照光の入射角（Ω_R）を－40°～80° まで変化させた場合の空間周波数と倍係数との関係をFig. 4.6に示す。2光束が同一面に入射し開き角

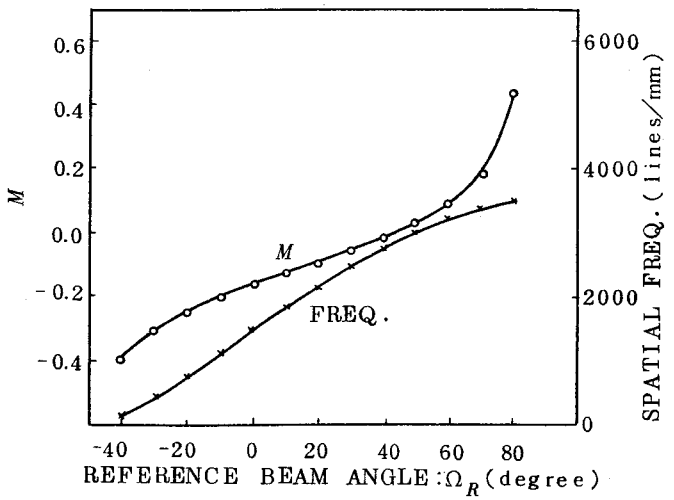


Fig. 4.6　倍係数と空間周波数

（Bタイプ，Ω_S＝45°）

はそれほど大きくならないから，図からも空間周波数はたかだか3500本／mmとなり解像度の点からはよい。しかし倍係数Mの大きさは，Aタイプと比較して1桁小さくなり効率が低下する。とくに参照光がΩ_R＝45° で入射し，信号光の入射角と等しくなった時，すなわち，回折格子が結晶面に垂直に作成された場合

には倍係数Mは0となり，光変調が行われないことに注意する必要がある。このことは4.2.1節で指摘したように，回折格子の傾き$\phi = \pi/2$の時に相当する。

(iii) Cタイプ[52]

さきに示した2種の構造では空間周波数や変調効率の点で満足できる特性を有する変調素子を構成することは困難である。そこで新たにFig. 4.7に示すプレ

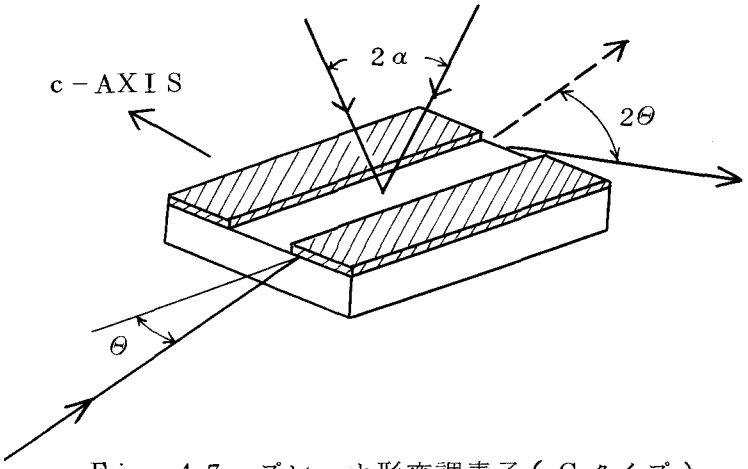


Fig. 4.7 プレーナ形変調素子（Cタイプ）

ーナ構造を考案した。すなわちプレート状の結晶上面に適当な間隙をもつプレーナ電極を作成し，この電極間隙と結晶のc軸とを直交させる。この結晶上面から，屈折率変化を誘起させる2光束のレーザ光を交差させて入射し，電極間隙下の表面近傍に回折格子を作成する。この時回折格子面は電極間隙と平行になるようにする。また印加電圧による電界はほぼ結晶表面近傍のみに局在するであろうから，この部分のみに回折格子があればよい。つぎに結晶の入射端面から読出し用のレーザ光を入射し，回折格子による回折光を変調しようとするものである。ただしこの時注意しなければならない点は，Fig. 4.8に示されているように読出し用

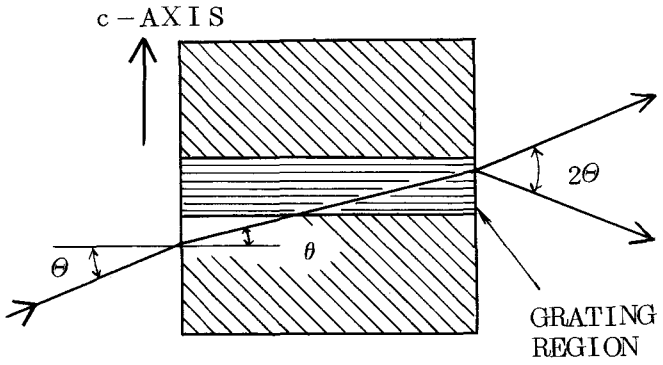


Fig. 4.8 読出し光の入射方法

レーザ光が直接回折格子部に入射されるのではなく，一旦電極下の部分を通過してから回折格子部に導かれることである。なぜならばこの場合には回折格子面が結晶の入射端面にほぼ垂直に作成されているため，（4.4）式で$\phi = \pi/2$ に相当し，直接回折格子部に入射すると変調動作がおこらないためである。

読出し光の屈折角をθとし，（4.4）式で$\phi = 0$とすれば，Mは次式で与えられる。

$$M = \frac{n_2}{n_1^2} \quad \frac{2}{\sin 2\theta} \qquad (4.7)$$

ここでn_2は回折格子部，n_1は電極下部の屈折率である。ところが電圧を印加しない状態では$n_1 = n_2$であるから，電圧印加時の回折格子部の屈折率変化をΔnとすれば，$n_2 = n_1 + \Delta n$と書ける。したがってMは次式となる。

$$M = 2\left(\frac{1}{n_1} + \frac{\Delta n}{n_1^2}\right) / \sin 2\theta \qquad (4.8)$$

回折格子部に入射される角度θに対する倍係数Mと空間周波数との関係をFig. 4.9に示す。空間周波数はたかだか3000本／mm程度であり問題はなく，θが

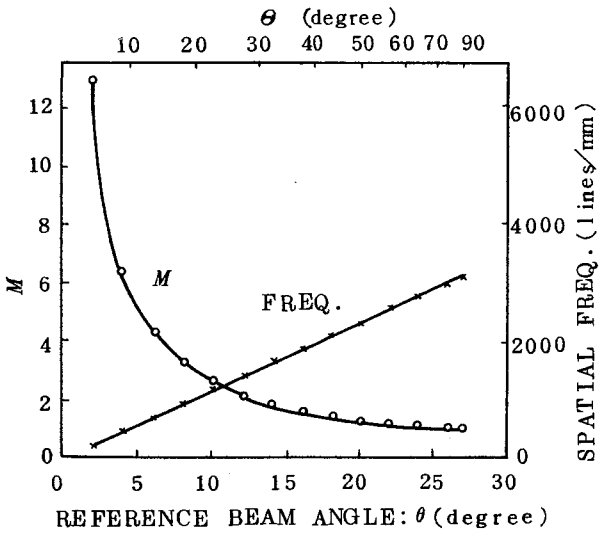


Fig. 4.9　倍係数と空間周波数

（Cタイプ）

比較的小さい範囲ではMは大きくとることができる。この場合の特徴としては回折格子の有効長Tを十分大きくすることができ，角度選択性が急峻になること，

また表面近傍に局在して回折格子を記録すればよいから，書込み用レーザ光のパワーを十分に利用できる。さらに電極間隙は必要最低限に狭くすればよいから変調電圧の低下が期待される。

4.3 実　験

4.3.1 バルク形変調素子

4.2.4節で述べたようにバルク形変調素子であるAタイプは，回折格子の空間周波数，c軸との直交条件，透明電極などの点で多くの問題点を含んでいるが，もっとも基本的な構造であるため，簡単な実験を行い光変調動作の確認を試みた。

試料はRh添加$LiNbO_3$単結晶を使用し，その大きさは約$1 \times 1 \times 2\,mm^3$である。2つのc面（$1 \times 2mm^2$）にAu電極を真空蒸着法により作成し，その内1面はAu薄膜の厚みを薄くすることにより透明電極の代わりとした。Fig. 4.10に光

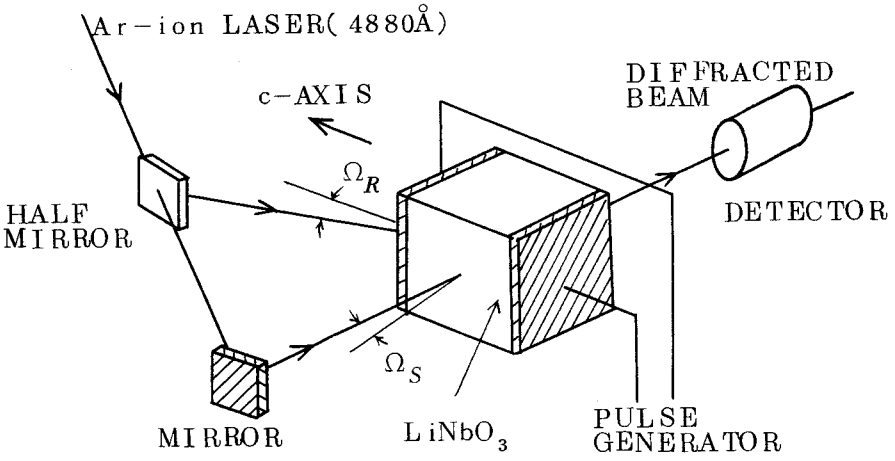


Fig. 4.10　バルク形変調素子（Aタイプ）による光変調実験の光学系

変調実験の光学系を示す。Arレーザの4880Å光を参照光と信号光との2光束に分離し，試料の相隣り合う2面にそれぞれ入射角$\Omega_R = 45°$，$\Omega_S = 5°$で入射させ回折格子を作成した。レーザの光束密度はおのおの$1W/cm^2$である。この条件で作成された回折格子は空間周波数$1/\Lambda = 5200$本/mm程度であり，またc軸に対する直交条件から$\phi = 37°$ずれることになり，高い回折効率を期待することはできない。さらに半透明電極での吸収などによりBragg条件を満足して入射した場合においても，参照光すな

わち読出し光の0.1％程度しか回折光として取り出せなかった。この回折光をフォトマルで検知し，その強度変化をシンクロスコープで観測した。結晶への電圧印加にはCOBAR社製の高圧パルス発生器を使用した。光変調実験の結果の一例をFig. 4.11に示す。同図において上は回折光強度，下は印加パルスを示している。印加パルスの高

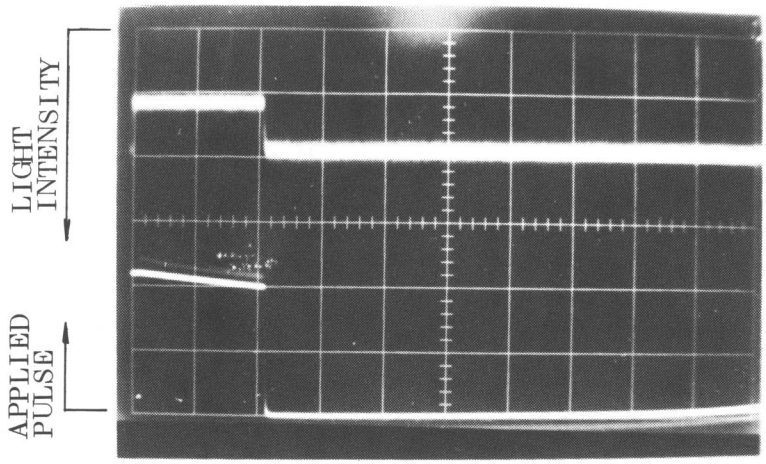


Fig. 4.11　光変調実験結果

上：回折光強度

下：印加パルス（1KV，50μsec幅）

さは1KV，幅は50μsec，繰返し周波数は100Hzである。電圧が印加された瞬間，回折光の強度が減少していることが観測され，その割合は1KVの印加で35％程度であった。この実験から，回折格子によるBragg反射を利用して電気光学光変調が行えることが確められた。

4.3.2　プレーナ形変調素子

つぎに高変調効率が期待でき，かつ光集積回路への応用も考えられるCタイプのプレーナ形構造による光変調を試みた。4.2.4節で詳しく述べたように，この場合には$LiNbO_3$結晶板の表面近傍のみに回折格子が作成されればよい。このためにRh添加$LiNbO_3$単結晶から切出した薄板にCuを熱拡散した。幅4mm，長さ4.5mm，厚さ1mmのc軸を面内に含む薄板を準備し，その一表面に厚さ0.5μm程度のCu薄膜を真空蒸着した後空気中で10時間アニールした。拡散温度は950℃とした。この結果厚み約300μmの茶褐色のCu拡散層が表面近傍に形成される。この拡散層は極めて光誘起屈折率変化が生じ易く，回折格子を局存して記録することができる。[29] このCu拡散側

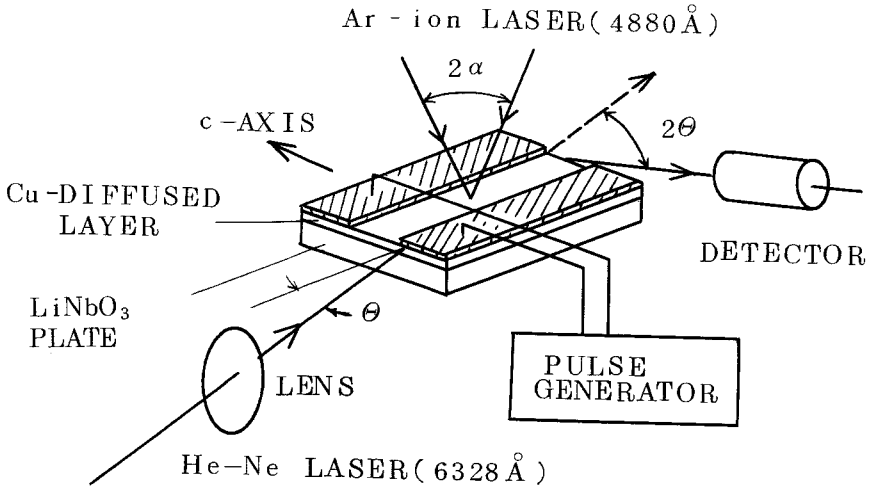
の試料表面にｃ軸と直交する，間隙 $g = 0.8$mmを有するプレーナ電極を作成した。

つぎにＡｒレーザを光源とする２光束干渉光学系を準備し，開き角 2α の２光束が交わる場所にさきの試料を配置する。この時電極間隙が入射面に垂直になるようにし，回折格子を電極間隙にほぼ平行になるようにして作成する。使用したレーザ光の波長は４８８０Åであり，光束密度はおのおの $1\mathrm{W/cm^2}$ である。回折格子を作成した後，入射面内に偏光面をもつHe－Neレーザ光（６３２８Å）を焦点距離ｆ＝１００mm の凸レンズで絞り，回折格子部に入射させる。この時Ｆｉｇ．4.8で示したことに注意する必要がある。すなわち，回折格子部から若干ずらして入射させる。He－Neレーザ光の入射角，屈折角を Θ，θ とすれば，Ａｒレーザ光の波長 λ_{Ar} およびHe-Neレーザ光の波長 $\lambda_{He\text{-}Ne}$ との間には，

$$\sin\alpha / \sin\Theta = \lambda_{Ar} / \lambda_{He\text{-}Ne} \qquad (4.9)$$

$$\sin\Theta = n\sin\theta \qquad (4.10)$$

なる関係式が成立する。ここで α はＡｒレーザ光の入射角，n はＬｉＮｂO_3 板の屈折率である。読出し光にHe－Neレーザを用いたのはＬｉＮｂO_3 の光誘起屈折率変化は長波長光に対して低感度であるためである[17]。光変調の実験光学系をＦｉｇ．4.12に示す。



Ｆｉｇ．4.12　プレーナ形変調素子（Ｃタイプ）による光変調の実験系

He－Neレーザ光の入射角がBragg条件（4.9）式を満足している時には試料の出射端面から回折光が取出される。透過光と回折光となす角は 2Θ であり，この角度がいわ

ゆる偏向角度に対応する。この回折光をフォトマルで検知し，その強度変化をシンクロスコープで観測する。

実験においては偏向角度を $2\theta = 45°$ と設定したため，これに必要なArレーザの入射角は（4.9）式から $\alpha \approx 17.2°$ となった。またこの時作成される回折格子の空間周波数は $1/\Lambda = 1210$ 本／mmとなり，Fig. 4.9から倍係数 $M \approx 2.7$ であった。電極間隙への電圧印加にはCOBAR社製の高圧パルス発生器を使用した。実験結果の一例をFig. 4.13に示す。同図において上は回折光強度であり，下は印加パルスを示す。印加パルス

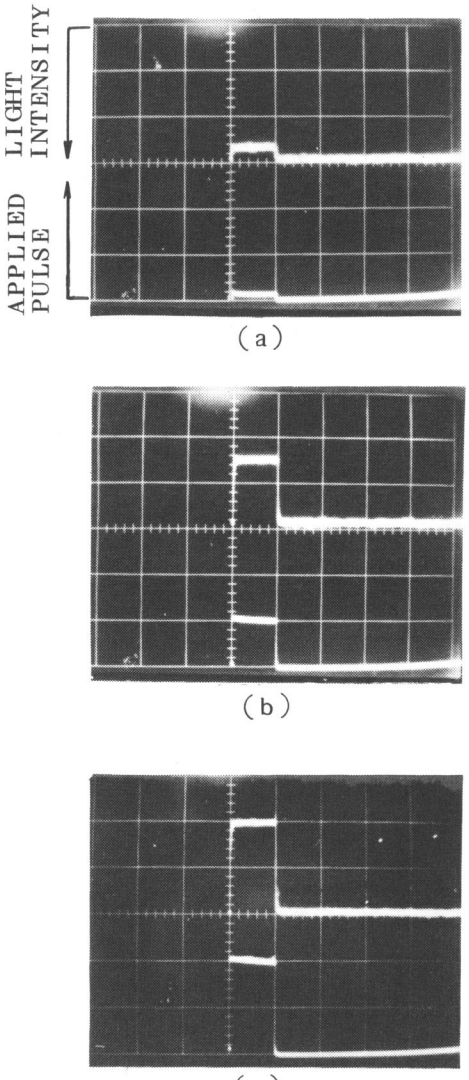


Fig. 4.13　実験結果

上：回折光強度　　下：印加パルス（50 μsec 幅）

(a)　100V　　(b)　500V　　(c)　1KV

スの幅は50 μsec，繰返し周波数100Hzである。(a)は印加電圧100Vの場合であり，

電圧が印加された瞬間，回折光の強度が減少することがわかった。この減少の割合，すなわち変調度は１０％であった。(b)は印加電圧５００Vの場合であり，変調度は５０%，(c)は印加電圧1KVであり，変調度は約６５%であった。

この実験結果について計算値と比較してみる。Arレーザ光の入射角は$\alpha \approx 17.2°$であるから，作成される回折格子の格子間隔は$\Lambda = \lambda_{Ar}/(2\sin\alpha) = 0.83\mu m$となる。また回折格子が電極間隙の長さ方向に十分作成されているとすれば，その長さはT=4.5 mmとしてよい。したがって回折光強度がほぼ零になるBragg角のずれは（4.5）式から$\Delta\Omega_B \approx$ 0.18mradとなる。一方電極間隙g = 0.8mmに５００Vの電圧が印加された場合に，回折格子部に一様な電界E = ５００V／0.8mmが印加されるとすれば，（4.6）式から回折格子部に誘起される屈折率変化は$\Delta n = 1.0\times10^{-4}$となる。また，この試料構造では前述したように$M \approx 2.7$であるから，この電界で引起されるBragg角のずれは（4.3）式から$\Delta\Omega_R \approx 0.27$mradとなる。この$\Delta\Omega_R$の値はさきの$\Delta\Omega_B$に比較して1.5倍ぐらい大きい。すなわち５００Vの印加電圧で回折光強度を十分に零にできるはずである。ところが実験的にはFig. 4.14に示すように回折光強度は半減しているのみである。これについては種々の原因があろうが，一つには回折格子の有効長が電極間隙部の長さLよりかなり小さいことが考えられる。これは，回折格子作成のために使用したArレーザのビーム径が電極間隙部の長さより小さいため，およびFig. 4.8で示したようにHe−Neレーザ光が回折格子部の途中から入射されていることが影響している。また一つには，回折格子部に印加されている電界は結晶表面近傍に集中して，結晶内部はかなり小さい値になっていることが考えられる。さらにはHe−Neレーザ光に広がりがあることも影響し，変調効率を低くしているのだろう。

つぎに印加電圧と変調度との関係をFig. 4.14に示す。印加電圧の増加とともに回折光強度の減少割合は大きくなるが，その増加の割合は次第に減少する傾向にあり，1KV以上の印加電圧では飽和状態を示している。これはFig. 4.2に示されているように，Bragg角からのずれが大きいところでは回折効率の減少度合が低下するという，体積形ホログラムの角度選択性に起因していると考えられる。

ところで体積形ホログラムにおいては先に述べたようにBragg角からのずれに対して回折効率は近似的にsinc^2関数的に減少するわけであるから，いまHe−Neレーザ光のはじめの入射角をBragg角から若干ずらした値に設定しておけば回折光強度は低下する。この状態では印加電圧の極性を変えることにより，回折光強度を増加，ある

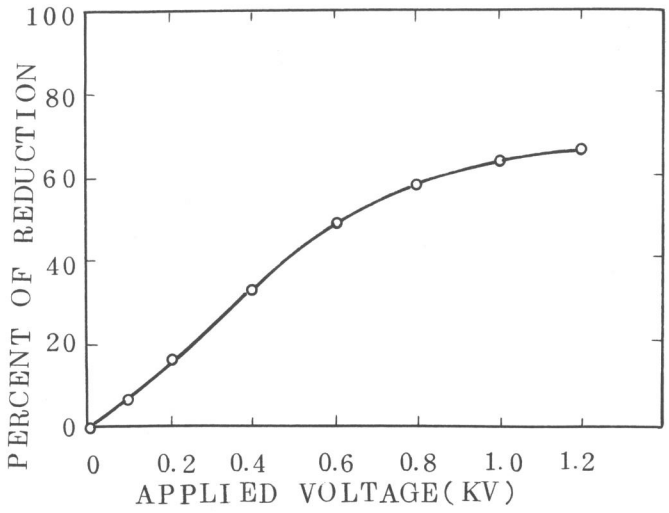


Fig. 4.14　印加電圧と変調度との関係

いは減少のいずれにでも変化できる。Fig. 4.15に実験結果を示す。パルスが印加されていない状態では光強度はFig. 4.13に比較し若干低下している。Fig. 4.15.(a)において光強度が減少する極性を正とすれば，負パルスの印加時にFig. 4.15.(b)に示されるように光強度が増加する。このことは，この変調素子が電圧印加時にオンおよびオフ状態のいずれも動作できる光スイッチを構成できる可能性を意味している。

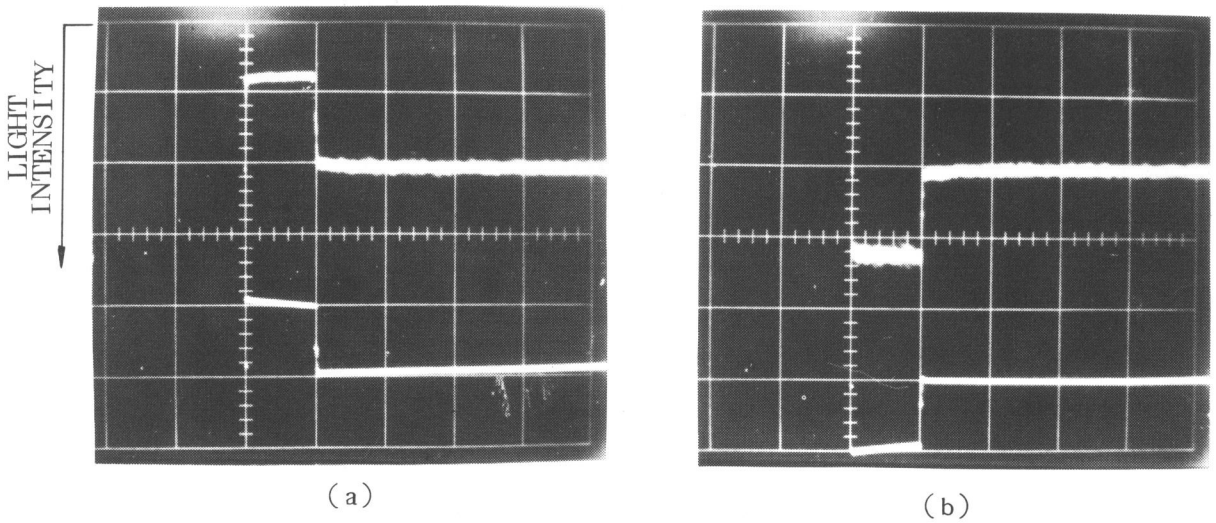


Fig. 4.15　印加パルスの極性の影響

(a)　正パルス　　(b)　負パルス

（500V／div）

4.4　応 用 例

ここで述べた光変調素子は大偏向角度を有する光スイッチを構成できることから単体としての光スイッチから進んで，これを多段に配置することにより光走査素子としての応用も考えることができる[54]。Fig. 4.16にその一例を示す。1個の板状結晶に多数の回折格

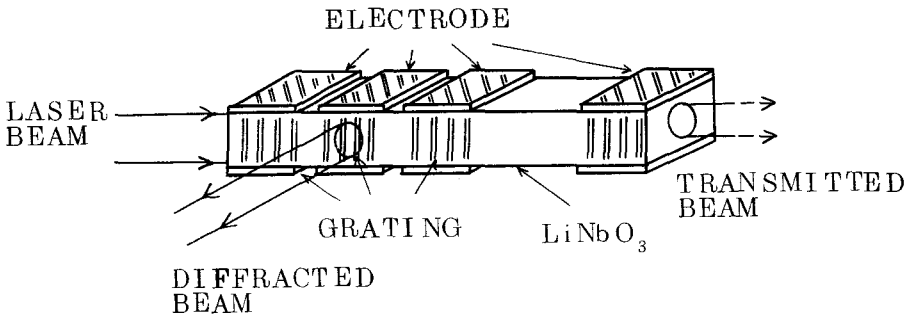


Fig. 4.16　1次元光走査素子

子を1次元に配列して作成し，各回折格子に対応して相対する2面に電極を取付けた構造になっている。あるいは板状結晶の全面に1つの回折格子を作成し，小電極を多数並べて取付け，各電極によりこの回折格子を分割して制御するようにしてもよい。このような構造を有する素子にレーザ光をBragg角からずらして入射させると，この状態では各回折格子部でBragg反射を生じず，すべて透過光となる。いま特定の小電極に所定の電圧を印加しBragg条件を満足するようにすれば，その回折格子部でBragg反射を生じ回折光が得られる。したがって端の電極から他方の端まで順次電圧を印加すれば，これに伴って回折光は順に移行し，1次元の光走査が行えることになる。

さらにFig. 4.16を発展させた2次元の光分岐機能を有する素子への応用が考えられる。Fig. 4.17に一例として2×2の光分岐機能を有する場合を示す。同一の回折格子を4個2次元に配置して作成し，板状結晶の相対する2面に各回折格子部に対応した4組の小電極が取付けられている。動作原理はFig. 4.16の場合と同様であり，各回折格子部に入射されたレーザ光に対するBragg条件を，各小電極に電圧を印加することにより制御し，光スイッチの2次元連結により2次元の光分岐機能をもたしたものである。

以上は2光束干渉により作成された単なる回折格子によるBragg反射を利用したもの

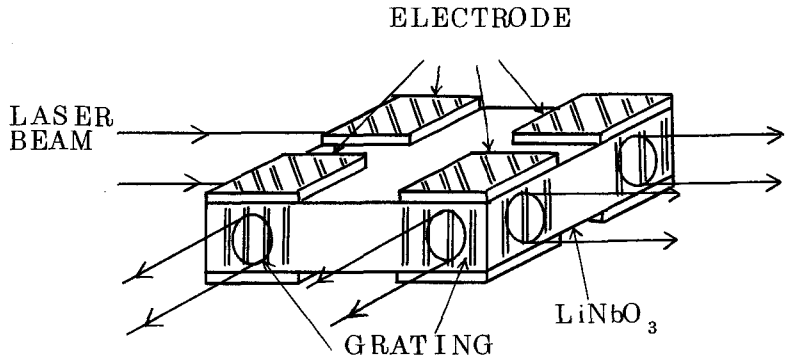


Fig. 4.17　2次元光分岐素子

であるが，画像情報を含むホログラムの読出しを電気的に制御することも考えられる。動作原理は全く同様であるが，Fig. 4.18に示された構成を用いることにより，記憶され

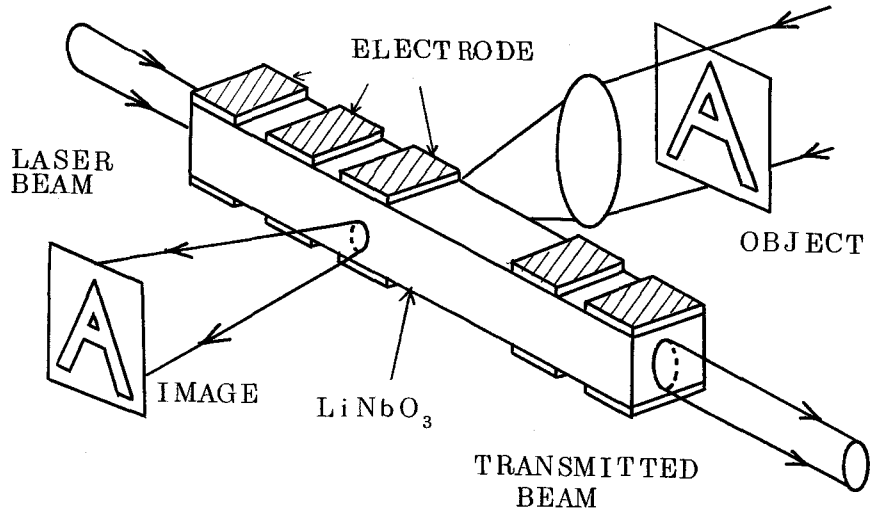


Fig. 4.18　画像情報読出し装置

ている多数の画像情報の内で所望の光情報を電圧印加のみで直ちに読出すことが可能となる。プリンター，ディスプレイ装置，マイクロ・フィルム読出し装置などにおける文字・画像出力部としての利用が考えられる。

4.5 結　び

以上$LiNbO_3$に記録されたホログラム（回折格子）によるBragg反射を利用した電気光学光変調について検討した。まずこの光変調の原理について述べるとともに，２，３の基本構造を考え，バルク形変調素子については動作原理の確認，プレーナ形変調素子については光変調の動作に加え，オン・オフの両動作ができる光スイッチとしての可能性を示した。実験的には回折格子が十分に作成されていないため角度選択性が急峻でないことや，電界分布の不均一性などの点から，印加電圧が計算値よりも少し高くなっている。プレーナ形変調素子については偏向角度45°の時，印加パルス1KVで変調度65％を得た。このプレーナ形変調素子は，基板の厚みを十分小さくして薄膜化をはかれる構造になっていることから，光集積回路への応用も考えられる。

本研究は「$LiNbO_3$におけるホログラム記録」の延長線上に位置するものであり，$LiNbO_3$が有している数多い特徴を生かした新しい光機能素子として１つの可能性を示すものである。本素子では現在のところ高電圧を必要としているので，高い繰返し周波数での使用はパルス発生器の負荷の点で期待できない。しかし，今後これらの応用面について可能性を検討してみることは必要であろう。

第5章　$LiNbO_3$の光誘起による光導波路の形成

5.1　序

誘電体の内部または表面の一部にその周辺よりも屈折率の大きい領域を線路状に形成し，その一端から光を入射すると，ある条件のもとにおいては光がこの屈折率の大きい線路状の領域にとじ込められて伝搬し，光導波路として作用するようになる。[10]〜[12]　光導波路を作成する方法には，第2編で詳しく述べるように多数の提案がなされている。なかでも誘電体単結晶中に光導波路を形成することは興味深い。単結晶のもつ電気光学的性質，音響光学性質などを利用して，線路化された種々の光制御素子を構成することが可能になるからである。

ところで，第2章で明らかにしたように，光誘起屈折率変化現象では，光照射によって電気光学結晶の屈折率を局所的に変化させることができ，かつその状態を長時間維持することができる。したがって，この現象を利用して$LiNbO_3$などの単結晶中に光導波路を形成することが可能になるであろう。またその方法として，所望の光導波路パターンを有するフォトマスクを$LiNbO_3$基板に密着し，大口径の光束を照射することにより，光導波路を形成できる可能性もある。すなわち，通常のフォトエッチング用露光装置を用いて光導波路パターンを「焼付け」し，基板の屈折率を局所的に変化させ光導波路を形成するという極めて簡易な方法を採用できる。

この場合，レーザ光よりも大口径でかつ高出力のビームが利用できることが望ましく，また，通常の露光装置用光源には水銀灯が用いられていることから，屈折率変化の誘起には紫外光を用いることを前提とした。

本章では，紫外光照射による光誘起屈折率変化を利用した新しい光導波路の諸特性について述べる。[30]

5.2　2次元光導波路の形成

第2章で明らかにしたように，$LiNbO_3$単結晶の光誘起屈折率変化現象においては，照射を受けなかった部分の屈折率が光照射された部分のそれより大きくなる。したがって，この現象を利用して光導波路を作成するには，Fig. 5.1に示すように光導波路を作成しようとする部分を遮へいして，その周辺部に紫外光などを照射すればよい。すなわち，Xカット$LiNbO_3$板のY－Z面上に幅40 μmのマスクをZ軸と直交するようにおき，500

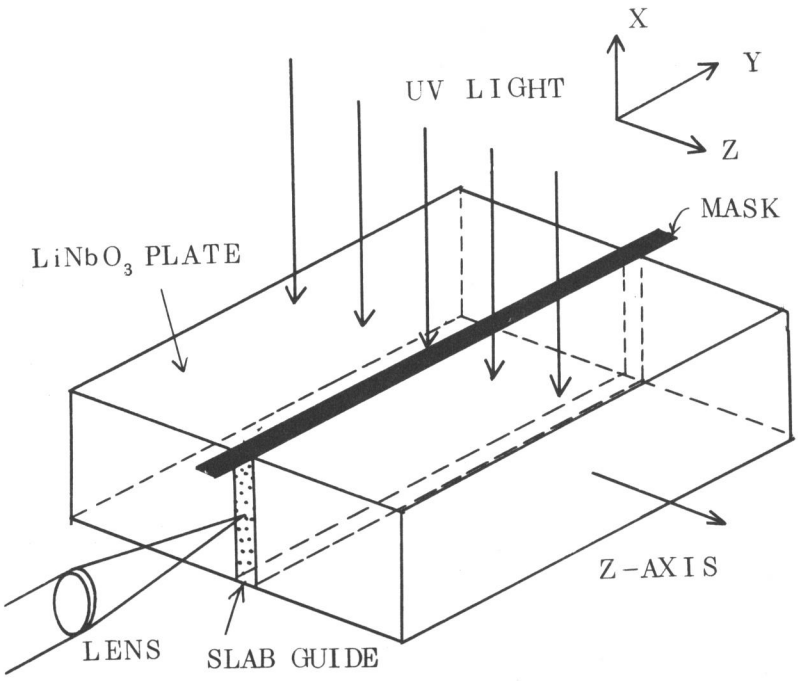


Fig. 5.1　2次元光導波路の作成方法

W水銀灯の3650Å光を数分照射する。紫外光照射時間と誘起される屈折率変化の関係は，第2章Fig. 2.7で示したように2～3分の照射で$\Delta n = 10^{-4}$に達する。この時，$LiNbO_3$は3650Åの光をかなり良く透過させるので，厚み1mm程度の$LiNbO_3$板ならば，マスク下の部分ではほぼ一様な高屈折率層が$LiNbO_3$板の厚み方向に形成される。

実験的には，幅40μm，厚み約1mm，長さ約5mm，屈折率変化$\Delta n = 7\times10^{-5}$の高屈折率層をつくり，ここにZ偏光されたHe-Neレーザ光（6328Å）を対物レンズで集光して入射した。この時，高屈折率層の出射端面で観測されたニア・フィールド・パターンの一例をFig. 5.2に示す。入射光の大部分が高屈折率層の部分にフィラメント状に局

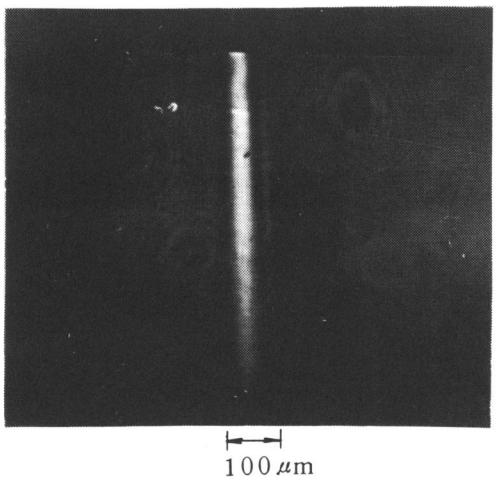
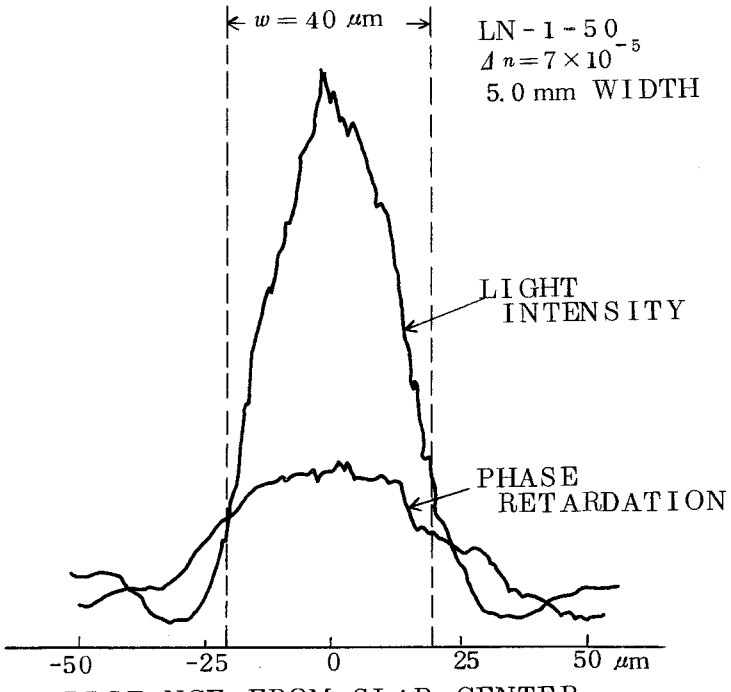


Fig. 5.2　2次元光導波路のニア・フィールド・パターン

在している。このフィラメント状に輝いている部分の光強度は，高屈折率層を作成しない時に結晶を透過してくる光の強度の１０倍程度あり，$LiNbO_3$ 中に作成された高屈折率層が光導波路として作用していることを示している。

一方，この高屈折率層にX偏光されたHe－Neレーザ光を入射した場合には，Fig．5.２のようなフィラメント状のパターンは見られない。これは光誘起屈折率変化現象が異常光線（Z偏光された光）に対してのみ顕著だからである。したがって，この現象を利用すれば，導波化された偏光子ができる。すなわち，Z偏光された光のみを能率よく伝搬させる光導波路となる。屈折率変化 $\Delta n = 7 \times 10^{-5}$ の光導波路では１０：１程度の偏光度（Z偏光とX偏光された光の透過率の比）が期待できる。Fig．5.２のパターンを $LiNbO_3$ のZ軸方向（高屈折率層の幅方向）に沿ってフォトマルで走査すれば，高屈折率層の内部に光が閉じ込められている様子がよくわかる。Fig．5.３は，この強度分布を高屈折率



Fig．5.３　光強度分布と屈折率分布

層近辺の屈折率分布（第２章Fig．2.２の屈折率変化観測装置より求めた位相変化）とともに示すものである。屈折率分布は比較的なだらかな変化を示しており，紫外光照射部と遮へい部の境界では階段状の屈折率変化を生じていないが，光エネルギーのほとんどが幅４０μmの高屈折率層内に集中している。

入射されたHe－Neレーザ光が高屈折率層に沿って導かれていることをさらに明確にす

るために，つぎのような実験を行った。まず，Fig. 5.1で示した方法により$\Delta n = 1 \times 10^{-4}$なる高屈折率層を作成する。つぎにマスクを取去った状態で一様な紫外光を照射して，屈折率変化Δnを徐々に減少させながら，その都度，高屈折率層内にレーザ光を入射して出射端面のニア・フィールド・パターンを観測する。Fig. 5.4は，一連の実験から

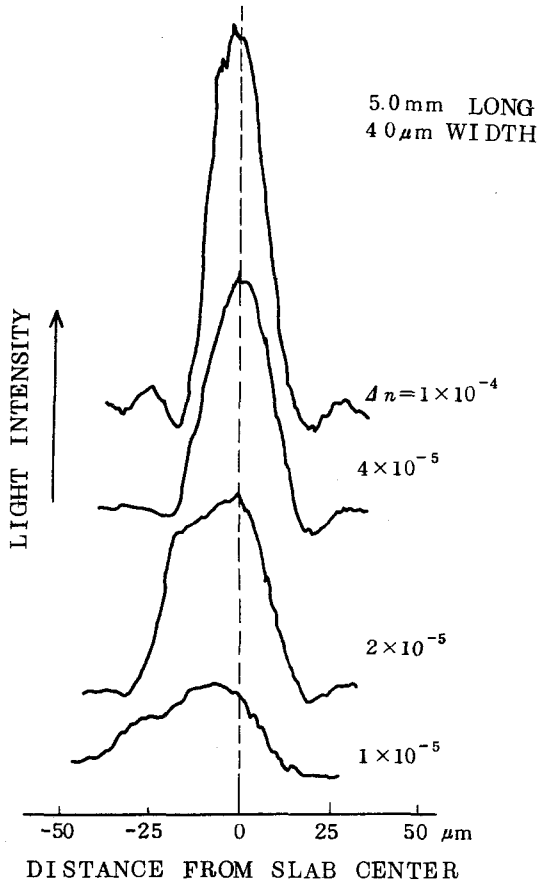


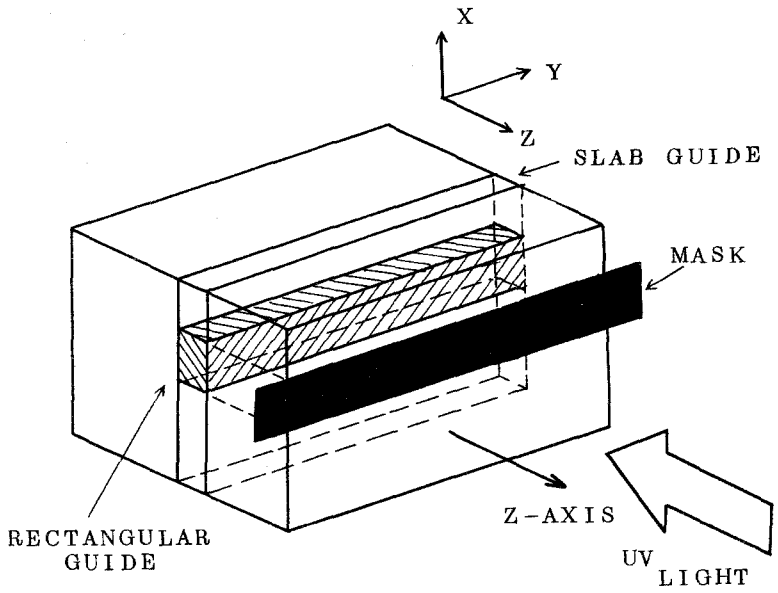
Fig. 5.4　屈折率変化量とニア・フィールド・パターン

屈折率変化の4つの値に対するニア・フィールド・パターンを示したものである。屈折率変化Δnが減少するにつれて，光エネルギー分布が高屈折率層の外部に広がり，光の閉じ込め能力が低下していくのがわかる。

以上のように作成した光導波路は，第2章Fig.2.8で示したような異方性をもつ。すなわち，光導波路の伝搬方向と$LiNbO_3$板のZ軸とのなす角度が90°からずれるにつれて誘起される屈折率変化が減少するので，曲率をもった光導波路を作成することが困難になる。例えば，光導波路として30%程度の屈折率変化Δnの変動まで許されるとすれば，Z軸との傾き角の下限は60°程度になる。また，作成された光導波路は2.5週間程度の時定数で自然減滅していく。

5.3　3次元光導波路の形成

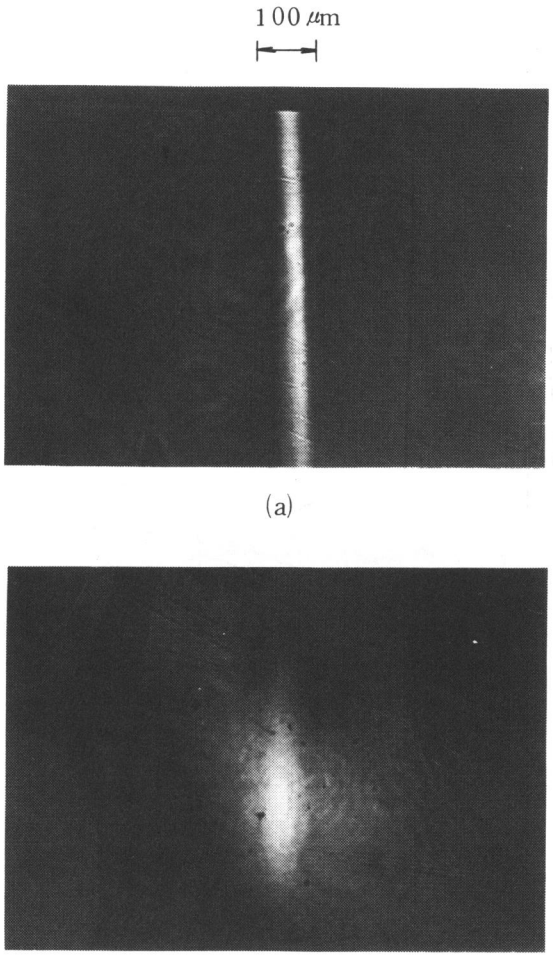
前節で述べた高屈折率層の一部を残して他の部分を除去すれば，矩形断面の3次元光導波路を形成することができる。すなわち，前節の方法で$LiNbO_3$単結晶のZ軸に垂直な高屈折率層を形成し，つぎにX－Y面にマスクを置いて高屈折率層の一部を遮へいして紫外光を照射すれば，高屈折率層のうち紫外光を受けた部分においては屈折率変化を誘起していた空間電荷層が消滅するので，紫外光を受けなかった部分（Fig．5.5のハッチした



Fig．5.5　3次元光導波路の作成方法

部分）のみが高屈折率領域として残り，矩形断面の3次元光導波路が形成される。

Fig．5.6は，層状の2次元光導波路からFig．5.5に示す方法で矩形断面の3次元光導波路を形成した場合のニア・フィールド・パターンを示すものである。同図(a)は，幅40μm，厚み約1mm，長さ7mm，屈折率変化$\Delta n = 7 \times 10^{-5}$なる層状2次元光導波路のニア・フィールド・パターンである。この一部を幅160μmのマスクで遮へいして紫外光を1分間程度照射すると，同図(b)に示すようなニア・フィールド・パターンが得られる。すなわち，これは層状の2次元光導波路の一部を残して他の部分が消滅し，3次元光導波路が形成されたことを示している。このような矩形断面の光導波路は$LiNbO_3$のX−Y面上にあるので，2次元光導波路の場合のような異方性の影響を受けない。したがって，X－Y面上に任意の形状の光回路を自由に形成することができる。



(a)

(b)

Fig. 5.6　3次元光導波路のニア・フィールド・パターン

(a)　2次元光導波路の作成後
(b)　3次元光導波路の作成後

5.4　結　び

以上$LiNbO_3$の光誘起屈折率変化を利用した光導波路の形成法およびその特性について述べた。この光導波路の最大の特徴は，その屈折率が光学的に制御できる点にある。しかも，屈折率変化の誘起，消去が可逆的であるから，光導波路に沿って伝搬する光を他の光信号によって制御することが可能になる。たとえば，第2編で述べるように光伝送システムにおいて必要とされる光変調器では，電気光学効果によって光導波路中の屈折率を電気的に制御しているが，ここに紫外光などを照射して光導波路の形成，除去を行えば，光制御形の光スイッチが実現する。また，ホログラフィ技術を用いて光導波路の一部に回折格子を形成すれば，ビーム・スプリッタやフィルタ，リフレクタなどの重要な光学素子を形成したりすることもできそうである。

これらの可能性を実現するためには，多くの解決すべき問題がある。まず，形成された光導波路が１ヶ月程度しか持続しないことは，重要な問題である。また，光誘起屈折率変化現象では，たかだか10^{-4}程度の屈折率変化しか得られないので，余り小さい断面積の光導波路を作成することができず，数１０μmが限界となる。さらに，光導波路の屈折率を光学的に制御して光制御素子として動作させようとすれば，その応答速度が要求される。現状では，１分程度の長時間を要しているので，およそ光制御素子と言えるものではない。

これらの問題は，主として屈折率変化物質の性質に依存していると言え，今後の検討が必要である。

第6章　結　　言

本論においては，$LiNbO_3$単結晶の有する興味深い現象である光誘起屈折率変化に焦点を合わせ，光記憶素子を中心とした新しい光機能素子への応用について検討した。その結果を以下に要約して述べる。

第2章においては，1次元のマスクを利用した紫外光照射によって$LiNbO_3$単結晶中に誘起された屈折率変化について詳しく検討した。

(1) 紫外光が局部的に照射された部分においては複屈折性が増加（異常光線屈折率n_eは減少）し，非照射部においては逆に複屈折性が減少（n_eは増加）した。

(2) 複屈折性の変化量は，1.5×10^{-4}程度に飽和した。

(3) 屈折率変化の異方性を定量的に測定した。すなわち，結晶のc（Z）軸と帯状マスクが直交する時最大の屈折率変化が誘起され，その角度が減少していくと次第に屈折率変化で減少し35°以下ではほとんど屈折率変化は見られなかった。

(4) 誘起された屈折率変化は，従来と同様に紫外光の照射や試料の加熱により，強制的な消去ができた。また室内などに放置した場合には，2.5週間程度の時定数で消滅した。

(5) この現象のメカニズムについては，Chenのモデルを用いて定性的に説明ができた。

第3章においては，一応用例としてRhを添加・育成した$LiNbO_3$単結晶による書替え可能なホログラム記録を取上げた。

(1) 記録特性については，Rh添加の効果はたかだか数倍であり，光吸収スペクトルの変化から期待される程の光感度は得られなかった。しかし，回折効率の飽和値は増加した。このことから，Rh添加によって光誘起屈折率変化に寄与する光電子の総数は増加するが，光電子の励起確率は不変であることが予想された。

(2) 消去特性は，Rh添加により消し難くなった。これは，Rh添加によって誘起された捕獲中心が光照射に対して安定なためと考えられた。

(3) 光誘起屈折率変化の異方性から，この現象は画像情報を直接に記録するよりも，干渉縞の形に変換されるホログラム記録に適していることが明らかにされた。

(4) 光誘起屈折率変化は結晶の固体電子的な機構に基づいているため，解像度は約2500本／mmという高い値を得た。

(5) 記憶寿命は，Rh添加により著しく改善され，消滅の時定数は10ケ月となった。これは$LiNbO_3$内に寿命の長い捕獲中心が形成されたことを意味すると考えられた。

(6) Rhの添加と酸素空孔の形成とを併用することにより，記録および消去の感度を著しく改善することができた。しかし，記憶寿命に2段階の消滅特性が現われ，回折効率の数10%が短時間に失われる欠点が生じた。

(7) Rh添加結晶中に形成されたCu拡散層は光感度が高く，高回折効率が得られ，さらに記憶寿命も長かった。また，He-Neレーザ光による非破壊読出しが可能となった。

(8) 今後の問題として，光感度のより一層の向上と自然消滅の防止，および$LiNbO_3$に記録されたホログラムの特徴を十分に生かし得る光応用装置の開発などがあることを指摘した。

第4章においては，$LiNbO_3$に作成されたホログラムによるBragg反射および$LiNbO_3$の電気光学効果を利用した光変調の可能性について検討した。

(1) 動作原理を解析し，素子設計上考慮する必要がある要因として，倍係数，回折格子の有効長・空間周波数およびその方向などを指摘した。

(2) 基本構造として考えられた2種類のバルク形では，倍係数および回折格子の点で問題があることを指摘し，高変調効率が期待でき，かつ光集積回路への適用も可能なプレーナ形構造を提案した。

(3) プレーナ形変調素子を，Rh添加$LiNbO_3$中に形成したCu拡散層を用いて試作した。回折格子の作成にはArレーザ光(4880Å)，読出しにはHe-Neレーザ光(6328Å)を使用し，偏向角度を45°に設定した時，回折効率は10%程度であり，印加電圧500Vで変調度50%を得た。

(4) 単体としての光変調素子，スイッチ素子から発展して，光走査素子，2次元光分岐素子あるいは画像情報を含むホログラムの読出しを電気的に制御できる素子などへの応用例を列挙した。

第5章では，第3の応用として光導波路の形成を検討した。

(1) 紫外光照射により作成された幅40μm，屈折率変化$\Delta n = 7 \times 10^{-5}$の高屈折率層にHe-Neレーザ光(6328Å)を入射し，光のconfinementを観測し，2次元光導波路としての動作を確認した。

(2) 上記2次元光導波路から，矩形断面をもつ3次元光導波路を形成する方法を提案するとともに，大きさ$40 \times 160\ \mu m^2$程度の断面をもつ3次元光導波路を試作し，He-Neレーザ光の導波を確認した。

第2編　$LiNbO_3$の電気光学効果を用いた導波形制御素子

第1章　緒　言

本編においては，主として$LiNbO_3$単結晶が有する電気光学効果を利用した，光変調あるいは光スイッチ等の機能をもつ導波形光制御素子について検討した結果をまとめている。

光を変調するには音響光学効果[49),55)]，磁気光学効果[56),57)]，電気光学効果[58),59)]のいずれでも利用できるが，高速変調という点からは電気光学効果を利用するのがもっともよいと言える。電気光学効果（electro-optic effect）とは，結晶外部から電界を印加することにより結晶内の屈折率が，

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = rE + R\cdot E^2 + \cdots\cdots\cdots \qquad (1.1)$$

のように変化する性質をいう[60)]。第1項は線形電気光学効果またはPockels 効果，第2項は2次電気光学効果またはKerr 効果とよばれている。初期には2次の効果がよく使われたが，現在は主として1次の効果が使用されている。多くの強誘電体において大きな電気光学効果が見出されているが，とくにレーザの発明以来，レーザ光を情報処理や伝送システムに応用するために不可欠な光変調，光偏向などに強誘電体を使う目的で，電気光学効果のとくに大きい物質の開発研究が行われるようになった。その中でも$LiNbO_3$単結晶は，電気光学効果が著しく大きいことで脚光を浴びている。さらに$LiNbO_3$単結晶は，高速変調に不可欠な誘電率の小さい変調素子材料として現在もっともすぐれている[61)]。また最近では，光学的に均質な大形結晶の育成も可能となっており，工業的な応用にも使用されるようになった。

一方，光集積回路の概念の発表以来[10)]，光導波路に関する研究が数多くなされている。[62)〜64)]

とくに$LiNbO_3$，$LiTaO_3$単結晶などを光導波路化する研究は1973年から始まり，最近では結晶学的あるいは光学的品質の向上，高精度な屈折率制御，素子への応用が各方面で進んでいる。このような背景のもとに，従来バルク形で研究されてきた光変調器[58)]に光導波路構造をもたせ，光ファイバとの結合，あるいは光集積化が考えられるようになった。

$LiNbO_3$，$LiTaO_3$光導波路の作成法としては，現在まで多数の方法が試みられている。それらは，(1)薄膜成長法（EGM[65),66)]，LPE[67),68)]など），(2)拡散法，(3)形状加工法[69),70)]，(4)部分クラッド法[71),72)]，(5)イオン注入法[73)]，に大別される。これらの中で拡散法は，高品質の大形単結晶を使用できる他，屈折率の不連続が基板表面のみにしか生じないことから，本質的に伝搬損失の小さいことが特徴であり，精力的な検討がなされている。

拡散法にはout−diffusion法[74)〜76)]とin−diffusion法[77)〜82)]とがある。前者は真空中にて熱処理を行う方法で，処理が簡単でしかも低損失ということが最大の特徴である。しかしこの方法は，3次元化が困難なこと，異常光線屈折率n_eしか変化しないので素子設計上制約を受けることが欠点になっている。これに対し後者では，不純物膜を$LiNbO_3$基板上に形成した後拡散させ，高屈折率層を得ている。常光線，異常光線屈折率n_o，n_eのいずれも変化し，また拡散源のパターン化により3次元化が容易である。拡散物質として種々の不純物が検討された結果，Ti，TiO_2が有望であることが明らかにされている。[83)]

$LiNbO_3$単結晶を用いた導波形外部変調器の形態には，位相遅延形[71),79),119)]，Bragg回折形[76),77),84)]，カットオフ形[85),86)]，バランス・ブリッヂ形[13)]，あるいは方向性結合形[13),87),110)]など各種の提案が検討されている。比較的進んでいるのは位相遅延形であり，これはバルクの場合と同様に2つの直交偏光モードの合成偏波面を回転させ，偏光子を通して強度変調させるものである。温度補償用に2段接続が必要であり，素子構造が複雑になるとともに，挿入損失も小さくしにくい。これに対して，方向性結合形は構成の簡単さと高能率に有利な点があり，将来もっとも有望とされている。

つぎに各章の概要を示す。

第2章では，光導波路の形成法として$LiNbO_3$単結晶の電気光学効果の利用を検討した。まず，$LiNbO_3$の電気光学効果について概説した後，光導波路の基本構造を検討した。つぎに印加電圧により誘起される結晶内の屈折率分布について計算機解析を行った。プレーナ形電極構造の光導波路を試作し，励起モードを観測するとともに，カットオフ形の光変調素子としての動作を確認した。

第3章では，光導波路上に高屈折率膜を装荷すると，伝搬定数と光電場分布が大きく変化することを見出し，その解析を行った。まず，2次元光導波路上に高屈折率膜が装荷された場合の，伝搬モードおよび光電場分布を計算し，光電場分布が薄膜と導波路の境界に引き寄せられることを明らかにした。つぎに，この現象は導波路表面にプレーナ形電極を設けた光変調器の変調効率向上に寄与できることを示した。なお，計算においては$LiTaO_3$単結晶の値を利用したが，$LiNbO_3$単結晶の場合も同様の効果がある。

第4章では，光変調器あるいは光スイッチとして有望とされている新しい能動導波形素子である光方向性結合器を取上げた。まず，変調電圧の式を導出し設計指針を与えた。つぎに$LiNbO_3$を基板とした拡散導波路を用いて，単一モード・光ファイバと接続された方向性結合形光変調器を試作した。近赤外領域での変調特性を明らかにし，導波形外部光変調

器としての実現の見通しを得た。

第5章では，光方向性結合器において解決しなければならない2つの問題，すなわち導波路間の位相整合および結合長の調整問題を検討した。これについては，補助電極によるバイアス電圧の印加，および可変屈折率膜であるカルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷を新たに提案し，その動作原理を実験的に確かめた。

第6章では，第2編で得られた研究成果をまとめた。

第2章　$LiNbO_3$の電圧誘起による光導波路の形成

2.1　序

光ファイバ伝送システムあるいは光集積回路への応用を目指して，数多くの導波形光デバイスの研究が試みられている[13),15)]。光導波路を形成する1つの方法として，$LiNbO_3$単結晶の電気光学効果を応用することが考えられる[85)]。すなわち，外部から電圧を印加することにより，結晶中に周辺よりも屈折率の大きい領域を線路状に形成すれば，ここに入射された光はこれに沿って能率よく伝搬し，光導波路として作用する。しかもこの光導波路の屈折率は印加電圧によって制御できるので，電気的に制御可能な光導波路となり，光変調素子としての応用も可能となる。

以下2.2節では電圧誘起光導波路の動作原理について説明し，数種の電極構造を考えてその特徴を述べる。2.3節では，各電極構造について屈折率分布を計算機解析により求めるとともに，実験的に屈折率分布を測定するための原理を述べる。さらに2.4節では$LiNbO_3$単結晶を用いて試作したプレーナ形電極の電圧誘起光導波路について，その動作特性およびカットオフ形の光変調素子としての特性について述べる[86)]。

2.2　電圧誘起光導波路の機構

2.2.1　電気光学効果

電気光学効果とは，よく知られているように，電圧の印加によって光学結晶などの屈折率が変化する現象である[58),60),88)]。$LiNbO_3$などの光学的異方性をもつ結晶内では，入射光の電界$\boldsymbol{E}$と結晶内に誘起される電気変位$\boldsymbol{D}$とは一般に平行でなく，入射光の偏光面や進行方向によって異なるので，結晶内の屈折率は一般に1つの屈折率楕円体で表わされる。その主軸をX_1, X_2, X_3，主軸方向の屈折率をn_1，n_2，n_3とすれば，この屈折率楕円体は，

$$\frac{x_1^2}{n_1^2}+\frac{x_2^2}{n_2^2}+\frac{x_3^2}{n_3^2}=1 \qquad (2.1)$$

と表わされる。ここで$n_1=n_2=n_3$ならば光学的に等方な結晶，$n_1=n_2\neq n_3$ならば一軸性結晶と呼ばれる。また$LiNbO_3$などの一軸性結晶の対称軸をX_3軸に選んだ時は，$n_1=n_2=n_o$は常光線屈折率，$n_3=n_e$は異常光線屈折率に対応する。Fig.2.1において，原点を通る直線OPに垂直な切断面である楕円の長軸および短軸は，波動ベクトル方向が

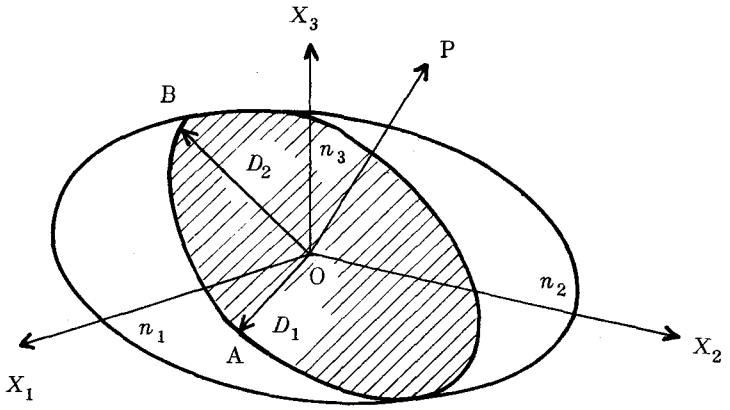


Fig. 2.1　屈折率楕円体

OPなる光の電気変位D_1とD_2の方向を与え，またその長さOA，OBは2つの独立の屈折率を与える。

ここに電界が印加されると，電気光学効果により屈折率が変化して，屈折率楕円体は変形し，

$$\sum_{ijkl}\left(\frac{1}{n_{ij}^2}+r_{ijk}E_k+R_{ijkl}E_kE_l\right)x_{ij}=1 \qquad (2.2)$$

となる。

ここで指数i,j,k,lはすべて1から3までの値をとる。E_kは電界成分，r_{ijk}は1次の，R_{ijkl}は2次の電気光学係数であり，それぞれ3階および4階のテンソル量である。iとj，kとlは互いに交換しても同じものとなるので，通常$r_{(ij)k}$をr_{mk}，$R_{(ij)(kl)}$をR_{mn}と略記している。mおよびnは1から6までの値をとり，

1→(1,1)　　4→(2,3)

2→(2,2)　　5→(3,1)

3→(3,3)　　6→(1,2)

に対応する。なお(2.2)式の第2項および第3項はそれぞれPockels効果，Kerr 効果ともよばれているものである。

今1次の電気光学効果のみについて注目しよう。電界$\boldsymbol{E}$(E_1, E_2, E_3)により変形した屈折率楕円体の式を

$$B_{11}x_1^2+B_{22}x_2^2+B_{33}x_3^2$$

$$+2B_{23}x_2x_3+2B_{31}x_3x_1+2B_{12}x_1x_2=1 \qquad (2.3)$$

として（2.2）式と対応させるならば，（2.3）式の係数と電界との関係は

$$\begin{pmatrix} B_{11}-\frac{1}{n_1^2} \\ B_{22}-\frac{1}{n_2^2} \\ B_{33}-\frac{1}{n_3^2} \\ B_{23} \\ B_{31} \\ B_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \qquad (2.4)$$

で与えられる。ここで（r_{ij}）がすべて既知ならば，電界を印加した時の屈折率楕円体がわかり結晶中の光伝搬の問題が解ける。代表的な電気光学結晶である$LiNbO_3$の場合，点群3mに属し光学的に一軸性なので，（2.1）式において，$n_1=n_2=n_o, n_3=n_e$である。またこの点群における電気光学係数は次式で与えられる。

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad (2.5)$$

この係数の各成分は$LiNbO_3$および$LiTaO_3$についてTable 2.1の通りである。

Table 2.1　$LiNbO_3$および$LiTaO_3$単結晶の諸定数（$\lambda=0.63\mu m$）

結　晶	電気光学係数　10^{-10}cm/V					屈折率		比誘電率		参考文献
	r_{13}	r_{33}	r_{51}	r_{22}	r_c	n_o	n_e	$\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}$	ε_{33}	
$LiNbO_3$	8.6	30.8	28	3.4	21.2	2.285	2.200	43	28	r : (89) n : (90) ε (58)
$LiTaO_3$	7	30.3	20	1	23.5	2.187	2.189	41	43	r : (91) n : (92) ε : (93)

点群３ｍの結晶について（ 2.4 ）式を展開すると電界$\boldsymbol{E}$（ E_1, E_2, E_3)により屈折率楕円体は，

$$\left(\frac{1}{n_o{}^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)x_1{}^2 + \left(\frac{1}{n_o{}^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)x_2{}^2$$

$$+ \left(\frac{1}{n_e{}^2} + r_{33}E_3\right)x_3{}^2 + 2r_{51}E_2x_2x_3 + 2r_{51}E_1x_3x_1$$

$$-2r_{22}E_1x_1x_2 = 1 \qquad (2.6)$$

の様に変形する。

例えば電界の方向をX_3軸方向（ $E_3 \neq 0$, $E_1 = E_2 = 0$ ），光の進行方向をX_2軸とすると，楕円体の$X_3 - X_1$切断面は

$$\left(\frac{1}{n_o{}^2} + r_{13}E_3\right)x_1{}^2 + \left(\frac{1}{n_e{}^2} + r_{33}E_3\right)x_3{}^2 = 1 \qquad (2.7)$$

で表わされ，X_1方向の主軸の長さが$\left(1/n_o{}^2 + r_{13}E_3\right)^{1/2}$，$X_3$方向の主軸の長さが$\left(1/n_e{}^2 + r_{33}E_3\right)^{1/2}$の楕円となる。この主軸の長さを$n_o'$, n_e'とすれば

$$\left.\begin{aligned} n_o' &= n_o - \frac{1}{2}n_o{}^3 r_{13}E_3 \\ n_e' &= n_e - \frac{1}{2}n_e{}^3 r_{33}E_3 \end{aligned}\right\} \qquad (2.8)$$

となる。したがって電界E_3によって常光線屈折率n_o，異常光線屈折率n_eがそれぞれ

$$\left.\begin{aligned} \Delta n_o &= -\frac{1}{2}n_o{}^3 r_{13}E_3 \\ \Delta n_e &= -\frac{1}{2}n_e{}^3 r_{33}E_3 \end{aligned}\right\} \qquad (2.9)$$

なる変化を生じることになる。$LiNbO_3$の場合$E_3 = 10\text{kV/cm}$に対し，$\Delta n_o = -052\times10^{-4}$ $\Delta n_e = -1.64\times10^{-4}$の屈折率変化が得られる。Table 2.1からも分かるように$n_e{}^3 r_{33}$は$n_o{}^3 r_{13}$の約３倍であるから，異常光線に対しては常光線よりも３倍大きな屈折率変化を得ることができる。これにより電圧誘起光導波路の形成には異常光線屈折率変化を利用するほうが有効である。

2.2.2　基本構造

さきに述べた電気光学効果を用いることによって電気的に制御可能な光導波路を構成することができる。すなわち適当な形状の電極を結晶表面上に作成してこれに電圧を印加すると，電極間隙に局所的に電界を集中させることができ，その部分だけ屈折率を高くすることができる。（2.9）式において$\Delta n > 0$とするには$E_3 < 0$，すなわち，電圧を−c軸方向に印加すればよい。したがって導波条件を満足するように屈折率変化量の大きさおよび寸法を選べば，その部分が光導波路となり得る。

ここで使用する$LiNbO_3$は光学的異方性をもつ電気光学結晶であるため，電極構造としてはFig. 2.2に示すものが考えられる。

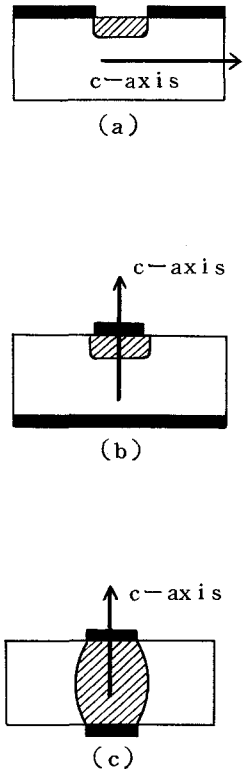


Fig. 2.2　電圧誘起光導波路の電極構造（斜線部は予想される導波路領域を示す）

(a)　プレーナ形，　(b)　サンドイッチ形（Aタイプ）

(c)　サンドイッチ形（Bタイプ）

同図(a)は結晶の光学軸を含む一方の面に，光学軸と直交するような2枚のプレーナ形電極

を作成したものである。これは斜線で示すように電極間隙下の表面近くでの電界の集中を利用して，屈折率の高い部分を生じさせようとするものである。同図(b)，(c)は光学軸に対して垂直な相対する２面に電極を取付けてサンドイッチ形構造としたものである。(b)は一方の電極幅が他に比べかなり狭く，電界の集中が幅の狭い電極の近傍で生じるようにしたものである（Ａタイプ）。(c)はサンドイッチ形電極の幅を狭くし，厚さ方向に一様な導波路を作成しようとするものである（Ｂタイプ）。(a)および(b)は結晶の表面近くに導波路を作成しようとするものであり，表面光導波路としての目的に適する。

同一面に２枚の電極があるプレーナ形電極構造と比較して，相対する２面に電極があるサンドイッチ形電極構造が持つ利点は，曲率を持った導波路を作成する場合に結晶の光学的異方性を考慮しなくてもよいということである。すなわちFig. 2.3(b)に示すようにサンドイッチ形構造では導波路が曲がっていても，電極間に生じる電界の方向と光学軸とは基板に対して常に垂直の関係が保たれており，電気光学効果は導波路の曲がりに無関係に一様に作用する。一方プレーナ形構造ではFig. 2.3(a) に示すように導波路が曲がるにつれて，電極間に生じる電界の方向と光学軸とのなす角は平行からずれていき，電気光学効果に異方性の影響が現われる。

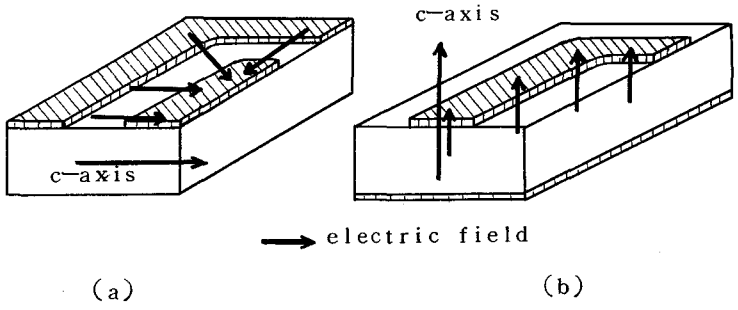


Fig. 2.3　曲がり導波路に生じる異方性の影響
(a)　プレーナ形，(b)　サンドイッチ形電極

しかしながらまた，導波条件を満足する屈折率変化量を，できるだけ低い印加電圧で得たいという要求を考慮すれば，電極間隔を狭くする必要が生じてくる。例えば$LiNbO_3$の場合に屈折率変化量$\Delta n = 10^{-4}$を得るには，約６kV／cm の電界が必要となり，電極間隔$g = 400\mu$mでは２５０Vも要することになるが，$g = 40\mu$mとすれば２５V の低電圧

ですむ。ところでこの４０μmの電極間隔をサンドイッチ形電極構造で作成するには，結晶の厚さを４０μmにしなければならず，加工上の問題が生じる。その点プレーナ形電極の場合にはフォトエッチングなどにより，容易に所望の間隔を持つ電極を作成することができるので便利である。ここでは結晶研磨上の問題を避けるため，および曲率を持つ導波路を試みる前に基礎実験として，プレーナ形電極構造の直線光導波路を検討した。

2.3 理　論

2.3.1 屈折率分布の計算機解析

前節では電圧誘起光導波路の電圧印加の方法としては，プレーナ形電極とサンドイッチ形電極の２種類の構造が考えられることを示した。ここではこれらの電極構造を持つ結晶に電圧を印加した場合に，電気光学効果によって生じる屈折率変化がどのような分布になるかについて電子計算機を用いて解析しよう。

まず計算手順について説明する。簡単にするため電極の長さ方向（Y軸方向）には変化がないものとしてX－Z面における２次元問題として取扱う。

試料の周辺に定電位を与えた場合，その内部におけるポテンシャル分布$U(x, z)$はつぎのラプラスの方程式を満足する。

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0 \qquad (2.10)$$

（2.10）式を電極構造で与えられる境界条件のもとで解けばよいのであるが，これをX方向の刻みをΔx，Z方向の刻みをΔzとして，差分方程式

$$\frac{U(x+\Delta x, z)-2U(x,z)+U(x-\Delta x, z)}{(\Delta x)^2}+\frac{U(x, z+\Delta z)-2U(x, z)+U(x, z-\Delta z)}{(\Delta z)^2} \qquad (2.11)$$

に書き直し，偏微分方程式の数値計算法の一種である「遂次式加速緩和法」を用いて解けば，ポテンシャル分布$U(x, z)$が求められる[94)〜96)]。「緩和法」は以下に述べるような一種の反復法である。すなわちFig. 2.4に示すようにX－Z面を刻み$\Delta x=\Delta z$の格子に分け，格子点(i, j)でのUの値を$U_{i,j}$と表わせば，（2.11）式の差分方程式は

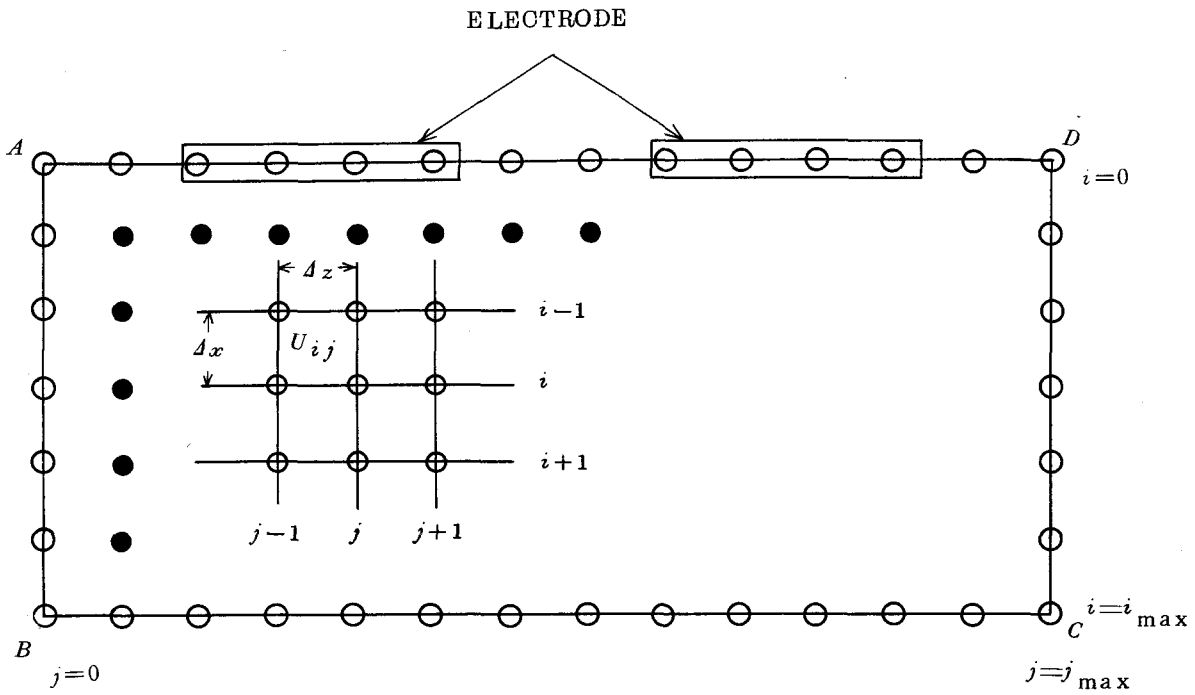


Fig. 2.4　差分方程式の解法に用いる格子

○印：境界上の格子点

●印：領域内の格子点

$$\frac{1}{(\Delta x)^2}(U_{i+1,j}-2U_{i,j}+U_{i-1,j}) + \frac{1}{(\Delta x)^2}(U_{i,j+1}-2U_{i,j}+U_{i,j-1}) = 0 \qquad (2.12)$$

と近似できる。

したがって，

$$U_{i,j}=(U_{i+1,j}+U_{i-1,j}+U_{i,j+1}+U_{i,j-1})/4 \qquad (2.13)$$

となる。ここで第m近似$U_{i,j}^{(m)}$から第（$m+1$）近似を

$$U_{i,j}^{(m+1)}=(U_{i+1,j}^{(m)}+U_{i-1,j}^{(m)}+U_{i,j+1}^{(m)}+U_{i,j-1}^{(m)})/4 \qquad (2.14)$$

で求めていくのが緩和法（ relaxation method ）の原理である。

しかし，特に格子点の数が多い時には，これでは収束が遅いきらいがあるので，加速係数ωを用いて

$$U_{i,j}^{(m+1)}=U_{i,j}^{(m)}+\omega\{(U_{i+1,j}^{(m)}+U_{i-1,j}^{(m)}+U_{i,j+1}^{(m)}+U_{i,j-1}^{(m)})/4-U_{i,j}^{(m)}\} \qquad (2.15)$$

とする加速緩和法（over-relaxation）が用いられている。（2.15）式において，$\omega=1$の場合は（2.12）式に一致し，$\omega>1$の場合は（2.12）式よりも割増した修正をほどこすことになる。

i，jの値を変化させる場合に，各iの値に対してjを先行させて変えるものとし，（2.15）式の左辺中，すでに第（m＋1）近似の分っているものはそれを使うことにすると，（2.15）式は，

$$U_{i,j}^{(m+1)}=U_{i,j}^{(m)}+\omega\{(U_{i+1,j}^{(m)}+U_{i-1,j}^{(m+1)}+U_{i,j+1}^{(m)}+U_{i,j-1}^{(m+1)})/4-U_{i,j}^{(m)}\} \qquad (2.16)$$

となる。これが遂次式加速緩和法（successive over-relaxation＝SOR）である。

（2.16）式の右辺の第2項，すなわち修正量を$e_{i,j}$と書き，すべての内点での$e_{i,j}$の絶対値の合計

$$\Sigma|e_{i,j}| \qquad (2.17)$$

をNORMと呼ぶことにする。一方，あらかじめ小さい値εを与えておき

$$\mathrm{NORM}\leqq\varepsilon \qquad (2.18)$$

となったら収束したものとみなす。ここで重要なのは，加速係数ωの選定である。これについては，ωを実験的に求める方法が提案されている。すなわち，$\omega=1$（普通）の緩和法を何回か繰り返して，そのNORM減少率（λとおく）

$$\lambda=\frac{\mathrm{NORM}^{(m+1)}}{\mathrm{NORM}^{(m)}} \qquad (2.19)$$

が一定の値に落ちついたところで，この値を

$$\omega_{\mathrm{opt}}=\frac{2}{1+\sqrt{1-\lambda}} \qquad (2.20)$$

に代入して，最適な加速係数ω_{opt}を決定する方法である。

つぎに，この遂次式加速緩和法を用いて得られたポテンシャル分布$U(x,z)$をX，Z方向について数値微分することにより電界$\boldsymbol{E}$（E_x,E_z）を求めることができる。すなわち

$$E_x = -\frac{\partial U(x,z)}{\partial x}$$

$$E_z = -\frac{\partial U(x,z)}{\partial z} \qquad (2.21)$$

である。この電界$\boldsymbol{E}$（E_x, E_z）を電気光学効果による屈折率変化の式に代入することにより，最終的に所望の屈折率変化分が求められる。プレーナ形およびサンドイッチ形のどちらの電極構造においても，重要なのは後に示すようにZ方向の電界成分E_zなので

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \qquad (2.22)$$

に従って屈折率変化を計算することができる。

試料として$LiNbO_3$を用いる場合その異方性を考慮する必要があり，ポテンシャル分布$U(x,z)$は（2.10）式ではなく次式を満足しなければならない。

$$\varepsilon_x \frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial x^2} + \varepsilon_z \frac{\partial^2 U(x,z)}{\partial z^2} = 0 \qquad (2.23)$$

ここで　ε_x ： X方向の誘電率（$\varepsilon_x = 43$）

ε_z ： Z方向の誘電率（$\varepsilon_z = 28$）

である。

したがって当然差分方程式もこの異方性を考慮しなければならない。また境界条件には，結晶界面からの電束もれがないという仮定を与え，計算を実行した。

つぎに電界ベクトルのZ成分のみが重要であることについて説明する。いまFig.2.2(a)のプレーナ形電極の場合を考え，結晶の端面をX－Z面，この時生じる電界$\boldsymbol{E}$の成分をE_x, E_zにわける。　2.2.1節で説明したように，この場合の屈折率楕円体のX－Z端面を考えると，

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E_z\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z\right) z^2 + 2 r_{51} E_x x z = 1 \qquad (2.24)$$

したがって電界ベクトルのE_xは屈折率楕円体の回転に寄与するが，この回転はかなり強電界の場合でも微少であるから，　E_xの影響は無視できる。たとえばE_x＝１００kV/cmの時でも回転角は1.75×10^{-2}radにすぎない。

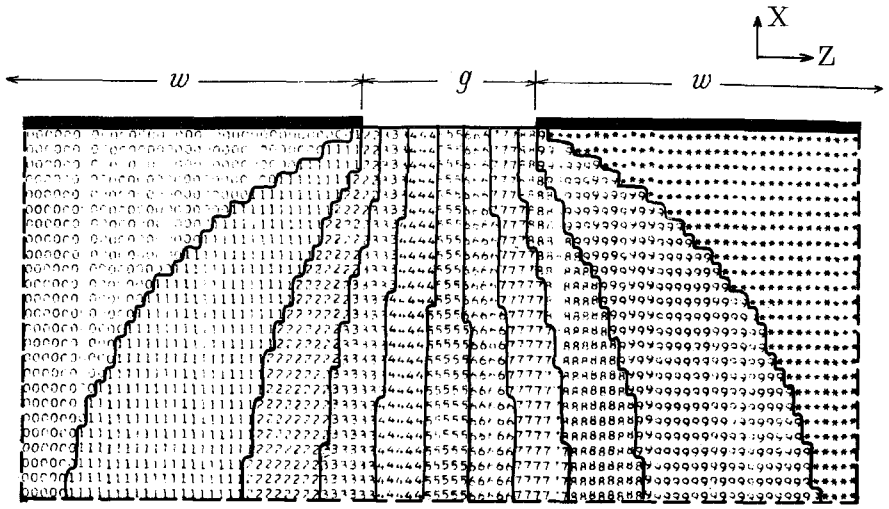
以上の計算手順にしたがって実際に求めた結果をつぎに示す。まずFig. 2.2(a)に示したプレーナ形電極構造については，電極間隔 $g = 10\mu$m,印加電圧$V_0 = 1$Vとし，電極幅$w =$ 20μmおよび$w = 10\mu$mの2種類の場合について計算した。Fig.2.5は$w/g = 2$の場合である。同図(a)はポテンシャル分布$U(x, z)$について最大値を「＊」，最小値を「0」と表示し，その間を10段階のレベルに分けてライン・プリンタ紙上に出力した結果である。(b)はポテンシャルを数値微分して求めた電界$\boldsymbol{E}$のベクトル方向をX－Yプリンタに描かせた結果であり，(c)は最終的に所望する屈折率変化Δn_eの分布を同じく10段階に分けて表示した結果である。Fig.2.6は$w/g = 1$の場合であり，(a)はポテンシャル分布，(b)は屈折率分布である。Fig. 2.7およびFig. 2.8はそれぞれ$w/g=2$，$w/g = 1$の場合について，平均電界$E_0 = V_0/g$で得られる屈折率変化量$n_{e\,ave}$で規格化した屈折率変化Δn_eを，Z方向に沿ってプロットし直したものである。

これらの結果から，電極端の近傍では単純な平均電界$E_0 = V_0/g$より求められる屈折率変化$\Delta n_{e\,ave} = 1.64 \times 10^{-5}$よりも，1.2～1.3倍大きい屈折率変化が生じ，屈折率分布はこれらを中心とした双峰性分布となっていることがわかる。また電極間隙の中央部では，$w/g = 2$の場合$\Delta n_{e\,ave}$の65%程度，$w/g = 1$の場合55%程度の値となっている。さらに，屈折率変化の深さ方向（X方向）の減衰は$w/g = 1$の場合が大きく，$x/g = 0.4$の位置で表面での値の50%になる。一方$w/g = 2$の場合は，$x/g = 1$でも半減しない。すなわち，電極幅が電極間隔に比べて大きい場合，屈折率変化は比較的深い位置まで及んでいることがわかる。

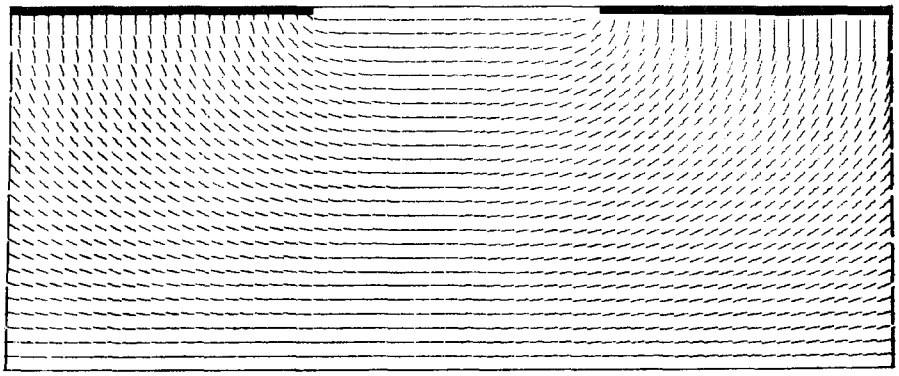
サンドイッチ形電極構造については，Fig. 2.2(b)，(c)示したように，2枚の電極幅が異なる2種類の場合を計算した。結晶の厚みを13μm,印加電圧を1Vとし，2枚の電極寸法はAタイプが8μmと45μm，Bタイプが20μmと20μmとした。Fig. 2.9,Fig. 2.10はそれぞれAタイプ，Bタイプの場合の計算結果であり，(a)はポテンシャル分布，(b)は屈折率分布である。サンドイッチ形電極構造については10段階表示のみを示すが，この場合もプレーナ形電極と同様に電極端で極値を生じている。とくにAタイプの場合，2.2節で述べた通り結晶表面に集中して屈折率が変化し，プレーナ形構造の場合とよく似た屈折率分布をもっていることは注目される。

2.3.2　屈折率分布の測定原理

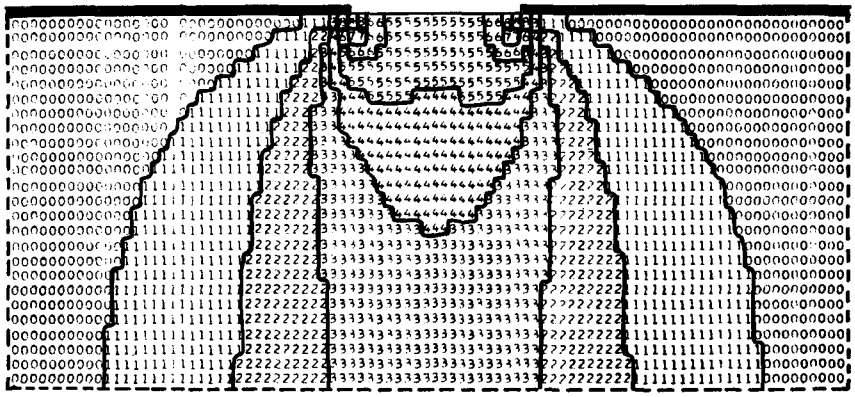
2.3.1節ではプレーナ形電極構造とサンドイッチ形電極構造について，屈折率分布を計



(a)



(b)

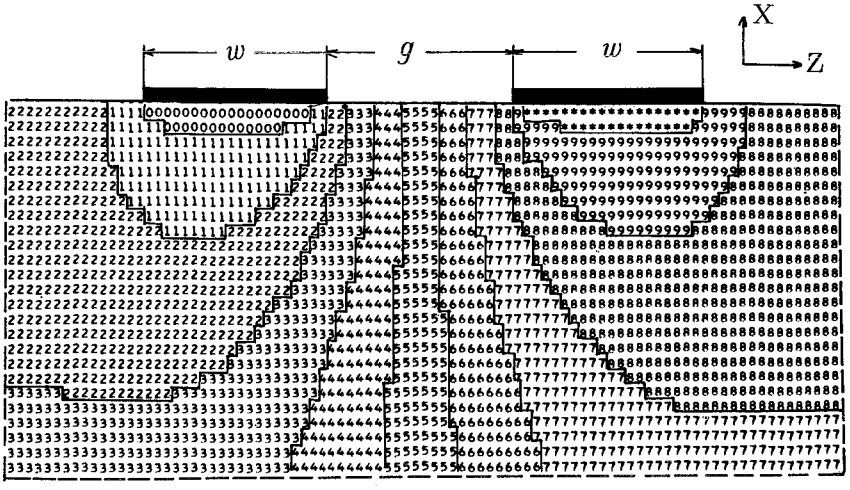


(c)

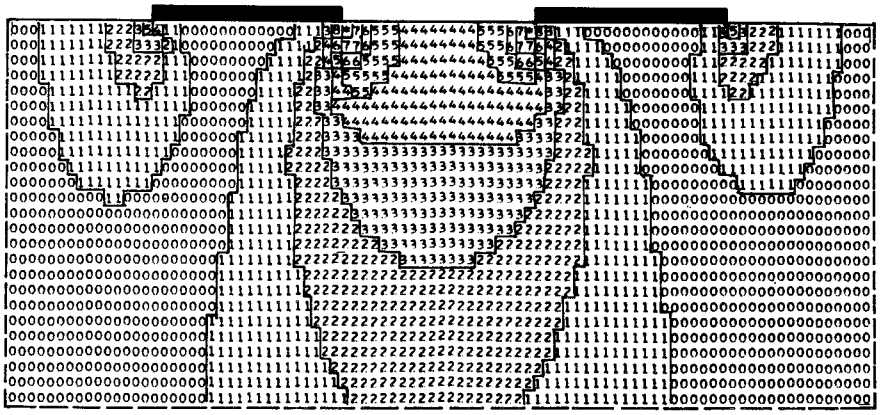
Fig. 2.5　プレーナ形電極の計算結果（ $w / g = 2$ ）

(a)　ポテンシャル分布，(b)　電界ベクトルの方向

(c)　屈折率変化分布



(a)



(b)

Fig. 2.6　プレーナ形電極の計算結果（$w/g=1$）

(a)　ポテンシャル分布，(b)　屈折率変化分布

算機解析により求めた。ここでは実験的に電圧印加時の屈折率分布を測定する方法について説明する。

この測定は$LiNbO_3$単結晶の複屈折性による光の干渉を利用するものであり，[31] 平行な表面を持つ結晶板（面内にc軸を含む）を偏光子，検光子の2枚の偏光板の間におき，結晶板に垂直に平行光束を入射して検光子を通った光の干渉パターンを観測する。これらを通

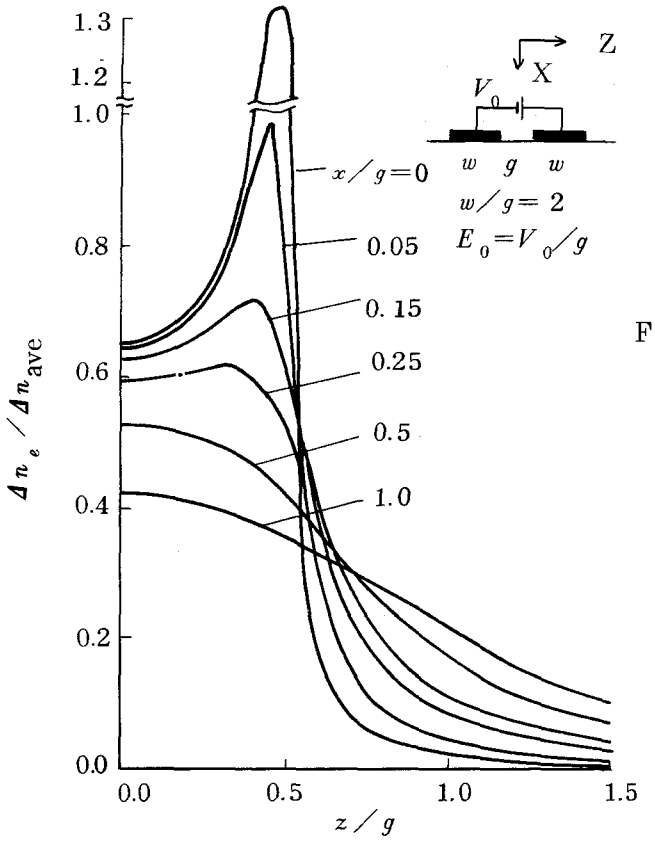


Fig. 2.7　屈折率変化のZ方向分布

（ $w / g = 2$ ）

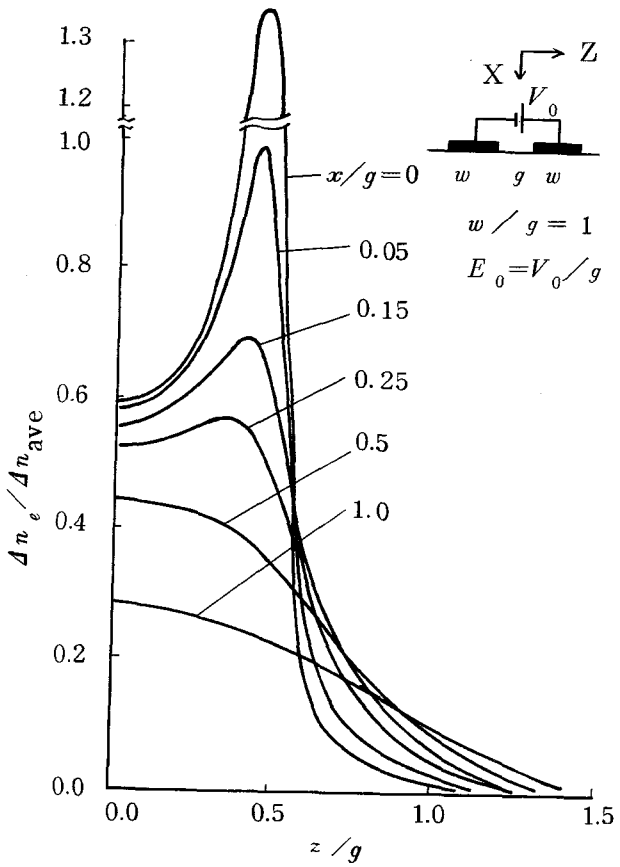
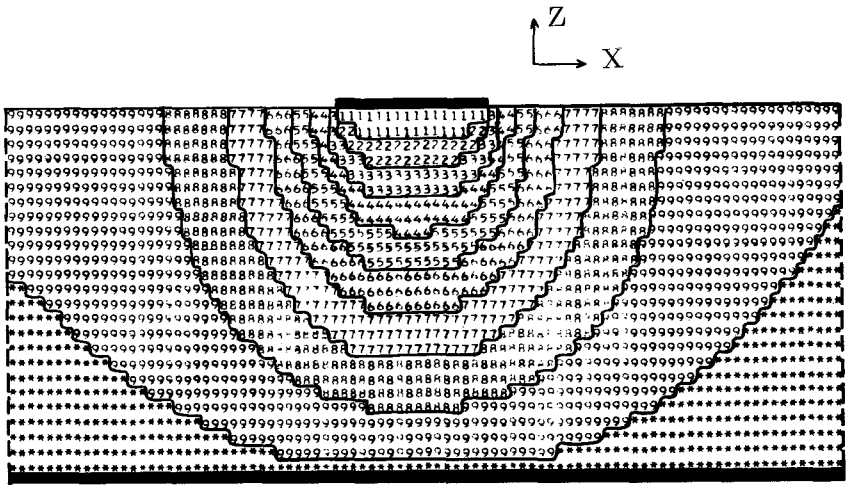
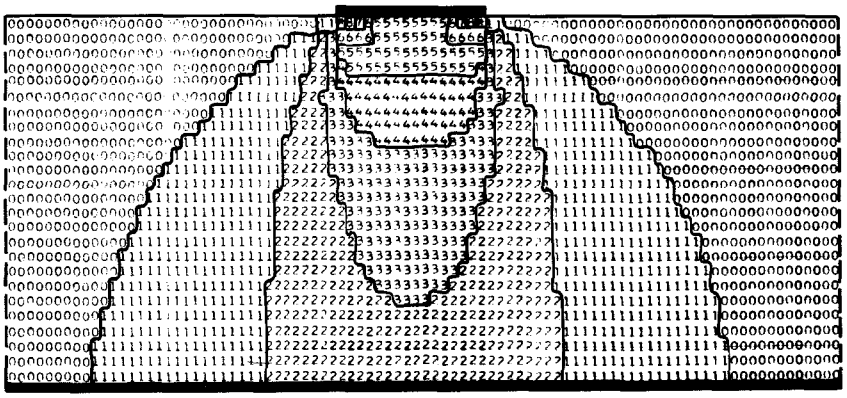


Fig. 2.8　屈折率変化のZ方向分布（ $w / g = 1$ ）



(a)

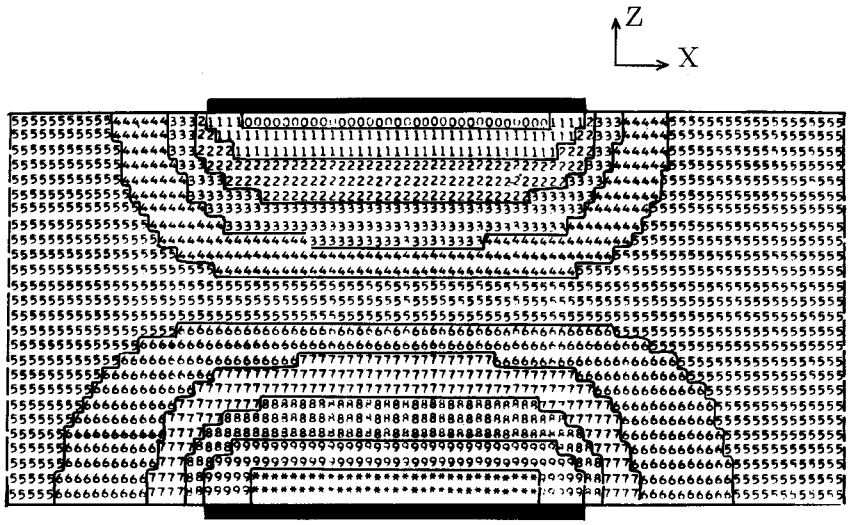


(b)

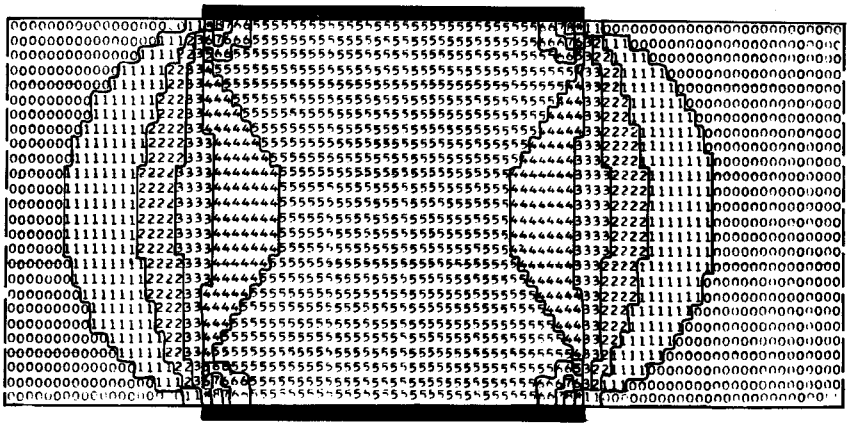
Fig. 2.9　サンドイッチ形電極の計算結果（Aタイプ）

(a)　ポテンシャル分布，(b)　屈折率変化分布

過する光の振動面をFig. 2.11に示す。X軸とZ軸とは結晶内で互いに直交する振動方向であり，X軸方向は常光線，Z軸方向は異常光線に対応する。また2つの偏光板のなす角をχ，偏光子を通る光の振動方向とZ軸とのなす角をϕとする。いま偏光子で直線偏光となった光の振幅をAとすれば，結晶板に入射された光は光学軸（Z軸）に平行および垂直な成分$A\cos\phi$, $A\sin\phi$の2つの振動に分かれる。つぎに反射などによる損失を無視すれば結晶を通過後，検光子の振動面に来る成分は$A\cos\phi\cdot\cos(\phi-\chi)$と$A\sin\phi\cdot\sin$



(a)



(b)

Fig. 2.10　サンドイッチ形電極の計算結果（Bタイプ）

(a)　ポテンシャル分布，(b)　屈折率変化分布

（$\phi-\chi$）となる。検光子を通った後の振動はこれら2つの振動の合成となるが，これらは常光線，異常光線として通過するため，結晶内の伝搬速度が異なる。したがって結晶を通過した後は位相差δを生じており，結晶の厚さをd，常光線屈折率をn_o，異常光線屈折率をn_e，真空中の波長をλとすれば，その値は

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)\cdot d \qquad (2.25)$$

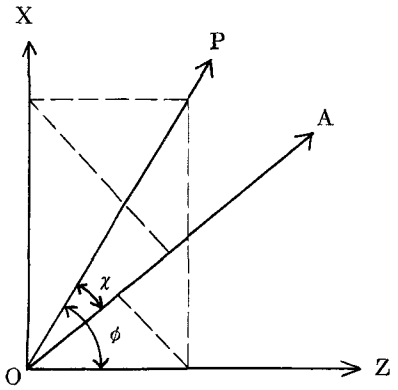


Fig. 2.11　偏光子(P)と検光子(A)の振動面

で与えられる。

よって検光子を出た光の強度は

$$I = A^2 \left\{ \cos^2\chi - \sin^2\phi \cdot \sin^2(\phi-\chi) \cdot \sin^2\frac{\delta}{2} \right\} \qquad (2.26)$$

となる。ここで　$\chi = \pi/2$，　$\phi = \pi/4$，すなわち，直交ニコルでかつ結晶のZ軸を偏光子の透過軸と45°の角度をなすようにすれば，

$$I = A^2 \sin^2\frac{\delta}{2} \qquad (2.27)$$

となる。

今まで位相差δとしては，電気光学効果による屈折率の変化を考慮していなかった。2.2.1節で述べたように，Z方向の電界成分E_zに対して屈折率が変化し，

$$\begin{cases} n_o' = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \\ n_e' = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \end{cases} \qquad (2.28)$$

となるから，両者の屈折率差は

$$\Delta n = n_o' - n_e'$$

$$= (n_o - n_e) - \frac{1}{2}(n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) E_z \qquad (2.29)$$

したがって，位相差δは

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} d \left[(n_o - n_e) - \frac{1}{2}(n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) E_z \right]$$

$$= \delta_o - \frac{\pi d}{\lambda}(n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}) E_z \qquad (2.30)$$

但し

$$\delta_o = \frac{2\pi}{\lambda} d (n_o - n_e) \qquad (2.31)$$

となる。

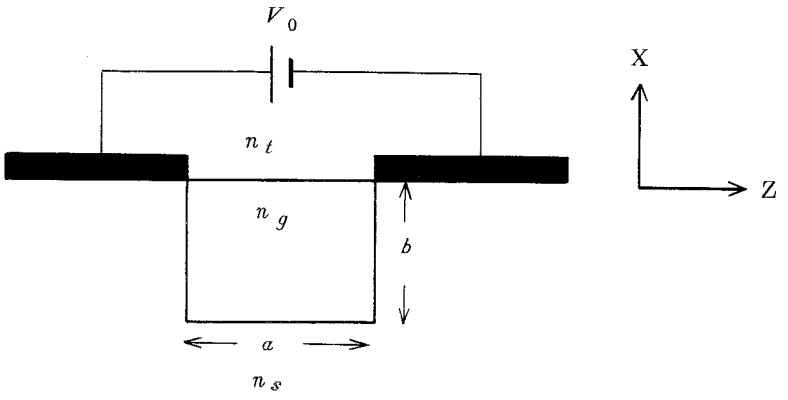
（2.27）式および（2.30）式から光強度Iが電界E_zの関数となっていることがわかる。すなわちE_zが0から増加するにしたがって，初期位相差δ_oで決まる明るさから徐々に光強度が変化して，ちょうど$\delta = 2m\pi$（m：整数）となるごとに暗となり，その中間では明となる正弦波状の周期的な変化を示すことになる。さらに初期位相差δ_oがX－Z面での位置によらず一定であるとすれば，電圧印加時の屈折率分布に対応して光強度Iは（x，z）の関数となり，それに対応した明暗の分布が得られることになる。

実際には特定の位置（x，z）に注目し，その点における光強度Iを印加電圧Vの関数として測定する。もし電界E_zが印加電圧Vに比例して変化するとすれば，$I-V$関数は正弦波状に変化する。したがって初期位相差δ_oに相当する明るさを基準にして，2πなる位相差を生じる電圧を求め，その印加電圧V_{exp}と，平均電界（印加電圧／電極間隔）が印加されているとして，（2.30）式から求めた2πなる位相差を生じるのに要する印加電圧V_{cal}とを比較することにより，電界の集中の目安を得ることが出来る。また，徐々に印加電圧を上げた場合に現われる明暗の縞模様から，屈折率分布を推定することも出来る。

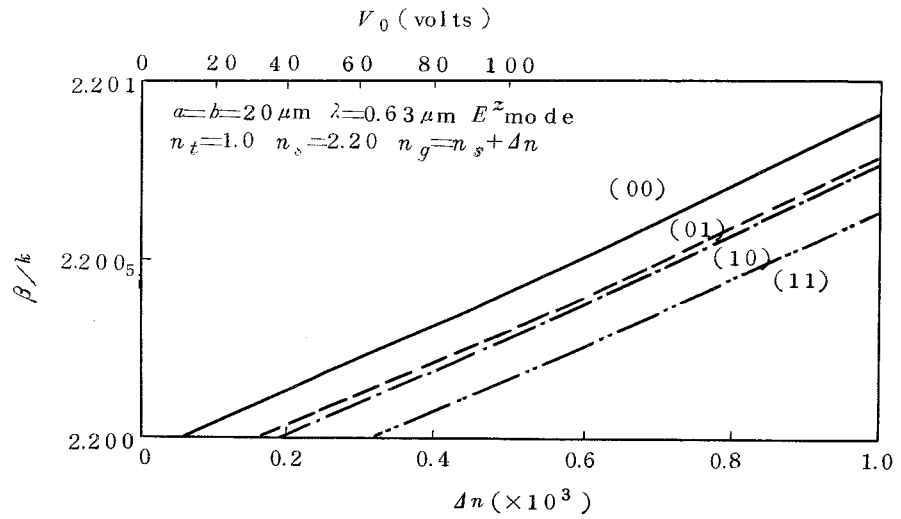
2.3.3　矩形導波路の伝搬モード

計算機解析により求められた屈折率分布は双峰性分布であり，深さ方向には指数関数的に減衰している。このような複雑な屈折率分布をもつ3次元光導波路における伝搬モードについて，一般的な解析を行うことは困難である。ここでは，光導波路として成立する導波路寸法と屈折率変化量との関係，すなわち，電極間隔と印加電圧との関係を明らかにするため，矩形導波路と近似して[97]一つの目安を得ることにする。

そこで導波路の幅 $a = 20\,\mu m$，および $a = 40\,\mu m$ の場合について，$a/b = 1$（b：導波路の深さ）と仮定して，規格化伝搬定数 β/k と屈折率変化量 Δn との関係を計算した。Fig. 2.12 は $a = 20\,\mu m$，Fig. 2.13 は $a = 40\,\mu m$ の場合である。横軸には屈折率変化量 Δn の他に，実際に電極間に印加する電圧をとっている。この時 2.3.1 節で述べたように，電極間隙の中央部では，平均電界から求められる屈折率変化量の 60 % 程度しか生



(a)



(b)

Fig. 2.12 矩形導波路の伝搬モード

(a) 計算に使用したモデル，
(b) 屈折率変化 Δn，所要印加電圧 V_0 と規格化伝搬定数 β/k との関係
k：自由空間での波数
(p q)：モード次数

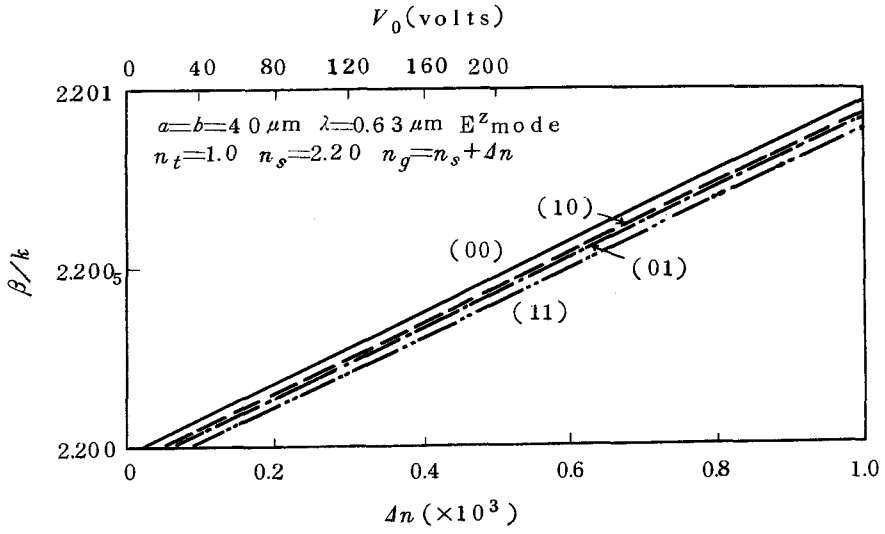


Fig. 2.13　屈折率変化Δn，所要印加電圧V_0と規格化伝搬定数β/kとの関係

k：自由空間での波数
$(p\ q)$：モード次数

じないことを考慮している。伝搬モードの計算に用いたMarcatili[97]の方法は，カットオフ近傍では近似度が悪く不確かではあるが，基本モードを伝搬可能な条件は$a=20\,\mu$m，および$a=40\,\mu$mの場合とも印加電圧10数V以上である。導波路寸法がちがうため屈折率変化量は両者において異なるが，ほぼ同じ大きさの印加電圧が必要とされるのは興味深い。

2.4　実験および考察

2.4.1　励起モードの観測

実験に使用した素子は，X板$LiNbO_3$を基板とし，そのX面および2つのY端面を光学研磨した後，膜厚5000Å程度のAl蒸着をし，フォトエッチングで電極を作成したものである。素子の長さは約17mmであり，電極間隔gは20μm，40μm，80μmとした。20μm間隔については電極幅$w \simeq g$であり，他の場合の電極幅は十分大きく作成されている。

測定に使用した光学系をFig. 2.14に示す。He-Neレーザの6328Å光を偏光板Pで Z偏光にした後，焦点距離$f=200$mmの凸レンズL_1で絞り，導波路部の上端に焦点を合わせて入射する。出射端面を顕微鏡L_2で拡大して，ニア・フィールド・パターンを観測する。印加電圧としては屈折率の永久変化を防ぐために，50Hz程度の正弦波電圧あ

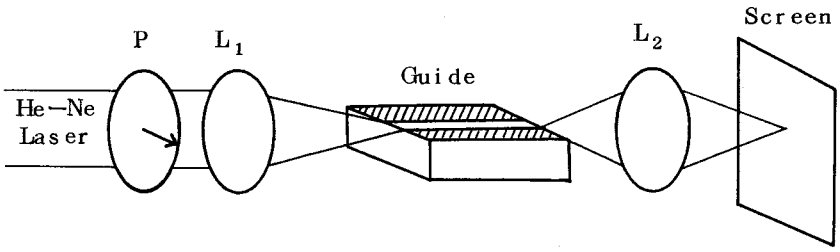


Fig. 2.14　測定に使用した光学系

るいは矩形波電圧を用いた。

その結果電極間隔40μmの場合には，印加電圧25Vの時，電極間隙下に基本モードと思われる1つの非常に明るいスポットが観測された。電圧を上げていくと，この明るいスポットはZおよびX方向に分離しはじめ，60〜70VではZ方向に3つのピークがあり，中央部のX方向には2つのピークが見られる。さらに電圧を上げると，中央部のX方向には3つ目のピークが現われ，Z方向の分布はそのままであった。これらのパターンは印加電圧が高くなり，導波路と基板との屈折率差が大きくなったことにより生じた高次モードと考えられる。印加電圧が100V以上ではスポットの パターンは複雑になり乱れて来るが，これも屈折率差が大きくなって，高次モードが生じているためであろう。Fig.2.15に印加電圧を順次上げた時の励起モードの変化の様子を示す。また，Fig. 2.16に印加電圧0V，30V，80Vの場合の表面近傍におけるZ方向の光強度分布を，フォトマルで走査した結果を示す。

また，電極間隔20μmの場合にも，Fig. 2.17に示すように，印加電圧20V程度以上で明瞭な基本モードを観測することができた。さらに30V以上の時，入射条件を変えることにより高次モードを励起し得た。ところでレーザ光の偏波面を90° 変えてX偏光とした場合には，Fig. 2.18に示すように40Vの印加電圧で光のconfinementが観測されはじめた。これは2.2.1節で述べたように，常光線に対する屈折率変化は異常光線の場合の約1／3しかないことに起因している。

なお，電極間隔80μmの導波路については，約40Vを印加した時Fig. 2.19に 示すような電極端2ケ所で明るいスポットが見られた。電圧をさらに上げていくと，このスポットは消えて複雑なパターンとなった。この2ケ所での明部分の発生は，電極端で生じて

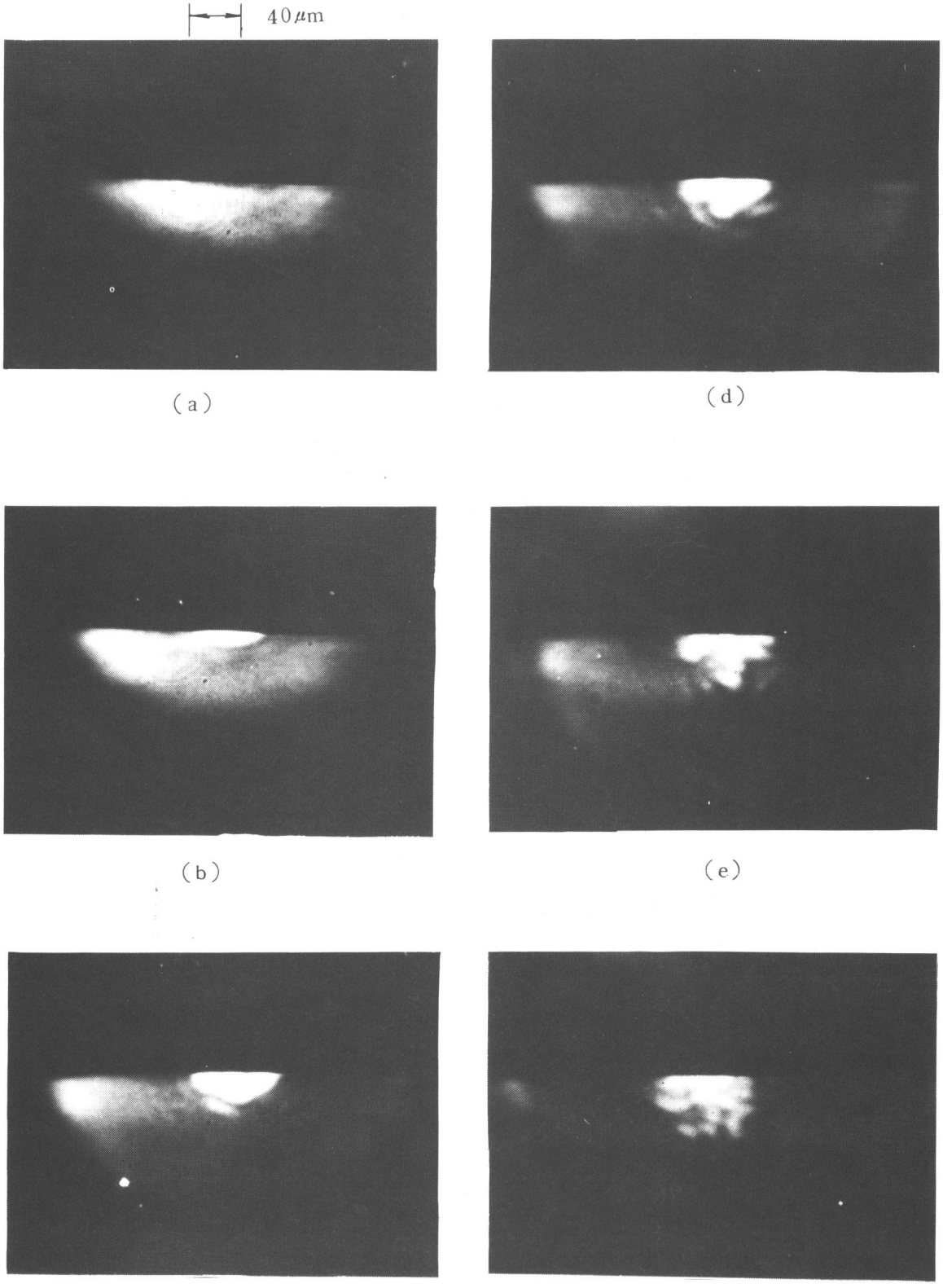


Fig. 2.15　観測された励起モード（電極間隔40μm）
(a)印加電圧0V，(b)25V，(c)70V
(d)　80V　　，(e)100V，(f)200V

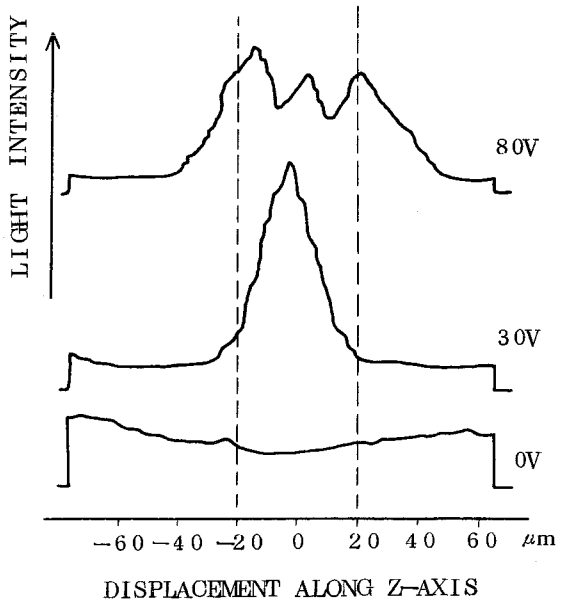


Fig. 2.16　励起モードのZ方向強度分布

（電極間隔 40μm）

いる高屈折率の部分によるものと思われ，2.3.1節で得た双峰性屈折率分布を裏付けるものであろう。電極間隔80μmの場合には，はっきりした励起モードは観測されていないが，これは入射条件などが最適になっていないためと思われるので，今後検討すべき問題として残る。

2.4.2　屈折率分布の測定

つぎに2.3.2節で述べた$LiNbO_3$単結晶の複屈折性を利用して，屈折率分布の測定を試みた。Fig. 2.20に光学系を示す。Pは試料のc軸に対して45°回転した偏光子，Aは試料のc軸から−45°回転した検光子である。生じた干渉パターンをレンズLで拡大しスクリーン上に投映するか，あるいはフォトマルのピンホールを所望の位置に合わせて屈折率分布を求める。

電極間隔g＝80μm，厚さd＝1.81mmの試料の場合，干渉パターンによる光強度の電圧依存性から，2πの位相差を生じるのに必要な電圧を求めると，電極間隙下の中央部付近では$V_{exp}\approx$430Vであった。一方，平均電界（印加電圧／電極間隔）が印加されているとして，計算から求めた2πの位相差を生じるに要する印加電圧はV_{cal}＝250Vである。

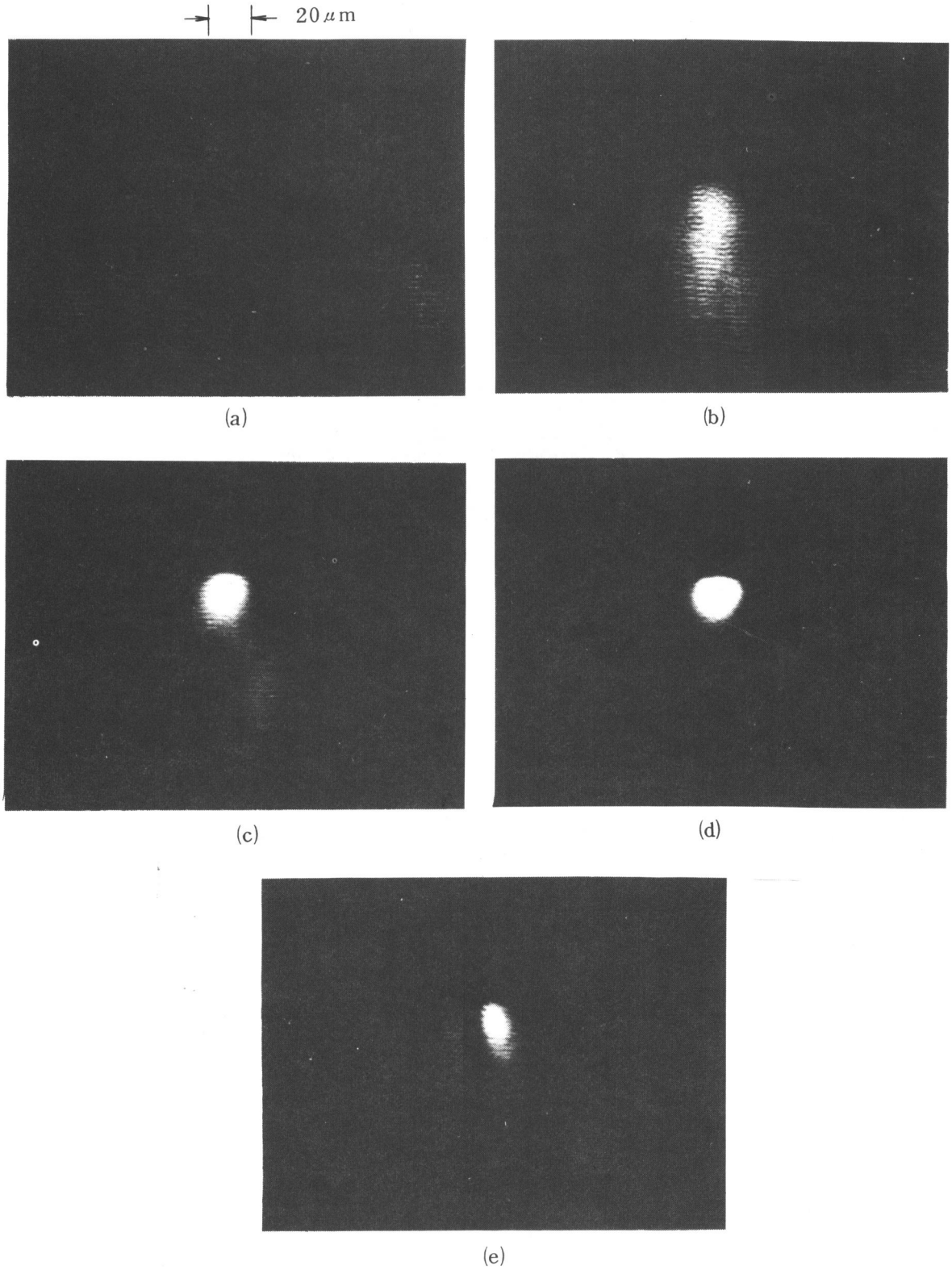
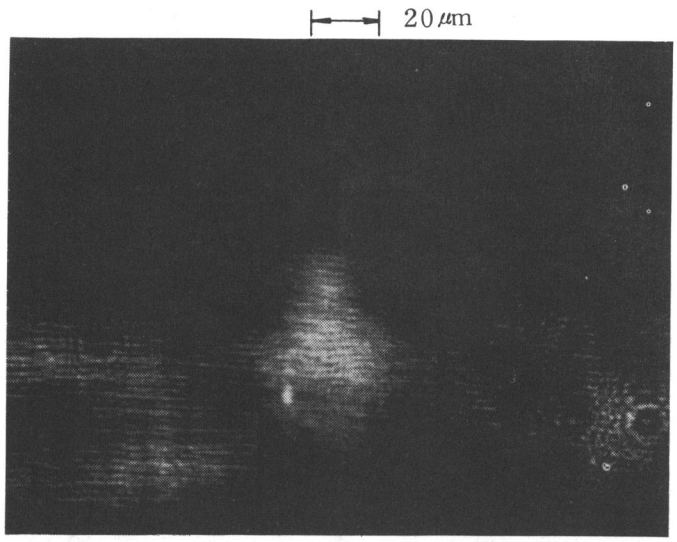
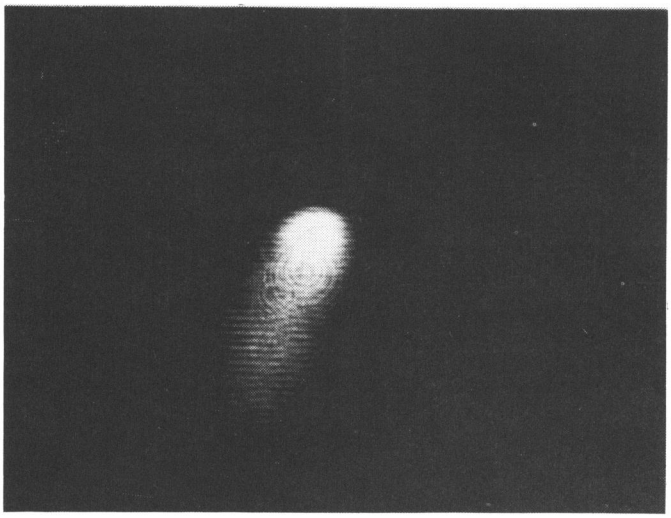


Fig. 2.17　観測された励起モード（電極間隔20μm）
(a)印加電圧0V，(b)10V，(c)20V，(d)30V
(e)30V，高次モード



(a)



(b)

Fig. 2.18　X偏波光に対する励起モード

(a) 印加電圧15V，(b) 40V

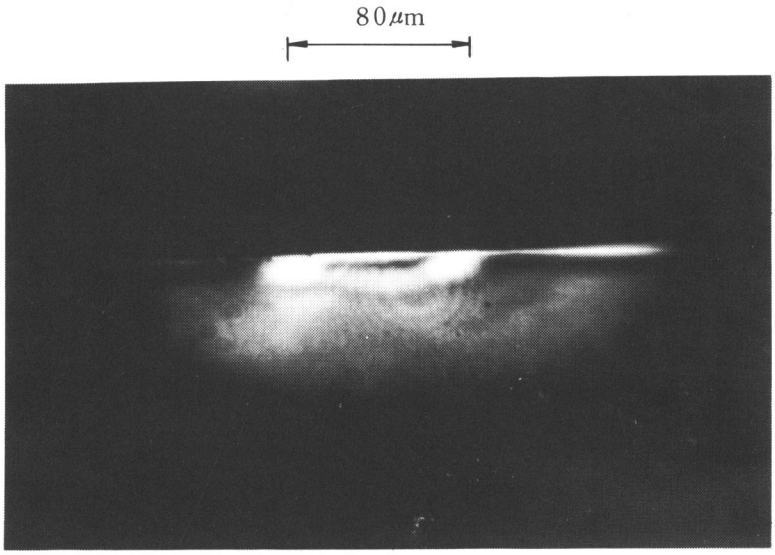


Fig. 2.19　電極端での明部分

（電極間隔80μm，印加電圧40V）

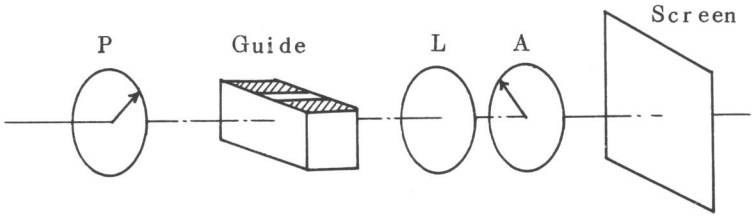


Fig. 2.20　干渉パターン測定光学系

このことは，電極間隙下の中央付近では，平均電界より低い電界が実際に生じていることを意味している。その大きさは平均電界の約60％であることがわかる。計算機解析で求めた屈折率分布においても，電極間中央部の屈折率変化は平均電界から得られる値より小さくなっており，実験事実を裏付けている。

一方，屈折率の双峰性分布は干渉パターンから直接観測することが出来なかった。Fig. 2.21 は電極間隔 g ＝ 120μm，厚さ d ＝ 1.67mmの試料について，干渉パターンの電圧依存性を測定した結果である。Fig. 2.21(a)に示した印加電圧0Vの時に得られた明暗の縞模様は，端面が完全に平行でないことから生じた初期位相差に相当する干渉パターン

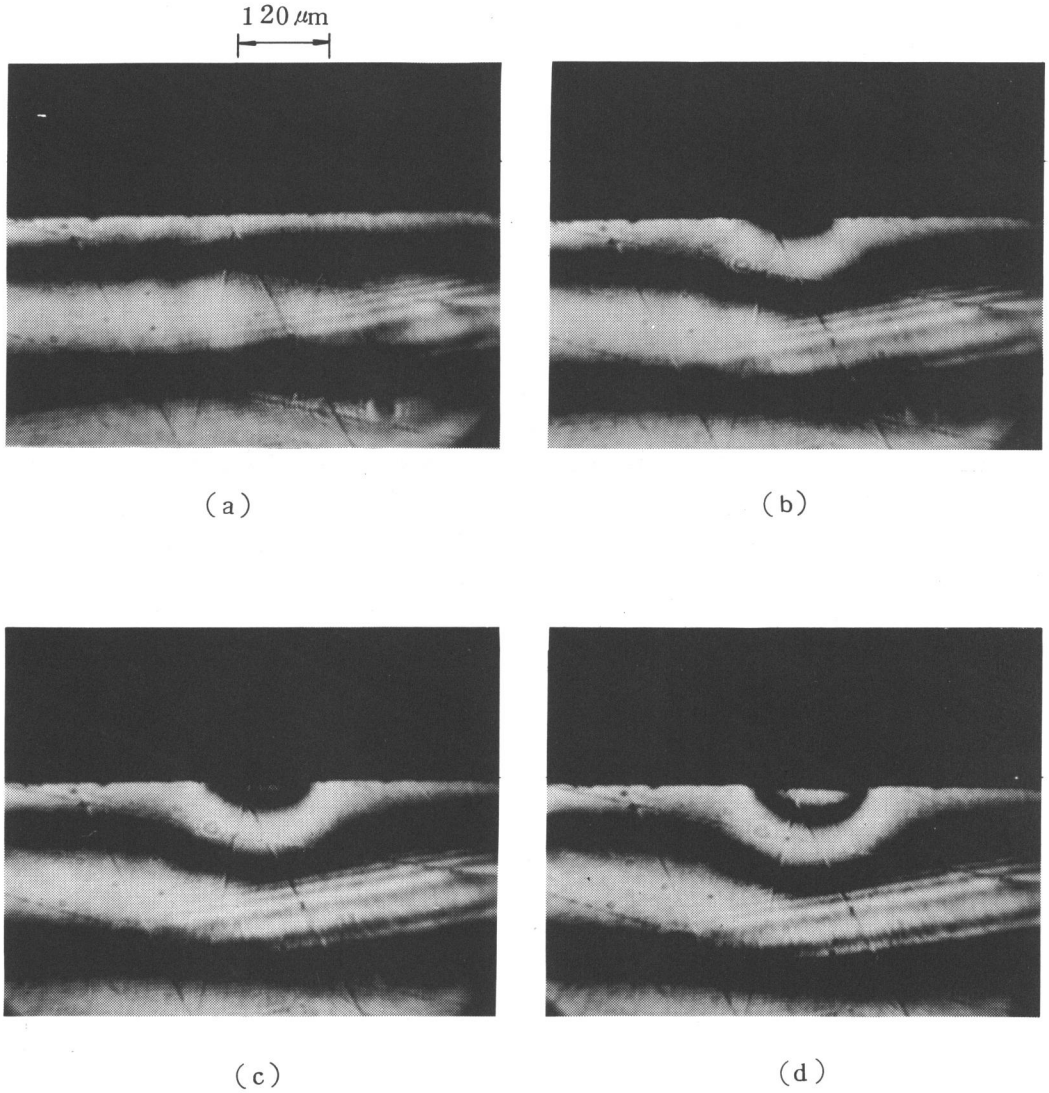


Fig. 2.21　干渉パターンの電圧印加による変化

(a)　印加電圧 0V，(b)　300V

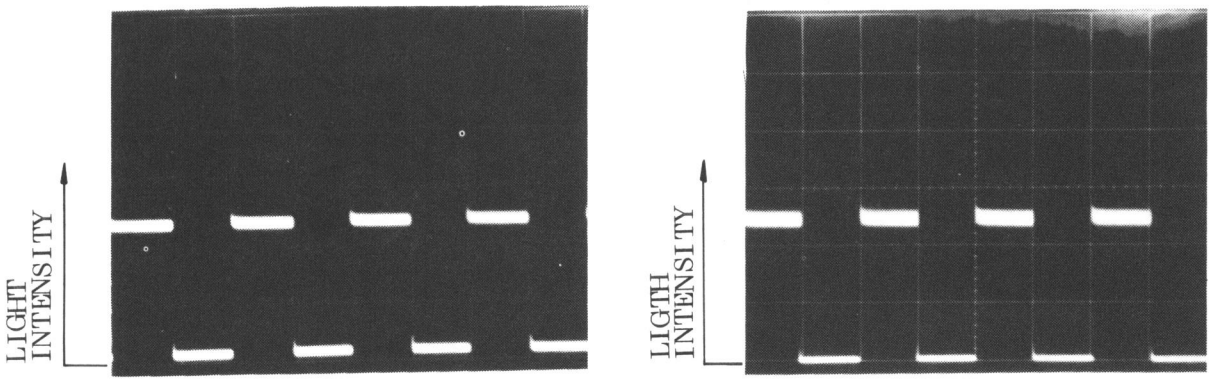
(c)　400V　　(d)　500V

である。印加電圧を高くしていくと，電極間隙下から明暗のパターンが湧き出してくる。しかし2.3.1節で求めた双峰性屈折率分布から予想される，電極端2ケ所を中心とした干渉縞の変化は観測されなかった。その理由として，屈折率が極値をとる領域は非常に局所的であるにも拘らず，実験当時の研磨技術では結晶端面のエッジがシャープに仕上らず，微細な分布が消滅したことが考えられる。しかしながら，ここでは示さなかったが，光導

波の実験において$\Delta n_e < 0$なる電圧を印加した時に，電極端近傍の２ヶ所で暗部分が発生したこと，および2.4.1節で示した８０μm 幅の導波路における実験結果からも，双峰性分布は確かに生じていると考えてよいだろう。

2.4.3　光変調素子としての応用

電極間隔２０μmの導波路の場合，２０V程度の比較的低電圧で基本モードが観測された。したがって同程度の電圧を矩形パルスとして印加することにより，これを光変調素子として動作させることができる。この光変調素子の特徴としては，従来の位相変調タイプと異なり，検光子などの偏光板を必要とせず直接，光のconfinementを制御できるカットオフ形の光強度変調素子であることを指摘できる。さらに，変調パルスとして正負の電圧を交互に印加すれば，屈折率変化量も交互に正負となる。負の場合は光をconfinementしないから，それだけ変調度すなわち消光比を改善することができる。この動作を確認するための実験を行った。Fig. 2.22(a)は，繰返し周波数１KHz，１５Vの矩形パルスを印加した時の光変調出力を，偏光板なしで直接フォトマルで検知した結果である。電圧が印加された時に光強度は増加するが，無印加時においても完全な消光状態にはなっていない。このため得られた消光比は１１dB であった。これに対し，同図(b)は±１５Vの矩形パルスを印加した場合であり，消光比は１８.０dBまで改善することができた。ここでは極めて低い周波数での変調実験を示したが，適当な電極寸法を採用することにより，数１００MHz～1GHzの周波数帯域を実現することは十分に可能である。



(a)　　(b)

Fig. 2.22　光強度変調の実験結果

(a)　印加パルス　１５V

(b)　　同　　±１５V

2.5 結　び

以上の実験および解析から明らかにされたことを列挙すると，

(1) $LiNbO_3$ を用いた電圧誘起による光導波路の構造としては，プレーナ形電極とサンドイッチ形電極の２種類が考えられる。曲率をもった光導波路にはサンドイッチ形がよく，製作上の容易さからはプレーナ形が適している。

(2) 各電極構造について，逐次緩和法を用いて屈折率分布を求めた。プレーナ形およびサンドイッチ形の両者において，電極端近傍の２ケ所で最大値をもつ双峰性分布となっている。

(3) 電極間隔２０μm，４０μmの場合に印加電圧２０数Vに対して基本モードと思われるスポットを，またこれ以上の印加で高次の励起モードを観測した。

(4) 複屈折性による干渉パターンの観測から，電極間隙下において平均電界（印加電圧／電極間隔）の６０％程度の電界が集中し，これは計算機解析の結果とよく一致している。また，双峰性分布は直接には観測できなかったが，これを裏付けると考えられる実験結果は得られた。

(5) 電極間隔２０μmの素子を用いて，カットオフ形の光強度変調を行った。１５Vの印加パルスにより消光比１１dB，また±１５V の印加パルスにより消光比１８dBを得た。

光挿入損や曲率の問題など，今後に残された問題点は多くあると思われるが，少なくとも以上の実験結果から，この電圧誘起によって形成された光導波路が，単に光を導波するという受動的な面と光変調素子としての能動的な面の両機能をもつことを確認した。

第3章　高屈折率膜を装荷した光導波路の特性

3.1　序

光導波路は，光に透明なガラス，結晶などの材料の表面あるいは内部における局所的な領域の屈折率を周囲より高いものとして，そこに光エネルギーを閉じ込めるものである。したがって，光導波路の屈折率は通常，周囲に比較してもっとも高い値となっている。[10] この導波路上に，導波路よりもさらに高い屈折率を有する薄膜を装荷すると，光電場分布が導波路表面に集中することを見出した。この現象を用いると，プレーナ形電極を有する導波形光変調器の変調効率を改善することができる。なぜならば，印加電界は基板の深さ方向に急激に減少するからである。

本章においては，2次元光導波路上に高屈折率薄膜が装荷された場合の伝搬モードおよび光電場分布を計算し，光電場が導波路表面の近傍に集中することに基づく，電気光学的プレーナ形光変調器の変調効率の改善について解析した結果を述べる。[98]

3.2　4層薄膜導波路の伝搬モード

Fig. 3.1 に示した4層構造の2次元光導波路を考える。最上層，装荷薄膜，導波路，基板の屈折率をそれぞれ n_t，n_l，n_g，n_s とする。導波路の厚みを d，薄膜の厚みを t とする。

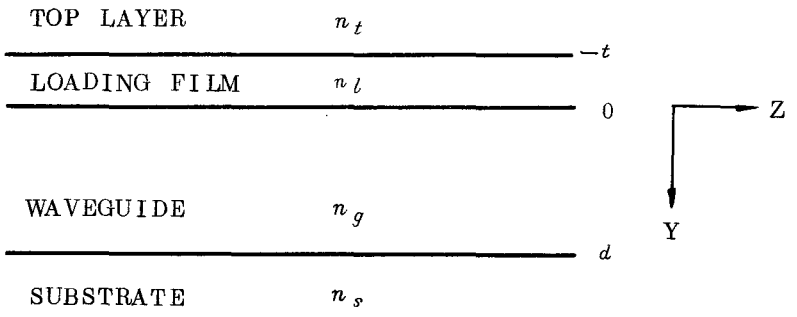


Fig. 3.1　解析に用いた4層構造の2次元光導波路

また屈折率 n_l は n_g より大きいと仮定する。TEモードに対する伝搬モードの特性方程式は次式で与えらえる。*

$$r_g d = \tan^{-1}\left(\frac{r_s}{r_g}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{P}{Q}\right) + m\pi \qquad (3.1)$$

＊　特性方程式の導出は付録A3にて述べられている。

ここで

$$
\left.
\begin{aligned}
& m = 0, 1, 2 \cdots\cdots\cdots \\
& P = \frac{1}{r_g}\left[r_t \cos r_l t - r_l \sin r_l t \right] \\
& Q = \cos r_l t + \frac{r_t}{r_l} \sin r_l t \\
& r_t = k\left(n^2 - n_t{}^2 \right)^{1/2} \\
& r_l = k\left(n_l{}^2 - n^2 \right)^{1/2} \\
& r_g = k\left(n_g{}^2 - n^2 \right)^{1/2} \\
& r_s = k\left(n^2 - n_s{}^2 \right)^{1/2}
\end{aligned}
\right\} \qquad (3.2)
$$

また，自由空間での波数を k（$=2\pi/\lambda$），導波路中の光の伝搬定数を β，そして規格伝搬定数（β/k）を n で表わすことにする。

Fig. 3.2 に装荷膜の膜厚 t をパラメータとした規格化伝搬定数 n の変化を，導波路の厚み d の関数として表わす。ここで波長 $\lambda = 1.05\,\mu$m，屈折率 $n_t = 1$，$n_l = 2.4$，$n_s = 2.14$ とした。同図(a)は $n_g = 2.142$，(b)は $n_g = 2.15$ の場合である。いま $d \to \infty$ として，導波路を屈折率 n_t，n_l，n_g の3層構造からなると仮定し，装荷膜中に伝搬モードがのるに必要な膜厚を求めると，$n_g = 2.142$ では $t = 0.1623\,\mu$m，$n_g = 2.15$ では $t = 0.1661\,\mu$m となる。導波路の厚み d が小さい場合には，低屈折率の基板（$n_s = 2.14$）が導波路に密接している影響を受けるため，これらの膜厚 t は4層構造における装荷膜のカットオフ膜厚よりも若干小さくなる。またFig. 3.2から明らかなように，n の変化は t がカットオフ膜厚の近傍の時いちじるしく大きい。

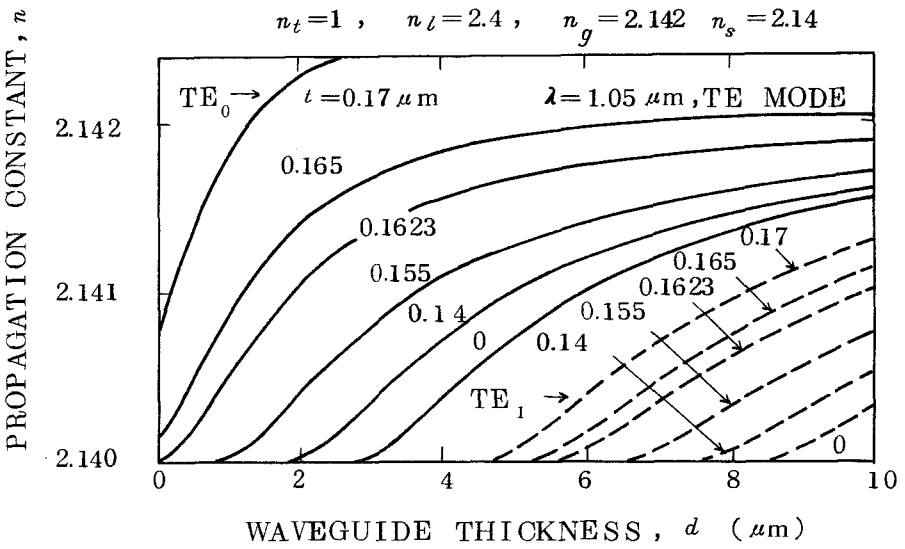
3.3 装荷薄膜の光電場分布への影響

TEモードに対する厚さ方向の光電場分布は次式を用いて計算した。ただし，$n_l > n_g$ である。

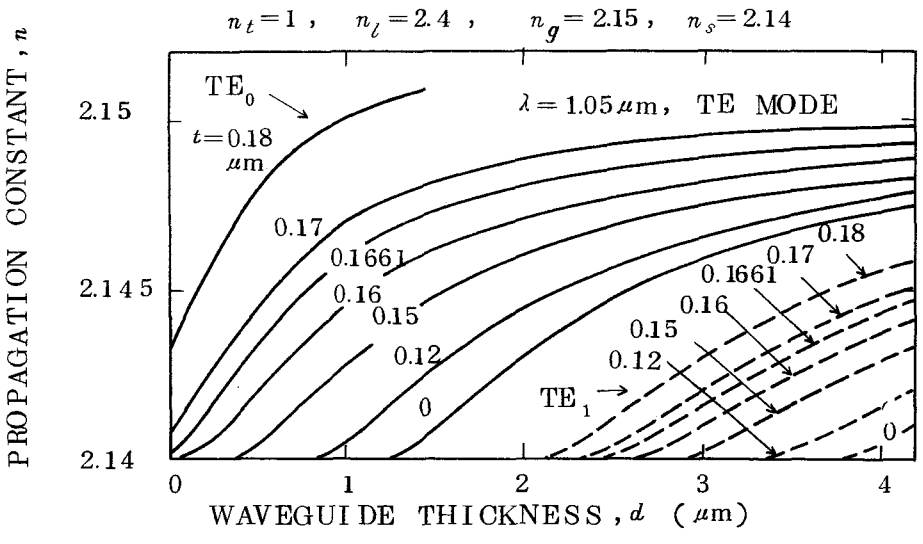
$$
\left.
\begin{aligned}
& E_z = C\exp\left[r_t (y+t) \right], \qquad y \leqq -t \\
& \quad = C\left\{ \cos\left[r_l (y+t) \right] + (r_t/r_l) \sin\left[r_l (y+t) \right] \right\}, \\
& \qquad\qquad -t \leqq y \leqq 0
\end{aligned}
\right\}
$$

$$= C\{P\sin(r_g y) + Q\cos(r_g y)\}, \quad 0 \leqq y \leqq d$$

$$= C\{P\sin(r_g d) + Q\cos(r_g d)\}\exp\{-r_s(y-d)\}, \quad y \geqq d \qquad (3.3)$$



(a)



(b)

Fig. 3.2 規格化伝搬定数 n と導波路の厚み d との関係

パラメータ：装荷膜厚 t

(a) $n_g=2.142$, (b) $n_g=2.15$

ここでCは定数，P，Qは（3.2）式で与えられる。

$\lambda = 1.05\,\mu$mとして，TE_0 モードに対する規格化された光電場分布の一例をFig. 3.3に示す。導波路の厚みdは5 μmである。Y軸は厚み方向にとってあり，$y = 0$は，装荷膜と導波路との境界である（Fig. 3.1参照)。装荷膜の厚み$t = 0$では，光電場のピークは$y = 3.5\,\mu$mに位置している。そしてtが増加するにつれて，導波路の表面へ移動する。カットオフ膜厚よりもtが大きくなると，光電場のピークは装荷膜中に入りこむ。また光電場分布の形は，tがカットオフに近づくと急激に変化する。n_lをパラメータとして，ピーク位置y_0を膜厚tの関数として求めた結果をFig. 3.4に示す。n_lが大きい時には，わずかなtの変化に対して非常に大きいピーク位置の変化が生じている。これは，規格化伝搬定数nの変化が，n_lが大きい場合には，tに対して非常に敏感である結果と一致する。

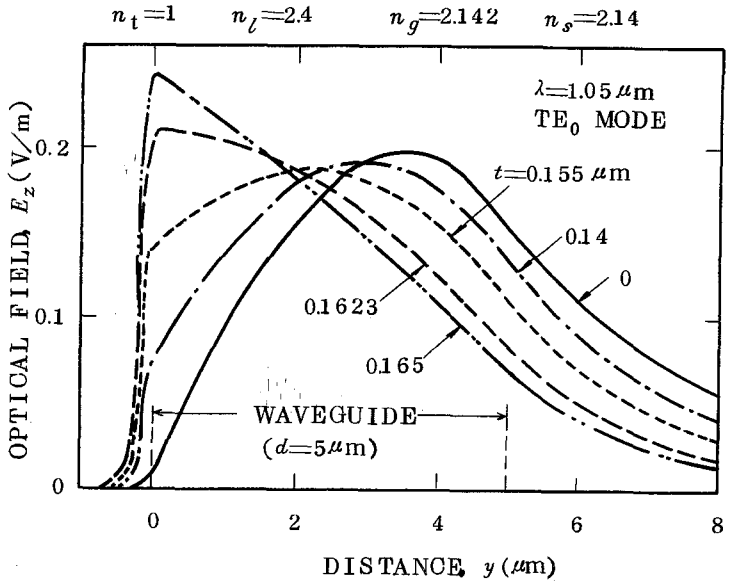


Fig. 3.3　規格化された光電場分布の計算例

導波形光制御素子の設計においては，導波路中の光エネルギー量を検討することが重要である。なぜならばエネルギー量は素子の変調効率や伝搬損失などの特性に強く影響を与えるからである。とくに現在対象としているように，高屈折率膜が導波路上に装荷されている場合には，装荷膜中を伝搬する光のエネルギー量は，素子性能の優劣を決定する重要な要因である。最上層と装荷膜の両者に含まれるエネルギー量を，種々のn_lに対して，膜厚tを変数として計算した結果をFig. 3.5に示す。ここで全エネルギーは1.0と規格化している。n_lが大きい場合には，装荷膜および最上層に含まれるエネルギー量は，tの増加とともにいちじるしく増加する。破線はカットオフを示す。最上層および装荷膜に含まれるカットオ

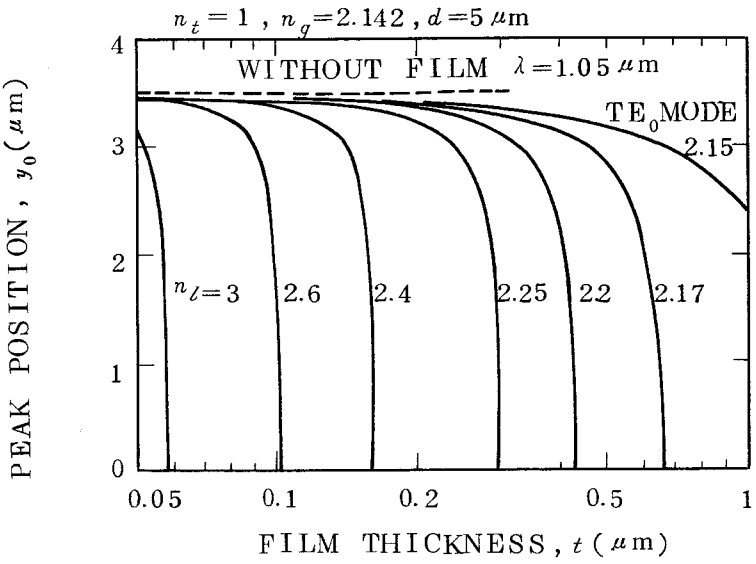


Fig. 3.4　光電場のピーク位置 y_o と装荷膜厚 t との関係

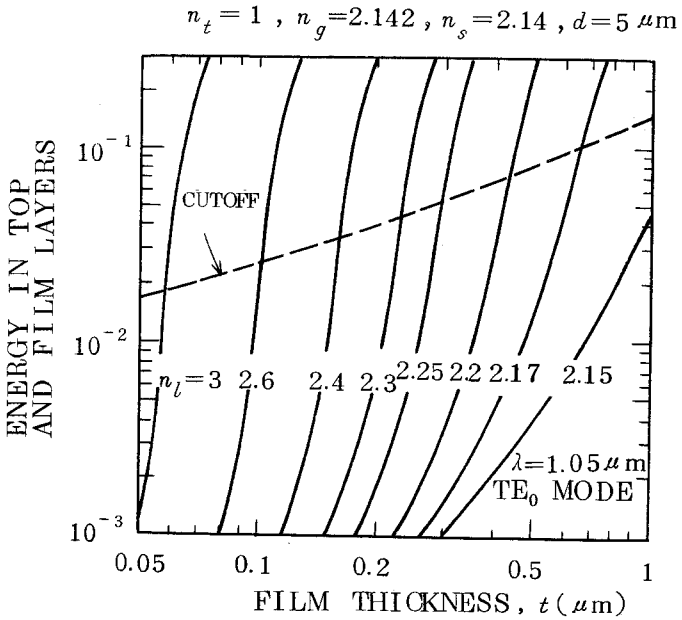


Fig. 3.5　装荷膜中の光エネルギーと装荷膜厚 t との関係

フでのエネルギー量は，n_l が大きい場合少なく，また n_l が n_g に近づくにつれて，徐々に増加する。したがって，現在の各層の屈折率および導波路の厚みの組合せに対して，n_l を 2.17 以上に選ぶことにより，最上層および装荷膜に含まれるエネルギー量を１０％以下

にすることが可能である。

3.4　装荷薄膜の光変調効率への影響

前節においては，伝搬定数および光電場分布が高屈折率膜を装荷することによりいちじるしく変化することを示した。この特性は，導波形光制御素子の性能を改善することに利用することができる。その1つの応用は，ストリップ形3次元光導波路である。すなわち，2次元光導波路上に導波路よりも高い屈折率を有するストリップ状の薄膜を装荷したストリップ装荷導波路[72),99)]においては，ストリップ薄膜の直下に光を横方向に閉じこめることができ，これは従来の低屈折率膜を装荷し，3次元化した導波路[100)]に比べて光閉じ込めが良好であることが明らかにされている。他の応用は，プレーナ形電極をもつ導波形光変調器の変調効率の改善である。ここでは後者の例について検討する。Fig. 3.6 は高屈折率膜を装荷したプレーナ形電気光学変調器の構成図を示す。厚み d の2次元光導波路上に，電極間隔 g，幅 w のプレーナ電極を設け，かつその電極間隙部に高屈折率膜を装荷した構成になっている。

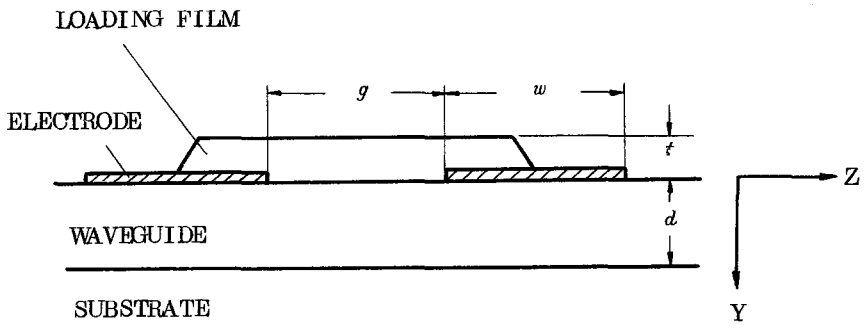
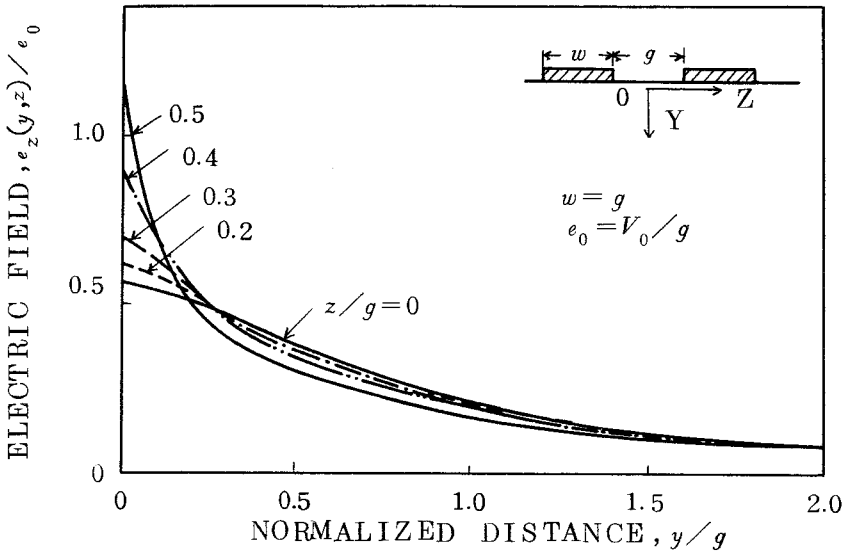


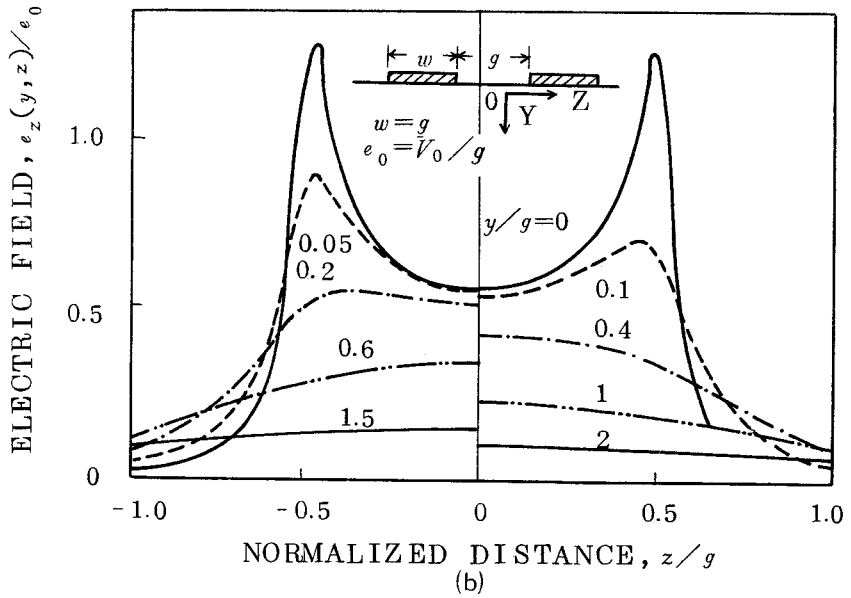
Fig. 3.6　高屈折率膜を装荷したプレーナ形電気光学変調器の構成図

光は電極間隙部の直下を導波し，外部からの電界印加によって位相変調を受ける訳である。導波路中での印加電界の分布について逐次緩和法および等方性媒体に対する等角写像法を用いて計算したが，両者の結果はよく一致した。この計算結果は，代表的な電気光学結晶である $LiTaO_3$ から構成される光変調器に対してよく適用することができる。なぜならば，誘電率 ε_{11}^{S} と ε_{33}^{S}（高周波に対する）が等しく等方性のためである。誘電率の異方性を考慮して

印加電界を計算すれば，$LiNbO_3$ 単結晶の場合にも適用可能である。ここでは計算の便宜上 $LiTaO_3$ 単結晶を選んだ。結晶のY軸はFig．3.6の座標系と一致しているとし，また電極幅 w と電極間隔 g とは等しいと仮定して印加電界を計算した結果をFig．3.7に示す。(a)はZ方向の電界成分 e_z を，電極位置との関係をパラメータとして,深さ方向(Y)の変化として表わしたものである。(b)は同じく電界 e_z を，深さ方向の位置をパラメータとして，横方向の変化として表わしたものである。



(a)



(b)

Fig．3.7　印加電界の計算結果

(a)　深さ方向の分布，　(b)　横方向の分布

一方，変調効率は

$$\left(\frac{n_i}{n}\right)\Gamma \qquad (3.4)$$

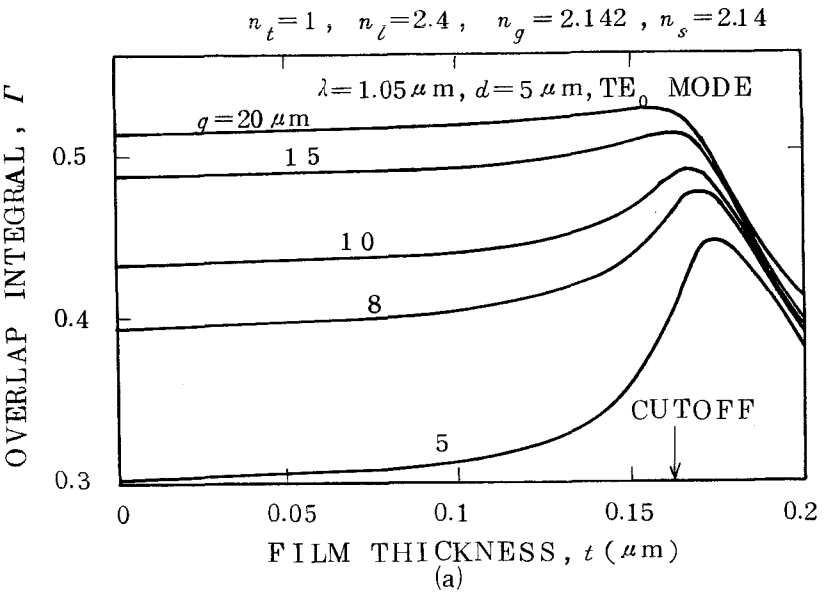
で与えられることが示されている。[101] ここでn_iは印加電界により屈折率変化を生じる層の屈折率であり，Γは印加電界に対する補正係数，すなわち光電場と印加電界との重畳積分である。TEモードに対するΓは次式で与えられる。

$$\Gamma = \int e_z E_z^2 \, dy \;/\; \int E_z^2 \, dy \qquad (3.5)$$

ここで，E_zは光電場であり，e_zは印加電界のZ成分である。先に述べたように，ここでは$LiTaO_3$光変調器について変調効率を計算した。なお，電界e_yによる影響は小さいとして無視することにする。より正確な変調効率を得るためには，重量積分はZ方向についても行わねばならない。しかしながら，ここでは変調効率改善の1次元的な効果を明らかにすることを目的として，電極間隙の中央部および電極端の部分について(3.5)式を計算した。2次元的な光閉じ込めをもつ実際の変調器に対する正確な計算は，導波路の各パラメータの組合せに対して横方向(Z軸)の光電場分布を求めた上で行わねばならない。

Fig. 3.8は，Γとtの関係を電極間隔gをパラメータとして示す。(a)は電極間隙の中央，(b)は電極端での計算結果である。計算においては，導波路と基板とは同一の電気光学物質から構成され，かつ装荷膜は電気光学的に影響を与えないとした。すなわち，基板中での光電場および印加電界は，導波路中に存在する場合と同様に，変調に寄与するものとした。

nはn_gおよびn_sに非常に近い値であるから，(3.5)式からΓは変調効率そのものを表わしていると考えてよい。Fig. 3.8 (a)において，gが小さい場合，tがカットオフ膜厚に近づくにつれてΓはいちじるしく増加することがわかる。これは導波路表面での光電場の集中と同じ傾向である。また，tがカットオフ膜厚を若干越えても，gが小さい場合にはΓは増加し続ける。これは，この程度のtの値に対しては装荷膜中の光エネルギー量は，それほど大きくなく，表面での光電場の集中がなお強い影響をもっていることを意味する。しかしながら，tがさらに厚くなると，装荷膜中のエネルギーが急激に増加するため，Γは急激に減少する。この現象は「基板変調」として知られている。[101)〜103)] すなわち，導波路中の光波を基板の電気光学効果により，変調したりあるいはモード変換を行うことができる。



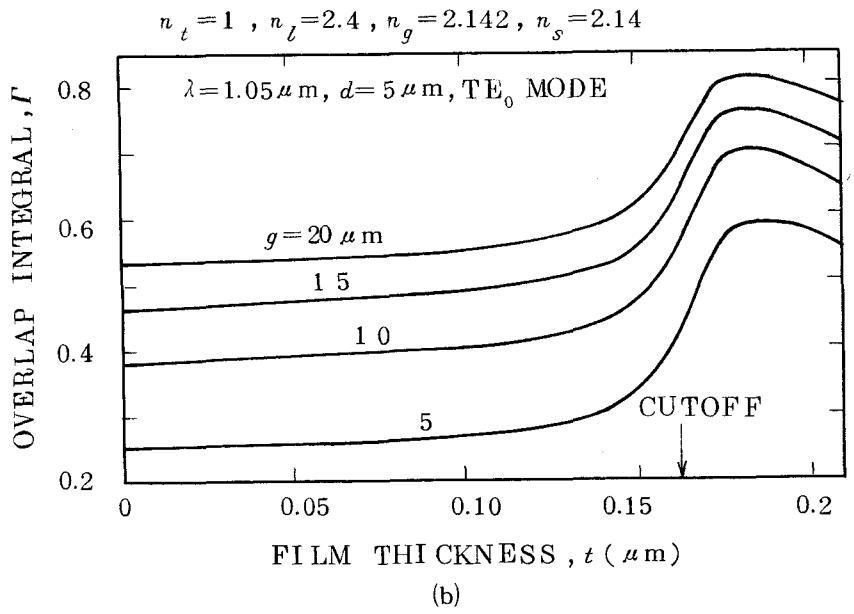


Fig. 3.8　重畳積分 Γ と装荷膜厚 t との関係

(a)　電極間隙の中央部,　(b)　電極端

電極端では，導波路表面のごく近傍で印加電界は大きく，変調効率の改善は，Fig. 3.8 (b)に示すようにカットオフ膜厚近くで顕著である。しかしながら，通常の光変調器では，電極部による導波特性の劣化を防ぐために，電極端での光電場は弱くなるように設計されてい

る。したがって，変調効率は電極間隙の中央部でのΓの値でほぼ与えられ，電極端での非常に大きい効果は無視されることが多い。

3.5 結　び

以上，光導波路上に装荷した高屈折率膜が伝搬定数および光電場に及ぼす影響を検討した。この結果，つぎのことが明らかになった。

(1) 装荷膜の厚みがカットオフに近づくにつれて，伝搬定数は大きく変化する。

(2) 同じく，装荷膜厚がカットオフに近づくにつれて，光電場のピークは導波路表面に移動し，カットオフ膜厚より大となると，光電場のピークは装荷膜中に入り込む。

(3) 装荷膜の屈折率，膜厚を適当に選ぶことにより，最上層および装荷膜中に含まれる光エネルギー量を10%以下にすることが可能である。

(4) この現象は，プレーナ形電気光学光変調器において20%以上の変調効率の改善に役立つ。

なお本章での数値計算には，$LiTaO_3$単結晶の値を用いて行ったが，$LiNbO_3$単結晶の場合も全く同じ効果が期待できる。ここでの提案を実現するには，膜厚制御技術の確立が不可であり，この条件を緩和させる方法としては，屈折率が可変な高屈折率膜を利用することが考えられる。例えば，第5章で述べるカルコゲナイド・ガラス薄膜の利用も有効であろう。

付録　A 3　　4層薄膜光導波路の解析[99)]

Fig. 3.1に示したような4層薄膜光導波路を考える。各層の屈折率をn_t，n_l，n_g，n_s（$n_l > n_g > n_s$，n_t）とし，第2層，第3層の膜厚をそれぞれt，dとする。厚み方向をY軸（原点は第2層と第3層の境界にとる）とし，光はX方向に伝搬するとする。またZ方向には屈折率の変化はないものとする。

いまTEモードを仮定すれば，電磁界成分は

$\boldsymbol{E}$（0，0，E_z）

$\boldsymbol{H}$（H_x，H_y，0）

となる。Z方向の伝搬定数をβ，第2層，第3層の横方向伝搬定数をr_t，r_g，第1層，第4層における減衰定数をr_t，r_sとして，光電場E_zを次式のように仮定する。

$$
\left.
\begin{aligned}
E_z &= A\exp\{\gamma_t(y+t)\} && , \ y \leqq -t \\
&= B_1\cos\gamma_\ell(y+t)+B_2\sin\gamma_\ell(y+t) && , \ -t \leqq y \leqq 0 \\
&= C_1\cos\gamma_g\, y + C_2 \sin\gamma_g y && , \ 0 \leqq y \leqq d \\
&= D\exp\{-\gamma_s(y-d)\} && , \ y \geqq d
\end{aligned}
\right\} \quad (A\ 3.1)
$$

E_z が満足する波動方程式はMaxwellの方程式より，

$$
\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = -(k^2 n_i^2 - \beta^2) E_z \qquad (A\ 3.2)
$$

であるから，（A 3.1）式を（A 3.2）式に代入することにより，

$$
\left.
\begin{aligned}
\gamma_t^2 &= k^2\{(\beta/k)^2 - n_t^2\} \\
\gamma_\ell^2 &= k^2\{n_\ell^2 - (\beta/k)^2\} \\
\gamma_g^2 &= k^2\{n_g^2 - (\beta/k)^2\} \\
\gamma_s^2 &= k^2\{(\beta/k)^2 - n_s^2\}
\end{aligned}
\right\} \quad (A\ 3.3)
$$

が得られる。ここで k は自由空間での波数（$k = 2\pi/\lambda$）である。

E_z についての境界条件により

$$
\left.
\begin{aligned}
y &= -t \ : \ A = B_1 \\
y &= 0 \ : \ B_1\cos\gamma_\ell t + B_2\sin\gamma_\ell t = C_1 \\
y &= d \ : \ C_1\cos\gamma_g d + C_2\sin\gamma_g d = D
\end{aligned}
\right\} \quad (A\ 3.4)
$$

また，$H_x = \frac{i}{\omega\mu_o} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial y}$ より H_x を求め，その境界条件により，

$$
\left.
\begin{aligned}
y &= -t \ : \ \gamma_t A = \gamma_\ell B_2 \\
y &= 0 \ : \ \gamma_\ell(-B_1\sin\gamma_\ell t + B_2\cos\gamma_\ell t) = \gamma_g C_2 \\
y &= d \ : \ \gamma_g(-C_1\sin\gamma_g d + C_2\cos\gamma_g d) = -\gamma_s D
\end{aligned}
\right\} \quad (A\ 3.5)
$$

が得られる。

（A 3.4），（A 3.5）式を整理すれば，

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{-r_s \cos r_g d + r_g \sin r_g d}{r_g \cos r_g d + r_s \sin r_g d} \qquad (A\ 3.6)$$

$$= \frac{-\frac{r_s}{r_g} + \tan r_g d}{1 + \frac{r_s}{r_g} \tan r_g d}$$

となり，これを変形すれば，

$$\tan^{-1}\left(\frac{C_1}{C_2}\right) = r_g d - \tan^{-1}\left(\frac{r_s}{r_g}\right) \qquad (A\ 3.7)$$

が得られる。　一方

$$\left.\begin{aligned} P &= \cos r_\ell t + \frac{r_t}{r_\ell} \sin r_\ell t \\ Q &= \frac{1}{r_g}\left(r_t \cos r_\ell t - r_\ell \sin r_\ell t \right) \end{aligned}\right\} \qquad (A\ 3.8)$$

とおけば

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{P}{Q} \qquad (A\ 3.9)$$

となるから（A 3.7）式から，特性方程式

$$r_g d = \tan^{-1}\left(\frac{r_s}{r_g}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{P}{Q}\right) \qquad (A\ 3.10)$$

が得られる。

また，Aを定数とすれば，他の係数はつぎのように決定される。

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= A \\ B_2 &= \frac{r_t}{r_\ell} A \\ C_1 &= PA \\ C_2 &= QA \\ D &= (P \sin r_g d + Q \cos r_g d)\, A \end{aligned}\right\} \qquad (A\ 3.11)$$

これにより光電場E_zの分布が求められる。

第4章　$LiNbO_3$ 拡散導波路による方向性結合形光変調器

4.1　序

導波形外部光変調器は，1 Gb／sec 以上の単一モード光伝送システムへの導入を目指して素子化への研究が進められている。[13),15)] 光変調には原理的に多くの方法が提案されているが，$LiNbO_3$ 単結晶などの電気光学結晶を用いた電気光学変調は，その高速性，低電圧駆動の面から，もっとも有望なものとされている。[15)] なかでも方向性結合形光変調器は，従来の位相遅延形と比較して，検光子などの偏光板を必要とすることなく，直接光強度の変調が行え得る点，あるいは温度補償を必要としなくても安定に動作する点などから，注目を浴びている。[87)]

方向性光結合とは，2本の光導波路を近接して設置することにより，一方の導波路を伝搬していた光波が次第に他の導波路に移行していく現象であり，[112),113)] この光結合を外部からの印加電圧によって制御し，光強度の変調あるいはスイッチングを行おうとするものである。[87),97)] これまで半導体や[104),105)] $LiNbO_3$ 単結晶[106)～108)] を用いて，初歩的な実験が報告されている。とくに $LiNbO_3$ 単結晶の場合，近赤外領域のレーザ光を導波できる拡散形導波路を作成することが困難なことなどから，実験は可視域で行われていた。

本章においては，$LiNbO_3$ 単結晶を用いた光方向性結合器について，その設計理論および素子の作成，実験結果をまとめている。とくに光伝送システムは，光ファイバの損失が最小となる1 μmの近赤外域[109)] で実現されることが予想されるため，波長1.15 μmのレーザ光を伝搬可能な光導波路からなる素子を試作し，さらに単一モード・ファイバで接続した形で光変調器としてまとめ，変調特性を測定した。[110),116)]

4.2　設計指針

光方向性結合器における変調方式には，「C変調方式」と「$\Delta\beta$変調方式」があることが知られている。[114),115)] 前者は2本の導波路間の媒質をたとえば電気光学効果をもった媒質とし，外部電界を印加することにより屈折率を変化させ，導波路間の結合係数Cを変化させる方式であり，後者は結合している2本の導波路の一方，または両方の伝搬定数の値を外部信号によって変化させ，伝搬定数にずれ $\Delta\beta$ を生じさせる方式である。変調効率の点から，後者の方式がすぐれている。

また，$LiNbO_3$ 単結晶を基板とした場合の「$\Delta\beta$変調方式」における電極構成としては，

Fig. 4.1に示すものがPapuchonら[106]によって提案されている。すなわち，c板$LiNbO_3$を用いて，不純物拡散により作成された2本の導波路上に2枚のプレーナ電極を設ける。外部電界を印加すると，それぞれの電極下に深さ方向（c軸と平行）の電界が集中し，その符号が異なることを利用するものである。これは従来のY板$LiNbO_3$における3枚電極構成に比較して，電極幅に制限を受けないため作成が容易である利点がある。2枚電極構成の深さ方向の電界分布について，第2章で説明した逐次緩和法の手法を用いて計算した結果をFig. 4.2に示す。電極幅wと電極間隔gとの比は$w/g=1.0$であり，印加電圧はV_0である。(a)の縦軸は，$E_0 = V_0 / g$で規格化した深さ方向の電界成分E_zである。また(b)は$|E_z|$の2次元分布を最大値を「＊」として，10段階に分けて表示したものである。これより電極下には，深さ方向の電界が集中し，かつその符号が反対であることがわかる。また印加電界に対する補正係数Γ（厳密には光電場分布と印加電界との重畳積分で与えられる）は，$\Gamma = 0.5$程度になることが推測される。すなわち，電極下に集中する有効な電界のZ成分は，

$$E_{eff} = \Gamma \frac{V_0}{g} \qquad (4.1)$$

となる。

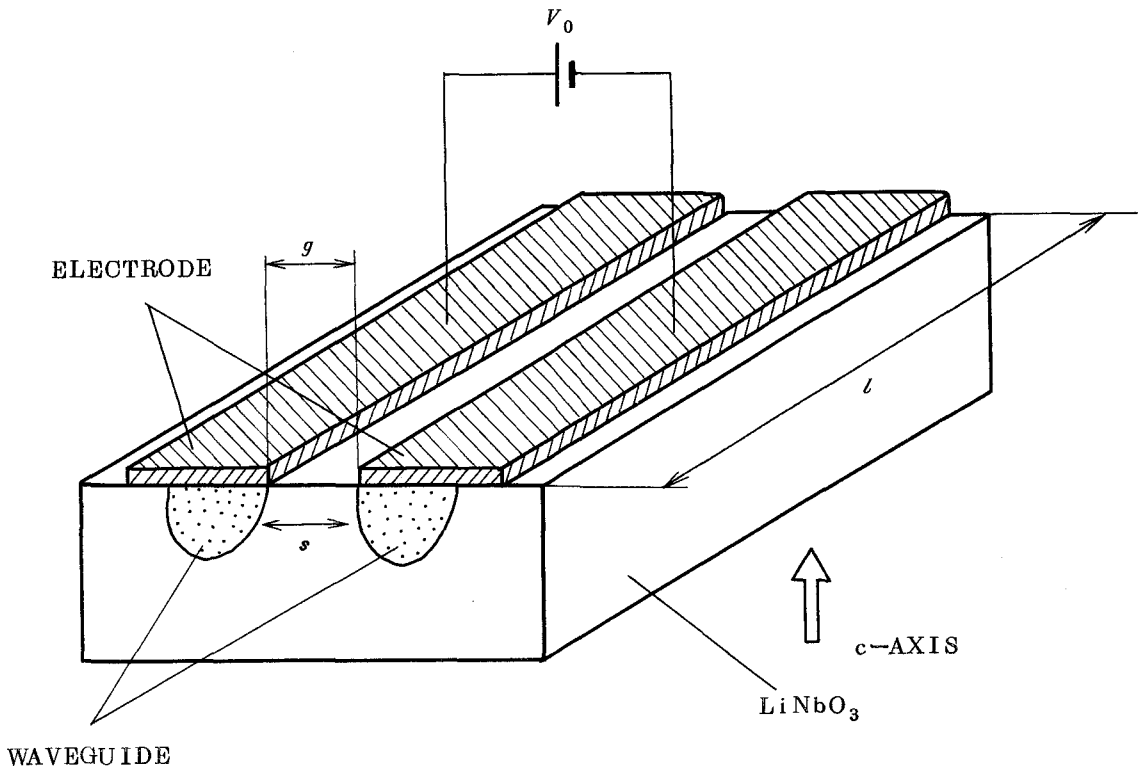
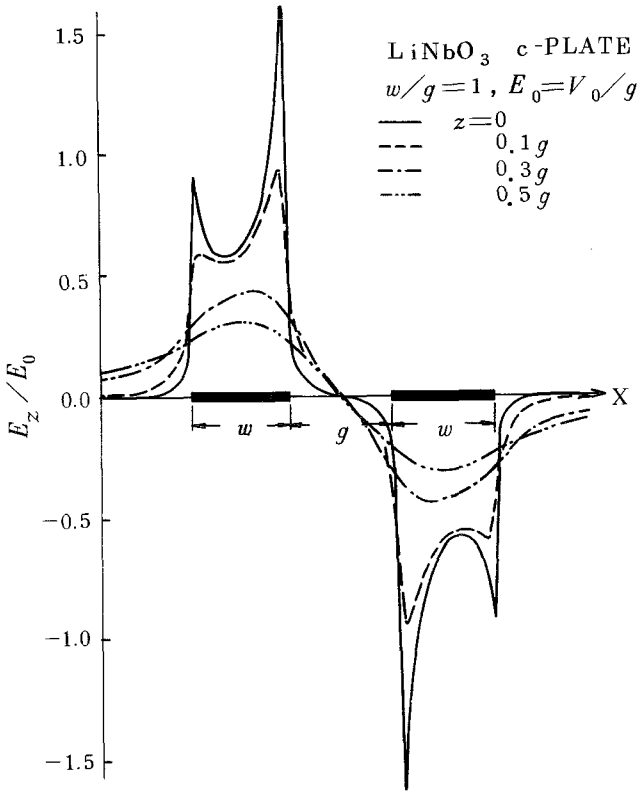
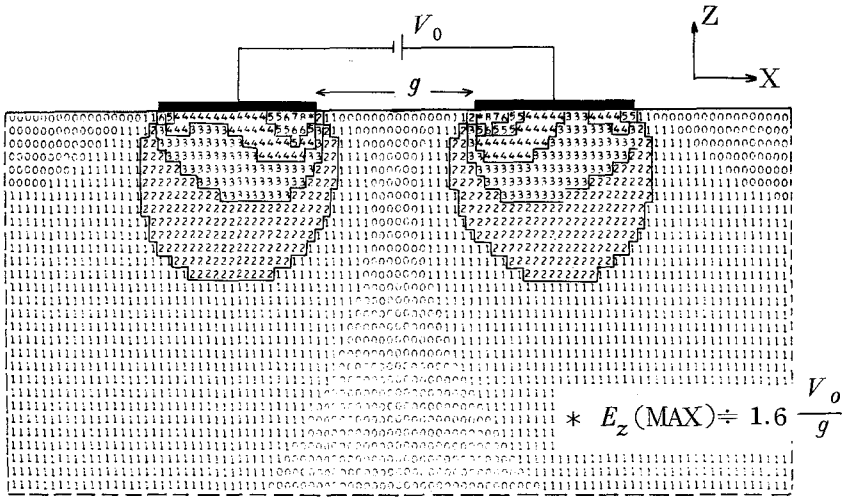


Fig. 4.1　光方向性結合器の基本構造



(a)



(b)

Fig. 4.2　2枚電極構成における深さ方向の電界分布

(a)　規格化電界 E_z/E_0 の分布

(b)　$|E_z|$ の2次元分布

いま一方の導波路に単位強度の光が入射した場合を考えると，他方の導波路の出力光強度 P_c は次式で与えられる。[111)]

$$P_c = \frac{1}{\left(\frac{\Delta\beta L_0}{\pi}\right)^2+1} \sin^2\left[\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta L_0}{\pi}\right)^2+1}\cdot\frac{\pi l}{2L_0}\right] \qquad (4.2)$$

ここで，L_0 は完全結合長（coupling length），l は結合部長（interaction length），$\Delta\beta$ は2本の導波路の伝搬定数のずれである。$\Delta\beta=0$ かつ $l/L_0=1$ の時，P_c は最大値 1.0 となる。出力光強度 P_c を零とするのに要する伝搬定数のずれ $\Delta\beta$ は，(4.2)式から，

$$\Delta\beta = \frac{\pi}{L_0}\sqrt{\left(\frac{2mL_0^2}{l}\right)-1} \qquad (4.3)$$

である。ここで，m は $\frac{l}{2L_0}+1>m\geq\frac{l}{2L_0}$ なる正の整数である。ただし l が L_0 の偶数倍の時は除く。

したがって，「$\Delta\beta$ 変調方式」における2枚電極構成により，一方の導波路の伝搬定数 β に必要とされる変化量 $\delta\beta$ は，

$$\delta\beta = \frac{\Delta\beta}{2} = \frac{\pi}{2L_0}\sqrt{\left(\frac{2mL_0}{l}\right)^2-1} \qquad (4.4)$$

で与えられる。

ところで，導波路の屈折率変化 Δn と伝搬定数の変化 $\delta\beta$ との間には，近似的に

$$\delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n \qquad (4.5)$$

の関係が成立する。ここで λ は導波光の真空中での波長である。

一方，電気光学効果によるZ偏波光に対する導波路の屈折率変化は，(4.1)式より

$$\Delta n = \frac{1}{2}n_e^3\, r_{33}\Gamma\frac{V_0}{g} \qquad (4.6)$$

である。ただし r_{33} は $LiNbO_3$ の電気光学係数，n_e は導波路のZ偏波光に対する屈折率である。したがって，(4.5)と(4.6)式から

$$\delta\beta = \frac{\pi n_e^3\, r_{33} V_0\Gamma}{\lambda g} \qquad (4.7)$$

が得られる。故に(4.4)式と(4.7)式から，変調に必要な電圧は

$$V_0 = \frac{\lambda g}{n_e^3 r_{33} \Gamma} \cdot \frac{1}{2 L_0} \sqrt{\left(\frac{2 m L_0}{l}\right)^2 - 1} \qquad (4.8)$$

で与えられる。

通常は，$l / L_0 = 1$ となることを目標として，素子作成が行われる。（4.8）式において，$m = 1$ として

$$V_0 = \frac{\sqrt{3}}{2 n_e^3 r_{33}} \frac{\lambda g}{\Gamma L_0} \qquad (4.9)$$

により，変調電圧が決定される。[116] ここで注目すべき点は，V_0 が完全結合長 L_0 に 逆比例していることである。通常電極間隔 g と導波路間隔 s とは，ほぼ等しく作成される。（4.9）式において，g（すなわち s）を半分にして，V_0 を低減しようとしても，導波路間隔が狭くなることにより，結合が強くなり，L_0 が指数関数的に小さくなる。[97] この結果逆に V_0 は増大する。したがって低電圧駆動の光変調器を実現するには，弱結合で L_0 を大にした方がよい。

（4.9）式を用いて1つのモデルについて変調電圧を計算した。矩形導波路を仮定し，導波路寸法 $a = 8\,\mu$m，$b = 8\,\mu$m，レーザ光の波長 $\lambda = 1.15\,\mu$m，印加電界に対する補正係数 $\Gamma = 0.5$ とした。その結果を Fig. 4.3 に示す。横軸は導波路間隔 s，縦軸は変調電圧 V_0 と結合長 L_0 である。パラメータとして基板と導波路の屈折率差をとり，導波路間隔 s と電極間隔 g とは等しいと仮定した。結合長は Marcatili[97] の方法を用いて計算した。この結果，間隔 s が大になるにつれて，結合長 L_0 が増加し変調電圧 V_0 が低下することがわかる。しかしながら，作成可能な結合長の大きさには限界があり，また，導波路の伝搬損失の点からも，極端に結合長を長くすることはできない。

さらに，光変調器の重要な特性の1つに，周波数特性がある。電源の内部抵抗を Z_0，負荷抵抗を R，電極容量を C とした時の周波数帯域（3 dB減衰する周波数）Δf は，電極を純容量と見なせば，

$$\Delta f = \frac{Z_0 + R}{2\pi C Z_0 R} \qquad (4.10)$$

で与えられる。また，通常の2枚電極構成における電極容量は，等角写像法を用いた計算によれば，

$$C = \varepsilon_0 \left(1 + \sqrt{\varepsilon_{11} \varepsilon_{33}}\right) K L \qquad (4.11)$$

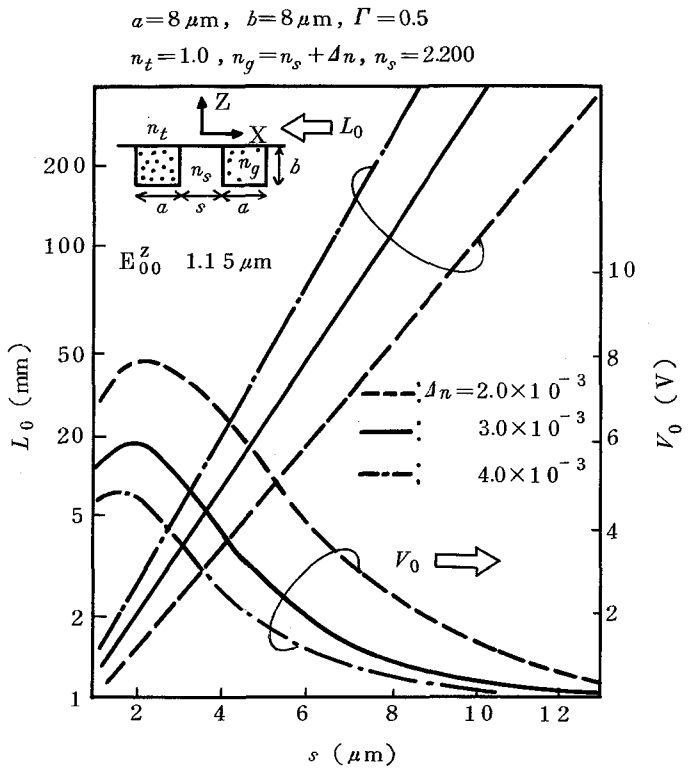


Fig. 4.3　変調電圧V_0，結合長L_0と導波路間隔sとの関係

となる。ここでε_0は真空の誘電率，ε_{ii}は$LiNbO_3$の比誘電率，Lは電極の長さ，Kは電極の幅wと間隔gとの比で決まる定数である。w/gの変化に対してKはあまり変化しない。また，電極の長さLは少なくとも結合部の長さより大である必要がある。したがって結合長L_0が大であるほど，周波数帯域は狭くなることになる。この点からも，結合長を極端に長くすることは好ましくない。数値的には$L=15$mmとすれば，$w/g=1.5$の時，$C \fallingdotseq 6.1$ pFとなり，周波数帯域$\Delta f \fallingdotseq 1$ GHzが得られる。但し，$R=Z_0=50\Omega$とした。

4.3　素子の試作

4.2節で与えられた設計指針をもとにし，導波路幅，間隔，結合部長などの寸法を決定した。まず以下に述べる手順により作成した幅8 μmの導波路を用いて予備実験を行い，He-Neレーザの1.15 μm光に対するモード数および結合度から，矩形導波路近似で屈折率差が3.0×10^{-3}程度であることを推定した。したがってFig. 4.3から，導波路幅8 μm，間隔5 μm，結合部長15 mmの組合せにより，変調電圧数Vが期待できる。そこで上記寸法のフォトマスクを準備した。

素子作成の手順をFig. 4.4に示す。c板$LiNbO_3$を基板として，光学研磨した表面にレ

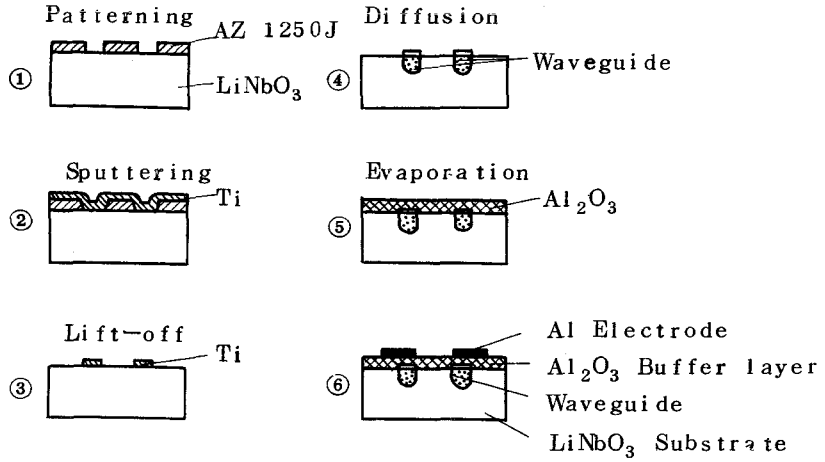


Fig. 4.4　素子の作成プロセス

ジストを用い，パターン化を行う。レジストはAZ1350Jを原液のまま用い，スピナーは回転数4000rpm，60秒，プレベークの条件は80℃，10分であり，ポストベークは行わない。

つぎに，2極高周波スパッタ装置を用いてTi金属を基板上に500Å程度作成した。スパッタ条件はAr雰囲気，ガス圧3.0×10^{-4}Torr，スパッタ・レートは約100Å／分であった。スパッタ後，アセトン中にて超音波洗滌し，レジストを除去する。この結果，Tiが2本のストライプ状にパターン化されて残る。

Tiの$LiNbO_3$基板中への熱拡散は，950～1050℃，10時間大気中で行った。熱拡散を行った後，両端面を光学研磨し，つぎにAl_2O_3膜をバッファ層として3000Å程度蒸着した。2枚電極は，5000Å程度のAl膜を用い，各導波路上に設けた。電極の寸法は幅15μm，間隔5μm，長さ15mmである。なお，導波路への光入射およびニア・フィールド・パターンの観測を容易にするため，入力部および出力部においては，導波路に曲がりを与えて両者の間隔を50μmとした。以上の過程により，試作した素子の構造をFig. 4.5に示す。また，導波路の顕微鏡写真をFig. 4.6に示す。(a)は結合部，(b)は結合部から出力部への中間である。

導波路への光入射には，単一モード・ファイバを用いた。まずナイロンで皮ふくされた単一モード・ファイバをフランジ付金属パイプに通す。一方，素子はOSMコネクターが取付けられた金属ケースに設置し，電極・コネクター間は銀リボンで配線した。つぎにファイバと1本の導波路との間に最大の光結合が得られるように，精密ゴニオメータを使用して調整

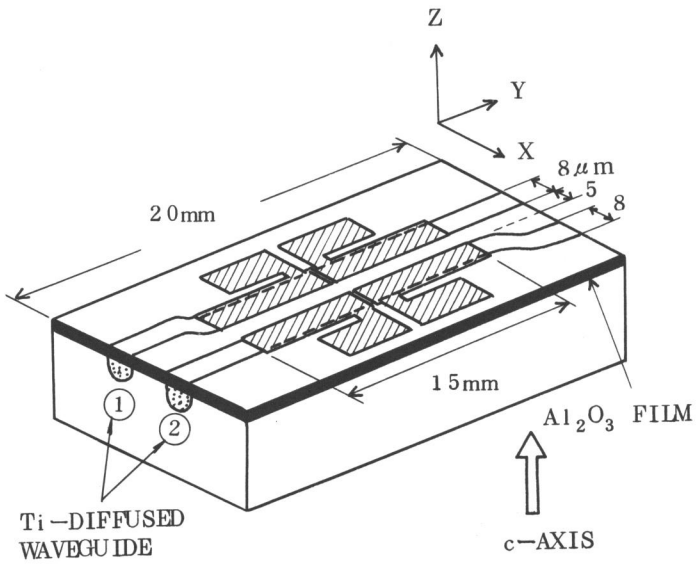


Fig. 4.5　試作した方向性結合形光変調器

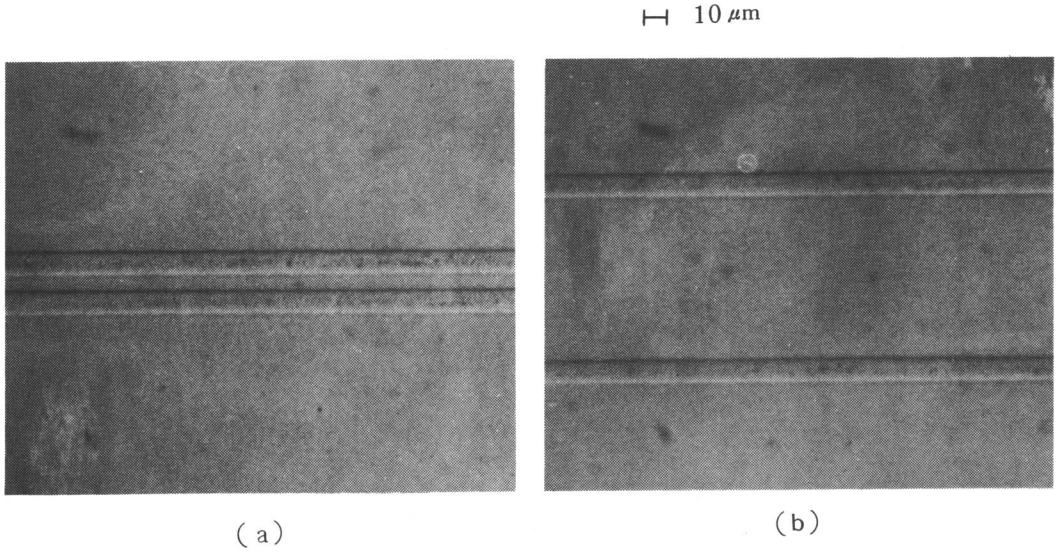


Fig. 4.6　光導波路の顕微鏡写真

(a)　結合部, (b)　結合部から出力部への中間部

し，さきのケースにフランジを接着剤で固定した。[117] ファイバ付の光変調器の外観をFig. 4.7に示す。

4.4 変調特性

さきに述べたように，8μm幅の導波路はHe-Neレーザの1.15μmに対して基本モード（E^z_{00}とE^x_{00}）を励起することが可能であった。そこで光変調の実験には，$LiNbO_3$の電気光学係数の中で最大のr_{33}が利用できるE^z_{00}モードを使用した。出力端面のニア・フィールド・パターンをSiビジコン・カメラで観測した結果をFig. 4.8(a)に示す。光結合度は約−2.8dBであった。

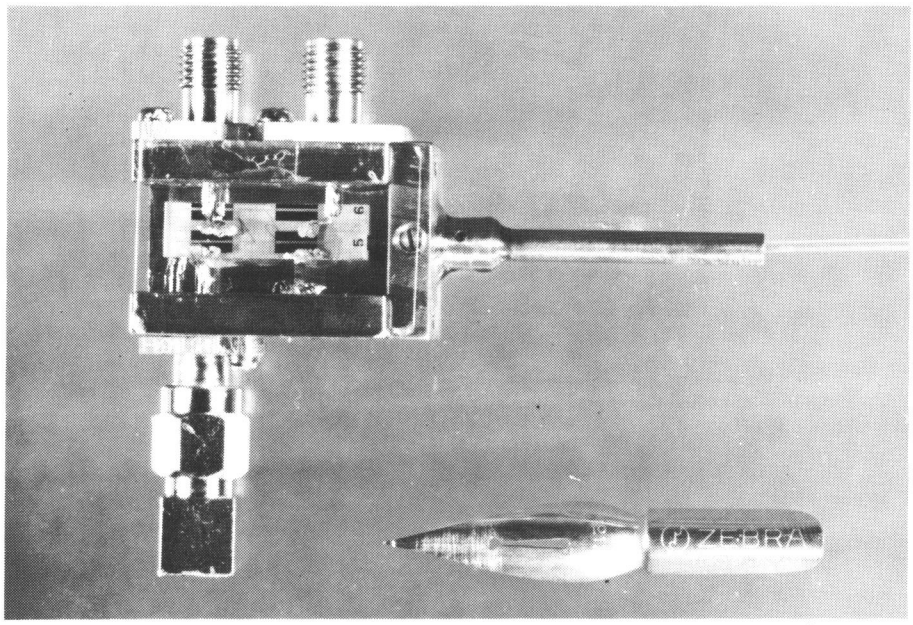


Fig. 4.7 ファイバ付方向性結合形光変調器

導波路2からの出力光強度をDC電圧の関数として測定した光変調結果をFig. 4.9に示す。2本の導波路間の位相不整合のため，最大結合は変調電圧0.9Vの時に得られた。最大結合から最小結合に要する変調電圧は4.0Vであった。この値は，$\Gamma = 0.5$として計算した値より若干大きい。この差はAl_2O_3バッファ層によるΓの低下および熱拡散に伴う電気光学係数の低下のためと考える。

導波路2の出力光のみに注目した消光比は17.6dBであった。また，導波路2の出力光が最小となるように変調電圧4.9Vを印加した時のニア・フィールド・パターンをFig. 4.8(b)に

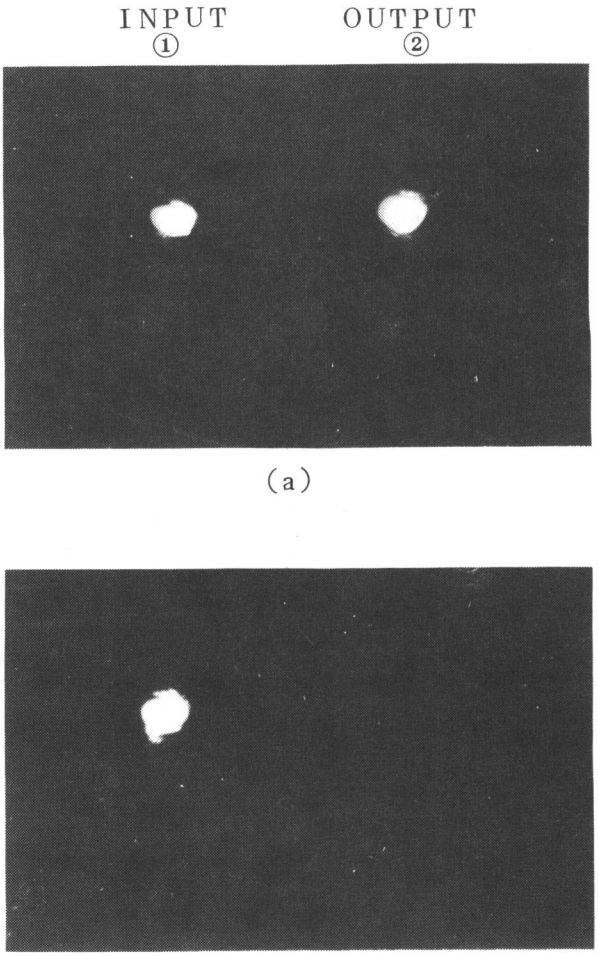


Fig. 4.8　観測されたニア・フィールド・パターン
(a)　印加電圧 0V,　(b)　4.9V

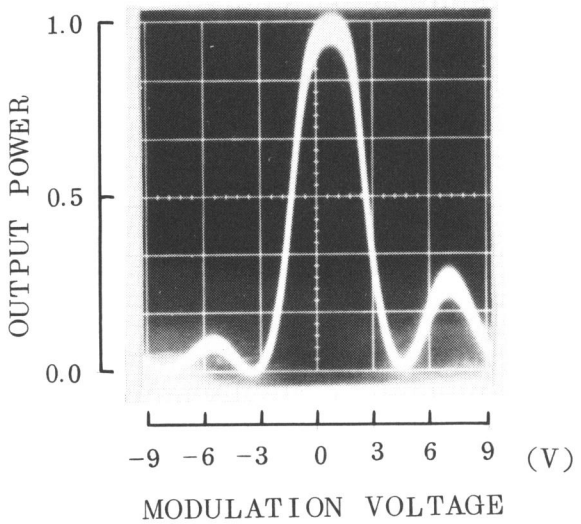
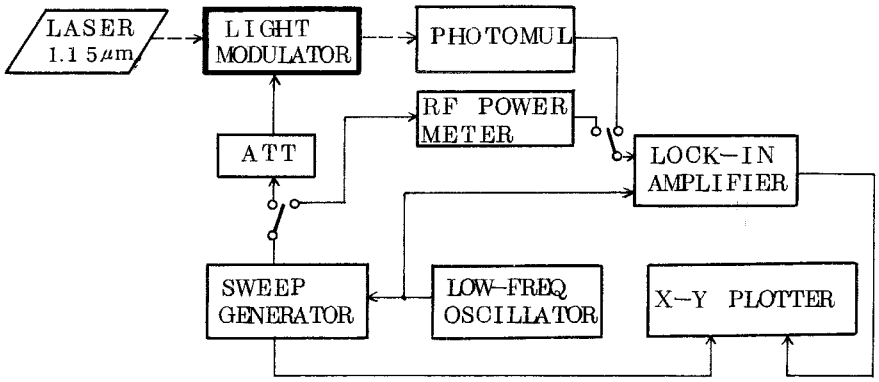


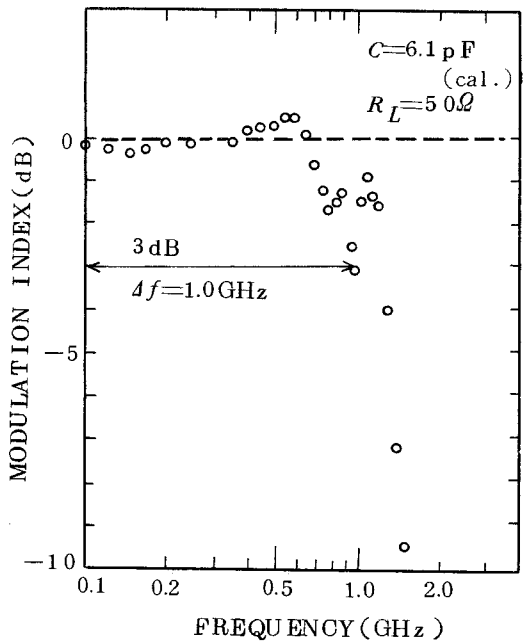
Fig. 4.9　光変調特性

示す。ファイバと導波路への結合損（１～２ｄＢ），導波路端面での反射損（～1.3ｄＢ），導波路の伝搬損失（１～２ｄＢ／ｃｍ）および結合損（－2.8ｄＢ）等を含めた全挿入損は8.2ｄＢであった。

周波数特性はFig．4.10に示す回路で測定した。[118]低周波（f_ℓ＝2ｋＨｚ）でAM変調した掃引発振器（f_s＝0.1～1.5ＧＨｚ）の出力電圧を，光変調器に印加して，光変調器の非直線性により生じた出力光に含まれる低周波成分を測定することにより求めた。このため光検出器は周波数帯域をそれほど必要とせず，フォトマルで十分である。Fig．4.11に５０Ωで抵抗終端した時の測定結果を示す。３ｄＢ帯域幅は1.0ＧＨｚであり，電極の静電容量からの計算値とよく一致していた。



Fig．4.10　周波数特性の測定系



Fig．4.11　周波数特性（５０Ω抵抗終端）

以上の測定結果をTable 4.1にまとめる。

Table 4.1　方向性結合形光変調器の特性

Substrate	c-plate $LiNbO_3$
Waveguide	Ti diffusion
Dimensions	8 μm wide, 5 μm gap,
	15 mm interaction length
Electrode	15 μm wide, 5 μm gap, 15 mm long
Wavelength	1.15 μm, E^z_{00} mode
Optical coupling	−28 dB
Modulation voltage	4.0 V
Extinction ratio	17.6 dB
Optical insertion loss	8.2 dB
3 dB bandwidth	1.0 GHz

4.5　結　び

以上，$LiNbO_3$ 拡散導波路を用いた方向性結合形光変調器の設計指針および試作結果について述べた。本章の結果はつぎのようにまとめることができる。

(1)　c板 $LiNbO_3$ を基板とした2枚電極構成における電界分布を逐次緩和法により数値計算し，印加電界に対する補正係数を $\Gamma = 0.5$ と推定した。

(2)　変調電圧は完全結合長 L_0 に逆比例することから，低電圧駆動の光変調を実現するには，素子の作成限界および電極容量を考慮しながら，弱結合で結合長 L_0 を大とすればよいことを示した。

(3)　近赤外光の基本モードのみを伝搬可能な導波路を，Ti拡散により作成することができ，これを用いて方向性結合形光変調器を試作した。

(4)　設計指針に基づいて素子寸法を決定するとともに，$LiNbO_3$ 最大の電気光学係数 r_{33} を利用することにより，変調電圧4.0Vの極めて低い値を，1.15 μm の近赤外光に対して実現した。また消光比は17.6dBを得た。

(5)　単一モード・ファイバと光変調器とを接続し，導波路への光入力に用いた。全挿入損失は8.2dBであり，従来の位相遅延形と同程度であった。なおこれには方向性光結合に伴う2.8dBの損失が含まれていることから，これ以上の低損失化は十分に可能である。

(6) 高周波特性を測定した結果，５０Ωで抵抗終端した３ｄＢ帯域幅は１ＧＨｚであり，これは電極の静電容量からの計算値とよく一致していた。

これらの結果，従来の位相遅延形[119]と比較し全く遜色のない変調特性が得られ，導波形外部光変調器としての応用が十分に期待できることを明らかにした。

第5章　光方向性結合器の位相・結合長整合問題

5.1　序

光方向性結合器においては「光結合」の現象を用いているため，従来の位相遅延形などの素子にはない固有の整合問題が存在する。光結合において完全結合を実現するには，つぎの2つの条件を満足しなければならない。[111),120)]

i）位相整合：2本の導波路の伝搬定数β_1，β_2が一致していること。

ii）結合長整合：結合部の長さℓが完全結合長L_0の奇数倍であること。

ところで，これらの条件を満足する素子を作成するのは極めて難しい。位相整合を実現するには，2本の導波路は同一の寸法・屈折率をもたねばならない。しかし現実には導波路作成の段階で，導波路幅などに寸法誤差を生じることは技術的限界のため止むを得ない。たとえば第4章で述べた方向性結合形光変調器の変調特性のごとく，印加電圧0.9Vの時に光結合が最大となっている。これは変調効率の低下を引起こす。また結合長整合に関しても，導波路間隔の寸法誤差あるいは拡散により作成される屈折率変化量のバラツキなどにより，完全結合長L_0を所望の値になるようにすることは極めて困難である。これは，光変調器の場合には光挿入損の増大を引起こし，また光スイッチ素子ではcross talk増大の原因となる。

そこでこれらの伝搬定数のずれあるいは結合長のずれは，素子作成上さけられないものと考え，素子作成後これを補償する方法を検討しておく必要がある。

本章においては，導波路の寸法誤差の一例として導波路幅のずれを考え，これが光結合度および伝搬定数のずれに及ぼす影響を検討する。つぎに位相・結合長の整合方法を列挙する[126)]とともに，これらの中からとくに新たに提案した補助電極によるバイアス電圧の印加[108),121)]およびカルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷[122),125)〜127)]を取上げ，理論的・実験的に検討を加える。

5.2　導波路幅の寸法誤差の影響

2本の導波路の伝搬定数に差を生じる原因の1つとして，導波路作成時において，拡散源向性結合器において，導波路のずれ$\Delta a/a\,(=(a-a_0)/a_0)$が伝搬定数のずれ$\Delta\beta/\beta\,(=(\beta-\beta_0)/\beta_0)$および結合光強度$P_c$に及ぼす影響を検討した。[121)]

に及ぼす影響を検討した。[121)]

結合光強度　P_cは

$$P_c = \frac{1}{(\frac{\Delta\beta L_0}{\pi})^2+1} \sin^2\left[\sqrt{(\frac{\Delta\beta L_0}{\pi})^2+1}\cdot\frac{\pi l}{2L_0}\right] \qquad (5.1)$$

で与えられる。[111] ここで，$\Delta\beta$ は2本の導波路の伝搬定数の差，L_0 は完全結合長，l は結合部の長さである。$l/L_0=1$，$\Delta\beta=0$ の理想的な条件の時，結合光強度は1.0となる。Fig. 5.1(a)で示した矩形導波路を仮定し，導波路間隔 s をパラメータとして計算した。同図(b)に示すように，寸法誤差 $\Delta a/a$ が0の場合，結合光強度 P_c は最大値1.0となる。導波路間隔 s が狭く，結合が強い場合には，導波路幅のずれの影響は比較的小さい。しかしたとえば $s=5\mu$m の場合，$\Delta a/a$ がわずか5％変化しても結合光強度は半減する。導波路幅を8μmとすれば，0.4μmの寸法誤差に相当するから，パターン作成時に厳しい精度が要求されることがわかる。

5.3 位相・結合長の整合方法

位相の整合方法

1) 導波路上に薄膜を装荷する方法：[123),124)] 薄膜が装荷された導波路の伝搬定数が変化することを利用するものであり，所望の屈折率をもつ薄膜を選択し，その膜厚を制御しなければならない。極めて難かしく，現実的でないと考えられる。

2) 可変屈折率膜の装荷による方法：[122),125)〜127)] 光照射によって屈折率が変化するカルコゲナイド・ガラス薄膜を導波路上に装荷するものであり，1)に比較して膜厚の制御は余り必要でない。光結合状態をモニターしながら調整が可能である。5.5節で詳しく述べる。

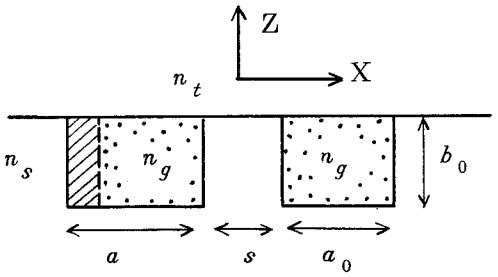
3) バイアス電圧の印加による方法：[108),121)] 光変調電極の近傍に補助電極を設け，ここにバイアス電圧を印加する方法である。バイアス電圧の大きさを変えることにより微調整ができる。5.4節で詳しく述べる。

4) Optical Damage を利用する方法：[126)] 短波長光を $LiNbO_3$ 導波路に局所的に照射すると，照射領域の屈折率が変化し，これにより導波路の伝搬定数を調整する。

これらの方法は結合長の微調整にも適用可能である。

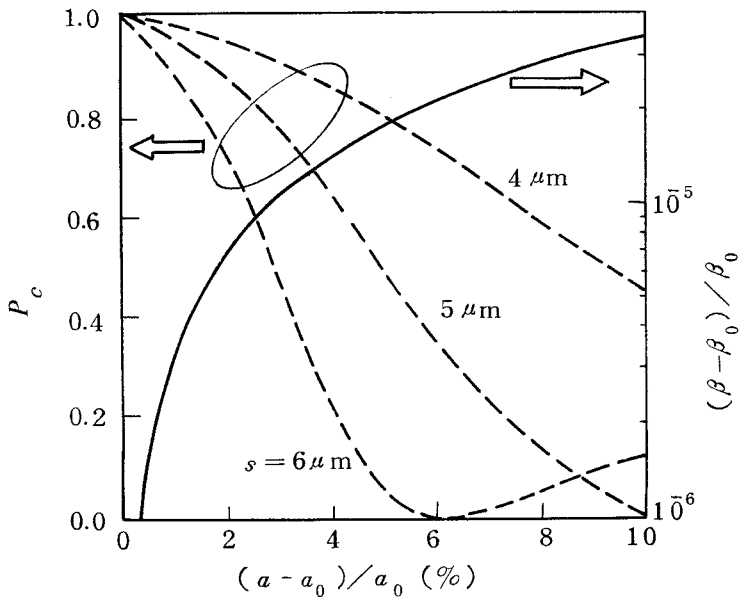
結合長の整合方法

1) 2分割電極構成による方法：[107),120)] Fig. 5.2に示すように，結合部を2分割してプレーナ電極を設け，ここに極性の反転した電圧を印加することによって完全結合および非結合の状態を実現する。結合部長 l が完全結合長 L_0 より大である素子に対して有効で



β_0 : $a_0 = 8\,\mu m$, $b_0 = 8\,\mu m$
$n_t = 1.0$, $n_g = 2.203$, $n_s = 2.20$
$\lambda = 1.15\,\mu m$, E_{00}^{z}

(a)



(b)

Fig. 5.1　導波路幅の誤差 $(a-a_0)/a_0$ と結合光強度 P_c および伝搬定数 $(\beta-\beta_0)/\beta_0$ の関係

(a)　計算に使用したモデル

(b)　計算結果

ある。また，いずれの状態を実現するにも電圧を印加しなければならない。

2）2分割可変屈折率膜の装荷法：　可変屈折率膜をFig. 5.3に示すように装荷して，1）の動作原理と同様に完全結合あるいは非結合状態のいずれか一方を実現する。他の

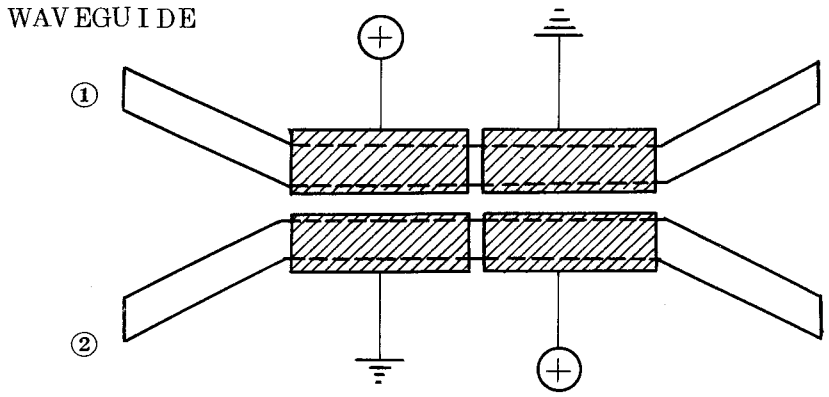


Fig. 5.2　2分割電極構成法

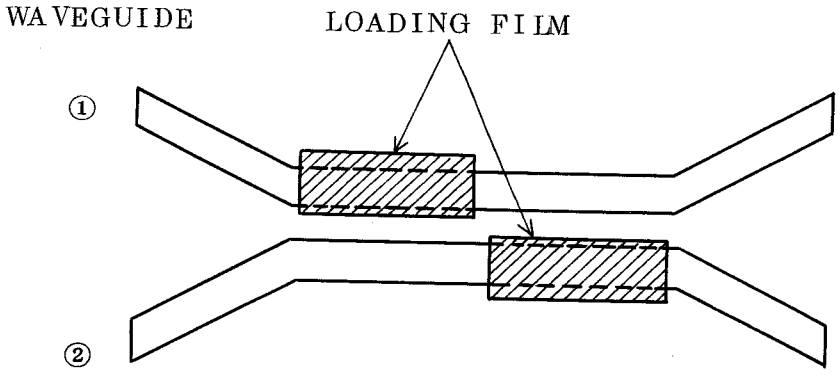


Fig. 5.3　2分割可変屈折率膜の装荷法

状態を得るには1)の電極を設け，外部電界によって動作させる。

3）金属膜の装荷による方法：[126] 結合部長 l ＞完全結合長 L_0 の素子において，不要な結合部（ $l-L_0$ ）の一方の導波路上に金属膜を装荷する。金属膜を装荷した導波路において光の吸収が増加するとともに，伝搬定数が変化することにより，その部分が結合に寄与しなくなることを利用する。Fig. 5.4 に素子構造を示す。

4）高屈折率膜の装荷による方法：　3）の金属膜の代わりに導波路より高い屈折率を有する薄膜を利用し，薄膜中に光が伝搬可能なカットオフ以上の膜厚に装荷する。動作原理3）と同じである。$LiNbO_3$ 導波路の場合，カルコゲナイド・ガラス薄膜を利用することができる。

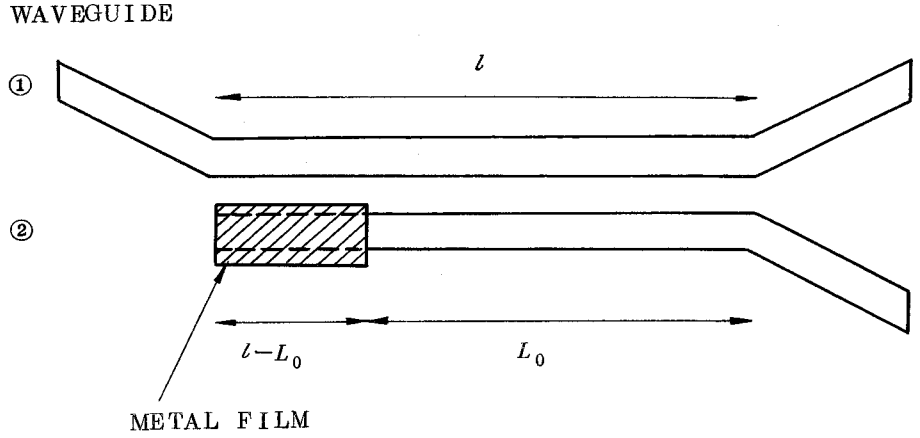


Fig. 5.4　金属膜の装荷による方法

5）スパッタ・エッチングによる方法[126]：結合部長 ℓ ＞完全結合長 L_0 の素子において，不要な結合部（$\ell - L_0$）の一方の導波路をスパック・エッチング等により，削除する。光結合状態をモニターしながらエッチング可能となれば，もっとも安定な動作が期待される。

5.4　補助電極を用いたバイアス電圧の印加による位相整合法

5.4.1　はじめに

本節においては，2本の導波路間の伝搬定数のずれを補償する方法として，変調用電極に近接して設置した補助電極にバイアス電圧を印加する方法を提案するとともに，実験的に動作を確認した結果を述べる。[108),121)]

5.4.2　動作原理

第4章で述べたごとく，c板 $LiNbO_3$ を基板とした光方向性結合器においては，2枚のプレーナ電極が各導波路上に設けられている。基板表面に垂直な電界が，導波路領域に集中することを利用して，高効率な変調を実現している。[106)] そこで，完全な光結合を得るに必要な位相整合をはかるため，Fig. 5.5に示すように新しい電極Aを変調用電極B，Cの近傍に取付けた。ここにバイアス電圧を印加すると，屈折率変化は主として導波路1の領域で生じることが予想される。したがって，バイアス電圧の大きさを変えることによって，導波路1の伝搬定数を制御し位相整合を実現することができる。

c板 $LiNbO_3$ の表面に設置された3枚電極A，B，Cにそれぞれ1V，0V，0V の電圧

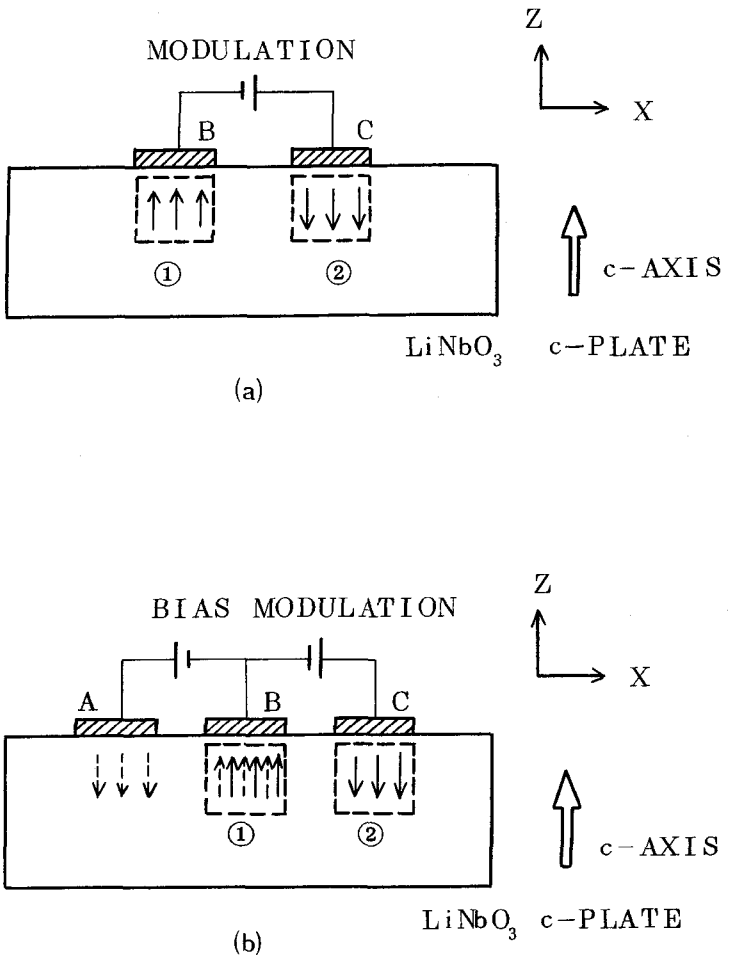


Fig. 5.5　光方向性結合器の電極構成

(a)　従来，　(b)　新電極構成

を印加した場合の，深さ方向の電界E_zの分布をFig. 5.6に示す。電極BとCの直下の破線部は導波路を意味する。電界分布の計算は逐次緩和法を用いて行った。さきに述べたように，電界の集中度は導波路1と2の領域とでは異なっている。この電界集中の差が，導波路間の位相整合に寄与する訳である。

伝搬定数のずれ$\Delta\beta/\beta$を補償するのに必要なバイアス電圧V_Bは次式で与えられる。

$$V_B = \frac{\Delta\beta}{\beta} \cdot \frac{2g}{n_g{}^2 \, r_{ij} \, \Gamma_B} \qquad (5.2)$$

ここでn_gは導波路の屈折率，r_{ij}は電気光学係数，gは電極Aと変調用電極Bとの間隔である。またΓ_Bは電界E_zが導波路領域で変化していることによる補正係数である。位相整合には導波路1と2の領域における電界集中の差が寄与することから，Fig. 5.6

において深さ0.2ｇあたりの計算結果から判断して$\Gamma_B = 0.2$として，以後の計算に使用した。

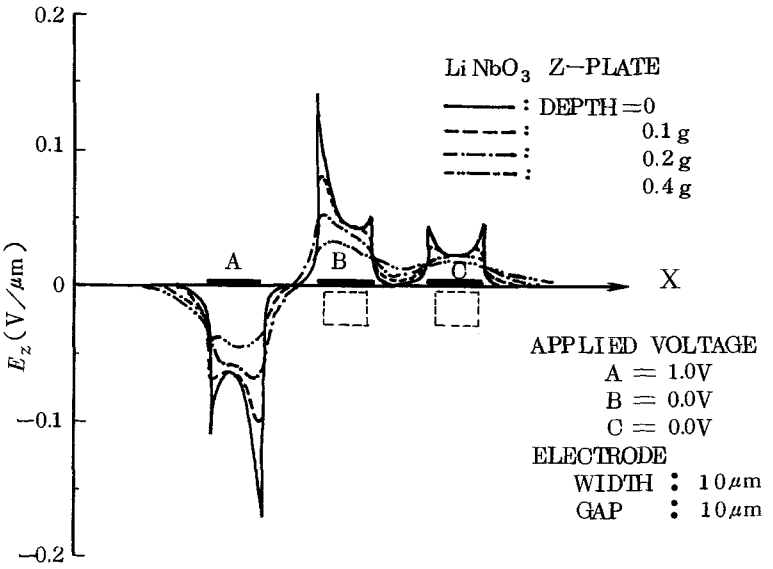


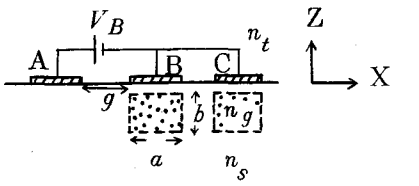
Fig. 5.6　3枚電極構成の電界分布

導波路幅の寸法誤差$\Delta a/a$による伝搬定数のずれ$\Delta\beta/\beta$とバイアス電圧V_Bとの関係を（5.2）式を用いて計算した結果をFig. 5.7に示す。計算においては導波路は矩形断面と近似し，波長$\lambda = 6328$Åとした。また，E^x_{00}モードとE^z_{00}モードの場合について求めた。この結果，導波路幅の寸法誤差が数%ならば，数V以下のバイアス電圧で補償できることが明らかになった。

5.4.3　素子の作成

実際に作成した電極構成をFig. 5.8に示す。2本の導波路上に作成された変調用電極BおよびCの外側に近接して，2枚の整合用電極AおよびDを設ける。位相整合に必要なバイアス電圧の極性は，伝搬定数のずれの符号によって決まる。したがって必要とする印加電界の正負によって，整合用電極AまたはDのいずれか一方を使用すればよい。

動作原理を確認するための素子は，以下のようにして作成した。作成手順をFig. 5.9に示す。c板$LiNbO_3$の基板上に約4000ÅのTiO_2膜をスパッタにて形成した。スパッタ条件はO_2雰囲気中でガス圧2×10^{-2} Torr，パワー100W，スパッタ時間60分程度である。つぎにAl膜を真空蒸着した後，フォトエッチングにより2本の平行な導波路をパ

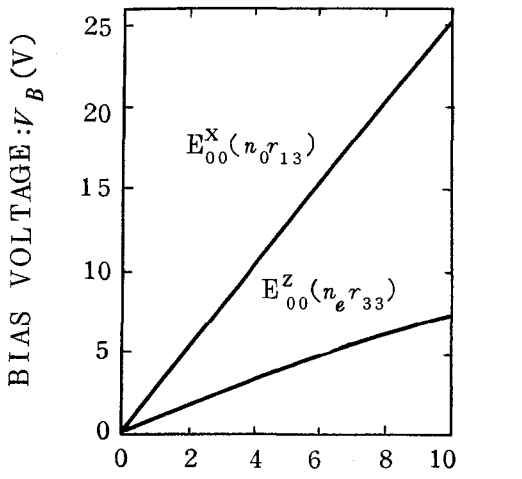


$a=8\,\mu$m　$b=8\,\mu$m　$\lambda=6328$ Å

$n_t=1.0$　$n_g=2.201$　$n_s=2.20$

$g=10\,\mu$m　　$\Gamma_B=0.2$

(a)



(b)

Fig. 5.7　位相整合に必要なバイアス電圧

(a)　計算に使用したモデル

(b)　バイアス電圧V_Bと導波路幅の誤差$\Delta a/a$との関係

ターン化する。そしてパターン化されたAl膜をマスクとして，TiO_2膜および基板をスパッタ・エッチする。最後にAl膜を除去した後，O_2雰囲気中で熱拡散する。拡散条件は1000℃，10時間とした。

作成された導波路の結合部および出力部の写真をFig. 5.10に示す。導波路幅および間隔は約8 μmであり，結合部の長さは16mmであった。出力部ではニア・フィールド・パターンの観測を容易にするため，両導波路の間隔を0.2mmとした。端面を光学研磨した

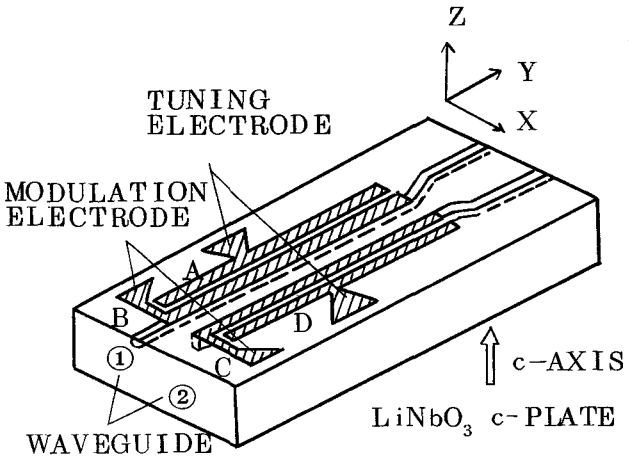


Fig. 5.8　試作した電極構成

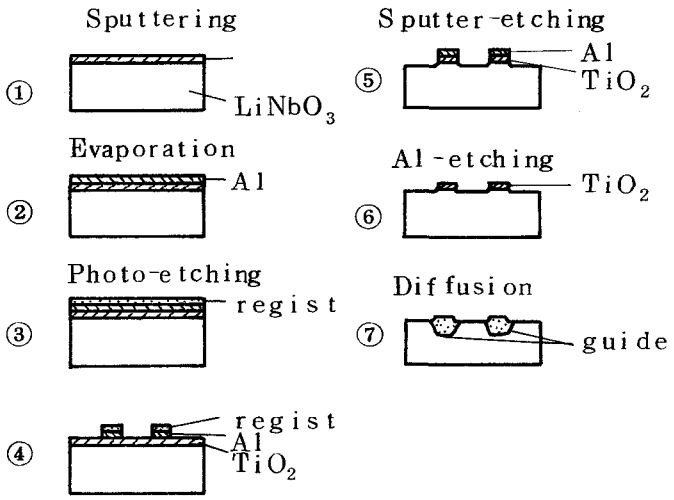
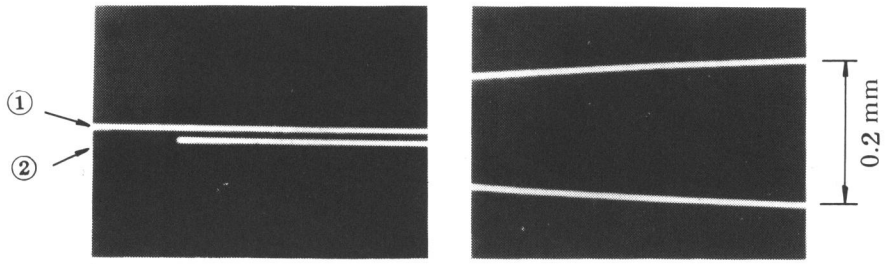


Fig. 5.9　素子の作成プロセス

後，通常のフォトエッチング技術により Al電極を作成した。変調用電極の間隔は 8 μm，整合用電極の間隔は 10 μm，また各電極の幅，長さはそれぞれ 15 μm，16mmであった。Fig. 5.11に電極部の顕微鏡写真を示す。

5.4.4　実験結果

He-Ne レーザの6328Å光を，対物レンズ（×10）を用いて端面より導波路1に入射した。出射端面で観測したニア・フィールド・パターンをFig. 5.12に示す。光結合度は約−10dBであり，結合係数Cは0.02mm^{-1}となった。この値は導波路を矩形断面と



(a)　　(b)

Fig. 5.10　試作した光導波路

(a)　結合部,　(b)　出力部

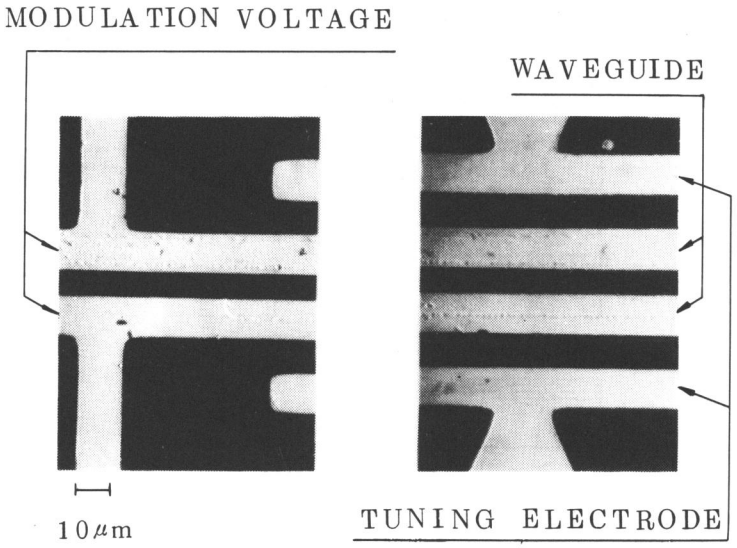


Fig. 5.11　試作した電極部

近似し，屈折率差を 1.0×10^{-3}，間隔を 8 μm とした計算結果とよく一致している。E^{z}_{00} モードの光電場は，導波路領域に閉じ込めることが出来なかった。これは，導波路領域外の屈折率 n_e（異常光線に対する）が，Li イオンの out-diffusion により増加したためである。[79]

このため，位相整合の実験は電気光学係数 r_{13} を用いる E^{x}_{00} モードにより行った。バイアス電圧をパラメータとして，導波路 2 の出力光強度を DC 変調電圧の関数として測定した。その結果を Fig. 5.13 に示す。バイアス電圧が 0 V の場合，最大結合は変調電圧 2 V の時に生じた。この最大結合のずれは，導波路間の伝搬定数にずれが生じているため

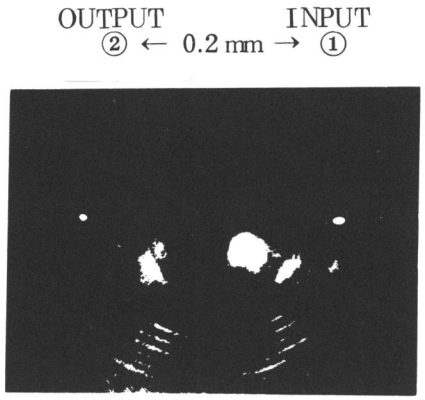


Fig. 5.12　観測されたニア・フィールド・パターン

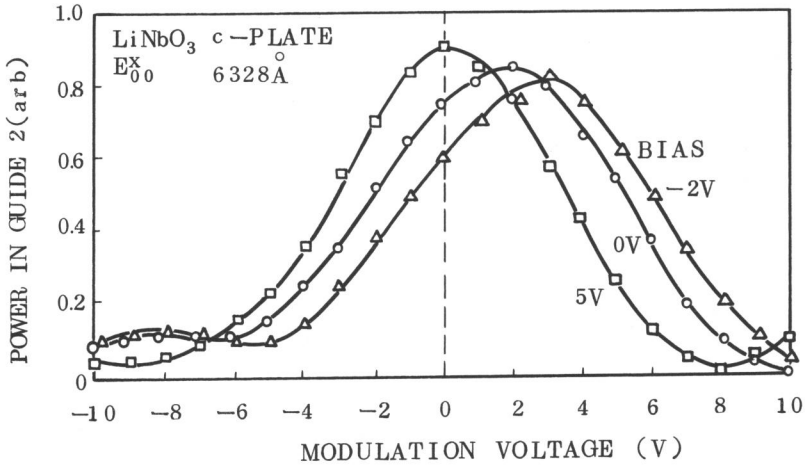


Fig. 5.13　位相整合の実験結果

と考えられる。このずれの大きさは（ 5.2 ）式から， 4.0×10^{-6} 程度と推定され，導波路幅に換算すると $\Delta a/a = 3\%$ 程度となる。 この計算においては，電極AおよびBには0V，電極Cには1Vを印加した時，すなわち，バイアス電圧0Vで変調電圧1Vの時の電界分布の補正係数 Γ_M を 0.9 と仮定した。最大結合から最小結合までに要する変調電圧 V_0 は 8Vであり，この値は計算値 7 V と比較的よい一致を示している。

バイアス電圧を 5 V に設定すると，最大結合は変調電圧0V で実現することができた。このバイアス電圧の実験値は，変調用および整合用の電界分布に対する補正係数の差（ $\Gamma_M = 0.9$ ， $\Gamma_B = 0.2$ ）から予想される値より小さかった。 印加電界と光電場との重

畳積分を行って補正係数を算出したならば，もう少し良い一致が得られると考えられる。一方，バイアス電圧が負の場合には，変調電圧０Ｖでの結合光強度は低下した。変調電圧８Ｖは，バイアス電圧の印加によっては影響を受けなかった。また，位相整合が実現された時の消光比は１５ｄＢ程度が得られた。

5.4.5 まとめ

以上の実験により，バイアス電圧を印加して導波路間の伝搬定数のずれを補償できることが確かめられた。したがって，この方法により同一の導波路を作成しなければならないという技術的困難さは低減できると考えられる。ここでは補助電極を用いる方法を試みたが，バイアス電圧を直接パルス変調電圧に重畳することも可能であろう。

さらに本方法は導波路間の位相整合に限らず，結合長の微調整にも適用できる可能性をもっている。すなわち，結合係数を決定する一要因に導波路の伝搬定数がある。したがって，Fig. 5.8の素子において，補助電極AおよびDにバイアス電圧を印加し，導波路1，2の伝搬定数を同時に同じ大きさだけ変化させれば，結合係数に変化が生じる。これによって結合長を調整することが可能になる。

5.5 カルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷による位相整合法

5.5.1 はじめに

本節では光照射によって屈折率が変化するカルコゲナイド・ガラス薄膜を導波路上に装荷して，位相整合を行う方法を提案し，実験的にその動作を確認したことについて報告する。[122),125)〜127)]

5.5.2 動作原理

ここで使用する（S_e-S）をベースとしたカルコゲナイド・ガラス薄膜は，以下の光学的性質を有している。[128),129)]

ⅰ）薄膜の加熱（H－state）あるいは光照射（L－state）によって，屈折率が可逆的に変化する。この現象はPhoto-darkening Effectあるいは Photo-structural Effectと呼ばれている。加熱温度はガラス転移点近く（〜190℃）であり，光照射には0.5 μm程度以下の光がよく使用される。

ⅱ）屈折率の変化量Δn_l（$n_L > n_H$）は光照射量によって容易に制御でき，その大きさ

は可視域で0.05～0.1に達する。また，その屈折率が長時間にわたって持続する。

iii) $LiNbO_3$ 単結晶より大きい屈折率（$n_\ell = 2.5 \sim 2.6$）を有している。

iv) 1 μm の近赤外領域で透過性がよい。

屈折率が可逆的に変化するという性質から，カルコゲナイド・ガラス薄膜はこれまで，書替え可能なホログラム記録材料として関心がもたれていた。[128)～130)] また光照射領域の屈折率が増加するという点から，レーザ・ビーム書込みによる光導波路の作成が行われてた。[131)] また，$LiNbO_3$ より高屈折率を有する点から，高屈折膜の装荷によるストリップ線路への応用も検討されてきた。[72)]

位相整合へ応用する際の具体的な素子構造をFig. 5.14 に示す。光方向性結合器は $LiNbO_3$ 単結晶を基板とし，その表面に不純物の熱拡散により作成された2本の導波路から構成されている。さきの（$S_e - S$）をベースとしたカルコゲナイド・ガラス薄膜を，各導波路上にストライプ状に装荷する。いま一方の導波路上のガラス薄膜に外部からの光照射，例えばArレーザの4880Å光を照射すると，薄膜の屈折率が変化するとともにその直下の導波路の伝搬定数が変化することが予測される。したがって2本の導波路間の伝搬定数のずれを，光照射エネルギー（光強度あるいは照射時間）の制御によって補償することが可能となる。

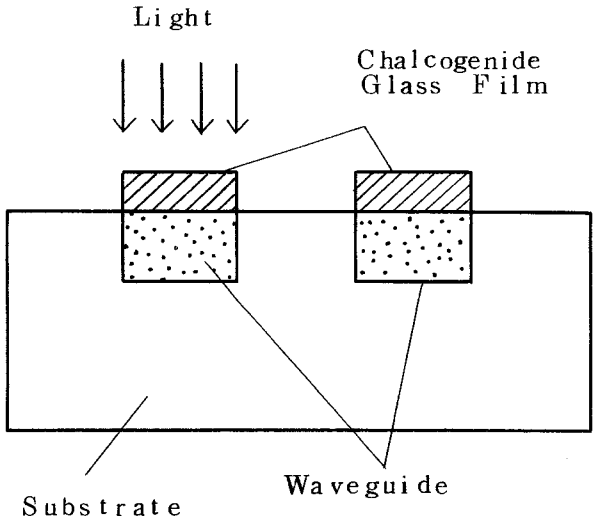


Fig. 5.14 カルコゲナイド・ガラス薄膜を利用した
位相整合の原理図

ガラス薄膜の屈折率変化と導波路の伝搬定数の変化との関係については，導波路を矩形

（すなわち屈折率分布はステップ形）と近似して計算した結果を別に報告している。[125]

ここでは，より実際的なFig. 5.15に示すような分布形屈折率の場合について，2次元的な計算をした結果を述べる。[72),126)] $LiNbO_3$ 拡散導波路の屈折率分布はGauss関数，あるいは誤差関数で比較的よく表わされることが知られている。しかし計算の便宜上，ここでは指数関数と仮定した。

屈折率分布 $n(z)$ をつぎのように与える。

$$n(z)=\begin{cases} n_t & ; z \leq 0 \\ n_l & ; 0 \leq z \leq t \\ n_s + \Delta n \cdot e^{-(z-t)/d} & ; t \leq z \end{cases} \qquad (5.3)$$

ここで n_t，n_l，n_s はそれぞれ最上層（大気），装荷膜，基板の屈折率であり，Δn は導波路の最大屈折率変化分である。また t は装荷膜の厚み，d は拡散深さである。Conwell[132)] によって導かれた指数分布に対する導波モードの特性方程式から，規格化伝搬定数 n（$=\beta/k$）は次式で与えられる。

$$\frac{J_{\nu-1}(g(0)) - J_{\nu+1}(g(0))}{J_\nu(g(0))} = \eta \cdot \frac{2(n_l^2 - n^2)^{1/2}}{(2n_s \cdot \Delta n)^{1/2}} \cdot \frac{\xi_s - \tan bt}{1 + \xi_s \tan bt} \qquad (5.4)$$

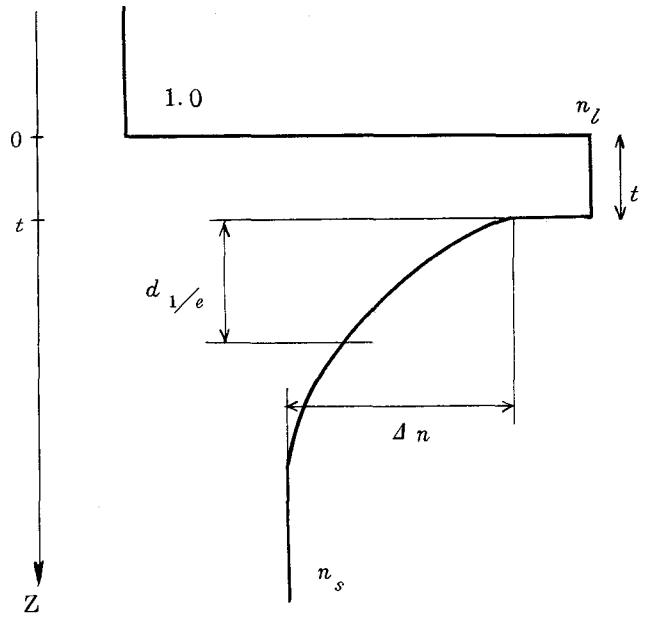


Fig. 5.15　計算に使用した導波路のモデル

ここで,

$$g(z) = 2dk\,(2n_s\Delta n)^{1/2}\cdot e^{-(z-t)/2d} \qquad (5.5)$$

$$\nu = 2dk\,(n^2 - n^2{}_s)^{1/2} \qquad (5.6)$$

$$b = k\,(n_\ell{}^2 - n^2)^{1/2} \qquad (6.7)$$

$$s = \left(\frac{n^2 - n^2{}_t}{n_\ell{}^2 - n^2}\right)^{1/2} \qquad (5.8)$$

また，TEモードに対して，

$$\left.\begin{aligned}\eta &= 1\\ \xi &= 1\end{aligned}\right\} \qquad (5.9)$$

TMモードに対して

$$\left.\begin{aligned}\eta &= \left(\frac{n_s + \Delta n}{n_\ell}\right)^2\\ \xi &= \left(\frac{n_\ell}{n_t}\right)^2\end{aligned}\right\} \qquad (5.10)$$

さらに J はBessel関数，k（$=2\pi/\lambda$）は自由空間での光の波数である。

数値計算は，c板 $LiNbO_3$ を基板とした導波路で，波長 $\lambda = 1.15\,\mu m$ に対して行った。$LiNbO_3$ 基板の異常光線および常光線屈折率をそれぞれ $n_e = 2.152$，$n_o = 2.227$ とした。TEモードに対しては $n_s = n_e$，TEモードに対しては $n_s = n_o$ である。導波路は $\Delta n = 0.007$，$d = 5\,\mu m$ と仮定した。装荷膜として使用する $As_{40}Se_{1-x}S_xGe_{10}$ から成るガラス薄膜は，Sの含有量 x が増加するにつれて光吸収が減少する性質をもつ。[128] これは x の増加とともに，光吸収端が短波長へと移動することと関係している。ここでは，もっとも光伝搬損失が小さいとされている $As_{40}Se_{10}S_{40}Ge_{10}$（$n_\ell = 2.818$）を利用した。[127]

Fig. 5.16(a)，(b)は，伝搬定数の変化 $(\beta - \beta_o)/\beta_o$ とガラス薄膜の屈折率変化 Δn_ℓ との関係を示す。パラメータは膜厚 t であり，基本モードに対するカットオフ厚以下に設定した。なぜならば，装荷膜は導波路より高い屈折率をもっているため，膜中に伝搬モードが成立することを防ぐためである。伝搬定数の初期値 β_o は，装荷膜に屈折率変化を引起していない時を基準として求めたものである。図から明らかなように，伝搬定数の変化は装荷膜がカットオフ厚に近づくにつれて顕著である。その大きさは $10^{-5} \sim 10^{-4}$ に達する。この変化量は，導波路幅の寸法誤差などにより生じる伝搬定数のずれを十分補償できる大きさである。TMモードに対するカットオフ厚は3200～3400Åであり，TE

モードに対しては4200～4600Åである。この差は$LiNbO_3$の複屈折性が大きいことに起因する。したがって，TMモードとTEモードでは装荷膜の厚みに対する最適値が異なる。すなわち，装荷膜を3400Å程度に設定すると，TMモードは高効率に位相整合に寄与する。しかし，TEモードに対してはほとんど効果がない。逆に膜厚を4600Å程度に増加すれば，TEモードに対しては効果が大であるが，TMモードに対してはカットオフ厚以上となり，装荷膜中を光が伝搬し不都合が生じる。

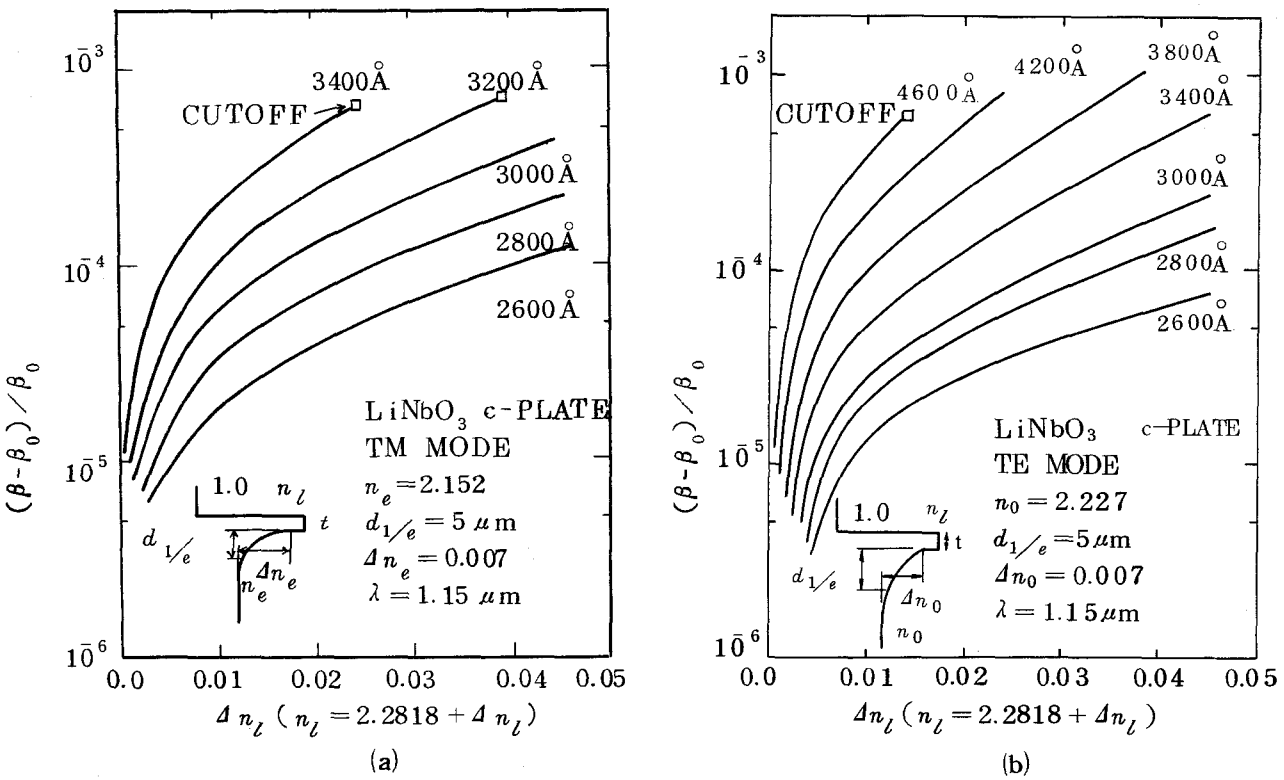


Fig. 5.16　伝搬定数の変化とガラス薄膜の屈折率変化との関係

(a)　TMモード，　(b)　TEモード

5.5.3　素子の作成

試作した方向性結合器の構造をFig. 5.17に示す。c板$LiNbO_3$を基板とし，導波路幅8μm，間隔5μm，結合部長15mmのパターンをTi金属によりリフトオフ法を用いて作成した。Ti拡散の条件は温度1000℃，拡散時間10時間，大気中である。素子作成の詳細は第4章においてすでに述べた。光の入力部および出力部においては，導波路間隔が50μmとなるように曲がりを与え，レーザ光の入射およびニア・フィールド・パタ

ーンの観測を容易にした。基板の両端面を光学研磨した後，$As_{40}Se_{10}S_{40}Ge_{10}$からなるガラス薄膜を高周波スパッタリングによって，基板表面に作成した。膜厚はTMモードのカットオフ厚に近い3000Åとした。また，ガラス薄膜はパターン化せず，基板の表面全体に装荷した。

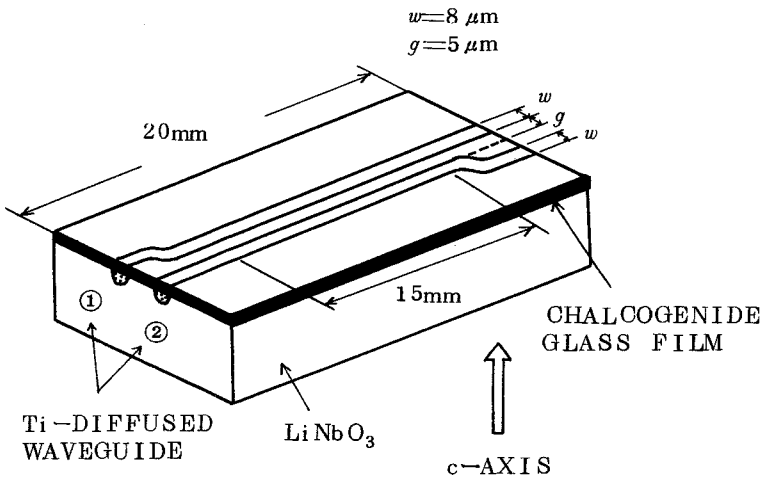


Fig. 5.17　試作した光方向性結合器

5.5.4　実験結果

He－Ne レーザの1.15 μm 光を単一モード・ファイバにより導波路1に入射した。幅8 μmの導波路は，1.15 μm光に対してTMモードおよびTEモードの基本モードを伝搬することが可能であった。

さきの動作原理を確認するため，一方の導波路上の装荷膜のみに光照射し，これによって誘起される光結合度の変化を調べた。具体的にはFig. 5.18 に示すように，導波路1上の装荷膜（A領域）をフォトマスクを用いて遮へいし，導波路2の装荷膜（B領域）のみを選択的にハロゲン・ランプ光（500W，熱線カット）で照射した。この時，光学繊維を束にしたファイバを利用して光照射した。

TMモードに対するニア・フィールド・パターンの変化をFig. 5.19に示す。同図(a)は光照射前のニア・フィールド・パターンであり，光結合度は約95％であった。光結合度は導波路1，2の出力光強度をP_1，P_2として，$P_2/(P_1+P_2)$で定義している。すなわち，導波路1に入射されたレーザ光のほとんどが導波路2から出射している。(b)はハロゲン光を15分照射した後であり，結合度は50％に低下した。これは，装荷膜に誘起された屈折率変化によって，導波路2の伝搬定数のみが増加して，2本の導波路の伝搬定

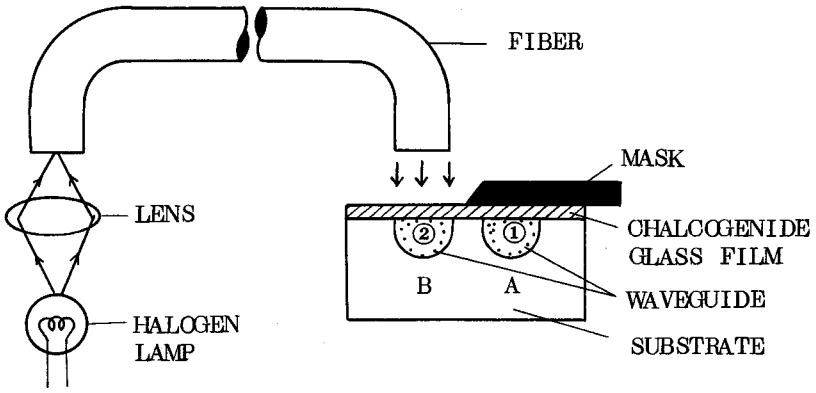


Fig. 5.18　実験方法

数間に差を生じたためである。(c)は同じく６０分光照射した後のパターンであり，光結合度はさらに低下し１５％となった。これ以上長時間にわたって光照射を続行しても，15％以下には低下しなかった。これは，装荷膜の屈折率変化が飽和したことによると考えられる。つぎにフォトマスクを取除き，AおよびB領域を同時に約６０分光照射した結果を(d)に示す。光結合度は５０％程度に変化した。この場合，導波路１，２の伝搬定数間には，光照射に起因するずれは無いと考えられるから，光結合度が初めの９５％から５０％に変化した原因は，両導波路間の光結合度，すなわち完全結合長が変わったことによると想像される。この(d)の結果は，導波路間の伝相整合のみでなく，結合長の調整にもこのカルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷が有効であることを示すものであり，注目することができる。最後に素子を１９０℃で数１０分加熱した後，室温まで徐冷すると(e)に示すように，光結合度は初めの状態に戻った。これは加熱処理によって，２つの領域A，Bにおけるガラス薄膜の屈折率変化が消滅し，初期状態にもどったことによると説明することができる。

一方，TEモードに対する初期の光結合度は約９５％であり，TMモードと同じであった。しかしながら，光照射を行っても光結合度は大きな変化を示さなかった。Fig. 5.20に一連の処理後のニア・フィールド・パターンを示す。この実験結果はさきに述べたようにTMモードに対する装荷膜のカットオフ厚の差に起因すると考えられる。すなわちこの実験においては，装荷膜厚がTMモードに対するカットオフ厚に近いことから，装荷膜の屈折率変化は主としてTMモードの伝搬定数に大きな変化を引起こす。

光結合度の変化をFig. 5.21にまとめる。ファイバと導波路との結合損および導波路の伝搬損を含めた全光挿入損失は5dB程度であり，これは光照射および加熱処理によっては

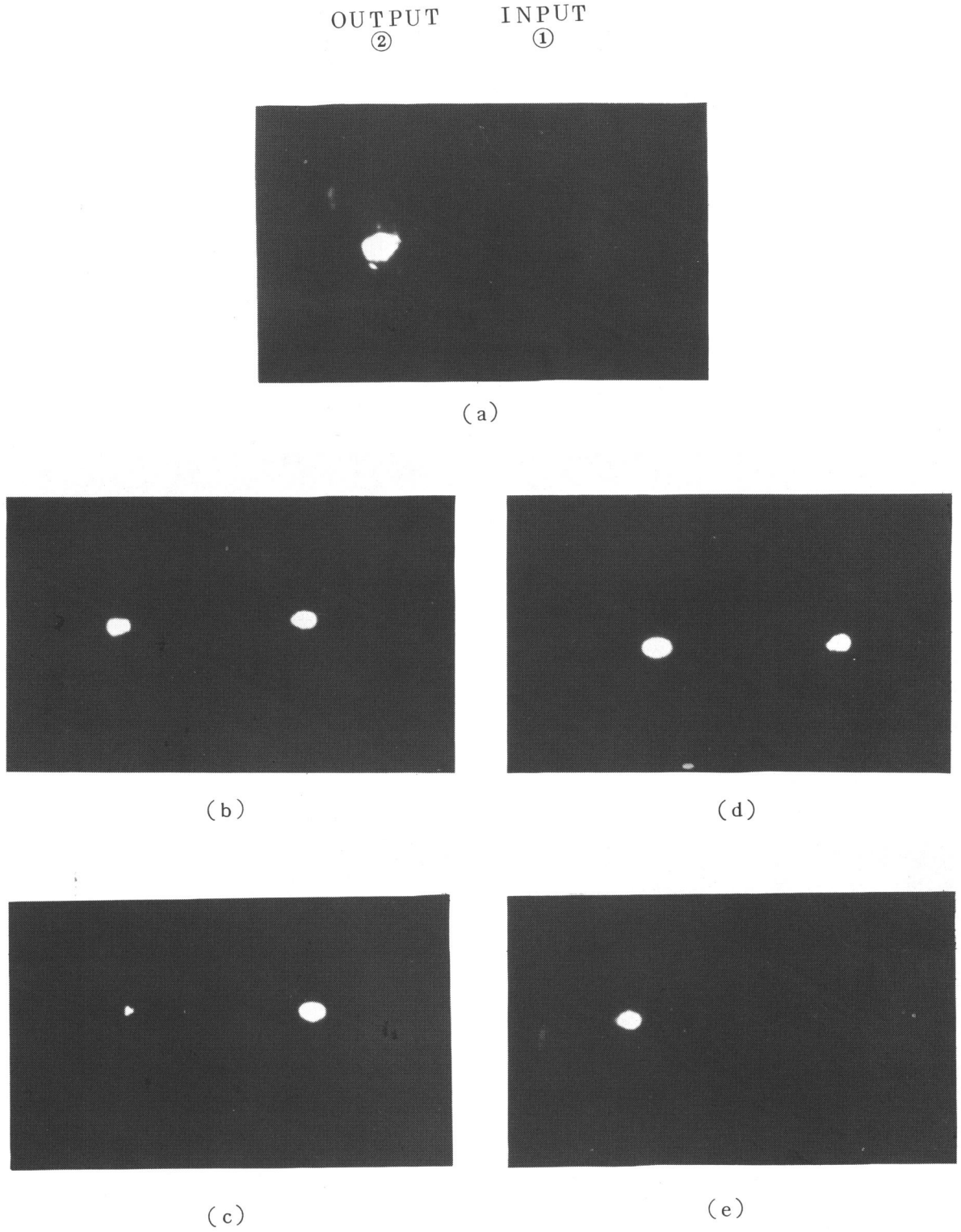


Fig. 5.19　装荷膜の屈折率変化とニア・フィールド・パターンの変化（TMモード）

(a)　光照射前，　(b)　15分照射，　(c)　60分照射

(d)　全面光照射，(e)　加熱後

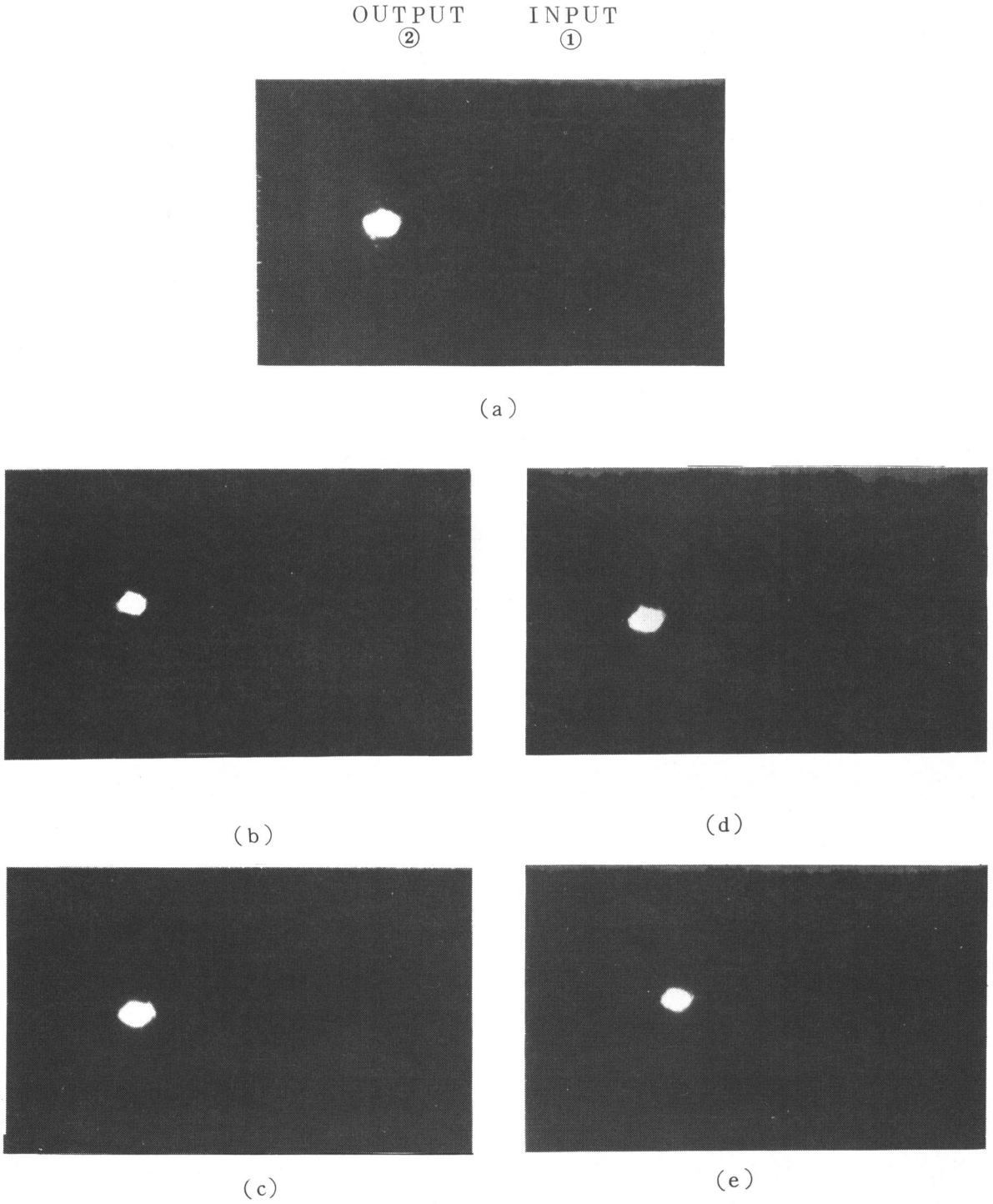


Fig. 5.20　装荷膜の屈折率変化とニア・フィールド・パターンの変化（ＴＥモード）

(a)　光照射前，　(b)　１５分照射，　(c)　６０分照射

(d)　全面光照射，(e)　加熱後

ほとんど変化しなかった。

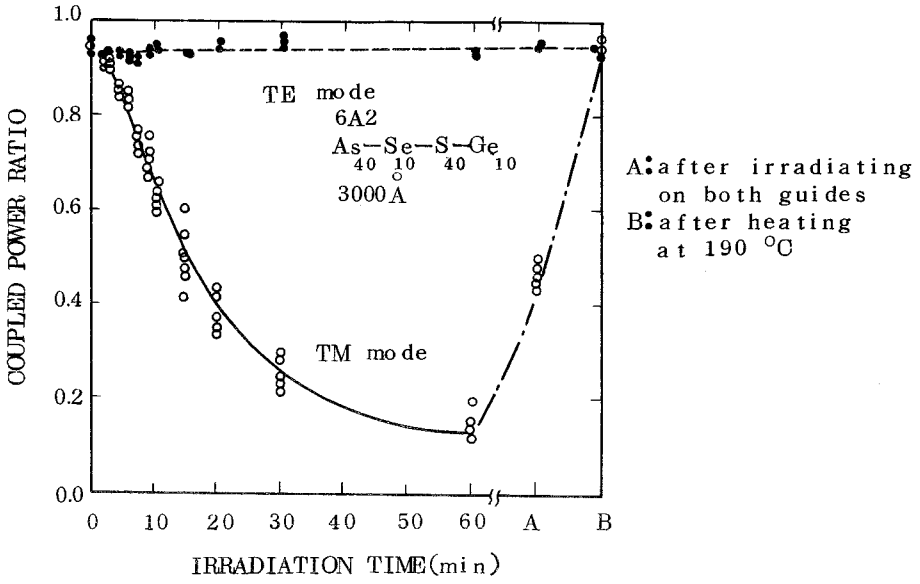


Fig. 5.21　光結合度の変化

5.5.5　まとめ

光方向性結合器における2本の導波路間の伝搬定数のずれを補償する新しい方法を提案し，動作原理の確認を行った。本方法によれば，光結合状態をモニターしながら位相整合を行うことができるので，比較的容易に最大結合を得ることが可能で，また調整をやり過ぎた場合でも，初期状態に戻して再調整できる利点がある。さらに，両領域の装荷膜の屈折率を同時に変えることにより，結合長の調整にも適用できる可能性を有している。

また，この方法は5.4節で述べたバイアス電圧の印加による方法に比較して，制御電圧（維持電圧）が不要であり，一旦光結合度を調整した後は極めて長時間，この状態が保たれる。したがって，光変調の位相整合のみならず，任意の割合でレーザ光を分配する機能をもつ方向性結合器（Power Splitter）の構成に利用することも魅力ある。また，カルコゲナイド・ガラス薄膜の記憶現象，可逆性を積極的に応用して，光結合の「ラッチング」を行う可能性も考えられる。

さらに，TMモードとTEモードに対する効果が大きく異なる特性を利用したTM−TE光分波器，あるいはpolarization sensitiveな光方向性結合器を利用したmultiplexer[133]としての応用も興味ある。Fig. 5.22にこれらの応用例を示す。

以上，カルコゲナイド・ガラス薄膜を装荷した方向性結合器の応用について述べたが，

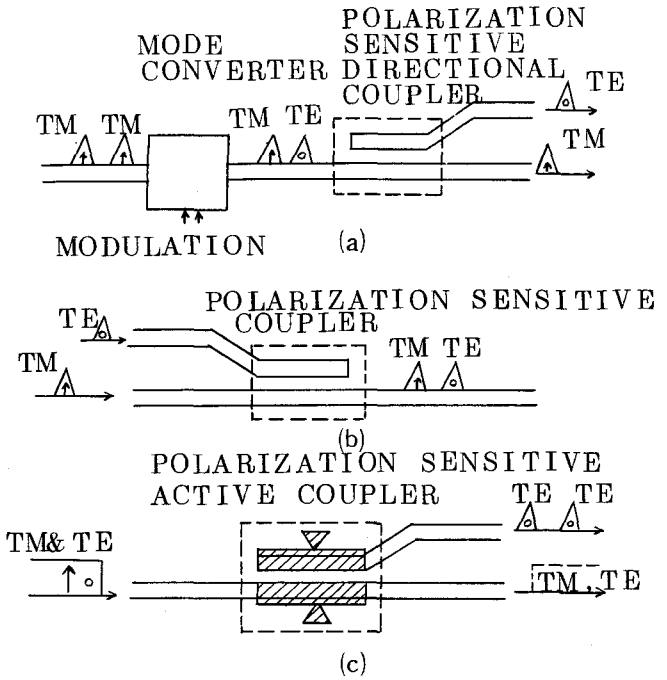


Fig. 5.22　モード選択性をもつ光方向性結合器の応用例

これらを実現するには，ガラス薄膜の信頼性，安定性，加工性などを検討する必要があると考えられる。

5.6　結　び

以上，光方向性結合器の位相・結合長の整合問題を取上げ，問題点の指摘，整合法の紹介を行った。そのなかの2方法については，理論的および実験的に詳しく検討を加えた。本章の結果はつぎのようにまとめることができる。

(1)　伝搬定数のずれがない素子を作成するには，極めて厳しい寸法精度が必要とされることを明らかにした。

(2)　その対策として，補助電極によるバイアス電圧の印加，カルコゲナイド・ガラス薄膜，Optical Damage の利用，金属膜の装荷などの方法を新たに提案した。

(3)　補助電極によるバイアス電圧の印加については，実際に素子を試作して実験的に動作を確認し，位相整合が行えることを明らかにした。さらに結合長の調整にも適用可能なことを述べた。

(4)　カルコゲナイド・ガラス薄膜については，動作原理を確認するため，光照射により薄膜の屈折率を変えて故意に伝搬定数のずれを引起し，結合度が大幅に変化する様子を示

した。さらに結合長の調整も行い得る点を，実験的に明らかにした。

(5) 上記方法は，計算からTMモードとTEモードとの間に，効果に大小があることが予測される。これを実験的に確かめるとともに，この特徴を応用した素子を提案した。

第6章　結　　言

本編においては，$LiNbO_3$ 単結晶の有する電気光学効果を応用した導波形光制御素子について検討した。以下に得られた結果を要約して述べる。

第2章においては，光導波路の形成法として $LiNbO_3$ 単結晶の電気光学効果の利用を検討した。

(1) プレーナ形電極とサンドイッチ形電極構造について，計算機解析から屈折率分布を求め，両者とも電極端近傍に最大値をもつ双峰性分布となった。プレーナ形電極の場合，電極間隙の中央では平均電界（印加電圧／電極間隔）の65％程度の値となった。

(2) プレーナ形電極構造の素子を試作し，一例として電極間隔20μmの場合には，He－Neレーザ光（6328Å）に対して印加電圧20Vの時，基本モードのスポットを，また30V程度の時には高次の励起モードを観測した。

(3) 光のconfinementを制御できるカットオフ形の光強度変調素子としての特性については，15Vの印加パルスで消光比11dBを得た。さらに±15Vのパルスを用いて正負の電圧を交互に印加することにより，消光比18dBまで改善することができた。

第3章では，高屈折率膜を装荷した2次元光導波路の特性について理論的検討を加えた。

(1) 高屈折率膜の厚みがカットオフに近づくにつれて，伝搬定数が大きく変化するとともに，光電場は導波路表面に急激に集中する。カットオフ膜厚よりも大きくなると，光電場のピークは装荷膜中に入り込み，不都合となることを明らかにした。

(2) この現象を利用すれば，高屈折率膜を装荷することによりプレーナ形電気光学光変調器において，20％以上の変調効率改善に寄与できることを明らかにした。

(3) 本章での具体的な数値例には $LiTaO_3$ 単結晶に対して行ったが，上記の結論はLiNbO単結晶など電気光学効果を利用した導波形光変調器一般に適用し得るものである。

第4章においては，$LiNbO_3$ 拡散導波路を用いた光方向性結合器について検討した。

(1) 変調電圧の式を導出し，低駆動電圧の光変調器を実現するには，素子作成の限界および電極容量を考慮しながら，弱結合で結合長を大にすることが有効であることを示した。

(2) 設計指針に基づいて素子寸法を決定するとともに，近赤外光の基本モードのみを伝搬可能な光導波路をTi拡散により作成し，これを用いて方向性結合形光変調器を試作した。主要な特性は波長1.15μmにおいて，変調電圧4.0V，消光比17.6dB，光挿入損失8.2dB 3dB帯域1GHzであり，導波形外部光変調器としての有望性を明らかにした。

第5章においては，光方向性結合器における位相整合問題について検討した。

(1) 導波路幅の寸法誤差と結合光強度および伝搬定数のずれとの関係を計算し，極めて厳しい精度，例えば8 μm幅の導波路で0.5 μm程度以内のずれ，が必要とされることを示した。

(2) 位相整合法として，補助電極によるバイアス電圧の印加を提案し，$LiNbO_3$ を基板とした TiO_2 拡散導波路による素子を用いて，実験的に動作を確認した。すなわち，バイアス電圧 0Vの時変調電圧 2Vで最大結合が生じていた素子において，バイアス電圧を 5Vに設定することにより，変調電圧 0Vで最大結合を実現した。

(3) 位相整合法として．可変屈折率膜の装荷を提案し，カルコゲナイド・ガラス薄膜を利用して動作原理の確認を行った。すなわち，装荷膜に光照射を行うことにより，光結合度を95%から15%まで変化させることができ，さらに結合長の調整にも適用できる可能性があることを示した。

(4) 以上の方法により導波路作成時の精度は大幅に緩和される。結合長の調整については，ここでは2，3の新しい方法を提案したのみであり，別途検討する必要がある。

総　　括

$LiNbO_3$ 単結晶が有する数多い特性の中から，とくに光誘起屈折率変化および電気光学効果に焦点を合わせ，前者については主として光記憶素子，後者については主として導波形光制御素子を中心とする各種光機能素子への応用に関する研究を行った。

つぎに得られた結果を要約して記す。

(1) ホログラム記録素子としての特性は，本研究においてはじめて試みたRh添加と酸素空孔形成およびCu拡散との組合せにより，この現象の発見当初よりかなり改善することができたが，現状のままではまだ不十分であり，

ⅰ) 光感度のより一層の向上

ⅱ) 自然消滅の防止

ⅲ) 高品質母体結晶の育成

など，今後解決していかねばならない問題があることを指摘した。

(2) 「$LiNbO_3$ におけるホログラム記録」の延長線上に位置するものとして，ホログラムによる電気光学変調を取上げ，$LiNbO_3$ が有している特徴を生かした新しい光機能素子としての1つの可能性を示した。

(3) 屈折率が光学的に制御できる光導波路の形成においては，光導波機能を確認したが，光制御素子として今後発展していくには，光誘起屈折率化物質の材料面での検討が必要であることを指摘した。

(4) 電気光学効果を利用した光導波路の形成においては，光を導波するという受動的な機能を確認するとともに，カットオフ形の光変調素子としての能動的な動作を高効率に実現し，光制御素子としての可能性を明らかにした。

(5) 光導波路上に高屈折率膜を装荷することにより，電気光学光変調の効率が改善されることを明らかにし，導波形光変調器の特性改善の指針を与えた。

(6) $LiNbO_3$ 拡散導波路を用いた方向性結合形光変調器を試作し，従来の位相遅延形と比較して全く逐色のない変調特性を，近赤外光域において得ることができ，導波形外部光変調器として極めて有望であることを確認した。

(7) 光方向性結合器において重要な問題である位相整合に関して，補助電極によるバイアス電圧の印加およびカルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷を提案し，実験的に動作を確認した。これにより，素子作成時に要求される厳しい精度を緩和できる目安を得た。

謝　　辞

本論文をまとめるに当り，終始懇切な御指導を賜った大阪大学工学部鈴木達朗教授に深甚なる感謝の意を表します。

また論文全般にわたり，数々の有益な御教示を賜った工学部小山次郎教授に深く感謝いたします。

工学部犬石嘉雄教授には光誘起屈折率変化の機構に関して，基礎工学部末田正教授には光方向性結合器の設計指針に関して，工学部藤田茂教授にはホログラフィへの応用に関して，三石明善教授には光学結晶に関して，種々の御助言をいただきました。一岡芳樹助教授には本論文作成に当り，絶えず御激励をいただきました。これらの先生に深く感謝いたします。

また本研究を進めるに当って，多大の御指導と御鞭撻を賜った日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所基礎研究部野田健一部長，茨城電気通信研究所部品材料研究部新関暢一部長，基礎研究部大原省爾統括調査役，第六研究室岩崎裕室長，ならびに前基礎研究部長鵜瀞知之博士（現富士通研），前第六研究室長中村義作博士（現信州大学教授）に深く感謝いたします。

元武蔵野電気通信研究所調査役角正雄博士（現日立中研），同井郷健夫博士（現日本通信技術）には，本研究の推進に際して御指導と御激励をいただきました。内田直也調査役には，光変調器の設計等に関して御指導いただきました。石田晶調査員には，主として本論文第1編の研究に関して直接御指導いただきました。野田寿一調査員，大町督郎調査員には，光方向性結合器の設計および作成に関して御指導いただきました。宮沢信太郎調査員，近藤進研究主任には，Rh 添加 $LiNbO_3$ 単結晶の育成に関して，福西修三調査員，前仏栄研究主任には，カルコゲナイド・ガラス薄膜の装荷に関して御協力いただきました。これらの方々の御指導ならびに本研究の各段階における共同研究者としての御援助に厚く御礼申し上げます。

さらに米沢進調査役，鳥居康弘調査員には光応用の研究に関して，上原信吾調査員には，高周波特性測定に関して御教示いただきました。皆方誠研究主任，福馬政晴研究主任には，光導波路作成に関して御助言いただきました。窪田勝利研究主任，斉藤昇一社員にはそれぞれ，Al_2O_3 膜の装荷および結晶研磨に関して御協力いただきました。平田一雄研究主任には，フォトマスク作成に関して御協力いただきました。これらの方々に感謝いたします。

終りに本研究を遂行するに当り，種々御討論ならびに御協力いただいた第六研究室の諸氏に感謝いたします。

参　考　文　献

（１）R. J. Collier, C. B. Burckhard and L. H. Lin : " Optical Holography ", Academic Press, New York（１９７１）.

（２）"光とエレクトロニクス特集"，日経エレクトロニクス，**４６**，１－１（１９７３）.

（３）福西，三上：電子材料　　１０月号，２（１９７５）.

（４）J. Bordogna, S. A. Keneman and J. J. Amodei : RCA Rev. **３３**, ２２７（１９７２）.

（５）"オプトエレクトロニクス特集"，信学誌，**５６**，№４（１９７３）.

（６）沼倉俊郎：「ホログラフィ」，コロナ社（１９７４）.

（７）F. S. Chen, J. T. LaMacchia and D. B. Fraser : Appl. Phys. Letters, **１３**, ２２３（１９６８）.

（８）野田，大原：通研実報，**２４**，１８６９（１９７５）.

（９）"光ファイバ通信特集"，信学誌，**５７**，№７（１９７６）.

（１０）S. E. Miller : Bell Syst. Tech. J. **４８**, ２０５９（１９６９）.

（１１）J. E. Goell and R. D. Standley : Proc. IEEE, **５８**, １５０４（１９７０）

（１２）末田：応用物理，**４３**，６０９（１９７４）.

（１３）I.P. Kaminow : IEEE Tran. Microwave Theory Tech. ***MTT*－２３**, ５７（１９７５）.

（１４）多田：電気四学会連合大会，１７２（１９７５）.

（１５）内田：電気四学会連合大会，１７１（１９７５）.

（１６）A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein and K. Nassau : Appl. Phys. Letters, **９**, ７２（１９６６）.

（１７）F. S. Chen : J. Appl. Phys. **４０**, ３３８９（１９６９）.

（１８）W. D. Johnston, Jr. : J. Appl. Phys. **４１**, ３２７９（１９７０）.

（１９）F. S. Chen : J. Appl. Phys. **３８**, ３４１８（１９６７）.

（２０）R. L. Townsend and J. T. LaMacchia : J. Appl. Phys. **４１**, ５１８８（１９７０）.

（２１）J. J. Amodei, D. L. Staebler and A. W. Stephens : Appl. Phys.

Letters, **18**, 507(1971).

(22) J. B. Thaxter : Appl. Phys. Letters, **15**, 210(1969).

(23) A. Ashkin, B. Tell and J. M. Dziedzic : IEEE J. Quantum Electronics, ***QE*-3**, 400(1967).

(24) J. J. Amodei and D. L. Staebler : RCA Rev. **33**, 71(1972).

(25) W. Phillips, J. J. Amodei and D. L. Staebler : RCA Rev . **33**, 94(1972).

(26) J. J. Amodei, W. Phillips and D. L. Staebler : Appl. Opt. **11**, 390(1972).

(27) E. Okamoto, H. Ikeo and K. Muto : Electro-Chemical Society 146th Meeting, New York(1974).

(28) A. Ishida, O. Mikami, S. Miyazawa and M. Sumi : Appl. Phys. Letters, **21**, 192(1972).

(29) O. Mikami : Opt. Commun. **11**, 30(1974).

(30) 石田, 三上：光学, **6**, 75(1977).

(31) M. Born and E. Wolf : " Principle of Optics ", Pregomon Press London(1965).

(32) G. D. Boyd, W. L. Bond and H. L. Carter : J. Appl. Phys. **38**, 1941(1967).

(33) Y. Yasojima. Y. Ohmori and Y. Inuishi : Technol. Repts. Osaka Univ. **22**, 575(1972).

(34) E. G. Spencer, P. V. Lenzo and A. A. Ballman : Proc. IEEE, **55**, 2074(1967).

(35) 三上, 石田, 宮沢：応用物理, **43**, 1219(1974).

(36) 三上, 石田：通研実報, **24**, 575(1975).

(37) 近藤, 宮沢, 岩崎：通研実報, **24**, 589(1975).

(38) S. Kondo, S. Miyazawa and H. Iwasaki : J. Cryst. Growth, **26**, 323(1974).

(39) H. Iwasaki, T. Yamada, N. Niizeki and H. Toyoda : Rev. Elect. Commun. Lab. **16**, 385(1968).

(40) H. W. Kogelnik : Bell Syst. Tech. J. **48**, 2909(1969).

(41) J. J. Amodei and D. L. Staebler : Appl. Phys. Letters, **18**, 540(1971).

(42) D. L. Staebler and J. J. Amodei : IEEE Tran. on SU, ***SU*−10**, 107(1972).

(43) D. L. Staebler and J. J. Amodei : Ferroelectrics, **3**, 107 (1972).

(44) O. Mikami and A. Ishida : Opt. Commun. **9**, 354(1973).

(45) H. J. Levinstein, A. A. Ballman, R. T. Denton, A. Ashkin and J. M. Dziedzic : J. Appl. Phys. **38**, 3101(1967).

(46) D. L. Staebler, W. J. Burke, W. Phillips and J. J. Amodei : Appl. Phys. Letters, **26**, 182(1975).

(47) J. P. Huignard and J. P. Herriau and F. Micheron : Appl. Phys. Letters, **26**, 256(1975).

(48) J. M. Hammer : Appl. Phys. Letters, **18**, 147(1971).

(49) L. Kuhn, M. L. Dass, P. F. Heindrich and B. A. Scott : Appl. Phys. Letters, **17**, 265(1970).

(50) N. Uchida and N. Niizeki : Proc. IEEE, **61**, 1073(1973).

(51) R. P. Kennan, C. M. Verber and Van E. Wood : Appl. Phys. Letters, **24**, 428(1974).

(52) O. Mikami : Opt. Commun. **19**, 42(1976).

(53) 三上 : 光学, **4**, 5(1975).

(54) 三上, 宮沢：画像技術, 8月号, 29(1975).

(55) E. I. Gordon : Appl. Opt. **5**, 1629(1966).

(56) J. F. Dillon, Jr. : J. Appl. Phys. **39**, 922(1968).

(57) M. J. Freiser : IEEE Tran. on Magnetics, ***MAG*−4**, 152(1968).

(58) I. P. Kaminow and E. H. Turner : Proc. IEEE, **54**, 1374(1966).

(59) J. S. Chen : Proc. IEEE, **58**, 1440(1970).

(60) 石黒浩三：「光学」共立全書(昭和26年).

(61) 川辺和夫：「強誘電体」共立出版(昭和46年).

(62) P. K. Tien : Appl. Opt. **10**, 2395(1971).

(63) H. F. Taylor and A. Yariv : Proc. IEEE, **62**, 1044(1974).

(64) H. Kogelnik : IEEE Tran. Microwave Theory Tech. ***MTT*-23**, 2 (1975).

(65) A. A. Ballman, H. Brown, P. K. Tien and S. Riva-Sanseverino : J. Crys. Growth, **30**, **37**(1975).

(66) S. Miyazawa, K. Sugii and N. Uchida : J. Appl. Phys. **46**, 2223(1975).

(67) S. Miyazawa, S. Fushimi and S. Kondo : Appl. Phys. Letters, **26**, 8(1975).

(68) S. Kondo, S. Miyazawa and K. Sugii : Appl. Phys. Letters, **26**, 489(1975).

(69) I. P. Kaminow, V. Ramaswany, R. V. Schmidt and E. H. Turner : Appl. Phys. Letters, **24**, 622(1974).

(70) J. Noda, N. Uchida, M. Minakata, T. Saku, S. Saito and Y. Ohmachi : Appl. Phys. Letters, **26**, 298(1975).

(71) S. Uehara, K. Takamoto, S. Matsuo and Y. Ohmachi : Appl. Phys. Letters, **26**, 296(1975).

(72) J. Noda, S. Zembutsu, S. Fukunishi and N. Uchida : (to be published in Appl. Opt.).

(73) D. T. Wei, W. W. Lee and L. K. Bloom: Appl. Phys. Letters, **25**, 329(1974).

(74) I. P. Kaminow and J. R. Carruthers : Appl. Phys. Letters, **23**, 198(1973).

(75) J. R. Carruthers, I. P. Kaminow and L. W. Stlulz : Appl. Opt. **13**, 2333(1974).

(76) J. Noda, N. Uchida and T. Saku : Appl. Phys. Letters, **25**, 131(1974).

(77) J. M. Hammer and W. Phillips : Appl. Phys. Letters, **24**, 545(1974).

(78) R. V. Schmidt amd I. P. Kaminow : Appl. Phys. Letters, **25**, 458(1974).

(79) J. Noda, N. Uchida, S. Saito, T. Saku and M. Minakata : Appl. Phys. Letters, **27**, 19(1975).

(80) M. Minakata, J. Noda and N. Uchida : Appl. Phys. Letters, **26**, 395(1975).

(81) V. Ramaswamy and R. D. Standley : Appl. Phys. Letters, **26**, 10 (1975).

(82) K. D. Standley and V. Ramaswamy : Appl. Phys. Letters, **25**, 711 (1974).

(83) J. Noda and M. Fukuma : 1977 Inter. Conf. on Integrated Opt. and Opt. Fiber Commun. (Tokyo).

(84) J. M. Hammer, H. Kressel, I. Ladany, C. L. Neil and W. Phillips : Proc. IEEE, **63**, 325(1975).

(85) D. J. Channin : Appl. Phys. Letters, **19**, 128(1971).

(86) O. Mikami and A. Ishida : Jap. J. Appl. Phys. **12**, 1294 (1973).

(87) H. F. Taylor : J. Appl. Phys. **44**, 3257(1973).

(88) 応用物理学会光学懇話会編：「結晶光学」森北出板(昭和50年).

(89) E. H. Turner : Appl. Phys. Letters, **8**, 303(1966).

(90) D. F. Nelson and R. M. Mikulyak : J. Appl. Phys. **45**, 3688 (1974).

(91) P. V. Lenzo, E. H. Turner, E. G. Spencer and A. A. Ballman : Appl. Phys. Letters, **8**, 81(1966).

(92) W. L. Bond : J. Appl. Phys. **36**, 1674(1965).

(93) A. W. Warner, M. Onoe and G. A. Coquin : J. Acoust. Soc. Amer. **42**, 1223(1967).

(94) H. E. Green : IEEE Tran. Microwave Theory Tech. ***MTT***−**13**, 676 (1965).

(95) G. D. スミス(前川洋一郎訳)：「電算機による偏微分方程式の解法」サイエンス社

（昭和４６年）.

（９６）内山二郎，森口繁一，一松信：「電子計算機のための数値計算法」培風館（昭和４２年）.

（９７）E. A. J. Marcatili : Bell Syst. Tech. J. **48**, 2071(1969).

（９８）N. Uchida, O. Mikami, S. Uehara and J. Noda : Appl. Opt. **15**, 455(1976).

（９９）N. Uchida : Appl. Opt. **15**, 179(1976).

(100) M. Furuta, H. Noda and A. Ihaya : Appl. Opt. **13**, 322(1974).

(101) N. Uchida and J. Noda : J. Opt. Soc. Amer. **65**, 1079(1975).

(102) S. Wang. M. Shah and J. D. Crow : J. Appl. Phys. **43**, 1861 (1972).

(103) H. Kogelnik, T. P. Sosnowski and H. P. Werber : IEEE J. Quantum Electonics, ***QE*−9**, 795(1973).

(104) K. Tada and K. Hirose : Appl. Phys. Letters, **25**, 561(1974).

(105) J. C. Campbell, F. A. Blum, D. W. Shaw and K. L. Lawley : Appl. Phys. Letters, 27, 202(1975).

(106) M. Papuchon, Y. Combemale, X. Mathieu, D. B. Ostrowski, L. Reiber, A. M. Roy, B. Sejourne and M. Werner : Appl. Phys。Letters, **27**, 289(1975).

(107) R. V. Schmidt and H. Kogelnik : Appl. Phys. Letters, **28**, 503 (1976).

(108) O. Mikami and J. Noda : Appl. Phys. Letters, **29**, 555(1976).

(109) M. Horiguchi and H. Osanai : Electron. Lett. **12**, 310(1976).

(110) O. Mikami, J. Noda and M. Fukuma : 1977 Inter. Conf. on Integrated Opt. and Opt. Fieber Commun. (Tokyo).

(111) S. E. Miller : Bell Syst. Tech. J. **33**, 661(1954).

(112) D. Marcuse : Bell Syst. Tech. J. **50**, 1791(1971).

(113) A. Yariv : IEEE J. Quantum Electronics, ***QE*−9**, 919(1973).

(114) 多田，広瀬：通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料OQE74−49.

(115) 倉薗，岩崎，熊谷：信学論C，**55－*C***，61 （1972）．

(116) O. Mikami, J. Noda and M. Fukuma : (Trans. IECE Japan 投稿中).

(117) J. Noda, O. Mikami, M. Minakata and S. Saito : (unpublished).

(118) S. Uehara : (to be published in Appl. Opt.).

(119) K. Kubota, M. Minakata, S. Saito and S. Uehara: (unpublished).

(120) H. Kogelnik : IEEE J. Quantum Electronics, ***QE***－12, 396(1976).

(121) O. Mikami, J. Noda and Y. Ohmachi : Proc.the 8th Conference (1976 International) on Solid State Device, Tokyo (1976). Jap. J. Appl. Phys. **16**, **Suppl.** 16－1, 321(1977).

(122) O. Mikami, J. Noda, S. Zembutsu and S. Fukunishi : Appl. Phys. Letters, **31**, 376(1977).

(123) D. Vincent and J. W. Y. Lit : J. Opt. Soc. Amer. **66**, 226 (1976).

(124) 谷内，工藤，虫明：通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料OQE75－107 (1976).

(125) 三上，野田：信学論C，**60－*C***，121(1977).

(126) 三上，野田，前仏，福西：通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料 OQE77－27(1977).

(127) S. Zembutsu, S. Fukunishi, O. Mikami and J. Noda : 1977 Inter. Conf. on Integrated Opt. and Opt. Fiber Commun. (Tokyo).

(128) S. Zembutsu, Y. Toyoshima, T. Igo and H. Nagai : Appl. Opt. **14**, 3073(1975).

(129) 井郷，前仏，豊島，野口：通研実報，**23**，1393(1974).

(130) 栖原，西原，小山：信学論C，**59－*C***，435(1976).

(131) 前仏，福西：応用物理学会 2pQ5(1976秋).

(132) E. M. Conwell : Appl. Phys. Letters, **23**, 328(1973).

(133) M. K. Barnoski : " Introduction to Integrated Optics ", Plenum Press, New York (1974).

本研究に関する発表論文

(1) 論　文

1. 石田，三上：

「$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化と光導波路への応用」

光学，Vol．6，№2，75－81（1977）．

2. 三上，石田，宮沢：

「Rh 添加 $LiNbO_3$ におけるホログラム記録」

応用物理，Vol．43，№12，1219－1225（1974）．

3. 三上，石田：

「可逆ホログラム記録のための Rh 添加 $LiNbO_3$」

通研実報，Vol．24，№3，575－587（1975）．

4. 三上：

「$LiNbO_3$ ホログラムによる電気光学光変調」

光学，Vol．4，№1，5－12（1975）．

5. N. Uchida, O. Mikami, S. Uehara and J. Noda：

"Optical Field Distribution in a Waveguide with High Refractive-Index Film; Modulation Efficiency Improvement in a Planar-Type Modulator"

Appl．Opt．Vol．15，№2，455－458（1976）．

6. O. Mikami, J. Noda and Y. Ohmachi：

"Phase Tuning in Optical Directional Coupler"

Proc. the 8th Conference (1976 International) on Solid State Device, Tokyo, 1976.

Jap. J. Appl. Phys., Vol. 16, Suppl. 16-1, 321-324（1977）．

7. O. Mikami, J. Noda and M. Fukuma：

"Directional Coupler Type Light Modulator Using $LiNbO_3$ Waveguides"

（Trans. IECE Japan 投稿中）．

2) ショートノートおよびレター

1. A. Ishida, O. Mikami, S. Miyazawa and M. Sumi :
"Rh-Doped $LiNbO_3$ as an Improved New Material for Reversible Holographic Storage"
Appl. Phys. Letters, Vol.21, №5, 192-193(1972).

2. O. Mikami and A. Ishida :
"Effects of Oxygen-Deficiencies on the Recording Sensitivity of Holograms in Rh-Doped $LiNbO_3$"
Opt. Commun., Vol. 9, №4, 354-356(1973).

3. O. Mikami :
"Cu-Diffused Layers in $LiNbO_3$ for Reversible Holographic Storage"
Opt. Commun., Vol.11, №1, 30-32(1974).

4. O. Mikami :
"Electro-Optic Light Modulation with Holographic Gratings Stored in a Cu-Diffused $LiNbO_3$ Plate"
Opt. Commun., Vol.19, №1, 42-44(1976).

5. O. Mikami and A. Ishida :
"Some Experiments on a Voltage-Induced Optical Vaveguide in $LiNbO_3$"
Jap. J. Appl. Phys., Vol.12, №8, 1294-1295(1973).

6. O. Mikami and J. Noda :
"Phase Tuning in Optical Directional Coupler"
Appl. Phys. Letters, Vol。29, №9, 555-556(1976).

7. 三上, 野田:
「カルコゲナイドガラス薄膜の装荷による方向性光結合器の位相整合」
信学論C, Vol.60-C, №2, 121-122(1977).

8. O. Mikami, J. Noda, S. Zembutsu and S. Fukunishi :
"Phase Tuning in Optical Directional Coupler by Photostructural Effect of Chalcogenide Glass Film"

Appl. Phys. Letters, Vol. 31, №6, 376−378（1977）.

(3) 国際会議発表

1. A. Ishida, O. Mikami, S. Miyazawa and M. Sumi：
"Rh−Doped $LiNbO_3$ as an Improved New Material for Reversible Holographic Storage"
Device Research Conference, Edomonton, Canada（1972）.
2. O. Mikami, J. Noda and Y. Ohmachi：
"Phase Tuning in Optical Directional Coupler"
8th Conference(1976 International) on Solid State Device, Tokyo（1976）.
3. O. Mikami, J. Noda and M. Fukuma：
"Directional Coupler Type Light Modulator Using $LiNbO_3$ Waveguides"
1977 International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Tokyo（1977）.
4. S. Zembutsu, S. Fukunishi, O. Mikami and J. Noda：
"Photosensitive As−Se−S−Ge Amorphous Films and Some Applications to Optical Waveguide Device"
1977 International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Tokyo（1977）.

(4) 研究会発表

1. 三上：
「Rh 添加 $LiNbO_3$ におけるホログラム記録」
電子通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料OQE74−1（1974）.
2. 三上，野田：
「$LiNbO_3$ 導波路を用いた方向性光結合器」
光集積回路シンポジウム講演論文集　S−23（1976）.
3. 三上，野田，前仏，福西：
「$LiNbO_3$ 光方向性結合器の位相整合法」

電子通信学会光・量子エレクトロニクス研究会資料OQE77－27（1977）

(5) 応用物理学会発表

1. 石田，三上，宮沢，角：

「ロジウム添加$LiNbO_3$へのホログラム記録」

1pB12（Oct. 1972 北海道大学）.

2. 三上，石田：

「$LiNbO_3$の電圧誘起光ガイド」

29pG6（Sep. 1972 北海道大学）.

3. 三上，石田，宮沢：

「Rh 添加$LiNbO_3$のホログラム記録特性と酸素空孔」

29aA9（March 1973 慶応大学）.

4. 三上：

「Cu 拡散$LiNbO_3$によるホログラム記録」

18aC2（Oct. 1973 名古屋大学）.

5. 三上：

「$LiNbO_3$ホログラムによる光変調」

8pB2（Oct. 1974 福井大学）.

6. 三上，野田，大町：

「$LiNbO_3$導波路による方向性光結合器」

22pR3（Nov. 1975 福岡大学）.

7. 三上，大町，野田：

「$LiNbO_3$導波路による方向性光結合器－補助電極による位相整合－」

27aP12（March 1976 早稲田大学）.

8. 三上，野田：

「$LiNbO_3$方向性結合形光変調素子の特性」

29pA10（March 1977 慶応大学）.

9. 三上，野田，前仏，福西：

「カルコゲナイド・ガラス薄膜を装荷した$LiNbO_3$方向性光結合器」

29pA11（March 1977 慶応大学）.

(6) 電子通信学会全国大会発表

1. 三上，野田，大町：

「方向性結合形光変調素子」

883（March 1976 東京工業大学）.

2. 三上，野田：

「方向性結合形光変調器 － 可変屈折率膜の装荷による位相整合 － 」

225（光・電波部門Nov. 1976 大阪大学）.

(7) そ の 他

1. 三上，岩崎：

「$LiNbO_3$」

光学工業技術研究組合編「ホログラム感光材料マニアル」.

2. 三上，宮沢：

「$LiNbO_3$ の光誘起屈折率変化とホログラム記録への応用」

画像技術 8月号 pp29－41（1975）.

3. 福西，三上：

「可逆ホログラムメモリ」

電子材料 10月号 pp2－7（1975）.